

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITA' DI BOLOGNA

SECONDA FACOLTA' DI INGEGNERIA
CON SEDE A CESENA

CORSO DI LAUREA
IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE

Classe 10 - Sede di Forlì

ELABORATO FINALE DI LAUREA
In
Disegno Tecnico Aerospaziale

***STUDIO DI OTTIMIZZAZIONE DELLA
SPINTA AD EFFETTO MEREDITH PER
VETTURE DA COMPETIZIONE***

CANDIDATO

Francesco Mazzacchi

RELATORE

Prof. Ing. Luca Piancastelli

CORRELATORE

Dott. Ing. Tiziano Bombardi

Anno Accademico 2011/2012

Sessione III

INDICE

Capitolo 1

OBIETTIVI E STRUTTURA DELL'ELABORATO

Obiettivi e struttura dell'elaborato.....	1
---	---

Capitolo 2

SCAMBIO TERMICO ED EFFETTO MEREDITH

2.1 Introduzione alla trasmissione di calore.....	3
2.2 Modalità di scambio termico.....	7
2.2.1 Conduzione.....	7
2.2.2 Convezione.....	10
2.2.3 Irraggiamento.....	12
2.3 Effetto Meredith.....	14

Capitolo 3

IMPOSTAZIONE GENERALE DEL PROBLEMA

3.1 Calore da sottrarre e calcolo della sezione di ingresso.....	19
--	----

Capitolo 4

CONDOTTO DIVERGENTE

4.1 Streamline diffuser.....	25
4.2 Dimensionamento del divergente.....	30
4.3 Calcolo delle condizioni dell'aria alla fine del condotto divergente.....	31

Capitolo 5

SCARICO

5.1 Modellazione della superficie di scambio termico.....	35
---	----

Capitolo 6

RADIATORE

6.1 Geometria del radiatore.....	41
6.2 Osservazioni preliminari.....	43
6.3 Dimensionamento del radiatore.....	46
6.4 Resistenza aerodinamica del pacco radiante.....	53
6.5 Analisi fluidodinamica del pacco radiante.....	57
6.6 Pressure drop nel pacco radiante.....	59

Capitolo 7

CONDOTTO CONVERGENTE

7.1 Condotto convergente.....	63
7.2 La regolazione del flusso nel condotto.....	66
7.3 Criteri di ottimizzazione.....	68
7.4 Dimensionamento del condotto convergente.....	71

Capitolo 8

SCHIUME METALLICHE

8.1 Schiume metalliche.....	75
-----------------------------	----

Capitolo 9

CONCLUSIONI

9.1 Conclusioni finali.....	79
-----------------------------	----

APPENDICE

Programmi in ambiente MATLAB.....	83
-----------------------------------	----

BIBLIOGRAFIA

Bibliografia.....	95
-------------------	----

Capitolo 1

OBIETTIVI E STRUTTURA DELL'ELABORATO

L'obiettivo di questo elaborato è quello di ridimensionalizzare tutte le componenti della pancia laterale di una vettura da F1 per ottenere una spinta grazie all'EFFETTO MEREDITH.

Come prima cosa analizziamo le singole parti sulle quali ricadrà lo sviluppo di questa tesi.

Primo elemento che studieremo è un condotto divergente, parte iniziale della serie di componenti, con lo scopo di rallentare il flusso e far aumentare la pressione dell'aria proveniente dall'esterno.

Collegato al divergente troviamo il pacco radiante, parte molto importante per il nostro studio poiché la scelta della struttura interna ci permette di modificare nuovamente le condizioni del flusso in termini di velocità, pressione e temperatura.

Terzo elemento e di grande importanza è lo scarico. Esso verrà mantenuto originale e le modifiche che verranno apportate consistono nell'andare ad aumentare la superficie di scambio termico tramite delle alette a forma di profilo alare per ridurre la resistenza e contenere gli ingombri causa lo scarso spazio a disposizione.

Infine grazie allo sviluppo di schiume metalliche in carbonio andremo a restringere l'uscita creando un condotto convergente al termine della nostra pancia, condotto convergente già esistente grazie all'unione del body e della parte dei bloccaggi.

Il condotto convergente ci permette di avere una diminuzione di pressione ed un aumento di velocità. Sarà proprio la velocità d'uscita del convergente a darci una prima stima del funzionamento del nostro lavoro perché grazie a questo valore riusciamo ad ottenere una spinta per l'effetto Meredith.

Un principale vincolo per lo studio del nostro progetto è stato il regolamento imposto dalla FIA (Fédération Internationale de l'Automobile) poiché idee, risultate interessanti, sono state scartate essendo non regolamentari.

Il nostro sistema deve essere:

- **EFFICIENTE** : data l'applicazione è necessaria un'alta affidabilità.
- **COMPATTO** : risulta necessario contenere al massimo il peso, vincolato dal regolamento, e il coefficiente di resistenza totale della vettura.
- **OTTIMIZZATO** : occorre studiare in maniera approfondita il condotto che porta l'aria al pacco radiante, la geometria del pacco radiante stesso, e il condotto di scarico dell'aria calda per cercare di contenere al massimo le perdite e ottimizzare lo scambio termico.
- **PROPULSIVO** : occorre cercare di massimizzare la spinta propulsiva gratuita che si genera a condizione che nella costruzione dei condotti che portano l'aria al pacco radiante si tengano presenti alcuni accorgimenti.

L'asserzione di Meredith è che se si supera un certo valore di velocità (fissato a circa 480 km/h) le perdite dell'impianto di refrigerazione non aumentano più, anzi, se il radiatore rispetta certe caratteristiche, c'è la possibilità di diminuire tali perdite fino a trasformarle in una spinta propulsiva. Dimostreremo con questo lavoro che l'effetto Meredith regala spinta anche a velocità notevolmente inferiori a quella considerata limite.

Capitolo 2

SCAMBIO TERMICO ED EFFETTO MEREDITH

In questo capitolo affronteremo un concetto molto frequente in campo industriale e non solo, quale la trasmissione di calore. Infatti tutti sappiamo che il calore è un concetto che interviene in tutti i campi legati alla nostra vita, dalle problematiche biologiche, al campo industriale, a quello ambientale. Inoltre, abbiamo visto che per avere un trasferimento di energia sotto forma di calore è necessario un salto termico. Cercheremo quindi di dare una risposta sia qualitativa sia quantitativa (anche se limitata a modelli elementari) alle domande seguenti:

Come si trasferisce questa energia?

Quali sono i meccanismi fisici che stanno alla base del problema?

Come possiamo quantizzare questa energia?

Dopodiché, faremo un accenno sull'effetto Meredith, principio che sfrutteremo per generare spinta aggiuntiva alla nostra vettura.

2.1 Introduzione alla trasmissione di calore

Nel campo industriale incontriamo diversi esempi di scambio termico :

- La produzione e la conversione di energia termica tramite combustibili fossili o nucleari, la geotermia, l'energia solare.
- Le apparecchiature per la conversione dell'energia termica: motori alternativi, turbine, scambiatori di calore, generatori di vapore.
- Il riscaldamento, il condizionamento e la ventilazione degli edifici.
- I processi produttivi.

Inoltre esempi interessanti di scambio termico si trovano anche in settori come il campo ambientale e quello biologico.

In campo ambientale, per esempio, i fenomeni di scambio termico sono molto importanti in settori quali:

- L'inquinamento termico da scarichi industriali.
- L'inquinamento dell'aria e dell'acqua.
- Le variazioni climatiche sia su scala globale, che locale.

A livello biologico, per esempio, questi fenomeni sono importanti per:

- La regolazione della temperatura del corpo e quindi sono legati a quelle che

sono definite le condizioni di benessere termo-igrometrico.

- Le condizioni ottimali per la riproduzione delle specie animali e vegetali.

E si potrebbero trovare moltissimi altri esempi.

Anche se storicamente questo settore si è sviluppato in maniera autonoma, in realtà fa parte della termodinamica.

Nel caso di termodinamica applicata non consideriamo mai il tempo in cui avviene un determinato processo. Questo perché si considerano sempre stati di equilibrio come condizioni iniziali e finali; quindi se la trasformazione è reversibile, il tempo diviene infinito, in quanto consideriamo delle trasformazioni almeno quasi statiche; se invece, la trasformazione è irreversibile non abbiamo alcun strumento per valutare che cosa succede all'interno della trasformazione stessa.

È evidente che le trasformazioni che considereremo saranno irreversibili, poiché avvengono a velocità finita e con salto termico finito. Quanto appena detto sembra contraddire tutto quello fino ad ora studiato.

In realtà, quando considereremo lo scambio termico all'interno di un solido o di un fluido globalmente in quiete saremo, sì, in condizioni di non equilibrio, ma almeno localmente saremo vicini all'equilibrio.

Ciò significa che le variabili termodinamiche intensive come T , p , v diventano in questo caso funzione della posizione e del tempo:

$$T = T(x, t)$$

$$p = p(x, t)$$

$$v = v(x, t)$$

Per giustificare l'attendibilità di questo modello bisognerebbe ricorrere alla teoria cinetica dove si potrebbe dimostrare che le fluttuazioni di una variabile termodinamica sono dell'ordine di $1/\sqrt{N}$.

Dove N è il numero di particelle contenute nel volume di controllo. Essendo N molto grande, è lecito, quindi, parlare di valori ben definiti delle variabili termodinamiche nella stragrande maggioranza dei sistemi macroscopici.

Se il fluido è in movimento (in questo caso definiremo il meccanismo di scambio termico convezione) potremmo trovarci in condizioni turbolente e quindi lontani dallo stato di equilibrio. In questo caso definiremo un coefficiente empirico che chiameremo coefficiente convettivo.

L'approccio che impiegheremo per affrontare questi problemi sarà quello classico che abbiamo utilizzato in termodinamica.

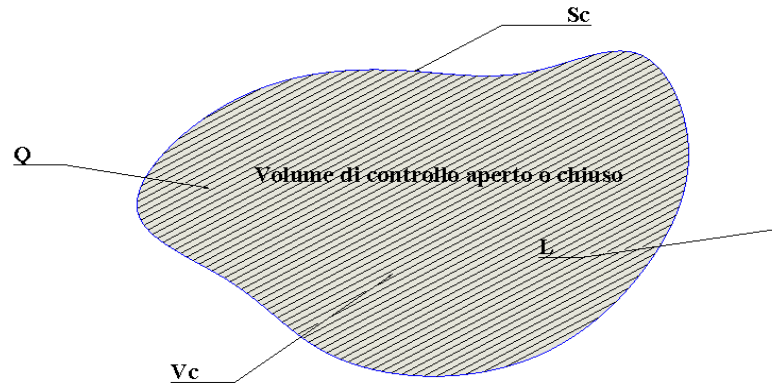


Figura 2.1 Volume di controllo

Una volta definito un volume di controllo, applichiamo le equazioni di conservazione della massa, dell'energia e l'equazione di stato.

L'equazione dell'energia per un sistema aperto può essere scritta nella forma seguente:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{V_c} e \rho dV + \int_{S_c} (i + e_c + e_p) \rho w n dS = - \int_{S_c} q n dS + \int_{V_c} q dV - L_t \quad (2.1)$$

Dove:

e : l'energia per unità di volume del sistema aperto.

ρ : densità.

i : l'entalpia specifica.

e_c : l'energia cinetica specifica.

e_p : l'energia potenziale specifica.

Q : flusso di calore che attraversa la superficie di controllo (è una grandezza vettoriale).

q_g : calore generato per unità di volume all'interno del nostro volume di controllo.

L_t : potenza tecnica.

q : rappresenta il flusso di calore, o meglio la potenza termica per unità di superficie.

Come tutti i flussi è una grandezza vettoriale. Se noi vogliamo conoscere la potenza termica totale che è scambiata attraverso la superficie dobbiamo moltiplicare scalarmemente il flusso per la superficie.

Bisogna, infatti ricordare che anche la superficie è un vettore orientato come la normale uscente dalla superficie stessa.

Quindi, il prodotto scalare tra il flusso e la superficie che racchiude il volume di

controllo è positivo se il flusso è uscente.

Questo significa che per rispettare le convenzioni sui segni utilizzati in termodinamica (positivo il calore assorbito) abbiamo dovuto porre un segno meno davanti l'integrale.

Definiamo calore generato all'interno del volume di controllo quel calore che deriva dalla conversione di altre forme di energia in calore. Queste forme di energia sono quella chimica, l'elettrica, l'elettromagnetica e quella nucleare. Per fare un esempio noto a tutti, il calore generato per effetto Joule all'interno di un filo elettrico lo esprimeremo come calore generato.

Se il sistema è chiuso si applica il primo principio per i sistemi chiusi e l'equazione diviene in termini integrali:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{V_c} e \cdot \rho \cdot dV = - \int_{S_c} q \cdot n \cdot dS - \int_{V_c} q \cdot dV - L_t \quad (2.2)$$

In questo caso molte volte è comodo esprimere il primo principio come :

$$E_{in} - E_{out} + E_g - L = E_{Sc} \quad (2.3)$$

Dove:

E_{in} : potenza termica entrante

E_{out} : potenza termica uscente

E_g : potenza termica generata all'interno del sistema

L : potenza meccanica

E_{Sc} : potenza termica immagazzinata nel sistema nell'unità di tempo

Se il sistema è stazionario sparisce il termine legato all'energia del sistema. Grazie alle osservazioni fatte in precedenza, per i solidi e per i fluidi incomprimibili macroscopicamente in quiete e non in cambiamento di fase è possibile calcolare l'energia del sistema con la seguente relazione:

$$E_{sist} = m \cdot c \cdot \frac{d}{d\tau} \quad (2.4)$$

Dove:

E_{sist} : l'energia immagazzinata nell'unità di tempo dal sistema aperto o chiuso

m : la massa del sistema

c : il calore specifico

2.2 Modalità di scambio termico

Attraverso la superficie del volume di controllo si avrà scambio termico ogni qualvolta vi sia una differenza di temperatura tra l'ambiente e la superficie. Le modalità fisiche con cui avviene questo trasferimento di energia sono diverse. In letteratura si trovano in genere tre modalità di scambio termico: conduzione, convezione ed irraggiamento.

In realtà i primi due meccanismi si basano su gli stessi principi e sono legati alla presenza di massa in movimento nel sistema. La differenza sta nel fatto che la conduzione è associata a moti atomici o molecolari, mentre la convezione è legata a moti macroscopici di massa.

L'irraggiamento, invece, è legato a fenomeni di propagazione di onde elettromagnetiche. Per questo motivo lo scambio termico radiativo può avvenire anche nel vuoto.

Andiamo ora ad analizzare i singoli meccanismi:

2.2.1 Conduzione

La conduzione è legata a processi che avvengono a livello atomico o molecolare. Per spiegare il fenomeno consideriamo dapprima un gas macroscopicamente in quiete racchiuso in un recipiente in cui le due pareti poste orizzontalmente sono a temperatura diversa, con la parete superiore a temperatura maggiore, mentre le altre pareti sono adiabatiche. (vedi Figura 2.2).

Le molecole vicino alla parete calda hanno una temperatura (e quindi un'energia cinetica) maggiore. Il loro moto avviene casualmente in tutte le direzioni; quindi prima o poi collideranno con le molecole a temperatura più bassa trasferendo a queste parte della loro energia. In tal modo vi è un trasferimento di energia dalla parte calda a quella fredda. Sperimentalmente si vede che il flusso termico è proporzionale al gradiente di temperatura e non alla differenza di temperatura. Definiremo questo un meccanismo una diffusione di energia. Nei liquidi il meccanismo è analogo.

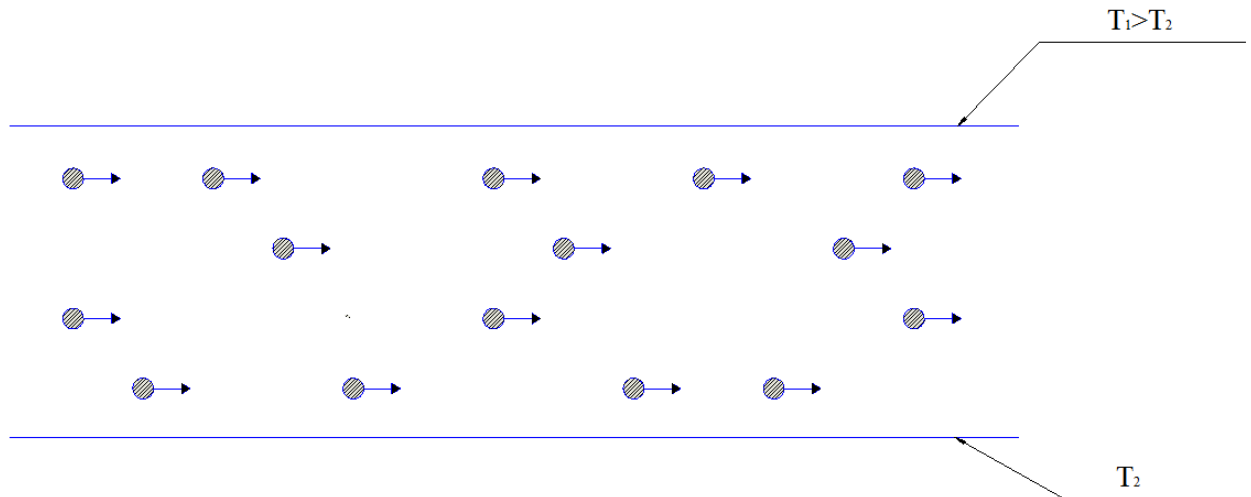


Figura 2.2 : Conduzione in un fluido

Nei solidi, invece, il meccanismo della conduzione dipende dal tipo di materiale :

- Nei materiali con struttura reticolare la trasmissione termica dipende dalle vibrazioni degli atomi costituenti il reticolo.
- Nei materiali conduttori, invece, la trasmissione termica dipende dal movimento degli elettroni liberi.

Dall'esperienza si è ricavata una legge fenomenologica, detta legge di Fourier. La legge di Fourier in condizioni monodimensionali assume la forma :

$$q_x = -k \cdot A \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.5)$$

dove:

q_x : potenza termica trasmessa in direzione x

k : coefficiente di conducibilità termica

A : l'area della superficie di scambio termico

Tale formula ci permette sostanzialmente di cominciare ad analizzare il fenomeno fisico. Il segno meno indica semplicemente che il calore viene trasferito in direzione opposta a quella del gradiente di temperatura.

La conducibilità termica, invece, è una proprietà termofisica del materiale. La sua

unità di misura è $\left[\frac{W}{m \cdot K}\right]$

Per i materiali di impiego comune il suo valore varia da un minimo di 0.03 $\left[\frac{W}{m \cdot K}\right]$ per i materiali isolanti fino ad un massimo di 420 $\left[\frac{W}{m \cdot K}\right]$ per l'argento.

Se consideriamo il caso di una parete piana di spessore L , monodimensionale (lo spessore della parete è molto più piccolo delle altre due dimensioni), in condizioni di stazionarietà e senza generazione interna di calore, applicando il primo principio all'interno della parete, o a qualunque volume di controllo interno, possiamo scrivere che:

$$E_{in} = E_{out} \quad (2.6)$$

In altri termini vediamo che la potenza termica trasmessa rimane costante al variare di x . Inoltre, visto che l'area A è costante, anche il flusso q rimane costante.

Dall'equazione (1.6) otteniamo per separazione di variabili:

$$\frac{q}{A} \cdot \int_0^L dx = - \int_{T_1}^{T_2} K \cdot dT \quad (2.7)$$

Supponendo k indipendente dalla temperatura ed integrando ottengo:

$$q_x = \frac{A \cdot K}{L} (T_1 - T_2) \quad (2.8)$$

Vista, poi, l'arbitrarietà della scelta del limite superiore di integrazione nell'intervallo compreso T_1 e T_2 ricaviamo che l'andamento della temperatura è in questo caso lineare (vedi la Figura 2.3)

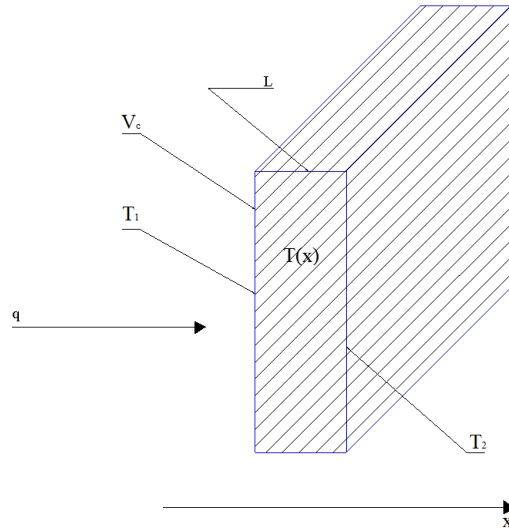


Figura 2.3 Conduzione monodimensionale in parete piana

2.2.2 Convezione

La convezione è un fenomeno sicuramente più complesso rispetto alla conduzione. Modellizzando possiamo supporre che sia composto da due meccanismi che operano contemporaneamente:

- Trasferimento di energia per conduzione. Vi sarà sempre una diffusione di energia associata a moti molecolari.
- Trasferimento di energia causato dal moto macroscopico di fluido associato al movimento di un numero elevato di molecole.

Soprattutto il secondo meccanismo è causato dalla viscosità del fluido; pertanto, i suoi effetti si faranno sentire principalmente all'interno dello strato limite. Dovremo quindi considerare non solo uno strato limite termico (vedi Figura 1.4).

Analogamente allo strato limite idrodinamico, detta T_∞ la temperatura indisturbata a monte e T_s la temperatura di parete, definiremo strato limite termico la porzione di spazio in cui:

$$\frac{T(y) - T_s}{T_\infty - T_s} < 0.09 \quad (2.9)$$

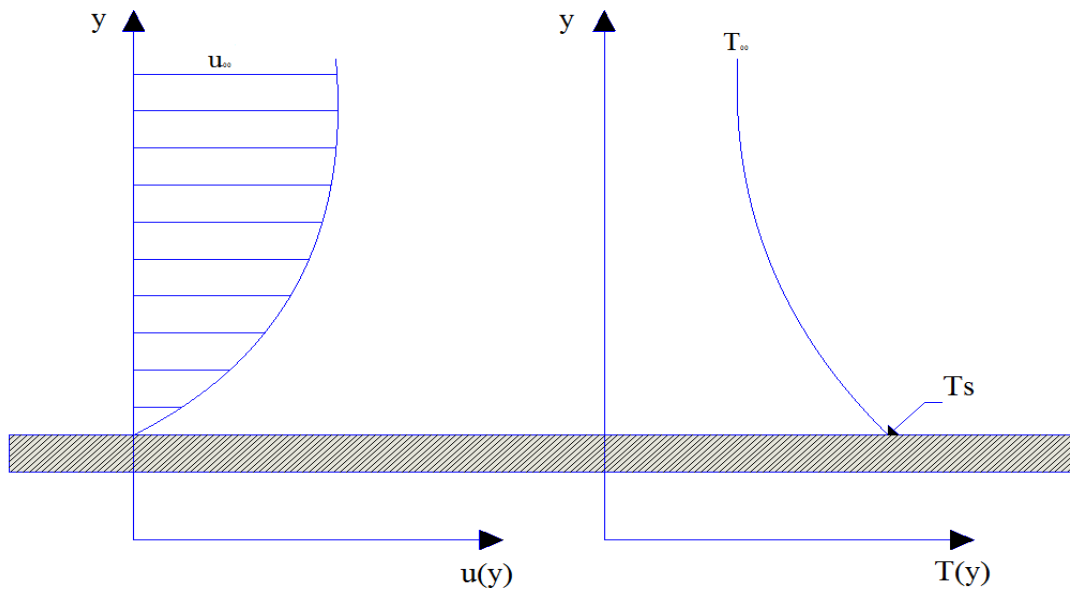


Figura 2.4 Strato limite idrodinamico e termico

Lo spessore dello strato limite termico può essere maggiore, uguale o minore di quello dello strato limite idrodinamico. Essendo legato allo strato limite, lo scambio termico dipenderà dal fluido, dalla forma del corpo, dal campo di moto, dalle condizioni al contorno.

La relazione che comunemente si utilizza è la così detta legge di Newton:

$$q = h \cdot A \cdot (T_s - T_\infty) \quad (2.10)$$

dove:

h è il coefficiente convettivo espresso nel S.I come $\left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right]$.

