

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI INGEGNERIA E ARCHITETTURA

DIN – DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA MECCANICA

TESI DI LAUREA

in

Sistemi Energetici e Macchina LM (C. I.)

**SVILUPPO E VALIDAZIONE DI METODOLOGIE DI ANALISI
NUMERICA PER FLUSSI CAVITANTI ALL'INTERNO DI
INIETTORI AD ALTA PRESSIONE**

CANDIDATO
Alberto Lusetti

RELATORE:
Chiar.ma Prof.ssa Stefania Falfari

CORRELATORI
Prof. Gian Marco Bianchi
Prof. Davide Moro
Ing. Federico Brusiani

Anno Accademico 2012-2013

Sessione I

*Al termine di un percorso difficile ed articolato come questo,
è necessario un momento di riflessione, di una pausa
per ringraziare chi mi ha aiutato a superare gli ostacoli
e ad arrivare fino in fondo.*

Si cresce, si cambia, si fanno esperienze diverse.

*Il mio più sentito ringraziamento va semplicemente a chi c'è stato,
dal principio alla fine.
Dal primo giorno di analisi fino all'ultimo giorno da fuori-corso.*

Grazie!

E grazie per Quel bacio.

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI INGEGNERIA E ARCHITETTURA

DIN – DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA MECCANICA

TESI DI LAUREA

in

Sistemi Energetici e Macchina LM (C. I.)

**SVILUPPO E VALIDAZIONE DI METODOLOGIE DI ANALISI
NUMERICA PER FLUSSI CAVITANTI ALL'INTERNO DI
INIETTORI AD ALTA PRESSIONE**

CANDIDATO
Alberto Lusetti

RELATORE:
Chiar.ma Prof.ssa Stefania Falfari

CORRELATORE/CORRELATORI
Prof. Gian Marco Bianchi
Prof. Davide Moro
Ing. Federico Brusiani

Anno Accademico 2012-2013

Sessione I

Indice

Sommario.....	2
Introduzione al problema	2
1.1 Iniettori e motori Diesel	2
1.2 Fisica del fenomeno di cavitazione	9
Fluidodinamica Computazionale	16
2.1 Cos'è la CFD.....	16
2.2 Equazioni risolte dai codici	20
Presentazione del caso in esame.....	26
3.1 Modello numerico	26
3.2 Sistema fisico	38
Presentazione dei risultati	50
4.1 Studio dei parametri di flusso	50
4.2 Evoluzione della cavitazione.....	59
Conclusioni.....	71
Bibliografia.....	73

Sommario

Il continuo sviluppo dei sistemi di iniezione, rispondente alla richiesta di aumento di performance unito alla riduzione delle emissioni inquinanti, evidenzia sempre più la necessità di studiare i fenomeni cavitanti che si instaurano all'interno degli iniettori.

La cavitazione, infatti, se particolarmente intensa e prolungata nel tempo porta all'erosione del materiale con la conseguente rottura dell'organo elettromeccanico.

Attraverso un confronto tra le diverse tipologie di fori iniettore, con il presente lavoro di tesi si è messa a punto una metodologia di analisi per prevedere quali siano le zone dell'iniettore a maggior rischio di danneggiamento per erosione da cavitazione e quale sia l'influenza della geometria su queste.

Lo studio è stato effettuato con il software commerciale FLUENT, codice di simulazione fluidodinamica di ANSYS.

Il presente elaborato è articolato in cinque capitoli.

Il primo di questi introduce la problematica legata alla cavitazione, spiegando le ragioni dell'impiego di crescenti pressioni di iniezione e descrivendo la fisica del fenomeno.

Il secondo capitolo fornisce una breve descrizione del funzionamento dei codici di simulazione fluidodinamica e introduce le equazioni da essi risolte.

Il problema in esame viene introdotto nel terzo capitolo, illustrando i modelli matematici che sono alla base della soluzione numerica e le fasi di preparazione alla simulazione.

I risultati di questa sono poi esposti nel quarto capitolo.

Infine, nel quinto ed ultimo capitolo, vengono tratte le conclusioni e si espongono i possibili sviluppi per futuri studi.

Capitolo Primo

Introduzione al problema

1.1 Iniettori e motori Diesel

I motori Diesel sono in conflitto tra la riduzione delle emissioni, l'ottimizzazione del consumo di combustibile, la rumorosità e la crescente richiesta di prestazioni, guidabilità, durata e capacità di diagnosi.

A partire dagli anni '90, si è assistito ad una drastica riduzione delle emissioni di HC, CO, NO_x e particolato per osservare le sempre più stringenti normative.

In tabella 1.1 vengono riportati i limiti di emissione per autoveicoli imposti dalle normative europee dal 1992 al 2009.

		Autoveicolo Diesel – Limiti di emissione in g/km			
		CO	HC	NO _x	Particolato
Euro I	1992	2,72	0,97 (HC + NO _x)		0,14
Euro II	1999	1	0,7 (HC + NO _x)		0,08
Euro III	2000	0,64	0,56 (HC + NO _x)	0,5	0,05
Euro IV	2006	0,5	0,3 (HC + NO _x)	0,25	0,025
Euro V	2009	0,5	0,23 (HC + NO _x)	0,18	0,005

Tabella 1.1: limiti di emissioni inquinanti imposti dalle normative europee

Come si può notare, in dieci anni, la riduzione delle emissioni di NO_x è stata di circa il 75%, mentre, nello stesso periodo, le emissioni di particolato sono state decurtate addirittura del 94%.

Inoltre, in un prossimo futuro, si assisterà all'introduzione di normative sui limiti di produzione di CO₂ a partire dal 2015, con il raggiungimento dell'obiettivo di 95 g/km entro il 2020.

Tutto ciò è stato e sarà possibile con la continua ottimizzazione della tecnologia dei motori stessi. Esempi di questi miglioramenti sono la

sovralimentazione, l'*intercooling*, l'introduzione delle quattro valvole per cilindro, l'EGR, la nuova progettazione delle camere di combustione, l'iniezione ad alta pressione e di tutti i sistemi di post trattamento dei fumi di scarico, come i catalizzatori trivalenti o i sistemi SCR.

La figura 1.1 mostra come, negli ultimi 40 anni, si sia passati da una pressione di iniezione di 800 bar ad una di 2000 bar.

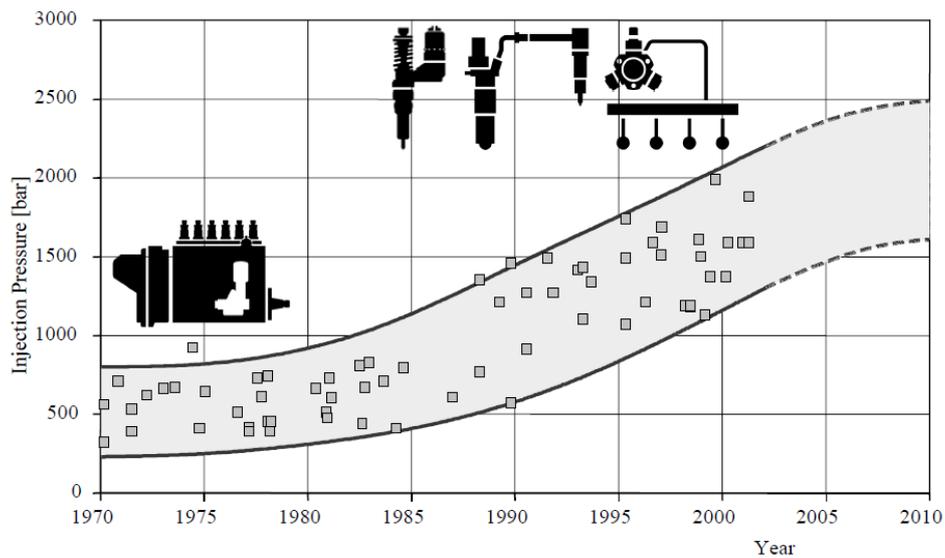


Figura 1.1: evoluzione della pressione di iniezione dal 1970 ad oggi

Il sistema di iniezione flessibile sta aiutando questo miglioramento grazie alla possibilità di iniezioni multiple, profili diversi dell'iniettata principale e all'aumentata pressione di iniezione. Inoltre, è importante anche l'efficienza del sistema di iniezione stesso. In questo, sono fattori chiave lo sviluppo di nuovi attuatori, i profili degli ugelli polverizzatori e le strategie di controllo da parte della ECU. Una schematizzazione del processo richiesta / soluzione è proposta in figura 1.2.

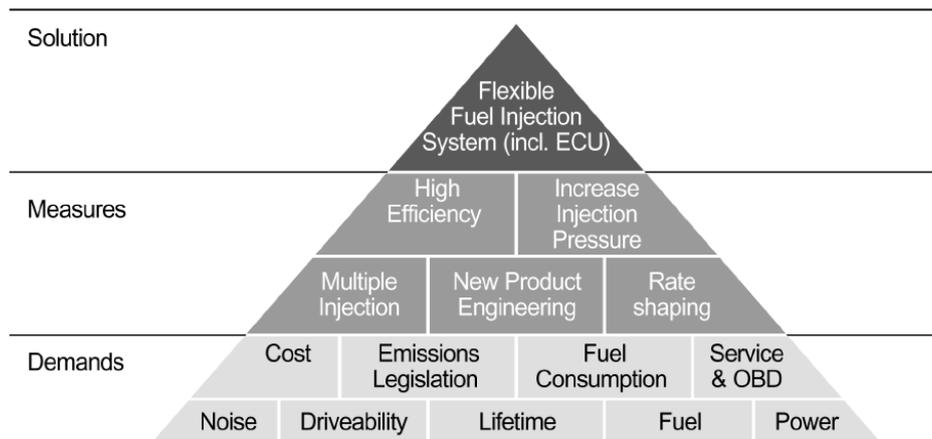


Figura 1.2: fattori chiave per lo sviluppo di sistemi di iniezione di nuova generazione

In figura 1.3 viene riportato l'andamento della pressione di iniezione in corrispondenza dell'alzata dello spillo. Su questi, sono evidenziate le zone critiche per ridurre le emissioni ed il rumore.

Si vede come, per controllare la rumorosità, sia necessaria l'introduzione di una o due iniezioni pilota. Queste, insieme a diversi profili di iniettata principale a pressione controllata, riducono anche la formazione di NO_x durante la prima fase di combustione.

Al termine dell'evento principale di iniezione, una rapida chiusura dello spillo, unita alla possibilità di iniezioni *post*, riducono la formazione del particolato. Con una ulteriore post-iniezione, è possibile controllare la temperatura dei gas di scarico (EGT) per rigenerare il filtro anti particolato o per fornire HC all'assorbitore catalitico di NO_x .

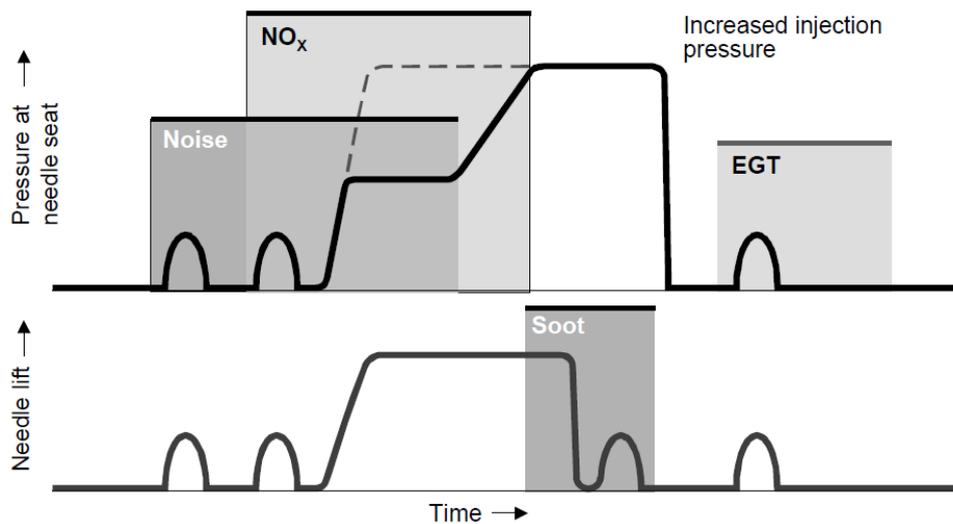


Figura 1.3: profili ottimali di pressione ed alzata per la riduzione delle emissioni

In generale, la geometria del corpo iniettore, adattata alla camera di combustione, consente di migliorare il processo di combustione e ridurre le emissioni inquinanti.

In figura 1.4 vengono sintetizzate le principali zone dell'iniettore e l'influenza che hanno sulle emissioni. Microgeometria, diametro, lunghezza, raggio di raccordo dei fori polverizzatori (zona 1) definiscono le caratteristiche dello spray ed influiscono sulla formazione di NO_x e particolato. La geometria del sac (zona 2) influisce sulla quantità di incombusti residui al termine della combustione. La sede di tenuta (zona 3) ha effetto sulla rapidità di chiusura dello spillo e, quindi, sulla rumorosità.

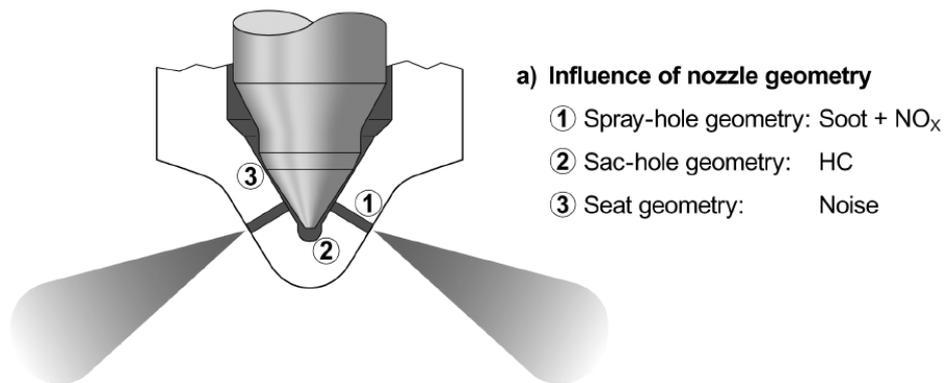


Figura 1.4: influenza della geometria dell'iniettore su emissioni e rumorosità.

Un elemento fondamentale per un corretto sviluppo del processo di combustione è la dinamica dello spray in uscita dal corpo iniettore.

Proprio per l'importanza di questa, molte ricerche si sono incentrate sull'ottimizzazione della stabilità ed il controllo delle principali caratteristiche dello spray, come penetrazione e distribuzione del diametro delle gocce. Alcune di queste, si sono incentrate sullo sviluppo di nuove geometrie dei fori polverizzatori, evolvendo il classico profilo cilindrico.

Il primo risultato è stata l'introduzione di fori conici, detti fori di tipo *k*.

I fori di tipo *k* sono caratterizzati da una progressiva riduzione della sezione trasversale lungo l'asse del foro stesso, procedendo verso la sezione di uscita, ottenibile con processi di elettroerosione.

Si definisce quindi il fattore *k* come

$$\text{Fattore } k = \frac{d_{in} - d_{out}}{10}$$

Dove d_{in} and d_{out} sono rispettivamente il diametro di ingresso e di uscita, misurati in μm .

Rispetto ad un foro cilindrico, i fori di tipo k sono caratterizzati da:

- Minori angoli di apertura del cono di spray
- Maggiore penetrazione
- Minore portata in massa, a causa di una minore sezione di uscita
- Maggiori stabilità e ripetibilità del processo

In merito alla stabilità del processo, il miglioramento col passaggio a fori tipo k , può essere ricondotto principalmente alla diversa evoluzione del fenomeno della cavitazione, di cui si tratterà in maniera puntuale nel seguito, nel tratto iniziale del foro polverizzatore.

Una breve descrizione del fenomeno fisico della cavitazione verrà fornita in seguito.

Come noto, gli iniettori Diesel *common rail*, lavorano spesso in condizioni di cavitazione, per la presenza di avverse condizioni idrauliche unite ad elevate pressioni di iniezione (fino a 2000 bar).

La generazione di una non trascurabile frazione in volume di vapore a ridosso delle pareti del foro:

- Determina una migliore atomizzazione dello spray
- Deteriora la stabilità dello spray stesso
- Può provocare l'erosione delle pareti del corpo iniettore, riducendone la vita utile

In figura 1.5 sono sintetizzati i principali vantaggi derivanti dall'introduzione di fori di tipo k .

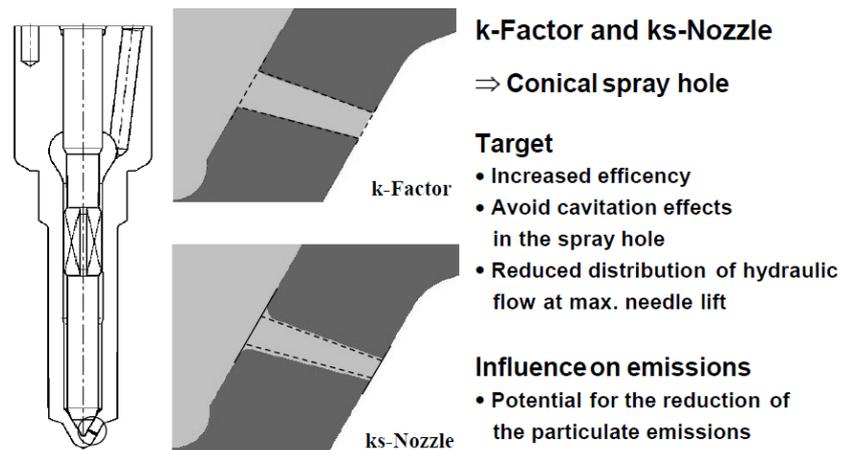


Figura 1.5: influenza della geometria di tipo k e ks sulle emissioni.

Nei fori di tipo k , la conicità del foro promuove la condensazione delle bolle di vapore eventualmente generatesi all'imbocco del foro stesso, prima della sezione di uscita.

Questo aiuta a ridurre le perturbazioni casuali prodotte sul getto liquido dal collasso delle bolle di vapore, aumentando così la stabilità dello spray.

Una ulteriore evoluzione del foro tipo k è rappresentata dal foro ks (dal tedesco "*Konisch Strömungsoptimiert*", foro conico ottimizzato).

Questa tipologia di fori è ottenibile sempre per elettroerosione, come per i fori k , con un processo tecnologico ottimizzato per garantire una adeguata finitura del foro.

Il risultato è un foro conico, con un più ampio raggio di raccordo all'imbocco.

La figura 1.6 mostra il carattere generale delle tre diverse tipologie di foro sopra descritte.

