

超高負荷軸流タービン直線翼列内の遷音速条件下における流れの数値解析

矢崎, 和貴 / YASAKI, Kazuki

(出版者 / Publisher)

法政大学大学院理工学研究科

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

法政大学大学院紀要. 理工学・工学研究科編 / 法政大学大学院紀要. 理工学・工学研究科編

(巻 / Volume)

59

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

8

(発行年 / Year)

2018-03-31

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00014816>

超高負荷軸流タービン直線翼列内の 遷音速条件下における流れの数値解析

NUMERICAL ANALYSIS OF FLOW UNDER TRANSONIC CONDITIONS
IN ULTRA-HIGHLY LOADED LINEAR TURBINE CASCADE

矢崎和貴

Kazuki YASAKI

指導教員 辻田星歩 教授

法政大学大学院理工学研究科機械工学専攻修士課程

The objective of this study is to obtain the knowledge for applying the ultra-highly loaded turbine cascade (UHLTC) with the turning angle of 160 degrees to a practical gas turbine. In this study, two-dimensional and three-dimensional flow in UHLTC were analyzed numerically for three exit Mach number conditions in order to clarify the internal flows behavior and the loss generation mechanism in UHLTC under the transonic conditions. The computed results revealed that the boundary layer fluid on the endwall was migrated and accumulated on the blade suction surface by the passage vortex. This accumulation of boundary layer intensified the interactions with the shock waves discharged from the pressure side of the trailing edge and from the blade suction surface resulting in the serious loss generation. The losses caused by these interactions increased with the increase of the exit Mach number.

Key Words : Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade, Shock Wave, Transonic Conditions, Exit Mach Number

1. 緒論

近年、地球温暖化による異常気象の発生や化石資源の枯渇化に対する懸念から、各産業において温室効果ガスの排出削減や燃料消費量の低減が取り組まれている。民間航空機業界ではアジア太平洋路線を主とした世界の更なる航空輸送量の大幅な増大に伴い、航空機に対する環境規制が段階的に強化されている[1-2]。このため近年の民間航空機開発においては環境負荷低減、燃費向上がこれまでも増して重要なコンセプトとなっている。また、世界の総電力消費量は経済成長を続ける新興国を中心に増加傾向にあり、火力発電がその60%以上を供給している[3]。このため火力発電に起因する環境問題、燃料問題への対策が、地球規模の環境問題の解決に及ぼす影響は大きい。このような状況を受けて、航空用エンジンや火力発電設備に用いられているガスタービンにおいても性能向上に向けた研究、開発が盛んに行われている[4-6]。

ガスタービンの空気力学的性能を向上させる方法に、その主要構成要素の一つであるタービン翼の転向角の増大による高負荷化が挙げられる。高負荷化によってタービン翼一枚あたりから得られる負荷が従来型の翼と比較して増加するため、タービン翼枚数および段数の削減が可能になる。その結果エンジン重量の軽減や製作コストの削減、メンテナンスの簡素化による維持コストの削減といったメリットが得られる。また、タービン入口温度

(TIT)の高温化もガスタービンの効率向上の手段として挙げられる。このTITの高温化はタービン翼への耐熱材料の使用に加えて冷却技術の適用によって達成されるが、TITの高温化に伴い必要とされる冷却空気流量も増加する。一般的に冷却空気は圧縮機から直接供給されるため、冷却空気流量の増加は燃焼器を通過する空気流量を減少させてしまうだけでなく、タービン翼列内においても主流ガスとの混合により発生する損失を増大させる。この点においても翼枚数および段数の削減が期待できる高負荷化は冷却空気流量低減の有効な方法と考えられる。

以上のようにタービン翼の高負荷化は多くの利点を生む一方で、翼間圧力勾配を増大させるため、二次流れを増強し、翼列性能を著しく低下させる恐れがある。さらに近年の航空用ガスタービンにおける高負荷化に伴い、高圧タービン段で使用されるタービン翼列に対しては遷音速条件下での運用が求められている[7-8]。このような条件下において発生する衝撃波と翼面境界層との干渉によって生じる損失は翼列性能に多大な影響を与えることが予想される。特に転向角の増大による流出角の増加はタービン翼間のスロート面積を減少させるため、衝撃波の発生およびそれに伴う損失生成を増大させる可能性がある。したがって、これらの損失を極力抑制しつつ高負荷化を実現させるには、実機レベルの作動条件下における損失生成機構の解明が必要不可欠となる。

本研究では、転向角 160° を有する超高負荷軸流タービン直線翼列(UHLTC)を対象に、翼列下流における等エントロピーマッハ数をパラメータとし、二次元および三次元数値解析を実施することにより、遷音速条件下における UHLTC の内部流れの挙動および損失生成機構について明らかにした。