Bisogna osservare che la relazione (1.10) è, in realtà, la definizione di h . Pertanto quest'ultima andrà valutata di volta in volta utilizzando, di solito, formule sperimentali. È bene precisare che, mentre il coefficiente conduttivo è una proprietà termofisica di un materiale, e, quindi, una è esprimibile in funzione delle coordinate termodinamiche, il coefficiente convettivo è una nostra definizione di comodo.

È vantaggioso creare una classificazione della convezione in funzione del campo di

moto.

Parleremo quindi di:

- Convezione forzata quando il moto del fluido è generato da azioni esterne, per esempio un ventilatore, una pompa, il vento.
- Convezione naturale (o libera) quando il moto è generato da forze di massa, quali le forze di galleggiamento (esempio: principio di Archimede) o forze centrifughe.

In tutti i due casi si potrà avere un moto:

- Esterno, se il fluido investe la superficie esterna (moto su lastra piana, profilo aerodinamico, etc.).
- Interno, se il campo di moto si sviluppa in una zona di spazio delimitata da superfici (moto in tubazioni, in canali, in cavità, etc.).

2.2.3 Irraggiamento

Il meccanismo di trasmissione termica che definiamo irraggiamento è totalmente differente da i due meccanismi appena visti.

L'irraggiamento è intrinsecamente legato allo stato della materia. L'emmissione di energia è funzione dei cambiamenti che avvengono nella configurazione degli stati quantici degli atomi che costituiscono la materia. Pertanto l'emissione avviene non solo da corpi solidi ma anche da fluidi.

Se il corpo è opaco, l'emissione è legata alla superficie del corpo, altrimenti è funzione del volume come avviene per esempio nelle nuvole.

L'energia del corpo radiante è trasportata da onde elettromagnetiche e, quindi, presenta le caratteristiche tipiche di ogni fenomeno ondulatorio. Sarà funzione non solo della temperatura, ma anche della lunghezza d'onda e della direzione di emissione. La trasmissione di energia, avvenendo tramite onde elettromagnetiche, non ha bisogno della presenza di un mezzo materiale; anzi nel vuoto avviene in modo più efficiente.

La massima potenza termica che una superficie può emettere in tutta la banda di frequenza è espressa tramite la legge di Stefan-Boltzmann:

$$q = A \cdot \sigma \cdot T_s^4 \quad (2.11)$$

dove:

T_s : temperatura della superficie espressa in Kelvin.

σ : costante di Stefan-Boltzmann. Con $\sigma = 5,67$

Questa relazione è valida solo per un corpo ideale, definito come corpo nero. Nelle superfici reali la situazione è decisamente più complessa.

Un modello che può venir applicato in molti casi è quello di corpo grigio. Definiremo, almeno in prima approssimazione, grigia una superficie che per ogni lunghezza d'onda emetta una frazione costante dell'energia che verrebbe emessa da un corpo nero la cui superficie si trova alla stessa temperatura di quella grigia. Chiameremo questa frazione emissività della superficie e la indicheremo con ε . Ovviamente, per quanto detto, ε dovrà essere minore di 1.

Per le superfici reali grigie vale la relazione:

$$q = \varepsilon \cdot A \cdot \sigma \cdot T_s^4 \quad (2.12)$$

lo scambio termico globale sarà dato dalla differenza tra l'energia che una superficie riceve dalle superfici che la "vedono" e quella emessa dalla superficie nello stesso intervallo di tempo.

Il problema è abbastanza complesso. Un caso semplice e molto comune nella tecnica è quello di una superficie grigia molto piccola all'interno di una superficie grande. Un esempio pratico potrebbe essere quello di un uomo all'interno di una stanza. In questi casi, supponendo che il fluido non partecipi (vedi Figura 4.5), la potenza termica scambiata vale:

$$q = \varepsilon \cdot A \cdot \sigma \cdot (T_2^4 - T_1^4) \quad (2.13)$$

dove:

ε : emissività della superficie "piccola"

A : l'area della superficie "piccola"

T_2 : temperatura assoluta della superficie "grande"

T_1 : temperatura assoluta della superficie "piccola"

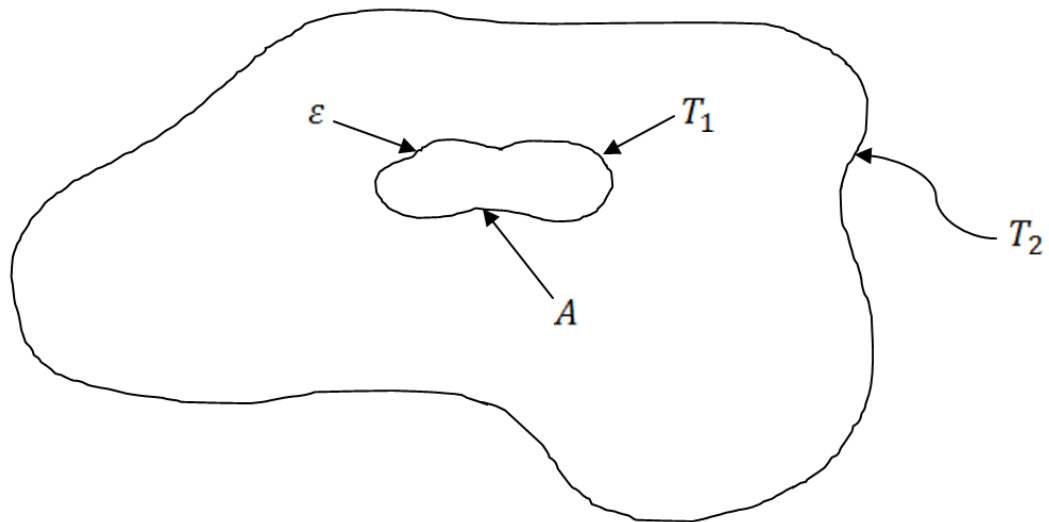


Figura 2.5: Scambio termico radiativo in cavità formata da 2 superfici, una "grande" e una "piccola"

2.3 Effetto Meredith

Il 14 Agosto del 1935 l'ingegnere della British A.R.C. F.W. Meredith pubblica il memorandum Note on the cooling of aircraft engines with special reference to ethylene glycol radiators enclosed in ducts.

Questo memorandum rappresenta una sorta di punto di svolta nella progettazione dei velivoli impiegati in quel periodo; ricordiamo che ci troviamo alle porte della Seconda Guerra Mondiale: in questo periodo in Europa, e in particolare in Germania, c'è un notevole interesse da parte dei singoli Paesi attorno alla possibilità di impiegare in maniera massiccia l'aviazione come arma di difesa e d'attacco. Pertanto, la ricerca in questo campo subisce progressi notevoli, che portano rapidamente i velivoli via via

prodotti dalle diverse nazioni a raggiungere prestazioni sempre migliori. La velocità rappresenta sicuramente un parametro fondamentale per misurare questi progressi: difatti, in questo periodo si producono motori sempre più sofisticati e potenti e l'impiego della sovralimentazione consente di raggiungere velocità mai toccate prima. In questo clima s'inserisce la ricerca di Meredith, che analizza un fattore apparentemente insignificante, cioè il sistema di raffreddamento del motore impiegato. In realtà, un radiatore mal progettato e mal posizionato poteva portare a delle perdite pari al 10-15% del totale; appare allora chiaro come Meredith abbia toccato un tema sensibile. L'asserzione di Meredith è che se si supera un certo limite (fissato a 300 mph, circa 480 km/h), le perdite dovute al sistema di raffreddamento non aumentano, anzi, se il radiatore viene posto in un condotto opportunamente dimensionato, c'è la possibilità di diminuire tali perdite, fino al punto di ottenere una spinta positiva invece che una resistenza.

Il condotto del radiatore diviene quindi il punto focale di questa analisi: il radiatore non va più esposto direttamente al flusso d'aria, ma va ubicato all'interno di un condotto le cui caratteristiche sono ben precise e delineate. L'intento di Meredith è quello di creare una air pump, capace di portare l'aria in ingresso nel condotto dalle condizioni ambiente e velocità di crociera a pressioni inferiori e velocità superiori: in questo modo ottengo una spinta propulsiva, poiché l'aria in uscita ha una velocità relativa positiva rispetto a quella del velivolo. Per creare questa air pump ho bisogno di tre stadi:

- uno stadio di compressione, rappresentato da un divergente;
- una valvola o un contatore, rappresentato dal radiatore;
- lo scarico, rappresentato da un convergente;

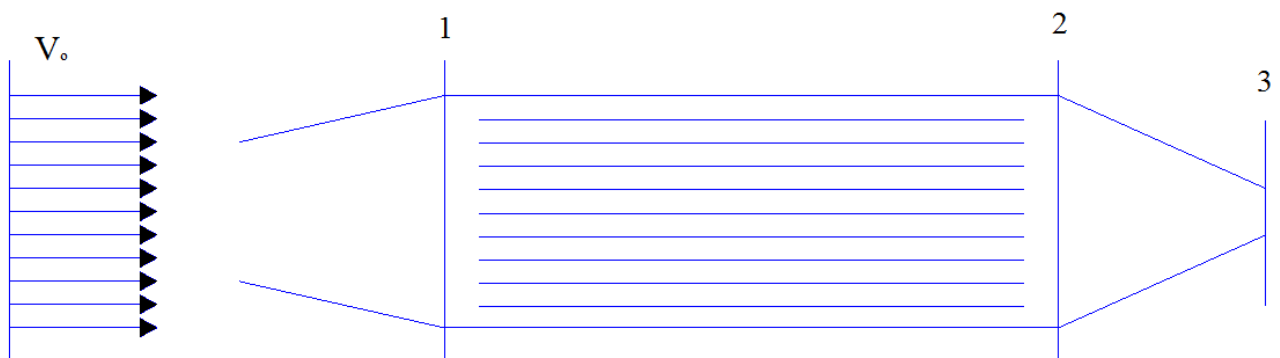


Figura 2.6: configurazione dell'air pump

Nella sostanza, il divergente ha la funzione di favorire il passaggio dell'aria attraverso

il blocco radiante, in quanto contemporaneamente rallenta il flusso (le perdite vanno col quadrato della velocità) e ne aumenta la pressione, provocando perciò un maggiore Δp tra le sezioni 1 e 2 rappresentate in figura 4.6.

Nel radiatore l'aria subisce invece una notevole accelerazione, dovuta sia al restringimento di sezione, dato dal passaggio tra i tubi, sia alla cessione di calore da parte dello scambiatore: in particolare, la cessione di calore ha un'importanza fondamentale in quanto l'energia ceduta al fluido si trasforma in energia cinetica, aumentando la velocità del flusso e favorendo la nascita di una spinta. Nel convergente l'aria viene ulteriormente accelerata sino alla sezione di scarico.

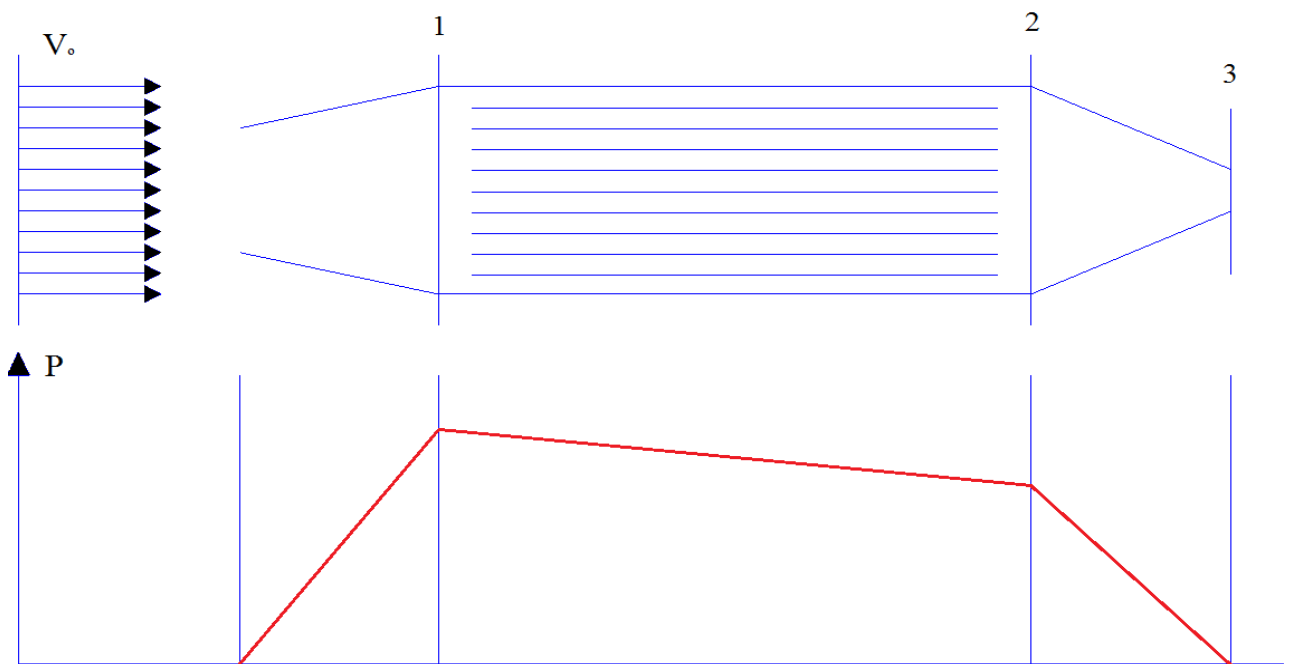


Figura 2.7: Andamento della pressione in presenza dell'air pump

In seguito, la N.A.C.A., all'epoca l'istituzione americana dell'aeronautica, anche sulla base del report di Meredith, ha effettuato una serie di ricerche atte a convalidare tale teoria: i risultati trovati hanno confermato la validità delle tesi di Meredith.

Il report n°869 rappresenta il caposaldo della ricerca NACA sull'argomento. Weise conduce un'approfondita analisi del perché il raffreddamento abbia assunto un ruolo così fondamentale nell'economia delle prestazioni dei velivoli di quegli anni. La risposta trovata è estremamente interessante: lo sviluppo nel campo dei motori aeronautici, capaci di erogare potenze mai raggiunte prima e quindi di consentire velocità rilevanti, hanno fatto sì che l'attenzione dei progettisti si spostasse appunto sul raffreddamento, responsabile di un 10-15% delle resistenze. Weise concentra i

propri studi in particolare sulla relazione esistente tra il calore scambiato Q nel radiatore e il Δp che si misura nel radiatore stesso, formulando una relazione empirica di fondamentale importanza.

$$\frac{\Delta p \cdot C_p \cdot \Delta T}{Q \cdot (w \cdot \rho) \cdot w} = \Omega = cost \quad (2.14)$$

in cui w è la velocità indisturbata del flusso d'aria entrante e ΔT è la differenza di temperatura tra i tubi del radiatore e l'aria; D indica invece una costante che dipende dalle condizioni dell'aria:

$$\Omega = 0.65 + 0.35 Pr \quad (2.15)$$

La formula mostra come il calore venga scambiato in maniera tanto migliore quanto il Δp è minore, la velocità è minore e il ΔT è maggiore. Il lavoro di Weise mostra poi come sia fondamentale nell'economia dell'effetto Meredith la cessione di calore al flusso d'aria, poiché è tale fenomeno che causa l'incremento di energia cinetica del flusso medesimo e quindi provoca la spinta positiva.

Col report n°893 si analizza in maniera più analitica e meno teorica il processo di scambio di calore e sfruttando le relazioni di conservazione dell'energia e della quantità di moto Winter ricava una serie di relazioni che consentono di calcolare in prima approssimazione le condizioni dell'aria all'uscita dal radiatore. Il sistema presenta cinque equazioni nelle cinque incognite $p_1, p_2, V_1, V_2, \rho_2$.

$$p_1 - p = \eta_{01} \cdot \frac{\rho_0}{2} \cdot (V_0^2 - V_1^2) \quad (2.16)$$

$$p_2 = p_0 + \frac{\rho_0}{2} \cdot V_1^2 \cdot (\beta^2 - 1) \quad (2.17)$$

$$\rho_0 \cdot V_1 = \rho_2 \cdot V_2 \quad (2.18)$$

$$\rho_0 \cdot V_1^\gamma \cdot \left[\frac{K}{K-1} \cdot \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_0} \right) + \frac{1}{2} \cdot (V_2^2 - V_1^2) \right] = 75 \cdot \alpha \cdot N \quad (2.19)$$

$$\varphi_2 = \frac{\eta_{D1} + \varphi_1^2 \cdot \left(2 - \eta_{D1} - \frac{c_w}{2}\right)}{\varphi_1 \cdot \left(\beta^2 + 1 + \frac{c_w}{2}\right)} \quad (2.20)$$

Per il significato dei vari simboli si rimanda al report sopraccitato.

Infine, citiamo il report n°896, che considero il più completo e preciso e che poi impiegherò per calcolare il Δp nel radiatore. Questo report confronta le stime a livello teorico con una serie notevole di prove in galleria del vento, mettendo in luce come le intuizioni di Meredith e Weise trovino conforto nelle prove sperimentali. In particolare, Gothert mostra come se si riescono a limitare le perdite nel divergente agendo simultaneamente sulla geometria del divergente stesso e, in parte, su quella del convergente, i risultati teorici sono sostanzialmente collimanti con quelli sperimentali.

Si e allora messo in luce come sia il divergente che il radiatore rappresentino il centro focale del condotto, mentre il ruolo del convergente appare quantomeno secondario ai fini del risultato finale, cioè della nascita di una spinta propulsiva (in realtà il convergente ha l'importante ruolo di regolatore del flusso nel condotto). Ciò significa che bisogna fare il possibile per limitare le perdite nel divergente e nel pacco radiante: se si riesce a intervenire in questo senso allora è possibile ottenere risultati stupefacenti in termini di spinta.

Capitolo 3

IMPOSTAZIONE GENERALE DEL PROBLEMA

3.1 Calore da sottrarre e calcolo della sezione di ingresso

La prima fase del dimensionamento inizia con il calcolo del calore da sottrarre da ogni elemento che vogliamo raffreddare. Al fine di aumentare l'effetto Meredith, conviene raffreddare nel condotto del radiatore tutto ciò che si riscalda durante il funzionamento della vettura.

La potenza nominale del motore si attesta circa a 800 CV (596559 [W]). Il rendimento termodinamico ha un valore del 30%. Siamo quindi in possesso dei dati per calcolare la potenza termica prodotta dal nostro motore:

$$Q = \frac{298279}{0.30} = 994265 \text{ [W]} \quad (3.1)$$

$$Q_{diss} = 994265 \cdot 0.13 = 129254 \text{ [W]} \quad (3.2)$$

A questo punto iniziamo a fare delle considerazioni sui criteri di dimensionamento. Solitamente, in un qualunque tipo di dimensionamento, ci si mette nelle condizioni peggiori di funzionamento, quindi la potenza termica totale da dissipare sarà aumentata del 20% per avere un margine di sicurezza.

$$P_{diss} = 129254 \cdot 1.2 = 155105 \text{ [W]} \quad (3.3)$$

In questo capitolo riporto solo i passaggi fondamentali per la comprensione del procedimento di dimensionamento, per i calcoli completi si rimanda ai fogli di calcolo inseriti nelle appendici.

Andiamo ora a vedere nel dettaglio cosa accade in ogni radiatore.

Prima di tutto bisogna scegliere il tipo di fluido refrigerante: la scelta ricade sul più classico dei liquidi, l'acqua.

Il passaggio del liquido refrigerante nel motore presenta delle caratteristiche prefissate: in particolare, la temperatura minima e quella massima del fluido devono rientrare possibilmente nell'intervallo 90°C 105°C. In realtà, se si hanno problemi nel dimensionamento, si può

spingere la temperatura massima fino a 118°C-120°C.

Noto il salto termico possiamo calcolare la portata di fluido necessaria per raffreddare:

$$M_f = \left(\frac{P_{diss}}{C_{pf} \cdot \Delta T_f} \right) \cdot 1.5 = 2.22 \left[\frac{Kg}{s} \right] \quad (3.4)$$

Abbiamo inserito un coefficiente di sicurezza che maggiora la portata pari a 1.5 dove C_{pf} rappresenta il calore specifico del fluido. A questo punto ci apprestiamo a calcolare la portata d'aria necessaria a dissipare la potenza termica in gioco.

Imponiamo ora il salto termico dell'aria attraverso il radiatore scegliendo il valore della temperatura dell'aria in uscita. Per fare questa scelta abbiamo eseguito ricerche facendo confronti tra impianti di raffreddamento esistenti. Alla fine abbiamo posto la temperatura dell'aria in uscita pari a 85°C. Quindi passiamo al calcolo vero e proprio della portata d'aria:

$$M_a = \left(\frac{P_{diss}}{c_{pa} \cdot \Delta T_a} \right) = 1.90 \left[\frac{kg}{s} \right] \quad (3.5)$$

Considerando temperatura e pressione costante, con C_{pa} il calore specifico dell'aria.

Nota circa la velocità, posso facilmente andare a valutare quale sia la sezione di ingresso necessaria a garantire la portata minima d'aria per asportare il calore dal radiatore. Utilizziamo la formula :

$$A_{ingresso} = \frac{Q}{\rho \cdot V \cdot C_{pa} \cdot \Delta T_{aria}} \quad (3.6)$$

Dove Q è la quantità di calore da sottrarre, ρ è la densità dell'aria, e ΔT_{aria} è il salto di temperatura che subisce l'aria nell'attraversare il radiatore. Per stabilire questo salto termico occorre fare qualche considerazione. Prendiamo come valore di temperatura ambiente 25°C. Per la temperatura di uscita, l'esperienza ci insegna che normalmente questa si attesta circa a 80°C, raramente supera i 90°C.

$$V_{aria} = \frac{\text{portata massica aria}}{\text{densità}} \quad (3.7)$$
$$V_{aria} = 1.55 \left[\frac{m^3}{s} \right]$$

Sapendo che la velocità media della vettura è pari a 200km/h equivalente cioè a 55.6 m/s. Andiamo quindi a calcolare la sezione di ingresso del nostro condotto che sarà pari a:

$$A_{ingresso} = 0.032408[m^2]$$

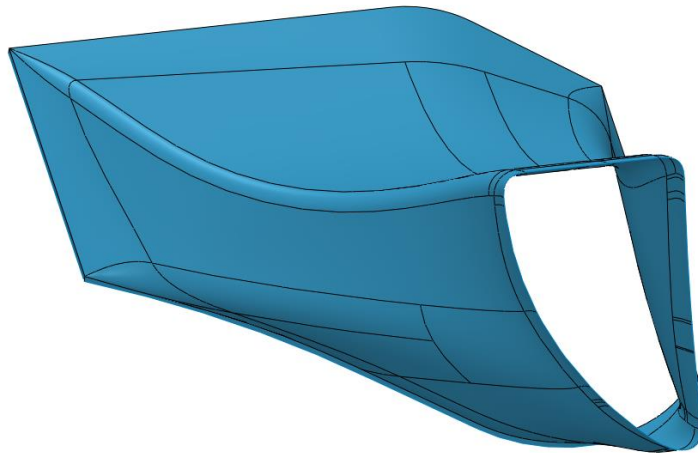


Figura 3.1

A questo punto dobbiamo decidere la geometria, o meglio la forma dell'ingresso del nostro condotto.

Il report NACA 115 mostra due soluzioni importanti che sono gli *inlet guide vanes* e il *boundary layer by-pass* che vediamo meglio rappresentato in figura 3.2.

