

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI INGEGNERIA E ARCHITETTURA

Dipartimento di Ingegneria Industriale

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA MECCANICA

TESI DI LAUREA

in

Fluidodinamica dei motori a combustione interna M

**SIMULAZIONE MULTIFASE DEL FLUSSO DI INIETTORI PER
APPLICAZIONI A MOTORI GDI**

CANDIDATO:
Claudio Zacchi

RELATORE:
Ill.mo Prof. Ing. Gian Marco Bianchi

CORRELATORI:
Chiar.mo Prof. Ing. Michele Bianchi
Chiar.mo Prof. Ing. Davide Moro
Ing. Stefano Paltrinieri
Ing. Marco Bonetti

Anno Accademico 2014/15
Sessione III

SOMMARIO

1	INTRODUZIONE.....	1
1.1	<i>Panorama sui motori ad iniezione diretta a ciclo otto</i>	2
1.1.1	Iniettori per applicazioni a motori GDI.....	12
1.1.2	Modalità di funzionamento.....	14
1.2	<i>Emissioni</i>	17
1.2.1	Normativa Euro 6	20
1.2.2	Formazioni di PM nei motori GDI.....	22
1.3	<i>Motivazioni dell'analisi</i>	26
1.3.1	Iniettore Multiforo	27
2	TEORIA.....	29
2.1	<i>Cavitazione</i>	29
2.1.1	Caratteristiche fisiche.....	29
2.1.2	Cavitazione negli iniettori di MCI	30
2.1.3	Modello monodimensionale di flusso bifase	32
2.2	<i>Dinamica delle bolle di vapore</i>	34
2.2.1	Nucleazione bolle	34
2.2.2	Equazione di Rayleigh-Plesset	38
2.2.3	Equilibrio delle bolle di vapore.....	42
2.2.4	Danni da cavitazione	44
2.3	<i>Modello di trasferimento di massa di Yuan-Schnerr-Sauer</i>	46
2.3.1	Sorgente in funzione del rateo della fase vapore	47
2.3.2	Sorgente nella sua formulazione finale.....	49
2.4	<i>Utilizzo della CFD e modelli implementati in STAR-CCM+®</i>	52
2.4.1	Discretizzazione delle equazione di trasporto tramite metodo volumi finiti.....	54
2.4.2	Segregated flow model	61
2.4.3	Modello multifase euleriano di tipo VOF	63

2.4.4	Modelli di turbolenza	64
2.4.5	Tattamento dello strato limite	75
3	VALIDAZIONE MODELLISTICA	77
3.1	<i>Caso di Winklhofer</i>	77
3.1.1	Apparato di prova	78
3.1.2	Fluido utilizzato	79
3.2	<i>Modello implementato in Star-CCM+®</i>	80
3.2.1	Geometria	80
3.2.2	Setup del modello	81
3.2.3	Mesh	84
3.3	<i>Risultati della validazione</i>	86
3.3.1	Profili di Portata e campo di cavitazione	86
3.3.2	Profili di velocità assiale	92
3.3.3	Profilo di pressione	95
3.3.4	Profilo della frazione in volume	97
3.4	<i>Analisi sensibilità ai parametri</i>	98
3.4.1	Modello di turbolenza	99
3.4.2	Concentrazione e dimensione bolle	100
3.4.3	Fattore di scala	102
3.4.4	Dimensione mesh	103
3.4.5	Fluido utilizzato	106
3.4.6	Verifica della simmetria	107
4	INIETTORE MULTIFORO	109
4.1	<i>Geometria</i>	110
4.2	<i>Condizioni al contorno</i>	114
4.3	<i>Mesh</i>	115
4.4	<i>Setup del modello</i>	118
4.5	<i>Risultati ottenuti</i>	123
4.6	<i>Analisi di sensibilità ai parametri modellistici</i>	136
4.6.1	Analisi 1&2 - Sensibilità all'apertura dello spillo	137

4.6.2	Analisi 3 - Sensibilità alla mesh	139
4.6.3	Analisi 4&5 - Sensibilità al modello di turbolenza	140
4.6.4	Analisi aggiuntive	144
4.6.5	Verifica posizione spillo	148
4.6.6	Conclusioni	151
5	CONCLUSIONI.....	153
5.1	<i>Sviluppi futuri.....</i>	155

ELENCO DELLE FIGURE

Figura 1.1-Prima realizzazione di un motore GDI	3
Figura 1.2-Motore GDI.....	4
Figura 1.3-Architettura schematica di un motore <i>GDI</i> di ultima generazione	6
Figura 1.4-Linea di scarico di un motore GDI (componenti e strumentazione).....	7
Figura 1.5-Spostamento del campo di funzionamento con l'adozione di <i>downsizing</i> e turbocompressione	9
Figura 1.6-Downsizing+turbocompressione	10
Figura 1.7-Riduzione consumi con <i>downsizing</i> e <i>downspeeding</i>	11
Figura 1.8-Sistema iniezione GDI.....	11
Figura 1.9-Tipologie principali di iniettori.....	13
Figura 1.10-Campo operativo motore GDI	15
Figura 1.11-Carica omogenea vs stratificata	16
Figura 1.12-Influenza della temperatura e del rapporto miscela-aria sulla formazione di Nox e SOOT.....	19
Figura 1.13-Limiti nella normativa europea sulle emissioni (ciclo di guida NEDC)21	
Figura 1.14-Riduzione dei livelli di particolato sul ciclo NEDC attraverso l'ottimizzazione della calibrazione	21
Figura 1.15-Confronto emissioni particolato PFI vs GDI	25
Figura 1.16-Effetti della pressione su penetrazione, atomizzazione e sulla formazione di wall film [9]	26
Figura 1.17-Penetrazione sperimentale getti in diverse fasi dell'iniezione.....	27
Figura 1.18-Generico iniettore multiforo	28
Figura 2.1-Distribuzione bolle di vapore in liquido (User Guide Star-CCM+®)	29
Figura 2.2-Diagramma p-T.....	30
Figura 2.3-Successione degli stadi della cavitazione; esperimento effettuato da.....	31
Figura 2.4-Distacco di vena fluida in ugello	32
Figura 2.5-Legame fra coefficiente di efflusso e numero di cavitazione	34
Figura 2.6-Modelli di nucleazione eterogenea	37
Figura 2.7-Bolla sferica in un fluido infinito.....	38
Figura 2.8-Porzione della superficie della bolla.....	40
Figura 2.9-Raggio di equilibrio di una microbolla funzione della pressione esterna	43

Figura 2.10-Meccanismo di implosione bolle.....	44
Figura 2.11-Sviluppo di un microgetto in una bolla collassante in seno al liquido (fig.sinistra) e vicino alla parete (fig.destra).....	45
Figura 2.12-Spillo eroso dall'implosione di bolle.....	45
Figura 2.13-Danni da cavitazione su un foro iniettore.....	45
Figura 2.14-Principali step all'interno di Star-CCM+®	53
Figura 2.15-Metodo volumi finiti: cell centered	55
Figura 2.16-Confronto tra ratei di produzione in volume	61
Figura 2.17-Grandezza vortici in funzione di k	65
Figura 2.18-Confronto tra modelli risoluzione della turbolenza: DNS, LES, RANS66	
Figura 2.19-Distribuzione della velocità vicino alla parete	76
Figura 3.1-Geometrie iniettori (metà superiore)	77
Figura 3.2-Scavo bidimensionale della geometria idraulica	78
Figura 3.3-Schema montaggio impianto prova	78
Figura 3.4-Geometria in esame	80
Figura 3.5-Quote metà geometria analizzata (in mm)	81
Figura 3.6-Quota raggio di raccordo (dettaglio AA)	81
Figura 3.7-Regioni del dominio computazionale.....	82
Figura 3.8-Profilo di pressione iniziale.....	83
Figura 3.9-Mesh della metà di geometria analizzata	85
Figura 3.10-Infittimento tramite controllo volumetrico del canale iniettore e del suo raccordo	85
Figura 3.11-Curva sperimentale di portata in massa in funzione del salto di pressione per le 3 geometrie	86
Figura 3.12-Confronto profilo di portata sperimentale, con OpenFOAM e StarCCM+ per l'iniettore J	88
Figura 3.13-Confronto profilo di portata sperimentale, con OpenFOAM e StarCCM+ per l'iniettore J	88
Figura 3.14-Confronto profilo di portata sperimentale, con OpenFOAM e StarCCM+ per l'iniettore J	89
Figura 3.15-Confronto profilo di portata sperimentale e numerico con StarCCM+ per i tre iniettori	89

Figura 3.16-Andamento temporale della portata in massa in ingresso per diversi salti di pressione.....	91
Figura 3.17-Andamento temporale della portata in massa in uscita per diversi salti di pressione.....	91
Figura 3.18-Profili di velocità assiale misurati in due diverse sezioni del canale iniettore.....	92
Figura 3.19-Posizionamento linee probe (53 μm e 170 μm dall'imbocco).....	93
Figura 3.20-Profilo di velocità (sensore posto 53 μm dopo l'imbocco).....	94
Figura 3.21-Profilo di velocità (sensore posto 170 μm dopo l'imbocco).....	94
Figura 3.22-Linea probe sull'asse simmetria	95
Figura 3.23-Profilo di pressione sperimentale per le tre geometrie	96
Figura 3.24-Profilo di pressione numerico per le tre geometrie.....	96
Figura 3.25-Profilo della frazione in volume iniettore U (liquido in rosso).....	97
Figura 3.26-Confronto modelli di turbolenza.....	99
Figura 3.27-Variazione portata al variare della concentrazione e dimensione delle bolle.....	101
Figura 3.28-Confronto fattore di scala	102
Figura 3.29-Mesh zona di parete iniettore J, caso base (Wall resolved layer, $y^+ < 1$).....	103
Figura 3.30-Mesh zona di parete iniettore J (Scalable wall functions, $y^+ > 15$).....	103
Figura 3.31-Confronto portate in funzione del salto di pressione per diverso valore di y^+	104
Figura 3.32-Celle di bulk nel caso base.....	105
Figura 3.33-Celle di bulk con dimensione diminuita del 25% rispetto al caso base (a sinistra).....	105
Figura 3.34-Confronto portate in funzione del salto di pressione, differente dimensione delle celle di bulk.....	106
Figura 3.35-Confronto portate in funzione del salto di pressione con differente fluido.....	107
Figura 3.36-Mesh di metà geometria (sinistra) e della geometria completa (destra).....	107
Figura 3.37-Confronto portate in funzione del salto di pressione tra analisi con metà geometria e geometria completa	108

Figura 3.38-Confronto profili di pressione caso metà geometria (sinistra) e geometria completa (destra).....	108
Figura 3.39-Confronto profili di frazione in volume di fase vapore caso metà geometria (sinistra)	108
Figura 3.40-Confronto profili di velocità caso metà geometria (sinistra) e geometria completa (destra).....	108
Figura 4.1-Profilo sperimentale dei getti visto da due diverse angolazioni (prova PoliMI).....	109
Figura 4.2-Geometria iniettore multiforo.....	110
Figura 4.3-Sezione corpo iniettore	110
Figura 4.4-Prima modifica alla geometria (defeatore dello smusso, in rosa)	111
Figura 4.5-Cilindri che evitano il contatto puntuale tra sfera e corpo iniettore	112
Figura 4.6-Risultato dell'unione booleana tra stelo e cilindretti.....	112
Figura 4.7-Volume di fluido iniettore (sinistra) e completo di bomba (destra)	113
Figura 4.8-Sezione iniettore con basso passaggio di flusso e particolare	113
Figura 4.9-Condizioni al contorno del modello e particolare dell'iniettore.....	115
Figura 4.10-Controllo volumetrico	116
Figura 4.11-Controllo volumetrico 2	116
Figura 4.12-Mesh superficiale	118
Figura 4.13-Mesh volume fluido (sinistra) e ingrandimenti zona iniettore e fori (destra)	118
Figura 4.14-Profilo di pressione nel tempo.....	120
Figura 4.15-Frazione in volume delle fasi (liquido in rosso e aria in blu).....	121
Figura 4.16-Confronto valori portata sperimentale (in nero) e numerica (in rosso).....	123
Figura 4.17-Profilo di portata in liquido nel tempo dei sette fori dell'iniettore.....	124
Figura 4.18-Istogramma scarto percentuale dei fori dal valor medio	125
Figura 4.19-Confronto tra istogrammi scarto percentuale dei fori dal valor medio senza modello di cavitazione attivato (caso base vs caso simmetrico).....	126
Figura 4.20-Istogrammi di confronto della distribuzione di portata per diversi salti di pressione	127
Figura 4.21-Istogrammi di confronto della distribuzione di portata per diversi salti di pressione	128

Figura 4.22-Confronto residui analisi in liquido (in alto) e analisi in aria (in basso)	129
Figura 4.23-Evoluzione temporale dei getti ad intervalli costanti di 0.1 ms (isosuperficie velocità 50 m/s)	131
Figura 4.24-Isosuperficie di velocità 72 m/s (sinistra) e profili velocità sul piano a 30 mm (destra)	131
Figura 4.25-Profilo di velocità su sezioni poste a distanza di 2 mm dall'uscita degli step dei fori	132
Figura 4.26-Profilo di frazione in volume di vapore a regime	133
Figura 4.27-Confronto profili di velocità tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7	134
Figura 4.28-Confronto profili di energia cinetica turbolenta tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7	134
Figura 4.29-Confronto profili di pressione tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7	135
Figura 4.30-Confronto profili di frazione in volume tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7	135
Figura 4.31-Portata al variare del tempo di iniezione (sinistra) e geometrie con alzata diversa (destra)	137
Figura 4.32-Confronto profili velocità per le due alzate (sinistra 0.02 mm, destra 0.04 mm)	138
Figura 4.33-Confronto profili energia cinetica turbolenta per le due alzate	138
Figura 4.34-Confronto profili frazione in volume di vapore per le due alzate	138
Figura 4.35-Confronto mesh zona fori dell'iniettore (celle:1.85M a sinistra e 1.6M a destra)	139
Figura 4.36-Isosuperficie di velocità (72 m/s) ottenuta con 1.85M di celle	140
Figura 4.37-Frazione in volume della fase vapore (celle:1.85M a sinistra e 1.6M a destra)	140
Figura 4.38-Andamento nel tempo delle portate dei fori con modello RNG k-e (zona a regime)	141
Figura 4.39-Andamento nel tempo delle portate dei fori con modello SST k-w - in aria	141
Figura 4.40-Distribuzione delle portate dei fori rispetto al valor medio in liquido per i modelli di turbolenza RST e SST k-w	142
Figura 4.41-Andamento nel tempo delle portate dei fori con modello SST k-w- in liquido	143

Figura 4.42-Distribuzione delle portate dei fori rispetto al valor medio in liquido con mesh simmetrica e modello di turbolenza SST k-w	143
Figura 4.43-Confronto isosuperfici modello RST e SST k-w.....	144
Figura 4.44-Confronto profili di velocità, energia cinetica turbolenta e frazione in volume della fase vapore ottenuti con modelli di turbolenza RST e SST k-w.....	144
Figura 4.45-Confronto mesh con diverso numero di elementi	146
Figura 4.46-Istogramma di confronto MFR fori con diversa risoluzione di mesh .	146
Figura 4.47-Confronto tra profili di velocità al variare della durata del time-step.	148
Figura 4.48-Spostamento sfera otturatore lungo asse Y	149
Figura 4.49-Confronto percentuale valori portata singoli fori rispetto al caso base-in aria	149
Figura 4.50-Confronto isosuperfici di velocità con posizione spillo pari a -0.01 mm, 0 mm e +0.01 mm dall'asse verticale	150

ELENCO DELLE TABELLE

Tabella 3.1-Dimensioni geometriche iniettori	77
Tabella 3.2-Proprietà fisiche del dodecano (C ₁₂ H ₂₆).....	79
Tabella 3.3- Regioni del dominio computazionale	82
Tabella 3.4-Confronto Mass Flow Rate numerico-sperimentale a regime	90
Tabella 3.5-Parametri testati	98
Tabella 3.6-Valori tipici per n, r, α_v in letteratura e in Star-CCM+®	100
Tabella 3.7-Valori testati in Star-CCM+®.....	100
Tabella 3.8-Casi testati in Star-CCM+®.....	101
Tabella 3.9-Numero di celle nei due approcci	104
Tabella 3.10-Casi testati zona di bulk	105
Tabella 3.11-Proprietà Dodecano e ISO 4113 a confronto	106
Tabella 4.1-Condizioni al contorno del modello.....	115
Tabella 4.2-Caratteristiche principali controlli volumetrici.....	117
Tabella 4.3-Caratteristiche N-Eptano (C ₇ H ₁₆)	119
Tabella 4.4-Valori di inizializzazione delle grandezze turbolente.....	122
Tabella 4.5-Confronto valori di portata numerici e teorici	123
Tabella 4.6-Confronto portate teoriche-numeriche fori	124
Tabella 4.7-Prime prove effettuate (casi base).....	136
Tabella 4.8-Confronto valori di portata totale tra sperimentale e numerico con modelli di turbolenza	142
Tabella 4.10-Seconda serie di prove	145
Tabella 4.11-Proprietà fisiche GASOLINE vs N-Eptano	147
Tabella 4.12-Confronto profili dei getti sperimentale vs numerici.....	151

NOMENCLATURA

Abbreviazioni

ATDC = After Top Dead Center

BSFC = Break Specific Fuel Consumption

BTDC = Before Top Dead Center

CFD = Computational Fluid Dynamics

DNS = Direct Numerical Simulation

EOI = End of Injection

GDI = Gasoline Direct Injection

HCCI = Homogeneous Charge Compression Ignition

LES = Large Eddy Simulation

LNT = Lean NO_x Trap

PME = Pressione Media Effettiva

PMI = Punto Morto Inferiore

PMS = Punto Morto Superiore

PFI = Port Fuel Injection

R&D = Research and Development

RANS = Reynolds Averaged Navier-Stokes

SCR = Selective Catalytic Reduction

SIMPLE = Semi-Implicit Method for Pressure Linked-Equations

SOI = Start of Injection

TDC = Top Dead Center

TWC = Three-Way Catalysts

VOF = Volume of Fluid

VVT = Variable Valve Timing

Generalità

Questo lavoro si concentra sullo studio fluidodinamico del flusso multifase cavitante di un iniettore per applicazioni a motori ad iniezione diretta (GDI). L'analisi è stata svolta tramite l'uso del software *CFD (Computational Fluid Dynamics) Star-CCM+[®]* sviluppato da CD-ADAPCO.

L'obiettivo di questo studio è investigare i motivi che portano ad un diverso comportamento tra i rilievi della prova sperimentale di caratterizzazione dell'iniettore e quanto atteso dai valori nominali dettati dalla specifica dell'iniettore, con particolare riferimento alla distribuzione di portata fra i diversi ugelli. Il presente lavoro fa parte di una coppia di elaborati collegati tra loro e, pertanto, ha inoltre lo scopo di fornire dati utili allo sviluppo dell'altro tema di analisi mirato alla individuazione di parametri di qualità della miscela aria-combustibile non reagente utili alla previsione della formazione del particolato prodotto dalla combustione di un motore GDI.

L'elaborato, costituito di 5 capitoli, è strutturato secondo lo schema sottostante.

Nel capitolo 1 vengono presentate le motivazioni che lo hanno avviato e viene esposto lo stato dell'arte della tecnologia GDI.

Il capitolo 2 è a sfondo teorico: in esso vengono riportati i fondamenti del processo di cavitazione nella prima parte e i modelli numerici utilizzati nell'analisi nella seconda.

Il capitolo 3 descrive la modellazione e successiva validazione dei modelli tramite confronto con il test case '*Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions*' (E. Winklhofer, 2001).

Nella scelta dei modelli e dei parametri relativi, l'analisi si è basata su precedenti lavori trovati in letteratura. Successivamente è stato svolto uno studio di sensibilità per valutare la stabilità della soluzione a piccole variazioni nei valori dei parametri.

La scelta dei parametri modellistici nel caso di interesse, l'iniettore multihole, si è basata inizialmente sui valori 'ottimali' ottenuti nel test case ed è l'argomento del capitolo 4. All'interno del capitolo si parla inoltre dell'analisi di sensibilità successiva, svolta con lo scopo di comprendere i motivi che portano allo sbilanciamento tra fori corrispondenti e al maggiore sviluppo del getto centrale rispetto agli altri.

Nel capitolo 5 dopo un breve riepilogo dei punti fondamentali trattati nello svolgimento dell'elaborato, si tirano le conclusioni sull'analisi e si espongono gli sviluppi futuri.

1 INTRODUZIONE

I costruttori di autoveicoli sono guidati dal duplice obiettivo di progettare e mettere sul mercato autovetture con consumi ed emissioni ridotte e allo stesso tempo capaci di suscitare nel pilota divertimento nella guida, il cosiddetto ‘fun to drive’. Se le richieste in termini di riduzione dei consumi (e di minore produzione di biossido di carbonio) erano già sfidanti, la normativa EURO 6 sui veicoli a benzina ha posto una nuova e difficile sfida introducendo il particolato solido fra le spercie soggette a limitazioni allo scarico. In particolare, sebbene anche i motori ad iniezione indiretta non ne siano completamente immuni, i motori a benzina ad iniezione diretta, soprattutto, ma non solo, nelle fasi di avviamento a freddo del motore tendono a produrre soot e, quindi, particolato solido. La normativa specifica che il limite del particolato allo scarico è fissato non più in base alla massa ma in base al numero di particelle emesse per chilometro percorso.

Lo sviluppo tecnologico dei motori e dei veicoli negli ultimi anni si è concentrato sia sull’efficienza di conversione dell’energia sia sulla riduzione dei carichi resistenti (inerziali, aerodinamici, derivanti dall’attrito di rotolamento degli pneumatici, derivanti dall’attrito meccanico dei componenti nel loro moto relativo, ecc.). Con riferimento all’efficienza di conversione dell’energia, la linea di sviluppo ha indicato nel *downsizing* applicato all’iniezione diretta di benzina, eventualmente insieme all’adozione di cicli alternativi (Miller, Atkinson) e alla propulsione elettrica, la strada da percorrere.

I motori ad iniezione diretta, sovralimentati o no, sono più esposti alla generazione di particolato a causa dell’impatto del combustibile liquido con le pareti solide e della maggiore probabilità di generare regioni di miscela molto ricche o di generare fiamme diffuse da goccioline liquide ancora presenti durante il processo di combustione.

In tali motori diviene strategico il controllo dell’iniezione del combustibile e la formazione della miscela che dovrebbe presentare caratteristiche di: assenza di impatti a parete, fase omogenea durante la combustione (assenza di goccioline liquide dopo l’accensione) e titolo della miscela inferiori a rapporto di equivalenza pari a 3, limite

oltre il quale la formazione di particolato diviene assai probabile, in funzione del range di temperatura locale.

Per tale ragione la progettazione e il controllo del sistema di iniezione ricoprono un ruolo fondamentale: in particolare, è necessario non solo progettare iniettori secondo certe caratteristiche di foratura e spray pattern (ossia la direzionalità dei getti) ma anche verificare che esse siano realizzate durante il funzionamento operativo nel motore.

L'elaborato è stato svolto con il fine di analizzare il flusso multifase cavitante all'interno di un iniettore di un motore ad iniezione diretta GDI al fine di valutare la distribuzione della portata fra i diversi getti. La motivazione che ha spinto ad intraprendere quest'analisi è stata quella di spiegare il diverso comportamento assunto dai getti in uscita dai fori nella prova sperimentale, eseguita al Politecnico di Milano, a fronte di una specifica di portata uguale per ogni ugello.

La presente tesi è stata svolta avvelendosi dell'utilizzo del software di simulazione fluidodinamica Star-CCM+[®] sviluppato da CD-ADAPCO.

1.1 Panorama sui motori ad iniezione diretta a ciclo otto

Negli ultimi anni l'obiettivo è stato perciò combinare l'elevata potenza specifica dei motori PFI con l'elevata efficienza dei motori Diesel che ha determinato il successo commerciale di questi ultimi a partire da fine degli anni '90. In particolare, nel settore dei motori ad accensione comandata si è percorsa una strada di miglioramento dell'efficienza tramite l'adozione, in particolare, della sovralimentazione (che consente di adottare tecniche di *downsizing* e *downspeeding*), dell'impiego di sistemi di aspirazione ad elevata turbolenza (con generazione di elevato *Tumble*) e, in alcuni casi, senza corpi farfallati, e della iniezione diretta di benzina ad alta pressione di iniezione (variabile da 50 a 250 bar circa, in funzione del punto operativo del motore).

La tecnologia GDI risale a prima della metà del '900 e fu introdotta inizialmente nel settore aeronautico e nel settore automobilistico per applicazioni in Formula Uno da Mercedes e Ferrari negli anni '50 e '60. L'adozione fu pensata anche per la produzione di serie ma l'idea fu presto abbandonata per le grandi complicazioni nella gestione della fase di iniezione con riferimento ai limiti tecnologici di produzione dei componenti e

dei sistemi di controllo, in assenza di sistemi elettronici. Oltre al problema del controllo della strategia dell'iniezione nonché della ripetibilità, i primi modelli evidenziavano eccessive emissioni di HC (idrocarburi incombusti) per la troppa penetrazione dei getti, deterioramento della candela e potenza massima limitata. D'altraparte apparve subito chiaro che uno dei principali vantaggi dell'iniezione diretta, oltre alla possibilità di sfruttare il calore latente di vaporizzazione del combustibile per raffreddare la carica, era la possibilità di lavorare con titoli della miscela magri adottando una opportuna stratificazione del titolo per garantire valori dello stesso in prossimità della candela all'istante di accensione idoneo ad un veloce avvio della combustione. Purtroppo, quando la tecnologia dei sistemi di controllo e di produzione meccanica dei componenti iniziò a rendere appetibile l'applicazione dell'iniezione diretta nella produzione di serie, apparve anche subito chiaro che l'adozione di strategie operative con miscele magre non si conciliava con l'adozione del catalizzatore trivalente, necessario per l'abbattimento contemporaneo, in un unico sistema, di ossidi di azoto, monossido carbonio ed idrocarburi incombusti.

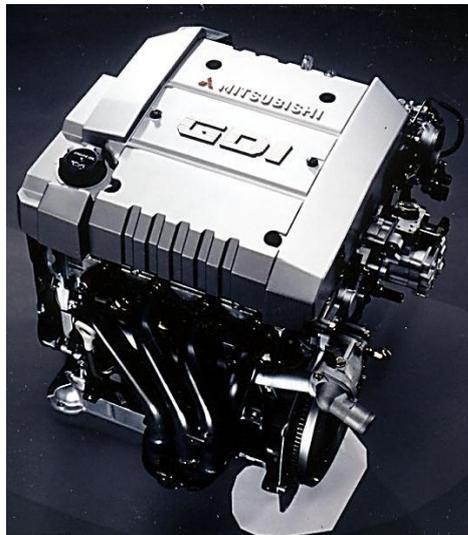


Figura 1.1-Prima realizzazione di un motore GDI

Nel 1996 Mitsubishi si propose per prima sul mercato con un motore a benzina ad iniezione diretta. Da quel momento in poi tutte le principali case automobilistiche hanno concentrato i loro investimenti sullo sviluppo di questa tecnologia. Oggi l'adozione del GDI è ampiamente diffusa nel settore automotive (un esempio in Figura 1.2).

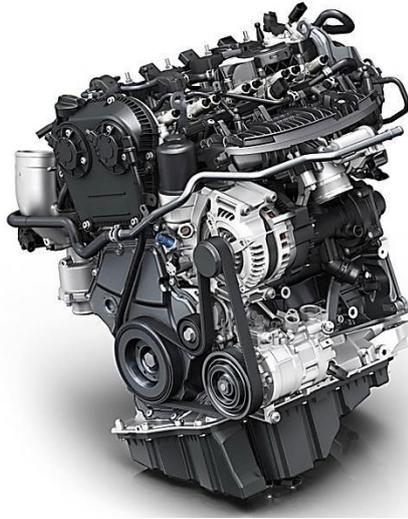


Figura 1.2-Motore GDI

Come precedentemente anticipato, la tecnologia GDI è stato sviluppata e applicata contestualmente all'introduzione della sovralimentazione che permetteva di lucrare il massimo beneficio dall'adozione dell'iniezione diretta nella applicazione di due concetti progettuali quali il *downsizing* e il *downspeeding* (riduzione di cilindrata e velocità rotazione del motore).

Per contro l'iniezione diretta in camera di combustione ha introdotto due problemi:

Il primo fu subito noto: la massima flessibilità offerta dal sistema, ossia la possibilità di stratificare la miscelazione e consentire di operare con miscele magre con benefici sui consumi specifici, non poteva essere fruita in presenza di sistemi di abbattimento dei gas di scarico basati sul catalizzatore trivalente. L'introduzione di una sempre severa normativa sui limiti di emissione di CO_2/km a livello modiale ha ora spinto alla necessità di considerare nei punti operativi a basso carico e bassa velocità di rotazione l'adozione di strategie a titolo magro e carica stratificata. In tale senso l'iniezione diretta sta rispondendo a questa richiesta tecnologica che sta divenendo possibile grazie allo sviluppo e introduzione di sistemi di abbattimento delle emissioni, che separino il catalizzatore ossidante da un sistema di abbattimento/contenimento degli ossidi di azoto.

Il secondo ha riguardato l'evidenza della generazione di emissioni di particolato solido da processi inerenti la combustione diffusiva e di film liquido. Tali emissioni fin da subito sono apparse essere di minore entità, espressa in grammi/kWh, rispetto ai motori Diesel ma pur sempre presenti e non sottovalutabili per le implicazioni sulla

salute dell'uomo e ambientali. Inoltre, la granulometria del particolato emesso dai motori a ciclo Otto ad iniezione diretta risulta essere distribuita su un range di valori di dimensioni di particelle che rientrano nella nanoscala e, per questo, molto più pericolosa per la salute dell'uomo di quella dei motori a ciclo Diesel. Per tale ragione, le normative Europee (ed internazionali) sulle emissioni hanno introdotto una severa regolamentazione sulle emissioni di particolato anche per i motori a benzina (sia ad iniezione diretta sia ad iniezione indiretta), regolandone il numero di particelle emesse a partire dalla normativa Euro 6.

Entrambi tali problemi hanno richiesto uno sviluppo tecnologico importante: sui sistemi di aftertreatment il primo, e sul sistema di iniezione sia il primo sia il secondo.

In particolare, con riferimento anche all'argomento della tesi, la formazione della miscela diventa un **fattore di controllo fondamentale** non solo per gestire strategie di carica stratificata, ma anche per minimizzare la produzione di particolato e i tempi di light off del catalizzatore. Infatti, il processo di formazione delle emissioni di particolato è regolato dalle modalità di introduzione del combustibile ed alla possibilità che:

1. Il combustibile liquido impatti sulla superficie del pistone formando accumuli liquidi (come evidenziato in Figura 1.16) la cui evaporazione dà origine a fiamme diffusive (pool flame) o comunque a regioni a titolo estremamente ricco, in cui il combustibile presente è soggetto a pirolisi quando queste sono raggiunte dal fronte di fiamma. Generalmente tale condizione è tipica non solo dei punti operativi "stazionari" ma anche dei transitori di carico, soprattutto quando il motore parte da 'freddo'.

2. La miscelazione in fase omogenea tra aria e combustibile dà origine a zone ricche con valori di rapporto di equivalenza superiori a 2.5. Queste zone, infatti, una volta raggiunte dalla fiamma si portano ad una temperatura maggiore di 1700 K determinando la formazione di soot (particolato), sempre per pirolisi.

3. La permanenza di goccioline liquide in seno alla miscela, in particolari zone di miscela magra, possono dare luogo a fiamme diffusive. Tale evenienza è tipica, ad esempio, non solo di residui dovuti allo spray di combustibile, ma allo sgocciolamento locale di combustibile al di fuori dei fori del pulverizzatore dell'iniettore dopo la chiusura o ad instabilità nella fase di chiusura.

4. Avvenga l'impatto sulle pareti del cilindro con contaminazione del lubrificante e rimbalzo all'interno della miscela aria-combustibile in fase omogenea gassosa nel cilindro.

E' evidente che tali evenienze possono essere ridotte tramite l'adozione di opportuni indirizzi e target progettuali dello spray pattern, della geometria dei fori e delle strategie di attuazione dell'iniettore (iniettata multipla, pressione di iniezione, controllo in closed-loop, ecc.). E' altrettanto evidente che ad una definita specifica progettuale debba seguire la garanzia di una operatività dell'iniettore secondo le specifiche di progetto per garantire ripetibilità e precisione della miscelazione e, quindi, conseguimento degli obiettivi quali, ad esempio, il controllo e minimizzazione della formazione di particolato.

In Figura 1.3 troviamo uno schema dell'architettura di un motore GDI completo di tutti i sensori necessari, della linea trattamento fumi e di quella di alimentazione del carburante.

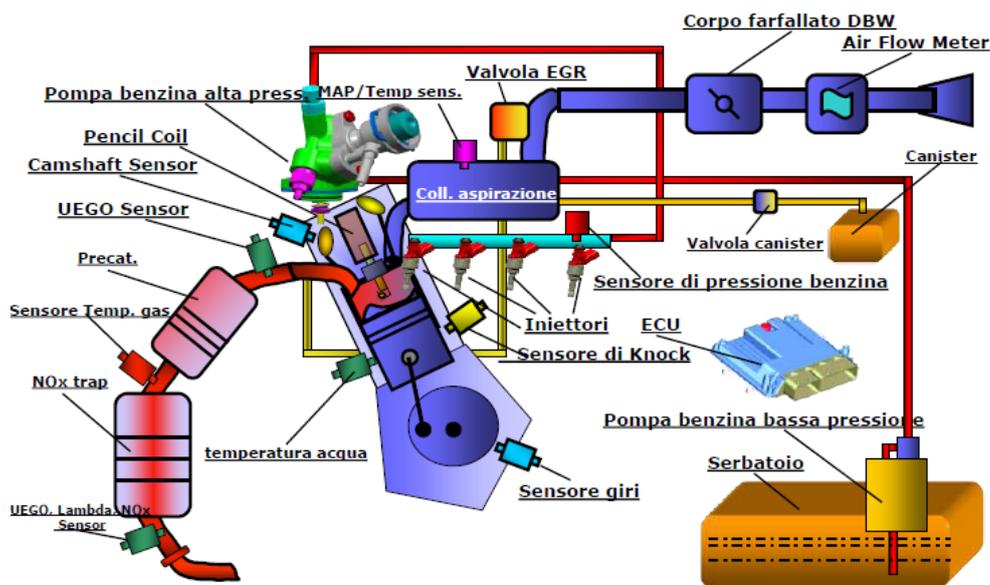


Figura 1.3-Architettura schematica di un motore *GDI* di ultima generazione

L'idea che ha portato inizialmente allo sviluppo del *GDI* è legata all'avvicinamento del funzionamento del motore benzina a quello Diesel tramite l'abolizione della farfalla e la conseguente regolazione del carico per qualità e la possibilità di operare con miscele magre cui sono associati rendimenti adiabatici maggiori.

Come anticipato, questo però pone dei problemi a causa delle complicazioni economiche dovute soprattutto alle emissioni: i NO_x nei fumi di scarico di una combustione globalmente magra contengono una quantità di ossigeno tale da non

permettere al catalizzatore trivalente (*TWC-Three Way Catalyst*) una riduzione sufficiente.

Nella maggior parte delle applicazioni più moderne i motori GDI vengono prodotti in modo da operare solamente con carica omogenea per rispettare le normative Euro 6. Questo è dovuto al fatto che il TWC (Pre-Cat di Figura 1.4) presente all'interno del sistema post-trattamento dei fumi presenta basse efficienze di riduzione dei NO_x in ambiente magro. Per rientrare in normativa sarebbe perciò necessario utilizzare in aggiunta sistemi De- NO_x quali LNT (*Lean NO_x Trap*) o SCR (*Selective Catalytic Reduction*).

Inoltre per poter rispettare le ultime normative è necessario ridurre la quantità di particolato emessa sia per quanto riguarda la massa (*PM-Particle Mass*) sia per quanto riguarda il numero delle particelle emesse (*PN-Particulate Number*).

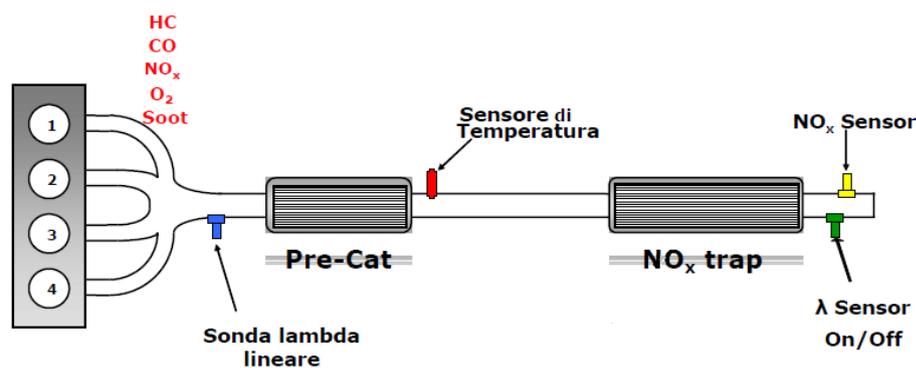


Figura 1.4-Linea di scarico di un motore GDI (componenti e strumentazione)

Un altro motivo che ha spinto all'utilizzo di una carica omogenea e limitato le strategie a carica stratificata, è la necessità di utilizzare la farfalla a controllo elettronico in alcune situazioni quali:

- avviamenti a freddo: è necessario avere elevate velocità di combustione in modo che la temperatura allo scarico cresca rapidamente per attivare il catalizzatore e ciò è possibile solamente utilizzando una miscela omogenea e stechiometrica.
- rigenerazione NO_x Trap: la parziale chiusura della farfalla permette di arricchire la miscela in modo tale da poter rigenerare il sistema di post-trattamento.
- ottenere elevati valori di EGR: si può creare un'importante depressione nel condotto d'aspirazione per poter utilizzare elevati valori di EGR.

La gestione delle modalità con cui opera il motore è demandata alla centralina che, in funzione del carico e della velocità di rotazione del motore, fa variare il SOI (*Start of Injection*) e il rapporto aria-combustibile. Nella stessa sono state implementate di recente strategie, sulla base delle conoscenze derivanti dal diesel, che permettono di rendere più omogenea la carica e abbassare le emissioni tramite il passaggio da una a molte iniettate per ciclo.

Dal momento che il motore nella maggior parte dei regimi lavora in carica omogenea per evitare problemi legati alla detonazione (*knocking*) si deve minimizzare la distanza della candela dalle pareti del cilindro. Per far ciò si posiziona quindi la stessa nella testa, al centro della camera, in modo che il fronte di fiamma raggiunga tutte le zone prima che in queste si abbiano autoaccensioni per livelli critici di temperatura o pressione. Come vedremo in seguito, tale posizione però condiziona il layout di installazione dell'iniettore.

Nei motori di nuova generazione è preponderante l'obiettivo di promuovere moti dell'aria di tipo *tumble* con l'obiettivo di massimizzare l'intensità della turbolenza e, da questa, la velocità di propagazione di fiamma. Ciò porta a benefici a livello di rendimento di indicatore e termodinamico, grazie alla possibilità di incrementare il carico termico a pari limite alla detonazione del motore fissato dal costruttore, per esigenze di affidabilità. Alcune case costruttrici dotano i propri motori di alette, *tumble flap*, in modo tale da incrementare il livello di turbolenza nei punti motore a più bassa velocità di rotazione.

Nella definizione degli spray pattern è d'obbligo considerare l'interazione fra getti di combustibile e moti dell'aria, cercandone l'ottimizzazione per raggiungere gli obiettivi di: massimizzazione della turbolenza, minimizzazione dell'impatto a parete, ottenere il giusto target di titolo.

Per ridurre i consumi e perciò le emissioni, la tecnologia automobilistica dispone di ulteriori strumenti quali la disattivazione di cilindri, lo spengimento del motore a veicolo fermo (*Start & Stop*), l'adozione di sistemi di fasatura variabile delle valvole, *VVT*, che anticipando o ritardando il moto di apertura/chiusura permettono l'aumento di efficienza del ciclo. L'evoluzione dei motori benzina ha utilizzato gli stessi concetti già impiegati dai motori Diesel: *downsizing* e *downspeeding* con sovralimentazione

dinamica. La riduzione della cilindrata, *downsizing*, porta ad avere a parità di potenza e velocità:

1. Un incremento di efficienza e potenza specifica, seguita da una riduzione nei consumi ed emissioni, dovuta a pressioni maggiori in camera (*PME-Pressione Media Effettiva*). Ciò è visibile in Figura 1.5 dove, in grigio, viene evidenziata la parte di campo di funzionamento del motore PFI a basso carico e numero di giri, responsabile di grandi consumi ed emissioni perché contraddistinta da un bassissimo rendimento. Adottando la nuova tecnologia del *downsizing*, nei motori GDI, l'intero campo di funzionamento si sposta verso il basso e ciò porta a ridurre la distanza dalla curva limite di pieno carico e quindi dalle zone a più alta efficienza.
2. Un rendimento organico maggiore dovuto a minori attriti
3. Un più alto rendimento indicato per minori perdite di pompaggio ai bassi carichi
4. Minori consumi al minimo per una minore massa da trascinare
5. Una riduzione dei costi e dei problemi nella collocazione

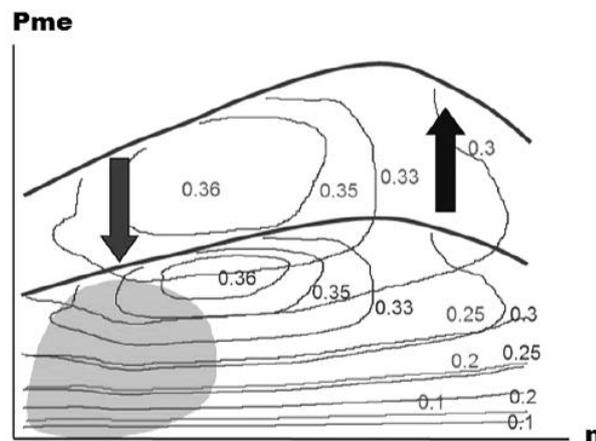


Figura 1.5-Spostamento del campo di funzionamento con l'adozione di *downsizing* e turbocompressione

Spesso si abbina al *downsizing* l'utilizzo del turbocompressore che, innalzando la PME (le curve di Figura 1.5), fornisce coppia e potenza ad alti rpm, con l'ulteriore effetto di aumentare l'efficienza globale. Esso sfrutta l'entalpia dei gas di scarico tramite una turbina che mette in rotazione un compressore che fa innalzare la pressione di aspirazione, permettendo l'ingresso in camera di una massa d'aria maggiore e perciò aumentando la potenza specifica. I motori GDI si prestano bene all'adozione della

tecnologia della sovralimentazione per le loro capacità di raffreddare la carica, allontanando il rischio di *knocking*.

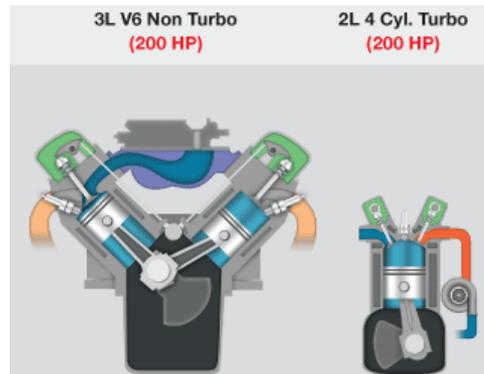


Figura 1.6-Downsizing+turbocompressione

A parità di potenza l'adozione di un turbocompressore permette la riduzione del numero di cilindri e perciò della cilindrata totale con tutti i vantaggi sopra esposti (Figura 1.6). Le metodologie di sviluppo motore più recenti prevedono inoltre la riduzione della velocità di rotazione del motore, *downspeeding*, mantenendo costante la potenza erogata e perciò aumentando il carico richiesto, in modo da spostare il punto di lavoro verso rendimenti maggiori (verso la parte alta di Figura 1.5) e abbassare nuovamente i consumi. Questo si ottiene dotando le autovetture di un numero maggiore di marce in modo da avere un alto numero di rapporti di trasmissione e coprire ogni possibile regime di funzionamento. In Figura 1.7 è visibile come l'incremento del carico (visibile nelle immagini di sinistra), tramite *downsizing* e *downspeeding*, abbia come conseguenza lo spostamento del campo di funzionamento del motore verso zone a più alta efficienza e quindi ad un minore consumo specifico (BSFC) e minori emissioni (immagini di destra).

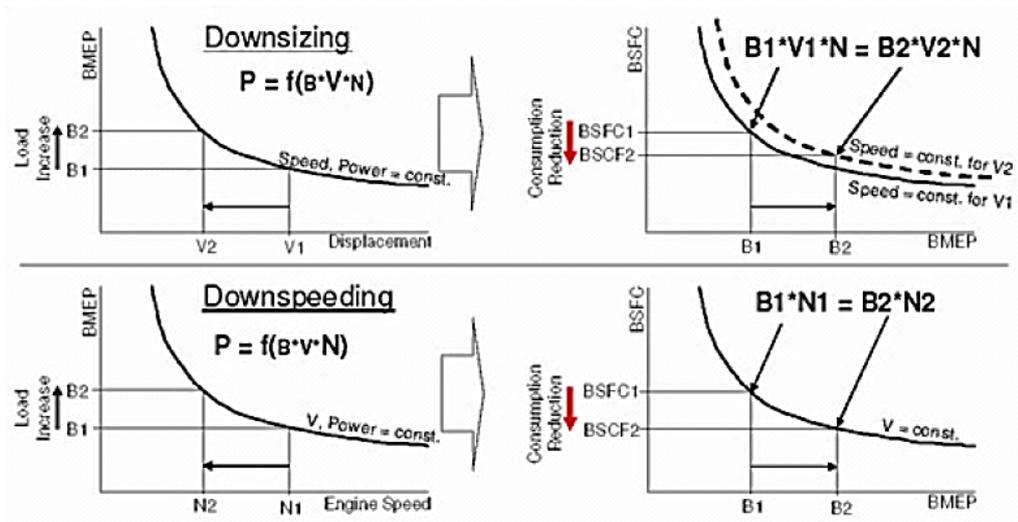


Figura 1.7-Riduzione consumi con *downsizing* e *downspeaking*

Il sistema di iniezione GDI è molto simile a quello Diesel common rail (Figura 1.8) sia per quanto riguarda i componenti meccanici che elettronici. La benzina viene inviata tramite pompa di bassa pressione dal serbatoio alla pompa di alta pressione. La pompa di alta pressione nel caso è azionata da un pistone azionato meccanicamente da camma multilobo (2, 3 e 4 lobi) e con controllo di portata mediante attuatore elettromagnetico. Quest'ultima a sua volta trasferisce il combustibile ad un volume di accumulo formato da un cilindro di acciaio, detto rail, dal quale vengono alimentati tutti gli iniettori. Il rail ha inoltre il compito di smorzare le oscillazioni di pressione dovute sia all'alimentazione della pompa sia all'estrazione degli iniettori. Come detto precedentemente, il controllo sulla pressione è gestito dalla centralina elettronica, coadiuvato dai sensori presenti all'interno del rail.



Figura 1.8-Sistema iniezione GDI

Nel paragrafo successivo viene trattato l'elemento di maggiore rilievo all'interno del sistema di iniezione, l'iniettore.

1.1.1 Iniettori per applicazioni a motori GDI

Gli iniettori per applicazioni a motori GDI sono generalmente iniettori multi-foro con spray pattern definito ad hoc in funzione della geometria della camera di combustione e dell'interazione con il moto dell'aria. La portata statica è definita in funzione della potenza specifica e delle caratteristiche del sistema di combustione. Lo spillo è comandato direttamente da una elettrovalvola e non è attuato attraverso una valvola pilota idraulica come nei motori a ciclo Diesel. Possono essere attuati tramite valvola piezoelettrica o solenoidale, e operano con pressioni di iniezione nominali (pressione target media nel volume di accumulo o *common rail*) comprese fra circa 50 e 250 bar. La pressione massima di iniezione è oggetto di aggiornamento continuo e la tecnologia, nelle applicazioni del campionato di Formula Uno può arrivare a fornire sistemi che operano a 500 bar.

La disposizione dell'iniettore è tradizionalmente *wide-spacing*, lontano dalla candela con collocazione *lato aspirazione*. Questa disposizione è stata scelta soprattutto in modo tale da non generare problemi di affidabilità termo-meccanici a causa del ristretto spazio a disposizione sulla testa per alloggiare iniettore, valvole e candela. Più recentemente, le case automobilistiche hanno iniziato ad adottare la disposizione di tipo *closed-spacing* con iniettore a centro camera vicino alla candela, che favorisce la miscelazione e allontana il rischio di *impingement*, o bagnamento delle pareti ed offre una maggiore libertà di opzioni di spray pattern con benefici sulle emissioni e sui consumi specifici.

Per ottenere spray ottimizzati con l'obiettivo di abbassare consumi ed emissioni, mantenendo elevate potenze specifiche è necessario che il getto sia formato da gocce di piccole dimensioni in modo da ottenere una miscela in fase omogenea gassosa fra aria e combustibile, limitando l'impatto, e secondo una distribuzione di titolo obiettivo scelta in funzione della strategia adottata (carica omogenea o stratificata). Per garantire una buona atomizzazione ed una buona diffusione, oltre all'adozione di alte pressioni del getto di combustibile, di iniezione in alta densità dell'aria e di sfruttamento dei moti della carica nel cilindro, è necessario dimensionare gli ugelli dell'iniettore in funzione

di alcuni parametri quali rapporto lunghezza-diametro e presenza di una o più variazioni di diametro brusche (step). Infatti, una corretta progettazione degli ugelli permette di generare all'interno di essi zone cavitanti, in grado di aumentare il livello di atomizzazione e vaporizzazione dello spray.

E' opportuno ricordare che la presenza di cavitazione può essere di aiuto nella limitazione dei depositi all'interno dei fori la cui formazione determina una deriva prestazionale dell'iniettore modificando (riducendo) la portata e cambiando lo spray pattern dei fori che ne sono affetti.

Per ottenere una corretta atomizzazione, evaporazione e miscelazione della carica in ogni condizione di funzionamento è necessario utilizzare metodologie di spray targeting 3D per sviluppare ottime strategie d'iniezione. Nella ECU (*Electronic Control Unit*) vengono a tal fine implementate mappe per ogni punto di funzionamento riguardanti SOI, durate dell'iniezione e numero delle stesse.

Sebbene la tipologia multiforo sia oggi la più adottata gli iniettori GDI possono assumere tre tipologie di configurazioni: *swirl*, *outward opening* e *multi-hole* (Figura 1.9).

	 Swirl	 Outward Opening	 Multi-Hole
Spray Stability / Tolerance	+	++	+
Flexibility of Spray Pattern	+	O	++
Resistance against backpressure influence	-	++	++
Multi-Injection capability	O	+	O
Costs	O	-*	+
Robustness against plugging	+	+	+

Figura 1.9-Tipologie principali di iniettori

- *Iniettori swirl*: generano uno spray a cono cavo caratterizzato da una maggiore ampiezza e atomizzazione, soprattutto con pressioni di iniezione medie.

