

POLITECNICO DI TORINO

Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica



TESI DI LAUREA

Analisi Numerica in Condizioni di Strato Limite Transizionale di un Sistema di Refrigerazione per Palettatura Transonica di Turbina a Gas

Relatori:

Prof. Daniela Misul

Prof. Mirko Baratta

Ing. Simone Salvadori

Candidato:

Antonio Bruno

DICEMBRE 2020

Abstract

Oggigiorno si cerca di massimizzare le performance dei motori di turbina a gas spingendo al massimo le temperature di esercizio all'ingresso del primo stadio di turbina. Questo comporta un maggiore stress termico sulle pareti delle palettature, che pertanto devono essere refrigerate con opportuni sistemi di raffreddamento. Il lavoro di tesi consiste nel dimensionare ed analizzare dal punto di vista termodinamico un sistema di *film cooling* per la palettatura LS89, la quale in letteratura è ampiamente studiata come pala non refrigerata. I risultati ottenuti dalle simulazioni non possono pertanto essere confrontati con evidenze sperimentali, ma rispecchiano comunque quanto ci si aspetta dal confronto con altre palettature che utilizzano questo sistema di refrigerazione. Le simulazioni CFD sono state lanciate tramite il software commerciale STAR CCM+. Le analisi effettuate si sono concentrate soprattutto sui parametri fondamentali che regolano lo scambio termico nei sistemi di film cooling, come l'efficienza di refrigerazione e la riduzione di potenza termica sul profilo da raffreddare. Le performance del sistema di refrigerazione sono state ulteriormente oggetto di studio tramite un confronto tra due differenti modelli di turbolenza. Per il modello con strato limite completamente sviluppato, i risultati ottenuti in termini di prestazioni del sistema di cooling sono peggiori rispetto al caso con strato limite transizionale. La spiegazione risiede nella presenza di backflow e di una minore energia cinetica turbolenta associata allo strato limite con modello di transizione.

SOMMARIO

1	Introduzione.....	6
1.1	Turbine a Gas.....	7
1.2	Tecniche di raffreddamento.....	9
1.3	Film Cooling.....	12
2	Modelli matematici.....	14
2.1	Equazioni Fondamentali.....	14
2.2	Turbolenza.....	15
2.3	Modello $\gamma - Re\theta$	17
2.4	Modello $k - \omega SST$	20
2.5	Discretizzazione ai volumi finiti.....	22
3	Set-up del modello.....	25
3.1	Geometria e condizioni al contorno.....	25
3.2	Tuning modello di transizione.....	28
3.3	Confronto mesh.....	31
3.3.1	Convergenza dei risultati.....	33
3.3.2	Scelta della mesh.....	36
4	Grandezze e Risultati fondamentali.....	40
4.1	Blowing Ratio.....	40
4.2	Density Ratio.....	42
4.3	Momentum Ratio.....	44
4.4	Discharge Coefficient.....	45
4.5	Mach Isoentropico.....	47
4.5.1	Ingresso canale di cooling.....	47
4.5.2	Uscita canale di cooling.....	48
4.6	Efficienza adiabatica di parete.....	51

4.7	Coefficiente di scambio termico	52
4.8	Net Heat Flux Reduction	54
5	Confronto Transition-Fully Turbulent.....	55
5.1	Campo di moto.....	55
5.2	Confronto η_{aw}	56
5.3	Confronto NHFR.....	59
6	Conclusioni.....	63
7	Bibliografia.....	66

1 INTRODUZIONE

I principali campi di impiego delle turbine a gas sono rappresentati dalla propulsione aeronautica, dalla generazione di potenza in impianti terrestri e da applicazioni in ambito industriale. Dall'analisi termodinamica applicata ai cicli a gas, è noto che l'ottimizzazione del rendimento e del lavoro specifico utile è ottenibile incrementando il rapporto di compressione del ciclo (β) e le temperature massime di ingresso in turbina (TIT). A valle della camera di combustione le temperature sono prossime al limite tecnologico dei materiali, e ciò richiede la necessaria progettazione di un sistema di raffreddamento per evitare il degrado e il danneggiamento dei componenti. Tra i vari sistemi di refrigerazione che si possono adottare uno dei più diffusi è il film cooling: tale tecnica consiste nell'iniettare un flusso a minore temperatura (coolant) attraverso fessure e/o fori dislocati sulla superficie palare, in modo da creare una barriera protettiva. Tra la vasta gamma di palettature esistenti e presenti in commercio, è possibile adoperare una distinzione tra palettature refrigerate (es. MT1) e palettature non refrigerate (es. LS89): obiettivo del lavoro di tesi è stato quello di dimensionare ed analizzare le prestazioni di un sistema di raffreddamento a film per la palettatura LS89, scalando le grandezze necessarie al dimensionamento dalla ben nota MT1. Nell'ambito del raffreddamento a film, le analisi si concentrano essenzialmente sui fenomeni di scambio termico legati all'interazione del fluido refrigerante con il mainflow. Vengono confrontati i risultati ottenuti in termini di efficienza adiabatica di refrigerazione (η_{aw}) e di riduzione del calore netto scambiato (NHFR), analizzando due diversi modelli di sviluppo della turbolenza: il $\gamma - Re_\theta$ che modella uno strato limite transizionale ed il $k - \omega$ SST con strato limite turbolento. Tutti i risultati saranno soggetti ad un'analisi di sensitività al variare delle condizioni del getto di coolant, in particolare al variare della pressione totale in ingresso.

1.1 TURBINE A GAS

Le turbine a gas sono delle turbomacchine rotanti che possono trovare impiego nel campo della produzione di energia e nella propulsione aeronautica. Per migliorare le prestazioni di queste macchine è possibile agire sui parametri legati al ciclo termodinamico, il ciclo Brayton-Joule.

In figura 1.1-1 sono presenti le fasi principali costituenti il ciclo reale

- compressione adiabatica 1-2;
- riscaldamento isobaro 2-3;
- espansione adiabatica 3-4;
- cessione di calore a pressione costante 4-1.

Le trasformazioni tengono conto della caduta di pressione al combustore e della produzione di entropia nelle fasi di compressione ed espansione.

Si definisce rapporto di compressione:

$$\beta = \frac{p_2}{p_1} \quad (1.1.1)$$

E' possibile definire un rendimento del ciclo reale

$$\eta_{ciclo} = \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right) \left(\frac{\eta_t T_3 - T_1 \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{T_3 - T_1 - T_1 \frac{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\eta_c}} \right) \quad (1.1.2)$$

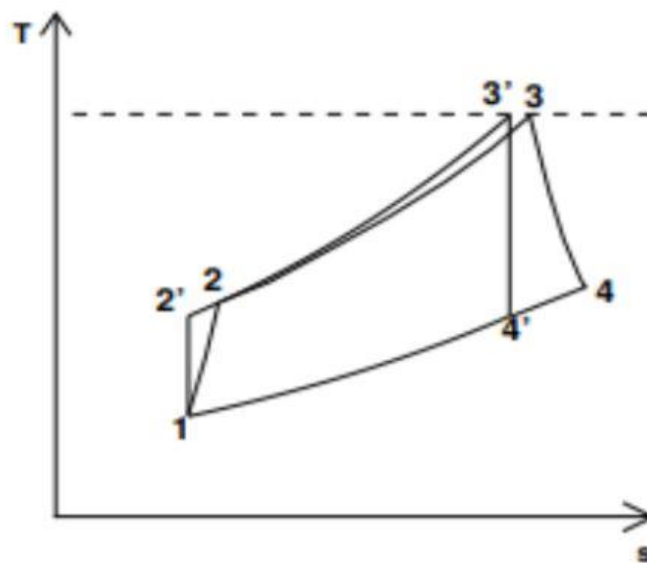


Figura 1.1-1 Ciclo Joule-Brayton reale

Come è possibile notare in figura 1.1-2, all'aumentare di β e T_3 vi è un aumento sia in termini di rendimento sia dal punto di vista del lavoro utile estraibile dal ciclo. Aumentare il rapporto di compressione però comporta la modifica nella taglia del compressore e quindi dell'impianto, mentre per l'aumento di T_3 non è necessario apportare alcuna modifica. Pertanto, ad oggi, si cerca sempre di massimizzare la temperatura d'ingresso turbina (TIT), in modo da ottenere le massime prestazioni dal ciclo.

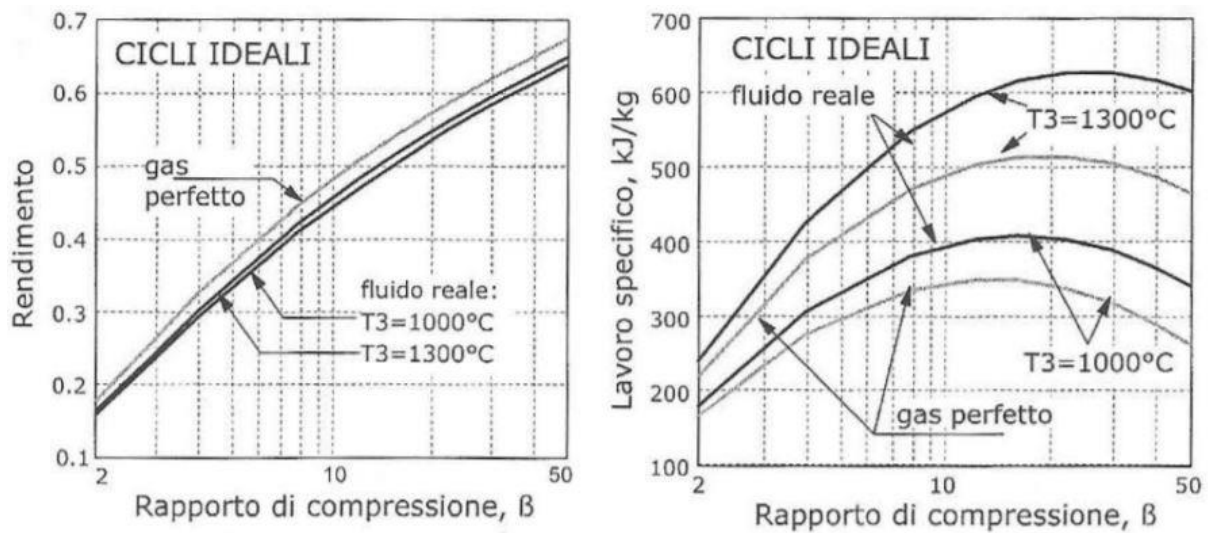


Figura 1.1-2 Andamenti di η_{ciclo} e lavoro specifico in funzione di β e T_3

1.2 TECNICHE DI RAFFREDDAMENTO

Col passare degli anni le temperature di ingresso in turbina sono state di molto incrementate, fino a raggiungere ed addirittura superare la temperatura di fusione del materiale che costituisce la pala. Fino agli anni sessanta non si avevano a disposizione materiali in grado di resistere a carichi termo-meccanici così intensi, pertanto si sono sviluppati sistemi di raffreddamento atti alla protezione delle parti maggiormente sollecitate agli stress termici. Ad oggi si lavora combinando l'utilizzo di palette in superlega di nichel e cobalto, resistenti alle alte temperature ed a fenomeni di scorrimento viscoso (creep), affiancate da un adeguato sistema di refrigerazione delle stesse. Le tecniche di raffreddamento si basano sullo spillamento di una portata d'aria dai primi stadi del compressore, che verrà utilizzata come refrigerante per le palette e le zone maggiormente interessate da stress termici della turbina. In figura 1.2-2 è rappresentato quanto osservato da Horlock et al. [1]: si nota una situazione di peggioramento in termini di rendimento globale del ciclo quando si introduce un sistema di refrigerazione e questo è legato alle ingenti perdite fluidodinamiche dovute al miscelamento del fluido caldo in uscita dalla camera di combustione con quello freddo spillato dal compressore. A questo si aggiunge anche il minor lavoro estraibile dalla portata fredda spillata rispetto a quello che si otterrebbe nel caso in cui quella stessa portata entrerebbe in turbina alla temperatura massima del ciclo.

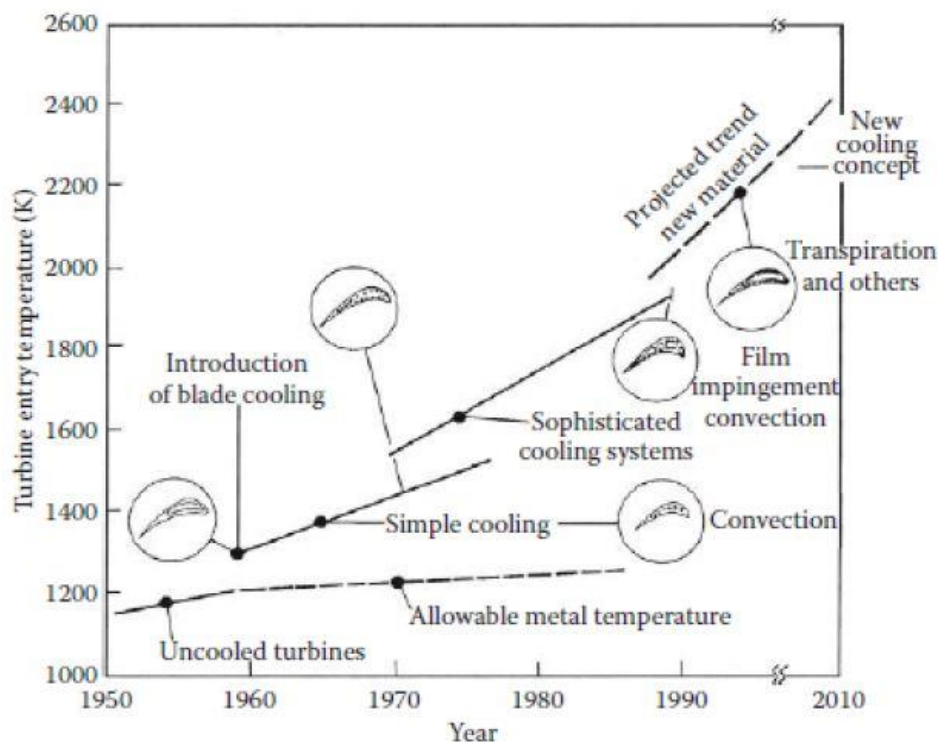


Figura 1.2-1 Sviluppo tecniche di cooling nel corso degli anni

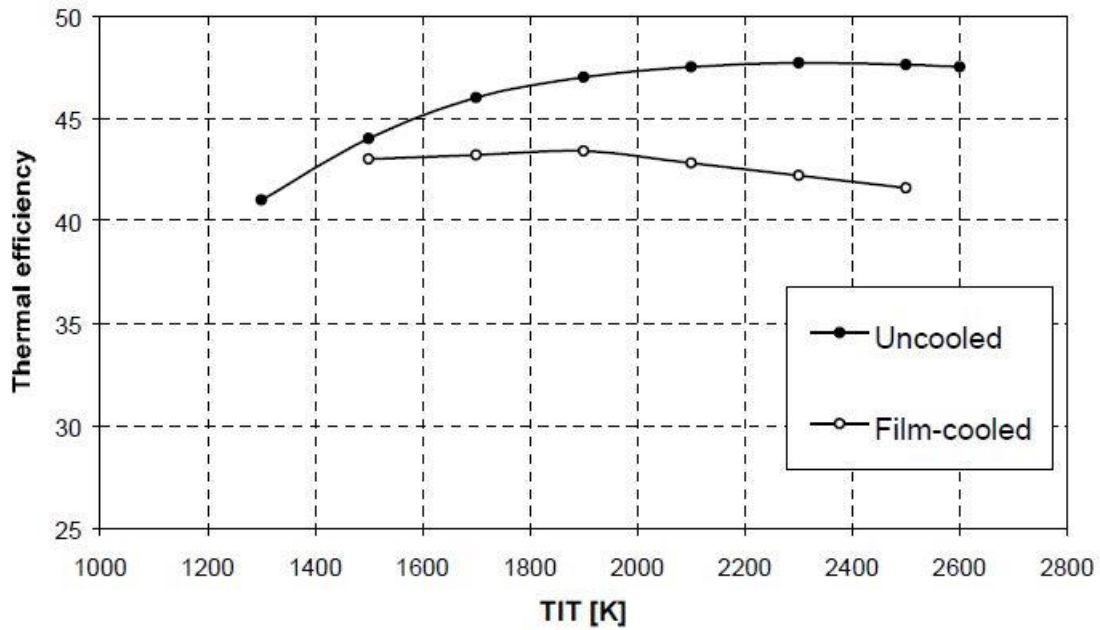


Figura 1.2-2 Rendimento ciclo a gas con e senza sistema di refrigerazione ($\beta = 30$)

E' possibile adoperare una distinzione tra le diverse tecniche di raffreddamento

Interne:

- Jet impingement cooling
- Rib turbulated cooling
- Internal cooling passage
- Pin fins

Esterne:

- Platform cooling
- Film cooling

Nonostante questa distinzione le palette di turbina a gas vengono raffreddate utilizzando congiuntamente queste tecniche: nella maggior parte dei casi si utilizzano jet impingement per raffreddamento interno e film cooling per raffreddamento esterno.

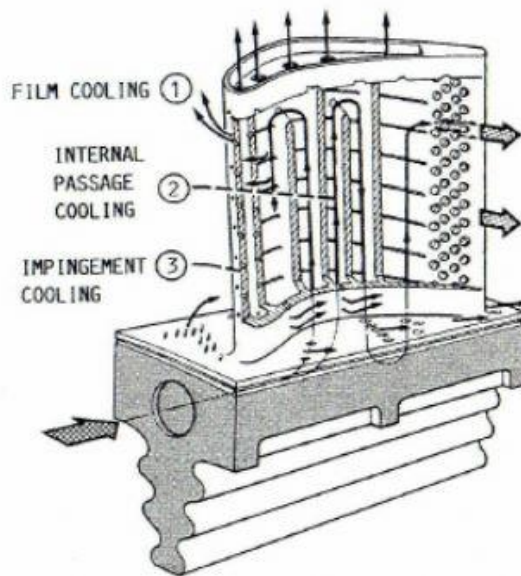


Figura 1.2-3 Sistema di raffreddamento per turbina a gas impiegata in ambito aeronautico

La tecnica di raffreddamento per Jet Impingement si basa sull'iniezione di un getto di fluido refrigerante in direzione ortogonale alla parete interna della pala. E' un meccanismo molto efficace che per contro indebolisce la resistenza meccanica della palettatura: è più adatta alla zona del leading edge, dove sono minori gli sforzi meccanici.

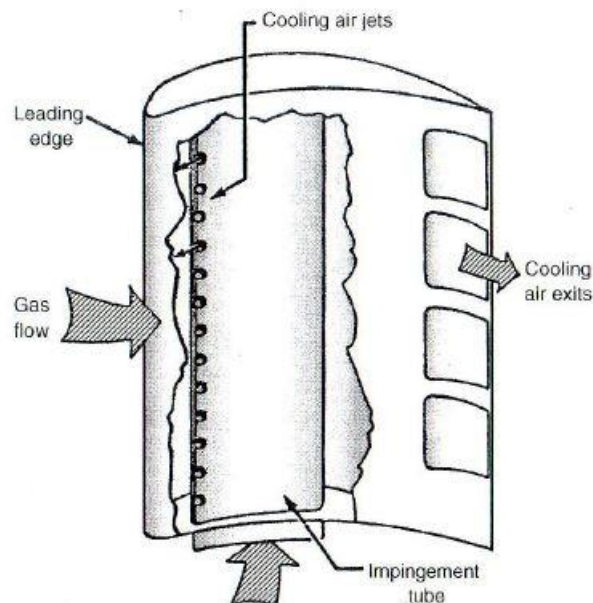


Figura 1.2-4 Raffreddamento per Jet impingement

1.3 FILM COOLING

Il raffreddamento a film rappresenta la soluzione ormai adottata nella maggior parte delle applicazioni in cui si vuole preservare l'integrità della paletta sottoposta ad elevati gradienti termici. La tecnica consiste nell'iniettare una portata di aria fredda, spillata dal compressore, attraverso dei fori presenti sulla palettatura della turbina. In questo modo si genera una sorta di "barriera termica" tra il flusso di gas ad alta temperatura e la parete metallica da proteggere. La configurazione dei fori sulla pala può essere di tre tipi:

- Single-Row: Un'unica fila di fori per l'iniezione generalmente in prossimità del leading edge.
- Multi-Row: Più file di fori sia sulla suction che sul pressure side (figura 1.3.1)
- Full-Coverage: La pala viene ricoperta interamente da fori di iniezione con lo svantaggio di avere elevate perdite aerodinamiche

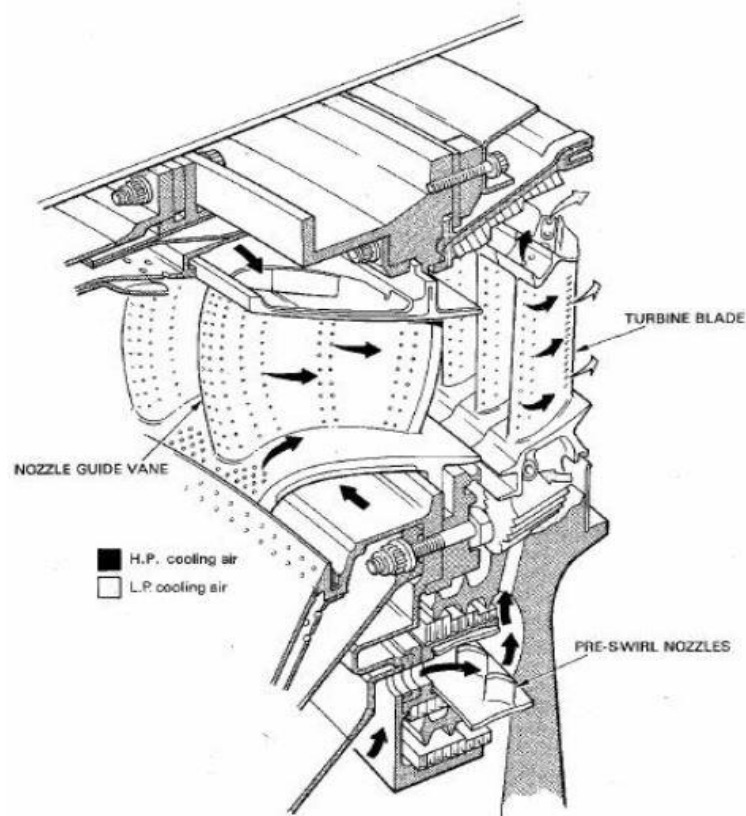


Figura 1.3-1 Palettatura raffreddata con film cooling in configurazione multi row

I fattori che influenzano le prestazioni di un sistema di refrigerazione a film sono molteplici, tuttavia è possibile elencare i più importanti:

- *Spaziatura tra i fori*: Quantifica la distanza tra due fori consecutivi, viene espresso in forma adimensionale (p/D) come il rapporto tra il passo ed il diametro dei fori.
- *Lunghezza del canale*: Rappresenta la lunghezza del canale che collega il foro d'uscita con il plenum, espresso adimensionalmente come l/D .
- *Angolo di iniezione*: Angolo compreso tra l'asse del canale di cooling e la tangente al profilo della pala. Generalmente assume valori compresi tra i 30° - 35° .
- *Forma del canale nella sezione d'uscita*: Rappresenta uno dei parametri più importanti nelle analisi sulle prestazioni del sistema a film. La forma influenza marcatamente lo scambio termico e la copertura del refrigerante a parete.
- *Blowing Ratio*: rapporto tra la quantità di moto del coolant rispetto a quella del mainflow, generalmente assume valori che vanno da 0.5 a 1.5. Valori di blowing ratio elevati possono portare al distacco del getto in uscita dal canale di refrigerazione
- *Density Ratio*: rapporto tra la densità del coolant e quella del mainflow, generalmente assume valori che variano tra 1.2-1.8.
- *Momentum Ratio*: rapporto tra il momentum flux del coolant e quello del mainflow.
- *Discharge Coefficient*: Quantifica le perdite aerodinamiche nel canale di cooling, generalmente si attesta intorno a valori di 0.7.
- *Modello di turbolenza applicato*: A seconda del modello scelto per lo sviluppo dello strato limite (Transizionale, turbolento completamente sviluppato), ci saranno differenze nei risultati in termini di prestazioni del sistema di cooling.

