



Università degli studi di Roma "Tor Vergata"
Facoltà di Ingegneria
Dipartimento di Ingegneria Meccanica

Dottorato di ricerca in Ingegneria dell'Energia-Ambiente
XXI Ciclo

Studio fluidodinamico ed acustico di fiamme diffusive di
metano in aria stagnante

Ing. Jean-François Ciparisse

Anno Accademico 2008-2009

Docente guida: Prof. Fabio Gori
Coordinatore: Prof. Fabio Gori
Correlatore: Ing. Ivano Petracchi

Ringraziamenti

Ringrazio innanzitutto il Professor Gori per l'esemplare correttezza, l'assidua presenza ed una competenza fuori dal comune. Un sentito grazie va anche a Ivano Petracchi per la fattiva collaborazione nella fase d'impostazione del lavoro e di progettazione del bruciatore. Ringrazio infine Luca Scalorbi per avermi aiutato nella realizzazione del laboratorio di combustione e per gli allegri momenti passati insieme.

Dedico questa tesi ad i miei familiari, sui quali ho sempre potuto contare nei momenti difficili.

Indice

Introduzione	1
Capitolo 1	2
1.1 Fluidodinamica di getti d'aria in aria stagnante	2
1.2 Tipologia di fiamme	4
1.3 Limiti di estinzione	6
1.4 Fiamme diffuse	9
1.4.1 Fiamme diffuse laminari	10
a) Forma	10
b) Lunghezza di fiamma	12
1.4.2 Fiamme diffuse turbolente	15
1.4.3 Fiamme staccate	22
1.5 Acustica dei getti	24
Capitolo 2	32
2.1 Impianto del gas	32
2.2 Galleria aerodinamica e cannello	41
2.3 Recinzione	59
2.4 Microfono	60

Capitolo 3	62
3.1 Risultati delle prove con la mini galleria del vento (slot rastremato)	62
a) Immagini e grafici	62
b) Analisi acustica	92
3.2 Risultati delle prove con il cannello	96
a) Immagini e grafici	96
b) Analisi acustica	126
3.3 Confronti	130
3.3.1 Confronto mini galleria – cannello	130
3.3.2 Confronto slot rastremato – slot dritto per la mini galleria	134
Conclusioni	147
Bibliografia	150

Introduzione

Questa tesi di dottorato si colloca nel filone delle ricerche sperimentali condotte su getti più o meno laminarizzati che sfogano in aria stagnante. In passato ([1]), si è dimostrata l'esistenza di una regione iniziale del getto nella quale la velocità non varia significativamente malgrado l'azione frenante dell'aria circostante. L'estensione di questa regione indisturbata è stata collegata al numero di Reynolds basato sul diametro idraulico iniziale del getto.

Nel presente lavoro si intende condurre un analogo studio concernente fiamme diffusive di metano in aria stagnante originatesi sia da un bruciatore provvisto di griglie che abbattano la turbolenza (mini galleria a vento) sia di cannello che ne è privo, in modo da valutare l'influenza sulla fluidodinamica e sulla combustione del contenuto iniziale di turbolenza del getto. Sia la mini galleria che il cannello presenteranno una rastremazione in punta, in modo da studiare il comportamento del getto nel caso di immediata interazione con l'aria ambiente. Si intende inoltre fare un confronto delle caratteristiche delle fiamme al variare dello spessore della lamiera dello slot, per cui verranno impiegati con la mini galleria uno slot dritto ed uno rastremato.

Le fiamme saranno riprese con una videocamera e verrà fatta una stima al variare del numero di Reynolds della loro lunghezza, della lunghezza della regione indisturbata e, nel caso di fiamme staccate, della distanza tra la loro base e l'orifizio dal quale il metano sfoga in aria. Si concluderà questo studio con un'analisi spettrale del rumore emesso dalle fiamme in modo da valutare le loro caratteristiche acustiche al variare del numero di Reynolds.

La tesi si articola in tre capitoli. Nel primo verranno descritte la struttura dei getti d'aria in aria stagnante e quella delle fiamme diffusive e di quelle staccate. Si concluderà questa parte con una breve analisi dell'acustica dei getti.

Nel secondo capitolo verrà fatta una presentazione dell'intero apparato sperimentale usato, partendo innanzitutto dall'impianto del gas da noi realizzato, per poi entrare nei dettagli della progettazione del bruciatore.

Nel terzo capitolo si presenteranno i risultati ottenuti per il bruciatore ed il cannello con lo slot rastremato da una parte, e quelli relativi agli slot dritto e rastremato impiegati con la mini galleria dall'altra, e se ne farà l'analisi, mettendo in risalto le differenze tra gli oggetti studiati.

Si concluderà la tesi riassumendo quanto visto circa l'influenza del numero di Reynolds, della presenza o meno degli abbattitori di turbolenza e dello spessore della lamiera sulla struttura delle fiamme e sulla loro emissione sonora. Si suggeriranno infine alcuni sviluppi del lavoro svolto.

Capitolo 1

In questo capitolo verrà innanzitutto descritto brevemente il comportamento dei getti d'aria sommersi che si è osservato sperimentalmente. Si farà in seguito una panoramica sui vari criteri di classificazione delle fiamme per poi trattare quelle diffusive, che sono quelle da noi studiate. Si presenterà infine il fenomeno dell'emissione acustica dei getti.

1.1 Fluidodinamica di getti d'aria in aria stagnante

Negli anni passati, sono stati condotti studi sperimentali con varie tecniche, tra cui la PIV e la shadowgrafia, sulle caratteristiche di getti d'aria laminarizzati sommersi ([1]). Quando un getto ad una certa velocità entra in contatto con l'aria ambiente in quiete, si forma sul suo confine uno strato limite che si ispessisce man mano che ci si allontana dallo sbocco del condotto nel quale era confinato. Ciò che si è osservato è che in un primo tratto, il getto prosegue sostanzialmente indisturbato: lo strato limite è sottilissimo, e tutto il getto può essere considerato una regione a potenziale. In questa zona, gli effetti delle azioni viscosi che si sviluppano tra l'aria ed il getto sono molto modesti, ed il profilo di velocità rimane inalterato, così come resta costante l'intensità della turbolenza.

Ad un certo punto, però, come avviene per lo strato limite sulla lastra piana, esso si separa con la formazione di grossi vortici (strutture coerenti) che si staccano e scompaiono periodicamente. In questo secondo tratto la zona a potenziale del getto si restringe rapidamente fino a scomparire. Questa regione è caratterizzata da una forte interazione dell'aria ambiente con il getto, il che porta quest'ultimo a perdere progressivamente la propria energia meccanica, e dalla transizione dal regime laminare a quello turbolento. Il tubo di flusso si allarga vistosamente, con conseguente riduzione della velocità media sulla sezione del getto ed in definitiva dell'energia cinetica dello stesso.

Una volta scomparse la regione a potenziale e le strutture coerenti, il flusso è completamente turbolento e caratterizzato dalla presenza di vortici piccoli e di breve durata. Il tubo di flusso si allarga ulteriormente con conseguente diminuzione della velocità media e dell'energia cinetica del getto. La figura 1.1 mostra la schematizzazione della struttura del flusso:

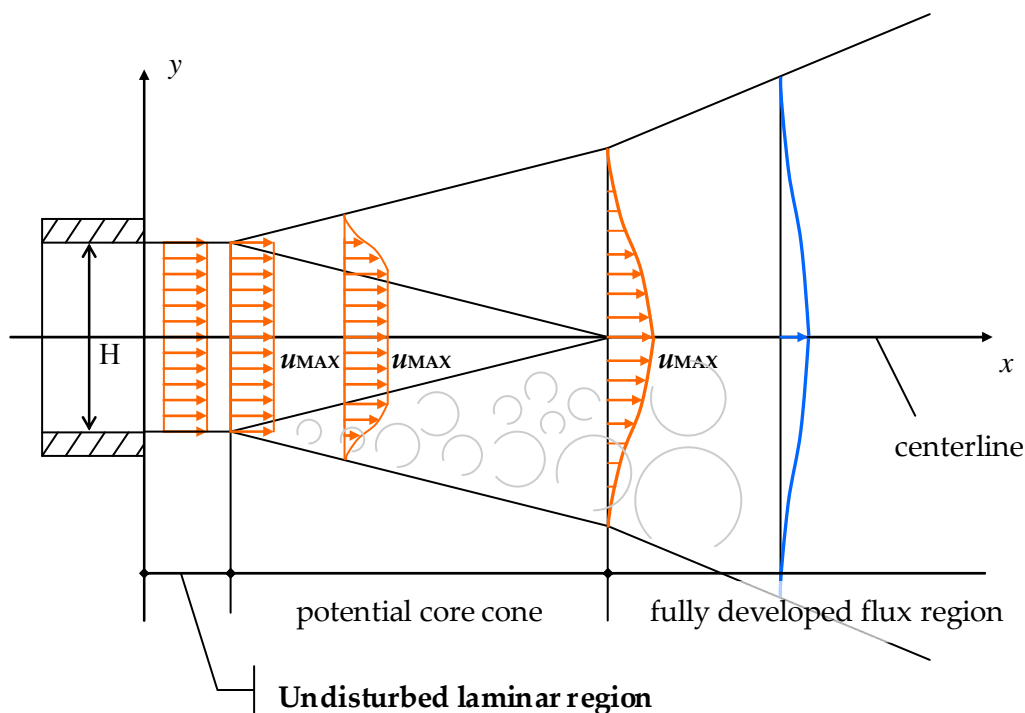


Figura 1.1 - Schematizzazione della struttura del getto ([1])

La struttura del getto e l'estensione delle sue varie zone, in particolar modo quella della regione indisturbata, dipendono fortemente dal numero di Reynolds. In studi sperimentali effettuati negli anni passati ([1]), si è visto che all'aumentare della velocità del getto la lunghezza del tratto laminare del getto diminuisce abbastanza rapidamente per scomparire intorno a numeri di Reynolds pari a 40000. Nel punto in cui inizia la transizione tra i due regimi di moto lo strato limite comincia ad estendersi notevolmente sia dentro che fuori dal getto, per cui in quel punto si può dire che non esiste più la regione indisturbata. Al crescere della velocità del getto, in modo del tutto analogo al caso della lastra piana, la distanza dallo sbocco del condotto in corrispondenza della quale cessa il regime di moto laminare diminuisce, per cui al crescere del numero di Reynolds la lunghezza della regione indisturbata si riduce. Il grafico in Figura 1.2 mostra l'andamento del rapporto tra la lunghezza della regione indisturbata ed il diametro idraulico (L_u/D) con il numero di Reynolds in vari esperimenti:

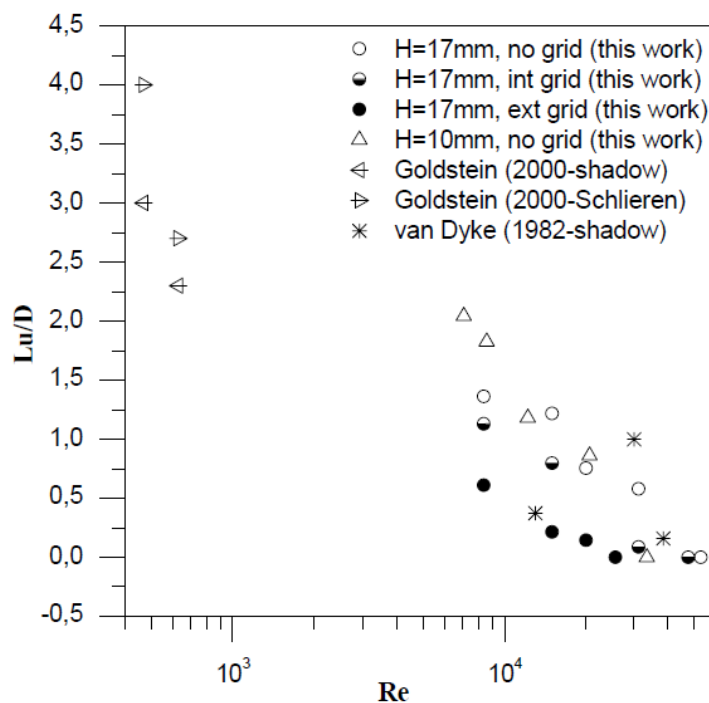


Figura 1.2 – Andamento di Lu/D con Re ([1])

1.2 Tipologie di fiamme

Si definisce fiamma una massa gassosa in cui avviene la combustione, che è una reazione molto esotermica e piuttosto rapida di ossidoriduzione. Le fiamme sono onnipresenti nella vita quotidiana, in quanto si ritrovano in tutti i motori (da quelli per veicoli terrestri agli endoreattori chimici usati nei lanciatori spaziali e nei missili), nei bruciatori delle centrali termoelettriche a gas o olio combustibile, negli incendi ... e possono essere distinte secondo vari criteri.

Le fiamme possono intanto essere originate da un'unica sostanza che brucia, la quale allora sarà costituita da molecole che contengono sia elementi ossidanti che riducenti, oppure da sostanze diverse (combustibile e ossidante) che reagiscono quando sono miscelate. Alla prima categoria appartengono le fiamme che si sviluppano quando una sostanza le cui molecole sono costituite da una parte ossidante ed una riducente inizia a decomporsi e a bruciare, spesso in modo esplosivo come nel caso della nitroglicerina. La combustione avviene per ossidoriduzione intramolecolare ed è quasi sempre estremamente rapida.

La seconda categoria è di gran lunga la più diffusa nella pratica. In questo tipo di fiamma, molecole distinte di combustibile ed ossidante devono miscelarsi ed entrare in contatto prima di poter reagire. Ciò fa sì che in questo tipo di fiamma, in cui l'ossidoriduzione è intermolecolare, la reazione proceda meno speditamente che nel caso precedente.

Una seconda distinzione delle fiamme può essere fatta, nel caso in cui vi siano ossidante e combustibile distinti, in base al sovrapposizione o meno del processo di mescolamento a quello di combustione.

Si definiscono premiscelate quelle fiamme in cui combustibile ed ossidante vengono mescolati fino al livello molecolare prima che si inneschi la reazione chimica: i due suddetti processi avvengono in tempi separati. In questo tipo di fiamma si può chiaramente individuare un fronte ([2]) che è quella zona di fluido in cui si innesca la reazione. Questa regione separa la porzione di fluido costituita dalla miscela fresca (monte) da quella dei gas combusti (valle), e si propaga verso monte con una velocità dipendente, oltre che dalla combinazione dei reagenti, da pressione e temperatura. Tale velocità può essere subsonica o supersonica. Nel primo caso, si ha una deflagrazione, e cioè un consumo dei reagenti senza che la miscela venga compressa dalla fiamma. Nel secondo caso invece, la miscela viene compressa, con conseguente aumento di temperatura e della velocità di reazione: si ha una detonazione. Il fronte di fiamma è inoltre caratterizzato dal trasporto convettivo - diffusivo di reagenti e prodotti ed ha uno spessore tanto maggiore quanto più lenta è la reazione e quanto più intenso è il suddetto trasporto.

Si definiscono invece diffusive le fiamme in cui i reagenti sono inizialmente separati e bruciano mentre si stanno mescolando. Contrariamente a ciò che suggerisce il nome, il trasporto delle specie non è solo diffusivo, ma anche convettivo, anche se la diffusione è il meccanismo principale di trasporto delle specie. La prima modalità di trasporto interviene in modo apprezzabile soltanto alle piccole scale spaziali e temporali, mentre la seconda a quelle medio - grandi. Queste fiamme sono all'incirca isobare e per esse non sono definiti né un fronte né una velocità di propagazione. Spesso gran parte delle reazioni avviene in uno strato molto sottile, che può essere approssimato ad una superficie come nella teoria di Burke - Schumann [2].

Un'altra classificazione delle fiamme, quale che sia il tipo fra quelli appena indicati al quale appartiene, è di tipo prettamente fluidodinamico. Una fiamma può infatti essere laminare o turbolenta, a seconda del numero di Reynolds. Nel primo caso, la diffusione (di quantità di moto, di calore e di specie) è prevalentemente diffusivo, mentre nel secondo caso esso è soprattutto convettivo.

Le fiamme possono inoltre essere divise in subsoniche e supersoniche. Nelle prime, il numero di Mach è minore dell'unità, per cui il moto termico delle molecole prevale su quello convettivo macroscopico. Queste fiamme, di gran lunga le più diffuse nelle applicazioni comuni, sono caratterizzate da una notevole importanza dei fenomeni diffusivi e dal fatto che le reazioni chimiche hanno più tempo per avvenire che nel caso di fiamme supersoniche. In queste ultime, il numero di Mach è maggiore di 1 ed il tempo di residenza nel luogo dove avviene la combustione è piuttosto breve. Queste fiamme sono tipiche delle esplosioni e dello scramjet (statoreattore a combustione supersonica).

Un'ultima distinzione tra le fiamme può essere fatta in merito alle fasi in cui si trovano inizialmente i reagenti. Se essi sono tutti gassosi, liquidi o solidi, la combustione (e quindi la fiamma) è detta omogenea, altrimenti essa è detta eterogenea. Nel caso in cui si abbia un solo reagente (per esempio nitroglicerina), la combustione è ovviamente omogenea, essendoci inizialmente un'unica fase. Si ha una combustione omogenea anche nel caso in cui si bruci

metano in aria, perché entrambe le sostanze sono gassose, o quando si fa esplodere della polvere da sparo (costituita da zolfo, carbone e salnitro, che sono solidi). Nel caso in cui si brucino del carbone o della benzina in aria, invece, la combustione è eterogenea.

Nella nostra sperimentazione, abbiamo studiato la combustione di un getto di metano in aria stagnante, osservando il comportamento della fiamma al variare del numero di Reynolds. Essendo i reagenti entrambi allo stato gassoso ed inizialmente separati, le fiamme ottenute sono diffusive e la combustione è omogenea.

1.3 Limiti di estinzione

Il fatto che una miscela di combustibile e ossidante si accenda o meno dipende da alcuni fattori che possono essere divisi in due categorie: fattori di natura termodinamica e cinetica e fattori che dipendono non solo dalla cinetica chimica ma anche dal tipo di flusso.

Affinché vi sia accensione è necessario che la temperatura sia almeno in un punto pari a quella di attivazione delle reazioni che portano alla formazione dei radicali. E' inoltre necessario che la pressione sia sufficientemente alta da determinare una densità e una frequenza collisionale per unità di volume sufficienti ad avere un tasso di reazione apprezzabile. Un tipico andamento dei limiti di infiammabilità, che sono ricavati sperimentalmente per flussi fermi e quindi senza considerare la convezione, è mostrato in Figura 1.3 ([3]):

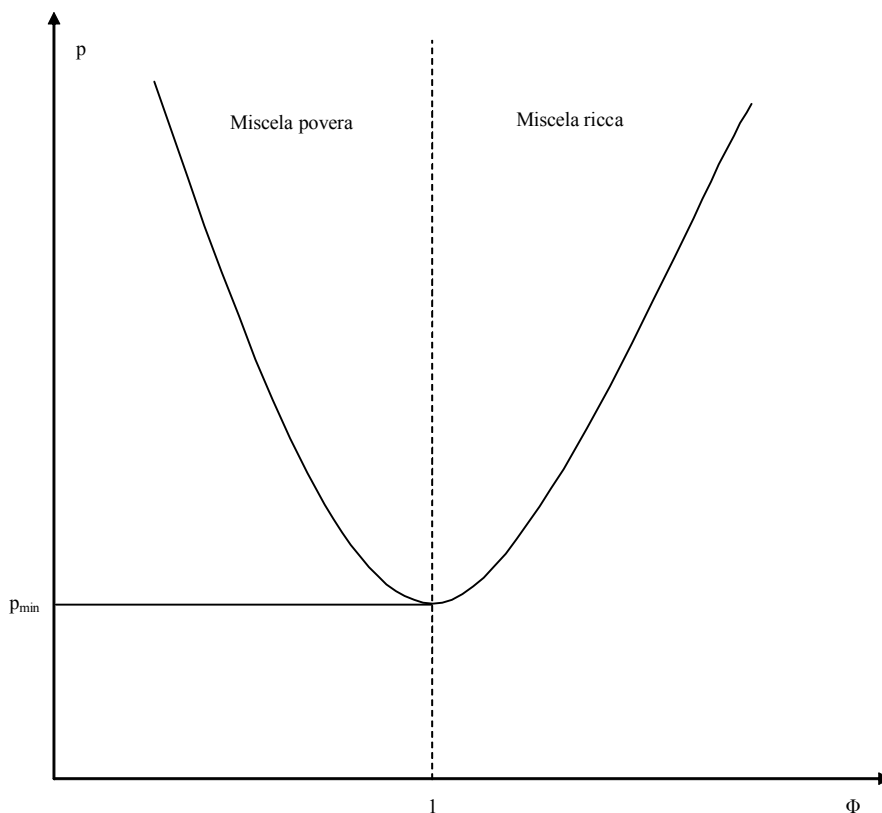


Figura 1.3 - Limite di infiammabilità a temperatura fissata ([3])

Come si vede dal grafico, relativo ad una data temperatura, l'intervallo di infiammabilità si estende con la pressione perché al suo aumentare aumenta la frequenza collisionale per unità di volume e quindi dal punto di vista cinetico l'innesco della reazione è favorito. Si nota inoltre che tale intervallo è spostato verso miscele ricche. Ciò è dovuto al fatto che per la maggior parte dei combustibili, l'energia di legame degli atomi che li costituiscono è minore di quella degli atomi di ossigeno, per cui una miscela ricca è caratterizzata dall'abbondanza relativa di specie chimiche che tendono a decomporsi e a liberare dei radicali che consentono l'innesco e la prosecuzione della combustione.

Al grafico precedente si aggiunge quello in Figura 1.4, che mostra per una data pressione il campo di infiammabilità al variare della temperatura ([3]):

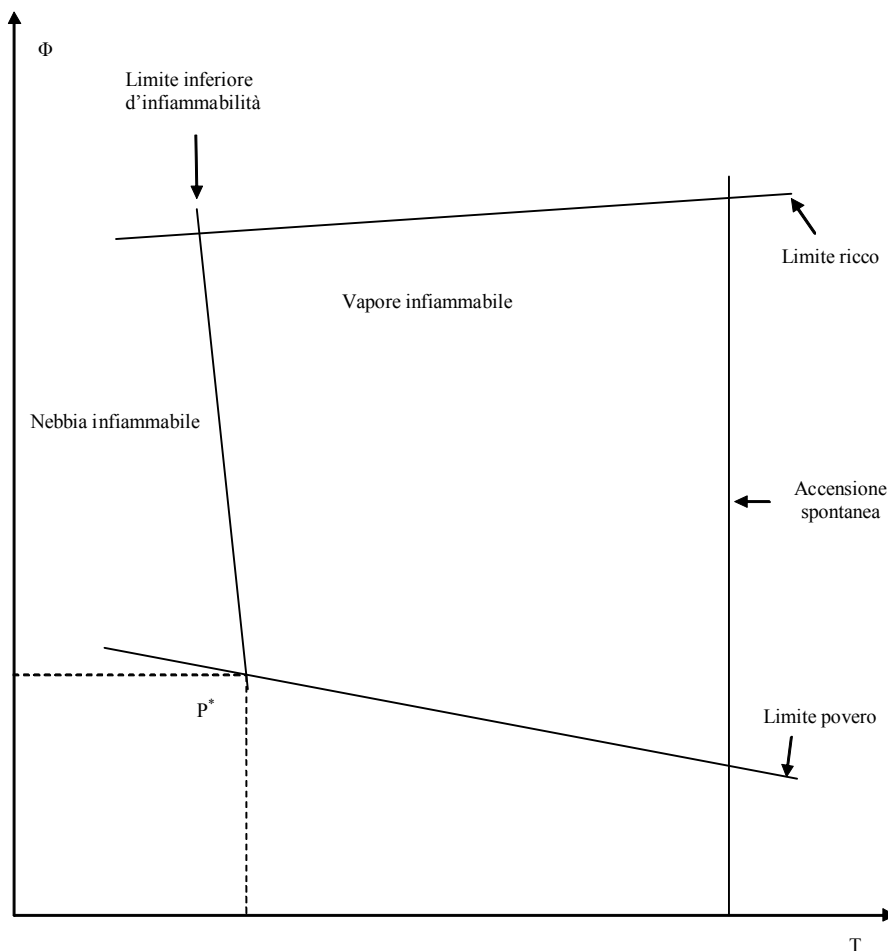


Figura 1.4 - Limite di infiammabilità a pressione fissata ([3])

Il punto P^* è detto punto di accensione, ed è caratterizzato dai valori minimi di temperatura e rapporto di equivalenza Φ necessari alla combustione. Al crescere della temperatura il limite inferiore di infiammabilità si sposta verso valori più alti o più bassi di Φ (come in questo caso) a seconda del tipo di combinazione di reagenti. La zona dei vapori infiammabili, nella quale si trova una miscela che per accendersi ha bisogno di una sorgente esterna di calore come una scintilla, è delimitata da un limite ricco, lievemente crescente con la temperatura in quanto se Φ è maggiore di 1 e aumenta bisogna compensare la tendenza alla riduzione del numero di collisioni per unità di volume tra combustibile e ossidante con un aumento della velocità delle molecole e quindi della frequenza collisionale specifica. Per quel che riguarda il limite povero, l'aumento di T favorisce cineticamente la reazione, e ciò compensa l'impovertimento della miscela. In ogni caso, superata la temperatura di attivazione, la reazione si innesca spontaneamente (autoaccensione) per qualsiasi valore di Φ .

1.4 Fiamme diffusive

Dal punto di vista fluidodinamico, esiste una notevole differenza tra fiamme diffusive laminari e fiamme diffusive turbolente, in quanto in queste ultime il trasporto convettivo è favorito dalle fluttuazioni di velocità.

Va innanzitutto ricordato che non essendoci premiscelamento, il rapporto di equivalenza varia spostandosi in direzione trasversale alla fiamma; si passa infatti da miscele povere in prossimità del getto di ossidante a miscele ricche nelle vicinanze del getto di combustibile attraversando una linea stechiometrica. Questa configurazione di fiamma è più difficile da trattare di una fiamma premiscelata in quanto il mescolamento dei reagenti non può essere disaccoppiato dalla combustione. Nel caso di fiamme diffusive c'è una parziale sovrapposizione tra lo strato di mescolamento (sempre presente) e lo strato limite (presente solo se le velocità dei reagenti sono diverse). In Figura 1.5 è mostrato un esempio tipico di fiamma diffusiva:

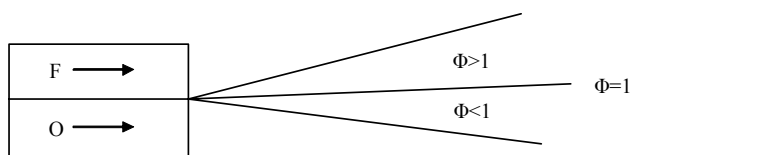


Figura 1.5 - Forma di una fiamma diffusiva

La fiamma è divisa dalla linea stechiometrica ($\Phi = 1$) in due regioni: una povera ($\Phi < 1$), in cui c'è relativa scarsità di combustibile e che è delimitata da una linea che rappresenta il limite povero di infiammabilità, ed una ricca ($\Phi > 1$), in cui è viceversa quest'ultimo ad essere carente e che è delimitata da una linea che corrisponde al limite ricco d'infiammabilità. I suddetti confini, nel caso laminare stazionario, corrispondono effettivamente ai confini della fiamma, mentre nel caso turbolento, data l'intrinseca non stazionarietà del flusso, essi vanno visti come dei confini medi. Le pendenze rispetto all'asse dei confini povero e ricco dipendono dai limiti di infiammabilità e dalla cinetica chimica (che dipende, oltre che dalla composizione, anche da pressione e temperatura).

Il confine della fiamma diffusiva è caratterizzato da un sensibile rilascio di calore, ma soprattutto dalla rapida formazione di radicali e di altri prodotti intermedi della combustione, mentre spostandosi verso l'interno e verso la fine della fiamma le specie prevalenti sono i prodotti finali. La temperatura cresce progressivamente e tende asintoticamente al valore di equilibrio spostandosi verso l'estremità della fiamma (punta del cono).

Si osserva inoltre che la fiamma si richiude sull'asse perché man mano che la diffusione di massa agisce l'ossidante penetra nel getto di combustibile che così brucia sempre più in profondità. Il punto in cui la fiamma tocca l'asse è tanto più spostato a destra quanto maggiori sono:

- il diametro degli iniettori di ossidante e combustibile, in quanto dei getti massicci sono più difficili da mescolare
- il numero di Reynolds e quindi le velocità dei reagenti, in quanto le forze d'inerzia prevalendo su quelle viscosive e sulla diffusione di massa tendono a lasciare inalterati i getti, il che fa aumentare la lunghezza di fiamma
- la pressione, visto che come già detto essa causa un ostacolo alla diffusione

Il suddetto punto risulta invece tanto più spostato verso sinistra quanto maggiori sono le seguenti grandezze:

- la differenza tra le velocità dei due reagenti, in quanto lo strato limite, specie se turbolento, accelera il mescolamento e quindi le reazioni
- la temperatura, in quanto essa favorisce, oltre alla cinetica chimica, la diffusione di massa e il trasporto molecolare della quantità di moto. Va a questo proposito notato che la tendenza della fiamma a piegare sull'asse è molto marcata verso la punta di essa, quando la temperatura è prossima al suo valore massimo.
- i coefficienti di diffusione di tutte le specie chimiche, per le ragioni già dette.

1.4.1 Fiamme diffusive laminari:

a) Forma

Una forma tipica di fiamma laminare è mostrata in Figura 1.6:

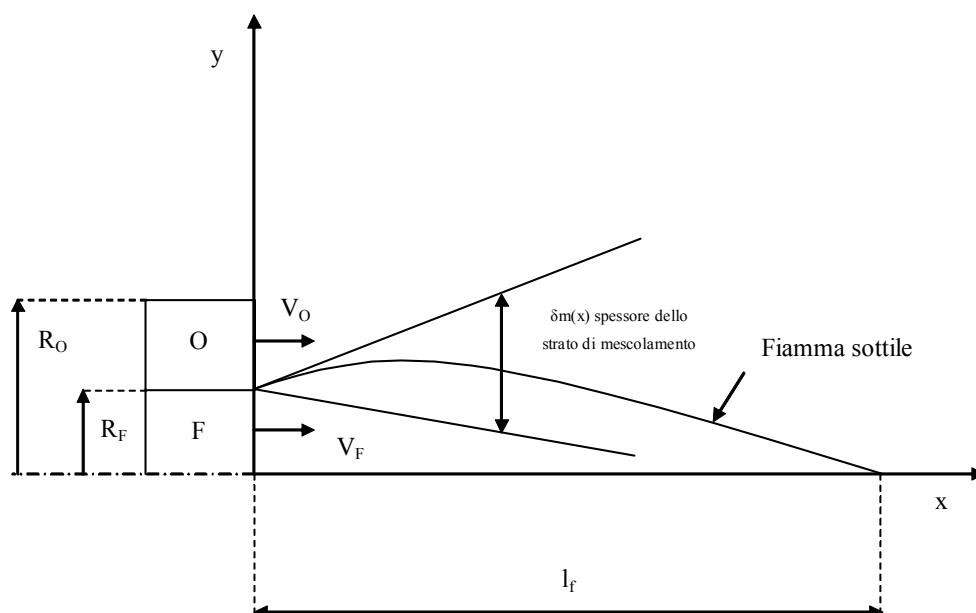


Figura 1.6 - Forma di una fiamma diffusiva laminare

Data la lentezza del mescolamento quando il flusso è laminare, la zona in cui può avvenire la combustione è relativamente sottile. La teoria di Burke-Schumann viene perciò spesso utilizzata per fare a priori delle stime delle caratteristiche delle fiamme di questo tipo o per fare a posteriori dei confronti tra i risultati sperimentali e le previsioni fatte. Essendo nella realtà le reazioni chimiche non infinitamente veloci e potendo esse avvenire anche se la composizione locale non è stechiometrica, la zona di reazione ha uno spessore finito che è tanto maggiore quanto più lenta è la cinetica chimica. Le concentrazioni di reagenti non si annullano al centro della fiamma perché essi non vengono consumati subito e possono quindi diffondere all'interno della fiamma, come si vede in Figura 1.7:

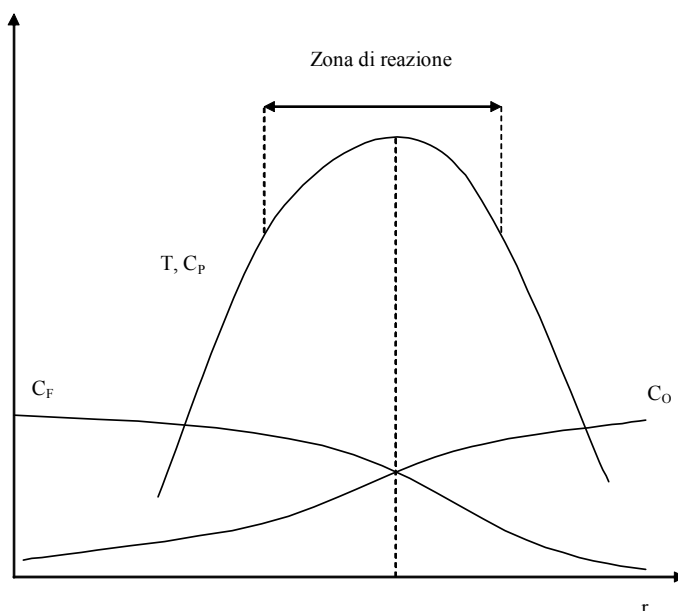


Figura 1.7 - Andamenti con il raggio delle concentrazioni delle specie e della temperatura (fiamma reale) ([2])

b) Lunghezza di fiamma

Continuando l'analisi delle fiamme diffusive, si può scrivere: $t_{chim} \ll t_{diff}$, avendo indicato con t_{chim} il tempo più lungo delle reazioni chimiche e con $t_{diff} = \frac{s_f^2}{D}$ il tempo diffusivo più breve e con s_f lo spessore della fiamma, da intendersi come lo spessore della zona nella quale avvengono le reazioni chimiche. La trattazione fa riferimento a [4].

Per avere una stima della lunghezza di fiamma l_f , vanno fatte alcune considerazioni.

Lo spessore massimo δ della fiamma è dello stesso ordine di grandezza del raggio degli iniettori, per cui in prima approssimazione lo si può uguagliare al maggiore dei due.

Inoltre, se la fiamma non viene soffiata via, il tempo convettivo deve uguagliare quello diffusivo, dimodoché i gas combusti e le specie che stanno ancora reagendo, e che quindi sono caldi, che provengono dalla fiamma riescano a risalire la corrente e a far proseguire le reazioni. Si ottiene dunque:

$$l_f \approx \frac{\delta^2(l_f)V_F}{D} \quad (1.1)$$

avendo indicato con V_F la velocità del combustibile.

La velocità diffusionale è $\frac{\delta}{t_{diff}} = \frac{D}{\delta}$, e visto che lo spessore δ è proporzionale al raggio degli iniettori, si ritrova quindi il risultato del primo capitolo, vale a dire che per mescolare bene i fluidi il grado di suddivisione dei flussi dei propellenti dev'essere elevato.

Ponendo $\delta(l_f) \approx r_F$, si ha: $l_f \approx R_e \cdot S_c \cdot r_F$, dove $S_c = \frac{V}{D}$ è il numero di Schmidt e vale circa 1 per tutti i gas e loro miscele.

Per fiamme laminari l_f è grandissima, dell'ordine di 100 volte il diametro dell'iniettore più largo. A titolo esemplificativo, consideriamo il caso di un iniettore di idrogeno che ha un diametro di 8 mm. Supponendo una viscosità cinematica di $2 \cdot 10^{-4} m^2/s$ e una velocità del combustibile di 2 m/s, la formula sopra vista dà come risultato una lunghezza di fiamma pari a 64 cm, pari a 80 volte il diametro dell'iniettore di idrogeno. Nella pratica, la fiamma resta laminare anche per un lungo tratto, ma poi diventa turbolenta.

Per questa ragione si cerca sempre, in applicazioni come quelle aerospaziali in cui è importante contenere le lunghezze dei combustori e il peso, di avere delle fiamme che siano fin dall'inizio turbolente o che comunque lo diventino rapidamente.

Un'espressione equivalente della lunghezza di fiamma è la seguente:

$$l_f = \frac{A_F V_F}{D} = \frac{Q_F}{D} \quad (1.2)$$

in cui A_F è l'area dell'iniettore di combustibile e Q_F è la sua portata volumetrica.

Come si vede, la lunghezza di fiamma cresce con Q_F , e questo problema è particolarmente sentito negli endoreattori che usano l'idrogeno, prima di tutto perché esso ha una bassa densità, per cui per una fissata portata massica quella volumetrica è più alta di quella di un altro combustibile, e poi perché solitamente si usano miscele ricche per aumentare l'impulso specifico.

In un qualsiasi fenomeno dinamico, l'evoluzione nel tempo dello stesso è vincolata dal tempo caratteristico più lungo. Si può assumere che la costante di tempo fondamentale di un sistema a più gradi di libertà sia proprio il periodo del suo modo più lento.

Applicando questo principio al caso di una fiamma diffusiva, possiamo dire che il tempo che la governa o che la caratterizza in massima parte è quello diffusivo. Per fiamme premiscelate

invece il tempo diffusivo è brevissimo, giacché il mescolamento è a livello molecolare, ed è dello stesso ordine di grandezza di quello chimico. Questa è la ragione per cui si vorrebbero avere delle fiamme premiscelate.

Una teoria alternativa alla precedente, dovuta a Roper, citato in [4], dà la seguente espressione di l_f :

$$l_f = \frac{Q_F}{4\pi D_0} \frac{1}{\ln(1 + (F/A)_{\text{volumetrico}})} \left(\frac{T_0}{T_F} \right)^{2/3} \quad (1.3)$$

valida per getti coassiali e per un'espressione di D del tipo: $D(T) = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{5/3} \cdot \frac{P_0}{P}$, dove col

pedice 0 si sono indicate le grandezze in condizioni di riferimento. Facendo sempre riferimento al caso di prima, e considerando una velocità di alimentazione pari a 35 m/s, un rapporto tra le portate volumetriche pari a 2 e un rapporto delle temperature pari a 0,2, si ottiene una lunghezza di fiamma di 0,218 m, ossia 27 volte il diametro dell'iniettore. Come si vede, gli ordini di grandezza sono gli stessi per due teorie abbastanza diverse. Come già detto, il rapporto tra la lunghezza di fiamma e il diametro di riferimento va da alcune decine a oltre 100.

