

CAPITOLO 4

COMBUSTIONE CONTROLLATA DALLA DIFFUSIONE DEI REAGENTI

SOMMARIO

LEZIONE 12. DEFINIZIONI ED INTRODUZIONE. FIAMME A DIFFUSIONE

| | |
|--|------------|
| SEMPLICI | 137 |
| <i>VARIABILI CONSERVATIVE E FRAZIONI DI MISCELAMENTO. INTRODUZIONE</i> | 137 |
| <i>INTERFACCIA, SUPERFICI MATERIALI ED INTERMATERIALI, ISOSUPERFICI</i> | 142 |
| <i>Tracciante</i> | 142 |
| <i>Interfaccia</i> | 143 |
| <i>Superfici materiale</i> | 144 |
| <i>Superfici intermateriali</i> | 145 |
| <i>Isosuperfici</i> | 145 |
| <i>FIAMME A DIFFUSIONE SEMPLICI</i> | 146 |
| <i>Fiamma con velocità di reazione infinita</i> | 146 |
| <i>FIAMME CON VELOCITÀ DI PRODUZIONE NULLA. (IGNIZIONE DIFFUSIVA AD ENTALPIA DI FORMAZIONE COSTANTE. IGNIZIONE DIFFUSIVA ISOTERMA)</i> | 149 |
| <i>RIFERIMENTI E NOTE</i> | 150 |
| <i>TESTI CONSIGLIATI</i> | 150 |

Lezione 12. Definizioni ed introduzione. Fiamme a diffusione semplici

Variabili conservative e frazioni di miscelamento. Introduzione

Nelle fiamme a diffusione il combustibile e l'ossidante sono separati e si miscelano immediatamente prima o durante la reazione di ossidazione. C'è una sottile differenza tra le fiamme in cui le due correnti si miscelano parzialmente prima di reagire e quelle in cui si miscelano mentre reagiscono. Solo le seconde sono vere e proprie "fiamme a diffusione" anche se la dizione "fiamma a diffusione" viene generalmente usata anche per le prime quando solo una frazione minoritaria di combustibile si miscela prima della fase ossidativa. Esempi di fiamme a diffusione vera e propria sono riportati nelle figg4.1, 4.2 e 4.3.

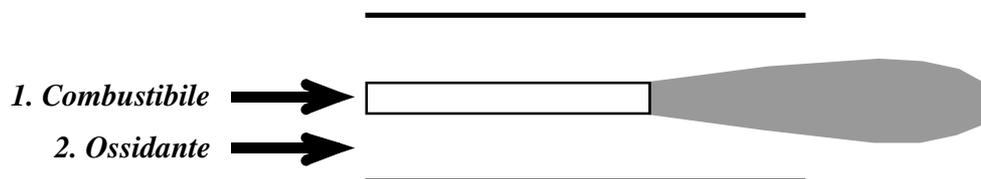


Fig. 4.1 Fiamme generate da flussi coassiali di combustibile ed ossidante, in cui nella zona di primo contatto tra i due flussi avviene la reazione di ossidazione.

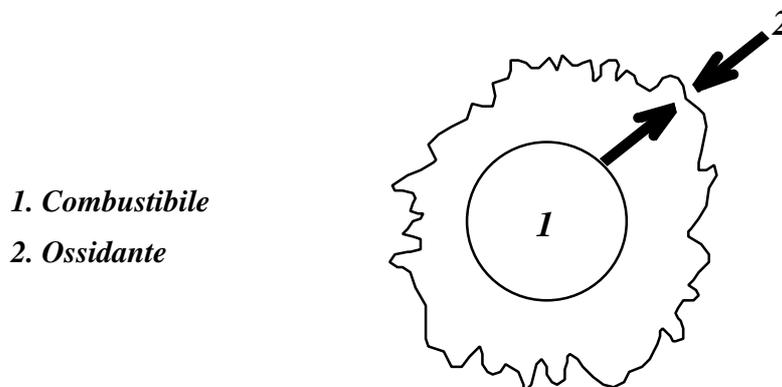


Fig. 4.2 Fiamme con sorgente di combustibile puntuale in ambiente ossidante.

La miscelazione è un indice di quanto il processo di combustione è andato o "potrebbe essere andato" avanti, per cui poter quantificare la miscelazione con una grandezza specifica è il primo passo per descrivere un campo diffusivo. La grandezza generalmente usata è la "frazione di miscelamento", Z o ϕ , (Peters, 1989, Williams, 1985) che è definita come:

$$Z = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} \quad (4.1)$$

dove Z è una qualsiasi variabile "conservativa" ed i pedici 1 e 2 si riferiscono rispettivamente al valore di Z nel getto che trasporta prevalentemente il combustibile e l'ossidante. Z o Z_0 è un numero adimensionale compreso tra 0 e 1.