- *Iniettori outward opening*: hanno la caratteristica di avere un costo di realizzazione basso, se attuati piezoelettricamente, e una grande stabilità dello spray che però possiede una scarsa flessibilità.
- *Iniettori multihole*: sono dotati di un numero di fori in uscita compreso tra 4 e 12. La tecnologia multiforo migliora l'efficienza di nebulizzazione e consente di evitare la fase di pre-emissione del carburante, ottimizzando i consumi fino ad un risparmio notevole. Questi iniettori sono in grado di generare un getto più stabile e preciso, garantendo una migliore miscelazione aria-benzina. Sono inoltre caratterizzati da un'elevata flessibilità operativa che gli permette di attuare diversi pattern di iniezione. Gli iniettori multihole devono generare una nuvola di spray con l'esatta quantità di combustibile nonostante le portate possano essere diverse tra foro e foro. Grazie all'utilizzo di un buon sistema d'iniezione è possibile ricorrere alle strategie di *multi-injection*, più iniezioni per ciclo nella stessa fase motore, o *split-injection*, più iniezioni per ciclo in diverse fasi motore. La prima delle due strategie, attuata in aspirazione o compressione, permette di ridurre la penetrazione dello spray e perciò l'impatto a parete, riscaldare in breve tempo il catalizzatore e ridurre la tendenza al *knocking*. L'altra invece in carica stratificata riduce consumi ed emissioni oltre a migliorare la stabilità della combustione [1]. Il successo in termini di ripetibilità dell'iniezione multipla è anche legato alla qualità del sistema di controllo.

Dal confronto dei comportamenti di iniettori multiforo e iniettori swirl è emerso il miglior comportamento dei primi, che, rispetto ai secondi, depositano circa un decimo della quantità di film liquido [2].

1.1.2 Modalità di funzionamento

I motori GDI sono in grado di lavorare in tre diverse modalità di funzionamento, in funzione del carico e dei giri motore (vedi Figura 1.10):

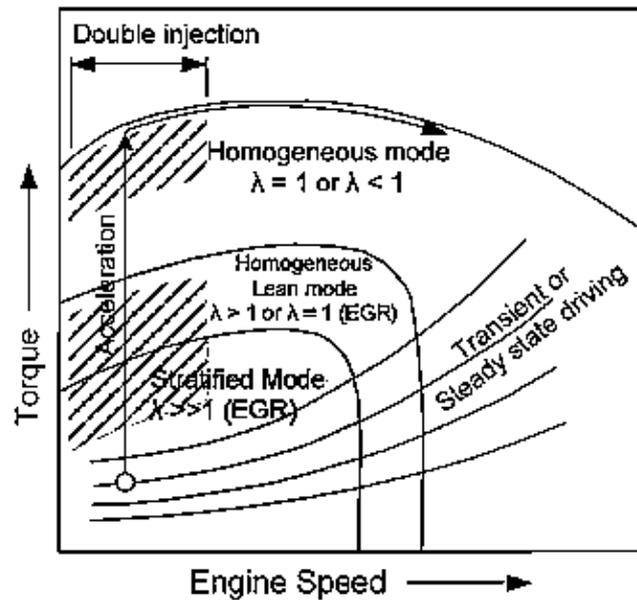


Figura 1.10-Campo operativo motore GDI

Carica omogenea-alti carichi

Ad alti giri e a carichi elevati (o a pieno carico) si realizza un'iniezione molto anticipata, in genere durante la fase di aspirazione (vedi immagine sinistra di Figura 1.11), in modo che la benzina abbia tempo per evaporare completamente e realizzare una miscela omogenea complessivamente stechiometrica o al limite ricca con l'obiettivo di ottenere le massime prestazioni dal motore. La scelta di una miscela con titolo unitario è dettata dall'evitare 'sprechi' e garantire l'efficienza del catalizzatore trivalente (TWC). Al contrario la propensione per una miscela in cui il titolo è in rapporto leggermente minore di uno aiuta ad evitare la detonazione e, nei motori turbo, permette di mantenere le temperature della turbina a livelli accettabili. La regolazione fine viene effettuata tramite l'uso della valvola a farfalla.

Carica omogenea-carichi parziali

In condizioni intermedie si opta invece per una carica omogenea ma con titolo tendente al magro per ridurre il più possibile i consumi creando però i problemi relativi alla riduzione NO_x nel catalizzatore e alla velocità della fiamma bassa che può portare alla detonazione. Questo tipo di carica si forma iniettando durante la corsa di aspirazione una parte percentualmente piccola che va a miscelarsi con l'aria mentre il resto con la modalità della tecnica a carica stratificata.

Carica stratificata-bassi carichi

A bassi regimi e carichi il motore può lavorare con una miscela stratificata globalmente molto magra producendo minori emissioni e consentendo un risparmio sui consumi. L'iniezione avviene in fase di compressione a valvole chiuse (immagine destra di Figura 1.11) e ha l'obiettivo di inserire in camera una miscela con rapporto aria-combustibile che può raggiungere i 40-50 globalmente ma che abbia un valore appena inferiore a 14.7 sotto candela (miscela leggermente grassa con titolo pari a 0.9), in modo da massimizzare la velocità di propagazione laminare della fiamma permettendo una sua più lontana propagazione, e nel complesso non cresca al di sopra del limite infiammabilità dal lato magro (titolo superiore ad 1.7).

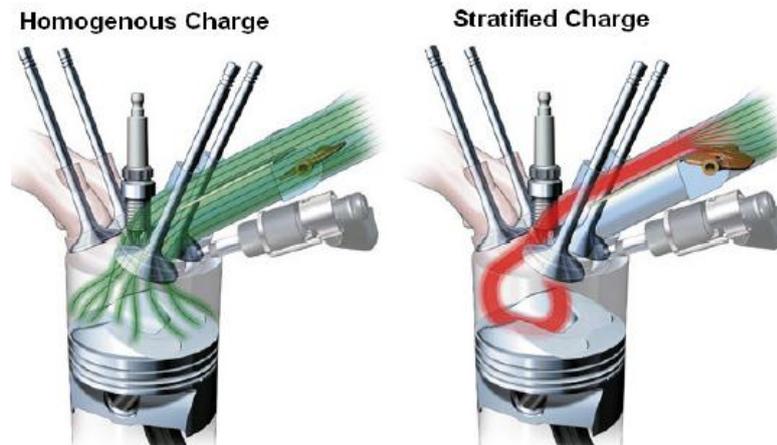


Figura 1.11-Carica omogenea vs stratificata

L'adozione della stratificazione porta ad una riduzione del lavoro di pompaggio dato dalla minore resistenza offerta dalla farfalla e di conseguenza ad un aumento del rendimento indicato. Nelle operazioni con carica stratificata, riducendo la quantità di combustibile iniettato, si riduce il BSFC. Inoltre utilizzando questa modalità si riducono le perdite di calore alle pareti, si abbassa la formazione di idrocarburi incombusti (HC) e monossidi di carbonio (CO). Tutto ciò porta ad un incremento di rendimento volumetrico.

1.2 Emissioni

Negli ultimi tempi c'è stato un costante aumento di sensibilità verso le problematiche ambientali da parte della società. La maggior fonte d'inquinamento è causata dalle attività dell'uomo e più precisamente del traffico di veicoli, soprattutto all'interno delle grandi città. Durante il processo di combustione avviene il processo di conversione dell'energia chimica contenuta nel combustibile in energia termica. La reazione avviene principalmente tra l'ossigeno e l'azoto, contenuti nell'aria, e l'idrogeno e il carbonio, che costituiscono gli idrocarburi contenuti nel carburante. Il processo genera prodotti dannosi per l'uomo quali CO (Monossido di Carbonio), HC, CO_2 (anidride carbonica), NO_x e Particolato.

CO

Il monossido di carbonio è altamente tossico se inalato dagli esseri umani perché in grado di combinarsi con l'emoglobina presente nel sangue con più semplicità dell'ossigeno e porta in breve tempo alla morte. E' il prodotto di una combustione incompleta e deriva da una miscela globalmente grassa, che non permette la completa ossidazione del carbonio in anidride carbonica, o da temperature elevate in camera di combustione. Come per il biossido di carbonio, la concentrazione finale allo scarico dipende dagli equilibri chimici e dalle temperature incontrate durante la fase di espansione.

HC

Gli idrocarburi incombusti (benzene e idrocarburi policiclici aromatici) hanno effetti cancerogeni e sono la causa dell'effetto serra e sono legati ad una combustione incompleta. I motivi principali per cui vengono generati sono legati a fenomeni di *misfire*, di spegnimento della fiamma per titolo eccessivamente magro o di mancata combustione di zone localmente ricche, al di sopra dei limiti di infiammabilità del combustibile ma al di sotto della temperatura di 1700 K (oltre tale temperatura si genera particolato). La maggior parte della produzione di questo inquinante avviene nei primi secondi dopo l'avviamento del motore per la difficoltà incontrata dalla benzina nell'evaporazione in situazione di motore non regimato termicamente.

CO₂

E' una sostanza inerte per l'uomo ma è causa dell'effetto serra. E' sempre presente allo scarico dei MCI dal momento che viene prodotta da una combustione completa dell'idrocarburo.

NO_x

Gli ossidi di azoto si dividono principalmente in *NO* (98%), *NO₂*, *N₂O*. Questi derivano dal processo di combustione dell'azoto che si compone di due fasi principali: inizialmente la molecola di azoto entra in camera di combustione e si ossida a *NO* mentre solo successivamente, non appena raggiunge l'atmosfera si ossida a *NO₂*. Le modalità principali con cui si formano gli ossidi di azoto sono legate a quattro meccanismi differenti:

- Thermal NO_x: il processo di formazione di questo genere di NO_x è stato descritto analiticamente da Zeldovich. Dalla trattazione si comprende che la causa della formazione di questo inquinante è l'alta temperatura ($T > 1700\text{K}$). I thermal NO_x sono responsabili della produzione del 60% del totale degli ossidi di azoto.
- Prompt NO_x: in questo caso è l'interazione tra l'azoto e i radicali di idrocarburi che ne causa la produzione. I prompt NO_x si formano in corrispondenza del fronte di fiamma tramite una reazione impulsiva che cessa di esistere una volta che la fiamma si è allontanata. Questo genere di ossidi di azoto produce il 30% del totale degli NO_x.
- Fuel NO_x: si formano a causa della presenza di azoto nel combustibile che si ossida durante la combustione.
- NO_x da protossido: l'azoto in forma di molecola può reagire con un atomo di ossigeno in modo da generare protossido, che successivamente si può scomporre per formare *NO*. I NO_x da protossido possono arrivare a formare il 10% delle emissioni totali provocate dagli ossidi di azoto.

La formazione degli NO_x dipende quindi per la maggior parte dalle temperature raggiunte (Figura 1.12). Perciò l'aumento del rapporto di compressione, responsabile dell'aumento di temperatura in camera di combustione, ha l'inconveniente di portare ad una maggiore produzione di

questo inquinante. Gli NO_x causano l'insorgenza di difficoltà respiratorie, a seguito dell'inalazione, nell'uomo. Inoltre creano smog fotochimico e piogge acide se raggiungono l'atmosfera in una giornata caratterizzata da un'intensa radiazione solare.

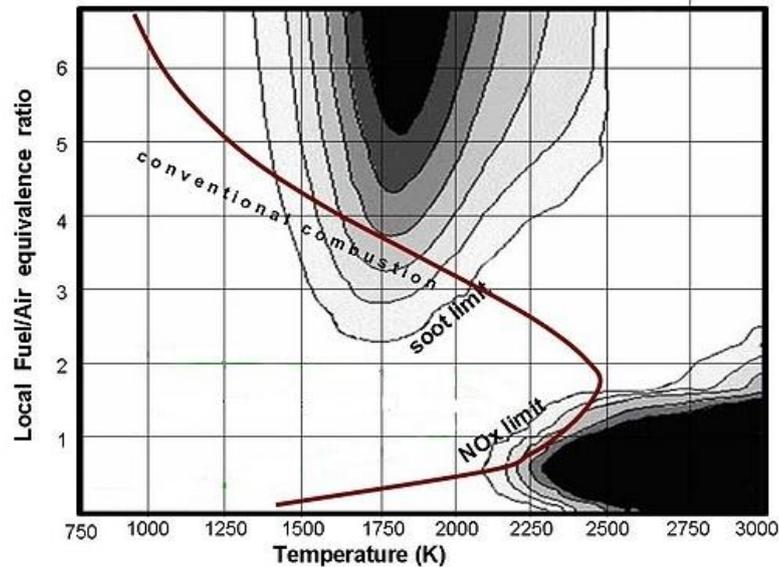


Figura 1.12-Influenza della temperatura e del rapporto miscela-aria sulla formazione di NO_x e SOOT

PM

Il particolato è formato dall'insieme delle particelle solide aventi diametro compreso tra $500 \mu\text{m}$ e 1 nm . Il particolato viene classificato secondo il diametro delle particelle (PM_{10} , $\text{PM}_{2.5}$, $\text{PM}_{0.1}$). Se le dimensioni sono comprese tra 2.5 e $10 \mu\text{m}$ di diametro, questo non è pericoloso per l'uomo dal momento che le particelle non riescono ad essere trattenute dal corpo mentre, se ha dimensione compresa tra 0.1 e $2.5 \mu\text{m}$ (particolato fine) può essere inalabile e raggiungere i polmoni ma non è molto dannoso. Il particolato più pericoloso per l'uomo è quello formato dalle particelle con diametro inferiore a $0.1 \mu\text{m}$ (particolato ultrafine) perchè in grado di raggiungere gli alveoli che costituiscono i polmoni degli esseri viventi, depositarsi in essi e portare a problemi cardiovascolari, tumori e malattie respiratorie. Il PM viene prodotto principalmente da motori Diesel e GDI a causa di combustioni di miscele ricche, generalmente causate da combustioni diffuse. Queste ultime portano a generare polvere carboniosa (Soot) che costituisce il nucleo sul quale si depositano sostanze organiche e non organiche, che ne accrescono il nucleo fino a formare il particolato solido. Come visibile in Figura 1.12 la formazione di soot è favorita da alti rapporti di equivalenza e da temperature superiori a

1700 K. In condizioni di alta temperatura e disponibilità di ossigeno, il soot prodotto può essere ossidato e parzialmente eliminato. Ad ogni istante, la velocità netta di formazione di particolato presente è dato dalla differenza tra un termine sorgente e un termine pozzo legato all'ossidazione:

$$\frac{dm_{soot}}{dt} = \frac{dm_{form}}{dt} - \frac{dm_{ox}}{dt} \quad 1.1$$

E' opportuno segnalare la **diversa natura di genesi** del particolato fra motori ad accensione per compressione e motori ad accensione comandata e che, in questi ultimi, è più difficilmente sfruttabile il processo di ossidazione.

1.2.1 Normativa Euro 6

Con riferimento agli autoveicoli equipaggiati con motori a ciclo otto, tra il 1992 ed il 2005 sono state introdotte progressivamente le normative Euro 1->Euro 4 che hanno stabilito limiti via via più restrittivi alla concentrazione allo scarico di CO, NO_x e HC. Successivamente attraverso la normativa Euro 5 del 2009 ed Euro 6 del 2014 si è provveduto a limitare il particolato in massa (*Particulate Matter*) ed in numero di particelle PN (*Particulate Number*) per gli autoveicoli equipaggiati con motori GDI (e anche PFI da Euro 6). Nel dettaglio la normativa Euro 6b impone il limite di PN pari a $6 \cdot 10^{12}/\text{km}$ (Figura 1.13). Nel 2017, in conseguenza dell'entrata in vigore della normativa Euro 6c questo limite sarà ridotto di un ordine di grandezza. Questa restrizione rappresenta il target più importante nella progettazione ed applicazione di un motore GDI per i reparti R&D.

Emission			EU-1	EU-2	EU-3	EU-4	EU-5a	EU-5b	EU-6
			1992	1996	2000	2005	2009	2011	2014
Positive Ignition Engines (Gasoline)	CO	mg/km	2720	2200	2300	1000	1000	1000	1000
	HC	mg/km			200	100	100	100	100
	HC + NOx	mg/km	970	500					
	NOx	mg/km			150	80	60	60	60
	NMHC	mg/km					68	68	68
	PM only GDI	mg/km					5	4,5	4,5
	PN	#/km							6E12

■ Moderate Reduction (<30%) ■ Large Reduction (>30%)

Figura 1.13-Limiti nella normativa europea sulle emissioni (ciclo di guida NEDC)

Alcuni studi hanno messo in luce la possibilità di raggiungere l'obiettivo stabilito dalla normativa Euro 6b attraverso l'ottimizzazione della calibrazione [3]. Inoltre è possibile ridurre ad un decimo l'emissione di PN, ottimizzando il sistema di combustione (Figura 1.14).

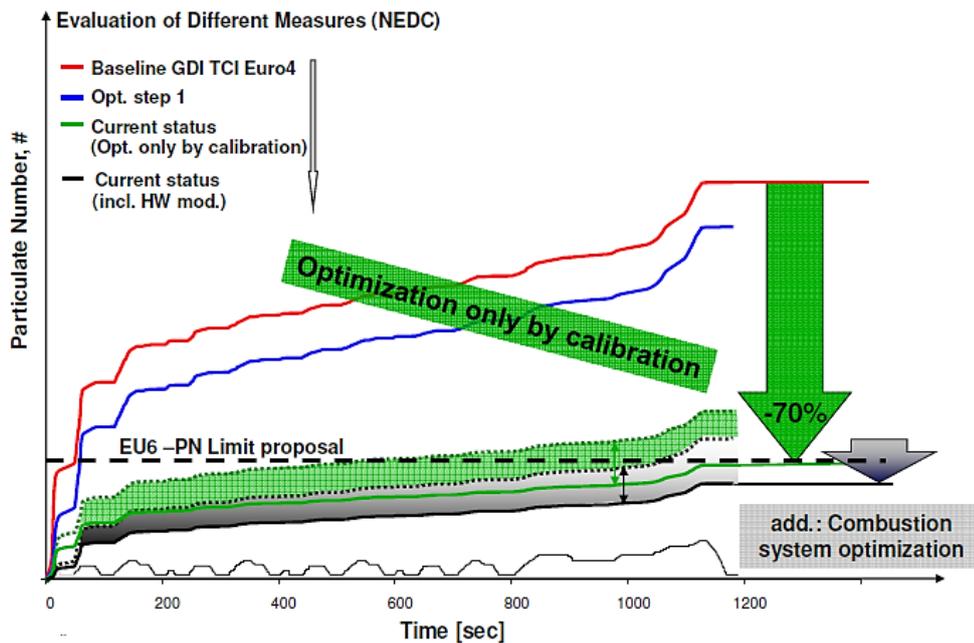


Figura 1.14-Riduzione dei livelli di particolato sul ciclo NEDC attraverso l'ottimizzazione della calibrazione

1.2.2 Formazioni di PM nei motori GDI

L'aspetto più critico tra le emissioni di un motore GDI è rappresentato dal particolato, fine e ultrafine. La modalità di iniezione diretta, riducendo il tempo che intercorre tra la fase di iniezione e quella di accensione della miscela, non permette una miscelazione ottimale fra il combustibile evaporato e l'aria presente in camera, soprattutto in presenza di impatto sulle pareti. In quest'ultimo caso la formazione dello strato di film liquido di combustibile, sulle pareti della camera, può dare origine a pirolisi del combustibile quando questo viene raggiunto dal fronte di fiamma.

Questo genere di combustione è responsabile dell'elevata produzione di soot e di conseguenza di particolato. Come espresso in recenti studi [4], può essere dimostrata una correlazione tra la produzione di PM e le caratteristiche della combustione diffusiva, che possono essere utilizzate come indicatore della qualità della combustione.

E' opportuno sottolineare che il termine 'combustione diffusiva' non descrive appropriatamente il fenomeno in quanto, nei motori GDI, la generazione di soot è concettualmente diversa rispetto ai motori Diesel. In entrambi il soot è formato per pirolisi, ad alta temperatura, del combustibile che si trova in miscela ad altissimo titolo e non ossidabili a causa di assenza di O_2 . L'identificazione ottica è molto simile a quella di una fiamma diffusiva, ma la fiamma è legata nella maggior parte dei casi all'emissione dovuta alla pirolisi. Le cause principali dello sviluppo di questa 'fiamma', responsabile della formazione di soot sono tre:

- Miscelazione non completa
- Formazione di film liquido
- Particolato da operazioni a freddo

Miscelazione non completa

L'utilizzo di una carica stratificata è il principale vantaggio introdotto dai motori GDI, ma allo stato attuale dell'arte il suo utilizzo crea grandi difficoltà nell'ottenere una stratificazione tale da abbassare i consumi senza però far crescere le emissioni di PM. Infatti questa tecnica di iniezione ha inizio molto in ritardo, durante la fase di compressione, e ciò porta ad avere un ridotto tempo di miscelazione la cui conseguenza è la formazione di zone grasse, responsabili della produzione di PM.

Al momento la soluzione migliore è l'utilizzo della strategia multi-injection durante la fase di compressione. I problemi di miscelazione possono interessare anche la modalità d'iniezione in carica omogenea, dove il tempo di iniezione rimane comunque inferiore a quello che caratterizzava gli iniettori PFI, ma in maniera minore di circa un ordine di grandezza, come dimostrano i risultati ottenuti dall'analisi effettuata da Maricq et al. [5]. Oltre alla possibilità di variare parametri d'iniezione quali SOI, pressione d'iniezione e angolo di anticipo, anche in questo caso per migliorare la miscelazione si può utilizzare la strategia della multi-iniettata.

Formazione di film liquido

La formazione di film fluido è causata dall'impatto dello spray iniettato sul cielo del pistone e sulle pareti del cilindro, in funzione della temperatura delle stesse e della composizione delle gocce. Le caratteristiche chimico-fisiche del liquido, della parete e del gas circostante sono i fattori principali che governano lo spessore del wall film e di conseguenza la quantità di soot emesso. La massa di wall film evapora più lentamente rispetto al combustibile miscelato in aria e non prendendo parte pienamente alla combustione porta alla produzione di idrocarburi incombusti e PM, in funzione della temperatura locale a causa della pirolisi indotta.

La formazione di wall film viene facilitata dai brevi tempi d'iniezione che caratterizzano i motori GDI e non permettono una miscelazione ideale, oltre che da temperature di parete inferiori a quelle di Leidenfrost.

La massa di film liquido che rimane a parete, e il PM che si genera di conseguenza, sono governati soprattutto dalla temperatura del pistone: infatti un aumento anche minimo di questa quantità porta ad un sensibile incremento della massa di film liquido che permane in CC e delle collegate emissioni di PM [6] [7]. Inoltre il volume di wall film diventa più consistente all'aumentare del ritardo dell'EOI (*End of Injection*).

Alcune analisi CFD hanno dimostrato che la massa di film liquido può essere ridotta tramite un'*early injection*, in modo che il combustibile abbia più tempo per evaporare, evitando però un anticipo eccessivo che porterebbe al conseguente impatto del combustibile contro le valvole d'aspirazione. Questo a sua volta innescherebbe la deviazione dello spray verso il centro della testata con un innalzamento del livello di film. Quando invece il combustibile è iniettato durante una *late injection*, il film fluido

si forma sul cielo del pistone e, nelle fasi di espansione e scarico, produce combustioni diffuse che conducono all'emissione di HC e alla formazione di depositi carboniosi.

Questi ultimi due comportamenti sono spiegabili analizzando la variazione di pressione nella camera di combustione responsabile dell'evaporazione del combustibile e di conseguenza il comportamento del wall film. Nelle prime fasi dell'*early injection* si forma il wall film a causa della piccola distanza iniettore-pistone e delle basse pressioni in CC, che abbinate a temperature dell'ordine di 200°C rende minimo il rapporto di evaporazione. Nella successiva fase di compressione lo strato di film diminuisce perché con la temperatura aumenta anche il tasso di evaporazione. In espansione la riduzione della pressione in camera fa sì che l'evaporazione acceleri, con effetti paragonabili ad un aumento di temperatura di parete.

Altri fattori importanti nella formazione di film liquido sono la pressione di iniezione e la densità dell'aria nel cilindro perché influenzano la penetrazione e l'atomizzazione del getto e di conseguenza la formazione della miscela. Le elevate pressioni di iniezione dei motori GDI ed ugualmente le più basse densità, portano ad una migliore atomizzazione ma anche ad una maggiore penetrazione e perciò a più alte possibilità di bagnamento delle pareti. La soluzione consiste nel suddividere l'iniettata in più iniezioni, caratterizzate da quantità minori di combustibile, all'interno della stessa fase motore in modo da ridurre la penetrazione dello spray in CC e influenzare lo spray pattern, soprattutto alle basse velocità di rotazione del motore [8].

Ulteriori fattori che contribuiscono ad evitare il bagnamento delle pareti sono l'ottimizzazione dei moti della carica e dei parametri geometrici della CC e degli iniettori. Quest'ultimi hanno l'obiettivo di ottenere ad ogni condizione di funzionamento gocce di piccole dimensioni e una corretta atomizzazione ed evaporazione dello spray. I moti della carica invece sono fondamentali per favorire miscelazione ed evaporazione alle basse velocità e la formazione di una nuvola di spray ottimale alle alte.

Particolato da operazioni a freddo

La maggior parte del particolato è prodotto nelle operazioni a freddo come visibile in Figura 1.15. Questo è dovuto a più fattori:

- Il catalizzatore non è ancora attivo e per metterlo in funzione è necessario utilizzare una strategia di split-injection nella quale l'ultima iniettata è talmente ritardata che la combustione da essa generata riesce a raggiungere la fase di scarico. In questo modo la miscelazione in CC può non essere perfetta e generare zone altamente ricche, che portano ad alte emissioni.
- Le basse temperature del cilindro, nelle partenze a freddo, portano ad avere un basso tasso di vaporizzazione del film di combustibile che perciò permane anche durante la fase di scarico producendo HC e PM. Per aumentare in modo rapido le temperatura esistono tre tecniche principali: interrompere il flusso di refrigerante nelle prime fasi di avviamento, utilizzare il calore latente di un fluido caldo oppure riscaldare elettricamente l'olio refrigerante che scorre a contatto con il motore.

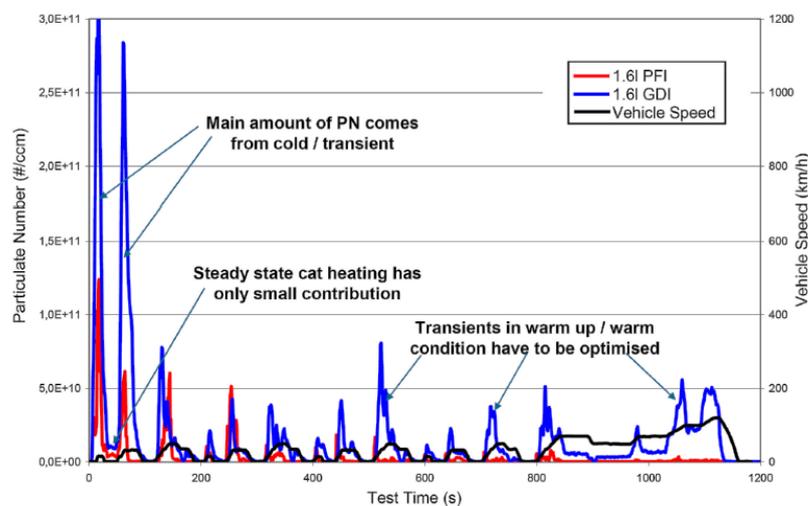


Figura 1.15-Confronto emissioni particolato PFI vs GDI

- Durante l'avviamento, all'interno dell'iniettore, sono presenti basse pressioni d'iniezione che portano ad una scarsa atomizzazione del getto liquido e quindi ad una ridotta vaporizzazione che unita ad altri fattori, quali tempi d'iniezione alti e *late injection*, provocano la formazione di film sulle pareti della CC (come visibile in Figura 1.16). Per evitare ciò è importante controllare il moto dell'aria e del combustibile per avere una miscela più

omogenea possibile. Ciò è realizzabile tramite utilizzo della modalità multi-injection, per ridurre la penetrazione del getto liquido, e dell'innalzamento rapido della pressione del rail, per migliorare l'atomizzazione.

- A basse temperature la viscosità dell'olio lubrificante è maggiore e ciò causa un calo del rendimento organico dovuto alle perdite di pompaggio. Questo calo porta ad un incremento del combustibile utilizzato e conseguentemente ad un aumento di emissioni [10].

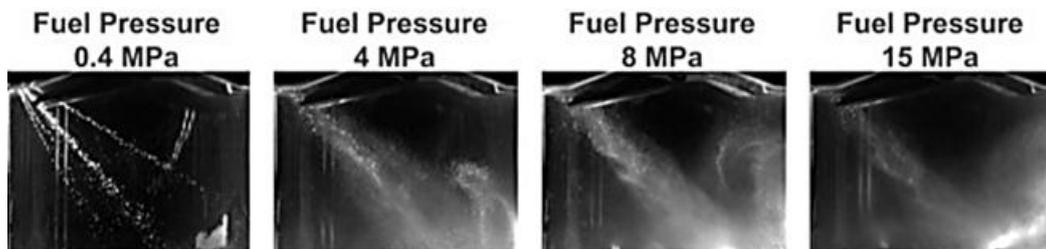


Figura 1.16-Effetti della pressione su penetrazione, atomizzazione e sulla formazione di wall film [9]

Nelle operazioni a motore caldo il problema del bagnamento delle pareti è meno critico perché è necessaria una minore quantità di combustibile per ottenere una coppia equivalente e il combustibile evapora più rapidamente a causa di temperature più alte all'interno della CC.

1.3 Motivazioni dell'analisi

Come già accennato, le motivazioni che hanno portato all'analisi numerica del flusso all'interno dell'iniettore multiforo sono legate alla discrepanza di comportamento ottico dei getti riscontrata tra la prova sperimentale effettuata al Politecnico di Milano e le specifiche nominali.

L'indagine fornisce informazioni sulla profondità di penetrazione, l'angolo e la larghezza dello spray oltre alla granulometria e alla velocità delle particelle. La specifica invece fornisce informazioni sia sulla portata totale (ripartita in maniera uniforme tra i vari fori) sia sugli angoli di uscita dei getti dai fori oltre ad immagini qualitative della forma del getto su vari piani. Questo elaborato si concentra sulle caratteristiche di penetrazione e simmetria di portata dei getti provenienti dai sette fori.

Durante la prova sperimentale si nota come il foro centrale non solo non penetri quanto gli altri, ma addirittura sia poco visibile nelle immagini ottenute tramite accesso

ottico. Si può verificare questo comportamento analizzando ad esempio l'immagine a sinistra in Figura 1.17, ottenuta durante il transitorio iniziale. Un'altra riprova viene fornita dall'immagine a destra in Figura 1.17, ottenuta durante il periodo in cui questa si è stabilizzata.

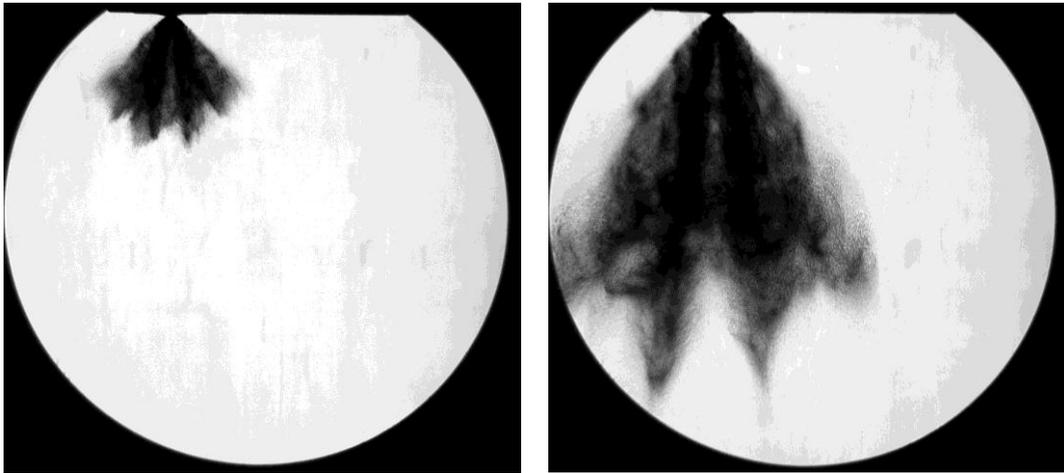


Figura 1.17-Penetrazione sperimentale getti in diverse fasi dell'iniezione

Queste due immagini confermano che il comportamento è pressochè identico durante l'intera fase di iniezione. Questo risultato è inatteso in quanto l'iniettore è caratterizzato, nominalmente, da sette fori nominalmente uguali, sia come lunghezza di step e pre-step sia come diametro degli stessi. La verifica di questo comportamento per via numerica sarà quindi l'obiettivo principale prefissato durante lo svolgimento di questo elaborato.

1.3.1 Iniettore Multi-hole

L'iniettore esaminato all'interno dello svolgimento di questo elaborato, visibile in Figura 1.18, appartiene all'ultima generazione di iniettori multiforo ed è utilizzato in un gran numero di applicazioni GDI in conformità alle principali specifiche del carburante richieste a livello mondiale.

E' qualificato per l'utilizzo in diversi tipi di motori per la flessibilità che dimostra sia nella forma di nebulizzazione del getto che nella regolazione della portata che lo attraversa. Viene infatti utilizzato in tutto il mondo sia in motori di 1000 c.c. dotati di 3 cilindri che in motori più prestanti. Questo viene montato sui primi con lo scopo di abbassare i consumi, in linea con il trend della riduzione di cilindrata. E' utilizzato

invece nei motori più prestazionali per creare nel pilota il cosiddetto 'fun-to-drive', garantendo un anticipo della coppia massima fino al 40%.



Figura 1.18-Generico iniettore multiforo

La robustezza ai depositi degli iniettori ad alta pressione permette di supportare diverse condizioni di funzionamento del motore: dall'avviamento dove l'obiettivo è il riscaldamento del catalizzatore, passando per le multi-iniettate caratteristiche dei carichi parziali, fino ai pieni carichi omogenei.

2 TEORIA

2.1 Cavitazione

2.1.1 Caratteristiche fisiche

La cavitazione è un fenomeno che consiste nella formazione di zone di vapore (Figura 2.1) all'interno di un liquido, come conseguenza di un brusco abbassamento della pressione locale al di sotto della tensione di vapore, per fissata temperatura locale. Questo causa la transizione dallo stato liquido allo stato bifase liquido-vapore [11].

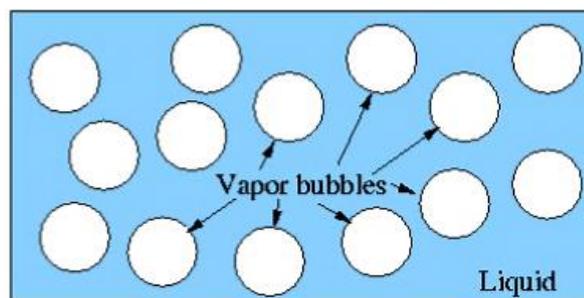


Figura 2.1-Distribuzione bolle di vapore in liquido (User Guide Star-CCM+®)

Il processo, chiamato anche ‘vaporizzazione fredda’ del liquido, si genera a causa del crollo della pressione statica per effetto ‘meccanico’.

Non va perciò confuso con la formazione di vapore di flash per instabilità termodinamica o la liberazione di eventuali gas condensabili disciolti nella fase liquida o l’espansione di gas incondensabili nella stessa fase. La dinamica del processo di cavitazione è molto simile a quella dell’ebollizione (vedi Figura 2.2) ma con alcune differenze sostanziali:

- nella cavitazione: si ha il passaggio di fase liquido-vapore per effetto meccanico, in condizioni di equilibrio termodinamico, a causa del crollo locale della pressione al di sotto di quella di vapore per fissata temperatura
- nell’ebollizione: il cambiamento di fase liquido-vapore è legato alla cessione di calore ad un liquido a pressione costante.

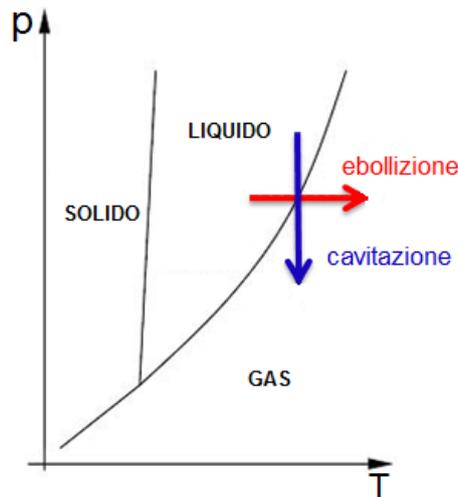


Figura 2.2-Diagramma p-T

L'entità e lo sviluppo di questo fenomeno dipendono principalmente da:

- Inerzia del fluido
- Geometria
- Finitura superficiale delle pareti
- Proprietà chimica del fluido

2.1.2 Cavitazione negli iniettori di MCI

I fori degli iniettori operano sotto un grande salto di pressione e nelle situazioni in cui il flusso affronta una brusca riduzione di sezione, come ad esempio tra la camera di accumulo dell'iniettore e il foro stesso, la vena fluida subisce una forte accelerazione che la porta a staccarsi dalla parete. Tale fenomeno in fori di geometria cilindrica è caratterizzato da raggi di raccordo iniziali inferiori a 20 μm circa.

Questo distacco genera zone caratterizzate da forti depressioni, con pressioni che scendono anche di alcuni ordini di grandezza rispetto al resto dell'ambiente, che vengono riempite da bolle di vapore con conseguente formazione di regime bifasico.

L'evoluzione da un regime all'altro avviene gradualmente secondo i meccanismi descritti in Figura 2.3. Durante la cavitazione possono essere distinte tre fasi principali con determinate caratteristiche all'interno del foro iniettore [12]:

- Cavitazione incipiente: in questo regime si osserva la generazione sporadica di bolle tramite meccanismi di nucleazione omogenea o eterogenea (immagine c).
- Cavitazione critica: la fase vapore in seguito alla crescita delle bolle si espande andando ad occupare assialmente la zona di ricircolo a valle dell'imbocco del foro. Le bolle vengono trasportate lungo l'ugello per convezione e, su di un piano di sezione radiale rispetto al foro, impegneranno una porzione della sezione sempre più vasta strozzando il flusso (immagini d, e, f). Il volume specifico del vapore è molto maggiore di quello del liquido perciò la fase liquida della miscela si vede costretta nella zona più centrale della geometria. Ciò porta all'insorgenza di forti gradienti di velocità: il flusso sarà bloccato e la portata in massa diventerà indipendente dall'incremento di pressione.

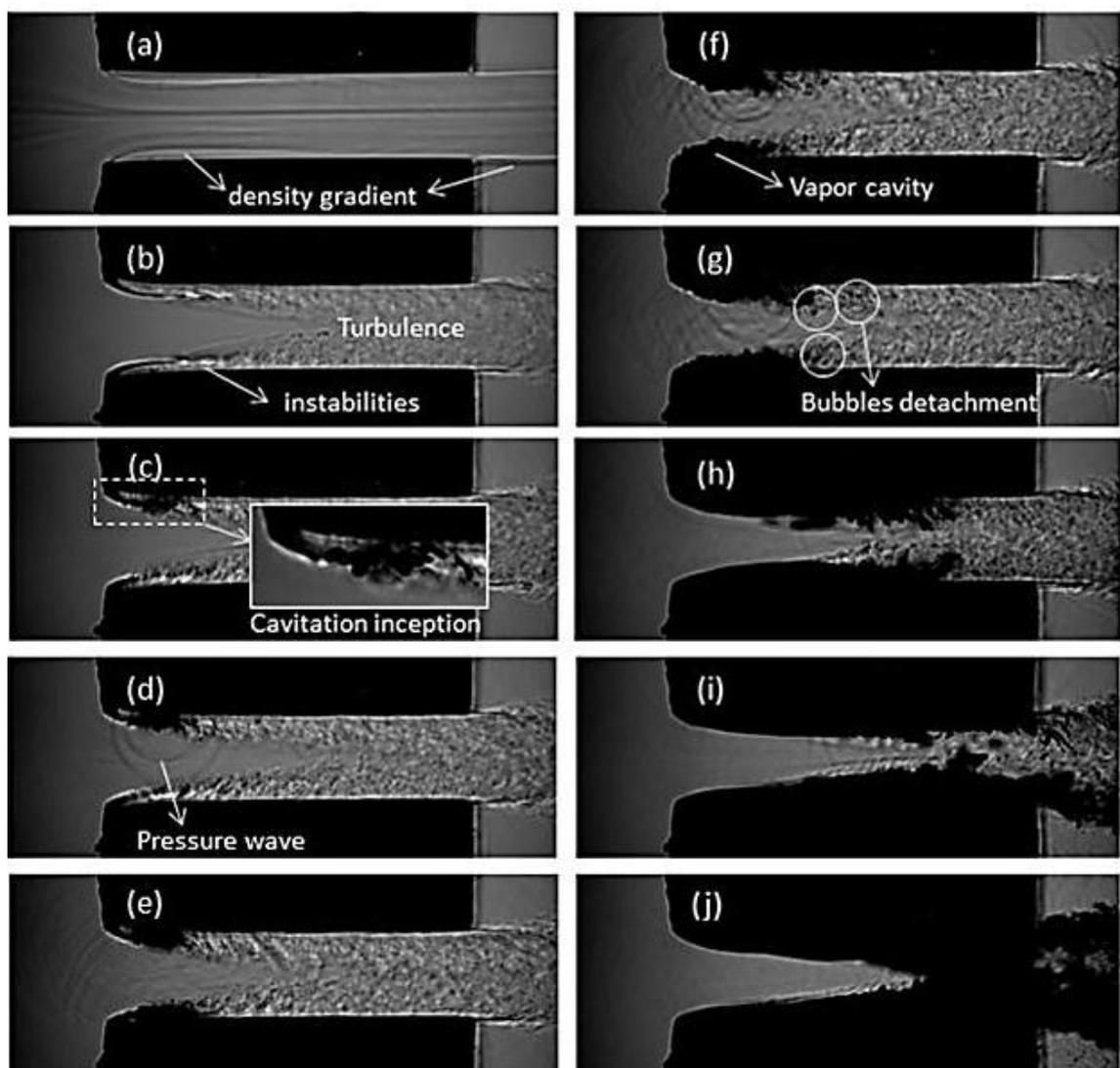


Figura 2.3-Successione degli stadi della cavitazione; esperimento effettuato da LMFA (Laboratoire de Mécanique des Fluides et D'acoustique) su acqua

- Supercavitazione: in questo regime la fase vapore occupa completamente la lunghezza del foro iniettore ed è possibile trovare nuclei gassosi a valle di esso (immagini i, j). Questo evento si verifica quando il tempo di permanenza delle bolle nel foro, funzione della velocità media del flusso, e quindi della pressione di iniezione, è inferiore al tempo di implosione delle stesse. Se quindi il flusso si protrae verso lo scarico, il liquido è in una condizione di relativa quiete fluidodinamica che si traduce in una ripresa di pressione. Essendo però il flusso isoterma durante la cavitazione, se la sola tensione di vapore non è sufficiente a vincere la nuova pressione idrostatica la bolla manifesta la sua instabilità meccanica perché la sua tensione superficiale non potrà più sostenerla ed essa tenderà a implodere.

2.1.3 Modello monodimensionale di flusso bifase

Come detto precedentemente, a causa del distacco del fluido la parete viene riempita dalle bolle e questo porta l'insorgenza di un regime bifasico, ma questo è possibile solo nel caso in cui:

$$p \leq p_v(T) \quad 2.1$$

Dove p è la pressione locale del fluido e $p_v(T)$ sta ad indicare la tensione di vapore in funzione della temperatura. La vena fluida risente principalmente della brusca variazione di sezione in funzione del rapporto sottostante, dove si è indicato con r il raggio di raccordo del foro mentre con $2R$ il diametro del foro stesso.

$$\frac{r}{2R} \quad 2.2$$

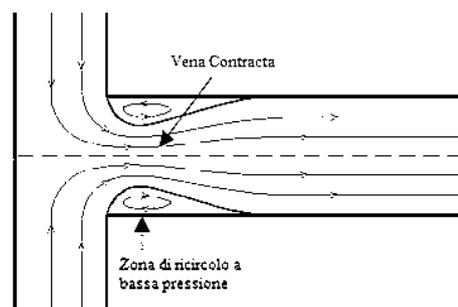


Figura 2.4-Distacco di vena fluida in ugello

Si può definire il coefficiente di contrazione C_c della sezione di passaggio come rapporto tra l'area della zona contratta A_c e l'area totale di passaggio A :

$$C_c = \frac{A_c}{A} \quad 2.3$$

La portata della fase liquida \dot{m} nella sezione critica, trascurando le componenti del moto radiali e considerando la densità ρ costante vale:

$$\dot{m} = \rho A_c V_c \quad 2.4$$

Dove con V_c si indica la velocità di passaggio nella sezione contratta che può essere calcolata tramite l'equazione del momento della quantità di moto secondo Bernoulli, indicando con i la sezione di ingresso e con c quella critica:

$$p_i = p_c + \frac{1}{2} \rho V_c^2 \quad 2.5$$

Da cui si ottiene una portata, dopo aver sostituito anche l'area contratta, pari a:

$$\dot{m} = \rho A C_c \sqrt{2 \frac{p_i - p_c}{\rho}} \quad 2.6$$

Da questa semplice relazione si capisce come, in condizioni di flusso cavitante con vena contratta regimata, la portata sia bloccata e funzione della sola pressione di monte oltre che dalla geometria in questione.

Tale risultato è stato derivato con ipotesi molto forti. Nella realtà il blocco di portata negli ugelli è legato al raggiungimento di condizioni di flusso soniche e/o di condizioni di riduzione della sezione utile in condizione di cavitazione.

Successivamente si può riscrivere la portata, tra le sezioni di ingresso e uscita u , introducendo il coefficiente di efflusso C_d :

$$\dot{m} = \rho A C_d \sqrt{2 \frac{p_i - p_u}{\rho}} \quad 2.7$$

Il confronto tra le due riscritture, porta a scrivere un legame tra i coefficienti C_d e C_c tramite il numero di cavitazione CN :

$$C_d = C_c \sqrt{CN} \quad 2.8$$

$$CN = \frac{p_i - p_v}{p_i - p_u} \quad 2.9$$

Il numero di cavitazione determina il coefficiente di efflusso: sopra il valore critico di CN , C_d è costante e funzione del solo *numero di Reynolds* mentre al di sotto C_d varia di pari passo con il coefficiente di contrazione e il numero di cavitazione (Figura 2.5).

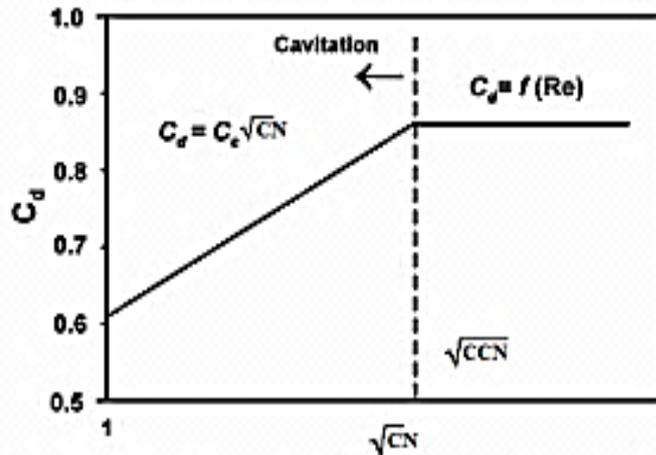


Figura 2.5-Legame fra coefficiente di efflusso e numero di cavitazione

Nei MCI la cavitazione ha anche un altro effetto di rilievo: prende parte nel processo di rottura del getto liquido insieme alla turbolenza e all'interazione aerodinamica, rendendo le gocce più piccole e perciò più miscelabili con tutti i vantaggi che ne conseguono quali le emissioni di inquinanti minori, le maggiori prestazioni e il minor consumo.

2.2 Dinamica delle bolle di vapore

2.2.1 Nucleazione bolle

Nucleazione omogenea

Lo studio della dinamica delle bolle è un aspetto molto importante nel regime di flusso cavitante perché il cambiamento di fase da liquido a gas trasforma il getto da monofase a multifase. Questo è formato dal fluido e dai nuclei microscopici che esso trasporta, considerati i punti deboli del fluido. Infatti dal loro accrescimento nelle regioni a bassa pressione ne deriva la formazione di cavità macroscopiche

Molti autori hanno provato a spiegare analiticamente questo comportamento: la teoria più diffusa è legata al *modello di Rayleigh-Plesset*. L'equazione assume che l'avvio alla formazione dei nuclei si abbia a partire da micro-bolle sferiche di pochi μm di diametro presenti nel liquido e incondensabili, come ad esempio l'aria (presente nella maggior parte dei liquidi).

Dato un nucleo caratterizzato da una massa di gas incondensabili assunta costante durante l'evoluzione della bolla, l'equilibrio della bolla stessa può essere scritto:

$$p_b - p = \frac{2S}{R_b} \quad 2.10$$

La pressione interna delle bolle, nel caso in cui la temperatura T sia uniforme e le bolle contengano solo vapore può essere ritenuta pari a $p_v(T)$:

$$p = p_v(T) - \frac{2S}{R_b} \quad 2.11$$

dove con S viene indicata la tensione superficiale.

Il raggio massimo della cavità presente è definito raggio critico R_c e a questo è associata una differenza di pressione critica Δp_c :

$$\Delta p_c = p_v(T) - p_c = \frac{2S}{R_c} \quad 2.12$$

Nel caso di una cavità creata da movimenti casuali di molecole come avviene nella realtà, è necessario formulare l'equazione in termini probabilistici, ossia assumere la probabilità che si formi una cavità di raggio R_c a causa delle tensioni applicate durante il tempo di osservazione. Si necessita di una seconda equazione che tenga conto dell'incremento di energia depositata nel liquido affinché si formi un nucleo o una microbolla di raggio critico, formata da due contributi:

- L'energia che deve essere depositata all'interno della bolla per mantenerne la superficie
- L'energia per mantenere a distanza il liquido dal nucleo in procinto di formarsi

Perciò definita W_c l'energia netta, scrivendo in ordine i due afflussi e ricordando il raggio critico $R_c = 2S/\Delta p_c$ si ha:

$$W_c = 4\pi R_c^2 S - \frac{4}{3}\pi R_c^3 \Delta p_c = \frac{4}{3}\pi R_c^2 S \quad 2.13$$

Dove S moltiplica un'area mentre Δp_c un volume. Riarrangiando l'equazione 2.13 ed eliminando R_c si ottiene :

$$W_c = \frac{16}{3} \frac{1}{\Delta p_c^2} \pi S^3 \quad 2.14$$

La terza equazione necessaria al fine di valutare il meccanismo nella sua interezza è quella legata al tempo caratteristico necessario perché l'energia depositata raggiunga il valore W_c .