2. 供試翼列

本研究の解析対象である UHLTC の翼列形状を図 1 に、翼列仕様を表 1 に示す。本供試翼列は翼を平面上に配置した直線翼列モデルである。同翼の入口、出口翼角度は共に 80° であり、転向角は 160° を有する。また、三次元解析においては翼端間隙は設定していない。なお、図中の PS, SS, LE, TE はそれぞれ翼圧力面、翼負圧面、翼前縁、翼後縁を示す。

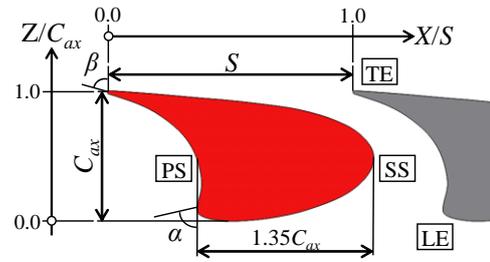


図 1 翼列形状

表 1 翼列仕様

Inlet metal angle : α [deg.]	80.0
Outlet metal angle : β [deg.]	80.0
Axial chord length : C_{ax} [mm]	6.57
Blade pitch : S [mm]	12.25
Blade height : H [mm]	9.60

3. 数値解析法

本研究では株式会社ソフトウェアクレイドルの非構造格子系汎用 CFD コード SCRYU/Tetra Ver.13 を使用して数値解析を行った。支配方程式の離散化には有限体積法を、計算アルゴリズムには SIMPLEX 法を、対流項の評価には衝撃波の捕獲精度を考慮して MUSCL 法を、乱流モデルとして低レイノルズ数型 SST $k-\omega$ モデルを使用し、定常圧縮性流れを仮定して数値解析を実行した。

4. 境界条件

表 2 に境界条件を示す。二次元解析、三次元解析共に格子モデルの入口境界、出口境界位置はそれぞれ $Z/C_{ax}=2.0$ および 7.0 に設定した。ここで Z/C_{ax} とは翼前縁を 0.0 、翼後縁を 1.0 とした軸方向無次元距離である。また三次元解析の格子モデルではミッドスパン(以下 MS)に対する流路形状の対称性を考慮して、対称境界条件を使用することで、エンドウォール(以下 EW)から MS までを解析領域とした。入口境界では二次元解析、三次元解析共に流入角を入口翼角度である 80° に固定し、入口全圧および入口全温は標準大気状態を仮定した。また、出口境界では表 2 に示す等エントロピー出口マッハ数 $M_{is}=1.0, 1.2, 1.4$ の各条件に対応する静圧を、二次元解析および三次元解析に対して同様に設定した。

5. 評価パラメータ

本研究では、以下のパラメータを用いて翼列の性能評価を行った。

$$\text{全圧損失係数} : C_{pt} = (P_{tin} - P_t) / P_{tin} \quad (1)$$

$$\text{静圧係数} : C_{ps} = P_s / P_{tin} \quad (2)$$

ここで P_t は全圧、 P_s は静圧、 P_{tin} は $Z/C_{ax}=1.0$ における断面質量平均全圧である。

表 2 境界条件

Inlet flow angle : γ_a [deg.]	80.0		
Inlet total pressure : P_{t1} [Pa]	101325		
Inlet total temperature : T_{t1} [K]	288		
Isentropic exit mach number : M_{is}	1.0	1.2	1.4
Outlet static pressure : P_{s2} [Pa]	53528	41784	31840

6. 解析条件および考察

(1) $M_{is}=1.2$ における翼列内の流れ

本研究で設定した三つの等エントロピー出口マッハ数 $M_{is}=1.0, 1.2, 1.4$ の中の中間値である $M_{is}=1.2$ における内部流れの挙動を示す。

図 2 に総損失係数 C_{pt} 、形状損失係数 C_{pp} 、二次損失係数 C_{pts} の軸方向分布を示す。ここで総損失係数 C_{pt} と形状損失係数 C_{pp} はそれぞれ三次元解析と二次元解析における断面質量平均全圧損失係数であり、二次損失係数 C_{pts} は M_{is} が同一の C_{pt} と C_{pp} の差として定義した。また図 3 に $Z/C_{ax}=0.6, 0.8$ の断面における全圧損失係数 C_{pt} 分布に二次流れ速度ベクトルを重ねた図を、図 4, 5, 6 に二次元解析結果および三次元解析結果での $Y/H=0.44, 0.20, 0.01$ における全圧損失係数 C_{pt} 分布、静圧係数 C_{ps} 分布、マッハ数 M 分布をそれぞれ示す。ここで Y/H とは EW を 0.0 、MS を 0.5 としたスパン方向無次元距離である。また図 4 中の破線は $Z/C_{ax}=0.8$ の位置を示す。

