

# 宇宙航空研究開発機構研究開発報告

## JAXA Research and Development Report

---

流体・熱伝導連成数値解析の精度向上について

馬場 隆弘, 山根 敬, 福山 佳孝

2008年2月

宇宙航空研究開発機構  
Japan Aerospace Exploration Agency



# 流体・熱伝導連成数値解析の精度向上について\*

馬場 隆弘<sup>\*1</sup>, 山根 敬<sup>\*1</sup>, 福山 佳孝<sup>\*1</sup>

## On Accuracy Improvement of Conjugate Heat Transfer Analysis\*

Takahiro BAMBA<sup>\*1</sup>, Takashi YAMANE<sup>\*1</sup> and Yoshitaka FUKUYAMA<sup>\*1</sup>

### ABSTRACT

Detailed prediction of thermal load is necessary in development of advanced cooling structure for high temperature parts such as turbine blade. Our team has been working on developing UPACS based conjugate heat transfer analysis to meet such demand. It is an analysis method that solves the flow field as well as the heat conduction of the contacting solid object simultaneously. This method does not require thermal boundary condition on the contacting wall where neither adiabatic nor constant temperature condition can be applied. The temperature field inside the object, which is required in evaluation of the thermal stress, can be directly obtained. Therefore, the conjugate heat transfer analysis can be a powerful tool to deal with the heat problem in high temperature parts. In this report, advanced treatment in the turbulent models for flow analysis is installed to adapt to the wide range of flow field. Validation has been conducted for the basic flow fields for cooling problem, such as impingement cooling, simply cooled turbine airfoil and film cooling flow, to demonstrate the advantages of the proposed analysis method.

**Keywords :** *Conjugate heat transfer, Impingement cooling, Film cooling, Turbine blade cooling, UPACS*

### 概 要

タービン翼等の高温部材に適用する高性能冷却構造体の開発には、熱負荷分布の詳細な予測が欠かせない。これを容易に行う解析手法として UPACS を利用した流体・熱伝導連成解析手法の開発に取り組んでいる。流体と同時に流体と接する物体内部の熱伝導も解く手法であり、壁面の温度境界条件を陽に与える必要が無く、部材内部の温度場も解析できるため、高温部材の熱解析には非常に有用な手法である。本報では、連成解析の流体部分に使用する乱流モデルを高度化し、より広範な流れ場に対して適用できるよう開発を行った。インピンジメント冷却、2 次元タービン冷却翼列、フィルム冷却流れといった冷却流れにおける基本的ではあるが従来手法では解析が難しい流れ場において検証を行い、本手法の有効性を報告する。

**Keywords :** 流体・熱伝導連成解析、インピンジメント冷却、フィルム冷却、タービン翼冷却、UPACS

### 記 号

$a_1$  : 乱流モデル定数

$Cr$  : 管内乱流ヌセルト数の補正係数

$C_\mu$  : 渦粘性モデル係数

$D$  : 孔直径 (ノズル or フィルム)

$H$  : 熱伝達率

$H_c$  : 冷却側熱伝達率

$H_g$  : 高温側熱伝達率

$H_{g_f}$  : フィルム冷却時の高温側熱伝達率

$k$  : 乱流エネルギー

$L$  : 試験体厚さ (一次元熱伝導簡略化)

$M$  : 質量流束比

$M1$  : タービン翼列入口マッハ数

\* 平成 19 年 12 月 4 日受付 (received 4 December, 2007)

\*1 航空プログラムグループ 環境適応エンジンチーム 高温化セクション (High-Temperature Technology Section, Clean Engine Team, Aviation Program Group)

M2 :タービン翼列出口マッハ数

MFR:質量流量

Nu :ヌセルト数

$Nu_D$ :代表長さ孔直径

P :圧力

$P_s$ :静圧

$P_t$ :全圧

Pk :乱流エネルギーの生成項

Pr :プラントル数

Q :熱流束

R :噴流中心からの距離

Re :レイノルズ数

$Re_D$ :代表長さ孔直径

$Re_x$ :代表長さ主流方向距離

S :速度ひずみテンソル

T :温度

$T_c$ :冷却空気温度

$T_g$ :主流温度

$T_{g_f}$ :フィルム冷却時の混合流れ温度

$T_j$ :噴流温度

$T_t$ :全温

$T_w$ :壁面温度

$T_{wi}$ :試験体冷却側表面温度

$T_{wo}$ :試験体高温側表面温度

$T_u$ :乱流乱れ強さ

U :乱流速度スケール(乱流モデル)

U :速度

$U_g$ :主流速度

$U_j$ :フィルム空気速度

x :主流方向距離

y :スパン方向距離

$y^+$ :壁面からの無次元距離

z :垂直方向距離

$\alpha$ :Time-scale bound モデル係数

$\varepsilon$ :乱流エネルギーの散逸率

$\eta$ :冷却効率

$\lambda$ :熱伝導率

$\mu$ :粘性係数

$\mu_t$ :渦粘性係数

$\rho$ :密度

$\rho_g$ :主流密度

$\rho_j$ :フィルム空気密度

$\tau$ :乱流時間スケール(乱流モデル)

$\Omega$ :渦度の絶対値

$\omega$ :乱流エネルギーの比散逸率

## 1 はじめに

地球温暖化等環境負荷への配慮と原油価格上昇に対応する運用コスト低減の観点から、航空用エンジンや発電用ガスタービンの熱効率向上が求められている。エンジンの高温・高圧化により熱効率は向上されるが、近年ではタービン入口温度が 1700℃にも達するエンジンが実用化されてきており、耐熱温度 1100℃級の最新耐熱材料を用いても高温部材の冷却は欠かせない。しかしながら、タービン冷却等における冷却空気の使用はガスタービン全体の性能を低下させるため、冷却空気量を大幅に削減できるような冷却技術が求められている。そのような技術を開発する上で、精度の高い冷却予測技術の確立が不可欠であり、中でも CFD 技術の向上が期待されている。

CFD の伝熱・冷却問題への適用は近年積極的に行われている。JAXA で開発している CFD 共通基盤コード UPACS には流体・熱伝導連成解析が組み込まれており、複合冷却構造体における連成問題を扱った研究が報告されている<sup>1)</sup>。流体・熱伝導連成解析は、流体に接する固体壁面の条件を境界条件として陽に与える必要がないため、タービン翼など伝熱面の条件をあらかじめ推測することが難しい複雑な冷却構

造体の精査な解析が可能になると考えられる。

ところで、大きい速度歪みや遷移を伴う流れ場の流体解析において、乱流モデルの選択が熱伝達率予測に与える影響は小さくないことが知られている<sup>2)</sup>。その影響は流体・熱伝導連成解析においても現れるものと考えられ、十分に検討されるべき問題である。UPACS には RANS ベースの乱流モデルが数種類実装されているが、どれも標準的なモデルであり、淀み点近傍における熱伝達率や遷移の予測に難があることが予想された。熱伝達率予測の改善方法は、乱流エネルギー生成項の修正<sup>3)</sup>、乱流の時間スケールへの制限<sup>2)</sup>、 $v^2$ - $f$ 法<sup>4)</sup>の利用、非線形渦粘性乱流モデルの使用<sup>5)</sup>などいくつかの方法が提案されている。本研究では、Durbin の提案する乱流の時間スケールに制限を課す手法を  $k$ - $\omega$ モデル<sup>6)</sup>および SST モデル<sup>7)</sup>に適用して淀み点近傍など速度歪みの大きい流れ場の再現性を改善し、熱伝達率の予測精度を向上させることを試みた。インピンジメント冷却、2 次元タービン冷却翼列、フィルム冷却流れといった、ガスタービン冷却に使用される代表的な冷却流れ場において、流体解析および流体・熱伝導連成解析の検証を行ったので、その結果について報告する。



## 2 数値解析手法

### 2.1 乱流モデルと Anomaly

UPACS には Wilcox の  $k$ - $\omega$ モデル<sup>6)</sup>、Menter の Shear Stress Transport (SST) モデル<sup>7)</sup>、Abid の  $k$ - $\varepsilon$ モデルの三種類の 2 方程式乱流モデルが組み込まれている。一般的な 2 方程式乱流モデルは、速度歪みの大きい流れ場において乱流エネルギーを過剰に評価してしまうことが知られている。これは一般的に Anomaly と呼ばれる。その原因は、乱流エネルギーの過剰な生成、もしくは乱流エネルギー散逸率の過小な見積もりとして捉えることが出来る。乱流エネルギー散逸率を過小に見積もっているということは、渦粘性が過大に評価されていると言い換えることもできる。

