



Università degli Studi di Napoli “Federico II”

*Dipartimento di Ingegneria Meccanica per l’Energia*

Dottorato di ricerca in Ingegneria dei Sistemi Meccanici

XVII Ciclo

**Studio della formazione di uno spray di combustibile  
in camere di combustione a bassa pressione**

*Riccardo Stolica*

Tutori:

Ch.mi Proff. Ingg.

Raffaele Tuccillo

Maria Cristina Cameretti

Coordinatore:

Ch.mo Prof. Ing. Raffaele Tuccillo

Novembre 2005

# Indice

<b>Indice</b>	<b>i</b>
<b>Elenco delle tabelle</b>	<b>iv</b>
<b>Elenco delle figure</b>	<b>v</b>
<b>1 Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1 stato dell'arte . . . . .	4
1.2 obiettivi . . . . .	5
<b>2 Il combustore della Turbina a gas</b>	<b>7</b>
2.1 Concetti base nel disegno . . . . .	8
2.2 Principali caratteristiche di un combustore . . . . .	11
2.3 Tipi di combustori . . . . .	12
2.3.1 Il diffusore . . . . .	16
2.3.2 La zona primaria . . . . .	17
2.3.3 La zona intermedia . . . . .	19
2.3.4 La zona di diluizione . . . . .	20
2.4 La formazione di emissioni inquinanti nella Turbina a Gas . . . . .	21
2.5 Le microturbine a gas . . . . .	27
2.6 Conclusioni . . . . .	29
<b>3 Il processo di iniezione</b>	<b>31</b>
3.1 Introduzione . . . . .	31
3.2 Metodi per l'atomizzazione dei liquidi . . . . .	32
3.3 Il processo di atomizzazione . . . . .	36
3.3.1 Le forze capillari . . . . .	37
3.3.2 le forze aerodinamiche . . . . .	41
3.3.3 Analisi dimensionale del fenomeno fisico . . . . .	42
3.3.4 Efficienza dell'atomizzazione . . . . .	45
3.4 Il break-up primario . . . . .	45

---

3.5	Il break-up secondario . . . . .	51
3.6	l'evaporazione della goccia . . . . .	62
3.7	parametri rilevanti degli spray . . . . .	66
3.8	cenni sulla combustione e la produzione di specie inquinanti . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Modelli di calcolo multidimensionali</b>	<b>74</b>
4.1	Introduzione . . . . .	74
4.2	Il modello fluidodinamico . . . . .	77
4.3	La modellazione del processo di iniezione . . . . .	85
4.3.1	il modello di break-up primario . . . . .	86
4.3.2	Il modello TAB . . . . .	89
4.3.3	Il modello di onda superficiale (WAVE model) . . . . .	95
4.3.4	il modello ibrido . . . . .	99
4.3.5	Il modello di collisione e coalescenza . . . . .	100
4.3.6	il modello di evaporazione delle gocce . . . . .	103
<b>5</b>	<b>La generazione di griglia</b>	<b>109</b>
5.1	La Grid Generation . . . . .	109
5.2	Classificazione delle griglie . . . . .	110
5.3	Griglie Strutturate . . . . .	115
5.3.1	Concetti basilari . . . . .	117
5.3.2	Griglie su domini semplicemente connessi . . . . .	123
5.3.3	griglie ad $H$ , ad $O$ e a $C$ . . . . .	127
5.3.4	Griglie multiblocco . . . . .	132
5.3.5	Griglie su domini tridimensionali . . . . .	134
5.3.6	sistemi ellittici di generazione di griglia . . . . .	139
5.4	Griglie non strutturate . . . . .	143
<b>6</b>	<b>La simulazione CFD di spray di combustibile</b>	<b>154</b>
6.1	La procedura di simulazione . . . . .	154
6.2	Il generatore di griglia Icem CFD . . . . .	157
6.2.1	Breve descrizione del software . . . . .	157
6.3	Il simulatore KIVA3V . . . . .	162
6.3.1	Struttura del programma KIVA3V . . . . .	165
6.3.2	La simulazione degli spray con il codice KIVA 3V . . . . .	172
6.4	Il postprocessore <i>Spost</i> . . . . .	178
<b>7</b>	<b>Applicazioni</b>	<b>180</b>
7.1	Presentazione dei casi proposti . . . . .	180
7.2	Il combustore FiatAvio CLEAN . . . . .	182
7.3	Spray in ambiente libero . . . . .	191

---

7.4	Spray in ambiente confinato: La pre-camera di un combustore LPP . . . . .	201
7.5	Formazione della miscela reagente: Il combustore Ansaldo tipo Lean-Premixed . . . . .	209
<b>8</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>224</b>
	8.0.1 sviluppi possibili . . . . .	226

# Elenco delle tabelle

3.1	equazioni che correlano il tempo di totale rottura al numero di Weber . . . . .	61
7.1	Caratteristiche dell'ugello adoperato . . . . .	191
7.2	Caratteristiche del combustibile adoperato . . . . .	192
7.3	Valori delle costanti dei modelli di break-up adoperati . . . . .	193
7.4	Caratteristiche della corrente d'aria . . . . .	201
7.5	Caratteristiche del combustibile adoperato . . . . .	202
7.6	Caratteristiche dell'ugello adoperato . . . . .	202
7.7	Valori delle costanti dei modelli di break-up adoperati . . . . .	203
7.8	Caratteristiche delle tre mesh utilizzate . . . . .	204
7.9	Caratteristiche della corrente d'aria . . . . .	211
7.10	Caratteristiche del combustibile adoperato . . . . .	212
7.11	Caratteristiche dell'aria nei condotti della camera . . . . .	214
7.12	Caratteristiche del combustibile adoperato . . . . .	214
7.13	Caratteristiche del combustibile adoperato . . . . .	214
7.14	Caratteristiche del combustibile adoperato . . . . .	218

# Elenco delle figure

2.1	evoluzione di una camera di combustione . . . . .	10
2.2	zone principali di un combustore di turbina a gas . . . . .	11
2.3	Combustore tubolare . . . . .	13
2.4	Disposizione multican . . . . .	13
2.5	Combustore anulare . . . . .	14
2.6	Camera tubo-anulare . . . . .	15
2.7	Diffusore lungo: basse perdite di pressione dinamica . . . . .	17
2.8	Diffusore corto: poco ingombrante e sensibile alle variazioni di velocità dell'aria . . . . .	17
2.9	Moto dell'aria formato dai getti opposti . . . . .	18
2.10	Moto dell'aria formato da uno swirl stabilizzato . . . . .	18
2.11	Moto dell'aria con swirl e getti opposti combinati . . . . .	18
2.12	Spaccato di una camera di combustione anulare: notare gli iniettori del combustibile che sono dotati anche di 'swirler' per una parte dell'aria in ingresso . . . . .	19
2.13	Influenza della temperatura della zona primaria sulle emissioni di CO e NOx . . . . .	21
2.14	Combustore DLN e suo schema di funzionamento . . . . .	24
2.15	Camera di combustione tipo LPP . . . . .	26
2.16	Combustore di una microturbina da 100kW in sviluppo presso l'Ansaldo Ricerche . . . . .	28
2.17	Sistema avanzato integrato con microturbina a gas . . . . .	29
3.1	Esempio di pressure swirl atomizer . . . . .	32
3.2	Esempio di ugello tipo air-blast . . . . .	33
3.3	Classificazione degli atomizzatori . . . . .	35
3.4	Schema delle forze agenti all'interfaccia tra un liquido ed un gas che danno origine alla tensione superficiale . . . . .	38
3.5	Esempio di esperimento per la determinazione della tensione superficiale . . . . .	39
3.7	Schema delle forze aerodinamiche all'interfaccia liquido/gas . . . . .	41

3.8	Sviluppo di onde di perturbazione sulla superficie del getto . . .	46
3.9	Schema del meccanismo di breakup del getto in un ‘pressure swirl atomizer’ . . . . .	47
3.10	Onde semicircolari su una lamina fluida . . . . .	48
3.13	Progressione dei vari meccanismi di break-up della goccia in funzione del numero di Weber . . . . .	53
3.14	Valore del diametro massimo della goccia in funzione della velocità relativa tra le fasi per due valori della tensione superficiale tipici dell’acqua e di una paraffina . . . . .	56
3.15	Correlazione sperimentale tra il numero critico di Weber ( $We_c$ ) ed il numero di Ohnesorge $Z$ . . . . .	57
3.16	Valore del numero di Weber in funzione del diametro della goccia per diversi valori della velocità relativa tra le fasi . . . .	58
3.17	Valore del <i>numero di Weber</i> in funzione del diametro della goccia per diversi valori della velocità relativa tra le fasi . . . .	59
3.18	Correlazione sperimentale tra il tempo di completa rottura e il numero di Weber in funzione del numero di Ohnesorge . . . .	61
3.19	Correlazione sperimentale tra il tempo di inizio rottura e il numero di Weber . . . . .	62
3.20	Tempi di rottura calcolati per una goccia di $1mm$ di $UO_2$ in acqua in funzione del numero di Weber . . . . .	63
3.21	Contrazione del getto in ambiente quiescente . . . . .	69
3.22	Angolo dello spray in un atomizzatore con swirl . . . . .	70
4.1	Schema di frantumazione di una lamina fluida . . . . .	87
4.2	Schema dell’analogia di Taylor . . . . .	90
4.3	Deformazione della goccia . . . . .	91
4.4	La formazione dello spray nel modello WAVE . . . . .	96
4.5	Differenti forme scaturite dalla collisione di due gocce . . . . .	101
4.6	Valori di $(D/D_0)^2$ calcolati e misurati in funzione del tempo al variare della temperatura ambiente. . . . .	107
4.7	Valori di $(D/D_0)^2$ calcolati e misurati in funzione del tempo ad una temperatura ambiente di $673 K$ . . . . .	108
5.1	Piano fisico . . . . .	111
5.2	Piano computazionale . . . . .	111
5.3	Griglia non strutturata uniformemente infittita . . . . .	112
5.4	Griglia non strutturata diversamente infittita . . . . .	112
5.5	Strutturata con punto singolare . . . . .	113
5.6	Non strutturata . . . . .	113

5.7	Griglia ibrida per la simulazione di un motore a combustione interna . . . . .	114
5.8	Sistema di coordinate cilindriche sulla regione fisica anulare . .	117
5.9	Sistema di coordinate cilindriche nel piano computazionale . .	118
5.10	Sistema di coordinate cilindriche nel piano computazionale normalizzato . . . . .	120
5.11	Schema di trasformazione dal piano fisico a quello computazionale nel caso di coordinate cilindriche . . . . .	120
5.12	Trasposizione delle coordinate curvilinee nel piano fisico . . . .	121
5.13	Sistema di coordinate cilindriche in un piano fisico di forma generica . . . . .	122
5.14	Esempi di domini semplicemente connessi . . . . .	123
5.15	Esempi di sistema fisico e sistema computazionale nel caso di domini semplicemente connessi ad 'L' . . . . .	124
5.16	Esempio si sistema fisico e sistema computazionale nel caso di dominio semplicemente connesso complesso . . . . .	125
5.17	Esempio si sistema fisico e sistema computazionale nel caso di dominio semplicemente connesso rettangolare . . . . .	125
5.18	Esempio si sistema fisico e sistema computazionale nel caso di dominio semplicemente connesso con bordi curvilinei, notare la presenza inevitabile di punti di discontinuità . . . . .	126
5.19	Proiezione delle linee di griglia sull'intradosso un bordo curvilineo , presenza di punti singolari . . . . .	126
5.20	Esempio di griglia su superficie con intaglio circolare, griglia ad $H$ . . . . .	127
5.21	Esempio di griglia su superficie con intaglio circolare, griglia rettangolare . . . . .	128
5.22	Esempio di griglia su superficie con intaglio circolare, griglia a $C$	128
5.23	Esempio di griglia su superficie con foro circolare, griglia ad $H$ pluri-connessa . . . . .	128
5.24	Proiezione delle linee di griglia sull'estradosso un bordo curvilineo, assenza di punti singolari . . . . .	129
5.25	Esempio di dominio semplicemente connesso creato intorno ad un volume . . . . .	129
5.26	Deformazione del dominio che rappresenta la connessione semplice nella griglia ad $O$ , si noti la continuità del verso degli indici . . . . .	130
5.27	Continuità del verso degli indici in una griglia ad $O$ . . . . .	130
5.28	Esempio di dominio semplicemente connesso rettangolare creato intorno ad un volume con l'uso di una griglia a $C$ . . . . .	131
5.29	Discontinuità del verso degli indici in una griglia a $C$ . . . . .	131

5.30	Esempio di griglia multiblocco per la descrizione di zone circolari	132
5.31	Esempio di griglia multiblocco complessa . . . . .	133
5.32	Curve di interfaccia su griglie conformi . . . . .	133
5.33	Curve di interfaccia su griglie non conformi . . . . .	134
5.34	Spazio fisico e computazionale in un dominio tridimensionale .	135
5.35	Griglia ad $O$ generata all'interno di un cilindro . . . . .	135
5.36	Griglia ad $H$ generata all'interno di un cilindro . . . . .	136
5.37	Griglia multiblocco generata all'interno di un cilindro . . . . .	137
5.38	Griglia generata per la discretizzazione dello spazio interno ed esterno di un combustore della <i>Rolls-Royce</i> . . . . .	138
5.39	Particolare di griglia intorno ad un intaglio circolare, griglia ad $H$ . . . . .	139
5.40	Diagramma di Voronoi e corrispondente Triangolazione di Delaunay . . . . .	145
5.41	Triangolazione che rispetta il <i>criterio di Delaunay</i> (A) e triangolazione che non lo rispetta(B) per uno stesso quadrilatero .	146
5.42	Definizione del dominio . . . . .	149
5.43	Discretizzazione della frontiera . . . . .	149
5.44	Un passo del processo di generazione . . . . .	150
5.45	La griglia finale . . . . .	150
5.46	Creazione di un nuovo triangolo e sottrazione dei suoi lati dal fronte . . . . .	151
5.47	Avanzamento del fronte di generazione nella parte del dominio ancora non triangolata . . . . .	152
5.48	Creazione di un nuovo triangolo e sottrazione dei suoi lati dal fronte . . . . .	152
5.49	Creazione di un nuovo triangolo e sottrazione dei suoi lati dal fronte . . . . .	153
6.1	Schema della procedura di simulazione . . . . .	155
6.2	Interfaccia grafica di una tipica sessione di lavoro con Icem CFD	159
6.3	schema di massima del programma KIVA3V . . . . .	166
6.4	sequenza di richiamo delle routine nel <i>main program</i> . . . . .	167
6.5	sequenza di richiamo delle routine nel <i>main program</i> . . . . .	168
6.6	schema del file <i>itape5</i> . . . . .	171
6.7	Vista dello sprai in una sezione longitudinale . . . . .	172
6.8	Sezione del cono su un piano passante per gli assi $Z$ e $Y$ . . . .	175
6.9	Vista dello spray in una sezione ortogonale passante per gli assi $X$ e $Y$ . . . . .	175
7.1	Schema bidimensionale del combustore CLEAN . . . . .	183

7.2	Griglia strutturata conforme del combustore avio CLEAN ed adoperata nei calcoli . . . . .	184
7.3	Procedura computazionale e dati in ingresso al solutore . . . . .	186
7.4	Linee di flusso <i>SIMPLE CASE</i> . . . . .	188
7.5	Linee di flusso <i>SWIRL CASE</i> . . . . .	188
7.6	Isolinee della pressione statica <i>SIMPLE CASE</i> . . . . .	189
7.7	Isolinee della pressione statica <i>SWIRL CASE</i> . . . . .	189
7.8	Vettori velocità <i>SIMPLE CASE</i> . . . . .	190
7.9	Vettori velocità <i>SWIRL CASE</i> . . . . .	190
7.10	Valore degli SMD in $\mu m$ in funzione del raggio in <i>cm</i> nel caso $kr = 2.0$ . . . . .	194
7.11	Velocità assiale in <i>m/s</i> in funzione del raggio in <i>cm</i> nel caso $kr = 2.0$ . . . . .	194
7.12	Valore degli SMD in $\mu m$ in funzione del raggio in <i>cm</i> nel caso $kr = 1.5$ . . . . .	195
7.13	Velocità assiale in <i>m/s</i> in funzione del raggio in <i>cm</i> nel caso $kr = 1.5$ . . . . .	195
7.14	Valore degli SMD in $\mu m$ in funzione del raggio in <i>cm</i> nel caso $kr = 1.5$ . . . . .	196
7.15	Velocità assiale in <i>m/s</i> in funzione del raggio in <i>cm</i> nel caso $kr = 1.5$ . . . . .	196
7.16	Vettori velocità ( <i>m/s</i> ) in una sezione longitudinale dello spray	198
7.17	Vettori velocità ( <i>m/s</i> ) in una sezione ortogonale dello spray $a20mm$ dal foro dell'iniettore . . . . .	198
7.18	Evoluzione dello spray: Campo di moto . . . . .	199
7.19	Evoluzione dello spray: Distribuzione del vapore di combustibile	200
7.20	Griglia di calcolo a medio infittimento, 23805 vertici . . . . .	203
7.21	Valore degli SMD in $\mu m$ in funzione del raggio in <i>cm</i> . . . . .	205
7.22	Velocità assiale in <i>m/s</i> in funzione del raggio in <i>cm</i> . . . . .	205
7.23	Evoluzione dello spray . . . . .	206
7.24	Evoluzione dello spray: Campo di moto . . . . .	207
7.25	Evoluzione dello spray: Distribuzione del vapore di combustibile	208
7.26	Sezioni della camera di combustione Ansaldo . . . . .	210
7.27	Vista tridimensionale della camera di combustione Ansaldo . . . . .	211
7.28	Griglia strutturata sull'intero dominio della camera Ansaldo . . . . .	213
7.29	Griglia di calcolo della zona primaria della camera Ansaldo: 35358 vertici . . . . .	219
7.30	Andamento del modulo della velocità nella camera Ansaldo . . . . .	221
7.31	Andamento del modulo della velocità nella camera Ansaldo . . . . .	222
7.32	Distribuzione del vapore di combustibile nella camera Ansaldo	223

# Capitolo 1

## Introduzione

Lo studio dei processi di atomizzazione, ovvero della teoria e della tecnica di frammentazione di un liquido in particelle, può essere considerata una vera e propria disciplina a se stante. Infatti, le applicazioni in cui si fa uso di dispositivi di atomizzazione vanno ben oltre i soli processi di combustione. Spray di liquidi sono utilizzati oltre che in tali processi anche in agricoltura, medicina, processi di deposizione, verniciatura, sistemi di raffreddamento, ecc. [1][2]. Le esigenze di tali applicazioni non sono, ovviamente, le stesse e differenti sono, dunque, i requisiti, le configurazioni e le strategie richieste allo spray per una ottimizzazione dei processi in cui viene impiegato. La grande varietà di sistemi utilizzati nella pratica per la realizzazione di spray e la peculiare difficoltà di dare una formulazione matematica ai processi di atomizzazione in condizioni di interesse per le applicazioni rende necessario adottare un approccio largamente empirico alla trattazione dei problemi [3]. I liquidi che più comunemente vengono atomizzati sono l'acqua e i combustibili. L'acqua è largamente utilizzata nei processi di lavaggio e raffreddamento, mentre i combustibili liquidi rappresentano ancora oggi nel mondo una delle principali fonti di energia [4].

Sistemi di combustione che utilizzano spray di combustibile sono usati nei razzi, nelle fornaci, nei motori alternativi a combustione interna e nelle turbine a gas. In tutte queste applicazioni le caratteristiche degli spray iniettati sono di fondamentale importanza per le prestazioni delle macchine e per la produzione di specie inquinanti [?].

Anche se la formazione e la combustione degli spray vengono studiate da più di un secolo ci sono ancora molti problemi che devono essere risolti. La combustione di uno spray, d'altronde, coinvolge una grande quantità di fenomeni fisici piuttosto complessi, si pensi, ad esempio, alla frammentazione del getto uscente dall'iniettore in una nuvola di gocce di vario diametro e velocità (break-up), l'interazione di queste gocce il gas in un campo di moto turbolento, l'impatto delle gocce sulla parete della camera, l'evaporazione di queste, solo per citarne alcune [?].

Negli ultimi anni, normative sempre più ristrette hanno obbligato i progettisti di turbine a gas, come anche quelli che si interessano di altri generi di motori, ad affrontare il problema della produzione di specie inquinanti allo scarico senza mortificare, ma anzi continuando a sviluppare e migliorare, le prestazioni della macchina. Obiettivi fondamentali sono, quindi, diventati quelli di far raggiungere alla macchina condizioni in cui l'ignizione possa avvenire semplicemente ed in un ampio campo di funzionamento, in cui si possa ottenere una elevata efficienza di combustione e si possano ridurre al minimo la produzione di inquinanti e la formazione di polveri sottili. Purtroppo alcune di queste esigenze sono in forte contrasto tra loro, si pensi, ad esempio, che ottenere una riduzione degli ossidi di azoto contrasta con la formazione del monossido di carbonio e degli idrocarburi incombusti [?].

Si comprende, a questo punto, l'importanza della formazione e dell'evaporazione dello spray e della formazione della miscela combustibile in caso si

utilizzi un combustibile liquido. In questi anni le strade percorse dai progettisti sono state varie, sicuramente si è osservato che la geometria della camera gioca un ruolo determinante nel miscelamento influenzando soprattutto sui tempi di permanenza del combustibile in camera, ma anche sul livello di turbolenza in questa presente. Molti sforzi sono stati anche compiuti nello studio degli atomizzatori per migliorarne l'efficienza, ed estenderne il campo di utilizzo. Si è arrivati, così a sviluppare nuovi tipi di combustori come quelli a geometria variabile in cui si utilizzano per la fiamma, in funzione del regime del motore, diverse zone del combustore e diversi ugelli per l'iniezione, oppure le camere LPP (Lean Premixed Prevaporized) in cui l'evaporazione ed il miscelamento della miscela avviene a monte dell'ingresso di questa in camera di combustione. In questo quadro di grande fervore nella ricerca e sviluppo di combustori 'puliti' si inserisce anche crescente domanda di micro turbine per la produzione di energia su piccola scala.

In molte di queste configurazioni di combustori vengono adoperati ugelli tipo 'pressure-swirl' con valori relativamente bassi della pressione di funzionamento (minori di 10 bar).

Per migliorare la comprensione di questi fenomeni viene in aiuto la fluidodinamica computazionale (CFD), un utile strumento che permette di studiare i fenomeni separatamente, cosa che non può essere compiuta con il solo approccio sperimentale. Inoltre le misure sperimentali dello spray possono essere invasive o impossibili con strumenti ottici, si pensi alla misura nel *core* dello spray o in altre zone ugualmente dense.

## 1.1 stato dell'arte

Sono molteplici gli studi in letteratura che si interessano della simulazione fluidodinamica dell'atomizzazione di combustibili, anche se sono per la maggior parte orientate verso l'utilizzo in camere di combustione di motori alternativi. O'Rourke e Amsden [?] per primi hanno messo a punto un modello (TAB Taylor Analogy Breakup) per la descrizione del break-up della goccia basato sull'analogia di Taylor tra l'oscillazione e la distorsione di una goccia con un sistema massa-molla con smorzamento. Reitz e Diwakar [?] e Liu, Mather e Reitz [?], invece, utilizzano un modello di break-up basato sulle onde di perturbazione che riesce a simulare anche la fase di rottura del getto. Tanner [?] e Tanner e Weisser [?] implementano il modello TAB, che frammenta eccessivamente il getto, ottenendo un nuovo modello (ETAB: Enhanced TAB) in cui la disintegrazione della goccia viene modellata con una legge esponenziale che lega il diametro medio delle gocce figlie al tempo di rotture delle gocce madri. I Modelli fin qui visti hanno un campo di utilizzo piuttosto ristretto, le gocce, infatti, in base alla loro velocità relativa con il gas circostante, presentano diversi meccanismi di rottura. Con l'intento di superare queste difficoltà Bianchi e Pelloni [?] e Bella, Rocco e Umbertini [?] hanno messo a punto dei modelli 'ibridi' che, in base ad un parametro discrezionale, utilizzano il modello più idoneo per il regime di atomizzazione in atto. Nel caso degli atomizzatori tipo 'pressure swirl' i modelli fino ad ora citati non simulano adeguatamente il getto che fuoriesce dall'iniettore e la fase di break-up primario, Reitz ed al.[?] ed Han e Tryggvason [?] hanno, invece, sentito l'esigenza di dover distinguere le due fasi di iniezione proponendo un modello di iniezione per il getto a *cono cavo*.

Dal punto di vista sperimentale indagini attinenti a quelle del presente lavoro sono state condotte da Lefebvre [?] e Gupta ed al [?] dove, nel primo, viene

messa in evidenza l'influenza della pressione ambiente sullo spray generato da un ugello 'pressure swirl', mentre, nel secondo si confrontano lo sviluppo dello spray con swirl e senza swirl

Per applicazioni in camere di combustione tipo *LPP* sono rilevanti i lavori di Schmehl, Maier e Witting [?] e Marchione, Allouis, Amoresano e Beretta [?].

## 1.2 obiettivi

Il presente lavoro si pone come obiettivo principale quello di simulare in modo più aderente alla realtà fisica il processo di atomizzazione con ugelli 'pressure swirl' in camere di combustione a bassa pressione.

Per raggiungere questo scopo si è proceduto alla rivisitazione dei modelli di frantumazione del getto presenti nel simulatore fluidodinamico. Date le basse pressioni dell'ambiente in cui si inietta, infatti, i numeri di Weber che si raggiungono sono dell'ordine delle decine, questo significa che il fenomeno del break-up si presenta abbastanza vario da non poter essere simulato con un unico modello matematico (TAB o WAVE) ma piuttosto si deve pensare l'utilizzo di più modelli capaci, ognuno, di simulare in maniera adeguata uno dei possibili modi in cui la goccia di combustibile può frantumarsi. In aggiunta si deve ritenere anche non idonea agli scopi proposti, la simulazione della fase di iniezione e di break-up primario del getto.

Il simulatore Kiva3v ammette come variabili di ingresso la dimensione media delle gocce prodotte dall'iniettore e la loro velocità. Risulta chiaro che fornire tali dati è possibile solo se si hanno a disposizione degli specifici dati sperimentali sull'iniettore o sull'ugello da adoperare.

Ulteriore scopo di questo lavoro, quindi, è quello di poter utilizzare come dati in ingresso la pressione di iniezione o la sua differenza con la pressione

presente nell'ambiente in cui si inietta, l'angolo di apertura del cono ed un parametro caratteristico dell'efflusso, vuoi il coefficiente d'efflusso o il numero di efflusso (Flow Number) o anche un qualsiasi altro parametro geometrico necessario a caratterizzare la bontà dell'ugello utilizzato.

Data la necessità di confrontare i risultati ottenuti dalla simulazione con quelli presenti in letteratura provenienti da lavori sia teorici che sperimentali si rende necessaria l'introduzione nel simulatore di una subroutine che, generando un opportuno file in uscita, renda possibile il postprocessing dei dati utilizzando programmi commerciali. Sempre allo stesso scopo si è avvertita la necessità di creare un software specifico per l'analisi degli spray che possa fornire diagrammi e risultati necessari al confronto.

## Capitolo 2

# Il combustore della Turbina a gas

Durante gli ultimi quaranta anni la tecnologia dei combustori per turbine a gas non ha subito mai radicali cambiamenti, ma, piuttosto, ha visto uno sviluppo graduale e continuo, tanto che, se si paragonano i combustori attualmente in servizio con quelli della generazione precedente, non si scorgono grandi differenze sia nelle dimensioni che nella forma. Questo non deve portare a pensare che non vi sia più grande sviluppo in questo componente, in quanto il disegno dei combustori per turbine a gas ha dei ben precisi vincoli geometrici e tecnici dettati dai limiti imposti dagli altri componenti della macchina e dalla necessità di ottenere rendimenti di macchina sempre più elevati. Così le dimensioni esterne dei combustori sono vincolate dalle necessità del compressore e soprattutto della turbina, oltre che dal contenere l'ingombro totale della macchina. Il disegno delle parti interne, invece, deve provvedere a ridurre al massimo le perdite di carico, soprattutto nel diffusore a valle del compressore, e deve garantire un rendimento di combustione molto prossimo al 100%.

Attualmente lo sviluppo di questo componente è concentrato sul problema della riduzione degli inquinanti, date le sempre più severe leggi in materia,

e sulla possibilità di adoperare nella stessa macchina un gamma sempre più ampia di combustibili. Si deve considerare, inoltre, che per ottenere rendimenti sempre più elevati, si deve inevitabilmente innalzare quanto più possibile il punto 3 nel piano entropico del ciclo ideale di funzionamento, ovvero si deve incrementare il valore della temperatura dei gas in ingresso alla turbina e del rapporto di compressione dell'intera macchina. Il problema dell'incremento di temperatura e pressione non è superabile solo con l'adozione di materiali sempre più idonei a rispondere alle sollecitazioni dinamiche e termiche che ne derivano, ma deve essere affrontato anche con l'adozione di particolari accorgimenti nel disegno dei combustori, come l'adozione di sistemi di raffreddamento o di schermi termici protettivi. Altri vincoli nella progettazioni di combustori sono senza dubbio la necessità di ridurre l'ingombro e il peso di questo componente, e nel raggiungere consumi specifici sempre più bassi, vincoli che ben si giustificano se si considerano le spiccate propensioni aeronautiche di questa macchina.

## 2.1 Concetti base nel disegno

Prima di procedere con una analisi più dettagliata dei combustori per turbine a gas è necessario fare alcune considerazioni sulla geometria di base di quello che si può definire un combustore convenzionale. La figura (2.1-a) mostra la forma più semplice possibile per un combustore: un condotto rettilineo che collega il compressore con la turbina. Sfortunatamente questa soluzione non è praticabile in quanto originerebbe delle perdite di pressione eccessive. La caduta di pressione è, infatti, proporzionale al quadrato della velocità dell'aria che attraversa il condotto, considerando che all'uscita del compressore questa raggiunge valori ben maggiori di  $100\text{m/s}$  la caduta di

pressione raggiunge valori che non permetterebbero un corretto funzionamento del motore. Per ridurre questa perdita si è quindi costretti a rallentare il flusso attraverso l'uso di un diffusore, come mostrato nella figura (2.1-b), che ne rallenterà la velocità con un fattore usualmente prossimo a 5. Comunque, nonostante si sia rallentato il flusso con il diffusore, si deve creare localmente una regione a bassa velocità, in prossimità dell'iniettore, in cui la fiamma possa sostenersi, la figura (2.1-c) mostra una possibile soluzione con l'uso di uno schermo protettivo. Anche quest'ultima soluzione non è percorribile in quanto per produrre il desiderato innalzamento di temperatura il rapporto aria combustibile nell'intera camera deve essere normalmente circa 40 che è ben oltre i limiti di infiammabilità di una miscela aria-idrocarburo. Si consideri che, idealmente, il rapporto di equivalenza nella zona primaria di combustione di queste camere intorno allo 0.8 e ultimamente si sta spingendo verso valori più bassi data la crescente necessità di ridurre le emissioni di ossidi di azoto. Per risolvere questo problema si sostituisce lo schermo con una superficie perforata in modo da creare un condotto principale, in cui avverranno i fenomeni di combustione e dei condotti laterali, detti liner, che avranno il compito di fornire aria, solo quando necessario, al condotto principale, (2.1-d). In questo modo si è riusciti a creare un'area a bassa velocità, detta zona primaria, nella quale la combustione viene sostenuta dalla miscela fresca che, entrando nella camera, trova come continua sorgente di accensione i gas combusti di ricircolo. L'aria non richiesta dalla combustione viene addotta a valle della zona primaria per ridurre la temperatura dei gas combusti a valori accettabili per la turbina; questa viene detta zona di diluizione. In genere tra le due zone sopradette viene introdotta una zona intermedia il cui scopo è quello di recuperare le perdite dovute alla dissociazione chimica dei prodotti primari di combustione, questo viene fatto attraverso l'introduzione

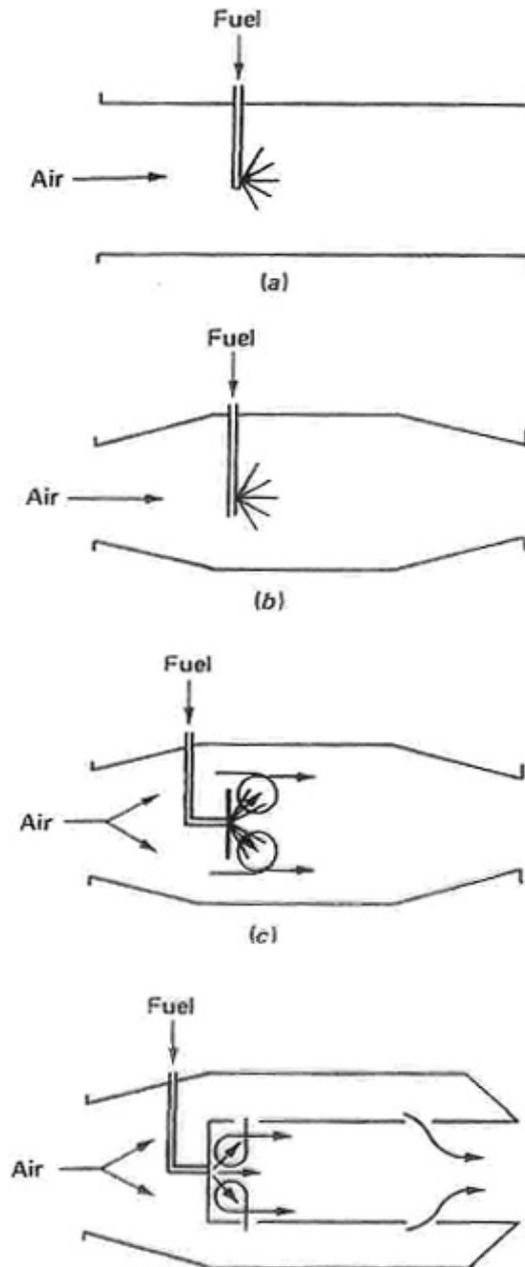
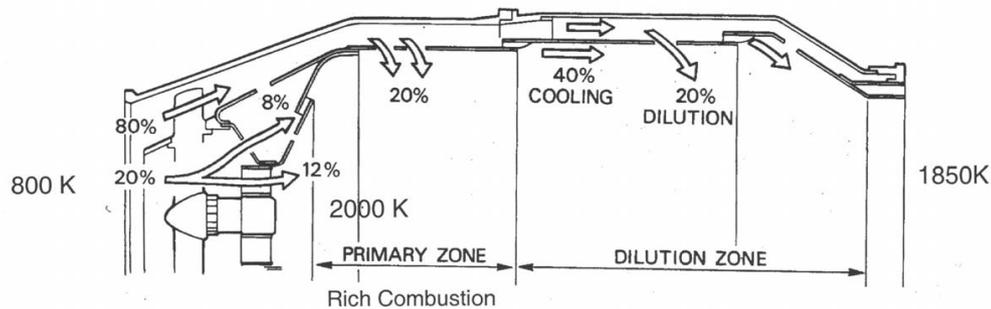


Figura 2.1: evoluzione di una camera di combustione



**Figura 2.2:** zone principali di un combustore di turbina a gas

in camera di piccole quantità di aria. Quello proposto non è altro che un disegno base, come si vedrà più avanti le moderne camere di combustione presentano modifiche significative per essere adattate allo specifico caso per cui sono progettate, in tutte, però, si potrà notare la presenza del diffusore e del liner.

## 2.2 Principali caratteristiche di un combustore

Un combustore di una turbina a gas deve soddisfare un'ampia gamma di esigenze la cui importanza è relativa all'applicazione per cui in motore viene progettato. Comunque si può ritenere che ogni combustore debba avere i seguenti requisiti:

- Alta efficienza di combustione per far in modo di convertire tutta l'energia chimica contenuta nel combustibile;
- Una accensione omogenea in qualunque condizione ambientale;
- Ampi limiti di stabilità della fiamma, questa deve essere sempre accesa per ampi campi di pressione, velocità e rapporto aria combustibile della miscela in ingresso;

- Assenza di onde di pressione o di manifestazioni di instabilità dovute alla combustione;
- Basse perdite di carico;
- Distribuzione della temperatura in uscita tale da massimizzare la vita delle pale della turbina;
- Basse emissioni di fumo, di incombusti e di inquinanti;
- Grandezza e peso contenuti, forma compatibile con il progetto dell'intero motore;
- Devono durare nel tempo con costi di manutenzione bassi;
- Capacità di bruciare vari tipi di combustibile (policombustibile).

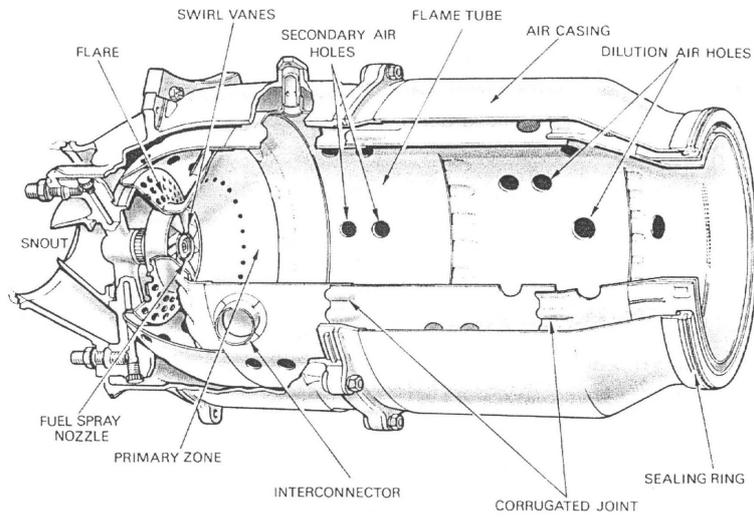
Per i motori aeronautici si può comprendere facilmente che le esigenze di peso e ingombro siano fondamentali, mentre per i motori industriali è molto più importante che questi siano durevoli e policombustibile.

## 2.3 Tipi di combustori

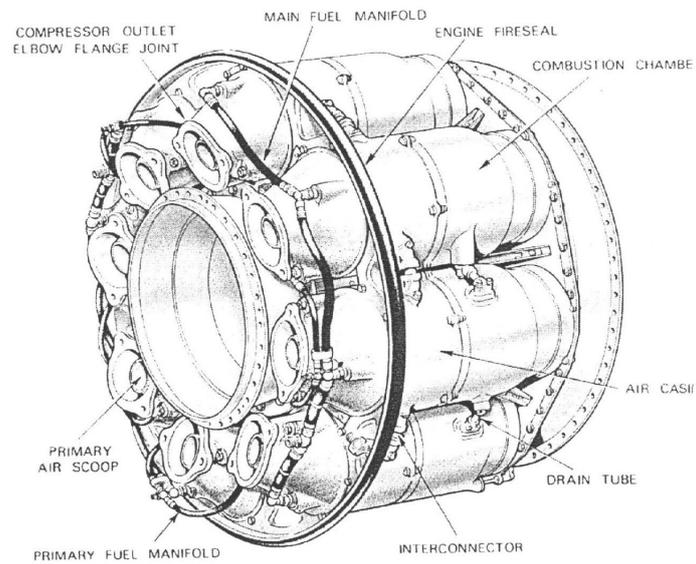
Esistono tre tipologie base di combustori: *tubolari*, *anulari* e *tubo-anulari*.

- Una camera *tubolare* è composta da un liner cilindrico montato internamente e sullo stesso asse ad un case anche esso cilindrico come mostrato nella figura (2.3). Se, poi, le camere di combustione tubolari vengono montate lungo la circonferenza della macchina si parla di sistemazione multi-can (figura 2.4).

Questo arrangiamento di solito è composto dai sette ai sedici e oltre combustori tubolari anche se non è insolito vedere montato in alcune



**Figura 2.3:** Combustore tubolare

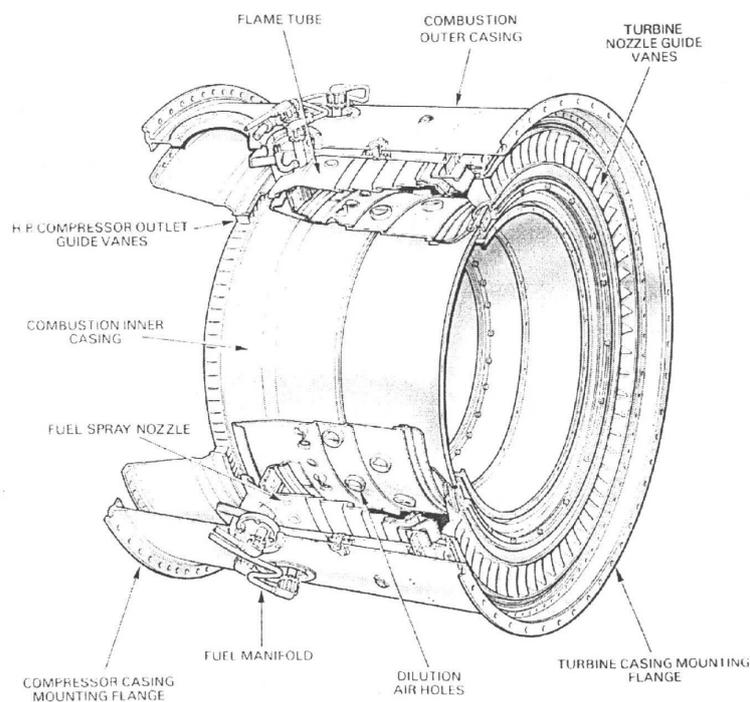


**Figura 2.4:** Disposizione multican

turbine industriali o nei propulsori aeronautici di piccola potenza un unico combustore (arrangiamento single can come mostrato in figura 2.3).

Bisogna comunque precisare che i combustori tubolari non si adattano ad essere inseriti in un propulsore aeronautico a causa del loro peso elevato e del notevole ingombro che va ad inficiare le caratteristiche aerodinamiche dell'intero motore.

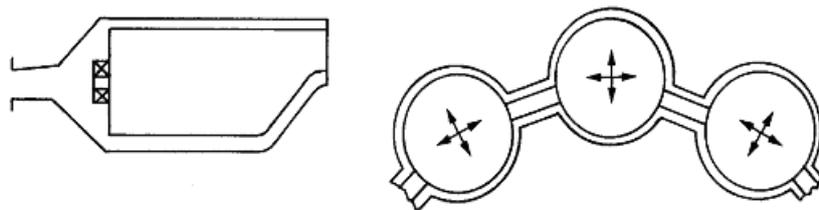
- Una camera anulare è composta da un liner anulare, che segue l'intera circonferenza del motore, montato internamente ad un case anche esso anulare e coassiale con il liner, così come mostrato nella figura (2.5). Un combustore del genere è ideale per applicazioni aeronautiche grazie



**Figura 2.5:** Combustore anulare

al suo ingombro ridotto, alla leggerezza ed alla forma, con questo tipo di camere si possono progettare motori compatti ed aerodinamicamente efficienti. Purtroppo una siffatta configurazione da origine a problemi di buckling soprattutto sul liner esterno che viene esposto alle elevate temperature sviluppatesi in camera di combustione. Le distorsioni che si raggiungono arrivano spesso a compromettere il corretto funzionamento di questo componente in quanto possono interferire con il flusso di aria di raffreddamento e cambiare il profilo di temperatura in uscita. In queste camere, a causa della loro forma che genera un percorso essenzialmente rettilineo tra compressore e turbine, può insorgere un altro problema: una piccola variazione del profilo di velocità dell'aria in ingresso può produrre un notevole cambiamento della distribuzione di temperatura in uscita.

- Le camere tubo-anulari consistono in un gruppo di liner cilindrici alloggiati in un unico case anulare che circonda l'intero motore, così come mostrato in figura (2.6). Questo tipo rappresenta il tentativo di combi-



**Figura 2.6:** Camera tubo-anulare

nare la compattezza delle camere anulari con le migliori caratteristiche dei sistemi tubolari. Nei confronti dell'arrangiamento anulare il tubo-anulare presenta il vantaggio di un Il problema principale di una siffatta camera di combustione sta nell'ottenere un percorso sufficientemente

ampio che riesca a contenere un flusso d'aria consistente, in particolare può presentare grossi problemi il disegno del diffusore. Questo problema fa sì che le camere tubo-anulari siano state soppiantate da quelle anulari nei moderne turbine a gas di grandi potenze.

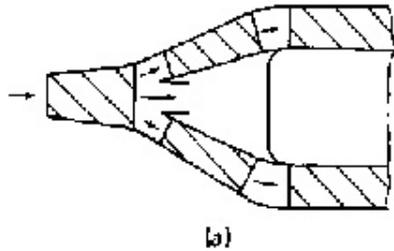
### 2.3.1 Il diffusore

Uno dei principali requisiti di queste camere di combustione è, come detto, la necessità di minimizzare le perdite di carico che il fluido ha nell'attraversare in combustore. Una parte di queste perdite, che viene detta  $\Delta P_{cold}$ , è dovuta semplicemente dalla necessità di spingere l'aria nel condotto, mentre la parte restante, detta  $\Delta P_{hot}$ , viene causata dalla adduzione di calore fornita al flusso che viaggia ad alta velocità, la caduta totale di pressione è allora:

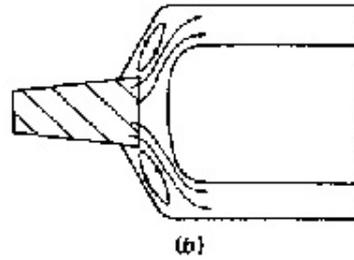
$$\Delta P_{tot} = \Delta P_{cold} + \Delta P_{hot}$$

Il  $\Delta P_{cold}$  si può ancora distinguere in  $\Delta P_{diff}$  e  $\Delta P_{liner}$ , il primo dovuto alla presenza del diffusore mentre l'altro dovuto alla presenza del liner. Mentre quest'ultimo genera una benefica perdita dovuta alla turbolenza in quanto questa è necessaria per un corretto mixing tra combustibile e comburente ed aumenta l'efficienza della combustione, le perdite nel diffusore sono del tutto indesiderate. Per quanto detto, quindi, un combustore ideale deve essere quello in cui tutte le perdite fredde siano attribuibili solo alla presenza del liner. In un moderno combustore le perdite fredde si aggirano intorno a valori del 2–6% della pressione dell'aria in ingresso. Un buon diffusore deve, allora, non solo ridurre la velocità del flusso, al fine di ridurre le perdite dovute al successivo attraversamento della camera dello stesso flusso, ma anche di recuperare quanto più possibile la pressione dinamica dell'aria in ingresso e di fornire al liner un flusso stabile e lineare. Esistono due diverse filosofie

nel disegno di un diffusore per questo tipo di applicazione: la prima è di impiegare un condotto relativamente lungo per ridurre al minimo le perdite di pressione dinamica come viene mostrato in figura (2.7); La seconda, invece,



**Figura 2.7:** Diffusore lungo: basse perdite di pressione dinamica



**Figura 2.8:** Diffusore corto: poco ingombrante e sensibile alle variazioni di velocità dell'aria

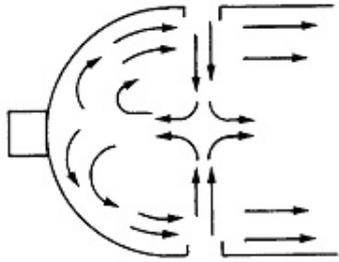
prevede l'uso di un diffusore corto montato subito a valle del compressore seguito da una espansione improvvisa come mostrato in figura (2.8). Una tale configurazione ha l'indubbio vantaggio di essere meno ingombrante e di permettere al flusso che raggiunge il liner di essere meno sensibile alle variazioni di velocità che si possono avere all'uscita dal compressore, chiaramente un diffusore di questo tipo comporta la presenza di notevoli perdite di carico.

### 2.3.2 La zona primaria

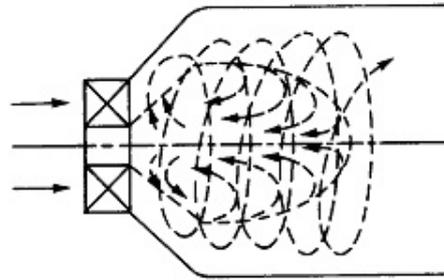
Le funzioni della zona primaria sono quelle di sostenere la fiamma e di provvedere che si sia temperatura, tempo e turbolenza necessarie alla completa combustione del carburante. Per raggiungere questi scopi è necessario creare, come già detto in precedenza, dei vortici nel fluido attorno alla fiamma. Si possono creare moti di ricircolo sia su larga scala, usando pochi fori di grosso diametro, che su piccola scala, adoperando una configurazione che prevede molti fori di piccolo diametro. Quest'ultima, rispetto alla prima soluzione, ha il vantaggio di dare un grande rilascio di calore a scapito, però,

di una minore propensione a mantenere la fiamma accesa e di una maggiore perdita di carico.

Da punto di vista progettuale, per ottenere un soddisfacente ricircolo, si ricorre all'uso di getti d'aria contrapposti (fig: 2.9), che entrano nella zona primaria in direzione radiale, o di swirler posti all'ingresso della camera, che creano un moto vorticoso in direzione assiale (fig: 2.10). Una soluzione otti-

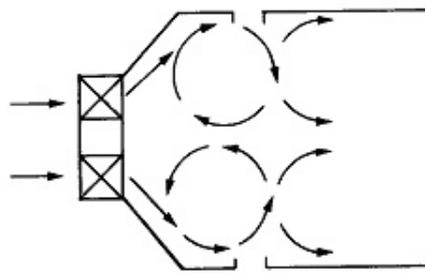


**Figura 2.9:** Moto dell'aria formato dai getti opposti



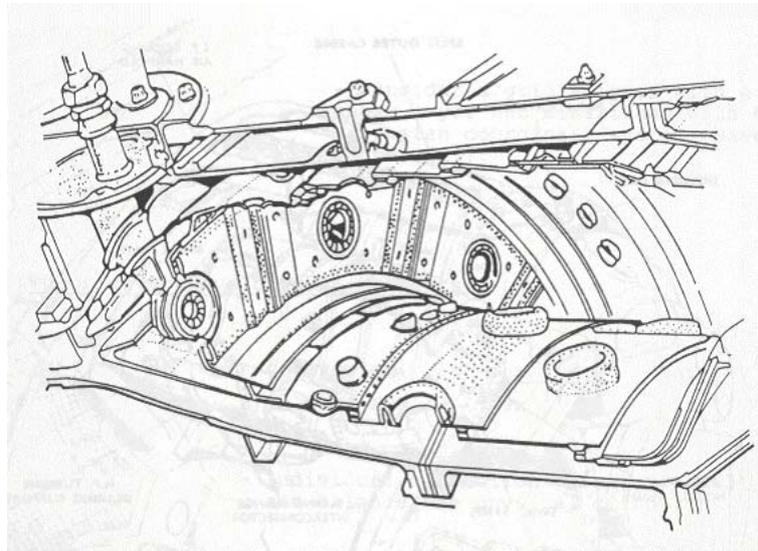
**Figura 2.10:** Moto dell'aria formato da uno swirl stabilizzato

male, che sta avendo una grande diffusione, viene fornita dalla combinazione di tutti e due i sistemi (fig: 2.11). Nella figura (2.12) viene riportato uno



**Figura 2.11:** Moto dell'aria con swirl e getti opposti combinati

spaccato di una camera di combustione anulare in cui si possono notare gli swirler e tutta la zona primaria in cui avviene la formazione della miscela.



**Figura 2.12:** Spaccato di una camera di combustione anulare: notare gli iniettori del combustibile che sono dotati anche di 'swirler' per una parte dell'aria in ingresso

### 2.3.3 La zona intermedia

La zona intermedia ha la funzione di recuperare la perdita energetica dovuta alla dissociazione. L'anidride carbonica contenuta nei gas combusti, infatti, alle alte temperature raggiunte nella zona primaria (circa  $2300K$ ), si dissocia in monossido di carbonio e ossigeno. Se i gas combusti così composti passassero direttamente nella zona di diluizione e fossero, quindi, investiti da un getto di aria fredda, si avrebbe il congelamento della composizione e tutta la  $CO$  contenuta, che è potenzialmente un combustibile, verrebbe gettata via allo scarico. Inserendo una zona intermedia, invece, si rende l'abbassamento di temperatura più graduale e si dà il tempo alle reazioni di combustione di completare il loro processo.

Nelle applicazioni aeronautiche una ulteriore funzione della zona intermedia è quella di prolungare la zona primaria in quanto alle basse pressioni (elevate altitudini) la bassa concentrazione di aria e combustibile fa sì che le reazioni

siano più lente. La zona intermedia deve allora provvedere a prolungare la permanenza ad un'alta temperatura dei gas che si stanno ossidando prima che questi arrivino alla zona di diluizione dove una grande quantità di aria fredda va ad abbassare repentinamente la temperatura congelando tutti i processi di combustione.

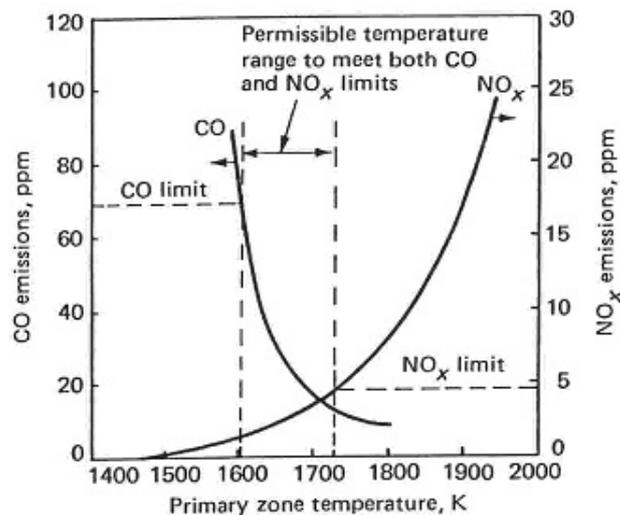
In applicazioni terrestri la lunghezza di tale zona raggiunge è tipicamente compresa tra 0.5 e 0.7 del diametro o dell'altezza del liner, mentre nei motori degli aerei progettati per volare ad elevate altitudini per lunghi periodi la zona intermedia può estendersi fino a raggiungere l'altezza di un liner.

### 2.3.4 La zona di diluizione

La funzione della zona di diluizione è quella di riunire i due flussi, quello dei gas combusti proveniente dalla zona intermedia e quello dell'aria in eccesso per la combustione, che dopo aver assolto la funzione di raffreddamento delle superfici del liner, entra nella zona di diluizione attraverso una o più file di fori praticati nel liner stesso. La forma e la quantità di questi fori viene dettata dalle necessità della turbina. Infatti la principale caratteristica richiesta nello sviluppo di questa zona è quella di ottenere sulla superficie di uscita un livello sufficientemente basso di temperatura tale da non provocare danni alle prime schiere di pale della turbina, inoltre si deve assicurare, sempre sulla superficie di uscita, una distribuzione di temperatura omogenea e compatibile con le richieste della turbina. Dimensioni caratteristiche di questa zona del combustore sono quelle che prevedono un rapporto lunghezza diametro compreso tra 1.5 e 1.8.

## 2.4 La formazione di emissioni inquinanti nella Turbina a Gas

Le norme che regolano le emissioni inquinanti stanno diventando sempre più stringenti, di conseguenza si stanno sviluppando nuovi concetti nel disegno dei combustori che possano far fronte alle nuove richieste. Nella zona primaria le esigenze dettate dalla riduzione del fumo e degli ossidi di azoto sono esattamente opposte a quelle che garantiscono la riduzione del monossido di carbonio e degli idrocarburi incombusti (fig: 2.13) [?], per cui, per superare queste nuove difficoltà, i progettisti hanno dovuto stravolgere i disegni delle camere di combustione tradizionali. I fattori principali che controllano



**Figura 2.13:** Influenza della temperatura della zona primaria sulle emissioni di CO e NO<sub>x</sub>

le emissioni inquinanti da TG sono di seguito riassunte:

- temperatura della zona primaria;
- rapporto di equivalenza;

- tempo di residenza nella zona primaria;
- caratteristiche di raffreddamento del liner;
- il ruolo della zona intermedia.

I metodi per ridurre le emissioni di  $CO$  e  $HC$  si basano essenzialmente sul:

- miglioramento dell'atomizzazione dello spray di combustibile e sul favorire l'evaporazione rapida dello stesso;
- sulla redistribuzione del flusso di aria per mantenere il rapporto di equivalenza prossimo a quello ottimale (0.7);
- aumento del volume della zona primaria e allungamento dei tempi di residenza in questa zona;
- riduzione dell'aria di raffreddamento perché si possano completare le reazioni di ossidazione senza che i prodotti parziali congelino;
- distribuzione dell'iniezione in stadi.