Si vede come l_f diminuisce all'aumentare della temperatura finale perché D aumenta con essa. Inoltre l_f aumenta non solo con la portata volumetrica di combustibile per la ragione prima esposta, ma anche con il rapporto tra le portate volumetriche di ossidante e combustibile, in quanto all'aumentare di tale rapporto cresce il raggio dell'iniettore di ossidante e quindi δ , per cui anche il getto di ossidante è più spesso e diffonde difficilmente.

Nel nostro caso sono presenti, oltre alla convezione, le forze di galleggiamento. La correzione da fare al modello precedente si basa sulla valutazione della velocità indotta dal gradiente di densità $V_{\text{galleggiamento}}$ che per fiamme verticali viene stimata come:

$V_{\text{galleggiamento}} \approx (2gl_f)^{1/2}$ che dev'essere composta con V_F per ottenere la velocità reale del flusso:

$$V = (V_F^2 + V_{\text{galleggiamento}}^2)^{1/2} \approx V_F \left(1 + \frac{1}{F_r} - \frac{1}{2F_r^2} + \dots \right) \quad (1.4)$$

dove $F_r = \frac{V^2}{gl_f}$ è il numero di Froude ed è il rapporto tra le forze d'inerzia e quelle di galleggiamento. La convezione domina per $F_r > 100$, mentre per valori unitari il tempo convettivo è dato da:

$$t_{\text{conv}} = \frac{l_f}{v} \alpha \frac{l_f}{l_f^{1/2}} = l_f^{1/2} \quad (1.5)$$

Si è inoltre trovato sperimentalmente ([5]) che per getti coassiali la lunghezza di fiamma resta la stessa, e che le forze di galleggiamento che si generano in presenza della gravità accelerano il trasporto radiale delle specie, favorendo quindi il mescolamento. Il risultato di ciò è che una fiamma ottenuta come nel nostro caso sotto l'influenza dell'attrazione gravitazionale è più corta di quanto sarebbe se ci si trovasse in condizioni di assenza di peso.

1.4.2 Fiamme diffusive turbolente:

Vediamo ora brevemente le peculiarità delle fiamme diffusive turbolente rispetto a quelle laminari. Come già detto più volte, la presenza di fluttuazioni e di vortici aumenta la rapidità del trasporto di reagenti e di prodotti caldi della combustione, e lo stiramento innalza i gradienti di concentrazioni e quindi la diffusione di massa, per cui le fiamme turbolente hanno una forma più tonda ed uno spessore maggiore di quelle laminari. La trattazione fa riferimento a [6] e [7].

Al loro interno tutte le grandezze fluttuano nel tempo, come si vede per esempio dal seguente grafico, relativo alla distribuzione di concentrazione di ossigeno:

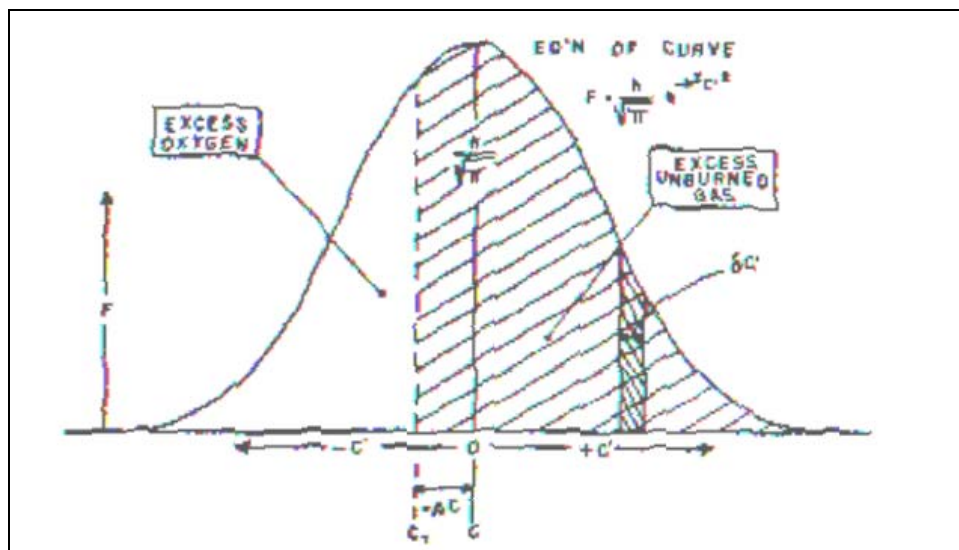


Figura 1.8 - Distribuzione statistica della concentrazione di ossigeno ([7])

All'aumentare del numero di Reynolds, la lunghezza di fiamma aumenta sempre meno nella transizione da regime laminare a turbolento, in quanto il trasporto convettivo in direzione trasversale diventa confrontabile con quello nella direzione del flusso. La lunghezza della fiamma assume un massimo a cavallo della transizione, dopodiché decresce per assestarsi attorno ad un valore pressoché costante in regime turbolento, per via del fatto che l'effetto di

mescolamento della turbolenza (che tende a ridurre i tempi e le lunghezze di diffusione e di reazione) equilibra esattamente quello dell'aumento della velocità del flusso, che tende ad allungare la fiamma, il che vale finché, come si vedrà più avanti, la turbolenza non diventa controproducente, e cioè finché essa non stira eccessivamente i filetti di fluido fino a portare la fiamma vicino all'estinzione. Le Figure 1.9 e 1.10 illustrano quanto appena detto:

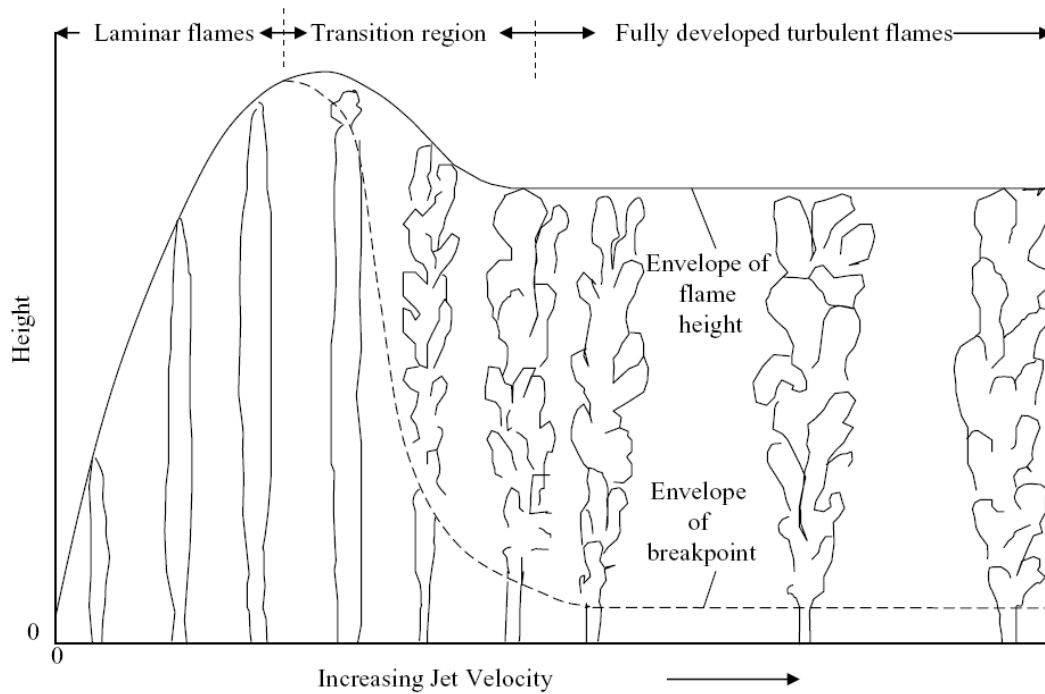


Figura 1.9 - Forma della fiamma al variare della velocità del getto ([2])

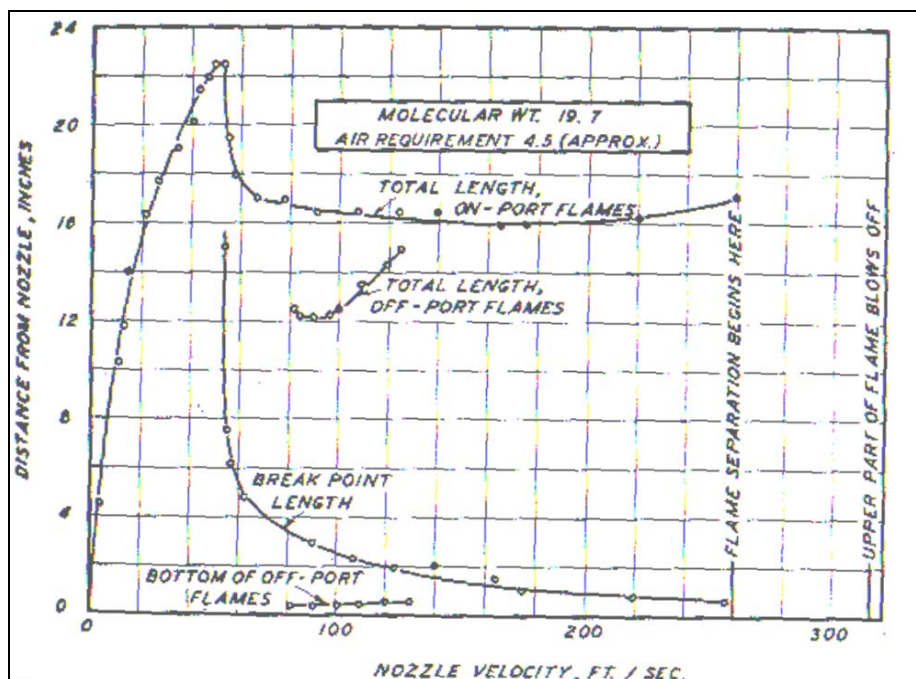


Figura 1.10 - Lunghezza della fiamma al variare della velocità del getto ([7])

Le fiamme turbolente hanno una forma sempre più frastagliata all'aumentare del numero di Reynolds, ma si mantengono abbastanza a lungo piuttosto regolari, finché, superato un valore critico del numero di Reynolds, che può essere trovato caso per caso per via sperimentale, non insorge una notevole instabilità del flusso.

Essa prende il nome di instabilità di Kelvin-Helmholtz, ed il flusso che ne è caratterizzato presenta continui distacchi di vortici, che ricordano le onde su una distesa d'acqua. La corrente è fortemente non stazionaria, e le ricircolazioni favoriscono la combustione. Il seguente disegno mostra quanto detto:

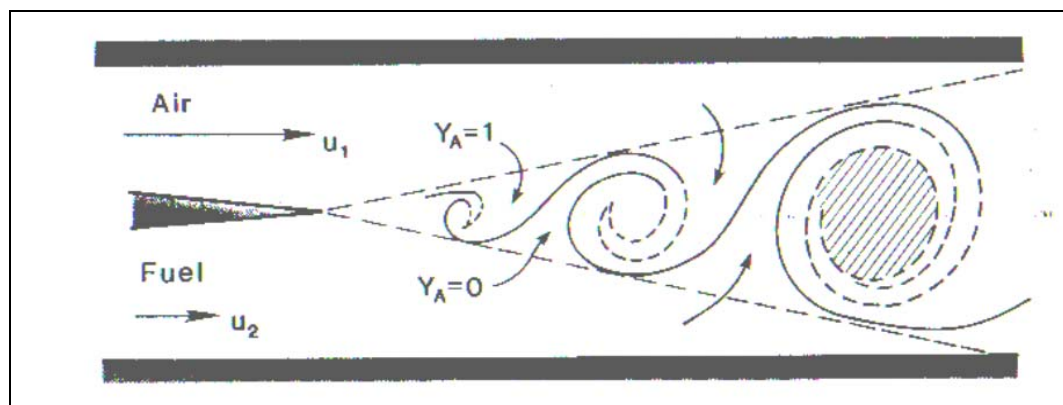


Figura 1.11 – Instabilità di Kelvin-Helmholtz ([7])

Aumentando ancora il numero di Reynolds, si passa dalla precedente forma di instabilità alla cosiddetta instabilità cellulare. Quando ciò avviene, dalla fiamma principale si staccano delle bolle, dette appunto cellule, di fluido reagente, che si spostano con la corrente allontanandosi dall'asse. La turbolenza è così forte che la struttura della fiamma tende a frantumarsi in fiammelle che poi si estinguono prima del completamento della combustione, in quanto la sottrazione di materia calda diventa prevalente sulla sua produzione. Questo tipo di instabilità, che è un'evoluzione della precedente, è invece sfavorevole e prelude allo spegnimento della fiamma, dopodiché essa dev'essere riaccesa.

Le Figure 1.12, 1.13 e 1.14 mostrano le forme di tre fiamme turbolente, visualizzate con macchina fotografica e con tecnica interferometria Schlieren, di idrogeno in aria a 300 K e a 1 atm per numeri di Reynolds pari rispettivamente a 1980, 7000 e 8060:

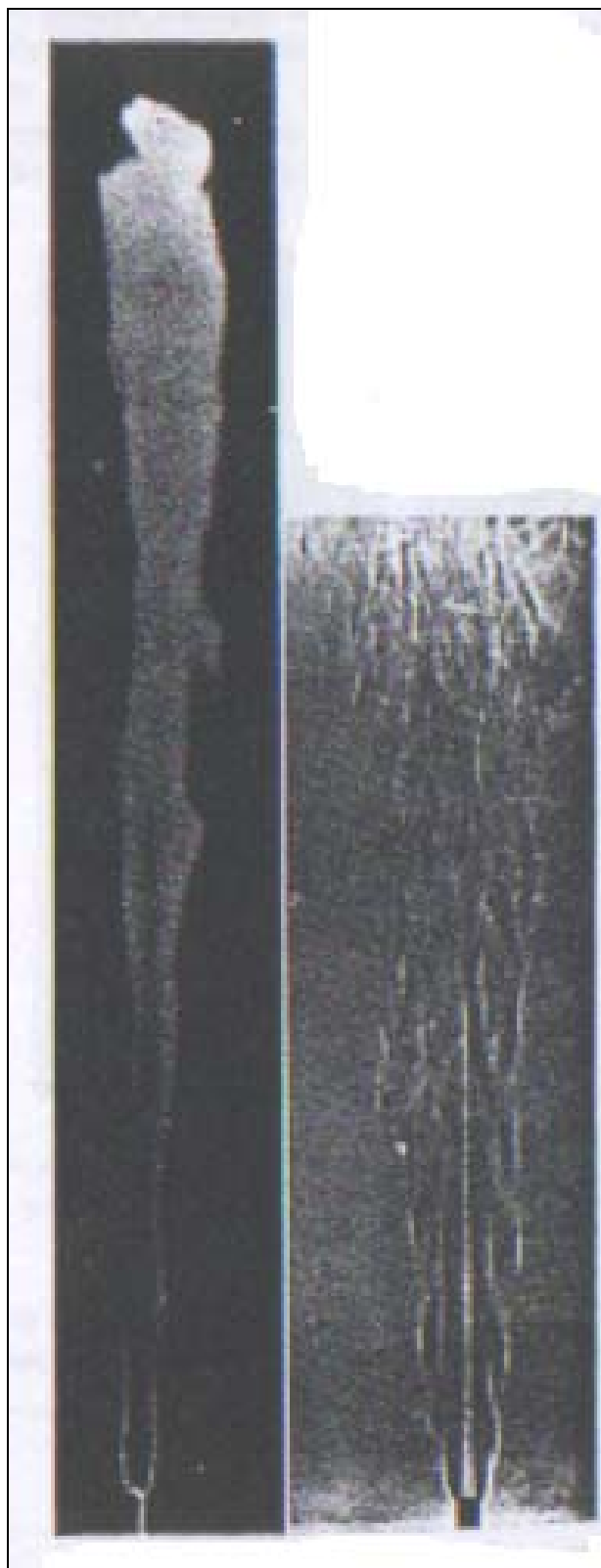


Figura 1.12 – Fiamma per $Re=1980$ ([7])

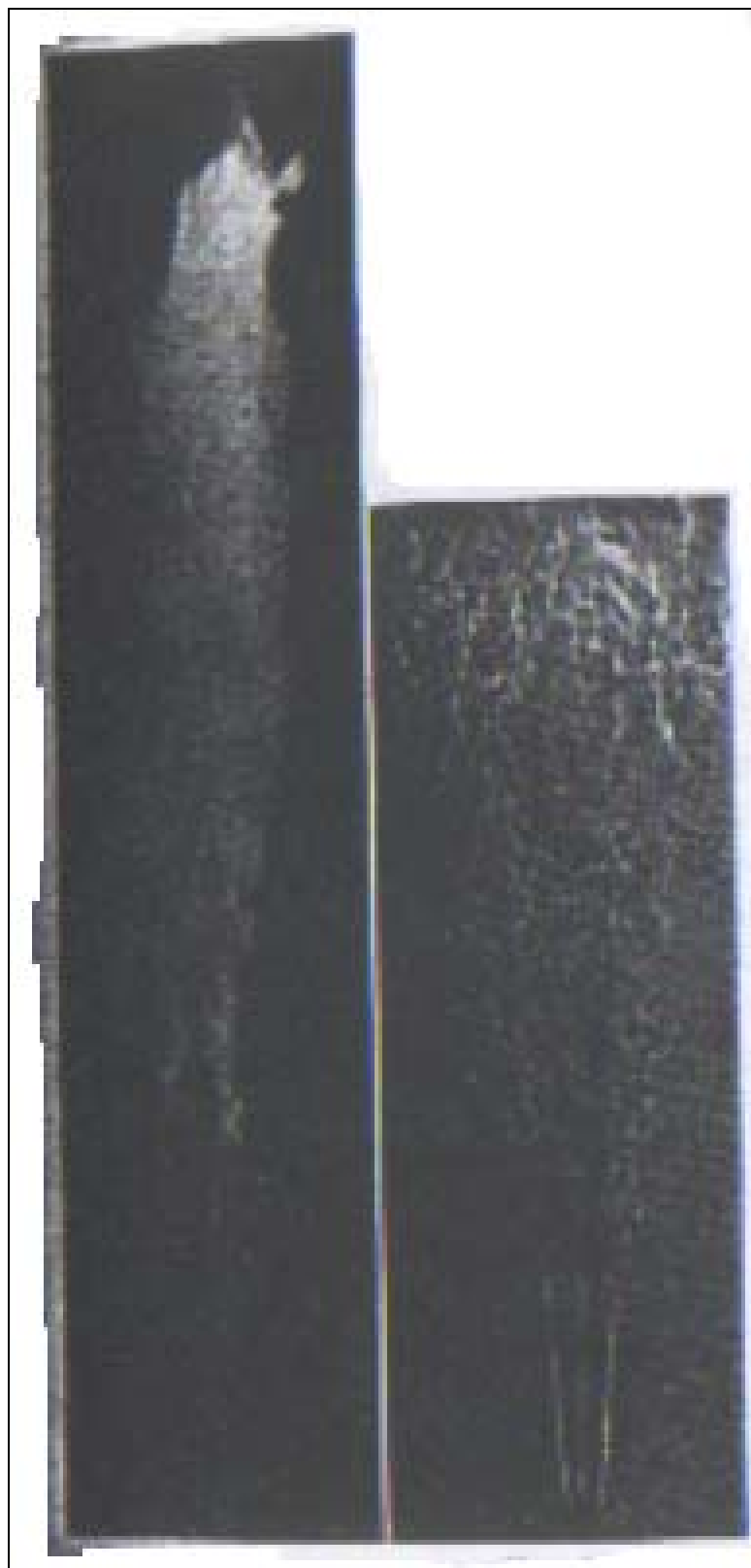


Figura 1.13 – Fiamma per $Re=7000$ ([7])



Figura 1.14 – Fiamma per $Re=8060$ ([7])

1.4.3 Fiamme staccate

Al crescere della velocità, si osserva che le fiamme si staccano, ossia che la loro base non si sviluppa più a partire dalla zona in cui i reagenti entrano in contatto, ma si stabilizza a valle di essa, quando la velocità del flusso si è sufficientemente ridotta da permettere l'innesco della combustione ([2], [6]). Lo spazio di distacco, definito come la distanza tra il punto in cui inizia il mescolamento e la base della fiamma, è quel tratto iniziale del flusso in cui avviene un premiscelamento almeno parziale di combustibile ed ossidante.

La struttura della fiamma che si viene a formare quando si supera un certo valore del numero di Reynolds è piuttosto complessa.

In [8], uno studio numerico di una fiamma staccata di idrogeno in aria stagnante ha permesso di trovarne la struttura:

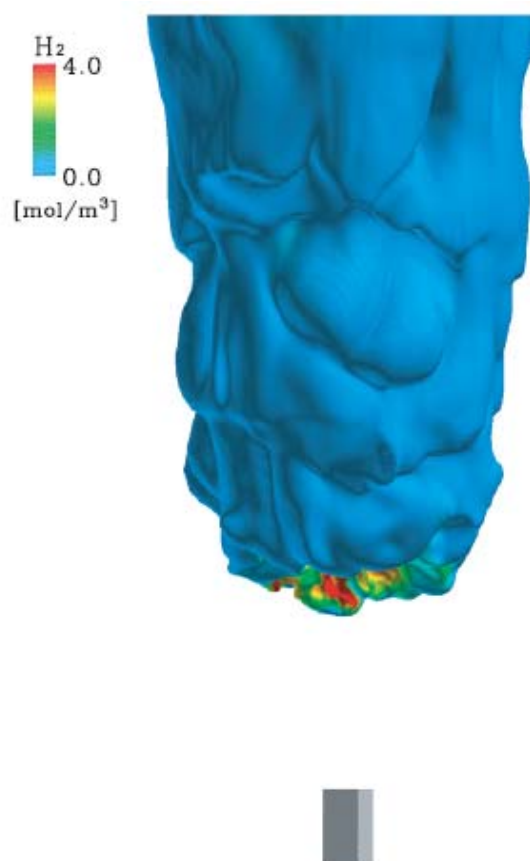


Figura 1.15 – Concentrazione molare di H_2 sulle isolinee a 1000 K ([8])

La fiamma staccata può essere divisa in tre regioni.

La prima è la zona di ancoraggio, costituita da una fiamma tripla laminare che si sviluppa all'esterno del getto di combustibile. La velocità è molto bassa ed è dello stesso ordine di grandezza della velocità S_L del fronte di una fiamma laminare premiscelata ottenuta con la stessa combinazione di reagenti nelle medesime condizioni iniziali di temperatura e di pressione.

La seconda zona è il corpo della fiamma vero e proprio, e consiste in una fiamma premiscelata fortemente turbolenta e stabilizzata dalla fiamma tripla laminare. Essa è tanto più ricca quanto minore è la velocità del getto, per via del premiscelamento sempre meno spinto man mano che si riduce il numero di Reynolds.

La terza zona consiste in un insieme di fiammelle che si staccano dal corpo principale per via dell'instabilità del flusso che tende a frantumarsi e dell'estinzione locale nei punti dove la miscela è troppo ricca. Queste isolette, prodotte dall'instabilità cellulare della quale si è parlato nel paragrafo 1.4.2, continuano a bruciare ancora per un po' grazie alla diffusione dell'ossigeno atmosferico.

Come riportato in [9], la velocità del flusso u_F nel punto in cui si stabilizza la fiamma dipende fortemente dal numero di Reynolds. Chiamando S_L la velocità del fronte di fiamma nel caso in cui questa è laminare e premiscelata, con L_M lo spessore dello strato di mescolamento e con L_F lo spessore della fiamma premiscelata, è possibile ricavare ([9])

l'andamento di $\frac{u_F}{S_L}$ con $\frac{L_M}{L_F}$:

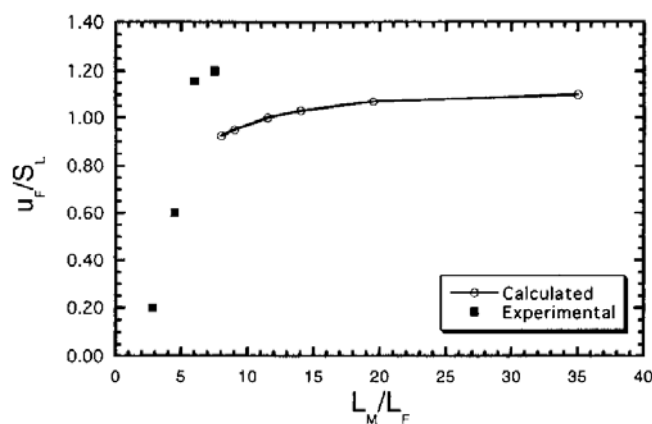


Figura 1.16 – Andamento di $\frac{u_F}{S_L}$ con $\frac{L_M}{L_F}$ ([9])

L_M aumenta con il numero di Reynolds per via del sempre più rapido trasporto convettivo, per cui il grafico seguente può essere visto come l'evoluzione con Re della velocità del flusso

nel punto di stabilizzazione della fiamma. Da studi numerico-sperimentali si è visto che $\frac{u_F}{S_L}$ è decisamente inferiore all'unità ai bassi numeri di Reynolds (0,2) ed aumenta fino a 1,2. Immagini PLIF del campo della concentrazione locale dei radicali OH ha permesso di evidenziare che la struttura della base della fiamma dipende strettamente da Re . A bassa velocità, lo spessore della fiamma è piccolo, mentre è grande la sua curvatura. Come illustrato in [9], ciò riduce l'efficacia del trasporto di calore e di radicali verso la zona a monte della fiamma, il che diminuisce la velocità della reazione chimica. Dallo studio condotto in [9] è emerso che affinché una fiamma staccata si stabilizzi è necessario che vengano soddisfatte due condizioni. La prima è che il combustibile e l'ossidante siano ben mescolati ed in proporzioni prossime a quella stechiometrica, in modo che la reazione si inneschi facilmente. La seconda è che u_F sia sensibilmente inferiore a S_L .

Viceversa, all'aumentare della velocità, il trasporto di calore e delle specie accelera notevolmente, e la fiamma diventa notevolmente più spessa. Il mescolamento sempre più veloce dei fluidi aumenta a tal punto la rapidità con cui procede la combustione che u_F diventa maggiore di S_L . Quando però la velocità diventa eccessiva, il miglioramento del mescolamento non basta più a compensare la tendenza della fiamma a spegnersi, per cui si arriva bruscamente all'estinzione non appena viene raggiunta una velocità critica.

1.5 Acustica dei getti

Il fenomeno dell'emissione sonora da parte di getti è onnipresente nella vita quotidiana, basti pensare al rumore prodotto dagli scarichi dei motori degli aerei e dei razzi, alle gallerie del vento, ai condotti d'aerazione negli uffici, solo per citare alcuni esempi. L'impatto ambientale del suono che un getto produce è notevole, in quanto rappresenta una fonte di disturbo per le persone e gli animali, specialmente nei pressi degli aeroporti.

Un'analisi del fenomeno è pertanto necessaria per determinare i meccanismi che portano alla genesi del rumore aerodinamico e per prevederne la potenza, così come la distribuzione in frequenza di quest'ultima.

Stando a [10], nel 1952 Lighthill è giunto alle seguenti conclusioni per quanto riguarda il rumore prodotto da un getto d'aria che sfoga nell'ambiente:

- la potenza acustica prodotta, P_{ac} , è proporzionale all'ottava potenza della velocità relativa del getto rispetto all'aria ambiente ($V_J - V_{amb}$) ed alla radice quadrata del diametro del getto D : $P_{ac} \propto (V_J - V_{ind})^8 \cdot \sqrt{D}$
- la turbolenza è un meccanismo inefficiente per la produzione del rumore: esiste una quasi totale cancellazione delle onde acustiche prodotte dalla formazione e dalla distruzione dei piccoli vortici nelle zone del flusso in cui il getto è completamente turbolento.

L'interpretazione di questo fatto è la seguente. I flussi turbolenti pienamente sviluppati sono costituiti da un numero elevatissimo di piccoli vortici, che si formano e scompaiono con estrema rapidità. Il meccanismo di produzione e distruzione di queste strutture, per lo più microscopiche, genera una perturbazione non stazionaria del campo di pressione, e quindi la produzione di rumore. A differenza dei vortici medio-grandi, quelli piccoli hanno un comportamento isotropo, nel senso che sono poco condizionati dalla geometria dell'ambiente nel quale si sviluppano e dalle condizioni al contorno, e sono praticamente scorrelati tra di loro, oltre che auto-similari. Ciò fa sì che ognuno di essi emetta rumore indipendentemente dagli altri, con conseguente interferenza distruttiva delle onde sonore.

Si è osservato che il rumore è essenzialmente prodotto in corrispondenza della fine della zona a potenziale, quando si formano, si staccano e scompaiono i grandi vortici (strutture coerenti), in quanto la loro produzione e la loro distruzione avviene in fase: il rumore da essi prodotti si rafforza (interferenza costruttiva). Si può quindi affermare che quasi tutta la potenza sonora emessa è concentrata nella regione in cui avviene la transizione da regime laminare a regime turbolento.

Si stima che la potenza acustica di un getto completamente turbolento sia stimabile intorno a $10^{-5} \div 10^{-4}$ volte la potenza cinetica del getto, pari a $\frac{1}{2} \dot{m} V_j^2$, dove \dot{m} è la sua portata massica.

Si è inoltre visto che l'ampiezza delle fluttuazioni di velocità indotte dalla produzione di rumore u'_{ac} è trascurabile rispetto a quelle dovute alla turbolenza u'_{getto} : $u'_{ac} \approx 10^{-4} \cdot u'_{getto}$. Si può quindi concludere che un getto turbolento è sostanzialmente silenzioso, in quanto l'emissione sonora nella sua quasi totalità (e cioè nella zona a valle della fine della regione a potenziale) è debolissima.

La breve trattazione analitica che segue ha lo scopo di fornire l'espressione delle perturbazioni di pressione in un punto generico dello spazio.

Una riscrittura delle equazioni di Navier-Stokes nella forma di un'equazione non omogenea delle onde è dovuta a Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.6)$$

dove ρ' è il disturbo di densità, c_0 è la velocità del suono nel mezzo indisturbato (e cioè nell'ambiente a grande distanza dal getto) e $T_{ij} = \rho u_i u_j + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} - \sigma_{ij}$.

La soluzione di quest'equazione non omogenea è la seguente:

$$\rho'(\vec{X}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \frac{T_{ij}(\vec{Y}, t - \|\vec{X} - \vec{Y}\|/c_0)}{4\pi c_0^2 \|\vec{X} - \vec{Y}\|} d^3 \vec{Y} \quad (1.7)$$

dove \vec{X} è il vettore-posizione del punto generico considerato e \vec{Y} è il vettore-posizione della sorgente.

A grande distanza dalla sorgente, la (1.7) si riduce a:

$$p'(\vec{X}, t) = \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^2 \|\vec{X}\|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int T_{ij}(\vec{Y}, t - \frac{\|\vec{X}\|}{c_0} + \frac{\vec{X} \cdot \vec{Y}}{\|\vec{X}\| c_0}) d^3 \vec{Y} \quad (1.8)$$

Quest'ultima equazione mette in relazione il disturbo di pressione nella generica posizione \vec{X} al tempo t con l'integrale di T_{ij} sulla regione della sorgente valutato ad un tempo precedente a t e pari a t meno il tempo impiegato dal disturbo per propagarsi dalla posizione della sorgente \vec{Y} a \vec{X} . Soltanto gli elementi della turbolenza che contribuiscono all'integrale sopra visto influenzano il campo di pressione nell'ambiente. Essi possono essere individuati esaminando i disturbi sulla pulsazione ω . Facendo la trasformata di Fourier della (1.8) si ottiene:

$$\hat{p}(\vec{X}, \omega) = -\frac{\omega^2 x_i x_j e^{-i\omega \|\vec{X}\|/c_0}}{4\pi c_0^2 \|\vec{X}\|^3} \int \hat{T}_{ij}(\vec{Y}, \omega) e^{i\omega \vec{X} \cdot \vec{Y} / (\|\vec{X}\| c_0)} d^3 \vec{Y} \quad (1.9)$$

dove l'accento circonflesso indica la componente di Fourier. L'integrale di volume può essere espresso in funzione della decomposizione numero d'onda (\vec{k})-pulsazione (ω) di T_{ij} , $\tilde{T}_{ij}(\vec{k}, \omega)$, definita come:

$$\tilde{T}_{ij}(\vec{k}, \omega) = \int T_{ij}(\vec{Y}, \tau) e^{-i(\omega\tau + \vec{k} \cdot \vec{Y})} d^3 \vec{Y} d\tau = \int \hat{T}_{ij}(\vec{Y}, \omega) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{Y}} d^3 \vec{Y} \quad (1.10)$$

L'integrale di volume nell'equazione (1.9) è semplicemente $\tilde{T}_{ij}(\vec{k}, \omega)$, avendo posto

$$\vec{k} = -\frac{\omega \vec{X}}{c_0 \|\vec{X}\|} \quad (1.11)$$

Si ottiene infine:

$$\hat{p}(\vec{X}, \omega) = -\frac{\omega^2 x_i x_j e^{-i\omega \|\vec{X}\|/c_0}}{4\pi c_0^2 \|\vec{X}\|^3} \tilde{T}_{ij}\left(-\frac{\omega \vec{X}}{c_0 \|\vec{X}\|}, \omega\right) \quad (1.12)$$

L'equazione (1.12) mostra che per un dato valore di ω e per una data posizione \vec{X} , un solo numero d'onda \vec{k} contribuisce all'emissione sonora. Il vettore \vec{k} è diretto verso l'osservatore ed ha modulo pari a ω / c_0 .

La propagazione del suono verso un osservatore lungo una retta inclinata di un angolo θ rispetto all'asse del getto avviene alla velocità $c_0 / \cos \theta$, come mostrato in Figura 1.17:

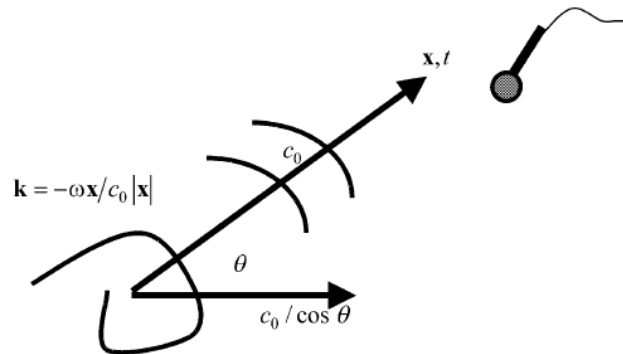


Figura 1.17 – Propagazione del suono in direzione θ ([10])

Quando la velocità del getto è tale che la velocità convettiva dei vortici è subsonica, quasi tutte le componenti della turbolenza sono silenziose. Si può quindi dire che gli elementi con il più alto contenuto energetico del flusso non contribuiscono a produrre il rumore che si riscontra a grande distanza, ma solo le deboli componenti supersoniche, come mostrato in Figura 1.18:

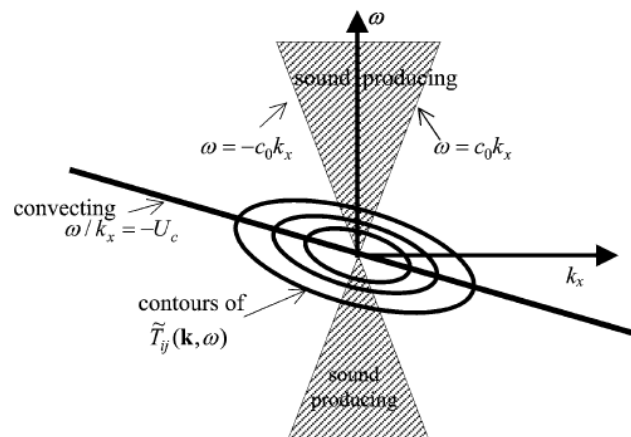


Figura 1.18 – Suddivisione dello spazio $k_x - \omega$ in zone che contribuiscono o meno al rumore ambientale ([10])

Come illustrato in [11], i due elementi principali di produzione del rumore sono i grandi vortici che si sviluppano e scompaiono nella zona di transizione tra regime laminare e turbolento (e cioè in quella zona in cui si passa all'autosimilarità dei vortici) ed i piccoli vortici presenti nel getto turbolento completamente sviluppato.

Un meccanismo molto importante per l'emissione acustica è sicuramente l'accoppiamento tra i grandi vortici, e più precisamente il loro appaiamento, che consiste nell'alternarsi del distacco dei vortici da una parte e dall'altra del getto. In questa situazione, la generazione di rumore è molto efficace in quanto, come già detto, l'interferenza del rumore prodotto è costruttiva in quanto le strutture che lo generano sono fortemente correlate. Tuttavia, man mano che il numero di Reynolds cresce, l'appaiamento dei grandi vortici diviene meno frequente e non può più essere considerato il meccanismo dominante della produzione del suono.

Ad alti numeri di Reynolds, i grandi vortici che si staccano continuamente per via dell'instabilità dello strato limite in corrispondenza della fine della regione a potenziale possiedono una notevole energia e causano un forte rumore a frequenze medio-basse, in quanto il loro tempo di vita va da qualche millisecondo fino a qualche decimo di secondo.

Si può quindi dire che le strutture coerenti, le cui formazione e distruzione intermittenti causano forti variazioni temporali della vorticità, sono il meccanismo principale dell'emissione acustica, e che a tale meccanismo si aggiunge il loro appaiamento, la cui importanza è tanto maggiore quanto minore è il numero di Reynolds.