2 MODELLI MATEMATICI

2.1 EQUAZIONI FONDAMENTALI

La descrizione del campo di moto tridimensionale di un fluido comprimibile necessita la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes. Questo set di equazioni è costituito da due equazioni scalari, conservazione della massa e dell'energia, e da una equazione vettoriale, l'equazione della quantità di moto.

1. Equazione di continuità

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.1.1)$$

Dove ρ è la densità ed \mathbf{u} il vettore velocità.

2. Equazione della quantità di moto

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + \nabla p = \nabla \cdot \Pi_v + \rho \mathbf{a} \quad (2.1.2)$$

Dove Π_v è il tensore degli sforzi tangenziali e $\rho \mathbf{a}$ rappresenta il termine di sorgente/pozzo dovuto a campi di forze esterni.

3. Equazione dell'energia

$$\frac{\partial(\rho e_t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_t \mathbf{u} + p \mathbf{u}) = \nabla \cdot (q_\alpha + \Pi_v \cdot \mathbf{u}) + \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (2.1.3)$$

Dove q_α è la potenza termica specifica, e_t l'energia totale specifica, $\frac{\partial Q}{\partial t}$ è il tasso di calore proveniente dall'esterno.

Analizzando le 5 equazioni ci si rende conto che il problema non è chiuso in quanto le variabili da determinare sono 7 ($\rho, e_t, \mathbf{u}, p, T$). E' necessario ricorrere a due equazioni costitutive per esprimere due delle sette incognite in funzione di due grandezze di stato: pressione e temperatura.

$$\rho = \rho(p, T) \quad (2.1.4)$$

$$e_t = e_t(p, T) \quad (2.1.5)$$

Si fa pertanto riferimento al modello dei gas perfetti che permette di correlare ρ ed e_t alle due grandezze di stato.

$$\rho = \frac{p}{RT} ; \quad e = c_v T ; \quad h = c_p T \quad (2.1.6)$$

Inoltre è importante specificare le relazioni di viscosità dinamica e conducibilità termica sempre in funzione delle grandezze di stato, sotto l'assunzione di gas perfetti è possibile adottare l'equazione di Sunderland:

$$\mu = \frac{C_1 T^{3/2}}{T + C_2} \quad k = \frac{C_3 T^{3/2}}{T + C_4} \quad (2.1.7)$$

Dove C_1, C_2, C_3, C_4 sono costanti note per un dato gas.

2.2 TURBOLENZA

La maggior parte dei fenomeni fluidodinamici che possono essere osservati, come anche la mutua interazione tra due o più fluidi, avvengono in regime di moto turbolento. Questo è dovuto ad una situazione in cui le forze d'inerzia sono molto maggiori di quelle viscosi, ovvero in condizioni di alti valori del numero di Reynolds. La turbolenza è un fenomeno:

- Tridimensionale
- Non lineare
- Non omogeneo
- Anisotropo
- Rotazionale
- Con campo di moto irregolare
- Tempo dipendente
- Aleatoria

Sfruttando l'ergodicità della turbolenza siamo in grado di calcolare le grandezze intrinseche al fenomeno turbolento tramite la media temporale così definita da Reynolds:

$$\bar{\Phi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \Phi(\tau) dt \quad (2.2.1)$$

Dove Φ rappresenta la grandezza istantanea che può essere espressa tramite decomposizione di Reynolds come somma di un contributo medio più uno di fluttuazione

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (2.2.2)$$

Sapendo che per definizione

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \Phi'(\tau) dt = 0 \quad (2.2.3)$$

Applicando la decomposizione di Reynolds a tutti i termini delle equazioni di Navier-Stokes si ottengono le Reynolds Averaged Navier-Stokes equations, conosciute come RANS equations.

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (2.2.4)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}} + \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'}) + \nabla \bar{p} = \nabla \cdot \bar{\Pi}_v + \rho \bar{a} \quad (2.2.5)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\bar{h} \bar{\mathbf{u}} + h' \mathbf{u}' - k \nabla \bar{T}) = \nabla \cdot (\bar{\Pi}_v \cdot \bar{\mathbf{u}}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} \quad (2.2.6)$$

L'applicazione della decomposizione di Reynolds introduce nuove incognite, pertanto le equazioni di stato non sono sufficienti a chiudere il sistema. Questo ha portato allo sviluppo di modelli di chiusura turbolenta

2.3 MODELLO $\gamma - Re_\theta$

Il modello $\gamma - Re_\theta$ di Menter [2] permette di modellizzare uno strato limite transizionale basandosi su due equazioni di trasporto per

- γ funzione di intermittenza.
- Re_θ rappresenta il numero di Reynolds vorticoso diviso un fattore di scala.

L'equazione del trasporto per la funzione d'intermittenza γ è la seguente:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma_1} - E_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} - E_{\gamma_2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (2.3.1)$$

$$P_{\gamma_1} = F_{length} \rho S [\gamma F_{onset}]^{c_{a1}} \quad (2.3.2)$$

F_{length} controlla la lunghezza della zona di transizione.

$$E_{\gamma_1} = c_{e1} P_{\gamma_1} \gamma \quad (2.3.3)$$

La maggiore differenza con gli altri modelli di transizione risiede nella formulazione di F_{onset} che viene usata per modellizzare la produzione di intermittenza

$$Re_v = \frac{\rho y^2 S}{\mu} \quad (2.3.4)$$

$$F_{onset\ 1} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta_c}} \quad (2.3.5)$$

$$F_{onset\ 2} = \min[\max(F_{onset\ 1}, F_{onset\ 1}^4), 2.0] \quad (2.3.6)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (2.3.7)$$

$$F_{onset\ 3} = \max \left[1 - \left(\frac{R_T}{2.5} \right)^3, 0 \right] \quad (2.3.8)$$

$$F_{onset} = \max[F_{onset 2} - F_{onset 3}, 0] \quad (2.3.9)$$

I termini di distruzione/rilaminazione assicurano che la funzione di intermittenza rimanga nulla nello strato limite laminare ed assuma valore unitario nella zona del freestream. Sono definiti come:

$$P_{\gamma_2} = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} \quad (2.3.10)$$

$$E_{\gamma_2} = c_{e2} P_{\gamma_2} \gamma \quad (2.3.11)$$

Ω rappresenta il modulo di vorticità, mentre F_{turb} serve a limitare fonti di distruzione/rilaminazione esterne a quelle legate allo strato limite laminare. E' definito come:

$$F_{turb} = e^{-(R_T/4)^4} \quad (2.3.12)$$

Le costanti per l'equazione d'intermittenza sono:

$$c_{e1} = 1.0, \quad c_{a1} = 0.5 \quad (2.3.13)$$

$$c_{e2} = 50, \quad c_{a2} = 0.03 \quad \sigma_f = 1.0 \quad (2.3.14)$$

L'equazione di trasporto per il $\widetilde{Re}_{\theta t}$ è riportata in 2.3.15

$$\frac{\partial(\rho \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right] \quad (2.3.15)$$

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \widetilde{Re}_{\theta t}) (1.0 - F_{\theta t}) \quad (2.3.16)$$

$$t = \frac{500\mu}{\rho u^2} \quad (2.3.17)$$

t è un tempo scala presente per motivi dimensionali. La funzione di blending $F_{\theta t}$ ha il compito di smorzare gli effetti del termine di sorgente all'interno dello strato limite e di far diffondere il termine $\widetilde{Re}_{\theta t}$ nel freestream. $F_{\theta t}$ assume valore unitario nello strato limite e valore nullo nel freestream.

$$F_{\theta t} = \min \left\{ \max \left[F_{wake} e^{-(y/d)^4}, \quad 1.0 - \left(\frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1 - 1/c_{e2}} \right)^2 \right], \quad 1.0 \right\} \quad (2.3.18)$$

$$Re_{\omega} = \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \quad (2.3.19)$$

$$F_{wake} = e^{-[Re_{\omega}/(1E+5)]^2} \quad (2.3.20)$$

Le costanti per l'equazione del $\widetilde{Re}_{\theta t}$ sono:

$$c_{\theta t} = 0.03 \quad \sigma_{\theta t} = 10.0 \quad (2.3.21)$$

2.4 MODELLO $k - \omega$ SST

Uno dei modelli di chiusura della turbolenza è il modello $k - \omega$:

- k energia cinetica turbolenta
- ω tasso di dissipazione specifica

Si riportano le equazioni di trasporto per k e ω secondo il modello di Wilcox [3]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma_1}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2.4.2)$$

Dove:

$$\sigma_{k1} = 0.5, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5 \quad \beta_1 = 0.0750 \quad (2.4.3)$$

$$\beta^* = 0.09, \quad k = 0.41 \quad \gamma_1 = \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega 1} k^2 / \sqrt{\beta^*} \quad (2.4.4)$$

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.4.5)$$

Il modello $k - \omega$ di base riesce a riprodurre fedelmente quanto accade nelle zone del sub-strato viscoso, pertanto presenta un buon comportamento vicino a parete. Allontanandosi da essa però converrebbe utilizzare un modello di turbolenza in cui la seconda equazione di trasporto viene scritta per il tasso di dissipazione ε . Per combinare i vantaggi dei modelli $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, Menter (1994) propose una versione modificata del modello $k - \omega$ che combina le equazioni di ω ed ε tramite una funzione di forma F_1 , che assume valore unitario vicino alla parete. Il modello SST quindi riproduce fedelmente il modello $k - \omega$ vicino parete ed il $k - \varepsilon$ in zone lontane da essa.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i k)}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j \omega)}{\partial x_j} = & \alpha P_\omega - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ & 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

Dove i termini P_k e P_ω sono definiti come:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.4.8)$$

$$P_\omega = \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \omega \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.4.9)$$

2.5 DISCRETIZZAZIONE AI VOLUMI FINITI

Le equazioni di Navier Stokes mediate alla Reynolds vengono discretizzate adottando il Metodo ai Volumi Finiti (FVM). Questo metodo consiste nella suddivisione in piccoli volumi dell'interno dominio in cui si vogliono risolvere le equazioni differenziali; le leggi di conservazione vengono applicate nei nodi della discretizzazione. Gli step da seguire sono i seguenti

- Suddivisione del dominio in un numero finito di volumi di controllo
- Integrazione della forma differenziale delle equazioni sul volume di controllo
- Generazione di profili interpolanti per descrivere la variazione delle variabili tra i vari centri cella
- L'equazione risultante è detta discretizzata

Partendo da una generica equazione del trasporto 2.5.1, si procede integrandola su un volume di controllo, per poi applicare il teorema di Gauss ottenendo così 2.5.2. Dato che il flusso che entra in un dato volume è uguale a quello che esce dal volume adiacente, tale metodo è conservativo.

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + s \quad (2.5.1)$$

A sinistra dell'equazione troviamo i termini di accumulo e convezione mentre a destra quelli di diffusione e sorgente.

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_A \rho\phi\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}dA = \int_A \Gamma\nabla\phi \cdot \mathbf{n}dA + \int_V s dV \quad (2.5.2)$$

Che nel caso stazionario si riduce a:

$$\int_A \rho\phi\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}dA = \int_A \Gamma\nabla\phi \cdot \mathbf{n}dA + \int_V s dV \quad (2.5.3)$$

Si definisce J'' flusso specifico della variabile ϕ , che tiene conto sia del contributo convettivo J''_c sia del contributo diffusivo J''_d

$$J'' = J''_c - J''_d = \rho\mathbf{u}\phi - \Gamma\nabla\phi \quad (2.5.4)$$

Per calcolare l'integrale di superficie sulla faccia in modo esatto, sarebbe necessario conoscere il valore della funzione integranda su ogni punto della faccia, ciò non è possibile in quanto sono

noti solamente i valori nei centri dei volumi di controllo. Occorre pertanto introdurre due approssimazioni

1. L'integrale è espresso in funzione di almeno uno dei valori della variabile sulla faccia del VC
2. I valori della variabile sulla faccia sono approssimati tramite i valori nodali della variabile stessa.

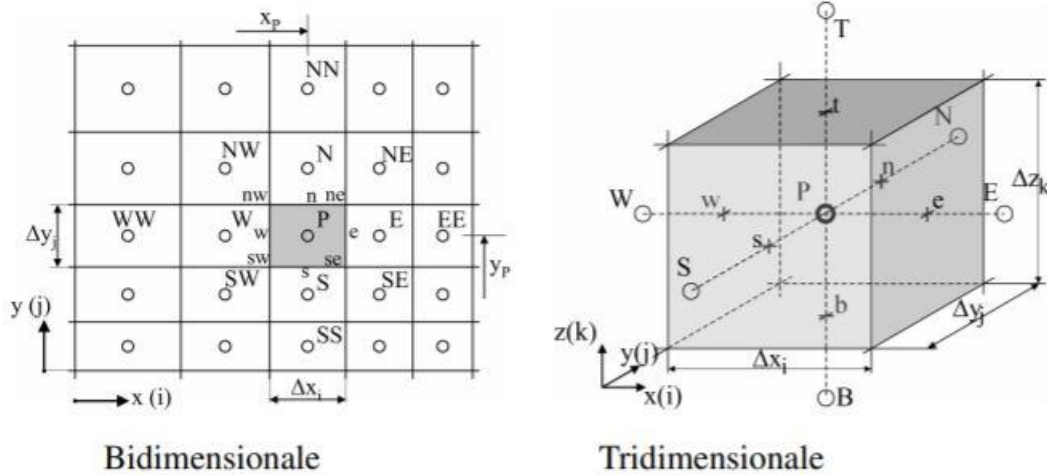


Figura 2.5-1 Discretizzazione spaziale tramite volumi finiti

Considerando una generica faccia e di uno dei volumi in cui è diviso il dominio, è possibile calcolare il valore della grandezza interessata sulla superficie tramite:

Regola del punto medio

$$F_e = \int_{Ae} \mathbf{J}'' \cdot \mathbf{n} dA = \overline{\mathbf{J}''}_e A_e \approx \mathbf{J}''_e A_e$$

Regola dei trapezi

$$F_e = \int_{Ae} \mathbf{J}'' \cdot \mathbf{n} dA \approx (\mathbf{J}''_{ne} + \mathbf{J}''_{se}) \frac{A_e}{2}$$

Formula di Simpson

$$F_e = \int_{Ae} \mathbf{J}'' \cdot \mathbf{n} dA \approx (\mathbf{J}''_{ne} + 4\mathbf{J}''_e + \mathbf{J}''_{se}) \frac{A_e}{6}$$

Per quanto riguarda gli integrali di volume si può ricorrere alla regola del punto medio (2° ordine)

$$S_p = \int_V s \, dV = \bar{s} \Delta V \approx s_p \Delta V$$

La valutazione degli integrali richiede però la conoscenza del valore delle variabili in posizioni diverse da quelle in cui esse sono definite, ovvero i centri dei volumi di controllo: pertanto è necessario ricorrere a degli schemi per l'interpolazione di tali valori.

Differenze finite centrate (CDS)

Con riferimento alla figura 2.5-1 si può valutare la grandezza sulla superficie e come:

$$\phi_e = \phi_E \left(\frac{x_e - x_p}{x_E - x_p} \right) + \phi_P \left(1 - \frac{x_e - x_p}{x_E - x_p} \right)$$

Occorre però che il numero di Peclet $Pe = \frac{\rho u}{\delta_x k}$ sia inferiore a 2 affinché il metodo sia limitato.

Schema Upwind (UDS)

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & \text{se } (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) > 0 \\ \phi_E & \text{se } (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) < 0 \end{cases}$$

Lo schema Upwind garantisce l'assenza di oscillazioni ma introduce una rilevante *diffusione numerica*. Per ovviare a questo problema si utilizza uno schema ibrido che mette insieme *CDS* e *UDS* chiamato *HDS*. Lo schema ibrido utilizza il metodo CDS nel caso in cui il flusso convettivo è modesto mentre applica UDS negli altri casi, in questo modo si ottengono buoni risultati e assenza di oscillazioni della soluzione

3 SET-UP DEL MODELLO

3.1 GEOMETRIA E CONDIZIONI AL CONTORNO

La pala presa in considerazione è la LS89, palettatura originariamente non refrigerata tramite film cooling. Al fine dell'analisi oggetto di questa tesi, è stato effettuato il proporzionamento dell'apparato di refrigerazione scalando i parametri geometrici fondamentali dalla palettatura MT1 e prevedendo una sola fila di fori cilindrici sul suction side.

Per quanto concerne le condizioni al contorno per la palettatura LS89 si è fatto riferimento al test case MUR 237 [4]. Per effettuare tale scelta è stato necessario verificare che, applicato al caso in esame, il test restituisse una condizione transonica, ovvero con Mach maggiore di 0.8 in prossimità del foro. La temperatura totale del coolant è stata ottenuta scalando quella utilizzata da Adami et al. [5] nell'esperimento sulla MT1, rispetto alla temperatura totale del main-flow.

In tabella 3.1 sono racchiusi i dati geometrici relativi alla palettatura MT1 ed al suo sistema di film cooling, mentre in tabella 3.2 sono presenti i parametri della LS89 scalati dalla MT1 rispetto alle opportune quote geometriche, e poi approssimati al più vicino valore realizzabile meccanicamente.

I parametri geometrici fondamentali sono:

- α [°]: angolo d'inclinazione del getto
- β [°]: angolo del flusso rispetto alla direzione tangenziale
- p [mm]: passo, distanza tra l'interasse di due fori consecutivi
- s [mm]: ascissa curvilinea sul suction side
- l [mm]: lunghezza del canale di cooling

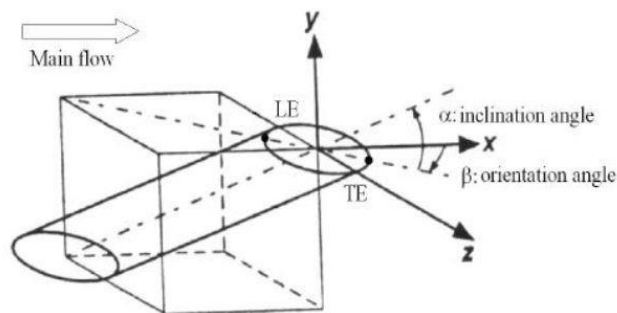


Figura 3.1-1-Angoli di inclinazione

Geometria MT1

Corda assiale	37.5	mm
d	0.6	mm
p	1.8	mm
p/d	3	
$L_{midspan}$	3.05	mm
l/d	5.083	
s	43	mm
s/s_{max}	0.495	

Tabella 3.1-1-Geometria MT1



Figura 3.1-3-MT1

Geometria LS89

Corda assiale	36.985	mm
d	0.6	mm
p	1,8	mm
l	3	mm
s	42	mm
α	30	°

Tabella 3.1-2-Geometria LS89

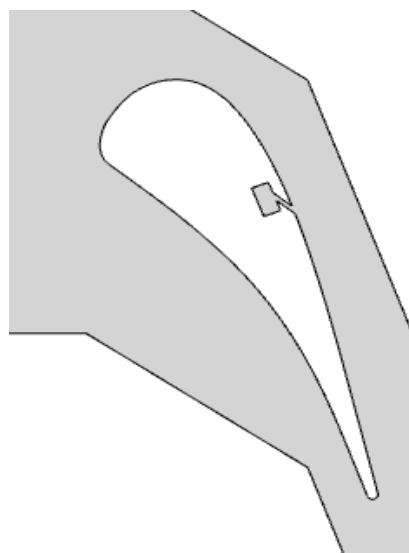


Figura 3.1-5-LS89

Condizioni al contorno LS89

Total Inlet Temperature	417.3	K
Total Inlet Pressure	1.753	bar
Static Outlet Pressure	1.179	K
Outlet Mach Number	0.775	-
Turbulence Intensity	6	%
Wall Temperature	299.85	K
Total coolant Temperature	269.16	K

Tabella 3.1-3-Condizioni al contorno LS89

In figura 3.1-4 è rappresentato l'andamento del Mach isoentropico lungo il suction side. Si nota che nella zona di posizionamento del foro il valore del numero di Mach è 0.8556 e pertanto è soddisfatto il requisito di condizione transonica in prossimità del foro. In figura 3.1-5 è possibile notare l'andamento del coefficiente di scambio termico relativo al caso studio MUR 237 lungo l'ascissa curvilinea della paletta LS89 non forata. Il punto a $s=0$ mm rappresenta il punto di ristagno, valori di $s > 0$ sono punti lungo il suction side, mentre quelli ad $s < 0$ punti sul pressure side. Questi dati verranno utilizzati per il Tuning del modello di transizione.