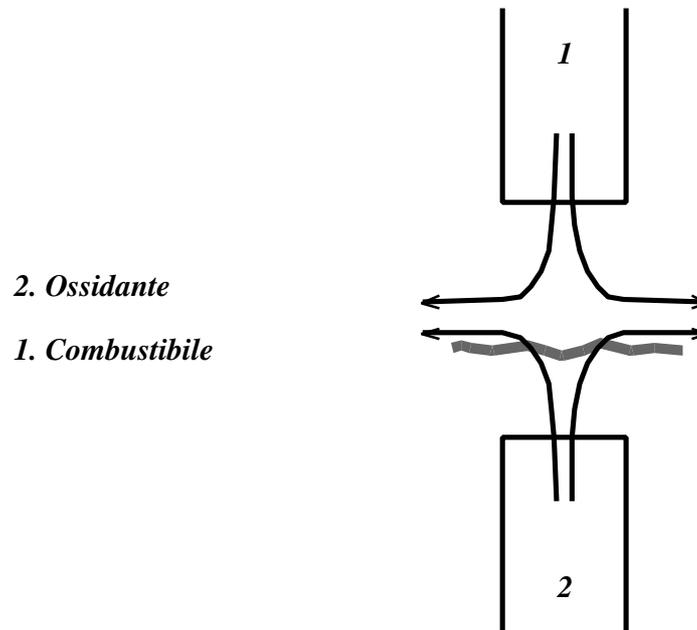


Fig.4.3 Fiamme a getti contrapposti in cui, nell'intorno del punto di ristagno sull'asse geometrico di due getti, sia localizzata la zona di ossidazione.

La trattazione seguente si basa essenzialmente sulle note del lavoro di Peters del 1989. Esempi di variabili "conservative" sono la frazione di massa di una o più specie atomiche e l'entalpia totale. Variabili del primo tipo sono le frazioni di massa $Y_{(C,H)}$ e $Y_{(O)}$ così definite:

$$Y_{(C,H)} = a_{C,i} \frac{m_C}{m_i} Y_i + a_{H,i} \frac{m_H}{m_i} Y_i \quad (4.2)$$

$$Y_{(O)} = a_{O,i} \frac{m_O}{m_i} Y_i \quad (4.3)$$

I pedici C, H, e O messi tra parentesi sono letti come carbonio, idrogeno ed ossigeno atomico legati o non a tutte le specie chimiche presenti in una prefissata massa di controllo, per cui $Y_{(C,H)}$ è la frazione di massa di tutto il carbonio ed idrogeno atomico presente in tutte le specie molecolari associate ad un volume di controllo di densità ρ . $a_{C,i}$,

$a_{H,i}$, $a_{O,i}$ sono il numero di atomi di C, H ed O nella specie i . $Y_{(C,H)}$ è in pratica la frazione di massa del combustibile "reagito e non", per cui $Y_{(C,H)}$ potrebbe essere scritto come: Y_{comb} .

Le frazioni di miscelamento per $Y_{(C,H)}$ ed $Y_{(O)}$ divengono:

$$Z_f = \frac{Y_{(C,H)} - Y_{(C,H)_2}}{Y_{(C,H)_1} - Y_{(C,H)_2}} = \frac{Y_{(C,H)}}{Y_{(C,H)_1}} \quad (4.4)$$

$$Z_o = x_o = \frac{Y_{(O)} - Y_{(O)_2}}{Y_{(O)_1} - Y_{(O)_2}} = 1 - \frac{Y_{(O)}}{Y_{(O)_2}} \quad (4.5)$$

L'ultima uguaglianza è valida quando non c'è combustibile nel getto ossidante per cui $Y_{(C,H)_2} = 0$ e non c'è ossidante nel getto di combustibile per cui $Y_{(O)_1} = 0$. Z_f e Z_o sono uguali sotto l'ipotesi di equidiffusione.

Verificheremo questa affermazione sotto l'ipotesi che nei due getti vi siano anche diluenti. In questo caso nel getto identificato col pedice 1 oltre alla frazione di massa del combustibile $Y_{(C,H)_1}$ vi sarà un diluente con frazione di massa

$$1 - Y_{(C,H)_1} = Y_{(C,H)_1} \frac{1 - Y_{(C,H)_1}}{Y_{(C,H)_1}} \quad (4.6)$$

l'espressione a destra dell'uguaglianza indica che la frazione di massa del diluente sul getto 1 è una frazione $\frac{1 - Y_{(C,H)_1}}{Y_{(C,H)_1}}$ della frazione di massa del combustibile. Analogamente, sotto l'ipotesi di equidiffusione, in un punto qualsiasi del campo alla frazione di massa del combustibile $Y_{(C,H)}$ sarà associata una frazione di massa di diluente:

$$Y_{(C,H)} \frac{1 - Y_{(C,H)_1}}{Y_{(C,H)_1}} \quad (4.7)$$

Lo stesso ragionamento può essere applicato alla frazione di massa dell'ossidante $Y_{(O)}$ a cui sarà associata una frazione di diluente:

