

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA  
FACOLTÀ D'INGEGNERIA  
DIPARTIMENTO DI COSTRUZIONI  
MECCANICHE E NUCLEARI

**XII° Ciclo di Dottorato di Ricerca in Ingegneria Nucleare**

**Sicurezza degli Impianti Nucleari**

**Tesi di Dottorato**

***ESPLOSIONI D'IDROGENO NEGLI IMPIANTI NUCLEARI, IN  
CONDIZIONE DI INCIDENTE SEVERO.***

**Autore: DOTT. ING. L. LUSINI**

**Docente Relatore: PROF. ING. F. FINESCHI**

**Docente Coordinatore: PROF. ING. S. LANZA**

## INDICE

Indice.....2

Sommario.....6

### **Capitolo 1. Il rischio idrogeno negli Impianti Nucleari**

1.1 Introduzione.....8

1.2 Meccanismi di generazione dell'idrogeno.....10

1.3 Teoria della prevenzione e mitigazione : Defence in Depth....13

1.3.1 Tipologie di contenimento nei LWR

1.3.2 Scenari incidentali:LOCA

1.3.3 Ricombinatori e Inertizzazione

1.3.4 Ignitori

1.4 Teoria della Combustione.....21

1.4.1 Reattività e concentrazione

1.4.2 Morfologia di esplosione

1.4.3 Parametri di fiamma

1.4.3.1 Misura della velocità di bruciamento

1.4.3.2 Misura dei carichi statici

1.4.3.3 Interazioni geometriche e effetto di compartimentazione

1.5 Turbolenza.....34

1.5.1 Effetto della turbolenza nelle esplosioni

1.5.2 Teoria della misura della turbolenza in flussi non stazionari

1.5.3 Parametri di turbolenza nella propagazione di fiamma

1.5.4 Teoria della anemometria laser

### **Capitolo 2. Le deflagrazioni deboli**

2.1 Introduzione.....43

2.2 Range di concentrazioni.....44

2.3	Morfologia caratteristica di propagazione di fiamma.....	45
2.4	Morfologia caratteristica dei carichi statici.....	46
2.5	Effetti sinergici.....	47

### **Capitolo 3. Apparato sperimentale e Metodi**

3.1	Introduzione.....	48
3.2	Apparecchiatura Large VIEW.....	49
3.3	Laser Doppler Anemometer.....	50
3.4	Misura dei parametri di fiamma.....	51
3.4.1	Trattamento ed analisi delle immagini	
3.4.2	Analisi dei transitori di pressione	
3.4.3	Codice NEVE : stima della velocità di bruciamento	

### **Capitolo 4. Risultati Sperimentali e Discussione**

4.1	Introduzione.....	55
4.2	Caratteristiche dei tests eseguiti con LargeVIEW.....	56
4.3	Analisi dei transitori di pressione.....	59
4.3.1	Prima e seconda camera	
4.3.2	Identificazione dei fenomeni particolari	
4.3.3	Misura dei volumi bruciati	
4.3.4	Statistica dei carichi statici	
4.4	Analisi della turbolenza.....	69
4.4.1	Misura delle velocità trasversali rispetto al passaggio della fiamma	
4.4.2	Taratura del sistema LDA	
4.4.4	Confronto con velocità calcolate con codice NEVE	

#### 4.4.5 Conclusioni

### **Capitolo 5. La modellazione delle deflagrazioni deboli monocompartimento con sfiato**

5.1	Introduzione.....	77
5.2	Il codice DEVENT .....	78
5.3	Inversione di DEVENT: NEVE.....	79

### **Capitolo 6. Applicazione di NEVE all'analisi bicompartimento**

6.1	Introduzione.....	85
6.2	Frazionamento del transitorio in fenomeni distinti .....	86
6.3	Applicazione di NEVE alla prima camera.....	91
6.4	Applicazione di NEVE alla seconda camera:jet-ignition.....	92
6.5	Risultati e Discussione.....	93

### **Capitolo 7. Modello modulare con sfiato bidirezionale**

7.1	Introduzione.....	106
7.2	Descrizione del modulo.....	107
7.3	Equazioni di bilancio.....	108

### **Capitolo 8. Modello bicompartimento**

8.1	Introduzione.....	116
8.2	Descrizione del modello .....	117
8.3	Equazioni di bilancio.....	120

### **Capitolo 9. Programma NEVE 2.0:un codice bicompartimento per l'analisi di deflagrazioni nell'apparecchiatura LargeVIEW**

9.1	Introduzione.....	130
-----	-------------------	-----

9.2 Caratteristiche generali del modello del codice NEVE 2....134

9.3 Descrizione del programma Matlab di implementazione di  
NEVE 2.0.....147

9.4 Applicazione a transitorio di recoil.....158

9.5 Applicazione a transitorio completo di LargeVIEW.....162

## **Capitolo 10. Validazione del codice NEVE 2.0 per confronto con NEVE 1.0**

10.1 Introduzione.....168

10.2 Confronto con transitori di prima combustione.....169

10.3 Confronto tra transitori simulati come unica fase e  
divisi per fase.....170

10.4 Confronto tra metodi di integrazione delle equazioni  
differenziali.....172

**Conclusioni** .....174

**Bibliografia** .....177

**Appendice A** .....181

## SOMMARIO

Il programma di ricerca è iniziato con una panoramica teorica ad ampio raggio sugli argomenti basilari la cui conoscenza ad alto livello specialistico è necessaria per affrontare i differenti aspetti del rischio idrogeno. Abbiamo perciò estratto dalla enorme bibliografia esistente le relazioni e i modelli, generali o specifici, riguardanti i temi della sicurezza nucleare, della combustione, della fluidodinamica di miscele reattive, della termochimica, della ingegneria delle strutture applicata ad esplosioni, etc. Tali elementi teorici sono stati trattati e scelti con l'approfondimento ritenuto utile ad una possibile loro applicazione alla parte sperimentale di questa ricerca.

L'apparato sperimentale infatti ha caratteristiche molto particolari sia dal punto di vista strutturale che dal punto di vista dei risultanti valori delle grandezze di interesse: la sua descrizione completa è vista nel complesso, rimandando i dettagli a pubblicazioni più specifiche di cui in bibliografia; lo stesso si dica per il supporto software impiegato.

L'apparecchiatura è l'unica al mondo con cui si può osservare visivamente la propagazione di fiamma in un ambiente compartimentato parzialmente e confinato. Ciò si traduce nella possibilità di valutare con sufficiente precisione il grado di avanzamento della fiamma in geometria bidimensionale (tridimensionale con simmetria sul piano longitudinale) rispetto ad altre apparecchiature che permettono questa valutazione solo in geometria monodimensionale.

Infine si esaminano i risultati ottenuti dall'analisi approfondita degli output dell'apparecchiatura, alla luce dell'applicabilità o meno di modelli e teorie proposte, evidenziando con l'analisi statistica di tali valori

i limiti delle possibili indicazioni semi- quantitative che è in grado di suggerire.

Dopo diversi tentativi di formulare un modello di simulazione delle prove sperimentali, si è giunti alla definizione del codice NEVE 2.0, che è l'unico al mondo in grado di stimare il tasso di bruciamento in ogni fase e per ogni fenomeno riscontrabile nella propagazione di fiamma in prove sperimentali condotte in un ambiente compartimentato parzialmente confinato. E' stato affrontato il problema della sua validazione, risolvendolo nei limiti in cui è oggettivamente possibile risolverlo.

Sono presenti ipotesi di futuri sviluppi e modifiche necessarie ad indirizzarsi verso ulteriori campi di studio. Il codice NEVE 2.0 può infatti facilmente essere adattato ad altri gas combustibili (metano, GPL) e quindi può essere applicato nella sicurezza dell'industria convenzionale.

# CAPITOLO 1

## IL RISCHIO IDROGENO NEGLI IMPIANTI NUCLEARI

### 1.1 INTRODUZIONE

Prima di procedere nella analisi dei dati e della fenomenologia dei tests effettuati, premettiamo sinteticamente un excursus sull'approccio teorico al rischio "idrogeno" negli impianti LWR, alla sua riduzione e alla mitigazione degli effetti. Vediamo inoltre come esperimenti di deflagrazioni deboli in piccola scala siano utili nello studio del problema.

Nell'ipotesi di incidente severo, dalle interazioni metallo-acqua si prevede la generazione di una notevole quantità di idrogeno che si libera nel contenimento esterno del reattore.

Visto che è impossibile escludere che ci siano sorgenti con potenziale di ignizione per l'idrogeno (l'energia minima di ignizione  $E_{imin}$  è estremamente bassa per l'idrogeno, 0.018mJ), il cui limite inferiore di infiammabilità corrisponde ad una concentrazione del 4% in volume di aria, tale massa di gas si incendierà ed esploderà tutta o in parte spontaneamente con effetti imprevedibili, a meno che non ci sia un intervento tempestivo di dispositivi di mitigazione quali ignitori e/o ricombinatori catalitici, in aggiunta ad eventuali gas di inertizzazione del contenimento, come l'azoto o la CO<sub>2</sub>, deliberatamente immessi di routine o come primo atto di gestione dell'evento incidentale.



La organizzazione di tali sistemi richiede la conoscenza fenomenologica ed analitica di tutti gli effetti di combustione dell'idrogeno, nonché dei carichi statici derivanti in scala reale. Gli apparati sperimentali per lo studio di esplosioni di idrogeno sono in media e piccola scala, consentono di simulare la combustione effettiva con l'impiego di vari modelli. Di particolare importanza appare la comprensione di fenomeni di deflagrazione debole, propagazione di fiamma turbolenta, accelerazione turbolenta e carichi conseguenti alla presenza di compartimenti multipli e ostacoli al passaggio della fiamma.

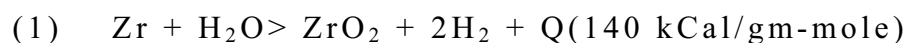
## 1.2 MECCANISMI DI GENERAZIONE DELL'IDROGENO

Nei reattori Light Water , durante le normali condizioni operative , ci sono svariati processi sorgente per l'idrogeno, di questi sono sei i più importanti in caso di incidente severo:

- reazione zirconio-vapore
- reazione acciaio-vapore
- radiolisi dell'acqua
- reazione core-calcestruzzo
- corrosione di acciaio galvanizzato e vernici contenenti zinco
- corrosione dell'alluminio

soltanto le prime due reazioni sono significative entro le prime ore di incidente, mentre l'interazione core-calcestruzzo si ha solo in caso di perforazione del vessel e caduta di core fuso nel basamento, invece la radiolisi e le reazioni di corrosione sviluppano idrogeno in quantità con tempi che vanno da molte ore ad alcuni giorni.

La reazione vapor d'acqua-zirconio si attiva quando si superano temperature di 1000° C ed è presente vapore in quantità sufficiente, la reazione è :



come si vede fortemente esotermica e capace di produrre idrogeno in quantità dipendente dallo zirconio disponibile nel reattore, cioè da 1000 kg a 2000 kg rispettivamente per un PWR per un BWR, con cinetica del tipo  $K(T) = A \exp[-B/RT]$  in funzione della temperatura raggiunta dalle camicie di zircaloy , in caso di parziale o completa scopertura del

nocciolo. Una volta iniziata la reazione è in grado di autosostenersi essendo fortemente esotermica.

Similmente la reazione vapore - acciaio è di ossidazione con formazione di ossidi differenti secondo la composizione dell'acciaio, è esotermica con produzione di 8.6 kCal/gmole e si attiva con cinetica lineare a temperature oltre i 1200° C , prosegue autosostenendosi con cinetica di secondo grado e genera una massa di idrogeno proporzionale alla quantità di acciaio presente negli internals del nocciolo.

La radiolisi dell'acqua è sempre presente anche durante il normale funzionamento del reattore, la decomposizione della molecola  $H_2O$  in radicali OH, H,  $HO_2$ ,  $H_2O_2$ , porta a formazione di idrogeno per ricombinazione degli stessi, controllata dagli equilibri in soluzione, dal pH, dalla temperatura e dalla presenza di bolle di vapore.

La resa di reazione in idrogeno arriva fino a 2400 kg di idrogeno prodotti in  $10^6$ s dopo lo shutdown per un reattore di 3300 MWth a causa delle radiazioni di decadimento dei prodotti di fissione accumulati. Resta incerto il contributo alla generazione di idrogeno a seguito di incidente severo, comunque nell'incidente di TMI-2 si è temuta la generazione di una miscela esplosiva di idrogeno e ossigeno da ricombinazione radiolitica, eventualità che in seguito si rivelò poco probabile dato il basso contenuto di ossigeno nel gas prodotto.

L'interazione col basamento di calcestruzzo di frammenti di core fuso è da ritenersi poco probabile, comunque essa porterebbe a liberare quantità ingenti di idrogeno a causa della decomposizione dell'acqua trattenuta dal calcestruzzo per le alte temperature raggiunte .

Le altre sorgenti, vernici con zinco, alluminio, acciaio galvanizzato, sono meno significative per le esigue quantità prodotte rispetto alle reazioni precedenti.

La sequenza temporale di attivazione delle differenti sorgenti dipende dal preciso scenario incidentale, tuttavia è possibile individuare nella reazione vapore-zirconio la più importante sorgente di idrogeno con tempi di poche ore dall'inizio della scopertura del nocciolo, seguono le reazioni con l'acciaio che richiedono temperature più elevate, mentre la reazione con il calcestruzzo si ha solo dopo la perforazione del vessel, infine meno importanti per quantità sono le corrosioni, e la radiolisi che è sempre presente ed ha effetto sui tempi lunghi dopo lo shutdown.

## 1.3 TEORIA DELLA PREVENZIONE E MITIGAZIONE: DEFENCE IN DEPTH

Il campo di studio delle esplosioni di idrogeno è volutamente ristretto alle deflagrazioni, e in particolare alle deflagrazioni di miscele a basso tenore di idrogeno, massimo 10%, cosiddette deflagrazioni deboli.

Il motivo di questa scelta è che una progettazione del contenimento e delle salvaguardie ingegneristiche e procedurali fatta per rispondere a detonazioni risulterebbe eccessivamente conservativa, a detrimento dei costi di impianto e della sicurezza stessa, come indicato dalle linee guida di management del rischio nucleare ormai universalmente accettate, di cui fanno parte i concetti di *A.L.A.R.A* e *Defense in Depth*.

La prevenzione delle esplosioni di idrogeno è ottenuta attraverso stadi successivi:

1. prevenzione della formazione di miscele  $H_2-O_2$ : attraverso inertizzazione pre o post-incidentale con  $N_2$  o  $CO_2$ ,
2. prevenzione di miscele al limite di infiammabilità: con l'impiego di ricombinatori catalitici passivi e/o inertizzazione,
3. prevenzione di miscele detonanti: di nuovo con l'impiego di ricombinatori catalitici e con l'uso di ignitori, opportunamente collocati in grado di far bruciare tempestivamente una miscela aria-idrogeno ai limiti inferiori di infiammabilità, originando

deflagrazioni deboli controllate, invece che miscele ricche detonanti.

### 1.3.1 TIPOLOGIE DI CONTENIMENTO NEI LWR

Le strutture di contenimento sono una delle ultime barriere di difesa contro il rilascio di prodotti di fissione all'esterno nel caso di incidente severo, perciò in eventualità di formazione di miscele esplosive di idrogeno è necessario che le sovrappressioni generate da esplosione siano contenute al di sotto dei limiti di rottura del contenimento. I reattori LWR sono strutturati con tipologie di contenimento diverse e con pressioni di progetto e di rottura che dipendono dal tipo. Supponendo che l'incidente severo sia un LOCA (Loss Of Coolant Accident) la reazione metallo-acqua è la principale sorgente di idrogeno, e la concentrazione di idrogeno nel contenimento è funzione del volume libero offerto da questo, ovviamente risulta più elevata in contenimenti a volume minore, nel tener conto di una possibile sovrappressione da esplosione occorre considerare che la presenza di vapore acqueo può aumentare la pressione finale raggiunta.

I contenimenti dei PWR sono di tre tipi , con pressioni di progetto rispettivamente di:

<b>Large Dry Atmospheric</b>	<b>500 kPa-a</b>
<b>Sub-Atmospheric</b>	<b>400 kPa-a</b>
<b>Ice-Condenser</b>	<b>184 kPa-a</b>

I volumi liberi sono crescenti nel passaggio dal contenimento a condensatore a ghiaccio al Large Dry, inoltre considerando che un contenimento a pressione atmosferica ha una pressione iniziale di circa 100 kPa-a, la pressione di deflagrazione può raggiungere un valore cinque volte

superiore prima di arrivare alla pressione di progetto di un contenimento Large Dry, mentre la pressione di rottura può essere tra 2 e 3 volte quella di progetto. Inoltre risulta dalle analisi di rischio sugli incidenti rilevanti nei PWR, la concentrazione di idrogeno da reazione con zircaloy è stata simulata per un ipotetico LOCA, si è stabilito che difficilmente il valore massimo superi il 10 % in volume in un contenimento Large Dry in caso di distribuzione istantanea e omogenea su tutto il volume libero.

I contenimenti per i BWR sono distinti invece nelle tipologie, tutte a soppressione della pressione in pozzo umido, con pressione di progetto:

<b>MARK I</b>	<b>500 kPa-a</b>
<b>MARK II</b>	<b>410 kPa-a</b>
<b>MARK III</b>	<b>180 kPa-a</b>

I contenimenti MARK I e MARK II sono scarsamente utilizzati nei reattori più recenti, infatti, oltre ad altre problematiche, il loro scarso volume libero impone ( secondo le norme NRC) che tutti gli impianti in funzione con tali contenimenti adottino l'inertizzazione pre-accidentale di essi. Il contenimento MARK III ha un volume libero nel drywell cinque volte superiore, comunque le licenze operative richiedono per quest'ultimo come per i PWR, particolari metodi di controllo dell'idrogeno e di mitigazione post-accidentale.

In un BWR al verificarsi di un LOCA si accompagna una crescita costante della pressione nel drywell, crescita che, in caso di inadeguato raffreddamento del nocciolo da parte dei sistemi di emergenza, può essere seguita da una produzione di idrogeno per reazione metallo-acqua.

Le concentrazioni sono in grado di raggiungere il 30 % in volume per un contenimento tipo MARK III, se inoltre assumiamo che la generazione di idrogeno sia solo dalla reazione suddetta, la pressione di

rottura, per il MARK III, verrebbe raggiunta ad una percentuale di idrogeno del 8-12 % in volume, in caso di deflagrazione unica.

E' chiaro che in tale contenimento sono necessari metodi di mitigazione e controllo di grandi quantità di idrogeno per mantenere basso il rischio di compromettere l'integrità del contenimento.

### **1.3.2 SCENARI INCIDENTALI : L.O.C.A.**

Come esempio tipico di Design Base Accident è stato scelto un LOCA, che è in grado di portare per inadeguato raffreddamento del core (ICC) a parziale scopertura che è la principale causa di produzione di idrogeno per reazione metallo-acqua, e ossidazione per liberazione di vapore ad alta temperatura nel contenimento.

L'incidente di perdita di refrigerante viene monitorato da differenti segnali nei reattori PWR e BWR, ad esempio le temperature di uscita dal nocciolo sono indice di perdita di portata refrigerante e incremento della frazione di vuoto nel vessel. Un problema che si verifica in condizioni di incidente severo è la capacità o meno della strumentazione di emergenza di resistere alle eccessive pressioni, temperature e irraggiamenti che possono seguire a una serie di piccole fiamme di combustione di idrogeno.

Perciò sono necessari tests addizionali che prevedano le condizioni ambientali nel contenimento in caso di evoluzione dell'incidente verso condizioni estreme.

### **1.3.3 RICOMBINATORI E INERTIZZAZIONE**

I sistemi di controllo della concentrazione dell'idrogeno sono molteplici, possono essere impiegati in combinazione tra loro e ognuno



presenta vantaggi e relativi svantaggi che devono essere valutati alla luce delle condizioni limite che si prevede di non superare nel contenimento.

I ricombinatori sono capaci di controllare le quantità di idrogeno generate per radiolisi e per corrosione a seguito di un LOCA, invece la quantità liberata in modo esteso dalla reazione zirconio-acqua richiede diluizione per mescolamento fino a concentrazioni controllate dai ricombinatori (circa 4-5%max) per essere trattata da tali dispositivi.

Il ricombinatore riduce la concentrazione di idrogeno ossidandolo ad acqua con l'ossigeno presente nel contenimento, possono esserci differenti modi di ottenere tale reazione, nei ricombinatori termici si impiega il calore radiante, in quelli a fiamma, una combustione esotermica che si autosostiene. Infine nei ricombinatori catalitici passivi si ha la presenza di un catalizzatore di metallo nobile che rende possibile la reazione a temperature più basse.

Il ricombinatore catalitico è impiegato per il controllo dell'idrogeno di radiolisi nel normale funzionamento dei BWR, sembra infatti che sia meno affidabile nelle condizioni perturbate post-LOCA.

I ricombinatori termici sono usati nella condizione di mitigazione post-incidentale all'interno e all'esterno del contenimento, essi impiegano il calore radiante presente in un condotto metallico riscaldato da resistenze elettriche per portare il gas, che entra per convezione naturale, a condizioni di avvio della reazione di ossidazione.

Risultano più affidabili dei ricombinatori a fiamma, i quali in certi casi sono difficili da far partire, e inoltre richiedono sistemi di controllo della fiamma che può divenire una sorgente di ignizione nel contenimento, anche se un certo livello di rischio per l'ignizione di miscele infiammabili è presentato pure dai ricombinatori termici.

### I ricombinatori catalitici (Passive Autocatalytic Recombiners)

offrono invece il vantaggio di essere dispositivi passivi attivati a basse concentrazioni di idrogeno, anche in essi il calore della reazione esotermica stabilisce un flusso che attira il gas all'interno della zona di catalisi per convezione naturale, le temperature sono più basse rispetto agli altri tipi, tuttavia possono essere anche essi una sorgente di ignizione, il loro impiego è limitato a concentrazioni di idrogeno massime del 4-5 % in volume nell'intero contenimento. I vantaggi che offrono sono significativi:

- *passività e auto accensione*
- *funzionamento fin da concentrazioni di  $H_2$  di 1-2%*
- *convezione naturale e omogenizzazione per l'atmosfera del contenimento*
- *resistenza all'avvelenamento da prodotti di fissione volatili*
- *semplicità e facilità di funzionamento, installazione e manutenzione.*

Altra misura di controllo dell'idrogeno è l'inertizzazione dell'atmosfera del contenimento. Essa consiste nel diluire l'ossigeno presente nel contenimento con  $N_2$  fino a concentrazioni minori del 4%.

L'inertizzazione pre-incidentale è obbligatoriamente usata nei BWR con contenimento MARK I e II, tuttavia presenta dei problemi operativi per i rischi al personale durante le manutenzioni ordinarie e richiede un continuo monitoraggio che riveli situazioni di concentrazioni di ossigeno oltre il limite.

L'inertizzazione post-incidente può essere impiegata anche nei contenimenti PWR Large-Dry con  $CO_2$  ed evita la deflagrazione di idrogeno. Tuttavia ci sono, anche in questo caso, diversi problemi di tipo ingegneristico da risolvere, ad esempio il criterio temporale per iniziare ad

inertizzare durante un transitorio incidentale, la efficacia ritardata del sistema . Inoltre possibili svantaggi sono: le procedure complesse legate alla tipologia incidentale, la crescita di pressione dovuta all'iniezione di gas, la inefficienza sui tempi lunghi nel prevenire deflagrazioni, etc.

### 1.3.4 IGNITORI

La ignizione deliberata dell'idrogeno presente è adatta ai contenimenti che possono essere messi in pericolo da esplosione di miscele ricche ( $>10\%$ ), ma non sono alterati da deflagrazioni di concentrazioni inferiori.

Dal momento che la combustione adiabatica di miscele povere produce non solo pressioni minori, ma anche minori temperature a causa di incompleta combustione, gli ignitori sono affidabili in dipendenza dell'entità del miscelamento, della velocità di rilascio di idrogeno. Infatti la ignizione avviene non appena la concentrazione locale di  $H_2$  supera il 4-6%, il tasso a cui viene rilasciato l'idrogeno influenza molto la possibilità che avvenga un omogeneo miscelamento. Ciò che più preoccupa nell'impiego degli ignitori è che vi siano punti in cui l'idrogeno si accumuli in concentrazioni alte, quindi occorre considerare la possibilità di una ignizione che porti a DDT (Deflagration to Detonation Transition). In particolare se vi è forte accumulo di vapor d'acqua la miscela diviene infiammabile solo a concentrazioni vicine al punto limite suddetto.

E' necessario prevedere quindi un sistema di inibizione degli ignitori quando si verificano situazioni locali ad alto rischio. Inoltre deve essere particolarmente curata la disposizione spaziale, visto che le concentrazioni di propagazione continua della fiamma sono differenti nelle differenti direzioni, e quindi lo è anche la affidabilità dell'ignizione.

Per il resto, tali dispositivi sono di due tipi : 'plug' e 'catalitici'.

La ignizione deve essere accompagnata dal rilascio di spray, aerosol o schiume per ridurre le temperature e le pressioni della combustione di idrogeno.

## 1.4 TEORIA DELLA COMBUSTIONE

La teoria della combustione prevede lo studio e la soluzione di sistemi complessi di equazioni che descrivono le proprietà fisiche, chimiche, fluidodinamiche delle specie reagenti. Nel caso di combustione in fase fluida sono importanti le equazioni relative a due fondamentali tipi di flusso, laminare e turbolento. Le equazioni generali della fluidodinamica di gas reagenti comprendono:

- *equazione di continuità*
- *equazione di conservazione della quantità di moto*
- *equazione di conservazione delle specie*
- *equazione di conservazione dell'energia*
- *equazione di stato*
- *equazione di stato per l'energia interna*
- *equazioni di cinetica chimica per le specie reagenti.*

Come si può osservare il set di equazioni coinvolte necessita una semplificazione elevata per poter essere gestito nella descrizione dei fenomeni.

Senza entrare nel merito di trattazioni teoriche di combustione, è utile inquadrare i tipi di flusso che possiamo avere nelle reazioni gassose, laminare e turbolento, per ognuno di questi due abbiamo una semplificazione specifica delle equazioni di combustione che ne rende accessibile la soluzione.

Nel caso di flusso laminare, la fluidodinamica dei gas reattivi prevede due modelli basilari:

- flusso di gas reattivo, non viscoso, comprimibile
- flusso non viscoso, stazionario e monodimensionale

in questo secondo caso, la soluzione del set di equazioni visto, è detta Equazione di Rankine-Hugoniot, e assume la forma:

$$(1) \quad \eta\xi = \frac{4\gamma}{(\gamma+1)^2} + \frac{2\gamma q}{a_1^2} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)$$

con:

$$\eta = \frac{v_1}{v_2} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1},$$

$$\xi = \frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$$

$$\gamma = c_p / c_v$$

$a_1$  = velocità del suono

P = pressione

v = volume specifico

1,2 stati iniziale e finale rispetto al calore q introdotto nel flusso stazionario.

I risultati di questa equazione individuano nel piano P,v una serie di flussi stazionari con addizione di calore, che corrispondono a stati di propagazione di onda a velocità di flusso subsoniche, critiche e supersoniche, in cui l'onda che rilascia calore dà luogo ad una deflagrazione o una detonazione, del tipo debole o forte, oppure critica detta di Chapman-Jouguet (CJ), secondo i valori del numero di Mach del flusso corrispondente.

Per i comuni combustibili miscelati all'aria, la equazione di Hugoniot, risolta impiegando ad esempio le tecnica dei coefficienti adimensionali, per il caso specifico, porta ad una serie di costanti di fitting per la curva di Hugoniot che individuano la corrispondenza del caso in esame con la tipologia di onda prevista per il flusso reattivo stazionario monodimensionale. Queste costanti sono tabulate nei casi più comuni e per

miscele stechiometriche insieme alle temperature calcolate per combustioni a pressione costante e a volume costante.

Rimandiamo la trattazione dei flussi turbolenti ai paragrafi successivi dove si analizza anche il problema generale di misura della turbolenza in un flusso reattivo.

### 1.4.1 REATTIVITA' E CONCENTRAZIONE

La reattività dell'idrogeno in miscele idrogeno-aria sature di vapore è condizionata dallo stato dell'atmosfera del contenimento, che in caso di incidente può presentare alti valori di pressione e temperatura. Alla presenza di altri gas come vapor acqueo, azoto, anidride carbonica etc. la diluizione altera i limiti di infiammabilità della miscela anche fino ad inertizzarla. In tab.1 sono illustrati i limiti di infiammabilità per le diverse direzioni di propagazione:

	LIMITE INFERIORE %VOL	LIMITE SUPERIORE %VOL
PROPAGAZIONE VERSO L'ALTO	4.1	74
VERSO IL BASSO	6.0	74
ORIZZONTALE	9.0	74

**Tab.1-1**

L'effetto dei diluenti può inertizzare l'atmosfera in modo che la fiamma non si propaghi, una miscela di  $N_2$ ,  $O_2$  e  $H_2$  non è infiammabile se l'idrogeno è meno del 4% e l'ossigeno del 5%, i diagrammi triangolari di Shapiro-Moffette illustrano tali limiti di infiammabilità per miscele a tre componenti. Alcuni composti idrocarburi alogenati inibiscono la

combustione anche ad alte concentrazioni di idrogeno. Le miscele secche di idrogeno-aria nei limiti di infiammabilità sono ignite ad energie bassissime dell'ordine dei 0.018 mJ.

Il calore di combustione è parametro che più di tutti identifica il potenziale di un combustibile e per l'idrogeno vale circa  $H_C=122$ . MJ/kg, confrontato con il TNT che genera 15.14 MJ/kg.

La temperatura ha effetto di ampliare il campo di infiammabilità abbassando il limite inferiore ed elevando quello superiore, pertanto le condizioni alterate post-incidentali possono aumentare la reattività della miscela, ad esempio l'aumento di temperatura da 100°C a 500°C porta il Limite Inferiore, verso il basso, dal 9% al 5%.

Esiste infatti un valore critico di temperatura al di sopra del quale la fiamma è in grado di autosostenersi in una miscela infiammabile, la Temperatura di Autoignizione (AIT), il suo valore per l'idrogeno è 673 K.

## **1.4.2 MORFOLOGIA DI ESPLOSIONE**

Una esplosione di gas è un rapido rilascio di energia in forma di calore e/o sovrappressione, a seguito di una reazione chimica che usualmente è una ossidazione di una miscela aria-gas combustibile, quando prende la forma di deflagrazione allora si intende che attraverso il mezzo esplosivo si propaga una onda subsonica, sostenuta dalla reazione chimica, onda di combustione o fiamma, a velocità relativa al gas incombusto dell'ordine del m/s, e pressione costante attraverso il fronte di fiamma.

Invece se si ha una detonazione, nel mezzo esplosivo si propaga un'onda d'urto con velocità supersonica, km/s, con forti differenze di pressione attraverso il fronte d'onda.



Tali differenze si evidenziano: una deflagrazione è un'onda di espansione con diffusione di calore e gas bruciati nella zona di gas incombusto a provocare nuove reazioni di combustione, la velocità della combustione è relativa al moto del gas incombusto spinto dall'espansione del gas bruciato.

Nella detonazione, invece, si ha un'onda di compressione con crescita di densità e diminuzione della velocità del gas non bruciato a tal punto da innescare la sua ossidazione in tempi ridotti di un fattore  $10^{-3}$  rispetto ad una fiamma ordinaria.

Una deflagrazione con fiamma laminare può tuttavia presentare accelerazioni dovute a propagazione in geometrie complesse o in flussi turbolenti, tali da portare la velocità di fiamma a valori elevati fino al punto critico di transizione in detonazione.

Per questo è fondamentale stabilire l'effetto della turbolenza del gas e della turbolenza originata dalla fiamma sulla velocità di bruciamento.

La velocità di bruciamento dipende dalle condizioni fluidodinamiche del flusso di gas incombusto, queste a loro volta sono collegate alla modalità di propagazione della fiamma che determina l'espansione dei gas incombusti, oltrechè alla presenza o meno di setti ed ostacoli.

Una deflagrazione si propaga per conduzione termica dal gas caldo combusto al gas incombusto, nel caso dell'idrogeno la propagazione è ben illustrata dai limiti inferiori di infiammabilità, al di sotto del 4% non c'è propagazione e la fiamma si estingue, tra il 4 e il 6% si propaga verso l'alto, oltre il 9% si propaga in ogni direzione. La turbolenza eleva il tasso di bruciamento, finchè non soffia via la fiamma estinguendola. La crescita di pressione che accompagna una deflagrazione è proporzionale alla completezza della combustione stessa e raggiunge un massimo al crescere

della concentrazione fino a 8-10%. La massima pressione di deflagrazione si ha nel caso di combustione adiabatica isocorica (Adiabatic Isocoric Complete Combustion).

Fenomeni di turbolenza, come si è detto, possono portare ad accelerazione del bruciamento e a fiamme con velocità più grandi di 35m/s che comportano carichi dinamici sul contenimento assumendo l'aspetto di quasi-detonazioni, queste sono le deflagrazioni forti. Invece altro caso sono le fiamme di diffusione turbolenta che si generano ad esempio se idrogeno e vapore vengono iniettati a jet nel contenimento, in questo caso la velocità di bruciamento è controllata dal tasso di miscelamento aria-combustibile, purchè in qualche punto si superi il limite di infiammabilità.

L'orifizio deve avere un diametro minimo per sostenere una fiamma stabile, inoltre ostacoli nel percorso del getto di gas possono agire da supporto per la fiamma.

Le miscele stechiometriche aria-idrogeno (29% di  $H_2$ ) sono detonabili, entro i limiti 18-58% in generale l'idrogeno in aria è detonabile. Tuttavia i limiti di detonazione sono stati valutati sperimentalmente con esplosioni in tubi di diametro opportuno, e non possono essere applicati in situazioni complesse.

La struttura di un'onda di detonazione può essere semplificata in certe geometrie considerandola una discontinuità piana, cioè ignorando la sua tridimensionalità, che separa il gas combusto da quello incombusto (onda di Chapman-Jouguet). Modelli più complessi come il modello ZND (Zel'dovic-von Neumann-Doring) considera la detonazione come un insieme di un'onda d'urto e di una deflagrazione, successivamente è stato visto sperimentalmente che l'onda di detonazione ha una microstruttura a celle non stazionaria.

La lunghezza di cella  $\lambda$  per la detonazione è comunque una grandezza facilmente misurabile, e lega la velocità di reazione chimica con il comportamento macroscopico della propagazione.

Infatti in esplosioni che avvengono in tubi orizzontali il più piccolo diametro a cui può avvenire la detonazione di una certa miscela detonabile è circa  $\lambda/3$ . Per l'idrogeno tali esperimenti sono stati effettuati a varie composizioni, ad esempio per il 16% la ampiezza di cella è 24.5 cm.

### 1.4.3 PARAMETRI DI FIAMMA

Secondo la modellistica più diffusa nel mondo scientifico, la fiamma è considerata come un'onda di reazione chimica subsonica, in grado di autosostenersi in un certo numero di miscele reattive, ed ha proprietà dipendenti solo dalle condizioni iniziali del gas.

In realtà l'onda di reazione ha uno spessore finito, è in genere a struttura tridimensionale e dimostra di interagire con la fluidodinamica del gas.

Per poter caratterizzare la fiamma senza entrare nel merito di calcoli fluidodinamici occorre supporre che essa sia un'onda monodimensionale e stazionaria, per cui la applicazione della modellistica di Hugoniot-Rankine, dà:

$$(2) \quad \begin{aligned} P_2 - P_1 &= P_1 \gamma (1 - \varepsilon) M_1^2 \\ \varepsilon &= \frac{v_2}{v_1} \end{aligned}$$

$$M_1 = S_u / a_1 \quad \text{n° di Mach}$$

$$S_u = \text{velocità di bruciamento.}$$

Dal momento che per la maggior parte delle fiamme osservabili la caduta di pressione attraverso la fiamma,  $P_2 - P_1$ , è  $< 0.01 P_1$  e  $M_1 = 0.001$ , il

fenomeno può essere considerato come isobaro, e la temperatura di reazione uguale alla temperatura di una esplosione isoentalpica della miscela.

Queste ipotesi permettono di definire appunto una temperatura di fiamma  $T_b$  come la temperatura di esplosioni subsoniche a pressione costante in funzione soltanto della percentuale di combustibile in aria, quindi calcolabile usando i valori termodinamici per la trasformazione isoentalpica piuttosto che effettuare difficili misure sperimentali di temperatura nei gas reattivi.

Oltre alla temperatura di fiamma i calcoli isoentalpici permettono di trovare la composizione di equilibrio della miscela a distanza opportuna a valle della fiamma.

Focalizzando l'attenzione sul parametro più importante nell'analisi della fiamma, la velocità di bruciamento, ricordiamo che la fiamma non è un fenomeno stazionario tranne che in situazioni controllate in laboratorio, sotto tali condizioni è possibile però effettuare misure della velocità di bruciamento, impiegando tecniche diverse.

#### ***1.4.3.1 MISURA DELLA VELOCITA' DI BRUCIAMENTO***

Anzitutto la velocità di bruciamento è definita nel caso di una fiamma laminare, monodimensionale, come la velocità del gas incombusto in direzione normale alla fiamma, in un sistema di coordinate in cui il fronte di fiamma è stazionario. In questa ipotesi le tecniche seguenti permettono di ricavare la  $S_b$  dalle misure di grandezze correlate:

- **metodo del bruciatore** :misura dell'area del cono di fiamme stabilizzate in piccoli bruciatori , calcolo dell'area di fiamma;
- **metodo del bruciatore** :calcolo dell'area reale di fiamma da analisi fotografica della fiamma stabilizzata;

- **metodo del bruciatore lento** : misura della velocità locale del flusso di gas  $U$  e dell'angolo  $\alpha$  stazionario formato dalla fiamma con la corrente di gas,  $S_b = U \sin \alpha$ ;
- **tecnica delle bolle di sapone** : la velocità di fiamma e delle bolle è nel rapporto dei raggi delle bolle prima e dopo ignizione;
- **tecnica della bomba sferica** : il diametro di una fiamma sferica di miscela ignita al centro di un contenitore sferico è misurato in funzione del tempo insieme alla pressione nella bomba.

Il modello teorico di fiamma laminare permette di riferirsi ad una **velocità di bruciamento laminare** che è la velocità di propagazione del fronte di fiamma rispetto al gas incombusto o il volume di gas consumato nell'unità di tempo. Da essa si distingue invece la **velocità di fiamma**, che è la velocità di avanzamento del fronte di fiamma rispetto alle coordinate del laboratorio e risente della velocità di flusso del gas incombusto a valle della fiamma. La  $S_b$  può essere considerato un parametro misurato sperimentalmente per la maggior parte delle miscele combustibili e per l'idrogeno vale circa 3 m/s, per miscela stechiometrica. Più facile resta la determinazione della **velocità di fiamma**, nel caso di fronti di fiamma piani e flusso laminare basta avere una rilevazione fotografica ad alta velocità per misurare la distanza di due fronti di fiamma consecutivi in funzione del tempo. Tali misure combinate con rilevazione dei transitori di pressione permettono di calcolare con formule semiempiriche la corrispondente velocità di bruciamento.

$$(3) \quad v_n(t + \Delta t) = \frac{1}{h} * \frac{A(t + \Delta t) - A(t)}{\Delta t}$$

con:

$v_{fl}$  = velocità di fiamma

$h$  = altezza del canale di flusso

$A$  = area occupata dai gas combusti lungo la direzione di propagazione.

#### **1.4.3.2 MISURA DEI CARICHI STATICI**

I processi fisici che guidano le differenti morfologie di esplosione sono differenti tra loro, pertanto anche le leggi di scala che permettono di estrapolare i test di laboratorio ai casi di esplosione reale sono correlate alla rispettiva tipologia di esplosione.

Le principali relazioni più comunemente usate sono le seguenti:

1. la *Legge Cubica (Bartknecht Law)* per le deflagrazioni ventate:

$P_{max} = f(\text{combustibile, concentrazione, } A_v/V)$

$$(4) \quad (dP/dt)_{max} = K_g * V^3$$

questa legge comporta una legge di scala (*legge di Bradley-Mitcheson*) per le esplosioni ventate del tipo:

$$(5) \quad P_{max}/P_0 = g(A_v K_g / A, S_u / a_0)$$

con  $P$  = sovrappressione di esplosione

$P_0$  = pressione ambiente

$A_v$  = area del vent

$V$  = volume del contenitore

$K_g$  = costante della miscela combustibile

$A$  = area interna del recipiente sferico

$S_u$  = velocità del gas a valle della fiamma

$a_0$  = velocità del suono nel gas incombusto;

recentemente si è visto che una legge semplice per scalare le esplosioni ventate non è applicabile, ma si devono impiegare leggi più complesse che tengano conto della adimensionalizzazione di un numero elevato di parametri fisici e geometrici, fermo restando le condizioni iniziali dell'ambiente e la stechiometria del gas;

2. le *Equazioni di Baker e la sovrappressione scalata da Sachs* per le onde di esplosione derivanti da UVCE o uscenti per rottura di contenitore durante una reazione esplosiva:

$$(6) \quad R_{sc} = R \cdot p_0^{1/3} / E^{1/3}$$

con  $R_{sc}$ =distanza scalata di Sachs

$R$  =distanza dell'onda di sovrappressione dal centro di esplosione

$p_0$ = pressione ambiente

$E$ =energia complessiva della sorgente;

3. le *Equazioni del modello ZND o del modello di Chapman-Jouguet* per le detonazioni, nelle quali l'onda d'urto è considerata monodimensionale e seguita a distanza da un'onda di reazione chimica subsonica(deflagrazione) con flusso stazionario.

La caratteristica più importante è che la conoscenza del meccanismo di propagazione della detonazione non è importante nel determinare i carichi e i parametri dell'onda che sono correlati solo alle condizioni termodinamiche iniziali (inizializzazione).

### **1.4.3.3 INTERAZIONI GEOMETRICHE E EFFETTO DELLA COMPARTIMENTAZIONE**

Le analisi effettuate indicano che esiste una relazione geometrica per la propagazione di una detonazione da un ambiente confinato ad uno spazio aperto o un volume molto grande come può essere il contenimento.

I limiti di detonazione non sono fissati ma dipendono dalla geometria, essendo più ampi in ambienti più grandi, infatti la transizione da deflagrazione a detonazione avviene con e per accelerazione della velocità dell'onda di reazione, tale accelerazione può corrispondere alla propagazione di flusso da un ambiente semi-confinato, es. un tubo di diametro  $D$ , ad uno spazio aperto o di dimensioni nettamente superiori.

In questo caso il diametro critico è correlato alla ampiezza di cella del combustibile impiegato dalla relazione,  $D_{cr} \cong 13\lambda$ .

Altri meccanismi di accelerazione di fiamma sono la turbolenza autoindotta, le instabilità di Taylor ( interazione con onde d'urto), e l'interazione con ostacoli.

Quest'ultima interazione sembra avere una importanza basilare nel comportamento della fiamma, soprattutto in ambienti semiconfinati, come visto in numerosi esperimenti in laboratorio e in grande scala.

Da ciò è derivata la necessità di misurare l'entità di accelerazione di fiamma dovuta ad ostacoli, test effettuati in grande scala hanno dimostrato che le pressioni di picco di esplosioni sono elevate solo se la fiamma è accelerata da una fitta serie di ostacoli e da parziale confinamento.

Inoltre visto che gli ostacoli inducono turbolenza nel flusso accelerando il tasso di reazione, sono in corso numerosi studi di correlazione della presenza di ostacoli con la turbolenza del flusso , e si è visto che anche la presenza di confinamento verticale è determinante per innalzare la velocità di fiamma, per effetto interattivo con le forze di galleggiamento sui gas combustibili.



## **1.5 TURBOLENZA**

Per definire le procedure di mitigazione del rischio idrogeno negli impianti nucleari, e quindi le modalità di impiego dei ricombinatori catalitici, degli ignitori e dell'inertizzazione, occorre una soddisfacente conoscenza della dinamica di propagazione della combustione, in presenza di alterazioni locali dovute a turbolenza, ostacoli, etc. Non ci sono esperimenti in scala reale in grado di spiegare tutti gli effetti della propagazione turbolenta, è quindi necessario usare modelli opportuni di combustione.

### **1.5.1 EFFETTO DELLA TURBOLENZA NELLE ESPLOSIONI**

Come abbiamo accennato, tra le cause di accelerazione della fiamma c'è anche la turbolenza. I suoi effetti sono di due tipi: turbolenza del flusso di gas, turbolenza autoindotta dalla fiamma per effetto delle piegature e curvature della superficie di fiamma. La più efficace nel provocare cambiamento di propagazione è la seconda, anche se data l'unicità del sistema areodinamico si ha un'interazione tra le due difficile da valutare. La corrispondente accelerazione di fiamma in caso di ambiente semiconfinato può portare anche al limite di DDT.

## 1.5.2 TEORIA DELLA MISURA DELLA TURBOLENZA IN FLUSSI NON STAZIONARI

Gli esperimenti che sono realizzati sono tutti in media e piccola scala e pertanto i fenomeni e i carichi conseguenti sono valutati tramite l'uso di modelli.

La turbolenza in generale è una caratteristica del flusso, che si verifica spontaneamente in ragioni ad elevate forze di taglio, ed è correlata ad alti valori del numero di Reynolds ( $VL/v$ ).

I primi modelli di fiamme turbolente sono legati agli studi di Dämkohler, la descrizione di flussi turbolenti fa uso delle equazioni complete di Navier-Stokes comprendenti anche le equazioni di cinetica chimica, tuttavia in molti casi, tra i quali anche le esplosioni di miscele omogenee di idrogeno e ossigeno, si deve caratterizzare in modo appropriato la combustione per poter avere un modello in grado di prevedere gli effetti.

Se si vede la combustione turbolenta come un *fenomeno stocastico*, può essere applicata la modellistica del calcolo probabilistico alla descrizione della fiamma.

Ogni variabile, velocità, temperatura, concentrazione risulta essere una funzione statistica delle variabili, spazio e tempo, descritta dunque dalla propria funzione di densità di probabilità  $P[v(x, y, z, t)]$ . Questo tipo di approccio non porta a risultati utili se non intervengono semplificazioni per valutare la densità di probabilità di cui sopra.

I modelli meno recenti trattavano la turbolenza con l'impiego di valori mediati delle variabili fondamentali senza introdurre la probabilità,

metodo dei momenti, impiegando delle equazioni di Navier-Stokes nelle variabili medie di flusso.

