

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MODENA E REGGIO EMILIA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA “ENZO FERRARI”

SCUOLA DI DOTTORATO

HIGH MECHANICS AND AUTOMOTIVE DESIGN & TECHNOLOGY

MECCANICA AVANZATA E TECNICA DEL VEICOLO

XXV CICLO

MODELLAZIONE AVANZATA DI FLUSSI REAGENTI

ALL'INTERNO DEI MOTORI A COMBUSTIONE

INTERNA

RELATORE

Prof. Giuseppe Cantore

TESI DI DOTTORATO DI

Elena Severi

CORRELATORE

Ing. Stefano Fontanesi

DIRETTORE DELLA SCUOLA

Prof. Paolo Tartarini

Indice

INTRODUZIONE	1
CAPITOLO 1	
LA COMBUSTIONE.....	4
1.1 IL FRONTE DI FIAMMA.....	5
1.2 INTERAZIONE FIAMMA-CAMPO DI MOTO	7
1.2.1 EFFETTO DELLA TURBOLENZA SULLA FIAMMA.....	8
1.3 REGIMI DI COMBUSTIONE TURBOLENTA	10
1.3.1 SCALE DI LUNGHEZZA E TEMPO.....	10
1.3.2 NUMERI CARATTERISTICI DEI REGIMI DI COMBUSTIONE.....	11
1.3.3 I REGIMI DI COMBUSTIONE	12
CAPITOLO 2	
LA COMBUSTIONE NEI MOTORI AD ACCENSIONE COMANDATA	15
2.1 LA COMBUSTIONE NORMALE.....	15
2.1.1 SVILUPPO DELLA PRESSIONE NEL CILINDRO	16
2.2 LE COMBUSTIONI ANOMALE	18
2.2.1 LA RILEVAZIONE DEL NUMERO DI OTTANO.....	19
2.2.2 FATTORI CHE INFLUENZANO LA DETONAZIONE.....	21
2.2.3 POTERE ANTIDETONANTE DI UN COMBUSTIBILE REALE: OCTANE INDEX.....	22
2.2.4 VALUTAZIONE DELLA TENDENZA ALLA DETONAZIONE	23

CAPITOLO 3

LA COMBUSTIONE NEI MOTORI AD ACCENSIONE SPONTANEA	26
3.1 FENOMENOLOGIA	26
3.1.1 IL RITARDO DI ACCENSIONE	28
3.1.2 PROCESSI FISICI E CHIMICI	29
3.1.3 COMBUSTIONE IN FASE PREMISCELATA ED IN FASE DIFFUSIVA	31

CAPITOLO 4

COMBUSTIBILI PER MOTORI A COMBUSTIONE INTERNA.....	35
4.1 CLASSIFICAZIONE DEI COMBUSTIBILI	35
4.2 LA BENZINA.....	38
4.3 IL GASOLIO	39
4.4 IL GAS NATURALE	40
4.4.1 CARATTERISTICHE FISICO-CHIMICHE DEL GAS NATURALE	40
4.4.2 LA COMBUSTIONE DEL GAS NATURALE	41
4.4.3 VANTAGGI NELL'IMPIEGO DEL GAS NATURALE	41

CAPITOLO 5

LA MODELLAZIONE DELLA COMBUSTIONE.....	43
5.1 LA SIMULAZIONE NUMERICA DEL PROCESSO DI COMBUSTIONE	43
5.2 LA COMBUSTIONE IN STAR-CD	46
5.2.1 I MODELLI CINETICI.....	46
5.2.2 I MODELLI EDDY-BREAKUP (EBU)	47
5.2.2.1 IL MODELLO DI MAGNUSSEN	48
5.2.3 I MODELLI IBRIDI	48
5.2.4 I MODELLI FLAMELET	49

CAPITOLO 6

IL MODELLO EXTENDED COHERENT FLAME 3-ZONE	52
6.1 IL MODELLO EXTENDED COHERENT FLAME 3-ZONE (ECFM-3Z).....	52
6.1.1 PRINCIPI DELL'ECFM-3Z.....	57

6.1.1.1	IL MISCELAMENTO ALL'INTERNO DELLA CELLA COMPUTAZIONALE	57
6.1.1.2	DESCRIZIONE DELL'AVANZAMENTO DELLE REAZIONI	58
6.1.1.3	L'AVANZAMENTO DELLE REAZIONI ALL'INTERNO DELLA CELLA COMPUTAZIONALE	58
6.1.2	DESCRIZIONE DELLE SPECIE NELLO SPAZIO BIDIMENSIONALE (Z,c)	60
6.1.2.1	L'EQUAZIONE DI TRASPORTO	60
6.1.2.2	DEFINIZIONE DELLA VARIABILE DI PROGRESSO c E DEI TRACCIANTI	61
6.1.2.3	CALCOLO DELLE SPECIE MISCELATE E NON	63
6.1.2.3.1	IL MODELLO DI MISCELAMENTO ARIA-COMBUSTIBILE	63
6.1.2.3.2	COMPOSIZIONE ALL'INTERNO DELLA MIXING ZONE	65
6.1.2.4	COMPOSIZIONE CONDIZIONALE DEI GAS FRESCHI E COMBUSTI NELLA MIXED ZONE	67
6.1.2.4.1	PROPRIETA' DI STATO DEI GAS FRESCHI	69
6.1.2.4.2	PROPRIETA' DI STATO DEI GAS COMBUSTI	69
6.1.2.5	INIEZIONI MULTIPLE	71
6.1.3	MODELLI DI OSSIDAZIONE DEL COMBUSTIBILE	72
6.1.3.1	OSSIDAZIONE DEL COMBUSTIBILE	72
6.1.3.2	POST-OSSIDAZIONE DEL COMBUSTIBILE	73
6.1.3.3	CINETICA DI POST-FIAMMA	74

CAPITOLO 7

ANALISI NUMERICA DEL PROCESSO DI COMBUSTIONE NEI MOTORI SI	75
7.1 LA METODOLOGIA	79
7.2 IL MODELLO DI COMBUSTIONE FRATTALE	83
7.2.1 LA NATURA FRATTALE DEL FRONTE DI FIAMMA	83
7.2.2 IL MODELLO DI COMBUSTIONE FRATTALE	87
7.3 L'ATTIVITÀ SVOLTA	94
7.4 IL MOTORE MORINI AH50L	95
7.5 LA SALA PROVA MOTORE	97
7.5.1 LA SALA PROVA MOTORE DEL D.I.M.E.	97
7.6 IL MODELLO 3D	101
7.6.1 DISCRETIZZAZIONE DELLA GEOMETRIA	101
7.6.1.1 DISCRETIZZAZIONE DELLA CAMERA DI COMBUSTIONE	102
7.6.1.2 DISCRETIZZAZIONE DEI CONDOTTI DI ASPIRAZIONE E SCARICO	106
7.6.1.3 LA MOVIMENTAZIONE DELLA GRIGLIA - CONNESSIONE TRA DOMINI FISSI E MOBILI	108
7.6.2 SETUP DEL MODELLO	114

7.7 ANALISI MULTI-CICLO	116
7.8 PROCEDURA ITERATIVA	120
7.9 VALUTAZIONE DELLA TENDENZA ALLA DETONAZIONE	124
CAPITOLO 8	
ANALISI NUMERICA DEL PROCESSO DI COMBUSTIONE NEI MOTORI SI - RISULTATI.....	130
8.1 ANALISI MULTI-CICLO.....	131
8.2 PROCEDURA ITERATIVA	133
8.3 ANALISI DEL PROCESSO DI COMBUSTIONE	138
8.4 VALUTAZIONE DELLA TENDENZA AL KNOCK.....	145
8.4.1 INCREMENTO DEL RAPPORTO DI COMPRESSIONE – NG.....	148
CAPITOLO 9	
ANALISI NUMERICA DEL PROCESSO DI RICAMBIO DELLA CARICA NEI MOTORI CI	150
9.1 L'ANALISI SVOLTA	153
9.2 RICHIAMI DI FLUIDODINAMICA E TURBOLENZA	155
9.2.1 EQUAZIONE DI CONTINUITÀ: LA CONSERVAZIONE DELLA MASSA.....	155
9.2.2 SECONDA LEGGE DI NEWTON: LA CONSERVAZIONE DEL MOMENTO DELLA QUANTITÀ DI MOTO	156
9.2.3 PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA: LA CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA	156
9.2.4 L'IPOTESI DI GAS PERFETTO E LE EQUAZIONI DI STATO.....	157
9.2.5 RELAZIONE COSTITUTIVA PER I FLUIDI NEWTONIANI	158
9.2.6 L'EQUAZIONE DI TRASPORTO.....	159
9.2.7 LO STRATO LIMITE.....	159
9.2.8 LA TURBOLENZA	161
9.2.8.1 LO STRATO LIMITE TURBOLENTO.....	162
9.2.9 METODOLOGIE DI ANALISI DI UN FLUSSO TURBOLENTO.....	166
9.2.9.1 IL MODELLO K-EPSILON STANDARD	166
9.2.9.2 IL MODELLO K-OMEGA.....	166
9.2.9.3 LIMITI DEI MODELLI A DUE EQUAZIONI.....	167
9.2.9.4 CONFRONTO TRA K-EPSILON E K-OMEGA.....	168
9.2.9.5 IL MODELLO K-OMEGA SST.....	170
9.2.10 IL TRATTAMENTO A PARETE	171
9.2.10.1 LE WALL FUNCTIONS	172
9.2.10.2 L'APPROCCIO LOW-REYNOLDS	174
9.2.10.3 L'APPROCCIO TWO-LAYER	176

9.3 IL MOTORE.....	178
9.4 ANALISI DEL CASO TEST.....	180
9.5 FLUSSAGGI STAZIONARI.....	186
9.6 ANALISI DELLA FASE DI RICAMBIO DELLA CARICA.....	195
CONCLUSIONI.....	203
BIBLIOGRAFIA.....	209

Introduzione

Lo sviluppo e la produzione di un motore endotermico alternativo sono soggetti alle norme legislative ed alle leggi del mercato, che impongono la realizzazione di propulsori caratterizzati da bassi consumi, alte prestazioni e basso contenuto di emissioni inquinanti allo scarico. Poiché questi tre obiettivi sono strettamente correlati alla qualità del processo di combustione, l'industria automobilistica ha concentrato gli sforzi della ricerca verso l'identificazione dei fenomeni fisici che controllano la qualità di tale processo e la formazione delle emissioni inquinanti. Nel caso particolare dei motori a combustione interna, sono molteplici e dal carattere decisamente innovativo le proposte che negli ultimi anni abbiamo visto apparire sul mercato. Naturalmente, ad ogni nuova tecnologia proposta corrisponde un livello crescente di complessità di tutto il sistema. Questa maggiore complessità, e la possibilità che questi sistemi offrono di attuare differenti strategie per il controllo della carica in base al punto di funzionamento del propulsore, oltre a fornire un mezzo in grado di adattarsi alle più svariate condizioni di lavoro consentendo una riduzione dei consumi e delle emissioni allo scarico, genera un'ulteriore complessità nella predizione del modo in cui i principali fenomeni che si svolgono durante il ciclo di funzionamento del propulsore hanno realmente luogo. Cresce infatti con la complessità del sistema il numero di parametri "indipendenti" che vanno ad influire sui vari fenomeni in gioco.

La necessità di avere dettagliate informazioni sulle caratteristiche del processo di combustione e, quindi, sulla dinamica del flusso all'interno del cilindro, o dello spray nel caso in cui si stia parlando di motori ad iniezione diretta, insieme alla difficoltà oggettiva di ottenere tali informazioni in modo dettagliato dalle prove sperimentali condotte all'interno della camera di combustione nelle reali condizioni di funzionamento di un motore, hanno spinto molte risorse

verso la simulazione numerica tridimensionale. La fluidodinamica computazionale ricopre quindi un ruolo di fondamentale importanza nel percorso di ricerca e sviluppo di un motore. Ovviamente essa non intende sostituirsi alla sperimentazione, piuttosto si offre come strumento in grado di fornirle un contributo parallelo e di supporto. Un modello fluidodinamico gioca infatti, fornendo risultati in tempo reale e con un impiego decisamente inferiore di risorse umane ed economiche, un ruolo fondamentale nell'individuazione, confronto e sviluppo di nuove strategie.

In ambito motoristico, è facile intuire l'importanza dell'utilizzo combinato di analisi sperimentali e fluidodinamiche soprattutto se si pensa a quanto rapidamente avvengano i fenomeni legati al ricambio della carica, all'atomizzazione del getto di combustibile, alla formazione della miscela ed alla sua combustione. Nonostante i mezzi impiegati nelle rilevazioni sperimentali siano sofisticati, la rapidità con cui questi fenomeni avvengono e la complessità della loro fisica fanno sì che non si riesca con questi strumenti a cogliere come determinate grandezze di interesse, che vanno poi ad influire sulle prestazioni del motore non solo in termini di potenza erogata, ma anche in termini di emissioni inquinanti, varino nel tempo e nello spazio all'interno del dominio geometrico d'interesse. Da questo punto di vista quindi, la CFD rappresenta uno strumento cui il progettista non può più rinunciare. Un'analisi CFD consente infatti di avere un'idea ben precisa di ciò che avviene in punti della camera di prova non accessibili agli strumenti di misura e tuttavia di fondamentale importanza.

La possibilità di tarare i modelli fluidodinamici tramite un diretto confronto con i dati rilevati da indagini sperimentali ha permesso negli anni di sviluppare strumenti sempre più robusti, ormai ritenuti indispensabili nella comprensione di quei fenomeni di dettaglio altrimenti non facilmente investigabili. Gli strumenti di simulazione a disposizione dei progettisti sono molteplici, per complessità e grado di dettaglio, e ciascuno di essi permette di indagare le problematiche con ottiche diverse, spesso complementari tra loro. La scelta dell'utilizzo di un determinato strumento, piuttosto che un altro, dipende essenzialmente dal tipo di fenomeno che si intende investigare e dal grado di accuratezza che si vuole raggiungere nella sua rappresentazione. I codici monodimensionali saranno ad esempio lo strumento ideale qualora di voglia valutare efficacemente l'influenza che determinati parametri di progetto possono avere sul comportamento del propulsore da un punto di vista globale. L'utilizzo di codici di simulazione tridimensionali diventa invece indispensabile nel momento in cui sia necessario

avere informazioni di dettaglio sulle caratteristiche di un determinato processo che si intende studiare.

La principale tra le attività svolte durante il periodo di dottorato ha riguardato lo sviluppo di metodologie per l'analisi di flussi reagenti all'interno dei motori a combustione interna. Lo studio è stato condotto su differenti tipologie di motore/combustibile, al fine di ottenere un approccio modellistico generale e dunque non vincolato alla singola applicazione. Essendo ovviamente diversi tra loro i processi che rivestono maggiore influenza sull'evolvere della combustione a seconda del tipo di motore, i metodi adottati per studiare i motori ad accensione comandata sono stati diversi da quelli pensati appositamente per i motori Diesel.

Per quel che riguarda le modalità di combustione tipiche dei motori a benzina, la metodologia, sviluppata in collaborazione con il Dipartimento di Ingegneria Meccanica dell'Università Federico II di Napoli, è stata dapprima applicata su un piccolo motore 2T carter-pompa. In questo caso, lo scopo principale è stato quello di sfruttare al meglio le singole potenzialità di ciascuno degli strumenti di simulazione utilizzati per riuscire a migliorare, attraverso uno scambio continuo di dati, le capacità predittive di ciascuno dei modelli coinvolti nelle analisi, e di individuare potenzialità e limiti legati all'utilizzo di un combustibile considerato "pulito" quale il gas naturale.

Per quel che riguarda la combustione nei motori ad accensione per compressione, la metodologia utilizzata è stata principalmente focalizzata sullo studio di dettaglio del processo di ricambio della carica. Nei motori Diesel infatti, le caratteristiche del processo di combustione sono strettamente legate al modo in cui il combustibile iniettato in camera di combustione interagisce con il campo di moto presente in camera, primo responsabile del miscelamento aria/combustibile. A seconda del punto operativo considerato, la turbolenza assume più o meno importanza sul processo di miscelamento; è dunque necessario individuare gli strumenti di modellazione più appropriati affinché di possano correttamente caratterizzare le strutture di moto che si instaurano all'interno del cilindro durante le corse di aspirazione e compressione.

La Combustione 1

La combustione è un processo chimico nel quale, a seguito di una serie di reazioni di ossidazione di un combustibile a carico di un comburente miscelato con esso in opportune proporzioni, si ha un notevole rilascio di calore.

Inizio, sviluppo e completamento del processo dipendono dalle caratteristiche e dalla velocità con cui le reazioni chimiche si sviluppano, dalle condizioni di trasporto di massa e di energia che si verificano nella zona di reazione e dallo scambio di calore con l'ambiente circostante.

All'interno di un motore la combustione può avvenire principalmente attraverso due meccanismi:

- ✓ Combustione premiscelata, tipica dei motori ad accensione comandata;
- ✓ Combustione diffusiva, tipica dei motori ad accensione per compressione.

Nel caso in cui la combustione avvenga in *carica premiscelata*, si ha che la carica aspirata all'interno del cilindro, una miscela il più possibile omogenea di aria e combustibile (miscelati con una opportuna dosatura) brucia ed il fronte di fiamma si propaga attraverso i reagenti separandoli dai prodotti di combustione.

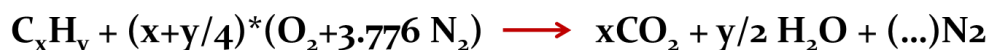
Nel caso di *combustione diffusiva*, l'iniezione di combustibile avviene direttamente in camera e la fiamma si sviluppa all'interfaccia tra combustibile e comburente. I prodotti della combustione diffondono all'interno dell'ossidante e quest'ultimo diffonde attraverso i gas combusti per raggiungere il combustibile e reagire con esso.

In ogni caso dunque, è condizione necessaria affinché si abbia combustione:

- ✓ Presenza di Combustibile;
 - ✓ Presenza di un Comburente;
-

- ✓ (Presenza di una fonte di energia esterna per i MCI ad accensione comandata)

Per quel che riguarda i combustibili più comunemente utilizzati, delle cui proprietà si discuterà all'interno del Capitolo 4, si può in generale dire che essi sono costituiti da miscele di idrocarburi, ovvero da complesse strutture di atomi di carbonio legati tra loro e ad atomi di idrogeno. Durante la combustione, questi complessi legami vengono spezzati per formarne di nuovi con gli atomi di ossigeno; il processo è accompagnato da un notevole rilascio termico.



I principali prodotti della combustione sono anidride carbonica (CO_2) e vapore acqueo (H_2O). In realtà, il processo è molto complesso e le reazioni coinvolte, in numero molteplice, danno luogo ad una lunga serie di prodotti intermedi. Queste reazioni, in gran parte ancora sconosciute, non sono tutte esotermiche e alle volte coinvolgono molecole dalla vita molto breve. Durante la combustione dunque, la molecola di idrocarburo subisce una sequenziale frammentazione in composti intermedi, con la formazione di radicali liberi (O , H , OH , ecc.) per poi dar luogo ai prodotti della combustione completa.

Il processo di combustione è irreversibile, esso infatti avviene passando attraverso una successione di stati di “non equilibrio”, e la condizione di equilibrio finale è quella che massimizza l'entropia del sistema.

1.1 IL FRONTE DI FIAMMA

Si definisce *fronte di fiamma* quella regione all'interno della quale avvengono le reazioni di ossidazione. Il fronte di fiamma è l'interfaccia di separazione tra i prodotti della combustione e la miscela fresca. La tecnica sperimentale più utilizzata per lo studio dei fronti di fiamma è fotografica e consente di visualizzare i gradienti locali di densità. Con riferimento alla Figura 1.1, possiamo dire che esso si divide in due parti fondamentali:

- ✓ **Prima parte**, lato gas combusti, in cui avvengono le reazioni esotermiche;
- ✓ **Seconda parte**, lato miscela fresca, in cui avvengono le reazioni prefiamma. Tali reazioni danno luogo a composti generalmente instabili (atomi o radicali con valenze libere), precursori delle reazioni principali. Questa seconda parte è favorita dalle reazioni esotermiche di combustione che si verificano nella prima.

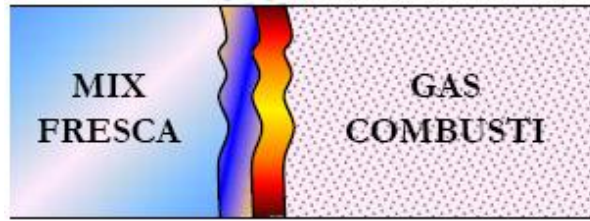


Figura 1.1 – Schematizzazione del fronte di fiamma

Il fronte di fiamma avanza in camera di combustione con velocità laminare di fiamma S_L , espressa mediante l'espressione seguente:

$$S_L = S_{L0} \cdot \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \cdot \left(\frac{p}{p_0} \right)^\beta$$

In cui T_u è la temperatura dei gas incombusti, T_0 la temperatura di riferimento, assunta pari a 298 K, p la pressione in camera e p_0 la pressione di riferimento, pari ad 1 atm.

Per quanto riguarda il calcolo degli esponenti α e β si utilizzano le relazioni:

$$\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 \cdot (\phi - 1)$$

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 (\phi - 1)$$

con ϕ rapporto di equivalenza della miscela.

La velocità di riferimento S_{L0} è strettamente legata al tipo di combustibile usato e si può esprimere nella forma:

$$S_{L0} = B_m + B_2 \cdot (\phi - \phi_m)$$

In cui le costanti α_1 , α_2 , β_1 , β_2 , B_m , B_2 e ϕ_m , sono anch'esse dipendenti dal tipo di combustibile e note in letteratura per i combustibili di comune impiego.

Analizzando le relazioni appena riportate, è evidente come la velocità laminare di fiamma dipenda dalle condizioni ambiente, ovvero dalla temperatura e dalla pressione presenti in camera di combustione. Osservando che l'esponente β risulta di fatto sempre negativo, perlomeno fino ad un valore di ϕ di circa 1.7, ben al di fuori dei valori comunemente utilizzati, si possono trarre la seguenti considerazioni:

- ✓ la dipendenza dalla temperatura è di tipo diretto, ovvero la velocità di combustione cresce al crescere della temperatura. Ciò si può spiegare col fatto che la maggiore

energia cinetica posseduta dalle particelle ad alta temperatura favorisca l'incontro tra le molecole di combustibile e quelle dell'ossigeno.

- ✓ La dipendenza dalla pressione è di tipo inverso, con esponente circa 0.15, cioè la velocità di combustione cala all'aumentare della pressione, dato che a maggiore pressione corrisponde maggiore concentrazione di combustibile, quindi maggiore quantità da bruciare per unità di lunghezza.

1.2 INTERAZIONE FIAMMA – CAMPO DI MOTO

All'interno dei motori a combustione interna le condizioni di moto sono sempre turbolente. La presenza di un campo di moto turbolento influisce sul fronte di fiamma e dunque sull'evolvere del processo di combustione. L'effetto della turbolenza sul fronte di fiamma è duplice. Macroscopicamente la turbolenza corruga il fronte di fiamma, lo distorce ed eventualmente frantuma, aumentandone la superficie di interfaccia con la miscela fresca, ed accelerando così l'intero processo; microscopicamente ne causa invece un inspessimento, aumentando quindi la zona di reazione.

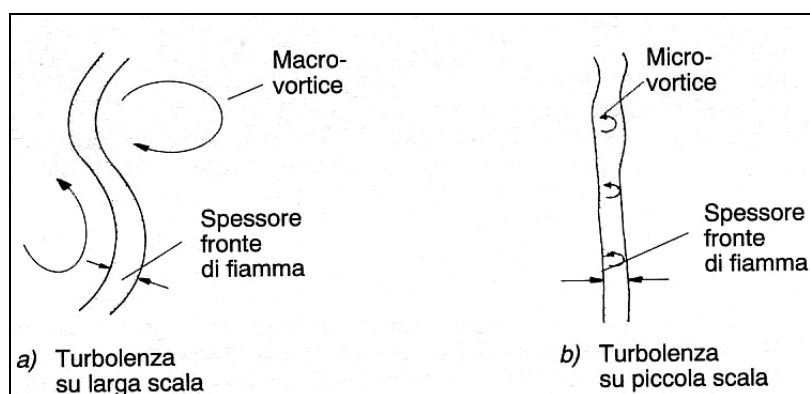


Figura 1.2 – Effetto delle scale di turbolenza sul fronte di fiamma

Anche il campo di moto medio che si genera in camera di combustione per effetto combinato della fase di aspirazione, compressione e disegno della camera di combustione ha effetto sulla combustione. Esso infatti determina il valore del rapporto aria/combustibile (A/F) locale in prossimità della candela all'accensione, influenzando così l'avvio del processo. Inoltre esso causa la distorsione della fiamma e consente il trasporto convettivo.

1.2.1 EFFETTO DELLA TURBOLENZA SULLA FIAMMA

Nel caso di fiamma laminare, per miscele aria-idrocarburi a pressione atmosferica, il fronte si muove con velocità s_L^0 dell'ordine di 20-100 cm/sec ed ha uno spessore δ_L^0 di circa 0.1 mm. Per una fiamma in un flusso turbolento, il fronte interagisce con i vortici che possono avere velocità dell'ordine di decine di m/sec e dimensioni variabili da alcuni millimetri ad alcuni metri. Questa interazione genera un forte aumento della velocità di consumo dei reagenti ed un ispessimento del fronte stesso.

I primi studi relativi alla combustione in un flusso turbolento sono dovuti a Damkoehler (1940), il quale introdusse il frastagliamento del fronte di fiamma, come principale meccanismo che controlla la fiamma turbolenta. Egli esprime l'iniziale incremento della velocità della fiamma turbolenta S_T , tramite la semplice ipotesi che ogni punto del fronte di fiamma si muova localmente alla velocità di combustione laminare S_L .

La velocità di combustione locale per unità di superficie è data dunque da $\rho_1 Y_F^1 s_L^0$. Se A_T è la superficie totale del fronte di fiamma, la velocità di reazione complessiva nel volume V è data da:

$$-\int_V \dot{\omega}_F dV = A_T \rho_1 Y_F^1 s_L^0$$

Dove ρ_1 è la densità degli incombusti e Y_F^1 è la frazione in massa di combustibile negli incombusti.

Essendo esprimibile la velocità di combustione locale per unità di superficie anche in funzione della velocità di combustione turbolenta S_T

$$-\int_V \dot{\omega}_F dV = A \rho_1 Y_F^1 S_T$$

Essendo A l'area della proiezione del fronte di fiamma nella direzione di propagazione, si ottiene che:

$$\frac{S_T}{s_L^0} = \frac{A_T}{A}$$

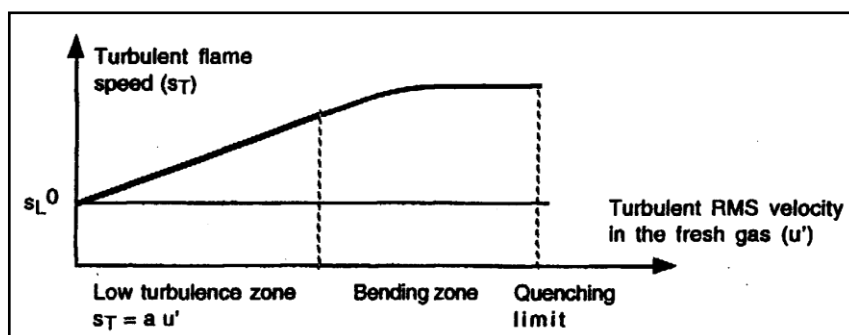


Figura 1.3. Incremento della velocità di combustione turbolenta comparato con quella laminare

La precedente figura mostra che l'incremento della velocità di combustione turbolenta s_T , comparato con quella laminare s_L , è dovuto all'incremento della superficie totale della fiamma A_T .

Il rapporto A_T/A è il fattore di frastagliamento della fiamma e corrisponde al rapporto tra la superficie di fiamma disponibile e la proiezione del fronte di fiamma nella direzione di propagazione. Dato che questo rapporto cresce con il numero di Reynolds (Re), anche la velocità di combustione turbolenta cresce con Re , e quindi un modello che predica l'aumento di A_T/A con u' darà risultati ragionevoli.

Come è possibile notare dalla Figura 1.3, ad un certo punto la turbolenza comincia a non avere più effetto sulla velocità di combustione (bending zone), fino ad arrivare ad ostacolarla ed a causare lo spegnimento della fiamma oltre una certa soglia.

Il risultato dell'interazione fiamma-turbolenza sarà comunque un fronte di fiamma frastagliato e ritorto come quello visibile nella successiva Figura 1.4.

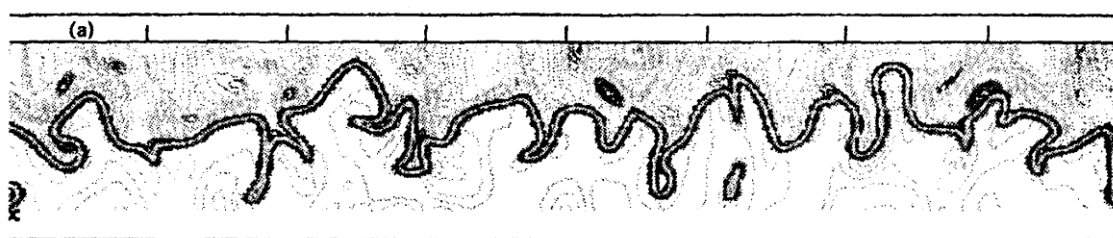


Figura 1.4 – Il fronte di fiamma turbolento

In conclusione si può dire che la combustione, pur essendo la fonte primaria della potenza del motore, è uno dei fenomeni più complessi e meno conosciuti.

1.3 REGIMI DI COMBUSTIONE TURBOLENTA

Prima di entrare nel dettaglio delle definizioni dei criteri per l'identificazione dei regimi di combustione è necessario fare un passo indietro e considerare le caratteristiche del campo di moto turbolento che si genera all'interno della camera di combustione attraverso la definizione di scale di lunghezza e tempo associate ai moti vorticosi.

1.3.1 SCALE DI LUNGHEZZA E TEMPO

Fin dalla fase di aspirazione, alla carica entrante all'interno del cilindro vengono impressi moti rotatori organizzati. Le strutture di moto generate presentano, al loro ingresso in camera di combustione, dimensioni del tutto paragonabili a quelle del cilindro. Durante la corsa di aspirazione, e successivamente durante quella di compressione, i vortici di maggiori dimensioni, raffigurati in Figura 1.5, degenerano rapidamente in moti vorticosi sempre più piccoli, nei quali, per effetto della viscosità, si dissipa l'energia cinetica dovuta al moto medio. Si tratta del fenomeno comunemente noto come *energy cascade*.

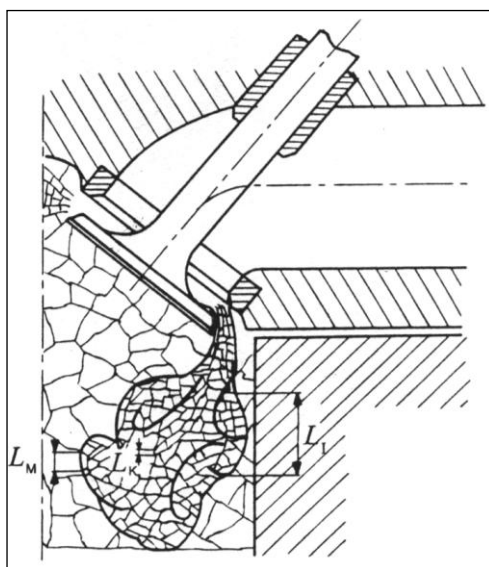


Figura 1.5 – Scale di lunghezza dei moti vorticosi in camera di combustione

Con riferimento alla Figura 1.5, si distinguono tre diverse scale di lunghezza:

1. **scala integrale delle lunghezze l_t** (indicata in figura con L_t): dà una misura media delle dimensioni dei vortici maggiori, confrontabili con i valori dell'alzata delle valvole durante l'aspirazione. Viene definita a partire dal coefficiente di autocorrelazione tra le velocità in punti diversi. Ad essa corrisponde una scala integrale dei tempi, τ_t , che rileva il tempo medio impiegato dai vortici di dimensione maggiore a passare attraverso il punto di

osservazione. I vortici più grandi sono instabili perché creano nel flusso dei gradienti di velocità, a cui sono associati sforzi tangenziali di natura viscosa: questi producono vortici di dimensioni sempre più piccole, nei quali l'energia cinetica del flusso viene dissipata in calore.

Tale processo viene descritto mediante altre due scale di lunghezza (e corrispondentemente dei tempi):

2. **microscala di Taylor delle lunghezze l_m** (indicata in figura con L_M): viene interpretata come la misura dello spazio compreso tra i vortici dissipativi più piccoli; ad essa si associa una corrispondente microscala dei tempi τ_m , indice del reciproco della frequenza con cui ci si imbatte nei piccoli vortici dissipativi presenti nel campo di moto turbolento;
3. **scala delle lunghezze di Kolgomorov η_k** (indicata in figura con L_K): rappresenta le dimensioni caratteristiche dei vortici più piccoli, dove si dissipa l'energia cinetica del flusso attraverso il moto viscoso molecolare; a questa si associa la scala di Kolgomorov dei tempi, τ_k , misura del tempo di sopravvivenza dei microvortici.

1.3.2 NUMERI CARATTERISTICI DEI REGIMI DI COMBUSTIONE

Definite le scale di lunghezza e tempo, è ora possibile definire alcuni numeri caratteristici che sono necessari per classificare i vari regimi di combustione possibili.

Il **numero di Damkoehler D_a** è definito per i vortici di dimensioni analoghe a quelle della scala delle lunghezze integrali, ed è il rapporto tra la scala integrale dei tempi τ_t e la scala dei tempi delle reazioni chimiche τ_c .

$$D_a = D_a(l_t) = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{l_t / u'(l_t)}{\delta / s_L^0}$$

Essendo:

- l_t la scala delle lunghezze integrali
- u' la componente fluttuante della velocità
- δ lo spessore della fiamma
- s_L^0 la velocità di combustione

Il **numero di Karlovitz K_a** è relativo ai vortici più piccoli, di dimensioni analoghe alla scala di Kolmogorov, ed è definito come il rapporto tra la scala dei tempi delle reazioni chimiche e la scala dei tempi di Kolmogorov:

$$K_a = \frac{1}{D_a(\eta_k)} = \frac{\tau_c}{\tau_k} = \frac{u'(\eta_k)/\eta_k}{s_L^0/\delta}$$

Il **numero di Reynolds turbolento** è definito come:

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu} = \left(\frac{u'}{s_L^0} \right) \left(\frac{l_t}{\delta} \right)$$

Essendo ν la viscosità cinematica.

Tra i numeri caratteristici ora definiti sussiste la relazione:

$$Re_t = D_a^2 K_a^2$$

Per ampi valori del numero di Damkoehler ($D_a \gg 1$), i tempi delle reazioni chimiche sono più brevi della scala integrale dei tempi. La turbolenza non è quindi in grado di influire sulla intima struttura della fiamma, che resta simile ad una fiamma laminare, frastagliata dai moti turbolenti (condizione “*flamelet*”). In questo caso, la velocità media di combustione può essere calcolata dalla velocità di combustione di una fiamma laminare moltiplicata per la superficie complessiva di fiamma. Quando invece il numero di Damkoehler è basso ($D_a \ll 1$), il tempo caratteristico delle reazioni chimiche è maggiore di quello della turbolenza. La velocità di reazione è dunque controllata dalla chimica, dato che reagenti e prodotti vengono mischiati dalla turbolenza, questo regime è chiamato “*perfectly stirred reactor*” (reattore a miscelazione completa).

1.3.3 I REGIMI DI COMBUSTIONE

Usando i numeri di Damkoehler e di Karlovitz precedentemente definiti, si possono identificare i vari regimi di combustione in termini di rapporti di lunghezze (l_t/δ) e velocità (u'/s_L^0):

- ✓ $K_a < 1$: il tempo delle reazioni chimiche è più breve della più piccola scala dei tempi turbolenta, quella di Kolmogorov. In questo regime, il fronte di fiamma è sottile, ha una struttura interna simile a quella di una fiamma laminare ed è deformato dai moti

turbolenti. Questo regime “*flamelet*” può a sua volta venire diviso in due regioni, a seconda del rapporto di velocità u'/s_L^0 :

- $u' < s_L^0$: la velocità dei moti turbolenti è troppo bassa per frastagliare il fronte di fiamma fino a generare interazioni tra più fronti di fiamma. Questo regime viene detto “*wrinkled flamelet*”.
- $u' > s_L^0$: i moti turbolenti sono più rapidi della velocità della fiamma, e sono in grado di corrugare il fronte di fiamma fino al punto di creare interazioni tra più fronti e portare alla formazione di “sacche” di gas incombusti e combustibili. Questo regime viene detto “*corrugated flamelet*”.

- ✓ $\tau_k < \tau_c < \tau_t$ ($K_a > 1$ e $D_a > 1$): la scala integrale dei tempi è maggiore di quella delle reazioni chimiche, ma le scale di Kolmogorov, sono inferiori allo spessore di fiamma e sono quindi in grado di modificarne la intima struttura. Questo regime viene detto “*thickened flame regime*” (regime a fiamma ispessita) o “*distributed reaction zones*”. Lo stretch indotto dalle scale di Kolmogorov è maggiore dello stretch critico e si possono avere spegnimenti locali della fiamma.
- ✓ $D_a < 1$: i moti turbolenti hanno tempi caratteristici inferiori a quelli delle reazioni chimiche; il miscelamento è molto rapido e la velocità complessiva di reazione è limitata dalla cinetica chimica. Questo regime viene detto “*well-stirred reactor*”.

Riassumendo :

$K_a < 1$ ($D_a > 1$)	$K_a > 1$ e $D_a > 1$	$D_a \ll 1$
Flamelets	Thickened flames	Well-stirred reactor
La fiamma è più sottile di tutte le scale della turbolenza	Le scale della turbolenza più piccole possono penetrare all'interno della fiamma	Tutte le scale temporali della turbolenza sono inferiori a quella delle reazioni chimiche

Figura 1.6 – Regimi di combustione

I regimi di combustione vengono dunque classificati in base all'intensità di turbolenza del flusso u' , normalizzata sulla velocità di combustione laminare s_L , e al rapporto tra scala integrale dei vortici e lo spessore della fiamma. Tali regioni sono raccolte nel *Diagramma di Borghi*, riportato in Figura 1.6.

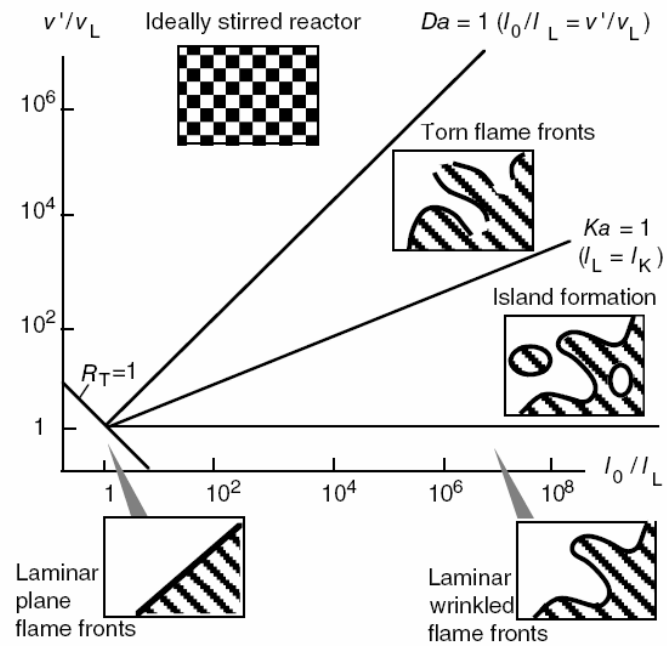


Figura 1.6 – Diagramma di Borghi

La Combustione nei motori ad accensione comandata



Un motore ad accensione comandata presenta il processo di combustione ha inizio attraverso il rilascio di energia tra gli elettrodi di una o più candele. Solitamente l'angolo a cui viene fatta scoccare la scintilla è posizionato tra 10°CA e 40°CA prima del TDC, in base al punto di funzionamento del motore.

2.1 LA COMBUSTIONE NORMALE

La combustione risulta normale quando la fiamma si propaga dal punto di accensione fino alle pareti della camera. L'intero processo può essere distinto in 3 fasi:

- 1- *incubazione, o sviluppo della fiamma*: il primo nucleo di miscela è acceso dalla candela nel momento in cui l'energia ceduta dalla scarica elettrica porta le molecole circostanti a un livello energetico al quale le reazioni di ossidazione possono autosostenersi. In questa fase domina la cinetica chimica, dunque il processo è favorito da alte temperature, pressioni e da composizioni opportune. L'effetto della turbolenza in questa fase si limita alla composizione locale della miscela. Convenzionalmente la combustione si considera in *incubazione* fin quando la frazione in massa di combustibile non bruciato arriva al 10% del totale, o quando la pressione in camera supera di meno dell'1% la pressione di un ciclo trascinato al medesimo angolo. Solitamente questa fase ha una durata di 10°CA - 20°CA . In questa fase la combustione è assimilabile a quella di tipo laminare ed è comunque preceduta da un tempo chiamato ritardo di accensione.
- 2- *combustione turbolenta*: il fronte di fiamma diventa sempre più sensibile alle condizioni di moto in camera e la sua estensione (quindi velocità) è amplificata dalla

turbolenza. Tale dipendenza rende la caratterizzazione del fronte di fiamma funzione del regime di rotazione del motore, tramite livelli crescenti di turbolenza. Nonostante la durata angolare sia di circa 30°CA , in questa fase a frazione bruciata arriva al 90%. Il pistone è sostanzialmente fermo e vicino al TDC, fattore che rende tale fase della combustione la più efficiente poiché la avvicina a quella di un ciclo Otto ideale (combustione a volume costante).

- 3- *completamento*: si esauriscono le reazioni di ossidazione e la velocità di combustione è molto rallentata, a causa delle sfavorevoli condizioni termodinamiche in camera, all'altra presenza di gas combusti e per la vicinanza del fronte di reazione alle pareti raffreddate.

2.1.1 SVILUPPO DELLA PRESSIONE NEL CILINDRO

Dallo sviluppo di pressione nel cilindro durante il ciclo motore dipende il lavoro meccanico raccolto all'albero. La combustione non è un processo istantaneo, risulta quindi importante distribuirlo nell'intorno del punto morto superiore (TDC) per raccogliere il massimo lavoro possibile dalla conversione dell'energia chimica. L'angolo a cui avviene la scarica di energia elettrica è quindi anticipato rispetto al TDC di fine compressione (*anticipo di accensione*). Un anticipo troppo spinto rispetto al TDC determina un picco di pressione più elevato e più vicino al punto morto superiore: buona parte del processo avviene durante la corsa di compressione, con conseguente aumento del lavoro speso per comprimere i gas.

Se viceversa l'angolo di accensione è vicino al TDC, il picco di pressione si allontana da quest'ultimo e perde in intensità; la spesa di lavoro di compressione è inferiore ma anche il lavoro raccolto registra un calo, poiché la combustione avviene principalmente in un ambiente a volume crescente e a pressione in calo.

L'anticipo ottimale che garantisce il massimo lavoro raccolto al netto degli effetti negativi in termini di spesa energetica è detto *Maximum Brake Torque Timing (MBTT)*, ossia *anticipo di accensione di massima coppia*. La sua determinazione è empirica e va determinata per ogni condizione operativa, e avviene attraverso calibrazione al banco.

Solitamente l'anticipo ottimale è tanto maggiore quanto più è lento il processo di combustione, quindi quanto più è basso il regime. La taratura dell'anticipo in funzione del regime è necessaria per avere a tutti i regimi una durata angolare equamente distribuita attorno al TDC, dunque per coniugare gli effetti della turbolenza con la massimizzazione del

lavoro raccolto all'albero. Tipicamente si rileva per tutti i regimi che il picco di pressione si trova 15°CA-20°CA dopo il TDC e il 50% di frazione massica bruciata 10°CA dopo il TDC. Per l'analisi dello sviluppo della pressione all'interno del cilindro si può fare riferimento alla Figura 2.1 seguente, in cui sono rappresentati i diagrammi di pressione di un ciclo con combustione (tratto pieno) ed uno senza (tratteggio).

Come è possibile immaginare, il punto A definisce l'anticipo di accensione, e dunque il momento in cui si ha lo scoccare della scintilla tra gli elettrodi della candela. Il successivo tratto AB della curva rappresenta il ritardo di accensione.

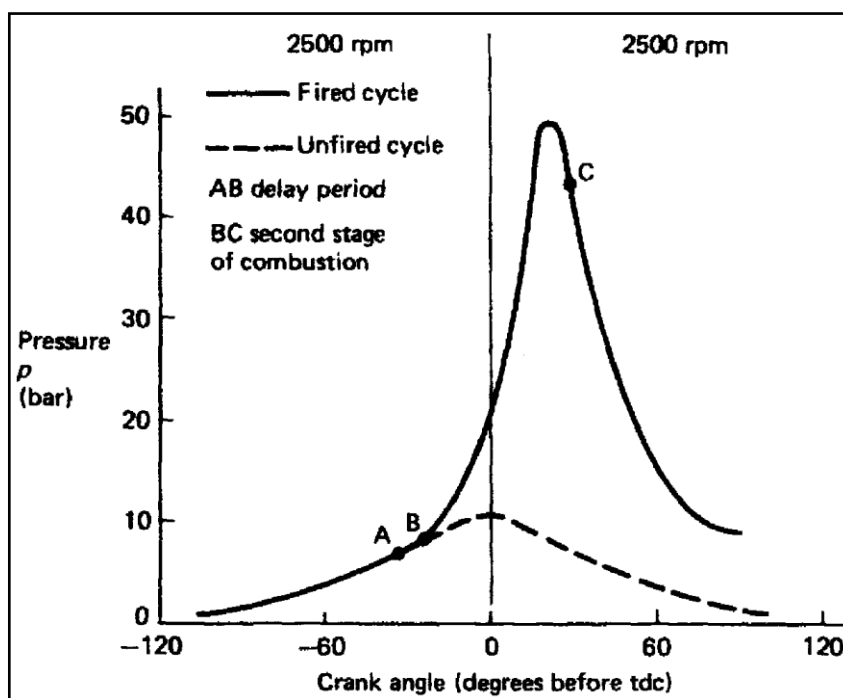


Figura 2.1 – Diagramma di pressione

Fino al punto B, in cui inizia la combustione turbolenta, le due curve di pressione riportate in figura sono praticamente coincidenti. A questo punto, con riferimento alla sola curva in combustione, dopo avere bruciato una percentuale di carica variabile tra l'1% e il 5%, la curva di pressione sale, per il calore prodotto dalle reazioni chimiche, e la combustione turbolenta procede fino ad arrivare al punto C, in cui si assume sia bruciato circa il 95%-99% della miscela presente in camera. È proprio grazie alla turbolenza, che cresce con il regime di rotazione e quindi riduce in proporzione la durata temporale di questa fase, che la combustione può avvenire in un tempo ragionevolmente limitato, ed all'interno di un intervallo angolare che rimane più o meno costante al variare della velocità del motore.

Nella fase di completamento, dopo il punto C, la fiamma è per lo più a contatto con le pareti, e la combustione procede perdendo la propria velocità a causa delle elevate perdite termiche e

della ridotta turbolenza in prossimità delle superfici solide. Vi è quasi un ritorno ad un andamento laminare. Siamo in piena fase di espansione, la pressione in camera diminuisce, e parte della carica incombusta che si era insinuata all'interno delle cave delle fasce elastiche ed era stata assorbita dal velo d'olio sulle pareti del cilindro, viene ceduta e resa disponibile per prendere parte anch'essa al processo.

La fase finale è molto lenta e generalmente non riesce a bruciare tutta la carica fresca rimasta prima dell'apertura della valvola di scarico. Da qui la presenza di incombusti nei gas di scarico.

2.2 LE COMBUSTIONI ANOMALE

La combustione ad accensione comandata è considerata *normale* solo se ha inizio nel punto e nell'istante in cui scocca la scintilla, e se si propaga gradualmente sino alle pareti della camera. Se tali condizioni vengono a mancare la combustione è detta *anomala* e presenta una o più accensioni secondarie con propagazione di onde d'urto a velocità supersonica che provocano un grave danno meccanico al motore, compromettendone inevitabilmente la durata.

Una delle cause di autoaccensione può essere un errato progetto della camera di combustione che può presentare *punti caldi* di innesco. Si tratta di zone ad alto rapporto superficie/volume, in cui il flusso termico è molto elevato; i più comuni sono gli spigoli delle valvole e gli elettrodi della candela. Tra i requisiti di un buon progetto della camera di combustione c'è dunque l'eliminazione di tali punti.

La *detonazione* propriamente detta (*knock*) riguarda una porzione di miscela non raggiunta dal fronte di fiamma, che si trova in condizioni termodinamiche tali da autoaccendersi spontaneamente. Il rilascio di calore è caratterizzato dall'assenza di un fronte di reazione ed è controllato principalmente dalla cinetica chimica (si ritiene che la reazione che governa il processo sia la decomposizione dell' H_2O_2). La brusca espansione genera un sistema di onde ad altissima pressione che danneggiano la struttura del motore, asportandone il velo di lubrificante.

La sua insorgenza rappresenta il principale limite all'adozione di elevati livelli di sovralimentazione e rapporti di compressione nei motori ad accensione comandata, limitandone quindi il rendimento globale. La rinnovata spinta all'attento utilizzo dell'energia disponibile ha portato tra i punti cardine della progettazione dei motori ad alta efficienza la

necessità di allontanare o quantomeno ritardare le condizioni che portano al fenomeno del *knock*. Diventa quindi indispensabile studiare la stretta relazione tra il motore e il combustibile ad esso destinato per sfruttarne a pieno il potenziale termodinamico.

2.2.1 LA RILEVAZIONE DEL NUMERO DI OTTANO

La misura standard della capacità antidetonante di un combustibile è data dal suo *Numero di Ottano* (*ON*, *Octane Number*). La prova per la sua rilevazione è stata standardizzata dal *CFR* (*Cooperative Fuel Research*), che ha stabilito che il motore per la prova sia un monocilindrico a rapporto di compressione variabile ($\beta = 4-30$) tramite lo spostamento verticale di cilindro e testa rispetto all'albero motore.

Lo scopo della prova è emulare la resistenza alla detonazione del combustibile in esame, composto da numerosi idrocarburi, con quella di una miscela di iso-ottano e normal-eptano, detti *Primary Reference Fuels* (*PRF*), di caratteristiche opposte:

- ✓ L'iso-ottano (C_8H_{18} , 2-2-4-trimetilpentano) presenta una struttura molecolare compatta particolarmente resistente all'accensione, per cui ad esso è assegnato un *ON* pari a 100.
- ✓ Il normal-eptano ($n-C_7H_{16}$), a causa della sua struttura lineare, è particolarmente soggetto all'ossidazione e il suo potere antidetonante è considerato nullo.

L'*ON* di una miscela di *PRF* è definito come la percentuale in volume di iso-ottano presente in essa. La prova viene eseguita alimentando il monocilindro *CFR* col combustibile in esame e variando il rapporto di compressione fino ad ottenere un'intensità di detonazione standardizzata. La misura è eseguita tramite un *detonimetro*, un sensore di pressione affacciato alla camera e il cui segnale è proporzionale alla derivata della pressione in camera rispetto al tempo. Il rapporto di miscela viene regolato in modo da ottenere la massima intensità di *knock*. Senza più variare il rapporto di compressione, si ricercano due miscele di *PRF* le cui intensità di detonazione comprendano quella del combustibile in prova. Una volta individuate, si assegna ad esso un *ON* da interpolazione delle due miscele di *PRF*.

La prova del monocilindro *CFR* è eseguita in due condizioni di funzionamento, restituendo diversi valori di capacità antidetonante: la prova Ricerca fornisce il *RON* (*Research Octane Number*), mentre la prova Motore il *MON* (*Motor Octane Number*):

- ✓ *RON Test*:
 - Temperatura miscela, 52 °C;
 - Velocità di rotazione motore, 600 rpm;

- Anticipo di accensione rispetto al PMS, 13 °CA.
- ✓ MON Test:
- Temperatura miscela, 149 °C;
 - Velocità di rotazione motore, 900 rpm;
 - Anticipo di accensione rispetto al PMS, 26-14 °CA.

Nella prova Motore, dunque, la miscela è riscaldata; inoltre l'anticipo di accensione è maggiore e crescente col rapporto di compressione. Il risultato delle differenti condizioni di prova è che la maggior parte dei combustibili presenta un valore di MON inferiore al RON, dunque la miscela equivalente di PRF cambia a seconda delle condizioni di utilizzo.

La differenza tra i due indici è detta *Sensitività*:

$$S = RON - MON$$

La sensitività di un combustibile è un indice dello scostamento del suo comportamento da quello di una miscela di PRF, che per definizione hanno $S=0$.

La prova stazionaria di resistenza alla detonazione non tiene conto del reale comportamento del combustibile. Per avere un indice più veritiero sono state nel tempo proposte numerose correlazioni tra RON e MON, per non perdere i riferimenti con le modalità di prova ormai standardizzate e consolidate.

È necessario esprimere la capacità antidetonante richiesta ad un combustibile per permettere al motore di funzionare sempre al massimo del suo potenziale, ossia tale da non presentare in nessuna condizione *knock* e funzionare sempre al suo anticipo di accensione di massima coppia. Tale *richiesta ottanica* è definita mediante prove di accelerazione, in cui la pompa di alimentazione del combustibile aspira all'inizio del transitorio le frazioni di idrocarburi più leggere e con minore resistenza al *knock*. Affinché un combustibile non presenti mai detonazione su tutto l'arco di utilizzo di un motore, deve avere un *ON* maggiore della massima richiesta ottanica prevista.

2.2.2 FATTORI CHE INFLUENZANO LA DETONAZIONE

Modellando macroscopicamente la cinetica chimica dell'ossidazione mediante l'equazione di Arrhenius è immediato risalire al tempo richiesto alla miscela per auto accendersi, a date condizioni in camera:

$$\tau_a(p, T) = Ap^{-n} \exp(E_a/RT)$$

Tale tempo si riduce drasticamente con l'avvicinarsi del fronte di fiamma al volumetto di miscela fresca osservato, per l'alzarsi dei livelli di p e T .

Al termine della combustione gli *end gas* sono sempre in condizioni di autoaccendersi, indipendentemente dal RON del combustibile, e il *knock* non avviene solo per l'arrivo del fronte principale prima di τ_a .

I principali parametri su cui si agisce per evitare l'insorgere della detonazione sono tutti quelli che aumentano τ_a o che accelerano la velocità di combustione del fronte principale:

- combustibile ad alto potere antidetonante;
- rapporti di compressione bassi, per gli inferiori livelli di p e T che si raggiungono;
- riduzione della massa di carica introdotta in camera, fatto che direttamente porta a limitare il grado di sovralimentazione. Inoltre il grado di sovralimentazione porta ad amplificare le temperature negli *end gas* a compressione completata.
- raffreddamento della carica a inizio compressione, efficacemente ottenuta da evaporazione del combustibile in un motore GDI;
- ridotti anticipi di accensione;
- elevato raffreddamento della miscela in prossimità delle pareti;
- alto livello di turbolenza in camera, che accelera la velocità di combustione v_{cl} del fronte di fiamma principale;
- camere di combustione compatte;
- miscele ricche, in cui il combustibile in eccesso è una zavorra termica per le reazioni di prefiamma, cioè assorbe calore senza parteciparvi. Inoltre il vapore di combustibile ha un calore specifico generalmente superiore a quello dell'aria, dunque aumenta la capacità termica della miscela: l'effetto è una miscela a una temperatura più bassa, a pari compressione. Infine la velocità di combustione risulta massima (per la maggior parte delle miscele di impiego motoristico si raggiunge il massimo per $\Phi \approx 1.1$).

Si verifica infatti che miscele eccessivamente magre possono svilire a tal punto la velocità di combustione da permettere alle regioni periferiche della camera di combustione di raggiungere i tempi richiesti per l'autoaccensione.

2.2.3 POTERE ANTIDETONANTE DI UN COMBUSTIBILE REALE: OCTANE INDEX

Per descrivere il reale comportamento antidetonante di un combustibile non sono sufficienti i tradizionali valori di RON e MON derivanti dalle prove sul motore CRF, che replicano il particolare combustibile in esame come una miscela di PRF. Le proporzioni di combustibili primari infatti sono variabili a seconda della prova: per i *fuel* di uso comune solitamente si ha $RON > MON$, denotando un diverso comportamento all'autoaccensione del combustibile reale a seconda delle condizioni operative. Tale differenza, la *sensibilità*, è nulla per i PRF in quanto per definizione una data miscela di isottano e n-eptano si comporterà come sé stessa in ogni possibile condizione di impiego.

Tra le numerose correlazioni di RON e MON proposte particolare interesse è stato prestato all'*Octane Index* (OI) definito dal Prof. Gautam T. Kalghatgi come:

$$OI = (1 - K)RON + K \cdot MON$$

Il valore di K dipende esclusivamente dalle condizioni della carica in compressione, quindi non è una proprietà del combustibile, ed esprime la capacità dell'insieme motore-combustibile a ridurre il più possibile il riscaldamento della miscela in compressione. Un valore negativo di K significa che la temperatura della carica è inferiore a quella che la stessa avrebbe nel test RON, a pari pressione. Chiaramente più il riscaldamento della carica è limitato e maggiore è il potere antidetonante del *fuel*.

La resistenza all'autoaccensione del combustibile in ogni condizione operativa diventa fondamentale nel momento in cui si ricerca sempre la massima efficienza termica dal motore in tutti i suoi punti di funzionamento. Idealmente tale obiettivo si traduce nel funzionamento con anticipi di accensione sempre pari all'MBTT; tuttavia le pressioni e temperature che si creano in camera con tali anticipi possono essere tali da innescare la detonazione, ed il motore è limitato a funzionare con anticipi di accensione ridotti solo per evitare il *knock* negli *end gas*. Si parla in tale caso di “funzionamento *knock limited*”, e rappresenta un utilizzo poco efficiente del motore e delle sue possibilità termiche. Poiché il potere antidetonante di un combustibile cambia a seconda del regime e del carico, come pure il suo raffreddamento in compressione, la conoscenza dell'OI in alcuni punti di funzionamento permetterebbe di

inseguire con precisione il reale limite del *fuel*. Inoltre migliorando il raffreddamento della carica sarebbe possibile incrementare l'OI del combustibile e funzionare in condizioni di massima coppia. Il principale parametro per la definizione di K è la temperatura media della carica quando questa raggiunge i 15 bar in compressione (T_{comp15}).

Per tutte le correlazioni proposte per il calcolo di K si è rilevato, conoscendo il RON del combustibile in esame e stimando il MON, valori di K sempre fortemente negativi. Tale risultato fa prevedere un potere antidetonante del combustibile notevolmente superiore al suo valore nominale di RON. Tuttavia, in mancanza di dati più precisi in particolare sul MON, si sono eseguite tutte le analisi attribuendo il valore di RON come resistenza alla detonazione, avendo ben presente che le possibilità dell'insieme fuel-motore in esame sarebbero di molto superiori.

2.2.4 VALUTAZIONE DELLA TENDENZA ALLA DETONAZIONE

Se da un punto di vista teorico la tendenza alla detonazione di un motore può essere valutata su considerazioni di origine più che altro progettuali, da un punto di vista sperimentale si è soliti affidarsi all'analisi delle tracce di pressione rilevate al banco prova.

I modi più comuni per rilevare l'insorgere del fenomeno sono:

- ✓ sensore di vibrazione sulla testa. Questo metodo è tuttavia scarsamente utilizzato, in quanto il sensore di vibrazione risente di tutte le vibrazioni derivanti dal normale funzionamento del motore, come ad esempio il battito valvole;
- ✓ sensore di pressione affacciato alla camera di combustione. In questo caso ci si affida all'analisi della traccia di pressione in camera. Quando il sensore rileva incipiente detonazione, di solito in base al rapporto $dp/d\theta$, si può effettuare un arricchimento della miscela per il/i cilindro/i interessati da detonazione. Tale intervento è energeticamente poco efficiente. Per tale motivo si preferisce ritardare l'angolo di accensione per il ciclo successivo. Quando il fenomeno non è più rilevato si torna ad aumentare l'anticipo di accensione finché non viene nuovamente rilevato. Tale angolo limite è detto *Knock Limited Spark Advance*, KLSA.

Per le condizioni più critiche per la detonazione (bassi regimi e alti carichi), si verifica spesso che l'angolo di anticipo limite KLSA sia inferiore all'MBTT. La prestazione del motore è quindi limitata dal *fuel*, che non ha un potere antidetonante sufficiente. Tale funzionamento è detto *knock limited*.

Da ricerche in letteratura è parso evidente che, data l'aleatorietà del processo, possano essere altrettanto variabili le tecniche utilizzate per l'identificazione della reale tendenza alla detonazione in una particolare condizione operativa. Tra le tante, quella che pare avere maggiore credito sfrutta la definizione di alcuni indici di intensità di *knock* determinati a partire dall'analisi della traccia di pressione in camera di combustione.

Il procedimento comunemente utilizzato è il seguente:

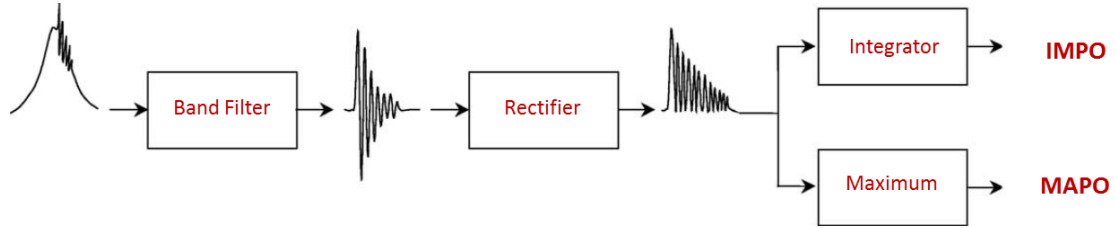


Figura 2.2 – Schema della determinazione degli indici di detonazione

Il segnale viene dapprima depurato della traccia media di pressione e poi filtrato attraverso l'uso di un filtro di tipo passa-banda, di modo tale da avere:

- ✓ Cut-off sotto i 4 kHz: si elimina, alle basse frequenze, il rumore di una combustione regolare;
- ✓ Cut-off sopra i 20 kHz: al di sopra a tali frequenze vi è la risonanza propria dei sensori.

Una volta filtrato, il segnale “pulito” subisce una operazione di rettifica. È solo a questo punto che si procede con il calcolo degli indici di *knock*.

- ✓ MAPO, *Maximum Amplitude of Pressure Oscillation*. L'intensità di detonazione è identificata con il picco massimo di pressione rilevato dal sistema di acquisizione.

$$MAPO = \frac{1}{N} \sum_{1}^N \max_{ST, ST+W} |\tilde{p}|$$

- ✓ IMPO, *Integral Modulus of Pressure Oscillation*. L'intensità del *knock* è associata all'energia contenuta nelle fluttuazioni di pressione.

$$IMPO = \frac{1}{N} \sum_{1}^N \int_{ST}^{ST+W} |\tilde{p}| d\theta$$

Nelle espressioni precedenti, N è il numero dei cicli di pressione acquisiti, ST l'istante di accensione espresso in angoli di manovella, p è la pressione filtrata e W è l'ampiezza della finestra computazionale di riferimento.

Utilizzando i due indici appena definiti, il limite di detonazione sarà dipendente sia dalle condizioni operative che dalla frequenza adottata per filtrare le informazioni. Per svincolarsi dalle condizioni di prova, si suole ricorrere dunque, ad un terzo indice, dato dalla correlazione dei due precedenti, il *Dimensionless Knock Indicator*, DKI .

$$DKI = \frac{IMPO}{MAPO * W}$$

L'indice DKI rappresenta il rapporto tra due superfici:

- area sottesa alla traccia di pressione ($IMPO$);
- finestra di osservazione ($MAPO \times W$).

Si basa quindi sul rapporto tra il rumore di una combustione regolare (molto basso) e il segnale in detonazione (alto).