$$Y_{(O)} \frac{1 - Y_{(O)_2}}{Y_{(O)_2}} \quad (4.8)$$

Pertanto, in considerazione del fatto che la somma di tutte le frazioni di massa deve essere uguale a uno, in un punto generico del campo si avrà:

$$Y_{(C,H)} + Y_{(C,H)} \frac{1 - Y_{(C,H)_1}}{Y_{(C,H)_1}} + Y_{(O)} + Y_{(O)} \frac{1 - Y_{(O)_2}}{Y_{(O)_2}} = 1 \quad (4.9)$$

mettendo in evidenza $Y_{(C,H)}$ e $Y_{(O)}$ si ottiene ancora

$$Y_{(C,H)} \left(1 + \frac{1 - Y_{(C,H)_1}}{Y_{(C,H)_1}} \right) + Y_{(O)} \left(1 + \frac{1 - Y_{(O)_2}}{Y_{(O)_2}} \right) = 1 \quad (4.10)$$

da cui:

$$Y_{(C,H)} \left(1 + \frac{1}{Y_{(C,H)_1}} - 1 \right) + Y_{(O)} \left(1 + \frac{1}{Y_{(O)_2}} - 1 \right) = 1 \quad (4.11)$$

per cui rimane dimostrato che:

$$\frac{Y_{(C,H)}}{Y_{(C,H)_1}} = 1 \frac{Y_{(O)}}{Y_{(O)_2}} \quad (4.12)$$

cioè: $Z_f = Z_o$.

Un'altra relazione importante per ciò che si dirà in seguito è legata alla frazione di miscelamento in corrispondenza del rapporto stechiometrico s . Le frazioni di miscelamento saranno affette dal pedice "st" là dove è valida $s = Y_{(O)_s} / Y_{(C,H)_s}$ che prende la forma di:

$$Z_{st} = \frac{Y_{(C,H)_1}}{Y_{(O)_2}} \left(1 + \frac{Y_{(C,H)_1}}{Y_{(O)_2}} \right)^{-1} \quad (4.13)$$

Questa espressione si ricava dalle due seguenti espressioni:

$$Z_{st} = 1 - \frac{Y_{(O)_{st}}}{Y_{(O)_2}} \quad Z_{st} = 1 - \frac{s Y_{(C,H)_{st}}}{Y_{(O)_2}} \quad (4.14a)$$

$$Z_{st} = \frac{Y_{(C,H)_{st}}}{Y_{(C,H)_1}} \quad Y_{(C,H)_{st}} = Z_{st} Y_{(C,H)_1} \quad (4.14b)$$

Sostituendo 4.14b) in 4.14a) si ottiene:

$$Z_{st} = 1 - \frac{s Z_{st} Y_{(C,H)_1}}{Y_{(O)_2}} \quad (4.15)$$

da cui si ricava Z_{st} :

$$Z_{st} Y_{(O)_2} - Y_{(O)_2} + s Z_{st} Y_{(C,H)_1} = 0 \quad (4.16a)$$

$$Z_{st} \left(Y_{(O)_2} + Y_{(C,H)_1} \right) = Y_{(O)_2} \quad (4.16b)$$

$$Z_{st} = 1 + \frac{Y_{(C,H)_1}}{Y_{(O)_2}} = 1 \quad (4.16c)$$

da cui:

$$Z_{st} = 1 + \frac{Y_{(C,H)_1}}{Y_{(O)_2}} \quad (4.17)$$

Il luogo dei punti per cui la frazione di miscelamento assume il suo valore stechiometrico è una superficie che può essere determinata, in linea di principio, sia dalla soluzione delle equazioni bilancio che da una misura di C, H ed O. Infatti, nel primo caso l'equazione del bilancio di una generica specie i può essere espressa come: $C \dot{Y}_i = \dot{Y}_i$, dove C è l'operatore di "conservazione".

Moltiplicando su ambo i lati della equazione per $a_{c_i} \frac{m_c}{m_i}$ e sommando su tutti gli i l'equazione di bilancio diventa un'equazione di conservazione per $Y_{(c)}$:

$$\frac{d(Y_{(c)})}{dt} + v_{st} Y_{(c)} - \sum [(D_{im})_{c_i} (a_{c_i} \frac{m_c}{m_i} Y_i)] = 0 \quad (4.18)$$

nel caso di equidiffusione si ottiene:

$$\frac{d(Y_{(c)})}{dt} + v_{st} Y_{(c)} - (DY_{(c)}) = 0 \quad (4.19)$$

così come è possibile scrivere un'equazione di conservazione per $Y_{(c)}$ è anche possibile scrivere un bilancio di conservazione per Z : $C_{(Z)} = 0$.

Interfaccia, superfici materiali ed intermateriali, isosuperfici

Tracciante

Definiamo tracciante di un flusso gassoso una sostanza inerte, dispersa uniformemente in una parte del flusso, con concentrazione talmente bassa da non alterare l'evoluzione termica, dinamica e fluidodinamica del flusso stesso.