In questi modelli, in una regione di flusso turbolento, la velocità locale ha un valore istantaneo al tempo  $t$  pari a  $(U+u, v, w)$ , con  $U$  costante e  $u, v, w$ , fluttuanti, allora detta la media:

$$\bar{u} = \frac{1}{t} \int_0^t u dt$$

queste quantità sono nulle per le componenti fluttuanti, invece in generale la media quadratica non lo è. Allora è possibile definire delle **intensità di turbolenza** nelle componenti coordinate, come le quantità adimensionali:

$$(7) \quad \begin{aligned} I_x &= \frac{\sqrt{\bar{u}^2}}{U} \\ I_y &= \frac{\sqrt{\bar{v}^2}}{U} \\ I_z &= \frac{\sqrt{\bar{w}^2}}{U} \end{aligned}$$

queste intensità sono in generale differenti a meno che il flusso non sia isotropo. Se ciò si verifica si possono stabilire due **scale di turbolenza** dalla relazione delle velocità fluttuanti tra due punti vicini:

$$(8) \quad \begin{aligned} g(y) &= \frac{u(0)u(y)}{I_x(0)I_x(y)U^2} \\ f(x) &= \frac{u(0)u(y)}{I_x(0)I_x(y)U^2} \\ g(y) &\cong 1 - \frac{x^2}{\lambda_g^2} \\ f(x) &\cong 1 - \frac{y^2}{\lambda_f^2} \end{aligned}$$

con  $\lambda$  =scale di Taylor di turbolenza isotropica, invece gli integrali di  $g(y)$  e  $f(x)$  permettono di avere le scale integrali di turbolenza.

La caratterizzazione della turbolenza in genere non è possibile con due soli numeri, comunque nel caso isotropico si può identificare lo spettro energetico  $E(k, t)$  con  $k$  = numero d'onda. Allora normalizzando alla media quadratica della velocità di fluttuazione otteniamo la densità di probabilità dell'energia turbolenta. La relazione che lega lo spettro di energia alla scala di turbolenza vista precedentemente passa per le dimensioni dei vortici che caratterizzano il flusso e per la frequenza con cui essi si generano e scompaiono, infatti all'inizio i vortici sono formati a bassa frequenza poi si stabilizzano in una regione centrale con un picco della funzione densità di probabilità vista, sono le energie di questi vortici che caratterizzano la scala di turbolenza del flusso.

In caso di flussi non reagenti a densità costante, i prodotti delle componenti della velocità danno origine a termini detti *Reynolds stresses*, proporzionali ai gradienti di velocità medie per mezzo di costanti dette viscosità turbolente. In modo simile i gradienti della temperatura media e della concentrazione media di una specie chimica sono correlati in modo proporzionale ai prodotti di velocità e temperatura o velocità e concentrazione, detti momenti di trasporto di Reynolds.

Altri tipi di flussi sono semplificati perché stazionari: cioè le variabili sono indipendenti dalla origine dei tempi, perciò le medie dei prodotti possono essere scritte come medie nello spazio e nel tempo, ad esempio i flussi turbolenti in funzionamento stazionario di una camera di combustione o in una turbina a gas sono visti come medie temporali.

Infine ci sono flussi detti omogenei in cui le variabili sono indipendenti dalla posizione nello spazio, la combustione turbolenta può così essere approssimata se il reattore è ben miscelato e quindi è omogenea, in certi casi l'omogeneità sussiste solo in una data coordinata,

ad esempio in una combustione che avviene in un tunnel le direzioni trasverse alla direzione principale possono essere considerate di omogeneità per la fiamma che si propaghi nel tunnel.

Tralasciando qui di ricordare le proprietà delle funzioni densità di probabilità, è comunque opportuno evidenziare che il valore della standard deviation rappresenta la media quadratica dell'intensità di fluttuazioni della variabile probabilistica attorno al suo valor medio.

Nell'analisi della combustione turbolenta è utile impiegare come variabili indipendenti le frequenze e i numeri d'onda al posto della variabile tempo e spazio, questo significa realizzare trasformate di Fourier delle funzioni densità di probabilità.

### **1.5.3 PARAMETRI DI TURBOLENZA NELLA PROPAGAZIONE DI FIAMMA**

Il problema di misurare simultaneamente intensità di turbolenza e velocità di fiamma è difficile da risolvere a meno di impiegare la tecnica della velocimetria laser descritta di seguito.

Ciò che sperimentalmente è stato osservato, per l'idrogeno ed altri gas, è riassunto nei seguenti punti:

- la velocità di bruciamento cresce al crescere della intensità di turbolenza;

- la velocità di bruciamento turbolenta,  $S_t$ , può essere scritta come funzione della velocità di bruciamento laminare,  $S_u$ , più i parametri di turbolenza:

$$(9) \quad S_t = S_u + u' + u'',$$

con  $u' =$  intensità di turbolenza del flusso incombusto a monte della fiamma,  $u'' =$  turbolenza generata dalla fiamma. Per Lewis-von Elbe abbiamo :

$$u'' = S_u (\epsilon - 1) / \sqrt{3}$$

con  $\epsilon = \rho_u / \rho_b$  rapporto tra le densità del gas incombusto e combusto.

- la turbolenza generata dalla fiamma che qui appare indipendente dal flusso , in realtà lo è in misura difficile da relazionare, ma dipendente dal rapporto  $u' / S_u$ .
- la relazione di cui sopra è stata trasformata da Koroll in formula semiempirica:

$$(10) \quad S_t / S_u = [1 + B * (u' / S_u)^2]^{0.5} + u'' / S_u$$

con:  $u'' = S_u [1 - \exp(-u' / S_u)] (\epsilon - 1) / \sqrt{3}$ .

## 1.5.4 TEORIA DELLA ANEMOMETRIA LASER

La velocimetria Laser-Doppler (LDV) è la misura delle velocità dei fluidi per mezzo dello spostamento doppler della frequenza di luce laser che è stata respinta da piccole particelle che si muovono con il fluido.

E' una tecnica originale messa a punto da Cummings, Knable e Yeh ed inizialmente applicata allo studio dei moti Browniani di particelle in sospensione acquosa osservando lo spettro di luce laser diffratta dalle particelle, la quantità interessante era in questi esperimenti l'ampliamento dello spettro di luce laser dovuto al moto casuale delle particelle.

Tuttavia essi osservarono inoltre un netto spostamento della frequenza dovuto alla velocità media delle micro-correnti convettive nella cella acquosa. In seguito venne realizzato il primo esperimento mirato a misurare velocità di fluido. In breve tempo si è applicata la velocimetria laser a misure di flussi di liquido laminari , flussi laminari di gas, flussi di

liquido turbolenti e turbolenza nelle gallerie del vento. Queste prime misure prevedevano l'analisi spettrale della luce diffratta, che richiede medie temporali considerevoli e non vede le fluttuazioni della velocità in funzione del tempo.

La tecnica è particolarmente attraente: non è intrusiva, non richiede sensori che possono disturbare l'andamento del flusso, permette una misura selettiva di una o più componenti del vettore velocità, offre una buona risoluzione spaziale e permette di seguire fluttuazioni ad alta frequenza della velocità del flusso, Goldstein e Kreid hanno effettuato misure con errore assoluto di 0,1%.

Ci sono stati ovviamente problemi da risolvere, infatti la debole intensità della luce diffratta da origine a segnali affetti da rumore difficile da separare.

Inoltre la localizzazione casuale delle particelle ha creato un problema di analisi dati visto che i dati arrivano casualmente e troppo distanti per ricavare la time history della velocità.

Il velocimetro Laser-Doppler ha una versatilità dimostrata dalla varietà dei tipi di flusso in cui può essere usato efficacemente: flussi supersonici, flussi di convezione naturale, flussi in motori a combustione interna, turbine a vapore e a gas, flussi chimicamente reattivi, come fiamme premiscelate e diffusive, flussi bifase, turbolenza atmosferica, flussi di sangue arteriosi e capillari, flussi di plasma ad alta temperatura. L'intervallo di velocità misurabile va da meno di 10 micron/s fino a 1 km/s.

Il fenomeno fondamentale nella velocimetria laser-Doppler è lo spostamento Doppler della luce diffratta da piccole particelle (da 0.1 a 10 micron). La generica particella nella posizione  $\underline{x}_i(t)$  devia un'onda

luminosa con vettore elettrico incidente  $\underline{E}_0$  e  $\underline{E}_{1i}$  deviato, poiché il fascio luminoso laser è assimilabile ad un'onda piana di direzione  $\underline{s}$ , pulsazione  $\omega$ , intensità  $I_0$ , la corrispondente onda diffratta è invece un'onda sferica di frequenza proporzionale alla velocità della particella nella direzione dell'onda incidente:

$$(11) \quad d\Phi/dt = \omega_0 + k \underline{v}_i \cdot (\underline{r} - \underline{s})$$

il massimo spostamento Doppler avviene per  $\underline{r} = -\underline{s}$  ed è dell'ordine di  $0.4 \text{ Mhz}/(\text{ms}^{-1})$ , con la tecnica di *mixing ottico* si sottrae la pulsazione  $\omega_0$  e si riesce a misurare una determinata componente del vettore velocità delle particelle sospese nel flusso. La risoluzione spaziale del Laser a doppio fascio (dual beam) è limitata dalla distribuzione gaussiana della intensità rispetto all'asse del fascio. Il fascio emergente è invece un'onda sferica con distribuzione di intensità di nuovo gaussiana, il risultante volume di misura è un ellissoide di dimensioni dell'ordine del  $0.01 \text{ mm}$ , l'onda sinusoidale ha frequenza proporzionale alla  $v$  della particella:

$$(12) \quad v = -\Phi_0 \lambda / (2 \sin(0.5\theta))$$

Infine, impiegando fasci laser multipli, identificati da differenti proprietà ottiche, come il colore, è possibile misurare due o tre componenti del vettore velocità.

Da queste misure, ovviamente depurate del rumore di fondo, dovuto ad esempio al fondo di luce esterno per riflessione della luce laser, si risale alle intensità di turbolenza del flusso viste precedentemente, dopo aver mediato sull'output di un certo campione di particelle e sull'intervallo di tempo.



# CAPITOLO 2

## LE DEFLAGRAZIONI DEBOLI

### 2.1 INTRODUZIONE

Lo studio delle deflagrazioni deboli o lente è importante soprattutto nel caso di contenitori multicompartimento ventati. Infatti se l'applicazione delle 'rules' NRC permette di limitare la concentrazione dell'idrogeno nell'intero contenimento al di sotto di livelli pericolosi per il punto di DDT, tuttavia niente vieta che ci sia la formazione di sacche locali ad alta concentrazione o che si abbiano effetti di accelerazione dovuti alla geometria del sistema vessel-contenimento.

L'accumulo di idrogeno che si è avuto durante l'incidente di Three Mile Island 2 (TMI-2) ha fatto sì che gli standard 10CFR50 ponessero il limite della concentrazione al di sotto del 10%, per contenimenti non inertizzati come i PWR e i BWR-MARK III.

Però le sovrapressioni generate da deflagrazioni deboli sono in grado di pregiudicare la disponibilità di apparecchiature di sicurezza e sono pericolose tanto più quanto più sono confinate. I carichi statici derivanti devono essere controllati, e deve essere valutata la probabilità di forti accelerazioni di fiamma dovute alla presenza di setti, orifizi, ostacoli e turbolenza.

## 2.2 RANGE DI CONCENTRAZIONI

I limiti di infiammabilità sono quelle concentrazioni estreme entro le quali la fiamma si propaga autosostenendosi, mentre al di fuori si estingue al cessare della sorgente di ignizione. Per l'idrogeno questi sono 4-75 % con una velocità di fiamma laminare di circa 3 m/s.

Il fenomeno della combustione incompleta può essere molto importante nella sicurezza, infatti al di sotto del 8% di concentrazione di idrogeno possono presentare deflagrazioni ipostechiometriche, così l'ignizione di tali miscele può essere impiegata per limitare la quantità globale di idrogeno nel contenimento senza correre il rischio di danneggiarlo.

Il campo delle deflagrazioni sopra alla concentrazione suddetta e al di sotto del 10%, è definito di deflagrazione lenta, nel caso di contenitore unico non ventato. Però anche tale tipo di deflagrazione può arrivare ad avere una velocità di fiamma elevata fino ad un decimo della velocità del suono, se fenomeno di turbolenza o presenza di compartimentazione ed ostacoli portano nel campo delle deflagrazioni veloci o quasi- detonazioni.

Anche senza che si arrivi ad avere onde d'urto e carichi dinamici in certi casi di deflagrazione debole i carichi statici possono arrivare a valori di attenzione. Ponendoci a valori di concentrazione superiori al 8.5% e inferiori al 10%, siamo in grado di vedere gli effetti in piccola scala di deflagrazioni deboli a combustione completa e con particolari condizioni di confinamento.

## 2.3 MORFOLOGIA CARATTERISTICA DI PROPAGAZIONE DI FIAMMA

La fiamma derivante dall'onda di reazione esotermica subsonica in assenza di effetti di compartimentazione ha i seguenti caratteri(modello 'termico' di Mallard e Le Chatelier):

- ha una unica velocità di propagazione  $S_u$ ;
- non ha perdita di calore dai lati ma trasmette il calore al gas a valle per conduzione termica;
- la zona di reazione è sottile e ad alta temperatura, mentre un piano di ignizione la separa dal gas freddo non reattivo della zona di conduzione, la temperatura di ignizione è uguale alla temperatura di fiamma. La differenza di pressione attraverso la fiamma è piccolissima, la velocità di bruciamento è laminare;
- la velocità di bruciamento si può esprimere in funzione della energia di attivazione  $E$  e della differenza di pressione tra due punti ben distanti a monte e a valle della fiamma.

Questo modello è applicabile fino al momento in cui si può ipotizzare la reazione come un'onda stazionaria che si propaga normalmente al flusso, è chiaro che le fiamme reali anche a basse velocità di bruciamento presentano instabilità, essa è di due tipi:

- ad alta frequenza , fiamme a struttura cellulare;
- a bassa frequenza, instabilità fluidodinamica, difficile da quantificare.

## 2.4 MORFOLOGIA CARATTERISTICA DEI CARICHI STATICI

Le deflagrazioni completamente confinate tecnicamente non si dovrebbero considerare esplosioni a meno che non si arrivi alla rottura del contenitore.

Invece sono assimilabili ad esplosioni in aria le deflagrazioni in contenitori sferici con pochi annessi interni, in questo caso la crescita di pressione soddisfa la legge cubica di Bartknecht (vedi sopra), cioè la pressione cresce con tale legge fino a combustione completa,  $(dp/dt)_{max}$ , si stabilizza ad un valore massimo di sovrappressione  $P_{max}$ , e poi decade a causa della perdita di calore.

Nella comune pratica industriale si controlla la pressione esplosiva in un contenitore ponendo una apertura (vent) di dimensioni opportune con copertura a bassa massa e resistenza. L'effetto del vent è quello di ridurre la massima sovrappressione in caso di esplosione, ed sono stati sviluppati normografi e programmi di calcolo (DEVENT) per valutare le dimensioni delle aperture. Tuttavia non si è in grado di stabilire pienamente in scala reale gli effetti di accelerazione e turbolenza indotti dal flusso perturbato dall'apertura del vent, per cui la velocità del gas incombusto spinto in avanti dalla espansione del gas bruciato può portare ad accelerare fiamme laminari da 0.4 m/s a 3-5 m/s e ben oltre, come visto in esperimenti sugli idrocarburi.

Mentre gli effetti dei carichi statici da deflagrazione non confinata possono essere espressi a dovuta distanza dalla sorgente con la modellistica

dell'onda d'urto applicata ai combustibili solidi, ad esempio il *modello TNO emisferico*.

## 2.5 EFFETTI SINERGICI

La presenza di venting non è il solo parametro da considerare nella manifestazione di accelerazioni di fiamma e carichi di pressione anomali, infatti il comportamento della combustione di idrogeno in ambiente chiuso o ventato, risente anche della presenza di spray o ventilatori, di interconnessioni tra ambienti ristretti, di mancata omogeneità di miscela.

In particolare, se si verificano simultaneamente due o più condizioni perturbanti (venting, compartimentazione, ostacoli, elevata turbolenza), si nota che l'output corrispondente di pressione è notevolmente amplificato.

Ciò vuol dire che le perturbazioni della propagazione laminare di fiamma non si sommano semplicemente, ma interagiscono in modo positivo, così da esaltare il risultato dell'esplosione, senza annullarsi reciprocamente, e con tipologia di propagazione di fiamma difficile da prevedere o incasellare in un unico modello termofluidodinamico.

Il legame tra tutte le perturbazioni sembra essere un aumento della turbolenza di fiamma e del flusso, che porta a stiramenti (STRETCH) di fiamma e accelerazioni del bruciamento e dell'emissione di calore, in modo "esponenziale". Tuttavia è difficilmente proponibile un modello in grado di soddisfare tutte le condizioni di fiamma e flusso e collegare ad essi un unico valore di turbolenza.

# CAPITOLO 3

## APPARATO SPERIMENTALE E METODI

### 3.1 INTRODUZIONE

Da anni il Dipartimento di Costruzioni Meccaniche e Nucleari ha portato avanti la ricerca sul Rischio Idrogeno, con apparati e prodotti software che hanno permesso di esaminare differenti fenomeni.

Dopo aver studiato gli effetti dei vents sul limite DDT, la misura delle velocità di bruciamento laminare, le deflagrazioni deboli in sistemi ventati senza compartimentazione, si è giunti alla tipologia di apparecchiature VIEW , multicompartimentata con sistema di omogenizzazione della miscela.

In essa la fiamma viene resa visibile da una doppia parete di vetro, e registrata nel suo evolversi da telecamera digitale.

Correlate alle misure di pressione e rilevazione filmata del transitorio, si è recentemente aggiunta la misura con Anemometro Laser della velocità istantanea al passaggio di fiamma, e quindi di turbolenza locale, oltre al trattamento di dati con il codice NEVE per la valutazione termodinamica della velocità di bruciamento corrispondente.

## 3.2 APPARECCHIATURA LARGE-VIEW

La apparecchiatura sperimentale di ausilio nella realizzazione delle prove di deflagrazione debole consiste di un contenitore con struttura in acciaio rinforzato di dimensioni 0.68x0.68x3.2 m e due pareti di pannelli di vetro multi-stratificato di spessore 40 mm. E' suddiviso in due camere da un setto con foro centrale, mentre un apparato di ventilazione consente di omogenizzare la miscela di idrogeno e aria presente all'interno. L'immissione dell'idrogeno é controllata a portata costante da un flussimetro: si determina la quantità immettendo gas per il tempo necessario a raggiungere la concentrazione volumetrica in aria voluta.

Un sistema di rivelatori di gas consente di verificare l'omogeneità della distribuzione nelle due camere, mentre una serie di sensori di pressione piezoresistivi effettua il monitoraggio del profilo di sovrappressione nelle camere del contenitore durante la deflagrazione.

Grazie ad un aerosol di NaCl é possibile visualizzare la fiamma nel suo evolversi e registrarne l'immagine per il tempo di transitorio con una telecamera ad alta precisione attraverso le pareti di vetro e lo specchio per la vista superiore. Per una descrizione più dettagliata rimandiamo alla bibliografia specifica.

Nell'apparecchiatura così predisposta sono stati eseguiti 166 test di deflagrazione, di essi 10 circa impiegando metano come gas infiammabile, di ogni prova sono stati registrati : i profili di pressione e temperatura nelle due camere, l'evoluzione della velocità trasversale delle particelle al passaggio della fiamma con il LDA, le immagini di evoluzione del transitorio.

### 3.3 LASER DOPPLER ANEMOMETER

Per quanto riguarda le misure di turbolenza, i ricercatori dell'Università di Monaco di Baviera si sono serviti di un anemometro Laser Doppler.

Il principio di funzionamento visto precedentemente permette ad un programma di calcolo di individuare dal ritardo di ritrasmissione di un raggio laser incidente su una particella di aerosol ( $\text{TiO}$ ) la componente di velocità della stessa in direzione normale al raggio incidente.

Il Laser di Argon ha quattro fasci luminosi di colore verde e azzurro che misurano due componenti di velocità delle particelle, lungo l'asse dell'apparecchiatura e in direzione ortogonale, la risoluzione dipende dal numero di particelle di  $\text{TiO}$  e  $\text{NaCl}$  presenti nel volume di misura.

Il passaggio della fiamma è evidenziato anche dalla drastica diminuzione delle particelle e del loro contributo alla velocità istantanea mediata, visto che l'aerosol di  $\text{NaCl}$  viene bruciato dalla fiamma stessa.

Tramite una stima statistica, tale velocità del gas combusto in direzione trasversale alla propagazione di fiamma è correlata con opportune tarature al valore di turbolenza nella prossimità del fronte di fiamma.



### 3.4 MISURA DEI PARAMETRI DI FIAMMA

I parametri di fiamma sono l'area della superficie di reazione e la frazione di volume di gas bruciato, racchiuso dalla superficie di fiamma, rispetto al gas incombusto. Tali valori consentono secondo la modellistica illustrata di calcolare la velocità di bruciamento laminare tenute conto solo delle condizioni iniziali e dei transitori di pressione.

#### 3.4.1 TRATTAMENTO ED ANALISI DELL'IMMAGINE

L'acquisizione di immagine di deflagrazione e la disposizione dell'apparecchiatura rende possibile ottenere informazioni tridimensionali sulla struttura di fiamma, superficie, e volume del gas combusto durante lo svolgersi del transitorio.

Il codice NEVE necessita in ingresso i valori della Area della superficie di fiamma e della Frazione di Volume di gas combusto. Il codice, sviluppato dal D.C.M.N., consente di seguire i transitori di deflagrazione ventata, calcolandone la velocità di bruciamento e i transitori di pressione.

I valori suddetti sono ottenuti campionando a successivi intervalli di tempo lo svolgimento della deflagrazione per mezzo dei fotogrammi, 'frames', ricavati dalla ripresa della telecamera digitale.

In ogni immagine sono visibili due viste dell'apparecchiatura grazie allo specchio posto sopra a 45°, la vista laterale e la vista superiore, l'analisi dell'immagine per ricavare i valori delle grandezze volute è effettuata impiegando il processore software *NIH Image 1.56b18* per MacOS. Questo permette la visualizzazione digitale dei fotogrammi prescelti consentendo la misurazione computazionale dei profili di fiamma visibili e dell'area racchiusa in ognuna delle viste disponibili.

Mentre i profili di fiamma permettono di ottenere l'area della superficie reattiva, le aree da essi comprese, nelle due viste, possono essere opportunamente combinate per ottenere il volume di gas bruciato e non al dato istante di tempo.

Detti  $L_1$  e  $L_2$  tali profili rispettivamente nella vista laterale e nella vista superiore, supponendo ellissoidale la superficie di fiamma, essa è data con accettabile approssimazione da:

$$A_f = \frac{2}{\pi} L_1 L_2^2$$

Nei primi istanti di esplosione il gas bruciato occupa un volume sferico e poi assume gradatamente una forma ellissoidale, tale volume, se  $A_1$  e  $A_2$  sono le area visibili occupate da gas combusto, mentre  $P_1$  e  $P_2$  ne sono i corrispondenti perimetri, è dato da:

$$V_b = 1.2 \frac{8}{3\pi} \frac{P_1 P_2}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

La relazione precedente è valida per la sfera senza il coefficiente 1.2, ma se il volume bruciato riempie tutta la camera 1 dell'apparato, la relazione sottostima del 20% il volume del parallelepipedo, da cui l'introduzione del coefficiente suddetto. Invece nei primi istanti il volume della sfera viene sovrastimato del 20%, tuttavia l'errore assoluto risultante è piccolo dato il piccolo valore del volume sferico stesso.

La frazione  $X_b$  richiesta si ottiene dividendo i valori calcolati per il volume della camera di reazione.

### 3.4.2 ANALISI DEI TRANSITORI DI PRESSIONE

La macchina è equipaggiata di 7 trasduttori di pressione ad alta velocità piezo-capacitivi e da 7 termocoppie distribuiti nelle due camere,

un convertitore A/D a scheda è installato su un PC e riceve in tempo reale i transitori di pressione, tre per ogni camera, rappresentandone l'andamento temporale.

L'analisi quantitativa è possibile sui dati di pressione dei sei listati di output dei trasduttori, che opportunamente depurati di rumore, sono riportati al reale tempo di transitorio in accordo con quanto registrato dalla telecamera ad alta velocità (25 frames/s).

I valori di pressione massima nella prima e nella seconda camera possono essere qualitativamente correlati per via temporale ai fenomeni peculiari che si vedono nell'esplosione e di cui vedremo in seguito.

Inoltre dopo aver eliminato i rumori (smoothing) i dati di pressione in scala di pressione assoluta sono forniti in input al codice NEVE, alternativamente alla frazione di volume bruciato, per la valutazione della velocità di bruciamento.

### **3.4.3 CODICE NEVE: STIMA DELLA VELOCITA' DI BRUCIAMENTO**

Il codice software NEVE 1.0 (dettagli sul codice sono al Cap. 5) è supportato dal modello fisico che descrive le deflagrazioni di miscele infiammabili in ambienti parzialmente confinati. Il modello assume la combustione del singolo elemento di massa isobara, a pressione costante tra gas combusto e non. Tutti gli altri parametri termodinamici sono differenti nelle due condizioni di gas bruciato e gas incombusto, ma uniformi all'interno di ciascuna fase.

Il processo è adiabatico, mentre la pressione esterna può variare senza superare però quella interna altrimenti si ha una inversione di flusso

non prevista dal modello. Da ciò segue che sono analizzabili solo le porzioni di transitorio in cui la pressione della seconda camera non supera quella della prima:  $P_2 < P_1$ .

I dati in input sono:

- transitorio di pressione o della frazione di gas combusto,
- transitorio di pressione della seconda camera,
- area di venting combusto ed incombusto.

L'output calcolato è invece:

- transitorio temporale del tasso di bruciamento che, dato il venting, corrisponde al transitorio di pressione o volume bruciato, conosciuta anche l'area di fiamma abbiamo anche la velocità di bruciamento V.B.
- transitorio di volume combusto , noto il transitorio di pressione nella prima camera, esso può essere di confronto per le misure effettuate oppure si possono comparare i transitori di pressione.

# **CAPITOLO 4**

## **RISULTATI SPERIMENTALI E DISCUSSIONE**

### **4.1 INTRODUZIONE**

In relazione al programma di studio degli effetti della turbolenza sulla propagazione di fiamma in deflagrazioni di idrogeno, sono stati eseguiti dei tests con l'apparecchiatura Large VIEW presso il DCMN con l'obiettivo di misurare in deflagrazioni deboli di idrogeno lo stato di moto turbolento impiegando un LDA (Laser Doppler Anemometer).

Il principio di funzionamento del LDA consiste nel ricavare la velocità istantanea di una particella sospesa nella miscela di gas al passaggio della fiamma, sfruttando il ritardo di propagazione di un raggio laser, diretto trasversalmente alla particella stessa al momento in cui questa viene colpita.

## 4.2 CARATTERISTICHE DEI TEST ESEGUITI CON LARGE-VIEW

Ciò premesso, analizziamo i dati sperimentali disponibili per questa serie di test includendo anche le velocità turbolente seppure la loro stima non è effettuata nel DCMN.

I tests eseguiti dal 15/4/97 al 16/5/97 sono in numero 166, si differenziano per quanto riguarda :

1. i gas impiegati come combustibile: idrogeno e metano;
2. le concentrazioni dei suddetti gas :9, 9.5, 10 % in aria per l'idrogeno, 5.9, 6.0, 6.05, 6.5, 7 % in aria per il metano;
3. la posizione dell'ignizione: E.B., E.C., M.B., O.B., in basso o al centro vicino all'estremità o all'orifizio della prima camera;
4. la presenza e la posizione del Laser;
5. la presenza di ostacoli.

I dati sperimentali registrati in ogni test sono:

6. i transitori di pressione nella prima e nella seconda camera;
7. i transitori di temperatura nella prima e nella seconda camera;
8. la serie di immagini (25 frame per sec) registrata durante ogni deflagrazione;
9. le velocità istantanee delle particelle ( $\text{TiO}_2$ ) al passaggio della fiamma (da richiedere a Monaco).

Una parziale elaborazione dei dati sperimentali è stata eseguita per i test con idrogeno, in particolare:

10. per tutti i tests, i transitori di pressione sono stati riferiti al tempo reale di misura con zero all'istante di ignizione;

11. per i tests n°33, 63, 109, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, i transitori di pressione riferiti all'istante di ignizione sono stati riportati a valori assoluti di pressione, in unità SI, e sono stati utilizzati come input per il codice NEVE per la valutazione della velocità di bruciamento;
12. per i tests suddetti inoltre è stata eseguita una analisi delle immagini con calcolo delle aree e dei volumi di fiamma, date come input al codice NEVE per valutare i tassi di bruciamento e le velocità di bruciamento confrontabili con quelle calcolati tramite le pressioni;
13. sempre per i suddetti tests sono state valutate le velocità istantanee delle particelle al passaggio della fiamma, indicative del livello di turbolenza presente nella miscela (università di Monaco);
14. per tutti i tests con idrogeno sono state sottoposte ad analisi statistica e qualitativa le sovrappressioni delle due camere con particolare riferimento ai valori di  $P_{max}$ ,  $P_{min}$ ,  $P_{jet}$ ,  $P_1$ - $P_2$ , in relazione tra loro e con la concentrazione nominale dei test.

L'analisi statistica di cui sopra è stata confrontata con quella eseguita sui dati della prima serie di test svolti con LargeVIEW, di questi test sono disponibili dati analoghi a quelli già descritti tranne quelli relativi al LDA, unica differenza tra le due serie di tests è il taglio della sacca di espansione effettuato solo nella prima serie.

### 4.3 ANALISI DEI TRANSITORI DI PRESSIONE

I dati grezzi di pressione sono nella forma di **output di 6 trasduttori di pressione piezocapacitivi**, per un intervallo di

registrazione di 6 secondi, tre dei trasduttori sono collocati nella prima camera e tre nella seconda, l'elaborazione dei dati prevede le seguenti *fasi quantitative e qualitative*:

- 1- individuazione dell'istante di accensione, spark, e dell'istante di inizio misure laser, dalla brusca variazione del trigger, monitorati insieme agli output di pressione;
- 2- scelta di uno dei tre profili di pressione registrati per ogni camera, il più coerente qualitativamente;
- 3- riferimento dei profili di pressione ad una scala temporale con origine all'istante di accensione e intervallo di campionamento pari al frame rate della telecamera, 0.04 sec;
- 4- indagine combinata con l'impiego delle immagini registrate per localizzare i valori significativi di pressione in corrispondenza temporale con i *fenomeni di jet-ignition, oxyhydrogen torch, recoil*;
- 5- indagine inversa per collegare alla fenomenologia i valori di picco della prima e seconda camera;
- 6- indagine fenomenologica relativa ai tempi di funzionamento del LDA, per collegare i valori di intensità di turbolenza con il passaggio della fiamma di fronte al raggio laser di misura.

**Tab. 4-1- Dati dei tests eseguiti con LargeVIEW per il progetto HY-MI -1997**

N.test	Tmax1	[H2]	Pmax1	Tj1	Pj1	Pj2	Pmax/Pj
01T		9,50	469,50	0,11	36,72	103,57	13
02T		9,50	483,85	0,61	65,10	80,75	7
03T		9,50	501,82	0,34	88,05	110,79	6



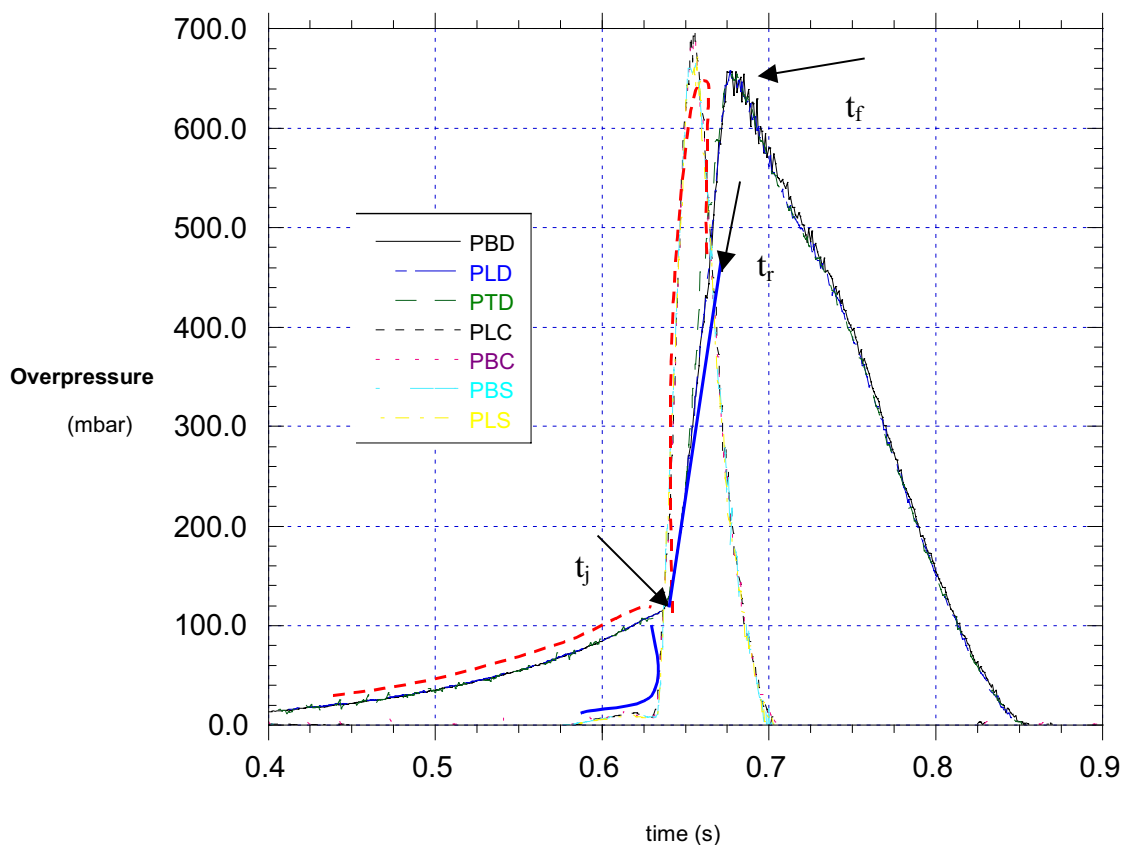
05t		9,50	282,95	0,72	82,11	97,91	3
06t		9,50	255,64	1,80	113,93	84,46	2
07t		9,50	399,50	0,66	81,31	55,20	5
08t		9,50	440,39	0,79	31,27	51,30	14
09t		9,50	429,28	0,89	54,69	63,59	8
11t		9,50	363,78	0,82	60,63	78,60	6
12t		9,50	332,94	0,95	53,25	68,27	6
13t		9,50	445,36	0,59	40,42	82,70	11
15t		9,50	510,00		78,10		7
16t		9,50	478,08	1,85	76,18	92,26	6
17t		9,50	348,02	1,81	81,31	43,50	4
18t		9,50	280,34	1,14	48,43	31,01	6
20t		9,00	254,80	0,93	30,95	32,38	8
21t		10,00	653,53	0,61	31,27	110,42	21
22t		10,00	656,74	0,36	108,57	120,54	6
23t		10,00	599,81	0,64	117,40	94,79	5
24t		10,00	656,74	0,60	96,87	102,40	7
25t	0,64666	10,00	656,74	0,62	114,83	81,14	6
26t	2,0443	10,00	519,93	2,00	104,73	78,02	5
27t	2,4783	10,00	606,58	2,38	77,86	81,33	8
33t	1,5073	10,00	148,99	1,47	77,86	22,04	2
39t	1,7810	10,00	585,23	1,73	22,54	122,36	26
44t	3,0273	9,00	56,20	2,98	119,31	22,24	0
45t	2,9386	9,00	57,36	2,93	22,91	50,52	3
46t	2,5260	9,00	226,36	2,46	51,97	64,95	4
47t	2,2810	9,00	257,14	2,19	62,75	18,39	4
48t	1,9646	10,00	667,32	1,91	18,66	107,25	36
49t	2,1076	10,00	727,88	2,07	108,92	110,20	7
50t	2,0643	10,00	700,82	2,02	118,20	109,62	6
51t	1,9100	10,00	619,01	1,86	110,10	98,89	6
52t	2,7926	10,00	706,98	2,75	103,69	108,45	7
54t	1,8916	10,00	716,99	1,84	112,22	115,08	6
55t	2,4940	10,00	641,73	2,44	114,72	103,18	6
56t	2,9656	10,00	397,66	2,92	104,90	58,86	4
57t	2,4626	9,50	460,22	2,41	58,90	85,80	8
59t	2,8096	9,00	383,11	2,76	85,65	58,86	4
61t	3,2110	9,00	293,34	3,14	58,84	25,94	5
72t	2,1893	9,00	250,49	2,11	25,60	24,06	10
74t	2,2410	9,00	333,57	2,18	24,17	33,35	14
77t	3,7203	9,00	255,81	3,65	33,88	37,45	8
78t	3,2580	9,00	649,29	3,21	37,34	111,57	17
79t	3,4993	10,00	352,66	3,45	109,86	82,70	3
83t	3,1916	9,50	589,97	3,15	82,40	40,96	7
85t	3,4346	9,00	184,57	3,38	40,65	31,40	5
86t	4,8986	9,00	294,43	4,84	31,86	52,08	9
87t	3,6876	9,50	386,72	3,64	52,73	77,24	7
88t	3,4786	10,00	644,90	3,44	74,71	120,73	9
89t	3,6350	10,00	733,67	3,60	123,05	126,39	6
90t	2,8320	10,00	165,89	2,79	123,95	29,65	1
92t	3,6343	9,50	439,45	3,58	29,66	80,36	15
93t	3,3150	10,00	629,52	3,27	78,00	116,83	8
94t	3,7296	9,00	362,55	3,68	113,16	54,61	3
95t	3,0493	10,00	714,11	3,01	54,93	121,32	13
96t	3,5950	9,00	299,93	3,53	124,15	39,01	2
99t	1,6993	10,00	748,56	1,67	38,45	147,85	19
105t	3,9400	8,50	36,26	3,90	148,98	14,24	0
106t	0,70899	9,50	744,87	0,64	14,28	123,85	52

107t	3,0270	10,00	927,25	2,99	127,44	111,76	7
109t	3,1303	10,00	907,47	3,09	113,16	122,88	8
110t	2,9863	10,00	915,16	2,94	121,95	132,43	8
111t	2,9050	10,00	901,98	2,88	137,33	137,34	7
112t	3,4893	9,00	106,57	3,41	142,82	20,85	0
113t	3,8573	9,00	98,91	3,83	21,97	60,86	5
114t	4,4143	9,00	46,20	4,34	63,85	13,49	0
116t	3,6186	9,00	130,89	3,52	13,47	11,19	10
117t	2,5476	10,00	773,77	2,51	11,55	121,40	67
118t	2,9093	10,00	694,34	2,87	127,04	125,82	5
119t	2,9903	10,00	609,74	2,95	127,44	110,21	5
120t	3,2680	10,00	739,38	3,24	114,26	130,50	6
121t	3,2673	10,00	694,34	3,24	136,23	135,57	5
122t	3,1696	10,00	841,14	3,13	135,13	126,30	6
123t	3,3243	10,00	714,11	3,29	132,81	121,24	5
124t	3,4453	10,00	708,62	3,40	118,65	125,04	6
125t	3,7150	9,50	369,14	3,67	129,64	67,30	3
126t	3,2780	10,00	673,46	3,24	70,31	125,62	10

**Tab. 4-2 - Test per i quali è stato eseguito il calcolo della velocità di bruciamento turbolenta**

TEST	CONC. GAS (%)	IGN.	POSIZ. LDV	film	p/t	conc. gas	ostac.	DATE EXEC.TEST
P33T	H2 10%	M.B.	A.D.	X	X	X	/	24/4/97
P63T	H2 10%	O.B.	/	X	X	X	/	30/4/97
P109T	H2 10%	E.C.	A.D.	X	X	X	X	9/5/97
P159T	H2 9.5%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	15/5/97
P160T	H2 10%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	15/5/97
P161T	H2 10%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	16/5/97
P162T	H2 9.5%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	16/5/97
P163T	H2 9%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	16/5/97
P164T	H2 10%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	16/5/97
P165T	H2 9.5%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	16/5/97
P166T	H2 9%	E.B.	A.D.	X	X	X	/	16/5/97

### 4.3.1 PRIMA E SECONDA CAMERA



**Fig.4-1 - Transitorio di pressione di combustione di miscela al 9.5 vol.% di  $H_2$  in aria**

Le pressioni in deflagrazioni di miscele gassose in contenitori chiusi di geometria sferica o quasi con pochi setti ed ostacoli interni seguono una legge di crescita cubica nella fase di completamento della combustione per poi stabilizzarsi ad un valor massimo e decadere lentamente con lo smaltimento del calore. La presenza di turbolenza e/o di geometria interna complessa provoca accelerazioni di fiamma con ratei di crescita di pressione maggiori della legge cubica osservata.

Per limitare la massima pressione di un contenitore lo si può dotare di una apertura di area sufficiente con copertura di massa opportuna così da aprirsi e ridurre la pressione interna non appena la pressione di

esplosione superi un determinato limite. Tuttavia in contenitori con una dimensione prevalente sulle altre e con presenza di turbolenza nella miscela anche il venting non segue più semplici leggi di scala, infatti intervengono effetti stocastici sulla propagazione di fiamma che influenzano enormemente i valori di pressione massimi. Questo è il caso della apparecchiatura LargeVIEW, di cui sopra possiamo vedere un transitorio di sovrappressione di deflagrazione nelle due camere comunicanti. In **Appendice B** riportiamo i transitori di pressione registrati per la prima e seconda camera dei test analizzati successivamente con NEVE.

In generale con l'accensione nel punto basso della prima camera (E.B.) la fiamma ha inizialmente una forma sferica, poi per le forze di galleggiamento si innalza spingendo in avanti il gas incombusto, al momento in cui questo inizia ad uscire dall'orifizio si ha una accelerazione del flusso, a causa della ridotta sezione di fuga.

Quando la fiamma raggiunge la seconda camera, ha luogo una ignizione a jet del gas presente per il calore del gas combusto uscente.

La *jet-ignition* è un fenomeno in grado di accelerare notevolmente la fiamma, in corrispondenza del suo apparire  $t_{jet}$ , osserviamo in fig.1 la repentina crescita di pressione della seconda camera. Tale sovrappressione causa una inversione del flusso che rientra nella prima camera incendiando di nuovo il gas rimasto incombusto (*recoil*), dal grafico è possibile osservare un piccolo incremento di pressione  $P_1$ , mentre la  $P_2$  decresce drasticamente, prima che il massimo valore di pressione venga ottenuto nella prima camera.

### 4.3.2 IDENTIFICAZIONE DI FENOMENI PARTICOLARI

I fenomeni descritti sopra ed altri sono peculiari dei test eseguiti con Large View. Infatti anche nelle precedenti apparecchiature Large View, le deflagrazioni di idrogeno, tranne che in casi particolari, di condizioni al contorno mostrano questi tre effetti:

- **Jet-ignition**
- **oxyhydrogen torch**
- **recoil**

La *jet-ignition* è come si è detto, la ignizione istantanea della miscela combustibile della seconda camera a causa dello scarico di gas caldo della prima, appare in tutti i test tranne che quando l'orifizio di comunicazione tra le due camere è troppo piccolo, il gas infatti si raffredda mescolandosi al gas incombusto.

In certi casi la fiamma, raggiunto l'orifizio, si propaga mantenendo una estremità attorno all'orifizio, finchè tutto il gas della seconda camera non è bruciato, una fiamma stazionaria rimane intorno all'orifizio, *torcia idrogeno-ossigeno*. Questo è dovuto al venting simultaneo di gas combusto ed incombusto dalla prima camera, e il gas incombusto si incendia all'orifizio alimentandone la fiamma.

Infine l'ultimo fenomeno è causato dalla geometria multicompartimento nelle deflagrazioni deboli.

Il salto di pressione istantaneo, dovuto alla combustione del gas della seconda camera, provoca un retro flusso di gas caldi. Questi incendiano quanto era rimasto incombusto nella prima, provocando un picco di pressione in tale camera notevolmente più alto rispetto ai test in cui il fenomeno non si presenta, ad esempio in quelli con accensione all'orifizio.

### 4.3.3 MISURA DEI VOLUMI BRUCIATI

La frazione di volume bruciato è calcolata con il metodo esposto in Cap.3, il transitorio temporale del  $X_b$  deve essere fornito al codice NEVE. Tale transitorio è ricostruito campionando la fiamma a vari istanti significativi, è quindi in forma discreta con punti uniti da una linea, lo stesso dicasi per i dati di pressione che con campionamento più denso sono comunque discreti. Poichè il codice ricostruisce un trend continuo a partire dalla linea spezzata avente per vertici i dati, abbiamo una incertezza dovuta alla '*linearizzazione*'.

Il volume bruciato cresce costantemente, perciò una linearizzazione grossolana non disturba tranne che dare un errore nelle quantità integrate, come la massa di idrogeno bruciata BMH2.

Invece le oscillazioni dei transitori di pressione, dovute ai trasduttori, possono essere causa di interruzione del programma , per cui tali dati necessitano di operazioni di smoothing matematico , che trasformino le curve in andamenti continui per mezzo di polinomiali.

Il campionamento del volume bruciato avviene su 12-15 punti, per un transitorio di durata 1.2-4 s, ciò è sufficiente a descriverne l'andamento , invece l'area bruciata è descritta in modo approssimato in un unico salto, quando la fiamma raggiunge l'orifizio, il gas combusto prende il posto di quello incombusto.

### 4.3.4 STATISTICA DEI CARICHI STATICI

L'analisi qualitativa dello svolgimento delle deflagrazioni evidenzia, come visto prima, una serie di fenomeni la cui apparizione non può essere direttamente collegata alla massima pressione registrata nei test.

Infatti sono presenti test con le medesime condizioni nominali di variabili termodinamiche e geometriche, es. presenza di ostacoli, inoltre in essi si verificano in misura più o meno marcata gli stessi transitori di fiamma, ma le pressioni in uscita sul contenitore vengono ad essere ben differenti.

Per poter quantificare tale differenza abbiamo eseguito una analisi statistica di alcune variabili significative nella descrizione dei carichi statici. I valori importanti sono le sovrappressioni registrate dai sensori delle due camere, in istanti particolari del transitorio globale.

Il riferimento è la concentrazione nominale dell'idrogeno nella miscela, visto che in un primo tempo era sembrato affetto da errore consistente, successivamente è stato dimostrato che non lo è in realtà, comunque può essere impiegata per qualificare test con le stesse condizioni nominali.

I risultati di tale analisi sono esposti nei diagrammi seguenti, dai quali si nota una distribuzione dei valori di pressione al massimo e all'istante di ingresso della fiamma nel secondo compartimento.