Viene introdotto il *numero di Gibbs* G_b che esprime la probabilità di nucleazione all'interno di un volume dato nel tempo disponibile. Indicando l'energia cinetica delle molecole con kT , dove k è la costante di *Stefan-Boltzmann*, si ha:

$$G_b = W_c / kT \quad 2.15$$

Sono state proposte molte formule per legare il tasso di nucleazione J e il *numero di Gibbs* G_b , ma tutte sono scritte come:

$$J = J_0 e^{-G_b} \quad 2.16$$

Dove il fattore di proporzionalità J_0 vale, per [13]:

$$J_0 = n \sqrt{\frac{2S}{\pi m}} \quad 2.17$$

Con n numero di molecole per unità di volume e m la massa molecolare.

Nucleazione eterogenea

A differenza di quella omogenea questa nucleazione prevede l'esistenza di siti preferenziali per la formazione e crescita delle bolle. In Figura 2.6 sono raffigurati tre casi di nucleazione eterogenea.

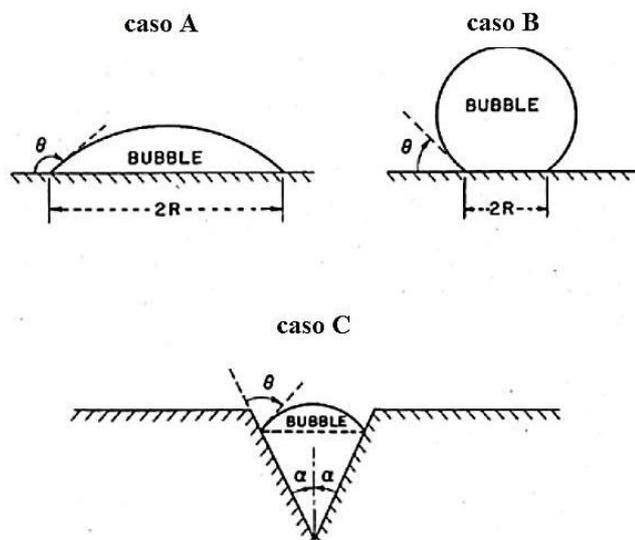


Figura 2.6-Modelli di nucleazione eterogenea

Denotato con la lettera greca θ l'angolo di contatto tra liquido e vapore, la tensione superficiale nel *caso A* di superficie idrofobica piatta ($\theta > \pi/2$) vale:

$$2S \sin(\theta/R) \quad 2.18$$

dove con R viene indicata la massima dimensione della cavità. Bisogna notare quindi che al limite, caso teorico di angolo piatto ($\theta = \pi$), si può avere una forza nulla.

D'altro canto nel *caso B* relativo a superficie idrofilica ($\theta < \pi/2$) la tensione superficiale è comparabile con quella trovata durante la nucleazione omogenea per il fatto che le bolle possiedono una dimensione R simile.

A livello microscopico però le superfici sono caratterizzate da una serie di rilievi e rientranze che non possono essere trascurati, come è stato fatto per i precedenti casi. Le superfici in questione vengono modellate tramite la cavità conica del *caso C*.

Denotata con α la metà dell'angolo al vertice del cono si nota che è più facile avere una tensione superficiale nulla per angoli pari a $\theta = \alpha + \pi/2$ che per angoli tendenti a π . Inoltre se $\theta > \alpha + \pi/2$ segue che la bolla di vapore crescerà fino a riempire la cavità ad una pressione inferiore a quella di vapore.

Si rende necessario considerare che durante l'analisi di siti appartenenti al *caso C* non è sorprendente che la sacca di vapore cresca senza cavità superficiali a pressione vicine a quella di vapore, soprattutto nel caso di superfici idrofobiche.

E' chiaro che solo i *siti di nucleazione* hanno una geometria tale da promuovere la crescita delle bolle di vapore.

Questi siti possono essere caratterizzati dalla:

- Presenza di incondensabili: particelle che possono essere disciolte nel flusso
- Presenza particelle solide: queste si trovano in sospensione nel fluido
- Disomogeneità dei materiali: dipendono dalla qualità superficiale dei metalli

Si nota inoltre che più la pressione scende, più questi siti diventano ‘capaci’ di generare e rilasciare bolle in seno al liquido: le superfici di queste discontinuità materiali fungono da potenziatori della probabilità di transizione di fase.

2.2.2 Equazione di Rayleigh-Plesset

Come già accennato, la pressione è il parametro che più influenza la dinamica delle bolle: infatti la differenza di pressione che regna tra l’interno (assunta pari alla tensione di vapore) e la pressione ambiente regola quasi del tutto la crescita o il collasso di quest’ultime.

Nella formulazione si considerano bolle perfettamente sferiche, a differenza del caso reale in cui le deformazioni le rendono molto lontane da questa forma e immerse in un volume infinito riempito di liquido (Figura 2.7), cosa ovviamente irrealizzabile realmente, e con temperatura imposta e costante.

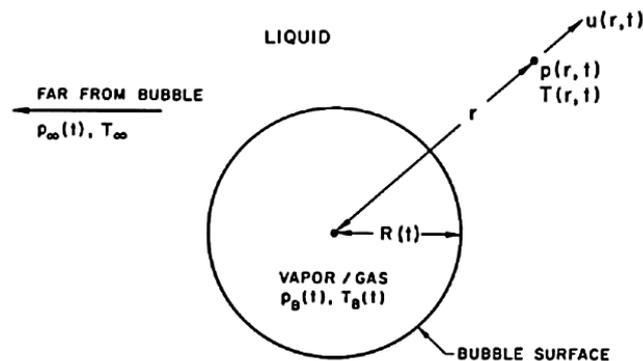


Figura 2.7-Bolla sferica in un fluido infinito

Il collasso di una bolla avviene molto velocemente e può produrre numeri di Mach locali molto alti ed eventualmente onde di shock che però sono trascurate in una trattazione non comprimibile, come nel caso in esame.

La legge di conservazione della massa stabilisce che il raggio $\mathbf{R}(t)$, funzione della posizione dal centro della goccia e del tempo, dipenda dalla forza $\mathbf{F}(t)$ superficiale tramite l'equazione:

$$\mathbf{u}(r, t) = \frac{\mathbf{F}(t)}{r^2} \quad 2.19$$

Nel caso ideale in cui non ci sia trasporto di massa attraverso la superficie e considerando $\mathbf{u}(\mathbf{R}, t) = d\mathbf{R}/dt$, si può esprimere $\mathbf{F}(t)$ come:

$$\mathbf{F}(t) = R^2 \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad 2.20$$

A questo punto può essere definito il tasso di produzione del vapore \dot{V}_v [\mathbf{m}^3/\mathbf{s}], che è pari al tasso di incremento del volume, e quello di evaporazione della massa \dot{m}_e [\mathbf{kg}/\mathbf{s}] che deve essere pari al flusso di massa del liquido all'interfaccia relativa:

$$\dot{V}_v = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \quad 2.21$$

$$\dot{m}_e = \rho_v(T_B) 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \quad 2.22$$

La velocità all'interfaccia del flusso di massa liquido \mathbf{u}_l , da cui si ha quella totale $\mathbf{u}(\mathbf{R}, t)$ considerando $\mathbf{r} \approx \mathbf{R}$, può essere scritta in questo modo:

$$\mathbf{u}_l = \frac{\rho_v(T_B)}{\rho_l} \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad 2.23$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{R}, t) = \left[1 - \frac{\rho_v(T_B)}{\rho_l} \right] \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad 2.24$$

Utilizzando l'equazione 2.19, si può scrivere:

$$\mathbf{F}(t) = \left[1 - \frac{\rho_v(T_B)}{\rho_l} \right] R^2 \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad 2.25$$

Nei casi reali la densità della fase vapore è molto più piccola di quella del liquido, perciò l'equazione approssimata 2.19 è adeguata.

Utilizzando l'equazione di Navier-Stokes per la coordinata radiale r :

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu_l \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2u}{r^2} \right) \right] \quad 2.26$$

e sostituendo \mathbf{u} in accordo con l'equazione 2.19:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{2F^2}{r^5} \quad 2.27$$

Nel modello di Rayleigh-Plesset il contributo della viscosità cinematica viene dalle condizioni al contorno dinamiche sulla superficie delle bolle, perciò si trascura il termine viscoso nell'equazione 2.27.

Dall'applicazione della condizione $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}_\infty$ per $\mathbf{r} \rightarrow \infty$, dopo avere integrato si ottiene:

$$\frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}_\infty}{\rho_l} = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{F^2}{r^4} \quad 2.28$$

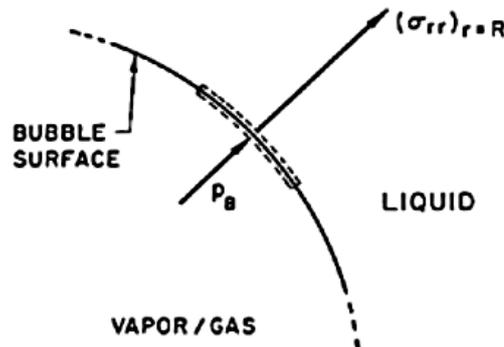


Figura 2.8- Porzione della superficie della bolla

Considerando ora una lamina infinitesima contenente un segmento dell'interfaccia (Figura 2.8), può essere definita la forza netta F_r agente su di essa in direzione normale uscente, per unità di area:

$$F_r = \sigma|_{r=R} + p_b - \frac{2S}{R} \quad 2.29$$

Riscrivendo la tensione all'interfaccia come $\sigma|_{r=R} = -p + 2\mu_l \frac{\partial u}{\partial r}$, si ha:

$$F_r = -p|_{r=R} + p_b - 2\mu_l \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2S}{R} \quad 2.30$$

Sviluppando la derivata $\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{2}{r^3} F(t)$ e sostituendo al posto di $F(t)$ l'equazione 2.20 si ottiene un nuovo modo di scrivere la forza F_r :

$$F_r = -p|_{r=R} - \frac{4\mu_l \partial R}{R \partial t} + p_b - \frac{2S}{R} \quad 2.31$$

In assenza di trasporto di massa attraverso la superficie, per evaporazione o condensazione, questa forza F_r deve essere nulla.

Sostituendo il valore di $p|_{r=R}$ dalla 2.31 uguagliata a 0:

$$p|_{r=R} = p_b - \frac{4\mu_l \partial R}{R \partial t} - \frac{2S}{R} \quad 2.32$$

nell'equazione 2.28 si ha:

$$\frac{p_b - \frac{4\mu_l \partial R}{R \partial t} - \frac{2S}{R} - p_\infty}{\rho_l} = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{F^2}{r^4} \quad 2.33$$

Dallo sviluppo dei vari termini, riordinando si ottiene:

$$\frac{p_b(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} = R_b \frac{D^2 R_b}{Dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{DR_b}{Dt} \right)^2 + \frac{4\nu_l DR_b}{R_b Dt} + \frac{2S}{\rho_l R_b} \quad 2.34$$

Dove:

- R_b [m] = raggio della bolla
- S [Pa] = tensione superficiale
- p_b [Pa] = pressione della bolla, assunta costante
- p [Pa] = pressione del liquido
- ν_l [m²/s] = viscosità cinematica del liquido, assunta costante
- ρ_l [kg/m³] = densità della fase liquida

Nella maggior parte dei casi si trascurano i termini contenenti la tensione superficiale e la viscosità cinematica. Questo perché contengono il raggio a

denominatore e sono perciò trascurabili tranne quando la bolla è nella sua fase iniziale di crescita o negli ultimi stadi di collasso. Possiamo scrivere l'equazione semplificata:

$$\frac{p_b(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} = R_b \frac{D^2 R_b}{Dt^2} + \frac{3}{2} \frac{DR_b}{Dt} \quad 2.35$$

che integrata una volta fornisce la velocità dell'interfaccia della bolla:

$$\left(\frac{DR_b}{Dt}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{p_b - p_\infty}{\rho_l} \left[1 - \left(\frac{R_{b0}}{R_b}\right)^3\right] \quad 2.36$$

Spesso la pressione della bolla è sostituibile con la tensione di vapore p_v ; la 2.36 è l'equazione semplificata di *Rayleigh-Plesset*, nota anche come modello di crescita a inerzia controllata, e fornisce il tasso di crescita asintotico.

Sostituendo quindi la tensione di vapore, come fa ad esempio Star-CCM+[®], si perviene a questa formulazione:

$$\frac{DR_b}{Dt} \cong \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p_\infty}{\rho_l}} \quad 2.37$$

2.2.3 Equilibrio delle bolle di vapore

Dopo aver stabilito un modello per la crescita dei nuclei e uno per l'equilibrio delle forze agenti sulla bolla è necessario trovare il raggio di equilibrio in funzione della pressione esterna.

Per un nucleo caratterizzato da una massa di gas incondensabili definita costante durante l'evoluzione temporale della bolla, può essere scritto l'equilibrio:

$$p_g + p_v = p_\infty + \frac{2\mathcal{S}}{R_b} \quad 2.38$$

L'evoluzione dei nuclei è supposta isoterma perciò dalla legge dei gas ideali si ha che la pressione per un gas incondensabile p_g , dopo aver introdotto la costante di nucleazione \mathbf{K} , vale:

$$p_g = \frac{K}{R_b^3} \quad 2.39$$

Perciò sostituendo si ha l'equazione dalla quale è possibile ricavare il raggio di equilibrio R_e :

$$\frac{K}{R_e^3} + p_v = p_\infty + \frac{2S}{R_e} \quad 2.40$$

In Figura 2.9 è raffigurata come linea continua la zona di equilibrio stabile della bolla al variare del raggio mentre la linea tratteggiata corrisponde alla zona nella quale il livello di pressione, inferiore a quello della pressione critica p_c , permette alle bolle di crescere indefinitamente senza comunque raggiungere l'equilibrio. Questo significa che quando la pressione locale scende sotto quella critica, leggermente sotto alla tensione di vapore, i nuclei iniziano a divenire instabili e a crescere nel mezzo di bolle macroscopiche che vengono trasportate dal liquido.

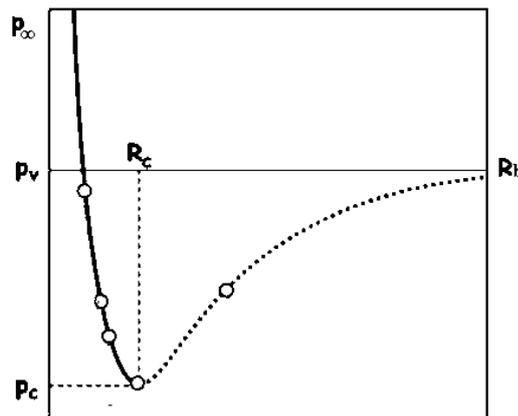


Figura 2.9-Raggio di equilibrio di una microbolla funzione della pressione esterna

Viene qui riportata la differenza tra tensione di vapore p_v e la pressione critica p_c , nella quale si è indicato con R_c il raggio critico che, se superato, non permette alle bolle di raggiungere l'equilibrio:

$$p_v - p_c = \frac{4S}{3R_c} \quad 2.41$$

$$R_c = \sqrt{\frac{3p_{g0}R_0^3}{2\sigma}} \quad 2.42$$

Quando la pressione locale iniziale p_{g0} è minore della tensione di vapore, il raggio R_b decresce al di sotto di R_0 e la bolla collassa. Non considerando la tensione

superficiale, la viscosità e la presenza di gas non condensabili, l'equazione di *Rayleigh-Plesset* può essere scritta come:

$$\frac{DR_b}{Dt} \cong -\sqrt{\frac{2p_b - p}{3\rho_l} \left[\left(\frac{R_{b0}}{R_b}\right)^3 - 1 \right]} \quad 2.43$$

2.2.4 Danni da cavitazione

Il meccanismo di rottura di una goccia è descritto in Figura 2.10: nel caso in cui la pressione esterna sia maggiore di quella all'interno della bolla, quest'ultima viene deformata in tutte le direzioni. Durante tale processo meccanico si crea una cavità sulla quale si concentra la pressione del fluido che circonda la bolla. In un tempo molto breve, tale cavità porta la bolla al collasso creando un canale centrale che la separa in due parti, simili come dimensioni.

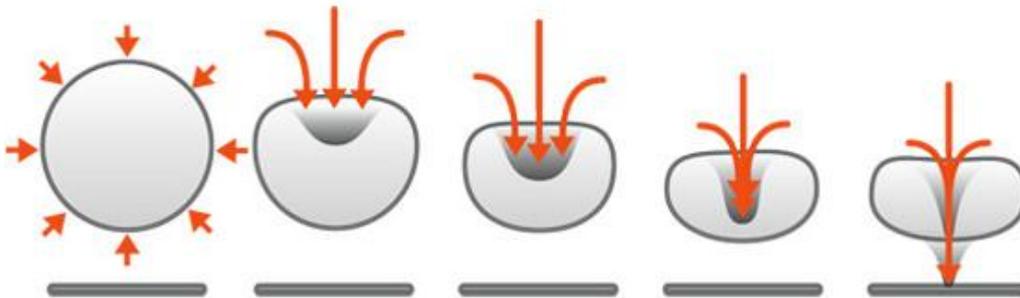


Figura 2.10-Meccanismo di implosione bolle

L'energia del fluido nell'ultima fase è quindi convogliata in una direzione ben precisa, ossia lungo l'asse passante per la cavità. Dalla bolla fuoriescono microgetti supersonici, detti *impinging jets*, che creano un carico di *pitting* erosivi nel materiale metallico che lo portano a cedere per fatica. Nel caso in cui questa implosione avvenga in seno al liquido è la comprimibilità dello stesso che assorbe parte (o tutta) dell'energia (Figura 2.11, a sinistra). Se l'implosione avviene ripetutamente vicino a superfici metalliche (Figura 2.11, a destra) origina onde di shock, ossia onde di pressione che possono essere molto intense. Queste possono generare un forte stress ciclico che causa il danneggiamento dei componenti (Figura 2.12, Figura 2.13), come detto in precedenza.



Figura 2.11-Sviluppo di un microgetto in una bolla collassante in seno al liquido (fig.sinistra) e vicino alla parete (fig.destra)



Figura 2.12-Spillo eroso dall'implosione di bolle

Lo studio della cavitazione è pertanto cruciale nei motori a combustione interna perché influenza le prestazioni della vettura in quanto determina una deriva prestazionale degli iniettori, gravando sulla portata in massa del combustibile in camera di combustione e quindi sulla coppia motrice erogabile e/o sulle emissioni di particolato. La cavitazione usura inoltre i componenti stessi per la forte azione meccanica che ne erode le superfici generando microporosità nel metallo che ne comprometteranno la vita utile.

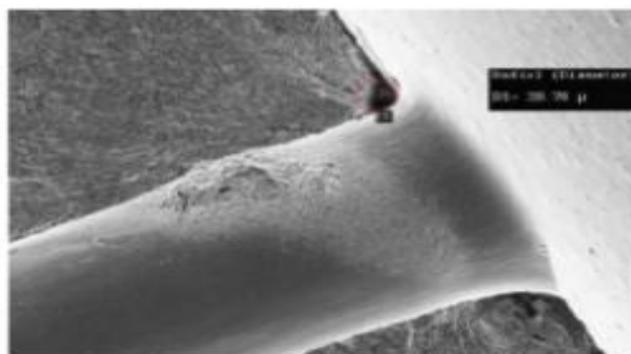


Figura 2.13-Danni da cavitazione su un foro iniettore

2.3 Modello di trasferimento di massa di Yuan-Schnerr-Sauer

L'approccio matematico dello studio di un flusso turbolento bifase (cavitante) richiede la formulazione di alcune ipotesi semplificative:

- Le due fasi sono isoterme (liquido e il vapore da esso prodotto)
- La velocità all'interfaccia tra le fasi è trascurabile
- Il fluido è formato da due fasi immiscibili e incomprimibili con densità molto differenti
- I fenomeni di cavitazione entrano in azione solo quando la pressione è pari alla tensione di vapore
- Lo scambio di massa tra le due fasi avviene esclusivamente a causa della crescita/collasso delle bolle, che si suppongono sempre sferiche

Viene introdotta ora l'equazione di trasporto della fase che ha lo scopo di descrivere lo scambio di massa fluida tra liquido e vapore.

$$\frac{\partial \alpha_v \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \vec{v}) = S_v - S_l \quad 2.44$$

Questa verrà poi utilizzata accoppiata al set di equazioni di governo 2.45 e 2.46:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad 2.45$$

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \vec{v})] \quad 2.46$$

Dove:

- | | | |
|-----------------------------|---|---|
| ρ [kg/m ³] | = | densità della miscela |
| μ [kg/(m · s)] | = | viscosità dinamica della miscela |
| \vec{v} [m/s] | = | velocità del fluido (componente media e turbolenta) |
| p [Pa] | = | pressione del fluido |

2.3.1 Sorgente in funzione del rateo della fase vapore

Partendo quindi dall'equazione 2.44 dopo le dovute sostituzioni possiamo scrivere rispettivamente per le fasi vapore e liquido [14]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha_v \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \vec{v}) = S_v \\ \frac{\partial (1 - \alpha_v) \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot [(1 - \alpha_v) \rho_l \vec{v}] = S_l \end{cases} \quad 2.47$$

Essendo le singole fasi incompressibili, ρ_l e ρ_v sono costanti e possono quindi essere portate fuori dagli operatori differenziali che le coinvolgono dividendo ambo i membri dell'equazione:

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \vec{v}) = \frac{S_v}{\rho_v} \\ \frac{\partial (1 - \alpha_v)}{\partial t} + \nabla \cdot [(1 - \alpha_v) \vec{v}] = \frac{S_l}{\rho_l} \end{cases} \quad 2.48$$

Può essere sfruttata la proprietà distributiva della divergenza:

$$\nabla \cdot (\varphi \vec{v}) = \nabla \varphi \cdot \vec{v} + \varphi (\nabla \cdot \vec{v}) \quad 2.49$$

Per ottenere uno sviluppo delle equazioni precedenti maggiormente utilizzabile:

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \nabla \alpha_v \cdot \vec{v} + \alpha_v (\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_v}{\rho_v} \\ \frac{\partial (1 - \alpha_v)}{\partial t} + \nabla (1 - \alpha_v) \cdot \vec{v} + (1 - \alpha_v) (\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_l}{\rho_l} \end{cases} \quad 2.50$$

Sviluppando la derivata temporale e il gradiente nell'equazione relativa al liquido si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \nabla \alpha_v \cdot \vec{v} + \alpha_v (\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_v}{\rho_v} \\ -\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + -\nabla \alpha_v \cdot \vec{v} + (1 - \alpha_v) (\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_l}{\rho_l} \end{cases} \quad 2.51$$

Si può utilizzare la definizione di derivata totale per una generica variabile φ :

$$\frac{D\varphi}{Dt} = \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \nabla\varphi \cdot \vec{v} \quad 2.52$$

che applicata ad entrambe le equazioni del sistema porta a scrivere:

$$\begin{cases} \frac{D\alpha_v}{Dt} + \alpha_v(\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_v}{\rho_v} \\ \frac{D\alpha_v}{Dt} = (1 - \alpha_v)(\nabla \cdot \vec{v}) - \frac{S_l}{\rho_l} \end{cases} \quad 2.53$$

Sostituendo poi la seconda equazione del precedente sistema nella prima si ottiene:

$$(1 - \alpha_v)(\nabla \cdot \vec{v}) - \frac{S_l}{\rho_l} + \alpha_v(\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_v}{\rho_v} \quad 2.54$$

che riarrangiata eseguendo le somme tra termini simili, restituisce:

$$(\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{S_l}{\rho_l} + \frac{S_v}{\rho_v} \quad 2.55$$

Si nota che affinché valga ancora l'equazione della conservazione della massa nel sistema i termini a destra del segno di uguaglianza devono essere uguali e contrari.

$$\frac{S_l}{\rho_l} = - \frac{S_v}{\rho_v} \quad 2.56$$

Sostituendo e riordinando per esplicitare la fase vapore si ottiene una prima espressione della sorgente di cavitazione:

$$S_v = \frac{\rho_l \rho_v}{\rho_l - \rho_v} (\nabla \cdot \vec{v}) \quad 2.57$$

Ricordando l'equazione di continuità, sulla quale viene risolta la divergenza della velocità:

$$(\nabla \cdot \vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\rho \cdot \vec{v} \right) \quad 2.58$$

Sostituendo ai ρ della derivata totale, la densità pesata sulle fasi si ha l'equazione 2.59, dalla quale sviluppati gli operatori differenziali si ottiene la 2.60:

$$(\nabla \cdot \vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial[\rho_v \alpha_v + \rho_l(1 - \alpha_v)]}{\partial t} + \nabla[\rho_v \alpha_v + \rho_l(1 - \alpha_v)] \cdot \vec{v} \right) \quad 2.59$$

$$(\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho} \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho} (\nabla \alpha_v \cdot \vec{v}) \quad 2.60$$

Può essere ora applicata la definizione di derivata totale in modo da ottenere:

$$(\nabla \cdot \vec{v}) = \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho} \frac{D\alpha_v}{Dt} \quad 2.61$$

Che sostituita nell'equazione della sorgente di cavitazione, ricordando la simmetria dei ratei $S = S_v = -S_l$, permette di scrivere la sorgente nella formulazione di *Yuan-Schnerr-Sauer*:

$$S = \frac{\rho_l \rho_v}{\rho} \frac{D\alpha_v}{Dt} \quad 2.62$$

2.3.2 Sorgente nella sua formulazione finale

Riprendiamo ora l'equazione semplificata di *Rayleigh-Plesset* 2.37 ottenuta precedentemente:

$$\frac{DR_b}{Dt} \cong \sqrt{\frac{2 p_v - p_\infty}{3 \rho_l}} \quad 2.63$$

Si può esplicitare la frazione in volume della fase vapore in funzione del rapporto tra il volume della fase stessa e il volume totale della miscela:

$$\alpha_v = \frac{V_v}{V_v + V_l} \quad 2.64$$

Riferendoci a bolle perfettamente sferiche e all'unità di combustibile liquido:

$$\alpha_v = \frac{n \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3}{1 + n \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3} \quad 2.65$$

Che può essere riformulata per mettere in evidenza il raggio delle bolle R_b [15]:

$$R_b = \left(\frac{\alpha_v}{1 - \alpha_v} \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{n} \right)^{\frac{1}{3}} \quad 2.66$$

Dove si indica con n la densità della popolazione di particelle gassose misurata in un volume pari a 1 metro cubo.

A questo punto è possibile calcolare analiticamente la derivata totale di α_v , introducendo la costante $\mathbf{K} = \mathbf{n} \frac{4}{3} \pi$:

$$\frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{D}{Dt} \left[\frac{KR_b^3}{1 + KR_b^3} \right] \quad 2.67$$

Dal momento che KR_b^3 è funzione di R_b dovremo utilizzare le regole di derivazione composta per cui:

$$\frac{D(KR_b^3)}{Dt} = K \frac{DR_b^3}{DR_b} \cdot \frac{DR_b}{Dt} = 3KR_b^2 \cdot \frac{DR_b}{Dt} \quad 2.68$$

Dalla quale utilizzando le regole di derivazione di un rapporto di funzioni:

$$\frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{3KR_b^2 \cdot \frac{DR_b}{Dt} \cdot (1 + KR_b^3)}{(1 + KR_b^3)^2} - \frac{KR_b^3 \cdot 3KR_b^2 \cdot \frac{DR_b}{Dt}}{(1 + KR_b^3)^2} \quad 2.69$$

Effettuando la semplificazione del primo termine a destra dell'operatore di uguaglianza e scomponendo il denominatore del secondo termine nei suoi fattori:

$$\frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{3KR_b^2 \cdot \frac{DR_b}{Dt}}{(1 + KR_b^3)} - \frac{KR_b^3 \cdot 3KR_b^2 \cdot \frac{DR_b}{Dt}}{(1 + KR_b^3) \cdot (1 + KR_b^3)} \quad 2.70$$

A questo punto si nota che nell'ultimo termine appare la definizione già inserita della frazione di vapore in volume nella quale è stata sostituita la costante \mathbf{K} , ossia

$\alpha_v = KR_b^3 / (1 + KR_b^3)$, che perciò porta a scrivere:

$$\frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{3KR_b^2}{(1 + KR_b^3)} \cdot \frac{DR_b}{Dt} \cdot (1 - \alpha_v) \quad 2.71$$

Si può ora manipolare l'equazione della frazione in volume di vapore per scrivere:

$$\frac{\alpha_v}{R_b^3} = \frac{K}{(1 + R_b^3)} \quad 2.72$$

che sostituita nell'equazione 2.69, dopo aver semplificato le potenze del raggio della bolla e ricordando l'equazione di *Rayleigh-Plesset semplificata* 2.63, permette di scrivere:

$$\frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{3}{R_b} \cdot \alpha_v(1 - \alpha_v) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p_\infty}{\rho_l}} \quad 2.73$$

Si rende necessario fare alcune precisazioni con le quali poi scrivere la legge di formazione di fase vapore 2.73, nella più corretta 2.74 :

- La bolla ha pressione uniforme nello spazio pari alla tensione di vapore p_v
- La transizione netta di fase dovrà avere segno negativo durante la condensazione mentre positivo in cavitazione; in assenza di ciò si otterrebbero numeri complessi derivanti dalla radice di numeri negativi:

$$\frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{3}{R_b} \cdot \alpha_v(1 - \alpha_v) \cdot \text{sign}(p_v - p_\infty) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p_\infty|}{\rho_l}} \quad 2.74$$

Da questa ultima formulazione è possibile scrivere la sorgente secondo *Yuan-Schnerr-Sauer*, sostituendo la 2.74 nella 2.62:

$$S = \frac{\rho_l \rho_v}{\rho} \cdot \frac{3}{R_b} \cdot \alpha_v(1 - \alpha_v) \cdot \text{sign}(p_v - p_\infty) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p_\infty|}{\rho_l}} \quad 2.75$$

L'equazione contiene i due contributi distinti e simmetrici di vaporizzazione e condensazione. E' perciò possibile scinderla nelle due diverse sorgenti:

$$\begin{cases} S_v = \frac{\rho_l \rho_v}{\rho} \cdot \frac{3}{R_b} \cdot \alpha_v(1 - \alpha_v) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p_\infty|}{\rho_l}} & , \quad p_\infty \leq p_v \\ S_c = \frac{\rho_l \rho_v}{\rho} \cdot \frac{3}{R_b} \cdot \alpha_v(1 - \alpha_v) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_\infty - p_v|}{\rho_l}} & , \quad p_\infty \geq p_v \end{cases} \quad 2.76$$

2.4 Utilizzo della CFD e modelli implementati in STAR-CCM+®

La *CFD* (*Computational Fluid Dynamics*) è un metodo numerico concepito per risolvere problemi di natura termofluidodinamica. Questo approccio nasce come tecnica di predizione e modellazione di problemi fisici reali. La tecnica è in continuo sviluppo da oltre 30 anni, a causa della grande complessità e varietà dei metodi di implementazione numerica dei problemi che tratta. Gli ultimi sviluppi sono legati alle nuove tecnologie che hanno reso disponibili sistemi di calcolo sempre più performanti e interfacce utente più intuitive. L'applicazione consta di tre fasi fondamentali:

- **Pre-processing:** è la fase iniziale del processo di calcolo. Inizialmente si definisce il dominio fluidodinamico, a partire da un modello CAD 3D oppure da uno generato dall'utente. Dopo avere definito dimensionalmente il dominio, il passaggio successivo è dividerlo in tanti elementini modulari detti celle. Queste sono a tutti gli effetti dei sottodomini e svolgono il ruolo di volumi di controllo. Le celle prese nel loro insieme formano la griglia computazionale, detta mesh. Il terzo e ultimo passaggio consiste nel definire la fisica del problema scegliendo i modelli idonei e successivamente le condizioni iniziali e al contorno necessarie.
- **Solution:** è il momento in cui il calcolatore risolve le equazioni necessarie all'interno delle celle della griglia. Affinchè l'algoritmo sia più prestante nella fase di solving si rende necessaria la scelta ottimale dei parametri nella fase precedente. Durante il calcolo è possibile seguire i campi delle principali grandezze calcolate dal solutore.
- **Post-processing:** quest'ultima fase è quella legata all'analisi dei risultati da parte dell'utente. In alcuni casi è possibile verificare se i risultati siano simili a quelli ipotizzati nella fase di pre-processing. Spesso è necessario l'utilizzo di software che rendano chiari e immediati i risultati, evidenziando le criticità e gli aspetti più importanti; ciò è possibile grazie a grafici 2D e 3D dei dati estrapolati oltre a visualizzazioni di campi scalari e vettoriali, l'utilizzo di isolinee, isosuperfici, vettori, piani di taglio e streamlines.

L'approccio ai problemi numerici tramite *CFD* fornisce un notevole risparmio economico e di tempo rispetto al metodo sperimentale, non richiedendo la costruzione e

l'utilizzo di impianti appositi o prototipi. Rende possibile inoltre l'acquisizione di risultati ed informazioni in grandi quantità e precisione a differenza dell'approccio sperimentale. La *CFD* in ultimo permette il test in condizioni critiche che nella realtà sarebbe di difficile realizzazione, come dimensioni fisiche o temporali molto piccole. Per contro ha costi non trascurabili per l'acquisizione e rinnovo delle licenze oltre che per l'acquisto di hardware dotati di grandi potenze di calcolo. Tra gli svantaggi è da segnalare inoltre il fatto che l'implementazione di uno stesso modello su diversi software può dare risultati differenti.

Esistono tre concetti matematici atti a stabilire la bontà di una simulazione:

- Convergenza: è la proprietà di un metodo numerico di produrre una soluzione che si avvicini alla soluzione asintotica tanto più lo spazio tra le celle e gli elementi della griglia viene ridotto.
- Consistenza: può essere dimostrato che gli schemi numerici producono sistemi di equazioni algebriche tanto più vicine a quelle originali tanto più la dimensione di griglia si riduce.
- Stabilità: è associata alle oscillazioni delle varie grandezze durante il procedere della simulazione; se il calcolo non è stabile anche piccoli errori di inizializzazione possono farlo divergere.

Scelto il dominio da simulare sono qui riassunti i principali step e modelli scelti per l'analisi fluidodinamica [16] in Star-CCM+® [17] (Figura 2.14).

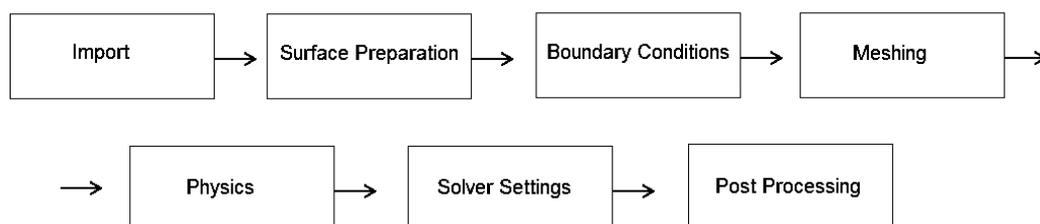


Figura 2.14-Principali step all'interno di Star-CCM+®

Il primo passo, dopo aver importato la geometria in formato STP e opzionalmente averla modificata, è l'applicazione delle condizioni al contorno. A questo segue la generazione della mesh tramite il meshatore interno. Le celle generate vengono poi utilizzate come dominio su cui discretizzare le equazioni necessarie tramite il *Metodo dei volumi finiti*.

Come schema di discretizzazione spaziale viene impiegato il *Modello upwind al secondo ordine* per il termine convettivo, che è il principale di scambio. Il termine temporale è stato risolto tramite discretizzazione *Implicit unsteady al secondo ordine*.

L'analisi sul fluido multifase è effettuata con metodologia *Euleriana*.

Viene utilizzato il metodo del *VOF (Volume of Fluid)* per la ricostruzione dell'interfaccia, tenendo traccia della distribuzione delle fasi. E' stato attivato inoltre il modello di cavitazione per seguire l'andamento della fase vapore originata, fase sviluppata secondo il *Modello di Rayleigh-Plesset*.

Le equazioni sono risolte tramite il risolutore *Segregated flow*, il quale si avvale di un algoritmo di tipo *SIMPLE* [18]. La turbolenza viene modellata utilizzando il modello *RNG k-ε*, *SST k-ω* e *RSM*.

2.4.1 Discretizzazione delle equazione di trasporto tramite metodo volumi finiti

Il trasporto di una quantità scalare generica ϕ , funzione di tre variabili spaziali e di una temporale, attraverso un fluido in movimento (dotato di velocità \vec{v} e densità ρ), può essere scritto nella sua forma conservativa [19]:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \phi \vec{v}) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) + S_{\phi} \quad 2.77$$

Nell'ordine, da sinistra verso destra, troviamo:

Termine temporale: indica la variazione temporale della variabile ϕ all'interno del volume di controllo; questo è presente unicamente nelle simulazioni tempo-varianti.

Termine convettivo: rappresenta il flusso della variabile ϕ attraverso le superfici dell'elementino. Lo schema di discretizzazione del termine convettivo ha una grande influenza sulla stabilità numerica e l'accuratezza del calcolo.

Termine diffusivo: è la variazione per diffusione del termine ϕ . Tra i quattro contributi generalmente il termine diffusivo è quello meno importante per i piccoli valori del coefficiente di diffusività Γ .

Termine sorgente: è il rateo della variabile ϕ nell'unità di volume. Nell'equazione viene trascurato il segno perché la sorgente può assumere entrambe le forme di

generazione e distruzione. Questo termine comprende tutto ciò che in un'equazione di bilancio non può essere fatto rientrare come termine convettivo o diffusivo.

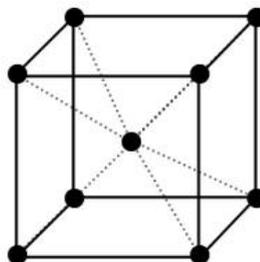


Figura 2.15-Metodo volumi finiti: cell centered

L'equazione 2.77 è il punto di partenza per le procedure computazionali di soluzione con il *metodo dei volumi finiti*, metodo numerico utile nell'integrazione di equazioni differenziali alle derivate parziali. Tale metodo prevede di suddividere l'intero dominio in piccole celle di dimensione finita, alle quali è applicata una versione discretizzata delle equazioni implementate. L'obiettivo è scrivere un set lineare con un numero di equazioni corrispondente a quello delle celle del dominio computazionale. Il metodo è localmente conservativo perché basato sul bilancio di ogni cella, detta volume di controllo. Star-CCM+[®] utilizza l'approccio *cell-centered*, perciò risolve il vettore delle incognite nel centro cella (nel nostro caso il punto centrale in Figura 2.15).

Il primo passo consiste nell'integrazione dell'equazione 2.77 su un volume di controllo tridimensionale **CV**:

$$\int_{CV} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{CV} \nabla \cdot (\rho \phi \vec{v}) dV = \int_{CV} \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) dV + \int_{CV} S_{\phi} dV \quad 2.78$$

I termini centrali dell'equazione, quello convettivo e diffusivo, vengono poi riscritti come integrali calcolati sull'intera superficie esterna del volume di controllo utilizzando il *teorema della divergenza di Gauss*.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho \phi dV + \int_A \mathbf{n} \cdot (\rho \phi \vec{v}) dA = \int_A \mathbf{n} \cdot (\Gamma \nabla \phi) dA + \int_{CV} S_{\phi} dV \quad 2.79$$

L'operatore divergenza nella 2.78 viene sostituito con il flusso attraverso la superficie $d\mathbf{A}$. In questo modo l'integrale della divergenza del vettore calcolato all'interno del **CV** è pari all'integrale del vettore flusso sulle superfici di controllo.

Inoltre nello scrivere l'ultima equazione è stato invertito l'ordine di derivazione e integrazione del termine temporale, così da far sì che questo assuma il significato di tasso di variazione della proprietà fluida ϕ all'interno del volume di controllo.

Applicando l'equazione 2.79 al volume di controllo 0, di tipo *cell-centered*, otteniamo la forma discreta dell'equazione di governo:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi V)_0 + \sum_f (\rho\phi v \cdot A)_f = \sum_f (\Gamma \nabla \phi \cdot A)_f + (S_\phi V)_0 \quad 2.80$$

La sommatoria che insiste sui termini convettivo e diffusivo viene effettuata su tutte le facce (f) del volume di controllo.

Questo metodo di approccio è il più semplice da programmare [21] e il più diffuso in campo ingegneristico.

Termine temporale

Tra i vari solutori disponibili in Star-CCM+® è stato scelto per questo studio l'*implicit unsteady*, un modello fully implicit che può essere implementato al primo ordine, *Euler implicit*, oppure al secondo ordine. Questo è l'unico modello disponibile nel software compatibile con il modello *segregated flow* scelto nell'analisi.

Nel caso di schema al primo ordine il solutore utilizza la soluzione ottenuta all'ultimo time-step ($n-1$) per il calcolo del time-step attuale (n).

Considerando il termine temporale dell'equazione 2.79:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho\phi dV \quad 2.81$$

e integrando rispetto al tempo, all'interno di un time-step abbiamo:

$$\int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho\phi dV \right) dt = \frac{\left(\int_{CV} \rho\phi dV \right)^n - \left(\int_{CV} \rho\phi dV \right)^{n-1}}{\Delta t} \quad 2.82$$

Nel caso di schema al secondo ordine vengono utilizzati i valori degli ultimi due step pesati diversamente ($n-1$ e $n-2$) per il calcolo dello step attuale (n):

$$\int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho\phi dV \right) dt = \frac{\frac{3}{2} \left(\int_{CV} \rho\phi dV \right)^n - 2 \left(\int_{CV} \rho\phi dV \right)^{n-1} + \frac{1}{2} \left(\int_{CV} \rho\phi dV \right)^{n-2}}{\Delta t} \quad 2.83$$

Questa seconda modellazione, più precisa, è stata utilizzata in quasi tutte le simulazioni effettuate. Infatti, si è passati allo schema *Euler implicit* solo nel caso in cui la simulazione era instabile a causa di una bassa risoluzione nella zona di parete.

Termine diffusivo

In Star-CCM+[®] il termine diffusivo in forma discreta è:

$$D_f = \sum_f (\Gamma \nabla \varphi \cdot \mathbf{A})_f \quad 2.84$$

Si distinguono due zone nelle quali il termine diffusivo assume formulazioni diverse, la superficie interna e la boundary:

Superficie interna

Per ottenere un'espressione accurata del secondo ordine che descriva il gradiente tra due celle contigue, con valori rispettivamente φ_0 e φ_1 , è necessario decomporre così:

$$\nabla \varphi_f = (\varphi_1 - \varphi_0) \vec{\mathbf{A}} + \frac{(\nabla \varphi_0 + \nabla \varphi_1)}{2} - \left[\frac{(\nabla \varphi_0 + \nabla \varphi_1)}{2} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0) \right] \vec{\mathbf{A}} \quad 2.85$$

Dove $\vec{\mathbf{A}}$, l'area proiettata normalmente alla distanza tra i centri delle celle, vale:

$$\vec{\mathbf{A}} = \frac{\mathbf{A}}{[\mathbf{A} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0)]} \quad 2.86$$

Il flusso diffusivo nella faccia interna, $\mathbf{D}_f = \Gamma_f \nabla \varphi_f \cdot \mathbf{A}$ (dove Γ_f è il valore medio, normalmente con media armonica, tra le celle), può essere scritto come:

$$\mathbf{D}_f = \Gamma_f \left\{ (\varphi_1 - \varphi_0) \vec{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{A} + \frac{(\nabla \varphi_0 + \nabla \varphi_1)}{2} \cdot \mathbf{A} - \left[\frac{(\nabla \varphi_0 + \nabla \varphi_1)}{2} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0) \right] \vec{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{A} \right\} \quad 2.87$$

Per evitare soluzioni non fisiche è necessario che l'angolo tra l'area e la retta che congiunge i centri delle celle non sia maggiore di 90°.

Il secondo e terzo termine rappresentano il contributo del gradiente secondario, diffusione trasversale, e sono indispensabili per il mantenimento dell'accuratezza in mesh non ortogonali. Nel caso che i gradienti aggiuntivi siano destabilizzanti per la soluzione possono essere opzionalmente omissi; l'equazione 2.87 diventa:

$$\mathbf{D}_f \approx \Gamma_f \{ (\varphi_1 - \varphi_0) \vec{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{A} \} \quad 2.88$$

Boundary

Una decomposizione simile è usata sulle facce (**f**) di boundary:

$$\mathbf{D}_f = \Gamma_f \{ (\boldsymbol{\varphi}_f - \boldsymbol{\varphi}_0) \vec{A} \cdot \mathbf{A} + \nabla \boldsymbol{\varphi}_0 \cdot \mathbf{A} - [\nabla \boldsymbol{\varphi}_0 \cdot (\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_0)] \vec{A} \cdot \mathbf{A} \} \quad 2.89$$

E similmente alle facce interne è possibile omettere i contributi del secondo e terzo termine con le stesse considerazioni viste precedentemente.

Termine convettivo

Il termine convettivo in Star-CCM+® viene discretizzato come segue:

$$(\boldsymbol{\rho} \boldsymbol{\varphi} \mathbf{v} \cdot \mathbf{A})_f = (\dot{m} \boldsymbol{\varphi})_f = \dot{m}_f \boldsymbol{\varphi}_f \quad 2.90$$

Dove \dot{m}_f e $\boldsymbol{\varphi}_f$ sono la portata e il valore scalare della proprietà sulla faccia.

Il metodo con cui viene calcolata $\boldsymbol{\varphi}_f$ dal valore della cella ha profondo effetto sulla stabilità e accuratezza dello schema numerico. Gli schemi più usati sono:

- Differenze centrate
- Upwind - primo ordine
- Upwind - secondo ordine

Differenze centrate

Nello *schema alle differenze centrate* il valore di una generica proprietà $\boldsymbol{\varphi}$ è ricavato come interpolazione lineare del valore della proprietà sui nodi delle celle confinanti e non tiene conto della direzione del flusso. L'approssimazione lineare viene usata perché la più semplice per il calcolo dei valori all'interfaccia e gradienti.

Il flusso convettivo, vale:

$$(\dot{m} \boldsymbol{\varphi})_f = \dot{m}_f [\boldsymbol{\vartheta} \boldsymbol{\varphi}_0 + (1 - \boldsymbol{\vartheta}) \boldsymbol{\varphi}_1] \quad 2.91$$

dove il fattore geometrico di peso $\boldsymbol{\vartheta}$ è collegato allo stiramento della mesh (nel caso di mesh uniforme questo vale **0.5**).

Lo schema alle differenze centrate ha un'accuratezza pari ad uno schema del secondo ordine. Tuttavia è soggetto ad errori che diventano importanti nel momento in

cui vengono discretizzate quantità definite positive (come la temperatura, dove i picchi non possono essere tollerati).

Upwind - primo ordine

Lo schema *upwind* usa la direzione del flusso per scegliere quale punto venga considerato o meno nell'approssimare il termine convettivo. A differenza dello *schema alle differenze centrate*, dove il valore di una generica variabile φ_f viene influenzata da entrambe le celle confinanti, nell'*upwind* solo le celle a monte influiscono sul valore. Lo schema di interpolazione infatti deve aiutare l'informazione a procedere solo nella direzione del flusso; si può scrivere perciò nel caso di *upwind al primo ordine*:

$$(\dot{m}\varphi)_f = \begin{cases} \dot{m}_f \varphi_0 & \text{con } \dot{m}_f \geq 0 \\ \dot{m}_f \varphi_1 & \text{con } \dot{m}_f \leq 0 \end{cases} \quad 2.92$$

Questo schema introduce un errore di tipo dissipativo che stabilizza e aiuta il solutore ad ottenere una robusta convergenza. Per contro la dissipazione numerica introdotta dall'errore crea una discontinuità che non permette alla soluzione una perfetta convergenza in condizione di regime. E' pratica comune infatti utilizzare il primo ordine fino a regime e passare al secondo per migliorare l'accuratezza.

Upwind - secondo ordine

Lo *schema upwind al secondo ordine* ricava il valore della proprietà φ della cella dall'interpolazione dei valori nei nodi delle due celle a monte.

Il flusso convettivo è calcolato come:

$$(\dot{m}\varphi)_f = \begin{cases} \dot{m}_f \varphi_{f,0} & \text{con } \dot{m}_f \geq 0 \\ \dot{m}_f \varphi_{f,1} & \text{con } \dot{m}_f \leq 0 \end{cases} \quad 2.93$$

dove i valori sulle facce $\varphi_{f,0}$ e $\varphi_{f,1}$ sono stati ottenuti dall'interpolazione lineare dei valori all'interno delle celle su entrambi i lati:

$$\varphi_{f,0} = \varphi_0 + (x_f - x_0) \cdot (\Delta\varphi_f)_{r,0} \quad 2.94$$

$$\varphi_{f,1} = \varphi_1 + (x_f - x_1) \cdot (\Delta\varphi_f)_{r,1} \quad 2.95$$

Questo schema è più accurato di quello del primo ordine ma nelle regioni con forti gradienti può assumere valori al di là del range massimo di convergenza. Per evitare ciò è necessario applicare dei valori limite nella predizione di φ : $(\Delta\varphi_f)_{r,0}$ e $(\Delta\varphi_f)_{r,1}$ sono

infatti i valori limite dei gradienti imposti all'interfaccia delle celle **0** e **1**. L'introduzione di questi limiti abbassa in parte la precisione della soluzione ma permette grande accuratezza e stabilità, al di sopra del caso al 1° ordine.

