POLITECNICO DI TORINO

Laurea Magistrale in INGEGNERIA AEROSPAZIALE

Tesi di Laurea Magistrale

Studio numerico di un risonatore di Hartmann-Sprenger: effetto della presenza di un ostacolo interno sulle prestazioni del dispositivo

Supervisori

Ing. ANDREA FERRERO

Ing. FILIPPO MASSENI

Prof. DARIO PASTRONE

Candidato

ANGELO MICCOLI

10 Dicembre 2021

Sommario

Allo stato dell'arte sono presenti diverse tecnologie per il sistema di accensione di un razzo o del sistema propulsivo di una sonda o di un satellite. In molti casi si preferisce utilizzare propellenti ipergolici che si innescano spontaneamente quando vengono in contatto e non necessitano di sistemi di accensione. I vantaggi di tale soluzione sono ben noti e consistono nell'elevata affidabilità del sistema di effettuare l'accensione e nella capacità di poterne effettuare diverse. Tuttavia vi sono problematiche legate alla tossicità delle tipiche miscele ipergoliche. Per quanto riguarda gli altri sistemi di accensione, come ad esempio quelli che prevedono l'avvio tramite innesco di una scintilla o di una scarica elettrica, sono legati alla presenza di una sorgente elettrica a bordo che riduce l'affidabilità del sistema. Il tubo di Hartmann-Sprenger è fra le alternative più studiate negli ultimi 30 anni per sostituire i moderni sistemi di accensione. Il vantaggio di tale sistema risiede nel fatto che non sono necessarie parti mobili o scariche elettriche per avviare il processo di combustione, rendendo il sistema più leggero, semplice, affidabile e aumentando il numero di cicli di accensione a cui si può sottoporre il motore. Lo scopo della presente tesi è quello di valutare le prestazioni del dispositivo, variarne la geometria interna attraverso l'introduzione di un ostacolo e confrontare i risultati. Al fine di effettuare tali analisi saranno effettuati dei calcoli CFD basati sulle equazioni di Navier-Stokes mediate alla Favre.

Ringraziamenti

Un grazie ai miei genitori, che mi hanno sostenuto e hanno reso possibile il raggiungimento di questo obiettivo.
Un grazie ai miei nonni, in particolare a mia nonna, la quale non ha mai smesso di inviare supporti monetari di nascosto dai miei per evitare che mi dessero meno soldi.
Un grazie agli amici con cui sono cresciuto in questi anni di studio, e a quelli che sono sparsi in giro per il mondo seguendo la loro strada.
Un ringraziamento speciale alla mia scuola di arti marziali, per avermi insegnato ciò che in università non si può imparare: rispetto, senso del dovere, disciplina, determinazione ferrea.
Infine, un grazie a chi ha incrociato il mio cammino, ma ora va per la sua strada, e per chi ancora non ho incontrato.
Grazie.

"Computational resources provided by hpc@polito, which is a project of Academic Computing within the Department of Control and Computer Engineering at the Politecnico di Torino (http://hpc.polito.it)"

Indice

Elenco delle tabelle VII

Elenco delle figure VIII

1 Introduzione 1
1.1 Prove sperimentali 4

2 Principio di funzionamento 5
2.1 Geometria del dispositivo 7
2.2 Modi operativi del risonatore 8
2.2.1 Jet instability mode 8
2.2.2 Jet regurgitant mode 9
2.2.3 Jet screech mode 9
2.3 Parametri che influenzano il comportamento del risonatore 12
2.3.1 Nozzle Pressure Ratio, NPR 12
2.3.2 s/d: zona di instabilità e diametro dell'ugello 13
2.3.3 Lunghezza della cavità 16
2.3.4 Geometria di ingresso alla cavità 17
2.3.5 Composizione chimica del gas 17
2.3.6 Conducibilità termica e spessore del materiale 18
2.3.7 Geometria interna 21

3 Generazione mesh di calcolo ed esecuzione calcoli 23
3.1 Costruzione griglie 23
3.2 Geometrie alternative 26

4 Risultati delle simulazioni 30
4.1 Analisi dei risultati 30
4.1.1 Condizioni al contorno 31
4.2 Risultati delle simulazioni 32
4.2.1 Caso A 32

4.2.2 Ostacolo sferico: caso B 37
4.2.3 Ostacolo sferico: caso C 38
4.2.4 Ostacolo sferico: caso D 40
4.2.5 Ostacolo sferico: caso E 42
4.2.6 Ostacolo conico: caso F 44
4.3 Confronto dei risultati 46
4.3.1 Ostacolo sferico: caso B 46
4.3.2 Ostacolo sferico: caso C 48
4.3.3 Ostacolo sferico: caso D 50
4.3.4 Ostacolo sferico: caso E 51
4.3.5 ostacolo conico: caso F 53
4.3.6 Caso B: effetto della condizione al contorno. 54

5 Conclusioni 57
5.1 Sviluppi futuri 59

A Codici GMSH 61

Bibliografia 66

Elenco delle tabelle

3.1 Dimensioni caratteristiche del risonatore definito in **Fig.2.3**. 23
3.2 Posizione e diametro degli ostacoli sferici, adimensionati rispetto a D. 27

4.1 Risultati del caso A. 34
4.2 Risultati del caso B. 38
4.3 Risultati del caso C. 40
4.4 Risultati del caso D. 42
4.5 Risultati del caso E. 44
4.6 Risultati del caso F. 46
4.7 Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso B. 48
4.8 Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso C. 50
4.9 Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso D. 51
4.10 Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso E. 53
4.11 Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso F. 54
4.12 Confronto fra ostacolo adiabatico e con condizione di irraggiamento, in cui delta* rappresenta la differenza fra i due casi. 56

5.1 Tabella riassuntiva dei risultati ottenuti. I valori sono stati estratti dalle simulazioni dopo aver rimosso il transitorio iniziale (t<3 ms). . 58

Elenco delle figure

1.1 Varie geometrie studiate nel corso degli anni a partire dal 1922 [15]. 2
1.2 In alto: geometria cilindrica a step. In basso: geometria conica [29]. 4

2.1 Schematizzazione del risonatore [3]. In rosso è rappresentato il getto di gas sotto-espanso in uscita dall'ugello. 5
2.2 Esempio dell'evoluzione del gas all'interno del risonatore [17]. Il gas presente nel fondo della cavità si espande e si contrae, ma non scambia massa con il gas entrante ad ogni ciclo, creando una zona morta in cui la temperatura sale. 7
2.3 Geometria del dispositivo [24]. 7
2.4 Ciclo di compressione del risonatore [11]. 10
2.5 Regioni di instabilità di un getto sotto-espanso [11]. 11
2.6 Temperatura sul fondo della cavità in funzione del NPR [10]. 13
2.7 Ampiezza delle onde di pressione in funzione del NPR [10]. 14
2.8 Grafico NPR - δ/d. Si osserva la proporzionalità diretta dei due valori [10]. 15
2.9 Effetto del posizionamento della cavità in prossimità di una regione di instabilità per diversi valori di Pn[10]. 15
2.10 Effetto della lunghezza della cavità sul massimo di temperatura raggiungibile al variare del NPR[10]. 16
2.11 Temperatura raggiungibile in funzione della specie chimica usata[3]. 18
2.12 Da sinistra: profili di temperatura ottenuti al variare della lunghezza della camera per elio, argon e azoto molecolare[12]. 18
2.13 Profili di temperatura in funzione del materiale costituente la cavità[12]. 19
2.14 Effetto dello spessore a parete della cavità[12]. 20
2.15 Effetto dell'isolamento termico sulla temperatura massima raggiungibile[14]. 20
2.16 Andamento della temperatura per diverse geometrie interne [26]. . . 21
2.17 Geometrie a step sperimentate da Brocher e Adrissone [12]. 22
2.18 Risultati ottenuti con le geometrie in **Fig.2.17** [12]. 22

3.1 Geometria del risonatore con cavità priva di ostacoli. 24
3.2 Geometria del risonatore con ostacolo sferico posizionato lungo l'asse longitudinale. 24
3.3 Geometria del risonatore con ostacolo sferico posizionato lungo l'asse longitudinale [25]. 25
3.4 Costruzione geometrica della superficie solida e sezione di strato limite. 25
3.5 Incremento della densità della griglia nella regione non strutturata. 26
3.6 Geometrie utilizzate e confrontate durante le simulazioni. A sinistra, partendo dall'alto: caso A, caso B, caso C. A destra, partendo dall'alto: caso D, caso E, caso F. 28
3.7 Zoom su ostacolo sferico e conico. 29
3.8 Geometria dell'ostacolo conico, posizionato con l'asse di simmetria parallelo e coincidente all'asse longitudinale della cavità del risonatore. 29

4.1 Andamento della temperatura, caso A. 33
4.2 Andamento della pressione, caso A. 33
4.3 Spettro delle frequenze, caso A. 34
4.4 Andamento del campo di Mach durante un ciclo del risonatore nel caso A, prima parte. 35
4.5 Andamento del campo di Mach durante un ciclo del risonatore nel caso A, seconda parte. 36
4.6 Andamento della temperatura, caso B. 37
4.7 Andamento della pressione, caso B. 37
4.8 Spettro delle frequenze, caso B. 38
4.9 Andamento della temperatura, caso C. 39
4.10 Andamento della pressione, caso C. 39
4.11 Spettro delle frequenze, caso C. 40
4.12 Andamento della temperatura, caso D. 41
4.13 Andamento della pressione, caso D. 41
4.14 Spettro delle frequenze, caso D. 42
4.15 Andamento della temperatura, caso E. 43
4.16 Andamento della pressione, caso E. 43
4.17 Spettro delle frequenze, caso E. 44
4.18 Andamento della temperatura, caso F. 45
4.19 Andamento della pressione, caso F. 45
4.20 Spettro delle frequenze, caso F. 46
4.21 Confronto delle temperature, caso B. 47
4.22 Confronto delle pressioni, caso B. 47
4.23 Confronto delle temperature, caso C. 49
4.24 Confronto delle pressioni, caso C. 49
4.25 Confronto delle temperature, caso D. 50

4.26 Confronto delle pressioni, caso D. 51
4.27 Confronto delle temperature, caso E. 52
4.28 Confronto delle pressioni, caso E. 52
4.29 Confronto delle temperature, caso F. 53
4.30 Confronto delle pressioni, caso F. 54
4.31 Confronto delle temperature ottenute nel caso di sfera adiabatica e con condizione di irraggiamento. Essendo sovrapposte è visibile solo delle due curve. 55
4.32 Confronto delle pressioni ottenute nel caso di sfera adiabatica e con condizione di irraggiamento. Analogamente a ciò che succede in **Fig.4.31**, solo una curva è visibile. 55

Capitolo 1

Introduzione

Il tubo di Hartmann-Sprenger consiste in un dispositivo composto da una cavità chiusa da un lato nella quale viene iniettato un getto di gas sotto-espanso proveniente da un ugello solitamente semplicemente convergente. Attraverso un dimensionamento opportuno di vari rapporti geometrici è possibile provocare un forte innalzamento della temperatura del gas all'interno della cavità in tempi estremamente brevi. Per questa ragione recentemente questo dispositivo è sotto studio per poter essere utilizzato come sistema di accensione passivo per applicazioni spaziali.
I primi test effettuati considerando questo scenario applicativo sono quelli effettuati negli studi di Conrad e Pavli nel 1967, i quali intendevano avviare il processo di combustione di una miscela di idrogeno e ossigeno [29].
Da quando il fenomeno è stato studiato per la prima volta da Hartmann nel 1919 sono state effettuate numerose scoperte. Numerosi studi hanno messo in luce l'importanza di diversi fattori, tra i quali:

- del NPR (Nozzle Pressure Ratio) dell'ugello [10],
- la lunghezza della cavità [10,11],
- la distanza dell'ugello dalla cavità stessa [1],
- il materiale o del tipo di gas iniettato [3,12,13].

Durante il corso degli anni però, molti studi riportavano risultati non coerenti tra loro. Grazie al lavoro effettuato da Virendra Sarohia e Lloyd H. Back in [5] queste discrepanze sono state chiarite. La causa di tali incongruenze è legata alle diverse modalità di funzionamento che possono manifestarsi.
Riassumendo, per utilizzare il tubo di Hartmann-Sprenger come sistema di accensione ad auto-ignizione è importante tenere in considerazione geometria interna ed esterna, condizioni al contorno, e modalità di funzionamento.

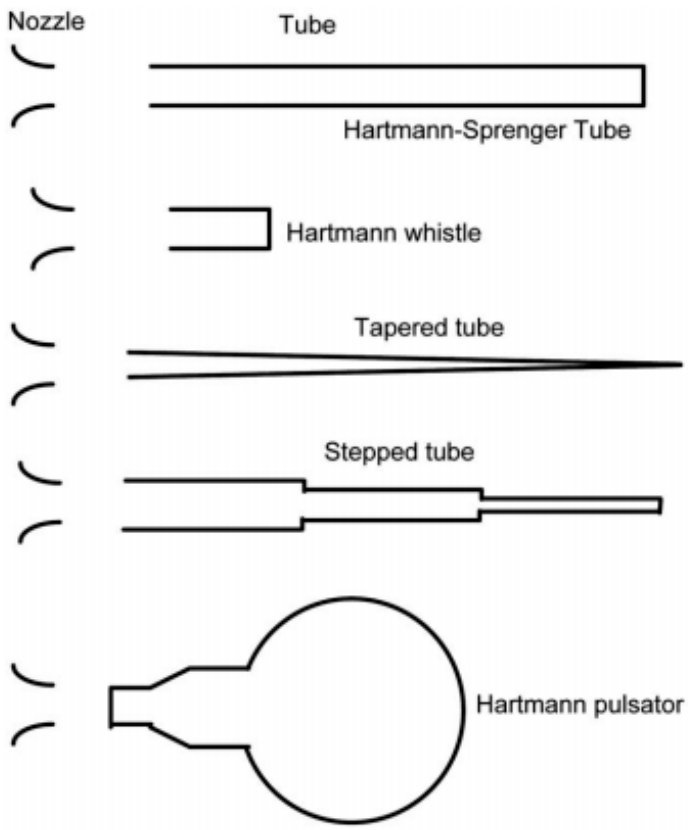

Figura 1.1: Varie geometrie studiate nel corso degli anni a partire dal 1922 [15].

Storicamente però il dispositivo non era stato studiato per le sue proprietà termiche, bensì acustiche, infatti viene identificato anche con il nome di "fischietto di Hartmann"(**Fig.1.1**), proprio per la sua capacità di produrre forti onde acustiche [26]. A tal proposito, nel 1959 Brun e Brocher hanno utilizzato il risonatore come sistema per la dissipazione della nebbia attraverso la generazione di onde ultrasoniche ad alta intensità [27].
Successivamente Sprenger, Thompson e Kang hanno iniziato a studiarne la capacità di generare elevate temperature, suggerendo come causa l'effetto di compressione generato dalle onde di pressione all'interno della cavità[26].
Tali ipotesi sono state confermate da più studi, in particolare da Virendra Sarohia, Lloyd H. Back [5] che come anticipato ha identificato le diverse modalità di funzionamento, ovvero:

- Jet Instability Mode JIM,
- Jet Regurgitant Mode JRM,

- Jet Screech Mode JSM.

Di queste, solo la *JSM* comporta il raggiungimento di temperature sufficientemente elevate da permettere l'accensione di un endoreattore a propellenti liquidi.
Il comportamento del risonatore è ciclico, ma ogni ciclo si compone di diverse fasi, tra cui quella di aspirazione, nella quale il flusso entra nella cavità e le onde di compressione si formano e si spostano verso la parete chiusa. Se la cavità è sufficientemente lunga le onde di compressione tendono a compattarsi formando delle onde d'urto [27]. La causa dell'elevato aumento di temperatura è quindi legata all'incremento di entropia attraverso le onde d'urto che attraversano ripetutamente la cavità [27] e l'attrito a parete [15].
Lo studio condotto da G.Raman e K.Srinivasan in [15] inoltre correla l'incremento della lunghezza della cavità con la diminuzione dell'ampiezza della frequenza di funzionamento.
Un'importante svolta nello studio del dispositivo è stata data da Savory, Hartmann e Trusdo, i quali hanno dimostrato che il fenomeno non si realizza esclusivamente in condizioni supersoniche. Infatti, è possibile generare oscillazioni di pressione analoghe anche in condizioni subsoniche utilizzando un ugello con stelo assiale [15].
Riguardo agli effetti che inducono perdite termiche, sono presenti:

- assenza di isolamento termico della cavità,

- eccessivo scambio di massa fra cavità e ambiente esterno.

Quest'ultimo fenomeno è preponderante in una delle fasi della modalità *JRM*, ragione per cui il massimo di temperatura raggiungibile è fortemente limitato [5].
Lo scambio di massa avviene con il flusso proveniente dall'ugello durante la fase di ritorno delle onde di pressione, dopo che queste sono state riflesse dalla parete chiusa nel risonatore [15].
Alcuni studi sulla geometria interna sono stati effettuati da Rakowsky nel 1974 e da Neemeh 10 anni dopo, mostrando gli effetti di geometrie alternative a quella cilindrica, come geometrie coniche o a step [15] (**Fig.1.2**). Anche Brocher nel 1983 ha effettuato studi analoghi, riconfermando un incremento delle performance del dispositivo con geometria a step e conica [12], con una performance maggiore per la geometria conica [27].
La geometria interna non si limita ad influenzare solo le performance da un punto di vista termico. Infatti, lo studio di Panzarasa [25] citai risultati ottenuti da Marchese et al. secondo i quali è presente un incremento del tempo di risposta, quindi del tempo che intercorre fra l'iniezione di gas e il raggiungimento della temperatura massima, nel caso di geometria a step [25]. Anche alla geometria conica corrisponde un ritardo, ma in proporzione minore [25].

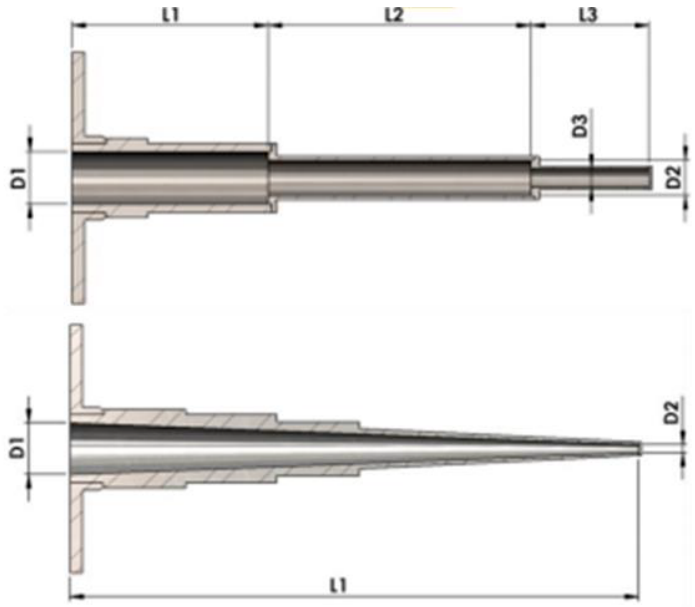

Figura 1.2: In alto: geometria cilindrica a step. In basso: geometria conica [29].