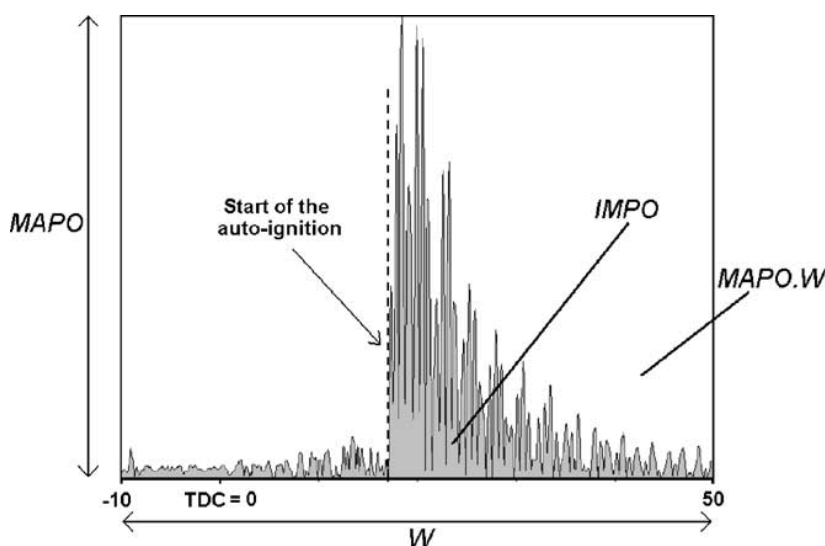


Figura 2.3 – Rappresentazione grafica dei tre indici di detonazione

La caratterizzazione della detonazione tramite tali indici presuppone un'estesa campagna sperimentale di acquisizione dati per ogni punto di funzionamento, al fine di definire una condizione di *knock medio* che tenga conto dell'effettiva dispersione ciclica presente.

La Combustione nei motori ad accensione spontanea

3

3.1 FENOMENOLOGIA

Un motore ad accensione per compressione è caratterizzato da rapporti volumetrici di compressione sufficientemente elevati (14~24), e tali da provocare un aumento di 500~600 °C nella temperatura della carica d'aria aspirata.

Il combustibile, iniettato sotto forma di fine spray di goccioline poco prima che il pistone raggiunga la posizione di punto morto superiore, vaporizza e si mescola con l'aria, formando una miscela aria-combustibile, la quale, trovandosi a temperature e pressioni superiori a quelle di autoaccensione del combustibile, dove il rapporto di miscela è prossimo allo stechiometrico, si accende spontaneamente dopo un ritardo dell'ordine dei millisecondi. Il conseguente aumento di pressione nel cilindro accelera le reazioni di preossidazione di quella parte di miscela già formatasi, la quale si accende e brucia rapidamente portando la temperatura dei gas a valori superiori ai 2500 K. Questo aumento di temperatura, nonché di pressione, accelera notevolmente la vaporizzazione e diffusione dei vapori del restante combustibile, ancora liquido. L'iniezione continua fino a quando la quantità di combustibile richiesta è stata introdotta in camera, passando attraverso i vari processi di polverizzazione, vaporizzazione, diffusione e combustione. Infine, durante la fase di espansione, il mescolamento dell'aria rimasta nel cilindro con i gas combusti o parzialmente ossidati, porta al completamento della combustione.

Il processo di combustione risulta strettamente legato all'iniezione del combustibile, il quale, affinché si eviti un accumulo dello stesso nel cilindro, deve presentare un ritardo di accensione quanto più piccolo possibile. La combustione avviene praticamente in concomitanza con l'iniezione, ed è il miscelamento a determinarne la velocità.

Si riporta di seguito il tipico andamento di pressione registrato in un motore Diesel, in funzione dell'angolo di manovella, sia nel caso in cui vi sia regolare combustione, che in quello in cui non si abbia iniezione di combustibile. Per una prima analisi dello sviluppo della combustione si è soliti considerare anche la curva della frazione di combustibile bruciato $x(\theta)$ e quella del calore rilasciato dalle reazioni di ossidazione.

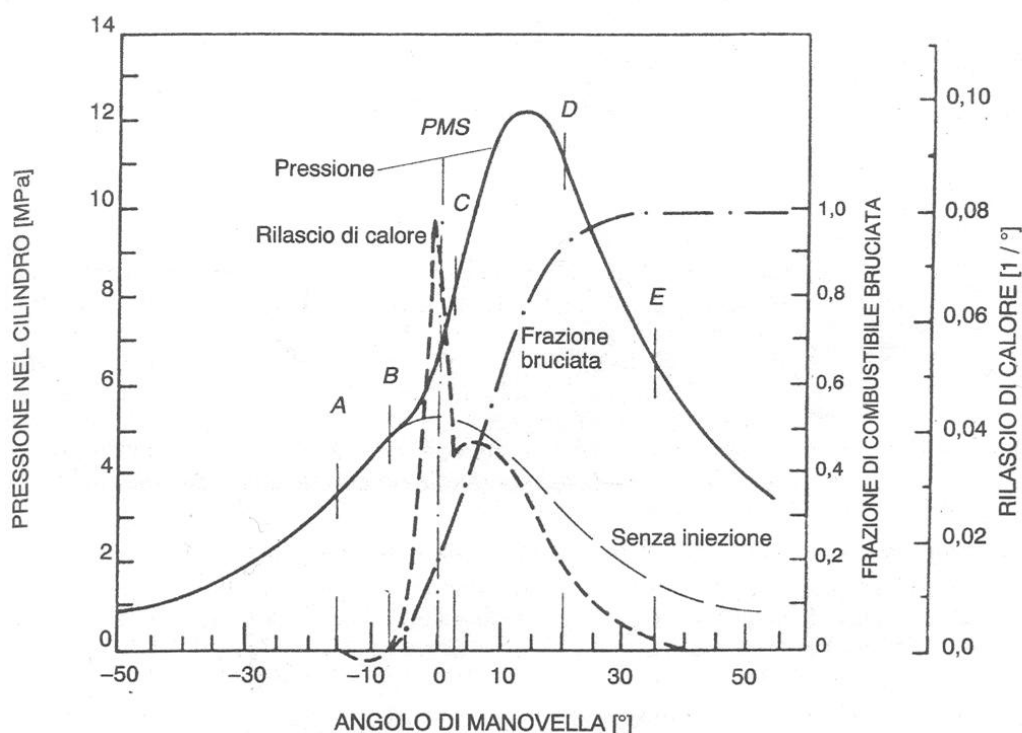


Figura 3.1 – Sviluppo tipico della pressione in funzione dell'angolo di manovella

Sullo stesso è a questo punto possibile distinguere schematicamente nel processo di iniezione-combustione quattro fasi:

- 1- RITARDO (AB): inizia con l'iniezione di combustibile in camera e termina con l'avvio della combustione;
- 2- COMBUSTIONE RAPIDA (BC): caratterizzata da una veloce propagazione della combustione a tutta la carica formatasi durante il ritardo, provocando un forte incremento di pressione e rilascio di calore;
- 3- COMBUSTIONE CONTROLLATA (CD): si ha la combustione, regolata dai processi di diffusione, del nucleo centrale del getto e del combustibile successivamente iniettato. È una combustione lenta e costante che permette di bruciare tutta la carica. La quantità di calore liberata può essere graduata attraverso il controllo dell'iniezione. In D si ha la chiusura dell'iniettore;

- 4- COMPLETAMENTO COMBUSTIONE (DE): avviene ad iniettori chiusi. Si tratta della fase in cui brucia la restante parte di combustibile ancora presente in camera.

Verranno di seguito analizzate queste quattro fasi caratterizzanti il processo.

3.1.1 IL RITARDO DI ACCENSIONE

Nello studio della combustione Diesel, grande importanza viene generalmente attribuita al ritardo di accensione (fase AB). Esso viene definito in maniera diversa, in funzione della tecnica sperimentale usata per rilevarlo. L'inizio del processo, infatti, viene fissato in corrispondenza dell'apertura del foro dell'iniettore, mentre la fine coincide con l'avvio della combustione, che può essere determinato con tecniche diverse, tra cui:

- individuazione, sul diagramma delle pressioni interno cilindro, dell'istante in cui l'incremento di pressione, dovuto alla combustione, fa staccare la curva delle pressioni da quella di semplice compressione;
- rilievo dell'emissione di una radiazione luminosa visibile, come indice del procedere delle reazioni di ossidazione;
- misura di un'alterazione della composizione della carica, in seguito alla combustione di una frazione di combustibile.

Generalmente si preferisce adottare la prima definizione, perché legata allo sviluppo della pressione che costituisce il parametro più importante sul piano della progettazione (sollecitazioni termo-meccaniche, rumorosità, ecc...) ed è la più facile da rilevare sperimentalmente.

L'importanza del ritardo è dovuta non tanto al fatto che sia di per se stesso nocivo (infatti, se fosse prevedibile sarebbe neutralizzabile con un opportuno anticipo nell'iniezione di combustibile) ma perché è causa della successiva fase di combustione BC quasi a volume costante. Quest'ultima è vantaggiosa ai fini del rendimento termico, che raggiunge il valore massimo (a parità di rapporto di compressione) quando il calore è introdotto nel sistema a volume costante, ma risulta dannosa dal punto di vista dell'affidabilità del motore e della rumorosità. Dalla quantità di carica premiscelata formatasi durante il ritardo, infatti, dipende la velocità di incremento della pressione ed il suo massimo valore raggiunto, i quali influenzano la rumorosità di funzionamento, le vibrazioni e le sollecitazioni meccaniche; nonché la massima temperatura dei gas, dalla quale dipendono il calore che deve essere

smaltito dal sistema di raffreddamento e le sollecitazioni termiche degli organi delimitanti la camera di combustione.

3.1.2 PROCESSI FISICI E CHIMICI

In generale, quando un combustibile liquido viene spruzzato sotto forma di fini goccioline in una massa d'aria calda, il processo che porta alla sua accensione segue leggi simili a quelle che caratterizzano l'accensione di una miscela già allo stato gassoso. La differenza principale sta nel fatto che il ritardo complessivo, nel primo caso, comprende anche il tempo necessario perché si formi (attraverso processi di natura fisica) una miscela tra ossigeno e vapori di combustibile. Schematicamente quindi, si è soliti distinguere, nel periodo di ritardo all'accensione caratteristico di un Diesel, due tipi di processi:

- Ritardo Fisico: modifica dello stato di aggregazione delle molecole di combustibile e successiva miscelazione con la corrente d'aria.
- Ritardo Chimico: fenomeni che modificano la struttura chimica del combustibile producendo la sua ossidazione.

Scendendo in dettaglio si può dire che i primi comportano:

- ✓ la disintegrazione del getto di combustibile con la formazione di gocce sempre più piccole (Atomizzazione delle gocce);
- ✓ riscaldamento delle gocce liquide e loro evaporazione;
- ✓ diffusione di questi vapori nell'aria, fino a formare una miscela in grado di accendersi.

Sui processi “fisici” appena descritti influiscono soprattutto: la finezza della polverizzazione del getto di combustibile (pressione d'iniezione, geometria dell'iniettore, ecc), le condizioni di moto dell'aria (geometria della camera, regime di rotazione ecc), nonché la sua pressione iniziale e temperatura (rapporto di compressione, grado di sovralimentazione, raffreddamento, ecc)

I processi chimici si possono riassumere in:

- decomposizione degli idrocarburi a più alta massa molecolare in composti più leggeri;
- reazioni debolmente esotermiche, ovvero i composti di cui al punto precedente si attaccano all'ossigeno dando luogo alla formazione di composti ossigenati intermedi (perossidi, aldeidi, ecc...) poco stabili praticamente senza rilascio di calore;
- avvio di reazioni a catena che portano all'autoaccensione del combustibile.

I primi due tipi di reazione avvengono con velocità relativamente molto bassa, influenzata soprattutto dalla natura del combustibile, fino alla formazione di una concentrazione critica di componenti intermedi, in grado di avviare veloci reazioni a catena che portano all'autoaccensione ed ai prodotti finali più stabili. La componente chimica del ritardo si può quindi ritenere prevalentemente controllata dalle dimensioni e dalla struttura della molecola di combustibile, che la rendono più o meno attaccabile dall'ossigeno. Basti infatti sapere che il suo grado di accendibilità viene misurato dal numero di cetano del combustibile, che finisce per sintetizzare tutti questi aspetti del fenomeno.

I processi fisici e chimici avvengono in maniera sovrapposta nel tempo, per cui non risulta facile distinguere, se non da un punto di vista schematico, l'aspetto fisico del fenomeno da quello chimico. Tuttavia, le principali reazioni chimiche si avviano certamente solo dopo che i vapori di combustibile sono venuti in contatto con l'aria, per cui si può ritenere che la prima parte del ritardo di accensione sia dominata prevalentemente dai processi fisici che portano alla formazione della miscela combustibile; mentre la seconda sia soprattutto influenzata dalle trasformazioni chimiche che portano all'autoaccensione.

Sono diverse le correlazioni proposte nel tempo per effettuare una stima del ritardo d'accensione in funzione dei parametri del motore, delle proprietà del combustibile e delle caratteristiche della carica. Tra le numerose, la più antica e semplice è dovuta a Wolfer, il quale lega il ritardo alla temperatura ed alla pressione assunte dalla carica nel cilindro attraverso un termine esponenziale del tipo proposto da Arrhenius:

$$\tau_a = Ap^{-n} \exp \left[\frac{Ea}{RT} \right] \quad [\text{ms}]$$

In realtà, correlazioni di questo tipo posso solo approssimare i dati misurati in un limitato intervallo dei valori dei parametri che definiscono le condizioni di funzionamento del motore e della carica nel cilindro. Per ampliare il campo di validità della correlazione in esame bisognerebbe perlomeno far assumere alla costante A valori diversi in funzione della turbolenza in camera, e far dipendere Ea dalle caratteristiche del combustibile.

3.1.3 COMBUSTIONE IN FASE PREMISCELATA ED IN FASE DIFFUSIVA

Il principale problema che si pone all'interno di un motore Diesel è quello di riuscire ad effettuare un miscelamento corretto tra il combustibile iniettato e l'aria presente nel cilindro. Inoltre, considerando che questi motori si trovano a ricoprire un ampio range di potenze e alesaggi e che, al diminuire di quest'ultimo, risulta conveniente aumentare il regime di rotazione per accrescere la potenza specifica del motore, è evidente come, nel caso di piccoli alesaggi, sia necessario rendere proporzionalmente più veloce il processo di combustione, accelerando il miscelamento aria-combustibile, per ai tempi più ridotti in cui tutto il processo si deve completare.

La Figura 3.2 riporta la rappresentazione schematica di un getto di combustibile iniettato in aria mediamente turbolenta. Mentre il nucleo centrale del getto appare compatto, le gocce di minori dimensioni sono trascinate dalla corrente d'aria nella zona del getto avanzata (rispetto al moto dell'aria), dove si trovano circondate da una quantità d'aria relativamente grande e sono rapidamente riscaldate e vaporizzate. In questa zona, si può quindi ritenere che, prima dell'autoaccensione, i vapori di combustibile ed aria siano premiscelata anche se in maniera non omogenea, con una concentrazione di combustibile via via decrescente dal nucleo centrale del getto verso l'esterno.

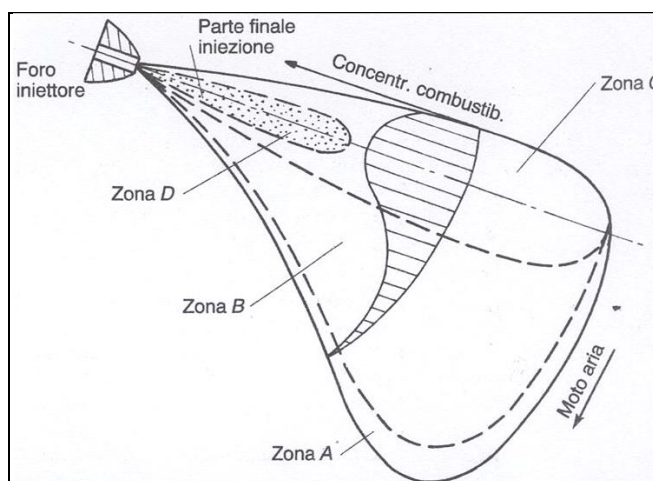


Figura 3.2 – Schematizzazione di un getto di combustibile iniettato in aria in moto turbolento

In essa si formano dei nuclei di accensione in punti diversi, in cui il rapporto di miscela risulta più favorevole. Quando l'accensione si avvia, un piccolo fronte di fiamma poco luminoso si propaga a partire da ciascun nucleo, andando ad accendere la miscela combustibile che lo circonda. La carica che brucia è mediamente magra, per cui la sua ossidazione risulta

normalmente completa. Si possono, tuttavia, formare NO_x a causa delle elevate temperature locali, raggiunte soprattutto nelle condizioni di pieno carico.

Davanti alla zona considerata, se ne può prendere in esame una seconda (di spessore dipendente dalla turbolenza, dalla pressione e dalla temperatura) in cui la miscela è troppo povera per portare all'autoaccensione o sostenere la propagazione del fronte di fiamma. Questa parte, perciò, non contribuisce sostanzialmente al processo di combustione, ma riveste una notevole importanza dal punto di vista della generazione di incombusti scaricati dal motore, perché in essa avvengono reazioni di decomposizione ed ossidazione parziale del combustibile, che portano alla formazione degli idrocarburi che si trovano poi allo scarico.

Avvenuta l'accensione ed avviata la combustione della carica premiscelata (zona 1 di Figura 3.3), la fiamma si propaga molto rapidamente verso il nucleo centrale del getto dove si trovano gocce di combustibile di maggiori dimensioni. Queste, ricevendo calore principalmente per irraggiamento da parte dei fronti di fiamma già avviati, evaporano velocemente, mentre i vapori di combustibile si diffondono rapidamente nella carica circostante. Alcune di queste gocce, nella periferia del getto (zona 2), si vaporizzano completamente quando vengono investite dal fronte di fiamma che trova una miscela di aria combustibile del tipo premiscelato. Molte gocce, però, soprattutto nelle condizioni di pieno carico e nella parte centrale del getto (zona 3) sono solo parzialmente vaporizzate, per cui vengono circondate da fiamme di diffusione. La loro velocità di combustione dipende da diversi fattori (turbolenza, caratteristiche del getto, calore rilasciato dalla combustione, ecc) che regolano l'evaporazione e la diffusione dei vapori di combustibile verso la fiamma.

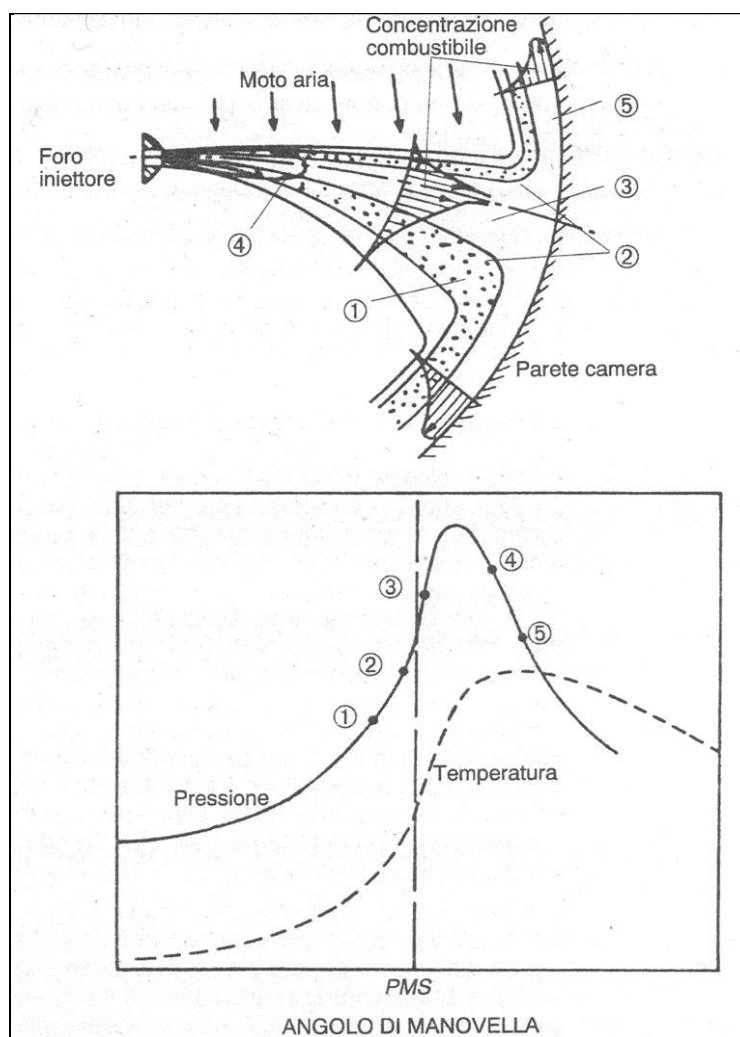


Figura 3.3 – Rappresentazione di un getto di combustibile che raggiunge la parete della camera di combustione

La natura dei prodotti di combustione è legata al valore locale del rapporto aria-combustibile. Ai carichi parziali, si ha generalmente una quantità di ossigeno sufficiente per una combustione completa, mentre a pieno carico si possono ottenere prodotti di ossidazione parziale. In entrambi i casi, nella zona della fiamma, per le elevate temperature locali, si ha produzione di NO_x . Il processo di combustione interessa poi l'ultima parte di combustibile iniettato, il quale (zona 4) viene spruzzato in camera sotto l'azione di pressioni relativamente modeste (rispetto alla fase centrale d'iniezione). Si formano quindi delle gocce di grandi dimensioni, che però si trovano circondate da gas ad elevata temperatura (circa la massima del ciclo), che ne provocano una rapida evaporazione e decomposizione, senza che si possa avere un'adeguata penetrazione. La combustione di quest'ultima porzione di combustibile porta di conseguenza (e soprattutto a pieno carico) alla produzione di CO per carenza di ossigeno, particelle carboniose (fumo) ed idrocarburi incombusti (HC). Infine, occorre ricordare che una parte del primo combustibile iniettato può raggiungere le pareti della camera ancora allo stato

liquido. Ciò avviene con maggiore probabilità nei motori di piccolo alesaggio. Questo film liquido (zona 5) evapora successivamente con una velocità che dipende da diversi fattori: temperatura dei gas e delle pareti, velocità e pressione del gas, proprietà del combustibile, ecc. Generalmente, la sua velocità di evaporazione, per effetto soprattutto delle contenute temperature di parete, è più bassa di quella relativa alle goccioline che circondano il nucleo centrale del getto, per cui questo film liquido evapora per ultimo. Se il motore presenta un elevato grado di turbolenza, capace di garantire un sufficiente ricambio di ossigeno nella zona interessata, la combustione di questi vapori avviene nell'ultima fase in maniera soddisfacente. Altrimenti, per difetto di ossigeno o cattiva miscelazione fra combustibile e comburente, si può avere una decomposizione dei vapori con una loro combustione incompleta.

Durante la corsa di discesa dello stantuffo, si realizza un moto turbolento della carica, che si espande fino a riempire il volume generato dallo spostamento dello stantuffo. Nei motori ad iniezione diretta, come quello oggetto di questo studio, essa presenta un peso inferiore; tuttavia, realizzando un rimescolamento della carica, che porta in contatto vapori di combustibile e prodotti di parziale ossidazione con l'ossigeno ancora libero, contribuisce ad un completamento del processo di combustione. La Figura 3.3 riporta il contributo allo sviluppo della pressione e della temperatura nel tempo da parte delle zone dello spray, considerate nella schematizzazione ora illustrata.

Combustibili per motori a combustione interna

4

4.1 CLASSIFICAZIONE DEI COMBUSTIBILI

I combustibili comunemente utilizzati per l'alimentazione dei motori a combustione interna possono essere classificati in due categorie:

- ✓ combustibili gassosi
- ✓ combustibili liquidi.

A queste due si potrebbe aggiungere la categoria dei combustibili solidi, se non fosse che questi ultimi non trovano diretta applicazione a causa degli evidenti inconvenienti funzionali che essi provocano, come il logorio, la corrosione dei cilindri e l'inceppamento delle valvole a causa delle ceneri che non possono essere totalmente eliminate. Essi possono comunque essere trasformati in gassosi entro appositi generatori chiamati gassogeni.

I combustibili liquidi sono la fonte di energia principale per i motori endotermici. I principali tipi di combustibili liquidi in commercio sono gli idrocarburi ricavati dalla raffinazione del petrolio. Gli idrocarburi possono essere classificati in due categorie:

- ✓ carburanti
- ✓ nafte

Questi si distinguono tra loro essenzialmente in termini di volatilità, ovvero per la diversa attitudine ad evaporare e quindi a miscelarsi omogeneamente con l'aria. I carburanti sono usati nei motori ad accensione per scintilla; le nafte nei motori ad accensione per compressione. Le nafte comprendono gli oli medi e pesanti provenienti dalla distillazione dell'olio minerale greggio o del catrame, rispettivamente chiamati gasoli e nafte pesanti o nafte nere. Fra i carburanti invece sono comprese le benzine. La benzina utilizzata per il

funzionamento dei motori a combustione interna ad accensione comandata ha un potere calorifico inferiore pari a circa 44000 kJ/kg e, come accennato, si ottiene dalla raffinazione del petrolio grezzo. Essa è costituita da una miscela di idrocarburi liquidi (alle condizioni ambiente di temperatura e pressione) la cui densità è compresa fra i 700 e gli 800 Kg/m³.

In realtà per essere idonea all'alimentazione dei MCI deve essere miscelata con aria. La preparazione della miscela aria-benzina, fino a pochi anni fa era affidata ai carburatori. La principale limitazione di tali sistemi era principalmente imputabile alla loro incapacità di assicurare sempre ed in tutte le diverse condizioni di funzionamento un rapporto aria/benzina ottimale. Per tale motivo, l'inasprimento delle normative relative alle emissioni inquinanti ne ha decretato l'eliminazione a favore dei più moderni sistemi di iniezione elettronica.

La benzina, come tutti i combustibili destinati all'alimentazione dei propulsori a combustione interna, deve presentare una serie di caratteristiche, di seguito elencate:

- ✓ modesta vaporizzazione nei condotti o negli organi di alimentazione, in modo da evitare la formazione di bolle di vapore che possano provocare il disinnescio della pompa di alimento del combustibile o la riduzione della portata al di sotto di quella richiesta dal propulsore;
- ✓ un'opportuna curva di distillazione, in modo da diminuire la quantità di idrocarburi ad elevato punto di ebollizione, i quali potrebbero causare una combustione incompleta all'interno della camera di combustione. Perciò la benzina deve essere sufficientemente volatile in modo da garantire una efficace vaporizzazione in tutte le condizioni di esercizio del motore, anche quelle più critiche come l'avviamento a freddo;
- ✓ opportuno valore del calore di vaporizzazione, in modo da evitare che, in seguito alla diminuzione di temperatura generata dall'iniezione del combustibile nei condotti di aspirazione, si possa dar luogo alla formazione di ghiaccio che ostruisca il passaggio della miscela ai cilindri;
- ✓ opportune caratteristiche antidetonanti, per evitare il fenomeno della detonazione;
- ✓ assenza di fenomeni di corrosione nei riguardi delle parti metalliche con le quali viene a contatto;
- ✓ capacità di bruciare completamente per evitare la realizzazione di depositi e di incombusti nocivi.

Tali depositi, infatti, possono dar luogo a combustioni anomale come la combustione per accensione da superficie. I depositi possono causare inoltre altri problemi quali la bruciatura

delle valvole di scarico, mancata accensione e perdita di potenza dovuta alla diminuzione del coefficiente di riempimento e del rendimento termico.

Infine, i combustibili gassosi possono essere classificati in due categorie:

- gas liquidi
- gas permanenti.

I gas liquidi sono miscele di idrocarburi paraffinici (propano, butano, ecc.) o olefinici (propilene, butilene, isobutilene) che a temperatura normale possono essere liquefatti ad una pressione relativamente bassa. A pressione atmosferica sono allo stato di gas. Per gli usi automobilistici sono contenuti in serbatoi di acciaio o di lega leggera. I gas permanenti che trovano impiego nell'autotrazione sono il gas naturale o artificiale, il gas di cokeria e il gas di distribuzione cittadina. Questi gas sono normalmente compressi in bombole di acciaio speciale ad una pressione di circa 200 bar. Il gas naturale, formato principalmente da metano, è di gran lunga il più diffuso.

4.2 LA BENZINA

La benzina è il combustibile largamente più diffuso per l'alimentazione dei motori ad accensione comandata. Si tratta di un prodotto della distillazione dal petrolio greggio a una temperatura variabile tra i 35 e i 215 °C. Di un litro di petrolio, solo il 10% diventa benzina dopo la prima semplice distillazione. Dalle frazioni più pesanti (gasolio pesante e residui di distillazione) si ottengono molecole più piccole che, sottoposte a cracking per ottenerne la frammentazione, diventano adatte ad essere usate come benzina.

Le benzine contengono paraffine, cicloparaffine, nafteni e idrocarburi aromatici, in rapporti quantitativi diversi a seconda della natura del grezzo di partenza e dei metodi di lavorazione applicati. La comune benzina senza piombo per auto ha una densità compresa tra 0,725 e 0,780 g/cm³ ed il potere calorifico inferiore è pari a 43.3 MJ/kg.

Un requisito fondamentale delle benzine è quello di avere un elevato potere antidetonante. Negli idrocarburi paraffinici il potere antidetonante è tanto più elevato quanto più la loro catena di atomi di carbonio è ramificata: gli idrocarburi cicloparaffinici, e ancor più quelli aromatici, presentano un potere antidetonante maggiore di quello degli idrocarburi paraffinici aventi lo stesso numero di atomi di carbonio e struttura lineare. Il numero di ottano delle benzine commerciali, che come detto definisce le caratteristiche antidetonanti dell'idrocarburo in questione, è compreso tra 95 e 98.

Le benzine devono avere anche un buon grado di volatilità, che in pratica si raggiunge quando le catene sono principalmente costituite da idrocarburi a numero di atomi di carbonio compreso tra sei e nove: la presenza nelle benzine delle frazioni a basso numero di atomi di carbonio e quindi più volatili facilita l'avviamento del motore, specie a freddo.

Per poter essere utilizzate come carburante nei motori a combustione interna le benzine vengono additivate con una serie di sostanze chimiche che hanno lo scopo di esaltarne le qualità, in modo tale da incrementare il rendimento della macchina, e di proteggere gli organi del motore da reazioni secondarie nocive. Negli ultimi anni, il livello di additivazione delle benzine è stato limitato dalle normative in materia di inquinamento ambientale. Durante il processo di combustione esse infatti favoriscono la produzione di inquinanti gassosi e particellari, che risultano pericolosi per l'ambiente e tossici o cancerogeni per l'uomo.

4.3 IL GASOLIO

Il gasolio è generalmente un prodotto della distillazione primaria del greggio e, fino a non molti anni fa, la sua qualità dipendeva sostanzialmente dalle caratteristiche del greggio stesso e dalle modalità di distillazione. Mediamente il gasolio ha un intervallo di distillazione compreso tra 160°C e 380°C. Il gasolio è una miscela contenente paraffine, idrocarburi alifatici (anche ciclici) da 13 a 18 atomi di carbonio.

Il gasolio viene prevalentemente utilizzato per l'alimentazione dei motori a combustione interna ad accensione spontanea, ovvero i motori a ciclo Diesel. In tali motori il gasolio è direttamente iniettato in camera di combustione, all'interno della quale, in presenza di aria ad alti valori di pressione e temperatura, si accende spontaneamente. Il gasolio per autotrazione deve quindi presentare buone caratteristiche detonanti, in modo da ridurre il ritardo tra l'inizio dell'iniezione e l'avvio della combustione. La tendenza all'autoaccensione si esprime con un indice detto Numero di Cetano: a valori maggiori corrispondono tempi di ritardo all'autoaccensione inferiori. Il numero di cetano minimo oggi richiesto nei gasoli per autotrazione è 51. La densità è 0,850 kg/dm³, il suo potere calorifico è attorno ai 40,9 MJ/kg. In termini di produzione di emissioni inquinanti allo scarico, il gasolio, rispetto alla benzina, presenta sia vantaggi che svantaggi. Risultano infatti ridotte le emissioni di gas serra, ma aumentano notevolmente quelle di ossidi di azoto e particolato, che sono nocivi anche per l'uomo. Le sempre più stringenti normative anti-inquinamento hanno condotto, negli ultimi anni, all'introduzione di innovativi di sistemi di abbattimento delle emissioni, quali il filtro anti-particolato, in grado di abbattere di sette volte la massa (e di 10.000 volte il numero) delle particelle inquinanti emesse nell'atmosfera; l'installazione di questi filtri permette quindi di limitare l'impatto inquinante dei motori Diesel rendendolo pari, se non inferiore, a quello dei motori a benzina.

Sia per ridurre le emissioni inquinanti che per avere un guadagno economico consistente si sono cercate soluzioni alternative alla benzina e al gasolio. Così sono nate le prime auto alimentate a GPL e metano.

4.4 IL GAS NATURALE

Il gas naturale o CNG (Compressed Natural Gas) distribuito in Italia è costituito principalmente da gas metano (CH_4), che è presente in percentuali comprese tra l'83% e il 98%. Gli altri componenti sono principalmente etano (C_2H_6), propano (C_3H_8), butano (C_4H_{10}), azoto (N_2), anidride carbonica (CO_2). Nell'uso comune il gas naturale viene chiamato metano, vista l'alta percentuale dell'idrocarburo nel gas.

4.4.1 CARATTERISTICHE FISICO-CHIMICHE DEL GAS NATURALE

Il gas naturale è una miscela di idrocarburi saturi alifatici, detti paraffine. Sono saturi gli idrocarburi nei quali ogni atomo di carbonio C, elemento tetravalente, non è legato ad altri atomi tramite doppi legami. Sono idrocarburi saturi alifatici quelli che hanno la formula generale $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$, ossia non hanno struttura ciclica. Il primo di questa serie è il metano.

A pressione atmosferica e temperatura ambiente si trova in fase gassosa, il punto di ebollizione è a $-161,5^\circ\text{C}$ e quello di fusione a $-182,5^\circ\text{C}$. La densità del gas è di $0,717 \text{ kg/m}^3$ che diviene circa 600 volte superiore allo stato liquido ($422,6 \text{ kg/m}^3$). È un gas incolore, inodore e non tossico, è estremamente infiammabile. Il potere calorifico inferiore è: $H_i = 11900 \text{ kcal/kg} = 50 \text{ MJ/kg}$.

Lo stato gassoso del metano ed il suo alto potere antidetonante (il suo numero di Cetano varia tra 120 e 130) lo rendono un carburante ideale per alimentare i motori ad accensione comandata con alto rapporto volumetrico di compressione. Un motore alimentato a CNG, in virtù del maggior numero di ottani del CNG rispetto alla benzina, potrebbe raggiungere un rapporto volumetrico di compressione di 13 (il quale consentirebbe un'utilizzazione ottimale del potere antidetonante del metano). Inoltre, lo stato gassoso del metano favorisce, in fase di aspirazione, la formazione di una miscela aria-carburante omogenea, ma determina una virtuale diminuzione della cilindrata a causa del volume che esso occupa, che raggiunge circa il 10% di quello disponibile nella camera di combustione contro il 2% della benzina. Un ulteriore inconveniente dello stato gassoso, rispetto ai carburanti tradizionali liquidi si presenta inevitabilmente nelle fasi di stoccaggio, distribuzione e trasporto su strada del prodotto. Infatti, a bordo dei veicoli, è necessario prevedere serbatoi per alta pressione, entro i quali contenere il metano a pressione superiore a 200 bar. Ciò causa inevitabilmente un incremento di peso e di ingombro, con bombole di acciaio, oltre quattro volte quelli necessari con la benzina ed il gasolio a parità di autonomia.

Per ridurre tali inconvenienti è stato prospettato l'uso del metano allo stato liquido in serbatoi speciali a bassa temperatura. Per il breve e medio periodo si può invece contare su di una sensibile riduzione del peso delle bombole con un miglioramento della tecnica costruttiva, o prevedendo bombole di acciaio e di alluminio ricoperte con fibre di vetro.

4.4.2 LA COMBUSTIONE DEL GAS NATURALE

Con alimentazione a Metano, la quantità teorica di aria affinché si abbia la completa combustione della molecola di combustibile porta alla determinazione di un rapporto di miscela di 17.4. Come già discusso, la reazione di completa combustione di metano ed aria porta alla formazione di vapor d'acqua ed anidride carbonica.

La propagazione della combustione in aria e metano è più lenta della combustione aria/benzina, di conseguenza è necessario aumentare opportunamente l'anticipo all'accensione quando si trasforma un autoveicolo a metano, con lo scopo di evitare l'inizio della fase di scarico dei gas prima che la combustione sia definitivamente completata.

4.4.3. VANTAGGI NELL'IMPIEGO DEL GAS NATURALE

Il metano ha buone proprietà motoristiche:

- ✓ elevato valore del potere calorifico inferiore;
- ✓ elevata resistenza alla detonazione;
- ✓ percentuale bassissima di prodotti solforosi che possono causare inconvenienti sia per il regolare funzionamento del motore che per l'ambiente;
- ✓ buona omogeneità e stabilità della miscela;
- ✓ buona tonalità termica;
- ✓ formazione limitata di depositi in camera di combustione;
- ✓ facilità di avviamento del motore, in particolare a freddo, essendo il combustibile addotto in fase gassosa, ed essendo assenti fenomeni di condensazione lungo i condotti o in camera di combustione;
- ✓ assenza di diluizione dell'olio nella coppa; ciò unitamente ad un accumulo di minori depositi dà la possibilità di poter utilizzare l'olio per un maggior numero di ore di funzionamento.

Il notevole valore del numero di Cetano conferisce al metano resistenze alla detonazione tipiche dei supercarburanti e quindi esso viene solitamente impiegato, privo di additivi

antidetonanti, in motori ad accensione comandata costruiti per l'alimentazione con benzina. Dal punto di vista delle prestazioni è possibile avere valori più elevati del rapporto volumetrico di compressione e quindi avere anche rendimenti maggiori, almeno in teoria.

Il metano offre anche i seguenti vantaggi:

- ✓ possibilità di uso di miscele magre;
- ✓ combustione completa con conseguenti vantaggi per le emissioni; minori idrocarburi incombusti, ossidi di carbonio e ossidi di azoto;
- ✓ si hanno anche minori depositi di incrostazioni; il funzionamento dolce, senza detonazioni si traduce in un miglioramento generale delle condizioni di lavoro del motore con conseguente maggiore durata;
- ✓ migliori caratteristiche lubrificanti dell'olio, a causa della assenza di depositi carboniosi, con evidenti vantaggi per la durata del motore.

La limitazione maggiore alla sua diffusione deriva dalla necessità di portare a bordo dell'autoveicolo le bombole. Per questioni di sicurezza, le bombole sono abbastanza pesanti, ma

contemporaneamente (per contenerne pesi e ingombri) assicurano un'autonomia limitata. Essa è penalizzata in particolar modo dalla rete di distribuzione delle stazioni di rifornimento di CNG per autotrazione, che è spesso carente e non adeguata al supporto dell'aumento dei veicoli alimentati a metano.

La modellazione della combustione 5

Come già detto nei capitoli precedenti, il processo di combustione rappresenta uno dei fenomeni più complessi e meno conosciuti tra quelli che si manifestano all'interno dei motori a combustione interna. La necessità di avere dettagliate informazioni sulle caratteristiche di tale processo, insieme alla difficoltà oggettiva di ottenere tali informazioni in modo dettagliato dalle prove sperimentali condotte all'interno della camera di combustione nelle reali condizioni di funzionamento di un motore, hanno spinto la ricerca verso la simulazione numerica tridimensionale.

5.1 LA SIMULAZIONE NUMERICA DEL PROCESSO DI COMBUSTIONE

All'interno dei motori a combustione interna la combustione ha sempre luogo in regime turbolento. La modellazione della combustione turbolenta è complessa a causa dell'interazione tra cinetica chimica e campo di moto turbolento.

Se fosse possibile affrontare il problema realizzando griglie di calcolo con dimensioni della cella computazionale pari a quelle dei microvortici turbolenti sarebbe possibile utilizzare modelli puramente cinetici.

La necessità di tenere conto in termini medi della turbolenza rende necessario l'utilizzo di modelli che tengano conto sia della turbolenza sia della cinetica chimica in quanto i fenomeni di miscelamento turbolento, più lenti rispetto alla rapidità con cui si consumano le specie chimiche influenzano lo sviluppo della combustione e quindi lo spessore e la velocità di propagazione del fronte di fiamma.

I flussi reagenti, come i flussi turbolenti, possono essere modellati mediante un approccio di tipo RANS, *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*. In questo caso, al noto sistema di equazioni scritto per la risoluzione del flusso turbolento andrà ad affiancarsi una equazione di conservazione per ognuna delle specie chimiche presenti nel sistema.

Tali equazioni saranno espresse nella forma:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_X)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_X) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_X}{\partial x_i} \right) + \bar{\omega}_X$$

In cui il pedice X indica la generica specie modellata.

Queste equazioni introducono la modellazione di un nuovo termine per la chiusura del sistema di equazioni, ovvero il termine sorgente della specie chimica $\bar{\omega}$. Questo termine è funzione della concentrazione della specie come pure della velocità di reazione, esprimibile secondo l'equazione di Arrhenius, ovvero la rapidità con cui varia la concentrazione dei reagenti e/o prodotti ed indica quindi la rapidità con cui la miscela aria-combustibile brucia. L'equazione di Arrhenius, d'altro canto, comprende notoriamente un termine esponenziale che è funzione della temperatura e dell'energia di attivazione. Il problema sta nella non linearità di questo termine esponenziale, che causa grossi problemi nella procedura di mediazione. Valutare il termine sorgente usando i valori di concentrazione e temperatura medi significa trascurare completamente gli effetti della turbolenza e commettere dunque un errore.

La determinazione della velocità di reazione rappresenta dunque un problema centrale nella simulazione numerica dei motori a combustione interna, ed è affidata ai modelli di combustione. Nel tempo vari sono stati i modelli proposti da molti studiosi, alcuni basati su semplici considerazioni, altri su ipotesi più complesse, nessuno comunque a tutt'oggi "definitivo".

Come già accennato, nei processi di combustione, i tempi caratteristici della chimica possono variare da valori molto bassi (10^{-9} secondi) a valori molto più elevati, coprendo più di 10 ordini di grandezza. Tale scala è da confrontarsi con quella dei tempi caratteristici della turbolenza, i quali si possono pensare come degli indicatori della velocità di miscelazione. Questa scala copre un intervallo che va dal valore del tempo caratteristico associato ai vortici di *Kolmogorov* al tempo di residenza associato alla macroscale, passando attraverso diverse condizioni di micro-miscelazione turbolenta differenti.

Il numero di *Damköhler* diventa dunque discriminante per l'identificazione del regime di combustione in atto. Le grosse difficoltà numeriche sorgono per il fatto che, considerando un problema chimico complesso, esistono situazioni in cui si verificano entrambe le condizioni, o comunque il numero di *Damköhler* si trova in una posizione intermedia tra le due. Un modello di interazione cinetica-turbolenza, nella valutazione del termine sorgente chimico deve necessariamente tenere in considerazione il rapporto tra i tempi della turbolenza e della chimica. Ne segue che l'accoppiamento tra cinetica e turbolenza può essere descritto solo attraverso modelli appropriati.

5.2 LA COMBUSTIONE IN STAR-CD

Sono molteplici i modelli di combustione proposti all'interno del codice di calcolo STAR-CD. Una loro semplice classificazione può essere fatta sulla base dell'aspetto, tra la cinetica e la turbolenza, essi considerino come maggior fattore d'influenza sull'evolversi del processo.

5.2.1 I MODELLI CINETICI

È la categoria di modelli che adotta l'approccio più semplice al problema, cioè trascura completamente gli effetti della turbolenza sulla combustione turbolenta. La velocità di reazione è espressa come:

$$\dot{\omega}_{lr} = -AM_{lr}T^{\beta}\prod_{allm}\left(\frac{\rho Y_m}{M_m}\right)^{v_m}e^{\frac{-E_a}{RT}}$$

In cui:

- ✓ A, fattore pre-esponenziale, β , esponente della temperatura, ed E_a , energia di attivazione. Tutti e tre assumono un determinato valore in base alla reazione considerata;
- ✓ M è il peso molecolare ed Y la frazione in massa di ciascuna specie considerata;
- ✓ v_m è il reactant rate exponent, ovvero un indice che varia in funzione della specie considerata;
- ✓ R è la costante universale dei gas

Un limite di questo modello è rappresentato dal numero massimo di reazioni chimiche che possono considerarsi coinvolte nel processo (circa 30), così come pure dal massimo numero di reagenti (4) e prodotti (10) ammessi per ognuna delle reazioni.

L'adozione di un modello cinetico non è sufficiente a descrivere l'avanzamento di un fronte di fiamma che si sviluppa in un flusso turbolento. Il mescolamento turbolento dei gas presenti in camera di combustione diventa infatti un fattore decisivo nello svilupparsi del fronte di fiamma, dunque nel calcolo della velocità di combustione.

Questo modello è valido solo quando le scale dei tempi delle reazioni chimiche sono più grandi di quelle della turbolenza, corrispondenti al regime di combustione *well stirred reactor*.

5.2.2 I MODELLI EDDY-BREAKUP (EBU)

È basato su analisi fenomenologiche della combustione turbolenta, assumendo elevati numeri di Reynolds e Damkoehler. La turbolenza è dunque considerata il principale aspetto che condiziona lo sviluppo della combustione.

L'avanzamento del fronte di fiamma è determinato dal decadimento dei macrovortici (contenenti i reagenti) in microvortici che passando nella zona di reazione bruciano e la alimentano. La velocità di combustione è condizionata dalla velocità di miscelamento dei vortici contenenti i reagenti con quelli contenenti i prodotti della combustione.

La velocità di reazione risulta in questo caso una semplice funzione di quantità medie note, senza equazioni di trasporto aggiuntive. Ha però la grossa limitazione di non incorporare alcun effetto della cinetica chimica.

5.2.2.1 IL MODELLO DI MAGNUSSEN

Fa parte della famiglia dei modelli EBU. Propone di legare la velocità di consumo dei reagenti alla concentrazione delle specie ed al tempo di miscelamento turbolento $\tau_t = \varepsilon/k$.

$$\dot{\omega}_m = -\rho A \frac{\varepsilon}{k} \min \left(Y_f, \frac{Y_o}{s_o}, \frac{BY_p}{s_p} \right)$$

Dove: A e B sono costanti del modello. A in particolare è una costante che dipende dalla struttura della fiamma e dalla velocità di reazione tra combustibile ed ossigeno.

Y è la concentrazione di combustibile (f), ossigeno (o) e prodotti (p) ed s il numero di moli di ossidante per moli di combustibile e di moli di prodotti per moli di combustibile.

I modelli EBU hanno il grosso limite di non considerare l'effetto della temperatura sullo sviluppo e sul procedere della combustione. Ciò determina un errore non trascurabile sulla valutazione della velocità di avanzamento e dello spessore del fronte di fiamma.

Questo modello è molto simile all'EBU, con la differenza che la dissipazione dei vortici è collegata alla concentrazione media delle quantità intermittenti, invece che alla concentrazione delle fluttuazioni

5.2.3 I MODELLI IBRIDI

Si propongono come alternativa alle due precedenti famiglie di modelli per trattare la combustione in quei casi in cui non sia la turbolenza/chimica a controllare univocamente il processo.

In questo caso, la velocità delle reazioni viene stimata come:

$$\dot{\omega} = -\min(|\omega_{ARR}|, |\omega_{EBU}|)$$

In questo modo il meccanismo più lento condiziona e controlla globalmente lo sviluppo della combustione.

5.2.4. I MODELLI FLAMELET

Un modello *flamelet* ha alla base l'ipotesi che la combustione avvenga in tutto il dominio in regime *flamelet*, ossia che anche i più piccoli vortici del flusso siano più grandi dello spessore della fiamma e che quindi non riescano a entrarvi e ad aumentare lo spessore della zona reagente. Solitamente si considera corretta l'applicazione di un modello *flamelet* per combustioni a $Da > 1$, e numerose rilevazioni sperimentali in motori hanno mostrato per queste condizioni di turbolenza fronti di fiamma globalmente corrugati ma localmente a struttura invariata. Questi modelli separano dunque il problema della combustione da quello dell'analisi del flusso turbolento. Questa categoria di modelli assume che la fiamma, laminare, abbia una struttura ben definita e non alterata dalla turbolenza, il cui unico effetto è quello di corrugarne la superficie.

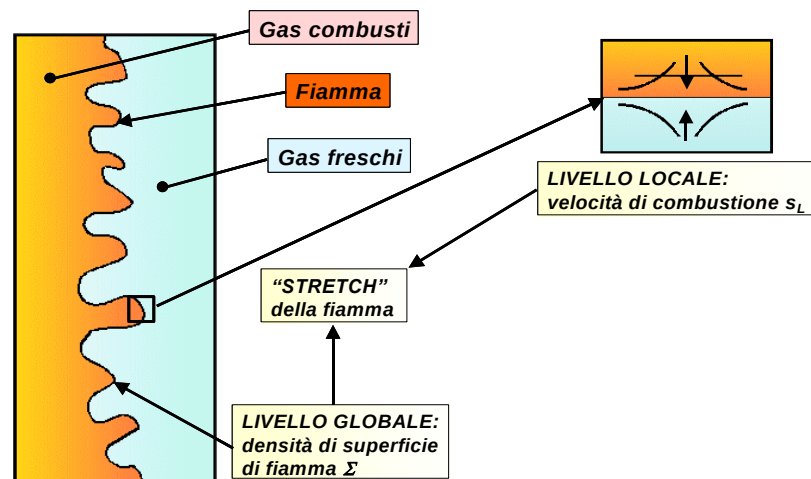


Figura 5.1 – La combustione Flamelet

Si giunge alla velocità di combustione turbolenta, a partire da quella laminare, valutando la densità di superficie di fiamma Σ ed il relativo stretch.

Tutti i modelli *flamelet* hanno alla base l'ipotesi che la reazione chimica tra combustibile e comburente avvenga in uno strato di spessore infinitesimo, che separa la zona di gas incombusti da quella dei gas completamente combusti; in pratica si assume che tutto il combustibile venga bruciato in questa zona, cioè a cavallo del fronte di fiamma, e sia trasformato negli usuali prodotti di combustione.

In base a questa ipotesi la massa bruciata nell'unità di tempo e per unità di volume è data dalla relazione:

$$\bar{\dot{\omega}} = \rho_{f,u} s_L \Sigma$$

dove Σ è la densità della superficie di fiamma, cioè la superficie della fiamma per unità di volume; s_L la velocità di combustione laminare per unità di massa di combustibile e per unità di superficie della fiamma; $\rho_{f,u}$ la densità del combustibile nella miscela fresca. Per potere utilizzare l'equazione precedente è necessario dunque modellare le tre quantità Σ , s_L e $\rho_{f,u}$.

L'obiettivo dei modelli *flamelet* è di predire correttamente la velocità di combustione media in un flusso turbolento. Se è valida l'assunzione che il fronte di fiamma sia di tipo laminare e innestato in un flusso turbolento allora vale l'uguaglianza:

$$\rho_u v_t A_t = \rho_u v_l A_l$$

ossia, dividendo per la densità della carica incombusta ρ_u :

$$v_t = v_l \frac{A_l}{A_t}$$

Il rapporto tra l'area del fronte laminare corrugato (A_l) e la superficie media turbolenta (A_t) è solitamente molto maggiore di 1, come evidenza la Figura 3.2:

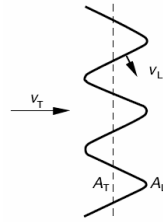


Figura 5.2 – Amplificazione dell'area di reazione per effetto della turbolenza

L'enorme vantaggio che tale modello permette è di scaricare tutto l'incremento di velocità di combustione sull'aumento di area di reazione, il quale può essere correlato all'intensità di turbolenza:

$$\frac{A_l}{A_t} = 1 + \frac{v'}{v_L}$$

Nonostante le semplificazioni e le correlazioni empiriche introdotte, l'aumento di velocità di combustione a causa della turbolenza viene correttamente modellato.

I modelli *flamelet* si basano dunque sulla risoluzione di una equazione di trasporto per la *flame surface density*. All'interno di questa equazione trovano risalto un termine sorgente ed un termine pozzo per σ . Il termine sorgente devono tenere conto della generazione di nuova superficie di fiamma grazie all'allungamento ed al ripiegamento della fiamma preesistente, causato dalla vorticosità della carica gassosa.

Il termine pozzo dovrà modellare il decadimento della superficie in combustione, dovuto ad effetti della curvatura, che tenderanno ad estinguere la fiamma.

All'interno del prossimo capitolo si entrerà nel dettaglio del modello *flamelet* utilizzato per la modellazione del processo di combustione per le applicazioni poi di seguito discusse, l'ECFM-3Z.

Il modello extended coherent flame 3-zone 6

Come anticipato all'interno del capitolo precedente, il codice di calcolo STAR-CD offre molteplici modelli per la simulazione della combustione, ognuno sviluppo del precedente. Per quel che riguarda nello specifico la simulazione della combustione all'interno dei motori a combustione interna, molti dei modelli disponibili appartengono alla famiglia del modello CFM (*Coherent Flame Model*). Di questa famiglia, il modello più consolidato tra quelli di recente implementazione è sicuramente il modello ECFM-3Z. Esso ha la peculiarità di essere in grado di adattarsi alle varie modalità con cui la combustione può avere luogo all'interno dei motori a combustione interna.

6.1 IL MODELLO EXTENDED COHERENT FLAME MODEL 3-ZONE (ECFM-3Z)

La fluidodinamica computazionale è, come già detto in precedenza, uno strumento ormai molto utilizzato nella progettazione e nello sviluppo dei motori a combustione interna. Essa permette infatti una migliore comprensione del modo in cui complessi fenomeni, quali il miscelamento aria-combustibile e la combustione, hanno luogo, con un dispendio economico e temporale minimo, soprattutto se si pensa a quanto possa esserlo la realizzazione di prototipi quando si vogliano testare gli effetti dovuti a minime variazioni geometriche.

I modelli di combustione hanno da sempre presentato peculiarità differenti a seconda che fossero stati concepiti per simulare tale fenomeno in un motore ad accensione comandata piuttosto che in uno ad accensione per compressione; essendo diverse nei due casi le condizioni del miscelamento di aria e combustibile, essi sono stati suddivisi in modelli a carica premiscelata, a carica parzialmente premiscelata e modelli a carica non premiscelata.

Se si prova però ad analizzare queste tre condizioni, ci si può accorgere del fatto che non sia in effetti necessario modellare la combustione in modo diverso per ognuna di esse, o che le tre modalità possano coesistere nella reale pratica motoristica.

Per le prime due modalità una carica premiscelata di aria e combustibile si accende spontaneamente dopo un ritardo di accensione dettato dalle condizioni termo fisiche in camera (temperatura, pressione, rapporto di equivalenza e frazione dei gas residui). Questa situazione controlla l'inizio della combustione Diesel (*Auto Ignition*, AI) e può anche essere riscontrata nei motori benzina come una combustione anomala. La combustione in condizioni di flusso premiscelato, nota come *Premixed Propagation Flame* (PF), è anche la tipologia di combustione tipica di un motore ad accensione comandata. Come noto, la camera viene in questo caso riempita con una miscela aria-combustibile precedentemente formatasi, che verrà poi accesa facendo scoccare la scintilla fra gli elettrodi della candela. Con l'accensione si assiste alla propagazione di un piccolo fronte di fiamma sferico che, partendo dalla candela, va a consumare tutta la carica fresca presente in camera. L'ultima tipologia di combustione è quella che si verifica in condizioni di reagenti non premiscelati, ovvero quella tipologia di combustione più nota come *Diffusion Flame* (DF, combustione diffusiva). In quest'ultimo caso, il combustibile e l'aria risultano separati da una sottile zona di reazione all'interno della quale hanno luogo le reazioni chimiche, e all'interno della quale si assiste quindi alla formazione dei gas combusti. In prima approssimazione, il tempo caratteristico della reazione chimica risulta molto minore di quello caratterizzante la diffusione del combustibile e dell'aria verso la zona di fiamma, ed è questo il motivo per il quale questa terza tipologia è identificata come combustione diffusiva. Essa è ovviamente la tipologia caratterizzante il processo di combustione tipico dei motori Diesel.

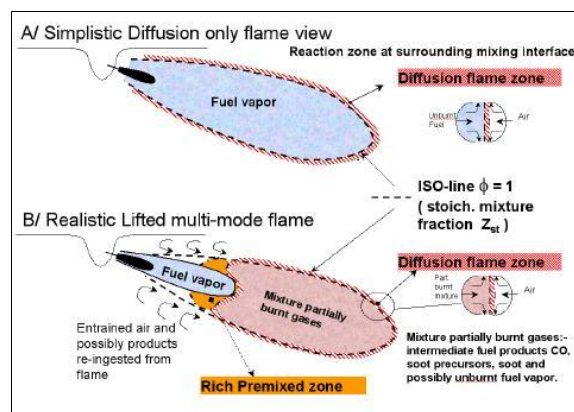


Figura 6.1 – Schematizzazione spray di combustibile

La figura 6.1/A mostra una schematizzazione semplificata di un getto di combustibile per il quale si assume che la combustione avvenga unicamente per diffusione; la zona di reazione è, come si può osservare, unicamente presente all'interfaccia fra la fase vapore del getto e l'aria in camera. Questa semplificazione diventa sempre meno realistica se si considerano pressioni di iniezione crescenti così come minori diametri dell'ugello. Per entrambe queste condizioni infatti, la natura della struttura della fiamma diventa decisamente più complessa, e sia la combustione premiscelata che diffusiva hanno luogo (Figura 6.1/B).

Alla luce di quanto detto, è chiaro che sarebbe erroneo considerare la combustione Diesel come unicamente governata dalla combustione diffusiva. Come già descritto, infatti, l'avvio del processo è controllato dalla combustione in flusso premiscelato, che è il responsabile del primo picco di pressione in camera. Ciò nonostante, i modelli di combustione hanno continuato a rappresentare tale fenomeno come fortemente, se non unicamente, influenzato dalla sola natura diffusiva della fiamma. Nella combustione Diesel, la fase relativa alla combustione premiscelata non va pensata presente unicamente per un breve transitorio, così come risulterebbe immediato facendo riferimento al primo picco di rilascio del calore; talvolta può infatti verificarsi che essa sia presente durante l'avanzamento del processo, e che lo sia in maniera dipendente dalla durata del ritardo d'accensione e della durata dell'iniezione. È questo il caso in cui si consideri un ambiente a bassa temperatura o alto EGR; l'aumento del ritardo d'accensione che si riscontra in questo caso permette la formazione di una consistente quantità di carica premiscelata prima che si verifichi l'accensione spontanea del combustibile, e di conseguenza quello che dovrebbe essere semplicemente un transitorio finisce con il diventare, talvolta, il fenomeno predominante l'intero processo. Negli ultimi anni poi, sono stati condotti numerosi studi con lo scopo di realizzare in camera condizioni tali da ottenere processi di combustione Diesel alternativi e caratterizzati da un elevato grado di premiscelamento della carica. Per tutti il principio base è quello di incrementare in maniera significativa il ritardo d'accensione al fine di ottenere una carica il più possibile omogenea all'istante dell'accensione. Le seguenti figure mostrano come la legge di rilascio del calore vari, concettualmente, in quest'ultimo caso rispetto a quello di una classica combustione Diesel.

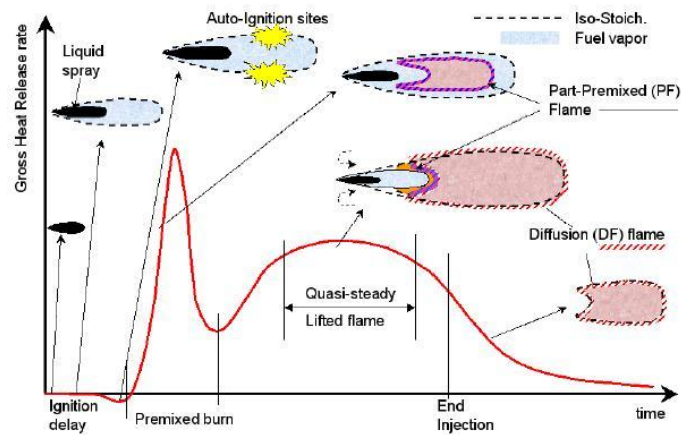


Figura 6.2 – Legge di rilascio del calore per una “classica” combustione Diesel

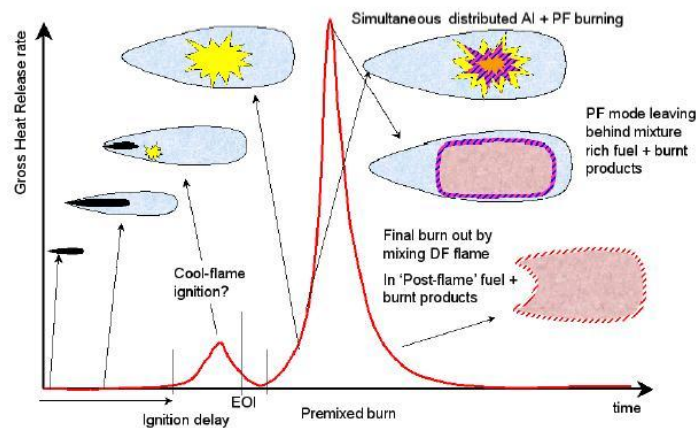


Figura 6.3 – Legge di rilascio del calore per una combustione Diesel in carica fortemente premiscelata

L’osservazione del fatto che siano due meccanismi a governare il processo di combustione in un motore Diesel ha, negli ultimi anni, condotto allo sviluppo di un modello di combustione capace di rappresentare ed inglobare in sé tutti i tipi di combustione che simultaneamente possono aver luogo all’interno della camera. Sulla base delle esperienze precedenti e dei modelli già in uso, il consorzio *Groupement Scientifique Moteur* (GSM), insieme ai suoi partner IFP, Renault e PSA Peugeot-Citroen, ha sviluppato un nuovo modello di combustione, l’ECFM-3Z, pensato appositamente per la combustione di Diesel e GDI, motori nei quali è richiesta un’accurata modellizzazione del processo di mescolamento.

Di nuovo ed innovativo rispetto alla precedente versione ECFM il modello offre, al fine di spiegare la combustione diffusiva e l’avanzamento del processo di mescolamento, la suddivisione di ogni cella computazionale in tre *mixing zone*, una per il solo combustibile, una

per l'aria più la possibile frazione di gas residui, ed una terza per la loro miscela. Non solo, il principio base del modello è quello di combinare le tre già citate modalità di combustione effettuando un duplice condizionamento: ad ogni iterazione, e per ognuna delle celle computazionali costituenti il dominio di calcolo, il modello effettua un controllo sullo stato dei gas nella cella, ovvero sulla composizione della miscela al suo interno e sulla sua temperatura. Questo doppio condizionamento viene applicato ai valori medi delle grandezze all'interno della cella e calcolati risolvendo le equazioni di trasporto. Questo tipo di approccio permette di tenere in considerazione l'interazione fra la turbolenza in camera e la chimica delle reazioni.

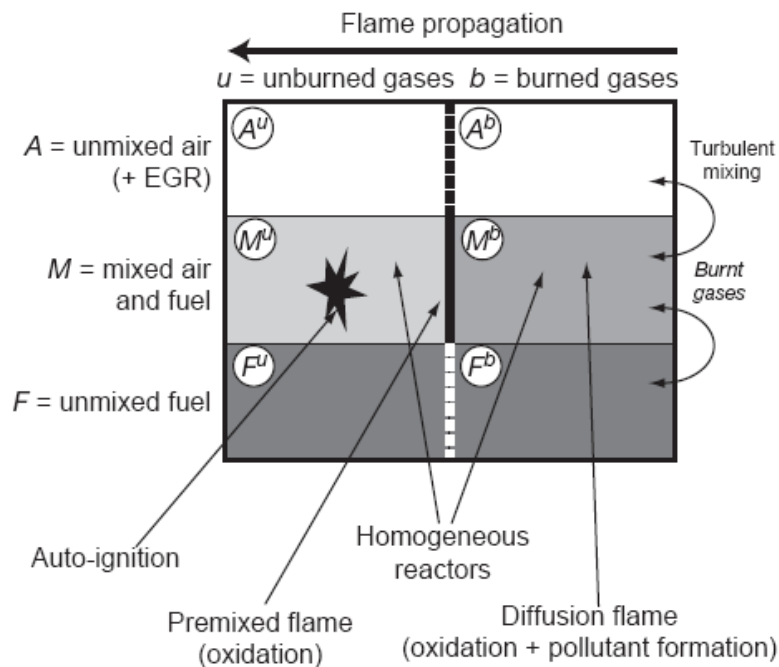


Figura 6.4 – Rappresentazione schematica di una cella computazionale secondo l'ECFM-3Z

Verrà di seguito descritto il modello nel dettaglio. Si fornirà la descrizione del principio su cui si basa la suddivisione in tre zone della cella computazionale.