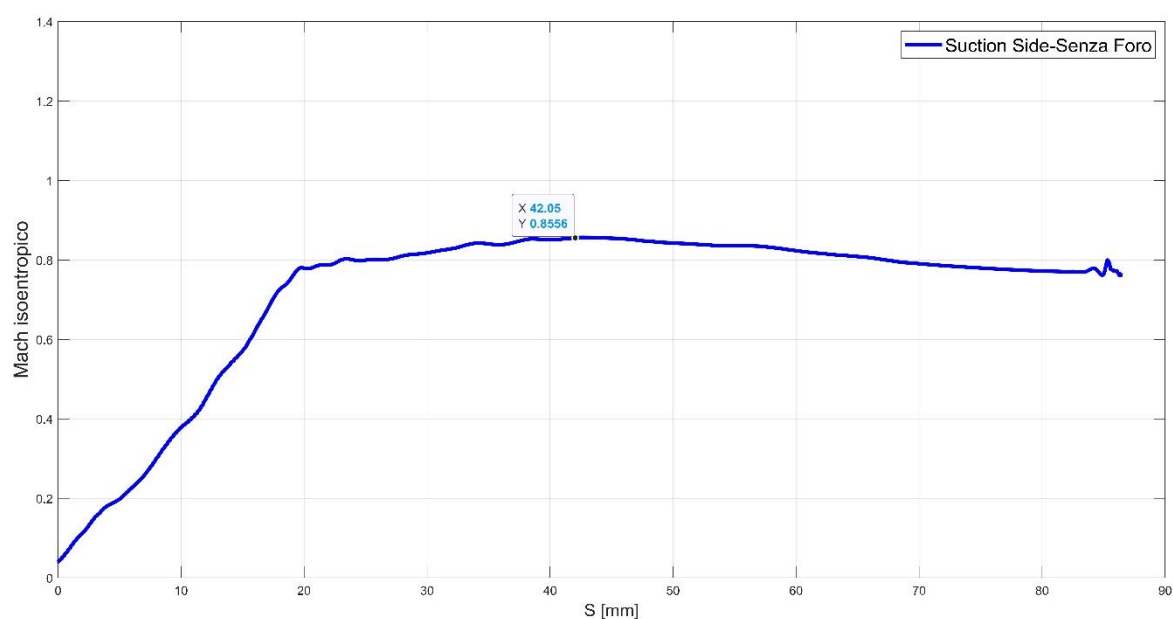


Figura 3.1-4 Andamento del numero di Mach lungo il Suction Side della LS89

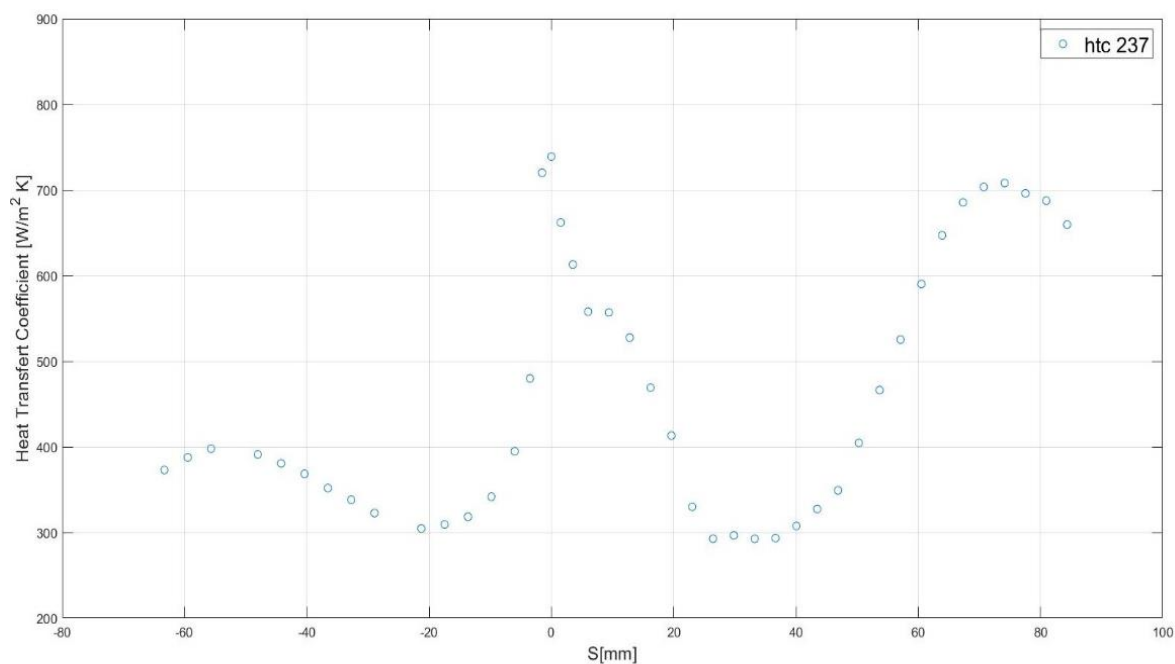


Figura 3.1-5-HTC MUR 237

3.2 TUNING MODELLO DI TRANSIZIONE

Il modello di transizione utilizzato è il $\gamma - Re_\theta$ di Menter et al. [2] di cui vengono riportate le equazioni per la funzione di intermittenza e per il numero di Reynolds Turbolento:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma_1} - E_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} - E_{\gamma_2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right]$$

$$\frac{\partial(\rho \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right]$$

- $P_{\gamma_1} = F_{length} \rho S (\gamma F_{onset})^{ca_1}$
- $P_{\gamma_2} = F_{turb} \rho \Omega \gamma ca_2$
- $E_{\gamma_1} = P_{\gamma_1} \gamma ce_1$
- $E_{\gamma_2} = P_{\gamma_2} \gamma ce_2$

E' possibile notare dalla figura 3.2.1 che il modello $\gamma - Re_\theta$ presentato da Menter et al. [2] fitta bene i dati sperimentali del test case MUR 237 fino a circa $s=25\text{mm}$, mentre si discosta notevolmente per valori superiori dell'ascissa curvilinea. Dato che la posizione dei fori sulla LS89 è stata fissata a $s=42\text{mm}$, è stata necessaria l'implementazione di un Tuning per la realizzazione di un modello che riproducesse al meglio le evidenze sperimentali in quella zona. La maggior precisione del modello $\gamma - Re_\theta$ Tuned nel fittare i dati sperimentali relativi al coefficiente di scambio in prossimità del foro (e quindi sul suction side), comporta però un discostamento dalle evidenze sperimentali sul pressure side.

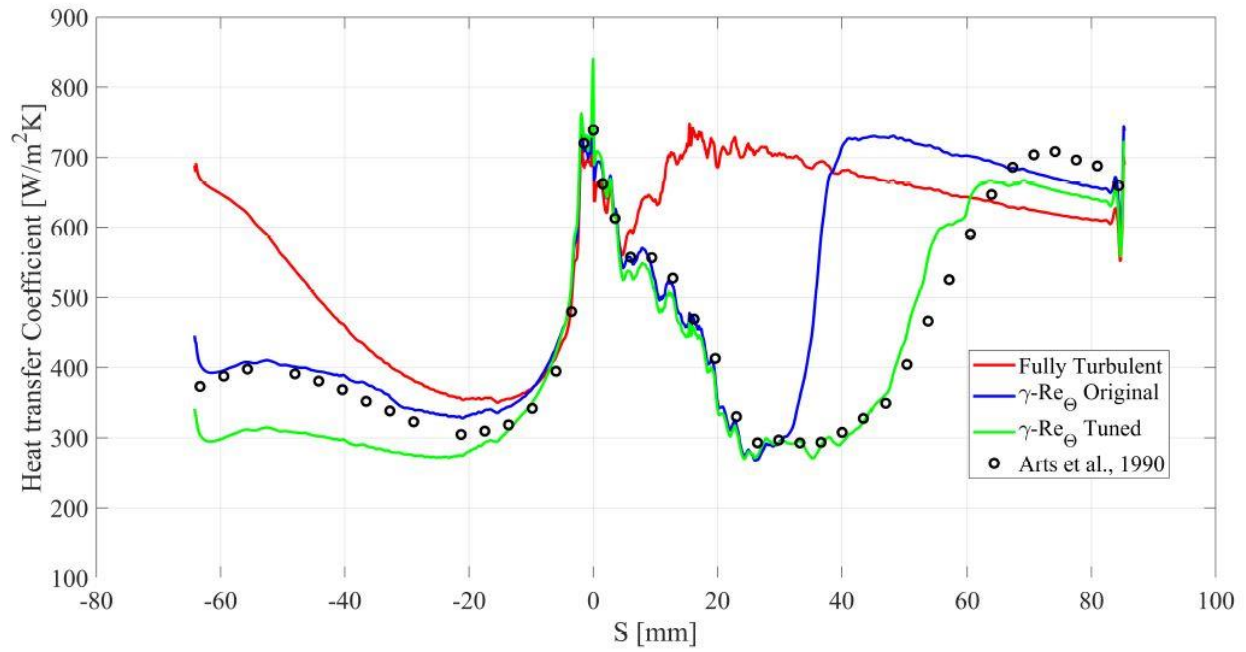


Figura 3.2-1-HTC STAR-MENTER

Nella realizzazione del Tuning sono state modificate le costanti del modello proposto da Menter et al. al fine di fittare i dati sperimentali del MUR 237, vengono riportate in figura 3.2-2 anche le bande di incertezza del 5% per i dati sperimentali. In tabella 5 vengono riportati alcuni dei coefficienti del modello $\gamma - Re_\theta$, confrontando i risultati di Menter con quelli implementati nel Tuning del modello di transizione.

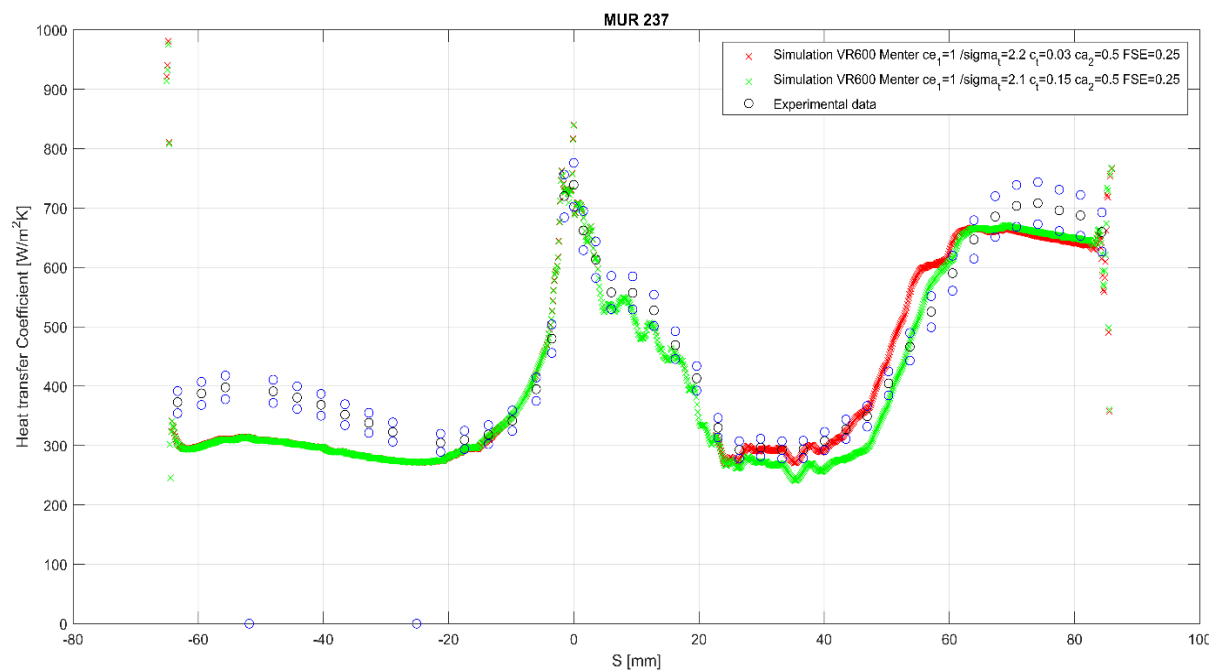


Figura 3.2-2-Tuning Modello di Transizione

Coefficienti Menter Tuning modello

<i>Ca1</i>	0.5	0.5
<i>Ca2</i>	0.03	0.5
<i>Ce1</i>	1	1
<i>Ce2</i>	50	50
<i>Sigma_f</i>	1	1
<i>Sigma_re_theta</i>	10	2.2
<i>C_theta</i>	0.03	0.03

Tabella 3.2-1-Coefficienti modello di transizione

3.3 CONFRONTO MESH

Dopo aver realizzato il Tuning del modello di Transizione si è passati all'analisi e alla scelta della mesh. Le mesh per le simulazioni numeriche sono state realizzate utilizzando il generatore commerciale di griglie ibride Centaur di Centaursoft, avendo cura di aumentare il numero di elementi in prossimità delle regioni di interazione tra mainflow e coolant e a parete, dove si sviluppa lo strato limite. Infittendo la mesh è possibile analizzare nel dettaglio i campi di pressione e temperatura sul cooled profile e sulle regioni prossime al foro di uscita, così da avere a disposizione tutti gli elementi necessari per la scelta della mesh opportuna. Sono state analizzate 4 mesh che differiscono tra loro per il numero di elementi utilizzati nella regione di interazione coolant-main flow e nella regione dello strato limite. La mesh ottimale sarà quella che garantisce l'indipendenza dei risultati dal numero di elementi e che al contempo richiede il minor sforzo computazionale.

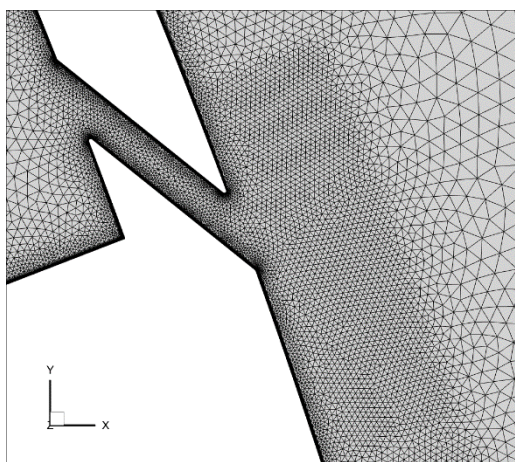


Figura 3.3-1 Mesh 1700k

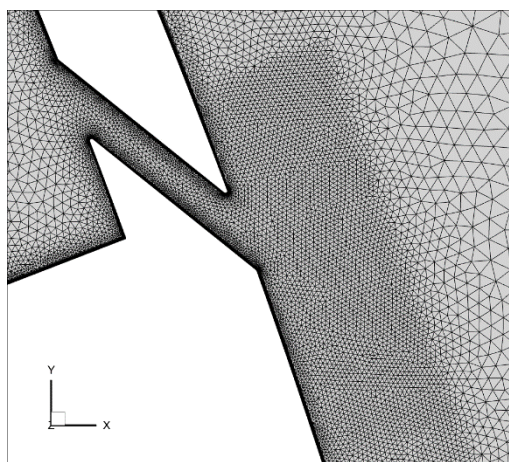


Figura 3.3-2 Mesh 2400k

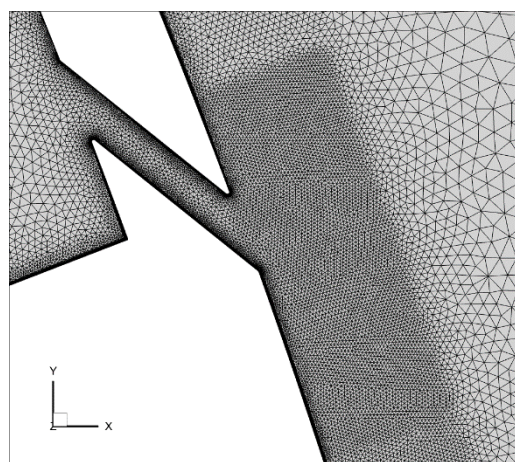


Figura 3.3-3 Mesh 3600k

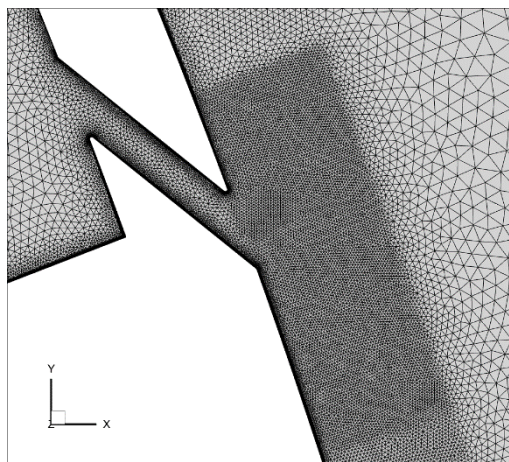


Figura 3.3-4 Mesh 4500k

Il dominio preso in considerazione è una fetta della pala completa sulla quale verranno poi applicate le opportune condizioni al contorno. Il coolant proveniente dal Plenum Inlet, si incamera nel Plenum Wall e si incanala nel cooling channel fino ad interagire con il mainflow. Quest'ultimo entra dal Main Inlet e inizia a percorrere il suction side della pala fino ad incontrare il refrigerante in prossimità del foro di cooling, a questo punto dopo che ha avuto inizio l'interazione di coolant e main-flow, il fluido viene trasportato verso valle fino al Main outlet. In figura 3.3-5 e in tabella 3.3-1 vengo elencate le superfici che delimitano il dominio d'interesse con le rispettive condizioni al contorno.

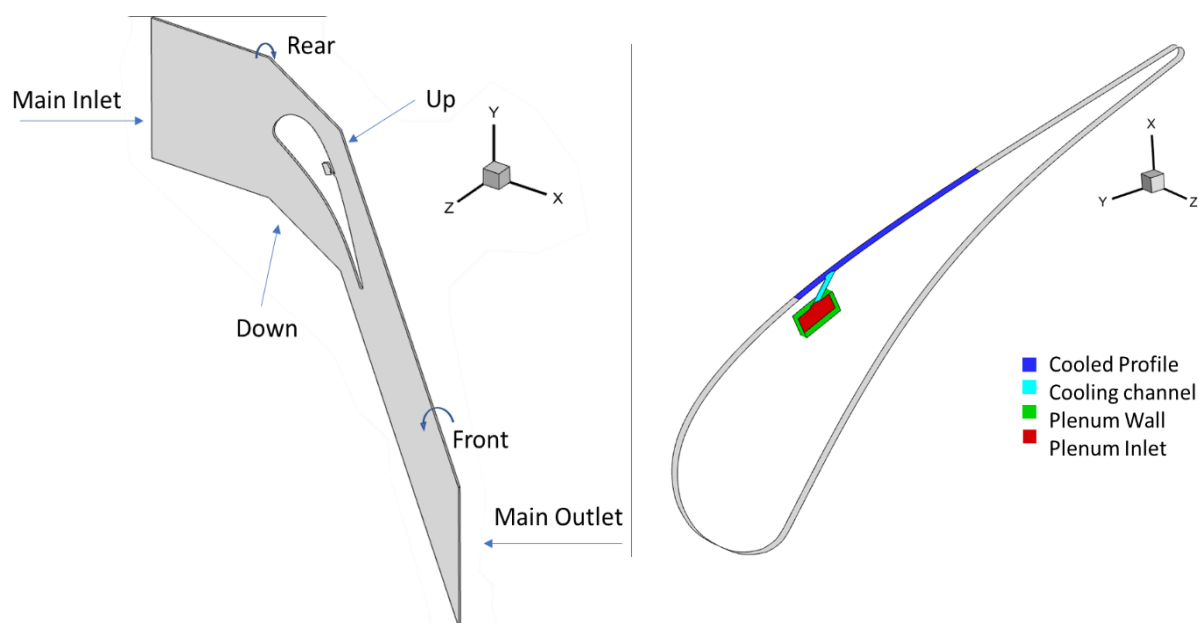


Figura 3.3-5 Superfici di separazione del dominio

<i>Boundary</i>	<i>P₀</i> <i>[Pa]</i>	<i>T₀</i> <i>[K]</i>	<i>P</i> <i>[Pa]</i>	<i>Condizioni al</i> <i>contorno</i>
<i>Main Inlet</i>	175300	417.3		
<i>Main Outlet</i>			117900	
<i>Front/Rear</i> <i>Boundaries</i>				Simmetria
<i>Up/Down</i> <i>Boundary</i>				Periodicità
<i>Plenum Inlet</i>	175000	269.16		

Tabella 3.3.1 Condizioni al contorno

3.3.1 Convergenza dei risultati

Nel paragrafo seguente vengono illustrati i risultati principali che giustificano la convergenza dei risultati per tutte le mesh analizzate. In figura 3.3-6 vengono riportati i risultati relativi ai residui per le 4 simulazioni, si nota che per tutte le mesh analizzate vi è una convergenza delle nove grandezze. In figura 3.3-7 è rappresentata la portata di coolant in g/s per le quattro mesh analizzate, si può notare la convergenza al medesimo valore delle quattro soluzioni superate le 10000 iterazioni. In figura 3.3-8 viene riportata invece la temperatura media sul profilo raffreddato, e qui si può notare una prima differenza delle soluzioni al variare del numero di elementi della mesh. In particolare si nota un aumento del valore della temperatura media nel passare da 1700k a 3600k elementi, mentre la soluzione si stabilizza confrontando la mesh da 3600k con quella da 4500k celle.