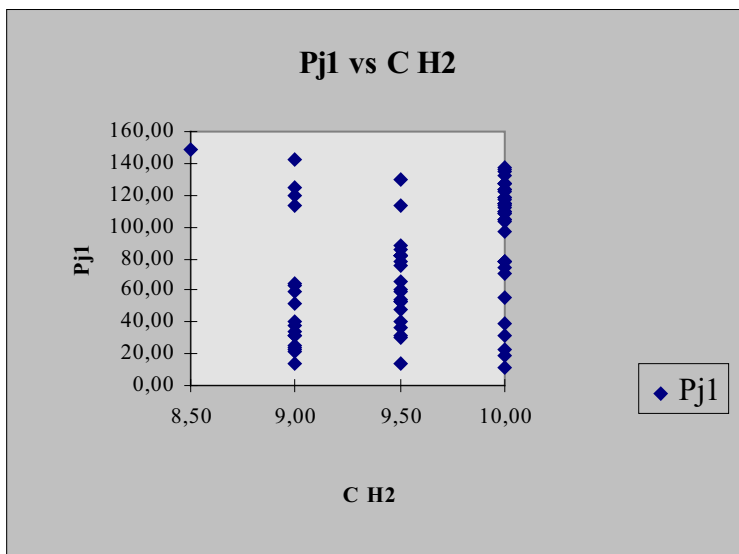
Si nota che:

- per ogni concentrazione la dispersione dei valori è grande,
- la distribuzione può essere assimilata ad una gaussiana,
- il valor medio cresce costantemente con la concentrazione della miscela come deve essere,
- la deviazione quadratica è pressochè costante al variare della miscela.

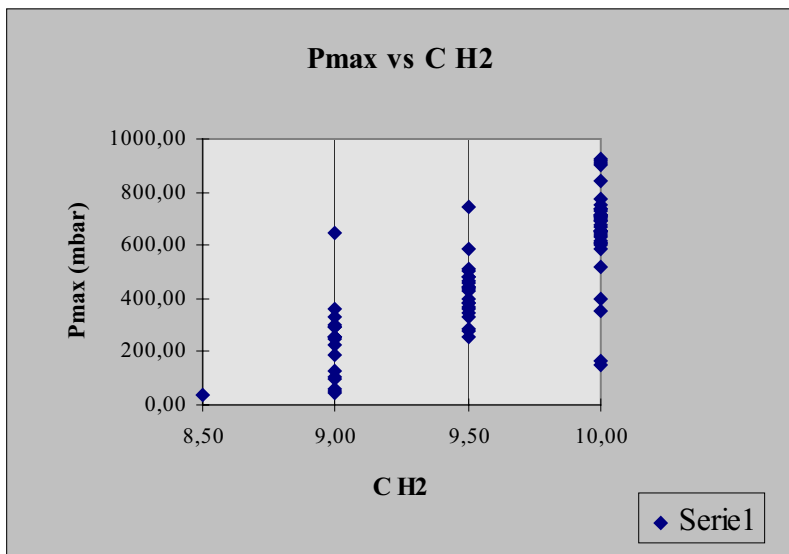
Queste peculiarità fanno presupporre la esistenza di altri parametri controllanti l'output di pressione oltre che il discostamento della

concentrazione locale dal valore nominale, e tali parametri funzionali sono fluttuanti con frequenze tipiche delle grandezza termofluidonamiche che controllano il processo.

Da qui nasce l'importanza di approfondire il problema di turbolenza di fiamma indotta dal flusso e auto indotta dagli stiramenti che la fiamma subisce per la compartimentazione.

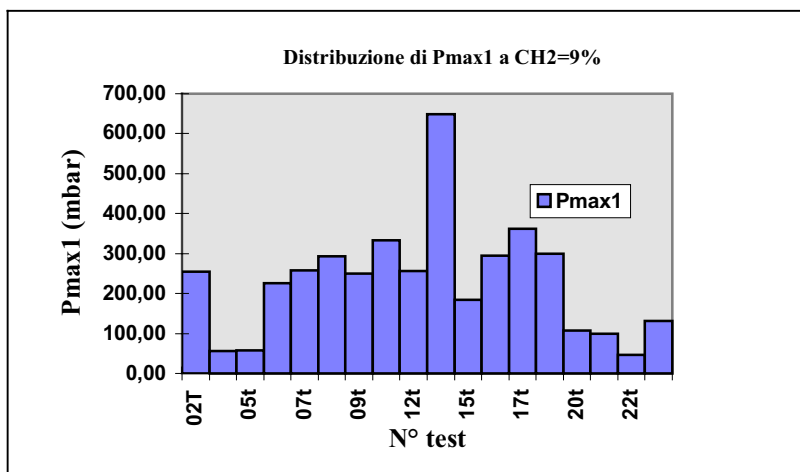


**Fig. 4-2 - Distribuzione di valori per la Pjet nei test in funzione del % vol. H<sub>2</sub> nella miscela**

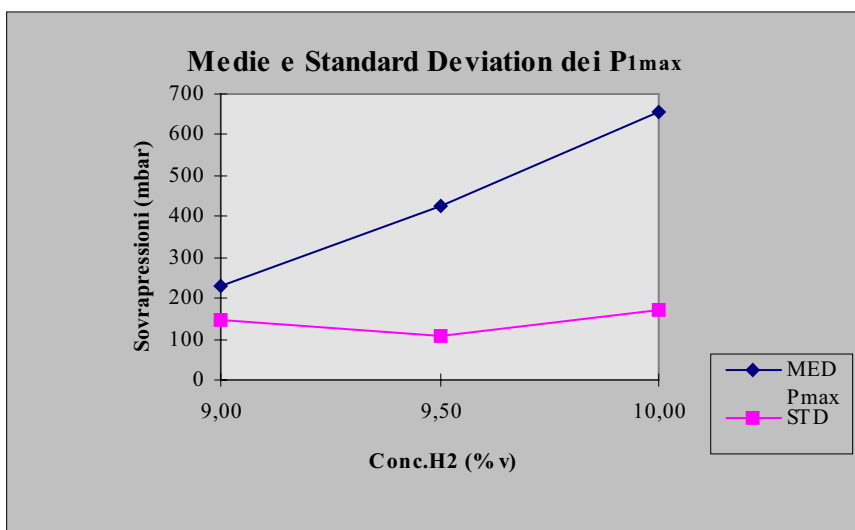


**Fig. 4-3 - Distribuzione di valori per la P<sub>max1</sub> nei test in funzione della % vol. H<sub>2</sub> nella miscela**





**Fig. 4-4 - Distribuzione di valori per la  $P_{max1}$  nei test a 9% vol.H<sub>2</sub> nella miscela**



**Fig. 4-5 - Media e Standard Deviation per la  $P_{max1}$  nei test in funzione della% vol.H<sub>2</sub> nella miscela**

## 4.4 ANALISI DELLA TURBOLENZA

Il problema della enorme dispersione dei risultati di sovrappressione fa intravedere nella misura delle possibili alterazioni di flusso di fronte alla fiamma una necessaria informazione a corredo del transitorio.

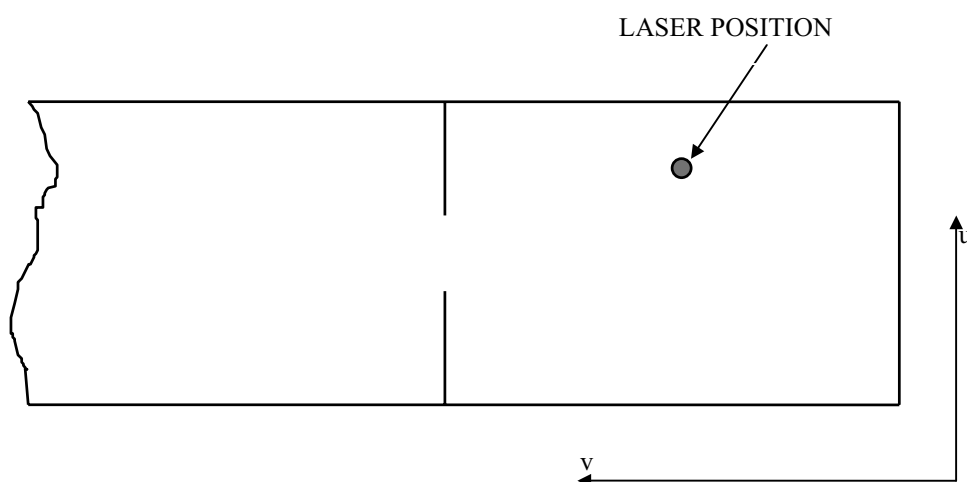
Il flusso è caratterizzato dai valori locali di turbolenza, la loro valutazione permette di risalire insieme al contorno di fiamma alla velocità di bruciamento turbolenta secondo le formule semiempiriche più usate ad esempio quelle di Koroll.

#### 4.4.1 MISURA DELLE VELOCITÀ ISTANTANEE

Il metodo di misura simultanea della velocità di flusso e dei parametri di turbolenza è complesso e richiede in ambiente reattivo l'uso di LDA con procedure sofisticate. Le particelle bersaglio non possono coincidere con il Na Cl che viene bruciato insieme alla fiamma di idrogeno, perciò si usa una sospensione di  $\text{TiO}_2$ . I segnali registrati permettono di valutare le velocità in due direzioni delle particelle, direzioni trasversa e longitudinale con il flusso (vedi Fig.6).

I diagrammi di output, (veder Allegato A), sono caratterizzati da un andamento oscillante attorno ad un valor medio, e tale valore cresce dopo l'ignizione fino al passaggio della fiamma, la ripresa della crescita di velocità dopo la fiamma è sintomatica dell'espansione dei gas combusti.

I valori forniti sono quindi gli andamenti temporali di  $u$  e  $v$ , di cui in tabella sono riportate le opportune medie.



**Fig. 4-6 - Geometria di rilevazione del LDA**

**Tab. 4-4 - Valori medi nel transitorio di misura delle velocità u e v.**

<b>TEST</b>	<b>v (m/s)</b>	<b>u (m/s)</b>
109	2.01	0.86
159	1.85	-0.24
160	1.94	-0.49
161	1.92	-0.43
162	1.54	0.41
163	1.70	0.14
164	2.15	-0.53
165	2.04	-0.13
166	1.91	-0.07

#### **4.4.2 TARATURA DEL SISTEMA LDA**

Le fluttuazioni di velocità davanti alla fiamma possono essere usate per misurare la intensità di turbolenza. Però, visto che la velocità media e la velocità quadratica media sono definite per flusso stazionario soltanto devono farsi certe ipotesi di correlazione.

La media è pertanto calcolata per ogni punto come il valore medio degli ultimi 50 valori misurati. La media quadratica è calcolata per un certo intervallo di tempo prima della fiamma, visto che u' cambia con il tempo, la migliore statistica si ottiene per lunghi intervalli prime del passaggio di fiamma, però si valutano parametri lontani dal processo reattivo (5ms corrispondono a 250 particelle nel volume di misura).

La velocità orizzontale media di flusso prima della fiamma corrisponde al termine di espansione della velocità globale di bruciamento.

L'associazione dei valori di u' alla intensità di turbolenza richiedono una taratura del sistema LDA che non può essere fatta con LargeView. Infatti il campo turbolento deve essere variato in modo continuo. Per questo a Monaco è stato predisposto un circuito chiuso con

flusso di esplosione stazionario e turbolento, la turbolenza e la velocità quadratica del quale è variata con la velocità rotatoria di un ventilatore e con griglie a passo variabile.

#### 4.4.3 CONFRONTO CON LE VELOCITÀ DI BRUCIAMENTO CALCOLATE CON CODICE NEVE

Le velocità di bruciamento valutate da NEVE per gli input di pressione e area di fiamma sono riportate in tabella 5, la velocità laminare è valutata con la correlazione di Liu-MacFarlane, la velocità di bruciamento calcolata da NEVE è molto vicina ad essa e in valore assoluto bassa. Le relative misure di velocità istantanea sono in tabella 4, ciò che si può estrarre dal confronto è che esse hanno valori troppo bassi perchè il flusso sia così turbolento da perturbare l'andamento di propagazione di fiamma. I risultati fin qui ottenuti non sono sufficienti a spiegare i fenomeni di fluttuazione stocastica delle pressioni.

**Tab. 4-5 - Confronto tra le velocità di bruciamento laminare e calcolata con NEVE**

PROVA N°	CONC. GAS (%)	IGN.	POSIZ. LDV	tempo (s) fiam. sul laser	tempo (s) fine trans.	V. B. Laminare (m/s)	V. B.(m/s) NEVE
P109T	H2 10%	E.C.	A.D.	0.32	0.64	0.3127	0.3564
P159T	H2 9.5%	E.B.	A.D.	0.60	0.72	0.2869	0.4076
P160T	H2 10%	E.B.	A.D.	0.56	0.64	0.3243	0.5383
P161T	H2 10%	E.B.	A.D.	0.33	0.72	0.3130	0.3599
P162T	H2 9.5%	E.B.	A.D.	0.88	1.08	0.2845	0.4779
P163T	H2 9%	E.B.	A.D.	0.72	0.88	0.2543	0.3483
P164T	H2 10%	E.B.	A.D.	0.52	0.68	0.3161	0.4109
P165T	H2 9.5%	E.B.	A.D.	0.56	0.64	0.2865	0.7477
P166T	H2 9%	E.B.	A.D.	0.68	0.84	0.2546	0.3704

#### 4.4.4 CONCLUSIONI

Il problema, ristretto alle deflagrazioni deboli, vale a dire con concentrazione di idrogeno in aria minore del 10% in volume, ha presentato nuovi aspetti degni di nota.

Infatti, in una deflagrazione che avvenga in un contenitore chiuso il picco di pressione originato è proporzionale alla concentrazione dei reagenti, mentre la geometria del contenitore influenza la sovrappressione solo per quanto riguarda la completezza della combustione e il calore ceduto alle pareti. Nel caso di un contenimento con aperture (vents), che inoltre metta in comunicazione più camere, con setti di separazione e dimensioni delle camere preminenti in una direzione (tubi e condotti), la velocità di bruciamento della miscela non può essere disaccoppiata dalle condizioni fluidodinamiche del flusso di gas incombusti che precedono l'avanzamento della fiamma.

Quindi, anche nel caso di combustione completa ed adiabatica, il picco di pressione originato dipenderà fortemente dalla geometria del sistema, dalla posizione dell'ignizione, dalla turbolenza provocata sia dalla fiamma che dall'espansione dei gas combusti attraverso setti ed aperture.

La serie di prove effettuate con l'apparecchiatura LargeVIEW risente degli effetti sopra descritti, per cui il picco di pressione monitorato nella prima e nella seconda camera mostra fluttuazioni stocastiche.

Si riesce a stabilire una certa corrispondenza fenomenologica tra i valori di pressione registrati e il verificarsi di modalità di propagazione di fiamma singolari tra i compartimenti: ad esempio, jet ignition nella seconda camera, oxyhydrogen torch a cavallo del setto di comunicazione, recoil ignition nella prima camera alla fine del transitorio. Inoltre le pressioni di deflagrazione sono influenzate anche dalla temporanea

ostruzione della apertura finale dell'apparecchiatura da parte della sacca di espansione.

La prosecuzione dell'attività di ricerca relativa al rischio idrogeno in ambito nucleare ha perciò richiesto che sia effettuata e implementata una modellazione fenomenologica della deflagrazione nel contenimento bicompartimento della apparecchiatura Large VIEW.

Il problema dello studio delle deflagrazioni deboli realizzate sperimentalmente in Large VIEW consiste nella impossibilità di dare una stima attendibile della velocità di bruciamento VB. Infatti la determinazione delle aree di fiamma e del volume bruciato tramite analisi di immagine è affetta da errori sempre più rilevanti all'evolversi della esplosione tra le due camere. Perciò la applicazione di codici fenomenologici del tipo DEVENT creati per lo studio di transitori di pressione in deflagrazioni ventate, risulta difficile e poco attendibile per diventare impossibile al passaggio della fiamma nella seconda camera. Infatti il codice prevede che la pressione esterna non possa essere superiore a quella del compartimento in esame. La realizzazione del codice NEVE, come inversione delle formule di DEVENT, per cui la causa, bruciamento di miscela combustibile, e l'effetto , cioè il transitorio di pressione, vengono invertite, permette di seguire la tendenza della velocità di bruciamento con dati computati a partire dal transitorio di pressione.

Si rileva che non è possibile tuttavia descrivere i fenomeni di pressione della seconda camera e neppure le interazioni (jet-ignition, recoil, etc. )tra le due camere.

Partendo dall'esame dello stato dell'arte dei modelli di esplosioni in multicompartimenti presi in esame al DCMN , sviluppando la trattazione esemplificata nel codice NEVE, si pone l'obiettivo di giungere ad una

modellazione semiempirica in grado di seguire l'evoluzione di deflagrazioni deboli nel contenitore Large VIEW in ragionevole accordo con l'output delle esperienze effettuate precedentemente. E' quindi necessario descrivere con modello fenomenologico l'intera geometria di LargeVIEW.

Si ritiene che ciò possa ottenersi in due alternative:

1- si effettua uno sviluppo di un modello bicompartimento, partendo dalle stesse equazioni fondamentali del codice DEVENT , e del codice NEVE, scritte per due compartimenti comunicanti, con ingressi e uscite nei due sensi di flusso monodirezionale;

2- si estende la descrizione geometrica del codice NEVE introducendo una ulteriore geometria mono compartimento, con input di transitorio di pressione della seconda camera, infine aggiungendo possibili ingressi di gas dall'esterno di ogni camera ventata, e descrivendo l'interazione tra le due camere.

Le fasi fondamentali del programma di ricerca sono articolate come segue:

1. ricerca bibliografica:

- stato dell'arte dei modelli di esplosione mono e pluricompartimento impiegati nei codici DEVENT e NEVE;

2. attività teorica:

- trattazione teorica delle deflagrazioni deboli (teoria della combustione e termofluidodinamica di sistemi reattivi) e focalizzazione dei problemi di risoluzione analitica in relazione alle condizioni al contorno e incertezze delle grandezze rilevate;
- modellazione monocompartimento separata per le due camere di LargeVIEW, impiegando l'output di pressione di ciascuna camera per

adattare il modello più fedele di trasformazione termodinamica e termochimica in ogni camera, senza considerare interazioni reciproche;

- modellazione dell'interazione tra i due compartimenti dal punto di vista termodinamico e termochimica;
- modellazione dell'interazione con il volume esterno alla apparecchiatura;
- modellazione simultanea delle due camere e delle interazioni.
- scritte le equazioni di cui ai punti precedenti, si passa alla verifica della miglior risposta dei modelli ai dati sperimentali.

### 3. attività sperimentale: test sui modelli

- stima dei tassi volumetrici di bruciamento risultante dai modelli elaborati in relazione alla evoluzione dei transitori di pressione dati come input per le equazioni di modello bicompartimento;
  - confronto di parametri significativi definiti tali in fase di modellazione con i valori assunti nei tests;
  - problemi di risoluzione e condizioni al contorno dei tests sperimentali in grado di produrre rilevanti incertezze;
  - ottimizzazione semiempirica del modello prescelto come migliore;
- infine si ritiene di implementare il modello come modifica o aggiornamento di codici di calcolo (es. NEVE) che già parzialmente descrivono la fenomenologia sperimentale dell'apparecchiatura.



# CAPITOLO 5

## LA MODELLAZIONE DELLE DEFLAGRAZIONI DEBOLI MONOCOMPARTIMENTO CON SFIATO

### 5.1 INTRODUZIONE

La comprensione dei risultati dei tests effettuati per il programma HY-MI con l'apparecchiatura LargeVIEW richiede una modellazione fluidodinamica 2D o 3D, ma la complessità della fluidodinamica degli eventi, messa in luce anche dalle analisi puntuali di velocità effettuate con il LDA, indica che già un apprezzabile grado di conoscenza può essere ottenuto con un modello monodimensionale del tipo termodinamico.

Questo tipo di modello già è stato implementato in codici di calcoli al DCMN per descrivere deflagrazioni in mono compartimento ventato.

Vogliamo adesso vedere di quali ipotesi usufruiscono tali codici, e se in parte e con quali modifiche possano essere impiegate per descrivere alcune fasi del transitorio bicompartimento di Large VIEW.

## 5.2 IL CODICE DEVENT

Il codice DEVENT descrive una deflagrazione in contenitore monocompartimento ventato.

L'obiettivo del codice è la determinazione di pressione Max e istante in cui si ottiene in relazione alla dimensione e alla pressione di apertura dello sfiato, dato il tasso di bruciamento Br, con le seguenti ipotesi:

Transitorio di pressione =  $f(\text{gas}, B_R, A_{\text{vent}}, \Delta t_{\text{aperto}})$

$B_R \rightarrow$  dovrebbe essere stimato sulla base dei dati ottenuti da esperimenti di deflagrazione. Notare che  $B_R = V_B A_{FL}$  è molto approssimato e deve essere fornito dall'utente come segue :

1- stima  $V_B$  con correlazioni semiempiriche ( $V_B$ = velocità di bruciamento diversa dalla velocità di fiamma)

2- stima  $A_{FL}$  (Area di fiamma) e la sua evoluzione temporale in varie geometrie del sistema.

### IPOTESI MODELLO

1) Combustione: ogni massa  $dm$  brucia a  $p = \text{cost}$  ( $P_B = P_U$  in ogni istante)

2) Trasformazioni termodinamiche:

- gas incombusto subisce una Compressione isoentropica

- nessun ingresso di gas incombusto;
- uscite dovute a sfiato e a combustione;

- gas combusto deriva da Combustione isoentalpica (adiabatica e isobara) e compressione adiabatica irreversibile (fino alla pressione del gas incombusto  $P_B = P_U$ ).

Altre ipotesi:

1.  $G_B$  e  $G_{UB} \rightarrow$  gas ideali  $c_p = f(T)$
2. spessore fiamma = 0
3. combustione completa nella fiamma
4.  $X_B(t)$  noto =  $V_B A_{FL}$
5.  $v_{FL} \ll c_{mezzo}$
6.  $T_{UB}$  e  $T_B$  uniformi per fase e diverse tra loro
7.  $\delta Q = 0$ ,  $P_{est} \leq P_{iny}$
8. rilascio per venting se  $P < P_{limite}$

### 5.3 INVERSIONE DEL CODICE :NEVE

Il codice NEVE trova il tasso volumetrico  $X_B$  semiempirico dato il transitorio di pressione misurato in deflagrazioni sperimentali.

#### ANALISI TERMODINAMICA IN NEVE

- BILANCIO DI MASSA INCOMBUSTO
- BILANCIO DI MASSA COMBUSTO
- BILANCIO ENERGIA INCOMBUSTO
- BILANCIO ENERGIA GLOBALE
- BILANCIO DI MASSA GLOBALE
- BILANCIO DI QUANTITÀ DI MOTO IMPLICITO NELLA UNIFORMITÀ DI PRESSIONE

(rif. 25. pagg. 210-211, 686 e seg.)

variabili :  $P$ ,  $T_u$ ,  $T_b$ ,  $x = V_b/V(t)$ ,  $m_v$

variabili indipendenti :  $t$  oppure  $x(0,1)$

Adimensionalizzazione:

$L \rightarrow V/A$

$$S \rightarrow A$$

$$V \rightarrow V \text{ compartimento}$$

$$T \rightarrow T_s \text{ temperatura rif.}$$

$$\text{Energia molare} \rightarrow RT_s$$

$$P \rightarrow P_{est}$$

$$\text{Energia} \rightarrow P_e V$$

$$m \rightarrow P_e V M_u / RT_s$$

$$v \rightarrow c_{us} = (\gamma_u RT_s / M_u)^{0.5}$$

$$t \rightarrow V/A c_{us}$$

Il modello interpreta le prove Large VIEW dove la composizione chimica iniziale è uniforme in tutto il volume(u), per cui anche la composizione del gas combusto (combustione istantanea completa) è sempre la stessa. In altre parole si suppone che non avvenga mai un miscelamento tra incombusto e combusto, ma le due fasi sono sempre separate da una superficie di fiamma (luogo di reazione).

Le variabili incognite delle equazioni che compongono il modello termodinamico, sono:  $\bar{P}$ ,  $\bar{T}_u$ ,  $\bar{T}_b$ ,  $x$  e  $\bar{B}_r$ , oltre alle condizioni al contorno  $\bar{A}_{vu}$  e  $\bar{A}_{vb}$ .

I codici di simulazione dei transitori di deflagrazione forniscono gli andamenti di pressione, temperatura del gas (combusto ed incombusto), frazione di volume bruciato e delle aree di sfiato partendo dalla conoscenza dell'evoluzione del tasso di bruciamento e della geometria del sistema.

Se, invece, si vuole determinare  $\bar{B}_r$ , affinché il sistema sia risolubile deve essere nota una delle altre variabili sopra riportate. Dato che dalle prove sperimentali eseguite dal D.C.M.N. si possono estrarre dati

significativi sull'andamento di pressione e sulla frazione di volume combusto, il modello matematico del codice NEVE è stato impostato supponendo che sia nota l'una o l'altra grandezza, indifferentemente. Inoltre, sono supposte note le aree di sfiato (combusto ed incombusto) e la superficie di fiamma, la cui conoscenza è necessaria per poter ricavare la velocità di bruciamento dal valore di  $\bar{B}_r$  ottenuto. I dati relativi a queste grandezze possono, ancora, essere estratti dalle esperienze suddette. Infine, il codice prevede la possibilità che la pressione esterna abbia andamento variabile durante l'arco del transitorio.

Riassumendo, si hanno i seguenti dati ed incognite (\*):

Dati:  $x$  (oppure  $P$ ),  $P_e$ ,  $A_{vu}$ ,  $A_{vb}$ ,  $A_f$

Incognite:  $P$  (oppure  $x$ ),  $T_u$ ,  $T_b$ ,  $Br$ ,  $S$

Dalle equazioni del modello fisico, opportunamente elaborate, si ricava un'espressione del tasso volumetrico di bruciamento ed un sistema di tre equazioni differenziali ordinarie. Per l'impostazione data al codice, si delineano due sistemi: uno in cui si presuppone nota la frazione di volume combusto, l'altro, analogo, in cui si suppone conosciuta la pressione nel compartimento. I due sistemi hanno a comune le equazioni che esprimono le derivate della temperatura del gas incombusto e combusto mentre differiscono, ovviamente, nell'espressione di  $Br$  e nella terza equazione che esprime nel primo la derivata della pressione, nel secondo la derivata della frazione di volume bruciato.

Le equazioni di NEVE sono le seguenti:

---

(\*) La conoscenza di  $P_e(t)$  è necessaria per determinare la condizione di sfiato durante il transitorio.

$$\frac{d\bar{T}_u}{d\bar{t}} = \frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u} \frac{\bar{T}_u}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{T}_b}{d\bar{t}} = \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} \bar{T}_b \left( \frac{1}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} - \frac{B_f}{x} \right) \quad (2)$$

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} = \bar{P} \frac{B_b - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} B_f - U}{\frac{1-x}{\gamma_u} + \frac{x}{\gamma_b}} \quad (3)$$

$$\frac{dx}{d\bar{t}} = \frac{\frac{1-x}{\gamma_u} \left( B_b - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} B_f \right) + \frac{x}{\gamma_b} U}{\frac{1-x}{\gamma_u} + \frac{x}{\gamma_b}} \quad (4)$$

Nel caso si supponga noto il transitorio della frazione di volume combusto, si può ricavare un'espressione del tasso volumetrico di bruciamento in funzione di  $x$  e della sua derivata (il cui valore in un dato istante di tempo è direttamente ottenibile come limite del rapporto incrementale dell'andamento di  $x(t)$ ):

$$\bar{B}_r = \frac{\frac{dx}{d\bar{t}} \left( \frac{1-x}{\gamma_u} + \frac{x}{\gamma_b} \right) + \frac{1-x}{\gamma_u} C_{db} \bar{A}_{vb} \bar{c}_b \bar{\eta}_b - \frac{x}{\gamma_b} C_{du} \bar{A}_{vu} \bar{c}_u \bar{\eta}_u}{\frac{1-x}{\gamma_u} \frac{M_u}{M_b} \frac{1}{\bar{T}_u} \left[ \bar{T}_b - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} (\bar{I}_{bT_b} - \bar{I}_{bT_f}) \right] + \frac{x}{\gamma_b}} \quad (5)$$

Questa espressione di  $\text{Br}$  può essere introdotta nella (2) e nella (4).

Quindi, supposto noto  $x(t)$ , il sistema di equazioni differenziali che descrive il fenomeno di deflagrazione risulta essere composto dalla (1), (2) e (3) con l'espressione del tasso di bruciamento data dalla (5).

Procedendo in modo analogo per il caso in cui si conosca il transitorio della pressione nel volume di deflagrazione, dalla (3) si può ricavare un'espressione del rateo volumetrico di bruciamento in funzione di P e della sua derivata:

$$\bar{B}_r = \frac{\frac{1}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{dt} \left( \frac{1-x}{\gamma_u} + \frac{x}{\gamma_b} \right) + C_{db} \bar{A}_{vb} \bar{c}_b \bar{\eta}_b + C_{du} \bar{A}_{vu} \bar{c}_u \bar{\eta}_u}{\frac{M_u}{M_b} \frac{1}{\bar{T}_u} \left[ \bar{T}_b - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} (\bar{I}_{bT_b} - \bar{I}_{bT_f}) \right] - 1} \quad (6)$$

Questa espressione di Br può essere introdotta nella (2) e nella(4).

Quindi, supposto noto P(t), il sistema di equazioni differenziali che descrive il fenomeno di deflagrazione risulta essere composto dalla (1), (2) e (4) con l'espressione del tasso di bruciamento data dalla (6).

L'integrazione del sistema di equazioni differenziali porta quindi alla determinazione del transitorio delle grandezze incognite che completano la descrizione del fenomeno fisico e del tasso volumetrico di bruciamento.

Operando, ad ogni istante di tempo, la divisione fra Br(t) e Af(t) si ricava l'andamento della velocità di bruciamento:

$$S(t) = \frac{B_r(t)}{A_f(t)}$$

# **CAPITOLO 6**

## **APPLICAZIONE DEL CODICE NEVE ALL'ANALISI BICOMPARTIMENTO**

### **6.1 INTRODUZIONE**

Abbiamo visto come sia possibile ricavare il tasso di bruciamento in caso di deflagrazione ventata monocompartimento con un codice monodimensionale del tipo termodinamico come NEVE 1.0, adesso si tratta di scandagliare a fondo il transitorio bicompartimento e analizzare le singole fasi per verificare se alcune o tutte possano essere rappresentate in ciascuna camera con una o più uscite con le trasformazioni termodinamiche implementate in NEVE 1.0.

In caso affermativo, non resta che procedere alla applicazione del codice a fasi successive di transitorio con opportune condizioni di congruenza per evidenziare come si evolve il rateo di bruciamento volumetrico per effetto della compartimentazione multipla.



## **6.2 FRAZIONAMENTO DEL TRANSITORIO IN FENOMENI MACROSCOPICI RILEVANTI**

L'analisi combinata delle immagini e degli output di pressione rilevata permettono di identificare quattro fasi macroscopiche del transitorio di deflagrazione, le chiameremo: prima combustione, jet-ignition, recoil, combustione finale.

Nella maggioranza dei tests effettuati con ignizione in posizione EB(vedi ref.9) per qualsiasi composizione della miscela è possibile suddividere temporalmente il transitorio di pressione in intervalli indicativi di ognuna delle fasi suddette.

L'interesse fondamentale di questo programma di ricerca consiste nel poter esplicitare la magnitudo del tasso volumetrico di bruciamento durante la reazione. Dato che quest'ultimo è fortemente influenzato da fenomeni geometrici (compartimentazione) e fluidodinamici (turbolenza), solo una modellazione tridimensionale alle differenze finite combinata con l'impiego codici CFD (come Fluent 5.0, CFX-Taskflow) è in grado di fornire la soluzione delle equazioni di Navier-Stokes per dare i risultanti profili vettoriali della velocità di bruciamento.

Nonostante ciò il codice termodinamico NEVE, le equazioni del quale abbiamo visto in precedenza, è in grado di fornire indicazioni sull'evoluzione del tasso di bruciamento volumetrico, se applicato alle varie fasi del transitorio.

Data la struttura monodimensionale e bifase del codice NEVE, il quale accetta l'esistenza di un solo compartimento contenente al più una miscela omogenea di gas combusto separata dalla fiamma dal restante gas di

composizione incombusta, vediamo come il transitorio sia scomponibile , quali dei fenomeni siano modellabili e in che maniera con NEVE.

In una deflagrazione tipica della apparecchiatura LargeVIEW, con ignizione in basso a destra rispetto all'osservatore nella prima camera , si distinguono le quattro fasi aventi tassi di bruciamento diversi, ad esse corrispondono nell'output di pressione delle due camere altrettante porzioni temporali.

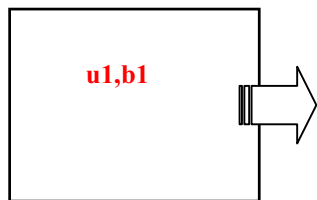
FASE	COMPOSIZIONE	TASSO DI BRUCIAMENTO	INTERVALLO TEMPORALE
1-PRIMA COMBUSTIONE	u1,b1	Br1	t0,t1=tj*)
2-JET-IGNITION	u2,b2	Br2	t1=tj,t2=tr**)
3-RECOIL	u1,b1'	Br3	t1=tj,t2=tr***)
4-COMBUSTIONE FINALE	u1,b2	Br4	tr,tf

\*) tj=istante di jet ignition

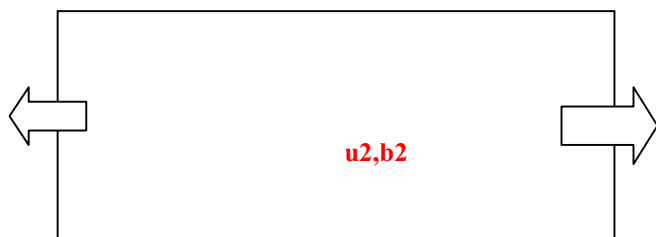
\*\*) tr=istante di recoil

\*\*\*)tf=istante finale di transitorio coincidente con l'istante di raggiungimento della pressione massima nella prima camera.

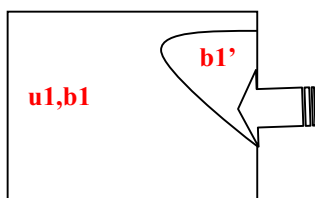
Altra ipotesi di semplificazione può essere che il tasso di bruciamento volumetrico in recoil eguagli quello di jet-ignition, Br2=Br3.



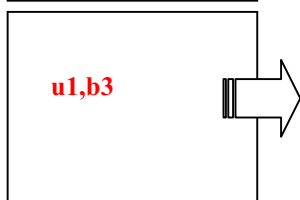
**Prima camera fase 1      Br1    (0,tj)**



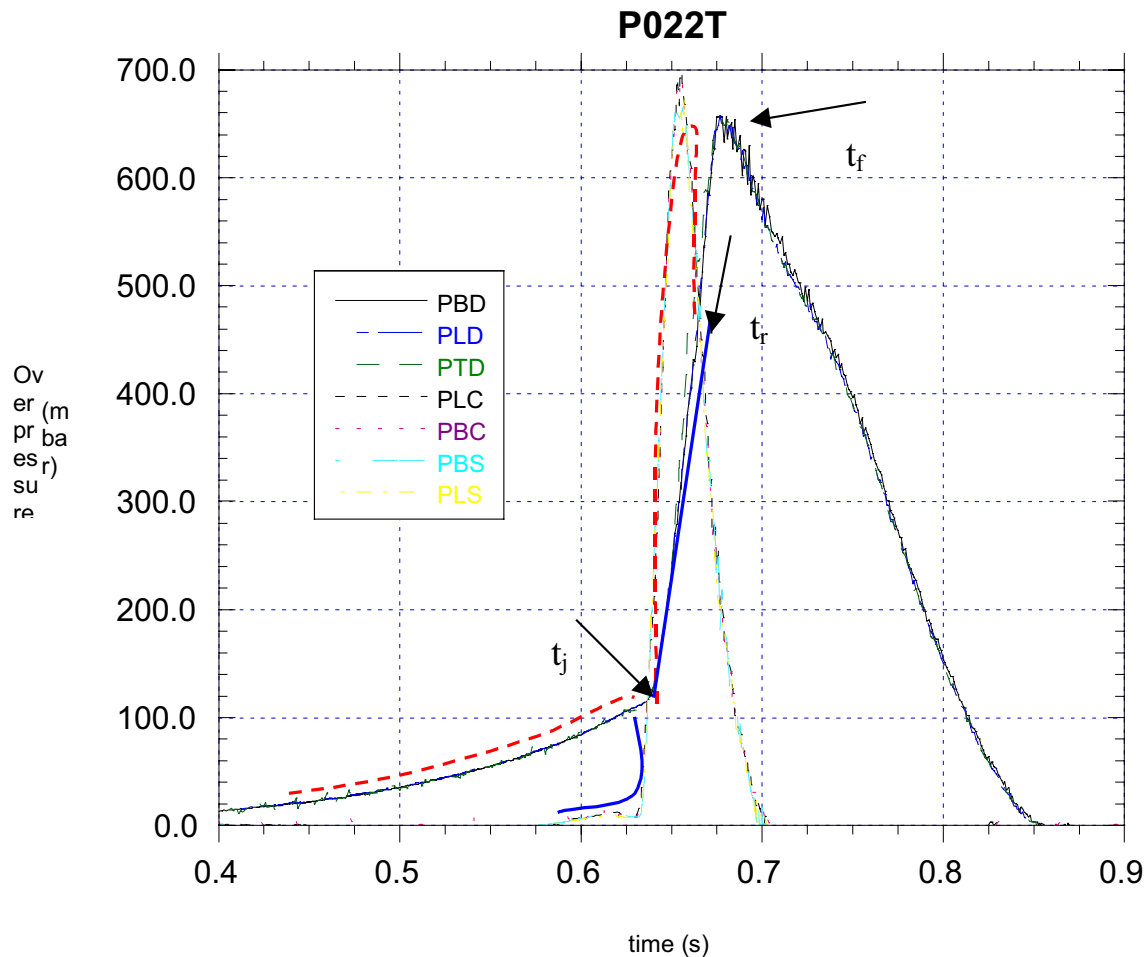
**Seconda camera fase 2    Br2 (tj,tr)**



**Prima camera fase 3    Br3    (tj,tr)**



**Prima camera fase 4    Br4    (tr,tf)**



Il grafico evidenzia che nei transitori di combustione primaria, jet ignition, recoil, la sovrappressione dominante (linea tratteggiata) passa da essere rispettivamente quella della prima camera con venting all'orifizio intercompartimento, a quella della seconda camera con sfiati verso la prima camera e verso l'esterno, infine di nuovo è la pressione della prima camera che dopo il recoil raggiunge il massimo valore assoluto durante il transitorio.

E' quindi nel recoil che la miscela parzialmente già combusta nella prima camera subisce ulteriore combustione e fa prevedere un rateo di bruciamento ancora più alto rispetto alle fasi precedenti o almeno uguale al Br2 della fase di jet-ignition. La sovrappressione nella camera considerata è controbilanciata dalla pressione del volume adiacente allo sfiato, che nella

fase 1 è la pressione della seconda camera, nella fase 2 è viceversa quella della prima camera visto che il vent attraverso l'orifizio cambia direzione.

La terza fase non può essere modellata neppure con approssimazione dal codice NEVE poiché nella fase di recoil abbiamo ingresso di gas combusto all'indietro nella prima camera che è anche il luogo in cui si sviluppa l'ulteriore combustione.

Per descrivere questa fase di transitorio occorre rivedere il modello di NEVE 1.0.

Inoltre anche l'espressione di venting deve essere riconsiderata con segno, ad indicare la presenza di un ingresso di gas a temperatura diversa dal combusto già presente nella camera, trascurando l'incremento di entalpia della fase incombusta, abbiamo infine un nuovo tasso di bruciamento da correlare al transitorio di pressione.

### **6.3 APPLICAZIONE DI NEVE ALLA PRIMA CAMERA**

Abbiamo già visto come una analisi del transitorio di deflagrazione sia stata possibile con l'ausilio del codice NEVE per quanto riguarda la Fase1 prima descritta. Essa ha avuto l'obiettivo di abbinare al calcolo del tasso di bruciamento una stima visiva dell'area di fiamma per arrivare a valutare la velocità di bruciamento. Inoltre è stato interessante vedere dalle misure effettuate con il LDA il contributo alla velocità di bruciamento della turbolenza del gas di fronte alla fiamma.

Data l'incertezza di calcolo dell'area effettiva di fiamma in fasi successive del transitorio(anche nella fase di combustione primaria abbiamo un errore assoluto fino al 20% dell'area stimata), non si ritiene possibile arrivare a qualsiasi predizione di velocità di bruciamento, tramite la semplice analisi bidimensionale delle immagini di transitorio in jet-ignition e recoil.

Tuttavia, nella fase 2 di jet-ignition è possibile con certe semplificazioni ancora impiegare il codice NEVE, inversione di DEVENT. E' possibile impiegare il transitorio di pressione della seconda camera con gli sfiati monodirezionali nelle direzioni rispettivamente della prima camera e verso l'esterno, da esso ricavando una stima seppur semiquantitativa del tasso di bruciamento in fase di jet-ignition.

Con il suddetto obiettivo sono stati scelti i transitori di deflagrazione delle prove seguenti, caratterizzati da appartenere a deflagrazioni di miscele a due differenti concentrazioni, tutti con ignizione di tipo EB, poiché è con questo tipo di ignizione che si manifestano compiutamente i fenomeni peculiari di nostro interesse.

Prova n°	H2%	Durata (sec)	tj(sec)	tr(sec)	Pmax1 (mbar)	Pmax 2 (mbar)
22t	10	0.86	0.642	0.664	638.	682.
23t	10	0.94	0.720	0.736	564.	544.
24t	10	0.87	0.638	0.666	633.	614.
59t	9	1.45	0.999	1.028	352.	238.
61t	9	1.64	0.996	1.035	303.	223.
89t	9	1.35	0.941	0.978	284.	241.

I transitori suddetti sono stati divisi in due intervalli temporali significativi, la prima combustione, nella prima camera con pressione di input per NEVE data dai sensori della prima camera e contropressione di sfiato dalla seconda camera, come già precedentemente applicato.

## 6.4 APPLICAZIONE DI NEVE ALLA SECONDA CAMERA:JET-IGNITION

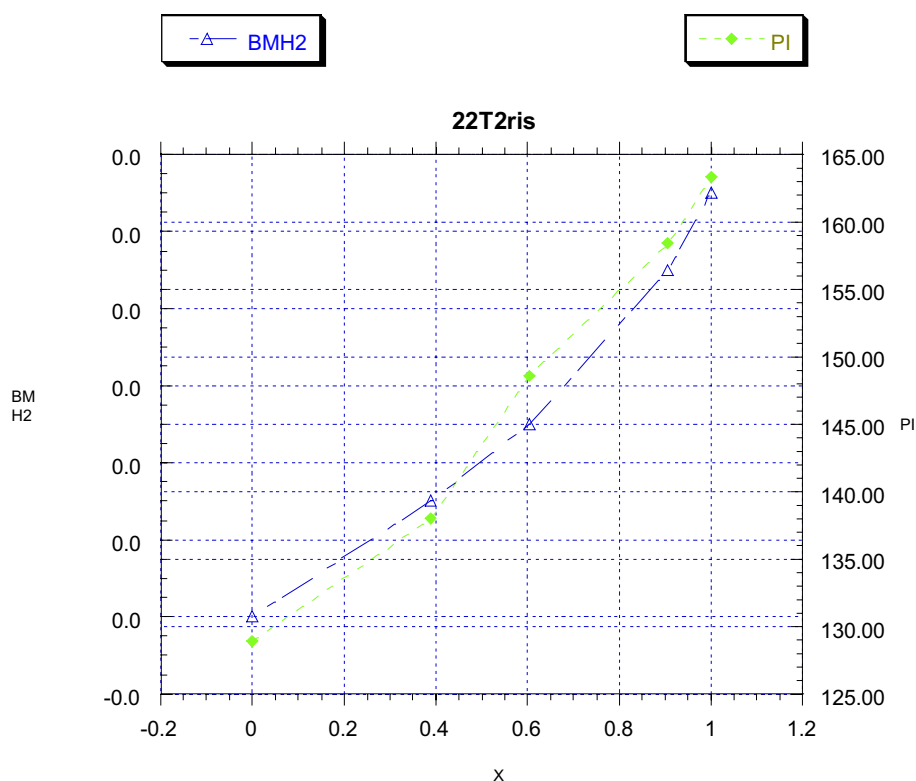
Invece per valutare la fase 2 di jet-ignition, è stata presa come input per il codice la pressione di seconda camera a partire dall'istante in cui diviene superiore a quella della prima camera che adesso fornisce invece la contropressione di venting, visto che la camera oggetto di analisi è ora la seconda con due vents.

Come risultati abbiamo i seguenti profili di tasso di bruciamento volumetrico nelle due fasi e per le due composizioni di miscela.