Per concludere, allo stato dell'arte il dispositivo si trova sotto studio e sviluppo da parte di diverse compagnie e gruppi di ricerca. In particolare, lo studio di Ya-Na Song et Al. in [32] è stato condotto valutando l'uso del risonatore di Hartmann-Sprenger come sistema di accensione basato su una miscela di idrogeno e ossigeno per la stazione spaziale cinese.

1.1 Prove sperimentali

Gli esperimenti condotti presso il DIMEAS del Politecnico di Torino e riportati da Panzarasa in [25] vedevano un risonatore con cavità conica priva di alterazioni geometriche interne. Tuttavia si è indagata la possibilità di aumentare i fenomeni dissipativi all'interno della cavità introducendovi degli ostacoli. L'idea è che eventuali ostacoli interni inducano separazioni e aumentino quindi la percentuale di energia che ogni onda acustica cede al fluido all'interno della cavità.
I test con la rugosità non hanno funzionato, non si vede un effetto significativo e inoltre guardando l'interno si vede che la rugosità non è stata generata come previsto. Non si possono quindi al momento trarre conclusioni sulla sua efficacia.

Capitolo 2

Principio di funzionamento

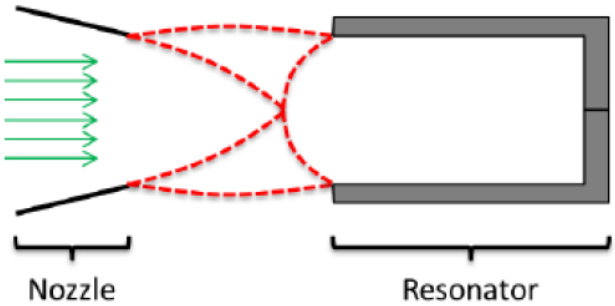

Figura 2.1: Schematizzazione del risonatore [3]. In rosso è rappresentato il getto di gas sotto-espanso in uscita dall'ugello.

Nella presente sezione verrà descritto il meccanismo di funzionamento del dispositivo noto sotto il nome di tubo di Hartmann-Sprenger. In particolare, verranno evidenziate le tre modalità operative in cui il risonatore può entrare per poi andare a definire tutti i parametri che ne influenzano le performance. Si osserverà inoltre che l'utilizzo del risonatore di Hartmann-Sprenger come sistema di accensione è possibile solo per determinate condizioni.
Il sistema è costituito da una cavità che funge da risonatore, di fronte alla quale viene emesso un getto sotto-espanso (**Fig.2.1**) attraverso l'uso di un ugello semplicemente convergente. Con le opportune condizioni, tale dispositivo porta alla formazione di un'onda d'urto di fronte all'ingresso della cavità, la quale oscillando con una certa frequenza invia onde di pressione all'interno del risonatore.
In particolare, si ha un'alternanza di onde di espansione e di compressione. Le onde di compressione, se la cavità è abbastanza lunga, tendono a compattarsi formando

onde d'urto: le onde d'urto inducono effetti dissipativi che fanno aumentare la temperatura nella cavità. Inoltre nella cavità si manifestano anche altri fenomeni dissipativi legati alla viscosità del fluido. In conclusione, le onde che viaggiano nella cavità cedono parte della loro energia al fluido intrappolato in fondo alla cavità e questo si riscalda fino a temperature notevoli. Tale incremento di temperatura può portare determinate miscele di gas alla temperatura di auto-ignizione. E' a fronte di tale possibilità che negli ultimi 30 anni il risonatore viene studiato come sistema innovativo di accensione.
Fra le varie miscele testate risultano essere presenti ([3],[4],[9],[19],[20]):

- Metano/Ossigeno CH_4/O_2
- Kerosene/Ossigeno RP-1/O_2
- Idrogeno/Ossigeno H_2/O_2

Le rispettive temperature di autoignizione sono [21 - 23]:

- $T_{ai(metano)} = 873$ K
- $T_{ai(Kerosene)} = 493$ K
- $T_{ai(Idrogeno)} = 773$ K

Come suggerito da [4], al fine di ridurre l'utilizzo di propellenti tossici nei sistemi propulsivi per uso spaziale, una delle alternative più studiate a livello globale attualmente risulta essere la miscela CH_4/O_2, sia per quanto riguarda le prestazioni sia in termini di costi.
Secondo [18], il fenomeno che porta l'aumento elevato di temperatura e che consente quindi l'utilizzo del dispositivo come sistema di accensione, ovvero l'assenza di scambio di massa fra il gas bloccato nel fondo della cavità e quello iniettato ad ogni ciclo, è dovuto a causa dell'interazione fra l'onda d'urto che si riflette sul fondo della cavità ed il gas in entrata (**Fig.2.2**).

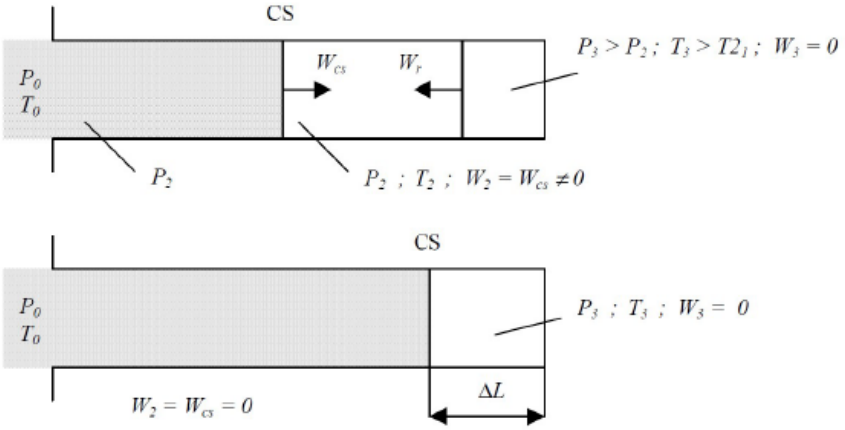

Figura 2.2: Esempio dell'evoluzione del gas all'interno del risonatore [17]. Il gas presente nel fondo della cavità si espande e si contrae, ma non scambia massa con il gas entrante ad ogni ciclo, creando una zona morta in cui la temperatura sale.

2.1 Geometria del dispositivo

La geometria del risonatore può essere schematizzata come mostrato in **Fig.2.3**. Le grandezze evidenziate sono le seguenti:

- d: diametro di gola dell'ugello
- s: distanza fra l'uscita dell'ugello e l'ingresso della cavità
- D: diametro di ingresso alla cavità
- L: lunghezza della cavità
- D1: diametro della sezione finale del tubo di Hartmann-Sprenger

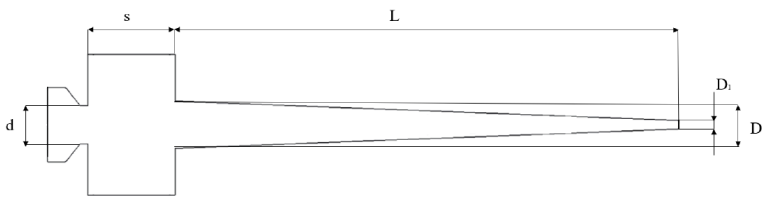

Figura 2.3: Geometria del dispositivo [24].

2.2 Modi operativi del risonatore

I meccanismi che comportano l'innalzamento della temperatura nel gas confinato nel fondo della cavità sono l'attrito a parete e l'innesco di onde di pressione all'interno del risonatore [4]. Tuttavia, l'aumento significativo della temperatura si verifica solo sotto determinate condizioni, ovvero quelle che insieme costituiscono la modalità di funzionamento definita come Jet Screech Mode, una delle tre modalità classificate nello studio di Virendra Sarohia e Lloyd H. Back [5]:

- Jet instability mode;
- Jet regurgitant mode;
- Jet screech mode.

2.2.1 Jet instability mode

Questo modo operativo si verifica esclusivamente quando il getto dall'ugello è subsonico e vale per un ampio range di s/d.
Dalle ombrografie analizzate nello studio [5] è stata individuata la presenza di vortici periodici dalla forma toroidale all'uscita dell'ugello, i quali aumentano di dimensione durante l'avanzamento verso la cavità, generando deboli onde di compressione al suo interno, aventi frequenza pari a quella del vortex shedding, ovvero la frequenza di formazione dei vortici. Questa risulta essere compresa fra due valori adimensionali:

$$\frac{fd}{U_{\mathrm{j}}} \simeq 0.3 : 0.4 \tag{2.1}$$

in cui U_j rappresenta la velocità media all'uscita dell'ugello, d il suo diametro ed f la frequenza.
Per alcune condizioni geometriche e fluidodinamiche sembra esserci una sovrapposizione con la frequenza di risonanza fondamentale della cavità:

$$f \simeq \frac{a}{4L} \tag{2.2}$$

con a velocità del suono all'interno del gas ed L lunghezza della cavità. Tuttavia, in questa modalità non sono stati riscontrati aumenti significativi di temperatura [5].

2.2.2 Jet regurgitant mode

In questà modalità il flusso viene periodicamente rigurgitato dalla cavità alla frequenza di risonanza fondamentale. La JRM può essere analizzata suddividendola in una fase di ingerimento,nella quale il getto entra nella cavità, ed una di transizione/rigurgito.
Durante la fase di ingerimento in base al valore del NPR si può verificare la formazione di un disco di Mach o la coalescenza di una serie di onde di compressione (barrel shock) di fronte alla cavità. Successivamente, la presenza dell'ostacolo costituito dalla cavità fa entrare il flusso, il quale provoca la formazione di onde di compressione che raggiungono l'estremità chiusa e coalescono in un urto retto. Questo aumenta la sua intensità ogni volta che un'onda di compressione coalesce mentre si muove verso l'esterno. Una volta fuori, genera una forte onda d'espansione che inizia a muoversi nella cavità. Questo dà inizio alla fase di transizione. Il flusso viene quindi spinto verso l'uscita a causa della presenza dell'onda d'espansione, esce dall'ingresso e collide con il getto a monte. L'interfaccia fra i due getti si muove verso l'ugello fino alla fine della fase, la quale ha una durata simile alla fase di ingerimento.
La fase di transizione finisce quando la pressione del flusso in arrivo eguaglia quella del flusso rigurgitato, momento in cui la velocità del flusso rigurgitato si azzera.
L'onda di espansione ha raggiunto l'ingresso della cavità dopo la riflessione sulla parete chiusa e l'interfaccia quindi torna verso l'ingresso del risonatore, completando un ciclo operativo.
Il ciclo del JRM avviene con una frequenza dell'ordine della prima frequenza fondamentale longitudinale della cavità, ma a causa dei gradienti termici non è semplice calcolarne il valore esatto [1].

2.2.3 Jet screech mode

Sprenger è stato il primo ad osservare questo fenomeno, nel quale riscontrava la formazione di onde sonore fino a 150db, seguite da un'incremento significativo della temperatura [4]. Bauer C., Lungu P. e Haidn O. [1] spiegano nel loro lavoro che il JSM consiste in un JRM caratterizzato da una frequenza delle oscillazioni molto superiore e si verifica quando i valori di NPR ed s/d assumono valori in certi intervalli ben definiti.
Nello specifico, ciò che risulta è che ipotizzando le condizioni al contorno di un JRM, aumentando sufficientemente il NPR si genera un'onda d'urto all'ingresso della cavità, la quale oscillerà in direzione assiale con una frequenza molto superiore a quella caratteristica del fenomeno del JRM, formando diverse onde di compressione all'interno del risonatore che provocheranno l'innalzamento della temperatura (**Fig.2.4**). In questa condizione di funzionamento, il fluido all'interno del risonatore è quasi fermo, per cui lo scambio di massa è fortemente ridotto. Proprio per questa

ragione diviene possibile aumentare fortemente la temperatura nella sezione finale della cavità.
Dal punto di vista matematico, definendo:

$$\left(\frac{x_{\mathrm{s}}}{d}\right)_{\text{free-jet}} \tag{2.3}$$

il quale rappresenta la posizione dell'urto lungo l'asse longitudinale del risonatore partendo dall'uscita dell'ugello, e:

$$\frac{s}{d} \tag{2.4}$$

la distanza fra ugello e bocca del risonatore, si può dichiarare che la modalità JSM si verifica quando è soddisfatta la condizione [5]:

$$\left(\frac{x_{\mathrm{s}}}{d}\right)_{\text{free-jet}} \geq \frac{s}{d} \tag{2.5}$$

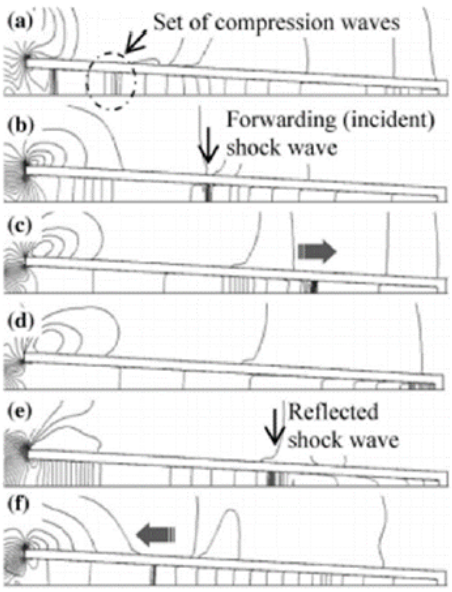

Figura 2.4: Ciclo di compressione del risonatore [11].

ovvero, quando l'urto incide sull'entrata del risonatore. Si noti che entrambi i parametri sono adimensionati rispetto al diametro d dell'uscita dell'ugello.
Il fenomeno può analogamente essere compreso da un punto di vista leggermente

differente. In **Fig.2.5** viene rappresentato un getto sotto-espanso in cui si formano delle regioni di instabilità, dette *diamond shock*. Per valori di NPR sufficientemente elevati, compresi tra 5 e 7 [31], il fenomeno presenta la formazione di un urto retto a valle di ciascuna regione di instabilità. Di conseguenza, la condizione *(2.5)* implica la presenza di un urto retto all'ingresso della cavità, che si traduce nel posizionare correttamente il risonatore in prossimità del *diamond shock* [10].

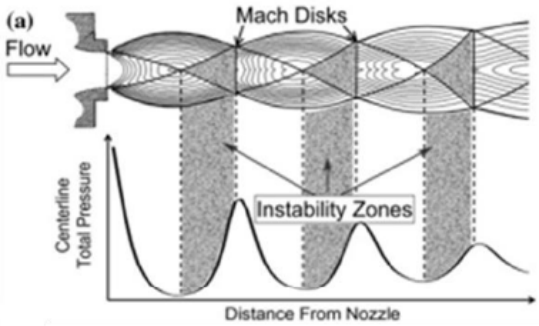

Figura 2.5: Regioni di instabilità di un getto sotto-espanso [11].

Come già anticipato, lo scambio di massa all'interno della cavità è fortemente ridotto, ma non è nullo. A causa di ciò una minima quantità di fluido viene scambiata con l'ambiente esterno.
Bauer C. et al. [4] attribuiscono a questo fenomeno la presenza di perturbazioni nella pressione ambiente, le quali incidono sul NPR e di conseguenza sulla stabilità e sulle prestazioni del dispositivo.
Per ovviare a questo problema, Brocher [7] ha utilizzato un ugello anulare convergente-divergente adattato, ottenendo elevati rapporti di temperatura quasi indipendenti dal NPR. Tuttavia, l'autore non è stato in grado di trovare una motivazione esaustiva a tale comportamento [4].
Sarohia et al. [5] hanno osservato a parità di s/d e di range di NPR forti effetti termici in risonatori operanti in JRM con un elevato rapporto L/d, o in risonatori in modalità JSM ma con rapporti bassi di L/d. In particolare, a parità di diametro, sono state utilizzate delle cavità di lunghezza 35.6 cm 7.6 cm.
Per determinati valori del NPR sono state ottenute temperature dell'ordine dei 550K nel JRM e 900K nel JSM [5]. Nello stesso studio viene osservato una lieve riduzione di temperatura durante il cambio di modalità fra JRM e JSM, nella cavità più lunga.
Si ricorda che obiettivo di tale dispositivo per l'utilizzo spaziale è quello di consentire l'innesco della combustione portando il gas iniettato ad una temperatura superiore a quella di auto-ignizione. Il trend attuale per gli sviluppi di nuove tecnologie mira soprattutto all'utilizzo di combustibili non inquinanti, con un particolare interesse

per idrogeno e metano [3]. Note le temperature di autoignizione di tali combustibili, risulta indispensabile utilizzare il tubo di Hartmann-Sprenger in modalità JSM.

2.3 Parametri che influenzano il comportamento del risonatore

Come osservato nel corso degli anni da diversi studi, il raggiungimento della temperatura massima è dovuto a diversi fattori. Nel corso degli anni Sprenger, Sarohia, Lloyd H. Back, Philips e AJ Pavli, Brocher e Adrissone, Afzali e H.Karimi, e molti altri hanno dimostrato quali parametri influenzano le prestazioni del tubo di Hartmann-Sprenger e quali ne ottimizzano la temperatura massima raggiungibile, ovvero:

- il NPR e pressione d'ingresso ugello;
- il rapporto s/d;,
- la lunghezza l della cavità;
- la geometria interna (forma, presenza di ostacoli e rugosità);
- la geometria di ingresso, intesa come forma del bordo d'attacco e diametro d'ingresso della cavità;
- la specie chimica del gas utilizzato;
- conducibilità termica del risonatore e spessore delle pareti;
- l'isolamento termico.

2.3.1 Nozzle Pressure Ratio, NPR

Il NPR viene definito come:

$$NPR = Pn/Pe \tag{2.6}$$

dove Pn rappresenta la pressione totale del getto all'ingresso dell'ugello, mentre Pe rappresenta la pressione statica dell'ambiente esterno [5].
Il NPR ha effetto sia sull'incremento di temperatura sia sull'ampiezza delle onde di pressione generate all'interno della cavità.
In **Fig.2.6** vengono mostrati gli andamenti della temperatura al fondo della cavità in funzione del NPR, parametrizzate con Pn.
Si osserva che la temperatura per ciascuna curva ha un andamento non monotono

con un massimo. La ragione dietro questo comportamento è da ricercare nel legame fra NPR e s/d. In particolare, come evidenziato in **Sez.2.3.2**, s/d è un parametro che racchiude la distanza dell'urto dall'ingresso della cavità, il quale si forma al termine della regione di instabilità e la sua coordinata è fortemente dipendente dal NPR. Tale posizione può infatti essere approssimata come:

$$s = 0.67 \times d\sqrt{NPR} \tag{2.7}$$

Si può osservare invece l'effetto dell'incremento di pressione del sistema. Incrementando allo stesso modo sia Pn che Pe, e quindi posizionandosi su un'ascissa e mantenendo NPR costante, si osserva come le temperature raggiunte siano superiori [10].

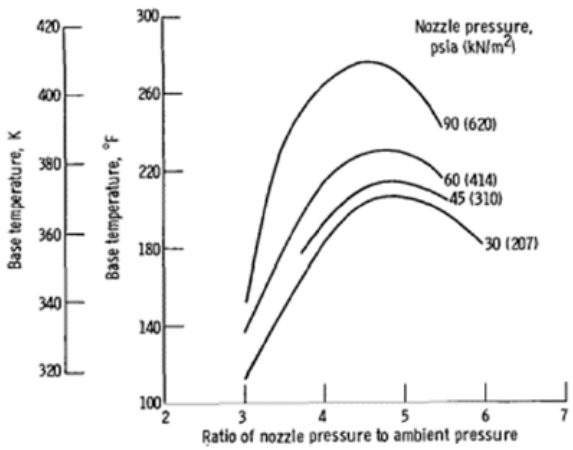

Figura 2.6: Temperatura sul fondo della cavità in funzione del NPR [10].