In [11] sono state condotte una simulazione LES ed una simulazione DNS di un getto ed è stato valutato lo spettro del disturbo di pressione a grande distanza del getto per un angolo $\theta = 30^\circ$. In Figura 1.19 esso viene riportato in funzione del numero di Strouhal:

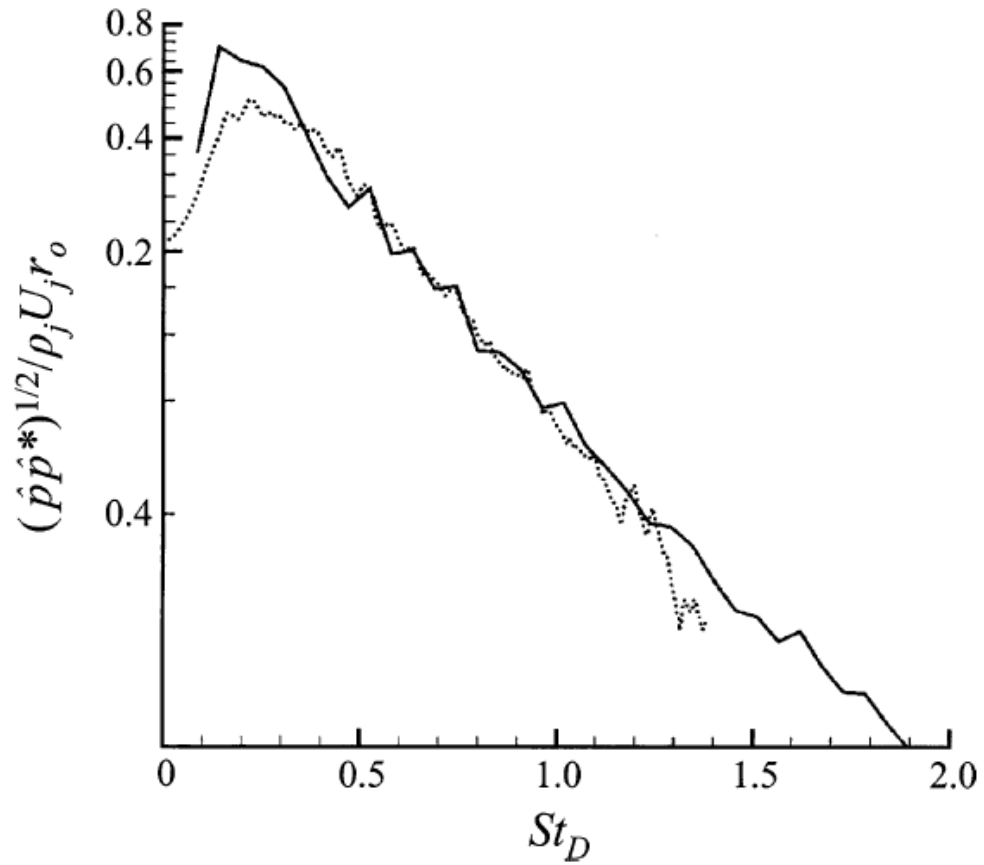


Figura 1.19 – Spettro del disturbo di pressione
in funzione di St_D ([11])

In [11] è stata condotta un'analisi acustica del rumore prodotto da un getto. Nelle Figure 1.20 e 1.21 sono riportati rispettivamente gli spettri d'energia in funzione della frequenza a distanze dell'inizio del getto pari a 2 e 12 volte il diametro di esso:

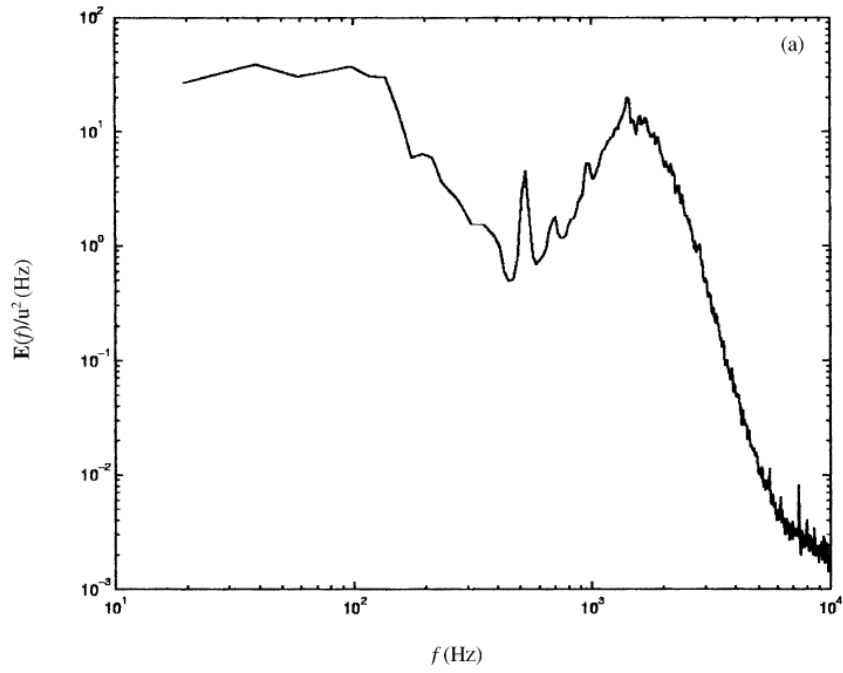


Figura 1.20 – Spettro d'energia per $x/D = 2$ ([11])

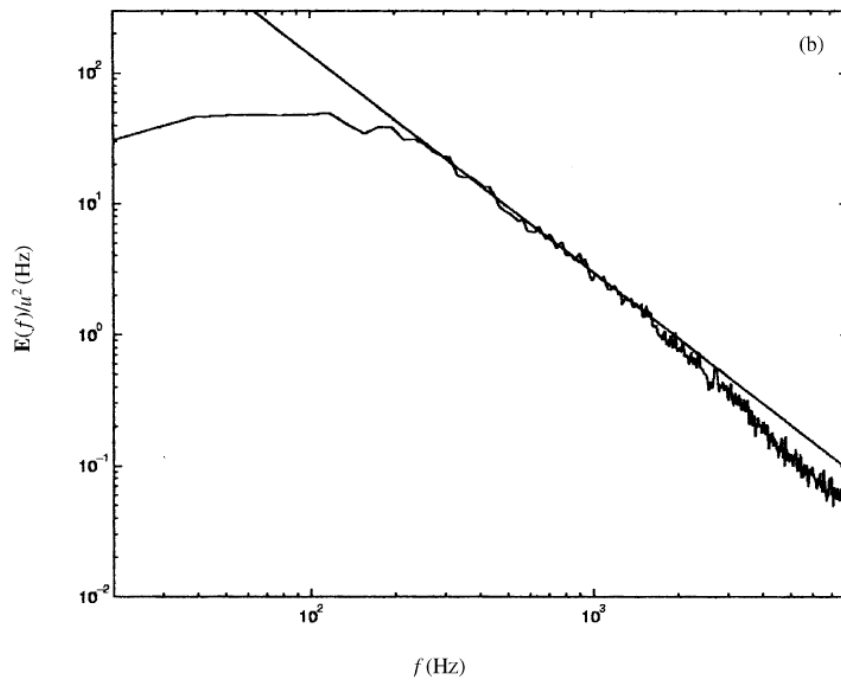


Figura 1.21 – Spettro d'energia per $x/D = 12$ ([11])

Ciò che si evince dalle precedenti figure è che a breve distanza dall'inizio del getto, è molto forte il rumore prodotto dal distacco dei grandi vortici, con un picco intorno ad un numero di Strouhal pari a 0,5. L'energia associata a frequenze maggiori decade molto rapidamente. A distanze x maggiori, il flusso turbolento è completamente sviluppato e la legge seguita dallo spettro approssima sempre meglio, all'aumentare della frequenza, quella seguita dal decadimento dell'energia associata alla turbolenza, ossia $E\alpha f^{-5/3}$. Ciò è dovuto al fatto che man mano che x aumenta si affievolisce il rumore prodotto dai grandi vortici mentre il meccanismo di produzione del suono nel getto è la formazione seguita da rapida scomparsa dei piccoli vortici, la cui energia segue appunto la legge sopra vista.

In conclusione di questo paragrafo possiamo affermare che il rumore prodotto da un getto è prevalentemente legato alla produzione ed alla distruzione dei grandi vortici che si staccano quando termina la zona a potenziale. Il loro accoppiamento è responsabile dell'interferenza costruttiva del rumore da essi prodotto, ma tale meccanismo si indebolisce all'aumentare del numero di Reynolds. I piccoli vortici, tipici del flusso turbolento, possiedono poca energia ed essendo scorrelati l'interferenza tra il rumore che producono è spesso distruttiva, ma tale meccanismo permane per tutta la lunghezza del getto.

Capitolo 2

In questo capitolo si presenterà l'intero apparato sperimentale che ha permesso di studiare la combustione. Si inizierà dall'impianto del gas, si illustreranno poi i criteri progettuali del bruciatore e del cannello impiegati così come le loro caratteristiche, e si concluderà questa parte con la recinzione nella quale vengono confinate le fiamme e con una breve descrizione del microfono impiegato per registrare il rumore da esse emesso. Il laboratorio di combustione è stato ideato e allestito in una stanza del laboratorio del dipartimento di Ingegneria Meccanica. I lavori si sono svolti nel biennio 2006-2008 e sono stati finanziati dai Professori Fabio Gori e Paolo Coppa.

2.1 Impianto del gas

L'impianto è destinato ad alimentare vari tipi di bruciatori per generare sia fiamme premiscelate che fiamme diffusive ed ha quindi una linea di metano ed una linea di aria compressa. Un bombolaio, posto all'esterno del laboratorio, contiene una bombola di metano, una di aria compressa ed un compressore. Un complesso di valvole regola la pressione del gas e quella dell'aria nell'impianto. Per quest'ultima, esiste la possibilità di scegliere se attingerla dalla bombola o dal compressore, a seconda che si abbia bisogno di pressioni maggiori di 8 bar oppure no. L'aria proveniente dal compressore è inoltre usata per servizio attraverso una linea indipendente da quella dell'aria destinata ad alimentare un bruciatore per fiamme premiscelate. La Figura 2.1 mostra quanto detto:



Figura 2.1 – Bombolaio

La linea del gas viene intercettata appena entra nel locale da due elettrovalvole comandate da due centraline, l'una posta al di sopra di esse (in quella zona esistono infatti tra i tubi molte giunzioni, che com'è noto sono il punto debole per quanto riguarda la tenuta, specialmente

quando l'impianto viene spinto ad alte pressioni), l'altra posta al di sopra del pannello di controllo, perché anche lì, come si vedrà in seguito, esistono molti collegamenti tra i vari condotti. Se si verifica una fuga di metano, almeno una delle due centraline la rileva e chiude l'elettrovalvola che comanda, prevenendo quindi il pericolo di esplosione e d'incendio. Il personale del laboratorio viene inoltre avvisato della perdita da un segnale acustico emesso dalla centralina che ha interrotto l'erogazione del gas. Le centraline sono costantemente alimentate dalla rete elettrica locale, e se per qualche motivo viene a mancare l'erogazione della corrente, entrambe le valvole si chiudono. A valle di esse è inoltre posta una valvola di arresto del flusso di metano che si chiude se per qualche motivo (per esempio un'esplosione) la pressione a valle di essa supera i 10 bar. In questo modo viene interrotta l'erogazione del gas e si previene quindi qualsiasi ulteriore rischio. La Figura 2.2 mostra le sopra citate valvole e le linee del metano e dell'aria compressa:

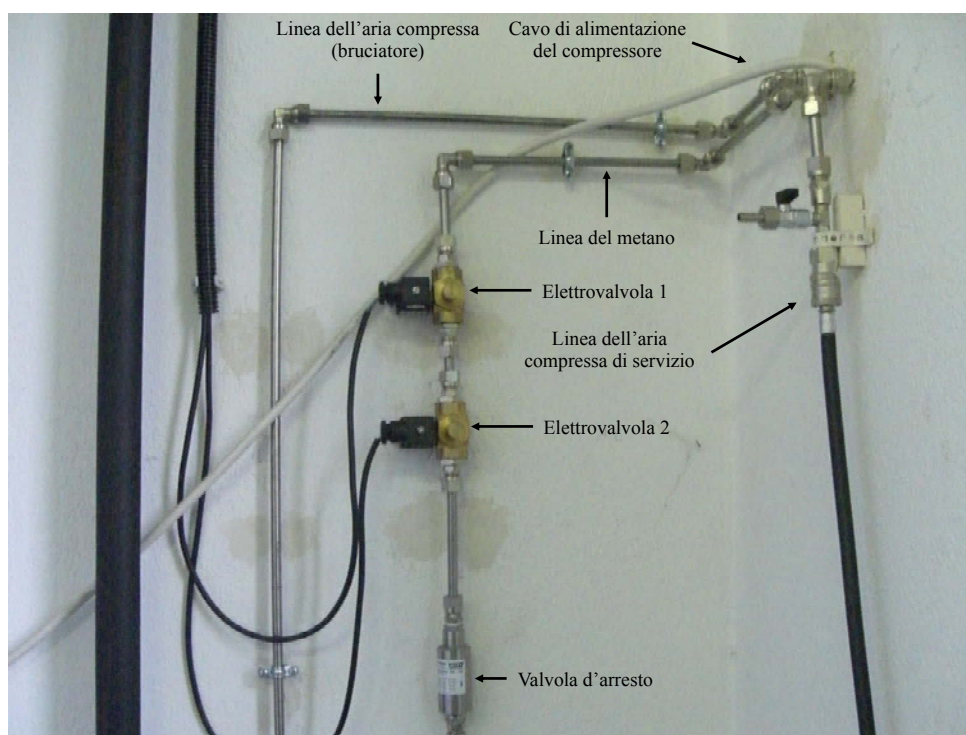


Figura 2.2 – Valvole e linee del metano e dell'aria compressa

Le Figure 2.3 e 2.4 mostrano l'ubicazione delle centraline:



Figura 2.3 – Centralina 1

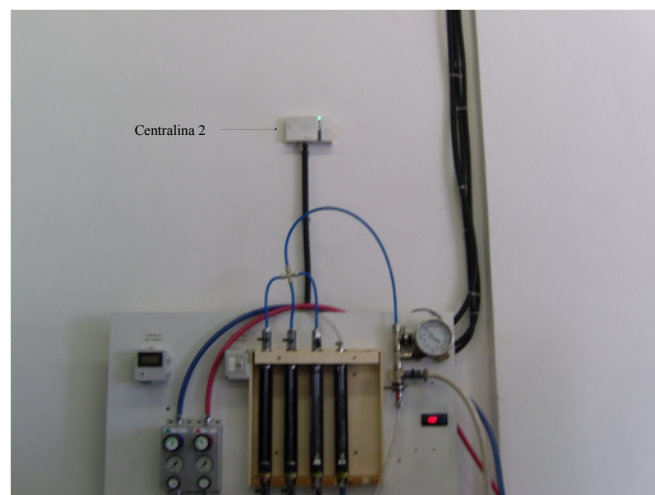


Figura 2.4 – Centralina 2

La linea dell'aria compressa procede parallelamente a quella del metano ed è posta qualche centimetro al di sopra di essa. In Figura 2.5 viene mostrato il pannello di controllo al quale afferiscono le linee di metano ed aria compressa. Delle valvole ne regolano la pressione di uscita, e dei flussimetri (rotametri) ne indicano la portata volumetrica valutata nelle condizioni standard di temperatura e di pressione. Va però detto che mentre per l'aria le perdite di carico a valle del flussimetro sono modeste, in quanto non vi sono particolari ostacoli, per cui la pressione differisce poco da quella atmosferica (standard), per il metano la situazione è ben diversa. Come si vedrà nel seguito, il bruciatore che si usa ha degli abbattitori di turbolenza che causano notevoli perdite di carico; la pressione a valle dei flussimetri, specialmente per le grandi portate, è sensibilmente maggiore di quella atmosferica. Al fine di valutare l'entità della portata massica di metano, non ci si può basare sulla portata volumetrica indicata, ma va calcolata la densità del gas. Un manometro differenziale indica la

sovrappressione del metano rispetto all'ambiente, il che permette di calcolarne l'effettiva pressione a valle del flussimetro impiegato in quel momento. Un termometro rileva mediante una termocoppia inserita nel flusso di metano la sua temperatura, per cui è possibile ricavare la densità reale del gas a valle del flussimetro in uso.

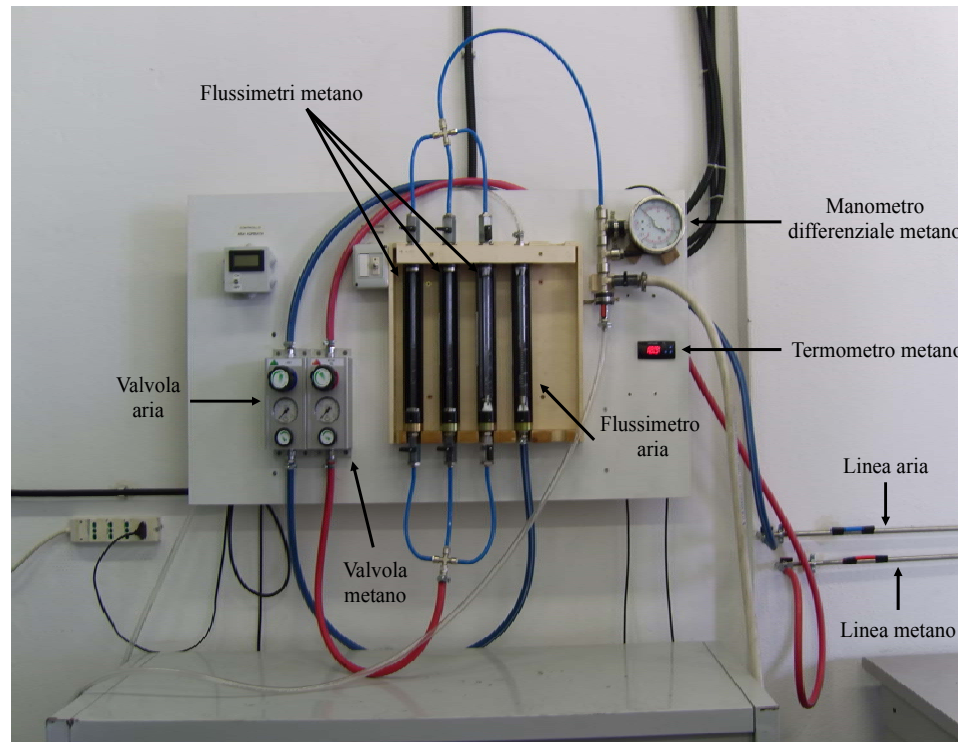


Figura 2.5 – Pannello di controllo

La valutazione della portata massica di metano permette di determinare la portata volumetrica allo sbocco del bruciatore (avendo supposto una laminazione isoterma del gas fino alla pressione atmosferica), e di conseguenza il numero di Reynolds, che è la variabile indipendente sulla quale si agisce per studiare il comportamento delle fiamme.

Un rotametro è costituito da un tubo verticale a sezione non costante nel quale è libero di muoversi un galleggiante di massa M di forma sferica finché le portate sono basse, e di forma più aerodinamica se le portate sono alte. Il fluido (nel nostro caso metano) entra dal basso ed esce dall'alto. Sul galleggiante si esercita, oltre al peso, una forza aerodinamica (resistenza) diretta verso l'alto. In Figura 2.6 viene mostrata una schematizzazione di questo tipo di flussimetro:

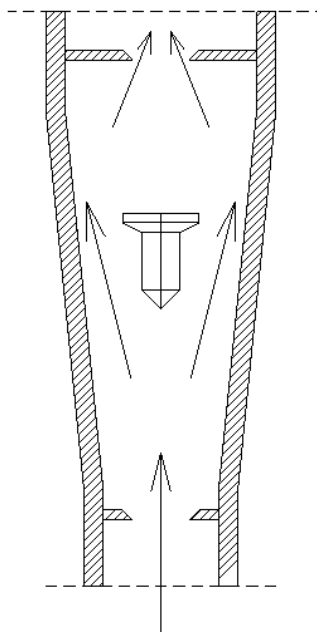


Figura 2.6 – Rotametro [12]

L'equilibrio delle due forze viene raggiunto quando vale la seguente relazione [13]:

$$Mg = \frac{1}{2} \rho V^2 S C_D \quad (2.1)$$

dove g è l'accelerazione di gravità ($9,81 \text{ m/s}^2$), ρ è la densità del fluido, V è la sua velocità nella sezione di passaggio tra il galleggiante e il tubo, S è la sezione frontale del galleggiante, e C_D è il coefficiente di resistenza.

Il tubo è costituito da un materiale trasparente graduato e alla posizione del galleggiante è associata la misura della portata volumetrica. Questo tipo di flussimetro è tarato per funzionare con un fluido avente un ben definito valore di densità ρ , per cui se essa varia rispetto al valore di riferimento (si usa un fluido diverso, oppure, nel caso si usi un gas, pressione e temperatura sono diverse rispetto a quelle standard), è necessario introdurre una correzione.

Siano Q_{ind} , Q_r , ρ_{rif} e ρ_r rispettivamente le portate volumetriche indicata e reale e le densità di riferimento e reale. Siano inoltre $A(z)$ la sezione del tubo in corrispondenza della generica coordinata z e V_{ind} e V_r rispettivamente le velocità indicata e reale nella sezione di passaggio tra il galleggiante ed il tubo. Valgono le seguenti relazioni:

$$Mg = \frac{1}{2} \rho_{rif} V_{ind}^2 SC_D \quad (2.2)$$

$$Mg = \frac{1}{2} \rho_r V_r^2 SC_D \quad (2.3)$$

Combinando le (2.2) e (2.3) si ottiene:

$$\rho_{rif} V_{ind}^2 = \rho_r V_r^2 \quad (2.4)$$

Valgono inoltre le seguenti relazioni:

$$Q_{ind} = (A(z) - S) \cdot V_{ind} \quad (2.5)$$

$$Q_r = (A(z) - S) \cdot V_r \quad (2.6)$$

che combinate con la (2.4) conducono a :

$$Q_r = Q_{ind} \sqrt{\frac{\rho_{rif}}{\rho_r}} \quad (2.7)$$

A questo punto è possibile ricavare la portata massica che fluisce nello strumento di misura come segue:

$$\dot{m} = \rho_r \cdot Q_r = \rho_r \cdot Q_{ind} \sqrt{\frac{\rho_{rif}}{\rho_r}} = Q_{ind} \sqrt{\rho_{rif} \cdot \rho_r} \quad (2.8)$$

Dopo aver attraversato il flussimetro, il fluido viene convogliato nel bruciatore, dove subisce una laminazione isoterma. In generale, avendo indicato con ρ_f la densità del fluido alla fine del condotto e con Q_f la portata volumetrica, si ha:

$$\dot{m} = \rho_f \cdot Q_f \quad (2.9)$$

Combinando le (2.8) e (2.9) si ha:

$$Q_f = Q_{ind} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{rif} \cdot \rho_r}}{\rho_f} \quad (2.10)$$

Indicando con D il diametro del tubo terminale del bruciatore, la velocità media alla quale il fluido sfoga nell'aria ambiente è:

$$V_f = \frac{Q_f}{\pi \frac{D^2}{4}} \quad (2.11)$$

che combinata con la (2.10) dà:

$$V_f = \frac{4 \cdot Q_{ind}}{\pi D^2} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{rif} \cdot \rho_r}}{\rho_f} \quad (2.12)$$

Il numero di Reynolds allo sbocco è dato da:

$$Re = \frac{\rho_f \cdot V_f \cdot D}{\mu_f} \quad (2.13)$$

dove μ_f è la viscosità dinamica all'uscita. Combinando le (2.12) e (2.13) si ottiene:

$$Re = \frac{4 \cdot Q_{ind}}{\pi D} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{rif} \cdot \rho_r}}{\mu_f} \quad (2.14)$$

Nel caso in cui si abbia a che fare con un gas perfetto, vale l'equazione di stato:

$$p_r = \rho_r \cdot R_r \cdot T_r \quad (2.15)$$

dove p_r è la pressione del gas nel flussimetro, data dalla somma di quella atmosferica e di quella differenziale indicata dal manometro, R_r è la costante del gas impiegato (non

necessariamente lo stesso di quello per cui è stato concepito il misuratore di portata) e T_r è la temperatura del gas misurata dal termometro (pari a quella allo sbocco T_f , in quanto la laminazione è isoterma). A questo punto, per determinare il numero di Reynolds non resta che trovare il valore della viscosità dinamica. Essa dipende, per un gas perfetto, solo dalla temperatura e dal gas stesso. L'intervallo di temperatura nel quale si è operato è stato tra 15 °C e 19 °C, per cui, per maggior accuratezza, si è scelto di adottare la legge di Sutherland per determinare per ogni misura il valore esatto di μ_f . Tale legge ha la seguente espressione:

$$\mu = \frac{A \cdot T^{3/2}}{B + T} \quad (2.16)$$

Nel caso del metano, si ha:

$$\mu(T = 280 \text{ K}) = 1,0593 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s} \quad \text{e} \quad \mu(T = 300 \text{ K}) = 1,1245 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}, \quad \text{per cui}$$

$$A = 3.6145\text{E} + 03 \text{ Pa} \cdot \text{s} / (\text{K}^{0.5}) \quad \text{e} \quad B = 7.8352\text{E} + 08 \text{ K}$$

Combinando le (2.13), (2.14) e (2.15) e ricordando che $T_f = T_r$ si ottiene infine:

$$\text{Re} = \frac{4 \cdot Q_{ind}}{\pi D} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{rif} \cdot \frac{p_r}{R_r \cdot T_r}}}{\frac{A \cdot T_r^{3/2}}{B + T_r}} = \frac{4 \cdot Q_{ind}}{\pi D} \cdot \sqrt{\rho_{rif} \cdot \frac{p_r}{R_r}} \cdot \frac{B + T_r}{A \cdot T_r^2} \quad (2.17)$$

Sono stati impiegati tre flussimetri (specificamente tarati per il metano) in modo da coprire un ampio campo del numero di Reynolds. Le portate da essi misurate variano negli intervalli sotto indicati:

- flussimetro piccolo: 0,1 – 1,1 NI/min
- flussimetro medio: 50 – 480 NI/h
- flussimetro grande: 10 – 60 NI/min

dove con NI si intende un litro di gas nelle normali condizioni di temperatura e pressione, che sono 20 °C e 1 atm.

2.2 Galleria aerodinamica e cannello

Le fiamme studiate hanno origine da una galleria aerodinamica e da un cannello. Il motivo per il quale è stato fatto uno studio comparato tra questi due bruciatori è che si è voluta mettere in luce l'influenza del livello iniziale di turbolenza sulla struttura del getto e quindi della fiamma. La galleria è stata progettata seguendo i criteri illustrati in [14]. Essa ha lo scopo di generare un getto che all'uscita sia laminare o quasi, ed è costituita, come mostrato in Figura 2.7, dai seguenti elementi:

- 1 imbocco con divergente flangiato. Il gas viene fornito attraverso un tubo di gomma che si fissa mediante una fascetta metallica a quest'elemento.
- 1 condotto nel quale vengono inseriti dei tubicini metallici per raddrizzare il flusso dopo il divergente e per abbattere i moti turbolenti in direzione trasversale.
- 2 condotti lunghi flangiati. A monte di ognuno di essi sono poste delle griglie metalliche, di cui si parlerà in seguito, che hanno lo scopo di abbattere la turbolenza. La lunghezza di questi condotti è calcolata in modo da permettere l'estinzione della micro turbolenza generata dalle griglie.
- 1 condotto corto. Anche a monte di quest'elemento è posta una griglia, ma la zona d'estinzione è più corta.
- 1 condotto convergente
- slot con l'estremità rastremata in modo da avere uno spessore modesto della lamiera ed evitare quindi ricircoli che attenuano l'interazione con l'aria e che stabilizzano artificialmente la fiamma e uno slot non rastremato (dritto)
- 2 collari con fori nei quali inserire delle viti che li rendono solidali ai bracci. Il motivo per il quale è stato deciso di praticare questi fori è che in questo modo si possono studiare fiamme non soltanto verticali, ma anche con un'inclinazione variabile rispetto all'orizzontale. Ciò permetterà in studi futuri di valutare, al variare della posizione angolare scelta, le caratteristiche della fiamma e l'influenza della gravità su di essa.
- 2 bracci con fori a varie altezze. In essi vengono inserite delle viti che li rendono solidali ai cavalletti, in tal modo si può regolare l'altezza del bruciatore.
- 2 cavalletti

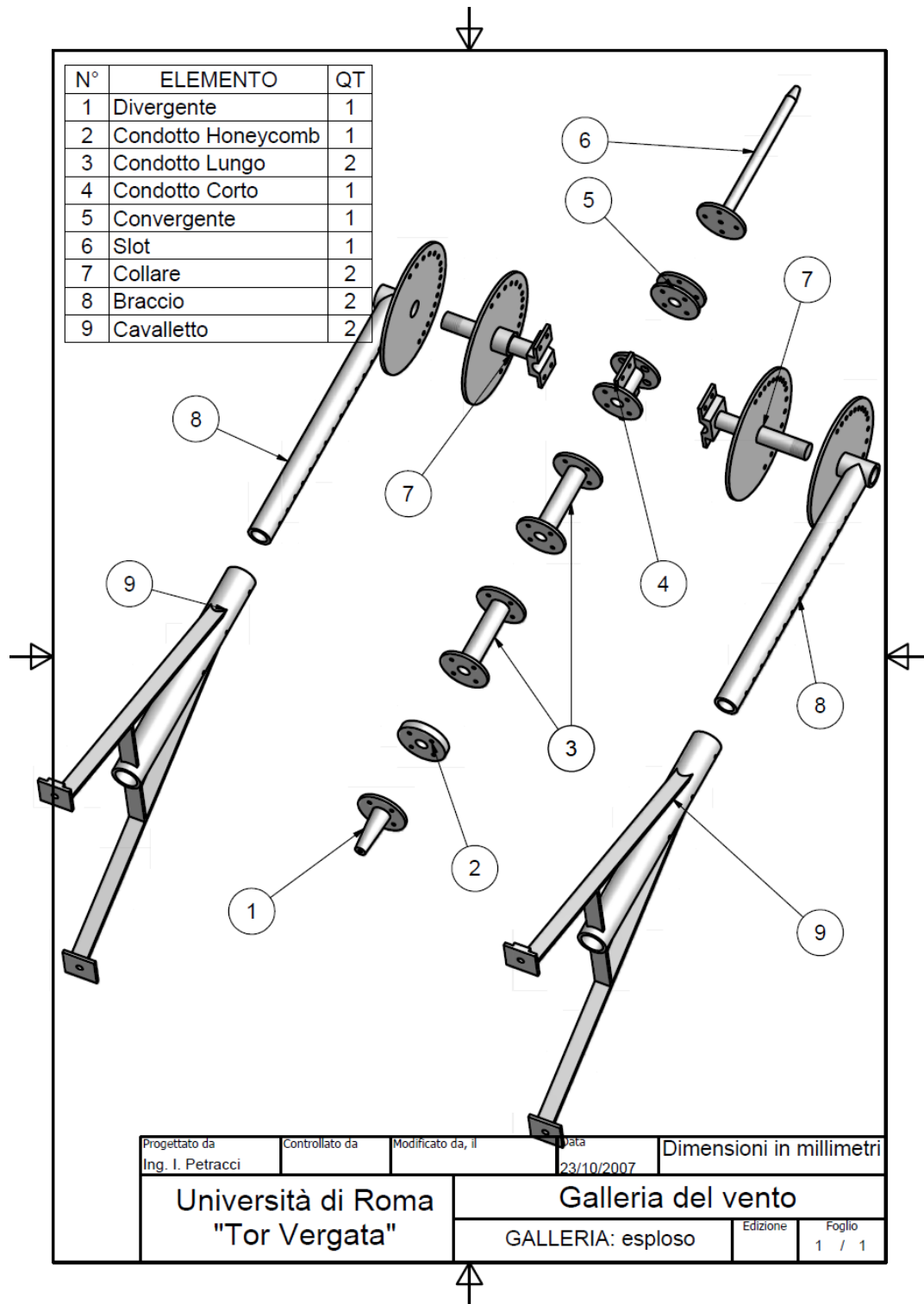


Figura 2.7 – Vista esplosa della galleria con lo slot rastremato

Nelle figure da 2.8 a 2.18 vengono mostrati i vari componenti con le quotature:

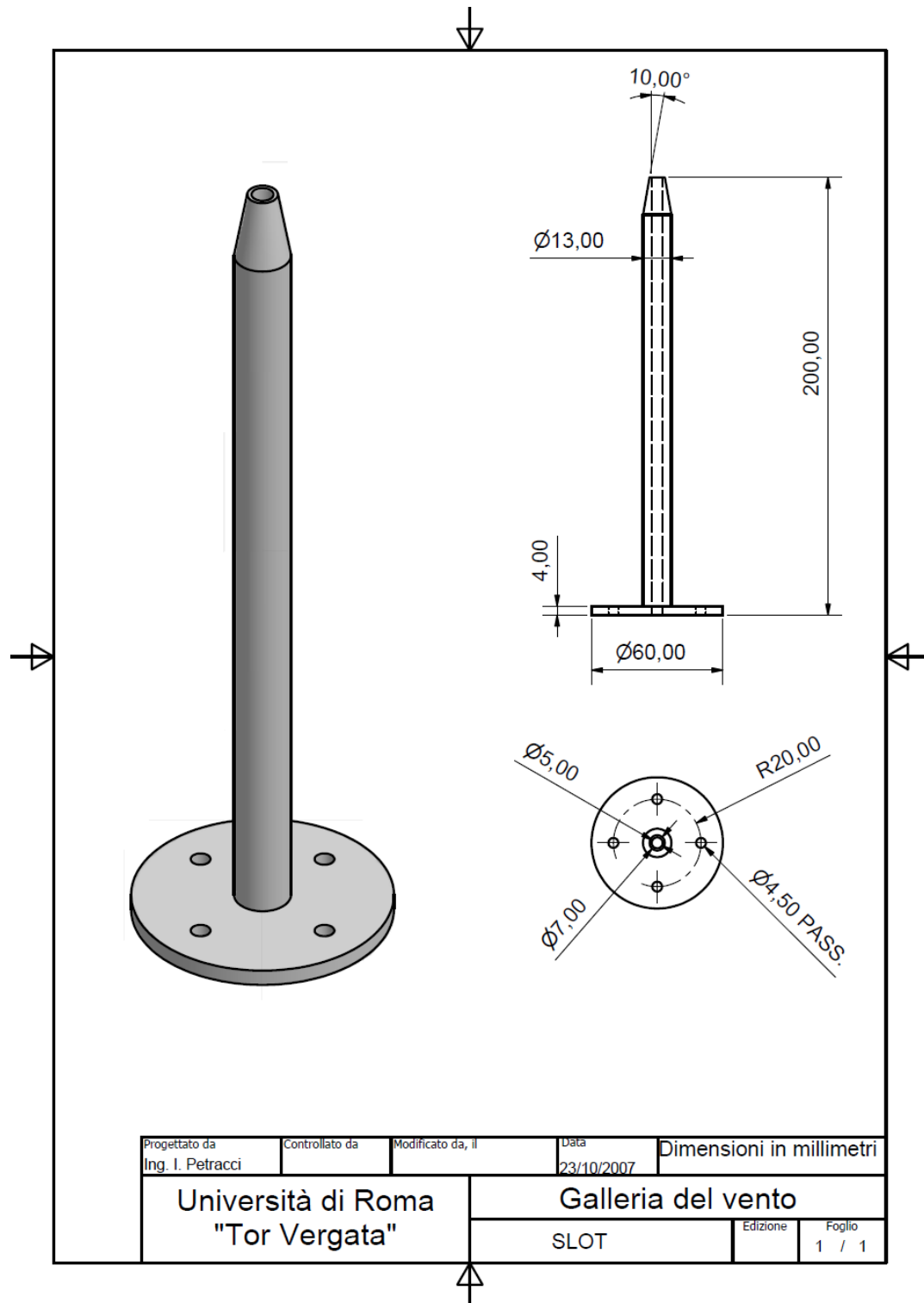


Figura 2.8 – Slot rastremato

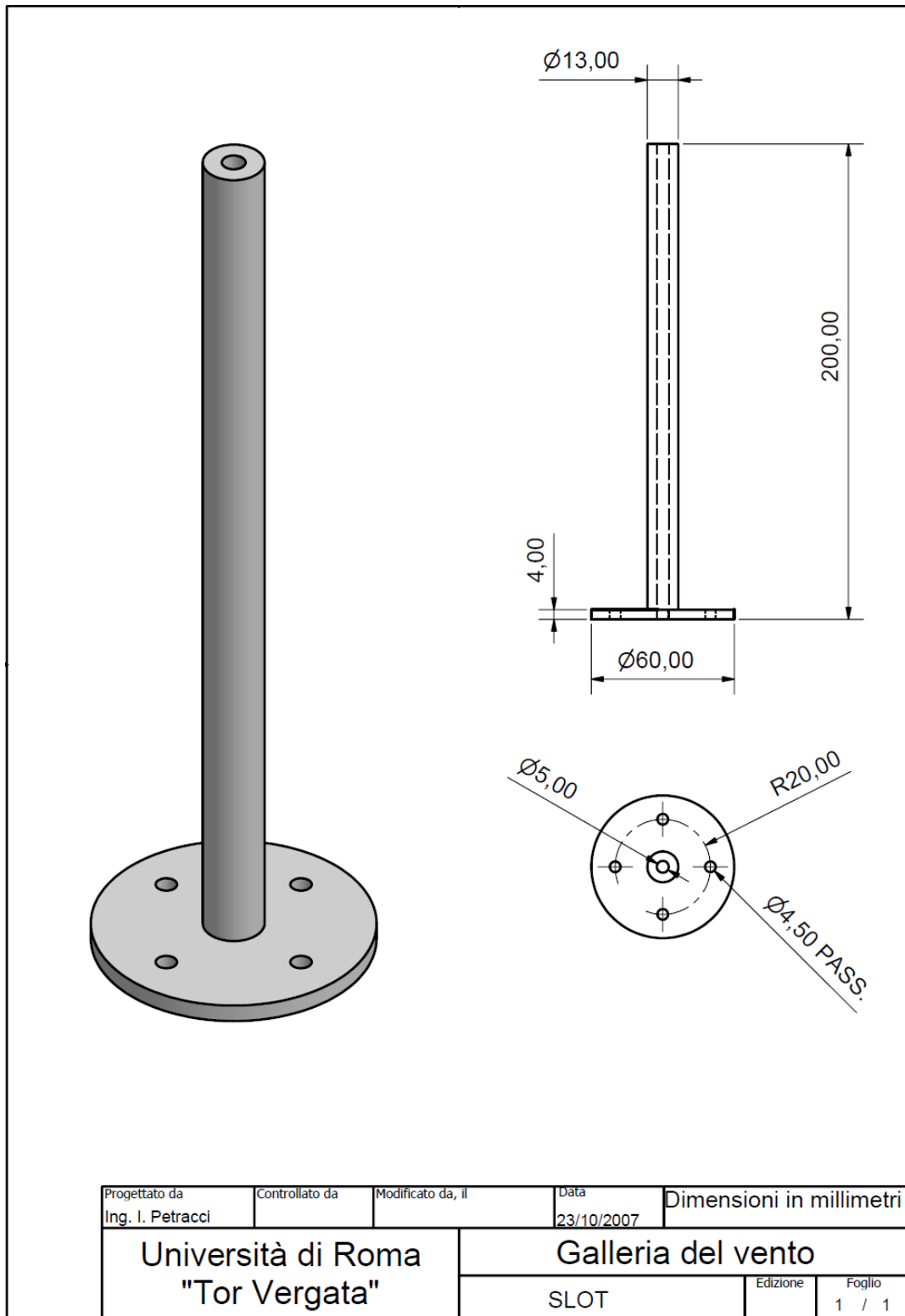


Figura 2.9 – Slot dritto

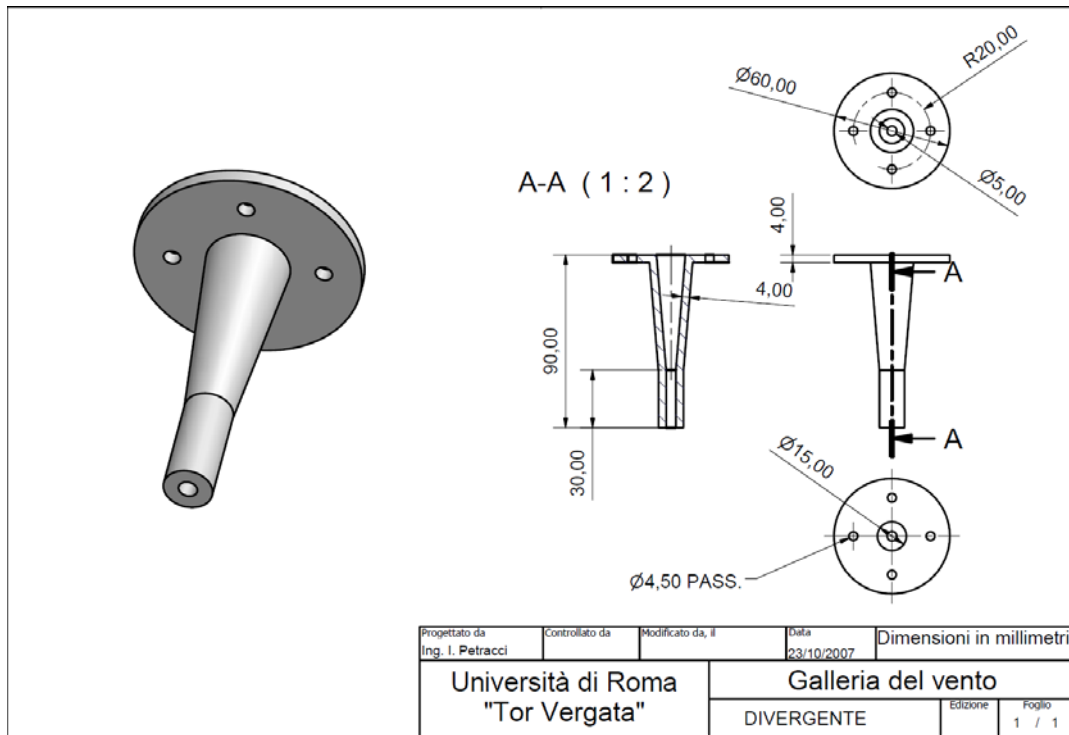


Figura 2.10 – Condotto divergente

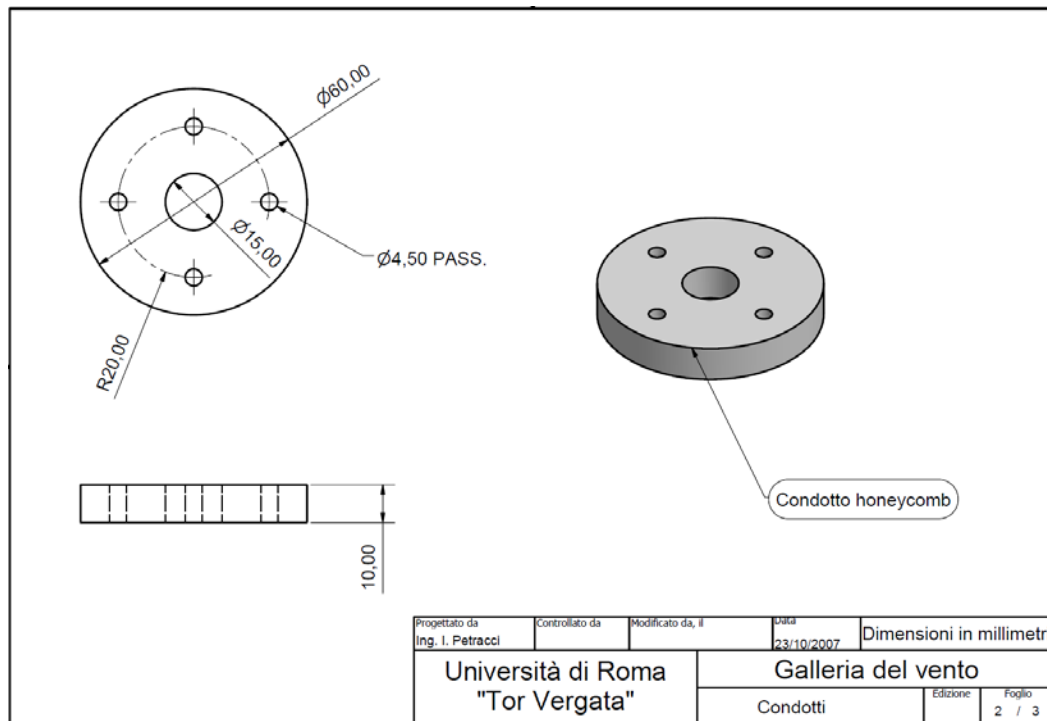


Figura 2.11 – Condotto Honeycomb

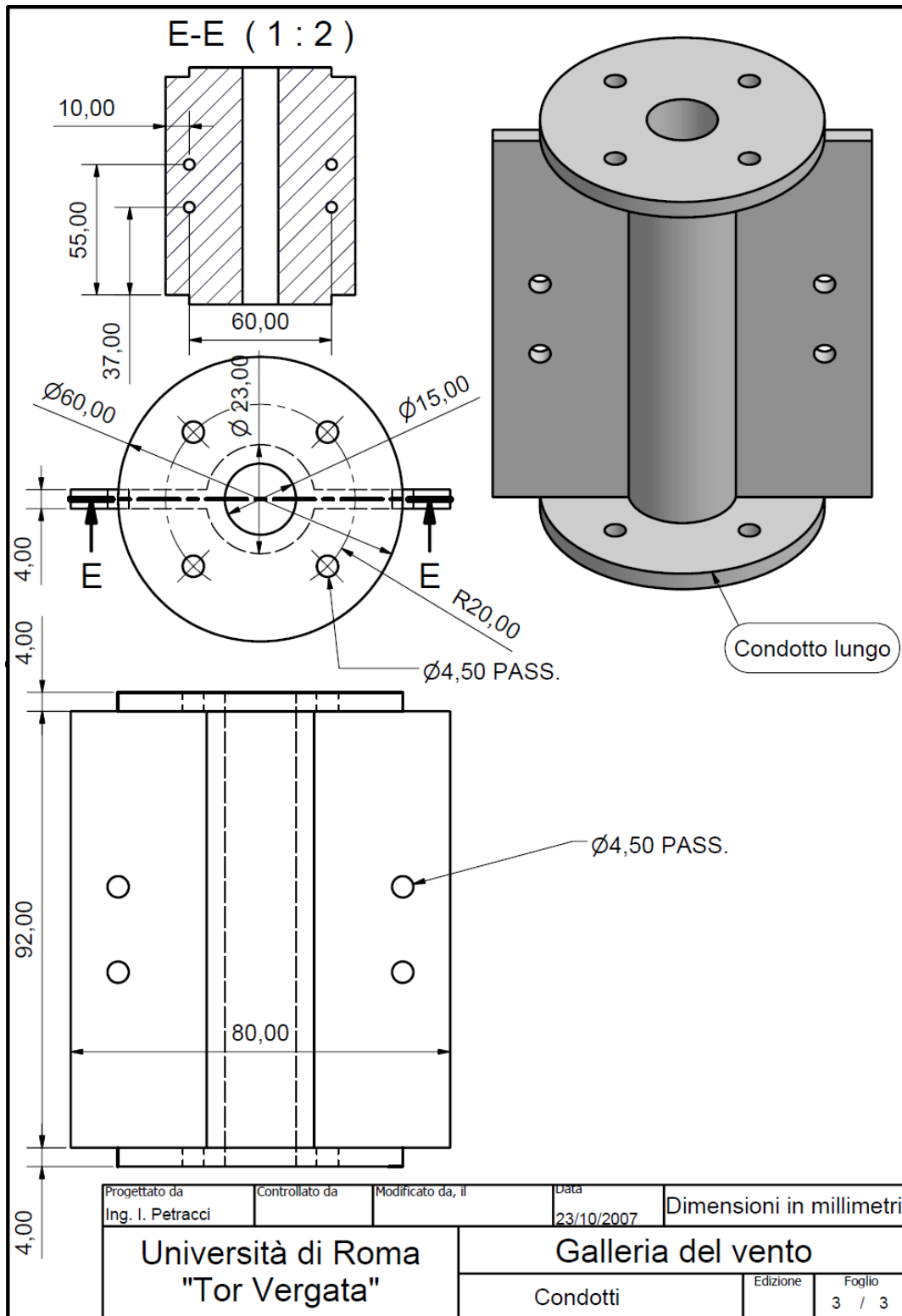


Figura 2.12 – Condotto lungo

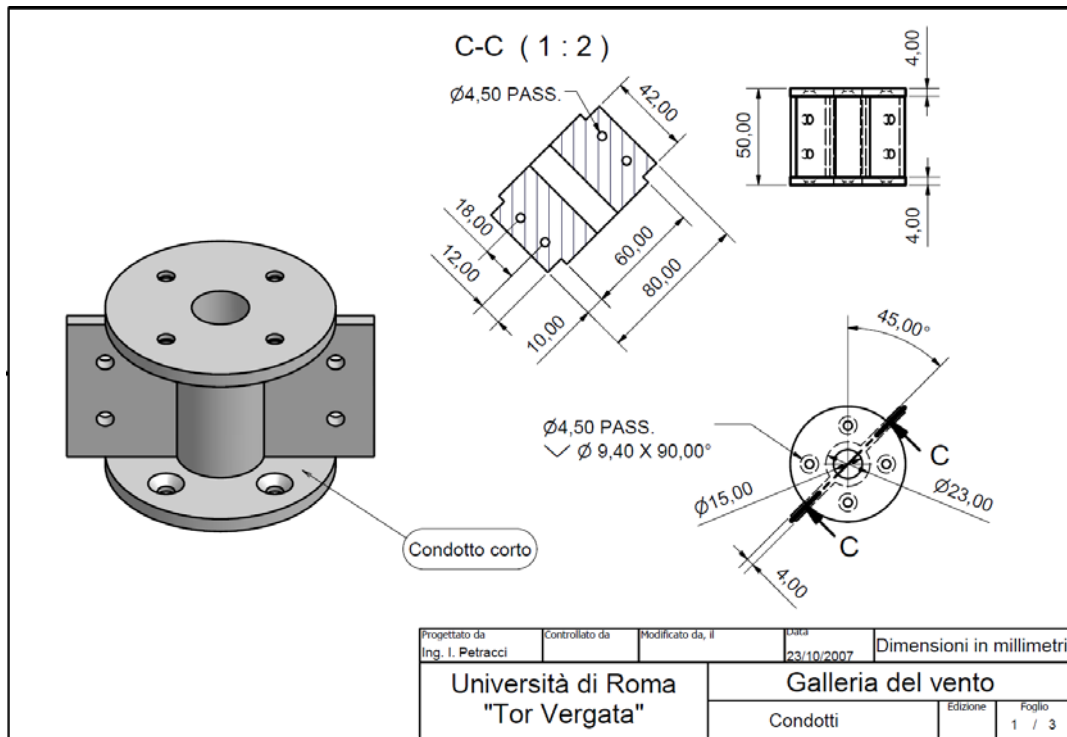


Figura 2.13 – Condotto corto

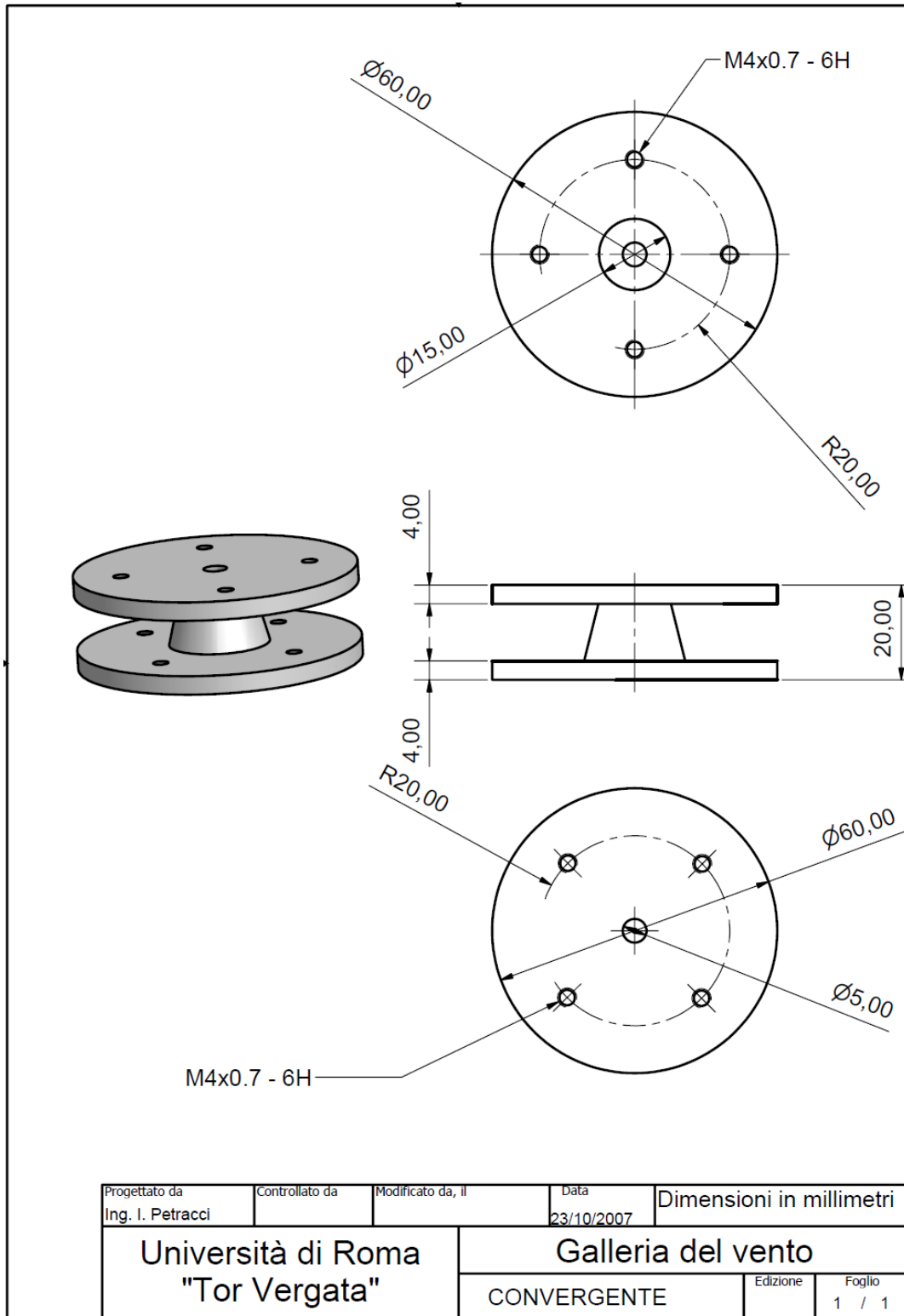


Figura 2.14 – Condotto convergente

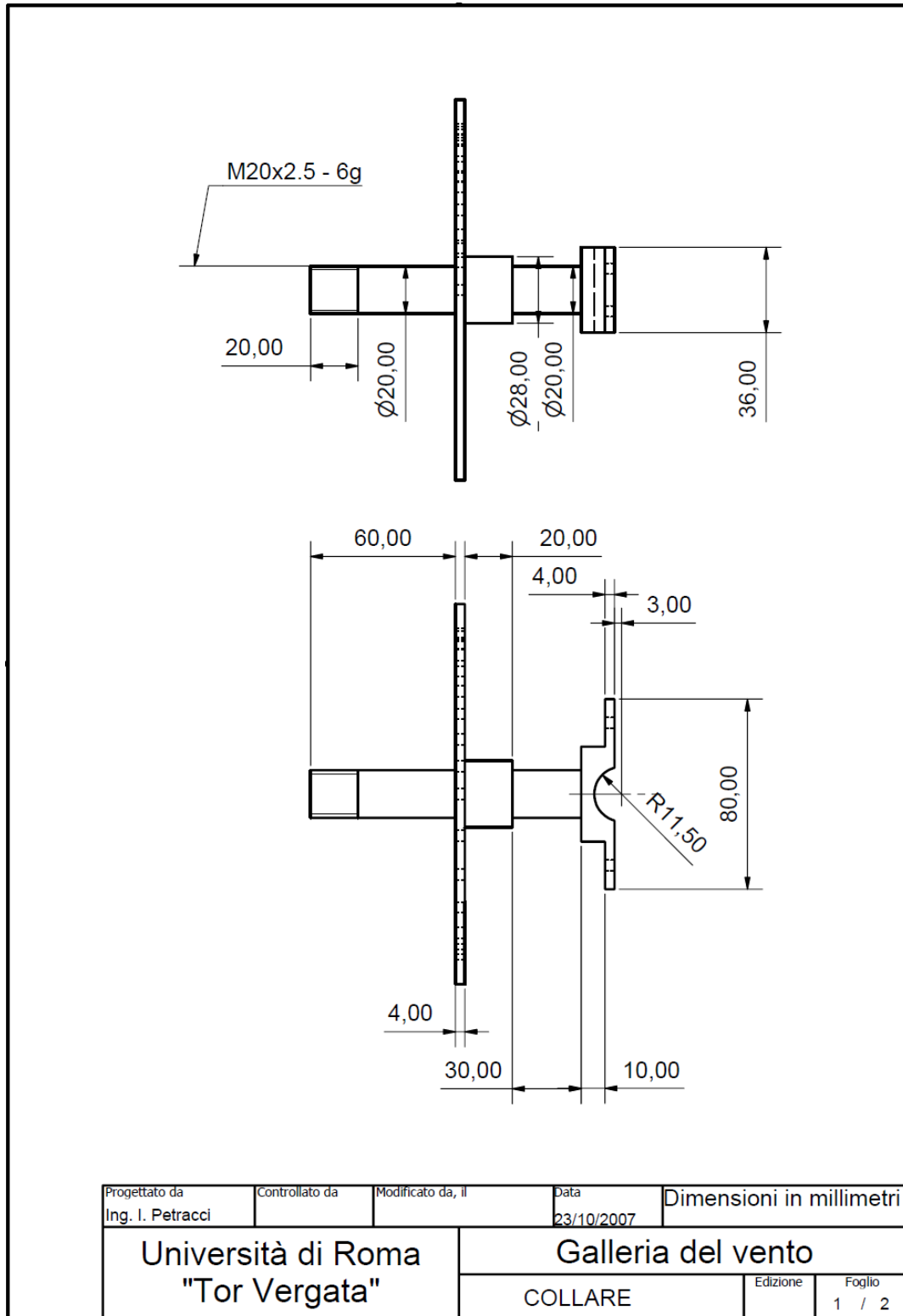


Figura 2.15 – Collare, vista di profilo

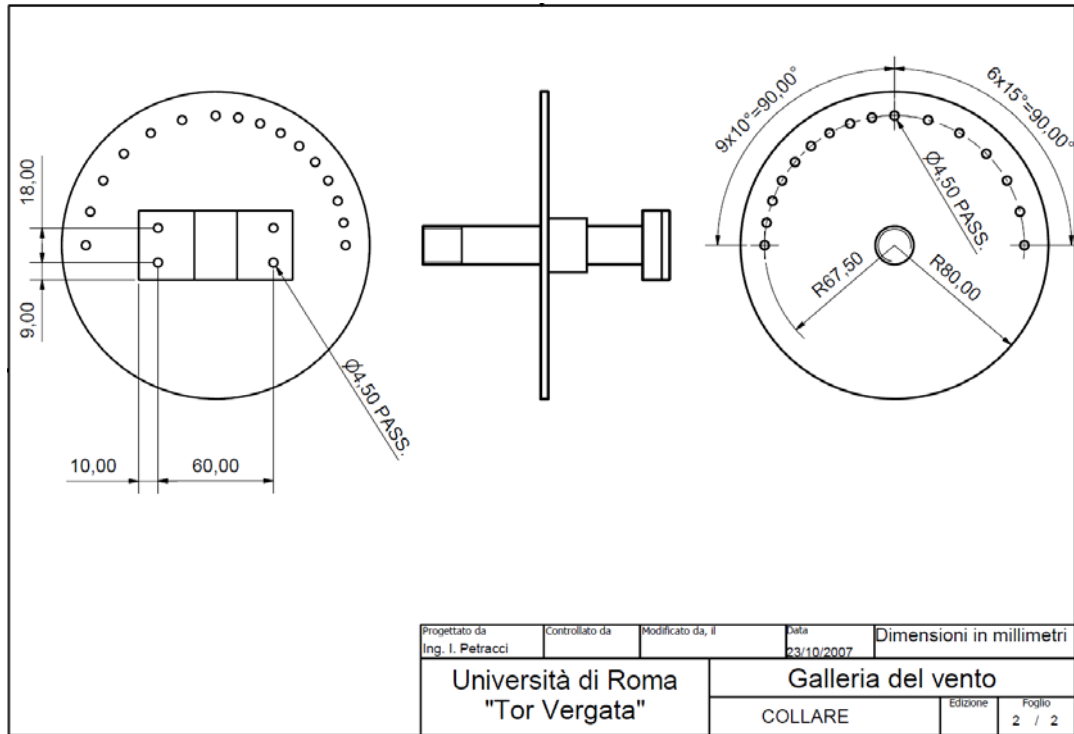


Figura 2.16 – Collare, vista frontale

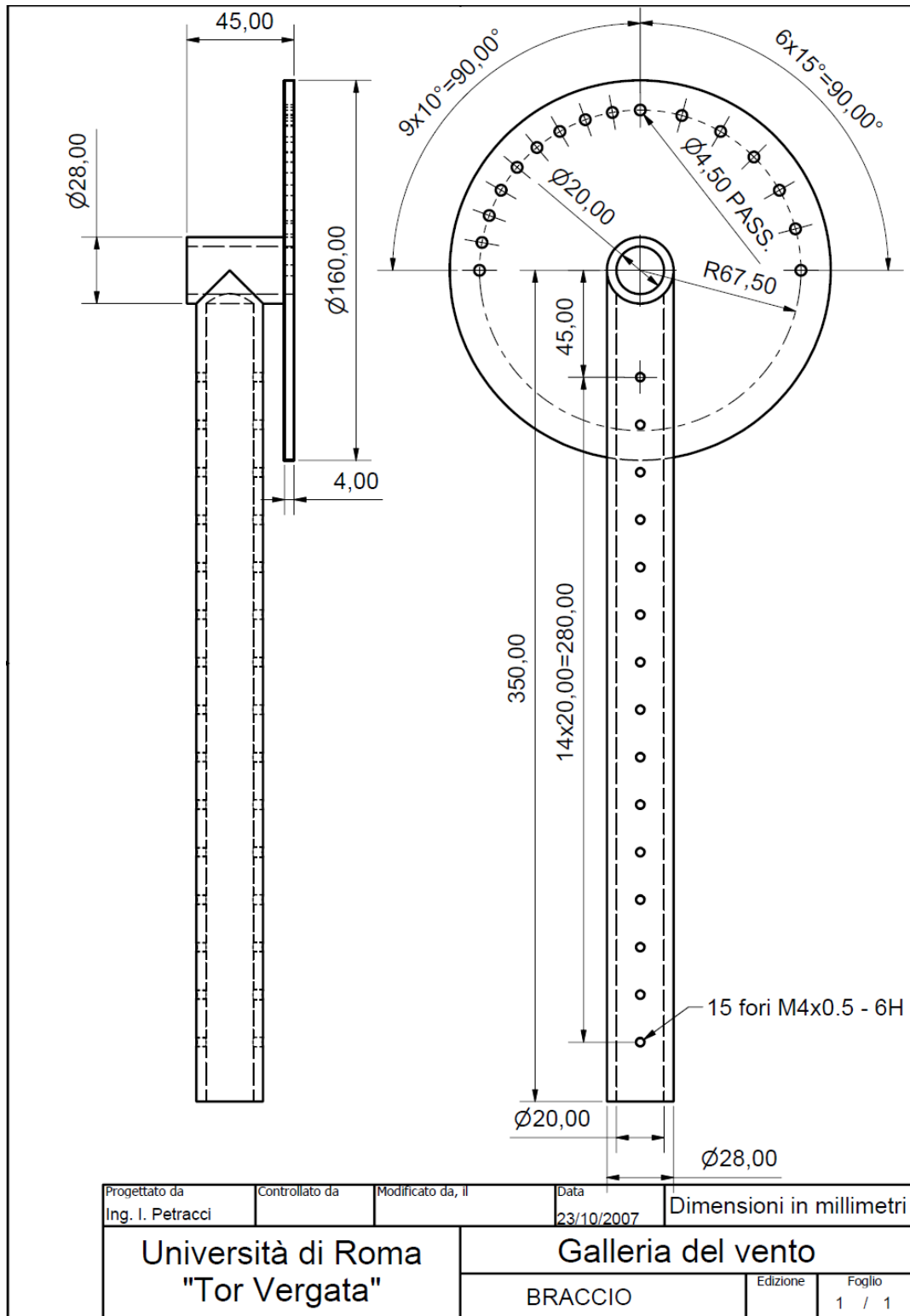


Figura 2.17 - Braccio

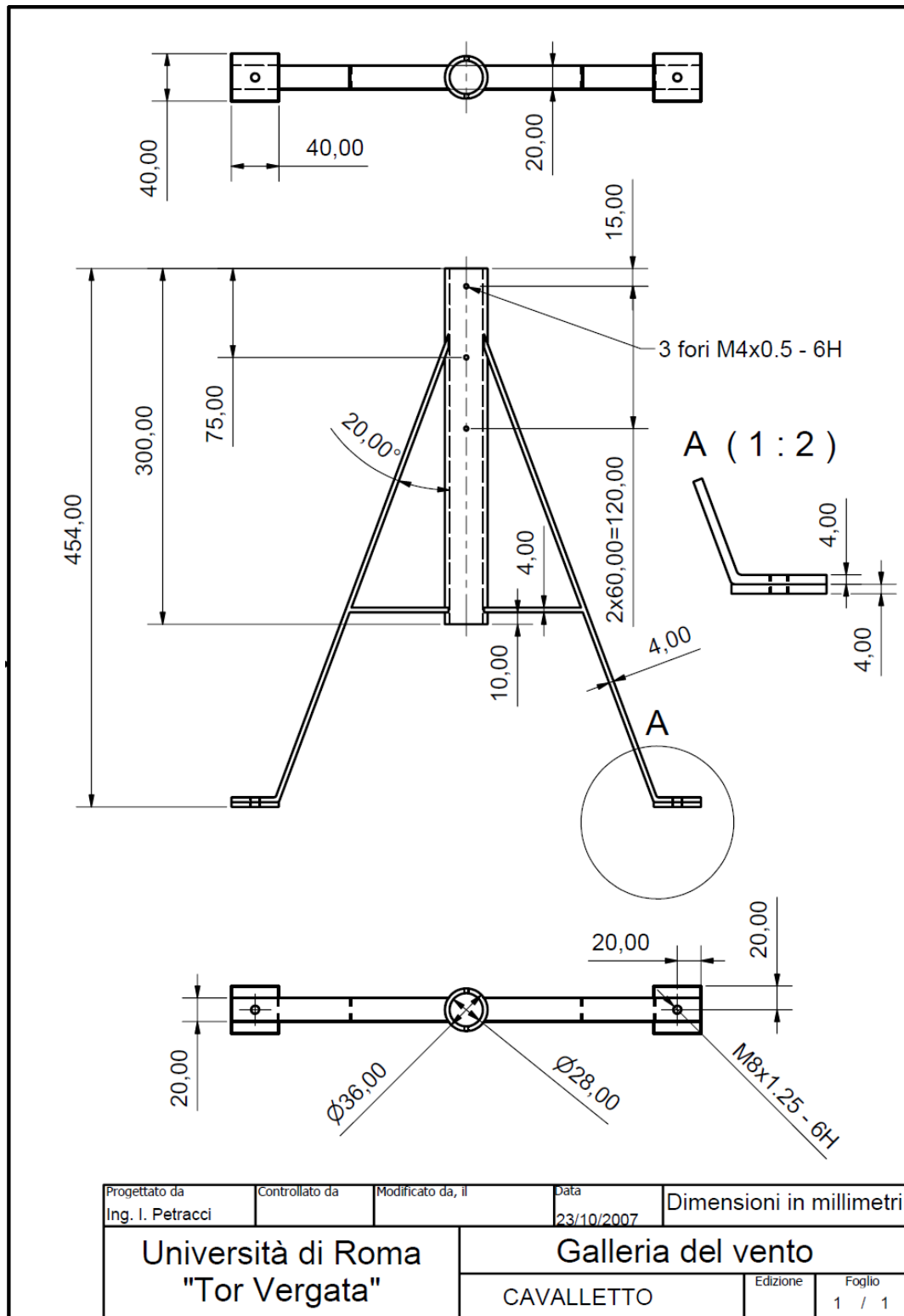


Figura 2.18 - Cavalletto

Nella tesi di Gargiulo ([14]) si è giunti alle seguenti conclusioni circa gli elementi che raddrizzano il flusso e smorzano la turbolenza in direzione trasversale:

- i tubicini metallici (al loro posto è possibile impiegare anche una struttura a nido d'ape, detta honeycomb) devono essere usati quando il flusso presenta strutture vorticosi su scala paragonabile alle dimensioni delle maglie delle griglie impiegate
- essi non sono efficaci nel contrastare la presenza nel flusso di una componente assiale della turbolenza, ma abbattano quelle trasversali senza difficoltà
- non occorre che il rapporto tra la loro lunghezza ed il loro diametro interno sia maggiore di 8, nel nostro caso si sono impiegati tubicini di acciaio aventi diametro esterno di 2 mm, diametro interno di 1 mm e lunghezza di 8 mm
- se i tubicini devono essere sostenuti da una griglia, le maglie devono essere le più larghe possibili (ma devono avere dimensioni inferiori al diametro esterno dei tubicini) in modo da limitare al massimo le perdite di carico

Per quanto riguarda le griglie, si è visto che:

- il diametro del filo della rete deve essere scelto in modo che nelle condizioni operative il numero di Reynolds sia subcritico ($Re_d < 40$) o supercritico ($Re_d > 50$), in modo da evitare instabilità nell'intervallo tra 40 e 50
- è preferibile operare in campo subcritico in quanto a parità di perdite di pressione l'efficacia nell'abbattimento della turbolenza è maggiore
- la dimensione della maglia deve essere dello stesso ordine di grandezza della scala della turbolenza in ingresso
- gli schermi, schematizzati in Figura 2.19, vanno distanziati tra di loro in modo che la turbolenza generata da ognuno di essi non giunga al successivo. Se si indica con X la lunghezza della zona di estinzione (pari alla minima distanza tra due griglie) e con M la distanza tra i centri di due fili consecutivi, deve risultare $X/M > 100$, oppure $X/d > 500$, avendo indicato con d il diametro dei fili ([15]).

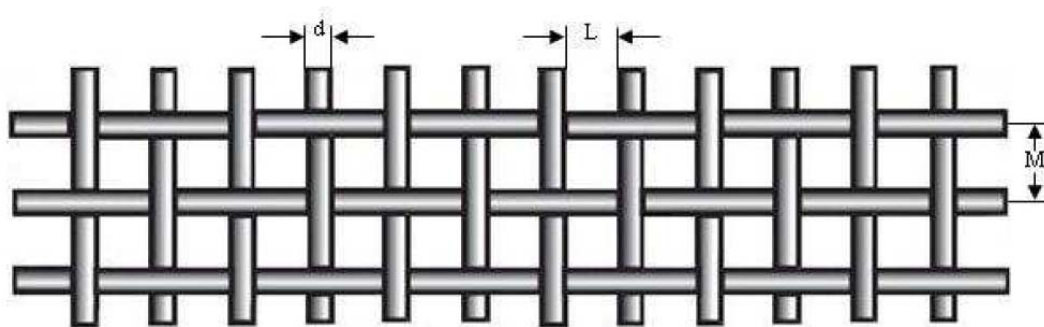


Figura 2.19 – Struttura di una tela metallica biplanare [15]

- le dimensioni delle maglie degli schermi devono decrescere procedendo nel verso del flusso

- una stima del fattore f di riduzione della turbolenza in funzione delle perdite di pressione è stata fornita da Prandtl per le componenti assiale (2.20) e da Schubauer per le componenti trasversali (2.21). Il fattore f è dato dal rapporto tra l'intensità della turbolenza a monte dello schermo (pedice 1) e quella a valle della zona d'estinzione (pedice 2), mentre il fattore di perdita di carico sulla griglia K è dato dal rapporto tra la caduta di pressione e la pressione dinamica:

$$f = \frac{I_2}{I_1} \quad (2.18)$$

$$K = \frac{p_1 - p_2}{\frac{\rho \cdot U^2}{2}} = \frac{2 \cdot \Delta p}{\rho \cdot U^2} \quad (2.19)$$

Valgono le seguenti relazioni:

$$f = \frac{1}{1 + K} \quad (2.20)$$

$$f = \frac{1}{\sqrt{1 + K}} \quad (2.21)$$

Le velocità prese in considerazione per la galleria vanno da 1 m/s a 40 m/s, e le dimensioni dei vari componenti sono state scelte di conseguenza. Lo slot ha la funzione di permettere uno sviluppo completo dello strato limite, in modo da ottenere un profilo di velocità allo sbocco parabolico in regime laminare e molto piatto in regime turbolento. L'utilità di avere tali profili consiste nel poter studiare il flusso all'esterno dello slot in condizioni ideali, e cioè in condizioni in cui il flusso dipende solo dal numero di Reynolds allo sbocco e dall'interazione dell'aria ambiente con il getto, ma non dalle caratteristiche geometriche della mini galleria e quindi dalla "storia" della corrente che si sta studiando. La lunghezza idrodinamica d'ingresso, L_{idr} , è definita come la lunghezza minima che deve avere un condotto affinché lo strato limite si sviluppi completamente, ossia affinché il profilo di velocità non cambi più oltre un certo punto. Dalla letteratura [16], si sa che:

$$L_{idr} = 0,056 \cdot Re_D \cdot D \quad (\text{regime laminare}) \quad (2.22)$$

$$L_{idr} = 1,359 \cdot Re_D^{0,25} \cdot D \quad (\text{regime turbolento}) \quad (2.23)$$

Assumendo una viscosità cinematica per il metano in condizioni normali di $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 / \text{s}$ ed un numero di Reynolds critico pari a 2500, si ha $L_{idr\ lam, max} = 700 \text{ mm}$, mentre in regime turbolento tale lunghezza va da 49 a 72 mm nell'intervallo di Re considerato. La lunghezza dello slot è di 200 mm ed è più che sufficiente per un flusso turbolento, mentre risulta troppo piccola per un getto laminare per $Re > 714$. Va tuttavia detto che le prove effettuate nell'intervallo $714 < Re < 2500$ sono molto meno numerose di quelle condotte fuori da tale intervallo, per cui non si è ritenuto di dotarsi di uno slot lungo ben 70 cm che avrebbe comportato uno sviluppo della fiamma ad un'altezza tale da rendere scomode, se non impossibili, le riprese con la videocamera.

I condotti a valle del divergente formano la camera di calma, ed hanno un diametro di 15 mm, ossia 3 volte quello dello slot. La sezione risulta avere un'area 9 volte maggiore, per cui la velocità in questa zona è 9 volte inferiore a quella all'uscita. I motivi per cui si è deciso di creare un tratto a bassa velocità in cui poi inserire le griglie sono vari. Un primo motivo è che le perdite di carico (essenzialmente dovute alla presenza degli schermi) sono proporzionali al quadrato della velocità, per cui una riduzione di quest'ultima comporta una pressione di alimentazione del metano drasticamente inferiore rispetto al caso in cui non c'è variazione della sezione a parità di portata massica smaltita, oppure, fissata la pressione cui lavora l'impianto, si può salire molto con le portate ed esplorare un campo più ampio di velocità.