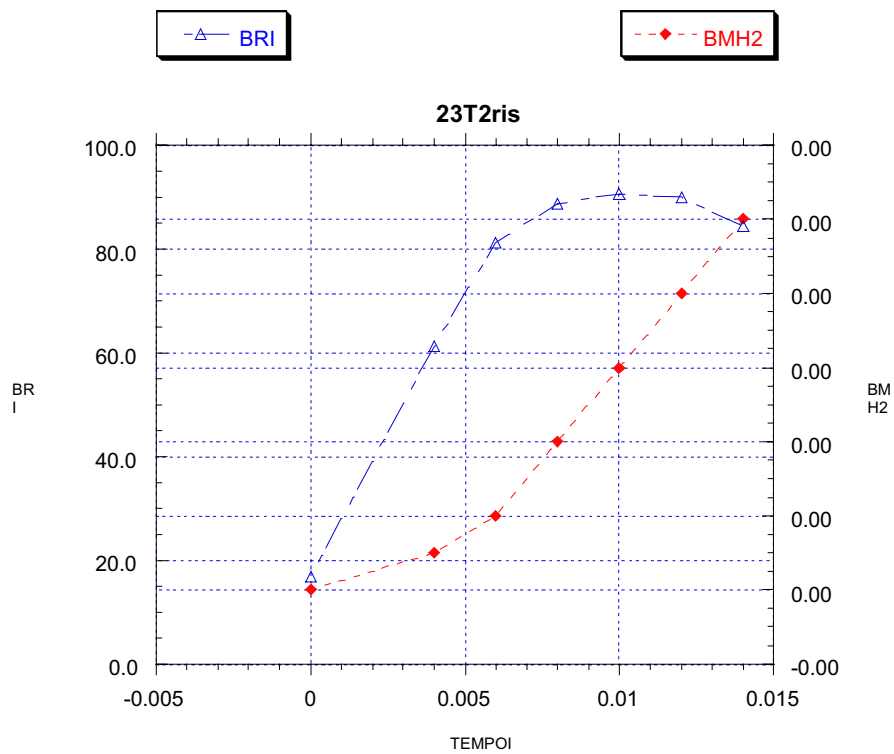
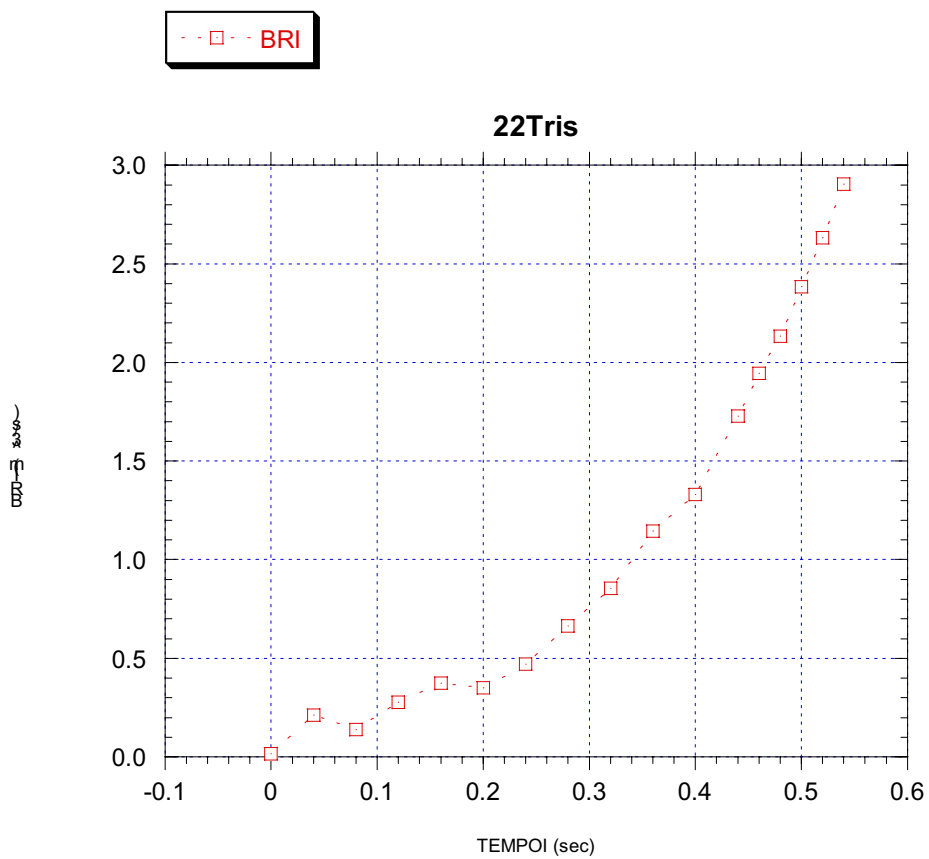
Come si può osservare da una prima analisi qualitativa rispetto a quanto accade durante la fase di prima combustione, il tasso volumetrico di bruciamento nella seconda fase di jet-ignition in seconda camera risulta essere incrementato di un fattore 2 oltre a crescere così rapidamente da completare la combustione in tempi rapidissimi (vedi tabella precedente e i seguenti grafici). Purtroppo la rapidità del transitorio va a scapito della precisione del calcolo che può essere portato a termine solo abbassando i limiti di errore assoluto, e impiegando una composizione della miscela pari alla sua stechiometria iniziale, visto che la valutazione della effettiva sua composizione in fase incombusta non può essere che affetta da errore.

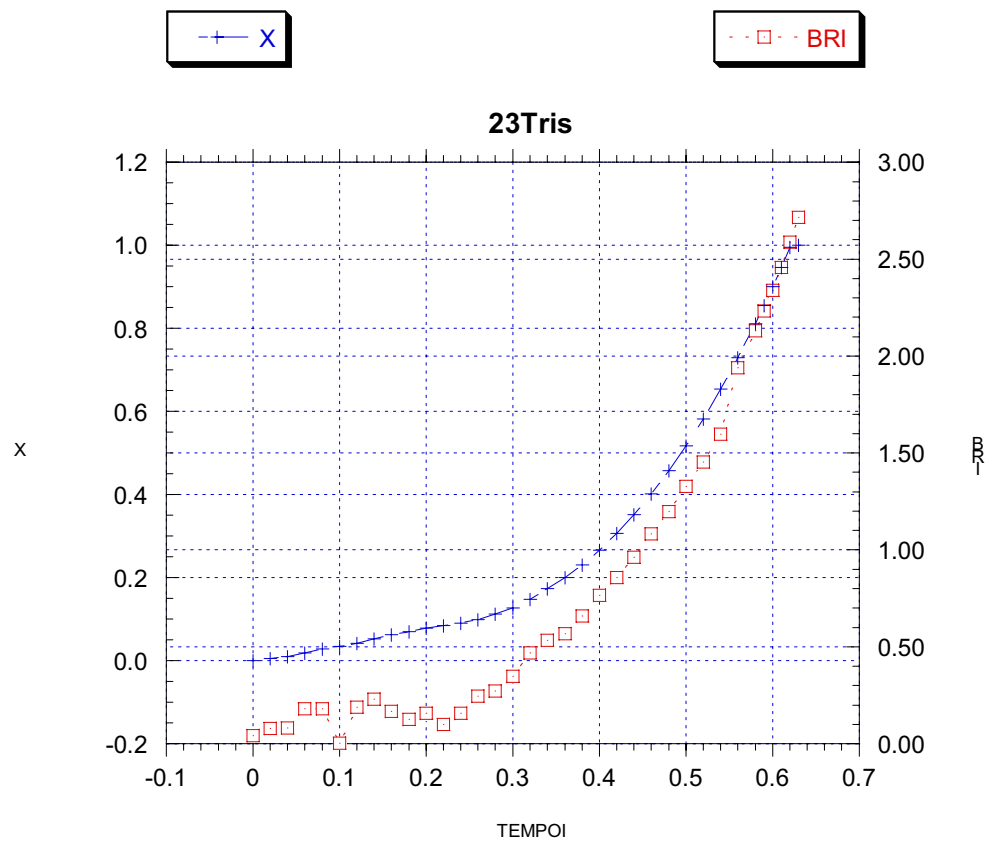
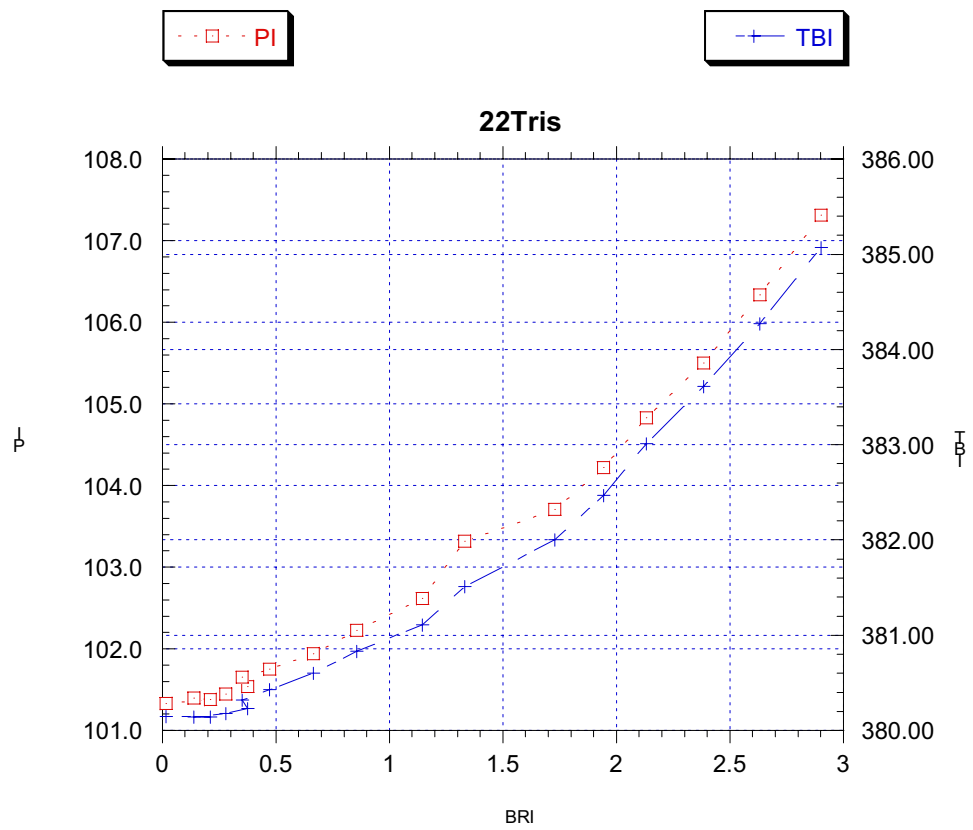
Comunque la massa di idrogeno bruciata calcolata nella fase 1 del transitorio può essere usata per il calcolo della composizione della fase incombusta nella seconda camera.

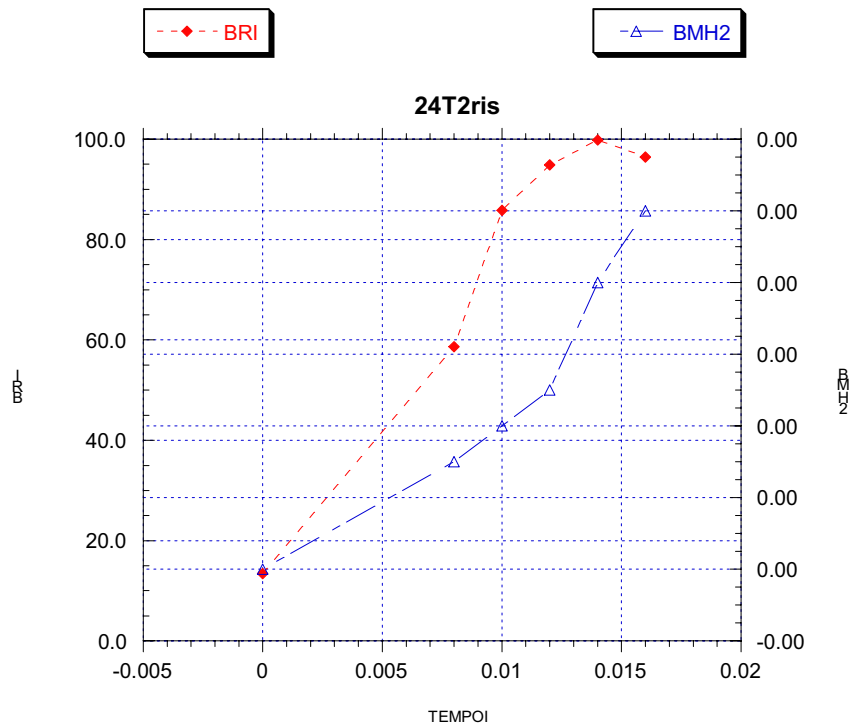
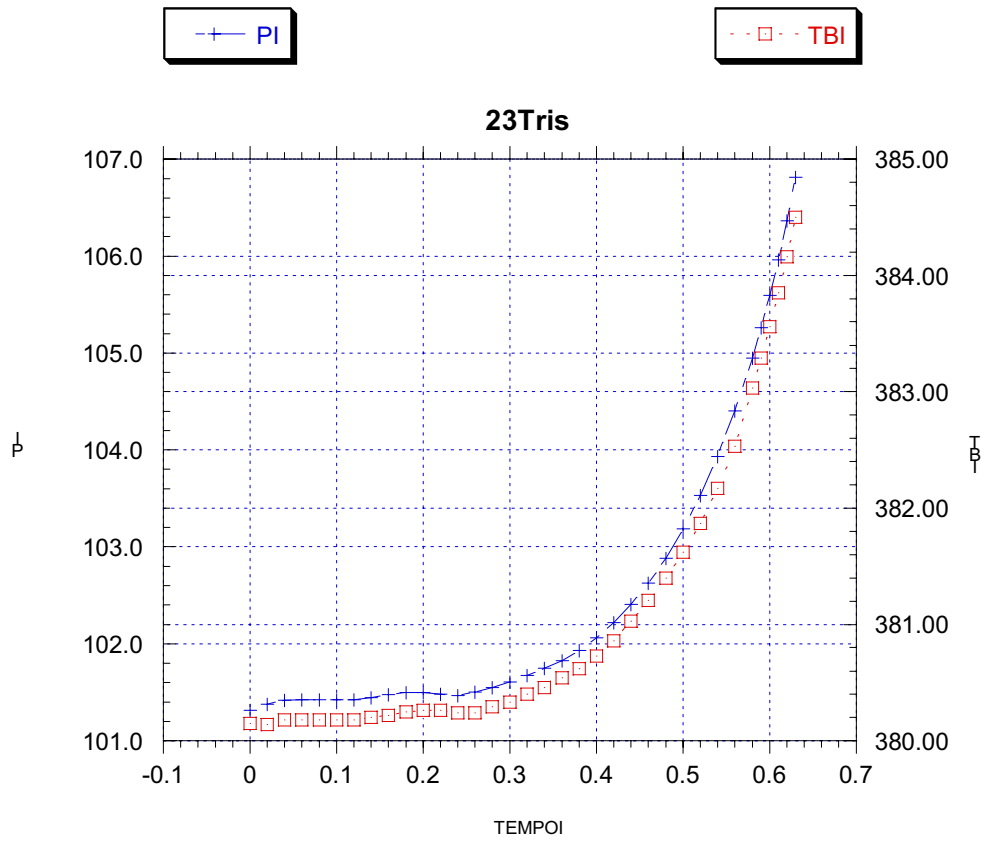
## 6.5 RISULTATI E DISCUSSIONE

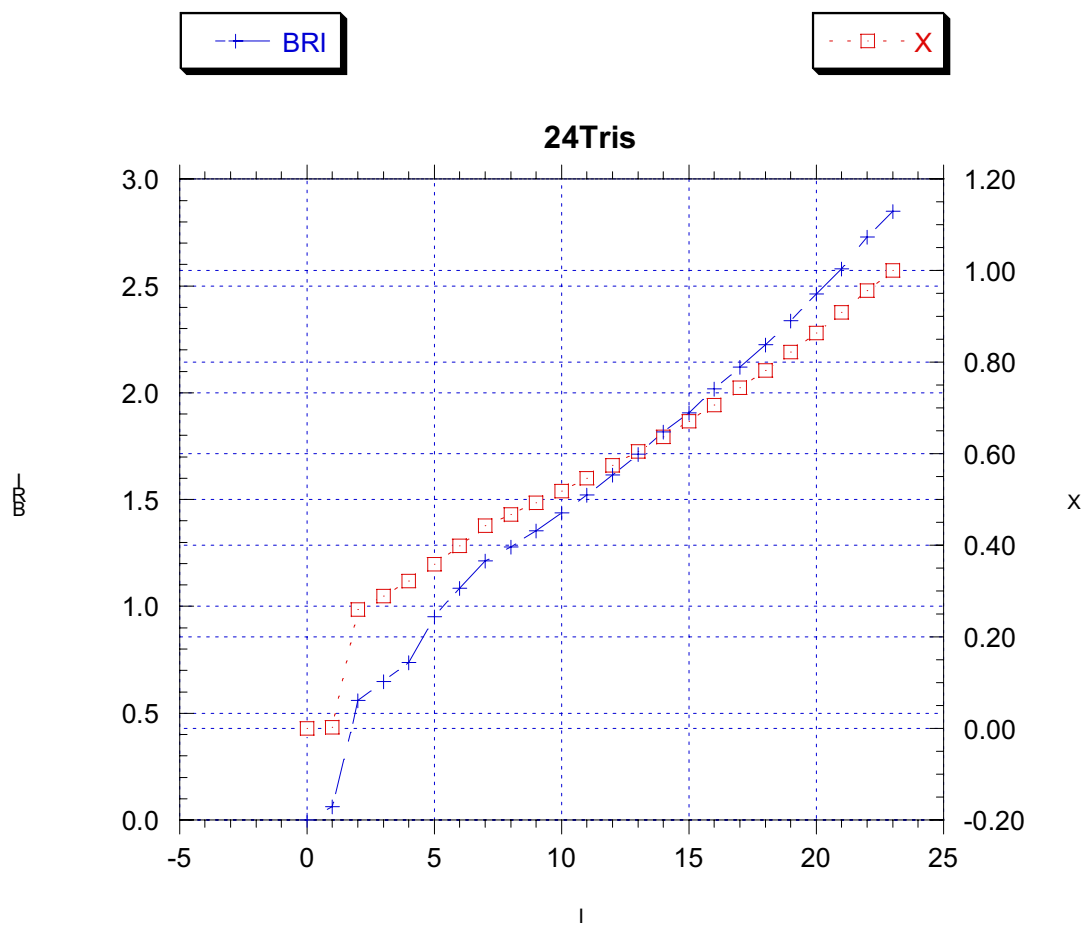
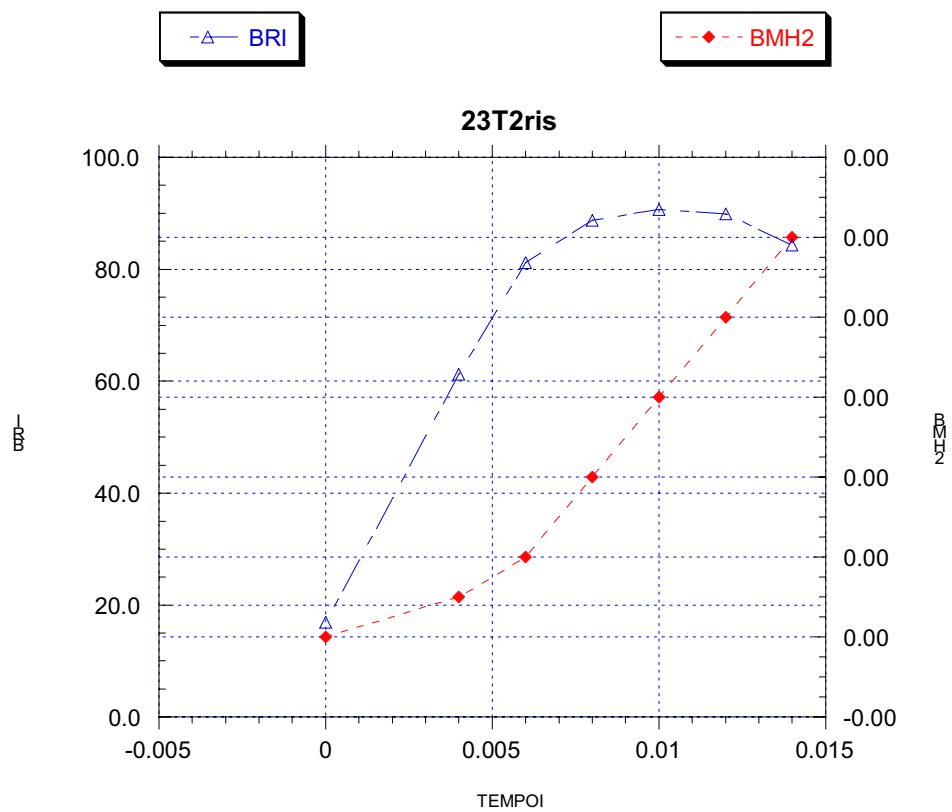


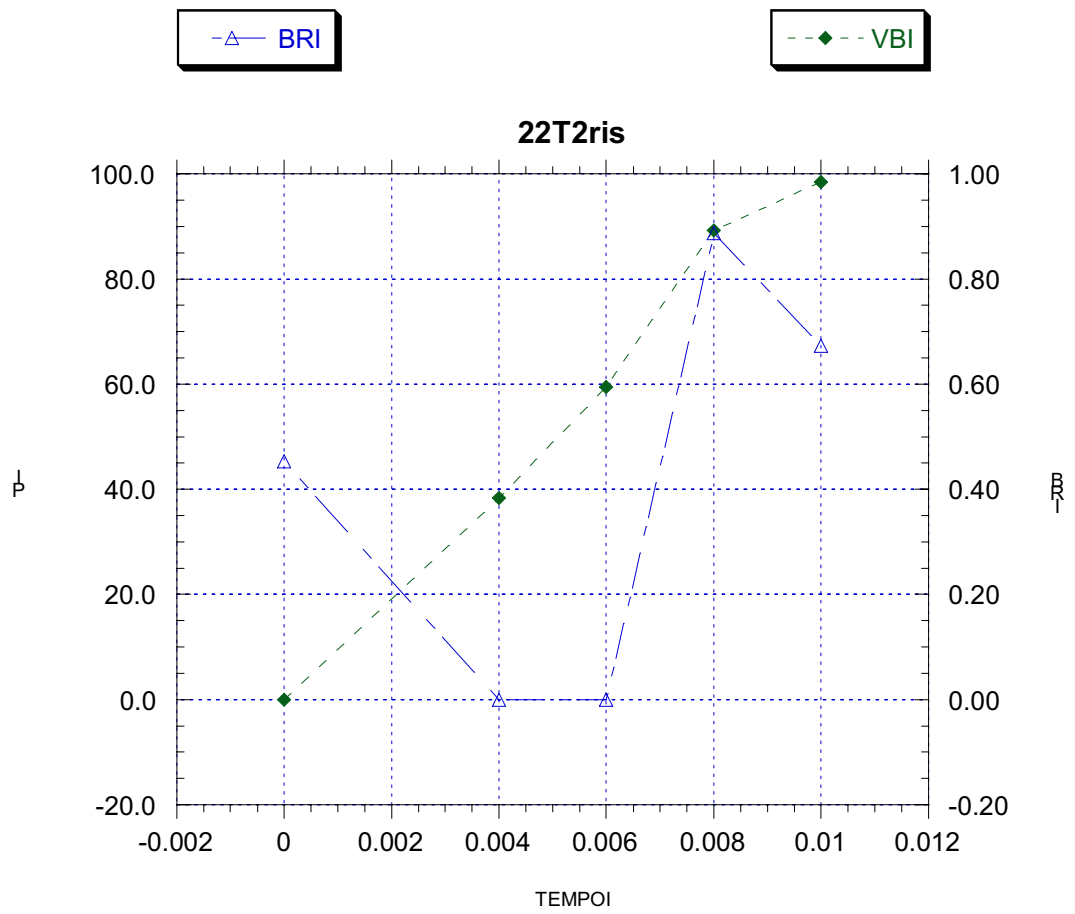


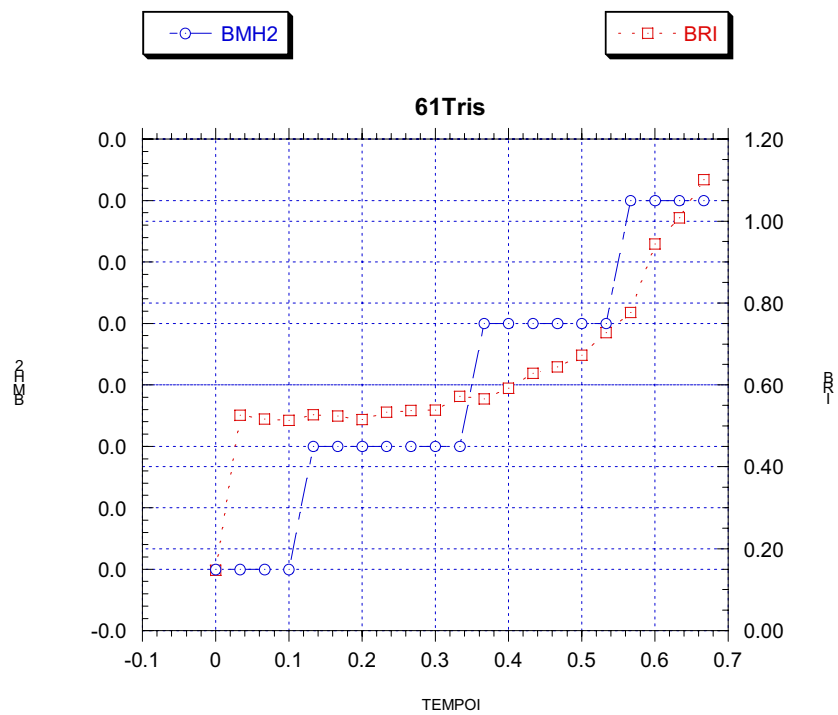
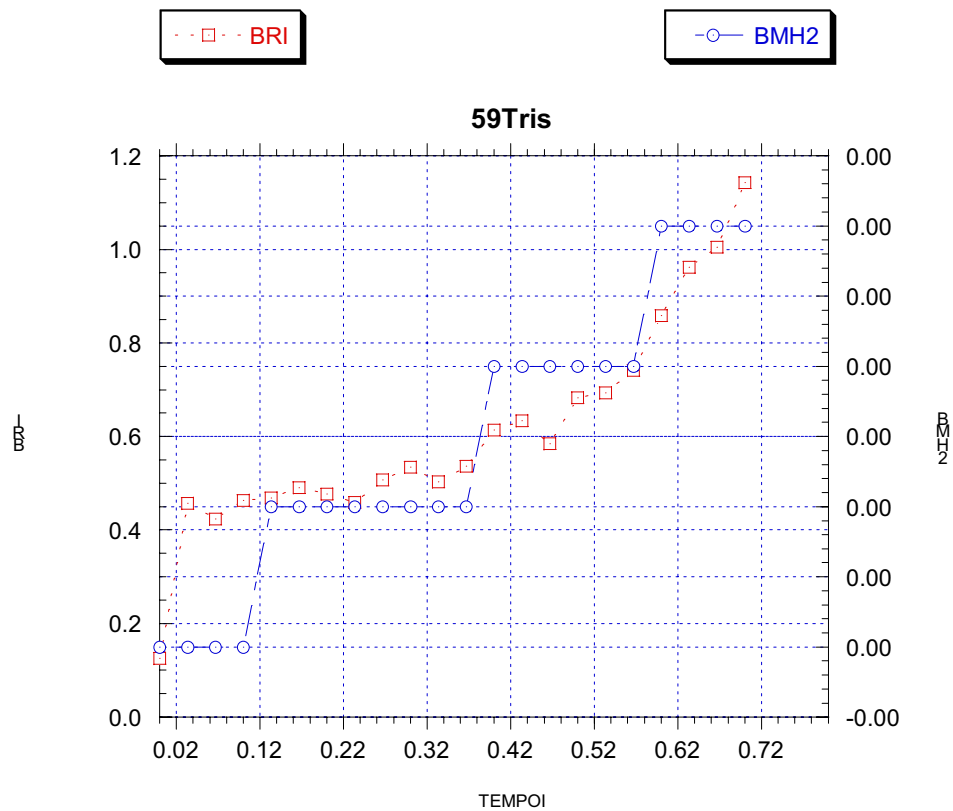


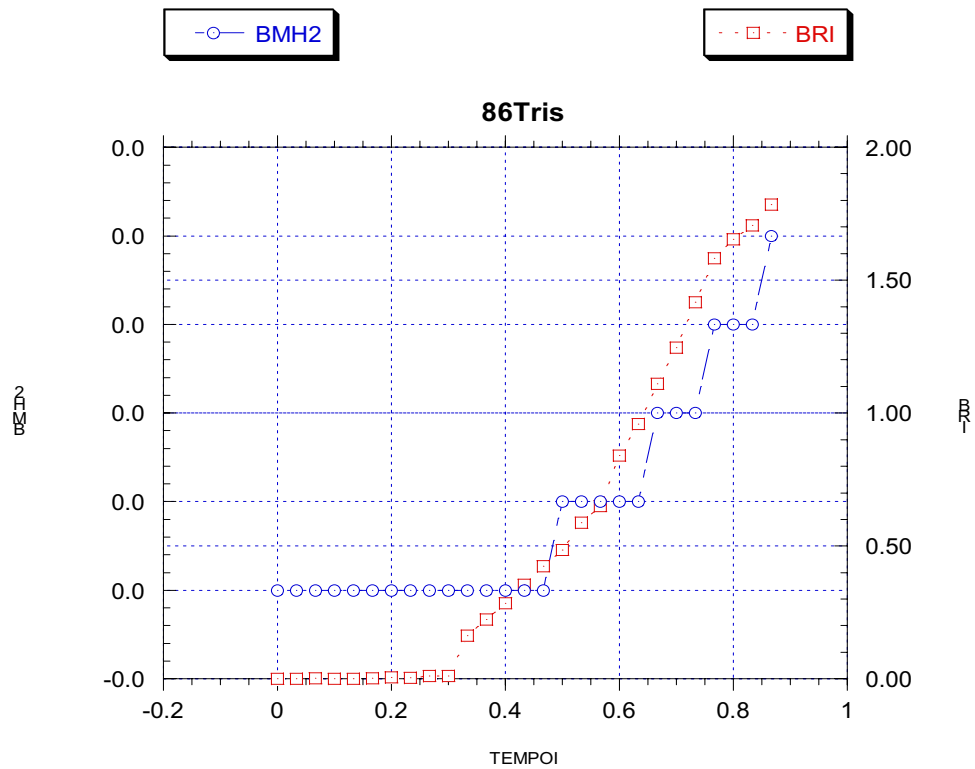
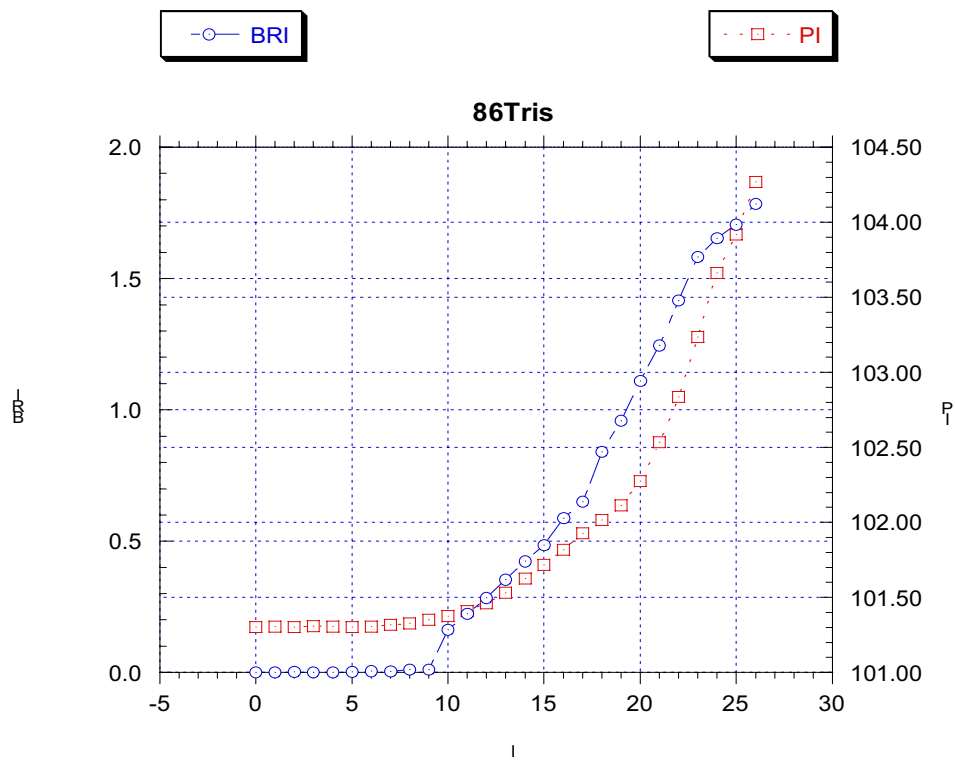


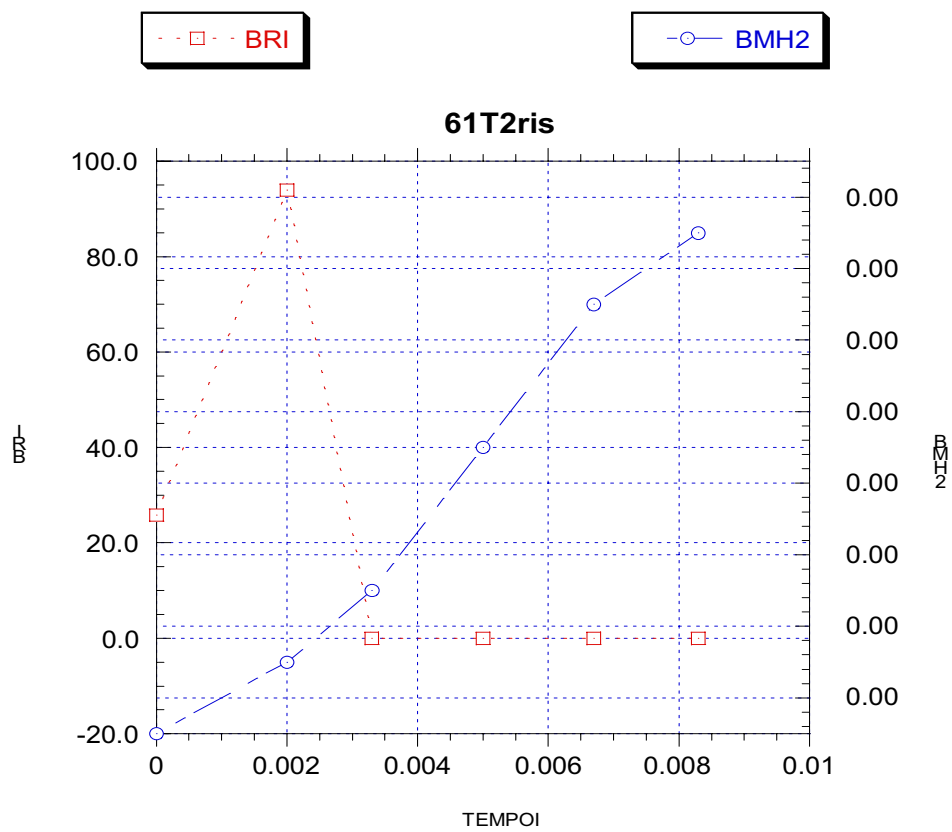
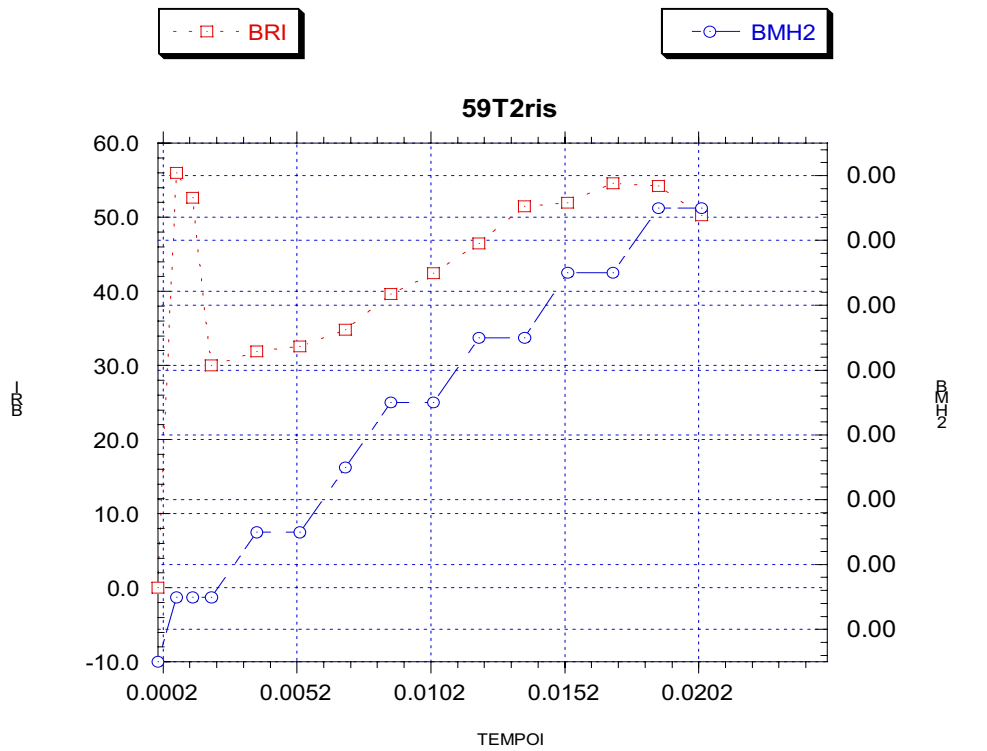




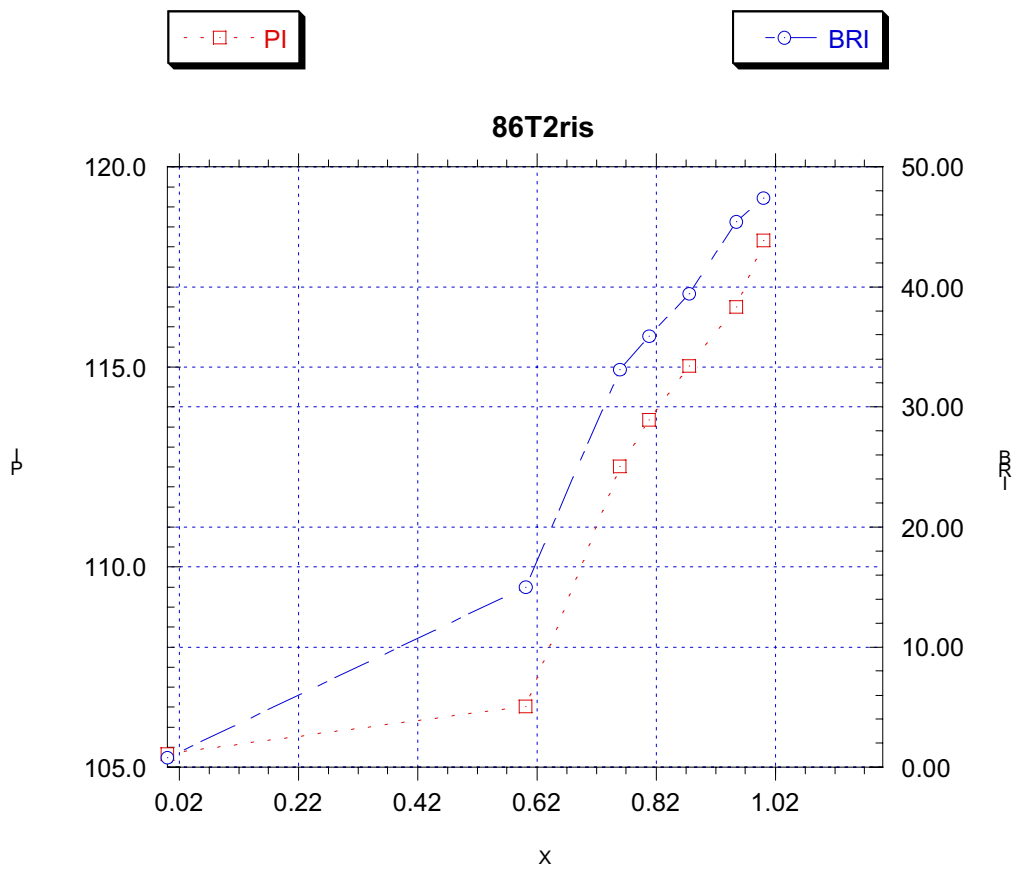
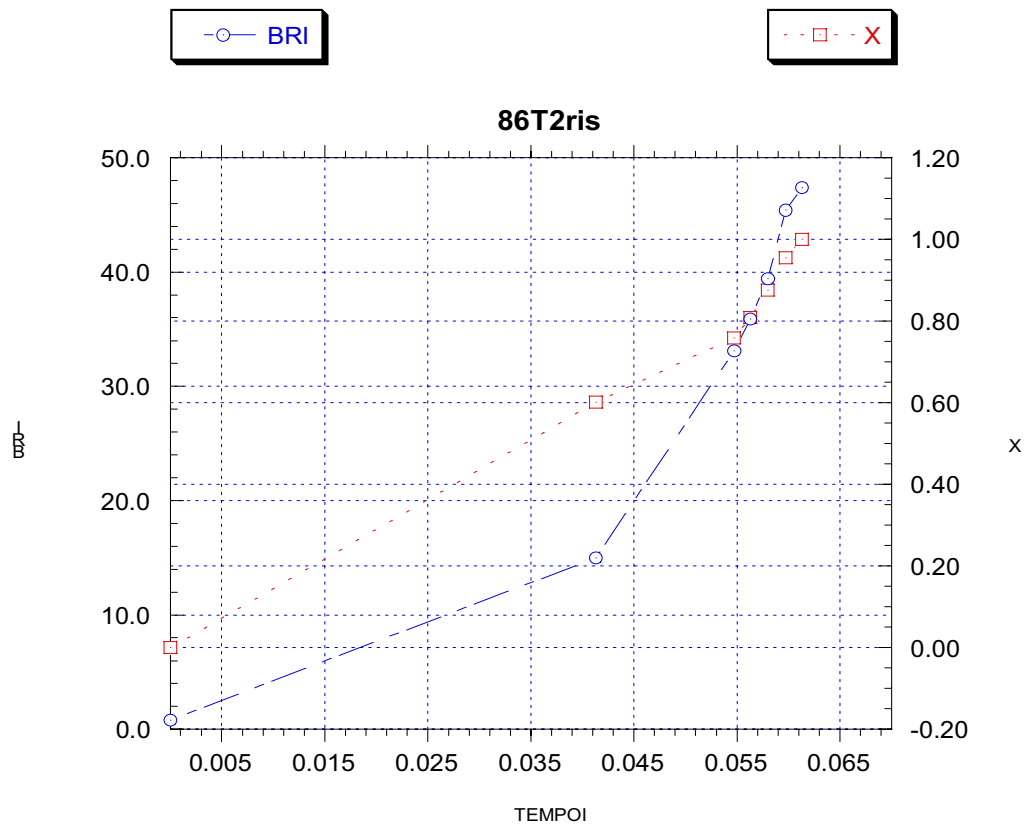


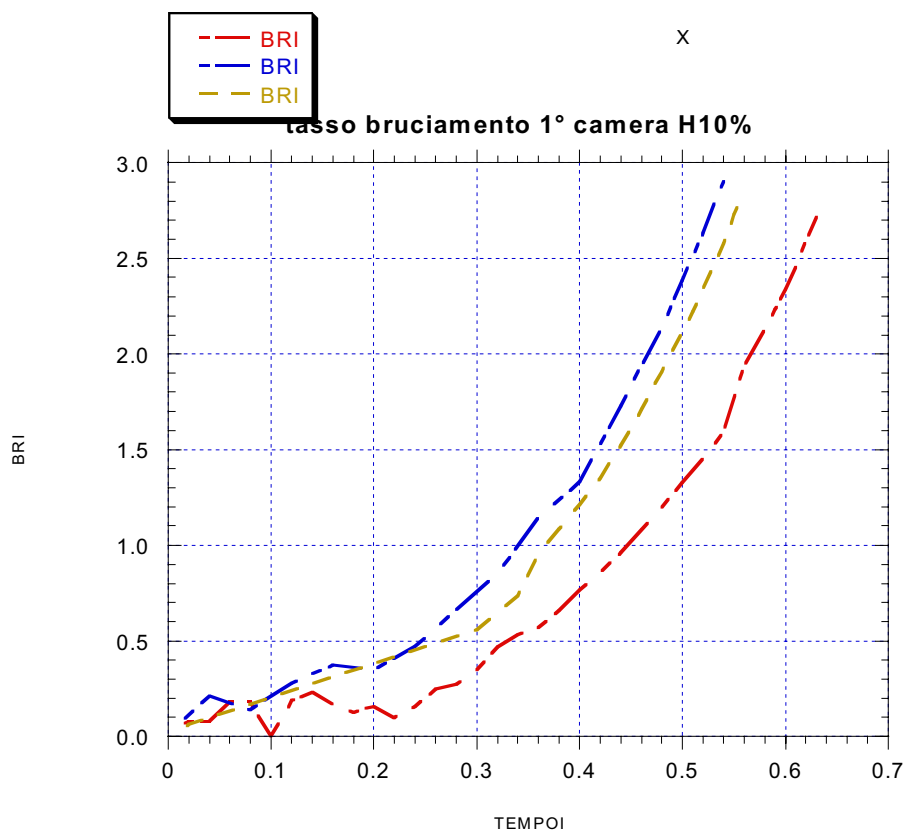
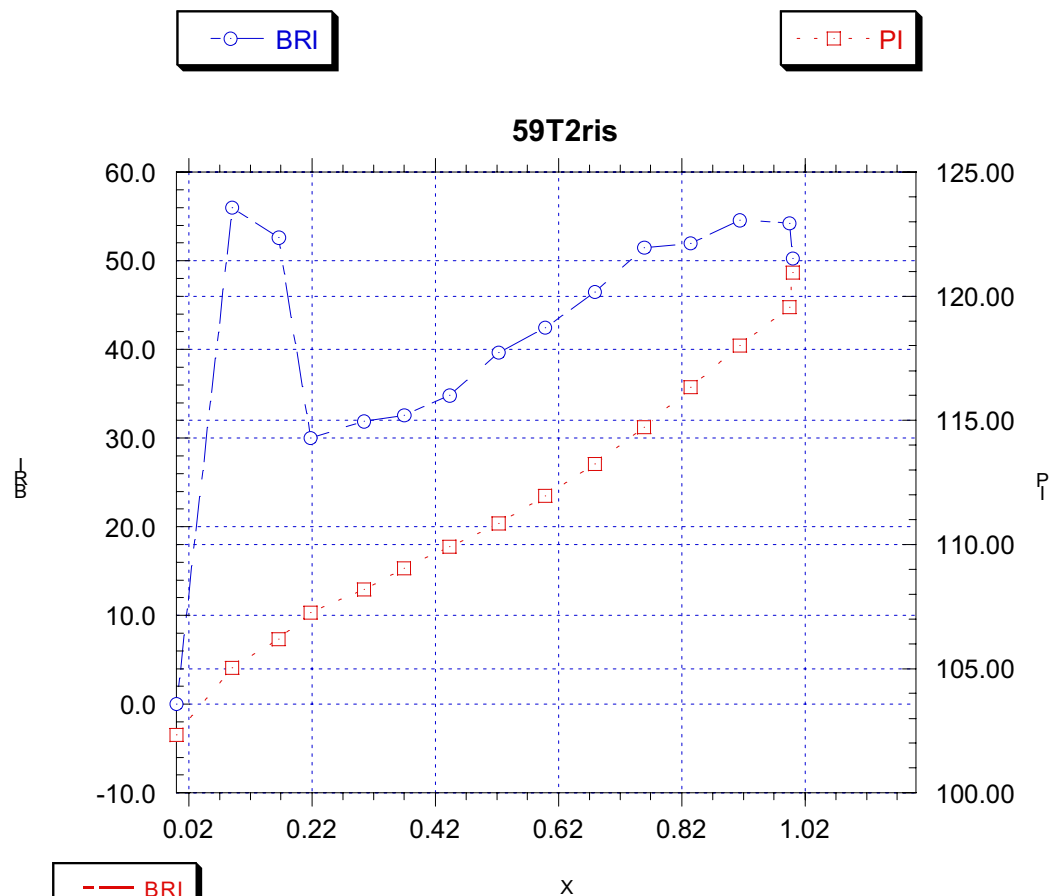


