

INDICE

SOMMARIO	5
ABSTRACT	7
INTRODUZIONE	9
1. LA COMBUSTIONE	15
1.1 PREMESSA.....	15
1.2 CONCETTI DI BASE	16
1.2.1 Stechiometria.....	16
1.2.2 Grado di avanzamento	18
1.2.3 Velocità di reazione.....	19
1.3 LA TERMOCHIMICA	22
1.3.1 Generalità sui sistemi termodinamici.....	23
1.3.2 Relazioni fondamentali tra grandezze termodinamiche	23
1.3.3 Miscele di gas ideali.....	25
1.3.4 Primo principio della termodinamica	27
1.3.5 Entalpia standard, entalpia di combustione e potere calorifico	29
1.3.6 Temperatura adiabatica di fiamma e potere calorifico.....	30
1.3.7 Il secondo principio della termodinamica: lo stato di equilibrio	36
1.4 CINETICA GLOBALE ED ELEMENTARE.....	40
1.4.1 Velocità di reazione per processi a più reazioni	40
1.4.2 Costante di velocità di reazione e costante di equilibrio.....	42
1.4.3 Reazioni a catena	43
1.4.4 Tempi caratteristici di reazione.....	44
1.4.5 Reazioni globali e meccanismi dettagliati.....	45
1.4.6 Cenni sulla formazione di inquinanti	46
1.5 EQUAZIONI DI CONSERVAZIONE PER UN SISTEMA REAGENTE MULTICOMPONENTE.....	50
1.5.1 Equazioni di conservazione.....	51
1.5.2 Reattori ideali.....	55
1.6 LE FIAMME.....	57
1.6.1 Fiamme laminari premiscelate.....	58
1.6.2 Fiamme laminari diffusive.....	66
1.6.3 Introduzione ai moti turbolenti.....	72
1.6.4 Fiamme turbolente premiscelate	76

1.6.5 Fiamme turbolente diffusive.....	85
Nomenclatura.....	95
Bibliografia.....	100
2. INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE.....	103
2.1 INTRODUZIONE.....	103
2.1.1 Cenni storici.....	104
2.2 RUMORE DI COMBUSTIONE.....	106
2.2.1 Rumore di combustione diretto.....	107
2.2.2 Rumore generato dalle instabilità di combustione.....	108
2.3 CLASSIFICAZIONE DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE.....	109
2.4 TEORIA DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE.....	111
2.4.1 Acustica di un combustore.....	113
2.4.2 Criterio di Rayleigh.....	118
2.4.3 Equazione di un'onda acustica in una miscela reagente.....	125
2.5 TEMPO DI RITARDO.....	127
2.5.1 Tipo di combustibile.....	129
2.5.2 Condizioni operative del combustore.....	129
2.5.3 Aerodinamica.....	130
2.5.4 Iniezione del combustibile.....	132
2.5.5 Compressore.....	133
2.5.6 Combustione premiscelata.....	133
2.6 CENNI AL CONTROLLO DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE.....	135
2.6.1 Controllo passivo.....	135
2.6.2 Controllo attivo.....	135
2.7 CENNI SULLA COMBUSTIONE PULSATA.....	136
Nomenclatura.....	140
Bibliografia.....	142
3. MODELLAZIONE DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE E PROCEDURA DI ANALISI PROPOSTA.....	145
3.1 INTRODUZIONE.....	145
3.2 MODELLAZIONE DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE.....	145
3.3 METODI DI ANALISI SEMPLIFICATI.....	147
3.3.1 Metodo basato sul tempo di ritardo.....	148
3.3.2 Metodo basato sulle reti acustiche.....	150
3.4 SIMULAZIONI NUMERICHE CFD.....	153
3.5 PROCEDURA DI ANALISI PROPOSTA.....	156

<i>Bibliografia</i>	162
4. IL COMBUSTORE E LE PROVE SPERIMENTALI	167
4.1 INTRODUZIONE	167
4.2 IL COMBUSTORE.....	169
4.3 PROVE SPERIMENTALI.....	172
4.3.1 Laboratorio di prova.....	172
4.3.2 Banco prova e strumentazione	174
4.3.3 Procedura di prova	177
<i>Bibliografia</i>	179
5. ANALISI SUL DOMINIO DI CALCOLO RIDOTTO	181
5.1 INTRODUZIONE	181
5.2 DOMINIO DI CALCOLO	183
5.3 SIMULAZIONI ISOTERME.....	186
5.3.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici	186
5.3.2 Condizioni al contorno.....	186
5.3.3 Modalità di esecuzione.....	189
5.3.4 Risultati delle analisi isoterme.....	189
5.3.5 Conclusioni sull'analisi stazionaria isoterma.....	192
5.4 SIMULAZIONI REATTIVE.....	193
5.4.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici	193
5.4.2 Condizioni al contorno.....	194
5.4.3 Modalità di esecuzione.....	196
5.4.4 Risultati delle analisi reattive.....	196
5.4.5 Temperature di parete del tubo fiamma	203
5.4.6 Conclusioni sull'analisi stazionaria reattiva	206
<i>Bibliografia</i>	207
6. ANALISI SUL DOMINIO DI CALCOLO COMPLETO	209
6.1 INTRODUZIONE	209
6.2 DOMINIO DI CALCOLO	210
6.3 SIMULAZIONI ISOTERME.....	214
6.3.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici	214
6.3.2 Condizioni al contorno.....	215
6.3.3 Modalità di esecuzione.....	215
6.3.4 Elaborazione dei segnali di pressione.....	216
6.3.5 Analisi della risposta impulsiva	217

6.3.6	<i>Conclusioni dell'analisi acustica isoterma</i>	224
6.4	SIMULAZIONI REATTIVE	225
6.4.1	<i>Modelli fisico-matematici e metodi numerici</i>	226
6.4.2	<i>Condizioni al contorno</i>	227
6.4.3	<i>Modalità di esecuzione</i>	228
6.4.4	<i>Analisi dei campi termici</i>	230
6.4.5	<i>Analisi della risposta impulsiva</i>	240
6.4.6	<i>Studio dei cicli limite</i>	245
6.5	CONCLUSIONI DELLE ANALISI SUL DOMINIO DI CALCOLO COMPLETO	259
	<i>Bibliografia</i>	261
	CONCLUSIONI	263

SOMMARIO

L'instabilità di combustione peggiora le prestazioni di un combustore a flusso continuo e pertanto deve essere considerata un fenomeno indesiderato. Fluttuazioni della pressione e del rilascio termico possono infatti causare vibrazioni meccaniche, rumore, formazione di punti caldi sulle pareti della camera di combustione e incremento delle emissioni inquinanti. La combustione instabile è particolarmente dannosa nei combustori per turbina a gas nei quali ampie oscillazioni di portata e di rilascio termico possono danneggiare irreparabilmente le parti fisse e rotanti della turbina.

Nel lavoro che si presenta viene studiato il comportamento termoacustico di un combustore di turbina a gas. Il combustore esaminato è del tipo tubolare, con singolo bruciatore a fiamma diffusiva ed è stato modificato dal costruttore per essere alimentato non solo a gas naturale ma anche a idrogeno. Il processo di sviluppo è stato supportato da prove di combustione su scala reale eseguite su un banco prova in grado di riprodurre le condizioni di pieno carico.

L'analisi termoacustica viene condotta seguendo una procedura di indagine basata sulla simulazione numerica del fenomeno mediante un codice numerico commerciale con modelli di turbolenza di tipo *RANS*. Nelle analisi numeriche i modelli numerici e le griglie di calcolo sono scelti in modo da minimizzare tempi e risorse di calcolo. In questo modo è possibile simulare un intervallo temporale sufficientemente ampio da consentire al sistema di evolvere liberamente fino alle condizioni di regime per poter così valutare l'eventuale presenza di instabilità termoacustiche. Le misure raccolte durante le prove sperimentali sono impiegate nei calcoli sia per l'imposizione delle condizioni al contorno sia per la valutazione dei risultati.

I segnali di pressione registrati durante le simulazioni mostrano la permanenza di oscillazioni di pressione nel combustore caratterizzate da un'ampiezza piuttosto ridotta. Queste oscillazioni sono dunque ampiamente tollerabili dal sistema (la combustione è ovunque completa e non vi sono fenomeni di estinzione di fiamma e di surriscaldamento delle pareti del combustore), in accordo con quanto osservato durante le prove sperimentali.

Gli spettri calcolati al termine delle simulazioni sono comparati con gli spettri acquisiti durante le prove di combustione. Dal confronto emerge una sostanziale corrispondenza tra i modi di vibrare calcolati e quelli misurati al banco prova.

ABSTRACT

Combustion instabilities are a major technical problem in most of industrial applications since they cause a performance deterioration of the combustion process. Under unstable operation the large amplitude oscillations of the flow induce many dangerous effects such as large mechanical vibrations, noise, augmented heat transfer rates at the combustor walls and increased pollutant emissions. In the gas turbines, an unstable heat release inside the combustion chamber can damage the hottest components of the combustor and reduce the life of the turbine blades.

This study presents an investigation of the thermoacoustic behaviour of a single can gas turbine combustor. The combustor, originally conceived for operation with liquid and gaseous fossil fuels, was modified by the manufacturer to burn pure hydrogen or hydrogen/natural gas mixtures. Combustor design development was supported by experimental activities performed on a full-scale full-pressure test rig.

A detailed procedure is proposed in this work to study the thermoacoustic instabilities in the combustor. Both hydrogen and natural gas operation are simulated by means of CFD RANS simulations carried out on a finite volume commercial code. The three-dimensional CFD analyses are performed on a coarse grid and take advantage of simplified numerical models to reduce the computation time. Due to this approach, the CFD analyses can simulate the time dependent thermoacoustic reactive flow field for a period of time large enough to capture unstable oscillation regimes, if present. Experimental measurements are used to impose the model boundary conditions and to validate the numerical results.

The pressure signals recorded during the simulated period show a constant low-amplitude oscillation (a limit cycle) which does not affect the combustor performance. This behaviour agrees with the experimental data acquired during the combustion tests.

The final part of this study compares the computed frequency spectra with the measured ones. The good agreement between the numerical results and the experimental values validate the potential of the low computational cost CFD approach to describe the thermoacoustic behaviour of the considered combustor.

INTRODUZIONE

L'espressione "instabilità di combustione", con riferimento a combustori a flusso continuo in condizioni stazionarie, indica, nella sua accezione più ampia, qualunque fluttuazione temporale dei valori delle variabili fisiche che governano il sistema. In processi di combustione affetti da instabilità, la zona di massimo rilascio termico all'interno del campo reattivo muta continuamente posizione, pertanto il calore sprigionato dalla fiamma fluttua nello spazio e nel tempo. Qualora la fluttuazione del rilascio termico interagisca con l'acustica del combustore (cioè con uno o più modi di vibrare naturali di una o più parti del sistema) possono nascere e svilupparsi delle oscillazioni macroscopiche di pressione che alterano completamente il campo termofluidodinamico all'interno del combustore.

La letteratura comunemente classifica le instabilità di combustione secondo tre categorie:

- instabilità di sistema;
- instabilità della camera di combustione;
- instabilità intrinseche.

Appartengono alla prima categoria le instabilità di combustione che coinvolgono la camera di combustione e almeno un altro componente del combustore (come ad esempio le linee di alimentazione del combustibile e/o dell'aria comburente o il sistema di scarico). Tali instabilità si presentano a frequenze variabili da qualche decina a qualche centinaio di hertz.

Le instabilità della camera di combustione nascono dall'accoppiamento tra il rilascio termico fluttuante e l'acustica della sola camera di combustione. La frequenza delle oscillazioni è legata alle dimensioni caratteristiche della camera di combustione e quindi varia da diverse centinaia di hertz fin oltre 1 kHz.

Le instabilità intrinseche sono fenomeni legati esclusivamente alla dinamica del fronte di fiamma. Esse nascono da perturbazioni infinitesime nella zona di reazione, sono strettamente legate alla turbolenza del flusso e alle caratteristiche del campo reattivo e si verificano anche senza un accoppiamento con l'acustica del sistema. Possono tuttavia innescare oscillazioni termoacustiche che coinvolgono una o più parti del combustore. In questo caso il fenomeno degenera in instabilità della camera di combustione o di sistema.

Nel lavoro che si presenta vengono considerate soltanto le instabilità che si sviluppano a seguito dell'interazione tra il rilascio termico fluttuante e l'acustica dell'apparato di combustione.

Nei dispositivi concepiti per funzionare in regime stazionario (come i combustori per turbina a gas) le instabilità di combustione peggiorano le prestazioni del sistema e sono pertanto da considerarsi come fenomeni indesiderati¹. Fluttuazioni di pressione e del rilascio termico possono infatti causare vibrazioni meccaniche, formazione di punti caldi sulle pareti della camera di combustione e incremento delle emissioni inquinanti. Nelle turbine a gas per applicazioni stazionarie sono presenti dispositivi di protezione che interrompono il flusso di combustibile qualora si instaurino vibrazioni che superano un limite di ampiezza prestabilito. Forti oscillazioni di portata e di calore sono infatti deleterie sia per i componenti fissi del combustore (come la schiera di pale fisse del primo stadio di turbina) sia per gli organi rotanti (pale della turbina e del compressore).

Le conoscenze teoriche sulle instabilità di combustione sono state ampliate nel tempo anche grazie ai progressi nella progettazione di sistemi per la propulsione aeronautica. A differenza del campo aeronautico, fino a una quindicina d'anni fa, pochi sono i lavori scientifici pubblicati sulle oscillazioni termoacustiche in combustori industriali. Un nuovo impulso allo studio delle instabilità di combustione è venuto dallo sviluppo di sistemi a combustione premiscelata a causa della loro vulnerabilità alle oscillazioni termoacustiche. L'interesse economico e commerciale per le turbine a gas, accompagnato dall'incremento delle potenzialità dei calcolatori, ha portato allo sviluppo di diverse metodologie per la modellazione e lo studio delle instabilità di combustione mediante codici di calcolo.

Le metodologie per l'analisi delle instabilità di combustione possono essere classificate in due categorie. La prima categoria comprende, in ordine crescente di complessità, l'analisi di reti acustiche zerodimensionali, monodimensionali o bidimensionali, l'analisi in frequenza a basso ordine e l'analisi *FEM* (*Finite Element Method*) per la ricerca degli autovalori di

¹ Non per tutti i combustori le oscillazioni termoacustiche sono caratteristiche di una condizione di funzionamento anomala. Nei dispositivi a combustione pulsata, ad esempio, il combustore è appositamente progettato in modo tale che il rilascio termico vada ad eccitare una delle frequenze naturali del sistema. In questo modo le grandezze fisiche oscillano nel tempo favorendo il miscelamento dei reagenti e l'efficienza di combustione.

risonanza in geometrie complesse. Anche se in molti casi vengono applicate con successo, queste metodologie presentano dei limiti derivanti dalla eccessiva semplificazione geometrica del modello e dalla impossibilità di rappresentare la fluidodinamica della fiamma e le reazioni chimiche che avvengono nella zona di combustione.

Un secondo tipo di metodi di indagine prevede l'analisi diretta del fenomeno mediante simulazioni numeriche termofluidodinamiche. Questi metodi sono sicuramente i più completi poiché sono in grado:

- di cogliere simultaneamente gli aspetti fluidodinamici e termochimici del problema, anche per geometrie molto complesse;
- di fornire anche informazioni sul funzionamento del combustore, in relazione, ad esempio, alla formazione di inquinanti.

La simulazione diretta del comportamento termoacustico può essere condotta modellando la turbolenza del flusso (approccio *RANS*) oppure calcolando in parte i vortici originati dalla turbolenza (approccio *LES*). Nel secondo caso, le griglie di calcolo devono essere molto più dettagliate e ciò comporta, da un lato, un aumento dei tempi e delle risorse di calcolo e, dall'altro lato, una riduzione della finestra temporale di osservazione del fenomeno acustico.

Nel lavoro che si presenta viene proposta una procedura per lo studio delle instabilità di combustione basata su un approccio di tipo *RANS*. La procedura non rappresenta solo un metodo per indagare le instabilità di combustione ma permette di analizzare molteplici aspetti relativi al funzionamento di un combustore (come la distribuzione di temperatura in condizioni reattive) e all'acustica del sistema (come i modi di vibrare naturali compatibili con la geometria e il campo di temperatura).

Il principio alla base della procedura è considerare l'acustica, e non la fluidodinamica, quale fenomeno principale per lo studio delle instabilità termoacustiche nei combustori. In quest'ottica diventa fondamentale, piuttosto che un infittimento spinto della griglia, la corretta delimitazione del dominio di calcolo, che deve comprendere tutti i volumi acusticamente rilevanti. Questo approccio metodologico consente di utilizzare un normale codice non stazionario con modelli *RANS* per modellare il combustore con un numero limitato di celle, a tutto vantaggio della riduzione dei tempi di calcolo. In questo modo possono essere impiegate finestre temporali di simulazione del fenomeno piuttosto lunghe (dell'ordine del secondo e più), tali da consentire al sistema di evolvere liberamente fino alla spontanea comparsa dei

modi propri di oscillazione associati alle eventuali instabilità. Per il successo dell'analisi è indispensabile che il modello riesca a descrivere in modo realistico la distribuzione media di temperatura all'interno del combustore poiché la frequenza associata ai modi acustici è strettamente correlata alla temperatura del mezzo in cui le onde di pressione si propagano.

Dopo una parte teorica introduttiva sulla combustione (capitolo 1) e sulle instabilità termoacustiche (capitolo 2), la procedura proposta per lo studio delle instabilità di combustione viene illustrata nel capitolo 3 e applicata al combustore commerciale presentato nel capitolo 4. Il combustore, del tipo tubolare a singolo bruciatore diffusivo, è installato su una turbina a gas della potenza di circa 10 MW. Commercialmente concepito per funzionare a gas naturale, il combustore è stato modificato dal costruttore per essere alimentato anche a idrogeno. Il processo di sviluppo è stato supportato da prove di combustione a scala reale (sempre illustrate nel capitolo 4) svolte su un banco prova in grado di riprodurre le condizioni di pieno carico. Nei capitoli 5 e 6 vengono presentate le analisi numeriche condotte seguendo la procedura d'indagine proposta. A seconda degli obiettivi indicati dalla procedura, sono svolte simulazioni stazionarie e non stazionarie, reattive e isoterme (cioè rispettivamente con presenza o assenza di modellazione della combustione). Nelle simulazioni:

- si utilizzano due diversi modelli geometrici del combustore (entrambi tridimensionali). Nel primo viene considerata solo una parte del sistema di combustione (dominio di calcolo ridotto); nel secondo viene considerata l'intera estensione spaziale del combustore (dominio di calcolo completo).
- vengono adottati modelli numerici semplici (che consentono cioè di minimizzare il numero di equazioni da risolvere) al fine di ridurre ulteriormente i tempi di calcolo.
- vengono considerate due condizioni reattive di funzionamento (con alimentazione a puro metano e a puro idrogeno) entrambe a pieno carico.
- sono impiegate le misure sperimentali acquisite durante le prove di combustione per imporre le condizioni al contorno nei domini di calcolo e per valutare i risultati.

Le analisi numeriche sono svolte con il codice commerciale ai volumi finiti Fluent[®] 6.2. I risultati indicano che il modello è in grado di descrivere con buona precisione il comportamento acustico del combustore, nonostante l'impiego di griglie di calcolo e modelli numerici che minimizzano lo sforzo di calcolo.

1. LA COMBUSTIONE

1.1 PREMESSA

Per combustione, in senso lato, si può intendere ogni reazione chimica relativamente veloce, a carattere notevolmente esotermico, non necessariamente coinvolgente ossigeno, con o senza manifestazioni del tipo fiamme o radiazioni visibili [1]. Più sinteticamente si può definire con il termine “combustione” una rapida ossidazione che genera calore oppure luce e calore [2].

Le fiamme possono essere distinte in fiamme premiscelate o diffusive (non premiscelate) in base al grado di miscelamento dei reagenti prima della combustione.

Si dicono fiamme premiscelate quelle in cui combustibile e comburente sono miscelati a livello molecolare prima che avvenga qualunque reazione chimica di rilievo. Una fiamma di tipo premiscelato è presente nelle camere di combustione dei motori ad accensione comandata.

Si dicono fiamme diffusive quelle in cui combustibile e comburente sono inizialmente separati. Nelle fiamme diffusive la reazione è preceduta dal miscelamento delle specie e si realizza all’interfaccia tra i reagenti. La fiamma che caratterizza l’ardere di una candela di cera è un esempio di fiamma non premiscelata.

Infine le fiamme possono essere classificate come laminari oppure turbolente a seconda del livello di turbolenza in cui si trovano i reagenti. Nelle fiamme turbolente, la turbolenza induce un miscelamento iniziale dei reagenti su scala macroscopica. Il miscelamento è completato in un secondo momento da un miscelamento molecolare (es. per diffusione molecolare) che consente l’inizio della reazione.

Le fiamme sono il risultato dell’azione di fenomeni chimici (termochimica e cinetica chimica) e fisici (miscelamento e trasporto molecolare di massa e calore). Questi aspetti, che trovano una sintesi nelle equazioni di conservazione, verranno trattati prima di illustrare i diversi tipi di fiamme.

In letteratura sono disponibili innumerevoli testi di combustione. La trattazione seguente ha come principale testo di riferimento quello di Turns [2]. Gli argomenti hanno una simile organizzazione anche in [3-7]. Testi più concisi e datati sono [1,8]. Un approccio teorico

all'argomento si trova in Williams [9], mentre esempi di applicazioni industriali sono riportati in El-Mahallawy [7] e, in maniera più approfondita, in Zink [10]. Per un'introduzione alla modellazione numerica della combustione si veda [11]; trattazioni più dettagliate si trovano in [12,13].

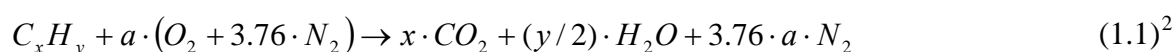
1.2 CONCETTI DI BASE

Nozioni di stechiometria e definizioni si trovano in [2,7]. Per un'introduzione alla cinetica chimica si veda invece [14].

1.2.1 Stechiometria

La quantità di ossidante in una miscela reagente si definisce stechiometrica quando è sufficiente e necessaria a bruciare completamente una data quantità di combustibile. Se la quantità di ossidante è maggiore della stechiometrica la miscela viene detta *povera in combustibile* o semplicemente *povera*; viceversa, se la quantità di ossidante è minore della stechiometrica, la miscela viene detta *ricca in combustibile* o semplicemente *ricca*. La maggior parte dei processi di combustione avviene in presenza di aria, perciò nel seguito, senza ulteriori specificazioni, quando si parla di ossidante si fa implicitamente riferimento ad aria.

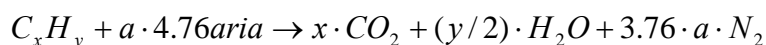
Il rapporto stechiometrico aria-combustibile può essere determinato a partire dalla reazione globale di ossidazione del combustibile, ovvero un bilancio tra specie atomiche. Per un generico idrocarburo C_xH_y la reazione stechiometrica di ossidazione può essere espressa come:



dove:

- l'insieme di numeri e lettere che precede ciascuna specie chimica è detto coefficiente stechiometrico $\nu_{i,j}$ (ove i indica la specie e j la reazione qualora vi siano più reazioni);

² La reazione può essere riscritta anche come:



- la reazione è scritta in termini molari (o volumetrici) per una unità molare di combustibile;
- la reazione è completa, cioè tutti i reagenti sono stati consumati³, nessun prodotto rimane parzialmente ossidato e non si verifica alcuna dissociazione dei prodotti;
- si assume che l'aria sia composta esclusivamente da azoto e ossigeno in percentuale volumetrica di circa 79% e 21% rispettivamente (ad ogni mole di ossigeno nell'aria ne corrispondono 3.76 di azoto);
- la conservazione degli atomi di ossigeno impone che sia: $a = x + y/4$.

Il *rapporto stechiometrico aria-combustibile* è definito come:

$$\left(\frac{A}{F}\right)_{stec} = \left(\frac{m_{aria}}{m_{comb}}\right)_{stec} = \frac{4.76 \cdot a}{1} \cdot \frac{M_{aria}}{M_{comb}} \quad (1.2)$$

Il *rapporto di equivalenza*, definito come:

$$\phi = \frac{\left(\frac{A}{F}\right)_{stec}}{\left(\frac{A}{F}\right)_{stec}} = \frac{\left(\frac{F}{A}\right)}{\left(\frac{F}{A}\right)_{stec}} \quad (1.3)$$

è utile per valutare se una miscela aria-combustibile è ricca ($\phi > 1$), povera ($\phi < 1$) o stechiometrica ($\phi = 1$). Il reciproco del rapporto di equivalenza è detto *rapporto di diluizione* e viene usualmente indicato con il simbolo λ . Altri due parametri utili alla caratterizzazione di una miscela combustibile sono:

- la *percentuale di aria stechiometrica* (pari a $\frac{100\%}{\phi}$);
- la *percentuale di eccesso d'aria* (pari a $\frac{(1-\phi)}{\phi} \cdot 100\%$).

Se, ad esempio, la quantità d'aria impiegata in un processo di combustione è tre volte quella stechiometrica necessaria, la percentuale di aria stechiometrica vale 300% e la percentuale di eccesso d'aria è del 200%.

La reazione di combustione (1.1) è una reazione chimica globale nel senso che può racchiudere in sé una serie di reazioni stechiometriche più semplici, le quali sono a loro volta

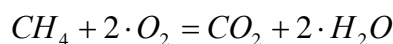
³ Si veda il par. 1.2.2 per una definizione più precisa di reazione completa.

scomponibili in reazioni elementari. Queste ultime sono irriducibili e riflettono la chimica a livello molecolare ([14], par. 1.1). Le reazioni semplici ed elementari coinvolgono generalmente specie intermedie che non compaiono nella reazione globale. La ricostruzione del completo meccanismo di reazione che fa capo ad una reazione globale nonché la determinazione delle velocità di reazione dei singoli passaggi elementari sono oggetto della cinetica chimica (cfr. par. 1.4).

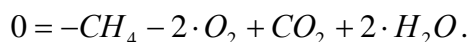
Si consideri la reazione globale di combustione stechiometrica del metano in ossigeno:



La reazione può essere scritta come:



ossia:



I coefficienti stechiometrici sono per convenzione negativi per i reagenti, positivi per i prodotti e nulli per le specie inerti. Se si indica con $\vec{v} = [v_i]$ il vettore dei coefficienti stechiometrici di una reazione, nel caso della reazione (1.4) $\vec{v} = [-1; -2; 1; 2]$.

1.2.2 Grado di avanzamento

Si definisce *grado di avanzamento* ε di una reazione elementare il consumo molare del reagente limitante⁴ [14]. Il grado di avanzamento può essere pertanto considerato una coordinata che indica lo stato di progressione del processo. Per ciascuna specie coinvolta in una reazione si può valutare la variazione del grado di avanzamento come:

$$d\varepsilon = \frac{dN_i}{\nu_i} \quad (1.5)$$

Questa variazione è necessariamente identica per ognuna delle specie coinvolte dato che la variazione del numero di moli di ogni specie è vincolata alla stechiometria della reazione che rispetta la legge di conservazione del numero di atomi di ciascuna specie. Così, integrando l'equazione precedente tra inizio (1) e fine (2) della reazione, si ottiene:

$$N_{i,2} - N_{i,1} = \nu_i \cdot (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (1.6)$$

⁴ In una reazione non stechiometrica il reagente limitante è quello che termina per primo.

Il grado di avanzamento di una reazione va da zero (condizione nella quale non c'è stato alcun consumo dei reagenti) ad un valore massimo teorico ε_{\max} (che indica il consumo totale del reagente limitante). Perciò nella (1.6) si può considerare semplicemente $\varepsilon_1 = 0$ e $\varepsilon_2 = \varepsilon$.

Quando una reazione raggiunge il massimo grado di avanzamento si dice *completa*. Una reazione generalmente non giunge al massimo grado di avanzamento, ma termina quando $\varepsilon = \varepsilon_{eq}$, cioè quando viene raggiunto l'equilibrio termodinamico (cfr. par. 1.3.7). Se $\varepsilon_{eq} < \varepsilon_{\max}$ la reazione è limitata dall'equilibrio termodinamico, cioè si arresta prima di aver consumato tutti i reagenti (o tutto il reagente limitante qualora ve ne sia uno). In tal caso la reazione è *reversibile*, poiché all'equilibrio la velocità della reazione diretta (cioè nel senso della freccia nella relazione (1.4)) eguaglia quella della reazione inversa. Nelle reazioni di combustione (e in molti altri tipi di reazione) l'equilibrio termodinamico è molto vicino alla condizione di consumo totale del reagente limitante ($\varepsilon_{eq} \rightarrow \varepsilon_{\max}$). Pertanto le reazioni di combustione sono *irreversibili* (poiché la velocità della reazione diretta è nettamente superiore alla velocità della reazione inversa) ed è lecito assumere in prima battuta che sia $\varepsilon_{eq} \cong \varepsilon_{\max}$ ⁵. A rigore, anche nei processi di combustione sono presenti fenomeni di dissociazione dei prodotti (la cui cinetica è favorita dall'alta temperatura) e quindi le velocità delle reazioni inverse possono non essere del tutto trascurabili. In questo caso le specie e le concentrazioni che si trovano all'equilibrio termodinamico possono non coincidere esattamente con quelle indicate nella reazione (1.1).

1.2.3 Velocità di reazione

Con riferimento a una reazione elementare, si definisce *velocità di reazione R*:

$$R = \frac{1}{V} \frac{d\varepsilon}{dt} = f(T, p, \vec{N}) \quad (1.7)$$

⁵ È possibile anche forzare le condizioni di reazione per approssimare ε_{eq} a ε_{\max} , ad esempio utilizzando reagenti in eccesso per consumare totalmente il reagente presente in minore quantità.

Dalla definizione segue che la velocità di reazione è dimensionalmente espressa in numero di moli per unità di tempo e di volume (tipicamente $\frac{\text{kmoli}}{(\text{m})^3 \cdot \text{s}}$). Dalla definizione di grado di avanzamento ne deriva che:

$$R = \frac{1}{V} \cdot \frac{1}{\nu_i} \cdot \frac{dN_i}{dt} \quad (1.8)$$

Se definisce r_i *velocità di produzione* della specie i :

$$r_i = \frac{1}{V} \cdot \frac{dN_i}{dt} = \nu_i \cdot R \quad (1.9)$$

Le due velocità appena definite sono legate tra loro, ma non sono in generale equivalenti: R va vista come una rappresentazione sintetica ed unitaria delle diverse velocità di produzione delle singole specie r_i . Inoltre R è una proprietà di reazione, mentre r_i è associata alla singola specie i .

Come indicato nella (1.7) la velocità di reazione R dipende dalla temperatura, dalla pressione e dalla concentrazione del sistema. Tale dipendenza può essere esplicitata tenendo presente che ([14], par. 1.5):

- Nelle reazioni irreversibili (cfr. par. 1.2.2) la dipendenza della velocità di reazione dalla temperatura può essere distinta da quella della pressione e della composizione:

$$R = k(T) \cdot f'(p, \vec{N}) \quad (1.10)$$

- Considerando costante la temperatura (e quindi il primo termine della (1.10)), si osserva empiricamente che la velocità di reazione decresce in maniera monotona man mano che la reazione avanza (cioè man mano che trascorre il tempo o aumenta il grado di avanzamento). Ciò equivale ad osservare che la velocità di reazione diminuisce all'approssimarsi dell'equilibrio termodinamico (cfr. par. 1.3.7).
- Il termine $k(T)$, chiamato *costante di velocità* della reazione, obbedisce con buona approssimazione alla una legge Arrhenius per cui:

$$k(T) = A \cdot e^{-\frac{E_a}{R_u \cdot T}} \quad (1.11)$$

dove A ed E_a sono rispettivamente il *fattore pre-esponenziale* e l'*energia di attivazione* della reazione. A ed E_a sono indipendenti dalla temperatura ma sono caratteristiche del tipo di reazione considerata. L'unità di misura di E_a deve essere

coerente con quella di R_u in modo tale che l'esponente della (1.11) sia adimensionale. Anche l'unità di misura di A va scelta in modo opportuno affinché sia coerente con il secondo termine della (1.10) (in ogni caso al denominatore dell'unità di misura di A compare sempre il tempo). Varianti della (1.11), come ad esempio:

$$k(T) = A \cdot T^\beta \cdot e^{-\frac{E_a}{R_u \cdot T}} \quad (1.12)$$

sono impiegate nel tentativo di descrivere con maggior precisione la dipendenza della velocità di reazione dalla temperatura.

- Il secondo termine della (1.10) è ben approssimato da:

$$f'(p, \vec{N}) = \prod_i^n [i]^{\alpha_i} \quad (1.13)$$

dove $[i] = \frac{N_i}{V}$ è la concentrazione molare della specie i ($[i] = \chi_i \cdot \frac{P}{R_u \cdot T}$) e α_i è

l'*ordine parziale* di reazione della specie i . L'ordine totale α_T è la somma algebrica di tutti gli α_i . Se la reazione è elementare allora $\alpha_i = |v_i|$ per i reagenti e $\alpha_i = 0$ per i prodotti. Se la reazione non è elementare gli ordini di reazione possono essere qualsiasi (positivi, nulli o negativi). Si noti che $f'(p, \vec{N})$ dipende indirettamente dalla temperatura tramite le concentrazioni $[i]$. Ad esempio, variazioni locali di temperatura causano variazioni di massa volumica e quindi di concentrazione delle varie specie. Un commento analogo può essere fatto per la pressione (pressioni maggiori aumentano le concentrazioni e quindi le velocità di reazione).

- Nelle reazioni reversibili (cfr. par. 1.2.2) la velocità di reazione netta è il risultato della differenza tra la velocità di reazione diretta (R^+ , dai reagenti ai prodotti) e inversa (R^- , dai prodotti ai reagenti):

$$R = R^+ - R^- \quad (1.14)$$

Sia la velocità diretta che quella inversa sono ricavabili mediante relazioni come la (1.10) in cui compaiono diversi valori di A , E_a e α_i . Le due energie di attivazione (diretta e inversa) possono essere rappresentate come in figura 1.1. La minore delle due indica la direzione in cui la reazione è favorita (in reazioni prossime

all'irreversibilità, come quelle di combustione, le due differiscono per diversi ordini di grandezza).

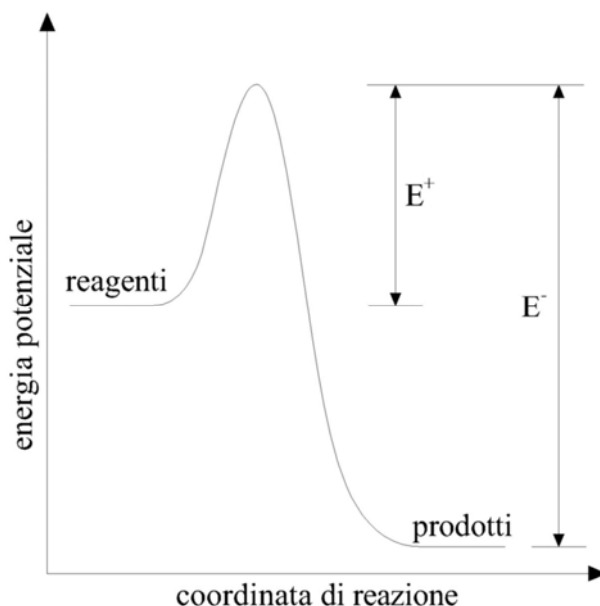


Figura 1.1 – Andamento dell'energia potenziale nello svolgimento di una reazione (da [14]).

Nel complesso, quindi, la velocità di reazione può essere espressa (assumendo una dipendenza della velocità dalla temperatura con una legge tipo Arrhenius):

$$R(T, p, \vec{N}) = A \cdot T^\beta \cdot e^{-\frac{E_a}{R_u \cdot T}} \cdot \prod_i^n [i]^{\alpha_i} \quad (1.15)$$

I valori di A , E_a e α_i , che devono essere noti affinché la legge sia utilizzabile, possono essere ricavati per confronto con i dati sperimentali secondo procedure che evidenziano le singole dipendenze delle tre variabili T , p ed \vec{N} ([14], cap. 6). Tali procedure danno per scontata la conoscenza del tipo e delle quantità delle specie presenti nel sistema reagente.

1.3 LA TERMOCHIMICA

La termochimica dei processi reattivi è trattata in quasi tutti i testi di combustione. Tra le voci citate in bibliografia si vedano [2-6,11]. In [2] sono riportati anche diversi esempi numerici. L'equilibrio chimico, affrontato in modo sintetico al termine del paragrafo seguendo i testi [2,4], è trattato più dettagliatamente in [6,11]. Un'esposizione semplice ma efficace dei principi della termodinamica chimica e dell'equilibrio chimico si trova in [15],

cap. 8 e 9. Per qualunque approfondimento su argomenti di termodinamica (non solo dei sistemi reattivi) si rimanda a [16].

1.3.1 Generalità sui sistemi termodinamici

Si definisce *sistema termodinamico* ogni porzione dell'universo che venga studiata da un punto di vista termodinamico, mentre si indica con *ambiente* il resto dell'universo. Un sistema è *chiuso* quando non c'è scambio di massa attraverso i suoi confini (sistema a massa fissa). Può esserci però scambio di energia, ad esempio di calore. Un sistema è *aperto* se si possono verificare sia scambi di materia che di energia. È infine *isolato* se non può scambiare né materia né energia.

Il comportamento di un sistema termodinamico viene descritto da variabili macroscopiche (dette *grandezze* o *variabili di stato*) poiché è costituito da un elevato numero di particelle. Nel caso in cui il sistema sia una miscela di gas ideali, lo stato del sistema è univocamente determinato quando sono fissate due variabili di stato (sovente si usano T e p) e la composizione chimica (ad esempio \vec{N} , $\vec{\chi}$ o \vec{Y}) [15]. Se il valore di tutte le variabili di stato e la composizione non cambiano nel tempo allora il sistema è in *equilibrio termodinamico* cioè è contemporaneamente in *equilibrio meccanico* (tutte le forze agenti all'interno del sistema sono bilanciate così pure sono bilanciate tutte le forze agenti tra il sistema e l'ambiente in cui il sistema si trova), in *equilibrio termico* (tutte le parti che compongono il sistema e l'ambiente si trovano alla stessa temperatura) e in *equilibrio chimico* (il sistema non tende a cambiare spontaneamente composizione chimica).

1.3.2 Relazioni fondamentali tra grandezze termodinamiche

Le proprietà fisiche di una sostanza possono essere espresse globalmente oppure in termini specifici a seconda che si faccia riferimento alla totalità della sostanza presente nel sistema piuttosto che alla sua unità (di massa o di volume). Si hanno così grandezze estensive o intensive, di seguito indicate rispettivamente con lettere maiuscole e minuscole corsive. Ciascuna grandezza estensiva può essere ottenuta a partire dalla grandezza intensiva moltiplicandola per la massa totale o per il numero di moli della sostanza nel sistema. Ad esempio per l'entalpia:

$$H = U + p \cdot V = m \cdot h = N \cdot \bar{h} \quad (1.16)$$

L'equazione di stato termica di una sostanza è una relazione che lega tra loro pressione, p , temperatura, T e volume V (o volume specifico v). Per un gas ideale (cioè un gas in cui si possono considerare nulle le forze intermolecolari e trascurare il volume delle molecole) l'equazione di stato può essere scritta nelle seguenti forme:

$$p \cdot V = N \cdot R_u \cdot T \quad (1.17a)$$

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (1.17b)$$

$$p \cdot v = R \cdot T \quad (1.17c)$$

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (1.17d)$$

dove:

$$R = R_u / M \quad (1.18)$$

Nel seguito tutte le specie pure e le miscele gassose verranno considerate come ideali. Infatti alle alte temperature (che caratterizzano i gas a seguito della combustione) corrispondono masse volumiche sufficientemente ridotte da poter considerare lecita tale assunzione.

Le equazioni di stato caloriche legano l'energia interna o l'entalpia alle variabili di stato:

$$u = u(T, v) \quad (1.19a)$$

$$h = h(T, p) \quad (1.19b)$$

In termini differenziali si scrivono come:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (1.20a)$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp \quad (1.20b)$$

Nelle precedenti equazioni le derivate parziali al primo termine si definiscono rispettivamente *calore specifico a volume costante* e *a pressione costante*:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (1.21a)$$

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (1.21b)$$

Per un gas ideale le derivate parziali al secondo addendo del secondo membro delle (1.20a) e (1.20b) sono nulle (infatti, fissata la temperatura, nella (1.21a) se è nullo il volume

occupato dalle molecole, l'energia interna non può variare al variare della quantità di gas contenuta all'interno del volume in esame; nella (1.21b), se sono nulle le forze intermolecolari, l'entalpia non può variare all'avvicinarsi delle molecole). Perciò, integrando le equazioni, si ottengono:

$$u(T) - u(T_{ref}) = \int_{T_{ref}}^T c_v \cdot dT \quad (1.22a)$$

$$h(T) - h(T_{ref}) = \int_{T_{ref}}^T c_p \cdot dT \quad (1.22b)$$

Lo *stato di riferimento standard* è definito dalla temperatura $T_{ref} = 25^\circ C = 298.15K$ e dalla pressione $p_{ref} = 1atm = 101325Pa$, in linea con i database più usati [4]. Per un gas ideale i calori specifici sono dipendenti dalla temperatura (sono invece costanti nei gas perfetti). Questa è una conseguenza dell'energia interna delle molecole che ha tre componenti: di traslazione, di vibrazione e di rotazione. Le ultime due componenti aumentano all'aumentare della temperatura. Maggiore è la complessità della molecola, maggiori sono i modi di vibrare e di ruotare e quindi maggiore è la dipendenza dalla temperatura. Per questo motivo i calori specifici di specie triatomiche aumentano all'aumentare della temperatura in maniera maggiore di quanto non aumentino nelle specie biatomiche [2].

1.3.3 Miscele di gas ideali

Si consideri una miscela di n gas ideali. Si definisce *frazione molare della specie i*:

$$\chi_i = \frac{N_i}{N_{mix}} \quad (1.23a)$$

e *frazione di massa della specie i*:

$$Y_i = \frac{m_i}{m_{mix}} \quad (1.23b)$$

Dalla frazione di massa della specie i si può passare alla frazione molecolare (e viceversa) mediante i pesi molecolari:

$$Y_i = \frac{\chi_i \cdot M_i}{M_{mix}} \quad (1.24a)$$

$$\chi_i = \frac{Y_i \cdot M_{mix}}{M_i} \quad (1.24b)$$

Il peso molecolare della miscela può essere calcolato noti che siano la composizione della miscela e il peso molecolare di ciascuna delle specie componenti:

$$M_{mix} = \sum_{i=1}^n \chi_i \cdot M_i \quad (1.25a)$$

$$M_{mix} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n Y_i / M_i} \quad (1.25b)$$

Le frazioni molari consentono di determinare la pressione parziale della specie i , ossia la pressione a cui si troverebbe la specie se, alla stessa temperatura della miscela, da sola ne occupasse il volume complessivo [15]. Nell'ipotesi di gas ideali vale la seguente legge:

$$p = \sum_{i=1}^n p_i \quad (1.26)$$

La pressione parziale della specie i può essere ottenuta dalla pressione della miscela mediante:

$$p_i = \chi_i \cdot p \quad (1.27)$$

Sempre nell'ipotesi di gas ideale, le proprietà intensive della miscela possono essere dedotte a partire da quelle dei singoli componenti:

$$h_{mix} = \sum_{i=1}^n Y_i \cdot h_i \quad \bar{h}_{mix} = \sum_{i=1}^n \chi_i \cdot \bar{h}_i \quad (1.28)$$

$$u_{mix} = \sum_{i=1}^n Y_i \cdot u_i \quad \bar{u}_{mix} = \sum_{i=1}^n \chi_i \cdot \bar{u}_i \quad (1.29)$$

Nelle ipotesi fatte tutte le quantità intensive relative alle singole specie e alla miscela che compaiono nelle (1.28) e nelle (1.29) non dipendono dalla pressione. Quindi, ad esempio, per l'energia interna (e in modo analogo per l'entalpia):

$$u_i = u_{i,mix} = f(T) \quad \bar{u}_i = \bar{u}_{i,mix} = f(T) \quad (1.30a)$$

$$u_{mix} = f(T; \vec{\chi}) \quad \bar{u}_{mix} = f(T; \vec{\chi}) \quad (1.30b)$$

Se la miscela di gas ideali è ideale allora:

$$u_i = u_{i,mix} \quad \bar{u}_i = \bar{u}_{i,mix} \quad (1.31)$$

cioè l'energia interna di una singola specie è uguale a quella della stessa specie quando è in miscela nelle stesse condizioni [2]. In questo modo l'energia di una singola specie non dipende dalla composizione della miscela⁶. L'energia interna molare e l'entalpia molare di ogni singola specie i possono essere calcolate mediante le (1.22a e 1.22b) espresse in termini specifici:

$$\bar{u}_i(T) = \bar{u}_i(T_{ref}) + \int_{T_{ref}}^T \bar{c}_{v,i} \cdot dT \quad (1.32a)$$

$$\bar{h}_i(T) = \bar{h}_i(T_{ref}) + \int_{T_{ref}}^T \bar{c}_{p,i} \cdot dT \quad (1.32b)$$

Espressioni analoghe a (1.28) e (1.29) si trovano anche per l'entropia:

$$s_{mix}(T, p) = \sum_{i=1}^n Y_i \cdot s_i(T, p_i) \quad \bar{s}_{mix}(T, p) = \sum_{i=1}^n \chi_i \cdot \bar{s}_i(T, p_i) \quad (1.33a)$$

Come si nota le entropie dipendono anche dalla pressione. Le entropie di ogni componente possono essere calcolate definita la pressione di riferimento tramite:

$$s_i(T, p_i) = s_i(T, p_{ref}) - R \cdot \ln \frac{p_i}{p_{ref}} \quad \bar{s}_i(T, p_i) = \bar{s}_i(T, p_{ref}) - R_u \cdot \ln \frac{p_i}{p_{ref}} \quad (1.33b)$$

1.3.4 Primo principio della termodinamica

Sistema chiuso

Il principio di conservazione dell'energia espresso per un sistema che evolva secondo una trasformazione tra gli stati 1 e 2 è:

$$Q_{12} - W_{12} = \Delta E_{12} = E_2 - E_1 \quad (1.34)$$

dove Q_{12} è il calore in ingresso al sistema durante la trasformazione, W_{12} è il lavoro compiuto dal sistema (in uscita) durante la trasformazione e ΔE_{12} è la variazione totale dell'energia del sistema durante la trasformazione. ΔE è una variabile di stato per cui non dipende dal tipo di trasformazione del sistema ma soltanto dalle condizioni in cui si trova il sistema prima e dopo

⁶ In generale, quindi, in una miscela reale di gas reali, l'energia interna e l'entalpia di un singolo componente dipendono da temperatura, pressione e composizione.

la trasformazione (stati 1 e 2), [15]. In termini specifici l'energia del sistema può essere scritta come:

$$E = m \cdot e = m \cdot \left(u + \frac{1}{2} \cdot v^2 + g \cdot z \right) \quad (1.35)$$

Considerando la variazione delle condizioni del sistema durante un intervallo temporale infinitesimo dt l'equazione (1.34) diventa:

$$\dot{q} - \dot{w} = \frac{de}{dt} \quad (1.36)$$

Sistema isolato

L'equazione (1.36) assume una forma particolare se i confini del sistema chiuso non consentono lo scambio né di calore, né di lavoro (sistema isolato):

$$\frac{de}{dt} = 0 \quad (1.37)$$

In un sistema reattivo è lecito trascurare le variazioni di energia cinetica e potenziale, per cui:

$$\frac{de}{dt} = \frac{du}{dt} = \frac{d(N \cdot \bar{u})}{dt} = 0 \quad (1.38)$$

La (1.38) dice che, in un sistema isolato, la variazione nel tempo dell'energia interna molare del sistema deve compensare la variazione nel tempo del numero di moli del sistema.

Sistema aperto

Per un sistema stazionario in moto permanente attraverso un volume di controllo (VC) la legge di conservazione dell'energia può essere scritta come segue (con fluido che non muta di fase):

$$\dot{Q} - \dot{W} = \dot{m} \cdot e_u - \dot{m} \cdot e_e + \dot{m} \cdot (p_u \cdot v_u - p_e \cdot v_e) \quad (1.39)$$

dove \dot{Q} e \dot{W} sono rispettivamente il flusso di calore e la potenza meccanica che attraversano i confini del VC e $\dot{m} \cdot e$ sono i flussi di energia in ingresso e uscita associati al trasporto di massa. L'ultimo termine è il lavoro netto delle forze di pressione sulle sezioni del VC attraversate dal fluido. La (1.22) è valida sotto le seguenti ipotesi [2]:

- 1) il VC è fisso rispetto alle coordinate del sistema (non c'è nessun lavoro associato al movimento dei confini del VC e non c'è variazione di energia cinetica e potenziale del VC).
- 2) le proprietà del fluido in un punto qualunque del VC non variano da un istante all'altro (condizione di regime permanente).
- 3) c'è un unico flusso entrante e un unico flusso uscente.
- 4) le proprietà del fluido sono uguali in tutti i punti sia della sezione di ingresso che di quella di uscita.

Tenuto conto che l'energia specifica e è la somma di tre componenti, l'energia interna, quella potenziale e quella cinetica:

$$e = u + \frac{1}{2} \cdot v^2 + g \cdot z \quad (1.40)$$

e che l'entalpia specifica può essere scritta come $h = u + p \cdot v$ (cfr. eq. (1.1)) la (1.46) diventa [2,16]:

$$\dot{Q} - \dot{W} = \dot{m} \cdot \left[(h_u - h_e) + \frac{1}{2} \cdot (v_u^2 - v_e^2) + g \cdot (z_u - z_e) \right] \quad (1.41)$$

oppure in termini specifici:

$$q - w = (h_u - h_e) + \frac{1}{2} \cdot (v_u^2 - v_e^2) + g \cdot (z_u - z_e) \quad (1.42)$$

Le equazioni (1.41) e (1.42) verranno in seguito particolarizzate in funzione delle ipotesi di volta in volta applicate al sistema.

1.3.5 Entalpia standard, entalpia di combustione e potere calorifico

Per una qualunque specie i l'entalpia assoluta o standard è la somma dell'entalpia di formazione (che tiene conto dell'energia associata ai legami chimici⁷) e della variazione di entalpia sensibile (legata cioè alla variazione di temperatura). La prima, $\bar{h}_{f,i}(T_{ref}) = \bar{h}_{f,i}^0$, è definita nello stato di riferimento standard (indicato dall'apice °). La seconda, $\Delta \bar{h}_{s,i}(T_{ref}; T) = \Delta \bar{h}_{s,i}(T)$, tiene conto della variazione di entalpia conseguenza della variazione

⁷ Si tratta della variazione netta di entalpia associata alla rottura dei legami chimici nelle condizioni standard di riferimento [2,15].

di temperatura dal valore di riferimento T_{ref} al valore generico T . L'entalpia molare standard è quindi [2]:

$$\bar{h}_i(T) = \bar{h}_{f,i}^0 + \Delta\bar{h}_{s,i}(T) \quad (1.43)$$

Com'è evidente, la (1.43) non è altro che la (1.32b) in cui il secondo termine è stato integrato. L'entalpia molare di una miscela (sia essa costituita da soli reagenti o da soli prodotti o da entrambi) è esprimibile con la seconda delle (1.28), note le entalpie assolute delle singole specie dalla (1.43) e le frazioni molari (cioè la composizione). Espressioni analoghe alla (1.43) possono essere scritte anche per l'energia interna e l'energia libera di Gibbs (cfr. par. 1.3.7).

1.3.6 Temperatura adiabatica di fiamma e potere calorifico

Sistema aperto

Si consideri come sistema un *reattore* (cioè una porzione di universo in cui avvengono reazioni chimiche [14]) in cui entra un flusso di reagenti ed esce un flusso di prodotti. Il deflusso sia privo di dissipazioni energetiche e sia l'energia cinetica che potenziale gravitazionale dei flussi siano trascurabili. Sia il sistema in condizioni stazionarie ed entrambi i flussi si trovino nelle condizioni standard di riferimento. Se nel reattore avviene una reazione di combustione completa, il calore che deve essere asportato in continuazione per raffreddare i prodotti si può calcolare con la (1.42):

$$q_R = h_{prod} - h_{reag} = \Delta h_R \quad (1.44a)$$

Tale calore viene definito *entalpia di reazione* o *entalpia di combustione* Δh_R (espresso per unità di massa di miscela o di combustibile). In termini estensivi:

$$\Delta H_R = H_{prod} - H_{reag} \quad (1.44b)$$

dove⁸:

$$H_{reag} = \sum_{i=1}^{reag} (N_i \cdot \bar{h}_i(T_{ref})) = \sum_{i=1}^{reag} (N_i \cdot \bar{h}_{f,i}^0) \quad (1.45a)$$

$$H_{prod} = \sum_{i=1}^{prod} (N_i \cdot \bar{h}_i(T_{ref})) = \sum_{i=1}^{prod} (N_i \cdot \bar{h}_{f,i}^0) \quad (1.45b)$$

⁸ Le entalpie sensibili sono nulle poiché reagenti e prodotti si trovano allo stato di riferimento.

Il *potere calorifico superiore (PCS)* è il calore liberato dalla reazione di combustione calcolato assumendo che tutta l'acqua dei prodotti sia condensata in liquido. Il *potere calorifico inferiore (PCI)* è il calore di combustione calcolato assumendo che tutta l'acqua dei prodotti si trovi in fase gassosa. In base alle (1.44) e (1.45), il *potere calorifico* di un combustibile ha lo stesso valore numerico di ΔH_R , ma segno opposto [2].

Il concetto di *temperatura adiabatica di fiamma (T_{ad})* può essere facilmente introdotto se il reattore impiegato per definire la (1.44) viene considerato adiabatico, rimuovendo quindi il vincolo sulla temperatura dei prodotti in uscita dal reattore. All'ingresso si ha quindi un flusso di reagenti in condizioni standard e in uscita un flusso di prodotti sempre a pressione standard ma ad una temperatura T_{ad} . Il sistema è dunque aperto con deflusso a entalpia e pressione costanti (tipo H, p). Il primo principio (1.42) in questo caso impone che sia:

$$H_{reag}(T_{ref}, p_{ref}) = H_{prod}(T_{ad}, p_{ref}) \quad (1.46)$$

Per i prodotti:

$$H_{prod} = \sum_{i=1}^{prod} (N_i \cdot \bar{h}_i(T_{prod})) = \sum_{i=1}^{prod} [N_i \cdot (\bar{h}_{f,i}^0 + \Delta \bar{h}_{s,i}(T_{prod}))] \quad (1.47)$$

con:

$$\Delta \bar{h}_{s,i}(T_{prod}) = \int_{T_{reag}}^{T_{prod}} c_{p,i}(T) dT \quad (1.48)$$

Nel caso in esame $T_{reag} = T_{ref}$ e $T_{prod} = T_{ad}$. Nella 1.48 il calore specifico può esser calcolato nota la legge che lo definisce in funzione della temperatura oppure impiegando una temperatura T_{av} ([2], es. 2.5), media opportuna tra la temperatura dei reagenti (in questo caso T_{ref}) e la temperatura dei prodotti (in questo caso T_{ad}). Si ha così:

$$\Delta \bar{h}_{s,i}(T_{prod}) = \int_{T_{reag}}^{T_{prod}} c_{p,i}(T) dT = \bar{c}_{p,i}(T_{av}) \cdot (T_{prod} - T_{reag}) \quad (1.49)$$

Accade spesso, tuttavia, che T_{prod} non sia nota a priori. In questo caso si può stimare una temperatura dei prodotti per il calcolo di T_{av} oppure si può procedere per iterazione assumendo un valore di primo tentativo per T_{prod} .

Se all'ingresso la temperatura dei reagenti è diversa da quella standard, dovrà essere conteggiata anche l'aliquota sensibile nel calcolo dell'entalpia dei reagenti con una legge analoga alla (1.47).

È da notare inoltre che è indispensabile conoscere la stechiometria della reazione (tipo e quantità di reagenti e prodotti) per il calcolo della temperatura di uscita dei prodotti. Poiché la combustione avviene a pressione per ipotesi costante (così come peraltro avviene all'incirca in un combustore di una turbina a gas) la temperatura adiabatica di fiamma definita tramite la (1.46) è un valore *a pressione costante*.

L'equazione (1.46) può essere ulteriormente sviluppata per esplicitare il legame con il grado di avanzamento della reazione. Sempre nell'ipotesi di sistema aperto, con confini adiabatici e rigidi, in condizioni stazionarie:

$$\dot{H}_e = \dot{H}_u \quad (1.50)$$

Nella (1.47) le entalpie sono indicate come flussi di energia entranti (per i reagenti) e uscenti (per i prodotti). Se la reazione coinvolge n specie si ha che:

$$\dot{H} = \sum_{i=1}^n \dot{N}_i \cdot \bar{h}_i \quad (1.51)$$

con \dot{N}_i numero di moli della specie i che per unità di tempo entra o esce dai confini del reattore (portata molare) e \bar{h}_i esprimibile sempre con la (1.43). Nel caso nel sistema avvenga una sola reazione, la (1.6) nell'unità di tempo diventa:

$$\dot{N}_{i,u} = \dot{N}_{i,e} + \nu_i \cdot \dot{\epsilon} \quad (1.52)$$

Sostituendo la (1.52) e la (1.51) nella (1.50) si trova che:

$$\sum_{i=1}^n \dot{N}_{i,e} \cdot (\bar{h}_{i,e} - \bar{h}_{i,u}) = \dot{\epsilon} \cdot \sum_{i=1}^n \nu_i \cdot \bar{h}_{i,u} \quad (1.53)$$

Imponendo $T=T_u$ (per le ipotesi $T_{ref}=T_e$) la (1.32b) risulta:

$$-(\bar{h}_{i,e} - \bar{h}_{i,u}) = \bar{h}_i(T_u) - \bar{h}_i(T_e) = \int_{T_e}^{T_u} \bar{c}_{p,i} \cdot dT = \bar{c}_{p,i}(T_{av}) \cdot (T_u - T_e) \quad (1.54)$$

Così come fatto in precedenza, viene adottato un valor medio per il calore specifico calcolato ad una temperatura T_{av} , media tra la temperatura d'ingresso T_e e la temperatura di uscita T_u (che va stimata poiché di solito è incognita). La (1.53) diventa:

$$\sum_{i=1}^n (\dot{N}_{i,e} \cdot \bar{c}_{p,i}) \cdot (T_u - T_e) = -\dot{\epsilon} \cdot \left(\sum_{i=1}^n \nu_i \cdot \bar{h}_{i,u} \right) \quad (1.55)$$

La sommatoria del primo termine può essere ulteriormente elaborata:

$$\sum_{i=1}^n (\dot{N}_{i,e} \cdot \bar{c}_{p,i}) = \dot{N}_{tot,e} \cdot \sum_{i=1}^n (\chi_{i,e} \cdot \bar{c}_{p,i}) = \dot{N}_{tot,e} \cdot \bar{c}_{p,av}(T_{av}) \quad (1.56)$$

così come quella del secondo termine:

$$\sum_{i=1}^n \nu_i \cdot \bar{h}_{i,u} = \Delta \bar{h}_R(T_u) \cong \Delta \bar{h}_R(T_{av}) \quad (1.57)$$

Nella (1.57):

- I termini $\bar{h}_{i,u}$ sono le entalpie molari di tutte le specie coinvolte valutate alla temperatura di uscita. In prima approssimazione si può assumere: $\bar{h}_{i,u} \cong \bar{h}_{f,i}(T_u)$.
- L'entalpia di reazione va calcolata a rigore alla temperatura di uscita e per questo differisce dal valore calcolato con la (1.44).

Anche in questo caso si può ricorrere a T_{av} in modo tale da rendere $\Delta \bar{h}_R$ e i termini $\bar{h}_{i,u}$ indipendenti dalla temperatura di uscita (generalmente non nota). Da notare che il calcolo dell'entalpia di reazione tramite la (1.57) è coerente con l'espressione (1.44) tenendo presente la convenzione sui coefficienti stechiometrici indicata nel par. 1.2.1 (si tratta sempre di una quantità netta, ottenuta sottraendo all'entalpia molare dei prodotti quella dei reagenti).

Al termine quindi:

$$T_u = T_i - \frac{\dot{\varepsilon} \cdot \Delta \bar{h}_R(T_{av})}{\dot{N}_{tot,e} \cdot \bar{c}_{p,av}(T_{av})} \quad (1.58)$$

Dalla (1.58) si conclude che la temperatura all'uscita del reattore è tanto maggiore quanto maggiore è l'entalpia di reazione (che è negativa per una reazione esotermica quale è una reazione di combustione) e quanto minore è la portata molare. Inoltre la temperatura di uscita aumenta tanto più quanto il grado di avanzamento si avvicina al massimo valore ammesso dal consumo del reagente limitante.

La (1.58) così come è scritta, è valida se la reazione è completa ($\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{max}$). Nel caso in cui la reazione si arresti prima (ad esempio quando viene raggiunto l'equilibrio termodinamico $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{eq} < \dot{\varepsilon}_{max}$), la variazione di entalpia a numeratore è minore di $\Delta \bar{h}_R$ (che per definizione

presuppone una reazione completa). In certi casi⁹ assumere che una reazione sia completa comporta una notevole sovrastima della temperatura di uscita, poiché si trascura la sottrazione di energia necessaria alla dissociazione dei prodotti.

Sistema isolato

Se si considera ora un sistema isolato a volume costante, la temperatura adiabatica di fiamma (a *volume costante*) può essere calcolata a partire da:

$$U_{reag}(T_{iniz}, P_{iniz}) = U_{prod}(T_{ad}, P_{fin}) \quad (1.59)$$

dove l'energia interna di reagenti e prodotti è quella standard (espressione analoga alla (1.47)). Sostituendo all'energia interna l'entalpia (molto più diffusa in tabelle e database) e impiegando l'equazione di stato dei gas perfetti si ricava l'espressione finale:

$$h_{reag} - h_{prod} = R_u \cdot \left(\frac{T_{iniz}}{M_{reag}} - \frac{T_{ad}}{M_{prod}} \right) \quad (1.60)$$

Anche in questo caso l'espressione (1.60) può essere ulteriormente sviluppata per mettere in evidenza il grado di avanzamento. Differenziando l'espressione (1.38) per una miscela di n specie si ottiene:

$$N_{mix} \cdot \frac{d\bar{u}_{mix}}{dt} + \frac{dN_{mix}}{dt} \cdot \bar{u}_{mix} = 0 \quad (1.61)$$

e tenendo conto delle ipotesi (miscela ideale di gas ideali):

$$\frac{du_{mix}}{dt} = \sum_{i=1}^n \left[N_i \cdot \frac{d\bar{u}_i}{dt} + \frac{dN_i}{dt} \cdot \bar{u}_i \right] = 0 \quad (1.62)$$

Per miscele reagenti la variazione nel tempo del numero di moli è positiva se il numero di moli aumenta (viceversa se diminuisce). Se il termine è nullo significa che non avviene alcuna reazione. È da notare tuttavia che, se non fosse introdotta l'ipotesi di sistema chiuso, il

⁹ Ad esempio, nella reazione $CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2$, lo stato di equilibrio si colloca lontano dal punto di completo consumo del monossido di carbonio a causa della dissociazione dell'anidride carbonica promossa dall'alta temperatura. In tal caso assumere che la reazione sia completa comporta una sovrastima più che doppia della temperatura di uscita. In altre reazioni di combustione (come ad esempio quella stechiometrica del metano in aria) la sovrastima si riduce a un centinaio di gradi, dato che la reazione è pressoché irreversibile [2].

numero di moli potrebbe variare nel tempo anche senza reazione, data la continua immissione/emissione di massa nel/dal sistema. I termini \bar{u}_i possono essere calcolati con la (1.32a) dove $\bar{u}_i(T_{ref}) = \bar{u}_{f,i}^0$ è l'energia interna molare di formazione (non nulla in miscele reagenti).

Sostituendo la (1.32a) nella (1.59) ed elaborando l'espressione si ottiene l'equazione dell'energia per un sistema isolato ($C_{v,mix} = \sum_i^n N_i \cdot \bar{c}_{v,i}$ è la *capacità termica a volume costante* della miscela):

$$\frac{du_{mix}}{dt} = C_{v,mix} \cdot \frac{dT}{dt} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{dN_i}{dt} \cdot \bar{u}_i \right) = 0 \quad (1.63)$$

L'equazione ottenuta richiede che, in un sistema isolato, il primo termine (che contegge la variazione di temperatura) e il secondo termine (che contegge la variazione di composizione) si compensino tra loro. Pertanto se nel sistema non avvengono reazioni non c'è variazione di temperatura nel tempo (e questo è verosimile se si pensa alla definizione di sistema isolato).

Ricordando la definizione (1.5) di grado di avanzamento, il secondo termine della (1.61) diventa:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{dN_i}{dt} \cdot \bar{u}_i \right) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \nu_i \cdot \bar{u}_i \right) = \frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \sum_{i=1}^n (\nu_i \cdot \bar{u}_i) = \frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \Delta\bar{u}_R \quad (1.64)$$

con $\Delta\bar{u}_R$ che tiene conto di tutte le specie coinvolte nella reazione (prodotti e reagenti) in modo analogo alla (1.54). La (1.61) risulta pertanto:

$$C_{v,mix} \cdot \frac{dT}{dt} + \frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \Delta\bar{u}_R = 0 \quad (1.65)$$

dove $\Delta\bar{u}_R$ può esser calcolata ad una temperatura T_{av} , ottenuta a partire da una stima della temperatura di fine reazione (in prima approssimazione si può assumere $\bar{u}_{i,u} \cong \bar{u}_{f,i}(T_{av})$).

Integrando l'equazione dall'istante d'inizio della reazione a quello in cui la reazione termina si ottiene l'espressione finale:

$$C_{v,mix} \cdot \Delta T = -\Delta\bar{u}_R \cdot \Delta\varepsilon \quad (1.66)$$

ovvero

$$\Delta T = -\frac{\Delta\bar{u}_R \cdot \Delta\varepsilon}{C_{v,mix}} \quad (1.67)$$

in cui con Δ si indica la differenza tra le grandezze all'inizio della reazione e le grandezze al termine della reazione (si ricorda che, per definizione, il grado di avanzamento della reazione nell'istante iniziale è nullo). La (1.67) indica che in un sistema isolato l'incremento di temperatura è tanto maggiore quanto maggiore è la differenza di energia interna tra prodotti e reagenti, tanto minore è la capacità termica del sistema (inerti inclusi) e tanto maggiore è il grado di avanzamento¹⁰. Le stesse considerazioni fatte per i sistemi aperti in merito al grado di avanzamento della reazione possono essere ripetute anche per la (1.67).

1.3.7 Il secondo principio della termodinamica: lo stato di equilibrio

Lo stato di equilibrio termodinamico dipende dalle condizioni di reazione ed è dettato dal secondo principio della termodinamica. Il principio formalizzato impone che sia [15]:

$$dS_{sist} + dS_{amb} \geq 0 \quad (1.68)$$

dove la condizione di uguaglianza si ha per trasformazioni reversibili.

Tale condizione può essere sostituita da altre espressioni di analogo significato concettuale opportunamente ricavate in base alla natura del sistema scelto come modello del sistema reale¹¹ e in base alle variabili termodinamiche indipendenti impiegate per descrivere lo stato del sistema¹². Nell'ambito della combustione sono di interesse:

- i sistemi chiusi (per i quali possono essere scelte come variabili indipendenti p e T oppure p e V^{13});
- i sistemi aperti adiabatici (per i quali possono essere scelte come variabili indipendenti p e H).

Sono assimilabili a questa ultima categoria i combustori delle turbine a gas (che con buona approssimazione possono essere considerati sistemi adiabatici). Calcolare lo stato di equilibrio

¹⁰ Ciò è ovvio se si pensa ad una reazione di combustione in cui il reagente limitante è il combustibile. In tal caso, infatti, se il grado di avanzamento raggiunge il valore massimo significa che tutto il combustibile è stato ossidato e quindi è stata utilizzata tutta l'energia chimica del combustibile.

¹¹ Sistema aperto, chiuso o isolato.

¹² Una sintesi per i sistemi chiusi si trova in [4], tabella 1.1.

¹³ Non è possibile scegliere U al posto di p poiché l'energia interna non si conserva durante la reazione al contrario dei sistemi isolati.

significa determinare la composizione del sistema all'equilibrio termodinamico per valori assegnati delle variabili indipendenti, scelto il tipo di sistema.

Si consideri ad esempio un sistema isolato di reagenti in cui in cui U , V e m (massa complessiva delle specie presenti nel sistema) sono fissate. In questo caso si può impiegare l'espressione (1.65) per il calcolo dell'equilibrio ([2], cap. 2). La condizione (1.68) diventa:

$$dS_{mix} \geq 0 \quad (1.69)$$

con:

$$S_{mix} = \sum_{i=1}^n N_i \cdot \bar{s}_i(T, p_i) \quad (1.70)$$

e

$$\bar{s}_i(T, p_i) = \bar{s}_i^0(T_{ref}) + \int_{T_{ref}}^T \bar{c}_{p,i} \frac{dT}{T} - R_u \cdot \ln \frac{p_i}{p_{ref}} \quad (1.71)$$

dove con p_i si indicano le pressioni parziali delle singole specie.

Man mano che la reazione procede l'entropia della miscela aumenta fino a raggiungere un valore massimo: oltre quel valore nessun'altra variazione della composizione del sistema è ammessa dato che comporterebbe una diminuzione di entropia. Il sistema ha dunque raggiunto l'equilibrio termodinamico che può essere formalizzato con:

$$(dS)_{U,V,m} = 0 \quad (1.72)$$

La condizione precedente, unitamente alla (1.58) e all'equazione di stato permette di definire completamente lo stato di equilibrio (temperatura, pressione e composizione). La condizione (1.69) è di scarsa utilità per reazioni di combustione in quanto, nella pratica tecnica, raramente si ha a che fare con sistemi isolati¹⁴. Invece, in un sistema in cui sono note la temperatura e la pressione, la condizione sull'entropia viene sostituita da quella sull'*energia libera di Gibbs*¹⁵. Per un sistema a temperatura e pressione costanti nel quale l'unico lavoro ammesso sia quello legato alla variazione di volume per spostamento dei confini (pdV) la condizione (1.68) diventa [2,15]:

$$(dG)_{T,p} = [d(H - T \cdot S)]_{T,p} \leq 0 \quad (1.73)$$

¹⁴ Un sistema isolato, ad esempio, è quello che evolve secondo un ciclo Otto ideale.

¹⁵ Variabile di stato definita come: $G = H - T \cdot S$.

Se il sistema è a massa fissa m ed è nota la stechiometria della reazione la condizione:

$$(dG)_{T,p,m} = 0 \quad (1.74)$$

è quella che consente di calcolare la composizione della miscela \vec{N} all'equilibrio poiché [16]:

$$G_{mix} = f(\vec{N}, T, p) = \sum_{i=1}^n N_i \cdot \bar{g}_i(T) = \sum_{i=1}^n N_i \cdot \left[\bar{g}_{i,T}^0 + R_u \cdot T \cdot \ln \frac{p_i}{p_{ref}} \right] \quad (1.75)$$

Il criterio si basa sul fatto che durante la reazione la distribuzione del numero di moli tra reagenti e prodotti varia e c'è una composizione che massimizza il valore dell'energia libera della miscela (punto di equilibrio). Differenziando la (1.75):

$$dG_{mix} = \sum_{i=1}^n dN_i \cdot \bar{g}_i(T) + \sum_{i=1}^n N_i \cdot d\bar{g}_i(T) = \sum_{i=1}^n dN_i \cdot \bar{g}_i(T) = 0 \quad (1.76)$$

dove $d\bar{g}_i(T) = 0$ poiché tutte le variazioni di pressione parziale si devono compensare tra loro dato che il sistema si trova a pressione costante. Se si sviluppa la condizione espressa dall'ultima parte della (1.76) si ha che:

$$\Delta G_T^0 = -R_u \cdot T \cdot \ln(K_p) \quad (1.77)$$

con ΔG_T^0 variazione dell'energia libera allo stato di riferimento dei vari prodotti e reagenti:

$$\begin{aligned} \Delta G_T^0 &= \left(\nu_{prod1} \cdot \bar{g}_{f,prod1}^0 + \nu_{prod2} \cdot \bar{g}_{f,prod2}^0 + \dots - \left| \nu_{reag1} \right| \cdot \bar{g}_{f,reag1}^0 - \left| \nu_{reag2} \right| \cdot \bar{g}_{f,reag2}^0 - \dots \right)_T = \\ &= e^{\frac{\Delta H^0}{R_u \cdot T}} \cdot e^{-\frac{\Delta S^0}{R_u}} \end{aligned} \quad (1.78)$$

e K_p costante di equilibrio:

$$K_p = \frac{\left(\frac{p_{prod1}}{p_{ref}} \right)^{\nu_{prod1}} \cdot \left(\frac{p_{prod2}}{p_{ref}} \right)^{\nu_{prod2}} \cdot \dots}{\left(\frac{p_{reag1}}{p_{ref}} \right)^{\left| \nu_{reag1} \right|} \cdot \left(\frac{p_{reag2}}{p_{ref}} \right)^{\left| \nu_{reag2} \right|} \cdot \dots} \quad (1.79)$$

Se $K_p > 1$ allora $\Delta G_T^0 < 0$, cioè è favorita la formazione dei prodotti (e quindi la reazione diretta). Viceversa, se $K_p < 1$ allora $\Delta G_T^0 > 0$ e quindi è favorita la formazione dei reagenti (e quindi la reazione inversa). Numerosi esempi di calcolo dell'equilibrio si trovano in [16].

Si noti che la condizione di temperatura costante è difficilmente realizzabile nella realtà poiché sarebbe necessario asportare continuamente calore dal sistema. È tecnicamente più

utile pensare che la temperatura resti costante (o possa essere assunta tale) a livello locale. Capita di frequente, invece, di aver a che fare con processi di combustione in cui la pressione possa essere considerata costante anche a livello globale.

La condizione di equilibrio (1.74) vale per condizioni di temperatura e pressione note e costanti. Tuttavia, mentre è possibile in prima approssimazione assumere che la pressione non dipenda dal grado di avanzamento ([2], tabella 2.2), non è altrettanto corretto ritenere che tale indipendenza valga anche per la temperatura di fine reazione (basti pensare all'equazione (1.58)). Ma il grado di avanzamento dipende a sua volta dalle condizioni di equilibrio e dunque nasce un problema che richiede un approccio iterativo.

Rimandando a testi specializzati ulteriori approfondimenti sull'argomento ([4], par. 1.18 [3], par. 1.2 e [16], par. 14.4), la procedura per il calcolo delle condizioni di equilibrio può essere di due tipi:

- 1) Tramite la costante di equilibrio K_p . In questo caso, noto \vec{N} e nota la stechiometria delle reazioni ($\nu_{i,j}$) e fissati T e p , dalla (1.78) si calcola ΔG_T^0 . È quindi nota K_p e tramite la (1.79) si ricava $\vec{\chi}$. Nel sistema risolutivo devono essere incluse anche le equazioni che impongono la conservazione del numero di atomi degli elementi (ad esempio il rapporto $\frac{n^\circ \text{atomi C}}{n^\circ \text{atomi O}}$ è noto poiché sono note tutte le specie coinvolte nel processo di combustione). Se anche la temperatura è incognita (ad esempio è richiesto il calcolo della temperatura al termine della reazione in condizioni di equilibrio), alla (1.79) va aggiunta la (1.59) o la (1.46).
- 2) Ricercando direttamente il minimo di $G_{mix}(T)$ (o $G_{mix}(\varepsilon)$ poiché $\varepsilon = f(T)$ tramite la (1.58) o la (1.67)). In questo caso devono essere note le specie atomiche e molecolari coinvolte nel processo (reagenti e prodotti) nonché il numero di moli delle specie reagenti. Al termine dell'analisi si ricava la composizione e la temperatura del sistema all'equilibrio.

Esistono diversi codici commerciali per il calcolo dell'equilibrio chimico basati prevalentemente sulla minimizzazione dell'energia libera di Gibbs. È da tenere conto che la complessità del problema cresce decisamente al crescere del numero di reazioni coinvolte nel processo di combustione poiché cresce il numero di specie (il sistema risolutivo non è

lineare). È indispensabile in ogni caso scegliere a priori il modello di sistema a cui fare riferimento e le variabili termodinamiche impiegate per descriverne lo stato.

1.4 CINETICA GLOBALE ED ELEMENTARE

Come la termochimica, anche la cinetica chimica è un argomento usualmente trattato in tutti i testi di combustione. Tra le voci citate nella bibliografia al termine del capitolo si segnalano, dalla trattazione più sintetica a quella più dettagliata, [3, 7, 5, 6, 2, 4].

1.4.1 Velocità di reazione per processi a più reazioni

Nel par. 1.2 è stato introdotto il concetto di velocità di reazione per una reazione chimica elementare. Le reazioni elementari possono essere di tre tipi [2]:

- quelle *bimolecolari* in cui due molecole reagiscono per darne altre: $A + B \rightarrow C + D$;
- quelle *unimolecolari* in cui una molecola si trasforma o si decompone: $A \rightarrow B + C$;
- quelle *termolecolari* in cui reagiscono tre molecole: $A + B + M \rightarrow C + M$.

Si considerino per ora reazioni elementari irreversibili.

Nel primo caso (reazioni bimolecolari), se la variazione di temperatura non è eccessiva, la velocità di reazione può essere espressa con la legge empirica tipo (1.15). Per le reazioni elementari gli ordini di reazione sono unitari. Nelle reazioni unimolecolari alle alte pressioni:

$$R = k(T) \cdot [A] \quad (1.80)$$

ovvero:

$$\frac{d[A]}{dt} = -k(T) \cdot [A] \quad (1.81)$$

in cui il segno negativo indica che la concentrazione molare di A nel tempo diminuisce¹⁶. Alle basse pressioni:

$$R = k(T) \cdot [A] \cdot [M] \quad (1.82)$$

dove M è una molecola (detta *terzo corpo*) non direttamente coinvolta nella reazione, con cui le specie possono collidere. Il terzo corpo è in grado di ammortizzare o di farsi portatore di reattività e quindi è fondamentale per lo svolgimento di molte reazioni elementari.

¹⁶ Ciò significa che la velocità di reazione della reazione diretta (assunta positiva per convenzione) va a consumare la specie A .

Nelle reazioni termolecolari:

$$R = k(T) \cdot [A] \cdot [B] \cdot [M] \quad (1.83)$$

È ovvio che, nelle espressioni precedenti, il valore della costante di velocità $k(T)$ varia da un'espressione all'altra. In generale le reazioni sono reversibili e quindi la velocità di reazione netta è data dalla differenza tra la velocità della reazione diretta (+) e quella della reazione inversa (-). Quindi per una serie di nr reazioni:

$$R_j = k_j^+ \cdot \prod_{i=1}^{reag} [i]^{\nu_{i,j}^{reag}} - k_j^- \cdot \prod_{i=1}^{prod} [i]^{\nu_{i,j}^{prod}} \quad (1.84)$$

dove i indica le specie e j la reazione e:

$$\nu_{i,j} = \nu_{i,j}^{prod} - \nu_{i,j}^{reag} \quad (1.85)$$

$$r_i = \sum_{j=1}^{nr} \nu_{i,j} \cdot R_j \quad (1.86)$$

Ad esempio si considerino alcune reazioni elementari del meccanismo H_2-O_2 [2]:



La velocità di produzione dell'ossigeno è data da:

$$r_{O_2} = \frac{d[O_2]}{dt} = k_a^- \cdot [HO_2] \cdot [H] + k_b^- \cdot [OH] \cdot [O] + k_d^- \cdot [HO_2] \cdot [M] + \\ - k_a^+ \cdot [H_2] \cdot [O_2] - k_b^+ \cdot [H] \cdot [O_2] - k_d^+ \cdot [H] \cdot [O_2] \cdot [M]$$

ossia:

$$r_{O_2} = \frac{d[O_2]}{dt} = -(k_a^+ \cdot [H_2] \cdot [O_2] + k_b^+ \cdot [H] \cdot [O_2] + k_d^+ \cdot [H] \cdot [O_2] \cdot [M] + \\ - k_a^- \cdot [HO_2] \cdot [H] - k_b^- \cdot [OH] \cdot [O] - k_d^- \cdot [HO_2] \cdot [M])$$

Se alle reazioni sopra riportate venissero aggiunte tutte quelle del meccanismo H_2-O_2 così da ottenere il meccanismo completo, la velocità di produzione conteggerebbe tutti i contributi nella formazione dell'ossigeno e quindi si otterrebbe la velocità totale di produzione dell'ossigeno molecolare.

Ad esempio, la velocità di reazione della prima reazione è:

$$R_a = k_a^+ \cdot [O_2]^1 \cdot [H_2]^1 \cdot [H_2O]^0 \cdot [HO_2]^0 \cdot [O]^0 \cdot [H]^0 \cdot [OH]^0 \cdot [M]^0 + \\ - k_a^- \cdot [O_2]^0 \cdot [H_2]^0 \cdot [H_2O]^0 \cdot [HO_2]^1 \cdot [O]^0 \cdot [H]^1 \cdot [OH]^0 \cdot [M]^0 = k_a^+ \cdot [O_2] \cdot [H_2] - k_a^- \cdot [HO_2] \cdot [H]$$

e allo stesso modo per tutte le altre reazioni del meccanismo.

1.4.2 Costante di velocità di reazione e costante di equilibrio

La misura sperimentale delle costanti di velocità $k(T)$ che compaiono nella (1.84) non è per nulla agevole e comporta un ampio grado di incertezza. Valori molto più accurati possono essere ricavati dalle costanti di equilibrio [2], partendo dal presupposto che all'equilibrio le velocità di reazione (diretta e inversa) si equivalgono¹⁷. Così, ad esempio, per una reazione bimolecolare ($A + B \rightarrow C + D$):

$$\frac{d[A]}{dt} = -k^+ \cdot [A] \cdot [B] + k^- \cdot [C] \cdot [D] = 0 \quad (1.87)$$

ossia:

$$\frac{[C] \cdot [D]}{[A] \cdot [B]} = \frac{k^+(T)}{k^-(T)} = K_c(T) \quad (1.88)$$

Richiamando l'equazione (1.79) della costante di equilibrio, sempre per una reazione bimolecolare:

$$K_p = K_c \cdot \left(\frac{R_u \cdot T}{P_{ref}} \right)^{v_c + v_d - |v_a| - |v_b|} \quad (1.89)$$

Generalizzando l'espressione precedente si ha:

$$K_p = K_c \cdot \left(\frac{R_u \cdot T}{P_{ref}} \right)^{\sum v^{prod} - \sum |v^{reag}|} \quad (1.90)$$

per cui:

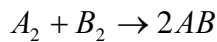
$$K_c = \frac{\prod_{i=1}^{prod} [i]^{v^{prod}}}{\prod_{i=1}^{reag} [i]^{v^{reag}}} \quad (1.91)$$

¹⁷ Ciò implica che, per una reazione reversibile, la terna di coefficienti nella (1.12) (cioè A , E_a e β) sia unica sia per la reazione diretta che per quella inversa.

Così, nota la costante di equilibrio e la velocità della reazione diretta è possibile ricavare $k^-(T)$ impiegando la (1.91) e la (1.88). Per una reazione bimolecolare risulta $K_c = K_p$.

1.4.3 Reazioni a catena

I processi di combustione seguono in generale *reazioni a catena* ossia combinazioni di reazioni elementari che coinvolgono molecole instabili (*radicali*). I radicali agiscono da centri attivi e incentivano la reazione. Tipici radicali sono i singoli atomi. In una reazione a catena in cui reazione globale è data da:



si riconoscono [2]¹⁸:

- *reazioni di iniziazione* (del tipo $A_2 + M \rightarrow A + A + M$). Questo tipo di reazioni generano molecole instabili da molecole stabili.
- *reazioni di propagazione* (del tipo $A + B_2 \rightarrow AB + B$ e $B + A_2 \rightarrow AB + A$). Queste reazioni producono nuove molecole e radicali.
- *reazioni di terminazione* (del tipo $A + B + M \rightarrow AB + M$). Queste reazioni generano molecole stabili e quindi la reazione termina.

La velocità di produzione di ogni specie della reazione globale può essere scritta secondo la (1.87) considerando tutte le reazioni elementari. Le espressioni delle velocità di produzione possono essere semplificate assumendo per alcuni radicali (A e B) l'approssimazione di *stato stazionario*. Molti radicali infatti tendono a formarsi e distruggersi molto rapidamente (con velocità molto simili) in processi in cui le specie stabili si formano lentamente. In questo modo le concentrazioni dei radicali sono molto piccole rispetto a reagenti e prodotti e si può imporre $\frac{d[A]}{dt} \cong 0$ e $\frac{d[B]}{dt} \cong 0$, ossia $[A]$ e $[B]$ sono costanti nel tempo.

Le reazioni a catena si possono *ramificare* mediante reazioni di *ramificazione* (del tipo: *molecola + radicale A → radicale B + radicale C*) che moltiplicano il numero di centri attivi e quindi di reazioni. Le ramificazioni sono responsabili dei processi esplosivi e dell'auto-sostentamento delle fiamme.

¹⁸ Per una classificazione più dettagliata si veda [5].

1.4.4 Tempi caratteristici di reazione

Si consideri una reazione unimolecolare che consumi l'unico reagente A . Integrando l'equazione (1.81) e indicando con $[A]_0$ la concentrazione all'istante iniziale, si ottiene:

$$[A](t) = [A]_0 \cdot e^{-k \cdot t} \quad (1.92)$$

che ha l'andamento riportato in figura 1.2. In figura è mostrato anche l'influenza di k sulla legge temporale.

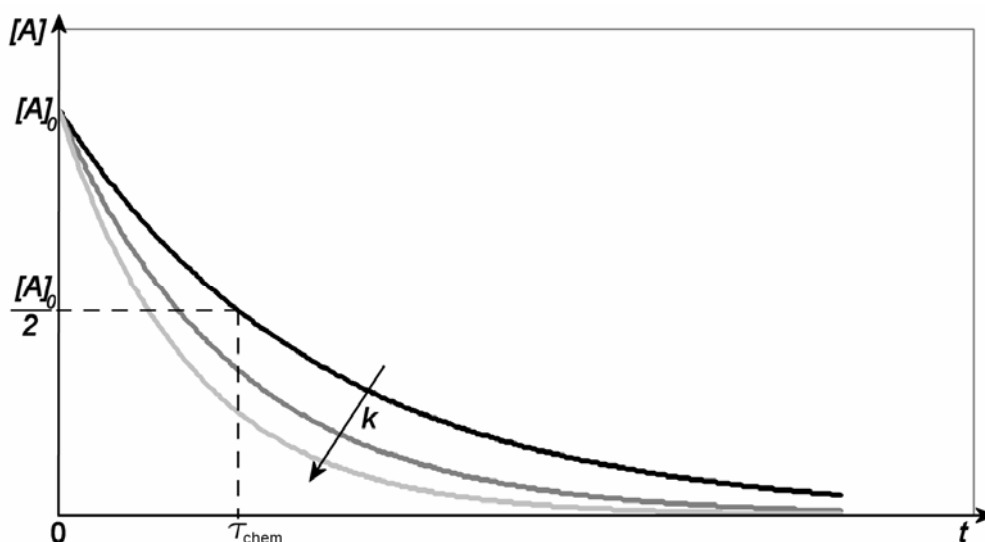


Figura 1.2 – Andamento della concentrazione molare di A nel tempo al variare di k .