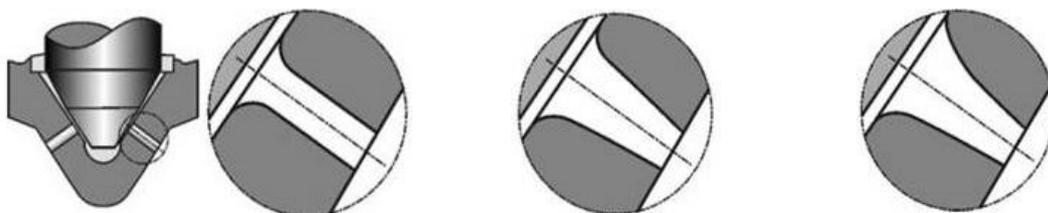


Figura 1.6: layout schematico di un foro cilindrico, un foro tipo k ed uno ks

Le caratteristiche di un foro ks sono:

- maggiore efficienza nella conversione da pressione a velocità
- minore separazione della vena fluida all'imbocco
- ancora migliori condizioni dello spray, favorendo una combustione più povera di particolato ed NO_x

1.2 Fisica del fenomeno di cavitazione

La cavitazione è un fenomeno fisico, comprendente l'evaporazione del fluido, all'interno di un flusso, quando localmente la pressione raggiunge valori inferiori alla tensione di vapore del liquido stesso alla temperatura di lavoro. La cavitazione è un processo principalmente meccanico, dovuto al distacco della vena fluida dalle pareti, ma è influenzato anche dalla termodinamica del sistema.

All'interno del polverizzatore degli iniettori è possibile evidenziare due zone che, sotto l'effetto di alti gradienti di pressione, possano essere soggette a cavitazione: sezione di efflusso della tenuta tra spillo e corpo iniettore e sezione di imbocco del foro.

Per definire l'entità della cavitazione si utilizza una grandezza, detta *indice di cavitazione*, che è funzione proprio del salto di pressione:

$$K = \frac{p_1 - p_v}{p_1 - p_2}$$

Dove p_1 rappresenta la pressione a monte, p_2 la pressione a valle e p_v la tensione di vapore.

La figura 1.7 schematizza la sezione del foro iniettore, sottoposta ad un salto di pressione $(p_1 - p_2)$ tra monte e valle ed in corrispondenza della sezione C si ha il raggiungimento della pressione di vaporizzazione.

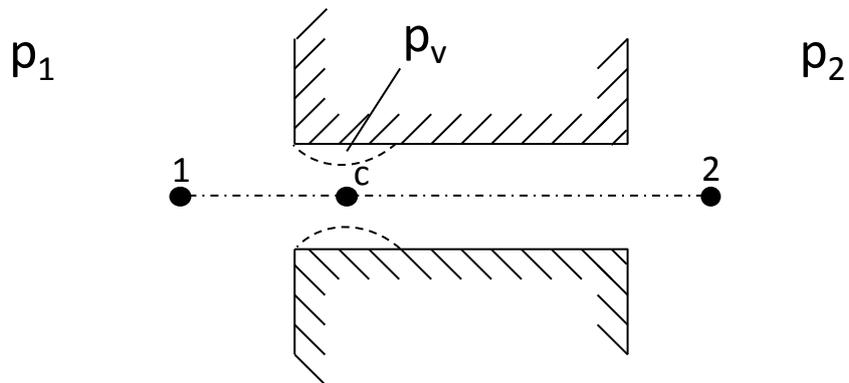


Figura 1.7: rappresentazione schematica del foro polverizzatore.

Al diminuire dell'indice di cavitazione corrisponde uno sviluppo più intenso della cavitazione.

Le numerose ricerche effettuate sullo studio del fenomeno hanno portato all'individuazione di diversi livelli del fenomeno stesso:

- **Cavitazione incipiente.** Rappresenta lo stadio iniziale del fenomeno, in cui inizia la nucleazione di bolle di vapore, che però risultano limitate nel numero.
- **Cavitazione critica.** Si registra un aumento dell'intensità di produzione del vapore. L'aumento di vapore presente nella sezione C induce un abbassamento della velocità del suono nel fluido. In tali condizioni si verifica il raggiungimento delle condizioni di blocco sonico. La portata che attraversa il condotto sarà, pertanto, dipendente solo dalla pressione a monte (p_1). Dopo una prolungata permanenza del fenomeno all'interno del condotto si possono rilevare nel materiale piccole erosioni visibili anche ad occhio nudo.
- **Supercavitazione.** La frazione di vapore occupa sempre più volume all'interno del condotto, raggiungendo la sezione di uscita in camera di combustione.

Il fenomeno di condensazione della fase vapore all'interno del liquido, provocato dall'aumento di pressione a cui è soggetta la bolla, avviene molto

repentinamente. La rapidità di questo processo, e la sua localizzazione in prossimità della parete, ha un effetto erosivo sulle pareti stesse.

Il danno sulle pareti è dovuto a microscopiche deformazioni plastiche del materiale, con la formazioni di piccoli crateri (*pitting*). A titolo di esempio riportiamo gli effetti dell'erosione per cavitazione sulla girante di una turbina in figura 1.8.

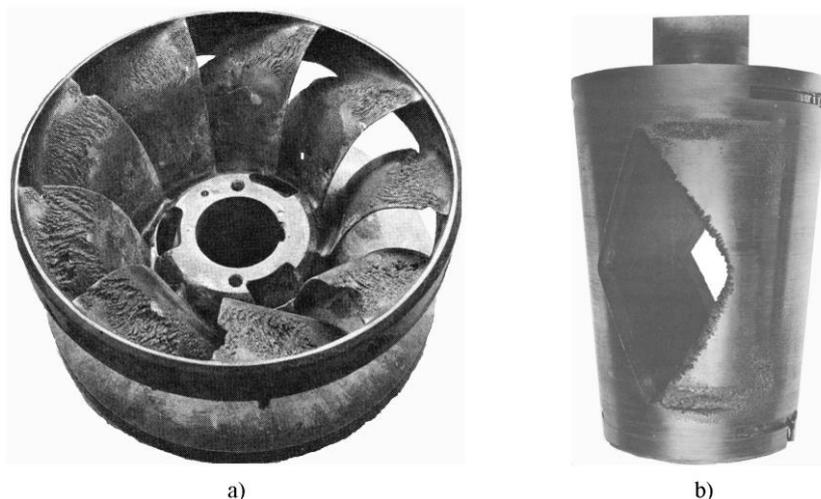


Figura 1.8: effetto dell'erosione da cavitazione sui palettamenti di una turbina.

Il grado di erosione è influenzato da diversi fattori, sia legati all'idrodinamica del sistema, sia al comportamento resistenziale dei diversi materiali.

Gli effetti della condensazione che si registrano sui materiali sono principalmente legati alla durezza superficiale, alla capacità di incrudimento e alla dimensione dei grani.

Il meccanismo di erosione da cavitazione risulta essere molto complesso. In letteratura, infatti, è possibile trovare diverse teorie sulle cause di tale processo.

Una prima teoria sull'evoluzione del processo erosivo prevede che, quando la singola bolla imploda in una regione di fluido lontana dalla pareti, il suo collasso avvenga simmetricamente. Il fluido circostante tende ad occupare

velocemente le regioni lasciate libere dal collasso della bolla. Tale movimento di fluido induce un'onda di pressione di elevata intensità che si trasmette velocemente attraverso il liquido circostante, come mostrato in figura 1.9. L'elevata energia che viene trasmessa alle pareti circostanti può portare all'erosione del materiale per sollecitazione a fatica.

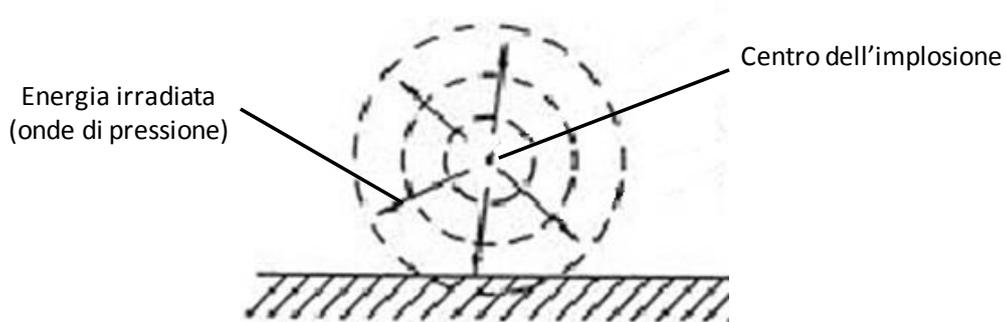


Figura 1.9: implosione simmetrica di una bolla di vapore.

Secondo un'altra ipotesi, invece, quando la bolla si trova in prossimità della parete il collasso della bolla avviene asimmetricamente. La maggior velocità di condensazione del lato opposto alla parete induce la formazione di un getto liquido ad alta velocità che fessura la bolla di vapore ed urta contro la parete stessa (fig. 1.10). L'energia trasmessa in seguito a tale urto può, nel tempo, portare all'erosione del materiale per sollecitazione a fatica.

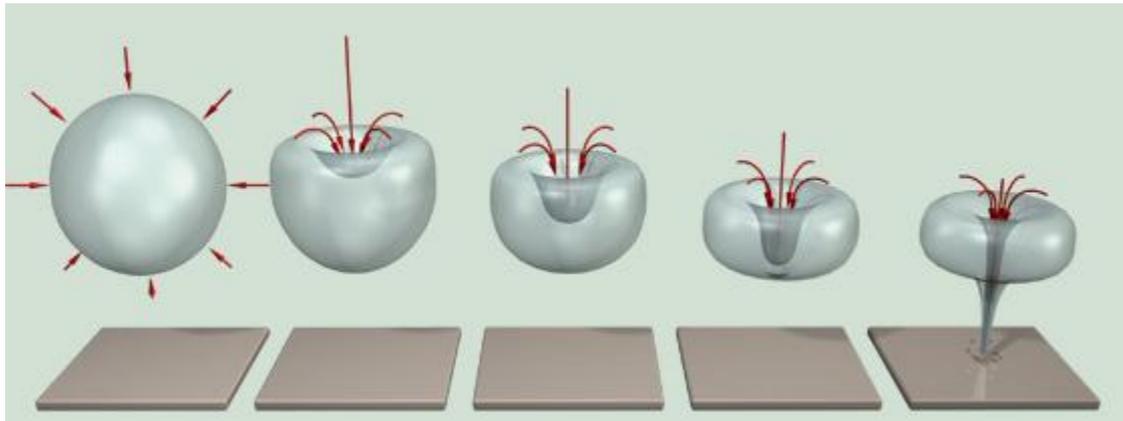


Figura 1.10: collasso asimmetrico e formazione del micro-jet.

Probabilmente nessuna delle due teorie prese singolarmente spiega in maniera esaustiva il processo, in quanto le onde di pressione si attenuano troppo velocemente e la dimensione dei micro-jet è troppo piccola per produrre una erosione così ampiamente diffusa.

Il collasso di una bolla di vapore funge da innesco per il collasso di altre bolle. Il comportamento reale, quindi, deriva da una combinazione di entrambi gli effetti.

Il processo erosivo da cavitazione è caratterizzato dal susseguirsi di diversi stadi evolutivi nei quali si evidenzia una netta variazione nella risposta del materiale sottoposto a tali sollecitazioni. Inizialmente, infatti, il materiale è soggetto principalmente a deformazioni elastiche e plastiche le quali non causano usura per erosione. In questo primo periodo, detto *incubation period*, si riscontra solo la presenza di piccole dentellature, generate dall'implosione di singole cavità vaporose. Sperimentalmente si è riscontrato che la durata di tale fase è proporzionale al valore massimo di *mass loss rate* raggiunto durante l'intero ciclo erosivo.

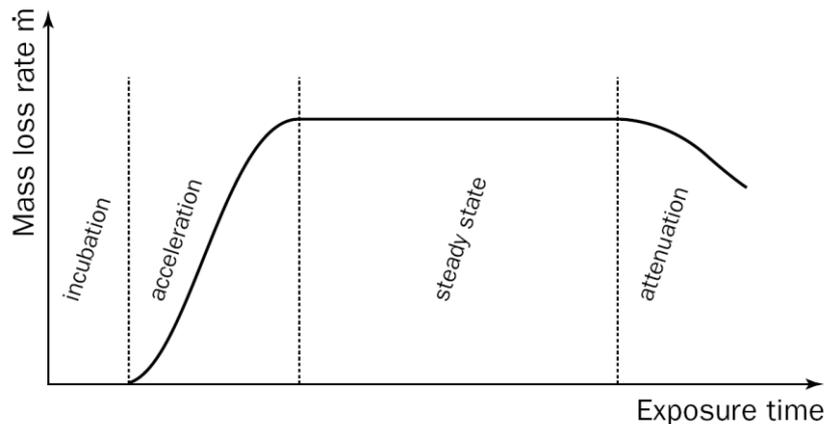


Figura 1.11: stadi dell'erosione da cavitazione.

La parete viene quindi “bombardata” dal susseguirsi di impatti il cui numero cresce all’aumentare del tempo di esposizione. Questa fase, detta *acceleration period*, è caratterizzata dall’aumento progressivo della velocità di erosione del materiale (*mass loss rate*), fino al raggiungimento di un valore di assestamento.

Il raggiungimento delle condizioni di stabilità segna l’ingresso nello stadio principale dell’erosione, lo *steady state period*.

Quando l’erosione del pezzo raggiunge valori molto elevati, tali da modificare in modo evidente la geometria originaria, le implosioni tendono ad essere meno incisive sulla superficie solida, per tale ragione, durante l’ultima fase, l’*attenuation period*, si evidenzia una diminuzione del tasso di erosione. Con il raggiungimento di tale stadio generalmente la funzionalità della macchina risulta fortemente compromessa e le successive sollecitazioni inducono velocemente la rottura del materiale.

In figura 1.12 ed 1.13 vengono riportati due esempi di danneggiamento erosivo su un corpo iniettore.

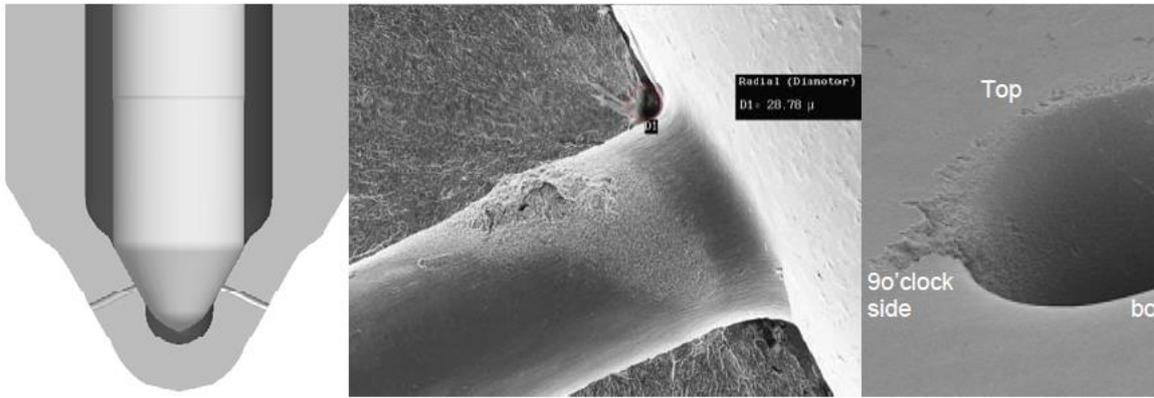


Figura 1.12: danneggiamento di un foro polverizzatore.

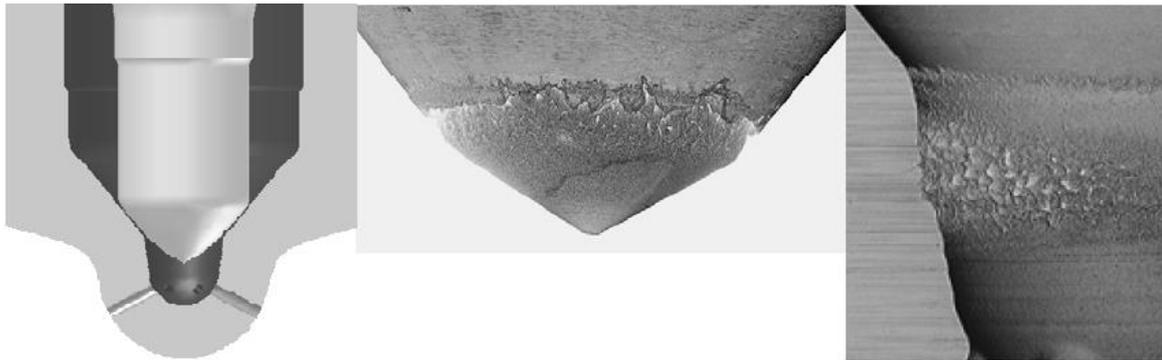


Figura 1.13: danneggiamento della tenuta.

Capitolo Secondo

Fluidodinamica Computazionale

2.1 Cos'è la CFD

La CFD, o *Computational Fluid Dynamics*, è l'analisi di sistemi in cui sono coinvolti flussi di fluidi, trasferimento di calore e fenomeni ad essi associati per mezzo di simulazioni svolte da un calcolatore.

Esempi di applicazione della CFD possono essere trovati in qualunque ambito dell'ingegneria:

- Aerodinamica
- Idrodinamica
- Studio delle turbomacchine
- Elettrica ed elettronica
- Processi chimici
- Scienze ambientali e dell'atmosfera

A partire dagli anni '60, l'industria aerospaziale ha integrato le tecniche di simulazione fluidodinamica nei processi di progettazione, di ricerca e sviluppo di motori per aeromobili. Più di recente queste tecniche sono state applicate per lo sviluppo di motori a combustione interna, camere di combustione e delle turbine a gas. Infatti, i costruttori di autoveicoli simulano abitualmente i moti della carica all'interno del cilindro, l'evoluzione dello spray durante la fase di iniezione ed i moti dell'aria nei condotti di aspirazione e scarico con la CFD.

In maniera crescente, questa sta diventando un componente cruciale nella progettazione di prodotti e processi industriali.

La principale ragione per la quale la CFD ha ancora lacune è la complessità dei modelli che richiede lo studio dei flussi fluidi, mantenendo una struttura che risulti economica per i calcolatori. La disponibilità di adeguate *performance*

computazionali e l'introduzione di interfacce *user-friendly*, hanno portato ad un recente incremento di interesse, e la CFD è entrata in un più vasto mercato industriale dagli anni '90.

I costi di investimento un hardware idoneo al calcolo e per le licenze dei codici non sono ridotti, ma sono comunque più contenuti rispetto a quelli per strutture sperimentali di alta qualità. Inoltre, un codice CFD mostra comunque alcuni vantaggi rispetto agli approcci sperimentali per sistemi fluidi:

- Sostanziale riduzione dei *lead time* e dei costi per nuovi prodotti
- Possibilità di studiare sistemi nei quali i controlli sugli esperimenti sono difficili o impossibili
- Possibilità di studiare sistemi in condizioni limite o oltre le loro normali possibilità
- Teoricamente illimitata risoluzione del dettaglio dei risultati

I codici CFD sono conformati intorno ad algoritmi che possono risolvere modelli di flussi fluidi. Per fornire un semplice accesso alle loro complesse potenzialità di calcolo, tutti i codici commerciali includono sofisticate interfacce grafiche per eseguire l'input dei parametri richiesti alla soluzione dei problemi e per esaminare i risultati in uscita. Tutti i codici contengono tre elementi principali: un pre-processore, un solutore ed un post-processore. Esamineremo nel seguito, in maniera molto rapida, la funzione di ciascuno di questi.