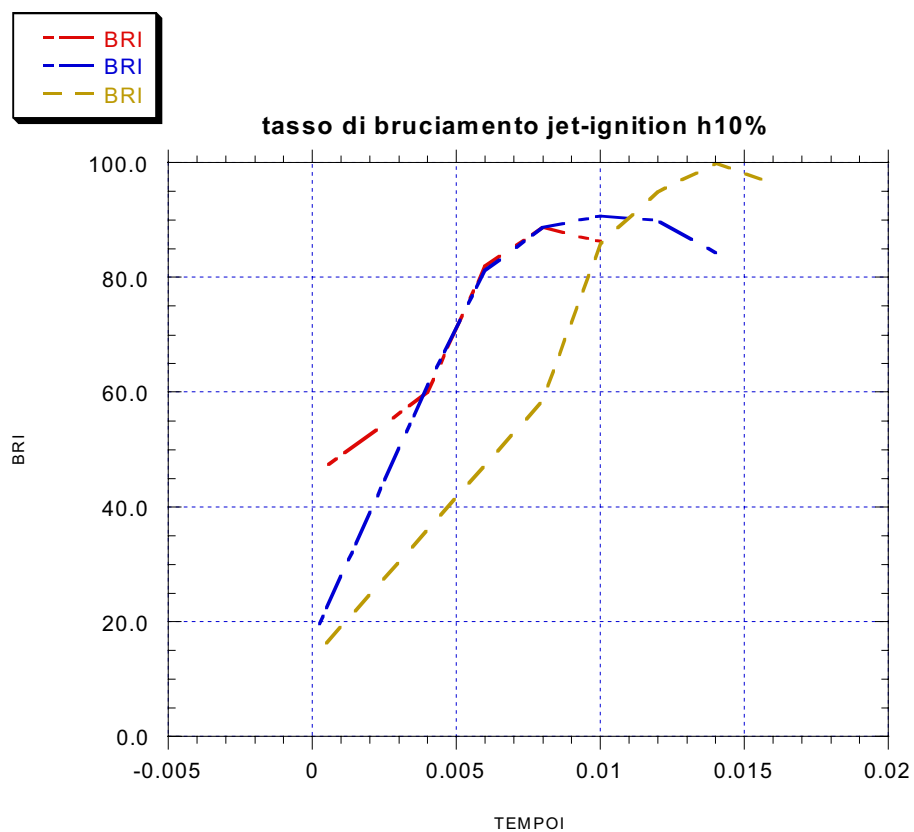
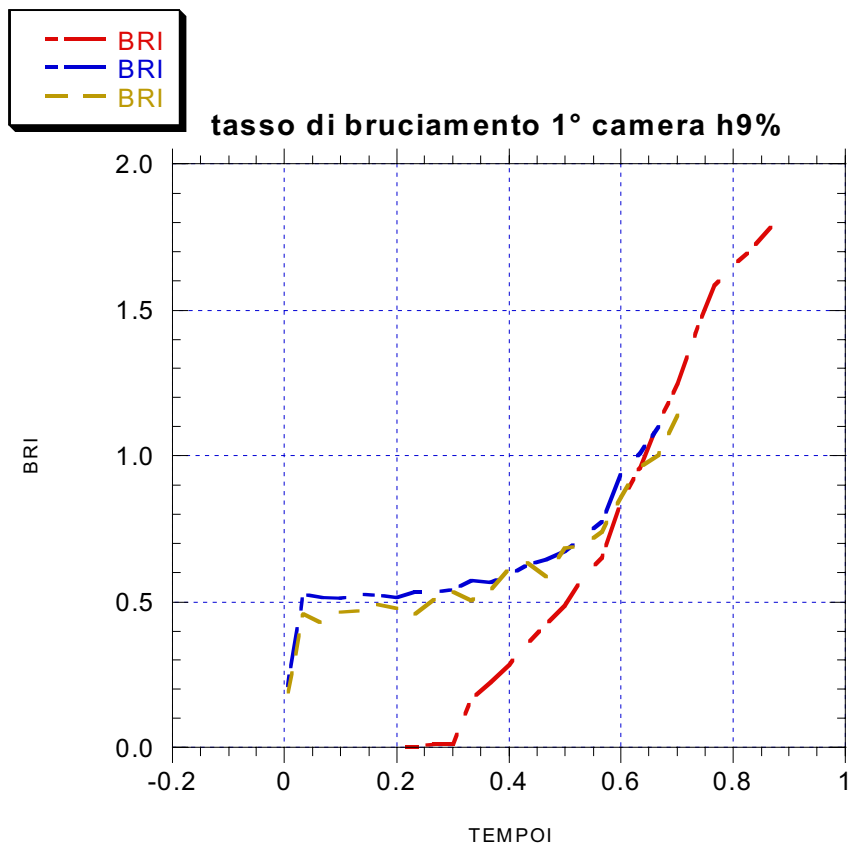


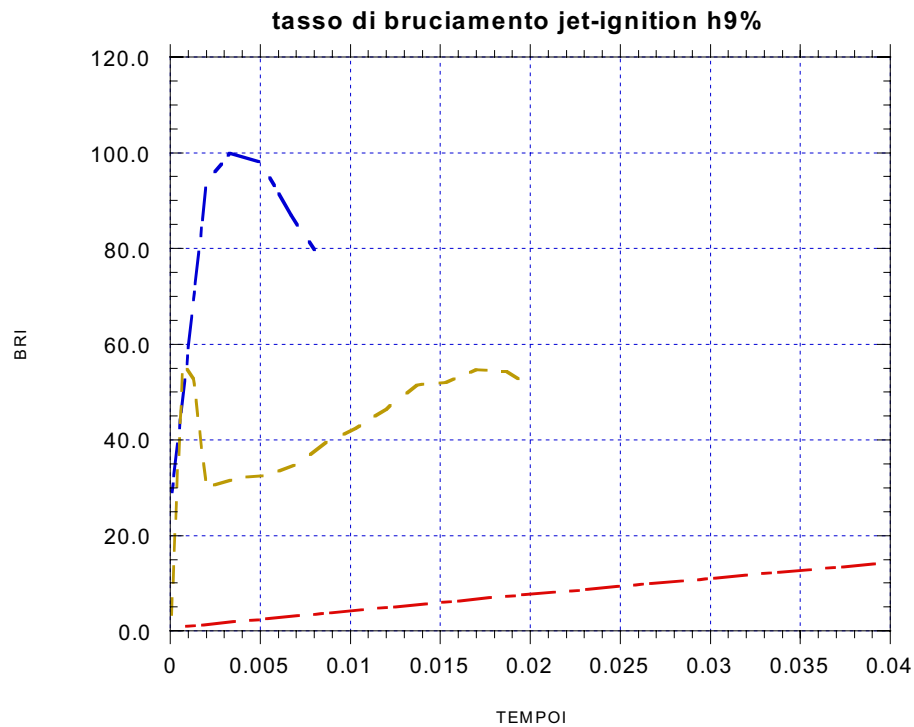












Come si evidenzia dai grafici precedenti l'applicazione di NEVE alla jet-ignition permette di valutare il tasso di bruciamento nella seconda camera per effetto della jet-ignition, dal punto di vista semi-quantitativo si nota anzitutto che il valore assoluto di Br jet-ignition è circa un ordine di grandezza superiore a quello della prima combustione, sia nel caso di concentrazione iniziale di idrogeno al 10% che al 9%.

Inoltre nei tests esaminati di evidenza che la derivata prima del rateo di bruciamento volumetrico assume pressochè lo stesso valore elevato in ogni istante in test con concentrazione al 10%, invece in test con concentrazione al 9% può avere valore ben diverso a secondanche si verifichi o meno il fenomeno di recoil, in funzione della posizione dell'accensione.

# CAPITOLO 7

## MODELLO MODULARE CON SFIATO BIDIREZIONALE

### 7.1 INTRODUZIONE

Una alternativa alla applicazione del codice NEVE in caso di prima combustione, jet-ignition, recoil e seconda combustione, consiste nel modificare alcune ipotesi del modello di NEVE per permettere la descrizione anche dell'ingresso di fasi combusta ed incombusta nella singola camera durante il transitorio. Però occorre ipotizzare che le fasi combusta ed incombusta restino comunque separate in ogni istante di transitorio, se vogliamo evitare di dover scrivere le equazioni di bilancio di massa per ogni singolo componente di reazione, reagenti e prodotti.

## 7.2 DESCRIZIONE DEL MODELLO

Le modifiche apportate al modello fisico del codice DEVENT conducono alla formulazione del seguente modello applicabile ad una CAMERA-MODULO, vedi fig.1, che prevede la possibilità di uscita (efflusso tipo De Laval) soltanto delle due composizioni di gas (miscela incombusta, indicata dalla lettera **u**, e miscela combusta, indicata dalla lettera **b**). Il modulo, come verrà da qui in poi chiamato, inoltre è caratterizzato dalle seguenti note:

- uscita di ogni composizione da una unica area di sfiato, AV
- distinzione temporale per le tre fasi fondamentali delle deflagrazioni bicompartimento studiate in LargeVIEW:

- 1) intervallo temporale  $t_0$ ,  $t_1$ : combustione nella prima camera,**
- 2) intervallo temporale  $t_1$ ,  $t_2$ : jet ignition e combustione nella seconda camera,**
- 3) intervallo temporale  $t_2$ ,  $t_f$ : recoil e nuova combustione nella prima camera.**

Ogni fase è caratterizzata dalle seguenti condizioni :

- a- la camera in cui si verifica la combustione oggetto di studio è rappresentata da un modulo secondo quanto visto prima,
- b- la pressione nella camera è sempre superiore a quella esterna al modulo, che è anche la pressione della camera adiacente al modulo considerato,
- c- quanto detto consente di scrivere le equazioni di bilancio di massa ed energia in maniera analoga allo schema del codice NEVE, introducendo però tassi di bruciamento volumetrico differenti nelle tre fasi descritte, derivati dai transitori di pressione rilevati rispettivamente ad intervalli temporali successivi nella prima e nella seconda camera,
- d- ancora , le pressioni di riferimento e quelle esterne al modulo sono intercambiabili tra prima e seconda camera secondo la fase che si esamina al momento,
- e- infine, anche le composizioni di miscela combusta e incombusta risultano diverse nei successivi intervalli relativi a combustioni della fase 1, 2, 3.

In tutti i casi non varia il numero delle fasi (composizione, pressione e temperatura), infatti una **ipotesi fondamentale** è :

le fasi restano comunque separate: U e B; questo perchè, qualunque sia la temperatura alla quale si trovano, appena si verifica un ingresso di B in U o viceversa si forma un fronte di fiamma che le separa.

Si considera inoltre trascurabile il trasferimento di energia durante l'efflusso dal modulo di gas incombusto (adiabatico).

## 7.3 EQUAZIONI DI BILANCIO

Le equazioni di bilancio del modello a sfiato bidirezionale sono le seguenti.

### USCITA DAL VENT PER LA GENERICA FASE NEL MODULO

$$dn_v = \frac{1}{M} dm_v = C_D A_v \frac{P}{RT} c \bar{\eta}_{eff} dt$$

$$\bar{\eta}_{eff} = +\bar{\eta} \rightarrow p < p_e, \bar{\eta}_{eff} = -\bar{\eta} \rightarrow p > p_e$$

$$\bar{\eta} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \rightarrow p_1 < p_{cr} = p_2 \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{* (1)}$$

$$\bar{\eta} = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \rightarrow p_1 \geq p_{cr}, p_1 > p_2$$


---

\*Bird pagg. 472 e 480

### BILANCIO DI MASSA INCOMBUSTO

$$dn_{uu} = -dn_{uuv} - dn_{uur}$$

$$n_{uu} = \frac{PV_{uu}(1-x)}{RT_{uu}}$$

$$dn_{uur} = \frac{P}{RT_{uu}} B_r dt$$

$$dn_{uu} = \frac{(1-x)V}{RT_{uu}} dP \dots = -\frac{P}{RT_{uu}} (C_{duu} A_{vuu} c_{uu} \bar{\eta}_{effuu} + B_r) dt$$

semplificando e adimensionalizzando :

$$\left[ (1-x) \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{uu}}{\bar{T}_{uu}} \right) - dx \right] = -(U_{1uu} + U_{2uu}) d\bar{t} = -U_{uu} d\bar{t}$$

$$U_{1uu} = C_{duu} \bar{A}_{vuu} \bar{c}_{uu} \bar{\eta}_{effuu} \frac{\bar{p}}{\bar{T}_{uu}} \quad (2)$$

$$U_{2uu} = \frac{\bar{p}}{\bar{T}_{uu}} B_r$$

### **BILANCIO DI MASSA COMBUSTO**

$$dn_{bb} = dn_{bbv} - dn_{bbv}$$

$$x \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{bb}} \right) + dx = B_{bb} d\bar{t}$$

$$B_{bb} = B_{1bb} + B_{2bb} \quad (3)$$

$$B_{1bb} = C_{dbb} \bar{A}_{vbb} \bar{c}_{bb} \bar{\eta}_{effbb}$$

$$B_{2bb} = \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{uu}} \bar{B}_r$$

### **BILANCIO ENERGIA**

- trascuriamo le  $\Delta E_{cin}$  e  $\Delta e_{pot}$  in sistema aperto,
- $\delta W = PdV$

$$d(nU)_{sist} + (hdn)_{output} - (hdn)_{input} = \delta Q - \delta W$$



### **BILANCIO ENERGIA GAS INCOMBUSTO**

- $(hdn)_{in}=0$  per l'incombusto ingresso di massa nullo dall'esterno.
- $\delta Q = 0$  (adiabaticità)
- $dn_u = -(dn)_{output}$

$$n_u du_u + u_u dn_u - h_u dn_u = -P dV_u$$

$$\frac{PV_u}{RT_u} c_{vu} dT_u - \frac{PV_u}{n_u} dn_u = -P dV_u$$

per le note relazioni termodinamiche tra  $u$ ,  $h$ ,  $c_p$  e  $c_v$ , e la legge dei gas perfetti:

$$h_{uu} - u_{uu} = RT_{uu}$$

$$dn_{uu} = -dn_{uuv} - dn_{uur}$$

$$du_{uu} = c_{vu} dT_{uu}$$

$$h_{uu}' = \int_{T_{uu}}^{T'} c_{pu} dT$$

$$\frac{c_{vu}}{R} + 1 = \frac{c_{pu}}{R}$$

$$\gamma_{uu} = \frac{c_{pu}}{c_{vu}}$$

da cui semplificando e adimensionalizzando:

$$\bar{P}(1-x) \left( \bar{c}_{pu} \frac{d\bar{T}_{uu}}{\bar{T}_{uu}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{uu} - C d\bar{t}$$

$$C = \frac{C_{duu} \bar{A}_{uuv} \bar{P} \bar{c}_{uu} \bar{\eta}_{effuu}}{\bar{T}_{uu}} \left( \int_{\bar{T}_{uu}}^{\bar{T}'} \bar{c}_{pu} d\bar{T} \right) \quad (4)$$

### **BILANCIO ENERGIA NEL SISTEMA GLOBALE 'MODULO MONOCOMPARTIMENTO': GAS COMBUSTO E FIAMMA**

- $\delta Q = 0$  (adiabaticità)
- $\delta W = 0$  (sistema rigido)

$$d(nu) = d(nu)_u + d(nu)_b$$

$$-(h_{dn})_{input} + (h_{dn})_{output} = -(h_u dn_{uv} + h_b dn_{bv}) = -h_u dn_u - h_u dn_{ur} + h_b dn_{br} - h_b dn_b$$

per le note relazioni termodinamiche tra  $u$ ,  $h$ ,  $c_p$  e  $c_v$ , e la legge dei gas perfetti e considerando

l'incremento di entalpia attraverso la fiamma (combustione adiabatica e isobara):

$$\left[ (1 + \varepsilon \nu) (h_b - h_{bs}) - (h_u - h_{us}) + \varepsilon \Delta h_s \right] dn_{ur} + d(nu)_u - h_u dn_u + d(nu)_b - h_b dn_b = 0$$

$$-d(nu)_u - h_u dn_u = -P dV_u = P dV_b \rightarrow V = V_u + V_b$$

$$-d(nu)_b - h_b dn_b = \frac{P V_b}{R T_b} c_{vb} dT_b - P V_b \frac{dn_b}{n_b}$$

$$I_T = \int_T c_p dT$$

$$P V_b \left( \frac{dP}{P} - \frac{\gamma_b}{\gamma_b - 1} \frac{dT_b}{T_b} \right) = \left[ \frac{M_u}{M_b} (I_{bT_b} - I_{bT_s}) - (I_{uT_u} - I_{uT_s}) + \varepsilon \Delta h_s \right] \frac{P}{R T_u} B_r dt$$

da cui semplificando e adimensionalizzando:

$$x \left( \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} - \frac{\gamma_b}{\gamma_b - 1} \frac{d\bar{T}_b}{\bar{T}_b} \right) = B_f d\bar{t} \quad (5)$$

$$B_f = \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{I}_{bT_b} - \bar{I}_{bT_{fl}}}{\bar{T}_u} \bar{B}_r$$

### **BILANCIO DI MASSA GLOBALE**

variabile **EMASSI** errore di massa relativo:

$$\sum_i (M_{restante} + M_{uscita}) = M_0 \text{ per } i = \text{passo iterativo di integrazione}$$

$$\frac{d\bar{m}_v}{d\bar{t}} = \bar{P} \left( \frac{C_{du} \bar{A}_{vu} \bar{c}_u \bar{n}_u}{\bar{T}_u} + \frac{M_b C_{db} \bar{A}_{vb} \bar{c}_b \bar{n}_b}{M_u \bar{T}_b} \right)$$

### **BILANCIO DI MASSA BRUCIATA**

$$\frac{d\bar{m}_H}{d\bar{t}} = \bar{B}_r \frac{\bar{P}}{\bar{T}_u} \frac{M_H}{M_u} y_{H,u}$$

$$\bar{m}_b = \bar{m}_H \frac{M_u}{M_H y_{H,u}}$$

### **EQUAZIONI BILANCIO DI FASE**

$$1. (1-x) \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{bu}} \right) - dx = -U_{uu} d\bar{t}$$

---

r

$$2. x \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{bb}} \right) + dx = B_{bb} d\bar{t}$$


---

$$3. (1-x) \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{ub}}{\bar{T}_{ub}} \right) - dx = -U_{ub} d\bar{t}$$

r

4.

$$x \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{bu}} \right) + dx = B_{bu} d\bar{t}$$

$$5. \bar{B}_r = \frac{\frac{1}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \left( \frac{1-x}{\gamma_u} + \frac{x}{\gamma_b} \right) + C_{db} \bar{A}_{vb} \bar{c}_b \bar{\eta}_b + C_{du} \bar{A}_{vu} \bar{c}_u \bar{\eta}_u}{\frac{M_u}{M_b} \frac{1}{\bar{T}_u} \left[ \bar{T}_b - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} (\bar{T}_{bT_b} - \bar{T}_{bT_f}) \right] - 1}$$

con i coefficienti:

$$B_1 = C_{db} \bar{A}_{vb} \bar{c}_b \bar{\eta}_b \frac{\bar{P}}{\bar{T}_b}$$

$$U_1 = C_{du} \bar{A}_{vu} \bar{c}_u \bar{\eta}_u \frac{\bar{P}}{\bar{T}_u}$$

$$B_2 = \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_b}{\bar{T}_u} \frac{\bar{P}}{\bar{T}_u} \bar{B}_r$$

$$U_2 = \frac{\bar{P}}{\bar{T}_u} \bar{B}_r$$

### CONDIZIONI INIZIALI

$P_{int}=P_{est} \rightarrow$  vent chiuso

$X_B(0)=0$ ;  $A_{FL}=0$  e derivate rispetto al tempo  $=0$ ;

si fornisce un valore piccolo non nullo al tasso volumetrico di bruciamento per iniziare l'integrazione → sorgente di ignizione in geometria sfera e cilindro.

Nella superficie piana l'area di fiamma è sempre ≠0.

$X_0$  = volume di gas incombusto che brucia a  $p = \text{cost.}$  (ISOENTALPICA)

$$\bar{E}_0 = X_0 \frac{\bar{P}_0}{\bar{T}_0} \frac{M_u}{M_b} (\bar{I}_{bT_0} - \bar{I}_{bT_{f0}})$$

Kernel:

$$X_{b0} = X_0 \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{b0}}{\bar{T}_0}$$

#### **Condizioni iniziali:**

$$x_0 = 0$$

$$\bar{T}_{b0} = \bar{T}_{f0}$$

$$B_{f0} = 0$$

$$\bar{B}_{r0} \neq 0$$

$$\left( \frac{B_f}{x} \right)_0 = \frac{\lim_{t \rightarrow 0} \frac{dB_f}{dt}}{\lim_{t \rightarrow 0} \frac{dx}{dt}}$$

$$\left( \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \right)_0 = \bar{P}_0 \gamma_u \bar{B}_{r0} \left( \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{f0}}{\bar{T}_{uu0}} - 1 \right)$$

$$\left( \frac{d\bar{T}_{uu}}{d\bar{t}} \right)_0 = \frac{\gamma_{uu} - 1}{\gamma_{uu}} \frac{\bar{T}_{uu0}}{\bar{P}_0} \left( \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \right)_0$$

$$\left( \frac{d\bar{T}_{bb}}{d\bar{t}} \right)_0 = \frac{\bar{T}_{f0}}{2} \frac{\gamma_{bb} - 1}{\gamma_{bb}} \gamma_{uu} \bar{B}_{r0} \left( \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{f0}}{\bar{T}_{uu0}} - \frac{M_b}{M_u} \frac{\bar{T}_{uu0}}{\bar{T}_{f0}} \right)$$

Il modulo sopra descritto viene successivamente applicato alla tre fasi di deflagrazione: prima combustione, jet-ignition, recoil.

In ciascuna fase il modulo coincide con la camera in cui si vuole osservare la crescita di pressione:

***1° fase - primo compartimento***

***2° fase - secondo compartimento***

***3° fase - primo compartimento.***

Come conseguenza di tale applicazione, le grandezze in esame, gas combusto ed incombusto, relative temperature, temperatura di fiamma e tasso volumetrico di bruciamento Br, di volta in volta sono rappresentative di fenomeni differenti e quindi sono in generale diverse da una fase all'altra.

Le equazioni del modulo si intendono pertanto riscritte in ogni fase nei termini delle grandezze interessanti la fase stessa, abbiamo perciò tre diverse temperature di gas combusto ed incombusto, fermo restando la temperatura di fiamma, tassi volumetrici di bruciamento, pressioni di compartimento ed esterne.

Per garantire la continuità tra una fase e la successiva si considerano all'interfaccia dell'orifizio all'istante di passaggio tra un modulo e il successivo, la continuità della pressione delle due camere, e delle temperature di gas combusto ed incombusto, inoltre resta costante il bilancio di massa globale(?) a partire dalla prima fase.

# CAPITOLO 8

## MODELLO BICOMPARTIMENTO

### 8.1 INTRODUZIONE

Abbiamo visto come sia possibile ipotizzare ingressi di gas oltre che uscite da un singolo compartimento che diviene un singolo modulo da combinare per descrivere l'intero transitorio.

Altra possibilità è effettuare l'analisi di cosa avviene in due compartimenti comunicanti tra loro e modellare l'insieme di trasformazioni termodinamiche e le variazioni di composizione di gas sempre mantenendo separate tra loro le fasi.

In questo caso non sarà più possibile riferirci a due sole fasi, combusta ed incombusta, in quanto avremo anche le interazioni reciproche con le rispettive fasi provenienti dalla seconda camera, per un totale di quattro fasi e tre ratei di bruciamento distinti, con tali ipotesi si dovranno riscrivere le equazioni di bilancio di massa ed energia per le due camere comunicanti.

## 8.2 DESCRIZIONE DEL MODELLO

L'analisi termodinamica del modello bicompartimento verifica i seguenti bilanci:

- BILANCIO DI MASSA INCOMBUSTO
- BILANCIO DI MASSA COMBUSTO
- BILANCIO ENERGIA INCOMBUSTO
- BILANCIO ENERGIA GLOBALE
- BILANCIO DI MASSA GLOBALE
- BILANCIO DI QUANTITÀ DI MOTO IMPLICITO NELLA UNIFORMITÀ DI PRESSIONE

(rif. BIRD pagg. 210-211,686 e seg.)

**variabili :**  $P, T_u, T_b, x = V_b/V(t), m_v$

**variabili indipendenti :**  $t$  oppure  $x(0,1)$

**Adimensionalizzazione:**

$L \rightarrow V/A$

$S \rightarrow A$

$V \rightarrow V$  compartimento

$T \rightarrow T_s$  temperatura rif.

Energia molare  $\rightarrow RT_s$

$P \rightarrow P_{est}$

Energia  $\rightarrow P_e V$

$m \rightarrow P_e V M_u / RT_s$

$v \rightarrow c_{us} = (\gamma_u RT_s / M_u)^{0.5}$

$t \rightarrow V/A c_{us}$

Il modello interpreta le prove Large VIEW dove la composizione chimica iniziale è uniforme in tutto il volume(u), per cui anche la composizione del gas combusto (combustione istantanea completa) è sempre la stessa. In altre parole si suppone che non avvenga mai un miscelamento tra incombusto e combusto, ma le due fasi sono sempre separate da una superficie di fiamma (luogo di reazione).

Le modifiche apportate al modello fisico del codice DEVENT conducono alla formulazione del seguente modello applicabile ad una CAMERA-MODULO, vedi fig.1, che prevede la possibilità di uscita (efflusso tipo De Laval) soltanto delle due composizioni di gas (miscela incombusta, indicata dalla lettera **u**, e miscela combusta, indicata dalla lettera **b**). Il modulo, come verrà da qui in poi chiamato, inoltre è caratterizzato dalle seguenti note:

- uscita di ogni composizione da una unica area di sfiato, AV
- distinzione temporale per le tre fasi fondamentali delle deflagrazioni bicompartimento studiate in LargeVIEW:

**1) intervallo temporale  $t_0, t_1$ : combustione nella prima camera,**

**2) intervallo temporale  $t_1, t_2$ : jet ignition e combustione nella seconda camera,**

**3) intervallo temporale  $t_1, t_f$ : recoil e nuova combustione nella prima camera.**

Ogni fase è caratterizzata dalle seguenti condizioni :

- a- la camera in cui si verifica la combustione oggetto di studio è rappresentata da un modulo secondo quanto visto prima,
- b- la pressione nella camera è sempre superiore a quella esterna al modulo, che è anche la pressione della camera adiacente al modulo considerato,
- c- quanto detto consente di scrivere la equazioni di bilancio di massa ed energia in maniera analoga allo schema del codice NEVE, introducendo però tassi di bruciamento volumetrico differenti nelle tre fasi descritte, derivate dai transitori di pressione rilevati rispettivamente ad intervalli temporali successivi nella prima e nella seconda camera,
- d- ancora , le pressioni di riferimento e quelle esterne al modulo sono intercambiabili tra prima e seconda camera secondo la fase che si esamina al momento,



e- infine, anche le composizioni di miscela combusta e incombusta risultano diverse nei successivi intervalli relativi a combustioni della fase1, 2, 3.

in tutti i casi non varia il numero delle fasi (composizione, pressione e temperatura), invece nei restanti due casi varia il numero delle fasi per arrivare al totale di quattro (le linee a tratti indicano le superfici di fiamma che separano le differenti composizioni). Infatti una **ipotesi fondamentale** è :

le fasi restano comunque separate: U e B; questo perché , qualunque sia la temperatura alla quale si trovano, appena si verifica un ingresso di B in U o viceversa si forma un fronte di fiamma che le separa. Il trasferimento è isoentalpico (ingresso) :la temperatura del gas in ingresso =temperatura gas modulo.

Notare che le prime due fasi di transitorio possono seppur con ipotesi semplificative essere simulate da NEVE, per il recoil è necessario modellare anche l'ingresso di gas nel modulo, occorre implementare un modello modificato come segue.

## 8.3 EQUAZIONI DI BILANCIO

Le equazioni del modello bicompartimento adimensionali risultano essere le seguenti.

### INGRESSO-USCITA DAL VENT PER LA GENERICA FASE

$$dn_v = \frac{1}{M} dm_v = C_D A_v \frac{P}{RT} c \bar{\eta}_{eff} dt$$

$$\bar{\eta}_{eff} = +\bar{\eta} \rightarrow p < p_e, \bar{\eta}_{eff} = -\bar{\eta} \rightarrow p > p_e$$

$$\bar{\eta} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \rightarrow p_1 < p_{cr} = p_2 \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1)$$

$$\bar{\eta} = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \rightarrow p_1 \geq p_{cr}, p_1 > p_2$$


---

**uscita:**

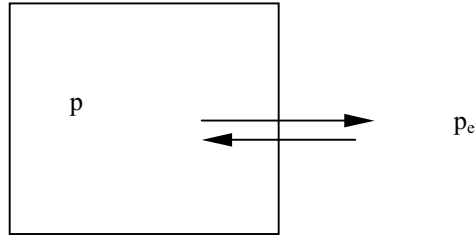
per  $p > p_e$

$$\bar{\eta}_{eff} = +\bar{\eta}$$

**ingresso:**

per  $p < p_e$

$$\bar{\eta}_{eff} = -\bar{\eta}$$



### **BILANCIO DI MASSA INCOMBUSTO-INCOMBUSTO U-U**

$$dn_{uu} = -dn_{uuv} - dn_{uur}$$

$$n_{uu} = \frac{PV_{uu}(1-x)}{RT_{uu}}$$

$$dn_{uur} = \frac{P}{RT_{uu}} B_r dt$$

$$dn_{uu} = \frac{(1-x)V}{RT_{uu}} dP \dots = -\frac{P}{RT_{uu}} (C_{duu} A_{vuu} \bar{c}_{uu} \bar{\eta}_{effuu} + B_r) dt$$

semplificando e adimensionalizzando :

$$\left[ (1-x) \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{uu}}{\bar{T}_{uu}} \right) - dx \right] = -(U_{1uu} + U_{2uu}) d\bar{t} = -U_{uu} d\bar{t}$$

$$U_{1uu} = C_{duu} \bar{A}_{vuu} \bar{c}_{uu} \bar{\eta}_{effuu} \frac{\bar{p}}{\bar{T}_{uu}} \quad (2)$$

$$U_{2uu} = \frac{\bar{p}}{\bar{T}_{uu}} B_r$$

### **BILANCIO DI MASSA COMBUSTO-COMBUSTO B-B**

$$dn_{bb} = dn_{bbr} - dn_{bbv}$$

$$x \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{bb}} \right) + dx = B_{bb} d\bar{t}$$

$$B_{bb} = B_{1bb} + B_{2bb} \quad (3)$$

$$B_{1bb} = C_{dbb} \bar{A}_{vbb} \bar{c}_{bb} \bar{\eta}_{effbb}$$

$$B_{2bb} = \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{uu}} \bar{B}_r$$

#### **BILANCIO DI MASSA INCOMBUSTO-COMBUSTO U-B**

$$\begin{aligned}dn_{ub} &= -dn_{ubv} - dn_{ubr} \\ \left[ (1-x) \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{ub}}{\bar{T}_{ub}} \right) - dx \right] &= -(U_{1ub} + U_{2ub}) d\bar{t} = -U_{ub} d\bar{t} \\ U_{1ub} &= C_{dub} \bar{A}_{vub} \bar{c}_{ub} \bar{\eta}_{effub} \frac{\bar{p}}{\bar{T}_{ub}} \\ U_{2ub} &= \frac{\bar{p}}{\bar{T}_{ub}} B_r\end{aligned}\quad (4)$$

#### **BILANCIO DI MASSA COMBUSTO-INCOMBUSTO B-U**

$$\begin{aligned}dn_{bu} &= dn_{bur} - dn_{buv} \\ x \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{bu}} \right) + dx &= B_{bu} d\bar{t} \\ B_{bu} &= B_{1bu} + B_{2bu} \\ B_{1bu} &= C_{dbu} \bar{A}_{vbu} \bar{c}_{bu} \bar{\eta}_{effbu} \\ B_{2bu} &= \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{uu}} \bar{B}_r\end{aligned}\quad (5)$$

---

#### **BILANCIO ENERGIA**

- trascuriamo le  $\Delta E_{cin}$  e  $\Delta E_{pot}$
- $\delta W = PdV$

$$d(nU)_{sist} + (hdn)_{output} - (hdn)_{input} = \delta Q - \delta W$$

#### **BILANCIO ENERGIA GAS INCOMBUSTO-INCOMBUSTO U-U**

$$n_{uu} du_{uu} + u_{uu} dn_{uu} + (hdn)_{out} - (hdn)_{in} = \delta Q_{uu} - PdV_u$$

$$(hdn)_{out} = h_{uu} dn_u$$

$$(hdn)_{in} = h_{uu}' dn_{uuv}$$

per le note relazioni termodinamiche tra u, h, c<sub>p</sub> e c<sub>v</sub>, e la legge dei gas perfetti:

$$h_{uu} - u_{uu} = RT_{uu}$$

$$dn_{uu} = -dn_{uuv} - dn_{uur}$$

$$du_{uu} = c_{vuu} dT_{uu}$$

$$h_{uu}' = \int_{T_{uu}}^{T'} c_{puu} dT$$

$$\frac{c_{vuu}}{R} + 1 = \frac{c_{puu}}{R}$$

$$\gamma_{uu} = \frac{c_{puu}}{c_{vuu}}$$

$$u_{uu} dn_{uu} + n_{uu} du_{uu} + h_{uu} dn_{uuv} + h_{uu} dn_{uur} + dn_{uuv} \int_{T_{uu}}^{T'} c_{puu} dT = \delta Q_{uu} - p dV_{uu}$$

$$T' = \frac{T_{uu} + T_{bu}}{2}$$

$$-RT_{uu} dn_{uuv} - RT_{uu} dn_{uur} + n_{uu} c_{vuu} dT_{uu} = \delta Q_{uu} - \frac{C_{duu} A_{uuv} p c_{uu} \eta_{effuu}}{T_{uu}} \left( \int_{T_{uu}}^{T'} c_{puu} dT \right) dt$$

da cui semplificando e adimensionalizzando:

$$\bar{P}(1-x) \left( \bar{c}_{puu} \frac{d\bar{T}_{uu}}{\bar{T}_{uu}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{uu} - C d\bar{t} \quad (7)$$

$$C = \frac{C_{duu} \bar{A}_{uuv} \bar{P} \bar{c}_{uu} \bar{\eta}_{effuu}}{\bar{T}_{uu}} \left( \int_{\bar{T}_{uu}}^{\bar{T}'} \bar{c}_{puu} d\bar{T} \right)$$

#### **BILANCIO ENERGIA GAS COMBUSTO-COMBUSTO B-B**

$$n_{bb} du_{bb} + u_{bb} dn_{bb} + (hdn)_{out} - (hdn)_{in} = \delta Q_{bb} - p dV_{bb}$$

$$(hdn)_{out} = h_{bb} dn_{bbv}$$

$$(hdn)_{in} = h_{br} dn_{bbr}$$

per le note relazioni termodinamiche tra u, h, c<sub>p</sub> e c<sub>v</sub>, e la legge dei gas perfetti:

$$h_{bb} - u_{bb} = RT_{bb}$$

$$dn_{bb} = -dn_{bbv} + dn_{bbr}$$

$$n_{bb} du_{bb} = n_{bb} c_{vbb} dT_{bb} + u_{bb} (1 + \nu \varepsilon) dn_{bbr}$$

$$h_{bbr} dn_{bbr} = \int_{T_{bb}} c_{pbb} dT$$

$$\frac{c_{vbb}}{R} + 1 = \frac{c_{pbb}}{R}$$

$$\gamma_{bb} = \frac{c_{pbb}}{c_{vbb}}$$

$$u_{bb} dn_{bb} + n_{bb} du_{bb} + h_{bb} dn_{bbv} - h_{bbr} dn_{bbr} + dn_{bbv} \int_{T_{bb}}^{T''} c_{pbb} dT = \delta Q_{bb} - p dV_{bb}$$

$$T' = \max\left(\frac{T_{bb} + T_{ub}}{2}; T_{fl}\right)$$

$$-RT_{bb} dn_{bb} + RT_{uu} dn_{uur} + n_{bb} c_{vbb} dT_{bb} - h_{bbr} dn_{bbr} = \delta Q_{bb} - \frac{C_{dbb} A_{vbb} p c_{bb} \eta_{effbb}}{T_b b} \left( \int_{T_{uu}}^{T''} c_{pbb} dT \right) dt$$

da cui semplificando e adimensionalizzando:

$$\bar{P} x \left( \bar{c}_{pbb} \frac{d\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{bb}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{bb} - F d\bar{t} \quad (8)$$

$$F = \frac{C_{dbb} \bar{A}_{bbv} \bar{P} \bar{c}_{bb} \bar{\eta}_{effbb}}{\bar{T}_{bb}} \left( \int_{\bar{T}_{uu}}^{\bar{T}''} \bar{c}_{pbb} d\bar{T} \right) - \frac{\bar{P} \bar{B}_r}{\bar{T}_u} c_{vbb} (1 + \nu \varepsilon) \bar{T}_{bb}$$

Procedendo ai bilanci energetici anche per le fasi u-b e b-u, contraddistinte da temperatura propria diversa in generale da u-u e b-b, e composizione rispettivamente di gas incombusto e gas combusto, otteniamo il sistema di equazioni di bilancio, che viene completato dalla implicita conservazione della quantità di moto nel modulo in esame (P uniforme tra le fasi) e dalle equazioni di bilancio di massa totale e di bilancio di energia globale fiamma e fasi.

#### **BILANCIO ENERGIA SISTEMA GLOBALE, FIAMMA E GAS COMBUSTO**

- $\delta Q = 0 \rightarrow$  adiabaticità
- $\delta W = 0 \rightarrow$  sistema rigido

sistema con ingresso/uscita:

$$d(nu)=d(nu)_u+d(nu)_b$$

$$-(hdn)_{input} + (hdn)_{output}=-(\pm)(h_u dn_{uv}+h_b dn_{bv})=-h_u dn_u-h_u dn_{ur}+h_b dn_{br}-h_b dn_b$$

$$\left[(1+\varepsilon\nu)(h_b-h_{bs})-(h_u-h_{us})+\varepsilon\Delta h_s\right]dn_{ur}+d(nu)_u-h_u dn_u+d(nu)_b-h_b dn_b=0$$

$$-d(nu)_u-h_u dn_u=-PdV_u=PdV_b \rightarrow V=V_u+V_b$$

$$-d(nu)_b-h_b dn_b=\frac{PV_b}{RT_b}c_{vb}dT_b-PV_b\frac{dn_b}{n_b}$$

$$I_T=\int_T c_p dT$$

$$PV_b\left(\frac{dP}{P}-\frac{\gamma_b}{\gamma_b-1}\frac{dT_b}{T_b}\right)=\left[\frac{M_u}{M_b}(I_{bT_b}-I_{bT_s})-(I_{uT_u}-I_{uT_s})+\varepsilon\Delta h_s\right]\frac{P}{RT_u}B_r dt$$

da cui semplificando e adimensionalizzando:

$$x\left(\frac{d\bar{P}}{\bar{P}}-\frac{\gamma_b}{\gamma_b-1}\frac{d\bar{T}_b}{\bar{T}_b}\right)=B_r d\bar{t} \quad (9)$$

$$B_r=\frac{M_u}{M_b}\frac{\bar{I}_{bT_b}-\bar{I}_{bT_{\infty}}}{\bar{T}_u}\bar{B}_r$$

#### **BILANCIO DI MASSA GLOBALE**

variabile **EMASSI** errore di massa relativo:

$$\sum_i(M_{\text{restante}}+M_{\text{uscita}})=M_0 \text{ per } i=\text{passo iterativo di integrazione}$$

#### **EQUAZIONI BILANCIO DI FASE**

$$1. (1-x)\left(\frac{d\bar{p}}{\bar{p}}-\frac{d\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{bu}}\right)-dx=-U_{uu}d\bar{t}$$

---

$$2. x\left(\frac{d\bar{p}}{\bar{p}}-\frac{d\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{bb}}\right)+dx=B_{bb}d\bar{t}$$

---

$$3. (1-x)\left(\frac{d\bar{p}}{\bar{p}}-\frac{d\bar{T}_{ub}}{\bar{T}_{ub}}\right)-dx=-U_{ub}d\bar{t}$$

---

$$4. \quad x \left( \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} - \frac{d\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{bu}} \right) + dx = B_{bu} d\bar{t}$$


---

$$5. \quad \bar{P}(1-x) \left( \bar{c}_{puu} \frac{d\bar{T}_{uu}}{\bar{T}_{uu}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{uu} - C d\bar{t}$$

$$6. \quad \bar{P}(1-x) \left( \bar{c}_{pub} \frac{d\bar{T}_{ub}}{\bar{T}_{ub}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{ub} - D d\bar{t}$$

$$7. \quad \bar{P}x \left( \bar{c}_{pbu} \frac{d\bar{T}_{bu}}{\bar{T}_{bu}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{bu} - E d\bar{t}$$

$$8. \quad \bar{P}x \left( \bar{c}_{pbb} \frac{d\bar{T}_{bb}}{\bar{T}_{bb}} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \delta \bar{Q}_{bb} - F d\bar{t}$$

con i coefficienti:

$$U_{uu} = U_{1uu} + U_{2uu}$$

$$B_{bb} = B_{1bb} + B_{2bb}$$

$$U_{ub} = U_{1ub} + U_{2ub}$$

$$B_{bu} = B_{1bu} + B_{2bu}$$

definiti alle equazioni (3),(4),(5),

$$1. \quad C = \frac{C_{duu} \bar{A}_{uu} \bar{P} \bar{c}_{uu} \bar{\eta}_{effuu}}{\bar{T}_{uu}} \left( \int_{\bar{T}_{uu}}^{\bar{T}'} \bar{c}_{puu} d\bar{T} \approx 0 \right)$$

$$2. \quad D = \frac{C_{dub} \bar{A}_{ub} \bar{P} \bar{c}_{ub} \bar{\eta}_{effub}}{\bar{T}_{ub}} \left( \int_{\bar{T}_{ub}}^{\bar{T}''} \bar{c}_{pub} d\bar{T} \approx 0 \right)$$

$$3. \quad E = \frac{C_{dbu} \bar{A}_{bu} \bar{P} \bar{c}_{bu} \bar{\eta}_{effbu}}{\bar{T}_{bu}} \left( \int_{\bar{T}_{uu}}^{\bar{T}''} \bar{c}_{pbu} d\bar{T} \right) - \frac{\bar{P} \bar{B}_r}{\bar{T}_{uu}} c_{vbu} (1 + \nu \epsilon) \bar{T}_{bu}$$

$$4. \quad F = \frac{C_{dub} \bar{A}_{bb} \bar{P} \bar{c}_{bb} \bar{\eta}_{effbb}}{\bar{T}_{bb}} \left( \int_{\bar{T}_{uu}}^{\bar{T}''} \bar{c}_{pbb} d\bar{T} \right) - \frac{\bar{P} \bar{B}_r}{\bar{T}_{uu}} c_{vbb} (1 + \nu \epsilon) \bar{T}_{bb}$$

le equazioni, esplicitando le incognite, risultano nella forma:

$$1. \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{P}(B-U) + \frac{\dot{Q}_{uu}-C}{\bar{c}_{puu}} + \frac{\dot{Q}_{ub}-D}{\bar{c}_{pub}} + \frac{\dot{Q}_{bu}-E}{\bar{c}_{pbu}} + \frac{\dot{Q}_{bb}-F}{\bar{c}_{pbb}}}{2 + (x-1)\left(\frac{1}{\bar{c}_{puu}} + \frac{1}{\bar{c}_{pub}}\right) - x\left(\frac{1}{\bar{c}_{pbb}} + \frac{1}{\bar{c}_{pbu}}\right)}$$

$$2. \frac{dx}{d\bar{t}} = \frac{1}{\bar{P}} \left[ \bar{P}U_{uu} - \frac{\dot{Q}_{uu}-C}{\bar{c}_{puu}} + (1-x)\gamma_{uu} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \right]$$

$$3. \frac{d\bar{T}_{uu}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_{uu}}{\bar{P}\bar{c}_{puu}} \left[ \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} + \frac{\dot{Q}_{uu}-C}{1-x} \right]$$

$$4. \frac{d\bar{T}_{ub}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_{ub}}{\bar{P}\bar{c}_{pub}} \left[ \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} + \frac{\dot{Q}_{ub}-D}{1-x} \right]$$

$$5. \frac{d\bar{T}_{bu}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_{bu}}{\bar{P}\bar{c}_{pbu}} \left[ \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} + \frac{\dot{Q}_{bu}-E}{x} \right]$$

$$6. \frac{d\bar{T}_{bb}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_{bb}}{\bar{P}\bar{c}_{pbb}} \left[ \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} + \frac{\dot{Q}_{bb}-F}{x} \right]$$

### CONDIZIONI INIZIALI

$P_{int}=P_{est} \rightarrow$  vent chiuso

$X_B(0)=0$ ;  $A_{FL}=0$  e derivate rispetto al tempo  $=0$ ;

si fornisce un valore piccolo non nullo al tasso volumetrico di bruciamento per iniziare l'integrazione  $\rightarrow$  sorgente di ignizione in geometria sfera e cilindro.

Nella superficie piana l'area di fiamma è sempre  $\neq 0$ .