Termine sorgente

Il termine sorgente viene approssimato dal prodotto del valore integrale calcolato al centro della cella **0** e il volume della stessa:

$$\int_{CV} S_{\varphi} dV = (S_{\varphi} V)_0 \quad 2.96$$

Il rateo di produzione di massa viene definito come:

$$S_{\varphi} = S_{STAR} = n_0 \alpha_l 4\pi \rho_v R^2 \frac{dR}{dt} \quad 2.97$$

Si nota che nel codice il termine sorgente è implementato diversamente dalla formulazione di *Yuan-Schnerr-Sauer*, equazione 2.75, che qui per differenziare indichiamo con pedice YSS:

$$\begin{cases} S_{STAR} = \rho_v \alpha_v \frac{3}{R} \text{sign}(p_v - p_{\infty}) \sqrt{\frac{2 |p_v - p_{\infty}|}{3 \rho_l}} \\ S_{YSS} = \frac{\rho_l \rho_v}{\rho} \cdot \frac{3}{R_b} \cdot \alpha_v (1 - \alpha_v) \cdot \text{sign}(p_v - p_{\infty}) \cdot \sqrt{\frac{2 |p_v - p_{\infty}|}{3 \rho_l}} \end{cases} \quad 2.98$$

Dalla formulazione implementata è possibile calcolare i due ratei di produzione in volume: quello relativo alla fase vapore (evaporazione) e quello rispetto al liquido (condensazione), raffigurati in contrapposizione con quelli appartenenti alla formulazione teorica in nero in Figura 2.16:

$$\begin{cases} \dot{V}_v = \frac{S_{star}}{\rho_v} \\ \dot{V}_l = -\frac{S_{star}}{\rho_v} \end{cases} \quad 2.99$$

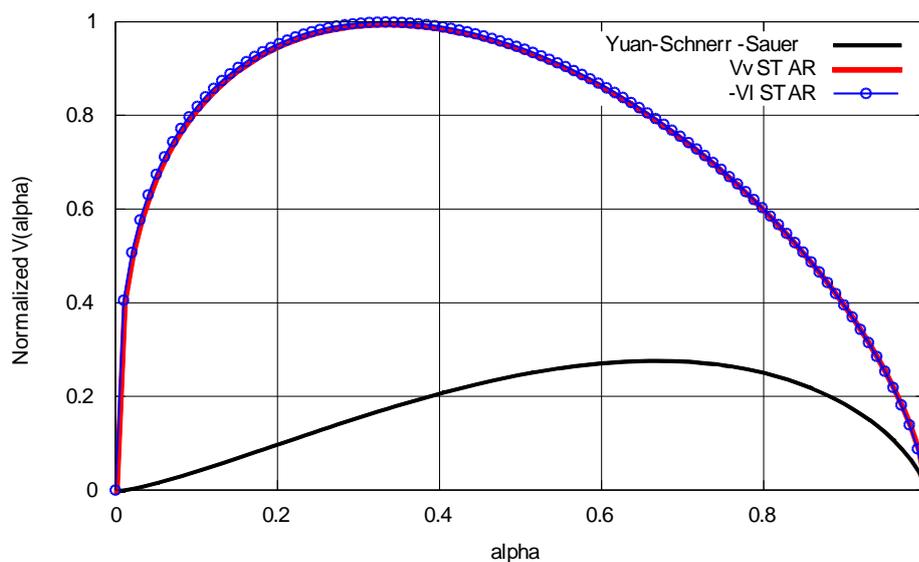


Figura 2.16-Confronto tra ratei di produzione in volume

2.4.2 Segregated flow model

Star-CCM+[®] utilizza un solutore di tipo *segregated flow* la cui caratteristica principale è la risoluzione delle componenti di flusso (tre di velocità e una di pressione) in maniera segregata.

La connessione tra le equazioni di continuità e conservazione del quantità di moto è ottenuta tramite un approccio predittivo-correttore: i campi di velocità e pressione si basano su un valore supposto (*) e un termine di correzione (').

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}^* + \mathbf{v}' \quad 2.100$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}^* + \mathbf{p}' \quad 2.101$$

Per ottenere la convergenza è necessario che i campi di velocità e di pressione siano consistenti con le equazioni di continuità e di conservazione del quantità di moto.

Il modello è idoneo nei casi in cui la densità assume un valore costante ma riesce a descrivere anche flussi mediamente comprimibili. Non è in grado però di risolvere in modo ottimale le onde di shock provocate dal collasso delle bolle. Va segnalato che tali onde non sarebbero risolvibili in modo accurato con le dimensioni di cella impiegate nelle simulazioni CFD di interesse industriali.

Il modello *Segregated flow* è risolto tramite l'algoritmo *SIMPLE* [21] (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked-Equations*). In Star-CCM+® scelto il modello segregato si rende necessario scegliere questo algoritmo per la risoluzione delle equazioni.

SIMPLE

L'algoritmo *SIMPLE* è costituito di vari passaggi; agisce tramite:

1. Stima del campo di pressione \mathbf{p}^*
2. Risoluzione dell'equazione del momento (2.46) utilizzando \mathbf{p}^* al fine di ottenere il campo di velocità intermedio \mathbf{v}^*
3. Calcolo dello squilibrio di massa e risoluzione dell'equazione di correzione della pressione che porta ad ottenere \mathbf{p}'
4. Aggiornamento del campo di pressione, con l'applicazione di un fattore di sottorilassamento ω alla pressione allo step n-esimo:

$$\mathbf{p}^{n+1} = \omega \mathbf{p}' \quad 2.102$$

5. Correzione del flusso di massa:

$$\dot{m}_f^{n+1} = \dot{m}_f^* + \dot{m}_f' \quad 2.103$$

6. Utilizzo dell'equazione di correzione della velocità

$$\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^* - \frac{\mathbf{V} \nabla \mathbf{p}'}{\mathbf{a}_p^v} \quad 2.104$$

Dove $\nabla \mathbf{p}'$ è il gradiente di correzione della pressione, \mathbf{V} è il volume della cella e \mathbf{a}_p^v è il vettore dei coefficienti centrali, per il sistema di discretizzazione lineare, che rappresenta l'equazione della velocità.

7. Ripetizione degli step 2-6 fino ad ottenere la convergenza

2.4.3 Modello multifase euleriano di tipo VOF

L'approccio numerico si avvale del modello multifase di tipo *VOF* (*Volume of Fluid*) che ben si adatta a flussi di due o più fluidi immiscibili [22].

Il modello assume che tutti i fluidi presenti in ogni cella condividano gli stessi campi di pressione, velocità e temperatura. Risultato di questa assunzione è che tramite il *VOF* è possibile risolvere lo stesso set di equazioni valido per un flusso monofase (governo, continuità e conservazione del momento) anche ad un flusso multifase. Il flusso equivalente avrà caratteristiche fisiche intermedie tra le fasi in ragione della loro frazione in volume α_i .

$$\alpha_i = \frac{V_i}{V} \quad 2.105$$

Dovendo valere in tutto il dominio:

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i = \mathbf{1} \quad 2.106$$

possiamo calcolare la velocità e la viscosità:

$$\rho = \sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i \quad 2.107$$

$$\mu = \sum_{i=1}^n \alpha_i \mu_i \quad 2.108$$

Il trasporto della frazione in volume α_i è descritto nell'equazione 2.43.

Nel caso in studio il modello *VOF* viene utilizzato su un fluido studiato secondo l'approccio *Euleriano*. Questo approccio mira alla conoscenza della distribuzione di una generica proprietà all'interno di una regione limitata del campo di moto, senza avere informazioni relative al moto della singola particella fluida.

Un secondo approccio comunemente utilizzato è quello *Lagrangiano*. A differenza del precedente questo metodo segue l'andamento di ogni particella, e non di un determinato volume di controllo, lungo la propria traiettoria ad ogni istante temporale.

Il metodo *Euleriano* è più utilizzato del *Lagrangiano* perché, oltre ad essere più semplice, si presta meglio allo studio della maggior parte di problemi fluidodinamici. Nella meccanica dei fluidi, infatti, l'esigenza principale è conoscere cosa stia

succedendo in un certo punto dello spazio, disinteressandosi di quale particolare particella fluida lo stia occupando in quel preciso momento.

2.4.4 Modelli di turbolenza

Un regime turbolento è un moto di fluido in cui le forze viscosive non sono sufficienti a contrastare le forze d'inerzia: il moto delle particelle derivante assume un comportamento caotico, senza seguire traiettorie ordinate come nel caso di regime laminare. Infatti un flusso turbolento presenta al suo interno strutture vorticosive di grandezza e velocità differenti che non lo rendono predicibile nel tempo anche se il moto rimane deterministico. I flussi turbolenti si generano per effetti di un disequilibrio cinetico (gradiente di velocità) che la turbolenza cerca di ridurre tramite trasporto di quantità di moto.

Vengono elencate di seguito le caratteristiche principali che lo contraddistinguono:

- Un flusso diventa turbolento quando il *numero di Reynolds*:

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad 2.109$$

supera un valore critico (Re_c). Da quel momento le forze inerziali prendono il sopravvento su quelle viscosive e il moto diventa caotico.

- Un flusso turbolento è per definizione un fenomeno non stazionario e può essere studiato solo attraverso equazioni di tipo empirico o facendo uso di metodi statistici
- Per quanto riguarda lo scambio d'energia il moto possiede una bassa diffusione contrapposta ad un'alta convezione. La diffusività turbolenta associata alla convezione è molto superiore al caso laminare, perciò in questa condizione il fluido scambia al suo interno calore, quantità di moto e massa molto più intensamente.
 - All'interno del flusso si ha una molto rapida e caotica variazione di pressione e velocità nel tempo e nello spazio.

- Il moto è dissipativo e non è in grado di autosostenersi senza una fonte di energia esterna. L'energia viene trasmessa al fluido sotto forma di strutture vorticosi paragonabili alla grandezza del corpo che è in moto (*scala integrale*, caratterizzata da lunghezza caratteristica l). La dissipazione dà l'avvio al fenomeno della 'cascata di energia' (vedi Figura 2.17): i 'grandi' vortici produrranno vortici via via più piccoli ai quali trasmetteranno l'energia cinetica senza dissipazione. Quando poi le dimensioni delle strutture vorticosi saranno sufficientemente piccole l'energia cinetica inizierà ad essere dissipata e trasformata in calore (*scala di Kolmogorov*, con lunghezza caratteristica $\eta = \left(\nu^3 / \epsilon \right)^{1/4}$). La differenza di grandezza tra le due scale è regolata dal *numero di Reynolds*: la separazione è tanto più ampia quanto più è alto il suo valore.

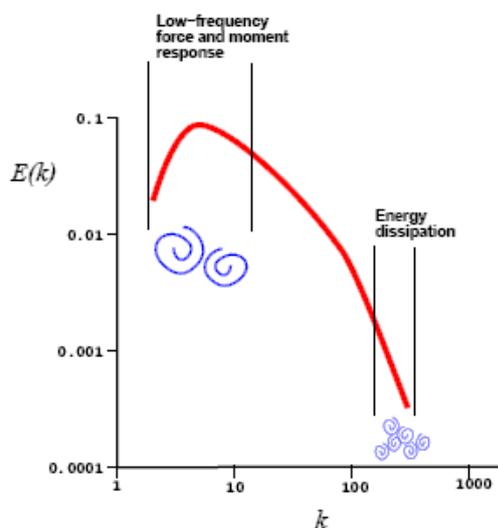


Figura 2.17-Grandezza vortici in funzione di k

Esistono vari approcci per la risoluzione della turbolenza: *RANS*, *LES*, *DNS* (vedi Figura 2.18). La differenza tra questi è data dall'ampiezza delle scale di lunghezza risolte o modellate. Nella *DNS* si risolvono tutte le lunghezze comprese tra la *scala integrale* e quella di *Kolmogorov*: è quindi la più precisa ma anche la più costosa computazionalmente. La *RANS* si comporta all'opposto, modellando tutte le scale di lunghezza.

Ne dipende velocità di calcolo tale che i risultati possano essere disponibili nel breve periodo. La *LES*, risolvendo una gran parte delle scale, è una via di mezzo tra tempi bassi (*RANS*) e alta precisione di calcolo (*DNS*).

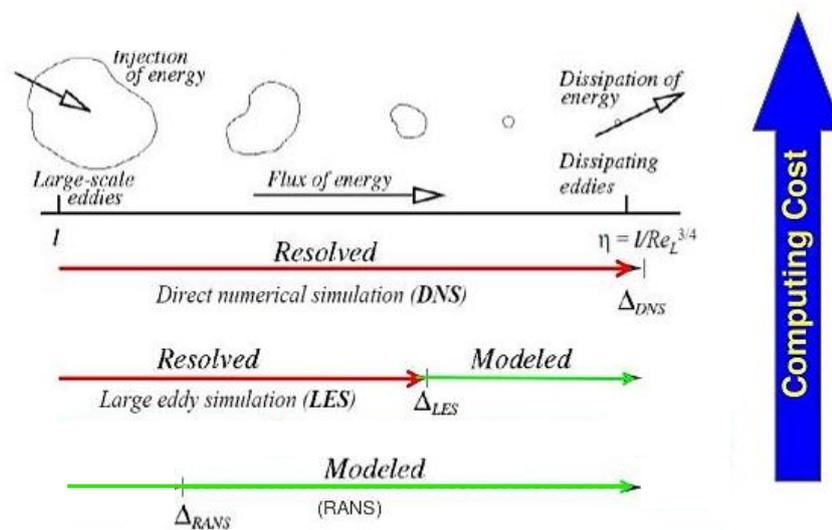


Figura 2.18-Confronto tra modelli risoluzione della turbolenza: DNS, LES, RANS

Per tenere in conto degli effetti della turbolenza sono stati applicati i modelli basati sulle equazioni *RANS*: *RNG k-ε*, *SST k-ω* e *RSM*.

Utilizzando questa modellazione si modellano i vortici di grande scala, che si differenziano a seconda del problema in esame, e le strutture vorticose di media e bassa scala considerati invece isotropi e universali.

Per ottenere le equazioni *RANS* è necessario decomporre le componenti di velocità istantanea e pressione nel valor medio e nella componente fluttuante stocastica:

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \\ \mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}' \\ \mathbf{w} = \bar{\mathbf{w}} + \mathbf{w}' \end{cases} \quad 2.110$$

$$\mathbf{p} = \bar{\mathbf{p}} + \mathbf{p}' \quad 2.111$$

Il processo medio è calcolato su un periodo T , abbastanza lungo da non essere influenzato dalle dinamiche proprie delle piccole scale:

$$\bar{\mathbf{u}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u} dT \quad 2.112$$

Per definizione la media delle componenti fluttuanti deve essere nulla:

$$\overline{u'} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} u'(t) dt = 0 \quad 2.113$$

Per quantificare l'effetto della componente fluttuante in genere si fa riferimento alla media del quadrato della componente stessa:

$$\overline{(u')^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} [u'(t)]^2 dt \quad 2.114$$

Possiamo ora definire l'energia cinetica turbolenta specifica:

$$k = \frac{1}{2} [\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2}] \quad 2.115$$

Riprendendo l'equazione di conservazione del momento 2.46 e riscrivendola secondo le tre componenti spaziali otteniamo:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + \text{div}(u\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla(\text{grad } u) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \text{div}(v\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla(\text{grad } v) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \text{div}(w\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla(\text{grad } w) \end{cases} \quad 2.116$$

Applicando la scomposizione alla Reynolds all'equazione si osserva la comparsa di un nuovo termine, il *tensore degli sforzi di Reynolds*, T :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \text{div}(\bar{u}\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla(\text{grad } \bar{u}) + \left[-\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \text{div}(\bar{v}\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla(\text{grad } \bar{v}) + \left[-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \text{div}(\bar{w}\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla(\text{grad } \bar{w}) + \left[-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right] \end{cases} \quad 2.117$$

Questo tensore è composto da sei fattori, dipendenti dalle componenti fluttuanti del moto, che possono essere raggruppati all'interno di una matrice:

$$T = - \begin{bmatrix} \frac{\partial \overline{\rho u'^2}}{\partial x} & \frac{\partial \overline{\rho u'v'}}{\partial y} & \frac{\partial \overline{\rho u'w'}}{\partial z} \\ \frac{\partial \overline{\rho u'v'}}{\partial y} & \frac{\partial \overline{\rho v'^2}}{\partial y} & \frac{\partial \overline{\rho v'w'}}{\partial z} \\ \frac{\partial \overline{\rho u'w'}}{\partial z} & \frac{\partial \overline{\rho v'w'}}{\partial z} & \frac{\partial \overline{\rho w'^2}}{\partial z} \end{bmatrix} \quad 2.118$$

Il problema risulta indeterminato dal momento che questo è composto da quattro equazioni in dieci incognite. Per risolvere il sistema *RANS* è necessario aggiungere ulteriori equazioni in modo da ottenere un numero di incognite pari al numero di equazioni. Esistono più famiglie di modelli, che si distinguono in funzione dei parametri utilizzati all'interno delle equazioni aggiuntive, tra i quali troviamo in questo lavoro:

- Modelli a due equazioni: *Modello k-ε* e *Modello k-ω*
- Modello a sette equazioni: *Reynolds Stress Models*

RNG k-ε

Il *modello k-ε* introduce in chiusura le equazioni di trasporto di **k** (espressa in [**J/kg**]), energia cinetica turbolenta specifica che si trasmette dai grandi ai piccoli vortici, ed **ε**, tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ([**J/kg·s**]).

Nello sviluppo del modello conviene esprimere il tensore delle deformazioni che verrà sostituito più avanti nello sviluppo:

$$e = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad 2.119$$

Scomposti i termini nelle due componenti, abbiamo i termini diagonali:

$$\begin{cases} e_{11} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial x} \\ e_{22} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial y} \\ e_{33} = \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial z} \end{cases} \quad 2.120$$

e i termini misti:

$$\begin{cases} e_{21} = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \\ e_{13} = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial x} \right) \\ e_{23} = \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial v'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial y} \right) \end{cases} \quad 2.121$$

che possono essere scritti con una notazione più compatta:

$$e_{ij} = \bar{e}_{ij} + e_{ij}' \quad 2.122$$

L'equazione di trasporto dell'energia cinetica turbolenta si può ricavare in maniera analitica moltiplicando ciascuna delle tre equazioni istantanee di *Navier-Stokes* 2.116 per la corrispondente componente fluttuante e sommarle fra loro. Poi è necessario ripetere la stessa procedura con le equazioni *Navier-Stokes mediate* 2.117 ed infine sottrarre fra loro le due equazioni che ne risultano. Dopo alcuni aggiustamenti e aver sostituito il tensore delle deformazioni si ottiene:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho k \bar{u}) = \nabla \left(-\overline{p'u'} + 2\overline{\mu u' e_{ij}'} + \frac{1}{2} \overline{\rho u'_i \cdot u'_i u'_j} \right) - 2\overline{\mu e_{ij}' \cdot e_{ij}'} - \overline{\rho u'_i u'_j} \cdot E_{ij} \quad 2.123$$

dove nell'ordine i termini corrispondono a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} &= \text{Tasso di variazione temporale di } k \\ \nabla(\rho k \bar{u}) &= \text{Trasporto di } k \text{ associato alla pressione} \\ \nabla(-\overline{p'u'}) &= \text{Trasporto di } k \text{ associato alla pressione} \\ \nabla(2\overline{\mu u' e_{ij}'}): &= \text{Trasporto di } k \text{ associato agli sforzi viscosi} \\ \nabla\left(\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i \cdot u'_i u'_j}\right) &= \text{Trasporto di } k \text{ associato agli sforzi di } Reynolds \\ \overline{\rho u'_i u'_j} \cdot \bar{e}_{ij} &= \text{Velocità di dissipazione di } k \text{ (di solito si indica con } \varepsilon, \text{ utilizzando} \\ &\quad \text{la viscosità cinematica e non dinamica } \varepsilon = 2\overline{\nu e_{ij}' \cdot e_{ij}'} \text{)} \\ \overline{\rho u'_i u'_j} \cdot \bar{e}_{ij} &= \text{Produzione di turbolenza} \end{aligned}$$

In modo simile all'energia cinetica turbolenta è possibile sviluppare equazioni di trasporto per tutte le grandezze turbolente, compresa la velocità di dissipazione ε .

L'equazione esatta di ε contiene molti termini incogniti e non misurabili perciò la risoluzione necessita di modellazione. Il modello $k-\varepsilon$ è formato infatti da due equazioni

modellate sfruttando le conoscenze acquisite nei processi che causano cambiamenti a queste variabili. Le due variabili vengono usate per definire le scale di velocità (θ) e di lunghezza (l) rappresentative dei grandi vortici, in questo modo:

$$\theta = \sqrt{k} \quad l = \frac{2\sqrt{k^3}}{\varepsilon} \quad 2.124$$

Nell'equazione 2.123 compaiono dei termini non noti; è quindi necessario far intervenire la modellazione per chiudere il sistema. Nell'equazione di bilancio di \mathbf{k} il termine di trasporto associato agli sforzi viscosi contiene prodotti tra componenti fluttuanti incognite perciò viene modellato come segue:

$$2\overline{\mu u' e_{ij}'} = \mu \nabla k \quad 2.125$$

Questo termine può essere trascurato nel caso il *numero di Reynolds* sia elevato. Altra ipotesi è che il trasporto sia proporzionale al gradiente di \mathbf{k} secondo la viscosità turbolenta μ_t e la costante di correzione di *Prandtl*, σ_k :

$$-\overline{p' u'} + \frac{1}{2} \overline{\rho u'_i \cdot u'_i u'_j} = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \quad 2.126$$

Viene introdotta la viscosità cinematica turbolenta con il tentativo di associare gli sforzi tangenziali che nascono in flusso turbolento (gli *sforzi di Reynolds*) con le caratteristiche del moto medio. Utilizzando le ipotesi di *Boussinesq* si ammette che la dissipazione turbolenta operi come la dissipazione in regime laminare, isotropicamente. Si può quindi legare il tensore degli sforzi al rateo di deformazione del flusso utilizzando μ_t come costante di proporzionalità e associare la turbolenza del flusso ad un aumento fittizio della viscosità del fluido:

$$s_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial s_j} + \frac{\partial \vec{v}_j}{\partial s_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2\mu_t \overline{e_{ij}} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad 2.127$$

Dove s_i e s_j sono le generiche direzioni cartesiane spaziali e δ_{ij} è il delta di Kronecker. Va ora determinata μ_t .

Sul piano dimensionale è possibile assumere che la viscosità cinematica turbolenta ν_t , di dimensione $[m^2/s]$, può essere espressa come prodotto della scala turbolenta di velocità, θ $[m/s]$, e la scala di lunghezze, l $[m]$:

$$\nu_t = C\theta l \quad 2.128$$

dove C è una costante di proporzionalità adimensionale. La viscosità dinamica turbolenta vale quindi:

$$\mu_t = \rho\nu_t = \rho C\theta l = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad 2.129$$

C_μ è una costante adimensionale. E' possibile sfruttare l'*ipotesi di Boussinesq* per riscrivere il termine di produzione di turbolenza:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} \cdot \bar{e}_{ij} = \left(2\mu_t E_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \right) \cdot \bar{e}_{ij} \quad 2.130$$

In definitiva si ottiene l'equazione di bilancio di k secondo il *modello k-ε*:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho k \vec{v}) = \nabla \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) - \rho \varepsilon + 2\mu_t \bar{e}_{ij} \bar{e}_{ij} \quad 2.131$$

Dove \vec{v} corrisponde al valore medio della velocità scritta vettorialmente \vec{v} , con:

$$\vec{v} = v_x + v_y + v_z = \mathbf{u} + \mathbf{v} + \mathbf{w} \quad 2.132$$

Lo stesso approccio viene seguito nella modellazione di ε . Ricordando che la produzione di ε deve bilanciare la produzione di k si introducono le costanti correttive $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$. Inoltre si modella il termine relativo alla diffusione nello stesso modo visto nell'equazione 2.126, si ha:

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \varepsilon \vec{v}) = \nabla \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t \bar{e}_{ij} \bar{e}_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad 2.133$$

Il modello *RNG k-ε* deriva dal più semplice modello *STD k-ε* ed è ottenuto da questo applicando alle equazioni di *Navier-Stokes* la *Renormalization Group Theory* [23].

La procedura applicata dalla normalizzazione consiste nel rimuovere gli effetti delle piccole scale ed esprimerli in termini di scale più ampie con una viscosità modificata. Si distingue dal precedente modello per i valori delle costanti empiriche, per le formule analitiche per i *numeri di Prandtl* (α reciproco di σ) relativi alle grandezze turbolente e per la definizione della viscosità effettiva ($\mu_{eff} = \mu_t + \mu$).

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho k \vec{v}) = \nabla(\alpha_k \mu_{eff} \nabla k) - \rho \varepsilon + 2\mu_t \overline{e_{ij} e_{ij}} \quad 2.134$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \varepsilon \vec{v}) = \nabla(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \nabla \varepsilon) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t \overline{e_{ij} e_{ij}} - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad 2.135$$

Dove la costante $C_{2\varepsilon}^*$ del termine di distruzione vale:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3} \quad 2.136$$

Nella quale il parametro η vale:

$$\eta = \frac{k^2}{\varepsilon^2} \sqrt{\frac{1}{2} \overline{e_{ij} e_{ij}}} \quad 2.137$$

Lontano dalle pareti ($\eta < \eta_0$) $C_{2\varepsilon}^*$ è molto simile a $C_{2\varepsilon}$ del modello *STD k-ε*. Nel caso opposto ($\eta > \eta_0$) si avrà un calo del termine di dissipazione di ε che porta a registrare una maggiore intensità dei fenomeni dissipativi con decremento di k e μ_t .

Vantaggi di questa modellazione sono la migliore accuratezza rispetto al caso base e la miglior descrizione del comportamento a parete grazie all'impiego della viscosità effettiva; mentre tra i lati negativi si ha il maggior costo computazionale oltre a una tendenza alla sovrastima di fenomeni turbolenti per alti valori di μ_t .

SST k- ω

Il *modello k- ω* è come detto un modello che utilizza due equazioni di trasporto: l'equazione di k , in comune con il *modello k-ε*, e l'equazione di ω (espressa in [1/s]), con la quale si esprime la frequenza caratteristica di decadimento dei vortici.

La forma *shear stress transport (SST)* consiste in un ibrido in grado di risolvere le regioni a gradiente elevato dello strato limite, in stile *k- ω* e le regioni di flusso libero

con una versione modificata del k - ε . Questa ibridazione permette di sfruttare le buone proprietà delle due famiglie di modelli evitando la necessità per il modello in ε di una funzione di smorzamento vicino alle pareti e per il modello in k della scelta del valore di ω , molto sensibile, nelle regioni di bulk.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho k \vec{v}) = \nabla(\sigma_k \mu_t \nabla k) + 2\mu_t \overline{e_{ij} e_{ij}} - \beta^* \rho \omega k \quad 2.138$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla(\rho \omega \vec{v}) = \nabla(\sigma_\omega \mu_t \nabla \omega) + \alpha \frac{\omega}{k} 2\mu_t \overline{e_{ij} e_{ij}} - \rho \beta \omega^2 + D_\omega \quad 2.139$$

Dove i numeri di Prandtl del termine di trasporto diffusivo valgono:

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k1}} + \frac{1-F_1}{\sigma_{k2}}} \quad 2.140$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega1}} + \frac{1-F_1}{\sigma_{\omega2}}} \quad 2.141$$

Con F_1 funzione determinante lo shift tra i comportamenti k - ε e k - ω . Nell'equazione 2.139 è stato aggiunto il termine D_ω che incorpora la funzione di fusione e determina il passaggio da un comportamento all'altro.

Vantaggi del modello sono l'accuratezza dei risultati, la buona predizione di flussi distaccati, l'elevata capacità di descrivere il comportamento a parete e l'ottima stima dei fenomeni turbolenti (valori di μ_t inferiori ai modelli precedenti). Per contro necessita di una regione di parete ben risolta.

RST

Il più complesso tra i modelli classici di turbolenza è il modello *Reynolds Stress Turbulence*, nel quale si aggiungono sei equazioni, alle derivate parziali, ciascuna delle quali prende in considerazione il trasporto di ognuna delle componenti del tensore degli sforzi (equazione 2.118). Definito il tensore degli sforzi di Reynolds:

$$R_{ij} = -\tau_{ij}/\rho = \overline{u'_i u'_j} \quad 2.142$$

L'equazione esatta del trasporto di R_{ij} si esprime in questi termini:

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \epsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} \quad 2.143$$

$\frac{DR_{ij}}{Dt}$ è la somma del tasso di variazione di R_{ij} e del trasporto di R_{ij} per convezione. P_{ij} è il tasso di produzione di R_{ij} e può essere riscritto come:

$$P_{ij} = - \left(R_{im} \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial s_j} + R_{jm} \frac{\partial \vec{v}_j}{\partial s_i} \right) \quad 2.144$$

D_{ij} è il trasporto di R_{ij} per diffusione, modellato assumendo che il tasso di trasporto di R_{ij} per diffusione sia proporzionale al gradiente di R_{ij} :

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial s_m} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial R_{ij}}{\partial s_m} \right) \quad 2.145$$

ϵ_{ij} è il tasso di dissipazione di R_{ij} :

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \quad 2.146$$

Π_{ij} corrisponde al trasporto di R_{ij} dovuto alle fluttuazioni turbolente di pressione. Queste sono a loro volta dovute all'interazione tra due vortici o tra un vortice e una regione con flusso a velocità media differente. L'effetto principale del termine è di redistribuire l'energia fornendone maggiormente allo *sforzo normale di Reynolds* ($i=j$) e togliendone allo *sforzo di taglio* ($i \neq j$).

$$\Pi_{ij} = -C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(R_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \quad 2.147$$

L'ultimo termine, Ω_{ij} , è il trasporto di R_{ij} dovuto alla rotazione:

$$\Omega_{ij} = -2\omega_k (R_{jm} e_{ikm} + R_{im} e_{jkm}) \quad 2.148$$

dove ω_k è il vettore rotazione e e_{ijk} vale: 1 se i,j,k sono differenti e in ordine ciclico, -1 se differenti ma in ordine anti-ciclico mentre 0 se due pedici coincidono.

Le sei equazioni sono risolte con l'aggiunta di un'equazione che modella il tasso di dissipazione ε :

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \nabla \left(\frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mathbf{v}_t \overline{e_{ij} e_{ij}} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad 2.149$$

Il modello calcola molto accuratamente le proprietà del flusso medio e di tutti gli sforzi di Reynolds per ogni genere di flusso ma ha lo svantaggio di essere molto pesante computazionalmente e non troppo preciso nel descrivere getti asimmetrici e flussi ricircolanti non confinati.

2.4.5 Trattamento dello strato limite

Viene introdotta la legge di parete, formula contenente la distanza adimensionale dalla parete \mathbf{y}_+ e la velocità normalizzata \mathbf{u}_+ :

$$\mathbf{u}_+ = \frac{\vec{v}}{u_*} = f(\mathbf{y}_+) = f\left(\frac{u_* \mathbf{y}}{\nu}\right) \quad 2.150$$

Dove \mathbf{y} è la distanza del centrocella dalla parete più vicina, ν la viscosità cinematica e u_* la velocità di taglio sulla parete più vicina:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad 2.151$$

La velocità di taglio è definita tramite la densità ρ e lo sforzo di taglio a parete τ_w , somma del contributo viscoso e turbolento, che a sua volta vale:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial \mathbf{y}} \right)_{\mathbf{y}=0} \quad 2.152$$

Dove $\frac{\partial \vec{v}}{\partial \mathbf{y}}$ è il gradiente della velocità in direzione normale alla parete calcolato sulla stessa e μ la viscosità dinamica.

Esistono diversi approcci per il trattamento dello strato limite in Star-CCM+®:

- *High y_+ Wall Treatment*
- *Low y_+ Wall Treatment Layer*
- *All y_+ Wall Treatment*
- *Two Layer All y_+ Wall Treatment*

Il modello *High y_+* utilizza relazioni algebriche, dette *Scalable wall function*, per modellare l'andamento delle quantità vicino a parete in un range ampio di valori di y_+ : secondo una legge lineare fino a $y_+ < 10$ e logaritmica al di sopra (vedi Figura 2.19). Al contrario il modello *Low y_+* risolve le equazioni di turbolenza, conservazione della massa e del momento in tutto il dominio. Il modello *All y_+ Wall Treatment* è un'approccio ibrido che cerca di riprodurre il comportamento degli altri due modelli sia nel caso di mesh fini che nel caso di mesh grossolane. Questo trattamento a parete è stato progettato per dare risultati simili al *Low y_+* per valori di y_+ tendenti a 0 mentre vicini al *High y_+* per valori di y_+ superiori a 30. Infine si trova il modello *Two Layer All y_+ Wall Treatment* che ha la stessa formulazione del precedente ma contiene condizioni al contorno per ε coerenti con la formulazione *Two layer*.

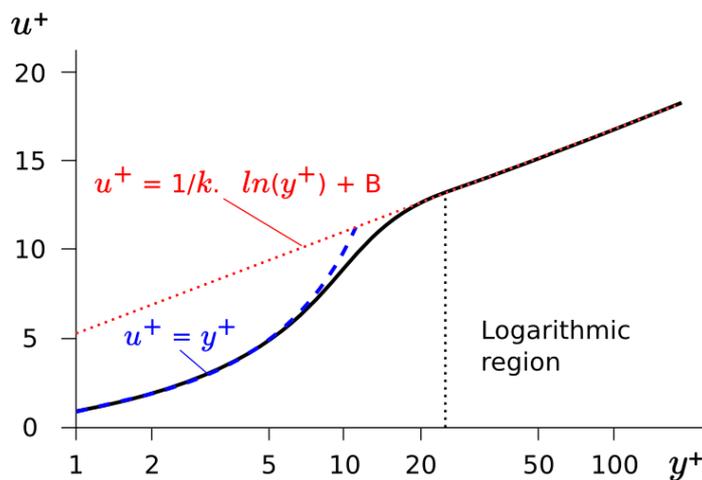


Figura 2.19-Distribuzione della velocità vicino alla parete

3 VALIDAZIONE MODELLISTICA

3.1 Caso di Winklhofer

La validazione è stata condotta considerando il lavoro sperimentale di Winklhofer et al. [24] e relativo al flusso cavitante attraverso un ugello.

Nella prova si considerano tre diverse geometrie rappresentative di iniettori che differiscono per il fattore di conicità (Tabella 3.1): il foro **J** presenta la stessa dimensione sia in entrata che in uscita, mentre il foro **U** e il foro **W** presentano un valore di contrazione del canale rispettivamente del 5 e 10% (in Figura 3.1 troviamo la metà superiore delle geometrie).

Tipologia iniettore	Dimensione inlet	Dimensione outlet	Contrazione canale
J	299 μm	299 μm	0%
U	301 μm	284 μm	5%
W	301 μm	270 μm	10%

Tabella 3.1-Dimensioni geometriche iniettori

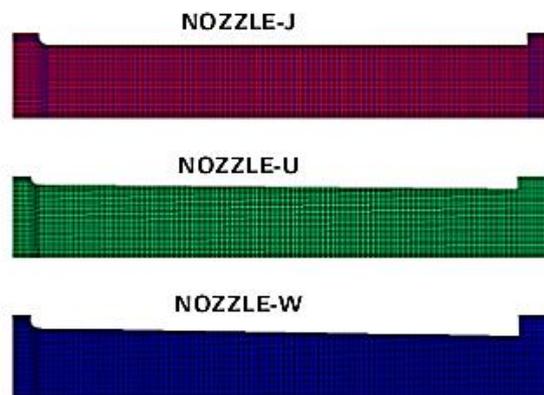


Figura 3.1-Geometrie iniettori (metà superiore)

3.1.1 Apparato di prova

L'apparato sperimentale utilizzato nella prova è costituito da:

- Una pompa di alimentazione di bassa e una di alta pressione
- Valvole di ingresso e uscita
- Un condotto di ritorno
- Sistemi di misurazione e rilevazione
- Un serbatoio alla temperatura stabilizzata di 27°C
- Un condotto trasparente 2D rappresentante il foro iniettore (Figura 3.2)

L'ugello, ricavato dallo scavo orizzontale di una geometria sagomata su un foglio di acciaio di spessore 0.3 mm, si trova tra due finestre in zaffiro.

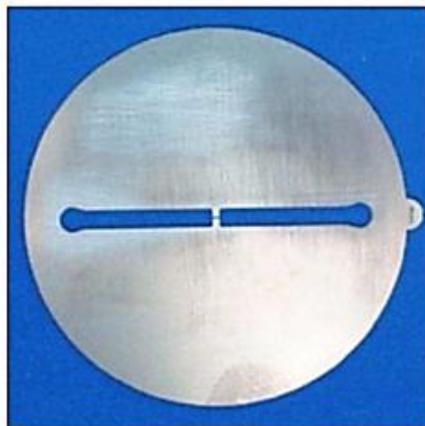


Figura 3.2-Scavo bidimensionale della geometria idraulica

L'ugello è alimentato da un serbatoio attraverso un condotto perpendicolare e scarica il fluido verso un serbatoio a valle attraverso l'utilizzo di un altro condotto, inclinato analogamente al primo (Figura 3.3).

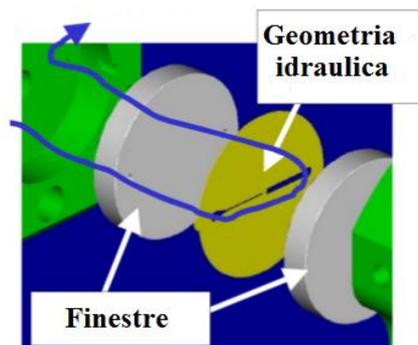


Figura 3.3-Schema montaggio impianto prova

Le misure delle grandezze d'interesse sono state ottenute tramite diverse tecniche:

- Profilo di portata: viene utilizzato un sensore ad effetto *Coriolis* a valle dell'iniettore, nel volume di scarico
- Campo di cavitazione: si usa la tecnica della retroilluminazione del modello e una camera CCD con tempo di posa pari a 100 nanosecondi
- Profilo di pressione: ancora una volta si retroillumina il modello e si utilizza la camera CCD ma con un tempo di posa maggiore, 500 nanosecondi.
- Profilo di velocità: viene utilizzata la LDV, velocimetria laser doppler, tecnica tramite la quale si può rilevare la velocità di un fluido in una porzione limitata del canale utilizzando un fascio laser. La LDV valuta la variazione di lunghezza d'onda o di frequenza dei fotoni tra il momento in cui questi devono ancora colpire le particelle del fluido e il momento successivo all'impatto. Per far ciò utilizza l'effetto Doppler.

L'impianto lavora con un salto di pressione variabile fra i due serbatoi pieni di fluido liquido: in ingresso è mantenuta una pressione costante pari a 100 bar mentre la pressione di uscita è stata fatta variare tra 82 e 10 bar.

3.1.2 Fluido utilizzato

L'impianto di prova utilizza un fluido *diesel fuel* di proprietà non specificata. Nell'analisi numerica si è scelto di utilizzare dodecano ($C_{12}H_{26}$) alla temperatura di 27°C con le caratteristiche riportate in Tabella 3.2.

Proprietà	Simbolo	Unità di misura SI	Valore numerico
Tensione di vapore	p_v	Pa	776
Densità fase liquida	ρ_l	kg/m^3	751
Viscosità fase liquida	ν_l	Pa·s	$1.485 \cdot 10^{-3}$
Densità fase vapore	ρ_v	kg/m^3	0.053
Viscosità fase vapore	ν_v	Pa·s	$4.407 \cdot 10^{-6}$

Tabella 3.2-Proprietà fisiche del dodecano ($C_{12}H_{26}$)

3.2 Modello implementato in Star-CCM+®

3.2.1 Geometria

Il dominio fluidodinamico testato da Winklhofer et al [24] nel suo esperimento è stato adattato per massimizzare la velocità di calcolo. Tale modifica consiste nel ridurre in direzione longitudinale il volume a valle dell'iniettore e ancora maggiormente quello a monte, che inizialmente misuravano 10 mm ciascuno, fino ad un valore di 8 e 2 mm rispettivamente. Questa modifica è possibile solo se il flusso non viene troppo influenzato dalla drastica riduzione di lunghezza dei condotti. Successivamente sono state leggermente ampliate le altezze dei volumi di accumulo, da 3 a 3.3 mm, per far sì che i due condotti abbiano un'altezza 10 volte superiore al canale. Perciò il dominio completo in Star-CCM+® si presenta come in Figura 3.4.

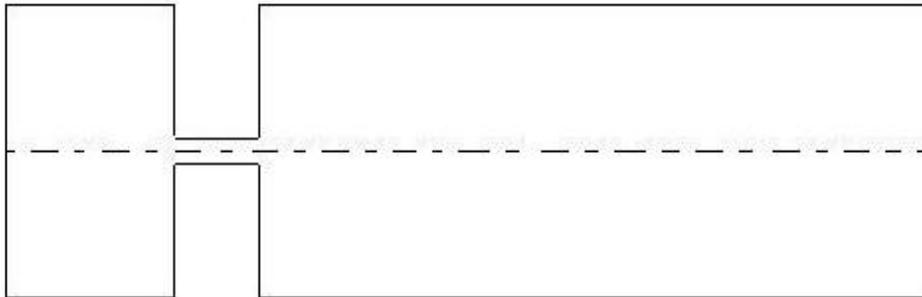


Figura 3.4-Geometria in esame

Essendo però il dominio simmetrico sia geometricamente che fluidodinamicamente se ne può analizzare metà geometria con notevole guadagno nei tempi di calcolo, senza che i risultati ne vengano alterati [25] e [26].

Il dominio di partenza per la generazione della mesh è riportato in Figura 3.5 e Figura 3.6, comprensivo di quotatura.

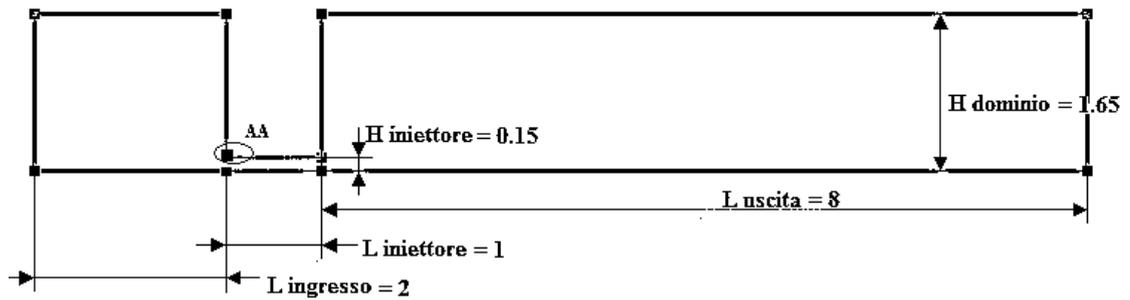


Figura 3.5-Quote metà geometria analizzata (in mm)

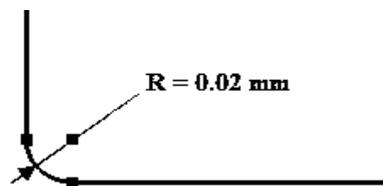


Figura 3.6-Quota raggio di raccordo (dettaglio AA)

3.2.2 Setup del modello

Il dominio in esame viene suddiviso in varie regioni contraddistinte da parametri diversi tra loro, come visibile in Tabella 3.3 e in Figura 3.7. In Figura 3.7 il verde indica la regione di ingresso al dominio, il rosso indica quella di uscita mentre il colore grigio e blu si specificano, rispettivamente, la regione di parete ed il piano di simmetria.

Le regioni di ingresso e di uscita al dominio hanno la stessa superficie e la stessa tipologia, *pressure outlet*, ma una diversa specifica per quanto riguarda la pressione.

Le pareti vengono definite *wall* e possiedono come caratteristica principale la condizione di *no-slip* mentre il piano di simmetria, è un *symmetry plane*.

REGIONE	TIPOLOGIA	SPECIFICA	VALORE
Inlet	Pressure Outlet	Total Pressure	100 bar
Symmetry plane	Symmetry	-	Symmetry Condition
Wall	Wall	-	No Slip Condition
Outlet	Pressure Outlet	Static Pressure	10 ÷ 70 bar

Tabella 3.3- Regioni del dominio computazionale

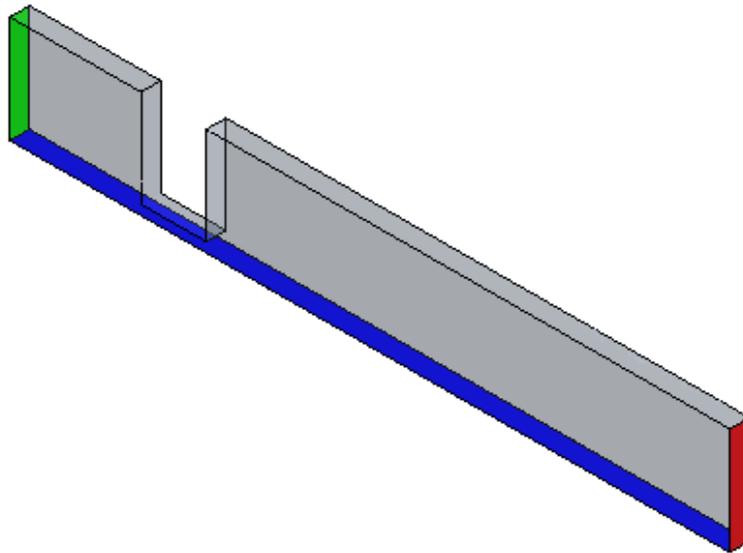


Figura 3.7-Regioni del dominio computazionale

Per quanto riguarda le condizioni iniziali della simulazione è stato necessario definire un profilo di pressione che evolvesse gradualmente lungo l'asse X. Questo accorgimento rende più agevole l'avviamento della simulazione evitando brusche variazioni di pressione che avrebbero portato questa a divergere. E' stata perciò implementata una funzione scalare all'interno della sezione strumenti del software per definire un campo di pressione specifico per il caso. Questa *Scalar field function* ha infatti l'obiettivo di far variare di una quantità predefinita la pressione in direzione longitudinale all'interno del canale e della sezione di scarico, mantenendola fissa nella regione di accumulo a monte del canale:

$$(\text{Centroid}[0] \geq 0) ? \left[\text{Pin} - \left((\text{Pin}) - (\text{Pout}) * \frac{\text{Centroid}[0]}{\text{XMAX}} \right) \right] : [(\text{Pin})] \quad 3.1$$

Il vettore *Centroid[0]* sta ad indicare il valore della coordinata 0, ossia quella corrispondente alla x, a partire dall'origine posta nell'ingresso del canale. Nel caso il suo valore sia positivo, il software assegna il valore contenuto nella parentesi di sinistra, mentre nel caso opposto il valore di destra. Mentre nel secondo caso viene assegnata direttamente la pressione di inlet *Pin*, nel primo si attribuisce un valore decrescente alla pressione iniziale in funzione della distanza dall'origine, come visibile in Figura 3.8.

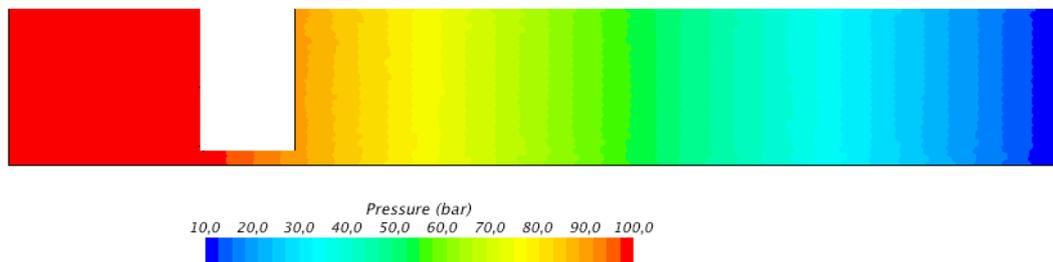


Figura 3.8-Profilo di pressione iniziale

Alla velocità è stato assegnato un valore costante nullo nelle tre direzioni mentre più articolata è stata l'assegnazione della frazione in volume e della specifica delle grandezze turbolente. Per la frazione in volume è stato scelto il metodo *Composite* che permette di inserire i valori scalari diversi alle differenti componenti della miscela.

Nel caso in esame alle componenti di fase liquida e vapore vengono assegnati valori costanti pari, rispettivamente, a 1 e 0.

Le grandezze turbolente vengono specificate direttamente tramite i valori di k ed ϵ . Come valori iniziali sono stati utilizzati quelli ricavati precedentemente nel lavoro svolto in OpenFOAM [27]. Questi valori sono poi stati leggermente modificati osservando lo sviluppo dei campi e valgono rispettivamente 40.5 J/kg e 2900 m^2/s^3 .

Le condizioni al contorno, definite nelle diverse regioni, assumono valori concordanti con le condizioni iniziali a parte per quanto riguarda le grandezze turbolente nella regione di inlet. In ingresso infatti si assumono valori ben inferiori di k ed ϵ , che nell'ordine valgono 3 J/kg e 1000 m^2/s^3 , con l'obiettivo di stabilizzare le fasi iniziali dell'analisi.

3.2.3 Mesh

Una volta scelto il dominio fluidodinamico da analizzare, il passaggio successivo consiste nel dividerlo in un numero di celle tale da poter mappare correttamente tutto il dominio fluidodinamico ma allo stesso tempo non appesantire eccessivamente il calcolo. Sono stati analizzati vari modelli di meshatura prima di arrivare alla soluzione di miglior compromesso tra accuratezza e velocità di calcolo.

La fase di meshing si divide in due parti principali che si susseguono:

- meshing superficiale
- meshing volumico (diviso a sua volta nel meshing della zona interna e di quella vicina alle pareti)

Per quanto riguarda la mesh superficiale il programma permette la scelta di:

- Surface Wrapper
- Surface Remesher

Il primo viene utilizzato quando si ha a disposizione come oggetto di partenza solamente un CAD di bassa qualità. Il risultato che si ottiene ha spesso lo stesso livello qualitativo della geometria sulla quale ha insistito il meshatore. Perciò in molti casi si preferisce l'uso del Remesher. Questo può essere utilizzato al fine di ottimizzare la meshatura fatta precedentemente dal Surface Wrapper, 'ritriangolando' la superficie. Viene utilizzato spesso per meshare superfici provenienti da CAD in formato STL.

Nel caso di generazione della vera e propria mesh, la mesh di volume, la scelta è un compromesso tra più fattori. Tra questi i più influenti sono: il tempo disponibile per creare la mesh, la memoria disponibile nel computer e l'accuratezza della soluzione ricercata. La regione di bulk, che nel maggior numero di casi è la predominante per estensione, presenta diverse possibilità di scelta, tra le quali le più significative in questo studio fluidodinamico sono:

- Tetrahedral Mesher
- Polyhedral Mesher

La Mesh Tetraedrica è la più veloce a generare celle, in numero al minuto, ed è anche quella che consuma minor spazio in memoria ma è anche la meno precisa: in

termine di qualità della soluzione sono richieste circa 5 volte il numero di celle per avere la stessa accuratezza di una equivalente Mesh Poliedrica. Quest'ultimo insieme al Trimmer sono, a pari numero di celle, quelli che producono soluzioni più accurate. Sia il Mesher Tetraedrico che poliedrico sono fortemente dipendenti dalla fase precedente, di meshing superficiale: partendo infatti da una qualità 'di pelle' bassa si ottengono pessimi risultati nella mesh volumica. In tutti i casi di mesh di volume si può aggiungere una serie di strati a parete per migliorare la qualità della mesh:

➤ Prism Layer Mesher

Dopo varie prove di sensibilità, la mesh con il miglior binomio tempo-precisione è stata ottenuta combinando le seguenti caratteristiche:

- Mesh superficiale: Surface Remesher
- Mesh regione di bulk: Polyhedral Mesher
- Mesh boundary layer: Prism Layer Mesher

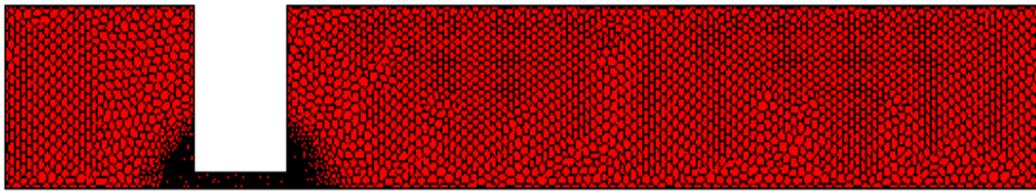


Figura 3.9-Mesh della metà di geometria analizzata

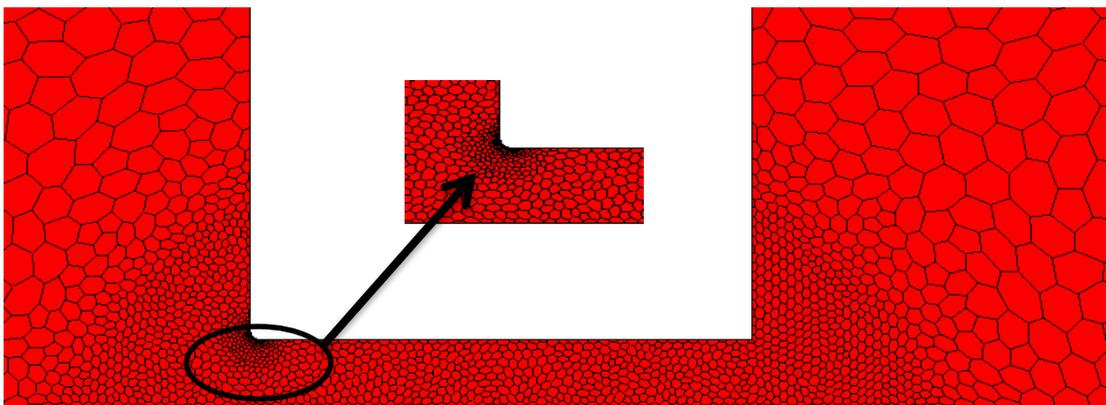


Figura 3.10-Infittimento tramite controllo volumetrico del canale iniettore e del suo raccordo

Successivamente è stato scelto l'infittimento con controlli volumetrici locali, riferiti quindi alla zona selezionata, del canale iniettore e in maniera più massiva del raccordo ad esso. Si ottiene quindi una mesh di all'incirca 186000 celle, visibile in Figura 3.9 e nell'ingrandimento di Figura 3.10.