Pre-processore

Il *pre-processing* consiste nell'inserimento di un problema all'interno del codice per mezzo di una interfaccia e la conseguente trasformazione degli input in una forma adatta per il solutore. Le attività dell'utente, in questa fase, comprendono:

- Definizione della geometria della regione di interesse: il dominio computazionale

- Suddivisione del dominio in un numero di più piccoli e non sovrapposti sottodomini: una griglia (o *mesh*) di celle (o di volumi di controllo o di elementi)
- Selezione dei fenomeni fisici e chimici che saranno modellati
- Definizione delle proprietà del fluido
- Specificazione delle appropriate condizioni al contorno per le celle che coincidono o che sono a contatto con i limiti del dominio

La soluzione del problema di flusso (velocità, pressione, temperatura, ...) è definita all'interno dei nodi di ogni cella. L'accuratezza della soluzione è dipendente dal numero di celle nella griglia. In generale, maggiore è il numero di celle, migliore sarà l'accuratezza della soluzione. Sia l'accuratezza della soluzione, sia il suo costo in termini di potenza e tempi di calcolo, sono dipendenti dalla risoluzione della *mesh*. Le griglie ottimali sono spesso non uniformi: più fini in regioni del dominio con più alti gradienti e più grossolane nelle regioni a ridotta variazione di grandezze termodinamiche.

Sono in via di sviluppo codici CFD con capacità auto-adattive della griglia. Sostanziali sviluppi dovranno essere fatti prima che queste tecniche siano robuste a sufficienza per essere integrate nei codici CFD commerciali. Al giorno d'oggi, un buon compromesso di raffinatezza di soluzione ed economia di calcolo è ancora affidato all'abilità dell'utente.

Più del 50% del tempo speso su un progetto CFD è dedicato alla definizione della geometria del dominio e alla generazione della griglia. Per massimizzare la produttività del personale CFD, tutti i principali codici includono il proprio modellatore CAD, o facilitano l'importazione dei dati da modellatori di superficie proprietari. Pre-processor aggiornati danno anche accesso all'utente a librerie di proprietà dei fluidi più comuni e permettono la semplice configurazione di speciali processi chimici e fisici all'interno delle principali equazioni del flusso fluido.

Solutore

Ci sono quattro distinte tecniche di soluzione numerica. Oltre al metodo ai volumi finiti utilizzato nel presente studio, esistono quello alle differenze finite, agli elementi finiti e metodi spettrali.

I metodi ai volumi finiti furono originariamente sviluppati da una differente formulazione di metodo alle differenze finite. Questi sono utilizzati dai principali codici CFD commerciali, come FLUENT e STAR. L'algoritmo numerico segue alcune fasi:

- Integrazione delle equazioni risolutive del flusso fluido in ogni volume di controllo del dominio
- La fase di discretizzazione comporta la sostituzione di termini rappresentanti processi fluidi (come convezione, diffusione e termini sorgente) con differenze finite
- Soluzione di equazioni algebriche

La prima fase, di integrazione su di un volume di controllo, differenzia profondamente i metodi ai volumi finiti dagli altri. Risultano esatte di conservazione delle principali proprietà fluidodinamiche su ciascun volume finito.

Questa chiara corrispondenza, tra l'algoritmo numerico ed il principio fisico di conservazione, rende questi metodi tanto attraenti quanto facilmente comprensibili.

Post-processore

Come per la fase di pre-processo, un grande lavoro è stato fatto di recente anche nel campo del *post-process*. I principali codici CFD presentano ora strumenti di visualizzazione grafica versatili ed efficaci, come:

- Visualizzazione della geometria e della griglia del dominio
- Visualizzazione di vettori
- Tracciamento di *contour*

- Tracciamento 2D e 3D di superfici
- Manipolazione delle viste (rotazioni, traslazioni, zoom, luci e colori)

Inoltre, è possibile realizzare animazioni con un susseguirsi di fotogrammi ed esportare gli output in formati alfa-numeriche compatibili con altri *software*. Tutto questo, come già accaduto con altri sistemi CAE, ha rivoluzionato la comunicazione con i non addetti ai lavori.

2.2 Equazioni risolte dai codici

Per introdurre correttamente le equazioni di cui si cerca la soluzione, è bene evidenziare la loro struttura matematica e quali informazioni siano necessarie per la loro soluzione.

Si distinguono, dunque, due categorie di comportamenti fisici:

- Problemi di equilibrio
- Problemi dinamici

I problemi del primo tipo sono quelli che descrivono regimi stazionari. Questi sono governati da equazioni di tipo ellittico. La classica equazione di questo genere è quella di Laplace.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

Specificando la condizione della variabile ϕ su tutti i limiti del dominio, si ottiene un'unica soluzione al problema.

Tutti i problemi in regime transitori, invece, ricadono nella seconda categoria di problemi. Questi sono governati da equazioni di tipo parabolico o iperbolico. Equazioni paraboliche descrivono problemi con dipendenza temporale che coinvolgono fenomeni dissipativi. La tipica equazione parabolica è quella della diffusione.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$$

Per la soluzione di problemi di questo genere, è necessario definire la distribuzione di ϕ per $t=0$ su tutto il dominio e le condizioni di ϕ ai limiti del dominio, a prescindere da t .

È evidente come una perturbazione che si presenti a $t=t_1$, possa influenzare gli eventi solo per $t > t_1$. La soluzione, quindi, si muove avanti nel tempo e diffonde nello spazio.

Equazioni di tipo iperbolico dominano la descrizione dei fenomeni di vibrazione. In genere, queste compaiono in problemi con dipendenza temporale e con effetti dissipativi trascurabili. La tipica equazione iperbolica è l'equazione d'onda.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$$

Le soluzioni per le equazioni di questo genere possono essere fornite in seguito all'inserimento di due condizioni iniziali e le condizioni al contorno del dominio per $t > 0$.

Equazioni di questo tipo hanno un particolare comportamento, associato alla velocità di propagazione c , con la quale una qualunque informazione viaggia all'interno del problema. Si dimostra che $\phi(x,t)$ non dipende dalle condizioni iniziali, ma soltanto dal valore di ϕ all'interno dell'intervallo *temporale* $[x-ct ; x+ct]$.

Questo genere di comportamento non è comune agli altri due tipi di equazioni, in cui la velocità di propagazione dell'informazione è assunta infinita.

Le prime equazioni risolutive del flusso fluido rappresentano le leggi fisiche di conservazione.

- Conservazione della massa
- Conservazione della quantità di moto (Equazione di *Navier-Stokes*)
- Conservazione dell'energia

Il fluido viene trattato come una sostanza continua, trascurando gli effetti della struttura molecolare. Si descrive, quindi, il comportamento del fluido in termini di grandezze macroscopiche, come le sue velocità, pressione, densità, temperatura e loro derivate. Si definisce la particella di fluido come il più piccolo elemento possibile in cui le proprietà macroscopiche non sono influenzate da quelle microscopiche.

Flussi laminari sono completamente descritti dalle equazioni di continuità e di *Navier-Stokes*. Tuttavia, tutti i flussi che si incontrano nella pratica ingegneristica presentano comportamenti di instabilità turbolenta ed elevati numeri di Reynolds. Si sviluppa, quindi, lo stato di moto caotico e casuale, in cui pressione e velocità cambiano in maniera molto rapida nel tempo nello stesso punto, noto come turbolenza.

L'intrinseca natura casuale del fenomeno della turbolenza preclude modelli basati su una completa descrizione del moto di tutte le particelle fluide. Scomponendo la velocità $u(t)$ in una componente media stazionaria U ed una fluttuante $u'(t)$, ed analogamente tutte le altre proprietà, si descrivono le proprietà del fluido attraverso le sue componenti medie e quelle fluttuanti statistiche. La prima caratteristica dei flussi turbolenti, è che questi presentano sempre caratteristiche tridimensionali, anche in flussi in cui la velocità e pressione medie variano bidimensionalmente. Inoltre, la visualizzazione della turbolenza rivela la presenza di strutture rotazionali, detti vortici, a diverse scale di lunghezza.

La figura 2.1 mostra una sezione trasversale dello strato limite su di una parete piana. Si possono notare strutture vorticosi con diverse dimensioni.

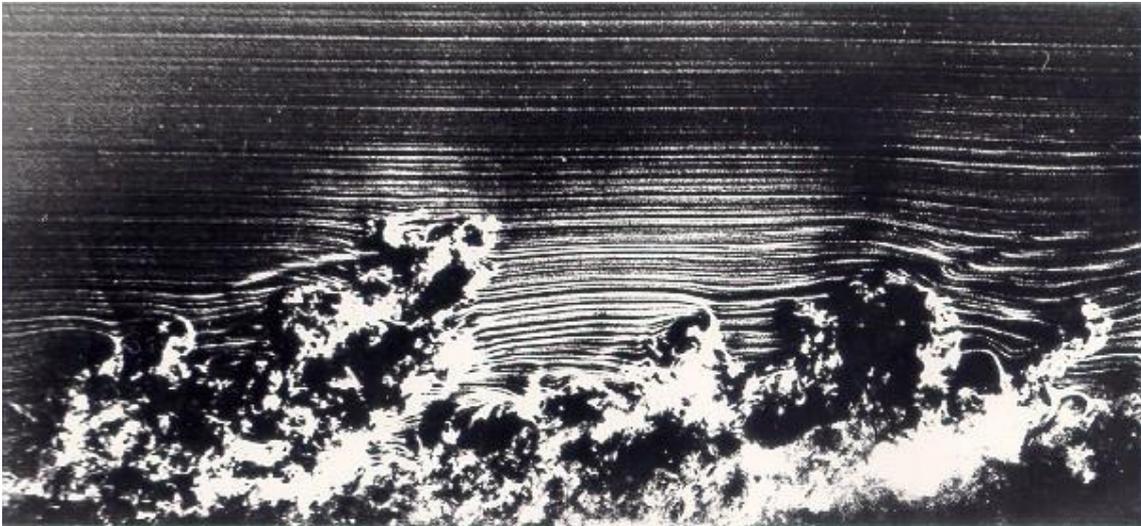


Figura 2.1: struttura turbolenta dello strato limite.

Particelle di fluido che inizialmente si trovano molto distanti, possono essere portate a contatto dal moto vorticoso rapidamente. Come conseguenza di ciò, calore, quantità di moto e massa vengono trasportate con grande efficacia.

I vortici a struttura maggiore interagiscono e scambiano energia con il flusso medio, attraverso il meccanismo chiamato *vortex stretching*. La presenza di gradienti di velocità media distorce i flussi vorticosi, tentando di allinearli al proprio andamento.

La velocità e la scala di lunghezza dei vortici maggiori sono dello stesso ordine del flusso medio, pertanto il loro numero di *Reynolds* risulta dello stesso ordine del flusso medio, ovvero alto. Visto l'elevato rapporto tra le forze di inerzia e quelle viscosi, risulta che i vortici a più alta scala di lunghezza sono effettivamente non viscosi, pertanto il momento della quantità di moto si conserva. Questo causa un aumento della velocità angolare ed una diminuzione del raggio del vortice.

I vortici più piccoli sono deformati a loro volta dai vortici grandi, ma non dal flusso medio. L'energia cinetica viene quindi trasferita a scale di vortici via via decrescenti, in una sorta di cascata energetica. La più piccola scala raggiunta dal sistema è dettata dalla viscosità del fluido. Il numero di *Reynolds* caratteristico di questa, è uguale a 1. A queste scale (dell'ordine di 0.1 – 0.01 mm e frequenze di 10 kHz), gli effetti delle forze viscosse diventano importanti, il vortice spende lavoro contro di esse e l'energia meccanica viene dissipata in calore.

Per studiare problemi di carattere pratico, i codici CFD devono, quindi, essere in grado di far fronte alle complicazioni introdotte dalla turbolenza. Pertanto, è necessario introdurre dei modelli matematici di turbolenza.

I problemi di carattere ingegneristico, tuttavia, non richiedono la soluzione dettagliata delle fluttuazioni turbolente, ma spesso è sufficiente la soluzione degli effetti della turbolenza sul flusso medio.

Ad un modello di turbolenza inserito nei codici CFD è richiesta un'ampia applicabilità, accuratezza, semplicità ed economia di calcolo.

Le principali grandezze che vengono utilizzate all'interno di uno dei modelli più utilizzati (modello k - ϵ) sono:

- k , energia cinetica turbolenta. È la semisomma dei quadrati delle fluttuazioni delle componenti della velocità rispetto alla media

$$k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$$

- T_i , intensità di turbolenza

$$T_i = \frac{(\frac{2}{3}k)^{\frac{1}{2}}}{U_{ref}}$$

- ε , dissipazione della turbolenza

$$\varepsilon = 2\nu \overline{e'_{ij} \cdot e'_{ij}}$$

Dove ν è la viscosità cinematica del fluido, mentre $\overline{e'_{ij}}$ è la fluttuazione del tasso di deformazione.

Tutti i modelli di turbolenza contengono dei coefficienti costanti, che possono essere modificati per tarare al meglio il modello sulla base dei dati sperimentali a disposizione.

Quello che rende la turbolenza difficilmente affrontabile matematicamente, è la grande varietà di scale spaziali e temporali dei fenomeni che la caratterizzano, anche in flussi con semplici condizioni al contorno.

Capitolo Terzo

Presentazione del caso in esame

3.1 Modello numerico

Dopo aver introdotto le macro-aree in cui si dividono le equazioni risolte da un codice CFD, si presentano ora, nel dettaglio, i modelli numerici impostati nella soluzione del problema.

Il software di calcolo utilizzato è FLUENT versione 12.1 di ANSYS.

Le equazioni risolutive impostate nel calcolo comprendono un modello di turbolenza, uno per il fluido bifase ed uno di cavitazione.

Modello di turbolenza

Il modello di turbolenza impostato è il modello $k-\varepsilon$ a due equazioni. Questo è il più semplice modello di turbolenza, in cui la soluzione di due equazioni di trasporto separate permette di determinare, indipendentemente una dall'altra, le scale di lunghezza e la velocità turbolenta. La robustezza, l'economicità di calcolo e la ragionevole accuratezza di risultato per un ampio numero di problemi, spiega la sua popolarità e il suo largo impiego in campo industriale.

Si tratta di un modello semi-empirico e la derivazione delle sue equazioni si affida su considerazioni fenomenologiche ed empirismi.

L'equazione del modello di trasporto per l'energia cinetica turbolenta (k) deriva dall'equazione esatta, mentre il modello di trasporto del tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta (ε) è stata ottenuta da ragionamenti di tipo fisico, distanti dall'esatta risoluzione matematica.

La variante di modello utilizzata è quella RNG. Il modello $k-\varepsilon$ RNG è stato ottenuto utilizzando la tecnica statistica della rinormalizzazione dei gruppi.

Nelle struttura è simile al modello standard, ma include i seguenti miglioramenti:

- Ha un termine addizionale nell'equazione di ϵ che migliora significativamente l'accuratezza dei risultati per flussi con forti gradienti
- La teoria RNG fornisce una formula analitica per il numero di *Prandtl* turbolento, mentre il modello standard utilizza uno specifico valore costante
- La teoria RNG fornisce anche una formula differenziale per calcolare l'effettiva viscosità di flussi a basso numero di *Reynolds*, mentre il modello standard prevede solo flussi ad alto *Re*.

Queste caratteristiche rendono il modello RNG più accurato ed affidabile su una più ampia classe di problemi rispetto alla versione standard. In particolare, il primo punto rende il modello adeguato per lo studio del problema in esame. Le equazioni di trasporto che caratterizzano il modello RNG sono le seguenti.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R_\epsilon + S_\epsilon$$

Dove G_k rappresenta il termine di generazione dell'energia cinetica turbolenta dovuto ai gradienti della velocità media, mentre G_b rappresenta il termine di generazione dell'energia cinetica turbolenta dovuto al galleggiamento. Y_M rappresenta il contributo al tasso di dissipazione delle dilatazioni fluttuanti. Le quantità α_k e α_ϵ sono gli inversi dei numeri di *Prandtl* effettivi per k ed ϵ rispettivamente. S_k ed S_ϵ sono termini sorgente definibili dall'utente.

$C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ sono costanti, solitamente impostate a 1,42 ed 1,68.

Per trattare al meglio il moto del fluido nello strato limite, importante soprattutto nella zona di tenuta dello spillo, si è scelto di introdurre una funzione di non equilibrio a parete.

Questo tipo di funzione è consigliato per tenere in considerazione gli effetti dei gradienti di pressione per flussi in cui hanno importanza fenomeni di separazione e riattacco della vena, come nel caso del problema in esame.

Questo modello si basa sulla separazione del fluido a parete in due strati. Nello strato adiacente alla parete, viene tenuto conto anche della viscosità del fluido, che è trascurata, invece, lontano dalla parete stessa. Inoltre, k ed ε vengono calcolati in maniera differente, a seconda dello strato. Indicata con y_v la quota rappresentante lo strato limite, valgono le seguenti equazioni.

$$\tau_t = \begin{cases} 0, & y < y_v \\ \tau_w, & y > y_v \end{cases} \quad k = \begin{cases} \left(\frac{y}{y_v}\right)^2 k_P, & y < y_v \\ k_P, & y > y_v \end{cases} \quad \varepsilon = \begin{cases} \frac{2\nu k}{y^2}, & y < y_v \\ \frac{k^{3/2}}{C_{\varepsilon} y}, & y > y_v \end{cases}$$

Modello multifase

Per descrivere il comportamento del fluido bifase, si è scelto di utilizzare il modello VOF, *Volume of Fluid*. Questo può modellare due o più fluidi immiscibili, risolvendo un singolo set di equazioni per la quantità di moto, tracciando la frazione in volume di ciascuno dei fluidi all'interno dell'intero dominio di calcolo. Le applicazioni tipiche di questo modello sono la simulazione del breakup di un getto fluido, il moto di bolle all'interno di un fluido o un qualunque studio di una interfaccia liquido/aeriforme.

La formulazione del modello VOF si basa sull'ipotesi che due fluidi, o fasi, non si possano compenetrare. Per ogni fase presente nel modello, viene introdotta una variabile: la frazione in volume di quella fase all'interno della cella. In ogni volume di controllo, la somma delle frazioni in volume deve corrispondere all'unità. Le proprietà fisiche sono condivise da tutta la fase e sono mediate sul volume occupato da essa. Pertanto le proprietà in una data cella sono puramente rappresentative di una delle fasi, o da una loro miscela.

Dunque, per la frazione in volume della q -esima fase, sono possibili le seguenti condizioni:

- $\alpha_q = 0$; nella cella non è presente la q -esima fase
- $\alpha_q = 1$; la cella è interamente riempita dalla q -esima fase
- $0 < \alpha_q < 1$; la cella contiene l'interfaccia tra la q -esima fase ed altre

Le proprietà del fluido, quindi, saranno mediate sul valore locale di α_q .

La descrizione dell'interfaccia tra le fasi è completata dalla soluzione di un'equazione di continuità, che per la q -esima fase assume la seguente forma:

$$\frac{1}{\rho_q} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) = S_{\alpha_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \right]$$

Dove \dot{m}_{qp} è il trasferimento di massa dalla fase q a quella p , mentre \dot{m}_{pq} è il trasferimento di massa dalla fase p a quella q . Di *default*, il termine sorgente al secondo membro è posto uguale a zero, ma è possibile definirlo per ogni fase. La variante del modello utilizzata, segue lo schema implicito. Ad ogni *time-step*, questo risolve iterativamente un'equazione di trasporto scalare per ognuna delle frazioni in volume delle fasi secondarie, utilizzando le frazioni in volume del *time-step* in corso, invece di quelle al *time-step* precedente come lo schema esplicito.

La formulazione dei volumi di controllo di FLUENT richiede che, i flussi convettivi e diffusivi, attraverso le facce del volume di controllo, siano bilanciati dai termini sorgente all'interno del volume di controllo stesso.