In **Fig.2.7** si osserva l'effetto dell'NPR sull'ampiezza delle onde di compressione in funzione della pressione dell'ugello Pn.
Paragonando i risultati con quelli in **Fig.2.6** si osserva come i valori di ampiezza maggiori siano presenti per NPR = 4.5, con un abbassamento della curva ampiezza-Pn per valori maggiori di NPR [10]. Questo dimostra il legame fra le onde di pressione e la temperatura massima raggiungibile. L'intensità maggiore delle onde di pressione consente di raggiungere temperature più elevate.

2.3.2 s/d: zona di instabilità e diametro dell'ugello

L'effetto di risonanza dipende fortemente da s/d, parametro legato alla distanza dell'urto retto dal risonatore. L'urto che si sviluppa di fronte alla cavità si trova

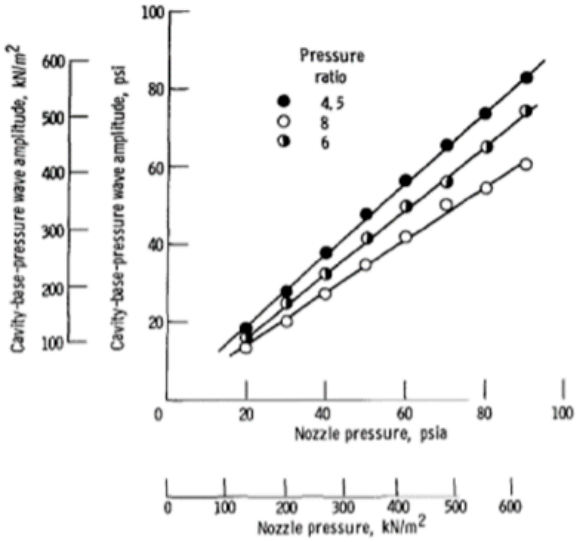

Figura 2.7: Ampiezza delle onde di pressione in funzione del NPR [10].

in una delle regioni di instabilità tipiche di un getto sotto-espanso [11] e per valori opportuni di s/d questo si forma in prossimità dell'ingresso, consentendo il funzionamento del risonatore in modalità JSM [5].
Dagli studi effettuati [10] risulta che la presenza della cavità non interferisce con la struttura dell'onda d'urto, né tantomeno con la posizione delle regioni di instabilità, la quale resta però direttamente proporzionale al NPR come evidenziato dall'equazione *(2.6)*.
In **Fig.2.8** viene rappresentato il grafico che mette in relazione il NPR con la dimensione della prima cella del getto sottoespanso [11].
Si osserva come, a parità di diametro dell'ugello, incrementare il NPR aumenti la dimensione della cella stessa [11].
L'effetto sull'incremento di temperatura al fondo della cavità è visibile attraverso il grafico presente in **Fig.2.9**. Le curve sono ottenute per due diversi valori di pressione Pn. Come si può osservare, le temperature raggiunte sono più elevate per Pn maggiori e NPR costante.
Il massimo di temperatura osservato corrisponde ad un NPR tale per cui la prima regione di instabilità si trova esattamente nella zona in cui l'onda d'urto di fronte alla cavità si è sviluppata [10]. La discrepanza fra la posizione effettiva della regione e la distanza di massima temperatura è dovuta al fatto che lo shock si sviluppa ad una certa distanza dall'entrata della cavità.
Il secondo picco di temperatura è attribuibile ad un NPR tale per cui la cavità sia in prossimità della seconda regione di instabilità del getto sotto-espanso.

Come osservato da [16], si può quindi affermare che per una data configurazione la temperatura massima raggiungibile è maggiore nella prima regione di instabilità, minore nella seconda e via discorrendo.

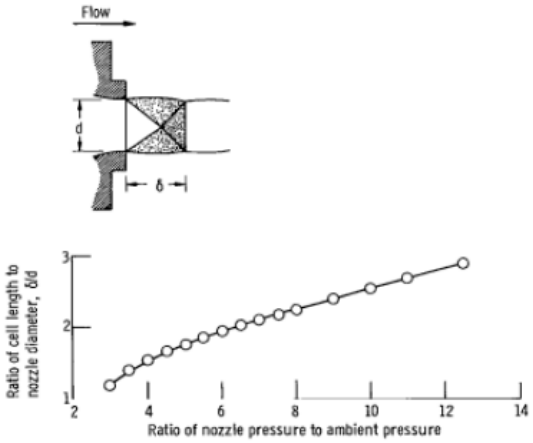

Figura 2.8: Grafico NPR - δ/d. Si osserva la proporzionalità diretta dei due valori [10].

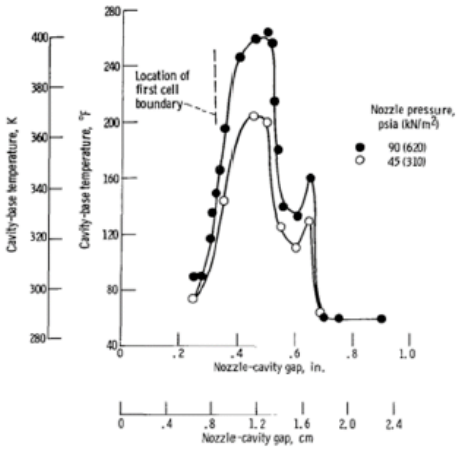

Figura 2.9: Effetto del posizionamento della cavità in prossimità di una regione di instabilità per diversi valori di Pn[10].

2.3.3 Lunghezza della cavità

La lunghezza della cavità risulta avere, in maniera indiretta, un effetto molto importante sulla temperatura. Infatti, dagli studi condotti da [1] risulta che la modalità di funzionamento del risonatore sia dipendente dalla lunghezza dello stesso. In particolare, influisce sulla coalescenza delle onde di pressione all'interno della cavità, alterando di conseguenza l'evoluzione del fenomeno osservato. Come anticipato, la massima temperatura raggiungibile dipende strettamente dal modo operativo del risonatore [5]. I risultati mostrano che una lunghezza elevata risulta essere controproducente. Questo è spiegabile con l'aumento della superficie di scambio termico e l'aumento delle perdite per convezione e conduzione antecedenti l'area in cui il gas resta intrappolato [10]. In **Fig.2.10** si può osservare come, con i parametri scelti da Philips e Pavli [10] il massimo di temperature si sia raggiunto per una lunghezza ottimale compresa fra 4.76 cm e 9.68 cm. Si osserva inoltre la riduzione della temperatura all'incrementare della lunghezza.

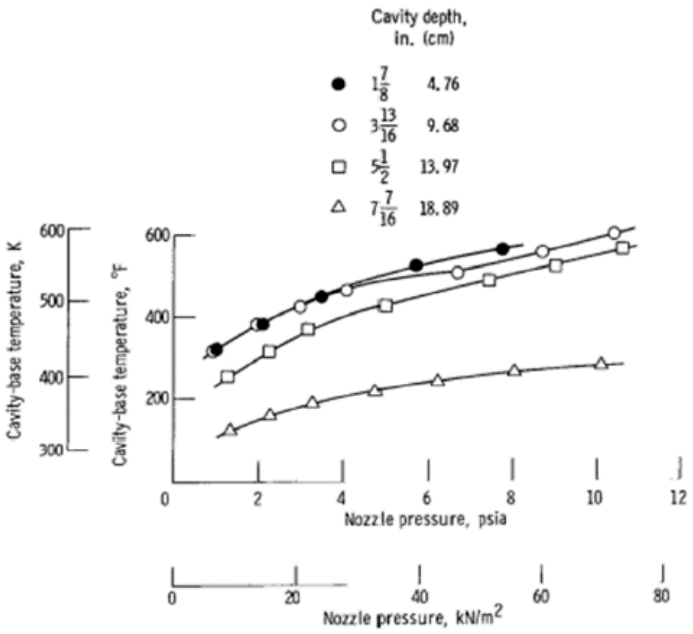

Figura 2.10: Effetto della lunghezza della cavità sul massimo di temperatura raggiungibile al variare del NPR[10].

2.3.4 Geometria di ingresso alla cavità

Lungu P., Bauer C. e Haidn O. nel loro studio [2] hanno osservato come la geometria d'ingresso modifichi il comportamento del risonatore. In particolare, nel loro esperimento è stato utilizzato un ingress con bordo d'attacco tozzo, a differenza di tutti gli altri esperimenti citati, in cui il bordo d'attacco non è raccordato.
La conseguenza di questa configurazione d'ingresso ha portato ad un picco massimo di temperatura ad un valore s/d tale per cui la cavità fosse in prossimità della terza regione di instabilità. Questo va in disaccordo con le affermazioni effettuate in 1.1.2, in cui si sottolineava l'importanza di posizionare l'ingresso nelle prime regioni di instabilità [16].
Skok e Page [6] hanno inoltre osservato che per un risonatore con bordo d'attacco tozzo non si sviluppa un urto retto di fronte all'ingresso della cavità.
Per quanto riguarda il diametro, i diversi studi citati non mostrano una convergenza verso un valore ottimo del diametro d'ingresso. Si può per tanto assumere che esso sia un parametro ottimizzabile in base alla configurazione adottata.

2.3.5 Composizione chimica del gas

Alcuni studi hanno evidenziato come la composizione chimica del gas influenzi la massima temperatura raggiungibile dal dispositivo [3]. In particolare, si osservano valori decisamente più elevati per idrogeno ed elio [3].
In **Fig.2.11** si osservano le evoluzioni della temperatura nel tempo in funzione della tipologia di gas adottato [3].
Una caratteristica osservata da Philips e Pavli [10] è il legame presente fra la specie chimica del gas e la frequenza delle oscillazioni delle onde di pressione all'interno della cavità. Ciò che risulta dal loro studio è che la frequenza delle oscillazioni per l'idrogeno risulta essere circa 4 volte quella dell'azoto. Come già osservato, l'aumento di temperatura nel fondo della cavità è legato proprio a questo fattore.
Analogamente, Brocher e Adrissone [12] hanno osservato e diagrammato, come visible in **Fig.2.12** come, per gli stessi range di s/d e mantenendo costanti gli altri parametri, la temperatura massima raggiungibile dipende fortemente dal tipo di gas iniettato.

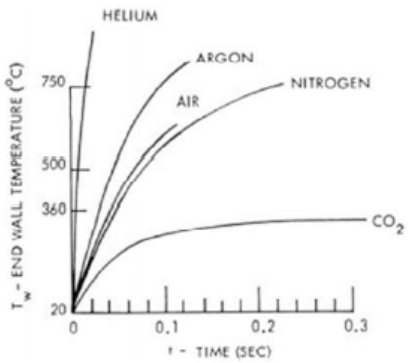

Figura 2.11: Temperatura raggiungibile in funzione della specie chimica usata[3].

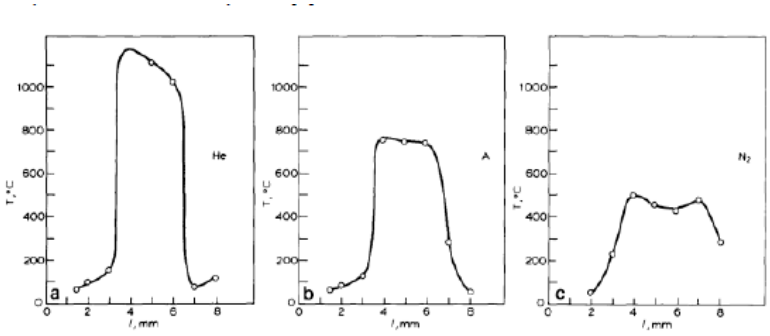

Figura 2.12: Da sinistra: profili di temperatura ottenuti al variare della lunghezza della camera per elio, argon e azoto molecolare[12].

Nelle simulazioni in CFD effettuate nel presente lavoro e nei test in laboratorio compiuti da [25] è stato utilizzato come gas l'aria. Lo scopo infatti non è raggiungere la temperatura più elevata possibile, bensì dimostrare che le temperature raggiungibili per ottenere l'autocombustione di una miscela possono essere ben più elevate semplicemente adottando il gas più appropriato. Inoltre, utilizzare aria invece di altre composizioni gassose risulta essere economicamente più vantaggioso.

2.3.6 Conducibilità termica e spessore del materiale

Come anticipato in 1.1.3, al fine di massimizzare la temperatura massima raggiungibile dal dispositivo, è necessario ridurre il più possibile lo scambio termico fra gas e parete. Dai primi studi fino ad oggi sono stati testati diversi materiali, fra cui [3,9,10,12]:

- legno;

- amianto;
- Macor, un materiale ceramico composto da flogopite in una matrice di vetro borosilicato;
- durestos, materiale comopsito a base di amianto;
- leghe in cobalto-cromo-molibdeno;
- bi-ossido di zirconio.

Escludendo le problematiche dovute alla fragilità del materiale, o all'incapacità di riutilizzo come nel caso del risonatore in legno, si può chiaramente osservare come una bassa conducibilità termica comporti il raggiungimento di una temperatura maggiore.
In **Fig.2.13** si osservano le temperature raggiunte da [12] al variare del rapporto L/D in funzione del tipo di materiale usato.
Dai risultati ottenuti si nota come il legno, con conducibillità termica intorno ai 0.06 W/(m*K), consenta il raggiungimento di temperature superiori rispetto al Macor, materiale ceramico con conducibilità attorno ad 1.46 W/(m*K) [13].

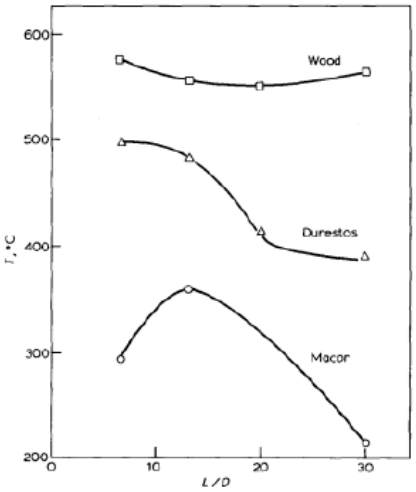

Figura 2.13: Profili di temperatura in funzione del materiale costituente la cavità[12].

Un altro studio effettuato [14] ha evidenziato l'importanza della riduzione dei flussi termici a parete, sia longitudinali che normali. Nel primo caso l'aspetto da considerare è lo spessore a parete della cavità: al fine di ridurre il flusso termico

longitudinale è necessario ridurre la sezione attraversata dal flusso termico stesso, il che si traduce in uno spessore inferiore a parete.
In **Fig.2.14** sono mostrati i risultati concordanti con l'affermazione effettuata.
Nel secondo caso è stato inserito il risonatore in un contenitore isolante, al fine di ridurre lo scambio termico con l'ambiente esterno. Come ci si aspettava, in **Fig.2.15** si osserva come isolando il dispositivo si possano raggiungere temperature superiori di almeno 100 K.

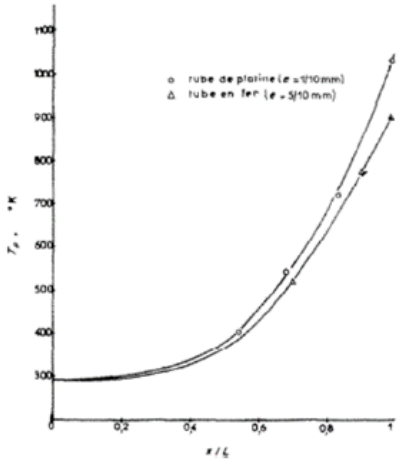

Figura 2.14: Effetto dello spessore a parete della cavità[12].

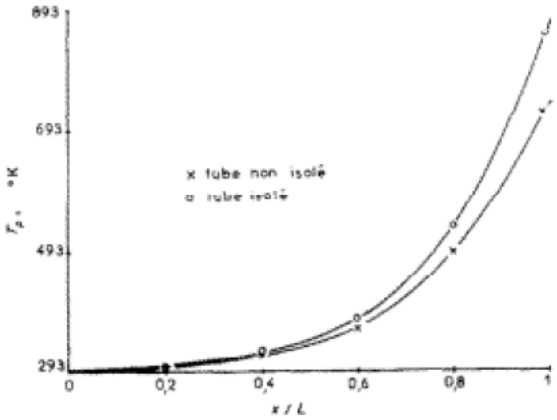

Figura 2.15: Effetto dell'isolamento termico sulla temperatura massima raggiungibile[14].

2.3.7 Geometria interna

Da diversi studi è risultato come la geometria interna del risonatore sia cruciale per ottimizzare il massimo di temperatura raggiungibile. In **Fig.2.16** si osservano i risultati ottenuti da Phillips e Pavli. L'utilizzo di una geometria a step ha prodotto un incremento di temperatura decisamente superiore rispetto alla classica geometria cilindrica del tubo di Hartmann-Sprenger. Va notato però che le temperature raggiunte sono da riferirsi ad una configurazione in cui è stato iniettato idrogeno il quale, come esposto in Sez. 2.3.5, consente il raggiungimento di temperature ben più elevate dell'aria.

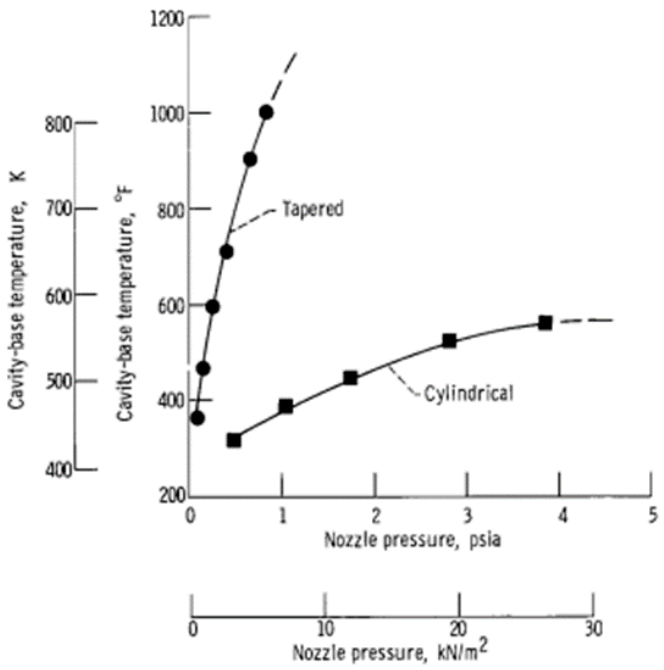

Figura 2.16: Andamento della temperatura per diverse geometrie interne [26].

Lo studio di Brocher e Adrissone ha prodotto risultati analoghi. Utilizzando diverse tipologie di geometrie a step (**Fig.2.17**) hanno osservato un incremento della temperatura massima raggiunta a parità di condizioni al contorno, diametro di ingresso, ugello, composizione chimica e materiale, parametrizzando poi i risultati variando il tipo di gas adottato [12]. In **Fig.2.18** è possibile osservare i loro risultati.