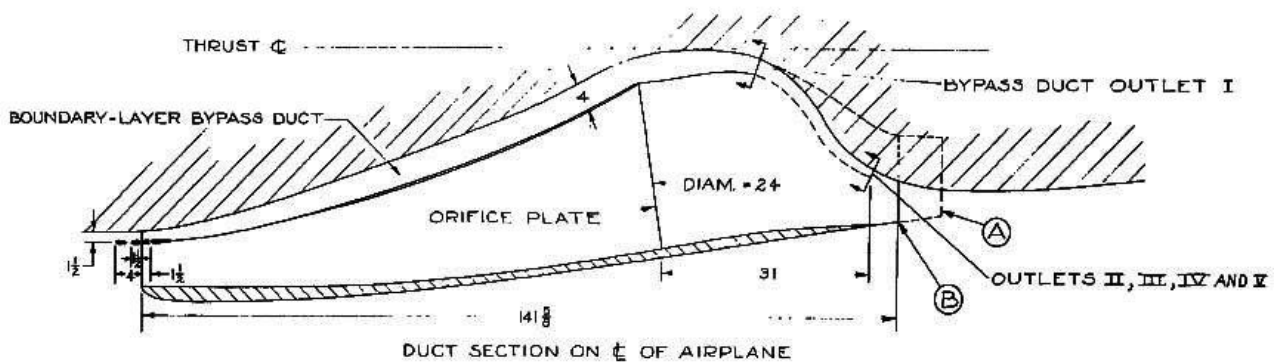


Figura 3.2

La presenza degli inlet guide vanes è utile per limitare il distacco di vena in condizioni di strane turbolenze di scia: infatti, in tali condizioni, prove sperimentali hanno dimostrato che il loro impiego aumenta il recupero di pressione di fronte al radiatore in maniera considerevole. Esistono anche gli outlet guide vanes che, come i primi guidano meglio il flusso d'aria all'interno del condotto, però in questo caso lo guidano verso lo scarico. E' opportuno prevedere l'utilizzo di entrambe queste soluzioni.

Il boundary layer by-pass (Figura 3.2) rappresenta invece una sorta di condotto secondario che rimane tra il radiatore e la carena, prende una parte di flusso e la scarica direttamente alla fine del condotto di raffreddamento, il suo scopo è evitare che all'interno del condotto vero e proprio ci sia il distacco di vena. Risulta importantissimo evitare il distacco di vena in quanto (come mostra la figura 3.3) questo fenomeno provoca una consistente riduzione dell'area di passaggio e di conseguenza del potere di raffreddamento del nostro impianto; in pratica è come se il diffusore andasse in blocco.

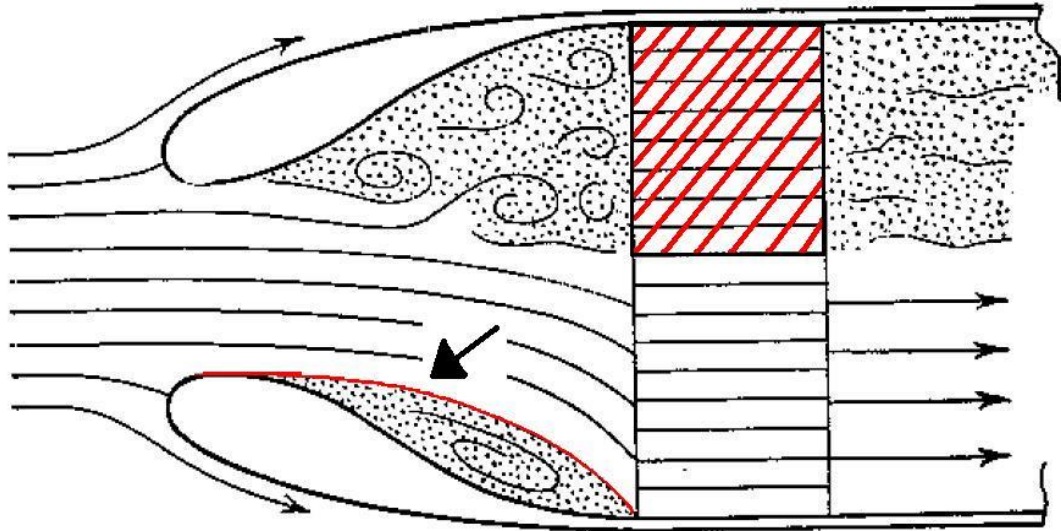


Figura 3.3

Infatti, come si vede dalla figura, il distacco di vena provoca nel caso migliore (quello indicato dalla freccia) una zona vorticosha che genera dissipazione di energia e di conseguenza un recupero di pressione minore. Nella parte alta della figura è invece rappresentato il caso peggiore nel quale si crea una zona turbolenta molto vasta che di fatto impedisce che tutto il cooler block sia utilizzato correttamente (in pratica è come se la zona tratteggiata non scambiasse calore) e quindi non possa dissipare tutta l'energia termica per cui è stato progettato con conseguenti problemi di surriscaldamento. Il fattore che più influenza il distacco di vena risulta essere la geometria del condotto; bisogna progettare un divergente le cui pareti seguano le linee di flusso dell'aria, sempre con riferimento alla figura 3.3, occorre che le pareti abbiano ad esempio la forma della linea rossa indicata dalla freccia, che altro non è che la linea di corrente che separa la zona vorticosha da quella non vorticosha. Questo tipo di condotto viene chiamato *streamline diffuser* ed è la scelta che faremo quando si tratterà di dimensionare il divergente.

Nota la velocità, posso facilmente andare a valutare qual è la sezione di ingresso necessaria a garantire la portata minima per asportare tutto il calore dal radiatore.

Per completare il disegno della sezione di ingresso bisogna prendere un ultimo accorgimento al fine di annullare quei vortici che si possono creare proprio all'imbocco del condotto del radiatore a causa del distacco dello strato limite del flusso d'aria: tale accorgimento è il trailing edge.

Con questa tecnica teniamo ancora più lontano il flusso turbolento dal labbro superiore della sezione di ingresso. Vediamo un'immagine del trailing edge.

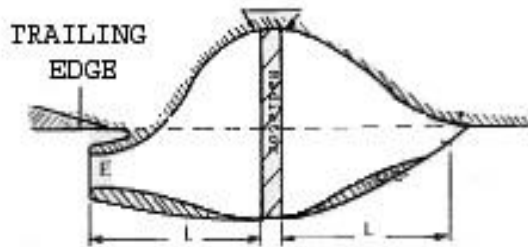


Figura 3.4

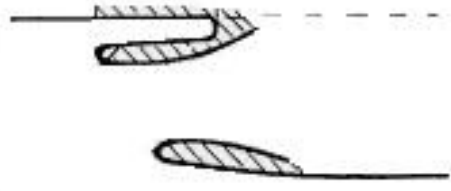


Figura 3.5

Capitolo 4

CONDOTTO DIVERGENTE

4.1 Streamline diffuser

Le funzioni principali del divergente sono quelle di rallentare il flusso d'aria che arriva al radiatore e di garantire un aumento della pressione tale da consentire il passaggio completo del flusso d'aria attraverso il pacco radiante posto immediatamente dopo al divergente. La difficoltà più grande che si incontra nella progettazione di questo tipo di condotto riguarda la limitazione delle perdite, infatti queste possono, se non sono contenute, abbassare anche notevolmente il recupero di pressione ottenibile teoricamente. Le perdite di carico, come sappiamo, sono composte da due termini fondamentali:

- **perdite concentrate**, che si calcolano con la relazione:

$$R_c = 0.5 * \xi * V_m^2 \quad (4.1)$$

In cui V_m rappresenta la velocità media del flusso nel condotto; ξ rappresenta un coefficiente che, nel caso di condotto divergente, dipende dall'angolo di apertura del divergente, e dal rapporto tra le sezioni iniziale e finale. Per moltissimi tipi di curve, esistono delle tabelle che forniscono direttamente, per il tipo di accidentalità, il valore di ξ . Nel nostro caso non esistono valori catalogati perché il nostro condotto è unico ed originale. Vediamo allora le formule che useremo per calcolare un valore approssimato del coefficiente di perdita concentrata.

$$\xi' = f\left(\frac{D - d}{2l}\right) \quad (4.2)$$

Ovviamente non essendo un condotto lineare il valore che si va a trovare è un'approssimazione. Si entra quindi nella tabella qui sotto e si ricava il valore di ξ' che è funzione dei diametri iniziale e finale e della lunghezza del tratto divergente.


Allargamento graduale								
$\xi = \xi' [1 - (d/D)^2]^2$								
$(D-d)/2l$	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,80	
ξ'	0,14	0,20	0,47	0,76	0,95	1,05	1,10	

Tabella 4.1

Una volta ottenuto il valore dalla tabella si calcola il coefficiente di perdita localizzata vero e proprio: ξ

$$\xi = \xi' * \left[\left(1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right)^2 \right] \quad (4.3)$$

- **perdite distribuite**, che si calcolano con la relazione:

$$R_d = 0.5 * \frac{f * L}{D_H} * V_m^2 \quad (4.4)$$

Dove f è il coefficiente di attrito che si ricava conoscendo la scabrezza relativa del condotto e il regime di moto, dall'abaco di Moody, L è la lunghezza del condotto, D_H è il diametro idraulico del condotto e V_m la velocità media del flusso.

Si capisce subito che si tratta del classico problema della coperta corta: per limitare le perdite concentrate dovrei aumentare la lunghezza del tratto convergente e diminuire l'angolo di apertura, mentre per limitare le perdite concentrate occorre limitare la lunghezza del condotto; occorre quindi trovare il giusto compromesso, tenendo comunque in considerazione il fatto che il valore del rapporto fra le sezioni di inizio e fine convergente sarà vincolato dal recupero di pressione che mi occorre per fare sì che il flusso attraversi senza problemi il pacco radiante. Il compromesso migliore tra la necessità di limitare contemporaneamente R_c e R_d lo si ha con valori di angolo di apertura compreso tra 6° e 7° . Per quanto riguarda la geometria del condotto, la soluzione migliore si ha con lo *streamline diffuser*. Questo risulta il tipo di condotto che minimizza sia le perdite nel divergente, sia le perdite indotte all'interno del pacco radiante dal divergente stesso. Per meglio comprendere questa affermazione facciamo riferimento al testo *Aerodynamic of Propulsion* che

analizza nel dettaglio questo tipo di condotto.

Per valutare le perdite nel radiatore gli autori del libro utilizzano il seguente metodo: scompongono il coefficiente di perdita totale in due termini

$$K_p = K_{p0} + \Delta K_p \quad (4.5)$$

Il primo termine, K_{p0} , rappresenta il coefficiente che avrei se il condotto fosse rettilineo, il secondo, ΔK_p , tiene conto del fatto che il flusso è in realtà obliquo. Per descrivere l'andamento di K_p in funzione del rapporto tra la sezione di ingresso dell'aria e sezione frontale del radiatore si impiega la relazione:

$$K_p = K_{p0} \quad \text{se:} \quad \left(\frac{S_{in}}{S_f}\right) > \left(\frac{S_{in}}{S_f}\right) \cdot C_r \quad (4.6)$$

$$K_p = \frac{1}{\left(\frac{S_{in}}{S_f}\right) \cdot C_r} - 1 \quad \text{se:} \quad \left(\frac{S_{in}}{S_f}\right) < \left(\frac{S_{in}}{S_f}\right) \cdot C_r \quad (4.7)$$

Dove $\left(\frac{S_{in}}{S_f}\right) \cdot C_r = \frac{1}{\sqrt{1+K_{p0}}}$ rappresenta il limite al di sotto del quale la lunghezza del condotto diviene eccessiva e le perdite aumentano esponenzialmente.

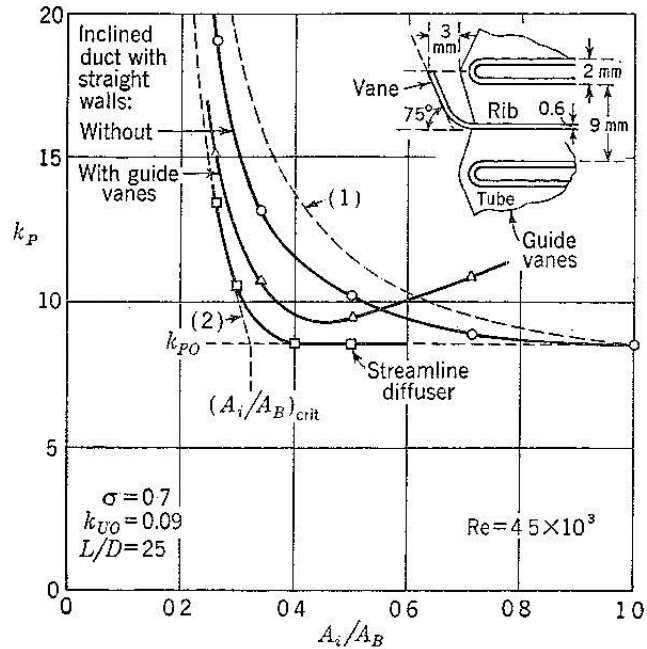


Figura 4.1

Nella figura 4.1 la relazione vista sopra è contrassegnata dal numero (2), si nota subito come lo streamline diffuser produca una curva sostanzialmente tangente alla (2), mentre le altre tipologie di divergente producono delle perdite aggiuntive rilevanti. Ma vediamo meglio che cos'è uno streamline diffuser : la geometria del condotto è riportata in figura 4.2, assieme ad una tabella riportante i valori per tracciarne il profilo (Tabella 4.2).

Values of $\frac{y}{Y_B}$				
$\frac{x}{Y_B} \backslash \frac{A_x}{A_B}$	0.25	0.30	0.40	0.50
0.0	1.000	1.000	1.000	1.000
-0.1	0.769	0.797	0.847	0.886
-0.2	0.638	0.680	0.757	0.812
-0.3	0.561	0.608	0.694	0.761
-0.4	0.505	0.554	0.648	0.724
-0.5	0.463	0.515	0.613	0.694
-0.6	0.431	0.484	0.586	0.671
-0.7	0.405	0.459	0.563	0.651
-0.8	0.383	0.438	0.544	0.634
-0.9	0.365	0.420	0.526	0.618
-1.0	0.350	0.404	0.510	0.604
-1.2	0.328	0.384	0.489	0.585
-1.4	0.311	0.367	0.472	0.568
-1.6	0.297	0.353	0.456	0.553
-1.8	0.285	0.340	0.442	0.540
-2.0	0.275	0.329	0.430	0.529
-2.2	0.267	0.320	0.420	0.520
-2.4	0.260	0.312	0.412	0.512
-2.6	0.255	0.306	0.406	0.506
-2.8	0.252	0.302	0.402	0.502
-3.0	0.250	0.300	0.400	0.500
α_{max}	72°	68°	61°	54°

Tabella 4.2

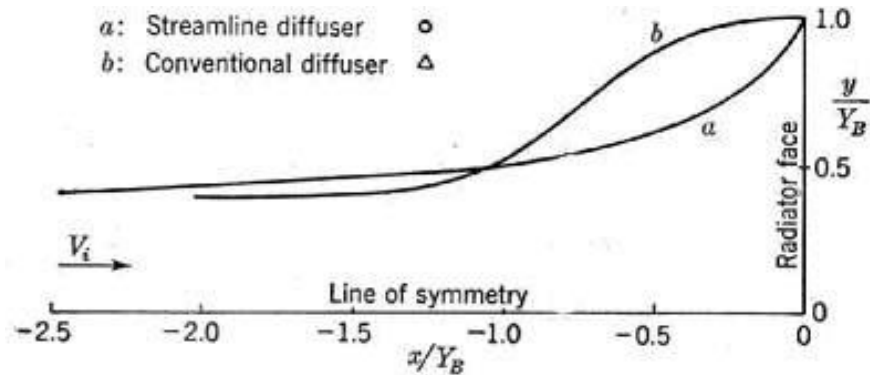


Figura 4.2

Per disegnare il divergente bisogna conoscere il valore di Y_B , che indica la semi-altezza della sezione di ingresso (si parla del caso di sezioni rettangolari). In base al rapporto y/Y_B la figura o la tabella consentono di conoscere il valore di x/Y_B , cioè la lunghezza del condotto. La particolare geometria del condotto (ricorda una tromba) risulta estremamente efficace ed efficiente, infatti, se andiamo a vedere l'andamento della pressione in

un comune divergente ed in uno streamline diffuser (figura 4.3) notiamo particolari estremamente interessanti.

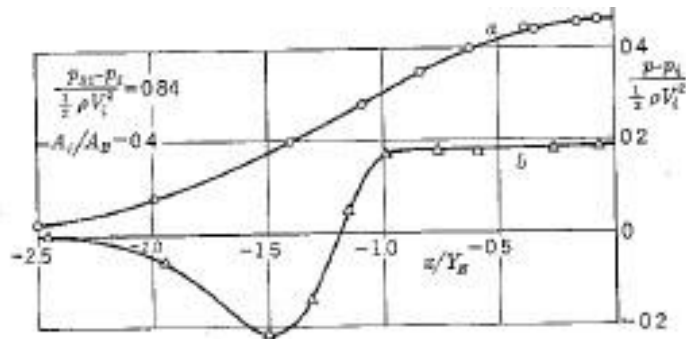


Figura 4.3

La curva che presenta il minimo è quella del normale divergente: in questo caso l'aumento di pressione è dovuto principalmente alla deviazione del flusso di fronte al radiatore, mentre con lo streamline diffuser il ΔP è dovuto in ugual misura alla suddetta deviazione e all'aumento di pressione sulle pareti del divergente.

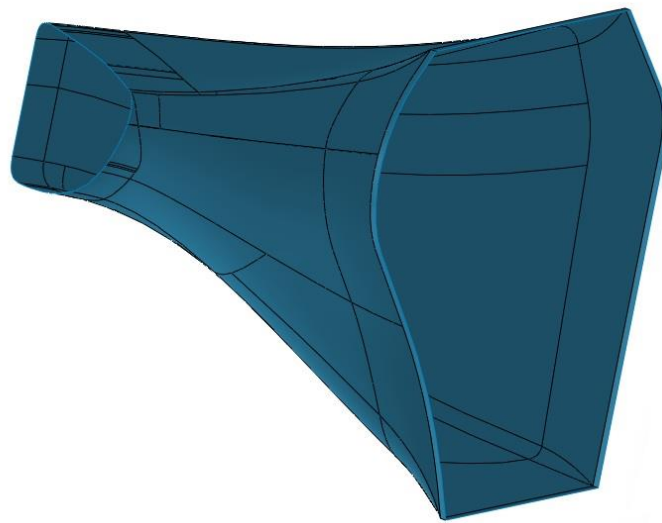


Figura 4.4

4.2 Dimensionamento del divergente

Passiamo ora al dimensionamento vero e proprio del condotto divergente. In questo paragrafo non riporterò tutti i calcoli rigorosamente, ma solo quelli necessari alla comprensione del procedimento utilizzato. Per i

calcoli completi si rimanda ai fogli di calcolo implementati in MATLAB riportati nelle appendici.

Abbiamo precedentemente trovato l'area necessaria a garantire la portata d'aria per il raffreddamento della potenza termica in gioco:

$$A_{ingresso} = 0.032408 [m^2]$$

Di conseguenza:

$$A_{radiatore} = 0.216552 [m^2]$$

Ora siamo in possesso di tutti i dati per determinare le coordinate dello streamline diffuser, utilizzando nella tabella 4.2 la colonna corrispondente al nostro incremento di sezione quindi quella contrassegnata da:

$$\frac{A_i}{A_R} = 0.15$$

A_i = area d'ingressodel divergente

A_R = area frontale radiatore

4.3 Calcolo delle condizioni dell'aria alla fine del condotto divergente

Occorre ora calcolare le condizioni dell'aria all'uscita del divergente. Le

ipotesi sono quelle di fluido comprimibile e di trasformazione adiabatica e isoentropica. Per ottenere il valore di pressione e velocità del flusso d'aria alla fine del condotto divergente ho implementato il calcolo in ambiente MATLAB (il programma completo è riportato nell'appendice), questo perché il procedimento di calcolo richiede una valutazione iterativa dei valori di pressione (P_1) e velocità (V_1), ovviamente il fatto di essere assistiti da MATLAB in un processo iterativo velocizza di molto il calcolo.

$$P_1 = 102804 [Pa]$$

$$V_1 = 30 \left[\frac{m}{s} \right]$$

A questo punto, da questo valore di pressione, dobbiamo togliere le perdite di carico concentrate e distribuite calcolate secondo le formule riportate precedentemente. Anche in questo caso ci siamo appoggiati a MATLAB per ottenere uno strumento che ci permettesse di provare varie soluzioni cambiando semplicemente i dati inseriti quando il programma li richiede.

Il programma completo è riportato nell'appendice, di seguito riporto le indicazioni per utilizzare il programma per il calcolo.

Facendo girare il programma questo ci richiede:

- area di ingresso del condotto: 0.032408 m^2
- lunghezza del condotto: 0.606 m
- numero di tubi radiatore in h: 44
- altezza singola cella: 0.0111 m
- numero di tubi in profondità: 2
- lunghezza singola cella: $0,027 \text{ m}$
- velocità media: 50 m/s
- rapporto tra le aree del condotto: 0.15
- pressione: 101325 Pa
- temperatura aria: 25° C
- viscosità dinamica aria: $1.55 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 / \text{s}$

A questo punto il programma fornisce il valore del numero di Reynolds con cui entrare nell'abaco di moody:

$$R_e = 3.5313 \cdot 10^5$$

Ora il programma richiede il valore della scabrezza assoluta che abbiamo ricavato da tabelle.

Tubazione		ε mm
1 -	Tubazione tecnicamente lisce (vetro, ottone, rame, trafilato, vetroresina, materiali plastici) (a seconda delle condizioni di servizio)	0 - 0,02

Tabella 4.3

Il programma fornisce quindi il valore della scabrezza relativa:

$$\frac{\varepsilon}{D} = 0.053 \quad (4.8)$$

Entriamo quindi nell'abaco di Moody (Figura 4.4) con i valori di Reynolds e di scabrezza relativa e troviamo il valore di f , (λ), che poi inseriremo quando il programma lo richiederà :

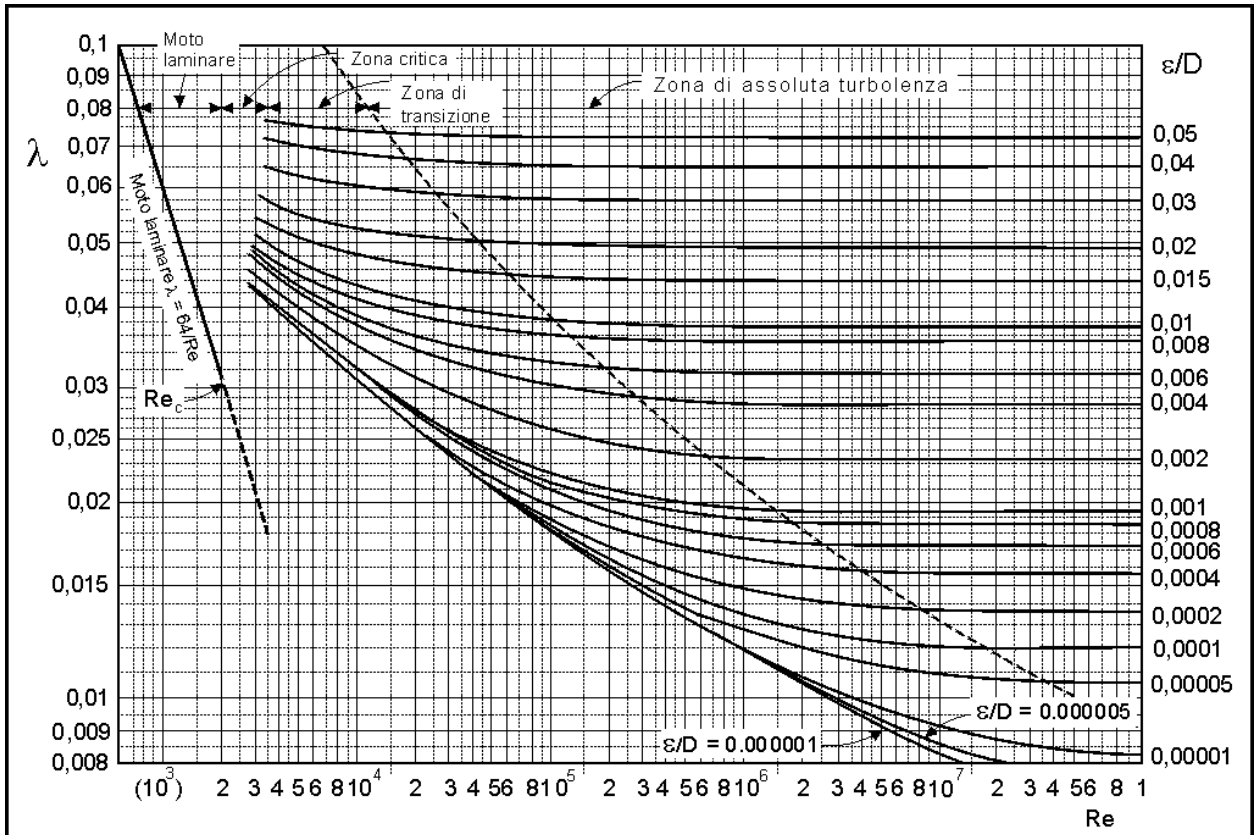


Figura 4.5

Il valore del fattore di attrito ricavato f : 0.058

A questo punto il programma ha tutte le informazioni necessarie per il calcolo delle perdite distribuite, ci manca solo il valore del coefficiente di perdita concentrata che calcoliamo con:

$$\xi' = f \left(\frac{D - d}{2l} \right) = 0.05$$

$$\xi = \xi' * \left[\left(1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right)^2 \right] = 0.036$$

Adesso il programma possiede tutte le informazioni per il calcolo e ci fornisce in uscita il valore delle perdite:

- **perdite distribuite: 21.54 [Pa]**
- **perdite concentrate: 35.21 [Pa]**

Le perdite totali ammontano quindi:

- **perdite totali: 56.75 [Pa]**

Quindi adesso possiamo calcolare il valore della pressione reale togliendo al valore ideale le perdite appena calcolate :

$$P_{\text{reale}} = 102800 - 56.75 = 102743.25 \text{ [Pa]}$$

Questo è il valore della pressione alla fine del divergente, ovvero all'ingresso del pacco radiante.