In accordo con Ottino(1982) il tracciante dovrà avere anche la proprietà di non diffondere ma di essere trasportato alla velocità media del campo. In tal modo la sua frazione di massa Y_t sarà costante nel tempo ovvero la derivata materiale di Y_t sarà identicamente nulla e cioè $DY_t/Dt = 0$.

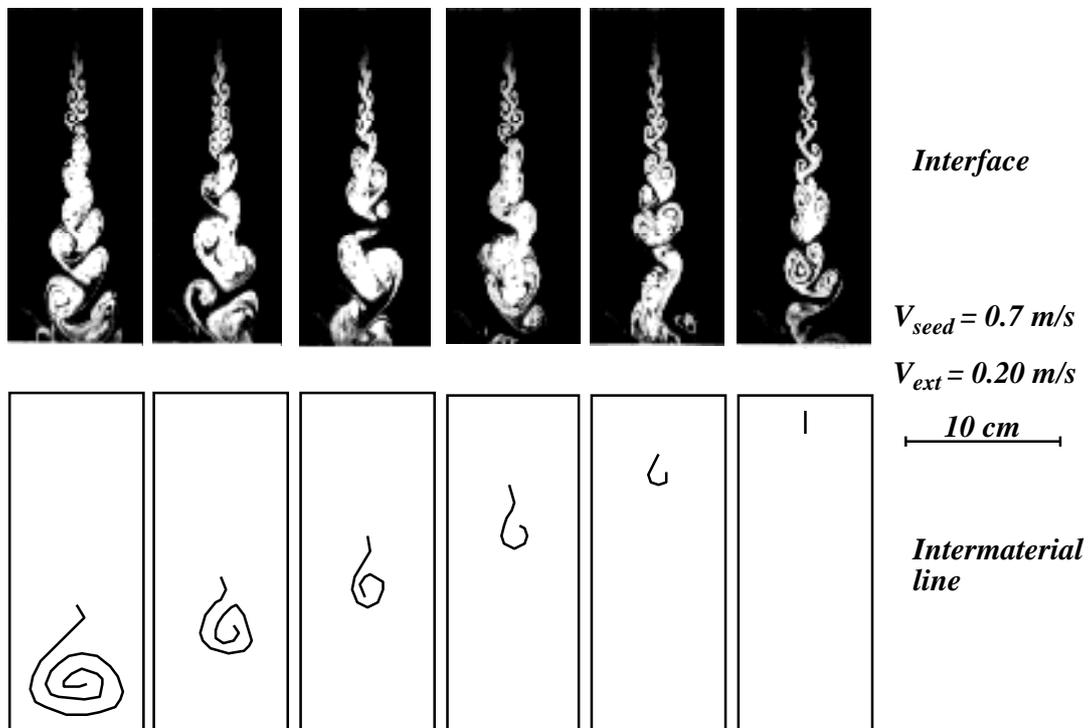


fig. 4.4 Esempi di interfaccia e superficie intermateriale

E' difficile realizzare sperimentalmente un tale tracciante in un flusso gassoso perché esso non può essere un gas, in quanto quest'ultimo per definizione diffonde. Il tracciante non può essere una particella solida di dimensioni eccessivamente grandi e tali da non rispondere istantaneamente alle accelerazioni del flusso medio. In pratica l'unico tracciante, con proprietà sufficientemente simili a quelle date nella definizione, è una particella per cui il numero di Stokes sia inferiore all'unità e per cui il numero di Schmidt sia superiore a 1000. Per esempio una particella tra 0.1 e $1\mu\text{m}$ ha dimensioni

sufficientemente grandi, tali che la diffusione Browniana è ancora molto bassa, ma dimensioni sufficientemente piccole perché segua istantaneamente un flusso. A volte il termine tracciante è riferito a sostanze che diffondono (generalmente con coefficiente di diffusione molecolare pari a quello medio della miscela in cui deve diffondere). In questo caso è bene sempre specificare “tracciante diffusivo” per non creare ambiguità con la definizione prima data. E' infine necessario specificare che l'iniezione di un tracciante in un campo di moto noto è concettualmente molto semplice perché ogni particella del tracciante segue la traiettoria di un punto senza massa. Ovviamente l'integrazione della DY_i/Dt nel tempo può presentare problemi di integrabilità associati al possibile andamento caotico delle traiettorie. Ciò è vero anche quando il campo di moto è ben definito come nei campi laminari. Si è in presenza in questo caso della cosiddetta turbolenza lagrangiana.

Interfaccia

Quando in una porzione di un flusso è immesso un tracciante, questo si disperderà e definirà per un fissato istante un'interfaccia. Questa è la superficie del campo di moto su cui la concentrazione del tracciante è discontinua, passando da zero ad un valore finito su una superficie infinitesimo. In altre parole un'interfaccia è il luogo dei punti dello spazio in cui il Y_i è infinito.