Durbin<sup>2)</sup>はこの考えに基づき Time-scale bound (時間スケールへの制限) を課すことを提案した。渦粘性は

$$\mu_T = C_\mu \rho u^2 \tau \quad (2-1)$$

という形で表現される。ここで  $u$  は速度スケール、 $\tau$  は時間スケールであり、 $k$ - $\varepsilon$ モデルでは  $u^2 = k$ 、 $\tau = k/\varepsilon$ 、 $k$ - $\omega$ モデルでは  $u^2 = k$ 、 $\tau = 1/C_\mu \omega$ である。SST モデルでは渦粘性を

$$\mu_T = C_\mu \rho u^2 \cdot \min \left( \tau, \frac{a_1}{C_\mu \Omega F_2} \right) \quad (2-2)$$

と定義することで、 $k$ - $\omega$ モデルと同様に考えられる。時間スケール  $T$  はまた生成項や消散項などのソースタームにも現れる。

Durbin は、レイノルズ応力テンソルの固有値が負にならないという現実的な条件から時間スケール  $\tau$  への束縛条件を導いた。それは、

$$\tau = \begin{cases} \min \left[ \frac{k}{\varepsilon}, \frac{\alpha}{\sqrt{6} C_\mu |S|} \right] & \text{for } k - \varepsilon \\ \min \left[ \frac{1}{C_\mu \omega}, \frac{\alpha}{\sqrt{6} C_\mu |S|} \right] & \text{for } k - \omega \end{cases} \quad (2-3)$$

$S$  は速度ひずみテンソルである。圧縮性流れでは  $S$  の代わりに  $S^* = S - 1/3 (\nabla \cdot U)$  を使用する。この制限を加えることで、 $P_k$  は速度ひずみの大きいところで  $|S|^2$  ではなく  $|S|$  に比例する形で増加するようになる。定数  $\alpha$  は  $v^2$ - $f$ モデルの係数に倣って  $\alpha = 0.6$  を使用している<sup>8)</sup>。

本研究では、 $k$ - $\omega$ および SST モデルに Time-scale bound を導入した。各モデルの詳細については、巻末にまとめる。

### 2.2 数値解析手法概要

全ての解析は UPACS<sup>9)</sup>を利用して行った。UPACS は、マルチブロック法、セル中心法、有限体積法、といった特長を持つ。流体解析の空間の離散化には Roe の近似 Riemann 解法を用い、MUSCL 法により最大 3 次精度に高次精度化、minmod を流束制限関数に使用した。時間積分は陰解法と局所時間刻法を用いた。

流体・熱伝導連成解析におけるエネルギー式は、2 次精度中心差分で空間的に離散化し、時間積分には Euler 陽解法を用いた。解析時間短縮のため、熱伝導サブステップ手法を使用した<sup>1)</sup>。この手法は流体部分においても通常の流体計算ステップの間に熱伝導項のみの計算を挿入しているが、これによる解への悪影響は確認されていない。また流体部分と固体の熱伝導部分の接続は、UPACS のマルチブロック法を生かし、仮想セルへの物理量の受け渡しによって行っている。

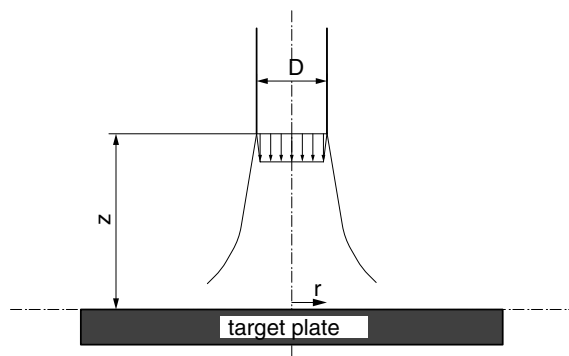


図 3-1 インピンジジェット略図

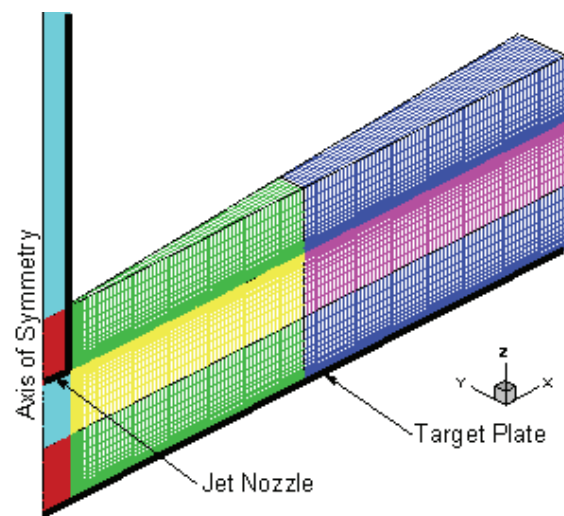


図 3-2 解析格子略図

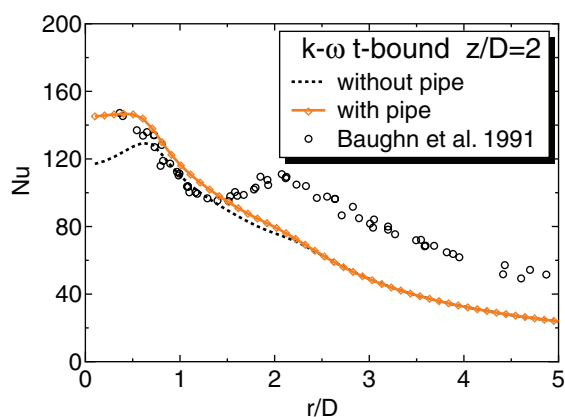


図 3-3 流入条件への依存性

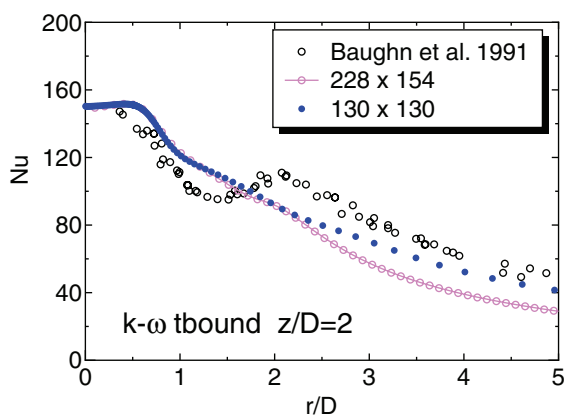
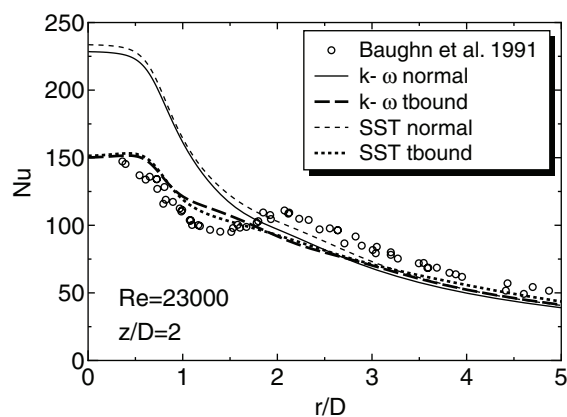
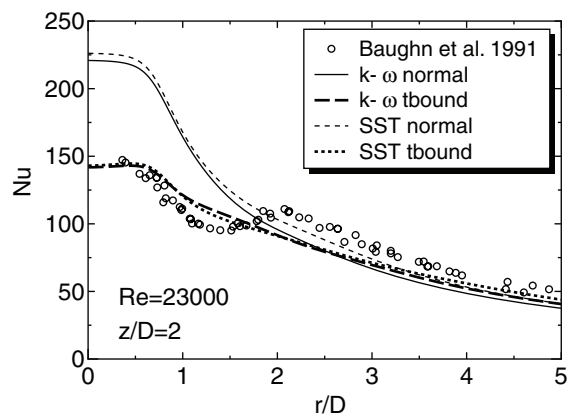


図 3-4 格子依存性



(a) 等温加熱



(b) 等熱流束加熱

図 3-5 ヌッセルト数分布 (流体解析のみ)

### 3 インピンジメント冷却

#### 3.1 解析対象

淀み点近傍における熱伝達率予測の改善を検証するために軸対称のインピンジメント冷却を解析した。この流れ場は、十分に発達したジェットが平板上にインピンジされると、淀み点近傍において一旦層流化し、平板に沿って広がる間に再度乱流に遷移する特徴的を持つ。比較対象には Baughn らの実験<sup>10)</sup>を選択した。図 3-1 に解析対象の略図を示す。ジェットは直径  $D=25\text{mm}$  の導入管から噴出される十分発達した管内乱流であり、管径を基準としたレイノルズ数は 23300 である。実験では、等熱流束加熱する薄膜ヒーターを組み込んだターゲットプレートに感応範囲の狭い感温液晶を塗布し、加熱量を変化させて熱伝達率分布を得ている。