3.3 Risultati della validazione

In questo paragrafo si mettono a confronto i risultati ottenuti con il setup numerico implementato in Star-CCM+[®] con quelli sperimentali del caso test di Winklhofer e, anche, con quelli numerici provenienti dalla precedente attività di validazione in OpenFOAM svolta presso l'università di Bologna. Verranno analizzati nell'ordine i profili di portata, di velocità media, di pressione e di frazione in volume della fase vapore relativi alle tre geometrie di iniettore testate: J, U e W.

3.3.1 Profili di Portata e campo di cavitazione

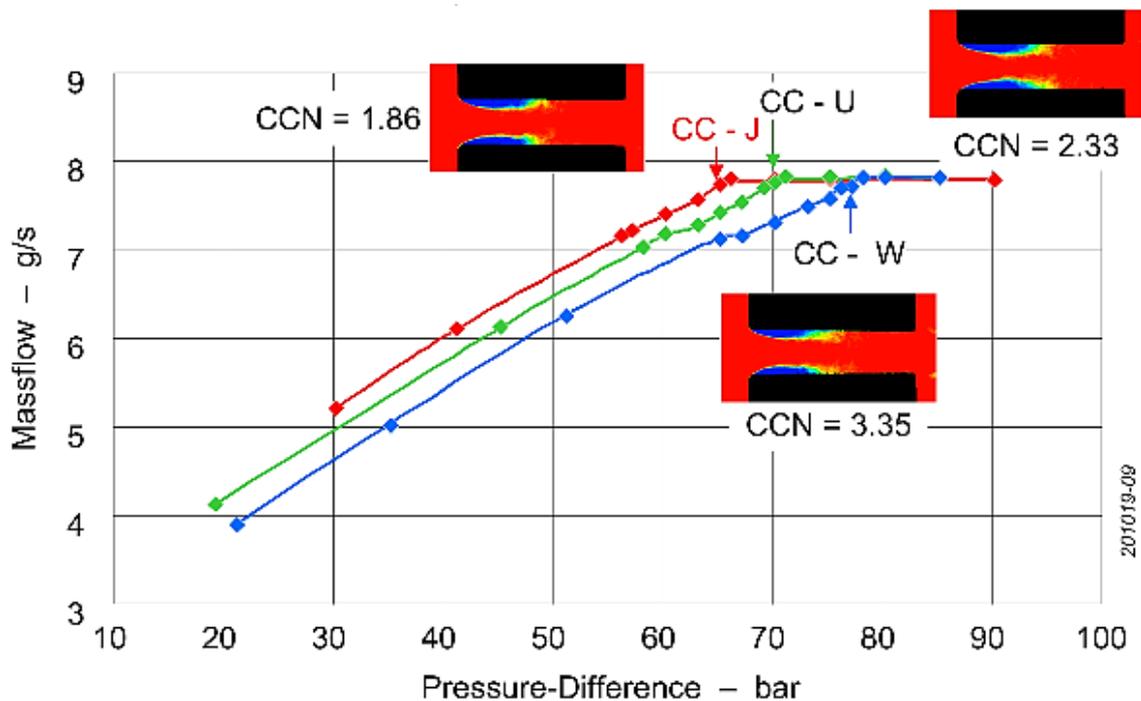


Figura 3.11-Curva sperimentale di portata in massa in funzione del salto di pressione per le 3 geometrie

In Figura 3.11 sono graficati gli andamenti sperimentali delle portate in massa, in funzione del salto di pressione, per le tre geometrie e le rilevazioni ottiche della distribuzione della fase vapore (colore blu).

Dalle curve si nota che la portata si stabilizza, e rimane costante, per il foro **J** per un salto di pressione $\Delta p \geq 65$ bar, mentre per i fori **U** e **W** avviene per $\Delta p \geq 70$ bar e $\Delta p \geq 80$ bar rispettivamente. Questo fenomeno è detto blocco sonico di portata. Il flusso al variare delle condizioni di pressione in uscita mantiene una portata costante, che può variare solamente in funzione delle condizioni totali e della sezione di passaggio.

Il fenomeno ha origine quando la trasmissione di segnali fluidodinamici non riesce a propagarsi a monte perché possiede una velocità del suono minore di quella del fluido che scorre verso valle. La presenza di flusso bifase è responsabile del crollo di velocità locale del suono a causa delle continue riflessioni delle onde di pressione all'interfaccia liquido-vapore. Il flusso di cavitazione prende avvio per valori crescenti del numero critico di cavitazione, **CCN**, il quale aumenta con l'angolo di convergenza:

$$CCN = \frac{CCP}{p_{@CCP} - p_v} \quad 3.2$$

Con **CCP** si indica la pressione di cavitazione critica, cioè il salto di pressione rispetto al quale la portata in massa si avvicina al 99% della portata in condizioni di flusso strozzato. Se la pressione di ingresso viene mantenuta costante a 100 bar, il **CCN** per un qualsiasi liquido è dipendente solamente dalla geometria del foro.

Entrambi i codici numerici approssimano fedelmente il profilo sperimentale, sottostimando la portata leggermente nella fase non cavitante e seguendone perfettamente il profilo in quella cavitante. La Figura 3.12 relativa all'iniettore a sezione costante, come le successive Figura 3.13 e Figura 3.14 relative agli iniettori dotati di leggera convergenza, mostrano come sia fedele la ricostruzione da parte dei due codici della zona relativa al passaggio alla condizione di blocco sonico. Le curve di Star-CCM+® e OpenFOAM raggiungono infatti la condizione *choked flow* con un ritardo di soli 2 bar.

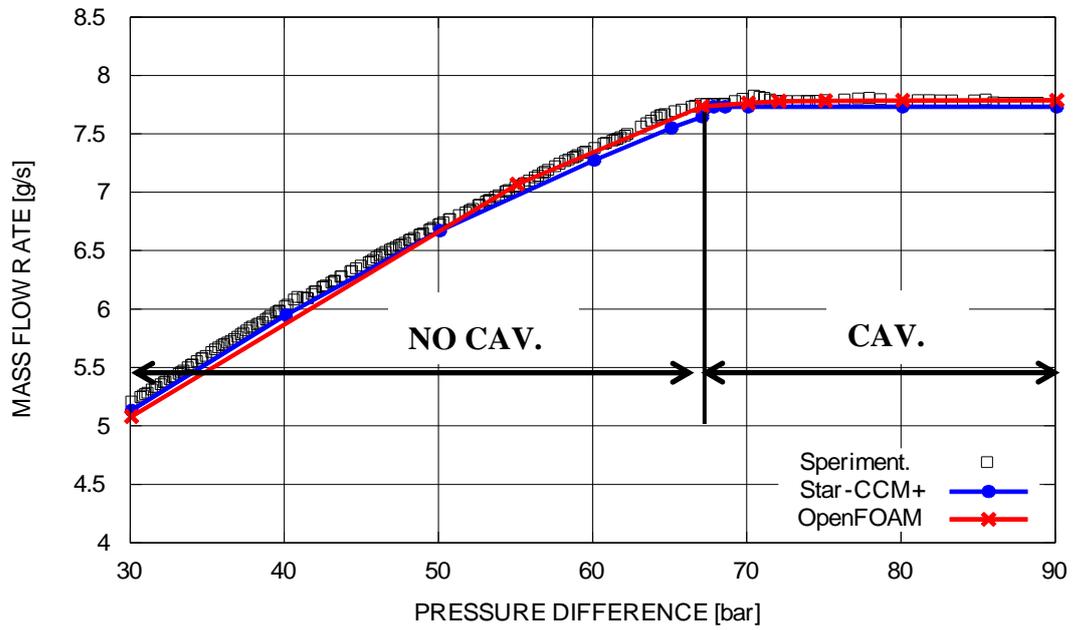


Figura 3.12-Confronto profilo di portata sperimentale, con OpenFOAM e StarCCM+ per l'iniettore J

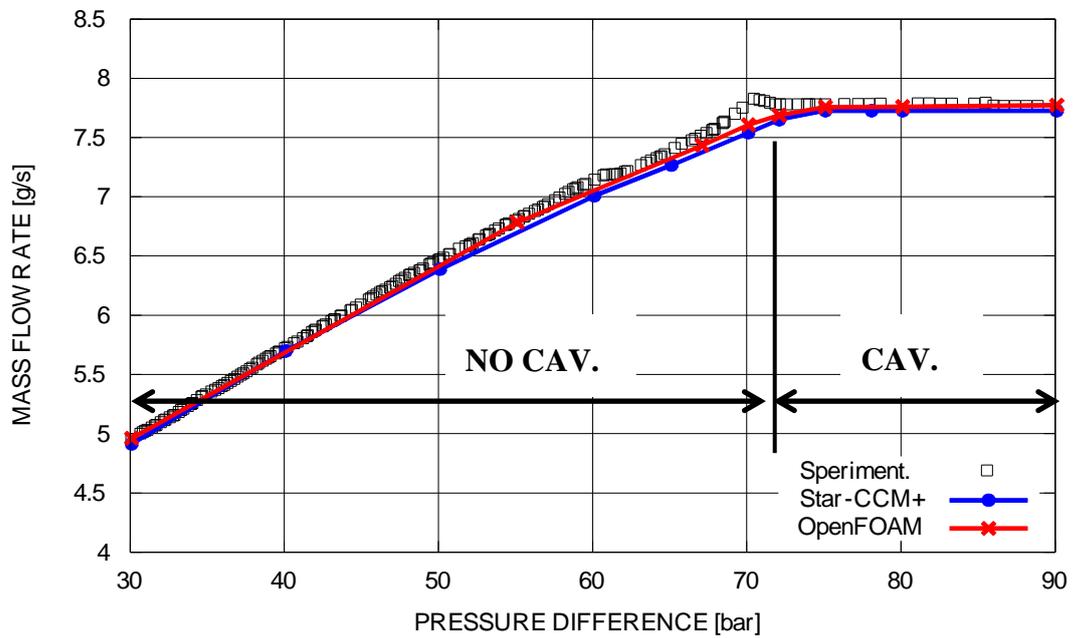


Figura 3.13-Confronto profilo di portata sperimentale, con OpenFOAM e StarCCM+ per l'iniettore J

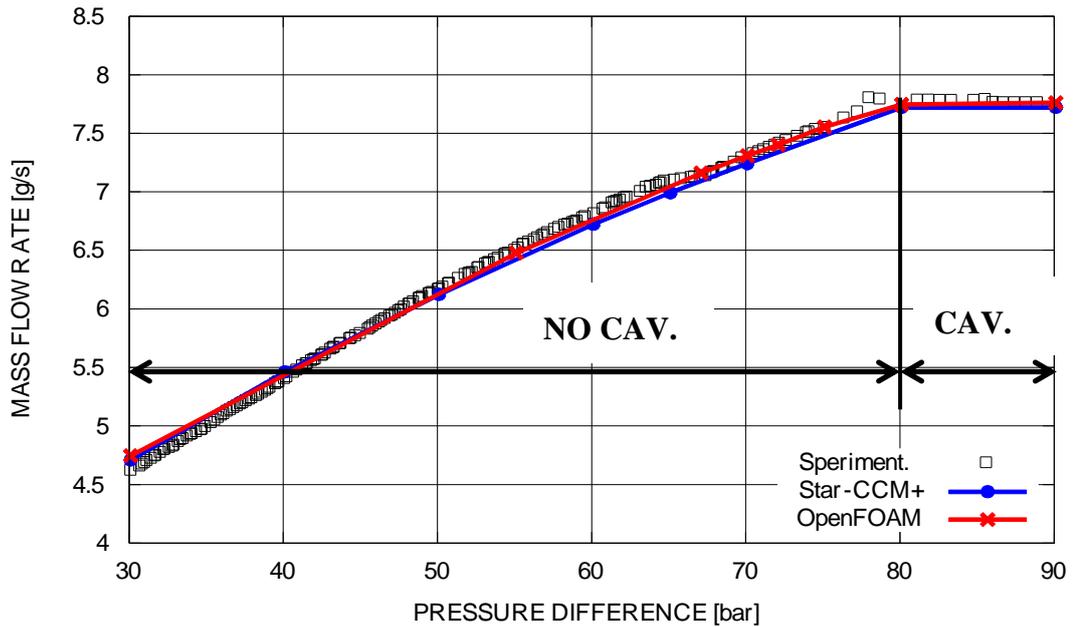


Figura 3.14-Confronto profilo di portata sperimentale, con OpenFOAM e StarCCM+ per l'iniettore J

La Figura 3.15 mostra in un unico grafico i tre profili finora ottenuti in modo che possano essere confrontati. A partire da sinistra troviamo rispettivamente il foro **J**, il foro **U** e il foro **W**. Nel grafico è visibile la minore portata dei fori non cilindrici, a pari salto di pressione, nella regione lontana dal blocco e il ritardo nel raggiungere una configurazione 'choked'.

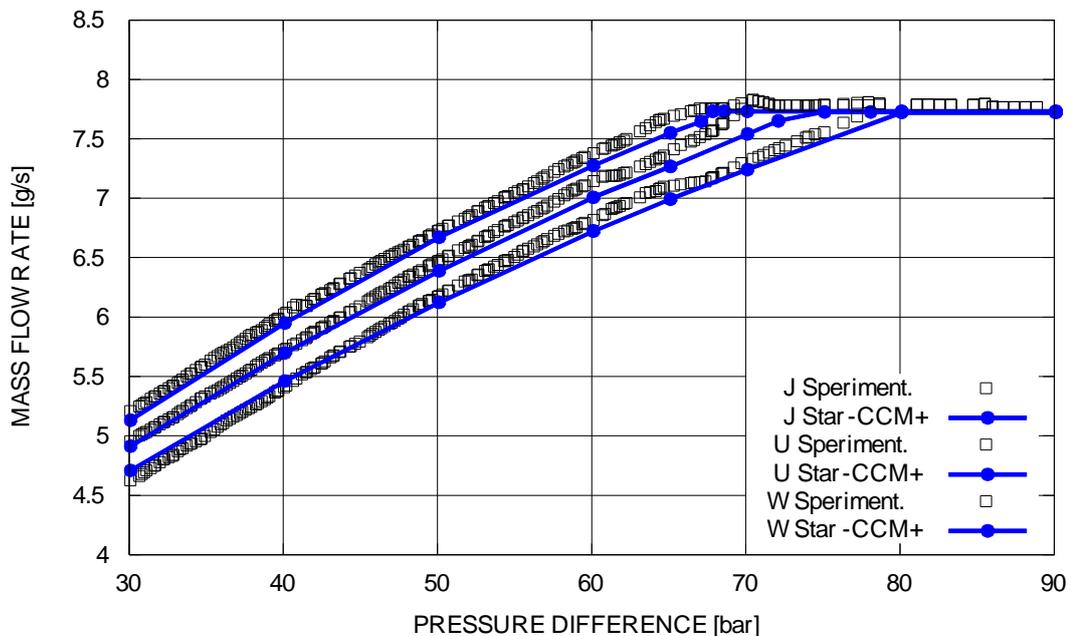


Figura 3.15-Confronto profilo di portata sperimentale e numerico con StarCCM+ per i tre iniettori

In Tabella 3.4 troviamo il confronto tra i valori di regime di portata (mass flow rate) nel caso numerico e in quello sperimentale per le tre geometrie analizzate oltre allo scarto percentuale tra questi valori. Si nota una leggera sottostima del caso numerico.

FORO	MFR NUMERICO [g/s]	MFR SPERIMENTALE. [g/s]	Differenza [%]
J	7.745	7.767	-0.28
U	7.739	7.767	-0.36
W	7.734	7.767	-0.39

Tabella 3.4-Confronto Mass Flow Rate numerico-sperimentale a regime

I profili visti finora, in coordinate salto di pressione-portata in massa, sono stati ottenuti a partire da profili tempo-portata (vedi Figura 3.16 e Figura 3.17).

Questi ultimi, ricavati durante la fase di post-processing con l'utilizzo del software grafico *GNUPLOT*, ci mostrano l'evoluzione temporale del flusso in massa. Le due figure corrispondono nell'ordine all'andamento visto dalla regione di ingresso e a quello visto dalla regione di uscita con diversi salti di pressione.

Il tratto crescente delle varie curve rappresenta il transitorio iniziale affrontato dal fluido durante il transitorio idraulico del calcolo e non essendo di interesse nel calcolo del valore medio viene trascurato. Il valor medio infatti viene calcolato utilizzando il software *Octave* prendendo in esame la regione finale della curva, nel tratto compreso tra 1 e 1.5 millisecondi.

Confrontando le due figure si potrebbe supporre che il valor medio sia differente ma in realtà la differenza sta nel valore istantaneo molto più piatto se misurato nella sezione di ingresso. La Figura 3.17 mette in luce una variabilità della portata in condizione di blocco sonico a partire da un salto di pressione di 65 bar. Le oscillazioni continuano ad aumentare con il ' Δp ' fino a divenire importanti per salti di 90 bar.

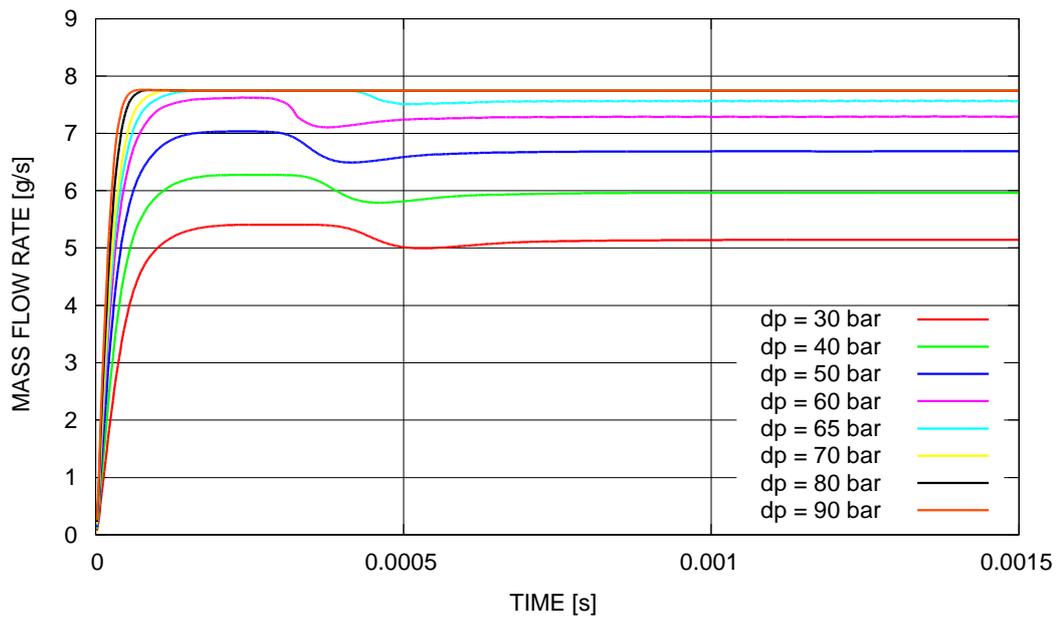


Figura 3.16-Andamento temporale della portata in massa in ingresso per diversi salti di pressione

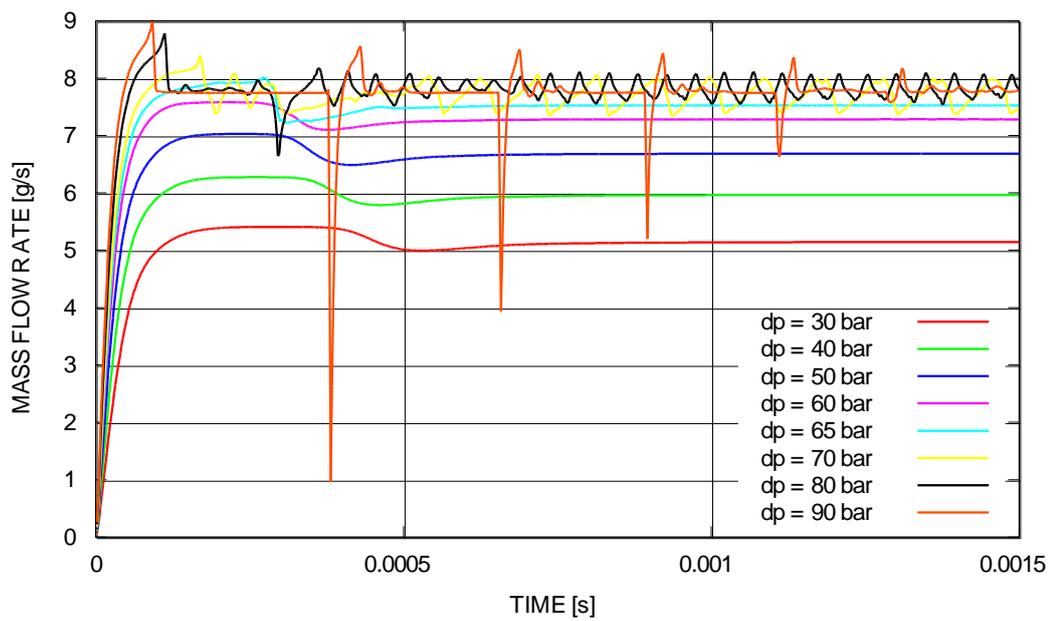


Figura 3.17-Andamento temporale della portata in massa in uscita per diversi salti di pressione

3.3.2 Profili di velocità assiale

Un secondo parametro importante ai fini della validazione è il profilo di velocità assiale in diverse sezioni. I profili di velocità assiali forniti dall'analisi sperimentale e presenti in Figura 3.18, sono stati ricavati in due posizioni distinte: il primo ad una distanza di 53 μm , in direzione longitudinale, dall'imbocco del canale (figura superiore) mentre il secondo a 170 μm (figura inferiore). Queste distanze sono un ventesimo e un sesto dello sviluppo longitudinale del canale stesso e corrispondono rispettivamente ad una zona in cui è possibile trovare l'innescò della cavitazione e una in condizioni di cavitazione completamente regimata.

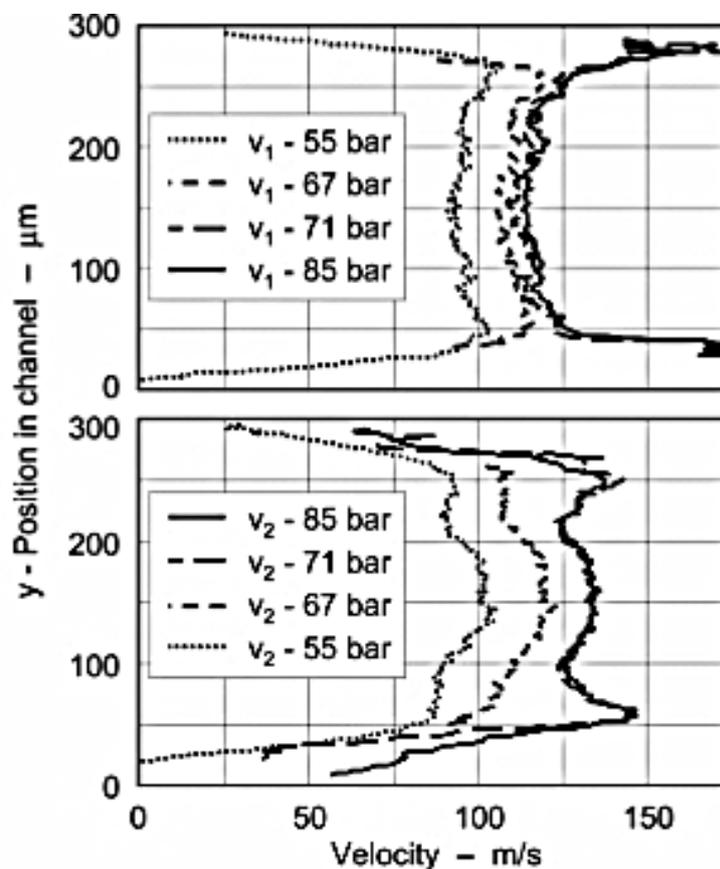


Figura 3.18-Profilo di velocità assiale misurati in due diverse sezioni del canale iniettore

I profili di velocità sono relativi all'iniettore U, che possiede una conicità del 5%, per quattro salti di pressione differenti: il primo in regime non cavitante, il secondo in regime di cavitazione incipiente, gli altri due in supercavitazione con portata *bloccata*.

Nell'analisi CFD sono state poste due serie di sensori nelle stesse posizioni utilizzate sperimentalmente (vedi Figura 3.19). Ogni serie è composta da 100 sensori equamente

distribuiti su una linea che si sviluppa verticalmente a partire dalla base del foro, coprendolo interamente.



Figura 3.19-Posizionamento linee probe (53 μm e 170 μm dall'imbocco)

In Figura 3.20 e Figura 3.21 sono riportati i confronti sperimentale-numeric per i quattro salti di pressione ricavati dalle due serie di sensori. Il profilo sperimentale è rappresentato da una serie di punti mentre con linea continua viene espresso quello numerico. Entrambi i profili numerici sono stati ottenuti tramite simulazione di metà sistema. I valori ottenuti sono stati poi specchiati sull'altra metà, perciò a differenza del caso sperimentale possiedono una simmetria perfetta.

Nella zona vicino alle pareti entrambi i rilevamenti presentano importanti ricircoli che sono tanto più accentuati quanto più è alto il salto di pressione e quanto minore è la distanza dall'imbocco, in accordo con la sperimentazione. La velocità viene influenzata dal flusso bifasico di liquido e vapore da esso formato per cavitazione. Infatti la presenza di vapore tra fluido e pareti funge da cuscinetto, che evitando il contatto reciproco riduce l'attrito. Lo stesso cuscinetto riduce la sezione di passaggio, generando una condizione di 'vena contracta'. Questa condizione di sezione parzialmente occupata da vapore, porta ad un incremento di velocità del fluido che bilancia il calo di sezione utile e mantiene costante la portata. Analizzando le curva relative al caso numerico di Figura 3.20 si constata che la velocità aumenta dalla zona di parete verso quella centrale con un picco nello strato limite dopo circa 40 μm per poi tornare a calare al centro del canale, dove si ha un minimo. Al crescere del salto di pressione le curve possiedono dei picchi sempre più elevati e di conseguenza dei gradienti più spinti tali da formare delle piccole 'corna' dopo solo alcuni micrometri dalle pareti. Queste curve infatti, appartenendo a profili che cavitano maggiormente, sono quelle dotate di velocità più elevate nella zona di bulk e perciò maggiori gradienti nell'avvicinarsi alla parete, dove la velocità è nulla.

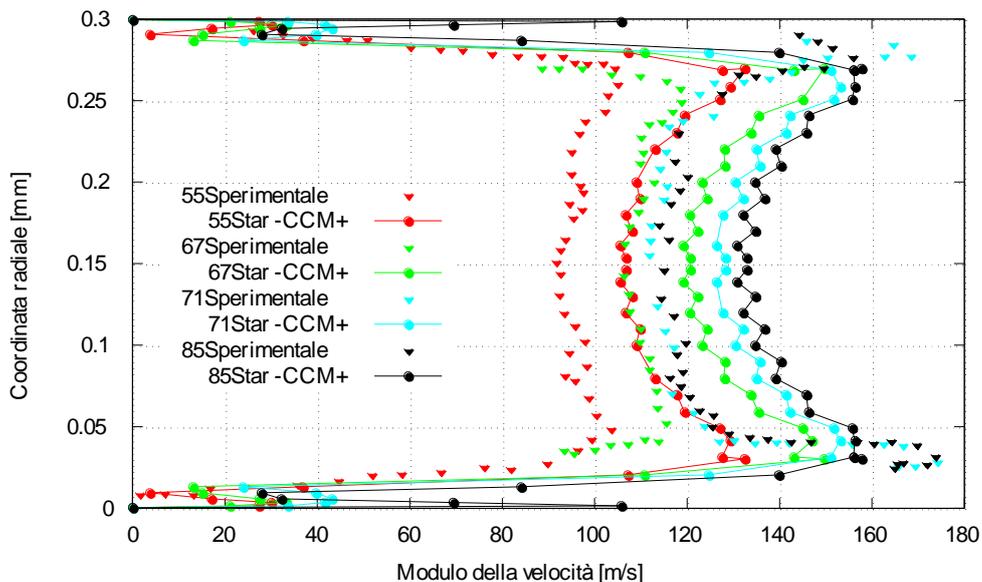


Figura 3.20-Profilo di velocità (sensore posto 53 μm dopo l'imbocco)

L'andamento ricavato dalla serie di sensori più vicino all'imbocco segue qualitativamente quello sperimentale ma possiede un valore assoluto maggiore. Al contrario il profilo ricavato dalla serie posizionata più al centro del canale non riesce a mappare fedelmente il campo di velocità, soprattutto nella regione di passaggio tra lo strato di parete e quello di bulk. Il software infatti sovrastima le velocità per ogni valore di coordinata radiale ma in maniera più marcata a circa 60 μm dalla parete.

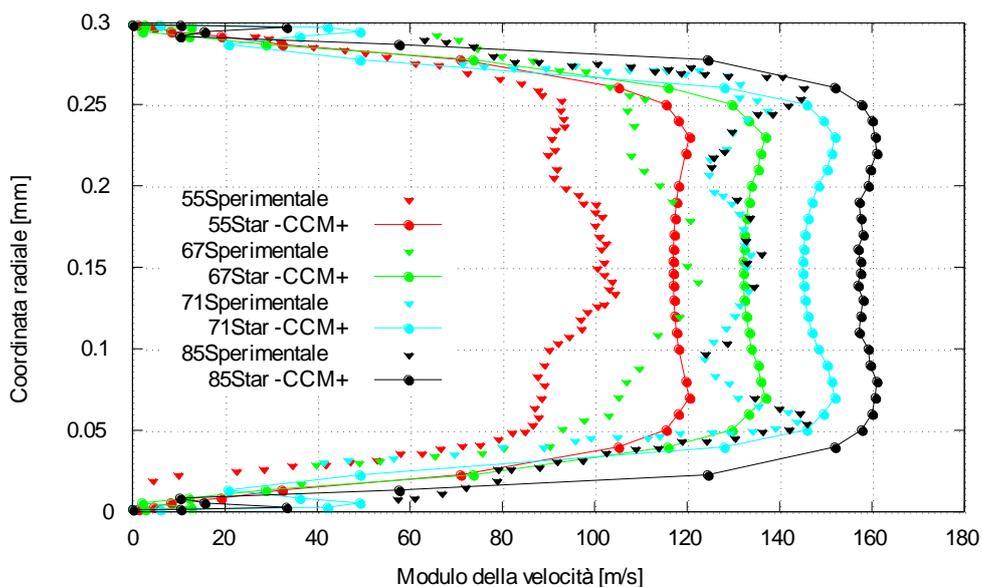


Figura 3.21-Profilo di velocità (sensore posto 170 μm dopo l'imbocco)

3.3.3 Profilo di pressione

Il profilo sperimentale di pressione ha inizio 1 millimetro prima del canale iniettore, lungo a sua volta 1 mm, e si conclude simmetricamente 1 mm dopo. Nell'analisi infatti si prende in esame una regione leggermente più ampia del solo canale iniettore per poter apprezzare l'intero transitorio di pressione: la pressione passa infatti dai 100 bar fissati in inlet alla pressione variabile di outlet.

Il profilo numerico prende in esame la regione visibile in Figura 3.22, dove sull'intero asse di simmetria sono stati posti una serie di sensori, in rosso. Di questi vengono utilizzati solamente quelli corrispettivi al caso sperimentale.



Figura 3.22-Linea probe sull'asse simmetria

In Figura 3.23 e Figura 3.24 è mostrato l'andamento della pressione sul piano di simmetria del sistema per le tre geometrie (**J,U,W**) per un salto di pressione di 70 bar. Nel caso del foro **W** la pressione varia in modo minore tra l'entrata del sistema, dove è fissa a 100 bar, e l'entrata del canale. La pressione poi subisce una rapida ripresa seguita da un importante calo all'interno del canale stesso. Questo grande calo fa sì che in uscita l'iniettore **W** sia quello dei tre caratterizzato dalla più bassa pressione.

I fori **J** e **U** invece si comportano in maniera simile, presentando un minimo in posizione leggermente più avanzata, rispetto al **W**, dell'imbocco. Il minimo per le due curve viene raggiunto dopo un identico salto di pressione in punti quasi coincidenti. Successivamente entrambe le curve tornano a crescere quasi perfettamente sovrapposte fino a raggiungere un massimo relativo a metà del canale. Da qui in poi le curve si distaccano e la curva relativa al foro **J** rimane al di sopra della curva **U** di circa 5 bar. La distanza in bar tra le curve **J-U** e **U-W**, un millimetro dopo l'uscita dal canale, è la stessa rispecchiando la differenza nell'angolo di inclinazione tra le stesse.

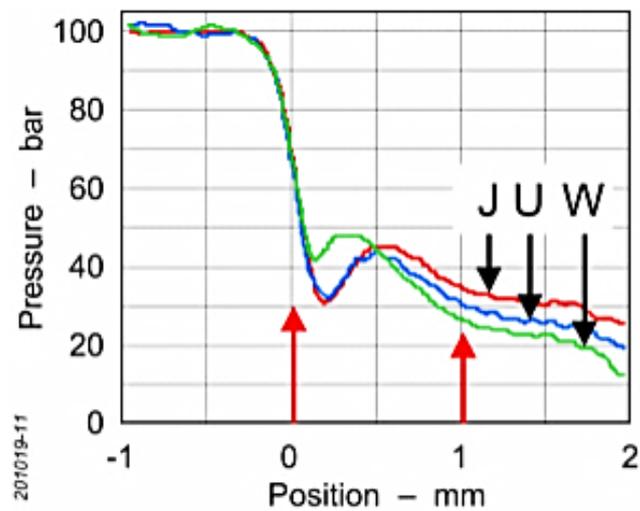


Figura 3.23-Profilo di pressione sperimentale per le tre geometrie

I profili numerici di tutti e tre i casi seguono l'andamento sia qualitativo che quantitativo di quelli sperimentali. Le differenze riscontrabili riguardano i massimi relativi all'interno del foro, che, nel caso numerico sono inferiori di circa 5 bar e l'andamento del profilo dell'iniettore J, che raggiunto il massimo relativo all'interno del canale, mantiene una pressione costante fino all'uscita di questo.

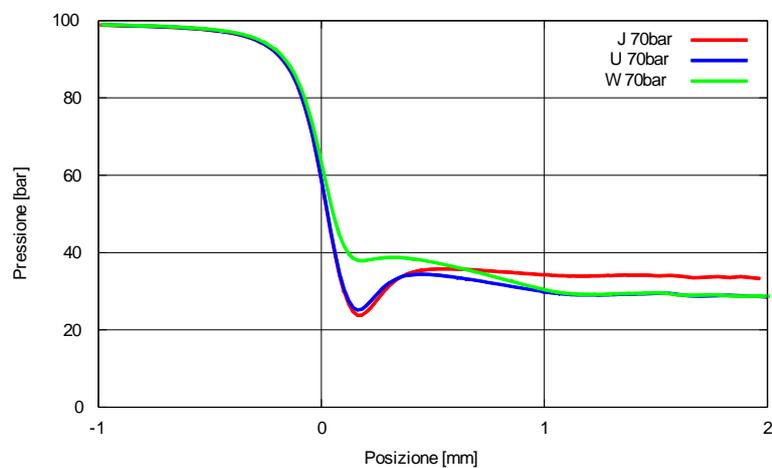


Figura 3.24-Profilo di pressione numerico per le tre geometrie

3.3.4 Profilo della frazione in volume

In Figura 3.25 sono riportate le immagini relative alle frazioni in volume di liquido-vapore all'interno del canale dell'iniettore U per diversi salti di pressione. Ad un salto di 70 bar corrisponde una cavitazione incipiente, perciò solo una piccola parte del canale viene occupata dal vapore. Nel momento in cui il salto di pressione cresce fino a 75 bar si ha il passaggio alla vera e propria cavitazione, l'intero canale si trova perciò riempito di vapore. Aumentando ancora di 5 bar si ha il passaggio al regime di supercavitazione, regime in cui le bolle formate si mantengono integre fino all'uscita del canale.

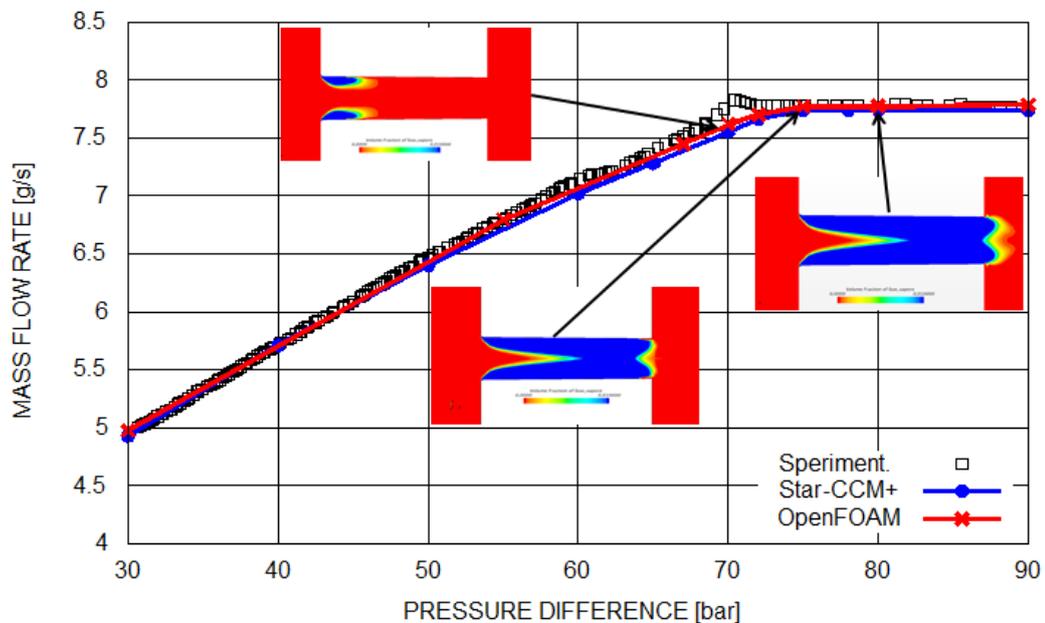


Figura 3.25-Profilo della frazione in volume iniettore U (liquido in rosso)

3.4 Analisi sensibilità ai parametri

Nel paragrafo precedente sono stati raggiunti buoni risultati in termini di accuratezza, sia per quanto riguarda il valore di portata sia per l'andamento qualitativo-quantitativo dei vari campi. I valori scelti nel caso 'base' trattato fino ad ora sono stati ricavati dalla letteratura.

In questo paragrafo vengono eseguite varie prove allo scopo di verificare quanto sono sensibili i risultati al variare dei parametri di ingresso.

I parametri modificati sono raccolti in Tabella 3.5. Le variazioni principali sono legate al numero e dimensione delle bolle oltre che alla mesh, con variazioni nello strato a parete e dimensione di bulk. E' stata inoltre svolta la prova con un fluido diverso, con un modello di turbolenza differente oltre che la riprova della simmetria del sistema.

PARAMETRI	CASO BASE	PROVE
Modello di turbolenza	RNG k-ε	SST k-ω
Raggio bolle (eq.2.65)	$R_b = 2 \times 10^{-6} \text{ m}$	$R_b = 2 \times 10^{-5} \div 2 \times 10^{-7} \text{ m}$
Concentrazione bolle (eq.2.65)	$n = 10^{15} \text{ m}^{-3}$	$n = 10^{13} \div 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Fattore di scala (eq.3.3)	$F_+ = 1 \ \& \ F_- = 1$	$F_+ = 1 \div 2 \ \& \ F_- = 1 \div 2$
Trattamento strato limite (Dimensione wall layer)	Wall resolved (10 layers & $y_+ < 1$)	Scalable wall function (3 layers & $y_+ > 30$)
Dimensione bulk mesh	$d = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$	$d = 1.5 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
Fluido	Dodecano	ISO 4113
Griglia	Metà griglia	Griglia completa

Tabella 3.5-Parametri testati

3.4.1 Modello di turbolenza

Il caso base utilizza le equazioni RNG k- ϵ per modellare la turbolenza mentre nella prova in esame è stato impiegato un modello a due equazioni più preciso e più pesante computazionalmente: il modello SST k- ω .

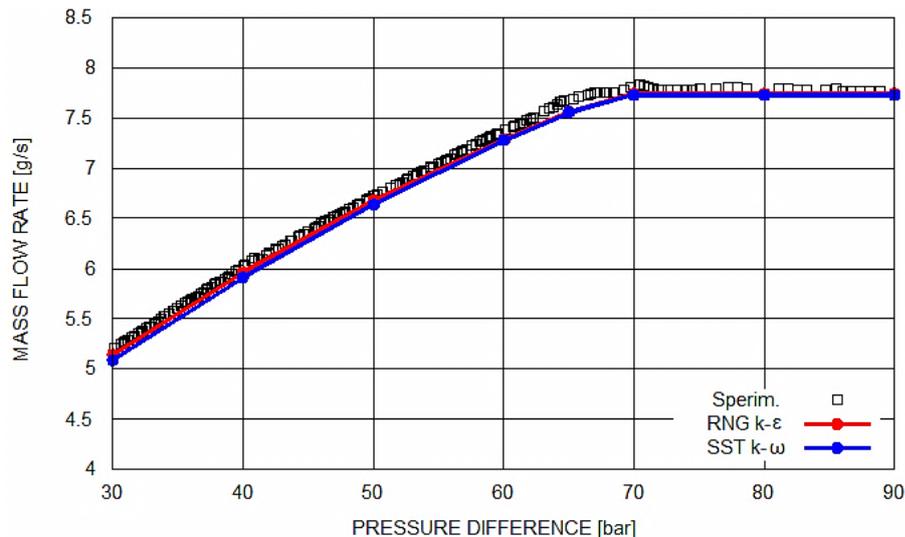


Figura 3.26-Confronto modelli di turbolenza

Il modello SST k- ω permette la soluzione fino a parete (integrando le equazioni senza necessità di adottare *Wall Functions*, vedi paragrafi 2.4.4 e 2.4.5) e, pertanto, richiede un'ottima risoluzione in prossimità delle pareti. Perciò è stata adottata una mesh con un numero di strati e con un'ampiezza sufficiente a descrivere i fenomeni nelle zone di parete con più forti gradienti. La mesh utilizzata nel caso base possiede caratteristiche sufficienti ad una corretta descrizione del fenomeno. In Figura 3.26 troviamo il confronto tra il caso sperimentale e i casi numerici con diverso modello di turbolenza. Entrambi i modelli utilizzati portano a risultati simili sia per il valore di portata sia per la previsione del valore di salto di pressione che genera il blocco sonico. Perciò, a pari bontà di risultati, sarebbe da preferire il modello RNG k- ϵ perché più leggero. In realtà come si vedrà nel seguito il modello SST k- ω è più idoneo nel rappresentare il caso di flusso reale.

3.4.2 Concentrazione e dimensione bolle

Il modello di cavitazione si basa su una distribuzione omogenea di n bolle sferiche di densità costante e raggio R_b all'interno del fluido di prova.

Questi due parametri sono i più difficili da determinare ma devono essere bilanciati per simulare il comportamento reale del fluido nel test.

I valori da cui l'analisi è partita prendono spunto perciò da valori presenti in letteratura, ricavati dalle tesi di Martinov [26], Giannadakis [28], Patouna [29] e dal report di Yuan-Schnerr-Sauer [30]. Il valore del raggio è simile a quello standard in Star-CCM+[®], mentre la concentrazione è minore di un paio di ordini di grandezza:

	$n \left[\frac{1}{m^3} \right]$	$R_b \text{ [m]}$	$\alpha_{v,0}$
Letteratura	$10^{12} \div 10^{14}$	$3 \cdot 10^{-7} \div 2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-5}$
Star-CCM+[®]	10^{15}	10^{-6}	-

Tabella 3.6-Valori tipici per n , r , α_v in letteratura e in Star-CCM+[®]

Tramite questi due valori è possibile calcolare la concentrazione minima di fase vapore (equazione 2.65), che nel caso 'base' vale:

$$\alpha_{v,0} = \frac{n \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3}{1 + n \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3} = \frac{10^{15} \cdot \frac{4}{3} \pi (10^{-6})^3}{1 + 10^{15} \cdot \frac{4}{3} \pi (10^{-6})^3} = 4.17 \cdot 10^{-3}$$

Il test è stato svolto incrementando o scalando di un fattore 10 il raggio delle bolle R_b e di un fattore 100 la loro concentrazione al metro cubo n . In Tabella 3.7 sono raccolti i valori di tutte le combinazioni testate.

$n \left[\frac{1}{m^3} \right]$	$R_b \text{ [m]}$	$\alpha_{v,0}$
$10^{13} \div 10^{17}$	$10^{-7} \div 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-8} \div 4 \cdot 10^{-2}$

Tabella 3.7-Valori testati in Star-CCM+[®]

In Figura 3.27 sono riportati gli andamenti delle portate al variare del salto di pressione per le diverse combinazioni testate, raccolte in Tabella 3.8. Il caso E corrisponde alle condizioni standard di settaggio.

I casi F e H non sono stati rappresentati perché la simulazione, riuscendo ad andare a convergenza solo per salti di 30 e 40 bar, non era utile al confronto, mentre il caso I divergeva già per salti di 30 bar.

Investigando sulla motivazione della non convergenza dei casi F, H, I si sono riscontrati, tramite il calcolo di $\alpha_{v,0}$, valori non fisici, perché maggiori dell'unità.

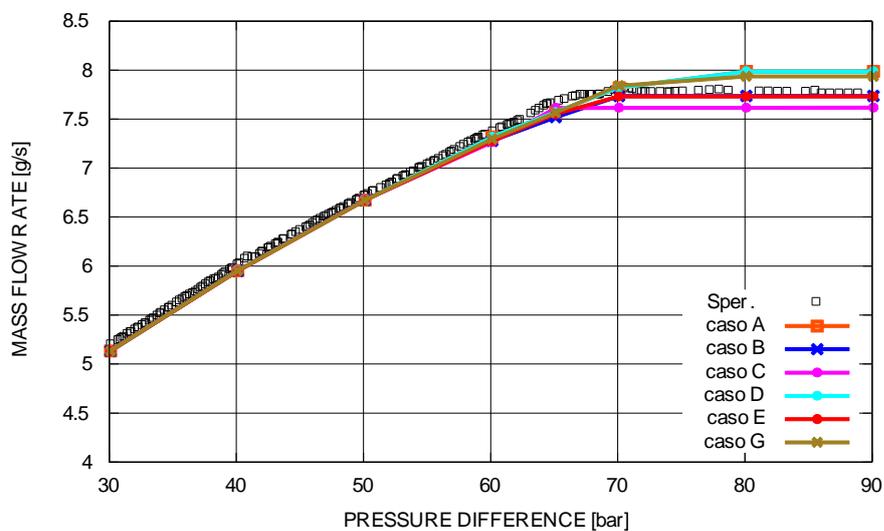


Figura 3.27-Variazione portata al variare della concentrazione e dimensione delle bolle

CASI	$n = 10^{13}$	$n = 10^{15}$	$n = 10^{17}$
$R_b = 10^{-7}$	A	B	C
$R_b = 10^{-6}$	D	E	F
$R_b = 10^{-5}$	G	H	I

Tabella 3.8-Casi testati in Star-CCM+®

Per salti di pressione che non determinano la cavitazione le curve sono quasi sovrapposte. Queste iniziano a separarsi con l'inizio del fenomeno cavitante a causa della diversa concentrazione di fase vapore iniziale dispersa.

A parità di raggio della bolla, si nota che all'aumentare della concentrazione iniziale si assiste ad un calo di portata. Passando infatti dal caso A al C questa si abbassa di circa 5 punti percentuali. Mantenendo costante la concentrazione iniziale si ha ancora una volta un calo ma in questo caso minore dell'1%.

3.4.3 Fattore di scala

I fattori di scala, ossia quello che aiuta la crescita e quello che interviene a favore del collasso delle bolle, entrano in gioco nell'equazione 2.99, che qui viene espressa in modo da mettere in luce il contributo di F_+ e F_- :

$$\begin{cases} \dot{V}_v = \frac{S_{star}}{\rho_v} = F_+ \cdot f(p, \alpha) \\ \dot{V}_l = -\frac{S_{star}}{\rho_v} = F_- \cdot f(p, \alpha) \end{cases} \quad 3.3$$

Questo parametro è molto sensibile e difficile da trovare in letteratura. Per questo per le prove sono stati scelti valori attorno a quelli di default del codice. Tra i valori esaminati solamente le combinazioni di valori F_+ e F_- con valore pari a 1 e 2 sono riusciti a raggiungere la convergenza per tutti i salti di pressione.