I metodi per ridurre le emissioni di  $NO$  si basano essenzialmente sulla

- riduzione della temperatura di reazione ed eliminazione di punti caldi (hot spots) nella zona di reazione;
- riduzione dei tempi di residenza nella zona primaria, è qui, infatti, che si presentano le massime temperature e concentrazioni di  $NO_X$ .

I metodi per sviluppare combustori a basso tenore di  $NO_X$  si basano su modifiche al disegno convenzionale della camera, alla geometria del liner, alla distribuzione del flusso di aria, a sistemi più sofisticati di iniezione e tecniche nuove di raffreddamento delle pareti. Tra i metodi usati abbiamo l'iniezione di acqua ed il ricircolo dei gas di scarico, in grado di diluire la miscela

aria/combustibile abbassando le temperature di fiamma, soluzione applicabile anche a combustori preesistenti ed utilizzabile anche con combustibile liquido. L'acqua si dimostra essere il diluente più efficace, riducendo drasticamente le temperature di picco e quindi gli  $NO$ , provocando di contro un aumento di  $CO$ . Inoltre, l'iniezione di acqua presenta degli svantaggi in termini di consumi e in alcune località anche problemi di approvvigionamento. Inoltre, l'acqua deve essere demineralizzata, processo costoso e comunque la vita media del combustore tende a diminuire a causa dello sporcamento delle pareti. Meno drastico è l'abbattimento di  $NO$  con l'iniezione di vapore, sebbene l'aumento di  $CO$  sia minore e siano ridotti sono anche i problemi legati all'invecchiamento del combustore. Infine, la diluizione si può ottenere anche con azoto o aria (combustori DLN Dry-Low-Nox vedi fig: 2.14) per superare i problemi di iniezione di acqua e vapore. In generale, utilizzare aria come diluente per il combustibile già nella zona primaria significa effettuare una combustione premiscelata con eccessi d'aria. Con tale metodo però non è facile realizzare un miscelamento perfetto tra aria e combustibile (specialmente con combustibili liquidi), nonché evitare che la combustione avvenga prima della camera (flashback) ed infine avere una combustione stabile e mantenere le condizioni desiderate a tutti i carichi.

Negli anni sono state seguite diverse strade, le più interessanti si sono rilevate:

1. Le camere di combustione a *geometria variabile*

La soluzione della geometria variabile comporta una netta riduzione delle emissioni con una conseguente complicazione meccanica del motore. Nel caso in cui sia totalmente variabile, una grande quantità di aria è introdotta nel combustore in condizioni di massima potenza per minimizzare la quantità di  $NO_X$  e particolato carbonioso e provvedere

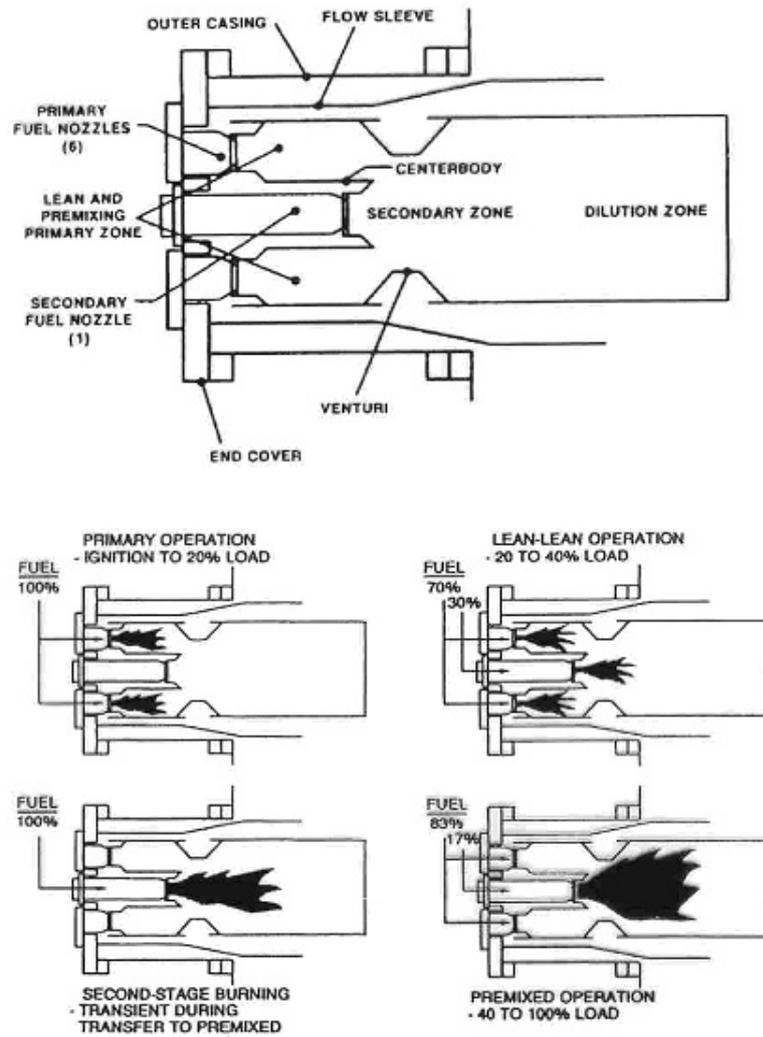


Figura 2.14: Combustore DLN e suo schema di funzionamento

ad un adeguato raffreddamento. Al ridursi della potenza del motore una parte di questa aria viene inviata alla zona di diluizione per mantenere la temperatura della zona primaria entro i limiti per ridurre le emissioni, diminuendo anche il flusso di combustibile. I combustori a geometria variabile dovrebbero almeno teoricamente essere utilizzati insieme ai sistemi di iniezione premixed prevaporized in modo da evitare i massimi di temperatura che tipicamente favoriscono la formazione di  $NO$ , nonché i valori minimi che invece permettono la formazione degli  $CO$ .

### 2. I combustori LPP (*Lean Premixed Prevaporized*)

Il principio di funzionamento di questi combustori è quello di realizzare una completa evaporazione del combustibile e un completo mescolamento con l'aria prima che inizi la combustione. In tal modo nella zona primaria si lavora con rapporti combustibile/aria bassi e temperature di reazione piuttosto contenute eliminando picchi di temperatura nella zona di combustione con drastica diminuzione di  $NO_X$ . Il sistema LPP perché sia realmente efficiente si dovrebbe usare congiuntamente alla geometria variabile, come detto sopra, poiché operando da solo ai bassi carichi potrebbe trovarsi in condizioni troppo magre tali da provocare lo spegnimento. Spesso si necessita di una accensione pilota che faciliti l'inizio combustione e sostenga la fiamma in condizioni di funzionamento difficili.

### 3. *Combustione a stadi*

Con questa tecnica il processo di combustione avviene in più stadi, in modo che invece di iniettare il combustibile in una unica zona, lo si inietta in vari punti della camera dove realizzare zone ad alta tempera-

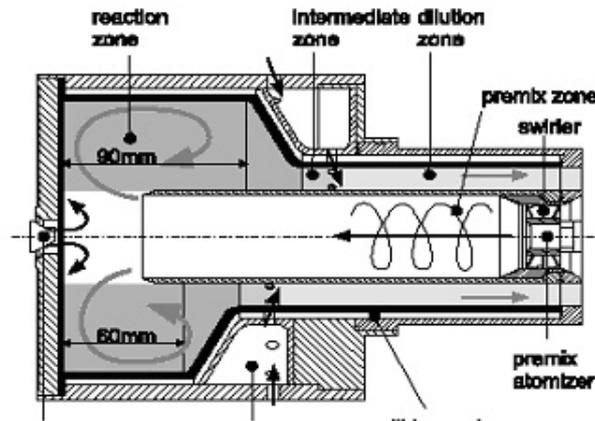


Figura 2.15: Camera di combustione tipo LPP

tura. Naturalmente anche l'ingresso dell'aria dovrà essere suddiviso in varie parti perché si possano ridurre le emissioni inquinanti. Il tipico approccio si basa sul realizzare una zona primaria con iniezione di combustibile ben miscelato per ottenere le giuste temperature al minimo di funzionamento ed agire come sorgente di calore pilota alle altre zone del combustore per gli altri carichi. Si prevede che ci sia una o più zone di combustione, ognuna con una sua alimentazione di aria e combustibile autonoma. In questa maniera si ottiene una ottima distribuzione del combustibile, mentre nella geometria variabile è migliore la distribuzione dell'aria in ingresso, ma in entrambe lo scopo ultimo è quello di regolare le temperature di combustione per rientrare con i valori di emissione nei limiti ammessi in tutte le condizioni di funzionamento.

4. *Combustori catalitici* Il processo di catalisi permette l'ossidazione del combustibile a temperature ben più basse di quelle ai limiti in infiammabilità del combustibile. Per tal motivo, l'uso del catalizzatore nelle turbine a gas permette una combustione stabile con picchi di tempe-

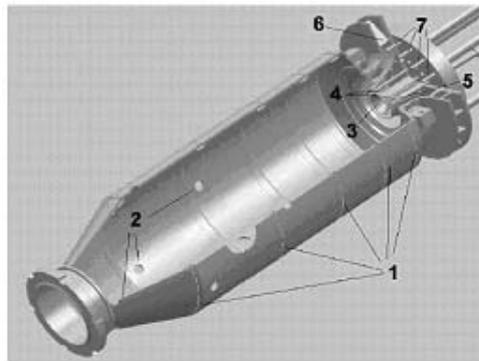
ratura di circa  $1000K$  più bassi rispetto a quelle che abbiamo abitualmente, riducendo drasticamente gli  $NO_X$ . Di solito il combustibile è iniettato a monte del reattore per evaporare e mescolarsi con l'aria e poi la miscela entrerà nel reattore catalitico dove ci sarà l'ossidazione. Un problema che può sorgere con il combustore catalitico è l'auto-combustione del combustibile a monte del catalizzatore nelle zone più ricche vicino all'iniettore, e perciò è di fondamentale importanza che il miscelamento aria-combustibile avvenga in tempi estremamente ridotti.

5. *Combustori RQL (Rich-Quirk-Lean)* Queste camere sono caratterizzate da una zona primaria ricca di combustibile, una zona intermedia con introduzione di forte flusso di aria che si mescola rapidamente ai gas combusti, completando la combustione, e una zona di diluizione dove la coda della combustione avviene con forti eccessi di ossigeno. Tale tipo di combustore appartiene alla classe di quelli realizzati per ottenere basse emissioni di ossido di azoto.

## 2.5 Le microturbine a gas

L'impiego delle turbine a gas per la generazione di potenze inferiori ai  $100kW$  è una realtà sicuramente innovativa. Infatti, se le turbine a gas da pochi  $MW$  non sono altro che uno 'scale-down' delle unità più grandi (operando in ciclo semplice e con compressore e turbina assiali), le microturbine sono caratterizzate da un completo ripensamento dell'architettura della macchina e si basano sull'impiego di un ciclo rigenerativo e di turbomacchine radiali, assai più economiche ed operanti ad un numero di giri elevatissimo. Gli elementi fondamentali sono [?]:

- *Il turbocompressore*, costituito da un compressore centrifugo e da una turbina radiale centripeta, operante a velocità dell'ordine dei  $70.000 \div 100.000$  RPM;
- *Il rigeneratore*, necessario a conseguire prestazioni ottimali con i limitati rapporti di compressione del ciclo (circa 4) consentiti dalla tipologia delle turbomacchine; tale scambiatore, nelle applicazioni stazionarie delle MTG, ha generalmente configurazione a superficie, con geometrie di scambio termico specializzate a promuovere la convezione forzata [?];
- *Il combustore*, che, pur non presentando peculiarità rispetto alla normale tecnologia delle turbine a gas, consente di raggiungere valori di emissioni di  $NO_X$  dell'ordine di  $10 \div 25$  ppmvd al 15% di  $O_2$ , indicativamente un ordine di grandezza in meno rispetto ai motori alternativi a gas di pari potenza. (vedi fig: 2.16)



**Figura 2.16:** Combustore di una microturbina da  $100kW_e$  in sviluppo presso l'Ansaldo Ricerche

In seguito alle proiezioni relative ad un mercato e ad una tecnologia con notevoli prospettive di sviluppo, tutti i costruttori sono concordi nell'affermare che, nei confronti dei diretti concorrenti (i motori alternativi a gas), le microturbine offrono i seguenti notevoli vantaggi [?]:

- Emissione notevolmente ridotte, in termini specifici al  $kWh$  prodotto;
- costi specifici confrontabili od inferiori nell'ipotesi di costituzione di un mercato consistente;
- rendimenti (e quindi costi di combustibile) ad oggi confrontabili, ma migliorabili in prospettiva con l'avanzamento tecnologico;
- minori pesi ed ingombri, maggiore facilità di installazione, minore rumore e vibrazioni;
- manutenzione notevolmente ridotta ed a costi assai inferiori;
- possibilità di impiego di diversi combustibili con adattamenti minimi.

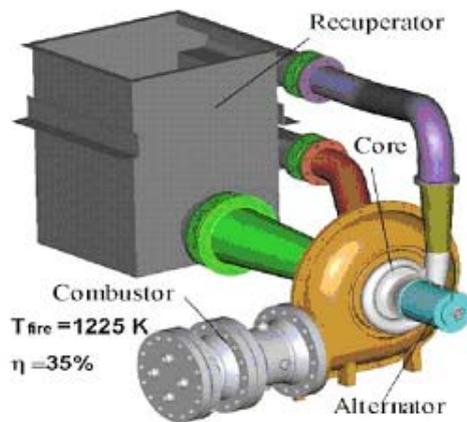


Figura 2.17: Sistema avanzato integrato con microturbina a gas

## 2.6 Conclusioni

Da quanto detto è facile comprendere le difficoltà incontrate dai progettisti per ottenere disegni di combustori che soddisfino tutti i requisiti citati

sopra, in special modo se si considera che molti di questi sono in antitesi tra di loro: si consideri, ad esempio, la necessità di innalzare la temperatura massima  $T_3$ , per raggiungere rendimenti elevati, con la necessità di contenere le temperature in camera di combustione, per ridurre la produzione di alcune specie inquinanti come gli  $NO_X$ . E' in questo quadro che, negli ultimi anni, la CFD sta rivestendo un ruolo sempre più importante soprattutto nella prima fase di progettazione di questo componente. Grazie al suo aiuto gli sviluppatori riescono ad ottenere, in tempi brevi e con sicurezza, una soluzione base molto vicina a quella finale, lasciando poi alla sperimentazione la determinazione esatta della soluzione progettuale definitiva.

# Capitolo 3

## Il processo di iniezione

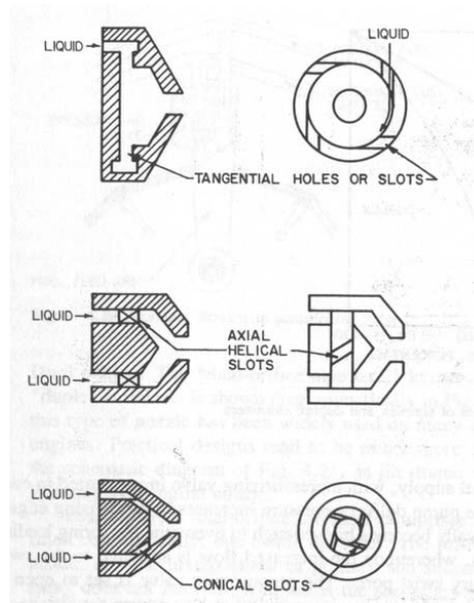
### 3.1 Introduzione

La maggior parte dei combustibili impiegati nelle turbine a gas sono liquidi e pertanto devono essere polverizzati prima di essere iniettati nella zona di combustione. Infatti le normali benzine non sono sufficientemente volatili da produrre vapori in quantità necessaria all'accensione e alla combustione. L'atomizzazione è quel processo attraverso il quale un liquido, sotto forma di corpo unico, si disintegra in gocce sotto l'azione di un sistema di forze. Questo sistema di forze agisce sulla superficie di separazione tra il corpo liquido ed il gas circostante generando su di essa delle instabilità che innescano un processo di frantumazione del getto inizialmente compatto, in gocce di vario diametro in moto nel gas circostante con altrettante varie velocità. L'obiettivo principale di un sistema di atomizzazione è dunque quello di produrre un valore elevato del rapporto superficie-volume del fluido iniettato. Tutto ciò si traduce in alti valori della velocità di evaporazione al fine di migliorare l'efficienza dello scambio di calore, quantità di moto e materia tra le due fasi e, dunque, dell'intero processo di combustione.

## 3.2 Metodi per l'atomizzazione dei liquidi

I dispositivi utilizzati per la disintegrazione in gocce del liquido iniettato vengono generalmente chiamati atomizzatori. Un atomizzatore può essere un apparecchio indipendente oppure essere un componente di una più complessa parte di un iniettore, ma, in ogni caso, lo scopo fondamentale che è chiamato ad assolvere è quello di generare un'elevata velocità relativa tra il fluido iniettato e l'aria presente nell'ambiente circostante. Una classificazione degli atomizzatori può essere fatta tenendo conto del tipo di energia utilizzata per ottenere la frantumazione del getto.

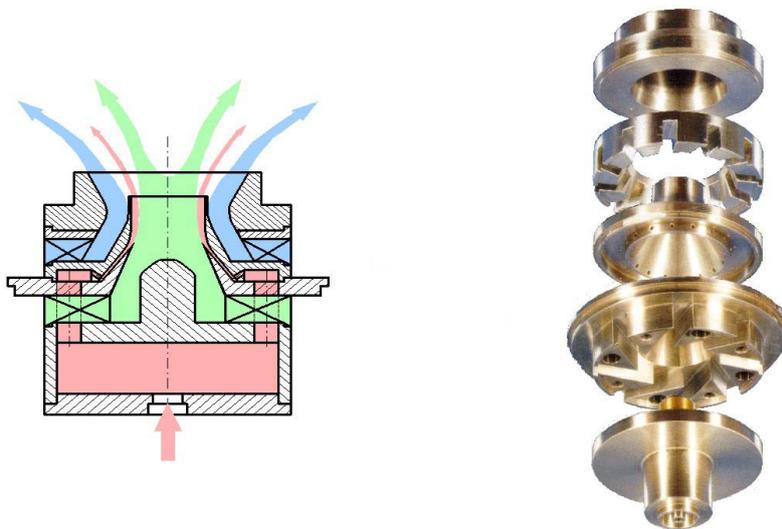
- Quando l'energia utilizzata deriva da quella posseduta dal liquido stesso si parla di 'pressure atomizers' o di 'pressure swirl atomizers', in questo secondo tipo viene imposto un moto sia assiale che rotatorio al liquido iniettato. il principio di funzionamento è basato sull'utilizzo dell'energia



**Figura 3.1:** Esempio di pressure swirl atomizer

posseduta dal liquido che si trova ad una pressione notevolmente superiore rispetto a quella dell'ambiente in cui questi deve essere iniettato. Durante la fase di iniezione questa energia di pressione viene convertita in energia cinetica, permettendo al getto di liquido di entrare nel combustore con una elevata velocità relativa rispetto al gas presente, questo provoca un'elevata instabilità sulla superficie del getto. Questo gruppo di atomizzatori può, a sua volta, essere suddiviso in tre tipi 'jet atomizers', 'swirl atomizers' e 'jet-swirl atomizers'. Questa famiglia di ugelli ha l'indubbio vantaggio di essere economici e semplici, ma non risultano adatti all'uso di liquidi viscosi e non operano bene quando vengono adoperati al di fuori del loro punto di progetto.

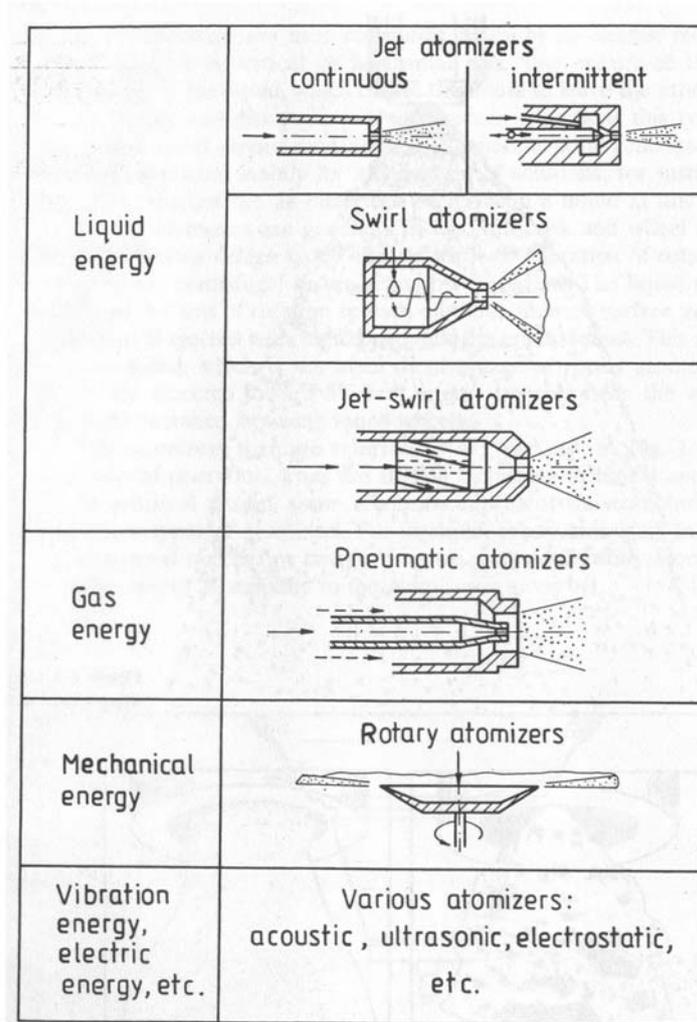
- negli atomizzatori pneumatici l'energia necessaria alla frantumazione del getto viene ricavata da quella posseduta da un gas ad alta pressione che scorre nell'iniettore stesso. La differenza di velocità che si



**Figura 3.2:** Esempio di ugello tipo air-blast

viene a creare tra il gas e il liquido fa in modo da ottenere una buona disintegrazione del getto. L'interazione tra fluido e gas può avvenire all'interno o all'esterno dell'iniettore e può essere ottenuta inserendo il getto di liquido sia con l'asse parallelo alla corrente di gas che ortogonale a questa. Nel primo caso si svilupperanno onde di perturbazione che provocheranno la distruzione del getto, nel secondo, invece, a produrre la frantumazione della colonna liquida è l'azione dinamica del gas. Esistono, poi, atomizzatori che utilizzano entrambi i principi suddetti iniettando il fluido o il gas o entrambi con un certo moto rotatorio attorno all'asse di iniezione (swirl). Questi atomizzatori trovano applicazione in vari campi ed in particolare modo quando si ha la necessità di polverizzare fluidi con alto valore di viscosità, in tal caso si presta bene l'utilizzo di vapore d'acqua come gas di iniezione.

- Gli atomizzatori rotativi sono caratterizzati dal fatto di ricavare l'energia sufficiente alla frantumazione della colonna liquida da una sorgente meccanica esterna. Il fluido viene iniettato su un piattello rotante in genere guidato da un motore elettrico. Il getto che raggiunge il disco rotante viene sottoposto ad una forte accelerazione centripeta e di conseguenza un'elevata energia cinetica. In determinate condizioni questo tipo di atomizzatori riesce a raggiungere una polverizzazione di elevata qualità, producendo gocce di dimensioni piuttosto omogenee. Gli atomizzatori rotativi sono molto utilizzati quando il liquido è una soluzione o nei processi di essiccazione in quanto può atomizzare liquidi a basse pressioni.



**Figura 3.3:** Classificazione degli atomizzatori

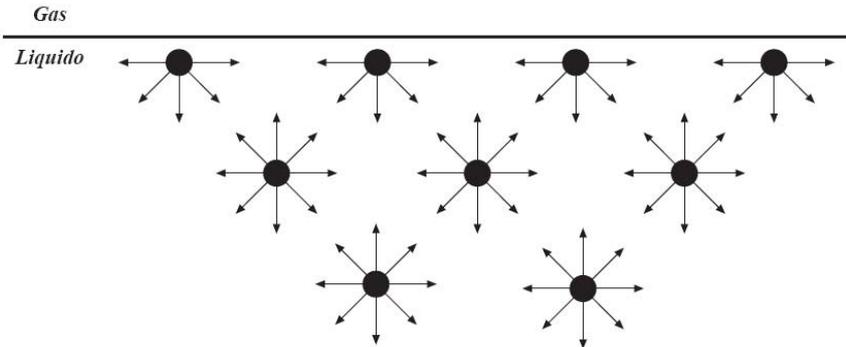
### 3.3 Il processo di atomizzazione

Lo studio dei processi di atomizzazione, ovvero della teoria e della tecnica di frammentazione di un liquido in particelle, può essere considerata una vera e propria disciplina a se stante. Infatti, le applicazioni in cui si fa uso di dispositivi di atomizzazione vanno ben oltre i soli processi di combustione. Spray di liquidi sono utilizzati oltre che in tali processi (per iniettare il combustibile in bruciatori di fornaci, turbine, motori a combustione interna, razzi, ecc.) anche in agricoltura, medicina, processi di deposizione, verniciatura, sistemi di raffreddamento, ecc. Le esigenze di tali applicazioni non sono, ovviamente, le stesse e differenti sono dunque i requisiti richiesti per una ottimizzazione dei processi e le configurazioni e le strategie impiegate per soddisfarli. La grande varietà di sistemi utilizzati nella pratica per la realizzazione di spray e la peculiare difficoltà di dare una formulazione matematica ai processi di atomizzazione in condizioni di interesse per le applicazioni rende necessario adottare un approccio largamente empirico alla trattazione dei problemi. Nella pratica comune il processo di atomizzazione consiste nella frammentazione di strutture liquide quali getti, lamine e gocce realizzata trasformando energia (tipicamente meccanica) in energia superficiale. Il caso più semplice di un processo di atomizzazione è quello che ha luogo nella rottura di una colonna liquida all'uscita di un condotto cilindrico o di un foro. La rottura di una struttura liquida (goccia, getto, lamina) avviene di solito per l'instaurarsi all'interfaccia tra liquido e gas di oscillazioni ondose che, in particolari condizioni, possono amplificarsi fino a portare alla disgregazione della struttura stessa o, comunque, favoriscono il distacco di porzioni di liquido da essa. Energia cinetica, del getto liquido stesso o di una corrente gassosa che interagisce con esso, o energia meccanica, fornita per mezzo di dispositivi vibranti o in movimento, viene utilizzata al fine di pro-

muovere tali oscillazioni e l'instaurarsi di un regime di atomizzazione. In tale processo le forze capillari, legate alla tensione superficiale, e le forze inerziali, dovute alla velocità relativa tra le due fasi, sono la causa dell'instaurarsi delle oscillazioni mentre la viscosità agisce in maniera da ridurre le instabilità della struttura liquida ritardandone la sua disgregazione e incrementando le dimensioni delle strutture formate. In tal senso i parametri che intervengono in tale processo sono sostanzialmente la tensione superficiale ( $\sigma$ ), la densità del mezzo ( $\rho$ ) e la sua viscosità ( $\mu$ ). Questo processo viene comunemente definito *Break-up*. Esso si distingue in *break-up primario* quando il fenomeno interessa la frantumazione del getto uscente dall'iniettore, mentre viene detto *break-up secondario* quello che descrive la scissione di una goccia madre in più gocce figlie.

### 3.3.1 Le forze capillari

A causa della sua rilevanza nei processi di disgregazione di strutture liquide si intende, a questo punto, chiarire il concetto di tensione superficiale al fine di giungere ad una definizione operativa di esso. Le forze di attrazione reciproca delle molecole (forze capillari) possono essere considerate la causa dell'insorgere della tensione superficiale. Uno schema esemplificativo di tali forze è rappresentato nella figura 3.4. Una molecola del liquido lontana dalla superficie di discontinuità è attirata da tutte le molecole nel suo intorno. L'insieme delle forze è disposto isotropicamente per cui la sua risultante è nulla. Al contrario una molecola sulla superficie di discontinuità viene attratta solo dalle molecole all'interno del liquido per cui la forza risultante è perpendicolare alla superficie rivolta verso il liquido. Le molecole tendono quindi ad affondare nel liquido e conseguentemente la superficie di discontinuità tende a ridursi. La superficie può essere pensata come una membrana



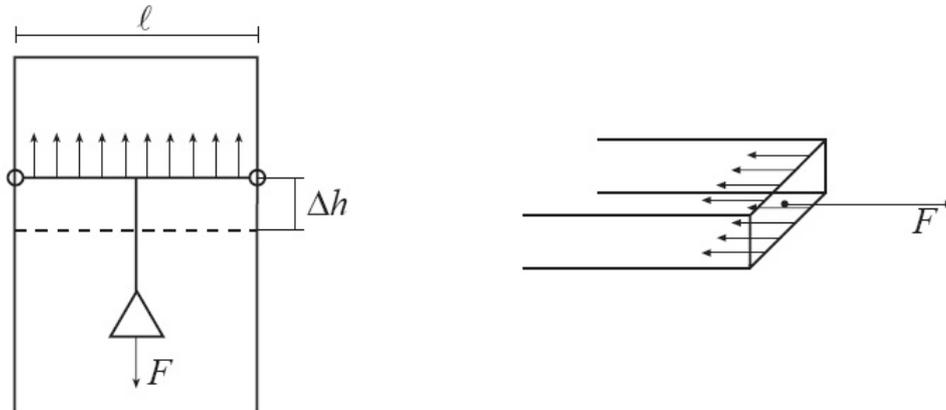
**Figura 3.4:** Schema delle forze agenti all'interfaccia tra un liquido ed un gas che danno origine alla tensione superficiale

elastica in cui si esercita una tensione non proporzionale all'estensione della superficie (tensione superficiale). Una definizione più formale della tensione superficiale è la seguente:

*La tensione superficiale è la forza per unità di lunghezza che si esercita nel piano tangente alla superficie di discontinuità liquido-gas su un arbitrario segmento della superficie.*

Un semplice sistema sperimentale che permette di illustrare l'effetto della presenza della tensione superficiale (ed anche di misurarla) e costituito da una struttura rettangolare filiforme in cui un lato è scorrevole (vedi fig.3.5). Dopo l'immersione della struttura in un liquido al suo interno si forma una lamina che tende a ritrarsi. Se al lato scorrevole viene applicata una forza  $F$ , che si oppone alla riduzione della lamina e che la stabilizza, si può dimostrare che  $F$  è linearmente proporzionale alla lunghezza del lato scorrevole. La costante di proporzionalità si pone uguale a due volte la tensione superficiale (perché la forza che si oppone alla tensione superficiale agisce sulle due facce della lamina). All'equilibrio la forza  $F$  è data dall'espressione:

$$F = 2\sigma\ell \quad (3.1)$$



**Figura 3.5:** Esempio di esperimento per la determinazione della tensione superficiale

E' possibile anche una interpretazione dell'azione della tensione superficiale in termini di energia superficiale. Consideriamo, infatti, una estensione, dovuta all'applicazione della forza  $F$ , che incrementa di  $\Delta h$  un lato del rettangolo.  $F$  compierà un lavoro:

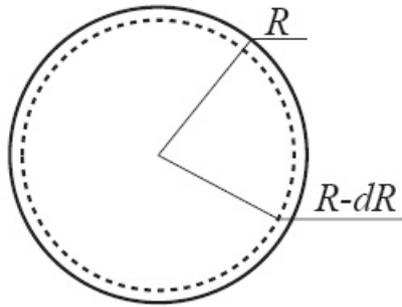
$$F \cdot \Delta h = 2\sigma l \cdot \Delta h \quad (3.2)$$

da cui dividendo per l'incremento di area:

$$\frac{F \cdot \Delta h}{2l \cdot \Delta h} = \frac{\text{lavoro}}{\text{incrementodiarea}} = \sigma \quad (3.3)$$

In altri termini la tensione superficiale moltiplicata per l'area della superficie liquido-gas è l'energia di Gibbs (potenziale, libera) associata alla superficie e che, ovviamente, tenderà al minimo possibile (compatibilmente con i vincoli del sistema). Questa relazione mostra come il lavoro di frammentazione di una struttura liquida, comportando un incremento della superficie globale, richiede la trasformazione di energia in energia superficiale in misura tanto più grande quanto maggiore è la tensione superficiale del liquido. La reazione della tensione superficiale ad una perturbazione applicata ad una interfaccia si manifesta attraverso l'insorgere di una pressione (detta capillare) che si

oppone all'azione della perturbazione. La relazione che lega tale pressione alle caratteristiche geometriche dell'interfaccia ed al valore della tensione superficiale è detta equazione di Laplace. Essa consente di calcolare la forza dovuta alla tensione superficiale. Ad esempio per una sfera di raggio  $R$  (vedi



**Figura 3.6:**

fig. 3.6) l'energia superficiale sarà  $\sigma 4\pi R^2$ . Se consideriamo una riduzione del raggio della sfera di  $dR$  dovuto all'azione della tensione superficiale, la variazione di energia associata sarà  $8\pi R\sigma dR$ . All'equilibrio la riduzione di energia superficiale relativa alla riduzione del raggio sarà bilanciata da una variazione di pressione  $\Delta P$  all'interfaccia. Il lavoro eseguito dalla tensione superficiale per bilanciare tale pressione sarà  $\Delta P 4\pi R^2 dR$ . Ne segue che all'equilibrio:

$$\Delta P 4\pi R^2 dR = 8\pi R\sigma dR \quad (3.4)$$

da cui:

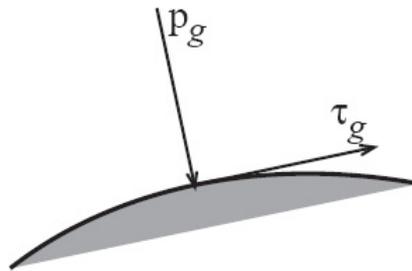
$$\Delta P = 8 \frac{2\sigma}{R} \quad (3.5)$$

Tale relazione è l'equazione di Laplace per una interfaccia sferica e rappresenta la pressione capillare che si genera a causa della tensione superficiale all'interfaccia di una goccia sferica. Nel caso di un cilindro infinito di raggio  $R$  l'equazione di Laplace sarà:  $\Delta P = \frac{\sigma}{R}$  e, più in generale, la pressione

capillare per una arbitraria superficie sarà data dal rapporto della tensione superficiale e del raggio di curvatura locale della superficie. Per tale motivo gli effetti della tensione superficiale saranno tanto maggiori quanto più piccole sono le dimensioni caratteristiche delle strutture liquide considerate.

### 3.3.2 le forze aerodinamiche

Fino ad ora abbiamo considerato solo forze interne al liquido. Ciò consente di studiare i meccanismi di rottura dell'interfaccia per velocità relative tra liquido e gas molto piccole ( $\approx 1m/s$ ). A velocità maggiori diventano invece importanti le forze aerodinamiche che si esercitano sull'interfaccia e che, a grandi velocità, diventano le forze dominanti dei processi di atomizzazione. Queste forze possono essere rappresentate mediante due vettori perpendicolari tra loro (vedi fig 3.7), la  $P_g$  agisce perpendicolarmente all'interfaccia e va a contrastare la pressione capillare, generata dalle forze dovute alla ten-



**Figura 3.7:** Schema delle forze aerodinamiche all'interfaccia liquido/gas

sione superficiale, sostenendo ed amplificando le oscillazioni presenti sulla interfaccia. Questa forza viene generata dalla differenza di pressione che si crea nello strato limite in prossimità della superficie di separazione tra gas e fluido quando quest'ultimo si trova ad avanzare nell'ambiente circostan-

te. Invece, la  $\tau_g$  agisce tangenzialmente alla superficie e aiuta la rimozione di particelle di liquido da essa. Ambedue queste forze sono proporzionali alla pressione dinamica del gas calcolata come  $\frac{1}{2}\rho_g v^2$ , dove  $v$  è la velocità relativa gas-liquido.

### 3.3.3 Analisi dimensionale del fenomeno fisico

Per procedere con lo studio teorico e utile introdurre in questa fase l'analisi dimensionale del fenomeno fisico. Il processo di atomizzazione è caratterizzato principalmente dal diametro medio delle gocce prodotte. I seguenti parametri influiscono sulla dimensione della goccia:

- $\ell$  dimensione lineare caratteristica dell'atomizzatore
- $V$  Velocità relativa iniziale tra liquido e gas
- $\sigma$  tensione superficiale
- $\rho_L, \rho_G$  Densità rispettivamente del liquido e del gas
- $\mu_L, \mu_G$  Viscosità dinamica rispettivamente del liquido e del gas

Si sono, in questo modo, selezionati otto parametri caratteristici, mentre le dimensioni di tali parametri contengono solo tre unità di misura (m,kg,s). Le quantità  $\ell, V, \rho_G$  sono considerati parametri di base in quanto sono dimensionalmente indipendenti e contengono le suddette unità di misura. Il primo teorema dell'analisi dimensionale dice che la dimensione di ciascun parametro deve essere espresso come prodotto dei parametri di base, eventualmente elevati a potenza. Il secondo teorema (teorema di Buckingham) permette la descrizione di relazioni per mezzo di equazioni che contengono  $(n - m)$  criteri dimensionali, dove  $n$  è il numero totale delle variabili caratteristiche

del fenomeno, mentre  $m$  è il numero di unità di misura. Nel caso in esame si ha  $m=8$ ,  $n=3$  per cui il teorema può essere scritto nella forma:

$$f(K_1, K_2, K_3, K_4, K_5) = 0 \quad (3.6)$$

dove

$$\begin{cases} K_1 = \bar{D}L^{a_1}V^{b_1}\rho_G^{c_1} \\ K_2 = \sigma L^{a_2}V^{b_2}\rho_G^{c_2} \\ K_3 = \mu_L L^{a_3}V^{b_3}\rho_G^{c_3} \\ K_4 = \mu_G L^{a_4}V^{b_4}\rho_G^{c_4} \\ K_5 = \rho_L L^{a_5}V^{b_5}\rho_G^{c_5} \end{cases} \quad (3.7)$$

La condizione che i parametri  $K$  siano adimensionale è che anche il termine a destra delle equazioni sopra riportate siano adimensionali. Sviluppando il sistema si giunge alla soluzione:

$$\frac{\bar{D}}{L} = f(We, Lp, M, N) \quad (3.8)$$

dove i quattro numeri adimensionali Sono:

- Il *numero di Weber*  $We$ :

$$We = \frac{\rho_G V^2 L}{\sigma} \quad (3.9)$$

Questo numero esprime il rapporto tra le forze aerodinamiche e quelle capillari;

- Il *numero di Laplace*  $Lp$ :

$$Lp = \frac{\rho_L \sigma L}{\mu_L^2} \quad (3.10)$$

Questo numero esprime il rapporto tra le forze capillari e le forze viscosse del liquido. Per alcuni liquidi, come gli idrocarburi, la densità e

la tensione superficiale variano in maniera insignificante tanto che il numero di Laplace rappresenta semplicemente l'effetto della viscosità nel processo di atomizzazione;

- Il *numero caratteristico M*:

$$M = \frac{\rho_G}{\rho_L} \quad (3.11)$$

che rappresenta il rapporto tra le densità del gas e del liquido;

- Il *numero caratteristico N*:

$$N = \frac{\mu_G}{\mu_L} \quad (3.12)$$

che rappresenta il rapporto tra le viscosità dinamiche del gas e del liquido.

Dalla combinazione dei numeri adimensionali  $We$ ,  $Lp$  e  $M$  si giunge alla definizione del numero di Reynolds, infatti combinando come segue i tre numeri si ha:

$$Re = \sqrt{\frac{WeLp}{M}} \quad (3.13)$$

da cui si ha:

$$Re = \frac{\rho_L V L}{\mu_L} = \frac{V L}{\nu_L} \quad (3.14)$$

Come si può notare il numero di Weber è l'unico a contenere la velocità di efflusso, quindi, fissate le dimensioni caratteristiche dell'ugello e il tipo di fluido adoperato il numero di Weber da solo descrive e caratterizza l'intero processo. Se si vuole tenere conto dell'influenza della viscosità del liquido nel processo di break-up si introduce il *numero di Ohnesorge* definito come:

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{M} \quad (3.15)$$

Questo gruppo adimensionale rappresenta il rapporto tra le forze interne viscosi e le forze capillari.

### 3.3.4 Efficienza dell'atomizzazione

Il processo di trasferimento di energia (meccanica o di altra natura) in energia superficiale,  $E_s$ , durante il processo di atomizzazione è ovviamente non completo. Una parte dell'energia,  $E_a$ , fornita per l'atomizzazione rimane sotto forma di energia cinetica,  $E_c$ , delle strutture liquide formate durante l'atomizzazione. Si ha dunque:

$$E_a = E_s + E_c \quad (3.16)$$

È possibile definire un'efficienza del processo di atomizzazione come:

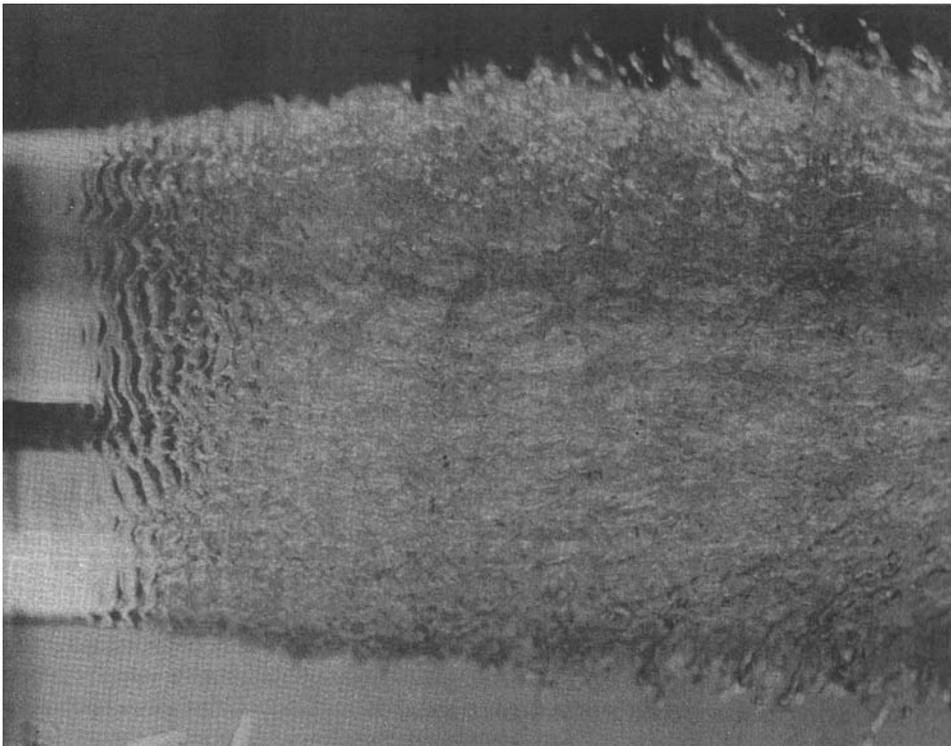
$$\eta_a = \frac{E_s}{E_a} \quad (3.17)$$

Il valore della  $\eta_a$  è in generale molto piccolo ed i processi di atomizzazione non sono da considerare molto efficienti dal punto di vista del trasferimento di energia alla superficie. D'altra parte in molti processi di combustione si vuole che il liquido atomizzato abbia una certa energia cinetica al fine di favorire fenomeni di ulteriore atomizzazione e promuovere gli scambi di calore ed il miscelamento con l'aria del combustibile. Infatti, la distribuzione dello spray nello spazio e il suo accoppiamento con i flussi gassosi di comburente giocano un ruolo determinante nella ottimizzazione del processo globale di combustione.

## 3.4 Il break-up primario

Come detto precedentemente per break-up primario si intende il processo di frantumazione in gocce del getto liquido che fuoriesce dall'iniettore. Da qualsiasi tipologia di iniettore il combustibile fuoriesce sotto forma di getto liquido compatto con forme che variano a seconda del tipo di ugello utilizzato dando luogo ad uno spray con una determinata forma. Il meccanismo

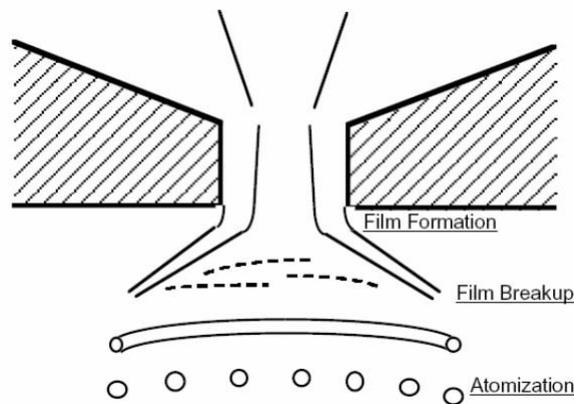
di break-up primario è di fondamentale importanza negli spray, poiché ne regola l'evoluzione temporale e, di conseguenza, incide sulle loro principali caratteristiche. Il distacco di gocce dal getto, in prossimità dell'interfaccia tra la fase liquida e la fase aeriforme, è dovuta alla formazione di onde generate da perturbazioni dell'equilibrio statico della superficie stessa. Una causa di tali perturbazioni sono le forze di attrito conseguenti al moto relativo tra il liquido e l'aeriforme che lo circonda. Tuttavia questa non è la sola causa. Infatti studi recenti hanno dimostrato l'esistenza di perturbazioni già dentro l'ugello dell'iniettore. Queste perturbazioni sono dovute alla turbolenza del



**Figura 3.8:** Sviluppo di onde di perturbazione sulla superficie del getto

liquido nei condotti e al fenomeno della cavitazione. La presenza di onde superficiali non è condizione sufficiente per la formazione delle gocce: queste si generano quando tali onde raggiungono condizioni critiche, vale a dire con-

dizioni di instabilità, quali pulsazione e lunghezza d'onda critica, per cui si formano delle creste dalle quali si staccano particelle di liquido (vedi fig.3.8). La disintegrazione di una lamina liquida, come anche quella di un getto, dipende principalmente dalla velocità di uscita dall'iniettore. A causa della perdita di stabilità la lamina si disintegra dando origine da prima in getti per poi separarsi ulteriormente in gocce (vedi fig.3.9).

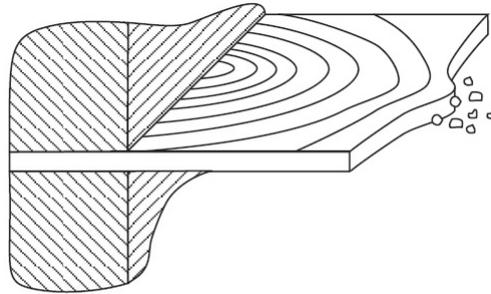


**Figura 3.9:** Schema del meccanismo di breakup del getto in un 'pressure swirl atomizer'

### Atomizzazione di una lamina piana

Il problema della atomizzazione di una lamina piana non ha, di per se, una valenza tecnologica molto rilevante. Esso però consente di introdurre alcuni dei concetti che sono alla base del funzionamento dei più comuni ugelli a lamina conica di largo impiego nei bruciatori convenzionali. Anche nel caso della lamina, così come nel caso di un getto liquido è possibile distinguere differenti regimi di atomizzazione in funzione delle velocità relative tra la lamina e l'aria dell'ambiente. Per basse velocità del getto la rottura della lamina avviene per un meccanismo molto simile a quello della rottura del

getto nel regime di Rayleigh. Con la formazione di gocce con dimensioni paragonabili allo spessore della lamina all'estremità della stessa a causa di instabilità che si propagano sulla sua superficie. Nel caso di viscosità elevata all'estremità della lamina si possono formare dei filamenti che si atomizzano secondo il meccanismo di Rayleigh. In realtà una lamina piana non è stabile a meno che essa non sia guidata da due setti laterali. Tali comportamenti hanno luogo per basse velocità della lamina. A velocità più alte si generano sulla lamina delle onde semicircolari originanti al centro della sezione di immissione del liquido che, propagandosi sulla superficie della lamina, possono determinare la formazione di cuspidi e la rottura della stessa a partire dalla zona centrale (Fig. 3.10). Per più alte velocità del getto



**Figura 3.10:** Onde semicircolari su una lamina fluida

(maggiori di  $10 \div 50 m/s$ ) possono comparire sulla lamina delle oscillazioni (simmetriche o antisimmetriche) amplificate dalle interazioni aerodinamiche della lamina con il campo di moto dell'aria. Le lunghezze d'onda tipiche di queste oscillazioni sono proporzionali a  $We^{0.5}$ . Per velocità ancora più alte le forze dominanti diventano quelle aerodinamiche. In tal caso oscillazioni con più piccola lunghezza d'onda di quelle eccitate sulla superficie ondulata della lamina, e che viaggiano con velocità maggiore di quest'ultime (vedi appendice), possono essere rotte sulla sommità dell'onda dalle forze di tra-

scinamento dovute al moto dell'aria. Infatti sulla cresta dell'onda portante si verifica un effetto di suzione da parte della corrente d'aria a causa della contrazione dei filetti fluidi che vi si verifica. Quando la pressione di suzione diventa predominante sulla pressione capillare, generata all'interfaccia dalla tensione superficiale, le piccole strutture presenti su quest'ultima possono essere asportate (eventualmente sotto forma di filamenti liquidi che vengono successivamente frammentati) dall'aria. Questo comportamento è, per certi versi, simile allo spumeggiamento delle onde marine.

### **Atomizzazione di una lamina conica**

Le lamine coniche possono essere facilmente ottenute per mezzo di ugelli con opportuna geometria che imprimono al flusso di liquido, oltre a quella assiale, anche una componente radiale di velocità. Una lamina conica presenta la peculiarità di andare soggetta, anche in assenza di interazioni aerodinamiche significative e/o di perturbazioni superficiali ad un progressivo assottigliamento dovuto alla sua stessa geometria. Per tale motivo oltre una certa sezione il suo spessore diviene talmente piccolo da essere sensibile ad ogni più piccola instabilità presente sulla sua superficie e di andare quindi, incontro ad una rottura in filamenti e frammenti che presentano dimensioni caratteristiche paragonabili a quelle della lamina prima della rottura. Per tale motivo può essere paradossalmente utile in tal caso mantenere la lamina il più possibile integra al fine di ottenere frammenti liquidi più piccoli al momento della sua rottura. Un altro vantaggio che si ottiene attraverso l'uso di una lamina conica è rappresentato dalla notevole dispersione spaziale del liquido che con esse è possibile realizzare. Per tali motivi e per la relativa semplicità di realizzazione l'atomizzazione realizzata a partire da un getto sagomato come una lamina conica è molto comune: essa è alla base del

funzionamento dei comuni ugelli denominati a pressione e che trovano largo impiego in bruciatori di piccola e media dimensione. In queste applicazioni le velocità di uscita del liquido dall'ugello sono però tali che la rottura della lamina avviene non solo attraverso il meccanismo appena descritto ma anche a causa della generazione sulla superficie della lamina di perturbazioni ondose eccitate dall'interazione con l'aria e che accelerano il processo di disgregazione. Ciò comporta un limite essenziale degli atomizzatori a pressione: essi generano dispersioni di frammenti liquidi di dimensioni relativamente grandi. Come si può facilmente concludere sulla base di quanto detto l'effetto di pressioni di iniezione più grandi (compatibilmente con le applicazioni in cui tali ugelli trovano impiego) ottiene effetti modesti nella riduzione di tali dimensioni. Una maniera comunemente impiegata per promuovere una atomizzazione delle lamine in frammenti più piccoli è quella di farle interagire con correnti d'aria opportunamente orientate rispetto al flusso liquido al fine di rendere maggiormente instabile la struttura liquida e forzare la sua rottura in frammenti di minori dimensioni. Si parla in tal caso di atomizzatori assistiti ad aria o a getto di aria. A tale scopo si impiegano molteplici configurazioni dei condotti di adduzione del liquido e dell'aria che saranno illustrati nel paragrafo seguente. Essenzialmente in tal caso si cerca di ottenere la rottura della lamina appena uscita dall'ugello in piccoli filamenti che vengono fortemente accelerati dalla corrente d'aria e che vanno soggetti a fenomeni di atomizzazione simili a quelli descritti in precedenza per i getti liquidi e per le gocce. Con tali atomizzatori è inoltre possibile disperdere i frammenti liquidi con molta efficacia e imprimere ad essi componenti di velocità non solo assiali e radiali ma anche tangenziali che possono essere utili nella stabilizzazione delle fiamme da essi generate. Nel caso di getti a cono cavo a seconda della velocità di iniezione si possono distinguere due modi

caratteristici di rottura della lamina:

1. per velocità non molto elevate (vedi fig. 3.11) i disturbi impongono alla superficie del getto un moto ondulatorio sia in senso circolare che longitudinale. I disturbi longitudinali sono la prima causa di rottura della lamina, la loro azione provoca il distacco di un anello di fluido la cui sezione ortogonale ha la forma di un getto, successivamente questi sotto l'azione delle onde circolari si separa in gocce.
2. aumentando la velocità de efflusso (approssimativamente 100 m/s) ha inizio una vera e propria disintegrazione del getto(vedi fig. 3.12). In queste condizioni si sviluppano onde di breve lunghezza. L'ampiezza di queste onde aumenta e, a causa della perdita di stabilità, il liquido si separerà dall'apice dell'onda prima che questa possa dividere la lamina in anelli. Per velocità ancora più elevate i disturbi sono così forti che il meccanismo di rottura si innesca ancor prima del formarsi delle onde sulla superficie del getto.

### 3.5 Il break-up secondario

La rottura di gocce sferiche rappresenta un importante processo, denominato *atomizzazione secondaria*, che è estremamente importante nella determinazione della qualità finale del processo di atomizzazione in presenza di campi fluidodinamici che interagiscano con il getto liquido.

Il primo problema da affrontare è la determinazione delle modalità di rottura delle gocce inseguito alla loro interazione con l'aria circostante. Alla base del meccanismo di rottura elle gocce c'è, infatti, la creazione di distribuzione disuniformi di pressioni sulla gocce, a causa della pressione dinamica dell'aria. Appare, dunque, almeno imprima istanza utile presentare i vari meccanismi

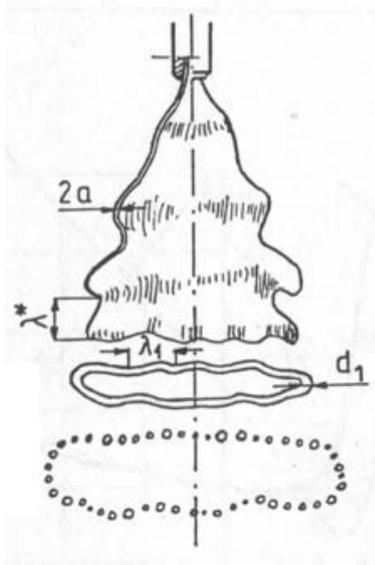


Figura 3.11:

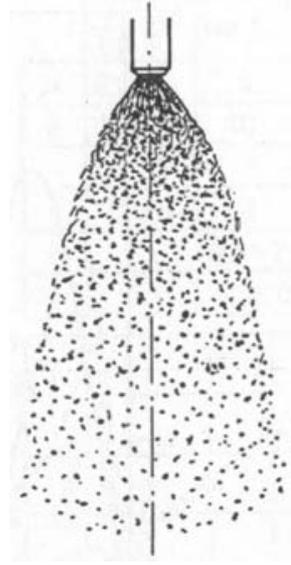


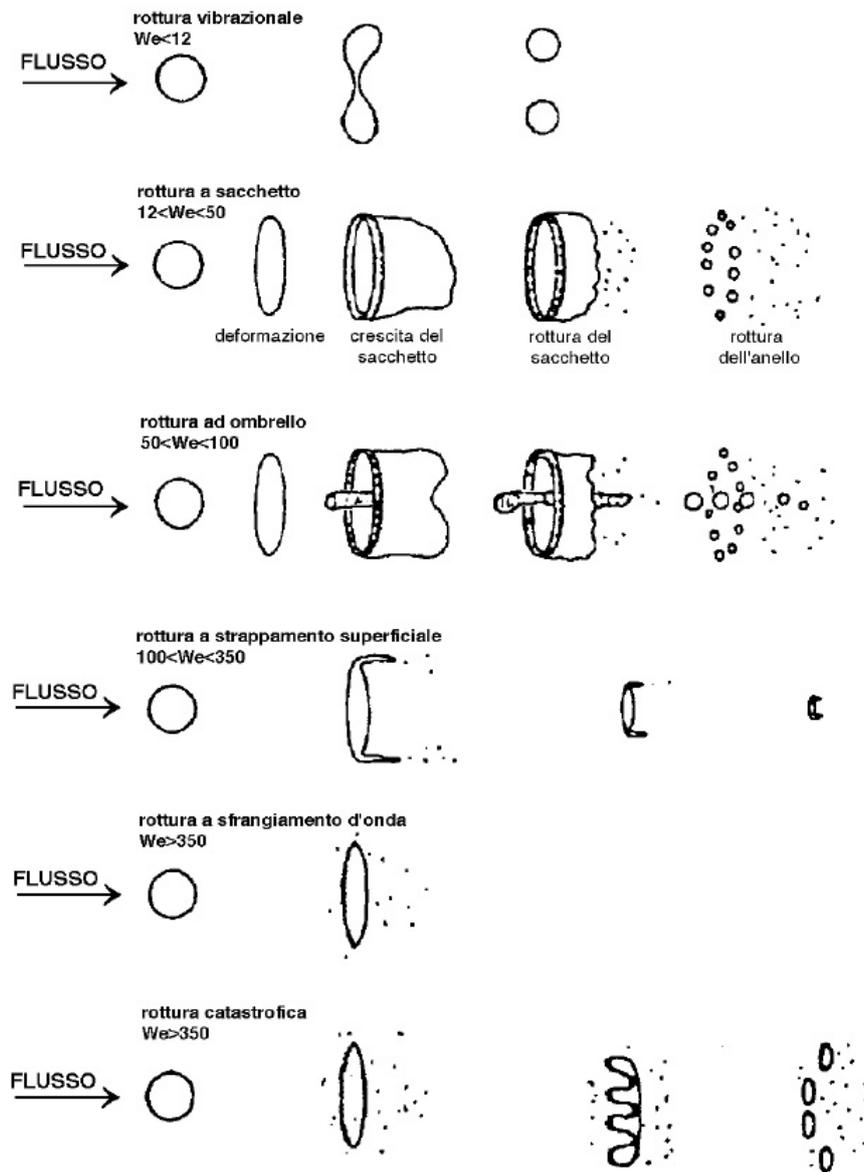
Figura 3.12:

di rottura utilizzando come variabile controllante il numero di Weber delle gocce poiché esso rappresenta il rapporto tra forze aerodinamiche che provocano la rottura e la forza stabilizzante dovuta alla tensione superficiale.

in fig. 3.13 sono illustrati i cinque principali meccanismi di rottura di gocce di liquido che sono stati osservati in ambiente gas, per mezzo di tecniche ottiche (fotografia ultra veloce, shadowgraph). E' da notare che meccanismi simili sono stati osservati anche per sistemi liquido-liquido (olio in un altro olio, mercurio in acqua). Dalla fig. 3.13 è possibile costruire un quadro generale della progressione dei vari meccanismi in funzione dell'incremento del numero di Weber, ovvero dello sforzo aerodinamico cui la goccia va soggetta:

1. *Rottura vibrazionale*  $We_G < 12$

Questa modalità di rottura di rottura si verifica quando il numero di Weber è molto basso: sotto certe condizioni il flusso esterno interagisce con la goccia provocandone la divisione in grossi frammenti. Questo



**Figura 3.13:** Progressione dei vari meccanismi di break-up della goccia in funzione del numero di Weber

tipo di rottura produce solo pochi frammenti liquidi di grandi dimensioni, come si nota dalla fig. 3.13. Per questo meccanismo il tempo di rottura è molto lungo in confronto agli altri meccanismi, per cui questo non viene preso in considerazione per lo studio della rottura delle gocce.