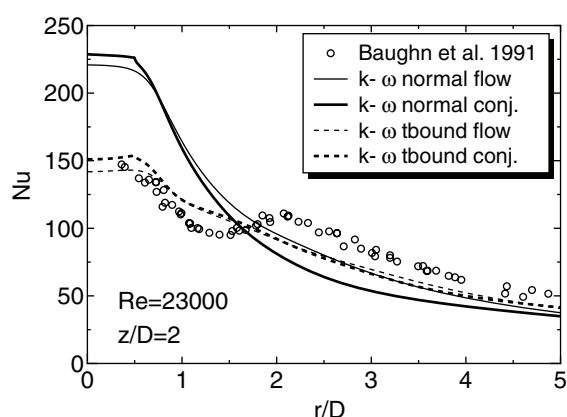
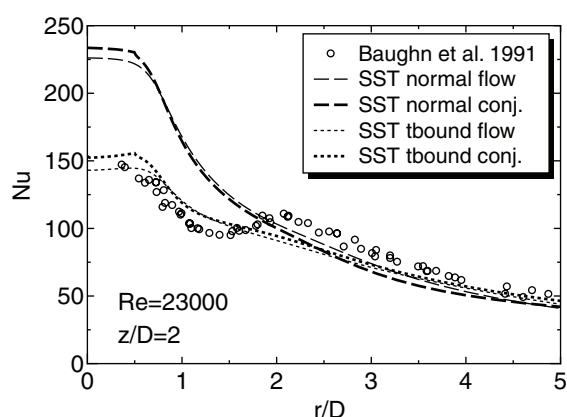
解析は、流体のみの等温加熱 ( $302.9\text{K}$ ) と等熱流束加熱 ( $2000\text{W/m}^2$ )、および連成解析の等熱流束加熱 ( $2000\text{W/m}^2$ ) で行った。ジェットの全温は  $288.2\text{K}$ 、

背圧を大気圧とし、ジェットターゲットプレート管距離  $z$  を  $2D$  とした。ターゲットプレートは厚み  $1D$  の SUS304 の板とし、連成解析での加熱条件はジェットが当たる反対側の面で与えた。管内乱流は、まず十分長い管内流を解析し、その結果得られた保存量の分布をジェット出口より  $1D$  上流で与えることで模擬した。計算負荷軽減のために、軸対象の流れ場を仮定した。流体部分の格子は  $130$  点  $\times$   $130$  点、固体部分の格子は  $130$  点  $\times$   $46$  点、合計約  $23000$  点である。図 3-2 に解析に使用した計算格子の略図を示す。

#### 3.2 解析結果および考察

##### 3.2.1 流入条件への依存性

図 3-3 に流入条件の与え方によるターゲット面上のヌッセルト数分布を示す。パイプなしは流入境界に全圧、全温、乱流条件を一樣に与えた結果、パイプありは  $72D$  の管内乱流を別途解析、その出口近くの速度分布等を境界条件として与えた結果である。

(a)  $k-\omega$ 

(b) SST

図 3-6 流体解析と連成解析のヌッセルト数分布の比較（等熱流束加熱）

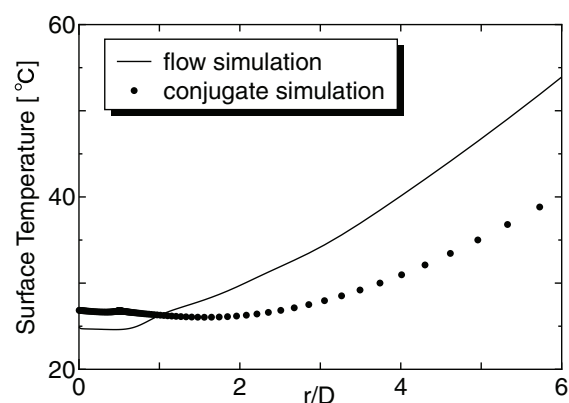
適切でない流入条件を与えると、特にジェットの中心での乱流の発達が十分でないため、熱伝達率が淀み点近傍で過小評価される。速度分布、乱流エネルギーおよび比散逸率を実験条件に合わせて適切に与える必要があることが確認できる。

### 3. 2. 2 格子依存性

図 3-4 に格子密度への依存性を示す。Wall-jet による熱伝達率の評価に違いはあるものの、淀み点近傍では大きな違いは見られず、実験結果とも良好な一致を見せている。軸対称面内の格子点数は  $130 \times 130$  点もあれば十分であることが確認できたので、以降この格子密度での解析のみを行った。

### 3. 2. 3 乱流モデルによる影響

図 3-5 に流体解析のみの場合のターゲットプレート面上のヌッセルト数分布を境界条件毎に示す。淀み点付近で過大評価されていた熱伝達率が、Time-scale bound により  $k-\omega$  モデル、SST モデルどちらにおいても実験とほぼ同じ値に改善されている。境界条件による違いもほとんどない。本手法は速度歪みの大きい流れ場における乱流エネルギーの過剰

図 3-7 ターゲット面表面温度分布  
(等熱流束加熱;  $k-\omega$  with the Time-scale bound)

な生成を抑制するため、淀み点で局所的に乱流エネルギーが小さくなり擬似的な層流化・乱流遷移が模擬されているが、乱流遷移挙動を正確には捕捉していない。 $k-\omega$ 、SST のモデル間での違いは遷移挙動や遷移後の熱伝達率に表れており、速度歪みに加え渦度による制限も掛かっている SST モデルの方が若干ではあるが遷移後の熱伝達率予測が良い傾向にある。

Time-scale bound を連成解析に適用した場合のターゲットプレート面上のヌッセルト数分布を図 3-6 に示す。どの乱流モデルにおいても共通した傾向として、連成解析で得られるヌッセルト数分布は流体解析と比べて淀み点では大きく、壁面噴流部では小さくなっている。流体解析ではインピンジ面において流体は一律に等熱流束加熱されるが、連成解析では等熱流束で過熱されている面はターゲットプレートの裏側であり、加えた熱は厚み方向以外にも伝わるのが原因であると考えられる。乱流モデル間の違いは、流体解析と同様ほとんどない。

図 3-7 に等熱流束加熱時におけるターゲット面上の温度分布を、連成解析と流体解析で比較して示す。使用乱流モデルは Time-scale bound を掛けた  $k-\omega$  モデルである。温度分布の入れ替わる位置が熱伝達率とちょうど同じ  $r/D=1$  辺りにあり、熱伝達率分布と同様の傾向を示していることがわかる。

以上より Time-scale bound は、流体解析だけではなく流体・熱伝導連成解析においても、Anomaly の回避に有効であることが確認された。しかしながら、壁面噴流のような乱流への遷移を伴う流れ場での熱伝達率は、本手法では正確に捕捉することはできない。

## 4 2次元タービン静翼列

### 4.1 C3X 翼列

実際の2次元翼列流れにおける検証を行った。流体・熱伝導連成解析と比較する実験データは、冷却側まで含めた境界条件が明確で実験精度が高いことが要求される。ここではC3X翼列を用いたHyltonら<sup>11)</sup>の実験データを比較対象とした。C3X翼列の翼形状および冷却流路形状を図4-1に、寸法諸元を表4-1に示す。また図4-2に計算格子を示す。翼周りの流体に6ブロック、翼内部に76ブロック、計82ブロック、30000点強の格子点を使用した。流入・流出境界は、ともに翼から1コード長離れたところにとった。比較対象の試験条件を表4-2に示す。実験では翼面温度に分布があるが、流体解析では翼面温度 $T_w$ を一定として解析を行う。流体・熱伝導連成解析では冷却側を発達した管内乱流流れと仮定し、表

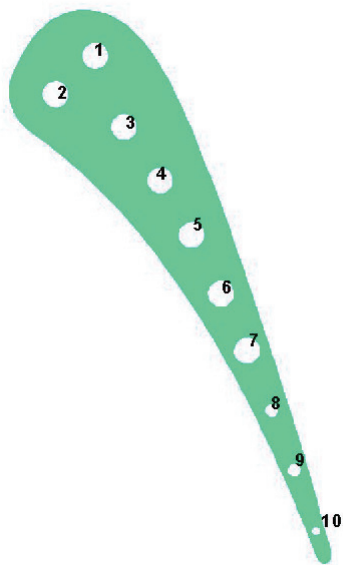


図 4-1 C3X タービン静翼

表 4-1 C3X 翼寸法諸元

Setting angle (deg)	59.89
Air exit angle (deg)	72.38
Throat (cm)	3.292
Vane height (cm)	7.620
Vane spacing (cm)	11.773
Suction surface arc (cm)	17.782
Pressure surface arc (cm)	13.723
True chord (cm)	14.493
Axial chord (cm)	7.816