Per modellare l'interfaccia tra due fluidi p e q , sono possibili diversi tipi di interpolazione, la ricostruzione geometrica o lo schema *donor-acceptor*.

In figura 3.1 è rappresentato graficamente il risultato dell'interpolazione tra i due fluidi.

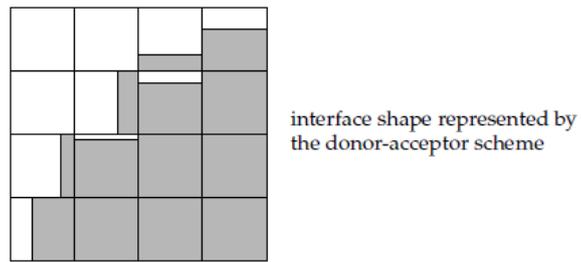
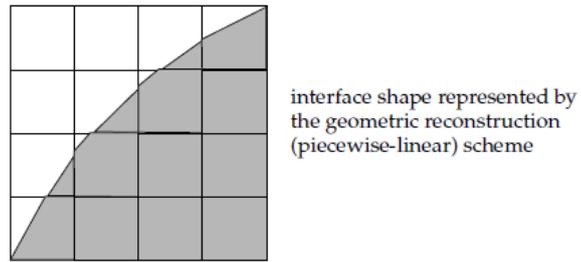
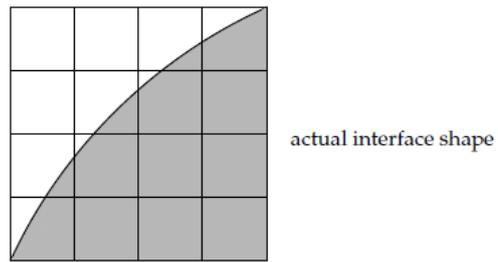


Figura 3.1: rappresentazione grafica dell'interpolazione dell'interfaccia tra due fasi.

Il metodo della ricostruzione geometrica approssima l'interfaccia con una lineare a tratti. Questo risulta il metodo più accurato ed è applicabile generalmente su mesh di tipo non strutturato. Come primo passo, viene calcolata la posizione dell'interfaccia lineare relativa al centro di ogni cella parzialmente riempita. In seguito è calcolata la portata di fluido attraverso ogni faccia, utilizzando l'interfaccia calcolata e la sua geometria. Infine, viene calcolata la frazione in volume in ogni cella, eseguendo un bilancio a partire dalle informazioni del *time-step* precedente.

Lo schema *donor-acceptor* (letteralmente “donatore-accettore”) identifica una cella come donatrice di una certa quantità di una fase fluida ed una cella vicina come ricevente della stessa quantità, in modo da evitare diffusione numerica. La quantità di una fase fluida che può essere ceduta attraverso l'interfaccia è limitata dal minimo di due valori: la quantità di fase nella cella donatrice ed il volume libero nella cella ricevente.

L'orientazione dell'interfaccia è utilizzata per determinare i flussi. Questa può essere orizzontale o verticale, a seconda del gradiente della q-esima fase all'interno della cella.

Modello di cavitazione

Un modello di cavitazione, all'interno di un fluido bifase, consiste nell'uso di due equazioni di trasporto per un flusso viscoso ed un modello di turbolenza. Durante la cavitazione, il trasferimento di massa liquido-vapore è governato dalla seguente equazione di trasporto per la fase vapore

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_v) + \nabla \cdot (\alpha\rho_v \vec{V}_v) = R_e - R_c$$

Dove i termini R_e ed R_c tengono conto delle trasformazioni di fase a seguito del fenomeno della cavitazione. In FLUENT, questi sono calcolati in base

all'equazione di Rayleigh-Plesset che descrive la crescita della singola bolla di vapore all'interno del liquido.

$$\mathfrak{R}_B \frac{D^2 \mathfrak{R}_B}{Dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{D\mathfrak{R}_B}{Dt} \right)^2 = \left(\frac{P_B - P}{\rho_\ell} \right) - \frac{4\nu_\ell}{\mathfrak{R}_B} \frac{D\mathfrak{R}_B}{Dt} - \frac{2S}{\rho_\ell \mathfrak{R}_B}$$

Dove \mathfrak{R}_B è il raggio della bolla e P_B la pressione sulla superficie della bolla.

Trascurando i termini di secondo ordine e le tensioni superficiali, l'equazione si semplifica nella forma

$$\frac{D\mathfrak{R}_B}{Dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_B - P}{\rho_\ell}}$$

Questa introduce nel modello di cavitazione l'effetto della dinamica delle bolle, con approccio fisico al problema

Assumendo che tutte le bolle all'interno del sistema abbiano lo stesso volume, *Zwart Gerber e Belamri* proposero di calcolare i coefficienti R , utilizzando la densità delle bolle n e la variazione di massa della bolla con la seguente formula

$$R = n \times \left(4\pi \mathfrak{R}_B^2 \rho_v \frac{D\mathfrak{R}_B}{Dt} \right)$$

La frazione di vapore α , risulta quindi uguale a

$$\alpha = n \times \left(\frac{4}{3} \pi \mathfrak{R}_B^3 \right)$$

Pertanto, sostituendo il valore di n , si ottiene l'equazione per il trasferimento netto di massa, riferito all'evaporazione (crescita delle bolle).

$$R = \frac{3\alpha\rho_v}{\Re_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_B - P}{\rho_\ell}}$$

Per generalizzare l'equazione, comprendendo anche il fenomeno della condensazione, si introduce il segno di $(P_B - P)$.

Anche se pensata originariamente per l'evaporazione, l'equazione è fisicamente scorretta e numericamente instabile, se non applicata al processo di condensazione.

La ragione fondamentale di ciò è che l'assunzione iniziale che le bolle di cavitazione non interagiscano tra loro. Questo è plausibile solo nelle prime fasi del processo, quando le bolle nucleano. All'aumentare della frazione di vapore, la densità dei centri di nucleazione diminuisce drasticamente. Per modellare questo comportamento, *Zwart Gerber e Belamri* proposero di rimpiazzare α_v con $\alpha_{nuc} (1 - \alpha_v)$, con α_{nuc} che indica la frazione in volume dei centri di nucleazione (supposta costante, pari a 5E-4).

Risulta pertanto

$$P \leq P_v$$

$$R_e = F_{vap} \frac{3\alpha_{nuc}(1 - \alpha_v)\rho_v}{\Re_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho_\ell}}$$

$$P \geq P_v$$

$$R_c = F_{cond} \frac{3\alpha_v\rho_v}{\Re_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P - P_v}{\rho_\ell}}$$

Con F_{cond} e F_{vap} coefficienti adimensionali costanti, posti rispettivamente uguali a 0.001 e 50.

Nell'applicazione pratica del modello di cavitazione, alcuni fattori influenzano severamente la stabilità numerica del calcolo. Ad esempio il forte salto di pressione tra *inlet* ed *outlet* o l'alto coefficiente di condensazione, hanno influenza negativa sulla convergenza della soluzione. In aggiunta, condizioni iniziali non basate su dati sperimentali, molto spesso causano campi di pressione non realistici o zone di cavitazione inattese, difficilmente correggibili durante il calcolo.

Nel caso studiato, si sono adottati i seguenti valori

Pressione di vaporizzazione	2370 Pa
R_B	0.001 mm
F_{cond}	0.001
F_{vap}	100

Movimento della *mesh*

Infine, oltre all'impostazione delle equazioni risolutive, è necessario impostare la movimentazione della *mesh*, seguendo la legge di alzata dello spillo, per simulare l'evento di iniezione.

Nel corso di questo, il volume a disposizione del fluido varia nel tempo, è quindi necessario che con l'avanzare del calcolo, varino la forma e la dimensione del dominio. L'aggiornamento del volume della *mesh* è gestito automaticamente da FLUENT ad ogni *time step*, in relazione alle variate posizioni delle superfici di delimitazione del dominio. Per la movimentazione della *mesh*, è necessario introdurre il volume iniziale del dominio e la descrizione del moto di ciascuna parte in movimento.

Se il modello contiene sia zone mobili sia fisse, è necessario raggrupparle in zone distinte della *mesh* che descrive il volume iniziale. È necessario, inoltre, raggruppare le regioni che si deformano a causa del moto delle superfici adiacenti.

Il modello utilizzato per la movimentazione della *mesh* è il modello denominato *Dynamic Layering*. Nelle *mesh* esaedriche, questo modello consente di aggiungere o rimuovere strati di celle adiacenti alla superficie in movimento, in base all'altezza delle celle stesse.

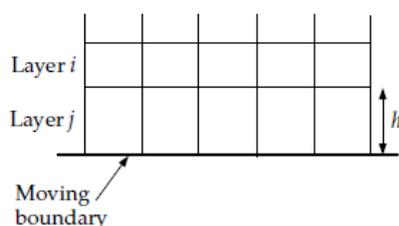


Figura 3.2: strati di celle adiacenti alla superficie in movimento.

Come schematizzato in figura 3.2, lo strato di celle *j*, adiacente alla parete in movimento, può essere diviso o unito allo strato *i*, in base all'altezza *h*. Questa

può essere incrementata fino ad un valore soglia, funzione di un coefficiente e dell'altezza di riferimento della cella

$$h_{\min} > (1 + \alpha_s)h_{\text{ideal}}$$

Dove h_{\min} è l'altezza minima dello strato di celle j , h_{ideal} è il valore di riferimento per l'altezza della cella e α_s è il fattore di separazione (*split factor*).

FLUENT permette di definire h_{ideal} sia come valore costante, sia come una funzione del tempo. Quando la condizione descritta dall'equazione precedente è raggiunta, la cella viene divisa secondo il valore assoluto o relativo dell'altezza. Nel primo caso, le celle vengono separate costituendo uno strato di altezza h_{ideal} ed uno di altezza pari ad $(h - h_{\text{ideal}})$. Nel secondo caso, le celle vengono separate in modo che localmente il rapporto tra le altezze sia esattamente α_s .

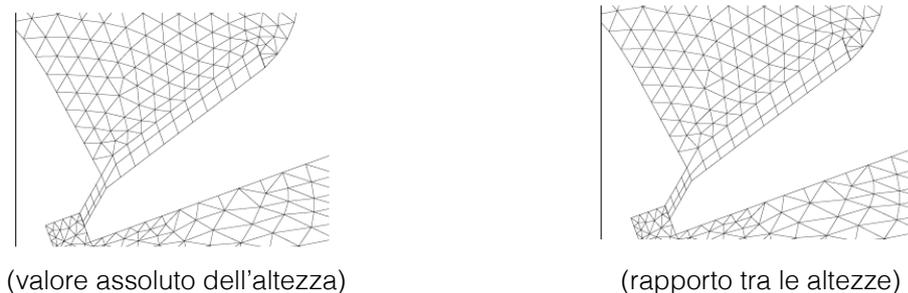


Figura 3.3: confronto tra i due metodi di separazione dello strato di celle.

Viceversa, in caso di compressione dello strato di celle, queste possono essere deformate fino a che

$$h_{\min} < \alpha_c h_{\text{ideal}}$$

Dove α_c è il coefficiente di compressione (*collapse factor*). Quando questa condizione è verificata, lo strato di celle j viene unito allo strato i .

3.2 Sistema fisico

Come introdotto in prima istanza, l'obiettivo del presente lavoro è studiare l'influenza della tipologia di foro sulle principali grandezze fluidodinamiche e sulla cavitazione interna all'iniettore.

A tal scopo sono prese in esame tre tipologie di foro: cilindrico, di tipo k e di tipo ks . Per eseguire questo confronto, si è scelto di simulare le tre differenti tipologie di foro sullo stesso corpo iniettore.

La geometria di riferimento scelta per il corpo iniettore è quella del commerciale Bosch CRIP-1. Su questo corpo iniettore sono stati simulati:

- Il foro cilindrico originale dell'iniettore di riferimento
- Il foro di tipo ks di un iniettore commerciale MJII *Common Rail* a sette fori
- Un foro di tipo k avente le stesse caratteristiche generali del foro di tipo ks , ma differente raggio di raccordo.

In tabella 3.1 sono riassunte le caratteristiche dell'iniettore Bosch CRIP-1.

Fattore k	(-)	0
Numero di fori	(-)	6
Intervallo di pressione di esercizio	(MPa)	14-16
Portata in massa a 10 MPa (senza spillo)	(cm ³ /30s)	425

Tabella 3.1: caratteristiche di base dell'iniettore Bosch CRIP-1

In tabella 3.2, invece, sono riassunte le principali caratteristiche del foro di tipo *ks* dell'iniettore MJIII a sette fori.

Fattore <i>k</i>	(-)	1.3
Diametro di uscita	(mm)	0.121
Lunghezza del foro	(mm)	0.75
Portata in massa a 10 MPa (senza spillo)	(cm ³ /30s)	325
Cd alla massima apertura	(-)	0.86

Tabella 3.2: caratteristiche di base del foro *ks* in esame

L'esatta geometria del foro di tipo *ks* è stata ottenuta in precedenza mediante misurazioni dirette con tecniche non distruttive. Non essendo queste lo scopo del presente lavoro, ci si limita ad esporre solamente i risultati delle misurazioni.

Il primo *set* di misurazioni è stato ottenuto mediante l'impiego di una sonda ottica. In figura 3.4 sono riportate le misure del diametro della sezione in funzione della profondità assiale del foro.

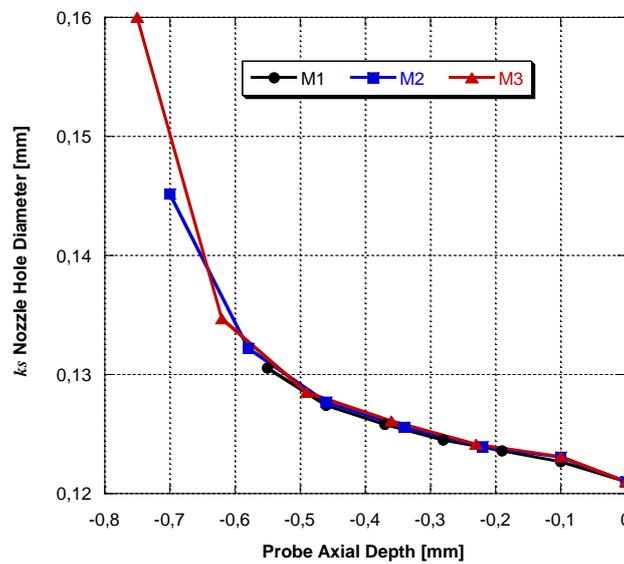
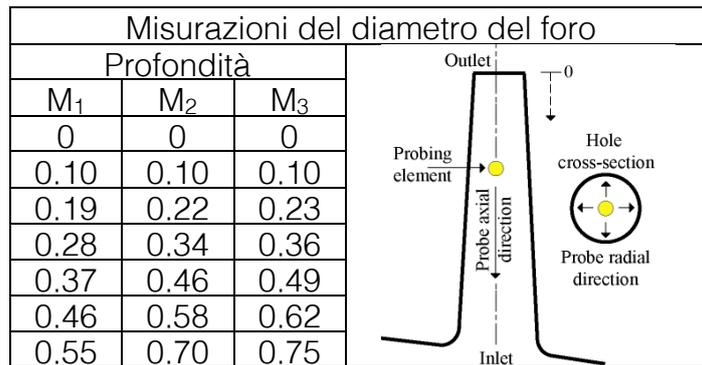


Figura 3.4: profilo del foro di tipo ks in esame – misurazione ottica

Il secondo *set* di misure è stato ottenuto mediante la rilevazione del profilo di un modello positivo del foro ottenuto con una pasta siliconica.

In figura 3.5 sono sintetizzati i risultati ottenuti mediante l'utilizzo di questa tecnica.

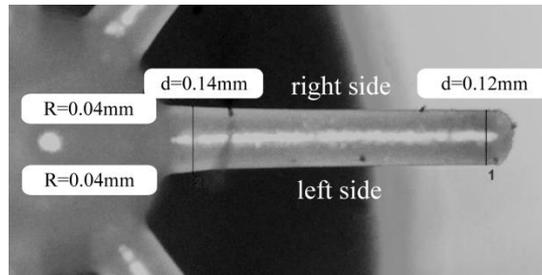
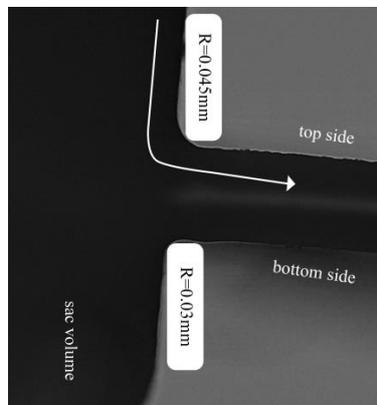


Figura 3.5: profilo del foro di tipo *ks* in esame – misurazione del modello siliconico

Dal confronto dei risultati ottenuti con le due differenti tecniche, si è ottenuto il profilo del foro *ks* che è stato inserito nel calcolo.

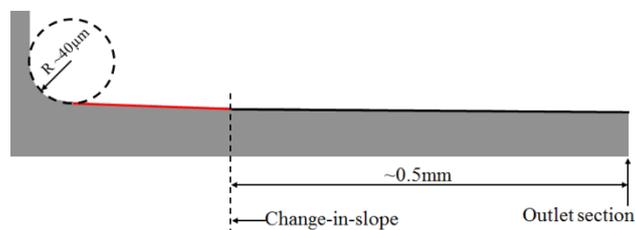


Figura 3.6: profilo finale del foro di tipo *ks* in esame

In tabella 3.3 sono riassunte le caratteristiche principali delle tre tipologie di foro. Per quanto riguarda il foro cilindrico, seppure il raggio di raccordo con il corpo iniettore è, in generale, minore di 20 μm , si è scelto di porlo uguale al raggio di raccordo utilizzato anche nel foro di tipo k , ovvero 20 μm , per uniformare il più possibile le condizioni fluidodinamiche all'ingresso dei fori.

<i>Layout del foro</i>		<i>Cilindrico</i>	<i>k</i>	<i>ks</i>
Fattore k	(-)	0	1.3	1.3
Diametro iniziale	(mm)	0.130	0.134	0.134
Diametro di uscita	(mm)	0.130	0.121	0.121
Lunghezza del foro	(mm)	0.75	0.75	0.75
Raggio di raccordo	(μm)	~20	~20	~40

Tabella 3.3: caratteristiche principali dei tre fori in esame

Per simulare il comportamento fluidodinamico dell'iniettore, poiché esso presenta sei fori uniformemente distribuiti angolarmente, si è tagliato un settore di 60° di ampiezza, centrato intorno al foro, imponendo condizioni di simmetria sulle due superfici laterali di taglio.

Le superfici che individuano il volume fluido sul quale viene eseguita la simulazione e ne determinano le condizioni al contorno

Il dominio computazionale è delimitato, quindi da:

- La superficie di ingresso del fluido a monte dell'iniettore, con la condizione di pressione in ingresso al sistema (2000 bar relativi)
- La superficie mobile dello spillo, che segue la legge di alzata (parete solida),
- La superficie fissa del corpo iniettore, terminante con le diverse tipologie di foro (parete solida),
- La superficie di uscita del fluido dal foro, con la condizione di pressione in uscita (0 bar relativi),
- Le due superfici laterali, di taglio del settore angolare, che impongono una condizione di simmetria.