2. *Rottura a sacchetto*  $12 < We_G < 50$  Il meccanismo della rottura a sacchetto è analogo alla rottura di una bolla di sapone. La parte interna della goccia diviene sottile e si rompe in un gran numero di frammenti piccoli, mentre la parte esterna, più pesante, si rompe poco dopo producendo un minor numero di frammenti più grandi.
3. *Rottura a ombrello*  $50 < We_G < 100$  Questo tipo di rottura presenta molte caratteristiche in comune con il secondo meccanismo: Come in quest'ultimo, si forma una sorta di sacco ancorato ad un anello esterno, ma una colonna liquida è formata lungo l'asse della goccia. La rottura interessa dapprima la zona più sottile e poi la parte centrale.
4. *Rottura a strappamento superficiale*  $100 < We_G < 350$  Il meccanismo è differente dai precedenti. Non si forma alcun sacchetto, ma si verifica un continuo consumo di un sottile strato esterno della goccia; questo strato sottile si rompe a poca distanza dietro la goccia, in piccoli frammenti. Una struttura residua di goccia permane durante l'intero processo di rottura.
5. *Rottura a sfrangiamento d'onda o catastrofica*  $We_G > 350$  A numeri di Weber più alti, si formano sulla superficie della goccia delle onde molto piccole, le cui creste vengono continuamente erose dall'azione aerodinamica. Quando le onde di maggior ampiezza e lunghezza penetrano nella goccia, si verifica il fenomeno della rottura catastrofica che porta

ad un processo multistadio in cui i primi frammenti sono soggetti ad ulteriore rottura.

### Numero di Weber critico

Così come suggerito dall'osservazione dei meccanismi di rottura, è possibile individuare un numero critico di  $We_G$  al di sotto del quale la rottura della goccia non è osservabile su tempi significativi per le applicazioni pratiche. Infatti se consideriamo la condizione di equilibrio tra le forze aerodinamiche e le forze capillari potremo scrivere:

$$C_d \frac{\pi D^2}{4} \frac{\rho_G v^2}{2} = \pi D \sigma \quad (3.18)$$

da cui si ricava che in tali condizioni di equilibrio si ha:

$$We_G^2 = \frac{\rho_G v^2 D}{\sigma} = \frac{C_d}{8} \quad (3.19)$$

la relazione (3.19) è ovviamente valida allorché sia possibile scrivere il bilancio tra le forze nella forma descritta dalla relazione (3.18).

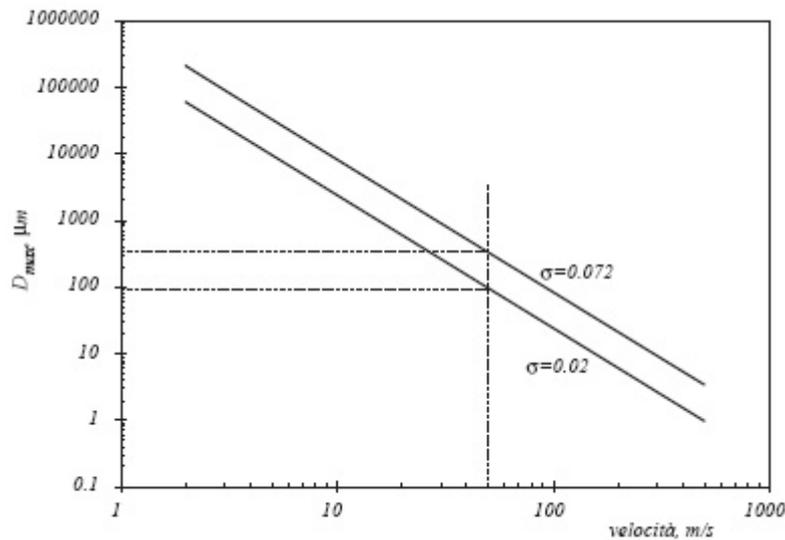
Per valori del numero di Weber inferiori a quello critico,  $We_g^c$ , la rottura delle gocce non è impossibile, ma se si verifica, non è dovuta all'azione diretta della corrente d'aria, ma bensì a fenomeni di instabilità della goccia eventualmente indotti dall'interazione con l'aria.

La determinazione del valore di  $We_g^c$  è stata oggetto di numerosi lavori sperimentali. In linea generale il valore di  $We_g^c$  è funzione delle caratteristiche del flusso gassoso e delle proprietà dei mezzi. In linea di massima per velocità nell'ordine delle decine di metri al secondo e mezzi poco viscosi il valore di  $We_g^c$  è un numero tra 5 e 12 [?]. Dalla relazione (3.19) è possibile ricavare una espressione per il valore massimo del diametro delle gocce stabili in funzione della velocità e della tensione superficiale:

$$D_{max} = \frac{\sigma We_G^c}{\rho_G v^2} \quad (3.20)$$

In Fig. 3.14 è riportato un diagramma dei valori di  $D_{max}$  in funzione della velocità per due valori della tensione superficiale tipici dell'acqua e di una paraffina avendo assunto un valore di  $We_g^c$  pari a 12.

E' possibile osservare come il  $D_{max}$ , a parità di velocità relativa tra la goccia

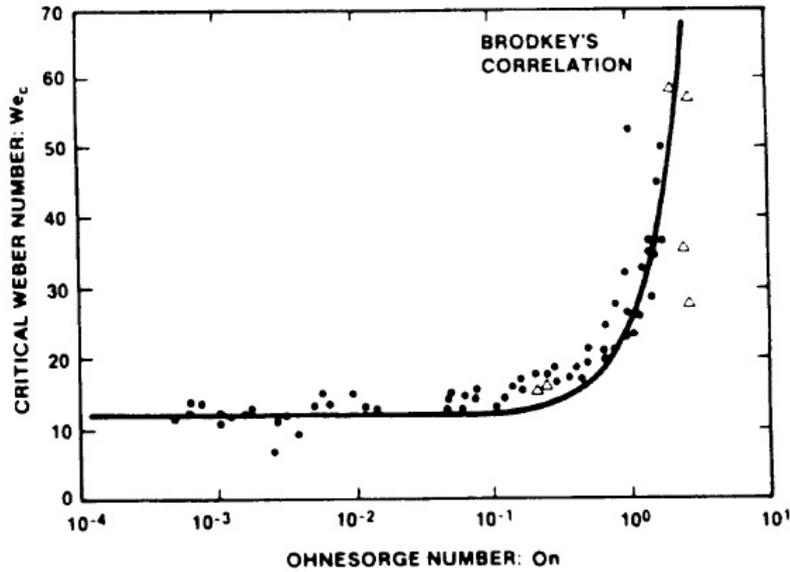


**Figura 3.14:** Valore del diametro massimo della goccia in funzione della velocità relativa tra le fasi per due valori della tensione superficiale tipici dell'acqua e di una paraffina

e l'aria, sia significativamente maggiore per l'acqua. Ciò da un'idea di come la tensione superficiale sia un parametro importante nella determinazione della efficienza del processo di atomizzazione. In Fig.(3.15) è riportata una correlazione sperimentale per un sistema liquido-gas, dovuta a Brodkey, tra il valore del numero critico di Weber  $We_g^c$  ed il valore del *numero Z di Ohnesorge*:

$$Z = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma D}} \quad (3.21)$$

Il numero di Weber critico, come risulta dal diagramma in Fig.(3.15), è circa 12 per numeri di Ohnesorge inferiori a 0.1. Per  $Z$  maggiori il numero di



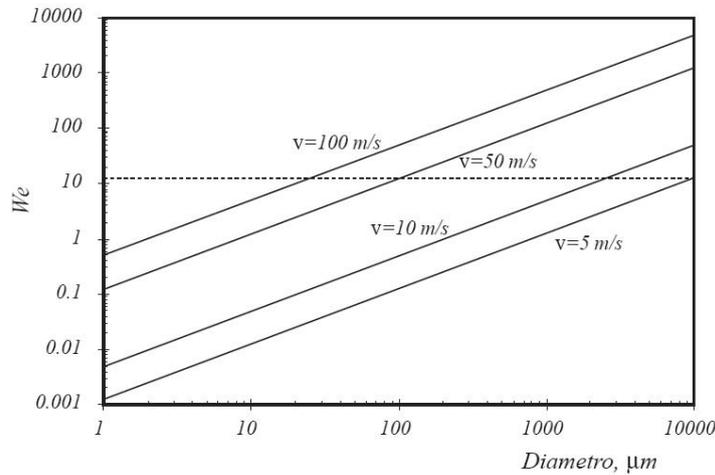
**Figura 3.15:** Correlazione sperimentale tra il numero critico di Weber ( $We_c$ ) ed il numero di Ohnesorge  $Z$

Weber cresce in maniera molto rapida. In altre parole se  $Z$  è alto, ovvero se la viscosità assume valori sempre più grandi, la rottura della goccia diviene sempre più difficile ed infine è praticamente impossibile.

La correlazione di *Brodkey* si può esprimere in forma analitica come:

$$We_G^c = 12 \cdot (1 + 1.077 \cdot Oh^{1.6}) \quad (3.22)$$

Può essere utile avere una idea degli ordini di grandezza del diametro delle gocce e delle loro velocità in corrispondenza dei quali si raggiunge il numero di Weber critico. In Fig. (3.16) sono riportati gli andamenti di  $We$  ottenuti per 4 differenti velocità delle gocce in funzione del loro diametro. La tensione superficiale del liquido è assunta pari a quella dell'acqua, ovvero circa 0.02. E' possibile notare come per velocità maggiori di  $50m/s$  il numero di weber di gocce di dimensioni maggiori di  $100\mu m$  sia sempre superiore a quello cri-

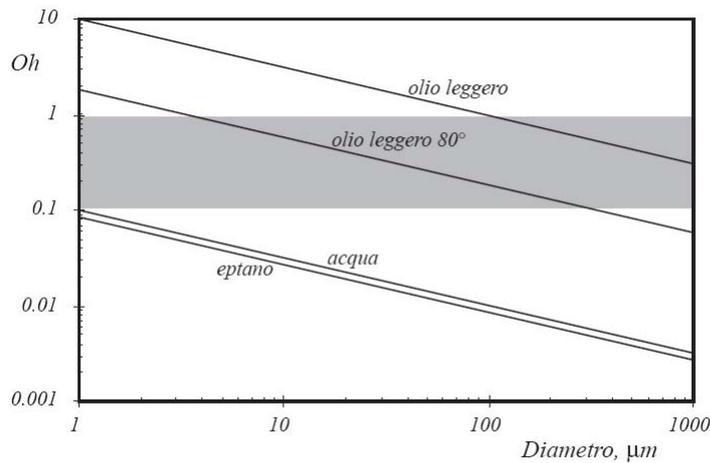


**Figura 3.16:** Valore del numero di Weber in funzione del diametro della goccia per diversi valori della velocità relativa tra le fasi

tico (nell'ipotesi di viscosità trascurabile). In altre parole a tale velocità le gocce normalmente presenti all'uscita di un ugello sono sempre in condizioni instabili e hanno una alta probabilità di andare incontro ad una rottura. Viceversa per velocità di  $10\text{ m/s}$  è necessario arrivare a diametri dell'ordine di qualche millimetro perché si superi il valore critico di  $We$ . Infine, per velocità dell'ordine di  $5\text{ m/s}$  è necessario avere diametri di gocce maggiori di dieci millimetri perché si superi  $We_c$ . Poiché le velocità tipiche all'uscita di un ugello sono dell'ordine delle decine di metri al secondo si vede come le dimensioni delle gocce prodotte sono generalmente comprese tra qualche decina e qualche centinaio di micron.

Analogamente può essere interessante calcolare il *numero di Ohnesorge* per alcuni liquidi in funzione del diametro delle gocce. In Fig. (3.17) sono riportati gli andamenti dei valori di  $Z$  per acqua, eptano e olio combustibile leggero a  $40^\circ\text{C}$  e  $80^\circ\text{C}$ . La fascia grigia indica la zona di transizione tra il campo di piccoli valori di  $Z$  per i quali la viscosità può essere trascurata e

quello, ad alti valori di  $Z$ , nel quale essa gioca un ruolo importante nel meccanismo di rottura della goccia. Si può osservare che per gocce microniche di



**Figura 3.17:** Valore del *numero di Weber* in funzione del diametro della goccia per diversi valori della velocità relativa tra le fasi

acqua ed eptano la viscosità si può considerare ininfluente. Nel caso dell'olio combustibile, invece, anche un blando preriscaldamento del liquido prima dell'atomizzazione può avere un benefico influsso sul processo di atomizzazione. Tale effetto è ancora più pronunciato per oli combustibili pesanti che sono caratterizzati da viscosità maggiori di un ordine di grandezza rispetto all'olio leggero.

### Tempo di Rottura delle gocce

Il tempo di rottura rappresenta una delle caratteristiche principali dei meccanismi di rottura della goccia. In letteratura esistono numerose definizioni di questo parametro, a causa della difficoltà di interpretazione dei dati sperimentali.

Si individuano tre tempi caratteristici di maggiore interesse: *tempo iniziale*,

tempo di *rottura primaria* e tempo di *completa rottura*.

Per rappresentare tali istanti si utilizza, per comodità, un tempo adimensionalizzato definito come:

$$T = t \frac{v}{D} \cdot \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \quad (3.23)$$

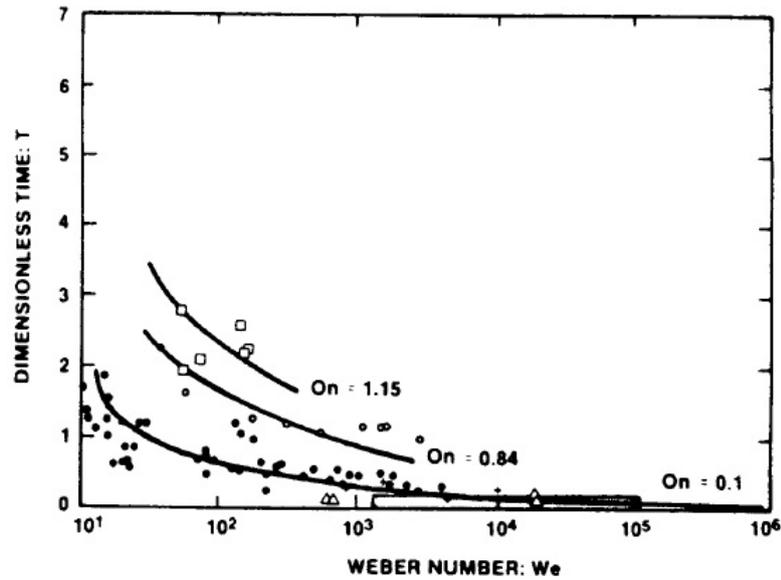
dove  $v$  è la velocità della goccia,  $D$  il suo diametro,  $\rho_G$  e  $\rho_L$  rispettivamente la densità del gas e del liquido.

La definizione di istante di inizio della rottura è spesso arbitraria, variando a seconda del meccanismo di rottura considerato. Ad esempio l'inizio della formazione del 'sacchetto' segna l'inizio della rottura in tale regime.

In Fig. (3.18) è riportato un esempio dell'andamento del tempo adimensionale di inizio della rottura in funzione del numero di Weber per diversi valori del numero  $Z$  di Ohnesorge. Da essa si può notare che a parità del numero di Weber il tempo di rottura aumenta all'aumentare di  $Z$ , dato che a questo corrisponde un aumento della viscosità del liquido e quindi della difficoltà di giungere alla rottura. Il tempo della rottura primaria è definito come quel tempo in corrispondenza del quale non appare più alcun frammento della goccia originaria. Ad esempio nel meccanismo di rottura a sacchetto tale tempo e quello di completa rottura sono equivalenti perché la parte esterna intatta viene osservata anche quando la parte centrale della goccia si è rotta. Analogamente risulta difficile stabilire il tempo di prima rottura quando il numero di Weber comincia ad assumere valori elevati. comunque per valori di  $We > 350$  è stato trovato un tempo di prima rottura pari a:  $T = 1.25$ .

Il tempo di completa rottura è il tempo al quale la goccia è stata ridotta in frammenti tali da non potere più essere ulteriormente frammentata ( $We < We_c$ ).

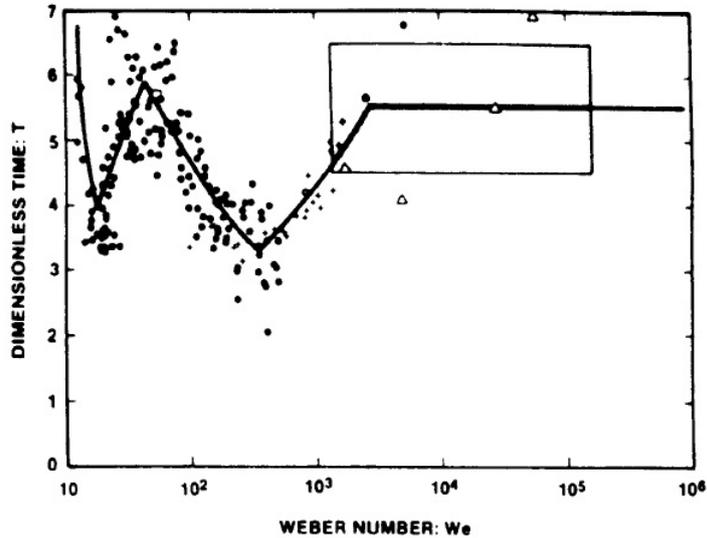
Esistono, inoltre, relazioni tra il tempo di completa rottura ed il numero di Weber, come è possibile seguire dalla Fig.(3.19), date da: Infine, è utile



**Figura 3.18:** Correlazione sperimentale tra il tempo di completa rottura e il numero di Weber in funzione del numero di Ohnesorge

$$\begin{aligned}
 T &= 6 \cdot (We - 12)^{-0.25} & 12 < We < 18 \\
 T &= 2.45 \cdot (We - 12)^{0.25} & 12 < We < 45 \\
 T &= 14.1 \cdot (We - 12)^{-0.25} & 45 < We < 350 \\
 T &= 0.766 \cdot (We - 12)^{0.25} & 350 < We < 2670 \\
 T &= 5.5 & We > 2670
 \end{aligned}$$

**Tabella 3.1:** equazioni che correlano il tempo di totale rottura al numero di Weber

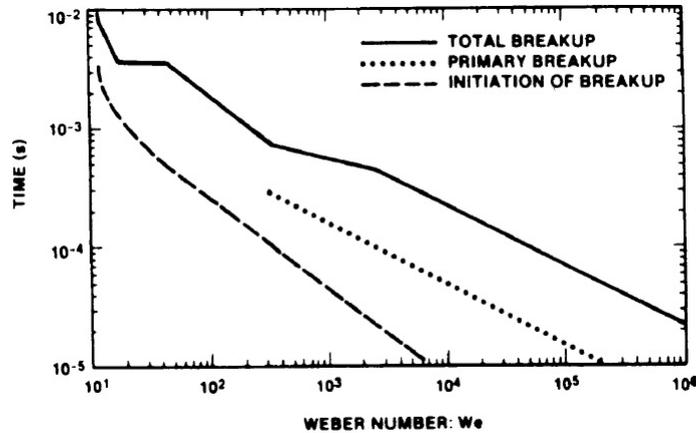


**Figura 3.19:** Correlazione sperimentale tra il tempo di inizio rottura e il numero di Weber

esaminare alcuni tempi di rottura dati in tempi reali e non adimensionali, come fatto sopra. La Fig.(3.20) mostra tempi di rottura calcolati per una goccia di  $1\text{mm}$  di  $UO_2$  in acqua, in funzione del numero di Weber. Il tempo totale reale varia su tre ordini di grandezza. I diversi picchi visti nei diagrammi relativi al tempo adimensionale appaiono poco marcati nel tempo reale; comunque, il tempo decresce in modo continuo con il numero di Weber.

### 3.6 l'evaporazione della goccia

Nella combustione, quando il combustibile viene introdotto nella camera sotto forma di spray di gocce, con dimensioni inferiori alle centinaia di micron, affinché le reazioni di ossidazione abbiano luogo, è necessario che il combustibile vaporizzi e si misceli con l'ossidante. Le condizioni termodinamiche dell'ambiente in cui le gocce sono immerse hanno una notevole influen-



**Figura 3.20:** Tempi di rottura calcolati per una goccia di  $1mm$  di  $UO_2$  in acqua in funzione del numero di Weber

za sul processo di cambiamento di stato, soprattutto se esse sono prossime alle condizioni critiche del combustibile. Infatti, in queste condizioni sia il comportamento termodinamico sia le proprietà di trasporto delle sostanze cambiano in modo significativo, determinando una profonda modifica nell'evoluzione dei processi in cui sono coinvolti fenomeni di trasporto di materia, energia e moto.

Le problematiche legate all'evoluzione dei processi di combustione in condizioni critiche hanno un notevole interesse se si pensa che molti sistemi, largamente diffusi, come i motori diesel o le turbine a gas, operano in condizioni di alta temperatura ed alta pressione, spesso oltre le condizioni del punto critico del combustibile utilizzato. Poiché i tempi caratteristici dei processi che avvengono in fase gassosa sono inferiori ai tempi caratteristici del fenomeno di regressione della superficie, è possibile trascurare i termini di accumulo nelle equazioni di bilancio di materia e di energia. In questo modo il problema si riduce allo studio di una goccia di dimensioni fissate che evapora, mentre il combustibile è alimentato alla sua superficie [?].

Per una goccia monocomponente ed isolata, sotto l'ipotesi di simmetria sferica, si perviene alla nota legge  $D^2$ , rappresentata dalla equazione:

$$D_0 - D^2 = \beta_v t \quad (3.24)$$

nella quale  $D_0$  è il diametro iniziale della goccia e  $\beta_v$  è la velocità di evaporazione.

Quest'ultima dipende dalle proprietà del combustibile utilizzato e dalle condizioni al contorno associate al processo. La velocità di evaporazione  $\beta_v$  è legata alla diffusività termica del gas ( $\alpha_G$ ), alle densità del gas ( $\rho_G$ ) e del liquido ( $\rho_L$ ) per mezzo della relazione:

$$\beta_v = \frac{dD^2}{dt} = 8 \frac{\rho_G}{\rho_L} \alpha_G \ln(B + 1) \quad (3.25)$$

dove  $B$  contiene tutta l'informazione associata alle condizioni al contorno e vale:

$$B = s \frac{c_p(T_\infty - T_S)}{c_L(T_S - T_0)} \quad (3.26)$$

dove  $T_\infty$ ,  $T_S$  e  $T_0$  sono rispettivamente la temperatura dell'ambiente indisturbato, della superficie e del centro della goccia.,  $s$  è la superficie, mentre  $c_p T$  e  $c_L T$  sono rispettivamente le entalpie sensibili di gas e liquido. Questa dipendenza fa sì che  $\beta_v$  non dipenda dalla pressione, poiché  $\alpha_G$  è proporzionale a  $1/P$  e ( $\rho_G$ ) è proporzionale a  $P$  [?]. La dipendenza della velocità di evaporazione dalla temperatura è inclusa nel coefficiente di trasferimento  $B$ . La legge del  $D^2$  è supportata da numerosi studi sperimentali, anche nel caso in cui la goccia è in regime di combustione. I dati sperimentali mostrano che vi è un transitorio iniziale di riscaldamento dopo il quale la goccia di combustibile raggiunge una temperatura stazionaria (indicata come temperatura di pseudo-bulbo umido,  $T_{wb}$ ) leggermente inferiore a quella relativa al punto di ebollizione del liquido. In tali condizioni tutta l'energia trasferita

alla superficie delle gocce è utilizzata per la vaporizzazione del liquido.

All'aumentare della pressione la  $T_{wb}$  aumenta e conseguentemente lo stato stazionario viene raggiunto a temperature maggiori. Studi teorici e sperimentali hanno dimostrato che all'aumentare della pressione, l'errore relativo alla assunzione dello stato stazionario cresce [?]. In particolare, il periodo di vita della goccia in cui viene rispettata la legge del  $D^2$  diminuisce all'aumentare della pressione ambiente [?] [?] e aumenta, quindi, la frazione di tempo che la goccia spende in condizioni non stazionarie. E' facile dedurre, quindi, che esiste una pressione al di sopra della quale la vaporizzazione è interamente non stazionaria [?].

Affinché una goccia introdotta in un ambiente a temperatura e pressione superiori alla temperatura e pressione critiche del combustibile raggiunga le condizioni critiche, è necessario che la temperatura superficiale della goccia raggiunga il valore critico. Come detto poco anzi, in condizioni subcritiche la condizione di quasi stazionarietà si verifica sia per la legge di regressione della superficie sia per l'andamento della temperatura della goccia. Quando le condizioni ambientali superano la  $T_c$  e la  $P_c$  del combustibile, la quasi-stazionarietà nel trasporto di materia non è più condizione necessaria e sufficiente affinché sia verificata la quasi-stazionarietà nel trasporto di energia. Infatti è possibile avere una temperatura variabile pur trovandosi in una zona in cui è ancora valida la legge del  $D^2$  [?]. Nel processo di riscaldamento la goccia può raggiungere le condizioni critiche. Questo può verificarsi allorché la pressione diviene sufficientemente alta da far sì che la  $T_{wb}$  risulti maggiore della  $T_c$  della goccia. E' importante sottolineare che le condizioni critiche della goccia non coincidono con la  $T_c$  e  $P_c$  del combustibile puro allorché la goccia vaporizza in un'atmosfera gassosa composta da specie differenti dal combustibile stesso.

In prossimità delle condizioni critiche la solubilità della fase gassosa in quella liquida aumenta considerevolmente e la frazione molare della specie gassosa nel liquido può arrivare fino ad un valore del 40% [?] [?]. La miscela formatasi avrà quindi proprietà critiche che differiscono da quelle del sistema di partenza. In particolare nel caso di un sistema idrocarburo/azoto, la temperatura critica della miscela è minore rispetto a quella del combustibile puro. La situazione inversa si verifica per la pressione [?]. Inoltre, la quantità di gas disciolto aumenta all'aumentare della temperatura. Tale effetto facilita il raggiungimento delle condizioni critiche alla superficie della goccia con il crescere della pressione (per temperature significativamente superiori alla temperatura critica) in quanto, mentre  $T_{wb}$  aumenta all'aumentare della pressione, la maggiore quantità di gas disciolto nella goccia abbassa il valore di  $T_c$ .

### 3.7 parametri rilevanti degli spray

#### Distribuzione delle dimensioni delle gocce in uno spray

Il processo di disintegrazione di un getto liquido è un processo stocastico che, per tale motivo, dà luogo ad un insieme di gocce che hanno dimensioni che variano in un intervallo che può essere più o meno largo in dipendenza dell'atomizzatore utilizzato. Le dimensioni delle gocce sono pertanto individuate per mezzo di una funzione densità di probabilità delle dimensioni  $p(D)$ .  $p(D)$  è la probabilità che una goccia abbia dimensione  $D$ . A partire da tale densità è possibile definire anche una funzione di distribuzione delle dimensioni  $P(D)$ :

$$P(D) = \int_0^D p(x) dx \quad (3.27)$$

Ne segue che il numero  $N$  di gocce con dimensioni tra  $D$  e  $D + \Delta D$  è dato da:

$$N(D, D + \Delta D) = N_{tot}(P(D + \Delta D) - P(D)) \quad (3.28)$$

ovvero se consideriamo un intervallo  $dD$ :

$$N(D, D + dD) = N_{tot} \int_D^{D+dD} p(x) dx = N_{tot} p(D) \quad (3.29)$$

Tale definizione dà, dunque, anche una maniera di misurare, ammesso che sia possibile determinare le dimensioni delle gocce isolatamente su un numero sufficiente di campioni in un intervallo  $dD$ , la  $p(D)$ .

Molto spesso vengono utilizzati dei diametri medi, che corrispondono a momenti statistici della  $p(D)$ , che consentono di caratterizzare in maniera sintetica la distribuzione delle dimensioni o di altre quantità quali area superficiale, volume o rapporti tra queste quantità.

In generale si possono definire i diametri medi  $D_{i,j}$  come:

$$D_{i,j}^{i-j} = \frac{\int_0^\infty D^i p(D) dD}{\int_0^\infty D^j p(D) dD} \quad (3.30)$$

Alcuni diametri medi hanno un impiego più frequente sia perché possono essere determinati direttamente per mezzo di tecniche diagnostiche e sia perché essi hanno un particolare significato fisico.

Ad esempio  $D_{10}$  è il valore medio statistico delle dimensioni di tutte le gocce dello spray:

$$D_{10} = \frac{\int_0^\infty D p(D) dD}{\int_0^\infty p(D) dD} = \frac{\int_0^\infty D p(D) dD}{1} = D \quad (3.31)$$

Analogamente  $D_{20}$  è il diametro di una goccia la cui area superficiale se moltiplicata per il numero di gocce dello spray dà il valore dell'area superficiale totale e  $D_{30}$  è il corrispondente diametro relativamente al volume.

Il momento  $D_{32}$ , denominato diametro medio di Sauter (SMD), è il diametro

di una goccia per la quale il rapporto tra volume e area superficiale sia lo stesso di quello relativo all'intero spray. Esso è particolarmente utilizzato per caratterizzare il comportamento dello spray relativamente ai processi di scambio di materia e di reazione. Ovviamente un solo parametro non descrive univocamente la distribuzione delle gocce in uno spray a meno che la forma generale della  $p(D)$  non sia nota a priori. Pertanto è di solito utilizzato almeno un altro parametro che dia informazioni sul campo di variabilità delle dimensioni o sulla uniformità della distribuzione o di altre caratteristiche che possono essere utili per la applicazione considerata.

Il più comune parametro, oltre al diametro medio è la varianza della  $p(D)$ :

$$\sigma^2 = \int_0^{+\infty} (D - D_{10})^2 p(D) dD \quad (3.32)$$

Il valore  $\sigma$  rappresenta la deviazione standard dei valori dei diametri dal valore medio. Si impiegano, inoltre, le quantità  $D_\alpha$  che rappresentano i diametri tali che una frazione di volume dello spray pari ad  $\alpha$  sia costituita da gocce con diametro inferiore a  $D_\alpha$ . Ad esempio  $D_{0.5}$  è il diametro tale che il 50% del volume totale di liquido è costituito da gocce con diametro inferiore ad esso. Numerosi altri parametri caratterizzanti la dispersione delle gocce possono essere definiti a partire da quelli introdotti.

### La penetrazione del getto

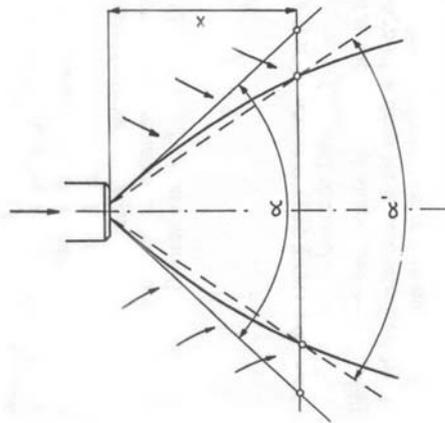
La penetrazione è la lunghezza del getto misurata l'ungo l'asse dello stesso. Questo parametro non è calcolabile in modo univoco, in quanto, a causa della dispersione dello spray, è possibile che alcune gocce si allontanino eccessivamente dal corpo dello spray stesso ma non sono significative al fine di valutarne la penetrazione. Esistono, dunque, diversi metodi per cercare di eliminare dalla valutazione le gocce troppo disperse, tra cui vengono citati:

- *Metodo del n% della massa*, in cui si eliminano, partendo dall'ugello, le gocce più esterne fino al raggiungimento del n% della massa. Il valore del parametro  $n$  è funzione del valore della dispersione.
- *Metodo delle n% gocce più lontane*, in questo caso vengono eliminate dalla valutazione le  $n$  gocce più lontane, le rimanenti vengono valutate per la determinazione della penetrazione.

### L'angolo di spray

L'angolo di iniezione dell'ugello è solo l'angolo iniziale dello spray, durante la sua evoluzione questi cambia di continuo lungo il proprio asse, solo iniettando nel vuoto l'angolo  $\alpha$  resta costante, ad esempio in ambiente quiescente il getto si restringe con l'aumentare della distanza dall'iniettore.

Nel caso degli ugelli con swirl, nell'ipotesi di liquido non viscoso, in assenza



**Figura 3.21:** Contrazione del getto in ambiente quiescente

di interazioni con l'ambiente e di velocità tangenziali nulle, l'angolo  $\alpha$  può essere determinato quando la componente assiale ( $u$ ) e la componente radiale

( $v$ ) della velocità sono noti all'uscita del getto.

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{v}{u} \quad (3.33)$$

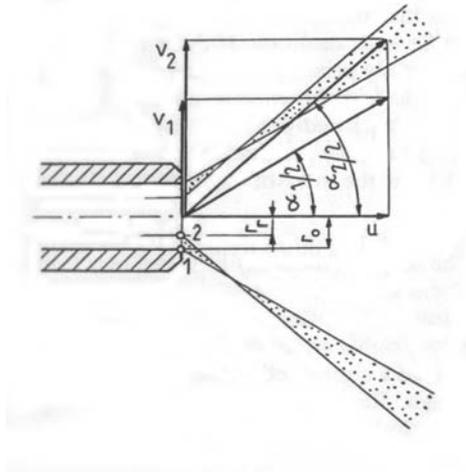
Non tutti gli elementi fluidi, nella sezione di uscita, si muovono allo stesso modo (vedi fig. 3.22). L'elemento 1 uscente dall'ugello al raggio  $r_0$  si 'flette' meno dell'elemento 2 al raggio  $r_r$ , ovvero l'angolo  $\alpha_1/2$  tra la traiettoria dell'elemento 1 e l'asse del getto è più piccolo del corrispondente angolo  $\alpha_2/2$ , dove:

$$\tan \frac{\alpha_1}{2} = \frac{v_1}{u} \quad \tan \frac{\alpha_2}{2} = \frac{v_2}{u} \quad (3.34)$$

D'altronde se si parte dall'assunzione che le particelle di fluido si muovono secondo l'equazione del vortice libero:

$$r_0 v_1 = r_r v_2 = \text{const} \quad (3.35)$$

essendo  $r_0 > r_r$  allora dovrà essere  $v_1 < v_2$  da cui  $\alpha_1/2 < \alpha_2/2$  e quindi  $\alpha_1 < \alpha_2$ . In ogni caso bisogna tenere presente che in letteratura, così come



**Figura 3.22:** Angolo dello spray in un atomizzatore con swirl

per la misura della penetrazione del getto, esistono molti altri metodi per ottenere un valore medio dell'angolo dello spray.

### 3.8 cenni sulla combustione e la produzione di specie inquinanti

Nella fase di combustione, per avere una migliore efficienza di combustione e per limitare la formazione di taluni inquinanti, il problema principale è quello di rendere quanto più omogenea possibile la miscela creata nel combustore. I rapporti locali di aria e combustibile possono spaziare in un ampio intervallo di valori, influenzando notevolmente la formazione di specie inquinanti. Durante la fase di miscelamento, i vapori di combustibile ed aria mescolatisi, anche se in maniera non omogenea danno origine ai primi nuclei di fiamma in punti differenti della periferia del getto, dove il rapporto di miscela risulta più favorevole. Nel momento in cui l'accensione si avvia, da ciascun nucleo si propaga un piccolo fronte di fiamma poco luminoso che accende la miscela circostante. La carica che brucia è mediamente magra e, dunque, al suo ossidazione risulta essere di solito completa. In ogni caso si possono formare ossidi e biossidi di azoto ( $NO_X$ ) per le elevate temperature di reazione locali. La quantità di monossido di azoto è nettamente superiore a quella di biossido e perciò anche quando si parla genericamente  $NO_X$  ci si riferisce principalmente alla concentrazione di  $NO$ . Esse nascono essenzialmente in seguito a tre diversi meccanismi, per i quali è possibile distinguere tra le denominazioni:  $NO$  di combustibile,  $NO$  di fiamma ed  $NO$  termici. I primi sono dovuti alla presenza di azoto nel combustibile in forma non molecolare ma legato chimicamente ad altri composti organici (es.  $NH_3$ ) e sono di solito trascurabili; gli  $NO$  di fiamma sono formati in seguito ad alte temperature nella zona di fiamma per reazione tra l'azoto e i radicali degli idrocarburi e la loro entità può essere più o meno rilevante rispetto agli  $NO$  termici a seconda delle effettive condizioni in cui ha luogo la combustione; gli ultimi

sono frutto dell'ossidazione termica (cioè dovuta alle alte temperature) di azoto molecolare contenuto nell'aria e le principali reazioni che descrivono tale formazione sono quelle di *Zel'dovich*. Il periodo critico per la formazione di NO è quando le temperature di gas brucianti raggiungono un valore massimo. Ciò è appunto dovuto al fatto che tale velocità dipende essenzialmente dalla temperatura assoluta che raggiunge massimi valori nelle zone intorno al getto di combustibile dove la miscela non è in grado di auto-accendere e si assiste alla formazione di idrocarburi incombustibili *HC*, a causa del verificarsi di reazioni di decomposizione ed ossidazione parziale del combustibile. Una volta iniziata la combustione della carica premiscelata, le gocce di combustibile più interne al getto e verosimilmente più grandi, evaporano velocemente ed i vapori si diffondono nella carica circostante. Inizia dunque la fase diffusiva, così chiamata perché il processo di diffusione dei vapori di combustibile in seno all'ossidante ha un ruolo fondamentale. Il processo di combustione, in questa fase, è piuttosto indipendente dal rapporto area-combustione globale ma risente dei rapporti locali di miscela che sono favorevole allo sviluppo di reazioni di ossidazione. La velocità di diffusione, legata essenzialmente al moto turbolento nella camera, è inversamente proporzionale al tempo di miscelamento turbolento, calcolato di solito come il rapporto tra l'energia cinetica locale turbolenta e la sua velocità di dissipazione. In questa fase si assiste alla massima formazione dei prodotti di ossidazione parziale, ed in particolare di ossido di carbonio (*CO*) e di fuliggine, soprattutto in condizioni di pieno carico che sono tipiche di una combustione caratterizzata da carenza di ossigeno. La formazione del *CO* è, infatti, dipendente dalla distribuzione locale di miscela aria combustibile e dalle temperature presenti in camera. Esso rappresenta un prodotto intermedio dell'ossidazione degli idrocarburi e laddove non è sufficiente ossigeno e vi sono temperature basse non riesce a

---

trasformarsi in  $CO_2$ . In tali condizioni la sua concentrazione è ulteriormente arricchita dal noto fenomeno di dissociazione della  $CO_2$ .

# Capitolo 4

## Modelli di calcolo multidimensionali

### 4.1 Introduzione

Da quanto detto in precedenza si deduce come la modellazione dei processi fluidodinamici interni alla camera di combustione sia di notevole complessità, ciò dovuto alla stretta interdipendenza tra i vari fenomeni e talvolta alla limitata conoscenza di alcuni di essi. I modelli che si usano per simulare i fenomeni sopra descritti si possono suddividere essenzialmente in due categorie[?]: modelli termodinamici, ossia basati essenzialmente sul principio di conservazione della massa e dell'energia e sulle equazioni di stato e modelli fluidodinamici la cui struttura si basa principalmente sull'analisi del moto del fluido.

Il primo gruppo può essere ulteriormente suddiviso in modelli di tipo:

1. zero-dimensionali che non tengono conto della geometria e del moto del fluido;

2. fenomenologici che operano, accanto all'uso dell'equazioni di base che regolano i processi fisici e chimici, una schematizzazione basata sui principali aspetti del fenomeno da simulare;
3. quasi-dimensionali che introducono il concetto di lunghezza, in modo da poter descrivere alcuni fenomeni quali lo sviluppo dello spray liquido.

I modelli fluidodinamici, invece, sono di solito multidimensionali e si propongono di risolvere bilanci di massa, quantità di moto ed energia in termini di equazioni differenziali nello spazio e nel tempo. Se si vuole arrivare, infatti, a definire nel dettaglio (locale e temporale) i campi di moto del fluido ed il processo di iniezione e combustione è necessario ricorrere ad un modello tridimensionale in grado di simulare una serie di processi complessi quali: il moto d'aria, la polverizzazione ed evaporazione del combustibile, il miscelamento tra i due fluidi, la cinetica chimica che regola ogni fase della combustione e la formazione di inquinanti.

La limitata conoscenza di alcuni tra i fenomeni fisici e chimici ora citati e l'intrinseca difficoltà nel descriverli numericamente, fa sì che anche i più avanzati modelli multidimensionali facciano ricorso, in misura più o meno estesa, a modelli fenomenologici ed a correlazioni empiriche che ne limitano il campo di validità. Ulteriore difficoltà è inoltre data dalla stretta interdipendenza di tali fenomeni tra loro ed dai tempi a disposizione ridotti per poterli osservare sperimentalmente e per poter distinguere un meccanismo fisico da un altro ed i loro singoli effetti. Per tal motivo si è spesso portati ad isolare, almeno in una prima analisi, ciascun fenomeno, analizzando in condizioni controllate tutti i parametri che concorrono a quel meccanismo. Il modello di calcolo viene allora in aiuto nella comprensione della fisica e nell'individuazione dei fattori di influenza per il singolo fenomeno in esame. Sebbene tali analisi preliminari possano avvenire in condizioni talvolta anche molto lontane dalla

realtà che si vuole studiare, esse permettono di approfondire la comprensione dei processi di base, prima di passare ad analizzare il loro contributo in un contesto più complesso. Una volta fatto ciò è lecito passare ad analizzare e modellare l'intero processo in condizioni di reale funzionamento, anche se, è ben noto come in questi casi la presenza simultanea di numerosi fenomeni renda difficile una comprensione totale del processo fisico e, dunque, una formulazione generale di un modello che sia sensibile alle svariate condizioni di funzionamento. In linea di principio, il calcolo dovrebbe poter riprodurre la fisica con formule matematiche generali a cui fornire condizioni iniziali quanto più affidabili possibile, perché esso sia in grado di descrivere il fenomeno in qualunque condizione avvenga.

Le limitazioni dei sistemi di calcolo, inoltre, impongono una serie di ipotesi semplificative nella risoluzione delle equazioni matematiche che descrivono taluni fenomeni. Basti pensare come il processo di ossidazione del combustibile, regolato nella realtà da un numero elevato di reazioni chimiche elementari e di specie intermedie, il più delle volte, nella modellistica numerica multidimensionale, sia descritto da schemi cinetici globali con i quali il processo è modellato attraverso un numero molto esiguo di reazioni e di specie chimiche. Un evento chimico macroscopico è, cioè, descritto da una o più reazioni globali la cui velocità è formalmente simile a quella della legge dell'azione di massa.

Analogamente anche ad altri fenomeni su piccola scala, quali la turbolenza ed i cambiamenti di fase, sono imposte severe limitazioni sia dalla capacità di memoria che dalla velocità dei sistemi di calcolo. Per superare tali difficoltà, in questi casi, si fa spesso ricorso ad opportune operazioni di media temporali o spaziali. Non a caso, infatti, come già esposto in precedenza, la modellistica multidimensionale, al suo attuale stato di approfondimento, può essere

il più delle volte indirizzata all'acquisizione di informazioni a carattere solo qualitativo, proprio per il difetto di generalità delle numerose correlazioni empiriche cui si fa ricorso nella descrizione di fenomeni specifici.

Nel seguito, è riportata la formulazione generale del modello matematico utilizzato per la descrizione dei fenomeni fluidodinamici nella camera ed, inoltre, alcuni sotto-modelli concepiti per riprodurre lo specifico fenomeno fisico della formazione dello spray di combustibile, tutti inclusi nel codice di calcolo utilizzato.

## 4.2 Il modello fluidodinamico

I processi fisici che avvengono nella camera di combustione di un motore rispondono alle leggi della fluidodinamica, dedotte da tre principi fondamentali, quali la conservazione della massa, del momento e dell'energia. La formulazione matematica di tali principi è rappresentata dalle equazioni di *Navier-Stokes*, che si presentano sotto formulazioni diverse. Di seguito sono rappresentate tali equazioni in forma conservativa. La loro forma invariante è:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = \rho \mathbf{f} - \nabla p + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}})$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho E + p) \mathbf{v}) = \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}} : \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\mathbf{J})$$

Fissato, in particolare, un sistema cartesiano  $Oxyz$ , solidale al cilindro, dette  $u, v, w$  le componenti lungo gli assi coordinati del vettore velocità  $\mathbf{v}$ , le 5 equazioni di conservazione (1 per la massa, 3 per la quantità di moto, 1

per l'energia) costituiscono un sistema a derivate parziali con 6 incognite  $\rho, u, v, w, E$  e  $p$  (rispettivamente  $\rho$  densità del volumetto arbitrario  $V$ ;  $u, v, w$  le componenti assiali della velocità  $\mathbf{v}$ ;  $E$  l'energia totale per unità di massa;  $p$  la pressione) ossia:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} &= \rho f_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} &= \rho f_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} &= \rho f_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial(\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[(\rho E + p)u]}{\partial x} + \frac{\partial[(\rho E + p)v]}{\partial y} + \frac{\partial[(\rho E + p)w]}{\partial z} &= \\ &= \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}} : \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\mathbf{J}) \end{aligned}$$

dove  $\mathbf{f}$  è la risultante delle forze di volume,  $\bar{\bar{\tau}}$  il tensore di stress viscoso e  $\mathbf{J}$  il flusso di calore attraverso la superficie.

Tale sistema di equazioni è completato dall'equazione di stato che definisce il rapporto tra la pressione  $p$  e l'energia interna specifica  $e$  in un punto dello spazio fisico:

$$p = f(\rho, e)$$

Tali equazioni possono essere completate introducendo il contributo dello spray, necessario per il tipo di applicazioni oggetto del presente lavoro. In tal caso, le equazioni di Navier-Stokes diventano:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} &= \rho'_s \\
\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} &= \\
&= \rho f_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + (\mathbf{F}_s)_x \\
\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} &= \\
&= \rho f_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + (\mathbf{F}_s)_y \\
\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} &= \\
&= \rho f_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + (\mathbf{F}_s)_z \\
\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[(\rho E + p)u]}{\partial x} + \frac{\partial[(\rho E + p)v]}{\partial y} + \frac{\partial[(\rho E + p)w]}{\partial z} &= \\
&= \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}} : \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\mathbf{J}) + Q'_s
\end{aligned}$$

dove alla prima equazione (conservazione della massa) è stato aggiunto il termine di variazione della massa di combustibile nel volume di controllo  $\rho'_s$ ; alle equazioni di conservazione della quantità di moto è stato aggiunto il termine  $\mathbf{F}_s$ , che rappresenta il contributo della variazione della quantità di moto per unità di volume dovuta alla presenza di gocce;  $Q'_s$  la variazione di calore determinata dall'attrazione tra spray e fluido. Tali grandezze, assimilabili a termini sorgente, sono di solito calcolate a parte, tenendo conto dell'inte-

razione tra liquido e gas, della distribuzione di dimensioni delle gocce, delle loro velocità e temperatura.

Volendo descrivere accuratamente l'evoluzione dello spray, è necessario includere in quei termini anche l'effetto delle oscillazioni e distorsioni delle gocce, il fenomeno di frammentazione del getto ed, infine, la collisione e la coalescenza tra le gocce.

Si vuole, inoltre, descrivere l'evoluzione dello spray in un ambiente in cui vi siano più specie presenti, in tal caso l'equazione di conservazione della massa, per il generico gas si può scrivere:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}) = \nabla \cdot (\rho D \nabla Y_m) + \rho_m^c + \rho_m^s \delta_m \quad (m = 1, NSP) \quad (4.1)$$

dove  $m$  è la specie generica e  $NSP$  il numero di specie presenti. Il primo termine a destra rappresenta il trasporto di massa per diffusione, mentre gli ultimi due termini sono i termini sorgente per lo spray e per le reazioni chimiche. Chiaramente quello dello spray esiste solo per la prima specie, ossia il combustibile ed, infatti, è moltiplicato per la funzione di Dirac pari ad 1 solo per il combustibile primario.

La conservazione della quantità di moto per la miscela fluida è data da:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\frac{1}{\alpha^2} \nabla p - A_0 \nabla \left( \frac{2}{3} \rho k \right) + \nabla \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \mathbf{F}_s + \rho \mathbf{g} \quad (4.2)$$

dove il tensore degli sforzi viscosi è pari a :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \mu \left[ \nabla \nu + (\nabla \nu)^T \right] + \lambda \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{I}$$

$\mathbf{I}$  è la matrice unitaria;  $A_0$  è un parametro posto uguale a zero per flussi laminari, uguale a uno quando è utilizzato il modello di turbolenza  $K - \epsilon$ ;  $\mathbf{F}_s$  è la forza esterna sullo spray e  $\mathbf{g}$  la forza gravitazionale.

L'equazione di conservazione dell'energia è espressa come:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} E) = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + (1 - A_0) \bar{\bar{\sigma}} \nabla \mathbf{v} - \nabla \mathbf{J} + A_0 \rho \epsilon + Q'_c + Q'_s \quad (4.3)$$

dove gli ultimi due termini rappresentano la quantità di calore dovuta alle reazioni chimiche e allo spray.

Le equazioni precedenti includono i termini  $k$  ed  $\epsilon$  in accordo al modello di turbolenza (modello  $k - \epsilon$ ) a due equazioni:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} k) = -\frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{v} + \bar{\sigma} : \nabla \mathbf{v} + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{\mu}{P_{r_k}} \right) \nabla k \right] - \rho \epsilon + W'_s \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \epsilon) = & - \left( \frac{2}{3} c_{\epsilon_1} - c_{\epsilon_3} \right) \rho \epsilon \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{\mu}{P_{r_\epsilon}} \right) \nabla \epsilon \right] + \\ & + \frac{\epsilon}{k} (c_{\epsilon_1} \bar{\sigma} : \nabla \mathbf{v} - c_{\epsilon_2} \epsilon \rho + c_s W'_s) \end{aligned} \quad (4.5)$$

I termini in cui compaiono come apice o pedice le  $s$  sono quelli che tengono conto delle interazioni con lo spray. I valori delle costanti sono definiti come:

$$c_{\epsilon_1} = 1.44 \quad c_{\epsilon_2} = 1.92 \quad c_{\epsilon_3} = -1.0 \quad c_s = 1.50 \quad P_{r_k} = 1.0; P_{r_\epsilon} = 1.3$$

A queste equazioni si aggiungono quelle di stato per una miscela di gas perfetti:

$$p = RT \sum_{m=1}^{NSP} \left( \frac{\rho_m}{W_m} \right)$$

$$e(T) = \sum_{m=1}^{NSP} Y_m e_m(T)$$

$$c_p(T) = \sum_{m=1}^{NSP} Y_m c_{pm}(T)$$

$$h_m(T) = e_m(T) + R \frac{T}{W_m}$$

Per la fase liquida, il codice prevede che lo spray di combustibile durante il processo di iniezione, scambi energia, massa e quantità di moto con il gas circostante per dare luogo, una volta evaporato, ad una miscela. I modelli di atomizzazione e di evaporazione del getto saranno più avanti descritti in dettaglio.

Il codice utilizzato nel presente lavoro per rappresentare lo sviluppo dello spray, utilizza una equazione che descrive la funzione di distribuzione di probabilità  $f$  per una goccia. Tale funzione dipende dal tempo, dalle tre componenti di posizione e di velocità della goccia, dal suo raggio, dalla temperatura, dalla distorsione della goccia e dalla velocità di distorsione. La funzione di distribuzione è praticamente il numero probabile di particelle che al tempo  $t$  si trovano in quella posizione  $(x_g)$ , con una velocità nell'intervallo  $(v_g, v_g + dv_g)$ , e con un raggio compreso in  $(r_g, r_g + dr_g)$ . Per risolvere l'evoluzione temporale di  $f$  è necessario conoscere quattro grandezze che esprimono la variazione temporale della velocità, del raggio, della temperatura e della velocità di distorsione della goccia.

Una volta risolta l'equazione dello spray, si possono inserire i termini che esprimono il suo effetto dell'equazioni di conservazione, comprese quelle di turbolenza.

Sommando le variazioni di massa, quantità di moto, energia per tutte le gocce con la medesima posizione, si ha:

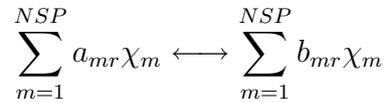
$$\rho'_s = - \int f \rho_g 4\pi r_g^2 r'_g dv dr_g dT_g dy dy'$$

$$F'_s = \int f \rho_g \left( \frac{4}{3} \pi r_g^3 A_g + 4\pi r_g^2 r'_g v \right) dv dr_g dT_g dy dy'$$

$y$

$$W'_s = - \int f \rho_g \frac{4}{3} \pi r_g^3 A_g \cdot u^* dv dr_g dT_g dy dy'$$

Per quanto riguarda la parte di *ossidazione del combustibile e formazione di specie inquinanti*, il codice adotta un metodo estremamente semplificato, non essendo proponibile inserire un modello complesso che rappresenti il processo reale di ossidazione con le numerose reazioni e specie chimiche. La generica reazione chimica è così espressa:



dove  $a_{mr}$  e  $b_{mr}$  sono i coefficienti stechiometrici della generica specie  $m$  nella reazione  $r$ .

Le reazioni all'equilibrio sono, invece, scritte come:

$$\prod_{m=1}^{NSP} (C_m)^{b_{mr}-a_{mr}} = K_c^r(T)$$

dove  $K_c^r(T)$  è la costante di equilibrio in funzione delle concentrazioni delle specie chimiche.

La velocità delle reazioni lente, ossia quelle che non hanno raggiunto l'equilibrio tra velocità della reazione diretta e di quella inversa, vale:

$$\omega'_r = k_{fr} \prod_{m=1}^{NSP} (C_m)^{a'_{mr}} - k_{br} \prod_{m=1}^{NSP} (C_m)^{b'_{mr}}$$

dove  $k = C_e T^x e^{-(E_a/T)}$  con  $E_a$  energia di attivazione.