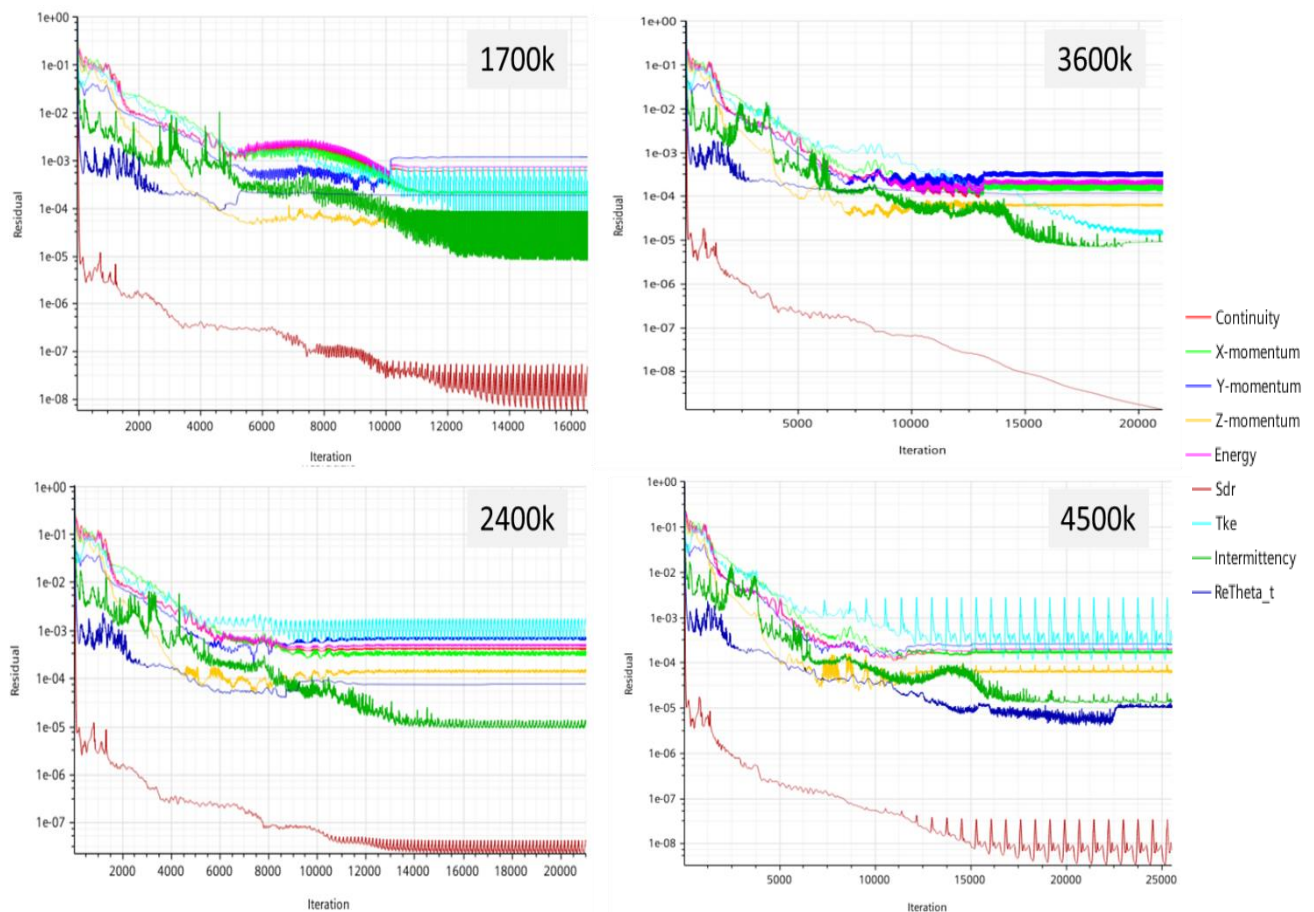


Figura 3.3-6 Convergenza dei Residui

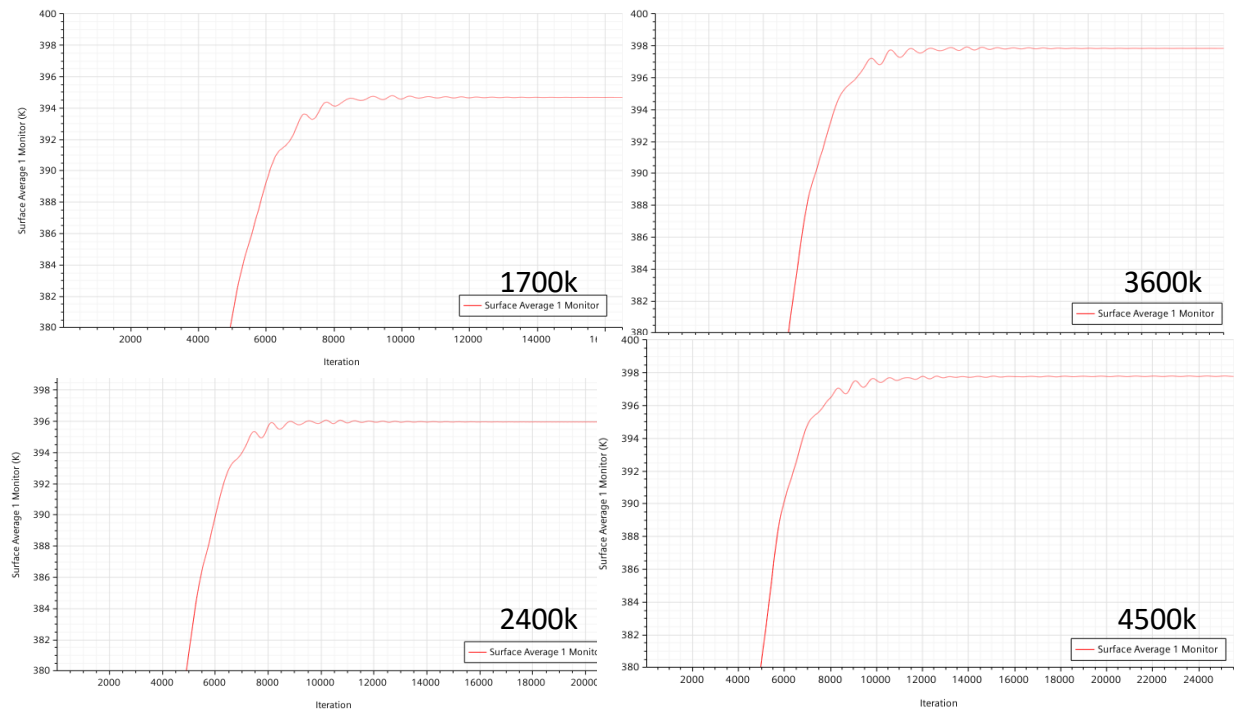


Figura 3.3-7 Temperatura media sul profilo raffreddato

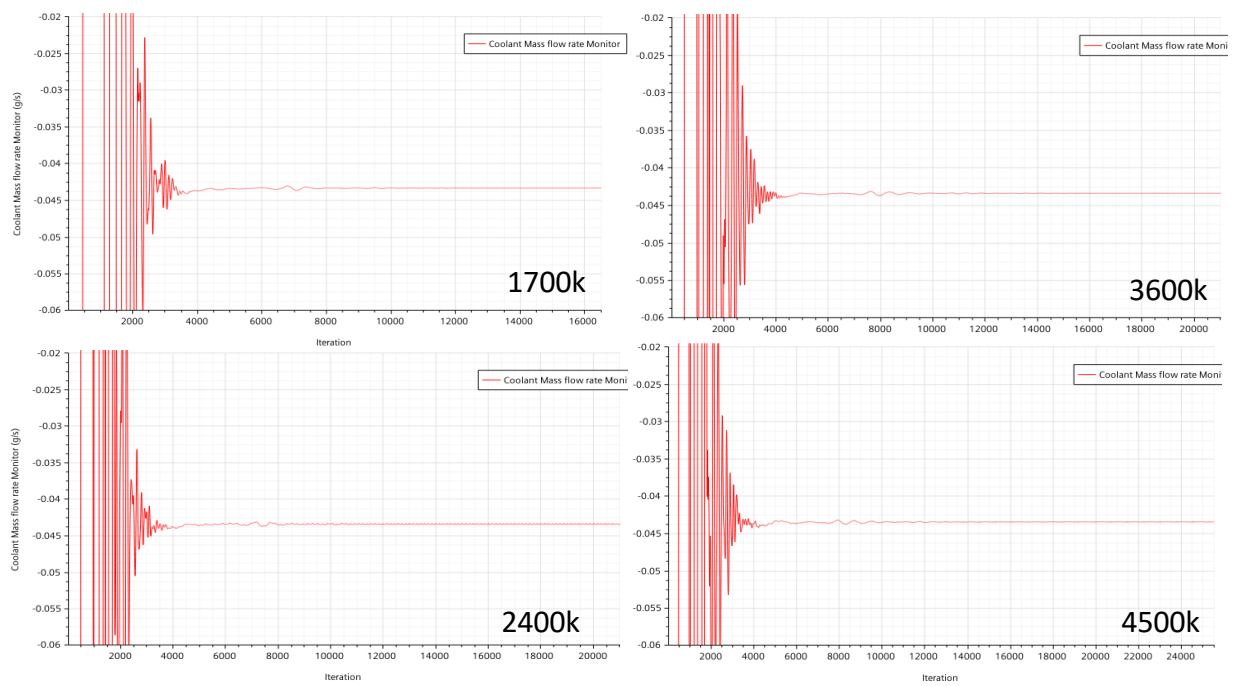


Figura 3.3-8 Portata di coolant

	<i>Portata coolant [g/s]</i>	<i>Portata inlet [g/s]</i>	<i>Portata outlet [g/s]</i>	<i>Temperatura media sul profilo [K]</i>
<i>1700k</i>	0.0434	4.36	4.402	394.65
<i>2400k</i>	0.0434	4.36	4.402	395.93
<i>3600k</i>	0.0434	4.36	4.402	397.82
<i>4500k</i>	0.0434	4.36	4.402	397.75

Tabella 3.3-2 Risultati delle simulazioni all'aumentare il numero di elementi della griglia

3.3.2 Scelta della mesh

Dopo aver constatato la convergenza dei risultati per tutte e quattro le mesh in questione, si è analizzata la dipendenza dei risultati all'aumentare del numero di elementi in termini di campi di pressione e temperatura. In figura 3.3-9 (a) vengono mostrate le isolinee di temperatura per le mesh a 1700k e 2400k elementi. Si nota un buon match tra i risultati nelle zone più vicine al foro e lungo il profilo raffreddato, specialmente nelle aree prossime alla linea di simmetria del dominio; allontanandosi da essa invece inizia ad esserci uno scostamento tra le soluzioni per le due differenti mesh. La figura 3.3-9 (b) quasi ripercorre l'andamento della (a), pertanto neanche passando da 2400k a 3600k celle si è ottenuta una stabilizzazione dei risultati. In figura 3.3-9 (c) invece è evidente che la griglia da 4500k elementi ripercorre fedelmente il profilo di temperatura associato a quella da 3600k, anche in zone distanti dalla centerline; questo sottolinea che per le isolinee di temperatura sul cooled profile la soluzione è stabile ed indipendente dalla mesh a 3600k elementi. Un altro studio che può essere effettuato per la scelta della mesh è l'analisi delle isolinee di temperatura su piani ortogonali al profilo della paletta, a distanze mano a mano crescenti dal foro. In figura 3.3-10 sono rappresentate le sezioni ortogonali al profilo della pala e sulle quali vengono plottate le isolinee di temperatura. Si nota in figura 3.3.11 (b) che i profili di temperatura per le maglie da 2400k e 3600k si discostano marcatamente, segno che è necessario avere una mesh con più di 2400k elementi al fine di ottenere dei risultati coerenti. In figura 3.3.11 (c) invece si nota una stabilizzazione dei risultati, la mesh a 4500k elementi mostra in termini di profilo di temperatura lo stesso andamento ottenuto usando quella da 3600k celle, questo fa supporre che effettivamente la mesh da 3600k permette di svincolare la dipendenza dei risultati dal numero di elementi della griglia. Dalla figura 3.3.12 si nota invece un buon match tra i profili per tutte le mesh analizzate, sintomo che a distanze maggiori dal foro tutte le mesh riproducono fedelmente i risultati. Anche da questo risultato si vede che la mesh 3600k ha un numero sufficiente di elementi per rappresentare al meglio tutti i risultati delle simulazioni.

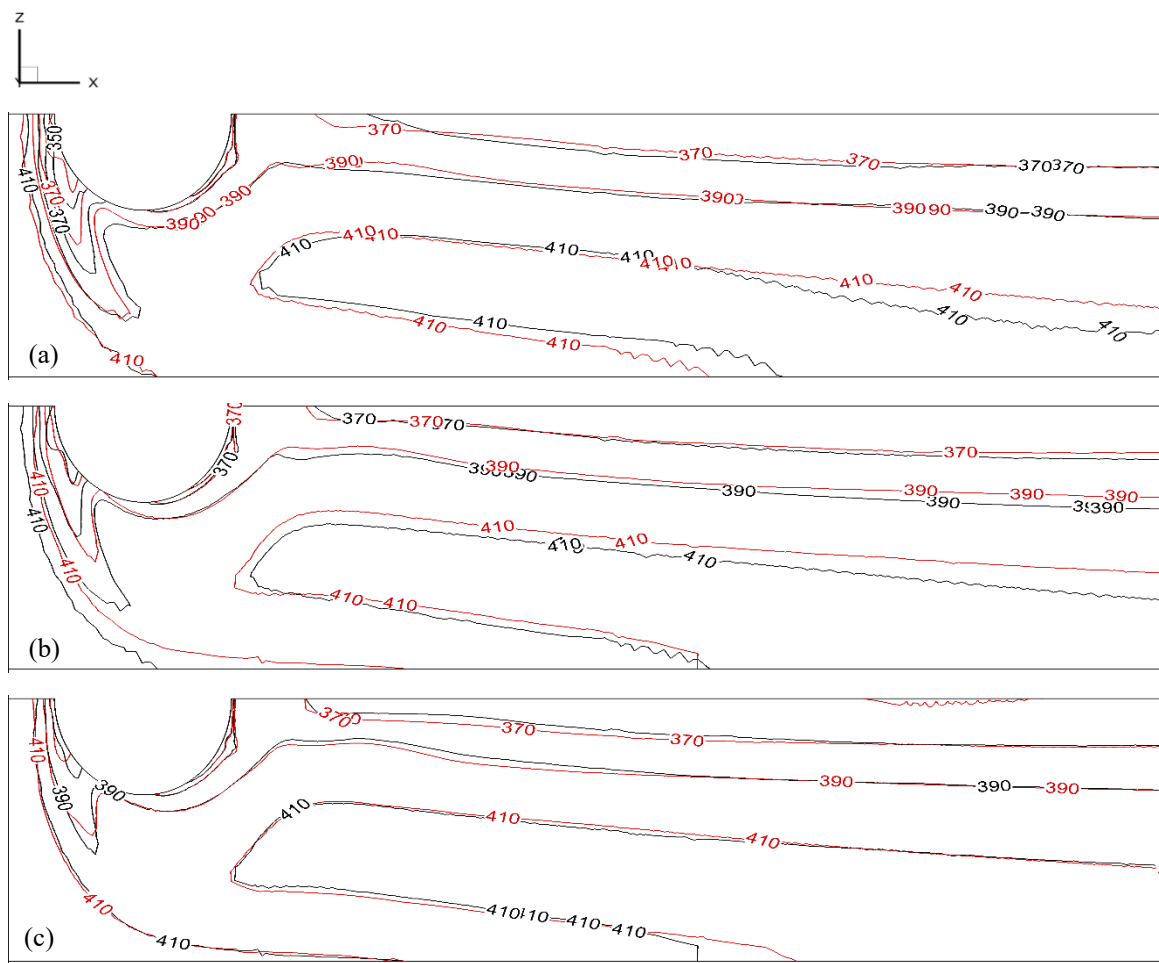


Figura 3.3-9 Isolinee di Temperatura su cooled profile. (a) 1700-2400k (b) 2400-3600k (c) 3600-4500k. In ciascuna immagine il nero si riferisce alla mesh che nel confronto ha meno elementi, il rosso a quella con più elementi

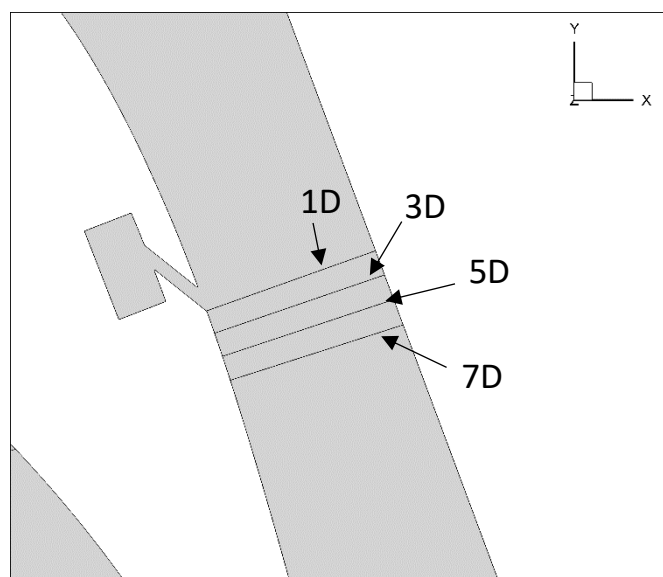


Figura 3.3-10 Sezioni ortogonali al profilo della pala distanti rispettivamente 1,3,5 e 7 Diametri dal foro.

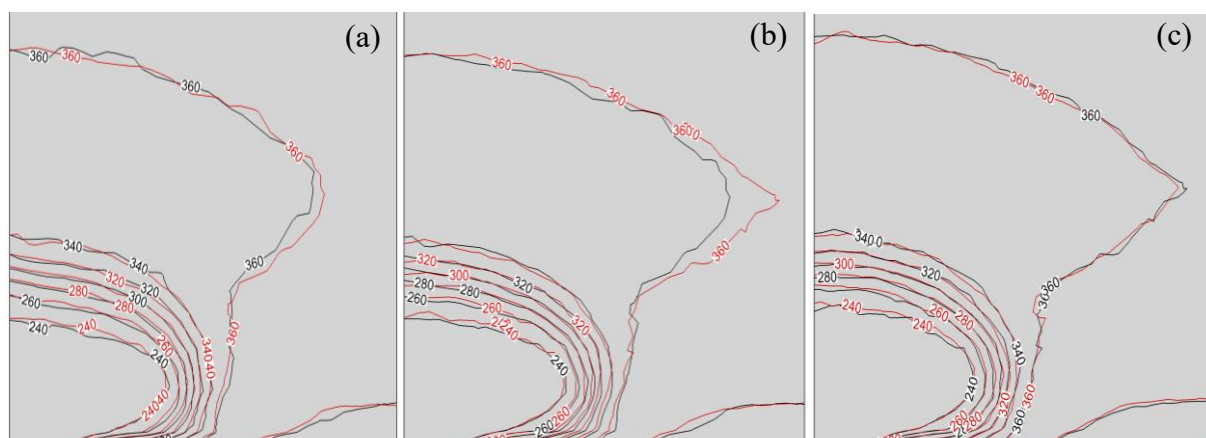


Figura 3.3-11 Isoleee di temperatura a 1D: (a) 1700-2400k (b) 2400-3600k (c) 3600-4500k. In ciascuna immagine il nero si riferisce alla mesh che nel confronto ha meno elementi, il rosso a quella con più elementi

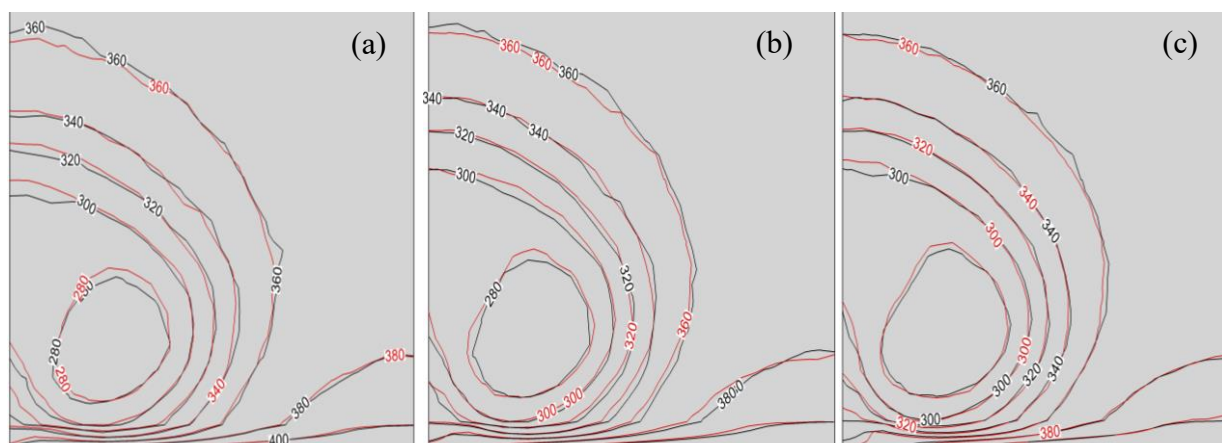


Figura 3.3-12 Isoleee di temperatura a 5D: (a) 1700-2400k (b) 2400-3600k (c) 3600-4500k. In ciascuna immagine il nero si riferisce alla mesh che nel confronto ha meno elementi, il rosso a quella con più elementi

Tutte le mesh analizzate convergono al medesimo valore in termini di portata di coolant e portata in ingresso di mainflow. Le differenze principali che hanno portato alla scelta della mesh da 3600k elementi sono state individuate analizzando i campi di temperatura su cooled profile e su le sezioni perpendicolari al profilo della palettatura. Un'altra differenza può essere riscontrata nei valori di temperatura media sul profilo raffreddato, che cresce all'aumentare del numero di elementi fino a stabilizzarsi confrontando la 3600k con la 4500k. La mesh scelta permette di ottenere risultati coerenti ed in linea con quelli ottenuti con una mesh ancora più fitta, pertanto rappresenta l'ottimo tra sforzo computazionale e coerenza dei risultati.