Poiché la legge (1.92) indica che la reazione ha durata infinita, è utile definire un tempo caratteristico τ_{chem} in cui la concentrazione di A raggiunge un determinato valore. Se tale valore è metà di quello iniziale, il tempo viene detto di *dimezzamento* e vale:

$$\tau_{chem} = \frac{\ln 2}{k} \quad (1.93)$$

Talvolta il tempo caratteristico viene definito come tempo richiesto dalla reazione per raggiungere una concentrazione pari a $\frac{[A]}{e}$. In questo caso, per una reazione bimolecolare, si ottiene [2]:

$$\tau_{chem} = \frac{\ln[e + (1 - e) \cdot ([A]_0/[B]_0)]}{([B]_0 - [A]_0)/k} \quad (1.94)$$

1.4.5 Reazioni globali e meccanismi dettagliati

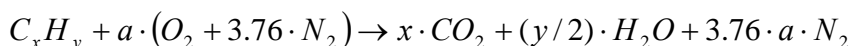
Si consideri la reazione globale di combustione:



in cui si indica con C il combustibile, Ox il comburente e P i prodotti. Come già discusso nel par. 1.2, la reazione (1.95) riassume il processo di combustione che in realtà procede per reazioni elementari, secondo un *meccanismo dettagliato*. Nei meccanismi dettagliati di combustione si trovano in genere reazioni elementari di diverso tipo (unimolecolari, bimolecolari e termolecolari; di iniziazione, di propagazione, di ramificazione e di biforcazione) e compaiono specie intermedie che non figurano nella reazione globale. Tanto più complessa è la molecola di combustibile tanto maggiore sarà il numero di reazioni elementari che costituisce il meccanismo (per la combustione del metano in aria, ad esempio, sono state trovate quasi 300 reazioni [4]). Nei meccanismi dettagliati possono essere individuati dei sottoinsiemi di reazioni che coinvolgono specie comuni e che possono essere studiati a parte (per esempio, sempre nella combustione del metano in aria, si riconosce il meccanismo del carbonio e quello dell'azoto).

La conoscenza del meccanismo dettagliato (cioè delle reazioni elementari e della loro cinetica) è fondamentale per ricavare informazioni sulla cinetica di meccanismi semplificati. In questi ultimi il numero di reazioni dipende dal tipo di specie che si vogliono considerare (nel caso più semplice si può considerare una sola reazione cioè un meccanismo globale). Per ciascuna reazione del meccanismo semplificato, i coefficienti della legge di Arrhenius e gli ordini di reazione sono quelli che consentono alla reazione di avere la stessa cinetica del gruppo di reazioni elementari che la reazione racchiude.

Nel caso di reazione globale di combustione di un idrocarburo:



La velocità di reazione può essere espressa sempre nella forma (1.15), dove si può assumere $\beta = 0$:

$$\frac{d[C_xH_y]}{dt} = -A \cdot e^{-\frac{E_a}{R_u \cdot T}} \cdot [C_xH_y]^m \cdot [O_2]^n \quad (1.96)$$

Poiché i valori di A , E_a e degli ordini di reazione m e n sono determinati attraverso regressione (cfr. par. 1.2.3), non c'è da stupirsi se gli ordini di reazione hanno valori

frazionari o negativi ([2] tab. 5.1 e 5.2). Vanno anche tenuti presenti i campi di validità dei coefficienti al di fuori dei quali non è assicurata una corrispondenza accettabile tra cinetica dettagliata e globale.

La scelta di impiegare un meccanismo globale per modellare un processo di combustione ha il vantaggio di ridurre il numero di reazioni e quindi il numero di equazioni da risolvere per calcolare la concentrazione delle specie e le velocità di reazione. I principali svantaggi risiedono nell'incapacità del meccanismo globale di ricalcare esattamente la cinetica del meccanismo dettagliato e nell'impossibilità di fornire indicazioni su specie intermedie che nella realtà si ritrovano nei prodotti di combustione (come ad esempio alcune sostanze inquinanti).

1.4.6 Cenni sulla formazione di inquinanti

Il processo di combustione genera alcune molecole che hanno effetti nocivi sull'ambiente e sulla salute delle persone e che, per questo, costituiscono sostanze inquinanti.

L'anidride carbonica CO_2 fa naturalmente parte dell'atmosfera terrestre e in quantità normali è un elemento importante nella fotosintesi clorofilliana; tuttavia, se presente in eccesso, diventa dannosa e costituisce una delle cause maggiori del noto *effetto serra*. La formazione di CO_2 è intrinseca nel processo di combustione di idrocarburi, quindi la sua riduzione non può essere presa in considerazione a livello chimico (se non riducendo la quantità di combustibile bruciata).

La produzione di altre sostanze inquinanti generate contestualmente ai processi di combustione (come il monossido di carbonio CO , gli ossidi di zolfo SO_x e gli ossidi di azoto NO_x) sono al contrario arginabili. Tali sostanze, infatti, sono prodotte da sottoinsiemi di reazioni la cui cinetica può essere controllata creando opportune condizioni di combustione. Un esempio classico e largamente indagato è la riduzione della temperatura di fiamma per abbattere le emissioni di ossidi di azoto.

Una panoramica sul tipo di sostanze inquinanti generate da un processo di combustione, sui meccanismi di formazione di tali sostanze e sulle conseguenze che esse hanno sull'ambiente si trova in [3,11]. Un testo interamente dedicato all'argomento è quello di Baukal [17], dove sono riportati anche numerosi esempi di applicazioni industriali. Una trattazione più sintetica è contenuta in [7].

MONOSSIDO DI CARBONIO

Il monossido di carbonio deriva da una reazione di combustione non completa, che si arresta alle fasi intermedie della catena. Ciò accade in un sistema nel quale si realizza una combustione nel suo complesso o localmente in difetto d'aria (a causa di un cattivo tiraggio nella camera di combustione o di una scadente miscelazione tra i reagenti); in questo caso il combustibile brucia durante il miscelamento con i prodotti caldi i quali tuttavia non riescono a completarne la combustione.

OSSIDI DI ZOLFO

Gli SO_x si formano quando il combustibile contiene dei composti solforati. Essi sono costituiti sostanzialmente da SO_2 e hanno una tossicità molto elevata. Il gas naturale, fortunatamente, presenta una scarsissima quantità di zolfo e quindi nei fumi di combustione i composti di tale elemento hanno una concentrazione trascurabile.

OSSIDI DI AZOTO

La formazione di NO_x è legata a meccanismi complessi, che non necessariamente dipendono dal tipo di combustibile usato. Sono la componente inquinante prevalente nella combustione del gas naturale. La loro presenza in atmosfera è quanto mai dannosa poiché sono responsabili delle piogge acide e della riduzione dello strato di ozono.

Gli NO_x sono in gran parte costituiti da NO e in misura molto minore da NO_2 e N_2O e a seconda del meccanismo di formazione, possono essere distinti in tre gruppi: *thermal* NO_x , *prompt* NO_x e *fuel* NO_x . Il primo tipo è responsabile della formazione di ossidi di azoto alle alte temperature su un ampio intervallo di rapporti di equivalenza. Il secondo tipo è particolarmente importante nelle miscele ricche in combustibile. Il terzo tipo diventa rilevante nella combustione di miscele magre a bassa temperatura.

Thermal NO_x

Si tratta degli NO_x derivanti dall'ossidazione dell'azoto atmosferico presente. Essi si formano nella zona successiva al fronte di fiamma dove le temperature sono più elevate. Il modello chimico di formazione è quello noto come *meccanismo di Zeldovich*:





Dalle reazioni scritte deriva:

$$\frac{d[NO]}{dt} = k_a^+[O] \cdot [N_2] + k_b^+[N] \cdot [O_2] + k_c^+[N] \cdot [OH] - k_a^-[NO] \cdot [N] - k_b^-[NO] \cdot [O] - k_c^-[NO] \cdot [H] \quad (1.97)$$

Il valore delle costanti di velocità si trova in molti testi di combustione, come in [2-5]. Poiché l'energia di dissociazione del legame triplo della molecola N_2 è molto elevata (941 kJ/gmol), è elevata anche l'energia di attivazione della prima reazione del meccanismo di Zeldovich (quella che genera i radicali N necessari alle due successive reazioni). Ciò implica che la cinetica di tutto il meccanismo di formazione dei *thermal* NO_x dipende notevolmente dalla temperatura. In particolare il meccanismo può essere trascurato al di sotto dei 1800 K dato che, sotto tale temperatura, la prima reazione diviene decisamente lenta.

Il meccanismo delle tre reazioni sopra riportate è accoppiato al meccanismo di ossidazione del combustibile attraverso l'ossigeno atomico e molecolare e i gruppi OH . Tuttavia, nei processi in cui il consumo del combustibile è completo prima che si formino significative quantità di NO , i due meccanismi possono essere disaccoppiati. In questo caso, in sistemi che lavorano con eccesso d'aria, la velocità di formazione dell'ossido di azoto si può semplificare come segue [2]:

$$\frac{d[NO]}{dt} \propto 2k_a^+[O][N_2] \quad (1.98)$$

Dall'espressione si nota come la formazione di *thermal* NO_x aumenti con la concentrazione di O e con la temperatura (tramite la costante di velocità di reazione). È il principale meccanismo di formazione degli ossidi di azoto nelle fiamme diffuse (cfr. par. 1.6.2 e 1.6.5).

Prompt NO_x

I *thermal* NO_x , come detto, si formano in zone successive al fronte di fiamma; dunque la teoria di Zeldovich non prende in esame le altre aree coinvolte dalla combustione. Un'analisi di quello che avviene sul fronte di fiamma è stata condotta da Fenimore [18], che ha dato il nome a questo meccanismo di formazione degli ossidi di azoto. I risultati mostrano che la concentrazione di NO_x in prossimità del fronte di fiamma è diversa da zero. Poiché il

fenomeno riguarda solo le fiamme generate dalla combustione di idrocarburi e poiché all'istante iniziale deve essere $[NO_x]=0$, Fenimore ha concluso che:

- 1) nella zona vicino al fronte di fiamma la velocità di formazione degli NO_x può superare quella dell'ossidazione delle molecole di azoto (*thermal NO_x*);
- 2) esiste un altro meccanismo di formazione degli ossidi di azoto che coinvolge i frammenti di catene degli idrocarburi.

Fenimore ha chiamato *prompt NO_x* gli ossidi che si formano rapidamente nella zona primaria di combustione (cioè sul fronte di fiamma). Normalmente l'incidenza dei *prompt NO_x* sulla totale formazione di ossidi di azoto è trascurabile rispetto ai *thermal NO_x* per la maggior parte dei combustori industriali, ma, quando sono richieste basse emissioni¹⁹, il loro contributo percentuale va conteggiato. Esistono modelli di catene di reazioni che descrivono i meccanismi della loro formazione²⁰. Tali catene coinvolgono le specie risultanti dalla frammentazione del combustibile; in particolare quelle più significative risultano essere *CH* e *CH₂*. Si deve notare che la formazione dei *prompt NO_x* aumenta con il numero degli atomi di carbonio presenti per unità di volume. Si ha inoltre un aumento della velocità di formazione con l'aumentare del rapporto di equivalenza (fino al raggiungimento di un picco oltre il quale diminuisce a causa della carenza di ossigeno) e con la riduzione della temperatura di combustione.

Fuel NO_x

Si tratta degli ossidi di azoto derivanti dall'azoto contenuto nel combustibile. La loro cinetica di formazione è quindi influenzata dal contenuto di azoto nel combustibile. Giocano un ruolo importante anche il rapporto di equivalenza (per valori inferiori a 0.8) e la temperatura della zona reattiva (il meccanismo è particolarmente favorito alle basse temperature). Proprio per questi due ultimi aspetti i *fuel NO_x* diventano una sorgente rilevante di produzione di ossidi di azoto nella combustione premiscelata (cfr. par 1.6.1 e 1.6.4). Nei

¹⁹ Contenuto di ossidi di azoto nei fumi secchi di qualche decina di ppm (parti per milione). Il valore è solitamente riferito ad una concentrazione prestabilita di ossigeno nei fumi (es. 15% in volume).

²⁰ Una versione semplificata del meccanismo è riportata in [2], cap. 5.

combustori premiscelati si impiegano miscele povere in combustibile per abbassare la temperatura di fiamma e ridurre le emissioni di *thermal NO_x*.

1.5 EQUAZIONI DI CONSERVAZIONE PER UN SISTEMA REAGENTE MULTICOMPONENTE

Nel par. 1.3 si è presupposto che in uno stesso istante (e quindi ad uno stesso grado di avanzamento), il sistema reagente fosse caratterizzato da una temperatura, da una pressione e da una composizione omogenee nello spazio. Ciò ha permesso di trattare il sistema come zero-dimensionale e di considerare solo i flussi entranti e uscenti (questi ultimi in condizione di equilibrio). Un approccio di questo tipo non tiene conto, quindi, dell'estensione spaziale del sistema reagente. Nella realtà all'interno di un qualunque combustore sono presenti notevoli gradienti di concentrazione e temperatura che non possono essere valutati con un semplice approccio zero-dimensionale. Passando ad una visione dettagliata del campo reattivo, ogni punto è caratterizzato da uno stato termodinamico differente, influenzato non solo dalle reazioni chimiche in corso ma anche dai fenomeni di trasporto. In generale, cioè, in un sistema reagente interagiscono due classi di fenomeni²¹, strettamente interconnessi poiché dipendenti da grandezze comuni:

- i fenomeni chimici, che sono legati in senso stretto alle reazioni chimiche e sono governati dalle leggi della termochimica (cfr. par. 1.3) e della cinetica (cfr. par. 1.2.2 e 1.4);
- i fenomeni fisici (trasporto e miscelamento).

I testi di riferimento per la trattazione che segue sono [4,19]. Si veda anche [6]. L'argomento è trattato in maniera meno approfondita in [7,11] e in modo semplificato in [2].

²¹ Nei processi di combustione accade spesso che i tempi di reazione siano di gran lunga minori dei tempi di miscelamento. Pertanto, se si è interessati allo studio del sistema da un punto di vista macroscopico per calcolare le specie presenti e il loro stato termodinamico al termine della reazione, è possibile assumere per la reazione un calcolo dell'equilibrio basato esclusivamente sull'approccio termodinamico (viene cioè trascurato il ruolo dei fenomeni di trasporto poiché non si va ad indagare nel dettaglio il campo reattivo).

1.5.1 Equazioni di conservazione

Come visto nel par. 1.2.2, la cinetica delle reazioni chimiche dipende dallo stato e dalla composizione locale della miscela (in particolare dai valori locali di temperatura, pressione e composizione). Per determinare lo stato e la composizione della miscela reagente in un certo punto (e a un certo istante, se il sistema non è in condizioni stazionarie) è necessario, per quanto osservato sopra, considerare non solo i fenomeni chimici ma anche quelli di trasporto.

La legge di conservazione di una variabile generica ϕ in un elemento fluido del campo di moto è data da [19]:

$$\frac{\partial(\rho \cdot \phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \phi \cdot \vec{v}) = \text{div}(\Gamma \cdot \text{grad}\phi) + S_\phi \quad (1.99)$$

ossia la velocità di incremento di ϕ nell'elemento fluido più l'incremento netto di ϕ all'interno dell'elemento per differenza tra il flusso di ϕ trasportato dalla materia di massa volumica ρ che transita attraverso l'elemento con velocità v (il cosiddetto *termine convettivo* poiché legato alla velocità del flusso) deve eguagliare la velocità di incremento di ϕ per diffusione (il cosiddetto *termine diffusivo*) più la velocità di incremento di ϕ per sorgenti interne al volume o comunque presenti nella sua superficie. L'espressione (1.99) è chiamata *equazione di trasporto* per lo scalare ϕ . L'equazione di conservazione della massa (o equazione di continuità), quella di conservazione della quantità di moto e quella di conservazione dell'energia possono essere ricondotte alla (1.99) ponendo ϕ di volta in volta pari a 1, v_x , v_y , v_z e u (oppure T o h_i) e formulando opportunamente il coefficiente di diffusione Γ e il termine sorgente. Le leggi di conservazione²² sono:

Massa totale

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (1.100)$$

Quantità di moto

Le equazioni di conservazione della quantità di moto impongono che la velocità di aumento della quantità di moto nell'elemento più l'incremento netto del flusso di quantità di moto in uscita dall'elemento eguagli la somma delle forze (di massa e di superficie) agenti

²² Formulazione data da [19]. Si veda anche la forma delle equazioni riportate in [6,11].

sull'elemento. Le equazioni di conservazione della quantità di moto scritte per un fluido newtoniano (in cui gli sforzi viscosi sono proporzionali alle velocità di deformazione) e isotropo (cioè con tensore della velocità di deformazione completamente definito da sei componenti indipendenti) risultano (*equazioni di Navier-Stokes in senso stretto*):

$$\frac{\partial(\rho \cdot v_x)}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot v_x \cdot \vec{v}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad}v_x) + \rho \cdot \sum_{i=1}^n (Y_i \cdot f_i)_x + s_{M_x} \quad (1.101a)$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot v_y)}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot v_y \cdot \vec{v}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad}v_y) + \rho \cdot \sum_{i=1}^n (Y_i \cdot f_i)_y + s_{M_y} \quad (1.101b)$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot v_z)}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot v_z \cdot \vec{v}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad}v_z) + \rho \cdot \sum_{i=1}^n (Y_i \cdot f_i)_z + s_{M_z} \quad (1.101c)$$

Il secondo membro delle equazioni rappresenta il contributo di tutte le forze agenti, espresse per unità di volume. Il primo e il secondo termine sono relativi rispettivamente all'azione di una parte delle forze viscosi e all'azione delle forze di pressione. Nel terzo termine si indica con f_i la forza di volume per unità di massa agente sulla specie i . Nel quarto termine (s_M , detto anche sorgente) si include quello che formalmente non può essere incluso negli altri termini (come ad esempio il contributo di quella parte degli sforzi viscosi non contenuto nel termine diffusivo).

Energia interna

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot u \cdot \vec{v}) = -p \cdot \text{div}(\vec{v}) - \text{div}(\vec{q}) + \Phi + S_u + \rho \cdot \sum_{i=1}^n Y_i \cdot \vec{f}_i \times \vec{V}_i \quad (1.102)$$

con:

$$\vec{q} = -\left(k_c \cdot \text{grad}(T) - \sum h_i \cdot \rho_i \cdot \vec{V}_i\right) \quad (1.103)$$

$$S_u = -\sum_{i=1}^n h_i \cdot r_i \cdot M_i \quad (1.104)$$

Nella equazione (1.102) il termine a sinistra del segno di uguaglianza è la somma della velocità di incremento dell'energia interna per unità di volume (dimensionalmente $[\text{W}/\text{m}^3]$) e del flusso netto di energia (positivo se in uscita dall'elemento). Il termine a destra è la somma (nell'ordine) del contributo del lavoro delle forze di pressione, del flusso di calore netto (positivo se in ingresso), dell'energia dissipata dagli sforzi viscosi (Φ), del flusso di calore generato da una sorgente di volume e del lavoro delle forze di volume. Il flusso netto di calore

(1.103) è dovuto principalmente alla conduzione ($-k_c \cdot grad(T)$) secondo la legge di Fourier, con k_c conducibilità termica). I flussi diffusivi di energia associati alla diffusione delle specie sono conteggiati in \vec{J}_i (si veda in seguito). Il flusso di calore per irraggiamento non è conteggiato nella (1.103), anche se il suo contributo in certi casi è tutt'altro che trascurabile. Il calore generato internamente all'elemento è quello dovuto, nella combustione, ad una reazione chimica (eq. 1.104). Il termine h_i è l'entalpia complessiva (sensibile e di formazione²³) della specie i alla temperatura locale. \vec{V}_i è il vettore delle *velocità di diffusione* della specie i così definito:

$$\vec{V}_i = \vec{v}_i - \vec{v} = \vec{v}_i - \frac{\sum_{i=1}^n \rho_i \cdot \vec{v}_i}{\sum_{i=1}^n \rho_i} \quad (1.105)$$

Le varie specie chimiche si muovono con velocità \vec{v}_i rispetto ad un sistema di coordinate fisso che è somma della velocità locale pesata sulle masse (\vec{v}) e della velocità di diffusione (\vec{V}_i). L'equazione (1.102) può essere facilmente riscritta esplicitando la temperatura o l'entalpia totale ([4], tabella 3.12). In questo ultimo caso l'equazione (1.102) diventa:

$$\frac{\partial(\rho \cdot h_t)}{\partial t} + div(\rho \cdot h_t \cdot \vec{v}) = -\frac{\partial p}{\partial t} - div(\vec{q}) + \Phi + S_h + \rho \cdot \sum_{i=1}^n Y_i \cdot \vec{f}_i \times \vec{V}_i \quad (1.106)$$

Oltre alle quattro precedenti equazioni, per risolvere il campo termofluidodinamico di una miscela ideale di gas ideali, vanno incluse anche:

N-1 equazioni relative alle frazioni di massa (conservazione delle specie)

$$\frac{\partial(\rho \cdot Y_i)}{\partial t} + div(\rho \cdot \vec{v} \cdot Y_i) + div(\vec{J}_i) = r_i \cdot M_i \quad (1.107)$$

Relazione tra le frazioni di massa

$$\sum_{i=1}^N Y_i = 1 \quad (1.108)$$

²³ Calcolata con la legge (1.43) e riportata all'unità di massa.

Equazione di stato

$$p = \rho \cdot R_u \cdot T \sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{M_i} \quad (1.109)$$

Si noti come nella (1.107), che può essere riscritta anche in termini molari, compaia la velocità di reazione della specie i (termine di destra).

Se l'unico flusso diffusivo considerato è quello dovuto ai gradienti di concentrazione, le $N+5$ equazioni differenziali e l'equazione algebrica (legge di stato) sopra riportate (nelle incognite Y_i , ρ , T , p , v_x , v_y e v_z) sono necessarie e sufficienti per la risoluzione [4]. In questo caso le velocità di diffusione si calcolano attraverso la *legge di Fick*:

$$\vec{V}_i = \frac{\vec{J}_i}{\rho} = -D_{i,j} \cdot \text{div} Y_i \quad (1.110)$$

in cui $D_{i,j}$ è il coefficiente di diffusione della specie i nella j e \vec{J}_i è il flusso per diffusione della specie i che compare anche nella (1.85). Considerando tutte le specie, $D_{i,j}$ è una matrice che dipende dalla composizione locale della miscela e dalla temperatura (entrambe incognite). Per semplificare la trattazione, è allora conveniente considerare un coefficiente di diffusione binario per la diffusione della specie i nella miscela, $D_{i,mix}$. In questo caso la miscela in cui diffonde la specie i viene considerata come se fosse un'unica specie non dipendente dalla specie i .

Un approccio più generale è quello fornito dalla teoria cinetica dei gas che consente di conteggiare tra le cause dei flussi diffusivi anche i gradienti di temperatura (*effetto Soret*)²⁴, i gradienti di pressione e i gradienti dovuti dalle forze di volume. In questo caso[4]:

$$\begin{aligned} \text{grad} \chi_i = & \sum_{j=1}^n \frac{\chi_i \cdot \chi_j}{D_{i,j}} \cdot (\vec{V}_j - \vec{V}_i) + (Y_i - \chi_i) \cdot \frac{\text{grad}(p)}{p} + \\ & + \frac{\rho}{p} \cdot \sum_{j=1}^n Y_i \cdot Y_j \cdot (\vec{f}_i - \vec{f}_j) + \sum_{j=1}^n \frac{\chi_i \cdot \chi_j}{\rho \cdot D_{i,j}} \cdot \left(\frac{\alpha_j}{Y_j} - \frac{\alpha_i}{Y_i} \right) \cdot \text{grad} \frac{(T)}{T} \end{aligned} \quad (1.111)$$

²⁴ L'effetto Soret produce un flusso diffusivo contrario (fenomeno noto come *effetto Dufour*), generato dal gradiente di concentrazione che si viene a creare.

dove α_i è il coefficiente di diffusione termica della specie i . L'equazione (1.111) si riduce alla legge di Fick se la diffusione termica è trascurabile, se le forze di volume per unità di massa sono uguali per ogni specie ($\vec{f}_i = \vec{f}_j$) e se la pressione può essere considerata costante. Considerando tutti gli effetti diffusivi, il numero complessivo di equazioni (tra differenziali e algebriche) da $N+6$ sale a $5N+6$ (vanno aggiunte le $3N$ equazioni (1.111) e le N equazioni che seguono:

$$X_i = \frac{Y_i / M_i}{\sum_{j=1}^n (Y_j / M_j)} \quad (1.112)$$

Le incognite aggiuntive a quelle già elencate sono: X_i , $V_{i,x}$, $V_{i,y}$ e $V_{i,z}$. In molti processi di combustione il contributo delle forze di volume, dell'effetto Soret e dell'effetto dei gradienti di pressione nella (1.111) può essere trascurato. Assumendo inoltre che il flusso sia stazionario e a bassa velocità (effetti viscosi trascurabili) si ottiene la formulazione di *Shvab-Zeldovich* delle equazioni risolutive ([4], par. 3.10).

Le equazioni di conservazione possono talvolta presentarsi scritte in funzione di alcuni gruppi adimensionali [4]:

- *numero di Lewis*: $Le = \frac{k_c}{\rho \cdot c_p \cdot D} = \frac{\alpha}{D}$ è il rapporto tra la diffusione termica e quella molecolare;
- *numero di Prandtl*: $Pr = \frac{c_p \cdot \mu}{k_c} = \frac{\nu}{\alpha}$ è il rapporto tra la diffusione viscosa e quella termica;
- *numero di Schmidt*: $Sc = \frac{\nu}{D} = Pr \cdot Le$ è il rapporto tra la diffusione viscosa e quella molecolare e può essere definito per ciascuna coppia di specie contenute nella miscela.

1.5.2 Reattori ideali

Un *reattore chimico* è un porzione dell'ambiente in cui avvengono reazioni chimiche ed è delimitato da confini che possono consentire o meno scambio di energia e massa con l'ambiente. Il concetto di reattore è largamente impiegato per studi di cinetica chimica. Se un reattore si trova in condizioni ideali tali da minimizzare tutti i fenomeni che non riguardino la

cinetica chimica si parla di *reattore ideale*. Nei reattori ideali, cioè, si ha un'estremizzazione teorica delle condizioni sperimentali mirata alla semplificazione delle equazioni di conservazione per descrivere agevolmente l'evoluzione temporale di un sistema reattivo. Si possono ad esempio studiare gli stati di non-equilibrio di un sistema reagente trascurando i fenomeni di diffusione della massa. Le tipologie di reattore ideale sono molteplici ([14], cap. 2) a seconda che:

- siano consentiti o negati scambi di materia o di calore con l'esterno;
- siano costanti o variabili la pressione o il volume del reattore;
- siano stazionarie o transitorie le condizioni del reattore.

Tra i reattori ideali, un combustore per turbina a gas può essere assimilato, sia pure con forti semplificazioni, ad un *reattore tubolare a deflusso continuo (Plug Flow Reactor)*. Si tratta di un tubo aperto ai due estremi (uno di ingresso e l'altro di uscita) in cui un flusso reagisce. Per questo tipo di reattore si assume che:

- il flusso sia stazionario;
- ogni sezione di fluido percorra il reattore in completo isolamento, ignorando il fluido antistante e retrostante. Non è consentito quindi nessun miscelamento in direzione del flusso, cioè in direzione assiale (nessuna diffusione di massa);
- in ciascuna sezione tutte le grandezze siano costanti. Vi è cioè perfetta miscelazione radiale (problema monodimensionale);
- il fluido sia aviscoso e ideale.

Il sistema di equazioni (eq. 1.113) che descrive le proprietà del flusso in funzione della coordinata assiale x sono [2]:

- equazione di continuità:

$$\frac{d(\rho \cdot v_x \cdot A)}{dx} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{v_x} \frac{dv_x}{dx} + \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dx} = 0$$

- equazione di conservazione della quantità di moto:

$$\frac{dp}{dx} + \rho \cdot v_x \cdot \frac{dv_x}{dx} = 0$$

- equazione dell'energia:

$$\frac{dh}{dx} + v_x \cdot \frac{dv_x}{dx} + \frac{\dot{Q} \cdot P}{\dot{m} \cdot A} = 0$$

- equazione di conservazione delle specie:

$$\frac{dY_i}{dx} - \frac{r_i \cdot M_i}{\rho \cdot v_x} = 0$$

- equazione calorica:

$$\frac{dh}{dx} = c_p \cdot \frac{dT}{dx} + \sum_{i=1}^n h_i \cdot \frac{dY_i}{dx}$$

- equazione di stato:

$$p = \frac{\rho \cdot R_u \cdot T}{M_{mix}}$$

- equazione per il calcolo del peso molecolare della miscela:

$$M_{mix} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n (Y_i / M_i)}$$

dove A e P sono rispettivamente l'area e il perimetro locale del reattore e \dot{Q} è il flusso di calore attraverso le pareti del reattore.

1.6 LE FIAMME

Una fiamma è la propagazione a velocità subsonica di una zona di combustione localizzata che è in grado di autosostenersi [2]. Similmente, per fiamma si può definire una reazione di combustione che si propaga nello spazio a velocità subsonica, accompagnata normalmente da emissioni nel campo del visibile [1].

Se la propagazione dell'onda di combustione rispetto alla miscela fresca reagente procede con velocità subsonica si parla di *deflagrazione*. Se la velocità di propagazione è supersonica si parla di *detonazione* ([3], par. 4.A).

Si consideri un fronte di fiamma fermo rispetto alle pareti del combustore in cui lo stesso si manifesta. Se il regime di deflusso dei reagenti è laminare allora la fiamma si dice *laminare*. Altrimenti si parla di fiamma *turbolenta*.

Un'altra classificazione fondamentale delle fiamme si basa sul grado di miscelamento del combustibile con il comburente prima che gli stessi siano interessati dalla reazione. La combustione si definisce *premiscelata* se il meccanismo di miscelamento non controlla la cinetica del fenomeno. Questo si verifica quando combustibile e comburente entrano nella

camera di combustione già miscelati in modo omogeneo, oppure quando, pur entrando come due entità distinte, il loro miscelamento è caratterizzato da una velocità superiore a quella della reazione chimica. Nel caso in cui combustibile e comburente entrino separati nella camera di combustione e il loro miscelamento avvenga con una velocità inferiore a quella della reazione, il meccanismo di miscelamento controlla la velocità del processo e la combustione è detta *non premiscelata* (o *diffusiva*).

In seguito vengono trattati i concetti fondamentali relativi alle quattro tipologie di fiamme (laminari e turbolente, premiscelate e diffusive). In particolare viene posta l'attenzione sulle caratteristiche principali delle fiamme (come la velocità e la lunghezza di fiamma e la stabilità del fronte di reazione) seguendo l'approccio di Turns e Glassman [2,3]. Una trattazione più dettagliata si trova in [4] e ancor più in [6], dove vengono affrontate anche tematiche quali l'aerodinamica delle fiamme e l'instabilità intrinseca del fronte di reazione (cfr. par. 2.3). Un approccio prettamente teorico è invece impiegato in [9]. In questo lavoro non vengono affrontati argomenti specifici quali l'innesco, la detonazione e la deflagrazione di miscele reagenti. Per un approfondimento delle tre tematiche citate si vedano [3,4].

1.6.1 Fiamme laminari premiscelate

Per lo studio delle fiamme si assume solitamente un sistema di coordinate solidale con il fronte di fiamma. In questo modo, prese a riferimento le pareti del combustore che circondano la zona di reazione, non è il fronte di fiamma a muoversi, ma sono i reagenti e i prodotti a muoversi rispetto al fronte di fiamma. Ciò è vero se si suppone che il fronte di fiamma sia fermo rispetto alle pareti del combustore, condizione verificata di frequente e ricercata in molte applicazioni industriali. Il fronte di fiamma resta nella stessa posizione nel tempo se i flussi convettivi (legati cioè alla velocità di deflusso delle specie) sono bilanciati dai flussi diffusivi (legati principalmente a gradienti di temperatura e di concentrazione²⁵). I primi tendono ad allontanare la fiamma dal bruciatore, i secondi ad avvicinarla. La posizione del fronte di fiamma può essere facilmente regolata agendo sulla velocità del flusso dei reagenti.

²⁵ È da precisare che il flusso diffusivo per differenze di concentrazione dei reagenti è diretto nel senso del flusso mentre quello relativo ai prodotti ha verso opposto.

Velocità laminare di fiamma

Per quanto detto, un osservatore solidale al fronte di fiamma vede il flusso di reagenti avanzare verso il fronte di fiamma e il flusso di prodotti allontanarsi dalla zona di reazione. In tali condizioni, i reagenti si muovono ad una velocità S_L , detta *velocità laminare di fiamma*. La massa che attraversa il fronte di fiamma si conserva per cui, nel caso in cui la fiamma sia monodimensionale e il flusso di reagenti sia ortogonale al fronte di fiamma, si ha [2]:

$$\rho_{reag} \cdot v_{reag} \cdot A_{reag} = \rho_{prod} \cdot v_{prod} \cdot A_{prod} = \rho_{reag} \cdot S_L \cdot A \quad (1.114)$$

con v velocità dei flussi e A area frontale del fronte. Poiché $\rho = f(T)$ (la combustione avviene a pressione costante), $\rho_{reag} > \rho_{prod}$ e $A_{reag} \cong A_{prod} \cong A$, si ha che $v_{reag} < v_{prod}$, cioè la velocità del flusso aumenta man mano che la reazione procede. La temperatura dei prodotti è minore della adiabatica poiché, nella realtà, il tempo non è sufficiente a consentire il raggiungimento del completo equilibrio termodinamico e inoltre la fiamma perde calore per diffusione. Nonostante questo, a cavallo dell'area di reazione si presenta un forte gradiente di temperatura. Il rapporto tra la temperatura dei prodotti e quella dei reagenti di solito è di 5-7 ([7]).

La velocità laminare di fiamma dipende principalmente dai gradienti di temperatura (che influenzano notevolmente la stabilità e la posizione del fronte di fiamma) e dai gradienti di concentrazione. È influenzata anche [2]:

- dal rapporto di equivalenza. Generalmente la velocità è massima per miscele leggermente ricche in combustibile (nel caso del metano per $\phi \cong 1.1$, come è riportato in tabella 1.1). Lo spessore del fronte di fiamma (δ_L) è invece minimo attorno a miscele stechiometriche e aumenta man mano che ci si allontana dalla condizione $\phi = 1$;

S_L in [cm/s]	$\phi = 0.8$	$\phi = 0.9$	$\phi = 1$	$\phi = 1.1$	$\phi = 1.2$	$\phi = 1.3$	$(S_L)_{max}$	$\phi(S_L)_{max}$
Metano	30	38.3	43.4	44.7	39.8	31.2	44.8	1.08
Idrogeno	120	145	170	204	245	213	325	1.8

Tabella 1.1 - Velocità di fiamma laminare di miscele aria-metano e aria-idrogeno al variare del rapporto di equivalenza (da [3], app. D). T=25°C, P=1atm.

- dalla pressione di combustione. La velocità di fiamma è proporzionale al reciproco della radice quadrata della pressione;
- dal tipo di combustibile. L'idrogeno è il combustibile dotato della maggiore velocità di fiamma laminare (210 cm/s contro 40 cm/s del metano²⁶) e questo per tre motivi: (i) l'idrogeno ha un'alta diffusività termica (ii) e di massa e (iii) presenta una cinetica di combustione molto rapida.

La reazione avviene dove la temperatura è sufficientemente alta da innescare il processo (per effetto del gradiente di temperatura si realizzano forti flussi termici che riscaldano i gas reagenti fino alla loro accensione). Si può così caratterizzare la fiamma con la presenza di due zone (figura 1.3): una prima zona di *preriscaldamento*, nella quale i reagenti vengono portati alla temperatura di accensione e c'è un rilascio di calore assai ridotto; una seconda zona più ampia, detta di *reazione*, in cui si distinguono altre due zone:

- la prima è quella in cui i processi chimici sono rapidi (alta formazione di radicali ad opera di reazioni bimolecolari);
- la seconda è quella in cui la cinetica è più lenta (zona di reazioni trimolecolari e di spegnimento).

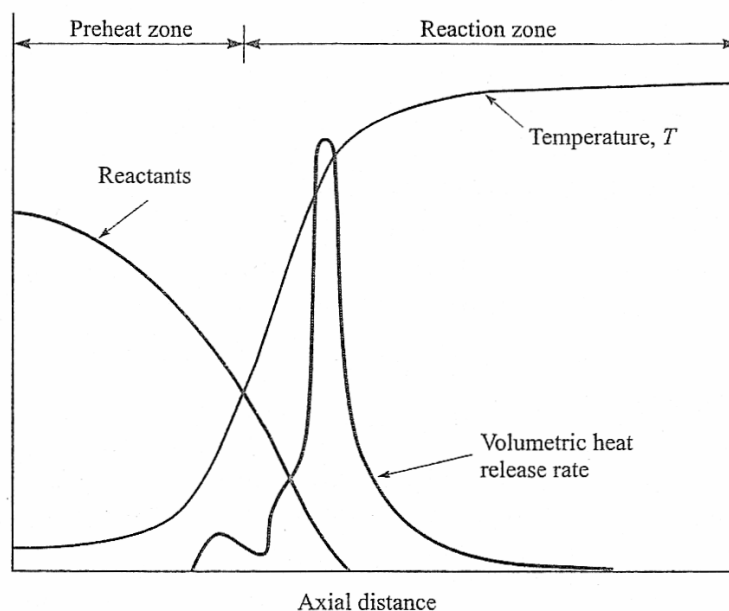


Figura 1.3 – Schema di una fiamma laminare premiscelata (da [2]).

²⁶ Miscela stechiometriche bruciate in aria a pressione di 1 atm ([2], tabella 8.2).

La distribuzione dei radicali e delle specie nel fronte di fiamma può essere ricavata sperimentalmente (da analisi spettroscopiche) o tramite calcolo. Le specie e le condizioni di combustione determinano anche il colore delle fiamme. La luminosità delle fiamme è dovuta principalmente a pennacchi giallastri, tipici di fiamme ricche. Tali pennacchi sono costituiti da particelle carboniose che diventano incandescenti. Un colore azzurro è invece frequente in fiamme povere (combustione con eccesso d'aria)²⁷.

Per la progettazione di un bruciatore è fondamentale conoscere la velocità laminare di fiamma, così da poter risalire alla portata di reagenti. La velocità di fiamma può essere determinata sperimentalmente ([3], par. 4.C) o per via numerica con diversi approcci teorici. Gli approcci teorici tradizionali per il calcolo della velocità laminare di fiamma si basano sulle teorie termiche, su quelle diffusive e su quelle globali (scritte in ordine temporale, dalla meno recente alla più recente) [3].

Molti ricercatori si sono dedicati allo studio della velocità laminare di fiamma per vari combustibili. Mallard e Le Chatelier [20], seguendo un approccio di tipo termico, hanno derivato un'espressione per S_L supponendo che l'unico meccanismo a controllare la propagazione della fiamma fosse la diffusione del calore attraverso i reagenti. La reazione di combustione ha inizio quando il calore ceduto alla zona di preriscaldamento eguaglia quello necessario a elevare la temperatura fino a quella di accensione. Tuttavia, in una fiamma, non si può definire una "temperatura di accensione" [3]. Zeldovich, Frank-Kamenetskii e Semenov [21] hanno affrontato il problema prendendo in considerazione anche la diffusione delle specie chimiche (ma non quella di atomi e radicali) oltre che quella del calore. Le relazioni trovate sono diverse, ma tutte possono essere ricondotte alla seguente:

$$S_L \propto \alpha \cdot r \quad (1.116)$$

Ulteriori dettagli sulle teorie di Mallard e Le Chatelier e di Zeldovich, Frank-Kamenetskii e Semenov e altri approcci teorici per il calcolo della velocità laminare di fiamma sono riportati in [3,4]. Turns [2] propone una soluzione analitica delle equazioni di conservazione sulla base di una serie di ipotesi (flusso stazionario, fiamma monodimensionale, area del fronte di fiamma costante, pressione costante, diffusione binaria modellata solo tramite le

²⁷ Si veda par. 1.6.5 per ulteriori dettagli.

leggi di Fourier e Fick per la parte termica e di massa, numero di Lewis²⁸ unitario, calori specifici delle singole specie costanti e uguali tra loro, $\phi \leq 1$, reazione di combustione globale). Al termine si trova²⁹:

$$S_L = \left[-2 \cdot \alpha \cdot (C/F + 1) \cdot \frac{(r_i \cdot M_i)_{comb}}{\rho_{reag}} \right]^{1/2} \quad (1.117)$$

con $C/F = kg(\text{comburente})/kg(\text{combustibile})$ e α diffusività termica. Lo spessore del fronte di fiamma vale:

$$\delta_L = \left[\frac{-2 \cdot \alpha \cdot \rho_{reag}}{(C/F + 1) \cdot (r_i \cdot M_i)_{comb}} \right]^{1/2} = \frac{2 \cdot \alpha}{S_L} \quad (1.118)$$

δ_L varia tipicamente da 0.1 a 1 mm. L'espressione (1.117) dimostra quanto già detto in precedenza: la velocità di fiamma aumenta all'aumentare della velocità di consumo del combustibile (cioè della velocità di reazione) e della diffusione termica (o di massa dato che si è supposto $Le=1$). I fenomeni diffusivi giocano dunque un ruolo fondamentale per il sostentamento della fiamma. Se la diffusività termica è elevata (come, ad esempio, nel caso dell'idrogeno) è necessario aumentare la velocità dei reagenti per impedire al fronte di fiamma di arretrare. Inoltre la velocità di fiamma aumenta all'aumentare della temperatura dei reagenti.

Per il calcolo della velocità laminare di fiamma mediante correlazioni empiriche, Turns indica come più attendibile quella proposta da Metghalchi e Keck ([2], cap. 8) nella quale compaiono diversi coefficienti dedotti da prove sperimentali.

In molti approcci semplificati per il calcolo della velocità di fiamma vengono trascurati i flussi di calore per irraggiamento. Se da un lato questa ipotesi semplifica notevolmente la trattazione e talvolta è lecita, dall'altro, come in fiamme generate da combustibili ad alto tenore di carbonio, risulta poco appropriata. Infatti, specie quali il monossido di carbonio, l'anidride carbonica, le particelle di carbonio parzialmente ossidate (*particolato* o *nerofumo* o

²⁸ Cfr. par. 1.5.1.

²⁹ Per la risoluzione è necessario assumere un andamento della temperatura lungo la coordinata di direzione del flusso. È stato assunto un andamento costante prima e dopo il fronte di fiamma (pari alla temperatura dei reagenti e dei prodotti) e una legge lineare nello spessore δ_L nel fronte di fiamma.

soot) e anche l'acqua costituiscono fonti radianti che allontanano calore dalla zona reattiva, modificando in modo non trascurabile la distribuzione di temperatura e quindi la velocità di fiamma³⁰.

La velocità di fiamma può essere calcolata anche in modo dettagliato risolvendo le equazioni di conservazione senza ipotesi semplificative. In questo caso è possibile ottenere anche l'andamento della concentrazione delle specie attraverso il fronte di fiamma ([2], figura 8.10). Lo spessore e la velocità di fiamma sono anche i principali fattori che determinano la stabilità del fronte di fiamma.

Fenomeni transitori in fiamme premiscelate

Finora le fiamme sono state trattate in termini stazionari. Tuttavia nei processi di combustione si presentano anche fenomeni transitori (come ad esempio l'innesco e l'estinzione) che determinano lo spostamento del fronte di fiamma rispetto alle pareti del combustore.

L'innesco di una fiamma si ha innalzando localmente la temperatura al di sopra della temperatura adiabatica di fiamma. È possibile ricavare analiticamente il diametro critico di un volume sferico di massa di miscela che va riscaldato oltre la temperatura adiabatica di fiamma ([2], figura 8.20). Si verifica che il diametro critico ha un valore prossimo a quello dello spessore del fronte di fiamma δ_L . Al di sotto del diametro critico il volume di miscela di reagenti che viene riscaldato non è sufficiente per l'innesco. L'energia minima necessaria per l'innesco diminuisce all'aumentare della temperatura dei reagenti e all'aumentare della pressione di combustione (con legge quadratica).

L'estinzione della fiamma, invece, può essere dovuta a diversi fattori [2-4]:

1. La fiamma attraversa delle strutture solide (pareti) con elevato rapporto superficie/volume. Le pareti solide da una parte neutralizzano i radicali che impattano su di esse e dall'altra causano asportazione di calore tale da ridurre notevolmente la cinetica locale delle reazioni (fenomeno noto come *quenching*). In letteratura si parla solitamente di *diametro di spegnimento* in conseguenza al fatto che (a livello teorico o sperimentale) questo fenomeno è indagato spegnendo la

³⁰ Si veda par. 1.6.5 per ulteriori dettagli.

fiamma all'interno di un tubo per effetto della riduzione del suo diametro. Analiticamente (eguagliando il flusso di calore sviluppato dalla combustione con quello disperso per conduzione,) si ricava:

$$d_{spegn} = \sqrt{b} \cdot \delta_L \propto \frac{1}{S_L} \quad (1.119)$$

con b coefficiente empirico tipicamente maggiore di 4. Il diametro di spegnimento ha un rapporto di proporzionalità inversa con la velocità di fiamma laminare e quindi aumenta allontanandosi dalle condizioni stechiometriche.

Lo spegnimento causato da pareti contribuisce anche ad evitare incidenti, a tutto vantaggio della sicurezza. Può infatti capitare che uno dei contributi al sostegno della fiamma nel verso del flusso si riduca o venga a mancare (tipica è la locale diminuzione della velocità del flusso di reagenti). In questo caso il fronte di fiamma tende ad avvicinarsi al bruciatore o a rientrare negli ugelli del bruciatore³¹ (fenomeno di *ritorno di fiamma* o *flashback*). Se gli ugelli del bruciatore hanno un diametro minore di quello di spegnimento il ritorno di fiamma all'interno del bruciatore è scongiurato poiché la fiamma si estingue non appena il fronte si avvicina alle pareti. Se la fiamma penetra nel bruciatore si possono verificare esplosioni dovute ad incrementi locali di pressione (per diminuzione di massa volumica).

2. Nel campo reattivo sono presenti specie che pregiudicano la stabilità della fiamma. Un primo tipo sono le specie *diluenti*, impiegate per abbassare la temperatura di fiamma. Tali specie (spesso iniettate intenzionalmente) riducono le pressioni parziali delle specie (cioè le concentrazioni) e/o assorbono calore (massa che viene riscaldata dalla fiamma³²). Un secondo tipo sono le specie *interferenti* (come gli elementi alogeni), in grado di sottrarre radicali alle reazioni di combustione grazie alla loro elevata reattività chimica.
3. Per ragioni fluidodinamiche il fronte di fiamma si solleva (*liftoff*) e si distacca dal bruciatore (*distacco di fiamma* o *blowoff*). Il sollevamento del fronte di fiamma dalla

³¹ Il fenomeno può avvenire poiché il combustibile e il comburente sono già intimamente miscelati prima di fuoriuscire dal bruciatore.

³² L'assorbimento di calore è tanto maggiore quanto maggiore è il calore specifico della specie diluente. Quindi, ad esempio, vapore e anidride carbonica assorbono un flusso termico maggiore di specie come l'azoto.

posizione di progetto può causare formazione di punti caldi, di inquinanti (ossidazione parziale di alcune specie), rumore di combustione e difficoltà di nuovo innesco. Il sollevamento degenera in distacco quando aumenta ulteriormente la velocità dei reagenti. Infatti gli strati più esterni del flusso (nel tratto compreso tra l'uscita del bruciatore e il fronte di fiamma) vengono diluiti per effetto della diffusione molecolare nell'atmosfera e la miscela diviene localmente povera. In questi strati la velocità S_L può diminuire a tal punto da portare la fiamma a staccarsi in modo definitivo.

I fenomeni di ritorno di fiamma e distacco di fiamma sono contrari l'uno all'altro e sono generati dallo sbilanciamento *locale* tra velocità del flusso dei reagenti e velocità laminare di fiamma (che può aumentare e diminuire per le ragioni viste). Così se $v_{reag} < S_L$ si ha ritorno di fiamma, se $v_{reag} > S_L$ si ha distacco e se $v_{reag} = S_L$ il fronte di fiamma è stabile. I due fenomeni sono influenzati principalmente dal tipo di combustibile, dal rapporto di equivalenza, dalla velocità del flusso e dalla geometria del bruciatore. La combinazione opportuna di questi elementi genera campi di funzionamento stabili riportati nelle *mappe di stabilità* ([2], figura 8.23 e [3], figura 4.37).

Limiti di infiammabilità

I limiti di infiammabilità sono gli estremi del *campo di infiammabilità* definito al variare della concentrazione di combustibile cioè del rapporto di equivalenza. Miscele troppo povere o troppo ricche non hanno la capacità di autosostenersi o propagarsi nello spazio. In questi casi, infatti, il flusso di calore che si allontana dal fronte di fiamma è maggiore di quello generato, per cui vengono a mancare le condizioni locali di temperatura che consentono la sussistenza della fiamma (anche se viene fornito un innesco adeguato).

I limiti di infiammabilità sono ricavati sperimentalmente su bruciatori prototipo (tubi con diametro maggiore di quello di spegnimento) in cui si valuta la capacità del fronte di fiamma di propagarsi al variare del tenore di combustibile nella miscela reagente. I limiti di infiammabilità vengono espressi usualmente in termini di rapporto tra volume di combustibile e volume di miscela reagente o come percentuale del rapporto di equivalenza. Valori numerici dei limiti di infiammabilità di vari combustibili e ulteriori considerazioni si trovano in [3].

Anche se i limiti di infiammabilità sono una caratteristica intrinseca di un combustibile, sperimentalmente si vede che sono condizionati anche dalla geometria del bruciatore [2]. Quest'ultima influisce infatti sulle perdite di calore della zona di reazione.

1.6.2 Fiamme laminari diffusive

Nelle fiamme diffusive le reazioni chimiche sono precedute da processi di miscelamento tra combustibile e comburente. Queste fiamme presentano notoriamente le seguenti caratteristiche:

- hanno spessore maggiore delle fiamme premiscelate per l'esistenza delle due zone, quella di miscelamento e quella reattiva;
- sono più facilmente stabilizzabili delle fiamme premiscelate (nelle fiamme diffusive non ci può essere ritorno di fiamma poiché appena ci si sposta fuori dal fronte di fiamma il rapporto di equivalenza supera i limiti di infiammabilità);
- hanno tendenza ad essere maggiormente inquinanti delle fiamme premiscelate, per diverse ragioni. La prima è che presentano un guscio in cui la reazione avviene in condizioni stechiometriche e quindi con elevate temperature di fiamma³³ (produzione di ossidi di azoto di tipo *thermal*). La seconda è che, nel caso in cui si impieghino combustibili che contengono carbonio, può capitare che le particelle carboniose solide non si ossidino del tutto (formazione di particolato sottile, come PM₅ e PM₁₀). Le particelle di carbonio sono quelle che rendono la fiamma luminosa poiché diventano incandescenti nella parte terminale della zona reattiva. La terza è che, specie in assenza di comburente (anche a livello locale), il monossido di carbonio non riesca a reagire per formare anidride carbonica, data la cinetica lenta della reazione.

³³ La temperatura di fiamma è massima per rapporti $A/F \cong (A/F)_{stec}$ o per rapporti in leggero difetto d'aria ([3], par. 1.2). Infatti, in carenza di comburente, non tutto il combustibile viene bruciato e quindi non tutta l'energia chimica viene sfruttata. In abbondanza d'aria, il calore sprigionato dalla reazione viene impiegato anche per innalzare la temperatura della massa d'aria in eccesso e quindi la temperatura massima di fiamma è contenuta rispetto alle condizioni stechiometriche. È proprio questo ultimo aspetto a rendere la premiscelazione assai accattivante come metodo per la riduzione degli ossidi di azoto in molte applicazioni industriali.

- sono generate da bruciatori progettati ancora in maniera semi-empirica, sulla base di modelli di miscelamento.

Le fiamme diffusive più comuni sono quelle generate da un getto di combustibile in un ambiente in cui si trova (o viene iniettato) il comburente. Se il regime di flusso nell'ugello del combustibile è caratterizzato da un numero di Reynolds minore di 2000 la fiamma è convenzionalmente considerata laminare. Nella realtà, quando il getto sfocia in camera di combustione, possono comunque verificarsi vortici al lato del getto. La distinzione tra fiamme laminari e turbolente non è pertanto così netta. Nello studio delle fiamme diffusive si può scindere il processo di miscelamento da quello di reazione [2]. Si considera inizialmente il problema di un getto non reattivo (perciò isoterma, a temperatura costante) che diffonde in un ambiente in quiete, e solo successivamente si tiene conto della combustione. Altri autori affrontano direttamente lo studio di un getto reattivo [3,4,6].

Getto non reattivo

Si consideri un getto di aria in aria a temperatura costante, con velocità di sbocco uniforme su tutta la sezione pari a v_e . L'ambiente di sbocco si suppone in quiete. Il problema, che per semplicità si ipotizza bidimensionale, si riduce alla valutazione del miscelamento condizionato dal solo trasporto di quantità di moto (non vi sono gradienti di concentrazione per cui non c'è alcun trasporto di materia legato ad altri meccanismi). Sia $v = v(x, r)$ la velocità entro il getto che diffonde (si indica con $v_{x,0}$ la velocità in corrispondenza dell'asse del getto a diverse distanze dalla sezione di sbocco).

I profili di velocità man mano che ci si allontana dalla sezione di sbocco (cioè a distanze x crescenti) tendono ad appiattirsi (figura 1.4a). In un primo tratto del getto, la velocità di ciascun profilo in corrispondenza dell'asse resta costante e poi diminuisce secondo una legge esponenziale all'aumentare di x (figura 1.4b). Le curve a velocità costante hanno invece la forma di pennacchi attorno alla sezione di sbocco.

La quantità di moto allo sbocco del getto (sezione e), che in parte viene trasferita all'ambiente, si conserva. Per cui il bilancio della quantità di moto porge:

$$2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\infty} \rho(x, r) \cdot v_x^2(x, r) \cdot r dr = \rho_e \cdot v_e^2 \cdot \pi \cdot R^2 = J_e \quad (1.120)$$

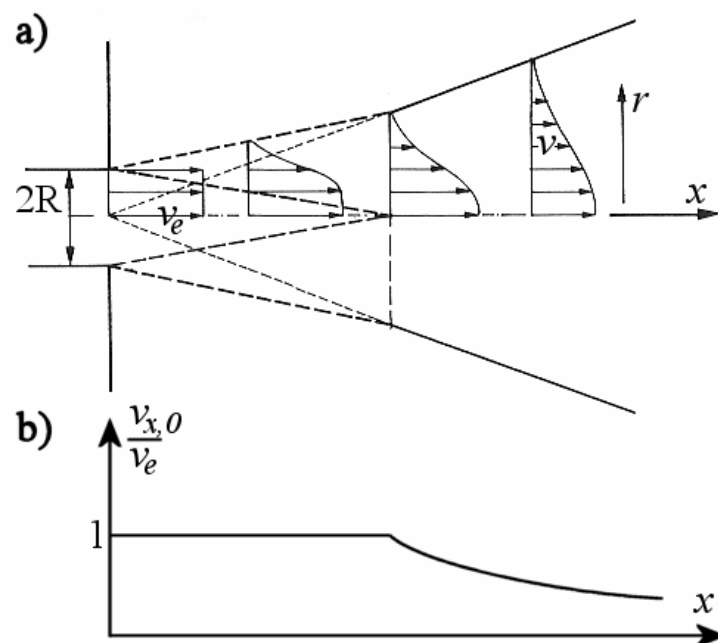


Figura 1.4 – Andamento della velocità in un getto che sfocia in un ambiente libero (a) e del rapporto $v_{x,0}/v_e$ (b) al variare della distanza dalla sezione di sbocco (da [2,22]).

Se il getto è composto di una specie diversa (tipicamente combustibile) da quella che si trova nell'ambiente in cui il getto diffonde, nell'equazione di conservazione va considerato anche il flusso diffusivo generato dal gradiente di concentrazione. La concentrazione di combustibile a valle della sezione di sbocco diminuisce al crescere sia di x che di r . In particolare se si assume che il numero di Schmidt sia unitario³⁴ (cioè che la diffusione viscosa sia pari alla diffusione molecolare) l'andamento della concentrazione di combustibile è lo stesso dei profili di velocità (cosa non vera se il getto fosse reattivo) e la (1.120) diventa:

$$2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\infty} \rho(x, r) \cdot v_x^2(x, r) \cdot Y_{comb}(x, r) \cdot r dr = \rho_e \cdot v_e^2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot Y_{comb,e} \quad (1.121)$$

dove la concentrazione allo sbocco è unitaria ($Y_{comb,e} = 1$). La risoluzione della 1.121 può essere fatta mediante un codice di fluidodinamica numerica o per via analitica (sotto stringenti ipotesi). In caso di getto di combustibile che sbocca in un ambiente in cui è presente un'unica specie ossidante O , di pesi molecolari uguali per le due specie, di diffusione molecolare

³⁴ Ipotesi lecita per molti gas.

binaria regolata solo dalla legge di Fick, di flussi diffusivi assiali nulli (solo la diffusione radiale è conteggiata) e di $Sc=1$ si ottiene:

$$\frac{v_x(r)}{v_e} = 0.375 \cdot Re_e \cdot \frac{R}{x} \cdot \left(1 + \frac{\xi^2}{4}\right)^{-2} \quad (1.122)$$

con:

$$Re_e = \left(\frac{\rho_e \cdot v_e \cdot R}{\mu}\right) \quad \text{numero di Reynolds allo sbocco}$$

$$\xi = \left(\frac{3 \cdot \rho_e \cdot J_e}{16\pi}\right)^{1/2} \cdot \frac{r}{\mu \cdot x}$$

La concentrazione di combustibile segue leggi analoghe. In particolare, lungo l'asse del getto, avrà un andamento come quello mostrato in figura 1.5a (che è equivalente a quello della figura 1.4b poiché il getto è isoterma).

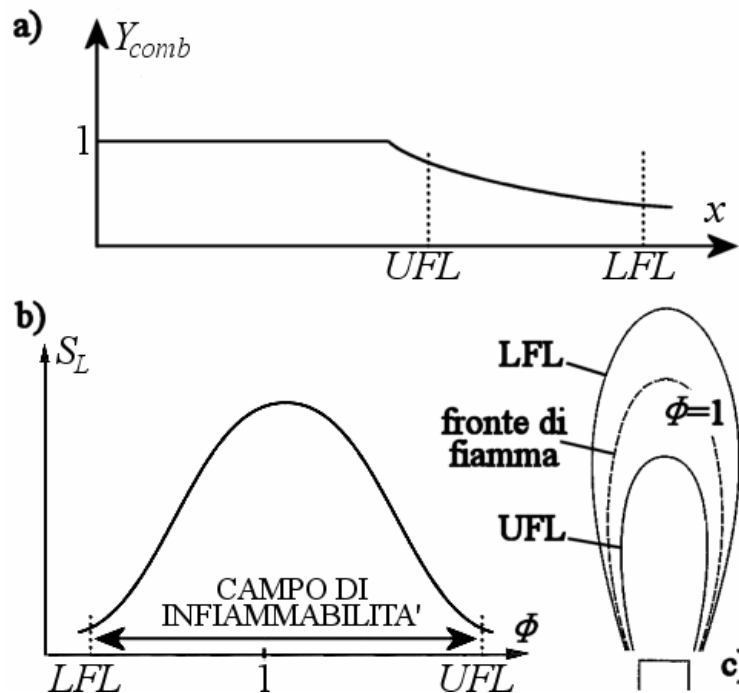


Figura 1.5 – a) Concentrazione di combustibile sull'asse del getto. b) Andamento qualitativo della velocità laminare di fiamma al variare del rapporto di equivalenza. c) Schema della zona di reazione (da [2]).

La concentrazione diminuisce fino a raggiungere il limite superiore di infiammabilità (UFL). Al di sotto di tale limite, la fiamma è in grado di sostenersi fino a quando la concentrazione scende al di sotto del limite inferiore di infiammabilità (LFL). Si vengono

quindi a creare, attorno al getto, due gusci che delimitano la zona di fiamma (figura 1.5c) e corrispondono ai due limiti del campo di infiammabilità (i due gusci sono anche superfici di isovelocità). Tra i due gusci si trova quello in cui la miscela ha concentrazione stechiometrica. Il fronte di fiamma può essere all'incirca collocato proprio sulla superficie dove la miscela è stechiometrica³⁵, poiché è per $\phi \cong \phi_{stec} = 1$ che la velocità di fiamma è massima (figura 1.5b).

Getto reattivo

Se il getto di combustibile brucia intervengono una serie di altri fenomeni (essenzialmente legati ai gradienti di temperatura) che si sommano a quelli illustrati per un getto isoterma. In particolare, le variazioni di temperatura comportano forti variazioni locali di massa volumica e quindi di velocità. Inoltre la concentrazione di combustibile è influenzata notevolmente dalla reazione chimica. Per questi motivi la forma della fiamma differisce dai profili di isoconcentrazione della figura 1.5c.

Per la determinazione del campo di velocità e di temperatura vengono impiegati sempre più frequentemente codici numerici. Approcci semi-empirici consentono invece di stimare la *lunghezza di fiamma laminare* L_f . In letteratura si trovano diversi metodi ([2], cap. 9 e [3], cap. 6.B):

1. *Modello zero*. È il modello più semplice in quanto considera il getto come non reattivo (isoterma) e colloca la fiamma lungo la superficie a $\phi = 1$. Con tali presupposti dall'equazione (1.122) scritta per la concentrazione di combustibile si ricava:

$$L_f = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{\dot{m}_{comb}'''}{D_{comb} \cdot Y_{comb,stec}} \quad (1.123)$$

dove \dot{m}_{comb}''' è la portata volumetrica di combustibile e D_{comb} il coefficiente di diffusione del combustibile. L'equazione (1.123) dà valori molto approssimativi ma mostra come la lunghezza di fiamma sia direttamente proporzionale alla portata di

³⁵ Il fronte di fiamma, assumendo che le reazioni di combustione siano estremamente rapide, è molto sottile, per cui può essere approssimato anch'esso a una superficie o a un guscio (*flame-sheet approximation*).

combustibile (cioè alla velocità del getto) e inversamente proporzionale alla concentrazione stechiometrica di combustibile³⁶.

2. *Modello di Fay*. Modello basato sul precedente che tiene conto della variazione di massa volumica e della viscosità dinamica con la temperatura. L'espressione che si ottiene è simile alla (1.123).
3. *Modello di Burke-Schmann*. Questo modello è basato sulla risoluzione delle equazioni di conservazione con diverse ipotesi per consentire di giungere a un'espressione analitica semplice. Al termine si ottiene un'equazione trascendente.
4. *Correlazioni di Roper*. Roper ha sviluppato e verificato sperimentalmente delle espressioni per il calcolo della lunghezza di fiamma per bruciatori di diversa geometria caratterizzati da diversi regimi di flusso. Le espressioni di Roper danno buone stime della lunghezza di fiamma.

Nelle fiamme diffuse la lunghezza di fiamma dipende ancora:

- dal tipo di combustibile impiegato. In particolare, per molecole del tipo C_xH_y , la fiamma è tanto più lunga quanto minore è il rapporto y/x ;
- dal grado di premiscelazione. In molte applicazioni industriali, le fiamme diffuse bruciano un flusso di combustibile in parte già miscelato con del comburente (fiamme *parzialmente premiscelate*). Il colore di queste fiamme è tipicamente bluastro. Il combustibile viene miscelato a monte della zona di reazione con una portata di aria (detta *primaria*) per accorciare la lunghezza di fiamma e ridurre le emissioni di fuliggine. La portata di aria primaria è tipicamente metà di quella stechiometrica richiesta. Valori maggiori del 60% sono da evitare per ragioni di sicurezza (rischio di flashback a causa del maggior grado di premiscelazione). Se la portata primaria è circa metà della stechiometrica e la velocità dei reagenti è sufficientemente elevata da evitare il flashback, allora la zona di reazione è composta da una fiamma conica premiscelata circondata da una fiamma diffusiva (come accade

³⁶ Le fiamme diffuse di metano hanno lunghezza minore di quelle di idrogeno poiché $Y_{CH_4,ste} \cong 0.06$ e $Y_{H_2,ste} \cong 0.03$.

nel *bruciatore Bunsen*³⁷). Si osserva che all'aumentare della percentuale di aria primaria la lunghezza di fiamma si riduce notevolmente (anche dell'80%).

- dalla concentrazione di ossigeno nel comburente. Sperimentalmente risulta che all'aumentare della concentrazione di ossigeno la lunghezza di fiamma diminuisce. Nel caso del metano, per esempio, la velocità si riduce di quattro volte se la combustione avviene in ossigeno puro anziché in aria.

1.6.3 Introduzione ai moti turbolenti

Le fiamme sono normalmente di natura turbolenta. Un flusso è turbolento quando presenta delle instabilità che non sono sufficientemente smorzate dalla viscosità del fluido. Un indice assai noto del livello di turbolenza di un flusso è il numero di Reynolds. A seguire verranno introdotti concetti di base della turbolenza, utili per lo studio delle fiamme turbolente. Per una trattazione dettagliata della turbolenza si rimanda agli innumerevoli testi specializzati in materia (ad esempio [23,24]). Una sintesi completa e ben strutturata è riportata anche in [6].

In un fluido in moto turbolento, la velocità subisce fluttuazioni locali e casuali. Ciò comporta che ogni grandezza caratteristica del campo termofluidodinamico ϕ possa essere scritta come la somma di un valor medio ϕ_{av} più una componente fluttuante ϕ' (*decomposizione di Reynolds*):

$$\phi(t) = \phi_{av} + \phi' = \frac{1}{\Delta t} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \phi(t) dt + \phi' \quad (1.124)$$

con $\Delta t = t_2 - t_1$ opportuno intervallo temporale. L'intensità delle fluttuazioni turbolente viene spesso valutata mediante:

³⁷ La reazione avviene in due stadi successivi ([2], figura 8.3). Nel primo stadio, si forma una fiamma conica di tipo premiscelato immediatamente allo sbocco del bruciatore. La forma è determinata dalla combinazione tra il profilo di velocità allo sbocco del bruciatore e le perdite di calore attraverso le pareti del bruciatore. La velocità di fiamma in questo caso vale $S_L = v_{reag} \cdot \sin(\alpha)$ dove v_{reag} è la velocità media di uscita dei reagenti e α è la metà dell'angolo di vertice del cono. A valle della fiamma premiscelata ne nasce una diffusiva in cui bruciano i prodotti parzialmente combusti dalla fiamma premiscelata grazie all'apporto di aria secondaria. Per ulteriori dettagli si veda anche [3].

$$\phi'_{rms} = \left[\frac{1}{\Delta t} \cdot \int_{t_1}^{t_2} (\phi')^2 dt \right]^{1/2} \quad (1.125)$$

o, in termini adimensionali, con ϕ'_{rms} / ϕ_{av} .

Le componenti fluttuanti della velocità si possono ricavare per differenza (in base alla 1.124) nota la velocità in un punto e la velocità media del flusso nel medesimo punto. Tre sono le tecniche più diffuse per la misura delle velocità locali ([6], par. 7.8.1):

- *PIV (Particle Image Velocimetry)*. Tale sistema è in grado di misurare due componenti della velocità istantanea di un fluido in cui sono state inserite delle particelle di dimensioni microscopiche.
- *LDV (Laser Doppler Velocimetry o Anemometry)*. Sistema che impiega raggi laser per misurare tutte le componenti istantanee della velocità di un fluido sfruttando l'effetto Doppler.
- *HW (Hot-wire Anemometer)*. Sistema che consente di misurare tutte le componenti istantanee della velocità mediante l'impiego di fili caldi la cui resistenza varia in funzione della portata raffreddante che li investe.

In un flusso turbolento le citate fluttuazioni locali di velocità sono causate da moti vorticosi. I vortici sono responsabili di meccanismi di trasporto di quantità di moto, specie ed energia che si aggiungono a quelli molecolari. La diffusione turbolenta è quindi più rapida della molecolare poiché permette un miscelamento delle quantità in senso trasversale al moto medio del fluido. I vortici turbolenti sono classificabili in base alla loro dimensione caratteristica (o lunghezza d'onda) [6]:

- L : la scala caratteristica del moto, quella rispetto alla quale viene usualmente definito il numero di Reynolds. È la massima dimensione consentita per un vortice poiché individuata dalle dimensioni dei confini del campo di moto (es. diametro del condotto per moto in una tubazione).
- l_0 : la cosiddetta *scala integrale*, che fisicamente rappresenta la dimensione media dei vortici più grandi che si presentano in un flusso turbolento. l_0 , che è più piccolo di L ma rimane dello stesso ordine di grandezza, è la distanza oltre cui cessa qualsiasi correlazione tra componenti fluttuanti della velocità in due punti distinti. A tale distanza infatti le forze inerziali prevalgono notevolmente sulle forze viscosse.

- l_K . È la *scala di Kolmogorov*. Rappresenta la dimensione dei vortici più piccoli tra quelli possibili in un flusso turbolento. È questa la dimensione spaziale in cui avviene la dissipazione (in calore) dell'energia cinetica turbolenta del vortice ad opera delle forze viscosi (l'energia meccanica viene convertita in energia interna).

Al diminuire della dimensione del generico vortice turbolento:

- aumenta la sua velocità angolare;
- diminuisce il suo contenuto di energia cinetica;
- si riduce il suo tempo di esistenza;
- aumenta l'importanza dei fenomeni viscosi rispetto a quelli inerziali.

I vortici più grandi danno origine ai vortici più piccoli che, in cascata, tendono poi a dissolversi per l'azione delle forze viscosi. La generazione di vortici più piccoli avviene con trasferimento di energia cinetica che viene dissipata con una certa velocità (*velocità di dissipazione della turbolenza* ε).

Per ogni tipologia di vortice è possibile definire un numero di Reynolds caratteristico, impiegando l'espressione (1.125) per il calcolo delle velocità e le corrispondenti lunghezze d'onda. Ad esempio (con ν viscosità cinematica):

$$\text{Re}_{l_0} = \frac{v'_{rms} \cdot l_0}{\nu} \quad (1.126)$$

Il livello di turbolenza dell'intero campo di moto viene invece determinato a partire dalla velocità media e dalle dimensioni caratteristiche del campo:

$$\text{Re}_L = \frac{v_{av} \cdot L}{\nu} \quad (1.127)$$

Inoltre si ha che ([3], par. 4.E):

$$l_K = \frac{\nu^3}{\varepsilon_0}; \quad \varepsilon_0 = \frac{3}{2} \cdot \frac{v'_{rms}}{l_0}; \quad \frac{l_0}{l_K} = (\text{Re}_{l_0})^{3/4} \quad (1.128)$$

Le equazioni di conservazione (par. 1.5) sono valide anche per moti turbolenti e possono essere concettualmente risolte per un numero discreto di punti del campo di moto mediante codici numerici (*DNS, Direct Numerical Simulation*). Ad esempio, nei codici a volumi finiti, per 'punti' si intendono gli elementi fluidi in cui viene suddiviso il campo di moto. In questo caso gli elementi devono essere di dimensione l_K per riuscire a cogliere anche i vortici più piccoli. Da qui si intuisce come un approccio di questo tipo sia estremamente dispendioso a

livello computazionale, poiché il numero di elementi nei quali vengono risolte le equazioni di conservazione è elevatissimo già per un campo bidimensionale. Tale approccio, con la tecnologia attuale, è impraticabile, se non per flussi a bassissima turbolenza ($Re_L < 1000$) in domini di geometria estremamente semplice [25].

Per la simulazione dei flussi turbolenti è stata allora sviluppata un'altra forma delle equazioni di conservazione impiegando l'espressione (1.124), cioè considerando ogni singola quantità come somma della sua componente media più la componente fluttuante. Compaiono dunque nelle equazioni, che divengono così le equazioni del moto medio, termini legati alle componenti fluttuanti (detti sforzi turbolenti) che devono essere in qualche modo valutati (*problema di chiusura*). La scelta di modellare tali sforzi turbolenti in maniera più o meno semplificata, invece di risolvere le equazioni di Navier-Stokes comporta da un lato la notevole e vantaggiosa riduzione del numero di punti computazionali necessari alla soluzione del problema e dall'altro l'impossibilità di descrivere nel dettaglio la turbolenza. Si ottengono così le *equazioni di Reynolds (RANS)*, in cui le incognite si riducono alle sole componenti medie delle grandezze e in cui della turbolenza è stimato il solo effetto su tali componenti medie³⁸.

Un'alternativa possibile è il ricorso alla *Large Eddy Simulation (LES)* [13]. Con questo metodo si calcolano esplicitamente le fluttuazioni più ampie, mentre si modellano quelle più piccole. In tal modo, i vortici più grandi³⁹ (con dimensione caratteristica maggiore di l_K) non vengono modellati ma calcolati direttamente, con il risultato di preservare parte della fisica del flusso istantaneo. I ricircoli turbolenti più grandi sono quelli che influenzano maggiormente la combustione poiché sono fortemente influenzati dalla geometria del sistema. I vortici più piccoli, al contrario, hanno forme simili in tutti i campi turbolenti. L'approccio *LES* risulta anche un potente strumento per simulare le instabilità delle fiamme (cfr. cap. 3).

Per la chiusura delle equazioni di Reynolds è necessario modellare gli sforzi turbolenti e i termini di trasporto dovuti alla turbolenza. I modelli più diffusi, ordinati nel senso della

³⁸ Le equazioni di Reynolds non considerano le fluttuazioni di massa volumica, fenomeno invece incluso in un altro approccio di mediazione delle equazioni di conservazione proposto da Favre ([19], par. 3.3).

³⁹ La dimensione caratteristica dei vortici calcolati dipende dalla dimensione media degli elementi fluidi in cui viene suddiviso il campo di moto.

complessità crescente, sono: il modello completamente algebrico basato sulla sola lunghezza di miscelamento, i modelli a due equazioni algebriche, i modelli a più equazioni di trasporto e i modelli differenziali degli sforzi di Reynolds ([19], par. 3.5).

1.6.4 Fiamme turbolente premiscelate

Classificazione e velocità di fiamma turbolenta

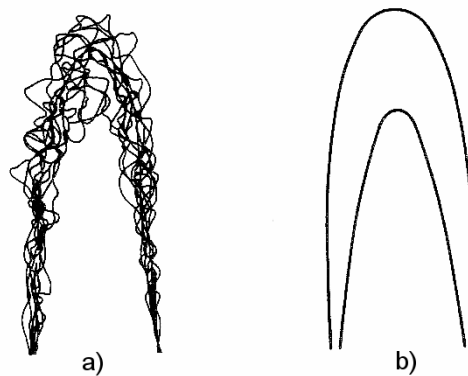


Figura 1.6 – Schematizzazione di una fiamma turbolenta premiscelata. a) Istantanee di superfici a massimo gradiente termico. b) Zona di reazione mediata nel tempo (da [2]).

Come per le fiamme laminari anche per quelle turbolente è possibile definire una velocità di fiamma S_t intesa come la velocità degli incombusti che entrano normalmente al fronte di fiamma [2]:

$$S_t = \frac{\dot{m}_{reag}}{\rho_{reag} \cdot A_{av}} \quad (1.129)$$

Per fronte di fiamma si intende la superficie media A_{av} della fiamma in un certo intervallo di tempo. Osservazioni sperimentali mostrano infatti che il fronte di fiamma muta continuamente forma, area e posizione per effetto della turbolenza. Si verificano increspature irregolari formate da *tasche* (aree di estinzione di fiamma) e *isole* (porzioni di incombusti che si staccano dal fronte e bruciano a parte).

Si consideri una fiamma premiscelata in aria e si supponga di poter fotografare in diversi istanti il guscio in cui si hanno i massimi gradienti di temperatura. Sovrapponendo le immagini raccolte nel tempo dei vari fronti di fiamma si trova quanto illustra la figura 1.6a. Ciascun fotogramma mostra con il fronte di fiamma sia estremamente sottile, così come

accade per le fiamme laminari. Per questo motivo il fronte di una fiamma turbolenta ad un certo istante può essere considerato come risultato di tante fiammelle laminari (*laminar flamelets*) e si può comunque parlare di spessore del fronte così come è stato definito per le fiamme laminari. Una visualizzazione mediata nel tempo porta ad individuare una zona di reazione piuttosto ampia (*pennello di fiamma turbolento*, figura 1.6b), data dalla convoluzione di tutti i fronti di fiamma. Si ottiene in questo modo una descrizione media del fronte di fiamma in cui non appaiono vortici turbolenti⁴⁰.

Sulla base dello spessore del fronte di fiamma (calcolato come se la fiamma fosse laminare) si possono definire tre regimi di combustione turbolenta⁴¹. Va ricordato che lo spessore di una fiamma laminare caratterizza la zona di reazione controllata dal solo trasporto molecolare (e non turbolento) di massa e calore.

Fin tanto che il flusso è dominato da un basso livello di turbolenza che si realizza su larga scala (cioè in modo diffuso e isotropo), la fiamma laminare risulta lievemente influenzata e appare come una *fiamma laminare corrugata*. Con il crescere del grado di turbolenza viene distrutta la continuità del fronte di fiamma e le fiamme laminari esistono solamente in periferia dei ricircoli turbolenti (*fiamme nei vortici*). Infine, per livelli di turbolenza molto elevati, viene distrutta qualsiasi struttura di fiamma laminare e si realizza una zona di reazione distribuita (*fiamma distribuita*). In questo caso i processi di trasporto sono governati sia dai flussi molecolari che turbolenti.

Se si indica con δ_L la lunghezza caratteristica dello spessore del fronte di fiamma laminare si ha quindi la seguente classificazione:

$\delta_L < l_K$	$l_K < \delta_L < l_0$	$l_0 < \delta_L$
Fiamma laminare corrugata	Fiamma laminare nei ricircoli turbolenti	Fronte distribuito

Da un punto di vista concettuale, lo spessore del fronte di fiamma è espressione delle reazioni di combustione (cinetica) mentre le scale di turbolenza sono indice del grado di miscelamento. In questa ottica si definisce il *numero di Damköhler* Da che rappresenta il

⁴⁰ Concettualmente è l'approccio di modellazione delle fiamme impiegato dai metodi *RANS*.

⁴¹ Classificazione delle fiamme turbolente premiscelate riportata in [2], cap. 12. e in [3], par. 4.E. Una classificazione più recente e dettagliata è proposta in [13] e [6] sulla base degli studi condotte da Peters [26].

rapporto tra il tempo caratteristico di miscelamento (cioè la vita media dei vortici più grandi nel flusso) e il tempo caratteristico chimico:

$$Da = \frac{\tau_{flow}}{\tau_{chem}} = \frac{l_0 / \dot{v}_{rms}}{\delta_L / S_L} = \frac{l_0}{\delta_L} \cdot \frac{S_L}{\dot{v}_{rms}} \quad (1.130)^{42}$$

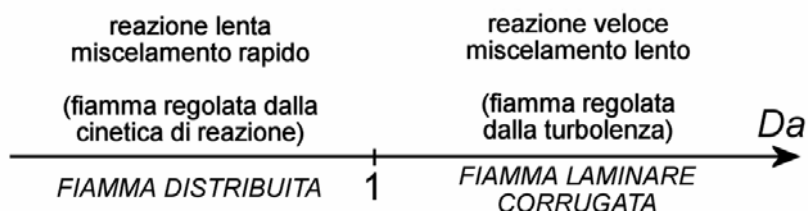


Figura 1.7 – Classificazione delle fiamme premiscelate turbolente secondo il numero di Damköhler.

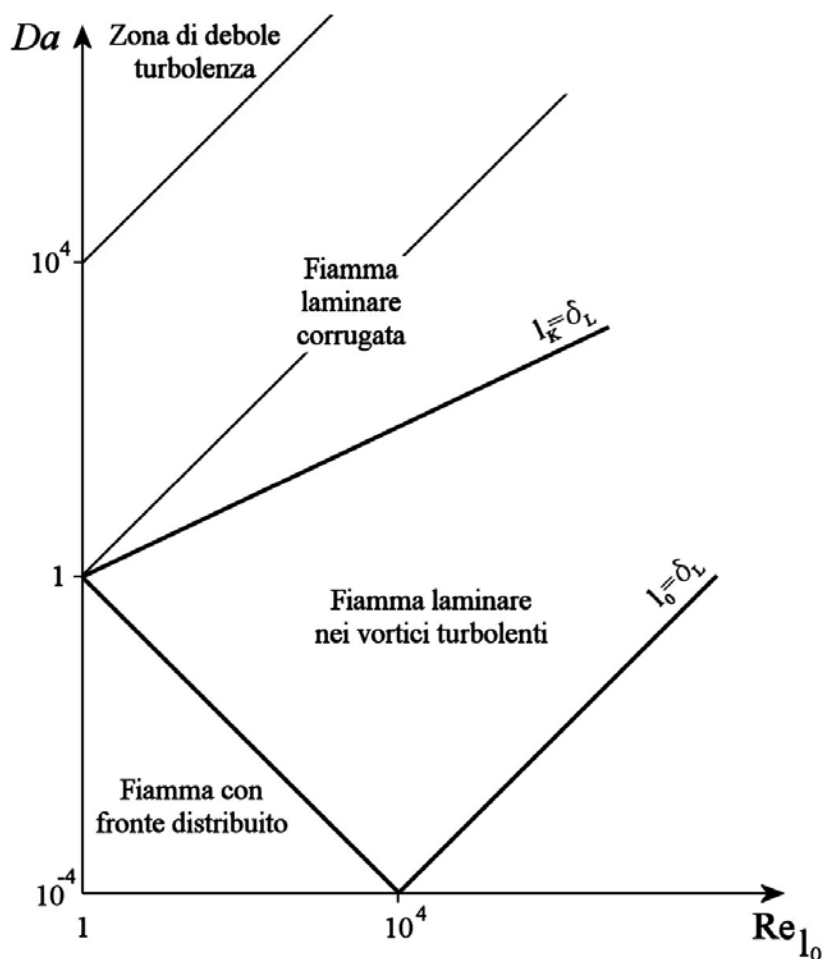


Figura 1.8 – Classificazione grafica delle fiamme premiscelate turbolente (da [2]).

⁴² Detto L il diametro dell'ugello di iniezione della miscela reagente si ha all'incirca $l_0 \approx L/10$.

Se $Da \gg 1$ la reazione è governata dal miscelamento poiché la cinetica è estremamente rapida, viceversa se $Da \ll 1$ (figura 1.7). Fissata la scala di turbolenza si vede che all'aumentare dell'intensità della turbolenza, Da diminuisce cioè i processi di miscelamento divengono sempre più rapidi. Invece, se aumenta la velocità laminare di fiamma, Da aumenta cioè il processo è a *cinetica veloce*.

Considerando il legame tra le scale di turbolenza (equazioni 1.128) e la definizione (1.130) si possono individuare dei campi di esistenza dei vari tipi di fiamme (figura 1.8).

La *fiamma laminare corrugata* è una fiamma laminare il cui fronte viene increspato dai vortici turbolenti. Il fronte così è formato dalla concatenazione di *fiammelle (flamelet)* che si scostano con velocità S_L dal fronte medio di fiamma che si propaga a velocità⁴³ S_t e che ha area media (nel tempo) \bar{A} (figura 1.9). La turbolenza quindi ha il solo effetto di aumentare l'area del fronte di fiamma. Poiché:

$$\dot{m}_{reag} = \rho_{reag} \cdot \bar{A} \cdot S_t = \rho_{reag} \cdot A_{flamelet} \cdot S_L \quad (1.131)$$

la velocità di fiamma turbolenta si può calcolare da quella laminare stimando il rapporto tra le due aree strettamente influenzato dal livello di turbolenza⁴⁴.

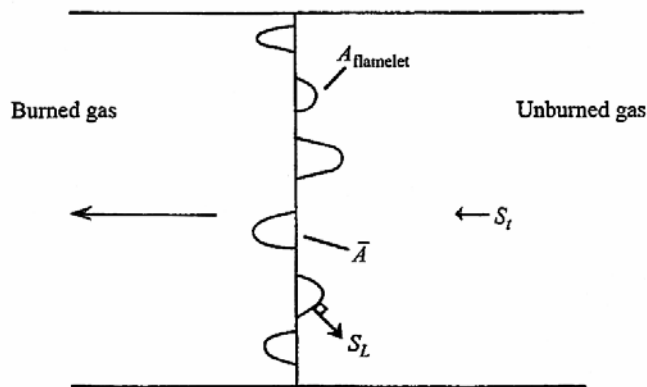


Figura 1.9 – Schema di una fiamma laminare corrugata (da [2]).

Prove sperimentali hanno dimostrato che il passaggio da un regime laminare a uno turbolento causa un notevole incremento dell'area del fronte di fiamma con la possibilità di

⁴³ Oppure, in termini analoghi, si può considerare il fronte fermo e il flusso di reagenti a velocità S_t .

⁴⁴ Diverse relazioni per il calcolo della velocità di fiamma turbolenta si trovano in [2], cap. 12.

bruciare maggiore quantità di miscela (portate anche 10-100 volte superiori) con un aumento spiccato del flusso di calore emesso dalla combustione.

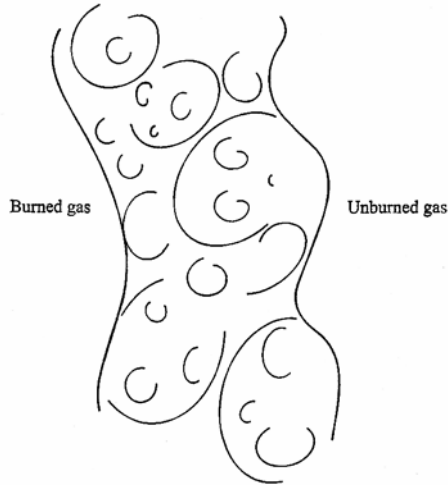


Figura 1.10 - Schema di una fiamma con fronte di reazione distribuito (da [2]).

Le fiamme con *zona di reazione distribuita* (figura 1.10) non sono comuni. La cinetica deve infatti essere lenta (cioè alcune delle reazioni della catena devono avere una velocità ridotta), la scala integrale di turbolenza deve essere piccola e la velocità del flusso deve essere elevata (cioè gli ugelli devono avere un diametro ridotto e deve esserci un elevato salto di pressione tra monte e valle degli ugelli). Poiché la fiamma è controllata dalla cinetica, è fondamentale una valutazione accurata della velocità di reazione per avere una buona stima della velocità di fiamma. La velocità di reazione però è anch'essa una grandezza locale fluttuante influenzata dalle concentrazioni, dalla temperatura e dalle velocità. Il problema è quindi complesso e richiede l'utilizzo di codici numerici con approcci *DNS*.

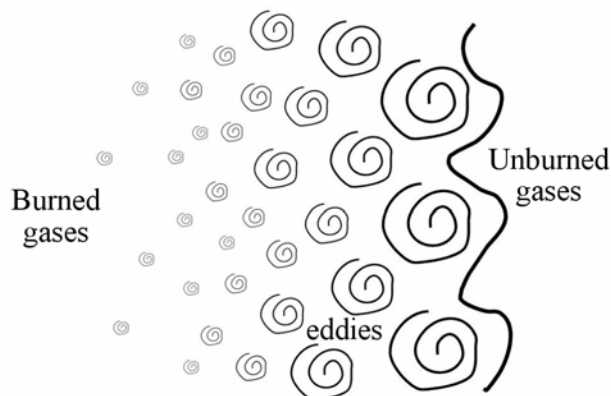


Figura 1.11 – Schema di una fiamma con fiammelle nei vortici.

Nella zona centrale del diagramma in figura 1.8, le reazioni di combustione avvengono all'interfaccia dei vortici turbolenti (*fiammelle nei vortici* o *flamelets-in-eddies*). I vortici sono costituiti da reagenti che pian piano si consumano (figura 1.11). La velocità di combustione è determinata dalla velocità con cui i vortici più grandi si rompono in vortici più piccoli che poi si dissolvono sia a livello chimico che meccanico (dissipazione dell'energia cinetica ad opera degli sforzi viscosi). La combustione è favorita dall'aumento di superficie di reazione dovuto alla rottura dei vortici più grandi. Questo meccanismo di combustione è quello che sta alla base dell'*eddy-breakup model*. La portata di massa di combustibile per unità di volume che viene bruciata può essere espressa come:

$$\dot{m}''_{comb} = - \frac{\rho \cdot C_{comb} \cdot Y'_{comb} \cdot v'_{rms}}{l_0} \quad (1.132)$$

È evidente come la portata sia indipendente dalla velocità laminare di fiamma e come dipenda invece dalle fluttuazioni di concentrazione del combustibile e dalla frequenza di rotazione dei vortici v'_{rms}/l_0 (C_{comb} è una costante compresa tra 0.1 e 100, ma tipicamente è dell'ordine dell'unità). Il processo quindi è quasi interamente controllato dalla turbolenza e in maniera trascurabile dalla cinetica.