4-3 に示す条件からヌッセルト数を次の関係式

$$Nu_D = Cr(0.022 Pr^{0.5} Re_D^{0.8}) \quad (4-1)$$

に従って求め、熱伝達率と冷却空気温度から冷却境界条件を与える。

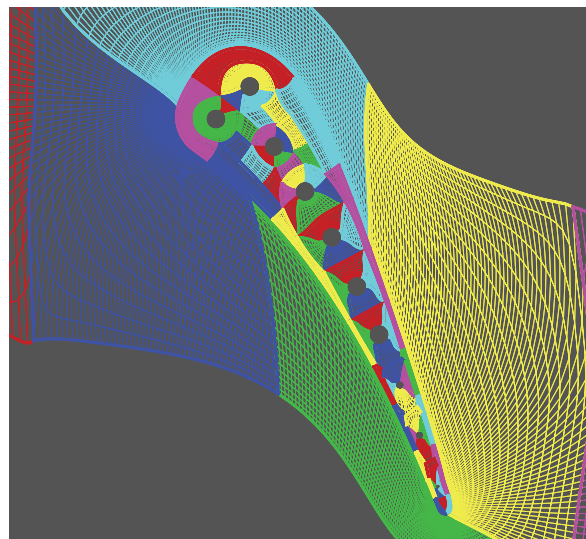


図 4-2 翼近傍計算格子

表 4-2 試験条件

M1	M2	Pt	Tt	Tw	Re	Tu
		[MPa]	[K]	[K]		[%]
0.17	0.91	0.245	802	585	$1.49 \times 10^6$	6.5

M1:翼列入口マッハ数

M2:翼列出口マッハ数

Pt:翼列入口全圧

Tt:翼列入口全温

Tw:壁面温度

Re:基準翼列出口レイノルズ数

Tu:翼列上流乱れ強さ

表 4-3 冷却条件

Hole No.	D [cm]	Cr	Tc [K]	Re <sub>D</sub> [10 <sup>-4</sup> ]	MFR [kg/s]
1	0.630	1.118	360.63	15.494	$1.62 \times 10^{-2}$
2	0.630	1.118	360.63	16.162	$1.69 \times 10^{-2}$
3	0.630	1.118	346.23	15.974	$1.62 \times 10^{-2}$
4	0.630	1.118	352.50	15.877	$1.64 \times 10^{-2}$
5	0.630	1.118	341.41	17.071	$1.72 \times 10^{-2}$
6	0.630	1.118	380.08	16.158	$1.76 \times 10^{-2}$
7	0.630	1.118	352.47	16.234	$1.67 \times 10^{-2}$
8	0.310	1.056	387.16	10.434	$5.70 \times 10^{-3}$
9	0.310	1.056	421.81	6.396	$3.71 \times 10^{-3}$
10	0.198	1.025	466.79	4.685	$1.85 \times 10^{-3}$

D:冷却流路直径 Cr:補正係数

Tc:冷却空気平均温度 Re<sub>D</sub>:冷却流レイノルズ数

MFR:冷却空気流量



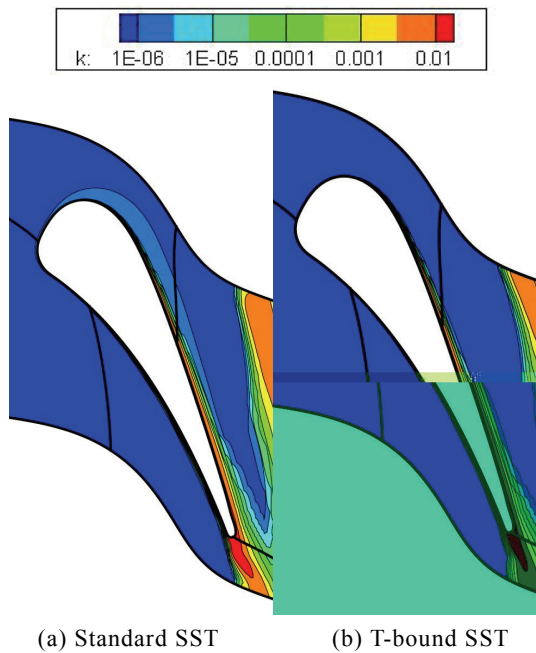


図 4-3 乱流エネルギー分布

## 4.2 解析結果および考察

図 4-3 に翼回りの乱流エネルギー分布を示す。Time-scale bound の有無により、特に背側での乱流エネルギーの発達に違いが見られる。Time-scale bound を使用することにより、乱流エネルギーが過剰に発生することを抑制している。

図 4-4 に流体解析から得られた翼面上圧力分布を示す。縦軸は入口全圧で無次元化した翼面静圧、横軸は前縁からの軸方向距離を Axial Chord で無次元化した距離で、背側を正、腹側を負で表す。モデル間の差は特に見られない。背側の後縁近くで実験より圧力が下がっている点が見られるが、その他はどの乱流モデルでも概ね良好に再現できている。

図 4-5 に流体解析から得られた翼面上熱伝達率分布を示す。縦軸は無次元化した熱伝達率である。どのモデルも定性的な傾向は予測できているが、翼腹側の遷移前の熱伝達率が過小に見積もられていること、翼背側で早く遷移しすぎることなど、定量的には不満が残る。一方で乱流モデル間の違いが表れている。遷移に対する予測は SST モデルの方が  $k-\omega$  モ