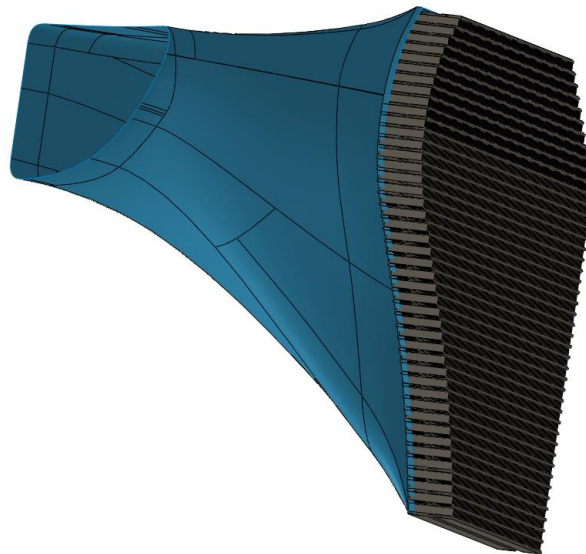


Figura 4.6

SCARICO

5.1 Modellazione della superficie di scambio termico

Quello che ci interessa, in questa tesi, è ottimizzare la spinta aggiuntiva che viene generata dallo scambio di calore. Secondo Meredith, superata una certa velocità limite (stimata a circa 480 Km/h), le perdite dovute al sistema di raffreddamento non aumentano più e la spinta generata risulta essere rilevante ed è legata alla quantità di calore che riusciamo a cedere al fluido freddo.

Tuttavia, è abbastanza intuibile che massimizzare la superficie di scambio termico implica una maggiore energia cinetica ceduta al fluido che investe la superficie stessa e di conseguenza vi è una maggior velocità in uscita. Di fatto, riuscire ad accelerare il fluido mediante un processo di scambio di calore conduce all'accelerazione dell'intero corpo causata a sua volta dalla generazione di una certa forza nella stessa direzione del moto e che di solito prende il nome di “*thrust*”(spinta).

Per arrivare alla costruzione definitiva della superficie di scambio termico, dotata di un certo profilo alare, procediamo per passi successivi.

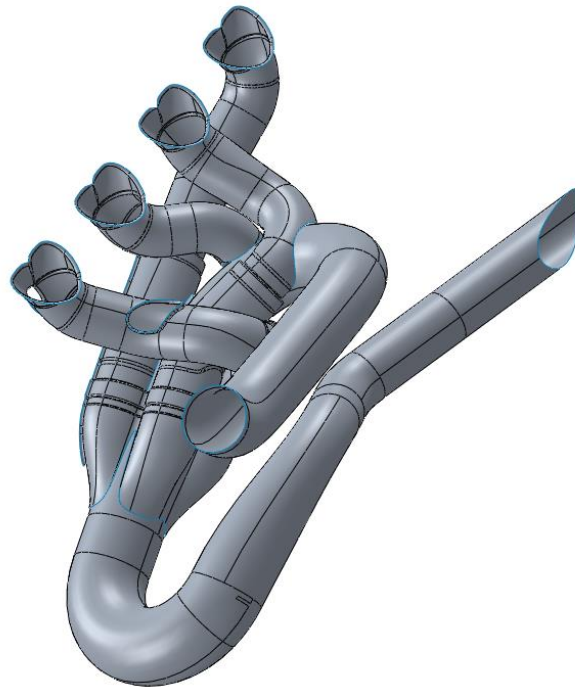


Figura 5.1: superficie di scambio di partenza

Andiamo ad aumentare tale superficie di scambio adottando un'opportuna alettatura onde aumentare l'energia cinetica ceduta al fluido.

A questo punto possiamo mostrare, come una semplice alettatura possa aumentare ulteriormente la superficie di partenza.(vedi figura 5.2)

Figura 5.2: rappresentazione di una superficie alettata scarico alettato

Fatta questa premessa, andremo a vedere quale tipo di alettatura ci permette di ottimizzare lo scambio termico.

Per fare ciò, abbiamo scelto di far fede al NACA REPORT 488 . Questo report presenta i risultati delle prove effettuate dal comitato nazionale per l'aeronautica. Tali risultati saranno poi utili ai fini della costruzione di alette metalliche per il raffreddamento di superfici cilindriche investite da una corrente d'aria.

La quantità di calore dissipato, calcolato da una equazione teorica utilizzando i coefficienti di scambio termico trovati dagli esperimenti effettuati sulla superficie, è stata confrontata con la quantità di calore determinata sperimentalmente.

Per comodità, in riferimento ai cilindri alettati, viene usata una nomenclatura basata sul passo delle alette. Per esempio, la denominazione "0.15-0.67-0.04" indica un cilindro alettato con passo alette pari a 0.15 pollici, una pinna di larghezza pari a 0.67 pollici e uno spessore medio di pinna pari a 0.04 pollici.

Dai grafici del Naca Report 488, troviamo tre soluzioni plausibili per l'alettatura del nostro modello.

I grafici che mostriamo in seguito rappresentano infatti la variazione di q al variare della posizione attorno allo scarico, con diversi valori di velocità.

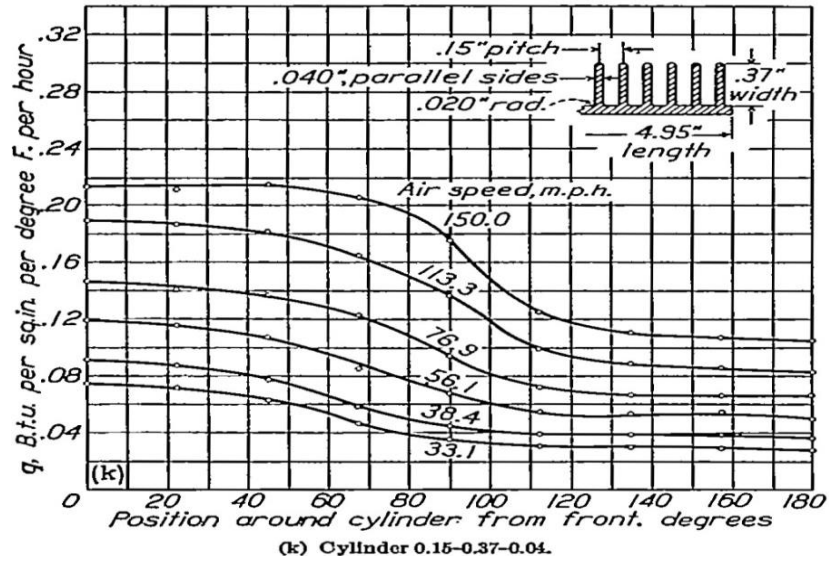


Figura 5.3: Variazione di q con alette di 0.37 pollici (altezza)

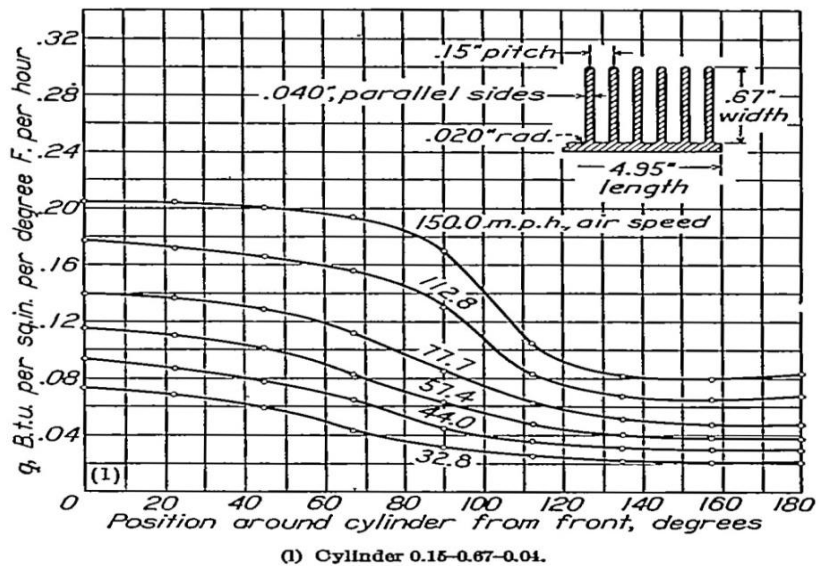


Figura 5.4: Variazione di q con alette di 0.67 pollici (altezza)

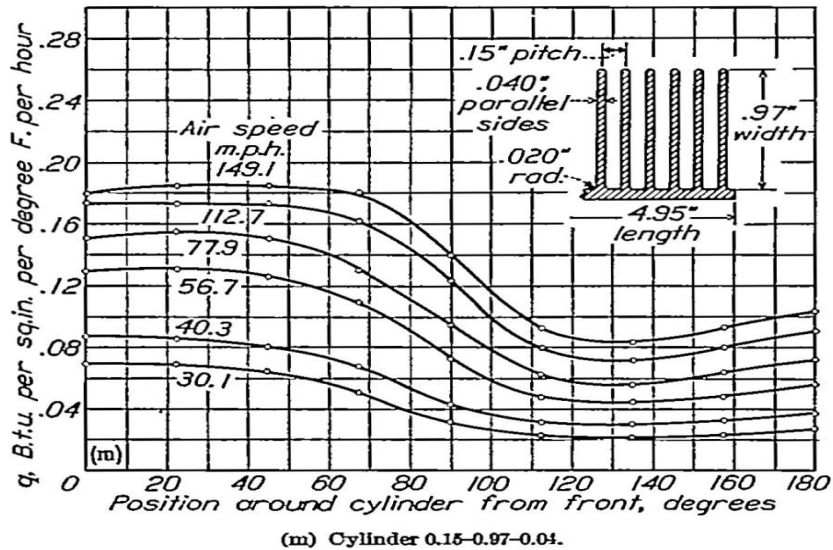


Figura 5.5: Variazione di q con alette di 0.97 pollici (altezza)

Da queste tre figure, si può ben notare che alettare il nostro profilo mediante delle alette con altezza di 0.37 pollici (width) ci fornisce un miglior scambio di calore rispetto alle altre due alettature di 0.67 e 0.97 pollici (width). Inoltre, notiamo che a parità di velocità del fluido freddo che investe lo scarico alettato, tale scambio termico risulta essere leggermente superiore a quello fornito da un'alettatura di 0.67 pollici (width).

Poiché a noi ci interessa, in questa tesi, la massima superficie di scambio termico e la massima capacità termica specifica onde massimizzare l'energia ceduta al fluido che investe la superficie stessa, capiamo fin da subito che la quantità di calore specifico che perdiamo con alettatura di 0.67 pollici rispetto a quella di 0.37 pollici, diverrebbe molto rilevante andando ad alettare la superficie di partenza. Inoltre, si può ben notare che una alettatura avente altezza più piccola risulta essere meno ingombrante rispetto agli altri due casi e quindi ha una resistenza aerodinamica minore. La quantità di calore scambiato con il fluido risulta essere maggiore con una superficie di scambio più grande a parità di ΔT ;

dove:

$$\Delta T = T_{parete} - T_{fluido}$$

T_{parete} : temperatura della superficie di scambio che consideriamo circa **700°C**

T_{fluido} : temperatura dell'aria che investe la superficie di scambio che supponiamo circa **85°C**

In definitiva, ci troviamo dunque a dover avere a che fare con l'alettatura illustrata nella figura 5.6.

Quindi avremo:

0.04 inch 1.01 mm

0.15 inch 3.81 mm

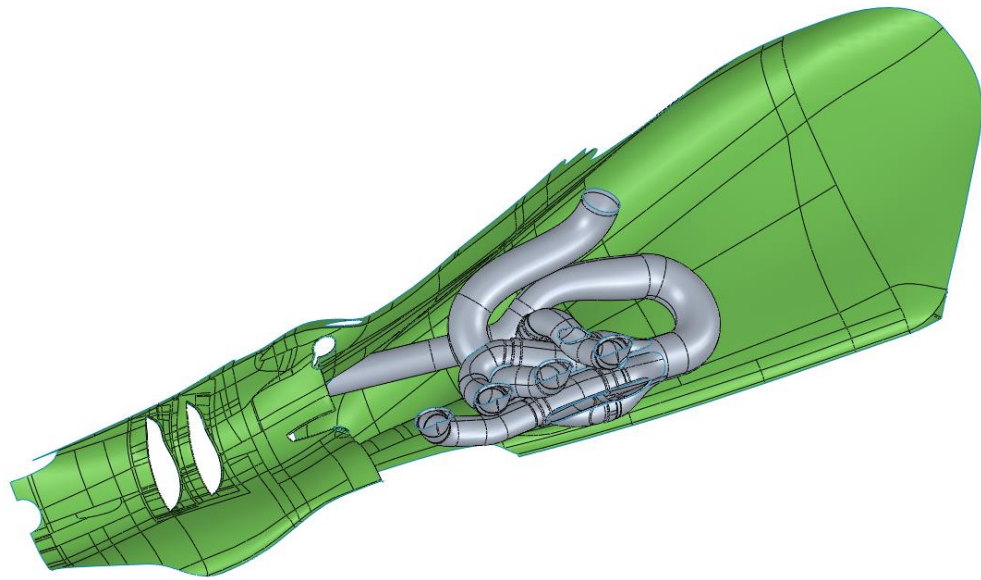
0.67 inch 9.39 mm

4.95 inch 125 mm

Figura 5.12: profilo scarico alettato

Meredith concentra i suoi studi sui sistemi di raffreddamento dei motori impiegati negli aerei dell'epoca.

Inizialmente, si è potuto notare che i radiatori, se mal progettati, potevano portare a perdite in termini di velocità dell'ordine del 10-15% di quella totale. Meredith ha poi mostrato che, una volta superata una certa soglia di velocità (stimata a circa 480 Km/h), tali perdite dovute al sistema di raffreddamento non aumentano, bensì se il radiatore viene posto in un condotto opportunamente dimensionato, queste perdite possono addirittura diminuire fino al punto di ottenere una spinta positiva anziché una resistenza.



Capitolo 6

RADIATORE

6.1 Geometria del radiatore

Per progettare un sistema di raffreddamento come quello di cui vogliamo sono necessari molti dati riguardanti proprio il pacco radiante, come il coefficiente che indica il rapporto area libera/area totale, o il coefficiente che indica la superficie totale di scambio termico/volume totale occupato, o ancora altri dati sperimentali di fondamentale importanza per i calcoli che seguiranno.

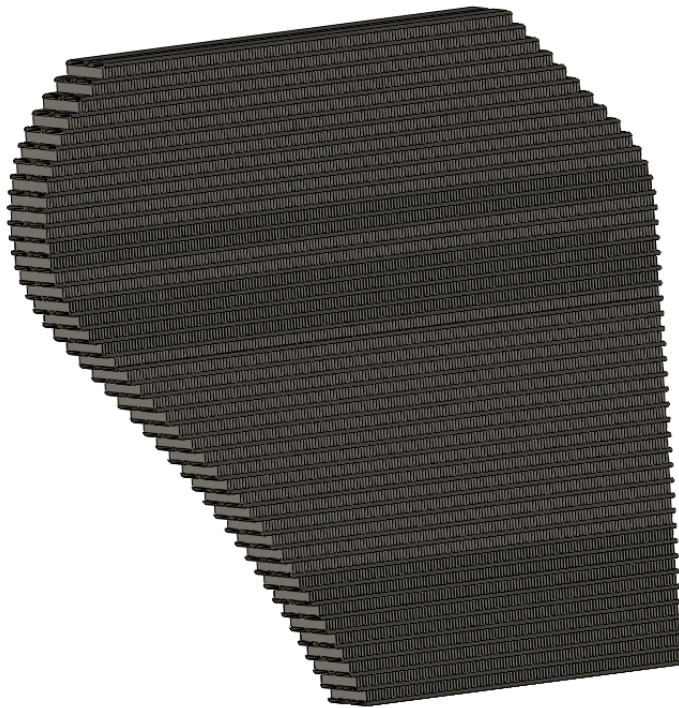


Figura 6.1

A questo punto, non avendo un radiatore come riferimento, abbiamo iniziato a fare delle scelte, per le quali mi sono affidato al volume *Compact Heat Exchangers* un libro davvero fondamentale per chi voglia affrontare lo studio e la progettazione di sistemi di raffreddamento. In questo volume sono presenti un gran numero di prove sperimentali in

galleria del vento effettuate per una serie di geometrie di pacchi radianti di cui sono riportate misure e tutti quei dati costruttivi necessari ai calcoli. Questi dati, sono di fondamentale importanza perché non esiste un modo univoco di progettare radiatori, di conseguenza, a meno di costruirlo e di testarlo in galleria del vento mi troverei ad avere per le mani un progetto puramente teorico.

La scelta è ricaduta su un radiatore a correnti incrociate e geometria *flat tubes* (Figura 6.2) con i tubi in linea ed alette piane. Questo radiatore è classificato con il codice: 9.68-0.87 questi due numeri significano che il pacco avrà 9.68 alette per pollice (381 per metro) e che il singolo tubo schiacciato sarà lungo 0.87 pollici (22 mm). Queste informazioni sono riportate di seguito nelle figure 6.3 e 6.4 e nella tabella Y.1.

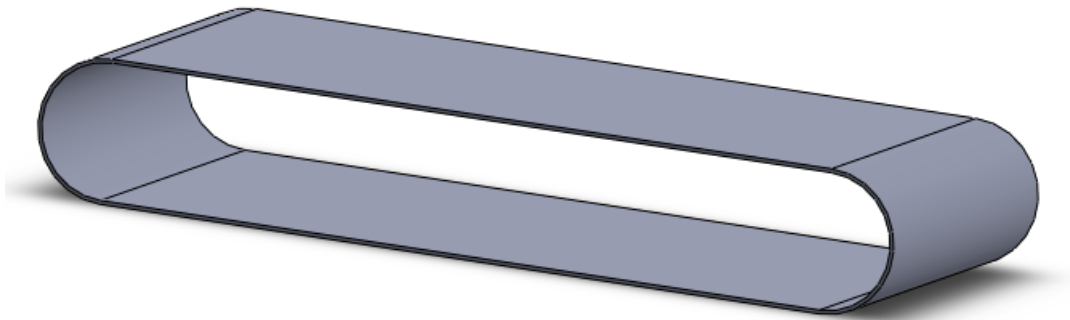


Figura 6.2

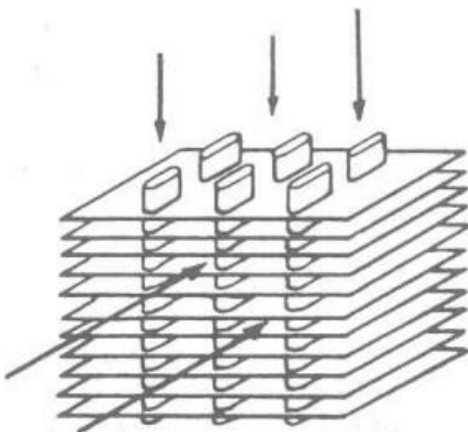


Figura 6.3

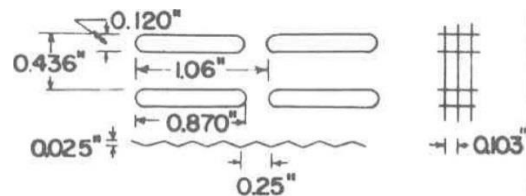


Figura 6.4

6.2 Osservazioni preliminari

Passiamo ora alla parte più delicata del progetto, il dimensionamento del radiatore vero e proprio. Vediamo quali sono i dati che ci serviranno per progettare correttamente il pacco radiante. Ci basiamo, per il calcolo del nostro scambiatore, sulla nota formula di Newton:

$$Q = A_s \cdot U \cdot \gamma \cdot \Delta T_{lm} \quad (6.1)$$

Dove U è il coefficiente di scambio termico, γ è un coefficiente che tiene conto del fatto che il nostro scambiatore è a correnti incrociate e non in controcorrente (fattore di Bowman), A_s è l'area totale di scambio termico, e ΔT_{lm} è la differenza di temperatura logaritmica media. Il processo di calcolo dello scambiatore con questo procedimento può essere lungo e tedioso. Per disporre di una trattazione semplice ed evitare integrazioni, dobbiamo fissare opportune ipotesi che consentono di trattarlo con formule analitiche. In pratica si trasforma lo scambiatore mono-dimensionale in uno scambiatore puntuale. Dal punto di vista della precisione del calcolo tali assunzioni sono talvolta penalizzanti, in sostanza si opta per una semplificazione a danno della precisione. Le ipotesi assumono che lungo tutto lo scambiatore:

- U rimanga costante
- C_p dei due fluidi rimanga costante
- La portata massica dei due fluidi rimanga costante

In pratica, le proprietà fisiche dei fluidi non devono variare, o comunque, per non commettere grossi errori considerandole costanti, devono variare poco. Questo tipo di assunzioni ci porterà a commettere un certo errore che però consideriamo accettabile. Andiamo ora a definire la temperatura logaritmica media. La definisco per uno scambiatore controcorrente infatti il concetto è lo stesso anche per il nostro scambiatore a correnti incrociate, cambia solo l'inserimento del fattore di Bowman.