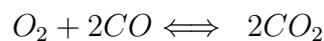
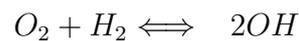
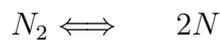
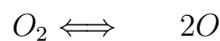
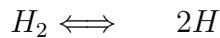
Una volta calcolata  $\omega'$  si conoscono altri due termini nelle equazioni del moto, (4.1 - 4.5) ossia:

$$\rho_m^c = W_m \sum_{m=1}^{NRK} (b_{mr} - amr) \omega'_r$$

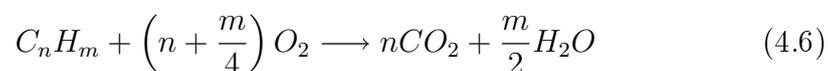
$$Q'_c = \sum_{r=1}^{NRK} Q_r \omega'_r$$

dove  $Q_r = \sum_{r=1}^{NRK} (b_{mr} - a_{mr}) \Delta h_m^0$  rappresenta l'opposto del calore di reazione allo zero assoluto e  $\Delta h_m$  è l'entalpia di formazione della specie.

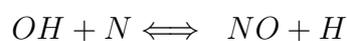
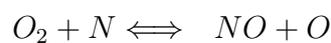
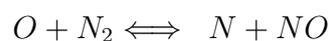
Le reazioni chimiche presenti nel codice nella sua versione originale sono sei di equilibrio:



e quattro cinetiche. Esse sono la reazione di ossidazione del combustibile:



e le note reazioni di Zel'dovich per la formazione di ossidi di azoto termici, come riportate di seguito.



La miscela si compone di 12 specie chimiche che sono:

*Combustibile; O<sub>2</sub>; N<sub>2</sub>; CO<sub>2</sub>; H<sub>2</sub>O; H; H<sub>2</sub>; O; N; OH; CO; NO*

Solo il combustibile può essere introdotto dall'utente scegliendo tra 12 idrocarburi inclusi nella libreria chimica del codice.

### 4.3 La modellazione del processo di iniezione

I modelli di atomizzazione più diffusi in letteratura sono il TAB (Taylor Analogy Break-up), sviluppato da *Amsden e O'Rourke* [10], e implementato numericamente nel codice fluidodinamico adoperato, ed il modello d'onda superficiale, meglio noto come *Wave Model*, elaborato da *Reitz et al.* [11] in diverse versioni ed introdotto nello stesso codice di calcolo. In tale codice, per entrambi i modelli, il getto liquido è discretizzato in particelle computazionali, ognuna delle quali caratterizzata dal contenere gocce omogenee nella misura, temperatura e velocità e non interagenti tra di loro. Ciascuna particella computazionale è seguita in un riferimento lagrangiano, a partire dalla sua origine all'uscita dall'iniettore, in modo che ogni sua posizione o proprietà successiva sia funzione della sola variabile tempo. Per essa si calcolano le condizioni di bilancio quali la conservazione della massa, la conservazione della quantità di moto e la conservazione dell'energia. Entrambi i modelli citati, però, operano su getti già formati, ovvero su un liquido già fuoriuscito dall'ugello e inserito nel simulatore, come detto in precedenza, già discretizzato in pacchetti di gocce di dimensioni assegnate a cui viene attribuita anche una velocità iniziale.

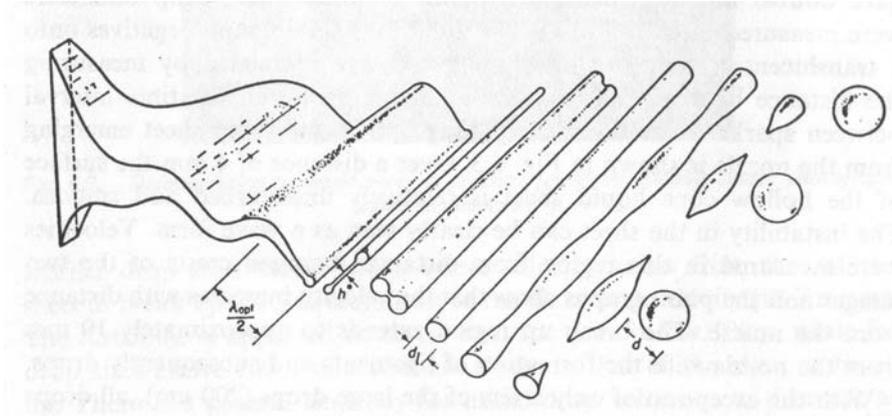
Nel presente lavoro, invece, è stato messo a punto ed utilizzato per i calcoli, un modello di break-up primario che sia in grado di fornire i valori di

dimensione di goccia e velocità iniziali dei pacchetti partendo da parametri geometrici ed operativi della macchina.

### 4.3.1 il modello di break-up primario

In un ugello a pressione con swirl il momento angolare imposto al fluido fa in modo da creare un moto rotatorio dello stesso intorno all'asse del getto. Sotto l'azione delle forze centrifughe il liquido fuoriesce dall'ugello sotto forma di cono cavo. Il presente modello non si interessa di descrivere i processi che intervengono all'interno dell'iniettore, perché troppo complessi e dipendenti dalla geometria dello stesso. Un calcolo di prima approssimazione che riesca a valutare la dimensione massima delle gocce e la loro velocità può essere condotto con la conoscenza solo di alcuni parametri operativi dell'iniettore. Partendo dalla pressione di funzionamento e dalla conoscenza del coefficiente d'efflusso, parametri sempre noti in, il modello intende simulare i processi subito a valle dell'ugello dove l'atomizzazione, dovuta alla frantumazione della lamina liquida, genera le prime gocce che successivamente, grazie ai processi di break-up secondario, andranno a formare l'intero spray. Il modello matematico si basa sulla analisi di stabilità di *Clark-Dombrowski*[?].

Nell'ipotesi di liquido non viscoso, le superfici di una lamina fluida che fuoriesce da un iniettore, come detto in precedenza, sono soggette a piccole variazioni di pressione, dovute essenzialmente al moto del fluido nel gas circostante. Queste perturbazioni fanno in modo che le superfici della lamina procedano con un moto ondulatorio sinusoidale. L'ampiezza di queste onde cresce con l'avanzare del fluido fino a quando le creste non esplodono. la lamina, così, si frantuma in barre di altezza pari alla semi-lunghezza d'onda ( $\lambda_1 = \lambda_{opt}/2$ ), che rapidamente si contraggono in cilindri di sezione ha un'area pari a  $\pi d_l^2/4$  per cui si ha:



**Figura 4.1:** Schema di frantumazione di una lamina fluida

$$\lambda_1 h^* = \frac{\pi d_l^2}{4} \quad (4.7)$$

dove  $h^*$  è la dimensione dello spessore della lamina al momento della frattura, si ha:

$$d_l = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \cdot \sqrt{\lambda_1 h^*} \quad (4.8)$$

Successivamente si assisterà alla frantumazione delle colonne liquide in gocce in base alla teoria di *Rayleigh* di rottura di un getto liquido [?]. Secondo questo principio, sempre a causa dell'instaurarsi di perturbazioni lungo la sua superficie, quando la lunghezza del cilindro risulta maggiore del diametro dello stesso, questi esploderà e si verranno a formare delle gocce di diametro  $D$  valutabile in base al principio di conservazione della massa, per cui si può scrivere:

$$\frac{\pi D^3}{6} = \frac{\pi d_l^2}{4} \lambda_2 \quad (4.9)$$

dove  $\lambda_2$  rappresenta la lunghezza d'onda di rottura dell'anello fluido.

Studi a riguardo [?] hanno portato alla conclusione che la suddetta lunghezza è funzione del prodotto  $k \cdot h^*$  dove  $k$  è il numero d'onda definito come  $2\pi/\lambda$ . Quando il valore di  $k \cdot h^*$  è inferiore a 0.25 il fenomeno viene descritto dalla

relazione di *Rayleigh*:

$$\lambda_2 = 4.5d_t \quad (4.10)$$

altrimenti, per valori maggiori di 0.25 si può usare il seguente modello di *Reitz*[?]:

$$\lambda_2 = B \left[ \frac{\rho_L \sigma C \ln(\eta/\eta_0)}{\rho_G^2 U^2} \right]^{1/3} \quad (4.11)$$

Sostituendo la 4.8 e la 4.10 nella 4.9 si ottiene la dimensione  $D$  della goccia prodotta:

$$D = 2.12 \cdot \sqrt{h^* \lambda_2} \quad (4.12)$$

*Lefebvre*[?] e *Dombrowski*[?] determinano la lunghezza d'onda  $\lambda_1$  come:

$$\lambda_1 = \frac{4\pi\sigma}{\rho_G U_R^2} \quad (4.13)$$

Dove  $\sigma$  e  $U_R$  sono rispettivamente la tensione superficiale del liquido e la velocità lungo l'asse del getto all'uscita dall'iniettore.

Resta da determinare la dimensione dello spessore della lamina al break-up, sempre *Lefebvre* [?] fornisce la seguente relazione sperimentale:

$$h^* = \frac{1560m^* \mu}{d_0 \Delta p \rho_L} \cdot \frac{1+X}{(1-X)} \quad (4.14)$$

dove  $m^*$ ,  $\mu$  e  $\rho_L$  sono rispettivamente la portata, la viscosità e la densità del liquido,  $\Delta p$  è la differenza di pressione a cui opera l'iniettore e  $d_0$  il diametro del foro di efflusso dell'ugello.

Un fluido che fuoriesce da un ugello con un moto rotatorio a causa della forza centrifuga, non occuperà l'intera area della sezione di uscita, ma solo una frazione di essa, la parte restante sarà occupata da aria, che come un corpo rigido ruoterà solidalmente al liquido.  $X$  rappresenta il rapporto tra l'area effettiva di uscita e quella nominale ( $X = A_{eff}/A_{nom}$ ). *Lefebvre* fornisce una relazione sperimentale tra il coefficiente di efflusso  $C_D$  e  $X$ :

$$C_D = \left[ \frac{(1-X)^3}{1+X} \right]^0 .5 \quad (4.15)$$

Il modulo della velocità di uscita del fluido viene fornito dal teorema di Bernoulli corretto attraverso il coefficiente di efflusso in modo da considerare i fenomeni di cavitazione e le perdite di carico.

### 4.3.2 Il modello TAB

Questo modello si basa sull'analogia di Taylor esistente fra il sistema goccia in equilibrio con l'atmosfera circostante ed un sistema meccanico massa molla smorzatore. È stato presentato nel 1987 da *O'Rourke e Amsden*[], che hanno proposto la soluzione numerica all'equazione differenziale che governa l'analogia di Taylor. Le ipotesi principali del modello sono le seguenti:

1. così come un sistema meccanico ad un grado di libertà è posto in vibrazione da una forzante esterna, il sistema goccia-ambiente inizia a vibrare sotto la spinta dell'interazione aerodinamica.
2. la goccia si deforma oscillando intorno alla forma sferica con una frequenza ed una ampiezza che dipendono dall'entità della forza aerodinamica e dalle costanti che rappresentano la rigidità e lo smorzamento del sistema goccia-ambiente.
3. quando l'ampiezza della deformazione ha superato un certo limite si ha la frantumazione della goccia di partenza.
4. la generazione delle gocce avviene rispettando i principi di conservazione della massa e dell'energia.

Si riporta uno schema per spiegare l'analogia:

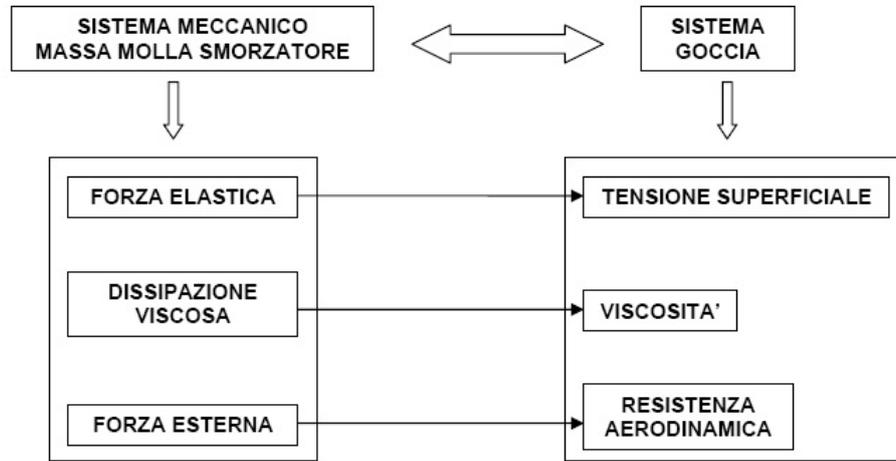


Figura 4.2: Schema dell'analogia di Taylor

### Oscillazione della goccia

Si parte dall'equazione risolutiva di un sistema vibrante ad un grado di libertà:

$$F = kx + d\frac{dx}{dt} + m\frac{d^2x}{dt^2} \quad (4.16)$$

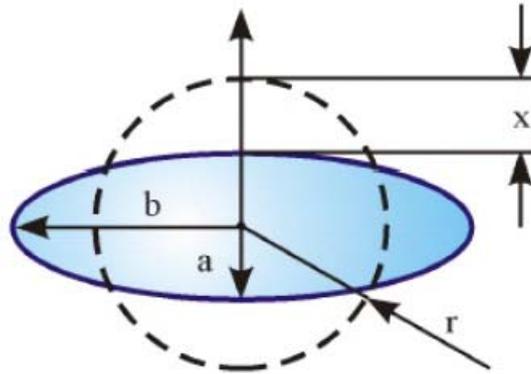
dove con  $x$  è stata indicata la deviazione dalla forma sferica subita dalla goccia, si veda a tale proposito la figura 4.3. Dividendo i termini dell'equazione per la massa si hanno le seguenti relazioni:

$$\frac{F}{m} = C_f \frac{\rho_G \cdot U^2}{\rho_L \cdot r} \quad \frac{k}{m} = C_k \frac{\sigma}{\rho_L \cdot r^3} \quad \frac{d}{m} = C_d \frac{\mu_L}{\rho_L \cdot r^2} \quad (4.17)$$

dove:

$\rho_L$  è la densità del liquido,  $\rho_G$  la densità del gas,  $U$  la velocità relativa della goccia,  $r$  il raggio della goccia,  $\sigma$  la tensione superficiale,  $\mu_L$  la viscosità del liquido e  $C_f, C_k, C_d$  sono costanti di modello

Le oscillazioni con il trascorrere del tempo crescono in ampiezza ed in frequenza fino a raggiungere un valore critico, superato il quale la goccia subisce



**Figura 4.3:** Deformazione della goccia

il processo di break-up. In particolare la rottura avviene quando  $x > C_b r$ , con  $C_b = 0.5$ , quindi la rottura avviene quando la distorsione ( $= 2x$ ) uguaglia il raggio della goccia. Si assume che la goccia oscilli in maniera che due punti diametralmente opposti si incontrino. Tali punti stanno su una retta che coincide con la direzione del moto. Con questo assunto si impone che l'oscillazione avvenga in un solo modo; questa è chiaramente un'approssimazione della realtà, poiché le gocce hanno vari modi di vibrare, tuttavia l'approssimazione si rende necessaria per non complicare troppo il modello. Ponendo  $y = x/C_b r$  l'equazione (4.16) diviene:

$$\ddot{y} = \frac{C_f \rho_G U^2}{C_b \rho_L r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_L r^3} y - \frac{C_d \mu_L}{\rho_L r^2} \dot{y} \quad (4.18)$$

ora la condizione di break-up è  $y > 1$ . Supponendo costante la velocità relativa delle gocce e piccolo lo smorzamento (bassa viscosità), l'equazione che descrive la  $y(t)$  può essere ricavata dalla (4.18):

$$y(t) = We_c + e^{-\left(\frac{t}{t_d}\right)} \cdot \left[ (y_0 - We_c) \cos \omega t + \frac{1}{\omega} \left( \frac{dy_0}{dt} + \frac{y_0 - We_c}{t_d} \right) \sin \omega t \right]$$

essendo:

$$We = \frac{\rho_G U^2 r}{\sigma} \qquad We_c = \frac{C_f}{C_k \cdot C_b} We$$

$$y_0 = y(0) \qquad \frac{dy_0}{dt} = \frac{dy(0)}{dt}$$

$$\frac{1}{t_d} = \frac{C_d \mu_L}{2 \rho_L r^2} \qquad \omega^2 = C_k \frac{\sigma}{\rho_L r^3} - \frac{1}{t_d^2}$$

Il termine  $U$  è la velocità relativa tra la goccia e l'aeriforme che lo circonda. Le costanti sono scelte tramite confronti tra simulazioni e dati sperimentali; i valori consigliati dall'autore sono:

$$Ck = 8 \qquad Cd = 5 \qquad Cf = 2/3 \qquad (4.19)$$

Occorre, ora, determinare il diametro delle gocce derivanti dal break-up.

### Dimensione delle gocce generate

La dimensione delle gocce derivanti dal break-up è determinata uguagliando l'energia della goccia generatrice alla somma delle energie relative alle gocce generate.

L'energia della goccia generatrice si calcola con la formula seguente:

$$E_{parent} = 4\pi r^2 \sigma + k \frac{\pi}{3} \rho_L r^5 \left[ \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \omega^2 y^2 \right] \qquad (4.20)$$

dove  $k$  è il rapporto tra l'energia di distorsione e quella di oscillazione del modo fondamentale, risulta  $k = 10/3$ .

Le gocce generate sono assunte sferiche (non son distorte e non oscillano) e l'energia ad esse associata è espressa dalla formula:

$$E_{child} = 4\pi r^2 \sigma \frac{r}{r_{32}} + \frac{\pi}{6} \rho_L r^5 \cdot \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 \qquad (4.21)$$

dove  $r_{32}$  è il *raggio medio di Sauter* delle gocce generate e può essere determinato uguagliando le due energie. Ponendo:

$$y = 1 \qquad e \qquad \omega^2 = \frac{8\sigma}{\rho_L r^3} \qquad (4.22)$$

si trova:

$$r_{32} = \frac{r}{1 + \frac{8ky^2}{20} + \frac{\rho_L r^3 (dy/dt)^2}{\sigma} \left( \frac{6k+5}{120} \right)} \quad (4.23)$$

Determinate le dimensioni delle gocce generate, il loro numero si calcola imponendo la conservazione della massa.

### Velocità delle gocce generate

Nel modello TAB si assume che la goccia generata sia animata da una velocità uguale a quella della goccia generatrice, a cui si somma una componente normale. Quando avviene il break-up, l'equatore della goccia generatrice si muove ad una velocità normale alla traiettoria pari a:

$$\frac{dx}{dt} = C_b r \left( \frac{dy}{dt} \right)$$

Le gocce generate avranno una velocità normale alla traiettoria proporzionale a quella dell'equatore della goccia generatrice ed essa può essere calcolata tramite la seguente formula:

$$v_{norm} = C_v C_b r \frac{dy}{dt} \quad (4.24)$$

dove  $C_v$  è una costante prossima all'unità.

Questa componente normale giace su un piano normale alla traiettoria della goccia e su tale piano non ha una direzione definita: essa è scelta stocasticamente.

### Break-up delle gocce

Vediamo ora come sono calcolate le condizioni per il break-up. È innanzitutto calcolata, per ciascuna goccia, l'ampiezza delle oscillazioni non smorzate ( $t_d \rightarrow \infty$ ) al time step n-esimo, tramite l'equazione seguente:

$$A = \sqrt{(y^n - We_c)^2 + \left( \frac{(dy/dt)^n}{\omega} \right)^2} \quad (4.25)$$

Concordemente all'equazione (4.25), il break-up è possibile solo se è verificata la condizione:

$$We_c + A > 1 \quad (4.26)$$

Se la goccia non soddisfa l'equazione (4.26), il break-up non avviene. Occorre, a questo punto, trovare una soluzione numerica dell'equazione del moto che permetta di aggiornare i valori di  $y$  (ampiezza dell'oscillazione) e della sua derivata prima (frequenza dell'oscillazione) ad ogni iterazione del calcolo. Questo lavoro è stato effettuato da *O'Rourke e Amsden* ed ha condotto alle seguenti equazioni:

$$\begin{aligned} y^{n+1} &= We_c + e^{-(\Delta t/t_d)} \cdot \left\{ (y^n - We_c) \cdot \cos \omega t + \frac{1}{\omega} \cdot \left[ \left( \frac{dy}{dt} \right)^n + \frac{y^n - We_c}{t_d} \right] \cdot \sin \omega t \right\} \\ \left( \frac{dy}{dt} \right)^{n+1} &= \frac{We_c - y^{n+1}}{t_d} + \omega \cdot e^{-(\Delta t/t_d)} \cdot \left\{ \frac{1}{\omega} \cdot \left[ \left( \frac{dy}{dt} \right)^n + \frac{y^n - We_c}{t_d} \right] \cdot \cos(\omega \Delta t) - (y^n - We_c) \cdot \sin(\omega \Delta t) \right\} \end{aligned} \quad (4.27)$$

Il tempo di break-up  $t_{bu}$  è quell'intervallo temporale trascorso il quale si raggiungono le condizioni del break-up. L'algoritmo di calcolo si basa sull'aggiornamento del tempo di esistenza della goccia in camera a partire dall'istante in cui questa è stata introdotta o prodotta da un break-up precedente; se nel time step considerato tale tempo di esistenza supera quello di break-up, si verifica la rottura della goccia.

$t_{bu}$  è il tempo necessario affinché sia  $y = 1$  ed è quindi la più piccola radice positiva dell'equazione  $y(t) = 1$ . Per calcolarlo si trascura l'effetto smorzante della viscosità del liquido.

L'algoritmo di calcolo controlla il tempo di permanenza di tutti i pacchetti

presenti in camera ad ogni time step ed esegue il break-up di quelli che hanno superato il  $t_{bu}$ .

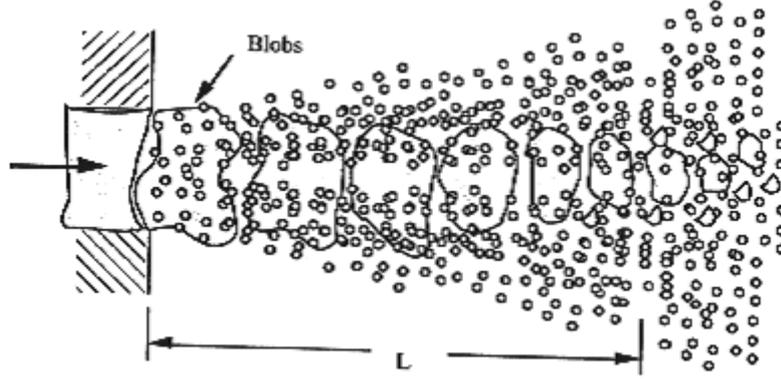
Nel caso in cui un pacchetto subisca break-up, il numero di gocce che contiene è aggiornato secondo la seguente formula:

$$Nr^3 = N_0r_0^3$$

Per le gocce derivanti dal break-up si assume che sia  $y = 0$  e  $dy/dt = 0$ , ovvero si azzerano i parametri di distorsione della goccia.

### 4.3.3 Il modello di onda superficiale (WAVE model)

Il modello di instabilità delle onde superficiali *WAVE Model*, introdotto da Reitz e Diwakar[?], considera che il liquido sia iniettato come particelle discrete di gocce o ‘blobs’, la cui misura decresce con il tempo in seguito al fenomeno di break-up. A queste particelle iniziali, dopo il fenomeno di atomizzazione, si vanno a sommare nuove particelle computazionali quando la massa delle gocce figlie raggiunge un valore superiore ad una percentuale fissata della massa totale iniettata. Questa ultima operazione, nella forma implementata nella routine di atomizzazione da Reitz [?], rende più onerosi i calcoli computazionali a causa del notevole accrescimento del numero di particelle computazionali. Il metodo di break-up, descritto in dettaglio da *Reitz e Diwakar*, esamina la stabilità di una superficie di colonna liquida sottoposta a perturbazioni, utilizzando una teoria lineare del primo ordine. La misura delle gocce figlie è appunto determinata dal valore della lunghezza d’onda delle onde instabili sulla superficie dei blobs. Dalle equazioni idrodinamiche linearizzate per il liquido (indicato con 1) e per il gas (indicato con 2), si deriva l’equazione di dispersione:



**Figura 4.4:** La formazione dello spray nel modello WAVE

$$\begin{aligned}
 \omega^2 + 2\nu_1 k^2 \omega \left[ \frac{I_1'(ka)}{I_0(ka)} - \frac{2k\ell}{k^2 + \ell^2} \cdot \frac{I_1(ka)I'(\ell a)}{I_0(ka)I_1(\ell a)} \right] = \\
 = \frac{\sigma k}{\rho_1 a^2} (1 - k^2 a^2) \left( \frac{\ell^2 - k^2}{\ell^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} + \\
 + \frac{\rho_2}{\rho_1} (W - i\omega/k)^2 \left( \frac{\ell^2 - k^2}{\ell^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka)K_0(ka)}{I_0(ka)K_1(\ell a)ka}
 \end{aligned} \tag{4.28}$$

avendo imposto uno spostamento assial-simmetrico infinitesimale alla superficie del liquido per perturbare il campo di moto, della forma:

$$\eta = R(\eta_0 e^{ikz + \omega t}) \tag{4.29}$$

dove:

$\eta_0$  è l'ampiezza iniziale della perturbazione,  $\omega$  è il tasso di crescita d'onda,  $\lambda$  è la lunghezza d'onda,  $\ell^2 = k^2 + \omega/\nu_1$ ,  $\nu_1$  è la viscosità dinamica del liquido,  $I_0$  e  $I_1$  sono funzioni di Bessel modificate del primo tipo,  $\Phi_1 = C_1 I_0(kr) e^{(ikz + \omega t)}$  e  $\Psi_1 = C_2 I_1(\ell r) e^{(ikz + \omega t)}$ .

In tal modo le equazioni che reggono il fenomeno (nel sistema di coordinate cilindriche  $z, r, \theta$  (con l'origine all'uscita dell'iniettore e le cui coordinate

assiali coincidono con l'asse del getto) sono risolte in termini di soluzione modale normale, nella forma:

$$(u_i, p_i, \eta) = [\bar{u}_i(r), \bar{p}_i(r), \eta_0] e^{[\omega t + i(kz + n\theta)]} \quad (4.30)$$

dove  $u$  è la velocità ( $i=L$  per il liquido e  $i=G$  per il gas),  $p$  è la pressione,  $(k, n)$  è il vettore di numero d'onda con  $n$  intero. Lo sviluppo di questo modello considerando una deformazione d'onda con  $n \neq 0$ , mostrando che nei regimi di seconda onda indotta e di atomizzazione i disturbi tridimensionali ( $n > 0$ ) sono importanti nel processo di break-up. All'aumentare del *numero di Weber*, tali disturbi diventano instabili e più significativi. In queste condizioni la disintegrazione del getto è governata da meccanismi molto più complessi. Reitz, nell'implementazione del WAVE nel codice, ha considerato  $n = 0$  e, dunque, le onde 'interfacciali' sulla superficie del getto corrispondono ad una deformazione simmetrica della superficie con espansione in direzione radiale. Nella (4.28) sono messe in relazione  $\omega$ ,  $\lambda$  ed il valore iniziale  $\eta_0$  ed i parametri fisici e dinamici del getto liquido e del gas. La pressione del liquido e quella del gas sono rispettivamente pari a:

$$p_1 = \frac{-\rho_1 \delta \phi_1}{\delta t}$$

$$p_2 = -\rho_2 (W - i\omega/kg^2k\eta) \cdot \frac{K_0(ka)}{ka} \quad (4.31)$$

con  $W$  velocità relativa tra liquido e gas,  $K_0(ka)$  e  $K_1(ka)$  funzioni di Bessel modificate.

Le soluzioni numeriche della (4.28), nell'ipotesi di  $n = 0$ , indicano che esiste un unico valore di massimo della legge di crescita d'onda,  $\omega = \omega(k)$ , e che per

$\omega = \Omega$  e corrispondentemente  $\lambda = \Lambda$  si ottiene:

$$\frac{\Lambda}{a} = 9.02 \frac{(1 + 0.45Z^{0.5})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.87We_2^{1.67})^{0.6}} \quad (4.32)$$

$$\Omega = \left[ \frac{\rho_1 a^3}{\sigma} \right]^{0.5} = \frac{(0.34 + 0.38We_2^{1.5})}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})}$$

$\Lambda$  e  $\Omega$  caratterizzano la crescita veloce d'onda sulla superficie del liquido, il termine  $Z$  rappresenta il *numero di Ohnesorge* ed è pari a  $We_1^{0.5}/Re_1$ , mentre  $Re_1$  è il *numero di Reynolds* pari a  $Wa/\nu_1$  e  $T = ZWe_2^{0.5}$ .

Al variare del *numero di Weber* del gas, si instaurano regimi di break-up diversi. Per valori di Weber bassi (regime di Rayleigh) le gocce presentano un diametro maggiore rispetto a quello della colonna liquida. All'aumentare di tale valore, il fenomeno cambia, le gocce si riducono di dimensioni, fino a raggiungere un valore di diametro molto più piccolo rispetto a quello del foro dell'iniettore. In questo regime di atomizzazione, il numero di Weber è, infatti, molto elevato e lo spray assume la ben nota forma di cono. Tale fenomeno di atomizzazione del liquido prevede che il raggio delle nuove gocce assuma il valore seguente:

$$r = \begin{cases} B_0 \Lambda & \text{se } (B_0 \Lambda \leq a), \\ \min \begin{cases} (3\pi a^2 W / 2\Omega)^{0.33} \\ (3a^2 \Lambda / 4)^{0.33} \end{cases} & \text{se } (B_0 \Lambda > a) \end{cases}$$

con  $a$  raggio del blob liquido.

Nella prima equazione si assume che le nuove goccioline hanno raggio proporzionale alla lunghezza d'onda superficiale più instabile tramite un fattore  $B_0$  posto pari a 0.61. La seconda equazione, invece, si applica alle gocce di diametro superiore a quello del getto con una frequenza di disturbo pari a

$\Omega/2\pi$ . In entrambi i casi la legge di variazione del raggio della goccia madre, in seguito al fenomeno di break-up, è pari a:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{(a-r)}{\tau} \quad (4.33)$$

con  $r \leq a$ ,  $\tau = 3.726B_1a/\Lambda\Omega$  e  $a_0 = a(t = t_0)$ , dove  $\tau$  è il tempo di break-up che è influenzato dai livelli di disturbo iniziali del getto, dalla turbolenza del flusso e dal disegno del polverizzatore;  $B_1$  è una costante empirica che varia per ogni regime di break-up e  $a_0$  è il raggio iniziale.

Il numero di gocce si incrementa nel tempo e, come già accennato, nuove particelle computazionali sono aggiunte a quelle già esistenti, una volta che la massa sottratta alla massa iniziale è maggiore o uguale al 3% della massa media iniettata e se il numero di gocce supera il numero di gocce iniziali. Dopo ogni evento di break-up, alle nuove particelle viene assegnata la stessa temperatura ed allocazione fisica delle gocce ‘madri’, aggiornando le componenti di velocità radiali e tangenziali ed il raggio.

#### 4.3.4 il modello ibrido

Come detto precedentemente il *numero di Weber* misura l'importanza relativa delle forze aerodinamiche destabilizzanti rispetto a quelle capillari che tendono a mantenere compatta la goccia. Questo fa sì che il *numero di Weber* viene utilizzato largamente in letteratura come parametro descrittivo del tipo di rottura a cui la goccia sta andando incontro. La sperimentazione ha dimostrato che[?] per una goccia che si muove all'interno di un gas a velocità crescente si osserva una deformazione superficiale significativa per valori del *numero di Weber* superiori all'unità, e che per valori maggiori di una soglia critica ( $We_{cr}$ )(circa 12 per combustibili liquidi) questa deformazione porta alla frantumazione della goccia. Procedendo con l'aumento della velocità, e

quindi del *numero di Weber* si incontreranno altri regimi di frantumazione, così come detto nei precedenti capitoli. Il modello adoperato in questo lavoro adopera proprio il *numero di Weber* come parametro di scelta tra vari sottomodelli, di break-up, ognuno adatto al regime di atomizzazione in atto. Per la precisione, essendo interessati a simulare fenomeni con valore del *numero di Weber* tra 0 e  $50 \div 60$  il modello adopera solo due sottomodelli:

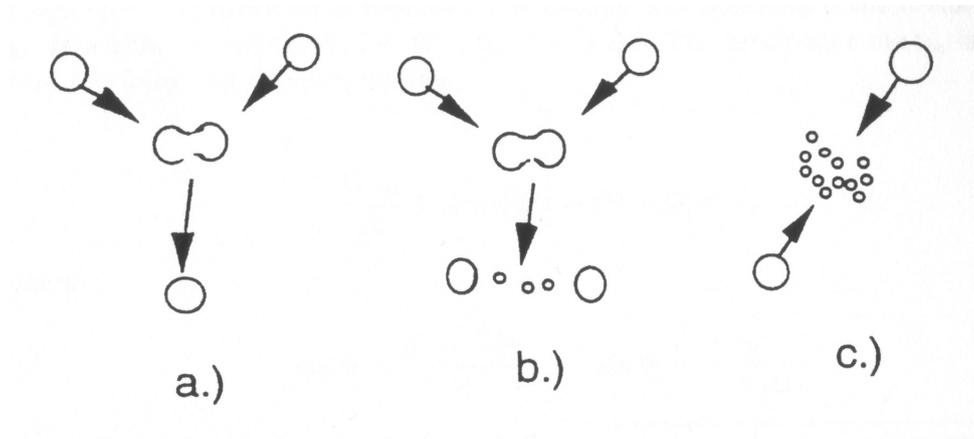
- il modello TAB che descrive adeguatamente[?][?] i fenomeni che accadono nel regime vibrazionale ( $12 < We < 25$ )
- Il modello Wave

#### 4.3.5 Il modello di collisione e coalescenza

Il modello di collisione delle gocce in uso nel solutore è stato sviluppato da O'Rourke[?]. Quando due particelle si scontrano sono possibili le seguenti conclusioni (4.5):

- totale coalescenza con un'unica goccia prodotta, le forze di tensione superficiale sono dominanti rispetto a quelle di inerzia, si mantiene, così, la forma della goccia (caso a);
- una collisione con successivo break-up in cui si producono gocce di differente diametro, le forze di tensione superficiale vengono sopraffatte da quelle di inerzia, le gocce si separano (caso b);
- completa frantumazione delle gocce, come al caso precedente solo che aumenta la violenza del fenomeno (caso c).

Nel modello di collisione di O'Rourke viene demandata al modello di break-up la frantumazione delle gocce figlie, per cui il modo di collisione (b) viene



**Figura 4.5:** Differenti forme scaturite dalla collisione di due gocce

assimilato ad un urto elastico con scambio di momento della quantità di moto delle gocce, mentre il modo (c) viene trascurato in quanto richiede velocità molto elevate. Quindi, quando due gocce appartenenti a pacchetti diversi si incontrano nella stessa cella viene valutato il *numero di Weber*, considerando come velocità quella relativa tra le due gocce, se non si supera un determinato valore di soglia la goccia prodotta subirà un processo di coalescenza.

Si consideri una distribuzione uniforme all'interno di una cella delle gocce appartenenti ad un pacchetto, se due pacchetti si incontrano nella stessa cella la probabilità che una goccia del pacchetto con diametro maggiore incontri una con diametro minore è dato da:

$$\nu = \frac{N_{p,2}}{V_{cell}} \pi (r_1 + r_2)^2 |V_{p,1} - V_{p,2}| \cdot E_{1,2} \quad (4.34)$$

dove con i pedici 1,2 si sono indicate le appartenenze a i due pacchetti,  $N_p$  è il numero di gocce contenute in un pacchetto,  $V_{cell}$  è il volume della cella,  $\pi (r_1 + r_2)^2$  è il cilindro di intersezione,  $V_p$  è la velocità delle gocce, mentre  $E_{1,2}$  è l'efficienza di collisione con valore normalmente prossimo all'unità.

La procedura di calcolo seguita dal modello è:

1. si calcola il probabile numero di collisioni delle gocce di diametro maggiore:

$$\bar{n}_{p,1} = \frac{\nu_{1,2} \cdot N_{p,1}}{\min(N_{p,1}, N_{p,2})} \quad (4.35)$$

2. viene scelto un numero  $\xi$  casuale nell'intervallo  $(0, 1)$ , assumendo una distribuzione di *Poisson* di valore medio  $\overline{overline{linen}} = \nu_{1,2} \cdot \Delta t$ , la probabilità che non avvenga la collisione può essere calcolata come segue:

$$P_0 = e^{-\bar{n}_{p,1}} \quad (4.36)$$

3. se  $\xi < P_0$ , non avviene nessuna collisione e viene computato il prossimo pacchetto
4. se  $\xi > P_0$ , il sotto modello procede con il calcolo, scegliendo tra due possibili soluzioni, la prima è la completa coalescenza tra le gocce, in alternativa avviene solo uno scambio di momento della quantità di moto. Per operare questa scelta il modello valuta il *parametro di impatto*  $b$ , e lo confronta con un valore di soglia  $b_{cr}$ , dove:

$$b = (r_1 + r_2) \cdot \sqrt{\xi}$$

$$b_{cr}^2 = (r_1 + r_2)^2 \min \{1.0, 2.4f(\gamma)/We\}$$

$$f(\gamma) = (\gamma)^3 - 2.4(\gamma)^2 + 2.7\gamma \quad (4.37)$$

$$\gamma = \frac{r_1}{r_2} \quad \text{con:} \quad r_1 > r_2$$

$$We = \frac{\rho_L |V_{rel}|^2 r_2}{\sigma}$$

dove  $\xi$  è un nuovo numero casuale, mentre  $\rho_L$  e  $\sigma$  sono rispettivamente la densità e la tensione superficiale del liquido.

5. se il valore di  $b$  è inferiore al valore del parametro critico  $b_{cr}$ , tutte le collisioni si risolvono in coalescenza, lo scambio di massa e di momento avvengono, chiaramente, in rispetto alle leggi di conservazione.
6. se  $b > b_{cr}$ , invece le due gocce urtano scambiano quantità di moto e procedono con velocità:

$$V_p' = V_p \frac{b - b_{cr}}{r_1 + r_2 - b_{cr}} \quad (4.38)$$

#### 4.3.6 il modello di evaporazione delle gocce

Nel codice di calcolo adoperato i calcoli ci forniscono informazioni riguardo le dimensioni e la massa istantanea delle gocce ottenute in seguito al break-up dello spray, al fenomeno di coalescenza ed a quello di evaporazione. Inoltre, il modello di evaporazione include il calcolo del tasso di trasferimento di calore alla goccia, come quello della temperatura dei vapori di combustibile. Il modello di evaporazione, originariamente introdotto nel codice, è il modello di *Spalding* [?], sviluppato facendo ricorso ad una serie di ipotesi semplificative di seguito elencate, per rendere l'algoritmo di calcolo poco complesso. Le principali assunzioni fatte sono:

1. lo strato limite del gas è quasi stazionario
2. c'è simmetria sferica
3. la radiazione è trascurata
4. i vapori di aria e combustibile si comportano come gas ideali

5. la temperatura della goccia è spazialmente uniforme
6. si assume la legge di Fick per la diffusione
7. l'equilibrio di fase vapore/liquido è considerato sulla superficie della goccia
8. la regola di 1/3 è utilizzata per le proprietà dei gas
9. densità del liquido costante.

Avendo assunto l'equilibrio di fase alla superficie del combustibile evaporante, l'equazione di *Clausius-Clapeyron* considera la pressione di saturazione del combustibile come funzione della temperatura. Le variazioni delle proprietà fisiche sono trascurate, il *numero di Lewis* (definito come  $K_{aria}/(\rho_d \cdot c_{paria})$ , dove  $K_{aria}$  è la conducibilità dell'aria,  $\rho_d$  è il coefficiente di diffusione binaria vapore-aria,  $c_{paria}$  è il calore specifico a  $p$  costante) è considerato unitario ed il calore trasferito dal liquido è trascurato.

Il calore trasferito alla superficie della goccia è conseguenza della differenza di temperatura ( $T^\infty - T_s$ ) tra l'esterno e la goccia. In realtà, la variabilità delle proprietà fisiche ed il calore trasferito nella goccia sembrano essere fattori determinanti nello sviluppo dell'evaporazione ed il *numero di Lewis* può variare considerevolmente da 1 a 4.

Le assunzioni fatte possono risultare, quindi, talvolta un po' troppo restrittive per tale tipo di spray, diversi studi[?], hanno portato allo sviluppo di un nuovo modello di evaporazione per spray ad alta pressione. In ogni caso questi nuovi modelli non producono risultati molto dissimili, in termini di rilascio del calore ed emissioni inquinanti, da quelli ottenuti con il modello di *Spalding*. Ciò a causa del fatto che in presenza di un qualunque modello di break-up, il diametro medio delle gocce è sufficientemente piccolo da far

sì che le gocce raggiungano lo stato critico per l'evaporazione rapidamente. Per il lavoro in esame, quindi, il modello classico di Spalding può predire il tasso di evaporazione delle gocce con sufficiente accuratezza e nel contempo senza aggravare esageratamente i tempi di calcolo.

Per ovviare alle limitazioni del modello originale di *Spalding*, anche *Rocco* [?] ha sviluppato un modello di evaporazione per una singola goccia in condizioni quasi stazionarie basato sulla formula di *Hiroyasu* cercando di rendere più realistica la descrizione di tale fenomeno nel calcolo tridimensionale. Egli ha confrontato i risultati ottenuti con il modello originale del KIVA con quelli del suo nuovo modello più esteso evidenziando come questi ultimi presentassero un miglior accordo con i dati sperimentali.

Per una migliore comprensione del fenomeno e per poter avvicinare maggiormente i dati numerici a quelli sperimentali, *Belardini ed al.*[?] hanno eliminato alcune assunzioni del modello, ritenute come già detto piuttosto restrittive.

Nella versione originale del modello la densità del liquido era considerata costante ed era calcolata alla temperatura di iniezione. In questa versione modificata da *Belardini ed al.* la densità è assunta variabile con la temperatura secondo la formula sperimentale[?]:

$$\rho(T) = \rho(T_0) - 10^3 \cdot 0.69 (T - T_0) - 10^{-6} \cdot 0.13 (T - T_0)^2 \quad (4.39)$$

dove  $T_0$  è la temperatura di riferimento.

In tal modo viene inserito il fenomeno di dilatazione termica che modifica il tasso di evaporazione specialmente nella prima parte della vita della goccia. La seconda assunzione rimossa è il *numero di Lewis* unitario che imponeva il numero di trasferimento di massa  $B_m$  essere uguale a quello di trasferimento

di energia  $B_T$ . In questa maniera il numero è calcolato come  $B_T$ :

$$B_T = \frac{c_p(T - T_d)}{Q} \quad (4.40)$$

dove  $Q$  è pari alla somma del calore trasferito in fase liquida ed il calore latente di vaporizzazione alla temperatura di superficie.

$$Q = Q_l + L(T_s) \quad (4.41)$$

Avendo introdotto il numero adimensionale  $B_T$ , i numeri di *Nusselt* e *Sherwood* sono cambiati in accordo alle modifiche di *Abramzon e Sirignano*[?]. Tale modifiche sono relazionate ai risultati sperimentali di *Renksizbulut e Yuen*[?].

$$Nu_d = Nu_d^*/F_T(B_T) = (2.0 + 0.57 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3}) \cdot \text{frac1}(1 + B_T)^{0.7}$$

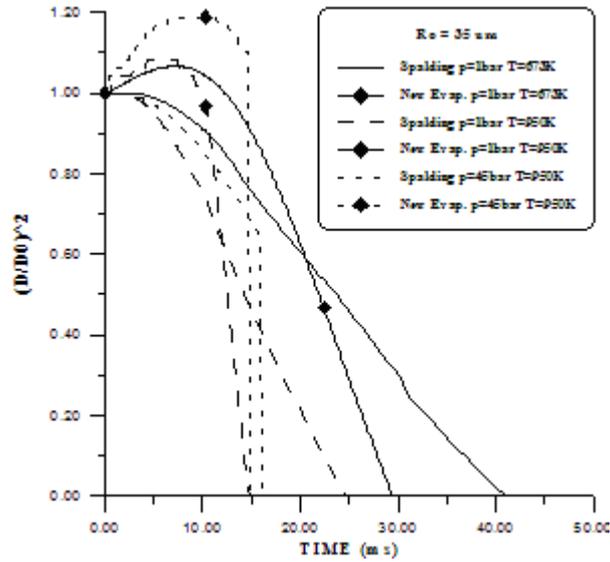
$$Sh_d = Sh_d^*/F_m(B_m) = (2.0 + 0.57 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3}) \cdot \text{frac1}(1 + B_m)^{0.7}$$

Precedenti lavori hanno eseguito [?] calcoli per una singola goccia iniettata in bomba a differenti valori di temperatura ( $473K, 573K, 673K, 950K$ ) e pressione ( $1bar, 20bar, 45bar$ ) dell'aria, senza considerare il fenomeno di atomizzazione e di coalescenza.

I risultati (in termini di rapporto tra diametro finale ed iniziale della goccia) sono stati confrontati con quelli ottenuti con il modello originale.

Come mostrato in figura 4.6, nel caso di temperatura elevata ( $950K$ ), l'effetto della dilatazione termica nella prima fase del processo di evaporazione è amplificato, mentre la velocità di evaporazione aumenta nella seconda fase.

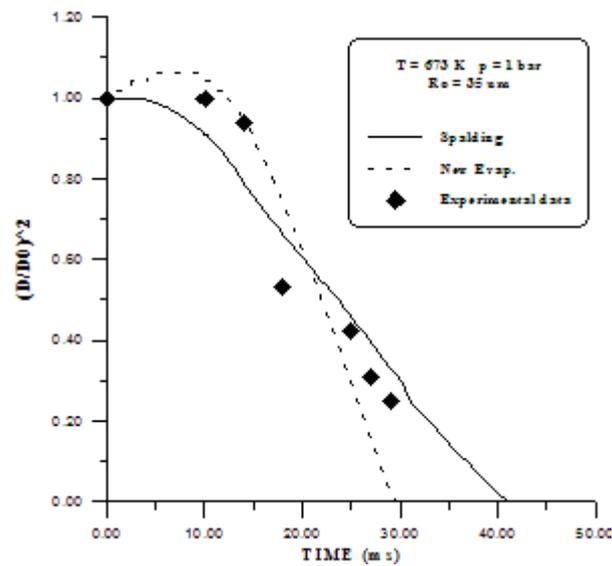
Aumentando pressione e temperatura, l'inversione di tendenza non avviene poiché il fenomeno di dilatazione ha un peso maggiore finché la goccia non raggiunge direttamente le condizioni di vaporizzazione. Se si aumenta, poi, la velocità di iniezione (oltre i  $200m/s$ ), il tempo di vita della goccia tende a



**Figura 4.6:** Valori di  $(D/D_0)^2$  calcolati e misurati in funzione del tempo al variare della temperatura ambiente.

ridursi sempre più.

In figura 4.7 i nuovi valori della variazione di diametro sono confrontati con dati sperimentali. E' evidente come con le modifiche apportate al modello di evaporazione l'andamento dei dati sia più realistico.



**Figura 4.7:** Valori di  $(D/D_0)^2$  calcolati e misurati in funzione del tempo ad una temperatura ambiente di 673 K.

# Capitolo 5

## La generazione di griglia

### 5.1 La Grid Generation

La soluzione numerica delle equazioni differenziali parziali (PDE) richiede una discretizzazione dello spazio in un insieme di punti o volumi elementari detti celle, questa ripartizione del dominio dà origine ad una struttura detta griglia o mesh. Le equazioni differenziali sono approssimate da un set di equazioni algebriche definito su questo gruppo di punti, questo sistema di equazioni algebriche dà come soluzione un set di valori discreti che approssima la soluzione delle PDE nel dominio in esame.

La mesh deve dunque stabilire una corrispondenza biunivoca fra il dominio fisico da discretizzare ed il dominio computazionale da utilizzare per la soluzione delle equazioni.

La discretizzazione del campo richiede un'adatta organizzazione affinché la soluzione sia utile: per esempio si devono facilmente identificare tutti i punti o le celle che delimitano lo spazio computazionale. Inoltre, la discretizzazione deve essere conforme ai confini della regione in modo tale che le condizioni al contorno possano essere facilmente ed accuratamente rappresentate.

Grazie alla notevole evoluzione ed al sempre più diffuso impiego dei calcolatori elettronici, la grid generation sta diventando una vera e propria disciplina. Gli attuali computer, finanche le usuali workstation, possono portare a compimento simulazioni in tempi relativamente brevi, anche su griglie di decine o centinaia di migliaia di punti. Si è, quindi, registrata, negli ultimi anni, una diffusione dell'analisi computazionale e di conseguenza della grid generation, sia in campo scientifico che in quello industriale con applicazione nei più svariati problemi.

Per svolgere calcoli sempre più precisi su geometrie sempre più complesse è diventata di fondamentale importanza la generazione di una griglia di calcolo che possa far scaturire dalla simulazione risultati significativi e soddisfacenti.

## 5.2 Classificazione delle griglie

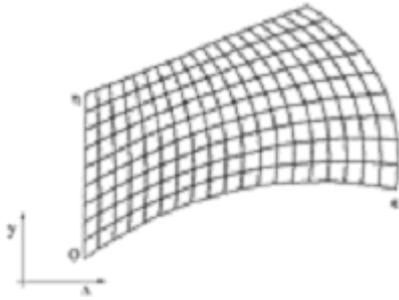
Nel corso degli anni sono stati studiati diversi tipi di griglie e di conseguenza, diverse tecniche atte a generarle.

Si possono distinguere due categorie di griglie:

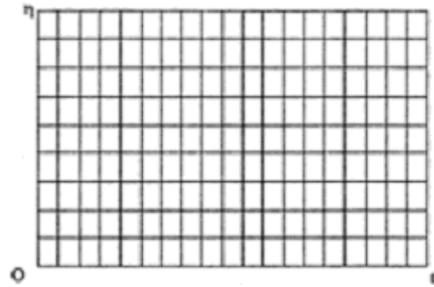
- *griglie strutturate*

Una griglia è strutturata quando un suo nodo interno è connesso ad un numero fissato di nodi vicini, formando una struttura regolare. Si discretezza, così, il dominio fisico sede del fenomeno trasformandolo in un dominio computazionale di tipo rettangolare. Per generare una griglia strutturata occorre riferirsi ad un sistema di coordinate curvilinee, eventualmente normalizzate, tale che una di queste coordinate sia costante su una frontiera mentre l'altra vari monotonamente lungo tale frontiera. La trasformazione del dominio fisico in un dominio compu-

tazionale rettangolare è perseguita mantenendo identici campo di variazione e verso della coordinata variabile su ciascuna di due frontiere opposte. Così facendo ogni linea riferita ad una coordinata intersecherà tutte le altre linee riferite all'altra coordinata ciascuna in uno ed un solo punto cosicché ciascun nodo nella regione fisica avrà per immagine uno ed un solo punto nella regione computazionale e viceversa, assicurando la biunivocità fra le due classi di domini.



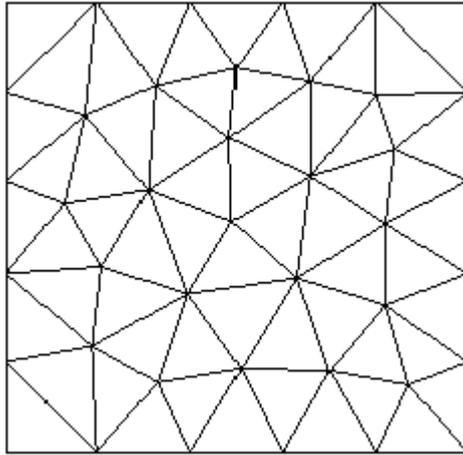
**Figura 5.1:** Piano fisico



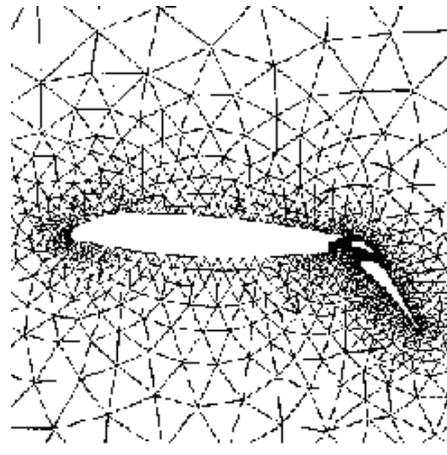
**Figura 5.2:** Piano computazionale

- *griglie non strutturate*

In una griglia non strutturata, invece, ogni nodo può essere connesso con un arbitrario numero di nodi della griglia. Sebbene sia possibile avere elementi di forme diverse, gli elementi di solito utilizzati sono i triangoli in 2D (domini bidimensionali) e i tetraedri in 3D (domini tridimensionali). Esistono alcuni vantaggi dall'utilizzo di griglie non strutturate, in particolare la grande flessibilità geometrica che permette di trattare configurazioni complesse, ottenendo un efficiente controllo della risoluzione della griglia con la possibilità di raffinamenti localizzati.



**Figura 5.3:** Griglia non strutturata uniformemente infittita

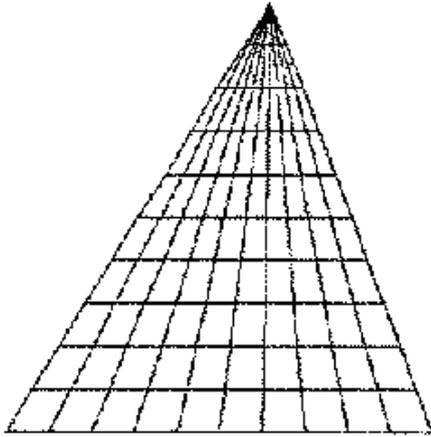


**Figura 5.4:** Griglia non strutturata diversamente infittita

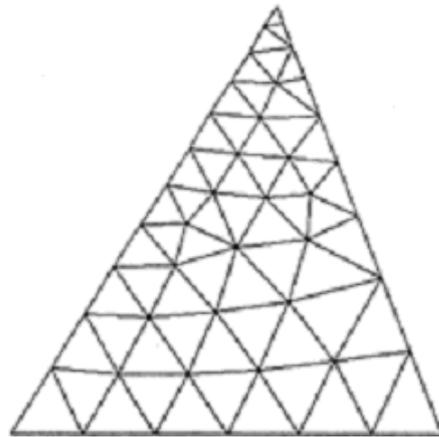
L'utilizzo dell'uno o dell'altro tipo di griglia viene dettato dalle esigenze del singolo caso.

In generale si può dire che le griglie strutturate sono più facili da trattare per l'algoritmo numerico in quanto restituiscono un dominio computazionale rettangolare in cui, per ogni punto generico  $(i, j)$  il solutore può calcolare la posizione dei punti limitrofi attraverso semplici formule. Una tale griglia può allora essere anche variabile nel tempo permettendo di simulare geometrie variabili: si pensi alla camera di combustione di un motore a combustione interna il cui volume cambia al variare dell'angolo di manovella. Tuttavia, pur avvalendosi delle tecniche multi-blocco, attraverso le quali è possibile scomporre la regione fisica in più sotto-domini, queste mesh non hanno la stessa potenza di rappresentazione propria delle griglie non strutturate. Principale pregio delle non strutturate è, infatti, la possibilità di rappresentare geometrie anche molto complesse con infittimenti locali solo dove servono. Inoltre una tale tipologia di griglia supera i limiti della strutturata nella rappresentazione di punti singolari. Come si vede dalla figura una mesh strutturata è

obbligata a distorcere le celle in prossimità di una singolarità sovrapponendo più nodi, complicazione che la non strutturata non presenta. Limite dell'ap-



**Figura 5.5:** Strutturata con punto singolare

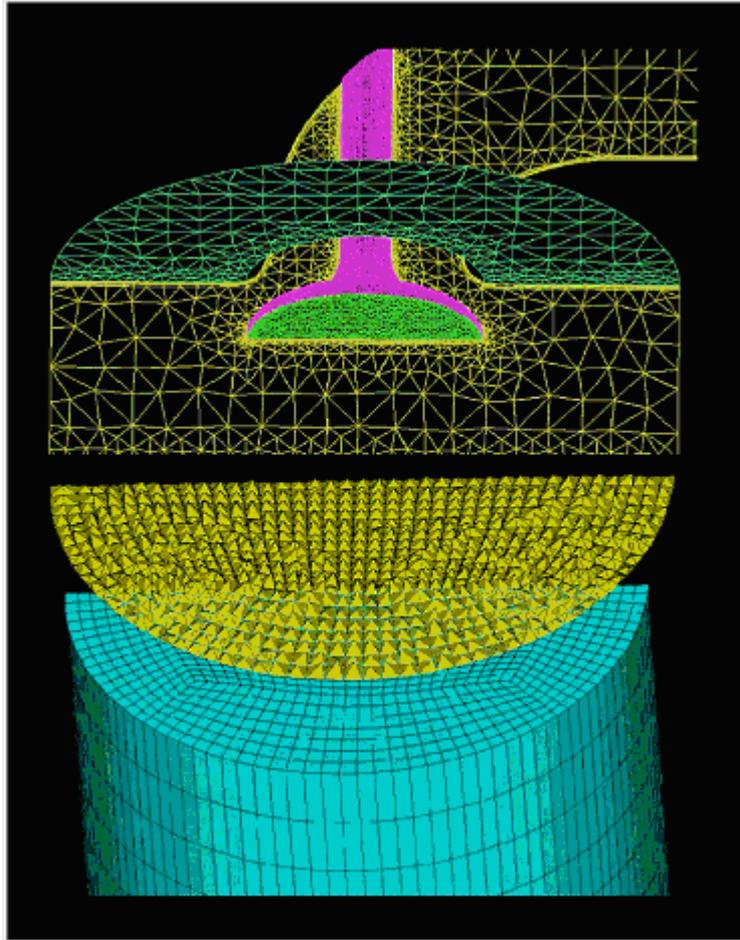


**Figura 5.6:** Non strutturata

proccio non strutturato è quello di fornire al solutore un blocco di dati più complesso da trattare dovendo fornire necessariamente anche uno schema di connettività di tutti i punti della griglia non potendosi più individuare un sistema di coordinate curvilinee. I limiti delle due tipologie sopra proposte possono essere superate da una nuova tipologia di griglia: quella ibrida. Se una regione dello spazio da computare si presta ad una suddivisione di tipo strutturato mentre, sempre nello stesso spazio, un'altra regione necessita di una mesh non strutturata, si possono soddisfare entrambe le esigenze creando due griglie una strutturata e l'altra no nelle rispettive regioni e avendo cura di unirle (merge) successivamente con l'uso di celle triangolari (piramidali in una rappresentazione 3D).