Un secondo motivo è che la lunghezza della zona d'estinzione cresce all'aumentare della velocità, per cui per contenere gli ingombri è preferibile limitarla, tanto più che il livello di turbolenza è sempre maggiore se si opera in campo supercritico piuttosto che in campo subcritico, come riportato in [17] e mostrato in Figura 2.20 :

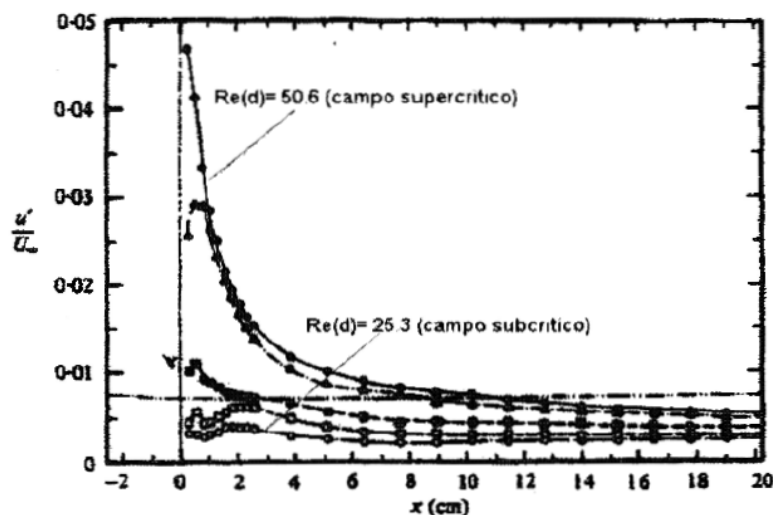


Figura 2.20 – Andamento spaziale del livello di turbolenza per vari regimi di moto [17]

Come riportato in [18], [19] e [20], la turbolenza generata da un oggetto semipermeabile (come una piastra perforata, una rete metallica ...) inserito in un flusso subisce un decadimento dato dalla legge:

$$\varepsilon = \sqrt{S} \cdot A \cdot \left(\frac{x}{M} \right)^{-n} \quad (2.24)$$

dove $\varepsilon = \frac{\sqrt{u'^2}}{U}$ è l'intensità della turbolenza, M è la dimensione della maglia, x è la generica distanza a valle dello schermo e A ed n sono delle costanti dipendenti dal tipo di griglia e dalla regione considerata. Si è infatti visto che la scia a valle di una griglia è divisa in due zone: la prima si estende fino ad un valore di x pari a 20M, mentre la seconda si sviluppa a valori di x maggiori di 20M. La (2.24) inoltre non fa alcun riferimento al numero di Reynolds basato sul diametro del filo; ciò ci porta a dire che la legge con la quale la turbolenza si smorza non dipende da Re_D .

Nella nostra mini galleria del vento sono state inserite 3 griglie, di spaziatura via via decrescente, aventi le caratteristiche indicate in Figura 2.21:

Tipo	Luce libera L (mm)	Dimensione maglia M (mm)	Diametro filo d (mm)	Fattore di riempimento o di bloccaggio S
M 55	0,360	0,500	0,14	0,48
M 80	0,286	0,386	0,10	0,45
M 180	0,104	0,154	0,05	0,54

Figura 2.21 – Caratteristiche delle griglie

Il fattore di bloccaggio S è la misura dell'ostruzione causata dagli schermi ed è pari al rapporto tra la sezione frontale occupata dai fili e la sezione totale (o apparente). Sussistono le seguenti relazioni tra la dimensione della maglia M, il diametro dei fili d e la luce libera L:

$$M = L + d \quad (2.25)$$

$$S = 1 - \left(\frac{L}{M} \right)^2 \quad (2.26)$$

Combinando le (2.25) e (2.26) si ottiene:

$$S = 1 - \left(\frac{L}{L+d} \right)^2 \quad (2.27)$$

Come già accennato prima, la lunghezza della zona d'estinzione può essere valutata in due modi: $X/M > 100$ o $X/d > 500$. Nella scelta della lunghezza dei 3 segmenti della camera di calma (i due lunghi e quello corto), si è adottato il secondo criterio, ossia $X/d > 500$. Se valesse l'uguaglianza le lunghezze dei 3 tratti sarebbero rispettivamente: 70 mm, 50 mm e 25 mm, ma per avere un'estinzione completa della turbolenza generata dagli schermi le lunghezze scelte sono rispettivamente: 100 mm, 100 mm e 50 mm.

Per quanto riguarda invece il cannello, esso è semplicemente un tubo rastremato con le medesime dimensioni dello slot della galleria, ma è sprovvisto di flangia, come mostrato in Figura 2.22:

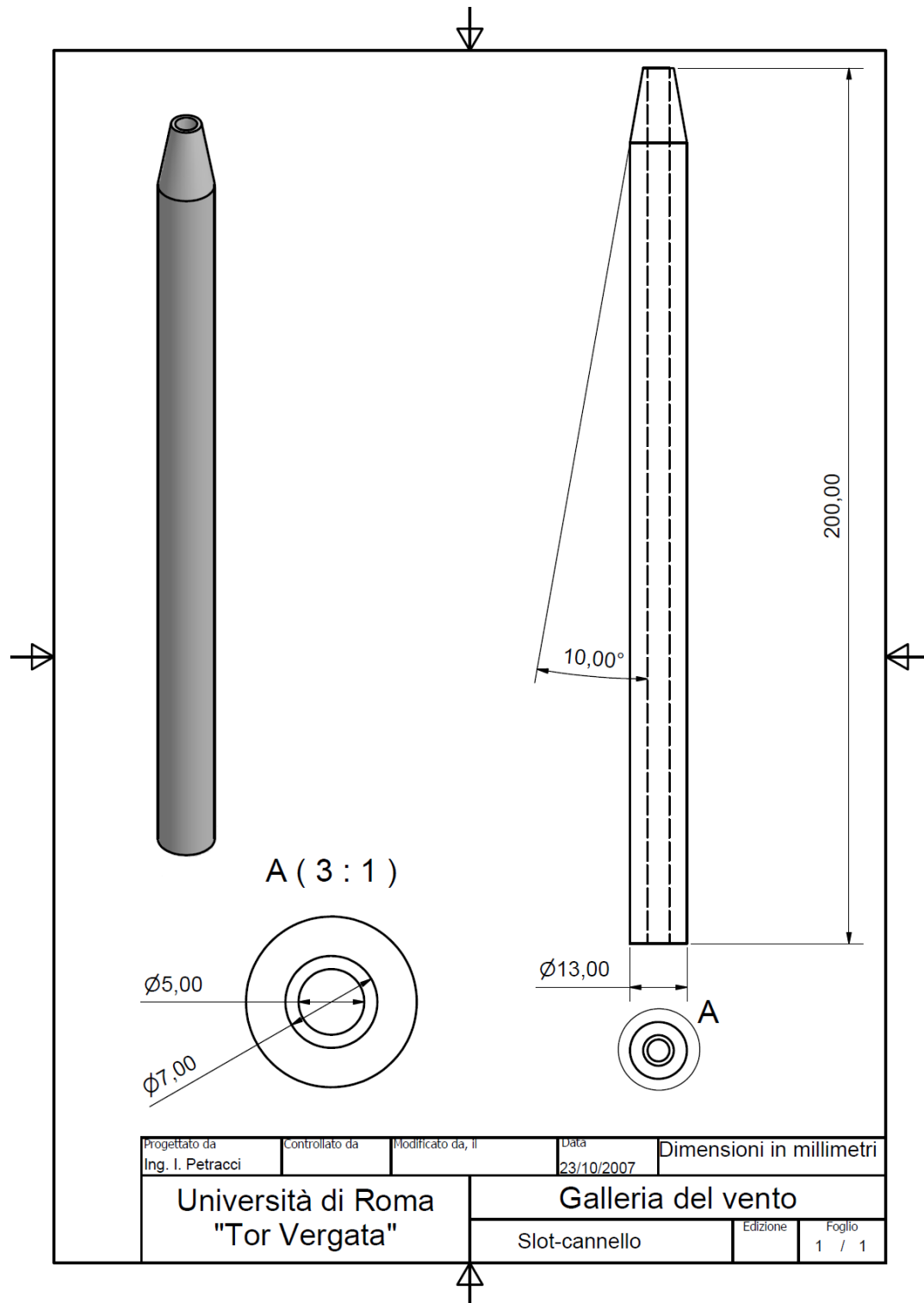


Figura 2.22 - Cannello

Il tubo di gomma che porta il gas è assicurato al cannello mediante una fascetta metallica.

2.3 Recinzione

Al fine di evitare che correnti d'aria presenti nella stanza perturbino la fiamma, è stata realizzata con dei profilati metallici un'incastellatura, sollevata da terra mediante piedini, alta 1,5 m e a pianta quadrata con lato pari a 60 cm. Essa è chiusa ai lati e sul fondo da pannelli di legno, mentre frontalmente è posto un pannello di plexiglass per consentire la visualizzazione e la ripresa della fiamma. Nel pannello destro è stato ricavato uno sportelletto che permette l'accesso a bruciatore (per accendere la fiamma per esempio) e nel quale è stato praticato un foro nel quale si inserisce un microfono per la registrazione del rumore prodotto dalla fiamma, come si vede in Figura 2.23:



Figura 2.23 – Recinzione

2.4 Microfono

Il microfono scelto per registrare il rumore della fiamma è un normale microfono vocale, avente una banda passante compresa tra i 50 ed i 15000 Hz. Il motivo per il quale è stato scelto con questa caratteristica è che l'energia associata al suono prodotto da un getto è concentrata nell'intervallo che va da qualche Hz fino ad al massimo 10000 Hz, per cui un microfono sensibile anche alle altissime frequenze non è necessario. Essendo interessati a misurare il rumore emesso dalla fiamma soprattutto nella sua zona iniziale, e cioè in quella dove si staccano i grandi vortici, si è scelto di usare un microfono direzionale. Nelle Figure 2.24 e 2.25 vengono mostrati rispettivamente la risposta in frequenza dello strumento e la risposta direzionale:

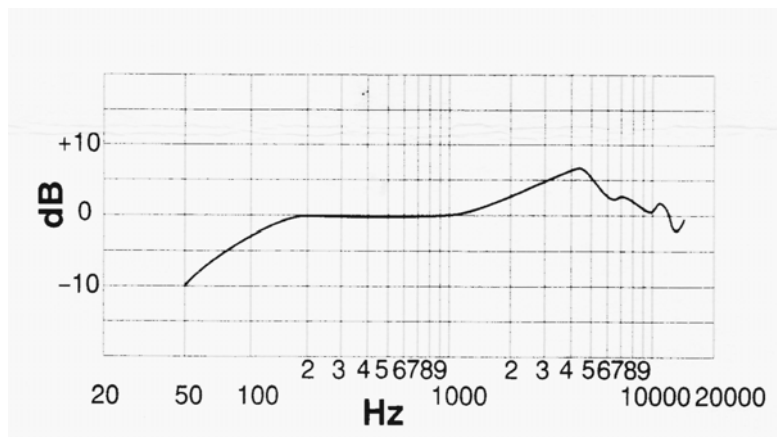


Figura 2.24 – Risposta in frequenza

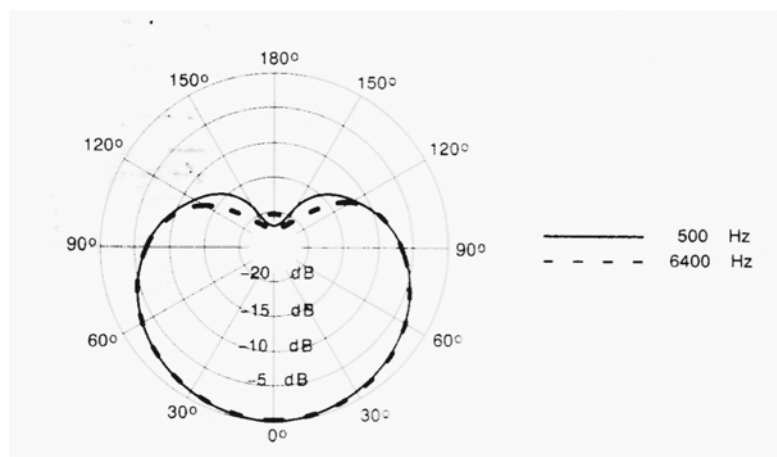


Figura 2.25 – Risposta direzionale

Il microfono viene connesso all'ingresso audio del computer, che campiona il suono. Va però detto che per quanto si possa aver cura nel non generare rumori spuri, esiste un rumore di sottofondo (ventola del computer ed altri rumori ambientali) che viene registrato assieme a quello generato dalla fiamma. E' quindi necessario procedere ad un filtraggio del suono dopo avere acquisito il rumore ambientale (senza il getto). Va inoltre detto che le condizioni ambientali variano nel corso della giornata (esattamente come la temperatura), per cui il rumore di fondo va ogni volta registrato. Dopo aver compiuto quest'operazione, si può procedere ad analizzare il suono "ripulito". Per ogni prova vengono compiute le seguenti operazioni:

- acquisizione del rumore ambientale
- acquisizione del suono della fiamma ("sporco")
- filtraggio
- analisi spettrale mediante FFT

Il microfono genera un segnale elettrico analogico ed ha una sensibilità a 1000 Hz pari a -52 dBV/Pa, e 1 Pa di ampiezza dell'oscillazione di pressione corrisponde a 94 dB.

Capitolo 3

In questo capitolo verranno presentati ed analizzati i risultati ottenuti. Si inizierà mostrando le fiamme prodotte dalla mini galleria del vento per vari numeri di Reynolds, facendo vedere l'andamento con quest'ultimo della lunghezza di fiamma, della lunghezza della regione indisturbata e dello spazio di distacco, e si mostreranno gli spettri del rumore emesso dalle fiamme in corrispondenza di alcuni valori di Re , dando una spiegazione fisica dei fenomeni osservati. Si condurrà poi la medesima analisi per il cannello. Si farà in seguito un confronto dei risultati ottenuti nei due casi e se ne proporrà un'interpretazione. Si concluderà questo capitolo mostrando delle fiamme prodotte dalla galleria del vento con uno slot dritto e se ne confronteranno le caratteristiche con quelle delle fiamme ottenute con lo slot rastremato, in modo da mettere in luce l'influenza dello spessore della lamiera sulla fluidodinamica e sulla combustione.

3.1 Risultati delle prove con la mini galleria del vento (slot rastremato)

a) Immagini e grafici

Ad ogni Re è stata realizzata una fotografia istantanea della fiamma con una videocamera digitale, avendo scelto un tempo d'apertura dell'otturatore di $1/60$ s. Un periodo lungo permette di ottenere immagini molto luminose, che però risultano sfocate qualora si riprendano oggetti in movimento in quanto una fotografia così ottenuta è la sovrapposizione di più immagini ad istanti successivi. Viceversa, un tempo di esposizione molto breve permette di cogliere l'istantaneità di un fenomeno, ma le immagini sono poco luminose e quindi poco visibili. La scelta fatta è dunque un compromesso tra la necessità di visualizzare la forma increspata ed oscillante delle fiamme e tra la visibilità di queste ultime. Le estensioni delle varie regioni sono state valutate considerando che sussiste una proporzione tra le lunghezze fisiche degli oggetti ed il numero di pixel ad esse corrispondenti. Sapendo che il diametro esterno dello slot è di 13 mm (prima della rastremazione, nel caso in cui essa sia presente), è stato possibile determinare con buona approssimazione la lunghezza di fiamma L_f , la lunghezza della regione indisturbata L_{ind} e lo spazio di distacco L_{dist} .

L_f viene valutata misurando la distanza tra la base della fiamma e la sua punta.

L_{ind} viene stimata calcolando la distanza tra lo sbocco dello slot ed il punto in cui è visibile l'allargamento della fiamma (quando però la fiamma è staccata, si considera che l'interazione con l'aria ambiente sia così forte da provocare l'immediata apertura del getto di metano, per cui $L_{ind} = 0$). Si considera che in tale regione il getto di metano proceda senza sostanziali

cambiamenti della propria sezione. A rigore, la fine della regione indisturbata andrebbe valutata con misure fluidodinamiche, ma in realtà si può osservare che quando tale regione cessa ed inizia il distacco dei grandi vortici, avviene un rapido mescolamento tra il metano e l'aria, con conseguente aumento del diametro della fiamma, per cui un'osservazione del processo di combustione permette di risalire, senza l'ausilio di sofisticate apparecchiature come la PIV, alla struttura del getto.

L_{dist} è nulla finché la base della fiamma poggia sullo slot e quando quest'ultima si stacca essa viene stimata determinando la distanza tra la sua base e lo sbocco in aria del getto di metano.

Va detto che questo tipo di valutazione delle caratteristiche della fiamma è affetto innanzitutto da errori visivi, in quanto si fa una stima "a occhio" delle dimensioni delle varie regioni. Inoltre, la non stazionarietà delle fiamme alle portate più elevate non permette di individuare chiaramente l'estensione delle zone sopracitate, e se ne può quindi fare soltanto una stima basata su un'osservazione prolungata nel tempo: per ogni Re , L_f , L_{ind} e L_{dist} non sono state valutate grazie ad una singola immagine istantanea, ma sono una media effettuata sulle lunghezze estrapolate da 5 fotografie. Si può quindi affermare che lo studio qui condotto ha lo scopo di fornire indicazioni di carattere generale sui fenomeni che regolano le fiamme, e che la stima delle loro caratteristiche è da prendere in considerazione più dal punto di vista qualitativo che quantitativo.

Nelle immagini che vedremo, la lunghezza di fiamma è evidenziata in rosso, la lunghezza della regione indisturbata in verde e lo spazio di distacco in blu. Nelle didascalie sono riportati il valore di portata indicato dal flussimetro ed il numero di Reynolds reale.

La correzione della portata indicata che abbiamo visto nel secondo capitolo si è resa indispensabile già quando è stato usato il flussimetro medio, in quanto il raddrizzatore del flusso (honeycomb) e le griglie ostruiscono parzialmente il flusso, causando perdite di pressione proporzionali al quadrato della velocità. Per le grandi portate, la sovrappressione rispetto all'ambiente è arrivata a 4 bar. Per le piccole portate, la correzione non era necessaria, ma è stata fatta lo stesso per maggiore accuratezza.

Nelle Figure da 3.1 a 3.11 vengono mostrate le fiamme ottenute con il flussimetro per le piccole portate:



Figura 3.1 – 0,1 NI/min, $Re=19,6$

Nella Figura 3.1, si vede che la fiamma è interamente azzurra (il che significa che la combustione è completa e che quindi l'ossigeno atmosferico penetra in quantità sufficiente nel getto di metano) e che non presenta un tratto in cui, come si vedrà a Re maggiori, la fiamma è inizialmente dritta e poi si allarga. Ciò è dovuto al fatto che per valori così modesti di Re , i fenomeni diffusivi (di quantità di moto, di massa e di calore) prevalgono nettamente su quelli convettivi: l'inerzia del getto è trascurabile e l'aria si mescola immediatamente con il metano. Gli strati limite meccanico e termico, così come lo strato di mescolamento, sono molto spessi fin da subito, per cui in queste condizioni si può dire che la regione indisturbata non esiste.

Nella Figura 3.2 viene mostrata una fiamma per un valore doppio della portata di metano:

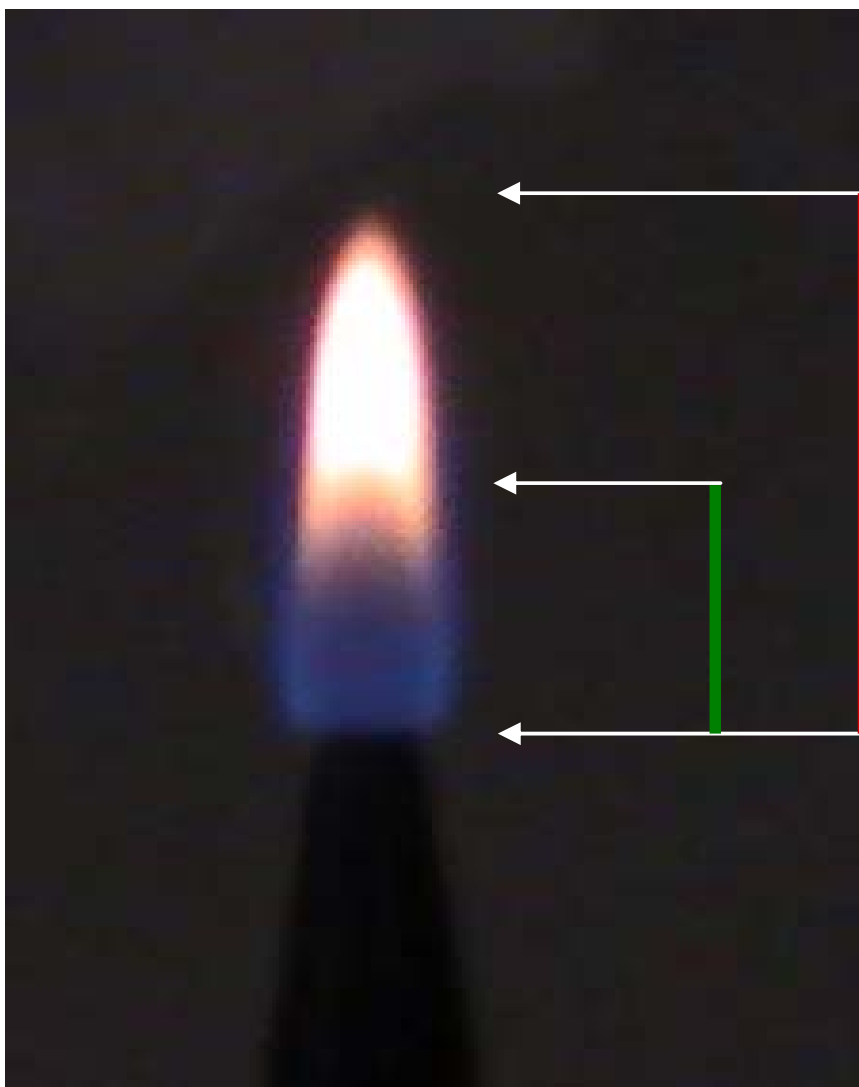


Figura 3.2 – 0,2 NL/min, $Re=39,2$

La struttura della fiamma è molto diversa da quella appena vista. Si nota innanzitutto che la sua colorazione non è uniforme, ma che sono presenti tre zone ben distinte. La base della fiamma è azzurra, in quanto lo strato di mescolamento è sottilissimo ed i gradienti delle concentrazioni delle specie sono così elevati da far penetrare ossigeno a sufficienza in questo strato. La combustione è completa sulla superficie del getto, mentre il suo interno, privo di ossigeno, non brucia. La seconda zona, posta immediatamente a valle della prima, è di un color giallo-bruno, ed è una regione in cui l'aria inizia a penetrare nel getto di metano. Tuttavia, il flusso di ossigeno non è sufficiente a provocare una combustione completa, anzi è così scarso che le reazioni di ossidoriduzione non producono molto calore. Questa regione è caratterizzata dall'ispessimento dello strato di mescolamento.

La terza zona è quella in cui la fiamma diventa per intero molto luminosa. Ciò accade perché molto ossigeno penetra nel getto di metano, che brucia così rapidamente. La colorazione è di un giallo molto chiaro a causa della presenza di sostanze fuliginose (prodotte da una combustione incompleta) che hanno un'alta emissività (paragonabile a quella di un corpo

nero). Lo sviluppo di tale regione è dovuta al completo mescolamento del metano con l'aria, per cui si può dire che la regione indisturbata cessa quanto si passa dalla seconda alla terza regione.

La lunghezza di fiamma è notevolmente maggiore che nel caso precedente (circa il doppio), in quanto essendo il getto due volte più rapido (la portata è raddoppiata) e supponendo che il tempo di reazione sia lo stesso, è necessario che venga percorso uno spazio doppio. Come si è visto nel primo capitolo e come si vedrà in seguito, le fiamme a bassi numeri di Reynolds, e cioè il cui comportamento è sostanzialmente laminare, hanno una lunghezza all'incirca proporzionale alla velocità del getto.

Nelle figure da 3.3 a 3.11 vengono mostrate le fiamme a valori crescenti di Re :

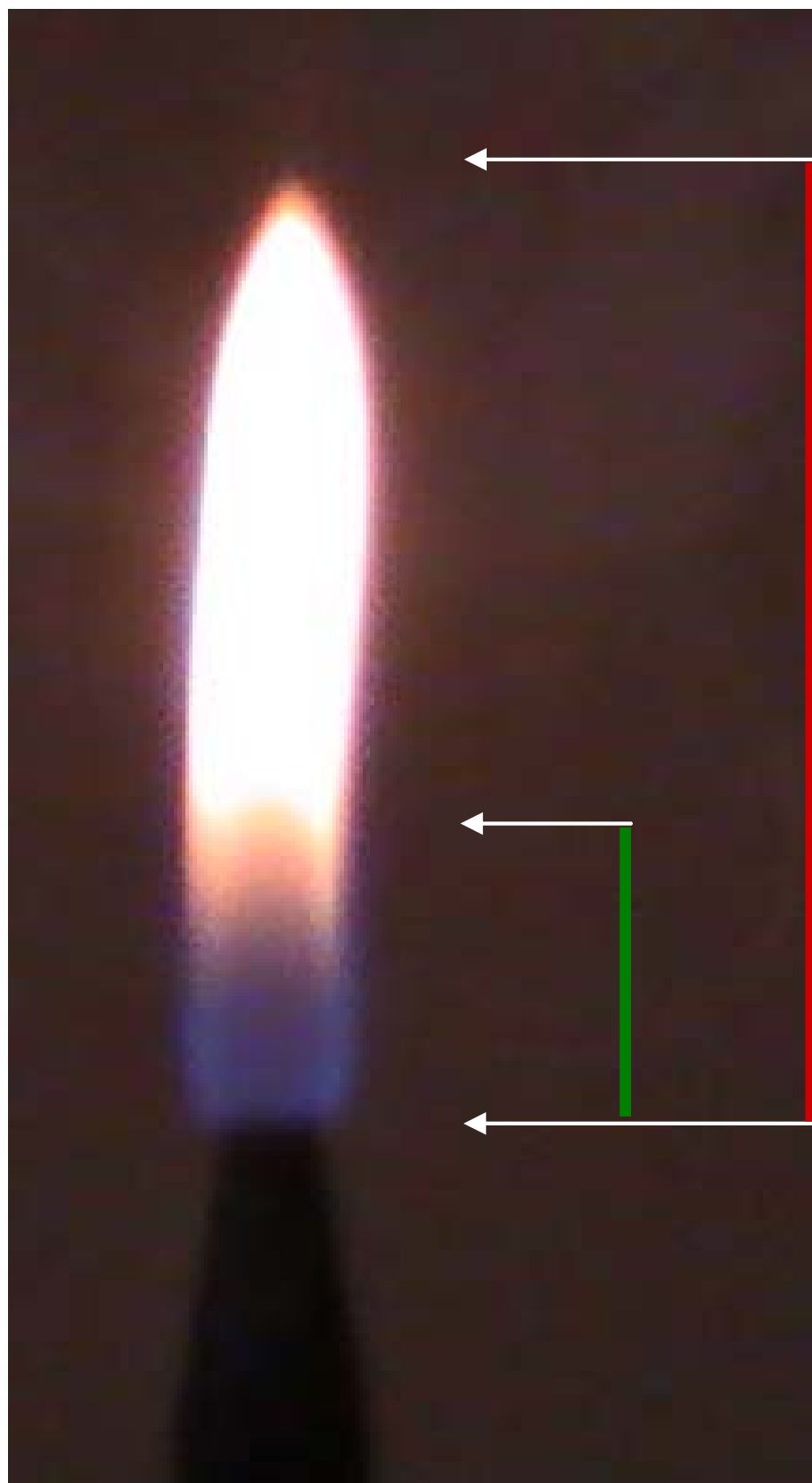


Figura 3.3 – 0,3 NI/min, $Re=58,8$

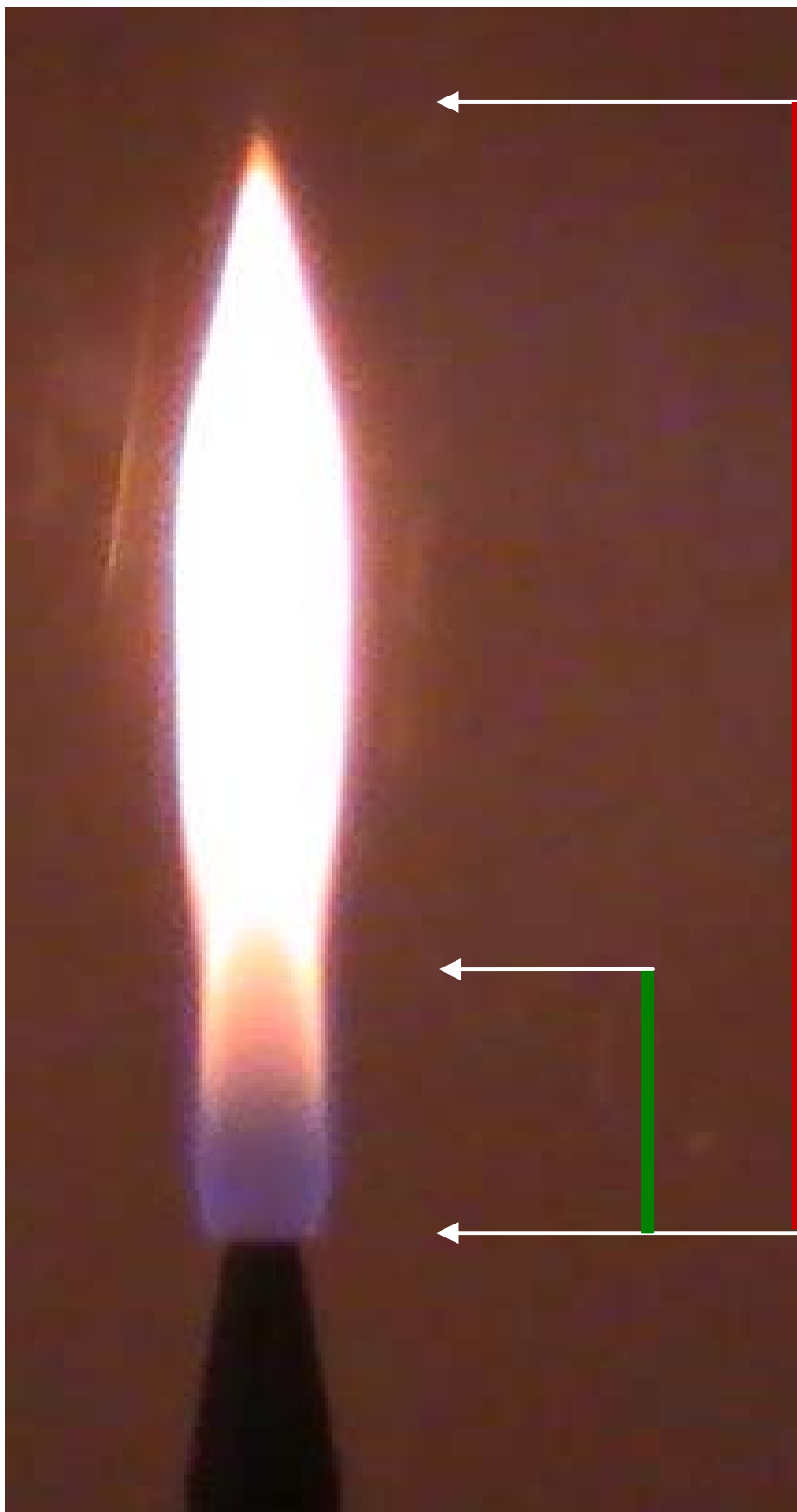


Figura 3.4 – 0,4 NL/min, $Re=78,4$



Figura 3.5 – 0,5 NL/min, $Re=98$

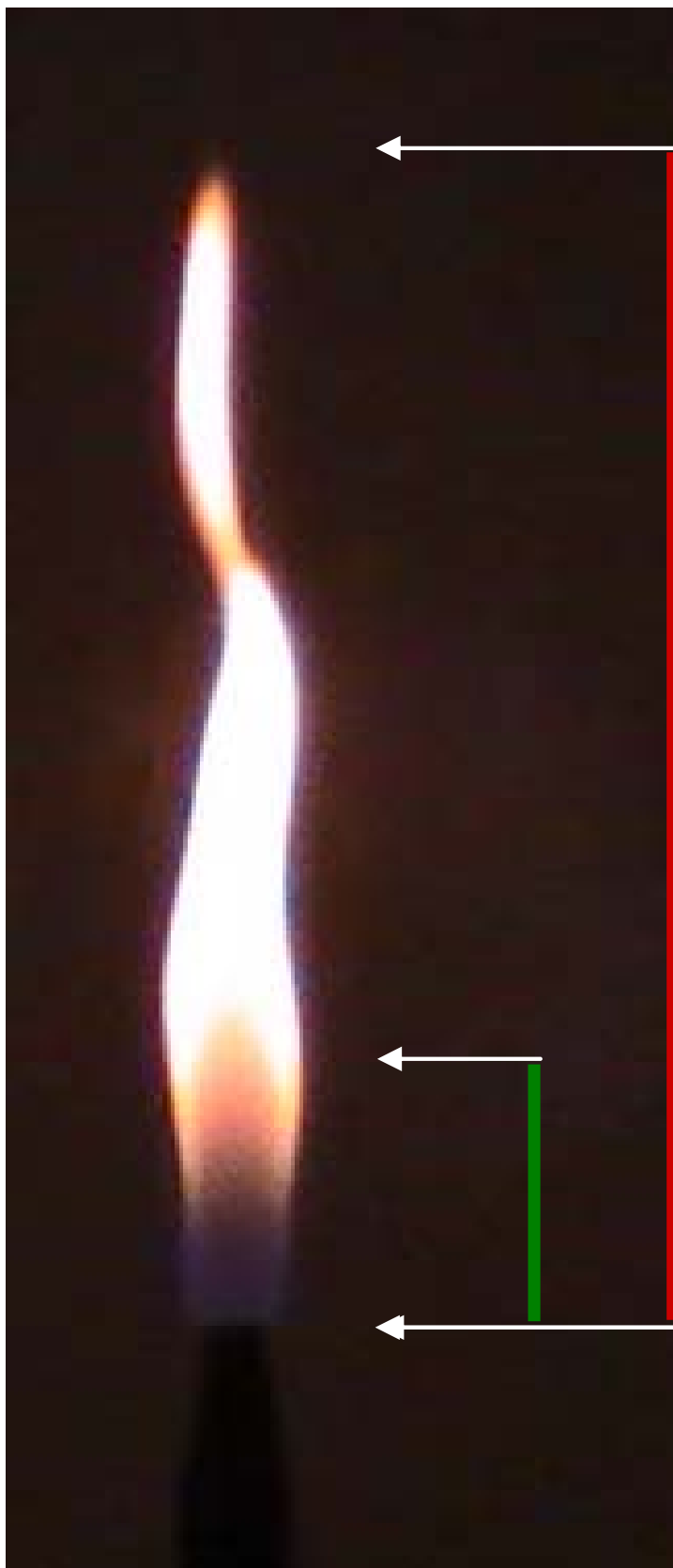


Figura 3.6 – 0,6 Nl/min, $Re=117,6$

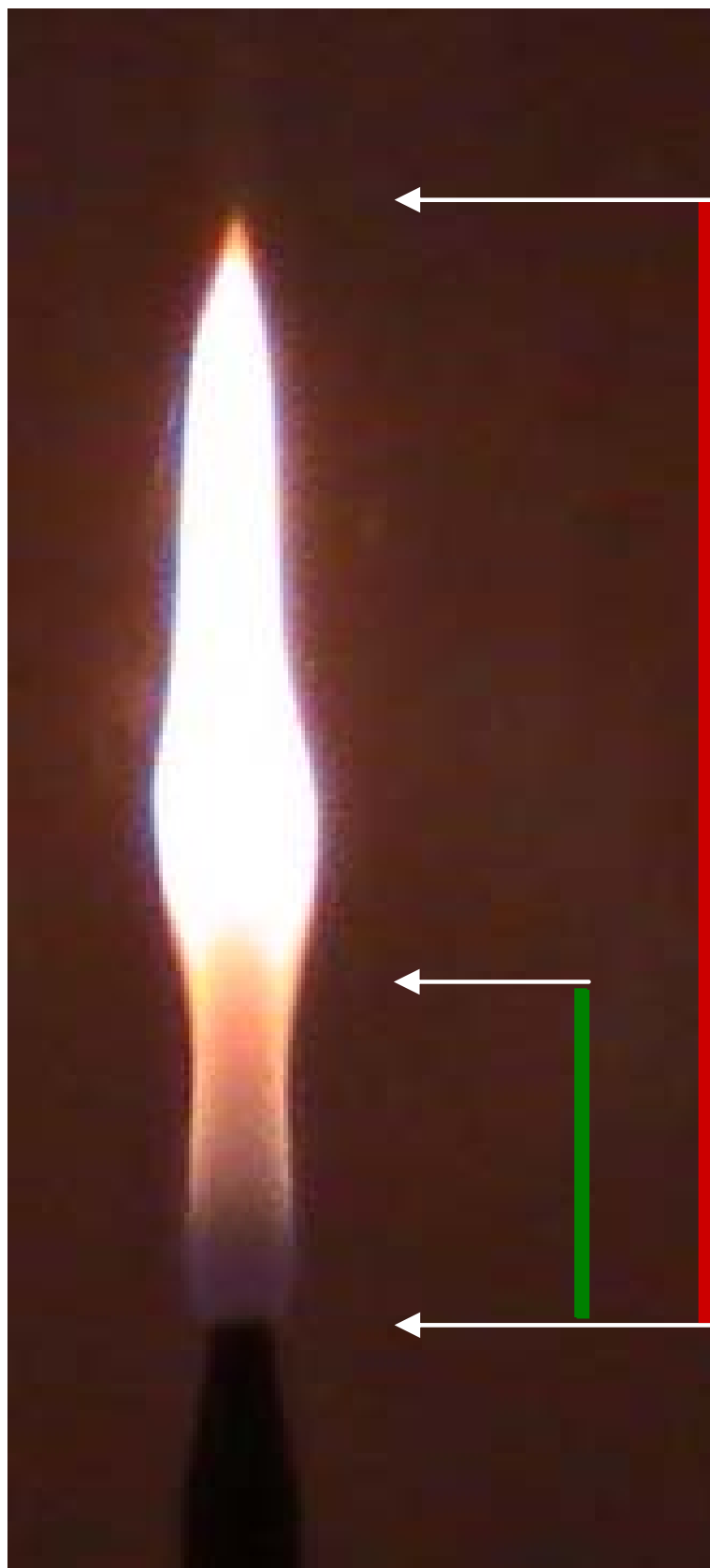


Figura 3.7 – 0,7 NL/min, $Re=137,1$



Figura 3.8 – 0,8 NI/min, $Re=156,7$





Figura 3.9 – 0,9 NI/min, $Re=176,1$



Figura 3.10 – 1 NI/min, $Re=195,7$

Figura 3.11 – 1,1 NI/min, $Re=215,1$

Si osserva dalle Figure da 3.1 a 3.11 che la lunghezza di fiamma cresce continuamente, come già detto in precedenza. Si nota inoltre che la regione indisturbata si allunga, e ciò è dovuto al fatto che per inerzia il getto di metano tende a mantenere inalterate le proprie caratteristiche, almeno finché la velocità non diventa così alta da provocarne un rapido sfrangiamento. Man mano che la velocità aumenta, la fiamma oscilla sempre più in quanto le strutture coerenti che si formano e si distaccano perturbano sempre più fortemente il getto. Si constata infine che lo spazio di distacco è nullo per le portate fin ora considerate.