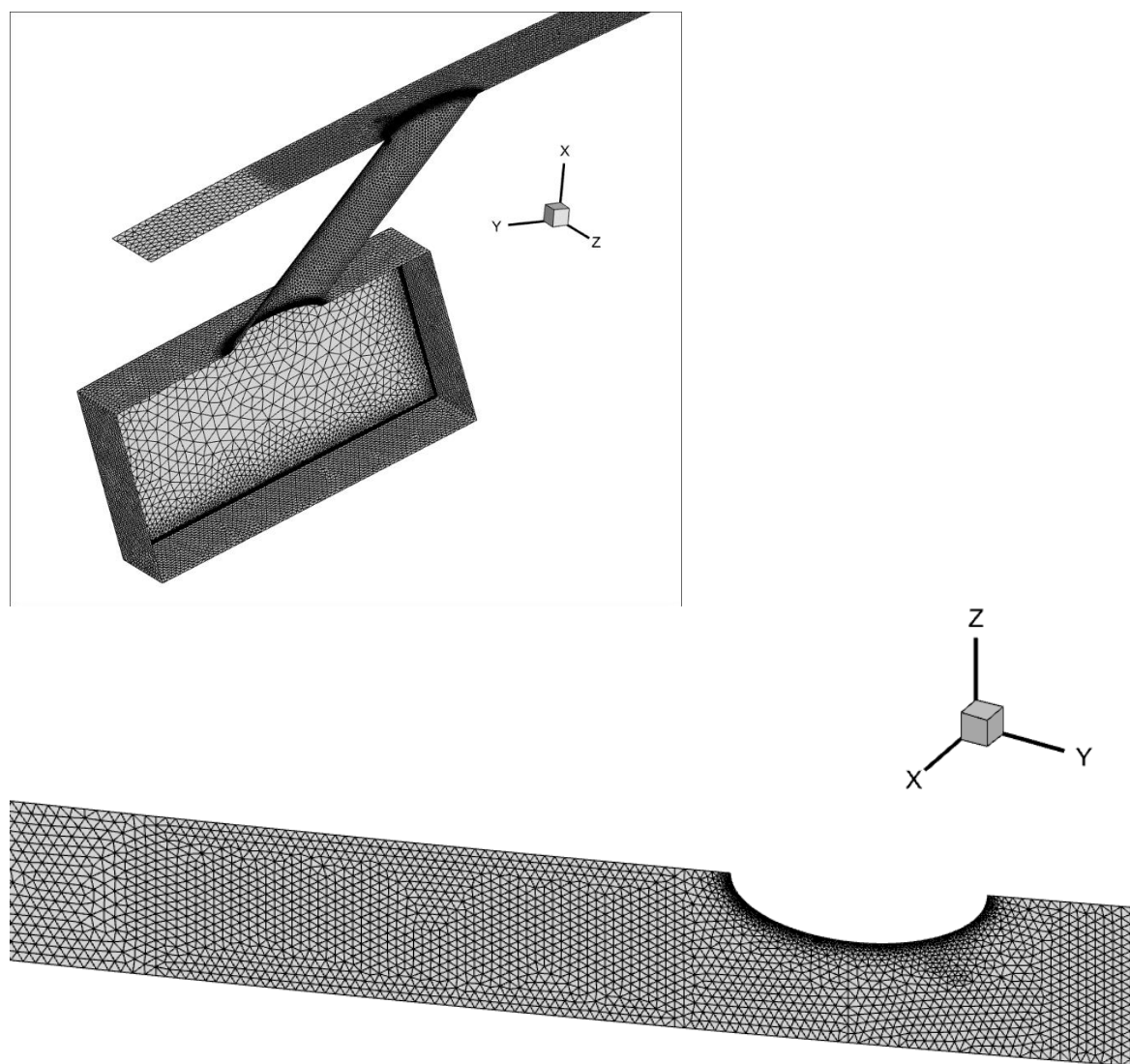


Figura 3.3.-13-Dettagli mesh 3600k

4 GRANDEZZE E RISULTATI FONDAMENTALI

Dopo aver scelto la mesh opportuna sono state lanciate una serie di simulazioni adiabatiche variando la pressione totale in ingresso del coolant p_{0c} , in maniera da individuare i valori nominali di Blowing Ratio: 0.5 , 0.75 , 1 e 1.5 . Dopo aver trovato le quattro pressioni, sono stati calcolati ulteriori parametri adimensionali quali density ratio, momentum ratio e discharge coefficient, utili per la completa caratterizzazione del foro.

Vengono di seguito riportati i principali parametri adimensionali che caratterizzano e descrivono le prestazioni del film cooling dal punto di vista aerodinamico e termodinamico.

4.1 BLOWING RATIO

BR: è una variabile adimensionale definita dal rapporto tra la quantità di moto del refrigerante e del flusso principale. È un parametro operativo definito come:

$$BR = \frac{\rho_c u_c}{\rho_m u_m} \quad (4.1.1)$$

Dove:

- ρ_c = densità del refrigerante,
- ρ_m = densità del flusso principale,
- u_c = velocità del refrigerante,
- u_m = velocità del flusso principale.

Il valore del mass flux del coolant si calcola come indicato di seguito:

$$\rho_c u_c = \frac{\dot{m}_c}{A_{foro}} \quad (4.1.2)$$

La sezione del foro è nota e costante, invece la portata di coolant varia cambiando la pressione totale del coolant, in particolare cresce all'aumentare di p_{0c} . Il valore del mass flux del mainflow viene determinato secondo l'equazione 4.1.3

$$\rho_m u_m = p_m Ma_{is,m} \sqrt{\frac{\gamma}{RT_m}} \quad (4.1.3)$$

Dove T_m è la temperatura locale del mainflow, calcolata come segue

$$T_m = T_{0m} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_{is,m}^2 \right)^{-1} \quad (4.1.4)$$

T_{0m} è la temperatura totale del mainflow, mentre il Mach isoentropico viene calcolato nel modo seguente:

$$Ma_{is} = \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma - 1} \right) \left[\left(\frac{p_{0m}}{p_m} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (4.1.5)$$

p_m viene invece valutata nel punto indicato in figura 4.1-1. In tabella 4.1 vengono riportate tutte le grandezze sopra espresse, al fine di calcolare il blowing ratio

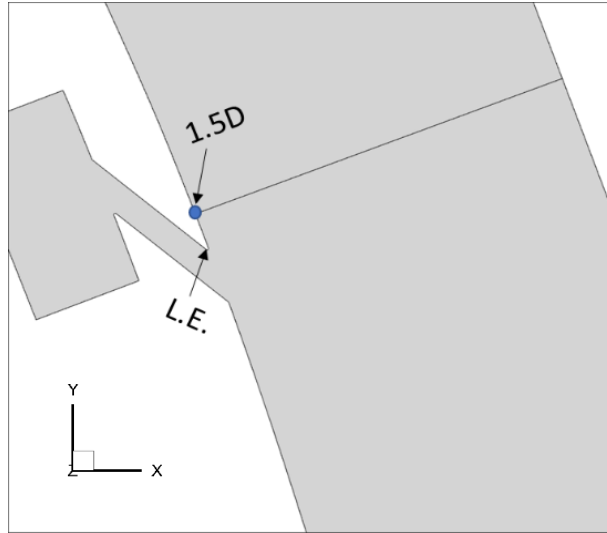


Figura 4.1-1-Zona di valutazione p_m

p_{0c} [Pa]	\dot{m}_c [g/s]	p_m [Pa]	$Ma_{is,m}$	T_m [K]	$B.R.$
136500	0.024	113711	0.811	368.76	0.51
157500	0.035	114280	0.806	369.28	0.75
182500	0.047	115329	0.797	370.24	0.99
250000	0.070	116331	0.788	371.16	1.49

Tabella 4.1-Calcolo del BR

4.2 DENSITY RATIO

DR: un parametro adimensionale definito dal rapporto tra la densità del coolant ρ_c e la densità del mainflow ρ_m

$$DR = \frac{\rho_c}{\rho_m} \quad (4.2.1)$$

Dove la densità del mainflow viene calcolata secondo la seguente formula

$$\rho_m = \rho_{0m} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_{is,m}^2 \right)^{-\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (4.2.2)$$

Con $\rho_{0m} = \frac{p_{0m}}{RT_{0m}}$

Per il Mach isoentropico valgono le medesime considerazioni effettuate per l'analisi del Blowing Ratio, si fa dunque riferimento alla figura 4.1-1. La densità di coolant ρ_c è stata calcolata nella sezione riportata in figura 4.2-1.

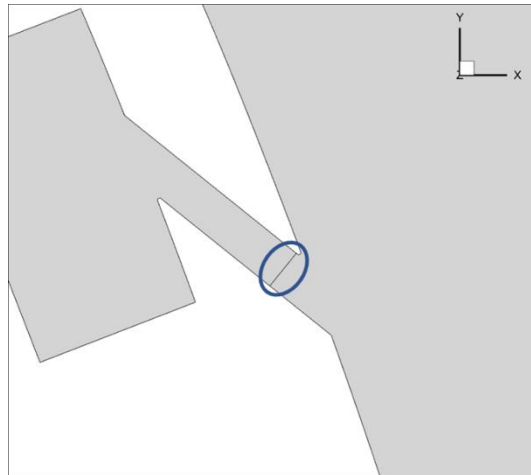


Figura 4.2-1-Sezione per la valutazione dei parametri del coolant

p_{0c} [Pa]	ρ_c [$\frac{kg}{m^3}$]	ρ_m [$\frac{kg}{m^3}$]	D.R.
136500	1.567	1.063	1.47
157500	1.628	1.067	1.53
182500	1.695	1.074	1.58
250000	1.865	1.081	1.73

Tabella4.2-Calcolo del DR

4.3 MOMENTUM RATIO

MR: il momentum flux ratio è un altro parametro adimensionale definito dal rapporto tra il momentum flux del coolant $\rho_c u_c^2$ e quello del mainflow $\rho_m u_m^2$

$$MR = \frac{\rho_c u_c^2}{\rho_m u_m^2} \quad (4.3.1)$$

Dove il denominatore viene calcolato secondo la seguente formula

$$\rho_m u_m^2 = \gamma p_m Ma_{is,m}^2 \quad (4.3.2)$$

Per il Mach isoentropico e la p_m valgono le medesime considerazioni effettuate per l'analisi del Blowing Ratio, si fa dunque riferimento alla figura 4.1-1. Per il calcolo del numeratore è stata mediata la quantità $\rho_c u_c^2$ sulla superficie evidenziata in figura 4.2-1; sono state analizzate due casistiche:

- Utilizzando il modulo della velocità del coolant
- Proiettando le componenti di velocità lungo la normale al piano in fig 4.2-1

In tabella 4.3 si nota che non vi sono grosse differenze tra le due casistiche, sintomo che il fluido nella sezione analizzata è piuttosto uniforme ed orientato lungo la normale al piano individuato in figura 4.2-1.

p_{0c} [Pa]	<i>M.R.</i> <i>Proiezione</i>	<i>M.R.</i> <i>Modulo</i>
136500	0.194	0.194
157500	0.405	0.406
182500	0.670	0.671
250000	1.373	1.375

Tabella 4.3-Calcolo del MR

4.4 DISCHARGE COEFFICIENT

Il discharge coefficient è un parametro adimensionale che fornisce una stima delle perdite aereodinamiche nel canale di cooling. E' espresso dal rapporto tra la portata reale di coolant che attraversa il canale e quella isoentropica ovvero ideale.

$$C_D = \frac{\dot{m}_c}{p_{0c} \left(\frac{p_m}{p_{0c}}\right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left(\frac{2\gamma}{(\gamma-1)RT_{0c}} \left(\left(\frac{p_{0c}}{p_m}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi D^2}{4}} \quad (4.4.1)$$

- \dot{m}_c = portata di refrigerante,
- p_{0c} = pressione di ristagno del refrigerante,
- p_m = pressione statica del flusso principale,
- T_{0c} = temperatura di ristagno del refrigerante,
- D = diametro del foro d'ingresso.

In figura 4.4-1 vengono etichettati i quattro punti relativi al discharge coefficient per i Blowing Ratio di riferimento, gli altri punti sono stati ottenuti ripetendo il calcolo con le simulazioni adiabatiche che sono state utilizzate come 'tentativo' per ottenere i BR esatti. Si nota che all'aumentare del BR e quindi all'aumentare della pressione totale del coolant, il discharge coefficient aumenta, segno che le perdite aerodinamiche diminuiscono all'aumentare di p_{0c} .

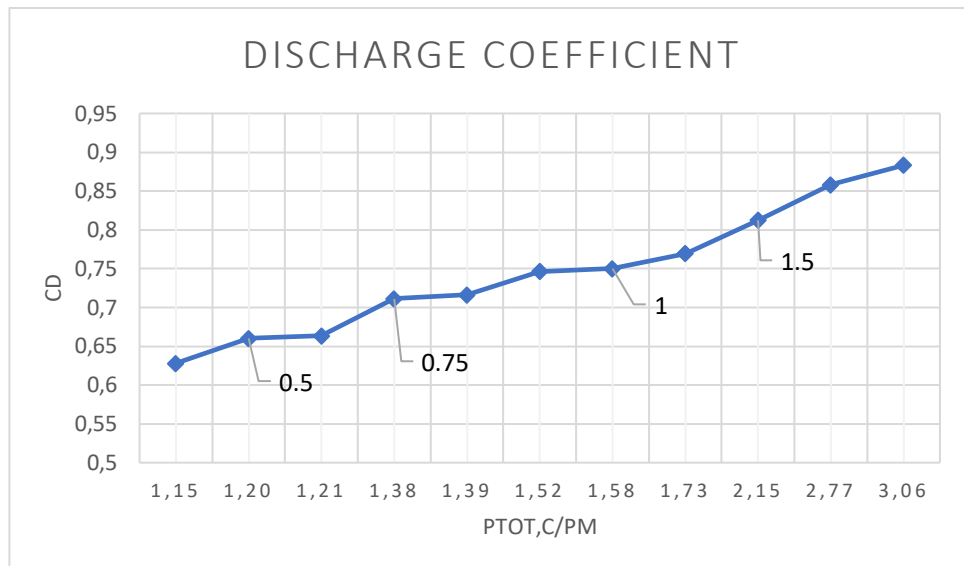


Figura 4.4-1-Discharge Coefficient

p_{0c} [Pa]	\dot{m}_c [g/s]	p_m [Pa]	C_d
136500	0.024	113711	0.66
157500	0.035	114280	0.71
182500	0.047	115329	0.75
250000	0.070	116331	0.81

Tabella 4.4-Calcolo del Discharge Coefficient

4.5 MACH ISOENTROPICO

Il Mach isoentropico è un parametro adimensionale che permette di adimensionalizzare il valore di pressione lungo il profilo della pala. E' definito come:

$$Ma_{is} = \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma - 1}\right) \left[\left(\frac{p_{0m}}{p_m}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (4.5.1)$$

Si nota dall'espressione che all'aumentare del valore di pressione, si ottengono valori di Ma_{is} più bassi. Questo parametro permette di quantificare il fenomeno del blockage legato all'interazione tra coolant e mainflow all'uscita del canale di refrigerazione.

4.5.1 Ingresso canale di cooling

Si passa adesso ad una prima descrizione del campo di moto del fluido, dalla zona d'ingresso al canale di cooling fino alla zona di interazione con il main flow. Il coolant che si trova nel Plenum incontra poi una brusca diminuzione di sezione ed è costretto ad accelerare per incanalarsi nel canale di cooling. Si nota che in prossimità del Trailing Edge (T.E.) il fluido curva maggiormente rispetto al Leading Edge (L.E.), questa curvatura genera un gradiente di pressione nella direzione ortogonale alle linee di flusso tale da indurre una zona di forte depressione che comporta la separazione del fluido.

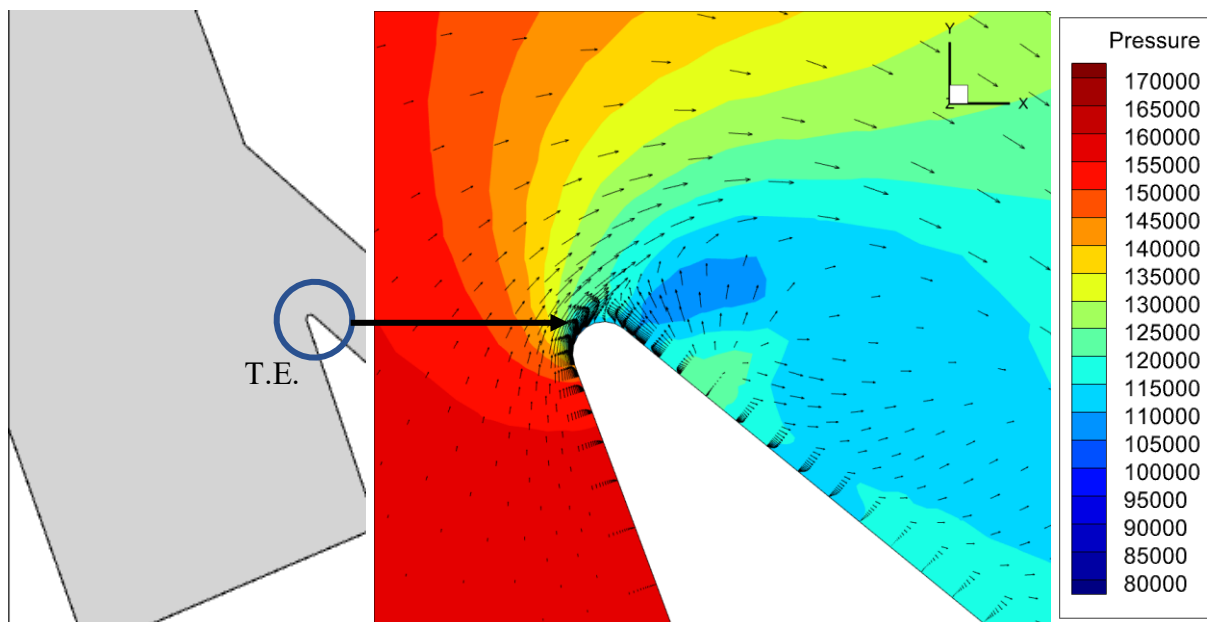


Figura 4.5-1 Campo di Pressione al T.E. zona d'ingresso

4.5.2 Uscita canale di cooling

All'uscita del canale il coolant si interfaccia con il mainflow, figura 4.5-2. Il fluido refrigerante rappresenta un ostacolo per il mainstream che non può più proseguire indisturbato verso valle: al Leading Edge (L.E.) il flusso principale viene rallentato dal coolant (blockage) e si genera una zona di sovrappressione locale in seguito a questo arresto. Al Trailing Edge invece il coolant penetra all'interno del mainflow e si genera una zona di depressione.