Questa terza tipologia, ovviamente, è possibile solo se si adotta un solutore capace di gestire una tale griglia.

Da quanto detto si comprende che, per effettuare una scelta corretta, non si può non conoscere la fisica del problema da esaminare e le caratteristiche



**Figura 5.7:** Griglia ibrida per la simulazione di un motore a combustione interna

del solutore che si desidera utilizzare: ad esempio problemi di strato limite in prossimità di pareti solide devono essere affrontati con una griglia strutturata ed adeguatamente infittita a seconda delle caratteristiche del solutore e della qualità dei risultati voluti, inoltre, si deve fare in modo che le linee della griglia consentano la corretta risoluzione dei forti gradienti di velocità che caratterizzano la regione prossima alla parete.

### 5.3 Griglie Strutturate

Come visto precedentemente, una griglia strutturata è un set organizzato di punti formati dall'intersezione delle linee di un sistema di coordinate curvilinee conformi alle frontiere. La caratteristica principale di un tale sistema è che ogni linea coordinata (superficie in 3D) è coincidente con ogni frontiera della regione fisica. L'uso dell'intersezioni della linea coordinata per definire i punti della griglia fornisce una struttura organizzata che permette di risolvere le PDE non più in un sistema di coordinate curvilinee, ma in un sistema cartesiano trasformato che è stato generato dal primo; ovvero una griglia generata numericamente permette lo svolgimento dei calcoli in un campo computazionale rettangolare per costituzione. Una griglia così generata svincola la simulazione numerica dalle restrizioni della forma del dominio e permette una scrittura dei codici di calcolo del tutto generale, nei quali le frontiere dei domini possono essere imposte semplicemente, come input, in un secondo momento.

Un tale campo computazionale rettangolare può avere una suddivisione in sotto-regioni anche esse rettangolari, dando così origine ad una ampia varietà di configurazioni possibili (griglie strutturate multi-blocco conformi); per configurazioni complesse, inoltre, si può anche pensare a sistemi di coordi-

nate generati separatamente per ciascuna sotto-regione del sistema fisico e successivamente giunte insieme nel piano computazionale (griglie strutturate non conformi).

Le procedure per generare sistemi di coordinate curvilinee sono generalmente le seguenti:

1. costruzione attraverso interpolazione algebrica
2. soluzione numeriche di equazioni differenziali parziali

In quest'ultimo caso i sistemi di equazioni differenziali parziali possono essere ellittici, parabolici, iperboliche come si vedrà in seguito. Per seguire correttamente ed in modo completo l'andamento delle grandezze di flusso, nelle zone ad alto gradiente occorrerà generare un numero di punti maggiore rispetto a quello strettamente necessario per quelle zone in cui le grandezze di flusso variano in maniera più dolce. Tuttavia, nella costruzione della griglia di calcolo utilizzare per l'intera regione fisica quel passo (solitamente molto piccolo) dettato dalle zone a gradiente più elevato conduce ad una mesh assai 'pesante' in termini computazionali, caratterizzata da un'alta densità di nodi anche in quelle zone dove ne basterebbero molti di meno per seguire correttamente l'evoluzione del fenomeno. Per soddisfare allora alla duplice esigenza di una griglia di calcolo fitta a sufficienza nelle zone interessate da forte variabilità spaziale delle grandezze di flusso, ma allo stesso tempo costituita dal minimo numero di nodi possibile per ridurre i costi computazionali ci si avvale della cosiddetta tecnica di stretching.

Ad ogni modo, nella costruzione di griglie strutturate a passo variabile, va sempre rispettata la regola di assecondare con gradualità l'esigenza di stretching, evitando salti improvvisi per le distanze curvilinee fra due nodi adiacenti in modo da assicurarsi che celle comunicanti abbiano dimensione e for-

ma poco differenti fra loro, garantendo alla mesh la regolarità (*smoothness*) sufficiente perché il calcolo evolva in modo corretto.

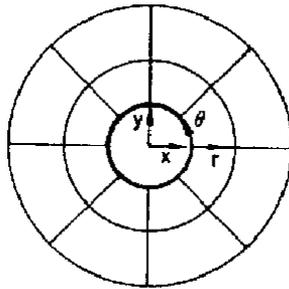
L'altro parametro che va attentamente controllato nella generazione della griglia è l'*orthogonality*, intendendo con ciò l'ulteriore esigenza computazionale di perseguire il più possibile l'ortogonalità fra le linee costituenti la mesh in prossimità dei nodi.

Il buon rispetto di *smoothness* ed *orthogonality* nella discretizzazione spaziale del modello di calcolo garantisce una descrizione efficace delle variazioni subite dalle grandezze di flusso nell'intero dominio.

Alla luce di tutte le considerazioni fatte, dunque, la conoscenza del fenomeno che si vuol studiare può fare la differenza nella realizzazione in tempi brevi di una griglia computazionale efficace.

### 5.3.1 Concetti basilari

Si consideri un sistema di coordinate cilindriche in un dominio formato da una regione anulare compresa tra due cerchi concentrici: dove le coordi-



**Figura 5.8:** Sistema di coordinate cilindriche sulla regione fisica anulare

nate curvilinee  $(r, \theta)$  variano nei rispettivi intervalli  $[r_1, r_2]$  e  $[0, 2\pi]$ . Queste coordinate possono essere trasformate in cartesiane  $(x, y)$  tramite le seguenti

relazioni:

$$x(r, \theta) = r \cdot \cos \theta \quad (5.1)$$

$$y(r, \theta) = r \cdot \sin \theta \quad (5.2)$$

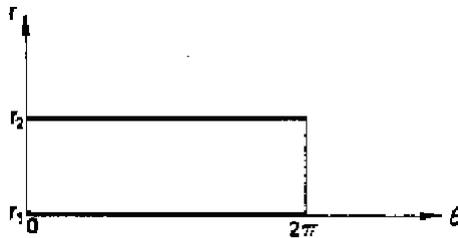
$$(5.3)$$

mentre le trasformazioni inverse sono:

$$r(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (5.4)$$

$$\theta(x, y) = \tan^{-1} \frac{y}{x} \quad (5.5)$$

Si può notare che la coordinata curvilinea  $r$  resta costante su ciascun confine fisico del dominio in esame mentre l'altra,  $\theta$ , varia in maniera monotona. Inoltre un tale sistema di coordinate può essere rappresentato come un rettangolo nel piano delle variabili indipendenti  $r$  e  $\theta$ : i lati superiore ed inferiore



**Figura 5.9:** Sistema di coordinate cilindriche nel piano computazionale

del rettangolo corrispondono ai due confini fisici del dominio di partenza. In questo modo si è riusciti a trasformare la regione anulare di partenza in un dominio rettangolare che può così essere semplicemente trattato da un sistema di calcolo. Concettualmente non si è fatto altro che tagliare il dominio anulare in corrispondenza del valore  $\theta = 0 = 2\pi$  e successivamente deformarlo in un rettangolo per mezzo delle relazioni di trasformazione viste sopra. Si può inoltre normalizzare il sistema di coordinate curvilineo nell'intervallo

$[0, 1]$  introducendo un nuovo sistema di coordinate, sempre curvilineo,  $(\xi, \eta)$  dove:

$$x(r, \theta) = r \cdot \cos \theta$$

$$y(r, \theta) = r \cdot \sin \theta$$

oppure, in modo reciproco:

$$x(r, \theta) = r \cdot \cos \theta$$

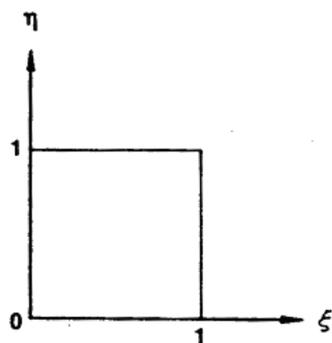
$$y(r, \theta) = r \cdot \sin \theta$$

Le relazioni di trasformazione tra un sistema di coordinate cartesiano e questo sistema curvilineo normalizzato sono:

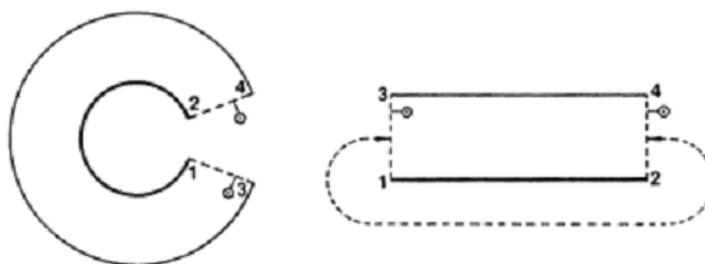
$$x(r, \theta) = r \cdot \cos \theta$$

$$y(r, \theta) = r \cdot \sin \theta$$

dove sia  $\xi$  che  $\eta$  variano nell'intervallo  $[0, 1]$ . In tale modo ciascun punto  $(x, y)$  del piano fisico corrisponde ad un solo punto del piano computazionale  $(\xi, \eta)$  nel dominio quadrato unitario: I lati superiore ed inferiore di questo quadrato rappresentano i cerchi rispettivamente esterno ed interno del dominio fisico di partenza, mentre i lati sinistro e destro non sono altro che i due lati scaturiti dal taglio praticato sul dominio fisico così come mostrato in figura: concettualmente non si è fatto altro che aprire la corona circolare in corrispondenza del taglio deformandola in un rettangolo. Le condizioni al contorno, quindi, non devono essere assegnate sui lati generati dal taglio, essi



**Figura 5.10:** Sistema di coordinate cilindriche nel piano computazionale normalizzato

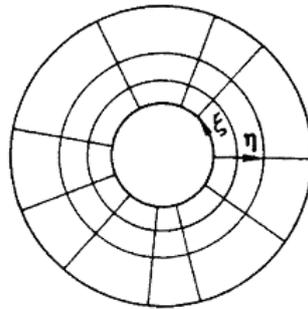


**Figura 5.11:** Schema di trasformazione dal piano fisico a quello computazionale nel caso di coordinate cilindriche

non sono dei bordi del dominio, come si potrebbe pensare in un primo momento guardando il piano computazionale, ma sono interni alla regione fisica che si vuole rappresentare, si deve, allora, imporre un vincolo di corrispondenza tra i due lati, facendo in modo che i punti di un lato siano equivalenti ai reciproci punti dell'altro.

Per estendere questi concetti a domini bidimensionali più complessi si può dire che il sistema di coordinate curvilinee viene scelto in modo che una coordinata risulti essere costante sui confini del dominio, mentre l'altra vari in maniera monotona.

Tornando all'esempio dei cerchi concentrici, se la dipendenza funzionale tra  $\theta$  e  $\xi$  e/o tra  $r$  e  $\eta$ , è più generale della semplice normalizzazione lineare, le corrispondenti linee coordinate non saranno più ugualmente spaziate nello spazio fisico rimanendo, comunque, linee radiali e cerchi concentrici, ovvero senza deformarsi: In questo caso le relazioni di trasformazione sono del tipo:



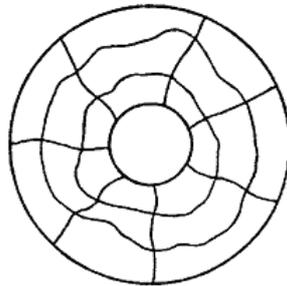
**Figura 5.12:** Trasposizione delle coordinate curvilinee nel piano fisico

$$x(r, \theta) = r \cdot \cos \theta$$

$$y(r, \theta) = r \cdot \sin \theta$$

da cui risulta che se ad esempio si incrementa costantemente il valore della variabile indipendente  $\xi$  i valori delle variabili dipendenti  $x$  e  $y$  generano punti sui cerchi limite sia interno che esterno che non sono equispaziati nel campo fisico. Nel campo computazionale, invece, avendo dato incrementi costanti si è ottenuto un dominio rettangolare ed equispaziato lungo l'asse  $\xi$  per costruzione.

Rendendo  $r$  e  $q$  dipendenti da entrambe le variabili indipendenti  $x$  e  $h$  si perde il vincolo di avere la stessa distribuzione di punti sui due lati opposti del dominio e si ha la possibilità di ottenere una griglia che non sia per forza formata da segmenti radiali e cerchi concentrici, ma che possa essere distorta a piacere, sempre però rispettando il vincolo di collegare i punti corrispondenti che giacciono su linee di confine opposte. L'operazione di assegnazione di



**Figura 5.13:** Sistema di coordinate cilindriche in un piano fisico di forma generica

un certo numero di divisioni alle due linee di confine appartenenti alla stessa coordinata e la scelta di un'opportuna distribuzione dei punti su questi due lati opposti viene detta *bunching*.

Generalizzando le considerazioni ora fatte sulla corona circolare si può affermare che l'idea base è quella di creare sul dominio fisico da trattare, rappresentato in un sistema di coordinate  $(x, y)$ , un sistema di coordinate curvilinee  $(\xi, \eta)$ . Una di queste deve sovrapporsi ad uno dei segmento di confine del

dominio fisico, l'altra deve, invece, variare in modo monotono. Si viene a creare, in tal modo, un piano computazionale nel sistema  $(\xi, \eta)$  che si sviluppa parallelamente al piano fisico  $(x, y)$ . Chiaramente ci deve essere una corrispondenza biunivoca tra i punti del piano fisico e quelli del piano computazionale e inoltre le linee coordinate appartenenti ad una stessa famiglia (ovvero conformi ad una stessa coordinata curvilinea) non possono incrociarsi e linee appartenenti a due famiglie diverse si devono incrociare in un solo punto.

Generalmente è conveniente definire gli incrementi di tutte le linee coordinate in modo da distribuirli uniformemente e successivamente normalizzare queste coordinate in intervalli  $[1, N_i]$  dove  $N_i$  è il numero totale dei punti voluti sulla griglia nella  $i$ -esima direzione.

Di seguito vengono proposti alcuni esempi di configurazioni semplici dalle quali possono essere desunte le soluzioni per casi più complessi.

### 5.3.2 Griglie su domini semplicemente connessi

per questi domini risulta naturale definire una coordinata curvilinea lungo un intero segmento di confine della regione fisica.

Un dominio del piano fisico semplicemente connesso come quella in figura viene dunque trattato come un rettangolo nel piano computazionale. In mo-

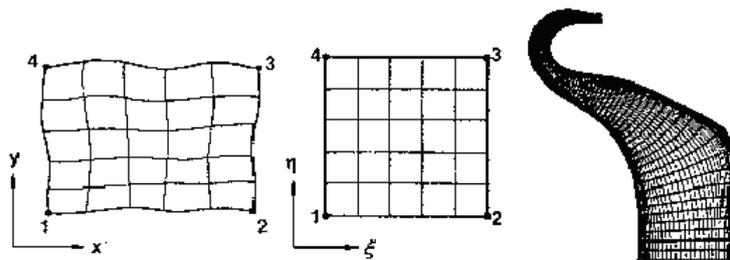
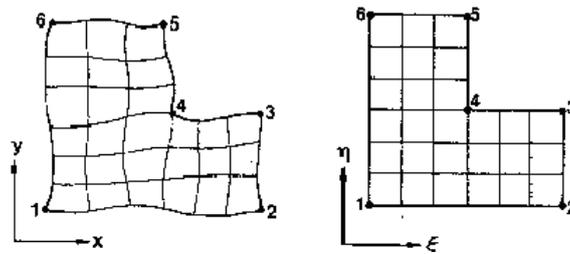


Figura 5.14: Esempi di domini semplicemente connessi

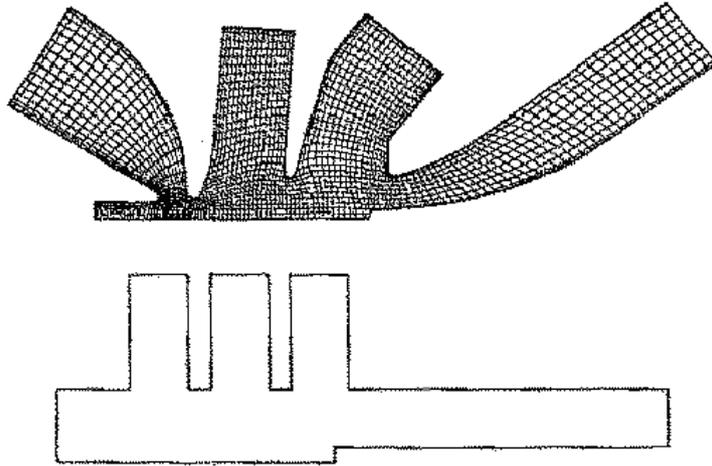
do simile una regione ad  $L$  dello spazio fisico deve essere trattata come tale anche in quello computazionale: In questo caso il segmento 4 – 5 nel piano



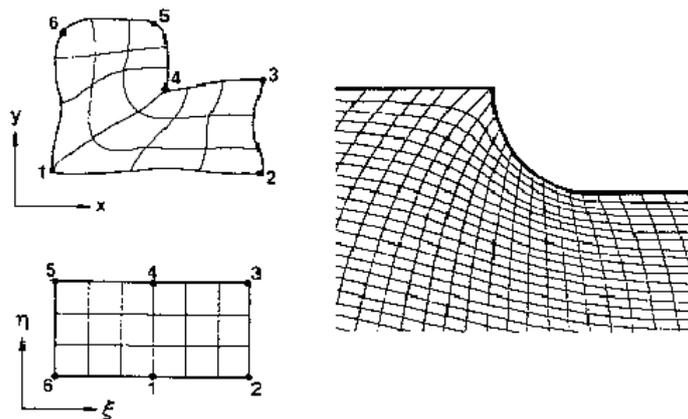
**Figura 5.15:** Esempi di sistema fisico e sistema computazionale nel caso di domini semplicemente connessi ad ‘L’

fisico, ad esempio, viene considerato solo una parte del bordo di confine che si oppone al lato 1 – 6 sulla regione trasformata, l’altra parte è data dal segmento 2 – 3, le linee della griglia devono, in questo caso, congiungere i punti appartenenti al lato 1 – 6 solo con quelli appartenenti ai segmenti 2 – 3 e 4 – 5.

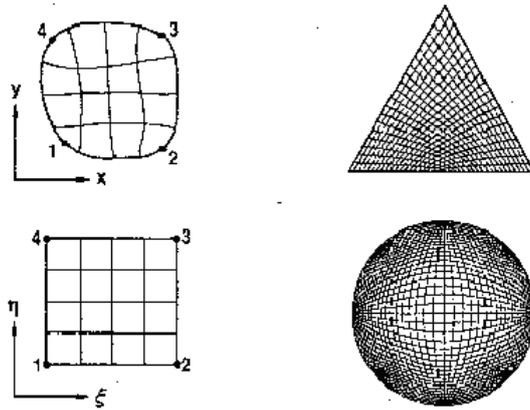
La generalizzazione di queste idee a domini più complessi viene di conseguenza: la regione trasformata deve essere composta dall’unione di più rettangoli. Una alternativa al caso della regione ad  $L$  è quella di considerare il bordo 3 – 4 – 5 del dominio fisico come un unico bordo in cui sia presente una discontinuità, si ottiene, così, un dominio rettangolare nel campo computazionale: Non è, comunque, necessario che gli angoli dei bordi della regione trasformata vadano a coincidere con angoli o discontinuità della regione fisica, si consideri, infatti, le seguenti soluzioni proposte su una geometria triangolare e su una circolare: In questi casi esistono punti in cui l’angolo tra le due linee coordinate è  $\pi$ , l’area della cella che ha uno di questi punti come vertici risulta nulla. Un punto di discontinuità sul confine della regione fisica risulta, dunque, un punto speciale che può essere risolto in differenti modi, la soluzione più appropriata per il caso che si vuole esaminare viene



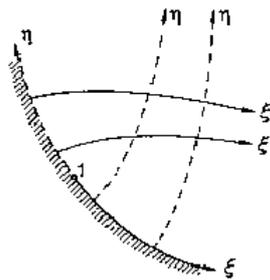
**Figura 5.16:** Esempio si sistema fisico e sistema computazionale nel caso di dominio semplicemente connesso complesso



**Figura 5.17:** Esempio si sistema fisico e sistema computazionale nel caso di dominio semplicemente connesso rettangolare



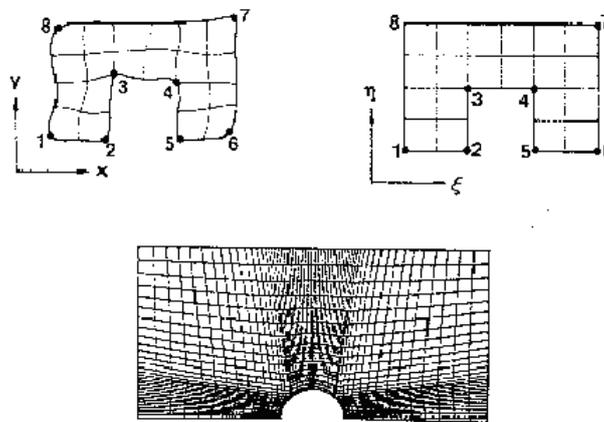
**Figura 5.18:** Esempio di sistema fisico e sistema computazionale nel caso di dominio semplicemente connesso con bordi curvilinei, notare la presenza inevitabile di punti di discontinuità



**Figura 5.19:** Proiezione delle linee di griglia sull'intradosso un bordo curvilineo, presenza di punti singolari

decisa in funzione del problema fisico che si sta affrontando, dai risultati che si vogliono ottenere e ovviamente dai limiti del solutore.

Un ulteriore esempio fa comprendere meglio la possibilità di generare diverse griglie per risolvere problemi in cui siano presenti tali discontinuità: si consideri una superficie su cui viene praticato un intaglio semicircolare, sono possibili le seguenti soluzioni: in questo caso il dominio computazionale è



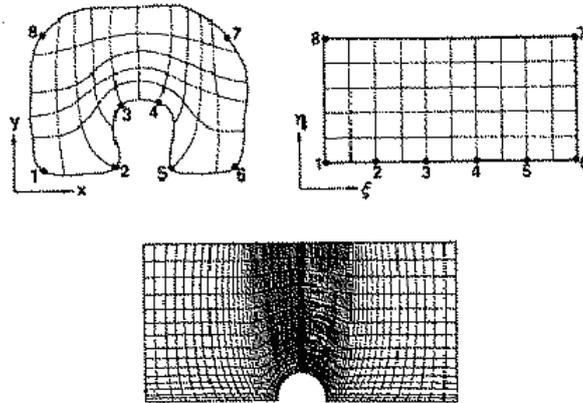
**Figura 5.20:** Esempio di griglia su superficie con intaglio circolare, griglia ad  $H$

formato da tre rettangoli disposti come in figura mentre è possibile anche ottenere una griglia sul dominio fisico avendo solo un rettangolo in quello computazionale. Un'ulteriore alternativa è quella di servirsi di un dominio computazionale a  $C$  come mostrato in figura:

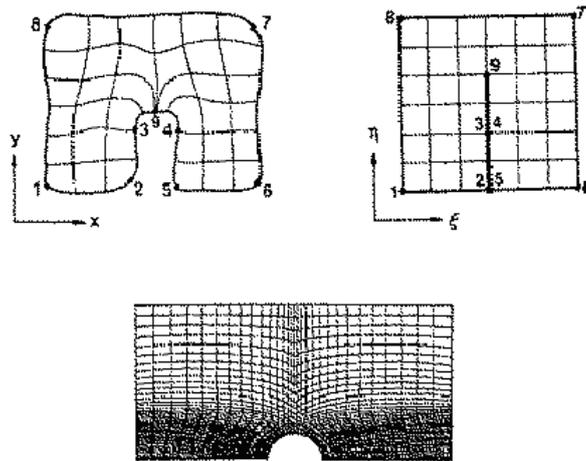
### 5.3.3 griglie ad $H$ , ad $O$ e a $C$

La presenza di ostacoli all'interno della regione da discretizzare da origine ad un dominio pluri-connesso nel campo fisico che può essere riportato in quello computazionale in diversi modi.

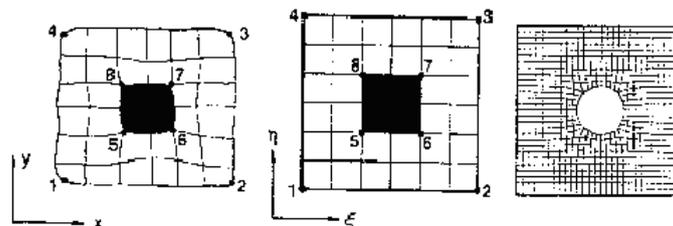
La possibilità più ovvia è quella di mantenere anche nel dominio computazionale la stessa connettività presente in quello fisico: una griglia del genere



**Figura 5.21:** Esempio di griglia su superficie con intaglio circolare, griglia rettangolare

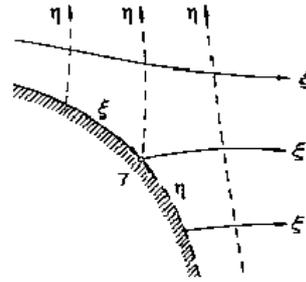


**Figura 5.22:** Esempio di griglia su superficie con intaglio circolare, griglia a  $C$



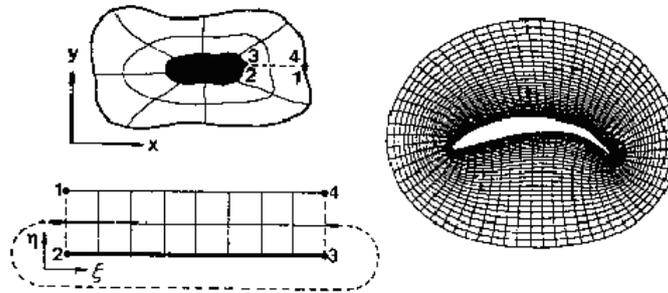
**Figura 5.23:** Esempio di griglia su superficie con foro circolare, griglia ad  $H$  pluri-connessa

viene definita ad  $H$ , questa soluzione ha come limite l'introduzione di un punto speciale in ogni angolo del dominio computazionale che viene associato ad un punto di una curva continua che delimita il campo fisico. I limiti di



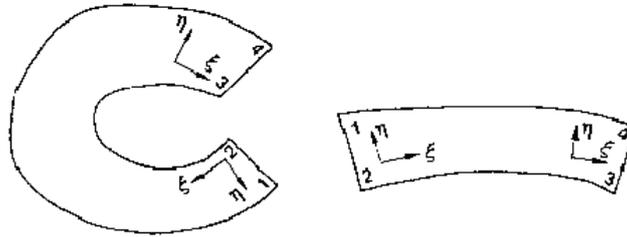
**Figura 5.24:** Proiezione delle linee di griglia sull'estradosso un bordo curvilineo, assenza di punti singolari

una siffatta griglia possono essere superati trasformando la regione computazionale in un dominio semplicemente connesso: Concettualmente la regione

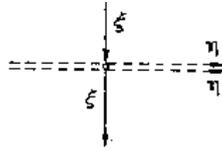


**Figura 5.25:** Esempio di dominio semplicemente connesso creato intorno ad un volume

computazionale può essere vista come un rettangolo se si considera di tagliare il campo fisico lungo una la linea di sezione (ad esempio la linea 1 – 2 di figura) e di deformarlo, poi, fino ad ottenere un rettangolo. Da quanto visto si nota che in corrispondenza del taglio si ottiene la continuità del sistema di coordinate come si può vedere in figura: Una griglia generata in tale modo viene detta ad  $O$  ed ha il pregio di adattarsi bene allo studio di corpi



**Figura 5.26:** Deformazione del dominio che rappresenta la connessione semplice nella griglia ad  $O$ , si noti la continuità del verso degli indici

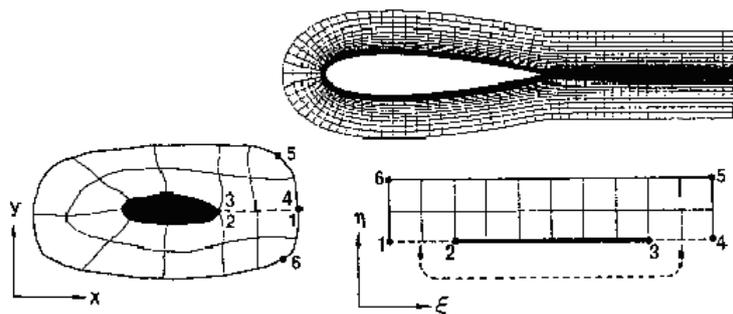


**Figura 5.27:** Continuità del verso degli indici in una griglia ad  $O$

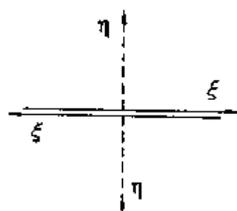
immersi in un fluido in quanto, in questi casi, non presenta punti di discontinuità. Chiaramente i lati della regione trasformata scaturiti dal taglio non sono confini del dominio fisico e su di loro non vanno imposte le condizioni al contorno, essi devono comunque garantire due fondamentali principi:

- le distanze tra i punti appartenenti ad uno di questi lati devono essere le stesse di quelle esistenti sull'altro lato;
- Preservare la continuità delle linee di griglia facendo in modo che tutte le derivate si mantengano continue nell'attraversare il taglio.

Un'altra configurazione possibile è quella detta a  $C$  dove il dominio computazionale risulta essere sempre rettangolare, ma i lati scaturiti dal taglio appartengono questa volta allo stesso segmento della regione trasformata: Questa volta, in prossimità del taglio, non si avrà più continuità del sistema di coordinate, come si può notare in figura: Una griglia concepita in questo modo si adatta bene allo studio di schiere di pale.



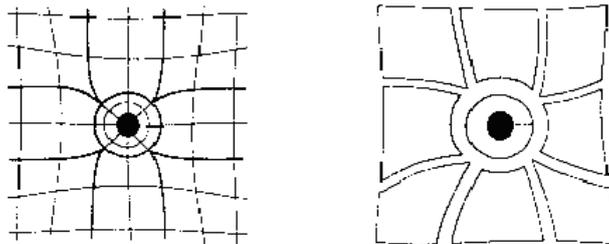
**Figura 5.28:** Esempio di dominio semplicemente connesso rettangolare creato intorno ad un volume con l'uso di una griglia a  $C$



**Figura 5.29:** Discontinuità del verso degli indici in una griglia a  $C$

### 5.3.4 Griglie multiblocco

Spesso nelle applicazioni pratiche si ha a che fare con geometrie piuttosto complesse dove diventa difficile se non impossibile generare una griglia definendo un solo sistema di coordinate curvilinee. Possono, infatti, presentarsi esigenze particolari di adattamento alla geometria o necessità di infittire la mesh solo in alcune parti, si può allora dividere l'intero campo fisico in più sotto-regioni, in ognuna viene definito localmente un sistema di coordinate curvilinee. Successivamente, dall'unione delle sotto-regioni, si crea un sistema di coordinate globale per l'intero dominio: una griglia così costruita viene



**Figura 5.30:** Esempio di griglia multiblocco per la descrizione di zone circolari

detta *multiblocco*.

Le curve di divisione della regione fisica in una serie di domini sono del tutto arbitrarie e rappresentano, quindi, un ulteriore grado di libertà per il progettista. Ovviamente su queste curve non vanno definite le condizioni al contorno in quanto sono interne alla regione fisica globale. Per le mesh multiblocco si possono distinguere due tipologie a seconda se si crea o no continuità all'interfaccia di due blocchi; si possono avere, quindi:

- *Mesh conformi*,

dove si garantisce la continuità delle linee della griglia che attraversano una curva di interfaccia tra due blocchi

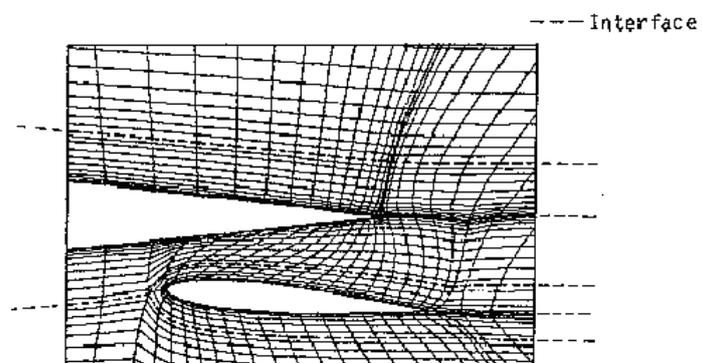


Figura 5.31: Esempio di griglia multiblocco complessa

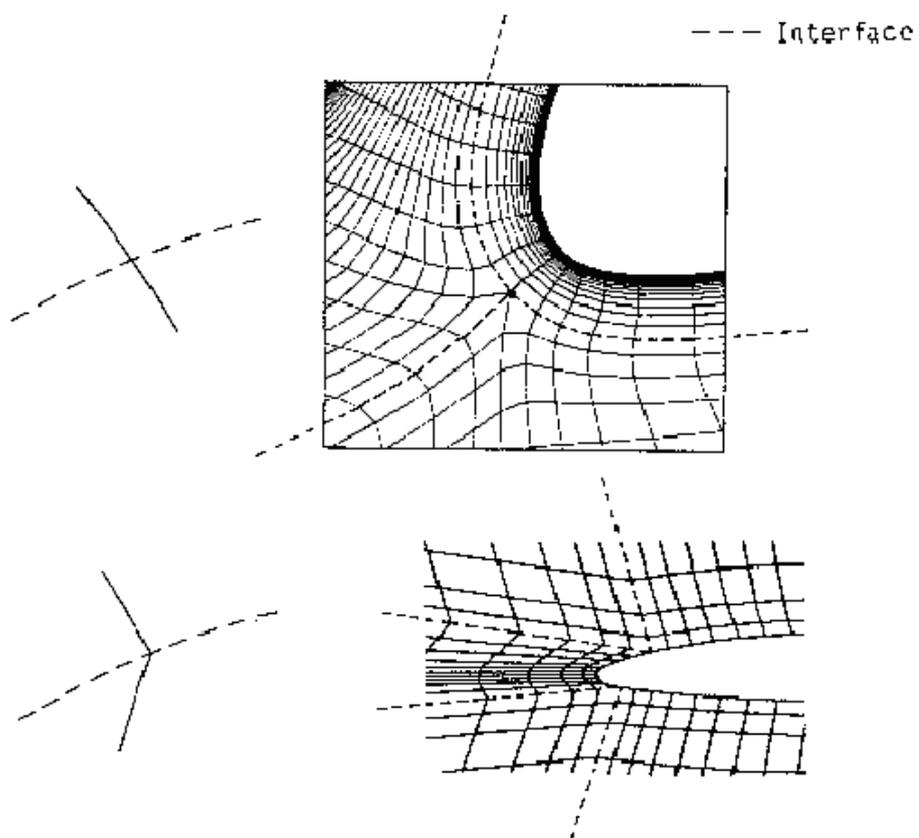
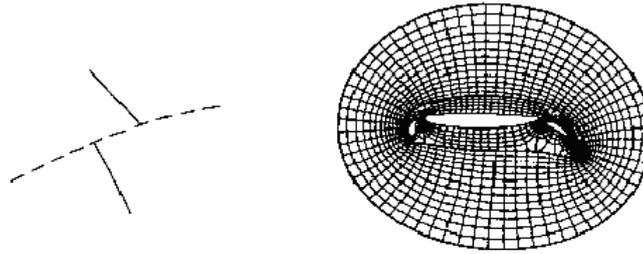


Figura 5.32: Curve di interfaccia su griglie conformi

- *Mesh non conformi*,

dove non viene rispettata alcuna corrispondenza tra le griglie di due blocchi limitrofi. La seconda possibilità dà, chiaramente, più libertà al

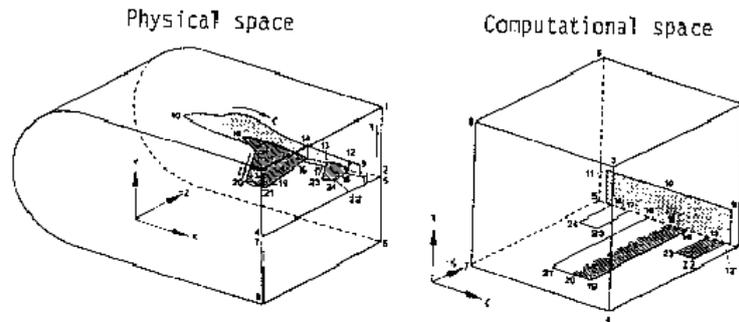


**Figura 5.33:** Curve di interfaccia su griglie non conformi

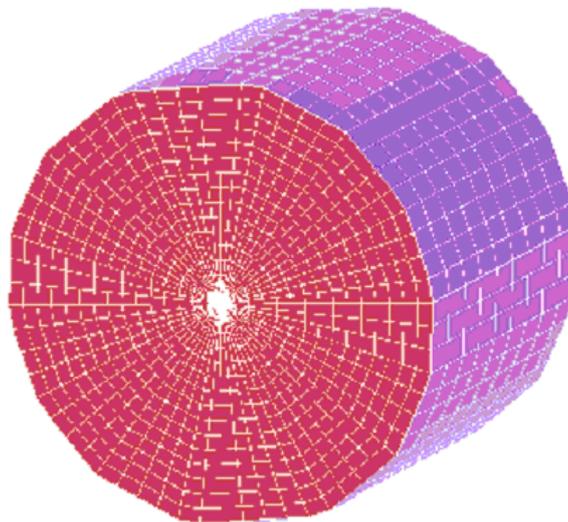
progettista di poter generare e gestire la griglia a scapito, però, del solutore che deve essere in grado di gestire la non conformità. Uno dei problemi più sentiti in tal senso è la difficoltà nel preservare la conservazione attraverso le frontiere non conformi.

### 5.3.5 Griglie su domini tridimensionali

Tutti i concetti generali espressi fino ad ora si possono estendere direttamente ai domini tridimensionali. In questo caso alla regione 3D appartenente allo spazio fisico corrisponde un parallelepipedo nello spazio computazionale. Sono ancora possibili tagli del dominio fisico così come si è visto nel bidimensionale, in questo caso gli eventuali confini interni alla regione si riducono a rettangoli che giacciono sulla periferia del dominio computazionale: Nel tridimensionale può diventare più complicato riuscire a visualizzare la corrispondenza tra i due campi, si pensi ad una griglia ad  $O$  costruita per occupare il volume interno di un cilindro: per ottenere il dominio computazionale si deve immaginare di tagliare la griglia lungo un raggio per poi svolgerla facendo attenzione che un lato del parallelepipedo degeneri in una



**Figura 5.34:** Spazio fisico e computazionale in un dominio tridimensionale

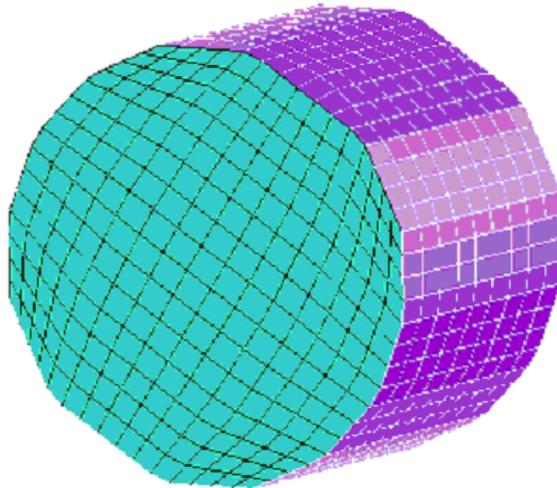


**Figura 5.35:** Griglia ad  $O$  generata all'interno di un cilindro

linea.

Il caso del cilindro è di particolare interesse dato che questa forma si ritrova con frequenza nei componenti di macchina. La griglia ad  $O$  ora descritta comporta alcune complicazioni dovute alla presenza di alcune celle, quelle prossime al centro, che hanno un lato che degenera in un punto, esse sono da evitare o da gestire con cura in quanto potrebbero creare problemi al solutore.

Sempre sullo stesso dominio fisico si può costruire una griglia ad  $H$  ipotizzando di dividere la circonferenza in quattro archi, questa divisione, riportata su tutto il mantello del cilindro, forma quattro superfici che possono essere trattate come quattro facce di un parallelepipedo nel campo computazionale. Una tale costruzione comporta, però, l'esistenza di quattro generatrici che

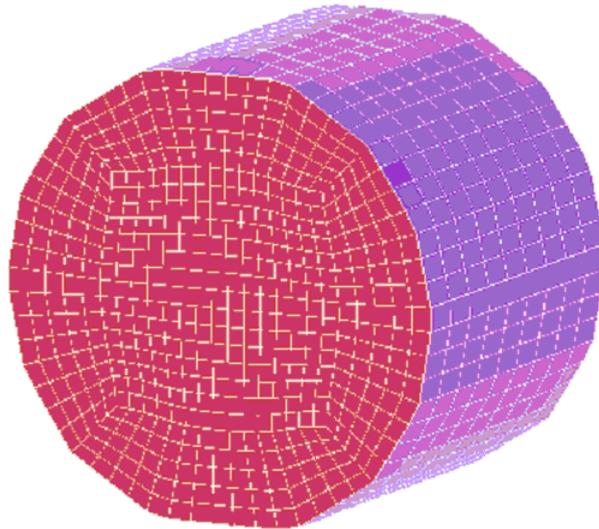


**Figura 5.36:** Griglia ad  $H$  generata all'interno di un cilindro

risultano anche essere luoghi di punti speciali così come si è visto nel caso bidimensionale del cerchio.

Una soluzione che supera i limiti delle due proposte prima è quella di creare una griglia ad  $H$  multi-blocco usando cinque domini, uno centrale e quattro

lateralmente: in questo modo si sono eliminate le celle degenerate dall'intero do-

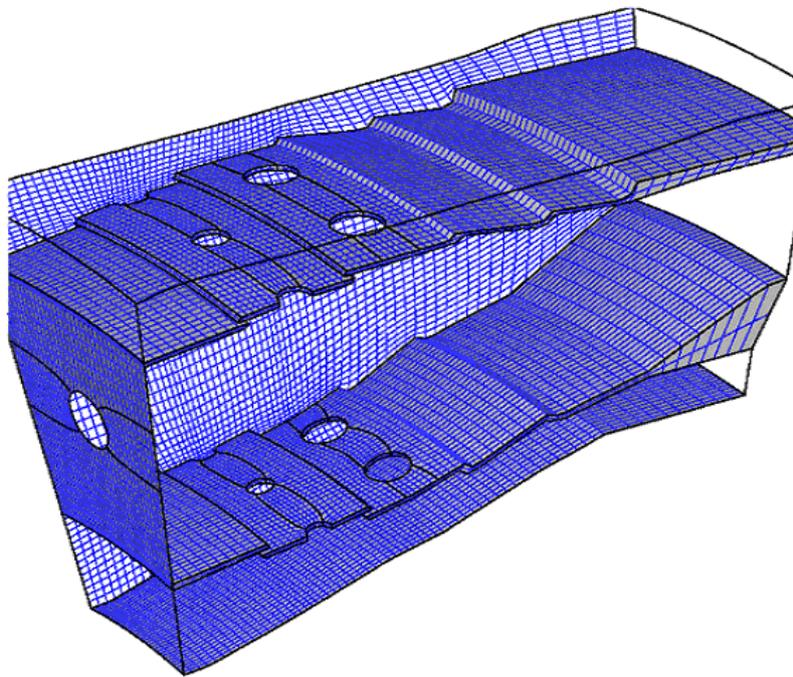


**Figura 5.37:** Griglia multiblocco generata all'interno di un cilindro

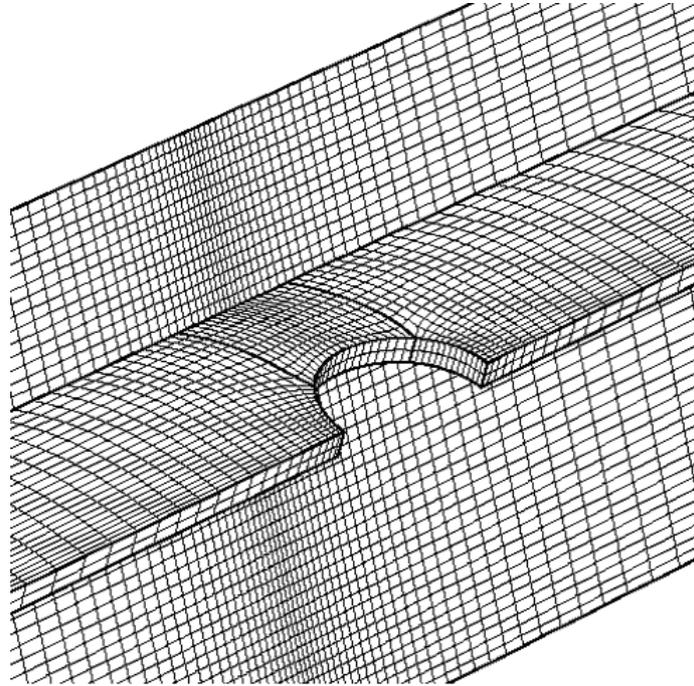
mino.

Quello multiblocco è sicuramente l'approccio più idoneo per discretizzare geometrie tridimensionali, per le quali è molto difficile ottenere una griglia utile trasformando l'intera regione fisica in un singolo blocco rettangolare. La soluzione giusta si trova, nella maggior parte dei casi, suddividendo la regione fisica in una serie continua di sub-regioni, ciascuna delle quali ha sei superfici di confine in modo da poterle trasformare in blocchi rettangolari nel dominio computazionale.

A titolo di esempio si riporta una griglia computazionale generata sulla geometria di un combustore *Rolls-Royce* proposta da J.J. Mc. Guirk e A. Spencer[?] che presenta la particolare caratteristica di discretizzare sia il dominio fisico interno che quello esterno alla camera: Si vuole porre particolare attenzione al modo con cui è stato risolto il problema della generazione di una griglia strutturata ad  $H$  sufficientemente regolare intorno ad un foro.



**Figura 5.38:** Griglia generata per la discretizzazione dello spazio interno ed esterno di un combustore della *Rolls-Royce*



**Figura 5.39:** Particolare di griglia intorno ad un intaglio circolare, griglia ad  $H$

### 5.3.6 sistemi ellittici di generazione di griglia

Una volta generato un sistema di coordinate curvilineo sulla frontiera del dominio si devono determinare le posizioni dei nodi interni, questo processo può essere portato a termine seguendo diverse strade, cioè avvalendosi di vari strumenti come l'interpolazione lineare o la soluzione di un sistema di equazioni differenziali parziali (PDE). Dato che si vuole risolvere un problema in cui sono state assegnate delle condizioni al contorno, la soluzione delle PDE risulta il metodo più logico da usare.

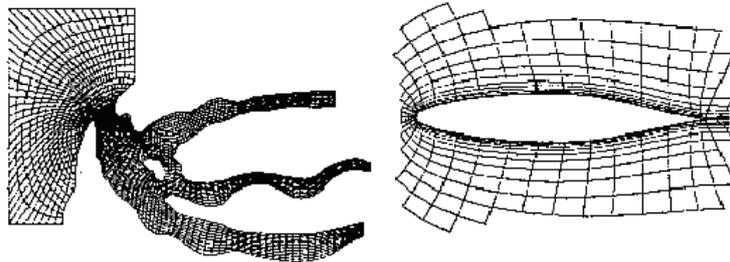
Se i punti coordinati sono specificati sull'intera frontiera chiusa che delimita la regione fisica di interesse, le suddette equazioni saranno di tipo ellittico. Un tale sistema presenta grossi vantaggi nella creazione di griglie che sono:

- non permettere l'esistenza di estremi della soluzione all'interno del do-

minio da mappare, questo vuol dire che le linee di griglia sono omogenee e senza punti di discontinuità;

- una discontinuità presente sulla frontiera della regione fisica non si propaga internamente al dominio;
- la tendenza all'omogeneità dell'operatore ellittico permette la creazione di una griglia che riesce ad adattarsi ad ogni geometria senza far sovrapporre le linee.

Unico svantaggio di questo metodo è ovviamente quello di dover risolvere un sistema di equazioni differenziali parziali, oltre a presentare una certa difficoltà sul controllo della distribuzione dei punti in prossimità delle frontiere (stretching). Il sistema di PDE ellittiche più semplice è quello di Laplace:



$$\nabla^2 \xi^i = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (5.6)$$

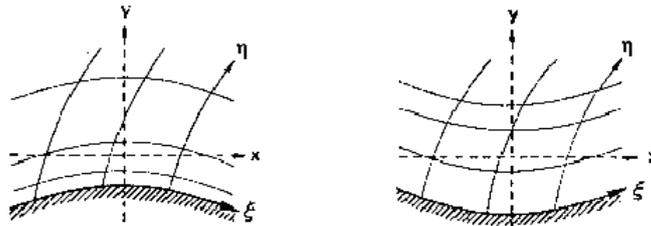
Questo sistema di generazione garantisce una corrispondenza biunivoca tra spazio fisico e computazionale nel caso di sistema di coordinate curvilineo conforme alla frontiera.

Le suddette equazioni sono ottenute dalle equazioni di Eulero per la minimizzazione dell'integrale:

$$I = \int \int \int \sum_{i=1}^3 |\nabla \xi^i|^2 dV \quad (5.7)$$

Poiche le linee a  $i$  costante sono posizionate ad uguali incrementi della coordinata curvilinea, la quantità può considerarsi una misura della densità dei punti di griglia lungo la linea coordinata sulla quale  $i$  varia. La minimizzazione dell'integrale conduce, allora, alla più omogenea distribuzione delle linee nella regione fisica.

Con un tale sistema di generazione le linee coordinate tenderanno a essere ugualmente spaziate lontano dalle frontiere del dominio, mentre in prossimità di quest'ultimo vengono generati infittimenti maggiori o minori a seconda se si tratta di una curva (o superficie in 3D) rispettivamente convessa o concava. Un maggior controllo sulla distribuzione delle linee sul campo si può



ottenere con un altro sistema di generazione ellittico si basa sulle equazioni di Poisson:

$$\nabla^2 \xi^i = P^i \quad (i = 1, 2, 3) \quad (5.8)$$

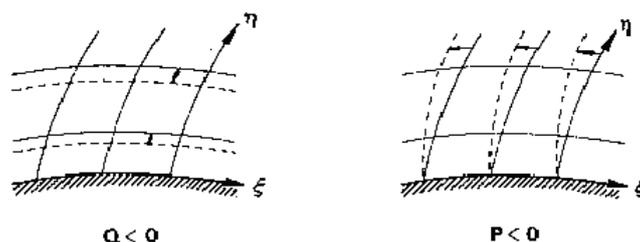
Le  $P_i$  sono dette funzioni di controllo e possono essere modellate opportunamente in modo da controllare l'orientamento e il passo delle linee di griglia. Si consideri un dominio bidimensionale  $(\Omega)$ , le relazioni sopra scritte si sviluppano come segue:

$$\nabla^2 \xi = P \quad (5.9)$$

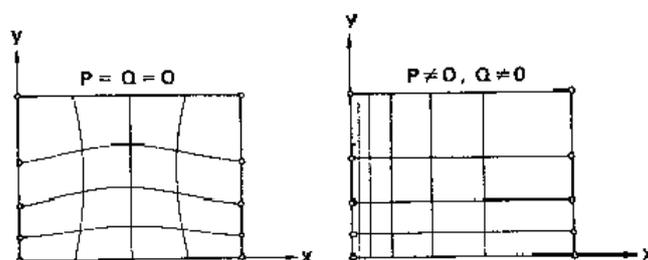
$$\nabla^2 \eta = Q \quad (5.10)$$

$$(5.11)$$

Scegliendo in modo opportuno le due funzioni di controllo  $P$  e  $Q$  si riesce a definire localmente il passo della griglia e l'angolo di intersezione tra le linee a  $\xi$  costante e quelle a  $\eta$  costante. Ad esempio, quando la funzione  $Q$  assume valori negativi le linee a  $\eta$  costante tendono a muoversi nella direzione delle  $h$  decrescenti, analogo discorso per la funzione  $P$ : L'effetto di questa



proprietà dei *sistemi di ellittici Poisson* è quella di poter infittire la griglia come meglio si crede senza ottenere le distorsioni proprie di un sistema di Laplace che tenta di uniformare le celle in modo indiscriminato: Questo



metodo ha permesso lo sviluppo di alcune funzioni in grado di assicurare l'omogeneità e l'ortogonalità delle linee di griglia. Ci sono, infatti, funzioni che consentono l'addensarsi delle linee intorno ad un punto (*attraction point*) o lungo una retta (*attraction line*)

Inoltre si possono formulare anche sistemi del quarto ordine tipo:

$$\nabla^4 \xi^i = P^i \quad (5.12)$$

ovvero:

$$\nabla^2 \xi^i = R^i$$

$$\nabla^2 R^i = P^i$$

in grado di assicurare l'ortogonalità della griglia lungo le linee di frontiera.

## 5.4 Griglie non strutturate

Esistono diversi algoritmi che generano griglie triangolari non strutturate sopra un dominio bidimensionale. Questi si possono dividere in tre grandi famiglie a seconda del tipo di griglia creata:

- gli algoritmi che generano griglie che rispettano il criterio di Delaunay;
- gli algoritmi che generano griglie che rispettano il criterio di Delaunay constrained;
- gli algoritmi che generano griglie che non rispettano i criteri di Delaunay.

Un'ulteriore classificazione delle griglie può essere fatta in relazione al metodo di costruzione usato per generarle. In questo senso distinguiamo:

- Gli algoritmi che, dato un insieme fissato di punti, costruiscono una triangolazione della quale i punti dati costituiscono i nodi (per esempio *l'algoritmo di Lawson* per generare una *triangolazione di Delaunay* con  $n$  punti dati);
- gli algoritmi che costruiscono una griglia generando i nodi secondo un certo criterio (per esempio *l'Advancing Front Technique*, ovvero la tecnica di avanzamento del fronte).

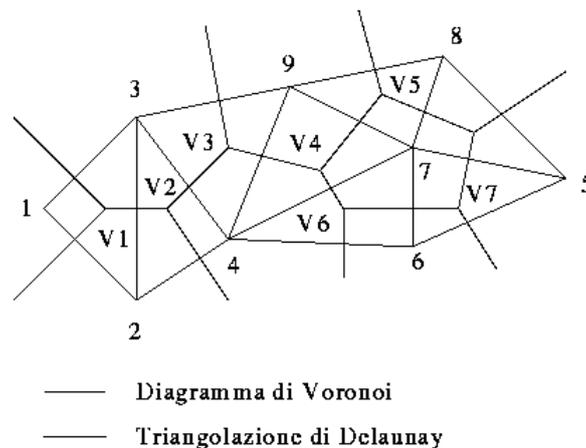
Si affronterà in dettaglio il caso della generazione di una *triangolazione di Delaunay* in 2D (secondo *l'algoritmo di Lawson*) e il caso della triangolazione eseguita secondo la tecnica dell'avanzamento del fronte, sempre per un dominio bidimensionale.

### Criterio di Delaunay

Vediamo in dettaglio cosa si intende per criterio di *Delaunay* e come può essere costruita una triangolazione che rispetta questo criterio, a partire da un insieme di  $n$  punti dati.