Nelle Figure da 3.12 a 3.20 sono mostrate le fiamme ottenute con le portate intermedie:



*Figura 3.12 – 50 Nl/h,
Re=113,3*



*Figura 3.13 – 100 Nl/h,
Re=231*



*Figura 3.14 – 150 NI/h,
Re=373,4*



*Figura 3.15 – 200 NI/min,
Re=506,8*



*Figura 3.16 – 250 NI/min,
Re=650,3*



*Figura 3.17 – 300 NI/min
Re=813,7*



*Figura 3.18 – 350 NL/min
Re=1027,6*



*Figura 3.19 – 400 NL/min
Re=1263,1*



*Figura 3.20 – 450 NI/min,
Re=1622,2*

All'aumentare della portata, si nota un incremento della lunghezza di fiamma che diventa via via più modesto. Come visto nel primo capitolo, quando il flusso diventa marcatamente turbolento, L_f tende asintoticamente ad un valore massimo. La fiamma è sempre più frastagliata, e, come si vede a partire dalla Figura 3.16, tende a frantumarsi in punta. Tale instabilità, dovuta ad un distacco sempre più frequente e violento di vortici, prelude al distacco della fiamma ed al suo spegnimento.

Per quanto riguarda la regione indisturbata, si osserva, contrariamente a quanto visto con il flussimetro piccolo, una graduale riduzione di L_{ind} per via dell'interazione sempre più forte con l'aria stagnante.

Lo spazio di distacco risulta ancora nullo.

Nelle Figure 3.21 e 3.22 vengono mostrate le fiamme ottenute con il flussimetro per le grandi portate:



*Figura 3.21 – 10 NI/min
Re=2563,1*



*Figura 3.22 – 20 NL/min,
Re=5126,3*

Dalla Figura 3.21 si vede che adesso la fiamma è staccata di alcuni centimetri dallo slot. A causa dell'alta velocità del getto di metano, la combustione non può innescarsi subito, ma è necessario che il tubo di flusso si allarghi con conseguente riduzione della velocità. Il metano e l'aria hanno intanto il tempo di miscelarsi parzialmente, il che spiega la colorazione blu del tratto iniziale della fiamma. L'interno del getto del gas viene raggiunto più difficilmente dall'aria ambiente, per cui esso brucia quasi completamente in superficie, rimanendo incombusto al centro. Quando la fiamma diventa frastagliata, una grande quantità di metano viene a contatto con l'aria che però è insufficiente a permetterne la completa combustione, per cui la fiamma diventa gialla. A queste portate, si può assumere che la regione indisturbata non esista più, e che la fiamma non sia più puramente diffusiva come nei casi precedenti, ma che sia parzialmente premiscelata.

Rispetto alla fiamma appena vista, quella mostrata in Figura 3.22 brucia una portata di metano doppia. La maggiore velocità provoca un mescolamento molto più rapido e profondo del metano con l'aria, per cui, come si vede dal colore blu della quasi totalità della fiamma, si può dire che il premiscelamento è quasi completo, così come la combustione. Si può affermare che man mano che la velocità del getto di metano aumenta, si passa dalle fiamme diffusive a quelle premiscelate. La lunghezza di fiamma non è aumentata apprezzabilmente, mentre lo spazio di distacco è all'incirca raddoppiato.

I grafici che vedremo ora riportano l'andamento con Re di L_f , L_{ind} e L_{dist} e riassumono quanto finora osservato. In Figura 3.23 viene mostrata la lunghezza di fiamma al variare del numero di Reynolds:

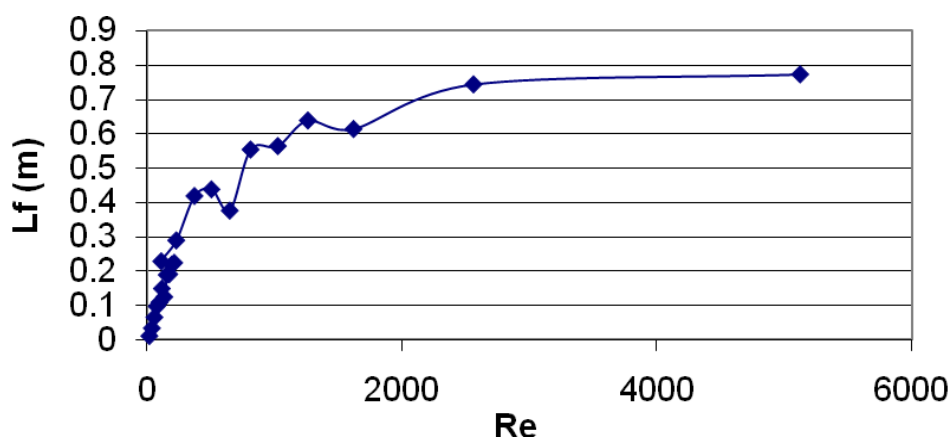


Figura 3.23 – Lunghezza di fiamma

Come si può vedere, L_f ha un andamento lineare con Re finché quest'ultimo si mantiene a valori inferiori a 500. Tale valore è piuttosto basso se lo si paragona, come risulta spontaneo,

al numero di Reynolds critico per deflussi interni ($Re_{cr} = 2300$), ma bisogna considerare che dopo aver percorso lo slot, il getto sfoga in aria stagnante e cessa quindi l'influenza delle pareti che tendono a smorzare (fino ad un certo punto, ovviamente), le instabilità del flusso. Si è osservato che, per ogni Re , esiste una distanza dallo slot in cui si staccano le strutture coerenti, con conseguente transizione del flusso da laminare a turbolento, per cui per questo tipo di corrente fluida si deve considerare un numero di Reynolds critico basato, come nel caso della lastra piana lambita da una corrente, sulla distanza dallo sbocco dello slot.

Com'è noto dalla letteratura (vedere capitolo 1), quando il getto è lento, il trasporto convettivo ha una modesta importanza rispetto a quello diffusivo, per cui all'aumentare della velocità il tempo di mescolamento rimane all'incirca costante, come quello chimico relativo alla combustione. Ne consegue che la lunghezza di fiamma, che si può stimare come il prodotto della velocità del getto per il massimo tra i due tempi sopra citati, cresce linearmente con Re finché esso resta basso. All'aumentare della velocità insorgono fenomeni di instabilità della fiamma per via dell'interazione sempre più forte con l'aria ambiente. Il distacco di vortici è sempre più precoce e quindi il mescolamento convettivo diventa sempre più rapido e prevale su quello diffusivo. Per valori di Re superiori a 3000, esiste una perfetta compensazione tra la tendenza per inerzia del getto a percorrere grandi spazi senza essere influenzato dalla presenza dell'aria (e quindi senza mescolarsi ad essa, ritardando perciò la combustione) ed un mescolamento dovuto alla turbolenza del getto sempre più rapido. La lunghezza massima della fiamma si aggira intorno agli 80 cm, ossia ben 160 volte il diametro iniziale del getto di metano.

In Figura 2.24 viene mostrato l'andamento con Re della lunghezza della regione indisturbata:

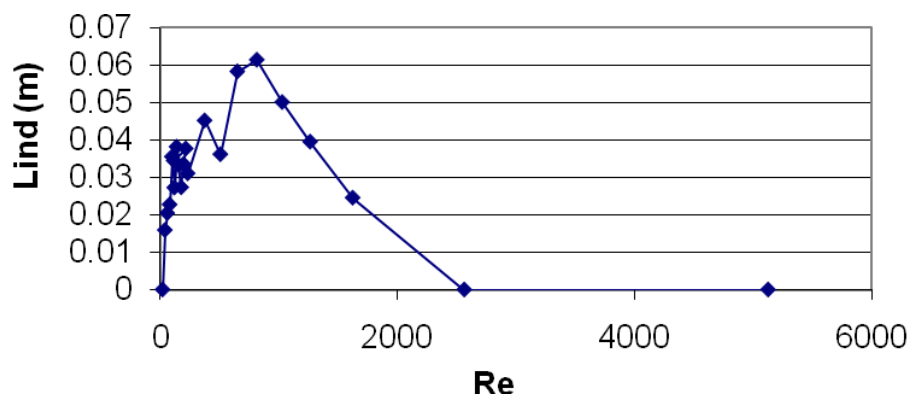


Figura 3.24 – Lunghezza della regione indisturbata

Come si vede dal grafico, L_{ind} ha inizialmente un andamento crescente con Re , raggiunge un massimo e poi diminuisce fino ad annullarsi. Come già illustrato nel primo capitolo per quanto concerne i getti d'aria, tale regione ha un'estensione commisurata sia alla tendenza del getto a mantenere per inerzia tutte le proprie caratteristiche, sia a quella del trasporto

convettivo-diffusivo di uniformarle a quelle dell'aria stagnante. L_{ind} è piccola (al limite nulla) a bassi Re perché la diffusione prevale nettamente sull'inerzia del getto, assume valori rilevanti in un intervallo di Re in cui né il trasporto diffusivo né quello convettivo (la cui intensità cresce rapidamente con il numero di Reynolds) sono molto forti, e decresce fino ad annullarsi per alti valori di Re , quando le instabilità del getto prevalgono sulla sua tendenza a mantenersi inalterato per inerzia. È interessante osservare che $L_{ind} = 0$ per $Re \approx 2500$: la regione indisturbata cessa di esistere quando il getto che sfoga in aria è già in partenza turbolento e quindi incline a mescolarsi con celerità con l'aria ambiente. L_{ind} assume un valore massimo di 6 cm, ossia 12 volte il diametro dello slot.

In Figura 3.25 viene infine mostrato l'andamento di L_{dist} con il numero di Reynolds:

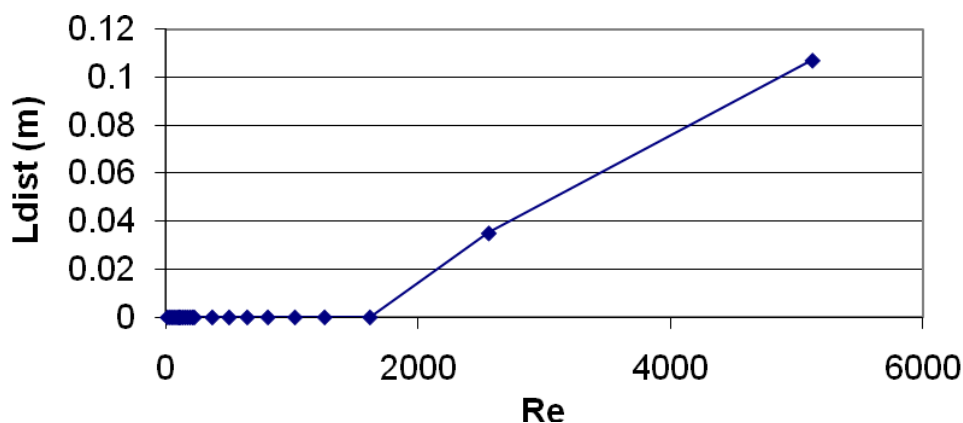


Figura 3.25 – Spazio di distacco

Si osserva che la fiamma non si stacca fino a $Re \approx 1600$, valore oltre il quale lo spazio di distacco cresce rapidamente. Come già visto, oltre una certa velocità del getto di metano, la cinetica di reazione non è abbastanza rapida da permettere un immediato ancoraggio della fiamma. L_{dist} è quella distanza dallo sbocco in cui il rallentamento del getto dovuto all'allargamento del tubo di flusso provocato dall'interazione con l'aria stagnante è sufficiente a permettere l'accensione della miscela aria-metano.

b) Analisi acustica

Dopo aver esaminato le caratteristiche delle fiamme al variare di Re , vedremo ora gli spettri sonori per le portate indicate di 0,1 NI/min, 1 NI/min, 400 NI/h e 20 NI/min, cui corrispondono rispettivamente i numeri di Reynolds di 19,6 , 195,7 , 1263,1 e 5126,3. Questi ultimi sono ben distanti gli uni dagli altri e sono in numero molto limitato rispetto a tutti i Re considerati, in modo da osservare su tutto il campo delle portate differenze significative nell'emissione sonora. La frequenza di campionamento della scheda audio integrata del computer è di 44100 Hz, e consente di ricostruire suoni con contenuto in frequenza fino a 22050 Hz, valore maggiore del limite superiore della banda passante del microfono che è di 15000 Hz.

In Figura 3.26 è mostrato lo spettro per la portata di 0,1 NI/min:

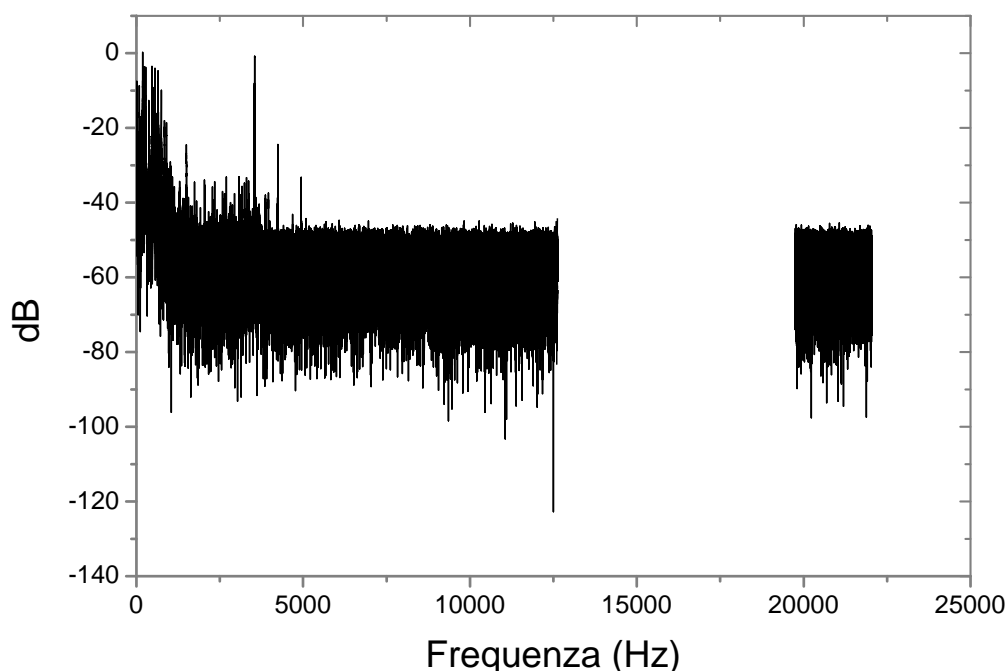


Figura 3.26 – Spettro per 0,1 NI/min, $Re=19,6$

Come si può vedere, il rumore prodotto è piuttosto debole e concentrato tra 0 e circa 2500 Hz. A bassa velocità, il distacco dei vortici, che è il principale meccanismo dell'emissione sonora, avviene con una frequenza bassa (dell'ordine di qualche Hz, come è possibile notare visivamente) e l'energia che essi rilasciano quando si formano e poi scompaiono è modesta. Il flusso è poco turbolento, almeno nella zona iniziale del getto verso la quale il microfono viene puntato, per cui il suono registrato è "povero" nelle frequenze medio-alte (generate da vortici piccoli e di breve durata temporale), il che spiega la quasi totale assenza di rumore oltre

qualche migliaio di Hz. Si può quindi concludere che per basse velocità del getto la fiamma è sostanzialmente silenziosa ed emette quasi esclusivamente suoni bassi, in quanto per piccole velocità il rumore viene prodotto principalmente dalle strutture coerenti.

In Figura 3.27 viene mostrato lo spettro del rumore emesso per una portata indicata di 1 NI/min, cioè 10 volte il valore poc' anzi considerato:

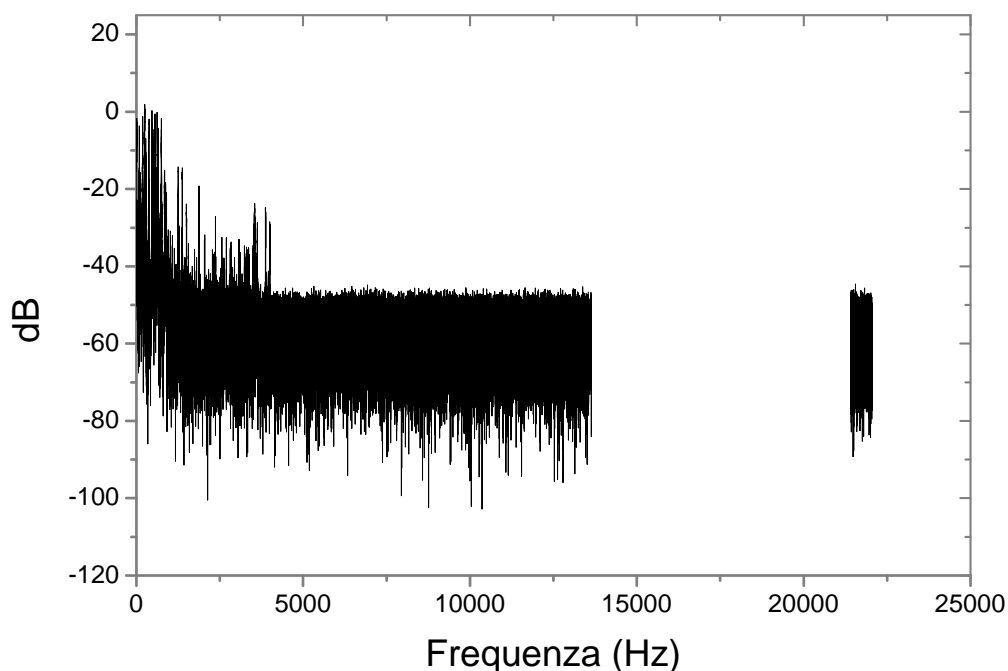


Figura 3.27 – Spettro per 1 NI/min, $Re=195,7$

Come si evince dalla Figura 3.27, esistono due differenze rispetto al caso della portata di 0,1 NI/min. La prima è che il rumore è più forte a tutte le frequenze, in conseguenza del fatto che essendo maggiore la velocità del getto, l'interazione con l'aria ambiente è più forte (vedere capitolo 1, legge di Lighthill). La seconda constatazione è che esiste una significativa produzione di rumore fino a circa 4000 Hz, come si può vedere dai numerosi picchi fino a quella frequenza. La soglia della zona “silenziosa” dello spettro si è spostata verso suoni più acuti, e ciò perché le strutture coerenti che si staccano hanno vita più breve e perché il flusso diventa turbolento abbastanza rapidamente, per cui il contributo al rumore registrato dei vortici medio-piccoli cresce di importanza.

In Figura 3.28 viene mostrato lo spettro per una portata indicata di 400 NI/min:

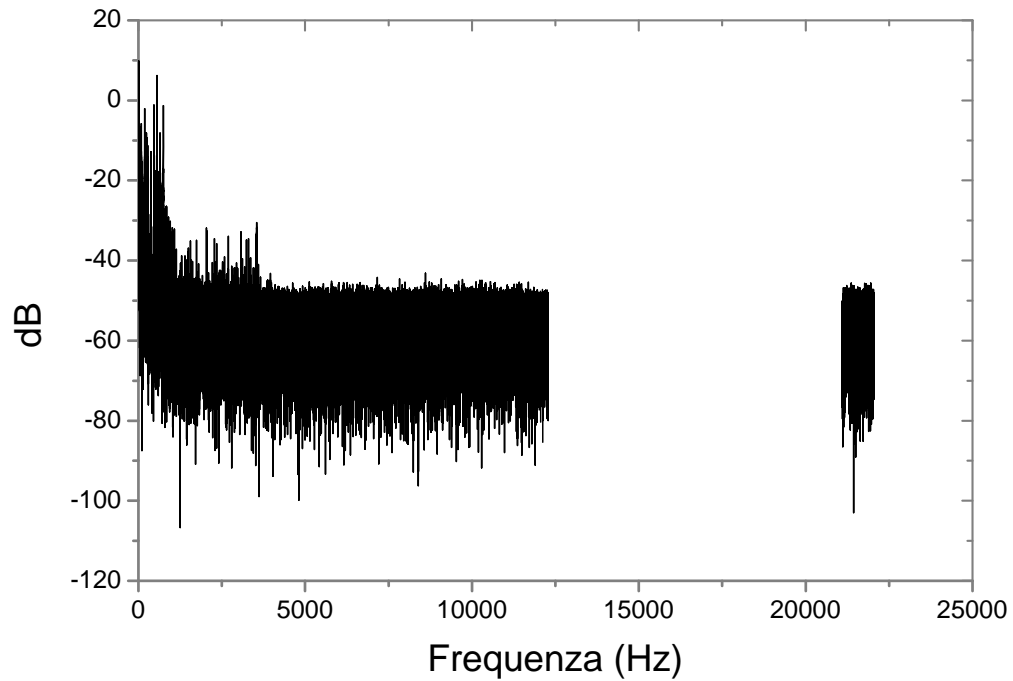


Figura 3.28 – Spettro per 400 NI/min, $Re=1263,1$

Per le ragioni viste, il rumore è più forte su tutto lo spettro e si rafforzano le componenti a frequenze più alte.

In Figura 3.29 viene infine mostrato lo spettro per una portata di 20 NI/min:

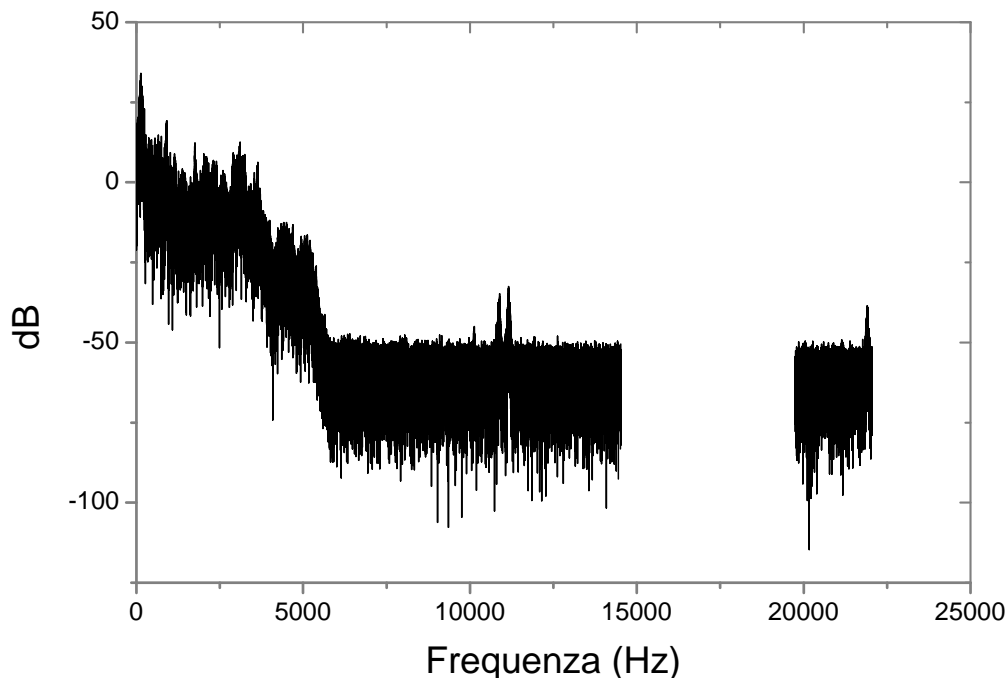


Figura 3.29 – Spettro per 20 NL/min, $Re=5126,3$

L'ultimo spettro che vediamo è stato ottenuto con il valore più alto della portata che il nostro impianto permette di far evolvere nel bruciatore. Come si vede dalla Figura 3.29, esistono delle differenze rispetto ai casi fin qui visti. A parte la maggiore rumorosità della fiamma di cui si è già spiegata la ragione, si osserva che esiste un netto calo dell'intensità del suono intorno a 5500 Hz. Fino a quella frequenza, il suono è forte e si affievolisce progressivamente, seguendo una legge che ricorda molto da vicino quella del decadimento dell'energia della turbolenza con la frequenza. In questo intervallo, oltre alle strutture coerenti, emettono anche i piccoli e medi vortici, tipici di un flusso turbolento, per cui lo spettro è completo fino a circa 5500 Hz. Oltre questo valore, non c'è praticamente rumore in quanto l'energia associata a vortici di breve durata è modestissima. La ragione di un calo così brusco dell'intensità del rumore, rispetto ai casi precedenti, risiede nel fatto che per le portate inferiori, la componente a frequenza più alta ha un'importanza modesta ed essendo il microfono direzionale puntato verso la base della fiamma, il rumore registrato risente abbastanza poco dello sviluppo in regime turbolento del flusso dopo la scomparsa della regione indisturbata. Per queste ragioni, il rumore registrato alle portate medio-piccole è piuttosto "povero" nelle frequenze al di sopra di qualche centinaio di Hz, per cui il passaggio alla zona "silenziosa" dello spettro è dolce. Un altro fattore che condiziona l'emissione sonora registrata è la presenza delle griglie. Esse abbattano la turbolenza, e quindi tendono ad impoverire il rumore prodotto da un getto delle frequenze più alte. Viceversa, quando le portate sono grandi, la regione indisturbata non esiste ed il flusso è fortemente turbolento fin dall'inizio. Questo fatto comporta due conseguenze. La prima è che il rumore emesso dall'intera fiamma è ricco nelle componenti a frequenza più alta, per cui, quale che sia la modalità di registrazione, il suono ha uno spettro più completo.

La seconda è che il getto emette in modo significativo ad alta frequenza anche nella zona verso la quale il microfono direzionale è puntato. A differenza dei casi precedenti, il flusso non può più essere diviso nettamente in zone acusticamente diverse per quanto riguarda l'emissione sonora, per cui la direzionalità del microfono non ha più una grande influenza sullo spettro del rumore registrato. Il suono è molto forte a tutte le frequenze alle quali viene prodotto, e la diminuzione della sua intensità con la frequenza è brusca. Esiste una soglia (in questo caso circa 5500 Hz) oltre la quale non è più apprezzabile la potenza sonora registrata perché le griglie abbattano, come già detto, i suoni più acuti che il getto genererebbe già all'interno dello slot.

A conclusione di quest'analisi, si può dire che l'aumento di velocità del getto comporta da un lato una sua maggiore rumorosità, dall'altro un arricchimento del suono prodotto nelle componenti a frequenze più alte. La direzionalità del microfono fa sì che finché esiste la regione indisturbata, i suoni più acuti non vengano registrati, mentre quando essa non esiste più il rumore registrato è molto simile come caratteristiche a quello che si capterebbe a grande distanza dal getto. La presenza delle griglie elimina inoltre i suoni a frequenza più alta nella zona iniziale del getto, per cui in ogni caso il rumore registrato non presenta suoni oltre i 5500 Hz. La brusca transizione nello spettro tra la zona "rumorosa" e quella "silenziosa" ottenuta usando un microfono direzionale è la dimostrazione acustica della scomparsa, oltre un certo valore del numero di Reynolds, della regione indisturbata, e del carattere marcatamente turbolento del flusso fin dall'uscita dello slot.

3.2 Risultati delle prove con il cannello

a) Immagini e grafici

In questo paragrafo vedremo le fiamme sviluppate dal cannello. A differenza della mini galleria del vento, non sono presenti griglie e honeycomb, per cui le perdite di pressione sono modeste e si è potuti arrivare quindi ad una portata indicata di 60 NI/min, alla quale corrisponde un numero di Reynolds di 15526,4. La correzione della portata indicata è stata effettuata solo per la portata massima, ed è stata comunque di modesta entità.

Nelle Figure da 3.30 a 3.40 vengono mostrate le immagini delle fiamme ottenute con le piccole portate:

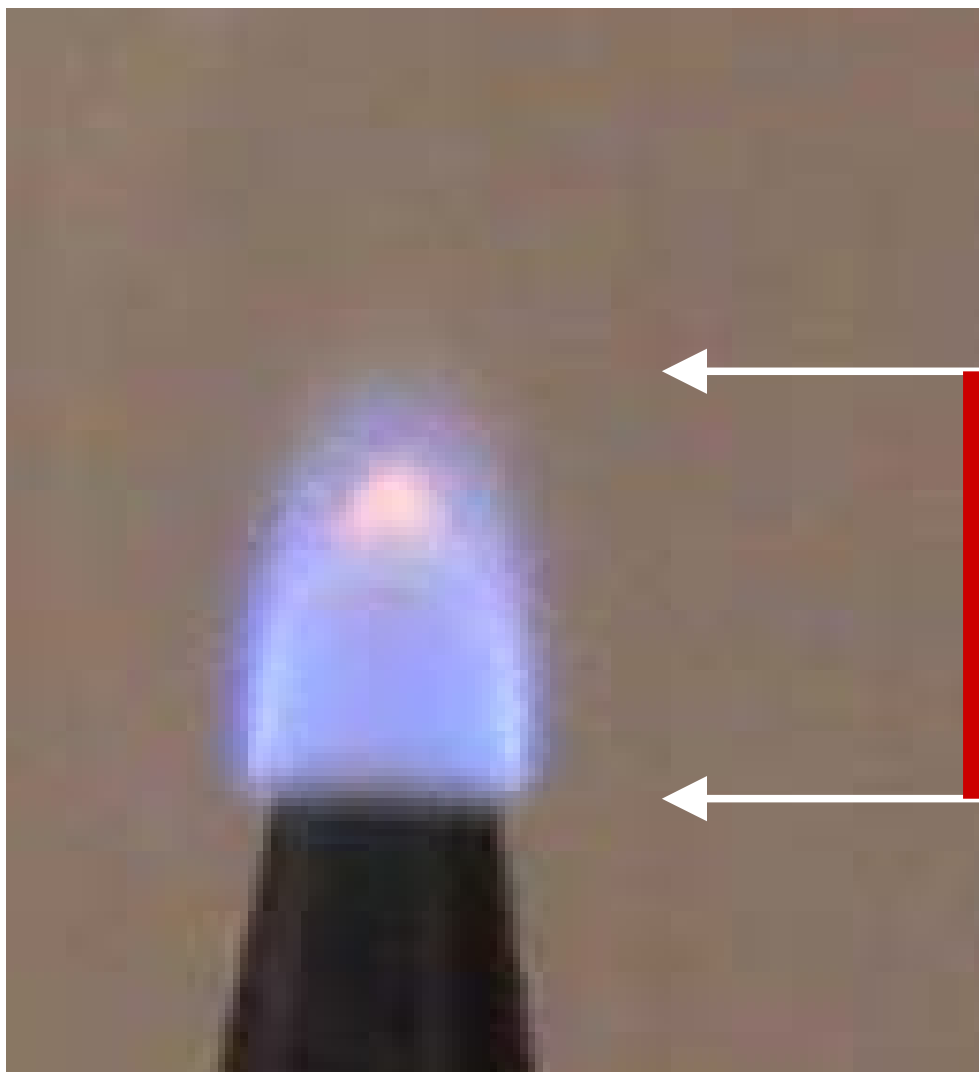
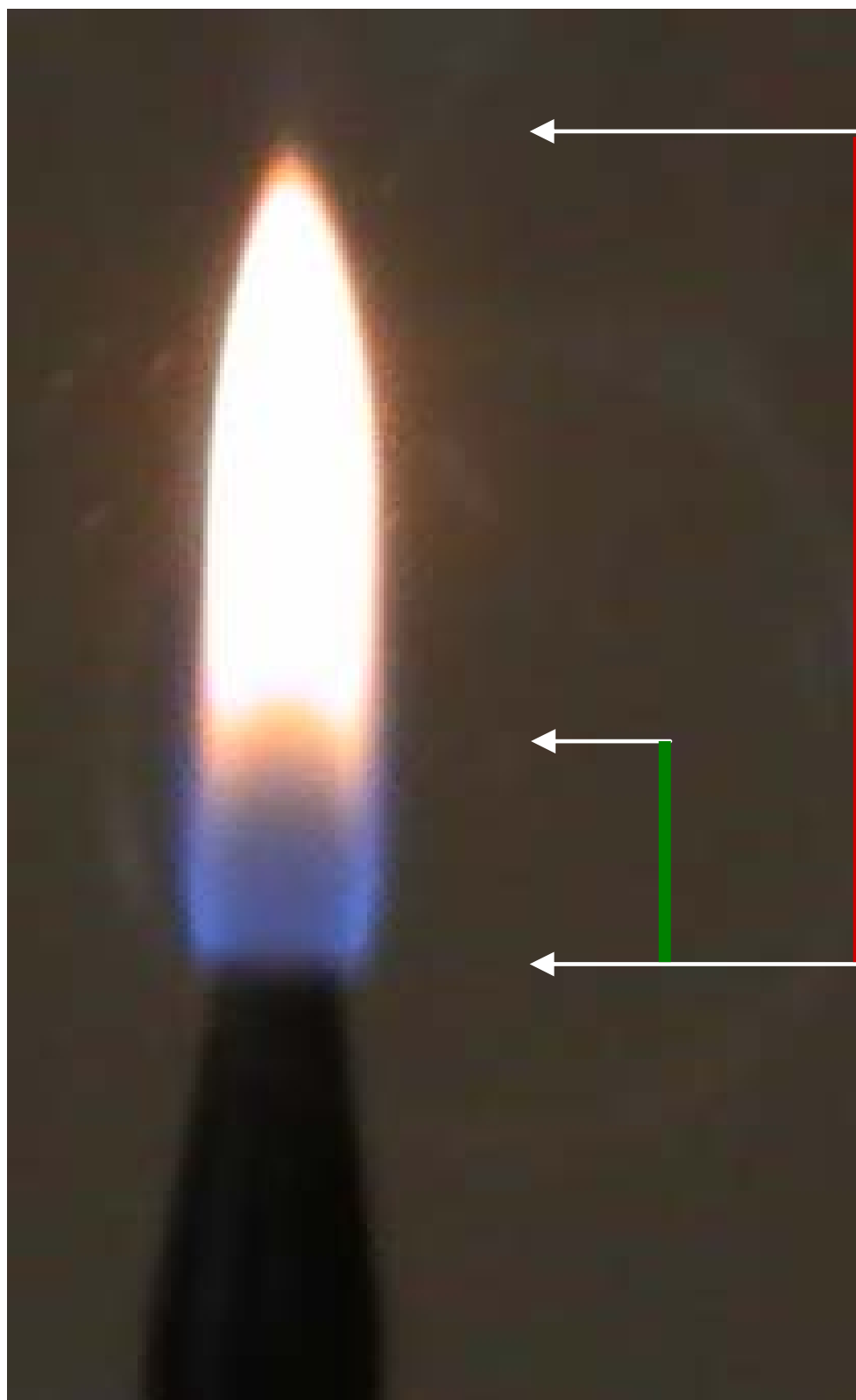