Con riferimento alla figura 6.5 il salto medio termico logaritmico è pari a:

$$\Delta T_{lm} = \frac{(t_1 - t_2)}{\log(t_1/t_2)} = \frac{55}{3.2} = 17.18 \quad (6.2)$$

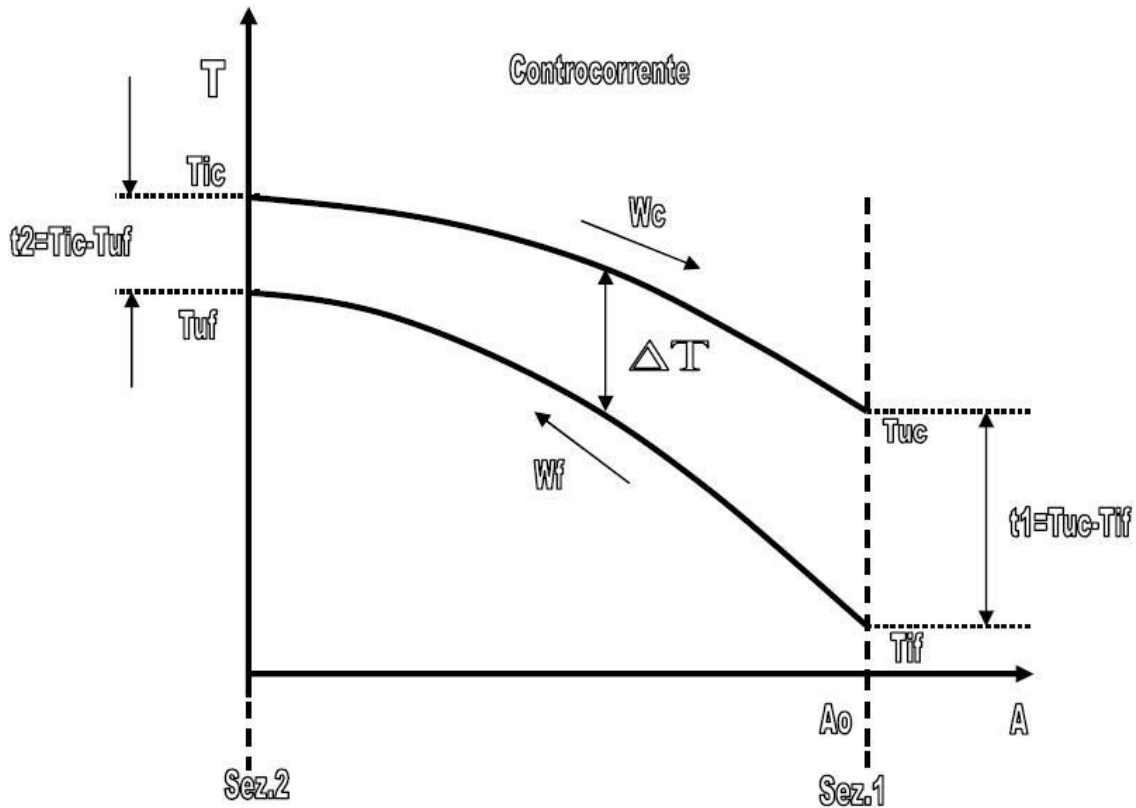


Figura 6.5

Per tenere conto del fatto che il nostro radiatore è a correnti incrociate e non in controcorrente occorre ricavare dal grafico in figura 6.6 il fattore di Bowman. Nel grafico si entra con l'efficienza dello scambiatore ε , e con il rapporto delle capacità termiche v :

$$\varepsilon = \frac{T_{uf} - T_{if}}{T_{ic} - T_{if}} = \frac{75 - 25}{89 - 25} = 0.78$$

$$v = \frac{T_{uf} - T_{if}}{T_{ic} - T_{uc}} = \frac{75 - 25}{89 - 80} = 5.5$$

Ricaviamo dal grafico che il fattore di Bowman è pari, per il nostro scambiatore, a:

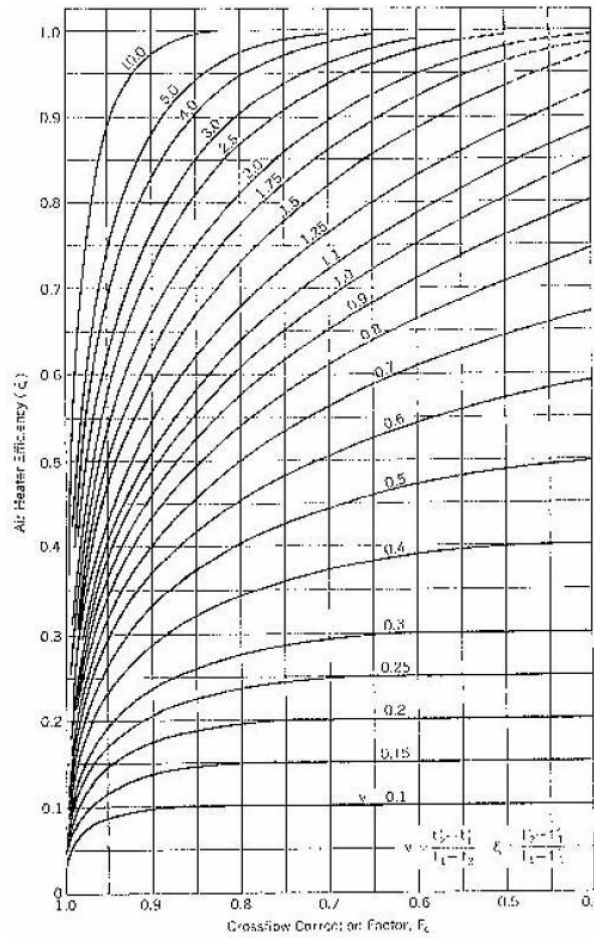


Figura 5.2

$$\gamma = 0.99$$

6.3 Dimensionamento del radiatore

E' importante precisare che in questo paragrafo e nell'appendice ho riportato esclusivamente i calcoli con i dati finali cui sono giunto dopo innumerevoli cicli iterativi. Non esistendo infatti un sistema univoco per progettare gli impianti di raffreddamento, occorre quasi sempre procedere per tentativi, inoltre il risultato finale risulta influenzato da moltissimi parametri che variano in modo indipendente tra loro. Per velocizzare quindi queste operazioni di calcolo iterativo ho realizzato uno script di MATLAB che segue passo-passo le fasi di progettazione di un impianto di raffreddamento richiedendo i dati man mano che si rendono necessari, e fornendo come output i dati che servono per entrare in grafici o abachi. Questo lavoro che in un primo momento può sembrare una perdita di tempo inutile vista la relativa semplicità dei calcoli in gioco, si è rivelato uno strumento molto comodo e veloce durante i calcoli veri e propri.

In questo paragrafo riporterò solo i passaggi fondamentali alla comprensione del metodo di calcolo utilizzato. Per i calcoli completi si rimanda agli script di MATLAB riportati per intero nell'appendice. Vediamo innanzi tutto quali sono i dati in nostro possesso:

Abbiamo deciso i salti termici di fluido caldo e freddo, quindi conosciamo il salto termico medio logaritmico:

$$\Delta T_{lm} = \frac{(t_1 - t_2)}{\log(t_1/t_2)} = 17.89 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Inoltre conosciamo, dal grafico precedente, il fattore di Bowman:

$$\gamma = 0.99$$

Conosciamo la quantità di calore da asportare:

$$Q=129254 \text{ [W]}$$

Ci troviamo ad applicare la formula di Newton con due incognite, cioè il coefficiente di scambio termico U e l'area totale di scambio termico A_s . Occorre quindi che poniamo uno dei due ad un valore plausibile,

completiamo i calcoli, e ricalcoliamo il salto medio termico logaritmico alla fine. Se il valore coincide, a meno di un errore che possiamo considerare trascurabile, con quello di partenza, allora il dimensionamento è andato a buon fine.

Decidiamo di imporre un valore di partenza di U pari a:

$$U = 570 \left[\frac{W}{m \cdot ^\circ C} \right]$$

Siamo in grado ora di calcolare il valore dell'area totale di scambio termico che risulta:

$$A_s = 44.8 \text{ m}^2$$

Ci serve conoscere il valore del rapporto tra area totale di scambio termico e volume totale del radiatore scelto che ricaviamo dalle suddette tabelle.

$$\frac{\text{Heat} - \text{transfer} - \text{area}}{\text{total} - \text{volume}}$$

Ora, visto che conosciamo l'area frontale del radiatore, calcolata in precedenza e pari a:

$$A_{\text{radiatore}} = 0.216652 \text{ m}^2$$

Possiamo calcolare la profondità del radiatore:

$$P_{\text{radiatore}} = 0.045 \text{ m}$$

L'altezza della sezione del radiatore risulta invece pari a :

$$h_{\text{radiatore}} = 0.49 \text{ m}$$

Ora, conoscendo le dimensioni della singola cella del radiatore scelto riportate in figura 6.7, dobbiamo decidere il numero di tubi in senso verticale, e nel senso della profondità.

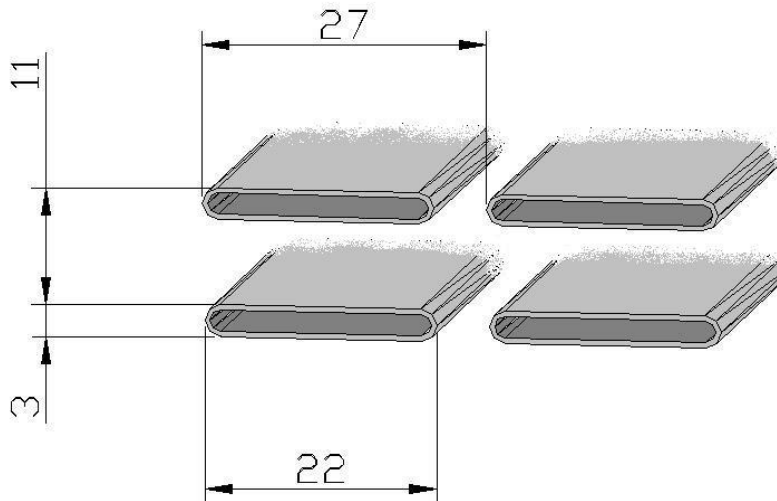


Figura 6.7

Decidiamo di mettere 2 tubi in profondità e 44 tubi in altezza per un totale di 88 tubi.

A questo punto dobbiamo trovare la temperatura media di esercizio del radiatore e la assumiamo come costante per trovare le caratteristiche dell'aria che ci serviranno per calcolare la resistività termica dal lato aria del nostro radiatore. Ci serve conoscere il calore specifico a pressione costante (C_p), la conduttività termica (k) e la viscosità dinamica (ν) dell'aria, quindi i dati saranno:

- $C_p = 1005 \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$

- $k = 0.026 \left[\frac{W}{m \cdot K} \right]$

- $\nu = 1.60 \cdot 10^{-5} \left[\frac{m^2}{s} \right]$

Occorre poi conoscere il diametro idraulico tipico del radiatore scelto, così come il valore del rapporto tra area libera di passaggio e area frontale totale:

$$D_h = \frac{4 \cdot S}{P} = 0.0036 \text{ m}$$

S : sezione di passaggio

P : perimetro bagnato flusso

$$\sigma = \frac{\text{area libera di passaggio}}{\text{area frontale totale}} = 0.697$$

Dobbiamo trovare ora la resistività termica lato aria, i dati necessari li conosciamo tutti, vediamo quali sono le formule che utilizziamo per il calcolo.

Per prima cosa calcoliamo il numero di Reynolds, cioè una misura del rapporto tra le forze d'inerzia e le forze viscosi del flusso d'aria attraverso il pacco radiante:

$$Re = \frac{M_a \cdot D_{h-rad}}{A_f \cdot \sigma \cdot \nu} \quad (6.5)$$

Dove M_a è la portata massica di aria, D_h è il diametro idraulico tipico del radiatore scelto, A_f è l'area frontale totale, σ è il rapporto tra area libera di passaggio e area frontale totale e ν è la viscosità dinamica dell'aria alla temperatura di riferimento (50°C). Risulta:

$$Re = 3.53 \cdot 10^5$$

Procediamo calcolando il numero di Prandtl che rappresenta una proprietà del fluido che collega il gradiente di temperatura al gradiente di velocità del fluido alla parete:

$$Pr = \frac{C_p \cdot \nu}{k} \quad (6.6)$$

Dove k è la conduttività termica dell'aria. Il numero di Prandtl risulta:

$$Pr = 0.618$$

Ora utilizziamo la relazione di DITTUS-BOETLER per calcolare il numero di Nusselt; questo numero è funzione del numero di Reynolds e del numero di Prandtl, il suo valore è inversamente proporzionale allo spessore dello strato limite termico:

$$N_u = 0.023 \cdot R_e^{0.8} \cdot P_r^{0.4} \quad (6.7)$$

La relazione per calcolare rigorosamente il numero di Nusselt sarebbe quella di Sieder-Tate che funziona meglio quando i salti termici sono un po' più elevati:

$$N_u = 0.023 \cdot R_e^{0.8} \cdot P_r^{0.33} \cdot \left(\frac{\nu_w}{\nu}\right)^{0.14} \quad (6.8)$$

ν_w è la viscosità cinematica dell'aria alla temperatura di parete; in questo caso comunque i valori del numero di Nusselt calcolati nei due diversi modi differiscono di poco, utilizziamo quindi per calcolarlo la relazione di Dittus-Boelter.

$$N_u = 520$$

Siamo quindi in grado di calcolare la resistività termica dal lato freddo, o lato aria:

$$h_a = \frac{N_u \cdot k}{D_{h-rad}} = 225.24 \left[\frac{m^2 \cdot ^\circ C}{W} \right] \quad (6.9)$$

Questo valore va moltiplicato per un rendimento dovuto alla presenza delle alette. Per trovare il valore di questo rendimento sfruttiamo ancora una volta dei dati sperimentali.

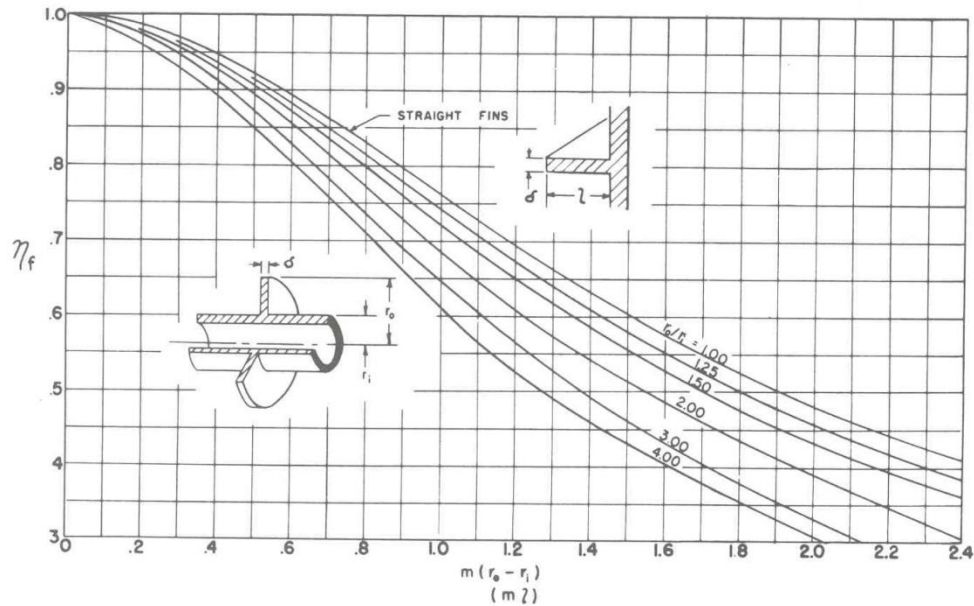


Figura 6.8

$$m = \sqrt{\frac{2 \cdot h_a}{\lambda \cdot s}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 188}{153 \cdot 0.0001}} = 171 \text{ m}^{-1} \quad (6.10)$$

$$m \cdot l = 1.25 \quad (6.11)$$

$$\eta_f = 0.58 \quad (6.12)$$

$$\text{Infine: } \eta_0 = 1 - \frac{A_{fin}}{A_{tot}} (1 - \eta_f) = 0.916 \quad (6.13)$$

A questo punto abbiamo deciso di fare un'ipotesi semplificativa cioè quella di considerare trascurabile il coefficiente di scambio termico lato acqua. Abbiamo pensato di fare questa semplificazione perché la resistività termica lato acqua risulta sempre molto più alta di quella lato aria, normalmente risulta di almeno un ordine di grandezza in più. Una volta calcolate le due resistività, la formula che si usa per calcolare il coefficiente globale di scambio termico è:

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_a \cdot \eta_0} + \frac{1}{h_c} \quad (6.14)$$

Si nota quindi subito che un valore molto più alto di h_c , resistività termica lato caldo, fa sì che il secondo addendo sia trascurabile rispetto al primo in questo calcolo.

Riporto di seguito alcune viste del pacco radiante così come l'abbiamo progettato.

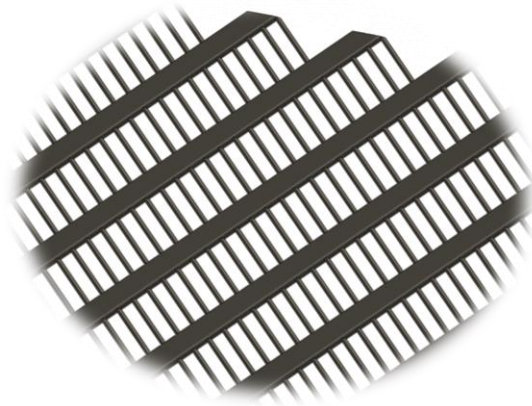


Figura 6.9

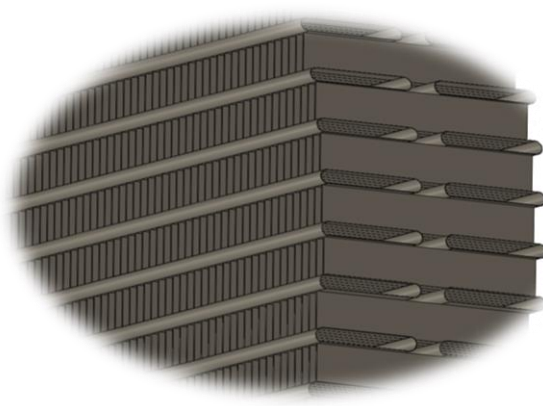


Figura 6.10

MISURE E DATI TECNICI RADIATORE 9.68-0.87

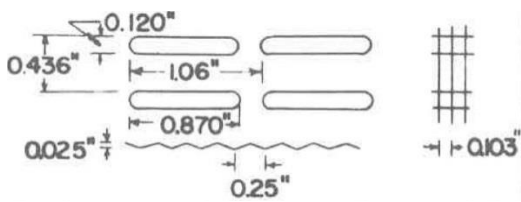


Figura 6.11

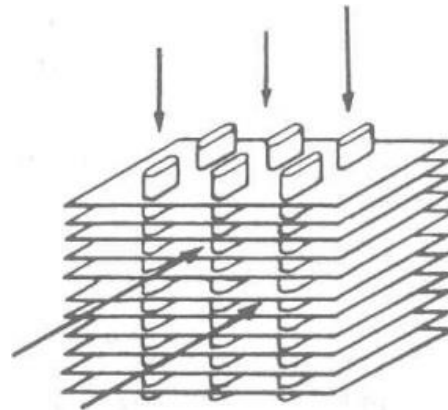
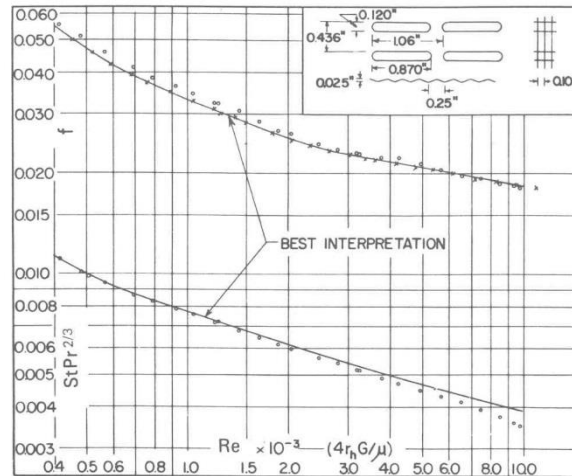


Figura 6.12

(c) Flat tubes, continuous fins

Surface designation	Tube arrangement	Fin type	Tube length (parallel to flow)		Tube width (normal to flow)		Fins/in	Hydraulic diameter $4r_h$		Fin thickness δ		Free flow/ frontal area σ	Heat transfer area/ total volume α		Fin area/ total area
			in	10^{-3} m	in	10^{-3} m		ft	10^{-3} m	in	10^{-3} m		ft ² /ft ³	m ² /m ³	
9.68-0.87	In-line	Plain	0.870	22.1	0.120	3.0	9.68	0.01180	3.60	0.004	0.102	0.697	229	751	0.795
9.1-0.737S	Staggered	Plain	0.737	18.7	0.100	2.5	9.1	0.01380	4.21	0.004	0.102	0.788	224	735	0.813
9.68-0.87R	In-line	Ruffled	0.870	22.1	0.120	3.0	9.68	0.01180	3.60	0.004	0.102	0.697	229	751	0.795
9.21-0.737SR	Staggered	Ruffled	0.737	18.7	0.100	2.5	9.29	0.01352	4.12	0.004	0.102	0.788	228	748	0.814
11.32-0.737SR	Staggered	Ruffled	0.737	18.7	0.100	2.5	11.32	0.01152	3.51	0.004	0.102	0.780	270	886	0.845

Tabella 6.1



Fin pitch = 9.68 per in = 381 per m
 Flow passage hydraulic diameter, $4r_h = 0.01180$ ft = 3.597×10^{-3} m
 Fin metal thickness = 0.004 in, copper = 0.102×10^{-3} m
 Free-flow area/frontal area, $\sigma = 0.697$
 Total heat transfer area/total volume, $\alpha = 229$ ft²/ft³ = 751 m²/m³
 Fin area/total area = 0.795

Figura 6.13

6.4 Resistenza aerodinamica del pacco radiante

Le scelte dei flat tubes, della geometria a tubi in linea e delle alette piane (non corrugate) non sono casuali, quello che vogliamo ottenere infatti è un pacco radiante che sia efficiente dal punto di vista dello scambio termico, ma che allo stesso tempo non “freni” troppo il flusso dell’aria che lo attraversa, questo infatti comprometterebbe la spinta che vogliamo generare.

Un altro volume che abbiamo consultato è *Fluid Dynamic Drag* che riporta una serie di formule che utilizzeremo in seguito per calcolare il coefficiente di resistenza del nostro pacco radiante; le formule per calcolare il suddetto coefficiente sono le seguenti:

$$C_{Df} = \frac{2.656}{\sqrt{Re}} \quad (6.15)$$

$$C_{D'} = 2 \cdot C_{Df} \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot t}{c} + 60 \cdot \left(\frac{t}{c} \right)^4 \right] \quad (6.16)$$

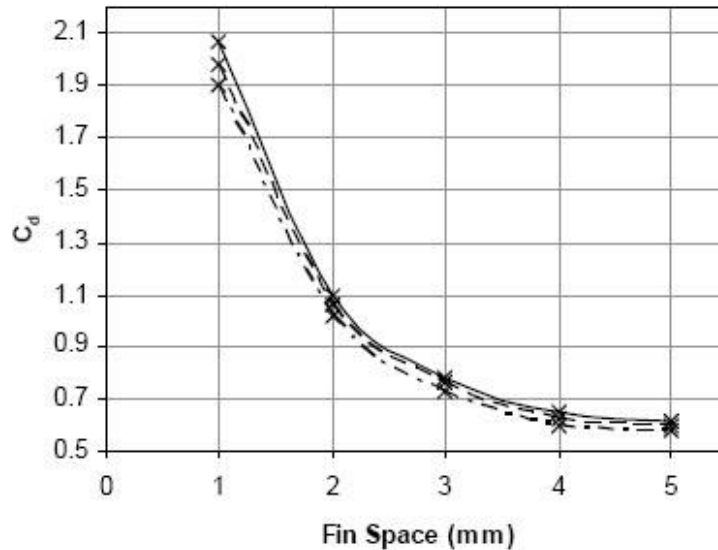


Figura 6.14

Dove Re è il numero di Reynolds del flusso d'aria, t è il passo dei tubi e c è la lunghezza della corda dei tubi.

Ora, come sappiamo, il coefficiente di resistenza $C_{D'}$ così calcolato non corrisponde a quello del nostro corpo, bisogna infatti tenere conto degli effetti provocati dalla presenza di alcuni disturbi sul normale flusso d'aria lungo la superficie dei tubi.

In particolare occorre analizzare gli effetti di:

- comprimibilità dell'aria
- presenza delle alette

I rilievi sperimentali vengono eseguiti in galleria del vento, dove, per rendere la prova indipendente dalla densità dell'aria, il numero di Mach della corrente indisturbata si attesta su valori di circa 0.17.

Nel nostro caso la comprimibilità dell'aria è sicuramente un fattore trascurabile.