Stabilizzazione delle fiamme turbolente premiscelate

In molte applicazioni industriali è richiesto che la fiamma sia stabile, cioè che resti ancorata in una posizione desiderata. Deve essere dunque resistente a fenomeni di flashback, di sollevamento (*liftoff*) e di distacco (*blowoff*) in tutto il campo di funzionamento del combustore. Ciò si verifica quando la velocità locale di fiamma turbolenta eguaglia la velocità media del flusso locale. Il principio è quindi lo stesso seguito per le fiamme laminari premiscelate.

Vi sono diversi modi per stabilizzare una fiamma turbolenta. Molti di questi sono basati sulla creazione di ricircoli di prodotti caldi della combustione che fungono da continua fonte di innesco per il flusso di reagenti. In molte applicazioni, infatti, la velocità del flusso dei reagenti in camera di combustione supera la velocità di fiamma e quindi il fronte di fiamma sarebbe instabile senza opportuni accorgimenti.

I principali metodi usati per stabilizzare una fiamma turbolenta sono [2]:

1. *Porte di by-pass*. Sistema basato sulla creazione di porte supplementari nella testa del bruciatore per avere dei punti di iniezione di miscela a bassa velocità che danno origine a fiamme-pilota.
2. *Rivestimenti refrattari*. Il getto di reagenti viene fatto passare attraverso un canale rivestito di materiale refrattario che a regime raggiunge temperature vicine a quella adiabatica di fiamma. Ciò consente di mantenere elevata la velocità turbolenta di fiamma⁴⁵. Il canale rivestito di refrattario ha spesso una forma divergente per indurre una separazione dello strato limite. I ricircoli dei prodotti di combustione che si creano fungono da continua fonte di innesco.
3. *Bluff bodies*. Si tratta di corpi solidi immersi nel campo reattivo che provocano una zona di scia pronunciata dove ricircolano i prodotti ad una temperatura prossima a quella adiabatica di fiamma (figura 1.12 e 1.13). I punti di innesco della fiamma si trovano sugli spigoli del corpo immerso nel flusso.

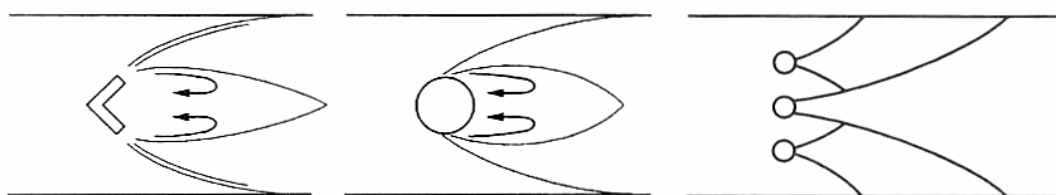


Figura 1.12 – Tipici bluff bodies per stabilizzare fiamme premiscelate turbolente (da [3], cap. 4).

Raramente viene utilizzato un singolo ostacolo. Più frequentemente vengono usate schiere di ostacoli che permettono di ridurre drasticamente lo spazio in cui si realizza la combustione. Bisogna però tenere conto anche del fatto che, all'aumentare del numero di ostacoli, aumentano le perdite di carico. Inoltre, poiché la base della fiamma si avvicina agli ostacoli, questi potrebbero surriscaldarsi.

Oltre alla forma e alla disposizione di corpi nel flusso di reagenti, anche le caratteristiche della corrente (turbolenza e temperatura) giocano un ruolo importante nel processo. Per esempio, nel caso di deflussi reattivi a basso numero di Reynolds, all'aumentare del numero di Reynolds, la scia a valle dell'ostacolo si accresce e i

⁴⁵ La velocità turbolenta di fiamma dipende da quella laminare come suggerito dalla (1.131) che a sua volta dipende dalla temperatura.

vortici da stabili diventano pulsanti in modo alternato (scia di von Kàrmàn). In queste condizioni c'è sempre un'azione stabilizzante, anche se cresce il rumore bianco di combustione (cfr. par. 2.2).

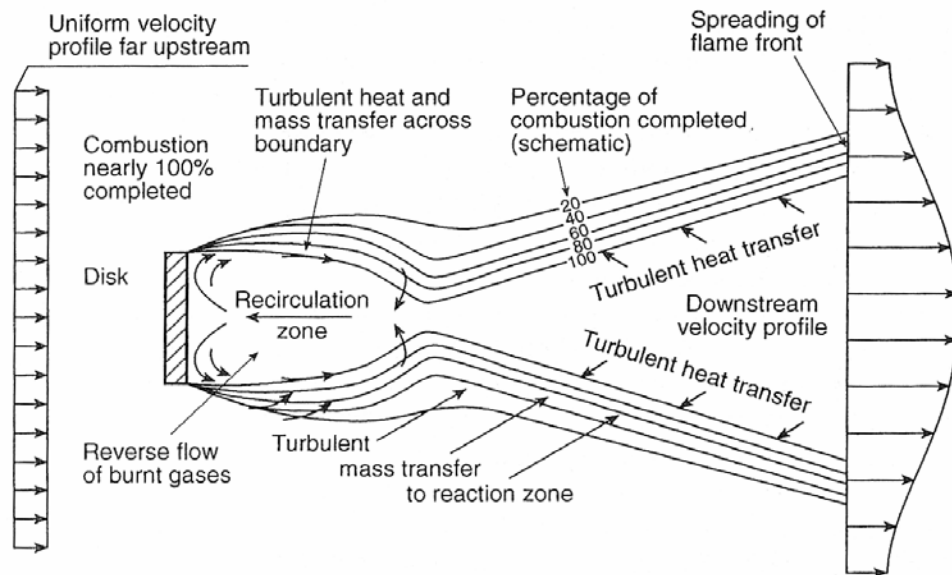


Figura 1.13 – Sviluppo di una fiamma turbolenta in una zona di scia (da [3], cap. 4).

Indagini sperimentali hanno mostrato che la presenza della fiamma permette la formazione di una zona di scia turbolenta pienamente sviluppata per numeri di Reynolds della miscela pari o maggiori a 10^4 .

4. *Rapido incremento della sezione del combustore.* Il rapido incremento della sezione del combustore consente una riduzione della velocità del flusso (e quindi scoraggia il *blowout*) e, talvolta, favorisce la formazione di ricircoli che fungono da fonte di innesco (figura 1.14). Viene impiegato spesso insieme ad altri metodi di stabilizzazione.

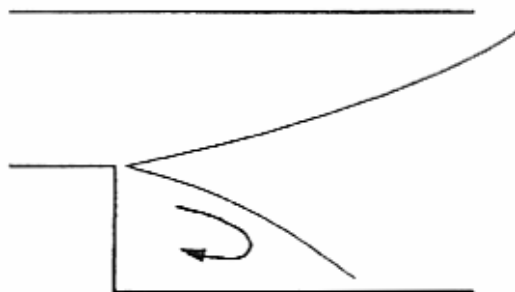


Figura 1.14 – Ricircolo causato dal brusco allargamento di sezione (da [3], cap. 4).

5. *Ricircoli generati da moti vorticosi e getti.* La creazione di ricircoli di prodotti ad alta temperatura può avvenire anche inducendo una componente tangenziale nel flusso di reagenti che penetra in camera di combustione (moto di *swirl*). La quantità di moto si conserva, pertanto la componente tangenziale riducendo la sua intensità tende ad aprire il getto per effetto centrifugo. Parimenti, la velocità assiale diminuisce a causa della diffusione dovuta al flusso divergente. Nel cuore del deflusso viene così a generarsi un ricircolo toroidale (per il richiamo di massa verso zone che, a causa della centrifugazione, si trovano a bassa pressione) che funge da innesco (figura 1.15). Quello descritto è un sistema di stabilizzazione largamente impiegato nei combustori di turbina a gas, spesso accoppiato a getti di aria. Infatti, getti opportunamente indirizzati in camera di combustione possono dar vita a ricircoli impattando contro le pareti o l'uno contro l'altro (figura 1.16). L'induzione di una componente tangenziale e/o l'impiego di getti sono tecniche adottate anche in combustori a fiamma diffusiva.

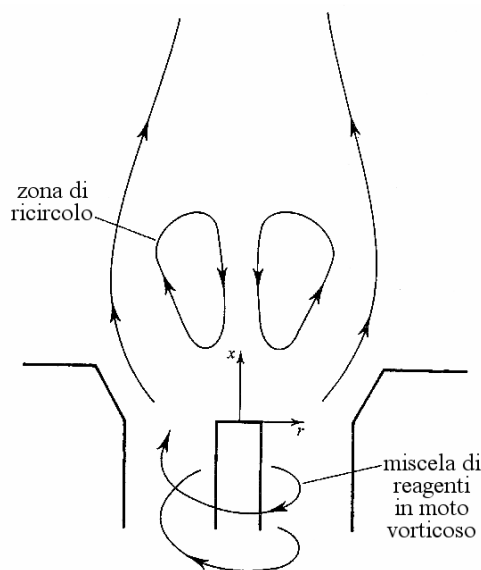


Figura 1.15 – Zone di ricircolo in una fiamma con moto vorticoso impresso a monte della zona di combustione (da [2], cap. 13).

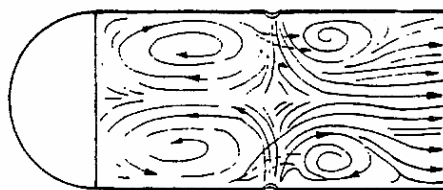


Figura 1.16 – Ricircoli generati dall'interazione di getti (da [2], cap. 13).

1.6.5 Fiamme turbolente diffuse

Molti apparati di combustione industriali impiegano fiamme turbolente diffuse per la facilità con cui possono essere controllate e la conseguente stabilità del fronte di fiamma (come già discusso nel par. 1.6.2). Il principale svantaggio di queste fiamme è l'elevata emissione di inquinanti (in particolare ossidi di azoto), cui non è facile ovviare.

Le fiamme turbolente diffuse presentano caratteristiche simili a quelle premiscelate. In particolare il fronte di fiamma è irregolare e muta continuamente nel tempo per effetto della turbolenza (figura 1.17a). La fiamma considerata in un certo periodo temporale è la sovrapposizione di fronti tutti diversi tra loro e assume un aspetto come in figura 1.17b.

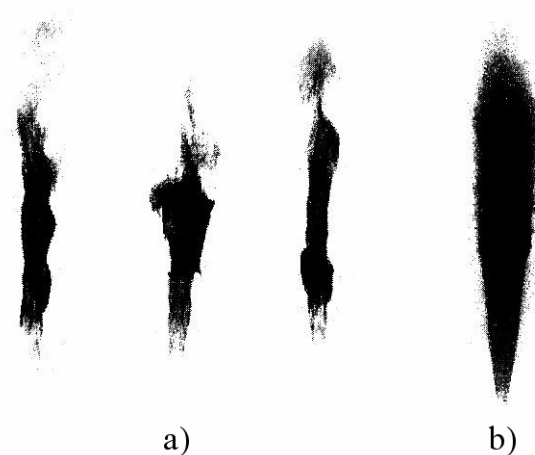


Figura 1.17 – Foto di una fiamma diffusiva turbolenta in tre istanti (a) e dopo una media temporale (b) (da [2]).

Nella zona ad alta temperatura ($1300 < T < 1600$ K) si formano delle particelle solide per accrescimento di molecole costituite da atomi di carbonio (tipicamente idrocarburi policicli aromatici). Tali particelle, se non bruciano totalmente, danno origine a *particolato*. Il particolato, diventando incandescente, rende le fiamme diffuse molto luminose, specie se le molecole di combustibile sono pesanti. Il particolato denota una combustione non completa e quindi è una fonte di inquinamento.

La base della fiamma è spesso poco luminosa e bluastra per la mancanza di particolato. Il colore è dovuto principalmente ai radicali *CH* e *OH* che si eccitano nella zona a più alta

temperatura⁴⁶. Man mano che ci sia allontana dall'ugello la luminosità aumenta per la presenza di particolato. I combustibili con molecole semplici e a basso contenuto di carbonio (come il metano) hanno una fiamma in cui la zona a bassa luminosità è molto estesa.

Le fiamme diffusive turbolente sono soggette a spegnimento per *blowoff* (cfr. par. 1.6.1). Se la portata (e quindi la velocità) del getto di combustibile è ridotta la fiamma è *attaccata* al bruciatore. All'aumentare della portata cominciano a crearsi delle zone scure nel fronte di fiamma (nelle quali non c'è reazione) finché il fronte di fiamma si solleva dall'ugello del combustibile (*lift-off*). A portate eccessive il fronte di fiamma si stacca definitivamente e la fiamma si estingue (*blowoff*).

Molte ricerche sono state dedicate allo studio della stabilità delle fiamme diffusive e in particolare alla determinazione di modelli per la stima della distanza di *lift-off*⁴⁷ (distanza tra la porta dell'ugello e la base del fronte di fiamma). Ciascuna teoria si basa su una diversa definizione della distanza di *lift-off*. Per esempio, la distanza di *lift-off* può essere definita come:

1. distanza alla quale la velocità locale del flusso (nei punti in cui si ha la massima velocità di fiamma laminare) eguaglia la velocità di fiamma turbolenta.
2. distanza alla quale il tempo caratteristico di rotazione dei vortici più grandi (costituiti da prodotti caldi) è minore del tempo chimico necessario per l'innesco.

La prima definizione è quella tradizionale, mentre la seconda è più recente. In [2] è proposta una formula che interpreta la prima definizione.

Lunghezza di fiamma

Lo studio analitico delle fiamme diffusive turbolente è molto più complesso di quello delle fiamme laminari proprio per l'effetto della turbolenza. Trattazioni analitiche semplici (anche considerando il getto non reattivo) sono possibili solo dopo notevoli semplificazioni che trascurano fenomeni fondamentali. I risultati non hanno quindi una valenza quantitativa. A livello qualitativo si può dire che in un getto turbolento isoterma:

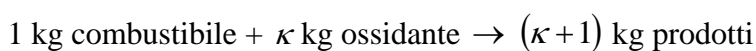
⁴⁶ Le zone di formazione dei radicali *OH*, quindi, sono anche i punti di formazione degli ossi di azoto.

⁴⁷ Una panoramica dei modelli si trova in [27].

- il campo di moto è completamente definito “in similitudine” una volta che lo stesso sia stato scalato con la velocità di sbocco del getto e con il raggio dell’ugello di sbocco;
- il getto ha un angolo di apertura indipendente dalla velocità di sbocco e dal raggio dell’ugello;
- la viscosità turbolenta resta grossomodo costante all’interno del campo di moto ed è direttamente proporzionale alla velocità di sbocco e al raggio dell’ugello.

Tali tendenze sono confortate da misure sperimentali.

Per l’analisi del getto in condizioni reattive è bene introdurre il concetto di *mixture fraction* ([2,6]). Nel campo reattivo di una fiamma vi sono quantità scalari che si conservano. Le frazioni di massa dei vari elementi chimici sono tra queste (non sono invece tra queste i composti reattivi a cui tali elementi danno origine). È possibile definire allora una frazione di massa della miscela combustibile costituita dall’insieme degli elementi chimici che la originano. Tale frazione si conserva dal momento che la massa (e quindi le frazioni di massa) di ciascuno dei singoli elementi chimici si conserva. Si immagini, senza perdere in generalità, a un unico flusso di combustibile che reagisce con un unico flusso di ossidante per dare un unico prodotto (più in generale tutti e tre i flussi potrebbero essere miscele di più sostanze). Sia il flusso di combustibile costituito dall’elemento chimico, o insieme di elementi, X (es: combustibile idrogeno H_2 costituito dall’elemento idrogeno H piuttosto che combustibile metano CH_4 costituito dall’elemento carbonio C e dall’elemento idrogeno H). Si consideri il fluido racchiuso in un volume di controllo. Si definisce *mixture fraction* f il rapporto tra la massa dell’/degli elemento/i chimico/i che è o è stata combustibile (cioè la massa di elemento X combusta e incombusta) e la massa della miscela costituita da tutti gli elementi chimici coinvolti nella reazione (reagenti e prodotti). Così se la stechiometria della reazione prevede che:



allora, indipendentemente dallo stato di avanzamento della reazione, si avrà una certa distribuzione percentuale della massa dell’elemento X :

- all’interno del combustibile ancora incombusto (ovviamente pari alla massa stessa di combustibile rimasto);

- all'interno dei prodotti (in base alla stechiometria pari a $1/(\kappa+1)$ della massa totale dei prodotti);
- all'interno dell'ossidante (pari a zero per definizione).

Quindi, per ottenere la frazione di miscela f , è sufficiente sommare i prodotti delle tre distribuzioni percentuali appena elencate ciascuna moltiplicata per la frazione di massa del non inerte corrispondente, nel mix di reagenti e prodotti. Pertanto:

$$f = \frac{kg_X}{kg_{comb}} \cdot \frac{kg_{comb}}{kg_{mix}} + \frac{kg_X}{kg_{prod}} \cdot \frac{kg_{prod}}{kg_{mix}} + \frac{kg_X}{kg_{oss}} \cdot \frac{kg_{oss}}{kg_{mix}} = 1 \cdot Y_{comb} + \frac{1}{\kappa+1} \cdot Y_{prod} + 0 \cdot Y_{oss}$$

cioè:

$$f = Y_{comb} + \frac{1}{\kappa+1} \cdot Y_{prod} \quad (1.133)$$

E' sempre $0 \leq f \leq 1$. $f=1$ nel flusso di combustibile puro. $f=0$ nel flusso di ossidante puro e nelle eventuali zone di inerte puro. In un flusso di prodotti della combustione privo di inerti e di ossidante si avrà $f=1/(\kappa+1)$. Laddove è $f \neq 0$ si ha di certo o inerti o ossidante o un insieme dei due accompagnati da solo combustibile o soltanto da prodotti o da un insieme dei due. Nel caso di assenza di inerti un valore di $0 < f < 1/(\kappa+1)$ implica necessariamente la presenza di ossidante che può alternativamente trovarsi:

- assieme a soli prodotti ($Y_{comb} = 0$);
- assieme a solo combustibile (con $Y_{comb} = f < 1/(\kappa+1)$);
- assieme a combustibile e prodotti.

In assenza di inerti, indipendentemente dal grado di avanzamento della reazione, cioè indipendentemente dalla quantità di combustibile bruciato, la frazione di miscela può essere correlata direttamente al rapporto di equivalenza:

$$f = \frac{\phi}{(A/F)_{stec} + \phi} \quad (1.134)$$

Supponendo che la fiamma si realizzi sulla superficie in cui $\phi = \phi_{stec} = 1$ (è che ovunque sussiste la condizione di dosatura stechiometrica vi sia fiamma) allora il fronte di fiamma è il luogo dei punti in cui f vale:

$$f_{stec} = \frac{1}{(A/F)_{stec} + 1} \quad (1.135)$$

In una fiamma laminare turbolenta a regime si può definire lunghezza di fiamma come la media delle lunghezze del fronte di fiamma in diversi istanti temporali [2]. La lunghezza di ciascun fronte può essere misurata rilevando la posizione assiale del punto in cui, sull'asse del getto, c'è il valore di temperatura più alto o $f = f_{stec}$ (dal momento che è sull'asse del getto che si verifica sempre la massima velocità dello stesso e quindi la massima distanza percorsa dal combustibile prima di reagire). In entrambi i casi si trovano lunghezze minori (dal 20% al 35%) di quelle rilevate misurando la lunghezza della fiamma visibile (sempre mediata nel tempo). Nel caso di getto verticale che brucia in un ambiente con fluido in quiete la lunghezza di fiamma dipende:

- dal numero di Froude (Fr), rapporto tra la forza d'inerzia (flusso di quantità di moto allo sbocco del getto) e la forza peso. Per ridotti valori del numero di Froude la fiamma e il campo di moto sono governati dalla gravità. Indagini sperimentali hanno dimostrato che, quando la velocità del getto aumenta, le forze di gravità favoriscono il miscelamento e la lunghezza di fiamma diminuisce (anche di un fattore due).
- dalla *stechiometria* (cioè dal valore di f_{stec}). Combustibili che richiedono molta aria per bruciare (cioè che presentano f_{stec} ridotti) presentano fiamme più lunghe.
- dal diametro iniziale del getto d_{jet} e dal rapporto tra massa volumica del combustibile allo sbocco e la massa volumica del fluido in cui il getto sfocia ρ_e/ρ_∞ . I due effetti possono essere combinati in un'unica variabile definita come $d_{jet}^* = d_{jet} \cdot (\rho_e/\rho_\infty)^{1/2}$, nell'ipotesi che il profilo di velocità allo sbocco sia uniforme. In questo modo l'incremento della massa volumica di sbocco ha lo stesso effetto dell'aumento del diametro dell'ugello.

Definendo una lunghezza di fiamma adimensionale L^* come:

$$L^* = \frac{L_f \cdot f_s}{d_{jet}^*} \quad (1.136)$$

Delichatsios [28] ha individuato due regimi (figura 1.18) in cui valgono le seguenti relazioni empiriche:

- regime in cui predomina la forza di gravità ($Fr < 5$) dove: $L^* = \frac{13,5 \cdot Fr^{2/5}}{(1 + 0,07 \cdot Fr^2)^{1/5}} \quad (1.137)$

- regime in cui prevalgono le forze inerziali ($Fr \geq 5$) dove: $L^* = 23$ (1.138)

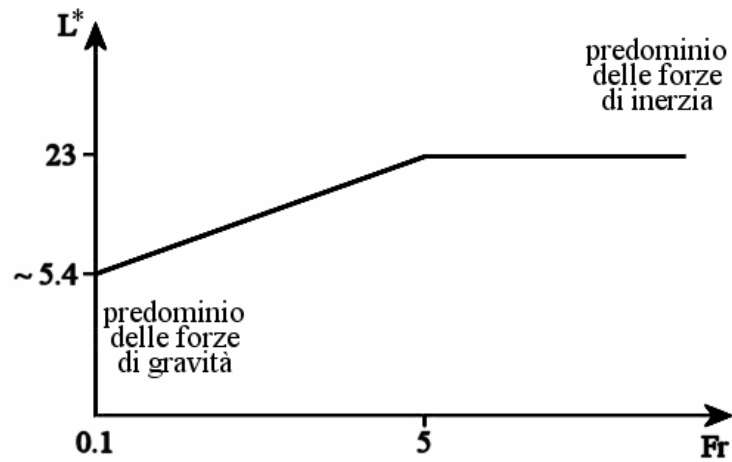


Figura 1.18 – Lunghezza di fiamma adimensionale in funzione del numero di Froude (da [2], cap. 13).

In particolare, se $Fr \geq 5$, la lunghezza di fiamma è indipendente dalla velocità di sbocco del getto ed è all'incirca linearmente dipendente dal diametro del getto d_{jet} . Nelle formule precedenti il numero di Froude può essere calcolato mediante:

$$Fr = \frac{v_e \cdot f_{stec}^{3/2}}{(\rho_e / \rho_\infty)^{1/4} \cdot [(\Delta \bar{T}_f / T_\infty) \cdot g \cdot d_{jet}]^{1/2}} \quad (1.139)$$

con i pedici e e ∞ riferiti rispettivamente alla sezione di sbocco del getto e all'ambiente in cui il getto sfocia. $\Delta \bar{T}_f$ è invece l'incremento medio di temperatura del getto dovuto alla combustione.

Radiazione termica

Un altro aspetto caratteristico delle fiamme diffusive è l'irraggiamento. È anch'esso un fattore che influenza la lunghezza di fiamma in quanto è uno dei modi in cui il calore viene disperso dal fronte di fiamma. Il flusso di calore per irraggiamento non è promosso da trasporto di massa, ma è di natura puramente elettromagnetica (e quindi può avvenire anche nel vuoto).

Si definisce *frazione radiante* il rapporto tra il flusso di calore per irraggiamento dalla fiamma all'ambiente e il flusso di calore totale rilasciato dalla fiamma:

$$\chi_{rad} = \frac{\dot{Q}_{rad}}{\dot{m}_{comb} \cdot \Delta h_R} \quad (1.140)$$

dove Δh_R è il potere calorifico del combustibile. Per alcune fiamme diffusive la frazione radiante può superare il 50% a seconda della tipologia di fiamma e del tipo di combustibile.

Tipologia di fiamma. Se si considera la fiamma come una sorgente uniforme di calore, il flusso di radiazione in uscita dalla fiamma può essere espresso come:

$$\dot{Q}_{rad} \approx a_p \cdot V_f \cdot \sigma_n \cdot T_f^4 \quad (1.141)$$

dove a_p è il coefficiente medio di assorbimento della fiamma⁴⁸, σ_n è la *costante di Stefan-Boltzmann* e V_f e T_f sono rispettivamente il volume e la temperatura della fiamma. Nel caso in cui il regime sia dominato dalle forze inerziali $V_f \propto d_{jet}^3$. Sostituendo la (1.141) nella (1.140) e tenendo presente che $\dot{m}_{comb} \cong \rho_{comb} \cdot v_e \cdot \pi \cdot d_{jet}^2 / 4$ si ottiene:

$$\chi_{rad} \propto a_p \cdot T_f^4 \cdot \frac{d_{jet}}{v_e} \cdot \left(\frac{\sigma_n}{\rho_{comb} \cdot \Delta h_R} \right) \quad (1.142)$$

in cui il termine tra parentesi è costante per un dato combustibile. L'espressione mostra innanzitutto come il rilascio di calore totale da parte della fiamma sia proporzionale alla velocità di sbocco del getto (per un dato diametro). Si vede poi come la frazione radiante sia tanto maggiore quanto maggiore è il tempo di residenza della fiamma in camera di combustione, d_{jet}/v_e . Va sottolineato che la relazione (1.142) non tiene conto dell'azione delle forze di gravità sulle variabili in gioco.

Tipo di combustibile. Il tipo di combustibile condiziona pesantemente il valore della frazione radiante poiché al variare del combustibile varia la propensione della fiamma a produrre *particolato*. Quest'ultimo infatti, è costituito da particelle solide carboniose ad alta

⁴⁸ Il coefficiente di assorbimento è il rapporto tra la potenza media assorbita e quella media incidente per radiazione. È quindi unitario per un corpo nero. Un corpo si dice *grigio* se il coefficiente di assorbimento è indipendente dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente. Per semplicità, è comune nella pratica tecnica assumere che i corpi siano grigi. Alcuni gas (come l'azoto, l'idrogeno, l'ossigeno e l'elio) possono essere considerati trasparenti alla radiazione (cioè sono in grado di trasmettere tutta la potenza radiante incidente) e, conseguentemente, non emettono energia radiante ([29]). Non sono tali (e quindi sono anche corpi radianti) il vapor d'acqua, l'anidride carbonica (che possono essere considerati corpi grigi) e le particelle carboniose (che possono essere considerati corpi neri, [2]).

temperatura che si comportano come corpi radianti sia nel visibile (da cui la luminosità delle fiamme) sia nell'infrarosso (lunghezze d'onda alle quali si ha emissione di energia termica).

La tendenza di una fiamma a produrre particolato è individuata dal cosiddetto *punto di fumo (smoke point)*. Il punto di fumo è determinato sperimentalmente aumentando la portata di combustibile fintantoché la fiamma non comincia a produrre nerofumo. Quanto maggiore è la portata che comincia a dare origine a nerofumo tanto minore è la propensione del combustibile a produrre particolato. O, in altri termini, maggiore è l'altezza di fiamma⁴⁹ in condizioni prossime a quelle in cui si ha emissione di fumo, minore è la propensione del combustibile a produrre particolato. Il punto di fumo è strettamente legato alla complessità della molecola di combustibile e alla natura dei legami. In generale tanto maggiore è la complessità della molecola e tanto più forti sono i legami chimici, tanto maggiore sarà la tendenza del combustibile a produrre particolato e quindi a irradiare calore⁵⁰.

Come detto, le principali fonti di radiazione termica nelle fiamme sono, oltre alle particelle carboniose, l'anidride carbonica e il vapor d'acqua (radiazione molecolare). Prove sperimentali hanno evidenziato che la radiazione molecolare si manifesta per lunghezza d'onda attorno ai 2,5-3 μm . Le particelle solide hanno invece un massimo di intensità di emissione tra 1 e 1,5 μm .

Applicazioni industriali

Spesso si impiegano anche configurazioni diverse da quella di un getto costituito da solo combustibile che sbocca con velocità puramente assiale in un ambiente dove l'aria è in quiete. In molti casi l'aria comburente è iniettata in camera di combustione mediante canali paralleli che circondano quelli del combustibile (*co-flow*). Se la velocità dei due flussi è simile, la velocità di miscelamento trasversale è ridotta e si realizzano fiamme lunghe. Così i tempi di residenza aumentano, e di conseguenza aumentano la formazione di particolato e la luminosità della fiamma.

⁴⁹ L'altezza di fiamma è proporzionale alla portata di combustibile a parità di altre condizioni.

⁵⁰ La frazione radiante, per uno stesso tipo di fiamma, vale ad esempio 0,6 per il propilene, 0,45 per l'acetilene e 0,15 per il metano ([2], cap. 13). In altre condizioni si trova per il propano $\chi_{rad} = 0,05$ ([25]).

Talvolta si ricorre alla parziale premiscelazione iniettando dell'aria nel flusso di combustibile a monte della camera di combustione. Questa tecnica, analogamente al caso delle fiamme laminari, consente di ridurre la lunghezza della fiamma.

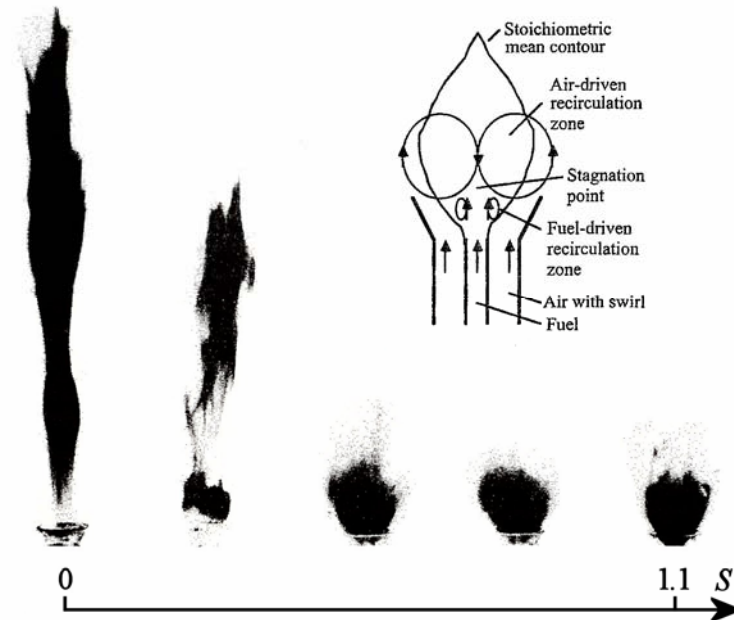


Figura 1.19 – Influenza del numero di swirl sulla lunghezza della fiamma (da [2], cap.13).

Molto utilizzati sono anche bruciatori che imprimono al flusso di aria e/o di combustibile un moto rotatorio organizzato (*swirl*). Per imprimere una componente tangenziale si ricorre a canali anulari palettati o a iniettori opportunamente orientati. Lo *swirl*, oltre a stabilizzare la fiamma creando zone di ricircolo, consente di controllare la lunghezza della fiamma (figura 1.19). Aumentando la componente tangenziale impressa si riduce notevolmente la lunghezza di fiamma poiché aumenta il miscelamento. L'intensità del moto di *swirl* è misurata dal *numero di swirl*, definito come il rapporto tra il flusso del momento della quantità di moto tangenziale e il prodotto tra la spinta assiale e il raggio equivalente dell'ugello:

$$S = \frac{J'_{\tan}}{F_{ax} \cdot (d_{se}/2)} \quad (1.143)$$

con⁵¹:

⁵¹ Nelle formule della quantità di moto vengono trascurati i termini legati alle velocità fluttuanti e alle pressioni.

$$J'_{\tan} = \int_0^{r_{se}} (\rho \cdot u \cdot w) \cdot r^2 dr \quad (1.144)$$

$$F_{ax} = \int_0^{r_{se}} (\rho \cdot u^2) \cdot r dr \quad (1.145)$$

(u è la componente assiale della velocità, w quella tangenziale). In letteratura ([30], cap. 4), per vorticatori anulari con angolo della palettatura costante pari a ϑ (figura 1.20), si trova la seguente espressione:

$$S = \frac{2}{3} \cdot \frac{1 - (d_{si}/d_{se})^3}{1 - (d_{si}/d_{se})^2} \cdot \tan(\vartheta) \quad (1.146)$$

Per *numeri di swirl* minori di 0,4 non si creano zone di ricircolo e il moto vorticoso è considerato debole. Zone di ricircolo stabile si creano per $S > 0,6$. Valori uguali e maggiori a 0,6 sono impiegati di frequente. Da notare che l'espressione (1.146) può essere impiegata anche per calcolare l'angolo di calettamento delle pale fissato un determinato *numero di swirl*.

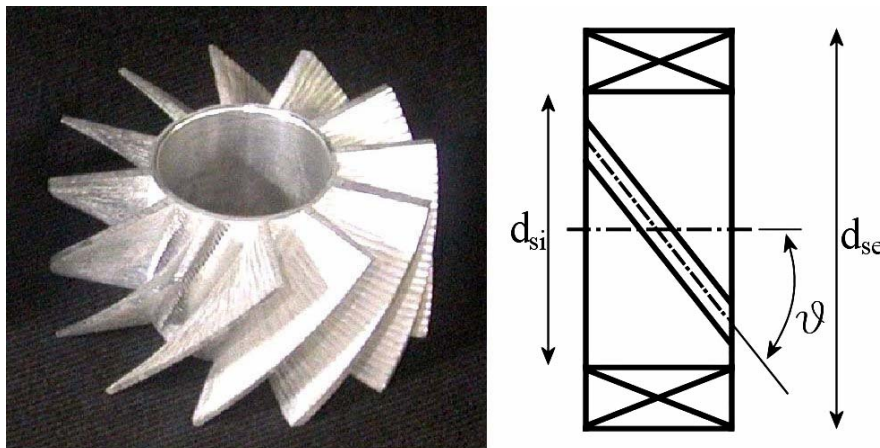


Figura 1.20 – Foto e rappresentazione schematica di un vortificatore assiale anulare.

Il grafico di figura 1.21 mostra il campo di funzionamento di un bruciatore con vortificatore in cui un getto di combustibile sbocca in una camera di combustione. Il getto è circondato da un moto rotatorio organizzato di aria. Si vede come, all'aumentare del numero di swirl, il campo di funzionamento si estenda rapidamente nella direzione in cui aumenta l'eccesso d'aria. Per numeri di swirl maggiori di 0,6 il campo di funzionamento stabile si restringe poiché aumenta il rischio di *blowoff* a causa dell'elevato valore di velocità assiale.

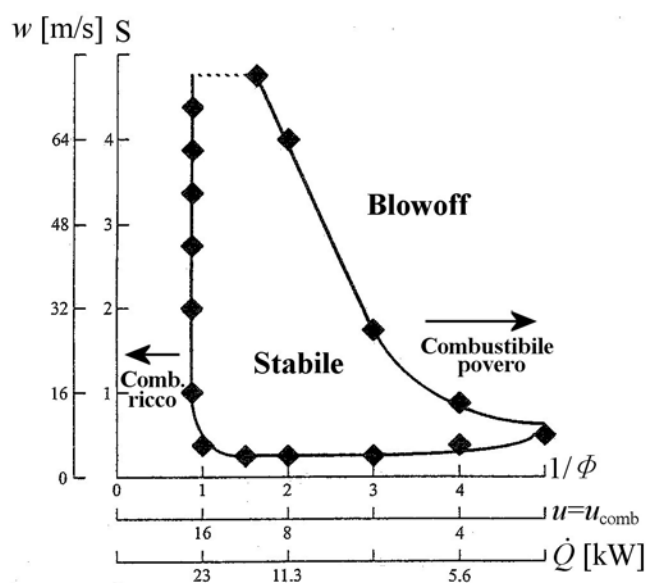


Figura 1.21 – Campo di stabilità di un bruciatore con vortice. u e w sono rispettivamente la componente assiale e tangenziale della velocità allo sbocco del vortice (da [2], cap. 13).

Nomenclatura

- a numero di moli di aria
- a_p coefficiente di assorbimento [1/m]
- A fattore pre-esponenziale, tipo di specie chimica o area [m²]
- A/F rapporto aria-combustibile
- B tipo di specie chimica
- c_v calore specifico a volume costante [J/kg·K]
- c_p calore specifico a pressione costante [J/kg·K]
- \bar{c}_v calore specifico molare a volume costante [J/kmol·K]
- \bar{c}_p calore specifico molare a pressione costante [J/kmol·K]
- C_v capacità termica a volume costante [J/K]
- C/F rapporto comburente/combustibile
- C tipo di specie chimica o combustibile
- D coefficiente di diffusione [m²/s]

Da	numero di Damköhler
e	energia totale specifica [J/kg] o numero di Nepero
\dot{e}	flusso di energia specifica [W/kg]
E	energia totale [J]
E_a	energia di attivazione [J]
\dot{E}	flusso di energia [W]
f	forza di massa per unità di volume [N/m ³] o mixture fraction
F	forza [N]
Fr	numero di Froude
g	accelerazione di gravità [m/s ²]
\bar{g}	energia libera di Gibbs molare [J/kmol]
G	energia libera di Gibbs [J]
h	entalpia specifica [J/kg]
\bar{h}	entalpia molare [J/kmol]
Δh_R	entalpia specifica di reazione [J/kg]
H	entalpia [J]
\dot{H}	flusso di entalpia [W]
$[i]$	concentrazione della specie i [kmol/ m ³]
\bar{J}	flusso diffusivo specifico [N·s/m ³]
J	flusso di quantità di moto (spinta) [N]
J'	flusso del momento della quantità di moto [N·m]
k	costante di velocità
k_c	conducibilità termica [W/ K·m]
K_c	rapporto tra costante di velocità diretta e inversa
K_p	costante di equilibrio
l	scala di turbolenza [m]
Le	numero di Lewis
L_f	lunghezza di fiamma [m]
L^*	lunghezza di fiamma adimensionale [m]

m	massa [kg] o esponente
\dot{m}	portata di massa [kg/s]
\dot{m}'	portata di massa per unità di area [kg/s·m ²]
\dot{m}''	portata di massa per unità di volume [kg/s·m ³]
\dot{m}'''	portata volumetrica [m ³ /s]
M	peso molecolare [kg/kmol] o specie chimica (terzo corpo)
n	numero di componenti della miscela o esponente
nr	numero di reazioni
N	numero di moli [kmol]
\dot{N}	portata molare [kmol/s]
\vec{N}	vettore del numero di moli delle specie di una miscela [kmol]
Ox	specie ossidante
p	pressione [Pa]
P	perimetro [m] o specie chimica (prodotti)
Pr	numero di Prandtl
PCI	potere calorifico inferiore [J/kg]
PCS	potere calorifico superiore [J/kg]
Q	calore [J]
q	calore specifico [J/kg]
\dot{q}	flusso di calore specifico [W/kg]
\vec{q}	flusso di calore specifico vettoriale [W/m ²]
\dot{Q}	flusso di calore [W]
r	coordinata radiale [m]
r_i	velocità di produzione della specie i per unità di volume [kmol/s·m ³]
r_i'	velocità di produzione della specie i per unità di volume [kg/s·m ³]
R	costante specifica di un gas [J/kg·K], velocità di reazione [kmol/s·m ³] o raggio [m]
Re	numero di Reynolds
R_u	costante universale dei gas [J/kmol·K]
s	entropia specifica [J/kg]

\bar{s}	entropia molare [J/kmol]
S	numero di swirl o termine sorgente [W/m^3] o [N/m^3]
Sc	numero di Schmidt
s_M	termine sorgente [N/m^3]
S_L	velocità laminare di fiamma [cm/s]
S_t	velocità turbolenta di fiamma [cm/s]
t	tempo [s]
T	temperatura [K]
u	energia interna specifica [J/kg] o componente di velocità [m/s]
\bar{u}	energia interna molare [J/kmol]
$\Delta\bar{u}_R$	energia interna molare di reazione [J/kmol]
U	energia interna [J]
v	volume specifico [m^3/kg] o componente di velocità [m/s]
\bar{v}	volume specifico molare [m^3/kmol]
V	volume [m^3]
\vec{V}	vettore delle velocità di diffusione [m/s]
w	lavoro specifico [J/kg] o componente di velocità [m/s]
\dot{w}	potenza specifica [W/kg]
W	lavoro [J]
\dot{W}	potenza [W]
x	numero di atomi di carbonio o coordinata spaziale
y	numero di atomi di idrogeno o coordinata spaziale
Y	frazione di massa
\vec{Y}	vettore delle frazioni di massa delle specie contenute in una miscela
z	quota gravitazionale [m] o coordinata spaziale
α	ordine parziale di reazione o diffusività termica [m^2/s o cm^2/s]
β	esponente della temperatura nella legge di Arrhenius
Γ	coefficiente di diffusione [m^2/s]

δ_L	spessore del fronte di fiamma laminare [cm]
ε	grado di avanzamento di una reazione [kmol]
$\dot{\varepsilon}$	velocità del grado di avanzamento [kmol/s]
ϕ	rapporto di equivalenza o variabile generica
Φ	flusso di energia per unità di volume dissipata dagli sforzi viscosi [W/m^3]
λ	rapporto di diluizione
μ	viscosità dinamica [$\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$]
ν	coefficiente stechiometrico di una reazione o viscosità cinematica [m^2/s]
$\vec{\nu}$	vettore dei coefficiente stechiometrici di una reazione
ρ	massa volumica [kg/m^3]
σ_n	costante di Stefan-Boltzmann [J/K]
τ	tempo caratteristico [s]
χ	frazione molare
$\vec{\chi}$	vettore delle frazioni molari delle specie contenute in una miscela
χ_{rad}	frazione radiante

Indici e pedici

+ / -	reazione diretta / inversa
∞	ambiente di sbocco di un getto
<i>ad</i>	adiabatico
<i>amb</i>	ambiente
<i>av</i>	media pesata o matematica
<i>ax</i>	assiale
<i>chem</i>	chimico
<i>comb</i>	combustibile
<i>e</i>	entrata
<i>eq</i>	equilibrio
<i>f</i>	formazione o fiamma
<i>fin</i>	finale

<i>flow</i>	flusso
<i>i</i>	specie i-esima di una miscela o indice di sommatoria
<i>i,mix</i>	specie i-esima quando è in miscela
<i>iniz</i>	iniziale
<i>jet</i>	getto
<i>mix</i>	miscela
<i>prod</i>	prodotti
<i>reag</i>	reagenti
<i>rms</i>	root mean square (radice quadrata media)
<i>R</i>	reazione
<i>rad</i>	radiazione
$^{\circ} \text{o } ref$	stato di riferimento standard ($T_{ref} = 25^{\circ}C = 298,15K$, $p_{ref} = 1atm = 101.325Pa$)
<i>s</i>	sensibile
<i>sist</i>	sistema
<i>t o T</i>	totale
<i>tan</i>	tangenziale
<i>stec</i>	condizione stechiometrica
<i>u</i>	uscita

Bibliografia

- [1] Salvi G., 1968, *La combustione*, Tamburini Editore, Milano.
- [2] Turns S. R., 2000, *An introduction to combustion*, 2nd ed., McGraw-Hill, Singapore.
- [3] Glassman I., 1996, *Combustion*, 3rd ed., Academic Press, San Diego, California.
- [4] Kuo K. K., 1986, *Principles of combustion*, John Wiley & Sons, New York.
- [5] Keating E. L., 2007, *Applied combustion*, 2nd ed., CRC Press, New York.
- [6] Law C. K., 2006, *Combustion physics*, Cambridge University Press, New York.
- [7] El-Mahallawy F., El-Din Habik S., 2002, *Fundamentals and technology of combustion*, Elsevier, Oxford.
- [8] Ortolani C., 1995, *Combustione*, CittàStudi, Milano.

- [9] Williams F. A., 1985, *Combustion theory*, 2nd ed., The Benjamin/Cummings Publishing Company Inc., California.
- [10] Zink J., 2001, *Combustion handbook*, CRC Press, Boca Raton.
- [11] Warnatz J., Maas U., Dibble R. W., *Combustion*, 4th ed., Springer, Germany.
- [12] Jones W. P., Kakhi M., *Mathematical modeling of turbulent flames*, in Culick F., Heitor M. V., Whitelaw J. H., 1996, *Unsteady combustion*, Kluwer pub. in cooperation with NATO scientific affairs division, Dordrecht, The Netherlands.
- [13] Vervisch L., Veynante D., 2003, *Turbulent combustion (lecture series 2003-2004)*, von Karman Institute for Fluid Dynamics, pp. 8-62.
- [14] Canu P., 1996, *Chimica fisica applicata*, Libreria Progetto, Padova.
- [15] Michelin R. A., Munari A., 1998, *Fondamenti di chimica*, 4^o ed., Cedam, Padova.
- [16] Moran M. J., Shapiro H. N., 2008, *Fundamentals of engineering thermodynamics*, John Wiley & Sons, USA.
- [17] Baukal C. E., 2004, *Industrial combustion pollution and control*, Marcel Dekker, New York.
- [18] Fenimore C. P., 1970, *Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames*, 33th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 373-380.
- [19] Versteeg H. K., Malalasekera W., 1995, *An introduction to computational fluid dynamics – The finite volume method*, Longman, Malaysia.
- [20] Mallard E., Le Chatelier H. L., 1883, *Annals of mines*, 4: 379-568.
- [21] Semenov N. N., 1951, *NACA technical memories*, No. 1282.
- [22] Ghetti A., 1996, *Idraulica*, Libreria Cortina, Padova.
- [23] Wilcox D.C., 1994, *Turbulence modelling for CFD*, 2nd ed., DCW Industries, California.
- [24] Pope S. B., 2000, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, New York.
- [25] Moin P., 1991, *Towards large eddy and direct simulation of complex turbulent flows*, Computer methods in applied mechanics and engineering, 87: 329-334.
- [26] Peters N., 2000, *Turbulent combustion*, Cambridge University Press, UK.
- [27] Pitts W. M., 1989, *Importance of isothermal mixing processes to the understanding of lift-off and blowout of turbulent jet diffusion flames*, Combustion and Flame, 76: 197-212.

- [28] Delichatsios M. A., Markstein G. H., Orloff L., deRis J., 1988, *Turbulent flow characterization and radiation from gaseous fuel jets*, Final Report, GRI 88/0100, Gas Research Institute.
- [29] Bonacina C., Cavallini A., Mattarolo L., 1992, *Trasmissione del calore*, Cleup, Padova.
- [30] Lefebvre A. H., 1999, *Gas turbine combustion*, Taylor & Francis, MI.

2. INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE

2.1 INTRODUZIONE

Con riferimento a combustori a flusso continuo in condizioni stazionarie (com'è un combustore di turbina a gas), per instabilità di combustione si intende, nell'accezione più ampia del termine, qualunque fluttuazione (nel tempo e nello spazio) dei valori delle variabili fisiche che governano il sistema⁵². Tra le variabili in gioco la pressione è la più importante poiché viene fortemente influenzata durante la propagazione delle onde acustiche. Variazioni di pressione in camera di combustione provocano poi sbalzi nelle portate dei reagenti e quindi fluttuazioni del rilascio termico. Qualora la fluttuazione del rilascio termico interagisca con l'acustica del combustore (cioè con uno o più modi di vibrare naturali di una o più parti del sistema) possono nascere delle oscillazioni macroscopiche di pressione che alterano completamente il campo termofluidodinamico all'interno del combustore.

Nei dispositivi concepiti per funzionare in regime stazionario le instabilità di combustione peggiorano le prestazioni del sistema e sono pertanto da considerarsi come fenomeni indesiderati⁵³. Fluttuazioni di pressione e/o del rilascio termico possono infatti causare:

- vibrazioni meccaniche. Nell'immediato le vibrazioni meccaniche sono fonte di rumore e quindi di inquinamento ambientale (cfr. par. 2.2). Alla lunga possono portare alla formazione di cricche per fatica con rischio di cedimento strutturale;
- formazione di punti caldi sulle pareti della camera di combustione. Un rilascio fluttuante di calore può creare forti asimmetrie nel campo termico reattivo che si riflettono poi sulle pareti del combustore. Una distribuzione non omogenea della temperatura di parete può causare surriscaldamenti locali (i cosiddetti *hot spots*) che riducono notevolmente la vita dei componenti;

⁵² Nel prosieguo verrà chiarito meglio il significato del termine.

⁵³ Oscillazioni di pressione e del rilascio termico sono alla base della combustione pulsata. Nei dispositivi a combustione pulsata, infatti, il combustore è appositamente progettato in modo tale che il rilascio termico vada ad eccitare una delle frequenze naturali del sistema. In questo modo le grandezze fisiche oscillano nel tempo seguendo una legge periodica (cfr. par. 2.7).

- incremento delle emissioni inquinanti con conseguente riduzione del rendimento di combustione. Oscillazioni del rilascio termico sono indice di un fronte di fiamma fortemente irregolare, che muta macroscopicamente la sua posizione nel tempo. Ciò comporta il rischio che non tutte le reazioni di ossidazione riescano a completarsi (con la conseguente emissione di incombusti come monossido di carbonio e particolato). Zone ad alta temperatura nel campo reattivo sono poi sede di produzione di ossidi di azoto (cfr. par. 1.4.6).

In alcune circostanze le fluttuazioni di pressione sono tali da provocare l'estinzione parziale o totale del fronte di fiamma (fenomeni di *flashback* e *blowoff*, cfr. par. 1.6). Nelle turbine a gas per applicazioni stazionarie sono installati dispositivi di protezione che interrompono il flusso di combustibile qualora si instaurino vibrazioni che superano un'intensità prestabilita. Ampie oscillazioni di portata e di calore sono infatti deleterie sia per i componenti fissi della macchina (come la schiera di pale fisse del primo stadio di turbina) sia per gli organi rotanti (pale della turbina e del compressore).

2.1.1 Cenni storici

Lo studio dei fenomeni non stazionari nei processi di combustione cominciò già nella seconda metà nell'Ottocento. Lord Rayleigh nel 1878 elaborò un criterio, ancor oggi punto di riferimento per lo studio delle instabilità di combustione, secondo cui le oscillazioni di pressione non si smorzano se sono in fase col rilascio termico fluttuante. Altre ricerche di rilievo sono state condotte da Mallard e Le Chatelier (1883).

Agli inizi del Novecento poi, lo sviluppo dei primi motori a razzo diede un notevole impulso agli studi sulle instabilità di combustione poiché molti fallimenti e malfunzionamenti erano causati proprio dall'instaurarsi di oscillazioni termoacustiche. Nei motori a razzo, infatti, si giungeva all'esplosione dei vettori per la sovrappressione acustica che si generava nella camera di combustione. Altre ricerche furono condotte anche per ridurre il rumore prodotto dalla combustione in ambienti ristretti (bruciatori e caldaie) che spesso superava la soglia del dolore.

Nella Seconda Guerra Mondiale la concezione e la costruzione di nuovi ordigni distruttivi (come la bomba V-I) gettarono le basi della combustione pulsata che sfrutta le oscillazioni termoacustiche. L'idea di poter impiegare vantaggiosamente le oscillazioni termoacustiche

nei sistemi di combustione è stata poi abbandonata fino agli anni '80 quando la crisi energetica spinse a sviluppare e presentare sul mercato due apparecchi per il riscaldamento domestico che funzionavano sul principio della combustione pulsata (Hydropulse e Lennox pulse). Il successo commerciale conferì nuova credibilità e seguirono altre applicazioni.

Furono invece molteplici gli studi successivi al secondo conflitto mondiale per contrastare la nascita di instabilità di combustione nei motori a razzo (per applicazioni prevalentemente spaziali) e nei post-bruciatori degli aerei a reazione. Si segnalano in particolare ([1]) le pubblicazioni di Crocco (dal 1956 al 1968), di Barrère (1960) e di Haaje e Reardon (1972). Una classificazione delle instabilità di combustione si deve a Barrère e Williams (1968). Moderne sintesi e reviews sull'argomento sono state scritte da Culick (1988) e da Candel (1992). Nel campo delle applicazioni industriali si ricorda anche il contributo di Putnam (1971). Studi dettagliati sulle instabilità delle fiamme laminari sono stati condotti da Williams (1985). Vanno ricordati poi i lavori sulla combustione pulsata di Putnam (1986) e di Zinn (1986). Infine, per quanto concerne i sistemi per il controllo attivo delle instabilità, si veda McManus (1993). Nel proseguo del capitolo si trovano ulteriori citazioni a lavori più recenti.

Per quanto detto, le conoscenze teoriche sulle instabilità di combustione sono state via via ampliate nel tempo grazie ai progressi nella progettazione di motori a razzo. In proporzione, pochi lavori scientifici sono stati pubblicati sulle oscillazioni termoacustiche in combustori industriali. Ciò si spiega anche con il fatto che solitamente le oscillazioni si manifestano solo nella fase di prova finale dei combustori, quando i modelli in scala reale vengono installati sull'impianto. In questi casi, dato lo stato di avanzamento del progetto, è impensabile pensare a progettare nuovamente il combustore e quindi lo studio del problema è limitato all'applicazione di soluzioni tecniche (talvolta basate sull'esperienza) atte ad arginare le instabilità.

Negli ultimi anni, tuttavia, un nuovo impulso allo studio delle instabilità di combustione è venuto dallo sviluppo dei sistemi con combustione premiscelata (tipicamente impiegati nelle turbine a gas per la produzione stazionaria di calore ed energia elettrica) a causa della loro vulnerabilità alle oscillazioni termoacustiche (cfr. par. 1.6). Dato l'interesse economico e commerciale per le turbine a gas e l'incremento delle potenzialità dei calcolatori, sono stati condotti di recente innumerevoli studi sulle oscillazioni termoacustiche mediante l'impiego di codici numerici. Tali codici, come brevemente accennato nel par. 1.5, consentono di simulare

con buona approssimazione fenomeni complessi quali la combustione di fiamme turbolente e l'interazione tra il fronte di fiamma e l'acustica della camera di combustione (cfr. cap. 3).

Lo sviluppo degli strumenti di calcolo e dei componenti elettronici e meccatronici (controllori, sensori, valvole ed attuatori) ha portato a significativi progressi anche nel campo del controllo delle instabilità della combustione. I sistemi di controllo mirano a contrastare le oscillazioni termoacustiche generando attivamente nei combustori, tramite attuatori di vario tipo, delle oscillazioni in opposizione di fase rispetto a quelle termoacustiche in modo da ottenerne una cancellazione (cfr. par. 2.6). Dopo i primi studi in laboratorio, iniziati negli anni '50, le tecniche per il controllo attivo della combustione sono state applicate a partire dagli anni '90 anche a combustori di grandi dimensioni.

2.2 RUMORE DI COMBUSTIONE

La combustione di un flusso di reagenti in moto turbolento è sempre fonte di rumore. Pertanto, essendo a fiamma turbolenta la quasi totalità dei combustori industriali, tutti i sistemi di combustione producono rumore.

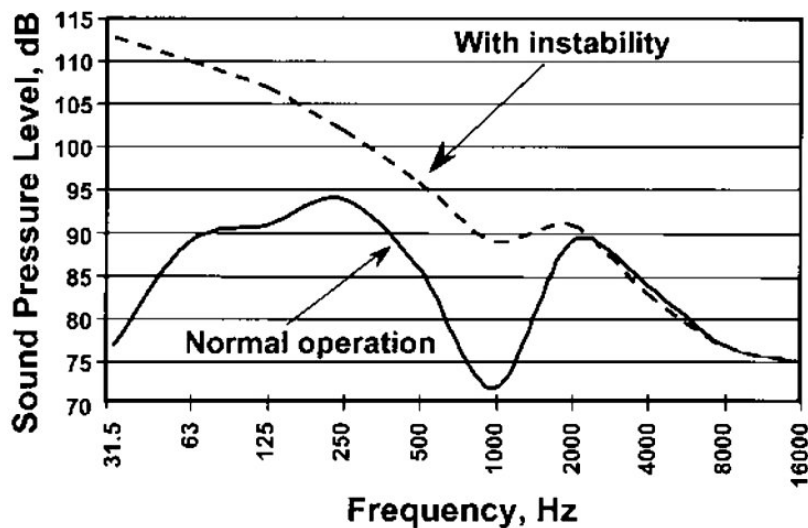


Figura 2.1 - Emissioni acustiche di un bruciatore in condizioni normali di funzionamento e quando è soggetto a oscillazioni termoacustiche (da [2], cap. 10).

Il rumore sviluppato da un processo di combustione si può classificare in due categorie:

1. *rumore di combustione* (talvolta indicato in letteratura con *combustion roar* [2]). È il rumore generato dal processo di combustione, cioè dalla zona reattiva (*rumore diretto*) e dal moto turbolento dei reagenti e dei prodotti di combustione che si

muovono nel combustore (*rumore indiretto*). Il rumore di combustione è distribuito in un ampio intervallo di frequenze senza ampiezze dominanti e quindi può essere considerato un *rumore bianco*. In generale, il rumore di combustione cresce al crescere della velocità del flusso dei gas ed è influenzato da molti fattori tra cui la velocità di combustione, il rapporto di equivalenza, l'intensità della turbolenza, il tipo di combustibile e/o comburente, il tipo di bruciatore (diffusivo o premiscelato), la geometria del bruciatore (presenza o assenza di moti vorticosi nel flusso) e la geometria della camera di combustione;

2. *rumore generato da instabilità di combustione*. Le instabilità di combustione, poiché si manifestano con fluttuazioni di pressione, sono una notevole fonte di rumore. Di solito il rumore dovuto alle instabilità è caratterizzato da basse frequenze ed elevate intensità, e pertanto può contribuire pesantemente all'inquinamento acustico prodotto da un combustore (figura 2.1).

2.2.1 Rumore di combustione diretto

Il rumore generato dalla combustione è dovuto alle onde sonore emesse dai gas reagenti. Infatti, il riscaldamento di un volume di gas che si espande a pressione pressoché costante produce onde sonore. La velocità con cui avviene l'espansione è il principale fattore che influenza l'intensità dell'onda sonora.

Un fronte di fiamma turbolento è costituito da una miriade di vortici di varie dimensioni la cui distribuzione spaziale è caotica e non ripetibile nel tempo. Ciascun vortice è sede di reazioni di combustione e quindi può essere considerato un monopolo acustico da cui nasce un'onda sonora. Il rumore prodotto da un fronte turbolento è pertanto il risultato dell'interazione di tante onde sonore generate dai vari nuclei di reazione (*flamelets*) [3].

Nella descrizione del rumore diretto di combustione vengono di norma impiegati due parametri: la *potenza sonora* irradiata dalla fiamma e l'*efficienza termoacustica* (rapporto tra la potenza sonora irradiata e il flusso termico liberato nella combustione).

Nei combustori per turbine a gas l'efficienza termoacustica è molto bassa poiché la loro geometria favorisce lo smorzamento. Il rumore diretto di combustione copre un intervallo di frequenza che va da 100 ai 2000 Hz, con picchi tra i 300 e i 500 Hz. Gli intervalli di frequenza non sembrano essere influenzati dalle dimensioni del combustore, dalla potenza

della turbina e dalla temperatura di fiamma. Questi aspetti influenzano invece la potenza sonora (e di conseguenza l'intensità del rumore di combustione). In particolare, al crescere della potenza della turbina cresce sia la portata di massa fluente sia la temperatura di combustione e, se l'efficienza termoacustica rimanesse costante, già questo sarebbe sufficiente a motivare un incremento della potenza sonora. In molti casi, tuttavia, l'efficienza termoacustica cresce anch'essa all'aumentare della potenza della macchina ([6], cap. 7).

Nel modello proposto da Bragg [3], la potenza sonora aumenta proporzionalmente con la reattività del combustibile e con la radice quadrata della velocità dei reagenti. Nel caso venga impiegato un idrocarburo, il modello indica anche un picco di intensità attorno ai 500 Hz con un'efficienza termoacustica di circa 10^{-6} . Studi condotti da Thomas e Williams [4] hanno dimostrato che anche la velocità di fiamma influenza notevolmente il rumore emesso. In particolare, passando da 50 a 100 cm/s, l'efficienza termoacustica passa da 10^{-6} a 10^{-5} . In una sintesi di Mahan e Karchmer [5] emerge anche come altri fattori (la lunghezza e larghezza del combustore, il rapporto di equivalenza e le caratteristiche chimiche del combustibile) influenzino il livello di emissione sonora.

Lefebvre [6] riporta alcune espressioni per il calcolo della potenza sonora in combustori di turbina a gas. Le espressioni, di natura semiempirica [7], coinvolgono diversi parametri funzionali e geometrici del combustore e concordano discretamente con le misure sperimentali. Altre espressioni e modelli più complessi sono stati sviluppati dalla General Electric Company e dalla Pratt and Whitney Company. Maggiori indicazioni a riguardo si trovano in [6].

2.2.2 Rumore generato dalle instabilità di combustione

Una delle conseguenze immediate delle oscillazioni termoacustiche è il rumore acustico prodotto. Nelle turbine a gas si distingue il rumore emesso in base alla frequenza. Si parla così di rumore a bassa frequenza quando si va dai 50 ai 180 Hz (o, nella pratica tecnica, *growl*) e di rumore ad alta frequenza (o *howl*) per valori superiori ai 200 Hz.

Il rumore a bassa frequenza viene generato non appena la turbina viene accesa e si mantiene fino al raggiungimento della velocità di connessione con il carico (velocità di rotazione a vuoto o di *idle*). Le oscillazioni che si sviluppano in questa fase sono da evitare poiché aumentano i tempi di messa in servizio e possono portare allo stallo del compressore.

Sperimentalmente si è notato che l'intensità del rumore diminuisce all'aumentare della temperatura dell'aria comburente e al diminuire della pressione di combustione. Il rumore a bassa frequenza può essere arginato modificando la geometria della zona primaria di combustione e aumentando il rapporto di equivalenza nella fase di riscaldamento della turbina. Si è osservato infatti che l'impiego di miscele troppo povere incentiva la formazione di onde a bassa frequenza.

Il rumore ad alta frequenza (tipicamente nell'intervallo tra i 200 e i 500 Hz) è caratteristico del funzionamento in condizioni nominali (a pieno carico e ad alte velocità di rotazione). Anche in questo caso l'aumento della temperatura dell'aria all'ingresso del combustore mitiga il fenomeno. Il rumore ad alta frequenza è causato principalmente dalle fluttuazioni della portata di combustibile generate a loro volta da un andamento oscillante della pressione in camera di combustione.

2.3 CLASSIFICAZIONE DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE

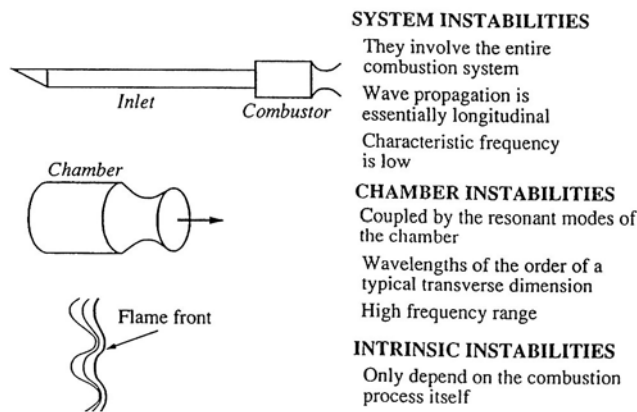


Figura 2.2 – Tipologie di instabilità (da [1]).

In letteratura è comune classificare le instabilità di combustione come [1, 8-10]:

1. **Instabilità di sistema.** Appartengono a questa categoria le instabilità di combustione che coinvolgono la camera di combustione e almeno un altro componente del combustore (come ad esempio le linee di alimentazione del combustibile e/o dell'aria comburente o il sistema di scarico). Le lunghezze d'onda delle oscillazioni termoacustiche sono circa un ordine di grandezza superiore alle dimensioni trasversali di ciascun componente del sistema. Si tratta quindi di onde che si propagano prevalentemente in direzione longitudinale (cfr. figura 2.9) e possono essere descritte

in termini di modi di vibrare monodimensionali. Le frequenze caratteristiche di questi modi vanno da qualche decina a qualche centinaio di hertz. In fase di modellazione di sistemi affetti da questo tipo di instabilità, un componente che abbia una lunghezza decisamente inferiore alla lunghezza d'onda può essere trattato come un elemento compatto che produce variazioni concentrate delle grandezze fisiche. Nelle turbine a gas le instabilità di sistema possono comparire in qualunque condizione di carico e durante le fasi di accensione e spegnimento. Sono tipiche anche di molti combustori per applicazioni industriali.

2. **Instabilità della camera di combustione.** Sono le instabilità che nascono dall'accoppiamento tra il rilascio termico fluttuante e i modi di vibrare naturali della sola camera di combustione. La frequenza delle oscillazioni è legata alle dimensioni caratteristiche della camera di combustione (tipicamente varia da diverse centinaia di hertz fin oltre 1 kHz) e i modi di vibrare sono di norma di natura azimutale (tangenziale) e radiale (figura 2.3). Rispetto alle instabilità di sistema, quindi, non è possibile trattare il combustore come sistema monodimensionale (la propagazione delle fluttuazioni di pressione è, in questo caso, un fenomeno generalmente tridimensionale). Quando il combustore ha un asse di simmetria i modi tangenziali possono essere stazionari o rotanti.

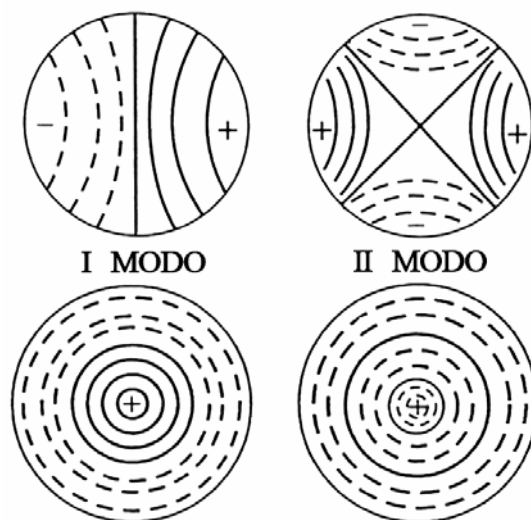


Figura 2.3 – Modi di vibrare tipici delle camere di combustione: modi azimutali (in alto) e modi radiali (in basso). I simboli + e - indicano i ventri di pressione. Le linee continue di separazione mostrano la posizione dei nodi (da [9]).

3. ***Instabilità intrinseche***. Sono fenomeni legati intrinsecamente alla dinamica della zona reattiva e sono caratteristici del solo fronte di fiamma. Queste oscillazioni si verificano anche senza un accoppiamento con l'acustica del sistema e nascono da perturbazioni infinitesime nella zona di reazione. Mentre un processo di combustione stabile produce grossomodo un rumore bianco, l'instabilità di fiamma produce un suono a frequenza precisa e di intensità significativa. Poiché si tratta sempre di oscillazioni di tipo termoacustico, esse dipendono strettamente dal comportamento acustico della fiamma che è sua volta dipendente dalla turbolenza del flusso e dalle caratteristiche del campo reattivo. Ovviamente le instabilità intrinseche possono combinarsi con l'acustica del sistema e contribuire alla nascita delle instabilità della camera di combustione o di sistema.

Le prime due categorie di instabilità sono assenti nel caso in cui la combustione avvenga in un ambiente non confinato (es. in atmosfera). In questo caso non c'è infatti nessun sistema acustico con cui il rilascio termico possa accoppiarsi. Questo lavoro si occupa principalmente delle instabilità che coinvolgono l'acustica del sistema, pur non tralasciando del tutto le instabilità intrinseche. Esse infatti, come detto, possono causare instabilità acustiche di sistema oppure possono instaurarsi a seguito delle fluttuazioni di pressione in camera di combustione generate dall'interazione tra il rilascio termico e l'acustica del combustore.

Le instabilità di combustione (tutte e tre le tipologie) possono mettere a rischio l'esistenza del fronte di fiamma che può estinguersi parzialmente o totalmente. Può capitare infatti che, a seguito delle fluttuazioni delle grandezze che regolano il processo, il punto di funzionamento del bruciatore esca dal campo di stabilità (cfr. figura 1.21).

2.4 TEORIA DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE

Le instabilità di combustione sono il risultato dell'interazione tra due o più processi che entrano in risonanza tra loro (figura 2.4). Un primo processo (la combustione) genera una perturbazione cioè una fluttuazione del rilascio termico. Perturbazioni possono svilupparsi spontaneamente in seno alla zona di reazione (per effetti legati a moti vorticosi) oppure possono essere generate da fluttuazioni della portata di combustibile e/o di comburente dovute a cause esterne al processo di combustione. La perturbazione generata nella zona reattiva si sparge nel fluido presente in camera di combustione e/o nel combustore (secondo processo).

Una parte o la totalità del flusso nel combustore viene quindi sollecitata dalla fluttuazione di rilascio termico.

Un terzo processo (di *feedback*) accoppia la perturbazione del flusso al processo iniziale che l'ha generata, realizzando così un ciclo chiuso. In determinate condizioni (indicate dal *criterio di Rayleigh*) può capitare che la fluttuazione di rilascio termico rinforzi l'intensità della perturbazione del flusso, dando così vita ad un meccanismo che porta all'instaurarsi di oscillazioni termoacustiche. In particolare le instabilità aumentano quando il rilascio termico fluttuante è grossomodo in fase con il processo di *feedback*.

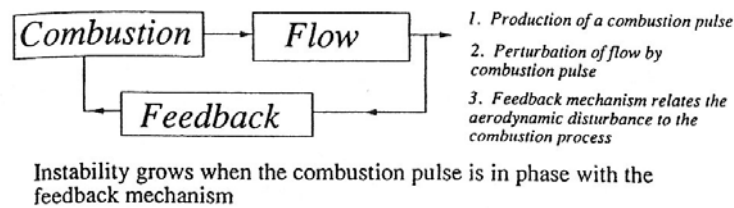


Figura 2.4 – Tipico meccanismo di instabilità (da [1]).

Il processo di *feedback* mette in relazione tutte le parti del combustore (es. linee di alimentazione, zona di diluizione, scarico) con la zona di reazione dove sono state generate le perturbazioni. Di conseguenza, la propagazione delle onde acustiche è il meccanismo più comune di *feedback*. Le perturbazioni possono venire trasmesse da una parte all'altra del combustore anche mediante le pareti (vibrazioni strutturali); in questo lavoro, tuttavia, si considerano solo le instabilità generate da onde di pressione.

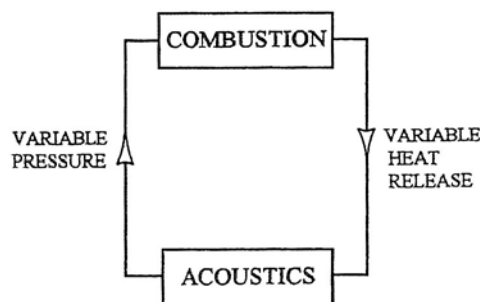


Figura 2.5 – Meccanismo di accoppiamento tra rilascio termico e oscillazioni di pressione (da [6]).

In sintesi, dunque, una fluttuazione del rilascio termico agisce da sollecitazione per il mezzo fluido che è in moto all'interno del combustore. Il sistema risponde alla sollecitazione con un'onda di pressione che si propaga nel combustore e quindi anche nella zona di reazione

(figura 2.5). La fluttuazione del rilascio termico può allora essere incentivata o smorzata a seconda delle condizioni che si vengono a creare.

2.4.1 Acustica di un combustore

Per illustrare il comportamento acustico di un combustore si può ricorrere ad un approccio estremamente semplificato. Si consideri un combustore, come può essere quello schematizzato in figura 2.6, di forma cilindrica e geometria assialsimmetrica. Sia assente la combustione e sia la temperatura ovunque costante e pari a T . In questi termini, a livello concettuale, il combustore è riconducibile ad una colonna cilindrica di gas (come può essere una canna d'organo). Siano le grandezze fisiche costanti su ogni sezione del combustore e quindi dipendenti dalla sola coordinata assiale x . Questa semplificazione è tanto più vera quanto il diametro del combustore è piccolo rispetto alla sua lunghezza. Per le ipotesi fatte le onde di pressione possono propagarsi solo in direzione longitudinale e dunque il sistema ammette modi di vibrare esclusivamente longitudinali.

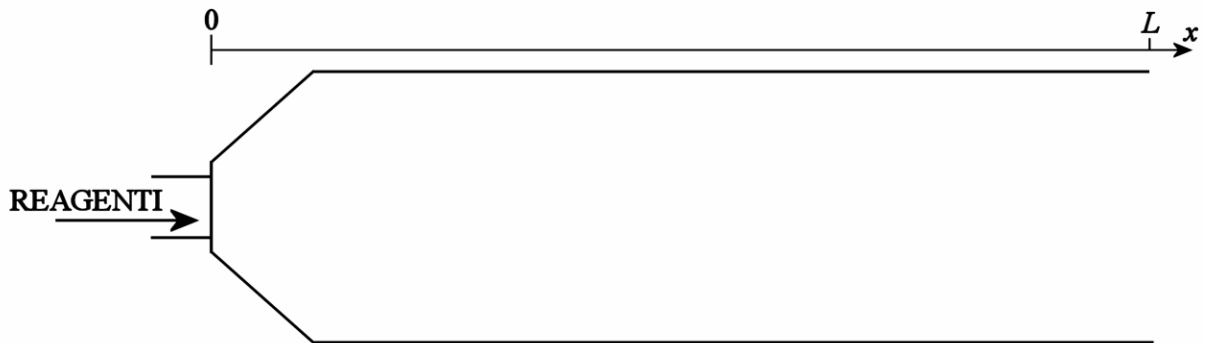


Figura 2.6 – Schema di un combustore.

La figura 2.7 riporta un esempio dell'andamento temporale della pressione in un punto del sistema quando la colonna di gas viene sollecitata con una perturbazione impulsiva. L'ampiezza di ciascuno dei modi di vibrare eccitati viene smorzata nel tempo poiché l'energia acustica viene dissipata dalle forze di attrito viscoso in seno al fluido. Poiché la perturbazione è impulsiva, essa eccita tutte le frequenze naturali del sistema. L'andamento temporale della pressione in un punto è allora la somma (nel tempo) di infinite leggi sinusoidali, ciascuna caratterizzata da una delle frequenze naturali. Ogni senoide, però, ha un proprio fattore di smorzamento diverso da quello delle altre sinusoidi. Il risultato è quello che si vede in figura 2.7, dove appare evidente come uno solo dei modi (quello meno smorzato) persista nel tempo.

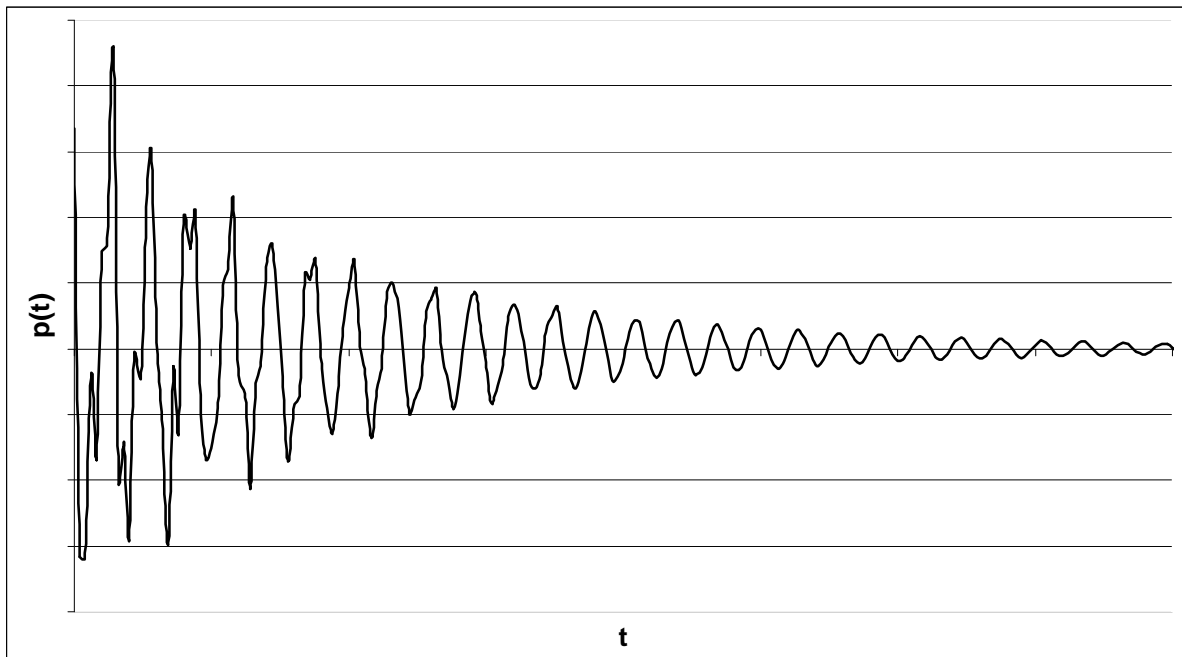


Figura 2.7 – Andamento tipico della pressione nel tempo in un punto del sistema a seguito di una sollecitazione impulsiva.

Modi di vibrare. Si consideri un'onda di pressione che si propaga in una direzione x con un'ampiezza costante nel tempo p_0 (cioè lo smorzamento sia nullo). Anche se si dovesse includere lo smorzamento non cambierebbe la natura delle considerazioni che seguono. Per le ipotesi fatte, la pressione nel sistema ha una legge del tipo (*onda armonica monodimensionale*):

$$p(x,t) = A \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x - \omega \cdot t\right) + B \cdot \text{cos}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x - \omega \cdot t\right) = p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x - \omega \cdot t + \varphi\right) \quad (2.1)$$

con λ lunghezza d'onda, $\bar{T} = 2 \cdot \pi / f$ periodo, $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ pulsazione e f frequenza. L'argomento del seno è chiamato *fase dell'onda armonica*.

L'onda si propaga alla velocità del suono c , con $c = \lambda / \bar{T}$. Nell'ipotesi di gas ideale si ha che:

$$c = \sqrt{\gamma \cdot R \cdot T} \quad (2.2)$$

dove γ è il rapporto tra i calori specifici del gas, R è la costante caratteristica del gas e T è la temperatura.

L'equazione 2.1 può essere letta in due modi. Se si considera un punto del sistema x_0 la (2.1) esprime l'andamento temporale della pressione nel punto:

$$p(x_0, t) = p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x_0 - \omega \cdot t + \varphi\right) = p_0 \cdot \text{sen}(-\omega \cdot t + \varphi) \quad (2.3)$$

Da un altro punto di vista, ad un determinato istante t_0 , la (2.2) esprime l'andamento della pressione lungo la colonna di gas, cioè al variare della posizione:

$$p(x, t_0) = p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x - \omega \cdot t_0 + \varphi\right) = p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x + \varphi''\right) \quad (2.4)$$

Quest'ultimo punto di vista è facilmente immaginabile se si pensa di fotografare l'onda in movimento. In queste condizioni, se si include il fattore tempo, l'onda può essere vista come un corpo rigido che si sposta con velocità c .

Se l'onda di pressione si propaga in una colonna di gas di lunghezza finita L , essa subisce delle riflessioni ai confini del sistema, in base alle condizioni che si presentano in tali confini. Si crea quindi un fenomeno di sovrapposizione di onde che si propagano nella stessa direzione ma in versi opposti. In questi casi il risultato della propagazione è la partecipazione di tutte le particelle del mezzo all'oscillazione di pressione. Nella colonna di gas nasce così un'onda stazionaria, che nel caso di estremità aperte, ha equazione:

$$p(x, t) = 2 \cdot p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x\right) \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (2.5)$$

La pressione nel sistema, quindi, varia nel tempo in ogni punto con la stessa frequenza f e con un'ampiezza P che è funzione della posizione (figura 2.8):

$$P(x) = 2 \cdot p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x\right) \quad (2.6)$$

I punti di massimo del sistema sono chiamati *ventri* e si trovano nelle posizioni:

$$\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x = (2 \cdot m + 1) \cdot \frac{\pi}{2} \quad \text{cioè a} \quad x = (2 \cdot m + 1) \cdot \frac{\lambda}{4} \quad \text{con } m=0,1,2,3,\dots \quad (2.7)$$

mentre i punti ad ampiezza nulla sono chiamati *nodi* e si trovano nelle posizioni:

$$\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot x = m \cdot \pi \quad \text{cioè a} \quad x = m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{con } m=0,1,2,3,\dots \quad (2.8)$$

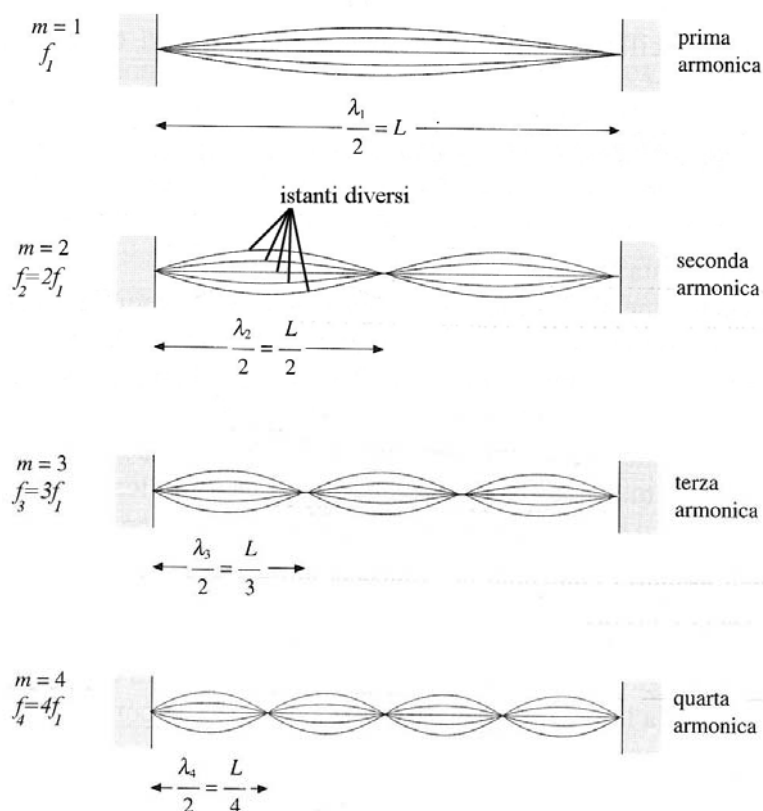


Figura 2.8 – Primi modi di vibrare di un’onda stazionaria con condizione di nodo agli estremi del tratto considerato (di lunghezza L) (da [12]).

Una determinata onda stazionaria (cioè fissato m) è detta anche *modo di vibrare*. Se viene stabilita la legge spaziale di variazione dell’ampiezza (termine col seno nella (2.5)) viene scelto un determinato modo di vibrare. Pertanto, nelle posizioni in cui si trovano i ventri del modo, la pressione oscilla nel tempo da un valore minimo a un valore massimo.

I modi di vibrare hanno forma diversa a seconda delle condizioni al contorno del sistema:

- la colonna di gas presenta entrambe le estremità aperte. In questo caso la pressione agli estremi è fissata (per semplicità, con riferimento alle pressioni relative, si supponga sia nulla). Gli estremi sono nodi per la pressione, per cui, dalla (2.8) per $x = L$ si ha:

$$\lambda = \frac{2 \cdot L}{m} \quad (2.9)$$

con $m=1,2,3,\dots$. Nel sistema possono pertanto presentarsi solo modi di vibrare con lunghezza d’onda e frequenza pari a:

$$\lambda_m = \frac{2 \cdot L}{m} \quad \text{e} \quad f_m = \frac{c}{\lambda_m} = \frac{c}{2 \cdot L} \cdot m = \frac{\sqrt{\gamma \cdot R \cdot T}}{2 \cdot L} \cdot m = f_1 \cdot m \quad (2.10)$$

dove f_m è l' m -esima frequenza naturale (o l' m -esima *armonica*) e f_1 è la frequenza minore, detta *fondamentale*.

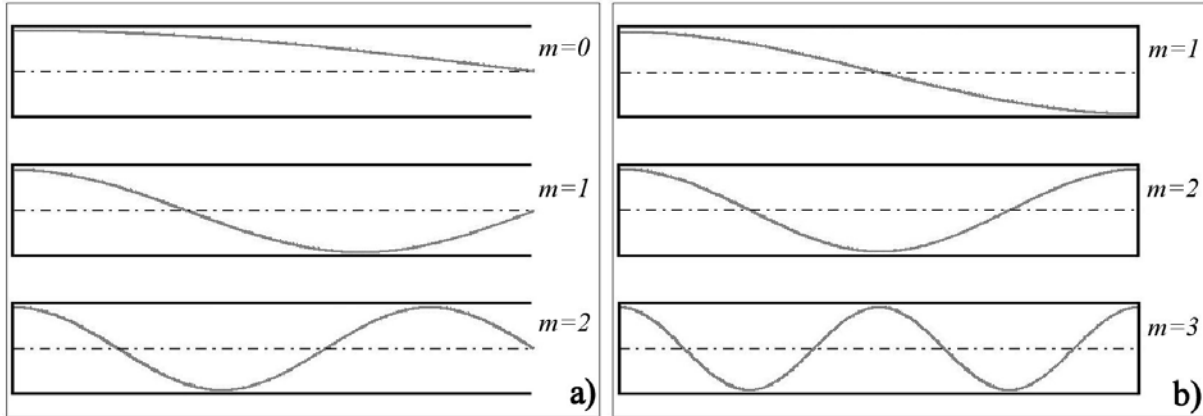


Figura 2.9 – Primi modi di vibrare di una colonna di gas al variare della condizione al contorno sul lato destro.

- la colonna di gas ha un estremo chiuso (per $x=0$) e l'altro aperto (per $x=L$). In questo caso per $x=L$ c'è un nodo per cui:

$$\lambda = \frac{4 \cdot L}{2 \cdot m + 1} \quad (2.11)$$

con $m=0,1,2,3\dots$. Nel sistema possono pertanto presentarsi solo modi di vibrare con lunghezza d'onda e frequenza pari a (figura 2.9a):

$$\lambda_m = \frac{4 \cdot L}{2 \cdot m + 1} \quad \text{e} \quad f_m = \frac{c}{\lambda_m} = \frac{c}{4 \cdot L} \cdot (2 \cdot m + 1) = \frac{\sqrt{\gamma \cdot R \cdot T}}{4 \cdot L} \cdot (2 \cdot m + 1) = f_1 \cdot (2 \cdot m + 1) \quad (2.12).$$

- la colonna di gas ha entrambi gli estremi chiusi. In questo caso agli estremi ci sono due ventri, per cui i modi ammessi hanno le stesse frequenze del primo caso, ma, rispetto a questi, sono sfasati di 90° (figura 2.9b):

$$\lambda = \frac{2 \cdot L}{m} \quad (2.13)$$

con $m=1,2,3\dots$. Nel sistema possono pertanto presentarsi solo modi di vibrare con lunghezza d'onda e frequenza pari a:

$$\lambda_m = \frac{2 \cdot L}{m} \quad \text{e} \quad f_m = \frac{c}{\lambda_m} = \frac{c}{2 \cdot L} \cdot m = \frac{\sqrt{\gamma \cdot R \cdot T}}{2 \cdot L} \cdot m = f_1 \cdot m \quad (2.14)$$

La semplice analisi condotta ha permesso di introdurre una serie di concetti che saranno utili per comprendere il *criterio di Rayleigh*. Generalizzando quanto esposto:

- Un combustore è un sistema dotato di modi di vibrare caratteristici che dipendono dalle condizioni al contorno del combustore. Tali modi di vibrare possono essere di diversi tipi, non solo longitudinali (come quelli di figura 2.9) ma anche di natura radiale e tangenziale (cfr. figura 2.3). È necessario infatti considerare l'estensione tridimensionale del sistema.
- Ogni tipologia di modi di vibrare presenta infinite armoniche le cui frequenze caratteristiche sono funzione della temperatura del fluido.
- Una perturbazione di pressione che nasce casualmente dal fronte di fiamma può essere in generale considerata come una sequenza di piccoli impulsi che eccita tutti i modi di vibrare del sistema. L'oscillazione di pressione che si propaga nel sistema è in ogni istante combinazione lineare dei modi di vibrare naturali [13].
- Qualora uno dei modi acustici si accoppi all'iniziale fluttuazione di rilascio termico, le oscillazioni termoacustiche nel sistema possono incrementare la loro ampiezza nel tempo.