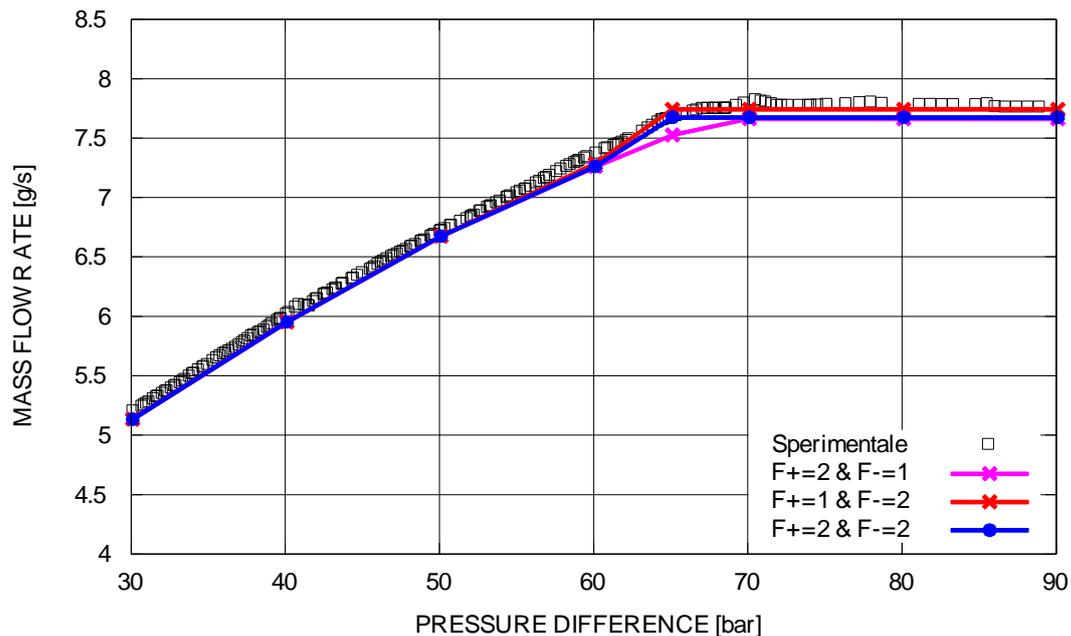


Figura 3.28-Confronto fattore di scala

Tutti i tre casi simulati assumono un valore di portata simile e vicino allo sperimentale. Il caso sbilanciato a favore del fattore positivo, di crescita, è l'unico che si distacca dalla curva target nei pressi della zona di cavitazione incipiente. Infatti raggiunge una condizione di blocco in ritardo rispetto agli altri di circa 5 bar.

3.4.4 Dimensione mesh

Trattamento strato limite

Questo test ha lo scopo di verificare la dipendenza dei risultati dalla risoluzione ottenuta a parete. Infatti nel caso di mesh troppo rada non è possibile seguire, in maniera accurata, gli importanti gradienti che si sviluppano nella zona parietale.

Nel trattare lo strato limite si è scelto l'approccio *Two Layer All y_+ Wall Treatment*.

Il caso base (Figura 3.29) possiede le seguenti caratteristiche:

- 10 strati di celle a parete all'interno del canale e 12 nei pressi del raccordo
- Spessore strato prismatico di 15 μm nel canale e 10 μm all'imbocco
- Rapporto tra le altezze di due strati contigui pari a 1.7

Da questo ne dipende un valore di y_+ inferiore all'unità all'interno del canale. Il modello ibrido si comporta quindi risolvendo fino a parete i campi di velocità, pressione, ecc. Nel caso di prova invece la mesh è stata modificata al fine di abbassarne la risoluzione negli strati a parete, portando ad un incremento di y_+ (Figura 3.30).

Questo è stato possibile utilizzando nuovi valori:

- 2 strati di celle a parete all'interno del canale e 3 nei pressi del raccordo
- Spessore strato prismatico di 40 μm nel canale e 30 μm all'imbocco
- Rapporto tra le altezze di due strati contigui pari a 1.2

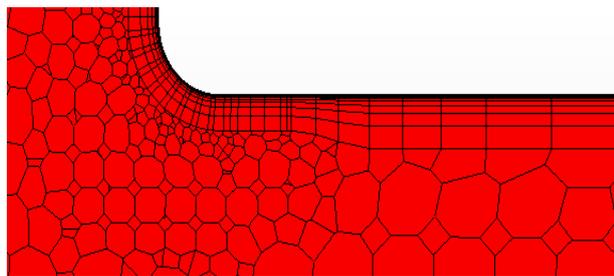


Figura 3.29-Mesh zona di parete iniettore J, caso base (Wall resolved layer, $y_+ < 1$)

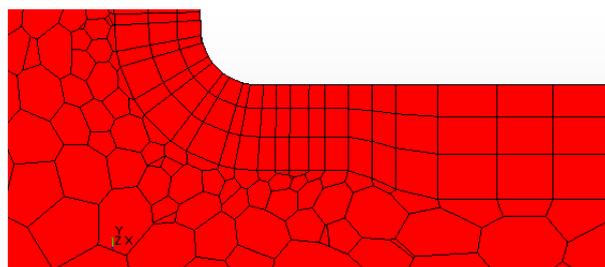


Figura 3.30-Mesh zona di parete iniettore J (Scalable wall functions, $y_+ > 15$)

Variando queste grandezze sono stati ottenuti valori di y_+ molto superiori all'unità all'interno del canale, che hanno portato il modello a comportarsi similmente al *High* y_+ . In questo modo la soluzione ha perso in parte la precisione che possedeva (Figura 3.31) ma ha guadagnato in quanto peso computazionale avendo ridotto a circa un quarto il numero complessivo di celle (Tabella 3.9).

	Wall resolved layer	Scalable wall functions
y_+ canale	<1	>15
Numero celle	186382	42278

Tabella 3.9-Numero di celle nei due approcci

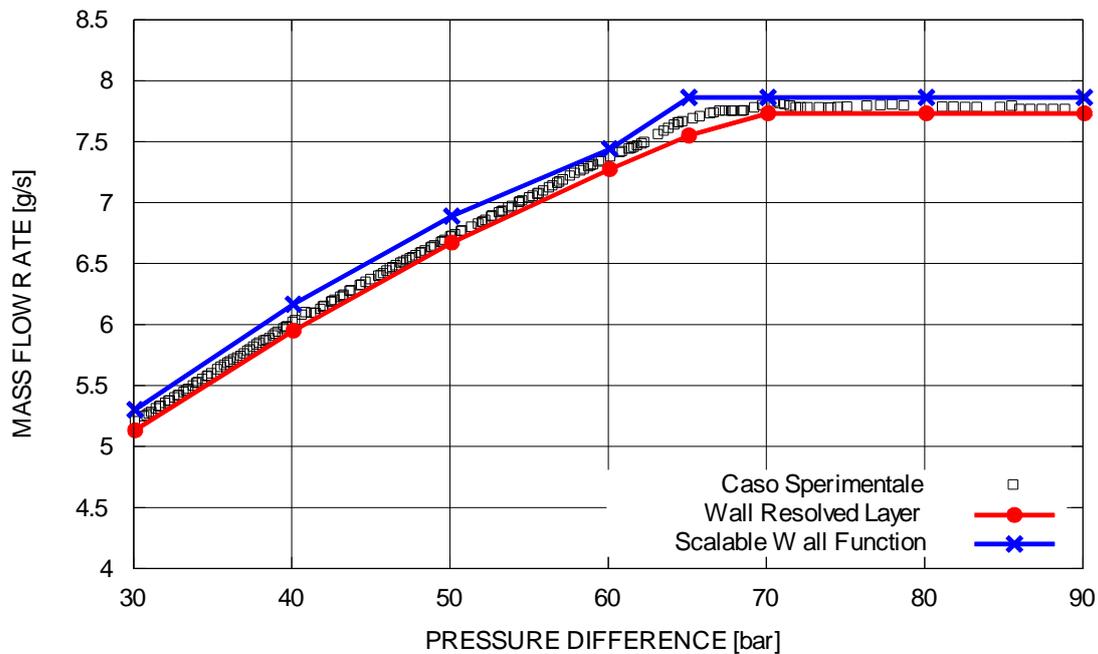


Figura 3.31-Confronto portate in funzione del salto di pressione per diverso valore di y_+

Il caso modellato sovrastima leggermente la portata rispetto al caso base e a quello sperimentale, soprattutto per regimi non cavitanti. La precisione minore viene raggiunta con l'inizio del regime cavitante. Raggiunti i 65 bar infatti a differenza del caso base in cui la portata continua a crescere qui si è già regimata, è in condizione di blocco sonico.

Da ciò è chiaro che la variazione della dimensione vicino a parete porta a importanti differenze. Questo avviene perché le zone di parete sono attraversate da forti gradienti che non vengono risolti accuratamente scalando il numero degli strati.

Basti pensare ad esempio che a causa dell'imposizione della condizione di *no-slip* la velocità, che nella regione centrale può essere molto elevata, sulla parete deve essere nulla. Inoltre va ricordato che la maggior parte di questa grande variazione avviene a ridosso del boundary layer in uno strato dotato di uno spessore non paragonabile alla zona di bulk.

Dimensione bulk mesh

In questo test il parametro modificato è la dimensione di griglia nella regione di bulk. I casi testati sono raccolti in Tabella 3.10.

	-25%	Base	+25%
Dimensione celle	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$
Numero celle	253521	186382	155772

Tabella 3.10-Casi testati zona di bulk

Partendo dalla dimensione del caso base (Figura 3.32) è stata eseguita una prova decrementando del 25% la dimensione principale della cella (Figura 3.33 di sinistra). Successivamente è stata simulata la condizione opposta, quella legata all'incremento della cella della stessa quantità percentuale (Figura 3.33 di destra).

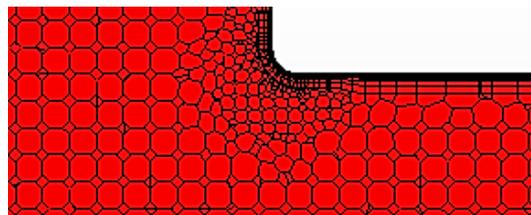


Figura 3.32-Celle di bulk nel caso base

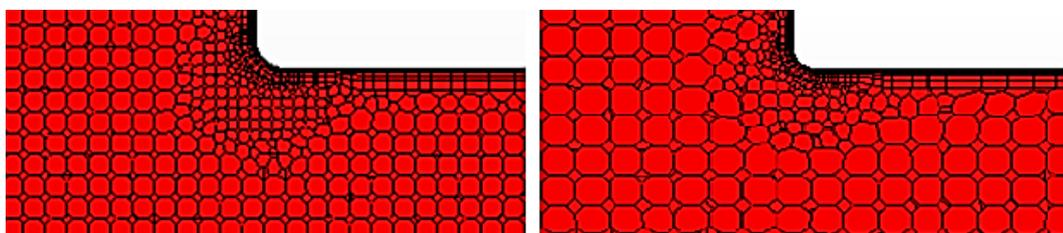


Figura 3.33-Celle di bulk con dimensione diminuita del 25% rispetto al caso base (a sinistra) e aumentata del 25% (a destra)

Si nota come la variazione della dimensione di griglia della regione di bulk non influenzi in modo significativo la soluzione come era successo variando lo strato a parete (Figura 3.34). Questo dipende dal fatto che è molto più semplice descrivere i

fenomeni lontano dalla parete, e dai forti gradienti che in quella zona si originano, in una regione ‘indisturbata’ di moto.

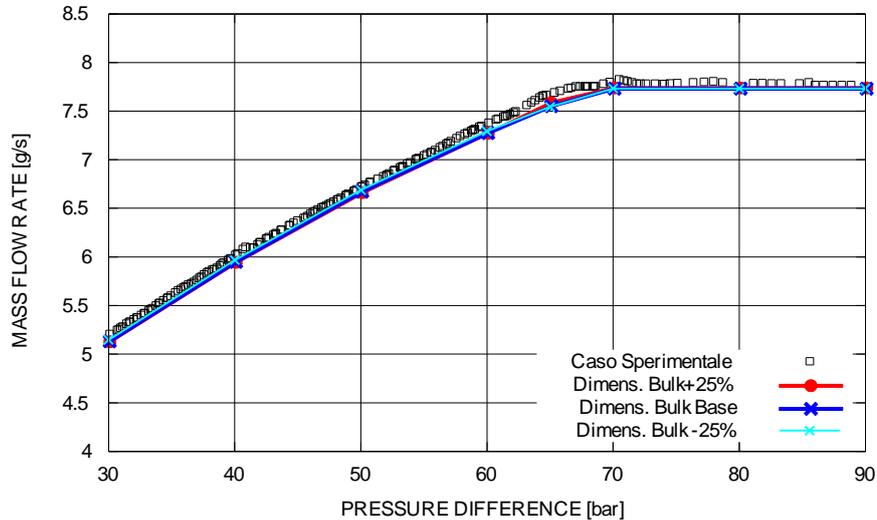


Figura 3.34-Confronto portate in funzione del salto di pressione, differente dimensione delle celle di bulk

3.4.5 Fluido utilizzato

Questa prova è stata svolta utilizzando il fluido ‘Normafluid’ ISO 4113 [31]. In Tabella 3.11 sono confrontate le grandezze principali e richieste dal calcolatore per i due fluidi.

Proprietà	Dodecano	ISO 4113
Tensione di vapore [Pa]	776	5400
Densità fase liquida [kg/m ³]	751 (300K)	813.57 (343K)
Viscosità fase liquida [Pa·s]	$1.485 \cdot 10^{-3}$	2.57×10^{-3}
Densità fase vapore [kg/m ³]	0.053	0.022
Viscosità fase vapore [Pa·s]	$4.407 \cdot 10^{-6}$	1.829×10^{-6}

Tabella 3.11-Proprietà Dodecano e ISO 4113 a confronto

In Figura 3.35 è presentato il confronto tra i due fluidi in prova. Il fluido qui testato si comporta come il Dodecano ma con valori scalati in ragione di una quantità fissa. Questa quantità non è altro che il rapporto tra le densità dei due fluidi:

$$\frac{813.57}{751} = 1.083$$

3.4

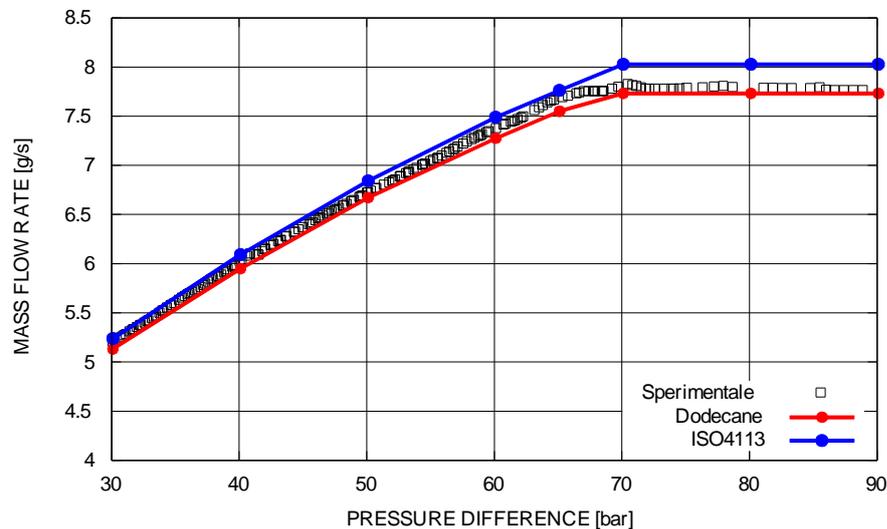


Figura 3.35-Confronto portate in funzione del salto di pressione con differente fluido

3.4.6 Verifica della simmetria

Questa verifica nasce come riprova del fatto che lo studio di metà struttura (a sinistra in Figura 3.36), porta agli stessi risultati che si otterrebbero dalla struttura completa (a destra in Figura 3.36). Questo è possibile nel caso che la geometria possieda condizioni al contorno simmetriche, come nel nostro caso.

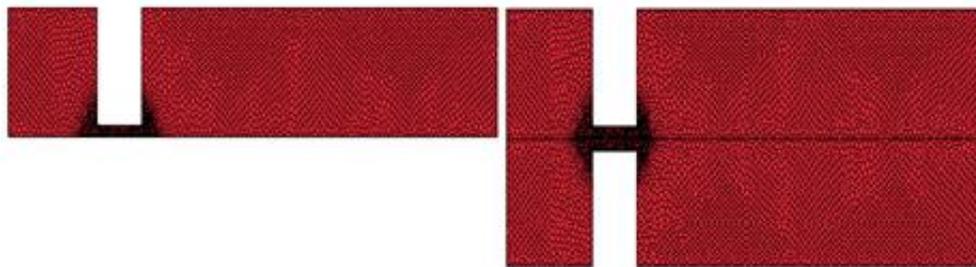


Figura 3.36-Mesh di metà geometria (sinistra) e della geometria completa (destra)

Dal confronto di Figura 3.37 possiamo verificare la perfetta coincidenza delle due curve. La curva ottenuta dall'analisi con metà griglia è ovviamente scalata di un fattore due per poter essere confrontata con l'altra. Inoltre per verificare in modo più rigoroso la coincidenza dei risultati è possibile avvalersi della Figura 3.38, della Figura 3.39 e della Figura 3.40. Queste mostrando che i campi di pressione, frazione in volume della

fase vapore e velocità sono molto simili nei due casi mettono in luce la simmetria del sistema.

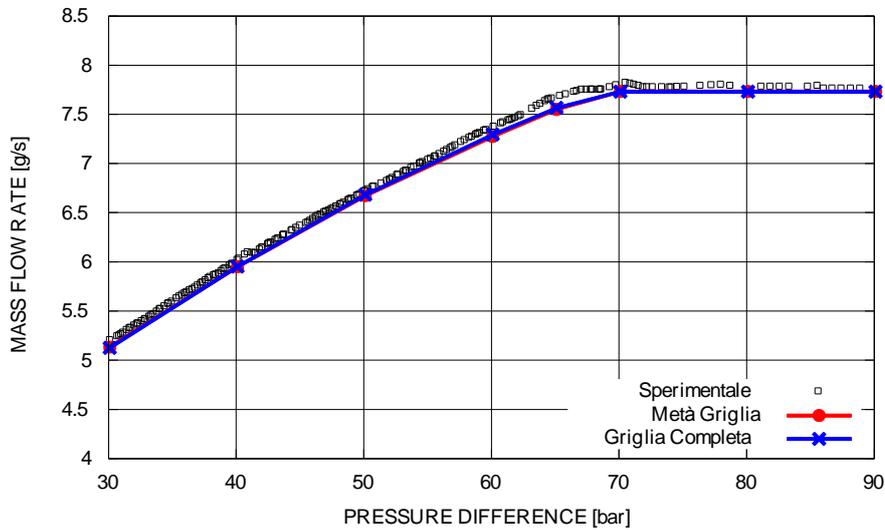


Figura 3.37-Confronto portate in funzione del salto di pressione tra analisi con metà geometria e geometria completa

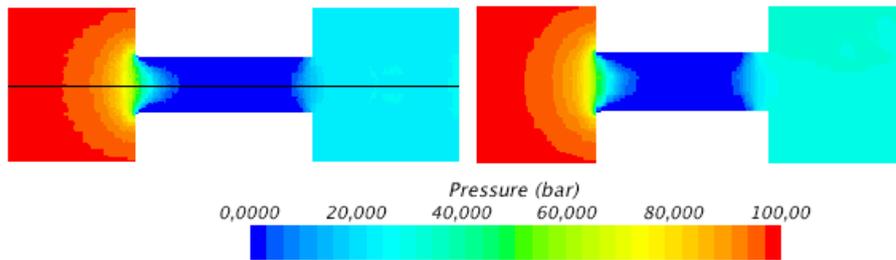


Figura 3.38-Confronto profili di pressione caso metà geometria (sinistra) e geometria completa (destra)

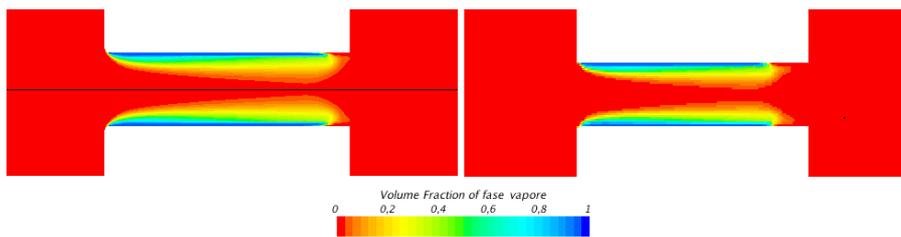


Figura 3.39-Confronto profili di frazione in volume di fase vapore caso metà geometria (sinistra) e geometria completa (destra)

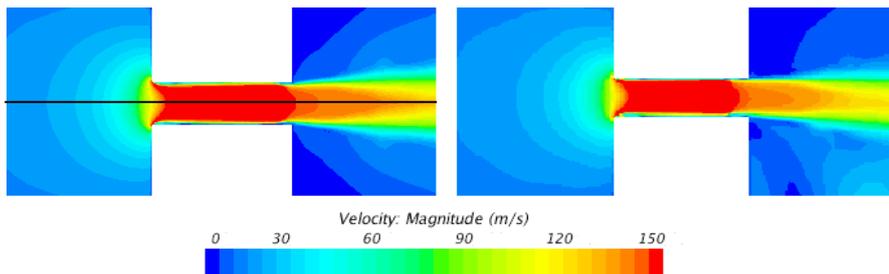


Figura 3.40-Confronto profili di velocità caso metà geometria (sinistra) e geometria completa (destra)

4 INIETTORE MULTIFORO

Nel capitolo precedente è stata trattata la validazione del modello numerico utilizzando come confronto un caso test noto. L'obiettivo di questo capitolo è valutare, utilizzando la modellazione da poco validata, le performance di un iniettore reale multiforo in condizioni di flussaggio statico.

Il motivo che ha spinto ad effettuare le simulazioni, descritte nel seguito dell'elaborato, è legato al fatto che dall'analisi del getto, tramite le immagini sperimentali a disposizione (Figura 4.1), è apparsa una distribuzione diversa da quella teorica prevista. I sette fori, con lunghezze e diametri nominalmente uguali, infatti hanno sperimentalmente valori di lunghezza di penetrazione, come anche di portata, diversi tra loro.

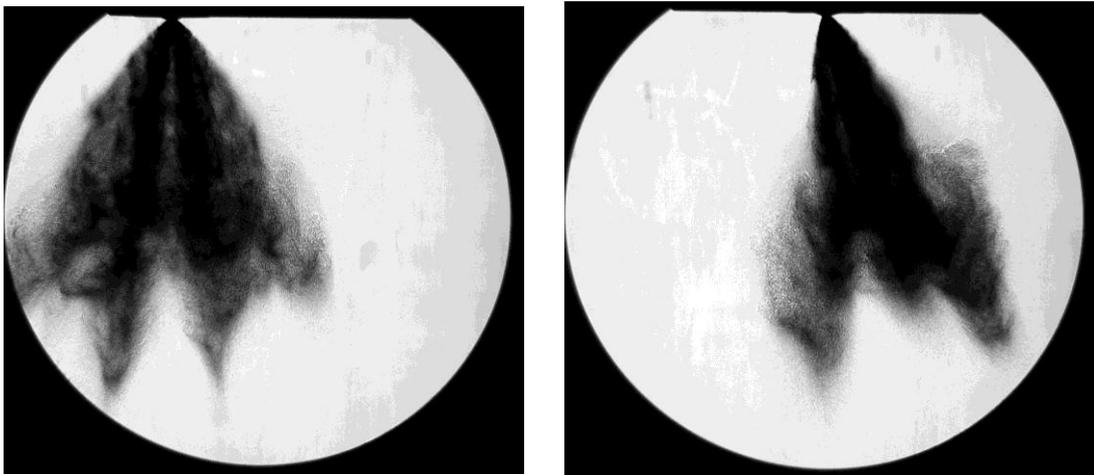


Figura 4.1-Profilo sperimentale dei getti visto da due diverse angolazioni (prova PoliMI)

Vengono effettuate inizialmente due tipologie di analisi, che si differenziano per il fluido all'interno del volume dove vengono iniettati i getti, detto bomba.

Nella prima prova l'iniettore e il volume di uscita sono riempiti di liquido mentre nella seconda la bomba è piena d'aria.

L'obiettivo dell'analisi in liquido è di verificare che il valore totale di portata dai fori sia prossimo al valore nominale. Nell'analisi in aria invece è necessario verificare che la direzione dei getti, in uscita dai fori, sia la stessa del caso nominale.

4.1 Geometria

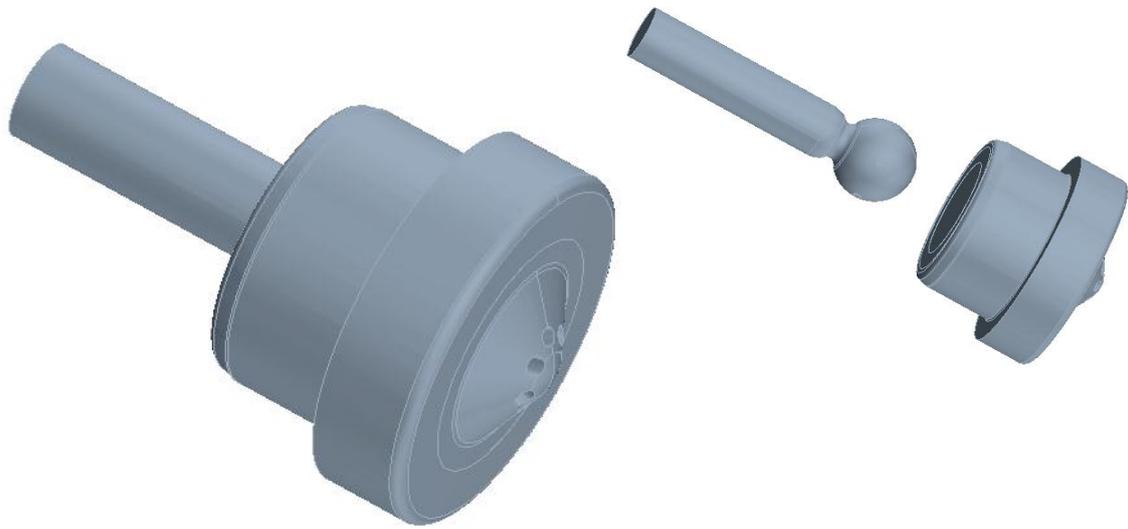


Figura 4.2-Geometria iniettore multiforo

In Figura 4.2 è stata riportata la geometria dell'iniettore. Il modello CAD è stato fornito in formato STP e si compone di due parti, lo spillo e il corpo iniettore. Il corpo iniettore presenta al suo interno cinque cave e altrettante superfici guida (vedi Figura 4.3). Nell'impiego automotive il corpo iniettore viene fissato alla testa del cilindro mentre lo spillo è libero di scorrere al suo interno.

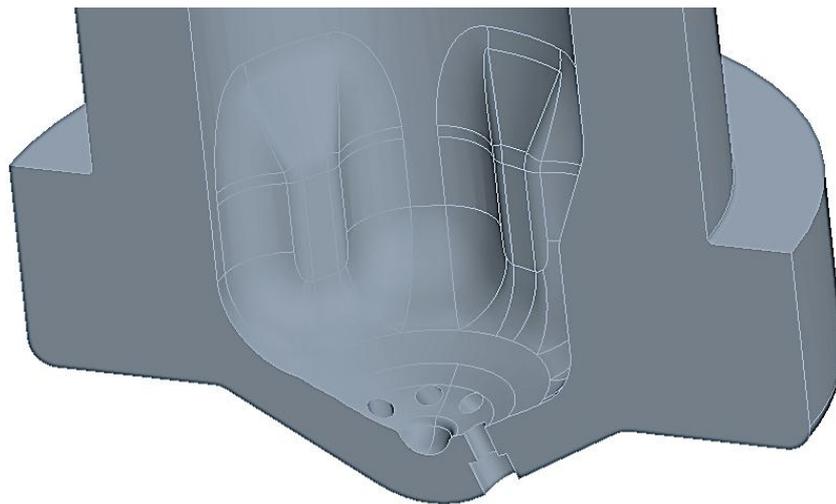


Figura 4.3-Sezione corpo iniettore

Per procedere con l'analisi è necessario estrarre il volume fluido necessario per la simulazione, tramite l'utilizzo di un CAD. Una volta disponibile la geometria solida

dell'iniettore è stato definito il volume nel quale indirizzare i getti. Per evitare problemi dati da spigoli vivi la geometria iniziale dell'iniettore è stata semplificata rimuovendo un piccolo smusso presente nella parte interna del corpo iniettore (evidenziato in Figura 4.4).

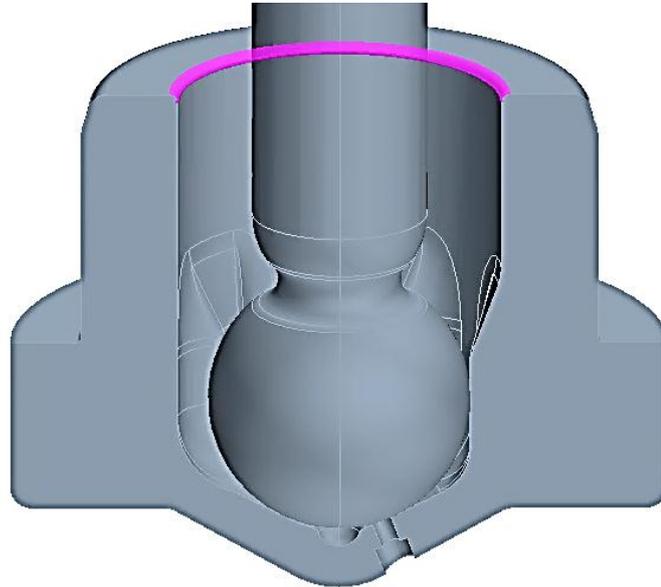


Figura 4.4-Prima modifica alla geometria (defeature dello smusso, in rosa)

Nella stessa figura è visibile inoltre un problema ben più serio e difficile da rimuovere. Questo è causato dal contatto puntuale tra la sfera, che costituisce la parte finale dello stelo, e le cinque guide presenti nella parete interna del corpo iniettore.

Il problema principale che si riscontra nella zona è dato dalla sezione di passaggio del fluido molto assottigliata. Se infatti la sezione è molto ridotta, al limite puntuale, è possibile che, durante la fase successiva di meshing, si formino celle molto distorte che possono generare problemi di convergenza. In aggiunta a ciò è necessario anche considerare che in sezioni così ridotte il passaggio di fluido è quasi da ritenersi trascurabile (come visibile in Figura 4.8).

Questo contatto inoltre non permette l'utilizzo dell'operazione booleana di sottrazione, all'interno del CAD del software, necessario per ottenere il volume fluido su cui si baserà la simulazione. Infatti, per poter eseguire una sottrazione booleana è necessario che il contatto tra due geometrie solide non sia limitato alle pareti ma deve esistere una regione dello spazio in cui entrambe le geometrie sono presenti.

Per evitare questo inconveniente sono stati disegnati tramite CAD cinque piccoli cilindretti (Figura 4.5), poi uniti alla sfera tramite unione booleana, in modo tale che lo

spillo penetri di una piccola quantità nel corpo iniettore (Figura 4.6). In questo modo è possibile unire in un blocco unico lo spillo e il corpo iniettore.

Per poter ottenere il volume fluido, è stato necessario creare un volume cilindrico aggiuntivo da unire alla bomba, dal quale successivamente estrarre il dominio necessario alla simulazione. Il cilindro in questione ha raggio compreso tra quelli delle pareti interna ed esterna del corpo iniettore e altezza tale da coprire lo sviluppo verticale del corpo iniettore. L'ultimo passaggio consiste nella sottrazione booleana tra i due blocchi generati dalle precedenti operazioni.

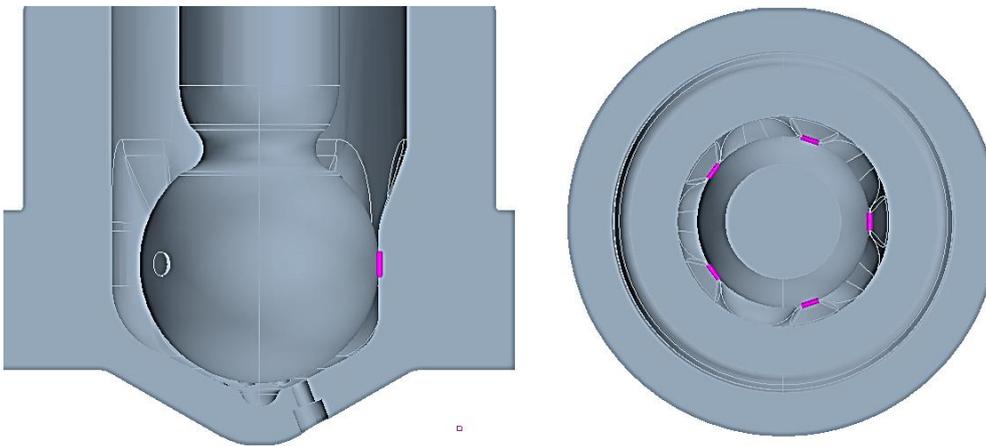


Figura 4.5-Cilindri che evitano il contatto puntuale tra sfera e corpo iniettore

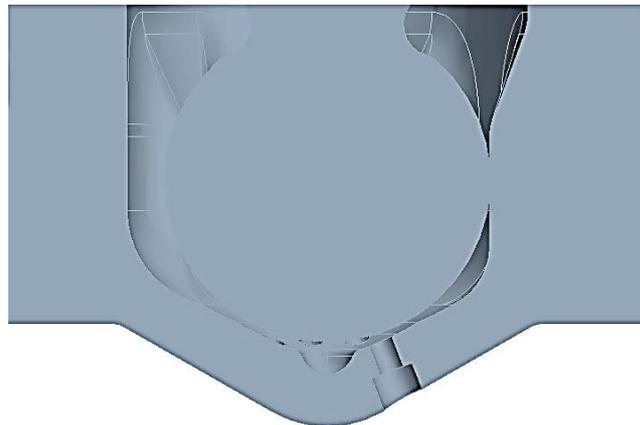


Figura 4.6-Risultato dell'unione booleana tra stelo e cilindretti

Il risultato ottenuto dall'operazione booleana di sottrazione tra i corpi solidi, considerando il volume interno all'iniettore e il plenum come target, è quello di Figura 4.7. Nell'immagine di sinistra si distinguono chiaramente i sette canali dei fori, le cinque protuberanze e corrispettive cave del corpo iniettore. All'interno di quest'ultime troviamo cinque sagome pressochè circolari, che corrispondono al contatto tra la sfera e

il corpo iniettore, che si sono formate secondo le modalità viste precedentemente nelle operazioni booleane.

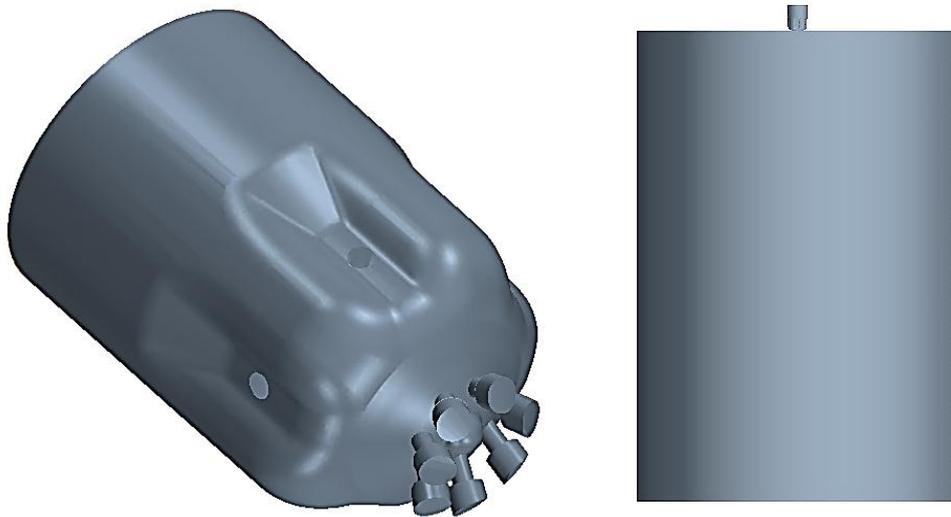


Figura 4.7-Volume di fluido iniettore (sinistra) e completo di bomba (destra)

Nella parte destra della figura è rappresentato l'intero volume fluido in modo da fornire un'indicazione visiva sul rapporto tra le dimensioni dell'iniettore e del volume della bomba. La bomba è costituita da un cilindro, di 3 centimetri di raggio e 9 di altezza, coassiale all'iniettore stesso. Le dimensioni sono state scelte per permettere lo sviluppo completo dei getti senza però incrementare troppo le dimensioni del dominio numerico.

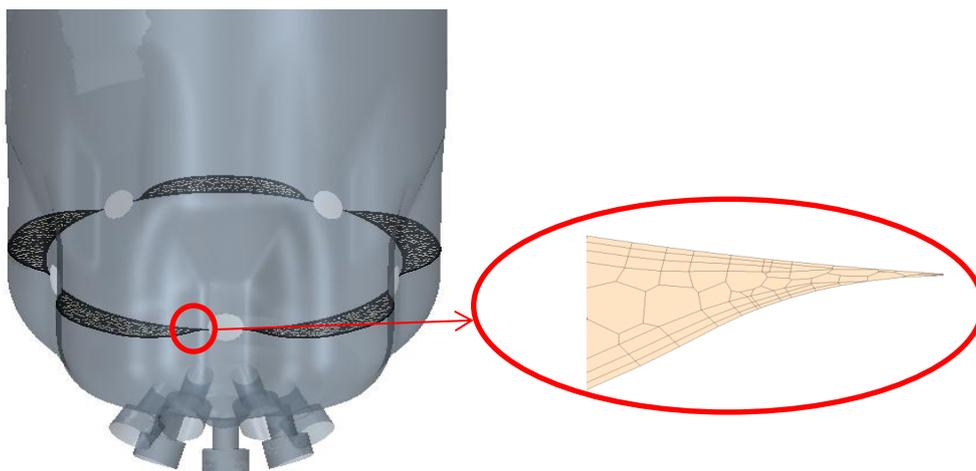


Figura 4.8-Sezione iniettore con basso passaggio di flusso e particolare

4.2 Condizioni al contorno

A differenza del caso test, non è stato effettuato lo studio di una frazione della geometria con conseguente guadagno in termini di tempo di simulazione. Infatti sebbene il problema sia nominalmente simmetrico, la realizzazione di un dominio a 360° deriva dalla necessità di prevedere eventuali scostamenti radiali dello spillo rispetto alla posizione nominale.

Il dominio in esame viene suddiviso in regioni separate in modo che ad ognuna possa essere assegnata una tipologia diversa, come visibile in Tabella 4.1 e Figura 4.9.

Partendo dall'alto in Figura 4.9 troviamo la superficie di ingresso all'iniettore, l'inlet, in verde caratterizzata come un *pressure outlet*. Tutte le altre superfici dello stelo e del corpo dell'iniettore, che comprende anche i sette fori, colorate in grigio vengono definite come *Wall* e possiedono la caratteristica *no-slip condition*. In modo del tutto analogo sono definite *Wall* le pareti superiore e laterale del cilindro di controllo. In rosso troviamo la parete inferiore, outlet, che è della stessa tipologia dell'inlet ma possiede una diversa specifica per la pressione. Infatti mentre l'inlet è definita come *total pressure*, l'outlet come *static pressure*.

Ciò significa che il valore di 100 bar assegnato all'*inlet* corrisponde alla pressione totale, somma della dinamica e della statica, mentre in uscita è presente solamente il termine statico, con valore pari ad un bar.

REGIONE	TIPOLOGIA	SPECIFICA	VALORE
Inlet	Pressure Outlet	Total Pressure	100 bar
Tip's Wall	Wall	-	No Slip Condition
Needle's Wall	Wall	-	No Slip Condition
Injector's Holes	Wall	-	No Slip Condition
Plenum's wall	Wall	-	No Slip Condition
Outlet	Pressure Outlet	Static Pressure	1 bar

Tabella 4.1-Condizioni al contorno del modello

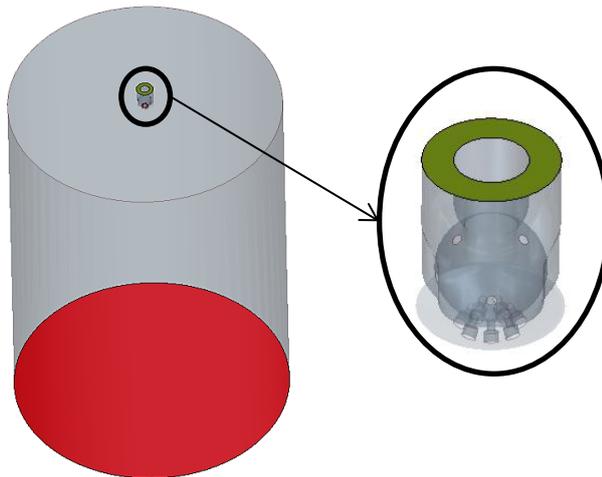


Figura 4.9-Condizioni al contorno del modello e particolare dell'iniettore

4.3 Mesh

La fase successiva alla definizione delle specifiche è quella di discretizzazione del dominio computazionale. Per questo caso sono stati scelti gli stesso setup utilizzati con il test case di Winklhofer:

- Mesh superficiale: Surface Remesher
- Mesh regione di bulk: Polyhedral Mesher
- Mesh boundary layer: Prism Layer Mesher

Dopo aver determinato dei parametri globali, sono stati definiti controlli superficiali e volumetrici caratterizzati da valori sempre più selettivi. Il primo volume di controllo

ha la forma di un cilindro e dimensioni tali da comprendere al suo interno il solo iniettore, come visibile in Figura 4.10.

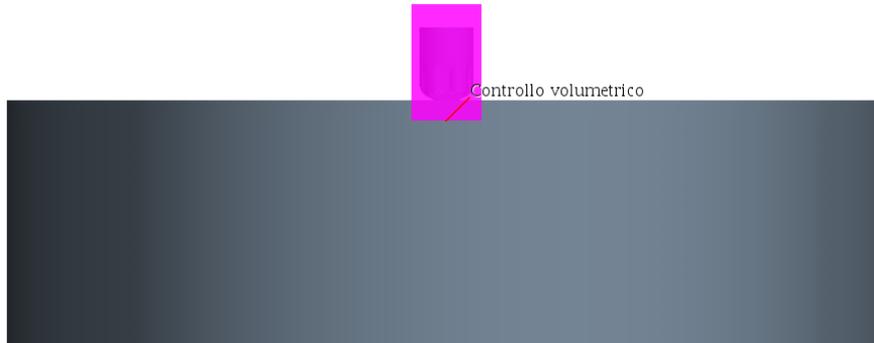


Figura 4.10-Controllo volumetrico

Per far crescere ancora la risoluzione sono stati imposti successivamente tre controlli superficiali, caratterizzati da valori progressivamente più stringenti, nelle regioni interne dell'iniettore. Il primo infittimento viene attuato nella zona prossima all'inlet mentre il secondo si applica alla zona inferiore dell'iniettore. I valori diventano ancora più selettivi all'interno dei fori, nella zona del terzo infittimento.

Dal momento che la risoluzione non era ancora sufficiente è stato necessario utilizzare un volume di controllo ulteriore (Figura 4.11), disegnato direttamente nel CAD interno di Star-CCM+®, che comprendesse la zona del SAC e la zona dell'imbocco ai fori, caratterizzato da valori ancora più selettivi.



Figura 4.11-Controllo volumetrico 2

Infatti la zona di maggiore interesse e più difficile da risolvere in modo accurato è la zona dove va a battuta la sfera dello stelo, quella all'entrata dei fori e la regione del

SAC. Questo perché le zone in questione sono sede di forti gradienti e ricircoli generati dalle variazioni di sezione all'interno dei fori e dalla conformazione dell'imbocco agli stessi. In Tabella 4.2 sono raccolte le caratteristiche principali dei vari controlli adottati.

Applicando ai vari campi i valori della tabella otteniamo la mesh presente nelle Figura 4.12 e Figura 4.13. La prima mostra la mesh superficiale, incentrandosi sulla zona dell'iniettore mentre nella seconda troviamo una sezione planare della mesh dell'intero volume (a sinistra) con due zoom progressivi (nel lato destro). Nell'immagine superiore è presente l'ingrandimento della sezione nella zona dell'iniettore caratterizzata dal primo controllo volumetrico mentre in quella inferiore troviamo quella contrassegnata dagli infittimenti più stringenti. La mesh risulta composta da 1.644.032 celle, di cui oltre il 70% fanno parte dell'iniettore e circa la metà di queste ultime sono comprese tra il SAC e la zona all'interno dei fori.

Controllo	Generale	Volumetrico	Infittimento	Infittimento2	Infittimento3	Volumetrico2
Regione di applicazione	Volume fluido completo	Iniettore	Parete int.& ext superiore	Parete int.& ext inferiore	Fori	SAC
Base size [μm]	1000	1000	1000	1000	1000	1000
Surface minimum size [μm]	20	-	40	20	20	-
Number of prism layer	2	3	-	-	5	4
Prism layer stretching	1.5	1.4	-	-	1.3	1.4
Prism layer thickness [μm]	100	20	-	-	15	10

Tabella 4.2-Caratteristiche principali controlli volumetrici

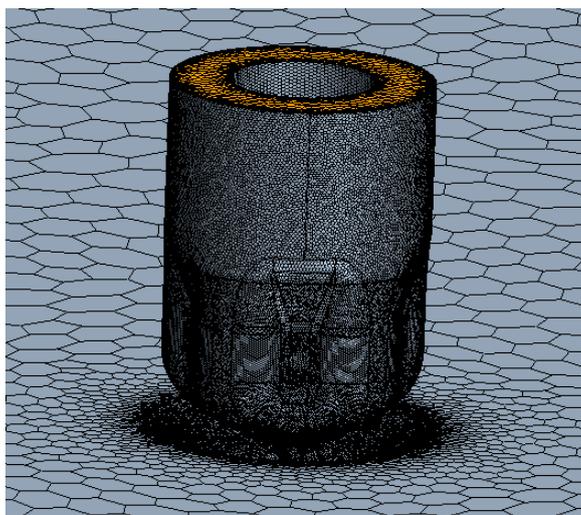


Figura 4.12-Mesh superficiale

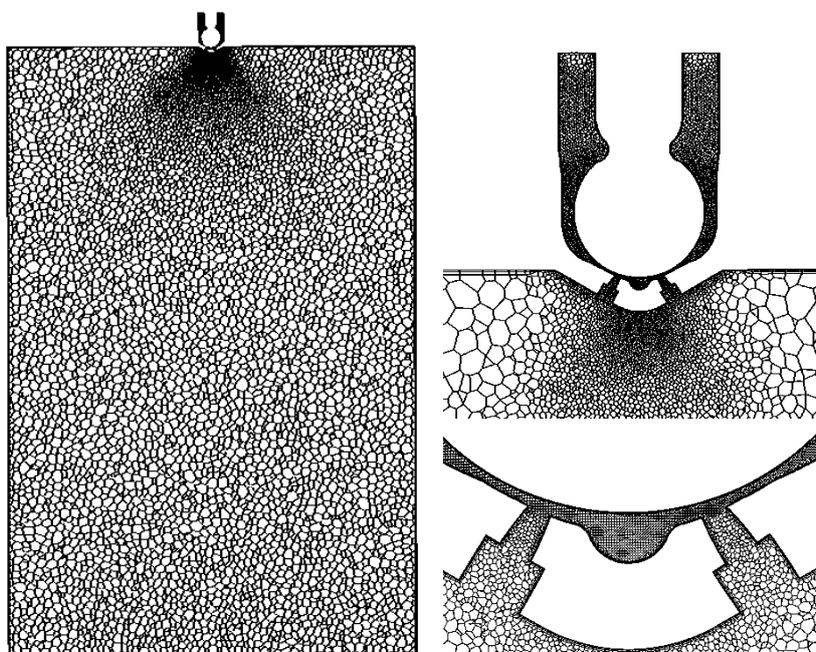


Figura 4.13-Mesh volume fluido (sinistra) e ingrandimenti zona iniettore e fori (destra)

4.4 Setup del modello

Fluido utilizzato

Il fluido utilizzato per la simulazione numerica è lo stesso dell'analisi sperimentale, ossia **N-Eptano** (C_7H_{16}), le cui caratteristiche sono raccolte in Tabella 4.3.

Proprietà	Simbolo	Unità di misura SI	Valore numerico
Temperatura	T	K	288.15
Tensione di vapore	p_v	Pa	6102
Densità fase liquida	ρ_l	kg/m^3	678.3
Viscosità fase liquida	ν_l	Pa·s	$3.92 \cdot 10^{-4}$
Densità fase vapore	ρ_v	kg/m^3	2.487
Viscosità fase vapore	ν_v	Pa·s	$1.013 \cdot 10^{-5}$

Tabella 4.3-Caratteristiche N-Eptano (C7H16)

Setup del sistema

Per il sistema in esame sono stati adottati gli stessi modelli del caso test. Un'importante differenza con il caso precedente è che, mentre nella prova in fluido le fasi sono due, liquido e vapore formato per cavitazione, nella prova con scarico in aria si aggiunge la terza fase, l'aria per l'appunto.

Inizialmente è stato utilizzato il modello di turbolenza RNG k- ϵ perché, come si è visto con il caso di Winklhofer, fornisce risultati simili agli altri modelli pur risolvendo un minor numero di parametri e così porta ad un risparmio nei tempi di calcolo apprezzabile. Mentre nel caso test la differenza nei tempi con il modello SST k- ω era minima ed era quasi indifferente scegliere l'uno o l'altro modello, con l'iniettore multihole la differenza si acuisce e, in teoria, conviene passare al modello più leggero.

Come nel caso di Winklhofer anche qui la simulazione è tempo-variante e si protrae per un tempo totale pari a 2 millisecondi. La fase transitoria iniziale occupa i primi 0.2 ms mentre il resto del tempo è necessario per verificare la corretta stabilizzazione dei campi e del valore di portata. La durata del time-step è stata scelta per avere una risoluzione sufficiente a catturare i fenomeni transitori a scala temporale maggiore. L'intervallo di tempo, all'interno del quale il solutore compie un massimo di cinque iterazioni per andare a convergenza, è stato scelto pari a 2 μs .

Entrambe le prove sono state eseguite con lo stelo fisso in posizione di massima alzata, la sfera si trova infatti a 70 μm dalla posizione di battuta.

Stimando le perdite fluidodinamiche pari al 5% del valore nominale, il valore di pressione a regime in inlet P_{in_f} è di 95 bar (nel caso sperimentale infatti era 100 bar nominali). Perciò, dal momento che la pressione d'uscita P_{out} è considerata pari a

quella atmosferica, si ha un salto di pressione complessivo di 94 bar, sufficienti ad innescare e permettere lo sviluppo completo del fenomeno della cavitazione.

A differenza del caso di Winklhofer dove la pressione era fatta variare in funzione della coordinata x , nell'iniettore multihole questa viene fatta cambiare nel tempo sulla superficie di inlet (Figura 4.14) utilizzando ancora una volta una *Scalar field function*:

$$(\text{Time} < 0.0002) ? \left[P_{in_0} + \frac{P_{in_f} - P_{in_0}}{0.0002 \cdot \text{Time}} \right] : P_{in_f} \quad 4.1$$

Come detto precedentemente nei primi 0.2 ms si fa variare la pressione dal valore iniziale P_{in_0} pari ad un bar fino al valore finale P_{in_f} pari a 95 bar.