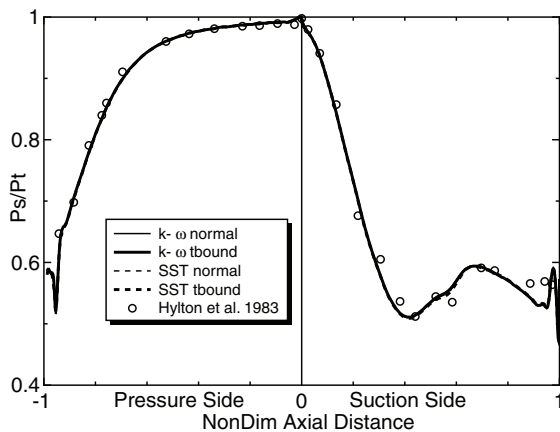


図 4-4 翼面上静圧分布（流体解析）

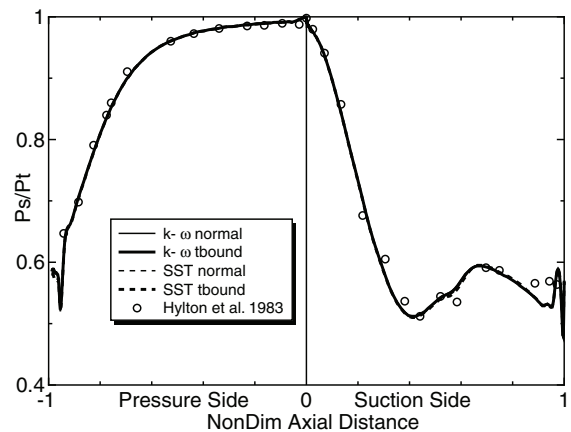


図 4-6 翼面上静圧分布（連成解析）

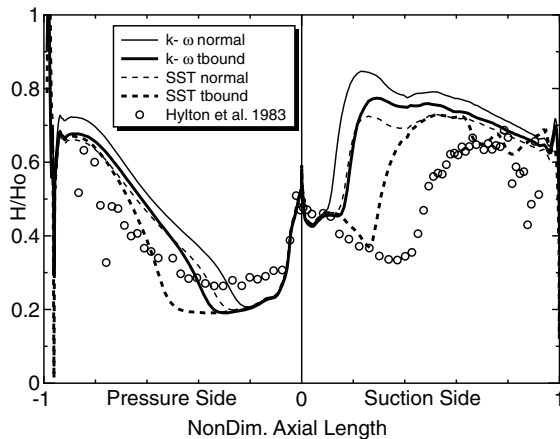


図 4-5 翼面上熱伝達率分布（流体解析）

$$Ho=1135[W/m^2K]$$

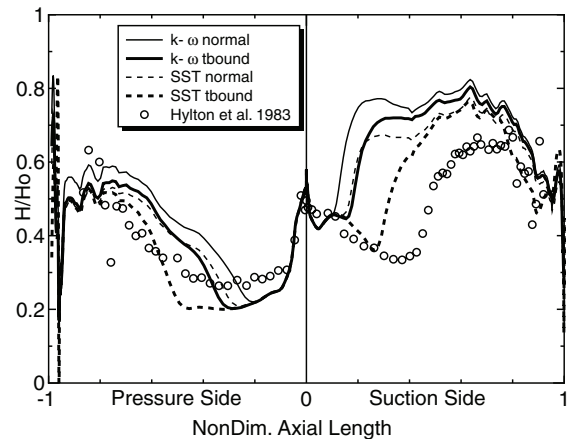


図 4-7 翼面上熱伝達率分布（連成解析）

$$Ho=1135[W/m^2K]$$

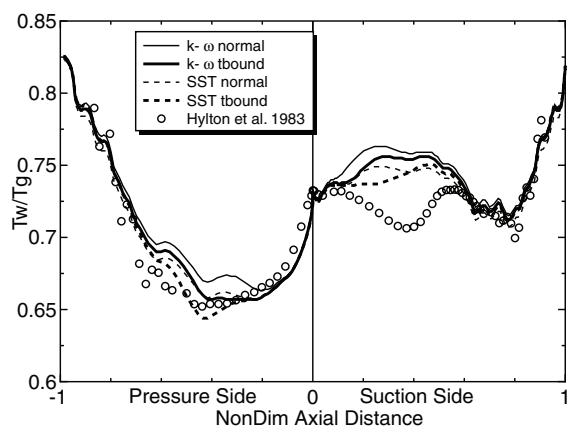


図 4-8 翼面上温度分布

デルより適合している。どちらのモデルにも Time-scale bound を適用することで遷移の開始点が遅れており、過度な乱流エネルギーの生成が抑制されることで結果的に乱流への遷移に鈍感になっていると考えられる。

図 4-6 に流体・熱伝導連成解析から得られた翼面上圧力分布を示す。流体解析とほぼ同じ結果が得られていることが確認できる。流体解析と連成解析の冷却条件の違いは、流れ場に影響を特に及ぼしていない。

図 4-7 に流体・熱伝導連成解析から得られた翼面上熱伝達率分布を示す。乱流モデル間の違いの傾向は、流体解析と似ている。流体解析と比較して腹側ではあまり大きな違いはないが、背側で定量的により実験に近い分布を示している。また、後縁近くになると冷却流路の影響で熱伝達率分布がジグザグしている傾向が捕らえられている。流体と翼の間で行われる熱収支より決定される温度分布が反映されていることが、予測精度の改善に寄与していると考えられる。

図 4-8 に流体・熱伝導連成解析から得られた翼面上温度分布を示す。翼背側の乱流への遷移域は実験値と異なる温度分布を示しているが、それ以外の位置では良好に一致している。

以上より、Time-scale bound を使用することにより正確ではないが乱流遷移のような挙動を捕捉することが可能であること、翼面上の温度分布等詳細な流れ場の熱解析には、連成解析が有効であることが確認された。

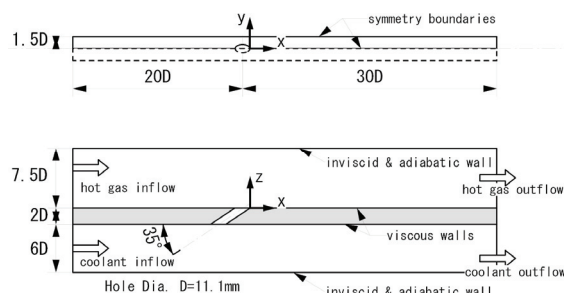


図 5-1 フィルム冷却流れ略図

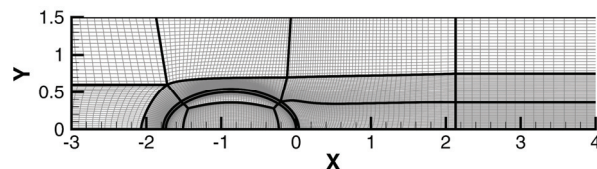
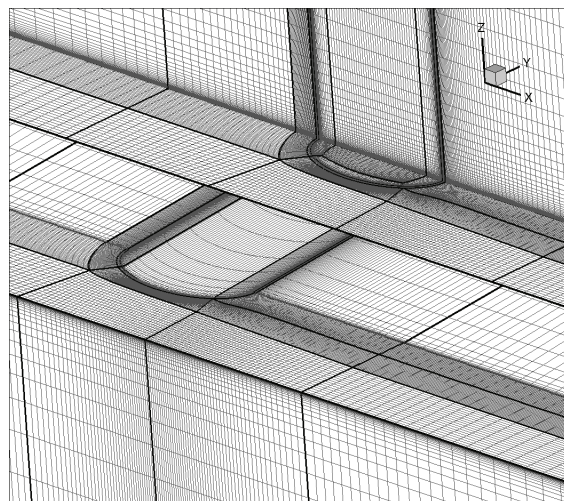


図 5-2 フィルム孔周りの計算格子

## 5 フィルム冷却流れ

### 5.1 解析対象

Kolhi ら<sup>12)</sup>が行った実験をアレンジした流れ場を計算対象とした。解析領域概要を図 5-1 に示す。内部冷却について考慮した流れ場を解析することが目的であるので、冷却流の供給をプレナムチャンバーからではなく主流と並行に流れる平板乱流流れからとした。平板の厚みは  $2D$  ( $D=11.1\text{mm}$ ) であり、主流に対して  $35^\circ$  傾いた直径  $D$  のフィルム冷却孔が一系列備わっている。スパン方向のフィルム孔間隔は  $3D$  であり、計算負荷を軽減するためにフィルム孔中央断面とフィルム孔間の中央断面对称性を仮定した。主流側は高さ  $7.5D$ 、冷却側は高さ  $6D$  とし、それぞれ平板とは反対側の境界は断熱滑り壁条件を課した。

作動流体は、主流も冷却流も共に空気とした。主流温度は  $T_g=298.15\text{K}$ 、冷却流温度は  $T_j=188.15\text{K}$  で共に入口で一様に与えた。実験における主流バルク

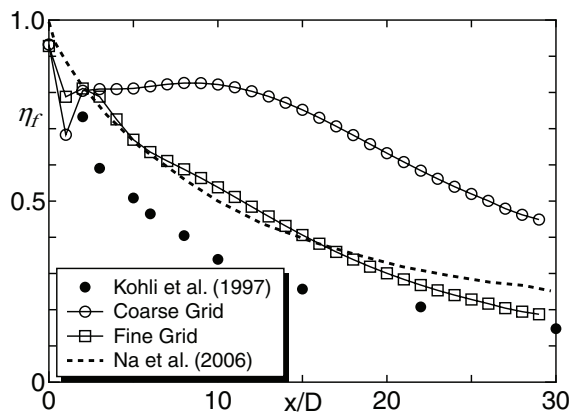


図 5-3 中心軸上フィルム効率の格子依存性

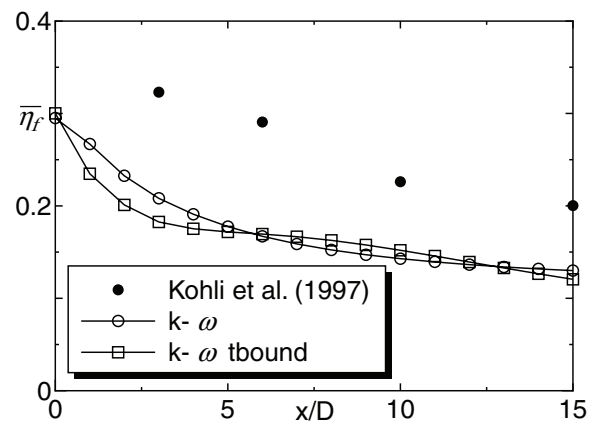


図 5-5 スパン方向平均したフィルム効率の乱流モデル依存性

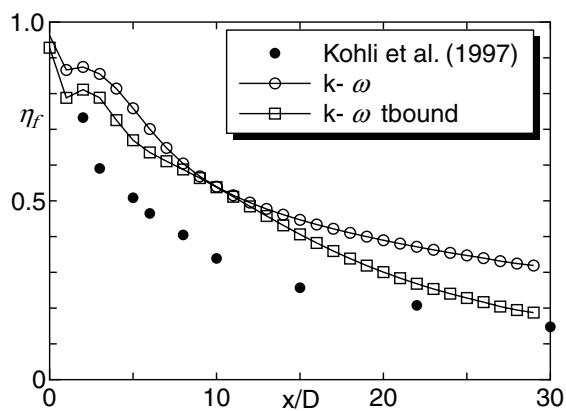


図 5-4 中心軸上フィルム効率の乱流モデル依存性

流速は  $U_g=20\text{m/s}$ 、フィルム出口バルク流速は  $U_j=6.25\text{m/s}$  であるので、主流出口の背圧を  $1.0\text{atm}$  に固定し、主流全圧、冷却流全圧、冷却流背圧を大気圧近傍で実験条件を満たすように調整した。このとき、密度比は  $\rho_f/\rho_g=1.6$ 、質量流束比は  $M=0.5$ 、フィルム孔径を基準長とした主流レイノルズ数は  $1.4 \times 10^4$  である。また、主流および冷却流は計算領域の入口から全域乱流とし、入口で  $0.2\%$  程度の乱れ度を与えた。