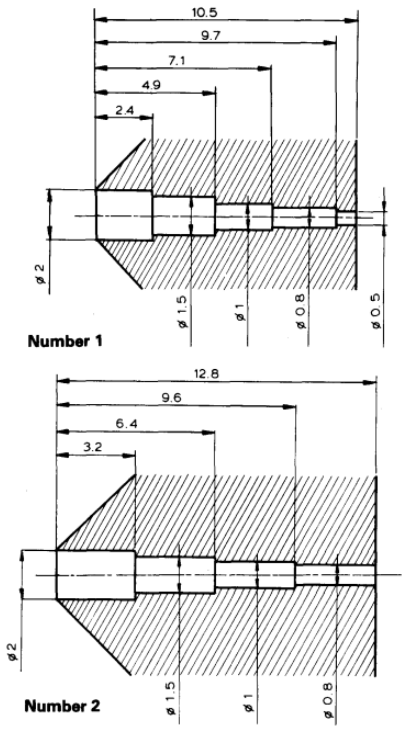

Figura 2.17: Geometrie a step sperimentate da Brocher e Adrissone [12].

Table 1 Temperature measured after 100 ms

Gas	Cavity temperature (°C)		
	Cylindrical ($L/D = 20$)	Stepped (1)	Stepped (2)
Nitrogen	167	372	218
Argon	290	512	327
Helium	480	928	564

Driving pressure = 7 bar

Figura 2.18: Risultati ottenuti con le geometrie in **Fig.2.17** [12].

Capitolo 3

Generazione mesh di calcolo ed esecuzione calcoli

Come anticipato, l'obiettivo dello studio è analizzare l'effetto di un ostacolo all'interno della cavità e valutarne le prestazioni rispetto ad una cavità in cui esso non è presente (**Fig.3.1**). Sono state pertanto considerate 2 diverse geometrie, una delle quali presenta una sfera posta ai 2/3 della lunghezza della cavità stessa lungo l'asse longitudinale del risonatore (**Fig.3.2**). La realizzazione in 3D printing prevede la presenza di 3 aste di supporto che nel caso della simulazione sono state trascurate.

3.1 Costruzione griglie

Per costruire le geometrie ed estrapolare le griglie di calcolo ci si è serviti del programma open-source GMSH. Si tenga presente che lo studio è bidimensionale assialsimmetrico. Questa ipotesi consente di ridurre di molto il costo computazionale perchè il dominio sarà 2D anzichè 3D.
La geometria presentata è stata creata riferendosi alle grandezze del risonatore privo di ostacoli interni già sperimentato in laboratorio[25]. Le grandezze nel codice sono adimensionate e riferite al semi-diametro della gola dell'ugello, d/2. Le dimensioni effettive del risonatore sono quelle presenti in **Tab.3.1**:

	valore	u.d.m
s/d	1.39	
L/D	11	
D	6.25	[mm]
D_1	1.00	[mm]

Tabella 3.1: Dimensioni caratteristiche del risonatore definito in **Fig.2.3**.

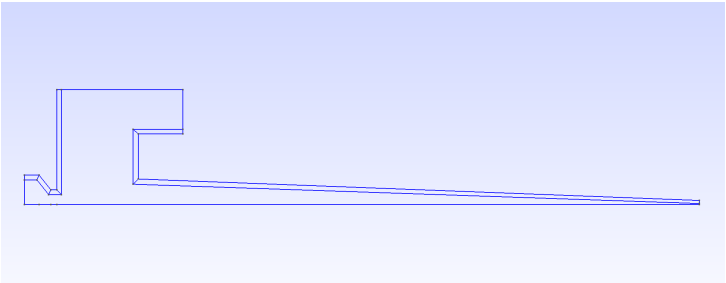

Figura 3.1: Geometria del risonatore con cavità priva di ostacoli.

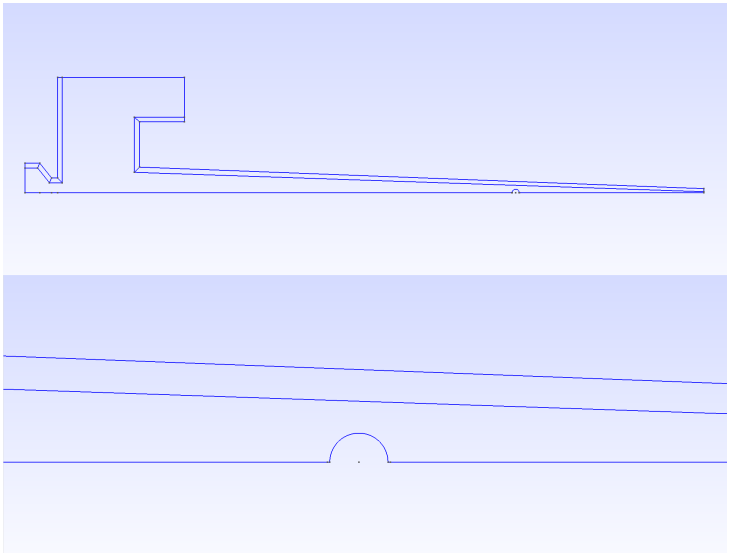

Figura 3.2: Geometria del risonatore con ostacolo sferico posizionato lungo l'asse longitudinale.

Viene inoltre riportata la vista in sezione in **Fig.3.3**.
La costruzione della geometria è strettamente legata a quella della griglia di calcolo. Infatti, per ogni superficie solida è stato necessario creare un'area di calcolo strutturata in cui calcolare le grandezze relative allo strato limite (**Fig.3.4**). Questo è necessario per ridurre i tempi di calcolo grazie all'uso di celle fortemente anisotrope vicino alla parete. Infatti, sarebbe possibile lanciare la simulazione di una griglia completamente non strutturata e isotropa, ma sarebbe computazionalmente contro-producente.
L'unica eccezione è quella relativa alla superficie solida della sfera, in cui alcuni elementi della griglia di calcolo strutturata ne compenetravano l'area. Di conseguenza, ogni elemento della griglia compenetrante risulta fisicamente non reale, in quanto rappresenterebbe una particella fluida parzialmente interna alla superficie

della sfera. Pertanto, in quella zona è stata adottata una griglia non strutturata isotropa

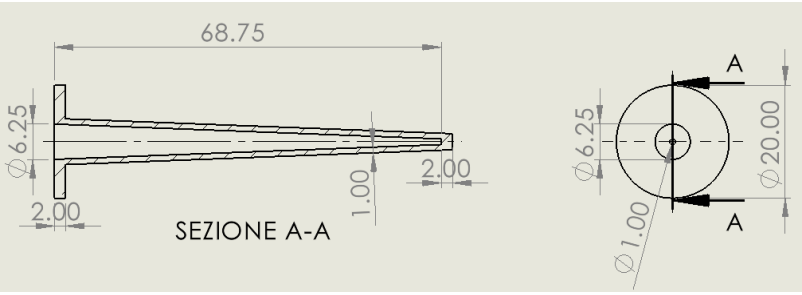

Figura 3.3: Geometria del risonatore con ostacolo sferico posizionato lungo l'asse longitudinale [25].

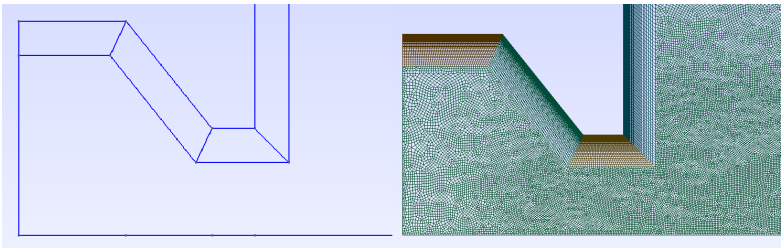

Figura 3.4: Costruzione geometrica della superficie solida e sezione di strato limite.

Essendo comunque necessario aumentare la densità ed il livello di dettaglio in prossimità della sfera senza però avere dei salti di dimensione repentini fra due elementi successivi è stata inserita una sezione di codice in grado di organizzare l'area interessata della griglia di calcolo per sopperire al problema senza necessità di ricorrere ad una superficie strutturata. In **Fig.3.5** sono presenti le due griglie, prima e dopo la correzione.

Field[1] = Distance;

Field[1].EdgesList = 602;

Field[2] = MathEval;

Field[2].F = Sprintf("F1^2+%g", lc/20);

Field[3] = Distance;

Field[3].EdgesList = 602;

Field[4] = MathEval;

Field[4].F = Sprintf("F3$^{2.6}$+%g", lc/5);

Field[7] = Min;

Field[7].FieldsList = 65,2,4;

Background Field = 7;

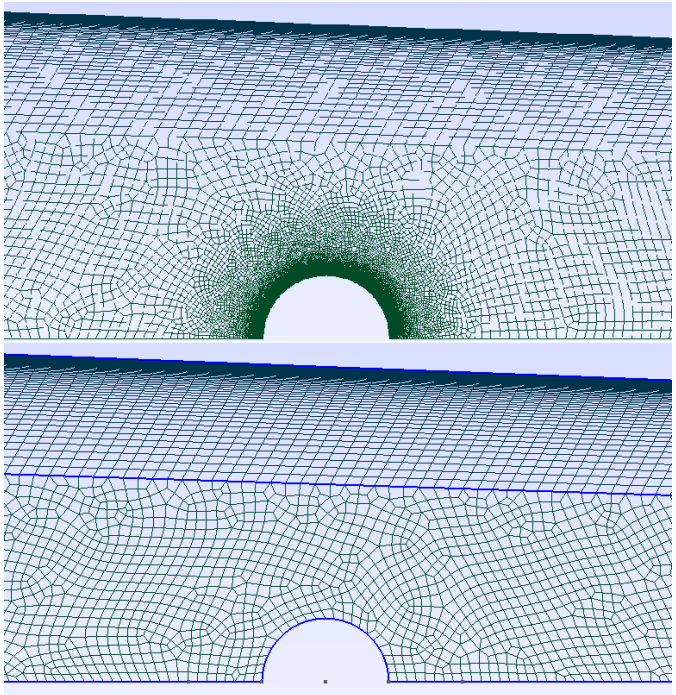

Figura 3.5: Incremento della densità della griglia nella regione non strutturata.

In appendice A1 è possibile visionare gli script di calcolo per le varie configurazioni studiate.

3.2 Geometrie alternative

Le due geometrie messe a confronto hanno lo scopo di osservare l'effetto di un ostacolo sferico all'interno della cavità. Tuttavia, al fine di ottenere risultati su una base più solida sono state analizzate altre configurazioni, andando a modificare la posizione o il raggio della sfera. Inoltre, sono state introdotte due configurazioni con geometria non sferica. In **Fig.3.6** è possibile osservare le griglie di calcolo ottenute per tutti i casi studiati:

- griglia di calcolo priva di ostacolo;
- griglia di calcolo con sfera di 1.2mm posta ai 2/3 della lunghezza della cavità;
- griglia di calcolo con sfera di 1.5mm posta ai 2/3 della lunghezza della cavità;
- griglia di calcolo con sfera di 1.31mm posta ad 1/2 della lunghezza della cavità;
- griglia di calcolo con sfera di 1.7mm posta ad 1/2 della lunghezza della cavità;
- griglia di calcolo con ostacolo conico con semi-apertura di 30° posto a 2/3 della lunghezza della cavità;

Si noti che i primi due casi elencati coincidono con quelli citati in **Sez.3.1**.
In 3.2 sono elencate la posizione del centro e il diametro degli ostacoli sferici adimensionati rispetto al diametro D di ingresso alla cavità.

	x/D	$D_{obstacle}/D$
B	7.3333	0.19199
C	7.3333	0.23998
D	5.5	0.21033
E	5.5	0.272

Tabella 3.2: Posizione e diametro degli ostacoli sferici, adimensionati rispetto a D.

x/D rappresenta la posizione adimensionata dell'ostacolo partendo dall'ingresso della cavità, mentre $D_{obstacle}/D$ rappresenta il diametro adimensionato dell'ostacolo sferico.
La geometria dell'ostacolo conico assialsimmetrico è definita da:

- posizione iniziale adimensionata, coincidente con il vertice del cono $x_0/D = 7.167$;
- altezza adimensionata del cono $H/D = 0.1663$;
- raggio adimensionato della base del cono $r/D = 0.192$;

come mostrato in **Fig.3.8**.
Infine, è stato effettuato un confronto utilizzando la geometria con ostacolo sferico presente in **Sez.3.1** con differenti condizioni al contorno:

- griglia di calcolo con sfera adiabatica di 1.2mm posta ai 2/3 della lunghezza della cavità;

- griglia di calcolo con sfera irraggiante di 1.2mm posta ai 2/3 della lunghezza della cavità.

L'obiettivo di quest'ultimo è valutare un eventuale riduzione della temperatura a valle dell'ostacolo a causa dell'assorbimento di calore da parte dello stesso.

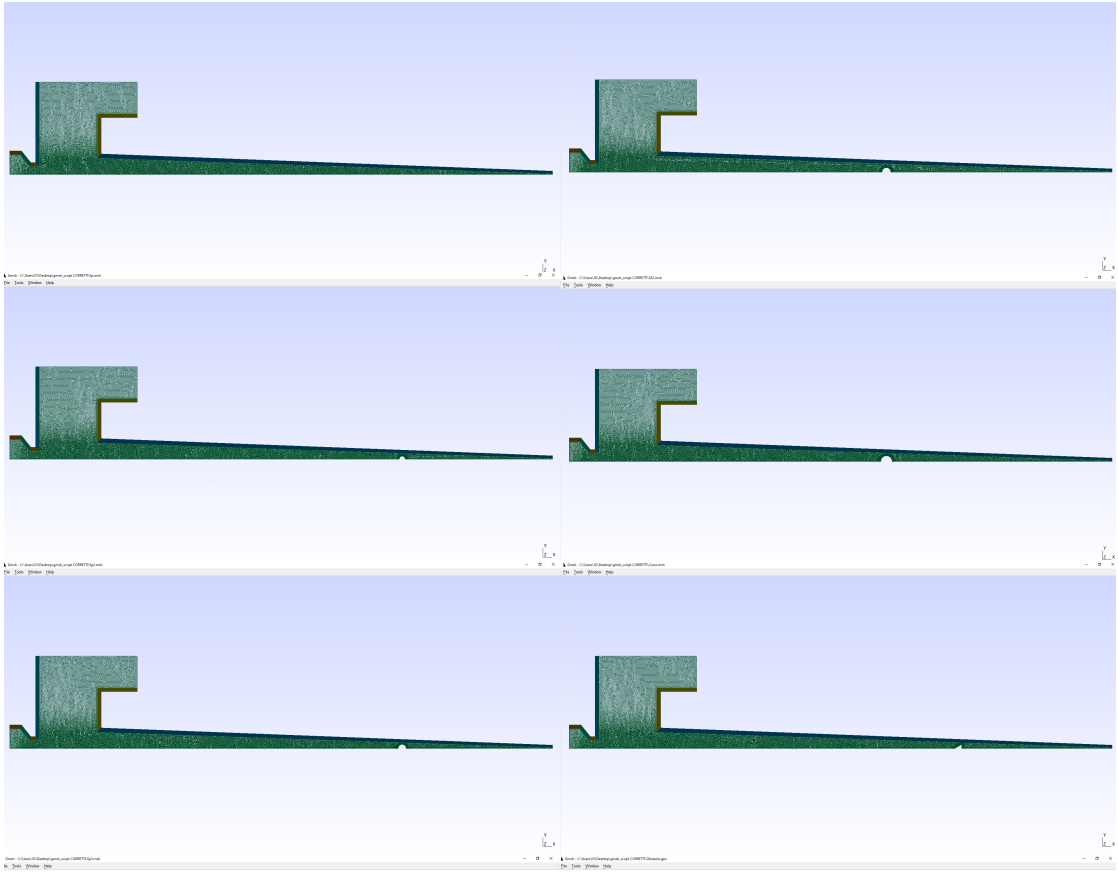

Figura 3.6: Geometrie utilizzate e confrontate durante le simulazioni. A sinistra, partendo dall'alto: caso A, caso B, caso C. A destra, partendo dall'alto: caso D, caso E, caso F.

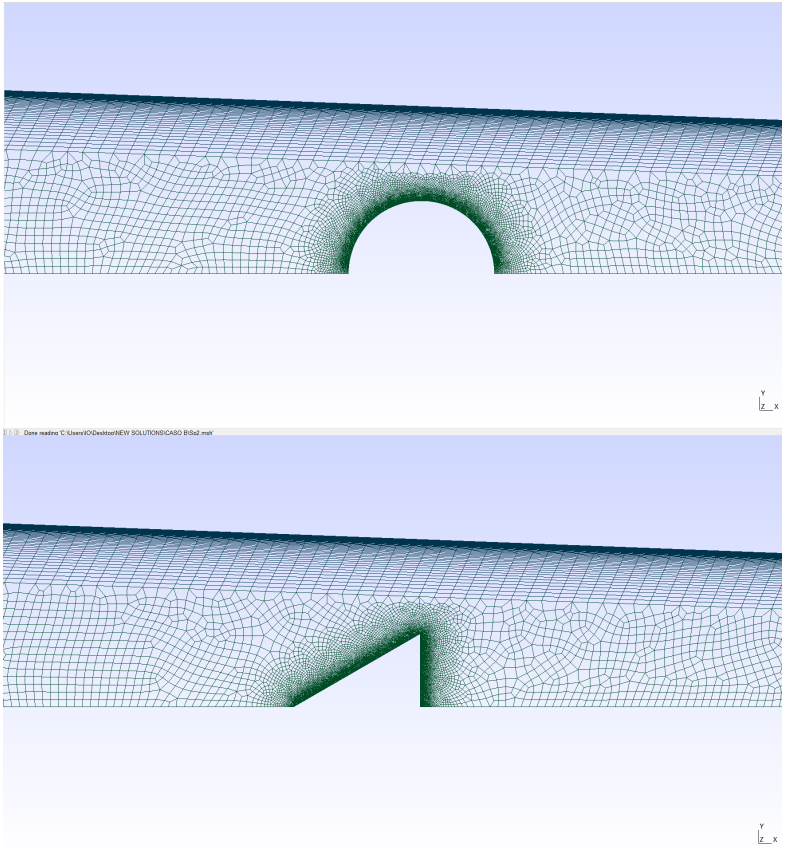

Figura 3.7: Zoom su ostacolo sferico e conico.

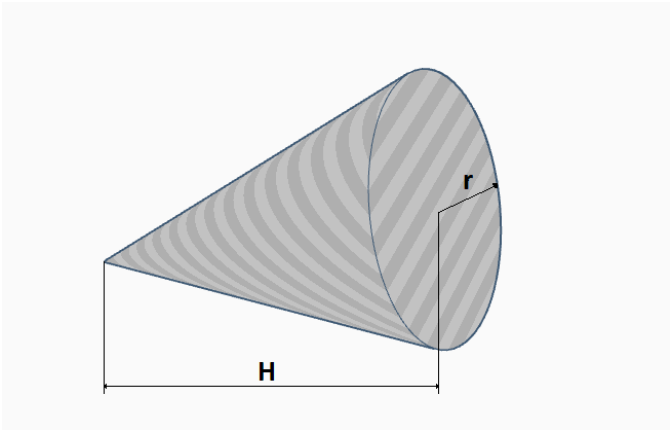

Figura 3.8: Geometria dell'ostacolo conico, posizionato con l'asse di simmetria parallelo e coincidente all'asse longitudinale della cavità del risonatore.