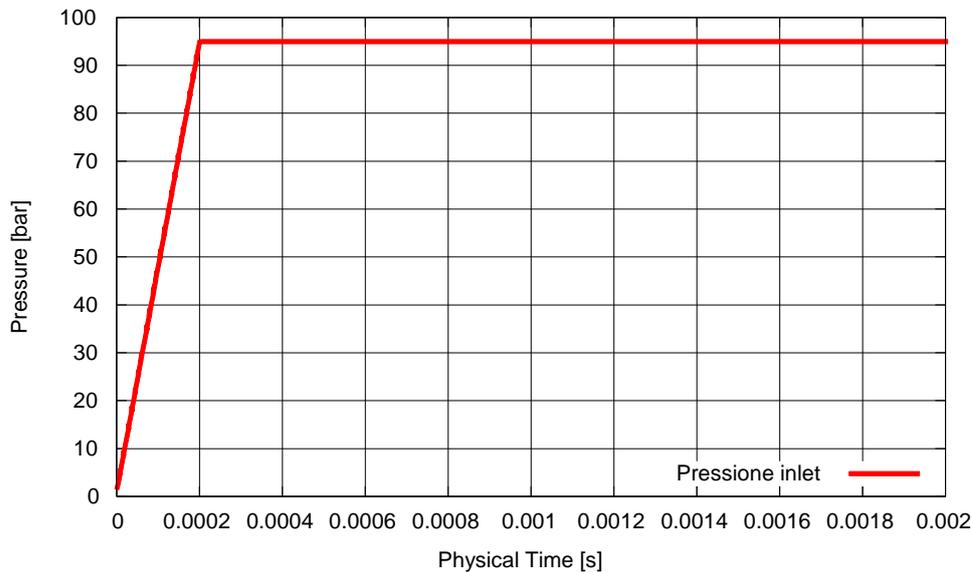


Figura 4.14-Profilo di pressione nel tempo

Un altro problema si è presentato nell'impostare il profilo della frazione in volume nel caso in aria. La difficoltà nasceva dal bisogno di una superficie che facesse da confine tra le fase liquida di N-eptano e l'aria. Infatti non era possibile definire una funzione in coordinate cartesiane per impostare le due fasi. Il problema è stato risolto dividendo in due parti il dominio, iniettore e bomba, collegate da opportuna interfaccia che ne garantisca la continuità fluidodinamica.

Successivamente è stata assegnata la fase relativa ad ogni regione tramite il *Region Index* all'interno di una *Scalar field function*:

$$\{RegionIndex\} == 10 ? [\{liquido\}]: [\{aria\}] \quad 4.2$$

Nell'equazione 10 è l'indice che corrisponde alla regione dell'iniettore mentre liquido ed aria assumono valori costanti pari a 1 e 0. Il risultato è visibile dalla sezione planare di Figura 4.15 dove la fase liquida, colorata di rosso, è confinata all'interno dell'iniettore tramite le interfacce fori-bomba dall'aria, in blu.

Per quanto riguarda la terza fase, ossia il vapore formato per cavitazione, questo è stato inizializzato ad un valore nullo.

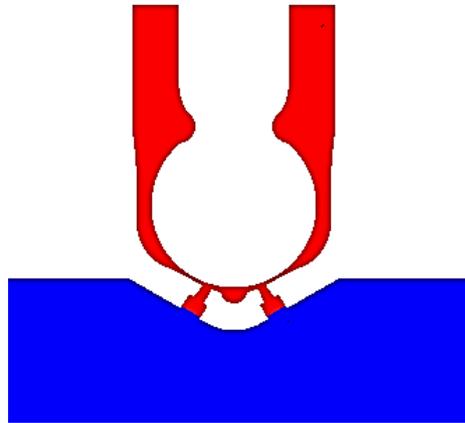


Figura 4.15-Frazione in volume delle fasi (liquido in rosso e aria in blu)

La velocità iniziale, ancora una volta, è posta pari a zero in tutte le sue componenti. In questa simulazione cambia il modo con cui sono specificate le grandezze turbolente: rispetto al caso di Winklhofer. Infatti qui vengono imposte condizioni iniziali uniche indipendenti dai modelli di turbolenza implementati, RNG k- ϵ , SST k- ω e RST.

Sono assegnati i valori di intensità di turbolenza I , ossia il rapporto tra lo scarto quadratico medio della componente fluttuante di velocità \mathbf{u}' e la componente media $\bar{\mathbf{u}}$, e di scala di velocità turbolenta \mathbf{v}_{ts} , necessari al calcolo dell'energia cinetica turbolenta k :

$$k \approx \frac{3}{2} (I \cdot \mathbf{v}_{ts}^2) \quad 4.3$$

E' obbligatorio definire inoltre l'*Eddy Viscosity Ratio* β , cioè il rapporto tra la viscosità turbolenta μ_t e molecolare μ , necessaria al calcolo del tasso di dissipazione turbolento ϵ :

$$\varepsilon \approx \frac{\rho C_{\mu} k^2}{\beta \mu} \quad 4.4$$

In Tabella 4.4 si trovano i valori utilizzati in fase di inizializzazione relativi alla turbolenza:

Proprietà	Definizione	Unità di misura SI	Valore numerico
I	$\frac{u'}{\bar{u}}$	-	0.02
β	$\frac{\mu_t}{\mu}$	-	10
v_{ts}	-	m/s	1

Tabella 4.4-Valori di inizializzazione delle grandezze turbolente

4.5 Risultati ottenuti

Analisi con iniezione in camera piena di liquido

L'analisi in liquido ha portato a risultati molto simili a quelli teorici. Infatti da specifica l'iniettore multihole a una portata statica di 923 grammi al minuto per un salto di pressione nominale di 100 bar.

Confrontando il valore medio numerico, ottenuto con un campione di 200 time-step appartenenti alla zona regimata, con il valore teorico otteniamo una differenza di pochi punti percentuali. La discrepanza, seppur bassa, potrebbe dipendere da una leggera differenza nel salto di pressione che nel caso numerico è imposta dall'utente a 94 bar mentre non è nota esattamente nel caso nominale. Nel caso nominale, da specifica, si conosce infatti la pressione di alimentazione ma non quella corrispondente alla sezione definita *inlet*, perché non sono note le perdite che il fluido subisce nel tratto a monte.

I valori sono confrontati in Tabella 4.5.

MFR Numerico/Sperimentale [%]	Differenza [%]
105.28	+5.28

Tabella 4.5-Confronto valori di portata numerici e teorici

In Figura 4.16 troviamo il confronto grafico tra il valore di portata nominale, indicato con una retta nera orizzontale, e il profilo di portata CFD comprensivo del transitorio iniziale, individuato dalla curva in rosso.

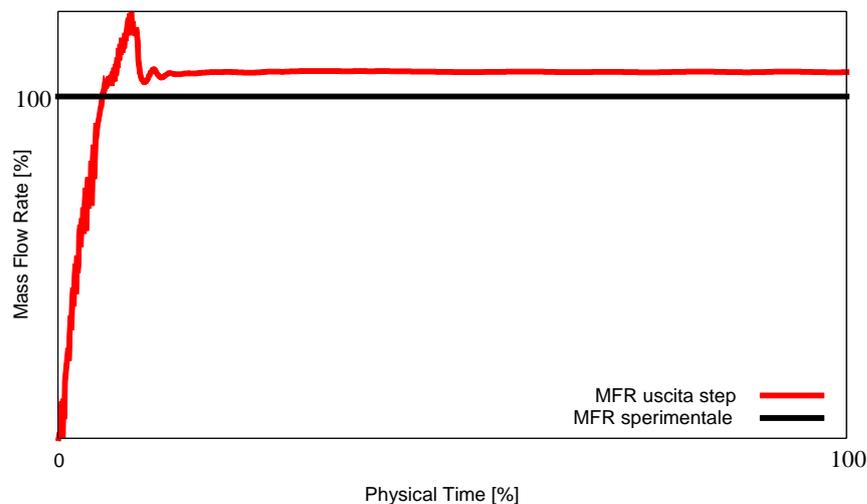


Figura 4.16-Confronto valori portata sperimentale (in nero) e numerica (in rosso)

I valori numerici sono stati estratti utilizzando sette *Mass flow report* calcolati sulle superfici di uscita degli step dei fori e tracciati durante le 1000 iterazioni.

In Figura 4.17 troviamo il confronto tra i profili numerici di portata al variare del tempo per i sette fori dell'iniettore (immagine destra di Figura 4.18).

Utilizzando il valore medio delle ultime 200 iterazioni, corrispondenti alla regione stabilizzata, sono stati estratti i valori di Tabella 4.6.

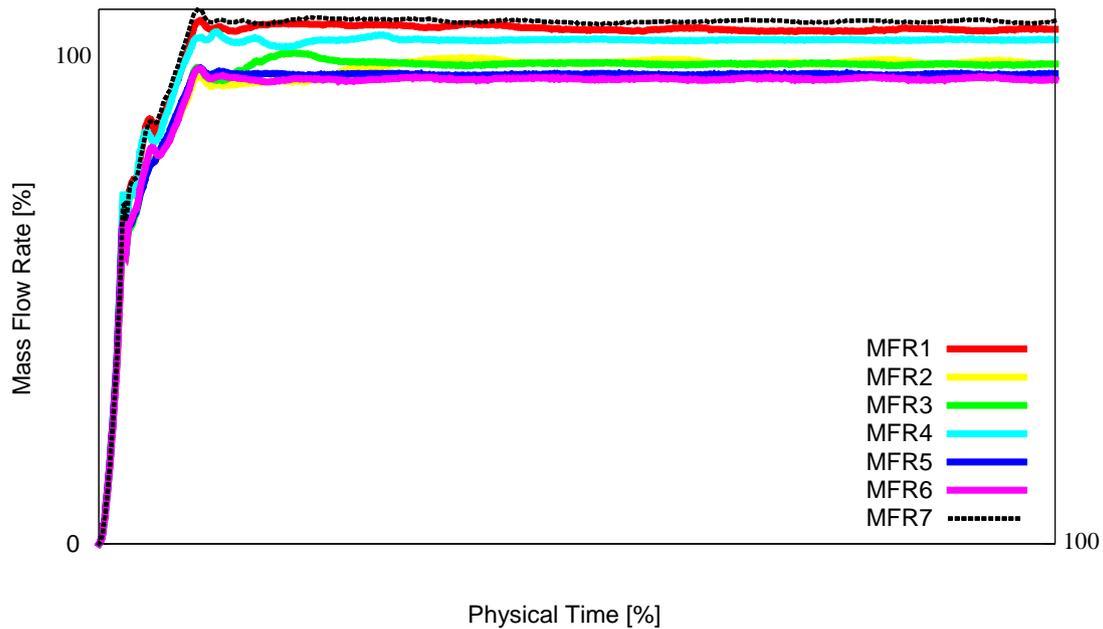


Figura 4.17-Profilo di portata in liquido nel tempo dei sette fori dell'iniettore

	MFR Numerico vs Nominale[%]	MFR Numerico vs Media[%]
Foro 1	+10.24	+4.71
Foro 2	+3.28	-1.90
Foro 3	+2.77	-2.38
Foro 4	+8.14	+2.72
Foro 5	+0.68	-4.36
Foro 6	-0.22	-5.23
Foro 7	+12.05	+6.44
Media	+5.28	-

Tabella 4.6-Confronto portate teoriche-numeriche fori

In tabella le colonne corrispondono nell'ordine:

- al confronto percentuale tra il valore CFD e nominale
- alla differenza percentuale del valore CFD dei fori rispetto al valor medio.

Nell'immagine di sinistra di Figura 4.18 è riportato l'istogramma dei valori dell'ultima colonna di Tabella 4.6 in modo da rendere chiaro lo sbilanciamento verso la zona destra dell'iniettore. Infatti tra il foro 2 (Figura 4.18, a destra) e il suo simmetrico, il foro 6, come anche tra il 3 e il 5 si nota un'asimmetria nel valore delle portate, anche se limitata a pochi punti percentuali.

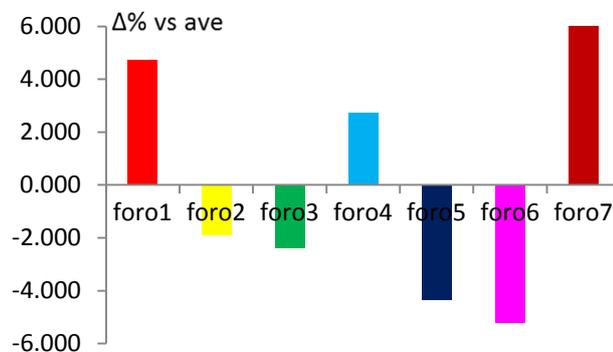


Figura 4.18-Istogramma scarto percentuale dei fori dal valor medio

Dalla figura è evidente inoltre come la coppia di fori della parte bassa dell'iniettore, rispettivamente l'1 e il 7, sia la più portante seguita a breve distanza dall'unico foro disaccoppiato posto in posizione centrale, il 4. E' importante notare che questi tre fori sono quelli più prossimi all'asse che divide in due simmetricamente l'iniettore e perciò possiedono un angolo più limitato rispetto alla verticale che aiuta nell'imbocco agli stessi. Lo stesso ragionamento vale anche per la coppia 2-6, che nel complesso è la meno portante e più inclinata.

Per cercare di annullare, o quantomeno far calare, le differenze di portata tra fori corrispondenti è stata eseguita l'analisi disattivando il modello di cavitazione. L'analisi è stata svolta sia sulla mesh di base, generata sull'intera geometria, sia su una mesh generata in modo simmetrico. Per realizzare un dominio di calcolo che presenti una simmetria a livello di mesh, la geometria è stata divisa in due parti lungo l'asse passante per il foro centrale, di cui una è stata scartata. Successivamente, la metà rimasta è stata meshata utilizzando gli stessi parametri del caso base. La mesh ottenuta è stata poi

duplicata e per metà ruotata di 180°, in modo da riportarsi alla conformazione geometrica originale.

L'analisi effettuata con mesh generata sull'intera geometria e disattivazione del modello di cavitazione porta a risultati simili al caso precedente. Per l'esattezza le differenze percentuali tra fori corrispondenti si sono leggermente acuite (istogramma di sinistra in Figura 4.19).

La disattivazione del modello di cavitazione nel caso con mesh simmetrica ha portato invece ottimi risultati. Infatti le coppie 2-6 e 3-5 hanno portate identiche, mentre la differenza nella coppia 1-7 è limitata a soli 2 punti percentuali (istogramma destro in Figura 4.19). Due cause concorrono nella spiegazione di questo risultato. In primis il foro centrale, caratterizzato da portata molto superiore alla media come conseguenza di un imbocco al canale più lineare, toglie agli altri fori una parte della portata originaria e da questo ne deriva una varianza leggermente inferiore. Secondariamente il modello di cavitazione accentua le asimmetrie generate dal risolutore, asimmetrie che possono essersi formate a seguito di errori di risoluzione nel tracciamento dell'interfaccia, per trasporto di fasi caratterizzate da proprietà molto differenti.

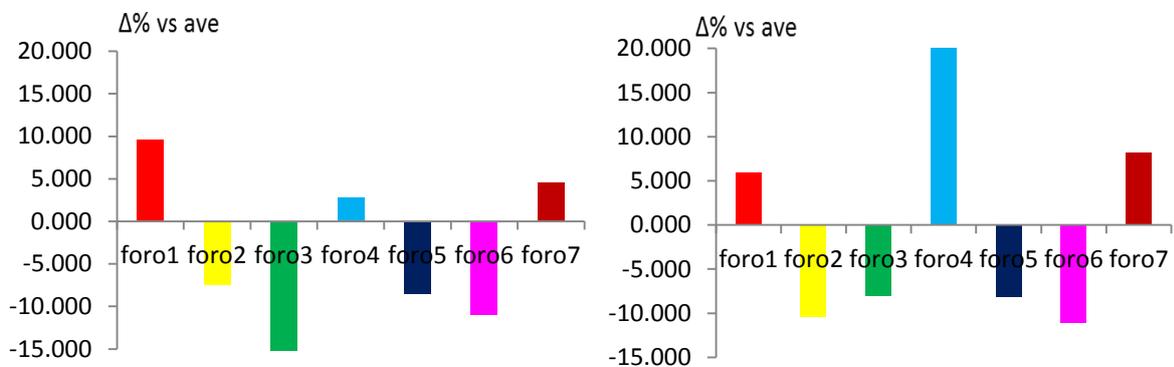


Figura 4.19-Confronto tra istogrammi scarto percentuale dei fori dal valor medio senza modello di cavitazione attivato (caso base vs caso simmetrico)

Non è possibile però sottrarsi all'utilizzo del modello di cavitazione, perché necessario allo studio accurato del comportamento all'interno di un iniettore, perciò il modello sarà sempre attivo nelle analisi presenti nel prosieguo dell'elaborato.

Un'ulteriore verifica, svolta utilizzando le due tipologie di mesh, consiste nella variazione della pressione di iniezione in inlet. Si passa da 100 bar nominali (95 bar considerando le perdite fluidodinamiche) a 60 e 160 bar (a cui corrispondono valori di 57 e 152 bar dopo aver detratto il 5% per la stessa motivazione).

Inizialmente viene analizzato il caso in cui la mesh è stata generata direttamente su tutto il dominio, tramite gli istogrammi di Figura 4.20.

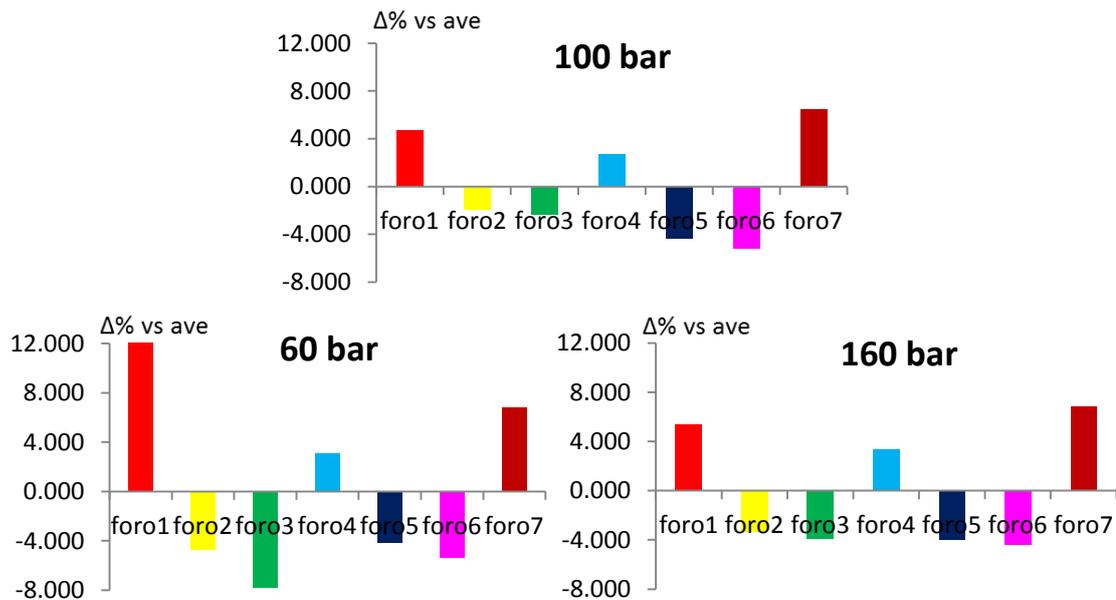


Figura 4.20-Istogrammi di confronto della distribuzione di portata per diversi salti di pressione (mesh caso base)

Variare la pressione in ingresso dà risultati apprezzabili in termini di distribuzione della portata tra fori solo nel caso in cui questa quantità aumenti. Infatti passare al caso con Δp pari a 60 bar, in modo che i fori non cavitino, fa aumentare leggermente la dispersione tra fori, escludendo il foro 1 che varia notevolmente. Viceversa nel caso con Δp pari a 160 bar si assiste ad una leggera convergenza verso un valore comune nelle coppie 3-5 e 2-6. Nel complesso, quindi, l'aumento di pressione porta ad un miglioramento nel bilanciamento tra le portate dei fori, sebbene lieve.

Passando poi all'analisi nel caso simmetrico di Figura 4.21 si nota che le asimmetrie nelle portate tra fori non sono funzione del salto di pressione, a differenza di ciò che si era visto nell'analisi precedente. Nei tre identici istogrammi sono visibili: le leggere differenze nella coppia 1-7 che diventano più marcate in quella 2-6, la simmetria della coppia di fori 3-5, oltre alla maggiore portata del foro centrale.

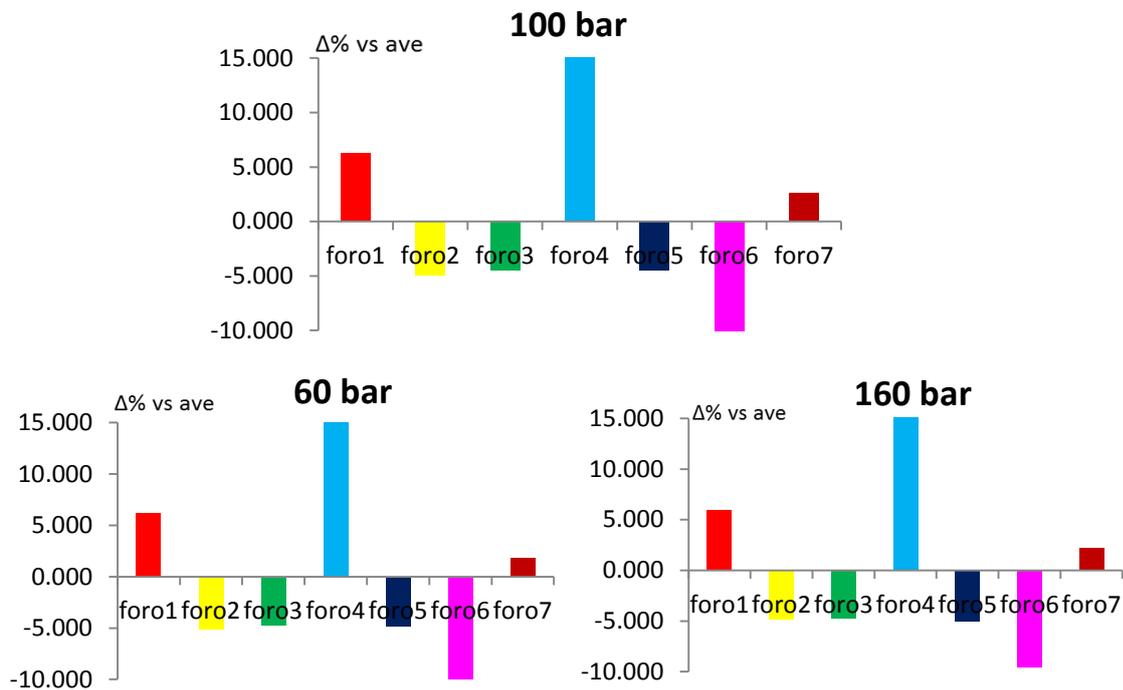


Figura 4.21-Istogrammi di confronto della distribuzione di portata per diversi salti di pressione (mesh caso simmetrico)

Analisi con iniezione in ambiente pieno d'aria

L'analisi in aria ha l'obiettivo di verificare che le direzioni dei getti siano uguali, o comunque molto vicine, al caso nominale da specifica.

Le figure che verranno utilizzate nel seguito corrispondono a fasi dell'analisi in cui il flusso è regimato e le grandezze sono quasi costanti tra un time-step e l'altro.

Questa condizione è stata verificata confrontando le immagini relative a vari time-step, consecutivi e non, nella zona dove l'iniettore è fluidodinamicamente regimato.

Come detto precedentemente, rispetto alla prova in liquido, qui si ha l'aggiunta di una terza fase da tracciare che porta ad appesantire il calcolo con un rallentamento nei tempi. In Figura 4.22 è presente il confronto tra i residui delle due prove: in alto quella in liquido mentre al di sotto quella in aria. È importante notare l'andamento delle grandezze turbolente ϵ (TDR, *turbulent dissipation rate*, all'interno del software, graficato in azzurro) e k (TKE, *turbulent kinetic energy*, in violetto). Entrambe le grandezze presentano valori residui superiori sia come valore assoluto che come oscillazioni nel caso in aria.

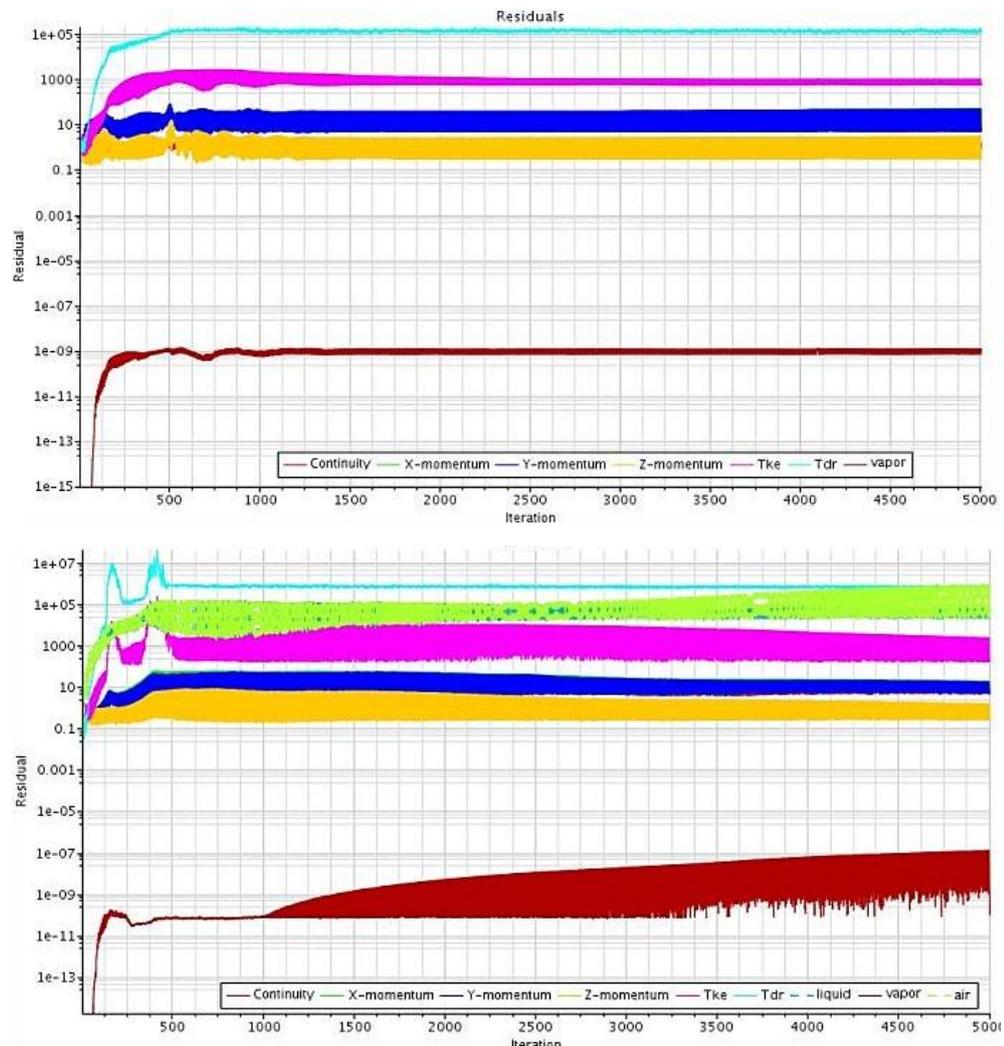


Figura 4.22-Confronto residui analisi in liquido (in alto) e analisi in aria (in basso)

Inoltre nei residui in aria si nota come le grandezze che possiedono le maggiori ampiezze nelle oscillazioni sono quelle che identificano le fasi liquido e aria. L'interazione tra queste due fasi porta ad oscillazioni crescenti nel tempo perché permette sempre meno alle grandezze in gioco di raggiungere il giusto grado di convergenza ad ogni time step.

Le coppie di fori indicate precedentemente possiedono un angolo di apertura uguale in valore assoluto e simmetrico rispetto all'asse verticale mentre il foro 4 ha asse parallelo all'asse z nel piano X-Z.

Sul piano in coordinate X e Y, e perciò perpendicolare all'asse dell'iniettore, sono confrontati i profili dei getti numerici e quelli sperimentali.

I profili numerici sono stati ottenuti tenendo traccia sul piano a 30 mm dei getti evidenziati tramite un isosuperficie di riferimento. Si tratta di un'isosuperficie di velocità con valore target di 72 m/s. Il valore è stato scelto visivamente in modo tale che i getti raggiungano il piano in questione, o al limite lo superino di poco, e si possa valutare la differenza con il caso teorico. Scegliendo infatti valori superiori di velocità i getti non raggiungono il piano, mentre nel caso opposto i profili sono poco chiari.

Dal confronto si evince che i getti nel caso numerico hanno un angolo di apertura leggermente superiore a quelli teorici nell'asse x mentre inferiore nell'asse y. Il foro 4 è quello dotato del getto più vicino al valore target in quanto a direzionalità del getto. All'opposto si comportano i profili dei fori 3 e 5 che oltre ad avere proiezioni sull'asse x diverse dal valore nominale, si trovano anche in posizioni relative opposte in y.

I profili dei fori 1 e 7, come anche quelli dei 2 e 6, presentano una proiezione più estesa lungo l'asse x ma un valore minore per quanto riguarda l'analogo in y.

Nel complesso comunque si nota una corrispondenza elevata nonostante quella metodologia non consenta di riprodurre i processi di formazione dello spray. Utilizzando ancora una volta l'isosuperficie di velocità, portando però il valore target a 50 m/s in modo da riuscire a cogliere l'impatto a parete nelle ultime immagini, può essere messa in mostra l'evoluzione temporale dei getti ad intervalli fissi di 100 μ s.

Le prime due immagini corrispondono all'iniziale transitorio di regimazione fluidodinamica mentre le altre allo sviluppo dei getti in condizione di pressione in inlet costante.

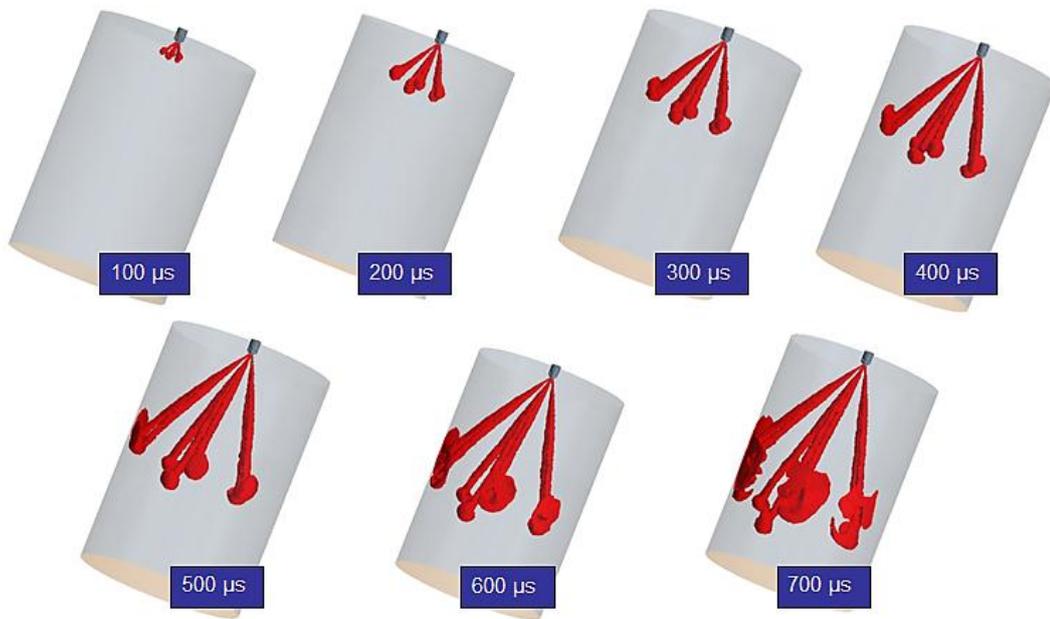


Figura 4.23-Evoluzione temporale dei getti ad intervalli costanti di 0.1 ms (isosuperficie velocità 50 m/s)

Vengono ora riportati l'isosuperficie di velocità nell'immagine di sinistra e i profili dei getti sul piano a 30 millimetri in quella di destra (Figura 4.24).

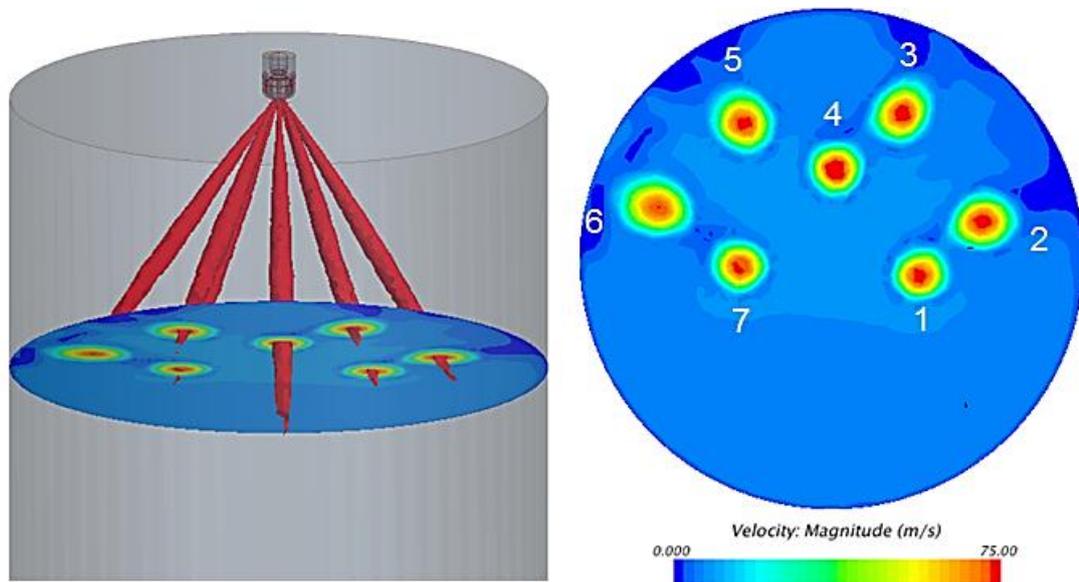


Figura 4.24-Isosuperficie di velocità 72 m/s (sinistra) e profili velocità sul piano a 30 mm (destra)

Dall'analisi dell'impronta sul piano a 30 mm si nota che i getti a regime possiedono una regione centrale di dimensione pressochè uguale in cui la velocità è massima. Le uniche eccezioni sono rappresentate dal foro 4, in cui l'area è leggermente più ampia, e dal foro 6, in cui lo è meno. L'isosuperficie di velocità conferma la distribuzione riscontrata nell'altra immagine mostrando più chiaramente la penetrazione superiore del getto 4, aiutata dal minore angolo di apertura dalla verticale, rispetto agli altri fori.

Analizzando nel dettaglio entrambe le immagini di Figura 4.24 si nota che spostandoci verso le regioni a velocità inferiore si nota una lieve asimmetria verso i fori di destra. Sul piano a 30 mm si nota infatti che i profili dei getti sono più contenuti come estensione nella zona di destra. Questo è confermato anche dal confronto tra le coppie di fori utilizzando l'isosuperficie, tramite la quale è chiaro come questa penetri maggiormente nella zona dei fori 1, 2, 3 e 4.

In Figura 4.25 sono mostrati i campi di velocità sulle sezioni di uscita dei fori.

Le sezioni sono state ricavate generando superfici, di diametro leggermente superiore a quello di uscita dei fori, parallele alle sette su cui era stata calcolata la portata e posizionate a 2 millimetri da queste. Nella stessa figura è inoltre indicata, tramite la punta di una freccia, la direzione media dei getti. Come nelle due immagini precedenti anche in questa, si nota la maggiore velocità di uscita del getto nel foro centrale oltre ad un leggero squilibrio verso i fori 1, 2 e 3.

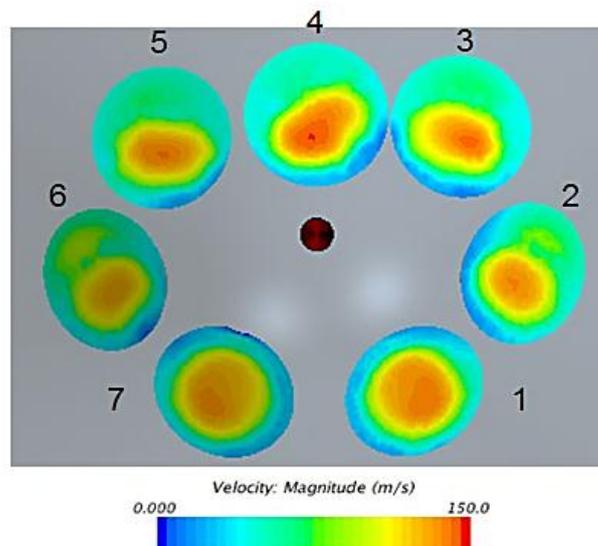


Figura 4.25-Profilo di velocità su sezioni poste a distanza di 2 mm dall'uscita degli step dei fori

In Figura 4.26 sono tracciati i profili di frazione in volume di vapore, ottenuti durante la fase cavitante, sulle superfici di uscita dal pre-step dei fori.

I fori dotati di una percentuale di fase vapore minore sono quelli che nell'analisi in liquido erano caratterizzati da una maggiore portata (fori 1, 4 e 7).

Questa concordanza è una riprova della formulazione della portata in massa dell'equazione 2.4, in cui si mettono in luce i tre quantità fisiche che concorrono nel generare portata:

$$\dot{m} = \rho A_c V_c$$

Il fluido all'interno dei fori in questione possiede una densità maggiore, dal momento che questa è pesata sulle fasi, e un'area contracta superiore, aiutata da una percentuale inferiore di fase vapore. Tra i fori spicca ancora una volta quello centrale che, oltre ad avere i primi due termini dell'equazione superiori alla media, possiede velocità di passaggio nella sezione contracta maggiore.

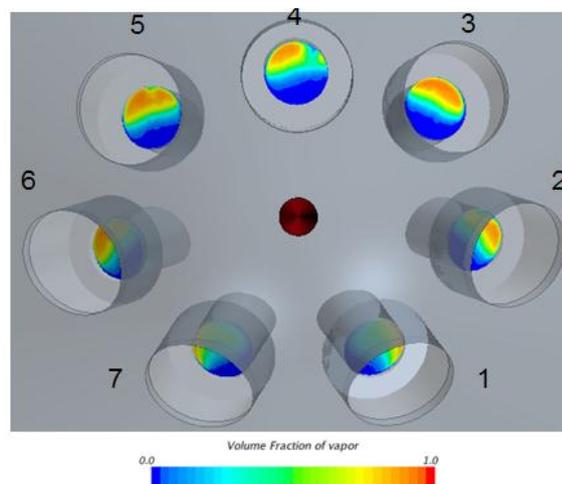


Figura 4.26-Profilo di frazione in volume di vapore a regime

Attraverso la Figura 4.27, Figura 4.28, la Figura 4.29 e la Figura 4.30 è possibile confrontare i campi di velocità, energia cinetica turbolenta, pressione e frazione in volume relativi a tre fori. Il confronto avviene sui piani di sezione dei fori 4, 5 e 7 per poter analizzare visivamente i campi in fori appartenenti a coppie distinte.

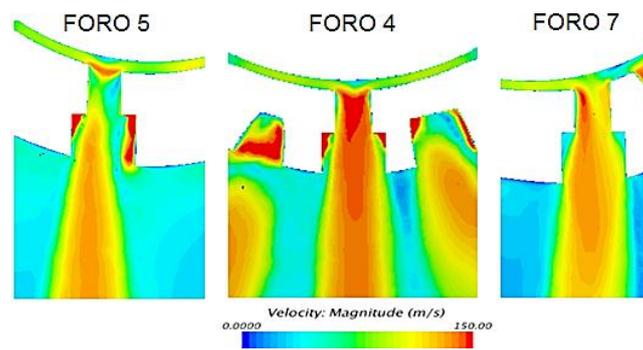


Figura 4.27-Confronto profili di velocità tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7

Il confronto dell'immagine relativa ai campi di velocità mette in luce il distacco della vena liquida dalla parete all'imbocco di ciascun foro. Il getto nel foro 4 appare simmetrico a differenza dei due fori di confronto che assumono angoli di entrata più o meno inclinati. Questo dipende soprattutto dall'angolo che i tre possiedono rispetto alla verticale, che nel caso del getto 4 ha valore 90° a differenza dagli altri casi.

Per quanto riguarda i profili relativi all'energia cinetica turbolenta si può apprezzare ancora una volta la simmetria del profilo per quanto riguarda il foro 4. I profili dei fori 5 e 7 invece hanno comportamenti molto diversi sia rispetto al foro 4 che tra di loro. Infatti il foro 5 presenta dei picchi localizzati di k nella sezione di uscita dello step mentre l'intero pre-step del 7 è caratterizzato da alti valori della grandezza in questione.

Maggiore è il valore di k , più intensa sarà l'atomizzazione e più piccole le goccioline dello spray. Un getto caratterizzato da valori alti di energia cinetica turbolenta perciò tende a rompersi più facilmente. I getti provenienti dai fori 5 e 7, possedendo alti valori di k , di conseguenza si romperanno più facilmente e penetreranno in maniera minore. Il foro 4 invece, che tra i sette è quello caratterizzato dai valori di k minori, è quello più coeso e quindi più penetrante.

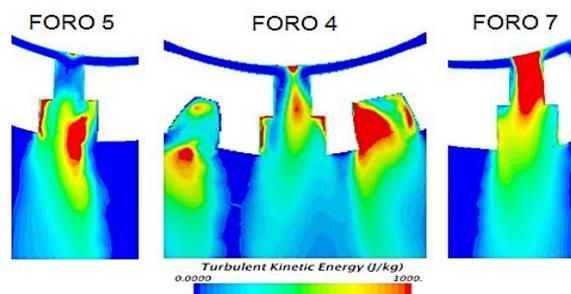


Figura 4.28-Confronto profili di energia cinetica turbolenta tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7

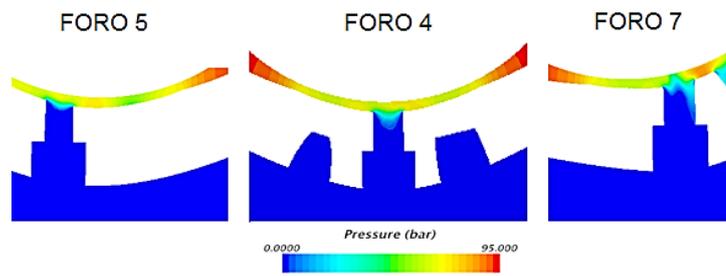


Figura 4.29-Confronto profili di pressione tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7

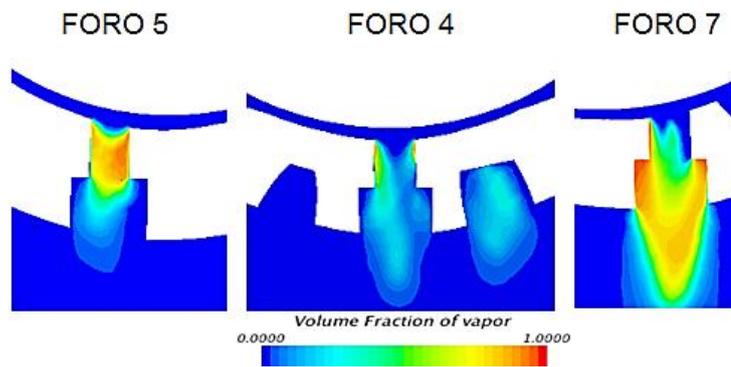


Figura 4.30-Confronto profili di frazione in volume tra le sezioni dei fori 5, 4 e 7

Dalle immagini di confronto della pressione e della frazione in volume viene fuori nuovamente come il foro 4 sia quello con caratteristiche di simmetria più elevate. Analizzando nel dettaglio l'ultima figura infatti notiamo come la fase vapore, tendenzialmente simmetrica, confina al centro del canale la fase liquida.

4.6 Analisi di sensibilità ai parametri modellistici

Come nel caso sperimentale di Winklhofer et Al. [24], anche per l'iniettore multihole è stata eseguita un'analisi di sensibilità ai parametri modellistici.

	H_{lift} [μm]	P_{inj} [bar]	P_{out} [bar]	Fluido di prova	Fluido in Camera	Elementi Mesh	Modello di turbolenza
<u>Liquido</u>	<u>70</u>	<u>100</u>	<u>1</u>	<u>N-Eptano</u>	<u>Liquido</u>	<u>1.6M</u>	<u>RNG k-ϵ</u>
<u>Aria</u>	<u>70</u>	<u>100</u>	<u>1</u>	<u>N-Eptano</u>	<u>Aria</u>	<u>1.6M</u>	<u>RNG k-ϵ</u>
Analisi1	20	100	1	N-Eptano	Aria	1.6M	RNG k- ϵ
Analisi2	40	100	1	N-Eptano	Aria	1.6M	RNG k- ϵ
Analisi3	70	100	1	N-Eptano	Aria	1.85M	RNG k- ϵ
Analisi4	70	100	1	N-Eptano	Aria/Liquido	1.6M	RST
Analisi5	70	100	1	N-Eptano	Aria/Liquido	1.6M	SST k- ω

Tabella 4.7-Prime prove effettuate (casi base)

Mentre nel test case l'unico obiettivo era di confermare che i risultati fossero poco influenzabili da piccole variazioni dei parametri modellistici, qui gli scopi sono molteplici. Oltre alla verifica di quanto sia sensibile il software alla modifica dei parametri del modello, si aggiunge uno studio atto a comprendere il perché i getti delle varie coppie di fori, nominalmente uguali, abbiano portate e penetrazioni diverse come rilevato sperimentalmente in prova in bomba e presentato in precedenza. In ultimo è necessario capire il motivo che porta il getto centrale ad avere una maggiore portata e penetrazione. I parametri testati nella prima parte della verifica sono raccolti in Tabella 4.7. Nelle prime due righe della tabella si trovano i valori testati nei casi base (sottolineati) trattati precedentemente mentre nelle altre viene evidenziato il valore che durante la simulazione viene variato.

4.6.1 Analisi 1&2 - Sensibilità all'apertura dello spillo

Quest'analisi è stata effettuata per verificare l'influenza dell'apertura dello spillo in stazionario sulla penetrazione dei vari getti, soprattutto di quello centrale. Per far ciò la distanza tra l'otturatore e la battuta è stata ridotta dalla massima, pari a 70 μm , rispettivamente a 20 e 40 μm . L'altezza di 20 μm è stata scelta perché corrisponde alla minima d'interesse mentre l'altra come via di mezzo tra la minima e la massima.

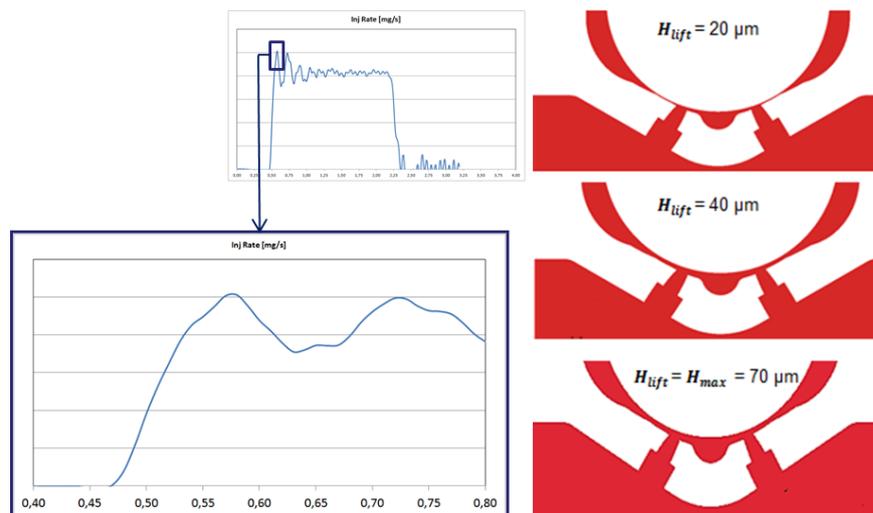


Figura 4.31-Portata al variare del tempo di iniezione (sinistra) e geometrie con alzata diversa (destra)

Nell'immagine sinistra di Figura 4.31 è rappresentato il profilo di portata al variare del tempo di iniezione. Al crescere del tempo di iniezione cresce l'apertura dello spillo che passa dall'essere in battuta sul SAC fino ad una distanza massima di 70 μm .

Nella Figura 4.32, Figura 4.33 e Figura 4.34 sono effettuati i confronti tra i campi di velocità, energia cinetica e frazione in volume della fase vapore per le due diverse alzate. Dall'immagine riguardante le velocità non si apprezzano grossi cambiamenti qualitativi rispetto al caso a massima alzata per il getto 4. Per gli altri invece si nota un raddrizzamento dell'angolo di entrata e di sviluppo del getto all'aumentare dell'alzata e quindi delle velocità in gioco.

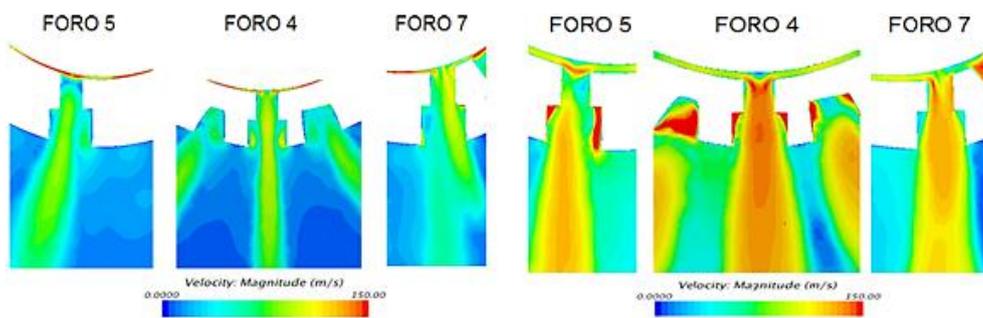


Figura 4.32-Confronto profili velocità per le due alzate (sinistra 0.02 mm, destra 0.04 mm)

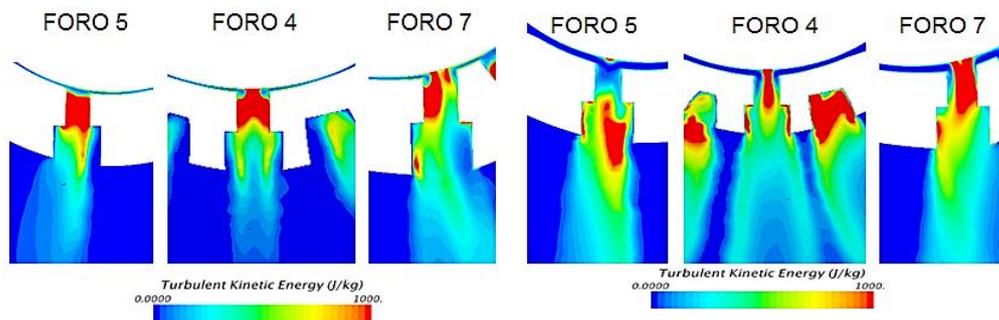


Figura 4.33-Confronto profili energia cinetica turbolenta per le due alzate (sinistra 0.02 mm, destra 0.04 mm)

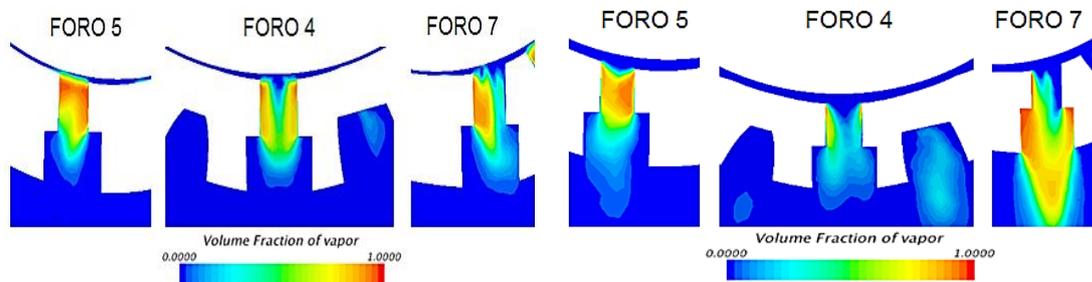


Figura 4.34-Confronto profili frazione in volume di vapore per le due alzate (sinistra 0.02 mm, destra 0.04 mm)

Confrontando invece i profili di k si notano grandi differenze. Infatti per i fori 4 e 5 ad un'alzata minima corrisponde un profilo dotato di valori importanti confinato nel pre-step, profilo che si sposta verso lo step nel caso di $40\ \mu\text{m}$. Il getto appartenente al foro 7 invece presenta all'alzata minima due piccoli ricircoli controrotanti, in cui il più importante 'tira' verso sinistra il getto, che si uniscono in uno solo inclinato verso la metà destra del canale per l'altra alzata.