6.1.1 PRINCIPI DELL'ECFM-3Z

Nel modello, lo stato della miscela aria-combustibile viene descritto su uno spazio bidimensionale $(Z, \bar{c})$, ovvero in funzione del miscelamento Z e dell'avanzamento della reazione chimica c .

6.1.1.1 IL MISCELAMNETO ALL'INTERNO DELLA CELLA COMPUTAZIONALE

Come mostrato in Figura 6.4, ogni cella computazionale viene suddivisa in tre zone. In termini matematici, la struttura mostrata può essere vista come la rappresentazione della funzione Densità di Probabilità della variabile Z (frazione di miscela) attraverso una triplice distribuzione delta:

$$P(Z) = a\delta(Z) + b\delta(Z - \overline{Z}^M) + c\delta(Z - 1)$$

Nell'espressione, con riferimento sempre alla Figura 6.4, la prima funzione delta corrisponde alla regione A, la seconda funzione delta alla regione M, mentre la terza alla regione F. $\overline{Z}^M$ rappresenta il valore medio della frazione di miscela presente nella *mixed zone* M.

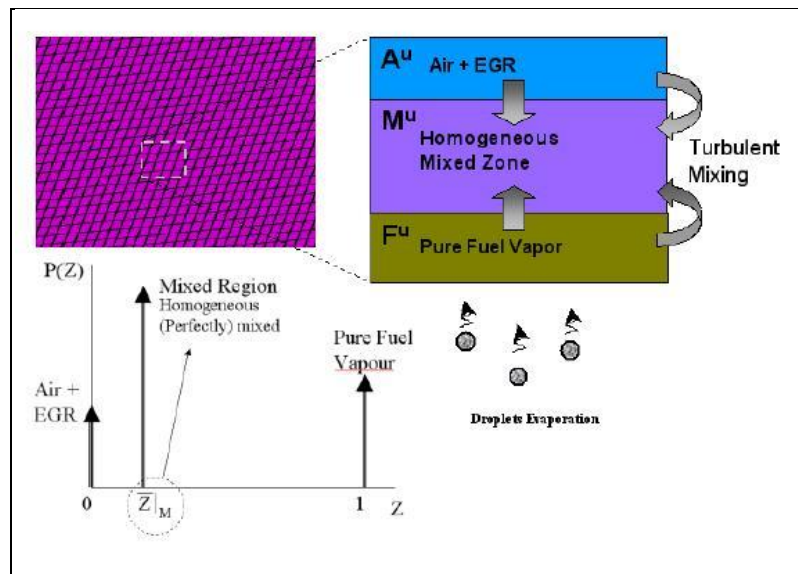


Figura 6.5 – Rappresentazione della cella computazionale e della funzione $P(Z)$

6.1.1.2 DESCRIZIONE DELL'AVANZAMENTO DELLE REAZIONI

Sempre in riferimento alla Figura 6.4, considerando il fatto che, per definizione, la combustione non potrà avvenire nelle zone A ed F, contenendo queste rispettivamente aria e combustibile allo stato puro, il modello ammette che essa possa aver luogo nella sola zona M, nella quale i calcoli di combustione verranno fatti mediante lo stesso algoritmo utilizzato per il modello ECFM.

I gas, identificati come freschi all'inizio del processo, ed indicati mediante l'apice u , potranno poi assumere, con l'avanzamento delle reazioni chimiche, lo stato di gas combusti (apice b). La quantità di gas combusti, così come quella dei gas freschi, prodotti all'interno della *mixed zone* M, potrà essere determinata utilizzando la variabile di progresso delle reazioni c ; essa avrà valore pari a zero prima dell'avvio del processo, quindi quando ancora tutti i gas sono freschi, ed uguale ad uno quando tutta la miscela contenuta nella *mixed zone* M sia stata completamente consumata dalla combustione. Essa, potendo assumere che i gas siano allo stato fresco o combusti, viene quindi espressa per mezzo di una duplice distribuzione delta.

6.1.1.3 L'AVANZAMENTO DELLE REAZIONI ALL'INTERNO DELLA CELLA COMPUTAZIONALE

Per poter capire il modo in cui vadano ad evolvere, durante la combustione, le tre zone caratterizzanti la cella computazionale, si può considerare il caso in cui si abbia iniezione diretta di combustibile in camera. Nella descrizione si farà riferimento alla Figura 6.6. Inizialmente, la camera contiene solo aria (regione A^u); ha poi inizio l'iniezione, ed il combustibile, iniettato allo stato liquido, evapora, andando a formare la regione F^u . (Caso A) Aria e combustibile sono completamente non miscelati, separati fra loro quindi, e la *mixing zone* M risulta pertanto essere vuota. Entra in gioco a questo punto il modello di miscelamento. Progressivamente, aria fresca e combustibile vengono trasferiti nella *mixing zone* (caso B). Non appena questa zona viene costituita, prende avvio il calcolo del ritardo di accensione; nel momento in cui questo ritardo viene raggiunto, la miscela formatasi nella zona M^u viene rapidamente consumata. I gas combusti risultanti da questa prima combustione vanno a riempire, dandone origine, la zona M^b (caso C).

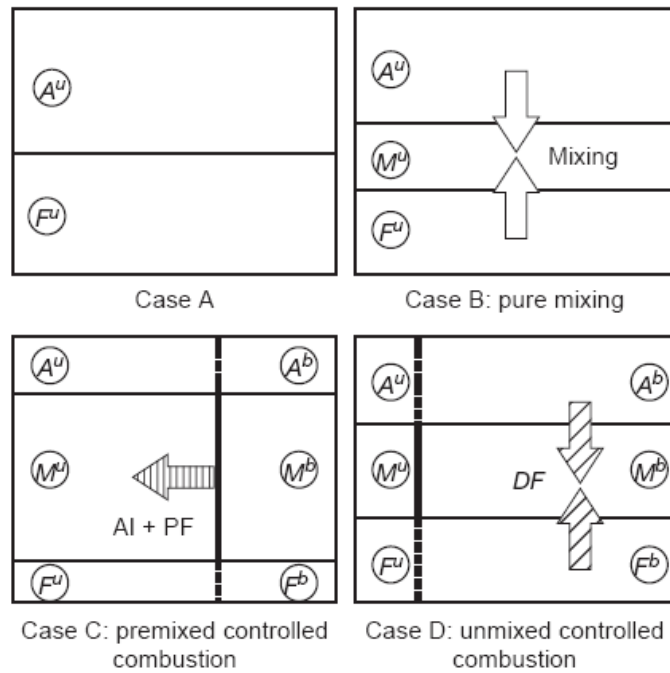


Figura 6.6 – Evoluzione delle zone della cella computazionale durante la combustione

Nelle applicazioni Diesel può verificarsi che, pur in presenza di combustione all'interno della mixing zone ($c > 0$), le quantità di aria (A) e combustibile (F) non ancora miscelati, siano ancora importanti (caso D). In questo caso, questa frazione di gas freschi (c) va a mescolarsi, per poi essere consumata, alla frazione già bruciata presente all'interno della mixed zone M^b . Considerato il fatto che il tempo caratteristico della reazione chimica, che va a coinvolgere i gas combusti presenti nella regione M^b , è molto inferiore rispetto a quello di mescolamento, questo risulta essere un caso di combustione controllata dal mescolamento, ovvero una combustione diffusiva. La restante frazione ($1-c$) di gas non ancora miscelati va a migrare nella regione M^u . È necessario specificare, rispetto ai casi C e D di Figura 6.6, che i gas contenuti nelle regioni F^b ed A^b hanno in realtà la stessa composizione e temperatura dei gas contenuti nelle regioni F^u ed A^u , come è chiaro che debba essere dato che la combustione può solo aver luogo nella regione M^b .

La schematica descrizione data dell'ECFM-3Z dimostra come più processi di combustione vengano simultaneamente rappresentati, e come quindi questo modello risulti versatile rispetto alla modalità di combustione che si vuole descrivere.

6.1.2 DESCRIZIONE DELLE SPECIE NELLO SPAZIO BIDIMENSIONALE (Z,c)

In questa sezione verrà illustrato il modo in cui si determinano le specie presenti nelle differenti zone della cella computazionale così come già descritte precedentemente.

6.1.2.1 L'EQUAZIONE DI TRASPORTO

Il modello risolve un'equazione di trasporto per le specie chimiche FUEL, O₂, N₂, NO, CO₂, CO, H₂, H₂O, O, H, N, OH, e SOOT, che si trovano all'interno delle tre zone della cella computazionale. È necessario specificare che, quando si parla di gas combust, in realtà oltre alla reale frazione di gas combust, ci si riferisce anche alle quantità di combustibile ed aria non ancora miscelati che vanno ad aggiungersi nella mixing zone M^b durante la combustione. Le equazioni di trasporto si presentano nella forma:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_x)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_x) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_x}{\partial x_i} \right) + \bar{\omega}_x$$

dove μ e μ_t sono rispettivamente la viscosità laminare e turbolenta, ed Sc ed Sc_t sono i numeri di Schmidt laminare e turbolento. $\bar{\omega}_x$ è il termine sorgente di combustione medio, ed Y_x è la frazione di massa media della generica specie x:

$$\tilde{Y}_x = \frac{\bar{m}_x}{\bar{m}} = \frac{\bar{m}_x V}{\bar{m}} = \frac{\bar{\rho}_x}{\bar{\rho}}$$

con V volume della cella, ρ densità media, ed $m=\rho V$ massa.

Per poter meglio descrivere il comportamento del combustibile, ad esso vengono associate due quantità, Y_{Fu}^u , che ne rappresenta la frazione presente nei gas freschi, ed Y_{Fu}^b , nei gas combust. Questa suddivisione si rende necessaria al fine di poter descrivere che la frazione Y_{Fu}^u di combustibile sarà consumata per autoaccensione o combustione parzialmente premiscelata, mentre la restante Y_{Fu}^b sarà consumata durante la combustione diffusiva. Le equazioni di trasporto del combustibile saranno dunque:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_{Fu}^u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_{Fu}^u) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{Fu}^u}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho}\tilde{S}_{Fu}^u + \bar{\omega}_{Fu}^u - \bar{\omega}_{Fu}^{u \rightarrow b} \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_{Fu}^b)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_{Fu}^b) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{Fu}^b}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho}\tilde{S}_{Fu}^b + \bar{\omega}_{Fu}^b - \bar{\omega}_{Fu}^{u \rightarrow b} \end{aligned}$$

Durante l'evaporazione delle droplet di combustibile iniettate, la fase vapore prodotta, S_{Fu} , viene distribuita fra il combustibile fresco e combusto supponendo che la probabilità che una droplet si trovi nei gas combusti è pari a c (allo stesso modo, quella di trovarla nella zona contenente il combustibile non ancora bruciato è pari a $(1-c)$):

$$\begin{aligned}\tilde{S}_{Fu}^b &= \tilde{S}_{Fu} \tilde{c} \\ \tilde{S}_{Fu}^u &= \tilde{S}_{Fu} (1 - \tilde{c})\end{aligned}$$

Nel caso in cui il rapporto di equivalenza locale (F/A) sia maggiore di quello stechiometrico, risulta non esservi sufficiente ossigeno per ossidare tutto il combustibile, così, una parte di quel combustibile presente nella mixing zone M^u non verrà ossidato come il resto della miscela in quella zona, ma subirà, dopo esservi migrato, una post-ossidazione nella regione M^b . Allo stesso modo, il combustibile non ancora ossidato presente nella regione F^u , non verrà completamente bruciato all'avvio della combustione; esso verrà interamente trasferito nella mixing zone F^b . Il termine sorgente $\bar{\omega}_{Fu}^{u \rightarrow b}$ tiene conto di questo trasferimento di massa, ed appare in segno opposto nelle equazioni del combustibile combusto e fresco. I termini $\bar{\omega}_{Fu}^u$ e $\bar{\omega}_{Fu}^b$ rappresentano rispettivamente i reaction rate dell'ossidazione del combustibile fresco per autoaccensione o combustione premiscelata, e dell'ossidazione del combustibile combusto dalla combustione diffusiva.

L'ECFM-3Z permette anche la descrizione del processo di combustione per quei combustibili descritti come multi-componente, come per il precedente ECFM. In questo caso, le specie identificative del combustibile Y_{Fu}^u , ed Y_{Fu}^b , vengono rimpiazzate dalle Y_{Fui}^u , ed Y_{Fui}^b , dove il pedice i sta ad indicare l' i -esimo componente che costituisce il combustibile.

6.1.2.2 DEFINIZIONE DELLA VARIABILE DI PROGRESSO C E DEI TRACCIANTI DELLE SPECIE

Facendo parte della famiglia dei modelli *flamelet*, il modello CFM si basa sull'assunzione che il fronte di fiamma possa essere visto come una superficie infinitamente sottile che separa i gas freschi da quelli combusti. Ognuna delle specie presenti nei gas freschi verrà consumata per AI o PF proporzionalmente alla propria frazione di massa. La conservazione della massa attraverso il fronte di fiamma permette perciò alla frazione di massa combusta locale c di essere proporzionale a quella del combustibile che è stato ossidato fin dall'inizio della combustione:

$$\tilde{c} = 1 - \frac{\bar{m}^u}{\bar{m}} = 1 - \frac{\tilde{Y}_{Fu}^u}{\tilde{Y}_{TFu}}$$

Nell'espressione precedente, il termine al denominatore è la frazione di combustibile presente prima dell'avvio della combustione, e risulta essere costante nello spazio e nel tempo se la carica è perfettamente miscelata. In questo caso, il calcolo di c risulta piuttosto semplice. Nelle applicazioni pratiche, non essendo il miscelamento perfetto, Y_{TFu} varia nello spazio e nel tempo, per cui, per poterlo stimare correttamente, si introduce un'equazione per il tracciante del combustibile $\rho_{TFu} = \rho Y_{TFu}$. Per definizione, il tracciante di una specie x si comporta come la specie reale ma, a differenza da essa, non viene consumato durante la combustione, dunque non entra nelle equazioni di bilancio termodinamico. L'equazione di trasporto del tracciante sarà perciò uguale a quella della specie corrispondente a meno del termine di reazione:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_{Tx})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_{Tx}) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right)\frac{\partial\tilde{Y}_{Tx}}{\partial x_i}\right) + \bar{\rho}\tilde{S}_x$$

Dall'equazione per il calcolo della variabile di progresso c è facile intuire che essa è definita unicamente per valori di $Y_{TFu} > 0$. Se questa condizione non è soddisfatta, infatti, all'interno della cella non è presente combustibile, dunque la combustione non può aver luogo. Numericamente questo si traduce nel controllo del superamento o meno di un certo valore di soglia da parte della differenza $(Y_{TFu} - Y_{Fu}^F)$; se essa sarà inferiore a tale valore di soglia, allora il codice considererà nulla la presenza di combustibile nella cella, e la combustione non potrà sussistere.

Oltre che per il combustibile, l'equazione del tracciante verrà definita per le specie O₂, CO, NO, H₂ e SOOT. Queste equazioni serviranno a calcolare la composizione dei gas freschi. Esse permetteranno inoltre di trasferire specie minori (CO, NO, H, SOOT) dai gas combusti a quelli freschi nel caso in cui si abbiano iniezioni multiple.

6.1.2.3 CALCOLO DELLE SPECIE MISCELATE E NON

6.1.2.3.1 IL MODELLO DI MISCELAMENTO ARIA-COMBUSTIBILE

Per poter meglio descrivere le tre zone costituenti la cella computazionale è necessario introdurre due nuove quantità:

- ✓ il combustibile puro (con frazione di massa Y_{Fu}^F), contenuto nelle zone F^u ed F^b ;
- ✓ l'ossigeno puro (di frazione di massa Y_{O2}^A), contenuto nelle regioni A^u ed A^b .

Accanto a queste andremo poi a considerare:

- ✓ ρY_{Fu}^F , frazione della massa totale di combustibile (data da: $\rho Y_{Fu}^u + \rho Y_{Fu}^b$);
- ✓ ρY_{O2}^A , frazione della massa totale di ossigeno (ρY_{O2});

Queste specie tuttavia non rientrano nei bilanci di massa delle grandezze globali, e vengono dunque classificate come specie fittizie. Ad ogni modo anche per esse verranno scritte le equazioni di bilancio, nella forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_{Fu}^F)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_{Fu}^F) &= \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right)\frac{\partial\tilde{Y}_{Fu}^F}{\partial x_i}\right) + \bar{\rho}\tilde{S}_{Fu} + \bar{\rho}\tilde{E}_{Fu}^{F \rightarrow M} \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_{O2}^A)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_{O2}^A) &= \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right)\frac{\partial\tilde{Y}_{O2}^A}{\partial x_i}\right) + \bar{\rho}\tilde{E}_{O2}^{A \rightarrow M} \end{aligned}$$

Il miscelamento stesso viene descritto, nelle due equazioni precedenti, dai due termini sorgente: $\tilde{E}_{O2}^{A \rightarrow M}$, $\tilde{E}_{Fu}^{F \rightarrow M}$. L'avanzamento del miscelamento del combustibile viene assunto essere proporzionale alla sua frazione di volume e ad un tempo caratteristico τ_m (*time-scale*):

$$\tilde{E}_{Fu}^{F \rightarrow M} = -\frac{1}{\tau_m} \tilde{X}_{Fu}^F (1 - \tilde{X}_{Fu}^F)$$

L'espressione può anche essere scritta come segue, se si esprime la frazione di volume del combustibile in funzione della frazione di massa:

$$\tilde{E}_{Fu}^{F \rightarrow M} = -\frac{1}{\tau_m} \tilde{Y}_{Fu}^F \left(1 - \tilde{Y}_{Fu}^F \frac{\bar{\rho}M^M}{\bar{\rho}^u|_u M_{Fu}}\right)$$

allo stesso modo si ottiene per l'ossigeno:

$$\tilde{E}_{O2}^{A \rightarrow M} = -\frac{1}{\tau_m} \tilde{Y}_{O2}^A \left(1 - \frac{\tilde{Y}_{O2}^A}{\tilde{Y}_{O2}^\infty} \frac{\bar{\rho}M^M}{\bar{\rho}^u|_u M_{air+EGR}}\right)$$

Nell'espressione, i vari termini indicano:

- ✓ M^M la massa media molare dei gas contenuti nell'area di miscelamento;
- ✓ M_{Fu} la massa molare di combustibile;
- ✓ M_{O_2} la massa molare dell'ossigeno;
- ✓ $M_{air+EGR}$ la massa media molare dell'aria non miscelata +EGR;
- ✓ ρ la densità media;
- ✓ $\rho^u|_u$ la densità dei gas non combusti
- ✓ $Y_{O_2}^\infty$ la frazione di massa dell'ossigeno nella zona contenente aria non miscelata.

Il mixing time-scale τ_m viene considerato essere proporzionale al turbulent time-scale fornito dal modello di turbolenza $k-\varepsilon$:

$$\tau_m^{-1} = \beta_m \frac{\varepsilon}{k}$$

Con $\beta_m=1$.

La concentrazione di ossigeno nell'aria non miscelata viene calcolata come segue:

$$\tilde{Y}_{O_2}^\infty = \frac{\tilde{Y}_{TO_2}}{1 - \tilde{Y}_{TFu}}$$

dove i pedici TO_2 e TFu indicano rispettivamente il tracciante dell'ossigeno e del combustibile. Per le altre X specie delle quali si scrive un'equazione di trasporto, si assume che la composizione di aria+EGR (non combusti) sia la stessa sia nella mixed area che in quella unmixed. Così, se siamo a conoscenza della quantità totale di ossigeno (tracciante di ossigeno) e di quella non miscelata, conosciamo anche il rapporto di massa dell'aria+EGR non miscelato rispetto a quella totale:

$$c_{O_2}^A = \frac{\tilde{Y}_{O_2}^A}{\tilde{Y}_{TO_2}} = \frac{\tilde{Y}_X^A}{\tilde{Y}_{TX}}$$

dove TX indica il tracciante della specie X , ed Y_X^A è la concentrazione della parte non miscelata di tale specie. È già stato precedentemente specificato che per le specie O_2 , CO , NO , $SOOT$ e H_2 verrà risolta una equazione di trasporto del tracciante. Per le specie N_2 , CO_2 ed H_2O i traccianti saranno invece ricostruiti dalle equazioni di bilancio atomico di N , C ed H :

$$\tilde{Y}_{TN_2} = \frac{\bar{\rho}_{N_2} + \bar{\rho}_N + \frac{M_N}{M_{NO}}(\bar{\rho}_{NO} - \bar{\rho}_{TNO})}{\bar{\rho}}$$

$$\tilde{Y}_{TCO_2} = \left(\frac{\bar{\rho}_{Fu}^u + \bar{\rho}_{Fu}^b - \bar{\rho}_{TFu}}{M_F} x + \frac{\bar{\rho}_{CO_2}}{M_{CO_2}} + \frac{\bar{\rho}_{CO} - \bar{\rho}_{TCO}}{M_{CO}} \right) \frac{M_{CO_2}}{\bar{\rho}}$$

$$\tilde{Y}_{TH_2O} = \left(\frac{\bar{\rho}_{Fu}^u + \bar{\rho}_{Fu}^b - \bar{\rho}_{TFu}}{M_{Fu}} y + 2 \frac{\bar{\rho}_{H_2O}}{M_{H_2O}} + 2 \frac{\bar{\rho}_{H_2} - \bar{\rho}_{TH_2}}{M_{H_2}} + \frac{\bar{\rho}_{OH}}{M_{OH}} + \frac{\bar{\rho}_H}{M_H} \right) \frac{M_{H_2O}}{2\bar{\rho}}$$

Dove x ed y sono gli atomi di carbonio ed idrogeno per una molecola di combustibile. M_X è invece la massa molare della specie X , e M_{TX} lo è del suo tracciante. Dunque, per una data cella, la frazione di massa che non rientra nell'area di miscelamento è:

$$\tilde{Y}^{A+F} = \frac{\bar{\rho}^{A+F}}{\bar{\rho}} = c_{O_2}^A (\tilde{Y}_{TO_2} + \tilde{Y}_{TH_2} + \tilde{Y}_{TCO} + \tilde{Y}_{TH_2O} + \tilde{Y}_{TN_2} + \tilde{Y}_{TNO}) + \tilde{Y}_{Fu}^F$$

Se questa grandezza risulta essere maggiore di 0.95 si calcoleranno la proprietà della mixing zone, altrimenti se ne dedurrà che il miscelamento non è tale da far sì che possa esservi combustione.

6.1.2.3.2 COMPOSIZIONE DEI GAS ALL'INTERNO DELLA MIXING ZONE

Nota la definizione delle grandezze globali, si possono a questo punto definire le quantità miscelate applicando l'equazione di conservazione della massa della specie X nella cella considerata:

$$\bar{\rho}_X^M = \bar{\rho} \tilde{Y}_X^M = \bar{\rho}_X - \bar{\rho}_X^A = \bar{\rho} \tilde{Y}_X - \bar{\rho}_X \tilde{Y}_X^A$$

La densità massica del tracciante della specie considerata potrà essere ottenuto direttamente dalla differenza fra il tracciante della specie e la quantità non miscelata:

$$\bar{\rho}_{TX}^M = \bar{\rho} \tilde{Y}_{TX}^M = \bar{\rho}_{TX} - \bar{\rho}_X^A = \bar{\rho} \tilde{Y}_{TX} - \bar{\rho}_X \tilde{Y}_X^A$$

Per il calcolo della densità del combustibile combusto e non, si sottrae il combustibile non miscelato nelle zone contenenti gas combusti e non:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_{Fu}^{u,M} &= \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^{u,M}} = \bar{\rho}_{Fu}^u - \bar{\rho}_{Fu}^{u,F} = \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^u} - \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^{u,F}} \\ \bar{\rho}_{Fu}^{b,M} &= \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^{b,M}} = \bar{\rho}_{Fu}^b - \bar{\rho}_{Fu}^{b,F} = \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^b} - \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^{b,F}}\end{aligned}$$

Con le frazioni di massa del combustibile non miscelato e non combusto, e non miscelato e combusto calcolate come:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_{Fu}^{u,F} &= \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^{u,F}} = (1-\tilde{c})\bar{\rho}_{Fu}^F \\ \bar{\rho}_{Fu}^{b,F} &= \bar{\rho}_{Fu}^{\tilde{Y}^{b,F}} = \tilde{c}\bar{\rho}_{Fu}^F\end{aligned}$$

Per poter applicare il modello di combustione nella mixing zone, è necessario prima definire le densità condizionate $\rho_{X|M}^M$ nell'area di miscelamento, le quali risultano correlate alla densità incondizionata ρ_X^M attraverso la relazione:

$$\bar{\rho}_X^M|_M = \frac{\bar{m}_X^M}{V^M} = \frac{\bar{m}_X^M}{V} \frac{V}{V^M} = \bar{\rho}_X^M C_{V^M} = \bar{\rho}^M|_M \tilde{Y}_X^M|_M$$

La frazione di volume C_{V^M} si deduce dalla conservazione del volume nella cella ($V=V^M+V^{A+F}$):

$$C_{V^M} = \frac{\bar{\rho}^u|_u}{\bar{\rho}^u|_u - \bar{\rho}^{A+F}} = \frac{V}{V^M}$$

dove $\rho^u|_u$ è la densità massica condizionata dei gas non combustibili, ed è dedotta dalla pressione media p e della temperatura dei gas freschi T^u . La densità media condizionata nell'aria di miscelamento $\rho^M|_M$ è data da:

$$\bar{\rho}^M|_M = (\bar{\rho} - \bar{\rho}^{A+F}) C_{V^M}$$

Conoscendo C_{V^M} e $\rho^M|_M$ siamo in grado ora di calcolare, sfruttando la relazione (24), la densità massica condizionata della specie X, $\rho_{X|M}^M$, il suo tracciante $\rho_{TX|M}^M$, e gas combustibili, $\rho_{Fu|M}^{u,M}$, e non, $\rho_{Fu|M}^{b,M}$.

Come per le specie, bisogna poi definire l'entalpia condizionata media nell'area di miscelamento:

$$\tilde{h}^M = \tilde{h} + (\tilde{h} - \tilde{h}^u) \frac{\bar{\rho}^{A+F}}{\bar{\rho} - \bar{\rho}^{A+F}}$$

dove h^u è l'entalpia dei gas freschi.

Tutte le operazioni precedentemente fatte nell'ECFM sulle grandezze globali verranno poi replicate per le concentrazioni condizionate all'interno della mixing zone. Spesso, la concentrazione molare delle specie viene utilizzata nel modello di combustione al posto della densità delle specie. Le due quantità sono correlate attraverso la relazione:

$$\bar{N}_X^M \Big|_M = \frac{\bar{\rho}_X^M \Big|_M}{M_X}$$

Nel prossimo paragrafo verrà spiegato come il modello di combustione viene applicato nella mixing area.

6.1.2.4 COMPOSIZIONE CONDIZIONALE DEI GAS FRESCHI E COMBUSTI NELLA MIXED ZONE

Il modello ECFM viene a questo punto applicato nella *mixed zone*. Come già accennato, il modello descrive il fronte di fiamma come una superficie di interfaccia fra gas freschi e combustibili, di spessore infinitamente sottile. Per poter calcolare correttamente la velocità laminare di fiamma lato gas freschi, e la cinetica delle emissioni lato gas combustibili, è necessario definire in modo preciso le proprietà in queste due regioni.

Le frazioni di massa in queste due regioni, $Y_X^{u,M}|_{u,M}$ e $Y_X^{b,M}|_{b,M}$, vengono definite come:

$$\tilde{Y}_X^{u,M} \Big|_{u,M} = \frac{\bar{m}_X^{u,M}}{\bar{m}^{u,M}}$$

$$\tilde{Y}_X^{b,M} \Big|_{b,M} = \frac{\bar{m}_X^{b,M}}{\bar{m}^{b,M}}$$

Dove gli apici u, b fanno riferimento ai gas freschi (*unburned*) e combustibili (*burned*), ed $m^{u,M}$ ed $m^{b,M}$ sono definite come:

$$\bar{m}^{u,M} = (1 - \tilde{c}) \bar{m}^M$$

$$\bar{m}^{b,M} = \tilde{c} \bar{m}^M$$

Ancora, m^M è la massa totale nella mixed zone della cella computazionale in esame, ed è definita come:

$$\bar{m}^M = (\bar{\rho} - \bar{\rho}^{A+F})V = \bar{\rho}^M|_M V_M$$

facendo poi un bilancio di massa si ottiene:

$$\tilde{Y}_x^M|_M = \frac{\bar{m}_x^M}{\bar{m}^M} = \frac{\bar{m}_x^{u,M} + \bar{m}_x^{b,M}}{\bar{m}^M}$$

$$\tilde{Y}_x^M|_M = \tilde{Y}_x^{u,M}|_M + \tilde{Y}_x^{b,M}|_M$$

Combinando le equazioni precedenti otteniamo infine:

$$\tilde{Y}_x^M|_M = (1 - \tilde{c})\tilde{Y}_x^{u,M}|_{u,M} + \tilde{c}\tilde{Y}_x^{b,M}|_{b,M}$$

È importante sottolineare che le quantità $Y_X^{u,M}|_{u,M}$ e $Y_X^{u,M}|_M$ sono quantità condizionate su diverse zone:

- ✓ $Y_X^{u,M}|_{u,M}$ confronta la massa della specie X contenuta nei gas freschi della *mixed zone* alla massa totale miscelata m^M ;
- ✓ $Y_X^{u,M}|_M$ è la vera frazione di massa media della specie X contenuta nei gas freschi della *mixed zone*.

In altre parole, $Y_X^{u,M}|_M$ rappresenta la frazione di massa della parte miscelata ma non ancora combusta della specie X condizionata su un'unica zona (*mixed zone*), mentre $Y_X^{u,M}|_{u,M}$ rappresenta la stessa cosa, ma condizionata contemporaneamente su due differenti zone (*mixed zone* ed *unburned zone*).

6.1.2.4.1 PROPRIETÀ DI STATO DEI GAS FRESCHI

Nel modello ECFM si assume che i gas freschi siano costituiti dalle specie O₂, N₂, CO, H₂O. Si considerano ora in aggiunta H₂, CO, NO e SOOT, di modo tale che risulti meglio descritta la loro composizione. Affinché però questo possa esser fatto in maniera esatta, è necessario considerare l'aggiunta di un tracciante per ognuna delle nuove specie introdotte.

La frazione di massa del combustibile nei gas freschi viene fornita dall'espressione:

$$\tilde{Y}_{Fu}^{u,M} \Big|_{u,M} = \frac{\bar{\rho}_{TFu}^M}{\bar{\rho}^M} = \tilde{Y}_{TFu}^M \Big|_M$$

Questa stessa composizione si otterrebbe nel caso in cui non vi fosse combustione. Se la combustione ha invece luogo, essa è la stessa fornita dal tracciante del combustibile all'interno della *mixed zone*. Allo stesso modo sarà possibile ricavare la frazione di massa delle altre specie attraverso la relazione:

$$\tilde{Y}_X^{u,M} \Big|_{u,M} = \frac{\bar{\rho}_{TX}^M}{\bar{\rho}^M} = \tilde{Y}_{TX}^M \Big|_M$$

La temperatura dei gas freschi sarà poi ottenibile per inversione dell'entalpia dei gas freschi utilizzando la frazione di massa di questi ultimi.

6.1.2.4.2 PROPRIETÀ DI STATO DEI GAS COMBUSTI

Le proprietà dei gas combusti, ovvero la loro composizione e temperatura, vengono utilizzate nel modello per calcolare alcune caratteristiche di fiamma, quali la formazione delle emissioni inquinanti e la post-ossidazione dei gas.

La frazione di massa di questa parte di gas si ottiene condizionando il combustibile combusto nella *mixing zone* e poi nella burned gas zone F^b come precedentemente spiegato.

Per tutte le altre specie presenti nei gas combusti, essa potrà essere ricostruita dall'equazione di stato dei gas freschi:

$$\tilde{Y}_x^{b,M} \Big|_{b,M} = \frac{\tilde{Y}_x^M \Big|_M - (1 - \tilde{c}) \tilde{Y}_x^{u,M} \Big|_{u,M}}{\tilde{c}}$$

Nei gas freschi ovviamente la frazione di massa delle specie O, OH, H ed N è nulla.

Nel modello ECFM-3Z le aree nelle quali non è previsto si abbia miscelamento, ovvero A ed F, sono supposte essere alla stessa temperatura T^u che si ha nella *mixing zone* M^u , mentre all'interno della zona M^b i gas si trovano ad una temperatura T^b .

Essendo a questo punto necessario conoscere l'esatta frazione di massa in quest'ultima zona, andiamo a definire il coefficiente:

$$c_{m^M} = \frac{\bar{m}^{u,M} + \bar{m}^{b,M}}{\bar{m}}$$

il quale tiene conto della frazione di massa miscelata, che è semplicemente la massa totale meno la somma della massa di combustibile ed aria puri, ovvero, non miscelati:

$$c_{m^M} = 1 - \tilde{Y}^{A+F} = 1 - \tilde{Y}_{Fu}^F - (1 - \tilde{Y}_{TFu}) \frac{\tilde{Y}_{O_2}^A}{\tilde{Y}_{TO_2}}$$

Si può a questo punto ottenere la frazione in massa della zona M^b :

$$\tilde{c}_{b,M} = \frac{\bar{m}^{b,M}}{\bar{m}} = \frac{\bar{m}^{b,M}}{\bar{m}^M} \frac{\bar{m}^M}{\bar{m}} = \tilde{c} C_{m^M}$$

La frazione $(1 - c_{b,M})$ sarà quindi la frazione in massa di quanto si trova alla temperatura T^u , quindi di quanto presente nelle zone F^u , F^b , A^u , A^b , M^u della Figura 6.4.

L'entalpia dei gas combusti potrà essere invece ricavata dall'equazione di bilancio dell'energia:

$$\tilde{h} = (1 - \tilde{c}_{b,M}) \tilde{h}^u + \tilde{c}_{b,M} \tilde{h}^b$$

Se il valore di $c_{b,M}$ risulta essere troppo piccolo, la precedente relazione non potrà essere utilizzata, e si ricorrerà ad una più semplice stima di questo valore.

6.1.2.5 INIEZIONI MULTIPLE

Quando il combustibile presente nei gas freschi, Y_{Fu}^u , è stato completamente consumato dalla combustione, la variabile di progresso della reazione chimica c è pari ad 1. Ne consegue che la *mixing region* contiene interamente gas combusti. Se, dopo che sia stata raggiunta questa situazione, ulteriore combustibile viene iniettato in camera, e dunque se ne venga a formare altra fase vapore, la frazione di massa del tracciante di combustibile Y_{TFu} , così come il combustibile contenuto nei gas combusti, aumenta, pur rimanendo pari ad uno la variabile di progresso della reazione chimica (Y_{Fu}^u continua ad essere nulla).

Questa situazione si riscontra nel caso in cui la temperatura dei gas combusti è alta abbastanza da ossidare rapidamente il combustibile proveniente dalla regione contenente quello non miscelato, dunque puro.

Al contrario, se la temperatura dei gas combusti è bassa, le reazioni chimiche in essi subiscono un arresto, ed il combustibile contenuto nei gas combusti della *mixed region* non potrà più essere ossidato. A questo punto dovrebbe essere necessario considerare il fatto che la miscela possa accendersi per autoaccensione. Questo potrebbe implicare la definizione di una seconda variabile di progresso nei gas combusti, con un'altra equazione per il tracciante del combustibile.

Nel caso in cui vi siano iniezioni multiple si renderà necessario procedere in questo modo per ognuna delle iniezioni; avremo quindi un tracciante del combustibile per ognuna delle iniezioni.

Questa soluzione complica comprensibilmente il modello, per cui si adotterà una procedura più semplice, che consiste nel re inizializzare la variabile di progresso nei gas combusti ogni qualvolta la combustione si arresta, imponendo:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_{Fu}^{u,new} &= \bar{\rho}_{Fu}^u + \bar{\rho}_{Fu}^b \\ \bar{\rho}_{Fu}^{b,new} &= 0 \\ \bar{\rho}_{TFu}^{new} &= \bar{\rho}_{Fu}^u + \bar{\rho}_{Fu}^b\end{aligned}$$

Le condizioni precedenti, progressivamente imposte nel tempo, permettono di trasferire il combustibile dai gas combusti a quelli freschi, facendo tendere via via a zero la variabile di progresso della reazione chimica. Questa procedura non cambia la composizione delle specie dacché il combustibile viene trasferito da una equazione all'altra, ed il tracciante è in fondo solo una specie fittizia che non rientra nei bilanci di massa. Quando la variabile di progresso viene nuovamente inizializzata, un nuovo calcolo di combustione per autoaccensione può avere inizio.

6.1.3 MODELLI DI OSSIDAZIONE DEL COMBUSTIBILE

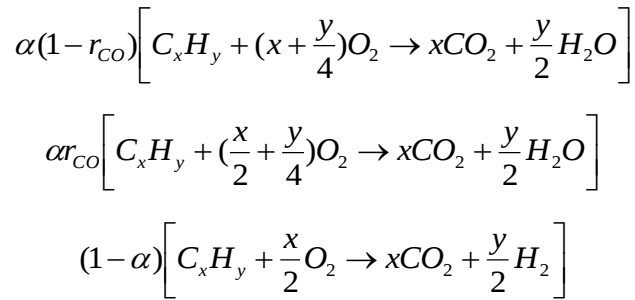
Come già specificato in precedenza, l'ECFM-3Z contempla che la combustione possa aver luogo sia per auto accensione, che per fiamma premiscelata o diffusiva; non solo, il modello prevede che tutti e tre possano avvenire simultaneamente all'interno della mixed zone M. Si presenterà di seguito il modello applicato alla regione M^b per il progresso delle reazioni del combustibile bruciato. Si presenterà poi la cinetica di post-fiamma, sempre in questa regione, che permette di completare l'ossidazione del combustibile (ovvero la trasformazione di CO in CO_2) e fare una previsione sulla formazione delle emissioni inquinanti così come pure l'equilibrio chimico.

6.1.3.1 OSSIDAZIONE DEL COMBUSTIBILE

Al fine di tenere in considerazione la parziale ossidazione del combustibile in CO e CO_2 , l'ossidazione del combustibile viene scomposta in due fasi:

- ✓ Una prima parziale ossidazione che conduce alla formazione di una consistente frazione di CO, e meno di CO_2 , all'interno dei gas combusti nella mixed zone;
- ✓ Successiva ossidazione in CO_2 del CO precedentemente formatosi.

L'ossidazione del combustibile fresco in CO, CO_2 , H_2 ed H_2O avviene attraverso le seguenti reazioni:



Il coefficiente α viene definito in base al rapporto di equivalenza locale:

$$\begin{aligned} \text{if } \bar{\phi} < 1 \rightarrow \alpha = 1 \\ \text{if } 1 \leq \bar{\phi} < \bar{\phi}_{crit} \rightarrow \alpha = \frac{\frac{4(x + \frac{y}{4})}{\bar{\phi}} - 2x}{2x + y} \\ \text{if } \bar{\phi}_{crit} \leq \bar{\phi} \rightarrow \alpha = 0 \end{aligned}$$

Dove il valore critico del rapporto di equivalenza è definito come:

$$\phi_{cr} = \frac{2}{x} \left(x + \frac{y}{4} \right)$$

Per miscele magre $\alpha=1$, dunque solo le prime due delle tre reazioni di ossidazione vengono considerate.

In una precedente versione del modello veniva posto $r_{CO}=0$, che implicava che il combustibile venisse completamente ossidato in CO_2 ed H_2O attraverso la prima delle reazioni.

Esperimenti e complessi calcoli chimici hanno poi mostrato che il CO si forma anche in miscele molto magre; questo ha portato all'introduzione della seconda delle tre del blocco precedente, che permette di contemplare la formazione di CO anche nelle miscele magre.

La proporzione fra il CO ed il CO_2 formati viene monitorata attraverso il coefficiente r_{CO} , il quale viene assunto essere pari a 0.9.

Se PHI è più grande dell'unità, la frazione di massa dell'ossigeno nei gas freschi non è sufficiente ad ossidare il combustibile in CO_2 ed H_2O . In questo caso, la terza reazione, che trasforma il combustibile in CO ed H_2 diventa predominante. Se PHI ha invece valore superiore a quello critico, la quantità di ossigeno nei gas freschi non consente neppure la parziale ossidazione del combustibile in CO. In questo caso, una parte del combustibile non ancora bruciato viene trasferito nella zona dei gas combusti M^b .

6.1.3.2 POST-OSSIDAZIONE DEL COMBUSTIBILE

La descrizione dello stato dei gas si basa sull'assunto che essi si trovino, all'interno della regione M^b , perfettamente miscelati fra loro. Di conseguenza, il modello atto a descrivere la combustione diffusiva, responsabile della post-ossidazione del combustibile, dovrà interamente essere governato dalla chimica delle reazioni, e pertanto andrà ad essere controllato da una scala di tempo chimico τ_c :

$$\left. \bar{\omega}_{Fu}^{b,M} \right|_{b,M} = - \frac{\left. \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^{b,M} \right|_{b,M}}{\tau_c}$$

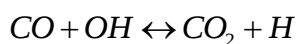
Dove:

$$\tau_c = A e^{\frac{T_a}{T^b}}$$

Con $A=2 \cdot 10^{-6}$ e $T_a=6000\text{K}$ (temperatura di attivazione). Entrambi questi valori sono stati scelti attraverso il confronto numerico/sperimentale in applicazioni motoristiche. La reaction rate ω del combustibile contenuto nei gas combusti sarà successivamente utilizzata per dedurre quella delle altre specie seguendo una procedura simile a quella adottata per i gas freschi. L'unica differenza rispetto al caso in cui si considerino i gas freschi è che, nel caso di gas combusti, si va a considerare $r_{\text{CO}}=1$.

6.1.3.3 CINETICA DI POST-FIAMMA

Per poter correggere lo stato dei gas combusti e la loro temperatura, si procede con il calcolo dell'equilibrio chimico post-ossidazione e della formazione di inquinanti. La chimica di post-ossidazione caratteristica del modello in esame presenta, rispetto a quella del precedente modello ECFM, l'aggiunta di un modello per il particolato, e l'introduzione di una cinetica di ossidazione per il CO:



La cinetica di post-ossidazione consente di effettuare una correzione della stima delle frazioni di massa e dell'entalpia delle specie ottenute con il modello di combustione.

Analisi numerica del processo di combustione nei motori SI



Il lavoro descritto nei prossimi capitoli si inserisce all'interno di una collaborazione tra il GRUppo MOtori dell'Università di Modena ed il Dipartimento di Ingegneria Meccanica dell'Università Federico II di Napoli.

In uno scenario di crescenti limitazioni sulla produzione delle emissioni allo scarico dei motori a combustione interna, e di un costante incremento della domanda di petrolio a fronte di sempre minori risorse disponibili, lo sforzo della ricerca nel settore automobilistico è sempre più indirizzato verso lo studio e l'introduzione di nuove tecnologie per il trasporto urbano.

In attesa però che soluzioni innovative alternative o complementari al motore a combustione interna diventino tecnologie consolidate, e che si possa apprezzarle nell'utilizzo quotidiano su strada, l'industria automobilistica sta compiendo notevoli sforzi per ottemperare alle normative investendo notevoli risorse con il preciso fine di un considerevole incremento dell'efficienza delle unità attualmente in produzione. In questo ambito, tra le soluzioni attuabili, sta assumendo un ruolo di un certo rilievo la conversione dei tradizionali motori benzina e Diesel all'utilizzo di combustibili alternativi, ritenuti "più verdi" da un punto di vista della quantità e della qualità delle emissioni inquinanti prodotte. Dall'utilizzo di combustibili a basso tenore di carbonio, quali ad esempio il gas naturale, possono infatti derivare propulsori caratterizzati da un più contenuto impatto ambientale con sforzi tecnici e tecnologici tutto sommato contenuti.

Grazie alla loro composizione chimica, infatti, combustibili quali il gas naturale possono portare ad una sostanziale riduzione delle emissioni allo scarico, specialmente se adottati in combinazione con adeguate strategie di alimentazione e combustione.

Se si restringe poi il campo di osservazione al parco di veicoli che popolano le nostre strade, è un dato di fatto che il segmento dei ciclomotori e motocicli non possa fare affidamento su soluzioni che prevedano l'utilizzo massiccio di tecnologie più complesse e costose sviluppate per il settore automobilistico. Per fare un esempio, l'idea di utilizzare architetture come quella dell'iniezione diretta di benzina (GDI), eventualmente accoppiata alla sovralimentazione, potrebbe essere ritenuta molto promettente ai fini della riduzione del tipico fenomeno di cortocircuito di miscela incombusta attraverso il condotto di scarico; tuttavia, l'impatto che tale tecnologia avrebbe su questi propulsori di piccola taglia sia in termini di costo sia di complessità costruttiva potrebbe essere più rilevante dei possibili benefici tratti. In termini pratici tende quindi a farsi spazio l'idea di adattare alla specifica gamma, semplificandole, soluzioni e tecnologie già ampiamente collaudate per il settore automobilistico, in modo tale di minimizzare il loro impatto su costi, ingombri e tempi di sviluppo.

La scelta di investire nella conversione dei propulsori per permettere il loro funzionamento con combustibili alternativi rientra dunque perfettamente nello scenario appena descritto. Se in letteratura è ormai abbastanza frequente trovare contributi riguardanti la conversione a metano di unità per applicazioni automobilistiche già esistenti, lo stesso non si può dire per i piccoli motori a due tempi, come quello oggetto di studio nella prima fase del corso di dottorato. Eppure, per questi motori, come per i tradizionali quattro tempi, l'adozione del Natural Gas come combustibile operatore, potrebbe portare ad un notevole miglioramento sia dal punto di vista della produzione delle emissioni allo scarico sia da quello della riduzione dei consumi, con un incremento dei costi di produzione sicuramente limitato così come pure limitate modifiche progettuali rispetto ad esempio, a quelle comportate dall'eventuale adozione dell'iniezione diretta.

Volendo ragionare in un'ottica di riduzione dei costi di progettazione, la fluidodinamica computazionale si offre al progettista come strumento ormai consolidato ed in grado di fornire risposte di dettaglio in merito alle principali fenomenologie che avvengono all'interno dei propulsori, fenomenologie che è possibile investigare solo in parte attraverso le analisi sperimentali al banco prova motore.

Nel corso degli ultimi anni la simulazione fluidodinamica ha assunto un ruolo di primo piano nel processo di progettazione e sviluppo dei motori a combustione interna. La possibilità di tarare i modelli fluidodinamici tramite un diretto confronto con i dati ottenuti al banco prova motore ha permesso negli anni di sviluppare strumenti sempre più robusti; tali strumenti sono ritenuti oggi ormai indispensabili nella comprensione di quei fenomeni di dettaglio altrimenti non investigabili. Gli strumenti di simulazione sono molteplici, per complessità e grado di dettaglio; e ciascuno di essi permette di indagare le problematiche con ottiche diverse, spesso complementari tra loro. La scelta dell'utilizzo di un determinato strumento, piuttosto che di un altro, dipende dunque essenzialmente dal tipo di fenomeno che si intende investigare e dal grado di accuratezza che si vuole raggiungere nella sua rappresentazione.

I codici monodimensionali consentono ad esempio di valutare efficacemente l'influenza che determinati parametri di progetto possono avere sul comportamento del propulsore da un punto di vista globale. Essi rappresentano pertanto lo strumento ideale per la valutazione del modo in cui un parametro di progetto possa intervenire da un punto di vista prestazionale. Tempi di calcolo e costi computazionali decisamente ridotti rendono questi strumenti particolarmente efficaci qualora si vogliano sperimentare rapidamente numerose strategie diverse. Essi rappresentano sicuramente lo strumento meno adatto quando si sia interessati a studiare il dettaglio di un particolare fenomeno. Se si considera nello specifico, la loro applicazione ad un caso motoristico, occorre tenere conto che il modo in cui si sviluppa ciascuna fase di un normale ciclo di lavoro è il risultato del modo in cui si sono verificate le fasi (e quindi i fenomeni) a monte. Consideriamo ad esempio la combustione, cioè il processo attraverso cui siamo in grado di raccogliere lavoro utile durante il ciclo di funzionamento di un motore. È probabilmente il fenomeno meno noto e per questo considerato il più complesso. L'analisi di tale processo mediante l'utilizzo di un codice monodimensionale sarà in grado di fornirci indicazioni circa pressioni e temperature medie raggiunte in camera, o informazioni circa l'efficienza con cui, con determinate scelte progettuali, siamo stati in grado di sfruttare la miscela introdotta in camera. Non sarà invece in grado di dirci che direzione avrà preso la fiamma in camera sotto l'influenza dal campo di moto che siamo stati in grado di generare o se una scarsa efficienza di combustione sarà dovuta ad esempio a valori di dosatura locale troppo magra o a valori locali di turbolenza non appropriati.

L'utilizzo di codici di simulazione tridimensionali diventa dunque un obbligo qualora sia necessario avere informazioni di dettaglio sulle caratteristiche di un determinato processo che

si intende studiare, o ancora quando si abbia la necessità di capire come un particolare dettaglio geometrico, sia esso della camera di combustione o del sistema di aspirazione e/o scarico, vada ad influire sulle condizioni locali di flusso che si vengono a creare all'interno del dominio considerato. A differenza dei codici monodimensionali, i codici di fluidodinamica 3D richiedono tempi e costi decisamente superiori. In ogni caso, essendo essi in grado di restituire analisi accurate e di estremo dettaglio, sono uno strumento ormai irrinunciabile. Tutti i limiti presentati in precedenza sui codici monodimensionali vengono in questo caso superati. Il codice di simulazione tridimensionale sarà ad esempio in grado di fornirci informazioni quali il modo in cui l'area di cortina delle valvole viene sfruttata durante l'immissione della miscela fresca in camera o durante l'espulsione dei gas combusti, circa il miscelamento locale aria/combustibile nel caso di motori ad iniezione diretta, o circa la zona della camera di combustione in cui si verificano le condizioni di incipiente detonazione. Tutte queste sono caratteristiche di dettaglio dei vari fenomeni di cui con il monodimensionale si perderebbe traccia, in parte o in toto.

Alla luce di quanto appena esposto è facile immaginare come il riuscire a combinare questi strumenti possa aprire nuove porte nel campo della progettazione dei motori a combustione interna. In questo ambito, la comunità scientifica sta, negli ultimi anni, compiendo notevoli sforzi verso lo sviluppo di metodologie di analisi in cui si realizza l'accoppiamento dei due software. Purtroppo, gli elevati costi computazionali tipici delle applicazioni 3D, insieme alla difficoltà di creare un'interfaccia di comunicazione tra i due software stabile ed accurata, limita questo tipo di approccio a poche applicazioni, e per lo più per analisi non interno-cilindro.

7.1 LA METODOLOGIA

Come anticipato nell'introduzione del capitolo, l'attività, svolta in collaborazione con il DIME dell'Università Federico II di Napoli, ha riguardato lo sviluppo di una metodologia finalizzata alla simulazione del processo di combustione nei motori ad accensione comandata attraverso l'uso combinato di indagini sperimentali e strumenti di modellazione numerica 1D e 3D.

Nel prosieguo del presente elaborato si sfrutteranno i risultati ottenuti sul caso su cui questa metodologia ha trovato prima applicabilità, e ciò al fine di entrare nel dettaglio dei passi seguiti durante la modellazione. Rispetto a quanto verrà mostrato è necessario specificare che, data la particolare applicazione, è stato necessario spendere maggiori risorse durante le fasi di preparazione del modello 3D e durante la fase di analisi dei risultati in termini di caratterizzazione della fase di ricambio della carica di quanto non sarebbe stato necessario per un motore quattro tempi, su cui peraltro la metodologia è in corso di applicazione.

L'attività inizia dalla caratterizzazione al banco prova motore del propulsore lungo gran parte della curva di funzionamento del motore, testando alternativamente l'alimentazione a benzina ed a *natural gas*. Sperimentalmente, per ognuno dei punti operativi analizzati si rilevano una serie di grandezze che, oltre a caratterizzare il funzionamento del motore, sono utili in fase di messa a punto dei modelli mono- e tri- dimensionali rappresentativi dello stesso, per le successive analisi a calcolo.

Tra tutte le grandezze acquisite, quelle di maggiore interesse da un punto di vista del calcolo sono senz'altro:

- ✓ Pressione e Temperatura in tutti i punti del sistema di aspirazione a scarico in cui sono stati alloggiati dei sensori;
- ✓ Pressione e Temperatura in camera di combustione;
- ✓ Temperatura delle pareti dei vari componenti;
- ✓ Composizione dei gas di scarico.

Una volta acquisite tutte le grandezze di interesse, noto il lay-out dell'impianto al banco prova motore, è possibile costruire il modello monodimensionale.

Quest'ultimo viene, in prima analisi, tarato sulla base dei "soli" dati sperimentali, senza che si abbia, cioè, alcuna interazione con gli strumenti 3D. Nella fattispecie, nel prosieguo della trattazione, non si entrerà nel dettaglio dello sviluppo del modello monodimensionale, curato

dal DIME, fatto salvo per una breve descrizione del modello di combustione frattale, sviluppato sempre presso il DIME, di cui si è contribuito a migliorare le capacità predittive proprio grazie all'attività condotta in campo 3D.

Conclusa la campagna sperimentale al banco ed avviata l'attività monodimensionale, inizia l'interazione 1D-3D. L'attività ha stavolta inizio con un'analisi 3D multi-ciclo, il cui scopo è quello di caratterizzare il comportamento del motore, per ognuno dei punti operativi analizzati, in termini di pressione interno cilindro e coefficienti di lavaggio. In questa fase, i risultati ottenuti tramite le simulazioni monodimensionali sono dati di input per le analisi 3D, fornendo le condizioni al contorno di pressione e temperatura all'imbocco dei travasi e della luce di scarico e le condizioni iniziali per il setup del calcolo. Solo una volta raggiunta la convergenza ciclica cercata, i dati derivanti dalle simulazioni 3D migrano nel codice monodimensionale, diventando un riferimento nella determinazione delle costanti caratteristiche del modello di combustione frattale. A questo scopo, i dati che dal 3D vengono forniti al codice monodimensionale riguardano prevalentemente il campo di moto e di turbolenza che si sviluppa all'interno del cilindro durante tutto il ciclo motore. Tali grandezze sono da considerarsi necessarie per il miglioramento delle capacità del modello di combustione frattale nella stima dell'area turbolenta di fiamma e quindi nella velocità di combustione turbolenta in un regime di combustione che può assumere caratteristiche diverse al variare delle velocità di rotazione considerata.

Questo scambio di dati fa sì che sia sufficiente un numero minimo di iterazioni 1D-3D affinché possa ritenersi raggiunta la convergenza del risultato.

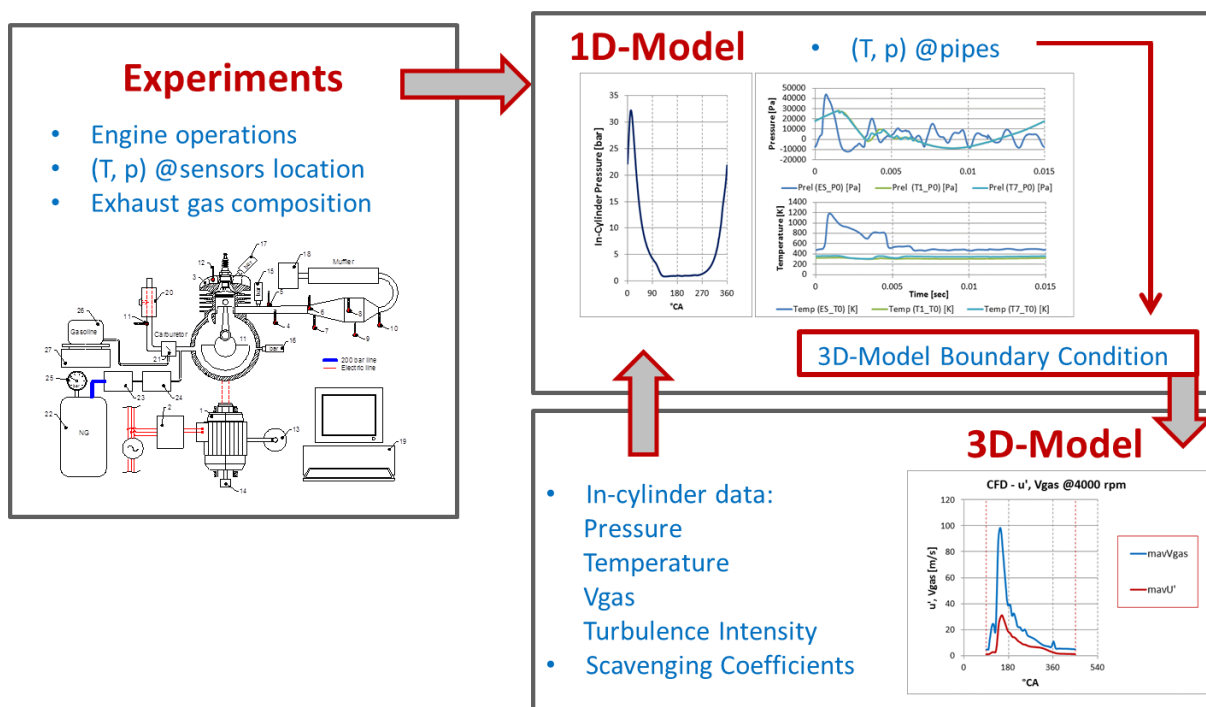


Figura 7.1 – Schematizzazione delle metodologie sviluppata

L'ottenimento di un campo di moto nella camera di combustione ben rappresentativo di quanto avviene all'interno del motore nelle reali condizioni di funzionamento permette, a questo punto, di focalizzare l'attenzione sulla sola porzione del ciclo a luci chiuse, ovvero sul processo di combustione. Lo strumento 3D diventa ora il mezzo attraverso cui svolgere le analisi di combustione consentendo di poter esplorare, al variare del regime di rotazione del motore e della dosatura della miscela, l'effetto sull'avanzamento del fronte di fiamma e sul rendimento di combustione derivante dall'utilizzo di un combustibile le cui caratteristiche sono diverse da quelle del combustibile "di progetto", e di spingersi oltre, indagando se esista, ed eventualmente da cosa sia influenzato, il limite di detonazione.

A questo scopo, si è dapprima effettuata una ricerca bibliografica al fine di determinare che genere di segnale elaborare a partire dalle informazioni derivanti dalle simulazioni 3D e che tipo di interpretazione dare a quest'ultimo in modo tale da avere una definizione di "*knock tendency*" che possa essere applicabile in maniera univoca al variare del caso in esame.

Individuati negli indici IMPO, MAPO e DKI, di cui si è già accennato nei capitoli precedenti, gli indicatori adatti ad individuare l'intensità del *knock*, la ricerca del limite di detonazione è impostata nel seguente modo:

- ✓ Taratura dei modelli di detonazione dei codici mono- e tri- dimensionali.

A questo scopo, avendo a disposizione una vasta gamma di casi investigati sperimentalmente, se ne è individuato uno di cui si fosse certi essere a limite di detonazione. Tra le due alimentazioni considerate, il caso in condizione di incipiente *knock* è stato individuato tra quelli con alimentazione a benzina. La taratura dei modelli è stata quindi effettuata considerando in prima analisi, per il caso analizzato, l'anticipo di accensione al limite della detonazione. Si è verificato dunque che, in queste condizioni, il modello di *knock* non restituisse alcun accenno a tale fenomeno. Verificata questa condizione, si è aumentato di un grado motore l'anticipo di accensione e si è verificato che in effetti in modello fosse in grado di riconoscere detonazione in coda al processo di combustione.

Le strade seguite sono state a questo punto due:

- ✓ A calcolo, incremento progressivo dell'anticipo di accensione fino alla comparsa del *knock*;
- ✓ A calcolo, incremento del rapporto di compressione, in due *step*, ed incremento dell'anticipo di accensione per determinare il limite di detonazione.

Prima di entrare nel dettaglio dell'attività svolta, all'interno del prossimo paragrafo, si presenterà il modello di combustione frattale sviluppato presso il DIME.

7.2 IL MODELLO DI COMBUSTIONE FRATTALE

Il modello, di cui si presenteranno di seguito le principali caratteristiche, è stato sviluppato a cura del prof. Fabio Bozza, docente di Macchine presso l'Università Federico II di Napoli. Implementato all'interno di un codice di simulazione monodimensionale, esso si prefigge lo scopo di modellare adeguatamente il processo di combustione nei motori a combustione interna.

7.2.1 LA NATURA FRATTALE DEL FRONTE DI FIAMMA

Lo sviluppo della combustione nei MCI ad accensione comandata, è associato al processo di propagazione di un fronte di fiamma che raggiunge, partendo dagli elettrodi della candela, tutti i punti della camera di combustione. In assenza di sensibili moti vorticosi della miscela incombusta, il fronte di reazione è assimilabile ad una superficie sferica, di area A_L , che avanza con una velocità pari alla velocità laminare di fiamma, S_L funzione solo delle caratteristiche termochimiche della miscela. In tal caso, detta ρ_u la densità dei gas incombusti la velocità di combustione è data in regime laminare da:

$$\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_L = \rho_u A_L S_L \quad (7.1)$$

Nei comuni motori il processo di combustione si svolge, al contrario, all'interno di un campo di moto fortemente turbolento. Indagini sperimentali condotte in motori ad accensione comandata con possibilità di accesso ottico hanno consentito di fotografare il fronte di separazione tra i gas combusti e quelli incombusti in diverse condizioni operative. È stato largamente dimostrato che tale superficie, nel regime di combustione tipico dei MCI, ha uno spessore trascurabile e presenta delle intense deformazioni su un vasto campo di scale di lunghezza. La superficie effettiva di reazione, A_T , risulta, a causa di tali deformazioni, notevolmente più estesa della corrispondente area in regime laminare, determinando, in definitiva, un forte incremento nella velocità di combustione turbolenta:

$$\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_T = \rho_u A_T S_L \quad (7.2)$$

e quindi:

$$\frac{\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_T}{\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_L} = \frac{A_T}{A_L} \quad (7.3)$$

Può risultare comunque conveniente riferirsi, anche in regime turbolento, ad una superficie media del fronte di fiamma addebitando l'aumento nella velocità di combustione ad una più elevata velocità di propagazione, S_T , del fronte di fiamma medio, A_L :

$$\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_T = \rho_u A_L S_T \quad (7.4)$$

dalla (7.2) e dalla (7.44) risulta in definitiva:

$$\frac{S_T}{SL} = \frac{A_T}{A_L} \quad (7.5)$$

relazione introdotta nel 1940 da *Damkoehler* e che rappresenta in pratica una semplice definizione per S_T . La velocità di combustione turbolenta, è quindi univocamente determinata una volta calcolato l'incremento di area A_T/A_L :

$$\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_T = \rho_u \left(\frac{A_T}{A_L} \right) A_L S_T \quad (7.6)$$

I reali meccanismi fisici che deformano il fronte di reazione non sono tuttavia ancora del tutto chiari. È ben noto che le reazioni di ossidazione del combustibile hanno un'elevata energia di attivazione; la velocità di reazione, esprimibile con la relazione di *Arrhenius*, dipende quindi in maniera sensibile dalla temperatura della fiamma. In conseguenza di ciò, piccole variazioni di quest'ultima producono importanti variazioni nella velocità locale di combustione con conseguente deformazione del fronte di fiamma. Il processo di espansione causato dalla minore densità dei gas combusti rispetto a quelli incombusti, e la curvatura stessa del fronte di fiamma determinano inoltre delle deviazioni nelle traiettorie delle particelle di fluido che lo attraversano generando deformazioni idrodinamiche dello stesso. A ciò si aggiunge un ulteriore complesso meccanismo di deformazione generato, per convezione, dai vortici turbolenti presenti nel campo di moto ed in parte bilanciato dallo stesso processo di combustione che tende, per effetto diffusivo, a limitare le irregolarità del fronte di fiamma.

Al variare delle condizioni operative del motore, quali la velocità di rotazione o il carico, variano alcuni parametri caratteristici del processo di combustione (intensità di turbolenza, velocità laminare di fiamma, ecc.) determinando di volta in volta il prevalere di uno degli effetti descritti sugli altri. In particolare, ad elevata velocità di rotazione, e quindi alle più elevate intensità di turbolenza, il fronte di fiamma può essere considerato come una superficie

immersa nel campo di moto turbolento e sottoposta passivamente alla sua azione deformante. Talora le deformazioni possono essere tanto intense da rompere il fronte di fiamma intrappolando “isole” di gas incombusti all'interno di gas già completamente bruciati. In condizioni invece di bassa velocità di rotazione e carico i fenomeni di instabilità dinamica del fronte di fiamma possono assumere maggiore importanza. Queste considerazioni dimostrano che il calcolo della superficie del fronte di fiamma presenta notevoli complicazioni di carattere teorico essendo influenzato in maniera notevole dalle caratteristiche termo-fluidodinamiche dei gas presenti all'interno del cilindro. Ulteriori complicazioni dipendono da inevitabili variazioni, ad ogni ciclo, di queste ultime in corrispondenza dell'istante di accensione. Ciò può comportare uno sviluppo del processo di combustione e quindi un diagramma di pressione sostanzialmente diverso dando luogo nei comuni MCI ai ben noti fenomeni di variazione ciclica.