In figura 3.7 vengono sintetizzate graficamente le condizioni al contorno sopra elencate.

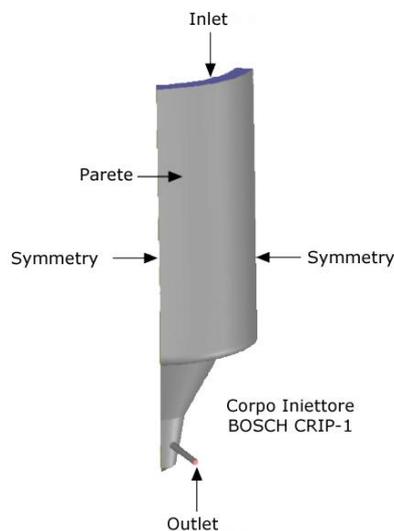


Figura 3.7: rappresentazione grafica delle condizioni al contorno

In figura 3.8 vengono riportate schematicamente le pareti corrispondenti al corpo iniettore e allo spillo.

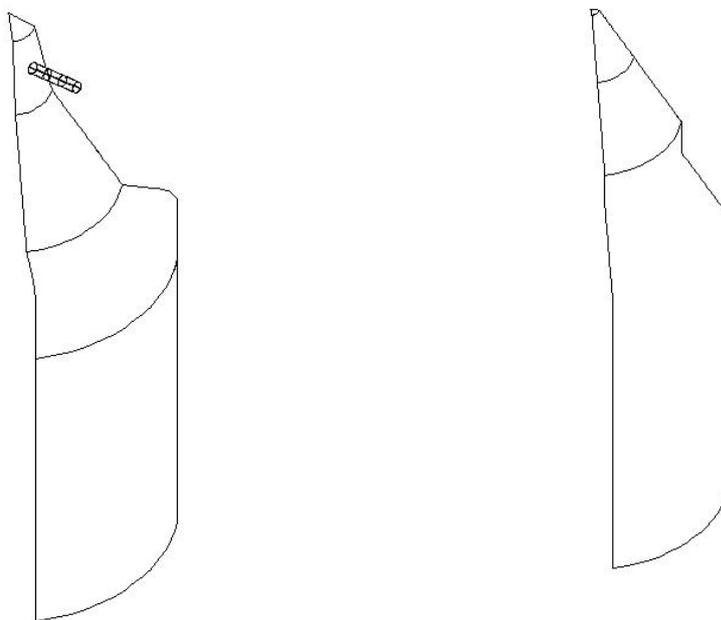


Figura 3.8: schematizzazione delle superfici di corpo e spillo iniettore

In figura 3.9 viene riportata la sezione del dominio fluido lungo il piano di simmetria del settore angolare simulato. Su questa sono riportate, per maggiore chiarezza, le posizioni in cui si trovano le zone di maggiore importanza.

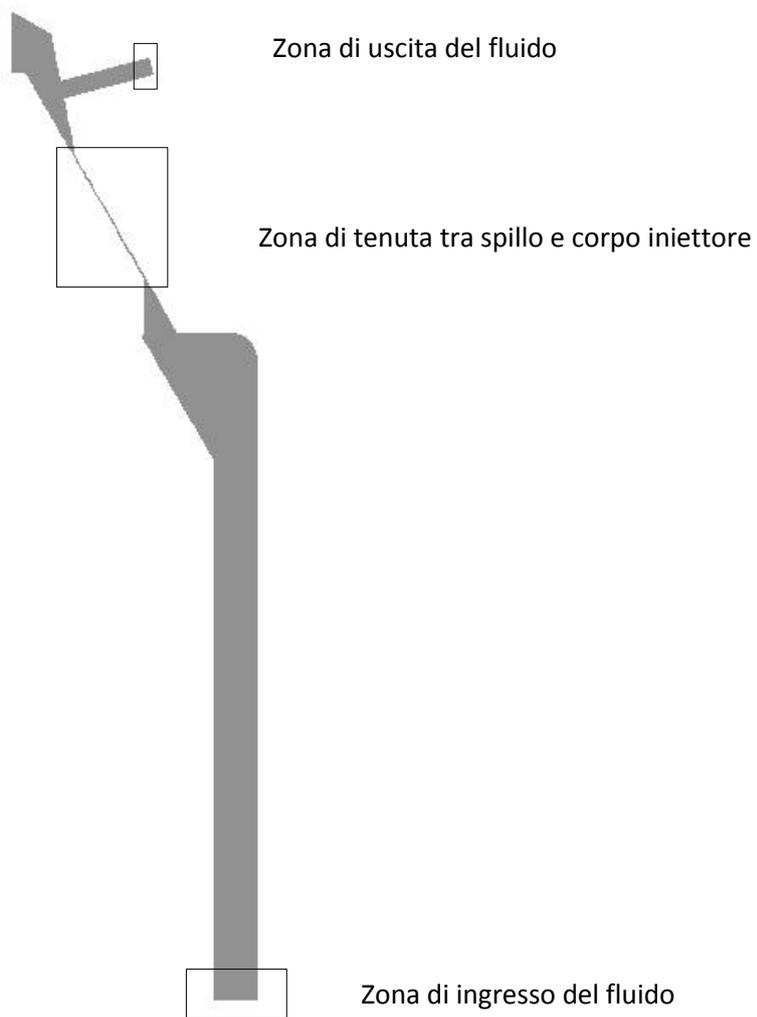


Figura 3.9: sezione longitudinale del dominio di calcolo

Il problema in esame è di tipo transitorio. Ovvero, il calcolo simula l'intero evento di iniezione, che ha inizio ad iniettore chiuso e comprende sia la fase di apertura dello spillo, sino al raggiungimento della sua massima alzata, sia la fase di chiusura, che si conclude con la nuova chiusura del corpo elettromeccanico.

Pertanto, oltre a definire le condizioni al contorno del dominio, è necessario inizializzare il problema.

All'istante iniziale, il sistema si trova in posizione di tenuta. La pressione a monte della zona in cui essa è realizzata è pari alla pressione nominale di funzionamento (2000 bar) e, subito a valle di questa zona, la pressione è pari a quella ambiente.

A livello di realizzazione della griglia, la zona di tenuta tra le due superfici è critica.

Come visto in precedenza, per simulare il movimento in una direzione, è necessario dividere il dominio in due regioni fluide distinte, ponendo tra esse una superficie di separazione.

Per modellare l'apertura dello spillo, si è operato proprio in questo modo.

È stata posta una superficie di divisione, tra la zona di contatto del fluido con il solo corpo iniettore e con il solo spillo.

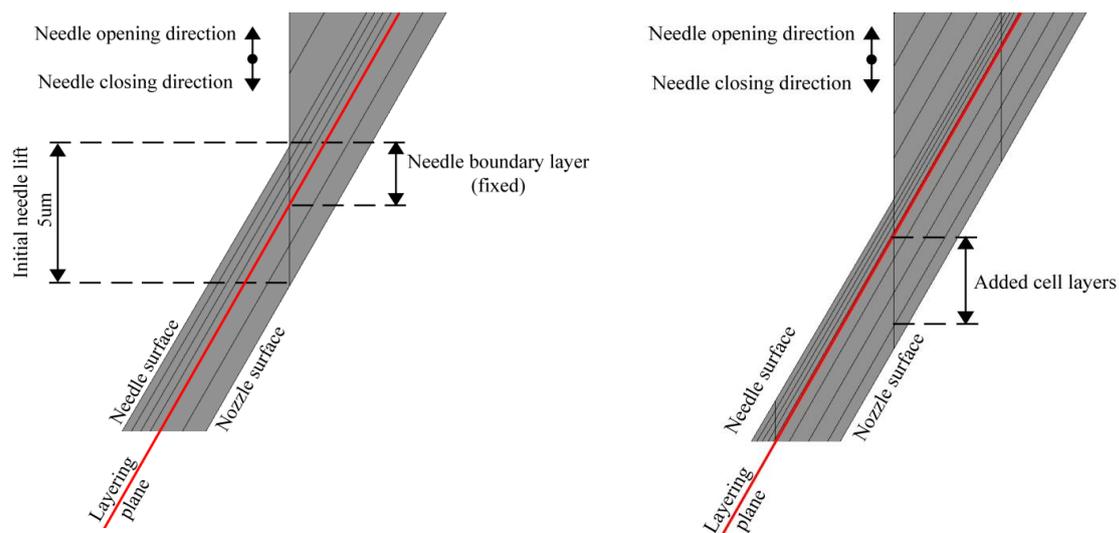


Figura 3.10: superficie di accrescimento degli strati di celle

In figura 3.10 è rappresentata graficamente la superficie di separazione delle due regioni di fluido.

Per seguire l'aumento di dimensione del dominio nel corso dell'apertura, le celle aumenteranno sia in altezza, sia in numero di strati. È però necessario che esistano alcuni strati di celle, affinché questi possano accrescere.

Da bibliografia, analizzando lavori precedenti, simili a questo in esame, si è visto come un numero adeguato di strati sia di cinque.

Pertanto, all'istante iniziale, la distanza tra le due superfici non sarà esattamente zero, ma di $5\ \mu\text{m}$, poiché l'altezza minima della cella è pari al μm .

In figura 3.11 viene riportata la legge di alzata dell'iniettore in esame. La velocità di apertura, pari a circa $0,45\ \text{ms}^{-1}$, in presenza di un tale gradiente di pressione, rende bene l'idea di quali siano le performance richieste ai moderni iniettori.

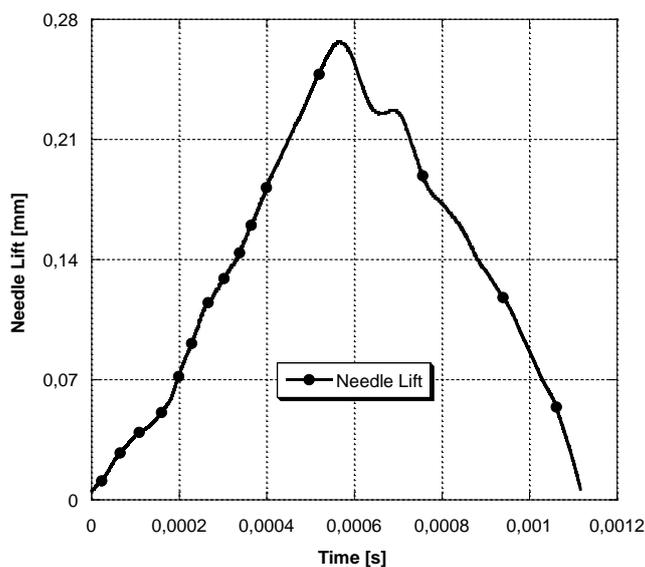


Figura 3.11: legge di alzata dello spillo

La *mesh* realizzata è interamente esaedrica e non strutturata. Oltre alla zona di tenuta, è necessario prestare estrema attenzione nella grigliatura della zona di imbocco del foro e di raccordo tra esso ed il *sac*. In questa zona, si è

realizzata una struttura che segua la geometria dell'iniettore, lungo la direzione principale del flusso, raccordandosi uniformemente con le celle provenienti dalla zona di tenuta e quelle che terminano all'interno del *sac* stesso.

In figura 3.12 è riportata la griglia nella zona di raccordo tra foro e corpo iniettore su due superfici: la superficie esterna ed il piano di sezione longitudinale.

In figura 3.13 è riportata una vista tridimensionale della *mesh* nella stessa zona.

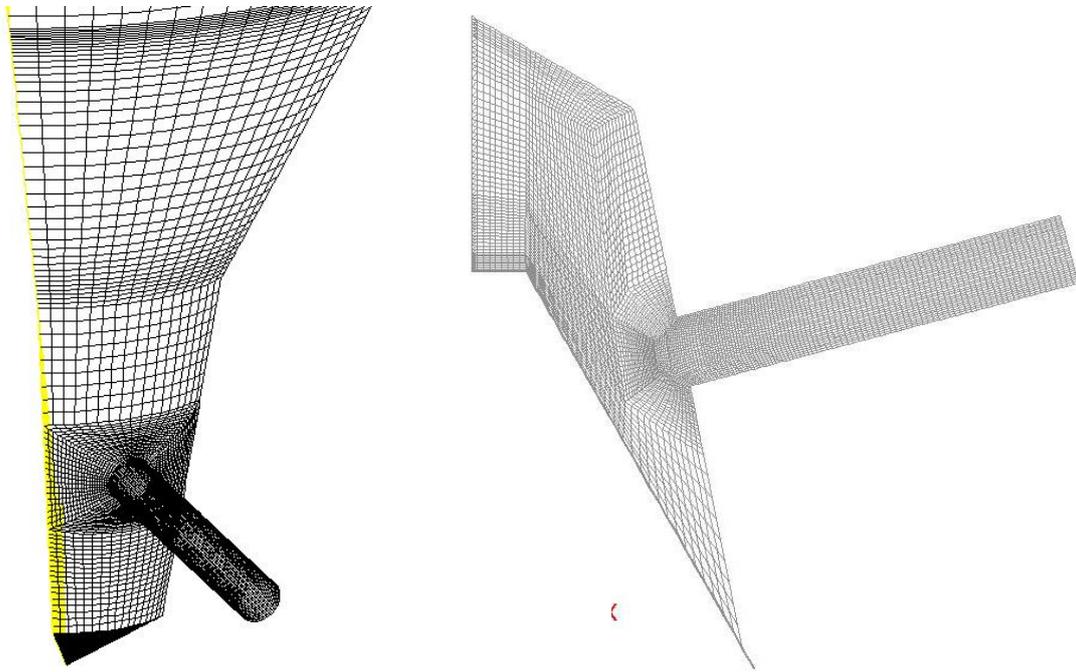


Figura 3.12: mesh di superficie nella zona di imbocco del foro

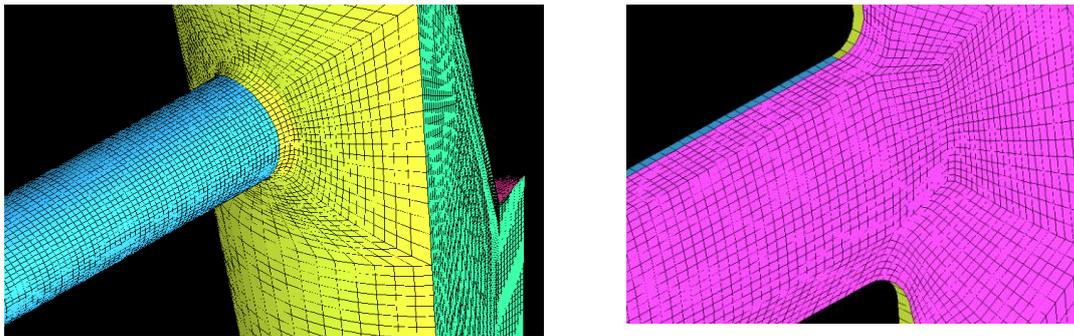


Figura 3.13: mesh di volume nella zona di imbocco del foro

Capitolo Quarto

Presentazione dei risultati

Obiettivo ultimo del presente studio è il confronto tra le diverse tipologie di foro iniettore. I parametri con cui questi verranno confrontati sono:

- Portata in massa in uscita dal polverizzatore
- Coefficiente di efflusso
- Velocità massima raggiunta dal getto in uscita
- Distribuzione della frazione di vapore
- Livello di turbolenza

Oltre a questi indici per lo studio del flusso in ognuno dei fori, verrà analizzata l'evoluzione della cavitazione nella zona di tenuta tra spillo e corpo iniettore e all'imbocco del foro stesso.

4.1 Studio dei parametri di flusso

Per quanto riguarda i parametri di flusso, l'efficienza fluidodinamica delle diverse geometrie è valutata attraverso il coefficiente di efflusso C_d . Questo è calcolato come il prodotto di due grandezze adimensionali

$$C_d = C_a \cdot C_v$$

Dove C_a tiene conto della riduzione di sezione di uscita, tra l'area effettiva occupata dal fluido e l'area della sezione del foro, e C_v della riduzione di velocità, rispetto a quella teorica calcolata con il teorema di *Bernoulli*.

Risulta quindi:

$$C_a = \frac{A_{eff}}{A_0}$$

$$C_v = \frac{U_{eff}}{\sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P}{\rho_l}}}$$

Dal confronto di questi coefficienti, risulta che passando dal foro cilindrico a quello *ks*, vi sia un miglioramento nell'efficienza del foro. La figura 4.1 mostra la distribuzione di velocità sulla sezione dei fori cilindrico e *ks*, dopo 0.5 ms dall'inizio dell'evento di iniezione. Si può notare come, all'interno del foro cilindrico, il fluido non occupi uniformemente la sezione di uscita, indice della presenza della fase vapore a ridosso della parete.

La presenza della fase vapore, riducendo la sezione di passaggio, potrebbe teoricamente far aumentare la velocità all'interno del condotto, avvicinando tale valore alla velocità teorica. Nel foro cilindrico, come si analizzerà più approfonditamente in seguito, questo si verifica all'ingresso del condotto. In fori di geometria conica, questo potrebbe verificarsi in corrispondenza della sezione di uscita.

Una maggiore intensità di cavitazione potrebbe, quindi, corrispondere ad un maggiore indice C_v .

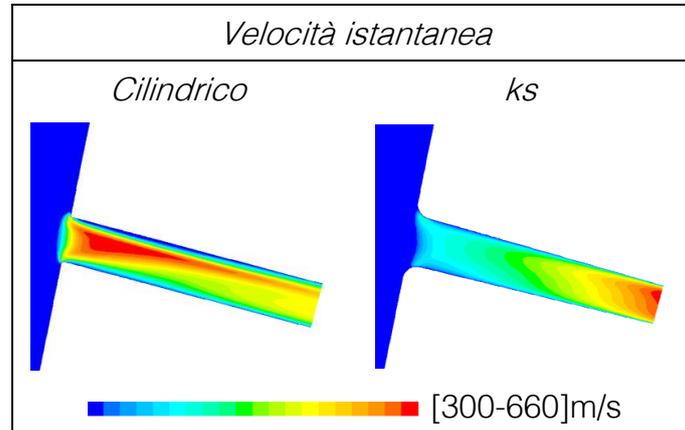


Figura 4.1: distribuzione di velocità dopo 0,5 ms

In tabella 4.1 sono riassunti i coefficienti di efflusso calcolati per le tre geometrie di foro.

<i>Coefficiente</i>	C_v	C_a	C_d
Cilindrico	0.80	~0.88	~0.7
k	0.84	~0.95	~0.8
ks	0.90	~1	~0.9

Tabella 4.1: coefficienti di efflusso

Come si nota, il valore di C_a cresce passando dalla geometria cilindrica a quella del foro ks . Questo è possibile grazie alla migliorata uniformità del flusso in corrispondenza della sezione di uscita dovuta alla geometria conica.

Moltiplicando C_a e C_v , è possibile verificare la migliore efficienza del foro ks , rispetto a quello cilindrico, con valori che passano da 0.7 a 0.9 .

Durante l'intero evento di iniezione, la turbolenza del getto, in corrispondenza della sezione di uscita, è monitorata in termini di k (TKE, *turbulent kinetic energy*) ed ε (TDE, *turbulent dissipated energy*). I risultati sono riportati in figura 4.2.