$X_0$  =volume di gas incombusto che brucia a  $p=cost.$ (ISOENTALPICA)

$$\bar{E}_0 = X_0 \frac{\bar{P}_0}{\bar{T}_0} \frac{M_u}{M_b} (\bar{I}_{bT_0} - \bar{I}_{bT_{f0}})$$

Kernel:

$$X_{b0} = X_0 \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{b0}}{\bar{T}_0}$$



**Condizioni iniziali:**

$$x_0 = 0$$

$$\bar{T}_{b0} = \bar{T}_{f0}$$

$$B_{f0} = 0$$

$$\bar{B}_{r0} \neq 0$$

$$\left( \frac{B_f}{x} \right)_0 = \frac{\lim_{t \rightarrow 0} \frac{dB_f}{dt}}{\lim_{t \rightarrow 0} \frac{dx}{dt}}$$

$$\left( \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \right)_0 = \bar{P}_0 \gamma_u \bar{B}_{r0} \left( \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{f0}}{\bar{T}_{uu0}} - 1 \right)$$

$$\left( \frac{d\bar{T}_{uu}}{d\bar{t}} \right)_0 = \frac{\gamma_{uu} - 1}{\gamma_{uu}} \frac{\bar{T}_{uu0}}{\bar{P}_0} \left( \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \right)_0$$

$$\left( \frac{d\bar{T}_{bb}}{d\bar{t}} \right)_0 = \frac{\bar{T}_{f0}}{2} \frac{\gamma_{bb} - 1}{\gamma_{bb}} \gamma_{uu} \bar{B}_{r0} \left( \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_{f0}}{\bar{T}_{uu0}} - \frac{M_b}{M_u} \frac{\bar{T}_{uu0}}{\bar{T}_{f0}} \right)$$

# CAPITOLO 9

## **PROGRAMMA NEVE 2:UN CODICE BICOMPARTIMENTO PER L'ANALISI DI DEFLAGRAZIONI NELL'APPARECCHIATURA LARGEVIEW**

### **9.1 INTRODUZIONE**

Il programma di calcolo NEVE 2 è l'implementazione infomatica in linguaggio MATLAB (Release 5.3.0.10183-R11) del corrispondente modello termodinamico bicompartimento monodimensionale.

Nei seguenti paragrafi viene illustrata la modellazione matematica bicompartimento, nonché la struttura del programma NEVE 2 e dei sottoprogrammi che lo compongono con i relativi diagrammi di flusso.

Il programma è, grazie alla immediatezza del linguaggio MATLAB, auto esplicativo nei commenti e nell'immagazzinamento dei dati nella sessione di lavoro in workshop Matlab.

In seguito vengono presentate le verifiche di applicazione del codice a due transitori di deflagrazione con concentrazione differente di idrogeno.

I transitori sono stati già analizzati con NEVE per cui è possibile evidenziare la congruenza e le differenze tra l'applicazione dei due modelli matematici.

Si esaminano in particolare i risultati di integrazione del modello NEVE 2 nelle fasi di recoil in prima camera, e in ognuna delle fasi del transitorio completo dei tests in prima e seconda camera dell'apparecchiatura LargeVIEW.

## ELENCO DEI SIMBOLI

A = superficie caratteristica del recipiente

A<sub>f</sub> = superficie di fiamma

A<sub>v</sub> = area di venting (sfiato)

B = tasso volumetrico di gas

C<sub>D</sub> = coefficiente di resistenza allo sfiato.

c = velocità del suono =  $\sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}$

C<sub>P</sub> = calore specifico molare a pressione costante.

C<sub>V</sub> = calore specifico molare a volume costante.

E<sub>0</sub> = energia di ignizione.

h = entalpia molare.

I<sub>x</sub> =  $\int^{T_x} C_p dt$

m = massa.

M = peso molecolare.

n = numero di moli.

P = pressione.

Q = calore.

R = costante dei gas.

S = velocità di bruciamento.

t = tempo.

T = temperatura.

u = energia interna molare.

- U = tasso di riduzione volumetrica del gas incombusto.
- V = volume recipiente (se esente da indici, altrimenti indica la quantità “volume”).
- W = lavoro.
- x = frazione di volume combusto.
- y = frazione molare di un componente la miscela.
- $\Delta h$  = variazione di entalpia in una combustione a temperatura costante in cui le moli, dei reagenti e dei prodotti, coinvolte nel processo sono uguali ai coefficienti stechiometrici della reazione.
- $\epsilon$  = rapporto fra la frazione molare del reagente in difetto nel gas incombusto e il corrispondente coefficiente stechiometrico della reazione considerata.
- $\eta$  = fattore di pressione nella correlazione della portata di venting.
- $\gamma$  = rapporto fra il calore specifico molare della miscela di gas rispettivamente a pressione e a volume costante.
- v = differenza fra la somma dei coefficienti stechiometrici dei prodotti e quella dei reagenti nella reazione considerata.
- $\rho$  = densità.

### *indici*

- b = gas combusto.
- vb = gas combusto ventato.
- cr = condizione critica di venting.
- e = (esterno) compartimento adiacente.
- f = fiamma [o reagente in difetto (solo nelle note)].
- H = reagente.
- 0 = condizioni iniziali e/o vent tra prima e seconda camera
- r = reazione.

- s = condizioni standard e/o vent finale seconda camera-esterno recipiente
- u = gas incombusto.
- vu = gas incombusto ventato.
- v = venting (sfiato).

## 9.2 CARATTERISTICHE GENERALI DEL MODELLO

### BICOMPARTIMENTO DEL CODICE NEVE 2

Il modello bicompartimento implementato da NEVE 2, contrariamente alla prima versione di NEVE, è in grado di interpretare la deflagrazione nell'apparecchiatura LargeView in ogni sua fase, sia nel 1° che nel 2° compartimento, sia quando le aree di sfiato sono due che quando è una sola, sia quando la pressione in un compartimento è inferiore che quando è superiore alla pressione in ciascuno degli ambienti adiacenti. In particolare, permette la stima del rateo di bruciamento volumetrico, che è ottenuta dalla soluzione delle equazioni differenziali di bilancio di massa ed energia descritte nel seguito, avendo per input i transitori sperimentali di pressione nella prima camera e nella seconda camera. Per interpretare le varie fasi della deflagrazione, è necessario cambiare le condizioni iniziali imposte alle equazioni.

#### GENERICO SFIATO DA UN COMPARTIMENTO

$$dn_v = \frac{1}{M_v} dm_v = C_D A_v \frac{P_v}{RT_v} c_v \bar{\eta}_{\text{eff}} dt = \frac{P_v}{RT_v} B_v dt \quad (1)$$

$$\text{dove, essendo } \bar{\eta} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \text{ per } p_2 < p_1 < p_{\text{cr}} = p_2 \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \text{ o}$$

$$\bar{\eta} = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \text{ per } p_2 < p_1 \geq p_{\text{cr}}, \text{ si possono avere due condizioni:}$$

- condizione A ( $P > P_e$ ):  $\bar{\eta}_{\text{eff}} = +\bar{\eta}$ , con  $p_1 = P$  e  $p_2 = P_e$ ,  $T_v = T$ ,  $P_v = P$ ,  $c_v = c(T)$
- condizione B ( $P < P_e$ ):  $\bar{\eta}_{\text{eff}} = -\bar{\eta}$ , con  $p_1 = P_e$  e  $p_2 = P$ ,  $T_v = T_e$ ,  $P_v = P_e$ ,  $c_v = c_e(T_e)$

$A_{vo}$  è l'area di sfiato dell'orifizio tra la prima e la seconda camera,  $A_{vs}$  è quella di sfiato tra la seconda camera e l'esterno. Nella prima camera,  $B_{vs}$  è nullo.

Si suppone che uno sfiato possa essere o solo di gas incombusto o solo di gas combusto.

## BILANCI DI MASSA

### INCOMBUSTO

$$dn_u = -dn_{uv} - dn_{ur}$$

$$n_u = \frac{PV(1-x)}{RT_u}$$

$$dn_{ur} = \frac{P}{RT_u} B_r dt$$

$$dn_u = -\frac{V}{RT_u} P dx + \frac{(1-x)V}{RT_u} dP - \frac{(1-x)VP}{RT_u} \frac{dT_u}{T_u} = -\left( \frac{P_{vo}}{RT_{uvo}} B_{uvo} + \frac{P_{vs}}{RT_{uvs}} B_{uvs} \right) dt - \frac{P}{RT_u} B_r dt$$

Semplificando e adimensionalizzando:

$$(1-x) \left( \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} - \frac{d\bar{T}_u}{\bar{T}_u} \right) - dx = -(U_{m1} + U_{m2}) d\bar{t} = -U_m d\bar{t} \quad (2)$$

$$U_{m1} = \frac{\bar{T}_u}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{uvo}}{\bar{T}_{uvo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{uvs}}{\bar{T}_{uvs}} \right)$$

$$U_{m2} = \bar{B}_r$$

### FIAMMA

$$dn_{br} = (1 + \varepsilon v) dn_{ur} = \frac{M_u}{M_b} dn_{ur}$$

## COMBUSTO

$$dn_b = dn_{br} - dn_{bv}$$

$$x \left( \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} - \frac{d\bar{T}_b}{\bar{T}_b} \right) + dx = (B_{m1} - B_{m2}) d\bar{t} = B_m d\bar{t} \quad (3)$$

$$B_{m1} = \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_b}{\bar{T}_u} \bar{B}_r$$

$$B_{m2} = \frac{\bar{T}_b}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{bvo}}{\bar{T}_{bvo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{bvs}}{\bar{T}_{bvs}} \right)$$

## Bilanci di energia

Dal primo principio della termodinamica in un sistema aperto in cui siano trascurabili le variazioni di energia cinetica e potenziale fra ingresso e uscita:

$$d(nu)_{\text{sistema}} + (h dn)_{\text{uscita}} - (h dn)_{\text{ingresso}} = \delta Q - \delta W$$

NEVE ipotizza che la rapidità della deflagrazione permetta di considerare nel transitorio l'apparecchiatura LargeView adiabatica:  $\delta Q = 0$ .

## INCOMBUSTO

Sviluppando i differenziali con l'ipotesi di gas perfetto<sup>1</sup> e sfruttando le equazioni di bilancio di massa:

$$n_u du_u + u_u dn_u + h_{uvo} dn_{uvo} + h_{uvs} dn_{uvs} + h_u dn_{ur} = -PdV_u$$

$$\frac{(1-x)PV}{RT_u} C_{Vu} dT_u + h_u (-dn_{uvo} - dn_{uvs} - dn_{ur}) - RT_u dn_u + h_{uvo} dn_{uvo} + h_{uvs} dn_{uvs} + h_u dn_{ur} = -PdV_u$$

---

<sup>1</sup> Per bilanci molari, si ha:  $h_u = u_u + RT_u$



$$\frac{(1-x)PV}{RT_u} C_{vu} dT_u + PVdx - (1-x)VdP + (1-x)VP \frac{dT_u}{T_u} - (h_u - h_{uvo})dn_{uvo} - (h_u - h_{uvs})dn_{uvs} = PVdx$$

$$\frac{(1-x)PV}{RT_u} C_{vu} dT_u - (1-x)VdP + (1-x)VP \frac{dT_u}{T_u} = \left[ (h_u - h_{uvo}) \frac{P_{vo} VB_{uvo}}{RT_{uvo}} + (h_u - h_{uvs}) \frac{P_{vs} VB_{uvs}}{RT_{uvs}} \right] dt$$

$$(1-x) \left( \frac{\gamma_u}{\gamma_u - 1} \frac{d\bar{T}_u}{\bar{T}_u} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = \left( \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uvo}}{\bar{T}_{uvo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{uvo} + \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uvs}}{\bar{T}_{uvs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{uvs} \right) d\bar{t}$$

$$(1-x) \left( \frac{\gamma_u}{\gamma_u - 1} \frac{d\bar{T}_u}{\bar{T}_u} - \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} \right) = U_e d\bar{t} \quad (4)$$

$$U_e = \left( \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uvo}}{\bar{T}_{uvo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{uvo} + \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uvs}}{\bar{T}_{uvs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{uvs} \right)$$

Quando la pressione del compartimento è maggiore di quelle negli ambienti adiacenti,  $U_e = 0$  e l'equazione è quella della compressione isentropica.

## FIAMMA

Trasformazione isentropica e isobara:  $dH = 0$  (isentropica)

$$\frac{M_u}{M_b} (\bar{I}_{bf} - \bar{I}_{bs}) - (\bar{I}_u - \bar{I}_{us}) + \varepsilon \Delta \bar{h}_s = 0$$

$$\bar{I}_{bf} = \bar{I}_{bs} + \frac{M_b}{M_u} [(\bar{I}_u - \bar{I}_{us}) - \varepsilon \Delta \bar{h}_s]$$

che definisce la temperatura di fiamma,  $T_f$ .

## COMBUSTO

$$d(nu)_b + h_{bvo} dn_{bvo} + h_{bvs} dn_{bvs} - h_{bf} dn_{br} = -PdV_b$$

$$n_b du_b + (h_b - RT_b) dn_b + h_{bvo} dn_{bvo} + h_{bvs} dn_{bvs} - h_{bf} dn_{br} = -PdV_b$$

$$\frac{PV_x}{RT_b} C_{vb} dT_b + (h_b - h_{bf}) dn_{br} + (h_{bvo} - h_b) dn_{bvo} + (h_{bvs} - h_b) dn_{bvs} - RT_b dn_b = -PVdx$$

$$\begin{aligned}
& \frac{PV_x}{RT_b} C_{vb} dT_b - RT_b \left[ \frac{V}{RT_b} \left( P dx + x dP - xP \frac{dT_b}{T_b} \right) \right] + PV dx = \\
& = - \left( \frac{\bar{I}_b - \bar{I}_{bf}}{\bar{T}_u} \frac{M_u}{M_b} PV \bar{B}_r + \frac{\bar{I}_{bvo} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvo}} P_{vo} V \bar{B}_{bvo} + \frac{\bar{I}_{bvs} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvs}} P_{vs} V \bar{B}_{bvs} \right) d\bar{t} \\
& - \left( x \frac{C_{vb}}{R} \frac{dT_b}{T_b} - x \frac{dP}{P} + x \frac{dT_b}{T_b} \right) = \\
& = \left( \frac{\frac{M_u}{M_b} (\bar{I}_b - \bar{I}_{bs}) + (\bar{I}_u - \bar{I}_{us}) - \varepsilon \Delta \bar{h}_s}{\bar{T}_u} \bar{B}_r + \frac{\bar{I}_{bvo} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{bvo} + \frac{\bar{I}_{bvs} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{bvs} \right) d\bar{t} \\
& x \left( \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} - \frac{\gamma_b}{\gamma_b - 1} \frac{d\bar{T}_b}{\bar{T}_b} \right) = B_e d\bar{t} \quad (5)
\end{aligned}$$

$$B_e = \left( \frac{\frac{M_u}{M_b} (\bar{I}_b - \bar{I}_{bs}) + (\bar{I}_u - \bar{I}_{us}) - \varepsilon \Delta \bar{h}_s}{\bar{T}_u} \bar{B}_r + \frac{\bar{I}_{bvo} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{bvo} + \frac{\bar{I}_{bvs} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{bvs} \right)$$

## RISOLUZIONE DEL SISTEMA DI EQUAZIONI

Si hanno i seguenti dati ed incognite:

dati:  $P, P_{eo}, P_{es}, T_{ueo}, T_{beo}, T_{ues}, T_{bes}$  e le loro derivate

4 incognite:  $x, T_u, T_b, B_r$       4 equazioni: (2), (3), (4), (5).

Dalle (4) e (5) si ricavano  $\frac{d\bar{T}_u}{d\bar{t}}$  (6) e  $\frac{d\bar{T}_b}{d\bar{t}}$  (7) in funzione di una sola derivata:  $\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}}$ . Sommando la

(2) e la (3), per eliminare  $\frac{dx}{d\bar{t}}$ , e sostituendo nell'equazione ottenuta (8) le espressioni (6) e (7), si

trova una relazione (9) che lega  $B_r$  alla sola derivata  $\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}}$ . Sostituendo la (6) nella (2) o la (7) nella

(3) si ottiene  $\frac{dx}{d\bar{t}}$  (10) in funzione della sola derivata  $\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}}$ .

Si può ora risolvere il sistema di equazioni differenziali (6), (7), (10), dove i termini che dipendono da  $B_r$  sono ricavati attraverso la (9) e quelli che dipendono dai  $B_v$  attraverso la (1).

$$\frac{d\bar{T}_u}{d\bar{t}} = \frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u} \bar{T}_u \left( \frac{1}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} + \frac{U_e}{1-x} \right) \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{T}_b}{d\bar{t}} = \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} \bar{T}_b \left( \frac{1}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} - \frac{B_e}{x} \right) \quad (7)$$

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} = \bar{P} \left[ \frac{(1-x)}{\bar{T}_u} \frac{d\bar{T}_u}{d\bar{t}} + \frac{x}{\bar{T}_b} \frac{d\bar{T}_b}{d\bar{t}} + U_m + B_m \right] \quad (8)$$

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} = \bar{P} \frac{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u} U_e - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} B_e + U_m + B_m}{1 - (1-x) \frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u} - x \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b}}$$

con:

$$U_m = \frac{\bar{T}_u}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{uvo}}{\bar{T}_{uvo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{uvs}}{\bar{T}_{uvs}} \right) + \bar{B}_r$$

$$B_m = \frac{M_u}{M_b} \frac{\bar{T}_b}{\bar{T}_u} \bar{B}_r - \frac{\bar{T}_b}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{bvo}}{\bar{T}_{bvo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{bvs}}{\bar{T}_{bvs}} \right)$$

$$U_e = \left( \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uvo}}{\bar{T}_{uvo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{uvo} + \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uvs}}{\bar{T}_{uvs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{uvs} \right)$$

$$B_e = \left( \frac{\frac{M_u}{M_b} (\bar{I}_b - \bar{I}_{bs}) + (\bar{I}_u - \bar{I}_{us}) - \varepsilon \Delta \bar{h}_s}{\bar{T}_u} \bar{B}_r + \frac{\bar{I}_{bvo} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{bvo} + \frac{\bar{I}_{bvs} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bvs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{bvs} \right)$$

$$B_v = C_D A_v c_v \bar{n}_{eff}$$

(9)

$$\frac{\frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} \left( (1-x) \frac{\gamma_u-1}{\gamma_u} \frac{\gamma_b-1}{\gamma_b} \right) - \frac{\gamma_u-1}{\gamma_u} \left( \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uo}}{\bar{T}_{uo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{uo} + \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{us}}{\bar{T}_{us}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{us} \right) + \frac{\gamma_b-1}{\gamma_b} \left( \frac{\bar{I}_{bo} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{bo} + \frac{\bar{I}_{bs} - \bar{I}_b}{\bar{T}_{bs}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{bs} \right) + \frac{\bar{T}_u}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{uo}}{\bar{T}_{uo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{us}}{\bar{T}_{us}} \right) - \frac{\bar{T}_b}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{bo}}{\bar{T}_{bo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{bs}}{\bar{T}_{bs}} \right)}{\left( \frac{\frac{M_u}{1-\gamma_b} \left( \bar{I}_b - \bar{I}_{bs} \right) + \left( \bar{I}_u - \bar{I}_{us} \right) - \epsilon \bar{A}_s}{\gamma_b \bar{T}_u} + \frac{M_u \bar{T}_b}{M_b \bar{T}_u} + 1 \right)} \quad (10)$$

$$\frac{dx}{d\bar{t}} = \left( (1-x) \frac{d\bar{P}}{\bar{P}} - \frac{\gamma_u-1}{\gamma_u} \bar{T}_u \left( (1-x) \frac{1}{\bar{P}} \frac{d\bar{P}}{d\bar{t}} + \left( \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{uo}}{\bar{T}_{uo}} \frac{\bar{P}_{vo}}{\bar{P}} \bar{B}_{uo} + \frac{\bar{I}_u - \bar{I}_{us}}{\bar{T}_{us}} \frac{\bar{P}_{vs}}{\bar{P}} \bar{B}_{us} \right) \right) \right) + \left( \frac{\bar{T}_u}{\bar{P}} \left( \frac{\bar{P}_{vo} \bar{B}_{uo}}{\bar{T}_{uo}} + \frac{\bar{P}_{vs} \bar{B}_{us}}{\bar{T}_{us}} \right) + \bar{B}_r \right)$$



### **PRIMA FASE NELLA PRIMA CAMERA - $P_1 > P_2$**

La prima fase è la cosiddetta combustione primaria della prima camera, con pressione crescente in prima camera e quasi stazionaria in seconda camera, è la fase di sviluppo della fiamma rappresentata dal codice NEVE, fino all'ignizione a jet della camera due di LargeVIEW.

### ***JET-IGNITION* E PRIMA FASE NELLA SECONDA CAMERA - $P_1 > P_2$**

In contemporanea alla crescita di pressione e all'efflusso uscente di gas incombusto e combusto dalla prima camera, la seconda camera vede un getto di gas caldo entrante che contribuisce al surriscaldamento e all'ignizione istantanea della miscela esplosiva in essa presente, dal vent final si ha invece foriuscita di gas incombusto prima e combusto poi al momento della jet-igniton.

### **SECONDA FASE NELLA SECONDA CAMERA - $P_2 > P_1$**

Al momento in cui la pressione della seconda camera cresce rapidamente e va a superare quella di prima camera, il secondo compartimento si comporta come la prima camera in fase di jet-ignition, cioè vede due vent, quello intermedio 0 e quello finale S, di gas combusto uscente dal compartimento, mentre la pressione attraversa un picco mantenendosi sempre superiore alla prima camera.

### **SECONDA FASE NELLA PRIMA CAMERA: *RECOIL* - $P_2 > P_1$**

Il modello interpreta la fase di *recoil*, ovvero l'ingresso di gas nella prima camera di LargeView dalla seconda camera, dopo che lì è avvenuta una rapida pressurizzazione provocata dalla *jet-ignition*. Equazioni e condizioni iniziali sono impostate coerentemente con le seguenti ipotesi:

- 1) Nella prima camera all'istante iniziale di *recoil* sono già presenti entrambi le fasi, incombusta e combusta, separate dalla superficie di fiamma, dove sta proseguendo la combustione, con tasso di bruciamento iniziale uguale a quello finale della prima fase della deflagrazione nella prima camera, quando la pressione nella seconda camera non aveva ancora superato quella della prima (transitorio che era già possibile analizzare con la prima versione di NEVE).
- 2) Solo gas combusto entra dalla seconda camera, che si miscela immediatamente con quello già presente nel 1° compartimento. [ $B_{uvs} = B_{bvs} = B_{uvo} = 0$  e condizione B nella (1)]. Il fenomeno si svolge in simultanea alla seconda fase di deflagrazione nella seconda camera, da dove lo sfiato avviene verso due ambienti a pressioni minori, ma il modello di interpretazione del recoil può usufruire dei risultati (in particolare la variazione nel tempo della temperatura del gas combusto che proviene dalla seconda camera) che è già stato possibile calcolare da NEVE 2 nell'analisi di questa fase.

### **TERZA FASE NELLA PRIMA CAMERA - $P_1 > P_2$**

In quest'ultima fase la prima camera raggiunge la sua sovrappressione più elevata di tutto il transitorio, mentre si completa il bruciamento della miscela ancora presente in essa e si ha un efflusso di gas combusto uscente dall'orifizio intermedio.

### **TERZA FASE NELLA SECONDA CAMERA - $P_1 > P_2$**

Nella fase finale, esaurito per efflusso e bruciamento il gas esplosivo, il picco di pressione è ormai inferiore a quello di prima camera da cui entra gas completamente combusto che non apporta più contributi a bruciare la miscela in seconda camera, dal vent finale esce gas combusto.



## **9.2 DESCRIZIONE DEL PROGRAMMA MATLAB DI IMPLEMENTAZIONE DI NEVE 2**

Il pacchetto Neve 2 consta del programma principale chiamato 'MAIN', costituito dal file main.m ,formato MatLAB, nel quale vengono eseguiti i comandi fondamentali, di un programma parallelo chiamato 'EQUAZ', file equaz.m, nel quale viene riportato il sistema di equazioni differenziali da integrare, ovvero il modello bicompartimento NEVE 2 visto nel paragrafo precedente. In formato file .m viene presentato anche il file con i dati di input che ha struttura di matrice variabile secondo il tipo di transitorio che si vuol rappresentare: prima o seconda camera, fase 1, 2,3.

Sono presenti inoltre in formato .m anche le funzioni che permettono di calcolare i calori specifici a pressione costante e le entalpie delle fasi combusta ed incombusta al variare della temperatura, files f\_cp.m e f\_entalp.m, ripresi dalla corrispondenti subroutines Fortran di NEVE, vedi appendice A.

### **Programma MAIN**

Nel programma MAIN vengono eseguite le seguenti operazioni (vedi diagramma di flusso MAIN):

- Assegnazione delle grandezze variabili globali interne ed esterne comuni a tutti i programmi del pacchetto NEVE2;
- Assegnazione delle condizioni al contorno del transitorio, tipo di vent , area di vent, etc., assegnazione delle costanti di adimensionalizzazione delle grandezze fondamentali;

- Inizializzazione delle variabili fondamentali del sistema di equazioni di NEVE 2 ;
- Acquisizione dei transitori di pressioni interna ed esterna e delle temperature esterne alla camera oggetto di studio nella fase indagata, nel caso di un solo vent e di entrambi i vent per la seconda camera, tramite caricamento sul workspace di MatLAB del file di input;
- Assegnazione del valore al flag ‘camera2’, 0 se il transitorio è riferito alla prima camera;
- In seguito al valore assegnato al flag si preparano i valori di inizializzazione del vent S sulla seconda camera, se questa è oggetto del transitorio in esame;
- Chiamata ed inizializzazione del sistema di equazioni differenziali ‘EQUAZ’,
- Attivazione del solutore di equazioni differenziali, ‘ode15s.m’, con assegnazione della matrice di errore assoluto tollerato, del vettore dei tempi, delle condizioni iniziali.

Segue una parte in cui vengono ricalcolate le variabili interne presenti nel sistema di equazioni differenziali del modello, al fine di estrarne con grafici o tabelle i valori durante il transitorio esaminato, infine sono date istruzioni di plottatura delle grandezze interessanti con Br, tasso volumetrico di bruciamento, e di storage dei valori di tutte o in parte le variabili interne o esterne caricate e calcolate, in modo da poterle ricaricare sul workspace di MatLAB anche senza far girare di nuovo il programma.

In particolare le grandezze presenti in MAIN sono:

**DATI:**  $P$ ,  $P_{eo}$ ,  $P_{es}$ ,  $T_{ueo}$ ,  $T_{beo}$ ,  $T_{ues}$ ,  $T_{bes}$  e le loro derivate, in funzione del tempo;

**INCOGNITE:**  $x$ ,  $T_u$ ,  $T_b$ ,  $B_r$  (vedi modello matematico NEVE 2).

$P$  è la pressione interna al compartimento in esame, il transitorio temporale è dato per istanti successivi che sono gli istanti temporali considerati per la discretizzazione del fenomeno deflagratorio, le derivate sono calcolate a partire dai rapporti incrementali temporali delle grandezze assegnate.

Per conferire uniformità al transitorio temporale delle variabili, i valori ad istanti intermedi a quelli di discretizzazione sono calcolati con una funzione di interpolazione semplice presente in MatLAB.

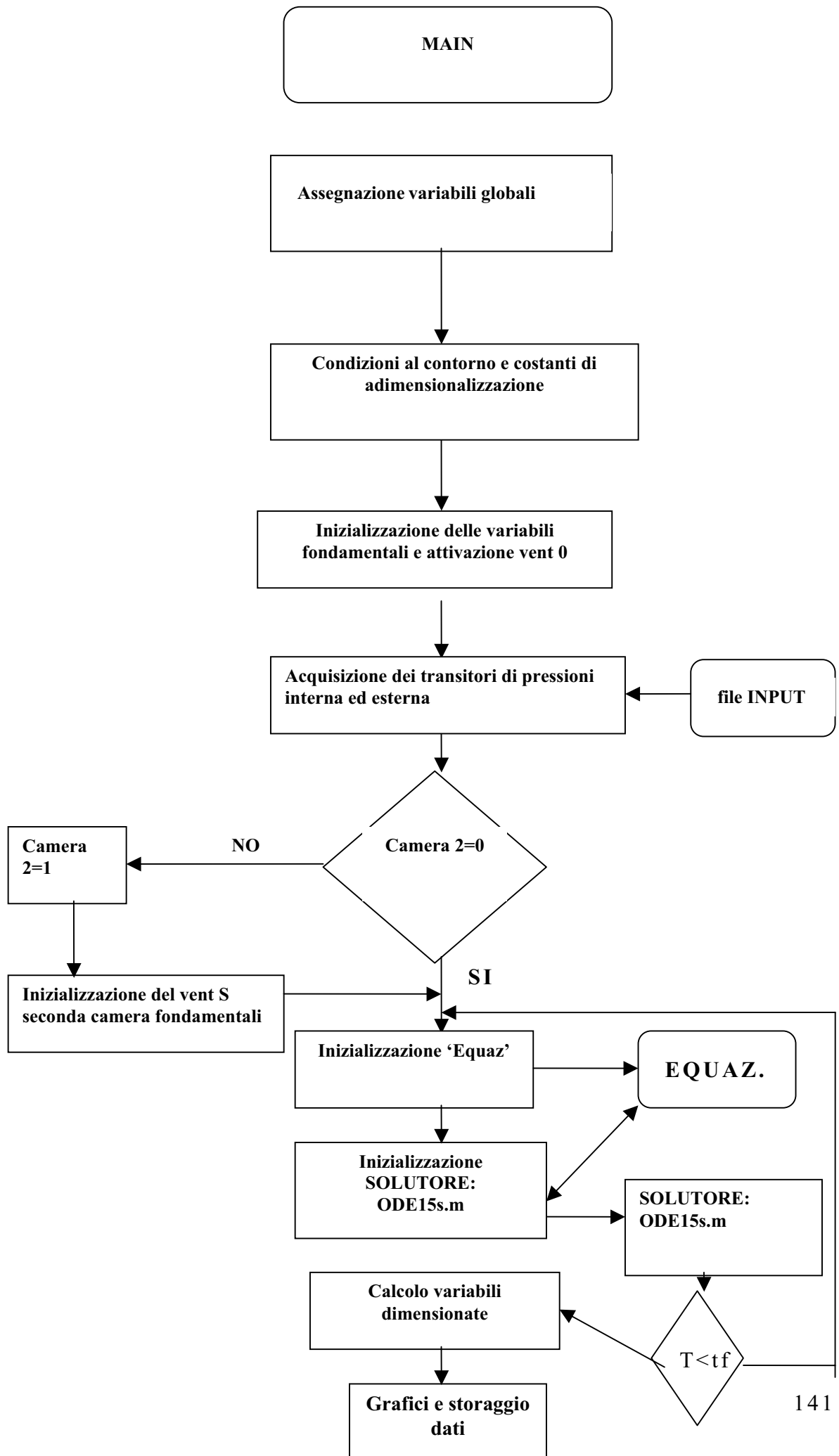
L'arco di tempo in cui si sviluppa la deflagrazione viene campionato a certi istanti temporali (decisi dall'utente) in corrispondenza dei quali si rilevano i valori delle grandezze di input, il cui andamento risulta perciò schematizzato tramite una "colonna dati" inserita nella matrice di input di dimensione pari al numero di passi temporali in cui il transitorio risulta suddiviso.

La risoluzione dei sistemi precedentemente definiti si realizzerà, quindi, attraverso l'integrazione delle equazioni differenziali ad ogni passo temporale della discretizzazione.

Per l'integrazione numerica dei sistemi di equazioni differenziali viene utilizzata la funzione 'ode15s.m' implementata da MatLAB, la quale, nel suo procedimento di iterazione per la ricerca della soluzione, necessita

di conoscere i valori delle grandezze di input anche in istanti di tempo diversi da quelli del campionamento.

Per ricostruire un andamento continuo delle suddette quantità si è pensato di assumere un andamento lineare, tramite interpolazione delle grandezze all'interno di ogni passo temporale. Quindi, quanto più fitto sarà il campionamento del transitorio, tanto minori saranno gli errori apportati dalla "linearizzazione", avvicinandosi sempre più all'effettivo andamento delle variabili di input.



## **Programma EQUAZ**

La caratteristica del modello bicompartimento NEVE 2 è quella di poter risolvere le equazioni di combustione in presenza di uno o più vent tra compartimenti e con direzione del flusso in queste aperture diretta verso l'interno oltrechè l'esterno del compartimento in esame, vale a dire con pressione interna al compartimento inferiore a quella esterna. Questo permette al codice di poter indagare del tasso di bruciamento in fasi come il recoil in prima camera o prima combustione in seconda camera cosa che non era possibile con NEVE. Per individuare la direzione del flusso si sono sdoppiate le equazioni di efflusso dal vent, individuando per ciascun vent due condizioni alternative con pressione interna superiore o inferiore a quella esterna, interno ed esterno dipende di volta in volta da quale è il compartimento in esame, così dal valore del flag 'camera2' sono attivati set di equazioni che tengono conto della presenza dell'orifizio S (apertura finale dell'apparecchiatura LargeVIEW) e della direzione del flusso in tale orifizio e nell'orifizio interno alle due camere '0'.

Il programma 'Equaz.m' contiene le equazioni differenziali scritte in variabili adimensionali del modello NEVE 2 e le istruzioni per l'attivazione del compartimento e dei vent.

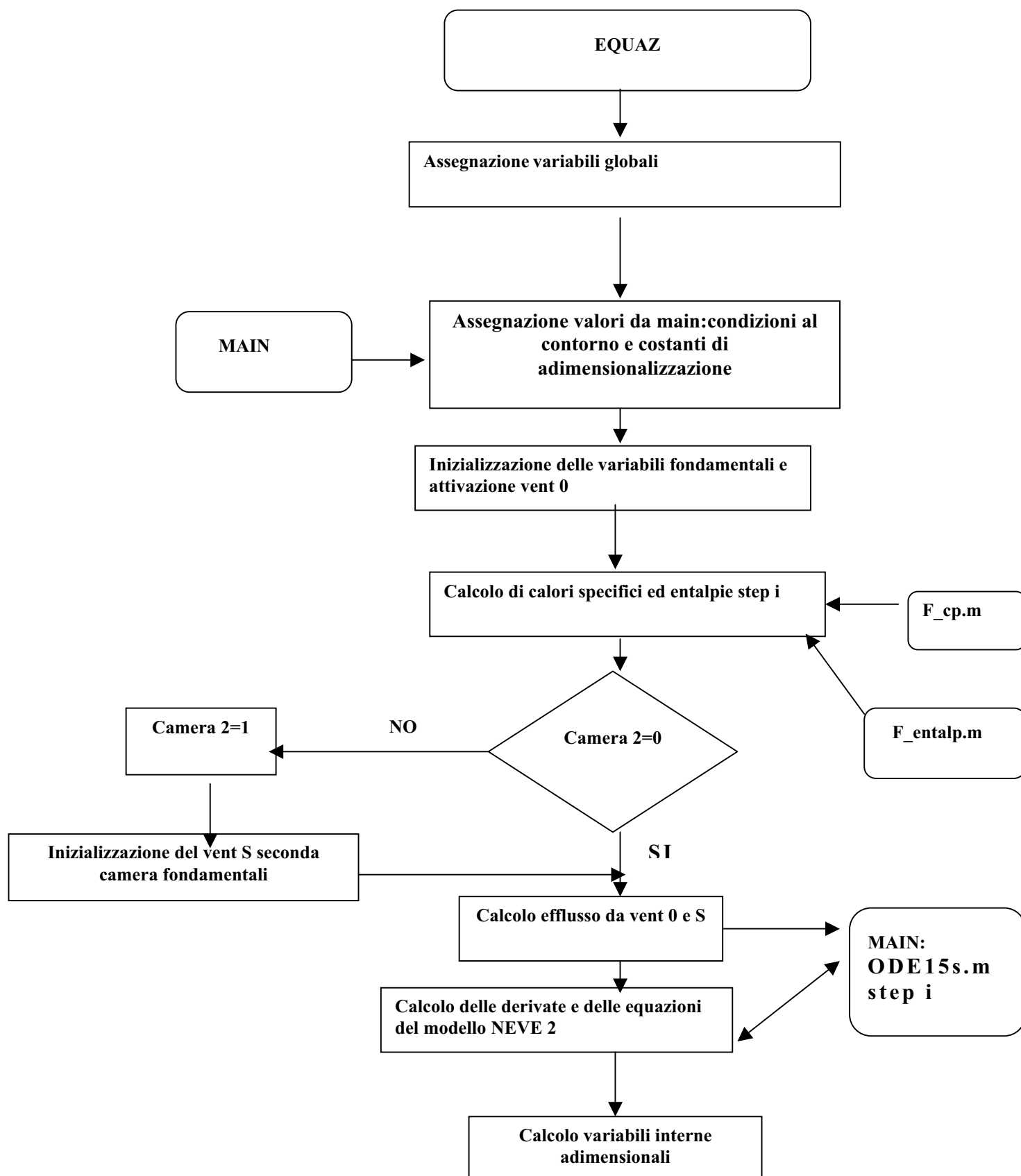
Inoltre qui vengono effettuate le chiamate dei sottoprogrammi 'function' 'f\_cp.m' e 'f\_entalp.m' ogni volta che è necessario calcolare calori specifici ed entalpie nelle equazioni.

Vengono calcolati qui anche i coefficienti di sfiato per l'efflusso dai vent, e introdotti ad ogni passo di integrazione nelle equazioni differenziali.

Tutte le variabili interne sono globali e comuni anche a 'main'. Le costanti di inizializzazione e adimensionalizzazione sono invece passate dal programma 'main' in cui sono date in input.

Il programma 'equaz' contiene anche il controllo sul valore della frazione di volume combusto che se risulta pari all'unità ferma il processo di integrazione anche se non è stato raggiunto l'estremo superiore dell'intervallo temporale di input.

## Programma EQUAZ







## **MODELLO DATI INPUT:run.m**

Il file di dati di input è costituito da una matrice le colonne della quale rappresentano i transitori di pressione interna ed esterna alla camera in esame per ognuno dei vent, inoltre sono date in input anche le temperature esterne di fase combusta ed incombusta per il calcolo dell'efflusso dal vent in caso di gas entrante nel compartimento in esame.

Lo schema della matrice è il seguente:

fase#=[colonna1, colonna2, colonna 3, colonna 4, colonna 5, etc.]

dove troviamo in:

**colonna1**- istanti temporali di transitorio (1,n\_ist);

**colonna2**- pressioni interne al compartimento in esame per ogni istante;

**colonna3**- pressioni esterne al vent 0 tra i due compartimenti;

**colonna4**- temperature del gas incombusto esterne al vent 0;

**colonna5**- temperature del gas combusto esterne al vent 0;

**se poi è presente anche il vent finale 'S':**

**colonna6**- pressioni esterne al vent S finale di seconda camera;

**colonna7**- temperature del gas incombusto esterne al vent S;

**colonna8**- temperature del gas combusto esterne al vent S.

Come già detto le colonne di temperature esterne sono considerate dal programma solo nel caso di efflusso di gas entrante nel compartimento in oggetto,altrimenti per gas che esce le equazioni di efflusso sono calcolate con paramtri interni al compartimento per la valutazione della velocità del suono nel gas uscente. Le temperature esterne al

compartimento, date in input, possono derivare da quelle calcolate come interne al compartimento adiacente nella medesima fase di transitorio.

Nel file di input potranno introdursi , con semplici modifiche del codice, anche i profili temporali area di vent combusto ed incombusto per ognuno dei vent considerati nella fase esaminata, nonchè le costanti di adimensionalizzazione, i valori iniziali delle grandezze principali, le composizioni della miscela e i valori dei flag ‘camera2’ e ‘ventb’, che attivano rispettivamente il compartimento in esame e il vent da considerare.

#### **Functions: f\_cp.m e f\_entalp.m**

Le due funzioni permettono, chiamate ad ogni passo di integrazione, il calcolo di calori specifici ed entalpie di fase combusta ed incombusta da introdursi nel sistema di equazioni differenziali.

Le funzioni sono mutate dalle corrispondenti della subroutine CALORE del codice NEVE. Esprimono la variazione di calori specifici ed entalpie come funzione polinomiale della temperatura di miscela.

## **9.3 APPLICAZIONE DI NEVE 2 A TRANSITORIO DI RECOIL**

Vediamo adesso l'applicazione del codice NEVE 2 ad un transitorio di 'recoil', ovvero di fase 2 (vedi sopra) in prima camera con rientro del getto di gas combusto nella prima camera a causa della sovrappressione raggiunta nel compartimento adiacente. Questo fenomeno è considerato la causa ultima del picco di pressione finale di prima camera in transitorio deflagrativo.

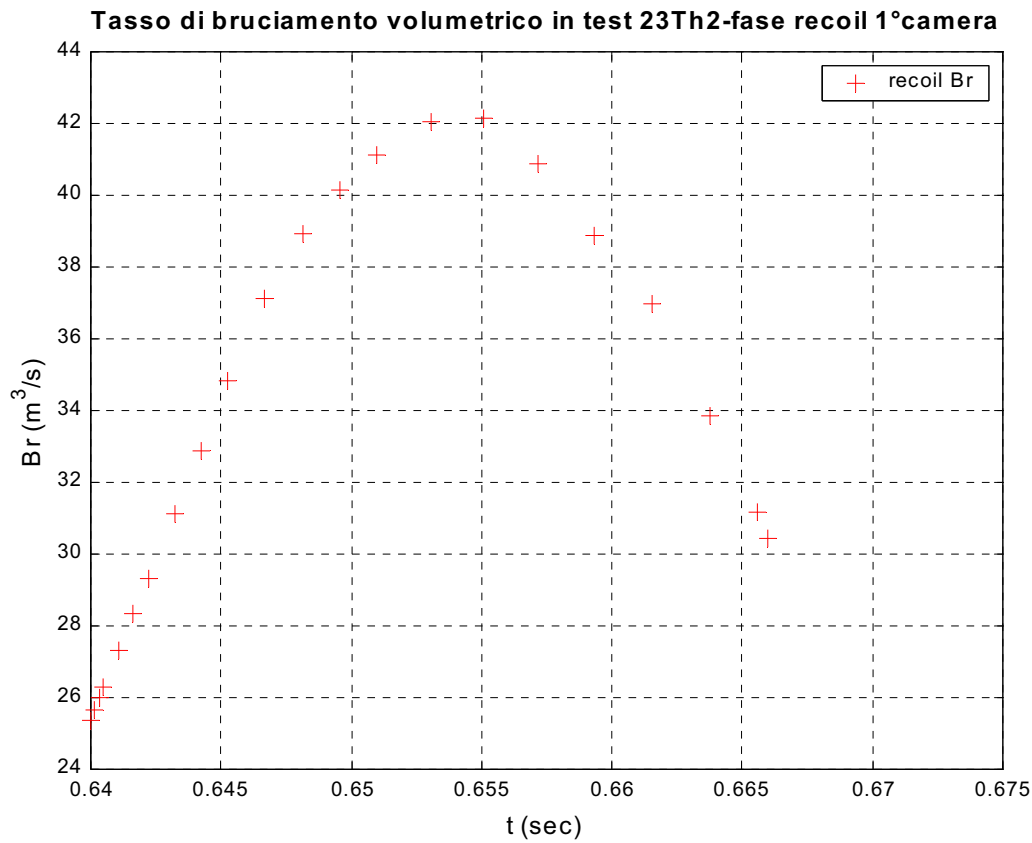
Le costanti di area di vent sono poste a valori tali che il programma consideri il vent 0 tra le due camere attivo nella direzione di efflusso entrante in compartimento. Il flusso è, per semplicità, e in accordo alla visualizzazione dei tests, considerato composto da sola fase combusta. Occorre dare quindi in input , per il calcolo dell'efflusso i valori di temperatura di miscela combusta ed incombusta della camera adiacente, questi sono ricavati dallo studio del transitorio nella stessa fase ma nella camera due, con efflusso dipendente solo dai valori interni alla camera 2 stessa.

Una volta composto il file di input, inizializziamo le variabili principali interne alla camera impiegando i valori di temperatura delle due miscele di gas, tasso di bruciamento calcolati nella fase immediatamente precedente sempre nella camera 1.

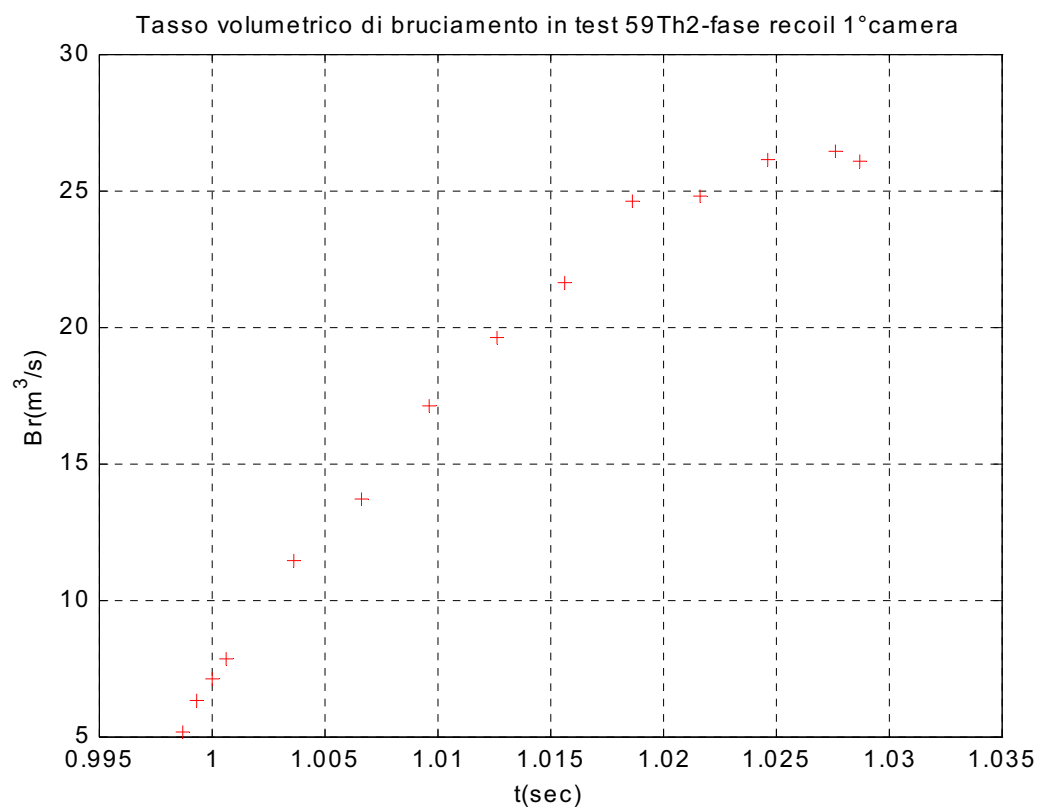
Per una migliore comparazione sono stati scelti due test con concentrazione di idrogeno al 9 e al 10 % rispettivamente.