Capitolo 4

Risultati delle simulazioni

Al fine di analizzare il comportamento termo-fluidodinamico del dispositivo, sono state effettuate delle simulazioni CFD con un codice di ricerca basato sulle RANS 2D eseguito all'interno del cluster HACTAR del Politecnico di Torino.
Ciascuna simulazione ha superato il transitorio iniziale con successo ed è stata arrestata dopo un periodo di tempo tale per cui la soluzione risultasse statisticamente stazionaria. Nel presente caso il tempo totale di simulazione su 24 core è di 84 ore.
I vari risultati presentano delle analogie fra loro. In particolare, per quanto riguarda le configurazioni con ostacolo sferico, gli andamenti di temperatura e pressione risultano simili fra loro.
Come verrà mostrato nelle sezioni seguenti, gli andamenti della temperatura raggiungono la soluzione statisticamente stazionaria intorno a t =3:4 ms, dopo un transitorio iniziale.
Le pressioni invece risultano avere un comportamento differente, con una stabilizzazione media attorno a t=8ms.
Il transitorio delle pressioni vede inoltre un picco di pressione massima, seguito da un forte abbassamento della pressione massima raggiunta ad ogni ciclo, per poi infine stabilizzarsi ai valori statisticamente stazionari.
Tale comportamento della pressione è attribuibile all'iniezione iniziale di gas nella cavità, la pressione continua a crescere a causa dell'assenza di un'espulsione di portata da parte del risonatore, che viene osservato poi nella fase in cui la pressione si abbassa fortemente. Superata quindi questa prima fase transitoria, il risonatore procede con il suo funzionamento a regime.

4.1 Analisi dei risultati

Per ciascuna simulazione sono stati ottenuti i valori di pressione e temperatura grazie ad una sonda numerica posizionata nelle coordinate adimensionate rispetto

al diametro di ingresso alla cavità D:

- x/D = 9.948685;
- y/D = 0.015697.

Essa corrisponde al baricentro di uno degli elementi della griglia di calcolo all'interno della sezione nella quale si ritiene non ci sia scambio di massa con l'ambiente esterno. Poiché le griglie di calcolo sono diverse fra loro, anche il baricentro dell'elemento considerato non è disposto nelle stesse coordinate per ciascuna griglia costruita. Tuttavia, la variazione spaziale è stata mantenuta sotto controllo, con una variazione non superiore allo 0.084% rispetto alla posizione impostata nel caso di geometria priva di ostacoli.
Per ciascuna simulazione sono stati calcolati vari parametri inerenti temperatura, pressione e spettro delle frequenze. Inoltre, sono stati ottenuti i campi di Mach e pressione nei vari istanti di tempo, con cui è possibile osservare il comportamento del gas all'interno della cavità, evidenziando la coalescenza delle onde di pressione, la riflessione delle stesse sulla parete chiusa, e la fuoriuscita di gas dal risonatore alla fine del ciclo.
Per semplicità espositiva le diverse configurazioni sono classificate come segue:

- caso A: configurazione priva di ostacoli;
- caso B: sfera posta ad x/D = 7.3333 con diametro d/D = 0.192;
- caso C: sfera posta ad x/D = 7.3333 con diametro d/D = 0.24;
- caso D: sfera posta ad x/D = 5.5 con diametro d/D = 0.2096;
- caso E: sfera posta ad x/D = 5.5 con diametro d/D = 0.272;
- caso F: cono assialsimmetrico con vertice posto ad x/D = 7.1767;

4.1.1 Condizioni al contorno

Oltre alla geometria già nota, per effettuare la simulazione sono state applicate le seguenti condizioni al contorno:

- nozzle pressure ratio NPR = 6;
- numero di Reynolds = 1.08e7;
- presenza di scambio termico con l'ambiente esterno da parte della superficie solida del risonatore tramite irraggiamento;
- ostacoli lungo l'asse di simmetria adiabatici.

Il numero di Reynolds è stato calcolato attraverso l'equazione:

$$Re = \frac{\rho a L}{\mu} \tag{4.1}$$

in cui ρ ed a rappresentano rispettivamente densità e velocità del suono e sono state valutate nelle condizioni di ristagno di monte:

- T_{ref} = 300 K
- P_{ref} = 6 bar

L è la lunghezza totale delle entità fisiche con condizioni al contorno di parete solida. Infine, la viscosità dinamica è rappresentata dal termine µ.
Si assume che la parete metallica sia sottile e quindi che la temperatura dai due lati del metallo, rispettivamente la parete interna alla cavità, la quale si interfaccia con il gas iniettato, e la parete a contatto con l'ambiente esterno. E' stata introdotta l'equazione di Stefan-Boltzmann per governare l'irraggiamento del della superficie metallica dal lato esterno.

4.2 Risultati delle simulazioni

Nella presente sezione vengono presentati i risultati ottenuti per ogni singola simulazione effettuata, partendo dal caso avente geometria priva di ostacoli, il quale verrà utilizzato come riferimento per confrontare le prestazioni ottenute dalle varie geometrie analizzate. Per ciascun caso viene mostrato l'andamento della temperatura e della pressione nel tempo, i rispettivi valori massimi, minimi e intermedi ed infine lo spettro delle frequenze.

4.2.1 Caso A

In questa sotto-sezione vengono esposti i risultati ottenuti per il caso di griglia di calcolo priva di ostacoli interni alla cavità del risonatore.
In **Fig.4.1** si osserva l'andamento della temperatura nel tempo, mentre in **Fig.4.2** è presente l'andamento della pressione. Seppur entrambe le grandezze raggiungano una stabilità statistica prima di 8 ms, al fine di comparare i risultati con il caso F (cono) viene riportata la soluzione fino a t = 25 ms.
In **Fig.4.3** è possibile osservare invece lo spettro delle frequenze della presente geometria, in cui viene evidenziata la frequenza di funzionamento registrata.

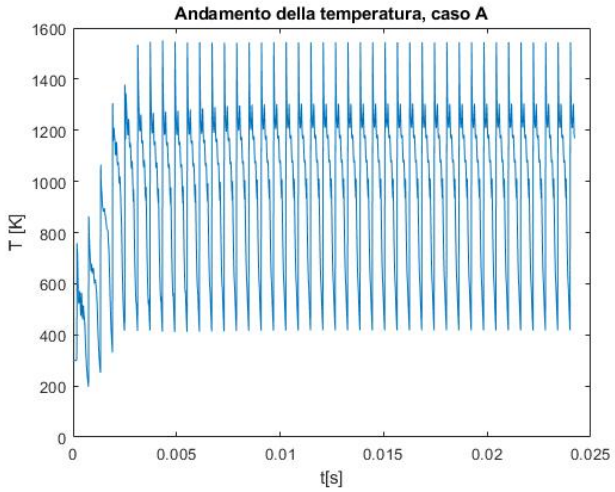

Figura 4.1: Andamento della temperatura, caso A.

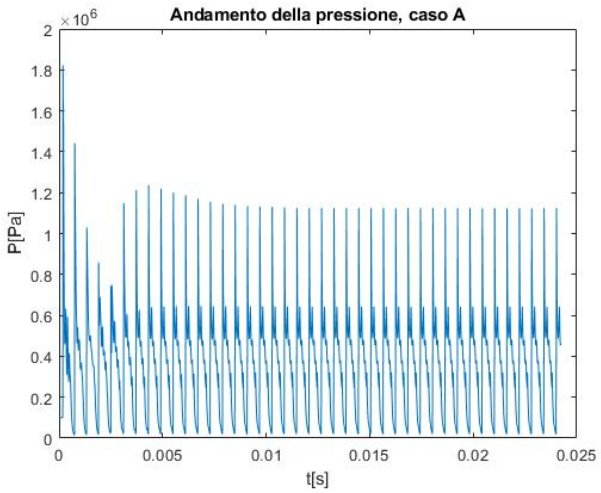

Figura 4.2: Andamento della pressione, caso A.

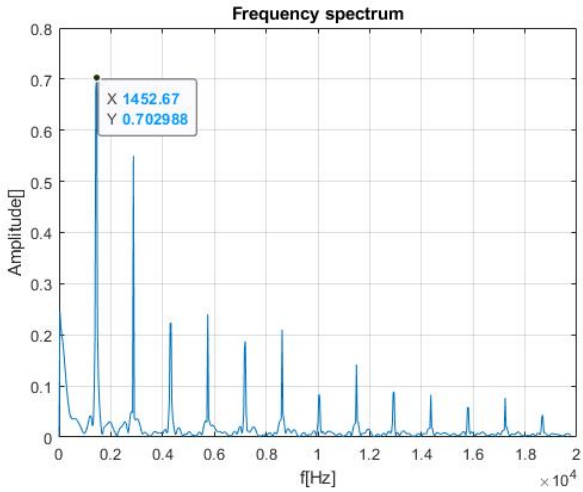

Figura 4.3: Spettro delle frequenze, caso A.

Tmax	1551.6	[K]
Tmin	197.3	[K]
Tm	885.1	[K]
Pmax	1.8227e+06	[Pa]
Pmin	14300	[Pa]
Pm	3.6038e+05	[Pa]
Freq	1452.67	[Hz]

Tabella 4.1: Risultati del caso A.

Per la presente simulazione viene presentato anche il campo di Mach durante vari istanti di tempo nell'arco di un ciclo, mostrato in **Fig.4.4** e **Fig.4.5**.
In **Fig.4.4** si osserva l'evoluzione spaziale dell'urto all'interno della cavità durante l'inizio di un nuovo ciclo. Questo riflette poi sulla parete al fondo per ritornare verso l'ingresso del risonatore.
Ciò che avviene dopo è visibile in **Fig.4.5**. L'urto interagisce con il gas che continua ad entrare nella cavità, ma essendo la pressione interna superiore quello che succede è che il gas viene respinto verso l'esterno, provocando la fuoriuscita di quest'ultimo, visibile nella parte superiore dell'ingresso della cavità.
Questo riconferma il principio di funzionamento citato nel **Cap.2**.

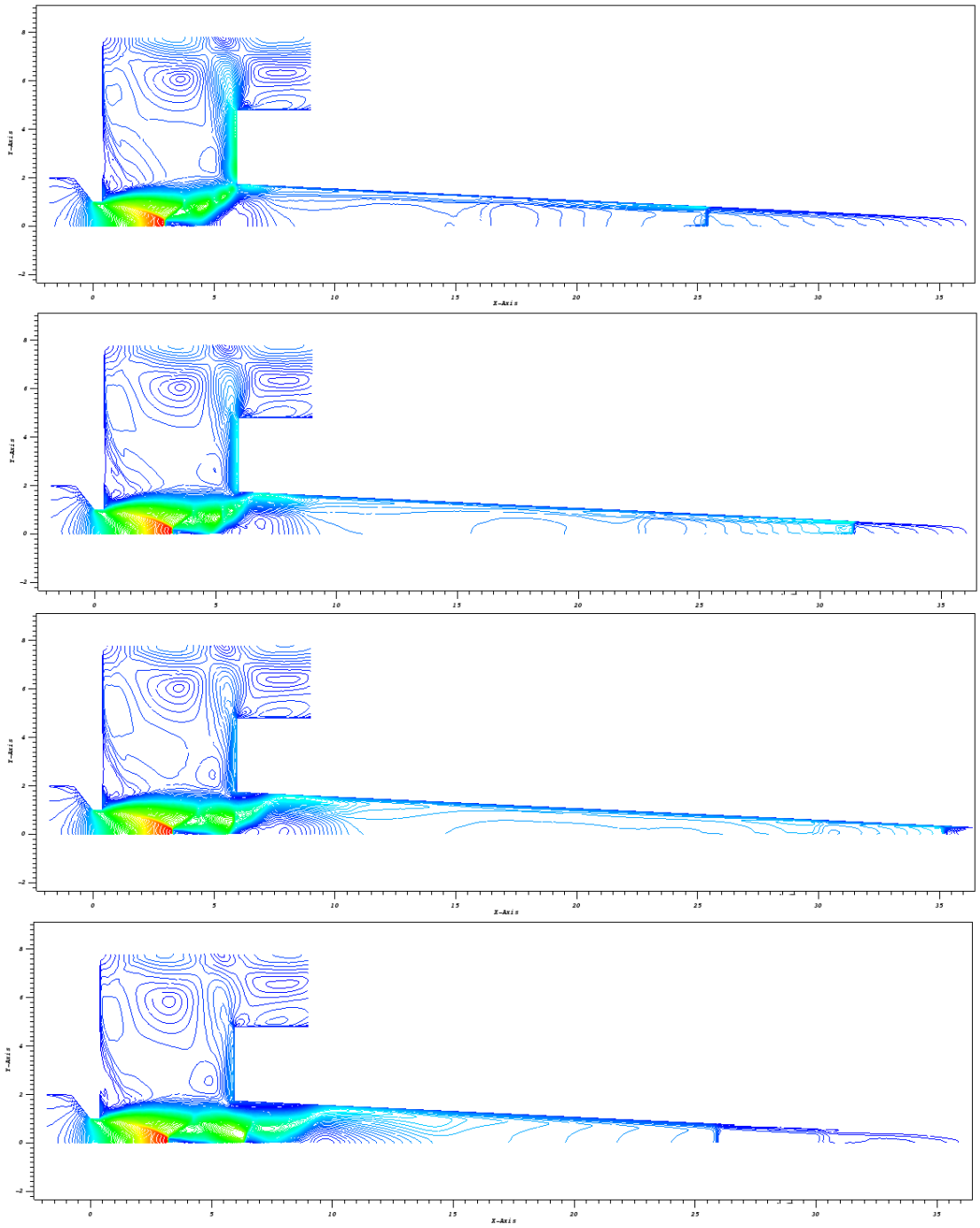

Figura 4.4: Andamento del campo di Mach durante un ciclo del risonatore nel caso A, prima parte.

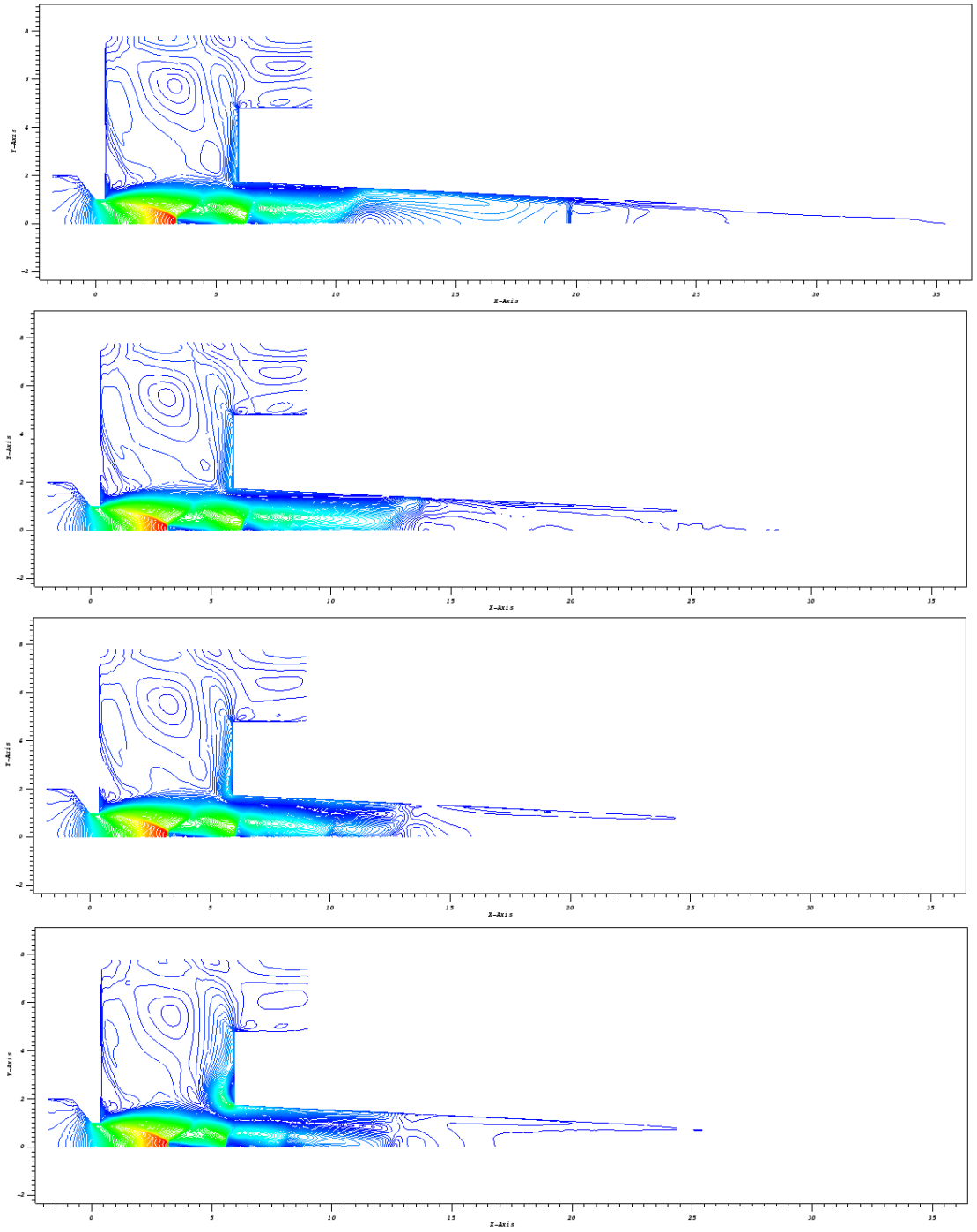

Figura 4.5: Andamento del campo di Mach durante un ciclo del risonatore nel caso A, seconda parte.

4.2.2 Ostacolo sferico: caso B

Nella presente sotto-sezione vengono esposti i risultati ottenuti per il caso di griglia di calcolo con ostacolo sferico posto ad x/D = 7.3333 e diametro d/D = 0.192 all'interno della cavità del risonatore.
In **Tab.4.2** è possibile visualizzare frequenza di funzionamento e valori massimi, minimi e medi di temperatura e pressione ottenuti.

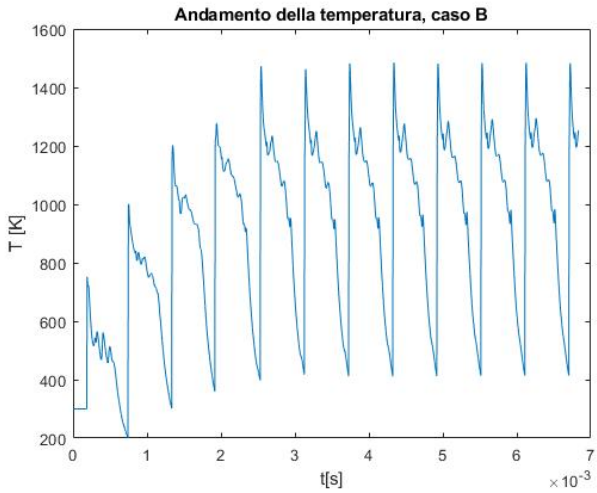

Figura 4.6: Andamento della temperatura, caso B.