Supponiamo che siano note nel piano le posizioni di  $n$  punti distinti  $P_1, \dots, P_n$ . Possiamo associare ad ogni punto un territorio che è costituito dalla regione del piano che si trova più vicina a quel punto piuttosto che ad ogni altro. I territori risultanti formeranno un ricoprimento del piano costituito da poligoni convessi. Ad alcuni punti corrisponderanno territori finiti, ad altri saranno associati dei territori con estensione infinita.

Questa costruzione è nota come la tassellazione di *Dirichlet* e la figura geometrica che ne risulta prende il nome di *diagramma di Voronoi*. Dalla definizione

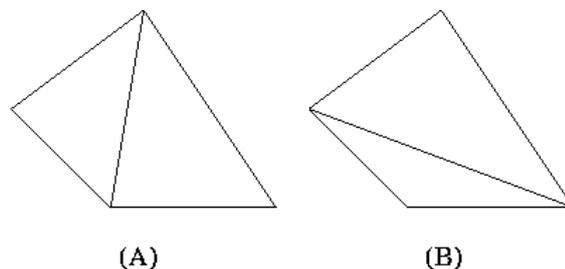


**Figura 5.40:** Diagramma di Voronoi e corrispondente Triangolazione di Delaunay

data, i segmenti che costituiscono la frontiera tra due territori si trovano a metà strada tra i due punti a cui i territori sono associati. Ogni segmento territoriale è perpendicolare alla congiungente i due punti tra i quali si trova la frontiera.

Se si uniscono con segmenti tutte le coppie di punti che hanno un segmento di frontiera in comune, il risultato è una triangolazione di un dominio convesso che contiene gli  $n$  punti dati. La triangolazione è nota come *triangolazione di Delaunay*.

Una *triangolazione di Delaunay* ha la proprietà di creare triangoli in due dimensioni (o tetraedri in tre dimensioni), tali che nessun nodo della griglia cada all'interno del cerchio che circoscrive un qualsiasi triangolo. Questa condizione è nota come *il criterio del cerchio vuoto (empty-circle criterion)*. In due dimensioni si dimostra che questo fatto è equivalente alla proprietà di *equiangolarità* che seleziona la triangolazione che massimizza il più piccolo fra i sei angoli in ogni coppia di triangoli che danno luogo ad un quadrilatero convesso (proprietà di MaxMin). Ciò porta alla realizzazione di una griglia in cui i triangoli sono *ben dimensionati*, cioè la griglia non contiene triangoli ottusangoli. Il rispetto di questo vincolo impedisce di effettuare raffinamenti



**Figura 5.41:** Triangolazione che rispetta il *criterio di Delaunay* (A) e triangolazione che non lo rispetta (B) per uno stesso quadrilatero

direzionali, cioè di generare griglie in cui alcuni elementi abbiano un *rapporto*

*di forma (aspect ratio)* ovvero il rapporto tra il lato più lungo e quello più corto, molto diverso da uno. Vedremo in seguito che questo tipo di griglia può essere utile per approssimare funzioni di due variabili reali la cui curvatura non è uniforme.

Si può dimostrare (salvo casi in cui quattro o più nodi giacciono su uno stesso cerchio), che la griglia prodotta con questo criterio è unica e che il contorno della griglia costituisce una frontiera convessa dell'insieme dei punti dati.

Il metodo come tale non è molto adatto per generare griglie per problemi realistici in cui la distribuzione dei punti non sempre costituisce un dominio convesso. Per aggirare questo problema sono state sviluppate tecniche sofisticate che permettono la generazione di griglie su domini non convessi.

Il *criterio di Delaunay* può, comunque, essere modificato per triangolare regioni non convesse, dando luogo al criterio di *Delaunay constrained*. Una triangolazione che soddisfa questo criterio contiene un insieme fissato di lati ed è tale che il cerchio che circoscrive ciascun triangolo non contiene nessun nodo visibile della griglia. Un nodo è considerato 'visibile' per un triangolo, se la linea che congiunge il nodo con ogni punto interno del triangolo, non interseca nessuno dei lati appartenenti all'insieme di partenza. In due dimensioni si può dimostrare che una triangolazione di *Delaunay constrained* di un insieme di punti dati e con un insieme di lati fissati, esiste sempre.

Esistono diverse tecniche e, di conseguenza, diversi algoritmi, che generano *triangolazioni di Delaunay e Delaunay constrained*. I più noti sono:

- l'algoritmo di Boyer e Watson;
- l'algoritmo incrementale di Lawson e le tecniche correlate di Green e Sibson;
- la tecnica di Tanemura e Merriam;

- gli algoritmi di Lee e Scachter.

Si esaminerà solamente la procedura di *Lawson*.

In due dimensioni, infatti, egli ha proposto un algoritmo in grado di convertire una triangolazione qualsiasi in una triangolazione di Delaunay, utilizzando localmente la procedura di scambio dei lati (edge-swapping).

Questa consiste nell'esaminare, per ogni lato interno della triangolazione corrente, i due triangoli a cui esso appartiene. Si verifica se questi triangoli formano un quadrilatero convesso. In caso affermativo si procede verificando se scambiando il lato esaminato con l'altra diagonale del quadrilatero, si incrementa il più piccolo fra i sei angoli dei due triangoli; in tal caso si procede scambiando tra loro le diagonali del quadrilatero.

Normalmente si genera un *macrotriangolo* che copre tutto il dominio di interesse, creando tre nodi addizionali. Questo triangolo costituisce la triangolazione iniziale.

Al termine della procedura tutti i triangoli che contengono uno o più nodi addizionali, vengono eliminati.

### **Tecnica del Front Advancing**

Il metodo che ora si presenta, a differenza della *procedura di Lawson*, appartiene alla classe degli algoritmi che forniscono una triangolazione a partire dalla sola descrizione del dominio computazionale e di un criterio di generazione, ma senza richiedere a priori la posizione dei nodi della griglia.

La tecnica dell'avanzamento del fronte (*Advancing Front Technique*) è stata originariamente formulata per generare griglie triangolari per i problemi degli elementi finiti.

Il metodo non impone particolari condizioni geometriche sulla griglia, permettendo, almeno in teoria, che vengano generati elementi con minori limiti

di dimensioni e direzioni. La flessibilità geometrica è quindi molto maggiore di quella fornita da un generatore del tipo di *Delaunay*, ed il procedimento si presta particolarmente ai raffinamenti direzionali.

Per esaminarla più in dettaglio è necessario fare prima alcune premesse.

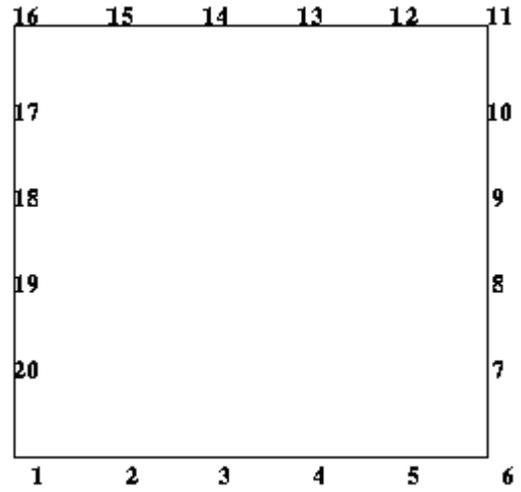
- Si considerino solo domini limitati con supporto compatto in  $R^2$ . Un tale dominio può essere rappresentato mediante la definizione della sua frontiera. Questo comporta non solo la descrizione geometrica delle curve che costituiscono la frontiera, ma anche la spiegazione di come le curve sono connesse tra loro e un modo per identificare l'interno del dominio dall'esterno.
- La frontiera di un dominio può essere individuata da un insieme di uno o più circuiti (*loops*). Un *loop* è formato dall'unione di una o più curve e la sua orientazione permette di determinare se il dominio da triangolare si trova all'interno o all'esterno di esso.
- Si è adottata la convenzione di dare una orientazione anti-oraria ai *loops* che formano il dominio esterno, ed una orientazione oraria ai *loops* interni. In questo modo il dominio interno sta alla sinistra di un punto che si muove su un *loop* secondo la sua orientazione.
- Una porzione connessa di un dominio può essere identificata come una regione. Ogni regione può essere triangolata separatamente dal resto.

La tecnica del front advancing prende il nome dal modo in cui la triangolazione procede: Per iniziare il processo di triangolazione occorre, quindi, che sia stato definito il dominio computazionale ed eventualmente le regioni che lo compongono, assegnando un'orientazione a tutti i lati.

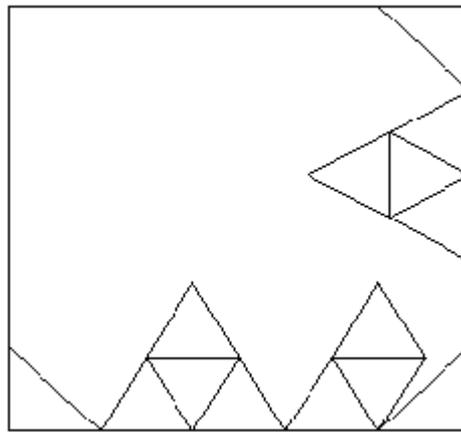
Si elencano, ora, i diversi passi della generazione dei triangoli:



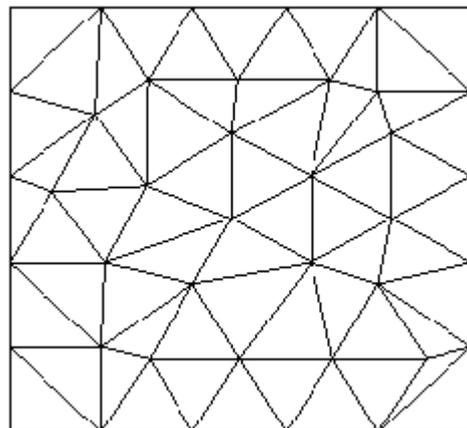
**Figura 5.42:** Definizione del dominio



**Figura 5.43:** Discretizzazione della frontiera

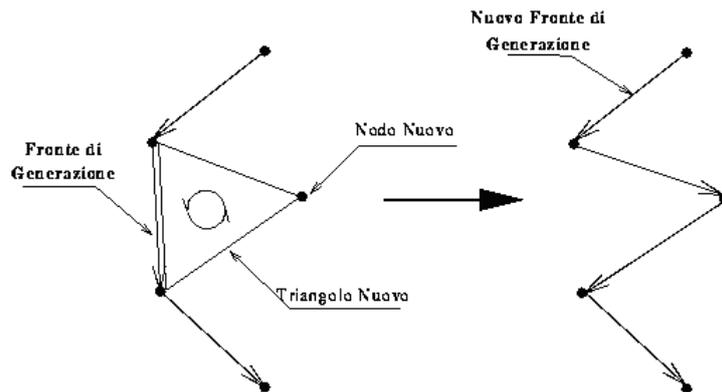


**Figura 5.44:** Un passo del processo di generazione



**Figura 5.45:** La griglia finale

1. Creazione dei nodi agli angoli. Questo passo consiste nell'associare dei nodi ai vertici del dominio ovvero all'intersezione di due lati o curve di frontiera del dominio.
2. Discretizzazione delle curve di frontiera. Si procede ponendo dei nodi sulle curve di frontiera del dominio. Il criterio utilizzato per la scelta dei nodi si basa, come si vedrà nel seguito, sulla conoscenza di alcuni parametri della griglia che si vuole generare. L'insieme dei lati che formano la discretizzazione della frontiera sono orientati secondo la topologia del dominio. In particolare, l'orientazione di un lato corrisponde a quella della curva sulla quale si trova il dato segmento.
3. Definizione del fronte di generazione. Il fronte di generazione (*generation front*) è definito come l'unione dei lati, opportunamente orientati, che racchiudono la zona che deve essere ancora triangolata. Un nodo che appartiene ad un lato del fronte è detto nodo attivo. Un nodo che non appartiene all'insieme dei nodi attivi è detto nodo inattivo.



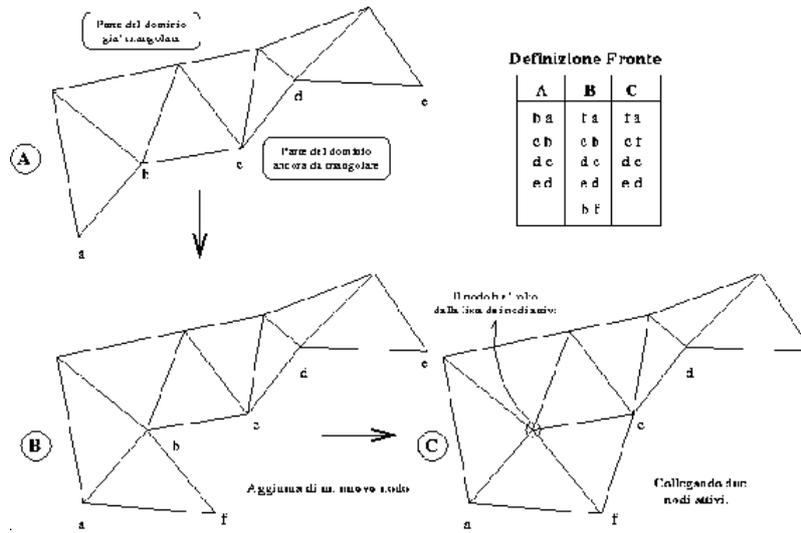
**Figura 5.46:** Creazione di un nuovo triangolo e sottrazione dei suoi lati dal fronte

4. Processo di generazione. Inizialmente il fronte è costituito dai lati della frontiera del dominio.

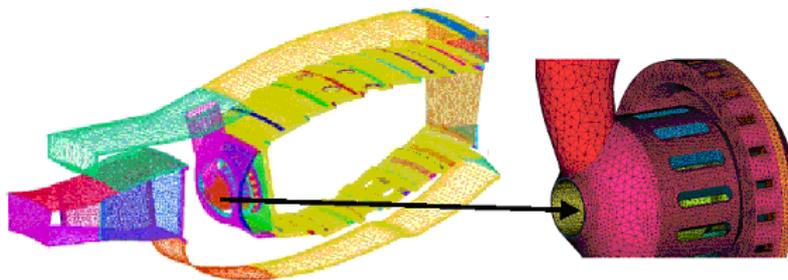
- (a) Selezione di un lato del fronte. Un lato del fronte viene scelto come base che sarà connessa ad un terzo nodo per formare un nuovo triangolo. La selezione del segmento si basa su tecniche diverse, per esempio si può scegliere il segmento che ha lunghezza minore fra quelli appartenenti al fronte.
- (b) Selezione di un nodo. Il terzo nodo può essere uno dei nodi attivi, oppure può essere un nuovo nodo generato all'interno del dominio in base al criterio che vedremo più avanti.
- (c) Rimozione del segmento dal fronte. Il segmento che è stato preso in considerazione viene rimosso dal fronte, poiché ora è 'oscurato' dal nuovo triangolo. Gli altri due segmenti del nuovo triangolo vengono, o associati al nuovo fronte, oppure rimossi dal fronte, a seconda della loro visibilità.
- (d) Aggiornamento del fronte di generazione.

È importante sottolineare che una volta che un triangolo è stato generato, esso non verrà più modificato durante tutto il processo di generazione.

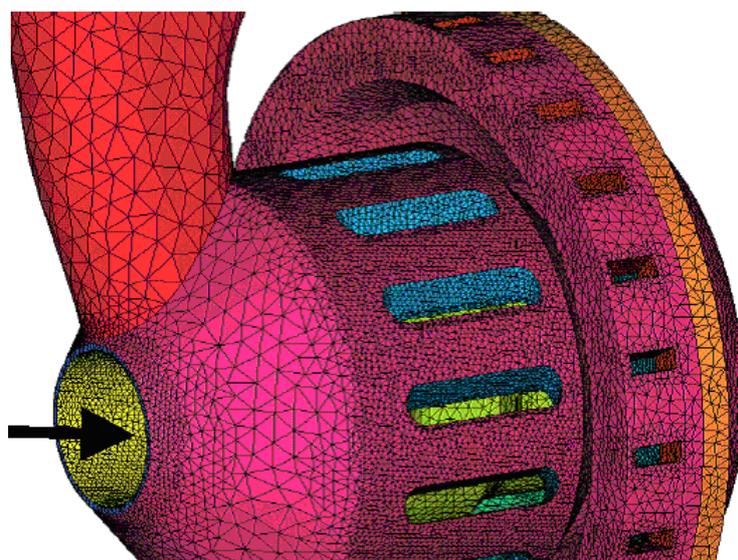
La generazione finisce quando il dominio è interamente ricoperto da triangoli. Le seguenti figure mostrano chiaramente tutte le potenzialità che un approccio non strutturato ha nel descrivere geometrie molto complesse come la camera di combustione *PW6000* della *Pratt & Whitney* ed in particolare si mostra lo swirler che contiene l'iniettore.



**Figura 5.47:** Avanzamento del fronte di generazione nella parte del dominio ancora non triangolata



**Figura 5.48:** Creazione di un nuovo triangolo e sottrazione dei suoi lati dal fronte



**Figura 5.49:** Creazione di un nuovo triangolo e sottrazione dei suoi lati dal fronte

# Capitolo 6

## La simulazione CFD di spray di combustibile

### 6.1 La procedura di simulazione

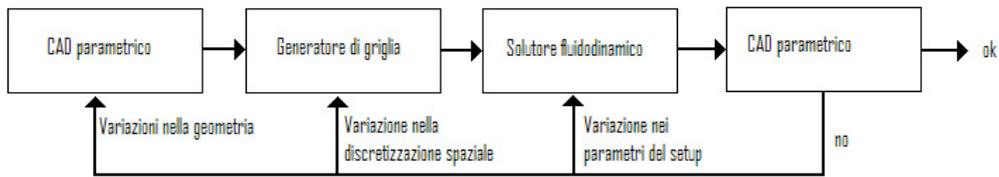
Il lavoro di simulazione fluidodinamica condotto nel presente lavoro è stato organizzato secondo lo schema di figura 6.1.

Una volta definita la geometria del combustore e di tutti i suoi parametri operativi, si procede con il disegno della stessa attraverso un CAD parametrico. Uno strumento di questo tipo, rispetto ad un CAD tradizionale, offre un'elevata semplicità e rapidità nella procedura di disegno di un componente meccanico ed, inoltre, grazie alla possibilità di imporre vincoli durante la generazione del disegno, il risultato finale sarà migliore soprattutto se si pensa ai bordi delle superfici attigue che con questi software risulteranno coincidenti.

Le maggiori difficoltà che si presentano in questa fase sono dovute al fatto che quello che si vuole disegnare non è la 'parte solida' del componente, cosa per cui è stato concepito il software, ma il volume che questi racchiude,

inoltre si avverte la necessità di generare all'interno o ai margini di questo alcune superfici, inesistenti nella realtà, che si riveleranno necessarie o utili per ottenere un buon risultato in fase di generazione di griglia.

In questa fase si operano delle modifiche al disegno originale, si eliminano



**Figura 6.1:** Schema della procedura di simulazione

le zone di scarsa influenza per poter ottenere una geometria semplificata che non appesantisca eccessivamente i calcoli.

Definita la geometria si esporta il risultato, mediante il modulo di interfaccia installato in ambiente CAD con un file di interscambio detto *tetin*, all'interno del preprocessore vero e proprio, ANSYS IcemCFD.

Nel preprocessore, viene generata la griglia poi utilizzata dal solutore per effettuare i calcoli. Le difficoltà che si possono incontrare in questa fase sono, come detto precedentemente, dettate soprattutto dalle 'possibilità di comprensione' della griglia da parte del solutore, inoltre ulteriori difficoltà possono giungere dalla descrizione di superfici che si intende far muovere in fase di simulazione. Si ribadisce, a questo punto, la necessità di conoscere bene le possibilità e i limiti del solutore adoperato.

Nel presente lavoro il codice di calcolo adoperato è il KIVA3V. Sebbene non più aggiornato dagli ideatori già da qualche anno, viene, ampiamente adoperato in letteratura per lo studio degli spray di combustibile. Infatti, punto di forza del codice KIVA è che nasce come software open source, non essendo

coperto da alcuna forma di copyright (a differenza dei codici commerciali), ed i sorgenti possono essere modificati in tutto e per tutto, offrendo, così, grandissima flessibilità.

Il passaggio dal preprocessore al solutore è una fase molto delicata del lavoro, poiché vengono definite le condizioni al contorno e le condizioni iniziali, ed è facile immaginare come un errore o un'errata definizione di tali condizioni porti ad invalidare tutto il lavoro successivo. Eseguiti i calcoli, i file di risultati generati dal solutore, sono analizzati attraverso software di visualizzazione dati sia commerciali che liberi, oppure, con software 'fatti in casa' creati per far fronte alle specifiche esigenze. Nel presente lavoro è stato creato un programma , *Spost* che è in grado di analizzare lo spray e fornendo in uscita diagrammi dei diametri medi di Sauter lungo l'asse del getto e lungo il raggio in più piani.

Ottenuti i risultati del calcolo si valuta, in questa fase, eventualmente mediante confronto con dati sperimentali, se sono sufficientemente corretti o, in alternativa, valutare dove intervenire per migliorare il processo di simulazione. Da ciò scaturisce la necessità di disporre, soprattutto in fase di calibrazione dello strumento di calcolo, di diagrammi che mettano in evidenza la variazione dei risultati voluti in funzione della variazione di un solo parametro di setup del sistema.

Problemi possono sorgere nella determinazione di una geometria eccessivamente semplificata che trascura particolari importanti, nella generazione di griglia non corretta, eccessivamente distorta o troppo rada, nella messa a punto del set di parametri in ingresso o, infine, in un cattivo post-processing dei dati.

## 6.2 Il generatore di griglia Icem CFD

Icem CFD è un applicativo general-purpose per la generazione di griglie di alta qualità in innumerevoli applicazioni ingegneristiche come analisi fluidodinamiche, strutturali, acustiche, ed altre. Il software permette di trattare geometrie con elevato livello di complessità, di generare ed ottimizzare griglie per il calcolo ed infine, per i pacchetti commerciali supportati, consente il post processamento dei risultati. L'algoritmo utilizzato in Icem permette di creare, data la geometria, griglie parametriche nei seguenti formati:

- Multiblocco strutturate;
- Multiblocco non strutturate con generazione semiautomatica ad elementi esaedrici;
- Non strutturate con elementi tetraedrici;
- Cartesiane;
- Ibride con elementi esaedrici, tetraedrici, piramidali e prismatici;
- Di superficie con elementi quadrilateri e triangolari.

### 6.2.1 Breve descrizione del software

Icem CFD è strutturato in ambienti finalizzati allo sviluppo del lavoro di generazione:

- Ambiente file;
- Ambiente geometry;
- Ambiente meshing;

- Ambiente edit mesh;
- Ambiente output.

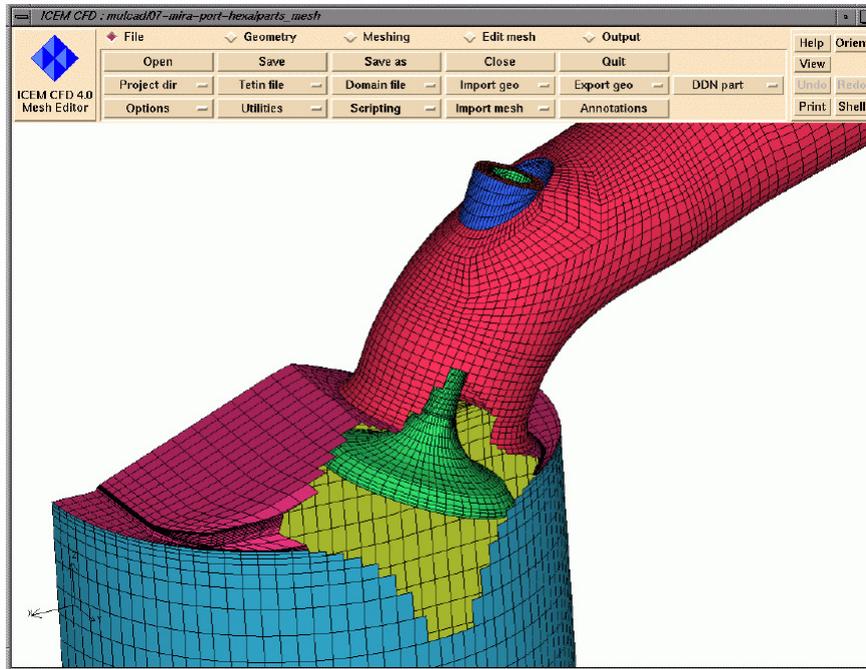
Cominciando con l'ambiente file, mediante il quale si importa la geometria, si arriva, attraversando tutti i vari ambienti, all'ambiente output. Ciascun modulo permette di migliorare la mesh. Il tutto è organizzato al fine di ottenere la migliore configurazione possibile per la mesh. La peculiarità di Icem CFD è soprattutto di creare una sorta di 'link' tra il modello CAD ed la mesh, tale che, al variare della geometria, anche la griglia varierà di conseguenza. Questo permette all'analista di ridurre drasticamente i tempi di generazione della mesh nel caso di problemi parametrici e di mantenere la griglia sempre aggiornata e al passo del lavoro di progettazione. L'interfaccia dei vari moduli è del tipo user-friendly ed unificata, in modo che in ogni ambiente la schermata video sia sempre la stessa. Passiamo adesso a descrivere gli ambienti di lavoro del programma:

### **Ambiente file**

L'ambiente file permette all'utente di gestire l'interfaccia grafica di Icem CFD e soprattutto facilita la gestione dei file necessari al corretto funzionamento del generatore stesso.

### **Ambiente geometry**

Contiene tutti gli strumenti necessari per cambiare e manipolare la geometria mediante il mesh editor. La geometria può essere importata mediante l'utilizzo di file in vari formati, oppure mediante le varie interfacce di cui dispone ICEM CFD o ancora creandola ex novo mediante il cad interno a



**Figura 6.2:** Interfaccia grafica di una tipica sessione di lavoro con Icem CFD

ICEM CFD. Questo cad però è piuttosto elementare e pertanto si presta soprattutto per ‘riparare’ le geometrie importate, che a volte presentano errori di conversione.

### Ambiente meshing

È il cuore vero e proprio del programma. Il *meshing menù* contiene le funzioni per generare il mesh. Sono presenti diverse opzioni per i diversi tipi di mesh che l’utente può voler creare; nel nostro caso, dato che faremo una mesh strutturato tridimensionale di tipo esaedrico, la scelta cade su l’opzione HEXA. ICEM CFD HEXA è di fatto il generatore. Esso permette di creare griglie multiblocco strutturate, sia di superficie che di volume. L’utente si trova a gestire due tipi di entità durante il processo di generazione del me-

sh: i blocchi che compongono la mesh e la geometria stessa. Inizialmente il programma crea, in automatico, un solo blocco tridimensionale che inscrive tutta la geometria; successivamente, tramite operazioni di taglio del blocco e delle entità ad esso associate, quindi facce, lati e vertici, otteniamo tanti blocchi di dimensioni minori e di numero pari alla divisione logica che richiede il solutore per il dominio considerato. Il passo successivo consiste nel muovere i vertici dei blocchi individualmente o raggruppati, al fine di associarli alle curve o superfici del modello CAD. Si passa, in seguito, a trattare i lati dei blocchi che rappresentano l'approssimazione dei bordi del dominio. Anche essi vengono associati alle curve di confine del modello CAD. Alla fine di tale procedura, che viene operata in maniera manuale, quindi con non poco dispendio di tempo, otteniamo un'approssimazione piuttosto grossolana del modello geometrico importato. E' qui che il generatore di griglia interviene ed in automatico provvede a proiettare i lati e la superfici dei vari blocchi verso i veri contorni del modello, permettendoci di rappresentare in maniera precisa e completa le forme ed i contorni della geometria, così come era originariamente. Definita la suddivisione in blocchi della geometria occorre creare la griglia, cioè compiere un'ulteriore suddivisione in celle, questa volta eseguita in automatico dal programma; al riguardo si può effettuare un approccio di primo tentativo imponendo parametri globali per le dimensioni delle celle, salvo poi infittire localmente nelle zone che si ritengono critiche per il calcolo. Da questo punto di vista il mesh strutturato è ottimale, dato che permette un controllo fine della griglia nei vari blocchi. Tramite l'opzione *edge parameter* è possibile impostare distribuzioni di celle che seguono funzioni matematiche anche complesse, introducibili tramite semplice interfaccia utente e quindi senza ricorrere a calcoli, che potrebbero essere anche complessi.

### Ambiente Edit mesh

Una volta creato il mesh, si torna nel mesh editor e si passa all'ambiente edit mesh. Tale ambiente contiene tutti gli strumenti necessari per manipolare, controllare e migliorare la qualità della griglia. Le opzioni disponibili sono differenti a seconda del tipo di mesh con cui abbiamo a che fare. Sempre nell'ambiente edit mesh si può procedere allo smoothing dei domini. Per smoothing si intende, traducendo letteralmente dall'inglese, 'lisciare' il dominio; ciò significa modificare la forma del dominio in maniera più o meno complessa, a seconda dell'algoritmo utilizzato, al fine di migliorare la distribuzione delle celle. Per migliorare si intende ottimizzare, rispetto alle possibilità che la divisione in blocchi utilizzata concede, l'ortogonalità delle celle e la dimensione relativa che non deve mai essere eccessiva<sup>1</sup>. La distribuzione delle celle è un passo fondamentale, soprattutto nel campo dell'analisi CFD, dato che sia la rapidità della soluzione, sia la precisione della stessa dipendono in maniera imprescindibile dalla qualità del mesh e dalla qualità delle celle, quantificabile come scostamento che si registra rispetto alla forma ideale (nel caso in questione l'esaedro perfetto).

### Ambiente Output

E' l'ambiente che di fatto si interfaccia con il solutore. Icem CFD è, come detto, un software 'general purpose' e quindi è in grado di interfacciarsi

---

<sup>1</sup>Sarebbe ottimale, prevedendo una crescita della dimensione delle celle lungo una direzione, impostare la dimensione della cella lungo la direzione prescelta ad un valore che non superi il 110% della cella precedente

con vari solutori. Una volta entrati in ambiente output, il primo passo da compiersi è appunto la scelta del solutore, che, nel nostro caso, è il KIVA3V.

### 6.3 Il simulatore KIVA3V

I software di simulazione fluidodinamica risolvono le equazioni della termofluidodinamica in un dominio di calcolo opportunamente discretizzato in celle e rappresentano uno strumento valido e potente per lo studio di fenomeni anche complessi. Grazie ad essi è possibile indirizzare ed abbreviare la fase di progettazione e di sperimentazione dell'industria motoristica e non solo. Il programma utilizzato in questo lavoro è il KIVA3V, un codice sviluppato dall'ente per la ricerca pubblica americana presso i laboratori di LOS ALAMOS. Insieme al codice vengono forniti anche un preprocessore, denominato K3PREP, ed un postprocessore, denominato K3POST, questi due moduli sono molto rudimentali ed in genere non si utilizzano se non per casi particolarmente semplici.

Il codice KIVA è un programma capace di risolvere numericamente flussi non stazionari bidimensionali e tridimensionali, sia laminari che turbolenti, in condizioni supersoniche o subsoniche, di tipo monofase o multifase dispersi. Esso utilizza mesh di tipo multiblocco strutturato, permettendo l'elaborazione di domini alquanto più complessi e quindi più aderenti ai problemi riscontrabili nella pratica. Le leggi che governano questi tipi di flusso, come detto nei precedenti capitoli, formano un sistema di equazioni nelle variabili spaziali e nel tempo; la procedura di calcolo implementata nel KIVA richiede la discretizzazione di entrambi i tipi di variabile. Per lo spazio si utilizza un approccio ai volumi finiti con una metodologia tipo (Arbitrarily Lagrangian

Eulerian), per il tempo si suddivide l'intervallo di interesse in un numero finito di time-steps.

Nel KIVA il volume di controllo è costituito dalla cella, mentre le leggi di conservazione sono applicate per determinare le variabili del flusso, in alcuni punti discreti delle celle, detti vertici; si parlerà di vertici, per le componenti della velocità del gas, di centri per le variabili termodinamiche (pressione, temperatura, densità). Le equazioni, discretizzate con il metodo dei volumi finiti, sono di tipo algebrico non lineare e vengono risolte con un adeguato algoritmo numerico di natura iterativa. Il metodo ALE prevede che ogni ciclo di calcolo venga diviso in due fasi, una fase lagrangiana ed un euleriana. Nella fase lagrangiana vengono calcolati i termini di diffusione spostando i vertici secondo la direzione del campo di moto, nella successiva fase euleriana i vertici vengono portati nella posizione della griglia computazionale corrente e vengono calcolati i termini di convezione. I termini di diffusione della fase lagrangiana vengono calcolati con un metodo di soluzione implicito con intervallo di tempo  $dt$  variabile per ridurre i tempi di calcolo. I metodi impliciti sono incondizionatamente stabili (la stabilità non dipende dal  $dt$ ) ma devono soddisfare delle condizioni di accuratezza affinché si ottengano dei risultati con un errore tecnicamente accettabile. Queste condizioni vengono rispettate dal programma scegliendo all'inizio di ogni time-step il  $dt$  di quel ciclo di calcolo tale da consentire il calcolo con una precisione accettabile per la cella che si trova nelle condizioni peggiori in relazione al gradiente di velocità, alla distorsione ed in relazione allo scambio di massa, di energia, e di calore che si ha durante lo spray e la combustione. Si comprende quindi quanto sia importante realizzare una griglia di qualità, che non presenti celle troppo distorte che farebbero aumentare notevolmente il tempo di simulazione anche in relazione al fatto che, se non si ha a che fare con processi quali

lo spray o la combustione, generalmente la condizione più restrittiva sul  $dt$  è proprio quella legata alla distorsione delle celle.

I termini convettivi vengono calcolati invece con un metodo esplicito. Essendo la stabilità del metodo dipendente dal  $dt$  deve essere rispettata una condizione su di esso per garantire appunto la stabilità. Qualora il  $dt$  risulti inferiore a quello calcolato per i termini di diffusione, il  $dt$  per i termini di convezione del ciclo di calcolo viene diviso in sottocicli.

Per quanto riguarda la simulazione degli spray il KIVA adopera un approccio statistico, per il quale il getto di combustibile viene diviso in un numero finito di pacchetti di gocce (discrete droplet model DDM), in ciascun pacchetto le  $n$  gocce in esso contenute hanno le stesse grandezze intensive e viaggiano alla stessa velocità e non interagiscono tra loro. Ciascuna particella computazionale è seguita in un riferimento lagrangiano, a partire dalla sua origine all'uscita dall'iniettore, in modo che ogni sua posizione o proprietà successiva sia funzione della sola variabile tempo. Essa interagisce con l'ambiente circostante con cui scambia massa, quantità di moto ed energia, e per esse il solutore calcola le condizioni di bilancio attraverso le relazioni di conservazione. Sebbene tale tipo di approccio abbia il vantaggio di avere un'alta efficienza computazionale, determinati fenomeni, quali appunto il break-up delle gocce, è bene che venga descritto con dei sotto-modelli specifici.

Nella versione originale del KIVA la dimensione della goccia iniettata e la sua velocità deve essere fornita come valore di ingresso, notizie che possono essere inserite correttamente solo se si hanno a disposizione dati sperimentali sul singolo iniettore in uso. Nel presente lavoro, come già detto, è stata implementata la fase di iniezione al fine di ottenere una dimensione di goccia iniettata che possa essere funzione della geometria del sistema di iniezione e dei parametri di funzionamento della macchina. Per quanto riguarda i mo-

delli di atomizzazione Implementati nella versione originale del KIVA3V sono il TAB (Taylor Analogy Breakup), sviluppato da Amsden e O'Rourke [?][?], ed implementato numericamente già nella versione KIVA II, ed il modello d'onda superficiale, meglio noto come *Wave Model*, elaborato da Reitz et al. [?][?][?], modelli già ampiamente studiati e convalidati da molti lavori presenti in letteratura. Nel presente lavoro è stato introdotto un modello ibrido che rileva, attraverso il *numero di Weber*, il regime di atomizzazione della goccia ed adopera a seconda delle situazioni che si presentano i modelli TAB e WAVE.

Anche la subroutine di coalescenza è stata rivista introducendo un criterio che migliora la forte dipendenza del modello dalla griglia di utilizzata o meglio dalla posizione dell'iniettore in questa.

### 6.3.1 Struttura del programma KIVA3V

Il software è organizzato in un certo numero di subroutines, ognuna delle quali ha un compito ben preciso: ad esempio esiste una routine che si occupa dell'evaporazione del combustibile, una del breakup delle gocce, una dell'iniezione etc. Alla struttura del Kiva fa capo un main program che, ad ogni ciclo di calcolo, richiama le varie subroutines in un ordine ben preciso in modo da eseguire i calcoli necessari a risolvere le equazioni del problema termofluidodinamico. Le routines sono scritte in linguaggio fortran e sono completamente personalizzabili, questo significa che è possibile modificare a proprio piacimento la sequenza di operazioni che il programma dovrà eseguire. Il linguaggio fortran è molto semplice e facilmente gestibile anche da un utente poco esperto. Una volta modificate le routines, viene compilato un file eseguibile che compie le operazioni richieste dalla simulazione. Il

codice necessita, come detto nel paragrafo precedente, di una discretizzazione spazio temporale del dominio di simulazione; inoltre è necessario fornire al programma tutte le condizioni iniziali, con cui far partire i calcoli, dette condizioni al contorno. Tali informazioni risiedono in due differenti files che contengono tutti i dati necessari. Si riporta in figura (6.3) uno schema di massima del funzionamento del Kiva: I files di uscita vengono creati alla

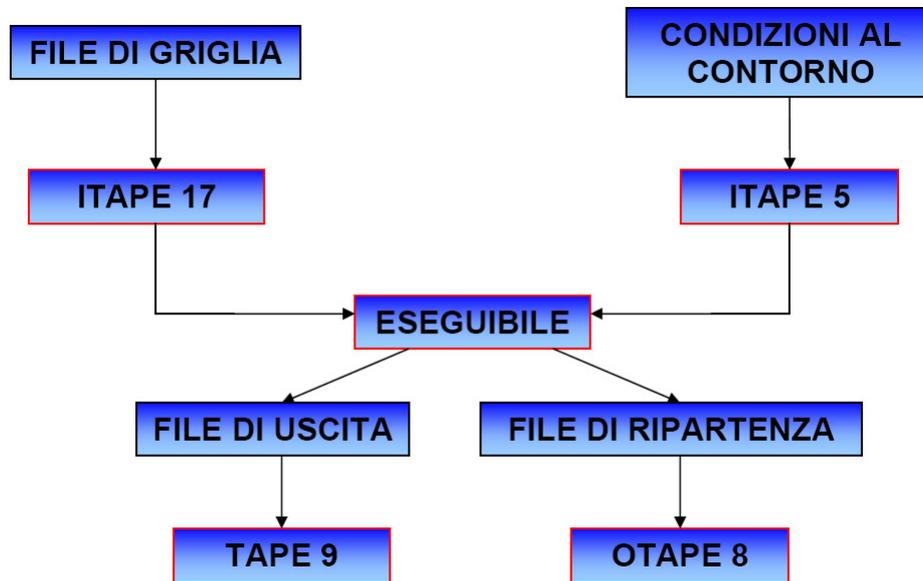


Figura 6.3: schema di massima del programma KIVA3V

fine della simulazione, oppure tramite il file di input *itape5* ad un opportuno tempo fisico, mentre i files indicati come ‘di ripartenza’ vengono creati ogni numero prefissato di cicli e servono per avere dei punti di ripartenza per i calcoli qualora ve ne sia bisogno.

Per eseguire una simulazione di uno spray sono necessari solo i tre file riportati nello schema di figura (6.3) e quelli introdotti dall’autore per l’imposizione delle condizioni di ingresso del processo di iniezione **itapespray**. Come detto, il KIVA è un software open source completamente gratuito, che, basandosi

su una serie di routine scritte in linguaggio fortran, non necessita di alcun tipo di installazione.

In figura (6.4) si riporta lo schema di funzionamento del solutore.

Si riporta, inoltre, la sequenza di richiamo delle routine da parte del *main*

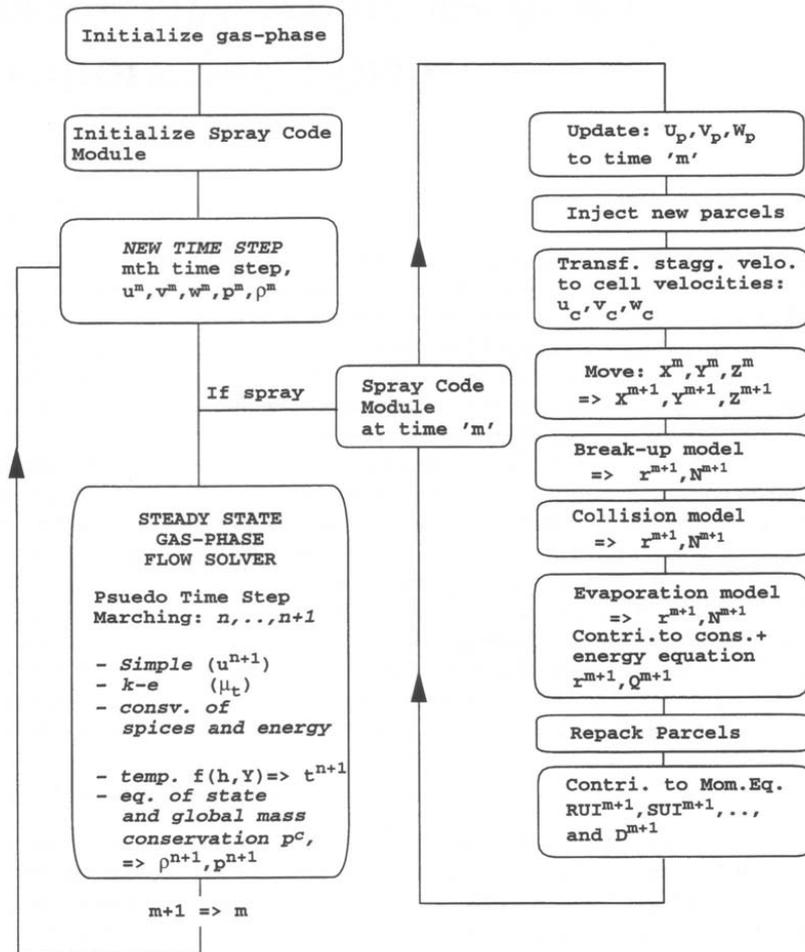
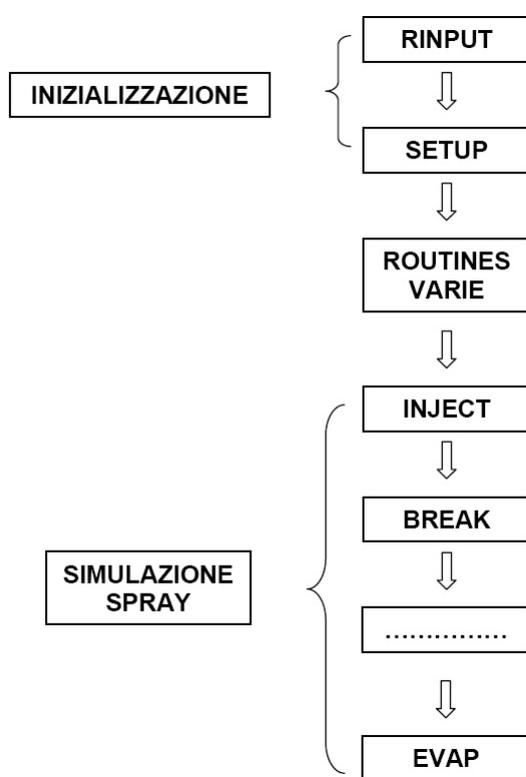


Figura 6.4: sequenza di richiamo delle routine nel *main program*

*program* del KIVA: La routine **rin**put legge i dati di ingresso e computa le rispettive quantità scalari. E' in grado di trattare dati forniti in forma tabellare e di rilevare gli errori nella definizione dei dati ingresso.



**Figura 6.5:** sequenza di richiamo delle routine nel *main program*

La routine **setup** è una delle principali del codice KIVA. E' adibita a leggere il file *itape17*, a inizializzare tutte le quantità associate alle celle ed ai vertici che saranno utilizzate nel corso dei calcoli ed a rilevare gli errori nelle condizioni al contorno geometriche (pareti ferme, pareti mobili, simmetria, ecc.) commessi durante il processo di generazione del mesh. Tutte le variabili utilizzate dalle varie routine del programma sono immagazzinate all'interno del cosiddetto blocco common, da questo blocco vengono attinte e ad esso bisogna fare riferimento ogniqualvolta si voglia introdurre una nuova variabile.

#### **La suddivisione spaziale del dominio: il file *itape17***

La discretizzazione spaziale si basa sul metodo dei volumi finiti ed è affidata ad un unico file che contiene tutti i dati ed i riferimenti riguardo il dominio di calcolo: si tratta del file *itape17*. Il volume di controllo è costituito dalla cella, mentre le leggi di conservazione sono applicate, per determinare le variabili del flusso, in alcuni punti discreti delle celle detti nodi; si parlerà di vertici per le componenti della velocità delle specie presenti, di centri per le variabili termodinamiche come pressione, temperatura e densità. Le celle sono esaedriche, ma la griglia può anche essere non ortogonale e non equispaziata, quindi è possibile riprodurre con sufficiente approssimazione tutte le geometrie di interesse pratico. Il file *itape17* viene creato tramite il generatore di griglia IcemCFD descritto successivamente.

**Le condizioni al contorno: il file *itape5***

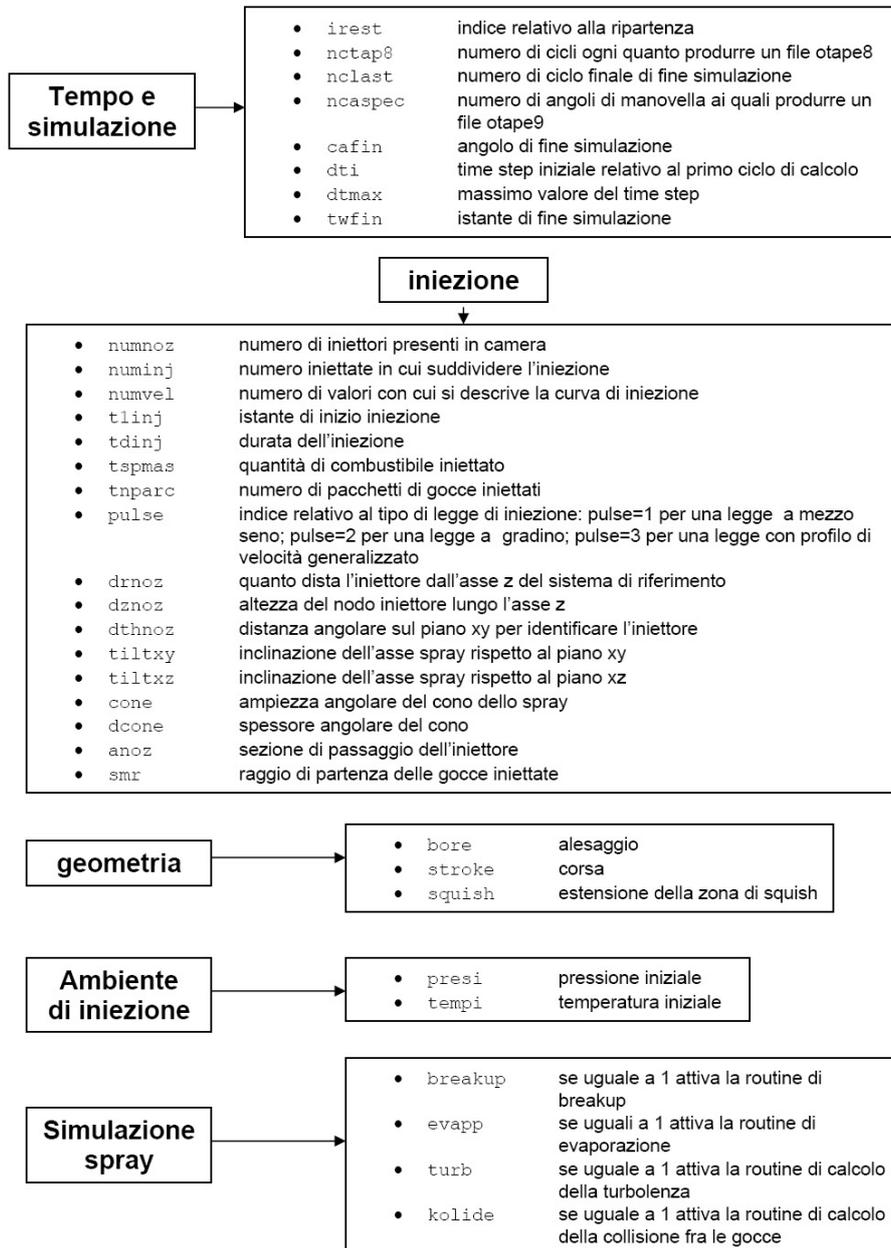
Il KIVA necessita come input, oltre alla griglia, di un file contenente i dati di ingresso. Tale file, denominato *itape5*, è un file di testo non formattato che riporta in sequenza le variabili operative come le costanti dei modelli di breakup, di iniezione, di combustione e di formazione di inquinanti e le variabili motoristiche come corsa, alesaggio ecc. Inoltre, il file *itape5* contiene le informazioni che riguardano la discretizzazione temporale che è affidata ad una suddivisione in time-steps dell'intervallo di tempo relativo alla simulazione.

Si riporta di seguito uno schema del file *itape5* con le condizioni più importanti che sono state attivate e prese in considerazione nel presente lavoro.

**I risultati della simulazione: il file *otape9* e la subroutine *tecconv***

Alla fine della simulazione o ad angoli di uscita prescelti il programma produce un file denominato *otape9*. Questo non è altro che un file di testo contenente al suo interno i risultati dei calcoli effettuati dal solutore; naturalmente, così come si presentano, questi risultati non sono utilizzabili e devono quindi essere postprocessati con un opportuno software. Ad ogni file *otape9* corrisponde una fotografia della simulazione scattata ad un dato istante; usufruendo quindi di un certo numero di uscite è possibile visualizzare con precisione l'andamento temporale delle grandezze fisiche che entrano in gioco nel corso della simulazione. Nel caso in esame risulta possibile visualizzare l'evoluzione dello spray, la variazione del campo di moto all'interno della camera di iniezione, l'andamento della concentrazione del vapore ecc.

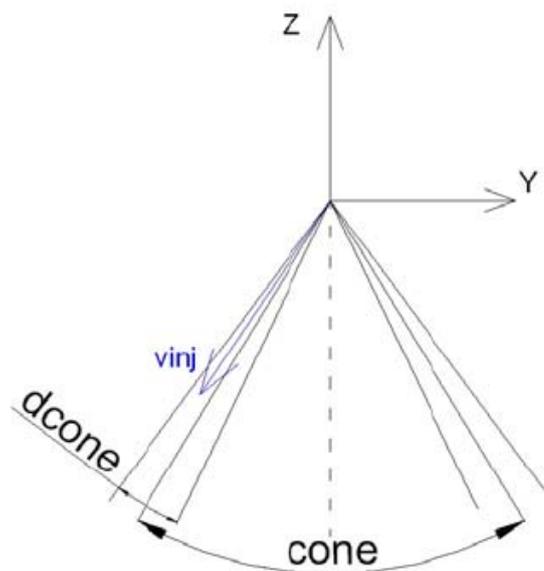
Per potere visualizzare i risultati adoperando il software commerciale *Dante Tecplot* di analisi e visualizzazione dei dati è stata creata la subroutine

Figura 6.6: schema del file *itape5*

*tecconv* che è in grado di generare un file di uscita visualizzabile dal *Tecplot*, inoltre, nella subroutine **spray** vengono ‘fotografate’ le sole gocce in intervalli di tempo stabiliti e vengono prodotti due file di uscita, uno rappresenta l’evoluzione spaziale dello spray in un dato istante, mentre l’altro mostra l’intera evoluzione nel tempo dello spray come somma di istanti successivi.

### 6.3.2 La simulazione degli spray con il codice KIVA 3V

L’iniettore nel Kiva è modellato come una sorgente puntiforme di pacchetti di gocce che vengono iniettate lungo una direzione fissata nel file di input dai parametri *cone* e *dcone* che vengono definiti nella figura seguente. Nella



**Figura 6.7:** Vista dello spray in una sezione longitudinale

versione originale il KIVA ottiene il valore della velocità di iniezione delle gocce attraverso una tabella di valori impostata nel file *itape5*; nel presente

lavoro i valori di velocità in ingresso sono stati calcolati mediante un modello monodimensionale dell'iniettore. La routine responsabile dell'iniezione è denominata **inject**, essa ha il compito di imprimere alle gocce la velocità e la direzione impostate nel file di input; successivamente viene calcolata, attraverso le routine **break** o **atomize** o ancora **ibrido**, l'interazione delle gocce con l'ambiente in camera e la fase di brak-up. Si riporta l'elenco delle operazioni svolte ad ogni ciclo di calcolo:

1. inizializzazione delle parcelle attraverso la routine **inject** che assegna le componenti di velocità tenendo conto dei parametri contenuti nel file di input
2. calcolo della traiettoria della parcella attraverso la routine **pmovtv**
3. calcolo dell'interazione aerodinamica delle gocce con l'atmosfera circostante tramite la routine **break** o **atomize** o ancora **ibrido**
4. calcolo della coalescenza delle gocce quando si incontrano due pacchetti di gocce **colide**
5. calcolo dell'evaporazione subita dal combustibile iniettato attraverso la routine **evap**

Si analizzeranno di seguito le routine che sono state modificate o create per gli scopi del presente lavoro.

### La routine **inject**

Questa routine viene richiamata dal *main program* all'inizio di ogni ciclo di calcolo ed ha il compito di iniettare le gocce inizializzandone, istante per istante, la direzione e la velocità secondo quanto impostato nel file di input.

Il programma dà la possibilità di scegliere tra tre diverse modalità di iniezione:

1. curva di iniezione a mezzo seno
2. curva di iniezione a gradino
3. curva di iniezione qualsiasi

e fra due differenti coni generati:

1. cono solido
2. cono vuoto

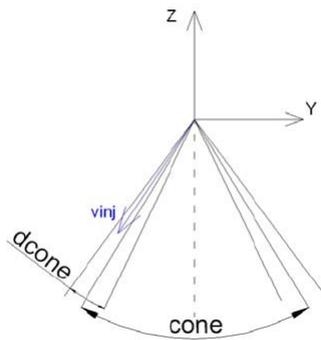
Le prime istruzioni della routine servono per individuare le coordinate del punto di iniezione e la posizione della cella iniettore, a tale scopo viene richiamata la routine **pfnd**. Di seguito sono state introdotte le modifiche per il calcolo della velocità e della dimensione delle gocce prodotte in fase di iniezione. Si è seguita l'analisi di stabilità di Dombrowski per cui si procede con il calcolo del rapporto  $X = A_r/A_0$  dove  $A_r$  è l'area effettiva di uscita (che sarà una corona circolare intorno al bordo di uscita dell'iniettore) e l'area totale della sezione di uscita dell'ugello. Il calcolo, data la complessità della relazione, viene calcolato con il metodo della secante. Successivamente si procede con il calcolo:

1. del modulo della velocità di uscita
2. della lunghezza d'onda massima prima della rottura della lamina
3. dello spessore della lamina all'uscita dall'iniettore
4. della dimensione della goccia in base alla teoria di frantumazione del getto di *Reyleigh*

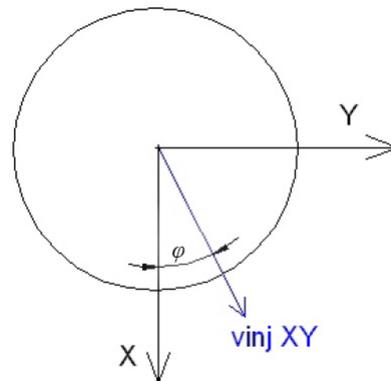
Andando avanti nelle righe del programma si arriva alle istruzioni relative alla scelta del tipo di cono di iniezione attraverso i parametri *cone* e *dcone* presenti nel file di input. Nel nostro caso si è scelta l'opzione del cono vuoto, dato che i coni pieni si realizzano nei propulsori Diesel, ma sono inadatti ai motori ad accensione comandata. La routine calcola, dapprima, l'angolo  $\alpha$  formato dalla direzione della velocità di uscita della particella e dall'asse ideale del cono di iniezione; il valore di tale angolo è compreso fra:

$$0.5(\text{cone} + \text{dcone})e^{0.5(\text{cone} - \text{dcone})}$$

In seguito il programma calcola l'angolo  $\phi$  di inclinazione della proiezione della velocità della particella su di un piano ortogonale all'asse di iniezione rispetto all'asse  $x$  del sistema di riferimento assoluto. Con questi due angoli ed il valore della risultante della velocità di iniezione il programma è in grado di assegnare alle parcelle le componenti di velocità lungo gli assi coordinati. Si veda a tale proposito le figure (6.8)(6.9). La velocità di iniezione  $vinj$  del



**Figura 6.8:** Sezione del cono su un piano passante per gli assi  $Z$  e  $Y$ .



**Figura 6.9:** Vista dello spray in una sezione ortogonale passante per gli assi  $X$  e  $Y$

generico pacchetto iniettato forma un angolo  $\alpha$  con all'asse  $z$  di iniezione.