Come si può osservare il transitorio di recoil dà luogo in entrambe le concentrazioni ad un picco del tesso volumetrico di bruciamento dovuto al getto di

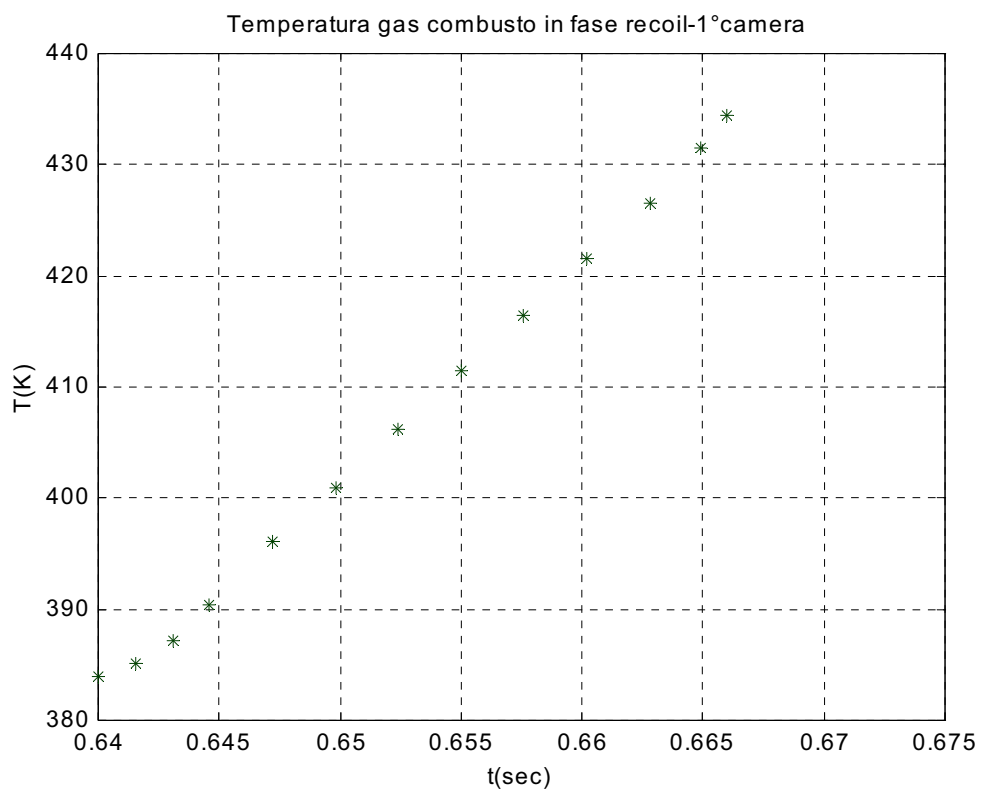
gas caldi entranti, notare come la temperatura dei gas combusti cresca rapidamente al procedere del getto di gas nella camera 1.



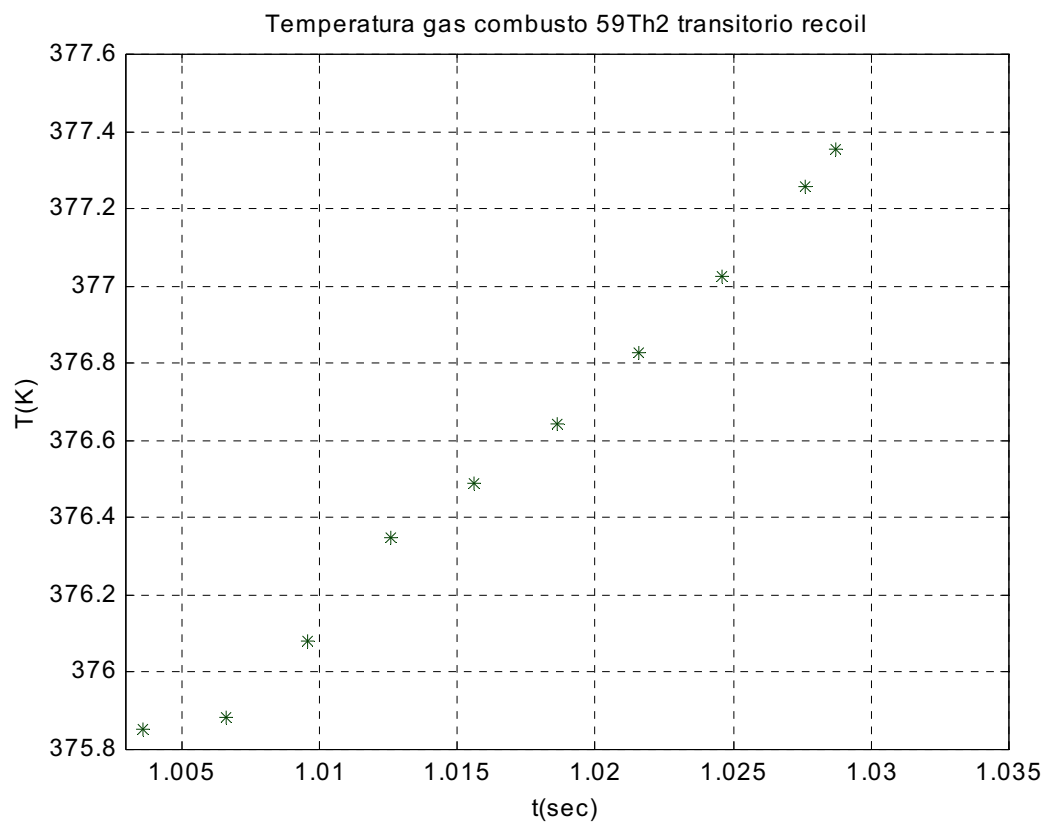
**Fig.9.1 Br in transitorio recoil al 10%**



**Fig.9.2 Br in transitorio recoil al 9%**



**Fig.9.3 temperatura combusto transitorio al 10%**



**Fig.9.4 temperatura combusto transitorio al 9%**

## **9.4 APPLICAZIONE DI NEVE 2 A TRANSITORIO COMPLETO DI LARGEVIEW**

Suddiviso il transitorio completo di deflagrazione nelle tre fasi di cui al paragrafo 9.2, è stato applicato il codice NEVE 2 ad ognuna delle tre fasi e per ognuna delle camere, rispettivamente fase 1 di prima combustione in prima e seconda camera, fase 2 di jet-ignition e recoil in prima e seconda camera, ed infine fase di combustione finale in prima e seconda camera.

Trascurando quest'ultima parte come la meno interessante soprattutto per la seconda camera, vediamo come il modello con vent bidirezionale riesce ad interpretare i transitori di pressione di una intera deflagrazione di LargeVIEW.

Sempre per avere una migliore capacità di comparazione abbiamo impiegato due input di due test eseguiti con concentrazione volumetrica di idrogeno rispettivamente al 9% e al 10%.

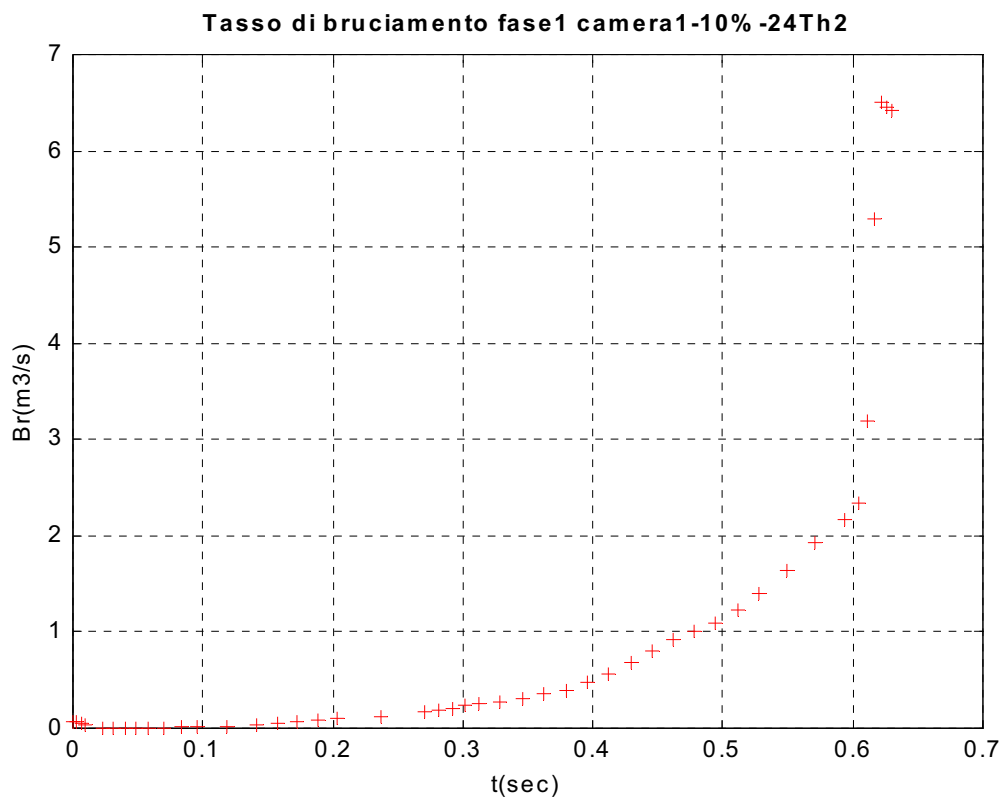
Come si osserva dai grafici dei risultati ottenuti applicando NEVE 2 alle due camere per ogni fase del transitorio, mentre il tasso volumetrico di bruciamento cresce rapidamente nella fase di prima combustione nella prima camera, nella seconda permane a valori bassi per quasi tutta la prima fase, a conferma del fatto che il bruciamento della seconda camera avviene istantaneamente in fase di jet-ignition al termine della prima combustione in prima camera.

Una volta innescata la seconda fase, essa provoca rapidi bruciamenti della miscela aria-idrogeno nella seconda camera con sovrappressione rispetto alla prima camera e conseguente reflusso di 'recoil', questo innalza il tasso di bruciamento in prima camera a valori ben superiori alla fase 1, mentre prosegue il bruciamento della

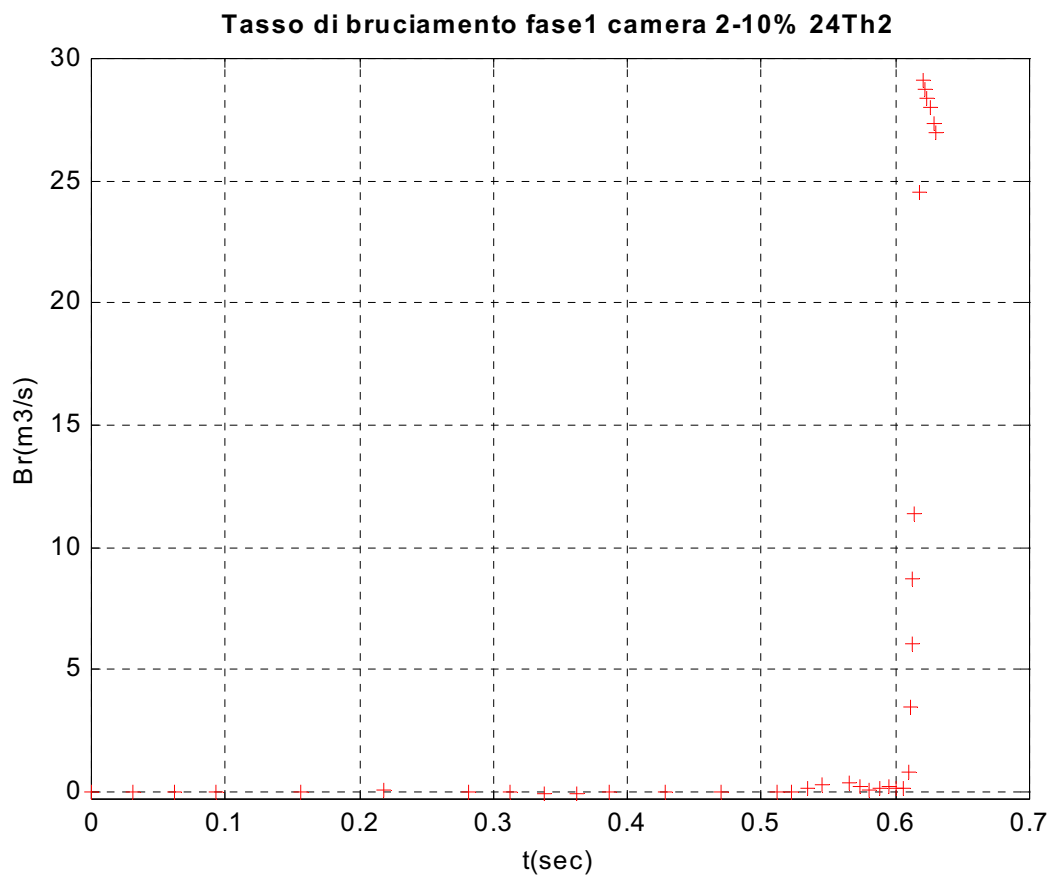


seconda camera a valori di Br elevati, ma non più così rapidamente crescenti come nella fase precedente.

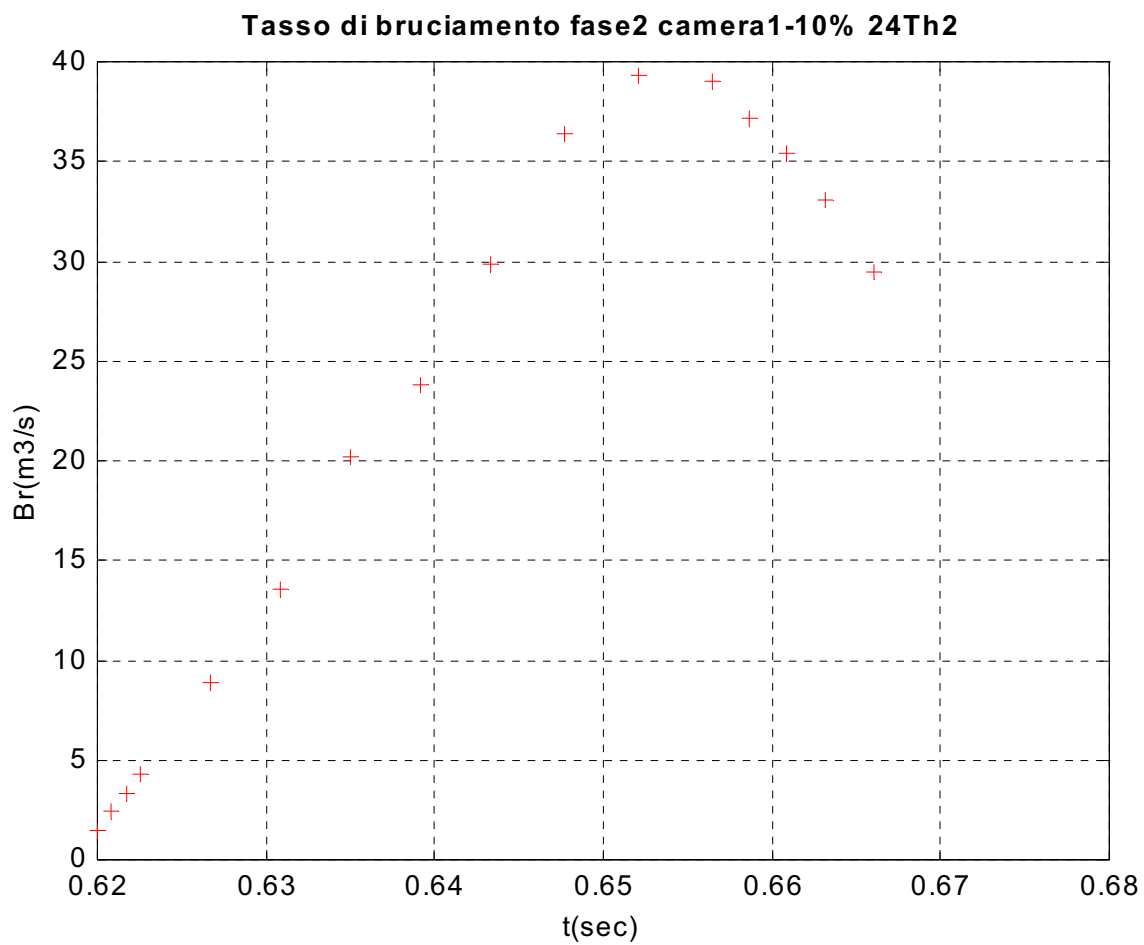
Per confronto, il comportamento delle miscele a concentrazione più bassa (9%) è simile a quello della miscela più ricca, cambia la rapidità di crescita dei tassi di bruciamento e il loro valore assoluto massimo in ciascuna fase esaminata.



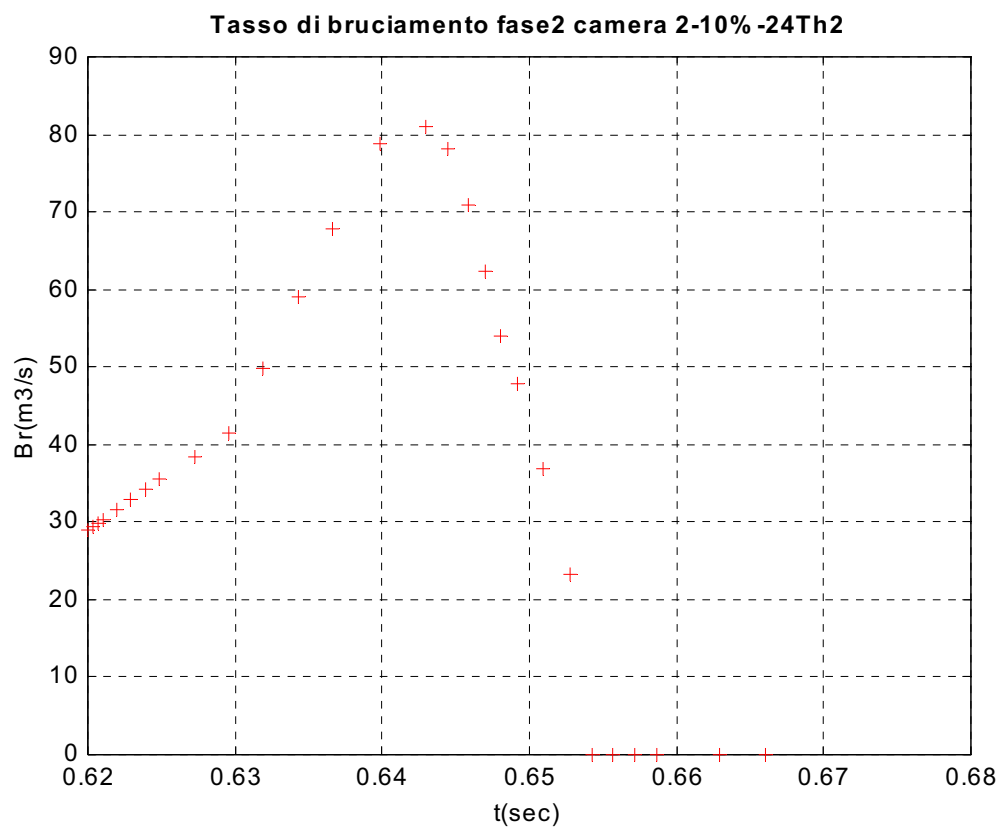
**Fig.9.5 Br in transitorio fase 1 camera 1-10%**



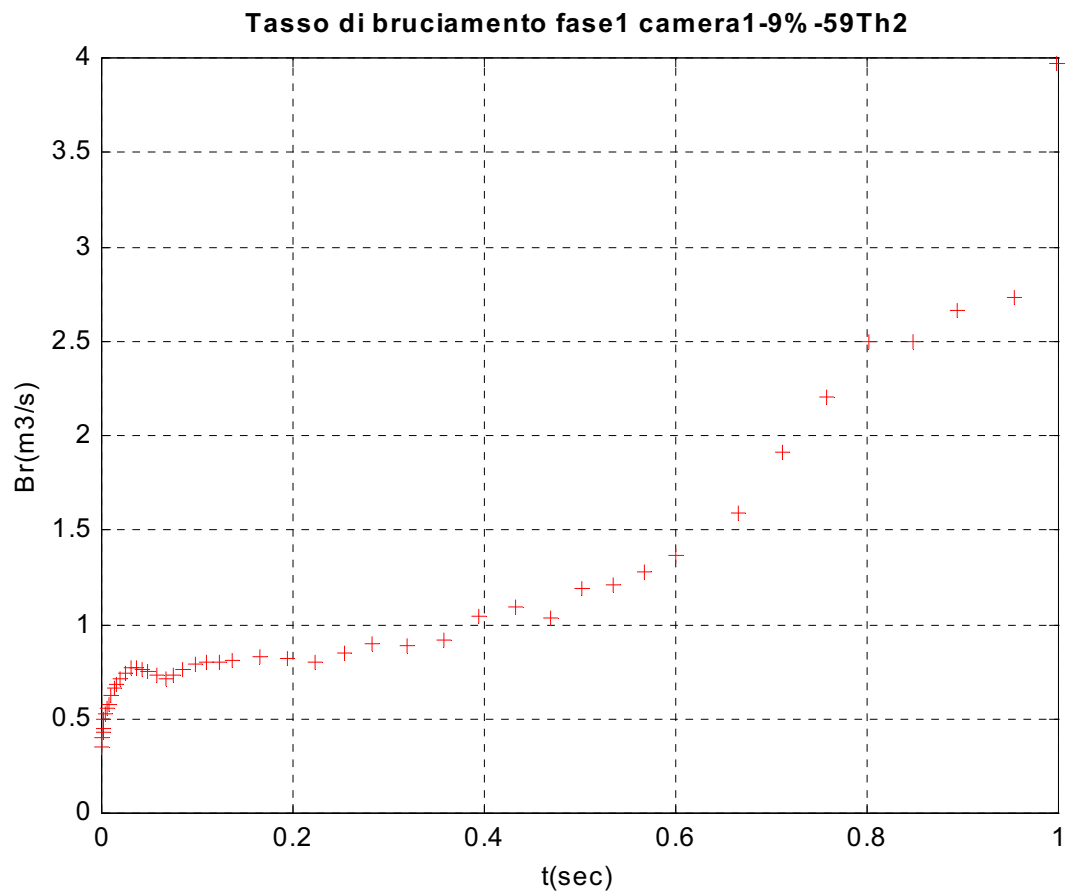
**Fig.9.6 Br in transitorio fase 1 camera 2-10%**



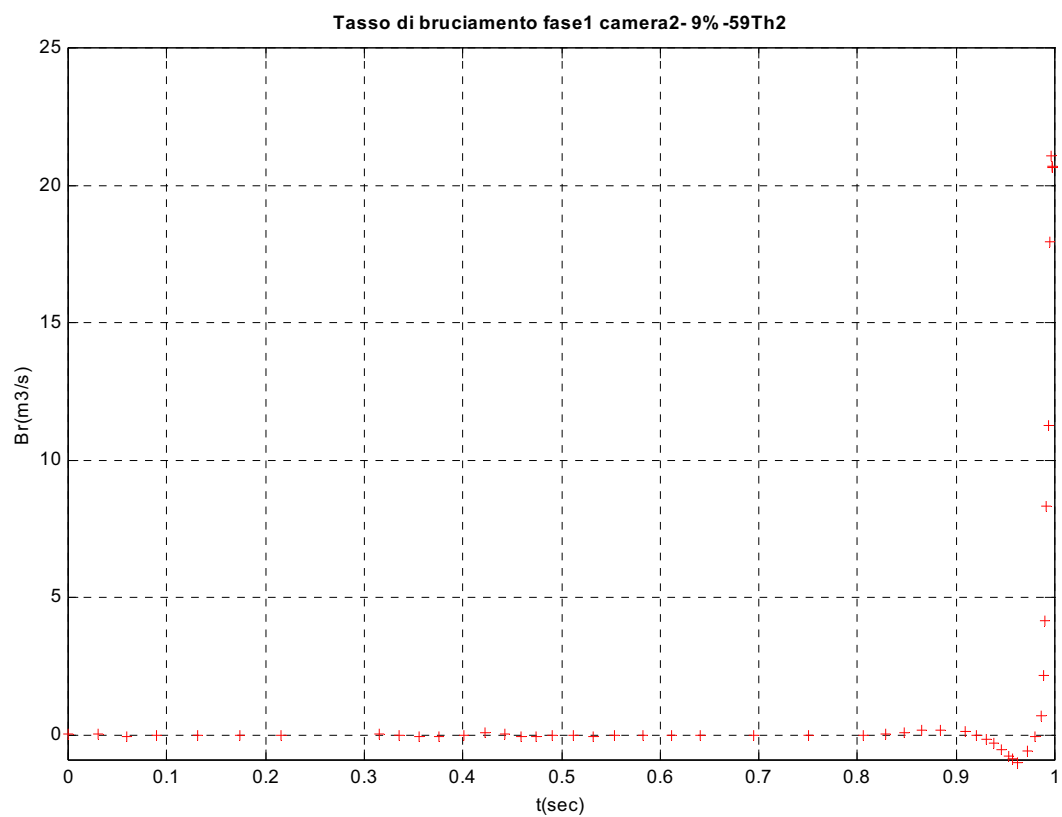
**Fig.9.7 Br in transitorio fase 2 camera 1-10%**



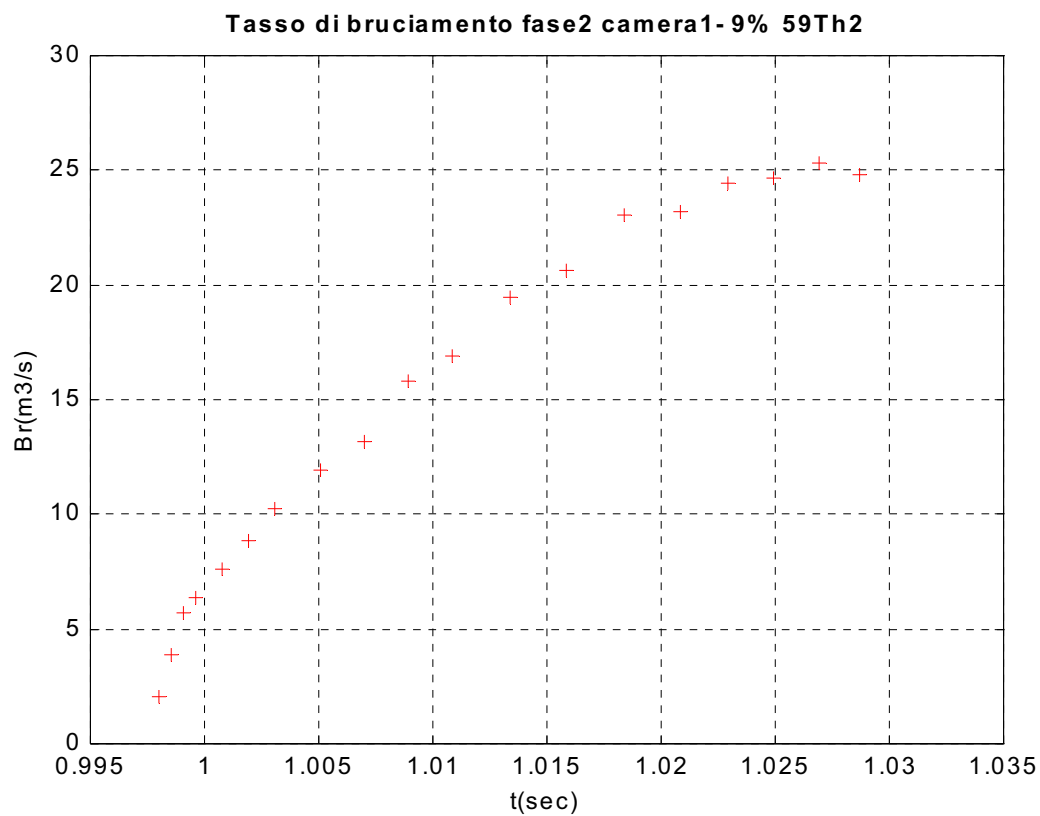
**Fig.9.8 Br in transitorio fase 2 camera 2-10%**



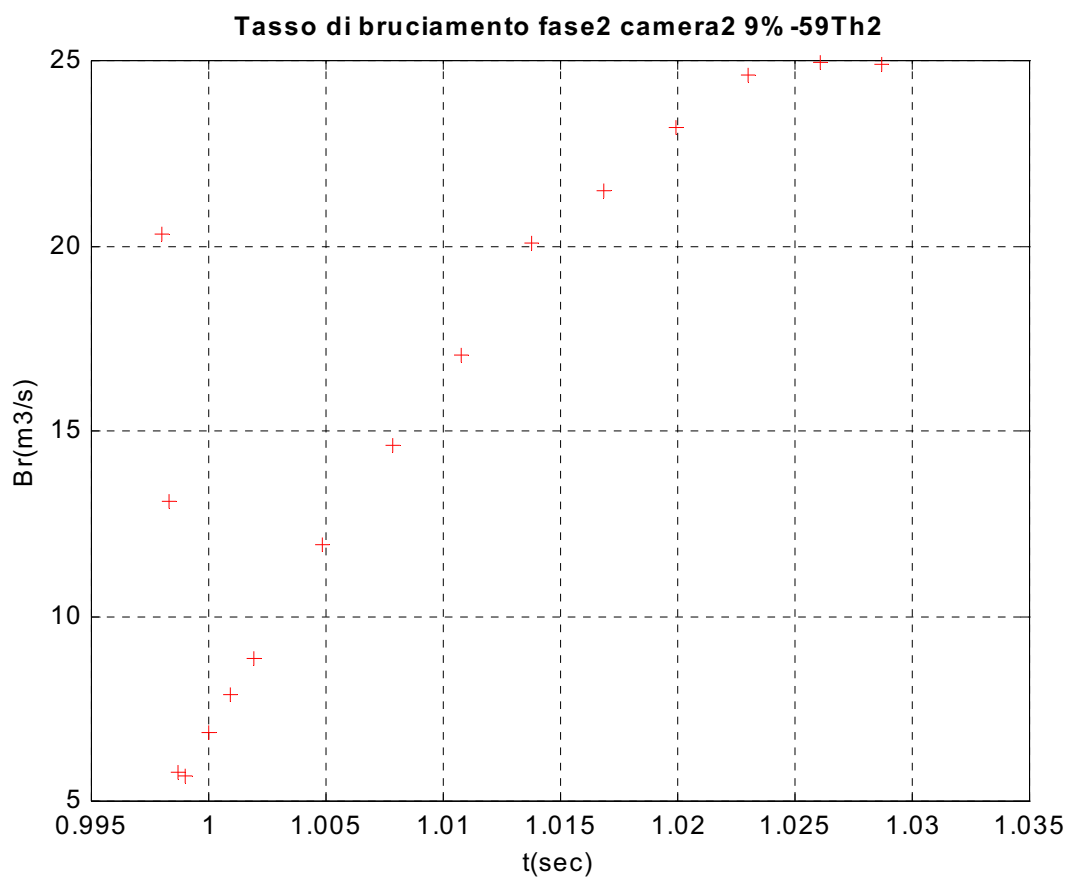
**Fig.9.9 Br in transitorio fase 1 camera 1-9%**



**Fig.9.10 Br in transitorio fase 1 camera 2-9%**



**Fig.9.11 Br in transitorio fase 2 camera 1-9%**



**Fig.9.12 Br in transitorio fase 2 camera 2-9%**

# CAPITOLO 10

## VALIDAZIONE DEL CODICE NEVE 2.0 E CONFRONTO CON NEVE 1.0

### 10.1 INTRODUZIONE

Premettiamo che la velocità di bruciamento calcolata dal codice non può essere validata rispetto a misure sperimentali poichè in condizioni di deflagrazione è impossibile effettuare misure attendibili.

L'unico codice esistente in grado di valutare il tasso di bruciamento è NEVE 1.0, che in determinate ipotesi può calcolarla a partire dal transitorio di pressione registrato durante il test per la fase di prima combustione e, come abbiamo visto anche per la fase di jet-ignition in seconda camera.

A sua volta NEVE 1.0 non può essere validato da misure sperimentali di variazione del volume bruciato nel tempo per il motivo detto sopra.

La validazione è avvenuta per via indiretta, ovvero sfruttando l'opzione di input, che ha NEVE 1.0, sia dei dati di pressione, attendibili, che dei volumi bruciati, affetti da errore. In questo modo si è ottenuto di riprodurre il transitorio di pressione con un input di volumi bruciati e un profilo di tasso di bruciamento opportunamente ottimizzato.

Pertanto, la validazione di NEVE 2.0 può esser fatta solo per confronto con NEVE 1.0, per la parte di transitorio in cui NEVE 1.0 può essere applicato.

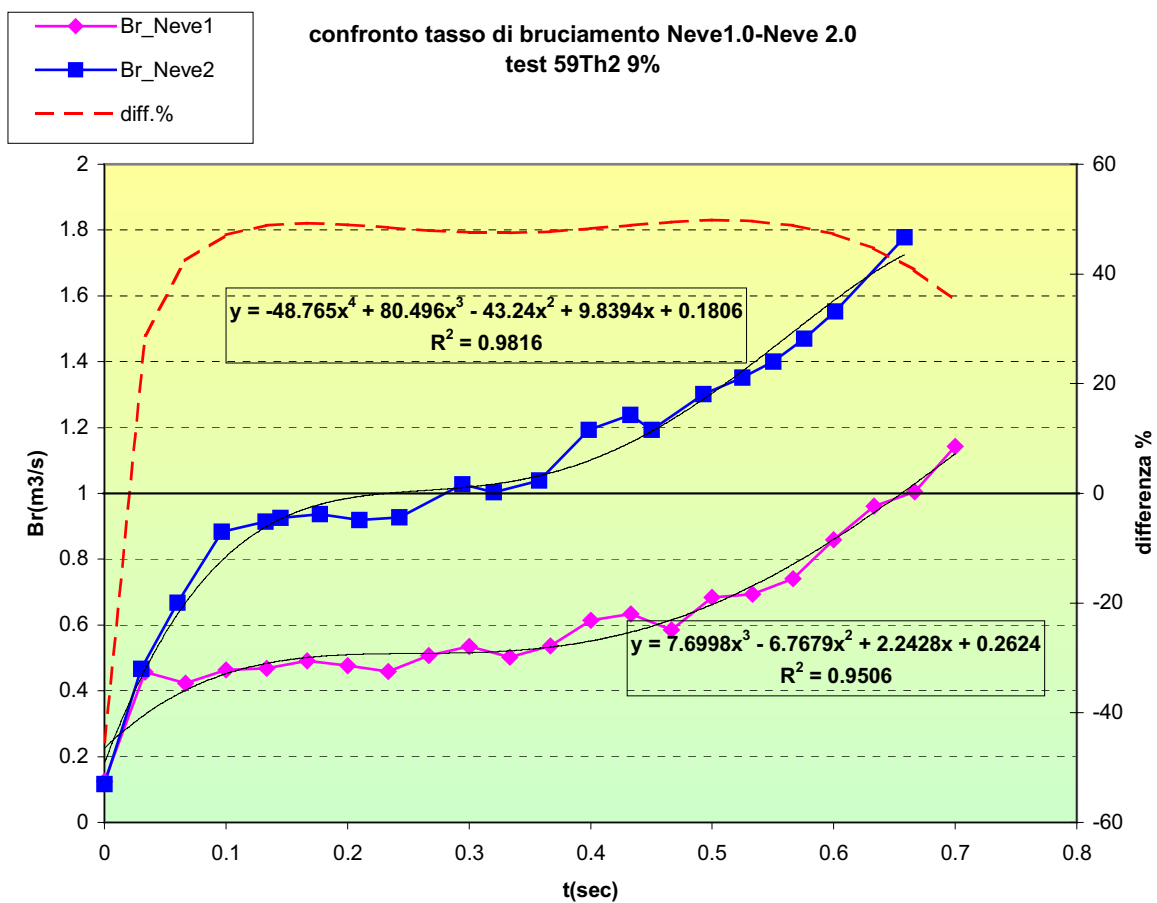
Vediamo qui di seguito tale comparazione, concludendo che la validazione per le fasi per lo studio delle quali è stato indispensabile implementare NEVE 2.0 non è possibile stimare il profilo dei volumi bruciati, essendo la fiamma di struttura globulare notevolmente frastagliata.



## 10.2 CONFRONTO CON TRANSITORI DI PRIMA COMBUSTIONE

Nei seguenti grafici è illustrata la validazione comparativa di NEVE2.0 realizzata impiegando transitori di tests con concentrazione di idrogeno al 10% e 9%. I transitori impiegati sono stati dati in input come profilo di pressione di prima e seconda camera ai due codici, i risultanti transitori di tasso volumetrico di bruciamento sono stati confrontati.

Per eseguire una comparazione percentuale, i profili sono stati ricostruiti con funzioni continue di interpolazione di tipo polinomiale ed esponenziale, per la durata temporale del transitorio stesso.



**Fig 10-1 confronto prima fase Neve1.0-Neve2.0.**

confronto tasso di bruciamento transitorio prima camera Neve1.0-Neve2.0  
test 24Th2 10%

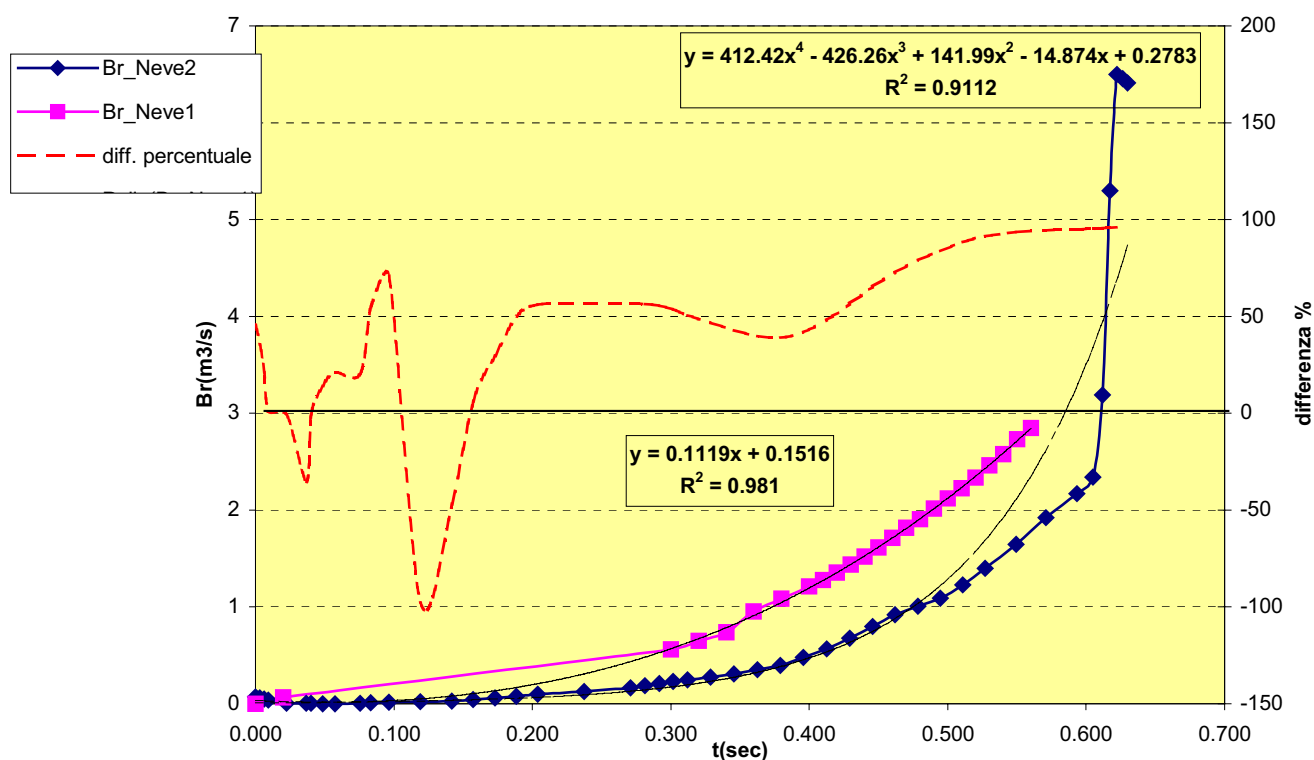


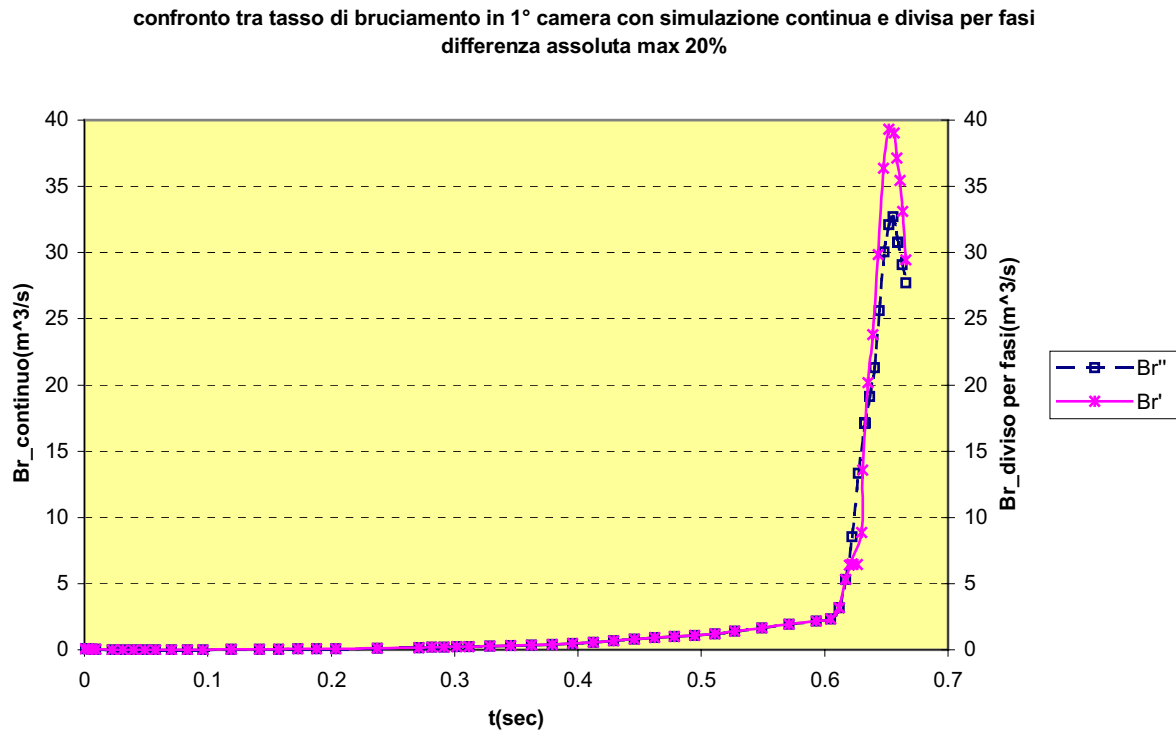
Fig 10-2 confronto prima fase Neve1.0-Neve2.0.

Come si può vedere dai precedenti confronti, la tendenza dei transitori è riprodotta da entrambi i codici, mentre la differenza percentuale si attesta attorno al 50%, ulteriori indagini potranno stabilire se ciò è dovuto all'algoritmo di interpolazione dei dati oppure alla subroutine di integrazione.

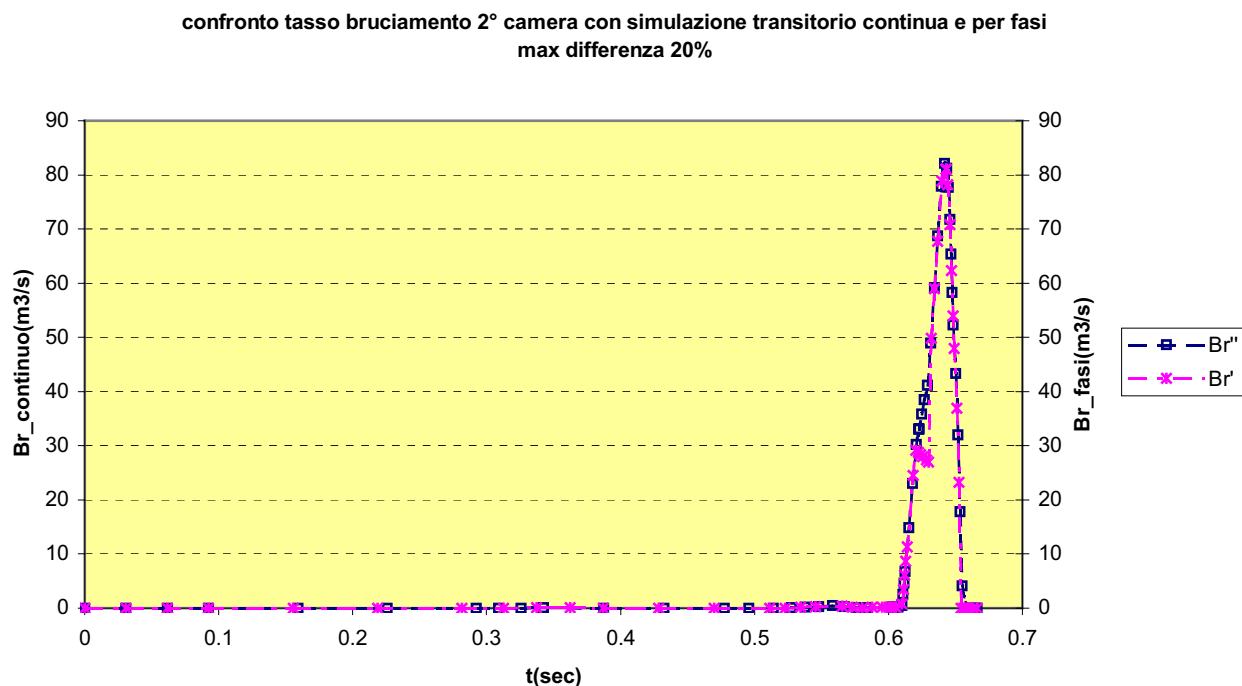
### 10.3 CONFRONTO TRA TRANSITORI SIMULATI COME UNICA FASE E DIVISI PER FASE

Come ulteriore test di validazione del programma Neve2.0, abbiamo implementato il confronto tra i risultati in tasso volumetrico di bruciamento ottenuti simulando il transitorio, in ciascuna camera, in fasi successive (prima combustione –jet ignition- recoil) o in una unica soluzione. Detti rispettivamente Br' e Br'' i valori

corrispondenti al transitorio diviso per fasi e continuo, si nota che a parte i punti singolari come il picco di prima camera e il flesso per la seconda camera non ci sono differenze sostanziali tra le due modalità di calcolo, ciò evidenzia una robustezza dell'algoritmo di implementazione del sistema di equazioni differenziali.