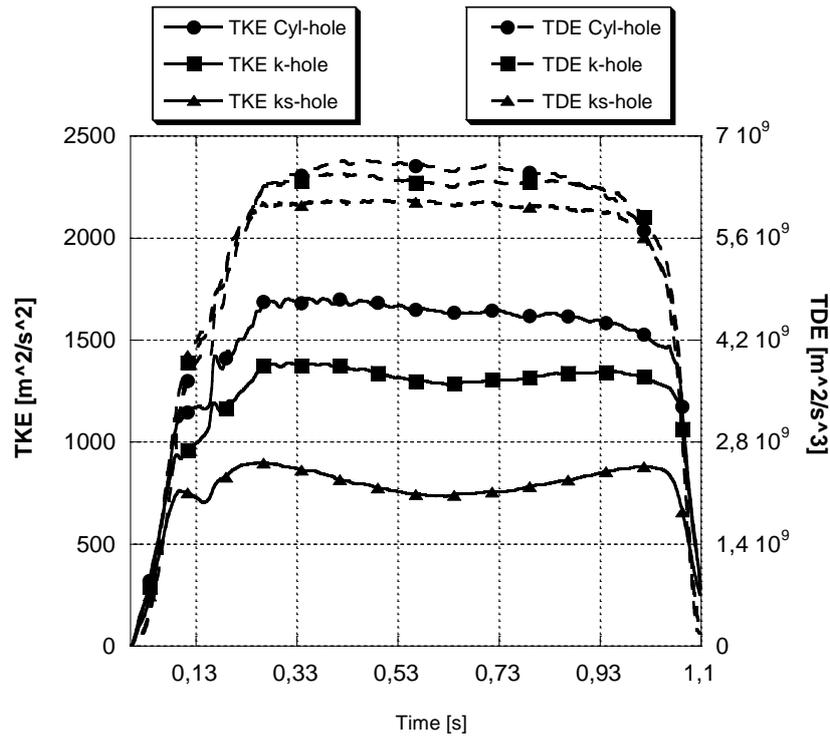


Figura 4.2: andamenti di k ed ε durante l'iniezione per le tre geometrie

Come prevedibile, l'andamento generale della TKE, mostra un suo incremento medio all'aumentare dell'apertura dello spillo. Infatti, durante l'apertura dello spillo, l'aumento di pressione all'interno del sac si traduce immediatamente in un aumento di pressione lungo il foro.

Comparando gli andamenti, si nota come l'energia cinetica turbolenta si riduca, passando dalla geometria cilindrica a quella del foro ks . Questa diminuzione è, ancora una volta, dovuta alla migliorata uniformità del flusso legata alla geometria conica.

In figura 4.3 è riportato l'andamento della velocità del flusso in uscita dal condotto.

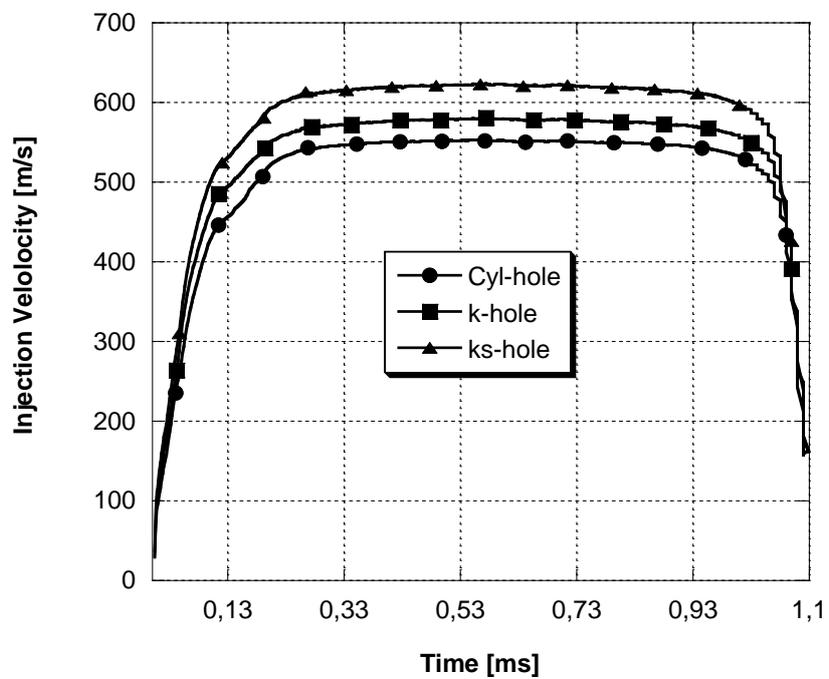


Figura 4.3: velocità media del flusso in uscita dal foro

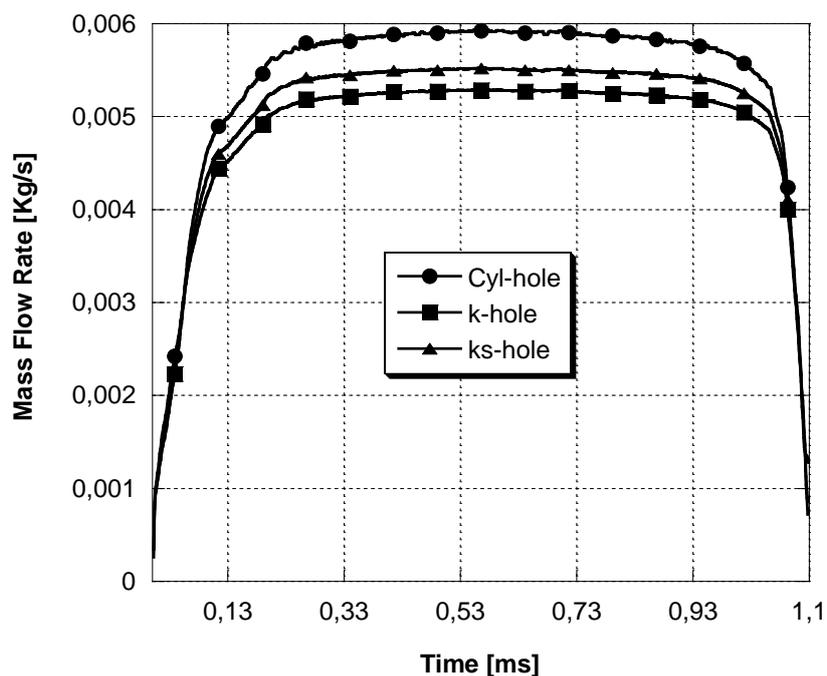


Figura 4.4: portata in massa attraverso l'iniettore

Contrariamente alle attese, si rileva una maggiore velocità di uscita dal foro ks. Per i fori *k* e *ks*, nella sezione di uscita si raggiunge la massima velocità del flusso.

Questo non accade per il foro cilindrico, nel quale la velocità di efflusso nella sezione di uscita non coincide con la velocità massima. Infatti, quest'ultima si rileva in corrispondenza della sezione di *vena contracta*, localizzata subito a valle della sezione di ingresso del foro. Nella sezione di *vena contracta* si ha, appunto, una riduzione della sezione per distacco dello strato limite, con conseguente aumento della velocità di efflusso, come già mostrato in figura 4.1. Nel foro cilindrico studiato, questa separazione è progressivamente recuperata lungo il condotto, prima della sezione di uscita, con una conseguente diminuzione della velocità media.

In figura 4.4, sono riportati, invece, i tre profili di iniezione calcolati. La minore portata in massa è associata ai fori conici. Il foro di tipo *k* presenta una ridotta portata in massa rispetto al foro cilindrico, a causa della minore sezione di

uscita. Tuttavia, grazie alla migliore efficienza nella sezione di imbocco, la portata in massa del foro k_s risulta maggiore di quella nel foro k .

La maggiore velocità e la minore turbolenza registrate all'uscita del foro k_s , portano una minore intensità di breakup primario ed una maggiore penetrazione del getto. Sulla base delle grandezze fluidodinamiche della sezione di uscita, in corrispondenza della posizione di massima apertura dello spillo, sono calcolati il diametro medio aritmetico (D_{10}) e il diametro medio di Sauter (SMD) dello *spray* in uscita dall'iniettore. In tabella 4.2 sono riportati i risultati per le diverse geometrie.

<i>Parametro</i>	D_{10} (μm)	<i>SMD</i> (μm)
Cilindrico	~5	~6
k	~10.7	~13.4
k_s	~12.8	~16.0

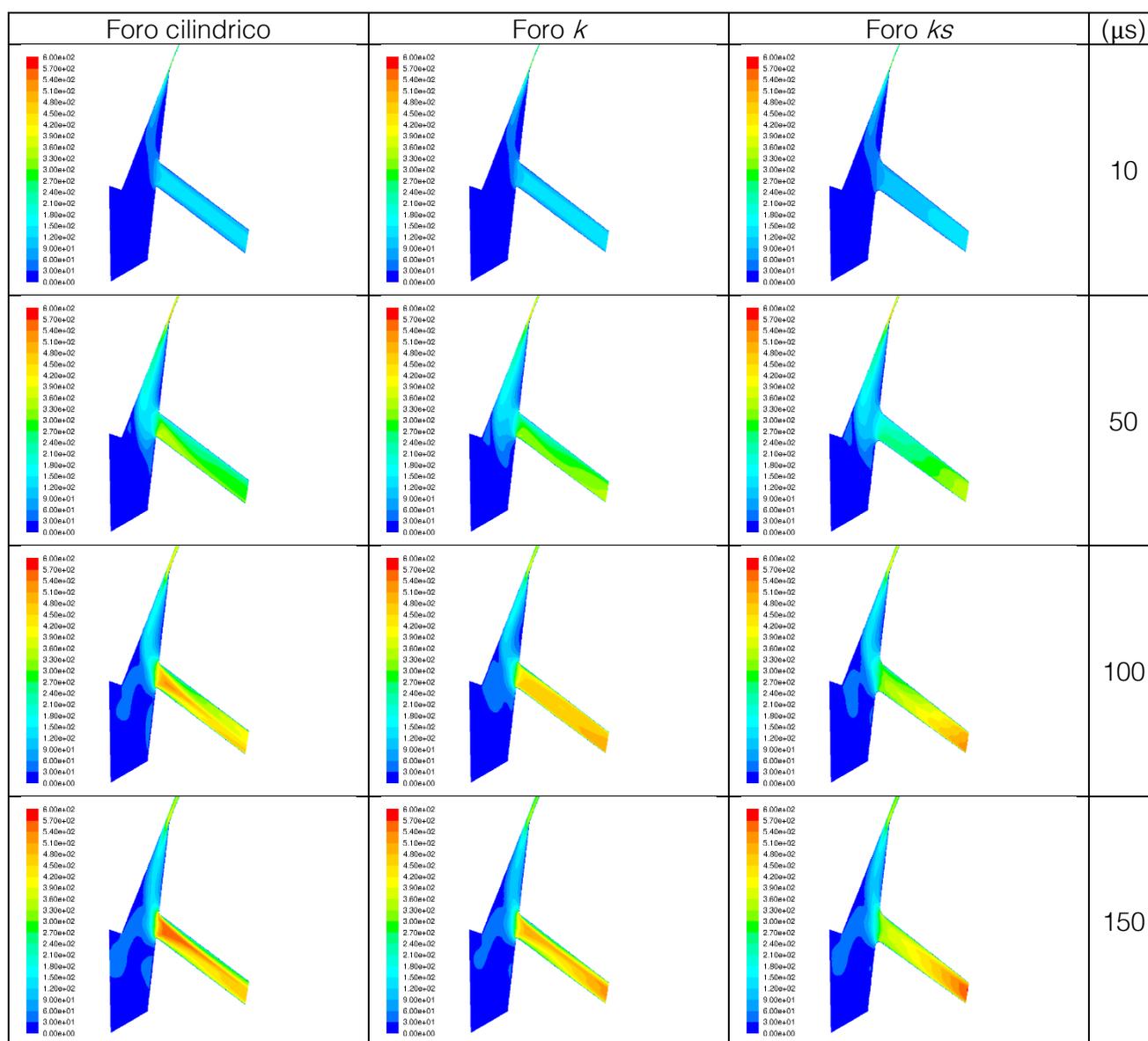
Tabella 4.2: diametri aritmetico e di Sauter

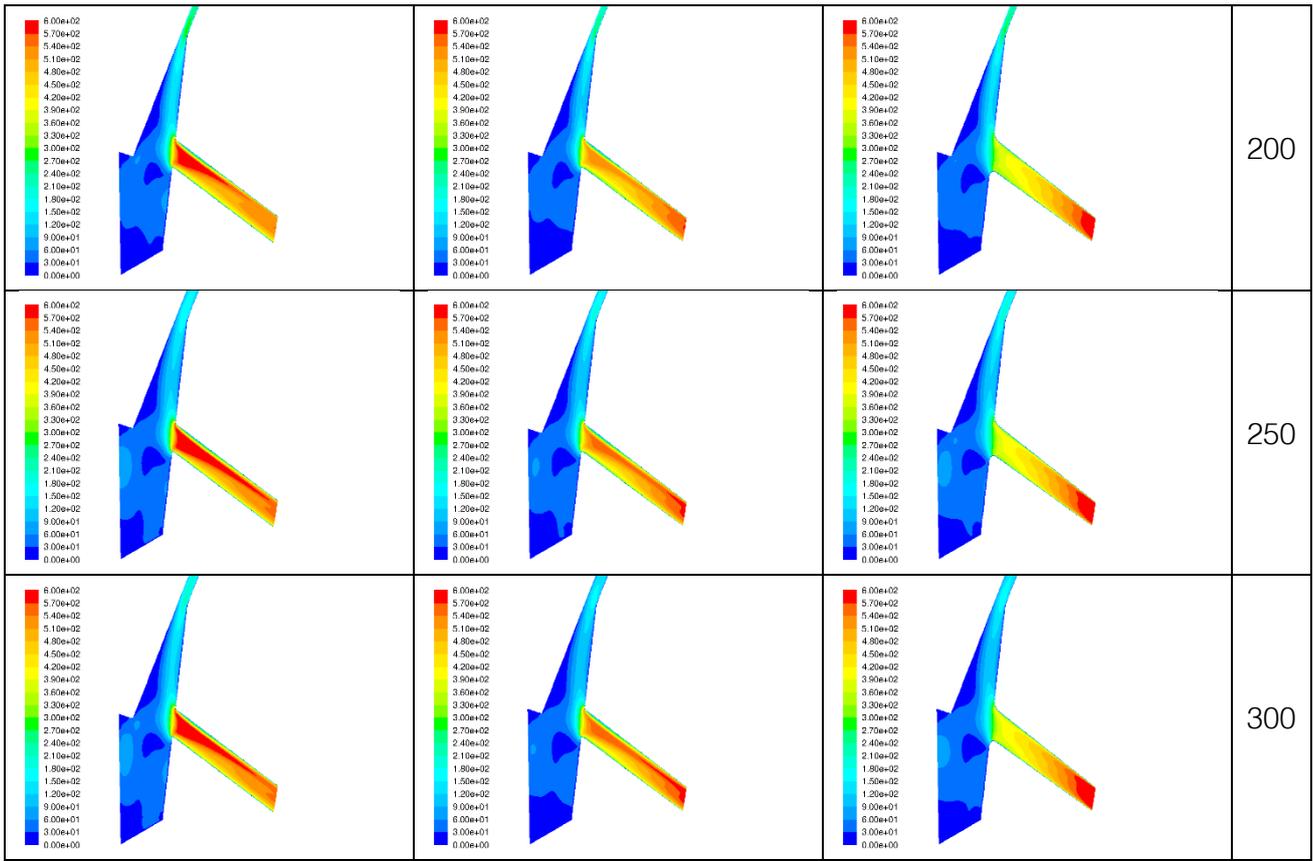
La ridotta capacità di atomizzare il getto liquido, propria dei fori conici è penalizzante nella miscelazione aria/combustibile.

Si ricorda che, con D_{10} si intende il valore statistico medio delle dimensioni di tutte le gocce dello *spray*, e con D_{32} (o diametro medio di Sauter) si intende il diametro di una goccia avente un rapporto tra volume e superficie pari a quello dell'intero *spray*. Quest'ultimo parametro è molto importante poiché molti alcuni processi, come l'instabilità per resistenza aerodinamica o la diffusione, dipendono dall'area della superficie. È sempre bene valutare entrambi i diametri, in quanto una bassa percentuale di gocce di elevato diametro, ma non statisticamente rappresentativa, può determinare un valore alto di D_{32} , molto lontano dal valore medio o da quello a maggiore probabilità.

In figura 4.5 vengono riportate le distribuzioni di velocità istantanea all'interno dei diversi tipi di foro, nel corso dell'evento di iniezione.

Figura 4.5: distribuzioni istantanee di velocità





4.2 Evoluzione della cavitazione

Nella presente sezione, le differenze dei parametri fluidodinamici, esposte fino ad ora, saranno correlate alla diversa frazione di vapore generata all'interno dei diversi condotti. Per tutte le geometrie simulate, la produzione di vapore può essere divisa in due distinte fasi:

- Prima fase: produzione di vapore subito a valle della zona di tenuta tra spillo e corpo iniettore
- Seconda fase: vapore generato all'ingresso del foro

Per identificare precisamente i punti in cui si verifica il passaggio di fase, si considera R_e , il termine sorgente dell'equazione di *Singhal* che tiene conto dell'evaporazione. Quando R_e è maggiore di zero, significa che è in atto una trasformazione da liquido a vapore.

Nel corso della prima fase, la generazione di vapore si presenta tra i 5 μm ed i 20 μm di alzata. Il passaggio di fase da liquido a vapore è localizzato a ridosso della superficie dello spillo. Come mostrato in figura 4.6, questa si presenta in maniera simile in tutti e tre i casi analizzati.

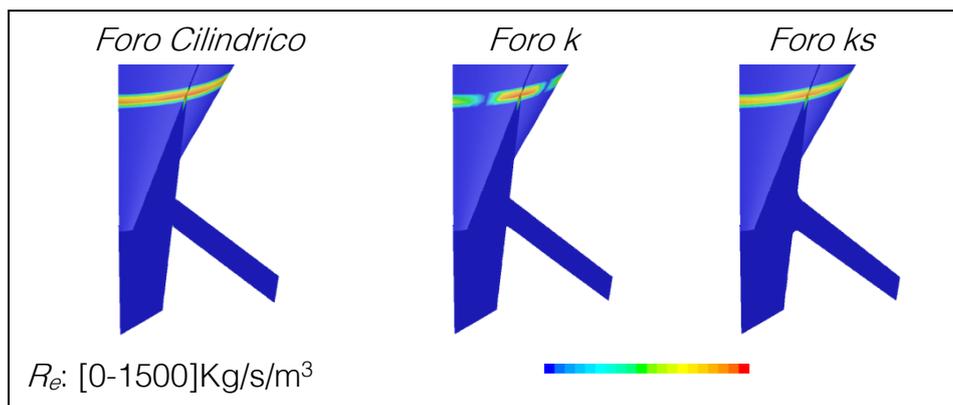


Figura 4.6: produzione di fase vapore a valle della zona di tenuta

La figura 4.6 mostra la distribuzione di Re sulla superficie dello spillo, in corrispondenza di un'alzata di $10\ \mu\text{m}$. Si nota come questo valore non sia influenzato dalla geometria del foro, in questa prima fase.

La frazione di vapore, viene poi trasportata dalla corrente fluida fino all'interno del foro polverizzatore, come mostrato in figura 4.7.