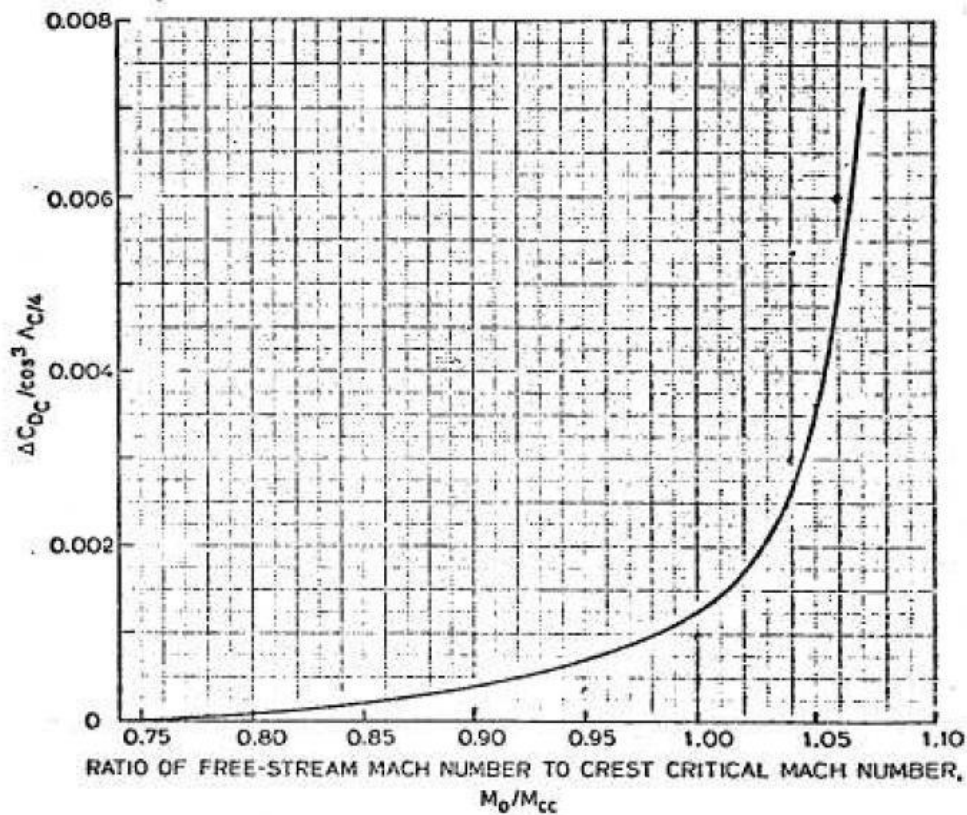


Grafico 6.15

La presenza delle alette ha invece un'influenza notevole e va studiata con attenzione. In particolare, il parametro fondamentale nella determinazione del coefficiente di resistenza risulta essere il passo dell'alettatura, come evidenziato dalla Figura 6.15. Si vede come al diminuire del passo, si ha un aumento esponenziale del coefficiente di resistenza del singolo profilo flat tube. Nel nostro caso le alette hanno un passo di 2.6 mm, quindi il coefficiente da utilizzare nella formula finale per calcolare il C_D dell'intero radiatore sarà 0.85.

Appare chiaro che per verificare univocamente il coefficiente di resistenza sarebbe necessario realizzare un prototipo del nostro radiatore e testarlo in

galleria del vento.

La formula finale per il calcolo del coefficiente di resistenza C_D :

$$C_D = 0.85 \cdot n \cdot C_{D'} \quad (6.17)$$

Dove n è il numero di tubi in profondità.

A questo punto applicheremo la classica formula per il calcolo della resistenza aerodinamica per valutarne il valore rispetto al guadagno in spinta che ci aspettiamo di avere:

$$Drag = R = 0.5 \cdot \rho \cdot A_f \cdot v^2 \cdot C_D \quad (6.19)$$

Dove ρ rappresenta la densità dell'aria, v la velocità del flusso d'aria tra i tubi del radiatore e A_f è l'area frontale del radiatore.

Facciamo infine un cenno sul materiale che si usa per la costruzione di tubi e alette, questo deve essere leggero, resistente e avere un alto coefficiente di scambio termico: la scelta non può che ricadere su una lega di magnesio di cui riportiamo le caratteristiche:

$$\text{Densità } (\rho): 1.738 \left[\frac{Kg}{dm^3} \right]$$

$$\text{Conducibilità termica lega di magnesio } (\lambda): 156 \left[\frac{W}{m \cdot K} \right]$$

$$C_{Df} = \frac{2.656}{\sqrt{Re}} = \frac{2.656}{\sqrt{3.53 \cdot 10^5}} = 0.004$$

$$\begin{cases} t = 11 \text{ (passo)} \\ c = 22 \text{ (corda)} \end{cases}$$

$$C_{D'} = 2 \cdot C_{Df} \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot t}{c} + 60 \cdot \left(\frac{t}{c} \right)^4 \right] = 0.3798$$

Il coefficiente di resistenza totale del nostro radiatore risulta di conseguenza:

$$C_D = 0.85 \cdot 2 \cdot 0.3789 = 0.6456$$

Calcoliamo quindi la resistenza aerodinamica del pacco radiante:

$$R = 0.5 \cdot 1.73 \cdot 30^2 \cdot 0.2165 \cdot 0.6456 = 109.34 \text{ [N]}$$

$$v = 30 \left[\frac{m}{s} \right] \text{ Velocità ingresso al pacco radiante}$$

$$R = 109.34 \text{ [N]}$$

Un'altra configurazione possibile è quella in cui i tubi non sono l'uno di fianco all'altro ma si trovano sfalsati su più piani: è questo il caso, ad esempio, del modello 11.32-0.737 SR.

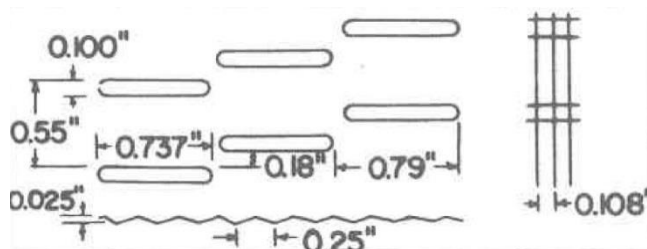


Figura 6.16

Questo modello risulta più efficace nello scambio di calore (sostanzialmente ottengo un valore del coefficiente di scambio termico globale più alto a parità di condizioni di funzionamento), ma presenta un maggiore rischio di deposito di pulviscolo e sporcizia e anche di rottura.

6.5 Analisi fluidodinamica del pacco radiante

La spinta può essere definita come la forza aerodinamica, che agisce su un corpo immerso in un fluido, nella direzione vera e propria del moto.

La spinta viene indicata con il termine “*thrust*” ed è opposta alla forza di resistenza

che indichiamo con “*drag*”.

La spinta viene valutata applicando il teorema della quantità di moto, esso esprime che la variazione del flusso della quantità di moto subita dal fluido attraverso il propulsore è uguale alla somma delle forze esterne ad esso applicate.

$$\sum F_x = \int_{C_s} \rho \cdot V_n \cdot dA \cdot V_x = \int_{A_e} \rho \cdot V_n \cdot dA_e \cdot V_x - \int_{A_i} \rho \cdot V_n \cdot dA_i \cdot V_x \quad (6.20)$$

Dove:

- $\sum F_x$: Sommatoria delle forze esterne lungo la direzione x (direzione di avanzamento)
- $\int_{A_e} \rho \cdot V_n \cdot dA_e \cdot V_x$: Flusso della quantità di moto in uscita dalla superficie di controllo lungo la direzione x
- $\int_{A_i} \rho \cdot V_n \cdot dA_i \cdot V_x$: Flusso della quantità di moto in ingresso alla superficie di controllo lungo la direzione x
- V_n : Componente di velocità normale alla superficie di controllo
- V_x : Componente di velocità lungo la direzione di volo
- ρ : Densità del fluido
- A_e e A_i : Aree di uscita e di ingresso della superficie di controllo

Con le seguenti ipotesi semplificative:

- Contributo alla spinta dovuto alla differenza di pressione fra la sezione di ingresso e di uscita dal propulsore sia trascurabile $p_e \cdot A_e = p_i \cdot A_i$ e quindi in questo caso, la risultante delle forze lungo la direzione x coincide con la spinta propulsiva.
- Portata in ingresso considerata uguale a quella in uscita.
- Flusso esterno reversibile.

Indicando con u la velocità di ingresso dell'aria nel volume di controllo con u_e la velocità allo scarico del volume di controllo stesso e infine con la portata in massa elaborata, si ottiene:

$$F = \dot{m}_a \cdot (u_e - u) \quad (6.21)$$

Procediamo dunque con l'impostazione dell'analisi, effettuata su varie run. Tali simulazioni successive hanno lo scopo di ricavare il valore della forza generata in

direzione x (del moto) grazie allo scambio termico avvenuto in corrispondenza del radiatore. Scambio di calore che accelera il flusso d'aria che investe il radiatore e quindi la nascita di una forza che favorisce il moto del modello in esame. Il valore di tale forza ci indica quanto vale la spinta che riusciamo a generare.

6.6 Pressure drop nel pacco radiante

A questo punto dobbiamo verificare che la caduta di pressione che subisce il flusso nell'attraversare il pacco radiante sia inferiore all'incremento ricevuto nell'attraversare il condotto divergente alla velocità considerata. Questo deve assolutamente essere verificato infatti, in caso contrario, il nostro sistema di raffreddamento rischia di andare in blocco e di non riuscire a dissipare tutta la potenza termica per cui è stato progettato. In pratica è importante che a valle del radiatore ci sia una pressione superiore a quella atmosferica, altrimenti il radiatore non riuscirà a scaricare correttamente l'aria calda in uscita. Per calcolare la caduta di pressione utilizziamo un metodo che impiega una formula classica riportata sul volume *Compact Heat Exchangers*, i pedici uno e due si riferiscono alle sezioni rappresentate in figura 6.17 subito prima e subito dopo il pacco radiante.

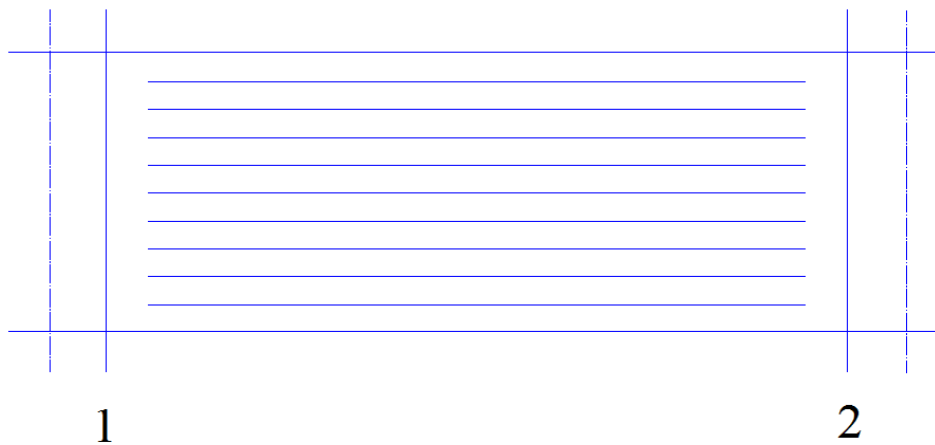


Figura 6.17

$$\frac{\Delta p}{p_1} = \frac{G^2}{2 \cdot \rho_1 \cdot p_1} \cdot \left[k' + (1 + \sigma^2) \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) + \frac{4 \cdot f \cdot L}{D_H} \frac{\rho_1}{\rho_m} \right] \quad (6.22)$$

Dove $\rho_m = 0.5 \cdot (\rho_1 + \rho_2)$; il primo termine fra parentesi quadra, k' , è rappresentativo delle perdite in ingresso e uscita da parte del flusso d'aria nel pacco radiante; il secondo rappresenta le perdite dovute

all'accelerazione del fluido all'interno del radiatore dovute al restringimento della sezione di passaggio e l'ultimo termine rappresenta le perdite per attrito.

Se analizziamo la formula ci accorgiamo che le incognite sono più di una, vogliamo infatti trovare il valore di Δp , ma non conosciamo nemmeno il valore di ρ_2 il valore di k lo otteniamo dal grafico riportato in figura 5.7.

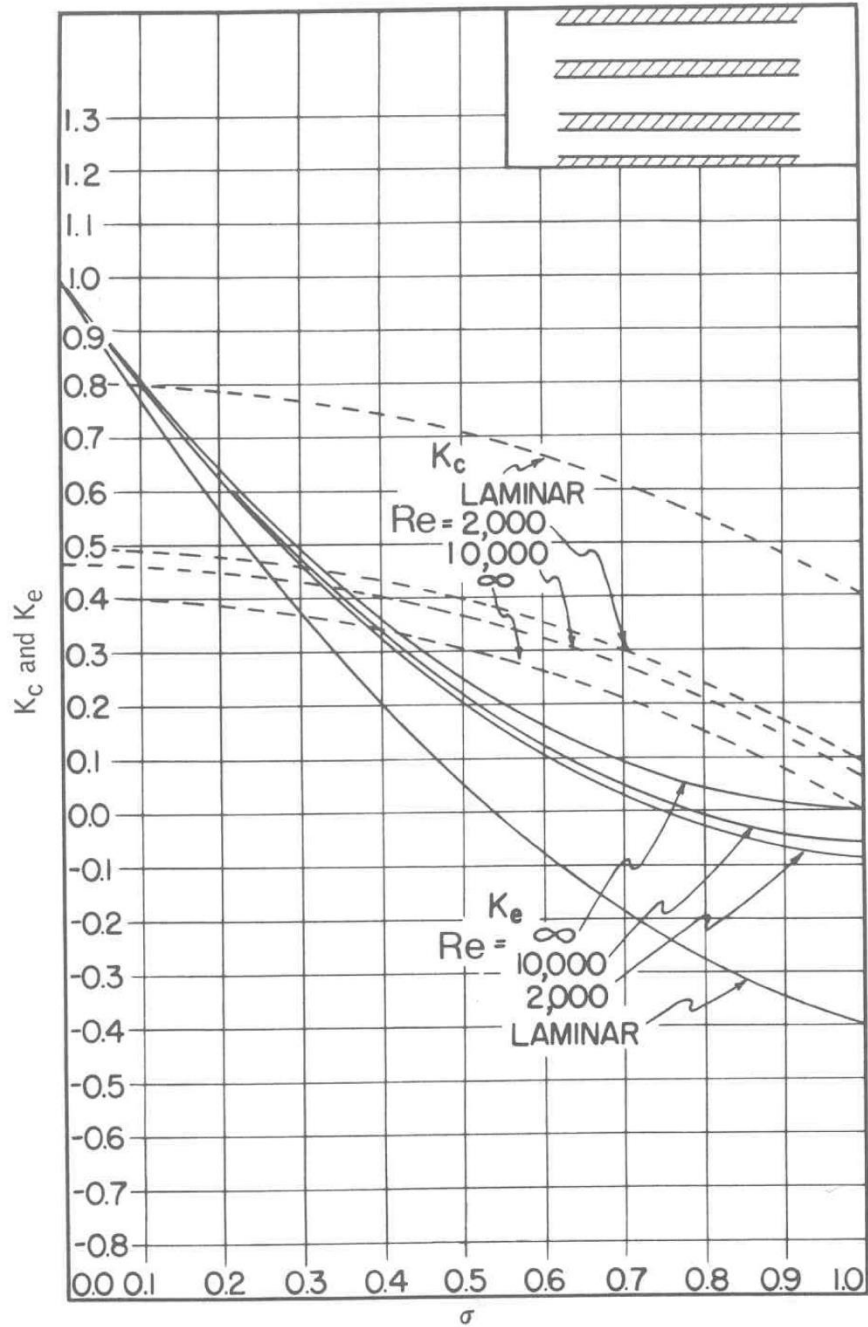


Figura 6.18

Risulta che:

$$k' = 0.220$$

$$G = \frac{\textit{portata in massa}}{\textit{area libera di passaggio}}$$

$$f = 0.024$$

Per risolvere questa equazione ho deciso di implementarla in ambiente MATLAB e di impostare un ciclo di calcolo iterativo che valuti l'errore commesso, in questo modo, procedendo per tentativi, riusciamo in breve tempo ad arrivare ad un risultato che possiamo considerare valido in quanto l'errore commesso rimane sotto al limite che ci siamo imposti. Lo script di matlab in cui è implementato questo programma è riportato per intero nell'appendice, qui di seguito riporto solo il risultato ottenuto; la pressione p_2 all'uscita del pacco radiante risulta uguale a:

$$p_2 = 103742 [Pa]$$

Questo valore deve essere confrontato con il valore della pressione all'ingresso che risulta pari a 102804 [Pa], la condizione necessaria affinché il sistema di raffreddamento scarichi correttamente l'aria calda in uscita risulta quindi verificata.

$$p_2 > p_1$$

Capitolo 7

CONDOTTO CONVERGENTE

7.1 Condotto convergente

Ricordiamo che lo scopo di questa tesi, è massimizzare la spinta generata dallo scambio termico che si ha in corrispondenza del radiatore. Inoltre, dato un volume di controllo, la spinta massima si ha quando la velocità in uscita risulta essere circa il doppio di quella in ingresso.

Sfruttando il principio di conservazione della massa, possiamo andare a dimensionare la sezione di uscita che deve avere il nostro convergente.

Quindi possiamo scrivere :

$$\rho_1 \cdot u_1 \cdot A_1 = \rho_u \cdot 2u_1 \cdot A_u \quad (7.1)$$

dove:

ρ_1 : densità del flusso d'aria

u_1 : velocità dell'aria all'ingresso

A_1 : l'area della sezione d'ingresso del diffusore

ρ_u : densità del flusso caldo in uscita

A_u : l'area della sezione di uscita del silenziatore

Avremo quindi un'equazione con due incognite. Perciò andremo a trovare un'altra relazione.

Un'equazione plausibile è quella che lega il calore scambiato alla portata d'aria, in quanto essa può essere scritta come

$$\dot{m} = \rho \cdot u \cdot A \quad (7.2)$$

in definitiva avremo un sistema con due equazioni in due incognite:

$$\begin{cases} \rho_1 \cdot u_1 \cdot A_1 = \rho_u \cdot 2u_1 \cdot A_u \\ \dot{Q} = C_p \cdot \dot{m} \cdot \Delta T \end{cases} \quad (7.3)$$

Dove

$$\Delta T = T_{uscita} - T_{isa} \quad (7.4)$$

La potenza termica scambiata \dot{Q} la possiamo anche scrivere come :

$$\dot{Q} = q \cdot S \cdot T \quad (7.5)$$

Dove:

q : capacità termica specifica

S : superficie di scambio effettiva

T : temperatura della superficie dello scarico che supponiamo circa **800°C**

Una volta noti i valori di q , S e T , possiamo calcolare il calore scambiato:

$$\dot{Q} = q \cdot S \cdot T$$

Dati i seguenti dati

$$\begin{cases} \rho_1 = 1013.25 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \\ u_1 = 30 \left[\frac{m}{s} \right] \\ A_1 = 0.21655 [m^2] \end{cases} \quad (7.6)$$

Possiamo ricavare la portata d'aria che si presenta all'ingresso del diffusore, il quale verrà trattato in seguito.

$$\dot{m} = \rho_1 \cdot u_1 \cdot A_1 \left[\frac{kg}{s} \right] \quad (7.7)$$

Poniamo C_p (aria secca) = 1005 $\left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$

Quindi avremo:

$$\Delta T = T_{uscita} - T_{isa} = \frac{\dot{Q}}{C_p \cdot \dot{m}} \quad (7.8)$$

T_{uscita}

Ora consideriamo l'equazione dei gas perfetti:

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (7.9)$$

dove R : è la costante dei gas perfetti ed è pari a $287,05 \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$.

Infine, sostituendo il valore di densità del flusso nella relazione, otteniamo l'area A_u della sezione di uscita finale.

Abbiamo un primo tratto divergente che favorisce l'afflusso di aria verso il radiatore; in questo tratto il fluido rallenta e la sua pressione aumenta. Da qui la necessità di realizzare un convergente che darà un aumento di velocità e diminuzione di pressione.

7.2 La regolazione del flusso nel condotto

I report NACA 896, 893 e 869 affermano che, seppur non decisivo ai fini dell'effetto propulsivo, il convergente assume grande importanza nella fase di regolazione del flusso attraverso il condotto del radiatore. Infatti, le sezioni di uscita che andremo a calcolare saranno dimensionate considerando la condizione di velocità media. I report sopraccitati, però, sottolineano con forza come nelle condizioni lente dove il flusso d'aria dovrebbe essere aumentato in qualche maniera in quanto senza un adeguato flusso non è possibile asportare tutto il calore che il radiatore deve dissipare in modo da evitare surriscaldamenti pericolosi.

Apparentemente l'unica possibilità di aumentare la portata d'aria che attraversa il condotto sembra essere quella che prevede l'aumento della sezione in ingresso, tale metodo non risulta di fatto praticabile in quanto prove sperimentali in galleria del vento hanno messo in luce come tale operazione provochi un aumento considerevole delle perdite nella sezione di ingresso e nel primo tratto del condotto, ovverosia il divergente. La regolazione si ottiene allora variando, invece che la sezione in ingresso, quella in uscita del condotto: aprendo lo scarico del convergente si ottiene un effetto denominato *ram jet* che risucchia più aria all'interno del condotto ottenendo sostanzialmente un effetto equivalente all'apertura del divergente in ingresso senza tuttavia l'inconveniente dell'aumento delle perdite a livelli inaccettabili.

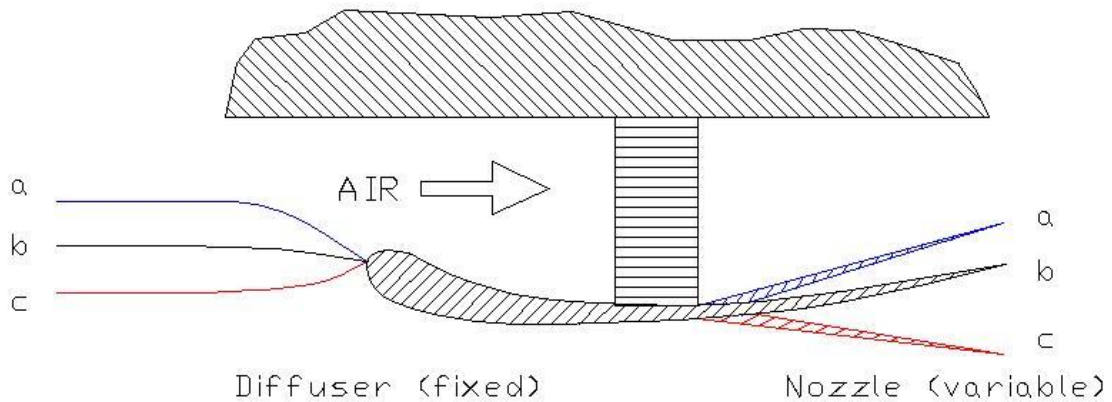


Figura 7.1

La figura 7.1 mette in mostra come, aprendo il convergente dalla posizione *a* alla *c* passando per la *b* aumenti proporzionalmente la capacità del condotto di aspirare aria. Questo effetto è però massimizzabile solamente se il rapporto tra la sezione in ingresso e quella in uscita è maggiore di uno, cioè se l'imbocco del divergente è più grande dello scarico del convergente.

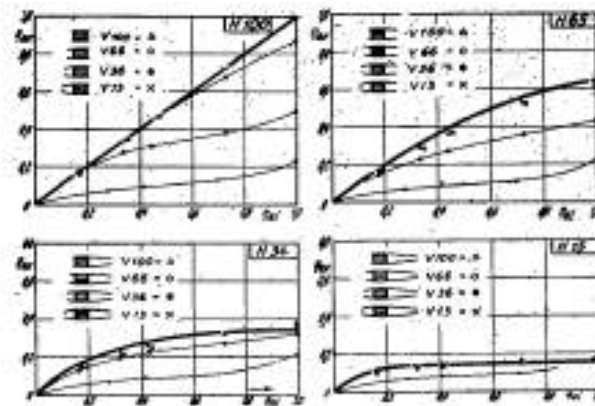


Figura 7.2

La figura 7.2 mostra in ascissa il coefficiente di flusso ed in ordinata la resistenza del radiatore, si vede subito che quando *V* che indica il rapporto tra la sezione in ingresso e la superficie frontale del radiatore, assume valori inferiori a quello di *H* che indica il rapporto tra la sezione di uscita e la superficie frontale del radiatore, l'andamento reale del flusso si discosta da quello ideale, sottolineando sostanzialmente come vi sia un calo del coefficiente di flusso.