2.4.2 Criterio di Rayleigh

Come indicato in figura 2.4, le oscillazioni termoacustiche sono un fenomeno derivante dall'interazione con retroazione tra le oscillazioni acustiche e il processo di combustione. Il processo di combustione è la principale sorgente di energia che condiziona il campo di pressione all'interno del combustore e che mantiene e/o amplifica le oscillazioni acustiche mediante fluttuazioni del rilascio termico.

Usualmente, l'inizio delle oscillazioni è seguito da una crescita esponenziale della loro ampiezza (figura 2.10). In questo senso si può parlare di *instabilità in senso stretto* (cioè di fenomeno che non si ripete nel tempo uguale in tutto e per tutto a sé stesso). La crescita termina quando si raggiunge un'oscillazione di ampiezza e frequenza costanti nel tempo che viene chiamata *ciclo limite*. La frequenza di oscillazione a ciclo limite è correlata alla frequenza naturale di uno dei modi acustici del sistema. In particolare, la frequenza con cui

oscilla la pressione è tanto più prossima a quella naturale del sistema quanto più ridotto è lo smorzamento. Nel caso di un combustore, data la natura del sistema, le due sono generalmente molto simili.

La crescita esponenziale dell'ampiezza delle oscillazioni durante la fase iniziale del fenomeno indica che l'energia prodotta per ciclo dal processo di combustione è maggiore della perdita di energia per ciclo dovuta ai vari fenomeni dissipativi presenti (attrito viscoso, trasmissione del calore, radiazione acustica). Al crescere dell'ampiezza delle oscillazioni, i processi che incrementano o dissipano l'energia acustica variano in funzione dell'ampiezza stessa e si raggiunge il ciclo limite quando, in ciascun ciclo, si bilanciano esattamente i fenomeni di produzione di energia e di dissipazione di energia.

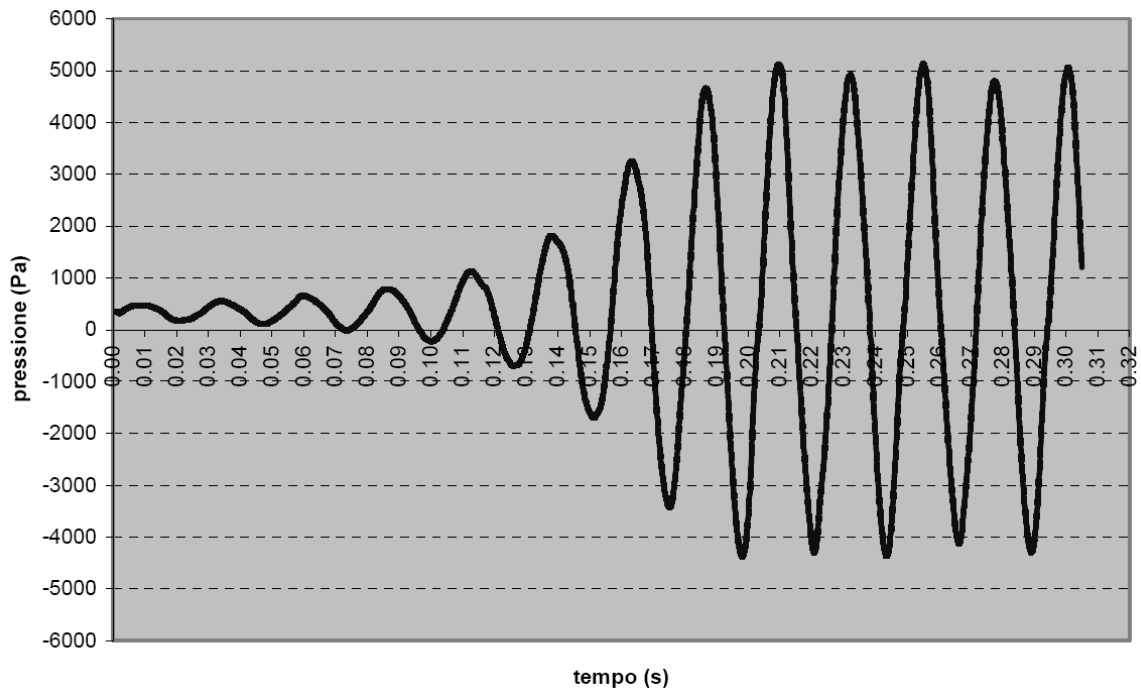


Figura 2.10 – Nascita, crescita e stabilizzazione dell'oscillazione termoacustica in un combustore industriale. Il tratto ad ampiezza pressoché costante è detto *ciclo limite*.

Affinché le oscillazioni termoacustiche nascano e si mantengano, l'energia trasmessa al campo termofluidodinamico oscillante deve essere fornita in specifiche posizioni spaziali e a determinati istanti temporali. Anche se i fenomeni termoacustici possono differire dalla modalità con cui il calore viene prodotto e trasferito al campo acustico, deve essere in ogni caso soddisfatto il *criterio di Rayleigh* (indipendentemente dal tipo di sorgente termica). Il criterio consente di predire, almeno qualitativamente, se il sistema è stabile o meno.

Il criterio, così come enunciato da Rayleigh, dice che: *Se del calore viene trasmesso a una massa d'aria in vibrazione in una camera, l'effetto prodotto dipende dalla fase della vibrazione alla quale avviene il rilascio termico. Se il calore viene trasmesso all'aria nell'istante di massima compressione, o viene sottratto nell'istante di massima rarefazione, la vibrazione è incoraggiata. D'altra parte, se il calore viene trasmesso all'aria nell'istante di massima rarefazione, oppure viene sottratto nell'istante di massima compressione, la vibrazione è scoraggiata.*

La prima rappresentazione matematica del criterio è stata proposta da Putnam e Dennis [14]:

$$\int p'(t) \cdot \dot{Q}'(t) dt > 0 \quad (2.15).$$

con p' fluttuazione istantanea di pressione e \dot{Q}' fluttuazione istantanea del flusso di calore. A parole, se giunge o è presente un impulso di pressione nella zona reattiva nel momento in cui i gas appena bruciati si stanno espandendo, l'impulso viene riflesso con un'ampiezza maggiore. Come si vedrà in seguito, non è richiesta l'esatta corrispondenza di fase tra la fluttuazione di pressione e di rilascio termico per un rinforzo dell'intensità delle oscillazioni.

La legge proposta da Putnam e Dennis non è tuttavia completa. Va infatti tenuto conto che:

- il lavoro fatto per ogni ciclo dai prodotti in espansione deve essere maggiore delle perdite acustiche affinché vi sia una crescita dell'ampiezza delle oscillazioni;
 - il rilascio termico fluttuante nel sistema, accoppiato con il campo acustico, provoca variazioni spaziali macroscopiche delle grandezze che governano il campo di moto.
- Non vanno quindi solo considerate le variazioni temporali del rilascio di calore, ma anche quelle spaziali.

Una formalizzazione più appropriata del criterio di Rayleigh è stata proposta da Zinn [15]:

$$\int_V \int_{\bar{T}} p'(x,t) \cdot \dot{Q}'(x,t) dt dv \geq \int_V \int_{\bar{T}} \sum L_j(x,t) dt dv \quad (2.16)$$

dove x è la variabile spaziale, t è il tempo, v è il volume, V è il volume della camera di combustione o del combustore, \bar{T} il periodo di oscillazione e L_j è il tasso di energia dissipata dal j -esimo meccanismo di dissipazione (viscoso, per radiazione acustica o per scambio termico).

Il termine a primo membro rappresenta la quantità di energia trasferita in un periodo dal processo di combustione al modo acustico. Il termine a secondo membro rappresenta l'energia dissipata per ciclo. Il volume d'integrazione deve includere tutte le parti del sistema in cui hanno luogo significative oscillazioni così come l'integrale a secondo membro dovrebbe tenere conto di tutti i fenomeni di dissipazione presenti.

Quando la disuguaglianza (2.16) è soddisfatta il combustore risulta instabile. In particolare:

- se la disuguaglianza è soddisfatta in senso stretto le oscillazioni aumentano di intensità nel tempo;
- se vale l'uguaglianza, eventuali oscillazioni presenti nel combustore non vengono né incentivate né smorzate perciò hanno ampiezza costante nel tempo (ciclo limite).

Se ad un certo istante la disuguaglianza non dovesse essere più soddisfatta l'oscillazione instaurata tende a smorzarsi.

L'analisi del primo membro dell'equazione (2.16) evidenzia che, per soddisfare il criterio di Rayleigh in una certa zona della camera di combustione, deve esserci una specifica relazione di fase tra le fluttuazioni di pressione $p'(x,t)$ e le fluttuazioni di rilascio termico $\dot{Q}'(x,t)$. La trattazione proposta da Culick [16] può aiutare a spiegare questo aspetto. Si consideri un combustore (così come può essere quello schematizzato in figura 2.6) nel quale sia presente un'onda stazionaria (cioè un modo acustico⁵⁴) che può essere ad esempio un quarto d'onda o una semionda (cioè mezza onda). La forma del modo dipende dalle condizioni al contorno del combustore, così come già spiegato nel par. 2.4.1. La frequenza naturale del sistema, per una distribuzione non uniforme di temperatura lungo il combustore, è data da:

$$f(x) = \frac{N(m)}{a \cdot \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{\gamma \cdot R \cdot T(x)}}} \quad (2.17)$$

⁵⁴ In questo caso si fa riferimento ad un modo longitudinale del combustore, assimilando questo ultimo ad un sistema a prevalente sviluppo assiale.

dove f è la frequenza naturale, x la coordinata assiale, m è l'ordine dell'armonica, L la lunghezza del combustore, γ è il rapporto tra i calori specifici del gas, R è la costante caratteristica del gas e $T(x)$ è la distribuzione di temperatura. Inoltre:

- per un modo di vibrare con la forma di un quarto d'onda, $N(m) = 2m + 1$, $a=4$, l'andamento istantaneo della pressione è dato da:

$$p'(x,t) = p_0 \cdot \cos\left(\frac{m \cdot \pi}{2 \cdot L} \cdot x\right) \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) \quad (2.18)$$

mentre l'andamento istantaneo della velocità è dato dall'equazione linearizzata di Eulero:

$$v'(x,t) = -v_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{m \cdot \pi}{2 \cdot L} \cdot x\right) \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (2.19);$$

- per un modo di vibrare con la forma di una semionda, $N(m) = m$ e $a=2$, l'andamento istantaneo della pressione è dato da:

$$p'(x,t) = p_0 \cdot \text{sen}\left(\frac{m \cdot \pi}{L} \cdot x\right) \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (2.20)$$

mentre l'andamento istantaneo della velocità è dato da:

$$v'(x,t) = v_0 \cdot \cos\left(\frac{m \cdot \pi}{L} \cdot x\right) \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (2.21)$$

con p_0 e v_0 ampiezza delle oscillazioni di pressione e di velocità e ω pulsazione delle oscillazioni.

La velocità del rilascio di calore è una funzione sia dello spazio che del tempo e può essere espresso come segue:

$$\dot{Q}'(x,t) = \dot{Q}_0 \cdot (1 + H(x) \cdot \text{sen}(\omega \cdot t + \varphi)) \quad (2.22)$$

dove \dot{Q}_0 è il flusso termico medio, $H(x)$ è la posizione del rilascio termico e φ la fase tra le fluttuazioni del rilascio termico e le fluttuazioni di pressione. Se la fonte del rilascio termico è in una posizione che può essere considerata localizzata, allora $H(x)$ può essere proporzionale, ad esempio, ad una funzione gaussiana o a una funzione delta di Dirac. Se, invece, si considerano come fonti del rilascio termico i singoli volumi di reagenti trasportati dal campo di moto turbolento, allora $H(x)$ dipende dal valore locale della velocità e quindi varia nello spazio.

Si valuti per ora l'effetto della sola fase sul meccanismo di rinforzo o smorzamento delle oscillazioni. Si conglobino pertanto i termini legati alla posizione spaziale nella (2.18) e nella (2.22) nei termini p_0' e \dot{Q}_0' . Le due espressioni si possono riscrivere come:

$$p'(t) = p_0' \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) = p_0' \cdot \text{sen}\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot t\right) \quad (2.23)$$

$$\dot{Q}'(t) = \dot{Q}_0' \cdot \text{sen}(\omega \cdot t + \varphi) = \dot{Q}_0' \cdot \text{sen}(\omega \cdot t + \omega \cdot \tau) = \dot{Q}_0' \cdot \text{sen}\left[\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot (t + \tau)\right] \quad (2.24)$$

con τ tempo di ritardo (o *time-lag*). Come si vede dalla (2.24) la presenza di una fase non nulla equivale ad uno sfasamento temporale tra fluttuazione di rilascio termico e di pressione.

Sostituendo le espressioni (2.23) e (2.24) nel primo membro della (2.16) si vede che quest'ultimo è massimizzato se la differenza di fase tra la fluttuazione di pressione e quella del rilascio di calore è minore di $\pi/2$:

$$\int_0^{\bar{T}} p'(t) \cdot \dot{Q}'(t) dt \equiv p_0' \cdot \dot{Q}_0' \cdot \cos(\varphi) = p_0' \cdot \dot{Q}_0' \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{T} \cdot \tau\right) \quad (2.25)$$

con la fluttuazione di calore rilasciata in un punto in cui la pressione presenta un ventre (figura 2.11). Se la fase è nulla, si può affermare che l'integrale sia parzialmente massimizzato, come spiegato più avanti. In altri termini, se il tempo di ritardo è multiplo intero del periodo dell'oscillazione acustica⁵⁵ ($\tau/\bar{T} = 0,1,2,3\dots$) allora il rilascio termico fluttuante trasferisce la massima energia all'oscillazione acustica.

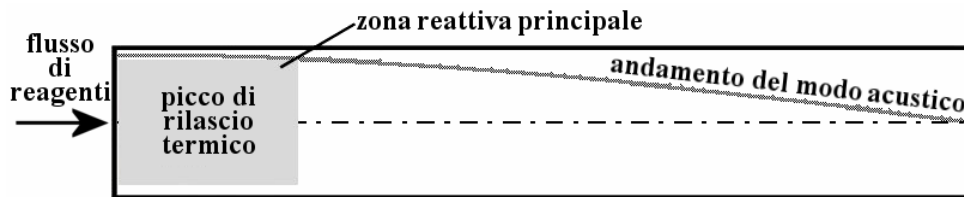


Figura 2.11 – Massimo di intensità del rilascio termico coincidente con il picco di pressione nella zona di reazione (cioè condizioni di fase nulla). Caso di modo di vibrare a quarto d'onda.

La fase influenza la frequenza di risonanza del combustore così come hanno osservato Keller [17] e Zinn [16]. Se $\varphi = 0$ il rilascio di calore da parte del processo di combustione non ha influenza sulla frequenza naturale del sistema, il picco di rilascio termico coincide con

⁵⁵ Si ricordi che $\bar{T} = 1/f$, con f frequenza naturale.

quello di pressione e quindi si ha la massima amplificazione dell'oscillazione di pressione (figura 2.9). Quando $0 < \varphi < \pi/2$ il picco del rilascio di calore si verifica dopo il picco di pressione, per cui la frequenza emessa tende a diminuire rispetto a quella naturale del modo acustico (la diminuzione è massima per $\varphi = \pi/2$) e il tasso di amplificazione delle oscillazioni si riduce fino ad annullarsi per $\varphi = \pi/2$. Infine, quando $-\pi/2 < \varphi < 0$, la frequenza emessa tende ad aumentare rispetto a quella naturale del modo acustico (l'aumento è massimo per $\varphi = -\pi/2$) e il tasso di amplificazione delle oscillazioni si riduce fino ad annullarsi per $\varphi = -\pi/2$ (figura 2.12). Per valori della fase esterni all'intervallo $[-\pi/2; \pi/2]$ l'oscillazione è smorzata.

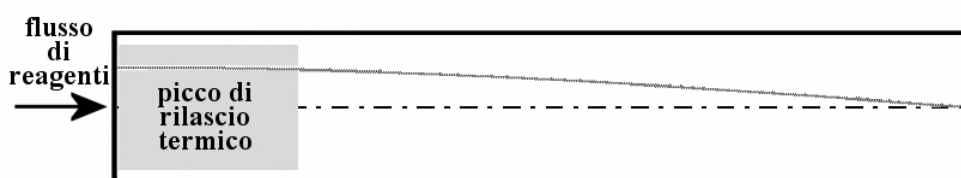


Figura 2.12 – Massimo di intensità del rilascio termico non più coincidente con il picco di pressione (cioè condizioni di fase diversa da zero). Caso di modo di vibrare a quarto d'onda.

Come detto, se la fase è nulla, si può affermare che l'integrale sia *parzialmente* massimizzato [8]. Per massimizzare completamente l'integrale è necessaria non solo una sincronizzazione temporale ma anche spaziale (nell'espressione (2.16) compare anche l'integrale nel volume). Ciò significa che la zona dove il rilascio termico presenta dei picchi di ampiezza deve coincidere con la zona in cui il modo di vibrare presenta a sua volta dei massimi di intensità. Altrimenti, anche se la fase è nulla, l'oscillazione termoacustica è solo parzialmente incentivata. Paradossalmente, se nella figura 2.9 la zona di combustione si spostasse all'estremo destro del combustore (dove il modo presenta un nodo), non vi sarebbe nessuna possibilità che il rilascio termico mantenga o amplifichi l'oscillazione termoacustica. Una spiegazione più sintetica del meccanismo è riportata anche in [1].

Un'ultima precisazione. Il fatto che il primo termine della (2.16) sia positivo è condizione necessaria ma non sufficiente per l'incremento delle oscillazioni termoacustiche. La condizione sufficiente è realizzata infatti quando l'energia associata alle oscillazioni è superiore a quella dissipata per attrito viscoso, per radiazione acustica e per perdite di calore.

2.4.3 Equazione di un'onda acustica in una miscela reagente

Una descrizione analitica della nascita e della propagazione di un'onda acustica in un mezzo non omogeneo può essere fatta a partire dalle equazioni di conservazione [18,19] presentate nel par. 1.5. Combinando tali equazioni e introducendo opportune ipotesi è possibile giungere ad una versione semplificata della (2.16).

Si considerino le equazioni (1.43), (1.100), (1.101), (1.106), (1.107) e (1.108). Nell'ipotesi di trascurare le forze massive, di raggruppare i termini legati agli sforzi viscosi (rappresentati dal tensore $\bar{\tau}$) e di passare alla derivate totale nel tempo della velocità, si ottengono le seguenti espressioni per l'equazione di continuità e di quantità di moto:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \cdot \text{div}(\bar{v}) \quad (2.26)$$

$$\rho \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} = -\text{grad}(p) + \text{div}(\bar{\tau}) \quad (2.27).$$

Sostituendo nell'equazione dell'energia (scritta in termini di entalpia) l'equazione di conservazione delle specie e quella per il calcolo dell'entalpia si ricava:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{dp}{dt} + \text{div}(k_c \cdot \text{grad}(T)) + \Phi - \sum_{i=1}^n (h_i \cdot r_i \cdot M_i) - \sum_{i=1}^n [(\rho \cdot Y_i \cdot \bar{V}_i \cdot c_{p_i}) \cdot \text{grad}(T)] \quad (2.28)$$

dove il flusso termico per radiazione è stato trascurato mentre è stato conteggiato il contributo dei flussi diffusivi (termine all'estrema destra).

Tenuto conto che la velocità del suono può essere espressa come $c^2 = \gamma \cdot p / \rho$, la (2.27) diventa:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{c^2}{\gamma} \cdot \text{grad}(\ln(p)) + \frac{\text{div}(\bar{\tau})}{\rho} \quad (2.29).$$

Mentre combinando la (2.26), la (2.28) e l'equazione di stato dei gas e dividendo tutto per $\rho \cdot c_p \cdot T$ si ha che:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d}{dt} \ln(p) + \text{div}(\bar{v}) &= \frac{1}{\rho \cdot c_p \cdot T} \cdot \left\{ \text{div}(k_c \cdot \text{grad}(T)) + \Phi - \sum_{i=1}^n (h_i \cdot r_i \cdot M_i) - \sum_{i=1}^n [(\rho \cdot Y_i \cdot \bar{V}_i \cdot c_{p_i}) \cdot \text{grad}(T)] \right\} + \\ &+ \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \end{aligned} \quad (2.30).$$

Combinando ancora le due precedenti si ottiene l'equazione dell'onda acustica per il logaritmo della pressione. L'espressione completa (riportata in [6]) può essere semplificata ulteriormente in base alle seguenti ipotesi:

- La principale sorgente delle perturbazioni di pressione sia la fluttuazione del rilascio termico e non quella di velocità (che può essere trascurata).
- Il flusso sia a bassa velocità (i termini convettivi possono essere trascurati, $d/dt \approx \partial/\partial t$).
- Il rapporto tra i calori specifici γ sia costante.
- Le fluttuazioni di pressione siano deboli rispetto al valor medio di pressione. Per cui, se $p = p_0 + p'$, $p'/p_0 \ll 1$ cioè $\ln(p) \cong p'/p_0$ (linearizzazione del problema).
- La pressione media p_0 non vari nello spazio (le perdite di pressione lungo un combustore sono spesso dell'ordine di qualche punto percentuale).

In tali condizioni l'equazione diventa:

$$\operatorname{div}(c^2 \cdot \operatorname{grad}(p')) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \cdot p' = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \left[(\gamma - 1) \cdot \sum_{i=1}^n (h_i \cdot r_i \cdot M_i) \right] - \gamma \cdot p_0 \cdot \operatorname{grad}(\vec{v}) : \operatorname{grad}(\vec{v}) \quad (2.31)$$

a cui va affiancata l'equazione che lega le fluttuazioni di velocità a quelle di pressione:

$$\frac{d\vec{v}'}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \operatorname{grad}(p') \quad (2.32)$$

ricavata linearizzando la (2.29) e trascurando gli sforzi viscosi. Le equazioni (2.31) e (2.32) descrivono la nascita e la propagazione di piccole perturbazioni in miscele reagenti a bassa velocità (bassi numeri di Mach) e pressione media costante nello spazio. Laverdant [20] ha dimostrato la possibilità di impiegare l'equazione (2.31) per ricavare la forma dei modi di vibrare naturali e le frequenze ad essi associate di un combustore. In questo caso è sufficiente trascurare il termine di destra dell'equazione (imponendolo nullo) e attribuire alle fluttuazioni di pressione una legge armonica. Si ottiene così l'equazione di Helmholtz che può essere risolta⁵⁶ specificando le particolari condizioni al contorno.

L'equazione di conservazione dell'energia per un'oscillazione acustica in una miscela reattiva si trova combinando la (2.31) con la (2.32), dove si indica con r_i' la fluttuazione della

⁵⁶ Si impiegano codici numerici tridimensionali agli elementi finiti (FEM) o metodi analitici semplificati.

velocità di produzione della specie i poiché è il solo contributo al rilascio termico non stazionario:

$$\operatorname{div}(\rho_0 \cdot c^2 \cdot \vec{v}') + \frac{\partial p'}{\partial t} = -(\gamma - 1) \cdot \sum_{i=1}^n (h_i \cdot r_i' \cdot M_i) \quad (2.33).$$

Nella precedente $\rho_0 \cdot c^2 = \gamma \cdot p_0$, con p_0 costante nello spazio. Moltiplicando i termini per p' e impiegando la (2.32) si ricava infine:

$$\frac{\partial E'}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{F}') = S' \quad (2.34).$$

con:

$$E' = \frac{1}{2} \cdot \frac{(p')^2}{\gamma \cdot p_0} + \frac{1}{2} \rho_0 \cdot (v')^2 \quad \text{densità di energia acustica istantanea}$$

$$\vec{F}' = p' \cdot \vec{v}' \quad \text{flusso di energia acustico} \quad (2.35)$$

$$S' = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{p'}{p_0} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i \cdot r_i' \cdot M_i) \quad \text{rilascio di calore non stazionario nella miscela.}$$

La (2.34) esprime concettualmente quanto indicato dalla (2.16) in condizioni di equilibrio. La somma dei due termini di sinistra rappresenta l'energia associata all'onda acustica. Il termine di destra è il termine sorgente di energia che, se globalmente positivo, trasferisce energia all'oscillazione. In particolare, adottando una legge armonica per la fluttuazione di pressione e per la velocità di produzione con una differenza di fase tra le due pari a φ , si trova che il termine di destra è proporzionale al $\cos(\varphi)$. Pertanto il termine sorgente è positivo se $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$, in linea con quanto già discusso nel par. 2.4.2.

2.5 TEMPO DI RITARDO

Poiché la reazione chimica di combustione è la principale sorgente di energia che condiziona il campo di pressione all'interno del combustore e che mantiene le oscillazioni, il ritardo con cui avviene il rilascio termico a seguito di un'oscillazione di pressione è un aspetto di notevole importanza. La velocità di rilascio termico è controllata dai valori locali di molte grandezze, tra cui il rapporto di equivalenza, la pressione e la temperatura.

Il tempo di ritardo è un concetto introdotto già nei primi lavori (già citati nel par. 2.1.1) per lo studio delle instabilità acustiche nei razzi. Sempre in relazione a un razzo alimentato

con combustibile liquido, il concetto è spiegato sinteticamente in [1] e assai più ampiamente in [9], cap. 1 e cap. 2. Si consideri un combustore, ad esempio quello di una turbina a gas. Dal momento in cui i reagenti vengono iniettati in camera di combustione al momento in cui vengono generati i prodotti trascorre un certo periodo, detto appunto tempo di ritardo. In particolare, per un combustore di turbina ([6]), il tempo di ritardo di tutto il processo di combustione è dato da:

$$\tau = \tau_{combustione} = \tau_{evap} + \tau_{mix} + \tau_{reaz} \quad (2.36).$$

Il tempo necessario alla combustione cioè è la somma del tempo necessario all'evaporazione del combustibile (se si usa un combustibile liquido), del tempo necessario ai vapori per miscelarsi con l'aria e del tempo richiesto dalle reazioni chimiche. Se si usa un combustibile gassoso, i tempi di reazione e di miscelamento sono legati dal numero di Damköhler (cfr. par. 1.6.4). In questo caso il tempo di combustione è la somma del tempo di miscelamento tra combustibile e comburente, del tempo di miscelamento tra reagenti e prodotti e del tempo impiegato dal combustibile per bruciare (Keller [17]).

Vi sono molteplici fattori che influenzano il tempo di ritardo. I principali sono il tipo di combustibile (liquido o gassoso), il metodo di iniezione del combustibile e il tipo di bruciatore [1]. In altre parole, il tempo di ritardo è influenzato dalla geometria del combustore (in particolare dalla forma dei condotti di alimentazione dei reagenti) e dai processi chimici (cinetica chimica) e fisici (miscelamento e trasporto) che avvengono nella zona reattiva.

Per quanto detto nel par. 2.4.2 il tempo di ritardo gioca un ruolo fondamentale nella promozione o nello smorzamento delle oscillazioni termoacustiche. Esso infatti è facilmente condizionabile dalle oscillazioni di pressione presenti in camera di combustione. Basti pensare, ad esempio, che le fluttuazioni di pressione causano una caduta di pressione variabile nel tempo a cavallo degli ugelli del combustibile. Ciò comporta una variazione della portata iniettata con ovvie ripercussioni sul tempo necessario affinché avvenga il rilascio termico.

Di seguito sono discussi brevemente i principali fattori che influenzano il tempo di ritardo in un combustore di turbina a gas. Un esempio dell'influenza della variazione di tali parametri su un combustore commerciale di turbina si trova in [21].

2.5.1 Tipo di combustibile

Il tipo di combustibile condiziona pesantemente la nascita o lo smorzamento di instabilità di combustione. La variazione della composizione del combustibile, infatti, comporta sia uno spostamento degli intervalli di frequenza in cui si presentano le instabilità (Janus [22]), sia un cambiamento dell'ampiezza delle oscillazioni (Keller [17]). Ciò è dovuto non tanto alla variazione del tempo di miscelamento (sostanzialmente indipendente dalla composizione chimica), quanto piuttosto alla variazione della velocità di reazione (come visto nel par. 1.6).

Se il combustibile è liquido entra in gioco anche il tempo di evaporazione, a sua volta condizionato dalla volatilità (Metha [23]).

2.5.2 Condizioni operative del combustore

Janus [22] ha condotto una serie di prove sperimentali per determinare l'influenza della temperatura dell'aria comburente sulla stabilità di un combustore. Le prove sono state eseguite su un modello in scala del combustore che è stato alimentato con combustibili gassosi. I risultati (sintetizzati in mappe di stabilità) indicano che il combustore diviene instabile su un ampio intervallo del campo di funzionamento quando la temperatura supera quella ambiente. L'intensità delle oscillazioni cala decisamente quando la temperatura raggiunge i 394 K. Ciò è spiegabile guardando l'espressione (2.36). L'incremento della temperatura causa una riduzione del tempo di reazione. Quando la temperatura è prossima ai 400 K, il tempo di ritardo totale ha un valore tale per cui le dissipazioni di energia prevalgono sulle sorgenti di instabilità. È interessante notare come, nelle mappe di stabilità, il campo di funzionamento in cui si presentano oscillazioni termoacustiche non scompaia attorno ai 400 K, ma si sposti in una zona dove altri fattori sono in grado di mitigare il decremento del tempo di reazione.

La pressione di ingresso dell'aria dovrebbe avere lo stesso effetto dell'incremento di temperatura poiché anch'essa favorisce la cinetica delle reazioni chimiche. In realtà l'aumento di pressione incrementa anche l'energia del rilascio termico fluttuante per cui, considerando i due effetti, un aumento della pressione comporta solitamente una crescita del rumore di combustione.

Prove sperimentali hanno poi mostrato che un incremento dell'umidità dell'aria riduce l'intensità delle oscillazioni termoacustiche. La maggiore capacità termica dell'aria dovuta

alle molecole d'acqua abbassa la temperatura di fiamma con una conseguente riduzione della velocità di reazione.

Le conseguenze appena descritte, relative alla variazione delle condizioni operative, non sono tuttavia generalizzabili. Una riduzione del tempo di reazione non ha sempre effetti stabilizzanti poiché anche l'acustica del combustore (dipendente principalmente dalla geometria del sistema e dalla distribuzione di temperatura nel sistema) gioca un ruolo determinante. Va ricordato infatti che non conta tanto il valore assoluto del tempo di ritardo, quanto piuttosto il valore di quest'ultimo in rapporto al periodo di uno o più modi delle oscillazioni acustiche. Una variazione del tempo di ritardo può avere quindi effetti positivi o negativi a seconda del combustore considerato e delle particolari condizioni operative.

2.5.3 Aerodinamica

Studi numerici e sperimentali hanno evidenziato che i moti vorticosi che nascono all'interno del combustore a causa dell'interazione tra i getti di aria e/o combustibile giocano un ruolo importante nei processi di miscelamento, favorendo i processi reattivi. La turbolenza, quindi, tende a ridurre il tempo di ritardo. Tuttavia, i vortici possono anche rappresentare delle sorgenti di instabilità acustiche poiché favoriscono il rilascio termico fluttuante [6].

I vortici nella zona di rilascio termico sono costituiti da reagenti che prima si miscelano tra loro e poi cominciano a bruciare. Possono quindi essere individuati dei tempi caratteristici [1]: un primo, di formazione del vortice, un secondo, di miscelamento dei reagenti, e un terzo, di reazione chimica. Il tempo di ritardo totale conteggia il tempo che intercorre tra la formazione del vortice e l'istante di liberazione dell'energia termica per combustione della miscela rotante. Questo tempo di ritardo può contribuire alla sincronizzazione tra l'oscillazione acustica e il rilascio termico fluttuante, favorendo così l'insorgenza di instabilità. I risultati principali di uno studio specifico sono riportati in [1]. Si veda anche [24] per un'analisi sperimentale. Uno studio dettagliato è invece riportato in [25], dove viene preso in esame un combustore premiscelato. Nel combustore l'accensione della miscela avviene ad opera di un vortice macroscopico provocato da un brusco allargamento nella camera di combustione⁵⁷.

⁵⁷ Questo è uno dei sistemi più semplici per ancorare la fiamma e scongiurare fenomeni di ritorno o distacco di fiamma (cfr. par. 1.6).

Variazioni della geometria della camera di combustione modificano l'aerodinamica del sistema (e quindi il tempo di ritardo caratteristico del vortice) provocando una variazione delle frequenza delle oscillazioni termoacustiche. Un'ampia analisi dell'interazione tra instabilità intrinseche della zona di reazione e acustica del sistema è riportata in [26].

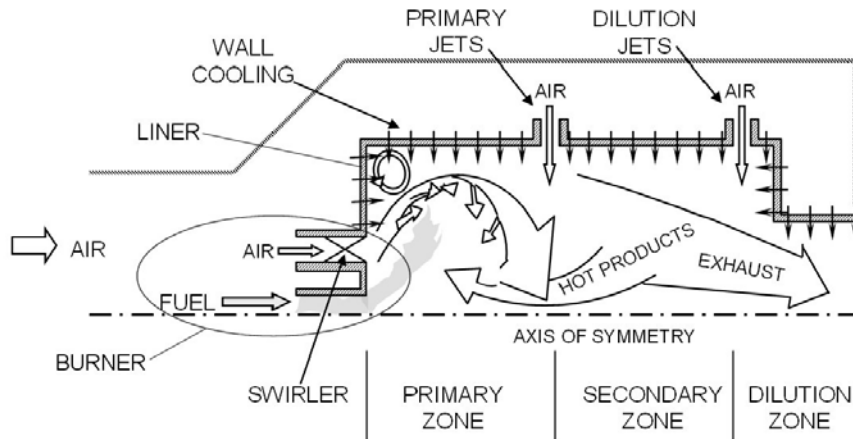


Figura 2.13 – Schema del principio di funzionamento di un tipico combustore di turbina a gas (da [27]).

Instabilità di combustione nelle turbine a gas si manifestano anche quando la fiamma non risulta ben ancorata. Come già illustrato nel par. 1.6, una progettazione accurata del bruciatore e della camera di combustione è determinate per creare dei punti di continua accensione dei reagenti.

In figura 2.13 è schematizzato un tipico combustore di turbina a gas⁵⁸. Si vede come la combinazione dei getti di aria e di combustibile provenienti dal bruciatore e dei getti di aria uscenti dai fori primari causi la nascita di ampi vortici davanti al bruciatore e in periferia della camera di combustione. Questi vortici, costituiti da prodotti di combustione e da reagenti caldi parzialmente ossidati, da un lato promuovono il miscelamento tra aria e combustibile e dall'altro fungono da costante fonte di accensione. Ampie zone di ricircolo toroidali sono favorite dall'adozione di *vorticatori* o *swirlers* che provocano un'apertura dei getti in uscita dalla testa del bruciatore. Un'errata progettazione può comportare la nascita di moti vorticosi di estensione ridotta o di scarsa intensità con immediate ripercussioni sulla velocità di reazione e sul tempo di ritardo complessivo. Tipico è il caso in cui un combustore, nato per

⁵⁸ Una panoramica completa dei tipi di combustori per turbina a gas si trova in [29], cap. 6. Per un'analisi dettagliata si rimanda a [6], cap. 1 e 9.

funzionare con un determinato combustibile, venga adattato per consentire l'impiego di un altro combustibile. La modifica del sistema di iniezione può alterare l'aerodinamica della camera di combustione ostacolando la formazione delle zone di ricircolo. Il combustore originariamente stabile può così diventare soggetto a oscillazioni termoacustiche ([28]).

Nonostante si sviluppino zone di ricircolo adeguate può succedere poi che imperfezioni nell'iniezione del combustibile o dell'aria comburente creino localmente zone in cui il rapporto di equivalenza esca dai limiti di infiammabilità. In tali zone per qualche istante la fiamma si estingue. Nel combustore, tuttavia, non c'è estinzione completa di fiamma poiché nella zona primaria il rapporto di equivalenza e le zone di ricircolo sono sufficienti a garantire la combustione. A seguito della mancata combustione di una parte di reagenti in alcune aree periferiche della zona primaria, l'aerodinamica della zona primaria viene alterata, per cui in queste aree periferiche si creano le condizioni per l'accensione. Per qualche istante, quindi, la combustione torna ad essere ovunque completa. Ciò riporta il campo di moto all'assetto iniziale causando nuovamente la formazione di aree in cui non riesce a completarsi la combustione. Si crea così un ciclo continuo in cui sacche di miscela bruciano a intermittenza e generano oscillazioni di pressione. Se tali oscillazioni si accoppiano con il campo acustico del combustore il processo di combustione intermittente può essere sostenuto e/o incentivato.

2.5.4 Iniezione del combustibile

Le fluttuazioni della portata di combustibile iniettata sono la principale causa di oscillazioni termoacustiche nelle turbine a gas. Per un qualunque motivo si supponga che venga sollecitato uno dei modi di vibrare del combustore. Le oscillazioni di pressione che ne conseguono modificano la pressione della camera di combustione nel tempo. In queste condizioni, se la pressione di iniezione non è particolarmente elevata, la differenza di pressione a cavallo della sezione di sbocco degli ugelli varia nel tempo e di conseguenza varia anche la portata di combustibile iniettata. Nascono così fluttuazioni del rilascio termico che, se sono localizzate opportunamente e sono in fase con il modo acustico, incrementano l'energia del modo di vibrare sostenendo così le oscillazioni.

Vi sono diversi modi per risolvere il problema delle oscillazioni termoacustiche causate dalla fluttuazione di portata del combustibile. Il principale è quello di modificare il numero degli iniettori di combustibile o la posizione dei punti di iniezione. Le oscillazioni, infatti,

sono spesso favorite da simmetrie geometriche che riducono la differenza di fase tra il modo acustico e il rilascio termico non stazionario. Per raggiungere l'obiettivo senza modificare il sistema di iniezione si può alimentare solo una parte degli iniettori oppure ricorrere ad un'alimentazione a più stadi. In questo modo:

- aumenta la pressione di iniezione poiché la sezione di deflusso degli iniettori si riduce;
- si creano zone di combustione con un rapporto di equivalenza sufficientemente elevato da scongiurare fenomeni di distacco di fiamma.

Il maggior svantaggio dell'alimentazione selettiva degli ugelli di combustibile risiede nello sviluppo in camera di combustione di un campo termico non uniforme in senso azimutale. La distribuzione non simmetrica della temperatura si ripercuote anche all'ingresso della turbina, il cui rendimento diminuisce.

L'influenza delle fluttuazioni di combustibile sul tempo di ritardo è oggetto di molti lavori (ad esempio [30,31]).

2.5.5 Compressore

Se nel funzionamento a regime (in condizioni nominali) il compressore garantisce un flusso di aria costante nel tempo, non è sempre vero nelle condizioni di "off design" e durante i transitori. In questi casi infatti capita che il punto di funzionamento si trovi nelle vicinanze della linea di stallo. La portata d'aria in uscita dal compressore oscilla così nel tempo e tali fluttuazioni possono essere accentuate all'interno del combustore.

2.5.6 Combustione premiscelata

I limiti sempre più stringenti imposti dalle leggi antinquinamento ([6], par. 9.3.2) hanno costretto l'adozione di combustori a fiamma premiscelata (i cosiddetti *LPM*, *lean premixed*) in molte applicazioni industriali. Insieme alla tecnica denominata *air-staged combustion*, la combustione premiscelata è il principale metodo per ridurre le emissioni di ossidi di azoto nei combustori *DLN* (*dry low NOx*) per turbine a gas ([32], par. 7.3). I due sistemi sono stati sviluppati sul concetto che la massima temperatura di fiamma (e quindi di formazione degli ossidi di azoto) si realizza per rapporti di equivalenza grossomodo unitari (figura 2.14). Si può dunque operare con miscele povere in combustibile e utilizzare l'aria eccedente rispetto a

quella stechiometrica per abbattere la temperatura di fiamma (combustione premiscelata⁵⁹). Viceversa, si può realizzare una zona primaria di combustione in cui il rapporto di equivalenza sia maggiore di uno e una zona secondaria in cui ci sia una forte diluizione con l'aria per completare le reazioni di ossidazione (in particolare per completare la combustione del monossido di carbonio). Con questo ultimo sistema (*air-staged combustion*) si evita il funzionamento vicino alle condizioni stechiometriche. Fra le due metodologie descritte brevemente, la combustione premiscelata è quella maggiormente impiegata.

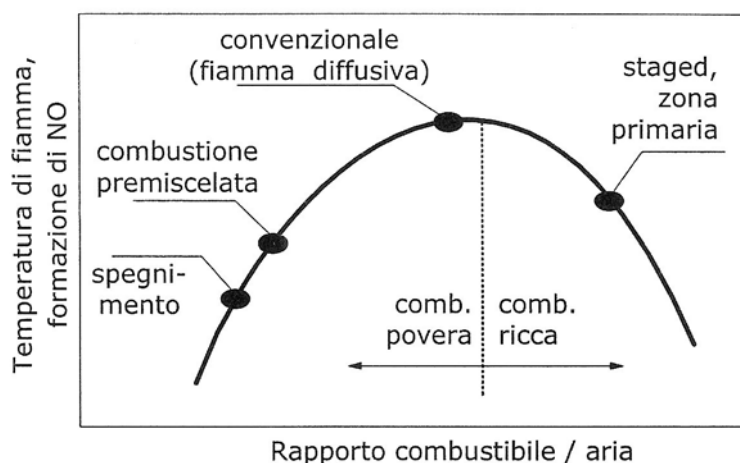


Figura 2.14 – Andamento qualitativo della temperatura di fiamma e della formazione di NO con il rapporto di equivalenza (da [32]).

Uno dei principali problemi che affliggono i combustori a premiscelazione è la sensibilità alle instabilità termoacustiche. Come detto questi combustori operano con rapporti di equivalenza prossimi al limite inferiore di infiammabilità. Piccoli mutamenti del campo di moto (causati, ad esempio, da fluttuazioni della portata di aria e/o di combustibile) possono portare alla formazione di aree in cui la miscela è troppo povera per poter bruciare (Keller [33]). Si innesca così il meccanismo descritto nel par. 2.5.3.

Secondo Richards [34], i combustori *LPM* sono particolarmente soggetti alle instabilità anche perché presentano minori fonti di perdita per l'energia delle onde. Con la premiscelazione, infatti, si riduce la portata d'aria che deve essere iniettata in camera di combustione attraverso i fori del tubo fiamma (o *liner*, cfr. figura 2.13) e questo per due

⁵⁹ La riduzione della temperatura di fiamma di 200 K comporta un abbattimento delle emissioni di *NOx* pari a un ordine di grandezza ([32], figura 7.3).

motivi. Il primo è che tutta l'aria necessaria alla combustione viene iniettata dal bruciatore con il combustibile. Il secondo è che, poiché la temperatura di fiamma è minore di quella in condizioni stechiometriche, anche la portata di raffreddamento di parete del tubo fiamma è minore di quella impiegata nei combustori convenzionali a fiamma diffusiva. Ciò comporta la riduzione del numero dei fori per l'iniezione dell'aria di combustione e di raffreddamento sulla parete del tubo fiamma con la conseguente diminuzione delle fonti di assorbimento dell'energia acustica.

2.6 CENNI AL CONTROLLO DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE

I metodi per alleviare o eliminare le instabilità di combustione possono essere di tipo attivo o passivo. La misura e/o la previsione numerica⁶⁰ dell'ampiezza delle oscillazioni, della forma spaziale dei modi e della frequenza delle oscillazioni sono fondamentali per definire e mettere a punto le tecniche di controllo delle instabilità. Per una sintesi delle tecniche per il controllo delle instabilità di combustione nelle turbine a gas si veda [35].

2.6.1 Controllo passivo

La loro applicazione comporta spesso modifiche degli iniettori del combustibile o della geometria del combustore. Tali modifiche sono finalizzate all'eliminazione della causa delle fluttuazioni del rilascio termico o all'incremento delle fonti di smorzamento delle oscillazioni. Le tecniche di controllo passivo si basano sull'impiego di setti, di risonatori di Helmholtz⁶¹ e di appendici atte a modificare l'acustica del sistema.

2.6.2 Controllo attivo

Con i metodi di controllo attivo è possibile controllare o sopprimere le instabilità di combustione disturbando attivamente e in tempo reale il processo che consente l'accoppiamento tra il rilascio termico fluttuante e le oscillazioni di pressione. Si distinguono in sistemi di controllo ad anello aperto e ad anello chiuso.

Nei sistemi ad anello aperto l'azione di controllo è indipendente dalla risposta del combustore all'unità di controllo. Il sistema trasmette al combustore un segnale ad ampiezza e

⁶⁰ Cfr. par. 3.3.

⁶¹ Si veda [36].

frequenza fissate tramite un attuatore con l'obiettivo di interrompere l'accoppiamento che genera l'instabilità. In particolare viene introdotta una perturbazione in una delle variabili fisiche che governa il processo di combustione, come la pressione del campo di moto o la velocità d'ingresso dei reagenti. Tra i dispositivi impiegati più comunemente si ricordano:

- le valvole rotanti o oscillanti che generano profili di velocità con un andamento temporale periodico;
- i dispositivi che producono vibrazioni meccaniche sulle pareti del combustore.

Il vantaggio di questi dispositivi è che sono indipendenti dalle instabilità che si verificano nel sistema. Tuttavia la loro efficacia è strettamente legata alla loro calibrazione, che spesso risulta difficoltosa.

Nei sistemi ad anello chiuso viene impiegato un sistema di feedback per controllare le instabilità. L'idea di fondo del feedback e della sua applicazione nei combustori a flusso continuo è che, monitorando le grandezze relative ai flussi in ingresso e in uscita dal combustore, possono essere fatti aggiustamenti in tempo reale delle grandezze dei flussi in ingresso per eliminare le fluttuazioni delle grandezze dei flussi uscenti. Il segnale di feedback è prodotto da un sensore (tipicamente un rivelatore di fiamma o un trasduttore di pressione) che rileva nel tempo le variazioni di una particolare grandezza del processo di combustione. Il segnale in uscita dall'unità di controllo viene applicato al combustore mediante un opportuno attuatore (come nei sistemi ad anello aperto). Un aspetto curioso, notato in diversi studi, è che un buon smorzamento delle instabilità si ottiene con un segnale di controllo che usa una frequenza molto più bassa di quella che caratterizza le oscillazioni termoacustiche [6].

2.7 CENNI SULLA COMBUSTIONE PULSATA

La combustione pulsata è una tipologia di combustione che sfrutta le oscillazioni termoacustiche (appositamente generate) per incrementare il miscelamento dei reagenti, la cinetica di reazione e la velocità di rilascio termico. L'interesse nella combustione pulsata è cresciuto in questi ultimi anni per la potenzialità che offre in termini di riduzione dei consumi e delle emissioni inquinanti (in particolare di ossidi di azoto). In particolare, i combustori a combustione pulsata:

- sono tipicamente più compatti dei combustori tradizionali. Hanno cioè elevati rapporti (potenza termica)/(volume della camera di combustione);

- sono capaci di bruciare combustibili solidi, liquidi e gassosi e combustibili che difficilmente possono essere impiegati nei sistemi di combustione tradizionali (come oli pesanti o residui di lavorazioni petrolifere);
- sono in grado di aspirare autonomamente l'aria comburente di cui hanno bisogno;
- garantiscono elevati rendimenti di combustione.

Nonostante questi significativi vantaggi, l'applicazione della combustione pulsata a sistemi industriali incontra alcune difficoltà. Infatti, la complessa interazione tra il fronte di fiamma e il campo acustico risulta in certi casi difficilmente controllabile perché ancora poco compresa. Alcune applicazioni industriali sono riportate in [37].

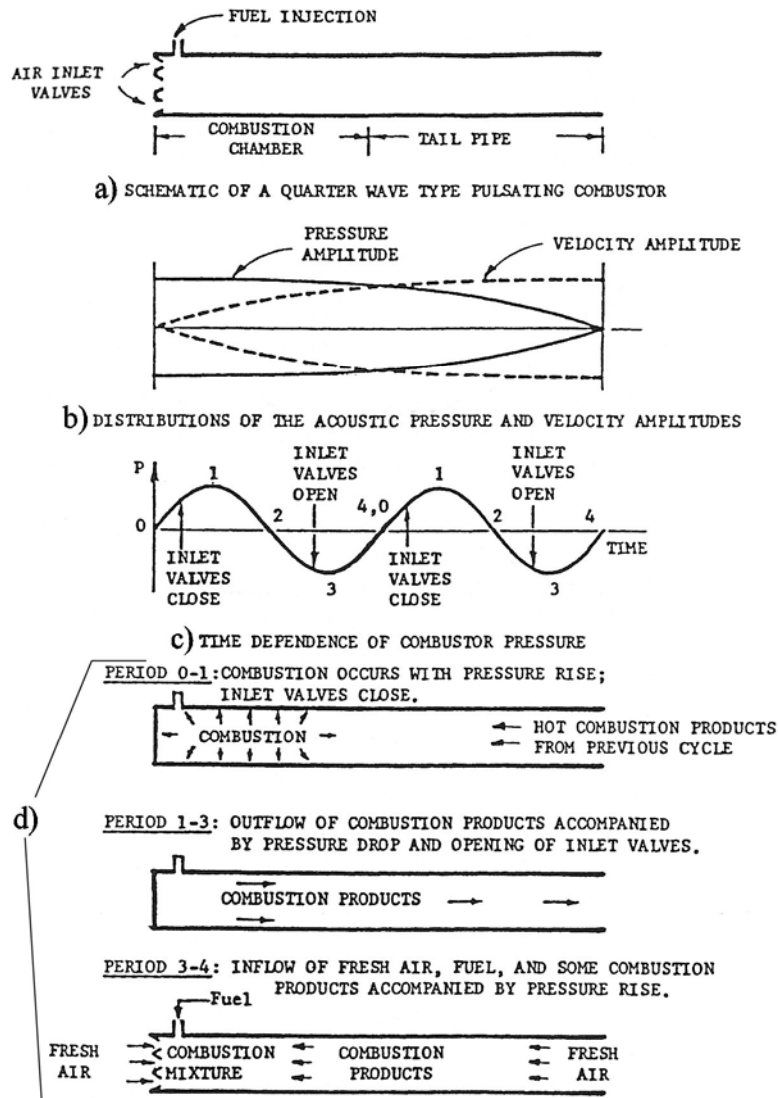


Figura 2.15 – Schema e principio di funzionamento di un combustione a combustione pulsata (da [37]).

Poiché la combustione pulsata rappresenta una diretta applicazione del criterio di Rayleigh, la descrizione del principio di funzionamento di un sistema a combustione pulsata può essere utile per meglio comprendere tale criterio. In figura 2.15a è schematizzato un combustore a combustione pulsata che, per semplicità, ha forma cilindrica⁶². Il combustore è formato dai condotti di iniezione di aria e combustibile, dalle valvole a membrana che regolano l'ammissione dei reagenti, da una candela di accensione (che serve solo per i primi istanti di funzionamento), da una camera di combustione e da un tubo di scarico. La fasatura del sistema di iniezione è tale da eccitare il primo modo di vibrare (cioè il fondamentale della serie armonica). Poiché il combustore è chiuso a sinistra (dove ci sono le valvole di iniezione) e a destra è aperto, il primo modo di vibrare ha la forma spaziale di un quarto d'onda (figura 2.15b). Da notare che, dove le fluttuazioni di pressione presentano un nodo, quelle di velocità hanno un ventre (in accordo con l'equazione di Eulero).

Il funzionamento del combustore può essere spiegato per fasi (figura 2.15d). L'andamento della pressione nel tempo in una sezione trasversale del combustore non prossima all'uscita⁶³ è riportato in figura 2.15c. Nel grafico l'ascissa rappresenta la pressione a valle della sezione di scarico (assunta nulla in termini relativi).

La miscela che viene iniettata si accende grazie ai prodotti di combustione del ciclo precedente che vengono richiamati verso la camera di combustione. L'accensione è accompagnata da un incremento di pressione che provoca la chiusura delle valvole di ammissione (fase 0-1 di figura 2.15d) e genera un flusso di prodotti di combustione verso l'uscita del combustore. Il moto dei prodotti causa una caduta di pressione in camera di combustione (fase 1-3). La pressione continua a diminuire nel tempo a causa dell'inerzia del flusso dei gas combusti diretti verso l'uscita che prolunga lo scarico anche quando la pressione nel combustore scende al di sotto di quella esterna al sistema. Prima di giungere all'istante in cui la pressione ha un minimo (punto 3), si aprono le valvole di ammissione dei reagenti poiché la pressione in camera di combustione è inferiore a quella esistente nelle linee di alimentazione. A cavallo dell'istante 3 avviene il miscelamento dei reagenti e comincia

⁶² I combustori a combustione pulsata hanno architetture più complesse, generalmente formate da cilindri (di varia sezione e lunghezza) connessi tra loro.

⁶³ Se la sezione fosse posta sull'uscita, l'andamento della pressione nel tempo avrebbe ampiezza nulla poiché, per la forma del modo di vibrare eccitato, all'uscita è posto un nodo per la pressione.

l'inversione del flusso dei prodotti che vengono richiamati in camera di combustione grazie alla condizione di bassa pressione che prevale sull'inerzia della colonna fluida. Grazie al reflusso dei prodotti di combustione ad alta temperatura del ciclo precedente, la miscela reagente si incendia e dà inizio a un altro ciclo.

Com'è evidente, il processo è controllato da un meccanismo di feedback che coinvolge il rilascio periodico di calore, le valvole a membrana e le oscillazioni acustiche: la combustione eccita le oscillazioni acustiche dentro il combustore, le quali a loro volta comandano l'apertura e la chiusura delle valvole. L'ammissione dei reagenti è dunque periodica e, pertanto, anche il rilascio termico ha un andamento periodico nel tempo. Si chiude così il ciclo di feedback.

Sebbene le configurazioni dei combustori a combustione pulsata possano essere molto diverse tra loro, il principio di funzionamento di questi combustori si basa sempre su due condizioni:

- la differenza di fase tra la fluttuazione del rilascio termico e l'oscillazione di pressione deve essere minore di $\pi/2$;
- l'energia trasmessa alle oscillazioni di pressione in un ciclo deve essere maggiore o uguale all'energia dissipata dalle forze viscosive, dalle perdite di calore e dalla radiazione acustica attraverso le valvole e lo scarico.

Il processo in altre parole deve soddisfare l'equazione (2.16).

In aggiunta alla tipologia di combustore schematizzato in figura 2.15a, i più noti sistemi a combustione pulsata concepiti fino ad oggi sono il combustore di Helmholtz e quello di Rijke⁶⁴. Il primo ha un funzionamento molto simile a quello del combustore di figura 2.15. Nel combustore di Helmholtz, però, la camera di combustione ha un diametro notevolmente più grande del condotto di scarico. Combustori di questo tipo sono stati impiegati con successo nelle caldaie per il riscaldamento.

Il combustore di Rijke, invece, ha un funzionamento diverso dal combustore a quarto d'onda precedentemente esaminato poiché si basa sul funzionamento del tubo di Rijke. Il combustore di Rijke è costituito da un tubo diritto di lunghezza L aperto alle due estremità. Il combustibile viene iniettato ad uno dei due estremi. La combustione avviene a $L/4$

⁶⁴ Riferimenti in merito si trovano in [37].

dall'estremo di ingresso del combustibile. Date le condizioni al contorno del tubo, alle estremità del combustore si creano due nodi di pressione, per cui il modo di vibrare con cui si accoppia il rilascio termico ha la forma di una semionda.

Così come tutti i processi caratterizzati da oscillazioni termoacustiche, anche quello di combustione pulsata produce rumore. Il problema viene risolto con dei sistemi che limitano l'estensione dei modi acustici al solo combustore. In questo modo le linee dei reagenti e il camino sono disaccoppiati dall'acustica della camera di combustione; in aggiunta, il combustore è circondato da pannelli fonoassorbenti.

Nomenclatura

a	costante
A	costante
B	costante
c	velocità del suono [m/s]
c_p	calore specifico a pressione costante [J/kg·K]
E'	flusso di energia istantaneo per unità di volume [W·s/m ³ o Pa]
f	frequenza [Hz]
F'	flusso di energia acustica per unità di superficie [W/m ² o Pa·m/s]
$H(x)$	posizione adimensionale del rilascio termico
h	entalpia specifica [J/kg]
k_c	conducibilità termica [W/ K·m]
L	lunghezza del combustore [m]
L_i	tasso di energia dissipato [W·Pa]
m	ordine dell'armonica del modo di vibrare
M	peso molecolare [kg/kmol]
n	numero di componenti della miscela
$N(m)$	coefficiente funzione dell'ordine dell'armonica
\dot{N}	portata molare [kmol/s]
p	pressione [Pa]

p'	fluttuazione di pressione [Pa]
P	ampiezza della pressione [Pa]
\dot{Q}'	fluttuazione del flusso di calore [W]
r_i'	velocità di produzione della specie i per unità di volume [$\text{kg}/\text{s}\cdot\text{m}^3$]
R	costante specifica di un gas [$\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$]
S'	flusso di calore non stazionario per unità di volume [W/m^3]
t	tempo [s]
T	temperatura [K]
\bar{T}	periodo [s]
v	volume [m^3]
v'	fluttuazione di velocità [m/s]
\vec{v}	vettore velocità [m/s]
V	volume [m^3]
\vec{V}	vettore delle velocità di diffusione [m/s]
x	coordinata spaziale
Y	frazione di massa
γ	rapporto tra calori specifici
ϕ	rapporto di equivalenza
Φ	flusso di energia per unità di volume dissipata dagli sforzi viscosi [W/m^3]
λ	lunghezza d'onda [m]
ρ	massa volumica [kg/m^3]
τ	tempo di ritardo [s]
$\bar{\tau}$	tensore degli sforzi [kg/s^2]
φ	fase [rad]
ω	pulsazione [rad/s]

Indici e pedici

evap evaporazione

<i>i</i>	specie i-esima di una miscela o indice di sommatoria
<i>mix</i>	mecsolamento
<i>j</i>	meccanismo di dissipazione dell'energia
<i>m</i>	ordine dell'armonica di un modo acustico
<i>mix</i>	miscela
<i>o</i>	valore di riferimento in assenza di fluttuazioni
<i>reaz</i>	reazione

Bibliografia

- [1] Candel S., Huynh C., Poinot T., *Some modeling methods of combustion instabilities**.
- [2] Baukal C. E., 2004, *Industrial combustion pollution and control*, Marcel Dekker, New York.
- [3] Bragg S. L., 1963, *Combustion noise*, Journal of the Institute of Fuel, January, pp. 12-16.
- [4] Thomas A., Williams G. T., 1966, *Flame noise: sound emission from spark-ignited bubbles of combustible gas*, Proceedings of the Royal Society, Series A, Vol. 294, No. 1439, pp.449-466.
- [5] Mahan J. R., Karchmer A., 1991, *Combustion and core noise*, Aero acoustics of flight vehicles: theory and practice, vol. 1, WRDC Technical report 90-3052.
- [6] Lefebvre A. H., 1999, *Gas turbine combustion*, Taylor & Francis, MI.
- [7] Strahle W. C., Muthukrishnan M., 1980, *Correlation of combustor rig sound power data and theoretical basis of results*, AIAA Journal, Vol. 18, No. 3, 269-274.
- [8] Fernandez E. C., Heitor M. V., *Unsteady flames and the Rayleigh criterion**.
- [9] Nazaton M. S., 1999, *Combustion instability*, Progress in astronautics and aeronautics edited by Culick F., Vol 222, Reston, Virginia.
- [10] Berenbrink P., Hoffmann S., 2000, *Suppression of dynamic combustion instabilities by passive and active means*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2000-GT-0079.
- [11] Williams F. A., 1985, *Combustion theory*, 2nd ed., The Benjamin/Cummings Publishing Company Inc., California.
- [12] Mazzoldi P., Nigro M., Voci C., 2002, *Fisica*, Vol. 2, 2° ed., EdiSES, Napoli.

- [13] Cossalter V., 1999, *Meccanica applicata alle macchine*, 3° ed., Edizioni Progetto, Padova.
- [14] Putnam A. A., Dennis W. R., 1953, *Organ pipe oscillations in a flame-filled tube*, 4th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, pp. 566-574.
- [15] Zinn B. T., 1992, *Pulse combustion: recent applications and research issues*, 24th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1297-1305.
- [16] Culick F. E. C., 1987, *A note on Rayleigh's criterion*, Combustion Science and Technology, 56: 159-166.
- [17] Keller J. O., Bramlette T., Dec J. E., Westbrook C. K., 1989, *Pulse combustion: the importance of characteristic times*, Combustion and Flame, 75: 33-44.
- [18] Strahle W. C., 1971, *On combustion generated noise*, Journal of Fluid Mechanics, 49: 399-414.
- [19] Kotake S., 1975, *On combustion noise related to chemical reactions*, Journal of Sound and Vibration, 42: 399-410.
- [20] Laverdant A., Poinot T., Candel S., 1986, *Influence of the mean temperature field on the acoustic mode structure in a dump combustor*, Journal of Propulsion and Power, 2: 311-316.
- [21] Nord L. O., Andersen H. G., 2004, *A study of parameters affecting the combustion stability and emissions behaviour of ALSTOM heavy-duty gas turbines*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-53228.
- [22] Janus M. C., Richards G. A., Yip M. J., Robey E. H., 1997, *Effect of ambient conditions and fuel composition on combustion stability*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 97-GT-266.
- [23] Metha J., Mungur P., Dodds W., Bahr D., Clouser S., 1990, *Fuel effects on gas turbine combustor dynamics*, 26th Joint Propulsion Conference, Orlando, Florida.
- [24] Keller J. O., Barr P. K., *Premixed combustion in a periodic flow field**.
- [25] Kendrick D. W., Zsak T. W., Zukoski E. E., *An experimental and numerical investigation of premixed combustion in a vortex in a laboratory dump combustor**.
- [26] Syred N., 2006, *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*, Progress in Energy and Combustion Science, 32: 93-161.

- [27] Samuelsen S., 2006, *Conventional type combustion*, in “The gas turbine handbook”, NETL.
- [28] Scalzo A. J., Sharkey W. T., Emmerling W. C., 1989, *Solution of combustor noise in a coal gasification cogeneration application*, Turbomachinery International, Sept./Oct., pp. 22-27.
- [29] Razak A. M. Y., 2007, *Industrial gas turbines*, WP Pub. & CRC Press, Padstow, England.
- [30] Ni A., Polifke W., Joos F., 2000, *Ignition delay time modulation as a contribution to thermo-acoustic instability in sequential combustion*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2000-GT-0103.
- [31] Sattelmayer T., 2000, *Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2000-GT-0082.
- [32] Lozza G., 2006, *Turbine a gas e cicli combinati*, 2° ed., Progetto Leonardo, Bologna.
- [33] Keller J. J., 1995, *Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines*, AIAA Journal, Vol. 33, No. 12, 2280-2287.
- [34] Richards G. A., Janus M. C., 1998, *Characterization of oscillations during premix gas turbine combustion*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 120: 294-301.
- [35] Kelsall G., Troger C., 2004, *Prediction and control of combustion instabilities in industrial gas turbines*, Applied Thermal Engineering, 24: 1571-1582.
- [36] Putnam A. A., 1971, *Combustion-driven oscillation in industry*, American Elsevier, New York.
- [37] Zinn B. T., *Pulse combustion applications: past, present and future**.

* Pubblicazioni raccolte in: Culick F., Heitor M. V., Whitelaw J. H., 1996, *Unsteady combustion*, Kluwer pub. in cooperation with NATO scientific affairs division, Dordrecht, The Netherlands.

3. MODELLAZIONE DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE E PROCEDURA DI ANALISI PROPOSTA

3.1 INTRODUZIONE

Nel capitolo precedente sono stati illustrati i meccanismi che danno origine alle instabilità di combustione e le condizioni che permettono alle oscillazioni termoacustiche di mantenersi e accentuarsi. Sono inoltre stati presentati i principali fattori che influenzano il comportamento termoacustico dei combustori di turbina a gas.

In questo capitolo viene fornita una panoramica delle tecniche impiegate per modellare le instabilità termoacustiche con particolare riferimento ai combustori di turbine a gas. Viene infine presentata la procedura impiegata in questo lavoro per lo studio delle instabilità di un combustore di turbina a gas.

3.2 MODELLAZIONE DELLE INSTABILITÀ DI COMBUSTIONE

Com'è possibile intuire da quanto esposto nel cap. 2, la modellazione delle instabilità di combustione rappresenta un problema molto complesso. Basti pensare agli innumerevoli fenomeni fisici e chimici coinvolti. Il tempo di ritardo totale dipende infatti dai processi di miscelamento (turbolenza) e combustione (velocità di reazione), a loro volta condizionati da aspetti legati alla forma del sistema (geometria della camera di combustione, del bruciatore e dei condotti di alimentazione) e alla tipologia di combustore (diffusivo o premiscelato). Va inoltre tenuto conto della distribuzione non uniforme di temperatura che influenza la frequenza dei modi di vibrare (cfr. par. 2.4.1).

Le metodologie per l'analisi delle instabilità di combustione sviluppate nel corso di questi ultimi decenni sono innumerevoli. La sensibilità dei combustori premiscelati alle oscillazioni termoacustiche ha dato un forte impulso alla nascita di nuove tecniche di indagine. In particolare, nel campo delle turbine a gas, sono state svolte notevoli ricerche per lo studio delle instabilità in combustori con camera di combustione anulare a più bruciatori

premiscelati (cfr. par. 2.5.6). La comprensione del particolare⁶⁵ meccanismo che scatena e controlla le oscillazioni termoacustiche è il primo passo per mettere a punto tecniche di controllo attivo e passivo delle instabilità (cfr. par. 2.6).

Le metodologie per l'analisi delle instabilità di combustione possono essere classificate in due categorie:

- tecniche di analisi semplificate basate sulla dinamica dei sistemi [2-28]. Le più comuni, in ordine crescente di complessità, sono: analisi di reti acustiche zerodimensionali, monodimensionali o bidimensionali, analisi in frequenza a basso ordine, analisi *FEM* (*Finite Element Method*) per la ricerca degli autovalori di risonanza in geometrie complesse. Con queste tecniche il combustore viene rappresentato come un sistema acustico di ordine ridotto (che può essere definito a diversi livelli di complessità) accoppiato ad un rilascio termico che vuole essere una rappresentazione semplificata del processo di combustione [1]. Anche se in molti casi vengono applicate con successo, queste metodiche presentano talvolta dei limiti derivanti dalla eccessiva semplificazione geometrica del modello, oppure dalla incapacità di simulare la fluidodinamica e la chimica della fiamma.
- tecniche di analisi mediante simulazioni numeriche termofluidodinamiche (CFD) [29-35]. Queste tecniche, basate sull'integrazione diretta delle equazioni di conservazione (cfr. par. 1.5), sono sicuramente le più complete poiché sono in grado di cogliere simultaneamente gli aspetti fluidodinamici e combustivi del problema, anche per geometrie molto complesse.

Le due metodologie non sono del tutto disgiunte. Le simulazioni termofluidodinamiche possono infatti essere utili per fornire i valori di alcune grandezze necessarie a un'analisi semplificata del sistema. Alcuni esempi di analisi riportati in seguito aiutano a dare un'idea dei due tipi di approccio.

⁶⁵ Anche se il fenomeno ha caratteristiche comuni a più sistemi di combustione sono spesso i dettagli geometrici a contribuire pesantemente all'instaurarsi di fluttuazioni di pressione e del rilascio termico.

3.3 METODI DI ANALISI SEMPLIFICATI

La mancanza di risorse di calcolo adeguate e la conoscenza ridotta dei meccanismi dettagliati che danno origine alle instabilità di combustione sono state le due cause principali che hanno spinto i primi ricercatori alla semplificazione non solo dei fenomeni fisici ma anche della geometria dei sistemi.

Prima di analizzare nel dettaglio alcune delle tecniche semplificate, vanno precisati alcuni concetti. Quando le oscillazioni termoacustiche iniziano spontaneamente, il sistema è *linearmente instabile*, ovvero manifesta delle oscillazioni instabili in presenza di una qualsiasi piccola perturbazione inizialmente presente. Per studiare le condizioni in cui le oscillazioni termoacustiche possono innescarsi spontaneamente è sufficiente un'analisi di stabilità lineare [2].

Quando il combustore ha normalmente un funzionamento stabile, ma, in presenza di perturbazioni di ampiezza opportuna, può assumere un comportamento instabile, esso viene definito *non linearmente instabile*. Per studiare il ciclo limite o per determinare le condizioni in cui perturbazioni di ampiezza opportuna possono far nascere delle oscillazioni instabili è necessaria una più complessa analisi non lineare.

Studi recenti [3], tuttavia, hanno dimostrato che i processi acustici che coinvolgono la gasdinamica di un combustore rimangono essenzialmente in regimi di linearità (anche in condizione di ciclo limite) e che la costanza dell'ampiezza delle oscillazioni a ciclo limite è dovuta alla relazione non lineare tra le oscillazioni del flusso e quelle di rilascio termico [4,5]. La risposta non lineare della fiamma ad una perturbazione armonica di pressione può giocare quindi un ruolo fondamentale nella dinamica di un combustore instabile. Nonostante questo, per ridurre la complessità delle analisi, spesso i sistemi vengono considerati come lineari. Questa ipotesi è tanto più vera quanto minore è l'ampiezza delle oscillazioni termoacustiche.

Mentre c'è un sostanziale accordo sul ruolo delle non linearità nei fenomeni termoacustici, la dipendenza delle caratteristiche non lineari del fronte di fiamma dai parametri geometrici del combustore e dalle grandezze proprie delle fluttuazioni (come la frequenza) è stata compresa solo in parte. Inoltre i meccanismi che causano queste non linearità nel processo sono ancora poco noti. Molti studi teorici hanno proposto modelli non lineari basati sull'estinzione parziale o totale del fronte di fiamma [5,6] e sulla non linearità delle condizioni al contorno [7], delle fluttuazioni del rapporto di equivalenza [8] e della dinamica

del fronte di fiamma [9]. Riferimenti a studi sperimentali effettuati per determinare la risposta non lineare del fronte di fiamma ad una perturbazione di pressione si trovano in [3].

Un'ultima considerazione va fatta in base all'esperienza accumulata nel tempo. È stato osservato che molte delle instabilità di combustione sono strettamente correlate alle frequenze naturali dei modi di vibrare dell'intero combustore o di parte di esso [10]. In altre parole, le frequenze delle oscillazioni termoacustiche spesso differiscono di poco da quelle naturali del sistema [11]. La determinazione dei modi naturali e delle frequenze associate è quindi spesso sufficiente per comprendere l'andamento spaziale di modi osservati sperimentalmente.

3.3.1 Metodo basato sul tempo di ritardo

Molti dei primi studi sulle oscillazioni termoacustiche sono stati motivati dai problemi legati alle instabilità che si manifestavano nei motori a razzo alimentati con combustibili liquidi. In questo contesto è stato sviluppato da Crocco e Cheng [12] il cosiddetto $\tau - n$, un metodo di analisi che mette in relazione le fluttuazioni di rilascio termico con quelle di pressione mediante il tempo di ritardo τ e un indice di interazione, n . Il metodo si basa sul criterio di Rayleigh (cfr. par. 2.4.2) secondo cui le oscillazioni termoacustiche sono incentivate se il rilascio termico è grossomodo in fase con le oscillazioni di pressione. Il modello $\tau - n$ è fondato sul principio che una perturbazione di pressione modifica il tempo necessario allo svolgimento del processo di combustione, cioè va ad influenzare il tempo di ritardo. Un valore opportuno del tempo di ritardo fa sì che le fluttuazioni di rilascio termico accentuino quelle di pressione.

Modelli simili basati sul tempo di ritardo sono stati applicati a una notevole varietà di bruciatori industriali [13]. Più recenti estensioni del modello (per includere fenomeni non lineari) sono descritti da Culick [14]. Il successo di questi modelli è ovviamente legato alla precisione con cui viene determinato il valore del tempo di ritardo. I principali punti critici risiedono nella determinazione dei tempi caratteristici di miscelamento e (nel caso si impieghino combustibili liquidi) dei tempi di evaporazione.

Recentemente il metodo di analisi basato sul tempo di ritardo è stato impiegato per lo studio delle instabilità acustiche nei combustori premiscelati di turbina a gas [15]. In questi ultimi il combustibile e il comburente si miscelano nei condotti del bruciatore prima di essere iniettati in camera di combustione. Affinché la miscela raggiunga una composizione

omogenea è necessario che i reagenti impieghino un certo tempo a percorrere i condotti del bruciatore⁶⁶ (tempo di residenza). Per ottenere dei tempi di residenza sufficienti, il numero di Mach all'interno dei condotti è ridotto (cioè dell'ordine di 10^{-1}). Ciò permette alle oscillazioni di pressione che dovessero instaurarsi in camera di combustione di influenzare pesantemente il moto all'interno dei condotti di premiscelazione. Nell'ipotesi che la portata di combustibile che giunge al bruciatore sia costante, le fluttuazioni di pressione causano una fluttuazione della portata d'aria che si traducono in fluttuazioni del rapporto di equivalenza in camera di combustione. Se le conseguenti oscillazioni del rilascio termico sono in fase con l'onda di pressione che le ha generate, si ha che la fluttuazione di calore incentiva l'oscillazione acustica in camera di combustione. Il meccanismo (raffigurato schematicamente in figura 3.1) è stato verificato sperimentalmente [17].

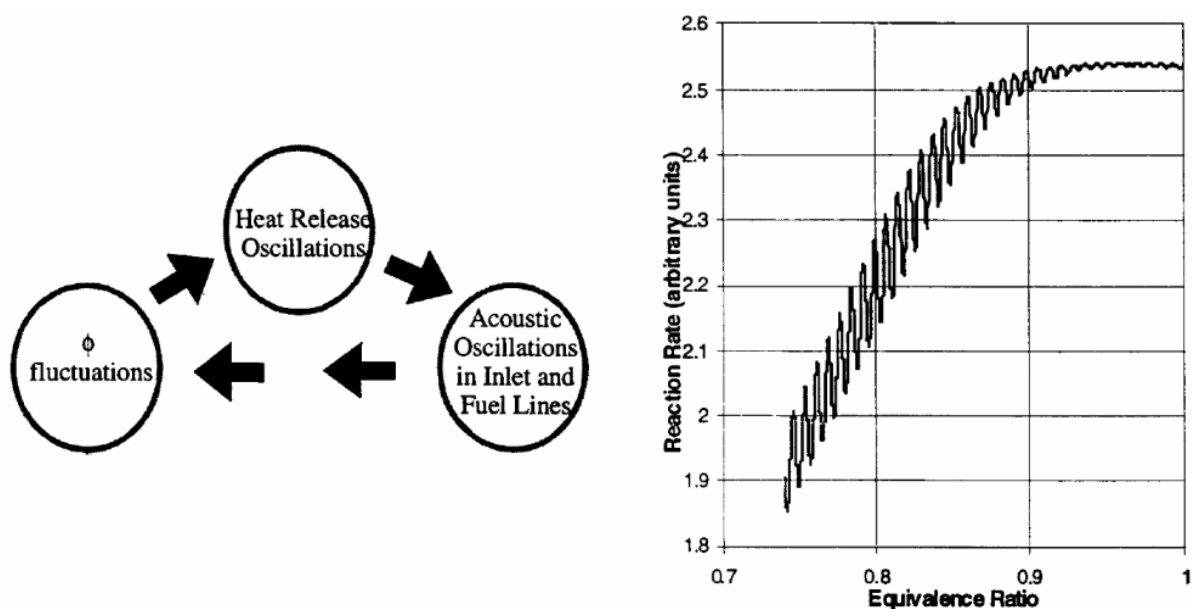


Figura 3.1 – Rappresentazione schematica del meccanismo che spiega le instabilità di combustione in un combustore premiscelato (a sinistra). Fluttuazioni della velocità di reazione al variare del rapporto di equivalenza (a destra) (da [15]).

In [15] sono impiegati dei modelli semplici per il calcolo del tempo di ritardo che viene considerato somma di due tempi caratteristici. Il primo, chiamato convettivo, è il tempo necessario alla porzione di miscela eccessivamente povera o eccessivamente ricca per passare dai condotti di premiscelazione alla base della fiamma. Il secondo è il tempo medio impiegato

⁶⁶ Fenomeno questo già notato in [16].

dalla fronte di fiamma per bruciare la porzione di miscela. Il tempo di ritardo totale consente di calcolare il periodo delle oscillazioni di pressione che possono disturbare la premiscelazione. Il metodo è stato applicato a tre combustori reali per i quali sono disponibili misure delle oscillazioni di pressione. Il confronto tra i valori calcolati e quelli misurati mostra un sostanziale accordo.

Nei combustori premiscelati il metodo del tempo di ritardo è facilmente applicabile poiché in tali sistemi la velocità di reazione e lo spessore di fiamma sono fortemente dipendenti dal valore del rapporto di equivalenza. Come infatti visto nel par. 2.5.3, inoltre, piccole fluttuazioni del rapporto di equivalenza portano a locali estinzioni del fronte di fiamma, le quali incentivano ulteriormente le oscillazioni. Non è sempre facile, tuttavia, stimare con sufficiente precisione i vari tempi che compongono il tempo di ritardo totale.

3.3.2 Metodo basato sulle reti acustiche

Il metodo è concettualmente semplice. Si tratta di ridurre l'intero sistema di combustione ad una rete di elementi concentrati (detti *lump* o blocchi) ciascuno caratterizzato da una specifica *funzione di trasferimento* [7], rappresentata da una matrice. In generale, un segnale variabile nel tempo in ingresso a ciascun blocco viene modificato prima di uscire. Così, ad esempio, una fluttuazione armonica di pressione, di velocità o del rapporto di dosatura, può subire una variazione di fase, ampiezza e frequenza a seconda del tipo di blocco (cioè di funzione di trasferimento, [18]).

Una rete acustica può essere analizzata secondo la teoria dei sistemi dinamici (la stessa impiegata per lo studio delle reti elettriche). In particolare possono essere studiati i modi di vibrare naturali della rete e le frequenze ad esse associate e può essere condotta un'analisi di stabilità⁶⁷ della rete. Il metodo è assai versatile anche perché possono essere inclusi effetti non lineari nella modellazione dei vari componenti.

⁶⁷ L'analisi di stabilità di un sistema di combustione viene condotta calcolando le frequenze naturali dal sistema lineare di equazioni ottenuto combinando le funzioni di trasferimento in un'unica matrice che riassume il comportamento dinamico dell'intera rete. Le frequenze sono numeri complessi la cui parte reale rappresenta la frequenza dei modi di vibrare. Dai segni della parte reale e di quella immaginaria è possibile stabilire se il sistema è stabile o meno.

Uno stesso sistema di combustione può essere ridotto in diversi modi, a seconda dei fenomeni che si intendono indagare e della complessità dell'analisi che si vuole condurre. Possono essere generate così catene diverse sia nel numero dei blocchi che nel tipo di connessione dei blocchi. Un esempio è riportato in figura 3.2.

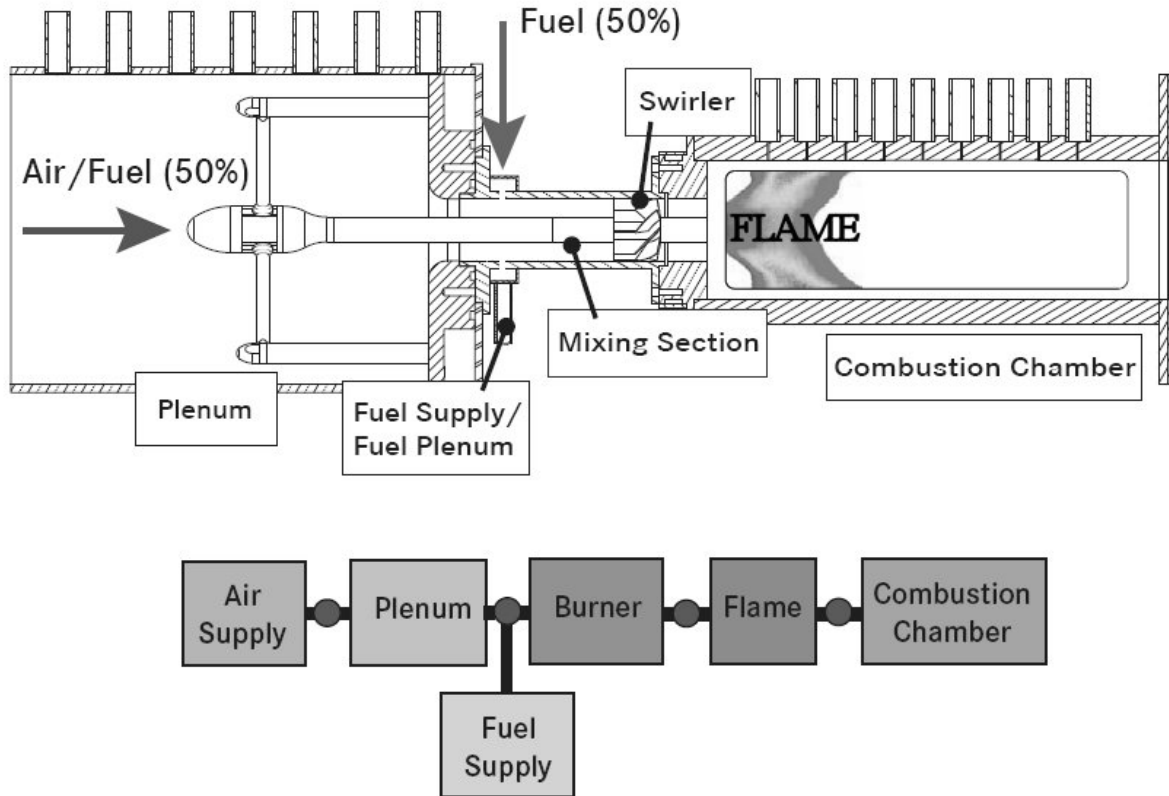


Figura 3.2 – Sistema di combustione reale (sopra) e rete acustica equivalente (sotto) (da [19]).

Molte analisi con le reti acustiche [20-23] vengono condotte modellando il sistema come monodimensionale. In questo caso ciascun elemento viene considerato nella sola estensione assiale. Ciò consente di indagare solo le frequenze più basse, caratteristiche dei modi longitudinali. Evesque [24], per indagare anche i modi azimutali di un combustore anulare, adotta un modello bidimensionale in cui oltre all'estensione assiale del sistema viene considerata anche quella azimutale. L'autore assume invece che la distanza radiale sia ridotta rispetto alle lunghezze d'onda dei modi di vibrare (viene cioè tralasciata la dipendenza dal raggio). Il modello consente di calcolare i modi acustici e le corrispondenti frequenze del sistema così come le condizioni di stabilità.

Uno dei vantaggi del metodo delle reti acustiche risiede nel fatto che ciascun componente può essere modellato in modo differente e indipendente dagli altri. Ad esempio [2,25] si può ricavare la funzione di trasferimento di un elemento per via analitica, mediante un approccio semplificato dell'equazione dell'onda (cfr. par. 2.4.3) o ricorrendo a una più accurata descrizione con il metodo agli elementi finiti (*FEM*). In generale la funzione di trasferimento può essere determinata [24]:

- per via sperimentale;
- per via analitica, linearizzando le equazioni di conservazione;
- mediante codici CFD.

Nelle reti acustiche di combustori la modellazione della fiamma è particolarmente importante poiché è tramite la fiamma che l'energia termica viene trasformata in energia acustica. La funzione di trasferimento di una fiamma descrive l'interazione tra il rilascio termico e il campo acustico. Poiché la generazione di calore dipende come detto da molteplici fenomeni (iniezione del combustibile, miscelamento, trasporto per convezione e diffusione e cinetica chimica) non è facile tenere conto di tutti questi aspetti in un unico modello. I principali modelli per il rilascio termico fluttuante sono illustrati in [26].

Nelle formulazioni analitiche, a seconda della complessità dei modelli, le fluttuazioni di rilascio termico sono correlate soltanto a quelle del rapporto di equivalenza oppure alle fluttuazioni del rapporto di equivalenza e di velocità (le fluttuazioni del rapporto di equivalenza e di velocità sono ovviamente generate a loro volta da fluttuazioni di pressione). Nei modelli analitici possono comparire molti altri parametri, tra cui il tempo di ritardo⁶⁸. Tali parametri possono essere ricavati sperimentalmente [2] o tramite modellazione CFD [19]. È proprio questo ultimo approccio (di tipo ibrido) che sembra essere il più promettente [25, 27 e 28]. Esso infatti consente di combinare la velocità di calcolo e la semplicità dell'approccio delle reti acustiche con l'accuratezza quantitativa delle simulazioni CFD. Non richiede inoltre nessun costo legato ad attività sperimentali.

⁶⁸ La modellazione con le reti acustiche rappresenta a tutti gli effetti un passo avanti rispetto al modello basato sul tempo di ritardo che, di fatto, si basa su una semplificazione estrema del sistema di combustione (basti confrontare la figura 3.1 con la figura 3.2).

3.4 SIMULAZIONI NUMERICHE CFD

La forza della modellazione delle instabilità di combustione mediante le reti acustiche sta nella flessibilità della rappresentazione di ogni singolo componente e nelle ridotte risorse richieste per il calcolo. Tuttavia l'esperienza ha indicato che l'applicazione del suddetto metodo a sistemi di combustione reali richiede un elevato grado di empirismo nella definizione dei parametri che compaiono nei modelli dei singoli componenti. Tale empirismo può pregiudicare l'accuratezza con cui la rete riesce a descrivere la fisica del fenomeno e in particolare il meccanismo di accoppiamento tra il rilascio termico fluttuante e le oscillazioni di pressione [1].

La simulazione diretta delle instabilità acustiche con codici CFD è un metodo di analisi che ha preso sempre più piede in questi ultimi anni [1,29] grazie alla disponibilità di calcolatori dalle crescenti potenzialità computazionali. La simulazione diretta consente infatti di descrivere con un elevato livello di fedeltà fenomeni lineari e non lineari coinvolti nelle oscillazioni termoacustiche senza dover elaborare uno schema del meccanismo che accoppi il rilascio termico con l'acustica del combustore. Ciò rende questo approccio diretto di analisi molto efficace.

Tuttavia, l'impiego di codici CFD richiede la modellazione completa di tutta la geometria del combustore (dallo scarico del compressore fino all'ingresso della turbina). Inoltre non possono essere sfruttate simmetrie in fase di modellazione se si intende indagare non solo i modi longitudinali ma anche quelli della camera di combustione (azimutali e radiali).

Se si impiega un approccio tipo *LES* (cfr. par. 1.5), si è costretti ad adottare griglie di calcolo molto dettagliate nel tentativo di riprodurre buona parte delle scale di turbolenza che potrebbero innescare le fluttuazioni di pressione. Il risultato è che le griglie dovrebbero essere costituite da decine di milioni di celle rendendo proibitivo qualunque tentativo di risoluzione (almeno con i mezzi attuali). Per questo motivo l'approccio *LES* per lo studio delle instabilità di combustione è principalmente limitato all'impiego nelle reti acustiche per calcolare la risposta non lineare del rilascio termico⁶⁹ (modellazione del fronte di fiamma).

Un approccio *LES* per lo studio delle instabilità di combustione è possibile solo su griglie con limitato numero di elementi (che quindi sono in grado di descrivere solo i vortici di

⁶⁹ Si vedano, a riguardo, gli studi già citati nel par. 3.3.2.

dimensione maggiore) e su domini di calcolo dalla geometria ridotta rispetto al modello reale. La finestra temporale di simulazione del fenomeno deve essere inoltre ridotta⁷⁰ per ridurre ulteriormente i tempi di calcolo (i fenomeni termoacustici hanno una natura prettamente non stazionaria, per cui la simulazione deve protrarsi per una durata sufficiente per innescare il regime oscillatorio che si desidera studiare).