Un esempio di interfaccia, ottenuta inseminando la parte centrale di un getto piano (Cavaliere A., El-Naggar M., Ragucci R., 1995) è mostrato in Fig. 4.4. In questo caso il tracciante era costituito da particelle di TiO_2 submicroniche disperse nel mezzo attraverso un nebulizzatore. La concentrazione delle particelle è misurata per mezzo di una tecnica di diffusione elastica della luce. Al nero corrisponde una zona in cui la concentrazione del tracciante è zero. Al bianco corrisponde una zona in cui la concentrazione del tracciante è uguale a quella dello stesso durante l'immissione. E' interessante notare che la concentrazione del tracciante non può variare nel tempo per definizione. Ovviamente, se la risoluzione con cui viene osservata la dispersione spaziale del tracciante è limitata, può essere dato il caso in cui, in un volume di controllo, vi possono essere più interfacce non risolvibili. In questo caso la concentrazione appare cambiare anche all'interno dell'interfaccia.

Infine può anche succedere che, nella pratica, la concentrazione del tracciante è talmente bassa da creare delle difficoltà per il suo rilevamento. Ciò avviene quando esso è trasportato in strutture filamentose così sottili che la distribuzione continua dello stesso viene a mancare. Malgrado questi inconvenienti di tipo sperimentale, l'interfaccia è una

caratteristica della dispersione di un gas in un altro facilmente misurabile, perché ha un chiaro carattere euleriano. Infatti ad ogni istante si può ottenere una misura senza curarsi della intricata evoluzione lagrangiana delle particelle.

In genere al processo che porta alla estensione e dispersione dell'interfaccia viene dato il nome di mescolamento, in quanto non vengono coinvolti processi di diffusione essendo esso puramente convettivo.

Superfici materiale

Una superficie viene detta materiale quando è costituita da punti identificati con un tracciante. In altre parole una superficie è materiale quando evolve materialmente ovvero quando segue l'evoluzione materiale (o sostanziale) dei punti che la compongono. Per esemplificare, si consideri una superficie al tempo t_0 come quella ottenuta dalla sua traccia nella prima immagine a destra della seconda fila in Fig.4.4. Ogni punto della superficie segue una definita traiettoria. Al generico tempo t l'insieme dei punti comporrà una nuova superficie che oltre a traslare e ruotare si estenderà o si contrarrà. Nella Fig.4.4 suddetta vengono schizzate superfici materiali a partire da una superficie fissata arbitrariamente al punto t_0 .

In teoria una superficie materiale non può presentare soluzioni di continuità anche se in pratica può essere soggetta ai limiti di rilevabilità prima discussi in relazione all'interfaccia.

Una superficie materiale può, oltre che traslare e ruotare anche piegarsi, arrotolarsi nonché, come detto prima, stirarsi. Lo stiramento di una superficie è definito come l'andamento temporale dell'area di una superficie. Il rapporto di stiramento SR (tale sigla sta per stretch ratio) è il rapporto dell'area della superficie materiale al tempo t rispetto all'area al tempo t_0 , pertanto $SR = A(t)/A(t_0)$. La velocità di stiramento K è la derivata logaritmica di SR ,

$$K = \frac{D}{Dt} \ln SR = \frac{1}{A} \frac{D A}{Dt} \quad (4.20)$$

e viceversa

$$SR = \exp \int_{t_0}^t K(t) dt \quad (4.21)$$

La velocità di stiramento di una superficie è legata alla velocità del campo di moto in cui evolve dalla seguente relazione cinematica (ricavata rigorosamente in appendice A della lez.10):

$$K = \frac{1}{A} \frac{D A}{Dt} = \frac{1}{A} \frac{D}{Dt} \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \quad (4.22)$$

dove \underline{n} è il versore unitario normale alla superficie A . Questa espressione può essere letta in modo euristico come la differenza tra uno stiramento volumetrico ed uno lineare, tenendo conto che le velocità di stiramento sono “moltiplicative” in virtù della loro natura logaritmica. Per completezza sono riportate le definizioni delle velocità di stiramento lineare (K_l), superficiale (K_A) e volumetrica (K_V) con le loro corrispondenti espressioni cinematiche

$$K_l = \frac{1}{l} \frac{Dl}{Dt} = -\underline{v} : \underline{nn} \quad (4.23a)$$

$$K_A = \frac{1}{A} \frac{DA}{Dt} = -\underline{v} - \underline{v} : \underline{nn} \quad (4.23b)$$

$$K_V = \frac{1}{V} \frac{DV}{Dt} = -\underline{v} \quad (4.23c)$$

Si può infine dimostrare (vedi appendice A della Lezione 10), che :

$$K_A = -\underline{v} - \underline{v} : \underline{nn} = -\underline{v}_t - u_n C \quad (4.23d)$$

Superfici intermateriali

Una superficie intermateriale è una superficie materiale definita al tempo t_o su un'interfaccia. Generalmente le superfici intermateriali di interesse pratico sono quelle che sono limitate in parte dal punto (o linea) di primo contatto. Per punto (o linea) di primo contatto si intende il punto (o linea) della interfaccia attraverso cui passa il tracciante con il più piccolo tempo di residenza. Ad esempio in un getto, la linea di primo contatto è il bordo dell'orifizio di uscita del getto. Infatti tutte le possibili interfacce, ottenute tracciando il getto, passano attraverso il bordo con tempo di permanenza praticamente zero. Nei getti contrapposti il punto di primo contatto è il punto di ristagno.