**Fig 10-3 confronto prima camera Neve2.0 fasi –transitorio continuo.**



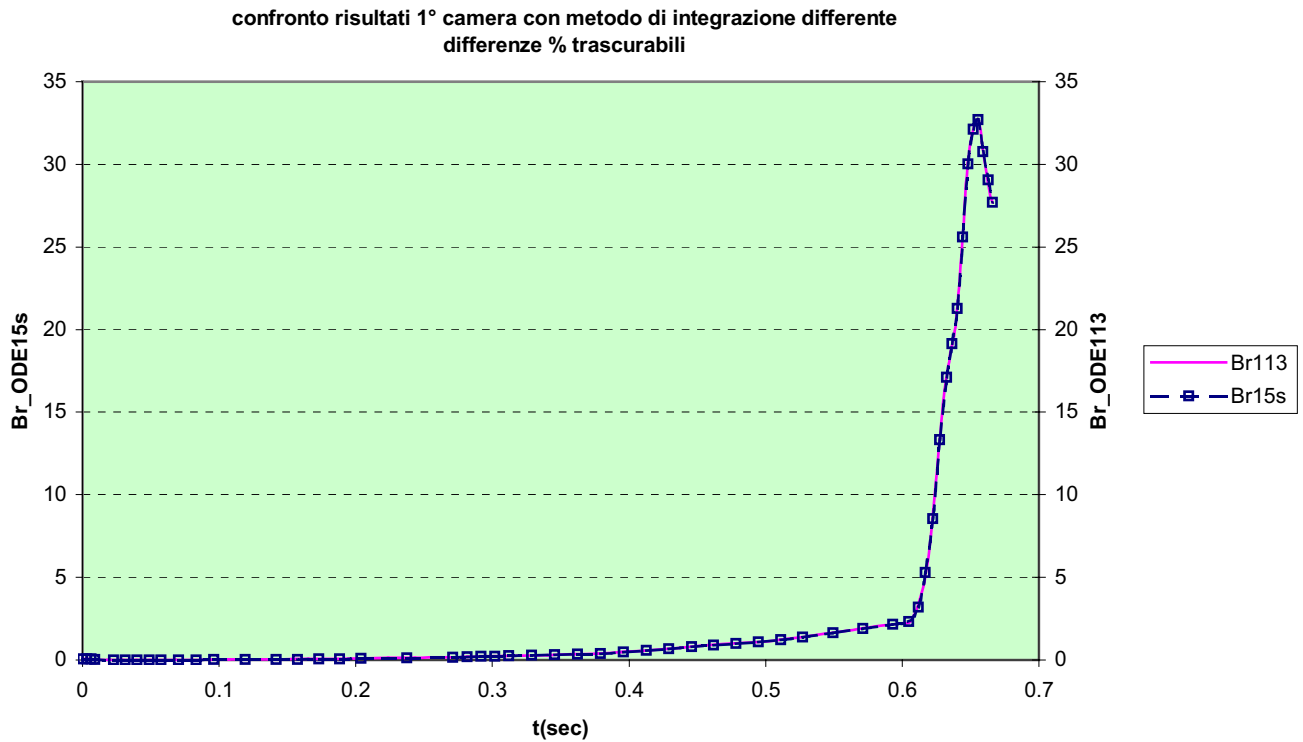
**Fig 10-4 confronto seconda camera Neve2.0 fasi –transitorio continuo.**

## **10.4 CONFRONTO TRA METODI DI INTEGRAZIONE DELLE EQUAZIONI DIFFERENZIALI**

Infine come ultima analisi di validazione abbiamo realizzato il confronto tra differenti metodi di risoluzione del sistema di equazioni differenziali, tra i numerosi solutori che offre MatLAB si è convenuto di scegliere due solutori che impiegano metodi ‘multistep’ di integrazione di sistemi di equazioni ordinarie stiff e non. I solutori messi a confronto sono detti ODE113 e ODE15s (ordinary differential equation solver).

ODE 113 è un solutore del tipo Adams-Bashforth-Moulton, multistep, ODE15s è il solutore usato di default in NEVE 2.0 e impiega le formule di differenziazione numerica (NDFs) e opzionalmente le formule di differenziazione backward, similmente al solutore (LSODE) presente in NEVE 1.0.

Il risultato del confronto è una soddisfacente identità di risultati indipendentemente dal solutore prescelto, come illustrato per il transitorio di prima camera nel grafico presente.



**Fig 10-5 confronto prima camera Neve2.0 solutori ODE113-ODE15s**

# CONCLUSIONI

Il progetto di ricerca si è articolato su differenti obiettivi di individuazione del rischio idrogeno.

Infatti le deflagrazioni deboli sono uno dei fenomeni più pericolosi per il rischio di esplosione di idrogeno, in quanto difficili da prevedere e quindi mitigare in geometrie complesse, come all'interno del contenimento in caso di incidente severo come un L.O.C.A.

Per mezzo dei tests sperimentali eseguiti con l'apparecchiatura LargeVIEW abbiamo potuto constatare che anche solo una semplice compartimentazione bicamera, comporta una variabilità di sovrapressioni e di fenomeni esplosivi in caso di deflagrazione debole.

Infatti la statistica del output di pressione di tests eseguiti in condizioni nominali uguali mostra una variabilità di risultati tale da introdurre incertezza nel calcolo risultante della velocità di fiamma e di bruciamento anche in questo recipiente a geometria monodimensionale.

Il fenomeno della turbolenza, misurato con il Laser Doppler Anemometer, riesce solo in parte a spiegare la variabilità dei carichi sulle strutture in tests a pari condizioni nominali.

Preso atto della complessità introdotta nella esplosione dalla semplice compartimentazione, abbiamo proceduto a scomporre il transitorio in fasi successive interessanti i differenti compartimenti per analizzare con un modello matematico mono comparto la prevedibilità del tasso volumetrico di bruciamento a partire dagli output di sovrapressione registrati nelle deflagrazioni in ciascuna camera.

Pur con i suoi limiti di codice termodinamico monodimensionale, corredato di semplici assunzioni di tipo fluido dinamico riguardo all'efflusso dai vent, il modello di NEVE è in grado di interpretare in modo fisicamente coerente i risultati di pressione dei test eseguiti in LargeVIEW, il

limite invalicabile è posto dal considerare l'efflusso di gas dalla camera in oggetto solamente uscente.

Ciò nonostante con opportuni accorgimenti si riesce ad esaminare il bruciamento in fase di post jet-ignition corrispondente al picco di sovrappressione di seconda camera.

Ma nella maggioranza dei transitori di LargeVIEW il picco massimo di sovrappressione avviene nel primo compartimento dopo una fase di re-iniezione istantanea del gas di prima camera ad opera del gas combusto uscente dalla seconda camera in fase di picco, 'recoil'.

Poichè al fine di stabilire la fenomenologia di rischio massimo di deflagrazione debole di idrogeno, appare che proprio la fase di recoil sia quella più gravosa di conseguenze, si è predisposto un modello matematico prima e un codice di calcolo in seguito per poter studiare tutto il transitorio in LargeVIEW, anche nelle fasi con gas entrante nella camera in esame.

Il modello bicompartimento NEVE 2, implementato nel codice MatLAB omonimo, permette infatti di scrivere le equazioni differenziali termodinamiche del modello monodimensionale anche con ipotesi di flusso di gas combusto ed incombusto entrante nel compartimento.

A conclusione della modellazione matematica, il codice NEVE 2 è stato impiegato per analizzare dei transitori completi a concentrazione diversa e in particolare per calcolare l'andamento del tasso volumetrico di bruciamento nella fase di recoil in prima camera.

Come futuri sviluppi del piano di ricerca possono individuarsi i seguenti argomenti:

- Proseguimento dell'analisi dei dati sperimentali con i codici NEVE e NEVE 2, per evidenziare come l'andamento delle variabili date in input ai codici influenzi il calcolo dei tassi volumetrici di bruciamento;
- Indagine su possibili coefficienti di influenza geometrici sull'andamento del tasso volumetrico di bruciamento, in particolare modellare matematicamente, anche correlando il tasso di bruciamento con le caratteristiche geometriche di LargeVIEW, un possibile fattore di scala per riportare a grandezza di contenimento i risultati degli esperimenti di Large VIEW, a questo scopo potrebbe essere interessante il confronto

con test in media scala su apparato messo a punto da AECL, purtroppo il programma di prove è ad oggi sospeso;

- Inversione del codice bicompartimento NEVE 2 e applicazione del modello ad un intero transitorio bicompartimento, con tassi di bruciamento calcolati per ogni camera e fase.
- Infine sfruttando il fatto che può essere fornita a NEVE 2.0 una qualsiasi miscela di gas combustibile-comburente, si possono fare applicazioni interessanti nella sicurezza anche in campo convenzionale.



# BIBLIOGRAFIA

1. M. CARCASSI, F. FINESCHI, "DEVENT: un codice per la valutazione dei transitori generati da deflagrazioni lente in ambienti parzialmente confinati", Università di Pisa - D.C.M.N., RL 415(89), (1989).
- 2.Carcassi M. (1992) Deflagration Tests of an Air-Hydrogen-Steam Mixture with Steam Nonuniformly Distributed International Conference of CEC, IAEA, KIAE on Hydrogen Behaviour and Mitigation in Water-Cooled NPPs, Brussels, Belgium, 4-8 March 1991, Proceedings edited by E. Della Loggia, EUR 14039 EN
- 3.Carcassi M., Carnasciali F., Fineschi F.(1988) Flammable Gas Mixtures and Containment Integrity during Severe Accidents in Nuclear Plants, Proceedings of an Int. Symposium IAEA-OECD on Severe Accidents in Nuclear Power Plants (Sorrento, 21-25 March 1988), 2, IAEA-SM-296/42P (Austria, Sept.1988) 659-667.
- 4.Carcassi M., Fineschi F. (1993) A theoretical and experimental study on the hydrogen vented deflagration, Nuclear Engineering and Design, 145 , 355-364.
- 5.Carcassi M., Fineschi F., Lanza S. (1994) Flame Propagation in Hydrogen-Air Mixtures in Partially Confined Environments, Proceedings of the International Conference on "New Trends in Nuclear System Thermohydraulics", Pisa, Italy, May 30th - June 2nd 1994 , 2, 125-132.
- 6.Nuclear System Thermohydraulics", Pisa, Italy, May 30th - June 2nd 1994 , 2, 125-132.
- 7.Carcassi M., Fineschi F., et alii, (1995). Combustion Phenomena in Nuclear Reactor Containments, *Proceedings of the FISA-95 Symposium - EU research on severe accidents, Luxembourg, Ed. G. Van Goethem et alii*, EUR 16896EN, 20-22 November 1995
- 8.Fineschi F. ,Carcassi M., Lusini L., Pilo F., (1998) Amplification of the maximum overpressure by hydrogen deflagration in multi-compartment containments, *Proceedings of 11th International Heat Tranfer Conference Kyongju, Korea ,23-28 August 1998*
- 9.Pilo F., (1997) Degree Thesis Progettazione e Prove di una Apparecchiatura per lo Studi Sperimentale di Miscele Gassose, Atti Università di Pisa .
- 10.Strehlow R. A., Combustion fundamentals (1984) - McGrawHill
- 11.Baker W.E., Tang m.J., Gas, dust and hybrid explosions (1991) - Elsevier
- 12.Bird b., Transport Phenomena , (1976) Wiley&Sons
- 13.USNRC -Reactor Safety study - A Assesment of Accident Risk in U.S. N.P. Commercial Plants facilities(1979) WASH, 1400 , october 1979 Washington D.C.

14. USNRC - The safety of nuclear power reactors (Light-Water- Cooled) and related facilities(1973) WASH, 1250 Washington D.C. July 1973
15. Carcassi M., Fineschi F., Lombardi G. (1987) Air-Hydrogen Deflagration Tests at the University of Pisa, *Nuclear Engineering and Design*, 104 241-247.
16. Carcassi M. (1992) Deflagration Tests of an Air-Hydrogen-Steam Mixture with Steam Nonuniformly Distributed *International Conference of CEC, IAEA, KIAE on Hydrogen Behaviour and Mitigation in Water-Cooled NPPs, Brussels, Belgium, 4-8 March 1991, Proceedings edited by E. Della Loggia*, EUR 14039 EN
17. Carcassi M., Carnasciali F., Fineschi F.(1988) Flammable Gas Mixtures and Containment Integrity during Severe Accidents in Nuclear Plants, *Proceedings of an Int. Symposium IAEA-OECD on Severe Accidents in Nuclear Power Plants (Sorrento, 21-25 March 1988)*, **2**, IAEA-SM-296/42P (Austria, Sept.1988) 659-667.
18. Carcassi M., Fineschi F. (1993) A theoretical and experimental study on the hydrogen vented deflagration, *Nuclear Engineering and Design*, **145** , 355-364.
19. Carcassi M., Fineschi F., Lanza S. (1994) Flame Propagation in Hydrogen-Air Mixtures in Partially Confined Environments, *Proceedings of the International Conference on "New Trends in Nuclear System Thermohydraulics", Pisa, Italy, May 30th - June 2nd 1994* , **2**, 125-132.
20. Carcassi M., Fineschi F., et alii, (1995). Combustion Phenomena in Nuclear Reactor Containments, *Proceedings of the FISA-95 Symposium - EU research on severe accidents, Luxembourg, Ed. G. Van Goethem et alii*, EUR 16896EN, 20-22 November 1995
21. Fineschi F. ,Carcassi M., Lusini L., Pilo F., (1998) Amplification of the maximum overpressure by hydrogen deflagration in multi-compartment containments, *Proceedings of 11th International Heat Transfer Conference Kyongju, Korea ,23-28 August 1998*
22. Pilo F., (1997) Degree Thesis Progettazione e Prove di una Apparecchiatura per lo Studi Sperimentale di Miscele Gassose, Atti Università di Pisa .
23. Strehlow R. A., Combustion fundamentals (1984) - McGrawHill
24. Baker W.E., Tang m.J., Gas, dust and hybrid explosions (1991) - Elsevier
25. Bird b., Transport Phenomena , (1976) Wiley&Sons
26. USNRC -Reactor Safety study - A Assesment of Accident Risk in U.S. N.P. Commercial Plants facilities(1979) WASH, 1400 , october 1979 Washington D.C.
27. USNRC - The safety of nuclear power reactors (Light-Water- Cooled) and related facilities(1973) WASH, 1250 Washington D.C. July 1973
28. NUREG/CR-2726 (1983) Light Water Reactor Hydrogen Manual -for U.S.N.R.C

- 29.Snoeck j., An Engineering solution to hydrogen problem in large dry containments (1997)-  
*Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamic* - ETS
30. Koroll G. W., et alii, (1993) Burning velocities of hydrogen/air mixtures -*ASME Alternate EnergyConference Houston, Texas June 1993*
- 31.Fineschi F. et alii, A study on the hydrogen recombination rates of catalytic recombiners and deliberate ignition (1996), *Nuclear Engineering and Design* 166,481-494
- 32.Jordan M.,Ardey N., Mayinger F.,(1997). Influence of turbulence on the deflagrative propagation of lean premixed hydrogen air mixtures-
33. Williams A. F., Combustion Theory - (1987) *Benjamin/ Cummings Publ.*
- 34.Carcassi M., fineschi F., DEVENT: un codice per la valutazione dei transitori generati da deflagrazioni lente in ambienti parzialmente confinati, DCMN, R1 415 (1989)
- 35.Fineschi F.,Defence in Depth against the Hydrogen risk - An European Research Program, Nuclear Safety, vol.35, n°2, july-December (1994)235-245

# **APPENDICE A**

## **Listato del codice NEVE 2**

## Programma MAIN

```
% main

clear

global Mu Mb Ar cr Tr pr deltah_r fissi R dVr ...
gammau inv_u costu p_int dpdt_int comp_b comp_u ventb camera2 ...
gammab inv_b costb fase1 t_ist

% ordine molecole: H2, O2, N2, H2O

% peso molecolare kg/mole
Mh2=.002016; Mo2=.032; Mn2=.02801; Mh2o=.01802;
vett_M=[Mh2 Mo2 Mn2 Mh2o];

% per adimensionalizzare

Ar=.4624; cr=348.15; Tr=298.15;dHr=2478.9414;
Vr=0.4960; tr=.0031; dVr=Vr/tr; pr=101300;

% dati:
gammau=1.4; gammab=1.4;

Cdb0=0.7; Avb0=.0000/Ar; Cdu0=0.7; Avu0=.00785/Ar; ventb0=1;

% composizione incombusti
comp_u=[.01 .2079 .7821 0];

% peso molecolare incombusti kg/mole
Mu=vett_M*comp_u';

% composizione gas combusto
comp_b=[0 .2029 .7821 0.01];
comp_b=comp_b/sum(comp_b);

% peso molecolare incombusti kg/mole
Mb=vett_M*comp_b';

R=8.31; %unità MKS

deltah_r=-.975525; % entalpia di reazione - adim.
```

```

% condizioni iniziali (adimens.)

x0=0.01; Tu0=.996646; Tb0=380.15/Tr; Br0=.001; IbTb=-.975525; %

% calore specifico a p costante:

% cp variabile: si calcola in equaz

cpb0=f_cp([comp_b Tb0*Tr]); cpu0=f_cp([comp_u Tu0*Tr]);
hb0=f_entalp([comp_b Tb0*Tr]); hu0=f_entalp([comp_u Tu0*Tr]);

gammab=cpb0/(cpb0-1); gammau=cpu0/(cpu0-1);


% parametri dipendenti da gamma

% incombusti
gamma=gammau;
costu(1)=( (gamma+1)/2 )^(gamma/(gamma-1));
inv_u=(1/gamma); costu(2)=2/(gamma-1);
costu(3)=( (gamma-1)/gamma );
costu(4)=(2/(gamma+1))^( (gamma+1)/(2*gamma-1) );

% combusti
gamma=gammab;
costb(1)=( (gamma+1)/2 )^(gamma/(gamma-1));
inv_b=(1/gamma); costb(2)=2/(gamma-1);
costb(3)=( (gamma-1)/gamma );
costb(4)=(2/(gamma+1))^( (gamma+1)/(2*(gamma-1)) );


% storie delle pressioni interna e esterna


run1 % Qui si risolvono le equazioni per la PRIMA camera
% quella dove la combustione è partita per prima


%Tempo      P1          P2          Tu 2°camera Tb  2°camera

[n_ist cippa]=size(fase1);
p_int=fase1(:,2)/pr; t_ist=fase1(:,1)/tr;

```

```

dpdt_int=(p_int(2:n_ist)-p_int(1:n_ist-1))./ ...
    (t_ist(2:n_ist)-t_ist(1:n_ist-1));

dpdt_int(n_ist)=dpdt_int(n_ist-1);

p_est=fase1(:,3)/pr;

fissi(1)=Cdu0; fissi(2)=Avu0; fissi(3)=Cdb0; fissi(4)=Avb0;
fissi(5)=ventb0;

% imposta valore del flag della seconda camera
camera2=0;

if cippa == 8 % numero di colonne
    camera2=1;
    fissi(10)=ventbS;
    fissi(6)=CduS; fissi(7)=AvuS; fissi(8)=CdbS; fissi(9)=AvbS;

end
% *****

% Condizioni iniziali
%   Tu0 e Tb0 si trovano dalla prima fase

[n_ist1 cippa]=size(fase1);
Tu0=fase1(1,4)/Tr; Tb0=fase1(1,5)/Tr;

% *****
% provo la funzione
t0=t_ist(1);
stato=[x0 Tb0 Tu0];
equaz1(t0,stato);

% +*****
% per la chiamata del risolutore :

% stati
%x=xriga(2); Tb=xriga(2); Tu=xriga(3);

opt_prec=odeset('AbsTol',1e-8);
[tempo,xsto]=ode15s('equaz1',[t0 t_ist(n_ist)],stato,opt_prec); %
[ist_risult cippa]=size(tempo);

```

```

%%*****
% calcolo delle variabili "interne": in matrice 'xsto' sono
immagazzinati rispettivamente
% x in colonna 1, Tb in colonna 2, Tu in colonna 3.

for ii=1:ist_result

    t=tempo(ii);
    x=xsto(ii,1); Tb=xsto(ii,2); Tu=xsto(ii,3);

    eps=.5;

% esplosione matrice con dati

Cdu0=fissi(1); Avu0=fissi(2); Cdb0=fissi(3); Avb0=fissi(4);
ventb0=fissi(5);

% qui, in caso di variazioni di fase da calcolare, es. fase 1, fase
2, fase3, si deve copiare
%prendendo dal file con la funzione delle
derivate(equaz.m) opportunamente modificato

% calcolo cp e h :files f_cp.m e f_entalp.m

% f_cp() e f_entalp() richiedono la temperatura dimensionale
% calcolo cp

cpb=f_cp([comp_b Tb*Tr]); cpu=f_cp([comp_u Tu*Tr]);
hb=f_entalp([comp_b Tb*Tr]); hu=f_entalp([comp_u Tu*Tr]);

gammab=cpb/(cpb-1); gammau=cpu/(cpu-1);

if camera2==1
    CduS=fissi(6); AvuS=fissi(7); CdbS=fissi(8); AvbS=fissi(9);
    ventbS=fissi(10);
end

% camera 2

p_est0=1/pr*fase1(:,3);
Tu_est0=fase1(:,4)/Tr;
Tb_est0=fase1(:,5)/Tr;

% secondo vent (se esiste)

if camera2==1
    p_estS=fase1(:,6)/pr;

```



```

Tu_estS=fase1(:,7)/Tr;
Tb_estS=fase1(:,8)/Tr;
pestS=interp1(t_ist,p_estS,t);
TuestS=interp1(t_ist,Tu_estS,t);
TbestS=interp1(t_ist,Tb_estS,t);
end
% *****

p=interp1(t_ist,p_int,t);
pest0=interp1(t_ist,p_est0,t);
Tuest0=interp1(t_ist,Tu_est0,t);Tbest0=interp1(t_ist,Tb_est0,t);

dpdt=interp1(t_ist,dpdt_int,t);

% *****
% cose variabili

% *****
% calcolo efflusso da vent

% c = vel. del suono
% già adimensionalizzata

% determinazione della direzione del getto ventato

if pest0>p
    pv0=pest0;
    cu0= sqrt(gammau*R*Tuest0*Tr/Mu)/cr;
    cb0= sqrt(gammab*R*Tbest0*Tr/Mb)/cr;

else
    pv0=p;
    cu0= sqrt(gammau*R*Tu*Tr/Mu)/cr;
    cb0= sqrt(gammab*R*Tb*Tr/Mb)/cr;

end

if camera2==1
    if pestS>p
        pvS=pestS;
        cuS= sqrt(gammau*R*TuestS*Tr/Mu)/cr;
        cbS= sqrt(gammab*R*TbestS*Tr/Mb)/cr;

    else
        pvS=p;
        cuS= sqrt(gammau*R*Tu*Tr/Mu)/cr;
        cbS= sqrt(gammab*R*Tb*Tr/Mb)/cr;

    end
end

```

```

end %camera2==1

% *****

% eta = sfiato: si calcola con formula (eq. 1) modello NEVE 2

% prima camera
pest=pest0; Tuest=Tuest0; Tbest=Tbest0; ventb=ventb0;

% fase incombusta e combusta

if pest>p % gas entra nella camera
    p1=pest; p2=p; Tvu=Tuest; Tvb=Tbest;
    pcritica=p2*costu(1);
    if p1<pcritica
        etau = -(p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
        etab = -(p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
    else
        etau=-costu(4);
        etab=-costb(4);
    end
else
    % caso di uscita di gas dal comparto:
    p2=pest; p1=p; Tvu=Tu; Tvb=Tb;
    pcritica=p2*costu(1);
    if p1<pcritica
        etau = (p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
        etab = (p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
    else
        etau=costu(4);
        etab=costb(4);
    end
end

end

% attiva il vent giusto (ventb viene acquisita insieme alla storia
% della combustione:run1)
etau=etau*(1-ventb);
etab=etab*ventb;

etau0=etau; etab0=etab;
Tuv0=Tvu; Tbv0=Tvb;

% *****
% seconda camera
if camera2==1
    pest=pestS; Tuest=TuestS; Tbest=TbestS; ventb=ventbS;

% fase incombusta e combusta

```

```

if pest>p % gas entra nella camera
    p1=pest; p2=p; Tvu=Tbest; Tvb=Tbest;
    pcritica=p2*costu(1);
    if p1<pcritica
        etau = -(p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
        etab = -(p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
    else
        etau=-costu(4);
        etab=-costb(4);
    end
else
    % caso di uscita di gas dal comparto:
    p2=pest; p1=p; Tvu=Tu; Tvb=Tb;
    pcritica=p2*costu(1);
    if p1<pcritica
        etau = (p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
        etab = (p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
    else
        etau=costu(4);
        etab=costb(4);
    end
end

end

% attiva il vent giusto (ventb viene acquisita insieme alla storia
% della combustione:run2)
etau=etau*(1-ventb0);
etab=etab*ventb0;

% assegnazione finale
etauS=etau; etabS=etab;
TuvS=Tvu; TbvS=Tvb;

end %if camera2==1

if ventb==1
    Buv0=0; Bbv0=etab0*Cdb0*Avb0*cb0;
else
    Bbv0=0; Buv0=etau0*Cdu0*Avu0*cu0;
end

if camera2==1
    if ventb==1
        BuvS=0; BbvS=etabS*CdbS*AvbS*cbS;
    else
        BbvS=0; BuvS=etauS*CduS*AvuS*cuS;
    end
end
end

```

```

% *****

% equazione da integrare

Ibtf=Mb/Mu*((f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
eps*deltah_r);
Tf=Ibtf/f_cp([comp_b Tb*Tr])+1;

% eq. 9 con soglia

if camera2==1

    % *****

diventu0=(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u
Tuv0*Tr]))/Tuv0*pv0/p*Buv0;

diventuS=(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u
TuvS*Tr]))/TuvS*pvS/p*BuvS;

diventb0=(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tbv0*Tr]))/Tbv0*pv0/p*Bbv0;

diventbS=(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
TbvS*Tr]))/TbvS*pvS/p*BbvS;

vent_u=costu(3)*(diventu0+diventuS);
vent_b=costb(3)*(diventb0+diventbS);
vent2_u=Tu/p*(pv0*Buv0/Tuv0+pvS*BuvS/TuvS);
vent2_b=Tb/p*(pv0*Bbv0/Tbv0+pvS*BbvS/TbvS);
denom=-costb(3)*(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tr]))+...
(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr])-
eps*deltah_r))/Tu+Mu/Mb/Tu*Tb+1;

% eq.9 di modello NEVE 2
if x<1
    Br=(dpdt/p*(1-(1-x)*costu(3)-x*costb(3))-vent_u+vent_b+vent2_u-
vent2_b)/denom;
else
    Br=0;
end

```

```

% eq. Ue e Be di modello NEVE 2

Ue=diventu0+diventuS;
Be=(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b Tr]))+...
    (f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
    eps*deltah_r)/Tu*Br-diventb0-diventbS;

% *****
% derivate

xdpp=(1-x)*dpdt/p;

%eq. 10
dxdt=(xdpp-costu(3)*Tu*(xdpp+diventu0+diventuS))+vent2_u+Br;

% *****

else % caso in cui c'è una sola camera

diventu0=(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u
Tuv0*Tr]))/Tuv0*pv0/p*Buv0;

diventb0=(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tbv0*Tr]))/Tbv0*pv0/p*Bbv0;

vent_u=costu(3)*(diventu0);
vent_b=costb(3)*(diventb0);
vent2_u=Tu/p*(pv0*Buv0/Tuv0);
vent2_b=Tb/p*(pv0*Bbv0/Tbv0);
denom=-costb(3)*(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tr]))+...
    (f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
    eps*deltah_r)/Tu+Mu/Mb/Tu*Tb+1;

% eq.9 di modello NEVE 2
if x<1
    Br=(dpdt/p*(1-(1-x)*costu(3)-x*costb(3))-vent_u+vent_b+vent2_u-
vent2_b)/denom;
else
    Br=0;
end

% eq. Ue e Be di modello NEVE 2

Ue=diventu0;
Be=(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b Tr]))+...

```

```

(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
eps*deltah_r)/Tu*Br-diventb0;

% *****
% derivate

xdpp=(1-x)*dpdt/p;

%eq. 10 modello NEVE 2
dxdt=(xdpp-costu(3)*Tu*(xdpp+diventu0))+vent2_u+Br;
end
% if camera2==1

if x~=0
    %eq. 7

    dTb_dt=(gammab-1)/gammab*Tb*(dpdt/p-Be/x);
    else
        % ultima delle condizioni iniziali
        mmtt=Mu/Mb*Tf/Tu;
        dTb_dt=Tf/2*(gammab-1)/gammab*gammau*Br*(mmtt-1/mmtt);
    end

%eq. 6
dT_u_dt=(gammau-1)/gammau*Tu*(dpdt/p+Ue/(1-x));

% rimette gli stati in una riga

dxriga=[dxdt dTb_dt dT_u_dt]';
% *****
% qui finisce il pezzo che viene ricopiato da equaz.m
% *****

% qui bisogna conservarsi (in vettori (ii), con nomi DIVERSI da
quelli
% interni di equaz.m, i valori che interessano

Be_(ii)=Be*dHr;
Br_(ii)=Br*dHr;
Tb_(ii)=Tb*Tr;
Tu_(ii)=Tu*Tr;
diventb0_(ii)=diventb0;
x_(ii)=x;
t_=tempo*tr;
end % ii

```

```

% *****
% fine calcolo variabili interne

% derivate dimensionate
for ii=1:ist_result

    dxdim(:,ii)=equaz1(tempo(ii),xsto(ii,:)).*[1 Tr/tr Tr/tr]';
end

% variabili dimensionate
for ii=1:ist_result

    xxdim(ii,:)=xsto(ii,:).*[1 Tr Tr];
end


% istruzioni utili

% inizio
%dbstop in main at 1
%main
% mettere altro breakpoint
%dbstop in equaz at 1


%grafici

plot(t_, Br_, 'r+')

save prova_1

%plotta x=tempo (1 colonna), y=<variabile da plottare> (1 colonna
lunga
% ESATTAMENTE come x); 'r+'= formato: così stampa in rosso per
punti con simbolo +,
% vedi help plot

%hold on % tiene il grafico corrente, così quello successivo
viene stampato SOPRA

%hold off % opposto di hold on

%clear % cancella variabili

% finestra grafico - export : crea files .tif, .bmp ecc.ecc.

%save nomefile var1 var2 ....
%salva in un file nomefile.mat le variabili var1, var2 ....

%save nomefile

```

```
% salva tutte le var.

%load nomefile
```

## Programma EQUAZ

```
function dxriga = der_equaz(t,xriga)

% equazioni combustione in camera
% verifica se xriga è una riga
[ii,jj]=size(xriga);
if jj==1 xriga=xriga'; end

% variabili: x, Tb, Tu
% si suppone di usare variabili adimensionali

% stati
x=xriga(1); Tb=xriga(2); Tu=xriga(3);

% la pressione è un parametro: p = interna, pest= esterna

global Mu Mb Ar cr Tr pr deltah_r fissi R dVr ...
gammau inv_u costu p_int dpdt_int comp_b comp_u ventb camera2 ...
gammab inv_b costb fase1 t_ist

eps=.5;

% esplosione matrice con dati

Cdu0=fissi(1); Avu0=fissi(2); Cdb0=fissi(3); Avb0=fissi(4);
ventb0=fissi(5);

% *****
% inizia la parte da ricopiare nel main per avere i valori di Br e
altre variabili
% se si modifica il programma per seguire le varie fasi di
combustione bicompartimento

% calcolo cp

cpb=f_cp([comp_b Tb*Tr]); cpu=f_cp([comp_u Tu*Tr]);
hb=f_entalp([comp_b Tb*Tr]); hu=f_entalp([comp_u Tu*Tr]);

gammab=cpb/(cpb-1); gammau=cpu/(cpu-1);
```



```

if camera2==1
    CduS=fissi(6); AvuS=fissi(7); CdbS=fissi(8); AvbS=fissi(9);
    ventbS=fissi(10);
end

% camera 2

p_est0=1/pr*fase1(:,3);
Tu_est0=fase1(:,4)/Tr;
Tb_est0=fase1(:,5)/Tr;

% secondo vent (se esiste)

if camera2==1
    p_estS=fase1(:,6)/pr;
    Tu_estS=fase1(:,7)/Tr;
    Tb_estS=fase1(:,8)/Tr;
    pestS=interp1(t_ist,p_estS,t);
    TuestS=interp1(t_ist,Tu_estS,t);
    TbestS=interp1(t_ist,Tb_estS,t);
end
% *****

p=interp1(t_ist,p_int,t);
pest0=interp1(t_ist,p_est0,t);
Tuest0=interp1(t_ist,Tu_est0,t);Tbest0=interp1(t_ist,Tb_est0,t);

dpdt=interp1(t_ist,dpdt_int,t);

% *****
% cose variabili

% *****
% calcolo efflusso da vent

% c = vel. del suono
% già adimensionalizzata

% determinazione della direzione del getto ventato

if pest0>p
    pv0=pest0;
    cu0= sqrt(gammau*R*Tuest0*Tr/Mu)/cr;
    cb0= sqrt(gammab*R*Tbest0*Tr/Mb)/cr;
else

```

```

pv0=p;
cu0= sqrt(gammau*R*Tu*Tr/Mu)/cr;
cb0= sqrt(gammab*R*Tb*Tr/Mb)/cr;

end

if camera2==1
    if pestS>p
        pvS=pestS;
        cuS= sqrt(gammau*R*TuestS*Tr/Mu)/cr;
        cbS= sqrt(gammab*R*TbestS*Tr/Mb)/cr;

    else
        pvS=p;
        cuS= sqrt(gammau*R*Tu*Tr/Mu)/cr;
        cbS= sqrt(gammab*R*Tb*Tr/Mb)/cr;

    end

end %camera2==1

% *****

% eta = sfiato: si calcola con formula (eq. 1) modello NEVE 2

% prima camera
pest=pest0; Tuest=Tuest0; Tbest=Tbest0; ventb=ventb0;

% fase incombusta e combusta

if pest>p % gas entra nella camera
    p1=pest; p2=p; Tvu=Tuest; Tvb=Tbest;
    pcritica=p2*costu(1);
    if p1<pcritica
        etau = -(p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
        etab = -(p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
    else
        etau=-costu(4);
        etab=-costb(4);
    end
else
    % caso di uscita di gas dal comparto:
    p2=pest; p1=p; Tvu=Tu; Tvb=Tb;
    pcritica=p2*costu(1);
    if p1<pcritica
        etau = (p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
        etab = (p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
    else
        etau=costu(4);
        etab=costb(4);
    end
end

```

```

end

% attiva il vent giusto (ventb viene acquisita insieme alla storia
% della combustione:run1)
etau=etau*(1-ventb);
etab=etab*ventb;

etau0=etau; etab0=etab;
Tuv0=Tvu; Tbv0=Tvb;

% *****
% seconda camera
if camera2==1
pest=pestS; Tuest=TuestS; Tbest=TbestS; ventb=ventbS;

% fase incombusta e combusta

if pest>p % gas entra nella camera
p1=pest; p2=p; Tvu=Tuest; Tvb=Tbest;
pcritica=p2*costu(1);
if p1<pcritica
etau = -(p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
etab = -(p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
else
etau=-costu(4);
etab=-costb(4);
end
else
% caso di uscita di gas dal comparto:
p2=pest; p1=p; Tvu=Tu; Tvb=Tb;
pcritica=p2*costu(1);
if p1<pcritica
etau = (p2/p1)^inv_u*sqrt(costu(2)*(1-(p2/p1)^costu(3)));
etab = (p2/p1)^inv_b*sqrt(costb(2)*(1-(p2/p1)^costb(3)));
else
etau=costu(4);
etab=costb(4);
end
end

end

% attiva il vent giusto (ventb viene acquisita insieme alla storia
% della combustione:run2)
etau=etau*(1-ventb0);
etab=etab*ventb0;

% assegnazione finale
etauS=etau; etabS=etab;
TuvS=Tvu; TbvS=Tvb;

```

```

end %if camera2==1

if ventb==1
    Buv0=0; Bbv0=etab0*Cdb0*Avb0*cb0;
else
    Bbv0=0; Buv0=etau0*Cdu0*Avu0*cu0;
end

if camera2==1
    if ventb==1
        BuvS=0; BbvS=etabS*CdbS*AvbS*cbS;
    else
        BbvS=0; BuvS=etauS*CduS*AvuS*cuS;
    end
end

% *****

% equazione da integrare

Ibtf=Mb/Mu*((f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
eps*deltah_r);
Tf=Ibtf/f_cp([comp_b Tb*Tr])+1;

% eq. 9 con soglia

if camera2==1

    % *****

diventu0=(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u
Tuv0*Tr]))/Tuv0*pv0/p*Buv0;

diventuS=(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u
TuvS*Tr]))/TuvS*pvS/p*BuvS;

diventb0=(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tbv0*Tr]))/Tbv0*pv0/p*Bbv0;

diventbS=(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
TbvS*Tr]))/TbvS*pvS/p*BbvS;

vent_u=costu(3)*(diventu0+diventuS);
vent_b=costb(3)*(diventb0+diventbS);

```

```

vent2_u=Tu/p*(pv0*Buv0/Tuv0+pvS*BuvS/TuvS);
vent2_b=Tb/p*(pv0*Bbv0/Tbv0+pvS*BbvS/TbvS);
denom=-costb(3)*(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tr]))+...
(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr])-
eps*deltah_r))/Tu+Mu/Mb/Tu*Tb+1;

% eq.9 di modello NEVE 2
if x<1
    Br=(dpdt/p*(1-(1-x)*costu(3)-x*costb(3))-vent_u+vent_b+vent2_u-
vent2_b)/denom;
else
    Br=0;
end

% eq. Ue e Be di modello NEVE 2

Ue=diventu0+diventuS;
Be=(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b Tr]))+...
(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
eps*deltah_r)/Tu*Br-diventb0-diventbS;

% *****
% derivate

xdpp=(1-x)*dpdt/p;

%eq. 10
dxdt=(xdpp-costu(3)*Tu*(xdpp+diventu0+diventuS))+vent2_u+Br;

% *****

else % caso in cui c'è una sola camera

diventu0=(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u
Tuv0*Tr]))/Tuv0*pv0/p*Buv0;

diventb0=(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tbv0*Tr]))/Tbv0*pv0/p*Bbv0;

vent_u=costu(3)*(diventu0);
vent_b=costb(3)*(diventb0);
vent2_u=Tu/p*(pv0*Buv0/Tuv0);
vent2_b=Tb/p*(pv0*Bbv0/Tbv0);
denom=-costb(3)*(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b
Tr]))+...

```

```

    (f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
eps*deltah_r)/Tu+Mu/Mb/Tu*Tb+1;

% eq.9 di modello NEVE 2
if x<1
    Br=(dpdt/p*(1-(1-x)*costu(3)-x*costb(3))-vent_u+vent_b+vent2_u-
vent2_b)/denom;
else
    Br=0;
end

% eq. Ue e Be di modello NEVE 2

Ue=diventu0;
Be=(Mu/Mb*(f_entalp([comp_b Tb*Tr])-f_entalp([comp_b Tr]))+...
(f_entalp([comp_u Tu*Tr])-f_entalp([comp_u Tr]))-
eps*deltah_r)/Tu*Br-diventb0;

% *****
% derivate

xdpp=(1-x)*dpdt/p;

%eq. 10 modello NEVE 2
dxdt=(xdpp-costu(3)*Tu*(xdpp+diventu0))+vent2_u+Br;
end
% if camera2==1

if x~=0
    %eq. 7

    dTb_dt=(gammab-1)/gammab*Tb*(dpdt/p-Be/x);
    else
    % ultima delle condizioni iniziali
    mmtt=Mu/Mb*Tf/Tu;
    dTb_dt=Tf/2*(gammab-1)/gammab*gammau*Br*(mmtt-1/mmtt);
end

%eq. 6
dTu_dt=(gammau-1)/gammau*Tu*(dpdt/p+Ue/(1-x));

% rimette gli stati in una riga

dxriga=[dxdt dTb_dt dTu_dt]';

```

## Calcolo di calori specifici ed entalpie:

### Function f\_cp .m e f\_entalp.m

```
% calcolo calore specifico

% calcolo calore specifico

function cp = f_cp (comp_t)
%comp_t=[H2,O2,DN2,H2O,T]

X1=comp_t(1); X2=comp_t(2); X3=comp_t(3); X4=comp_t(4);
T=comp_t(5);

R = 8.31441;
TS = 298.15;
TH = T*TS/100;

cp = (X1*(56.505-702.74/TH^0.75+1165.0/TH-560.7/TH^1.5)...
+X2*(37.432+0.020102*TH^1.5-178.57/TH^1.5+236.88/TH^2.0)...
+X3*(39.060-512.79/TH^1.5+1072.7/TH^2.0-820.4/TH^3.0)...
+X4*(143.05-183.54*TH^0.25+82.751*TH^0.5-3.6989*TH))/R;

% calcolo entalpia

function h = f_entalp (comp_t)
%comp_t=[H2,O2,DN2,H2O,T]

X1=comp_t(1); X2=comp_t(2); X3=comp_t(3); X4=comp_t(4);
T=comp_t(5);

R = 8.31441;
HSD = -241827;
TS = 298.15;
dHr= 2478.9414;
h = ((X1*(56.505*(T-1)-702.74/0.25*(100/TS)^0.75*(T^0.25-1)...
+1165.0*100/TS*log(T)+560.7/0.5*(100/TS)^1.5*(T^(-0.5)-1))...
+X2*(37.432*(T-1)+0.020102/2.5*(TS/100)^1.5*(T^2.5-1)...
+178.57/0.5*(100/TS)^1.5*(T^(-0.5)-1)...
-236.88*(100/TS)^2.0*(T^(-1.0)-1))...
+X3*(39.060*(T-1)+512.79/0.5*(100/TS)^1.5*(T^(-0.5)-
1)...
-1072.7*(100/TS)^2.0*(T^(-1.0)-1)...
+820.4/2.0*(100/TS)^3.0*(T^(-2.0)-1))...
+X4*(143.05*(T-1)-183.54/1.25*(TS/100)^0.25*(T^1.25-
1)...
+82.751/1.5*(TS/100)^0.5*(T^1.5-1)...
-3.6989/2.0*TS/100*(T^2.0-
1)))/R+X4*HSD/R/TS)*1/dHr;
```





## Modello dei file di input per le tre fasi del transitorio

```
%Tempo    P1          P2          Tu 1°camera Tb  1°camera
% prima fase
fase1=[ 0.0000  101300.00 101300.00      297.15      380.15
 0.0200  101300.00 101343.52      297.15      381.39
 0.0600  101318.39 101347.96      297.15      381.39
 0.1000  101327.80 101350.63      297.15      381.39
 0.1400  101353.47 101376.39      297.15      381.39
 0.1800  101405.22 101401.26      297.15      381.39
 0.2200  101489.91 101426.13      297.15      381.39
 0.2600  101633.63 101469.65      297.45      381.45
 0.3000  101807.72 101477.64      297.45      381.45
 0.3400  102090.45 101512.28      297.67      380.60
 0.3800  102449.30 101414.58      297.85      380.79
 0.4200  102936.90 101359.51      298.11      381.07
 0.4600  103686.30 101343.52      298.45      381.45
 0.5000  104809.10 101338.19      298.98      382.03
 0.5200  105509.80 101339.97      299.30      382.39
 0.5400  106335.70 101321.32      299.68      382.82
 0.5600  107312.20 101462.54      300.16      383.37
 0.5700  107873.40 101617.98      300.64      383.92
 0.5800  108483.40 101697.03      300.61      383.99
 0.5900  109139.10 101707.69      300.61      383.99
 0.6000  109832.00 101768.97      300.61      383.99
 0.6100  110554.50 101819.60      300.61      383.99
 0.6200  111360.00 101871.12      300.61      383.99
 0.6300  113508.00 104847.50      300.61      383.99];
```

```
%seconda fase prima camera (recoil)
Tempo    P1          P2          Tu 1°camera Tb  1°camera
fase2=[ 0.6400  118783.00 124891.00      300.61      383.99
 0.6420  120246.00 130840.00      301.65      385.18
 0.6440  121879.00 137226.00      305.48      389.65
 0.6460  123692.00 143808.00      309.21      393.87
 0.6480  125733.00 149809.00      313.08      398.21
 0.6500  127942.00 154647.00      315.76      401.32
 0.6520  130288.00 158651.00      319.78      405.90
 0.6540  132744.00 161472.00      323.20      409.77
 0.6560  135290.00 162646.00      326.61      413.66
 0.6580  137873.00 162289.00      330.04      417.58
 0.6600  140394.00 160671.00      333.70      421.73
 0.6620  142881.00 158083.00      337.07      425.57
 0.6640  145362.00 154747.00      340.57      429.56
 0.6660  147746.00 150536.00      347.58      437.54];
```

```
%seconda fase seconda camera
```

%Tempo	P1	P2	Tu 1°camera	Tb 1°camera	P3	Tu 2°camera	Tb 2°camera
--------	----	----	-------------	-------------	----	-------------	-------------

```
fase2=[ 0.6400 124891.00 118783.00 300.61 383.99 101300.00
297.15 380.15
0.6420 130840.00 120246.00 301.65 385.18 101300.00 297.15 380.15
0.6440 137226.00 121879.00 305.48 389.65 101300.00 297.15 380.15
0.6460 143808.00 123692.00 309.21 393.87 101300.00 297.15 380.15
0.6480 149809.00 125733.00 313.08 398.21 101300.00 297.15 380.15
0.6500 154647.00 127942.00 315.76 401.32 101300.00 297.15 380.15
0.6520 158651.00 130288.00 319.78 405.90 101300.00 297.15 380.15
0.6540 161472.00 132744.00 323.20 409.77 101300.00 297.15 380.15
0.6560 162646.00 135290.00 326.61 413.66 101300.00 297.15 380.15
0.6580 162289.00 137873.00 330.04 417.58 101300.00 297.15 380.15
0.6600 160671.00 140394.00 333.70 421.73 101300.00 297.15 380.15
0.6620 158083.00 142881.00 337.07 425.57 101300.00 297.15 380.15
0.6640 154747.00 145362.00 340.57 429.56 101300.00 297.15 380.15
0.6660 150536.00 147746.00 347.58 437.54 101300.00 297.15
380.15];
```

terza fase prima camera

Tempo	P1	P2	Tu 1°camera	Tb 1°camera
-------	----	----	-------------	-------------

```
fase3=[ 0.6680 150021.00 145949.00 347.58 437.54
0.6700 152185.00 141468.00 347.58 437.54
0.6720 154203.00 137133.00 347.58 437.54
0.6740 156045.00 132825.00 347.58 437.54
0.6760 157730.00 128793.00 347.58 437.54
0.6780 159243.00 125196.00 347.58 437.54
0.6800 160567.00 122034.00 347.58 437.54
0.6820 161693.00 119186.00 347.58 437.54
0.6840 162670.00 116706.00 347.58 437.54
0.6860 163428.00 114512.00 347.58 437.54
0.6880 164034.00 112447.00 347.58 437.54
0.6900 164392.00 110681.20 347.58 437.54
0.6920 164568.00 109022.10 347.58 437.54
0.6940 164461.00 107648.90 347.58 437.54
.....
0.8760 101300.00 101322.21 347.58 437.54
0.8780 101300.00 101322.21 347.58 437.54
0.8800 101300.00 101323.98 347.58 437.54];
```