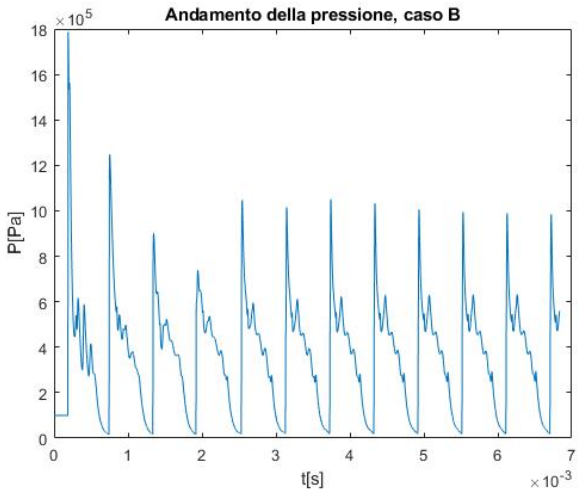

Figura 4.7: Andamento della pressione, caso B.

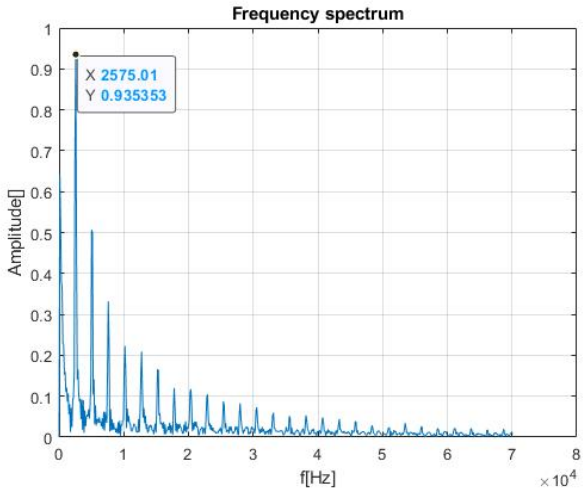

Figura 4.8: Spettro delle frequenze, caso B.

Tmax	1484.6	[K]
Tmin	200.2	[K]
Tm	889.6	[K]
Pmax	1.7871e+06	[Pa]
Pmin	15214	[Pa]
Pm	3.5791e+05	[Pa]
Freq	2575.01	[Hz]

Tabella 4.2: Risultati del caso B.

4.2.3 Ostacolo sferico: caso C

Qui vengono esposti i risultati ottenuti per il caso di griglia di calcolo con ostacolo sferico posto ad x/D = 7.3333 e diametro d/D = 0.24 all'interno della cavità del risonatore.
In **Tab.4.3** è possibile visualizzare frequenza di funzionamento e valori massimi, minimi e medi di temperatura e pressione ottenuti.

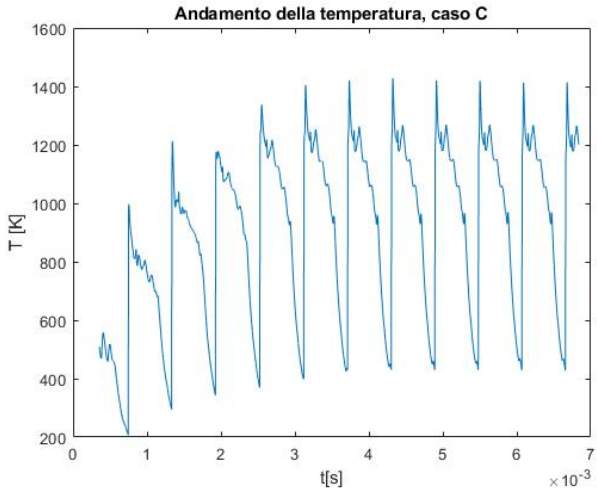

Figura 4.9: Andamento della temperatura, caso C.

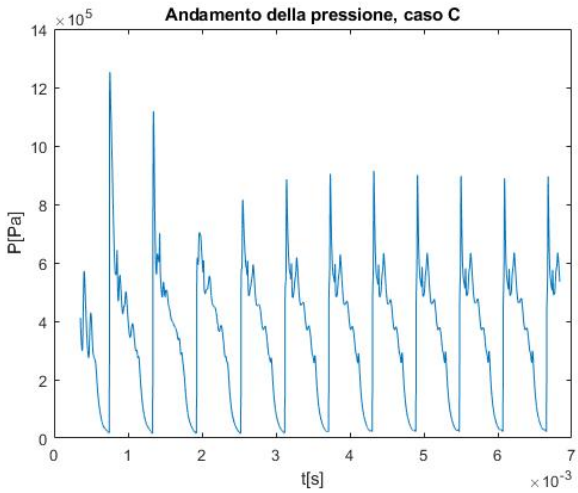

Figura 4.10: Andamento della pressione, caso C.

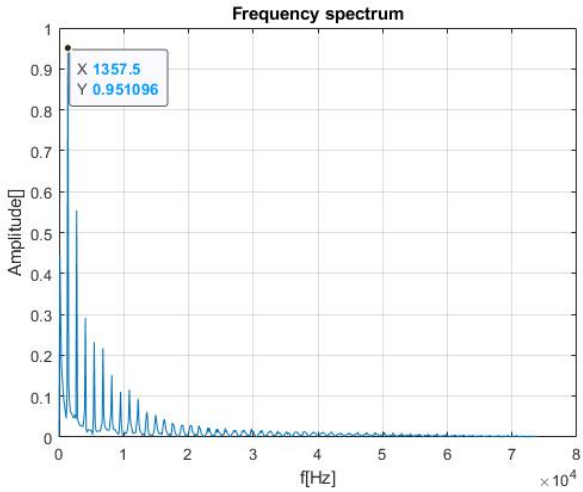

Figura 4.11: Spettro delle frequenze, caso C.

Tmax	1427.6	[K]
Tmin	206.2	[K]
Tm	900.4	[K]
Pmax	1.253e+06	[Pa]
Pmin	15937	[Pa]
Pm	3.5486e+05	[Pa]
Freq	1357.5	[Hz]

Tabella 4.3: Risultati del caso C.

4.2.4 Ostacolo sferico: caso D

In questa sotto-sezione vengono esposti i risultati ottenuti per il caso di griglia di calcolo con ostacolo sferico posto ad x/D = 5.5 e diametro d/D = 0.2096 all'interno della cavità del risonatore.
Vengono riportati in **Fig.4.12** ed in Fig.4.13 gli andamenti temporali di temperatura e pressione, mentre in **Fig.4.14** è possibile osservare lo spettro delle frequenze.

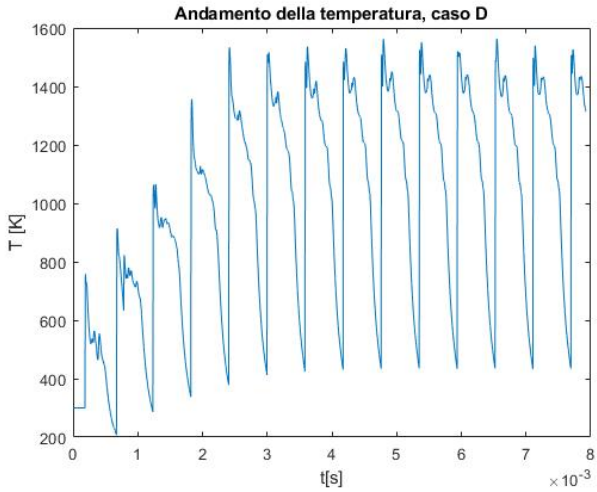

Figura 4.12: Andamento della temperatura, caso D.

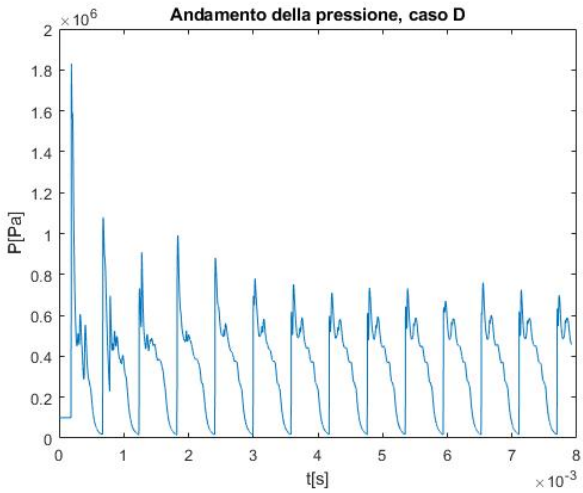

Figura 4.13: Andamento della pressione, caso D.

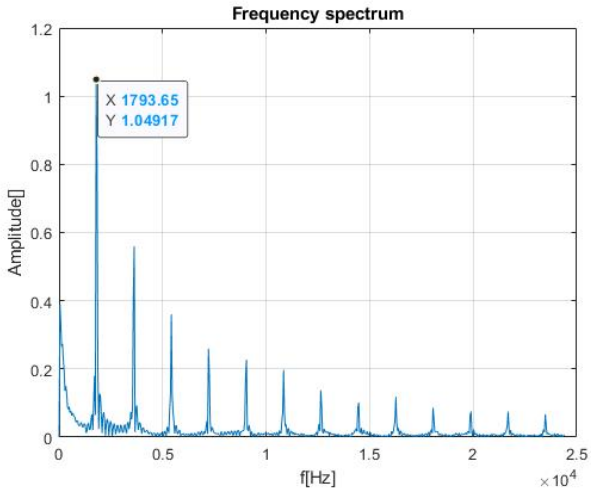

Figura 4.14: Spettro delle frequenze, caso D.

Tmax	1562.9	[K]
Tmin	206.9	[K]
Tm	987.8	[K]
Pmax	1.8312e+06	[Pa]
Pmin	15665	[Pa]
Pm	3.5378e+05	[Pa]
Freq	1793.65	[Hz]

Tabella 4.4: Risultati del caso D.

4.2.5 Ostacolo sferico: caso E

Nella presente sotto-sezione vengono esposti i risultati ottenuti per il caso di griglia di calcolo con ostacolo sferico posto ad x/D = 5.5 e diametro d/D = 0.272 all'interno della cavità del risonatore.

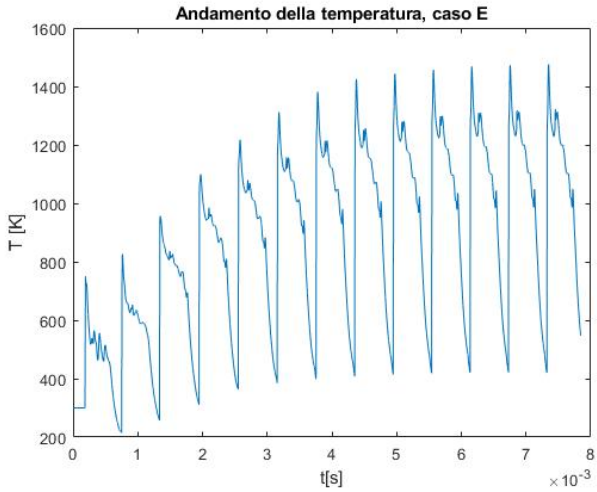

Figura 4.15: Andamento della temperatura, caso E.

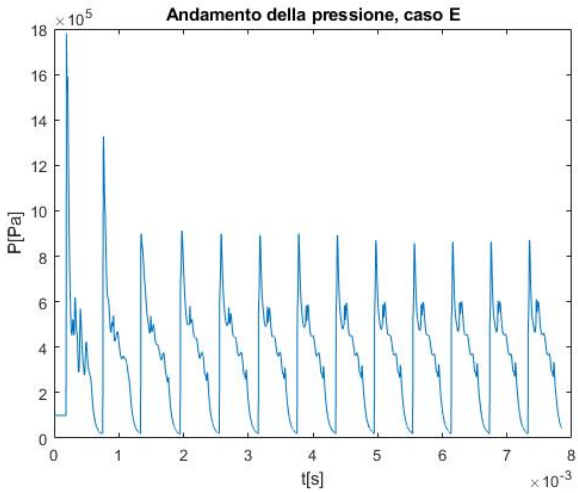

Figura 4.16: Andamento della pressione, caso E.

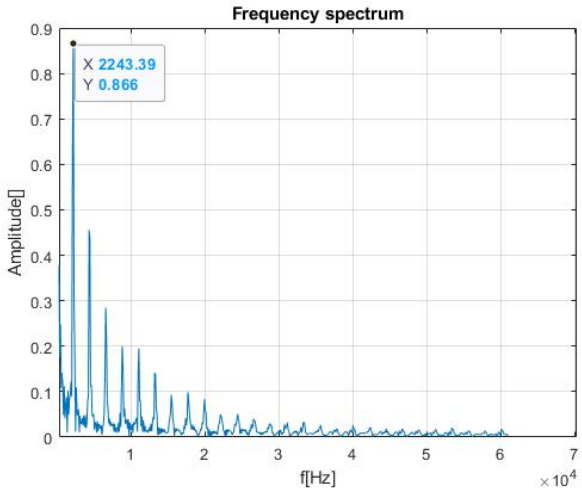

Figura 4.17: Spettro delle frequenze, caso E.

In **Tab.4.5** è possibile visualizzare frequenza di funzionamento e valori massimi, minimi e medi di temperatura e pressione ottenuti.

Tmax	1475.6	[K]
Tmin	214.2	[K]
Tm	867	[K]
Pmax	1.7802e+06	[Pa]
Pmin	17825	[Pa]
Pm	3.5649e+05	[Pa]
Freq	2243.39	[Hz]

Tabella 4.5: Risultati del caso E.

4.2.6 Ostacolo conico: caso F

Qui vengono esposti i risultati ottenuti per il caso di griglia di calcolo con ostacolo conico posto con vertice posto in x/D =7.1767 all'interno della cavità del risonatore. Il presente caso mostra un comportamento totalmente diverso da quello osservato nei casi di ostacolo sferico. Entrambi gli andamenti di pressione e temperatura, mostrati rispettivamente nelle figure **Fig.4.18** e **Fig.4.19**, riportano un comportamento che non raggiunge la stabilità statistica della soluzione. In particolare, superato t=8 ms i risultati mostrano un incremento elevatissimo dei valori di temperatura e pressione raggiunti. La temperatura massima infatti, raggiunge i 2449 K.
per t=12 ms l'andamento si riassesta intorno ai valori iniziali.
In **Tab.4.6** sono presenti i risultati ottenuti.

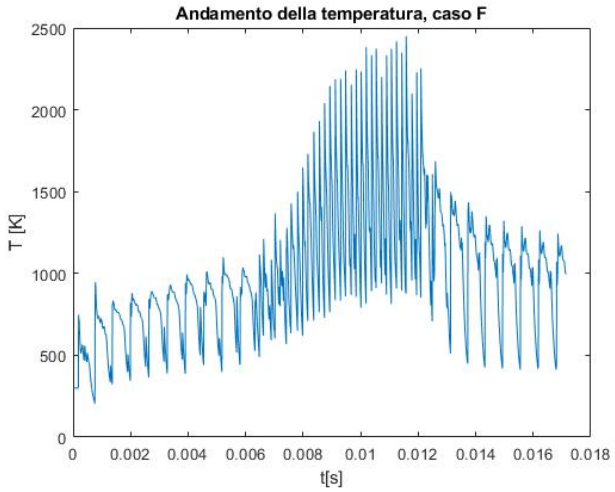

Figura 4.18: Andamento della temperatura, caso F.

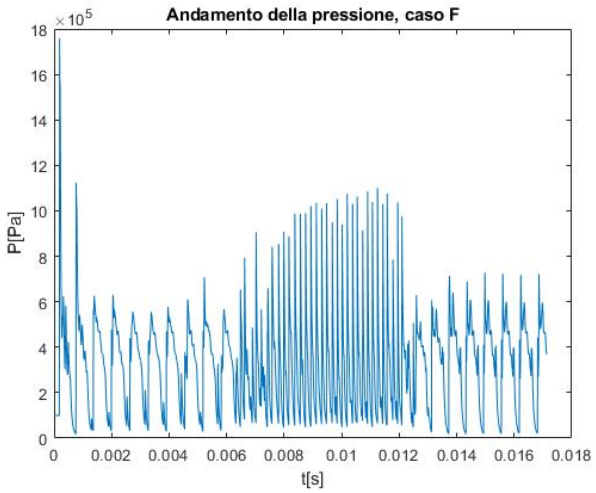

Figura 4.19: Andamento della pressione, caso F.

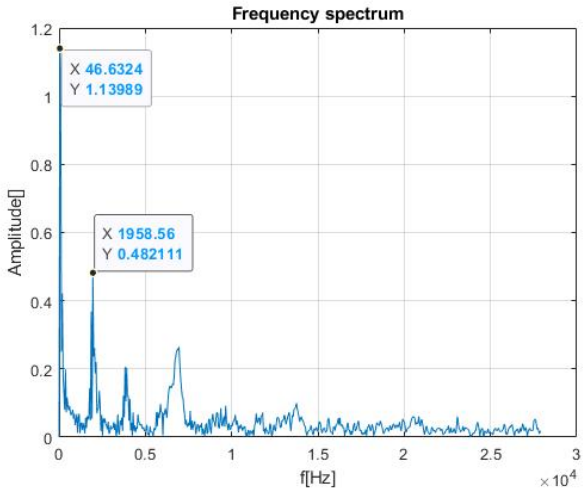

Figura 4.20: Spettro delle frequenze, caso F.

.

Tmax	2449.9	[K]
Tmin	203.5	[K]
Tm	996.1	[K]
Pmax	1.7578e+06	[Pa]
Pmin	16292	[Pa]
Pm	3.2076e+05	[Pa]
Freq	46.63	[Hz]

Tabella 4.6: Risultati del caso F.

4.3 Confronto dei risultati

In questa sezione sono state confrontate tutte le geometrie con ostacoli presentate, utilizzando come riferimento il caso A, privo di ostacoli interni alla cavità.

4.3.1 Ostacolo sferico: caso B

Nella presente sotto-sezione vengono confrontati i risultati ottenuti dalla simulazione con cavità priva di ostacoli (caso A) e la configurazione con ostacolo sferico posto ad x/D = 7.3333 con diametro d/D = 0.192.
Come si può osservare in **Fig.4.21** l'andamento della temperatura assume un comportamento analogo per entrambe le geometrie analizzate.
Entrambi i casi raggiungono la stabilità intorno ai 3ms, per poi proseguire con

un andamento statisticamente stazionario. In particolare, il caso B raggiunge tale andamento un ciclo prima rispetto al caso di riferimento. Osservando l'andamento delle pressioni in **Fig.4.22** si può notare un risultato analogo. Nella regione statisticamente stazionaria si nota come la pressione del caso B sia inferiore sia mediamente sia come valore massimo raggiunto rispetto al caso di riferimento.

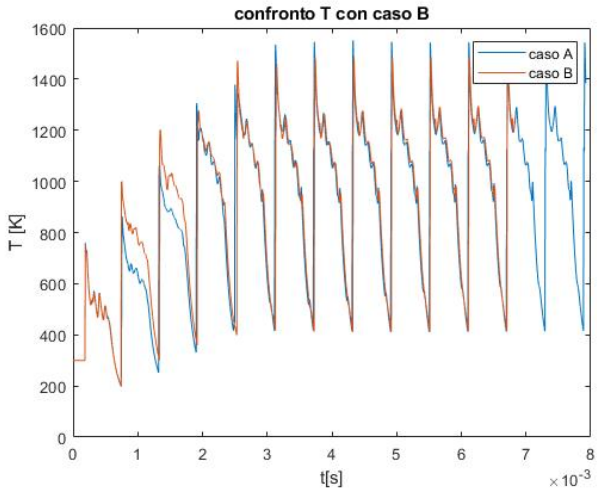

Figura 4.21: Confronto delle temperature, caso B.