Tuttavia, rinunciando ad una descrizione dettagliata della geometria del fronte di fiamma, è possibile in molti casi desumerne le caratteristiche essenziali con una metodologia basata su tipici parametri dimensionali. Se l'effetto di corrugamento dipende essenzialmente dall'azione del campo di moto turbolento, appare intuitivo pensare che la presenza in esso di una distribuzione di vortici di lunghezza caratteristica compresa tra la scala integrale, L_{max} , e la scala di Kolmogorov, L_{min} , determini deformazioni del fronte di fiamma su tutte le scale comprese tra $\lambda_{max} = L_{max}$ e $\lambda_{min} = L_{min}$. L'estensione del fronte di fiamma dipenderà allora dalla scala di lunghezza adottata per la sua misura. In particolare, per scale di misura $\lambda \leq L_{min}$, tutti i corrugamenti presenti sul fronte di fiamma saranno effettivamente considerati nell'operazione di misura che fornirà perciò il valore $A_T = A(L_{min})$. Al contrario, scale di lunghezza $\lambda \gg L_{min}$ comporteranno il taglio di un certo numero di deformazioni determinando quindi il computo di un'area minore. Per $\lambda \geq L_{max}$ si otterrà, in definitiva, la misura di una superficie media del fronte di fiamma $\bar{A}_T = A(L_{max})$.

Di conseguenza, ipotizzando che le deformazioni del fronte di fiamma siano auto simili si potrà scrivere:

$$A_T = A_L \left(\frac{L_{max}}{L_{min}} \right)^{D_3-2} \quad (7.7)$$

relazione valida nell'ulteriore ipotesi che l'area media del fronte di fiamma turbolento risulti geometricamente simile all'area effettiva in regime di combustione laminare, cioè si assume che $\bar{A}_T = A_L$. Molti ricercatori negli ultimi anni hanno condotto vaste indagini sperimentali per verificare la validità della (7.7) e per determinare opportune correlazioni per il calcolo della dimensione frattale D_3 . Sofisticata tecnica di processamento delle immagini hanno consentito in più casi di calcolare l'area del fronte di fiamma, o più precisamente il perimetro di una sezione con un piano, e di costruire diagrammi da cui è possibile desumere sia la dimensione frattale che l'intervallo di lunghezze entro il quale risulta valida. I risultati hanno dimostrato che non vi è dubbio sulle caratteristiche frattali del fronte di fiamma anche se le diverse configurazioni sperimentali hanno talvolta restituito diversi valori di D_3 o diverse espressioni per le scale di minimo e massimo corrugamento. Nella maggior parte dei casi gli effetti della curvatura e dell'espansione del fronte di fiamma sono risultati trascurabili se paragonati all'incremento di area per effetto del campo di moto turbolento. Questi effetti restano tuttavia importanti nella determinazione della superficie media della fiamma A_L .

Numerosi riscontri sperimentali hanno confermato le ipotesi della “frattalità” del fronte di fiamma, dimostrando che la geometria frattale è capace di modellare superfici complesse sulla base di pochi parametri caratteristici.

7.2.2 IL MODELLO DI COMBUSTIONE FRATTALE

Durante il processo di combustione la propagazione del fronte di fiamma all'interno del cilindro individua due zone o volumi di controllo: uno contenente miscela incombusta e l'altro contenente gas già completamente ossidati. La superficie di separazione è di spessore infinitesimo, in conseguenza dell'elevata energia di attivazione delle reazioni di ossidazione, ed adiabatica, a causa della relativa lentezza dei fenomeni di scambio termico in rapporto ai comuni valori della velocità di propagazione della fiamma (3-15 m/s). Inoltre, in conseguenza delle elevate velocità di propagazione dei disturbi di pressione, questa può ritenersi uniforme in tutta la camera.

In ognuna delle due zone possono applicarsi le equazioni di bilancio della massa (7.8) e dell'energia (7.9):

$$\begin{aligned}\frac{dm_{uz}}{dt} &= \frac{dm_{in}}{dt} - \frac{dm_b}{dt} \\ \frac{dm_{bz}}{dt} &= -\frac{dm_{ex}}{dt} + \frac{dm_b}{dt}\end{aligned}\quad (7.8)$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{uz}e_{uz}}{dt} &= \sum_i \frac{dm_{in}}{dt} h_{in} - \frac{dm_b}{dt} h_{uz} - \frac{dQ_{wuz}}{dt} - p \frac{dV_{uz}}{dt} \\ \frac{dm_{bz}e_{bz}}{dt} &= -\sum_i \frac{dm_{ex}}{dt} h_{ex} + \frac{dm_b}{dt} h_{uz} - \frac{dQ_{wbz}}{dt} - p \frac{dV_{bz}}{dt}\end{aligned}\quad (7.9)$$

dove

m_{uz} : massa nella zona incombusta;

m_{bz} : massa nella zona combusta;

m_{in} : massa in ingresso al cilindro;

m_{ex} : massa in uscita dal cilindro;

m_b : massa bruciata;

e_{uz} : energia totale specifica nella zona incombusta;

e_{bz} : energia totale specifica nella zona combusta;

h_{in} : entalpia specifica della massa in ingresso al cilindro;

h_{ex} : entalpia specifica della massa in uscita dal cilindro;

h_{uz} : entalpia specifica della massa nella zona incombusta;

Q_{wuz} : calore scambiato con le pareti della zona incombusta;

Q_{wbz} : calore scambiato con le pareti della zona combusta;

p : pressione nel cilindro;

V_{uz} : volume della zona incombusta;

V_{bz} : volume della zona combusta.

L'integrazione di queste quattro equazioni nelle incognite masse e temperature, permette di caratterizzare il processo di combustione; Il modello prevede quattro fasi: una prima fase di formazione del *kernel*, ossia del primo nucleo di fiamma, una seconda fase di propagazione laminare del fronte di fiamma, una terza in cui la propagazione è pienamente turbolenta, ed una quarta fase di decadimento esponenziale della velocità di propagazione, *wall combustion*. Le quattro fasi non sono indipendenti tra loro ed il passaggio dall'una all'altra è sempre graduale e modulato con opportune transizioni. In sintesi, si immagina che dopo la formazione del primo nucleo, il fronte di fiamma avanzi in regime laminare e che intanto il campo di moto turbolento ne aumenti l'area effettiva distorcendone la superficie grazie alla sua azione convettiva, infine in prossimità delle pareti del cilindro la velocità di combustione si riduce fortemente.

La fase di formazione del nucleo di fiamma, la cosiddetta fase di *kernel*, non è direttamente descritta nel modello, ma è schematizzata come un *ignition delay*, il cui valore, tratto dalla letteratura, è posto pari a circa 100 μ s; in realtà tale durata è fortemente influenzata dal grado di parzializzazione e dalle condizioni termodinamiche all'istante dell'accensione pertanto, per tenere conto di tali dipendenze, si è utilizzata la seguente espressione:

$$\tau_k = \tau_0 + Ap^{-n} \exp\left(-\frac{B}{T_u}\right)$$

dove

τ_0 , A, B, n : opportune costanti;

T_u : temperatura della miscela incombusta;

p : pressione nel cilindro.

Le relazioni (7.6) e (7.7) consentono, in definitiva, il calcolo della velocità di combustione e quindi della legge di rilascio del calore. È tuttavia necessario determinare la velocità laminare di fiamma S_L , le scale L_{max} e L_{min} , la dimensione frattale D_3 e la superficie media del fronte di fiamma A_L .

Per il calcolo della velocità laminare di fiamma S_L esistono diverse correlazioni, ad esempio quella di Metgalchi e Keck, che legano la velocità laminare del fronte di fiamma al tipo di combustibile, al rapporto aria-combustibile, alla pressione, alla temperatura e alla composizione della miscela.

La superficie media del fronte di fiamma può essere assimilata, in ogni istante di tempo, alla porzione di superficie determinata dall'intersezione di una sfera, con centro tra gli elettrodi della candela, con le pareti del cilindro e la testa del pistone.

In base a tale ipotesi è possibile calcolare con un software CAD parametrico, ad ogni angolo di manovella e per ogni raggio del fronte di fiamma, le intersezioni della superficie laminare del fronte di fiamma con le pareti del cilindro e la testa del pistone, ottenendo una rappresentazione dell'area del fronte di fiamma al variare del raggio del fronte di fiamma e dell'angolo di manovella.

L'andamento dell'area laminare del fronte di fiamma che si ottiene presenta variazioni piuttosto improvvise di tendenza in corrispondenza degli istanti in cui tale fronte viene a contatto con le pareti della camera di combustione. In definitiva questa superficie viene memorizzata all'interno del modello di combustione e consente il calcolo dell'area A_L .

La scala L_{max} si assume uguale alla scala integrale L_I , mentre la scala L_{min} si assume uguale alla scala di Kolmogorov l_k . Per il calcolo della macroscale di turbolenza, ovvero della lunghezza integrale ci si riferisce ad una lunghezza proporzionale a quella massima riscontrabile nel volume a disposizione:

$$L_I = C_L \sqrt[3]{V}$$

dove

C_L :costante di taratura;

V :volume istantaneo del cilindro.

È necessario osservare però che la massima dimensione di corrugamento non può comunque essere maggiore del raggio del fronte di fiamma, pertanto si ha:

$$L_{max} = \min(r_f, L_I)$$

dove r_f è il raggio del fronte di fiamma.

Per la scala di Kolmogorov, nell'ipotesi di turbolenza omogenea ed isotropa, può ritenersi valida la relazione:

$$l_k = \frac{L_I}{(u' L_I / \nu_u)^{3/4}}$$

dove

u' : intensità media del campo di moto turbolento;

$Re_t = \frac{u' L_I}{\nu_u}$: numero di Reynolds turbolento;

ν_u : viscosità cinematica nella zona incombusta.

Dunque, mentre il calcolo di L_I è immediato una volta nota la posizione del pistone, per il calcolo di L_k è necessario appoggiarsi ad un modello di turbolenza che permetta di stabilire il valore di u' . Da quanto detto precedentemente, il modello di combustione è accoppiato ad un modello di turbolenza.

In particolare si è fatto riferimento al Modello $K-k$ modificato, in cui:

- ✓ K indica l'energia cinetica del campo di moto medio (macrocampo di moto)

$$K = \frac{1}{2} m U_f^2$$

- ✓ k indica l'energia cinetica del campo di moto turbolento (microcampo di turbolenza)

$$k = \frac{3}{2} m u'^2.$$

Il modello è basato sui bilanci relativi alle due specie sopra definite:

$$\frac{dK}{dt} = c_{in} \left(\frac{1}{2} \dot{m}_{in} u_{in}^2 \right) + c_{ex} \left(\frac{1}{2} \dot{m}_{ex} u_{ex}^2 \right) - P + K \frac{\dot{m}_{ex}}{m} + K \frac{\dot{\rho}}{\rho}$$

$$\frac{dk}{dt} = P - D + k \frac{\dot{m}_{ex}}{m} + k \frac{\dot{\rho}}{\rho}$$

In cui

$$C_{in} \left(\frac{1}{2} \dot{m}_{in} u_{in}^2 \right); \quad C_{ex} \left(\frac{1}{2} \dot{m}_{ex} u_{ex}^2 \right)$$

sono termini di produzione dell'energia cinetica associata al campo di moto medio, legati alla fase di aspirazione e scarico del motore, e presentano le costanti di taratura C_{in} e C_{ex} . I termini

$$K \frac{\dot{m}_{ex}}{m}; \quad k \frac{\dot{m}_{ex}}{m}$$

sono produzioni delle specie che fanno riferimento alla portata di fluido in uscita durante la fase di scarico in modo da dipendere dal valore istantaneo delle specie stesse. I termini

$$K \frac{\dot{\rho}}{\rho}; \quad k \frac{\dot{\rho}}{\rho}$$

fanno riferimento alla variazione di densità del fluido durante la fase di compressione e anch'essi dipendono dal valore istantaneo delle specie stesse. Infine sono presenti i termini P

e D , che nelle equazioni di bilancio esprimono rispettivamente l'aliquota di energia cinetica K convertita in energia cinetica k e l'aliquota di energia cinetica k dissipata in calore.

$$P = c_P \frac{K}{t_P}$$

$$D = c_D \frac{k}{t_D}$$

dove C_P e C_D sono costanti di taratura, t_P e t_D sono rispettivamente il tempo di *turn-over* di un macro-vortice e di un micro-vortice, cioè il tempo impiegato da un vortice per effettuare una rotazione completa su se stesso. Questi tempi caratteristici sono calcolati con le relazioni:

$$t_P = \frac{L_I}{U_f}; \quad t_D = \frac{L_I}{u'}; \quad t_D = \frac{l_k}{u'};$$

dove l_k è la scala di *Kolmogorov*. La prima delle due relazioni di t_D è utilizzata per le fasi di aspirazione, compressione ed espansione, mentre la seconda lo è per la fase di scarico. Le equazioni di bilancio delle specie K e k integrate su tutto il ciclo del motore permettono di ricavare l'intensità media del campo di moto turbolento.

Per quanto riguarda, infine, la dimensione frattale da inserirsi nella (7.7), valori compresi tra 2.11 e 2.37 sono stati misurati negli ultimi anni su diverse configurazioni sperimentali. Si osservano generalmente valori più elevati al crescere dell'intensità di turbolenza e più bassi al crescere della velocità laminare di fiamma. Se da un lato, infatti il campo di moto turbolento distorce, per effetto convettivo, il fronte di fiamma, dall'altro il processo di combustione tende, per effetto diffusivo, a renderlo più uniforme; North et al. Hanno in definitiva proposto la relazione:

$$D_3 = \frac{2.35u' + 2.00S_L}{u' + S_L}$$

L'equazione precedente risulta essere valida nel caso di combustione completamente turbolenta, pertanto essa non simulerebbe bene il comportamento del fronte di fiamma nelle fasi iniziali e finali della combustione dove il livello di corrugamento è sicuramente più basso; pertanto per tenere conto di questa variabilità l'equazione si modifica nel seguente modo:

$$D_3 = \frac{D_{3,\max} u' + D_{3,\min} S_L}{u' + S_L}$$

dove $D_{3,\min}$ vale 2,05 mentre $D_{3,\max}$ deve essere crescente.

$$D_{3,\max} = D_{3,\min}(1 - w_1) + 2.35w_1$$

$$w_1 = 1 - \exp(-\omega_{wr})$$

dove ω_{wr} rappresenta la *flame wrinkling rate*, ossia la velocità di corrugamento del fronte di fiamma adimensionalizzata, che da analisi sperimentali è risultata:

$$\omega_{wr} = \frac{r_f}{r_{f,ref}} \frac{n}{n_{ref}}$$

Si è osservato che la velocità con cui il fronte di fiamma si corruga, ossia la velocità con cui si ha transizione tra un avanzamento inizialmente laminare ed un avanzamento completamente turbolento del fronte di fiamma dipende, sia dal raggio attuale del fronte, sia dal regime di rotazione del motore, ed in particolare tale velocità risulta crescente all'aumentare del numero di giri; $r_{f,ref}$ e n_{ref} indicano rispettivamente il raggio del fronte al quale inizia la transizione laminare-turbolento ed il numero di giri al quale tale raggio è stato misurato o comunque imposto.

Tutta la modellazione fin qui esposta si basa sull'ipotesi fondamentale che il fronte di fiamma sia mono-connesso, ma ciò può non verificarsi agli alti regimi di rotazione del motore laddove l'intensa attività convettiva del campo turbolento può portare alla formazione di isole di massa incombusta in seno a quella già bruciata causando un ulteriore aumento della superficie del fronte di combustione.

Una tale evenienza può essere prevista attraverso il diagramma di Borghi, mostrato all'interno del Capitolo 1, accoppiato alle curve di funzionamento del motore. Nel diagramma ciascuna zona corrisponde ad un diverso regime di combustione.

Agli alti regimi di rotazione è possibile entrare nelle zone delle *distributed reaction*, cui corrisponde la formazione di isole di incombusti. Per tenere conto di questo fenomeno si è aggiunto un termine correttivo all'espressione di $\frac{A_T}{A_L}$ che dunque diventa:

$$\frac{A_T}{A_L} = \left(\frac{L_{\max}}{L_{\min}} \right)^{D_3-2} \cdot \left(1 + K_{al} \frac{u'}{S_L} \right)$$

dove K_{al} è una costante di calibrazione.

Resta da analizzare l'ultima delle quattro fasi del processo di combustione. Durante la *wall-combustion* la velocità di propagazione del fronte di fiamma risulta notevolmente più bassa a

causa della prossimità delle pareti: queste, infatti, fungono da costrizione per il libero avanzamento del fronte di fiamma, ne risulta un decadimento della velocità di combustione, ipotizzato di tipo esponenziale; pertanto in tale fase la legge di combustione diviene:

$$\left(\frac{dm_b}{dt} \right)_{wall-comb} = \frac{m - m_b}{\tau}$$

dove

m : massa totale di combustibile presente in camera all'inizio della combustione;

m_b : massa di combustibile già combusta;

τ : tempo caratteristico.

La *wall-combustion* parte quando la frazione di massa bruciata raggiunge un valore di soglia:

$$x_b = x_{b,wc}$$

dove $x_{b,wc}$ è un'opportuna costante. In questo istante di tempo viene calcolato il valore di τ imponendo l'uguaglianza tra la *fractal burning rate* e la *wall-combustion burning rate*:

$$(\rho_u A_T S_L)_{tr} = \frac{(m - m_b)_{tr}}{\tau}$$

da cui si ricava:

$$\tau = \frac{(m - m_b)_{tr}}{(\rho_u A_T S_L)_{tr}}$$

dove i pedici “*tr*” indicano che i valori sono riferiti all'istante nel quale la massa raggiunge il valore di soglia. Il passaggio tra le varie modalità di combustione non è repentino, bensì graduale ed è affidato a tre coefficienti di peso, w_1 , w_2 , w_3 , che variano nel tempo. Essendo pre-moltiplicati alle aliquote della velocità di combustione delle tre fasi del processo di combustione descritte, permettono di calcolare la legge di rilascio del calore in modo completo. Tale legge ha un carattere predittivo in quanto calcolata attraverso il modello e non assegnata con le relazioni di *Wiebe*:

$$\frac{dm_b}{dt} = w_1 \left(\frac{dm_b}{dt} \right)_L + w_2 \left(\frac{dm_b}{dt} \right)_T + w_3 \left(\frac{dm_b}{dt} \right)_{WC}$$

7.3 L'ATTIVITÀ SVOLTA

L'attività di seguito descritta, che ha come oggetto un piccolo motore due tempi per applicazione motociclistica, riporta un'analisi completa su gran parte del *range* di funzionamento dello stesso attraverso l'uso congiunto di indagini sperimentali e simulazioni fluidodinamiche mono- e tri- dimensionali. Le indagini sono state condotte in ogni punto operativo considerando il propulsore alimentato alternativamente a benzina ed a gas naturale.

I dati ottenuti al banco prova motore hanno in un primo momento permesso la taratura dei modelli fluidodinamici adottati. Attraverso le analisi mono- e tri- dimensionali si è poi entrati nel dettaglio dell'analisi dei processi di ricambio della carica e di combustione. Una volta caratterizzato il comportamento del propulsore in condizioni di normale funzionamento, gli strumenti numerici sono stati utilizzati per indagare la tendenza alla detonazione del motore, sempre per entrambe le alimentazioni considerate. Infine, sia sul motore “standard” che su una configurazione modificata, si sono investigati limiti e potenziali benefici derivanti dall'utilizzo di un combustibile con elevato potere anti detonante come il Natural Gas, per i soli punti operativi valutati come i più critici.

7.4 IL MOTORE MORINI AH50L

La metodologia appena descritta è stata sviluppata durante un'attività di calcolo svolta su un piccolo propulsore a due tempi prodotto dalla storica casa bolognese Morini ed ampiamente utilizzato per motorizzare i veicoli a due ruote.



Figura 7.2 – Il motore Morini AH50L

Si tratta di un motore a due tempi di tipo tradizionale con lavaggio ad anello, compressione della miscela fresca nel carter ed ammissione lamellare. La testata è in alluminio e il cilindro in ghisa a sei luci: una di scarico e cinque di travaso. Il raffreddamento è ad aria e viene affidato ad un ventilatore solidale con l'alternatore il quale, a sua volta, funge anche da volano. La lubrificazione avviene tramite un circuito esterno grazie al quale l'olio viene inviato esattamente dove è necessario. La lettera L all'interno della denominazione sta ad indicare solo il fatto che la trasmissione è stata progettata a passo lungo. Peso ed ingombri sono abbastanza contenuti e tipici di questa fascia di motori.

La figura successiva riporta una tavola raffigurante il diagramma della distribuzione e le dimensioni delle luci di lavaggio.

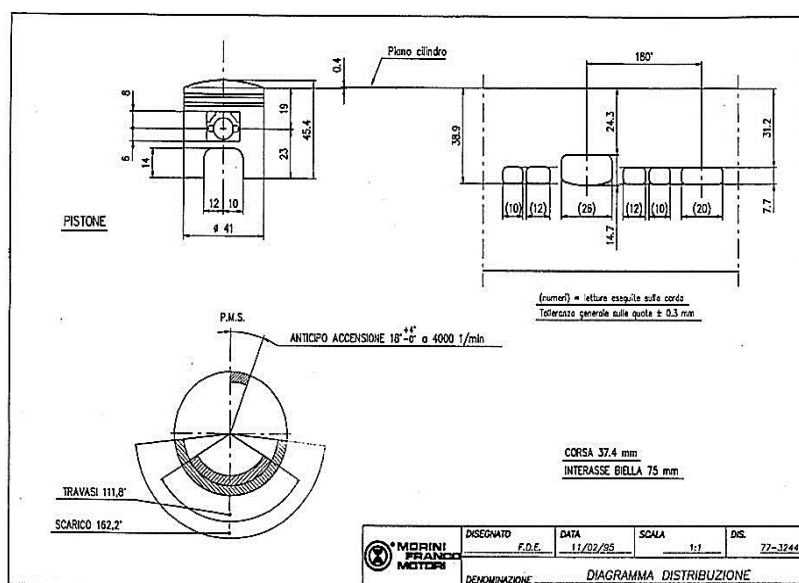


Figura 7.3 – Diagramma polare della distribuzione del Morini AH50L

Nella tabella seguente è invece possibile esaminare quantitativamente le principali caratteristiche del motore.

FUNZIONAMENTO	Monocilindrico a 2 tempi
CILINDRICO	In ghisa a 5 travasi
ALESAGGIO	41,0 mm
CORSA	37,4 mm
CILINDRATA TOTALE	49,4 cm ³
ASPIRAZIONE	Con valvola lamellare
RAPPORTO DI COMPRESSIONE	12:1
POTENZA MAX. ALBERO	5,6 CV (4,11 kW) a 8000 rpm
COPPIA MAX. ALBERO	4,7 N m a 7500 rpm
RAFFREDDAMENTO	Ad aria
PESO A SECCO	19 kg
LUNGHEZZA BIELLA	75mm
VOLUME CARTER	283cm ³

Tabella 7.1 – Caratteristiche tecniche del motore

7.5 LA SALA PROVA MOTORE

La caratterizzazione al banco prova motore di un propulsore rappresenta il primo *step* durante la fase di sviluppo di un motore. Lo scopo delle indagini sperimentali è ovviamente quello di determinare le effettive caratteristiche prestazionali e di funzionamento dei propulsori messi al banco. Generalmente, la caratterizzazione viene ottenuta rilevando, alle varie velocità di rotazione cui il motore può lavorare: la coppia motrice, la pressione media effettiva, la potenza, il consumo specifico, la portata d'aria aspirata, le percentuali di inquinanti allo scarico, l'andamento del ciclo termodinamico, il valore del coefficiente di riempimento. Viene inoltre monitorata l'attitudine a sopportare per lunghi periodi di tempo le condizioni d'impiego più gravose, attraverso il controllo delle temperature delle varie parti del motore, da cui si deduce l'efficacia dei sistemi di raffreddamento e lubrificazione.

7.5.1 LA SALA PROVA MOTORE DEL D.I.M.E.

Il motore in esame è stato installato su un banco prova motore allestito presso il Dipartimento di Ingegneria Meccanica dell'università Federico II di Napoli. Al fine di raccogliere dati utili per la preparazione del modello monodimensionale del motore, l'intero sistema è stato dotato di sensori di pressione e temperatura. La figura 7.4 seguente mostra il lay-out di impianto, mentre la tabella 7.2 riporta la legenda relativa ai vari sensori disposti lungo tutto il lay-out.

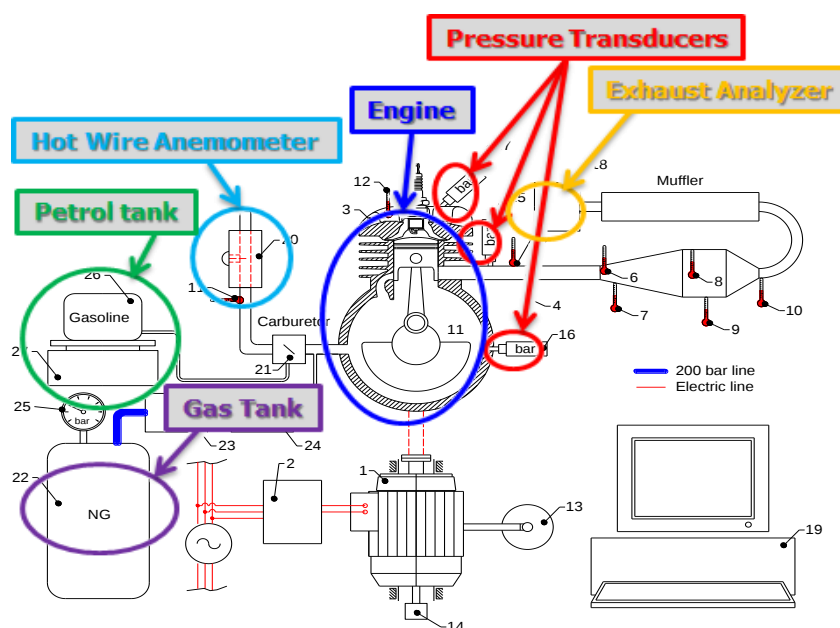


Figura 7.4 – Lay-out d'impianto

1	DC Electric motor
2	Central Command electric motor
3	Engine
4-12	Thermocouples
13	Force transducer
14	Encoder
15-16	Fast piezoresistive pressure transducer
17	Miniature dynamic pressure transducers
18	Exhaust Analyzer
19	PC + DAQ Card
20	Hot wire anemometer
21	Angular position sensor
22	Gas Tank
23	Natural Gas pressure reducer
24	Natural gas mass flow meter
25	Pressure Gauge
26	Petrol tank
27	Balance

Tabella 7.2 – Descrizione dei sensori disposti lungo l'impianto

Le pressioni istantanee all'interno di cilindro, carter e condotto di scarico sono state rilevate attraverso una serie di sensori dinamici piezo-resistivi di pressione. Il *range* di funzionamento del motore considerato per le prove va da 4000 a 7000 rpm, in piena ammissione. Per garantire il corretto funzionamento dei sensori, il banco è stato dotato di un sistema di raffreddamento progettato per la specifica applicazione. Gli altri misuratori disposti lungo la linea di aspirazione e scarico hanno permesso di rilevare altri dati, tra cui la portata d'aria e di combustibile, la coppia, la velocità di rotazione e la temperatura dei gas e delle pareti.

La misura della portata d'aria è stata ottenuta attraverso un anemometro a filo caldo, anch'esso realizzato per far fronte alla specifica applicazione. In particolare, esso è stato ottenuto alloggiando un anemometro commerciale all'interno di una struttura "fatta in casa", in modo tale da renderlo adatto alla misurazione delle modeste portate d'aria che attraversano il sistema. Prima dell'utilizzo al banco, il dispositivo è stato ovviamente testato attraverso una serie di prove stazionarie in cui le misure rilevate sono state confrontate con quelle ottenute da strumenti più accurati.

In ognuno dei punti operativi testati al banco, il motore è stato alimentato alternativamente con benzina e Natural Gas (NG), la cui composizione è riportata in Tabella 7.3. Nei casi con alimentazione a NG, il combustibile è stato iniettato direttamente all'interno del condotto di aspirazione. La portata di combustibile è stata costantemente controllata e aggiustata attraverso una valvola a controllo elettronico incorporata all'interno del misuratore di portata dedicato al metano.

Component	% vol.
Methane (CH ₄)	88.27
Ethane (C ₂ H ₆)	4.37
Propane (C ₃ H ₈)	1.71
Butane (C ₄ H ₁₀)	0.50
Pentane (C ₅ H ₁₂)	0.15
Hexane (C ₆ H ₁₄)	0.01
Oxygen (O ₂)	0.10
Nitrogen (N ₂)	4.38
Carbon dioxide (CO ₂)	0.51

Tabella 7.3 – Composizione del Natural Gas

Per poter rendere paragonabili i test effettuati modificando il combustibile utilizzato per l'alimentazione del motore, ognuna delle prove è stata effettuata mantenendo costante, al variare appunto del combustibile introdotto nel sistema, l'indice d'aria. In tabella 7.4, di seguito, un riepilogo delle prove effettuate al banco.

N [rpm]	Air Temp [°C]	Air Pressure [hPa]	Humidity [%]	λ
4009/4011	22.4 / 22.6	1020/1020	76 / 75	1.05/1.03
4567/4567	23.2 / 23.2	1017/1020	73 / 73	0.95/0.97
5014/5014	23.2 / 23.5	1020/1020	70 / 70	0.90/1.01
5461/5460	23.5 / 23.5	1020/1020	70 / 70	0.91/0.92
6018/ ----	23.5 / ----	1020/1020	70 / ---	0.96 / ---
6574/6576	24.0 / 24.0	1020/1020	67 / 67	0.93/0.89
7022/7020	24.0 / 24.0	1020/1020	67 / 67	0.88/1.04

Tabella 7.4 – Riepilogo delle prove effettuate al banco prova motore

Per ognuno dei punti operativi analizzati, al fine di ridurre al minimo le possibili variazioni di pressione e temperatura all'interno dei condotti, le prove con alimentazione a metano sono state effettuate immediatamente dopo quelle con alimentazione a benzina. Durante ognuna

delle prove, al fine di avere un controllo sull'effettivo indice d'aria, si è rilevata la portata d'aria e si è effettuata l'analisi dei gas di scarico. Da quest'ultima è stato possibile risalire all'effettiva qualità della miscela che opera ed eventualmente correggere la portata di combustibile, in modo tale da mantenere allineato il valore rilevato a quello misurato durante le prove con alimentazione a benzina. È proprio questo tentativo di riallineamento dell'indice d'aria a causare i lievi scostamenti presenti nell'ultima colonna in Tabella 7.4. Dai dati raccolti al banco è emerso, come ci si aspettava, che l'adozione di un combustibile gassoso provoca, in relazione a quanto ottenuto per l'alimentazione a benzina, la riduzione sia della portata d'aria che della potenza elaborata (Figura 7.5a e 7.5b).

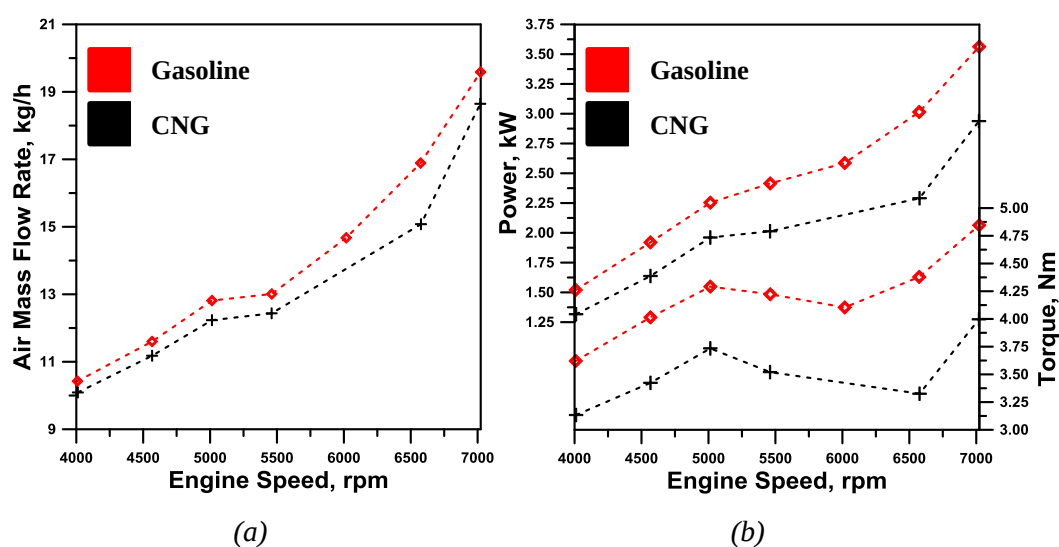


Figura 7.5 – (a) Portata d'aria; (b) Potenza e Coppia sperimentali

Per quel che riguarda il decadimento delle prestazioni, l'effetto risulta essere dovuto da un lato da una minore portata di combustibile elaborata, e dall'altro da una minore velocità di combustione del NG. Da quest'ultima considerazione nascerebbe la necessità di adattare l'anticipo di accensione durante le prove con alimentazione a NG in modo tale da compensare l'effetto negativo che la velocità di combustione del NG gioca sulla potenza del motore, necessità non soddisfatta a causa di limitazioni legate all'apparato sperimentale utilizzato. In ogni caso, si è rilevato un buon comportamento da parte del motore con alimentazione a NG, anche in condizioni di alimentazione molto magra.

Tutti i test sono stati condotti a pari lambda della miscela ed a pari anticipo di accensione.

7.6 IL MODELLO 3D

7.6.1 DISCRETIZZAZIONE DELLA GEOMETRIA

Come già anticipato, l'oggetto dello studio è un piccolo motore due tempi con lavaggio ad anello realizzato per mezzo di una luce di scarico e cinque travasi. In questa prima fase del lavoro, che ha riguardato la preparazione della geometria, al fine di semplificare il problema da un punto di vista dei costi computazionali, si è deciso di sfruttare la simmetria geometrica e fluidodinamica del problema considerando metà porzione del dominio di interesse.

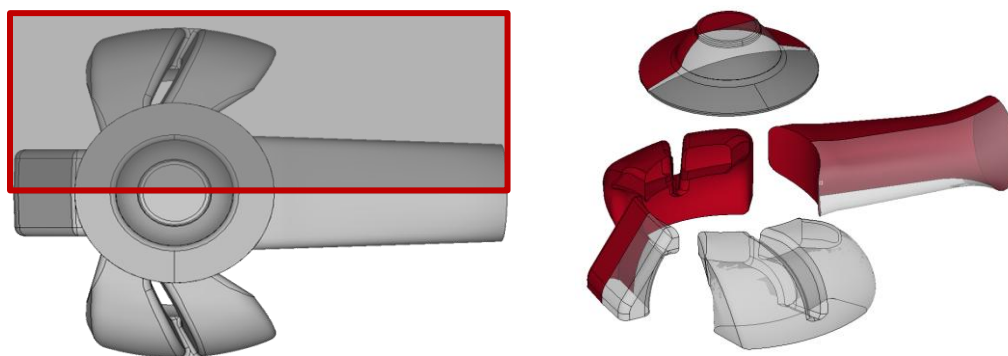


Figura 7.6 – Dominio di calcolo

Non solo, implicando la metodologia sviluppata l'utilizzo congiunto di strumenti di simulazione mono- e tri- dimensionali, si è deciso di semplificare il dominio di calcolo 3D assumendo che esso sia costituito, oltre che dal cilindro, anche dalla porzione entro testa del condotto di scarico e dai travasi, escludendo quindi dalla trattazione il carter, del cui effetto si è tenuto in considerazione applicando all'estremità dei travasi condizioni al contorno di pressione temperatura *time dependent* ottenute attraverso le simulazioni effettuate con il codice monodimensionale.

Una volta definito il dominio di interesse, il passo successivo ha riguardato la generazione della griglia di calcolo. Questa fase è stata affrontata con particolare cura, in modo tale da minimizzare per quanto possibile la distorsione delle celle durante la movimentazione della griglia, e di limitare quindi eventuali instabilità di calcolo derivanti appunto dalla presenza di celle di scarsa qualità.

La generazione della griglia di calcolo di un motore a combustione interna viene in genere affidata a strumenti/metodi complessi in grado di gestire simultaneamente porzioni fisse/semi-fisse del dominio di calcolo (i condotti, fissi durante la fase a valvole chiuse) e porzioni sempre in movimento (all'interno della camera di combustione il pistone spazza la corsa

muovendosi dal punto morto superiore al punto morto inferiore). In presenza di motori a quattro tempi, in cui il collegamento tra domini fissi e mobili avviene tramite valvole, ovvero tramite organi anch'essi in movimento, la generazione della griglia dell'intero dominio non può che essere affidata da un unico strumento in grado di gestire le differenti leggi di moto con cui valvole e pistone variano la loro posizione ed adattare la morfologia della griglia computazionale durante il ciclo di lavoro.

Nel caso particolare di un motore a due tempi con lavaggio convenzionale (ovvero in assenza di valvole di scarico), i condotti di aspirazione e scarico entrano in contatto con la camera di combustione solo quando il pistone, durante il suo moto, scopre le luci di aspirazione e scarico. Essi possono quindi essere considerati come domini fissi, completamente disconnessi dalla camera di combustione. Questa considerazione fa sì che, in questo caso, la griglia computazionale dell'intero dominio di interesse possa essere scomposta in più problemi, e che ognuna delle parti in gioco possa essere considerata singolarmente. Le caratteristiche della mesh, generalmente scelte per raggiungere una situazione di compromesso che permetta di avere una qualità accettabile all'interno di tutto il sistema simulato, potranno stavolta essere studiate per soddisfare i requisiti geometrici e/o legati alle caratteristiche del flusso di ciascuno dei componenti costituenti il dominio di calcolo complessivo.

Alla luce di quanto appena detto e, vista la particolare forma dei travasi e della camera di combustione, si è deciso di sfruttare al meglio le potenzialità del *tool* di generazione della *mesh*, e di adottare differenti strategie di discretizzazione dei volumi a seconda del dominio considerato.

7.6.1.1 DISCRETIZZAZIONE DELLA CAMERA DI COMBUSTIONE

La camera di combustione del motore Morini presenta una forma piuttosto tipica per i motori a due tempi, caratterizzata da un profilo regolare a campana con estremità piana. Al fine di preservare le caratteristiche geometriche in fase di discretizzazione, mantenendo il più possibile inalterato il profilo, si è deciso di ottenere la griglia computazionale attraverso una operazione di *trimming* di un *template* tridimensionale studiato in modo tale da riuscire a cogliere i cambi di curvatura nel profilo della camera.

Il *template*, ovvero una griglia 3D di “costruzione” costituita da celle esaedriche, è stato ottenuto a partire dall'ingombro, noto, della camera di combustione. È infatti necessario,

affinché possa essere utilizzato per l'operazione di “taglio” attraverso cui si ottiene la griglia utilizzata poi per il calcolo fluidodinamico, che esso sia di dimensioni tali da poter contenere completamente al suo interno la geometria da discretizzare.

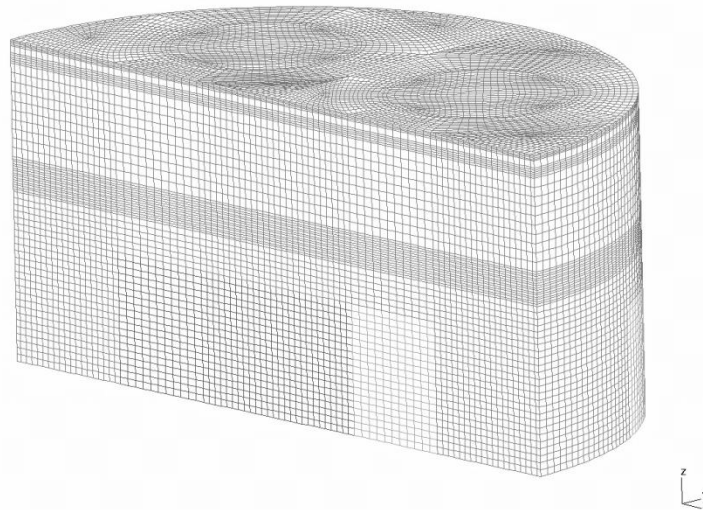


Figura 7.7 – Template 3D della camera di combustione

Come è possibile osservare dalla Figura 7.7, la particolarità del *template* realizzato sta nel suo sviluppo lungo la direzione z. La dimensione delle celle lungo questa direzione è stata infatti adattata in modo tale da avere una griglia più fine in corrispondenza dei cambi dei raccordi che caratterizzano il profilo della camera di combustione.

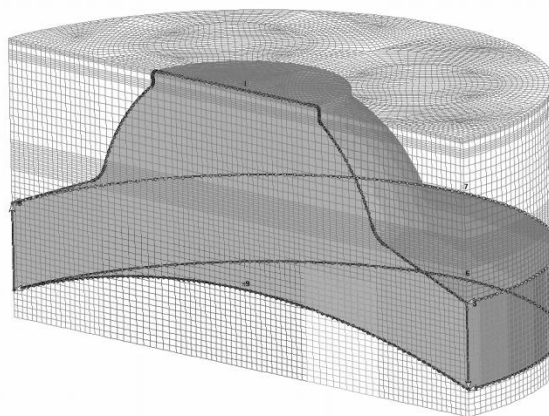


Figura 7.8 – Sovrapposizione del template 3D e della geometria della camera di combustione

Una volta realizzato il *template* è possibile procedere con l'operazione di *trimming*, ovvero con il “taglio” delle celle poste in corrispondenza della pelle geometrica del componente, in questo caso la camera di combustione. Il risultato dell'operazione, visibile in Figura 7.9 è una griglia regolare e perfettamente sagomata secondo la geometria del componente.

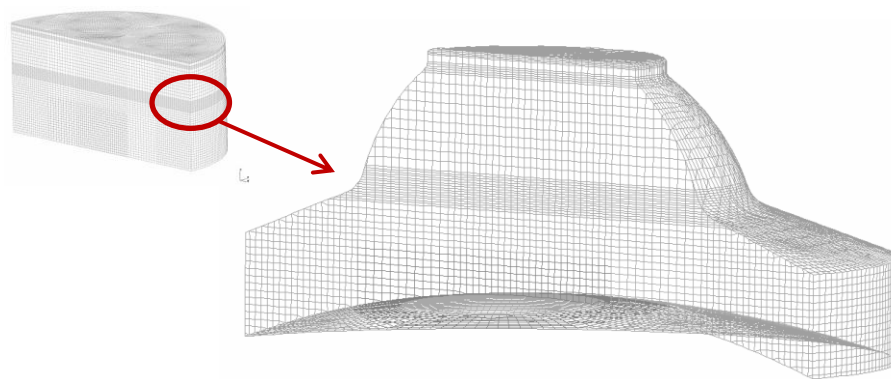


Figura 7.9 – Mesh della camera di combustione

A procedura di generazione della *mesh* ultimata, può risultare che il rapporto di compressione del motore sia sensibilmente diverso rispetto a quello teorico. In particolare, la condizione che più frequentemente si verifica al termine di una processo di generazione della griglia di calcolo, è quella per la quale si ottenga un rapporto di compressione superiore di qualche decimo di punto rispetto al valore nominale. Tale variazione, avendo il rapporto di compressione influenza diretta sulle prestazioni del motore, non può essere considerata accettabile, e risulta necessario quindi individuare una strategia per riportarsi in condizioni nominali.

La correzione del rapporto di compressione può essenzialmente essere ottenuta attraverso due strade. La prima, più semplice, prevede che il rapporto di compressione venga riportato al valore nominale agendo sull'altezza di *squish* al TDC, parametro fornito dal costruttore e fondamentale per l'accelerazione dei moti turbolenti durante la risalita del pistone. La seconda, più efficace, prevede che alla cortina del pistone venga aggiunta una sottile regione fluida, atta a rappresentare le *crevices*, in analogia agli interstizi presenti tra corona del pistone e canna cilindro in un motore reale. Il loro spessore reale è di almeno un ordine di grandezza inferiore a quello che si realizza nel modello fluidodinamico, per cui l'analogia è solo nel nome e non nella funzionalità.

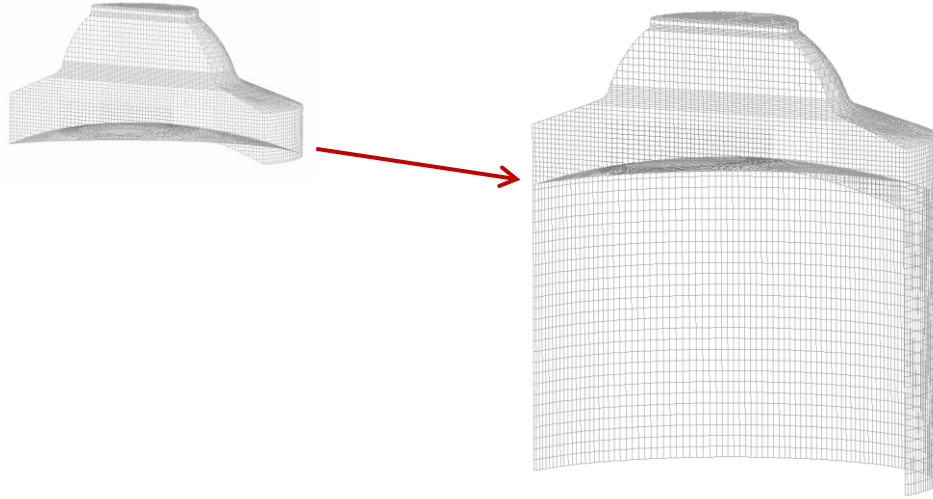


Figura 7.10 – Recupero del rapporto di compressione del motore

La realizzazione delle *crevices* passa attraverso l'individuazione di uno strato di celle sulla superficie del pistone a contatto con la canna del cilindro, che viene estruso lungo l'asse z della quantità opportuna. Tale lunghezza di estrusione è stata ovviamente calcolata in base al volume da recuperare, definito come:

$$\beta_{target} = \frac{V_{BDC,target}}{V_{TDC,target}} = \frac{V_{BDC} + V_{crevices}}{V_{TDC} + V_{crevices}}$$

Da cui si ottiene il volume che devono avere le *crevices* per restituire il valore desiderato di rapporto di compressione (β_{target}):

$$V_{crevices} = \frac{V_d + V_{cc}(1 - \beta_{target})}{\beta_{target} - 1}$$

Tale volume è il volume di un cilindro cavo, delimitato esternamente dalla canna cilindro e internamente dallo strato di celle aderenti ad essa, dunque:

$$V_{crevices} = h_{extr}\pi(R^2 - r^2)$$

Assegnando a R il valore di metà alesaggio e introducendo lo spessore dello strato a parete oggetto dell'estrusione con il parametro s , si ha immediatamente: $r = R - s$.

Il calcolo dell'incognita h_{extr} , ossia l'altezza della quale estrudere le celle a parete, si ottiene per inversione della formula precedente:

$$h_{extr} = \frac{V_{crevices}}{\frac{\pi}{2}[R^2 - (R - wrap)^2]}$$

La verifica sul valore di rapporto di compressione così ottenuto ha mostrato la perfetta coincidenza coi valori di progetto.

7.6.1.2 DISCRETIZZAZIONE DEI CONDOTTI DI ASPIRAZIONE E SCARICO

Per la discretizzazione dei condotti si è utilizzato un approccio molto diverso dal precedente, noto come *mapping*. In questo caso, la procedura da seguire per l'ottenimento di una griglia avente specifiche caratteristiche è meno intuitivo, e richiede che si abbia una certa esperienza con lo strumento da utilizzare. Come per il caso precedente, tutto parte dalla generazione di un *template*. Il modello ha in questo caso forma arbitraria, l'utente può quindi decidere la caratteristiche secondo cui sagomarlo, di modo tale da renderlo, prima che si proceda con una qualunque altra operazione, simile nella forma al componente che si intende con esso discretizzare. L'operazione di *mapping*, come possibile intuire dal nome stesso, consiste nel proiettare il *template* sul componente di cui si vuole realizzare la griglia di calcolo. Affinché l'operazione vada a buon fine è necessario quindi apporre, su *template* e geometria fisica del componente, una serie di vincoli che indichino al software l'esatta corrispondenza tra la pelle del *template* e quella del componente. La specifica dei vincoli si traduce nell'inserimento di una serie di *edges* (sul *template*) e *splines* (sulla geometria del componente) che devono corrispondere perfettamente tra loro in numero ed orientazione, e di una serie di *patches* poste su quelle superfici del *template* che si intende proiettare sulla pelle del componente.

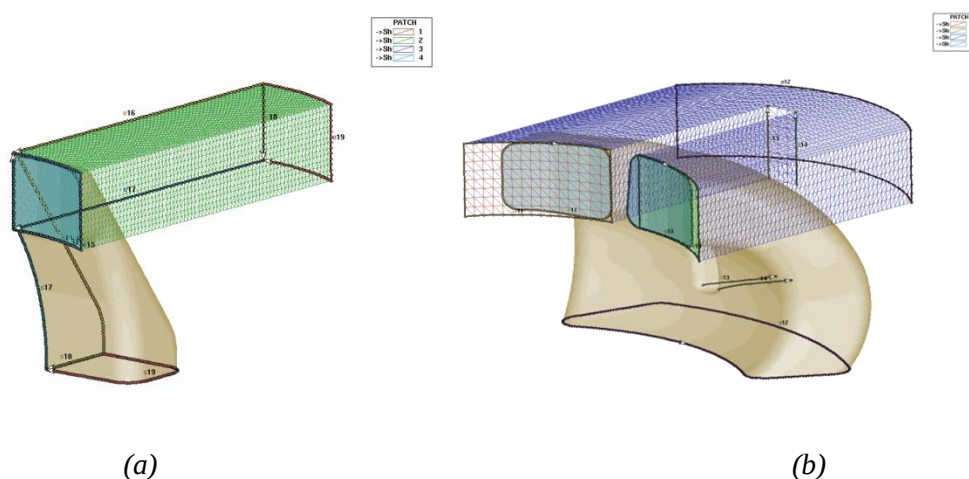


Figura 7.11 – Costruzione della griglia dei travasi

Una volta apposti tutti i vincoli, il software lavora proiettando iterativamente i vertici del *template* all'interno della geometria del componente. Come è facile intuire, questo metodo consente, anche in presenza di geometrie complesse come quella del travaso in Figura 7.10b,

di ottenere una griglia di calcolo interamente composta di celle regolari orientate secondo la direzione del flusso.

Una volta ottenute separatamente le *mesh* dei vari componenti costituenti il dominio di calcolo, ogni porzione viene aggiunta al modello della sola camera, in modo tale da ottenere la griglia di calcolo completa, Figura 7.12.

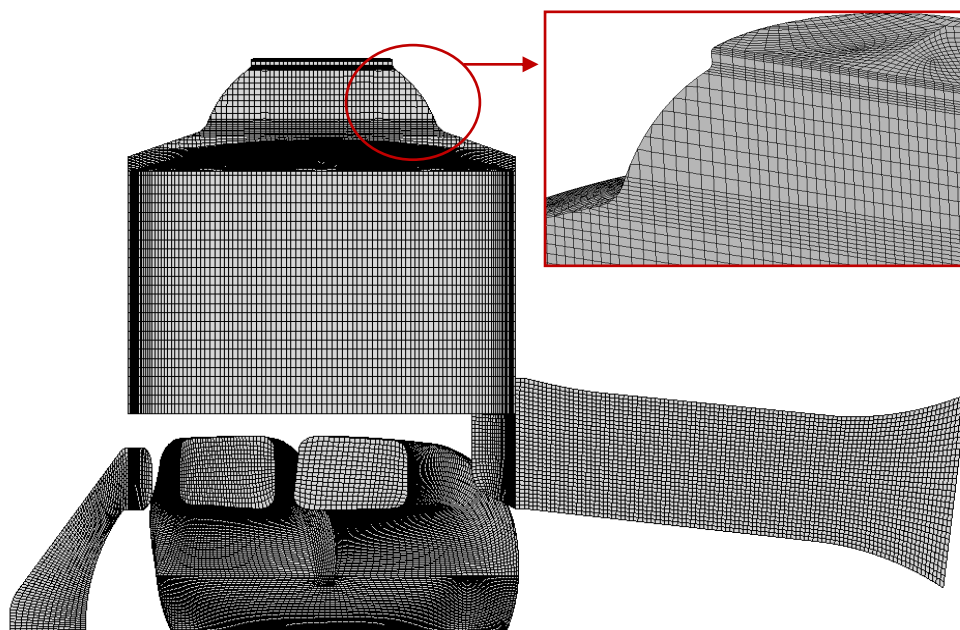


Figura 7.12 – Griglia di calcolo completa

La mesh così ottenuta è costituita da circa 550000 celle al punto morto inferiore e 324000 al punto morto superiore. I condotti sono rispettivamente di:

- INTAKE-1, travaso principale: 113280 celle;
- INTAKE-2, travaso posto a sinistra in Figura 7.12: 23520 celle;
- EXHAUST: 102400 celle.

7.6.1.3 LA MOVIMENTAZIONE DELLA GRIGLIA/CONNESSIONE TRA DOMINI FISSI E MOBILI

Nelle applicazioni motoristiche, come anche in molte altre della fluidodinamica in generale, il moto di un fluido è causato o regolato dal movimento relativo tra una parte di un corpo solido e quella di un altro. Il software utilizzato, Star-CD, consente di simulare tali flussi utilizzando *sliding interface* che permettono alle celle della griglia di calcolo di cambiare la loro connettività durante il processo. Attraverso questa metodologia, la mesh del dominio viene divisa in due o più parti le quali sono fissate alle rispettive strutture di riferimento; una viene definita *stationary* l'altra *moving*.

Le *sliding interfaces* comportano un continuo cambiamento nella connettività tra celle sullo stesso lato dell'interfaccia. Con questa metodologia le due facce a contatto rimangono implicitamente accoppiate durante il processo. Inoltre, attraverso una accurata interpolazione nel tempo e nello spazio, si controlla che si conservi la continuità della massa attraverso l'interfaccia senza introdurre perturbazioni sul campo di moto.

Esistono due metodi principali per implementare questa tecnica, quella delle *Regular sliding interfaces* e quella delle *Arbitrary sliding interfaces*.

La prima delle due consente alle celle all'interfaccia di cambiare progressivamente la loro connettività senza mai avere distacco delle due superfici come mostrato di seguito:

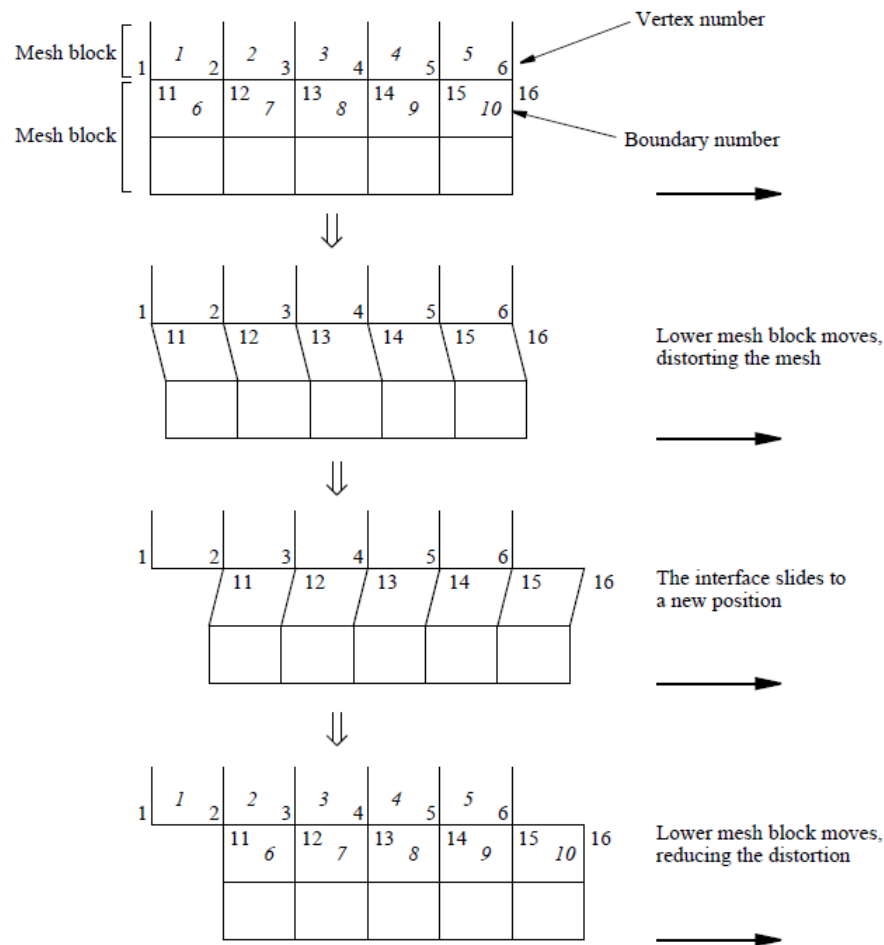


Figura 7.13 – Movimentazione delle celle con il metodo delle *Regular sliding interfaces*

I requisiti principali e le caratteristiche di questa metodologia sono:

- ✓ La geometria delle facce delle celle all'interfaccia sono solitamente identiche;
- ✓ In ogni istante esiste una corrispondenza univoca tra le facce delle celle poste sui lati opposti della *sliding interface*;
- ✓ Il calcolo procede simultaneamente su tutto il campo di moto e le soluzioni calcolate su dominio fisso e mobile sono accoppiate in ogni istante;
- ✓ Le dimensioni del dominio e dell'onere computazionale deve essere minimizzato mediante l'uso di condizioni al contorno periodiche;
- ✓ La soluzione può essere inizializzata a partire da qualunque condizione iniziale;
- ✓ Non c'è un limite al numero di *sliding interfaces* presenti nel dominio computazionale.

La modifica della connettività tra le celle viene effettuata mediante un'operazione di *cell attachment*.

La tecnica appena descritta richiede quindi che, affinché le *boundaries* presenti su entrambi i lati dell'interfaccia possano essere attaccate tra loro, la *mesh* coincida esattamente

all'interfaccia. Questa condizione non è invece indispensabile per il metodo delle *Arbitrary sliding interfaces*, che consente invece che si possano avere dei *mismatch*, quindi che non si abbia perfetta coincidenza lungo la *sliding interface*. La possibilità di *mismatch* risiede nel fatto che questo secondo metodo consente che due porzioni di mesh in contatto possano scorrere rispettivamente tra loro durante la simulazione, muovendosi per piccoli spostamenti incrementali. Al termine di ciascun scorrimento incrementale non esistono vincoli alla posizione relativa tra le facce su ciascun lato della *sliding interface*. Questo tipo di approccio risulta, come è facile immaginare, molto utile in quei problemi in cui risulti difficile mantenere una corrispondenza univoca delle facce per tutto il processo di movimentazione delle parti.

Il software di calcolo Star-CD consente all'utente di effettuare la connessione dinamica tra domini fissi e mobili adiacenti tra loro, mettendo in relazione l'avvenuta connessione con specifiche condizioni dettate dall'utente, condizioni che possono ad esempio dipendere dal tempo. Un esempio lampante riguarda proprio le applicazioni motoristiche. Quando si risolve un'analisi riguardante un intero ciclo di lavoro di un motore, la simulazione alterna fasi in cui il cilindro è isolato dal resto del dominio a fasi in cui, a valvole di aspirazione/scarico aperte, esso diventa un tutt'uno con il sistema di aspirazione/scarico. In questo caso, è la fasatura delle valvole a regolare la messa in comunicazione di due domini che altrimenti verrebbero trattati dal software separatamente, come di fatto avviene nella porzione di ciclo a valvole chiuse.

Affinché la connessione possa essere realizzata, è necessario preparare i vari sottodomini costituenti il modello dotandoli di opportune *boundary regions*. Se per le applicazioni sui motori a quattro tempi il processo di preparazione del modello è completamente automatico, per i motori due tempi è necessario che sia l'utente ad intervenire suggerendo al software come e quando i vari domini entreranno in comunicazione.

Per prima cosa, come accennato poco fa, è necessario disporre nei vari domini le opportune *boundary regions* di tipo *Attach*, in modo tale da specificare quali porzioni di un certo dominio entrerà in contatto con gli altri. Queste *boundaries* si comporteranno come interfaccia, lasciando che il flusso attraversi la loro superficie per passare da un dominio all'altro, solo quando una determinata condizione, specificata dall'utente, sarà rispettata. Al contrario, esse si comporteranno come una parete fissa. La Figura 7.14 riporta le *attach* definite sui domini del motore Morini.

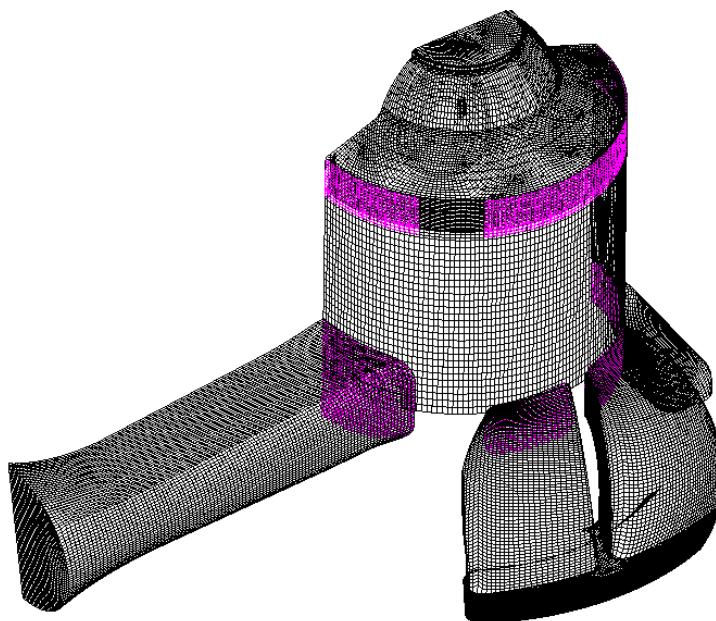


Figura 7.14 – Definizione delle attach boundaries sul dominio di calcolo

Una volta completata questa operazione, si procede intervenendo sul file di generazione degli eventi. All'interno di questo file, in cui per ora sono contenute le istruzioni necessarie alla movimentazione del pistone, l'utente è chiamato ad inserire una serie di istruzioni che dettino le condizioni per la messa in comunicazione di ciascuno dei domini fissi (i condotti) con la camera di combustione.

Si riporta di seguito il listato completo della serie di comandi aggiuntivi da introdurre in coda nel file degli eventi per la corretta attivazione/disattivazione di un dominio.

evsli, 659	! Inizio definizione dell'evento 659
emsli, clear	! Pulizia lista boundary master
emsli, add, regi, 7	! Definizione della <i>master boundary</i> (sul cilindro)
essli, clear	! Pulizia lista boundary slave
essli, add, regi, 8	! Definizione della <i>slave boundary</i> (sul condotto)
eosli, 2	! Il match tra le sliding avviene nel sistema di coord. 2, cilindrico
epsli, on	! Il match può essere parziale
evsa, 659	! Fine definizione dell'evento 659

```
evsli,660
emsli,clear
emsli,add,regi,9
essli,clear
essli,add,regi,10
eosli,2
epsli,on
evsa,660
```

```
evsli,661
emsli,clear
emsli,add,regi,5
essli,clear
essli,add,regi,6
eosli,2
epsli,on
evsa,661
```

```
evst,662,pexp,-23.95  ! Definizione evento 662. Posizione z pistone=-23.95 mm
easi,659,enab         ! Attivazione evento 659
cset,news,mate,3      ! Collezione celle di materiale 3 (uno dei travasi)
cset,subs,flui        ! Collezione delle sole celle fluide di materiale 3
eflu,1,add,cran,cset  ! Modifica del materiale di queste celle in 1 (materiale cilindro)
evsa,662              ! Salvataggio definizione evento 662.
```

```
evst,663,pexp,-31.9
easi,660,enab
cset,news,mate,4
cset,subs,flui
eflu,1,add,cran,cset
evsa,663
```

```
evst,664,pexp,-30.4
easi,661,enab
cset,news,mate,2
cset,subs,flui
eflu,1,add,cran,cset
evsa,664
```

evst,665,pcom,-23.95	! Definizione evento 665. Posizione z pistone=-23.95 mm
easi,659,disa	! Disattivazione evento 659
cset,news,mate,3	! Collezione celle di materiale 3 (uno dei travasi)
cset,subs,flui	! Collezione delle sole celle fluide di materiale 3
eflu,3,add,cran,cset	! Modifica del materiale di queste celle in 3
evsa,665	! Salvataggio definizione evento 665

evst,666,pcom,-31.9
easi,660,disa
cset,news,mate,4
cset,subs,flui
eflu,4,add,cran,cset
evsa,666

evst,667,pcom,-30.4
easi,661,disa
cset,news,mate,2
cset,subs,flui
eflu,2,add,cran,cset
evsa,667

7.6.2. SETUP DEL MODELLO

Come già anticipato nel paragrafo relativo alle prove sperimentali, tutti i casi oggetto di studio sono stati effettuati a piena ammissione e nelle medesime condizioni di dosatura della miscela, in modo tale da poter rendere fattibile un confronto diretto tra i risultati ottenuti alimentando il motore rispettivamente con una benzina commerciale ed il NG.