Un'alternativa all'approccio *LES* è quello di tipo *RANS* in cui vengono risolte nel tempo le equazioni di Navier-Stokes mediate secondo il metodo di Reynolds. Il grosso vantaggio di questo approccio è che vengono determinati solo i valori medi delle grandezze (velocità, temperatura, massa volumica, frazione di massa delle specie e quantità turbolente). I vortici turbolenti sono infatti modellati e non calcolati direttamente e quindi non sono richieste griglie ad elevato numero di celle. Ciò si traduce nella possibilità di ridurre le risorse e i tempi richiesti dal calcolo, specie se si adottano modelli numerici che consentono di limitare il più possibile il numero di equazioni da risolvere.

Alcuni autori (come Roux [28]) sostengono che i codici *RANS* non siano idonei a riprodurre adeguatamente i fenomeni termofluidodinamici in gioco e che occorra impiegare i molto più onerosi codici *LES*. Solo questi ultimi sono infatti capaci di descrivere le instabilità intrinseche del fronte di fiamma⁷¹ (legate a moti vorticosi di piccola scala) che possono interagire con l'acustica del sistema dando vita ad oscillazioni termoacustiche. Qualora però non siano le fluttuazioni di piccola scala (legate intrinsecamente al fronte di fiamma) a eccitare il campo acustico (e ciò accade di frequente), l'approccio di tipo *RANS* dimostra di dare risultati più che soddisfacenti.

I risultati di alcuni studi ([30-34]), infatti, evidenziano la capacità dei codici *RANS* nel descrivere il fenomeno delle oscillazioni termoacustiche con sufficiente precisione, tale perlomeno da aiutare la lettura degli spettri sperimentali registrati durante prove di combustione. È possibile così risalire alla forma spaziale dei modi di vibrare e individuare le parti del combustore coinvolte da tali modi al fine di adottare tecniche di controllo attive o passive delle instabilità (cfr. par. 2.6).

⁷⁰ In [29], ad esempio, una simulazione *LES* su una griglia di circa 800.000 celle richiede dieci giorni su un cluster di otto processori con una finestra di simulazione di appena 70 ms.

⁷¹ Cfr. par. 2.3.

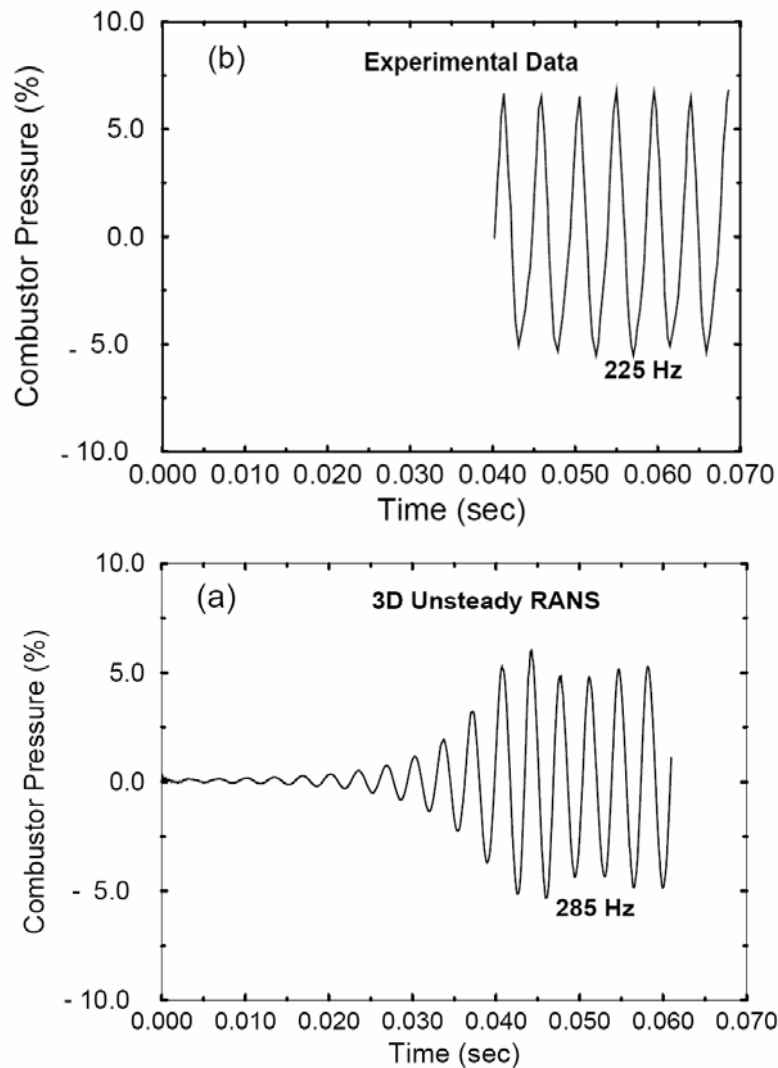


Figura 3.3 – Andamento della pressione in un punto del combustore ottenuto tramite misurazione sperimentale e tramite simulazione numerica con approccio *RANS* (da [29]).

Un esempio dell'efficacia dell'approccio *RANS* è riportato in figura 3.3. Il combustore oggetto del lavoro è di tipo premiscelato ed è affetto da instabilità di combustione causate dalla variazione locale del rapporto di equivalenza. Il tempo di ritardo impiegato dal flusso reattivo per passare dalla zona di premiscelazione al fronte di fiamma è tale, infatti, da ridurre o annullare la differenza di fase tra la fluttuazione del rilascio termico e l'oscillazione acustica. Come si vede il modello riesce a descrivere bene il ciclo limite che si instaura nel combustore, almeno per quanto riguarda l'ampiezza dell'oscillazione. Gli autori ritengono che l'eccessiva semplificazione geometrica del combustore in fase di modellazione sia la causa principale dell'errore della frequenza prevista dal modello.

3.5 PROCEDURA DI ANALISI PROPOSTA

In letteratura, gli studi che si occupano di modellazione di instabilità di combustione impiegano sovente i metodi di analisi basati sulle reti acustiche. In confronto, il numero delle pubblicazioni in cui si utilizzano tecniche di simulazione diretta mediante codici *RANS* è assai ridotto. Questo essenzialmente per tre motivi:

- i sistemi di controllo attivo delle instabilità si basano su reti acustiche con retroazione (ad anello chiuso). Il metodo di analisi con le reti acustiche è quindi naturalmente propedeutico alla progettazione del sistema di controllo;
- l'impiego congiunto dell'approccio ad elementi concentrati e delle simulazioni numeriche tipo *LES* consente di massimizzare l'efficacia dell'analisi minimizzando i tempi di calcolo;
- le reti acustiche rappresentano di fatto l'evoluzione dell'approccio basato sul tempo di ritardo (dove la semplificazione del meccanismo di instabilità viene massimizzata) e il metodo del tempo di ritardo è quello tradizionalmente e storicamente più usato come strumento di analisi delle instabilità.

Il grosso vantaggio dell'approccio con codici *RANS*, tuttavia, risiede nella possibilità di simulare direttamente il processo reattivo con tempi di calcolo ridotti, senza la necessità di introdurre semplificazioni concettuali del sistema di combustione.

La procedura che viene proposta in questo lavoro per l'analisi delle instabilità di combustione si basa su un approccio numerico CFD di tipo *RANS* e vuole essere un passo avanti rispetto agli studi presenti in letteratura. Essa infatti non rappresenta solo un metodo per indagare le instabilità di combustione, ma permette di analizzare molteplici aspetti relativi al funzionamento di un combustore. Il principale obiettivo della procedura è la caratterizzazione del comportamento termoacustico di un combustore in condizioni di regime. Il metodo proposto permette anche di:

- 1) Calcolare il campo termofluidodinamico all'interno del combustore. Le simulazioni CFD sono in grado di fornire informazioni utili (anche per eventuali modifiche progettuali) sulla distribuzione di temperatura e delle specie chimiche nonché sull'aerodinamica del sistema.
- 2) Calcolare i modi di vibrare naturali e valutare come variano le frequenze associate a tali modi al variare della temperatura all'interno del combustore.

L'approccio basato sulle reti acustiche consente di ottenere limitate informazioni (o spesso nessuna informazione) riguardo il primo punto dell'elenco. Studi che utilizzano un approccio simile a quello proposto [31-35], invece, non si occupano della ricerca dei modi di vibrare naturali del sistema.

L'idea che sta alla base della procedura (e che giustifica l'impiego dei codici *RANS*) è che il fenomeno più interessante e significativo delle instabilità termoacustiche nei combustori è quello acustico (e non quello fluidodinamico) e che ai fini della sua riproducibilità conti molto di più la corretta delimitazione del dominio di calcolo (che va esteso a tutti i volumi acusticamente rilevanti) che non un infittimento molto spinto della griglia. Ciò consente di utilizzare un normale codice *RANS* non stazionario e di avere griglie con un ridotto numero di celle, a tutto vantaggio della riduzione dei tempi di calcolo. In questo modo possono essere impiegate finestre temporali di simulazione del fenomeno piuttosto lunghe (dell'ordine del secondo e più), tali da consentire al sistema di evolvere liberamente fino alla spontanea comparsa dei modi propri di oscillazione associati alle eventuali instabilità [37].

Partendo da questo concetto, cioè che sia l'acustica del combustore l'aspetto di maggior importanza, per una corretta modellazione dei modi di vibrare (cfr. par. 2.4.1) è fondamentale:

- 1) ottenere una modellazione realistica del campo di temperatura all'interno del combustore. La velocità del suono (e quindi la frequenza dei modi acustici) è infatti influenzata dalla distribuzione di temperatura.
- 2) imporre condizioni al contorno del dominio che rispecchino quelle effettive del combustore. Le armoniche ammesse per una data geometria sono infatti strettamente dipendenti dalle condizioni che le onde di pressione trovano quando giungono ai confini del sistema [27].

Riguardo il primo punto dell'elenco è utile fare una considerazione. L'impiego di griglie a ridotto numero di elementi non consente una descrizione dettagliata del fronte di fiamma. La distribuzione di temperatura (almeno per quanto riguarda la zona reattiva) sarà quindi solo mediamente aderente al vero. Tuttavia, per le finalità dell'analisi, ciò è sufficiente. L'esempio che segue aiuta a capire il perché.

Con riferimento alla figura 2.6 si assuma (per semplicità) che il fluido in moto nel combustore sia costituito da sola aria, considerata come gas ideale. Si consideri il primo modo di vibrare longitudinale del sistema (figura 2.9a in alto). In tali condizioni, se il combustore è

lungo mezzo metro, il modo a 300 K ha una frequenza di 174 Hz. All'aumentare della temperatura, la frequenza del modo aumenta (tabella 3.1).

T [K]	f [Hz]	T [K]	f [Hz]	T [K]	f [Hz]	T [K]	f [Hz]
300	174	900	301	1500	388	2100	459
350	188	950	309	1550	395	2150	465
400	200	1000	317	1600	401	2200	470
450	213	1050	325	1650	407	2250	475
500	224	1100	332	1700	413	2300	481
550	235	1150	340	1750	419	2350	486
600	245	1200	347	1800	425	2400	491
650	256	1250	354	1850	431	2450	496
700	265	1300	361	1900	437	2500	501
750	274	1350	368	1950	443	2550	506
800	283	1400	375	2000	448	2600	511
850	292	1450	382	2050	454	2650	516

Tabella 3.1 – Frequenza del primo modo di vibrare longitudinale di un combustore al variare della temperatura (con intervalli di 50 K). Il modo di riferimento è il primo di figura 2.9a. Per il calcolo della frequenza si è assunta una lunghezza del combustore di 0.5 m.

Dalla tabella si vede che, qualora si commetta un errore $\Delta T = 50$ K nel calcolo della temperatura (si consideri ad esempio l'intervallo 300-350 K), l'errore corrispondente sulla frequenza è pari a $\Delta f = 16$ Hz. Come indicato dalla tabella, se la temperatura aumenta, l'errore sulla frequenza si riduce notevolmente. La curva nera di figura 3.4 riporta l'errore sulla frequenza in funzione della temperatura, secondo i valori della tabella 3.1. La figura considera anche i casi in cui l'errore sul calcolo della temperatura sia di 30 K e 10 K (la procedura di calcolo e il modo di vibrare di riferimento sono gli stessi già considerati per $\Delta T = 50$ K).

Dalla figura si può concludere che l'errore nel calcolo della frequenza:

- diminuisce all'aumentare della temperatura;
- diminuisce con la riduzione dell'intervallo di errore ΔT .

Il fronte di fiamma si limita alla sola di combustione ed è caratterizzato da temperature superiori ai 2000 K. Con un errore locale sulla stima della temperatura di 50 K (piuttosto elevato anche per un approccio di tipo *RANS*), l'errore di calcolo sulla frequenza è minore di 6 Hz e quindi piuttosto contenuto.

Nel restante volume del combustore (che non comprende la zona di combustione) la probabilità di commettere un errore elevato sulla temperatura calcolata è assai ridotto poiché i valori di temperatura si basano principalmente:

- sulla temperatura di ingresso dell'aria comburente (che è imposta come condizione al contorno);
- sul calore sprigionato dalla reazione (la cui corretta stima è assicurata dal primo principio della termodinamica).

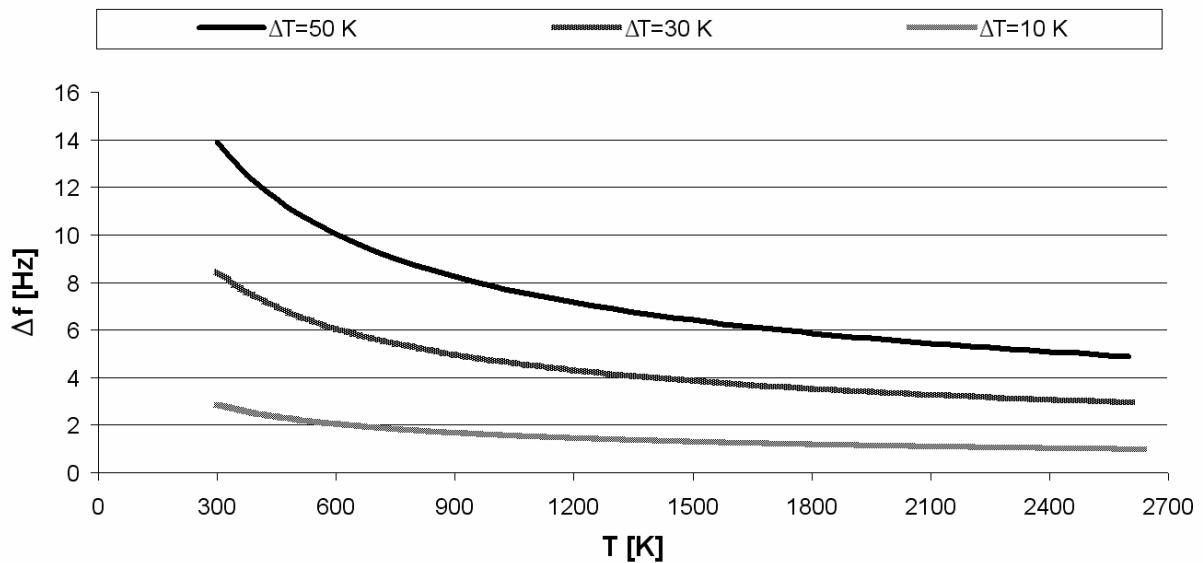


Figura 3.4 – Errore sul calcolo della frequenza al variare della temperatura. Le curve sono parametriche nell'intervallo di errore della temperatura ΔT . La curva nera si riferisce ai valori di tabella 3.1.

Pertanto, laddove le temperature sono minori di 2000 K (cioè per valori in cui l'errore di frequenza può essere superiore ai 10 Hz), è assai improbabile un errore di calcolo della temperatura superiore ai 20 K.

In sintesi, si può affermare che l'errore di frequenza per un errore sul calcolo della temperatura è in ogni caso minore di 5 Hz.

La procedura proposta in questo lavoro è schematizzata in figura 3.5 e si divide in due parti principali. La prima parte di simulazioni (che verrà illustrata nel capitolo 5) è svolta su un dominio di calcolo tridimensionale che modella solo una parte del combustore (*dominio ridotto*). Le analisi numeriche di questa prima parte sono finalizzate alla scelta dei modelli numerici e dei metodi che consentono di ottenere un campo termico realistico all'interno del tubo fiamma. Poiché il modello geometrico non rappresenta per intero l'estensione spaziale

del combustore, i fenomeni acustici non vengono indagati in questa fase poiché, per quanto detto in precedenza, avrebbe poco senso. Su tale modello sono condotte pertanto solo analisi stazionarie di tipo isoterma (cioè in assenza di reazioni di combustione) e reattivo. Con le prime si dimostra che nel modello è possibile ottenere un campo fluidodinamico mediamente equivalente a quello che si realizza nel combustore reale (nei due, in particolare, si ha la stessa ripartizione dei flussi d'aria in ingresso alla camera di combustione). Con le analisi stazionarie reattive vengono invece individuati i modelli numerici che rendono il dominio di calcolo equivalente al combustore reale in termini termici (ovvero lo stesso campo medio di temperature). Per ridurre i tempi computazionali in vista delle successive analisi non stazionarie la griglia impiegata ha un numero di elementi ridotto e i modelli di calcolo utilizzati sono tali da ridurre al minimo il numero di equazioni da risolvere.

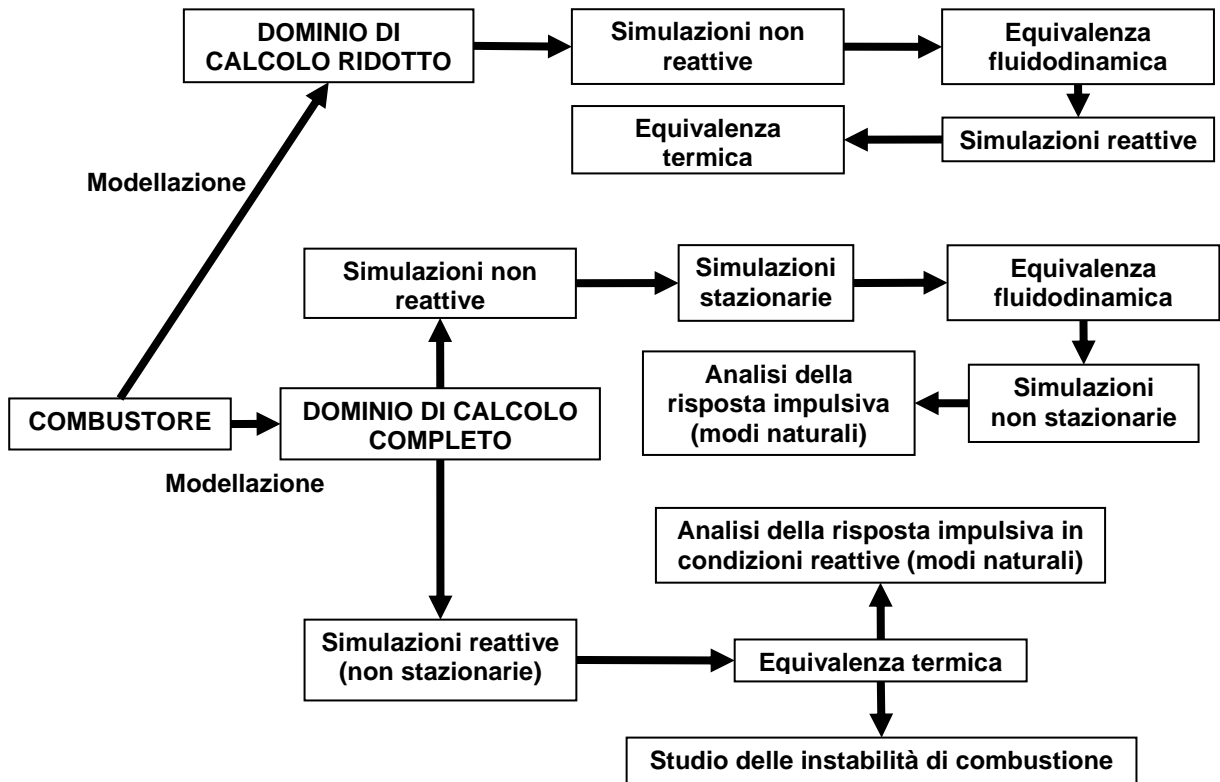


Figura 3.5 – Procedura proposta per lo studio delle instabilità di combustione.

I modelli numerici impiegati con successo nella prima parte vengono applicati poi ad un secondo modello geometrico del combustore che si estende dall'uscita del compressore all'ingresso della turbina (seconda parte della procedura, descritta nel capitolo 6). Il dominio di calcolo include pertanto tutto il sistema di combustione nella sua totale estensione

longitudinale (dallo scarico del compressore all'ingresso della turbina) e azimutale. Tenendo presente la necessità di ridurre al minimo i tempi di calcolo richiesti dalle analisi non stazionarie, nel modello completo (così come già fatto nel modello ridotto) viene impiegata una griglia a ridotto numero di elementi. Sul dominio di calcolo completo vengono svolti due cicli di analisi numeriche.

Il primo ciclo riguarda lo studio non reattivo del combustore. Dopo la taratura della ripartizione della portata di aria comburente tra i vari ingressi al tubo fiamma (equivalenza fluidodinamica), viene condotta un'analisi acustica non stazionaria del dominio di calcolo per determinare i modi di vibrare naturali e le frequenze ad essi associate. Possono così essere individuati tutti i modi di vibrare del combustore compatibili con la geometria modellata e la temperatura imposta.

Nel secondo ciclo di analisi viene analizzato il combustore in condizioni reattive (cioè viene modellata la combustione). Si procede innanzitutto alla simulazione della combustione in condizioni nominali di funzionamento. Vengono in seguito condotte due analisi non stazionarie distinte a partire dalla soluzione precedente (campo termofluidodinamico a regime):

- In una viene imposta una perturbazione di pressione all'uscita del dominio di calcolo per studiare i modi di vibrare naturali del sistema in condizioni reattive.
- Nell'altra il sistema è lasciato evolvere naturalmente per verificare la presenza di oscillazioni persistenti, cioè di un ciclo limite. Tale analisi consente di simulare il comportamento termoacustico del combustore a pieno carico.

I risultati delle simulazioni numeriche sono valutati mediante il confronto con misure sperimentali ottenute in una campagna di prove condotte sul combustore a scala reale. La descrizione del combustore e delle prove sperimentali è oggetto del capitolo 4. Tutte le simulazioni numeriche sono svolte sul codice numerico commerciale Fluent[®] 6.2.

Bibliografia

- [1] Van Slooten P. R., Madabhushi R. K., Stufflebeam J. H., Lienau J., 2004, *Simulation of fuel/air premixing under the effects of acoustic forcing*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-54149.
- [2] Bellucci V., Schuermans B., Nowak D., Flohr P., Paschereit C. O., 2005, *Thermoacoustic modeling of a gas turbine combustor equipped with acoustic dampers*, Journal of Turbomachinery, 127: 372- 379.
- [3] Bellows B., Lieuwen T., 2004, *Nonlinear heat-release/acoustic interactions in a gas turbine combustor*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-53480.
- [4] Lieuwen T., 2002, *Experimental investigation of limit cycle oscillations in an unstable gas turbine combustor*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 18(1).
- [5] Dowling A. P., 1997, *Nonlinear self-excited oscillations of a ducted flame*, Journal of Fluid Mechanics, 346: 271-290.
- [6] Poinot T., Veynante D., Bourienne F., Candel S., Esposito E., Surget J., 1988, *Initiation and suppression of combustion instabilities by active control*, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 22.
- [7] Dowling A., 1999, *A kinematic model of a ducted flame*, Journal of Fluid Mechanics, 394: 51-72.
- [8] Peracchio A. A., Proscia W. M., 1999, *Nonlinear heat-release/acoustic model for thermoacoustic instability in lean premixed combustors*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 121: 415-421.
- [9] Baillet F., Durox D., Prud'homme R., 1992, *Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame*, Combustion and Flame, 88: 149-168.
- [10] Lovett J. A., Uznanski K. T., 2002, *Prediction of combustion dynamics in a staged premixed combustor.*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT-2002-30646.
- [11] Ibrahim Z. M., Williams F. A., Buckley S. G., Twardochleb C. Z., 2008, *An acoustic-energy method for estimating the onset of acoustic instabilities in premixed gas-turbine combustors*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 130.
- [12] Crocco L., Cheng S. I., 1956, *Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors*, AGARD monograph, No. 8, Butterworths, London.

- [13] Putnam A. A., 1971, *Combustion-driven oscillation in industry*, American Elsevier, New York.
- [14] Culick, F. E. C., 1994, *Some recent results for nonlinear acoustics in combustion chambers*, AIAA Journal, Vol. 32, No. 1, pp. 146-149.
- [15] Lieuwen T., Torres H., Johnson C., Zinn B. T., 2001, *A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 123: 182-189.
- [16] Richards G. A., Janus M. C., 1998, *Characterization of oscillations during premix gas turbine combustion*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 120: 294-301.
- [17] Mongia R. K., Dibble R. W., Lovett J. A., 1998, *Measurement of air-fuel ratio fluctuations caused by combustor driven oscillations*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 98-GT-304.
- [18] Pankiewicz C., Sattelmayer T., 2003, *Time domain simulation of combustion instabilities in annular combustors*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 125: 677-685.
- [19] Huber A., Polifke W., 2008, *Impact of fuel supply impedance on combustion stability of gas turbines*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-51193.
- [20] Ni A., Jansohn P., 2003, *Modeling of thermoacoustic oscillation in annular combustor*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2003-38708.
- [21] Hubbard S., Dowling A. P., 2001, *Acoustic resonances of an industrial gas turbine combustion system*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 130: 766-773.
- [22] Macquisten M. A., Whiteman M., Moran A. J., 2004, *Application of low order thermoacoustic network to DLE staged combustor*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-54161.
- [23] Schuermans B., Bellucci V., Paschereit C. O., 2003, *Thermoacoustic modeling and control of multi burner combustion systems*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2003-38688.
- [24] Evesque S., Polifke W., 2002, *Low-order acoustic modelling for annular combustors: validation and inclusion of modal coupling*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT-2002-30064.

- [25] Bellucci V., Nowak D., Geng W., Steinbach C., 2008, *On the use of thermoacoustic analysis for robust burner design*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 130.
- [26] Andreini A., Facchini B., Mangani L., Simonetti F., 2008, *Development and validation of a 1-D tool for thermoacoustic instabilities analysis in gas turbine combustors*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-51248.
- [27] Kaufmann A., Nicoud F., 2002, *Flow forcing techniques for numerical simulation of combustion instabilities*, Combustion and Flame, 131: 371-385.
- [28] Roux S., Lartigue G., Poinsot T., Meier U., Bérat C., 2005, *Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations*, Combustion and Flame, 141: 40-54.
- [29] Cannon S. M., Adumitroaie V., Smith C. E., 2001, *3D LES modeling of combustion dynamics in lean premixed combustors*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2001-GT-0375.
- [30] Brookes S. J., Cant R. S., Dupere I. D. J., Dowling A. P., 2001, *Computational modeling of self-excited combustion instabilities*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 123: 322-326.
- [31] Tiribuzi S., 2007, *CFD modelling of combustion instabilities in gas turbine combustors with VRG approach*, Proceedings of the 29th meeting on combustion, Italian Section of the Combustion Institute, Napoli.
- [32] Tiribuzi S., 2004, *CFD modelling of thermoacoustic oscillations inside an atmospheric test rig generated by a DLN burner (2004)*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-53738.
- [33] Tiribuzi S., 2008, *CFD simulation of noise in gas turbine combustors by means of turbulence fluctuation method*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-50241.
- [34] Tiribuzi S., 2006, *Very rough grid approach for CFD modelling of thermoacoustic oscillations inside an annular premixed combustor*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2006-90055.
- [35] Tiribuzi S., 2005, *Simulazione CFD delle instabilità termoacustiche in un combustore anulare di un turbogas equipaggiato con bruciatori premiscelati*, Atti del 60° Congresso Nazionale ATI, ATI60-12-09.

Si segnalano le seguenti pubblicazioni, anche se non citate nel testo, per un ulteriore approfondimento:

- [36] Ibrahim Z. M., Williams F. A., Buckley S. G., Lee J. C. Y., 2006, *An acoustic energy approach to modeling combustion oscillations*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2006-90096.
- [37] Waltz G., Krebs W., Hoffmann S., Judith H., 2002, *Detailed Analysis of the Acoustic Mode Shapes of an Annular Combustion Chamber*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 124: 3-9.
- [38] Scarinci T., Freeman C., Day I., 2004, *Passive control of combustion instability in a low emissions aeroderivative gas turbine*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-53767.
- [39] Berenbrink P., Hoffmann S., 2000, *Suppression of dynamic combustion instabilities by passive and active means*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2000-GT-0079.
- [40] Akamatsu S., Dowling A. P., 2001, *Three dimensional thermoacoustic oscillation in a premix combustor*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2001-GT-0034.
- [41] Schildmacher K. U., Hoffmann A., Selle L., Koch R., Schulz C., Bauer H. J., Poinso T., Krebs W., Prade B., 2007, *Unsteady flame and flow field interaction of a premixed model gas turbine burner*, Proceedings of the Combustion Institute, 31: 3197-3205.
- [42] Bréard C., Sayma A. I., Vahdati M., Imregun M., 2002, *Aeroelasticity analysis of an industrial gas turbine combustor using a simplified combustion model*, Journal of Fluids and Structures, 16(8): 1111–1126.
- [43] Nowak D., Bellucci V., Cerny J., Engelbrecht G., 2006, *Numerical modeling of thermoacoustic oscillations in a gas turbine combustion chamber*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2006-90945.
- [44] Zhu M., Dowling A. P., Bray K. N. C., 2000, *Self-excited oscillation in combustors with Spray Atomizers*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2000-GT-108.
- [45] Bohn D., Nils Ohlendorf J. F. W., 2008, *Thermoacoustic modeling and transfer functions determination for a matrix burner using unsteady CFD*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-50370.

- [46] Kaufmann P., Krebs W., Valdes R., Wever U., 2008, *3D thermoacoustic properties of single can and multi can combustor configurations*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-50755.
- [47] Schuermans B., Bellucci V., Guethe F., Meili F., Flohr P., Paschereit C. O., 2004, *A detailed analysis of thermoacoustic interaction mechanisms in a turbulent premixed flame*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-53831.
- [48] Lee D. H., Lieuwen T. C., 2001, *Acoustic nearfield characteristics of a premixed flame in a longitudinal acoustic field*, Proceedings of ASME Turbo Expo, 2001-GT-0040.
- [49] Huls R. A., Van Kampen J. F., Van der Hoogt P. J. M., Kok J. B. W., de Boer A., 2008, *Acoustoelastic interaction in combustion chambers – modeling and experiments*, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 130.

4. IL COMBUSTORE E LE PROVE SPERIMENTALI

4.1 INTRODUZIONE

La procedura per l'analisi delle instabilità di combustione proposta nel capitolo precedente viene applicata ad un combustore di turbina a gas per la produzione di energia elettrica. La turbina in questione è la GE10 della General Electric Company ed è rappresentata in figura 4.1, dove sono riportati anche i dati di targa della macchina.

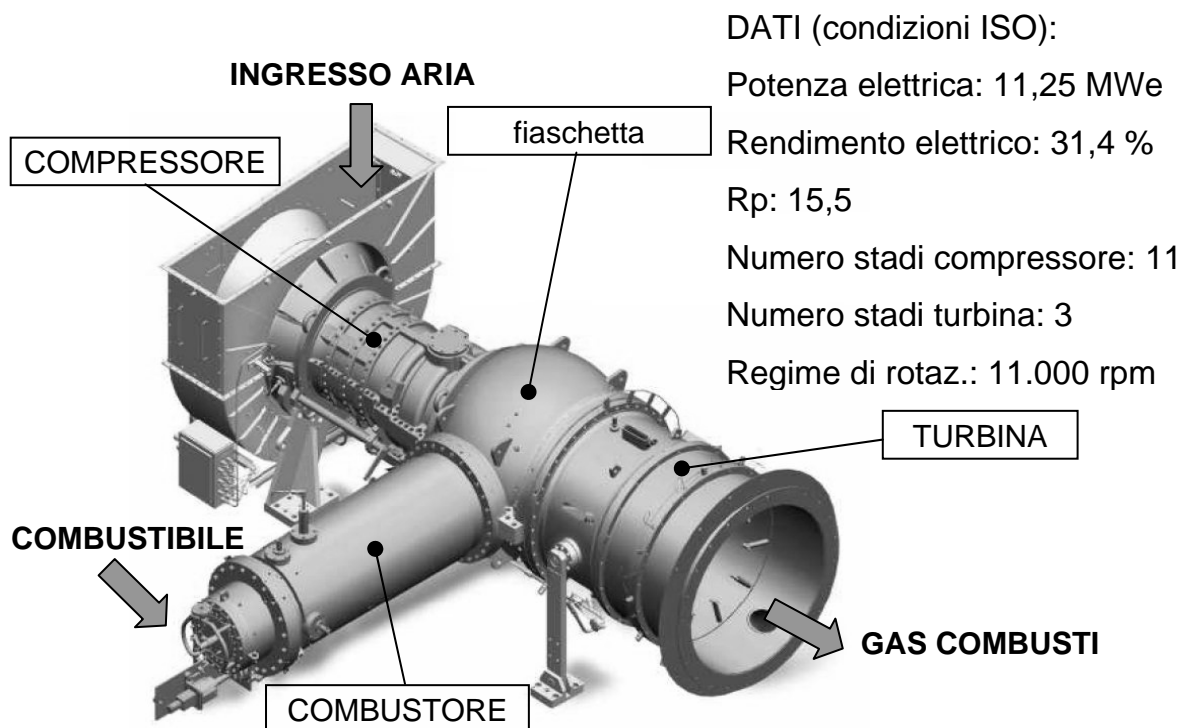


Figura 4.1 - La turbina a gas GE10 (da [1]).

Il combustore, nella sua versione commerciale, può essere alimentato sia con combustibili liquidi che gassosi. Ciò è possibile con la semplice sostituzione del bruciatore, che può essere sia a fiamma diffusiva che premiscelata. In questo lavoro viene considerato esclusivamente il combustore con bruciatore a fiamma diffusiva alimentato con combustibili gassosi che impiega iniezione di vapore per abbattere le emissioni di ossidi di azoto.

La versione commerciale del combustore è stata modificata dal costruttore⁷² per poter bruciare non solo gas naturale ma anche miscele di gas naturale e idrogeno, e idrogeno puro. Il processo di sviluppo (che ha dato origine a più prototipi del combustore) è stato supportato da prove di combustione⁷³ e analisi numeriche nell'ambito di un progetto ministeriale ([1-5]) guidato dal Centro Ricerca di Enel S.p.A.. Le prove sperimentali, eseguite al variare del carico, del tenore di idrogeno nella miscela combustibile e della portata di vapore iniettata, sono state svolte su un banco prova in grado di riprodurre le condizioni di pieno carico su prototipi a dimensione reale. Le prove hanno consentito di individuare il prototipo che consente il maggior abbattimento di emissioni inquinanti garantendo stabilità di combustione e raffreddamento ottimale delle pareti del tubo fiamma.

In questo lavoro viene analizzato il prototipo che ha dimostrato le migliori prestazioni durante la prima campagna di prove sperimentali. Nelle simulazioni vengono considerate esclusivamente due condizioni operative (alimentazione a puro gas naturale e a puro idrogeno) entrambe a massimo carico (*FSFL, Full Speed Full Load*) senza iniezione di vapore (condizione di funzionamento *dry*).

A seguire, dopo la presentazione della versione commerciale del combustore, sono illustrati il banco prova e la strumentazione impiegata durante le prove di combustione. Le misure sperimentali verranno impiegate nei capitoli successivi per imporre le condizioni al contorno nei domini di calcolo e per valutare i risultati delle simulazioni numeriche.

Accanto alle prove di combustione, Enel S.p.A. ha eseguito delle prove isoterme (cioè a temperatura costante) su un banco prova appositamente allestito. Le prove hanno consentito di misurare la ripartizione della portata d'aria comburente attraverso tutti gli ingressi in camera di combustione. Le prove, non descritte in questo lavoro, sono state condotte a bassa portata, a temperatura ambiente e senza l'iniezione di combustibile. Le ripartizioni percentuali della portata d'aria verranno utilizzate per tarare la ripartizione di portata nei modelli di calcolo (cfr. par. 5.3).

⁷² GE Oil&Gas - Nuovo Pignone S.p.A. – Firenze ([1]).

⁷³ Le prove sono state svolte presso l'area sperimentale Enel di Sesta (SI).

4.2 IL COMBUSTORE

Il combustore è del tipo tubolare a singolo bruciatore ed è costituito da un elemento cilindrico superiore (figura 4.2) connesso a un elemento toroidale inferiore (detto *fiaschetta* e raffigurato con un modello solido in figura 4.3). Nel complesso il combustore è alto quasi tre metri. Nell'elemento superiore, una *cassa* (chiusa alla sommità da un *coperchio* rimovibile) racchiude il *tubo fiamma* (o *liner*) e il *bruciatore*. La cassa che circonda il tubo fiamma ha un diametro di circa mezzo metro.

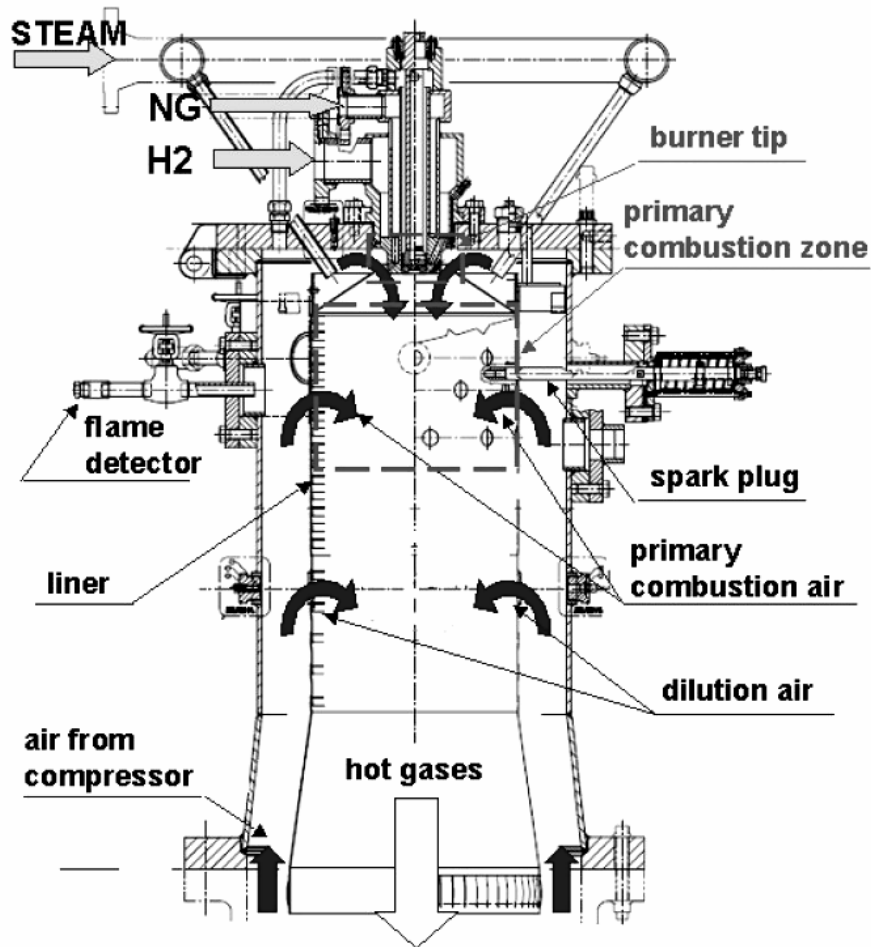


Figura 4.2 – Versione commerciale del combustore (da [2]).

Con l'ausilio della figura 4.4a si segue il percorso dell'aria comburente. L'aria proveniente dal compressore entra nella fiaschetta e viene convogliata verso la sommità del combustore, nello spazio di sezione anulare compreso tra il tubo fiamma e la cassa (detto *annulus*). A questo punto la maggior parte dell'aria comburente penetra all'interno del tubo fiamma (invertendo la direzione di flusso) mediante:

- I fori dell'aria primaria e di diluizione. I primi circondano la camera di combustione e sono organizzati su tre file (ciascuna ad una diversa posizione assiale). Essi forniscono l'aria necessaria a completare la combustione. I secondi sono posizionati su un'unica fila circolare e iniettano l'aria di diluizione sul flusso di gas combusti (si ha così una riduzione notevole della temperatura del flusso). Tutti i fori di ciascuna fila sono equispaziati tra loro.
- I forellini di raffreddamento sparsi lungo tutta la superficie del tubo fiamma. I forellini sono raggruppati in diverse file e raccolgono buona parte della portata di aria comburente. Il raffreddamento viene realizzato mediante una combinazione di tecniche di *film cooling* e *impingement* ([6], cap. 8).

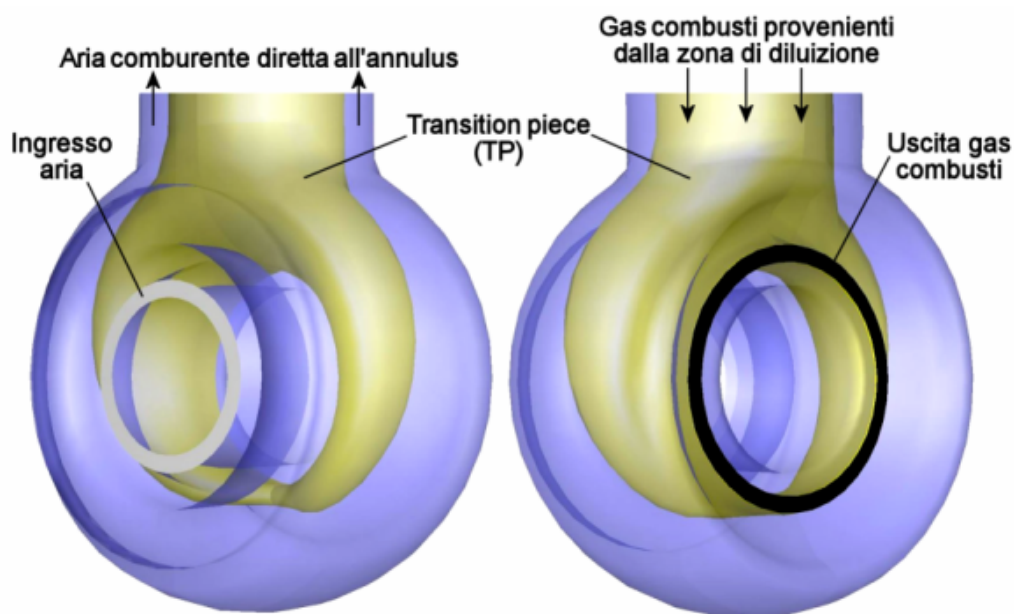


Figura 4.3 – Modello tridimensionale della fiaschetta del combustore vista dal lato destro e dal lato sinistro. All'interno della fiaschetta è posto il *transition piece* (o *TP*) che convoglia i gas combusti provenienti dal tubo fiamma alla turbina. Le sezioni di ingresso dell'aria comburente (in bianco) e di uscita dei gas combusti (in nero) sono anulari.

La portata restante di aria raggiunge la sommità del tubo fiamma e penetra in camera di combustione attraverso il “cappello” e il vortificatore (o *swirler*). Il cappello, di forma conica, è fissato al tubo fiamma, sorregge il bruciatore ed è forato per consentire all'aria di penetrare nella zona primaria di reazione. Il vortificatore, di tipo assiale, è parte integrante della testa del bruciatore ed è costituito da sedici canali che imprimono all'aria una componente tangenziale.

Sui canali del vortificatore sboccano i canali di iniezione del combustibile. Il bruciatore può considerarsi di tipo diffusivo poiché la quantità d'aria che transita per il vortificatore è di gran lunga minore rispetto a quella stechiometrica necessaria per bruciare tutto il combustibile. Inoltre la modalità con cui viene iniettato il combustibile è tale da poter considerare trascurabile il miscelamento del combustibile con l'aria prima dell'accensione.

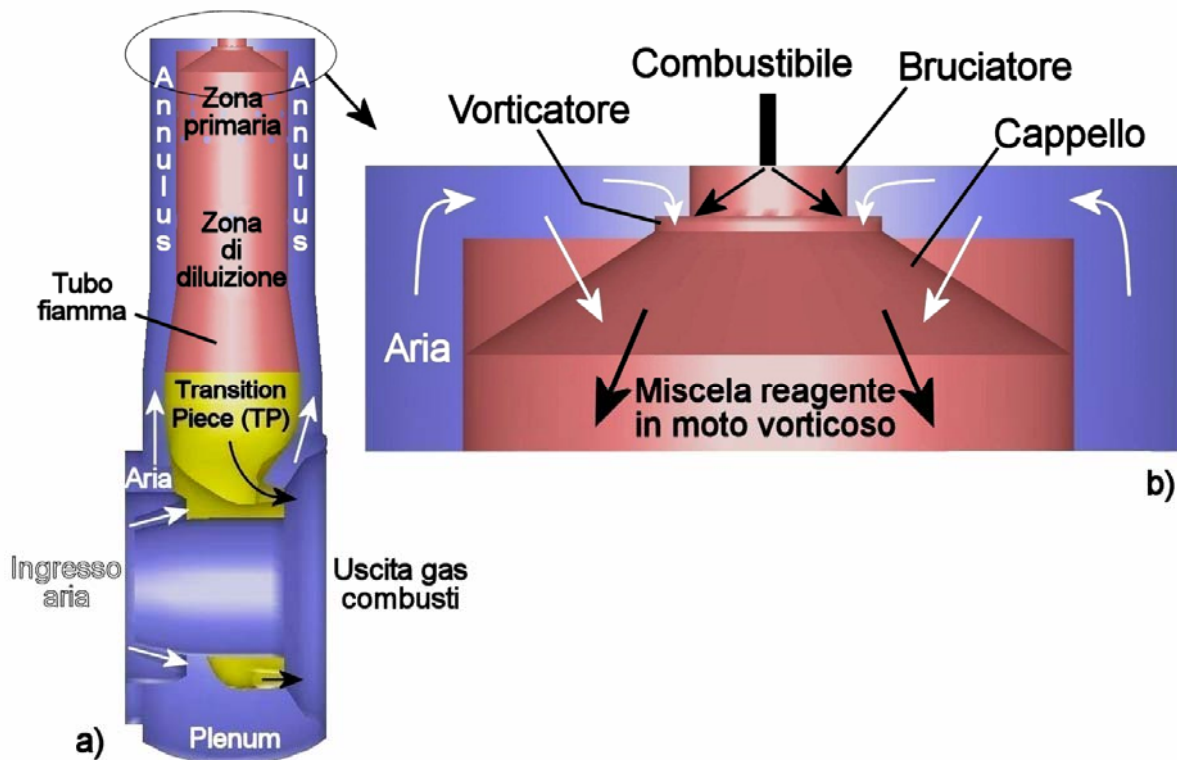


Figura 4.4 – Rappresentazione schematica del combustore (a) e dettaglio della testa del combustore (b).

Un collettore toroidale circonda il bruciatore e distribuisce il vapore a una serie di condotti iniettori. Questi ultimi immettono il vapore nel retro del cappello in modo tale che l'effetto di diluizione sia concentrato nella zona primaria di combustione.

I gas combusti, superata la zona di diluizione, vengono indirizzati secondo la direzione dell'albero motore e ripartiti su una corona anulare che alimenta la turbina mediante il *transition piece* (o *TP*). Il transition piece è posto all'interno della fiaschetta ed è connesso alla primo stadio di turbina. Lo spazio compreso tra la parete della fiaschetta e il transition piece (detto *plenum*) raccoglie l'aria immessa dal compressore prima che passi nell'annulus. Per ulteriori dettagli costruttivi del combustore si veda [1-5].

Il prototipo preso a riferimento per generare il dominio di calcolo è molto simile alla versione commerciale di figura 4.2. In particolare, il bruciatore è stato modificato per poter essere alimentato anche a idrogeno ([2]). I canali di iniezione del combustibile sono stati connessi per metà alla linea del gas naturale e per metà alla linea dell'idrogeno. I canali per il gas naturale e per l'idrogeno presentano un diametro differente per tener conto delle diverse portate fluenti e delle diverse proprietà fisiche dei due combustibili.

4.3 PROVE SPERIMENTALI

4.3.1 Laboratorio di prova

Il combustore è stato provato in un laboratorio specializzato di proprietà di Enel S.p.A. Il laboratorio (figura 4.5) è costituito essenzialmente da due celle di prova, da una sala di controllo, da un parco combustibili e da un'isola di produzione dell'aria compressa. Le capacità dell'impianto sono tali da permettere di provare diversi tipi di combustori industriali in scala reale e in condizioni di pieno carico.

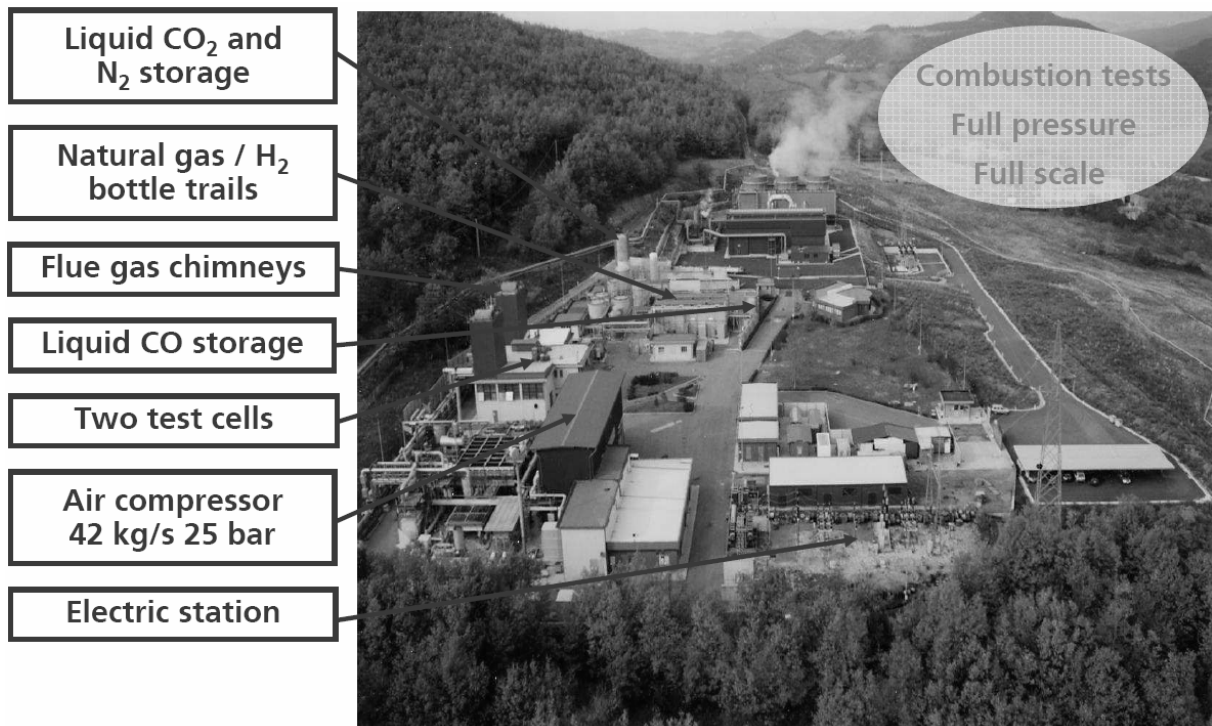


Figura 4.5 – L'area sperimentale Enel di Sesta (da [1]).

L'aria compressa è fornita da due compressori in serie (uno assiale di bassa pressione e l'altro centrifugo di alta pressione) trascinati da un motore elettrico sincrono di potenza superiore a 30 MW. Una stazione elettrica apposita provvede all'alimentazione del motore. La massima portata di aria che il compressore è in grado di erogare è superiore ai 40 kg/s. La maggior parte dell'aria compressa è disponibile come aria comburente; la restante viene utilizzata per raffreddare i componenti del banco prova a diretto contatto con i gas combusti.

La temperatura dell'aria comburente può essere regolata a piacere⁷⁴ tramite una batteria di riscaldatori elettrici della potenza totale di circa 8 MW, mentre la pressione del flusso viene variata tramite una valvola di laminazione posta sul condotto di scarico (a valle del combustore e prima del camino).

Il parco combustibili permette lo stoccaggio di diverse tipologie di combustibili (metano, idrogeno, propano, butano e monossido di carbonio) e di gas non infiammabili (anidride carbonica e azoto). Sono presenti anche cisterne per contenere combustibili liquidi e acqua demineralizzata. Un complesso sistema di controllo delle linee dei combustibili consente di ottenere miscele combustibili di diversa composizione, in base alle specifiche richieste. Una caldaia a lato delle celle di prova provvede alla generazione del vapore impiegato durante le prove per abbattere le emissioni inquinanti. Le portate di vapore e dei vari combustibili possono essere variate con delle valvole a controllo remoto. Durante le prove di combustione del combustore GE10 l'impianto era in grado di assicurare all'incirca 1100 kg/h di idrogeno, 2500 kg/h di gas naturale e 9000 kg/h di vapore.

Il funzionamento del banco prova è controllato da un sistema computerizzato gestito da un programma con interfaccia grafica. Gli operatori possono interagire con tale sistema mediante diversi terminali posti in sala controllo. Nel software gestionale sono implementate diverse procedure e sequenze di protezione, adattabili alla tipologia di combustore in prova. Una tipica sequenza di sicurezza è quella che interrompe la fornitura di combustibile qualora il combustore si spegna accidentalmente per perdita di fiamma⁷⁵. Il sistema computerizzato

⁷⁴ L'impianto di riscaldamento consente di raggiungere temperature dell'ordine dei 780 K.

⁷⁵ Si tratta del fenomeno di *blowoff* (cfr. par. 1.6) che si verifica quando il combustore funziona con miscele eccessivamente povere.

permette di controllare qualunque flusso in ingresso al combustore, nonché monitorare e/o registrare in tempo reale temperature, pressioni, portate ed emissioni inquinanti.

4.3.2 Banco prova e strumentazione

Il combustore, così come schematizzato in figura 4.4a, è stato installato in una delle due celle di prova in posizione verticale mediante un apposito telaio di sostegno. È quindi stato connesso alla tubazione di aria comburente proveniente dall'isola di compressione con una semplice flangia di raccordo. Invece, tra lo scarico del combustore (uscita del TP) e il condotto che convoglia i gas combusti al camino è stato interposto un condotto anulare a sezione convergente che simula la caduta di pressione del primo stadio di ugelli della turbina. In tale configurazione, le condizioni all'ingresso e all'uscita del combustore sono le stesse che si presentano quando il combustore è montato sulla turbina a gas.

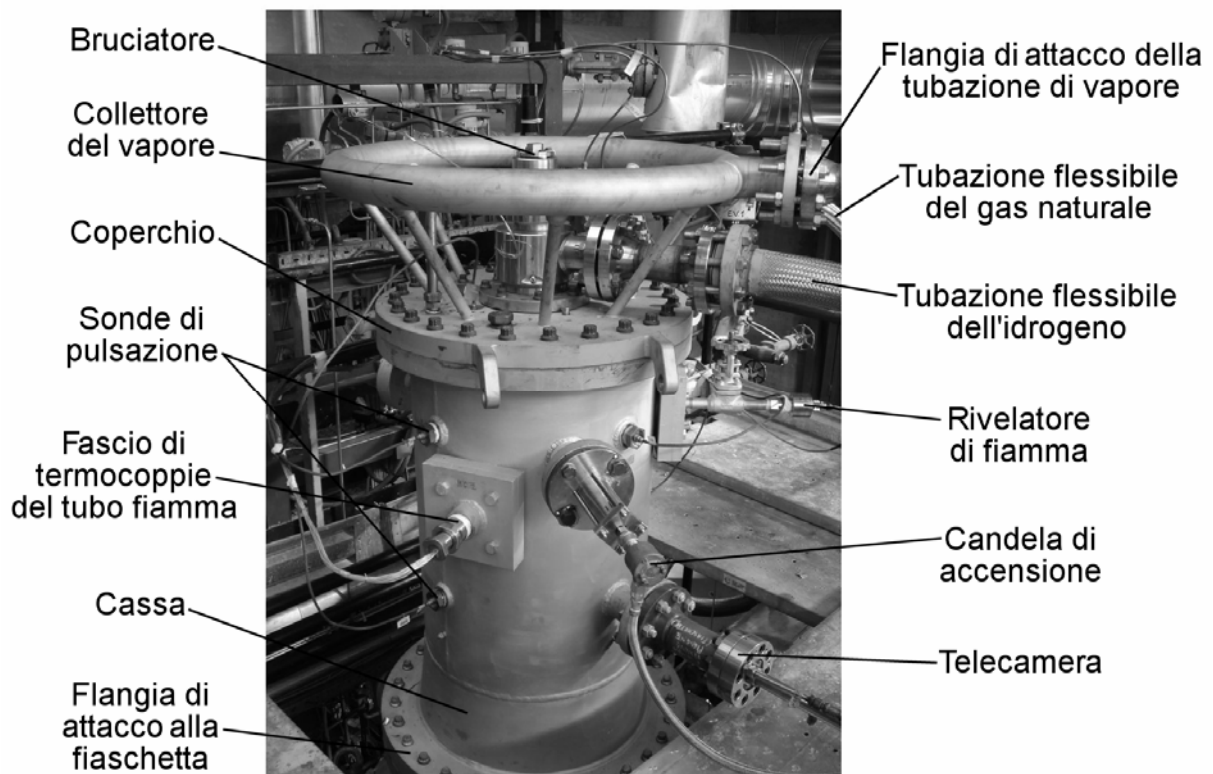


Figura 4.6 – Combustore montato sul banco prova. In figura sono indicati i principali componenti del combustore e della strumentazione.

In figura 4.6 è mostrata la parte superiore del banco prova. In primo piano si nota la cassa di forma cilindrica che racchiude il tubo fiamma. Il banco è dotato di una strumentazione

connessa al sistema gestionale dell'impianto che consente di controllare e registrare in continuo i valori delle grandezze di funzionamento del combustore.

La strumentazione comprende ([2,3]):

- coriolimetri e orifizi calibrati per la misura della portata dell'aria, dei combustibili e del vapore;
- termocoppie e prese di pressione statica per la misura della temperatura e della pressione dei flussi in ingresso;
- termocoppie per la misura della temperatura di parete del tubo fiamma;
- termocoppie per la misura della temperatura dei gas combusti;
- sonde di pulsazione per rilevare l'andamento della pressione nel tempo;
- una telecamera raffreddata a liquido per la visualizzazione della fiamma in tempo reale;

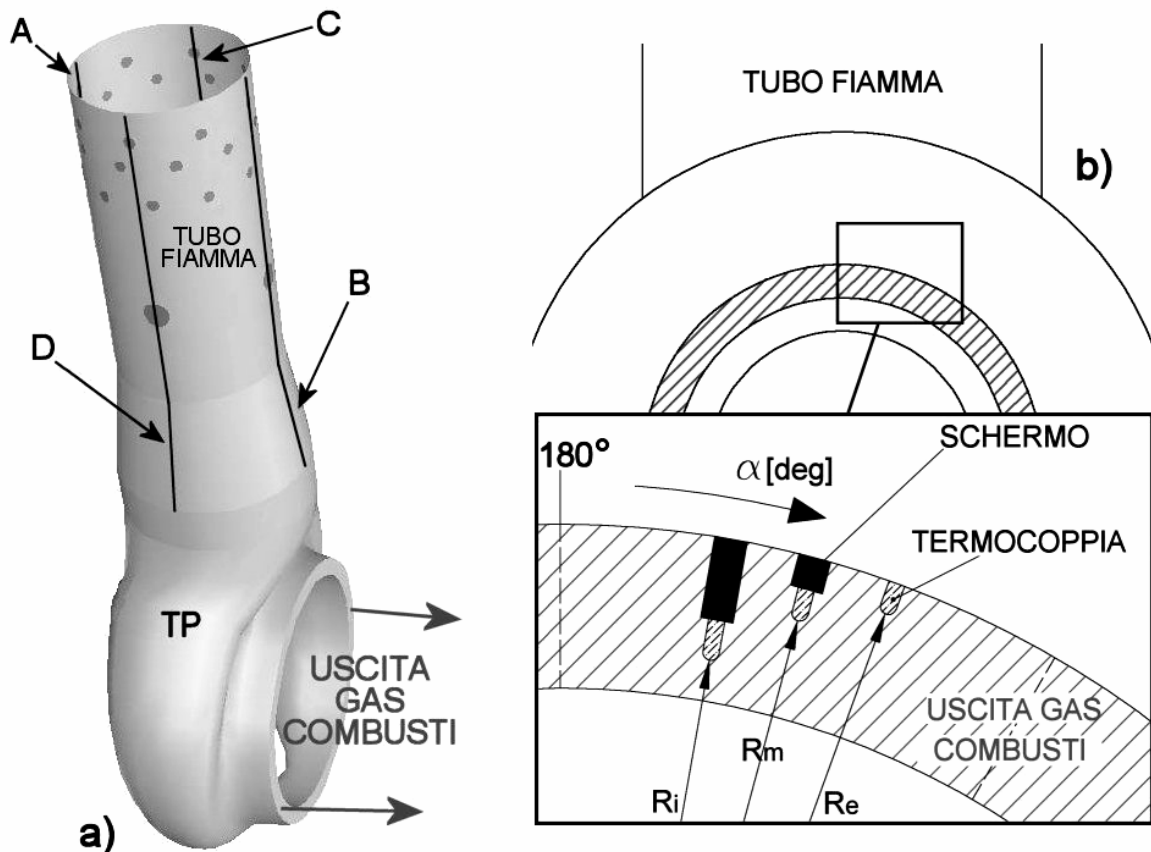


Figura 4.7 – Posizionamento delle termocoppie per la misura della temperatura di parete del tubo fiamma (a) e per la misura della temperatura dei gas in uscita dal combustore (b). La figura di sinistra è un modello tridimensionale che rappresenta l'insieme del tubo fiamma e del TP (da [5]).

- un rivelatore di fiamma che segnala se il combustore è in funzione;
- una candela di accensione.
- due analizzatori della composizione chimica dei fumi per la misura delle emissioni inquinanti. Nel condotto di scarico sono presenti due sezioni di prelievo dei gas combusti. Ciascuno dei due analizzatori permette di misurare in tempo reale le concentrazioni nei fumi di ossidi di azoto (con tecnica ad infrarosso e a chemiluminescenza), di monossido di carbonio (con tecnica a infrarosso) e di ossigeno (con tecnica paramagnetica).

Per le finalità del presente lavoro sono di particolare interesse le misure di temperatura di parete del tubo fiamma, le misure di temperatura dei fumi allo scarico del combustore e le misure della pressione nel tempo.

La temperatura della parete del tubo fiamma è misurata mediante quattro file longitudinali di termocoppie (A, B, C, D) poste sulla superficie esterna della parete (figura 4.7a). Le file, a 90° l'una dall'altra, sono costituite ciascuna da dodici termocoppie installate a diverse distanze assiali dalla sommità del tubo fiamma.

La temperatura dei gas combusti in uscita dal combustore (cioè dal TP, transition piece) è misurata con tre file anulari di termocoppie (figura 4.7b). Le file sono concentriche (cioè sono installate a tre raggi differenti rispetto all'asse del condotto di scarico) e sono costituite da dodici termocoppie ciascuna. In una stessa fila, quindi, una termocoppia dista 30° dalla successiva.

Infine, sul banco prova sono montate sei sonde di pulsazione per rilevare l'andamento temporale della pressione in altrettanti punti di misura. Com'è evidente dalla figura 4.8 le sonde si affacciano parte nello spazio retrostante al cappello e parte nell'annulus. I segnali provenienti dalle sonde sono elaborati e convertiti in frequenza. Si ottengono così sei spettri in cui sono riportate le semiampiezze delle pulsazioni espresse in mbar (i cosiddetti valori "zero-picco") in funzione della frequenza delle pulsazioni. Le frequenze rilevate coprono un intervallo che va da 1 Hz a 5500 Hz con cadenza di 1 Hz. Per chiarezza, nel prosieguo le due sonde 1 e 2 sono chiamate "*sonde del cappello*", le sonde 3 e 4 "*sonde dell'aria primaria*" e le sonde 5 e 6 "*sonde di diluizione*". I nomi richiamano la posizione assiale di installazione delle sonde.

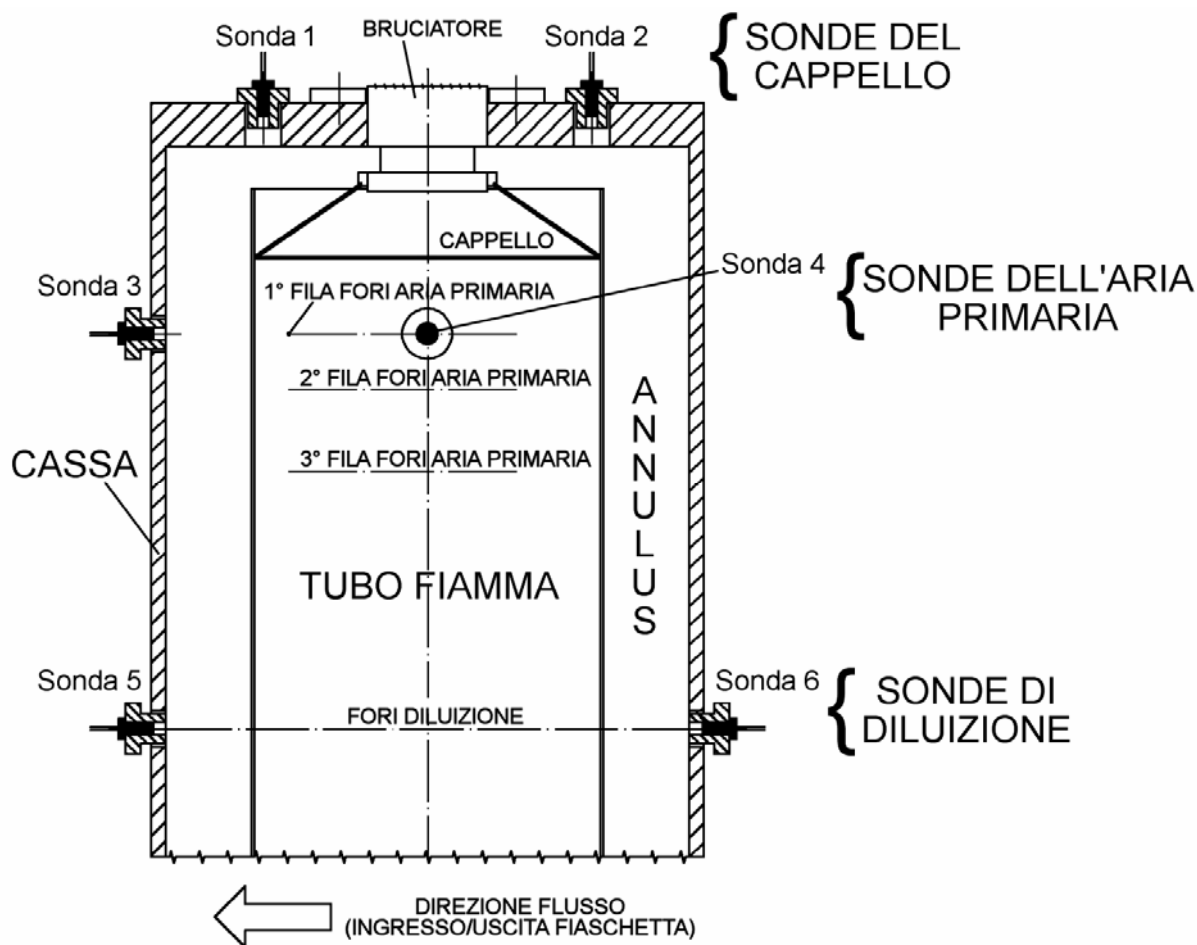


Figura 4.8 – Rappresentazione schematica della posizione delle sonde di pulsazione.

4.3.3 Procedura di prova

La procedura di prova segue una matrice composta da una sequenza di punti ciascuno caratterizzato da una precisa condizione di funzionamento del combustore. Ogni condizione di funzionamento è definita da specifici valori di portata, temperatura e pressione dei flussi in ingresso (aria, gas naturale e/o idrogeno e vapore). La matrice di prova viene determinata dal costruttore sulla base dei risultati di un software che simula il funzionamento completo della turbina ([2]).

La procedura di prova si articola nei seguenti passi:

- *Fase di "flussaggio"*. È la fase di preparazione all'accensione durante la quale una portata ridotta di aria compressa viene fatta fluire nel combustore per verificare l'assenza di perdite sul banco prova. Contestualmente viene testata tutta la

strumentazione di controllo e acquisizione. Durante tutta questa fase la temperatura in camera di combustione resta costante poiché non c'è combustione (le linee dei combustibili rimangono chiuse).

- *Accensione.* terminate le verifiche di buon funzionamento della strumentazione, sul flusso d'aria (ancora a bassa portata) viene iniettato del combustibile. Il rapporto di equivalenza in questa fase viene mantenuto prossimo all'unità per facilitare l'innesco. All'apertura della valvola del combustibile, viene attivata la candela di accensione. La sequenza prosegue fintanto che il rivelatore di fiamma non segnala la presenza di fiamma in camera di combustione.
- *Salita del carico.* Dopo qualche minuto di attesa, viene incrementata la potenza termica sviluppata dal combustore aumentando gradualmente la portata di aria, quella di combustibile e la pressione in camera di combustione. Questa fase termina quando viene raggiunto il primo punto della matrice di prova.
- *Stabilizzazione e acquisizione.* Una volta che vengono raggiunti i valori desiderati delle grandezze specifiche del punto di prova si attende che le temperature di scarico e le emissioni inquinanti si stabilizzino nel tempo (condizione di funzionamento a regime permanente). Si procede quindi all'acquisizione di tutte le grandezze per qualche decina di secondi. Il sistema acquisisce una serie di valori ogni secondo. La media matematica dei valori registrati consente di ottenere un unico valore di ogni grandezza per una determinata condizione di funzionamento. Terminata l'acquisizione vengono variate le condizioni al contorno per raggiungere il punto di funzionamento successivo.
- *Spegnimento.* Terminata la matrice di prova, il combustore viene spento interrompendo istantaneamente la portata di combustibile. La portata d'aria viene contemporaneamente ridotta. Tuttavia, per raffreddare le parti più calde del combustore, un certo flusso di aria compressa viene mantenuto per qualche minuto dopo lo spegnimento.

La matrice di prova viene inserita nel sistema di controllo per cui la sequenza di prova è automatica. Gli operatori tuttavia possono intervenire in qualsiasi momento per passare ad un controllo totalmente manuale (la sequenza automatica può essere fermata per qualche minuto per poi essere ripresa in un secondo momento). La sequenza si interrompe anche quando

interviene una delle procedure di sicurezza che interrompe l'iniezione del combustibile in camera di combustione.

Bibliografia

- [1] Balestri M., Sigali S., Cocchi S., Provenzale M., 2008, *Low-NOx hydrogen fuelled GT features and environmental performances*, Proceedings of Power-Gen 112, 2008.
- [2] Cocchi S., Provenzale M., Cinti V., Carrai L., Sigali S., Cappetti D., 2008, *Experimental characterization of a hydrogen fuelled combustor with reduced NOx emissions for a 10 MW class gas turbine*, Proceeding of ASME Turbo Expo GT2008-51271.
- [3] Cocchi S., Sigali S., 2010, *Development of a low-NOx hydrogen fuelled combustor for 10 MW class gas turbines*, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2010-23348.
- [4] Gobbato P., Masi M., Toffolo A., Lazzaretto A., 2009, *Numerical simulation of a hydrogen fuelled gas turbine combustor*, Proceedings of HSYDAYS – 3rd World Congress of Young Scientists on Hydrogen Energy Systems.
- [5] Masi M., Gobbato P., Toffolo A., Lazzaretto A., Cocchi S., 2010, *Numerical and experimental analysis of the temperature distribution in a hydrogen fuelled combustor for a 10 MW gas turbine*. Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2010-23272.
- [6] Lefebvre A. H., 1999, *Gas turbine combustion*, Taylor & Francis, MI.

5. ANALISI SUL DOMINIO DI CALCOLO RIDOTTO

5.1 INTRODUZIONE

Le analisi numeriche sul dominio ridotto sono finalizzate a definire metodi e modelli numerici da impiegare poi nelle successive analisi su dominio completo. Per questo motivo, già in questa fase, è necessario tenere conto della principale esigenza richiesta dalle simulazioni termoacustiche: limitare le risorse e i tempi di calcolo per poter simulare un transitorio di funzionamento piuttosto lungo. In questo modo è possibile osservare l'evoluzione naturale del sistema per indagare la presenza di oscillazioni di pressione che non si smorzino nel tempo. A tal scopo si ricorre a una discretizzazione spaziale del dominio di calcolo con un ridotto numero di celle e si adottano modelli numerici semplificati (cioè che consentano di rappresentare con precisione sufficiente i fenomeni fisici minimizzando nel contempo il numero di equazioni da risolvere). In questo e nel prossimo capitolo sono riportati per brevità solo i risultati ottenuti con i modelli numerici che verranno adottati in via definitiva per la caratterizzazione numerica del combustore.

Il dominio ridotto, rispetto al dominio completo, deve:

- consentire di svolgere rapidamente analisi numeriche per poter provare più modelli e condizioni al contorno;
- poter essere generato in tempi brevi (questo perché il dominio ridotto non è destinato alle analisi termoacustiche ma solo ad analisi preliminari).

Per tali motivi il dominio ridotto modella solo una parte del combustore nella sua estensione assiale e azimutale. Il modello, infatti, include soltanto la testa del bruciatore, la camera di combustione, la zona di diluizione e l'annulus. Inoltre, tramite opportuni adattamenti geometrici, la camera di combustione può essere ricondotta a un sistema dotato di periodicità. In questo modo è possibile modellare solo una parte del combustore reale in senso azimutale, riducendo ulteriormente i tempi di calcolo.

Ciò che è richiesto alle simulazioni sul dominio ridotto è di dimostrare la capacità di modelli semplici di ottenere un campo di temperatura mediamente⁷⁶ aderente al vero. Come

⁷⁶ Si vedano in merito le osservazioni riportate nel par. 3.5.

visto nel par. 2.5, l'aerodinamica dei getti d'aria gioca un ruolo fondamentale in un combustore di turbina. Infatti la distribuzione dell'aria comburente tra i vari fori del tubo fiamma non solo condiziona notevolmente il campo di temperatura in camera di combustione, ma permette l'istaurarsi dei moti vorticosi che stabilizzano il fronte di fiamma. Per avere una distribuzione realistica di temperatura è quindi indispensabile che la ripartizione dell'aria comburente tra i fori del tubo fiamma, il vorticolatore e i forellini di raffreddamento sia il più possibile aderente a quella che effettivamente si realizza nel combustore. Ciò consente di ottenere un campo di moto mediamente simile a quello reale, cioè per quanto concerne i principali flussi di massa.

La prima parte delle analisi sul dominio ridotto è mirata alla definizione dei modelli e delle procedure da impiegare per ottenere l'equivalenza fluidodinamica⁷⁷ tra il modello e il combustore. A rigore, per equivalenza fluidodinamica si intende una similitudine sia in termini cinematici (cioè di campo vettoriale di velocità) sia in termini di dinamici (cioè di forze legate al moto del fluido). Date le caratteristiche della griglia l'equivalenza dinamica sarà soddisfatta solo in parte (cfr. par. 5.2). È infatti prevedibile che nelle simulazioni fluidodinamiche le perdite di energia siano diverse da quelle reali. Per le finalità dell'analisi, tuttavia, il modello può essere considerato comunque accettabile.

Le condizioni di equivalenza fluidodinamica vengono determinate sfruttando i risultati delle prove sperimentali isoterme⁷⁸ (cfr. par. 4.1) mirate alla determinazione delle percentuali di ripartizione dell'aria comburente. Le condizioni a contorno imposte all'ingresso e all'uscita del dominio di calcolo sono le stesse misurate durante le prove sperimentali, così da poter confrontare direttamente le percentuali di ripartizione. Sebbene i metodi e i modelli numerici impiegati per ottenere l'equivalenza di ripartizione dei flussi abbiano valenza generale (cioè sono utilizzabili in qualunque modello del combustore), i valori dei coefficienti imposti nei modelli sono specifici del dominio di calcolo adottato.

Le condizioni e i modelli utilizzati con successo nelle simulazioni isoterme sono poi impiegati nelle simulazioni reattive, eseguite sullo stesso dominio computazionale. Lo scopo delle simulazioni reattive è dimostrare la capacità del modello di calcolo di ottenere una

⁷⁷ Intesa come equivalenza in termini medi cioè con riferimento ai macroflussi di massa.

⁷⁸ Cioè "a freddo", senza iniezione di combustibile e quindi in assenza di combustione.

distribuzione di temperatura mediamente simile a quella che si realizza nel combustore reale. Al termine delle analisi isoterme vengono attivati i modelli reattivi (per la simulazione della combustione) e vengono variate le condizioni a contorno di ingresso e uscita secondo i valori misurati durante le prove sperimentali di combustione (cfr. cap. 4). Nelle simulazioni reattive sono considerate due condizioni di funzionamento (con alimentazione a solo gas naturale e a solo idrogeno) entrambe a pieno carico e senza iniezione di vapore.

Il campo di temperatura ottenuto al termine delle simulazioni reattive viene valutato mediante le misure di temperatura di parete del tubo fiamma e tramite la media delle temperature misurate all'uscita⁷⁹. La distribuzione delle temperature sulla parete del tubo fiamma (oltre a essere l'unica misura sperimentale disponibile per valutare il campo termico in camera di combustione) è un termine di paragone importante. Qualora infatti vi sia corrispondenza tra l'andamento spaziale calcolato e quello misurato, ciò significa che, all'interno del tubo fiamma, il modello numerico è in grado di riprodurre fedelmente non solo il campo reattivo (cioè la cinetica di reazione) ma anche i flussi di calore e di trasporto di massa. Sebbene dunque il confronto delle distribuzioni delle temperature di parete sia un metodo indiretto di valutazione della distribuzione di temperatura in camera di combustione, esso si dimostra uno strumento di notevole efficacia.

Poiché il dominio ridotto non rappresenta per intero l'estensione spaziale del combustore, i fenomeni acustici non vengono presi in considerazione in questo capitolo. Le simulazioni pertanto saranno condotte in condizioni di regime permanente (cioè in condizioni stazionarie).

5.2 DOMINIO DI CALCOLO

Nella creazione del dominio ridotto si è tenuto conto delle esigenze imposte dalle successive analisi termoacustiche. Come più volte osservato tali analisi richiedono modelli caratterizzati da griglie grossolane in modo da ridurre i tempi richiesti per il calcolo. Pertanto la geometria del combustore reale è semplificata per agevolare la costruzione di una griglia di calcolo caratterizzata da un ridotto numero di elementi. Le semplificazioni introdotte sono elencate di seguito.

⁷⁹ Nel dominio ridotto non è possibile utilizzare la distribuzione spaziale di temperatura allo scarico del combustore poiché il modello geometrico non include la fiaschetta e il transition piece (TP).

- 1) Il combustore è stato modificato nella geometria in modo da presentare una periodicità azimutale di 45° . Il modello ridotto è quindi costituito da un settore periodico pari ad un ottavo del combustore (figura 5.1). L'adattamento ha richiesto la variazione del numero e del diametro dei fori appartenenti ad alcune file (in particolare alla seconda e alla terza fila dei fori dell'aria primaria e alla fila dei fori di diluizione). Tutte le file sono state ricondotte a file di otto fori e il diametro dei fori di ciascuna fila è stato calcolato in modo tale da mantenere costante l'area di deflusso per ogni fila.

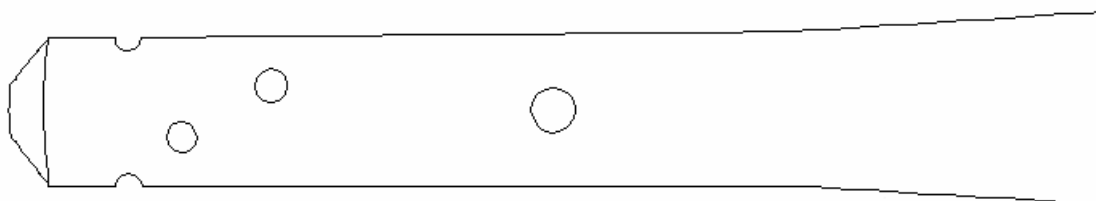


Figura 5.1 – Superficie esterna del tubo fiamma e del cappello nel modello ridotto.

- 2) Tutte le pareti del tubo fiamma caratterizzate da forellini di raffreddamento sono state considerate zone continue porose. Poiché il tubo fiamma non è raffreddato in maniera uniforme (le file di forellini non sono distribuite uniformemente sulla parete del combustore), sono state generate zone a differente porosità. Analogo ragionamento vale per la parete del cappello.

Gli altri particolari geometrici del tubo fiamma sono stati modellati fedelmente. Le pareti del tubo fiamma e del cappello hanno spessore finito. Nel vorticolatore, sono stati modellati anche i canali dell'aria e del combustibile.

Con le modifiche illustrate è stato possibile discretizzare il dominio di calcolo con circa 32.000 celle. La griglia è strutturata per buona parte del dominio. Soltanto in corrispondenza dei fori del tubo fiamma, dell'asse del tubo fiamma e del vorticolatore sono stati utilizzati elementi tetraedrici e piramidali (figura 5.2 e figura 5.3). Il dominio di calcolo non prevede alcun infittimento a parete, dato il limitato numero di elementi della griglia. Con una scelta di questo tipo si introducono errori inevitabili nella stima degli sforzi viscosi a parete. Anche se ciò comporta un calcolo approssimato del campo di pressione, si può ritenere che questo aspetto non sia determinante per le finalità delle analisi, dato che l'adozione delle porosità consente di rispettare la corretta ripartizione della portata d'aria comburente.

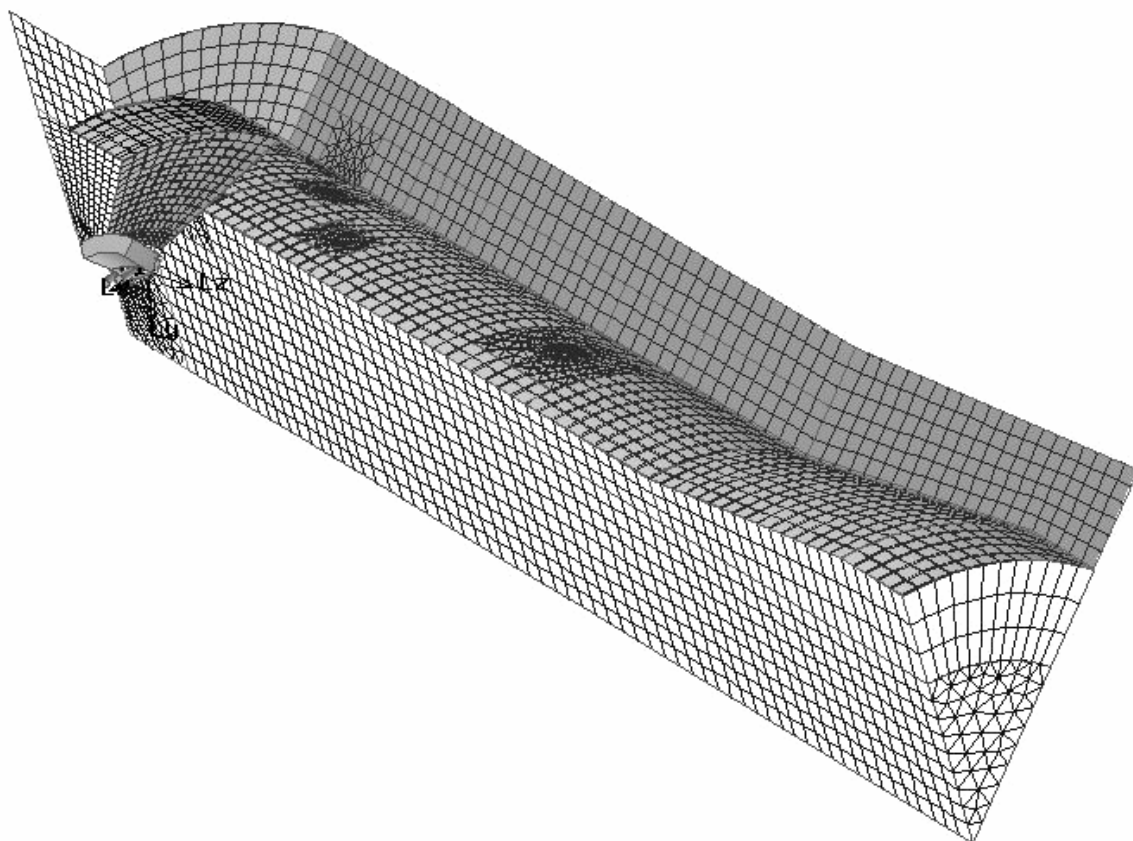


Figura 5.2 – Griglia del dominio ridotto. Il vortificatore, il cappello e il tubo fiamma sono visualizzati con il loro spessore; nell'annulus è mostrata la griglia di volume per evidenziare le variazioni di tipologia.

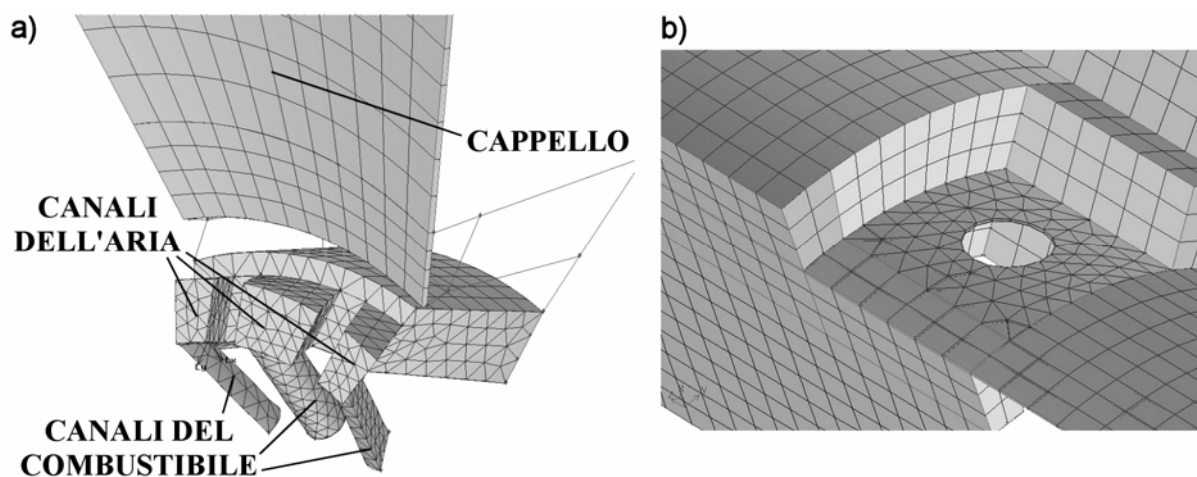


Figura 5.3 – a) Particolare della griglia in corrispondenza del vortificatore (il tratto di attacco del cappello non è visualizzato per evidenziare la struttura della griglia). b) Particolare della griglia in corrispondenza del foro di diluizione.