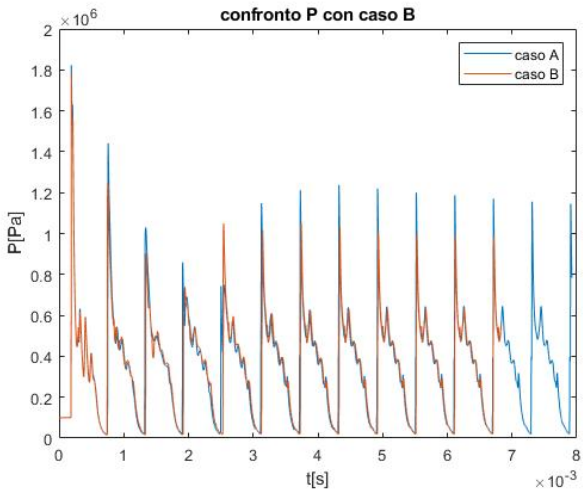

Figura 4.22: Confronto delle pressioni, caso B.

	caso B	caso A	B - A	u.d.m.
Tmax	1484.6	1551.6	-67	[K]
Tmin	200.2	197.3	2.9	[K]
Tm	889.6	885.1	4.5	[K]
Pmax	1787100	1822700	-35627	[Pa]
Pmin	15214	14300	913.9	[Pa]
Pm	357910	360380	-2473	[Pa]

Tabella 4.7: Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso B.

I risultati in **Tab.4.7** mostrano una diminuzione di temperatura massima nel caso della geometria con ostacolo considerata ed un incremento lieve della temperatura media. La pressione media all'interno della camera subisce anch'essa una lieve variazione.

4.3.2 Ostacolo sferico: caso C

Nella presente sotto-sezione vengono confrontati i risultati ottenuti dalla simulazione con cavità priva di ostacoli (caso A) e la configurazione con ostacolo sferico posto ad x/D = 7.3333 con diametro d/D = 0.24.
In questo caso l'ostacolo è simile al caso B, con un incremento del raggio della sfera. Si può osservare quindi in **Fig.4.23** che rispetto al caso di riferimento le temperature hanno un andamento analogo fra loro. Non ci sono quindi particolari variazioni da questo punto di vista a causa della variazione del raggio dell'ostacolo. Il raggiungimento della soluzione statisticamente stazionaria in questa configurazione coincide con il caso A, ovvero intorno ai 3.3 ms.
Anche in questo caso, l'andamento delle pressioni dopo i 3.3 ms mostrano chiaramente un valore massimo e medio inferiore rispetto al caso di riferimento(**Fig.4.24**).

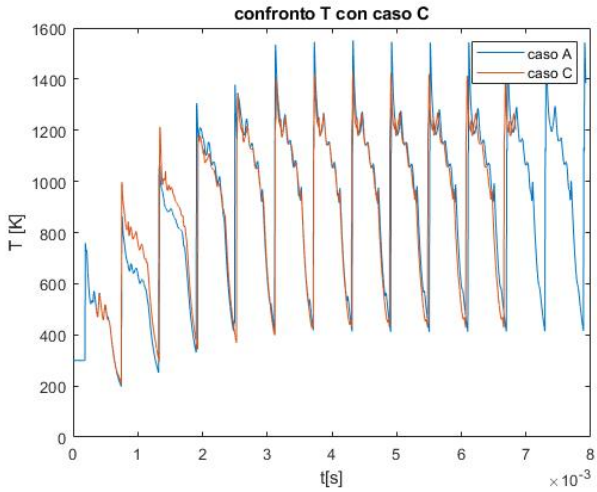

Figura 4.23: Confronto delle temperature, caso C.

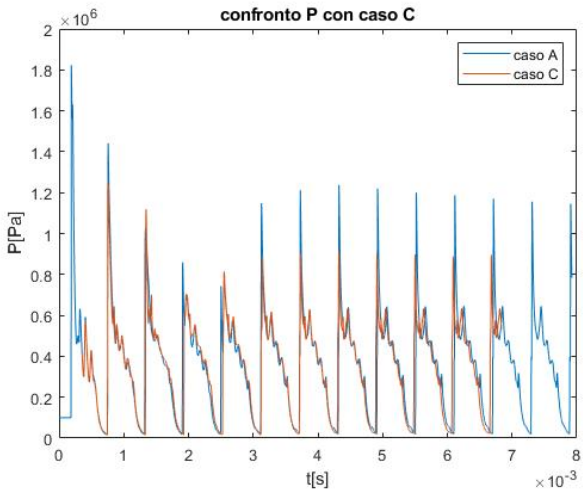

Figura 4.24: Confronto delle pressioni, caso C.

	caso C	caso A	C - A	u.d.m.
Tmax	1427.6	1551.6	-124	[K]
Tmin	206.2	197.3	8.9	[K]
Tm	900.4	885.1	15.4	[K]
Pmax	1252990	1822700	-569710	[Pa]
Pmin	15937	14300	1637.1	[Pa]
Pm	354860	360380	-5523.3	[Pa]

Tabella 4.8: Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso C.

In **Tab.4.8** si osserva una forte riduzione della temperatura massima ottenibile, mentre la temperatura media risulta essere incrementata di 15K. Infine, la pressione media risulta essere diminuita.

4.3.3 Ostacolo sferico: caso D

Nella presente sotto-sezione vengono confrontati i risultati ottenuti dalla simulazione con cavità priva di ostacoli (caso A) e la configurazione con ostacolo sferico posto ad x/D = 5.5 con diametro d/D = 0.2096.
L'andamento delle temperature in **Fig.4.25** mostra un anticipo sempre più marcato delle oscillazioni di temperatura nel caso con ostacolo sferico. L'ampiezza delle oscillazioni è simile, e la soluzione statisticamente stazionaria viene raggiunta in anticipo rispetto al caso di riferimento.
L'andamento delle pressioni in **Fig.4.26** invece riporta l'assenza del picco di pressione nel caso D nell'area conseguente al transitorio iniziale.

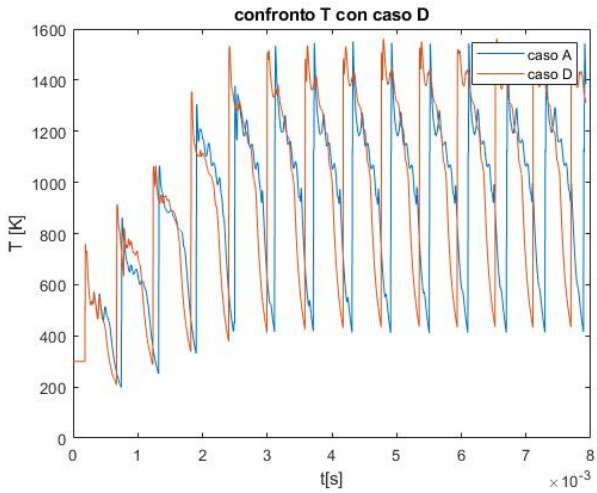

Figura 4.25: Confronto delle temperature, caso D.

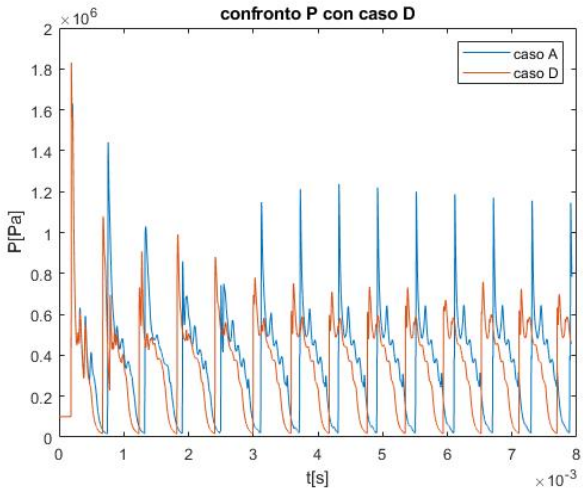

Figura 4.26: Confronto delle pressioni, caso D.

	caso D	caso A	D - A	u.d.m.
Tmax	1562.9	1551.6	11.3	[K]
Tmin	206.9	197.3	9.6	[K]
Tm	987.8	885.1	102.7	[K]
Pmax	1831200	1822700	8495.1	[Pa]
Pmin	15665	14300	1364.7	[Pa]
Pm	353780	360380	-6607.7	[Pa]

Tabella 4.9: Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso D.

In **Tab.4.9** i risultati mostrano una temperatura massima raggiunta leggermente superiore per il caso D, ed un incremento di 102.7K della temperatura media. La pressione media risulta diminuita del 1.93%.

4.3.4 Ostacolo sferico: caso E

Nella presente sotto-sezione vengono confrontati i risultati ottenuti dalla simulazione con cavità priva di ostacoli (caso A) e la configurazione con ostacolo sferico posto ad x/D = 5.5 con diametro d/D = 0.192.
Seppure la configurazione presente risulti analoga a quella del caso D ma con raggio dell'ostacolo incrementato, l'effetto sull'andamento non è analogo.
In **Fig.4.27** l'andamento nel tempo della temperatura si mostra lievemente in ritardo rispetto al caso di riferimento. Inoltre, anche la stabilità statistica viene raggiunta in ritardo, intorno ai 5 ms.

Osservando le pressioni in **Fig.4.28** si osserva che in questo caso il picco di pressione massima superato il transitorio permane.

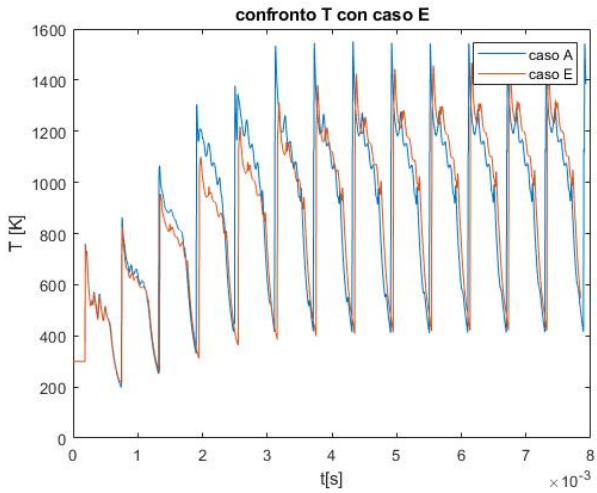

Figura 4.27: Confronto delle temperature, caso E.

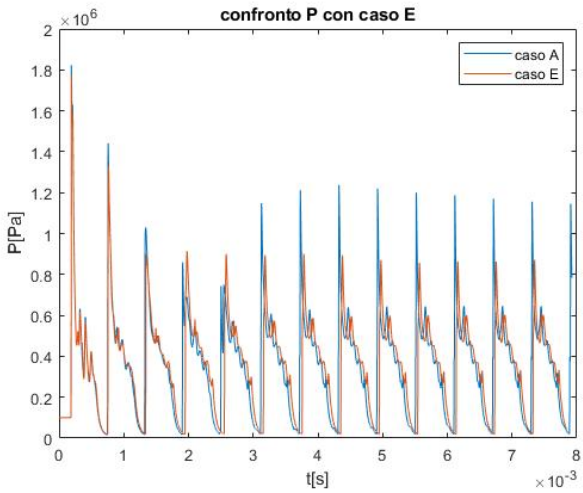

Figura 4.28: Confronto delle pressioni, caso E.

	caso E	caso A	E - A	u.d.m.
Tmax	1475.6	1551.6	-76.1	[K]
Tmin	214.2	197.3	17	[K]
Tm	867	885.1	-18.1	[K]
Pmax	1780200	1822700	-42507	[Pa]
Pmin	17825	14300	3525.4	[Pa]
Pm	356490	360380	-3898.3	[Pa]

Tabella 4.10: Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso E.

In 4.10 si osserva sia una diminuzione della temperatura massima che di quella media. La pressione media si riduce di circa l'1.1%.

4.3.5 ostacolo conico: caso F

Nella presente sotto-sezione vengono confrontati i risultati ottenuti dalla simulazione con cavità priva di ostacoli (caso A) e la configurazione con ostacolo conico assialsimmetrico con vertice posto ad x/D = 7.1767, altezza adimensionata del cono H/D = 0.1663 e raggio adimensionato della base del cono r/D = 0.192.
Come anticipato, i risultati ottenuti in questo caso differiscono fortemente dalle altre geometrie studiate. Sia le temperature che le pressioni raggiunte per t<8 ms e t>12 ms non sono paragonabili a quelle del caso A. Tuttavia, per 8 ms < t < 12 ms i valori di temperatura raggiunti sono superiori del 58% per la temperatura massima e circa del 12% per la temperatura media.
In 4.11 vengono presentati i valori confrontati.

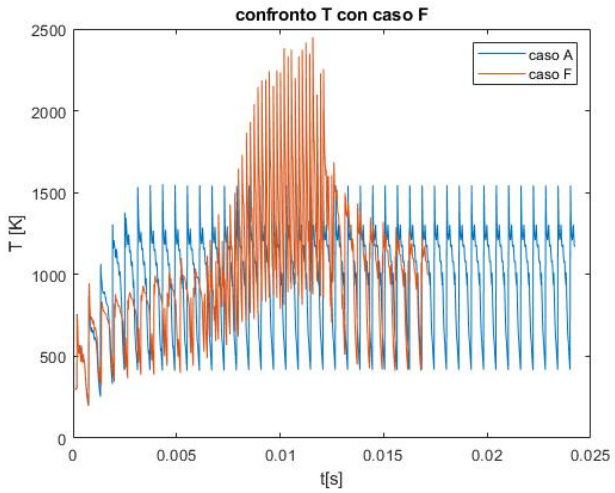

Figura 4.29: Confronto delle temperature, caso F.

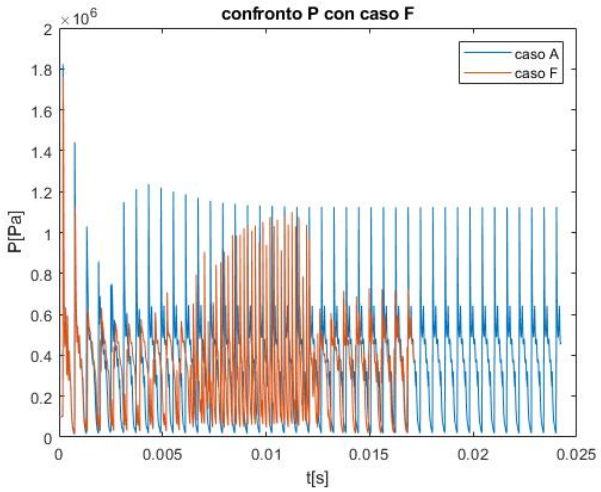

Figura 4.30: Confronto delle pressioni, caso F.

	caso F	caso A	F - A	u.d.m.
Tmax	2449.9	1551.6	898.3	[K]
Tmin	203.5	197.3	6.3	[K]
Tm	996.1	885.1	111	[K]
Pmax	1757800	1822700	-64876	[Pa]
Pmin	16292	14300	1992.1	[Pa]
Pm	320760	360380	-39626	[Pa]

Tabella 4.11: Confronto fra le prestazioni del caso A e del caso F.

4.3.6 Caso B: effetto della condizione al contorno.

In questa sotto-sezione è stata presa come riferimento la geometria sferica relativa al caso B, ed è stata utilizzata valutare l'effetto della condizione al contorno proposta in **Sez.4.1.1**, ovvero che l'ostacolo inserito all'interno della cavità sia adiabatico. Per verificare l'effetto di tale ipotesi è stata quindi effettuata una simulazione nella quale l'ostacolo presenta la condizione di irraggiamento analoga alla superficie solida della cavità. I risultati sono stati quindi confrontati con la simulazione del caso B già ottenuta in precedenza.

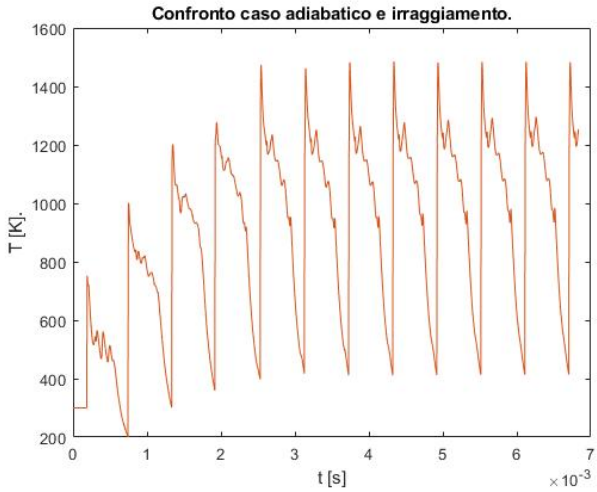

Figura 4.31: Confronto delle temperature ottenute nel caso di sfera adiabatica e con condizione di irraggiamento. Essendo sovrapposte è visibile solo delle due curve.

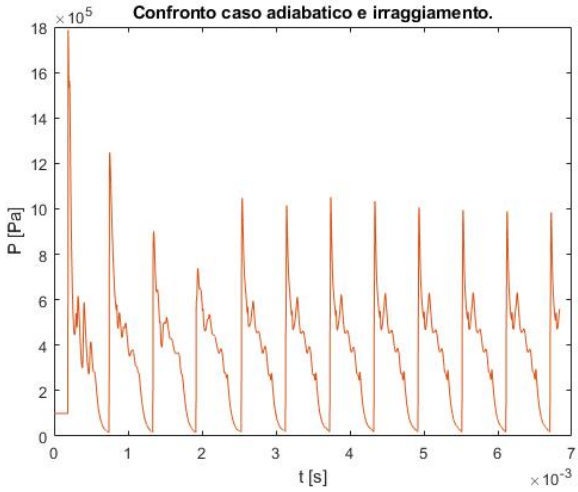

Figura 4.32: Confronto delle pressioni ottenute nel caso di sfera adiabatica e con condizione di irraggiamento. Analogamente a ciò che succede in **Fig.4.31**, solo una curva è visibile.

	adiabatico	irraggiamento	delta*	
Tmax	1484.6	1485.2	0.6	[K]
Tmin	200.2	199.7	-0.5	[K]
Tm	889.6	885.8	-3.8	[K]
Pmax	1787100	1789800	2735.6	[Pa]
Pmin	15214	15208	-6.1	[Pa]
Pm	357910	356410	-1510.3	[Pa]

Tabella 4.12: Confronto fra ostacolo adiabatico e con condizione di irraggiamento, in cui delta* rappresenta la differenza fra i due casi.

Come si può osservare dalla **Fig.4.31** e dalla **Tab.4.12** non vi sono variazioni significative. I risultati ottenuti sono presenti in 4.12, da cui si può pertanto affermare che l'effetto dell'irraggiamento e dell'assorbimento di calore da parte dell'ostacolo può essere considerato trascurabile.