平板の材質は SUS304 を仮定し、熱伝導係数は温度の関数として与えた。また、フィルム効率を得るために平板を断熱壁とした流体のみの計算も行った。

図 5-2 に使用した格子形状を示す。噴射孔内部には特異点が生じないように O 型格子と H 型格子を組み合わせたものを用い、噴射孔周りは O 型で包んでから C 型と H 型を組み合わせた格子を使用した。こうすることで、フィルム孔下流に格子を多く集めることができる。主流側および冷却流側は高さ方向に平板に垂直に積み重ねた。平板内部は噴射孔の傾きに沿うように傾斜させて厚み方向にスタックした。壁面の格子幅は全域で  $y^+ < 1.0$ 、壁面から 5 個目の格子もほぼ全域で  $y^+ < 5.0$  に収まるように作成した。平板上 2 次元面内に 14,851 セル、高さ方向に主流 60 セル、冷却流 35 セル、平板内部に 30 セルを使用した。このとき、流体の格子は 1,492,145 セル、平板内部に 364,230 セル、計 1,856,375 セルである。

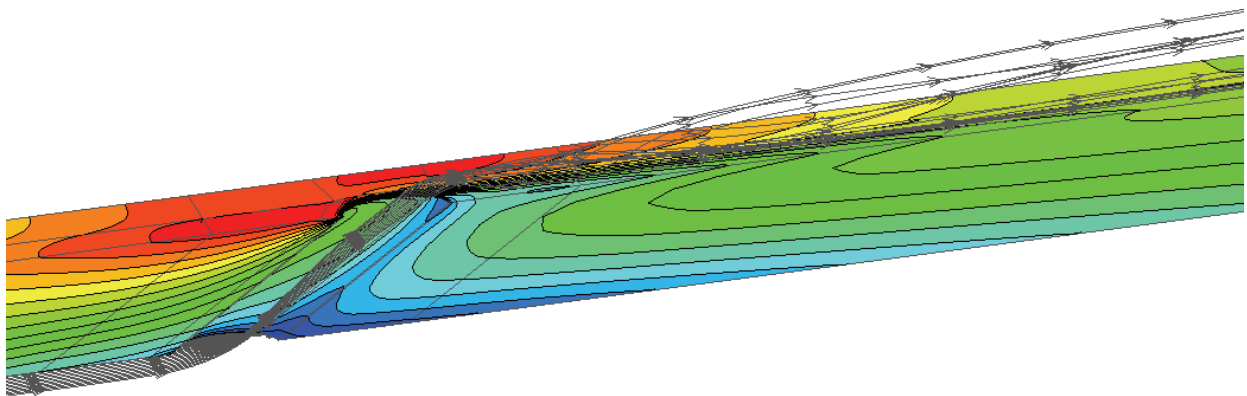


図 5-6 連成解析結果（流線と物体内部温度分布）

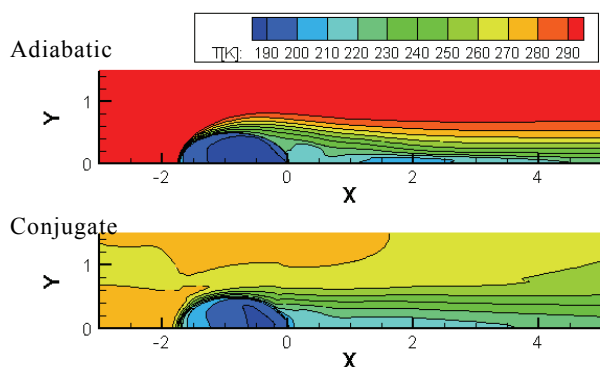


図 5-7 壁面温度分布の比較

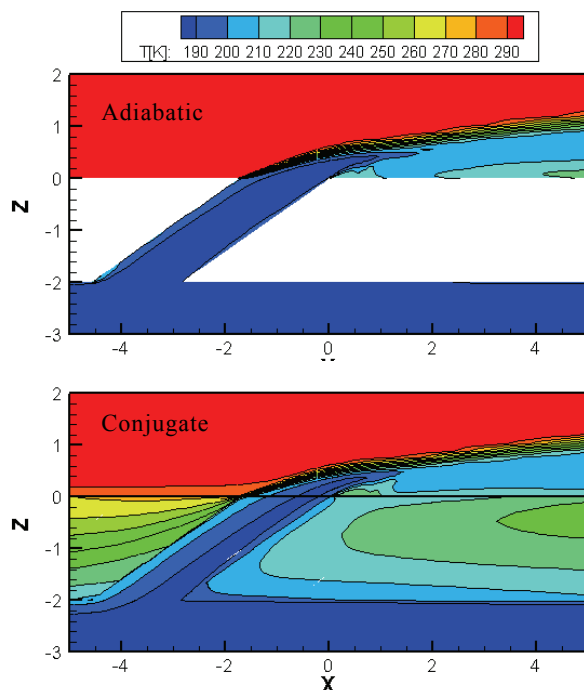


図 5-8 中央断面温度分布の比較

## 5.2 解析結果

噴射孔近傍および下流の格子点数が異なる流体のみの計算を行い、格子への依存性を調べた。図 5-3 にフィルム孔中心線上のフィルム効率を示す。Fine Grid は 3.2 節で説明した格子で約 150 万セル、Coarse Grid は約 90 万セルの格子である。同様の計算を行った Na らの結果<sup>13)</sup>と Kohli らの実験結果<sup>12)</sup>も併記する。Coarse Grid ではフィルム効率を過大に見積もっているが、Fine Grid では Na らの計算結果とほぼ同様の結果が得られている。ただし、Fine Grid の結果も実験値より過大に見積もっている。RANS ベースの解析は等法性乱流を仮定しており、非等法性の効果が強いスパン方向の拡散は一般的に過小評価するといわれており、フィルム効率が大きめに見積もられている。従って、以降の解析では Fine Grid を使用する。

Anomaly を回避するのに有効な Time-scale bound の有無による結果の違いも確認した。フィルム孔中心線上のフィルム効率を図 5-4 に示す。どちらも過大に評価しているが、Time-scale bound の使用により、より実験値に近い解析結果を示している。

図 5-5 にスパン方向に平均した平均冷却効率を示す。平均冷却効率はどちらの場合にも過小評価されている。このことから、フィルム空気のスパン方向の広がりに関しては、Time-scale bound 適用の有無に関わらず実験と比較して小さく評価していると考えられる。これは等法性を仮定した乱流のモデリングに起因する問題であり、ここでは具体的な対策を取っていないためどちらのモデルもあまり大きな差はみられない。Time-scale bound はフィルム流れにも有