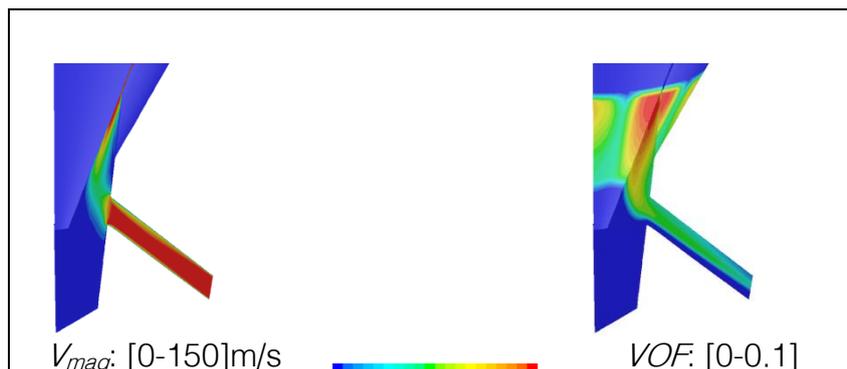


Figura 4.7: trasporto della fase vapore fino all'interno del foro

Anche se, fino ai $20\ \mu\text{m}$ di alzata dello spillo, il valore massimo della concentrazione di vapore rimane sempre al di sotto del 10%, la presenza di bolle di vapore a ridosso della superficie dello spillo può tradursi in una riduzione della durata della vita dell'iniettore. Infatti, la bolla di vapore, portata al collasso dalla corrente fluida, può produrre una evidente erosione fisica sulla parte terminale dello spillo stesso.

La diversa geometria di foro, determina fortemente, invece, lo sviluppo della cavitazione all'interno del foro stesso.

Per quanto riguarda il foro cilindrico, la cavitazione inizia in corrispondenza di un'alzata dello spillo di $30\ \mu\text{m}$, come mostrato in figura 4.8a. A partire da questo momento, la cavitazione si sviluppa rapidamente, fino al raggiungimento di una struttura stazionaria in corrispondenza di un'alzata di $70\ \mu\text{m}$, che si mantiene fino al termine dell'evento di iniezione.

Da questo istante, la cavitazione si sviluppa, principalmente, per la separazione della vena fluida all'ingresso del foro, producendo una fase vapore che si estende fino all'uscita del condotto, come mostrato in figura 4.8b.

Tuttavia, la massima frazione di vapore calcolata, all'interno del condotto cilindrico, rimane sempre il 40%. Questo è il risultato dell'opportuno raggio di raccordo imposto all'ingresso.

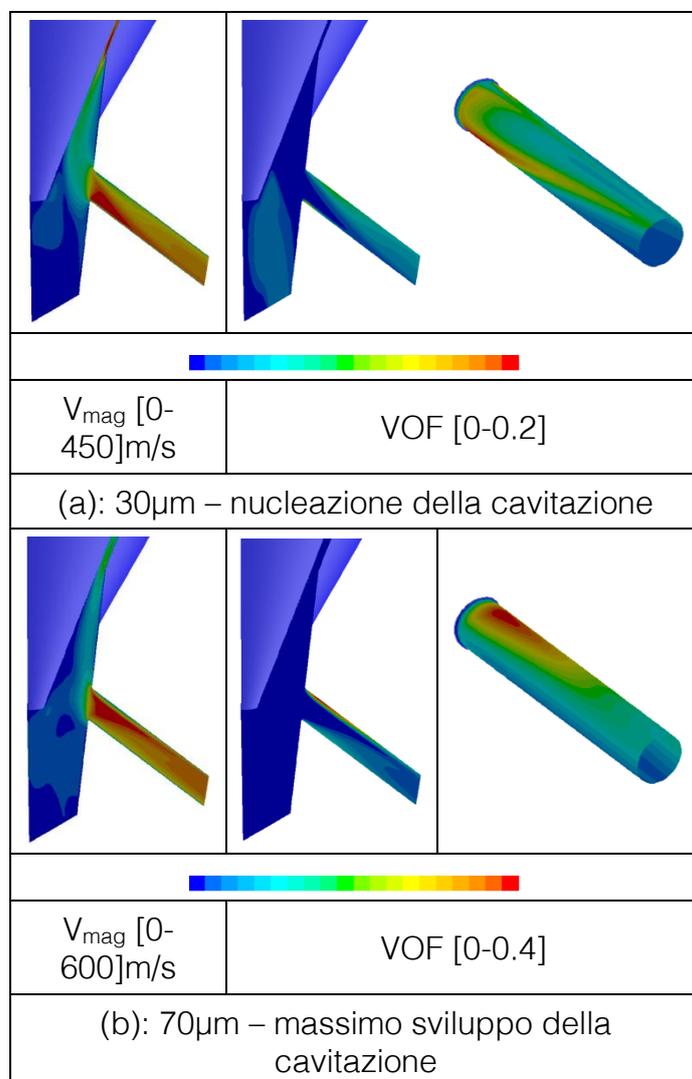


Figura 4.8: nucleazione e sviluppo della cavitazione, foro cilindrico

Rispetto al foro cilindrico, la geometria di tipo k garantisce una generale riduzione di fase vapore prodotta durante l'intero evento di iniezione. La nucleazione della cavitazione si verifica in corrispondenza di un'alzata di circa $40\ \mu\text{m}$, come mostrato in figura 4.9a. A partire da questa posizione, la cavitazione si sviluppa lungo il foro in maniera simile a quanto accade all'interno del foro cilindrico, ma con una riduzione di fase di vapore prodotta. Nel dettaglio, come nel foro cilindrico, la massima concentrazione di fase vapore si registra in corrispondenza di un'alzata di $70\ \mu\text{m}$, ma con il valore di circa il 10%, come mostrato in figura 4.9b. La principale ragione di questa differenza è da attribuire alla conicità del foro, che contrasta il distacco della vena fluida nella zona di ingresso e favorisce la condensazione del vapore verso la sezione di uscita.

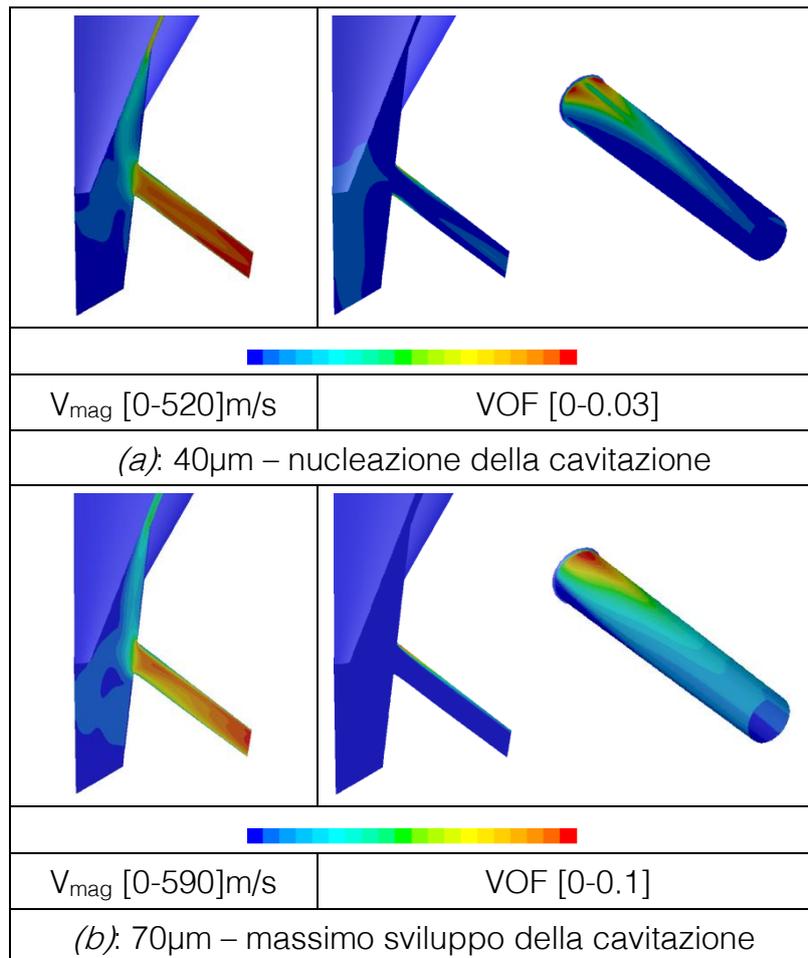


Figura 4.9: nucleazione e sviluppo della cavitazione, foro k

Il fenomeno della cavitazione è completamente annullato all'interno del foro ks per l'intera durata dell'iniezione. Questo è possibile grazie all'azione combinata della conicità del foro e dell'ampio raggio di raccordo tra foro polverizzatore e corpo iniettore.

La figura 4.10 mostra chiaramente le differenze nelle distribuzioni di velocità all'interno del foro cilindrico e del foro ks .

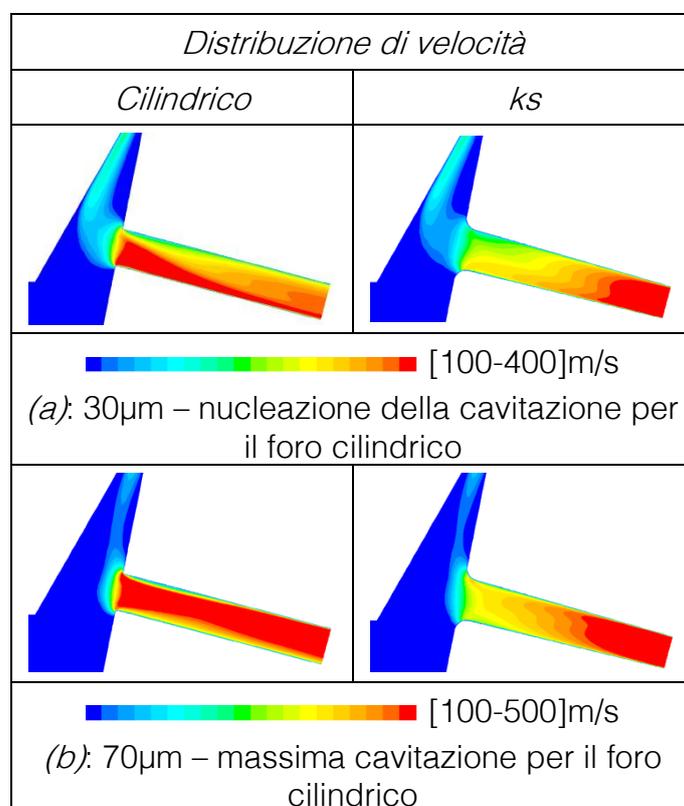


Figura 4.10: distribuzione di velocità, foro cilindrico e ks

Come si nota, all'interno del foro ks , la distribuzione di velocità sulla sezione trasversale è più omogenea, ed incrementa lungo l'intero foro, fino all'uscita. Nel foro cilindrico, la velocità non è distribuita omogeneamente, indice della presenza di una fase vapore in corrispondenza della parete e, in condizioni di

massima cavitazione si mantiene pari al proprio valore massimo per l'intera lunghezza del condotto, chiaro indice della raggiunta condizione di blocco sonico.

Le figure che seguono mostrano l'evoluzione della fase vapore in corrispondenza della zona di tenuta e lungo la sezione del foro.

In particolare, le figure 4.11 e 4.12 si riferiscono alla geometria cilindrica, le figure 4.13 e 4.14 a quella del foro k , le figure 4.15 e 4.16 a quella del foro ks .

Dal confronto di queste può essere ancora meglio compreso il comportamento della fase vapore, sopra descritto.