Per quanto riguarda la frazione in volume di vapore si presentano due comportamenti opposti per i fori 4 e 7. Infatti mentre il 4 cava in maniera molto

superiore nel caso di minima alzata, il 7 si comporta all'opposto cavitando maggiormente nel caso di alzata superiore. In entrambi, come anche nel 5, si mantiene il confinamento della fase vapore nel pre-step. L'analisi mette in luce ancora una volta gli stessi risultati qualitativi del caso ad alzata massima, perciò non risulta utile a comprendere le motivazioni che spingono il foro centrale a penetrare maggiormente.

4.6.2 Analisi 3 - Sensibilità alla mesh

Questa analisi ha lo scopo di analizzare la variazione nella penetrazione dei getti al variare della risoluzione ottenuta all'interno dei fori dell'iniettore. Il numero delle celle presenti all'interno di essi viene triplicato in quest'analisi, svolta in aria, tramite l'aggiunta di 250.000 unità (vedi Figura 4.35)

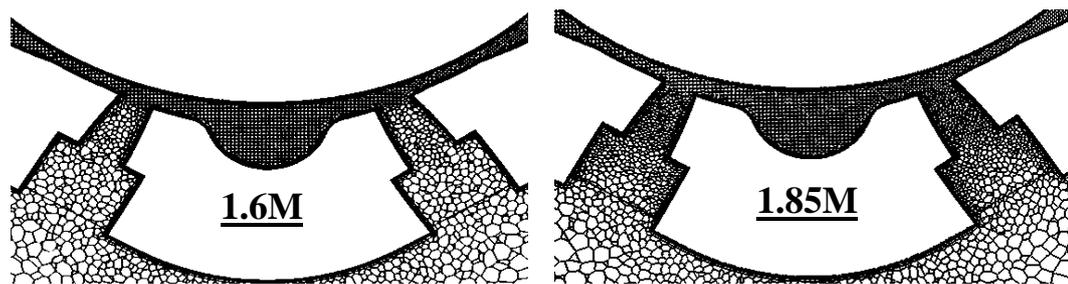


Figura 4.35-Confronto mesh zona fori dell'iniettore (celle:1.85M a sinistra e 1.6M a destra)

Come si vede da Figura 4.36 l'aumento di risoluzione all'interno dei fori ha portato ad una delineazione del profilo dei getti più definita, facendo crescere la lunghezza di penetrazione dell'intera isosuperficie di confronto. Questa crescita di precisione non ha però portato variazioni nel comportamento del foro 4 centrale, che è ancora più penetrante degli altri. La maggiore penetrazione dei getti è dovuta all'aumento di velocità all'interno dei canali dei fori, provocato a sua volta da un restringimento della zona di passaggio. La zona di passaggio risulta inferiore, nel caso in cui la mesh è più fitta, a causa della maggiore frazione in volume di fase vapore che può essere colta solamente da una ricostruzione dell'interfaccia liquido-vapore su celle di dimensione inferiore (Figura 4.37).

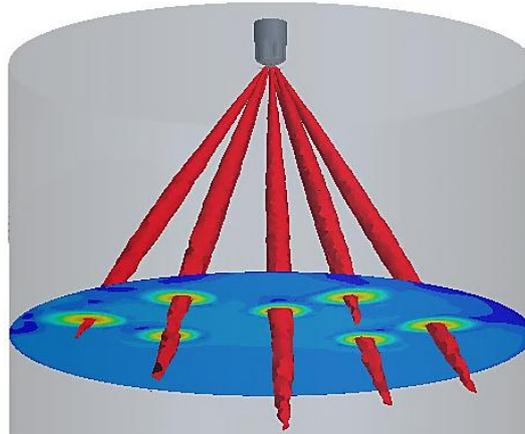


Figura 4.36-Isosuperficie di velocità (72 m/s) ottenuta con 1.85M di celle

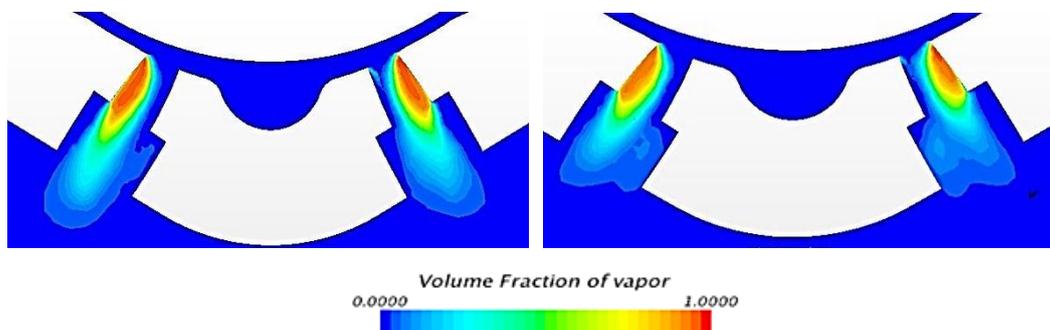


Figura 4.37-Frazione in volume della fase vapore (celle:1.85M a sinistra e 1.6M a destra)

4.6.3 Analisi 4&5 - Sensibilità al modello di turbolenza

Le analisi di sensibilità al modello di turbolenza sono state svolte sostituendo il modello di turbolenza RNG k- ϵ del caso base con i modelli RST e SST k- ω .

L'analisi è stata eseguita riempiendo la bomba nelle prime prove di liquido per calcolare le portate e nelle seconde di aria per analizzare il profilo assunto dai getti. La differenza tra il caso in liquido e quello in aria è dovuta al time-step dal quale si iniziano ad utilizzare i nuovi modelli di turbolenza. Infatti nel primo caso il passaggio ai modelli RST e SST k- ω è avvenuto dopo le 1000 iterazioni del caso base (Figura 4.38), in condizione ormai regimate, mentre nel secondo caso la simulazione ha preso avvio direttamente con i nuovi modelli (Figura 4.39). In tutti e quattro i casi testati si nota un'enorme crescita delle oscillazioni delle portate, oscillazioni che si distaccano dal valor medio del 10% in liquido e fino al 30% in aria.

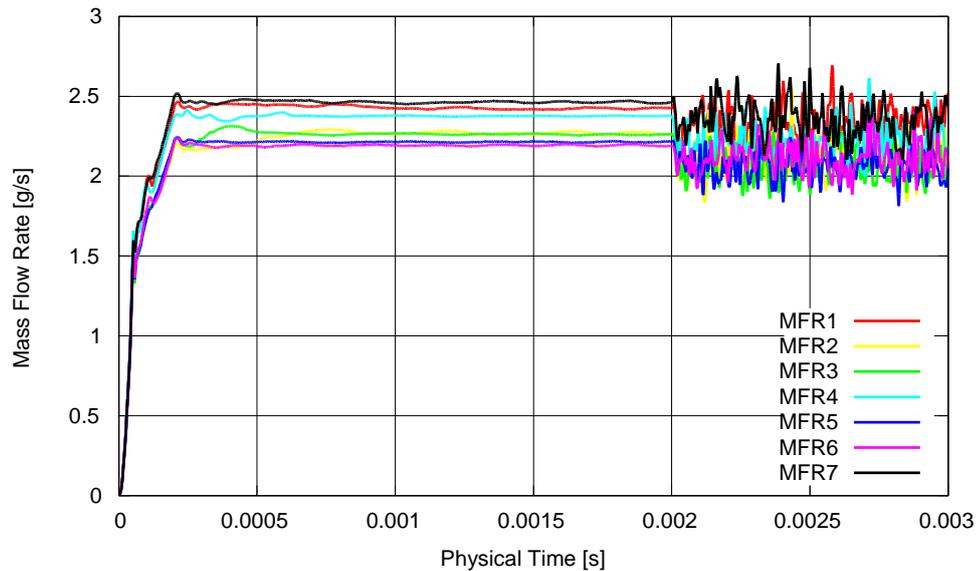


Figura 4.38-Andamento nel tempo delle portate dei fori con modello RNG k- ϵ (zona a regime) e SST k- ω (zona oscillante) – in liquido

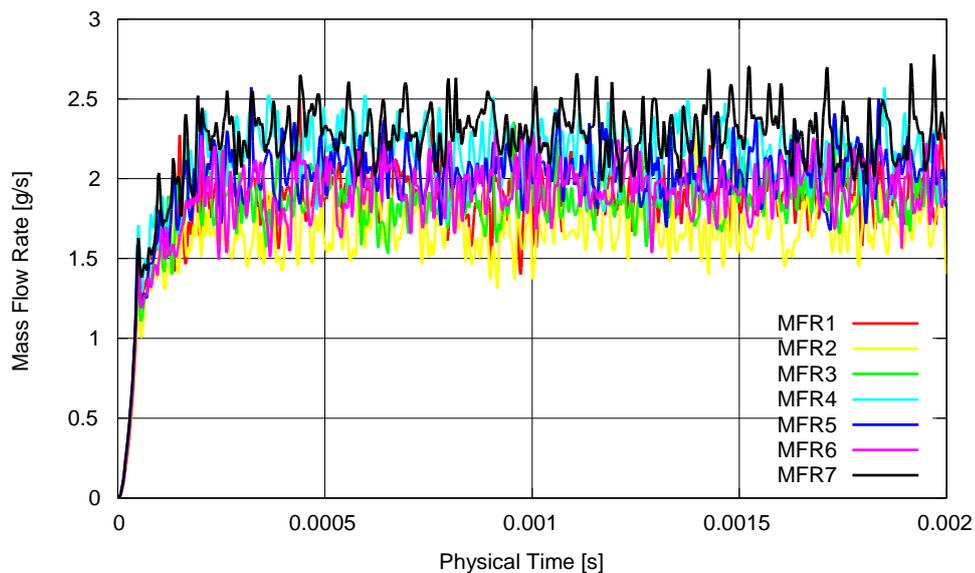


Figura 4.39-Andamento nel tempo delle portate dei fori con modello SST k- ω - in aria

Andando ad analizzare la distribuzione delle portate all'interno dei fori nel caso in liquido si notano valori asimmetrici, ma identici, (Figura 4.40) per i due modelli utilizzati, RST e SST k- ω .

Quest'asimmetria potrebbe dipendere nel modello RST da una non adeguata inizializzazione delle condizioni al contorno per ϵ , pur essendo un modello anisotropo. Il modello SST k- ω invece è un modello isotropo, perciò si trova leggermente in difficoltà nel predire il moto di getti nei pressi di zone caratterizzate da alta curvatura delle linee di flusso, quali gli imbocchi ai fori. E' possibile però mitigare il problema,

anche se solo parzialmente, tramite l'adozione dell'opzione *curvature correction*, che incrementa o fa calare la turbolenza secondo l'angolo di curvatura della parete.

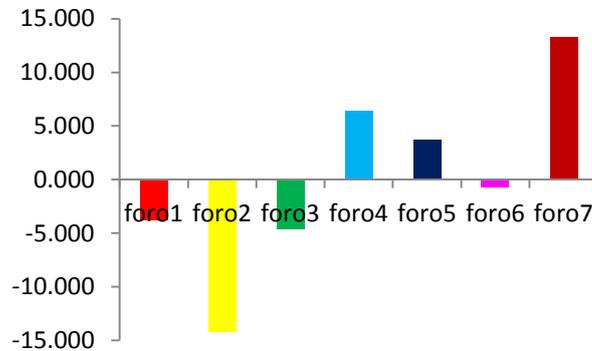


Figura 4.40-Distribuzione delle portate dei fori rispetto al valor medio in liquido per i modelli di turbolenza RST e SST k-w

In Tabella 4.8 sono riportati i valori di confronto tra il caso teorico e quelli numerici ottenuti con i due modelli di turbolenza RNG k- ϵ e SST k- ω in liquido. A riprova della precisione degli ultimi modelli utilizzati, la distanza dal valore nominale è scesa dai 5 punti percentuali del modello di turbolenza utilizzato nel caso base, RNG k- ϵ , a valori inferiori all'unità.

	MFR CFD/Nominale [%]	Differenza [%]
RNG k-ϵ	105.28	+5.28
SST k-ω	100.58	+0.58

Tabella 4.8-Confronto valori di portata totale tra sperimentale e numerico con modelli di turbolenza RNG k- ϵ e SST k- ω

Nel prosieguo dell'analisi c'è stato il passaggio alla mesh generata simmetricamente per cercare di contenere il discostamento riscontrabile nell'uso della mesh generata sull'intera geometria. L'analisi effettuata in liquido con mesh simmetrica e modello di turbolenza SST k- ω , fornisce un profilo di portata addirittura più oscillante del caso con mesh generata sull'intera geometria (Figura 4.41) ma allo stesso tempo appiana leggermente le differenze di portata tra fori corrispondenti, rimanendo però molto distante da valori simmetrici (Figura 4.42). Inoltre è necessario segnalare che l'adozione di una mesh simmetrica, a differenza dei casi precedenti, non ha portato ad una grande crescita nella portata del foro centrale probabilmente a causa della già citata difficoltà nel predire il moto agli imbocchi ai fori del modello SST k- ω .

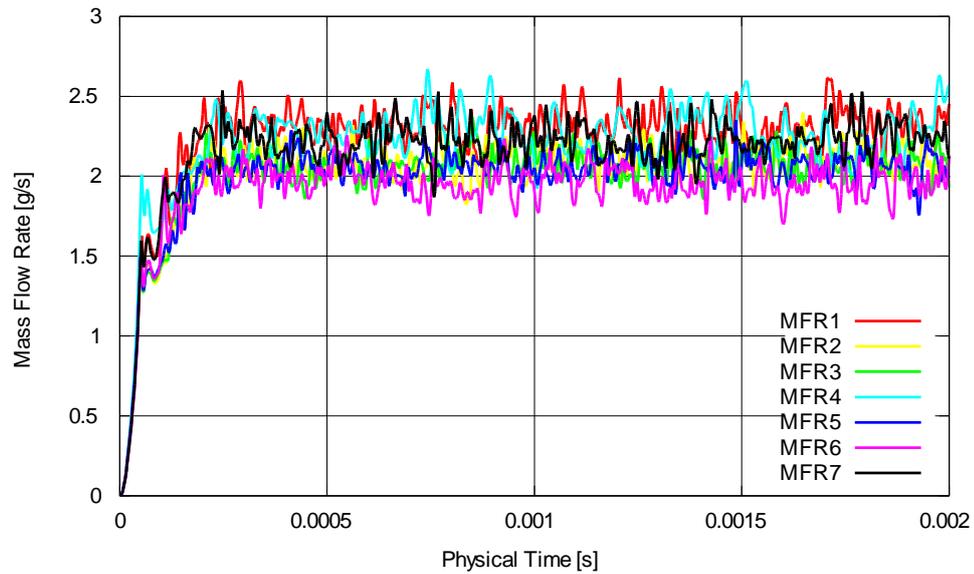


Figura 4.41-Andamento nel tempo delle portate dei fori con modello SST k- ω in liquido utilizzando la mesh simmetrica

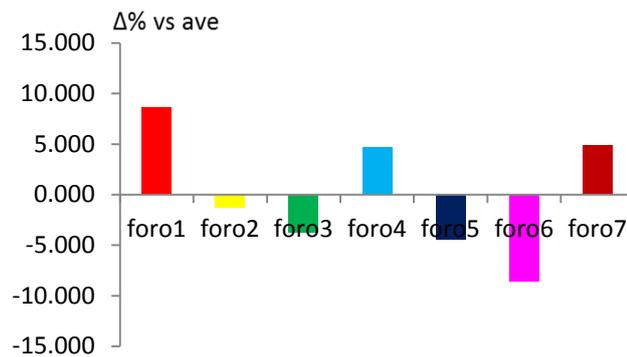


Figura 4.42-Distribuzione delle portate dei fori rispetto al valor medio in liquido con mesh simmetrica e modello di turbolenza SST k- ω

Passando all'indagine svolta in aria, in Figura 4.43 troviamo il confronto tra le isosuperfici di velocità ottenute con l'utilizzo dei modelli RST e SST k- ω . Appare chiaro dalle immagini che utilizzando questi modelli la lunghezza di penetrazione dell'isosuperficie di confronto si riduce notevolmente, avvicinandosi allo sperimentale, soprattutto utilizzando l'SST k- ω e non raggiunge più il piano a 30 mm di confronto. Inoltre usando quest'ultimo modello i getti assumono una distribuzione molto più bilanciata con lunghezze di penetrazione molto simili al getto del foro 4.

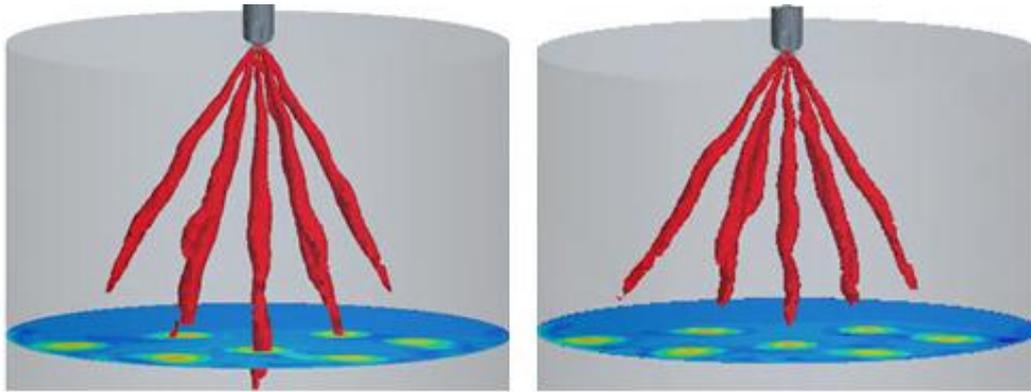


Figura 4.43-Confronto isosuperfici modello RST e SST k- ω

Per completezza vengono riportate le immagini di confronto di velocità, energia cinetica turbolenta e frazione in volume di vapore relative al foro centrale per i due modelli di turbolenza (Figura 4.44). Si nota che nonostante le portate siano molto simili, la velocità è maggiore e allo stesso tempo la fase vapore minore nell'RST. Ciò spiega una differenza nelle penetrazioni a favore di quest'ultimo modello di turbolenza.

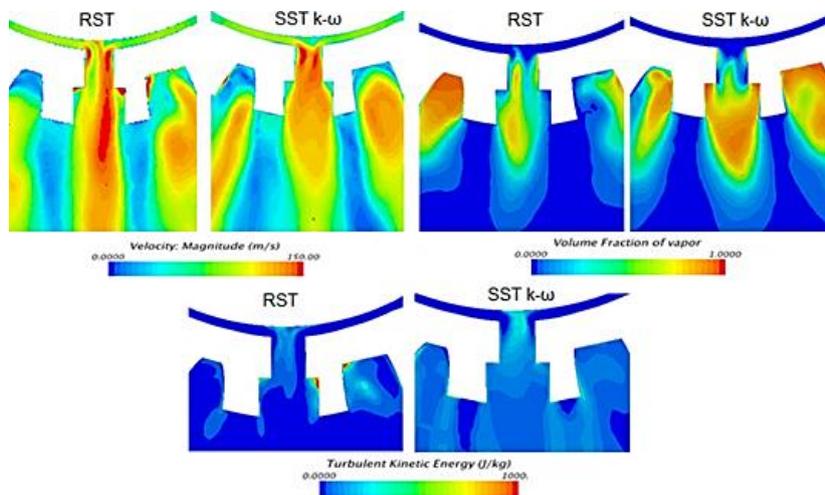


Figura 4.44-Confronto profili di velocità, energia cinetica turbolenta e frazione in volume della fase vapore ottenuti con modelli di turbolenza RST e SST k- ω

4.6.4 Analisi aggiuntive

Successivamente sono state svolte nuove analisi per ampliare lo spettro di parametri su cui è stata fatta l'analisi di sensibilità. Le nuove prove sono state eseguite mantenendo fissi i valori del caso base in liquido, che riportiamo:

Caso	H_{lift}	P_{inj}	P_{out}	Fluido in Camera	Modello di turbolenza
Base	<u>70 μm</u>	<u>100 bar</u>	<u>1 bar</u>	<u>Liquido</u>	<u>RNG k-ϵ</u>

In Tabella 4.9 si nota che in molti casi le grandezze modificate sono le stesse del caso di Winklhofer, fanno eccezione le prove di simmetria della mesh, del time-step ridotto e del fluido utilizzato che sono state valutate solo per questo caso.

	D_{bolle} (μm)	N_{bolle} (m^{-3})	Fattore di scala positivo	Fattore di scala negativo	Fluido di prova	Numerodi celle [M]	Time step (μs)	Pressione d'iniezione nominale
Analisi6	0.2÷20	10^{13} ÷ 10^{17}	1	1	N-Eptano	1.6	2	100
Analisi7	2	10^{15}	2÷20	2÷10	N-Eptano	1.6	2	100
Analisi8	2	10^{15}	1	1	N-Eptano	Simm.	2	100
Analisi9	2	10^{15}	1	1	N-Eptano	1.8÷2.1	2	100
Analisi10	2	10^{15}	1	1	Gasoline	1.6	2	100
Analisi11	2	10^{15}	1	1	N-Eptano	1.6	0.02	100

Tabella 4.9-Seconda serie di prove

Le analisi 6 e 7 hanno messo in luce la stabilità della soluzione al variare delle proprietà delle bolle. Infatti variare il diametro delle bolle di un fattore 10 e la concentrazione di queste per metro cubo di un fattore 100 ha portato variazioni inferiori al 2% della portata, così come era già successo nel caso di Winklhofer. Similmente l'alterazione dei fattori di scala di crescita e collasso di un fattore 10 porta agli stessi risultati.

Si passa, quindi, ad analizzare il comportamento ottenuto da una mesh con un maggior numero di elementi all'interno dei fori e del SAC. Questa volta, infatti, l'infittimento non è solo nella regione dei fori (come nell'analisi di sensibilità svolta nel paragrafo 4.6.2), ma si estende a quasi tutta la battuta della sfera. Nel primo dei due casi qui trattati è stata imposta una dimensione minima di cella pari a 20 μm nelle zone del pre-step e dell'imbocco ad esso, ottenendo una mesh di 1.8 milioni di elementi. Nel

secondo invece la dimensione è scesa a 10 μm nell'intero foro oltre che nella zona di imbocco. Ciò ha portato gli elementi a crescere fino a 2.1 milioni (Figura 4.45).

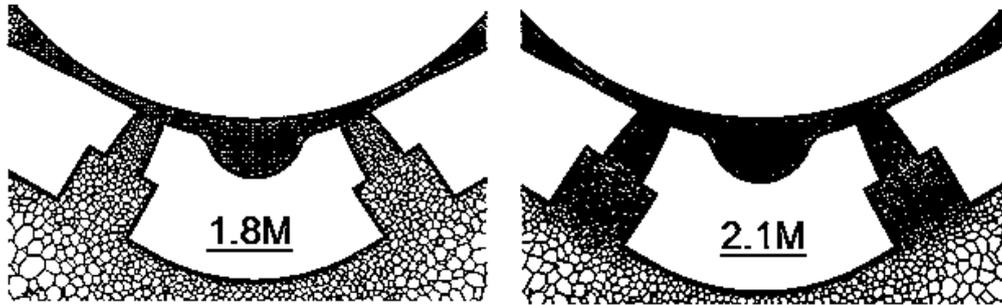


Figura 4.45-Confronto mesh con diverso numero di elementi

In Figura 4.46 troviamo l'istogramma di confronto tra i valori ottenuti nei vari fori con le tre diverse risoluzioni testate.

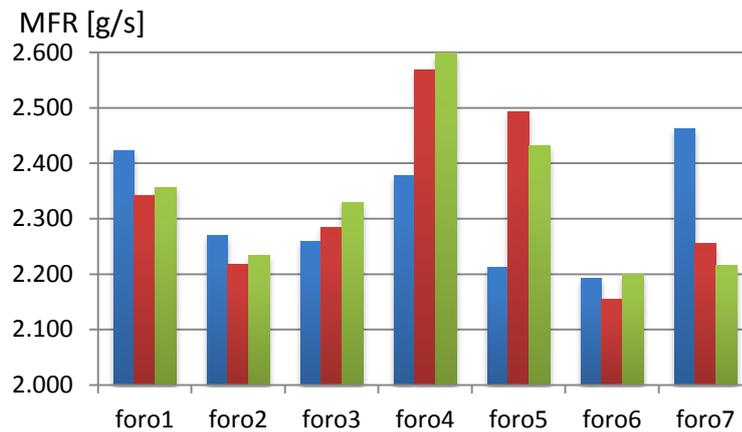


Figura 4.46-Istogramma di confronto MFR fori con diversa risoluzione di mesh (1.6M in blu, 1.8M in rosso, 2.1M in verde)

Si può notare una grande differenza di portata passando dalla mesh del caso base, composta da 1.6 milioni di celle, a quella formata da 1.8 milioni. Non si può dire lo stesso continuando ad incrementare la risoluzione, fino a 2.1 milioni di celle. Perciò si può ipotizzare che un ulteriore infittimento porterà a variazioni di portata ancora minori e ciò implica che si sta andando ad operare in condizioni di indipendenza dei risultati dalla densità della griglia. Questo risultato è molto positivo e permette di affermare che la risoluzione ottimale, tra precisione e tempo di calcolo è quella in cui la griglia possiede 1.8 milioni di elementi all'incirca.

Successivamente è stato svolto il test con un fluido dotato di valori di densità e viscosità molto simili ma tensione di vapore decisamente inferiore. Questo fluido,

presente nel database di Star-CCM+® sotto il nome di GASOLINE, è una benzina dotata delle caratteristiche di Tabella 4.10:

Proprietà	Unità di misura SI	GASOLINE	N-Eptano
Temperatura	K	343.15	288.15
Tensione di vapore	Pa	0.387	6102
Densità fase liquida	kg/m ³	708.2	678.3
Viscosità fase liquida	Pa·s	2.98·10 ⁻⁴	3.92·10 ⁻⁴
Densità fase vapore	kg/m ³	3.738	2.487
Viscosità fase vapore	Pa·s	6.103·10 ⁻⁶	1.013·10 ⁻⁵

Tabella 4.10-Proprietà fisiche GASOLINE vs N-Eptano

Utilizzando il GASOLINE si ottengono valori di portata inferiori del 4% rispetto all'utilizzo di N-eptano (la portata vale infatti 15.59 g/s, contro i 16.19 g/s).

A differenza del caso di Winklhofer in cui le portate scalavano del rapporto tra le densità, nel caso reale il passaggio ad un liquido più denso porta ad un risultato opposto. Dal momento poi che la tensione di vapore è minore di 5 ordini di grandezza rispetto allo N-eptano e che le viscosità sono ridotte, sarebbe plausibile la formazione di minore fase vapore e conseguentemente di una maggior portata. Inoltre anche la densità della fase vapore non aiuta nel comprendere il perché la portata sia minore dal momento che anch'essa è superiore al caso base.

Nella penultima analisi effettuata il parametro modificato è il valore del time-step, che riducendosi di un fattore 400, assume un valore di 5·10⁻⁹ secondi. Questa scala temporale fornisce una migliore risoluzione all'interno dei fori e del SAC. Questo incremento di definizione è visibile ad esempio nelle mappe di velocità di Figura 4.47, dove sono messi in evidenza i getti provenienti dai fori 2 (a sinistra) e 6 (a destra).

L'immagine di sinistra corrisponde al profilo regimato, dopo 5000 iterazioni, assunto con un time step di 2 μs. L'immagine di destra è stata ottenuta invece facendo procedere la simulazione precedente per ulteriori 15000 iterazioni dopo averne abbassato il valore dell'intervallo temporale. Nonostante si noti lo sviluppo dei vari campi, tra i quali la velocità è il più evidente, il valore di portata totale varia meno dell'1% dal caso base, rimanendo ad una distanza di 5 punti percentuali dal valore

teorico. Non si giustifica perciò la scelta di abbassare il time step, dal momento che l'analisi ha bisogno di tempi di calcolo enormemente superiori.

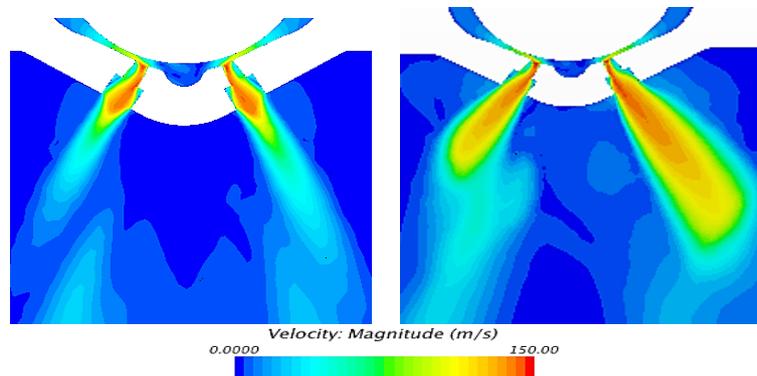


Figura 4.47-Confronto tra profili di velocità al variare della durata del time-step

4.6.5 Verifica posizione spillo

Dalle precedenti prove è risultato chiaro come l'unico parametro che, una volta modificato, porta a risultati migliori del caso base sia la turbolenza. Infatti, come si è visto, passando al modello SST $k-\omega$ i valori di portata, di penetrazione e direzione dei getti si sono avvicinati a quelli della specifica.

In questa verifica aggiuntiva perciò sono stati utilizzati i parametri del caso di base in aria con l'unica eccezione del modello di turbolenza scelto, l'SST $k-\omega$.

A differenza delle altre verifiche effettuate, solo in questo caso è stata modificata la geometria dell'iniettore. La posizione dello spillo rispetto al corpo iniettore passa da una di coassialità ad una decentrata lungo l'asse y di $10 \mu\text{m}$ nelle due direzioni (Figura 4.48). Lo spostamento nella direzione positiva porta ad un restringimento della sezione d'imbocco alla coppia di fori 3-5. Di conseguenza le sezioni d'entrata opposte, ai fori 1 e 7, crescono, anche se non esattamente della stessa quantità. Questa differenza è causata dalla mancanza di simmetria rispetto all'asse x , tra i fori che puntano più in alto e quelli che puntano più in basso. Analogamente lo spostamento nella direzione negativa fa crescere le sezioni d'imbocco ai fori 3, 4 e 5 con conseguente calo di quelle relative ai fori 1 e 7. Il foro 4 centrale subisce un minore cambiamento al variare della posizione relativa spillo-corpo iniettore data la sua ubicazione.

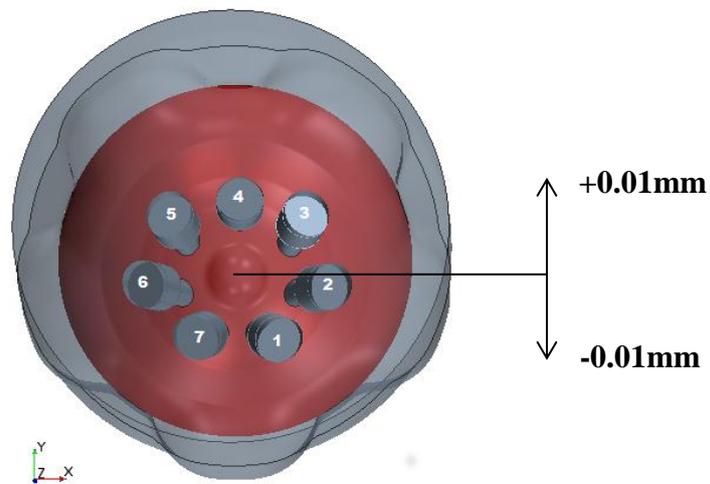


Figura 4.48-Spostamento sfera otturatore lungo asse Y

Il confronto percentuale rispetto al caso base in aria per ognuno dei sette fori di Figura 4.49 mette in evidenza che nella quasi totalità dei casi la portata aumenta spostando lo spillo dalla posizione originaria.

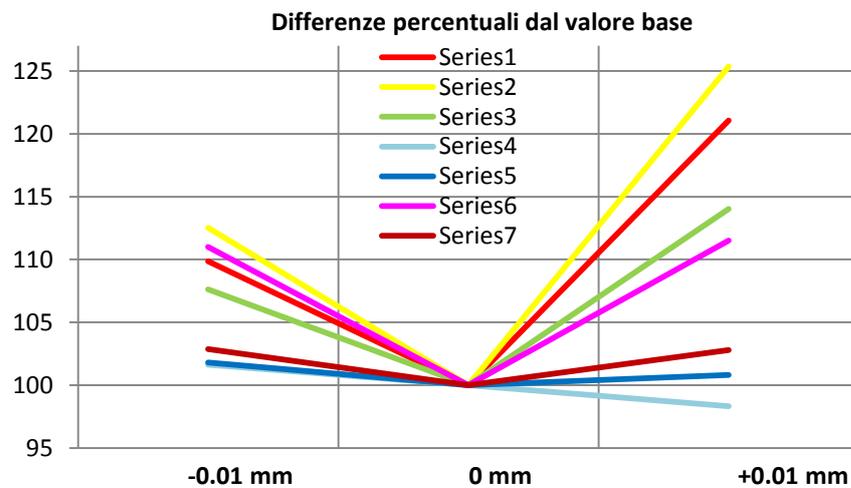


Figura 4.49-Confronto percentuale valori portata singoli fori rispetto al caso base-in aria (spostamenti di -0.01 mm e +0.01 mm lungo l'asse Y)

L'unica eccezione è rappresentata dal foro centrale che assume anche valori inferiori a quelli originali. La motivazione di quest'aumento globale e quasi sempre simmetrico ha due cause diverse nelle coppie di fori. Nella coppia in cui il meato di alimento viene strozzato maggiormente, il fluido assume una velocità maggiore che, unita alla minore percentuale di fase vapore, contrasta la diminuzione di area di passaggio utile. Risultato è che la portata finale, data dal diverso apporto dei tre contributi, è maggiore di quello

di partenza. Nella coppia invece caratterizzata da canale d'alimento strozzato in modo minore è la maggiore sezione utile al passaggio del fluido che incrementa la portata.

Concentrandosi sui valori assunti da ogni foro nel grafico precedente si nota una mancanza di simmetria delle portate per spostamenti uguali in valore assoluto ed opposti. Queste differenze sono dovute ad una leggera asimmetria nell'angolo di uscita dei getti tra i fori della parte inferiore (1 e 7) e superiore (3, 4 e 5).

Nonostante la portata cresca, la penetrazione del foro 4 cala ampiamente come visibile per i casi di Figura 4.50. Infatti mentre nell'immagine centrale, relativa allo spillo centrato, l'isosuperficie di velocità con target di 72 m/s mette in luce la molto maggiore estensione del getto proveniente dal foro centrale, nelle altre non vale lo stesso. Sia nell'immagine relativa ad uno spostamento in direzione negativa di 10 μm (a sinistra) che nell'analogia in direzione opposta (a destra) le penetrazioni dei fori sono più contenute, soprattutto quella relativa al foro centrale.

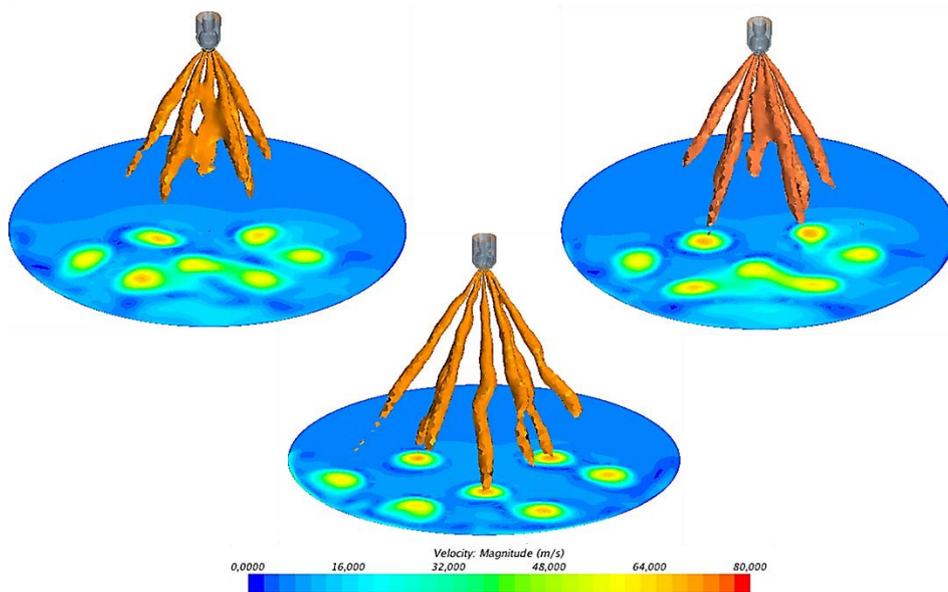


Figura 4.50-Confronto isosuperfici di velocità con posizione spillo pari a -0.01 mm, 0 mm e +0.01 mm dall'asse verticale

Confrontando le immagini di Figura 4.50 relative ad uno spostamento dalla condizione di coassialità e quelle sperimentali si nota un comportamento molto simile. Da questo se ne deduce che la minore penetrazione del foro 4 centrale, nelle immagini ricavate sperimentalmente, può essere causata da uno spostamento radiale di pochi μm , spostamento che può essere dovuto al funzionamento in dinamico dell'iniettore.

4.6.6 Conclusioni

Dalle analisi effettuate all'interno di questo capitolo, è emerso che la modellistica validata nel test case di Winkhofer et al. [24] non si adatta perfettamente allo studio di un iniettore reale, a causa della maggiore complessità del flusso con conseguenze nell'interazione fra modelli di parete, di turbolenza e di cavitazione nella previsione del comportamento idraulico del componente.

Per ottenere una soluzione più accurata nell'applicazione al componente reale, come si è visto dall'analisi di sensibilità, è necessario impiegare il modello di turbolenza SST $k-\omega$ che consente di migliorare sia la valutazione della portata statica dell'iniettore con iniezione in ambiente liquido sia la morfologia dei singoli getti nella penetrazione in ambiente gassoso.

Per riprodurre il comportamento rilevato nella sperimentazione ottica di caratterizzazione del componente è necessario ipotizzare un disassamento dello spillo dell'iniettore rispetto alla posizione nominale. Ai fini di comprovare tale ipotesi, è stato operato un disassamento radiale di $10\ \mu\text{m}$ lungo il piano di simmetria verso il foro N. 4: l'analisi numerica in tali condizioni ha evidenziato una penetrazione del getto 4 centrale inferiore a quella degli altri getti e, quindi, una morfologia complessiva simile a quella ottenuta durante la caratterizzazione sperimentale, eseguita dal Politecnico di Milano.

In Tabella 4.11 sono messi a confronto il profilo sperimentale e i tre ricavati tramite simulazione numerica.

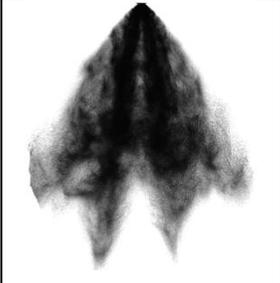
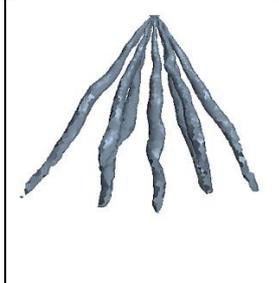
SPERIMENTALE	CFD - RNG $k-\epsilon$ (spillo centrato)	CFD - SST $k-\omega$ (spillo centrato)	CFD - SST $k-\omega$ (spillo +10 μm)
			

Tabella 4.11-Confronto profili dei getti sperimentale vs numerici

5 Conclusioni

L'obiettivo di quest'indagine è stato lo studio del comportamento fluidodinamico del flusso che attraversa l'iniettore ad alta pressione per applicazioni a motori GDI, in condizioni di flussaggio stazionario. L'analisi è stata svolta con l'obiettivo di comprendere le motivazioni per cui, durante la prova sperimentale eseguita dal Politecnico di Milano, i getti presentano penetrazioni diverse nonostante provengano da fori nominalmente uguali.

In questo elaborato è stato testato un modello numerico capace di riprodurre un flusso multifase in regime cavitante. L'obiettivo è stato la validazione di una metodologia di simulazione numerica, utilizzando un caso noto come confronto, da applicare successivamente ad un iniettore reale. Per far ciò è stato impiegato il software di simulazione fluidodinamica Star-CCM+[®] appartenente a CD-ADAPCO.

Per la validazione è stato utilizzato come confronto il caso test sperimentale presentato da E. Winklhofer et al. [24].

In letteratura i riferimenti più importanti, riguardo i modelli e i parametri utilizzati, sono i lavori di Andersen [25], Martynov [26] e Mariani [27], sebbene non coincidano perfettamente con il caso e il software in esame. Dal momento che i riferimenti trovati non sono stati del tutto esaurienti, nelle prime analisi sono stati applicati i valori standard, presenti all'interno del software, ad alcuni parametri fisici (raggio e concentrazione delle bolle, fattori di scala). Questi insieme all'utilizzo di una buona risoluzione delle celle, tale da poter risolvere le equazioni fino a parete, e al modello di turbolenza RNG k- ϵ hanno portato ad ottimi risultati. Infatti i valori di portata in blocco sonico, sebbene il blocco sopraggiunga con un leggero ritardo, coincidono perfettamente con quelli sperimentali come anche i profili di pressione. I profili di velocità invece sono sovrastimati di un 10 %, nonostante abbiano un andamento qualitativo molto simile al caso di Winklhofer.

Successivamente è stata svolta un'analisi di sensibilità per verificare la stabilità della soluzione a piccole variazioni nei valori adottati dal modello, facendo variare prima alcuni parametri fisici e in seguito alcuni modellistici. Una volta che l'accuratezza della

modellazione è stata giudicata sufficiente alla riproduzione del test case sperimentale, la stessa è stata utilizzata in una seconda analisi, eseguita su un iniettore multiforo.

Lo studio eseguito sull'iniettore si è diviso in due parti distinte, caratterizzate da obiettivi diversi. Lo scopo della prima analisi, svolta iniettando in camera piena di liquido, è stato la verifica dell'uguaglianza tra la portata statica totale indicata in specifica e quella numerica oltre che l'analisi della distribuzione di quest'ultima tra i diversi fori. E' apparso già dalle prime fasi di calcolo che i fori, sebbene fossero nominalmente uguali, presentavano valori asimmetrici di portata. Asimmetrie che si sono ripresentate anche nella seconda analisi, svolta iniettando in un volume pieno d'aria. L'obiettivo delle simulazioni di questa seconda, e più importante, parte era la comprensione del motivo per cui sperimentalmente la distribuzione dei getti in uscita dai fori fosse simmetrica mentre numericamente ciò non avvenisse.

Una prima verifica, in liquido, è stata quella eseguita disattivando il modello di cavitazione. La stessa è stata effettuata sia sulla mesh generata utilizzando l'intera geometria che su una mesh 'simmetrica', ottenuta per duplicazione della mesh generata su metà geometria. Il risultato è stato positivo solo nel caso di mesh simmetrica, dato che si sono appiattite le differenze tra fori simmetrici, ma non risulta molto utile per il fatto che la simulazione non può prescindere dall'utilizzo del modello di cavitazione. Da questa verifica ne discende che il modello di cavitazione accentua le asimmetrie che si generano durante la risoluzione a causa del trasporto, all'interno di celle non perfettamente simmetriche, di fasi caratterizzate da proprietà molto differenti.

Dopo aver riattivato il modello di cavitazione e constatato che l'applicazione della stessa modellistica e degli stessi valori numerici utilizzati precedentemente all'iniettore reale portava a risultati realistici, è stata svolta un'analisi di sensibilità su un numero maggiore di parametri rispetto al test case. Da questa è venuto fuori che per migliorare la risoluzione risulta conveniente mantenere tutti i modelli impiegati nel caso di Winklhofer, fatta eccezione per il modello di turbolenza che è stato modificato da RNG $k-\epsilon$ a SST $k-\omega$. Infatti l'utilizzo di una griglia sufficientemente accurata accoppiato all'utilizzo del modello SST $k-\omega$ ha portato a ottimi risultati: la portata totale è praticamente coincidente con quella nominale, da specifica, mentre le penetrazioni dei getti sono quasi perfettamente bilanciate.

Inoltre dalle prove è emerso che il decentramento radiale dello spillo, di una quantità minima, potrebbe essere responsabile della minore penetrazione ottenuta sperimentalmente del getto centrale. Infatti una minima variazione di questa quantità, che si stima possa avvenire durante il funzionamento in dinamico, porta variazioni importanti nella penetrazione dei getti che rendono il risultato numerico molto simile a quello della prova sperimentale.

5.1 Sviluppi futuri

Quest'analisi è stata portata avanti tramite simulazioni caratterizzate da flussaggio stazionario con pressione in inlet costante. Così facendo non è possibile apprezzare i fenomeni dinamici che si creano a causa della movimentazione dello spillo all'interno del corpo iniettore e della conseguente variazione di pressione in ingresso.

L'obiettivo di un lavoro futuro potrebbe essere la verifica dei profili di portata e di distribuzione fra i getti durante un transitorio in modo da comprendere meglio il comportamento sperimentale che i getti assumono in uscita dai fori.

Un'analisi aggiuntiva da realizzare, per investigare la causa delle asimmetrie tra le coppie gemelle di fori, consiste nel ruotare la porzione di geometria finale dell'iniettore, contenente i fori, attorno all'asse z verticale per verificare l'influenza delle cave e delle guide nella formazione del flusso pre-foro.

Un'ulteriore analisi potrebbe essere svolta riorientando l'iniettore rispetto alla terna cartesiana di riferimento in modo da annullare possibili influenze generate dall'orientazione delle celle che compongono la mesh.

Bibliografia

- [1] M. Costa, L. Allocca e A. Montanaro, «Multiple Injection in a Mixed Mode GDI Boosted Engine,» 2010.
- [2] M. Drake, T. Fansler e A. Solomon, «Piston Fuel Films as a Source of Smoke and Hydrocarbon Emission from a Wall-controlled Spark-ignited Direct-injection Engine,» 2003.
- [3] O. Fritz, «GDI Engine Development According Euro 6,» 2010.
- [4] A. Berndorfer e S. Breuer, «Diffusion Combustion Phenomena in GDI Engines caused by Injection Process,» 2013.
- [5] M. Maricq, D. Podsiadlik e D. Brehob, «Particulate Emissions from a Direct Injection Spark Ignition Engine,» 1999.
- [6] M. Bonetti, «Analisi CFD in ottica EU6. Sensibilità ai parametri Operativi su Formazione di Particolato,» 2013.
- [7] N. Ladommatos, Z. Xiao e H. Zhao, «The Effect of Piston Bowl Temperature on Diesel Exhaust Emissions,» 2004.
- [8] G. Bonandrini, D. Papaleo e L. Venturoli, «Numerical Study on Multiple Injection Strategies in DISI Engines for Particulate Emission Control,» 2012.
- [9] M. Weilenmann e P. Soltic, «REGulate and Nonregulated Diesel and Gasoline Cold Start Emissions at Different Temperatures,» 2005.
- [10] P. Whitaker e P. Kapus, «Measures to Reduce Particulate Emissions from Gasoline DI Engines,» 2011.
- [11] G. M. Bianchi, «Sistemi di iniezione ad alta pressione,» 2009.
- [12] C. Brennen, «Cavitation and Bubble Dynamics,» 1995.

- [13] M. Blander e J. Katz, «Bubble nucleation in liquid,» 1994.
- [14] A.Singhal, «Mathematical basis and validation of the full cavitation model,» 2002.
- [15] V. Mariani, «Fattibilità della caratterizzazione di fori iniettori per via numerica,» 2015.
- [16] S. Johannessen, «Use of CFD to study Hydrodynamic loads on free-fall lifeboats in the impact phase,» 2012.
- [17] «STAR-CCM+ User Guide v10.02,» CD-ADAPCO, 2015.
- [18] B. Spalding e S. Patankar, «SIMPLE algorithm,» 1972.
- [19] W. Malalasekera e H. Versteeg, An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method, Longman & scientific technical, 2007.
- [20] J. Ferziger e M. Peric, «Computational Methods for Fluid Dynamics,» 2002.
- [21] B. Spalding e S. Patankar, «A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows,» 1972.
- [22] M. Peric e S. Muzaferijia, «Simulation of free surface flows with Star-CCM+».
- [23] V. Orszag e S. Yakhot, «Renormalization Group Analysis of Turbulence,» 1986.
- [24] E.Winkhofer, «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in throttle experiments under cavitation conditions,» 2001.
- [25] F.Andersen, «Numerical Simulation of the Flow in Fuel Nozzles for Two-Stroke Diesel Engine,» 2011.
- [26] S. Martinov, «Numerical simulation of the cavitation process in diesel fuel injectors,» 2005.

- [27] V. Mariani, «Validazione del modello di cavitazione di Rayleigh-Plesset implementato in OpenFOAM,» 2015.
- [28] E. Giannadakis, «Modeling cavitation in automotive fuel injector nozzle,» 2005.
- [29] S. Patouna, «a CFD Study of Cavitation in Real Size Diesel Injectors,» 2012.
- [30] W. Yuan, G. Schnerr e J. Sauer, «Modeling and computation of unsteady cavitation flows in injection nozzles,» 2001.
- [31] M. Chorazewski, F. Dergal e T. Sawaya, «Thermophysical properties of normafluid (ISO 4113) over wide pressure and temperature changes,» 2013.
- [32] SUBARU, «Kaneko research - Study on homogeneous charge compression ignition gasoline engine,» 2001.