$vinjxy$  rappresenta la proiezione su tale piano della velocità di iniezione del generico pacchetto che è iniettato con un angolo  $\phi$  rispetto all'asse coordinato  $x$ .

Sia per la generazione dell'angolo  $\alpha$  che per la scelta dell'angolo  $\phi$ , il programma richiama la routine **fran**; essa altro non è che un generatore di numeri casuali, in questo modo la routine **inject** è in grado di generare una distribuzione di gocce molto varia e simile a quella di uno spray reale. A questo punto la routine **inject** esegue in sequenza le seguenti operazioni:

- assegnazione delle coordinate delle parcelle subito dopo l'iniezione
- assegnazione del raggio iniziale delle gocce all'uscita dell'iniettore
- calcolo della frequenza di oscillazione iniziale della particella
- calcolo dei parametri iniziali di distorsione del modello TAB

### La routine **pmovtv**

Come già detto il KIVA inietta combustibile in un punto, ovvero considera il foro di uscita dell'iniettore degenerato in un punto. In queste condizioni non si può impartire, in fase di iniezione, un moto di rotazione (swirl) alle gocce in quanto manca di fatto il braccio per imporre il momento angolare necessario. per fare ciò si deve attendere che la goccia prodotta combia un primo passo all'interno del volume simulato e acquisisca una certa distanza dall'asse del getto. In questa subroutine sono state introdotte alcune righe di comando che eseguono una modifica alla velocità e, quindi alla traiettoria delle particelle iniettate.

- calcolo dell'angolo della traiettoria della particella rispetto all'asse  $z$  e nel piano  $xy$

- imposizione alla particella di un ‘flag’ che ne determini lo stato:
  1. creata e non ancora iniettata ( $flag = 0$ ),
  2. iniettata e non ancora ruotata ( $flag = 1$ ),
  3. già ruotata ( $flag = 2$ )
  
- si impongono alle particelle con ‘flag’ di stato pari a uno le nuove velocità calcolate considerando un angolo di swirl imposto dall’esterno attraverso il file *itapespray*

### La routine ibrido

Questa routine è responsabile del calcolo dell’interazione aerodinamica fra le gocce che costituiscono lo spray e l’atmosfera dell’ambiente di iniezione. Le prime istruzioni hanno lo scopo di calcolare la velocità relativa fra le gocce di ogni pacchetto e l’atmosfera circostante tenendo conto della turbolenza e della quantità di moto. In questo calcolo sono state introdotte delle relazioni di media sugli otto vertici della cella per tenere conto della possibilità della goccia di poter occupare qualunque posizione all’interno della cella. Infatti, il solutore assegna a tutti i punti interni ad una cella di calcolo una velocità corrispondente a quella calcolata nel vertice di riferimento chiamato *i4*. In griglie poco accurate c’è la possibilità che, se una goccia si trova in una zona della cella ‘molto’ distante dal vertice *i4*, vari sensibilmente la velocità del gas tra quella calcolata in *i4* e quella della posizione della goccia, da cui la necessità di mediare su tutti e otto i vertici della cella per poi utilizzare come peso della media la distanza del punto della goccia da quella dei vertici stessi. Di seguito il programma calcola per ogni goccia i parametri seguenti:

- tensione superficiale

- numero di Weber
- viscosità associata

A questo punto la routine valuta il regime di atomizzazione confrontando in numero di Weber con i valori di soglia imposti nel file di ingresso *itapespray*. A seconda del regime ottenuto decide se far eseguire al calcolatore i processi di break-up oppure rinviarli al prossimo calcolo. I modelli adoperati, come detto in precedenza sono il TAB ed il WAVE già presenti nel solutore.

### La routine colide

Nella versione originale il solutore, come detto in precedenza, se abilitato, procede al calcolo della coalescenza tra gocce che, però, devono appartenere a pacchetti diversi, ma viaggiare nella stessa cella, ovvero il metodo adoperato dal KIVA per determinare se due differenti pacchetti si incontrano è dettato dalla presenza di questi all'interno di una stessa cella e se la probabilità di collisione (eq:??) supera un determinato valore di soglia basato sulla frequenza delle collisioni. In questo lavoro si è adoperato, invece, il modello di Nordin [?] che prevede la collisione quando le traiettorie delle due particelle si intersecano e il punto di intersezione viene raggiunto entro il passo di integrazione ed allo stesso tempo.

## 6.4 Il postprocessore *Spost*

Il solutore KIVA, come detto in precedenza, genera, ad ogni passo di calcolo, un file di uscita in cui vengono registrate le coordinate del punto in cui si trova in pacchetto di gocce, le tre componenti della velocità, il raggio delle

gocce ed una serie di altre variabili intensive. Data la necessità di confrontare i risultati ottenuti dalla simulazione con quelli presenti in letteratura provenienti da lavori sia teorici che sperimentali si è reso necessario creare un programma che riuscisse a campionare le gocce dello spray al fine di ottenere dei diagrammi che rappresentassero l'andamento del raggio medio e della velocità media delle gocce sia lungo l'asse del getto che lungo il raggio di un generico piano ortogonale al getto (ritenuto assial-simmetrico).

Dopo aver letto le informazioni contenute nel file di ingresso (*lastspray*), *Spost* mette in sequenza le gocce ordinandole in base alla loro distanza dal foro dell'iniettore, in seguito calcola la penetrazione dello spray escludendo il 5% delle gocce più lontane. La scelta di questo parametro è basata sull'esperienza dei calcoli effettuati.

Il programma prosegue con la divisione dell'asse dello spray in un numero finito di intervalli, questo valore come altri parametri imposti dall'esterno viene fornito attraverso il file di ingresso *spostin*. Tutte le gocce presenti tra i due piano passanti per gli estremi di uno di questi intervalli vengono campionate e ne viene calcolato il raggio medio di Sauter e la velocità media. Le stesse operazioni di media vengono , inoltre, effettuate lungo il raggio dei piani ortogonali di interesse. Per fare ciò, *Spost* divide il piano in un numero finito di corone circolari concentriche dove effettua le operazioni di campionamento. In fine il programma termina generando quattro file di uscita, leggibili direttamente da *Tecplot*, e comunque in formato ascii, in cui vengono rappresentati i diagrammi SMD-Raggio dello spray, SMD-Asse dello spray, Velocità-Raggio dello spray, disegno dell'asse del getto.

# Capitolo 7

## Applicazioni

### 7.1 Presentazione dei casi proposti

I metodi per ridurre le emissioni di  $NO_X$  si basano essenzialmente sull'abbassamento della temperatura di reazione e sulla eliminazione di punti caldi (*hot spots*) nella zona di reazione nonché sulla riduzione dei tempi di residenza nella zona primaria. La zona primaria, infatti, che presenta le massime temperature è anche sede delle maggiori concentrazioni di  $NO_X$ . I metodi per sviluppare combustori a basso tenore di  $NO_X$  interessano, soprattutto, l'evoluzione della geometria della camera, del liner e la distribuzione del flusso e della pressione statica dell'aria al loro interno. Per quanto riguarda l'abbattimento della presenza dei punti caldi nuovi sistemi di iniezione sono stati sviluppati per ottenere un miscelamento (*LP*) ed eventualmente anche una completa evaporazione (*LPP*) del combustibile liquido prima dell'ingresso in camera di combustione. Questi sistemi funzionano in condizioni di pressione statica ridotta (meno di *10bar*) per permettere al combustibile di raggiungere un completo miscelamento.

I modelli di break-up qui realizzati e le altre modifiche apportate al codice

per migliorare la descrizione degli spray di combustibile in ambiente a bassa pressione sono stati applicati ad alcuni casi di recenti studi di camere di combustione a bassa emissione di  $NO_X$ .

Il primo riguarda lo studio del campo di moto in un combustore di ultima generazione tipo bi-stadio nato per un motore prototipo di piccola potenza per aeromobili di uso civile. Il caso è interessante in quanto la geometria del combustore è particolarmente compatta. La complessità è stata utile inoltre, in una fase iniziale del lavoro, per la messa a punto di tutti gli strumenti di generazione di griglia di calcolo e di post-processing adoperati.

Nel secondo e terzo caso si sono, invece, messi a punto e calibrati i modelli di simulazione dello spray di combustibile che sono stati illustrati in precedenza. Attraverso il confronto con dati sperimentali disponibili in letteratura si sono trovati dei valori ottimali per i parametri di set-up di ingresso dei modelli. Nel primo di questi si è condotta un'analisi di sensibilità a ciascun parametro dei modelli di break-up primario e secondario per uno spray in ambiente libero, mentre nel secondo si è operato un confronto con uno spray in ambiente confinato ed interagente con l'aria presente nella camera.

Il quarto caso infine riguarda lo studio della formazione della miscela reagente in un combustore di micro-turbina a gas in sviluppo presso la Ansaldo Ricerche. Si tratta di un combustore tubolare di ultima generazione tipo 'Lean Premixed' già studiato con l'uso di gas naturale ed in cui si vuole sperimentare in questo lavoro l'uso di combustibili liquidi.

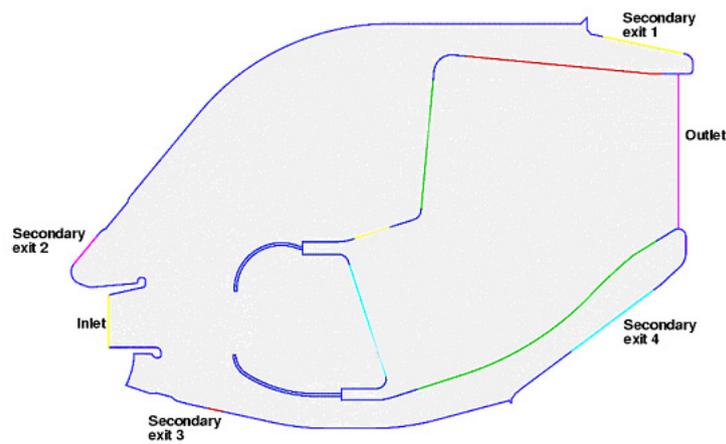
## 7.2 Il combustore FiatAvio CLEAN

Il combustore in esame fa parte del progetto CLEAN (Component validation for Environment friendly Aero-eNginer) che vede coinvolte alcune grandi industrie europee, come la Snecma per la realizzazione degli stadi di alta pressione del compressore e della turbina, mentre la FiatAvio si occupa della progettazione degli stadi di bassa pressione del compressore e della turbina, e della camera di combustione. Si vuole realizzare una turbina a gas aeronautica, per uso civile, con una spinta compresa tra 20 e 35klb, quindi destinata ad un piccolo aeromobile. In parallelo è in cantiere anche la realizzazione di un altro motore aeronautico, progetto ANTLE, che fornisca una spinta compresa in un intervallo tra 50 e 100klb, quindi destinato ad un aeromobile di più grandi dimensioni. Gli obiettivi comuni di questi progetti sono la riduzione del 12 – 20% di  $CO_2$ , la riduzione del 60 – 80% degli  $NO_X$  (da cui il nome), una riduzione dei costi di funzionamento oltre ad una maggiore affidabilità; si prevede l'entrata in produzione nel 2003.

La camera di combustione è di tipo anulare con diciotto iniettori principali e diciotto iniettori pilota, il 62% del combustibile va ai primi, il restante 38% va ai secondi, in modo da garantire una combustione quanto più controllata e regolare possibile. Le condizioni nominali di funzionamento prevedono una pressione di ingresso di 32,4bar, una temperatura di ingresso di 880 K, una portata massica di 36,884kg/s, ed un rapporto combustibile/aria di 0,03189; in tali condizioni si prevedono delle perdite di pressione in camera pari al 5,5%, un rendimento di combustione del 95% con una temperatura massima di parete di 880K.

L'interesse è quello di svolgere sulla geometria data una serie di calcoli fluidodinamici, inizialmente in bidimensionale, che aiutino a guidare lo sviluppo del componente; in particolare il problema delle emissioni inquinanti è affron-

tato controllando il campo di temperature in tutta la regione della camera, cercandone un'adatta distribuzione, muovendosi tra le opposte esigenze di raggiungere una elevata temperatura atta a fornire una adeguata quantità di calore, e di non superare una certa temperatura limite dettata dalla formazione delle specie inquinanti. Al Dipartimento viene fornito un disegno 2D in formato IGES che riporta una sezione intera della camera in cui non sono presenti né l'iniettore delle fiamma principale né quello della fiamma pilota. in figura (7.1) le superfici rappresentate dai tratti azzurri interni del disegno



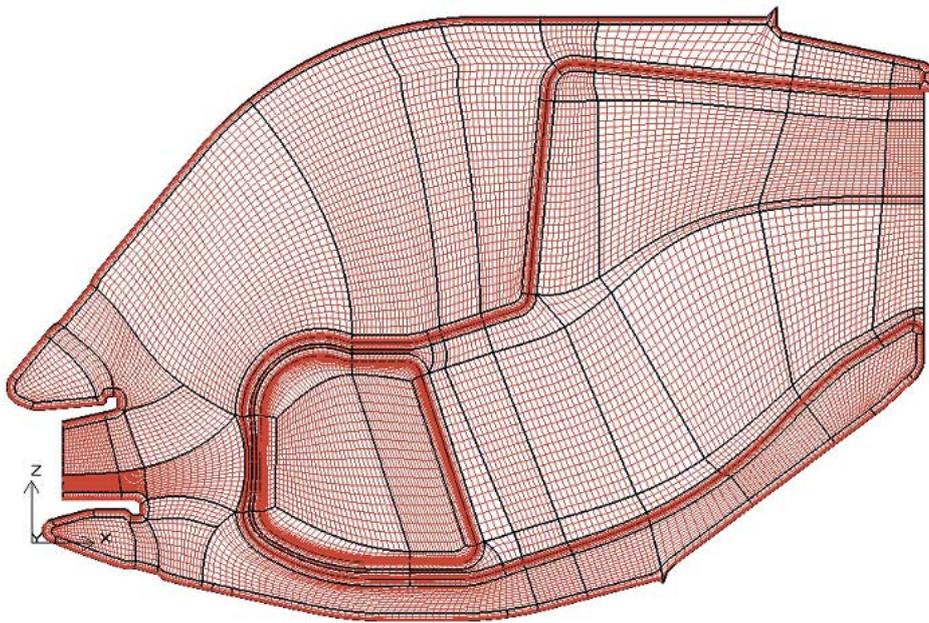
**Figura 7.1:** Schema bidimensionale del combustore CLEAN

sono superfici forate che permettono, quindi il passaggio dell'aria tra il *liner* ed la *core zone* del combustore. Il tratto in verde è la superficie di ingresso, mentre quello in rosso è quella d'uscita. Gli altri tratti, segnati in viola, sono fori di comunicazione che prevedono l'ingresso o l'uscita di flussi secondari di aria.

Per quanto riguarda la fase di generazione di griglia la scelta è caduta su

una griglia multiblocco strutturata conforme. Sebbene questa tipologia non si adatta facilmente ad una geometria così complessa come quella in esame, in quanto il vincolo della conformità prevede che tutte le linee della griglia debbano mantenere un orientamento coerente nel piano computazionale e nonostante le grandi difficoltà avute nel generare tale tipo di mesh, si è voluto ugualmente perseguire questo obiettivo in quanto tale tipologia offre la maggiore compatibilità e semplicità di calcolo per i solutori.

La divisione in domini è stata eseguita in modo da assicurare, quanto più possibile, l'ortogonalità e l'omogeneità delle linee di griglia, si sono così ottenuti 165 domini: Come si nota dalla figura (7.2) si è riusciti ad ottenere che



**Figura 7.2:** Griglia strutturata conforme del combustore avio CLEAN ed adoperata nei calcoli

alcuni domini riescano a circondare le superfici della camera in modo tale che si possa assegnare con un unico parametro la distribuzione delle linee che seguono tutte le pareti, questo garantisce una corretta simulazione dello

strato limite ed inoltre la possibilità di correggere in un sol gesto la distribuzione dei punti in queste zone (si ricorda che, nella maggior parte dei casi, per ottenere dei risultati validi, una simulazione fluidodinamica va eseguita diverse volte e si presenta spesso l'esigenza di correggere la mesh in base ai risultati della simulazione precedente).

La griglia creata su questi domini con un infittimento adatto ai calcoli di prima approssimazione che si volevano produrre ha le seguenti caratteristiche:

- 81796 nodi
- 80918 celle

Per la soluzione del campo di moto si è scelto di operare coi i seguenti schemi numerici:

- Soluzione numerica delle equazioni di Navier-Stokes instazionarie per fluidi comprimibili risolte con uno schema ai volumi finiti. La turbolenza viene modellata utilizzando un sistema a 2 equazioni tipo  $k - \epsilon$ .
- La soluzione finale viene raggiunta quando la procedura scelta, del tipo 'time marching', arriva a convergenza. Per l'assegnazione delle condizioni al contorno e le condizioni iniziali si sono adottati i seguenti valori:
  1. Sulle superfici di ingresso si impone la portata, ovvero si impone un valore costante e noto al flusso di massa e alla temperatura statica.
  2. Sulle superfici di uscita si impone la pressione statica costante e nota.

3. All'intero dominio di calcolo sono imposte condizioni iniziali di pressione e temperatura.

Le condizioni imposte e quelle operative sono riassunte in figura (7.3). Sono stati analizzati i seguenti casi:

- SIMPLE CASE: La velocità dell'aria in ingresso alla camera ha componente tangenziale nulla.
- SWIRL CASE: La velocità dell'aria in ingresso alla camera è dotata di un moto di swirl di 45° intorno all'asse  $x$ .

<b>Computational procedure</b>		
2D axisymmetric, 1st order implicit unsteady formulation		
k-ε parameters	Cmu	0,09
	C1-epsilon	1,44
	C2-epsilon	1,92
<b>Mesh characteristics</b>		
Cell number		80918
Node number		81796
<b>Boundary conditions</b>		
Inlet mass flow		4,00 kg/s
Pressure at secondary exit (all 4 surfaces)		1,005E+5 Pa
Outlet pressure		1,000E+5 Pa
Porous surfaces parameters (all 5 surfaces)	Face permeability	5,000E-10 m <sup>2</sup>
	Porous medium thickness	0,01 m
	Pressure-jump coefficient	0,00 m <sup>-1</sup>
Temperature (all inlet and outlet surfaces)		300 K
<b>Initial conditions</b>		
Time step size		1,000E-6 s
Pressure inside the combustor		1,070E+5 Pa
Temperature inside the combustor		300 K

**Figura 7.3:** Procedura computazionale e dati in ingresso al solutore

Di seguito vengono presentati i risultati ottenuti. Le prime due figure (7.4)(7.5) mostrano, nei due casi in esame, l'andamento delle linee di flusso. Si possono notare le zone di ricircolo necessarie a rallentare la corrente di aria proveniente dal compressore e la funzione degli schermi separatori di flusso posti

all'ingresso della zona dell'iniettore pilota. Si notano, inoltre, le frazioni di portata che attraversano le varie superfici interne ed esterne alla camera. Nelle figure (7.6)(7.7) vengono proposti i diagrammi riportanti le isolinee della pressione statica mentre in quelli di figura (7.8)(7.9) sono rappresentati i vettori velocità sempre nei due casi analizzati.

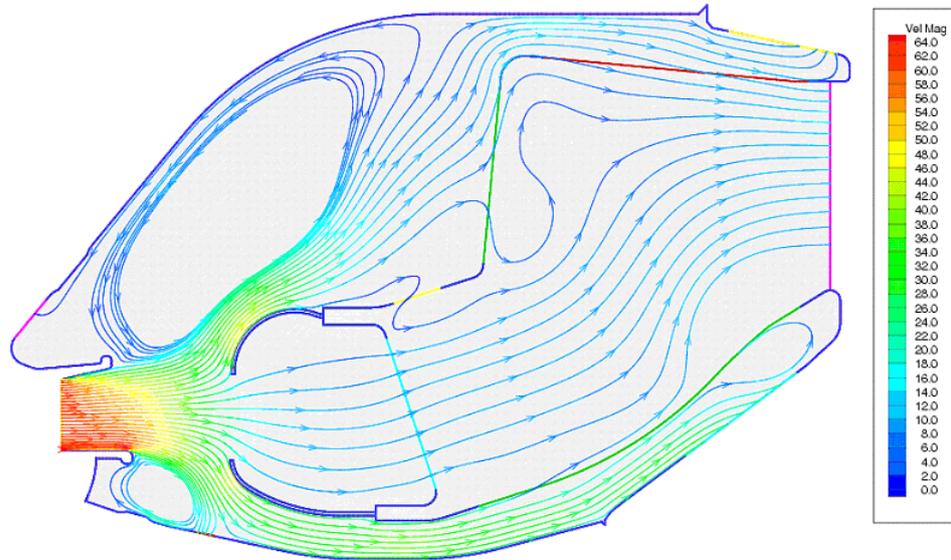
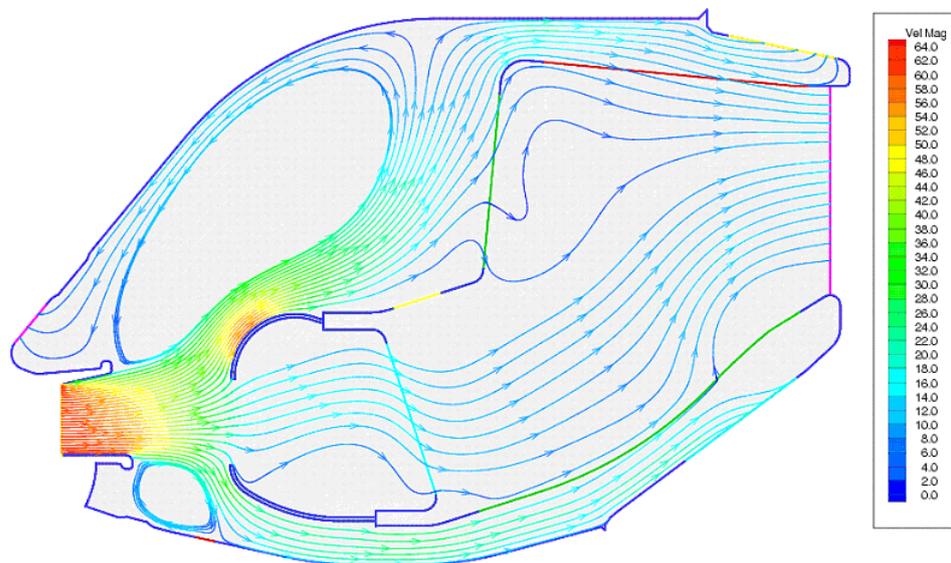


Figura 7.4: Linee di flusso *SIMPLE CASE*



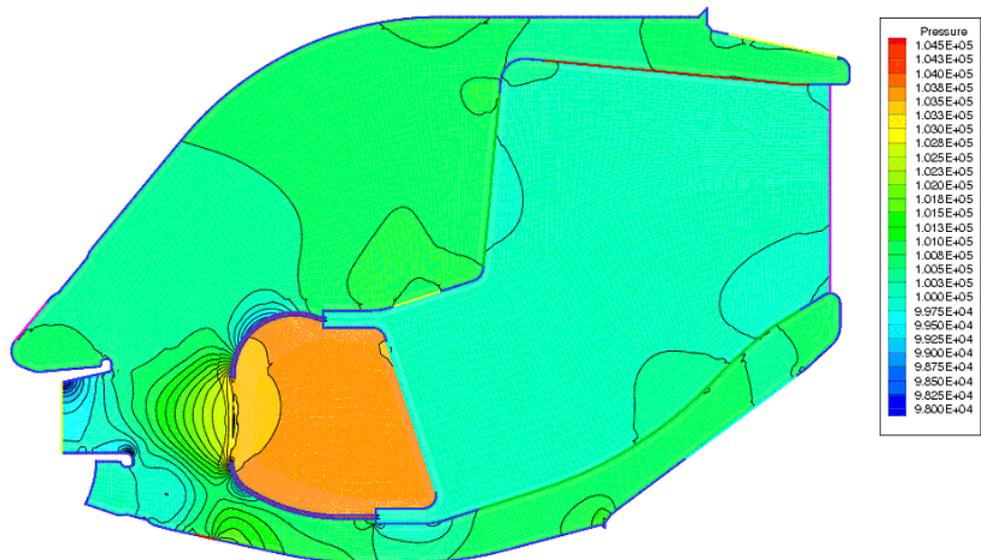
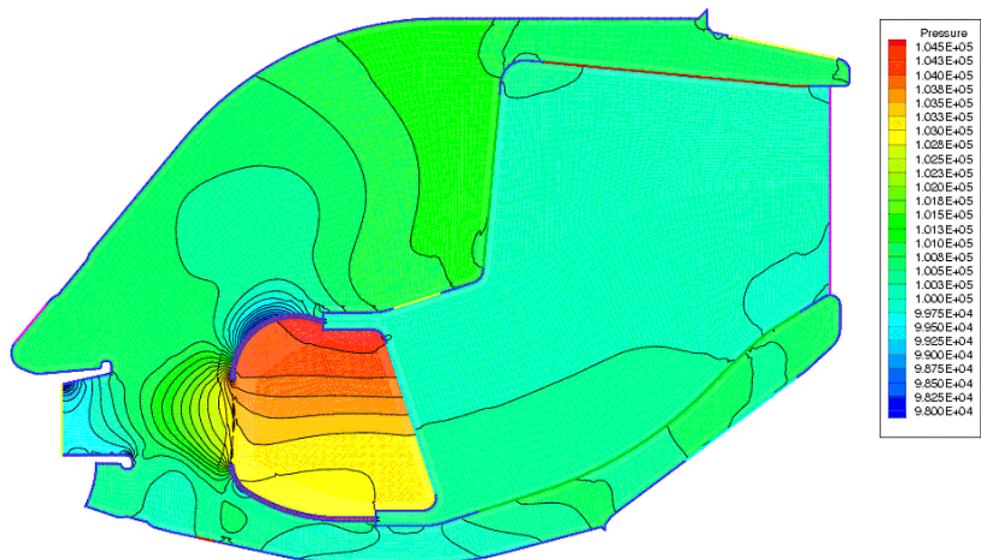


Figura 7.6: Isolinee della pressione statica *SIMPLE CASE*



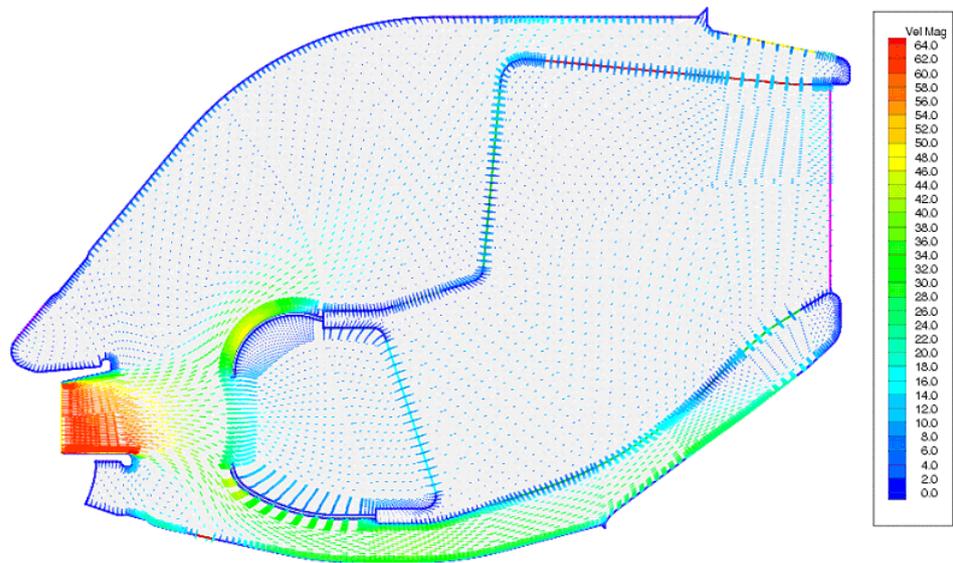
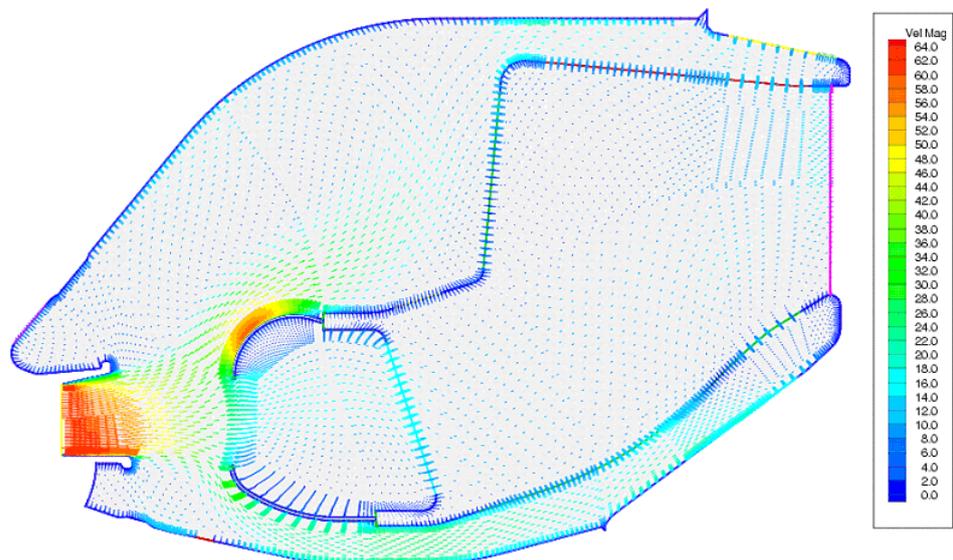


Figura 7.8: Vettori velocità *SIMPLE CASE*



### 7.3 Spray in ambiente libero

Nel lavoro di caratterizzazione ed analisi preliminare delle instabilità di uno spray di combustibile per una camera tipo LPP [?] gli autori misurano la grandezza delle gocce e la loro velocità in uno spray di cherosene con la tecnica Phase Doppler Anemometer (PDA). Lo spray del tipo cono cavo viene generato da un ugello commerciale (Delavan) con angolo del getto di  $60^\circ$  che opera ad una pressione di  $7bar$  e garantisce una portata di combustibile di  $11.2l/h$ . In tabella (7.1) sono riportate le caratteristiche dell'ugello.

Le condizioni operative e le caratteristiche del combustibile vengono ripor-

Tipo di atomizzatore	Hollow cone
Diametro del foro di uscita	$d_0 = 0.46mm$
Pressione di funzionamento	$P = 7bar$
Portata di combustibile	$m = 10.2l/h$
Angolo dello spray	$\theta = 60^\circ$
Coefficiente d'efflusso	$C_D = 0.43$

**Tabella 7.1:** Caratteristiche dell'ugello adoperato

tate in tabella (7.2)

Le instabilità dipendono da molte condizioni e possono cambiare anche completamente i parametri caratteristici geometrici e dinamici. E' importante verificare se e come nascono le condizioni di instabilità in alcuni casi l'avvio dei fenomeni di instabilità dipende dalle condizioni fluidodinamiche all'interno dell'ugello. Si possono verificare oscillazioni di pressioni o fenomeni di cavitazione tali da far realizzare il fenomeno non nel modo desiderato. In questo quadro di estrema difficoltà di riprodurre fisicamente uno specifico caso, il calcolo numerico non è in grado di fornire una simulazione totalmente ade-

Combustibile	Kerosene Jet A-1
Temperatura	$T_L = 20^\circ C$
Tensione superficiale	$\sigma = 26.8 \cdot 10^{-3} N/m$
Densità	$\rho = 800 kg/m^3$
Viscosità cinematica	$\nu = 3.5 mm^2/s$
Viscosità dinamica	$\mu = 1.5 \cdot 10^{-3} kg/m \cdot s$

**Tabella 7.2:** Caratteristiche del combustibile adoperato

rente alla realtà fisica del fenomeno, ma sicuramente può fornire indicazioni utili sull'interazione dei fenomeni coinvolti. E' stata generata una griglia di calcolo strutturata di forma cilindrica mono-blocco con un basso numero di vertici (11250 punti) ed infittita localmente nella zona dello spray. Questa scelta è stata dettata dall'osservazione dell'assenza di elevati gradienti delle proprietà del fluido in moto.

Per l'assegnazione delle condizioni al contorno e le condizioni iniziali si sono adottati i seguenti valori:

1. Le superfici che delimitano il volume sono tutte impostate come superfici aperte.
2. Sulle superfici di uscita si impone come condizione al contorno la pressione statica pari a quella atmosferica.
3. All'intero volume e alle superfici che lo delimitano sono imposte come condizioni iniziali la pressione e la temperatura ambiente.

Le condizioni di ingresso dello spray e il tipo di combustibile adoperato sono uguali a quelle delle tabelle (7.1) e (7.2). Nelle simulazioni effettuate è stata considerata la coalescenza delle gocce la loro evaporazione inoltre è stato utilizzato un metodo stocastico del diametro delle gocce generate in cui è

considerata la dimensione massima delle gocce precedentemente calcolata col modello di break-up primario. Nelle simulazioni effettuate, i valori impostati ai parametri presenti in tabella (7.3), sono stati ottenuti dalla esperienza sulla simulazioni effettuate e sui valori largamente disponibili in letteratura nello studio di casi analoghi. E' stata condotta una analisi di sensibilità al

Weber critico	$We_{cr} = 6$
Weber di transizione	$We_{tra} = 20$
Costante $C_k$ modello TAB	$C_k = 10$
Costante $C_d$ modello TAB	$C_d = 5$
Costante $B_1$ modello WAVE	$B_1 = 16$

**Tabella 7.3:** Valori delle costanti dei modelli di break-up adoperati

parametro  $kr$  costante del modello di break-up primario, i valori ottenuti per la grandezza media di Sauter e per la velocità delle gocce vengono confrontati con quelli sperimentali derivati dal lavoro citato. Il confronto viene effettuato utilizzando tutti e tre i modelli di atomizzazione secondaria studiati nel presente lavoro.

Dai risultati ottenuti si nota come valori prossimi a 2.12 proposto da Lefebvre [?] siano i più idonei per il modello in uso. Per valori inferiori, la dimensione media delle gocce, troppo vicina a quella calcolata come valore iniziale di iniezione, fa supporre che la dimensione eccessivamente piccola non riesca a far raggiungere un valore del numero di Weber superiore a quello critico di inizio break-up. Valori superiori producono, invece, dimensioni eccessive delle gocce prodotte in fase d'iniezione. Vengono di seguito riportati il campo di moto sia in un piano ortogonale allo spray distante  $20mm$  dal foro di uscita dell'ugello che in piano contenente l'asse del getto ed ortogonale al primo. Infine vengono visualizzati l'evoluzione nel tempo del campo di

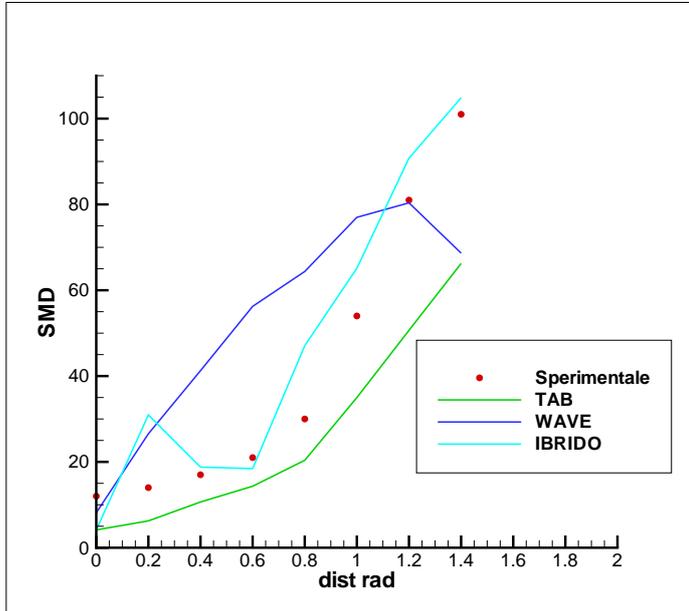


Figura 7.10: Valore degli SMD in  $\mu\text{m}$  in funzione del raggio in  $\text{cm}$  nel caso  $kr = 2.0$

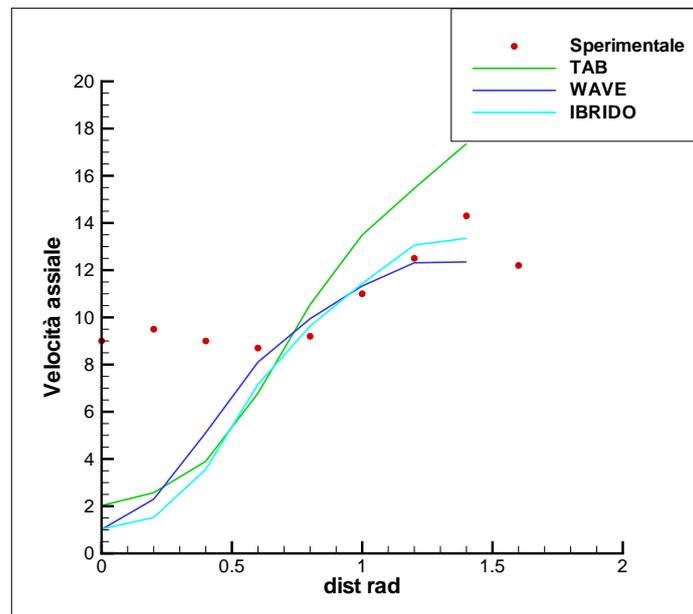


Figura 7.11: Velocità assiale in  $\text{m/s}$  in funzione del raggio in  $\text{cm}$  nel caso  $kr = 2.0$

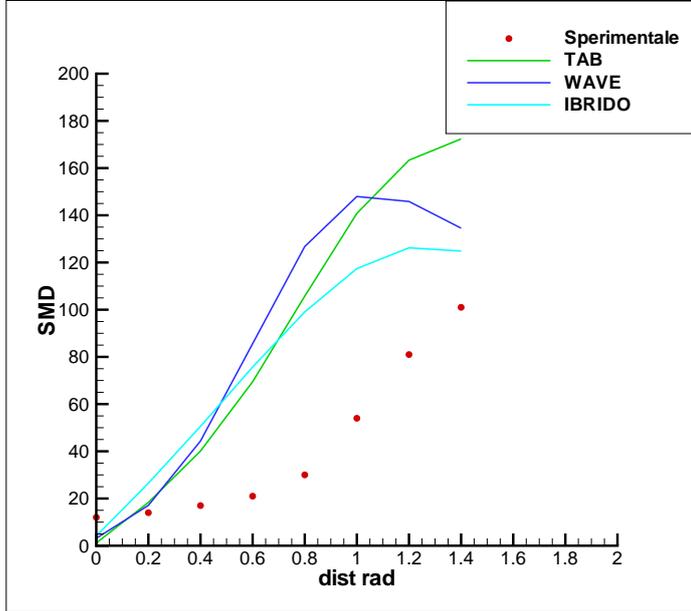


Figura 7.12: Valore degli SMD in  $\mu\text{m}$  in funzione del raggio in  $\text{cm}$  nel caso  $kr = 1.5$

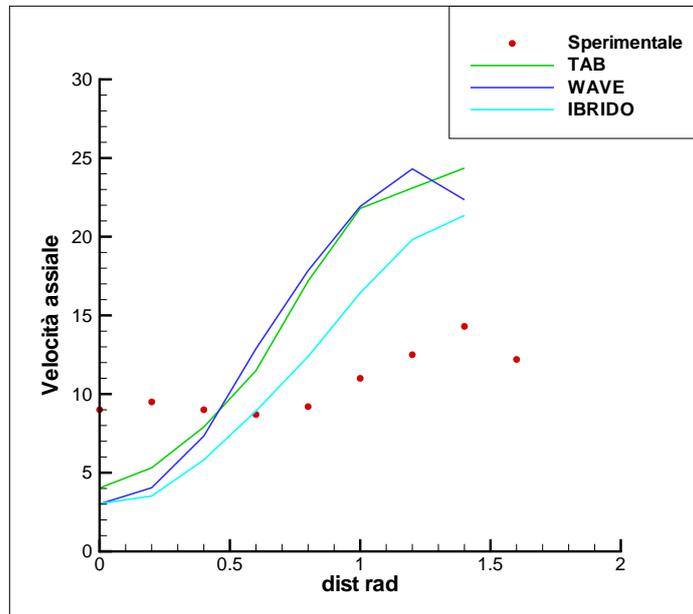


Figura 7.13: Velocità assiale in  $\text{m/s}$  in funzione del raggio in  $\text{cm}$  nel caso  $kr = 1.5$

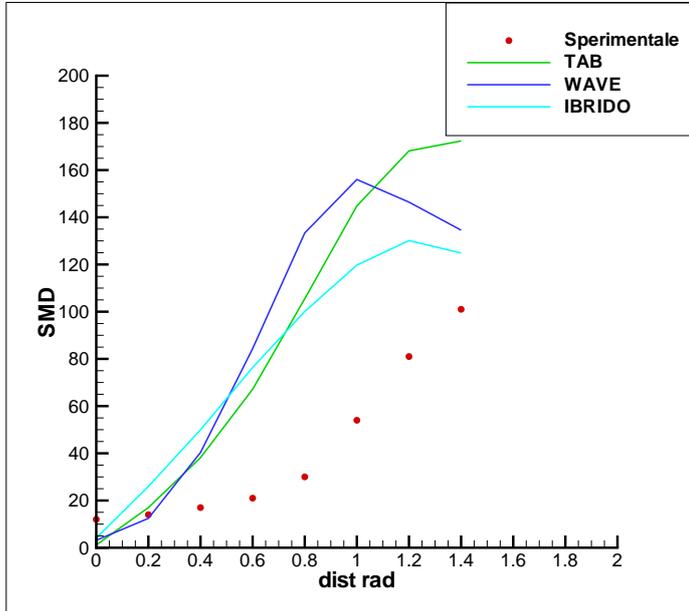


Figura 7.14: Valore degli SMD in  $\mu\text{m}$  in funzione del raggio in  $\text{cm}$  nel caso  $kr = 1.5$

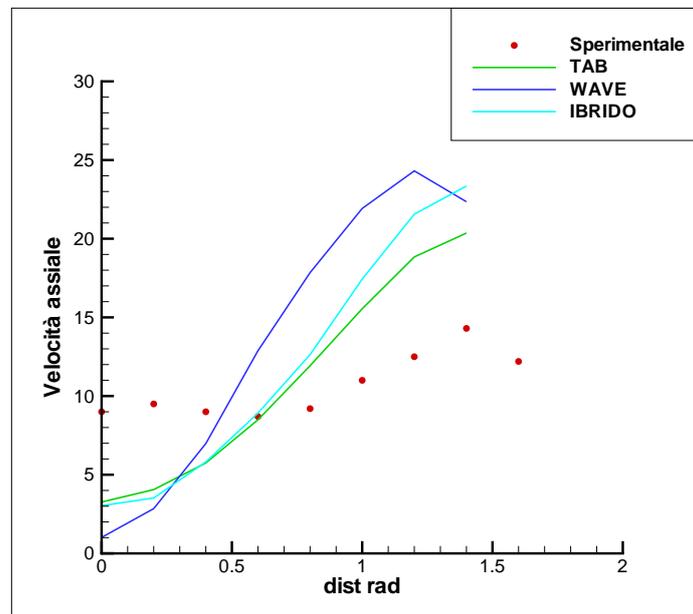
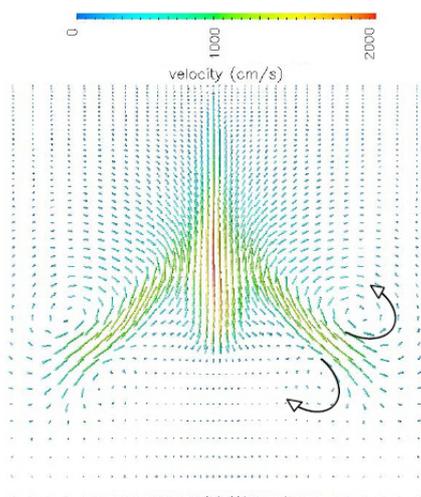


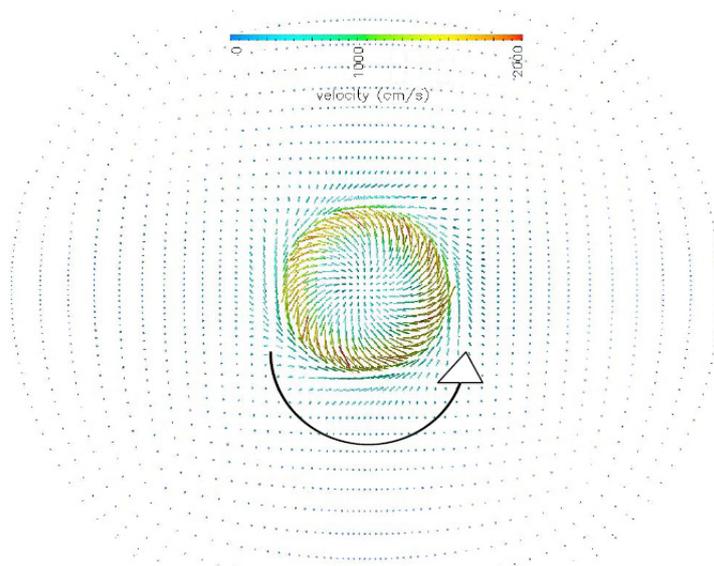
Figura 7.15: Velocità assiale in  $\text{m/s}$  in funzione del raggio in  $\text{cm}$  nel caso  $kr = 1.5$

---

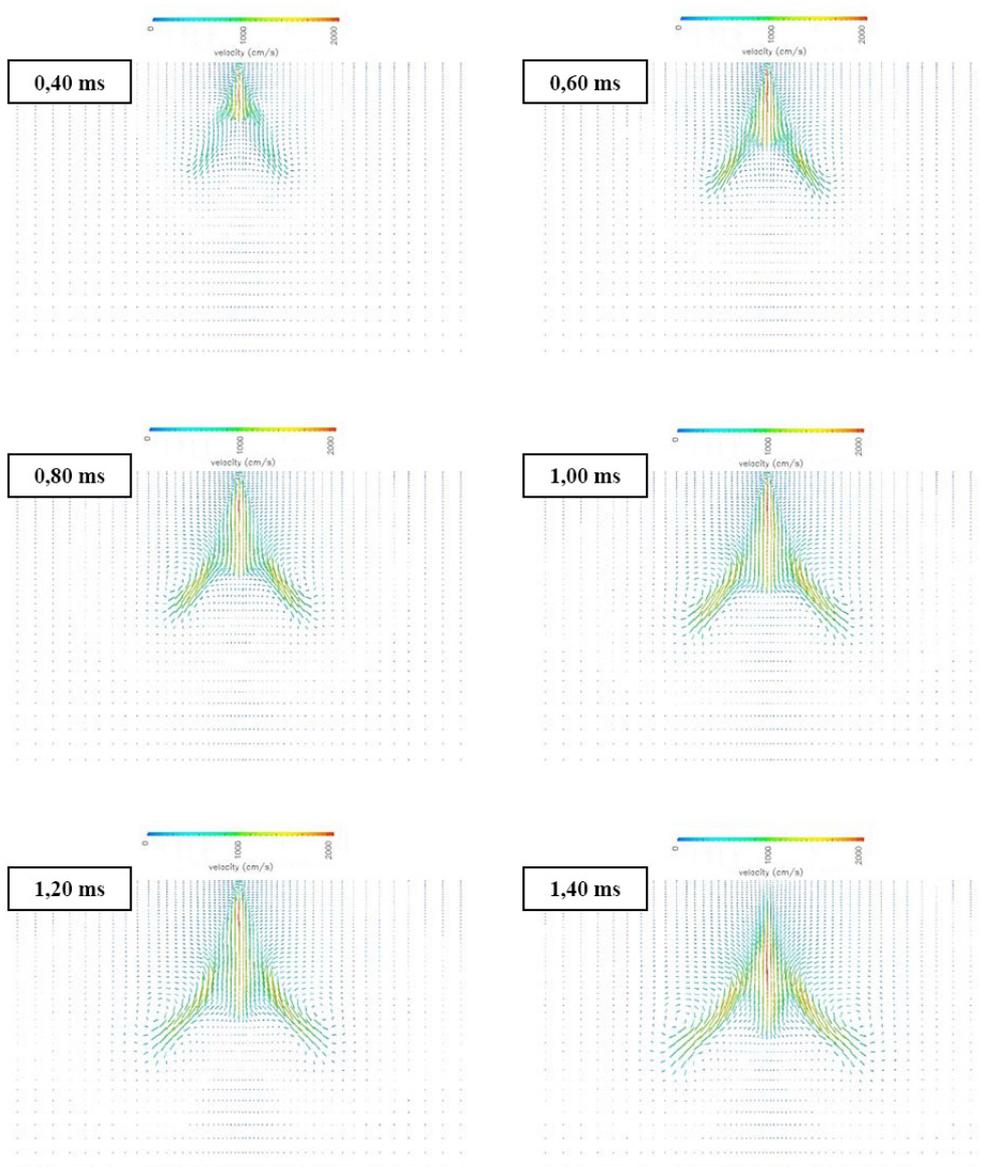
moto interno al volume di calcolo e l'evoluzione nel tempo della distribuzione del vapore di combustibile.



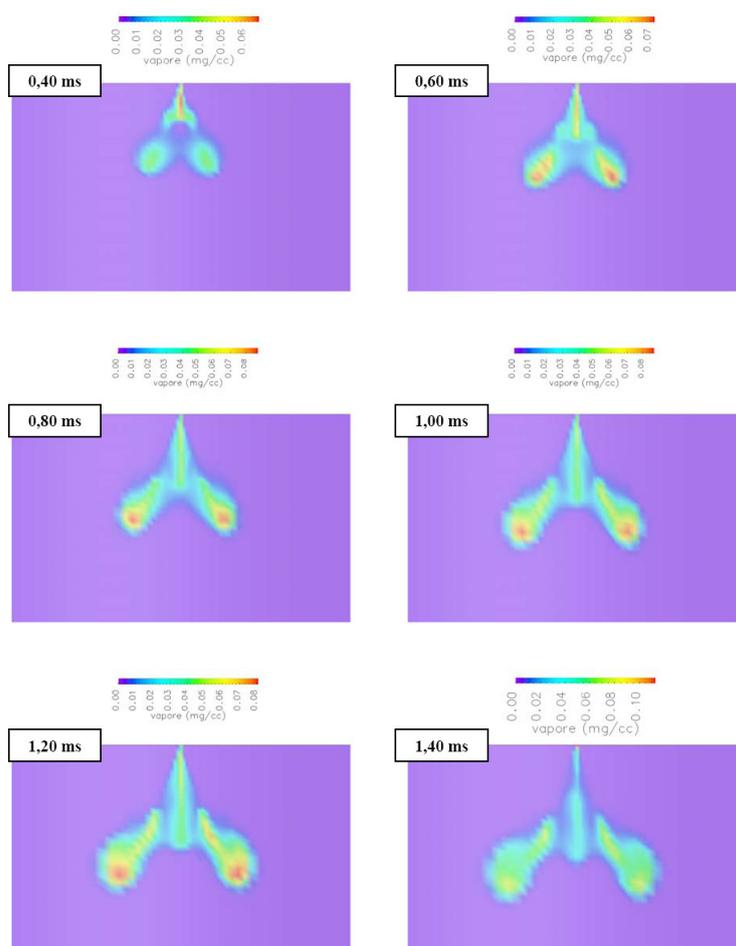
**Figura 7.16:** Vettori velocità ( $m/s$ ) in una sezione longitudinale dello spray



**Figura 7.17:** Vettori velocità ( $m/s$ ) in una sezione ortogonale dello spray  $a20mm$  dal foro dell'iniettore



**Figura 7.18:** Evoluzione dello spray: Campo di moto



**Figura 7.19:** Evoluzione dello spray: Distribuzione del vapore di combustibile

## 7.4 Spray in ambiente confinato: La pre-camera di un combustore LPP

La combustione pre-miscelata di un combustibile liquido presenta maggiori difficoltà dovute all'interazione del combustibile con l'aria. Schmehl, Maier e Wittig hanno proposto uno studio computazionale e sperimentale ([?]) della fase di iniezione di uno spray di combustibile nella pre-camera di un combustore LPP. In un condotto di lunghezza  $124\text{mm}$  e raggio  $44.6\text{mm}$  del combustibile viene iniettato da un atomizzatore tipo pressure-swirl, sono state effettuate misure del raggio medio di Sauter e della velocità delle gocce utilizzando una tecnica tipo PDA effettuata in cinque posizioni lungo l'asse. La visualizzazione indica una rada struttura dello spray al di fuori del cono di iniezione, mentre all'interno di questo risulta una alta densità di gocce, inoltre con la tecnica *flashlight shadowgraph* si vede che la disintegrazione della lamina liquida avviene in uno spazio di massimo  $2\text{mm}$ . Di seguito interviene il fenomeno del break-up, dato l'elevato valore della velocità relativa tra gas e liquido, dove la nuvola di gocce creata viene trascinata dal flusso dell'aria nella regione dell'asse del getto.

Lo spray del tipo cono cavo viene generato da un ugello inserito in una corrente d'aria, le cui caratteristiche sono riportate nella tabella(7.4).

Le condizioni operative e le caratteristiche del combustibile vengono ripor-

Portata di aria	$\dot{m}_g = 213\text{g/s}$
Pressione di funzionamento	$P = 4\text{bar}$
Temperatura	$T_G = 480^\circ\text{C}$

**Tabella 7.4:** Caratteristiche della corrente d'aria

tate in tabella(7.5).

Mentre le caratteristiche dell'ugello adoperato sono sintetizzate in tabel-

Combustibile	Kerosene Jet A-1
Temperatura	$T_L = 77^\circ C$
Portata	$\dot{m}_g = 6g/s$
Pressione di iniezione	$P_G = 14bar$
Tensione superficiale	$\sigma(N/m) = 26.8 \cdot 10^{-3}$
Densità	$\rho(kg/m^3) = 800$
Viscosità cinematica	$\nu(mm^2/s) = 3.5$
Viscosità dinamica	$\mu(kg/m \cdot s) 1.5 \cdot 10^{-3}$

**Tabella 7.5:** Caratteristiche del combustibile adoperato

la(7.6).

Data la velocità della corrente d'aria si suppone una presenza di forti gra-

Tipo di atomizzatore	Hollow cone
Angolo dello spray	$\theta = 40^\circ$
Coefficiente d'efflusso	$C_D = 0.43$

**Tabella 7.6:** Caratteristiche dell'ugello adoperato

dienti nelle proprietà dei fluidi e nella loro velocità. Questo impone una analisi di sensibilità alla griglia, in particolare, alla luce dei dati ottenuti nel precedente lavoro si scelgono per i parametri dei modelli di break-up adoperati i valori presenti in tabella(7.7).