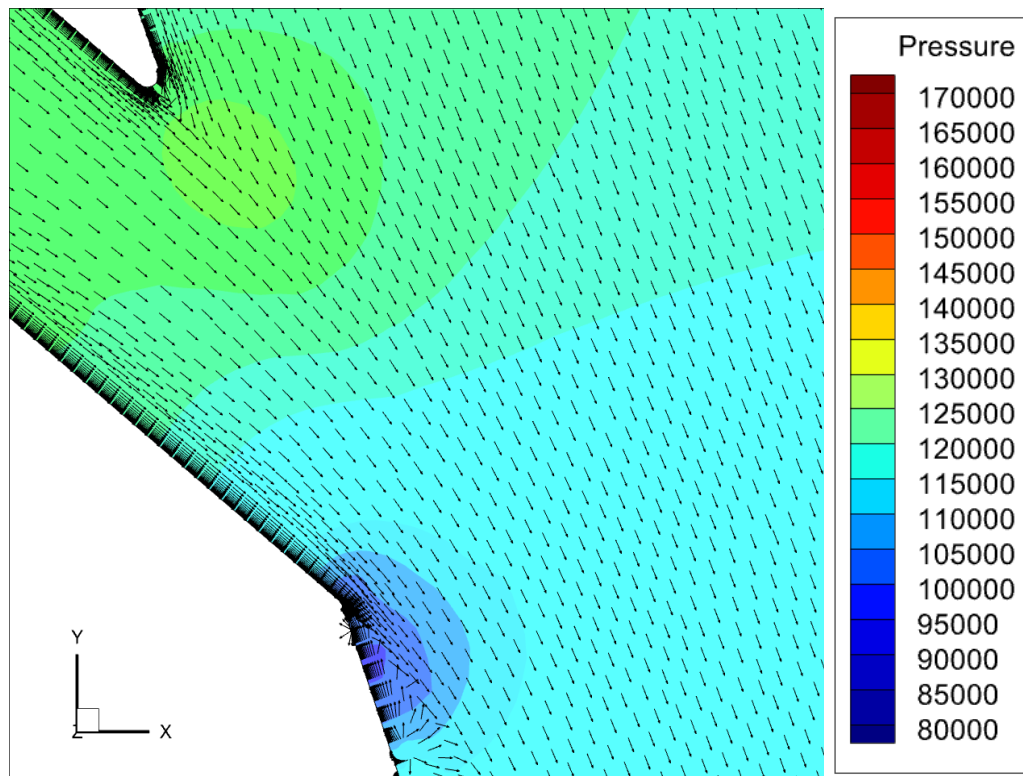
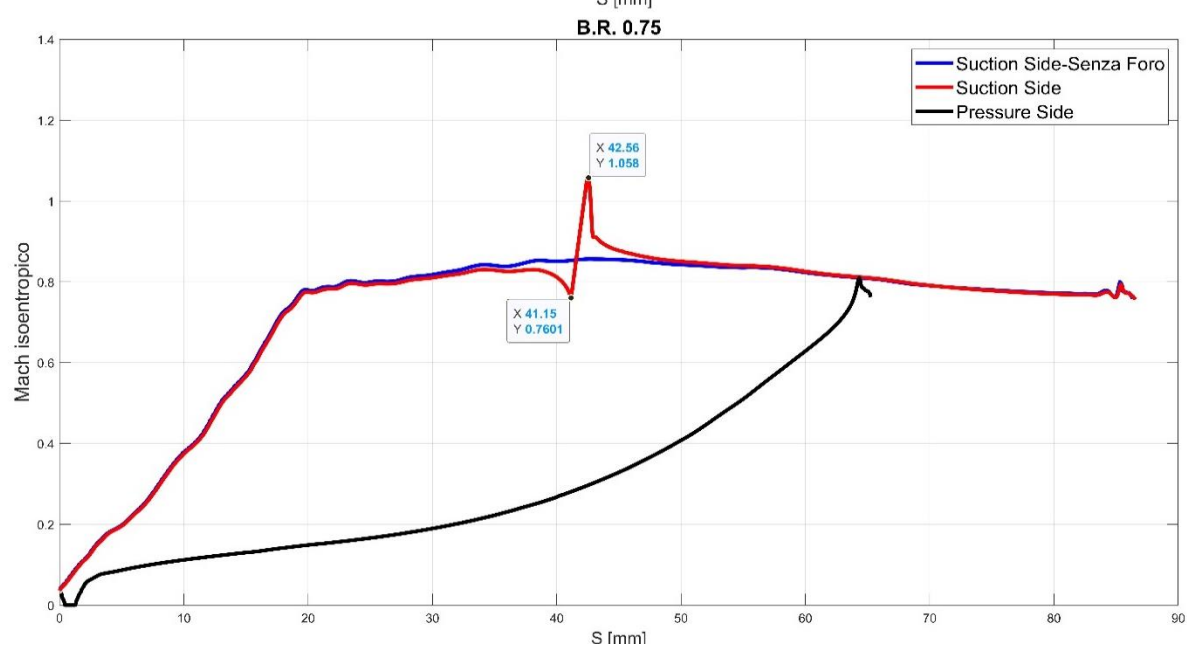
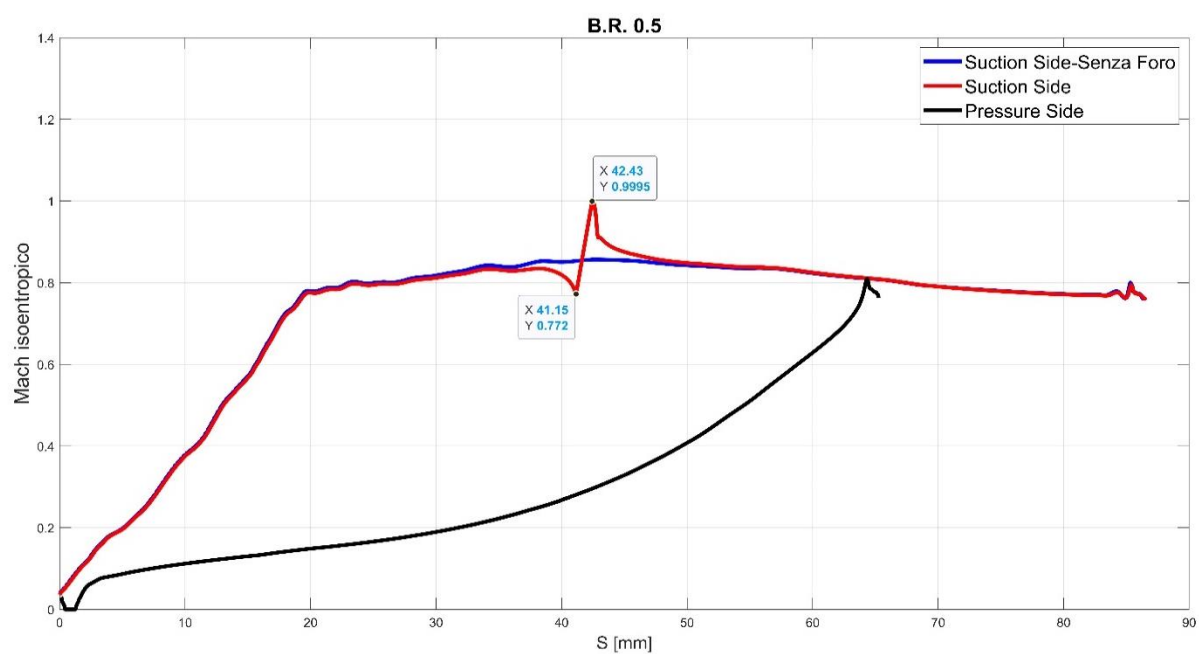


Figura 4.5-2 Campo di pressione sezione di uscita

Questi fenomeni sono molto sensibili al Blowing Ratio, infatti aumentando la pressione totale del coolant aumenta il picco di sovrappressione locale al L.E., mentre diminuisce in modulo anche il valore della pressione al T.E. del canale d'uscita. Questo risultato è in linea con l'aumento di portata \dot{m}_c che si ha aumentando p_{0c} : infatti questo gradiente di pressione è responsabile della spinta del fluido verso valle e, per spingere una portata maggiore, è necessario un gradiente di pressione più grande. Questi risultati vengono mostrati nelle figure 4.5-3 dove viene plottato il Mach isoentropico lungo l'ascissa curvilinea: sono presenti anche gli andamenti lungo il pressure side e nel caso della paletta senza il sistema di refrigerazione. Si nota che in prossimità del foro di cooling la curva rossa si discosta da quella blu (caso senza

foro) a causa dell'interazione coolant-mainflow e gli andamenti presentano un 'salto' sempre maggiore all'aumentare del B.R.



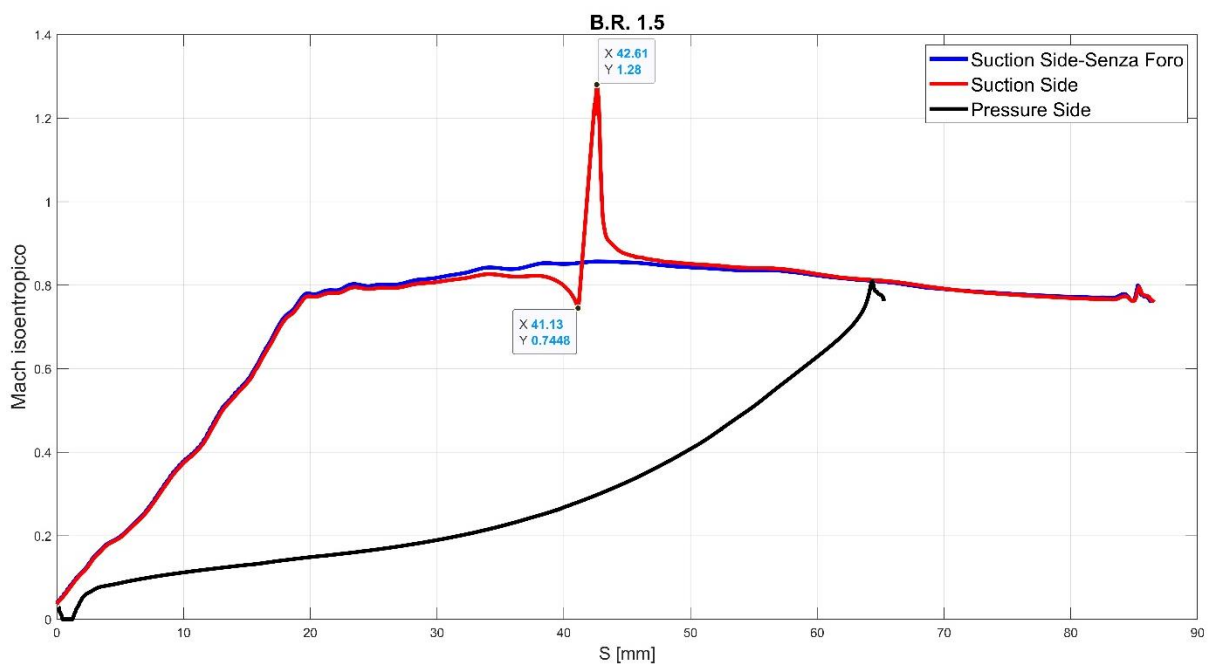
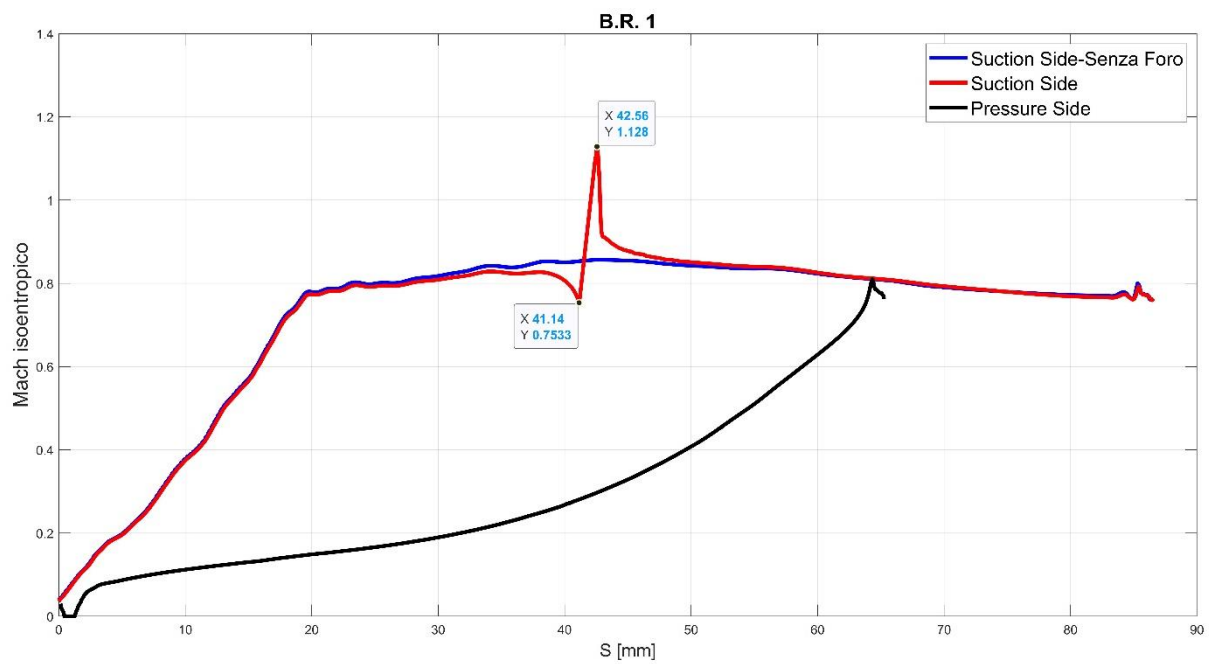


Figura 4.5-3-Mach isoentropico al variare del Blowing Ratio

4.6 EFFICIENZA ADIABATICA DI PARETE

E' un parametro adimensionale che viene utilizzato per valutare l'efficienza di refrigerazione, ovvero l'efficacia protettiva del film sulla superficie di parete. Analiticamente è definita come:

$$\eta_{aw} = \frac{T_{rec,m} - T_{aw}}{T_{rec,m} - T_{tc}} \quad (4.6.1)$$

Dove:

- T_{aw} è la temperatura adiabatica di parete, parametro molto sensibile al Blowing ratio
- T_{tc} è la temperatura di ristagno del coolant
- $T_{rec,m} = \frac{1 + Pr^{0.33} \frac{\gamma-1}{2} Ma_m^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_m^2} T_{tm}$ è la temperatura di recupero, che rappresenta la temperatura di parete quando non c'è scambio termico. E' funzione delle sole proprietà del mainflow, ed è quasi costante sul profilo della pala.

Come si può osservare dalla sua formulazione, il valore dell'adiabatic effectiveness rappresenta la forma adimensionale della T_{aw} . Nel caso di una perfetta copertura della parete ad opera del film cooling la temperatura di parete adiabatica è uguale alla temperatura del coolant, in queste condizioni $\eta_{aw} = 1$. Viceversa un valore di η_{aw} molto basso (al limite 0) corrisponderebbe ad un caso dove la T_{aw} è uguale alla $T_{rec,m}$, quindi il caso peggiore in cui la parete che si vuole raffreddare è totalmente esposta al mainflow. L'efficienza di refrigerazione adiabatica è fortemente influenzata dal Blowing Ratio: infatti aumentando la pressione totale di ingresso del coolant, si aumenta la sua quantità di moto e ciò comporta l'avere in prossimità del foro di uscita, un fluido che penetra maggiormente nel mainflow allontanandosi sempre più dalla parete da raffreddare. Come è evidenziato dalla figura 4.6-1, un aumento del BR comporta una più accentuata penetrazione del coolant nel mainflow, ed in zone sempre più lontane dalla superficie da raffreddare. All'aumentare del BR ci si aspetta dunque un peggioramento in termini di copertura da parte del coolant sul cooled profile.

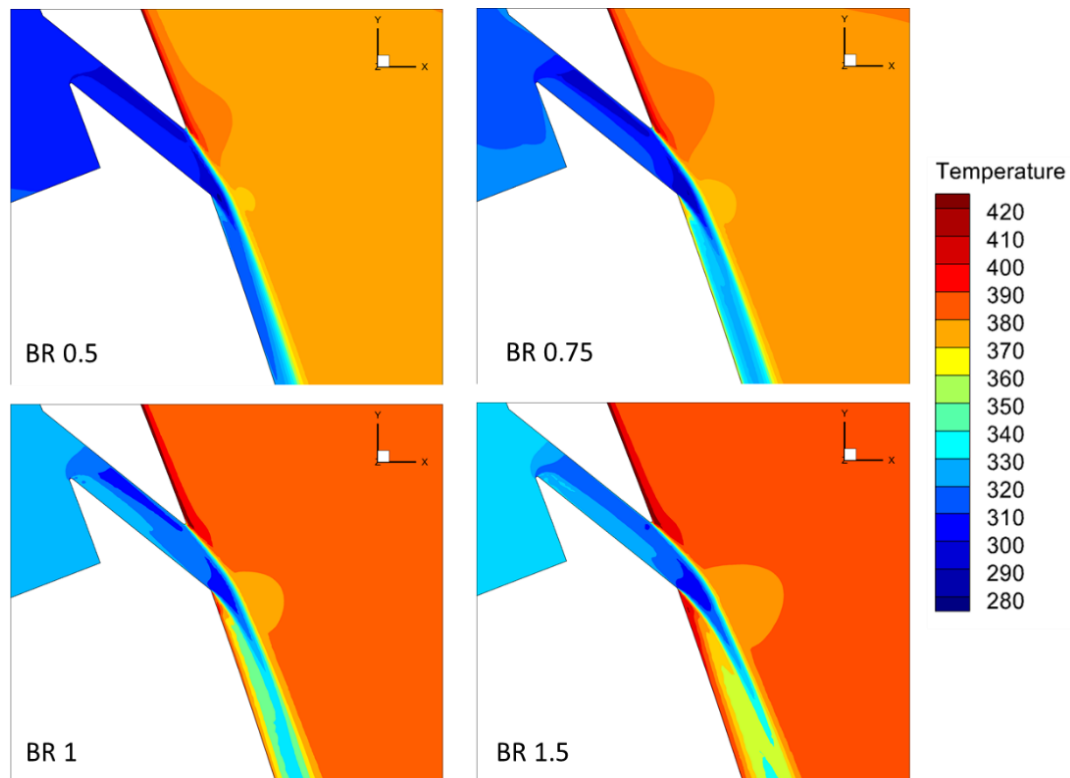


Figura 4.6-1-Profilo di temperatura al variare del Blowing Ratio

4.7 COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO

Il coefficiente di scambio termico è definito come il rapporto tra la potenza termica scambiata in presenza di film cooling e la differenza tra la temperatura adiabatica di parete e la temperatura di parete.

$$h_f = \frac{\dot{q}_f}{(T_{aw} - T_w)} \quad (4.7.1)$$

- $T_w = 250\text{K}$ temperatura di parete per le simulazioni isoterme

Il parametro h_f è indipendente dalla temperatura di parete T_w e dalla temperatura del coolant. Dato che generalmente la T_{aw} non è nota a priori è necessario introdurre una seconda definizione del coefficiente di scambio

$$h(\theta) = \frac{\dot{q}_f}{(T_{rec,m} - T_w)} \quad (4.7.2)$$

Dove al posto della temperatura adiabatica di parete è presente la $T_{rec,m}$, ed al posto di h_f è presente $h(\theta)$ che invece è correlata alle temperature di parete e coolant. Nel 1984 Eckert formulò una relazione lineare che correla tra loro le grandezze h_f , $h(\theta)$, η_{aw} , θ sotto le ipotesi di fluido incompressibile e con proprietà costanti: ovviamente i fluidi impiegati in questa trattazione non soddisfano le ipotesi di Eckert, ma studi più recenti hanno dimostrato la validità della formula di Eckert (con un errore del 10%), anche in applicazioni con fluido comprimibile come l'aria.

$$h(\theta) = h_f(1 - \eta_{aw}\theta) \quad (4.7.3)$$

Dove θ rappresenta la forma adimensionale della temperatura T_w , ed è definito come

$$\theta = \frac{T_{rec,m} - T_{tc}}{T_{rec,m} - T_w} \quad (4.7.4)$$

Per ottenere la retta che rappresenta la formula di Eckert nel piano h - θ è necessario ricavare sperimentalmente due punti tramite due diverse prove. La prima in condizioni quasi adiabatiche ($\theta \sim 1/\eta$), la seconda utilizzando acqua come fluido refrigerante per abbassare il valore di θ ed ottenere il secondo punto. Si nota dal grafico in figura 4.7-1 che h_f corrisponde al caso $\theta = 0$, quindi si otterrebbe nel caso in cui la temperatura totale del coolant fosse uguale alla temperatura di recupero del mainflow. Una volta calcolato $h(\theta)$ da 4.7.2, si ricava il valore di h_f da 4.7.3 così da ottenere un coefficiente di scambio termico indipendente delle condizioni di coolant e parete.

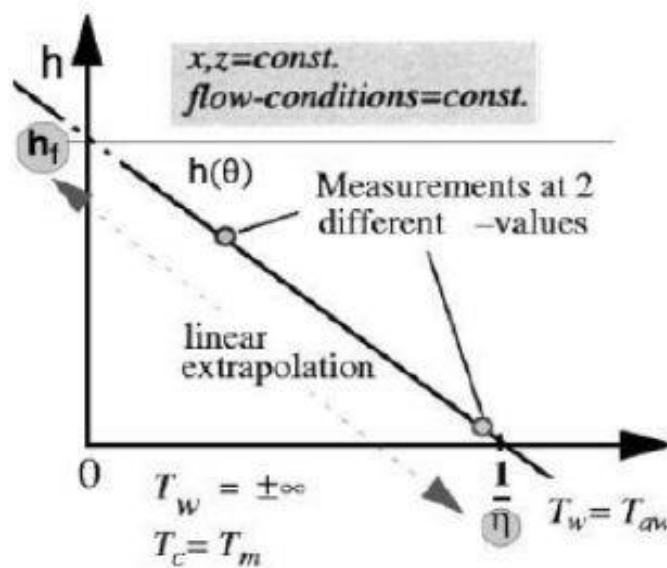


Figura 4.7-1 Retta di Eckert sul piano h - θ

4.8 NET HEAT FLUX REDUCTION

La net heat flux reduction (NHFR) è il parametro che viene utilizzato per definire le prestazioni del sistema di film cooling. Esso tiene conto sia di come il fluido refrigerante si distribuisce sul profilo da raffreddare (η_{aw}), sia dell'incremento di calore scambiato a seguito dell'introduzione di un fluido a temperatura inferiore rispetto a quella del mainflow (HTC). Al fine di quantificare la riduzione di potenza termica scambiata a parete è necessario valutare la differenza tra potenza termica scambiata in assenza di coolant \dot{q}_0 e quella nelle condizioni di lavoro del sistema di cooling \dot{q}_f ; per adimensionalizzare tale grandezza si fa riferimento alla potenza termica scambiata in assenza di refrigerante \dot{q}_0 .

$$NHFR = \frac{\dot{q}_0 - \dot{q}_f}{\dot{q}_0} \quad (4.8.1)$$

- $\dot{q}_0 = h_0(T_{rec,m} - T_w)$
- $\dot{q}_f = h_f(T_{aw} - T_w)$

Con h_0 si fa riferimento al coefficiente di scambio termico in condizioni di assenza di coolant. Sostituendo le due espressioni per il flusso termico si ottiene l'espressione finale per la Net heat flux reduction:

$$NHFR = 1 - \frac{h_f(1 - \eta_{aw}\theta)}{h_0} \quad (4.8.2)$$

Come evidenziato dall'ultima equazione si nota che una distribuzione uniforme del coolant sulla superficie da raffreddare comporta una effettiva riduzione in termini di potenza termica scambiata rispetto al caso di assenza di refrigerante. Contrariamente a ciò, l'interazione tra mainflow e refrigerante fa aumentare il coefficiente di scambio termico e questo può portare ad avere zone in cui la NHFR è negativa: questa circostanza è da evitare in quanto rappresenta una condizione per cui la presenza del sistema di cooling ha incrementato il flusso termico scambiato rispetto al caso con pala non refrigerata.