Le condizioni iniziali sono state determinate in parte sulla base dei dati raccolti dalla campagna sperimentale, ed in parte da quanto ottenuto dalle prime simulazioni monodimensionali effettuate.

Le analisi sono tutte state condotte a partire da pochi gradi prima dell'apertura della luce di scarico, ovvero da 90 °CA ed hanno coperto un intero ciclo motore. Nota la dosatura della miscela per la specifica condizione operativa analizzata, si è effettuata l'inizializzazione delle specie in camera considerando il cilindro ed il condotto di scarico pieni dei prodotti derivanti da una combustione completa, mentre i travasi sono stati considerati pieni di miscela fresca. Le specie sono state assunte comportarsi come gas perfetti con proprietà dipendenti dalla temperatura. Per quel che riguarda la turbolenza, il modello adottato per la chiusura del sistema di equazioni è stato il modello $k-\varepsilon$ nella sua formulazione High-Reynolds. Durante tutta la durata della simulazione, le estremità dei travasi sono state eccitate con condizioni al contorno di pressione e temperatura derivanti dalle analisi monodimensionali. Alle pareti sono state applicate temperature in valore costante lungo il ciclo, ottenute dalle simulazioni monodimensionali. Una *boundary* di tipo *symmetry* è stata applicata sul piano di simmetria del dominio.

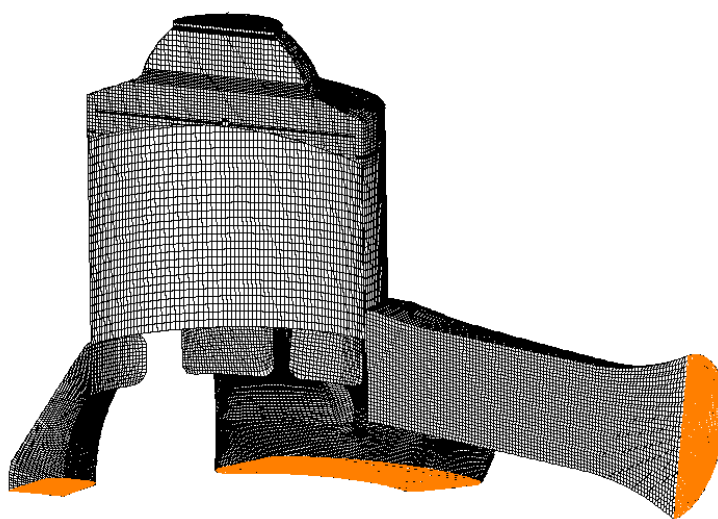


Figura 7.15 – Boundary di pressione

Per completare la descrizione delle caratteristiche del modello utilizzato è possibile aggiungere che, al fine di rispettare la condizione di *Courant-Friedrichs-Lewy*, durante la simulazione è stato utilizzato un *time step* di calcolo variabile tra i valori di 0.1 °CA, applicato durante le corse di compressione ed espansione, e 0.02 °CA, applicato durante le fasi di apertura e chiusura delle luci e durante il processo di combustione. Lo schema MARS è stato utilizzato per la discretizzazione delle equazioni relative alla turbolenza ed alla quantità di moto, mentre l'UD ed il CD sono stati adottati rispettivamente per gli scalari e per la determinazione della densità. L'algoritmo adottato per il disaccoppiamento dei campi di pressione e di velocità è stato il PISO.

7.7 ANALISI MULTI-CICLO

Considerata l'importanza della dinamica delle onde di pressione che si instaurano all'interno del dominio, e l'influenza che queste rivestono su tutti i fenomeni che a cascata avvengono all'interno del motore, si è ritenuto opportuno effettuare un'analisi multi-ciclo per ognuno dei punti operativi analizzati. Questo ha fatto sì che le approssimazioni derivanti dall'aver inizializzato il dominio a blocchi, con valori costanti di pressione, temperatura, velocità, turbolenza, concentrazione delle specie, potesse ritenersi ormai ininfluyente sul risultato prodotto sull'ultimo ciclo, preso poi come riferimento per i successivi confronti tra le due diverse alimentazioni.

Se per i motori a quattro tempi, nella comune pratica sono sufficienti uno o due cicli motore per ottenere quanto cercato, la particolarità del sistema di aspirazione e scarico dei convenzionali due tempi, privi di valvole, ed in cui fase di scarico e aspirazione sono per lo più sovrapposte, fa sì che per questi motori, a calcolo, partendo da una inizializzazione con valori costanti su ciascuno dei domini che costituiscono la geometria del propulsore, non sia sufficiente un solo ciclo affinché il software sia in grado di calcolare correttamente la dinamica delle onde di pressione che si instaurano all'interno dei condotti.

Il numero di cicli da eseguire non è stato stabilito a priori, ma è stato frutto dell'analisi dei risultati ottenuti. La convergenza dei risultati è stata determinata sulla base della curva di pressione in camera di combustione e dei coefficienti di lavaggio ottenuti al termine di ogni ciclo motore simulato. Questi valori sono stati, di volta in volta, confrontati con quelli ottenuti dall'elaborazione dei dati ottenuti al banco prova motore. Allo stesso tempo, si è valutata essersi raggiunta la convergenza dei risultati qualora non sia stato necessario, tra un ciclo e quello successivo, intervenire sulle caratteristiche del modello di combustione per migliorarne le capacità predittive.

Per quel che riguarda i coefficienti di lavaggio utilizzati per la valutazione della stazionarietà del processo, si sono considerati quelli più noti in letteratura, che si riportano di seguito:

✓ Delivery ratio (DR)

$$\Lambda = \frac{\int_{def} \dot{m}_{f,in} dt}{\rho_{amb} * V_c}$$

✓ Charging efficiency (CE)

$$\eta_{ch} = \frac{\int \dot{m}_{f,in} dt - \int \dot{m}_{f,ex} dt}{\rho_{amb} * V_c}$$

✓ Retaining efficiency (RE)

$$\eta_v = \frac{\int \dot{m}_{f,in} dt - \int \dot{m}_{f,ex} dt}{\int \dot{m}_{f,in} dt} = \frac{\eta_{ch}}{\Lambda}$$

✓ Scavenging efficiency (SE)

$$\eta_{sc} = \frac{M_{f,tr}}{M_{cyl,tr}}$$

Nelle espressioni precedenti, il pedice f,in indica la carica fresca che raggiunge il cilindro passando attraverso i travasi, f,ex indica la carica fresca che esce dal cilindro attraverso la luce di scarico, mentre il prodotto $(\rho_{amb} * V_c)$ rappresenta la massa di riferimento. Ciascuno di questi indici viene determinato durante il periodo di lavaggio, ovvero durante la sola fase a luci tutte aperte.

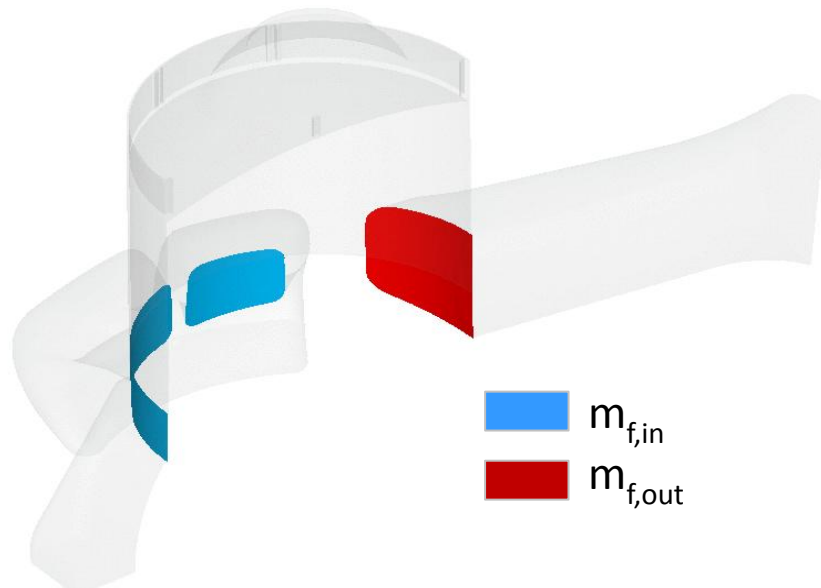


Figura 7.16 – Ingresso ed uscita del fluido dalla camera di combustione

Da quanto appena detto è possibile notare quindi che l'analisi multi-ciclo non è stata condotta in un'unica soluzione. Al termine di ogni ciclo, i valori puntuali di ciascuna grandezza sono stati utilizzati per inizializzare il ciclo successivo attraverso una routine fortran generalmente utilizzata all'interno del gruppo di ricerca ed adattata allo specifico caso.

L'analisi ha a posteriori dimostrato, come è possibile osservare dalle figure seguenti, che sono necessari almeno 7 cicli motore affinché si possa ritenere un generico abbia raggiunto la convergenza.

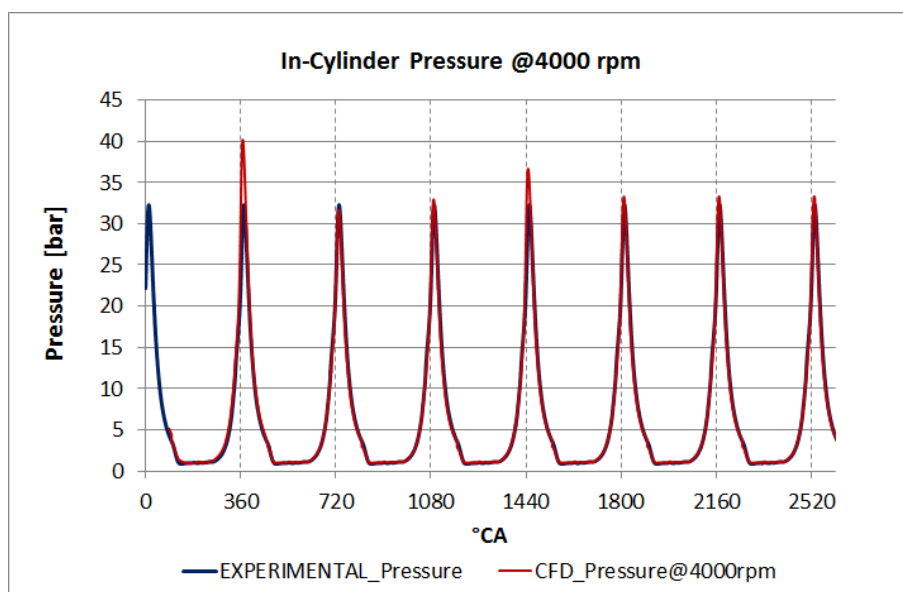


Figura 7.17 – Analisi multi-ciclo, Pressione interno cilindro. NG, 4000 rpm

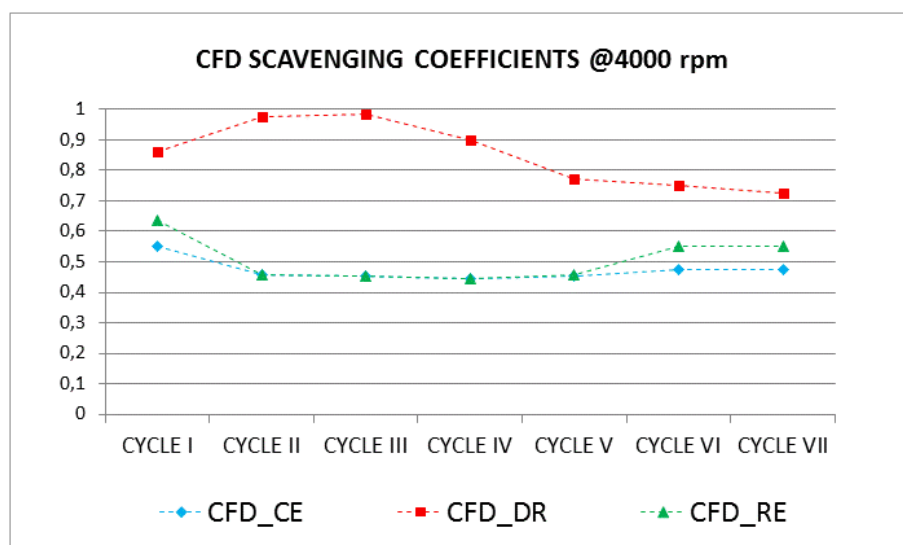


Figura 7.18 – Analisi multi-ciclo, Coefficienti di lavaggio. NG, 4000 rpm

Dai risultati appena mostrati è possibile osservare come, durante i primi tre cicli analizzati, l'effetto delle condizioni iniziali sia ancora piuttosto rilevante, e come quindi i coefficienti di lavaggio ne risentano presentando variazioni piuttosto consistenti. Il fatto che i risultati presentino, durante i primi cicli di calcolo, un valore che si discosta molto da quello “stazionario” non è dovuto, come si potrebbe essere portati a pensare, a valori di inizializzazione delle grandezze nei domini errati, ma al fatto che tali valori, seppur corretti, perché derivanti da simulazioni monodimensionali, siano stati applicati in valore costante

sull'intero dominio. Questo comporta che, durante i primi cicli di lavaggio, siano ancora sottostimati gli effetti d'onda legati alla dinamica che si instaura all'interno dei condotti. Inoltre, sono del tutto trascurati gli effetti d'inerzia legati alla tridimensionalità del flusso. Superati i primi tre cicli le variazioni di tali parametri risultano essere molto più limitate, e le piccole variazioni che possono essere osservate dall'analisi dell'andamento della pressione in camera di combustione, derivano ora dall'intervento sul setup del modello di combustione.

7.8 PROCEDURA ITERATIVA

Le simulazioni fluidodinamiche 3D sono state a questo punto utilizzate per estrarre una serie di dati riguardanti il campo di moto e di turbolenza all'interno della camera di combustione durante un intero ciclo operativo del motore. Questo scambio di dati ha permesso di incrementare le capacità del modello monodimensionale di predire il comportamento del motore, soprattutto durante la fase a luci chiuse.

In particolare, le grandezze fornite al codice monodimensionale sono state mediate sulla massa istantanea nel cilindro e ricavate come segue:

- ✓ Energia cinetica turbolenta

$$k = \frac{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i k_i}{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i}$$

- ✓ Dissipazione dell'energia cinetica turbolenta

$$\varepsilon = \frac{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i \varepsilon_i}{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i}$$

- ✓ Velocità media dei gas in camera

$$v_m = \frac{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i v_{mi}}{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i}$$

- ✓ Energia cinetica

$$K = \frac{\sum_{CYL-CELL} \frac{1}{2} \rho_i V_i v_{mi}^2}{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i}$$

- ✓ Length scale

$$l = \frac{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i 0.09 \frac{k_i^{1.5}}{\varepsilon_i}}{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i}$$

- ✓ Intensità di turbolenza

$$u' = \frac{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i \left(\frac{2}{3} k_i \right)^{0.5}}{\sum_{CYL-CELL} \rho_i V_i}$$

- ✓ Legge di lavaggio, in cui si riporta l'andamento della frazione di gas combusti che raggiunge lo scarico in funzione di quella presente nel cilindro, durante la fase a luce di scarico aperta:

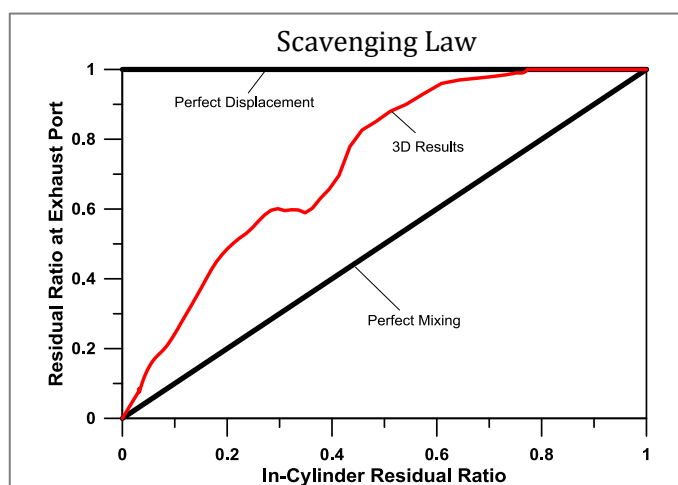


Figura 7.19 – Legge di lavaggio

Come anticipato all'inizio del capitolo, all'interno del modello di combustione frattale si assume che i moti turbolenti presenti in camera di combustione interagiscano con la fiamma, di spessore infinitesimo, incrementandone il corrugamento superficiale, e contribuendo ad aumentare quindi la superficie di scambio con la miscela fresca, con conseguente aumento della velocità di combustione. Si tratta di quello che è stato definito regime di combustione *wrinkled flamelets*.

Secondo il modello, il rapporto tra la superficie del fronte di fiamma turbolento e quella del fronte laminare, è proporzionale a quello che sussiste tra le scale di turbolenza caratteristiche del problema. Per tenere in considerazione il fatto che, in motori molto veloci, l'effetto di distorsione del fronte di fiamma ad opera dei moti turbolenti potrebbe causare l'inglobamento nel fronte di isole di incombusti, e che verrebbero a decadere le ipotesi sul regime di combustione in cui il processo sta avvenendo (avremmo infatti $Ka > 1$ ed un regime di combustione *distributed reaction zone*), le relazioni tra le aree laminare e turbolenta del fronte

vengono corrette attraverso una termine aggiuntivo che è funzione della velocità media dei gas. Quest'ultima viene dedotta attraverso l'utilizzo di un modello di turbolenza K-k, in cui K è l'energia cinetica, mentre k è l'energia cinetica turbolenta.

$$\frac{dK}{dt} = c_{in} \left(\frac{1}{2} \dot{m}_{in} u_{in}^2 \right) + c_{ex} \left(\frac{1}{2} \dot{m}_{ex} u_{ex}^2 \right) - P + K \frac{\dot{m}_{ex}}{m} + K \frac{\dot{\rho}}{\rho}$$

$$\frac{dk}{dt} = P - D + k \frac{\dot{m}_{ex}}{m} + k \frac{\dot{\rho}}{\rho}$$

In cui:

$$P = c_P \frac{K}{t'} ; \quad D = c_D \frac{k}{t'}$$

$$K = \frac{1}{2} m U_f^2 ; \quad k = \frac{3}{2} m u'^2 ; \quad t' = \frac{L_I}{u'} ; \quad L_I = c_I \sqrt[3]{V}$$

Ne risulta quindi un limitato numero di costanti di cui è necessaria la taratura affinché il modello possa essere efficace nel predire il comportamento della fiamma in camera di combustione. Proprio nella determinazione del più appropriato valore da attribuire a tali costanti del modello entrano in gioco gli andamenti ricavati per le grandezze che caratterizzano il campo di moto in camera di combustione ottenuti dalle simulazioni fluidodinamiche 3D.

Si riporta di seguito, ad esempio, il confronto tra i dati di velocità media dei gas e di intensità di turbolenza estratti dalle simulazioni tridimensionali, e gli stessi ottenuti dal codice monodimensionale utilizzando i primi come riferimento. Il caso è riferito ad una velocità di rotazione di 4000 rpm con alimentazione del motore a benzina. *Trend* del tutto simili a quello mostrato sono stati rilevati anche per gli altri casi analizzati. Lo scambio di informazioni tra i due strumenti (condizioni iniziali ed al contorno dal software 1D al 3D, e grandezze medie all'interno del cilindro dal 3D al 1D), è importante ricordarlo, è avvenuto iterativamente finché non si sono riscontrate differenze minime tra gli andamenti delle principali grandezze calcolate dai due strumenti.

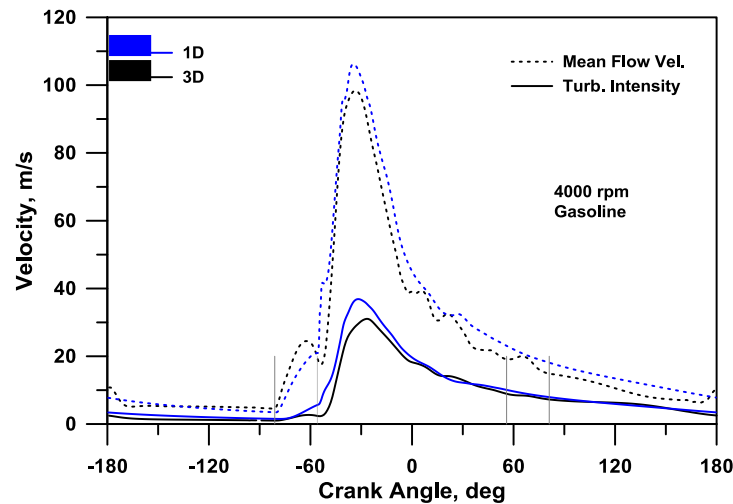


Figura 7.20 – Velocità media dei gas ed intensità di turbolenza. Confronto 1D/3D

Più che gli andamenti appena mostrati, ad avvalorare la validità della metodologia è il confronto tra la traccia di pressione calcolata attraverso il codice monodimensionale prima e dopo l'utilizzo della procedura iterativa, ovvero:

- ✓ Prima: sulla base dei dati ottenuti delle indagini sperimentali;
- ✓ Dopo: al termine della procedura di scambio di informazioni circa il campo di moto con il codice tridimensionale.

A riprova di ciò, nelle immagini seguenti vengono riportati gli andamenti delle pressioni in camera per due dei casi analizzati. In particolare, l'immagine di sinistra si riferisce alla taratura del modello monodimensionale senza l'ausilio dei dati derivanti dalle simulazioni 3D, mentre quella di destra riporta lo stesso al termine della procedura iterativa.

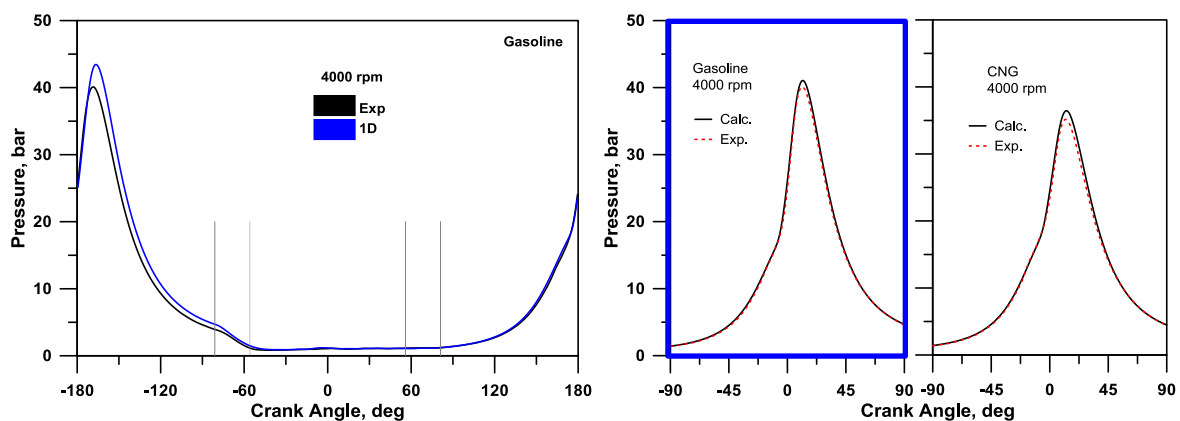


Figura 7.21 – Confronto numerico sperimentale, Benzina, 4000 rpm

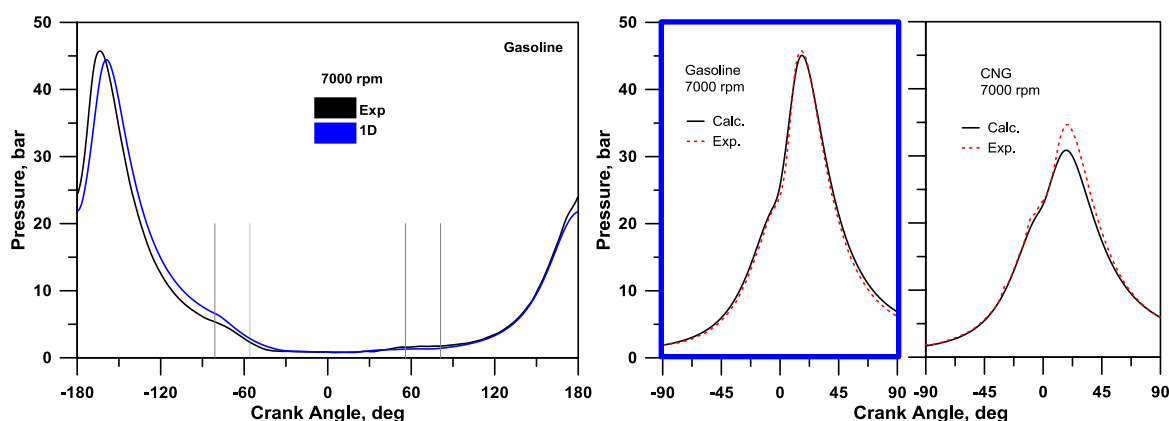


Figura 7.22 – Confronto numerico sperimentale, Benzina. 7000 rpm

7.9 VALUTAZIONE DELLA TENDENZA ALLA DETONAZIONE

Al termine del lungo processo fin qui discusso, le simulazioni fluidodinamiche sono state utilizzate per individuare il limite di detonazione per il motore per ognuna delle due alimentazioni considerate. Rispetto al caso in riferimento al quale si stanno presentando i risultati è importante sottolineare che, non avendo determinato al banco prova nessuna condizione critica di funzionamento nei casi con alimentazione a metano, la validazione dei modelli di detonazione è stata effettuata considerando un caso alimentato a benzina che già al banco aveva dimostrato di essere in condizioni di incipiente detonazione.

In queste condizioni si ricerca una duplice validazione per i modelli di detonazione mono- e tri- dimensionali. Questo significa che dapprima le simulazioni vengono eseguite, con entrambi i software, per verificare che in condizioni di normale funzionamento in effetti non siano apprezzabili fenomeni di combustione anomala. La Figura 7.23 di seguito mostra il risultato ottenuto dal codice monodimensionale nelle normali condizioni di funzionamento (detonazione incipiente). Le curve rappresentano il medesimo caso con e senza modello di detonazione attivo. Come si può vedere, in queste condizioni l'autoaccensione della miscela si verifica durante la fase di completamento della combustione, con conseguente effetto praticamente trascurabile sulla traccia di pressione media in camera. L'unico effetto che il fenomeno produce è quello di incrementare la temperatura dei gas incombusti.

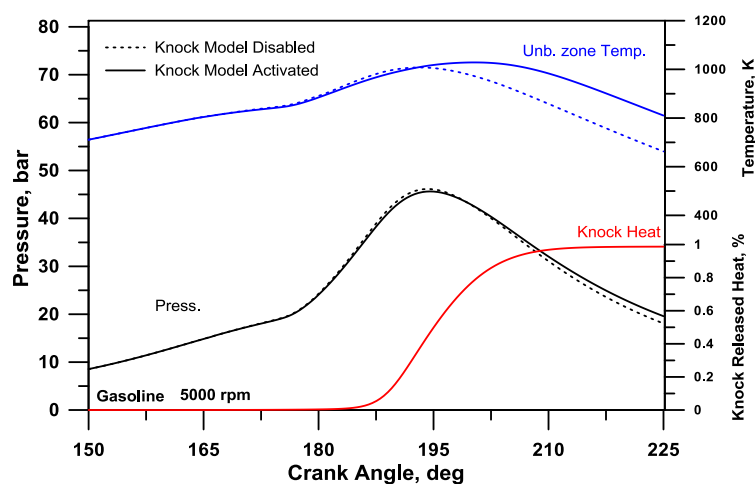


Figura 7.23 – Benzina, 5000 rpm. Condizioni di incipiente detonazione. 1D

Successivamente, l'anticipo di accensione viene incrementato progressivamente per verificare che in effetti la detonazione sia stavolta prevista in misura sempre più importante.

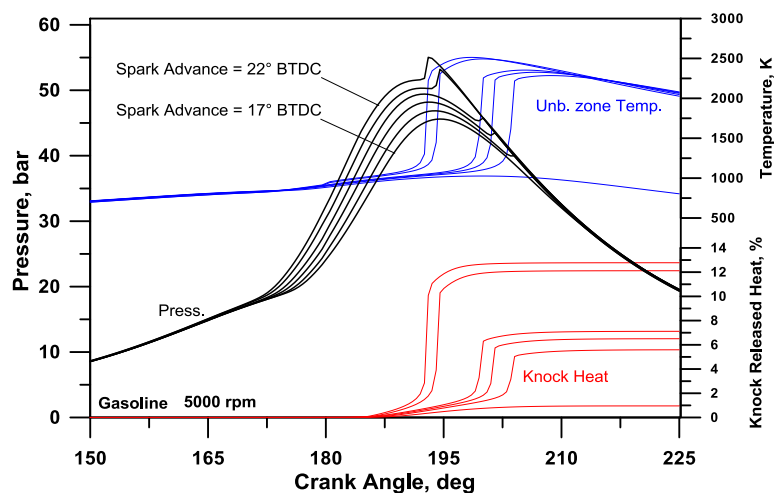


Figura 7.24 – Benzina, 5000 rpm. Condizioni in detonazione. 1D

Le medesime considerazioni fatte per il monodimensionale valgono ovviamente anche per le simulazioni tridimensionali. La Figura 7.25 riportata di seguito mostra il perfetto accordo che esiste tra i due strumenti di simulazione. Anche in questo caso infatti, modificando di un solo grado motore l'anticipo di accensione, il codice prevede che si abbia detonazione in coda al normale processo di combustione.

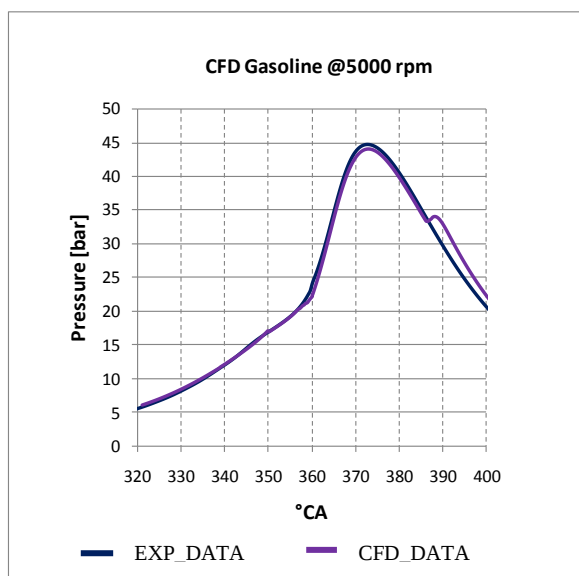


Figura 7.25 – Pressione in camera di combustione. Benzina, 5000 rpm

A questo punto dell'analisi il perfetto accordo tra i risultati ottenuti tramite i due strumenti indica la validità della metodologia sin qui applicata.

Validati i due strumenti di simulazione, le analisi muovono ora da un punto di vista globale ad un punto di vista locale. Per analizzare l'effetto del manifestarsi della detonazione da un punto di vista locale, si predispone all'interno della camera di combustione una serie di sensori di pressione. Questo consente, seppur con qualche limite legato alla risoluzione del *time step* di calcolo, di determinare in quale punto della camera il fenomeno si manifesta per primo e con quale intensità. In riferimento al caso studiato, non avendo alcun riscontro sperimentale, all'interno della camera di combustione vengono dislocati 11 sensori virtuali di pressione, come mostrato di seguito.

Durante la simulazione di combustione viene acquisita la traccia di pressione locale su ognuno dei sensori virtuali. Ciascuno degli andamenti rilevati viene in seguito elaborato in modo tale da determinare gli indici di *knock* così come presentati nei capitoli precedenti.

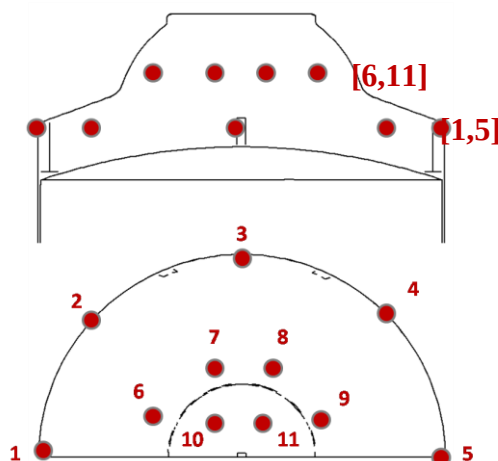


Figura 7.26 – Sensori virtuali di pressione

La seguente figura mostra un esempio delle oscillazioni di pressione rilevate sui sensori in due diversi casi. Il primo, in cui la detonazione avviene evidentemente in coda al processo di combustione, provocando una debole variazione della pressione media in camera rispetto al valore di “normale combustione”, ed il secondo, in cui il fenomeno si manifesta in maniera più intensa.

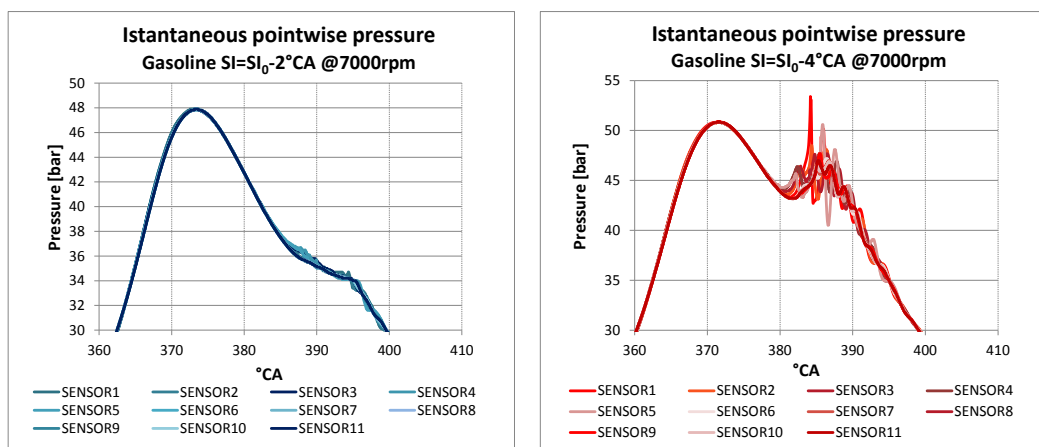


Figura 7.27 – Segnale di pressione sui sensori virtuali. Benzina, 7000 rpm

Per poter determinare gli indici di *knock* e valutare quindi in modo generalizzato l'intensità con cui il fenomeno di manifesta, è necessario elaborare le tracce di pressione acquisite sugli undici sensori.

La prima operazione consiste nell'individuare, attraverso l'analisi delle singole tracce di pressione, quale sia il sensore più sollecitato. La pressione sul sensore viene a questo punto depurata del valore di pressione media in camera, in modo tale da “pulire” il segnale dal rumore della combustione normale. Fatto questo è necessario fissare l'intervallo angolare

all'interno del quale visualizzare il segnale, la finestra computazionale W . A questo punto il segnale di pressione viene rettificato. Il passo successivo rappresenta quello dell'applicazione di un filtro temporale alla frequenza di 20 kHz.

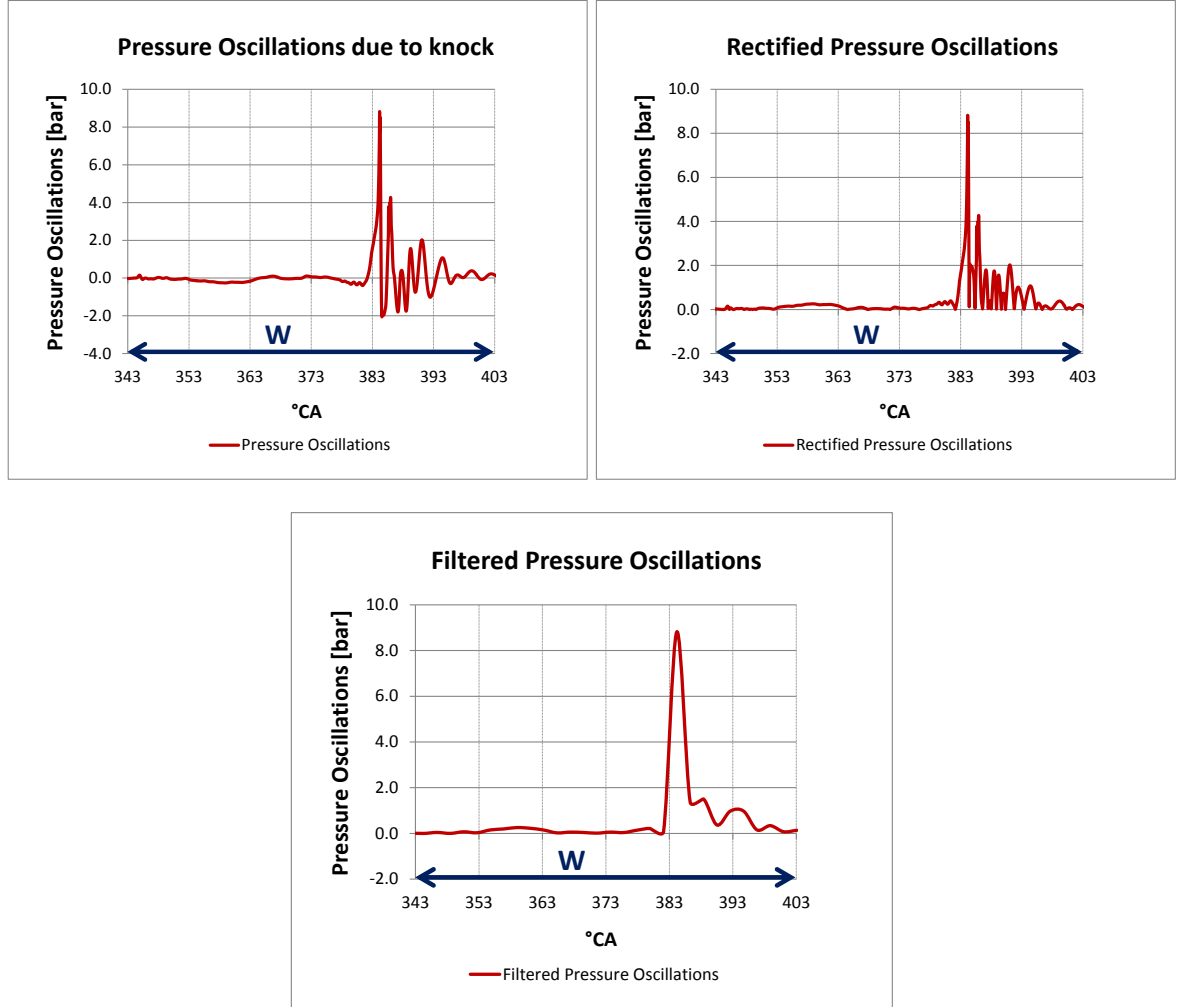


Figura 7.28 – Processo logico per la determinazione di MAPO, IMPO e DKI. Filtro di 20 kHz

Gli indici MAPO, IMPO e DKI vengono ora determinati secondo le relazioni:

$$MAPO = \frac{1}{N} \sum_1^N \max_{ST, ST+W} |\tilde{p}| \quad ; \quad IMPO = \frac{1}{N} \sum_1^N \int_{ST}^{ST+W} |\tilde{p}| d\theta$$

$$DKI = \frac{IMPO}{MAPO * W}$$

Nelle espressioni precedenti, N è il numero dei cicli di pressione acquisiti, ST l'istante di accensione espresso in angoli di manovella, p è la pressione filtrata e W è l'ampiezza della finestra computazionale di riferimento.

Utilizzando i primi due indici precedentemente definiti, il limite di detonazione sarà dipendente sia dalle condizioni operative che dalla frequenza adottata per filtrare le informazioni. Per svincolarsi dalle condizioni di prova, si ricorre dunque ad un terzo indice, dato dalla correlazione dei due precedenti, il *Dimensionless Knock Indicator*, DKI .

Da indagini di letteratura si è appreso che il valore soglia di DKI , al di sotto del quale il fenomeno della detonazione è considerato “importante” è 0.2. Sarà quindi questo il valore preso come riferimento nel corso della trattazione.

Analisi numerica del processo di combustione nei motori SI – Risultati

8

Come anticipato nel capitolo precedente, la metodologia sviluppata è stata in primis applicata ad un motore a due tempi alternativamente alimentato a benzina e *natural gas*. I punti operativi analizzati vengono di seguito riassunti:

- ✓ 4000 rpm, entrambi i combustibili;
- ✓ 4500 rpm, natural gas;
- ✓ 5000 rpm, entrambi i combustibili;
- ✓ 5500 rpm, entrambi i combustibili;
- ✓ 6500 rpm, natural gas;
- ✓ 7000 rpm, entrambi i combustibili.

Spaziare lungo buona parte del campo operativo del motore ha permesso di analizzare la risposta del motore al variare del combustibile in diverse condizioni di alimentazione: infatti, a seconda del punto operativo analizzato, l'alimentazione spazia da ricca a leggermente magra.

8.1 ANALISI MULTI-CICLO

La prima fase affrontata ha riguardato l'analisi multi-ciclo di ciascun punto operativo, al fine di ottenere un campo di moto in camera il più possibile indipendente dalle condizioni iniziali imposte all'inizio del primo ciclo simulato.

Il numero di cicli da eseguire non è stato stabilito a priori, ma è stato frutto dell'analisi dei risultati ottenuti. La convergenza dei risultati è stata determinata sulla base della curva di pressione in camera di combustione e dei coefficienti di lavaggio ottenuti al termine di ogni ciclo motore simulato. Questi valori sono stati, di volta in volta, confrontati con quelli ottenuti dall'elaborazione dei dati ottenuti al banco prova motore. L'analisi ha a posteriori dimostrato che sono necessari almeno 7 cicli motore affinché si possa ritenere che un generico ciclo considerato abbia raggiunto la convergenza.

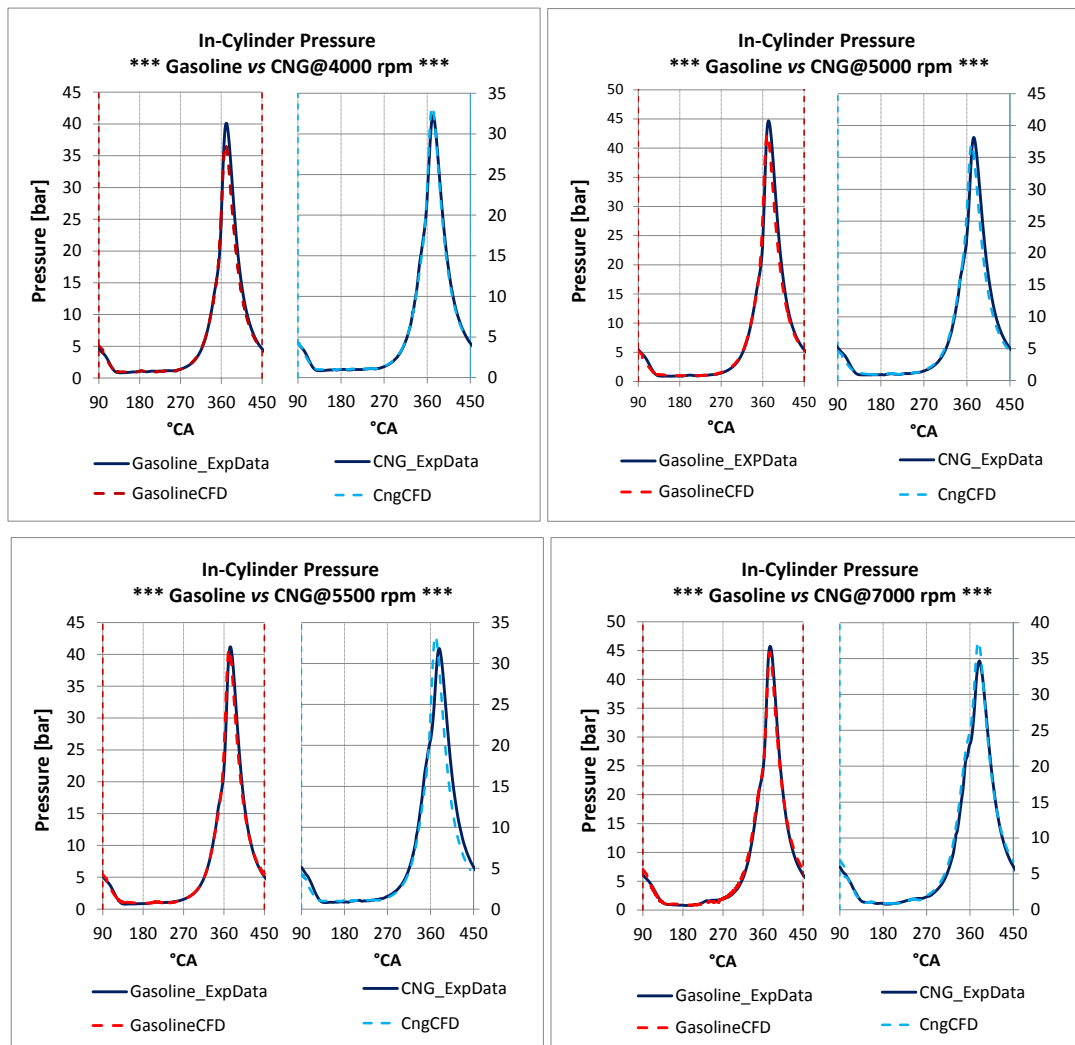


Figura 8.1 – Pressione interno cilindro – NG, Benzina. 4000,5000,5500,7000 rpm

L'immagine precedente mostra i risultati ottenuti in termini di pressioni, mentre di seguito vengono mostrati i coefficienti di lavaggio al termine di questa prima fase per i punti operativi per i quali è stata adottata l'alimentazione con entrambi i combustibili.

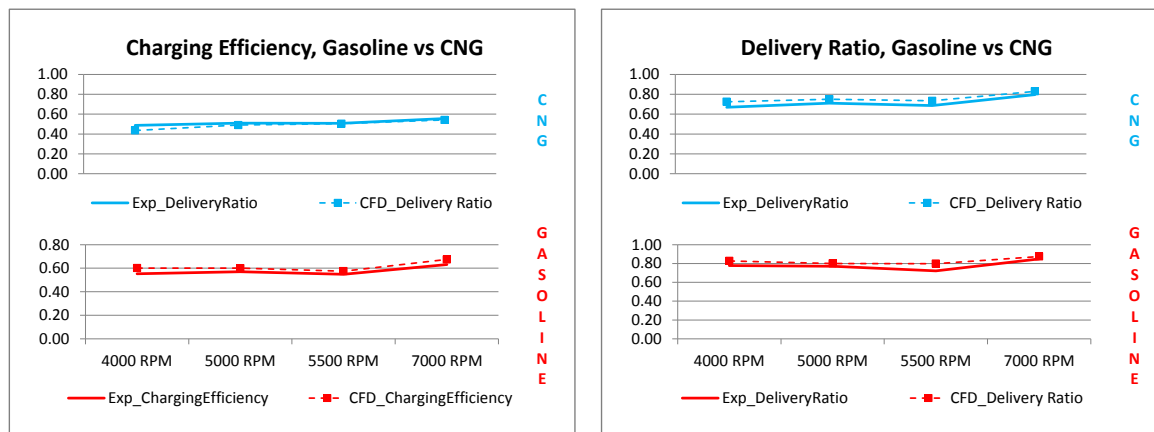


Figura 8.2 – Coefficienti di lavaggio – NG, Benzina. 4000,5000,5500,7000 rpm

Gli andamenti riportati nelle Figure 8.1 e 8.2 mostrano come, già in questa prima fase del lavoro, al termine dell'analisi multi-ciclo ci sia un buon accordo tra i dati sperimentali e le simulazioni fluidodinamiche. Accordo confermato, per tutti i casi analizzati, non solo nel valore assoluto delle grandezze calcolate, ma anche sul trend che i risultati mostrano al variare della velocità di rotazione.

Dall'andamento delle curve di pressione, come ci si aspettava, si osserva che, pur lavorando con lo stesso indice di aria, i casi con alimentazione a NG presentano valori del picco di pressione inferiore ai corrispondenti con alimentazione a benzina, con conseguente limitazione sulle prestazioni, come osservato nel capitolo 7.

8.2 PROCEDURA ITERATIVA

Come anticipato all'interno del capitolo precedente, risultati riguardanti il campo di moto e di turbolenza ottenuti all'interno della camera di combustione dall'analisi multi-ciclo 3D sono stati utilizzati come termine di paragone dal codice monodimensionale, al fine di incrementare le capacità predittive del modello di combustione frattale.

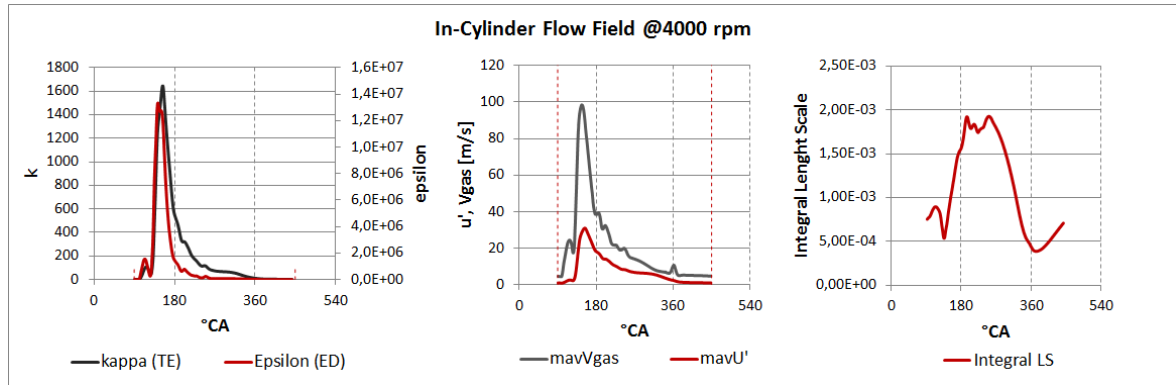


Figura 8.3 – Esempio di grandezze fornite al monodimensionale – 4000 rpm, NG

Come è possibile osservare dalla Figura 8.3, la velocità media dei gas e l'intensità di turbolenza mostrano un andamento del tutto simile. Entrambe raggiungono un massimo nell'intorno della fine della fase di ricambio della carica, per poi decadere durante la corsa di compressione. La velocità con cui decade la turbolenza è maggiore di quella con cui la velocità diminuisce, e raggiunge valori circa nulli pochi gradi prima del punto morto superiore di combustione.

Le Figure 8.4 e 8.4 mostrano invece il confronto tra i dati di pressione rilevata all'interno della camera di combustione durante le prove sperimentali ed i dati ottenuti dalle simulazioni monodimensionali al termine della procedura iterativa.

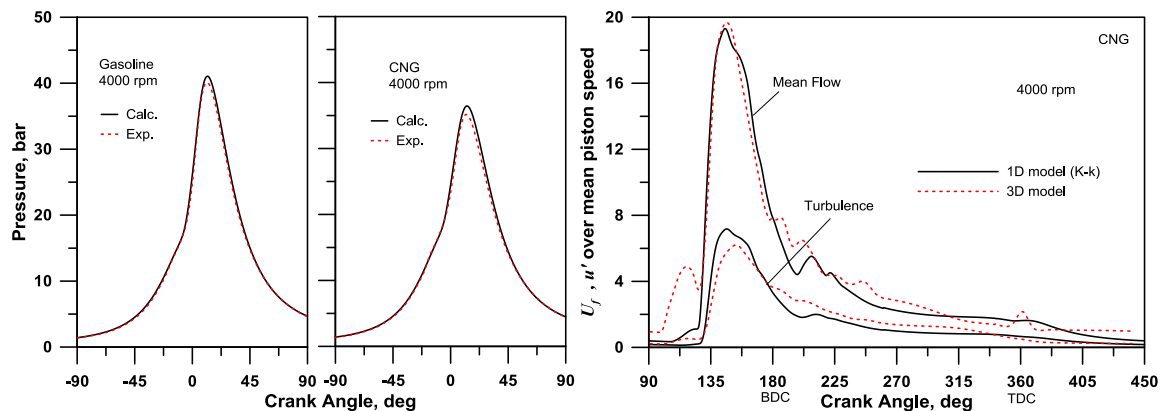


Figura 8.4 – Confronto numerico sperimentale, NG, Benzina. 4000 rpm

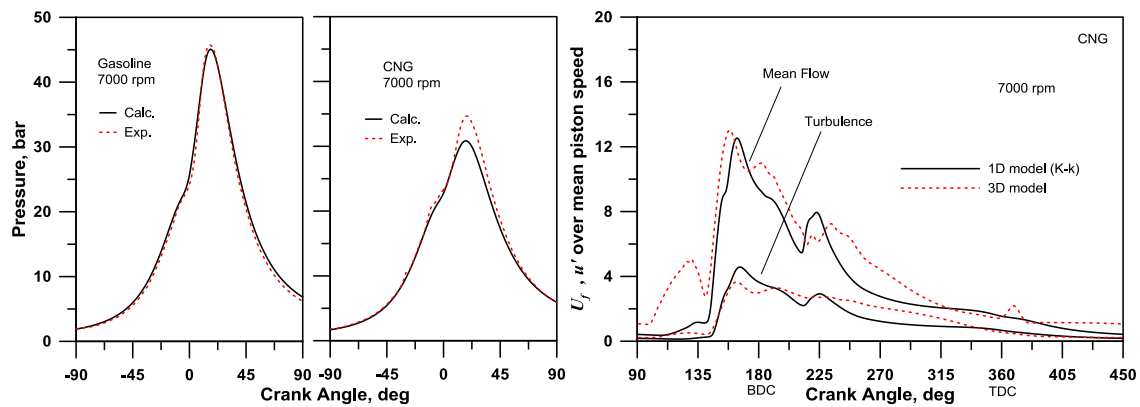


Figura 8.5 – Confronto numerico sperimentale, NG, Benzina. 7000 rpm

Al termine dello scambio di informazioni tra i due strumenti di simulazione, i risultati ottenuti dal codice monodimensionale trovano perfetto accordo con le rilevazioni al banco prova motore. È evidente l'accuratezza con cui il modello di combustione frattale, utilizzando lo stesso set di parametri costanti, riesca a rappresentare l'evoluzione del processo di combustione sia al variare della velocità di rotazione, che al variare del tipo di alimentazione considerata.

Da un'osservazione attenta dei dati, si potrebbe essere portati a pensare che il modello risponde meglio per i casi in cui è la benzina ad alimentare il motore. Questa affermazione è parzialmente vera. C'è da ricordare infatti, che nessuna modifica sostanziale è stata applicata al motore affinché questo potesse lavorare in condizioni ottimali quando alimentato con un combustibile diverso da quello "di progetto", come il *natural gas*. Per i punti operativi alimentati a *natural gas*, la mancata perfetta-corrispondenza tra i dati numerici e quelli sperimentali risiede in una elevata dispersione ciclica dei dati raccolti al banco, legata alla più lenta velocità di combustione che caratterizza il *natural gas* rispetto alla benzina commerciale.

Il riscontro è completamente positivo se si osservano, di fianco agli andamenti finora mostrati, anche quelli del *pumping loop*. La capacità del modello di cogliere la dinamica delle onde di pressione nei condotti durante il periodo di lavaggio, fa sì che anche la fase di riempimento del cilindro sia ben rappresentata, e che dunque non sia necessario un estenuante lavoro di messa a punto delle costanti dei modelli.

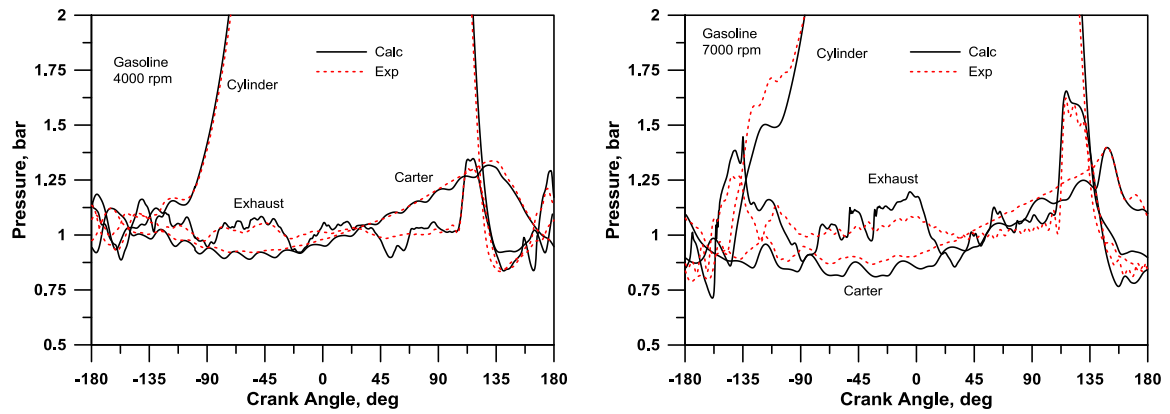


Figura 8.6 – Pressione in aspirazione e scarico e nel cilindro. Benzina, 4000- 7000 rpm

Una volta conclusasi la procedura iterativa, completata quindi la taratura dei modelli fluidodinamici in gioco, i calcoli tridimensionali sono stati utilizzati dapprima per l'analisi, da un punto di vista qualitativo, del processo di lavaggio, e poi dall'analisi del comportamento in combustione del motore con le due diverse alimentazioni considerate.

La serie di immagini riportata di seguito mostra il modo in cui avviene il processo di ricambio della carica nel motore alimentato a *natural gas*, per la velocità di rotazione di 5000 rpm.

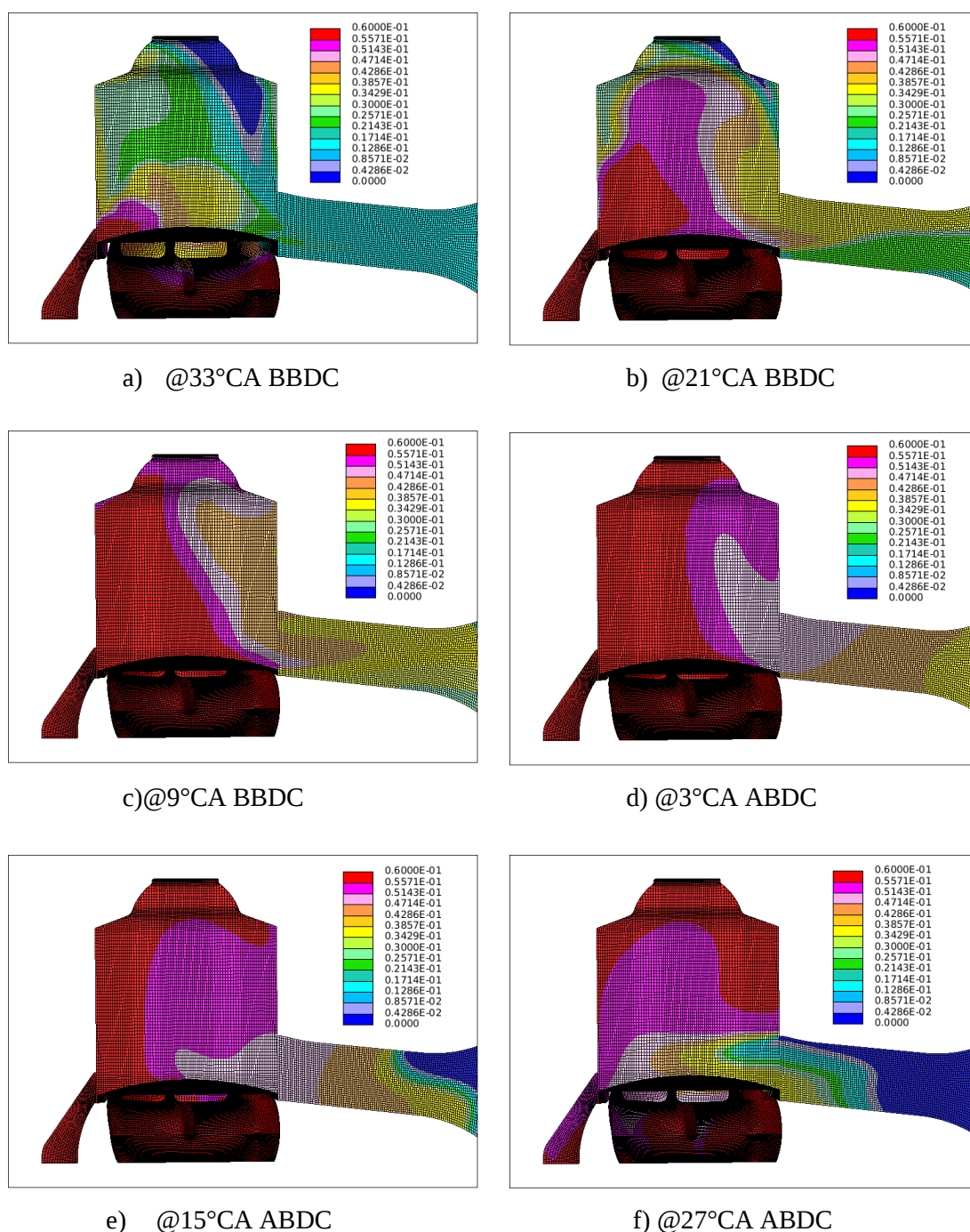


Figura 8.7 – Andamento della frazione di combustibile durante il lavaggio - NG, 5000 rpm

Osservando la sequenza riportata in Figura 8.7 risulta come, durante il periodo di lavaggio, una quantità significativa di carica fresca by-passi il cilindro finendo direttamente allo scarico. Se si osserva la sequenza a)-d) è infatti evidente come, durante il processo, all'interno del condotto di scarico aumenti costantemente la concentrazione di combustibile.

Durante la corsa di risalita del pistone verso il punto morto superiore, e)-f), si assiste invece ad un richiamo dei gas combusti all'interno della camera di combustione. Questo comporta la

presenza, in porzioni non trascurabili, di gas combusti in camera in camera di combustione alla chiusura delle luci. Questo risultato giustifica valori non troppo elevati dei coefficienti di lavaggio rilevati dalle precedenti analisi.

8.3 ANALISI DEL PROCESSO DI COMBUSTIONE

Ottenuti risultati soddisfacenti in termini di pressioni in camera di combustione e coefficienti di lavaggio, si è entrati nel dettaglio dell'analisi del processo di combustione. Le simulazioni fluidodinamiche 3D consentono, a questo proposito, di farsi un'idea del modo in cui il fronte di fiamma avanza in camera, e come questo possa essere influenzato dal campo di moto presente e dalle condizioni fisiche in camera.

Le sequenza di immagini riportata di seguito mostra il confronto, a pari velocità di rotazione, dell'evoluzione del fronte di fiamma per i due diversi combustibili utilizzati. La variabile di cui si mostra l'andamento è una specie che tiene traccia dell'avanzamento delle reazioni chimiche durante il processo di combustione. Essa avrà quindi valore nullo prima che il processo abbia inizio, per poi aumentare fino a raggiungere come valore massimo 1, laddove tutta la miscela di aria e combustibile sia stata consumata.