Capitolo 5

Conclusioni

Dai risultati ottenuti con le varie simulazioni CFD effettuate, la presenza di un ostacolo non assicura un incremento di temperatura. Infatti, gli unici casi che hanno registrato una variazione positiva risultano essere il caso D ed il caso F.
I risultati riassunti in **Tab.5.1** mostrano i valori di temperatura e pressione massimi, minimi e medi ottenuti per ciascuna simulazione dopo il raggiungimento della stabilità statistica. Per ciascun valore ottenuto è presente anche la sua variazione rispetto al caso A, ottenuta come differenza fra il caso di riferimento e il caso preso in esame. Inoltre, è presente anche il massimo dello spettro delle frequenze.
I risultati ottenuti per i casi B e C mostrano che le pressioni in fondo alla cavità tendono a essere inferiori rispetto al caso A senza ostacoli. Inoltre la temperatura massima raggiunta nella fase periodica risulta essere notevolmente più bassa nei casi B e C rispetto al caso A senza ostacolo.
Una possibile spiegazione potrebbe essere legata al fatto che un ostacolo sferico tende a riflettere indietro le onde di compressione che si muovono nella cavità, impedendo loro di raggiungere la parte finale della cavità.
Lo spettro delle frequenze nei due casi risulta estremamente differente: nel caso B risulta f=2575 Hz, mentre nel secondo caso f=1357.5 Hz. I valori si discostano fortemente da quello di riferimento, ovvero f=1452 Hz.
Considerando invece i casi D ed E, in cui l'ostacolo sferico si trova posizionato nella coordinata adimensionale assiale x/D=5.5, i risultati sono differenti.
Il caso D risulta infatti l'unico con configurazione sferica a portare una variazione di temperatura positiva, sia massima che media. Nonostante Tmax sia superiore solo di 11.3 K, la temperatura media ha raggiunto un valore superiore di ben 133.6 K.
Una variazione del 23% nel raggio dell'ostacolo è presente fra il caso D ed E, il quale riporta delle performance negative. Infatti, la temperatura massima raggiunta risulta essere inferiore di 76 K. Inoltre, è l'unica configurazione analizzata che presenta anche una riduzione della temperatura media, pari a 18.1 K.

Le pressioni osservate in entrambi i casi riportano comportamenti analoghi: vi è una riduzione di pressione massima, minima e media. La pressione massima raggiunta dal caso D risulta essere inferiore rispetto al caso E, e questo è giustificato dall'assenza del picco nel grafico dell'andamento di P presente in **Sez.4.2.4.** e in **Sez.4.3.3.**.
Il caso F, infine, risulta essere l'unico a non aver raggiunto la condizione di stabilità statistica. Gli andamenti di pressione e temperatura presentano valori differenti a seconda dell'intervallo di tempo considerato.
Per t<8 ms e t>12 ms infatti, l'andamento e i valori ottenuti comportano una performance assolutamente inferiore rispetto al caso di risonatore con cavità priva di ostacoli interni. Questo risultato avvalorerebbe l'ipotesi effettuata con i casi B e C, ovvero la riflessione delle onde da parte dell'ostacolo con un conseguente abbattimento delle performance del dispositivo.
Tuttavia, nell'intervallo fra 8 ms e 12 ms è presente un incremento elevatissimo della frequenza, delle pressioni, e delle temperature registrate. La temperatura massima raggiunta in questo intervallo di tempo risulta essere infatti pari a 2449K, valore superiore del 58% rispetto al caso A.

	A	B	C	D	E	F
Tmax[K]	1551.6	1484.6	1427.6	1562.9	1475.6	2449.9
dTmax[K]	0	-67	-124	11.3	-76.1	898.3
Tmin[K]	411.3	411.4	425.9	412	384.8	387.6
dTmin[K]	0	0	14.5	0.7	-26.5	-23.8
Tm[K]	977.7	982.5	989.8	1111.3	989.5	1072.4
dTm[K]	0	4.9	12.2	133.6	11.9	94.7
Pmax[Pa]	1.236e+6	1.051e+6	9.148e+5	7.787e+5	9.002e+5	1.101e+6
dPmax[Pa]	0	-1.859e+5	-3.218e+5	-4.581e+5	-3.365e+5	-1.361e+5
Pmin[Pa]	19432	19025	21436	16343	18784	19047
dPmin[Pa]	0	-406.7	2004.5	-3088.7	-648	-384.9
Pm[Pa]	3.519e+5	3.506e+5	3.635e+5	3.496e+5	3.489e+5	3.176e+5
dPm[Pa]	0	-1313.7	11530	-2375.2	-3032.9	-34380
f[Hz]	1452.67	2575.1	1357.5	1793.65	2243.39	1958.56

Tabella 5.1: Tabella riassuntiva dei risultati ottenuti. I valori sono stati estratti dalle simulazioni dopo aver rimosso il transitorio iniziale (t<3 ms).

Il comportamento osservato nel caso F necessita ulteriori approfondimenti. Si può ipotizzare che la geometria dell'ostacolo generi un complesso meccanismo di disturbo nei confronti delle onde di pressione, creando un ritardo nell'innesco del fenomeno di coalescenza. Conseguentemente, le onde potrebbero essere intrappolate parzialmente all'interno della zona compresa fra x/D=7.3333 e x/D=11, portando

il gas ad incrementare enormemente la temperatura.
Tuttavia, data l'entità dell'anomalia, non è esclusa la possibilità di una divergenza numerica causata dal codice o dalla griglia di calcolo.
Lo spettro delle frequenze presenta valori scorrelati fra loro, con variazioni rispetto al caso A fino a 1100 Hz.
Al fine di analizzare ulteriormente le frequenze e trovare delle relazioni fra i valori registrati per le varie configurazioni, è stato utilizzato l'algoritmo di correlazione presente in *Excel*. L'algoritmo mostra una correlazione positiva o negativa fra due set di dati, restituendo un coefficiente compreso fra +1 e -1. Più il coefficiente è prossimo agli estremi, più la correlazione è forte. In particolare, se tende a +1 implica una proporzionalità diretta. Se invece tende a -1, vi è una proporzionalità inversa fra i dati. Per valori prossimi allo zero la correlazione lineare è debole o assente [28].
Le frequenze presentano correlazioni prossime allo zero per tutti i set di valori ottenuti. Tuttavia, analizzando le possibili correlazioni fra le varie grandezze, è stato riscontrato un valore pari a -0.9943 fra la temperatura massima Tmax e la pressione media Pm, ad indicare che all'aumentare della temperatura massima raggiunta nella cavità la pressione media diminuisce.
Altre correlazioni superiori a 0.7 in valore assoluto sono state riscontrate: la temperatura media Tm e le pressioni massime e minime Pmax e Pmin presentano un coefficiente rispettivamente di -0.724 e -0.706, mentre fra Pmax e Pmin il coefficiente vale +0.709.
Non sono state riscontrate altre correlazioni fra i dati.

5.1 Sviluppi futuri

Come si è potuto osservare, la sola presenza di un ostacolo all'interno della cavità del risonatore non è sufficiente a garantire un miglioramento delle prestazioni del dispositivo. La posizione, la dimensione e la geometria dell'ostacolo stesso sono determinanti per generare una variazione positiva di temperatura.
I casi studiati nel presente lavoro hanno portato allo sviluppo di determinate ipotesi, ovvero:

- l'ostacolo può avere un effetto benefico (aumentare i fenomeni nella parte finale della cavità);
- l'ostacolo può avere un effetto negativo (riflettere indietro le onde acustiche prima che possano entrare nella parte finale della cavità);
- Nella configurazione F si è ottenuto, per un tempo limitato, un fenomeno di oscillazione con temperature e frequenze più elevate rispetto al caso classico:

la maggior frequenza osservata potrebbe essere legata alla frequenza propria della porzione di cavità che si trova a valle dell'ostacolo.

Diverse sono le possibilità per gli sviluppi futuri. Oltre a verificare le ipotesi sopracitate, sarà necessario identificare la posizione e la dimensione ottimale per il posizionamento di un ostacolo assiale.

Appendice A

Codici GMSH

Il programma prevede due modalità di utilizzo per la costruzione di una qualsiasi geometria:

- interfaccia utente
- scrittura del codice .geo

In entrambi i casi il programma genera un algoritmo che descrive la geometria del risonatore. Qui di seguito viene riportato il codice GMSH per la geometria con la sfera posta ai 2/3 della lunghezza della cavità:

```
Mesh.CharacteristicLengthExtendFromBoundary= 0;
Mesh.MshFileVersion=2.2;

lc=0.025/1.4*2;
xc=0.5;

Point(1)= { -1.8 , 0 , 0 , lc} ;
Point(100)= { -1.8 , 1.68 , 0 , lc} ;
Point(2)= { -1.8 , 2 , 0 , lc} ;
Point(3)= { -0.8 , 2 , 0 , lc} ;
Point(30)= { -0.8 , 0 , 0 , lc} ;
Point(4)= { 0 , 1 , 0 , lc} ;
Point(40)= { 0 , 0 , 0 , lc} ;
Point(5)= { 0.4 , 1 , 0 , lc} ;
Point(50)= { 0.4 , 0 , 0 , lc} ;
```

```
Point(6)= { 0.4 , 3.8+4 , 0 , l} ;
Point(60)= { 0.4+0.32 , 3.8 +4, 0 , lc} ;
Point(61)= { 9 , 3.8 +4, 0 , lc} ;
Point(62)= { 9, 3.8 +1+0.32, 0 , lc} ;
Point(63)= { 9, 3.8 +1, 0 , lc} ;
Point(600)= { 5.2-0.32 , 3.8 +1+0.32, 0 , lc} ;
Point(8)= { (4.8+0.4) , 1.25 , 0 , lc} ;
Point(7)= { (4.8+0.4) , 3.8 +1, 0 , lc} ;
Point(9)= { (4.8+0.4+27.5), 0.2 , 0 , lc} ;
Point(10)= { (4.8+0.4+27.5) , 0 , 0 , lc} ;
Point(11)= { -0.8-0.15 , 1.68 , 0 , lc} ;
Point(12)= { 0-0.15 ,1-0.32 , 0 , lc} ;
Point(13)= { 0.72 ,1-0.32 , 0 , lc } ;
Point(14)= { 4.88 ,1.25-(5.2-4.88) , 0 , lc } ;
Point(15)= { 32.7 , 0.05 , lc } ;
Point(70)= { 23.4267 , 0 , 0 , lc } ;
Point(71)= { 23.4267 +0.26, 0 , 0 , lc } ;
Point(72)= { 23.4267 -0.26, 0 , 0 , lc } ;
Point(73)= { 23.4267 +0.12, 0 , 0 , lc } ;
Point(74)= { 23.4267 -0.12, 0 , 0 , lc } ;

Line(1) = 1, 100;
Line(100) = 100, 2;
Line(2) = {2, 3};
Line(3) ={3, 4};
Line(4) = {4, 5};
Line(5) = {5, 6};
Line(6) = {6, 60};
Line(60) = {60, 61};
Line(61) = {61, 62};
Line(62) = {62, 63};
Line(63) = {63, 7};
Line(64) = {600, 62};
Line(600) = {600, 7};
Line(7) = {7, 8};
Line(8) = {8, 9};
Line(9) = {9, 15};
Line(10) = {10, 71};
Line(71) = {71,73};
Line(72) = {74, 72};
Line(73) = {72, 50};
```

```
Line(11) = {50, 40};
Line(12) = {40, 30};
Line(13) = {30, 1};
Line(14) = {100, 11};
Line(15) = {11, 3};
Line(16) = {11, 12};
Line(17) = {12, 4};
Line(18) = {12, 13};
Line(19) = {13, 5};
Line(20) = {13, 60};
Line(21) = {600, 14};
Line(22) = {14, 8};
Line(23) = {14, 15};
Line(24)={15, 10};
//Circle(601) = {71, 70, 72};
Circle(602) = {73, 70, 74};

Transfinite Line {-100} = 55 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {2,14} = 0.8*xc*1.4*30 Using Progression 1;
Transfinite Line {-15} = 55 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {-17} = 55 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {3,16} = 0.8*xc*1.4*50 Using Progression 1;
Transfinite Line {-19} = 55 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {4,18} = 0.8*xc*1.4*30 Using Progression 1;
Transfinite Line {6} = 55 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {5,20} = 0.7*1.4*100 Using Progression 1.005;
Transfinite Line {-600,-22} = 60 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {-7,-21} = xc*1.8*80 Using Progression 1.005;
Transfinite Line {9,-22} = 60 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {8,23} = 1.15*xc*1.6*600 Using Progression 1;
Transfinite Line {-600,-62} = 60 Using Progression 1.08;
Transfinite Line {63,64} = 0.7*1.4*50 Using Progression 1;
Transfinite Line {1} = 30;
Transfinite Line {60} = 95;
Transfinite Line {61} = 35;
//Transfinite Curve{602} = 300;

Field[64] = Distance;
Field[64].EdgesList = {10,602,73};
Field[64].NNodesByEdge = 100;
```

```
Field[65] = Threshold;
Field[65].IField = 64;
Field[65].LcMin = 1.1*lc;
Field[65].LcMax = 2.4*lc;
Field[65].DistMin = 1.4;
Field[65].DistMax = 3.5;
Field[1] = Distance;
Field[1].EdgesList = {602};
Field[2] = MathEval;
Field[2].F = Sprintf("F1Â.2+%g", lc/20);
Field[7] = Min;
Field[7].FieldsList = {65,2};
Background Field = 7;

Line Loop(1) = {1,14,16,18,20,60,61,-64,21,23,24,10,71,602,72,73,11,12,13};
Plane Surface(1) = {1};
Line Loop(2) = {100,2,-15,-14};
Plane Surface(2) = {2};
Line Loop(3) = {15,3,-17,-16};
Plane Surface(3) = {3};
Line Loop(4) = {17,4,-19,-18};
Plane Surface(4) = {4};
Line Loop(5) = {19,5,6,-20};
Plane Surface(5) = {5};
Line Loop(6) = {600,7,-22,-21};
Plane Surface(6) = {6};
Line Loop(7) = {22,8,9,-23};
Plane Surface(7) = {7};
Line Loop(8) = {64,62,63,-600};
Plane Surface(8) = {8};

Transfinite Surface{2} = {2,3,11,100};
Transfinite Surface{3} = {3,4,12,11};
Transfinite Surface{4} = {4,5,13,12};
Transfinite Surface{5} = {5,6,60,13};
Transfinite Surface{6} = {7,8,14,600};
Transfinite Surface{7} = {8,9,15,14};
Transfinite Surface{8} = {600,62,63,7};

Physical Surface(1) = {1,2,3,4,5,6,7,8,9};
Physical Line(2) = {1,100};
```

```
Physical Line(3) = {61,62};
Physical Line(88) = {10,11,12,13,71,72,73};
Physical Line(99) = {2,3,4,5,7,8,9,24,6,60,63,602};
Recombine Surface {:};
```

Bibliografia

[1] Bauer C., Lungu P., Haidn O., "Numerical Investigation of a Resonance Ignition System." July 2019.

[2] Przirembel C.E.G., Fletcher L.S, "Aerothermodynamics of a Simple Resonance Tube." January 1977

[3] Lungu P., Bauer C., Haidn O., "Operational behaviour investigation of Hartmann-Sprenger Tube based resonance ignition systems for oxygen/methane in-orbit propulsion applications." May 2018

[4] Bauer C., Haidn O., "Design and Test of a Resonance Ignition System for Green In-Orbit Propulsion Systems." July 2016

[5] Virendra Sarohia, Lloyd H. Back, "Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube." March 1978

[6] Skok M. W., Page, R. H., "An Analog Investigation of the Gas Jet Resonance Tube," 16-mm silent color motion picture, 1972, Dept. of Mechanical, Industrial and Aerospace Engineering, Rutgers Univ., Rutgers, N. J.

[7] Brocher, E., Ardissone, J., "Heating characteristics of a new type of Hartmann-Sprenger tube." Int. J. Heat Fluid Flow, 1983.

[8] https://it.wikipedia.org/wiki/Idrogeno

[9] Lungu, Bauer, Haidn. "Design aspects and characterisation of a resonance igniter for oxygen/methane in-orbit propulsion systems." Technische Universitat Munchen, Institute for Turbomachinery and Flight Propulsion, 8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), 2019.

[10] BR Philips and AJ Pavli. "Resonance tube ignition of hydrogen-oxygen mixtures." 1971.

[11] B.Afzali, H.Karimi. "Effect of pipe geometry and material properties on flow characteristics and thermal performance of a conical Hartmann-Sprenger tube." 2017.

[12] Brocher, Adrissone. "Heating characteristics of a new type of Hartmann-Sprenger tube." 1983

[13] https://en.wikipedia.org/wiki/Macor.

[14] Brocher, Maresca. "Etude des phenomenes thermiques dans un tube de Hartmann-Sprenger." 1973.

[15] G.Raman, K.Srinivasan. “The powered resonance tube: From Hartmann’s discovery to current active flow control applications”. Progress in aerospace sciences, Vol. 45 (4), p.97-123, 2009.

[16] Sprenger, H. S., "Uber Thermische Effekte Bei Rezonanzrohren." Mitteilungen Aus Dem Institut Fur Aerodynamik An Der E. T. H., Zurich, No. 21, 1954, p. 18.

[17] J.D. Anderson. "Modern compressible flow: with historical perspective." volume 12. McGraw-Hill New York, 1990.

[18] K.V. Kesaev. Theoretical model of a resonance tube. Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Aviatsionaya Tekhnika, (2):49–52, 1990.

[19] Mario Niwa, A. Santana Jr., Khoze Kessaev. "Development of a Resonance Igniter for GO2/Kerosene Ignition." Instituto de Aeronautica e Espaço, 12228-590 Sao Jose´ dos Campos/SP, Brazil.

[20] Guo-Zhou Zhang, Ya-Na Song, Nan-Jia Yu, Xiao-Yan Tong, Bin Ma. "Coaxial Hydrogen/Oxygen Gas-dynamic Resonance Ignition Technology for Rocket Repetitive Starting." Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 100083 Beijing, People’s Republic of China.

[21] C.RobinsonD.B.Smith. "The auto-ignition temperature of methane." London Research Station, British Gas Corporation, Michael Road, London SW6 2AD United Kingdom.

[22] https://it.wikipedia.org/wiki/Cherosene

[23] https://it.wikipedia.org/wiki/Temperatura_di_autoignizione

[24] Antonietta Conte, Andrea Ferrero, Dario Pastrone. "Numerical investigation for performance prediction of gas dynamic resonant igniters." DIMEAS, Politecnico di

Torino, Corso Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino, Italy.

[25] Giulio Panzarasa. "Experimental Study of a Resonance Igniter for Rocket Engines." Politecnico di Torino.

[26] B.Phillips, A.J.Pavli. “Resonance Tube Ignition Of Hydrogen-Oxygen Mixtures”. Nasa Techical Note TN D-6354, 1971.

[27] S.Murugappan, E.Gutmark. “Parametric study of the Hartmann-Sprenger tube”. Experiments in Fluids, Vol.38 (6), p.813-823, 2005.

[28] https://support.microsoft.com/it-it/office/correlazione-funzione-correlazione-995dcef7-0c0a-4bed-a3fb-239d7b68ca92

[29] Bauer, Pauw, Haidn. “Numerical and Experimental Investigation on Resonance Ignition”. Istitute for Flight Propulsion, Technische Universitat Munchen.

[30] J.Hartmann. “On a New Method for the Generation of Sound Waves”. Physical Review, Vol.20 No. 6, 1922.

[31] Daniel Michael Edgington-Mitchell, Damon Honnery, Julio Soria. "The underexpanded jet Mach disk and its associated shear layer". September 2014.

[32] Ya-Na Song, Nan-Jia Yu, Guo-Zhou Zhang, Bin Ma, Wen-Lu Zhou, and Xiang Huang. "Investigation of Novel Hydrogen/Oxygen Thruster for Orbital Maneuver in Space Station" Chinese Journal of Aeronautics, vol. 18, no. 4, 2011.