5 CONFRONTO TRANSITION-FULLY TURBULENT

Per approfondire i risultati, sono state lanciate delle simulazioni utilizzando un ulteriore modello per lo sviluppo della turbolenza: il $k - \omega SST$, che modella uno strato limite turbolento completamente sviluppato. A seconda del modello di turbolenza applicato si notano delle differenze non trascurabili in termini di distribuzione e mescolamento dei fluidi, nella zona d'interazione e a valle del foro. Nelle pagine successive vengono illustrate le maggiori differenze riscontrate in termini di η_{aw} e $NHFR$.

5.1 CAMPO DI MOTO

La principale differenza riscontrata nel confronto tra i due modelli è il backflow presente in condizioni di strato limite transizionale, come illustrato in figura 5.1-1 (b). La spiegazione è legata alla differente energia cinetica posseduta dallo strato limite dei due modelli nel mainflow, a monte del foro di cooling: l'energia cinetica associata allo strato limite turbolento risulta essere maggiore rispetto a quella del modello di transizione (a). Quest'ultimo infatti non ha energia sufficiente a vincere la sovrappressione che si genera in prossimità del leading edge, pertanto una piccola porzione di mainflow, giunta in prossimità del foro, si raffredda dopo aver interagito con il coolant e ritorna verso monte (c).

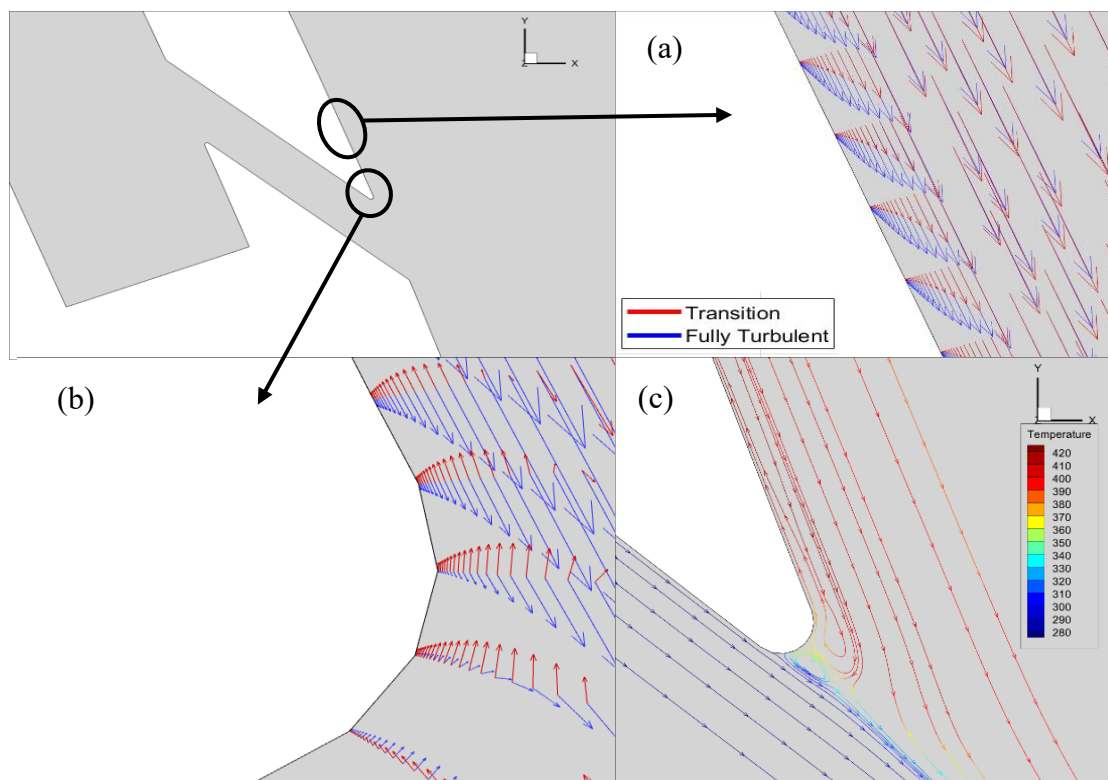


Figura 5.1-1-(a) Campo di velocità a monte del L.E., (b) Back-Flow presente nel modello di Transizione, (c) Campo di temperatura per il modello $\gamma - Re_\theta$

5.2 CONFRONTO η_{aw}

L'efficienza di refrigerazione adiabatica presenta un andamento molto sensibile al Blowing Ratio, come descritto nel paragrafo 4.6. Si può apprezzare nelle figure 5.2 che per entrambi i modelli analizzati un aumento della pressione totale del coolant comporta un sollevamento del refrigerante in prossimità del foro di uscita, portando ad un peggioramento in termini di copertura della parete da raffreddare. Come si può notare dagli andamenti lungo il cooled profile, le maggiori differenze riscontrate nell'analisi tra i due modelli possono essere apprezzate in prossimità del foro di cooling. Il modello $\gamma - Re_\theta$ a causa del backflow presenta valori di η_{aw} maggiori di zero anche in zone a monte del foro, questo risultato invece è assente negli andamenti del modello $k - \omega SST$ che presenta una efficienza di refrigerazione nulla prima della zona di iniezione. Un'altra marcata differenza è dovuta al trasporto laterale di fluido freddo a seguito della minore energia cinetica presente nello strato limite transizionale: per questo modello infatti spostandosi lungo l'altezza della pala, in direzione z , si nota la presenza di zone raffreddate che si sviluppano anche longitudinalmente incrementando così l'efficienza di refrigerazione laterale. Analizzando invece gli andamenti in zone distanti dalla sezione di uscita, si può apprezzare una maggiore copertura laterale per il modello fully turbulent rispetto al modello di transizione per BR 0.75 e BR 1. Per poter valutare al meglio gli andamenti in termini di copertura laterale vengono presentati in figura 5.2-5 gli andamenti di η_{aw} laterale per i due modelli analizzati al variare del BR. Il grafico mostra gli andamenti dell'efficienza media laterale in funzione dell'ascissa curvilinea adimensionalizzata, l'origine del sistema di riferimento è centrata sull'asse del foro di uscita. Analizzando gli andamenti al variare del Blowing ratio, si può constatare il crollo in termini di copertura del refrigerante a parete per entrambi i modelli. Per tutte le casistiche analizzate, nelle zone adiacenti al foro la η_{aw} laterale mostra valori maggiori per il modello di transizione a seguito dei fenomeni di backflow e trasporto laterale. A maggiori distanze dal foro il modello $k - \omega SST$ presenta un'efficienza laterale maggiore per BR 0.75 e BR 1.

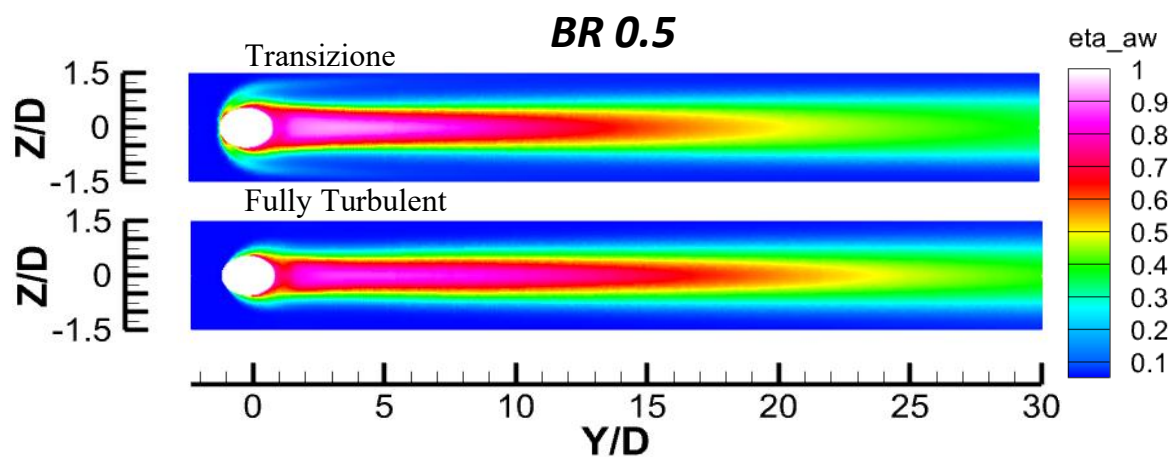


Figura 5.2-1 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.5

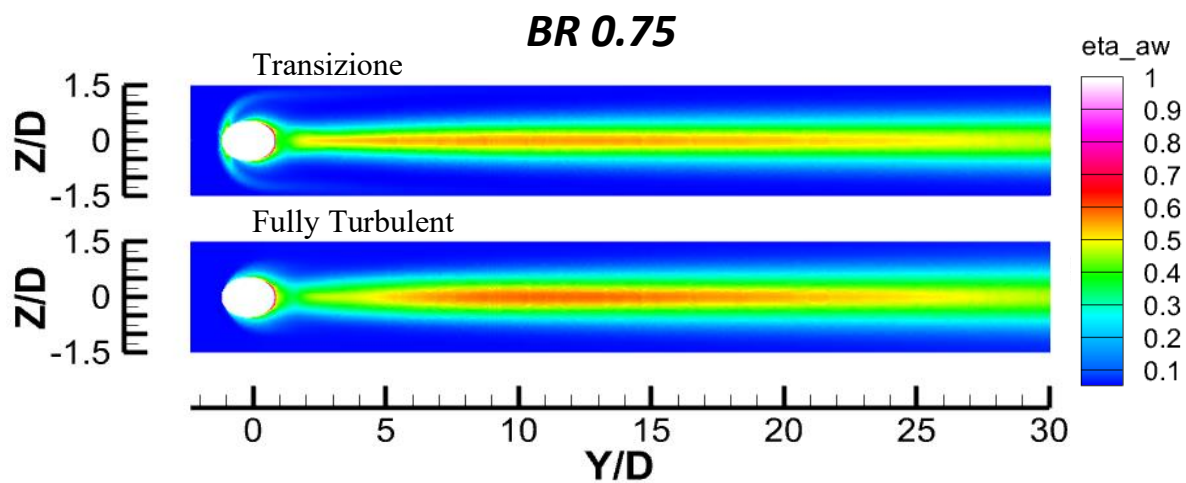


Figura 5.2-2 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.75

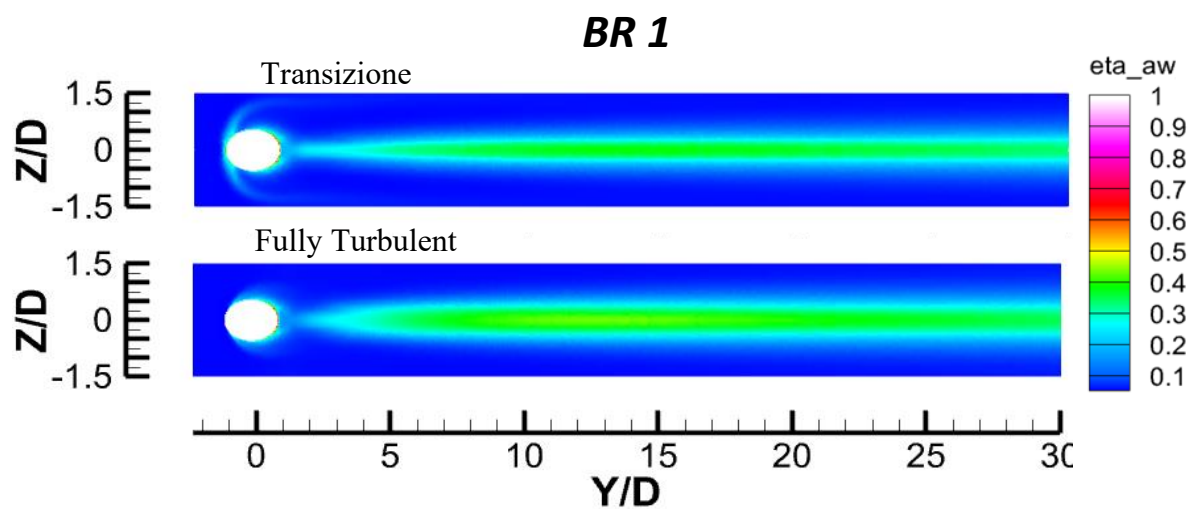


Figura 5.2-3 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 1

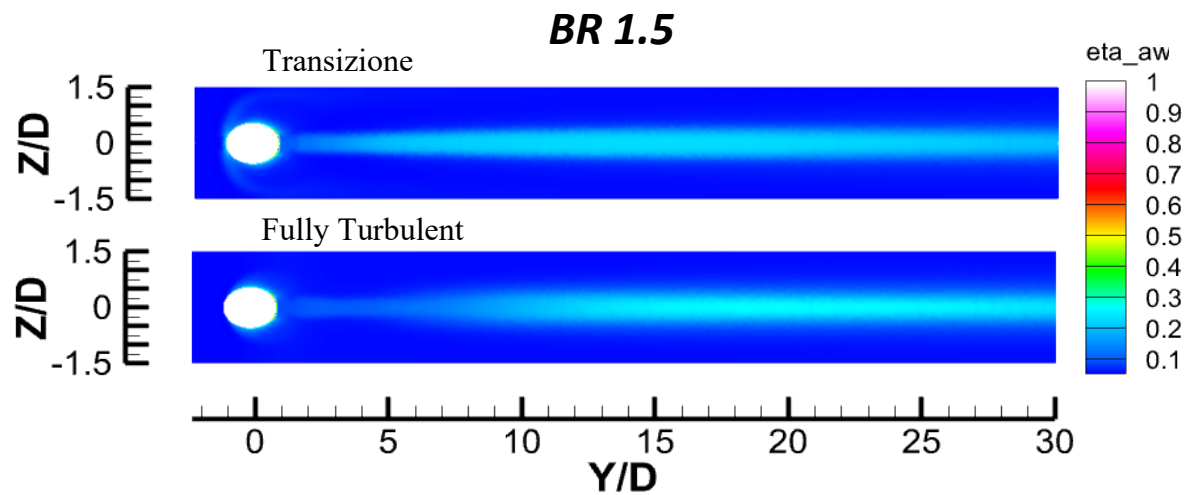


Figura 5.2-4 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 1.5

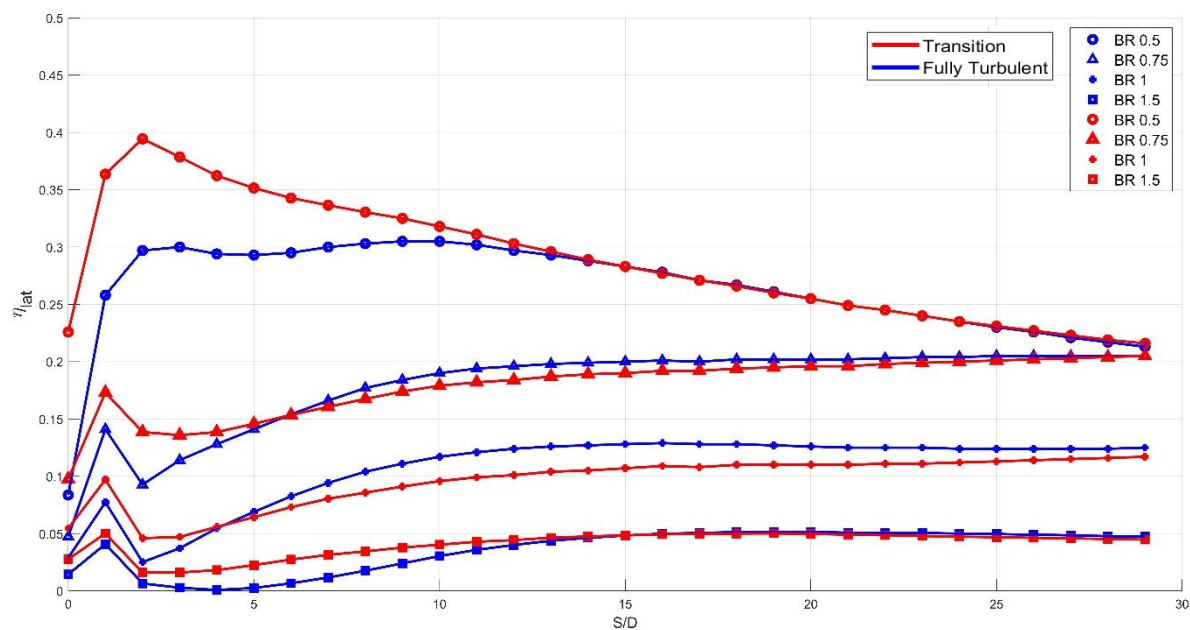


Figura 5.2-5 Confronto Efficienza media laterale modello $\gamma - Re_\theta$ vs $k - \omega$ SST. Analisi di sensitività al variare del BR

5.3 CONFRONTO NHFR

Analizzando gli andamenti della NHFR sul profilo raffreddato si nota una buona riduzione del calore netto scambiato in prossimità della centerline, dove la parete risulta maggiormente ricoperta dal refrigerante. La commistione tra i due fluidi però porta ad avere un alto valore di coefficiente di scambio termico nelle zone prossime alla sezione di uscita, si nota infatti che localmente sono presenti delle zone dove la NHFR assume valori fortemente negativi. L'interazione tra mainflow e fluido refrigerante si fa sempre più intensa all'aumentare della pressione totale in ingresso del coolant: si può notare dalle figure 5.3 che l'area interessata da maggiori fenomeni di scambio termico si fa via via più grande, assumendo valori sempre più piccoli di NHFR. Analizzando gli andamenti della NHFR laterale presenti in figura 5.3-5, si nota che nelle zone prossime alla sezione d'uscita vi è un incremento della potenza termica scambiata rispetto al caso in assenza di cooling, questo è dovuto all'intensa mescolanza del mainflow con il fluido freddo. Dopo che la commistione tra i due fluidi si è smorzata si inizia ad apprezzare un'effettiva riduzione della potenza termica scambiata in presenza del sistema di cooling. Analizzando il caso relativo al modello di transizione, per valori dell'ascissa curvilinea inferiori a 10D, BR 0.5 presenta la maggiore riduzione di flusso termico scambiato; questo è dovuto alla maggiore η_{aw} rispetto agli altri casi. Dopo questo valore i casi a BR intermedio presentano la maggiore NHFR laterale, mentre superati i valori di 20D il caso a minor BR presenta la minima (seppur positiva) riduzione di calore. Passando adesso al confronto con il modello fully turbulent, si nota che per tutti i BR analizzati il modello $k - \omega$ SST presenta valori minori in termini di net heat flux reduction: questo è dovuto all'incremento dello scambio termico a seguito di una sovrastima dell'energia cinetica turbolenta (TKE) per il modello $k - \omega$ SST. Si nota dalla figura 5.3-7, in cui vengono plottate le streamline colorate con l'energia cinetica turbolenta, che il modello fully turbulent assume valori maggiori di TKE a monte del foro rispetto al modello di transizione.