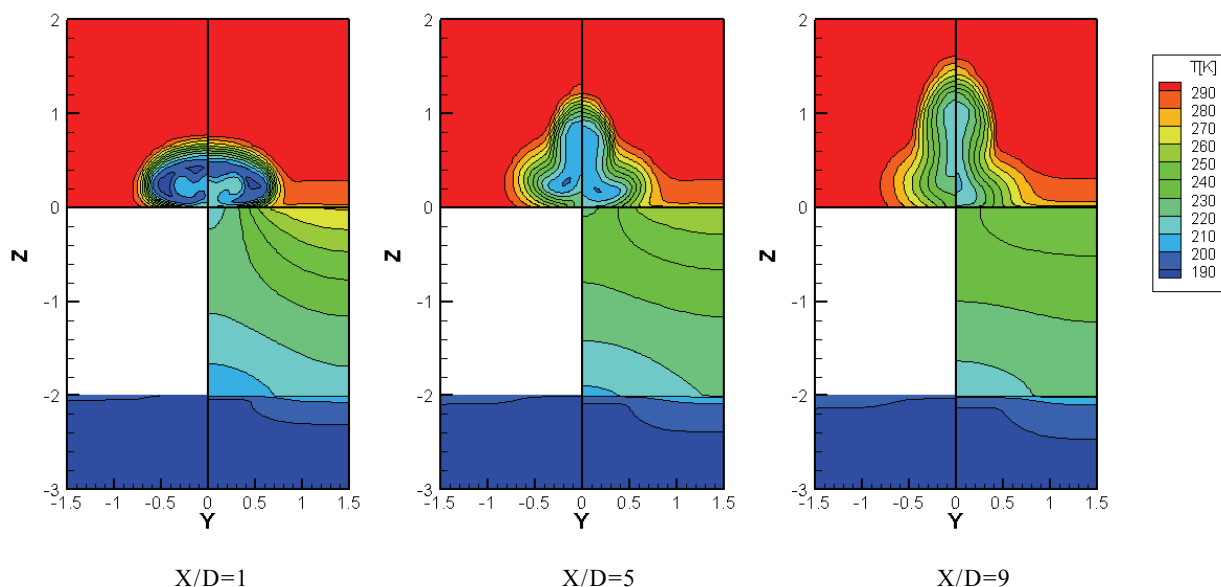


図 5-9 主流に垂直な断面内温度分布の比較（左：流体解析；右：連成解析）



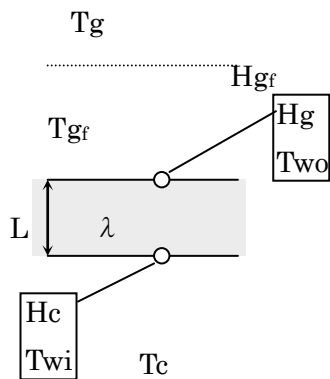
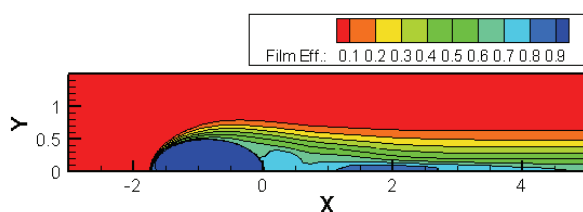
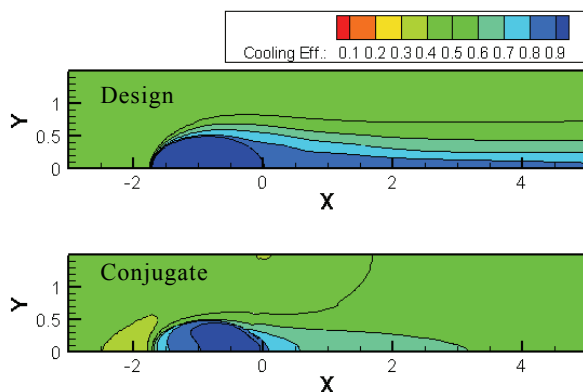


図 5-10 内部冷却とフィルム冷却を含む流れ場の模式図



(a) フィルム効率



(b) 冷却効率

図 5-11 従来手法と本手法による冷却効率の比較

効であるとの報告もあり<sup>14)</sup>、フィルム孔中心線上の再現性が良かった Time-scale bound を以降の解析では使用して計算を行う。

図 5-6 に流体・熱伝導連成解析より得られた物体内部の温度分布をフィルム冷却流れの流線と共に示す。主流側フィルム流が覆う領域、冷却側流路面に加え、フィルム孔周りでも物体が冷却されていることがわかる。またフィルム流れは、フィルム孔に流入するときに縦渦成分が誘起され、その縦渦を持ったまま主流に流出している。

図 5-7 に主流側の平板表面温度分布を示す。断熱平板上では、フィルムが届く範囲のみ冷却されるため、冷却効果は中心線近傍に限られている。一方連

成解析では、フィルム孔および冷却側の対流による冷却効果も表れており、冷却される範囲もスパン方向に広がっている。

図 5-8 にフィルム孔中央断面の温度分布を示す。断熱平板では、フィルム孔出口まで冷却空気は加熱されず、フィルム内部の温度もあまり下らない。連成解析では平板内部の熱伝導によって温度分布が生じ、フィルム孔を通過する冷却流も加熱されている。

図 5-9 に  $X/D=1, 5, 9$  における主流方向に垂直な断面内の温度分布を示す。左側半分が断熱平板の流体解析、右半分が連成解析の結果である。フィルム空気の広がり方は断熱でも連成解析でも似ているが、連成解析では壁面から冷やされるため壁面近傍に温度分布が生じ、フィルム内部も壁面により近い位置に最低温の部分がある。平板内部の温度分布は、フィルム孔があることによる冷却効果とフィルムによる遮熱効果によって、フィルム孔中央断面近くでより冷やされている。

### 5.3 従来手法との比較

従来の一般的な冷却設計法は、外部流からの対流熱伝達による加熱に対して、内部冷却要素による対流熱伝達やフィルムによる断熱効率（フィルム効率）等を重ね合わせて部材の温度を求める。ここでは具体的に図 5-10 のようにフィルム冷却のある流れ場を簡略化し、一次元的な熱伝導を考える。定常熱流束は、フィルム込みの主流について

$$Q = Hg_f(Tg - Two) \quad (5-1)$$

平板内部について

$$Q = \frac{\lambda}{L}(Two - Twi) \quad (5-2)$$

冷却流について

$$Q = Hg_c(Twi - Tc) \quad (5-3)$$

と表される。このとき冷却効率は、以下の式で表される。

$$\eta = \frac{Tg - Two}{Tg - Tc} = \frac{1}{1 + \frac{Hg_f L}{\lambda} + \frac{Hg_f}{Hc}} \quad (5-4)$$

また、フィルムによって遮熱される効果を除いた主流側の定常熱流束は、

$$Q = Hg(Tgf - Two) \quad (5-5)$$

と表せるので、フィルム効率は次のようになる。

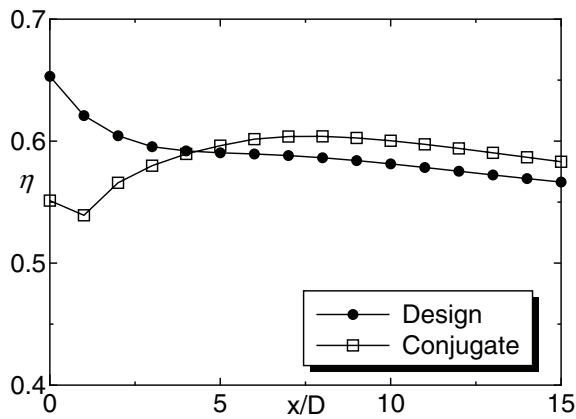


図 5-12 スパン方向平均した冷却効率

$$\eta_f = \frac{T_g - T_{g_f}}{T_g - T_c} = \frac{H_g - H_{g_f}}{H_g} \eta \quad (5-6)$$

式 (5-4) と (5-6) からフィルム込みの熱伝達率を消去すると、冷却効率はフィルム効率等を用いて以下のように表される。

$$\eta = \frac{1 + H_g \left( \frac{L}{\lambda} + \frac{1}{Hc} \right) \eta_f}{1 + H_g \left( \frac{L}{\lambda} + \frac{1}{Hc} \right)} \quad (5-7)$$

式 (5-7) より、主流熱伝達率  $H_g$ 、冷却流熱伝達率  $Hc$ 、およびフィルム効率  $\eta_f$  が分かれば、この平板流れの冷却効率が算出できることになる。

従来設計手法による冷却効率の評価には、主流および内部冷却流は平板乱流を仮定し、熱伝達率は Johnson-Rubenstein の式<sup>15)</sup>

$$Nu = 0.0296 Pr^{2/3} Re_x^{4/5} \quad (5-8)$$

から算出したヌセルト数より求める。ここでレイノルズ数とヌセルト数の算出に使う原点は、計算領域の入口とした。フィルム効率は適当な実験式がなく、数値解析結果が実験を正確には再現出来ないため、断熱平板を仮定した流体のみの計算から得られたフィルム効率分布を使用する。こうすることで従来設計手法、連成解析手法共に、「数値解析によるフィルム流れ」をフィルム冷却の効果として取り込むことになり、フィルム流れの信頼性を排除して比較することが可能になる。噴射孔内部の対流による吸熱効果は、ここでは考慮に入らなかった。

図 5-11 に、流体計算より得られたフィルム効率、そのフィルム効率から上記の設計手法で求めた冷却効率、および連成解析より直接得られた冷却効率を示す。従来設計手法から得られた冷却効率分布は、

フィルム効率分布を単純に重ね合わせた結果なのでフィルム効率分布と類似した傾向を示している。連成解析を用いることにより、従来の設計手法では捕らえられなかったスパン方向への冷却効率の広がりが見られる。フィルム流れが存在するために、主流および内部冷却流れが必ずしも全域で平板乱流でも模擬できるとは限らないこと、温度分布が生じ平板内部の熱伝導が必ずしも一次元ではないこと、フィルム孔を通過する流れによる冷却効果が含まれていないこと、等に起因すると考えられる。

図 5-12 にスパン方向に冷却効率を平均化した場合の比較を示す。平均化してしまうと噴射孔近傍以外では大きな差は見られない。大局的な温度場を推測する上では一次元的な熱伝導に基づいた設計手法で十分であるが、局所的な冷却効率を推定するためには熱伝導の効果を陽に取り入れた連成解析手法が有用になる。