5.3 SIMULAZIONI ISOTERME

5.3.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici

Il continuo fluido tridimensionale all'interno del dominio di calcolo (aria) è modellato come gas ideale a calore specifico costante. Il deflusso ipotizzato è caratterizzato da un valore del numero di Reynolds calcolato sul diametro medio del tubo fiamma di 5×10^5 , e pertanto viene considerato turbolento pienamente sviluppato. Per la chiusura delle equazioni di Reynolds per il moto medio si utilizza il modello di turbolenza algebrico a due equazioni $k - \omega SST$. Tale modello si distingue dagli altri modelli a due equazioni usualmente utilizzati in applicazioni ingegneristiche per la capacità di rappresentazione di getti in ambienti non confinati([1]), così come quelli che si realizzano all'interno del tubo fiamma.

Per quanto riguarda il calcolo dei flussi convettivi, in questa analisi esplorativa si impiega uno schema numerico del primo ordine di tipo upwind, con l'obiettivo di favorire la velocità di convergenza del calcolo trascurando, al momento, i contributi di dissipazione artificiale introdotti da tale schema.

L'algoritmo utilizzato per la soluzione segregata del sistema differenziale è il *SIMPLE Consistent (SIMPLEC*, [2]).

5.3.2 Condizioni al contorno

Le condizioni al contorno sono imposte sulla base dei dati derivati dalle prove sperimentali isoterme di ripartizione di portata (cfr. par. 5.1). Le superfici di delimitazione del dominio di calcolo (vedi figura 5.4) sono così definite:

- Le superfici che delimitano lateralmente il dominio sono considerate periodiche.
- All'ingresso è imposta una portata di massa pari a 0,4 kg/s.
- La superficie di uscita è modellata con una sezione a pressione statica relativa nulla (cioè a pressione atmosferica).
- A esclusione del tubo fiamma, tutte le superfici solide del combustore, nonché le superfici d'ingresso ai canali del combustibile, sono modellate come pareti lisce con attrito.
- La parete del tubo fiamma è divisa in cinque regioni in modo da riprodurre la stessa suddivisione adottata nella sperimentazione al banco (superfici colorate di figura 5.5).

Tutte e cinque le zone sono modellate come continui porosi isotropi (caratterizzati cioè dagli stessi coefficienti di perdita in tutte le direzioni); ciascuna zona è caratterizzata da un fattore di perdita diverso da quello delle altre.

- La parete del cappello, così come quella del tubo fiamma, è divisa in due regioni caratterizzate da un fattore di perdita diverso.

Nel mezzo poroso sono considerate esclusivamente le perdite inerziali⁸⁰, trascurando quelle di tipo viscoso.

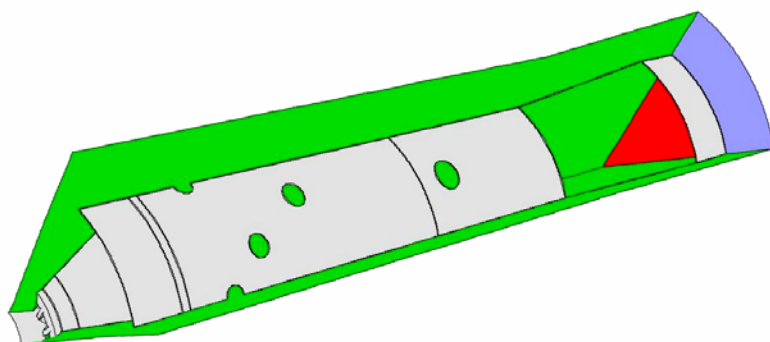


Figura 5.4 – Condizioni a contorno del dominio ridotto. In violetto è raffigurata la sezione d’ingresso, in rosso quella d’uscita, in verde le superfici periodiche e in grigio le superfici solide del tubo fiamma.

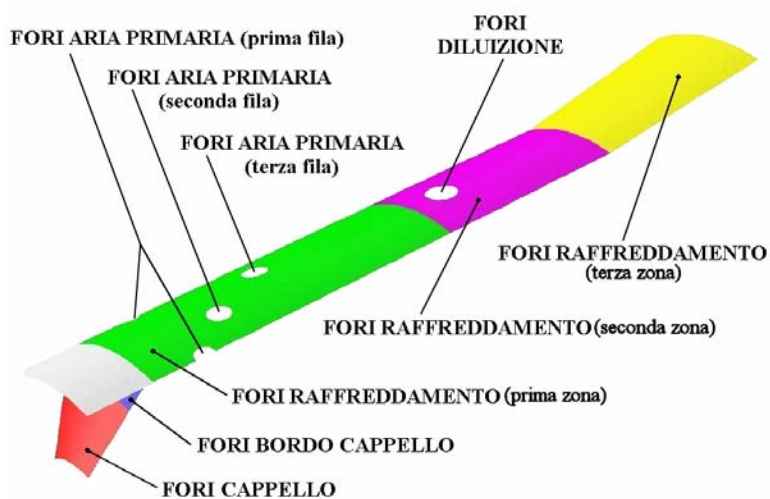


Figura 5.5 – Definizione delle porosità. In grigio sono indicate le pareti solide.

⁸⁰ Il modello poroso introduce un termine sorgente S nelle equazioni di conservazione della quantità di moto. Ad esempio, per un mezzo poroso omogeneo, lungo x si ha: $S_x = \Delta p_x = C \cdot (\rho \cdot v_x^2 / 2)$ con C coefficiente di perdita inerziale. Maggiori dettagli sul modello sono disponibili in [3], cap. 6.19.

Per ottenere la ripartizione della portata rilevata sperimentalmente su un dominio caratterizzato:

- da una griglia di calcolo grossolana (condizione di dipendenza del risultato dalla griglia);
- dall' assenza di infittimento a parete (errore nella valutazione degli sforzi);
- da un diverso numero di passaggi (diametro idraulico diverso dal reale);

si utilizza l'artificio di imporre una certa porosità anche in corrispondenza dei fori (diluizione e aria primaria) così da ottenere la portata corretta al vorticolatore. L'utilizzo di una griglia con un ridotto numero di elementi comporta infatti una stima inesatta delle perdite e di conseguenza della ripartizione dei flussi. A differenza della porosità introdotta nella definizione delle proprietà delle pareti del tubo fiamma, quella attribuita artificialmente a fori dell'aria primaria e fori dell'aria di diluizione è modellata come "salto di pressione", cioè come una resistenza concentrata su di una superficie priva di spessore⁸¹.

Il quadro completo delle porosità è riportato in figura 5.6. Per chiarezza i continui porosi (che modellano le forature di raffreddamento) sono individuati con numerazione da 1 a 5, mentre le superfici porose (che modellano i fori dell'aria primaria e di diluizione) sono denominate con le lettere da A a D.

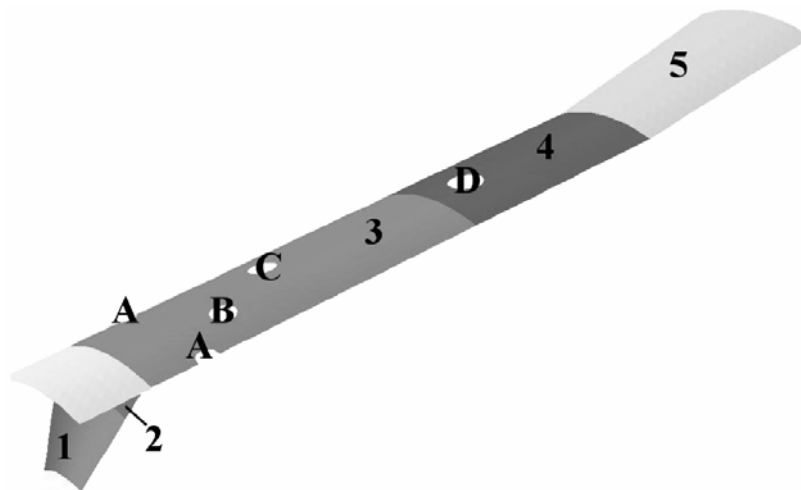


Figura 5.6 – Definizione dei continui porosi e delle superfici porose.

⁸¹ Da un punto di vista concettuale il modello a superficie porosa è equivalente a quello di continuo poroso isotropo. Per i fori, tuttavia, è stato preferito il modello a resistenza concentrata per perturbare il meno possibile il moto del flusso nei fori (il modello continuo poroso infatti può essere definito solo su uno spessore di celle).

5.3.3 Modalità di esecuzione

La simulazione è stata ripetuta più volte a parità di condizioni d'ingresso e di uscita dal dominio modificando di volta in volta i coefficienti di perdita inerziale delle superfici e dei mezzi porosi. Nelle fasi iniziali, i coefficienti da inserire nei modelli sono stati calcolati analiticamente in funzione della differenza di pressione⁸² tra monte e valle della porosità. In questo modo si è ottenuto un primo affinamento iterativo della soluzione. In seguito si è proceduto modificando i valori dei coefficienti in modo tale che, sia nei continui che nelle superfici porose, transitasse la portata rilevata nel corso delle prove sperimentali. Per tutte le simulazioni i residui⁸³ delle equazioni di trasporto risolte sono stati fissati a 1×10^{-5} .

5.3.4 Risultati delle analisi isoterme

In figura 5.7 sono riportati i vettori velocità all'interno del dominio ridotto utilizzato per il calcolo. Si notano chiaramente i flussi d'aria attraverso i fori dell'aria primaria e i fori di diluizione. Si osserva anche l'accelerazione del flusso in corrispondenza dei passaggi del vorticolatore.

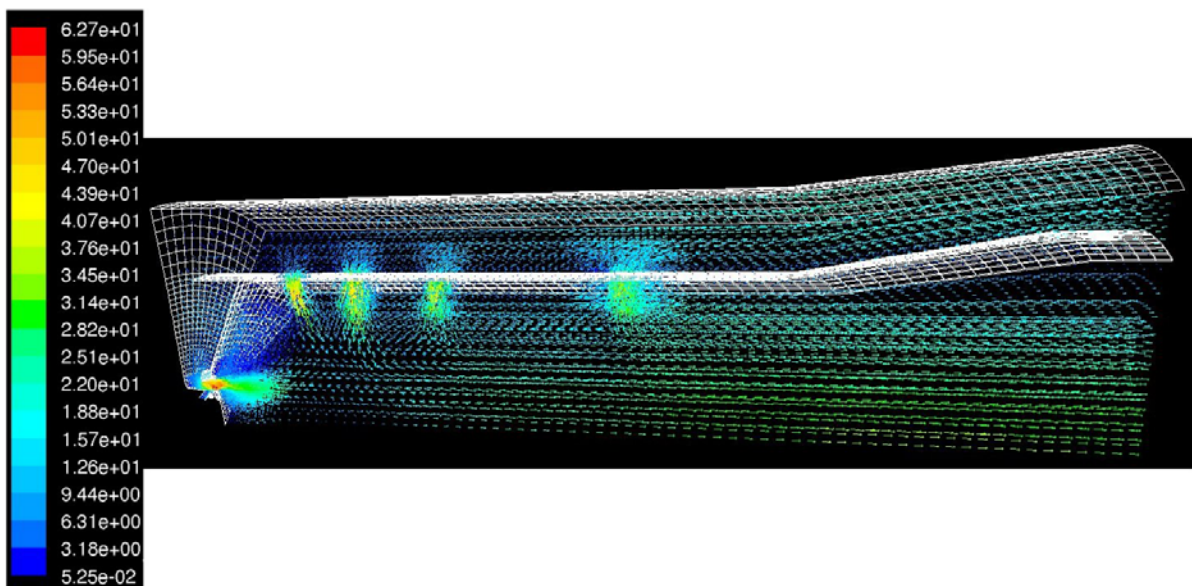


Figura 5.7 - Campo dei vettori velocità sul dominio ridotto [m/s].

⁸² I valori di pressione sono stati dedotti dai risultati parziali delle simulazioni.

⁸³ I residui sono calcolati come somma del valore assoluto degli scostamenti nodali di ogni cella diviso per il prodotto della matrice dei coefficienti nodali e del valore dello scalare trasportato.

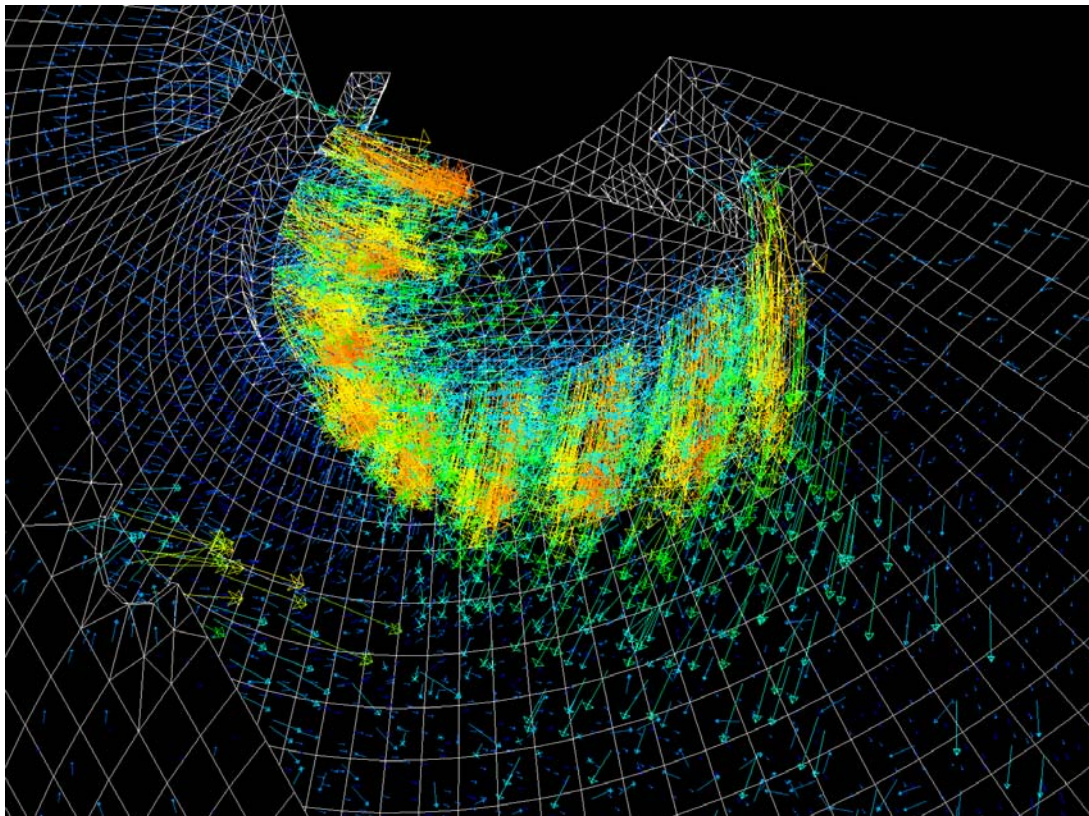


Figura 5.8 - Particolare del campo dei vettori velocità in uscita dal vortificatore. Nella figura si impiega una rappresentazione periodica del dominio tale da coprire 180° .

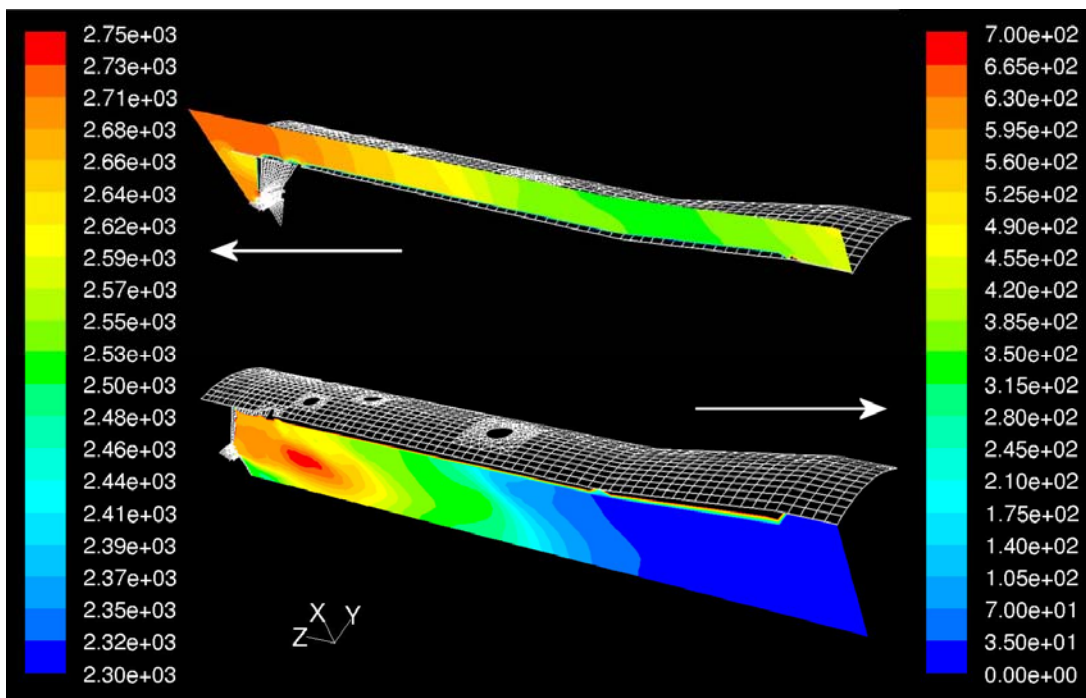


Figura 5.9 - Campo di pressione su una delle superfici periodiche (valori interpolati) [Pa].

In figura 5.8 è evidente la componente rotazionale impressa dai canali del vorticolatore; si può altresì notare il passaggio di aria attraverso la superficie del cappello in virtù della sua modellazione come continuo poroso.

Il campo di pressione riportato in figura 5.9, valutato assieme al campo vettoriale di figura 5.7, evidenzia il rallentamento della corrente (aumento di pressione a dispetto delle perdite) che procede nell'annulus verso il vorticolatore. All'interno del tubo fiamma si osserva un nucleo a pressione più alta in corrispondenza della zona di miscelamento tra i flussi in uscita dal vorticolatore e dai fori dell'aria primaria. A valle della camera di combustione la pressione scende progressivamente per l'aumento della velocità del flusso e le perdite di carico.

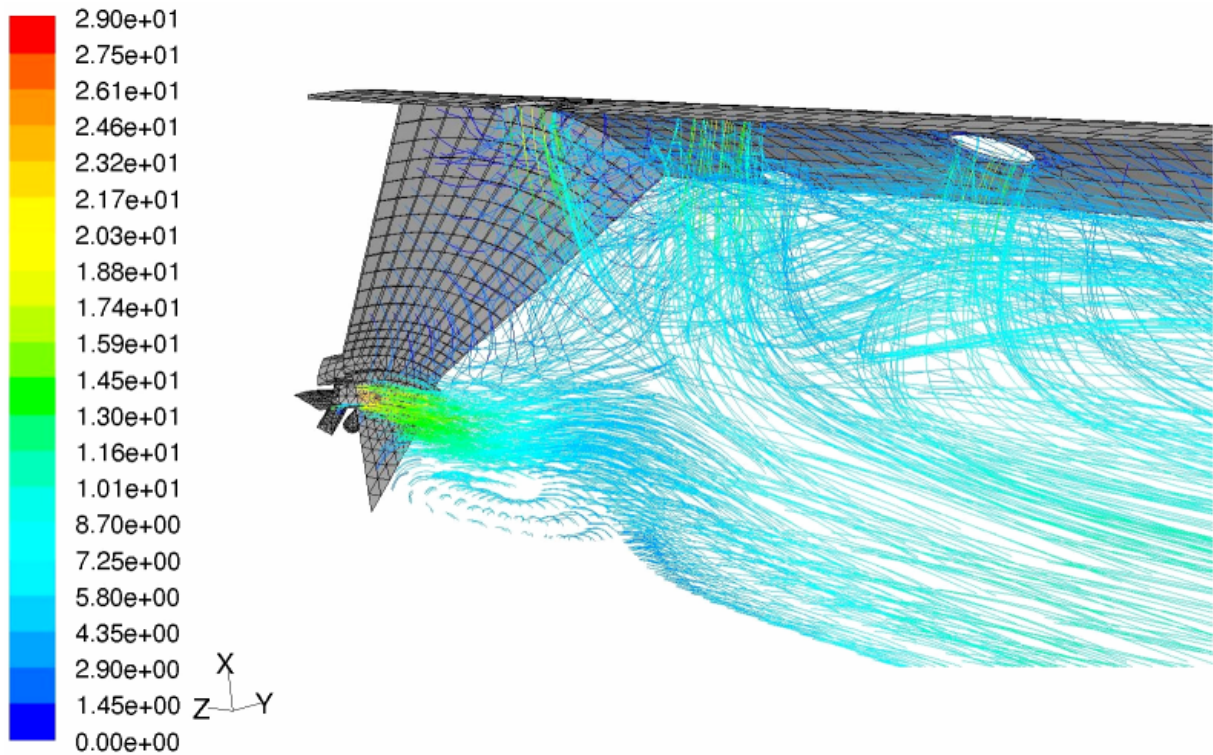


Figura 5.10 - Linee di corrente in camera di combustione colorate secondo la velocità [m/s].

Osservando la figura 5.10 si nota il flusso d'aria attraverso le pareti porose che sostituiscono i forellini di raffreddamento del tubo fiamma e le forature del cappello. È evidente inoltre la comparsa di un ricircolo davanti alla testa del bruciatore tipico degli apparati di combustione che impiegano un vorticolatore per stabilizzare la fiamma (cfr. par. 1.6).

In figura 5.11 sono riportati i valori dei fattori di perdita inerziale adimensionali che consentono di ottenere la ripartizione della portata indicata dalle misure sperimentali. Infatti,

l'analisi quantitativa delle portate mostra che l'errore sulla percentuale di ogni singolo flusso è minore dell'1%. Da osservare che i fattori relativi ai fori (figura 5.11a) sono molto più piccoli di quelli relativi ai continui porosi (Figura 5.11b). Pertanto, è sufficiente solo una modesta caduta di pressione imposta artificialmente sui fori per compensare gli errori di calcolo delle perdite e il diverso diametro idraulico delle sezioni di passaggio.

Un ultimo aspetto importante è che i coefficienti di figura 5.11 sono relativi al dominio di calcolo specifico di figura 5.2. Variando la griglia (numero e tipo di elementi) o ancor più la geometria del modello (estensione spaziale) i coefficienti trovati vanno modificati per sposare nuovamente la ripartizione di portata sperimentale. Il metodo e i modelli impiegati possono invece essere mantenuti.

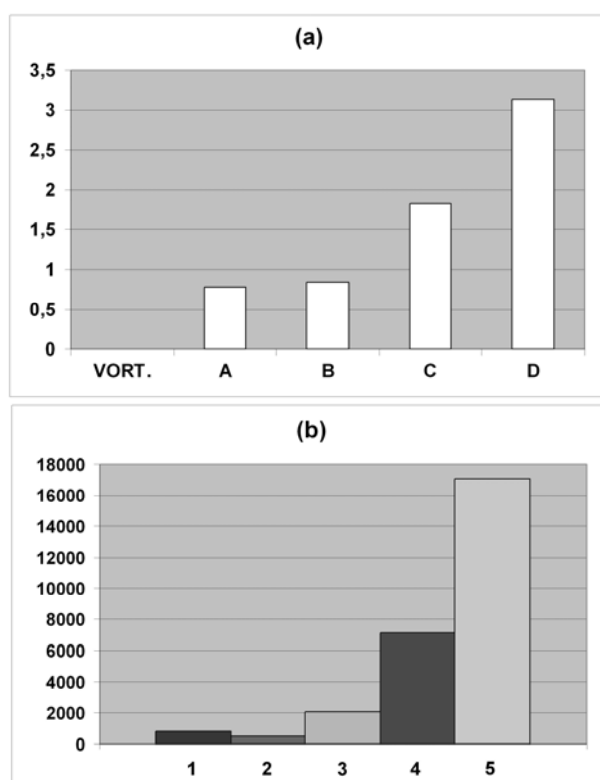


Figura 5.11 – Fattori di perdita inerziale: (a) superfici porose (fori); (b) continui porosi (cfr. figura 5.6).

5.3.5 Conclusioni sull'analisi stazionaria isoterma

Nelle analisi stazionarie in condizioni non reattive sono stati definiti i modelli numerici e i metodi per ottenere un modello fluidodinamicamente equivalente al combustore reale. A tale scopo i flussi di raffreddamento delle pareti del combustore sono stati simulati mediante

modelli porosi. Date le semplificazioni geometriche introdotte nel dominio e le caratteristiche della griglia, i coefficienti di perdita nei modelli porosi hanno valori caratteristici, che vanno nuovamente calibrati qualora si impieghi un diverso dominio di calcolo per il combustore. Nelle successive analisi reattive si utilizza lo stesso dominio di calcolo, per cui i modelli numerici e i coefficienti che compaiono in tali modelli restano inalterati. L'analisi dei campi di temperatura al termine delle simulazioni reattive offre una possibilità ulteriore per valutare la corrispondenza del campo di moto tra combustore reale e modello.

5.4 SIMULAZIONI REATTIVE

5.4.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici

Il continuo fluido (aria e combustibile) all'interno del dominio tridimensionale è modellato come miscela ideale a cinque componenti (azoto, ossigeno, anidride carbonica, acqua e combustibile, metano⁸⁴ o idrogeno). I calori specifici delle singole sostanze sono calcolati in funzione della temperatura con leggi polinomiali a cinque coefficienti ([4]). La conducibilità termica, la viscosità laminare e il calore specifico a pressione costante della miscela sono calcolati come media pesata sulle frazioni di massa dei componenti.

Rispetto alle simulazioni isoterme, il numero di Reynolds definito sul diametro del tubo fiamma all'uscita sale a circa 6×10^6 sia in presenza che in assenza di reazioni di combustione. Infatti, la portata d'aria fluente nelle simulazioni reattive è all'incirca dieci volte superiore a quella impiegata nelle simulazioni isoterme (cfr. par. 5.3.2). Analogamente alle analisi svolte finora si utilizza anche in questo caso il modello di turbolenza $k - \omega SST$ e lo schema upwind del primo ordine per il calcolo dei flussi convettivi di tutte le grandezze.

Per la modellazione dei flussi radianti è usato il modello PI ([5,6]). Il coefficiente di assorbimento della miscela è calcolato con il modello $wsggm$ (*weighted sum of grey gases*, [7-10]), dato che lo spessore ottico si può stimare attorno all'unità. Nelle analisi viene invece trascurata la radiazione delle pareti.

⁸⁴ Dato l'alto tenore di metano nel gas naturale in tutte le simulazioni reattive si considera il gas naturale come composto di solo metano.

Il modello di combustione adottato è a una reazione (globale irreversibile, cfr. par. 1.4). Per il calcolo della velocità di reazione viene scelto il minore tra i valori calcolati con il modello di Arrhenius e l' EDM^{85} (modello di combustione *ibrido* o *combinato*, [3]). Un modello simile è impiegato con successo anche in [11]. I coefficienti impiegati nel modello di Arrhenius sono riportati in tabella 5.1, secondo quanto indicato in [12-13].

Combustibile	A $\left[\left(\frac{kmol}{m^3} \right)^{1-m-n} / s \right]$	E_a $[J/kmol]$	m	n
Metano	$8.3 \cdot 10^9$	$1.256 \cdot 10^8$	-0.3	1.3
Idrogeno	$1.73 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^7$	1	0.411

Tabella 5.1 – Coefficienti impiegati nel modello di Arrhenius per metano e idrogeno.

Sia nel caso del metano che dell'idrogeno i coefficienti utilizzati nell' EDM sono [3,14]: $A=4, B=0.5$.

Il modello di combustione scelto impone la soluzione di altre quattro equazioni differenziali in cui compaiono come incognite le frazioni di massa di metano, idrogeno, ossigeno e acqua (la frazione di massa dell'azoto è ricavata per differenza algebrica). La diffusività molecolare richiesta in ciascuna delle equazioni viene calcolata con un modello basato sulla teoria cinetica dei gas [15].

Anche in questo caso l'algoritmo utilizzato per la soluzione segregata del sistema differenziale è il *SIMPLE Consistent (SIMPLEC)*.

5.4.2 Condizioni al contorno

Alcune delle condizioni al contorno imposte si basano sulle misure ottenute dalle prove di combustione (cfr. cap. 4).

Tra i valori acquisiti durante le prove sperimentali, sono di interesse in questo ambito:

- la portata e la temperatura dei flussi entranti (aria comburente e combustibile);
- la pressione dei gas combusti all'uscita del tubo fiamma.

Tali valori sono stati utilizzati per imporre le condizioni al contorno sulle sezioni d'ingresso e sulla sezione d'uscita. La tipologia di condizioni a contorno è la stessa già

⁸⁵ *Eddy Dissipation Model.*

utilizzata nelle simulazioni isoterme (cfr. par. 5.3.2). A differenza delle analisi precedenti, tuttavia, all'ingresso dei canali di combustibile è imposta la condizione di portata di massa.

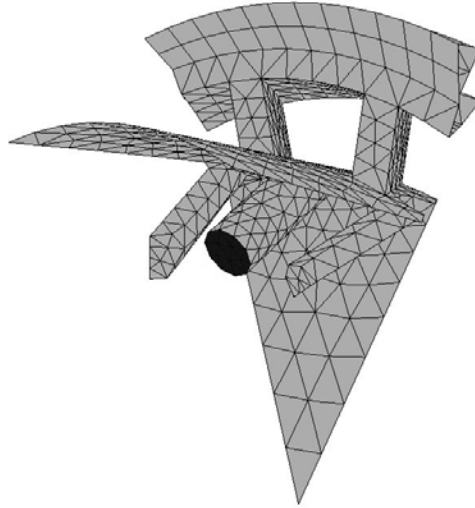


Figura 5.12 – Particolare con griglia dei canali di combustibile che sboccano nei canali del vorticolatore. In colore scuro è indicata la sezione d'ingresso del combustibile (metano o idrogeno).

Le condizioni al contorno possono essere riassunte come segue:

- Superfici laterali del dominio di calcolo: condizione di periodicità.
- Ingresso dell'aria comburente e di combustibile: condizione di portata e temperatura totale.
- Uscita del dominio di calcolo: condizione di pressione statica.
- Superfici solide del combustore (escluse quelle interessate dai flussi di raffreddamento): condizione di parete adiabatica, non radiante e liscia con attrito. Sulla testa del bruciatore che si affaccia in camera di combustione è imposta una temperatura di 700 K.
- Pareti del tubo fiamma e del cappello: regioni trattate come continui porosi secondo la suddivisione già indicata in figura 5.5 e in figura 5.6.
- Sezione di ingresso dei fori: condizione di superficie con perdita concentrata.

Per dare un'idea quantitativa delle condizioni operative, la portata d'aria è circa dieci volte il valore impiegato nelle simulazioni isoterme, la pressione in camera di combustione è dell'ordine della decina di bar e il rapporto di equivalenza vale circa tre (sia nel caso a metano che nel caso a idrogeno).

I fattori di perdita che consentono di ottenere le ripartizioni di portata indicate dalle prove sperimentali isoterme sono quelli di figura 5.11.

Su tutti i continui porosi del tubo fiamma è definita anche una porosità (intesa come coefficiente di ostruzione) pari alla frazione di fluido presente nel continuo poroso. Ciascun valore, ricavato a partire dalle quote nominali di progetto, è indispensabile per il calcolo dei flussi termici e quindi della temperatura di parete del tubo fiamma.

5.4.3 Modalità di esecuzione

Una volta ottenuta l'equivalenza fluidodinamica tra il modello e il combustore imponendo i fattori di perdita inerziali riportati in figura 5.11, si ripetono le simulazioni a freddo per il metano e per l'idrogeno con le condizioni a contorno specificate nel paragrafo 5.4.2. Raggiunta la convergenza (residui scalati inferiori a 10^{-5}):

- vengono incluse nel sistema di equazioni da risolvere quelle relative ai modelli di combustione;
- alle celle della zona di reazione viene attribuita una piccola concentrazione di prodotti della combustione e una temperatura vicina a quella tipica di fiamma; tali celle fungono da sorgente termica di innesco.

Con queste impostazioni, ripetendo nuovamente le simulazioni fino a convergenza (residui scalati inferiori a 10^{-5} per tutte le equazioni di trasporto), si ottengono i risultati presentati nel paragrafo successivo.

5.4.4 Risultati delle analisi reattive

All'inizio sono riportati i risultati delle simulazioni prima dell'accensione (il combustibile iniettato, quindi, non brucia) e in seguito i risultati delle simulazioni reattive. I risultati a freddo consentono di capire, per confronto, come cambi il campo di moto all'interno del tubo fiamma rispetto al caso reattivo.

Risultati delle simulazioni prima dell'accensione

Dai risultati delle simulazioni emerge come i campi di moto relativi al metano e all'idrogeno siano molto simili. Ciò è facilmente deducibile tenendo conto che le portate dei combustibili sono di due ordini di grandezza inferiori a quelle dell'aria comburente e quindi è

proprio la distribuzione di quest'ultima a condizionare prevalentemente il campo di moto (nei due casi è la portata d'aria comburente è la stessa). La sola differenza di rilievo tra i campi di moto di metano e idrogeno la si può notare in prossimità del vorticatore (figura 5.13). La velocità media di uscita dell'idrogeno dai canali di combustibile, infatti, è circa tripla rispetto a quella del metano, anche se il numero di Mach in entrambi i casi vale circa 0.5 (ciò è dovuto alle diverse proprietà molecolari dei due gas). Anche considerando la differenza nella portata di massa dei due combustibili, i getti di idrogeno hanno una maggiore penetrazione radiale e restano confinati più a lungo in direzione assiale. In seguito, per ragioni di sintesi, vengono raffigurati solo i campi di moto risultanti dalle simulazioni non reattive a metano.

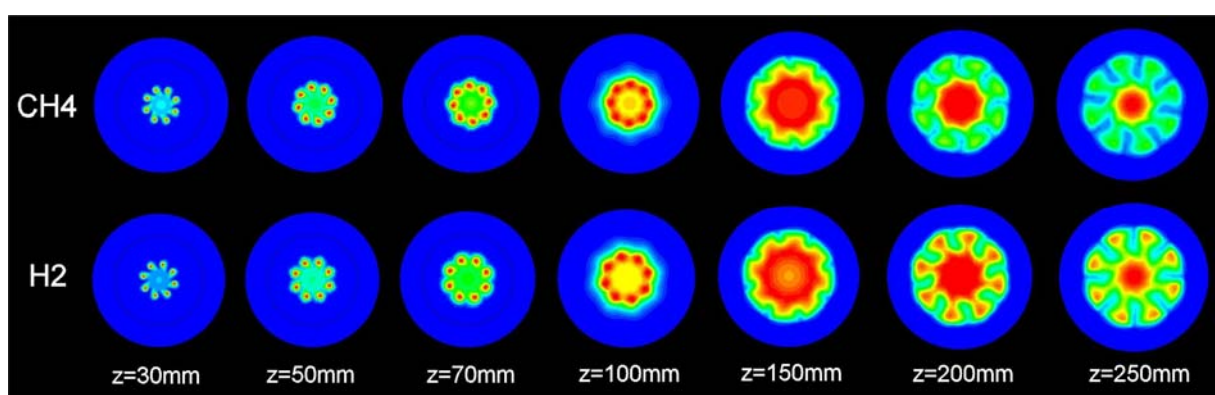


Figura 5.13 – Concentrazioni di combustibile a diverse distanze assiali dalla testa del bruciatore su sezioni ortogonali all'asse (il cerchio nero sulle prime figure di sinistra è la traccia della superficie del tubo fiamma). Nella figura si impiega una rappresentazione periodica del dominio.

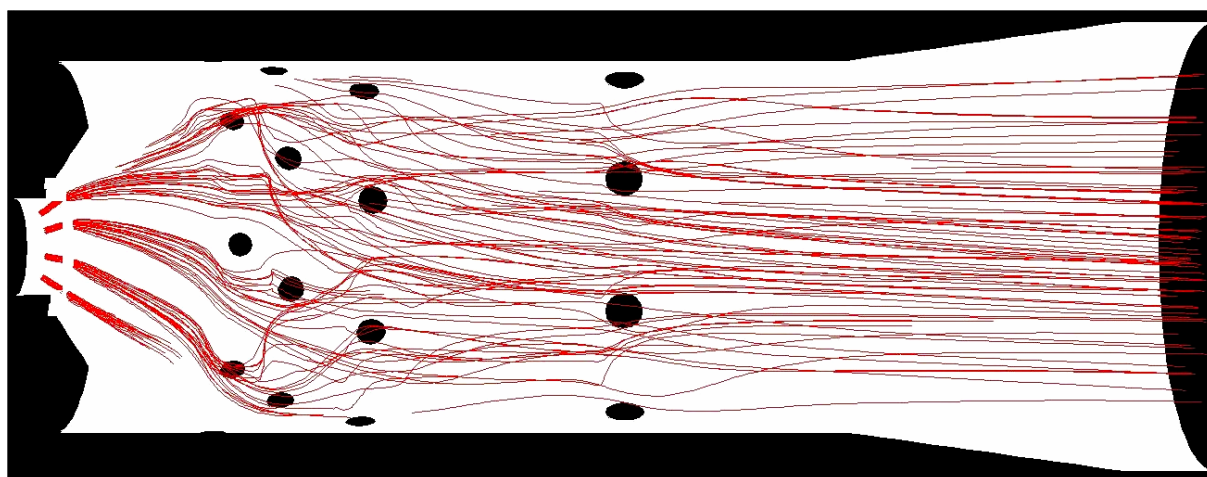


Figura 5.14 – Linee di corrente relative alla portata di combustibile (simulazione non reattiva). Nella figura si impiega una rappresentazione periodica del dominio tale da coprire 180°.

La figura 5.14 mostra le linee di corrente a partire dalla sezione d'ingresso del combustibile. Si nota l'elevata penetrazione radiale dei getti (che lambiscono la parete interna del tubo fiamma) e la componente tangenziale assunta dai flussi di combustibile per effetto del moto vorticoso dell'aria.

Il campo di pressione (figura 5.15) e l'andamento della velocità assiale nel dominio di calcolo (figura 5.16) evidenziano il rallentamento della corrente che procede dall'annulus verso il vorticolatore con il conseguente aumento di pressione. All'interno del tubo fiamma la pressione cala progressivamente a partire dalla zona di reazione primaria fino all'uscita. È ben visibile il getto di miscela aria/combustibile e la zona di ricircolo davanti alla testa del bruciatore. Poco prima dell'uscita la velocità assiale aumenta poiché la portata fluente nel tubo fiamma raggiunge il valore massimo.

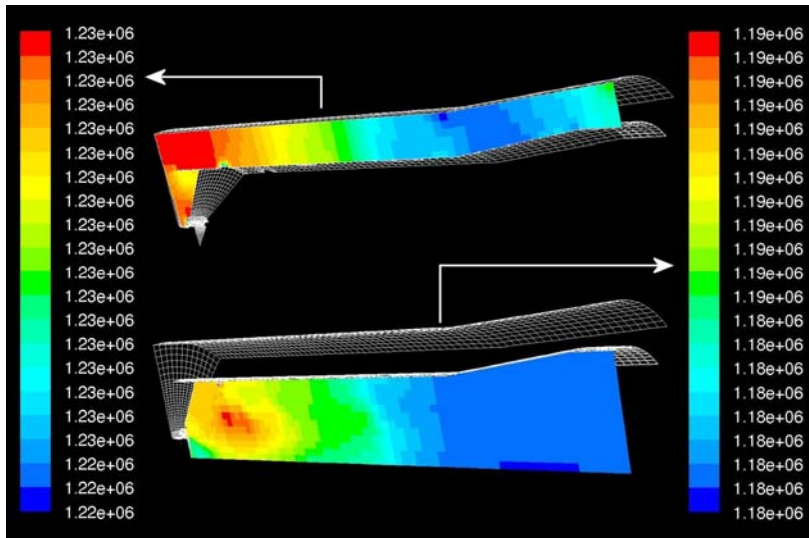


Figura 5.15 - Campo di pressione su una delle superfici periodiche (simulazione non reattiva) [Pa].

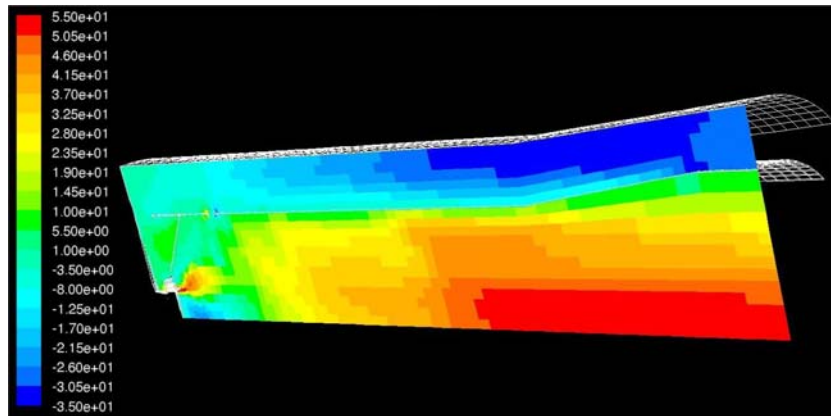


Figura 5.16 – Velocità assiale sul dominio ridotto (simulazione non reattiva) [m/s].

Nella figura 5.17 è ben visibile la componente rotazionale indotta dai vani del vortificatore.

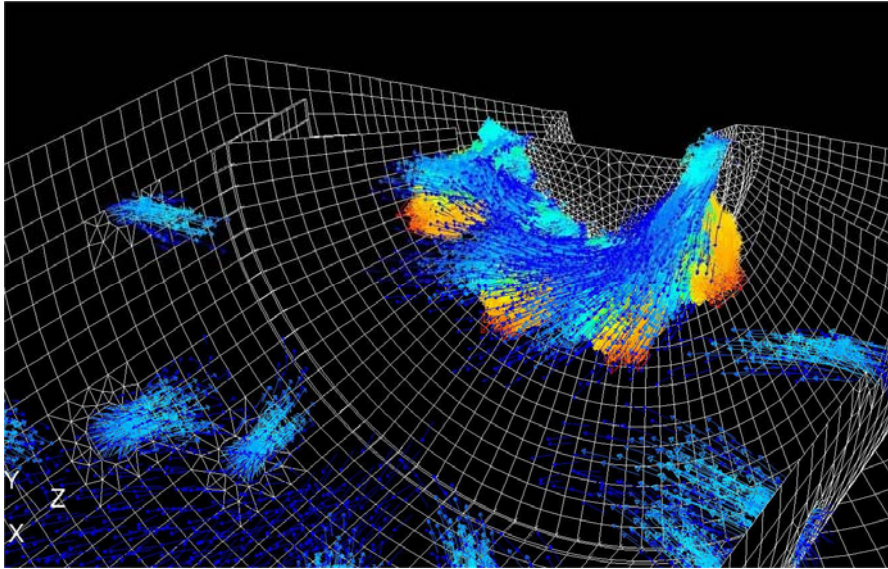


Figura 5.17 - Particolare del campo dei vettori velocità in uscita dal vortificatore e dai fori dell'aria primaria. I vettori ad alta velocità (raffigurati in rosso) rappresentano i getti di combustibile. Nella figura si impiega una rappresentazione periodica del dominio tale da coprire 180° .

Risultati delle simulazioni reattive

A seguire vengono esposti e commentati dapprima i campi di velocità e di pressione e poi i campi di temperatura e di distribuzione delle specie chimiche (metano e idrogeno).

CAMPI DI MOTO

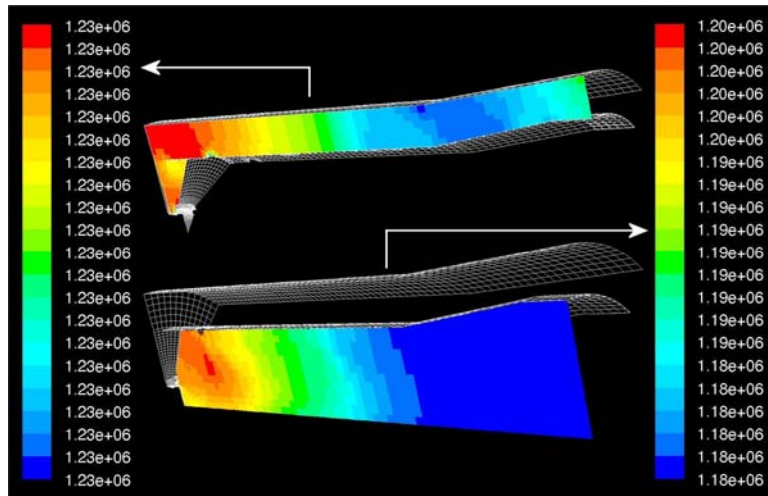


Figura 5.18 - Campo di pressione su una delle superfici periodiche (simulazione reattiva, metano) [Pa].

Le figure 5.18 e 5.19 sono relative alle simulazioni a metano, le figure 5.20 e 5.21 alle simulazioni a idrogeno. In figura 5.18 è rappresentato il campo di pressione nel dominio di calcolo che, dal confronto con il corrispondente campo senza combustione di figura 5.15, risulta qualitativamente e quantitativamente simile (specie nell'annulus). La principale differenza si nota all'interno del tubo fiamma nella zona davanti al cappello (nel caso reattivo la pressione è leggermente superiore).

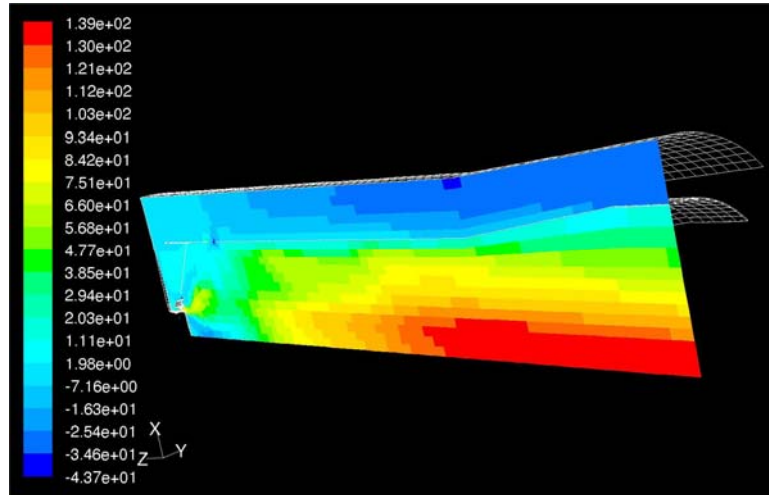


Figura 5.19 - Velocità assiale sul dominio ridotto (simulazione reattiva, metano) [m/s].

Il campo reattivo (figura 5.19), in accordo con l'andamento della pressione, presenta velocità assiali inferiori nella zona del cappello rispetto a quelle massime, se confrontato con il caso non reattivo (figura 5.16). In assoluto però, rispetto alle simulazioni non reattive, le velocità massime sono più che doppie. Ciò è dovuto alla diminuzione di massa volumica del fluido a seguito dell'incremento di temperatura del flusso man mano che la combustione si completa.

Nel campo di pressione interno al tubo fiamma di figura 5.20 (idrogeno), la zona vicina al cappello si trova ad una pressione minore rispetto alla pressione d'uscita, se confrontata con il caso reattivo di figura 5.18 (metano); lontano dalla zona reattiva i due campi sono molto simili a livello qualitativo, ma differiscono nei valori a causa della differente condizione a contorno imposta all'uscita.

Per quanto concerne la velocità assiale, nel caso dell'idrogeno le velocità massime sono superiori rispetto al caso del metano (figura 5.21 VS figura 5.19) e, all'interno del tubo

fiamma, la zona a velocità maggiore è più raccolta in corrispondenza dell'asse del combustore.

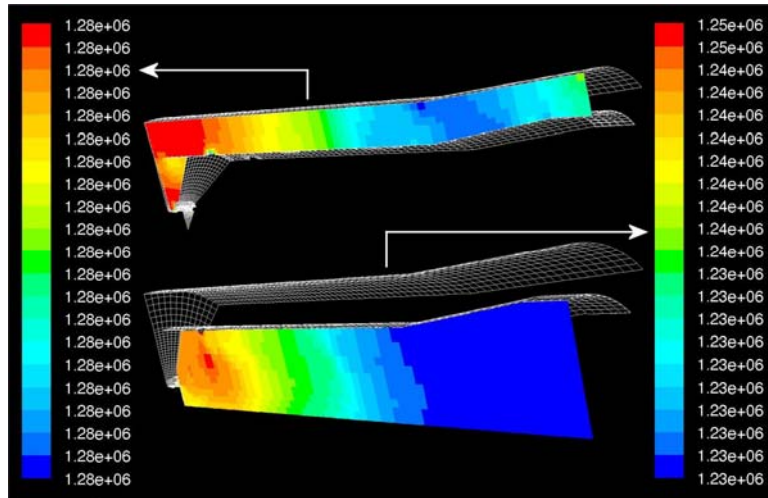


Figura 5.20 - Campo di pressione su una delle superfici periodiche (simulazione reattiva, idrogeno) [Pa].

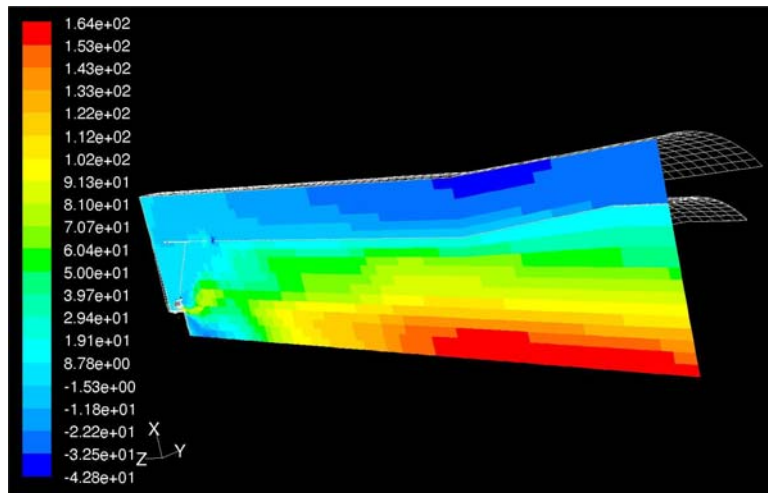


Figura 5.21 - Velocità assiale sul dominio ridotto (simulazione reattiva, idrogeno) [m/s].

CAMPI TERMICI E DISTRIBUZIONE DELLE SPECIE

Il piano meridiano su cui sono rappresentati i campi che seguono è il piano che passa per il centro del terzo foro dell'aria primaria (foro C di figura 5.6). La figura 5.22 riporta i campi di temperatura per la simulazione a metano e a idrogeno.

Il campo termico dell'idrogeno è caratterizzato da temperature più alte rispetto al metano, in accordo con quanto rilevato nelle prove sperimentali. In prossimità del cappello, la zona più calda si trova a ridosso del foro dell'aria primaria nel caso del metano, mentre è più

arretrata e più estesa nel caso dell'idrogeno. Da notare che il ricircolo vicino alla testa del bruciatore è caratterizzato da temperature più elevate nella simulazione a idrogeno rispetto a quella del metano.

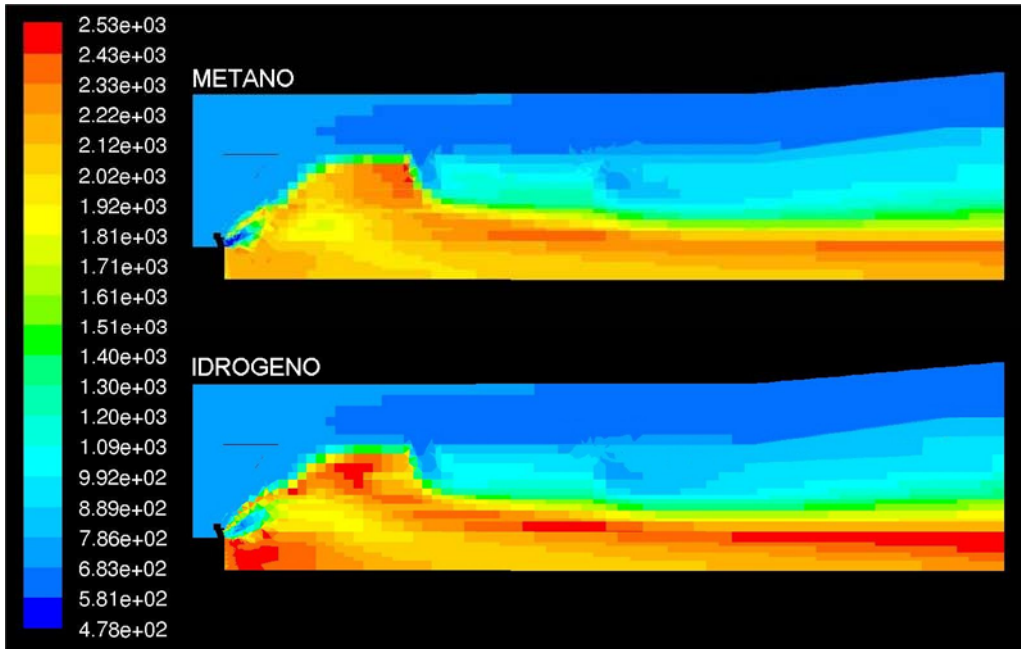


Figura 5.22 – Campi di temperatura statica relativi a metano e idrogeno su un piano meridiano del dominio [K].

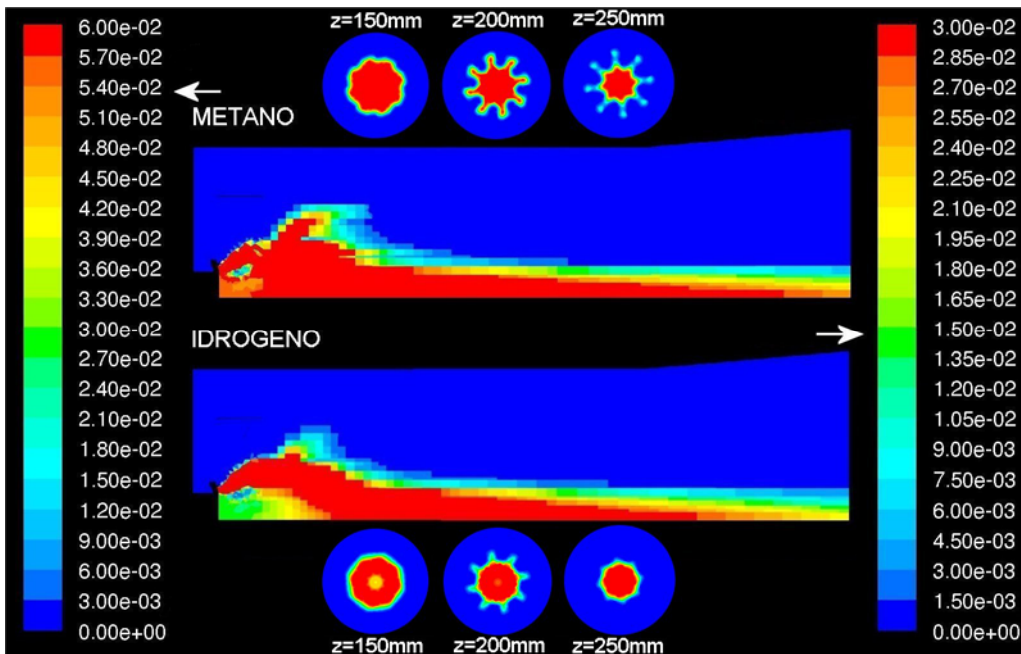


Figura 5.23 – Concentrazioni in massa di metano e idrogeno su un piano meridiano e su tre sezioni assiali del dominio di calcolo. Le aree rosse indicano concentrazioni superiori alla stechiometrica.

I campi termici nei due casi (metano e idrogeno) hanno forma e andamento simili. A valle dei fori dell'aria primaria, in entrambi si nota la presenza di un nucleo ad alta temperatura in corrispondenza dell'asse circondato da un guscio decisamente più freddo che si estende fino alle pareti interne del tubo fiamma. Il getto di diluizione, infatti, non riesce a interagire con il flusso caldo proveniente dalla zona primaria di reazione e il flusso resta confinato sull'asse. La ragione di questo fenomeno sarà discussa nel prossimo paragrafo.

La concentrazione del combustibile (figura 5.23) mostra che i getti di metano sono più frastagliati di quelli dell'idrogeno e raggiungono una maggiore estensione radiale; i getti di idrogeno restano invece più compatti grazie alla superiore velocità di reazione che comporta un consumo più rapido di combustibile.

Sia con l'impiego di metano che di idrogeno, si genera attorno all'asse un nucleo a concentrazione di combustibile superiore alla stechiometrica. Al confine di tale zona persistono reazioni di combustione lungo tutto l'asse del modello. Questa tendenza è confermata anche dall'analisi dei campi della velocità di reazione.

5.4.5 Temperature di parete del tubo fiamma

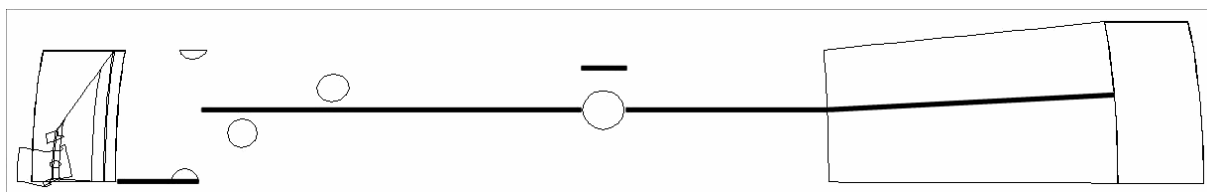


Figura 5.24 – Linea di riferimento per il calcolo delle temperature di parete del tubo fiamma nelle simulazioni numeriche.

La disponibilità di misure sperimentali di temperatura consente di valutare i campi termici ottenuti al termine delle simulazioni reattive. A tal fine sono di particolare interesse (cfr. cap. 4):

- le temperature di parete del tubo fiamma a diverse posizioni assiali;
- le temperature dei fumi in uscita dal combustore.

Le temperature di parete del tubo fiamma rilevate sperimentalmente sono di seguito confrontate con le corrispondenti temperature ottenute dalle simulazioni numeriche. I valori sperimentali [16] sono il risultato della media delle quattro file di termocoppie (A, B, C e D di figura 4.7). I valori ottenuti per via numerica sono quelli letti lungo la linea nera di figura

5.24, scelta in modo tale da sposare al meglio la posizione azimutale delle termocoppie impiegate nelle sperimentazioni.

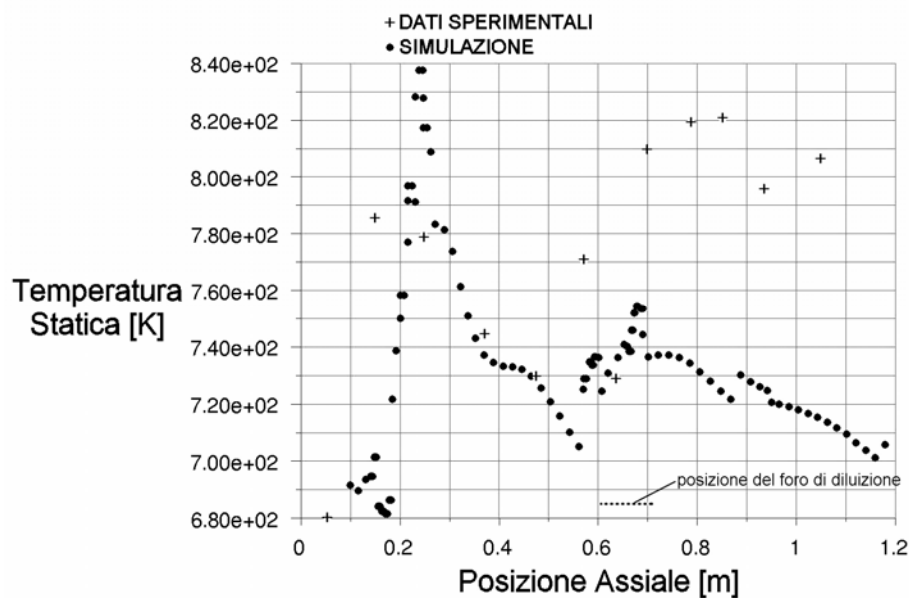


Figura 5.25 – Temperature di parete del tubo fiamma ottenute dalle simulazioni e dalle prove sperimentali (combustibile: metano). A coordinata assiale nulla corrisponde la testa del bruciatore; con la linea a tratti è indicata la posizione assiale e l'estensione del foro di diluizione.

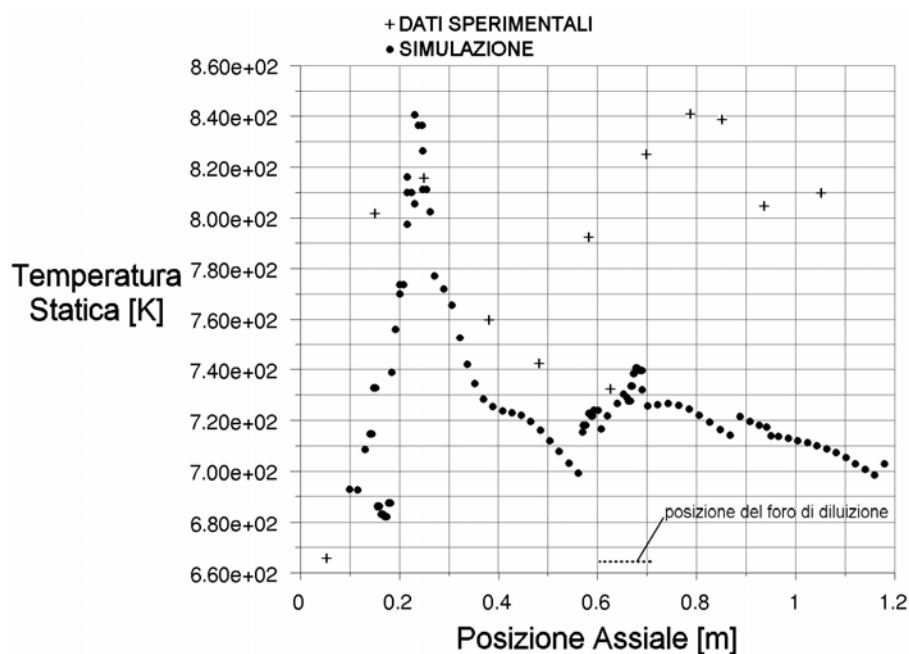


Figura 5.26 - Temperature di parete del tubo fiamma ottenute dalle simulazioni e dalle prove sperimentali (combustibile: idrogeno).

Nelle figure 5.25 e 5.26 sono diagrammate le temperature di parete del tubo fiamma al variare della posizione assiale nel caso del metano e dell'idrogeno, rispettivamente. Confrontando le temperature (calcolate o misurate) si nota che in molti punti i valori relativi all'idrogeno sono superiori a quelli del metano (anche se non di molto). È evidente però un andamento molto simile se si confrontano tra loro le temperature sperimentali (metano VS idrogeno) e le temperature risultanti dalle simulazioni (metano VS idrogeno).

In entrambi i diagrammi, i valori calcolati si allontanano dai dati sperimentali in corrispondenza delle stesse posizioni assiali. In particolare si osserva che le temperature calcolate concordano con quelle sperimentali nella zona primaria di reazione e a lato del foro di diluizione, mentre differiscono da quelle misurate subito a monte del foro di diluizione e in tutta la zona secondaria di reazione (tratto divergente compreso). Ciò conferma quanto già intuito dall'analisi dei campi termofluidodinamici: a valle della camera di combustione si crea un guscio freddo che confina sull'asse del tubo fiamma un flusso a temperatura più alta (cosa che sembra non verificarsi nel combustore reale, almeno stando all'analisi delle temperature di parete misurate). In altre parole, il getto proveniente dai fori di diluizione resta aderente alla parete interna del tubo fiamma e non interagisce con il flusso proveniente dalla zona primaria di reazione. Tale fenomeno è da attribuire prevalentemente:

- alla semplificazioni geometriche introdotte durante la generazione del dominio di calcolo. Il numero dei fori di diluizione è stato portato a 8 per poter sfruttare la simmetria della camera di combustione e questo altera pesantemente l'aerodinamica della zona di diluizione;
- allo schema upwind del primo ordine per il calcolo dei flussi convettivi di tutte le grandezze, in particolare della quantità di moto. Se da un lato tale schema favorisce la velocità di convergenza del calcolo, dall'alto penalizza eccessivamente la penetrazione dei getti.

Nelle simulazioni reattive sul dominio completo questi problemi verranno superati poiché la geometria dei fori di diluizione verrà modellata fedelmente e verrà adottato uno schema upwind del secondo ordine per la quantità di moto.

In merito alle temperature del flusso all'uscita del tubo fiamma, i valori numerici non mostrano scostamenti rilevanti rispetto ai dati sperimentali, sia nel caso del metano che dell'idrogeno. La differenza tra la temperatura media del flusso nel dominio di calcolo e la

media delle temperature misurate non supera infatti i 30 K. È doveroso però tenere conto della diversa posizione di lettura delle temperature. Nelle simulazioni, infatti, i valori sono calcolati sulla sezione d'uscita del dominio (cioè subito a valle del tubo fiamma); nel caso sperimentale, invece, i valori si riferiscono alla sezione d'uscita del TP (transition piece)⁸⁶.

Dalle osservazioni fatte finora, si può ritenere che i modelli numerici adottati consentono di ottenere campi termici realistici qualora vengano applicati a un modello geometrico completo del combustore.

5.4.6 Conclusioni sull'analisi stazionaria reattiva

Le analisi presentate vanno a completare le simulazioni stazionarie sul dominio ridotto e sono state condotte con l'obiettivo di valutare l'efficacia di modelli numerici semplici (impiegati in particolare per descrivere la combustione e lo scambio termico) applicati a una griglia a ridotto numero di elementi.

Relativamente alla parete del tubo fiamma, alla parete del cappello e ai fori dell'aria, nelle simulazioni reattive sono state utilizzate le stesse condizioni a contorno impiegate nelle simulazioni isoterme (cfr. par. 5.3). Tali condizioni garantiscono infatti la corretta ripartizione della portata di aria comburente. Il modello di combustione adottato è a una reazione irreversibile sia nelle simulazioni a metano che a idrogeno. Le condizioni all'ingresso e all'uscita del dominio sono state imposte sulla base dei dati sperimentali rilevati durante le prove di combustione svolte a pieno carico senza iniezione di vapore.

La buona corrispondenza tra valori calcolati e misurati, per quanto riguarda la temperatura di parete della camera di combustione e la temperatura media dei gas allo scarico, lascia supporre che i modelli numerici scelti siano in grado di descrivere con precisione soddisfacente l'intero campo termofluidodinamico qualora:

- si adotti un dominio di calcolo che rappresenti l'intera estensione spaziale del combustore;
- si impieghi uno schema upwind del secondo ordine, almeno per il calcolo dei flussi diffusivi di quantità di moto.

⁸⁶ Nell'attraversamento del TP i gas combusti cedono calore all'aria comburente che transita nel plenum. Lo scambio termico avviene attraverso la parete del TP.

Bibliografia

- [1] Menter F. R., 1993, *Two-equations eddy viscosity turbulence models for engineering applications*, AIAA Paper 93-2906.
- [2] Patankar S.V., Spalding D.B., 1972, *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows*, International Journal of Heat and Mass Transfer 15: 1787-1806.
- [3] Fluent® 6 User's Guide.
- [4] McBride B.J., Gordon S., Reno M.A., 1993, *Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species*, NASA TM-4513.
- [5] Siegel R., Howell J. R., 1992, *Thermal Radiation Heat Transfer*, Hemisphere Publishing Corporation, Washington D. C.
- [6] Sazhin S.S., Sazhina E.M., Faltsi-Saravelou O., Wild P., 1996, *The P-1 model for thermal radiation transfer: advantages and limitations*, Fuel 73(3): 289-294.
- [7] Patankar S.V., Spalding D.B., 1972, *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows*, International Journal of Heat and Mass Transfer 15: 1787-1806.
- [8] Coppalle A., Vervish P., 1983, *The Total Emissivities of High-Temperature Flames*, Combustion and Flame, 49: 101-108.
- [9] Denison M. K., Webb B. W., 1993, *A Spectral Line-Based Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary RTE Solvers*, Journal of Heat Transfer, 115: 1002-1012.
- [10] Modest M. F., 1993, *Radiative Heat Transfer*, Series in Mechanical Engineering, McGraw Hill.
- [11] Tiribuzi S., 2004, *CFD modelling of thermoacoustic oscillations inside an atmospheric test rig generated by a DLN burner*, Proceeding of ASME Turbo Expo GT2004-53738.
- [12] Marathe A. G., Mukunda H. S., Jain V. K., 1977, *Some studies on hydrogen-oxygen diffusion flame*, Combustion Science and Technology, 15: 49-64.
- [13] Turns S. R., 2000, *An introduction to combustion*, 2nd ed., McGraw-Hill, Singapore.
- [14] Obieglo A., Gass J., Poulidakos D., 2000, *Comparative study of modeling a hydrogen nonpremixed turbulent flame*, Combustion and Flame, 122: 176-194.
- [15] Hirschfelder J.O., Curtiss C.F., Bird R.B., 1954, *Molecular theory of gases and liquids*, John Wiley & Sons, New York.

- [16] Cocchi S., Provenzale M., Cinti V., Carrai L., Sigali S., Cappetti D., 2008, *Experimental characterization of a hydrogen fuelled combustor with reduced NOx emissions for a 10 MW class gas turbine*, Proceeding of ASME Turbo Expo GT2008-51271.

6. ANALISI SUL DOMINIO DI CALCOLO COMPLETO

6.1 INTRODUZIONE

I modelli numerici e i metodi impiegati con successo nelle simulazioni sul dominio ridotto (cfr. cap. 5) vengono utilizzati in questo capitolo per l'analisi termoacustica del combustore. A tal scopo si impiega un modello geometrico completo del combustore che si estende dall'uscita del compressore all'ingresso della turbina. Il dominio di calcolo include pertanto tutto il sistema di combustione nella sua totale estensione azimutale e longitudinale (dallo scarico del compressore all'ingresso della turbina). Tenendo presente la necessità di ridurre al minimo i tempi di calcolo richiesti dalle analisi non stazionarie, nel modello completo viene impiegata una griglia a ridotto numero di elementi così come già fatto nel modello ridotto.

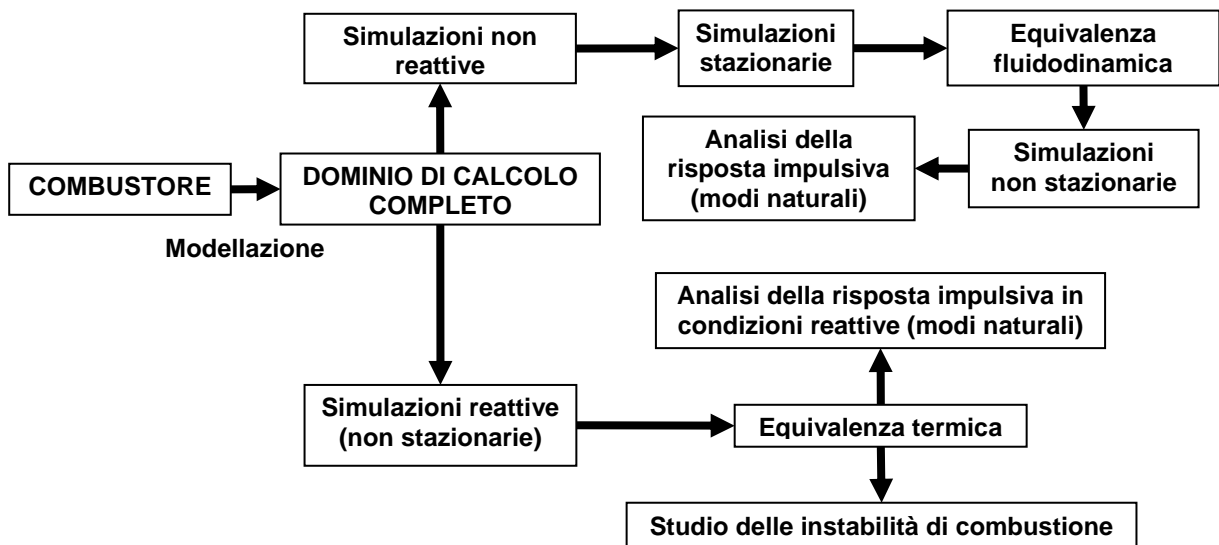


Figura 6.1 – Struttura delle analisi sul dominio completo.

Sul dominio di calcolo completo vengono svolti due cicli di analisi numeriche (figura 6.1). Il primo ciclo comprende solo analisi non reattive (cioè isoterme) ed è finalizzato alla determinazione dei modi di vibrare naturali e delle frequenze ad essi associate mediante una simulazione non stazionaria. In tale simulazione viene studiata la risposta acustica del sistema a seguito di una sollecitazione di pressione imposta all'uscita del dominio di calcolo. Poiché la sollecitazione di pressione è di tipo impulsivo, vengono eccitati tutti i modi di vibrare del combustore. Le frequenze naturali sono calcolate a partire dai segnali di pressione acquisiti durante la finestra temporale di simulazione. L'analisi acustica è preceduta da un'analisi

stazionaria nella quale si impiegano metodi e modelli usati nel par. 5.3 per tarare la ripartizione della portata di aria comburente tra i vari ingressi al tubo fiamma.

Nel secondo ciclo di analisi viene analizzato il combustore in condizioni reattive (cioè viene modellata la combustione). Sono considerate due condizioni di funzionamento (con alimentazione a puro metano e a puro idrogeno) entrambe a pieno carico e senza iniezione di vapore.

Si procede innanzitutto alla simulazione della combustione in condizioni nominali di funzionamento impiegando i modelli individuati nel par. 5.4. I campi termici ottenuti al termine delle analisi sono valutati sulla base dei risultati delle prove sperimentali, così come è stato fatto per le analisi sul dominio ridotto. In particolare, sono utilizzati i profili di temperatura rilevati sulla parete del tubo fiamma e allo scarico del combustore.

Vengono in seguito condotte due analisi distinte a partire dalla soluzione precedente (campo termofluidodinamico a regime):

- In una viene imposta una perturbazione di pressione all'uscita del dominio di calcolo per studiare i modi di vibrare naturali del sistema in condizioni reattive (in modo analogo a quanto fatto nelle analisi isoterme).
- Nell'altra il sistema è lasciato evolvere naturalmente per verificare la presenza di oscillazioni persistenti, cioè di un ciclo limite. Tali analisi consentono di simulare il comportamento termoacustico del combustore a pieno carico. Gli spettri calcolati al termine delle simulazioni sono comparati con gli spettri acquisiti durante le prove sperimentali di combustione. Il confronto permette di giudicare se il modello è in grado di descrivere il comportamento acustico del combustore in condizioni di regime.

6.2 DOMINIO DI CALCOLO

Il dominio di calcolo, di tipo tridimensionale, comprende il plenum dell'aria comburente, l'annulus, il tubo fiamma e il "transition piece" (TP). Nella creazione del dominio la geometria del combustore reale è semplificata per agevolare la costruzione di una griglia di calcolo caratterizzata da un ridotto numero di elementi. Le semplificazioni introdotte alterano alcune caratteristiche del deflusso che potrebbero essere anche rilevanti; tuttavia per gli scopi dell'analisi si ritiene che tali assunzioni siano accettabili. La geometria del modello di combustore è rappresentata in figura 6.2.

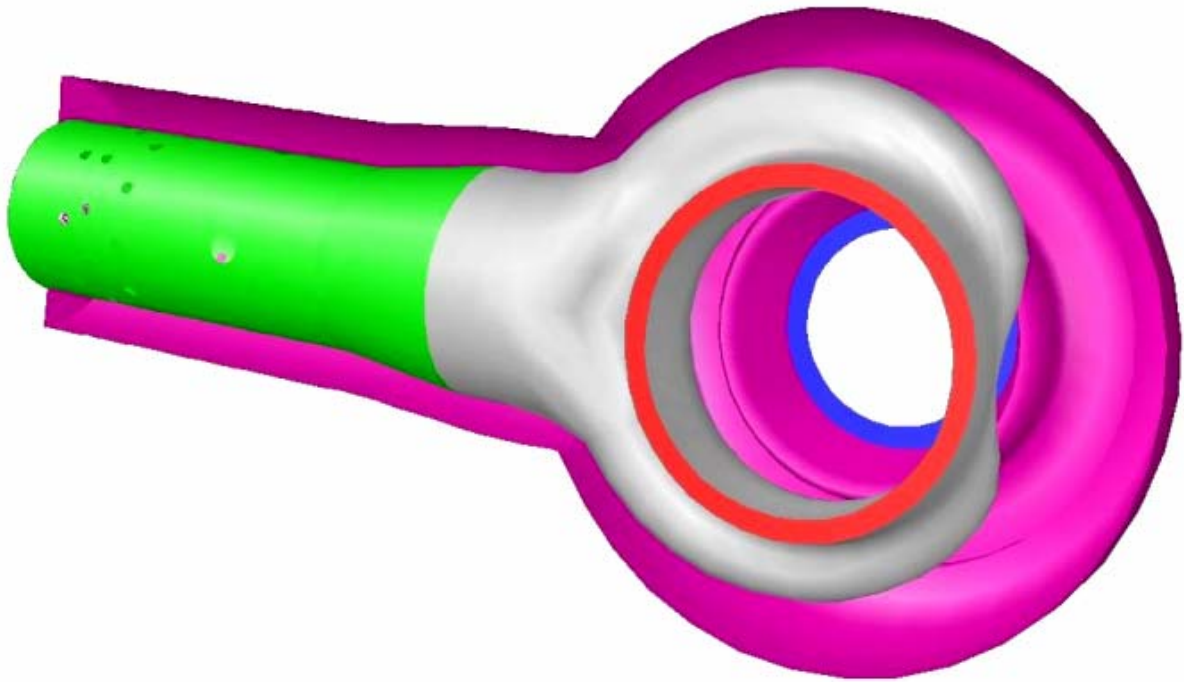


Figura 6.2 - Vista d'insieme del dominio di calcolo. La parete esterna della fiaschetta e la cassa (in magenta) sono raffigurate in sezione. Il tubo fiamma è rappresentato in verde, il transition piece (TP) in grigio. Sono evidenziate in blu la sezione d'ingresso dell'aria e in rosso la sezione di uscita dei gas.

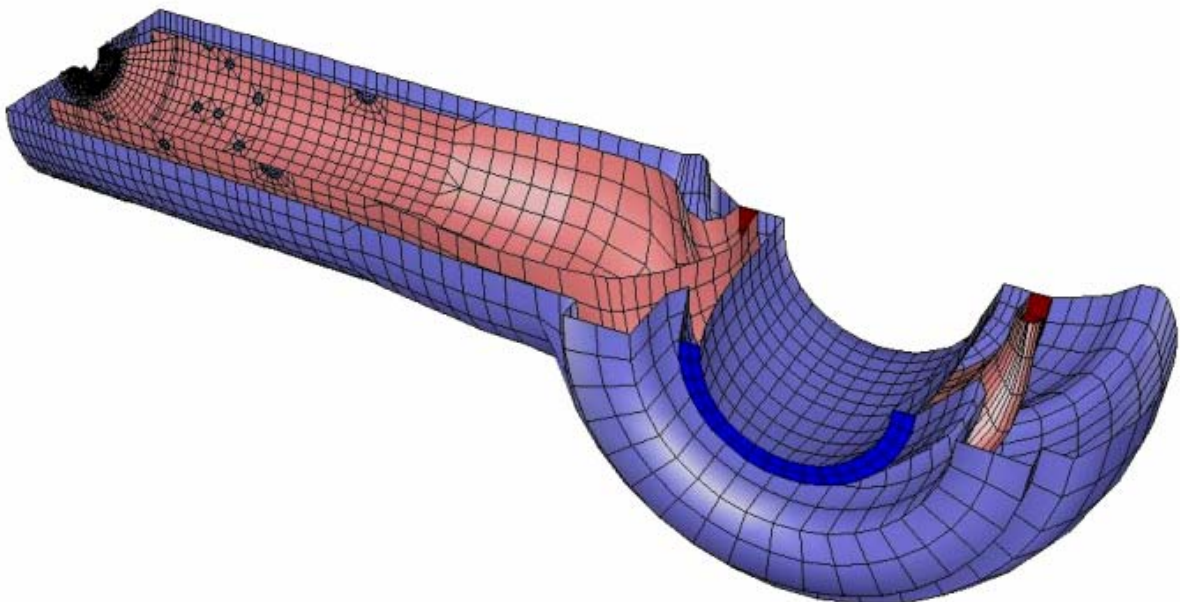


Figura 6.3 - Dominio di calcolo sezionato con griglia. In rosso chiaro sono indicati il tubo fiamma e il TP, mentre la cassa e la parete esterna della fiaschetta sono raffigurate in azzurro. Sono evidenziate in blu scuro e in rosso scuro rispettivamente la sezione d'ingresso dell'aria e la sezione di uscita.

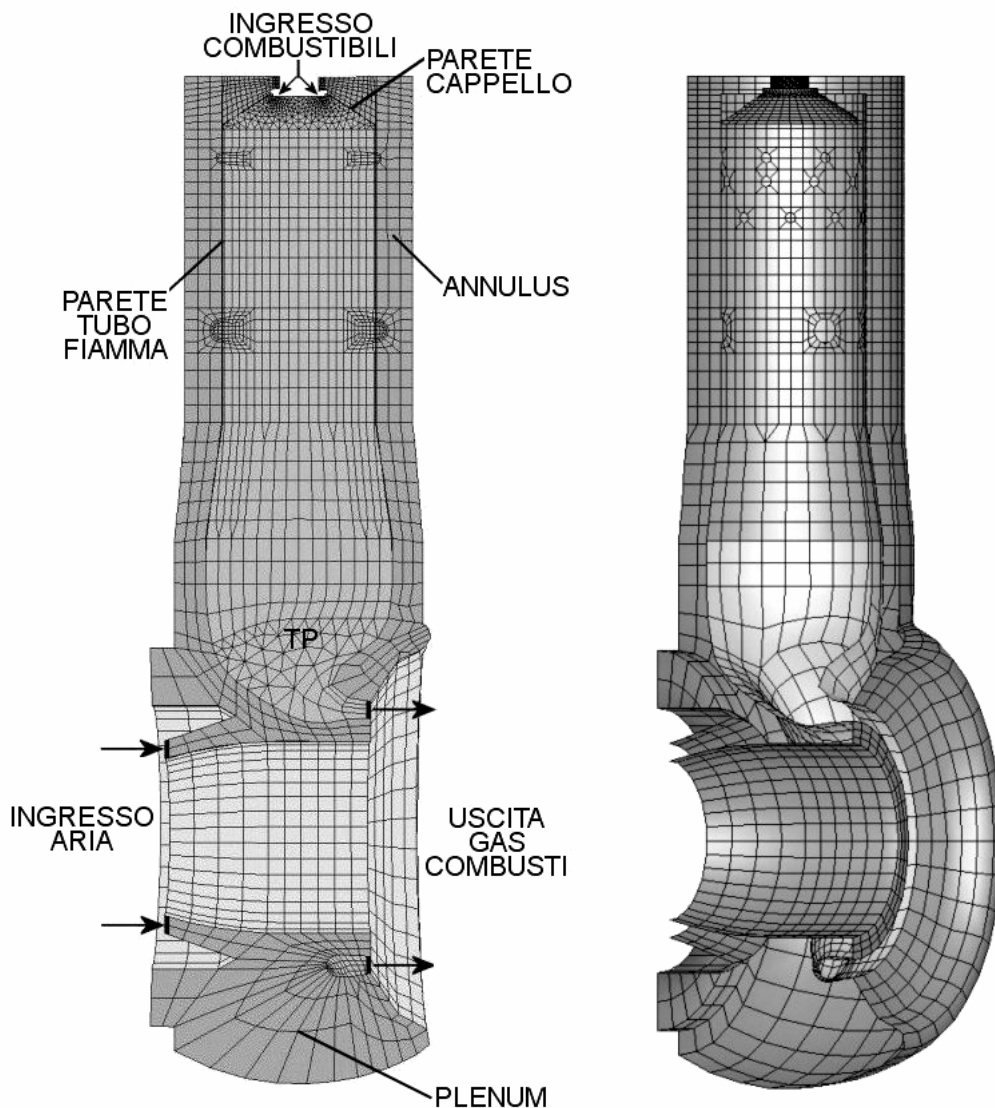


Figura 6.4 – Sezione (a sinistra) e vista prospettica (a destra) della griglia di calcolo.

Relativamente alle semplificazioni geometriche introdotte:

- Il plenum dell'aria comburente a monte dell'annulus è generato seguendo le indicazioni dei disegni progettuali. Rispetto alla geometria effettiva, tuttavia, solo i dettagli geometrici più importanti sono modellati.
- Le forature del cappello e i forellini di raffreddamento del tubo fiamma sono considerati zone continue porose. Si sono generate più zone a differente porosità secondo la suddivisione indicata nel par. 5.3.

Gli altri particolari geometrici del tubo fiamma sono modellati fedelmente, così come il transition piece (TP). Le pareti del tubo fiamma e del cappello hanno spessore finito. Nel

vorticatore sono modellati anche i canali dell'aria e del combustibile, con diametri differenziati per metano e idrogeno.

La griglia di calcolo è costituita da circa 55.000 celle, prevalentemente di tipo esaedrico (figure 6.3, 6.4 e 6.5). Sono impiegati elementi tetraedrici nella zona interna al cappello e nella zona di contatto tra la parte toroidale e la parte cilindrica del transition piece. Nel tratto divergente del tubo fiamma sono impiegate piramidi di raccordo.

Il dominio di calcolo non prevede alcun infittimento a parete, dato il limitato numero di elementi della griglia. Come già osservato nel par. 5.3, con una scelta di questo tipo si introducono errori inevitabili nel calcolo del campo di pressione. Si ritiene tuttavia che questo aspetto non sia determinante per le finalità delle analisi. L'adozione delle porosità, infatti, consente di rispettare la ripartizione della portata d'aria comburente indicata dalle prove sperimentali isoterme (cfr. par. 4.1).

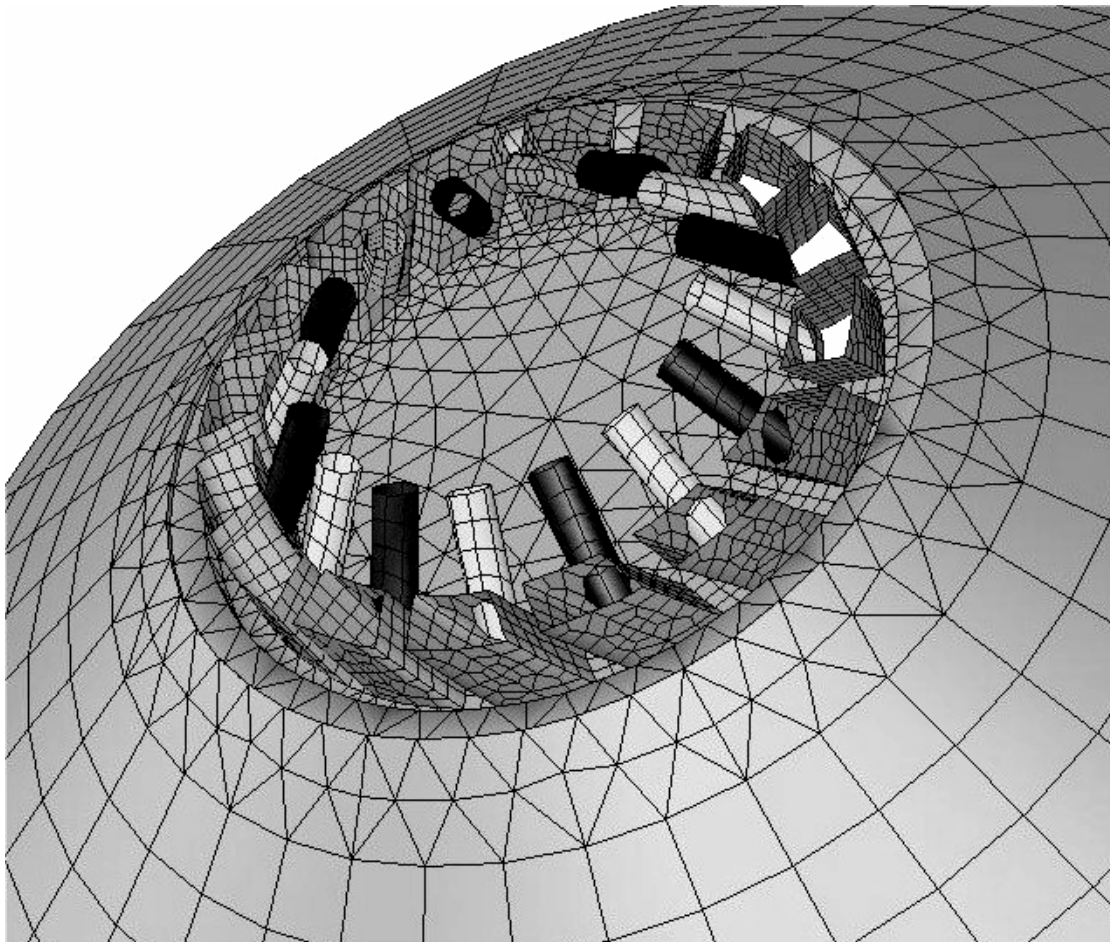


Figura 6.5 - Dettaglio di una porzione del cappello, dei canali del vorticatore e degli iniettori di metano (in bianco) e di idrogeno (in nero).