Isosuperfici

Isosuperfici o superfici di isolivello sono le superfici su cui uno scalare è costante. A volte queste vengono definite come isobare, isoterme se si riferiscono specificamente alla pressione od alla temperatura. Mentre non trovano impiego i termini isoconcentrazione o isofrazione di massa. Per amore di concisione in questo testo per isosuperficie ci si riferirà allo scalare frazione di miscelamento Z . Le isosuperfici si spostano rispetto al fluido che le trasporta con una velocità di propagazione relativa ricavata da Pope(1988) o da Gibson (1968) essere uguale a:

$$|w_z| = \frac{Dx_n}{Dt} = \frac{DZ}{Dt} \frac{DZ}{Dx_n}^{-1} = D \frac{-2Z}{|-Z|} \quad (4.24a)$$

Una seconda espressione di w è la seguente

$$\begin{aligned} |w_z| &= D \frac{2Z}{|-Z|} = \frac{D}{|Z|} (-u|-Z|) = \\ &= -\frac{D}{|Z|} u - (|Z|) - \frac{D}{|Z|} |-Z| - u = \\ &= -\frac{D}{|Z|} \frac{1}{x_n} |-Z| - D - u \end{aligned} \quad (4.24b)$$

Infine la velocità di stiramento di una isosuperficie sarà

$$K_A = (-v - uv : -v) + w - u \quad (4.25)$$

Fiamme a diffusione semplici

Fiamma con velocità di reazione infinita

La seguente trattazione si basa sulla letteratura riportata in seguito (Bilger, R.W., 1976; Peters N., 1984; Bush W.B., Fendell F.E., 1974; Bilger R.W.,1976; J.H.Kent, R.W.Bilger; Eickhoff H., Grethe K. 1979).

Con la dicitura fiamma con velocità di reazione infinita si intendono fare le seguenti ipotesi:

$$\text{I) } \begin{aligned} (\dot{Y}_i) &= \quad \text{per } Z = Z_{st} \\ (\dot{Y}_i) &= 0 \quad \text{per } Z < Z_{st} \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\text{II) } \begin{aligned} Y_{(C,H)} &= 0 \quad \text{per } Z < Z_{st} \\ Y_{(O)} &= 0 \quad \text{per } Z > Z_{st} \end{aligned} \quad (4.26)$$

dove $Y_{(C,H)}$ e $Y_{(O)}$ stanno per le frazioni di massa degli atomi C, H ed O legati a specie molecolari che non hanno ancora reagito nel processo di ossidazione esotermica. Dalla I) si deduce che tutto il calore di combustione è rilasciato sulla superficie $Z = Z_{st}$, per cui la temperatura in quel punto corrisponde alla temperatura adiabatica di fiamma di Z_{st} , sono pertanto fissati i valori di T , $Y_{(O)}$ ed $Y_{(C,H)}$ per $Z = 0$, $Z = 1$ e $Z = Z_{st}$.

Tutti gli altri valori si ottengono da un'interpolazione lineare di quelli noti in quanto sono il risultato di un miscelamento di inerti. I profili di $T(Z)$, $Y_{(O)}(Z)$ ed $Y_{(C,H)}(Z)$ sono riportati

in figg. 4.5 e 4.6 con linea a tratti. I valori riportati in figura sono puramente esemplificativi ed evidenziano solo alcune caratteristiche su cui è necessario riflettere. Innanzi tutto Z_{st} è spostato verso valori bassi di Z , come nel caso delle miscele idrogeno-aria ($Z_{st}=0,0284$) e di paraffine-aria (p.e. per CH_4 -aria $Z_{st}=0,055$ e per le paraffine con rapporto $\text{C}/\text{H}=0,5$ $Z_{st}=0,067$). Le temperature in $Z=0$ e $Z=1$ sono quelle iniziali dei getti prima che entrino in contatto, per cui sono fissate come se fossero quelle in condizioni normali ($T=15^\circ\text{C}$). Infine è da notare che mentre per $Y_{(C,H)}$ a $Z=1$ si è assunto un valore pari a uno considerando il combustibile non diluito, per $Y_{(O)}$ a $Z=0$ si è assunto un valore intorno a 0,2 considerando l'ossigeno di una miscela d'aria.