以上により、RANS ベースの本解析手法はフィルム流れを正確に再現することは出来ないものの、重ね合わせでは再現できないような局所的な温度場を推定する上で流体・熱伝導連成解析手法は有効である。ただし、実際にフィルム冷却があるような流れ場に適用するには、非等方性乱流モデル等、フィルム流れを再現できるような乱流モデルを導入した流体解析手法とカップリングする必要がある。

## 6 ま と め

UPACS に実装されている 2 方程式乱流モデルの内  $k-\omega$  モデルおよび SST モデルに Time-scale bound を組み込み、流体解析による淀み点の予測精度を改善した。より広範な冷却流れに対応できるようになった本手法を用い、流体および連成解析による基本的な冷却流れ場における熱伝達予測について検証を行った。以下に、得られた知見をまとめる。

- 1) Time-scale bound は、流体解析だけではなく流体・熱伝導連成解析においても Anomaly の回避に有効であるが、壁面乱流の遷移予測には適さない。
- 2) 乱流モデル選択の流体・熱伝導連成解析における熱伝達予測への影響は、定性的に流体解析と同じ傾向を示す。
- 3) 乱流遷移を伴う 2 次元翼列周りの流れ場では、Time-scale bound により遷移に似た挙動を捕捉

した。SST モデルと併用することにより比較的優れた予測が可能である。

- 4) 遷移を伴うような複雑な流れ場をもつ 2 次元翼列周りの熱伝達予測は、 $k-\omega$ モデルよりも SST モデル方が優れている。
- 5) 表面温度分布等、翼面における熱的境界条件を規定するのが難しい流れ場において、連成解析は熱伝達を予測する有効な手段である。
- 6) フィルム冷却流れを精度良く再現することは、本手法ではできない。特に、フィルムのスパン方向への拡散を捕捉することができない。しかしながら本手法の解析精度は、等方性乱流モデルを用いた他者の結果と同等である。
- 7) 流体解析から得られたフィルム効率と一次元熱伝導に基づいた冷却設計と連成解析では、表面温度等の詳細な熱・温度場に違いが生じる。局所的な温度場を推定するためには、連成解析の適用が有効である。

## 参考文献

- 1) Yamane, T., Yoshida, T., Enomoto, S., Takaki, R., and Yamamoto, K., "Conjugate Simulation of Flow and Heat Conduction with a New Method for Faster Calculation", *Proc. of ASME Turbo Expo 2004*, GT2004-53680, 2004.
- 2) Durbin, P. A., "On the  $k-\varepsilon$  Stagnation Point Anomaly", *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 17, pp. 89-90, 1996.
- 3) Kato, M and Launder, B. E., "Modelling Flow-Induced Oscillations in Turbulent Flow around a Square Cylinder", *ASME FED*, Vol. 157, pp. 189-199, 1993.
- 4) Durbin, P. A., "Separated Flow Computation with  $k-\varepsilon-v2$  Model", *AIAA J.*, Vol. 33, pp. 659-664, 1995.
- 5) Merci, B. and Dick, E., "Heat Transfer Predictions with a Cubic  $k-\varepsilon$  Model for Axisymmetric Turbulent Jets Impinging onto a Flat Plate", *J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, pp. 469-480, 2003.
- 6) Wilcox, D. C., "Turbulence Modeling for CFD", DCW Industries, La Canada, Calif., USA, 1993.
- 7) Menter, F. R., "Two-Equation Eddy Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA J.*, Vol. 32, pp. 1299-1310, 1994.
- 8) Medic, G. and Durbin, P. A., "Toward Improved Prediction of Heat Transfer on Turbine Blades", *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 124, pp. 187-192, 2002.
- 9) 山本一臣、榎本俊治、高木亮治、山根敬、山崎裕之、山本武、藤田直行、松尾裕一、岩宮敏幸、野崎理、大西充、溝渕泰寛、牧田光正、黒滝卓司、藤原仁志（航技研 UPACS プロジェクトチーム）:並列計算 CFD プラットフォーム UPACS について, *Proc. of Aerospace Numerical Simulation Sympo. '99*, NAL SP-44, pp. 351-355, 1999.
- 10) Baughn, J. W., Hechanova, A. E., Yan, X., "An Experimental Study of Entrainment Effects on the Heat Transfer from a Flat Surface to a Heated Circular Impinging Jet", *J. of Heat Transfer*, Vol. 113, pp. 1023-1025, 1991.
- 11) Hylton, L. D., Mihelc, M. S., Turner, E. R., Nealy, D. A., and York, R. E., "Analytical and Experimental Evaluation of the Heat Transfer Distribution Over the Surfaces of Turbine Vanes," *NASA CR-168015 DDA EDR 11209*, 1983.
- 12) Kohli, A. and Bogard, D.G., "Adiabatic Effectiveness, Thermal Fields, and Velocity Fields for Film Cooling with Large Angle Injections," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol.119 (1997) pp.352-358.
- 13) Na, S., Zhu, B., Bryden, M., and Shih, T.I-P., "CFD Analysis of Film Cooing," (2006) AIAA Paper 2006-22.
- 14) Medic, G. and Durbin, P. A., "Toward Improved Prediction of Heat Transfer on Turbine Blades," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 124 (2002) pp. 187-192.
- 15) Johnson, H.A. and Rubesin, M.W., *Trans.ASME*, 71-5, (1949) pp. 447.

## APPENDIX

### Wilcox の $k-\omega$ 乱流モデル

レイノルズ応力  $\tau_{T,ij}$  は渦粘性係数に関して

$$\tau_{T,ij} = \mu_T \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (6)$$

と表される。渦粘性係数は乱流エネルギー  $k$  と比散逸率  $\omega$  の関数で、

$$\mu_T = \rho \frac{k}{\omega} \quad (7)$$

と表される。 $k$  と  $\omega$  の輸送方程式は次式のようにになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{T,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \frac{\omega}{k} \tau_{T,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \quad (9)$$

モデル係数は

$$\kappa = 0.41, \beta^* = 0.09, \sigma_k = 0.5, \sigma_\omega = 0.5, \beta = 0.075,$$

$$\gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\sigma_\omega \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$$

であり、壁面境界条件は

$$k_w = 0, \quad \omega_w = 10 \frac{6\nu}{\beta(\Delta y)^2} \quad (10)$$

となる。

#### Menter の Shear Stress Transport 乱流モデル

SST モデルは、 $k$ - $\omega$  モデルを内層となる境界層に  $k$ - $\varepsilon$  モデルを外層の自由せん断層に適用できるように複合化した乱流モデルである。渦粘性係数は乱流エネルギー  $k$  と比散逸率  $\omega$  に関して

$$\mu_T = \rho k \cdot \min \left( \frac{1}{\omega}, \frac{a_1}{\Omega F_2} \right) \quad (11)$$

と表される。ここで  $\Omega$  は渦度の絶対値、 $F_2$  は後述する補助関数である。 $\min$  関数は乱流エネルギーに対して制限を加えるような関数になっている。輸送方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{T,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \frac{\omega}{k} \tau_{T,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \\ & + 2\rho(1-F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (13)$$

と表される。 $F_1$  はベースとなる  $k$ - $\omega$  モデルのモデル係数に  $k$ - $\varepsilon$  モデルのモデル係数をブレンドする働きがある。補助関数は、

$$F_1 = \tanh(\Gamma^4), \quad \Gamma = \min[\max(\Gamma_1, \Gamma_3), \Gamma_2] \quad (14)$$

$$F_2 = \tanh(\Pi^2), \quad \Pi = \max(2\Gamma_3, \Gamma_1) \quad (15)$$

$$\Gamma_1 = \frac{500\nu}{\omega(\Delta y)^2}, \quad \Gamma_2 = \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}(\Delta y)^2}, \quad \Gamma_3 = \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega\Delta y} \quad (16)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right)$$

内層と外層に、両方に共通なモデル係数は、

$$\kappa = 0.41, \beta^* = 0.09, a_1 = 0.31$$

モデル係数  $\beta, \gamma, \sigma_k, \sigma_\omega$  は内層の係数と外層の係数から次式で導かれる。

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1-F_1) \phi_2 \quad (17)$$

内層のモデル係数は

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{k1} = 0.850, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075,$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (18)$$

外層のモデル係数は

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (19)$$

境界条件は Wilcox の  $k$ - $\omega$  モデルと同じものを使用する。



宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-07-031

---

発行 平成 20 年 2 月 29 日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1

URL : <http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 (有)ノースアイランド

---

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現 2-1-1

TEL : 029-868-2079 FAX : 029-868-2956

---

© 2008 宇宙航空研究開発機構

※ 本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工作することを禁じます。