7.3 Criteri di ottimizzazione

Dal volume *Aerodynamics of Propulsion* è possibile ottenere utili consigli per un corretto dimensionamento del condotto convergente. Prima di tutto occorre individuare quale sia la migliore geometria possibile:

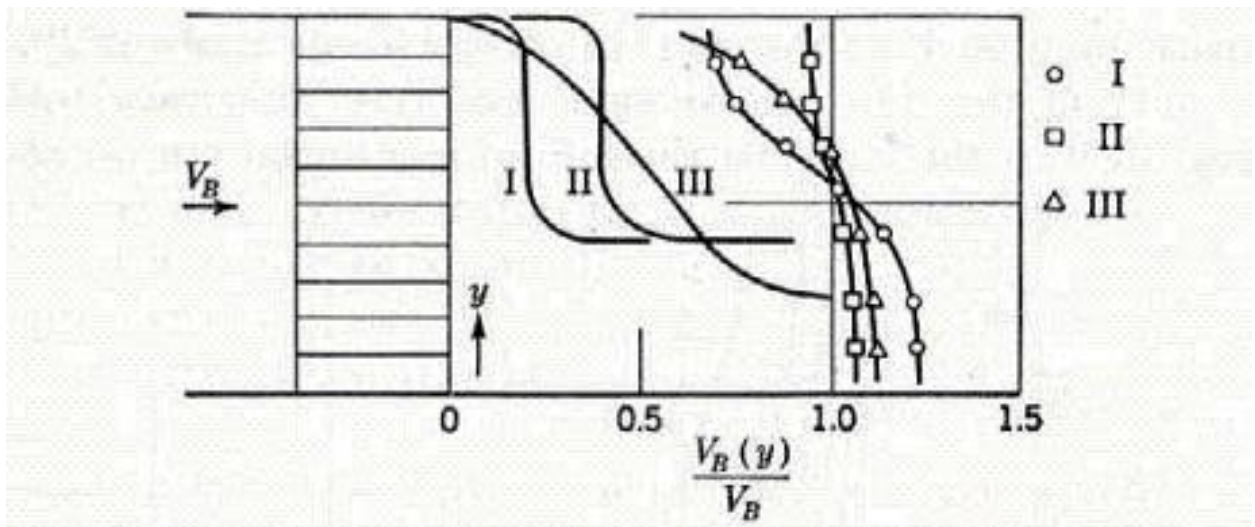


Figura 7.3

La figura 7.3 mostra le tre diverse tipologie proposte dal volume

Aerodynamics of Propulsion e a destra il relativo andamento delle velocità nell'attraversamento del radiatore. Come si può ben notare la soluzione II è quella che influenza meno l'andamento di V_B , evitandone quindi oscillazioni pericolose dal punto di vista delle perdite e della stessa resistenza del radiatore. Scelta la geometria, bisogna decidere quale sarà la profondità del condotto convergente, ci aiutiamo anche in questo caso con lo stesso libro che ci fornisce una soluzione:

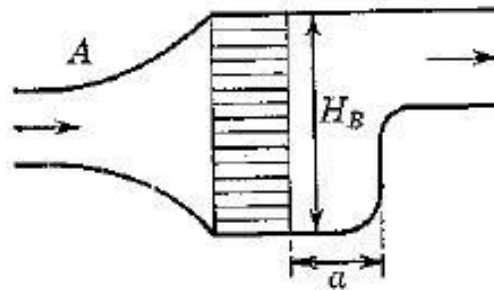


Figura 7.4

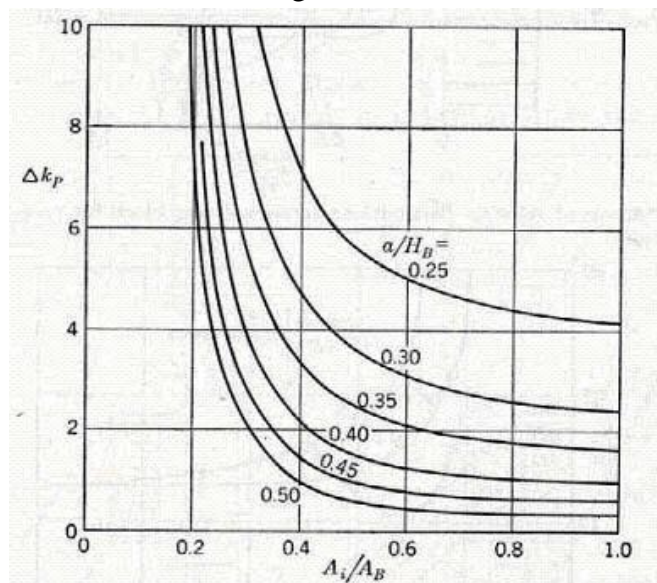


Figura 7.5

Noto il rapporto A_i/A_B , cioè tra la sezione di ingresso dell'aria e la sezione frontale del radiatore, si deve scegliere a in modo tale da avere il rapporto a/H_B (H_B è l'altezza del radiatore) il più elevato possibile, perché in questa maniera evito un aumento incontrollato di ΔK_p . Quindi, maggiore è la profondità del condotto, minori sono le perdite causate dal convergente stesso nel radiatore.

Passando al calcolo della sezione di uscita va attentamente studiata perché si potrebbe presentare il problema del blocco sonico. Infatti, quando un fluido comprimibile in moto all'interno di un condotto raggiunge la velocità del suono, una diminuzione di sezione non comporta un ulteriore aumento della velocità in quanto la velocità di propagazione delle perturbazioni nel fluido eguaglia la velocità stessa del fluido e pertanto le condizioni del fluido non possono più cambiare. In particolare rimane invariata la portata massica e si verificano fenomeni di espansione con oscillazioni molto negative dal punto di vista delle perdite di carico all'uscita dal convergente. Ora, nel nostro caso la condizione di blocco sonico può essere raggiunta solamente se aumenta la portata massica da smaltire, che, ricordiamo, abbiamo supposto uguale a quella necessaria a raffreddare il motore in condizioni di velocità media. Tale condizione si può quindi verificare solamente se, a parità di altre condizioni:

- aumenta la velocità del flusso d'aria
- aumenta la densità del flusso d'aria
- aumenta la sezione di ingresso dell'aria

La seconda e la terza sono impossibili mentre la prima è quantomeno improbabili: difatti, la vettura raggiunge la massima velocità solo in poche situazioni. D'altro canto, la massima velocità è per sua stessa definizione non superabile. Pertanto la condizione di blocco sonico non si può verificare e la nostra scelta risulta accettabile.

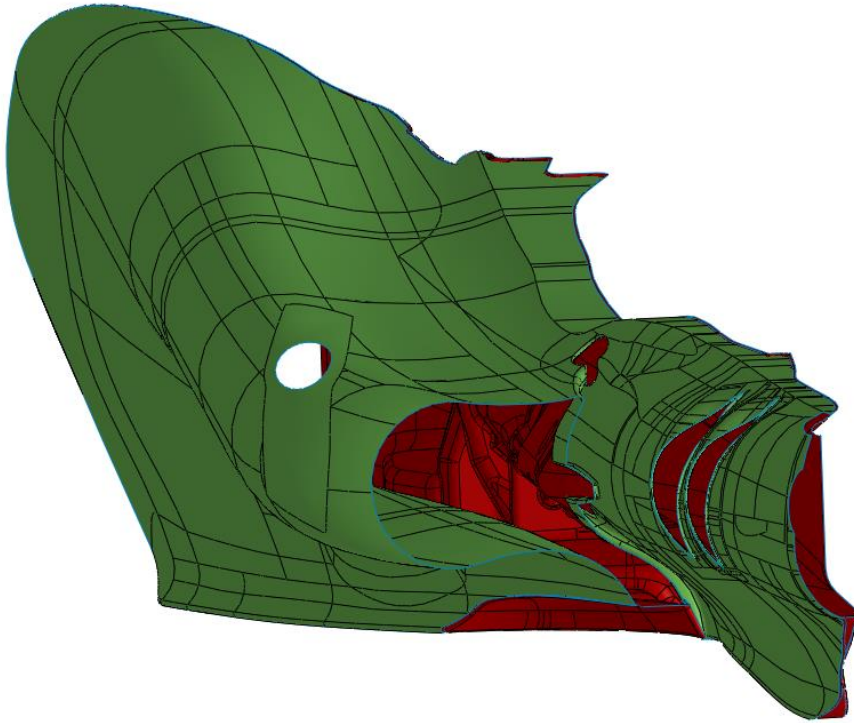


Figura 7.6

7.4 Dimensionamento del condotto convergente

Partiamo allora con i calcoli per il dimensionamento vero e proprio. Iniziamo col calcolare a ; i dati in nostro possesso sono:

Altezza radiatore

$$H_B = 0.513[m]$$

Rapporto tra area ingresso e area radiatore

$$\frac{A_i}{A_B} = 0.15$$

Scelgo il valore $\frac{a}{H_B} = 0.5$ di conseguenza:

$$a = 0.5 \cdot 0.513 = 0.3065 [m]$$

Andiamo ora a calcolare quali debbano essere le dimensioni della sezione di uscita; le caratteristiche che ci sono note sono:

$$T_2 = 85 + 273.15 = 358.5[K]$$

$$P_2 = 103742 [Pa]$$

$$\rho_2 = 1.0096 \left[\frac{Kg}{m^3} \right]$$

$$C_a = (\text{velocità del suono}) = \sqrt{K \cdot R \cdot T} = 346 \left[\frac{m}{s} \right] \quad (7.10)$$

$$v_2 = 10.4 \left[\frac{m}{s} \right] \rightarrow M_a = \frac{10.4}{346} = 0.030 \text{ (Numero di Mach)}$$

Adesso possiamo calcolare i valori assoluti:

$$T_{02} = T_2 \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot Ma^2\right) = 358 [K] \quad (7.11)$$

$$P_{02} = P_2 \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{k}{k-1}} = 103852 [Pa] \quad (7.12)$$

$$\rho_{02} = \rho_2 \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{k}{k-1}} = 1.0107 \left[\frac{kg}{m^3}\right] \quad (7.13)$$

A questo punto decidiamo a che velocità voglio che esca il flusso; impostiamo la velocità del flusso a:

$$v_{out(03)} = 180 \left[\frac{m}{s}\right] \rightarrow Ma_{(03)} = \frac{180}{346} = 0.52$$

$$\frac{P_{02}}{P_3} = \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot Ma_3^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \rightarrow P_3 = 99252 [Pa] \quad (7.14)$$

Quindi ricalcoliamo la velocità reale di uscita dell'aria dal condotto convergente:

$$v_3 = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{P_{02}}{\rho_{02}}} \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{03}}{P_{02}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]^{1/2} = 174 \left[\frac{m}{s}\right] \quad (7.15)$$

Troviamo quindi la temperatura del flusso in uscita:

$$\sqrt{K \cdot R \cdot T_3} = \frac{V_{03}}{Ma_{03}} \rightarrow \sqrt{1.4 \cdot 287.1 \cdot T_3} = \frac{174}{0.33} \rightarrow T_{03} = 527 [K] \quad (7.16)$$

Troviamo infine la densità del flusso caldo uscente:

$$\rho_{03} = \frac{P_{03}}{RT_{03}} = \frac{99252}{287.1 \cdot 527} = 0.656 \left[\frac{kg}{m^3}\right] \quad (7.17)$$

A questo punto siamo a velocità costante e quindi consideriamo la portata in massa costante di conseguenza vale scrivere:

$$V_{in} \cdot \rho_{a_{in}} = V_{out} \cdot \rho_{a_{out}} \quad (7.18)$$

Dove V_{in} e V_{out} sono le portate volumetriche in ingresso e uscita. Andiamo a isolare proprio la portata volumetrica in uscita:

$$V_{out} = V_{in} \cdot \frac{\rho_{a_{in}}}{\rho_{a_{out}}} = 1.55 \cdot \frac{1.225}{0.656} = 1.867 \left[\frac{m^3}{s} \right] \quad (7.19)$$

Ricaviamo quindi l'area di uscita ottimale (la posizione di default dello scarico):

$$A_{out} = \frac{V_{out}}{v_{03}} = \frac{1.867}{174} = 0.0107 [m^2] \quad (7.20)$$

Ora possiamo verificare che il rapporto tra la sezione in ingresso e quella in uscita sia maggiore di uno:

$$\frac{A_{in}}{A_{out}} = 3.02 \quad (7.21)$$

In questo modo siamo sicuri che possiamo aprire di più il convergente in fase critica e sfruttare al massimo l'effetto *ram jet*.

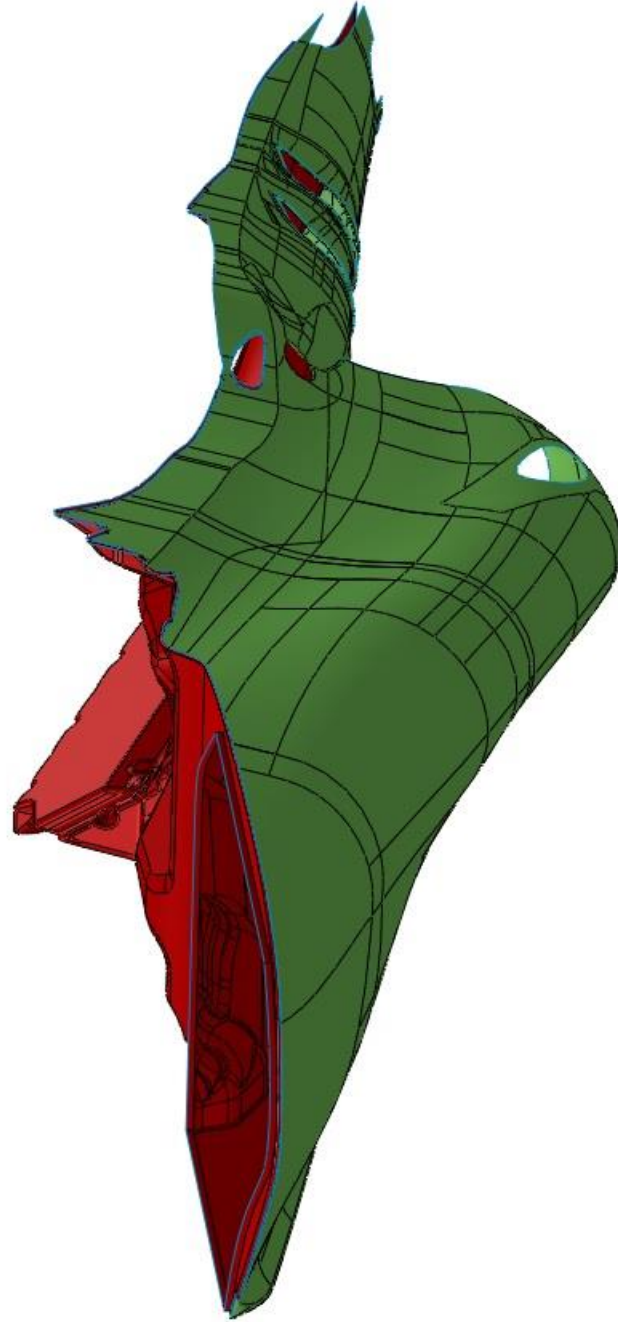


Figura 7.7

Capitolo 8

SCHIUME METALLICHE

8.1 Schiume metalliche

Le schiume metalliche sono una classe relativamente nuova di materiali che offrono ai produttori un potenziale notevole per strutture leggere, per l'assorbimento di energia e per l'isolamento termico.

L'attenzione dell'ingegneria è stata a lungo rivolta verso strutture reticolate con superfici ampie e matrici costituite da materiale interconnesso, per le applicazioni che spaziano dai processi chimici, al controllo delle emissioni e al riscaldamento industriale. Questo tipo di strutture era presente nelle plastiche, nei materiali ceramici e nei metalli depositati con processi di vaporizzazione chimica.

I vantaggi della schiuma metallica risiedono nella bassa densità e nella alta resistenza della struttura. Il metallo non è soggetto alle limitazioni sulla resistenza meccanica e sugli shock termici alle quali deve sottostare un materiale ceramico sia cellulare che reticolato. La bassa inerzia termica permette un trasferimento del calore più veloce che nei materiali ceramici. La grande varietà di metalli e leghe disponibile permette di adattare la struttura allo specifico compito da svolgere. Spesso lo stesso metallo può esercitare un ruolo attivo come nel caso di catalizzatori o nei trattamenti dei liquidi.

Il materiale ha un alto rapporto tra area della superficie e caduta della pressione, e con densità uniformi più basse. La caduta della pressione è più bassa che nelle strutture ceramiche se si considera l'unità di volume.

Il concetto di fare schiume metalliche è affascinante e produce un materiale riempito da bolle d'aria che può pesare fino a un quinto del peso del metallo solido. La schiuma mantiene la resistenza del solido, ma utilizza meno metallo e deriva la sua capacità nell'assorbire energia e nel resistere al fuoco dalle sacche d'aria che sono contenute nella struttura. Le schiume metalliche possono essere usate anche per contenere gas, liquidi o per trattenere il calore in eccesso.

L'idea di fabbricare schiume metalliche è nata circa trentenni fa, all'inizio è stata utilizzata in applicazioni militari, ma ora si sta espandendo anche nel mondo civile per usi commerciali come: barriera antirumore, scambiatore di calore e isolatore per semiconduttori o altri prodotti ad alta tecnologia.

A seconda dell'utilizzo finale, il processo usato nella fabbricazione può essere semplice o elaborato. Nel processo seguito da Alcan per ottenere una schiuma a celle chiuse, una matrice di composito metallico, formato da scarti di lega di alluminio con

carburo di silicio o particelle di ossido di alluminio, viene fusa con i normali sistemi di fonderia e trasferita a un grande contenitore dove gas e aria sono fatti passare nel materiale fuso per produrre la schiuma.

Ne risulta una sostanza che è simile alla schiuma da barba che viene messa su un nastro trasportatore dove viene pressato.

Il Fraunhofer Institute per la Ricerca Applicata di Brema (Germania) produce schiume in un modo leggermente differente mescolando polvere metallica con un agente schiumante: tipicamente un idruro di metallo. I due vengono mescolati ed estrusi e poi riscaldati per produrre le bolle nel metallo che ora è fuso.



La McDonnell Douglas ha sviluppato un sistema simile dove la polvere metallica è impaccata in un contenitore che successivamente viene caricato con un gas inerte come l'argon. Il contenitore viene riscaldato e le particelle metalliche fondono, inglobando il gas. Il metallo che contiene il gas viene mandato in un forno dove il gas

si espande producendo la schiuma metallica.

Cymat Technologies Inc. , che ha ricevuto la licenza di produrre attraverso la tecnologia Alcan è l'unico produttore di schiuma di alluminio a celle chiuse del Nord America.

Una società simile è Shinko Wire che produce alluminio a celle chiuse per barriere antirumore al ritmo di 1590 Kg al giorno. La ditta giapponese produce anche schiuma alluminio con un processo discontinuo e usa polvere di idruro di zinco nella sua miscela.

Dall'altra parte dello spettro c'è ERG Materials and Aerospace Corp. in California che si è specializzata nella produzione di piccole quantità di prodotti schiumati per l'alta tecnologia, applicazioni criogeniche e altri impieghi specifici, producendo da 7 a 8.5 metri cubi di schiuma di alluminio all'anno.

Questa schiuma differisce dalle altre perché le celle vengono rotte dopo che la schiuma è stata formata, creando così delle camere aperte nelle quali possono essere immagazzinati liquidi e gas.

L'azienda si distingue anche perché produce le strutture dei supporti meccanici e gli scambiatori di calore che la NASA usa nel sistema per rimuovere la contaminazione sullo space shuttle; ha anche lavorato con l'università Georgia Tech, con il governo e l'industria locale per la costruzione di un serbatoio in alluminio per un autobus alimentato ad idrogeno. Il serbatoio controlla il rilascio della polvere di idruro di litio che genera l'idrogeno per riscaldamento.

Oltre a questi materiali la ERG produce una schiuma reticolata di carbonio vetroso che funge da elettrodo poroso nelle celle elettrochimiche e una schiuma al carburo di silicio che viene usata come filtro per i gas caldi nei missili. Un terzo della loro produzione finisce in applicazioni militari, ma la parte commerciale sta diventando sempre più importante. Sembra che il prezzo della schiuma sia determinato dal processo, in dipendenza dal prodotto il prezzo può variare da pochi a centinaia di dollari per chilogrammo di schiuma. Il materiale in se non costa tanto, ma tutto dipende dalla applicazione finale, ovviamente una volta che il materiale raggiungerà un impiego di massa si pensa che il prezzo scenderà.

I metalli schiumati, e l'alluminio in particolare fanno pensare all'industria del trasporto. I prodotti possono essere utilizzati come materiale di riempimento per i componenti cavi del telaio, e come materiale per strutture atte all'assorbimento di energia, visto che è praticamente isotropico.

Altri metalli possono essere fabbricati sotto forma di schiume: l'ottone e il bronzo sono utili nella purificazione dell'acqua visto che uccidono i batteri. Le schiume di titanio sono adatte per impianti ossei artificiali, visto che copiano la struttura porosa

delle ossa. L'osso crescerà proprio nelle cavità della schiuma.

Capitolo 9

CONCLUSIONI

9.1 Conclusioni finali

Il primo passo è stato quello di dimensionare in maniera efficiente ed affidabile il sistema di raffreddamento; il problema più importante in questa fase è risultata la scelta della geometria e delle dimensioni del radiatore. Una volta stabilite le dimensioni del pacco radiante necessario per dissipare la nostra potenza termica abbiamo iniziato dei cicli di calcolo iterativi per riuscire ad ottenere allo stesso tempo i recuperi di pressione necessari al corretto fluire dell'aria all'interno del nostro condotto e la minimizzazione delle perdite.

L'obiettivo finale è quello di ottenere un sistema di raffreddamento che sia il più possibile "trasparente" all'aria; in pratica massimizzare la spinta ottenuta per effetto Meredith e minimizzare le perdite per attrito aerodinamico dovute alla resistenza del radiatore.

Lo studio si è molto concentrato sulla riduzione delle perdite nel divergente che risulta ovviamente la parte in cui una progettazione non attenta provoca i danni maggiori.

La nostra scelta per quanto riguarda il divergente è ricaduta sulla nota geometria *streamline diffuser* che ci ha permesso allo stesso tempo di contenere perdite e dimensioni; Le performance dello *streamline diffuser* sono poi ulteriormente ottimizzabili con l'ausilio di soluzioni in grado di limitare notevolmente le perdite in ingresso al condotto che rappresentano una parte cospicua delle perdite totali.

Siamo quindi giunti al dimensionamento del convergente che è stato dimensionato in base ai criteri espressi sul volume *Aerodynamic of Propulsion*; in realtà non vi sono particolari accorgimenti da tenere in considerazione per limitare le perdite che in ogni caso sono insignificanti. Gli aspetti che abbiamo considerato riguardano la resistenza che lo stesso convergente provoca sul pacco radiante, occorre quindi che vi sia un certo spazio a valle del radiatore per accogliere l'aria prima di accelerarla verso l'esterno; altro aspetto importante è quello della regolazione del flusso che viene effettuata proprio nel divergente con una parete mobile o *flap* come si vede in figura 9.1.