Una miscela reagente di gas ideali è caratterizzata da un unico stato di equilibrio chimico, in cui tutte le reazioni elementari sono a loro volta in equilibrio. La composizione dei prodotti finali di equilibrio possono essere calcolati per mezzo di procedure basate sulla minimizzazione dell'energia libera o su formulazioni basate sulle costanti di equilibrio.

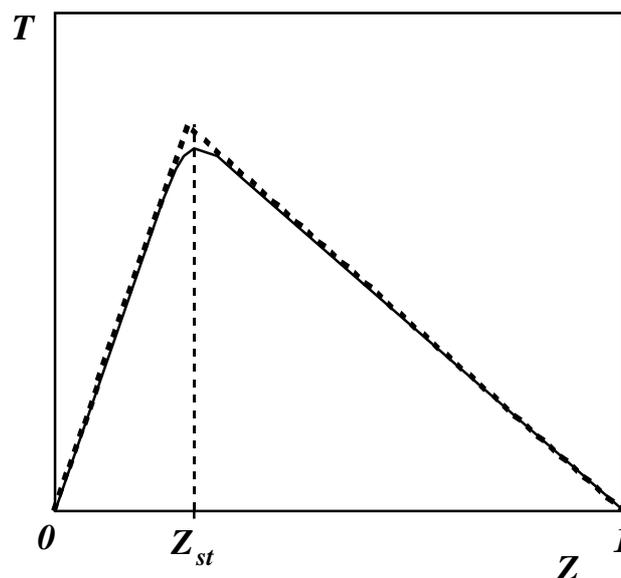


Fig. 4.5 Temperatura contro fraz.di miscelamento nel modello a fiamma infinitamente sottile (- - -), e nel modello con ipotesi di equilibrio termodinamico(—).

Contemporaneamente è necessario calcolare la temperatura adiabatica del mezzo reagente esotermico per mezzo di un'equazione di conservazione dell'energia totale. L'assunto di base di questo secondo approccio è che la composizione del mezzo è quella di equilibrio, indipendentemente dai flussi diffusivi locali. In altre parole la temperatura e la composizione chimica dipendono, unicamente dalla frazione di miscelamento Z per $T = T^e(Z)$, $Y_i = Y_i^e(Z)$.

L'ipotesi si basa sulla considerazione fisica che nel campo delle frazioni di miscelamento, nel quale le reazioni di ossidazione hanno luogo, queste procedono così velocemente che la produzione dei prodotti di combustione è unicamente controllata dalla diffusione.

In fig. 4.5 e 4.6 sono riportati con linea continua i profili di temperatura e frazione di massa $Y_{(C,H)}$ e $Y_{(O)}$.

Le differenze sostanziali rispetto all'approccio descritto in precedenza sono sia che nell'intorno della frazione di miscelamento Z_{st} la temperatura non presenta discontinuità sia che è possibile prevedere la presenza di più specie chimiche, che comprendono anche prodotti di dissociazione.

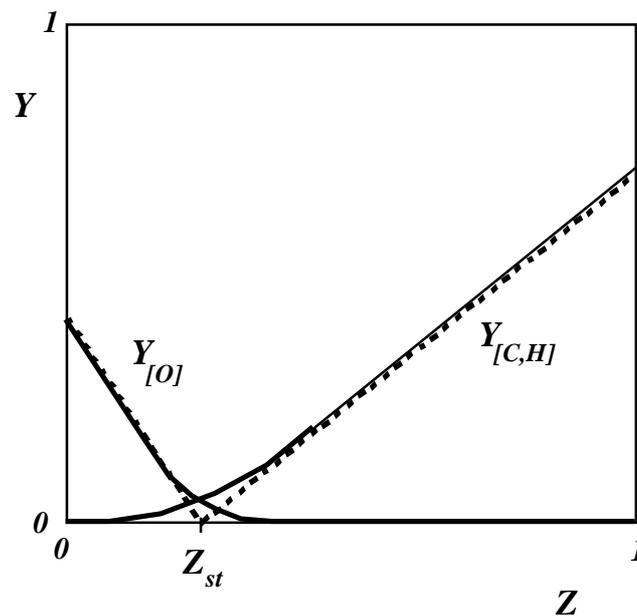


Fig. 4.6 Esempi di frazione di massa dell'ossigeno atomico e del carbonio + idrogeno atomico contro la frazione di miscelamento nel modello a fiamma infinitamente sottile (- - -) e nel modello con ipotesi di equilibrio termodinamico (—).

Sia nell'approccio di fiamma infinitamente sottile che questo, qui descritto, basato sull'ipotesi di equilibrio chimico, il campo diffusivo reattivo può essere descritto in termini di una sola variabile conservativa (la frazione di miscelamento Z) per cui la caratterizzazione del campo ricade nella categoria del mescolamento di due superfici inerti.