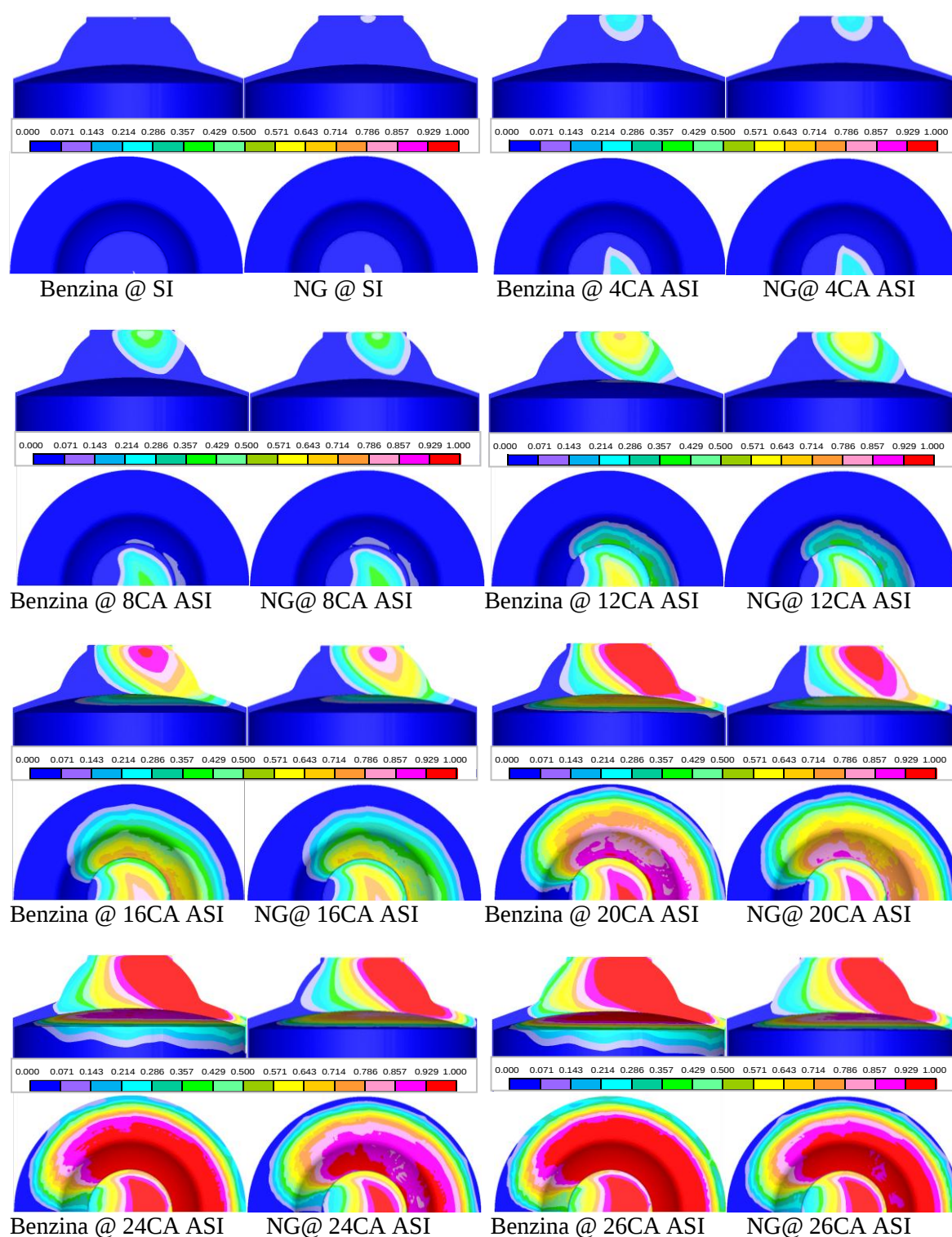


Figure 8.8 – Variabile di progresso delle reazioni chimiche. Benzina vs. NG, 7000 rpm

È importante ricordare che, per questi due casi, al banco prova non è riusciti a mantenere inalterata la dosatura della miscela. I dati che si stanno confrontando mostrano dunque per la benzina, l'evoluzione di un fronte di fiamma con dosatura ricca ($\lambda=0.88$), mentre per il *natural gas*, si ha un fronte di fiamma che avanza all'interno di una miscela caratterizzata da una dosatura circa stechiometrica ($\lambda=1.04$).

Come è possibile osservare, da un punto di vista qualitativo, durante le primissime fasi del processo, l'evoluzione del fronte di fiamma non presenta apprezzabili differenze al variare del combustibile considerato. Sebbene la zona interessata dalle reazioni sia pressoché identica, è comunque possibile osservare come, per il caso alimentato a benzina, la variabile di progresso delle reazioni raggiunga valori massimi superiori rispetto a quelli raggiunti nel caso con alimentazione a *natural gas*. È solo nel momento in cui si raggiunge la fase centrale del processo, circa 16 °CA dopo l'accensione, che con l'alimentazione a benzina si ha una decisa accelerazione delle reazioni di combustione. Aumenta il volume interessato dalle reazioni, ed aumenta anche il livello di completamento delle reazioni.

Questo apprezzabile aumento della velocità della fiamma porta ad una maggiore efficienza di combustione e quindi ad un incremento delle prestazioni del motore. Questa osservazione viene confermata dall'analisi dell'andamento del gradiente della pressione nel tempo, mostrato in Figura 8.9 a partire dall'istante di accensione.

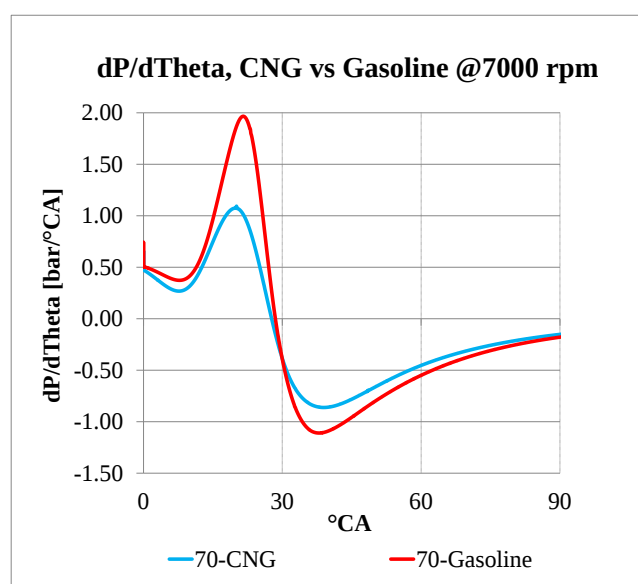
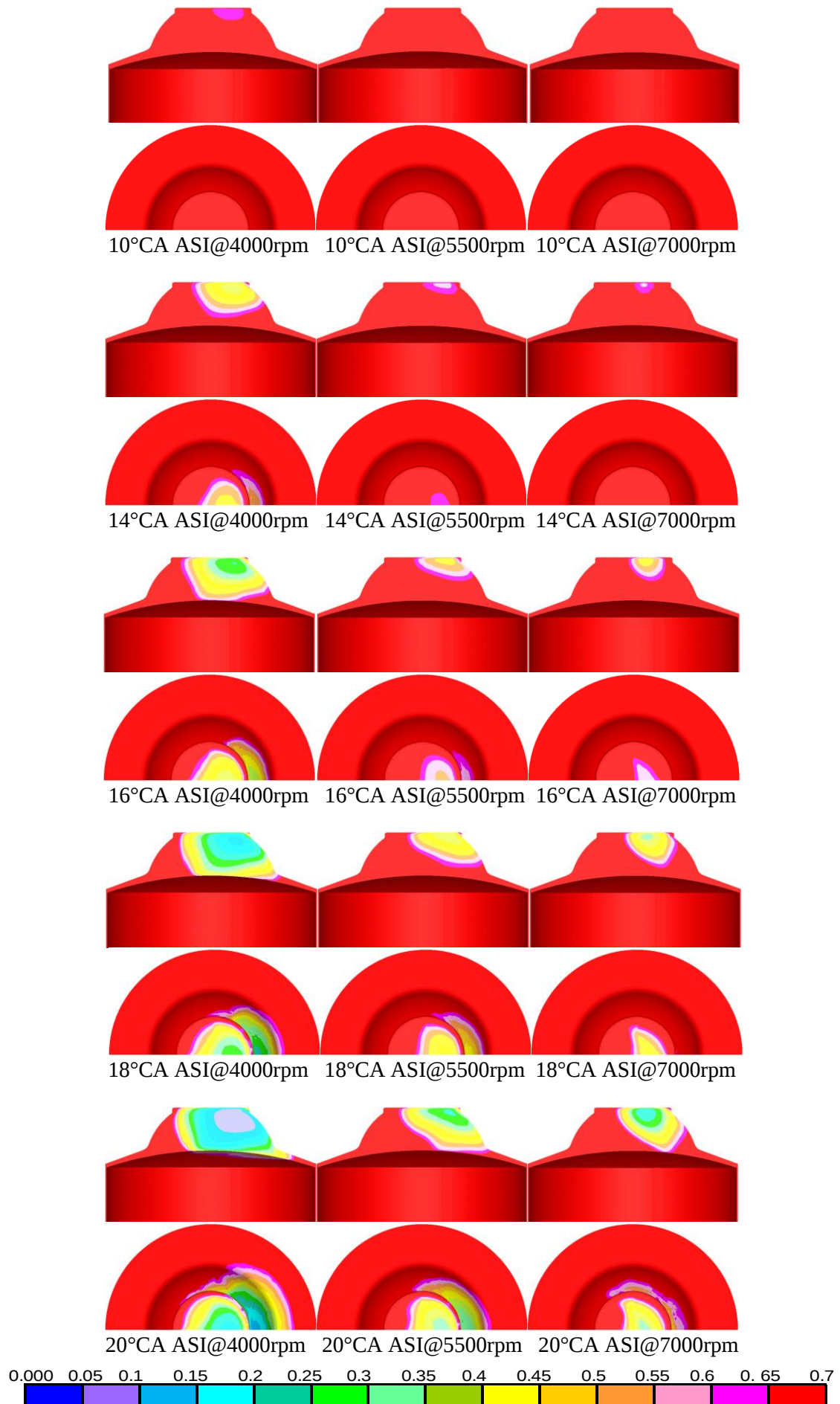
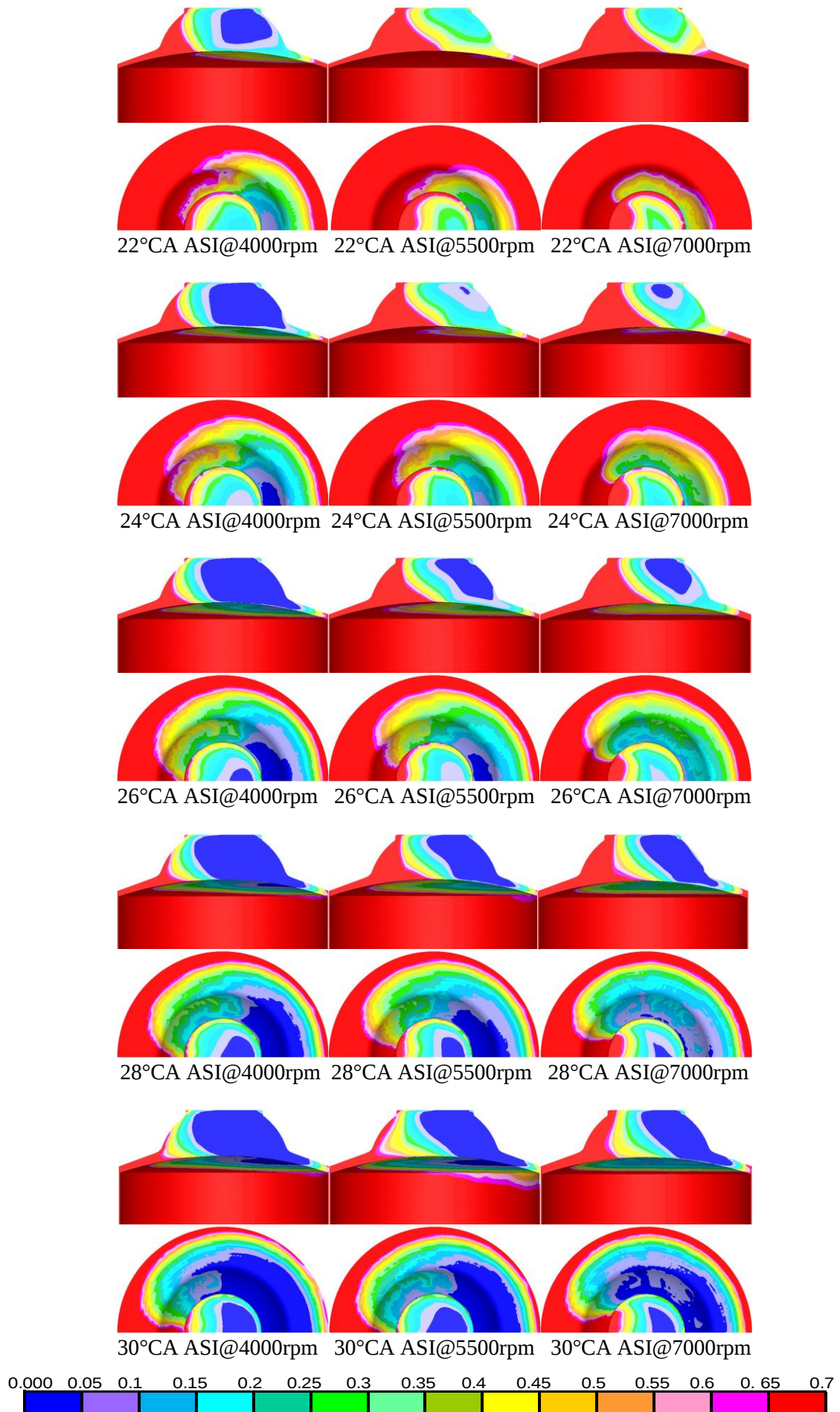


Figura 8.9 – Andamento della derivate della pressione nel tempo. Benzina vs. NG, 7000rpm

Si riporta invece di seguito una sequenza di immagini in cui viene messo a confronto l'andamento del consumo di combustibile durante la combustione per il medesimo *fuel*, ma al variare della velocità di rotazione del motore. Al fine di poter rendere paragonabili i risultati, i tre casi lavorano infatti con tre dosature diverse, il combustibile è stato adimensionalizzato rispetto alla massima concentrazione rilevata in camera prima dell'avvio del processo. In questo modo i dati sono stati resi paragonabili in termini di dosatura sia da un punto di vista globale che locale.





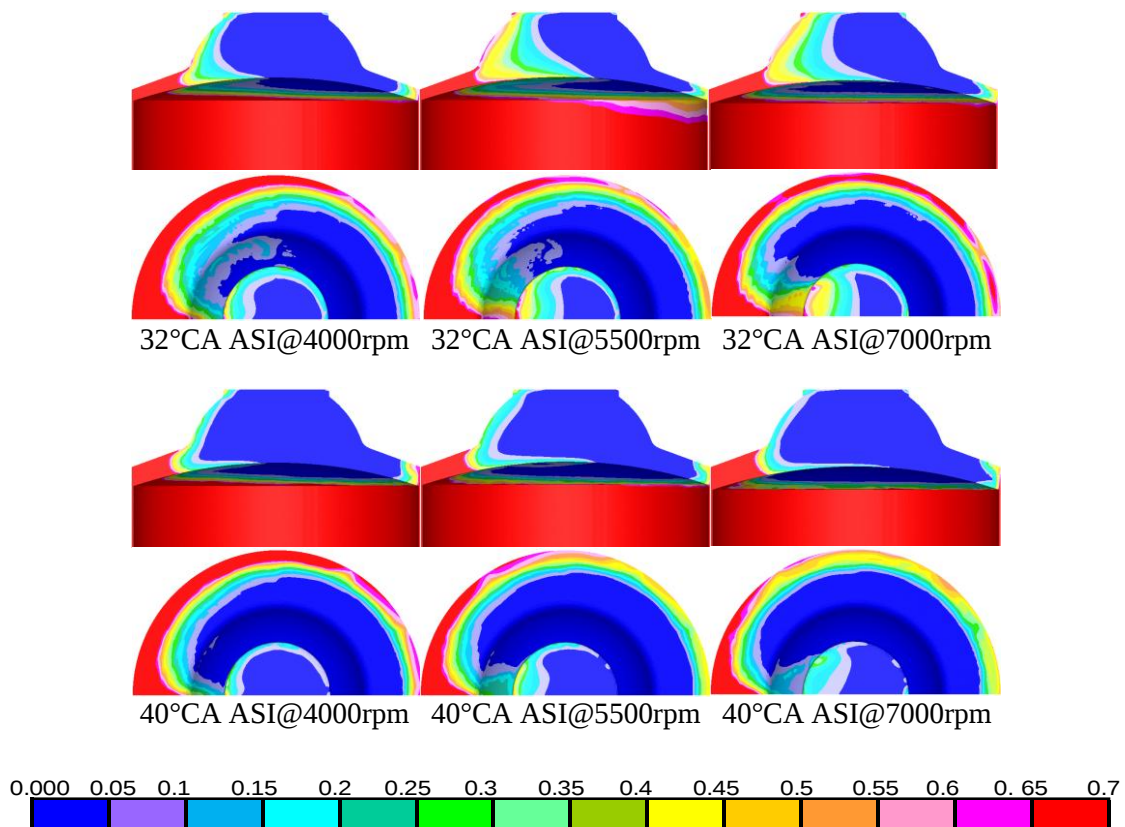


Figura 8.10 – Consumo di combustibile. Benzina, 4000,5500,7000 rpm

Dall'analisi della sequenza di immagini è possibile osservare che, ad esempio, a 4000 rpm la combustione si sviluppa in un ambiente in cui la temperatura media nell'istante di accensione è la più alta tra i tre casi (872 K). Non solo, questo rappresenta l'unico caso, dei tre, in cui la miscela ha una dosatura circa stechiometrica ($\lambda=1.05$). Da queste due considerazioni è facile intuire che non ci si debba stupire del fatto che, nei primissimi istanti di combustione, quando sono cioè le caratteristiche della miscela e i valori di pressione e di temperatura a farla da padrone sull'evoluzione del processo, questo sia il caso in cui è più veloce il consumo di combustibile. Il caso a 5500 rpm di velocità di rotazione è invece dei tre quello in cui la combustione si sviluppa nell'ambiente a più bassa temperatura dei tre (783 K), ma con una dosatura della miscela ricca ($\lambda=0.92$). I due aspetti, in contrapposizione tra loro rispetto allo sviluppo del primo *kernel* di fiamma, fanno sì che, rispetto agli altri due casi quest'ultimo si ponga esattamente a metà in termini di rapidità con cui il *kernel* cresce all'interno della camera di combustione. A 7000 rpm il motore lavora invece con una dosatura molto ricca ($\lambda=0.88$) e, nonostante gli elevati livelli di temperatura in camera (830 K), l'eccessiva ricchezza della miscela sfavorisce la primissima propagazione del fronte di fiamma, facendo sì che, tra i tre casi, risulti essere quello con sviluppo del processo più lento.

Tutte queste considerazioni valgono per le primissime fasi della combustione. Man mano che il processo avanza, e che quindi è la turbolenza l'aspetto che predomina sugli altri rispetto alla propagazione del fronte di fiamma in camera, la situazione si inverte. A partire da circa 24 °CA dallo scoccare della scintilla, come è possibile osservare sempre dalla sequenza di immagini in Figura 8.10, il caso a 7000 rpm, grazie ai più elevati livelli di turbolenza in camera, recupera il *gap* rispetto agli altri due e non solo. Nelle ultime immagini è infatti possibile osservare come, pur non bruciando completamente la miscela, sia maggiore la quantità di carica coinvolta nel processo di combustione. La Figura 8.11 dimostra quanto appena detto. Si vede infatti come i livelli di intensità di turbolenza per il caso a 7000 rpm, superati i 20°CA dopo l'avvio del processo, aumentino, andando a sovrastare gli altri due casi, e favorendo un aumento della velocità di combustione.

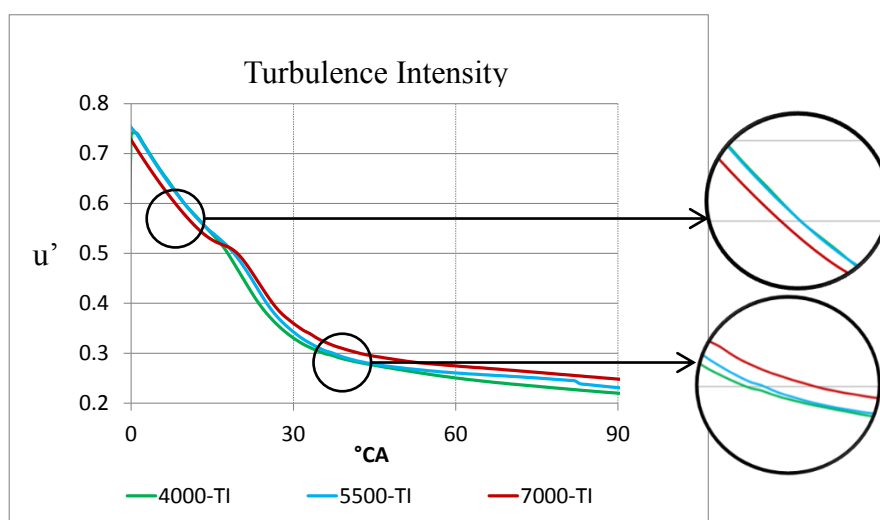


Figura 8.11 – Intensità di turbolenza nel cilindro. Benzina, 4000, 5500, 7000 rpm

8.4 VALUTAZIONE DELLA TENDENZA AL KNOCK

Effettuata la taratura dei modelli come spiegato all'interno del capitolo precedente, la valutazione della tendenza al *knock* per un particolare punto di funzionamento è stata condotta incrementando per piccoli *step* l'anticipo di accensione del motore in modo tale da favorire l'innesco del processo. Tra i casi analizzati, si riportano di seguito i risultati ottenuti dalla simulazione per il caso con velocità di rotazione di 7000 rpm, per entrambi i combustibili finora utilizzati.

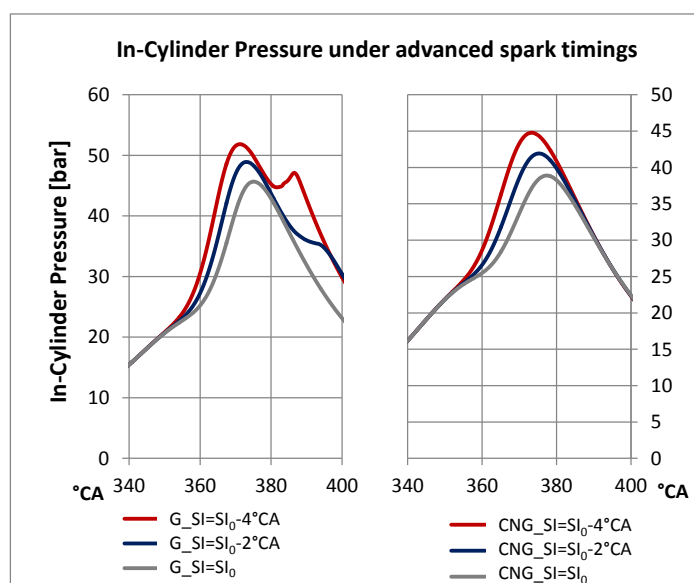


Figura 8.12 – Pressione nel cilindro. Benzina vs. CNG, 7000 rpm

Dall'analisi della Figura 8.12 emerge un risultato in realtà atteso. All'aumentare dell'anticipo di accensione, a conferma delle ben note caratteristiche antidetonanti di questo combustibile, non è visibile alcun accenno di detonazione per quel che riguarda l'alimentazione del motore con il *natural gas*. Per quel che riguarda quel che accade alimentando il motore con la benzina, è possibile invece osservare come il fenomeno della detonazione si manifesti già quando l'anticipo di accensione subisce un modesto incremento. Considerazioni analoghe, per questo caso, possono essere tratte osservando l'andamento della variazione della pressione nell'istante di tempo, $dp/d\Theta$. È infatti evidente l'inversione della pendenza della curva, a significare l'insorgere della detonazione.

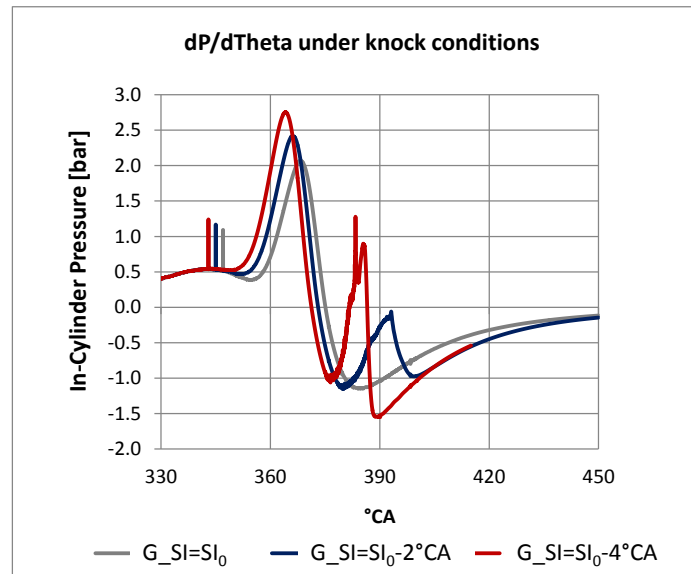


Figura 8.13 – Andamento di $dP/d\Theta$ in condizioni di knock. Benzina, 7000 rpm

La valutazione dell'intensità del knock sui due casi detonanti appena mostrati, è stata poi condotta sfruttando la definizione degli indici MAPO, IMPO e DKI secondo le modalità già spiegate all'interno del capitolo precedente.

Come già detto, si sono disposti una serie di sensori virtuali di pressione all'interno della camera di combustione, secondo lo schema di Figura 7.26 del capitolo precedente e si è rilevata la traccia di pressione, Figura 8.14.

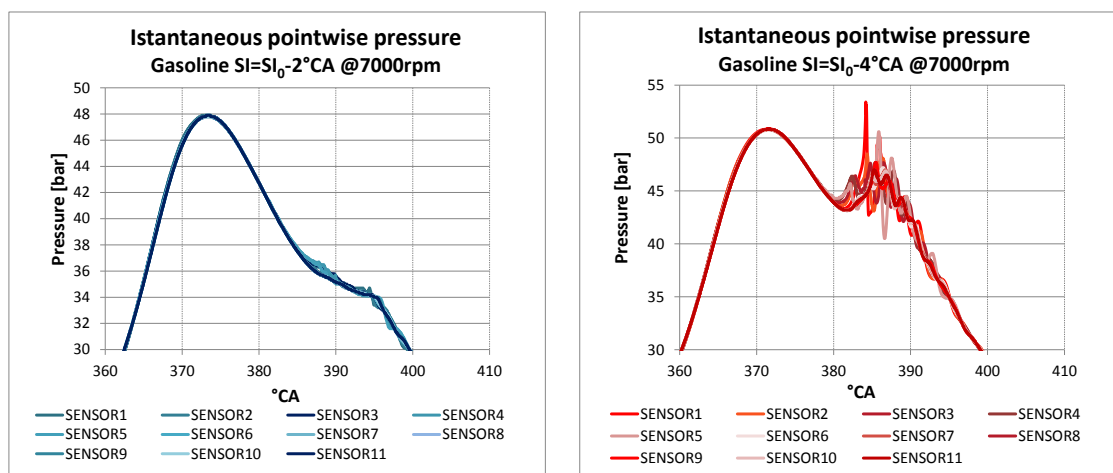


Figura 8.14 – Pressioni sui sensori virtuali di pressione. Benzina, 7000 rpm

La traccia di pressione sul sensore più sollecitato, nella fattispecie il sensore 1, è stata dapprima depurata della traccia media della pressione in camera e poi, fissata una finestra di visualizzazione di 60 °CA a partire dalla *spark*, è stata rettificata e poi filtrata, secondo la

procedura riassunta in figura 8.15. La frequenza di filtraggio è stata assunta pari a 20kHz, che a 7000 rpm corrisponde ad una frequenza di circa 2°CA.

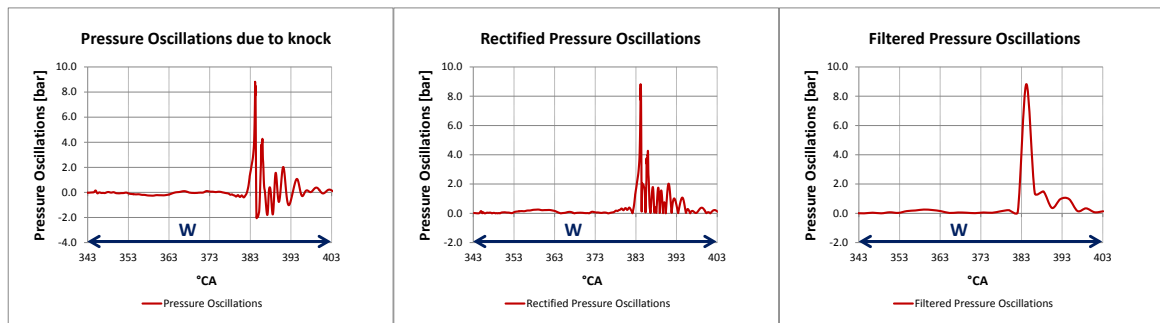


Figura 8.15 – Procedura di analisi della pressione sul sensore più sollecitato per il calcolo degli indici MAPO, IMPO e DKI. Benzina, 7000rpm.

Rettificata e filtrata la traccia di pressione sul sensore più sollecitato, si procede a determinare gli indici di *knock* secondo la formulazione già nota. I risultati hanno condotto alla determinazione di un DKI pari a 0.239, valore molto prossimo al limite di 0.2 individuato in letteratura, per il caso in cui l'anticipo di accensione era stato incrementato di 2 °CA, ad indicare che un ulteriore incremento della *spark advance* non potrà che condurre a dei livelli di detonazione non accettabili. La conferma arriva con il valore che DKI assume per il caso in cui l'anticipo di accensione è stato invece aumentato di 4 °CA. In questo caso infatti, il parametro assume un valore di 0.064, molto al disotto del valore soglia di 0.2.

8.4.1 INCREMENTO DEL RAPPORTO DI COMPRESSIONE – NG

Come mostrato, il *natural gas* conferma le sue ottime caratteristiche antidetonanti non mostrando alcuna comparsa di *knock* nonostante si vada ad incrementare l'anticipo di accensione. Tra le possibili strategie da adottare, al fine di individuare una potenziale condizione di funzionamento limite per il motore, si è scelto di agire sulla modifica della *spark advance* insieme ad un sostanziale incremento del rapporto di compressione, fino a portarlo ad un valore di 14:1.

Si riportano in questo caso i risultati ottenuti per il regime di rotazione di 5000 rpm. Se per il caso a benzina, di cui maggiori informazioni sono riportate nel capitolo precedente, un solo grado in più di anticipo è stato sufficiente a far manifestare la presenza di *knock* in coda al normale processo di combustione, la figura seguente mostra come, con alimentazione a *natural gas*, pur lavorando con un rapporto di compressione molto spinto, l'incremento dell'anticipo di accensione (fino a 12 °CA di anticipo) non provoca alcuna comparsa di tale fenomeno.

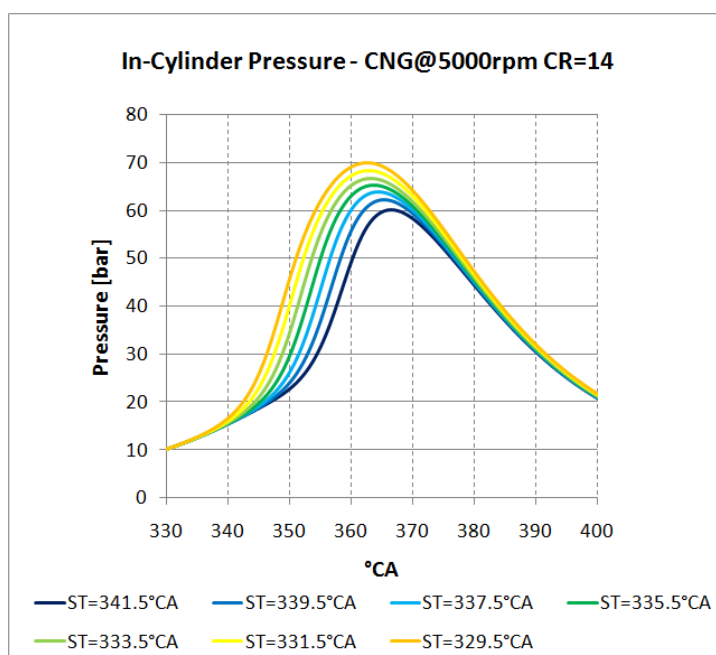


Figura 8.16 – Pressione in camera di combustione. 5000 rpm, RC 14:1

Questi risultati potrebbero quindi suggerire la possibilità, in condizioni di normali funzionamento, di utilizzare un anticipo di accensione più elevato per recuperare il *gap* esistente con la benzina in termini di prestazioni. A prestazioni ancora maggiori si arriva, evidentemente, incrementando anche il rapporto di compressione.

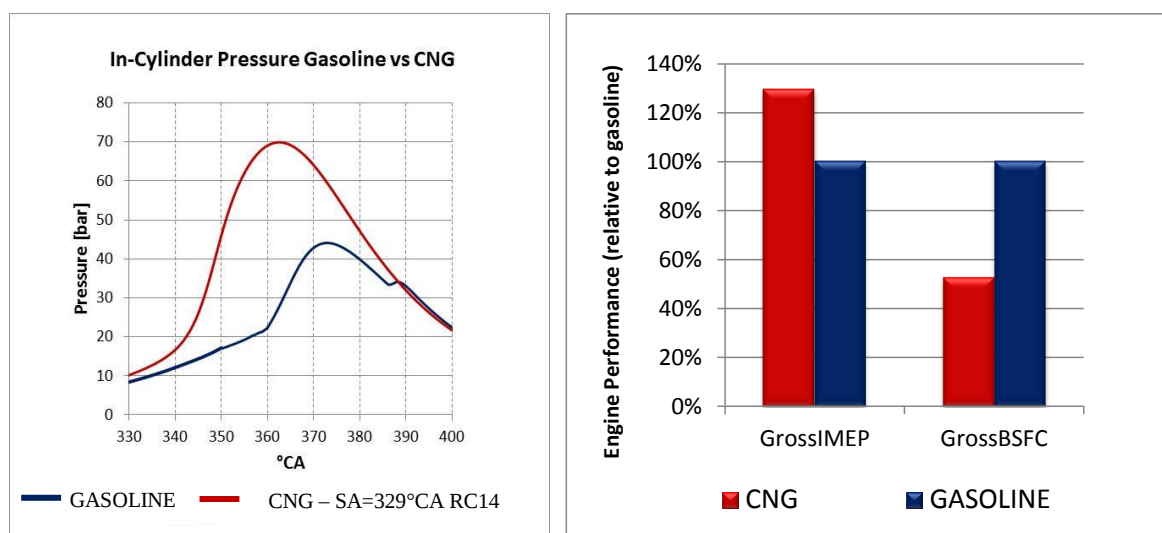


Figura 8.17 – Benzina vs. NG, 5000 rpm

I dati riportati in Figura 8.17 mostrano addirittura che, in condizioni di progetto estreme, pur non presentando ancora alcuna tendenza alla detonazione, il motore alimentato con il *natural gas* inverte addirittura la tendenza mostrata durante la campagna sperimentale, restituendo prestazioni maggiori del motore alimentato a benzina.

Analisi numerica del processo di ricambio della carica nei motori CI

All'interno di questo capitolo si descriverà la metodologia sviluppata per individuare il più appropriato approccio numerico per la caratterizzazione delle strutture di moto che si instaurano all'interno della camera di combustione dei motori Diesel. Nonostante non si parli espressamente di simulazione della combustione, questa attività si integra perfettamente all'interno del filone riguardante la simulazione dei flussi reagenti nei motori a combustione interna. Nei motori ad iniezione diretta infatti, il modo in cui il processo di combustione si sviluppa non può in alcun modo prescindere dal modo in cui, a monte di questo, si siano rappresentati il campo di moto e di turbolenza che si genera all'interno della camera durante la corsa di aspirazione e di compressione, ed il modo in cui questo interagisce con lo *spray* di combustibile nel momento in cui avviene l'iniezione in camera. Il moto dell'aria diventa quindi fondamentale per garantire un appropriato livello di miscelamento di combustibile e comburente durante tutto il processo di combustione, soprattutto considerando quanto siano limitati i tempi a disposizione affinché possano avere luogo tutti i fenomeni fisici e chimici caratteristici del processo.

L'ottimizzazione dell'interazione tra *spray* di combustibile e campo di moto può dunque essere visto come uno strumento per far fronte alle stringenti normative sulle emissioni allo scarico delle vetture. A calcolo questo si traduce, prima di tutto, in una corretta modellazione del campo di moto che un particolare sistema di aspirazione è in grado di imprimere all'aria in ingresso al cilindro.

Il progetto di sistemi di aspirazione tali da garantire la creazione, durante la corsa di aspirazione, di strutture di moto stabili e ben organizzate, prolunga il decadimento della turbolenza fino alle ultime fasi della corsa di compressione, garantendo appropriati livelli di miscelamento turbolento durante lo sviluppo dei primi nuclei di combustione.

Nei motori Diesel, il sistema di aspirazione viene in genere progettato per generare, all'interno della camera, un moto predominante di *swirl*, le cui specifiche caratteristiche dipendono dal punto operativo considerato. Nei motori a quattro valvole, in particolare, le macro strutture riconoscibili all'interno del cilindro sono una risultante dell'effetto combinato del moto che ciascun condotto di aspirazione è stato in grado di imprimere all'aria.

A seconda del punto operativo considerato, le prestazioni richieste al sistema di aspirazione sono diverse. A pieno carico, ad esempio, il combustibile viene introdotto in camera con pressioni di iniezione elevatissime. Questo comporta che la turbolenza intrinseca del getto vada ad interagire con il campo presente in camera alterandone la struttura. In queste condizioni, quindi, il sistema di aspirazione deve essere progettato in modo tale da garantire il massimo riempimento possibile della camera. Ai carichi medio-bassi, invece, la pressione di iniezione decresce, ed è la struttura di moto presente in camera al momento dell'iniezione ad influenzare in gran parte la morfologia che il getto assume in camera, ed il suo miscelamento con l'aria circostante. In ogni condizione, comunque, un adeguato livello di *swirl* può contribuire a migliorare l'efficienza del miscelamento tra aria e combustibile, garantendo una fase di sviluppo della combustione più regolare e meno impulsiva.

Alla luce di quanto appena esposto è facile immaginare come la corretta valutazione dell'attitudine di un particolare sistema di aspirazione a generare *swirl* sia di fondamentale importanza in fase di progetto di un propulsore. Generalmente, la caratterizzazione di un sistema di aspirazione, in termini di permeabilità e di intensità del vortice di *swirl* generato, avviene sperimentalmente attraverso l'utilizzo di banchi di flussaggio stazionari. Qui, ciascun gruppo condotto/valvola viene testato sotto un determinato salto di pressione per varie posizioni dell'alzata della valvola. Si rileva la portata d'aria elaborata e la velocità di rotazione del vortice di *swirl* per mezzo di appositi strumenti e, attraverso l'uso di convenzionali correlazioni si determinano il coefficiente di efflusso ed il numero di *swirl*.

In fase di sviluppo di un propulsore, le attività al banco di flussaggio per la caratterizzazione dei sistemi di aspirazione e scarico sono ormai una pratica usuale. Meno usuale è invece

l'analisi del processo di ricambio della carica in condizioni di normale funzionamento del propulsore, a causa della necessità di disporre, in questo caso, di apparecchiature più sofisticate, nonché di un motore otticamente accessibile.

L'utilizzo della CFD quale strumento per effettuare l'analisi del flusso all'interno del cilindro durante le corse di aspirazione e compressione nel reale ciclo di funzionamento di un motore può rappresentare il mezzo più efficace per studiare l'influenza che un particolare sistema di aspirazione ha sul flusso d'aria in ingresso al cilindro e per fornire indicazioni circa la strada da seguire per l'ottimizzazione della struttura e dell'intensità del moto che genera.

In ambito RANS, nello specifico delle applicazioni legate alla simulazione dei motori a combustione interna, tra i modelli di turbolenza più utilizzati a chiusura del sistema di equazioni per la risoluzione del problema fluidodinamico troviamo il k-epsilon ed il k-epsilon RNG, con relative *wall function*. Essi trovano ampio utilizzo perché in grado di restituire risultati affidabili pur necessitando di relativamente basse risorse computazionali. In attesa che tecniche più sofisticate, come quella LES, incontrino le esigenze aziendali in termini di costi computazionali e semplicità d'utilizzo, l'alternativa ai modelli di turbolenza più standard è rappresentata dall'utilizzo di modelli quali il k-omega SST.

La presente attività si propone lo scopo di determinare quali siano gli strumenti più adatti alla rappresentazione delle strutture di moto all'interno dei motori Diesel, paragonando tra loro i risultati ottenuti mediante l'utilizzo dei modelli di turbolenza k-epsilon standard “*high-Reynolds*” e k-omega SST “*low-Reynolds*”.

9.1 L'ANALISI SVOLTA

L'attività di seguito descritta riguarda lo sviluppo di una metodologia per la corretta caratterizzazione delle strutture di moto che si instaurano all'interno della camera di combustione dei motori ad accensione per compressione. Il lavoro presentato si articola in più fasi, di complessità crescente. Il livello di complessità risiede non solo nel tipo di moto studiato, ma anche nella geometria del componente all'interno del quale il fluido si muove.

In ciascuna fase si è testata l'attitudine dei modelli di turbolenza k -epsilon, nella sua formulazione High-Reynolds, e k -omega SST Low-Reynolds, alla corretta rappresentazione di strutture di moto prevalentemente rotanti, quali quelle che caratterizzano il flusso d'aria all'interno dei motori Diesel commerciali.

La prima parte del lavoro ha riguardato la replica di un caso test di geometria semplice di cui è disponibile in letteratura un'ampia gamma di dati sperimentali. Tra quelli disponibili, si è deciso di focalizzare l'attenzione su due casi in particolare, ciascuno dei quali scelto perché assume che il fluido si muova all'interno del dominio in condizioni di flusso analoghe a quelle riconoscibili nei motori Diesel a quattro valvole per cilindro, quelli cioè in cui vengono utilizzati due diversi condotti di aspirazione per l'ammissione dell'aria all'interno del cilindro. La geometria del caso test consiste di un tubo rettilineo a sezione costante caratterizzato da una brusca espansione, e le misure sperimentali disponibili riguardano i profili di velocità lungo varie sezioni trasversali disposte lungo l'asse del tubo. Nel primo dei due casi considerati il fluido entra all'interno del condotto con velocità puramente assiale, mentre nel secondo si considera un flusso dotato di moto rotatorio con asse coincidente con quello del condotto.

Valutata l'attitudine dei due modelli a rappresentare strutture di moto quali quelle appena descritte, durante la seconda parte del lavoro ci si è spostati dal caso test sul motore reale. Come anticipato, le analisi sono state condotte per livelli crescenti di complessità, ed in questo caso il maggiore livello di complessità è dato dalla sola geometria dei componenti in esame. Le indagini condotte sono consistite delle simulazioni dei flussaggi stazionari effettuati al banco di flussaggio con entrambi i modelli di turbolenza citati in precedenza. La migliore attitudine dell'uno o dell'altro a rappresentare le strutture di moto instauratesi all'interno del cilindro è stata stavolta valutata in termini di coefficienti di efflusso e di velocità del vortice di *swirl*, entrambi parametri valutati in sede di indagine sperimentale.

L'analisi è stata condotta valutando il comportamento di ciascun gruppo condotto/valvola di aspirazione preso singolarmente, e di quello complessivo dei due condotti di aspirazione di cui il motore, di cui si presenterà nel prosieguo una breve descrizione, è dotato.

Analisi analoghe sono state infine condotte sul motore in condizioni di reale funzionamento. In questo caso, i due modelli di turbolenza sono stati utilizzati per analizzare le caratteristiche del campo di moto all'interno del cilindro durante le corse di aspirazione e compressione della carica. Per avere un quadro completo della situazione, sono stati presi in considerazione più punti operativi del motore, a carico parziale ed a pieno carico. I risultati sono stati stavolta analizzati in termini di grandezze medie, quali pressione, temperatura, massa e velocità media dei gas in camera, e di grandezze caratteristiche del campo di moto e di turbolenza instauratosi all'interno del cilindro.

Nel corso della trattazione si entrerà nel dettaglio di ciascuna delle attività qui brevemente descritte. Prima però, verrà lasciato lo spazio ad un richiamo sui modelli di turbolenza utilizzati nel corso del lavoro.

9.2 RICHIAMI DI FLUIDODINAMICA E TURBOLENZA

Il moto dei fluidi e lo scambio di energia al loro interno sono descritti da equazioni matematiche che esprimono i principi fisici alla base di questi processi: *le conservazioni di massa, del momento della quantità di moto e di energia*.

Tuttavia, prima di introdurle è necessario premettere le due importanti *ipotesi* che stanno a fondamento di tutta la *fluidodinamica classica*.

La prima è quella di **fluido continuo**, che permette anche nelle più piccole scale trattate (circa 1 μm per i gas a pressioni ordinarie) di ignorare la struttura molecolare del fluido in esame senza commettere errore; le proprietà dell'entità elementare, la *particella fluida*, sono quindi la media delle proprietà dell'enorme numero di molecole al suo interno.

La seconda ipotesi è quella di **equilibrio termodinamico**, che presuppone equilibrio meccanico, termico e chimico in ogni punto del sistema considerato. Per quanto le velocità delle particelle fluide possano assumere anche valori elevati, sono comunque sufficientemente basse da permettere al fluido di rimanere sempre in equilibrio termodinamico.

9.2.1 EQUAZIONE DI CONTINUITÀ: LA CONSERVAZIONE DELLA MASSA

Considerato un elemento di volume fluido esaedrico, di lati piccoli ma finiti per restare nell'ipotesi di continuità del mezzo materiale, l'equazione di conservazione della massa esprime l'uguaglianza tra il bilancio netto della massa uscente ed entrante attraverso la frontiera dell'elemento di volume, e il tasso di incremento di massa all'interno del volume medesimo.

Assumendo le proprietà del fluido (ρ , p , T , u) funzione sia dello spazio sia del tempo, si ottiene la seguente espressione per il caso generale di fluidi comprimibili:

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

9.2.2 SECONDA LEGGE DI NEWTON: LA CONSERVAZIONE DEL MOMENTO DELLA QUANTITÀ DI MOTO

“Il cambiamento di moto di un corpo è proporzionale alla risultante delle forze esercitate sul corpo stesso”; la quantità di moto è dunque una grandezza che rimane costante in un sistema isolato. Si può dimostrare che la derivata sostanziale o totale è pari alla somma tra la variazione temporale di tale grandezza e il suo flusso attraverso la superficie del dominio di controllo. Si ottiene un sistema di tre equazioni scalari per le tre direzioni dello spazio:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial \tau_{ii}}{\partial x_i} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k} + S_{Mi}$$

$$\rho \frac{Du_j}{Dt} = \frac{\partial \tau_{jj}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{kj}}{\partial x_k} + S_{Mj}$$

$$\rho \frac{Du_k}{Dt} = \frac{\partial \tau_{kk}}{\partial x_k} - \frac{\partial p}{\partial x_k} + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_j} + S_{Mk}$$

Si sono considerate le forze di massa tramite il vettore delle sorgenti di forze di massa:

$$\bar{S}_M = S_{Mi} \bar{i} + S_{Mj} \bar{j} + S_{Mk} \bar{k}$$

9.2.3 PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA: LA CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA

La variazione dell'energia immagazzinata in un sistema chiuso è pari al bilancio termico dell'energia termica e del lavoro scambiati attraverso il contorno del sistema stesso:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{dL}{dt}$$

Tramite la *legge di Fourier* per la conduzione, si può correlare il vettore del flusso termico al gradiente locale di temperatura:

$$\bar{q} = -k \nabla T$$

dove k rappresenta un generico coefficiente di scambio termico. È quindi possibile risalire alla distribuzione di temperatura all'interno del sistema fluido e da questa alle altre variabili termodinamiche tramite le *equazioni di stato*, indagando l'evoluzione locale del fluido

all'interno del dominio di calcolo, ad esempio per quanto riguarda cambiamenti o smistamenti di fase.

Il moto tridimensionale di un fluido è dunque descritto in ogni punto del campo da un sistema di cinque equazioni differenziali alle derivate parziali: le conservazioni di massa, di energia, e del momento della quantità di moto nelle tre direzioni dello spazio. Tuttavia esse sono insufficienti da sole a chiudere il problema, dato che le incognite in esse presenti sono venti:

- ✓ la densità;
- ✓ il vettore velocità nelle sue tre componenti;
- ✓ il vettore di accelerazione del campo nelle sue tre componenti;
- ✓ la pressione;
- ✓ l'energia interna;
- ✓ le nove componenti del tensore degli sforzi viscosi;
- ✓ il vettore flusso termico, riconducibile tramite l'equazione di Fourier a una funzione di conducibilità termica e della temperatura.

È però possibile specializzare il sistema di equazioni al problema in esame, introducendo modelli fisici in grado di abbassare il numero di incognite presenti.

In generale la soluzione analitica è sconosciuta per la maggior parte dei problemi di interesse pratico, motivo per cui lo studio della fluidodinamica si fonda allo stato attuale quasi interamente sulla sperimentazione e sulla simulazione numerica.

9.2.4 L'IPOTESI DI GAS PERFETTO E LE EQUAZIONI DI STATO

Fra le incognite delle equazioni di Navier-Stokes vi sono quattro variabili termodinamiche: la densità ρ , la pressione p , la temperatura assoluta T (K) e l'energia interna specifica i . Per ridurre il numero di incognite ci si può servire di due equazioni accessorie che legano tra loro alcune di queste proprietà, a condizione che valga l'ipotesi di “gas perfetto”.

Un *gas perfetto*, o *ideale*, è un modello di aeriforme in cui le molecole sono puntiformi e interagiscono tra di loro e con le pareti del contenitore con urti perfettamente elastici. La conseguenza è che le sue molecole si muovono di un moto assolutamente disordinato, detto *moto Browniano*, anche se il fluido si trova in condizioni di equilibrio termodinamico. Un gas ideale presenta molecole identiche e indistinguibili, e non può essere liquefatto per sola

compressione; inoltre in un gas ideale i calori specifici sono costanti e non variano con la temperatura.

A un tale modello si possono applicare le *equazioni di stato*:

$$p = \rho RT$$

$$i = C_v T$$

dove R è la costante universale dei gas di Boltzmann e vale 8,314 J/K mol, mentre C_v è il calore specifico a volume costante.

9.2.5 RELAZIONE COSTITUTIVA PER I FLUIDI NEWTONIANI

Tra la incognite contenute nel sistema di equazioni di Navier-Stokes, vi sono anche le nove componenti del tensore degli sforzi tangenziali.

La gran parte dei fluidi trattati tuttavia è ottimamente descritta dal modello di *fluido newtoniano*, in cui rientrano a titolo di esempio anche l'aria e l'acqua. In tale modello il tensore degli sforzi è direttamente proporzionale al tensore delle velocità locali di deformazione (*strain-rate*); la costante di proporzionalità è la *viscosità*. Inoltre, per la reciprocità delle tensioni tangenziali, il tensore degli sforzi è simmetrico.

Si possono quindi esprimere nove delle incognite come funzione di altri termini già contenuti nelle equazioni (le velocità di deformazione), facilitando la risoluzione del sistema sia analiticamente sia numericamente.

9.2.6 L'EQUAZIONE DI TRASPORTO

Il trasporto di una generica grandezza scalare ϕ all'interno del campo fluidodinamico viene descritto dalla seguente equazione:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \phi \cdot \bar{u}) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \cdot \nabla \phi) + S_\phi$$

Il primo termine $\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}$ descrive l'andamento nel tempo dello scalare ϕ all'interno del volume di controllo δV , mentre $\nabla \cdot (\rho \cdot \phi \cdot \bar{u})$ esprime il *trasporto convettivo* di ϕ ad opera delle particelle che attraversano i confini dell'elemento fluido. Tuttavia anche un fluido in quiete può trasportare uno scalare per fenomeni diffusivi, ad esempio per l'agitazione molecolare, e questo aspetto è descritto dal terzo termine dell'equazione, $\nabla \cdot (\Gamma_\phi \cdot \nabla \phi)$. Infine S_ϕ quantifica le *sorgenti* della grandezza, sia produttive sia dissipative, che avvengono esclusivamente all'interno del volumetto fluido.

9.2.7 LO STRATO LIMITE

Le equazioni introdotte sono di validità assolutamente generale e sono in grado di descrivere il comportamento di un fluido a prescindere dalla specificità del problema. Ciò che distingue ogni caso dagli altri sono le *condizioni iniziali* e quelle *al contorno*.

Un'importantissima e molto comune condizione al contorno è la presenza di una parete solida impermeabile in moto relativo rispetto al flusso medio: a contatto con tale parete infatti, la velocità del fluido rispetto a essa deve essere nulla (*ipotesi di aderenza*). Allontanandosi dalla zona di contatto la velocità aumenta con continuità fino al valore indisturbato (*velocità asintotica*), in cui si annulla il disturbo introdotto dalla presenza della parete; la zona parallela alla parete in cui la velocità varia da zero fino al 99% del valore asintotico è detta *strato limite*.

Poiché per l'ipotesi di fluido newtoniano la variazione di velocità e le tensioni tangenziali sono legate dalla viscosità μ , in tale zona vi saranno notevoli sforzi viscosi.

Per quantificare il rapporto tra forze di inerzia e forze viscosi si introduce il *numero di Reynolds*:

$$Re = \frac{\rho u D}{\mu}$$

A causa della diminuzione di velocità del fluido in questa zona, si registra un valore di Re più basso, segno che localmente il flusso ha caratteristiche più laminari.

Sezionando un flusso monodimensionale e riportando la sua velocità in funzione della distanza della parete si osserva un profilo generalmente parabolico:

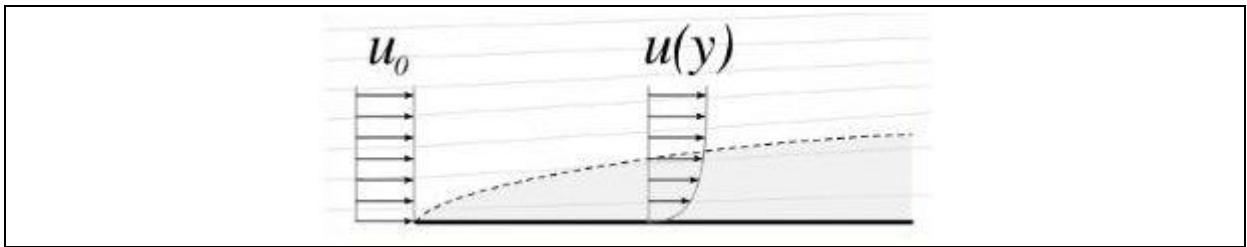


Figura 9.1 – Creazione dello strato limite per la presenza di una parete

Tuttavia in determinate condizioni, come una brusca variazione di direzione imposta al flusso medio, può avvenire un'inversione del moto nella vena fluida a contatto con la parete: questo fenomeno è noto come *distacco dello strato limite*. A valle del punto di distacco il moto non contribuisce al flusso medio ma assume un carattere esclusivamente dissipativo; inoltre il mescolamento del flusso esterno con quello prossimo alla parete e rallentato dai fenomeni dissipativi porta a una globale diminuzione di energia nel fluido, aspetto che rende tale fenomeno estremamente dannoso nella maggior parte delle applicazioni.

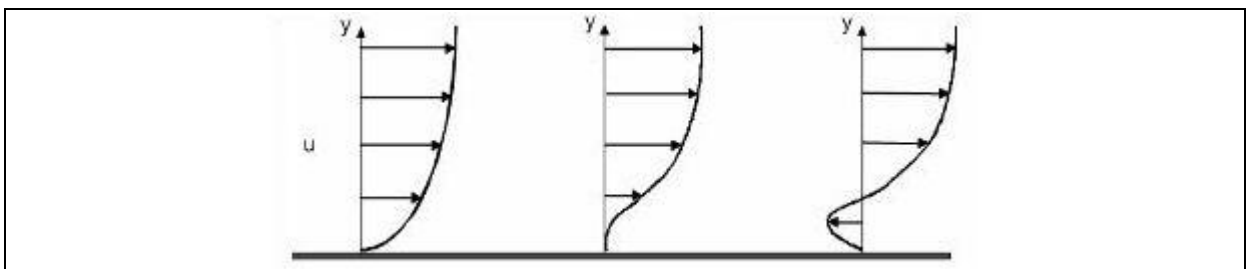


Figura 9.2 – Inversione del moto a seguito del distacco dello strato limite

Il punto di distacco è definito come il punto di annullamento del gradiente normale di velocità:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$$

È possibile studiare il fenomeno anche osservando il segno del gradiente di pressione nella direzione del moto. Dal Teorema di Bernoulli si dimostra che la velocità aumenta nel verso delle pressioni decrescenti, per cui il moto medio si sviluppa nel verso di gradienti di

pressione negativi. A valle del punto di distacco di vena invece si rileva un gradiente di pressione positivo, che per lo stesso motivo porta il moto a svilupparsi in questa zona nel verso opposto a quello del moto medio. Elaborando le equazioni di Navier-Stokes si ottiene un interessante legame tra pressione e velocità:

$$\frac{dp}{dx} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=0} = 0$$

Dall'equazione sopra riportata si evince che gradiente di pressione e derivata seconda del profilo di velocità hanno lo stesso segno; se si ha distacco di vena fluida a una certa distanza dalla parete allora il segno del gradiente di pressione cambia, e si avrà in tale punto anche un punto di flesso del profilo di velocità.

9.2.8 LA TURBOLENZA

Nella maggior parte delle applicazioni tecniche si riscontrano campi di moto di tipo turbolento: sebbene le condizioni al contorno rimangano stabili nel tempo e le equazioni descrittive del moto siano esatte, il moto che si genera è fortemente non stazionario e caotico nel tempo e nello spazio, rendendo estremamente difficile prevederne l'evoluzione. La giustificazione di questa apparente contraddizione risiede in variazioni delle condizioni di frontiera non controllabili dall'esterno, che per la grande sensibilità delle equazioni di Navier-Stokes nei confronti di queste porta al verificarsi di grandi fluttuazioni delle grandezze rilevate.

Nei campi di moto turbolenti le forze d'inerzia sono prevalenti su quelle viscosi, e i valori caratteristici di Re sono alti. A un simile moto è associata un'agitazione su piccola scala delle particelle fluide, provocando un aumento della diffusione ma anche della dissipazione; si osserva inoltre una diminuzione di spessore dello strato limite all'aumentare della turbolenza, dovuta al maggiore mescolamento di fluidi a differenti livelli energetici.

In un campo di moto turbolento si osserva una grande varietà di strutture rotazionali, i *vortici turbolenti*, di dimensioni e frequenze molto variabili; i vortici più grandi influenzano il campo di moto medio, mentre quelli più piccoli determinano le fluttuazioni attorno al valor medio.

Introdotta la grandezza *vorticità*, definita come il rotore del campo vettoriale della velocità: $\omega = \nabla \times u$ è possibile descrivere il fenomeno del *vortex stretching*, lo “stiramento” del vortice

nella direzione del campo di moto a causa dello scambio di energia tra vortici di dimensioni differenti. I gradienti di velocità presenti nel dominio fluido forzano il vortice a diminuire di dimensione, con conseguente aumento della velocità angolare e con essa della dissipazione. Si verifica quindi un trasferimento di energia dalle grandi scale alle piccole, fino alla degradazione di tale energia in calore a livello molecolare.

La distinzione dei vortici in base alle dimensioni ha anche carattere funzionale, in quanto i moti vorticosi più grandi sono provocati da forze esterne al sistema (pareti o gradienti di pressione), le sorgenti di energia primarie, e per questo tali scale sono dette *production subrange*. Il range di scale vorticosi deputato al trasferimento di energia verso moti di minore grandezza è chiamato *inertial subrange*, mentre le scale in cui avviene la vera e propria dissipazione in calore sono dette *dissipation subrange*.

Osservando che i moti vorticosi sono caratterizzati da una propria periodicità, è possibile descriverli in termini di lunghezze d'onda o di numeri d'onda.

9.2.8.1 LO STRATO LIMITE TURBOLENTO

L'instaurarsi di moto turbolento ha delle conseguenze sullo strato limite: non si avrà più un andamento parabolico delle velocità, come avveniva nel moto laminare. La turbolenza ridistribuisce le varie grandezze all'interno del fluido, e quindi anche nello strato limite. Pur essendo valide le condizioni di aderenza, avremo una minore variazione di velocità in prossimità della parete: lo strato limite per un moto turbolento sarà quindi sottile e con variazione di velocità repentina. Sperimentalmente si osserva come l'inerzia e il gradiente di pressione del fluido siano quasi influenti in questa zona. L'andamento del flusso è determinato, in modo rilevante, da: scambio di quantità di moto (per unità di area e di tempo) e dalla diffusione molecolare ad opera della viscosità, rilevante vicino alla parete. Considerando un fluido incomprimibile in moto completamente sviluppato lungo l'asse x , in un condotto rettangolare come in Figura 9.3:

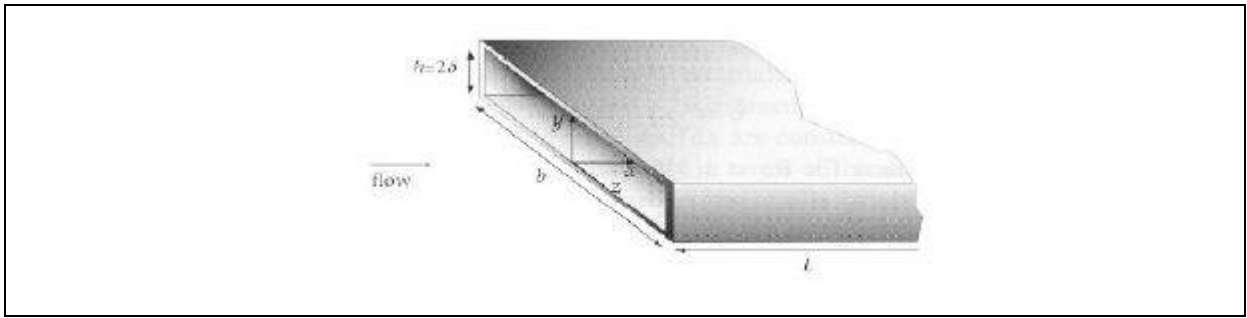


Figura 9.3 – Condotto rettangolare

indicate con U, V, W, u, v, w le velocità medie e quelle fluttuanti secondo x, y, z , l'equazione di continuità si può scrivere

$$\frac{dV}{dy} = 0$$

essendo $W=0$ e U indipendente da x .

L'equazione del momento della quantità di moto lungo y si semplifica:

$$0 = -\frac{d\bar{v}^2}{dy} - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy}$$

considerando le condizioni al contorno si integra in

$$\bar{v}^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} = \frac{p_w(x)}{\rho}$$

In modo analogo per l'equazione lungo x , introducendo lo *stress totale di scorrimento*:

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy} - \rho \bar{u}v$$

si ottiene

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{dp_w}{dx}$$

Integrando e introducendo il termine di stress di scorrimento a parete

$$\tau_w = \tau(y = 0)$$

si ottiene:

$$\tau(y) = \tau_w \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) \text{(wall shear stress)}$$

Lo stress totale è somma di quello viscoso e di quello di Reynolds. A parete, la condizione di non aderenza impone che lo sforzo sia interamente dovuto agli effetti della viscosità:

$$\tau_w = \mu \frac{dU}{dy}_{y=0}$$

si definisce velocità di attrito (friction velocity) il parametro

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

si può formare un altro parametro adimensionale:

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$$

che indica il rapporto tra i *termini inerziali* e quelli *viscosi* nello strato limite. Per valori molto piccoli di y^+ la preponderanza dei fenomeni viscosi fa sì che il profilo di velocità in questa zona non dipenda dalle scale inerziali: un'analisi di tipo dimensionale dimostra che introdotto il parametro $u^+ = \frac{U}{u_\tau}$ esso dipenda in modo lineare da y^+ , $u^+ = y^+$ nel sottostrato viscoso (viscous sublayer).

Per valori elevati di y^+ (>50) l'effetto della viscosità può essere trascurato; vale la relazione

$$\frac{U_0 - U}{u_\tau} = -\frac{1}{0.41} \ln \frac{y}{\delta} + B$$

in cui U_0 è la velocità dal fluido al centro del condotto e B dipende dal flusso esterno. Lo strato in cui è valida questa relazione prende il nome di *Defect Layer*.

Tra i due moti ve ne è uno intermedio (log-layer) in cui vale la relazione:

$$u_+ = \frac{1}{0.41} \ln(y^+) + 5.2$$

dove 0.41 è la costante di von Karmann indicata in molte formule riguardanti questo argomento con la lettera k .