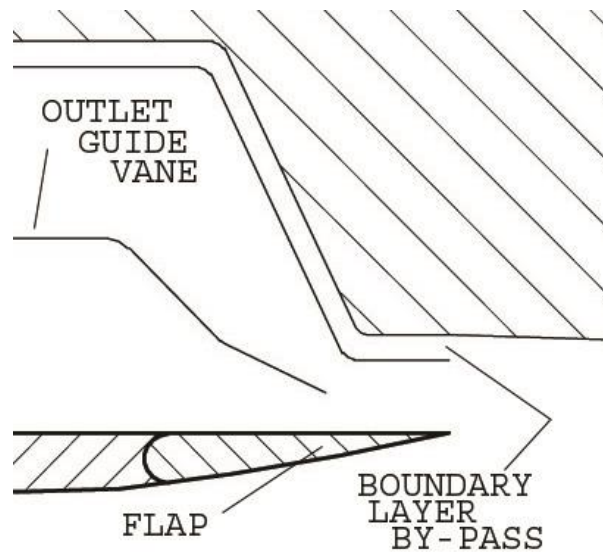


Figura 9.1

Uno degli aspetti che abbiamo tenuto in considerazione nel dimensionamento del convergente è ovviamente la spinta propulsiva, obiettivo secondario del nostro sistema di raffreddamento, ma non per questo meno importante; vediamo quindi di passare al calcolo della spinta generata che si affronta con estrema semplicità:

$$F = \dot{m}(v_{out} - v_{vettura}) = 1.90 \cdot (174 - 50) = 235 [N] \quad (9.1)$$

Da questo valore va poi sottratto il valore della resistenza aerodinamica dovuta al pacco radiante che come si è visto al capitolo cinque paragrafo quattro è risultata:

$$R = 56 [N]$$

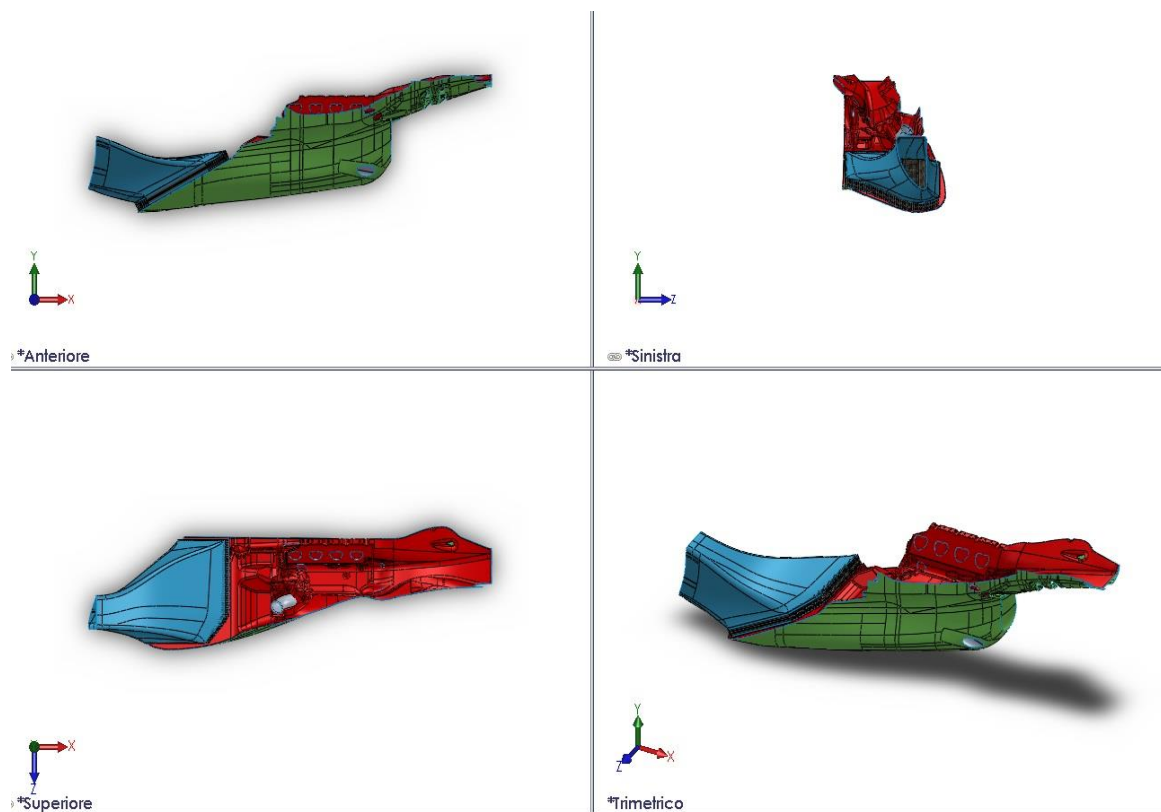
L'effetto positivo del nostro sistema si può quindi quantificare in:

$$S = F - R = 235 - 56 = 179 [N] \quad (9.2)$$

$$S = 18 [kg]$$

Il valore assoluto di questa spinta può non sembrare elevato tuttavia a velocità media è sempre presente e gratuita.

Meredith affermava che l'effetto utile da lui studiato si otteneva solamente a velocità superiori a 480 km/h, abbiamo visto che una spinta è presente anche a velocità notevolmente inferiori come la nostra che si attesta sui 200 km/h; inoltre considerando che il nostro motore eroga una potenza di 800 cavalli e che una spinta dell'ordine dei 18 kg per un totale di 36 kg possiamo quindi dire che il lavoro è andato a buon fine.



APPENDICE

Programmi in ambiente MATLAB

DIMENSIONAMENTO RADIATORE:

```
P_cv=input('Inserire la potenza del motore in CV:');  
disp(' ');  
eta_m=input('Inserire il rendimento globale del motore:');  
disp(' ');  
coeff_T=input('inserire la percentuale termica da dissipare:');  
disp(' ');  
coeff_S=input('inserire il coeff. di sicurezza che migliora la P termica: ');  
disp(' ');  
disp('La potenza totale da dissipare nel motore vale [in W]: ');  
Ptdiss=P_cv*0.735*1000*(1/eta_m)*coeff_T*coeff_S
```

CALCOLO ORA LA PORTATA MASSICA DI FLUIDO DI
RAFFREDDAMENTO NECESSARIA

```
Tci=input('Inserire la temperatura del fluido in ingresso in °C:');  
disp(' ');
```



```
Tcu=input('inserire la temperatura del fluido in uscita in °C: ');
disp(' ');
DT=Tci-Tcu;
Cpf=input('Inserire cp del fluido di raffreddamento in J/kg*K:');
disp(' ');
fs=input('Inserire il coeff di sicurezza che maggiora la portata:');
disp(' ');
disp('La portata massica del fluido di raffreddamento vale in kg/s:');
m_f=(Ptdiss/(Cpf*DT))*fs
```

CALCOLO ORA LA PORTATA MASSICA DI ARIA NECESSARIA AD
ASPORTARE IL CALORE DA DISSIPARE

```
Tai=input('Inserire la temperatura dell aria in ingresso in °C:');
disp(' ');
Tau=input('inserire la temperatura dell aria in uscita in °C: ');
disp(' ');
DTa=Tau-Tai;
Cpa_i=input('Inserire cp dell aria in ingresso in J/kg*K:');
disp(' ');
disp('La portata massica dell aria valein kg/s:');
m_a=Ptdiss/(Cpa_i*DTa)
disp(' ');
```

CALCOLO QUINDI LA PORTATA VOLUMETRICA

```
Raria=287.1;
P0a=input('inserire la pressione dell aria alla quota di crociera in Pa: ');
Roa=P0a/(Raria*(Tai+273.15));
disp(' ');
```

```
disp('La portata volumetrica dell aria vale in kg/m^3:');  
w_a=m_a/Roa  
disp(' ');
```

CALCOLO ORA L'AREA DI INGRESSO DEL NOSTRO CONDOTTO DIVERGENTE E RELATIVE DIMENSIONI DELLE SEZIONI

```
V_crociera=input('Inserire la velocità di crociera dell aereo in km/h:');  
V_croc=V_crociera/3.6;  
disp('L area di ingresso del condotto divergente vale in m^2:');  
A_in=w_a/V_croc  
disp(' ');  
disp('ORA OCCORRE FARE LA SCELTA DEL RAPPORTO TRA AREA  
INGRESSO DIVERGENTE E AREA RADIATORE');  
disp('IN PRATICA OCCORRE DECIDERE IL GRADO DI DIFFUSIONE  
DELLA CORRENTE DI ARIA      ');  
disp(' ');  
rapp_ree=input('inserire il valore del rapporto area radiatore/area ingresso  
condotto: ');  
disp(' ');  
disp('L area frontale del radiatore vale in m^2: ');  
A_r=rapp_ree*A_in  
disp(' ');
```

```
disp('ORA OCCORRE FARE LA SCELTA DELLA LARGHEZZA DEL  
RADIATORE');
```

```
disp(' ');
```

```
L_r=input('inserire la larghezza designata per il radiatore in m: ');
```

```
disp(' ');
```

```
disp('La sezione di ingresso del condotto ha altezza in m:');
```

```
h_A_in=A_in/L_r
```

```
disp(' ');
```

```
disp('La sezione del radiatore ha altezza in m:');
```

```
h_A_r=A_r/L_r
```

```
disp(' ');
```

```
disp('ORA OCCORRE PROCEDERE ALLA SCELTA DI UNA TIPOLOGIA DI  
RADIATORE IN MODO DA PROCEDERE CON I CALCOLI');
```

```
disp(' ');
```

```
disp('PROCEDIAMO CON IL DIMENSIONAMENTO, I DATI VERRANNO  
RICHIESTI MAN MANO CHE SI RENDERANNO NECESSARI');
```

```
disp('DIMENSIONIEMO CON LA CLASSICA FORMULA:  $Q =$   
 $A_s * U * \gamma * DT_{lm}$ ');
```

```
disp(' ');
```

```
U=input('inserire il valore di primo tentativo di U in  $W/m^2 * ^\circ C$ :');
```

```
disp(' ');
```

```
Q=Ptdiss;
```

CALCOLO DEL SALTO MEDIO TERMICO LOGARITMICO DT_{lm}

```
t1=Tcu-Tai;
```

```
t2=Tci-Tau;
```

```
disp('IL VALORE DEL SALTO MEDIO TERMICO LOGARITMICO è in  $^\circ C$ :');
```

$$DTlm=(t1-t2)/\log(t1/t2)$$

disp(' ');

gamma=input('inserire il valore di gamma (gamma=1 se scambiatore controcorrente): ');

disp(' ');

disp('IL VALORE DELL AREA TOTALE DI SCAMBIO TERMICO è in m^2: ');

$$As=Q/(U*\gamma*DTlm)$$

disp(' ');

sigma_F=input('inserire il valore del rapporto tra area totale di scambio e volume totale del radiatore scelto in m^-1: ');

disp(' ');

disp('IL VALORE DELLA PROFONDITÀ DEL RADIATORE è in m: ');

$$Prof=As/(\sigma_F*A_r)$$

disp(' ');

disp('DECIDERE IL NUMERO DI TUBI CHE RIEMPIONO QUESTA PROFONDITÀ ');

n_tubi2=input('inserire il numero di tubi in profondità: ');

disp(' ');

disp('La sezione del radiatore ha altezza in m:');

$$h_A_r=A_r/L_r$$

disp(' ');

disp('DECIDERE IL NUMERO DI TUBI CHE RIEMPIONO QUESTA ALTEZZA ');

n_tubi1=input('inserire il numero di tubi in senso verticale: ');

PROCEDIAMO CON IL CALCOLO DI U IN QUESTE CONDIZIONI PRIMA
FACCIAMO I CALCOLI DAL LATO ARIA, POI DAL LATO ACQUA

```
disp('CERCARE LE CARATTERISTICHE DELL ARIA ALLA  
TEMPERATURA MEDIA DI ESERCIZIO');
```

```
disp('LA TEMPERATURA MEDIA DELL ARIA è in °C:');
```

```
Tm_a=(Tau+Tai)/2
```

```
disp(' ');
```

```
disp('SARANNO RICHIESTI:');
```

```
disp('CP DELL ARIA');
```

```
disp('CONDUTTIVITÀ TERMICA ARIA');
```

```
disp('VISCOSITÀ DINAMICA ARIA');
```

```
disp(' ');
```

```
CALCOLI LATO ARIA
```

```
Cp_a2=input('inserire il valore di cp dell aria alla temperatura media in J/kg*K: ');
```

```
k_a=input('inserire il valore della conduttività termica dell aria alla temperatura  
media in W/m*K: ');
```

```
ni_a=input('inserire il valore della viscosità dinamica dell aria alla temperatura  
media in m^2/2: ');
```

```
Dh_rad=input('inserire il diametro idraulico tipico del radiatore scelto in m: ');
```

```
sigma=input('inserire il valore del rapporto tra area libera di passaggio e area  
frontale del radiatore scelto: ');
```

```
disp(' ');
```

```
Re_a=(m_a*Dh_rad)/(A_r*sigma*ni_a);
```

```
Pr_a=(Cp_a2*ni_a)/k_a;
```

```
Nu_a=0.023*(Re_a^0.8)*(Pr_a^0.4);
```

```
disp('RESISTIVITÀ TERMICA LATO ARIA in m^2*°C/W:');
```

```
ha=(Nu_a*k_a)/Dh_rad
```

```
disp(' ');
```

```
disp('TROVARE IL VALORE DEL RENDIMENTO DELLE ALETTE CON IL  
VALORE DELLA RESISTIVITÀ LATO ARIA ');
```

```
disp(' ');
```

```
eta_alette=input('inserire il valore del rendimento delle alette: ');
```

PROCEDIAMO CON I CALCOLI LATO ACQUA:

N.B. CONSIDERIAMO DI TRASCURARE L'EFFETTO DEL LATO ACQUA
SUL COEFFICIENTE

GLOBALE DI SCAMBIO TERMICO ESSENDO, SOTTO CERTI ASPETTI,
IRRILEVANTE.

QUESTO PERCHÈ NORMALMENTE LA RESISTIVITÀ TERMICA LATO
ACQUA HA ALMENO UN

ORDINE DI GRANDEZZA IN PIÙ RISPETTO ALLA RESISTIVITÀ LATO
ARIA. DECIDIAMO

QUINDI DI PORRE $h_c=10$ VOLTE h_a

```
hc=100*ha;
```

```
J=(1/(ha*eta_alette))+(1/hc);
```

```
Ufin=1/J;
```

RICALCOLO IL SALTO TERMICO MEDIO LOGARITMICO PER VEDERE
SE IL È ANDATO A BUON FINE

```
disp('INSERIRE I DATI RELATIVI ALLE DIMENSIONI DELLA SINGOLA  
CELLA DEL RADIATORE SCELTO:');
```

```
h_cella=input('inserire il valore dell altezza della singola cella del radiatore scelto  
in m: ');
```

```
l_cella=input('inserire il valore della lunghezza della singola cella del radiatore  
scelto in m: ');
```

```
disp(' ');
```

disp('L AREA EFFETTIVA DI SCAMBIO DEL RADIATORE COSÌ
DIMENSIONATO è in m^2:');

$A_{\text{effettiva_scambio}} = L_r * (n_{\text{tubi2}} * l_{\text{cella}}) * (n_{\text{tubi1}} * h_{\text{cella}}) * \sigma_F$

disp(' ');

disp('IL SALTO TERMICO MEDIO LOGARITMICO RICACCOLATO
RISULTA:');

$DT_{lm_finale} = Q / (A_{\text{effettiva_scambio}} * U_{fin} * \gamma)$

disp(' ');

disp('SE IL VALORE SI AVVICINA AL PRIMO VALORE CALCOLATO
ALLORA IL DIMENSIONAMENTO è ANDATO A BUON FINE');

disp('ALTRIMENTI OCCORRE ITERARE CAMBIANDO I VALORI SCELTI O
LA GEOMETRIA FINO A CHE NON SI RAGGIUNGE UNA');

disp('BUONA PRECISIONE.');

CALCOLO DELLE CONDIZIONI DELL'ARIA ALLA FINE DEL DIVERGENTE:

CONDIZIONI DELL'ARIA ALL'USCITA DEL DIVERGENTE

Calcoliamo cosa accade al fluido nell'attraversare il condotto divergente. Le ipotesi sono quelle di fluido comprimibile e di trasformazione adiabatica e isoentropica.

$R =$

$T_0 =$

$p_0 =$

$\rho_0 = p_0 / (T_0 * R);$

$V_0 =$

$A_0 =$

$m_a = \rho_0 * V_0 * A_0;$

A1=

k=

Il procedimento di calcolo richiede una valutazione iterativa di V1 e p1;
il primo valore di tentativo per p1 è quello del caso di fluido comprimibile. Il risultato può ritenersi soddisfacente se l'errore commesso è inferiore all'unità.

V1_inc=m_a/(Ro0*A1); % valore della velocità nell'ipotesi di fluido
incomprimibile

p1_inc=0.5*Ro0*(V0^2-V1_inc^2)+p0; % valore della pressione nell'ipotesi di
fluido incomprimibile

p1=

V1=(m_a/(A1*Ro0))*(p1/p0)^(-1/k)

errore=0.5*V0^2+(k/(k-1))*p0^(1/k)*p0^((k-1)/k)*(1/Ro0)-0.5*V1^2-(k/(k-1))*p0^(1/k)*p1^((k-1)/k)*(1/Ro0)

CALCOLO DELLE PERDITE NEL CONDOTTO DIVERGENTE:

CALCOLO DELLE CONDIZIONI DEL FLUSSO D'ARIA NEL CONDOTTO

A_in=input('Inserire l area di ingresso del condotto in m:');
disp(' ');

L=input('inserire la larghezza del condotto in m:');

H_in=A_in/L;

Yb=input('inserire la lunghezza del condotto in m:');

Ntubi_h=input('inserire il numero di tubi in altezza:');

hcella=input('inserire l altezza della singola cella:');

H_rad=Ntubi_h*hcella;

Ntubi_p=input('inserire il numero di tubi in profondità:');


```

pcella=input('inserire la lunghezza della singola cella in profondità:');
P_rad=Ntubi_p*pcella;
A_rad=H_rad*P_rad;
v_in=input('inserire la velocità di crociera in m/s:');
rapporto=input('inserire il rapporto tra le aree del condotto divergente');
v_rad=v_in*rapporto;
Dh1=(4*A_in)/(L+L+H_in+H_in);
Dh2=(4*A_rad)/(L+L+H_rad+H_rad);
Dhm=(Dh1+Dh2)/2;
Am=(A_in+A_rad)/2;
Raria=287.1;
P0a=input('inserire la pressione dell aria alla quota di crociera in Pa: ');
Tai=input('inserire la temperatura dell aria alla quota di crociera: ');
Roa=P0a/(Raria*(Tai+273.15));
disp(' ');
m_aria=v_in*Roa*A_in;
Vmedia=m_aria/(Roa*Am);
ni_a=input('inserire il valore della viscosità dinamica dell aria alla temperatura media
(flusso freddo) in m^2/2: ');
disp('questo è il valore del numero di Reynolds con cui entrare nell abaco di moody:
');
Re=(Vmedia*Dhm)/ni_a
disp('ricavare da tabelle il valore della scabrezza');
epsilon=input('inserire il valore della scabrezza in m: ');
disp('questo è il valore della scabrezza relativa con cui entrare nell abaco di moody: ');
epsilonuD=epsilon/Dhm
lambda=input('inserire il valore del fattore di attrito ricavato dall abaco:');
disp('Le perdite distribuite ammontano a: ');
R_dist=(0.5*lambda*Yb*Vmedia^2)/Dhm
zita=input('inserire il valore del coefficiente di perdita concentrata per il tipo di
condotto: ');
disp('Le perdite concentrate ammontano a: ');
R_conc=0.5*zita*Vmedia^2
disp('Le perdite TOTALI ammontano quindi a: ');
R_tot=R_dist+R_conc

```

TROVIAMO ORA LA PRESSIONE IDEALE AL TERMINE DEL CONDOTTO
DA CUI ANDREMO POI A TOGLIERE LE PERDITE APPENA CALCOLATE

Risultati:

Inserire l area di ingresso del condotto in m:
inserire la larghezza del condotto in m:

inserire la lunghezza del condotto in m:
inserire il numero di tubi in altezza:
inserire l'altezza della singola cella:
inserire il numero di tubi in profondità:
inserire la lunghezza della singola cella in profondità:
inserire la velocità di crociera in m/s:
inserire il rapporto tra le aree del condotto divergente
inserire la pressione dell'aria alla quota di crociera in Pa:
inserire la temperatura dell'aria alla quota di crociera:

inserire il valore della viscosità dinamica dell'aria alla temperatura media (flusso freddo) in $\text{m}^2/2$:
questo è il valore del numero di Reynolds con cui entrare nell'abaco di moody:

$Re =$

ricavare da tabelle il valore della scabrezza
inserire il valore della scabrezza in m:
questo è il valore della scabrezza relativa con cui entrare nell'abaco di moody:

$\epsilon/D =$

inserire il valore del fattore di attrito ricavato dall'abaco:
Le perdite distribuite ammontano a:

$R_{\text{dist}} =$

inserire il valore del coefficiente di perdita concentrata per il tipo di condotto: 0.14
Le perdite concentrate ammontano a:

$R_{\text{conc}} =$

Le perdite TOTALI ammontano quindi a:

$R_{\text{tot}} =$

DA CUI RISULTA IL VALORE REALE DELLA PRESSIONE:

$P_{\text{reale}} = P_{\text{ideale}} - R_{\text{tot}} = 98238 - 92.9792 = 98145.0208$

Con questo valore possiamo calcolare il pressure drop nel pacco radiante; perché il dimensionamento vada a buon fine occorre che la pressione a valle del radiatore sia maggiore di quella atmosferica in modo che si possa scaricare l'aria calda.

CALCOLO DEL PRESSURE DROP NEL PACCO RADIANTE :

PRESSURE DROP NEL PACCO RADIANTE

R=

T1=

p1=

$R_{o1} = p1 / (R * T1);$

V1=

k=

IL VALORE DI K VIENE RICAIVATO DA UN GRAFICO TRATTO DA COMPACT HEAT EXCHANGERS E SERVE A CONSIDERARE LE PERDITE IN INGRESSO DEL PACCO RADIANTE

f=

Sigma=

G=portata in massa/Area libera di passaggio

$G = 1.3691 / (0.07276 * 0.697);$

$T2 = 75 + 273;$

L=

Dh=

Si fissa un valore di tentativo di delta p, poi calcolo il delta p reale.

Accetto un errore inferiore allo 0.001.

Delta_p

$p2 = p1 - \text{Delta_p} * p1$

$$Ro_2 = p_2 / (R * T_2)$$

$$Ro_m = 0.5 * (Ro_1 + Ro_2);$$

$$A = G^2 / (2 * Ro_1 * p_1);$$

$$B = k + (1 + \sigma^2) * (Ro_1 / Ro_2 - 1) + 1.456 * (Ro_1 / Ro_m);$$

IL VALORE 1.456 VIENE RICAIVATO CON:

$(4 * \lambda * L_{CONDOTTO}) / DIAMETRO IDRAULICO$

$$errore = \Delta_p - A * B$$

BIBLIOGRAFIA

- [1] Kuchemann D., Weber J., Aerodynamics of propulsion, Mc Graw- Hill, 1953

- [2] Kays W.M., London A.L., Compact Heat Exchanger, Mc Graw- Hill, 1955

- [3] Hoerner S.F., Fluid Dynamic Drag, Hoerner, 1965

- [4] Negri di Montenegro G., Bianchi M., Peretto A., Sistemi Energetici e loro Componenti, Pitagora Editrice, 2003

- [5] Cocchi A., Elementi di Termofisica Generale e Applicata, Progetto Leonardo, 1998

- [6] Dubbel, Manuale di Ingegneria Meccanica, Sprinter-Verlag, 1985

- [7] Bettocchi R., Turbomacchine, Pitagora Editrice, 1986

- [8] Storia dell'Aviazione, Fratelli Fabbri Editore, 1973

- [9] Gothert B., The Drag of Airplane Radiators with special References to Air Heating, NACA report n°896, 1939

- [10] Winter H., Contribution to the Theory of the Heated Duct Radiator, NACA report n°893, 193

- [11] Meredith F.W., Note on the Cooling of Aircraft Engines with special references to Ethylene Glycol Radiators Enclosed in Ducts, British A.R.C. memorandum n°1683, 1935

- [12] Weise A., The Conversion of Energy in a Radiator, NACA report n°869, 1938

[13] Nelson W.J., Czarnecki K.R., Harrington R.D., Full-Scale Wind- Tunnel Investigation of Forward Underslung Cooling-Air Ducts, NACA report n°L115, 1944

[14] Czarnecki K.R., Nelson W.J., Wind-Tunnel Investigation of Rear Underslung Fuselage Ducts, NACA report n°L438, 1943

[15] Ames Research Staff, Equations, Tables and Charts for Compressible Flow, NACA report n°1135, 1953

[16] Hover F.S., Haugsdal O., Triantafyllou M.S., Effect of Angle of Attack Profile in Flapping Foil Propulsion, Journal of Fluids and Structures, 2004