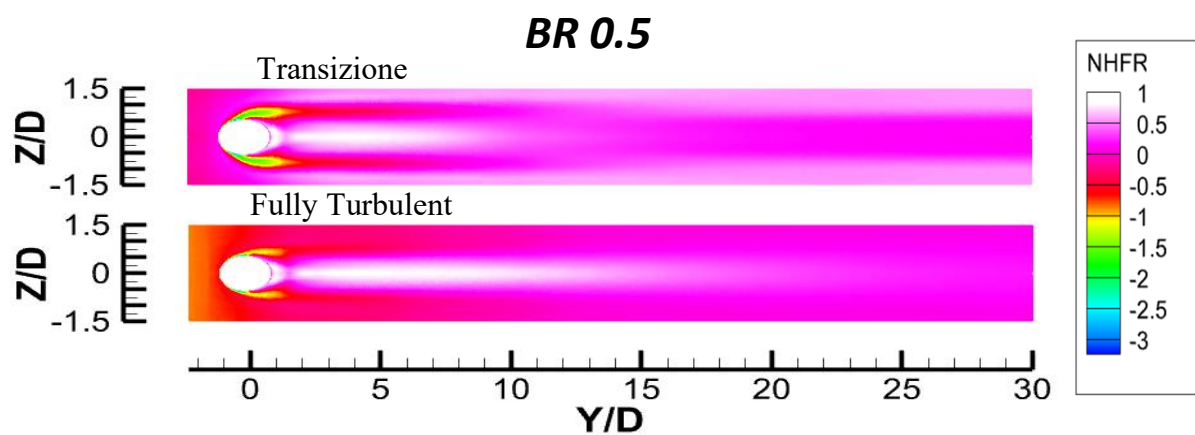


Figura 5.3-2 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.5

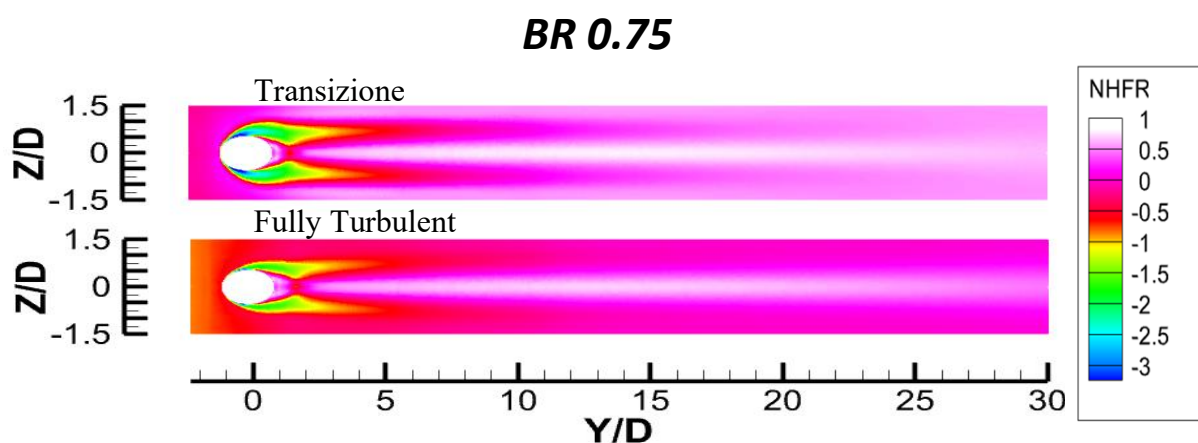


Figura 5.3-1 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.75

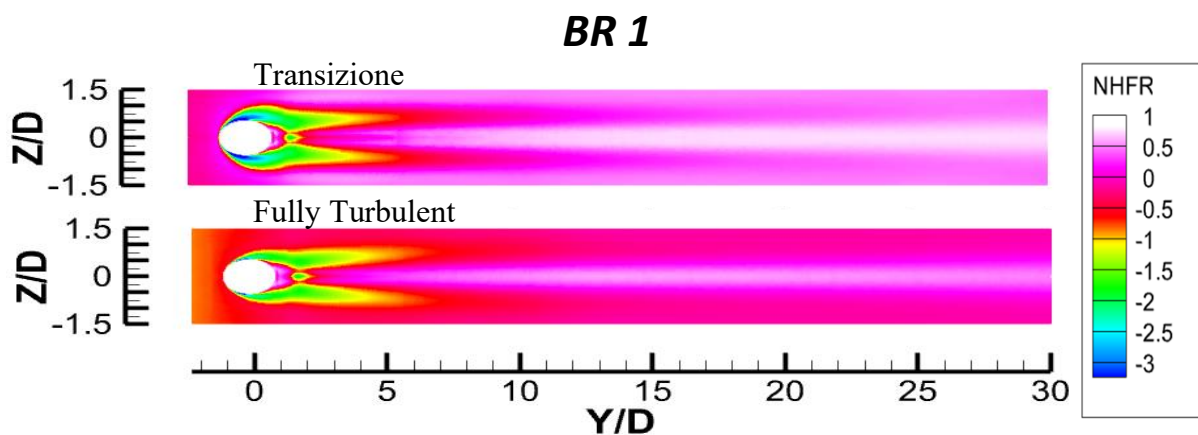


Figura 5.3-3 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 1

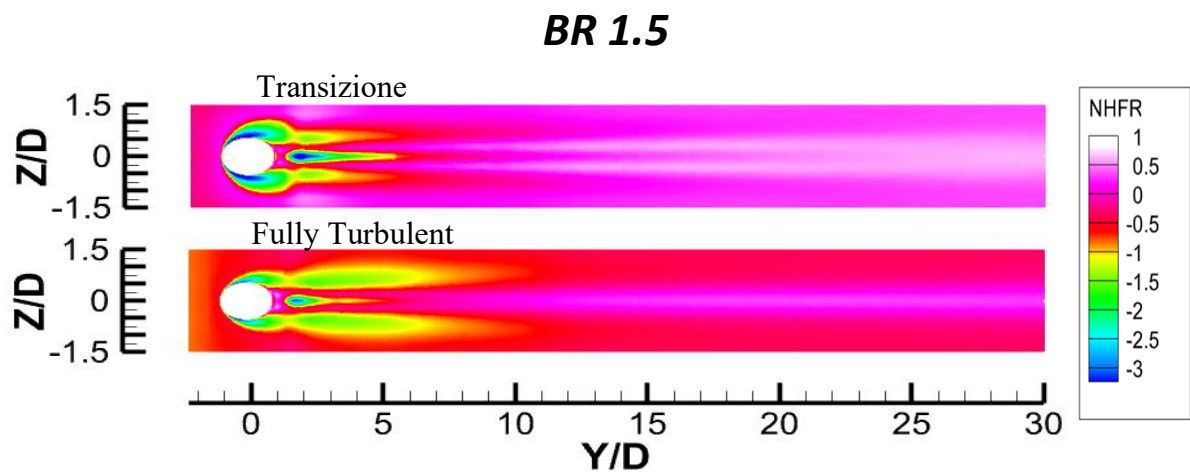


Figura 5.3-4 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 1.5

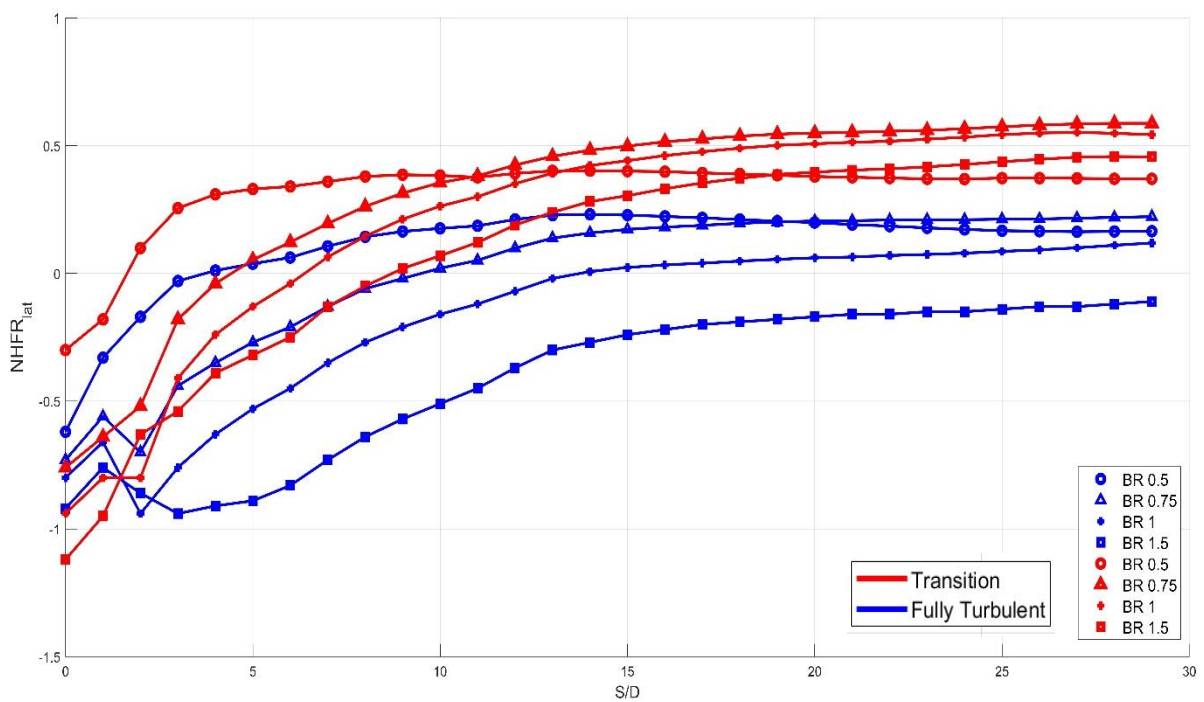


Figura 5.3-5 Confronto NHFR media laterale modello $\gamma - Re_\theta$ vs $k - \omega$ SST. Analisi di sensitività al variare del BR

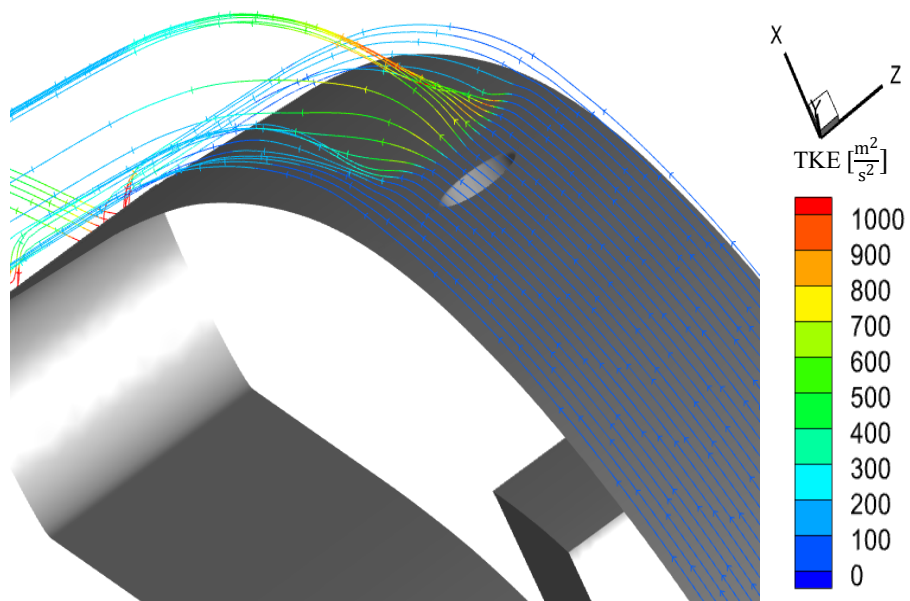


Figura 5.3-6 TKE modello $\gamma - Re_\theta$

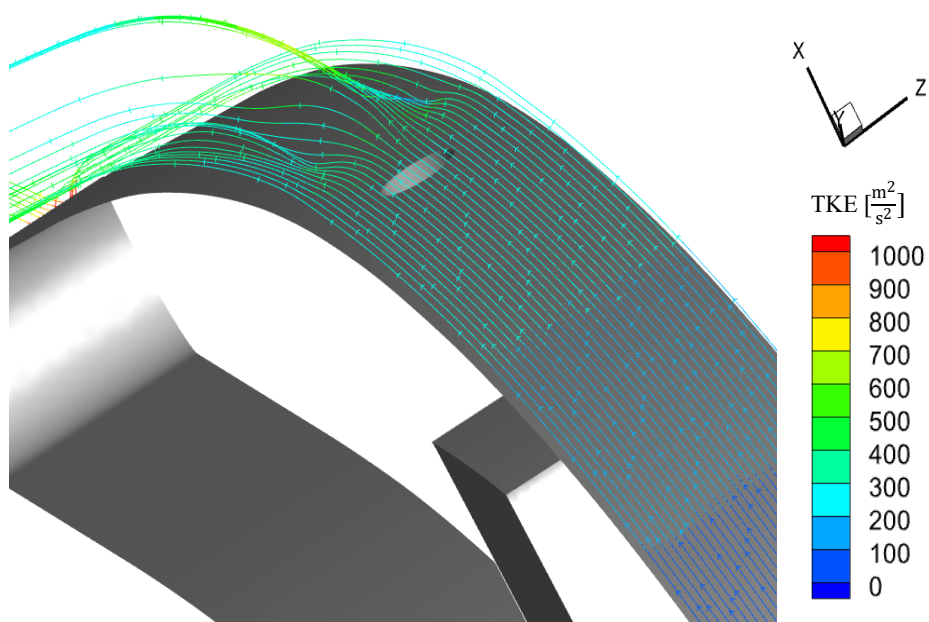


Figura 5.3-7 TKE modello $k - \omega$ SST

6 CONCLUSIONI

In questa tesi è stato condotto uno studio finalizzato ad analizzare le prestazioni di un sistema di refrigerazione per palettature di turbine transoniche, in termini di efficienza adiabatica di refrigerazione e di riduzione netta del calore scambiato. Il test case esaminato è il MUR 237, che fa riferimento alla palettatura LS89 in assenza del dispositivo di refrigerazione. Per procedere allo studio proposto, è stato necessario proporzionare prima il sistema di film cooling prendendo come riferimento quello della palettatura MT1: sono stati così calcolati i principali parametri geometrici come i diametri dei fori, il passo, la lunghezza del canale, l'angolo di inclinazione e la posizione dei fori sul suction side; è stata valutata inoltre la temperatura totale del coolant prendendo come riferimento un test case transonico svolto sulla palettatura MT1. Al fine di poter procedere con le simulazioni CFD tramite il software di simulazione STAR CCM+, è stata necessaria la realizzazione di un tuning del modello di transizione $\gamma - Re_\theta$, al fine di fittare i dati sperimentali relativi al coefficiente di scambio termico presenti nel test case analizzato. Dopo aver scelto la mesh è stato possibile lanciare le simulazioni adiabatiche ed isoterme per le analisi ed i confronti sulle prestazioni del sistema di raffreddamento in condizioni di strato limite transizionale e turbolento. Il risultato più evidente è il backflow presente nel modello di transizione: questo è dovuto alla bassa energia cinetica posseduta dallo strato limite transizionale nel mainflow che fa sì che in prossimità del leading edge il flusso principale non riesca ad oltrepassare la zona di sovrappressione. A questo è collegato un flusso retrogrado di una porzione di mainflow che, dopo aver interagito con il coolant, risale verso monte ed un trasporto laterale di fluido freddo lungo l'altezza della pala. Confrontando i risultati per i due modelli in termini di efficienza adiabatica di refrigerazione, si nota una marcata differenza nelle zone prossime al foro: lì per la presenza dei fenomeni di backflow e trasporto laterale vi è una maggiore copertura della superficie per il modello di transizione. Si può osservare inoltre che a distanze maggiori dalla sezione d'uscita, l'andamento di η_{aw} laterale lungo il cooled profile è simile per i due modelli, eccezion fatta per il caso a BR 1. Volendo analizzare invece le differenze in termini di NHFR, si è constatato che l'incremento del livello di turbolenza associato allo sviluppo del modello $k - \omega$ SST si traduce in un aumento del coefficiente di scambio termico, che peggiora la riduzione della potenza termica scambiata. Per tutti i Blowing Ratio analizzati il modello di transizione presenta valori maggiori in termini di NHFR laterale rispetto al modello fully turbulent: la spiegazione risiede nella sovrastima dell'energia cinetica turbolenta modellizzata dal $k - \omega$ SST che porterà ad avere un maggiore scambio termico a valle del foro di cooling con peggioramento in termini di prestazioni.

Nomenclatura

β rapporto di compressione

η_{ciclo} rendimento del ciclo Brayton-Joule reale

η_t rendimento isoentropico turbina

η_c rendimento isoentropico compressore

ρ densità

\mathbf{u} vettore velocità

Π_v tensore degli sforzi viscosi

\mathbf{a} vettore accelerazione

e_t energia specifica totale

q_α potenza termica specifica

h entalpia specifica; coefficiente di scambio termico

c_p calore specifico a pressione costante

R costante specifica dei gas

μ viscosità dinamica

μ_t viscosità turbolenta

k conduttività termica; energia cinetica turbolenta

ω tasso di dissipazione specifico

ε tasso di dissipazione

δ_x lunghezza caratteristica della cella

d diametro dei fori di cooling

p passo

s ascissa curvilinea sul suction side

l lunghezza del canale di cooling

L.E. leading edge

T.E. trailing edge

BR blowing ratio

DR density ratio

MR momentum ratio

C_D discharge coefficient

η_{aw} efficienza di refrigerazione adiabatica

NHFR net heat flux reduction

7 BIBLIOGRAFIA

- [1] J. W. D. a. J. T. Horlock, «Limitations on Gas Turbines Performance imposed by Large Turbine Cooling Flows,» 2000.
- [2] F. Menter, R. Langtry, S. Likki, Y. Suzen, P. Huang e S.Völker, «A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables- Part I: Model Formulation,» *Journal of Turbomachinery*, 2006.
- [3] D. Wilcox, « Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Mode,» 1988.
- [4] T. Arts, M. Lambert de Rouvroit e A. Rutherford, «AERO-THERMAL INVESTIGATION OF A HIGHLY LOADED TRANSONIC LINEAR TURBINE GUIDE VANE CASCADE,» 1990.
- [5] P. Adami, C. K.S, F. Martelli e M. F., «NUMERICAL PREDICTIONS OF FILM COOLED NGV BLADES,» 2003.
- [6] W. D.K e L. J.H, «A Detailed Analysis of Film-Cooling Physics: Part I—Streamwise Injection With Cylindrical Holes,» 2000.
- [7] S. Baldauf e A. S. S. M.Scheurlen, «Correlation of Film-Cooling Effectiveness From Thermographic Measurements at Enginelike Conditions,» 2002.
- [8] Saumweber e Schulz, «Effect of Geometry Variations on the Cooling Performance of Fan-Shaped Cooling Holes,» 2012.
- [9] Saumweber e Schulz, «Free-Stream Effects on the Cooling Performance of Cylindrical and Fan-Shaped Cooling Holes,» 2012.
- [10] S. Baldauf, M. Scheurlen, A. Schulz e S.Wittig, «Heat Flux Reduction From Film Cooling and Correlation of Heat Transfer Coefficients,» 2002.
- [11] Saumweber, Schulz e Wittig, «Free-Stream Turbulence Effects on Film Cooling With Shaped Holes,» 2003.

- [12] A.-H. Luai M, S. Shaahid e A. A. Al-Mubarak, «Jet Impingement Cooling in Gas Turbines for Improving Thermal Efficiency and Power Density».
- [13] J. H. L. William D. York, «Leading-Edge Film-Cooling Physics—Part III: Diffused Hole Effectiveness».
- [14] B. A. J. a. G. T. A. K. AL-HAMADI, «TURBULENCE INTENSITY EFFECTS ON FILM COOLING AND HEAT TRANSFER FROM COMPOUND ANGLE HOLES WITH PARTICULAR APPLICATION TO GAS TURBINE BLADES».
- [15] M. Insinna, D. Griffini, S. Salvadori e F. Martelli «Film cooling performance in a transonic high-pressure vane:decoupled simulation and conjugate heat transfer analysis,» 2013.

Elenco figure

Figura 1.1-1 Ciclo Joule-Brayton reale	7
Figura 1.1-2 Andamenti di η_{ciclo} e lavoro specifico in funzione di β e T_3	8
Figura 1.2-1 Sviluppo tecniche di cooling nel corso degli anni.....	9
Figura 1.2-2 Rendimento ciclo a gas con e senza sistema di refrigerazione ($\beta =30$)	10
Figura 1.2-3 Sistema di raffreddamento per turbina a gas impiegata in ambito aeronautico ..	11
Figura 1.2-4 Raffreddamento per Jet impingement.....	11
Figura 1.3-1 Palettatura raffreddata con film cooling in configurazione multi row	12
Figura 2.5-1 Discretizzazione spaziale tramite volumi finiti.....	23
Figura 3.1-1-Angoli di inclinazione	25
Figura 3.1-2 MT1	27
Figura 3.1-3 LS89.....	27
Figura 3.1-4 Andamento del numero di Mach lungo il Suction Side della LS89.....	27
Figura 3.1-5- HTC MUR 237	27
Figura 3.2-1-HTC STAR-MENTER.....	29
Figura 3.2-2-Tuning Modello di Transizione	30
Figura 3.3-1 Mesh 1700k.....	31
Figura 3.3-2 Mesh 2400k.....	31
Figura 3.3-3 Mesh 3600k.....	31
Figura 3.3-4 Mesh 4500k.....	31
Figura 3.3-5 Superfici di separazione del dominio	32
Figura 3.3-6 Convergenza dei Residui	33
Figura 3.3-7 Temperatura media sul profilo raffreddato.....	34
Figura 3.3-8 Portata di coolant.....	34
Figura 3.3-9 Isolinee di Temperatura su cooled profile. (a) 1700-2400k (b) 2400-3600k (a) 3600-4500k.	37
Figura 3.3-10 Sezioni ortogonali al profilo della pala distanti rispettivamente 1,3,5 e 7 Diametri dal foro.....	37
Figura 3.3-11 Isolinee di temperatura a 1D: (a)1700-2400k (b) 2400-3600k (c) 3600-4500k	38
Figura 3.3-12 Isolinee di temperatura a 5D: (a)1700-2400k (b) 2400-3600k (c) 3600-4500k	38
Figura 3.3-13 Dettagli mesh 3600k	39

Figura 4.1-1 Zona di valutazione pm	42
Figura 4.2-1 Sezione per la valutazione dei parametri del coolant	43
Figura 4.4-1 Discharge Coefficient.....	46
Figura 4.5-1 Campo di pressione al T.E. zona d'ingresso	47
Figura 4.5-2 Campo di pressione sezione d'uscita.....	48
Figura 4.5-3 Mach isoentropico al variare del Blowing Ratio.....	50
Figura 4.6-1 Profilo di temperatura al variare del Blowing Ratio	52
Figura 4.7-1 Retta di Eckert sul piano $h - \theta$	53
Figura 5.1-1-(a) Campo di velocità a monte del L.E., (b) Back-flow presente nel modello di transizione, (c) campo di temperatura per il modello $\gamma - Re_\theta$	55
Figura 5.2-1 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.5.....	57
Figura 5.2-2 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.75.....	57
Figura 5.2-3 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 1.....	57
Figura 5.2-4 Confronto η_{aw} modello di transizione vs fully turbulent a BR 1.5.....	58
Figura 5.2-5 Confronto Efficienza media laterale modello $\gamma - Re_\theta$ vs $k - \omega$ SST. Analisi di sensitività al variare del BR	58
Figura 5.3-1 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.5.....	60
Figura 5.3-2 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 0.75.....	60
Figura 5.3-3 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 1	60
Figura 5.3-4 Confronto NHFR modello di transizione vs fully turbulent a BR 1.5.....	61
Figura 5.3-5 Confronto NHFR media laterale modello $\gamma - Re_\theta$ vs $k - \omega$ SST. Analisi di sensitività al variare del BR	61
Figura 5.3-6 TKE modello $\gamma - Re_\theta$	62
Figura 5.3-7 TKE modello $k - \omega$ SST	62

Elenco Tabelle

Tabella 3.1-1 Geometria MT1.....	26
Tabella 3.1-2 Geometria LS89.....	26
Tabella 3.1-3 Condizioni al contorno LS89.....	26
Tabella 3.2-1 Coefficienti modello di transizione.....	30
Tabella 3.3-1 Condizioni al contorno	32
Tabella 3.3-2 Risultati delle simulazioni all'aumentare il numero di elementi della grigli	35
Tabella 4.1 Calcolo del BR.....	42
Tabella 4.2 Calcolo del DR.....	43
Tabella 4.3 Calcolo del MR.....	44
Tabella 4.4 Calcolo del Discharge Coefficient	46