La zona di log-layer è importante in quanto vi vengono imposte le condizioni al contorno nei modelli di turbolenza. Per concludere il tipico andamento dello strato limite turbolento è riportato nel seguente grafico:

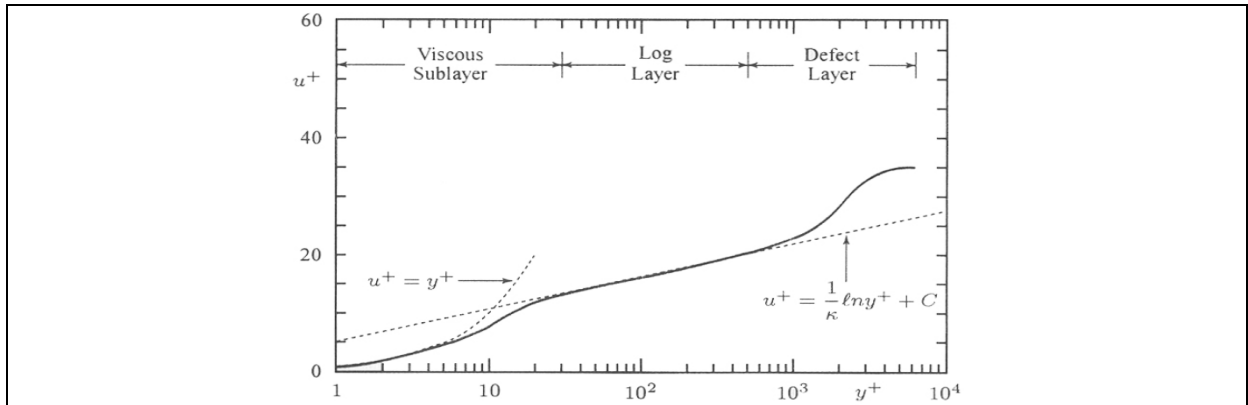


Figura 9.4 – Andamento dello strato limite turbolento

9.2.9 METODOLOGIE DI ANALISI DI UN FLUSSO TURBOLENTO

Le equazioni di Navier-Stokes, come detto, descrivono il campo di moto tridimensionale di un fluido generico; esse sono costituite da un sistema di 5 equazioni differenziali (più due equazioni di stato) in cinque variabili incognite spazio-temporali. Si riassumono di seguito i principali approcci che consentono di determinare una soluzione numerica al suddetto sistema di equazioni, partendo da quelli direttamente ricavabili dalle equazioni della fluidodinamica, fino ad arrivare a quelli che utilizzano tecniche di modellazione delle equazioni.

9.2.9.1 IL MODELLO K-EPSILON STANDARD

È il modello ancora oggi più usato nella simulazione di flussi turbolenti con codici di calcolo di tipo industriale. Il ragionamento che sta alla base del modello prende spunto da rilievi sperimentali: agli alti numeri di Reynolds la velocità di dissipazione e l'energia cinetica turbolenta subiscono variazioni nel tempo, all'incirca proporzionali. Ad un incremento di k corrisponde un incremento di ε di intensità proporzionale e viceversa; stessa cosa se si è in presenza di decrementi di valore nel tempo. Questo fatto, matematicamente, si traduce in una proporzionalità diretta fra i termini produttivi e dissipativi di k ed ε : questa assunzione è anche detta “ipotesi di equilibrio turbolento”.

9.2.9.2 IL MODELLO K-OMEGA

Il modello $k-\omega$, introdotto da Wilcox nel 1993, differisce dal $k-\varepsilon$ standard per il fatto che la seconda variabile trasportata, oltre a k , non è più ε ma ω definita come:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k\beta^*}$$

La dimensione di ω è l'inverso del tempo e quindi ω risulta la pulsazione dei vortici di grande scala, ovvero l'inverso della cosiddetta “scala temporale” t . Il vantaggio del $k-\omega$ rispetto al $k-\varepsilon$, secondo gli autori di tale modello, consiste in un migliore e più “naturale” trattamento vicino alle zone di parete. Nel modello introdotto e sviluppato da Wilcox, si determinano le seguenti equazioni di trasporto modellate per k ed ω :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij}^R \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma^* v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij}^R \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]$$

insieme alla nuova definizione di viscosità turbolenta:

$$v_t = \frac{k}{\omega}$$

Ottenuto il valore di ω , la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta si determina con la seguente relazione:

$$\varepsilon = \beta^* \cdot \omega \cdot k$$

9.2.9.3 LIMITI DEI MODELLI A DUE EQUAZIONI

L'ipotesi di Boussinesq permette di semplificare notevolmente la determinazione degli stress turbolenti, velocizzando notevolmente i tempi di calcolo e giustificando il fatto che i modelli di questo tipo siano i più usati dal punto di vista industriale per la simulazione di flussi turbolenti. Un altro vantaggio di questi modelli risiede nella loro notevole robustezza: dal punto di vista del calcolo sono, senza dubbio, più stabili ed affidabili. Per contro le semplificazioni intrinseche alla formulazione delle equazioni di trasporto vanno a scapito della accuratezza della previsione. Le maggiori fonti di errore dei modelli a due equazioni risiedono nell'assunzione *dell'equilibrio turbolento e nell'ipotesi di Boussinesq*. Per quanto riguarda l'ipotesi di equilibrio turbolento si è detto che essa è sufficientemente vera solo in presenza di campi di moto liberi ad elevato numero di Reynolds. L'ipotesi di Boussinesq introduce il concetto di viscosità turbolenta in analogia a quella viscosa; definendola come uno scalare, implicitamente, si impone una condizione di isotropia della stessa. Questa assunzione ha come diretta conseguenza la linearità fra stress turbolenti e strain-rate, che non è mai verificata, se non in presenza di flussi molto semplici, non confinati fra pareti; per campi di moto complessi, fortemente distorti, dove gli effetti della geometria sono rilevanti (ad esempio i condotti a forte curvatura), una relazione di tipo lineare è impropria. Inoltre, la definizione di viscosità turbolenta porta ad un'errata previsione degli stress normali, omettendo l'effetto di redistribuzione dell'energia cinetica turbolenta lungo le componenti diagonali del tensore di Reynolds per effetto della pressione.

9.2.9.4 CONFRONTO TRA K-EPSILON E K-OMEGA

Ferme restando le limitazioni discusse nel precedente paragrafo, è chiaro che i due modelli di turbolenza $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, si comporteranno in maniera diversa l'uno dall'altro, anche perché se così non fosse non sarebbe giustificata la loro implementazione. Dalle equazioni introdotte per ε e ω non si riesce a definire tale differenza, tuttavia se si riscrive l'equazione di ω del modello $k-\varepsilon$ assumendo un cambio di variabile, si ottiene l'equazione per ω implicata dal modello $k-\varepsilon$ e la si può confrontare con l'equazione per ω del modello $k-\omega$. Si ottiene in questo modo un termine chiamato cross-diffusion:

$$\frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

Il termine di cross diffusion assume una grande importanza quando il flusso si avvicina alle condizioni di flusso libero, provocando un aumento della produzione di ω e quindi una maggiore dissipazione di k . In linea teorica si può quindi dire che la presenza di questo termine indica una maggiore rigorosità del modello $k-\varepsilon$ rispetto al $k-\omega$, a cui segue una migliore interpretazione della fisica del problema, soprattutto nelle zone in cui si ha una effettiva importanza del termine di cross-diffusion. Nonostante quanto detto finora sia a vantaggio del modello $k-\varepsilon$, si deve anche considerare l'aspetto legato all'implementazione numerica dei modelli. Alcuni studi dimostrano infatti che l'importanza assunta dalla cross-diffusion nelle condizioni vicine a quelle di flusso libero comporta l'insorgenza di instabilità negli algoritmi di calcolo, provocata dall'aumento di convezione apportato dal termine di cross-diffusion. Un altro aspetto legato a quanto appena detto riguarda l'evoluzione del termine aggiuntivo quando il fluido è in vicinanza di una parete. Riaffrontando il problema dal punto di vista opposto, ovvero ricavando dall'equazione per ω del modello dall'equazione $k-\omega$, l'equazione implicita per ε , si ottiene a secondo membro un nuovo termine, analogo a quello di cross-diffusion:

$$-v_t \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial (\varepsilon/k)}{\partial y}$$

ottenuto nel caso di flusso incomprimibile bidimensionale.

La presenza di questo termine spiega il motivo per il quale, nello strato limite, le lunghezze caratteristiche della turbolenza previste dal modello $k-\varepsilon$ siano troppe elevate, mentre quelle previste dal modello $k-\omega$ sono accettabili. Avvicinandosi alla parete, infatti, il termine non si annulla, a causa dell'importanza dei termini in derivata, consentendo al modello $k-\omega$ una

limitazione alla crescita di tali scale. Studiando l'evoluzione dell'equazione nel sottostrato logaritmico introdotto in precedenza, utilizzando la tecnica matematica dell'analisi di perturbazione, si ottiene inoltre, trascurando gli sviluppi analitici, il valore della costante di von Karmann k (noto, e pari a 0.41), implicito nella definizione dei modelli.

I risultati ottenuti per il modello k - ε , k - ω e k - ε RNG sono:

- ✓ $k = 0.41$ per il modello k - ω ;
- ✓ $k = 0.433$ per il k - ε ;
- ✓ $k = 0.399$ per il k - ε RNG.

Riassumendo si può dire che il modello k - ω è quello più performante tra i tre nella zona di parete, mentre presenta delle limitazioni nelle zone in cui il fluido si avvicina alle condizioni di flusso libero. Inoltre con il k - ω si ha una migliore previsione del punto di transizione del flusso da laminare a turbolento.

9.2.9.5 IL MODELLO K-OMEGA SST

Il modello k- ω SST è stato introdotto da Menter e rappresenta un'evoluzione del modello k- ω di Wilcox presentato prima. Le equazioni per k ed ω sono le stesse del modello standard, nelle quali però le costanti vengono ridefinite da relazioni del tipo:

$$C_\varphi = F_1 C_{\varphi 1} + (1 - F_1) C_{\varphi 2}$$

nella quale

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4);$$

$$\arg_1 = \min\left[\max\left[\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega}; \frac{4\rho k}{\zeta_{w2}^w CD_{kw} y^2}\right]\right]$$

$$CD_{kw} = \max\left[\frac{2\rho}{\omega\sigma_{\omega 2}} \frac{\partial k}{\partial x_j}; 10^{-20}\right]$$

La viscosità turbolenta è definita dalla:

$$\mu_t = \rho \frac{0,31k}{\max(0,31\omega; \Omega^* F_2)}$$

nella quale

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2)$$

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)$$

$$\Omega^* = \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}$$

La complessa forma che assumono le costanti del modello è richiesta dalla voluta capacità di descrivere, in modo appropriato, sia le zone di flusso libero che quelle di parete. Il modello che si ottiene si può considerare, in pratica, un modello k- ω vicino a parete che diventa un k- ε lontano da essa.

9.2.10 IL TRATTAMENTO A PARETE

In precedenza si è introdotto il concetto di strato limite turbolento, e la sua divisione in tre zone: *il sottostrato viscoso*, quello *logaritmico* e quello del *difetto di velocità*. Quando si risolvono le equazioni relative ai modelli di turbolenza introdotti, occorre tenere in conto della presenza della parete in modo tale da evitare incongruenze nei risultati ottenuti.

Si analizzano ora le condizioni limite che un flusso turbolento deve soddisfare in corrispondenza delle zone più vicine a parete (sottostrato viscoso). Indicando con y la coordinata normale alla stessa, applicando le formule di Taylor alle tre componenti di velocità e la pressione, si ottiene :

$$u=0 + a_1y + a_2y^2+\dots$$

$$v=0 + 0 + b_2y^2+\dots$$

$$w=0 + c_1y + c_2y^2+\dots$$

$$p=p_0+p_1y + p_2y^2+\dots$$

Le precedenti relazioni si possono applicare anche alle componenti di velocità fluttuanti, ottenendo la loro variazione in funzione della distanza dalla parete, e da queste si può inoltre risalire al comportamento asintotico a parete per l'energia cinetica turbolenta k e per la sua velocità di dissipazione ε . Tralasciando i passaggi, si può dimostrare come gli stress turbolenti assumano un andamento diverso tra loro; già questo impone una limitazione all'uso dei modelli lineari. Inoltre in prossimità della parete si può scrivere che: $k \propto y^2$ quando $y \rightarrow 0$

Applicando alle equazioni dei modelli di turbolenza introdotti le semplificazioni relative al sottostrato viscoso, ovvero eliminando i termini convettivi e quelli relativi al gradiente di pressione, e procedendo ad un'analisi dimensionale degli altri termini, si ottiene per un generico modello che: $k \propto y^n$ quando $y \rightarrow 0$ con n che dipende dal modello considerato. Per quanto riguarda i modelli considerati si ottengono per n valori compresi tra 1.4 e 3.2.

Un'ulteriore verifica del comportamento a parete dei modelli, può essere effettuata osservando la regione del log-layer in cui è valida la relazione:

$$u_+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B$$

In particolare si può determinare il valore della costante B definito da:

$$B = \lim_{y \rightarrow 0} \left[u^+ - \frac{1}{k} \ln(y^+) \right]$$

si ottengono valori vicini a quelli riscontrati dalla teoria e dalle sperimentazioni solo per modello $k-\omega$, a conferma di quanto detto in precedenza circa il confronto tra i modelli. In generale, per quanto un modello possa essere più performante a parete, occorre sempre prestare una particolare attenzione all'implementazione delle condizioni al contorno per le grandezze turbolente, in corrispondenza di una parete.

9.2.10.1 LE WALL FUNCTIONS

Come visto nel precedente paragrafo, il trattamento dello strato viscoso risulta essere molto problematico per i modelli fin qui definiti. Il problema si supera sfruttando la

$$u_+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B$$

che descrive l'andamento della velocità nello strato logaritmico. Si evita quindi il problema mantenendo tali e quali le equazioni derivate per le grandezze turbolente e continuando quindi ad operare considerando il flusso come scarsamente influenzato dagli effetti viscosi; per questo tale tipo di approccio viene definito High-Reynolds (HR). In pratica occorre fare in modo che il centroide delle celle di parete, o i primi nodi della griglia a seconda del codice di calcolo, si trovino in una zona nella quale l'effetto della viscosità sia trascurabile, ovvero nello strato logaritmico, ove l'ipotesi di numero di Re elevato può ritenersi valida. In pratica questa condizione rappresenta un vincolo sulle dimensioni delle celle di parete; se si indica con y_1 la distanza dalla parete del primo nodo della cella di parete, come in figura, con l'approccio di tipo High-Reynolds occorre verificare che: $30 \leq y^+ \leq 100$, condizione a parete per approccio High Reynold.

Siccome il primo punto cade nello strato logaritmico, la legge di parete può essere usata per imporre la velocità nel primo punto della griglia :

$$u(y_1) = u_\tau \left[\frac{1}{k} \ln(y_1^+ + B) \right]$$

che è univocamente determinata se si conosce il valore della velocità di attrito u_τ .

Per determinare anche le altre grandezze turbolente ai nodi delle celle di parete, ovvero le condizioni al contorno, si assume che :

- ✓ Il trasporto dell'energia cinetica turbolenta sia nullo e che questa si conservi.
- ✓ Lo stress di taglio turbolento equivalga allo stress di parete .

Si forniscono direttamente le condizioni al contorno turbolente utilizzate nell'approccio di tipo High-Reynolds evitando i passaggi:

$$\varepsilon(y_1) = \frac{u_\tau^3}{ky_1}$$

$$k(y_1) = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}}$$

In generale i codici di calcolo utilizzano il valore corrispondente alla precedente iterazione della componente di velocità media u parallela alla parete per determinare lo sforzo di parete τ_w , quindi la velocità di attrito u_τ , che consente di definire le condizioni al contorno per l'iterazione ancora da risolvere.

9.2.10.2 L'APPROCCIO LOW-REYNOLDS

L'approccio di tipo HR fallisce sostanzialmente in due distinti casi :

- ✓ In presenza di stato limite laminare, ovvero nei campi di moto aventi bassi numeri di Reynolds ove le leggi di parete non hanno alcun senso in quanto non c'è la presenza di strato logaritmico.
- ✓ In presenza di campo di moto di cui non si conoscono sufficienti informazioni riguardanti la velocità di attrito in tutte le celle di parete, in modo da poter effettuare un corretto dimensionamento delle stesse.

Un tipico esempio è un campo di moto nel quale avvenga una separazione di flusso: nella zona di ricircolo, gli sforzi di parete τ_w assumono valori estremamente diversi sia in modulo che in segno. Si arriva persino all'assurdo nel punto di riattacco ove τ_w è nullo, che implicherebbe una altezza di cella nulla. In questi casi occorre usare una diversa metodologia: lo scopo dell'approccio di tipo Low-Reynolds (LR) è quello di rendere possibile l'integrazione delle equazioni di trasporto di k ed ε sino a parete. Allo scopo di consentire tale procedura, si introducono delle modifiche nelle equazioni di governo del modello k - ε o k - ω in modo da tenere in conto l'effetto della viscosità trascurato nell'approccio di tipo HR.

Queste modifiche coincidono con l'introduzione delle cosiddette “damping functions” o “funzioni di smorzamento” che correggono i termini della modellazione ricavati sotto l'esplicita ipotesi di elevato numero di Reynolds, ovvero i seguenti termini :

- ✓ la definizione di viscosità turbolenta;
- ✓ il termine produttivo di ε ;
- ✓ il termine dissipativo di ε .

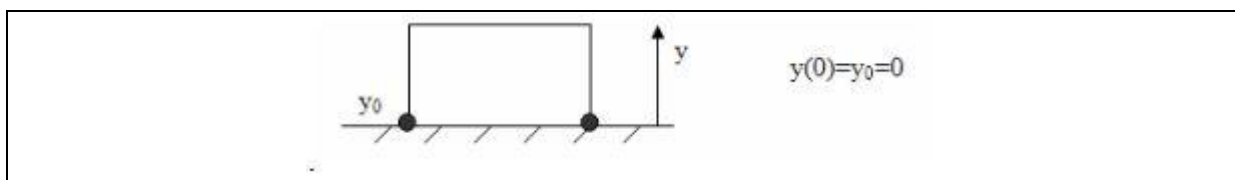


Figura 9.5 – Cella sulla parete

I termini di trasporto diffusivo dovuti agli sforzi viscosi non vengono più trascurati ma tenuti in conto. L'integrazione diretta delle equazioni sino ai nodi giacenti sulla parete costringe di fatto all'imposizione delle condizioni al contorno su tali nodi. Le condizioni al contorno riguardanti la velocità e l'energia cinetica turbolenta devono rispettare l'ipotesi di adesione del fluido alla parete (“no-slip conditions”), per cui, chiaramente:

$$u(0)=0 \quad ; \quad k(0)=0 .$$

Una possibile condizione per ε è la seguente:

$$\frac{\partial \varepsilon(y)}{\partial y} = 0$$

per $y \rightarrow 0$

Onde ottenere una descrizione adeguata del profilo di velocità e delle grandezze turbolente in prossimità di parete, si richiede che le altezze delle celle in prossimità di questa siano particolarmente contenute; in generale la y^+ riferita ai nodi in questione deve essere all'incirca di un ordine di grandezza pari all'unità y^+ , questione, all'incirca all' unità ($1 < y^+ < 3$, di solito); questo, senza dubbio, è il principale svantaggio dell'approccio LR nei confronti del HR.

9.2.10.3 L'APPROCCIO TWO-LAYER

L'approccio a parete di tipo Two-Layer (TL) richiede, come nel caso LR, un insieme di celle aventi altezza molto ridotta in prossimità di parete. Solitamente, non meno di 12-15 strati di celle devono comporre il cosiddetto “near wall layer” (NWL), il quale deve contenere al suo interno tutta la zona interessata dallo strato limite. E' chiaro che non conoscendo a priori l'altezza dello strato limite, con un approccio di tipo TL possono rendersi necessari aggiustamenti delle dimensioni della griglia di calcolo nella zona di parete, in particolare nel NWL. A differenza dell'approccio LR, in questo caso, la y^+ è calcolata per tutti i nodi contenuti all'interno del NWL, ovvero dello strato limite: se la y^+ risulta maggiore di un certo valore limite, allora si può considerare il nodo giacente nello strato logaritmico e le equazioni HR standard sono attivate, altrimenti il nodo appartiene allo sottostrato viscoso e per quella cella viene utilizzato un modello k-ε di tipo LR.

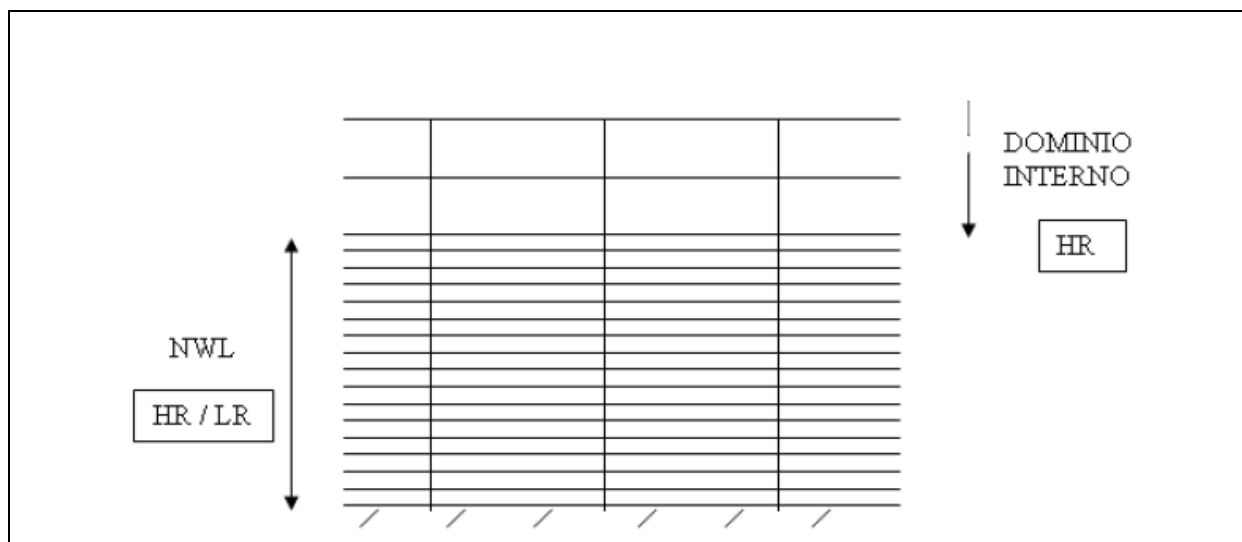


Figura 9.6 – Strati di celle a seconda del modello usato

La “condizione di switch” fra l'approccio HR e LR può essere scelta in diversi modi:

- ✓ $y^+_{cr} = 30$ in analogia con il modello HR
- ✓ $y^+_{cr} = 11,63$ condizione più restrittiva ricavata dall'eguaglianza del campo di velocità fra substrato viscoso e strato logaritmico.

Infatti nel substrato viscoso, l'andamento delle velocità è tale per cui :

$$\tau(y) = \mu \frac{\partial u}{\partial y}_{y \rightarrow 0} \approx \tau_w \Leftrightarrow u(y) = \frac{\tau_w y}{\mu} \Rightarrow u^+ = y^+$$

Imponendo l'uguaglianza u nei nodi confine fra lo strato logaritmico e substrato viscoso:

$$u_{visc}^+ = u_{log}^+ = u_{cr}^+ \Rightarrow u_{cr}^+ = \frac{1}{k} \ln(Eu_{cr}) \Rightarrow y_{cr}^+ = u_{cr}^+ = 11,63$$

avendo scritto la legge di parete con la costante inglobata all'interno del logaritmo. Se $B=5.5$ allora $E=9.8$, costante che, come noto, tiene conto della rugosità di parete. Imponendo come valore limite 11.63 non si tiene conto dello strato intermedio di raccordo fra il substrato laminare e quello turbolento. Se si sceglie una condizione di switch basata sul calcolo di y^+ , è preferibile quella riportata al punto 1.

- ✓ Condizione su f_μ : anziché calcolare per ogni cella il valore di y^+ , si determina, per ciascuna di esse, il numero di Reynolds turbolento Re_t e Re_y e conseguentemente f_μ . Quando f_μ assume valori superiori ad un certo valore limite (solitamente 0.95), allora si considera la cella giacente nello strato logaritmico. Per valori inferiori viene attivato il modello LR. Il vantaggio dell'approccio TL rispetto al LR sta nel fatto che nel primo caso il calcolo di y^+ (o di parametri analoghi come Re_t e Re_y) viene effettuato per le sole celle appartenenti al NWL e non per tutte quelle appartenenti al dominio fluido; questo fattore riduce i tempi di calcolo.

Per contro il modello TL può richiedere diversi tentativi prima di ottenere un risultato attendibile, in quanto può essere sconosciuta a priori la dimensione dello strato limite se non si dispone di dati sperimentali in merito. Anziché attivare un modello $k-\varepsilon$ LR alcuni codici di calcolo, come ad esempio STAR-CD, utilizzano un cosiddetto modello ad un'equazione $k-l$ sempre con approccio TL. In questi modelli viene risolta la sola equazione di trasporto di k , mentre ε viene determinata da una espressione algebrica di carattere sperimentale. Le relazioni geometriche proposte sono riassunte in tabella e sono derivate dai lavori di Norris & Reynolds (1975), Wolfstein (1969), Hassid & Poreh (1975). La scelta in tal senso è mirata a velocizzare ulteriormente i tempi di calcolo, senza, per altro, ottenere una peggiore previsione dei risultati rispetto l'utilizzo di un modello a due equazioni per il NWL.

9.3 IL MOTORE

Il motore analizzato è un propulsore turbodiesel di 2.8 litri per trazione stradale leggera, 4 cilindri in linea e 16 valvole comandate da doppio albero a camme in testa, sviluppato da VM Motori.



Figura 9.7 – Il motore RA428 DOHC

Il propulsore adotta un sistema di iniezione diretta Common Rail con pressione massima di 1600 bar, ed è equipaggiato con iniettori piezoelettrici di terza generazione, che permettono un accurato controllo dei parametri di iniezione consentendo fino a 5 iniezioni consecutive ravvicinate (230 microsecondi), montati verticalmente rispetto all'asse del cilindro. Si ottiene così la massima efficienza di combustione, mantenendo al contempo minime sia la rumorosità che le emissioni nocive. Per la riduzione delle emissioni, in conformità con le vigenti norme restrittive EURO IV, il sistema adotta il ricircolo dei gas tramite EGR (*Exhaust Gas Recirculation*) raffreddato, che permette di abbattere notevolmente la percentuale di agenti inquinanti. Altra peculiarità del motore è la sua estrema leggerezza grazie al basamento in alluminio, mantenendo comunque la caratteristica di resistenza alle sollecitazioni termomeccaniche. Essa deriva anche dall'utilizzo di doppie masse contro-rotanti mosse dall'albero motore e posizionate nella coppa, che smorzano le oscillazioni e le forze alterne del primo e del secondo ordine.

Il sistema di aspirazione, aspetto di maggiore interesse per la presente attività, è costituito da due gruppi condotto/valvola per ciascun cilindro; il primo dei due, elicoidale, in grado di promuovere un elevato livello di *swirl* alle basse alzate e garantire elevata permeabilità alle alte, ed il secondo, tangenziale o orientato, in grado di fornire elevati valori di *swirl* alle alte alzate, a scapito però della permeabilità.

Displacement	2776 cc
Number of cylinders	4
Stroke	100 mm
Bore	94 mm
Piston pin offset	5 mm
Compression ratio	17.5:1
Exhaust valve opening	66°CA BBDC
Exhaust valve closing	14°CA ATDC
Intake valve opening	8°CA BTDC
Intake valve closing	39°CA ABDC
Peak power	130 kW / 3800 rpm
Peak torque	460 Nm / 2000 rpm
Injection system	Common Rail CP3

Tabella 9.1 – Specifiche tecniche del motore RA428 DOHC

9.4 ANALISI DEL CASO TEST

Al fine di valutare le capacità predittive dei due modelli di turbolenza scelti, si è in prima analisi individuato un caso test semplice caratterizzato da condizioni di moto simili a quelle che ci si aspettava di trovare sul motore che sarà oggetto di studio nel prosieguo dell'attività, di cui è nota in partenza l'architettura del sistema di aspirazione.

Nello specifico, le condizioni di moto per le quali si vuole testare l'affidabilità dei due modelli di turbolenza, al fine di trovare il setup numerico più appropriato per condurre l'analisi delle strutture di moto tipiche dei motori Diesel a quattro valvole, sono un moto del fluido puramente assiale, rappresentativo di quanto avviene nei condotti orientati, ed un moto rotatorio, rappresentativo del flusso che attraversa un condotto elicoidale.

Il dominio computazionale considerato è costituito da un tubo cilindrico caratterizzato da due tratti a sezione costante collegati tra loro per mezzo di una brusca espansione. Nonostante il fluido utilizzato nelle prove sperimentali sia acqua, a renderle appropriate al confronto con le condizioni di flusso dell'aria nel motore è il numero di Reynolds, pari ad un valore di 60000, abbastanza usuale e quindi ben rappresentativo delle condizioni di moto presenti all'interno dei condotti di aspirazione in condizioni di reale funzionamento di un motore.

Come già ampiamente detto, ognuno dei due casi selezionati viene studiato utilizzando due diversi approcci modellistici: nel primo, la turbolenza viene modellata usando il modello k-epsilon nella sua formulazione High-Reynolds, con relativa *wall function* per la risoluzione dello strato limite; nella seconda si utilizza il modello k-omega SST con approccio Low-Reynolds.

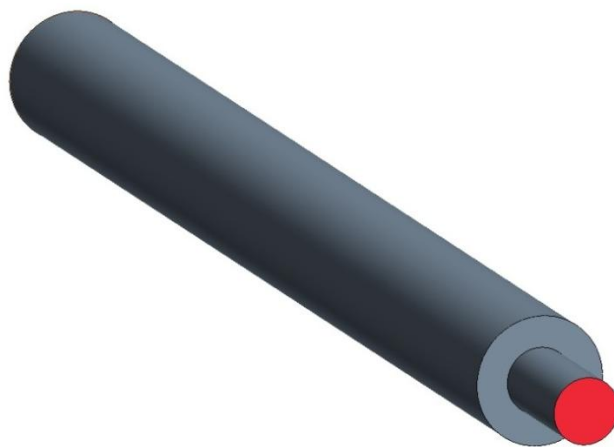


Figura 9.8 – Geometria del tubo cilindrico utilizzato nel caso test

Allo scopo di soddisfare i requisiti per il diverso trattamento in parete richiesto dai due approcci menzionati, tutte le analisi sono condotte considerando una discretizzazione della geometria avente le medesime caratteristiche lontano dalla parete e con modellazione adeguata del *prism layer* a seconda delle richieste dello specifico caso. In particolare, la *mesh* realizzata è strutturata ed ottenuta per estrusione di una griglia piana e regolare.

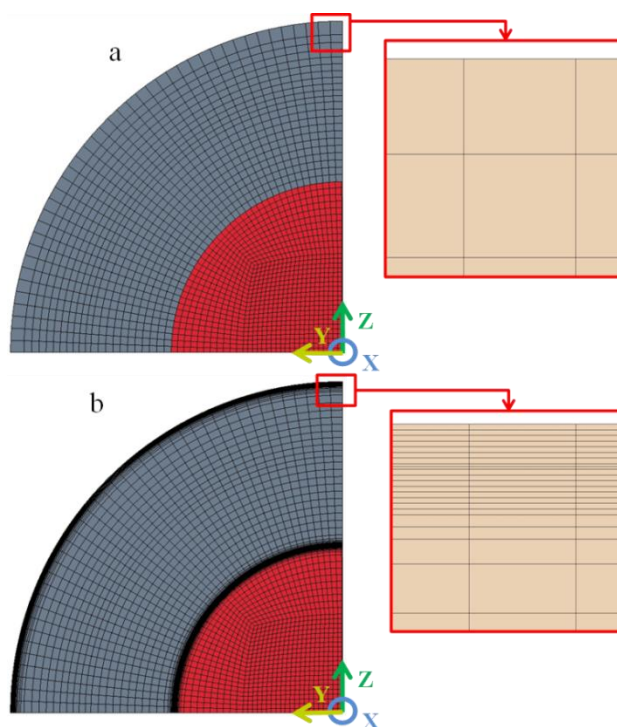


Figure 9.9 – Griglia computazionale. a) $k-\epsilon$ high Reynolds - b) $k-\omega$ low Reynolds

La Figura 9.9 mostra un dettaglio delle due griglie risultanti dalla precedente considerazione. La Figura 9.9 a), in particolare, mostra la *mesh* utilizzata per le analisi condotte utilizzando, a chiusura del sistema di equazioni che descrivono il problema, il modello k -epsilon. Essa presenta un unico *prism layer* in parete, al fine di soddisfare il requisito che vuole che per questo tipo di approccio il valore di y^+ sia uguale a 30 o tendente ad esso da valori superiori. Diverso il discorso per quel che riguarda la modellazione dello strato in parete per le simulazioni condotte con approccio Low-Reynolds. In questo caso infatti, come si può vedere dal dettaglio riportato in Figura 9.9 b), la griglia utilizzata ha una risoluzione più fine in parete. Il numero di prism layers utilizzato è 15, ed il valore obiettivo per il parametro y^+ nel primo strato di celle che si affaccia alla parete è circa 1.

I dati sperimentali cui riferirsi per l'analisi dei risultati sono costituiti da misure della velocità assiale e tangenziale del flusso su diverse sezioni trasversali poste lungo l'asse del tubo. In ciascuna sezione, i valori di velocità sono misurati su undici punti di misura posti radialmente

lungo la sezione considerata. Ciascuno dei due approcci modellistici adottato viene valutato considerando la forma del profilo di velocità restituito e determinando la deviazione dei dati numerici rispetto a quelli sperimentali su ciascuna sezione considerata. In particolare si valutano:

$$\Delta_{CFD,j} = \sum_{i=1}^{11} (u_{CFD,i} - u_{exp,i}) ; \quad \sigma_{CFD,j} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{11} (u_{CFD,i} - u_{exp,i})^2}{11}}$$

Dove u è la componente di velocità considerata (assiale o tangenziale) ed i è il contatore che indica il generico punto di misura posto lungo il diametro di una sezione j . Δ_{CFD} rappresenta la sommatoria delle differenza tra ciascun valore di velocità calcolato ed il suo corrispettivo ottenuto dalle analisi sperimentali, così da ottenere un'idea della deviazione media tra i profili. σ_{CFD} rappresenta lo scarto quadratico medio della velocità calcolata rispetto al suo valore sperimentale.

Le Figure seguenti 9.10 e 9.11 mostrano i risultati in termini di profilo di velocità assiale ottenuto in due diverse sezioni trasversali del tubo.

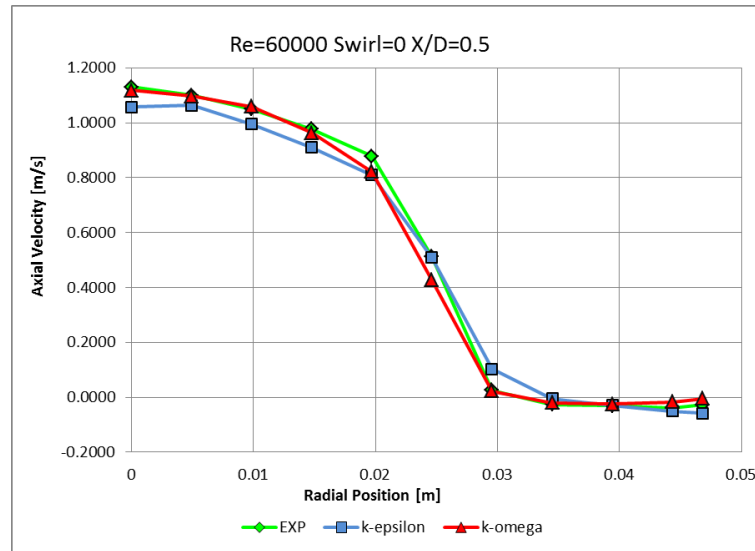


Figure 9.10 – Profilo della velocità assiale lungo la sezione $X/D=0.5$

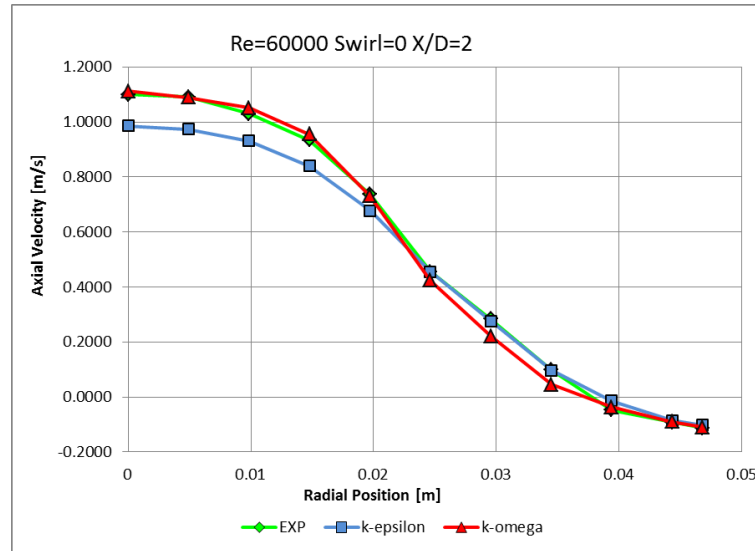


Figura 9.11 – Profilo della velocità assiale lungo la sezione $X/D=2$

Nelle figure, X rappresenta la coordinata assiale considerata, posto $X=0$ la sezione in cui si ha la brusca espansione, mentre D rappresenta il diametro massimo del tubo. L'analisi dei profili di velocità ottenuti ci dice che il modello K-omega SST, tra i due utilizzati, è quello che meglio è in grado di predire il profilo di velocità in entrambe le sezioni considerate.

Questo risultato viene confermato se si considerano i valori di $\Delta_{CFD,j}$ e $\sigma_{CFD,j}$ valutati sulle due sezioni:

$$\Delta_{k-\omega, X/D=0.5} = 0.01 < \Delta_{k-\epsilon, X/D=0.5} = 0.022$$

$$\sigma_{k-\omega, X/D=0.5} = 0.033 < \sigma_{k-\epsilon, X/D=0.5} = 0.05$$

$$\Delta_{k-\omega, X/D=2} = 0.007 < \Delta_{k-\epsilon, X/D=2} = 0.04$$

$$\sigma_{k-\omega, X/D=2} = 0.03 < \sigma_{k-\epsilon, X/D=2} = 0.07$$

Nel paragone con i dati ottenuti dalle simulazioni effettuate con il modello k-epsilon, a coefficienti ottenuti dall'analisi dei valori di velocità stimati dal modello k-omega, a conferma di quanto letto nei grafici di velocità, hanno su ciascuna sezione il valore minore, a significare che, per questi casi, lo scarto rispetto ai dati sperimentali è sempre minore.

L'analisi di questo primo risultato ci suggerisce che, nonostante gli elevati costi computazionali richiesti (circa cinque volte maggiori di quelli necessari per le simulazioni con il modello k-epsilon), il modello k-omega SST è quello che meglio riesce ad essere rappresentativo del campo di moto che si instaura all'interno del condotto.

Per l'analisi dei dati ottenuti dalla simulazione del secondo caso test, è stato necessario scomporre la velocità nelle sue componenti assiale e tangenziale. Le Figure 9.12 e 9.13 mostrano rispettivamente il profilo di ciascuna delle due su una sezione caratterizzata da un valore di $X/D=2$.

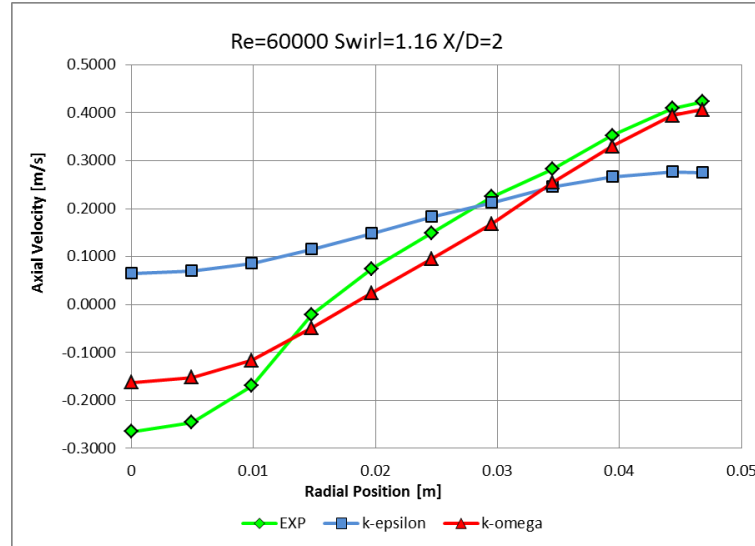


Figura 9.12 – Componente assiale della velocità lungo la sezione $X/D=2$

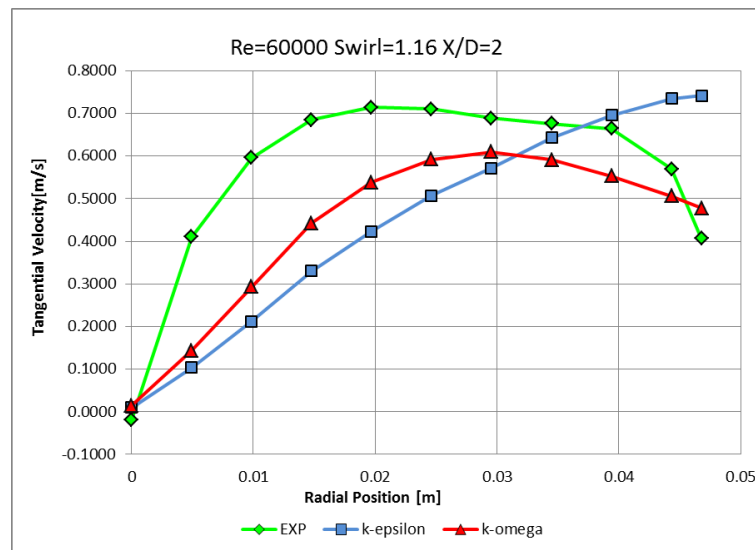


Figura 9.13 – Componente tangenziale della velocità lungo la sezione $X/D=2$

Ancora una volta, sebbene con minore accuratezza rispetto al caso precedente, il profilo di velocità rilevato sperimentalmente viene meglio colto con l'utilizzo del modello di turbolenza k-omega SST. Alla stessa considerazione si giunge guardando i risultati ottenuti calcolando i coefficienti $\Delta_{CFD,j}$ e $\sigma_{CFD,j}$:

Velocità Assiale:

$$\Delta_{k-\omega, X/D=2} = 0.002 < \Delta_{k-\epsilon, X/D=0.5} = 0.066$$

$$\sigma_{k-\omega, X/D=2} = 0.055 < \sigma_{k-\varepsilon, X/D=0.5} = 0.178$$

Velocità Tangenziale:

$$\Delta_{k-\omega, X/D=2} = 0.122 > \Delta_{k-\varepsilon, X/D=2} = 0.103$$

$$\sigma_{k-\omega, X/D=2} = 0.166 < \sigma_{k-\varepsilon, X/D=2} = 0.243$$

La maggiore accuratezza dei risultati restituita in entrambi i campi di moto analizzati dal k-omega, fa di questo modello quello più adatto a modellare una condizione di moto così complessa come quella che si genera nei motori Diesel come quello considerato.

9.5 FLUSSAGGI STAZIONARI

Il secondo *step* del lavoro riguarda la replica, a calcolo, delle analisi sperimentali svolte al banco di flussaggio. Come anticipato nel paragrafo all'interno del quale se ne sono presentate brevemente le caratteristiche, ciascun cilindro del motore RA428 è dotato di due condotti di aspirazione, uno elicoidale ed un orientato.

Il confronto tra i due approcci modellistici utilizzati è in questo caso condotto in termini di coefficiente di efflusso ed intensità del vortice di *swirl*, dati resi disponibili dalle prove sperimentali svolte presso la casa costruttrice del propulsore.

Al fine di limitare il più possibile la dipendenza dei risultati ottenuti dalla strategia di discretizzazione della geometria, la griglia di calcolo utilizzata in questa fase del lavoro è realizzata per mezzo non solo del medesimo strumento, ma anche servendosi degli stessi parametri di discretizzazione scelti per la realizzazione della griglia per le successive analisi di *scavenging*. La *mesh* risultante, ottenuta attraverso l'utilizzo del software Es-Ice, di CD-Adapco, è perlopiù a maglia esaedrica, e l'unica particolarità che la distingue da quella utilizzata in fase di simulazione dello *scavenging* è l'assenza del pistone, sostituito da un'estrusione del cilindro per una lunghezza complessiva pari a 1.75 volte la misura dell'alesaggio, a mimare le caratteristiche del manichino montato al banco di flussaggio sperimentale. Lontani dalla zona delle valvole, l'attenzione, sempre in termini di discretizzazione della geometria, è rivolta alla porzione del cilindro in cui, al banco di flussaggio, è alloggiato lo *swirl meter*, del cui ingombro si è deciso di tenere in conto attraverso un infittimento della *mesh* in corrispondenza dell'esatta posizione dello stesso.

Come per le analisi precedenti, anche in questo caso particolare attenzione è rivolta alla discretizzazione in prossimità della parete, in modo tale da soddisfare i requisiti dei due modelli di turbolenza adottati in termini di y^+ . La Figura 9.14 mostra una sezione della *mesh*, mentre la tabella 9.2 riporta un riepilogo delle simulazioni effettuate.

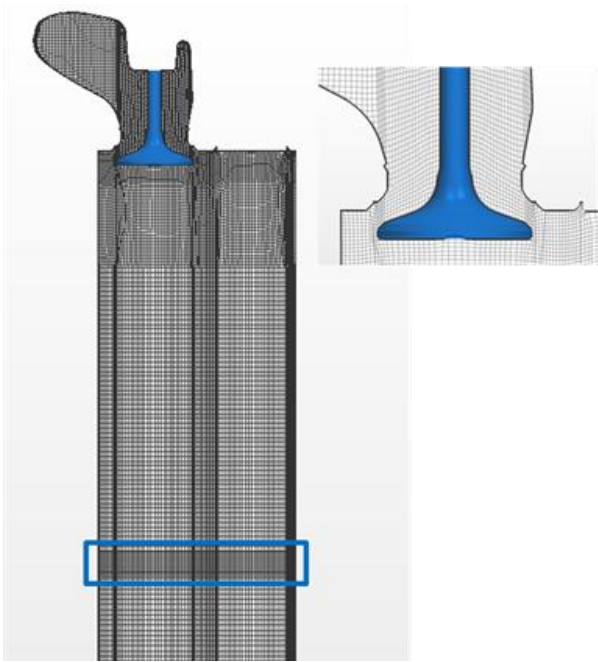


Figura 9.14 – Mesh statica utilizzata per le simulazioni stazionarie

CASI ANALIZZATI											
Condotta/Alzata Valvola	2 mm			4 mm			6 mm			8 mm	
Swirl - Elicoidale	X		X	X		X	X		X	X	X
Tangential - Orientato		X	X		X	X		X	X		X

Tabella 9.2 – Casi simulati

Un primo set di analisi è eseguito aprendo contemporaneamente le due valvole alla medesima alzata. Come già anticipato, i risultati ottenuti dalle simulazioni sono confrontati con quelli sperimentali in termini di:

- ✓ coefficiente di efflusso:

$$C_D = \frac{\dot{m}_{actual}}{\dot{m}_{ideal}}$$

in cui la portata ideale è calcolata utilizzando come area di riferimento l’area minima della sede della valvola meno l’area occupata dallo stelo valvola, e

- ✓ intensità del vortice di swirl:

$$G = \int_{Area} (\rho v_z v_{tan} r) dA$$

Nella cui espressione v_z e v_{tan} sono rispettivamente le componenti di velocità assiale e tangenziale.

La Figura 9.15 riporta gli andamenti del coefficiente di efflusso considerando la concomitante apertura dei due condotti di aspirazione. Come è possibile osservare, in questi termini i risultati ottenuti mediante entrambi i modelli di turbolenza mostrano un buon accordo con i dati sperimentali. Tra i due, però, solo il k-omega SST restituisce valori pressoché coincidenti per ciascuna delle alzate valvola considerate. Con il modello k-epsilon, in particolare, sebbene venga ben colto l'andamento della curva al variare dell'alzata, il valore numerico tende sempre a sovrastimare il corrispondente dato sperimentale, soprattutto alle alte alzate. A questo effetto si può trovare spiegazione considerando la scarsa attinenza del modello k-epsilon, in questa formulazione, alla valutazione dei fenomeni di parete, i quali investono non poca influenza nell'interazione dei due flussi d'aria all'ingresso nel cilindro.

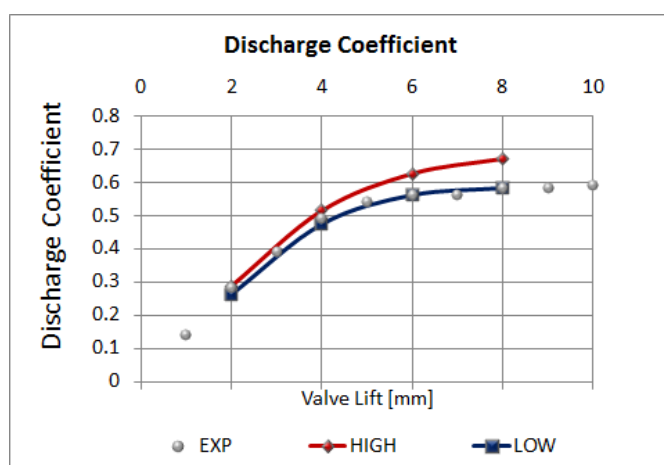


Figura 9.15 – Coefficiente di Efflusso. Confronto numerico-sperimentale

La conferma che, tra i due, sia il modello k-omega SST quello maggiormente in grado di cogliere le caratteristiche di strutture di moto complesse, quale quella in esame, arriva dall'analisi della coppia di *swirl*. Come è possibile osservare dalla Figura 9.16, in questo caso non vi è alcun dubbio che tra i due il modello k-omega sia l'unico in grado di cogliere, al variare dell'alzata, trend e valore numerico dell'intensità della coppia di *swirl*. I dati ottenuti attraverso il k-epsilon mostrano infatti la sovrastima dei dati sperimentali alle basse alzate, e la sottostima alle alte alzate, restituendo una curva di *swirl* al variare dell'alzata valvola completamente diversa rispetto a quella ricavata dai dati sperimentali.

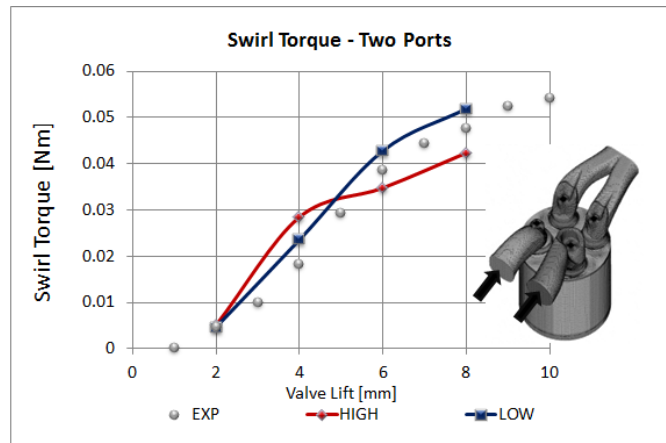


Figura 9.16 – Coppia di Swirl. Confronto numerico-sperimentale

Sulla base delle considerazioni fatte in apertura del capitolo, in cui si affermava l'importanza dell'effetto che il moto di *swirl* ha sul processo di miscelamento, e dunque sul processo di combustione e di formazione delle emissioni inquinanti, questo risultato ci dice che, a fronte di costi computazionali maggiori, l'utilizzo del modello k-omega SST garantirebbe vantaggi in termini di accuratezza della modellazione del campo di moto.

Successivamente, con lo scopo di analizzare il contributo che ciascun condotto dà al flusso in ingresso al cilindro, le simulazioni sono ripetute aprendo singolarmente ciascuna delle due valvole di aspirazione. La Figura 9.17 riporta il confronto tra i risultati numerici ed i dati sperimentali.

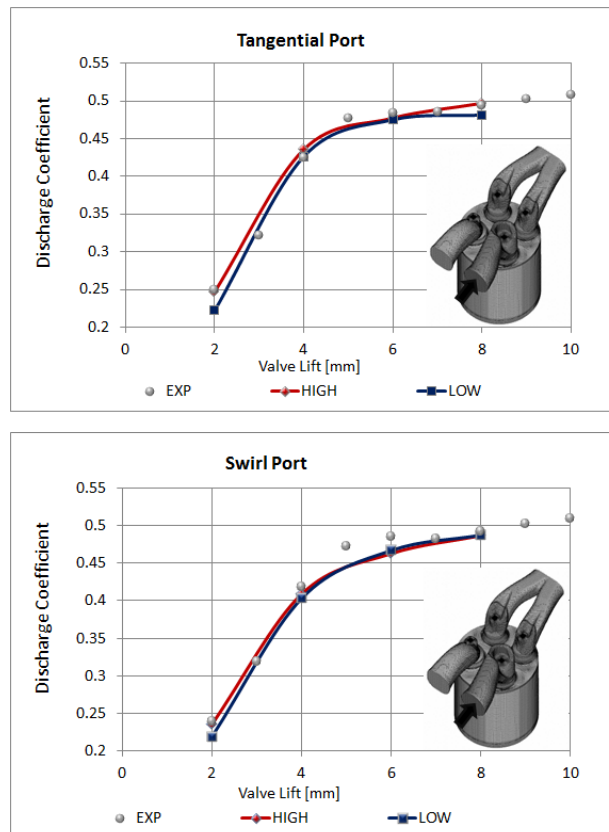


Figura 9.17 – Coefficiente di Efflusso. Confronto numerico-sperimentale

I risultati ottenuti mostrano un buon accordo con i dati sperimentali per entrambi i modelli di turbolenza utilizzati. Questo risultato appare in qualche modo in contrasto con le informazioni ottenute dalle analisi svolte in precedenza, da cui traspariva che dall'utilizzo di un approccio semplificato, quale quello High-Reynolds, potessero ottenersi solo dati ci si potesse aspettare di ricavare delle informazioni meno accurate nonostante le particolarità del campo di moto considerato. In realtà, questo risultato stupisce meno se, alle precedenti informazioni, si aggiunge quella riguardante il salto di pressione tra ingresso e uscita del dominio, di circa 50 mbar. In queste condizioni è facile aspettarsi che in parete non si verifichino particolari condizioni di flusso che implicino, ad esempio, che il flusso si stacchi dalla parete per poi, sempre ipoteticamente, riattaccarsi.

Al set di dati presi in considerazione si aggiunge la portata elaborata dalle valvole. A questo proposito, al fine d'avere un'idea chiara del modo in cui il flusso si ripartisce attraverso l'area di cortina di ciascuna valvola, e di cosa contribuisca a rendere così evidenti le differenze tra i due coefficienti di efflusso stimati, la sezione complessiva di ciascun condotto viene divisa in 8 settori angolari, ciascuno di un angolo di 45° .

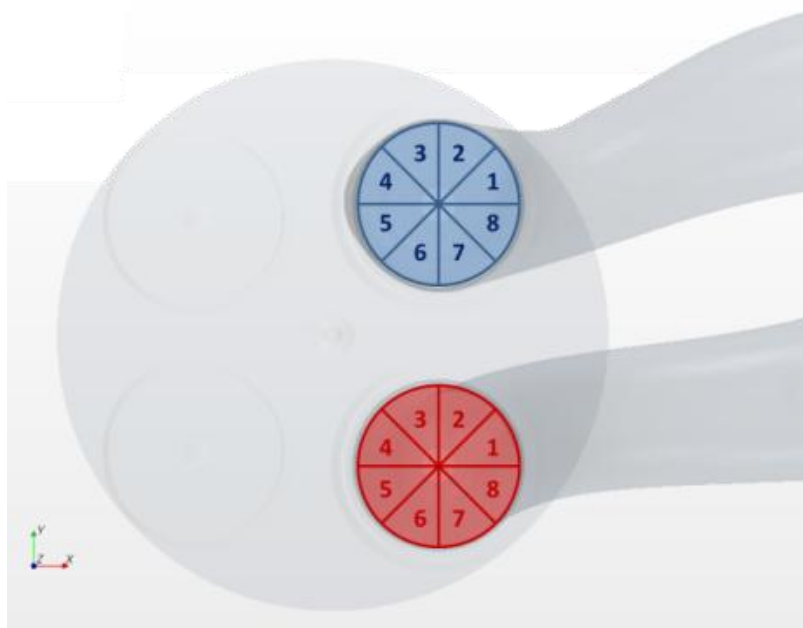


Figura 9.18 – Settori utilizzati per l'analisi del flusso attraverso le valvole

Gli aspetti indagati sono in questo caso stati due. Per ciascuna valvola si è indagato l'effetto legato all'utilizzo di un approccio modellistico piuttosto che dell'altro, confrontando, per ciascuna alzata e per ciascuno degli otto settori, la portata elaborata.

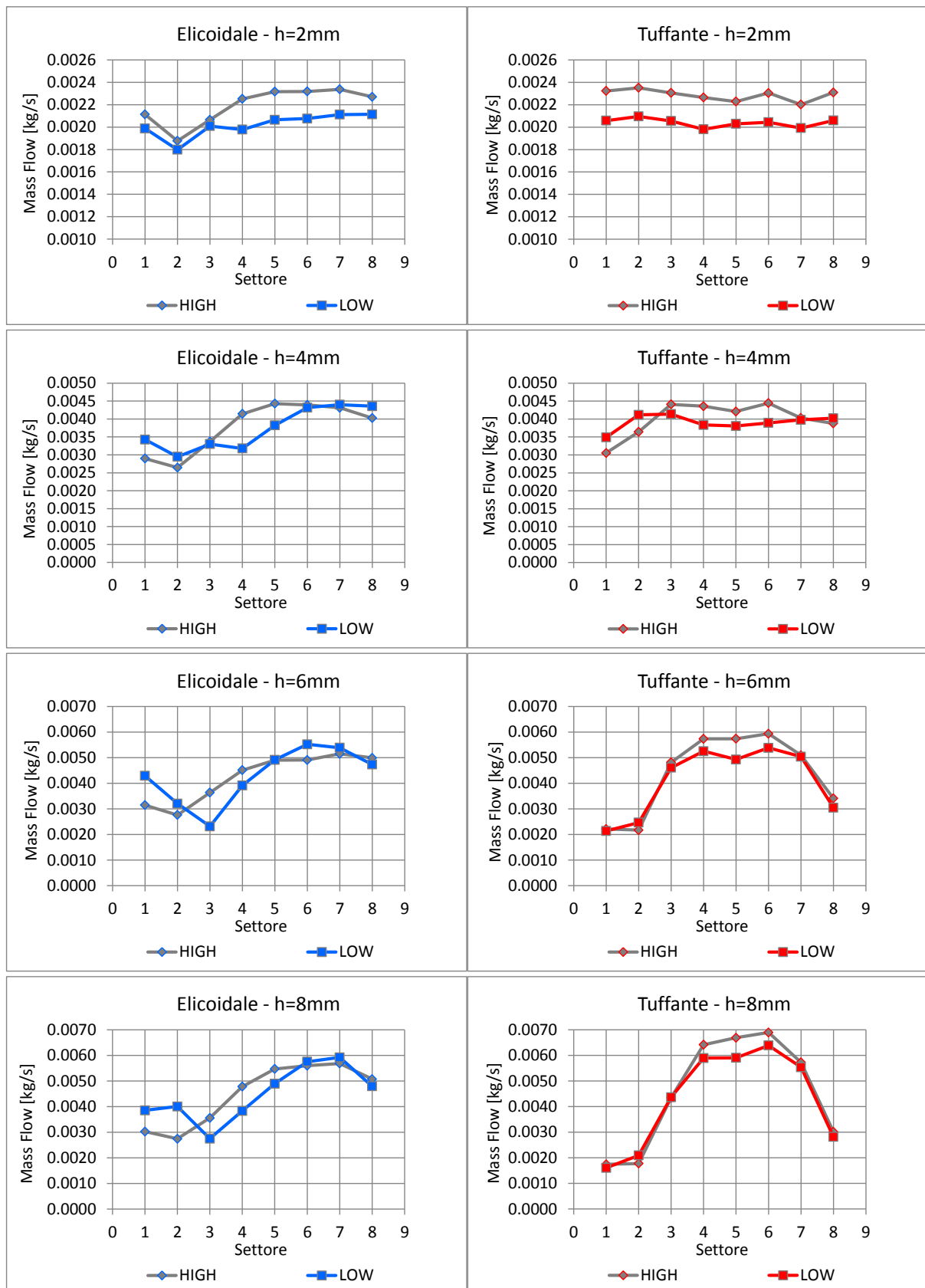


Figura 9.19 – Portate attraverso i settori. k -epsilon vs. k -omega

Come è possibile osservare dalla serie riportata in Figura 9.19, nella maggior parte dei punti considerati, il modello k -epsilon tende a sovrastimare la portata elaborata dalla valvola

considerata, contribuendo ad alimentare la differenza vista in termini di coefficienti di efflusso, in Figura 9.21, tra i due approcci modellistici. Sempre in riferimento all'andamento dei coefficienti di efflusso riportati in Figura 9.21, un contributo rispetto all'analisi dell'elevata differenza in termini di C_d alle alte alzate può arrivare anche dalla figura seguente, in cui si riporta l'andamento della portata attraverso gli otto settori in cui è stata ripartita l'area di cortina di ciascun condotto, per entrambi i modelli di turbolenza utilizzati.

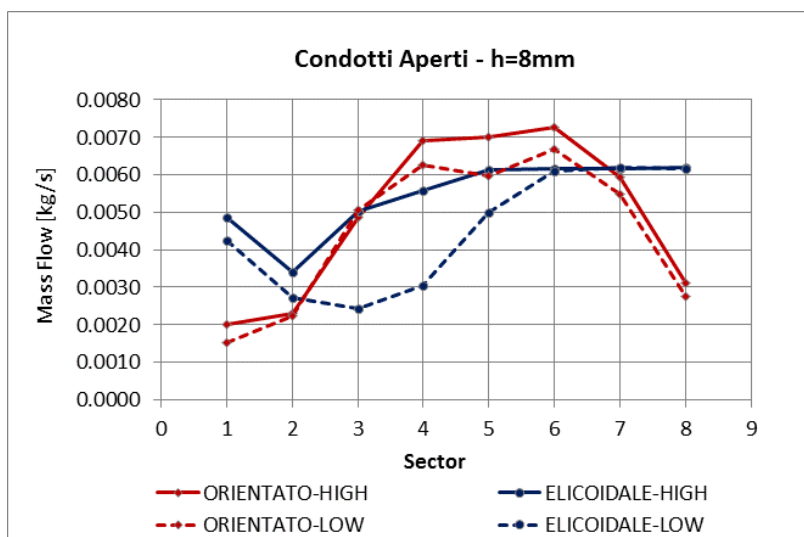


Figura 9.20 – Portata attraverso le valvole. k -epsilon vs. k -omega

Come è possibile osservare dalla Figura 9.20, per quel che riguarda il condotto orientato, non è possibile osservare sostanziali differenze nella predizione della portata da parte dei due modelli. Per quel che riguarda il condotto elicoidale, invece, si osservano sostanziali differenze per i settori 3-4-5, ossia quei settori rivolti verso il lato opposto della camera di combustione rispetto alla posizione del condotto orientato. La spiegazione degli andamenti riportati in Figura 9.19 sembra doversi ricercare nella considerazione, avvalorata dai risultati successivamente ottenuti durante l'analisi del processo di *ricambio della carica*, per la quale il moto predetto dal k -omega SST nella zona delle valvole porti la maggior parte del flusso entrante nel cilindro a seguire la direzione preferenziale che il condotto orientato riesce ad imprimere all'aria, limitando fortemente la formazione di un vortice controrotante di swirl, e spiegando per questo il più elevato livello di swirl predetto da questo modello. Questa considerazione avvalora oltretutto la tesi secondo cui questo modello sia maggiormente in grado di predire, nel cilindro, l'interazione tra i flussi in ingresso dai due condotti. Questo risultato è inoltre la conferma che questo modello di turbolenza si presta benissimo per lo studio di nuove e particolari strategie per la quali, ad esempio, si possa prevedere la parziale

esclusione di uno dei due condotti in determinate condizioni operative al fine di promuovere un determinato livello di *swirl*.