6.3 SIMULAZIONI ISOTERME

Le simulazioni isoterme hanno come principale obiettivo la determinazione dei modi di vibrare naturali quando il sistema si trova a temperatura ambiente. Tali modi saranno utilizzati per un confronto con i modi di vibrare naturali calcolati in condizioni reattive per indagare l'influenza della temperatura sull'acustica del sistema. Come detto nel par. 3.5, il tipo di condizioni al contorno del dominio (in particolare all'ingresso e all'uscita) condiziona notevolmente la forma spaziale e la frequenza dei modi di vibrare. Pertanto, per operare un confronto con i modi di vibrare reattivi, è fondamentale già in questo ambito imporre condizioni al contorno coerenti con quelle presenti durante le prove sperimentali di combustione. Le motivazioni della scelta del tipo di condizioni all'ingresso del plenum ("fiaschetta") e all'uscita del transition piece sono discusse nel par. 6.4.2.

6.3.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici

Il continuo fluido all'interno del dominio tridimensionale è modellato con aria considerata come gas ideale a temperatura ambiente. Anche se per le analisi isoterme la portata d'aria impiegata è ridotta rispetto a quella nominale di pieno carico, il deflusso può essere considerato comunque turbolento pienamente sviluppato ($Re \approx 10^5$). Il modello di turbolenza scelto è quello già impiegato nelle analisi su dominio ridotto ($k - \omega SST$).

Relativamente al calcolo dei flussi convettivi si è utilizzato uno schema numerico del primo ordine di tipo upwind. Nella simulazione non stazionaria si è adottato uno schema implicito del secondo ordine per la discretizzazione temporale, con lo scopo di non penalizzare eccessivamente la caratterizzazione dei modi a maggiore frequenza⁸⁷. L'algoritmo utilizzato per la soluzione segregata del sistema differenziale è il SIMPLE.

Il passo di integrazione temporale utilizzato è di 10^{-4} s. Con questa scelta si è in grado di contenere i valori del numero di Courant ([1]) all'interno del campo necessario per la convergenza del calcolo (numero di Courant calcolato sulla dimensione media delle celle pari a circa 0.7).

⁸⁷ Uno schema del primo ordine accentua il grado di smorzamento dell'energia associata alle onde acustiche. Pertanto i modi a maggiore frequenza (a cui è associata un'energia minore) persistono per un periodo di tempo troppo breve per essere descritti dal modello.

6.3.2 Condizioni al contorno

Le condizioni imposte al contorno del dominio di calcolo sono:

- parete liscia con attrito e termicamente adiabatica su tutte le superfici solide;
- condizione di portata (3.2 kg/s), temperatura totale di 300K e direzione del flusso ortogonale imposte nella sezione d'ingresso (sezione anulare a lato della fiaschetta);
- pressione relativa pari a 0 Pa sulla sezione di uscita del dominio (cioè allo scarico del transition piece, TP);
- nessun flusso in ingresso dai canali di combustibile.

Le pareti del tubo fiamma e del cappello sono modellate come continui porosi isotropi. Sui fori del tubo fiamma sono imposte delle superfici di perdita concentrata al fine di ottenere la ripartizione di portata suggerita dai risultati delle prove sperimentali isoterme (secondo quanto indicato nel par. 5.3.2).

6.3.3 Modalità di esecuzione

La sequenza delle simulazioni isoterme è indicato nella parte alta della figura 6.1. Una prima simulazione, di tipo stazionario, permette di tarare i coefficienti di perdita inerziale dei modelli porosi secondo la procedura impiegata con successo nelle analisi sul dominio ridotto⁸⁸ (cfr. par. 5.3.3). In questo modo la ripartizione di portata è quella reale e il campo di moto è mediamente simile a quello che si realizza nel combustore. La convergenza in questa prima analisi è soddisfatta quando i residui sono inferiori a 10^{-5} su tutte le equazioni di trasporto risolte.

Sulla soluzione dell'analisi stazionaria viene condotta la seconda simulazione (di tipo non stazionario) che prevede due fasi successive. In entrambe, i residui delle equazioni di trasporto risolte sono fissati a $5 \cdot 10^{-5}$ e il passo temporale è di 0.0001 s (con un massimo di 20 iterazioni per passo). La prima fase (della durata di 0.3 s, cioè di 3000 iterazioni) serve a stabilizzare nel tempo i valori delle grandezze fluidodinamiche nel dominio di calcolo (in particolare della pressione). La seconda fase è mirata alla caratterizzazione acustica del

⁸⁸ In questo caso, infatti, cambiano la griglia di calcolo e la geometria del dominio. Pertanto i coefficienti di perdita inerziale indicati in figura 5.11 vanno leggermente modificati con la procedura già impiegata con successo nel par. 5.3.3.

sistema. A partire dalla soluzione stabilizzata, si impone una sollecitazione impulsiva mediante una perturbazione della durata di 10^{-3} s sulla sezione di uscita. La sollecitazione ha un profilo lineare asimmetrico (così da eccitare anche i modi trasversali del dominio) con escursione complessiva⁸⁹ di 2160 Pa. Trascorsi i 10^{-3} s la pressione relativa nella sezione di uscita è riportata al valore costante di 0 Pa (caratteristico delle analisi precedenti) e vengono svolte altre 4990 iterazioni. Il totale di 5000 iterazioni (durante le quali sono registrati i valori di pressione necessari per le elaborazioni successive) assicura una finestra temporale di osservazione di 0.5 s e una risoluzione degli spettri di frequenza di 2Hz.

A seguire, vengono riportati i risultati della sola analisi non stazionaria. I campi di moto verranno discussi nel par. 6.4.4 nell'ambito della presentazione dei risultati delle simulazioni reattive sul dominio completo.

6.3.4 Elaborazione dei segnali di pressione

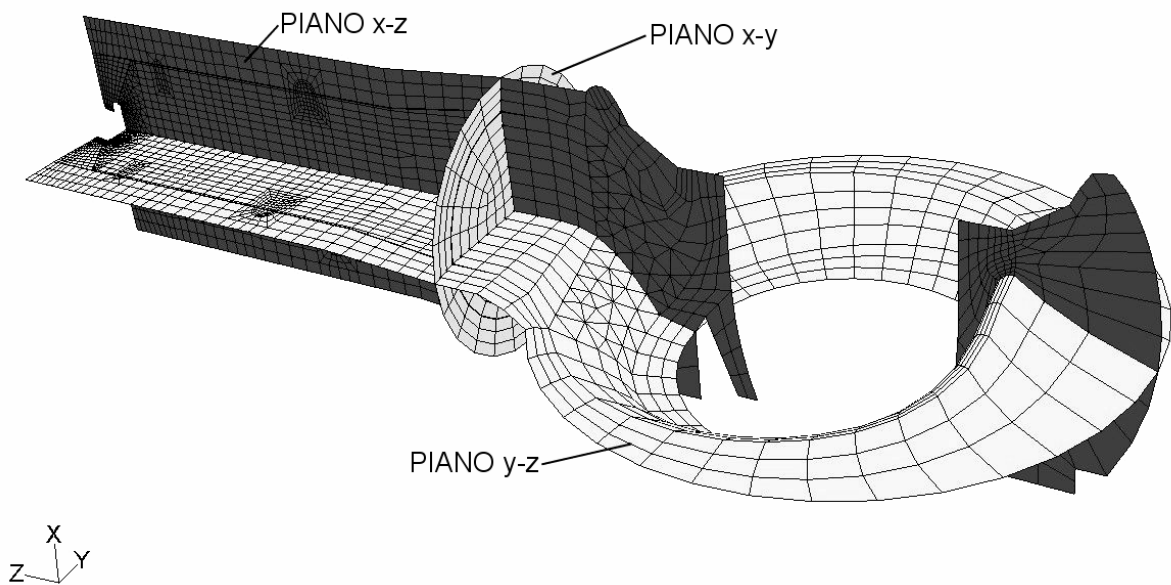


Figura 6.6 – Superfici scelte per la registrazione delle pressioni e la visualizzazione dei modi di vibrare. Il piano y-z segue la forma della fiaschetta.

⁸⁹ L'ampiezza dell'impulso è tale da riuscire a perturbare anche l'annulus e il plenum del combustore. La perturbazione si propaga a monte del tubo fiamma grazie ai passaggi di comunicazione generati dai fori dell'aria, dalle porosità e dai canali del vortificatore.

Durante la finestra temporale di 0.5 s vengono registrate ad ogni passo temporale le pressioni nei centroidi di tutte le facce di tre superfici caratteristiche che intersecano il dominio di calcolo (figura 6.6). I piani sono stati scelti in modo tale da poter individuare tutti i modi di vibrare delle varie parti del combustore senza ridondanza di dati. Va precisato che la denominazione “piano y-z” non è del tutto propria poiché la superficie cui fa riferimento non è piana. Si mantiene tuttavia tale denominazione per comodità di riferimento con le altre due superfici adottate.

Per ciascuna superficie, i segnali di pressione sono dapprima filtrati attraverso la *finestra di Hanning* [2,3] e in seguito convertiti in frequenza con la *Fast Fourier Transform*. Il tipo di filtro adottato consente di ottenere una migliore caratterizzazione dei picchi negli spettri di frequenza che spaziano da 0 a 1000 Hz. Assemblando infine le informazioni su ampiezza e fase in funzione della frequenza nelle tre sezioni considerate è possibile ricostruire la morfologia dei modi di vibrare naturali. Nelle figure che di seguito illustrano tali modi:

- l'ampiezza è resa con l'intensità dei colori (maggiore è l'intensità, maggiore è l'ampiezza in quel punto e quindi le zone ad intensità nulla appaiono nere);
- la fase è resa con il colore impiegato (così le zone blu e rosse, ad esempio, sono sempre sfasate di π , come indicato nella barra verticale a lato di ogni modo). Nelle figure la tonalità e la brillantezza dei colori sono state modificate per facilitare la lettura della fase.

Le scale di ampiezza sono relative ad ogni modo di vibrare (per ogni modo l'ampiezza è normalizzata sull'ampiezza massima di quel modo di vibrare). Per semplificare la trattazione vengono utilizzate le seguenti sigle per indicare le varie parti del combustore (cfr. figura 6.2):

- F: fiaschetta (inteso come spazio percorso all'aria comburente prima di giungere all'annulus);
- A: annulus (spazio anulare compreso tra tubo fiamma e cassa);
- TF: tubo fiamma;
- TP: transition piece.

6.3.5 Analisi della risposta impulsiva

Il combustore presenta modi di vibrare naturali che coinvolgono una o più parti del sistema. Prima di entrare nel dettaglio, dall'analisi dei segnali di pressione emerge subito un

aspetto fondamentale. Da un punto di vista acustico, nel combustore si individuano due parti distinte: quella costituita dal plenum dell'aria comburente e dall'annulus (sistema A+F) e quella costituita dal tubo fiamma e dal transition piece (TF+TP). I fori del tubo fiamma e le porosità delle pareti non sono infatti sufficienti ad accoppiare l'acustica della parte esterna del combustore (A+F) con quella della parte interna (TF+TP) in modo tale da poter considerare le due parti come un continuo fluido.

In figura 6.7 sono sintetizzati i modi di vibrare trovati al termine dell'elaborazione dei segnali di pressione. Nelle barre dell'istogramma è indicata la tipologia del modo di vibrare e le parti del combustore interessate dal modo. L'altezza delle barre si riferisce alla massima intensità rilevata sulle facce dei piani x-z e y-z. Le barre sono ordinate da sinistra verso destra al crescere della frequenza associata a ciascun modo acustico. Si nota come man mano che aumenta la frequenza l'intensità dei modi tende a diminuire.

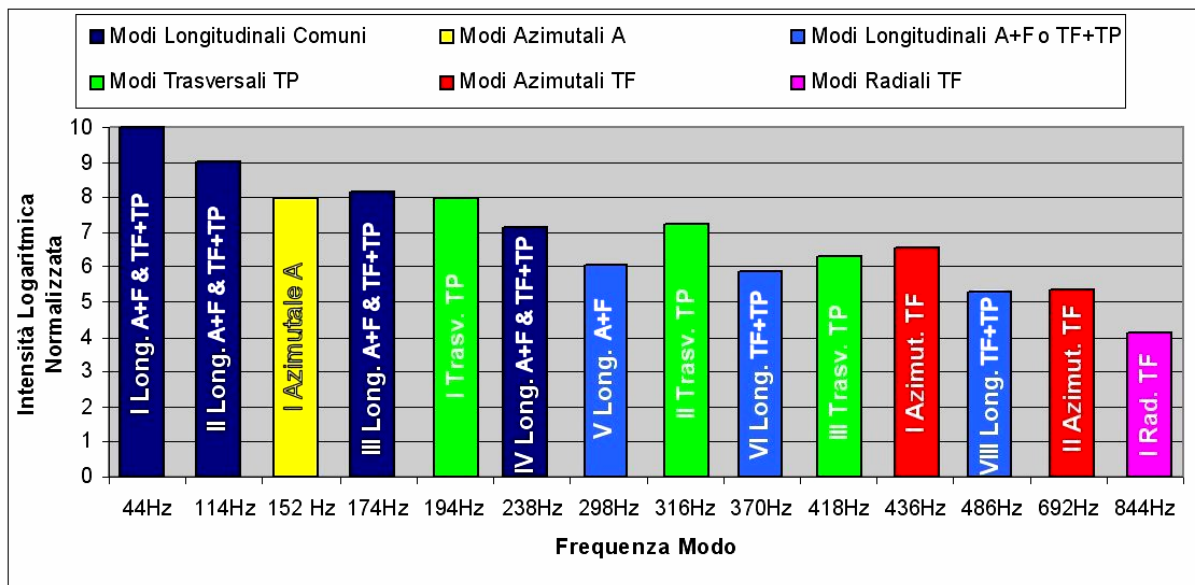


Figura 6.7 - Intensità dei modi di vibrare naturali del combustore in condizioni isoterme. L'intensità è relativa al modo più forte (a cui è attribuito un fattore 10) e procede per ordini di grandezza. I modi sono ordinati per valori crescenti di frequenza.

L'analisi acustica indica che nel dominio di calcolo compaiono modi longitudinali, trasversali, azimutali e radiali. In particolare si distinguono:

- a) i modi longitudinali di A+F e di TF+TP, che in parte si trovano alla stessa frequenza (figura 6.8 e 6.9);
- b) i modi trasversali del TP (figura 6.10);

- c) i modi azimutali dell'annulus (figura 6.11);
- d) i modi azimutali e radiali del tubo fiamma (figure 6.12 e 6.13).

Nei modi di vibrare longitudinali:

- In corrispondenza della sommità del combustore (zona attorno al cappello) la condizione di parete impone la presenza di un ventre per la pressione.
- In corrispondenza dell'ingresso del combustore la condizione di portata impone la presenza di un ventre per la pressione. Fissare la portata in una sezione, da un punto di vista acustico, equivale a imporre un valore di velocità. In tale sezione, quindi, non sono ammesse fluttuazioni di velocità, per cui la velocità presenta un nodo che equivale ad un ventre per la pressione (si vedano a riguardo i commenti fatti per la figura 2.15b). La condizione fluidodinamica è rafforzata dalla parete di fondo della fiaschetta.
- In corrispondenza dello scarico del combustore (uscita del TP) la condizione di pressione impone la presenza di un nodo per la pressione.

Si nota che alle frequenze più alte (maggiori di 300 Hz) i modi di vibrare del solo tubo fiamma e quelli trasversali del TP presentano intensità superiore ai modi longitudinali di TF+TP o di A+F. A seguire sono esaminati nel dettaglio i modi rilevati al termine dell'analisi acustica.

I primi quattro modi longitudinali interessano sia la parte esterna che quella interna del combustore (figura 6.8). Si osserva anche un leggero disturbo da parte del primo modo trasversale del TP con frequenza compresa tra quelle degli ultimi due modi longitudinali.

Come si vede dalla figura 6.8 la parte A+F si comporta come un sistema "chiuso-chiuso" (esternamente al cappello e sul fondo della fiaschetta vi sono due ventri). Pertanto il primo modo corrisponde a una semionda, il secondo a un'onda completa, il terzo a un'onda più una semionda e così via. Il sistema TF+TP si comporta invece come un "chiuso-aperto" (ventre al cappello e nodo sulla sezione di uscita), così il primo modo corrisponde a un quarto di periodo d'onda, il secondo a tre quarti di periodo, il terzo a cinque quarti di periodo e così via.

Sempre riguardo ai modi di figura 6.8, si ritiene che la confluenza delle frequenze dei primi quattro modi longitudinali esterni e interni in quattro valori unici per l'intero dominio sia essenzialmente promossa dai fori del tubo fiamma. I modelli porosi favoriscono l'azione dei fori non solo per l'ulteriore area di comunicazione tra l'annulus e l'interno del tubo

fiamma ma anche per il maggiore smorzamento⁹⁰ che, agendo in modo differenziato sull'intensità dei vari modi, promuove l'unificazione delle frequenze di modi longitudinali già naturalmente vicini. L'accoppiamento dei modi ad opera dei fori non rende il combustore un unico sistema vibrante costituito da plenum dell'aria comburente, annulus, tubo fiamma e TP in serie tra loro. Tale considerazione è sostenuta da ulteriori analisi condotte su un dominio privo del fiaschetta, generato per differenziare la lunghezza assiale della parte esterna del combustore da quella interna. In ogni caso, il fatto che il combustore vibri come un unico sistema costituito da parti poste in serie o come l'unione di due parti sincronizzate tra loro non costituisce una sostanziale differenza date le caratteristiche geometriche del dominio (lunghezza e condizioni al contorno).

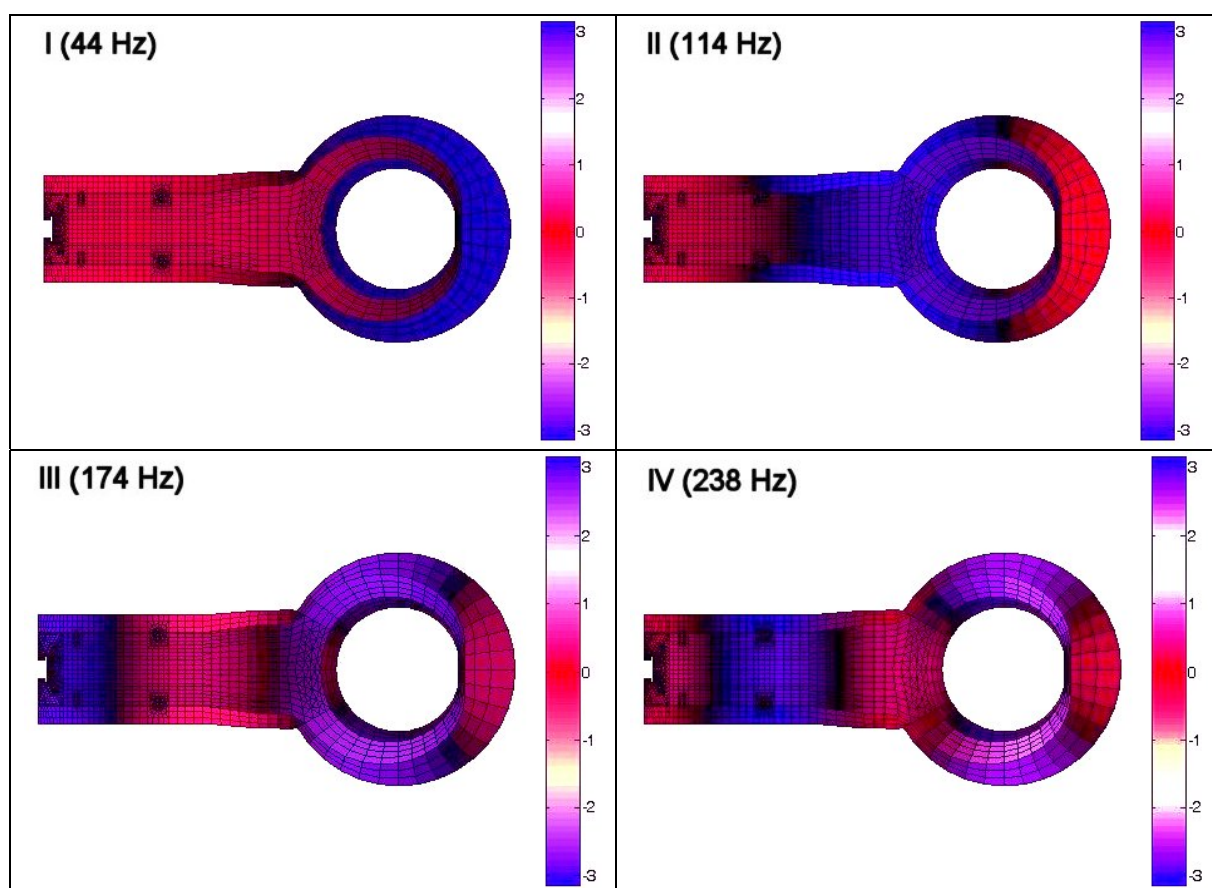


Figura 6.8 – Primi quattro modi di vibrare longitudinali sul piano y-z. Le frequenze associate ai modi sono le stesse per la parte esterna (A+F) e per la parte interna (TF+TP) del combustore.

⁹⁰ Altre analisi acustiche, condotte al variare delle condizioni al contorno sul tubo fiamma, hanno evidenziato che i fori dell'aria comburente e i continui porosi sono una fonte notevole di dissipazione dell'energia acustica.

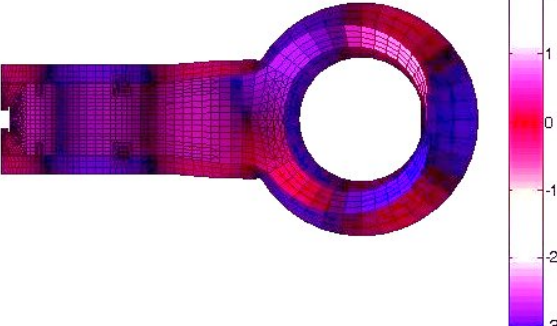
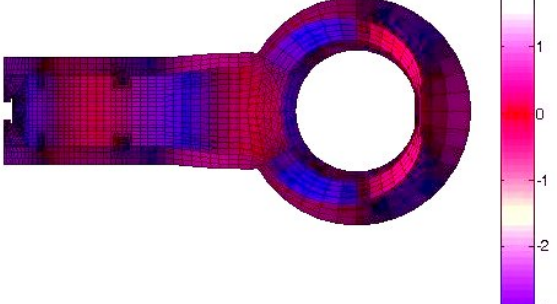
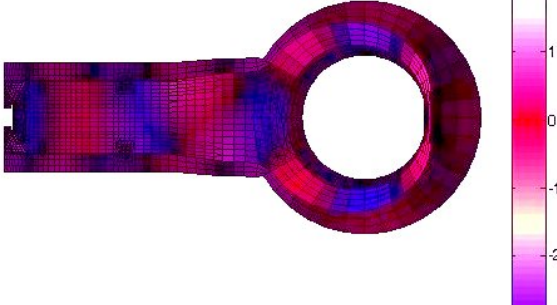
Modi di vibrare di A+F	Modi di vibrare di TF+TP
<p>V (298 Hz)</p> 	<p>V Coperto dal II modo trasversale del TP (quello a 316 Hz)</p>
<p>VI Coperto dai modi della parte interna (TF+TP)</p>	<p>VI (370 Hz)</p> 
<p>VII Coperto dai modi della parte interna (TF+TP)</p>	<p>VII Coperto dal III modo trasversale del TP (quello a 418 Hz)</p>
<p>VIII Coperto dai modi della parte interna (TF+TP)</p>	<p>VIII (486 Hz)</p> 

Figura 6.9 – Modi longitudinali superiori a 250 Hz sul piano y-z. L'intensità di alcuni è assai ridotta in confronto a modi di frequenza vicina e per tale motivo non sono distinguibili.

I modi longitudinali di superiori al quarto (figura 6.9) si trovano a frequenze diverse per A+F e TF+TP. In parte sono invisibili poiché sono di scarsa intensità e sono coperti dall'ampiezza di altri modi a frequenza vicina. Si ottengono infatti spettri in cui l'energia tende a distribuirsi su un ampio intervallo di frequenze attorno ai picchi più intensi e questo si traduce in modi maggiormente confusi come conseguenza dell'interazione di più modi a frequenza vicina tra loro. Un esempio di questo fenomeno è il modo a 486 Hz (TF+TP), in cui si riconosce prevalentemente un modo longitudinale, sovrapposto al IV modo trasversale del TP (che non è possibile isolare) e probabilmente anche ad altri modi secondari del tubo fiamma. Il modo a 298 Hz è l'ultimo distinguibile per il sistema A+F, oscurato in parte dalla maggiore intensità dei modi interni di frequenza simile (in questo caso dal II modo trasversale del TP). Sono sempre i modi di TF+TP a rende invisibili i modi longitudinali di A+F a frequenza superiore a 300Hz.

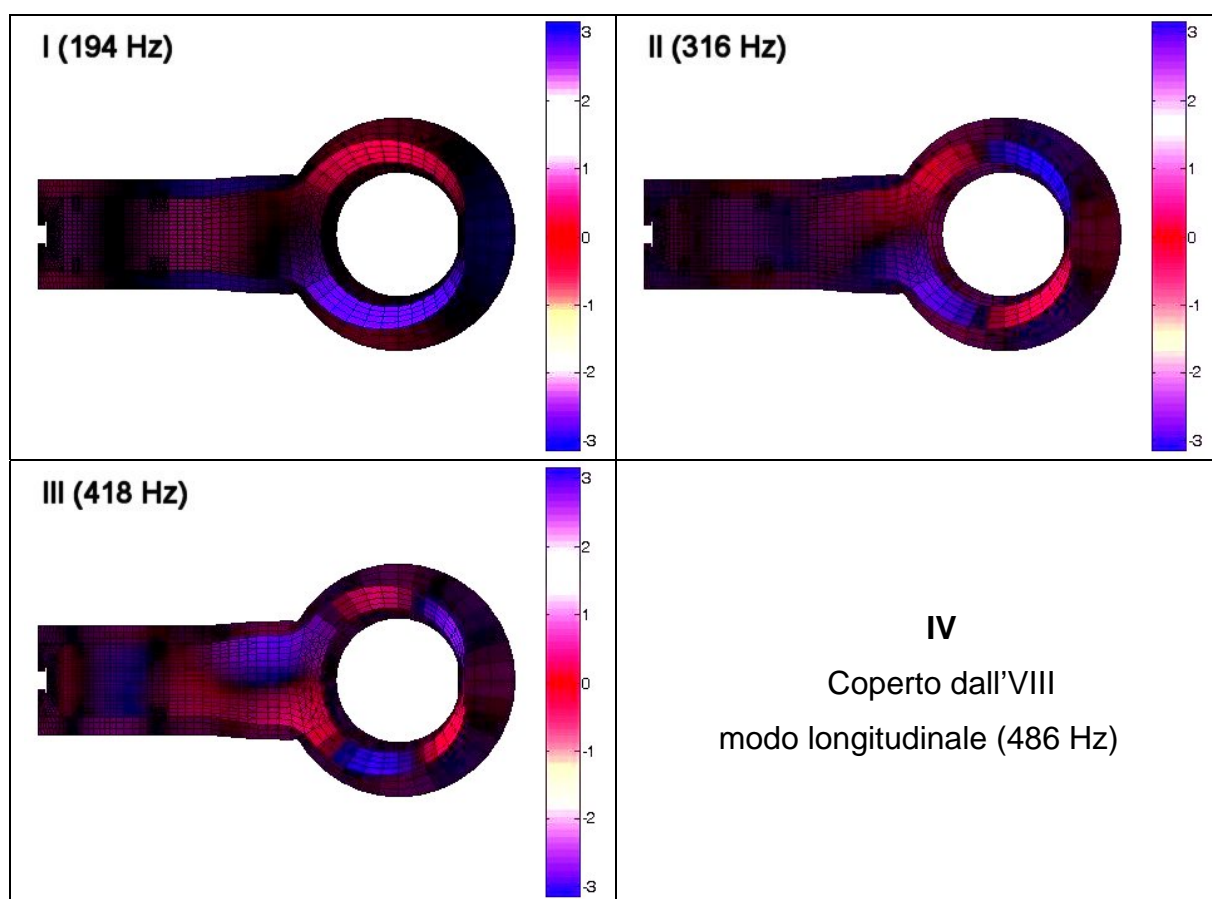


Figura 6.10 – Modi trasversali del TP sul piano y-z.

In figura 6.10 sono illustrati i modi trasversali del TP. Se si considera il TP come un condotto anulare, il primo modo corrisponde a un'onda completa, il secondo a due onde complete e così via. Si vede come il terzo modo cominci a interessare anche l'interno del TF e copra il VII modo longitudinale di TF+TP.

I modi azimutali e radiali sono quelli teorizzati anche da Nazaton ([4]) e riportati in figura 2.3. I modi azimutali dell'annulus sono riportati in figura 6.11. Di significativo emerge solo il primo. I modi azimutali del tubo fiamma sono raffigurati a seguire (figura 6.12). Il primo modo radiale (figura 6.13) è ben evidente nonostante l'intensità assai ridotta rispetto ai modi a più bassa frequenza.

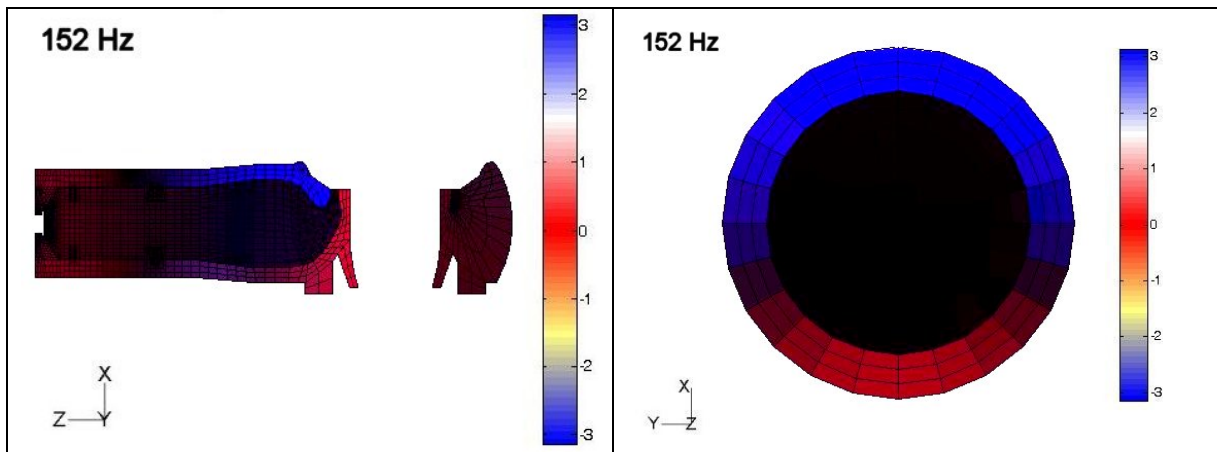
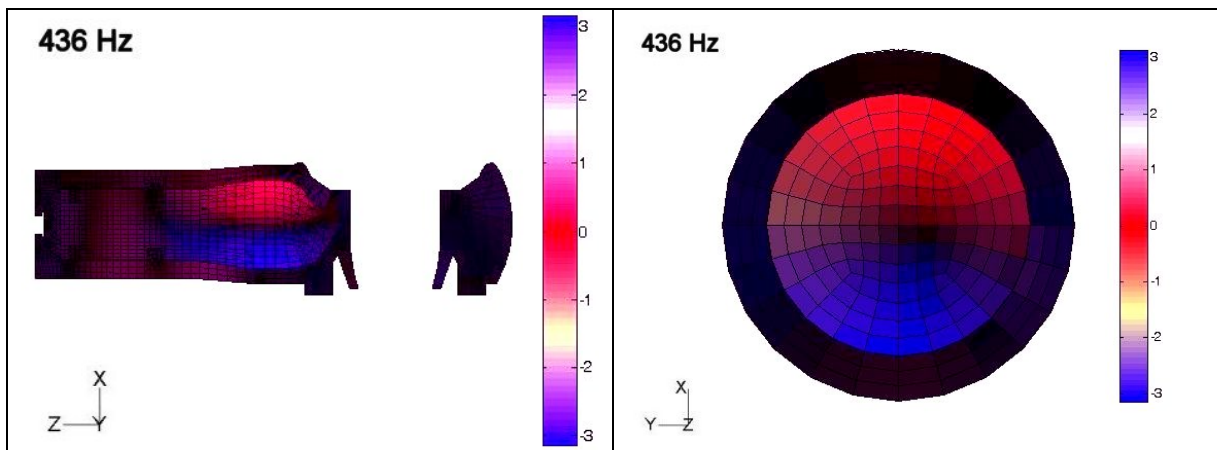


Figura 6.11 – Primo modo azimutale dell'annulus sul piano x-z (a sinistra) e sul piano x-y (a destra).



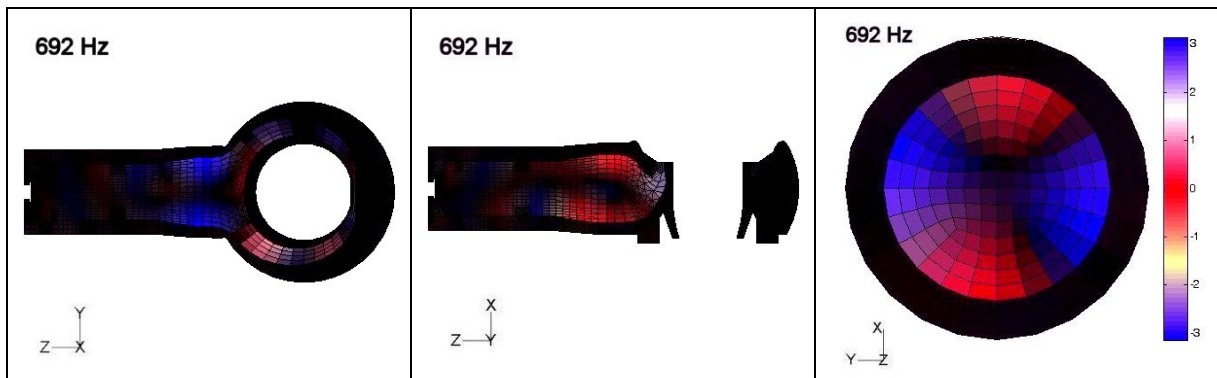


Figura 6.12 – Modi azimutali del tubo fiamma sui vari piani. Il primo modo è raffigurato sulla prima riga della tabella, il secondo modo sulla seconda.

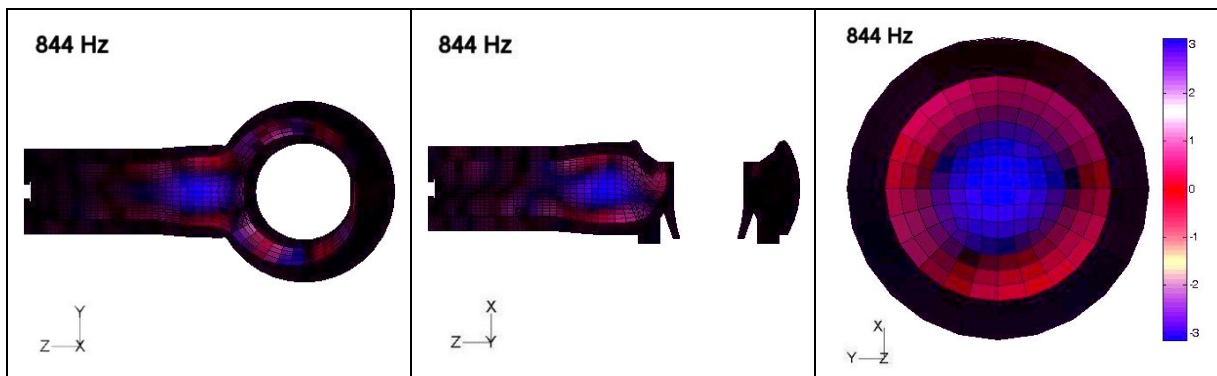


Figura 6.13 - Modo radiale del tubo fiamma sulle tre sezioni di riferimento scelte per la visualizzazione dei modi. In questo caso il nodo è anulare e divide i due ventri concentrici.

6.3.6 Conclusioni dell'analisi acustica isoterma

I risultati dell'analisi acustica isoterma condotta sul modello completo del combustore indicano la presenza di varie tipologie di modi di vibrare naturali. Tali modi coinvolgono diverse parti del combustore e coprono un ampio intervallo di frequenze. I passaggi dell'aria comburente sulle pareti del tubo fiamma e del cappello non sono sufficienti a creare un continuo acustico tra la parte esterna del combustore (fiaschetta/annulus, A+F) e quella interna (tubo fiamma/transition piece, TF+TP); tuttavia favoriscono l'accoppiamento⁹¹ dei primi quattro modi longitudinali delle due parti. Alle alte frequenze il sistema A+F presenta invece modi longitudinali a frequenza diversa da quelli del sistema TF+TP.

⁹¹ Per accoppiamento si intende il fenomeno per cui due modi acustici disgiunti nello spazio (ma naturalmente a frequenza vicina) confluiscono in un'unica frequenza comune. I due modi così appaiono come sincronizzati tra loro.

Oltre ai modi longitudinali, l'analisi acustica mostra l'esistenza di modi trasversali del TP e di modi localizzati nella parte terminale del tubo fiamma (azimutali e radiali). Questi ultimi, nonostante l'alta frequenza, hanno un'intensità nettamente superiore a quella dei modi longitudinali presenti a frequenze confrontabili.

Il dominio di calcolo e le procedure adottate in questo paragrafo per l'elaborazione dei segnali di pressione sono impiegati anche nelle simulazioni non stazionarie ad alta temperatura (par. 6.4 e 6.5), che concludono la procedura di indagine acustica del combustore. I modi di vibrare naturali rilevati in condizioni isoterme saranno di ausilio per l'interpretazione dei modi acustici determinati con la modellazione della combustione.

6.4 SIMULAZIONI REATTIVE

Le simulazioni reattive sul dominio completo vengono condotte a partire dalla soluzione stazionaria isoterma (cfr. par. 6.3.3), analogamente a quanto fatto sul dominio ridotto (cfr. par. 5.4). Nel modello, pertanto, è già assicurata la corretta ripartizione della portata d'aria comburente tra i fori e i forellini di raffreddamento del tubo fiamma.

Per ridurre ulteriormente il tempo di calcolo complessivo si evita qualunque fase stazionaria di simulazione, sfruttando la soluzione a regime (dopo un certo tempo dall'accensione) per verificare la corretta distribuzione di temperatura nel combustore. I campi termici calcolati sono valutati mediante le misure di temperatura disponibili dalle prove di combustione (cfr. cap. 4). In particolare sono considerate le misure di temperatura di parete del tubo fiamma e le misure di temperatura dei gas combusti allo scarico del combustore. Poiché le condizioni a contorno imposte sul modello sono quelle misurate durante le prove sperimentali si può operare un confronto diretto tra le temperature calcolate e quelle rilevate sul banco prova.

Le simulazioni reattive permettono:

- di studiare l'influenza della variazione di temperatura sulle caratteristiche dei modi di vibrare naturali del combustore (in particolare sulla frequenza). A tal scopo vengono impiegati i risultati dell'analisi acustica isoterma con risposta impulsiva (cfr. par. 6.3.5);
- di verificare la presenza di eventuali cicli limite e di studiare i modi acustici sollecitati dal rilascio termico fluttuante. L'efficacia di analisi del modello viene valutata mediante

gli spettri misurati dalle sonde di pulsazione durante le prove sperimentali di combustione.

6.4.1 Modelli fisico-matematici e metodi numerici

Nelle simulazioni reattive si adottano tutti i modelli numerici già utilizzati con successo nelle simulazioni reattive sul dominio ridotto per descrivere la combustione e gli scambi termici. Si rimanda pertanto al par. 5.4.1 per i dettagli. In sintesi:

- il continuo fluido (aria e combustibile) nel dominio tridimensionale è modellato come miscela ideale a cinque componenti (azoto, ossigeno, anidride carbonica, acqua e combustibile, metano o idrogeno);
- il modello di turbolenza è il $k - \omega SST$ (il numero di Reynolds definito sul diametro del tubo fiamma è superiore a 10^6);
- il flusso termico radiante del fluido è modellato con il modello $PI - wsggm$;
- per la modellazione della combustione si utilizza il modello ibrido *Arrhenius/EDM*, con riferimento a una reazione chimica globale irreversibile sia per il metano che per l'idrogeno.

Anche in questo caso si impiega uno schema upwind del primo ordine per il calcolo dei flussi convettivi di tutte le grandezze. Fa eccezione la quantità di moto per la quale si è adottato talvolta uno schema del primo ordine e talvolta del secondo ordine. In particolare (cfr. figura 6.14) per il calcolo della risposta impulsiva si è scelto lo schema del primo ordine per facilitare le analisi dei modi di vibrare naturali. Nelle simulazioni di studio dei cicli limite (a partire dall'accensione) si è optato per lo schema del secondo ordine per non accentuare lo smorzamento di eventuali oscillazioni spontanee.

Per la discretizzazione temporale si è utilizzato uno schema implicito del secondo ordine per non penalizzare eccessivamente la caratterizzazione dei modi a maggiore frequenza. Anche in questo caso, il passo di integrazione temporale è di 10^{-4} s in modo tale da contenere i valori del numero di Courant all'interno del campo necessario per la convergenza del calcolo. L'algoritmo utilizzato per la soluzione segregata del sistema differenziale è il SIMPLE.

6.4.2 Condizioni al contorno

La tipologia di condizioni al contorno è la stessa già impiegata nelle simulazioni isoterme (cfr. par. 6.3.2). In questo caso, tuttavia, viene imposta una condizione di portata all'ingresso dei canali di combustibile e i valori delle portate, delle temperature e delle pressioni di ingresso/uscita sono quelli di pieno carico in condizioni nominali⁹².

In sintesi, le condizioni imposte al contorno del dominio di calcolo sono:

- parete liscia con attrito e termicamente adiabatica su tutte le superfici solide (ad esclusione della parete del transition piece che è libera di condurre calore dai fumi caldi verso l'aria comburente nella fiaschetta);
- condizione di portata, temperatura totale e direzione del flusso ortogonale imposte sulla sezione d'ingresso dell'aria e all'ingresso dei canali di combustibile;
- condizione di pressione relativa sulla sezione di uscita del dominio;

Le pareti del tubo fiamma e del cappello sono modellate come continui porosi isotropi. Sui fori del tubo fiamma sono imposte delle superfici di perdita concentrata al fine di ottenere la ripartizione di portata suggerita dai risultati delle prove sperimentali isoterme. Su tutti i continui porosi del tubo fiamma è definita anche una porosità (intesa come coefficiente di ostruzione) pari alla frazione di fluido presente nel continuo poroso. Ciascun valore, ricavato a partire dalle quote nominali di progetto, è indispensabile per il calcolo dei flussi termici e quindi della temperatura di parete del tubo fiamma.

Come già osservato in diverse parti del lavoro, la tipologia di condizioni al contorno imposte all'ingresso e all'uscita del combustore condiziona notevolmente la forma spaziale e la frequenza dei modi di vibrare. È bene quindi motivare la scelta fatta. All'ingresso del dominio di calcolo viene fissata la portata di massa in base all'andamento delle curve caratteristiche del compressore di prova nella zona di funzionamento a pieno carico del combustore. Le curve sono tali per cui variazioni consistenti della pressione alla mandata del compressore non comportano variazioni rilevanti della portata fluente (che pertanto può essere assunta come costante). Allo scarico, invece, viene imposta una condizione di pressione poiché sul banco prova non si raggiungono mai le condizioni soniche⁹³ nella

⁹² Per un'idea dei valori si rimanda alle indicazioni riportate nel par. 5.4.2.

⁹³ Il banco prova deve consentire ampi intervalli di regolazione per provare più condizioni operative.

sezione ristretta⁹⁴. Pertanto la portata è libera di variare, mentre la pressione è determinata dalle perdite di carico del banco prova.

6.4.3 Modalità di esecuzione

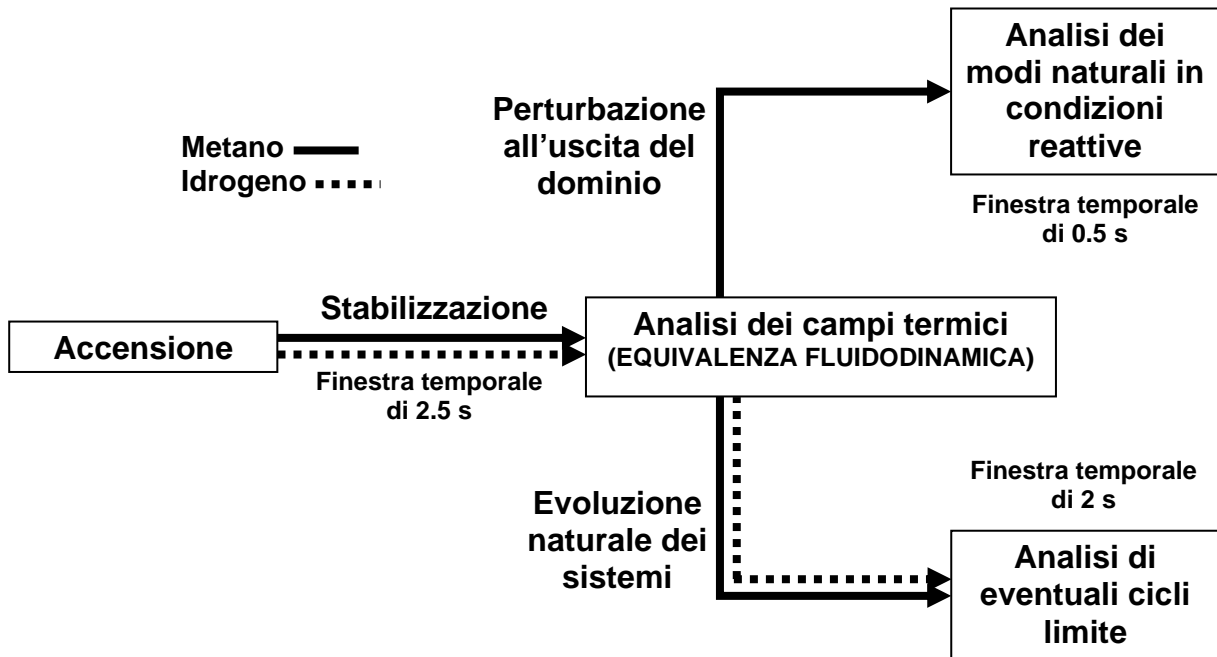


Figura 6.14 – Dettaglio della procedura seguita per le analisi reattive su dominio completo.

La figura 6.14 descrive nel particolare la procedura seguita per le analisi reattive sul dominio di calcolo completo (la procedura è quella indicata più sinteticamente nella parte inferiore di figura 6.1). Per tutte le simulazioni i residui delle equazioni di trasporto risolte sono fissati a $5 \cdot 10^{-5}$ e il passo temporale a 0.0001 s (con un massimo di 20 iterazioni per passo).

Dopo l'innesco della combustione segue una fase di stabilizzazione di 2.5 s fino al raggiungimento della condizione di regime. Sono quindi esaminati i campi termici ottenuti per metano e idrogeno.

A partire dalla condizione di regime del caso a metano, viene imposta una perturbazione all'uscita del dominio di calcolo per studiare i modi naturali del sistema in condizioni reattive.

⁹⁴ La sezione ristretta si trova nel condotto anulare a sezione convergente che simula la caduta di pressione del primo stadio statorico di turbina. Tale condotto è posto tra l'uscita del transition piece e l'ingresso del condotto di scarico (cfr. par. 4.3.2).

La perturbazione, della durata di 10^{-3} s, ha un profilo lineare asimmetrico (così da eccitare anche i modi trasversali del dominio) con ampiezza complessiva di circa 6000 Pa rispetto alla pressione fissata nella fase di stabilizzazione. Trascorsi i 10^{-3} s la pressione relativa nella sezione di uscita è riportata al valore costante della prima fase e vengono svolte altre 4990 iterazioni. Il totale di 5000 iterazioni (durante le quali sono registrati i valori di pressione necessari per le elaborazioni successive) assicura una finestra temporale di osservazione di 0.5 s e una risoluzione degli spettri di frequenza di 2Hz.

Come si vedrà dall'analisi delle distribuzioni di temperatura nel combustore, i campi termici ottenuti con l'alimentazione a metano e a idrogeno sono formalmente analoghi e quantitativamente simili. Per ragioni di sintesi, quindi, vengono presentati solo i risultati dell'analisi impulsiva del caso a metano. È stato infatti verificato che con l'alimentazione a idrogeno si ottengono gli stessi modi acustici naturali del caso a metano con una variazione dei valori di frequenza di pochi Hertz.

Parallelamente, sempre a partire dalla soluzione a regime, i due sistemi alimentati a metano e idrogeno vengono lasciati evolvere naturalmente per verificare la presenza di oscillazioni persistenti, cioè di un ciclo limite. Nella finestra temporale di analisi (della durata è di 2 s per entrambe le simulazioni) sono registrati i valori di pressione per la costruzione degli spettri di frequenza (in questo caso di risoluzione 0.5 Hz).

Per l'elaborazione dei segnali di pressione si segue il metodo già descritto nel par. 6.3.4. Va precisato solo che, nell'elaborazione dei segnali di pressione registrati durante l'evoluzione naturale dei modelli, non è necessario filtrare i segnali con la finestra di Hanning poiché non vi sono perturbazioni esterne imposte (i segnali di pressione acquisiti sono puramente quelli generati dal campo termofluidodinamico).

Si ricorda che nelle figure che di seguito illustrano i modi di vibrare:

- l'ampiezza è resa con l'intensità dei colori;
- la fase è resa con il colore impiegato;
- si utilizzano le seguenti sigle per indicare le varie parti del combustore: F - spazio nella fiaschetta esterno al transition piece; A - annulus (spazio anulare compreso tra tubo fiamma e camicia); TF - tubo fiamma; TP - transition piece.

6.4.4 Analisi dei campi termici

Vengono analizzati in questo capitolo i campi termici ottenuti per metano e idrogeno al termine della fase di stabilizzazione. È importante infatti, al fine dell'analisi acustica, che le temperature del flusso all'interno del dominio di calcolo corrispondano mediamente a quelle che si riscontrano all'interno del combustore reale.

Le misure sperimentali impiegate per vagliare la bontà dei risultati numerici sono le temperature di parete del tubo fiamma e le temperature dei fumi all'uscita del "transition piece" (TP). Per il confronto vengono considerati i valori di temperatura delle celle in posizione omologa alle termocoppie di misura (cfr. figura 4.7).

Campi termofluidodinamici con alimentazione a metano

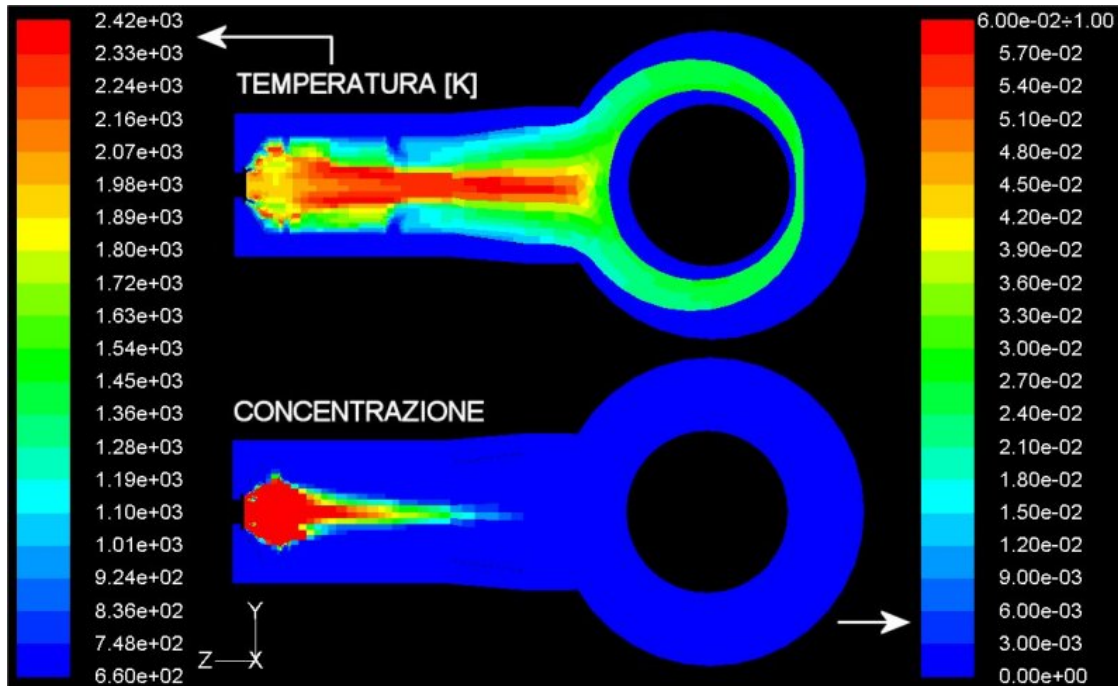


Figura 6.15 – Campo di temperatura statica e di concentrazione di metano sul piano y-z. La concentrazione è espressa come frazione di massa e le aree rosse indicano concentrazioni superiori alla stechiometrica.

In figura 6.15 sono riportati i campi di temperatura e di concentrazione di metano a regime. Osservando il campo termico si nota che, davanti al vortificatore, si genera un fronte ad alta temperatura che lambisce le pareti del cappello e si estende quasi fino alle pareti del tubo

fiamma. Quindi, grazie all'azione dei getti dell'aria primaria, il flusso caldo viene gradualmente confinato verso l'asse del combustore dove permane fino all'uscita.

Nel divergente si ha una modesta riduzione del gradiente radiale di temperatura a partire dall'asse fino alle pareti del tubo fiamma. Ciò è dovuto principalmente al termine delle reazioni di combustione e all'azione dei getti provenienti dai fori di diluizione che tendono a incrementare la turbolenza e quindi il miscelamento. Permane tuttavia in uscita dal tubo fiamma un nucleo assiale ad alta temperatura, caratterizzato da valori maggiori di 1800 K.

Guardando anche al campo di concentrazione si intuisce che la combustione si innesca immediatamente all'uscita dei canali del vortificatore. Questo è possibile grazie alla disponibilità di una ridotta percentuale di aria comburente proveniente dal vortificatore e dalle forature più interne del cappello. Di fronte alla testa del bruciatore è presente una zona ad alta concentrazione di combustibile che non brucia per mancanza di aria. Man mano che il flusso procede lungo il tubo fiamma, la concentrazione di metano diminuisce per l'apporto di aria comburente dai fori primari. Si genera infatti un fronte di fiamma che avvolge la zona in corrispondenza dell'asse e brucia la miscela comburente che si va formando. La concentrazione scende al di sotto del valore stechiometrico già prima che il flusso reattivo giunga ai fori di diluizione.

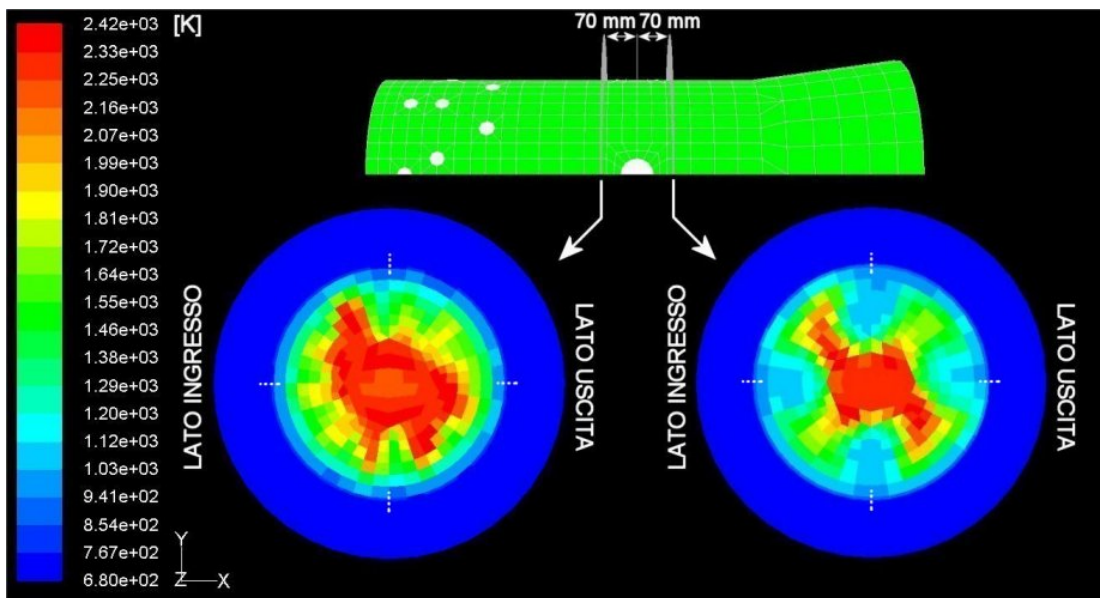


Figura 6.16 – Campi di temperatura statica su due piani ortogonali all'asse del combustore posti a monte e a valle dei fori di diluizione (indicati con linee a tratti). I piani sono visti dal vortificatore.

In figura 6.16 sono riportati i campi termici su due piani ortogonali all'asse del combustore posti 70 mm a monte e a valle dei fori di diluizione. Confrontando le due immagini è evidente l'effetto dei getti di diluizione sul campo termico (per altro non totalmente assialsimmetrico).

L'andamento qualitativo della temperatura che si ottiene all'uscita del combustore è mostrato in figura 6.17a. Si nota una zona ad alta temperatura nella parte alta della corona anulare, spostata leggermente verso sinistra. Tale zona è generata dal nucleo caldo confinato sull'asse del tubo fiamma che impatta sulla parete del TP e viene deviato bruscamente verso l'uscita. All'interno del TP i gas più caldi seguono così il percorso più breve mentre quelli a più bassa temperatura si distribuiscono sul fondo (figura 6.17b).

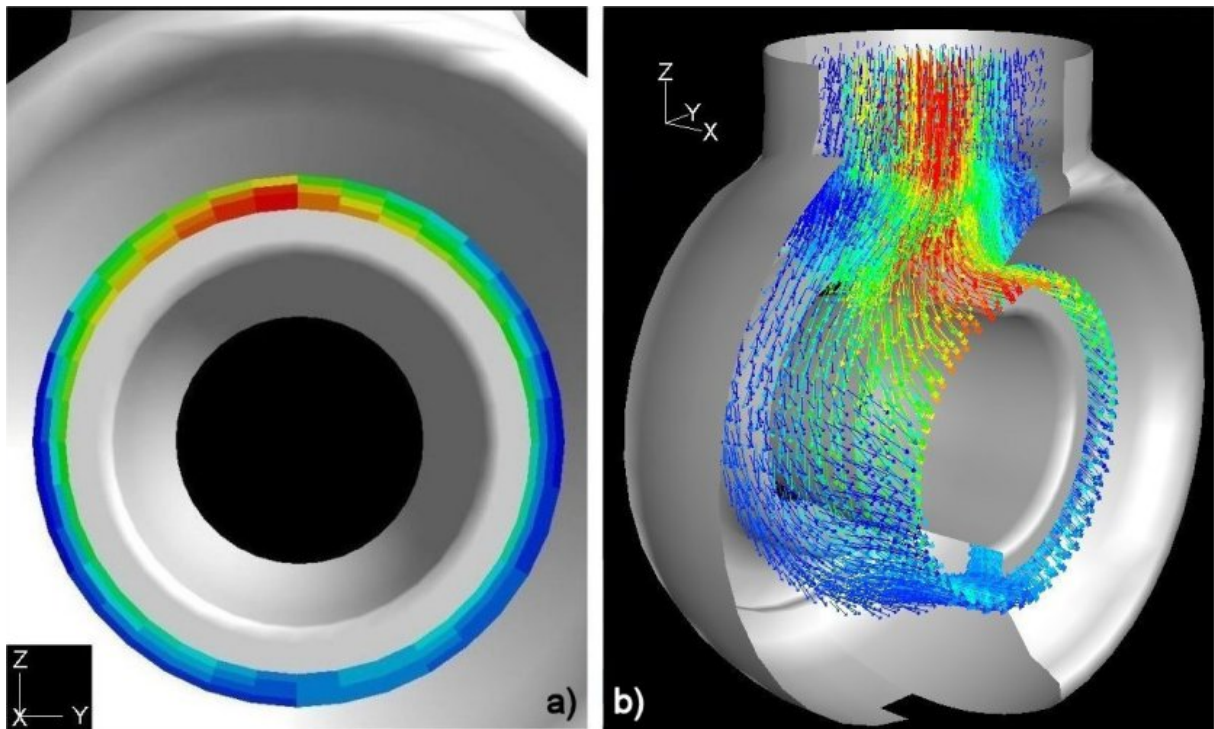


Figura 6.17 – Temperatura statica sulla sezione di uscita vista dal lato turbina (a) e campo di moto nel TP con vettori colorati secondo la temperatura statica (b).

Lo spostamento verso sinistra della zona ad alta temperatura sulla sezione d'uscita è probabilmente causato dalla distribuzione non assialsimmetrica di temperatura già riscontrata nella figura 6.16 (la cosa è intuibile sempre esaminando l'andamento dei vettori in figura 6.17b).

La figura 6.18 completa la descrizione del campo termofluidodinamico con i valori di velocità e pressione sul piano y-z. La massima velocità si ha allo sbocco degli iniettori di metano.

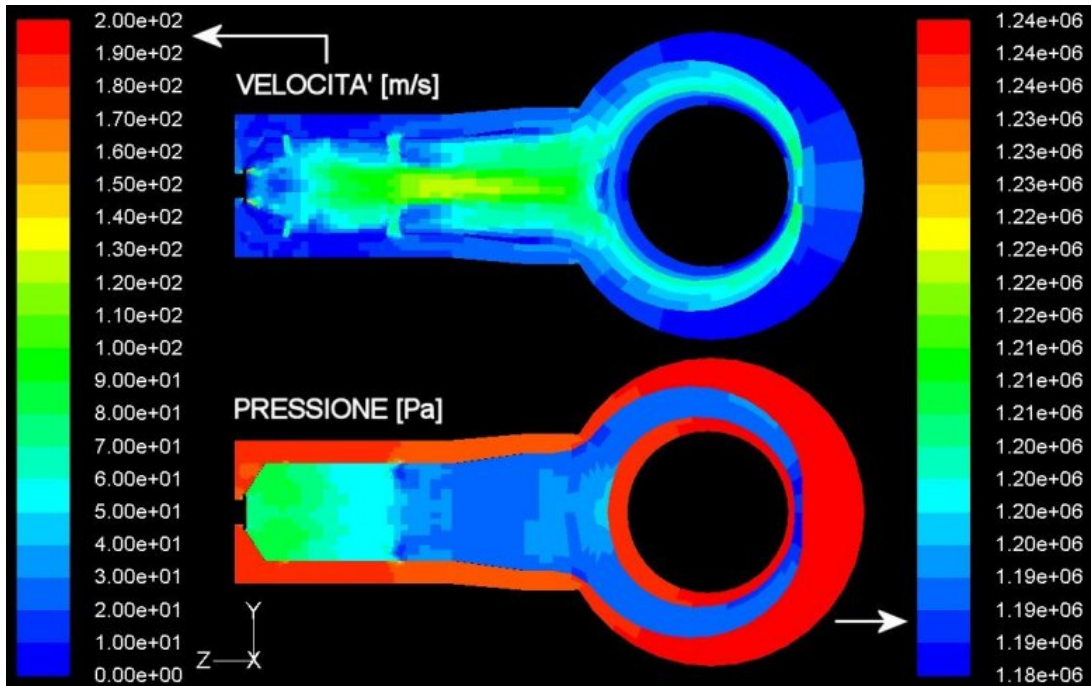


Figura 6.18 – Campi di velocità e pressione statica sul piano y-z.

Campi termofluidodinamici con alimentazione a idrogeno

In figura 6.19 sono riportati i campi di temperatura e di concentrazione di idrogeno in condizioni di regime. Le considerazioni fatte per il metano valgono anche in questo caso. Le differenze maggiori nascono dalle diverse proprietà chimico-fisiche dell'idrogeno rispetto al metano. Quindi:

- il campo termico raggiunge temperature più elevate in virtù di una maggiore temperatura adiabatica di fiamma dell'idrogeno;
- il fronte di fiamma è più vicino al cappello a causa della maggiore velocità di fiamma dell'idrogeno.

Si ha così una zona ad alta concentrazione di combustibile meno sviluppata in direzione assiale rispetto a quanto risulta per il metano.

Distribuzioni simili alle figure 6.16 e 6.17 si riscontrano anche con la combustione di idrogeno, ovviamente con valori di temperatura più elevati. Possono essere quindi fatte le stesse considerazioni.

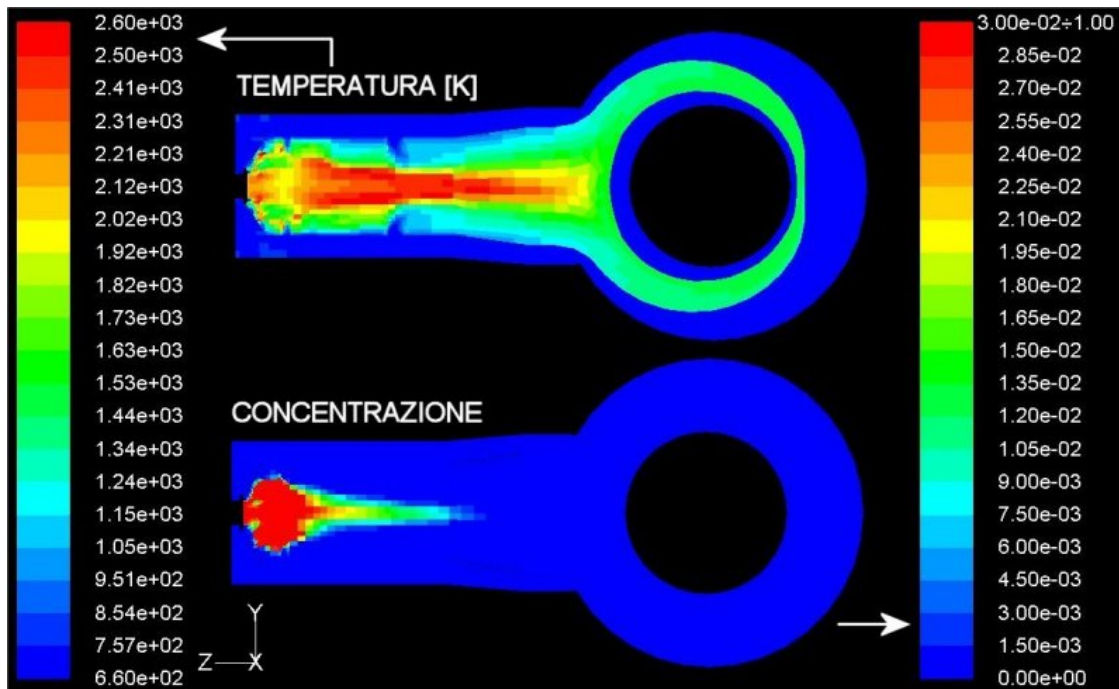


Figura 6.19 - Campo di temperatura statica e di concentrazione di idrogeno sul piano y-z. La concentrazione è espressa come frazione di massa e le aree rosse indicano concentrazioni superiori alla stechiometrica.

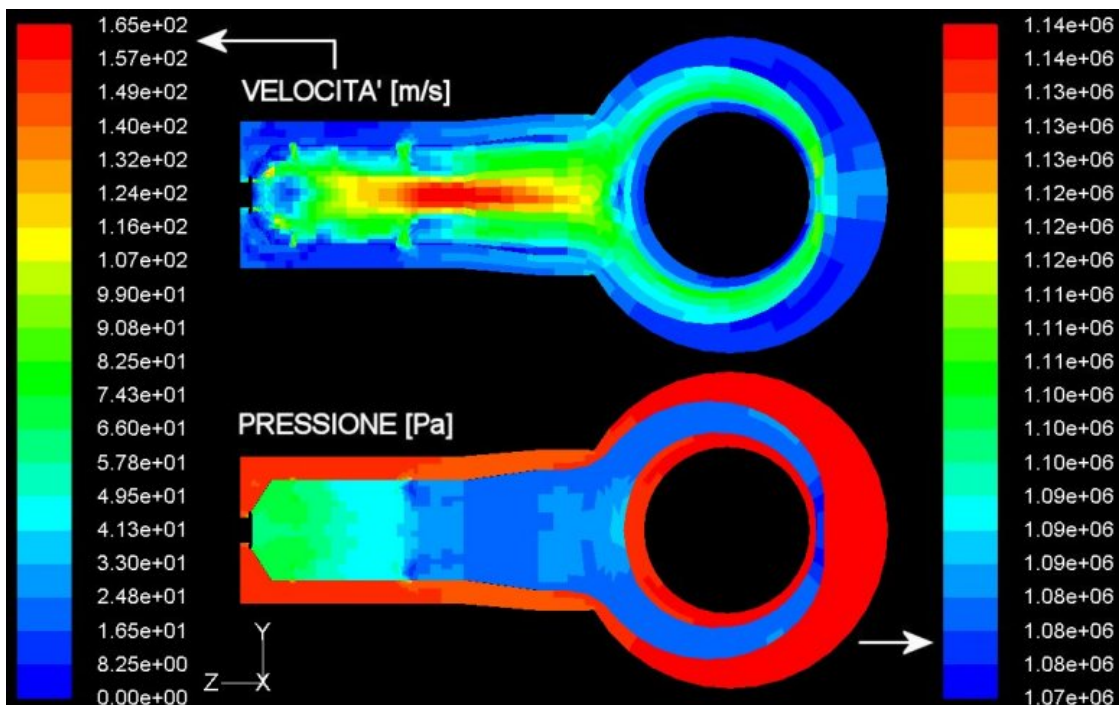
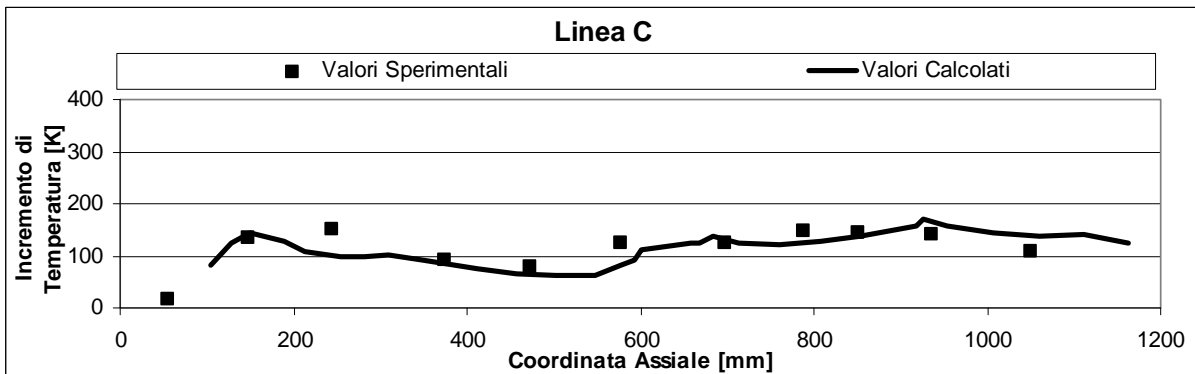
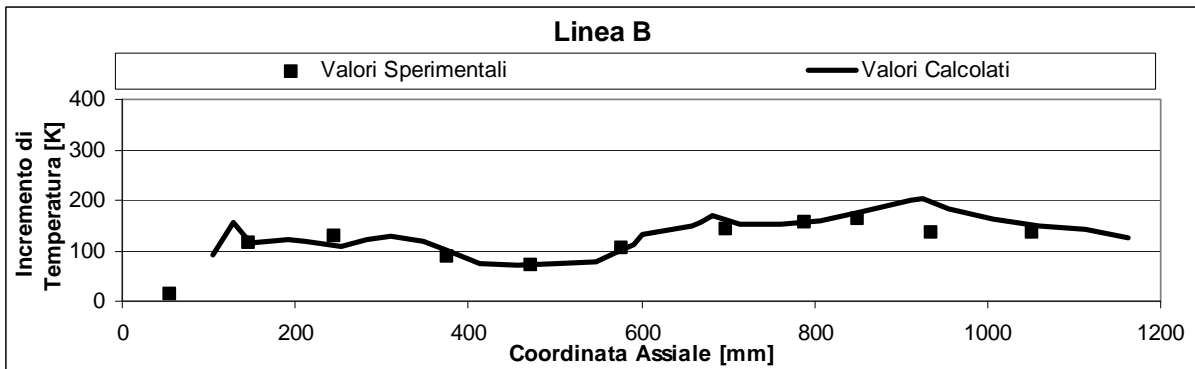
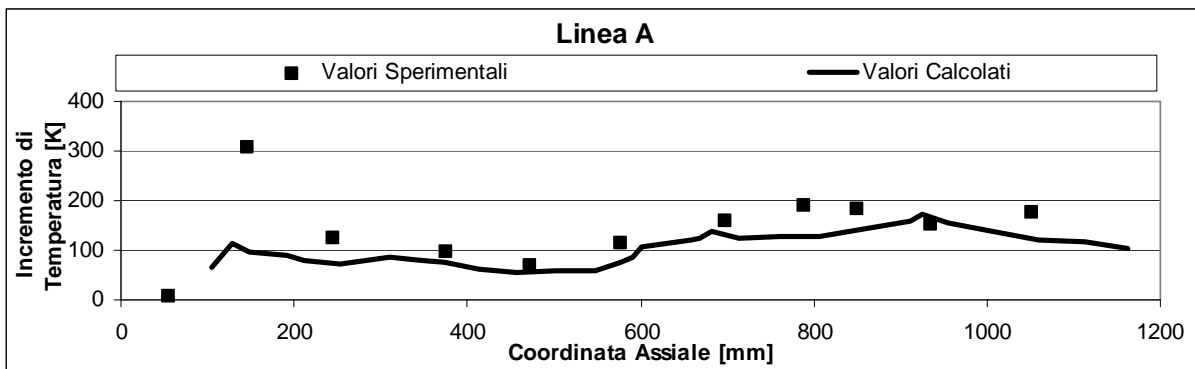


Figura 6.20 - Campi di velocità e pressione statica sul piano y-z.

Per completezza la figura 6.20 mostra i campi di velocità e pressione. In questo caso i getti di idrogeno non giacciono sul piano y-z quindi la massima velocità si ha al centro del tubo fiamma dove portata e temperatura sono maggiori.

Valutazione del campo di temperatura con alimentazione a metano

Osservando le temperature misurate sulla parete del tubo fiamma sovrapposte a quelle ottenute per via numerica (figura 6.21) si nota una sostanziale congruenza dei valori per le linee B, C e D.



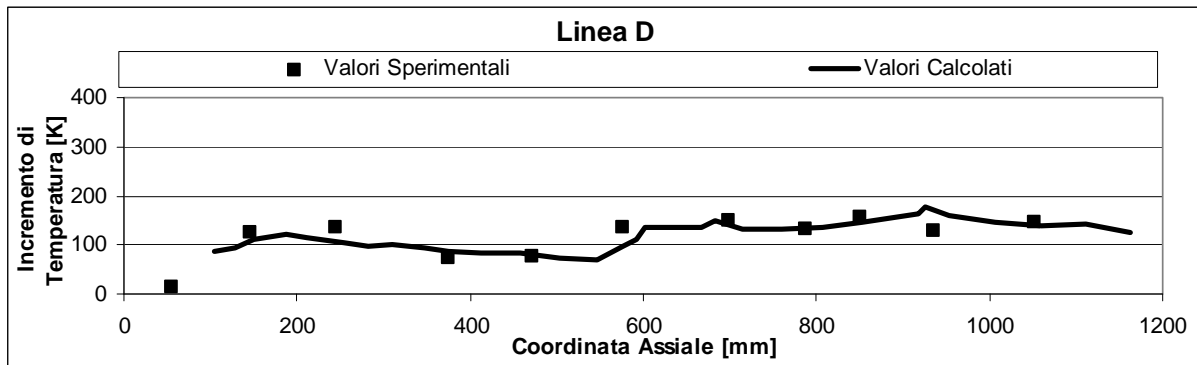


Figura 6.21 – Temperature statiche di parete del tubo fiamma in funzione della coordinata assiale. Confronto tra valori sperimentali e valori calcolati sulle quattro linee indicate in figura 4.7a. Valori espressi in termini di incremento rispetto alla temperatura dell’aria comburente all’ingresso del combustore.

Per quanto riguarda la linea A si vede che i valori sperimentali sono mediamente più alti di quelli calcolati. Si tratta tuttavia di differenze che possono essere ritenute accettabili per gli scopi dell’analisi. È difficile stabilire se il picco di temperatura misurato poco prima dei 200 mm sia reale o sia dovuto a un malfunzionamento della termocoppia.

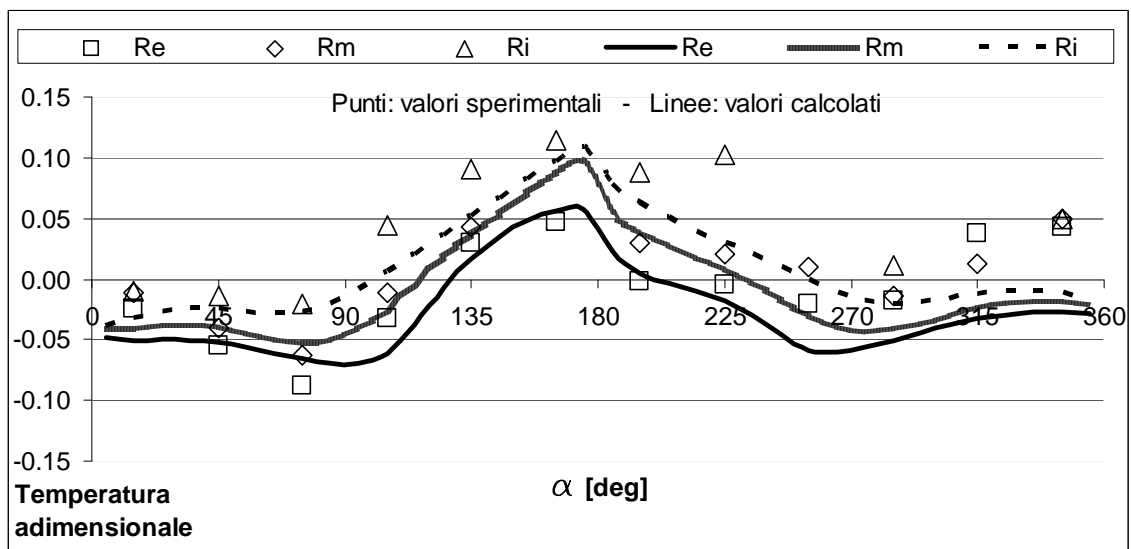


Figura 6.22 - Temperature statiche sulla sezione d’uscita del TP. Confronto tra valori sperimentali e valori calcolati secondo le posizioni angolari indicate in figura 4.7b. I valori sperimentali mancanti non sono stati acquisiti per un malfunzionamento di alcune termocoppie.

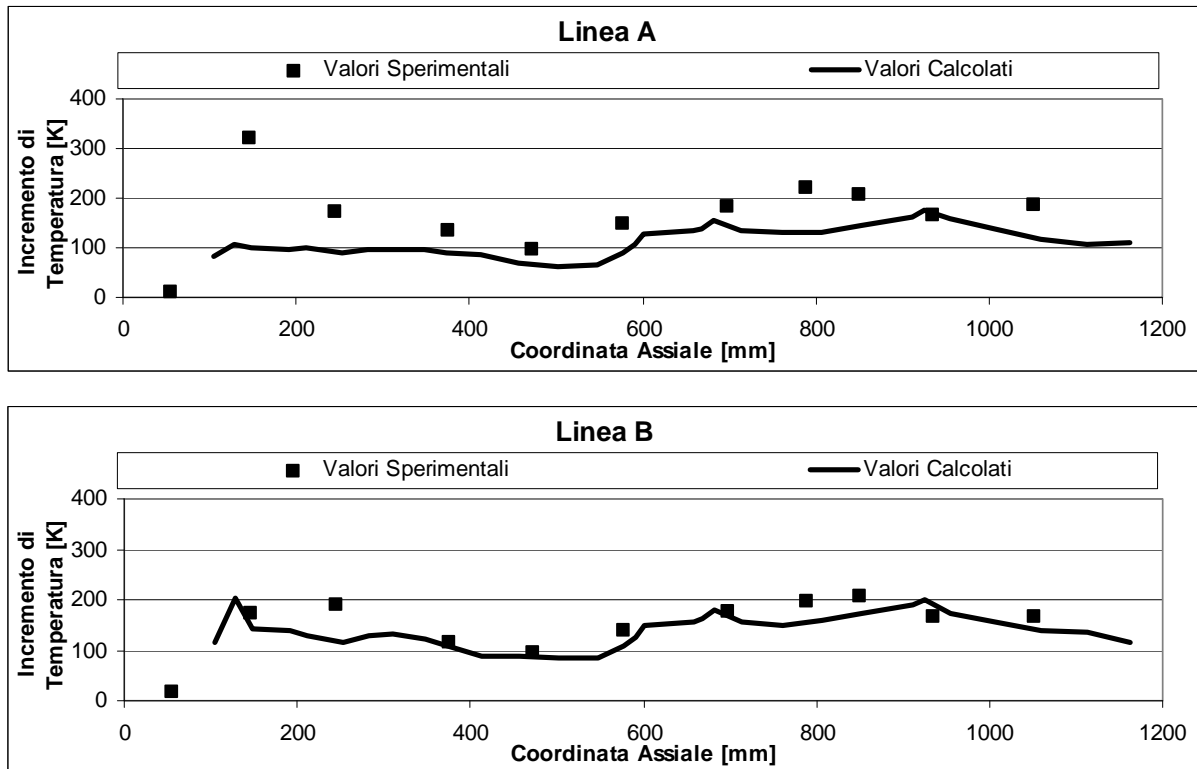
La figura 6.22 riporta le temperature calcolate all'uscita del dominio di calcolo e le pone a confronto con quelle sperimentali. Nella figura i valori sono espressi in termini non dimensionali (a ciascun valore di temperatura viene sottratto il valor medio delle temperature allo scarico; il numero ottenuto viene poi diviso nuovamente per il valor medio delle temperature).

Osservando la figura è evidente come i profili calcolati riescano a descrivere bene la distribuzione di temperatura allo scarico del combustore. Si nota solo come:

- la linea relativa al raggio interno non riesca a cogliere il picco di temperatura attorno ai 225°;
- i profili calcolati riescano a descrivere solo in parte l'incremento di temperatura successivo ai 270°.

Valutazione del campo di temperatura con alimentazione a idrogeno

La figura 6.23 compara le temperature di parete del tubo fiamma misurate con quelle calcolate nella simulazione a idrogeno.



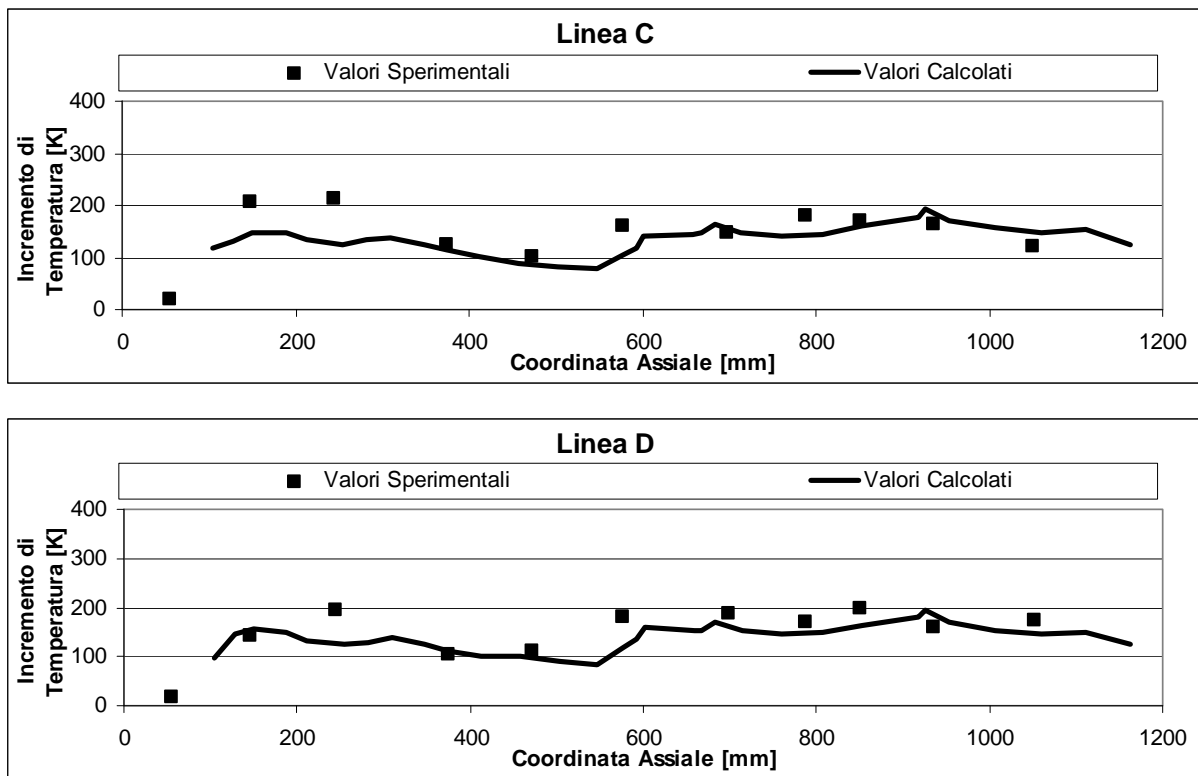


Figura 6.23 - Temperature statiche di parete del tubo fiamma in funzione della coordinata assiale. Confronto tra valori sperimentali e calcolati sulle quattro linee indicate in figura 4.7a. Valori espressi in termini di incremento rispetto alla temperatura dell'aria comburente all'ingresso del combustore.