Figura 3.30 – 0,1 NI/min, $Re=19,8$



*Figura 3.31 – 0,2 NI/min
Re=39,6*

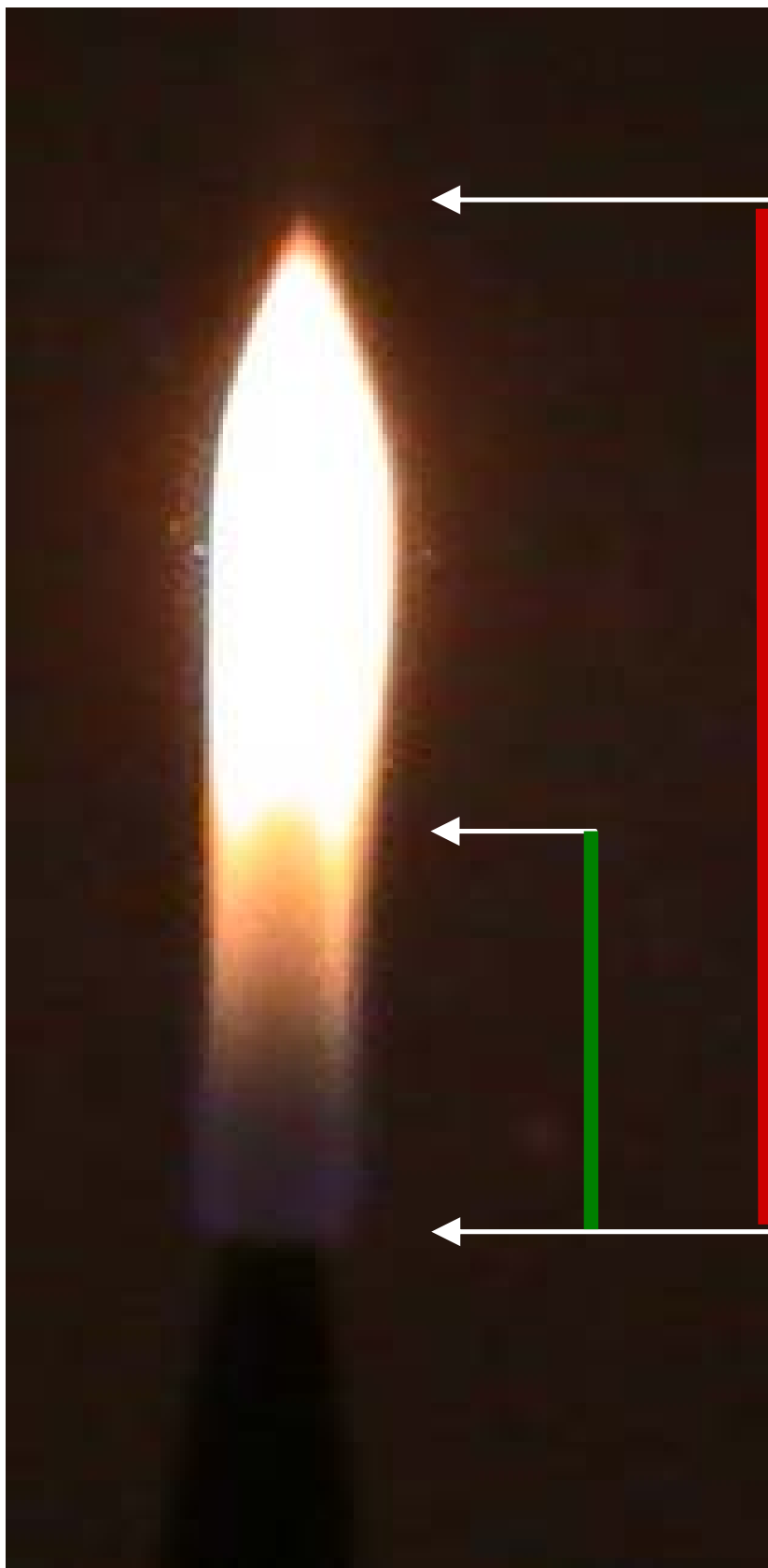


Figura 3.32 – 0,3 NI/min, $Re=59,3$

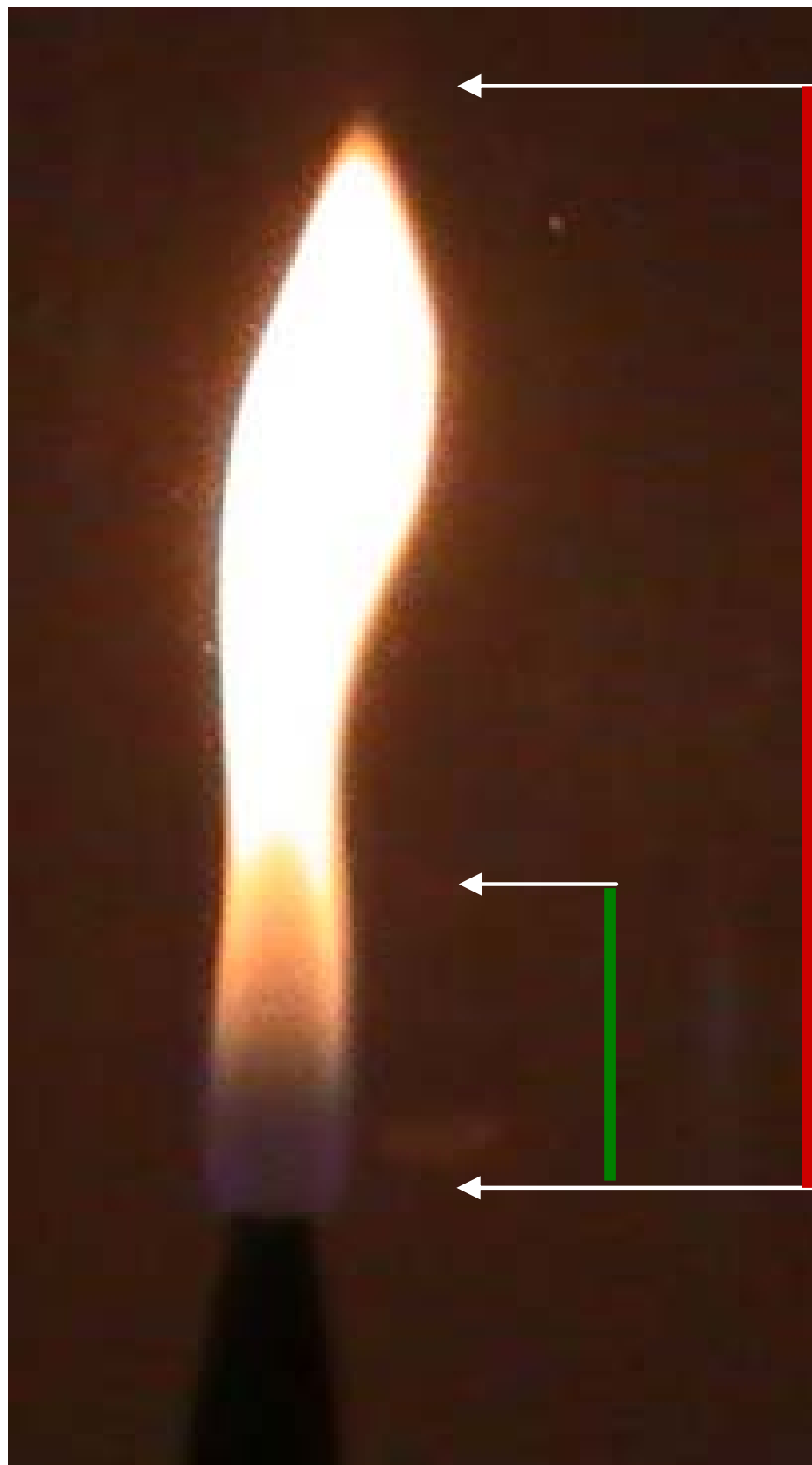


Figura 3.33 – 0,4 NI/min, $Re=79$

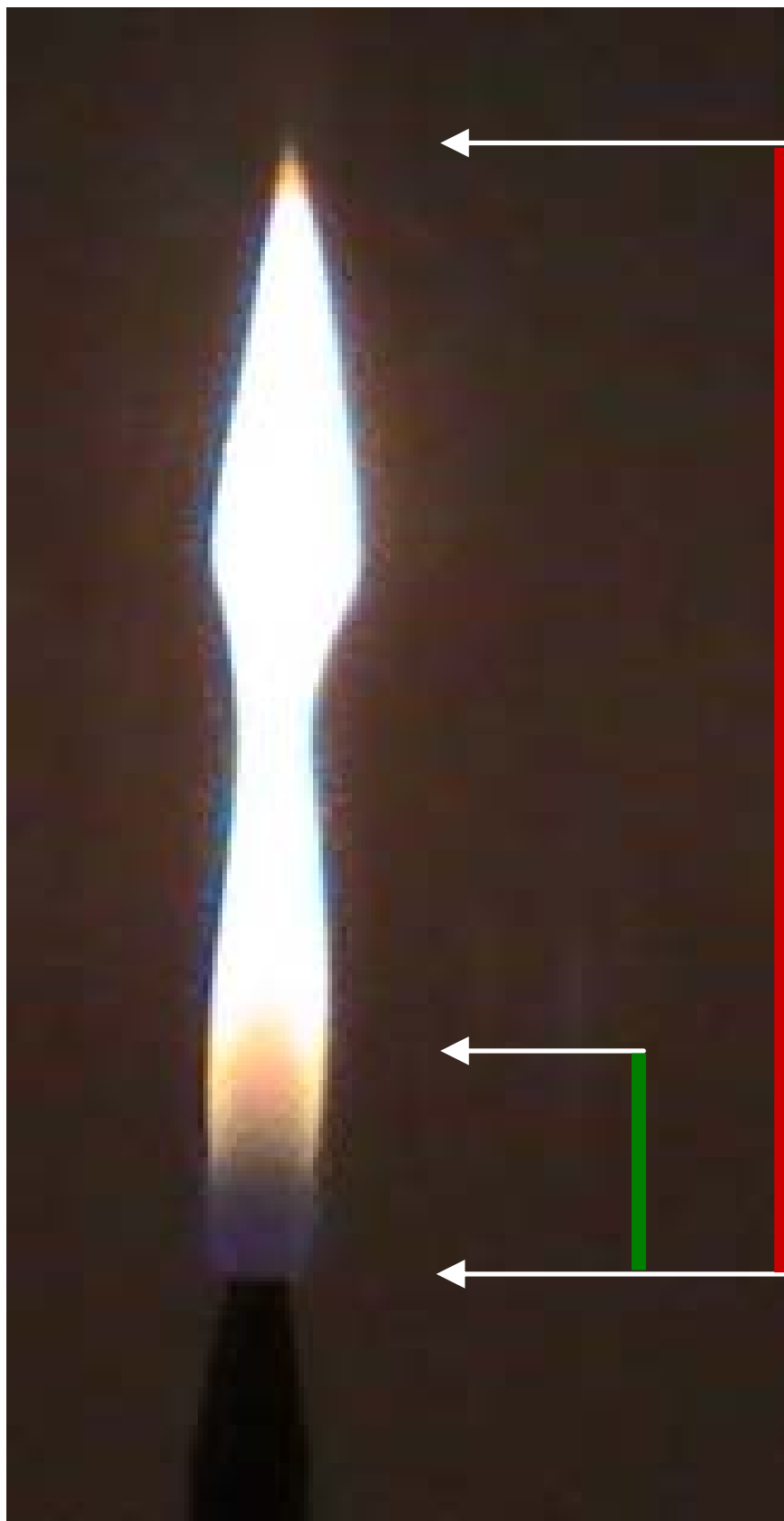


Figura 3.34 – $Re=98,8$



Figura 3.35 – 0,6 NL/min, $Re=118,5$

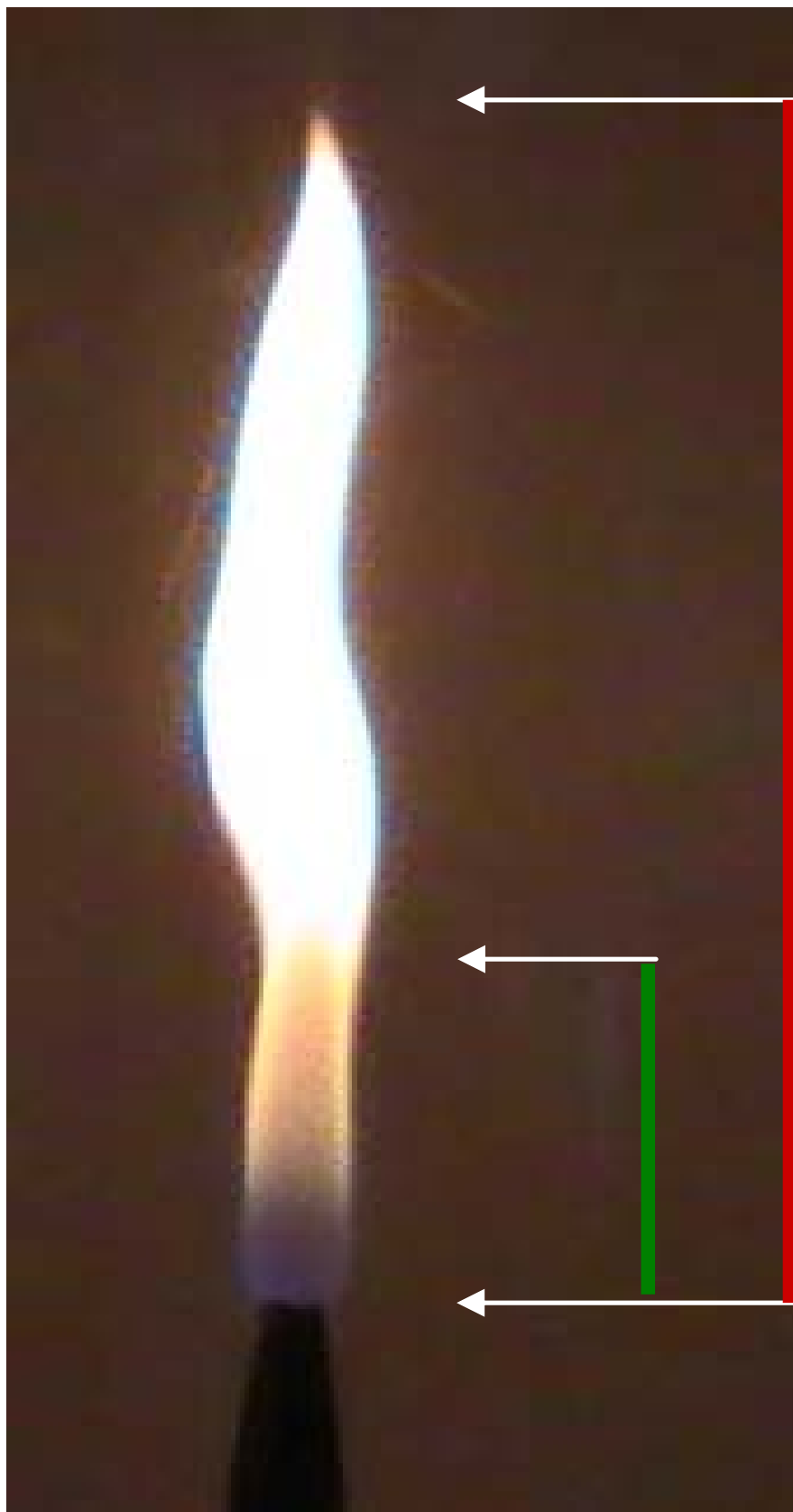


Figura 3.36 – 0,7 NI/min, $Re=138,1$



Figura 3.37 – 0,8 NI/min, $Re=157,8$



Figura 3.38 – 0,9 NI/min, $Re=177,5$



Figura 3.39 – 1 NI/min, $Re=197,1$

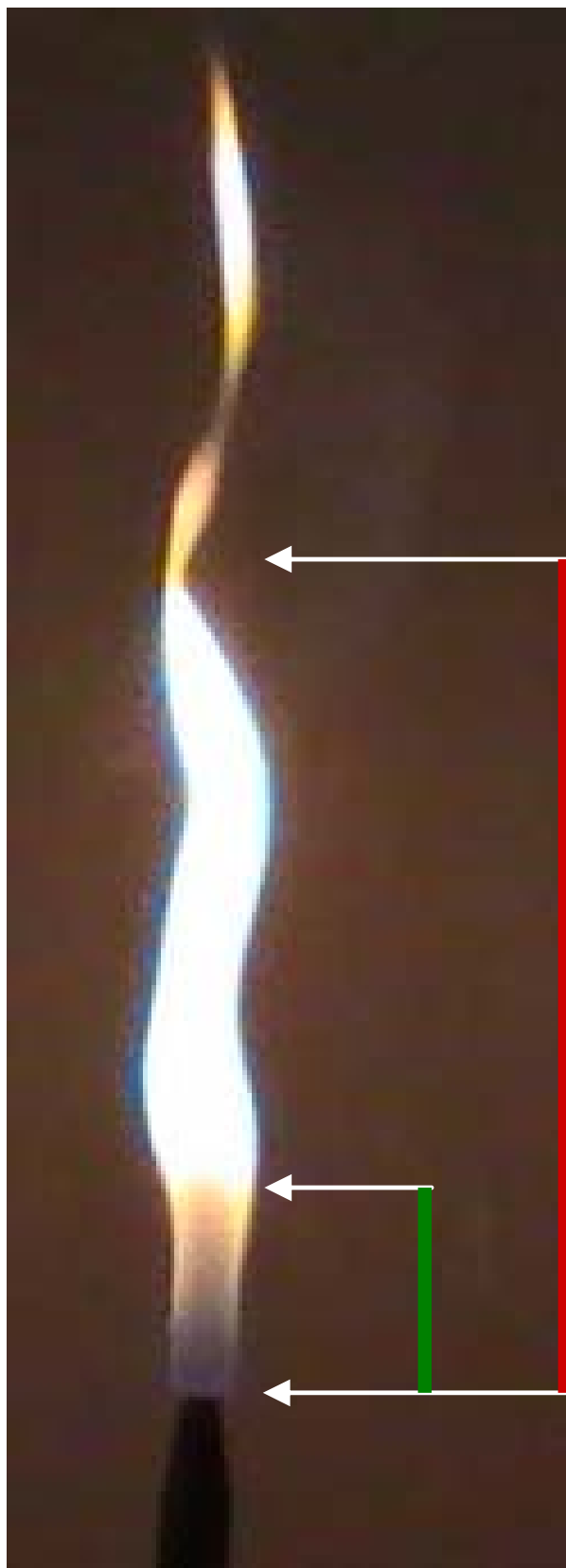


Figura 3.40 – 1,1 NI/min, $Re=216,8$

Come per le fiamme prodotte dalla mini galleria, la lunghezza di fiamma aumenta con Re . Si nota inoltre la tendenza all'allungamento della regione indisturbata per questi valori di portate. Le fiamme sono infine ancorate all'uscita dello slot per via della bassa velocità. Non si osserva quindi in questo campo di portate un comportamento diverso rispetto a quello delle fiamme laminarizzate. Ciò è spiegato dal fatto che finché le velocità sono basse, il getto è intrinsecamente laminare, e quindi tutti gli accorgimenti (le griglie, ed in parte anche l'honeycomb) adottati per abbattere la turbolenza sono superflui. I getti originati tanto dalla mini galleria quanto dal cannello sono laminari all'uscita dallo slot e sono pertanto uguali nel comportamento fluidodinamico.

Nelle Figure da 3.41 a 3.49 vengono mostrate le fiamme ottenute con portate indicate di 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400 e 450 NI/h:



Figura 3.41 – 50 NL/h, $Re=113,2$



Figura 3.42 – 100 Nl/h, $Re=226,5$



*Figura 3.43 – 150 Nl/h
Re=339,7*



*Figura 3.44 – 200 NI/h
Re=452,8*



*Figura 4.45 – 250 Nl/h
Re=466*



Figura 3.46 – 300 NI/h, $Re=679$



Figura 3.47 – 350 Nl/h, $Re=792,2$



Figura 3.48 – 400 Nl/h, $Re=905,4$



*Figura 3.49 – 450 NI/h
Re=1018,5*

Rispetto al caso della mini galleria, non si osservano dal punto di vista qualitativo delle sostanziali differenze: la lunghezza di fiamma continua ad aumentare con Re , la regione indisturbata raggiunge un'estensione massima per poi iniziare a diminuire e le fiamme rimangono attaccate.

Nelle Figure da 3.50 a 3.55 vengono mostrate le fiamme ottenute con le grandi portate:



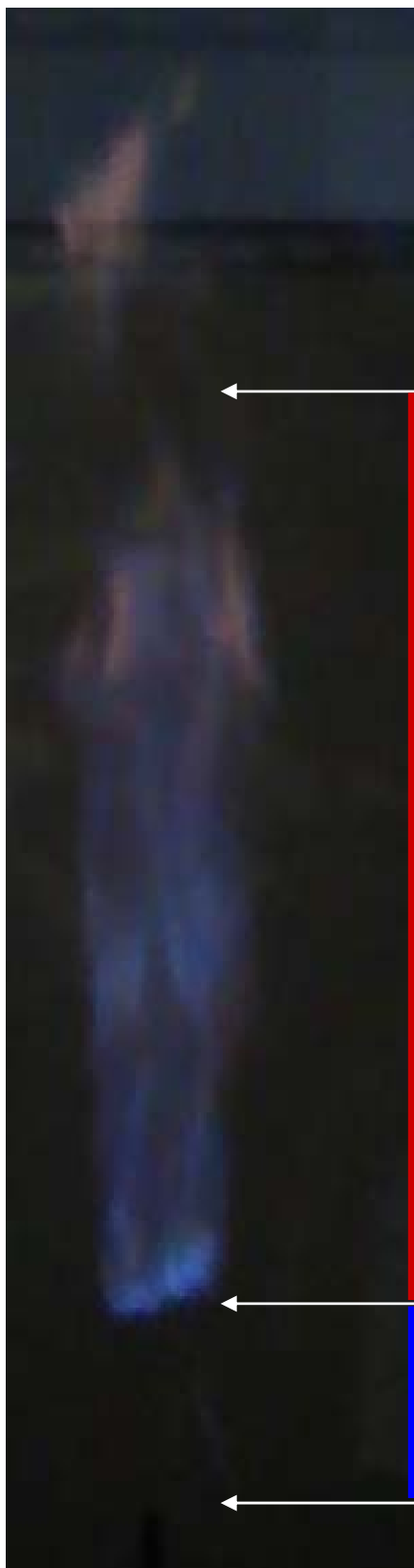
*Figura 3.50 – 10 NI/min
 $Re=2592,4$*



Figura 3.51 – 20 NI/min, $Re=5184,7$



*Figura 3.52 – 30 NI/min
Re=7772,5*



*Figura 3.53 – 40 NI/min
Re=10350,9*



*Figura 3.54 – 50 NI/min
Re=12938,6*



Figura 3.55 – 60 NI/min, $Re=15526,4$

Nella Figura 3.50, si nota che la fiamma è fuliginosa e attaccata, mentre nel caso della mini galleria, benché il numero di Reynolds sia praticamente lo stesso (intorno a 2550), essa è azzurra alla base e staccata. Nel caso del cannello, la fiamma è più stabile e non si stacca, per cui non avviene il premiscelamento che è responsabile della colorazione azzurra. Ciò è dovuto al fatto che non essendoci abbattitori di turbolenza, il mescolamento del getto di metano con l'aria è più rapido, e ciò favorisce l'ancoraggio della fiamma. Oltre i 10 NI/min, si osserva che la fiamma si stacca comunque, e non ci sono differenze di rilievo rispetto al caso della mini galleria. Si può quindi affermare che l'unica sostanziale differenza è la maggior tendenza all'ancoraggio di una fiamma turbolenta rispetto a quella di una fiamma laminarizzata.

Analogamente al caso della mini galleria, vediamo ora gli andamenti con Re di L_f , L_{ind} e L_{dist} . In Figura 3.56 viene mostrata l'evoluzione con il numero di Reynolds della lunghezza di fiamma:

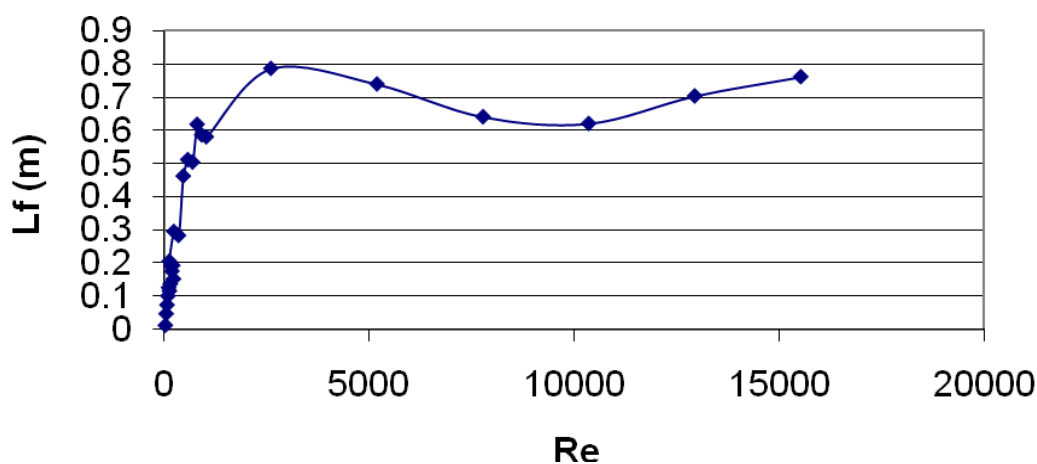


Figura 3.56 – Lunghezza di fiamma

Come si vede in Figura 3.56, la lunghezza di fiamma cresce in modo quasi lineare con Re finché il moto è marcatamente laminare (fino ad un numero di Reynolds pari a circa 1200), per poi raggiungere un massimo per $Re \approx 2500$. Il massimo viene raggiunto quando il flusso diventa già all'interno dello slot turbolento. Da quel punto in poi il mescolamento convettivo tra il metano e l'aria ambiente diventa sempre più rapido e preponderante rispetto a quello diffusivo, e L_f inizia a diminuire per via del fatto che il tempo della reazione chimica è costante, mentre si riduce quello del mescolamento. In questo regime di moto, il tempo necessario per mescolare e bruciare i reagenti è stimabile come il massimo tra quello cinetico e quello di mescolamento. Essendo quello cinetico più breve e quello fluidodinamico decrescente con Re, il tempo complessivo diminuisce con la velocità, così come L_f . Finché la velocità non è troppo alta, si può dire che il tempo di combustione coincide praticamente con

il tempo di mescolamento (fluidodinamico), e che quindi il fattore limitante della rapidità della reazione chimica non è la cinetica, ma la fluidodinamica.

Al crescere però della velocità, il tempo di mescolamento è rapidissimo, e confrontabile con quello cinetico. In questo caso il tempo di combustione deve essere stimato come la somma di quello chimico e di quello fluidodinamico. Posto che quello cinetico rimanga costante e che quello fluidodinamico tenda ad un valore minimo, il tempo complessivo tende ad assumere un valore costante, per cui, all'aumentare di Re L_f cresce.

La massima lunghezza di fiamma è di circa 80 cm, ossia 160 volte il diametro iniziale del getto di metano, ed è un valore tipico per fiamme diffusive ad alto numero di Reynolds ([6]).

In Figura 3.57 viene riportato l'andamento con Re della lunghezza della regione indisturbata:

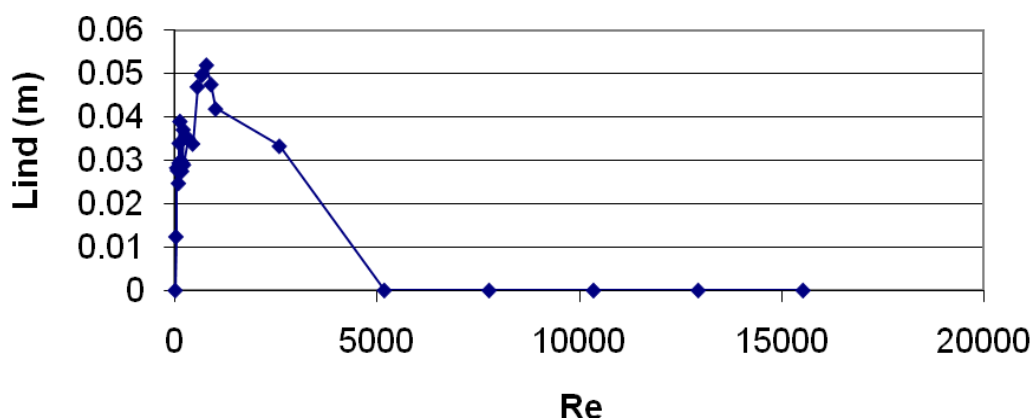


Figura 3.57 – Lunghezza della regione indisturbata

Come nel caso della mini galleria, L_{ind} assume il massimo per $Re \approx 1200$, ossia per un numero di Reynolds in corrispondenza del quale il flusso è ancora laminare (e quindi poco incline a mescolarsi subito con l'aria stagnante) e abbastanza veloce da percorrere un lungo tratto prima di aprirsi. Si osserva che la regione indisturbata cessa di esistere per un numero di Reynolds di circa 5000.

Lo spazio di distacco segue infine l'andamento riportato in Figura 3.58:

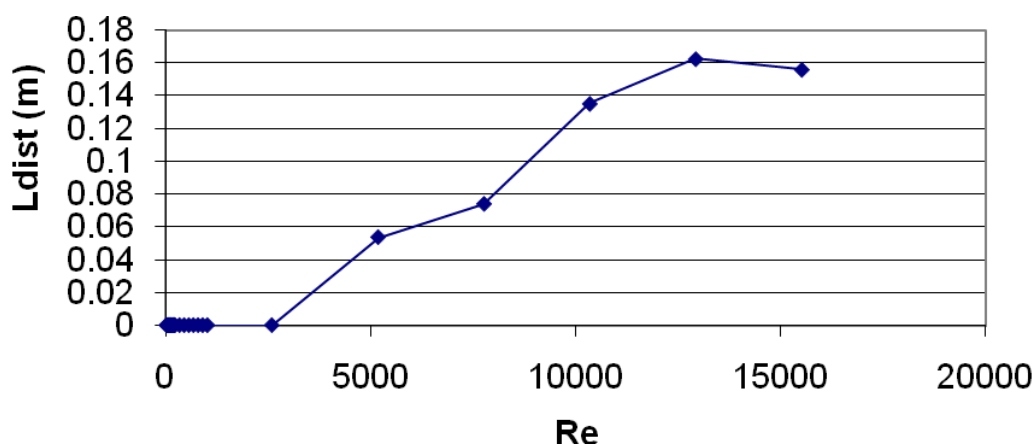


Figura 3.58 – Spazio di distacco

L_{dist} è nulla fino a $Re=2500$ ed aumenta fino ad un massimo di circa 16 cm raggiunto per valori del numero di Reynolds superiori a 12000. L_{dist} cresce in quanto il flusso è sempre più veloce e la fiamma può stabilizzarsi solo quando esso ha sufficientemente rallentato. All'aumentare di Re , tuttavia, il premiscelamento è sempre più spinto e ciò favorisce molto l'innesco della combustione, per cui esiste una competizione tra due fenomeni: da un lato la velocità sempre maggiore tende a ritardare (spazialmente) l'ancoraggio della fiamma, dall'altro il mescolamento sempre migliore tende ad anticiparlo: si raggiunge così una compensazione tra i due meccanismi al di sopra di un certo numero di Reynolds, e sembrerebbe che L_{dist} rimanga costante oltre $Re=12000$. In realtà, mentre il primo fenomeno esercita un'influenza sempre più marcata al crescere della velocità, il secondo no: il premiscelamento, anche se perfetto, non può ridurre al di sotto di un certo valore il tempo cinetico, e quindi lo spazio di distacco è destinato a ricominciare a crescere oltre un certo Re fino allo spegnimento della fiamma.

b) Analisi acustica

Vedremo ora gli spettri del suono emesso dalle fiamme per i valori delle portate indicate di 0,1 NI/min, 1 NI/min, 400 NI/h e 20 NI/min, cui corrispondono rispettivamente i numeri di Reynolds di 19,8 , 197, 905,4 e 5184,7. Le prove in realtà sono state effettuate fino alla portata di 60 NI/min, ma si è notato che dai 30 NI/min in su il rumore è così forte da provocare vibrazioni della recinzione ed echi che rendono irrimediabilmente distorto il suono registrato. Per giunta, oltre quel valore di portata si manifesta un sibilo sempre più marcato nei vari condotti per via del passaggio di una rapida corrente di metano, con conseguente sporcamento del suono registrato, per cui si è deciso di effettuare l'analisi acustica fino alla portata indicata di 20 NI/min.

In Figura 3.59 viene mostrato lo spettro per la portata indicata di 0,1 NI/min:

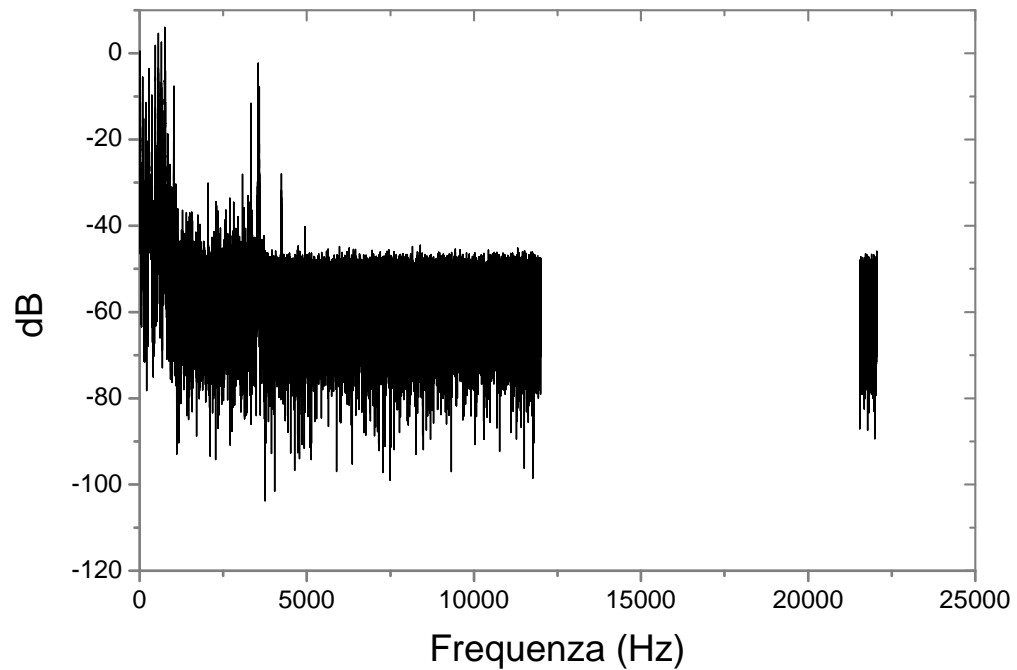


Figura 3.59 – Spettro per 0,1 NI/min, $Re=19,8$

Come per la mini galleria, il rumore è debole e concentrato a bassa frequenza.

In Figura 3.60 viene mostrato lo spettro per la portata di 1 NI/min:

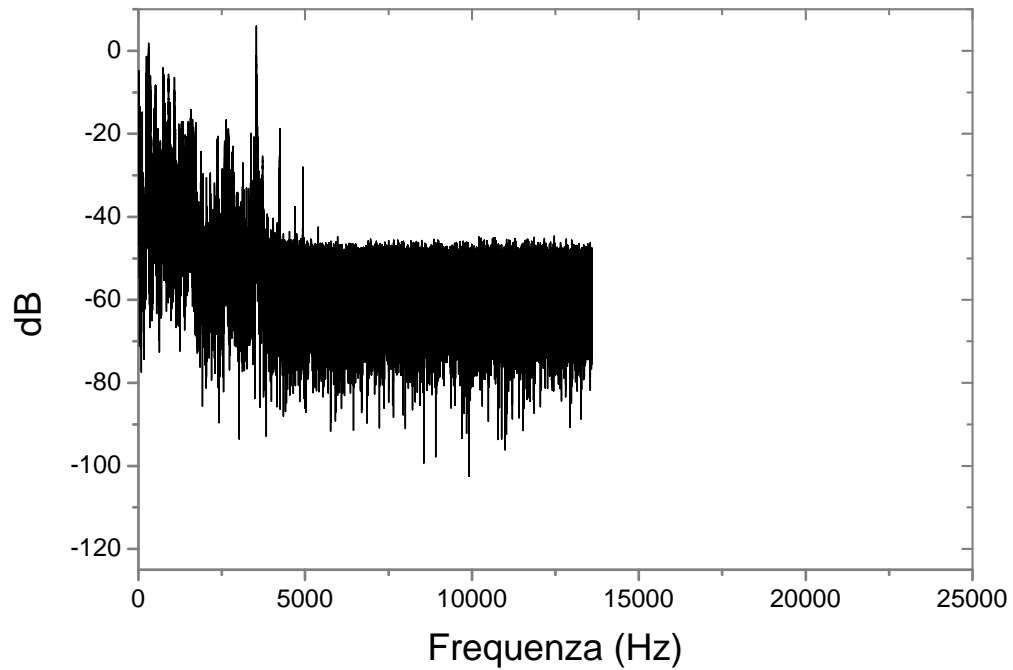


Figura 3.60 – Spettro per 1 NI/min, $Re=197$

Per i motivi già esposti, si osserva un rafforzamento del rumore a tutte le frequenze, anche a quelle alte. Il limite tra la zona “rumorosa” e quella “silenziosa dello spettro è anche in questo caso di circa 4000 Hz.

In Figura 3.61 viene riportato lo spettro per 400 NI/h:

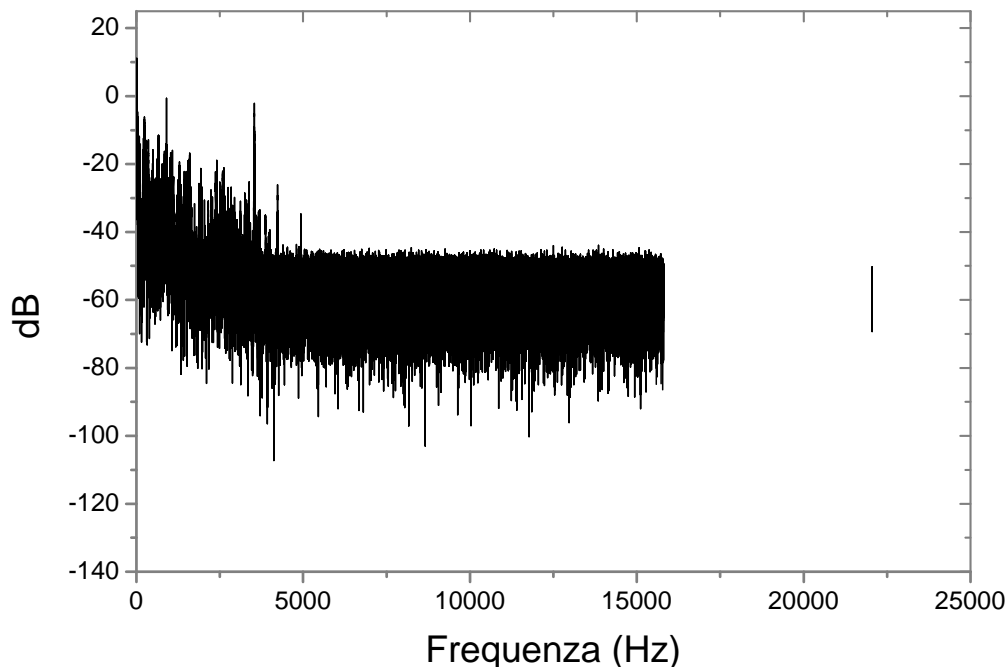


Figura 3.61 – Spettro per 400 NI/h, $Re=905,4$

Si osservano un graduale decadimento dell'intensità del suono con la frequenza ed una rumorosità della fiamma maggiore che nel caso della mini galleria per lo stesso valore della portata indicata, benché nel caso del cannello il numero di Reynolds sia di 905,4 contro il valore di 1263,1 del bruciatore con gli abbattitori di turbolenza. Ciò può essere spiegato considerando che l'assenza di griglie comporta la presenza di vortici medio-piccoli che emettono rumore a frequenze di alcune migliaia di Hz. Anche se il flusso è nelle sue caratteristiche generali ancora laminare allo sbocco in aria, esso presenta un minimo contenuto di turbolenza e si comporta acusticamente di conseguenza. La direzionalità del microfono in questo caso non ha influenza, in quanto il getto ha uno spettro d'emissione completo fin dall'inizio, cosa che invece a questi numeri di Reynolds non accadeva con la mini galleria. Si può quindi dire che la presenza delle griglie comporta una vistosa differenza dal punto di vista acustico: il getto laminarizzato è sia fluidodinamicamente che acusticamente diviso in regioni (perlomeno finché la velocità non è eccessiva), mentre il getto che non lo è rimane composto da segmenti distinti fluidodinamicamente ma non acusticamente.