Nella seguente Figura 9.21 si riporta l'andamento della portata d'aria attraverso i settori definiti nell'area di cortina delle valvole mettendo in relazione il caso in cui entrambi in condotti siano aperti (linea tratteggiata) con i dati rilevati considerando alternativamente chiuso uno dei due condotti (linea continua), per due diverse alzate della valvola. In particolare, si considerano un'alzata valvola di 8mm, rappresentativo delle alte alzate, ed un'alzata valvola di 4mm, caso invece rappresentativo delle basse alzate. Visti i risultati fin qui ottenuti, questa analisi è effettuata considerando i soli dati ottenuti con il modello k-omega SST.

I risultati ottenuti per il caso rappresentativo delle basse alzate mostra delle differenze non trascurabili sui settori 1-2-8 del condotto orientato; il flusso in ingresso dal condotto elicoidale funge da ostacolo per il flusso d'aria proveniente dal condotto orientato, limitando così il formarsi di un vortice controrotante e favorendo dunque la formazione di un'unica, più forte, struttura di moto. Al contrario, alle alte alzate non si notano apprezzabili differenze per il condotto orientato, mentre si possono osservare modifiche tra le portate dei settori 2 e 8 del condotto elicoidale.

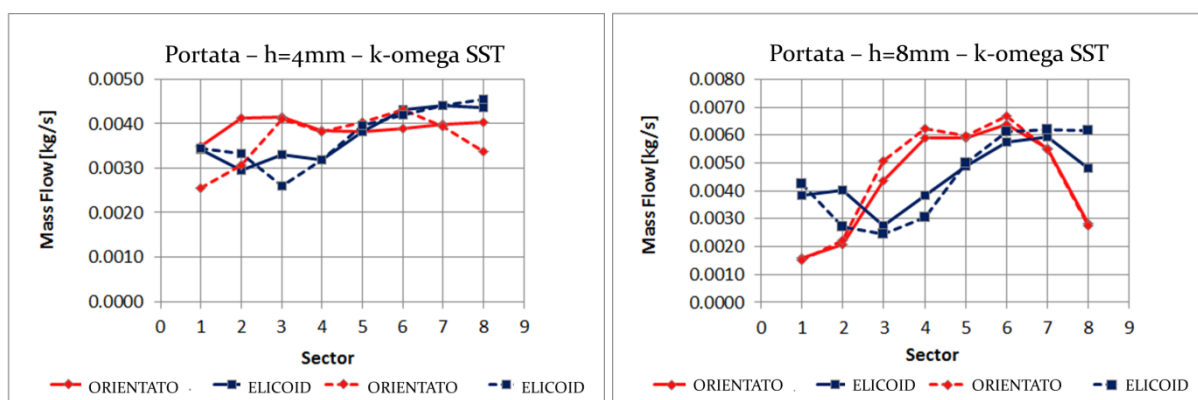


Figura 9.21 – Portata attraverso i settori alle basse ($h=4\text{mm}$) ed alle alte ($h=8\text{mm}$) alzate

9.6 ANALISI DELLA FASE DI RICAMBIO DELLA CARICA

L'ultima fase del lavoro consiste nell'analisi della fase di *ricambio della carica* del motore in tre diversi punti operativi, uno a pieno carico, a 3800rpm, e due a carico parziale, rispettivamente a 1400 e 2000 rpm.

Se le due precedenti fasi erano state condotte con lo scopo di individuare il più appropriato setup numerico per la simulazione dei flussi fortemente rotanti, in questa fase si può forse dire che si tirano un po' le somme di quella che è stata l'attività svolta, aspettandosi infatti che, sulla base dei risultati finora discussi, l'approccio low-Reynolds del modello k-omega sia quello più indicato a trattare un campo di moto così complesso come quello che si instaura all'interno dei motori a combustione interna.

Come per le sezioni precedenti, tutti i punti operativi sono quindi analizzati utilizzando i modelli di turbolenza k-epsilon High-Reynolds e k-omega SST Low-Reynolds. Per il primo dei casi analizzati con modello di turbolenza k-omega, le analisi sono condotte utilizzando 6 e 10 strati *prism layers* in prossimità della parete, in modo tale da investigare l'indipendenza del risultato dalla griglia di calcolo in prossimità della parete.

Come già anticipato all'interno della sezione precedente, la griglia di calcolo ha le stesse caratteristiche di quella utilizzata per le simulazioni stazionarie. Ancora una volta, la griglia presenta le stesse caratteristiche per ognuno dei casi studiati, fatto salvo per la zona in prossimità della parete. Per le simulazioni con approccio High-Reynolds è utilizzato un unico strato di parete di spessore di 0.4 mm. La stessa dimensione è stata invece discretizzata con 6 e 10 strati per le analisi condotte con approccio Low-Reynolds.

La Figura 9.22 seguente, mostra un dettaglio della mesh in prossimità della parete.

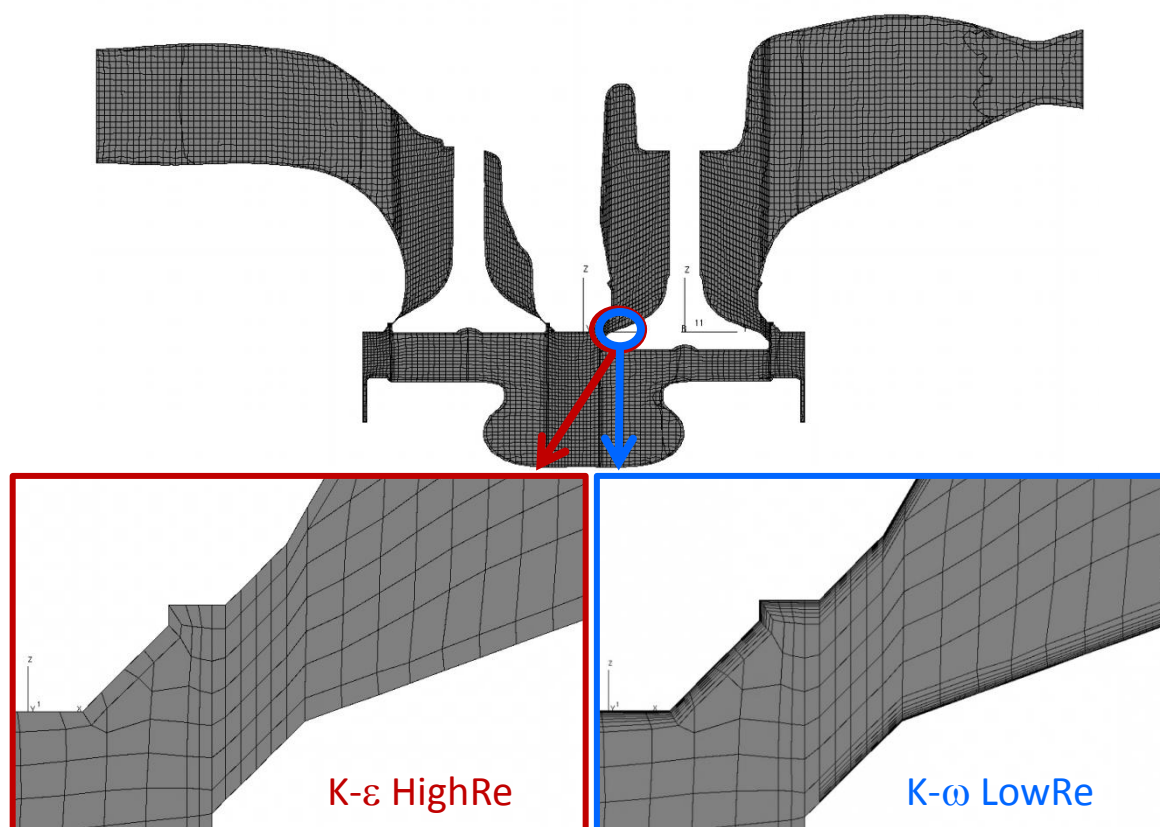


Figure 9.22 – Dettaglio della mesh in prossimità della parete per i due approcci utilizzati

Se da un punto di vista geometrico le due griglie sono del tutto simili tra loro, lo stesso non si può dire riguardo ai costi computazionali. Le *mesh* risultanti infatti sono composte, al punto morto inferiore da 750.000 celle e 1.600.000 celle, rispettivamente per l'approccio High-Reynolds e Low-Reynolds.

Per ciascun punto operativo analizzato, le estremità dei condotti di aspirazione e scarico sono eccitate con condizioni al contorno di pressione e temperatura tempo dipendenti, ottenute da simulazioni monodimensionali dell'intero motore. Alle pareti del dominio sono applicate temperature in valore costante lungo il ciclo, e lo scambio termico è stato modellato utilizzando il modello di Angelberger. Al fine di rispettare la condizione di Courant-Friedrichs-Lewy, durante la simulazione è utilizzato un time step di calcolo variabile tra i valori di 0.1 °CA, applicato durante le corse di compressione ed espansione, e 0.02 °CA, applicato durante le fasi di apertura e chiusura delle valvole. In particolare, per il caso Low-Reynolds, viste le dimensioni della griglia in prossimità della parete, è necessario diminuire significativamente il time step di calcolo durante tutte le fasi della simulazione, con conseguente aumento dei tempi di calcolo. Lo schema MARS è utilizzato per la discretizzazione delle equazioni relative alla turbolenza, alla quantità di moto ed all'energia, mentre l'UD ed il CD sono stati adottati rispettivamente per gli scalari e per la determinazione

della densità. L'algoritmo adottato per il disaccoppiamento dei campi di pressione e di velocità è stato il PISO.

Una prima analisi dei risultati è effettuata in termini di grandezze medie in camera. Per ognuno dei punti operativi considerati si analizzano il *pumping loop*, per verificare che la dinamica delle onde di pressione fosse ben colta all'interno di tutto il dominio, e l'andamento della pressione, della massa intrappolata e della velocità di *swirl*. Come è possibile osservare dalla Figura 9.23, dal punto di vista delle pressioni nei vari domini e della massa intrappolata, non si riscontrano apprezzabili differenze tra i risultati ottenuti mediante i due approcci modellistici. Ad ogni modo, questo risultato non stupisce: queste grandezze sono influenzate dalle condizioni al contorno imposte più che non dalle strutture turbolente presenti in camera.

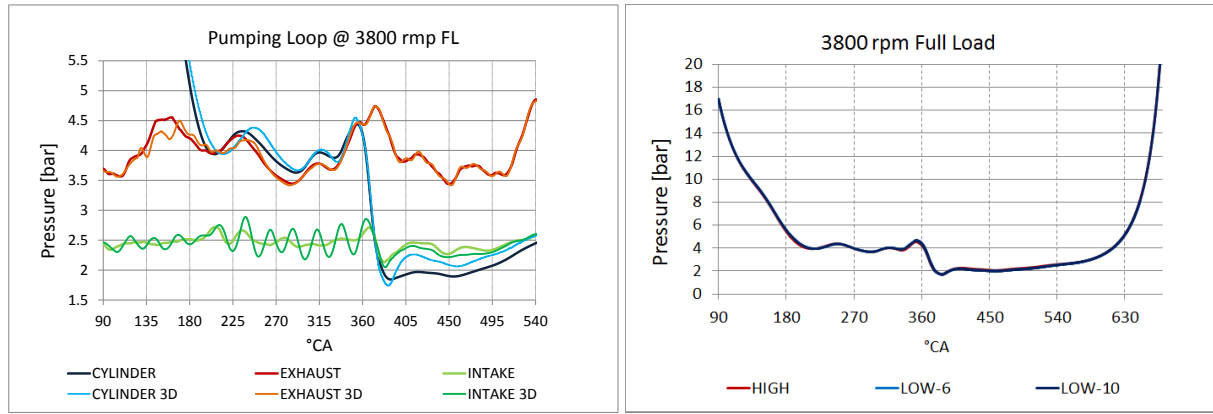


Figura 9.23 – Pumping Loop e Pressione nel cilindro. 3800 rpm, pieno carico

Queste considerazioni non valgono più nel momento in cui si sposta l'attenzione sul secondo dei due grafici riportati in Figura 9.24. In termini di *swirl* infatti, il modello *k-omega* Low-Reynolds stima una velocità praticamente identica per i due casi con 6 e 10 strati di parete, ma un valore molto diverso, nello specifico maggiore in valore assoluto, rispetto a quello stimato dal modello *k-epsilon*. La velocità di *swirl* riportata in Figura 9.24 viene stimata attraverso la relazione:

$$SWIRL = \frac{\sum_{CELLS} \rho_i V_i [(X_i - X_m) v_i - (Y_i - Y_m) u_i]}{\sum_{CELLS} \rho_i V_i \sqrt{(Y_i - Y_m)^2 + (X_i - X_m)^2}}$$

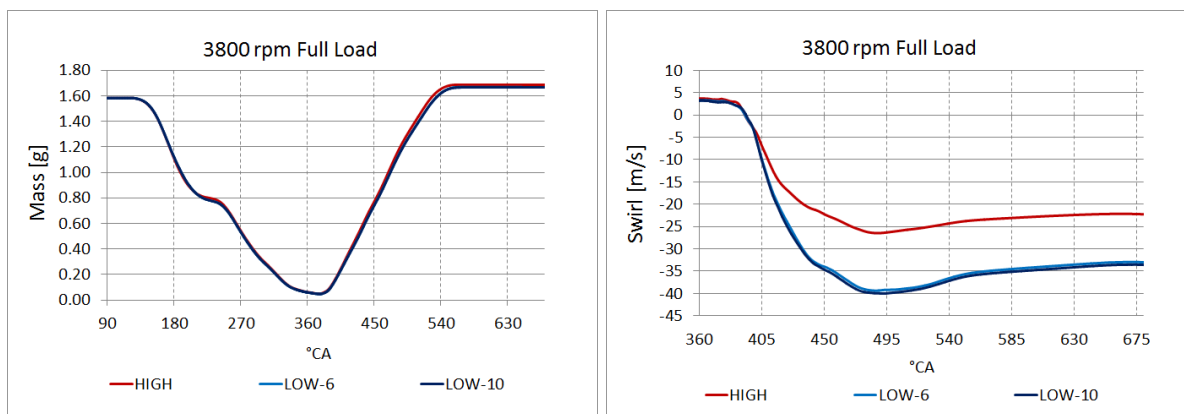


Figure 9.24 – Massa intrappolata e velocità di swirl. 3800 rpm, pieno carico

Proprio come avvenuto nel paragrafo precedente, anche in questo è possibile giustificare questa differenza considerando la ripartizione dei flussi attraverso gli otto settori definiti, come prima, sull'area di cortina di ciascuna valvola di aspirazione. Focalizzando l'attenzione sul settore 3 del condotto elicoidale, cui si riferiscono i dati in Figura 9.25, è possibile osservare che, durante circa metà della corsa di aspirazione, il modello k-omega “vede” una forte riduzione della portata d'aria dovuta alla presenza di un ricircolo nella zona della valvola.

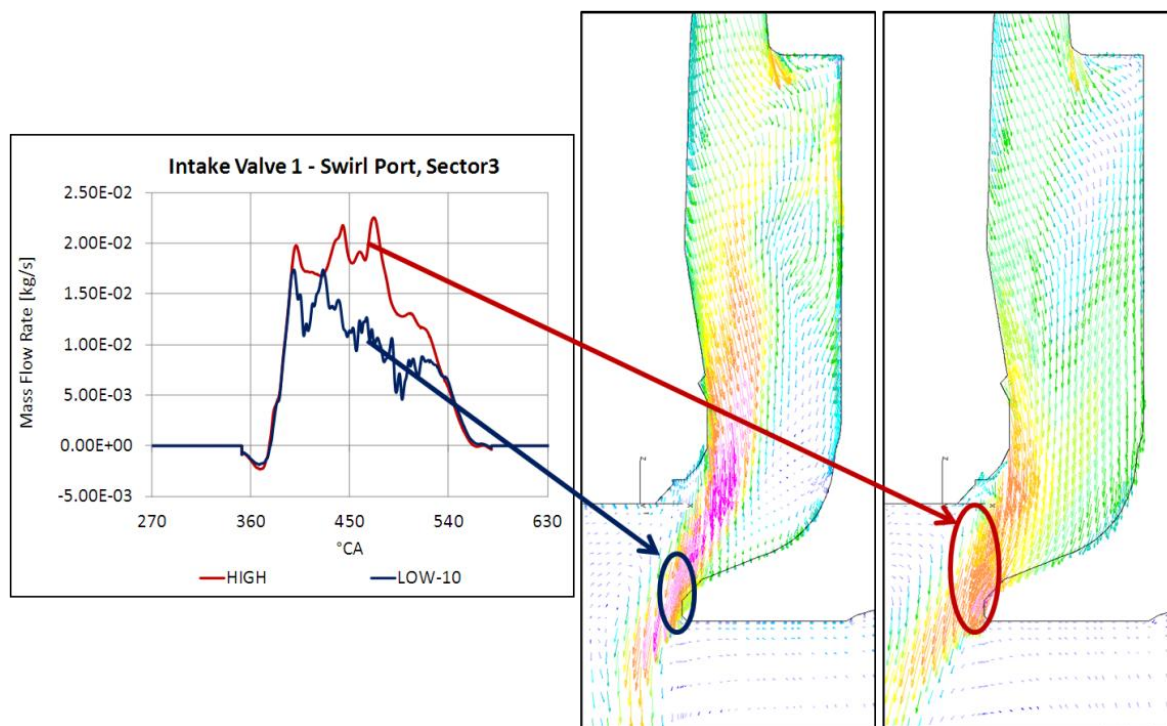


Figura 9.25 – Settore 3, Condotto elicoidale. Dettaglio della portata d'aria e del campo di moto

L'insorgenza di una struttura di moto più coerente e intensa diviene allora la responsabile dei minori livelli di turbolenza stimati dal modello k-omega durante la corsa di aspirazione, come è possibile osservare nelle Figura 9.26, in cui si riportano gli andamenti delle scale di lunghezza e tempo, definite come:

$$LS(K - \varepsilon) = \frac{\sum_{CELLS} \rho_i V_i 0.09^{0.75} \frac{k_i^{1.5}}{\varepsilon_i}}{\sum_{CELLS} \rho_i V_i}$$

$$TS(K - \varepsilon) = \frac{\sum_{CELLS} \rho_i V_i \frac{k_i}{\varepsilon_i}}{\sum_{CELLS} \rho_i V_i}$$

$$LS(K - \varpi) = \frac{\sum_{CELLS} \rho_i V_i 0.09^{0.75} \frac{k_i^{1.5}}{0.09 \varpi_i k_i}}{\sum_{CELLS} \rho_i V_i}$$

$$TS(K - \varpi) = \frac{\sum_{CELLS} \rho_i V_i \frac{k_i}{0.09 \varpi_i k_i}}{\sum_{CELLS} \rho_i V_i}$$

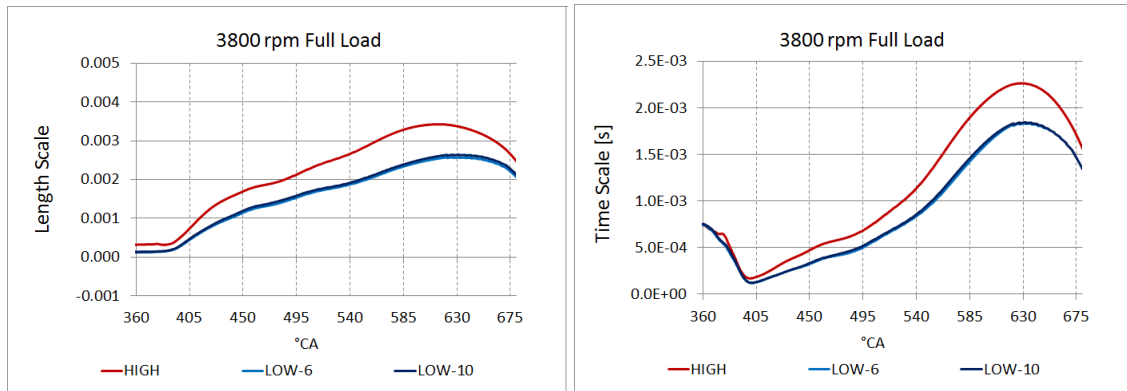


Figura 9.26 – Scale di lunghezza e tempi. 3800 rpm, pieno carico

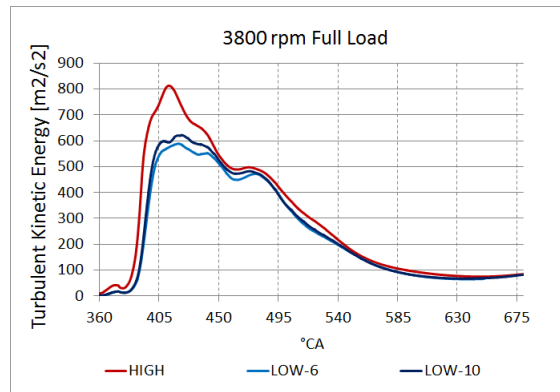


Figure 9.27 – Energia cinetica turbolenta. 3800 rpm, pieno carico

I dati fin qui mostrati sono ben rappresentativi di tutti e tre i punti operativi analizzati. Come è possibile osservare dalla Figure 9.28, in cui si riportano i risultati ottenuti per il regime di 1400 rpm, i trend sono assolutamente simili a quelli determinati a pieno carico.

Ancora una volta quindi, l'utilizzo del modello k-omega Low-Reynolds porta a stimare più elevati livelli di swirl fin dalle prime fasi della corsa di aspirazione, e valori sempre inferiori, rispetto a quelli stimati dal modello k-epsilon, per le scale dei tempi.

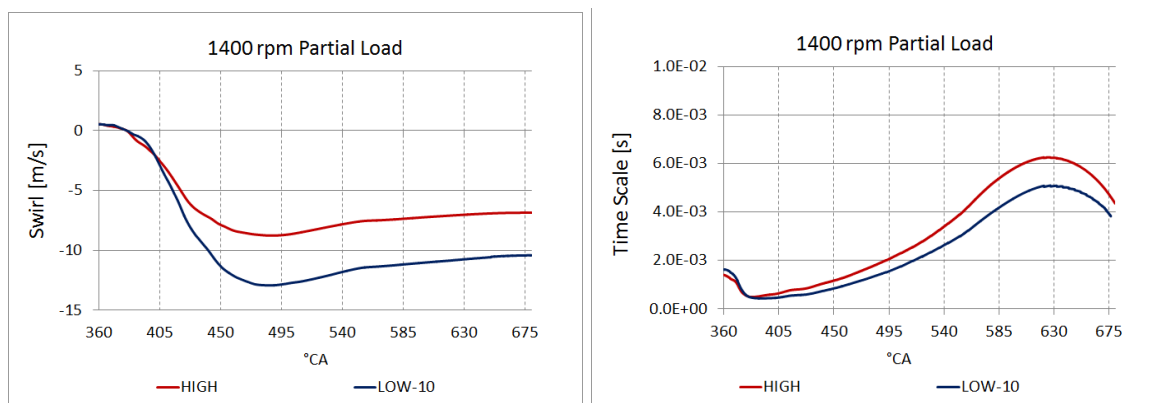


Figure 9.28 – Velocità di swirl e scala dei tempi. 1400 rpm, carico parziale

Un'ulteriore conferma, stavolta qualitativa, dell'influenza che la scelta del modello di turbolenza ha sul modo in cui vengono rappresentati, poi, all'interno del cilindro, il campo di moto medio e quello turbolento, arriva dall'analisi della sequenza di immagini in Figura 9.29 e 9.30, in cui si riportano gli andamenti dell'intensità di turbolenza (in Figura 9.29 indicata con TI) e dei vettori velocità su una sezione perpendicolare all'asse del cilindro e posizionata a 10 mm di profondità rispetto al tetto della camera di combustione, per il caso alla velocità di rotazione di 2000 rpm a carico parziale.

In particolare, la sequenza riportata in Figura 9.29 si riferisce ad un angolo motore all'incirca verso la metà della corsa di aspirazione. Come è possibile osservare, i due modelli di turbolenza predicono strutture di moto molto complesse, generate dall'interazione tra i due flussi provenienti dai due condotti di aspirazione, molto diverse da loro sia in termini di intensità che di distribuzione spaziale. Questa differenza persiste per tutta la durata della corsa di aspirazione e, come è possibile osservare dalla sequenza di immagini riportata in Figura 9.30, la ritroviamo ancora quando ormai siamo durante le ultime fasi della corsa di compressione.

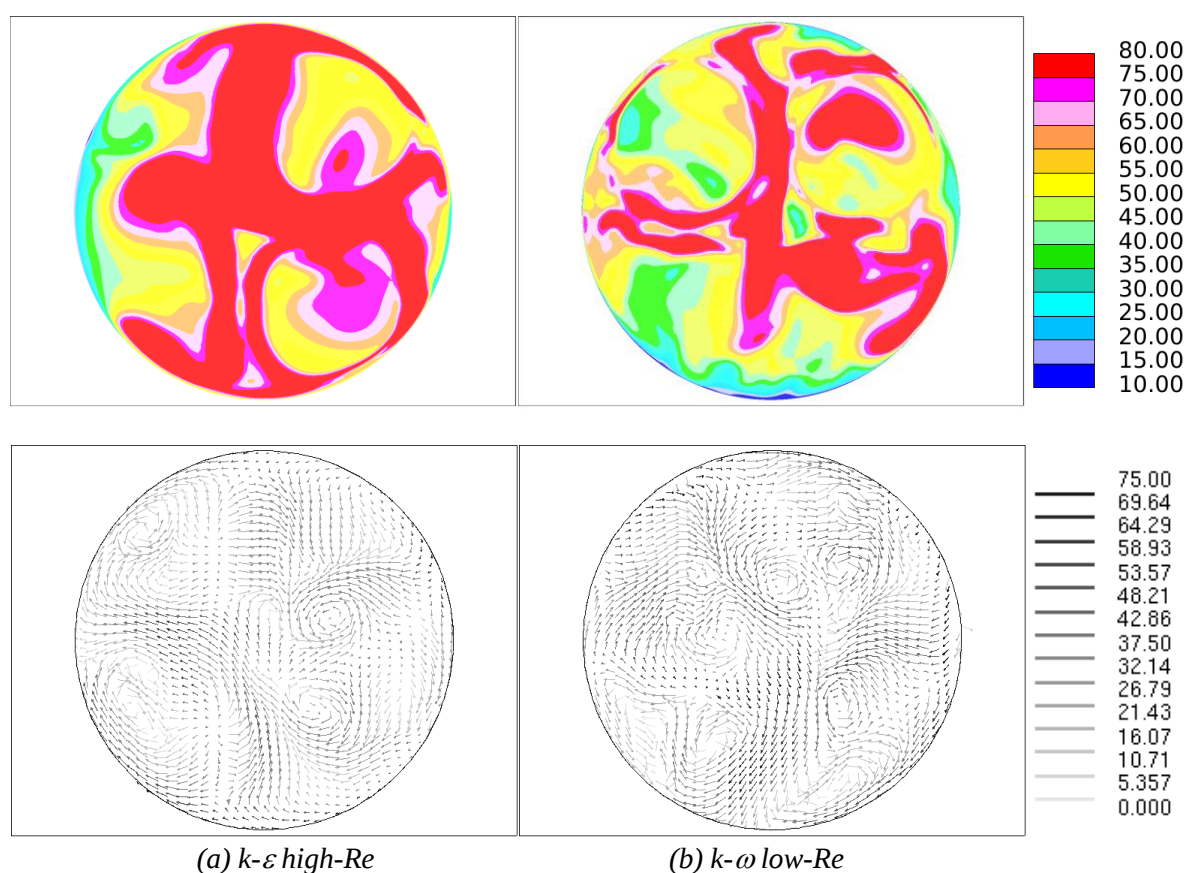


Figure 9.29 – Intensità di turbolenza e vettori velocità a 420°CA. 2000 rpm, carico parziale

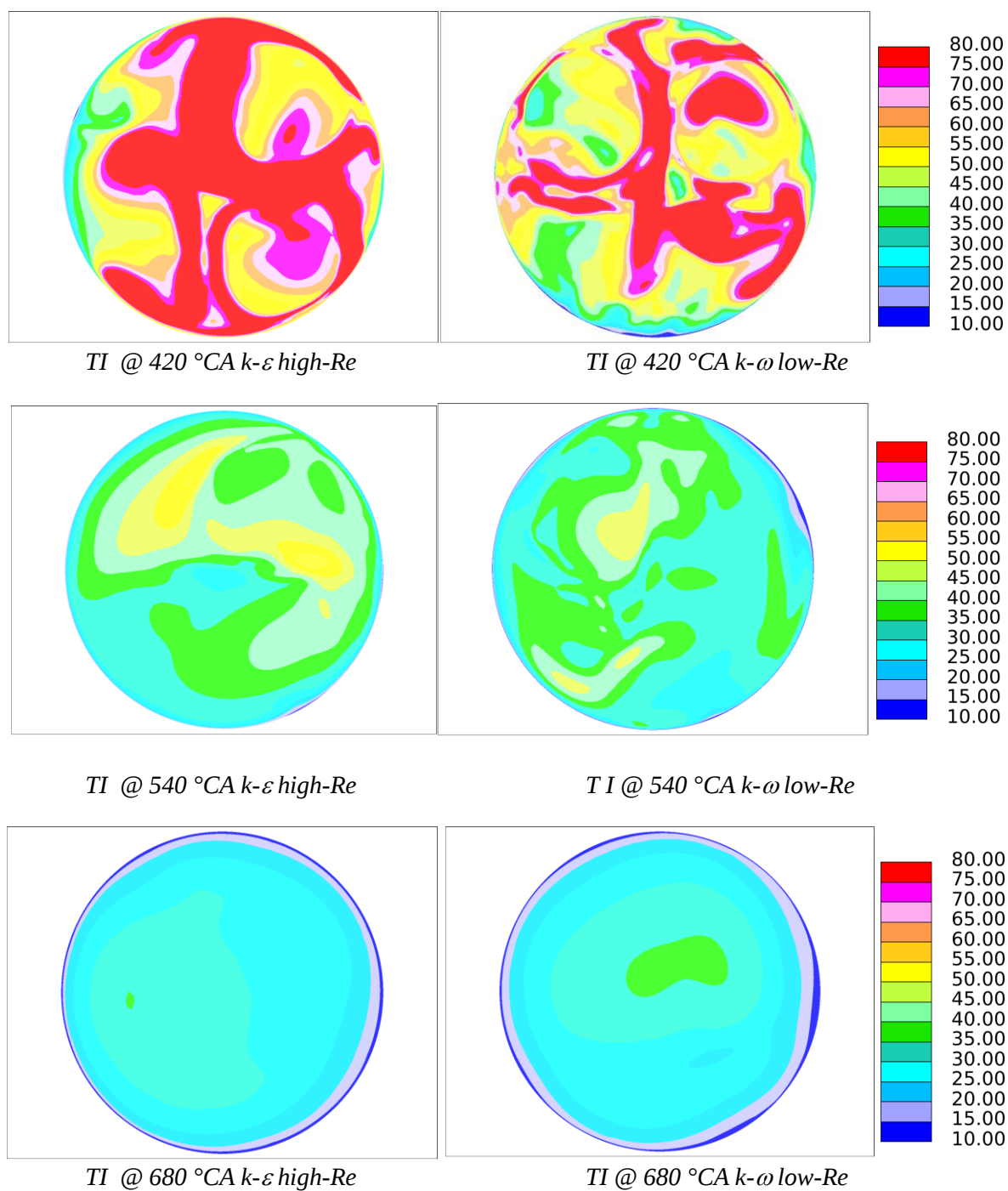


Figure 9.30 – Intensità di turbolenza. 2000 rpm, carico parziale

Conclusioni

L'attività svolta nel corso del triennio di Dottorato di Ricerca ha riguardato lo sviluppo di metodi per l'analisi di flussi reagenti all'interno dei motori a combustione interna.

Per quel che riguarda la modellazione della combustione per i motori ad accensione comandata, la metodologia è stata sviluppata attraverso l'uso combinato di indagini sperimentali e strumenti di modellazione numerica 1D e 3D.

Una lunga campagna sperimentale, durante la quale si sono acquisiti dati su vari punti operativi lungo il *range* di funzionamento del motore, ha permesso di caratterizzare il comportamento del motore alimentato alternativamente a benzina ed a gas naturale. Conclusasi questa, sulla base del layout dell'impianto al banco prova e dei dati acquisiti durante i test, si è costruito il modello monodimensionale del motore e si è effettuata una prima taratura dei modelli fluidodinamici in gioco. Questa prima fase del lavoro, svolta presso il Dipartimento di Ingegneria Meccanica dell'Università Federico II di Napoli, ha permesso, oltre che di caratterizzare al banco il comportamento del motore, anche di estrarre dalle prime simulazioni fluidodinamiche, con codice monodimensionale, le condizioni al contorno per il modello 3D. Dal punto di vista della sola modellazione 3D, l'attività ha avuto inizio con un'analisi multi-ciclo per ciascuno dei punti operativi che si è deciso di analizzare. Il numero di cicli da eseguire è stato stabilito sulla base dell'analisi dei risultati ottenuti. In particolare, i risultati sono stati analizzati in termini di pressioni medie in camera e coefficienti di lavaggio. L'analisi ha a posteriori dimostrato, come è possibile osservare dalle figure seguenti, che sono necessari almeno 7 cicli motore affinché si possa ritenere soddisfatto il criterio della convergenza ciclica.

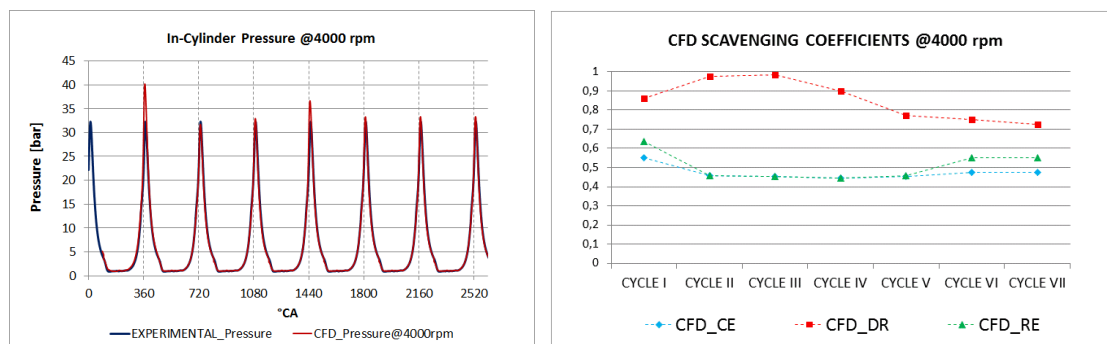


Figura 10.1 – Analisi multi-ciclo, Pressione media e coefficienti di lavaggio. NG, 4000 rpm

Una volta raggiunta la convergenza ciclica cercata, è iniziata la procedura iterativa di scambio dati 1D-3D. In particolare, i dati medi ottenuti all'interno della camera di combustione in termini di velocità media dei gas, velocità del vortice di swirl, energia cinetica turbolenta, dissipazione dell'energia cinetica turbolenta, scala di lunghezza e tempi della turbolenza ed intensità di turbolenza, sono stati a questo punto forniti come dati di input al codice di simulazione monodimensionale al fine di migliorare le capacità predittive del modello di combustione frattale di cui si è discusso all'interno del Capitolo 7. La procedura iterativa è continuata finché non si sono riscontrate differenze trascurabili tra i dati calcolati attraverso i due strumenti.

La validità della metodologia è stata comprovata dal confronto dell'andamento della pressione in camera calcolata dal codice monodimensionale prima e dopo che lo scambio di dati abbia avuto inizio, di cui si riporta un esempio nella figura seguente.

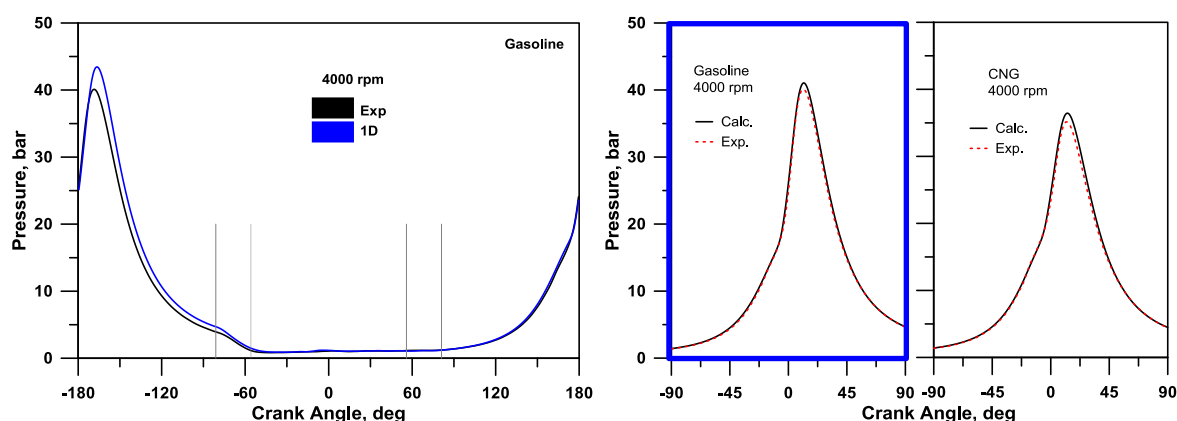


Figura 10.2 – Confronto numerico sperimentale, Benzina. 4000 rpm

Lo strumento 3D è diventato a questo punto il mezzo attraverso cui svolgere le analisi di combustione e di esplorare, al variare del regime di rotazione del motore e della dosatura della miscela, l'effetto che l'utilizzo di un combustibile diverso da quello "di progetto" ha sull'avanzamento del fronte di fiamma e sul rendimento di combustione, e di spingersi oltre, indagando se esista, ed eventualmente da cosa sia influenzato, il limite di detonazione.

Individuati negli indici IMPO, MAPO e DKI gli indicatori adatti ad individuare l'intensità del *knock*, si è andati alla ricerca del limite di detonazione. Una prima analisi, svolta incrementando l'anticipo di accensione di un prefissato valore ΔSA , ha confermato le ben note caratteristiche antidetonanti del gas naturale.

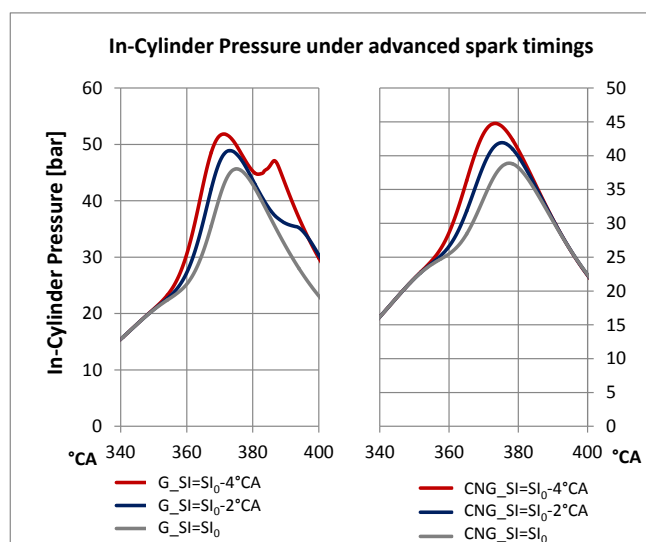


Figura 10.3 – Pressione nel cilindro. Benzina vs. CNG, 7000 rpm

Comportamento assai diverso quello mostrato del motore alimentato con benzina. In questo caso, infatti, è stato possibile notare come avvenisse il manifestarsi della detonazione già per piccole modifiche dell'angolo di accensione. Ulteriore conferma delle proprietà antidetonanti del gas naturale sono arrivate dalle successive prove, effettuate modificando artificialmente, a calcolo, il rapporto di compressione del motore. Anche in questo caso, con un rapporto di compressione di 14:1, pur aumentando l'anticipo di accensione di parecchi gradi motore, non si è potuto assistere ad alcun fenomeno detonante.

Questo risultato suggerisce che, con un progetto un po' più "spinto" del motore, alimentare il propulsore con gas naturale può far eguagliare, se non addirittura superare, le prestazioni ottenute con alimentazione tradizionale, salvaguardando in ogni caso l'ambiente.

L'approccio utilizzato per la simulazione dei motori ad accensione per compressione è stato invece, decisamente diverso dal precedente. L'attività ha in questo caso riguardato lo sviluppo di una metodologia per la corretta caratterizzazione delle strutture di moto all'interno della camera di combustione. Il lavoro è stato articolato in fasi di complessità crescente, in termini geometrici e di flusso.. In ciascuna fase si è testata l'attitudine dei modelli di turbolenza k-epsilon, nella sua formulazione High-Reynolds, e k-omega SST Low-Reynolds, alla corretta rappresentazione di strutture di moto prevalentemente rotanti, quali quelle che caratterizzano il flusso d'aria all'interno dei motori Diesel commerciali.

Durante la prima parte del lavoro ci si è occupati della replica di un caso test di geometria semplice, dalle condizioni di moto molto simili a quelle che si sapeva si sarebbero incontrate nel motore reale, e di cui è disponibile in letteratura un'ampia gamma di dati sperimentali. I casi presi in considerazione sono stati due: nel primo si è assunto che il fluido entrasse nel dominio con velocità assiale, mentre nell'altro che l'ingresso avvenisse con moto rotatorio. Da questa prima fase del lavoro si sono ottenuti risultati in realtà abbastanza attesi. Tra i due modelli testati, quello k-omega ha dimostrato di essere maggiormente in grado di cogliere le condizioni di flusso, come mostrato dalla figura seguente, in cui si riporta l'andamento della velocità su una sezione trasversale del condotto di forma tubolare utilizzato per le analisi.

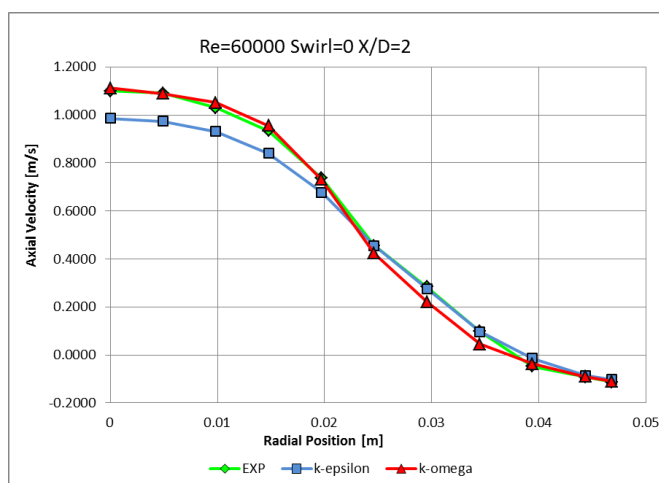


Figura 10.4 – Profilo della velocità assiale lungo la sezione $X/D=2$

Il secondo *step* del lavoro ha riguardato la replica delle prove sperimentali effettuate al banco di flussaggio sul motore reale. La migliore attitudine dell'uno o dell'altro modello di turbolenza a rappresentare le strutture di moto instauratesi all'interno del cilindro è stata stavolta valutata in termini di coefficienti di efflusso e di velocità del vortice di *swirl*. L'analisi è stata condotta valutando il comportamento di ciascun gruppo condotto/valvola di

aspirazione preso singolarmente, e di quello complessivo dei due condotti si aspirazione, uno elicoidale ed uno orientato, di cui il motore è dotato.

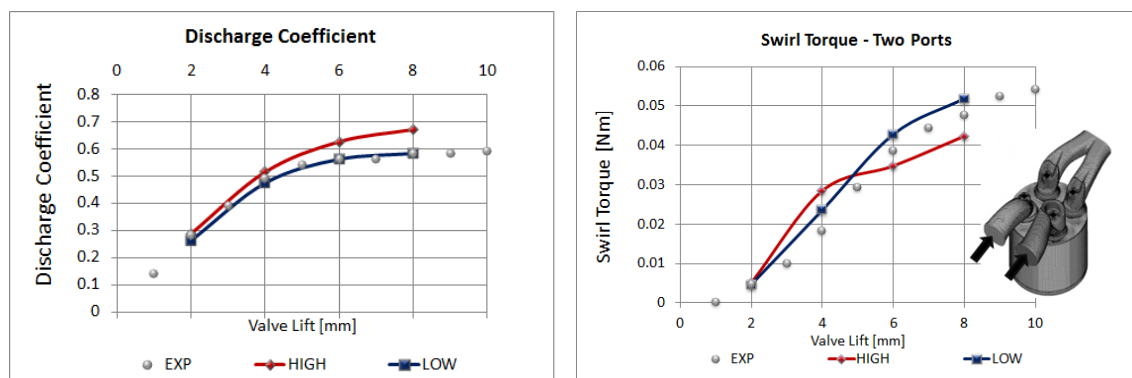


Figura 10.5 – Coefficiente di Efflusso. Confronto numerico-sperimentale

L'analisi, come nostra la figura precedente, ha dimostrato che anche in questo caso, tra i due modelli è il k-omega l'unico in grado di predire bene i dati sperimentali per entrambe le grandezze considerate.

Analisi analoghe sono state infine condotte sul motore in condizioni di reale funzionamento, considerando tre diversi punti operativi, uno a pieno carico e due a carico parziale. In questo caso, i due modelli di turbolenza sono stati utilizzati per analizzare le caratteristiche del campo di moto all'interno del cilindro durante le corse di aspirazione e compressione. I risultati sono stati stavolta analizzati in termini di grandezze medie, quali pressione, temperatura, massa e velocità media dei gas in camera, e di grandezze caratteristiche del campo di moto e di turbolenza instauratosi all'interno del cilindro.

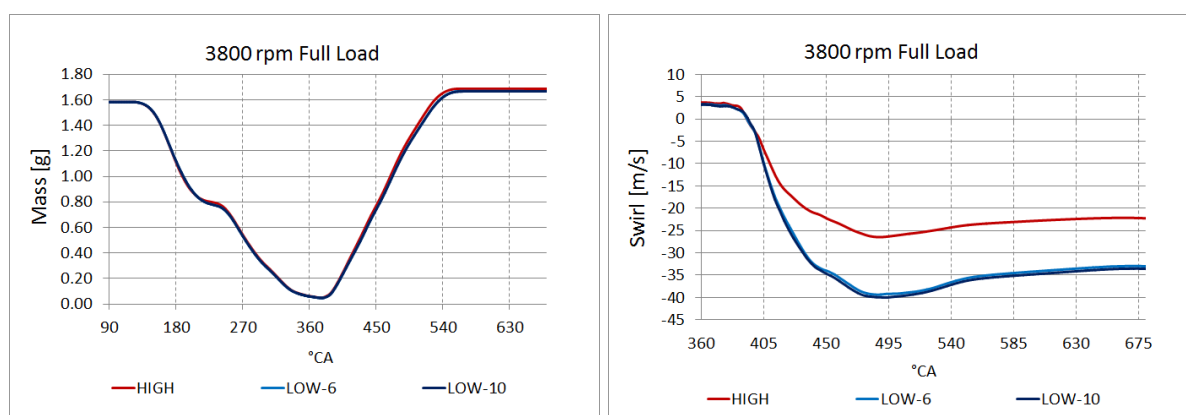


Figure 10.6 – Massa intrappolata e velocità di swirl. 3800 rpm, pieno carico

L'analisi dell'andamento delle grandezze medie quali pressione e massa intrappolata ha mostrato un comportamento pressoché identico per entrambi i modelli. Le cose sono però

cambiate decisamente quando si è passati all'analisi del campo di moto e turbolento. In questo caso, come mostra la figura precedente, i valori restituiti dai due modelli sono risultati molto diversi tra loro. Per giustificare i risultati si è analizzata la ripartizione del flusso attraverso l'area di cortina delle valvole. Come mostra la figura seguente, durante circa metà della corsa di aspirazione, il modello k-omega ha colto una forte riduzione della portata d'aria dovuta alla presenza di un ricircolo nella zona della valvola.

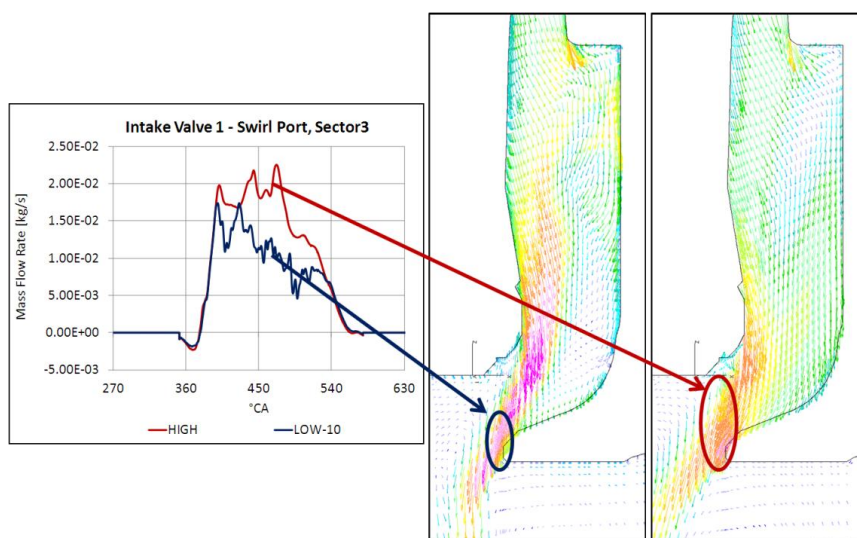


Figura 10.7 – Settore 3, Condotto elicoidale. Dettaglio della portata d'aria e del campo di moto

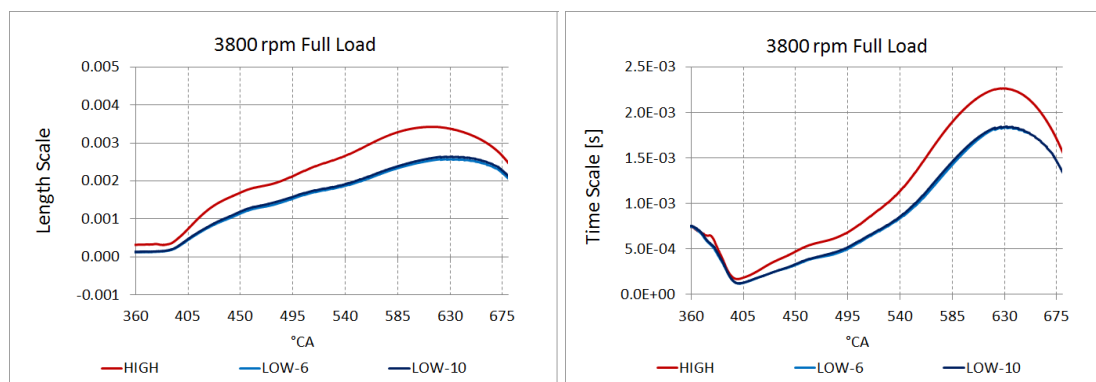


Figura 9.26 – Scale di lunghezza e tempi. 3800 rpm, pieno carico

Risultati analoghi a quelli ottenuti per l'intensità del vortice di *swirl* sono stati ottenuti anche nel caso negli andamenti delle scale di lunghezza e tempi. L'analisi di tutti i dati nel loro insieme ha portato alla conclusione che, in ogni caso, il modello k-omega SST risulti più in grado di modellare i due flussi che, dai due condotti di aspirazione, giungono nel cilindro ed interagiscono a formare un'unica struttura di moto.

Bibliografia

1. G. Ferrari, “Motori a combustione interna”, editrice Il capitello.
 2. G.A. Pignone, U.R. Vercelli, “Motori ad alta potenza specifica”, Giorgio Nada editore, 1995.
 3. R. Stone, “Introduction to internal combustion engines”, SAE International.
 4. Heywood, “Internal combustion engines fundamentals”, Mc Graw Hill Int., 1988.
 5. T. Poinso, D. Veynante, “Theoretical and numerical combustion”, 2001
 6. M. Metghalchi and J.C. Keck, Combustion and Flame 48, pp. 191-210, ”Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature”, 1982.
 7. Warnantz, J., Maas, U., Dibble, R. W., “Combustion”, 2006 (Springer)
 8. Kalghatgi, Gautam T., “Auto-ignition quality of practical fuels and implications for fuel requirements of future SI and HCCI engines”, SAE Paper 2005-01-0239 (2005)
 9. CD-Adapco “STAR-CD v4.18-Methodology”
 10. CD-Adapco “STAR-CD v4.18-Supplementary notes”
 11. O. Colin, A. Benkenida “The 3-Zones Extended Coherent Flame Model (ECFM-3Z) for Computing Premixed/Diffusion Combustion” Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP, Vol. 59 (2004), No. 6
 12. F. Bozza, A. Gimelli, S. Fontanesi, E. Severi, “1D and 3D CFD Investigation of Burning Process and Knock Occurrence in a Gasoline or CNG fuelled Two-Stroke SI Engine”, SAE Paper 2011-32-0526. SECT 2011 – Small Engine Technology Conference, Sapporo, Japan, Novembre 2011.
 13. Bozza F., Fontanesi S., Gimelli A., Severi E., Siano D., "Numerical and Experimental Investigation of Fuel, Effects on Knock Occurrence and Combustion Noise in a 2-Stroke Engine”, SAE Paper 2012-01-0827, also in SAE International Journal of Fuels and
-

-
- Lubricants 5(2):2012, doi:10.4271/2012-01-0827. 2012 SAE World Congress, Detroit, USA, Aprile 2012.
14. Fontanesi S, Severi E, Bozza F, Gimelli A, "Investigation of Scavenging, Combustion and Knock in a Two-Stroke SI Engine Operated with Gasoline and CNG", International Journal of Automotive Engineering, Vol.3,No.3,pp.97-105(2012).
 15. Manufacturers of Emission Controls Association, "Emission control of two- and three-Wheel Vehicles", 2008
 16. Leighton, S. R., Cebis, M. J., Southern, M. P., Ahern, S. R, Horner, L., "The OCP Small Engine Fuel Injection System for Future Two-Stroke Marine Engines", SAE Paper 941687
 17. Duret, P., Ecomard, A., Audinet, M., "A New Two-Stroke Engine with Compressed Air Assisted Fuel Injection System for High Efficiency Low Emissions Applications", SAE Paper 880176
 18. Nuti, M., Pardini, R., Caponi, D. "FAST Injection System: PIAGGIO Solution for ULEV 2T SI Engines", SAE Paper 970362
 19. Atkar , A. S., Tandan, V. J., Rairikar, S. D., Nair, C. K. J., Chaudhari, M. K. "Development Aspects of Conversion of 2-stroke Gasoline Engine to Operate on Bi-fuel CNG and Dedicated CNG Mode", SAE Paper 962477
 20. Shanmugam, P., Anbukarasu, A. S., Babu, Y. R, Vinay Harne, Rairikar, S. D., Kavathekar, K. P., Thipse, S. S, Marathe, N., "Development of a 2-Stroke CNG Engine for 3-Wheeler Vehicle for the Indian Market", SAE Paper 2009-26-0022
 21. Fontanesi, S, Gagliardi, V., Malaguti, S., and Mattarelli, E., "Multidimensional Cycle Analysis of a Novel 2-Stroke HSDI Diesel Engines", SAE Paper 2007-01-0161. 2007
 22. Lavy, J., Angelberger, C. Guibert, P., Mokhtari, S., "Towards a Better Understanding of Controlled Auto-Ignition (CAI™) Combustion Process From 2-Stroke Engine Results Analyses", SAE Paper 2001-01-1859
 23. F. Bozza, A. Gimelli, S. Fontanesi, E. Severi "1D and 3D CFD Investigation of Burning Process and Knock Occurrence in a Gasoline or CNG fuelled Two-Stroke SI Engine" SAE Paper 2011-32-0526
 24. GT-Power v.7.1 - Engine Performance Application Manual, Gamma Technologies, 2010
 25. Blizard, N.C. and Keck, J.C., "Experimental and Theoretical Investigation of Turbulent Burning Model for Internal Combustion Engine," SAE Paper 740191, 1974.
 26. Matthews R.D., and Chin Y.W., "A Fractal-Based SI Engine Model: Comparisons of Predictions with Experimental Data," SAE Paper 910075, 1991.
-

-
27. Yoshiyama S., Tomita E., Zhang Z., Hamamoto Y., "Measurements and Simulation of Turbulent Flame Propagation in a Spark Ignition Engine by Using Fractal Burning Model", SAE Paper 2001-01-3603, SAE Trans. Vol. 110, 2001.
 28. Bozza F. Gimelli A., "A Comprehensive 1D Model for the Simulation of a Small-Size Two-Stroke Engine", SAE Paper 2004-01-0999, SAE World Congress, Detroit, March 2004, "Modeling of Spark-Ignition Engines", SAE SP-1830, ISBN 0-7680-1366-6, pp. 165-177, SAE 2004 Transactions, Journal of Engines - section 3, vol. 113-3, pp. 758-770, ISBN 0-7680-1552-9, Luglio 2005.
 29. North G.L., and Santavicca D.A., "The Fractal Nature of Premixed Turbulent Flames", Comb. Science and Tech., Vol. 72, pp. 215-232, 1990
 30. Rhodes D.B., and Keck J.C., "Laminar Burning Speed Measurements of Indolene-Air-Diluent Mixtures at High Pressures and Temperature", SAE Paper 850047, SAE Trans. Vol. 94, 1985.
 31. Bozza F., Gimelli A., Tuccillo R., "The Control of a VVA Equipped SI-Engine Operation by Means of 1D Simulation and Mathematical Optimization", SAE Paper 2002-01-1107, SAE Trans. Vol. 111, 2002
 32. Bozza F., Gimelli A., Andreassi L., Rocco V., Scarcelli R., "1D-3D Analysis of the Scavenging and Combustion Process in a Gasoline and Natural-Gas Fuelled Two-Stroke Engine", SAE Paper 2008-01-1087, SAE World Congress, Detroit, April 2008, "Modeling of SI and Diesel Engines, 2008", pagg. 297-309, SAE SP-2156, ISBN 978-0-7680-1998-8.
 33. Miller D.S., Internal Flow Systems, Second Edition, BHR Group Limited, 1990
 34. Bingham J.F., and Blair G.P. "An improved branched pipe model for multi-cylinder automotive engine calculations", Proc. of Inst. of Mech. Eng., Vol. 199, No D1, 1985
 35. J. Warnatz, U. Maas, R.W. Dibble, "Combustion, Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation", 4th Edition, Springer, 2006
 36. Bozza F., Fontana G., Galloni E., Torella E., "3D-1D Analyses of the Turbulent Flow Field, Burning Speed and Knock Occurrence in a Turbocharged SI Engine", SAE Paper 2007-24-0029, ICE 2007 Congress, Capri, Settembre 2007, SAE 2007 Transaction, Journal of Engines - section 3, vol. 116, pp. 1495-1507, ISBN 978-0-7680-1982-7, 2008.
 37. Blair, G.P., "Design and Simulation of Two-Stroke Engines", SAE, Warrendale, PA, 1996
 38. Heywood, J.B. and Sher, E., "The Two-Stroke Cycle Engine", SAE, Warrendale, PA, 1999.
-

-
39. Tanaka S., Ayala F., Keck J., “A Reduced Chemical Kinetic Model for HCCI Combustion of Primary Reference Fuels”, *Combustion & Flame*, 132, pp. 219-239, 2003.
 40. Gregory P. Smith, David M. Golden, Michael Frenklach, Nigel W. Moriarty, Boris Eiteneer, Mikhail Goldenberg, C. Thomas Bowman, Ronald K. Hanson, Soonho Song, William C. Gardiner, Jr., Vitali V. Lissianski, and Zhiwei Q, in http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/
 41. J. Scarpati, A. Wikström, O. Jönsson, R. Glav, “Prediction of Engine Noise using Parameterized Combustion Pressure Curves”, SAE Paper 2007-01-2373, 2007.
 42. Siano D., Costa M., Bozza F., “Reducing Fuel Consumption, Noxious Emissions and Radiated Noise by Selection of the Optimal Control Strategy of a Diesel Engine”, *proc. of ICE-2011 Conf.*, SAE Paper 2011-24-0019, Capri, September 2011
 43. Angelberger, C., Poinso, T., and Delhay, B. “Improving Near-Wall Combustion and Wall Heat Transfer Modeling in SI Engine Computations”, SAE Paper 972881
 44. Duclos, J.M., Zolver, M., and Baritaud T. 1999. ‘3D modeling of combustion for DI-SI engines’, *Oil & Gas Science and Technology – Rev.IFP*, 54(2), pp. 259-264.
 45. Colin, O., Pires da Cruz, A. and Jay, S. 2004. ‘Detailed chemistry based auto-ignition model including low temperature phenomena applied to 3D engine calculations’, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute
 46. Brecq G., Bellettre J., Tazerout M. “A new indicator for knock detection in gas SI engines” *Int.l Journal of Thermal Sciences*
 47. Diana S., Gilio V., Iorio B., Police G. “Evaluation of the effect of EGR on engine knock” SAE Paper, 982479-1998
 48. Fontanesi S., Cicalese G., Severi E., “Analysis of Turbulence Model Effect on the Characterization of the In-Cylinder Flow Field in A HSDI Diesel Engine”, 2013-01-1107. SAE 2013 World Congress & Exhibition, 16 Aprile 2013, Detroit, Michigan, United States.
 49. Fuchs, T.R., Rutland, C.J., “Intake flow effects on combustion and emission in a Diesel engine”, SAE Paper 980508, 1998.
 50. Miller, D.S., “Internal Flow Systems”, BHR Group Limited, 1990.
 51. Wang, S.F., Milton, B., “Investigation of the helical inlet port”, SAE Paper 982539, 1998.
 52. Chen, A., Veshagh, S. Wallace, “Intake flow prediction of a transparent DI Diesel engine”, SAE Paper 981020, 1998.
 53. Cantore, G., Fontanesi, S., Mattarelli, E., Bianchi, G.M., “A methodology for in-cylinder flow field evaluation in a low stroke-to-bore SI engine”, SAE Paper 2002-01-1119. 2002.
-

-
54. Hill, P.G., Ouellette, P., "Transient Turbulent Gaseous Fuel Jets for Diesel Engines", *J. Fluids Eng.* 121, 93. 1999. DOI:10.1115/1.2822018
 55. De Risi, A., Donato, T., Laforgia, D., "Numerical Investigation of the Influence of physical parameters on Soot and NO_x engine emissions", ASME ICE 2001, Spring Technical Conference, April 29 – May 2, Philadelphia, USA, 2001
 56. Ge, H., Reitz, R.D., Willems, W., "Modeling the Effects of In-Cylinder Flows on HSDI Diesel Engine Performance and Emissions" *SAE Int. J. Fuels Lubr.* April 2009 1:293-311; doi:10.4271/2008-01-0649.
 57. Haider, S., Schnipper, T., Obeidat, A., Meyer, K.E., Okulov, V.L., Mayer, S., Walther, J.H., "PIV study of the effect of piston position on the in-cylinder swirling flow during the scavenging process in large two-stroke marine diesel engines" *Journal of Marine Science and Technology*.
 58. Pajkovic, V.R., "Valve flow generated by a tangential port in a production Diesel engine".
 59. Miles P, Sick V, Megerle M, Richards K, Nagel Z, Reitz R. "The evolution of flow structures and turbulence in a fired HSDI diesel engine", SAE 2001-01-3501, 2001
 60. Wang, B., Bergin, M., Petersen, B., Miles, P. et al., "Validation of the Generalized RNG Turbulence Model and Its Application to Flow in a HSDI Diesel Engine," SAE Technical Paper 2012-01-0140, 2012, doi:10.4271/2012-01-0140
 61. Boretti, A.A., Cantore, G., Borghi, M., Mattarelli, E., "Experimental and Computational Methods for Swirl Port Design in Internal Combustion Engines", Proceedings of the "17th Annual Fall Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division". 1995. Milwaukee, Wisconsin, USA 1995. ICE - Vol. 25-4.
 62. Launder, B.E. and Spalding, D.B., "The numerical computation of turbulent flows", *Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.*, 3, pp. 269-289. 1974.
 63. Rodi, W., "Influence of buoyancy and rotation on equations for the turbulent length scale", *Proc. 2nd Symp. on Turbulent Shear Flows*. 1979.
 64. El Tahry, S.H., "k- ϵ equation for compressible reciprocating engine flows", *AIAA, J. Energy*, 7(4), pp. 345-353. 1983.
 65. Menter, F.R., "Zonal two equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows", *Proc. 24th Fluid Dynamics Conf.*, Orlando, Florida, USA, 6-9 July, Paper No. AIAA 93-2906. 1993.
 66. Dellenback, P. A., Metzger, D. E., Neitzel, G. P., "Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt axisymmetric expansion", *AIAA Journal* Vol. 26, No. 6, June 1988.
-