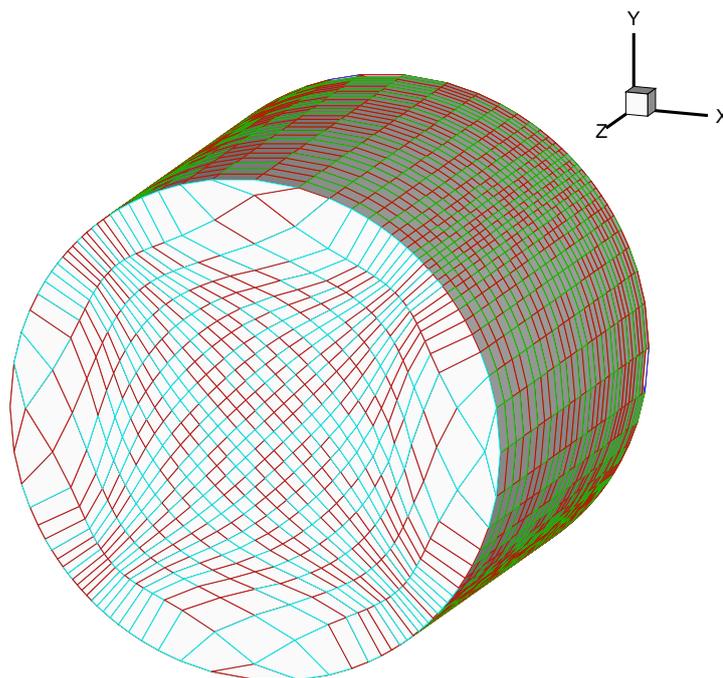
Le griglie di calcolo scelte hanno tutte la stessa distribuzione delle linee della griglia a medio infittimento della figura(7.20), cambia, chiaramente, la densità delle linee in tutte e tre le direzioni  $x, y, z$ . nella seguente tabella(7.8) sono riportate le caratteristiche delle tre mesh utilizzate. Il lavoro di Schme-

---

Weber critico	$We_{cr} = 6$
Weber di transizione	$We_{tra} = 20$
Costante $kr$ break-up primario	$kr = 2.12$
Costante $C_k$ modello TAB	$C_k = 10$
Costante $C_d$ modello TAB	$C_d = 5$
Costante $B_1$ modello WAVE	$B_1 = 16$

---

**Tabella 7.7:** Valori delle costanti dei modelli di break-up adoperati



**Figura 7.20:** Griglia di calcolo a medio infittimento, 23805 vertici

Tipo di griglia:	Numeri di vertici:	Tipo di smoothing
Griglia basso infittimento	6750	Laplace
Griglia medio infittimento	23805	Laplace
Griglia alto infittimento	57660	Laplace

**Tabella 7.8:** Caratteristiche delle tre mesh utilizzate

hl ed al.([?]) riporta i valori sperimentali ottenuti per la distribuzione lungo un raggio nel piano a  $55mm$  dall'iniettore. La simulazione condotta porta, per le stesse grandezze, ai risultati di figura (7.21) e (7.22) dove vengono diagrammati i risultati ottenuti utilizzando le tre griglie di calcolo proposte.

L'analisi dei diagrammi ottenuti portano a ritenere la griglia a medio infittimento la migliore scelta per condurre simulazioni del caso in esame. La mesh a basso infittimento, infatti a portato a risultati poco attendibili, mentre quella con livello di infittimento maggiore non ripaga nei risultati il maggiore costo computazionale.

Vengono visualizzati di seguito l'evoluzione dello spray nel tempo, l'evoluzione nel tempo del campo di moto interno al volume di calcolo e l'evoluzione nel tempo della distribuzione del vapore di combustibile. La presenza dell'aria a pressione più elevata rispetto al caso precedente, nonostante l'aumento della pressione di iniezione, porta ad una maggiore difficoltà del liquido ad avanzare nella camera, ed a uno sviluppo diverso dello spray che ora occupa, in zone sufficientemente a valle dell'iniettore anche la zona centrale del getto.

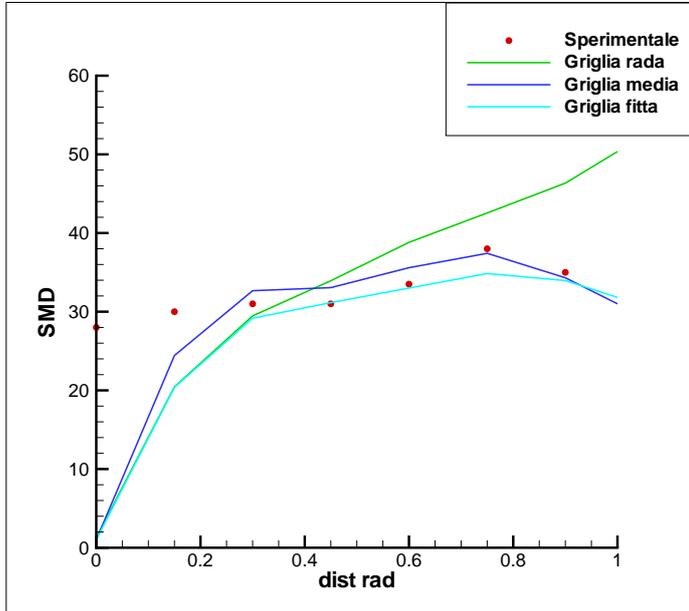


Figura 7.21: Valore degli SMD in  $\mu m$  in funzione del raggio in  $cm$

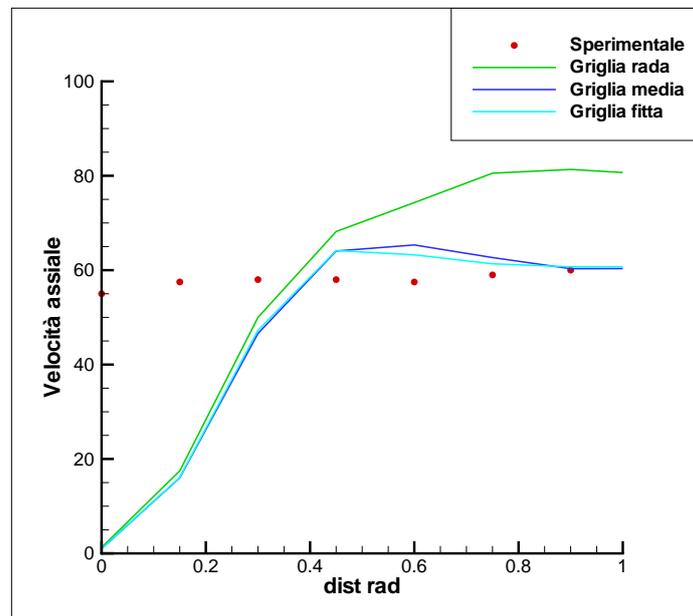


Figura 7.22: Velocità assiale in  $m/s$  in funzione del raggio in  $cm$

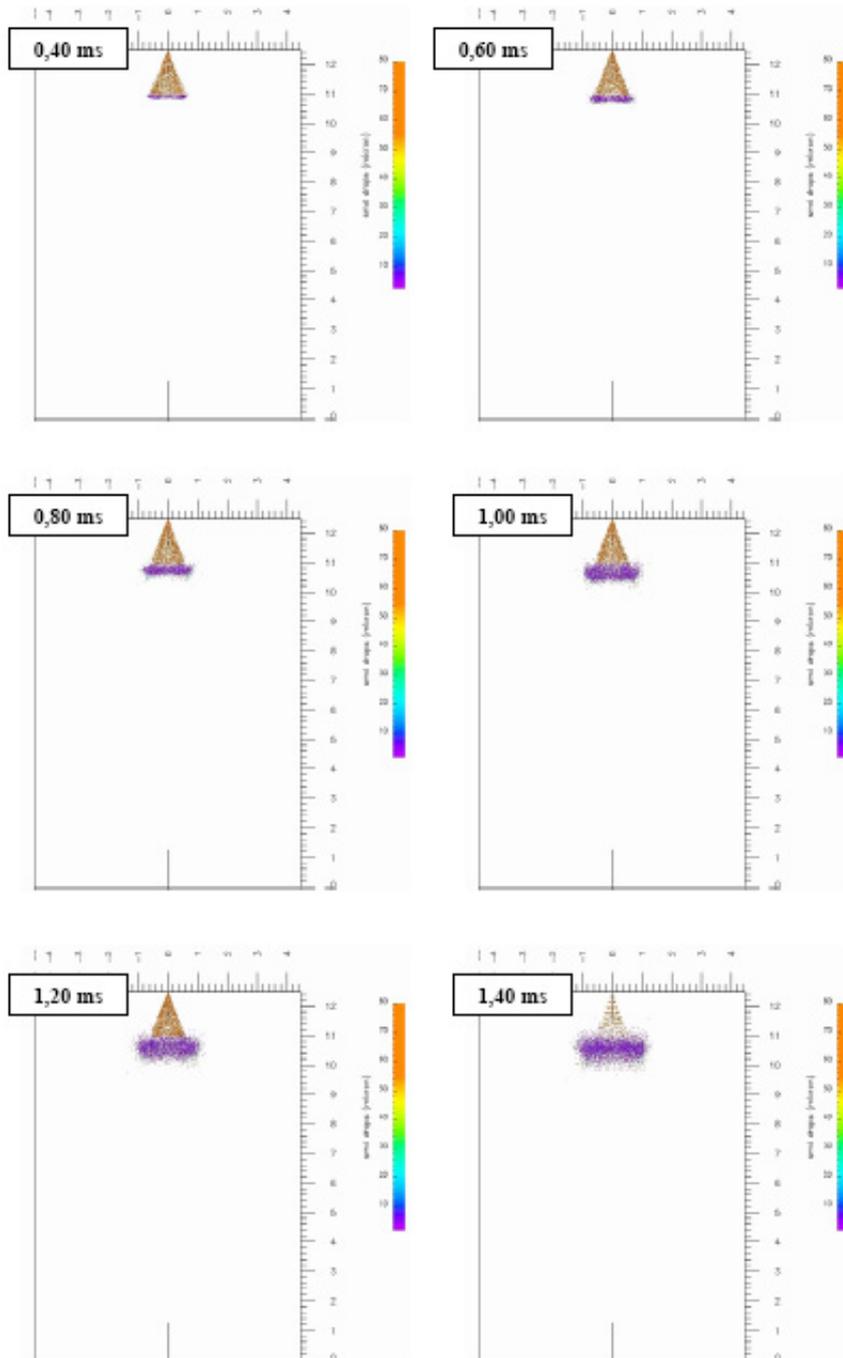


Figura 7.23: Evoluzione dello spray

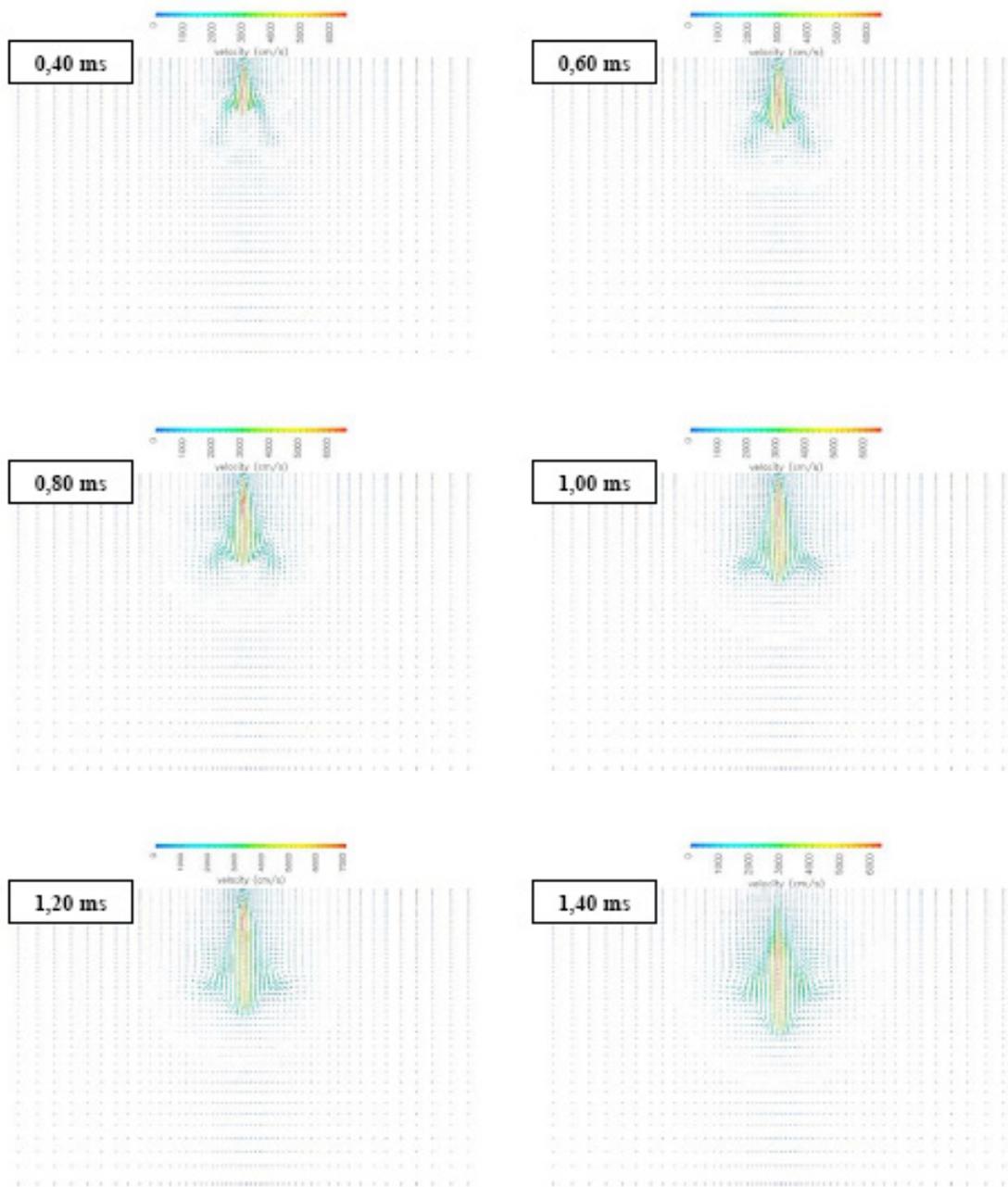


Figura 7.24: Evoluzione dello spray: Campo di moto

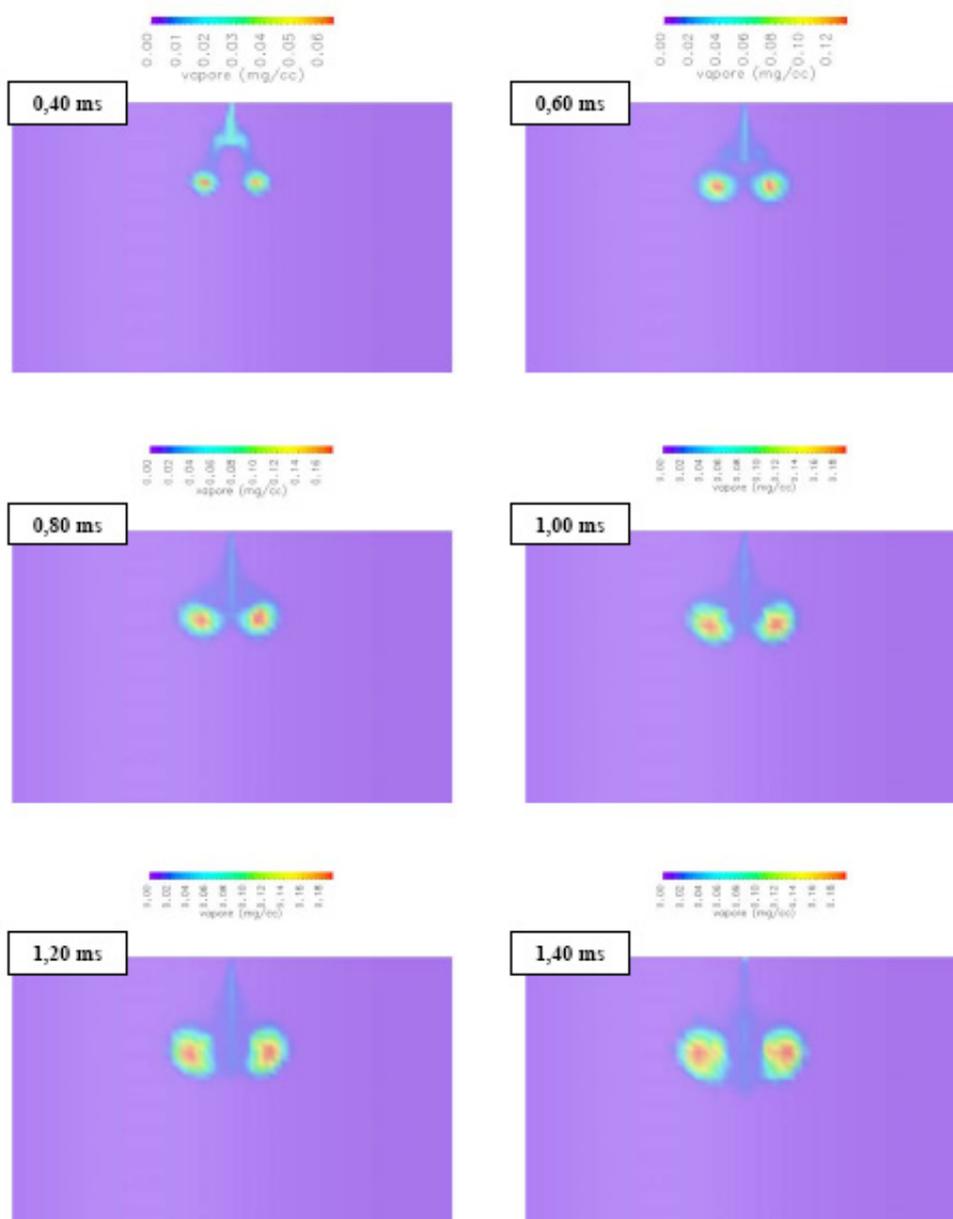


Figura 7.25: Evoluzione dello spray: Distribuzione del vapore di combustibile

## 7.5 Formazione della miscela reagente: Il combustore Ansaldo tipo Lean-Premixed

Il combustore oggetto di studio è stato sviluppato dalla Ansaldo Ricerche, come componente di un impianto da 100kWe con micro-turbina a gas per la produzione di energia elettrica. L'intento è quello di mettere a punto un sistema capace di utilizzare diversi tipi di combustibile mantenendo, però, sempre basso il valore delle emissioni inquinanti ed alto il rendimento di combustione. La scelta è caduta su una geometria tipo Lean-Premixed accoppiata ad un sistema di iniezione che potesse supportare l'uso di vari tipi di combustibili. Il combustore è già stato studiato [?] per l'uso con gas naturale, mentre nel presente lavoro si valuta la possibilità di adoperare combustibile liquido analizzando la formazione della miscela reagente nei condotti di adduzione dell'aria principali e la zona primaria del combustore. I disegni di figura(7.27) e (7.5) rappresentano una vista 3D del componente e le sue sezioni laterali e frontali.

Da essi si evince che l'aria, prima di entrare nella zona primaria viene incanalata in dei condotti ad ingresso radiale ed uscita assiale in cui sono presenti gli iniettori del combustibile. In tal moto viene conferita alla miscela un moto rotatorio intorno all'asse del combustore necessario a raggiungere un buon mescolamento nella zona primaria riducendo così la formazione di *hot spots*. La camera è dotata di un iniettore posti nella mezzeria di ciascun condotto principale per un totale di 18 iniettori principali e 6 iniettori pilota equidistanti lungo la circonferenza del componente. Fori di diluizione e di raffreddamento d sono posti lungo tutta la superficie che divide il *core* della camera dal *liner*.

Le condizioni dell'aria in ingresso sono quelle in tabella(7.9): Le condizioni

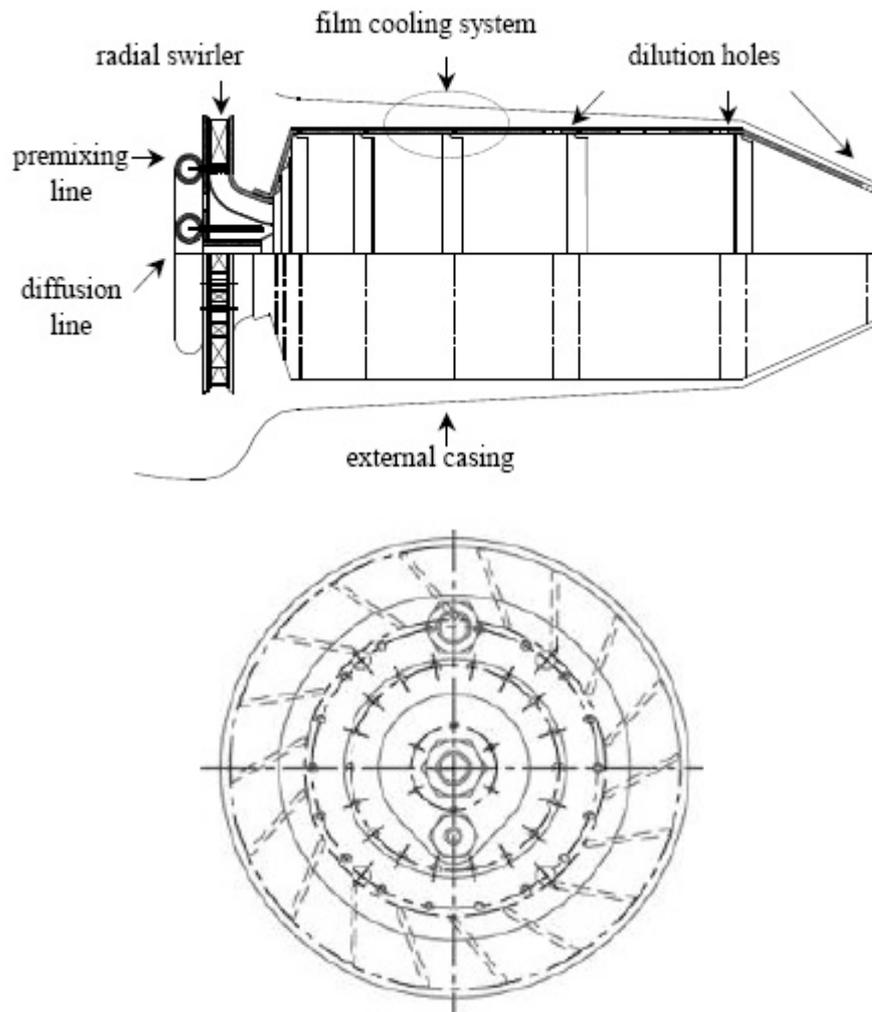
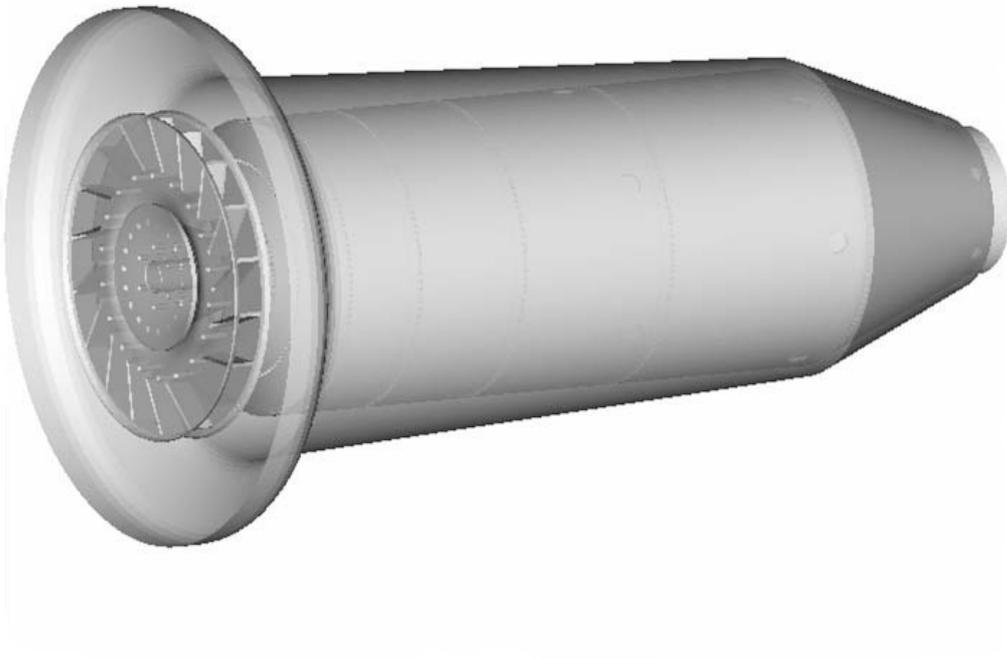


Figura 7.26: Sezioni della camera di combustione Ansaldo



**Figura 7.27:** Vista tridimensionale della camera di combustione Ansaldo

---

Portata di aria totale	$\dot{m}_{gt} = 808g/s$
Portata di aria condotto pilota	$\dot{m}_{gp} = 12g/s$
Portata di aria condotto principale	$\dot{m}_{gm} = 223g/s$
Pressione di funzionamento	$P = 3.84bar$
Temperatura	$T_G = 632^\circ C$

---

**Tabella 7.9:** Caratteristiche della corrente d'aria

operative e le caratteristiche del combustibile vengono riportate in tabella(7.10).

Data la simmetria della camera e dei sistemi di iniezione si è provveduto

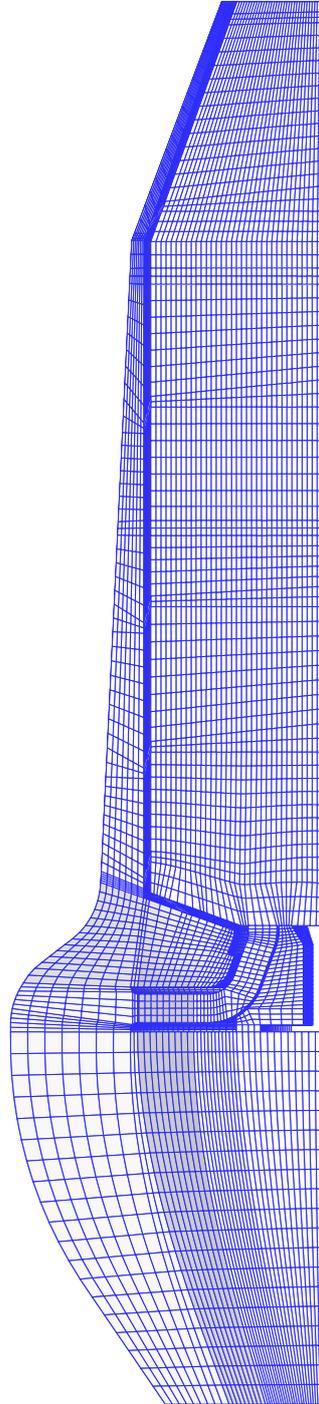
Combustibile	Kerosene Jet A-1
Temperatura	$T_L = 77^\circ C$
Portata	$\dot{m}_g = 7.135g/s$
Pressione di iniezione	$P_L = 14bar$
Tensione superficiale	$\sigma(N/m) = 26.8 \cdot 10^{-3}$
Densità	$\rho(kg/m^3) = 800$
Viscosità cinematica	$\nu(mm^2/s) = 3.5$
Viscosità dinamica	$\mu(kg/m \cdot s) 1.5 \cdot 10^{-3}$

**Tabella 7.10:** Caratteristiche del combustibile adoperato

a ridurre la geometria tridimensionale ad una bidimensionale valutando poi il frazionamento delle portate di aria e combustibile in ingresso, riducendo, così, il costo computazionale del calcolo.

Sono stati svolti dei primi calcoli per determinare il campo di moto e per ottenere le portate nelle sezioni di passaggio, in modo da poter operare, successivamente, in fase di studio della formazione della miscela, solo su una geometria ridotta. In figura(7.28) viene riportata la griglia di calcolo adoperata.

Il calcolo è stato svolto adottando la soluzione numerica delle equazioni di Navier-Stokes instazionarie per fluidi comprimibili e con gas ideali risolte con uno schema ai volumi finiti. La turbolenza viene modellata utilizzando un sistema a 2 equazioni tipo  $k - \epsilon$ . La soluzione finale viene raggiunta quando la procedura scelta, del tipo ‘time marching’, arriva a convergenza. I risultati ottenuti sono stati sintetizzati nella tabella(7.11) mentre vengono proposti



**Figura 7.28:** Griglia strutturata sull'intero dominio della camera Ansaldo

di seguito il campo di moto, l'andamento della pressione statica ed i vettori velocità lungo l'asse della macchina ed in un piano ortogonale all'asse e secante i condotti principali.

Adoperando i risultati ottenuti sulle portate e sulle proprietà dell'aria in

Portata aria ingresso principale	37.11g/s
Portata aria ingresso pilota	1.791g/s
Temperatura totale ingresso principale	905K
Temperatura totale ingresso pilota	905K
Pressione totale ingresso principale	3.73bar
Pressione totale ingresso pilota	3.66bar
Velocità ingresso principale	19.52m/s
Velocità ingresso pilota	2.123m/s

**Tabella 7.11:** Caratteristiche dell'aria nei condotti della camera

ingresso ai condotti principali, ed imponendo le seguenti condizioni al contorno (vedi tab.(7.12): e condizioni iniziali (vedi tab.(7.13): utilizzando per

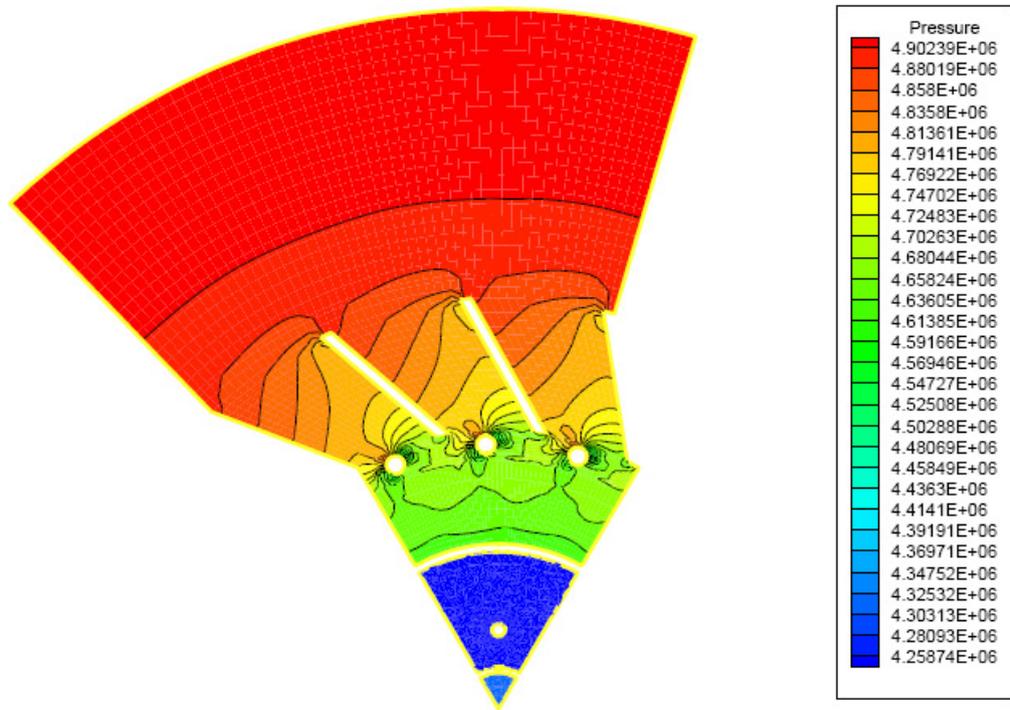
Pressione statica superficie uscita	$p = 3.65bar$
Temperatura pareti	$T_p = 905K$

**Tabella 7.12:** Caratteristiche del combustibile adoperato

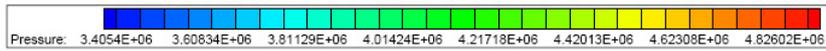
Pressione iniziale nel volume	$P_i = 3.65bar$
Temperatura iniziale nel volume	$T_i = 905K$

**Tabella 7.13:** Caratteristiche del combustibile adoperato

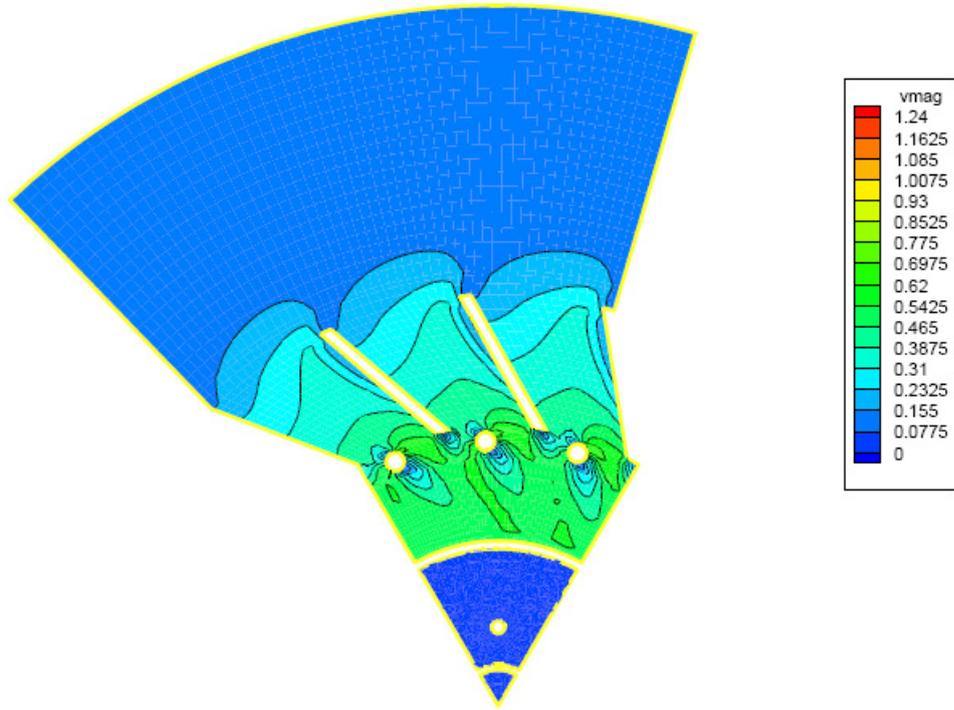
il combustibile i dati espressi in tabella(7.10) e come variabili dei modelli di break-up secondario quelli di tabella(7.14).



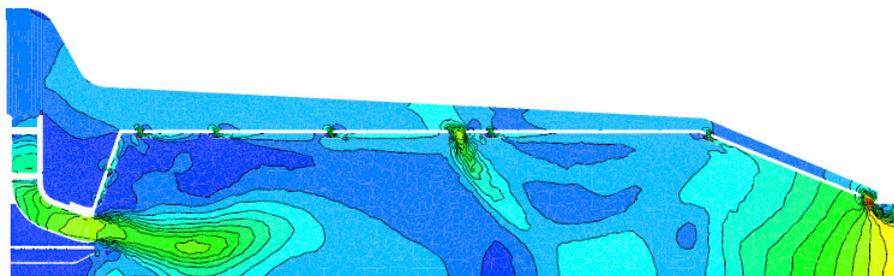
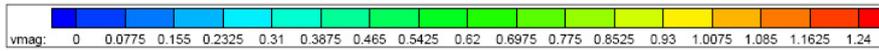
Contorni di isopressione a  $z=-3.5$  cm



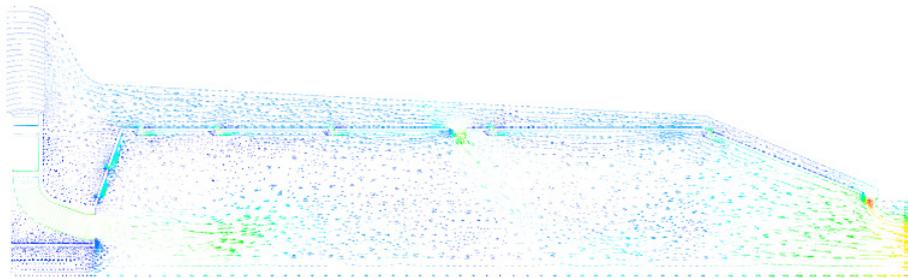
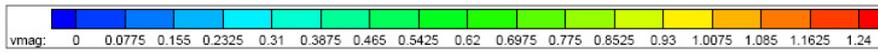
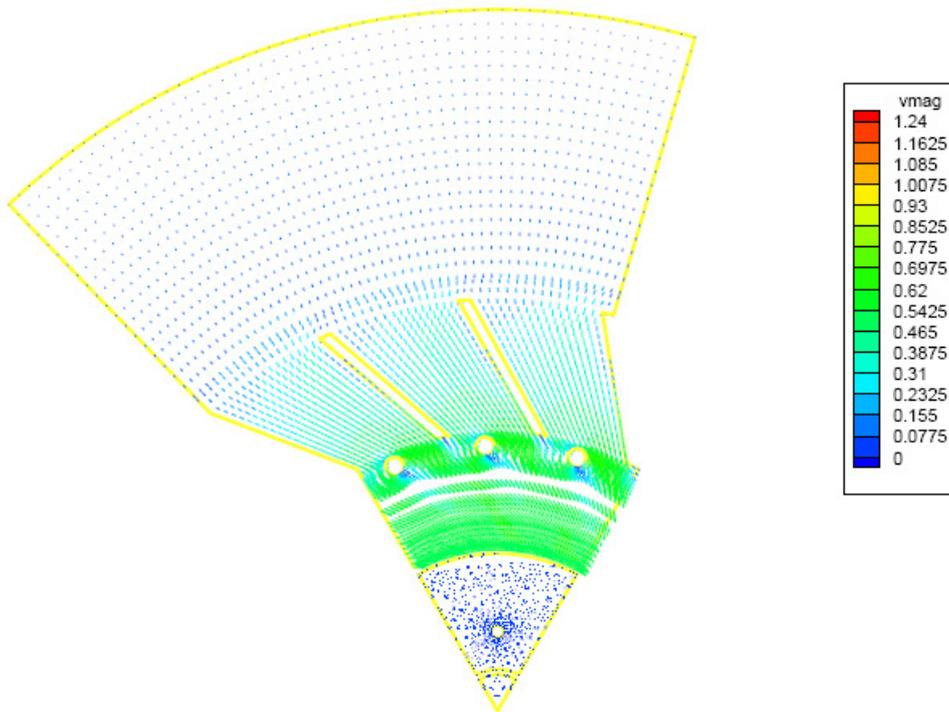
Contorni isopressione a  $\theta=30^\circ$



**z=-3.5 cm: Contorni isovelocità (m/s)**



**teta=30°: Contorni isovelocità (m/s)**



teta=30°: Campo di moto (m/s)

di seguito si è condotta una analisi della distribuzione delle gocce dello spray

---

Weber critico	$We_{cr} = 6$
Weber di transizione	$We_{tra} = 20$
Costante $C_k$ modello TAB	$C_k = 10$
Costante $C_d$ modello TAB	$C_d = 5$
Costante $B_1$ modello WAVE	$B_1 = 16$

---

**Tabella 7.14:** Caratteristiche del combustibile adoperato

e della diffusione in camera del vapore di combustibile. E' stata utilizzata una griglia bi-dimensionale a 35358 vertici con un infittimento nella zona di ingresso dell'aria alla zona primaria proveniente dal condotto di swirl. Lo schema numerico adoperato è quello del precedente calcolo mentre sulle superfici nuove di ingresso sono state imposte i valori di portata, pressione e temperatura trovate nel calcolo sul dominio intero.

Di seguito vengono riportati gli andamenti dei vettori velocità, del modulo della velocità e della distribuzione del vapore di combustibile per una sezione laterale del combustore.



**Figura 7.29:** Griglia di calcolo della zona primaria della camera Ansaldo: 35358 vertici

I calcoli hanno portato ad una plausibile distribuzione delle gocce e del vapore di combustibile.

Chiaramente solo dei dati sperimentali possono convalidare la simulazione eseguita e i modelli matematici adoperati.

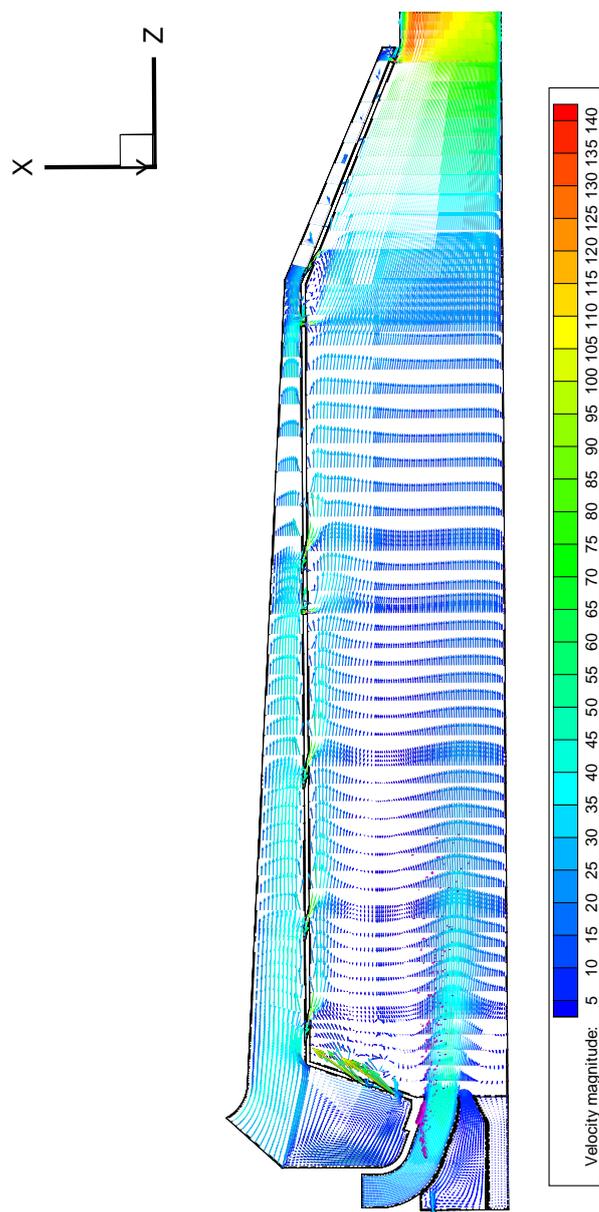


Figura 7.30: Andamento del modulo della velocità nella camera Ansaldo

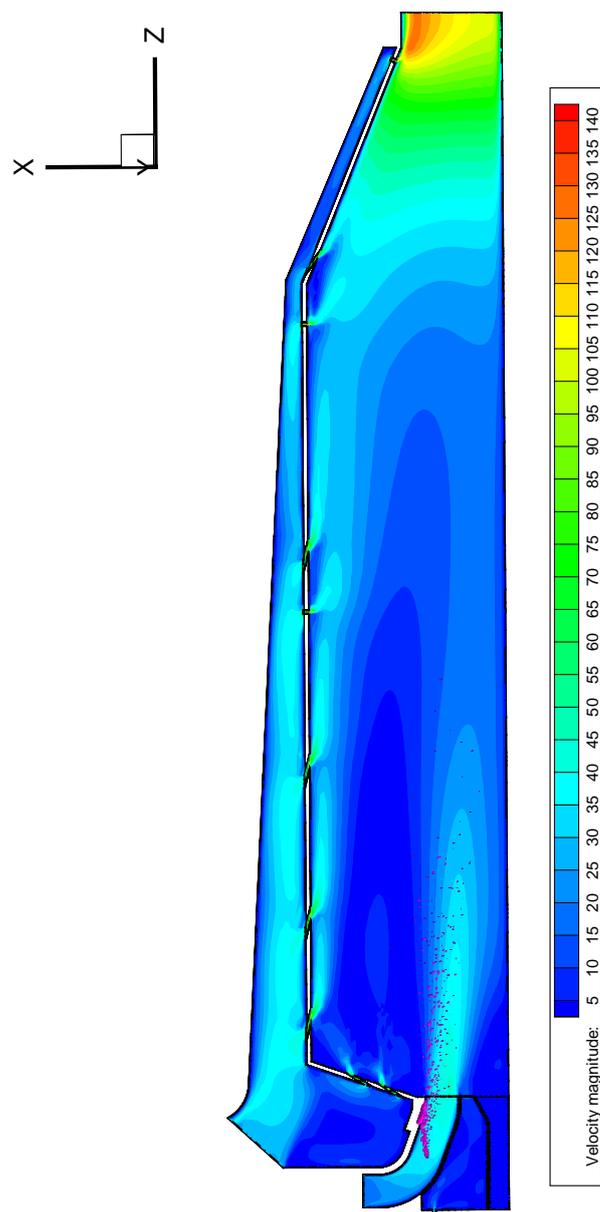
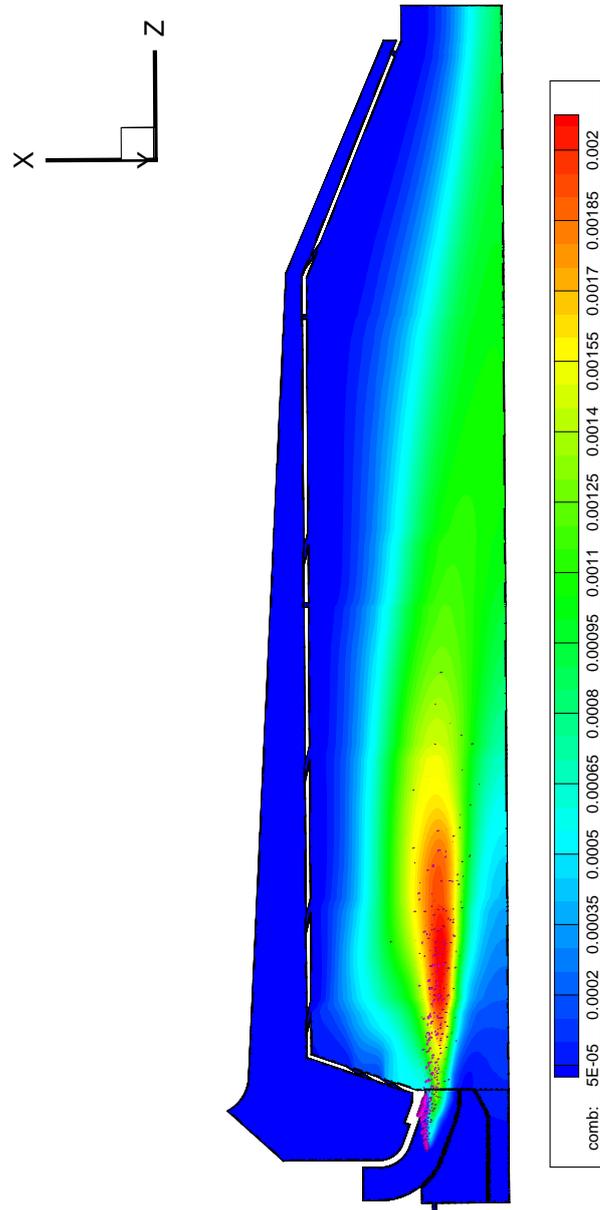


Figura 7.31: Andamento del modulo della velocità nella camera Ansaldo



**Figura 7.32:** Distribuzione del vapore di combustibile nella camera Ansaldo

# Capitolo 8

## Conclusioni

Nel presente studio è stato proposto un modello di break-up primario per descrivere la formazione dello spray di combustibile del tipo a ‘cono cavo’ iniettato in camere di combustione funzionanti a bassa pressione come nel caso delle micro-turbine a gas o delle precamere dei combustori Lean-Premixed-Prevaporized (LPP). Inoltre è stato messo a punto un modello di break-up secondario ibrido per riuscire a descrivere un regime di atomizzazione più ampio di quello che possono fare i modelli TAB e WAVE adoperati singolarmente.

Sono state, inoltre, apportate diverse modifiche al codice per aggiornarlo allo stato dell’arte in materia di formazione di spray come, ad esempio, introdurre un nuovo modello di collisione delle gocce, ed anche nuove subroutine sono state aggiunte per fare fronte alla necessità di interfacciarsi con i software di postprocessing. Inoltre sono stati corretti e migliorati i alcuni modelli presenti nel solutore.

E’ stato sviluppato un software per l’analisi dello spray che potesse campionare adeguatamente le gocce dello spray.

Con lo studio del combustore FiatAvio C.L.E.A.N. si è perseguito un duplice

obbiettivo, non solo si è arrivati a determinare il campo di moto e la distribuzione delle grandezze fisiche di interesse al suo interno, ma si è valutata l'efficacia dei modelli di turbolenza per lo studio dei componenti in oggetto. I risultati hanno confortato l'ipotesi fatte di poter utilizzare questi modelli per calcoli di prima approssimazione, in modo da non aumentare eccessivamente il costo computazionale dei calcoli effettuati.

Il secondo caso di studio ha riguardato la simulazione della formazione dello spray in un ambiente che potesse interagire poco con il liquido iniettato. Questo ha reso possibile la calibrazione delle variabili di ingresso al calcolo utilizzate nei modelli di break-up. I risultati ottenuti hanno dimostrato una buona aderenza con la realtà fisica sia per quanto riguarda la dimensione media della goccia che per la sua velocità assiale.

Anche nel terzo caso, come nel secondo, è stato proposto un confronto numerico sperimentale questa volta in un ambiente in cui vi fosse una forte interazione tra combustibile ed aria. Anche in questo caso i risultati ottenuti hanno dimostrato una buona aderenza con la realtà fisica rendendo possibile l'uso dei modelli di break-up primario e secondario ibrido in ambienti a bassa pressione.

In fine si è voluto presentare lo studio di un combustore di ultima generazione come quello della microturbina a gas sviluppata dall'Ansaldo Ricerche, in cui si è voluto sperimentare l'uso di combustibile liquido. I risultati ottenuti hanno dato conforto alla possibilità di usare questa metodologia ed i modelli presenti nel solutore per l'analisi della formazione dello spray di combustibile, anche se l'assenza di dati sperimentali, e quindi l'impossibilità di calibrare gli strumenti di calcolo, costringe a valutare i risultati ottenuti solo da un punto di vista qualitativo.

### 8.0.1 sviluppi possibili

L'autore ha individuato tre punti principali di ulteriore sviluppo che di seguito elenca indicandone la strada più interessante da percorrere:

1. Il modello di break-up primario ha un campo di utilizzo ancora limitato, sarebbe interessante valutare la possibilità di estenderlo a regimi di atomizzazione diversi;
2. Il modello ibrido di break-up secondario non contempla regimi di atomizzazione ad elevato numero di Weber ed inoltre nello stesso campo in cui è stato adoperato potrebbe essere implementato con modelli che descrivono meglio il fenomeno in un intervallo intermedio tra numeri di Weber fino a  $15 \div 20$ , in cui il modello TAB descrive bene i fenomeni di frantumazione della goccia, e valori maggiori di  $50 \div 60$ , fino a  $we = 100$ , in cui il modello WAVE risulta il più idoneo all'uso.
3. Il postprocessore *Spost* può essere migliorato introducendo una valutazione statistica delle gocce selezionate. Il fine è quello di ottenere una curva di distribuzione della proprietà esaminata in cui non si risenta della presenza di gocce anomale sia come dimensione che come posizione. Attualmente questo compito viene demandato al visualizzatore che opera dei processi di regressione dei dati inseriti.

# Bibliografia

- [1] P.J. O'Rourke A.A.Amsden e T.D. Butler. Kiva ii: A computer program for chemically reactive flow with spray. *LA-11560-MS*, 1989.
- [2] R.D.Reitz A.B.Liu, D.Mather. Modeling the effects of drop drag and breakup onn fuel sprays. *SAE*, 1993.
- [3] A.Cavaliere. Appunti dalle lezioni di combustione.
- [4] A. H Lefebvre A.K.Jasuja. influence of ambient pressure on pressure-swirl atomizer spray characteristics. *ASME*, 2001.
- [5] Y.Shimada A.Umemura. Characteristics of supercritical droplet gasification. *26th Symp. on Combustion*, 1996.
- [6] W.A.Sirignano B.Abramzon. Droplet vaporization model for spray combustion calculation. *International Journal of Heat e Mass Transfer*, pp. 1605–1618, 1989.
- [7] C.Bergstrom. *Numerical Modeling of Fuel Sprays*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Lund Institute of Technology, 1999.
- [8] H.G.Semerjian C.Presser, A.K.Gupta. Aerodynamic characteristics of swirling spray flames. *Combustion and Flame*, pp. 25–44, 1993.

- 
- [9] D.B.Spalding. The combustion of liquid fuels. *Fourth Symposium on Combustion*, 1953.
- [10] C.Mc Donald. Low cost recuperation concept for microturbine application. *ASME*, 2000.
- [11] R.D.Reitz E.W.Curtis, A.Uludogan. A new high pressure droplet vaporization model for diesel engine modeling. *SAE*, (952431), 1995.
- [12] F.Poplow. Numerical calculation of the transient from subcritical droplet to supercritical diffusion. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 1993.
- [13] G.Weisser F.X. Tanner. Simulation of liquid jet atomization for fuel sprays by means of a cascade drop breakup model. *SAE*, 1998.
- [14] V.Rocco G.Bella e S.Ubertini. Sviluppo di un codice numerico per la simulazione di motori diesel di ultima generazione. *ATI*, 2003.
- [15] J.Parente G.Croce, G.Mori. Assessment of traditional and flamelets models for micro turbine combustion chamber optimisation. *ASME*, 2003.
- [16] G.M.Bianchi e P.Pelloni. Modeling the diesel fuel spray breakup by using a hybrid model. *SAE*, 1999.
- [17] J.B.Heywood. *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill International Editions, 1988.
- [18] J.Han e G.Tryggvason. Secondary breakup of axisymmetric liquid drops.i.acceleration by a constant body force. *Physic of fluids*, 1999.

- 
- [19] A.Spencer J.J.McGuirk. Coupled and uncoupled cfd prediction of the characteristics of jets from combustor air admission ports. *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*.
- [20] W.A.Sirignano J.P.Delplanque. Numerical study of transient vaporization of an oxygen droplet at sub and supercritical conditions. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 1993.
- [21] V.Yang K.C.Hsieh, J.S.Shuen. Droplet vaporization in high-pressure environments: near critical combustions. *Combustion Sci. and Tech.*, 1991.
- [22] K.K.Kuo. *Principles of combustion*. John Wiley and Sons, 1986.
- [23] Z.Orzechowski L.Bayvel. *Liquid Atomization*. Taylor and Francis, 1993.
- [24] A.H. Lefebvre. *Gas Turbine Combustion*. Taylor and Francis, 1983.
- [25] A.H. Lefebvre. *atomization and sprays*. Taylor and Francis, 1989.
- [26] R.D.Reitz M.A.Gonzales, G.L.Borman. A study of diesel cold starting using both cycle analysis and multidimensional calculation. *SAE*, (910180), 1991.
- [27] R.D.Reitz M.A.Gonzales, Z.W.Lian. Modeling diesel engine spray vaporization and combustion. *SAE*, (920579), 1992.
- [28] M.C.Cameretti. *Simulazione dei processi termofluidodinamici e chimici nei motori ad accensione per compressione*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Università degli Studi di Napoli Federico II, 1998.
- [29] M.C.Yuen M.Renksizbulut. Experimental study of droplet evaporation in a high temperature air stream. *ASME Journal of heat transfer*, 1983.

- 
- [30] N.A.Chigier. *Combustion aerodynamics*. Applied Science Publishers LTD, 1972.
- [31] N.Dombrowski. *Biochemical and biological engineering science*. Academic Press, 1968.
- [32] N.Nordin. *Complex Chemistry Modelin of Diesel Spray Combustion*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Chalmers University of Tecnology, 2000.
- [33] M.Lazzaro P.Massoli P.Belardini, C.Bertoli. Single droplet evaporation rate: Exsperimental e numerical investigations. *2nd International Conference on Fluidmechanics, Combustion, Emissions and Reliability in Reciprocating Engines*, pp. 265–270, 1992.
- [34] P.J.O'Rourke. *Collective drop effects on vaporizing liquid sprays*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Department of Mechanical and Aerospace Engineering Princeton University, 1981.
- [35] A.A.Amsden P.J.O'Rourke. The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE*, 1987.
- [36] R.D.Reitz. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technology*, 1987.
- [37] R. Diwakar R.D.Reitz. Effects of drop breakup on fuel sprays. *SAE*, 1986.
- [38] T.P.Torda R.L.Matloz, S.Leipziger. Investigation of liquid droplet evaporation in a high temperature and high pressure environment. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 1972.

- [39] S.Witting R.Schmehl, G.Maier. Cfd analysis of fuel atomization, secondary dispersion in the premix duct of a llp combustor. *ILASS*, 2000.
- [40] R.Tuccillo. Micro gas turbine combustion vki lecture series. Relazione tecnica, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2005.
- [41] G.Lozza E.Macchi S.Campanari, S.Consonni. Libro bianco sulla cogenerazione, vol iv: la micro-cogenerazione , le tecnologie del futuro. *ATIG*, 1998.
- [42] J.Abraham S.D.Givler. Supercritical droplet vaporization and combustion studies. *Prog. Energy Sci*, 1996.
- [43] Stefano Bedogni Stefano Campanari, Giovanni Lezza. Microturbine a gas e pompe di calore. *Power Tecnology*, 2002.
- [44] F.X Tanner. Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays. *SAE*, 1998.
- [45] A.Amoresano F.Beretta T.Marchione, C.Allouis. Spray characterization for lean premixed-pre vaporized combustion (lpp) and preliinary analysis of instabilities spray. *ILASS*, 2004.
- [46] V.Rocco. Results of quasi-steady evaporation model applied to multidimensional d.i. diesel combustion simulation. *SAE*, (930071), 1993.
- [47] P.V. Farrell R.D.Reitz Z.Han, S.Parrish. Modeling atomization processes of pressureswirl hollow-cone fuel sprays. *Atomization and sprays*, 7, 1997.