Per valutare l'attendibilità di questi due approcci bisogna rifarsi a modelli più complessi o a verifiche sperimentali. In un paragrafo successivo verranno descritti i risultati ottenuti da teorie asintotiche e da modelli numerici, su fiamma unidimensionale stazionaria pur senza entrare nella descrizione dei modelli si metterà in evidenza la dipendenza della

temperatura e delle specie chimiche non solo dalla frazione di miscelamento, ma anche dalla sua distribuzione spaziale.

Fiamme con velocità di produzione nulla. (Ignizione diffusiva ad entalpia di formazione costante. Ignizione diffusiva isoterma).

Le equazioni che reggono una combustione controllata dalla diffusione della materia non possono prescindere dall'evoluzione termica del campo reattivo. Pertanto alle equazioni di bilancio di massa delle singole specie chimiche deve essere aggiunto anche il bilancio dell'entalpia sensibile, così come riportato nelle seguenti equazioni:

$$\frac{h^s}{t} + \sum (v h^s) - \sum (v h^s) = \dot{h}_i^o \quad (4.27)$$

$$\frac{Y_i}{t} + \sum (v Y_i) - \sum (v Y_i) = \dot{Y}_i \quad (4.28)$$

Sono possibili due semplificazioni sul bilancio di entalpia. La prima è che la produzione sia nulla. La seconda è che tutti i termini siano identicamente zero.

Nel primo caso ci troviamo di fronte ad un processo elementare, che non è propriamente una combustione, perché non c'è rilascio di calore. Tuttavia vi sono molti processi di combustione complessi in cui parte dell'evoluzione termochimica può essere descritta con questa semplificazione. Ad esempio vi sono delle particolari condizioni di ignizione in cui il processo non è sostenuto dal rilascio di calore associato all'ossidazione. Ciò accade quando il combustibile è iniettato in una corrente ossidante ad altissima temperatura (o viceversa), in cui le prime reazioni di iniziazione del processo (senza variazione dell'entalpia di formazione), seppur lente, sono più veloci delle seguenti reazioni di ossidazione esotermica. Un altro esempio è l'ignizione diffusiva in un mezzo reattivo in cui almeno uno dei due reagenti è tanto diluito, che il rilascio di calore si stempera nell'inerte e pertanto può essere trascurato. Infine il processo reattivo può riguardare un insieme di reazioni in cui l'entalpia di formazione totale non cambia a causa di una compensazione delle singole classi di reazione, così come avviene in un processo di pirolisi-ossidativa.

Nel secondo caso, allorché tutti i termini della 4.27 sono identicamente nulli, il campo reattivo è praticamente isoterma. Esempi di questo tipo di evoluzione sono tutti quelli appena descritti, in cui i due reagenti partono già con la stessa temperatura.

Entrambi i casi descritti sono ovviamente condizioni limiti, utili come schematizzazioni didattiche e di prima valutazione degli effetti. Casi maggiormente realistici possono includere una parziale variazione dell'entalpia di formazione, che altera il campo termico,

ma non il meccanismo intimo di ignizione. In altre parole il rilascio di calore cambia leggermente la distribuzione spaziale della temperatura, ma non influenza l'esistenza o meno di tutto il processo diffusivo.

Riferimenti e note

Bilger R.W., *Comb. Sci. Tech.*, **13**, 155(1976),

Bilger R.W., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **1**, 87(1976)

Bush W.B., Fendell F.E., *J. Fluid Mech.*, **64**, 701(1974)

Eickhoff H., Grethe K., *Comb. Flame*, **35**, 267(1979)

Cavaliere A., El-Naggar M., Ragucci R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **38**, 317 (1995)

Gibson C.H., *Physics of Fluids*, **11**, 2305 (1968)

Kent J.H., Bilger R.W., *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, p.615,

Ottino, J.M., *J. Fluid Mech.*, 114, 83 (1982)

Peters N., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 10, 319(1984)

Peters N., "Length Scales in Laminar and Turbulent Flames" in *Numerical Approaches to Combustion Modeling*, E.S. Oran, J.P. Boris Eds., (1989)

Pope S.B., *Int. J. Eng. Sci.*, 5, 445 (1988)

Williams F.A., *Combustion Theory*, The Benjamin/Cummings Company Inc, Menlo Park CA(1985)

Testi consigliati

Burke S.P., Schumann T.E.W., *Indust. Eng. Chem.*, **20**, p.998 (1928). Reprinted as *First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 2 (1965).

Tsuji H., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **8**, 93, (1982).

Tsuji H. and Yamaoka I., *Eleventh Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 979 (1967).

Peters N., "Length Scales in Laminar and Turbulent Flames" in *Numerical Approaches to*

Combustion Modeling, E.S. Oran, J.P. Boris Eds., (1989).

Linan A., *Acta Astronautica*, Pergamon Press **1**, 1007 (1974).

Peters N., *Comb. Sci. Tech.*, **30**, 1 (1983).