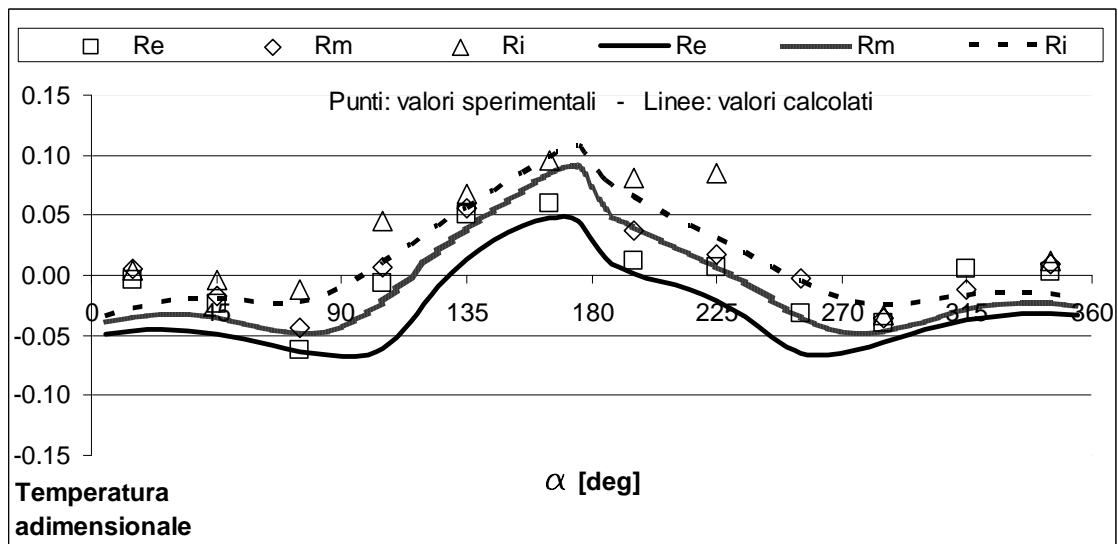


Figura 6.24 - Temperature statiche sulla sezione d'uscita del TP. Confronto tra valori sperimentali e valori calcolati secondo le posizioni angolari indicate in figura 4.7b. I valori sperimentali mancanti non sono stati acquisiti per un malfunzionamento di alcune termocoppie.

I valori calcolati, come nella simulazione a metano, ricalcano abbastanza fedelmente le temperature misurate. In questo caso però, i profili numerici tendono a essere mediamente più bassi dei valori ottenuti con le termocoppie (specie nel caso della linea A). Si tratta tuttavia di differenze che possono essere ritenute accettabili per gli scopi dell'analisi.

Le osservazioni sugli andamenti fatte nel caso del metano sono valide anche per l'idrogeno (figura 6.24). In questo caso, tuttavia, i dati sperimentali sono meno dispersi attorno alla temperatura media e i profili calcolati sembrano meglio ricalcare l'andamento dei punti sperimentali.

Considerazioni conclusive

Dall'esame dei risultati ottenuti al termine della fase di stabilizzazione si può concludere che:

- I campi termofluidodinamici di metano e idrogeno sono simili tra loro. Nel caso dell'idrogeno si raggiungono localmente temperature maggiori e la zona reattiva è leggermente più vicina al vorticolatore rispetto alla simulazione a metano.
- Le temperature nel dominio di calcolo in posizioni omologhe ai punti di misura concordano con le temperature rilevate con le termocoppie poste sul banco prova. Il risultato è notevole e per nulla scontato se si pensa alle caratteristiche della griglia. In aggiunta si può dire che la temperatura media all'uscita del dominio di calcolo non si differenzia per più di 20 K dalla media della temperature sperimentali allo scarico del combustore, sia nel caso a metano che in quello a idrogeno. In tale differenza, però, va inclusa anche l'incertezza della misura.

Il fatto che il modello riesca a cogliere sia valori di temperatura misurati che la loro distribuzione spaziale indica che il modello è in grado di riprodurre fedelmente non solo il campo reattivo (cioè la cinetica di reazione) ma anche i flussi di calore e di trasporto di massa. È lecito pertanto ritenere che il campo termico all'interno del combustore sia mediamente simile a quello che effettivamente si presenta nella realtà per entrambi i casi considerati (alimentazione a metano e a idrogeno). È dunque soddisfatto il requisito indispensabile per poter proseguire con analisi acustiche.

6.4.5 Analisi della risposta impulsiva

Al termine della fase di stabilizzazione (cfr. figura 6.14), il dominio di calcolo viene perturbato con una sollecitazione di pressione all'uscita per studiare i modi di vibrare naturali e le frequenze ad essi associate in condizioni reattive. Tra i modi propri del sistema vi sono anche quelli che, a regime, potrebbero mantenere un'ampiezza apprezzabile e dare quindi origine ad un ciclo limite. L'analisi della risposta impulsiva è quindi utile per avere un'idea della forma dei modi di vibrare compatibili con la geometria del modello e con il campo termico generato dalla combustione.

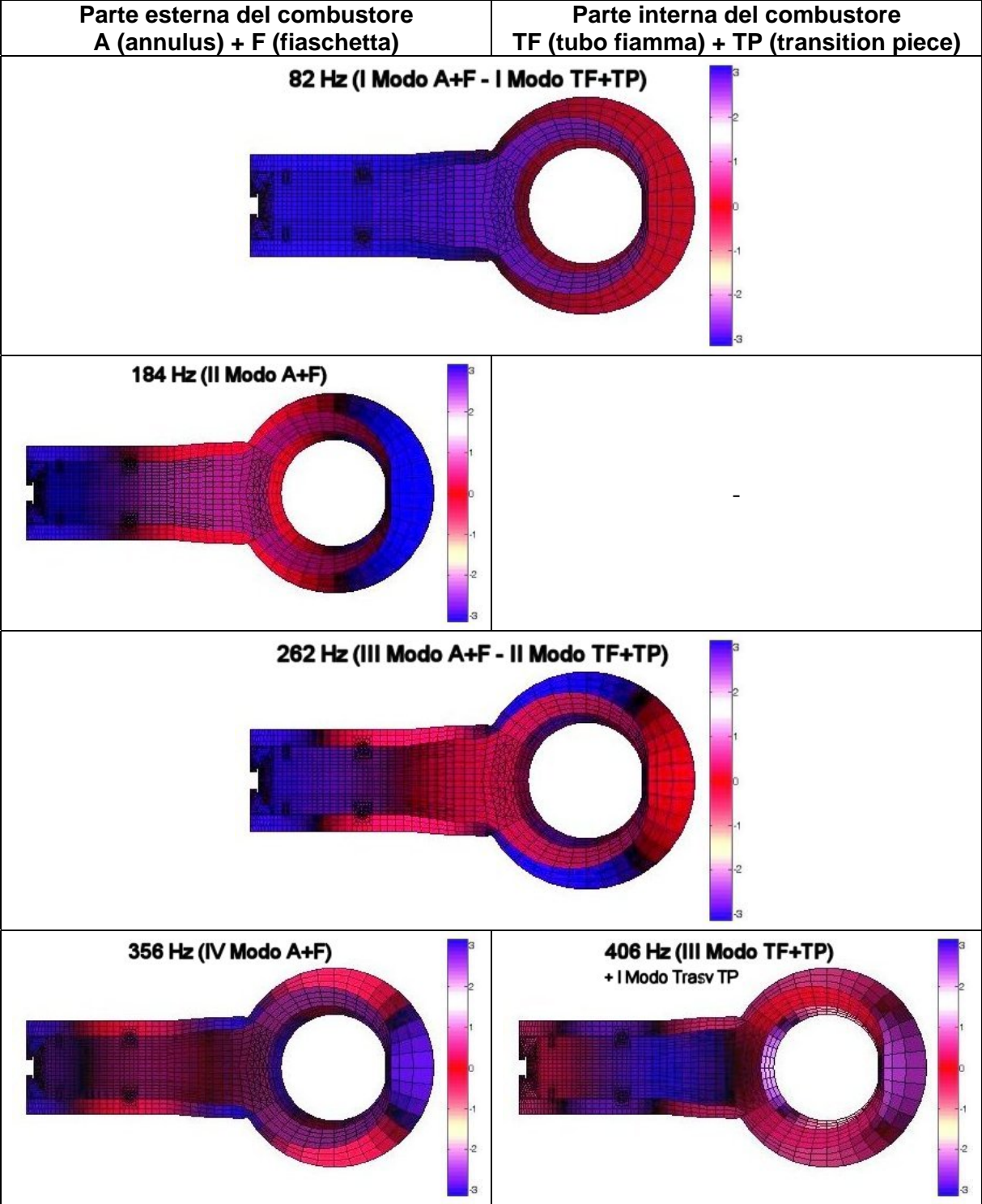
I modi di vibrare che emergono al termine dell'analisi in frequenza sono prevalentemente di natura longitudinale (figura 6.25). Compaiono tuttavia anche dei modi azimutali (figura 6.27). Si osserva che tutti i modi trovati in condizioni reattive sono presenti, almeno nella forma, tra quelli trovati con l'analisi impulsiva in condizioni non reattive a temperatura ambiente (cfr. par. 6.3.5). Vi sono tuttavia delle differenze:

- 1) Le maggiori temperature sia della parte esterna del combustore (A+F) che della parte interna (TF+TP) comportano un innalzamento delle frequenze dei modi di vibrare rispetto alle analisi isoterme a temperatura ambiente.
- 2) Nelle simulazioni reattive diminuisce il numero dei modi longitudinali a frequenza comune per il sistema A+F e il sistema TF+TP.
- 3) In condizioni reattive i modi trasversali del TP si manifestano sempre sovrapposti a modi longitudinali (e dunque sono probabilmente meno intensi dei longitudinali, al contrario di quanto rilevato nelle analisi isoterme).
- 4) Non tutti i modi trovati con l'analisi isoterma emergono dall'analisi reattiva. In presenza di combustione, infatti, aumenta la frequenza dei modi non reattivi di TF+TP. In particolare, i modi a frequenza nell'intorno dei 500 Hz si sviluppano a frequenze prossime ai 1000 Hz, limite superiore della finestra di analisi. È probabile che con un innalzamento di tale limite la modellazione proposta sia in grado di individuare anche i modi a più alta frequenza già evidenziati dall'analisi isoterma.

Osservando nel dettaglio i modi longitudinali (figura 6.25) si vede che, come in condizioni isoterme⁹⁵, la parte esterna del combustore si comporta come un sistema "chiuso-chiuso" (e

⁹⁵ La tipologia di condizioni al contorno del dominio infatti resta la stessa.

quindi con modi caratterizzati da una semionda, da un'onda completa, da un'onda più una semionda e così via) mentre la parte interna si comporta come un sistema “chiuso-aperto” (modi a un quarto d'onda, a tre quarti d'onda, a cinque quarti d'onda e così via).



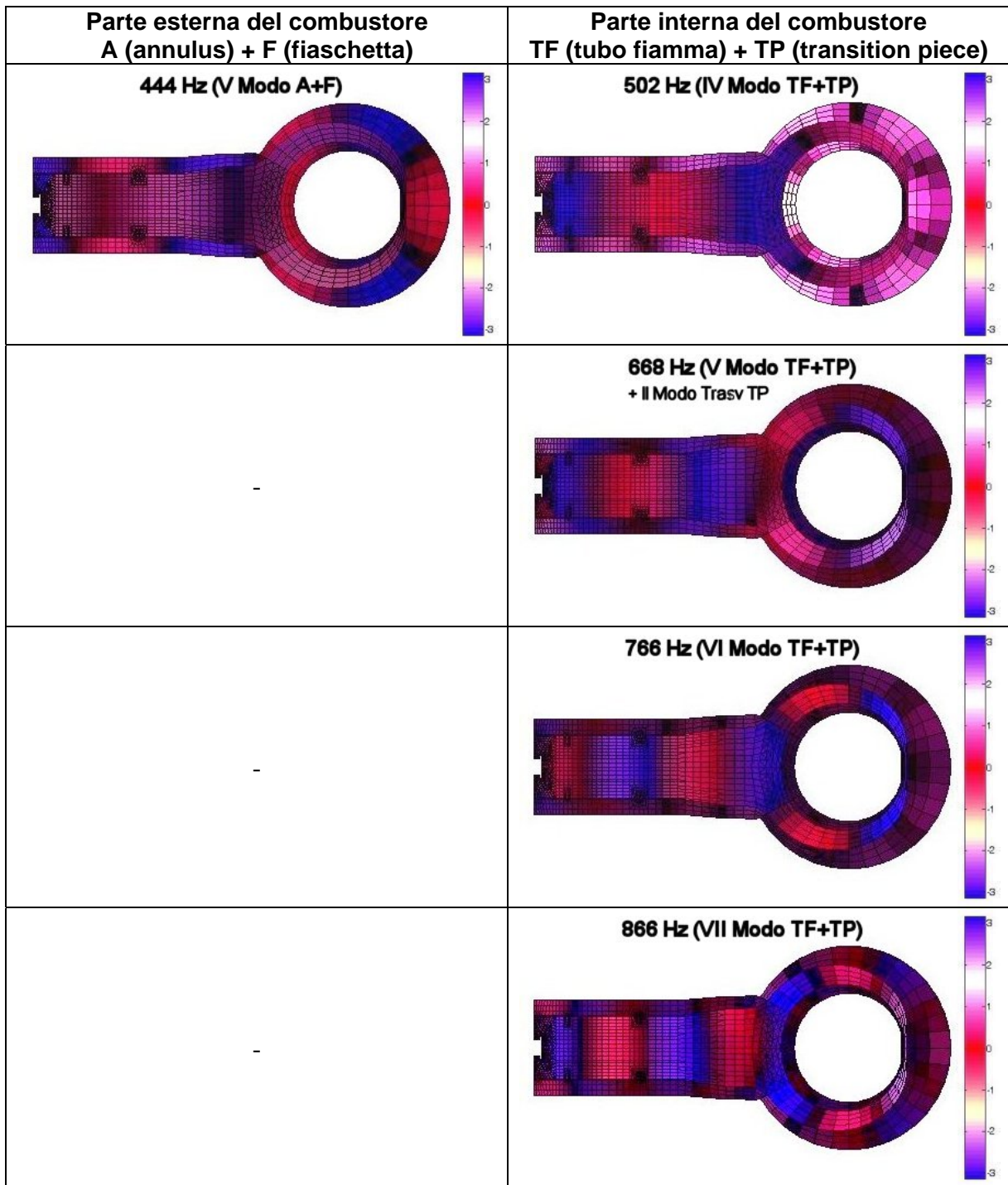


Figura 6.25 – Modi di vibrare longitudinali del combustore con perturbazione imposta all’uscita del dominio di calcolo (piano y-z).

Per frequenze superiori a circa 500 Hz si ottengono spettri in cui l’energia tende a distribuirsi su un ampio intervallo di frequenze attorno ai picchi più intensi, che risultano essere quelli del sistema TF+TP. Questo comporta che i modi di A+F siano oscurati da quelli

della parte interna a partire dal quinto modo di vibrare (il modo a 444 Hz è l'ultimo nettamente distinguibile e quelli di ordine superiore sono solo intuibili nelle immagini dei modi di TF+TP). Non è escluso, tuttavia, che i modi della parte esterna ad alta frequenza non possano essere comunque eccitati dal flusso reattivo.

Valutando poi l'interazione tra le due parti del combustore (A+F e TF+TP) si giunge alle stesse conclusioni dell'analisi isoterma. Si nota infatti una sostanziale indipendenza acustica dei due sistemi, evidenziata nel caso reattivo dalla marcata differenza di temperatura tra i due. Ciò è dimostrato, ad esempio, dalla mancanza di un modo di TF+TP che completi il modo della parte esterna a 184 Hz per dar vita a un modo unico di tutto il combustore (si nota solo la comparsa di un ventre all'interno del tubo fiamma richiamato dai fori dell'aria primaria).

Qualora i modi delle due parti si trovino naturalmente a frequenza vicina allora confluiscono in un'unica frequenza grazie all'azione dei fori dell'aria primaria che tendono ad accordare i ventri dei due modi in corrispondenza del cappello (82 Hz e 262 Hz). Il modo a 262 Hz sembra indicare anche lo scarso ruolo dei fori di diluizione all'accordatura della parte interna con quella esterna.

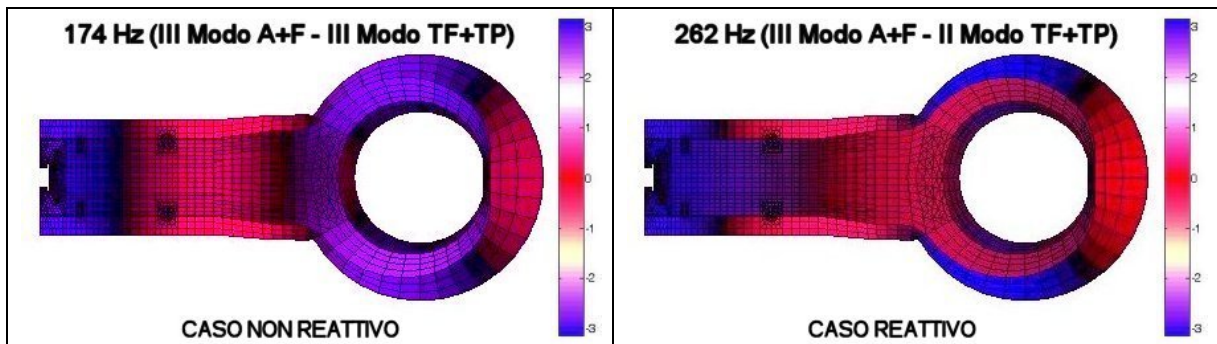


Figura 6.26 – Modo acustico risultante dall'analisi isoterma affiancato al modo a 262 Hz dell'analisi reattiva. I due hanno in comune la forma del modo di A+F.

L'effetto dell'incremento di temperatura nel dominio di calcolo sui modi di vibrare è evidente in figura 6.26 dove al modo di 262 Hz di figura 6.25 è accostato un modo risultante dalle analisi isoterme (cfr. figura 6.8). I due hanno in comune la forma del modo della parte esterna (in entrambi compare un'onda più una semionda). Si vede però che, oltre alla differenza di frequenza, il modo della parte interna che si accorda con quello della parte esterna non è lo stesso per i due casi. Infatti, nel caso in cui sia modellata la combustione, la parte interna (TF+TP) si trova ad una temperatura media di circa 1500 K (con i 300 K del caso isoterma) per cui tutti i modi sono caratterizzati da una frequenza più alta. La

conseguenza è che, nel caso reattivo, non è più il terzo modo interno ad accordarsi con il modo esterno, ma il secondo (che sale di frequenza).

Per quanto osservato finora (e sulla base dei risultati dell'analisi isoterma) è possibile concludere che gli aspetti che maggiormente condizionano la forma e la frequenza dei modi di vibrare sono la geometria del modello e la temperatura del dominio e, in seconda battuta, la tipologia di condizioni al contorno imposte all'ingresso e all'uscita. Sembrano invece giocare un ruolo minore i fori del tubo fiamma, almeno con i modelli porosi adottati.

In figura 6.27 sono riportati i restanti modi di vibrare emersi al termine dell'analisi in frequenza. Si tratta dei modi azimutali di annulus e tubo fiamma che, in base agli spettri, risultano meno intensi dei longitudinali a frequenza vicina.

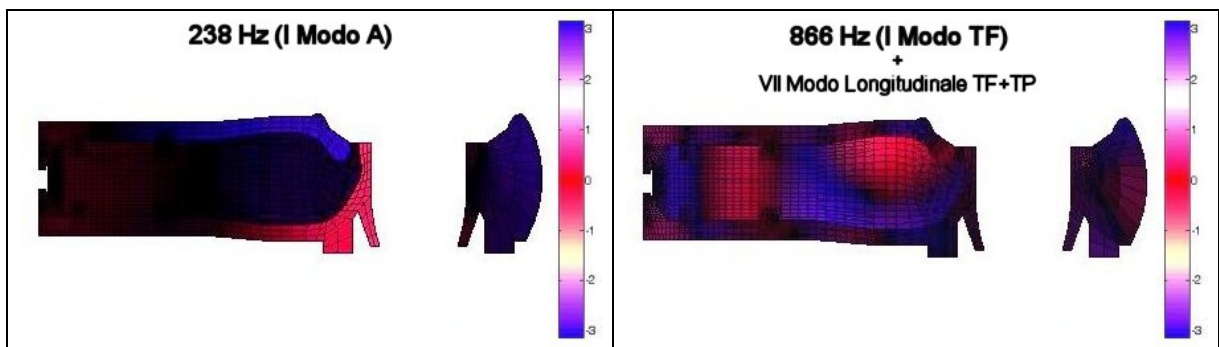


Figura 6.27 – Modi di vibrare azimutali del combustore (piano x-z).

Considerazioni conclusive sull'analisi della risposta impulsiva

In sintesi, l'analisi della risposta acustica ad una perturbazione di pressione imposta all'uscita del dominio di calcolo mostra che:

- In condizioni reattive si trovano grossomodo gli stessi modi di vibrare trovati a freddo, almeno nell'intervallo di frequenze 0-1000 Hz. Con la modellazione della combustione, tuttavia, le frequenze dei modi acustici sono più alte data la maggior temperatura del campo fluidodinamico.
- I sistemi A+F e TF+TP vibrano indipendentemente con un minimo accoppiamento che si verifica perlopiù alle basse frequenze.
- I modi più intensi sono quelli longitudinali, in particolare quelli della parte TF+TP.

6.4.6 Studio dei cicli limite

Sempre a partire dalla soluzione a regime (cfr. figura 6.14), i due modelli alimentati a metano e idrogeno vengono lasciati evolvere naturalmente nel tempo per verificare la presenza di oscillazioni persistenti, cioè di un ciclo limite. Dato l'approccio adottato (griglia a ridotto numero di elementi e modelli numerici semplici) la finestra temporale di simulazione può essere di ben 2 s (pari a 20000 passi temporali). Per simulare tale intervallo di tempo sono necessari 4 giorni e 18 ore su un semplice computer domestico (AMD Athlon® 4600+ Dual Core a 2.4 GHz).

In questo capitolo i risultati dell'analisi acustica, condotta separatamente per metano e idrogeno, vengono discussi e comparati con i dati raccolti durante le prove sperimentali. In particolare sono impiegati gli spettri in frequenza acquisiti dalle sei sonde di pulsazione installate sul banco prova (cfr. figura 4.8).

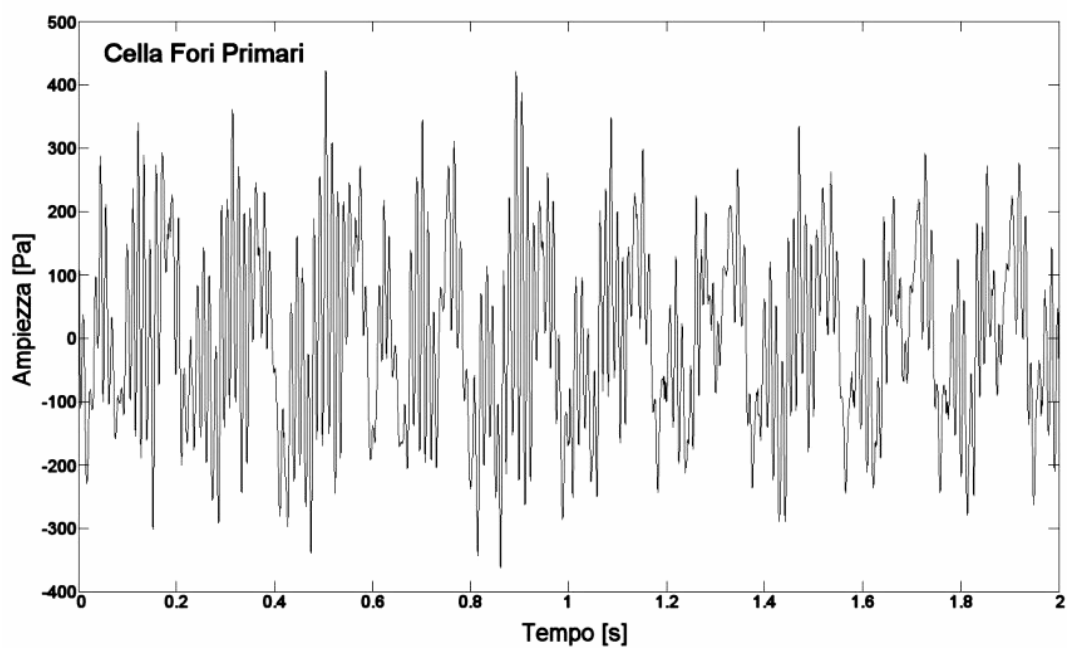
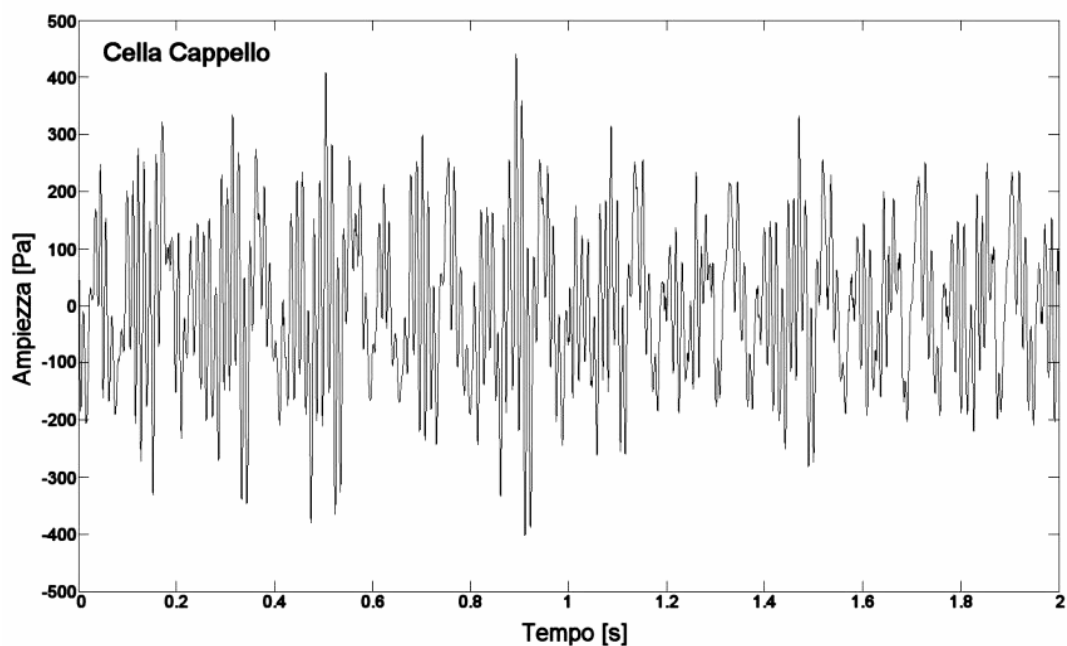
Al fine di ridurre il numero degli spettri e semplificare le analisi, i valori provenienti da sonde poste alla stessa coordinata assiale sono mediati tra loro. Così, ad esempio, i segnali delle due sonde del cappello danno origine ad un unico spettro (lo stesso vale per le sonde poste in corrispondenza dei fori dell'aria primaria e di diluizione). L'operazione di media è lecita poiché analizzando i singoli segnali provenienti da sonde dello stesso tipo si osserva che essi sono spesso sovrapponibili, oppure lo sono a meno di un piccolo fattore di scala. Laddove i due segnali dello stesso tipo di sonde sono differenti tra loro (in andamento o ampiezza) gli spettri sono riportati separati l'uno dall'altro.

Infine, come si può vedere in tutti gli spettri sperimentali riportati nel seguito del capitolo, compaiono dei picchi a bassa frequenza (indicativamente al di sotto dei 40 Hz) di non facile interpretazione. La frequenza infatti è talmente bassa che, se fosse quella di un modo acustico, richiederebbe un sistema dalle dimensioni assai superiori a quelle caratteristiche del combustore. Si ritiene pertanto che i picchi che compaiono negli spettri misurati con frequenza minore di 40 Hz:

- o corrispondano a oscillazioni che non necessariamente sono legate in senso stretto ai modi acustici del combustore;
- o siano relativi a modi acustici che coinvolgono non solo il combustore, ma anche alcune parti del banco prova (non modellate nel dominio di calcolo).

Negli spettri calcolati, invece, i picchi a bassa frequenza non sono “reali”, nel senso che non corrispondono a nessun modo di vibrare. Tali picchi sono esito della rielaborazione numerica dei segnali di pressione calcolati. Per quanto detto, e visti gli obiettivi dell’analisi, nel prosieguo non verrà preso in esame l’intervallo di frequenze compreso tra 0 e 40 Hz.

Risultati dell’analisi a metano



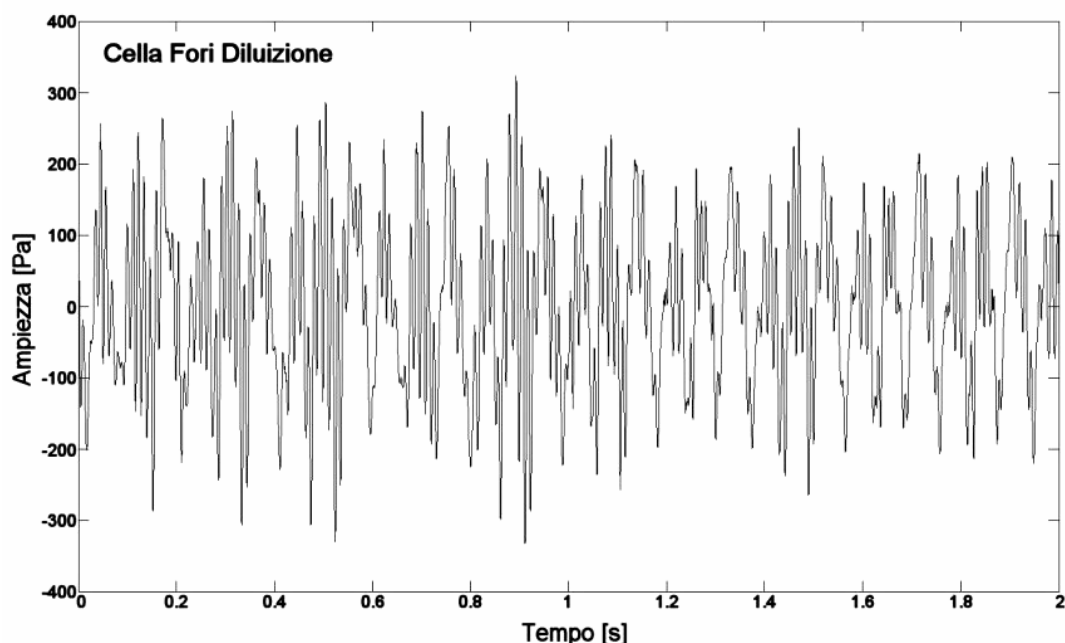


Figura 6.28 – Segnali di pressione registrati in tre celle del piano y-z nell’arco di 2 s. Le celle sono poste in prossimità dei punti di misura sperimentali. I valori sono riportati rispetto alla pressione media di ogni singola cella.

La figura 6.28 mostra i segnali di pressione registrati in tre celle del piano y-z (i grafici riportano i valori dello scostamento istantaneo della pressione nel punto rispetto al valor medio). Le celle monitorate sono collocate nell’annulus, in prossimità dei punti in cui sono installate le sonde sperimentali nel banco prova. Andamenti simili si rilevano anche nelle celle all’interno del tubo fiamma.

Dall’analisi dei segnali si può dedurre che:

- nella finestra temporale di osservazione permangono delle oscillazioni di pressione (emerge cioè la presenza di un ciclo limite);
- data l’ampiezza delle oscillazioni, il ciclo limite è ampiamente tollerabile dal sistema di combustione e dimostra di avere solo una minima influenza sulla posizione del fronte di fiamma. La combustione pertanto è sempre completa, non vi sono fenomeni di estinzione di fiamma e non vi sono surriscaldamenti delle pareti del combustore. Ciò è in linea con quanto misurato durante le prove di combustione.

Si notano delle oscillazioni a lungo periodo (0.2-0.05 s) che si sommano ad oscillazioni a periodo più breve. Le prime si manifestano a bassa frequenza (minore di 25-30 Hz) e pertanto,

come già anticipato, non verranno indagate. Le seconde sono quelle di interesse ai fini di questo studio poiché sicuramente legate a modi di vibrare del sistema.

L'ampiezza delle oscillazioni a breve periodo può essere stimata dal segnale della cella posta vicino al cappello. In tale zona, infatti, è sempre presente un ventre (almeno per i modi longitudinali) dal momento che, nell'analogia con il modello acustico longitudinale monodimensionale, la condizione definita dalla geometria per tale estremità è quella di fondo chiuso. Il segnale risulta quindi maggiormente delineato, almeno per quanto riguarda i modi principali, essendo tale zona caratterizzata dai valori massimi dell'ampiezza delle oscillazioni. Si può valutare in 400-500 Pa (cioè 4-5 mbar) l'ampiezza media (misurata tra picchi opposti). I valori delle frequenze corrispondenti alle oscillazioni che costituiscono il segnale possono essere letti dagli spettri risultanti dall'analisi in frequenza.

Lo spettro della cella vicino al cappello è riportato in figura 6.29. Lo spettro è stato approssimato da una linea blu continua per facilitarne la lettura.

In figura sono rappresentati anche i modi di vibrare corrispondenti ai picchi di maggiore intensità. Si tratta dei primi modi di vibrare longitudinali già emersi al termine dell'analisi della risposta impulsiva (cfr. par. 6.4.5). In particolare:

- Il primo modo di vibrare coinvolge sia la parte interna (TF+TP) che quella esterna (A+F) del combustore ed è il modo corrispondente all'oscillazione di 4-5 mbar osservata in figura 6.28. La frequenza è assai prossima a quella trovata nell'analisi impulsiva.
- Il secondo modo coinvolge solo la parte esterna (A+F) e presenta ampiezza nettamente inferiore a quella del modo precedente (l'intensità procede per ordini di grandezza). Come nel primo modo acustico la frequenza è molto vicina a quella dell'analisi impulsiva.
- Il terzo modo presenta un massimo all'incirca a 285 Hz e corrisponde al modo a frequenza di 262 Hz compreso nell'insieme dei modi illustrati in figura 6.25. In questo caso, tuttavia, il modo della parte interna tende a svincolarsi da quello della parte esterna. Il modo di TF+TP presenta infatti frequenza di picco maggiore, si manifesta su un intervallo di frequenze più ampio (si noti il flesso intorno ai 320 Hz) ed è mediamente più intenso. Quello di A+F invece è più debole, interessa un intervallo di frequenze più ristretto e ha frequenza di picco più bassa (circa 270 Hz). Tuttavia, per la

sovrapposizione degli intervalli di frequenze, i due modi non possono essere considerati in maniera separata perché si accordano mutuamente. Si può quindi parlare di un unico modo risultante di frequenza molto prossima a quella del modo della parte interna (285 Hz appunto), nel quale prevale l'intensità del modo di TF+TP, ma in cui si riconosce anche il modo della parte esterna (più debole).

- Si distingue con difficoltà un quarto modo a 420 Hz che riguarda la parte interna del combustore, in cui è appena visibile anche la presenza di un modo esterno a frequenza vicina. Anche questo modo si trova al termine dell'analisi impulsiva ma a frequenza leggermente più bassa (406 Hz). Ha intensità di poco superiore a quella del rumore di fondo.

Il picco di poco superiore ai 100 Hz è sempre relativo al primo modo che va esaurendosi.

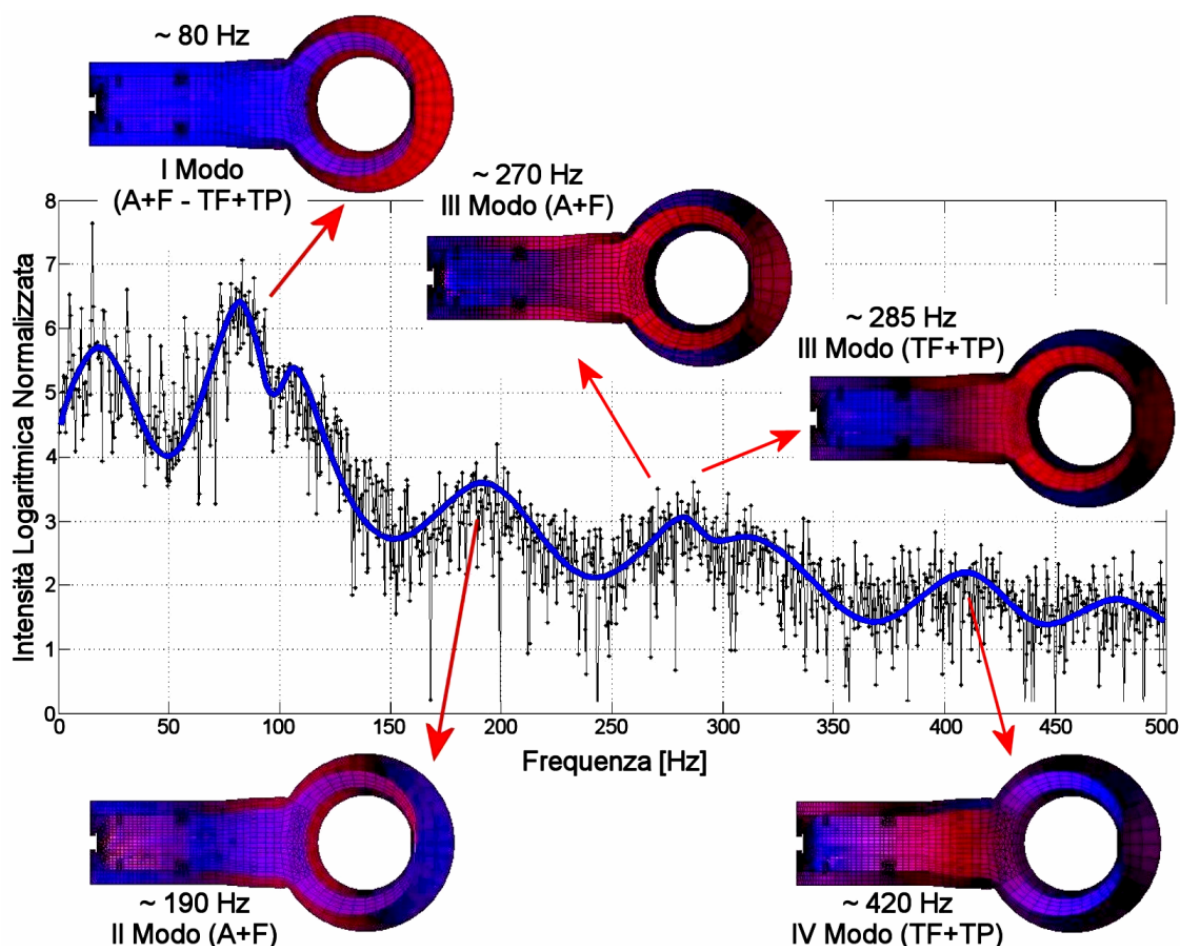


Figura 6.29 - Spettro della cella vicino al cappello (corrispondente, quindi, al primo segnale di figura 6.28). Sono raffigurati anche i modi di vibrare corrispondenti ai picchi principali. I colori e la luminosità dei modi rappresentano rispettivamente la fase e l'intensità.

Per quanto riguarda altri modi di vibrare:

- Si trova il primo modo azimutale dell'annulus ad una frequenza di circa 240 Hz (cfr. figura 6.27 a sinistra). Ha un'intensità paragonabile a quella dei modi longitudinali di frequenza vicina.
- Risultano sollecitati anche il quarto, il quinto e il sesto modo di vibrare longitudinale della parte interna (cfr. figura 6.25), a frequenza rispettivamente 520, 640 e 800 Hz circa. Si tratta tuttavia di modi di scarsa intensità, a malapena visibili.
- Non emerge nessuna traccia evidente di modi trasversali del TP.

Da quanto illustrato finora si deduce che i modi della parte calda del combustore (TF+TP) risultano meno smorzati di quelli della parte fredda (A+F). Ciò è confermato dalla figura 6.30 dove lo spettro di figura 6.29 (relativo alla cella dell'annulus) è sovrapposto allo spettro di una cella posta davanti al vorticolatore. È evidente la maggiore intensità del segnale della cella interna al tubo fiamma.

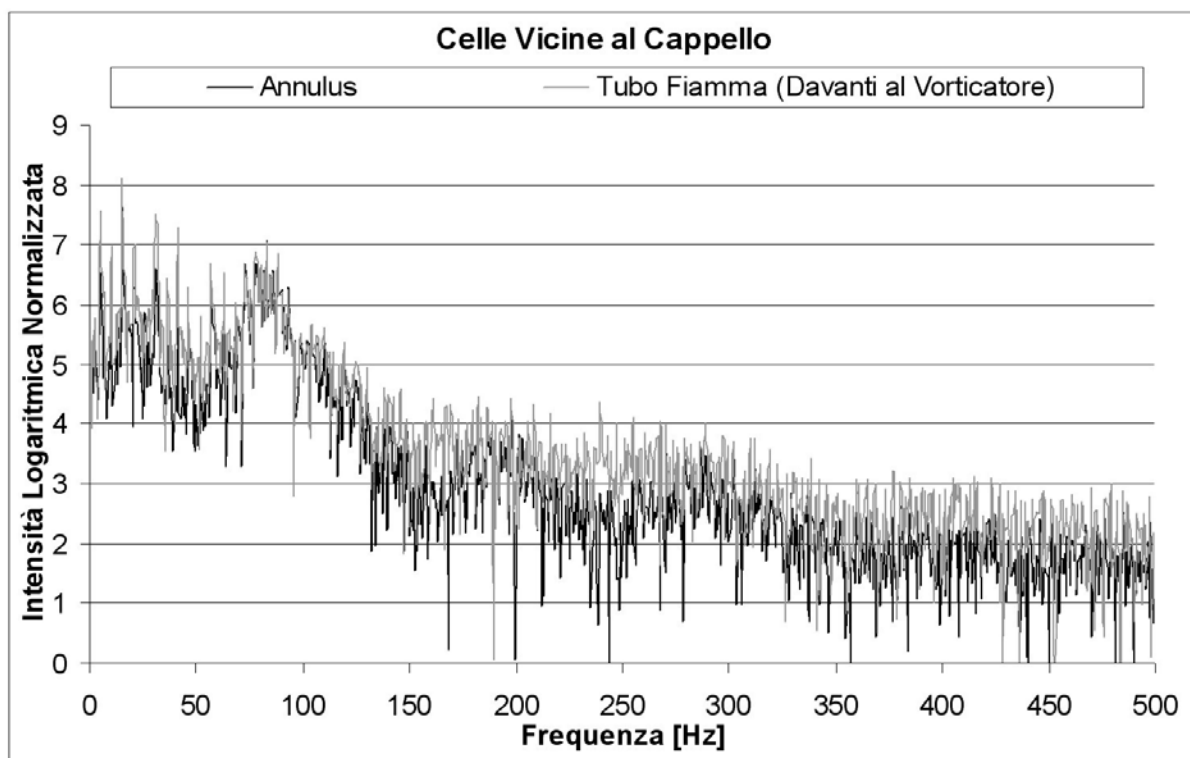


Figura 6.30 – Spettri calcolati di due celle poste vicino al cappello. Il segnale nero è lo spettro di figura 6.29 (cella dell'annulus già considerata) mentre quello grigio è relativo a una cella interna al tubo fiamma.

In figura 6.31 gli intervalli di frequenza a cui appartengono i modi di figura 6.29 sono confrontati con lo spettro misurato durante le prove sperimentali. Si nota una sostanziale corrispondenza degli intervalli in cui si presentano i modi calcolati e un accordo anche delle singole frequenze per quanto concerne il secondo e il terzo modo acustico (190 e 285 Hz). La frequenza di picco del primo modo è circa di 20 Hz più alta rispetto al valore misurato. È da notare tuttavia la comparsa nello spettro sperimentale di picchi secondari fin quasi ai 100 Hz (aspetto che contraddistingue anche spettri relativi ad altre prove sperimentali).

Per quanto riguarda le ampiezze è evidente che solo quella del primo modo è confrontabile con quella misurata (4-5 mbar rilevati nel segnale di pressione contro i 6 mbar dello spettro blu misurato). Sono invece molto più basse, rispetto a quelle sperimentali, le ampiezze del secondo e del terzo modo. Tali modi risultano quindi eccessivamente smorzati nel modello numerico.

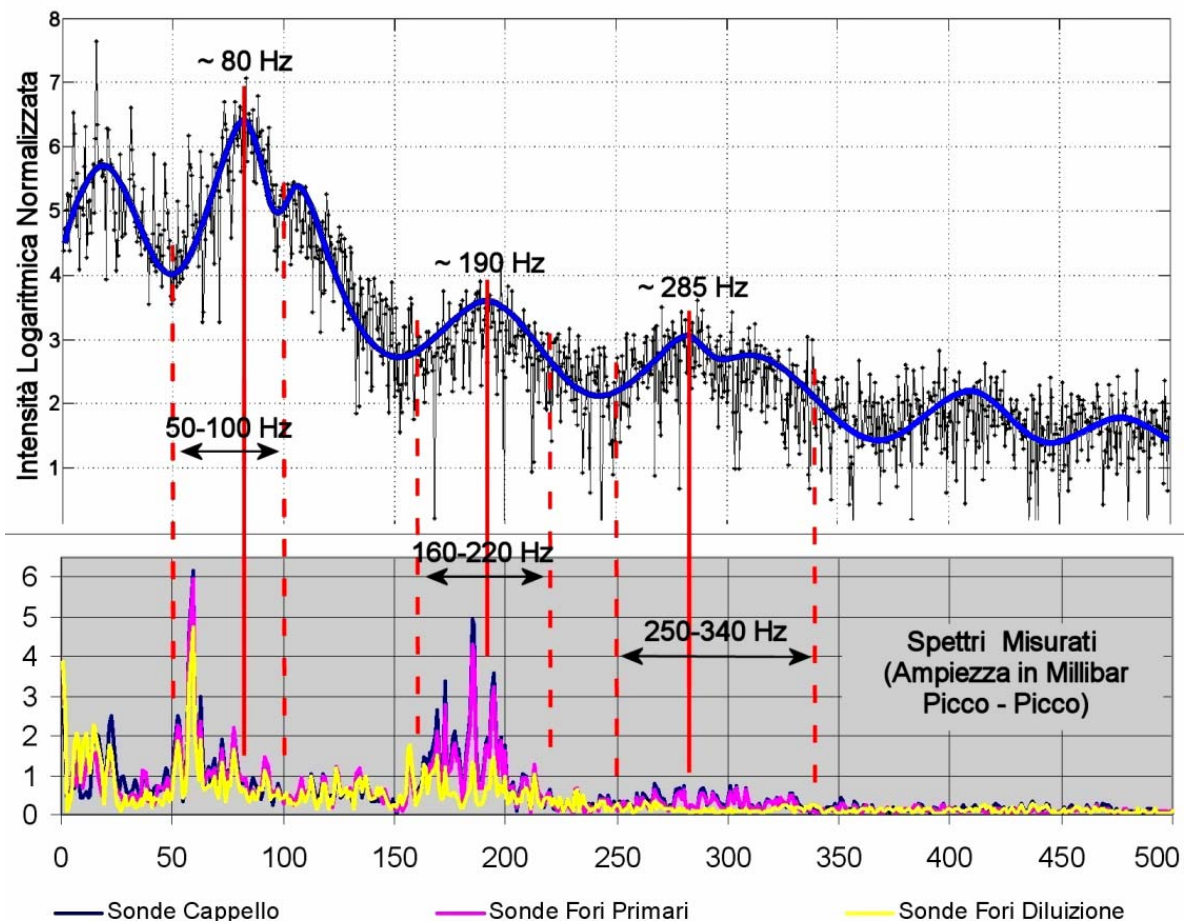


Figura 6.31 – Confronto tra spettro calcolato e spettro misurato in termini di intervalli di frequenza. Per ampiezza picco-picco si intende quella tra due ventri a fase opposta.

Un ultimo esame merita la forma spaziale dei modi di vibrare. È possibile infatti verificare la corrispondenza spaziale tra intensità calcolate e intensità misurate nota la posizione delle sonde sperimentali. Seguendo la luminosità dei modi calcolati in figura 6.32 si osserva che:

- In tutti i modi di vibrare c'è un ventre nell'annulus attorno al cappello. Questo trova riscontro nello spettro misurato poiché le sonde del cappello presentano il segnale più forte in tutti e tre i modi. Le sonde dei fori primari registrano un'ampiezza leggermente minore di quella delle sonde del cappello perché spostandosi dal cappello verso la fiaschetta si va verso una diminuzione di intensità in tutti e tre i modi acustici.
- Nel secondo modo di vibrare c'è un nodo proprio vicino alle sonde di diluizione (punto B). Osservando lo spettro in corrispondenza del secondo modo si nota che il segnale delle sonde di diluizione ha ampiezza più che dimezzata rispetto a quella rilevata dalle sonde collocate nelle altre due posizioni. Anche in questo caso c'è dunque corrispondenza.

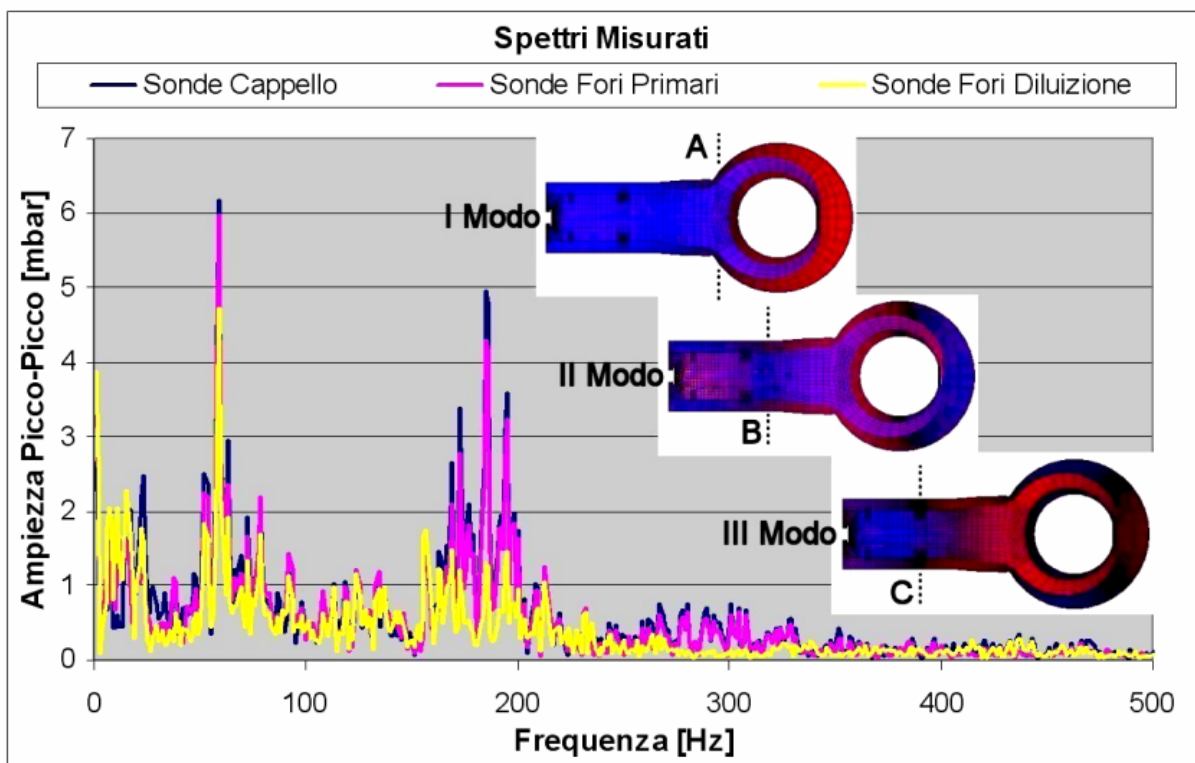


Figura 6.32 – Modi acustici sovrapposti al grafico degli spettri misurati. Nelle rappresentazioni dei modi di vibrare calcolati le linee a tratti indicano la posizione assiale dei nodi (punti di ampiezza nulla).

- Nel terzo modo di vibrare c'è un nodo proprio in corrispondenza delle sonde di diluizione (punto C). Ciò è congruente con lo spettro misurato poiché l'ampiezza del segnale delle sonde di diluizione è pressoché nullo proprio nell'intervallo di frequenze del terzo modo di vibrare.

In sintesi, per quanto riguarda la configurazione spaziale dei modi, sembra esserci un accordo più che buono tra spettri misurati e spettri calcolati.

Risultati dell'analisi a idrogeno

In figura 6.33 sono riportati i segnali di pressione registrati nella stessa cella per il caso a metano e per il caso a idrogeno. La cella, posta nell'annulus vicino al cappello, è quella già considerata in precedenza (primo grafico di figura 6.28).

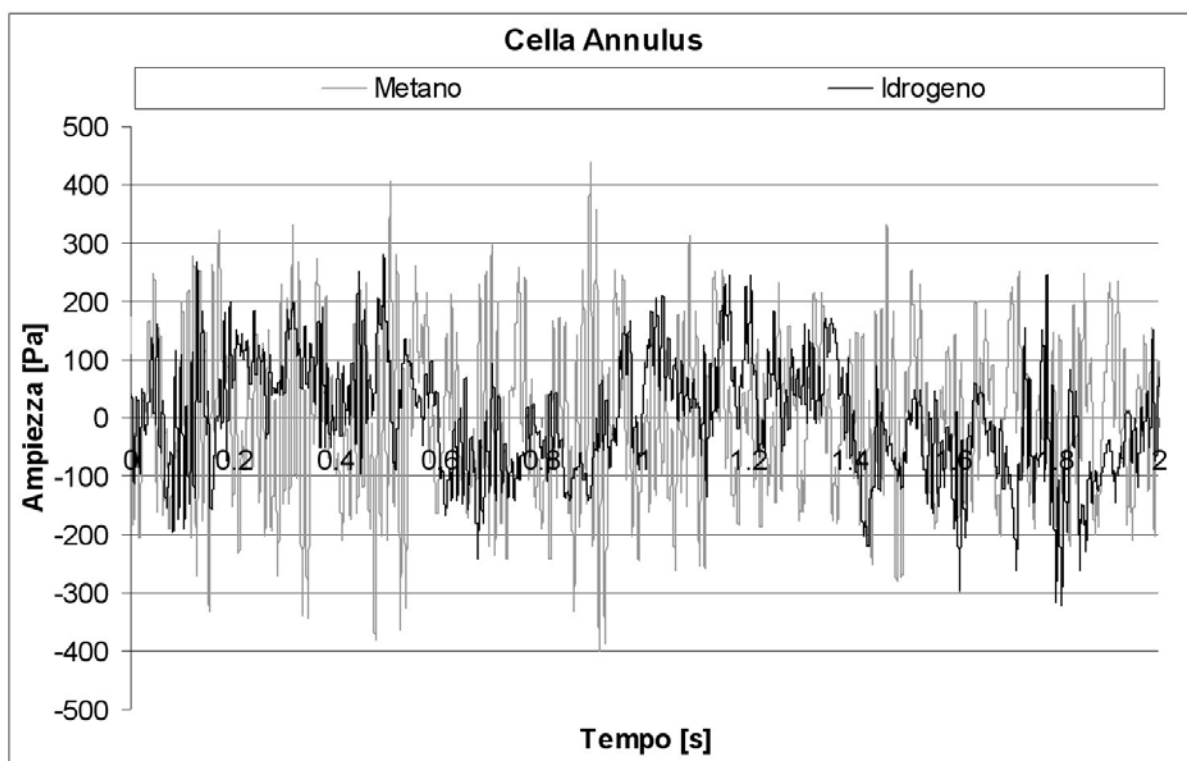


Figura 6.33 – Segnali ottenuti per la stessa cella al termine delle simulazioni a metano (segnale in grigio) e idrogeno (segnale in nero).

Il segnale del caso a idrogeno è caratterizzato da un'oscillazione portante di fondo a bassissima frequenza che ovviamente non è correlata ad alcun modo di vibrare del combustore. È invece da notare la differenza di ampiezza delle oscillazioni ad alta frequenza:

il segnale nero (idrogeno) ha un'ampiezza che è circa la metà di quella del segnale grigio (metano). Si può stimare quindi in 2-3 mbar l'ampiezza da picco a picco dell'oscillazione a breve periodo nel caso dell'idrogeno.

La stessa tendenza si ritrova anche nei segnali delle altre due celle dell'annulus esaminate in figura 6.28 (cioè quella vicina ai fori dell'aria primaria e quella vicina ai fori di diluizione).

Si può quindi concludere che anche nel caso dell'idrogeno permangono delle oscillazioni di pressione nella finestra temporale di osservazione (emerge cioè la presenza di un ciclo limite). L'ampiezza del segnale tuttavia è minore di quella registrata nel caso del metano, almeno da un'analisi visiva delle oscillazioni di pressione.

La figura 6.34 mostra gli spettri in frequenza dei segnali della figura precedente per il caso metano e il caso idrogeno (nel caso del metano si tratta dunque dello spettro di figura 6.29).

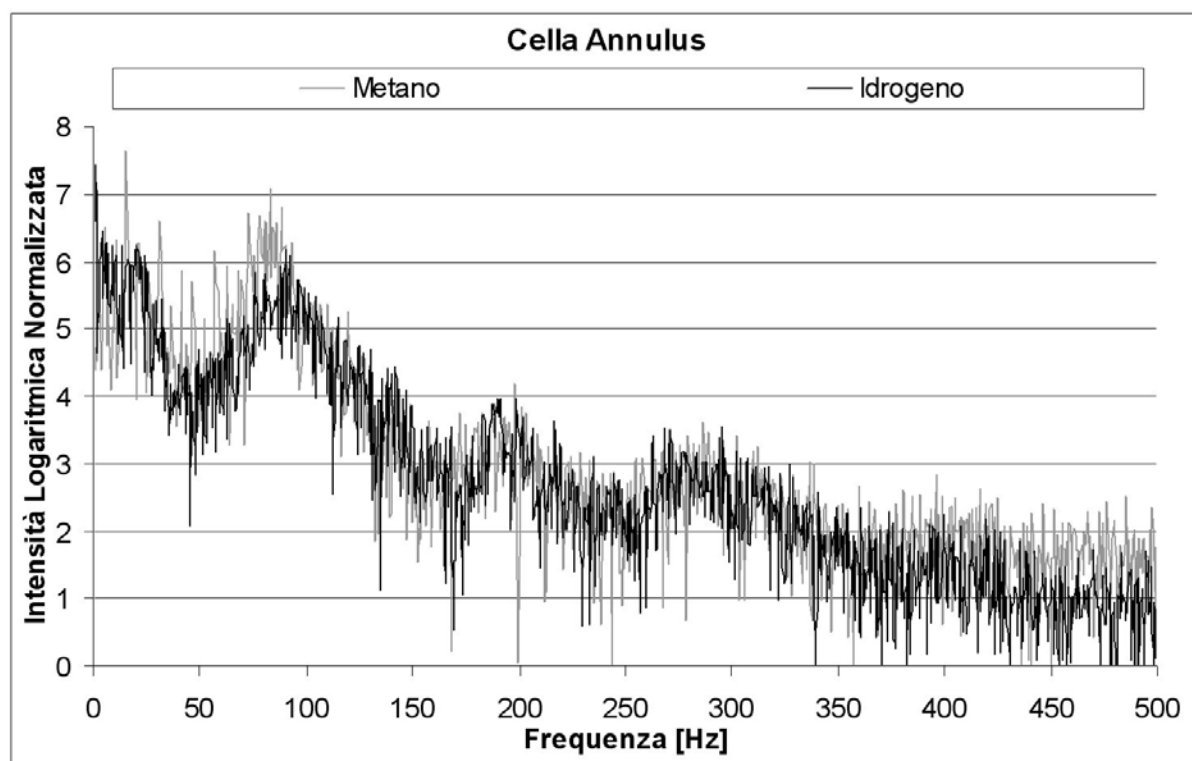


Figura 6.34 – Spettri calcolati a confronto per il caso a metano e il caso a idrogeno. I segnali impiegati per il calcolo degli spettri sono quelli di figura 6.33.

Dall'analisi del grafico si vede che:

- I due spettri sono quasi sovrapponibili (e ciò lascia supporre che anche i modi acustici del caso idrogeno siano simili nella forma a quelli già illustrati per il metano).

- L'intensità dello spettro grigio è maggiore sotto i 100 Hz e oltre i 350 Hz. Tra i 100 e i 350 Hz i due spettri hanno intensità confrontabili (si nota solo qualche picco dello spettro grigio emergere dallo spettro nero).
- Il massimo del picco vicino ai 100 Hz dello spettro nero si trova a frequenza maggiore rispetto al massimo corrispondente dello spettro grigio.

Gli spettri confermano quindi la differenza di ampiezza già notata al termine del paragrafo precedente, poiché l'oscillazione a breve periodo distinguibile nei segnali di figura 6.33 è quella che dà origine al picco vicino ai 100 Hz.

La figura 6.35 mostra i modi risultanti dall'analisi acustica che corrispondono allo spettro approssimato dalla linea blu.

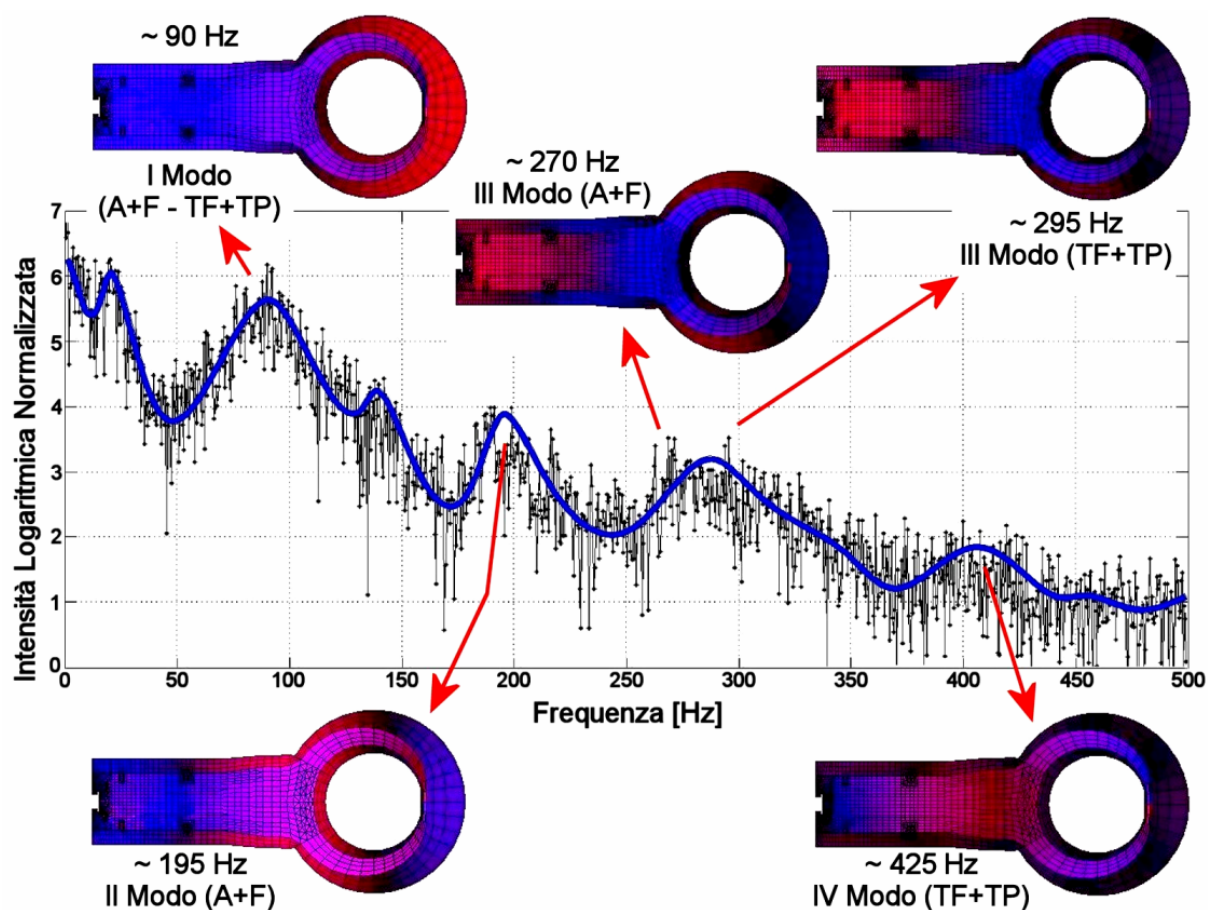


Figura 6.35 – Spettro calcolato della cella vicino al cappello (quello nero di figura 6.34). Sono raffigurati anche i modi di vibrare corrispondenti ai picchi principali e le frequenze a cui si presentano.

I modi sono quelli già ottenuti nel caso del metano. Come in parte già notato in figura 6.34, le frequenze dei modi sono leggermente più alte nel caso dell'idrogeno. Ciò in parte è

dovuto alla maggiore temperatura dell'aria all'ingresso⁹⁶ e in parte ad un flusso reattivo localmente più caldo.

Nel terzo modo acustico l'intensità del modo della parte esterna (270 Hz) è più vicina a quella del modo della parte interna (295 Hz) rispetto a quanto mostrano gli spettri calcolati per il metano. Si nota quindi la presenza dei due modi ad entrambe le frequenze. Permane tuttavia la tendenza del modo della parte interna a interessare un intervallo di frequenze più ampio del modo della parte esterna. È per questo che nel modo a 295 Hz l'intensità della parte esterna tende a ridursi. I due modi verranno comunque considerati come un unico modo a frequenza vicina ai 285 Hz.

Così come per il caso metano:

- Compare un picco relativo al primo modo che va esaurendosi (a 130 Hz circa).
- Si trova il primo modo azimutale dell'annulus ad una frequenza di circa 240 Hz con un'intensità paragonabile a quella dei modi longitudinali di frequenza vicina.
- Risultano sollecitati anche il quarto, il quinto e il sesto modo di vibrare longitudinale della parte interna, a frequenza rispettivamente 550, 700 e 810 Hz circa. Si tratta tuttavia di modi la cui intensità è molto bassa.
- Non emerge nessuna traccia evidente di modi trasversali del TP.
- Confrontando gli spettri di celle interne ed esterne al tubo fiamma si vede che l'intensità dei modi del sistema TF+TP è mediamente maggiore a quella dei modi del sistema A+F.

In figura 6.36 gli intervalli di frequenza dei picchi di figura 6.35 sono confrontati con lo spettro misurato durante le prove sperimentali.

Guardando gli spettri sperimentali si nota che l'ampiezza dei modi di vibrare è assai contenuta (non c'è quella differenza marcata tra picchi e rumore di fondo che c'è nel caso del metano). In queste condizioni la lettura degli spettri è dunque più difficile. Basta infatti che vi sia un piccolo errore di misura di una delle sonde affinché un picco dimezzi la propria intensità o si confonda col rumore di fondo.

Tuttavia, anche in questo caso, lo spettro calcolato ricalca bene l'andamento sperimentale, almeno per quanto riguarda gli intervalli di frequenza. La frequenza di picco del primo modo

⁹⁶ Nella prova sperimentale a idrogeno l'aria comburente entra nella fiaschetta a temperatura maggiore rispetto alla prova a metano. La differenza si aggira attorno ai 25 gradi.

calcolato cade all'estremo superiore dell'intervallo di picchi sullo spettro sperimentale relativi sempre al primo modo acustico.

Per quanto riguarda le ampiezze, fermandosi a una valutazione sommaria, si osserva una discordanza di valori sia in termini assoluti, che in termini relativi. In particolare, ad esclusione del primo modo di vibrare, il modello numerico sovrastima lo smorzamento dei modi acustici ad alta frequenza. Tuttavia, così come è emerso dalle prove di combustione, c'è la tendenza a una diminuzione di intensità degli spettri passando dalle simulazioni a metano a quelle a idrogeno.

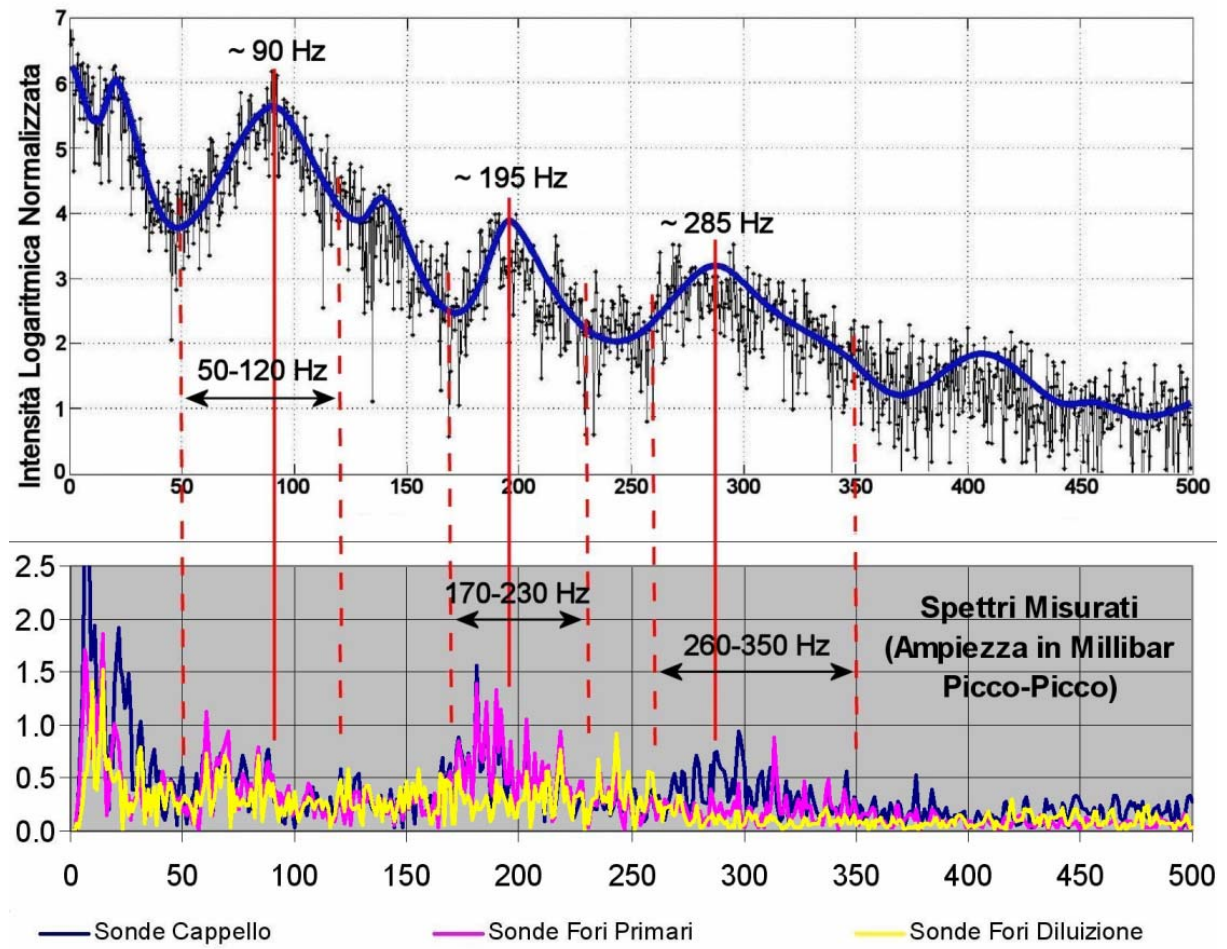


Figura 6.36 - Confronto tra spettro calcolato e spettro misurato in termini di intervalli di frequenza.

Anche i modi di vibrare del caso idrogeno hanno un andamento spaziale che è grossomodo congruente con le misure sperimentali (figura 6.37). Per i commenti sulla forma dei modi acustici si rimanda al caso a metano, data la corrispondenza dei risultati numerici tra i due casi analizzati.

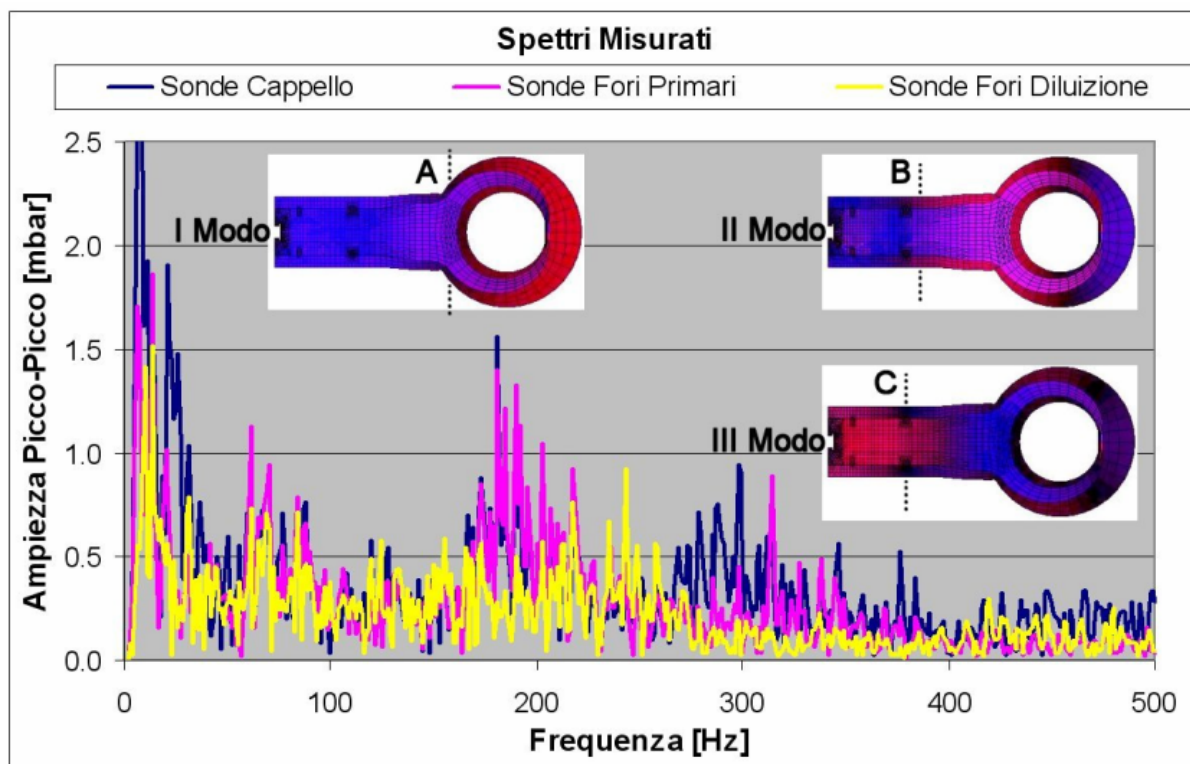


Figura 6.37 - Modi acustici sovrapposti al grafico degli spettri misurati. Nella rappresentazione dei modi di vibrare calcolati le linee a tratti indicano la posizione assiale dei nodi. Nello spettro delle sonde del cappello e in quello dei fori di diluizione è stato considerato il segnale di uno solo dei due canali di misura.

Considerazioni conclusive sull'analisi dei cicli limite

Dall'analisi dei segnali di pressione registrati nella finestra temporale di evoluzione naturale dei sistemi (metano e idrogeno) e in base agli spettri calcolati e ai modi di vibrare corrispondenti si può concludere che:

- Permangono delle oscillazioni di pressione (emerge cioè la presenza di un ciclo limite) caratterizzate da un'ampiezza limitata (sempre minore di 10 mbar). Data l'intensità limitata delle oscillazioni, l'instabilità di combustione che emerge dalle simulazioni non è in grado in alcun modo di influenzare negativamente il buon funzionamento del combustore.
- Gli spettri calcolati a partire dai segnali di pressione sono congruenti con gli spettri misurati, almeno per quanto concerne gli intervalli di frequenza. Anche le frequenze di

picco corrispondono a quelle sperimentali, ad esclusione del primo modo di vibrare che negli spettri calcolati si trova mediamente ad una frequenza maggiore.

- L'ampiezza del picco corrispondente al primo modo di vibrare è dello stesso ordine di grandezza negli spettri calcolati e in quelli misurati. Il modello tuttavia tende a sottostimare nettamente l'ampiezza dei picchi con frequenza superiore a 100 Hz.
- Così come le prove di combustione hanno rilevato, anche l'analisi numerica sembra indicare una riduzione di intensità degli spettri passando dal caso con alimentazione a metano al caso con alimentazione a idrogeno.
- I modi di vibrare corrispondenti agli spettri calcolati ricalcano sostanzialmente quelli già trovati al termine dell'analisi della risposta impulsiva e sono gli stessi per il caso metano e il caso idrogeno. Risultano quattro modi di vibrare principali del combustore, tutti di tipo longitudinale, che interessano prevalentemente la parte interna o la parte esterna o entrambe le parti in contemporanea. I modi della parte interna permangono per intervalli di frequenza più ampi e tendono a prevalere come intensità sui modi della parte esterna per frequenze superiori a 300 Hz. Tra i modi emersi al termine delle analisi numeriche è da segnalare anche il primo modo azimutale dell'annulus che emerge con un'intensità paragonabile a quella dei modi longitudinali di frequenza vicina.
- La forma spaziale dei modi longitudinali è in sostanziale accordo con la forma spaziale dei modi deducibile dagli spettri sperimentali, nota la posizione delle sonde di misura.

6.5 CONCLUSIONI DELLE ANALISI SUL DOMINIO DI CALCOLO COMPLETO

Le simulazioni sul dominio di calcolo completo (composto dal plenum dell'aria comburente, dall'annulus, dal tubo fiamma e dal "transition piece") hanno permesso di studiare l'acustica e le instabilità di combustione del combustore descritto nel cap. 4.

La griglia adottata ha un limitato numero di celle per ridurre le risorse e i tempi richiesti dal calcolo in accordo con la tipologia di griglie già impiegate nelle simulazioni preliminari del cap. 5. Tale scelta, nell'ambito delle analisi reattive, permette di simulare una finestra temporale sufficientemente ampia da consentire lo sviluppo spontaneo di oscillazioni termoacustiche (cicli limite) accoppiate al rilascio termico. La tipologia di condizioni al

contorno e i modelli numerici scelti sono quelli già utilizzati nelle analisi sul dominio ridotto per ottenere un campo termofluidodinamico che, in termini di valori medi delle grandezze, sia equivalente a quello reale.

I risultati dell'analisi acustica isoterma indicano la presenza di varie tipologie di modi di vibrare naturali. Tali modi coinvolgono diverse parti del combustore e coprono un ampio intervallo di frequenze. I modi di vibrare più intensi sono quelli longitudinali. I fori dell'aria sul tubo fiamma, anche se non sono sufficienti a creare un continuo acustico tra la parte esterna del combustore (annulus/fiaschetta, A+F) e quella interna (tubo fiamma/transition piece, TF+TP), favoriscono l'accoppiamento dei primi quattro modi longitudinali delle due parti. Oltre ai modi longitudinali, l'analisi acustica mostra l'esistenza di modi trasversali del TP e di modi localizzati nella parte terminale del tubo fiamma (azimutali e radiali). Questi ultimi, nonostante l'alta frequenza, hanno un'intensità nettamente superiore a quella dei modi longitudinali presenti a frequenze confrontabili.

Le simulazioni reattive sono state articolate in tre fasi ciascuna con diversi scopi. La prima fase è finalizzata all'analisi dei campi termici dopo un periodo di stabilizzazione di 2.5 s che segue l'innesco della combustione. È importante infatti, al fine dell'analisi acustica, che vi sia corrispondenza tra campo termico numerico e campo termico reale. Esaminando i profili della temperatura di parete del tubo fiamma e l'andamento della temperatura dei gas all'uscita del transition piece (TP) si nota un sostanziale accordo tra valori calcolati e valori misurati. È da notare anche che il campo di temperatura ottenuto con la combustione di idrogeno è localmente più caldo di quello ottenuto con la combustione di metano.

Nella seconda fase, a partire dalla condizione di regime, viene esaminata la risposta acustica del dominio di calcolo ad una perturbazione di pressione imposta all'uscita. L'analisi, condotta esclusivamente per il caso a metano, ha lo scopo di individuare i modi naturali del sistema in condizioni reattive. Elaborando i valori di pressione registrati in una finestra temporale di 0.5 s si trovano per sommi capi gli stessi modi di vibrare trovati a freddo ma a frequenze superiori, data la maggior temperatura del flusso nel combustore. Anche nel caso reattivo la parte esterna del combustore sembra vibrare in modo indipendente rispetto alla parte interna, pur con una mutua influenza favorita dai fori dell'aria primaria.

Nella terza e ultima parte, sempre a partire dalla soluzione a regime, si è lasciato evolvere naturalmente il sistema per verificare la presenza di oscillazioni persistenti. Dall'analisi dei

segnali di pressione acquisiti durante la finestra temporale di simulazione (della durata di 2 s) emerge la presenza di un ciclo limite sia nel caso a metano che nel caso a idrogeno. I modi di vibrare corrispondenti ai cicli limite sono molto simili per i due casi considerati e rispecchiano i modi principali emersi nell'analisi della risposta impulsiva. Si tratta perlopiù di modi di tipo longitudinale che coinvolgono sia la parte interna che quella esterna del combustore. Lo sviluppo spaziale dei modi e gli intervalli di frequenza in cui i modi si presentano sono congruenti con i rispettivi spettri misurati. A partire dal secondo modo di vibrare, tuttavia, l'intensità dei modi è ampiamente sottostimata dalle simulazioni.

Il modello numerico proposto si dimostra uno strumento che può aiutare nell'interpretazione del comportamento acustico del combustore. L'impiego congiunto di analisi numeriche e prove sperimentali, infatti, dà un quadro completo delle forme e dell'intensità dei modi di vibrare.

Bibliografia

- [1] Courant R., Isaacson E., Rees M., 1952, *On the solution of non-linear hyperbolic differential equations by finite differences*, Communications on Pure and Applied Mathematics, 5: 243-255.
- [2] Chen K. F., Li Y. F., 2008, *Combining the Hanning windowed interpolated FFT in both directions*, Computer Physics Communications, 178: 924–928.
- [3] Chen K. F., Cao X., Li Y. F., 2009, *Sine wave fitting to short records initialized with the frequency retrieved from Hanning windowed FFT spectrum*, Measurement, 42: 127–135.
- [4] Nazatou M. S., 1999, *Combustion instability*, Progress in astronautics and aeronautics edited by Culick F., Vol 222, Reston, Virginia.

CONCLUSIONI

Il lavoro ha presentato lo studio delle instabilità termoacustiche di un combustore per turbina a gas. Il combustore esaminato è del tipo tubolare, con singolo bruciatore a fiamma diffusiva ed è stato modificato dal costruttore per essere alimentato non solo a gas naturale ma anche a idrogeno. Il processo di sviluppo è stato supportato da prove di combustione a scala reale eseguite al variare del carico e del tenore di idrogeno nella miscela combustibile. A tale scopo è stato impiegato un banco prova in grado di riprodurre le condizioni di pieno carico. Durante le prove sperimentali sono state acquisite misure di portata, temperatura e pressione in più punti del banco prova.

L'analisi termoacustica è stata condotta seguendo una procedura di indagine basata sulla simulazione numerica diretta del fenomeno mediante un codice numerico commerciale con modelli di turbolenza di tipo *RANS*. Le analisi numeriche hanno permesso non solo di studiare il comportamento termoacustico del sistema, ma anche di analizzare altri aspetti funzionali (es. la distribuzione di temperatura in condizioni reattive) e acustici del combustore (es. i modi di vibrare naturali compatibili con la geometria e il campo di temperatura). Le simulazioni numeriche, tutte tridimensionali, sono state eseguite su due modelli diversi del combustore.

Il primo modello comprende solo una parte della geometria del combustore (cioè la testa del bruciatore, il tubo fiamma e lo spazio che circonda la camera di combustione o annulus) ed è stato semplificato per poter utilizzare una griglia a ridotto numero di elementi e limitare di conseguenza le risorse di calcolo richieste. Su tale dominio sono state condotte analisi stazionarie isoterme e reattive. Le prime hanno consentito di ottenere condizioni di equivalenza fluidodinamica rispetto al combustore reale, ovvero la stessa ripartizione dei flussi d'aria. Con le seconde sono stati individuati i modelli che permettono di ottenere una distribuzione di temperatura mediamente equivalente a quella che si realizza nel combustore reale. Le portate e le proprietà fisiche dei flussi in ingresso al dominio di calcolo sono state ricavate dalle misure sperimentali. Le stesse prove sperimentali hanno reso disponibili i valori di temperatura impiegati per la valutazione dei campi termofluidodinamici ottenuti al calcolatore.

I modelli e i metodi individuati nelle analisi numeriche sul dominio ridotto sono stati poi impiegati in un secondo modello geometrico del combustore che si estende dall'uscita del compressore all'ingresso della turbina. Il modello geometrico include pertanto non solo il bruciatore e il tubo fiamma, ma anche il plenum dell'aria comburente, l'intero annulus che circonda la camera di combustione e il transition piece che convoglia i gas combusti al primo stadio della turbina. Tenendo presente la necessità di ridurre al minimo i tempi di calcolo richiesti dalle analisi non stazionarie, nel modello completo (così come già nel modello ridotto) è stata impiegata una griglia con basso numero di elementi e sono stati adottati modelli numerici semplici per la modellazione della turbolenza e della combustione.

Sul dominio di calcolo completo sono stati svolti due cicli di analisi numeriche. Il primo ciclo ha riguardato lo studio non reattivo del combustore. Dopo la taratura della ripartizione della portata di aria comburente tra i vari ingressi al tubo fiamma, è stata svolta un'analisi acustica non stazionaria del dominio di calcolo per determinare i modi di vibrare naturali e le frequenze ad essi associate. Sono stati individuati cioè tutti i modi di vibrare del combustore compatibili con la geometria modellata e la temperatura imposta. Nel secondo ciclo di analisi è stato analizzato il combustore in condizioni reattive con alimentazione sia a metano che a idrogeno. Si è proceduto innanzitutto alla simulazione della combustione in condizioni nominali di funzionamento. L'attendibilità del campo termico ottenuto al termine dell'analisi è stata valutata sulla base dei risultati delle prove sperimentali, così come è stato fatto per le analisi sul dominio ridotto. In particolare, sono stati impiegati i profili di temperatura rilevati sulla parete del tubo fiamma e allo scarico del combustore.

Sono state in seguito condotte due analisi non stazionarie distinte a partire dalla soluzione precedente (campo termofluidodinamico a regime). In una è stata imposta una perturbazione di pressione all'uscita del dominio di calcolo per studiare i modi di vibrare naturali del sistema in condizioni reattive. I modi trovati al termine delle analisi sono gli stessi di quelli trovati a freddo ma a frequenze superiori, data la maggior temperatura del flusso nel combustore. Nell'altra si è lasciato evolvere naturalmente il sistema per verificare la presenza di oscillazioni persistenti, cioè di un ciclo limite. Tale analisi ha consentito di simulare il comportamento termoacustico del combustore a pieno carico. I segnali di pressione registrati durante la finestra temporale di osservazione hanno indicato la permanenza di oscillazioni di pressione (ciclo limite) caratterizzate da un'ampiezza piuttosto ridotta. Data l'intensità

limitata delle oscillazioni, il ciclo limite è ampiamente tollerabile dal sistema di combustione (la combustione è ovunque completa e non vi sono fenomeni di estinzione di fiamma e di surriscaldamento delle pareti del combustore). Ciò è in accordo con quanto misurato durante le prove sperimentali.

Gli spettri calcolati al termine delle simulazioni sono stati comparati con gli spettri acquisiti durante le prove di combustione. Dal confronto è emersa una sostanziale corrispondenza tra i modi di vibrare calcolati e quelli misurati al banco prova. In particolare lo sviluppo spaziale dei modi e gli intervalli di frequenza in cui i modi si presentano sono congruenti con i rispettivi spettri misurati. A partire dal secondo modo di vibrare, tuttavia, l'intensità dei modi è ampiamente sottostimata dalle simulazioni.

Il modello numerico proposto si dimostra uno strumento che può aiutare nell'interpretazione del comportamento acustico del combustore. L'impiego congiunto di analisi numeriche e prove sperimentali, infatti, dà un quadro completo delle forme e dell'intensità dei modi di vibrare. I risultati lasciano presupporre che il modello possa essere impiegato con successo anche per prevedere il comportamento termoacustico di altre configurazioni costruttive dello stesso combustore oppure di combustori di tipologia diversa da quello esaminato. Ciò consentirebbe, già in fase di progettazione, di ricevere indicazioni utili sul comportamento termoacustico di soluzioni costruttive differenti, con una conseguente riduzione dello sforzo sperimentale.