In Figura 3.62 viene mostrato lo spettro per una portata indicata di 20 NI/min:

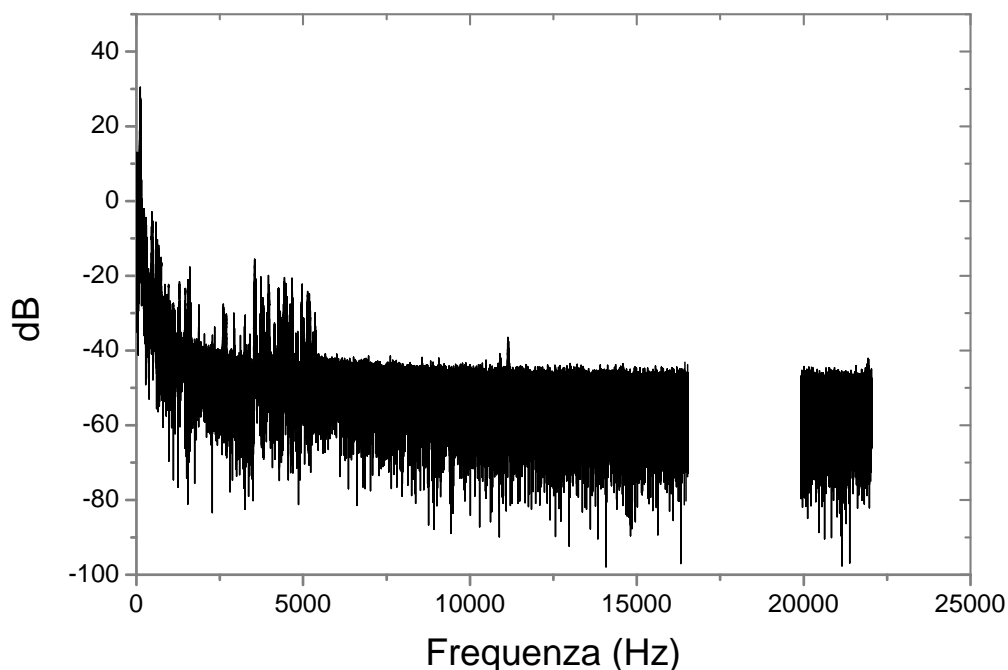


Figura 3.62 – Spettro per 20 Nl/min, $Re=5184,7$

Si osserva un sensibile rafforzamento del rumore a tutte le frequenze, e la comparsa di alcuni picchi a cavallo dei 5000 Hz. Si nota inoltre che il decadimento dell'intensità sonora con la frequenza si estende a tutto lo spettro e che non esiste più un confine tra la zona “rumorosa” e la zona “silenziosa” dello spettro: il getto è così veloce che si comporta fin dall'inizio in maniera turbolenta e presenta tutta la gamma dei vortici e delle frequenze, e l'assenza di griglie fa sì che i suoni emessi dai piccoli vortici già all'interno dello slot contribuiscano al rumore registrato anziché essere eliminati come nel caso della mini galleria.

3.3 Confronti

3.3.1 Confronto mini galleria – cannello

Al fine di mettere in luce l'effetto degli abbattitori di turbolenza sulle caratteristiche delle fiamme, sono stati sovrapposti i grafici relativi agli andamenti della lunghezza di fiamma, della lunghezza della regione indisturbata e dello spazio di distacco con il numero di Reynolds.

La Figura 3.63 riporta il grafico di L_f con Re per la mini galleria ed il cannello:

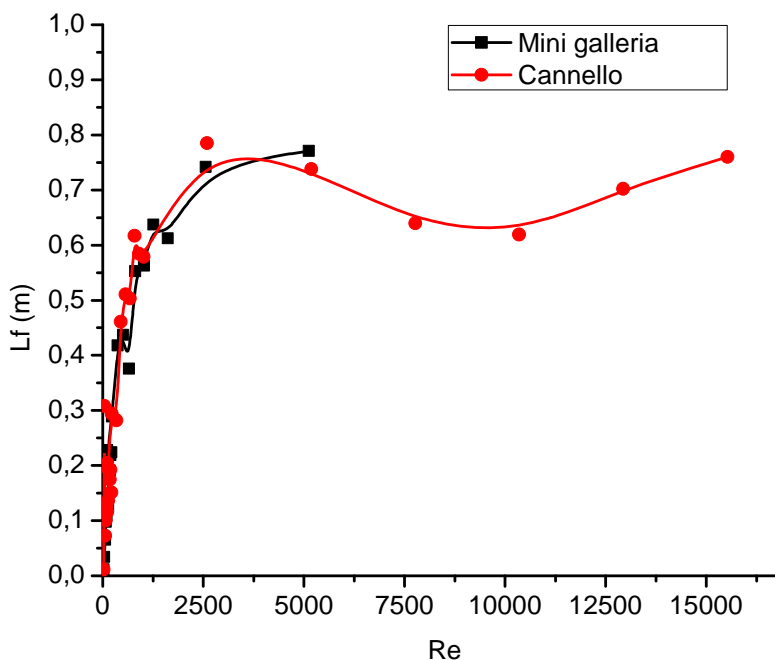


Figura 3.63 – Confronto della lunghezza di fiamma

Come si evince dalla Figura 3.63, non c'è una sostanziale differenza per quanto riguarda la lunghezza di fiamma. Si nota che ad alti numeri di Reynolds (oltre 5000), l'assenza di abbattitori di turbolenza favorisce la combustione, in quanto il mescolamento è più rapido. A bassa velocità, invece, l'effetto delle griglie è meno marcato, per cui le due curve sono praticamente coincidenti. Si può quindi concludere che il contenuto iniziale di turbolenza influenza in modo apprezzabile il fenomeno della combustione e quindi la lunghezza di fiamma solo quando il flusso è sufficientemente rapido e potenzialmente instabile.

Nella Figura 3.64 vengono mostrati gli andamenti con Re della lunghezza della regione indisturbata:

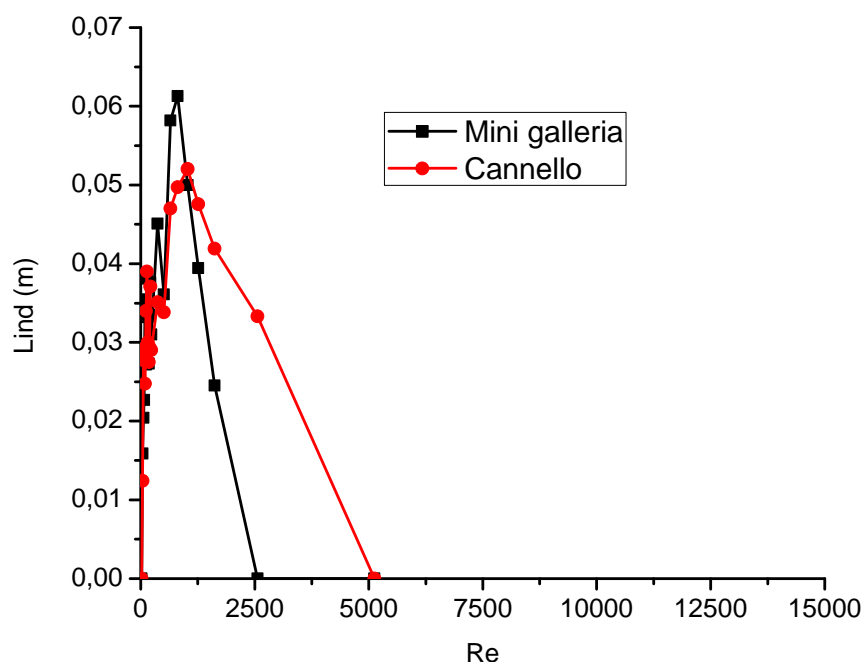


Figura 3.64 – Confronto della lunghezza della regione indisturbata

Dal grafico si nota una vistosa differenza tra le curve. L_{ind} è maggiore a bassi Re nel caso della mini galleria, mentre ad alti Re accade l'esatto contrario: nel caso del cannello la regione indisturbata è più lunga e cessa di esistere ad un numero di Reynolds doppio: 5000 contro 2500. Ciò può essere spiegato considerando che a porre fine alla suddetta regione è la separazione dello strato limite che si forma al confine tra il getto di metano e l'aria stagnante. L'interazione con l'aria dipende tanto dalla velocità media del metano all'uscita dello slot (che determina il numero di Reynolds, e quindi il grado di instabilità del getto) quanto dal contenuto iniziale di turbolenza. Alle basse velocità, il getto ha un comportamento tendenzialmente stabile, perlomeno all'inizio, per cui se esso viene laminarizzato, il profilo di velocità è parabolico e i gradienti di velocità al confine con l'aria sono deboli. Ciò ritarda la transizione dello strato limite che si forma tra metano ed aria dal regime laminare a quello turbolento, il che permette al getto di essere più penetrante, e cioè di rimanere indisturbato più a lungo. L'assenza di abbattitori di turbolenza invece anticipa tale transizione in quanto il profilo di velocità è più piatto e gli sforzi di taglio nello strato limite sono assai maggiori. A bassa velocità si può quindi dire che le griglie hanno come effetto di prolungare l'esistenza della regione indisturbata.

Al crescere di Re, tuttavia, i gradienti di velocità nello strato limite diventano sempre più alti, a prescindere dalla presenza o meno degli abbattitori di turbolenza. Se lo strato limite è laminare, le particelle fluide hanno poca energia, e non sono in grado di mantenere a lungo la propria traiettoria, per cui lo strato limite si separa, con conseguente scomparsa della regione indisturbata. Viceversa uno strato limite turbolento è "energizzato" e si separa più tardi di uno laminare (questa è la ragione per la quale spesso sul bordo d'attacco delle ali degli aeroplani

vengono posti dei generatori di vortici che creano uno strato limite fortemente turbolento fin dall'inizio, il che permette di ritardarne la separazione e quindi di avere un miglior comportamento aerodinamico dell'ala). Per questo motivo la regione indisturbata è sensibilmente più estesa ad alti Re quando non vi sono le griglie.

In Figura 3.65 viene infine mostrato l'andamento con Re dello spazio di distacco nei due casi:

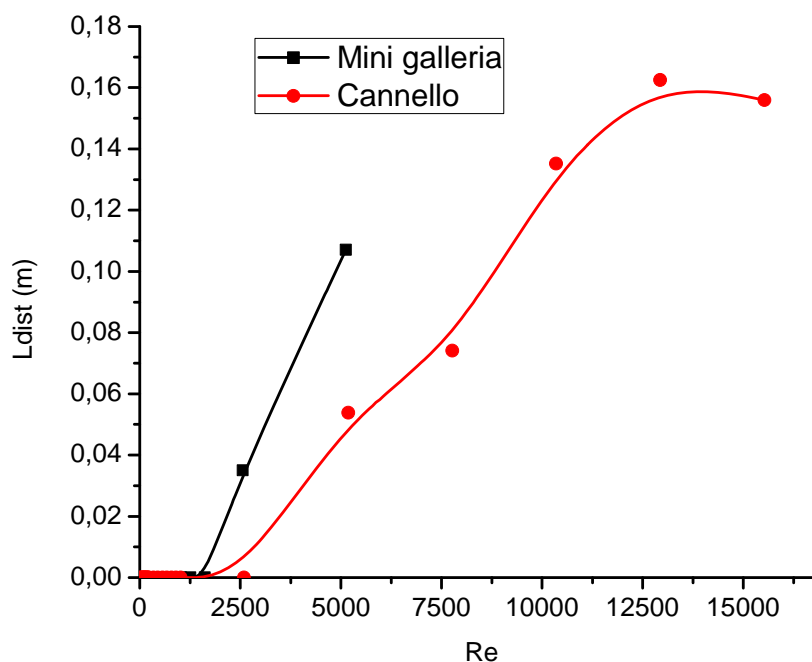


Figura 3.65 – Confronto dello spazio di distacco

Dal grafico si vede che nel caso della mini galleria, il distacco avviene oltre un numero di Reynolds di circa 1200, mentre nel caso del cannello ciò accade oltre un Re di 2500. Si constata inoltre che la pendenza della curva relativa alla mini galleria è assai maggiore che per il cannello. Ciò è dovuto al fatto che in presenza delle griglie, lo strato limite tra il metano e l'aria è inizialmente laminare, e quindi il mescolamento è meno rapido che nel caso in cui non vi sono abbattitori di turbolenza. Il minor grado di miscelamento tra l'ossidante ed il combustibile fa sì che l'innesco della combustione sia più difficoltoso, e quindi è necessario che il getto rallenti di più, il che implica che L_{dist} sia maggiore nel caso della mini galleria che nel caso del cannello.

A conclusione di questo paragrafo si può affermare che le griglie hanno un effetto peggiorativo per quanto riguarda il mescolamento e la combustione, per cui ad alti Re si nota che la lunghezza di fiamma e lo spazio di distacco sono maggiori nel caso della mini galleria. Si può inoltre asserire che la laminarizzazione del getto comporta uno strato limite tra il metano e l'aria poco "energizzato" e quindi incline a separarsi, il che fa sì che la regione indisturbata sia ad alti Re maggiore nel caso del cannello.

3.3.2 Confronto slot rastremato – slot dritto per la mini galleria

Nella prima fase della sperimentazione, è stato utilizzato con la mini galleria uno slot non rastremato (quindi dritto) con uno spessore della lamiera costante di 4 mm. Il flussimetro impiegato è stato quello medio, in quanto in quel periodo gli altri due non erano disponibili. Dopo aver acquisito le immagini, sono stati ricavati gli andamenti con il numero di Reynolds di L_f e L_{ind} ; lo spazio di distacco a quelle portate è nullo per entrambi gli slot. Una volta fatto ciò, lo slot è stato risagomato in modo da presentare nella sua parte terminale uno spessore di 1 mm soltanto, al fine di studiare l'interazione del getto con l'aria senza l'effetto di bordo della lamiera. Verranno dapprima mostrate le immagini relative alle fiamme ottenute, poi si farà un confronto tra i due slot delle due lunghezze sopra indicate.

Le Figure da 3.66 a 3.74 riportano le immagini istantanee delle fiamme ottenute per le portate di 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400 e 450 Nl/h, cui corrispondono rispettivamente i numeri di Reynolds di 113,3 , 231, 374,4 , 506,8 , 650,3 , 813,7 , 1027,6 , 1263,1 e 1622,2:

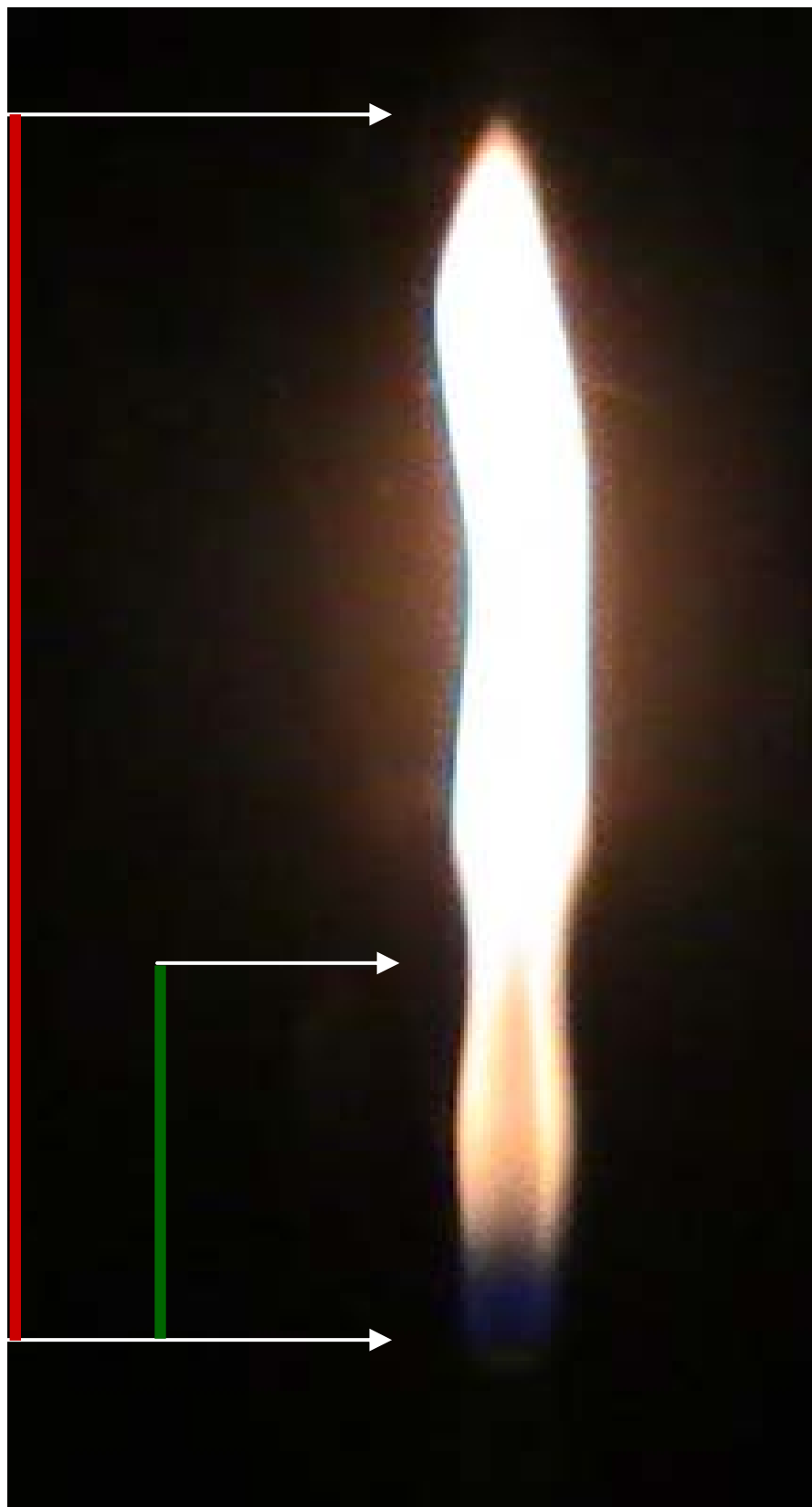


Figura 3.66 – 50 Nl/h, $Re=113,3$



Figura 3.67 – 100 NU/h, $Re=231$



Figura 3.68 – 150 Nl/h, $Re=374,4$



Figura 3.69 – 200 Nl/h, Re=506,8



*Figura 3.70 – 250 Nl/h
Re=650,3*



Figura 3.71 – 300 NI/h, $Re=813,7$



Figura 3.72 – 350 Nl/h, $Re=1027,6$



*Figura 3.73 – 400 NI/h
Re=1263,1*



*Figura 3.74 – 450 Nl/h
Re=1622,2*

Dalle immagini appena viste, si nota che la base delle fiamme ha lo stesso diametro dello slot (13 mm). Nel caso in cui quest'ultimo è invece rastremato, tale diametro è di soli 7 mm, il che vuol dire che lo spessore della lamiera modifica sensibilmente la struttura della fiamma ed il campo fluidodinamico. In entrambi i casi, le fiamme tendono ad appoggiarsi completamente sul bordo dello slot.

In Figura 7.75 viene fatto il confronto tra i due slot della lunghezza di fiamma al variare del numero di Reynolds per le medie portate:

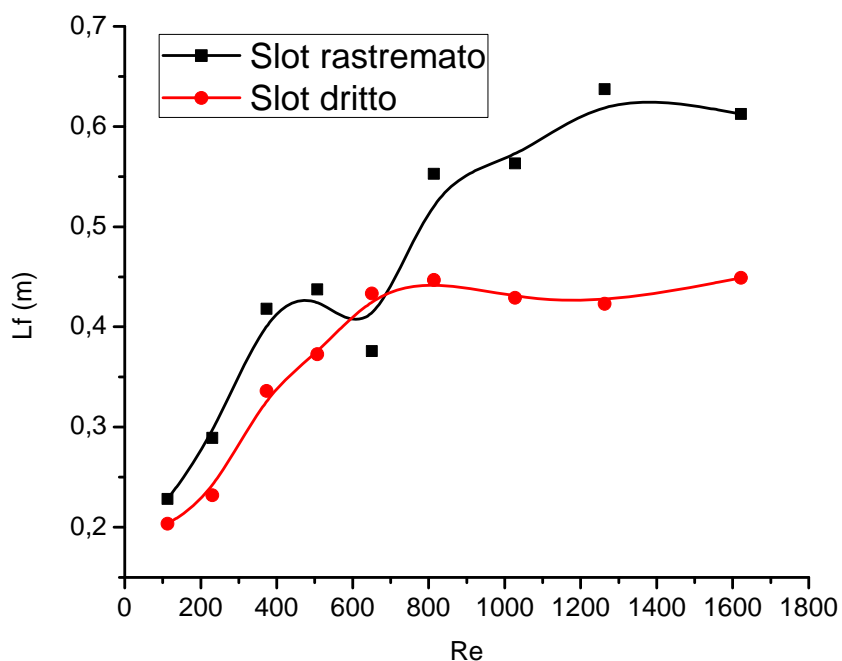


Figura 3.75 – Confronto della lunghezza di fiamma

Dalla Figura 3.75, si evince che la lunghezza di fiamma è minore se lo slot è dritto, e cioè se la lamiera è spessa. A valle di essa si crea una zona ricircolante a bassa velocità con dei vortici che mescolano il metano all'aria. La combinazione della lentezza del flusso in quella zona e dell'infiammabilità della miscela fa sì che la fiamma si sviluppi su tutto lo spessore del bordo dello slot. Si può quindi ritrovare in questo esperimento ciò che si sa già dalla letteratura tecnica in materia di combustione, e cioè che la presenza di zone di ricircoli stabilizza le fiamme. I vortici che si formano a valle della lamiera, oltre ad accelerare il mescolamento tra il metano e l'aria ambiente, favoriscono l'allargamento del tubo di flusso,

con conseguente accorciamento dello spazio necessario per completare la combustione. Essendo quindi minori nel caso di slot dritto il tempo di mescolamento e la velocità, la fiamma è più corta ed il divario tra le lunghezze di fiamma nei due casi cresce all'aumentare di Re . Per numeri di Reynolds da 1600 in su, in entrambi i casi la lunghezza di fiamma rimane all'incirca costante, e risulta grosso modo di un 33 % maggiore nel caso dello slot rastremato (60 cm contro 45 cm).

In Figura 3.76 vengono infine confrontate le lunghezze delle regioni indisturbate per i due slot al variare di Re :

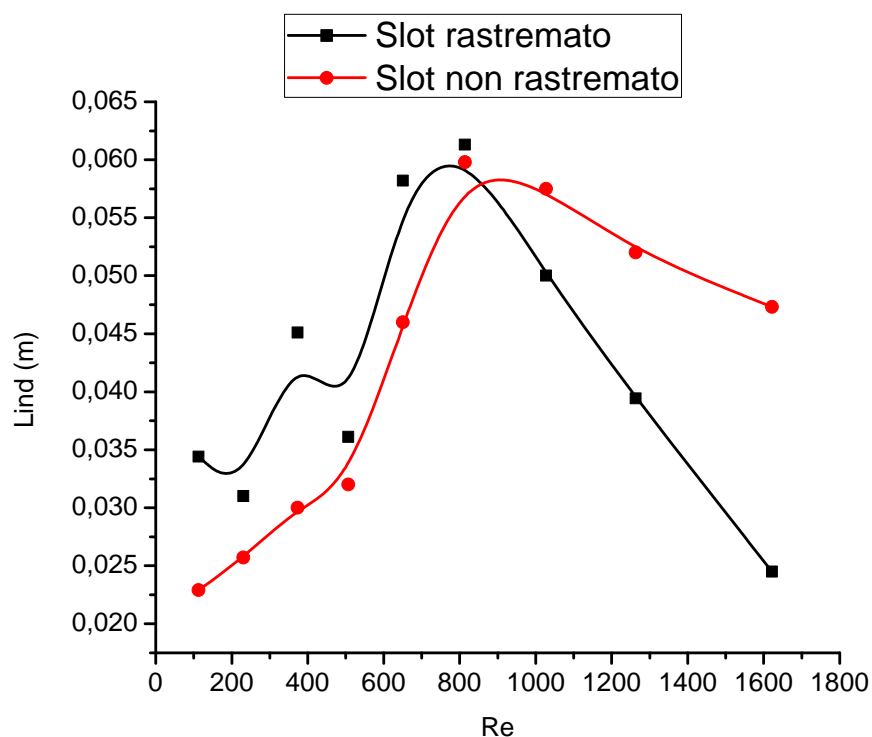


Figura 3.76 – Confronto della lunghezza della regione indisturbata

Dal grafico di Figura 3.76, si nota che a bassi Re la regione indisturbata è più corta nel caso di slot dritto, mentre ad alti Re accade il contrario. Ciò può essere spiegato considerando che la zona ricircolante accelera il mescolamento tra il metano e l'aria, per cui questa azione tende ad accorciare il tratto in cui il getto non subisce troppo l'influenza dell'ambiente circostante. Quando però la velocità cresce, aumenta anche l'intensità degli sforzi viscosi che tendono a provocare, come già detto in precedenza, la scomparsa della regione indisturbata. La zona ricircolante a questo punto si comporta, essendo caratterizzata da una velocità intermedia tra quella del getto e quella nulla dell'aria, come una zona cuscinetto in cui i suddetti sforzi sono molto più deboli che nel caso in cui la lamiera è sottile ed il metano interagisce bruscamente

con l'aria. Per questo motivo, ad alti Re lo slot dritto favorisce la penetrazione del getto ed è da notare, in quest'ultimo caso, che intorno ad un numero di Reynolds di 1600 la regione indisturbata ha una lunghezza ben due volte maggiore che quando lo slot è rastremato (50 mm contro circa 25 mm).

Dal confronto del comportamento delle fiamme nel caso di slot dritto e di slot rastremato si può concludere che la zona ricircolante a valle della lamiera facilita sempre il mescolamento ed il rallentamento del getto, per cui il suo effetto è di stabilizzare ed accorciare la fiamma, e che essa anticipa la scomparsa della regione indisturbata a bassa velocità, mentre ne prolunga l'esistenza ad alti numeri di Reynolds.

Conclusioni

La campagna sperimentale condotta sulle fiamme diffusive di metano in aria stagnante ha permesso di trarre delle conclusioni circa la lunghezza di fiamma, la regione indisturbata, lo spazio di distacco e l'emissione sonora.

Per quanto riguarda la lunghezza di fiamma:

- a prescindere dalla presenza o meno degli abbattitori di turbolenza e dalla forma dello slot, si è visto che L_f aumenta con Re fino ad un valore grosso modo costante. A bassa velocità, il tempo che i reagenti impiegano per bruciare può essere stimato come il massimo tra il tempo di mescolamento ed il tempo cinetico. Nell'ipotesi in cui quest'ultimo sia molto minore del primo, il tempo necessario alla combustione è semplicemente quello di mescolamento, ossia quello fluidodinamico. Essendo esso all'incirca costante, si può in prima approssimazione considerare che la lunghezza di fiamma sia proporzionale al numero di Reynolds. All'aumentare della velocità però, il mescolamento convettivo del metano e dell'aria diventa sempre più rapido e rende la sua durata paragonabile al tempo cinetico, per cui il tempo che impiegano i reagenti a bruciare si riduce e può essere stimato come la somma di quello fluidodinamico e di quello chimico. Si realizza quindi una compensazione tra l'aumento di velocità che tende ad allungare la fiamma e l'incremento della rapidità del mescolamento che invece tende a ridurla.
- dal confronto tra la mini galleria con lo slot rastremato ed il cannello, anch'esso rastremato, è emerso che gli abbattitori di turbolenza rendono il mescolamento più lento, per cui la lunghezza di fiamma risulta inferiore nel caso del cannello, specialmente ad alti numeri di Reynolds in quanto a bassa velocità il flusso è intrinsecamente laminare e le griglie non producono nessun effetto rilevante.
- dal confronto tra gli slot dritto e rastremato impiegati con la mini galleria, si è visto che la presenza della zona di ricircolo a valle della lamiera non assottigliata favorisce il mescolamento e l'allargamento del tubo di flusso con conseguente riduzione della sua velocità, per cui lo spazio necessario ai reagenti per miscelarsi e bruciare è minore nel caso di slot dritto.

Per quanto concerne la regione indisturbata, si è concluso che:

- esattamente come avviene a freddo, le fiamme presentano una regione indisturbata la cui estensione cresce con il numero di Reynolds fino ad un massimo per poi diminuire fino ad annullarsi. La spiegazione che si propone è la seguente. Tanto il trasporto diffusivo quanto quello convettivo tendono ad uniformare le caratteristiche del getto a quelle dell'aria circostante, con conseguente scomparsa della regione indisturbata. Il

primo meccanismo ha un'importanza dominante a bassa velocità, mentre il secondo prevale ad alto numero di Reynolds. Va anche detto che il getto tenderebbe invece per inerzia a proseguire dritto, e che tale tendenza si accentua al crescere della rapidità del flusso. A bassa velocità il getto risente molto del trasporto molecolare ed ha poca energia cinetica, per cui la regione indisturbata è inesistente o comunque corta. Man mano che si aumenta la portata, il trasporto diffusivo diminuisce d'importanza rispetto alla convezione, mentre l'inerzia del getto aumenta, per cui il tratto percorso dal metano prima che la regione indisturbata scompaia si allunga. Al crescere del numero di Reynolds, però, gli sforzi di taglio che si generano nello strato limite che si forma tra il getto e l'aria circostante diventano sempre più forti e causano un mescolamento convettivo sempre più energico, il che tende ad accorciare la regione indisturbata. Si giunge quindi ad un'estensione massima di quest'ultima, dopodiché essa si accorcia fino a scomparire. Si può affermare che lunghezza della regione indisturbata assume valori rilevanti per numeri di Reynolds intermedi, ossia quando né la diffusione né la convezione hanno un ruolo determinante se le si mette in relazione con la tendenza del getto a proseguire indisturbato per inerzia.

- dal confronto tra la mini galleria ed il cannello, si è constatato che a bassi numeri di Reynolds, essendo gli sforzi viscosi nello strato limite modesti, il getto tende a non aprirsi subito, ma anzi è molto penetrante, specialmente se esso viene laminarizzato, in quanto, come si è già detto, maggiore è il livello di turbolenza, maggiore è la tendenza del getto a mescolarsi all'aria. Se però aumenta la velocità, gli sforzi viscosi nello strato limite diventano sempre più alti, e tendono anche nel caso del flusso laminarizzato a provocarne l'apertura, con conseguente scomparsa della regione indisturbata. Se non vi sono abbattitori di turbolenza, lo strato limite è più "energizzato" e la sua separazione avviene dopo rispetto al caso in cui siano presenti le griglie. Ad alti numeri di Reynolds, la regione indisturbata è di conseguenza più lunga se il flusso non viene laminarizzato. Si può quindi dire che l'effetto degli abbattitori di turbolenza su L_f dipende da Re.
- dal confronto tra lo slot dritto e quello rastremato, si constata che la zona ricircolante a valle della lamiera non assottigliata anticipa l'apertura del getto a bassa velocità, per cui la regione indisturbata è minore nel caso dello slot non rastremato. I ricircoli a valle della lamiera attenuano però i gradienti di velocità e gli sforzi viscosi, e quando il numero di Reynolds diventa molto alto, la zona ricircolante si comporta come una zona-cuscinetto che ritarda l'apertura del getto, per cui la regione indisturbata è più lunga che nel caso in cui lo slot è rastremato. Lo spessore della lamiera ha quindi un effetto variabile a seconda del numero di Reynolds.

Per quanto riguarda lo spazio di distacco, dal confronto tra la mini galleria ed il cannello si è visto che a causa del miglior mescolamento che si realizza quando non viene abbattuta la turbolenza, le fiamme prodotte dal cannello si staccano a velocità sensibilmente superiori e che L_{dist} cresce meno rapidamente che nel caso in cui sono presenti le griglie.

Dall'analisi acustica si è visto che all'aumentare del numero di Reynolds, la potenza sonora aumenta sensibilmente, in conformità alla legge di Lighthill (cap. 1). Si è inoltre osservato che lo spettro si arricchisce delle componenti ad alta frequenza man mano che si aumenta la velocità, in quanto all'emissione di suoni bassi da parte dei grandi vortici si aggiunge un sempre maggior contributo dei vortici medio-piccoli dei quali è ricco un flusso turbolento. Dal confronto che si è effettuato tra la mini galleria ed il cannello si è visto che lo spettro nel caso di quest'ultimo non presenta un punto di separazione tra una parte "rumorosa" ed una "silenziosa", in quanto non vengono soppressi dalle griglie i piccoli vortici che emettono ad alta frequenza.

Lo studio sperimentale fin qui condotto ha permesso di osservare il comportamento di fiamme diffusive verticali di metano in aria stagnante al variare del numero di Reynolds e del tipo di bruciatore impiegato. Tanto la mini galleria quanto il cannello prevedono la possibilità di orientare il getto, per cui si potrebbe nel seguito condurre i medesimi studi al variare dell'angolo d'inclinazione del getto rispetto alla verticale. In futuro, bisognerebbe proseguire queste ricerche avvalendosi di tecniche più sofisticate come la PLIF per determinare accuratamente alcune caratteristiche delle fiamme come la temperatura e le concentrazioni delle specie.

Bibliografia

- [1] F. Gori, E. Nino and I. Petracci: “Shadowgraph visualizations of a submerged free slot jet of air”, *IJHT*, 2007
- [2] Chung K. Law: “Combustion physics”, Cambridge University Press, 2006
- [3] Umberto Ghezzi: “Motori per aeromobili”, CLUP (Milano), Città Studi
- [4] Claudio Bruno: “Dispense del corso di combustione nei sistemi propulsivi”, Dipartimento di Meccanica e Aeronautica, Università di Roma “La Sapienza”
- [5] P.B. Sutherland, B.J. Mendelson, Z.-G. Yuan and D.L. Urban: “Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames”, *Combustion and Flame*, 116:376-386 (1999), 1998 by The Combustion Institute, published by Elsevier Science Inc.
- [6] Forman A. Williams: “Turbulent reacting flows”, London Academic Press, 1994
- [7] William H. Heiser: “Hypersonic airbreathing propulsion”, AIAA, 1994
- [8] Yasuhiro Mizobuchi, Shigeru Tachibana, Junji Shinio, Satoru Ogawa and Tadao Takeno: “A numerical analysis of the structure of a turbulent hydrogen jet lifted flame”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 29, 2002/pp. 2009-2015
- [9] R.W. Schefer and P.J. Goix: “Mechanism of flame stabilization in turbulent lifted-jet flames”, *Combustion and Flame* 112:559-574 (1998), 1998 by The Combustion Institute, published by Elsevier Science Inc.
- [10] A. P. Dowling, T.P. Hynes: “Sound generation by turbulence”, Department of Engineering, University of Cambridge, Trumpington Street, Cambridge, CB2 1PZ, UK, *European Journal of Mechanics, B/Fluids* 23, 491-500, 2004
- [11] G. Guj, M. Carley, R. Camussi and A. Ragni: “Acoustic identification of coherent structures in a turbulent jet”, *Journal of Sound and Vibration*, 259(5), 1037-1065, 2003
- [12] Luca Scalorbi: “Progetto e realizzazione di un impianto sperimentale per lo studio della combustione”, tesi di laurea triennale in Ingegneria Meccanica, Università degli Studi di Cassino, 2009
- [13] Ivano Petracci: “Corso di Misure Termofluidodinamiche 2”, Master di Secondo Livello in Termofluidodinamica, Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”
- [14] Fabio Gargiulo: “Criteri di progettazione di una galleria a vento e verifica fluidodinamica. Costruzione di un modello in scala 1:10”, tesi di laurea in Ingegneria Meccanica, Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”, A.A. 1995-1996

- [15] Matteo Tata: “Raffreddamento di superfici cilindriche con getti sommersi di aria. Influenza della turbolenza del getto”, tesi di laurea triennale in Ingegneria Energetica, Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”, A.A. 2007-2008
- [16] S. Kacaç and Y. Tener: “Convective heat transfer”, Second Edition, CRC Press Inc., 1995
- [17] Emanuele Teodori: “Analisi fluidodinamica di getti sommersi d’aria. Getto libero, confinato e incrociato con getto confinato”, tesi di laurea triennale in Ingegneria Energetica, Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”, A.A. 2007-2008
- [18] Rui Liu, David S.K. Ting and Gary W. Rankin: “On the generation of turbulence with a perforated plate”, Mechanical, Automotive and Materials Engineering, University of Windsor, Windsor, Ontario, Canada N9B3P4, 2003
- [19] N.P. Mikhailova, E.U. Repik and Yu. P. Sosedko: “Reynolds number effect on the grid turbulence degeneration law”, Fluid Dynamics, Vol. 40, No. 5, 2005
- [20] .P. Mikhailova, E.U. Repik and Yu. P. Sosedko: “Scale of grid and honeycomb – generated turbulence”, Fluid Dynamics, Vol. 36, No. 1, 2001