Figura 4.11: Frazione di vapore, foro cilindrico, sezione del condotto

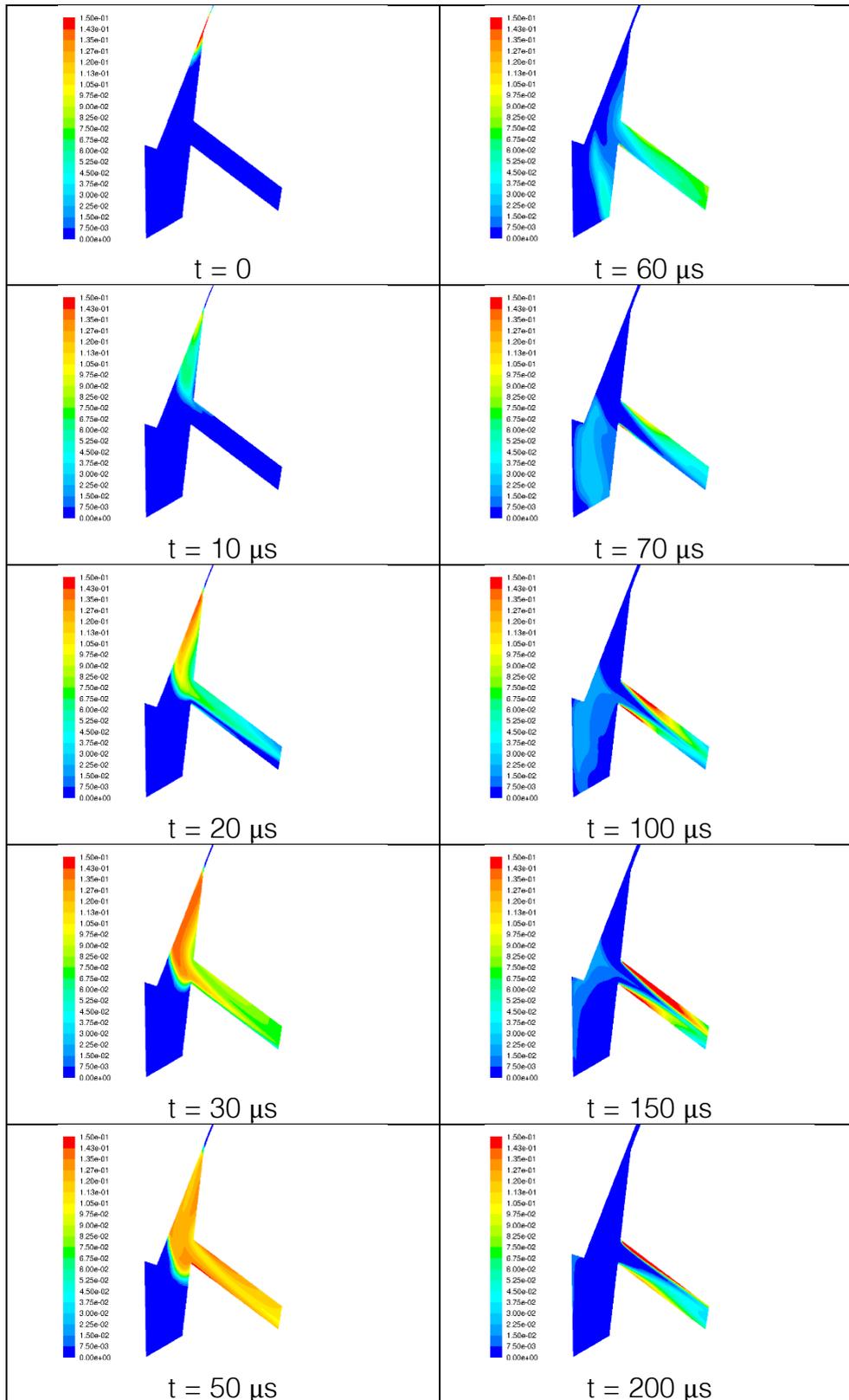


Figura 4.12: Frazione di vapore, foro cilindrico, superficie di tenuta

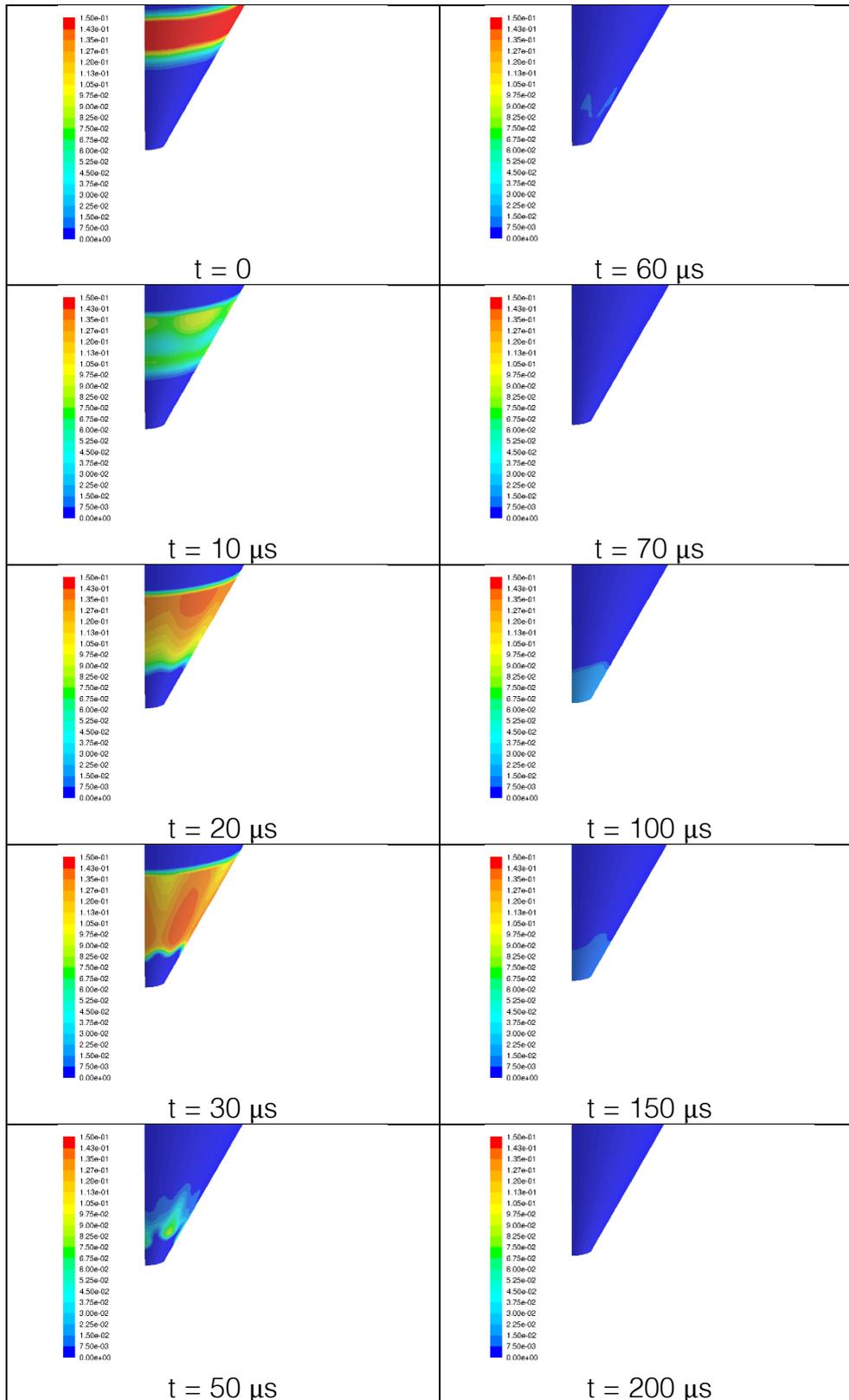


Figura 4.13: Frazione di vapore, foro k , sezione del condotto

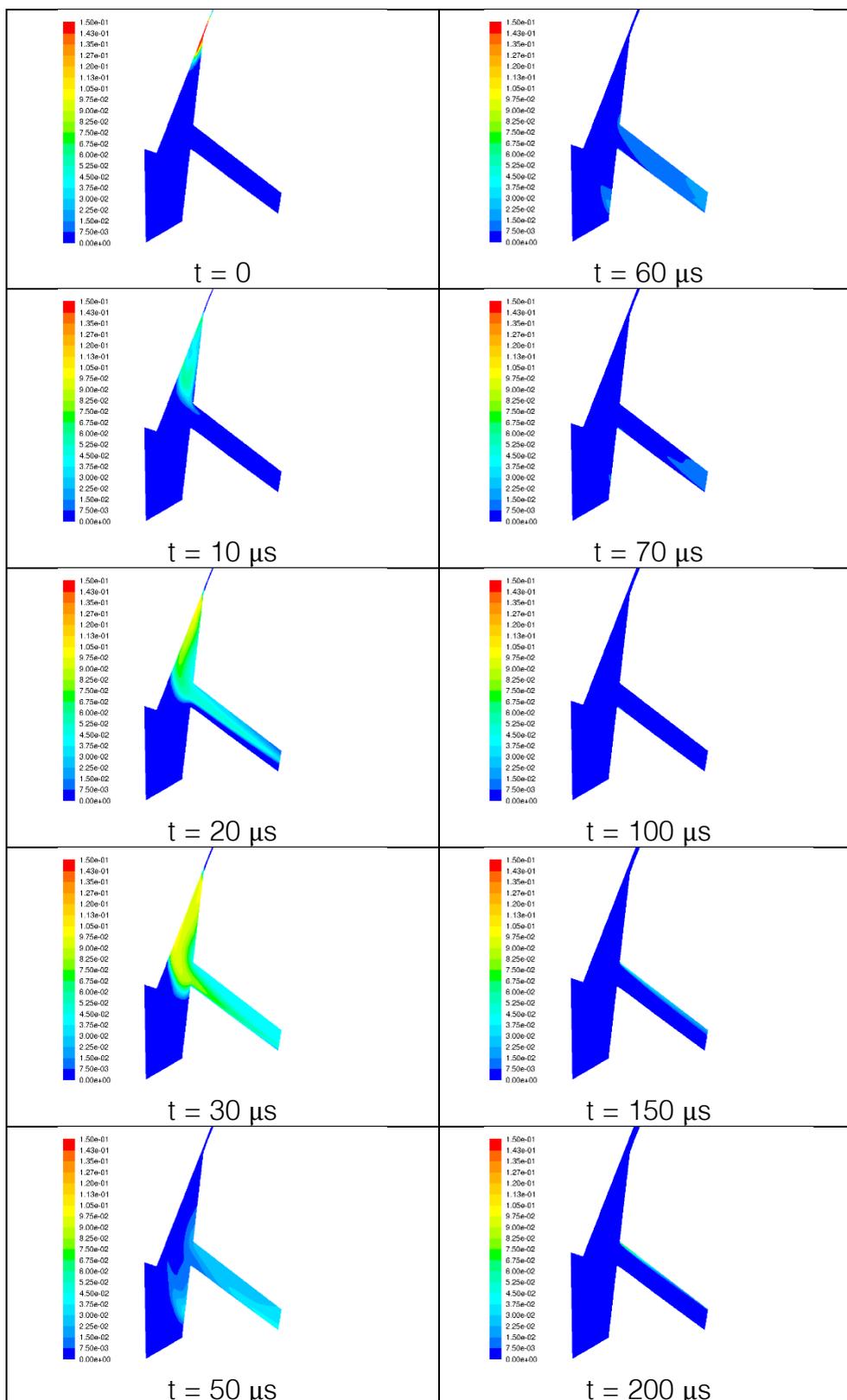


Figura 4.14: Frazione di vapore, foro k , superficie di tenuta

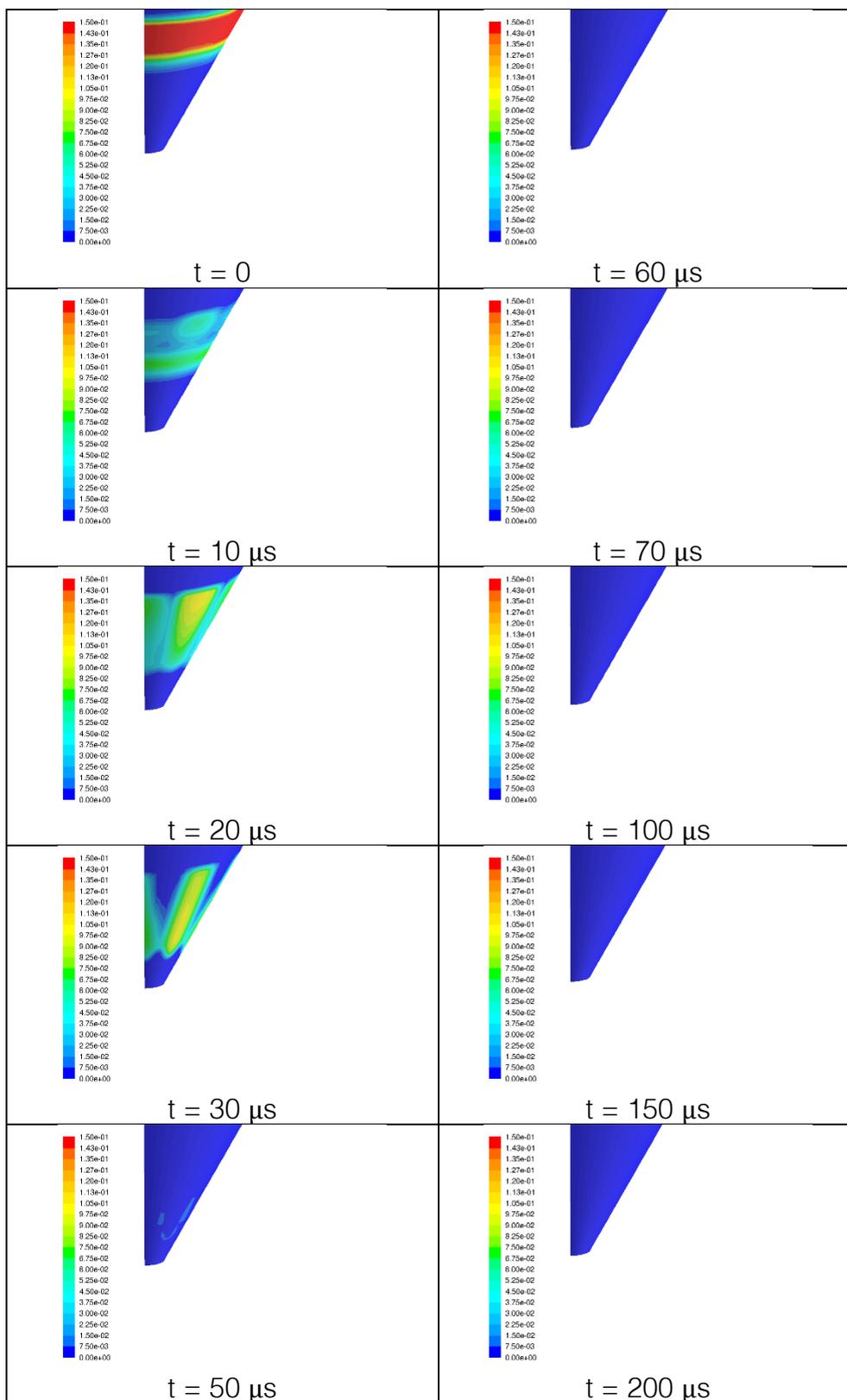


Figura 4.15: Frazione di vapore, foro ks , sezione del condotto

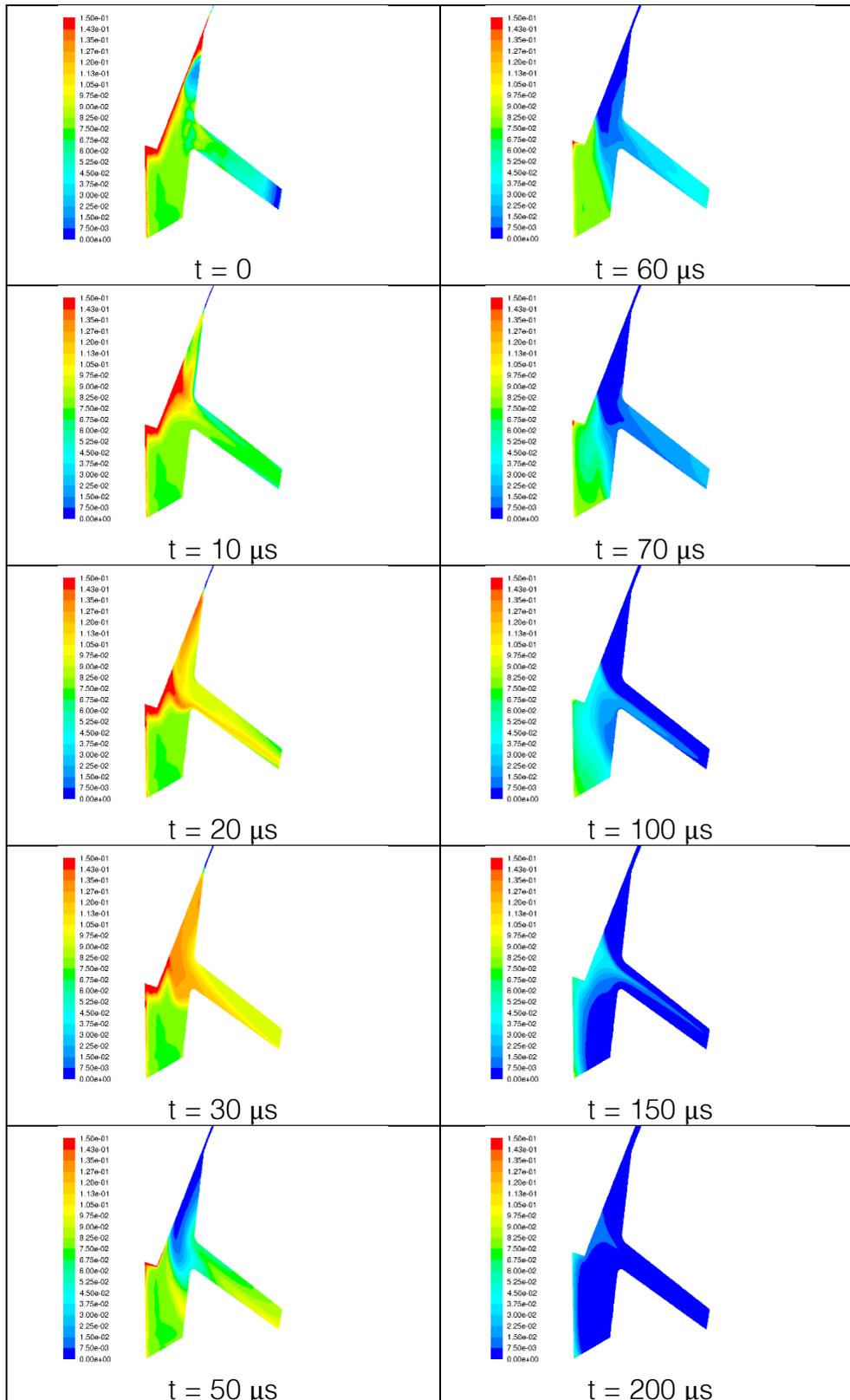
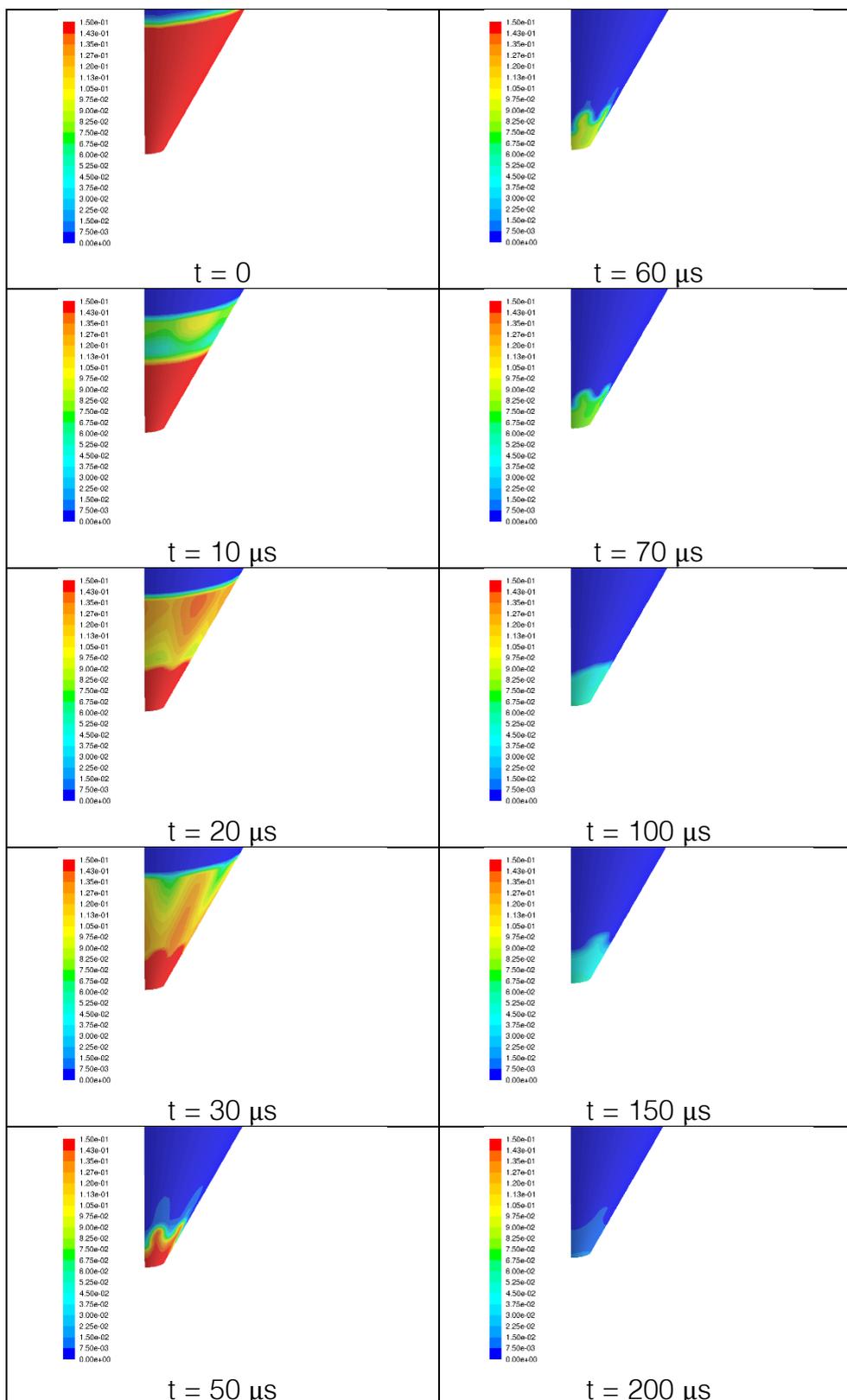


Figura 4.16: Frazione di vapore, foro ks, superficie di tenuta



Conclusioni

Del foro iniettore reale, di geometria ks , si sono studiati, nel presente lavoro, le proprietà medie di flusso in corrispondenza della sezione di uscita e lo sviluppo della cavitazione lungo l'intero condotto.

Le prestazioni del foro ks sono state paragonate a quelle di altre due geometrie, cilindrica e di tipo k . Tutti i condotti considerati appartengono alla medesima taglia di motore.

Lo scopo del presente lavoro era sviluppare e validare una metodologia solida ed affidabile per la conduzione delle simulazioni in regime transitorio.

In termini di condizioni fluidodinamiche in corrispondenza della sezione di uscita, i fori di geometria conica, rispetto alla cilindrica, hanno mostrato una riduzione di portata in massa. La causa di questo è da imputare alla minore area della sezione di efflusso.

Grazie alla migliorata efficienza della sezione di imbocco del condotto ks , è possibile limitare la riduzione di portata riscontrata nel foro k . Allo stesso tempo, la maggiore uniformità del flusso, unita alla conicità della geometria del foro, riducono drasticamente il livello di turbolenza del flusso e dall'intensità di breakup primario.

La riduzione della turbolenza, in uscita dal foro conico, si traduce in una significativa riduzione di fase vapore prodotta all'interno dei fori k e ks . In particolare, non si manifesta cavitazione per l'intera durata dell'iniezione, all'interno del foro ks . Questo è possibile grazie all'ampio raggio di raccordo all'imbocco del foro stesso.

In conclusione, la geometria di foro ks testata garantisce un'ottima efficienza fluidodinamica nella conversione da energia di pressione in velocità, limitando l'effetto negativo della conicità sulla riduzione della portata in massa.

Tuttavia, la migliore uniformità di flusso all'interno del condotto produce una forte riduzione della turbolenza, a cui è strettamente legata l'intensità di *breakup* primario.

In un prossimo futuro, questo aspetto dovrà essere fortemente studiato con l'utilizzo di simulazioni dello *spray* basate su metodi Lagrangiani, inizializzate con i dati raccolti in questa sede.

La metodologia utilizzata per il presente studiosi è rivelata affidabile e adeguata al caso in esame. I risultati prodotti, infatti, sono pienamente in linea con altri lavori, consultati in bibliografia e con le evidenze sperimentali.

Bibliografia

1. B. Mahr, *Future and Potential of Diesel Injection Systems*
2. H. K. Versteeg, W. Malalasekera, *An introduction to Computational Fluid Dynamics*
3. Jean-Pierre Franc, Jean-Marie Michel, *Fundamentals of Cavitation*
4. Manuale di FUENT, *FLUENT 12.0 Theory Guide*
5. G. M. Bianchi, Dispense del corso di *Fluidodinamica dei Motori a Combustione Interna*
6. Sallam, K. A., and Faeth, G. M., *Surface Properties During Primary Breakup of Turbulent Liquid Jets in Still Air.*
7. Brusiani, F., Bianchi, G., and Tiberi, A., *Primary Breakup Model for Turbulent Liquid Jet Based on Ligament Evolution*
8. Benajes, J , Pastor, J.V., Payri, R., Plazas, A. H., *Analysis of the Influence of Diesel Nozzle Geometry in the Injection Rate Characteristics*
9. Som, S., Ramirez, A.I., Longman, D.E., Aggarwal, S.K., Kastengren, A.L., El-Hannouny, E.M., *Effect of Nozzle Orifice Geometry on Spray, Combustion, and Emission Characteristics under Diesel Engine Conditions*
10. Bianchi, G., Falfari, S., Brusiani, F., Pelloni, P. et al., *Numerical Investigation of Critical Issues in Multiple-Injection Strategy Operated by a New C.R. Fast-Actuation Solenoid Injector*
11. Bianchi, G., Falfari, S., Brusiani, F., Pelloni, P. et al., *Advanced Modelling of a New Diesel Fast Solenoid Injector and Comparison with Experiments*
12. Brusiani, F., Bianchi, G.M., Negro, S., *Comparison of the Homogeneous Relaxation Model and a Rayleigh Plesset Cavitation Model in Predicting the Cavitating Flow Through Various Injector Hole Shapes*