図 2 から翼間内の $Z/C_{ax}=0.0$ から 0.9 にかけて二次損失係数 C_{pts} が形状損失係数 C_{pp} を上回っている。これは翼間において流路渦(V_p)が発生しており、同位置において高損失領域が分布していることから(図 3)、二次流れによる損失が支配的であるためと考えられる。一方、 $Z/C_{ax}=0.8$ から総損失係数 C_{pt} が急激に増大しており、これは同位置における形状損失係数 C_{pp} の急増に関係している(図 2)。この C_{pp} の急増は $Z/C_{ax}=0.8$ 以降の翼負圧面上において僅かではあるが高損失領域が増大していること、さらに翼後縁近傍負圧面上における高損失領域の増大による

ものと考えられる(図 4(a)). これらは隣接翼後縁圧力面側から発生している逆圧力勾配を伴う衝撃波(SW_{PS})と翼負圧面上の境界層との干渉, および翼後縁負圧面側から発生している衝撃波(SW_{SS})と翼負圧面上の高損失領域との干渉によるはく離に起因している(図 5(a), 6(a)). 翼負圧面上での境界層と衝撃波の干渉は三次元解析においても発生している.

図 7, 8 に二次元解析および三次元解析での $Y/H=0.44, 0.20, 0.01$ における翼面マッハ数 M 分布を示す. さらに図 9 に二次元, 三次元解析における単位断面積あたりに換算した流量を, 図 10 に $Z/C_{ax}=1.3$ におけるピッチ方向質量平均全圧損失係数 $C_{pt,p}$ のスパン方向分布を示す.

図 4 から二次元解析と比較して三次元解析では翼後縁近傍負圧面上における高損失領域の増大がより上流側で発生している. これは二次元解析では SW_{SS} が翼後縁に達しているのに対し, 三次元解析では SW_{SS} が翼後縁より上流側の翼負圧面上で発生していることに起因する(図 5). また二次元解析では SW_{PS} が生じているのに対して, 三次元解析では明確な SW_{PS} は生じていない(図 5). この現象は二次元解析では翼後縁近傍圧力面においてマッハ数が 1 を超えているのに対し, 三次元解析では $Y/H=0.44, 0.20$ でマッハ数が 1 を超えていないことから確認できる(図 7, 8). この二次元解析と三次元解析における衝撃波の発生挙動の違いは, 二次流れが生じる三次元解析においては損失増加に伴い流量が減少し, その結果翼周りのマッハ数が低下したためと考えられる(図 6, 9).

三次元解析結果のみに着目すると, 図 4(b), (c), (d) から $Y/H=0.44, 0.01$ において翼後縁近傍負圧面上の高損失領域の増大が顕著になっている. これは V_p によって EW 上の境界層流体が EW と翼負圧面のコーナー一部に, また翼負圧面上の境界層流体が MS に移送され, 蓄積していることが確認できることから(図 3), V_p による同位置付近への境界層流体の蓄積による SW_{SS} との干渉の増強に起因すると考えられる.

図 2 から翼列下流の $Z/C_{ax}=1.0$ 以降においても形状損失係数 C_{ptp} が増加しているが, これは翼後縁から流出したウェークの混合損失, および SW_{SS} とウェークとの干渉に起因していると考えられる(図 4(a), 6(a)). 同様に二

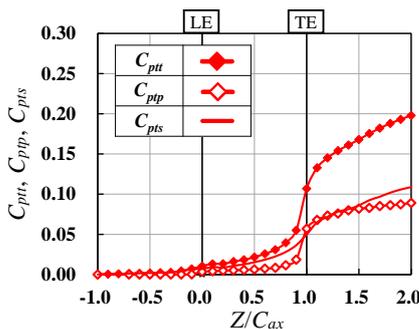


図 2 $C_{ptt}, C_{ptp}, C_{pts}$ 分布 ($M_{is}=1.2$)

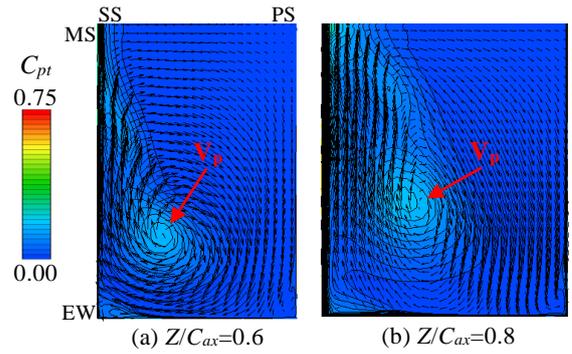


図 3 C_{pt} 分布および二次流れ速度ベクトル ($M_{is}=1.2$)

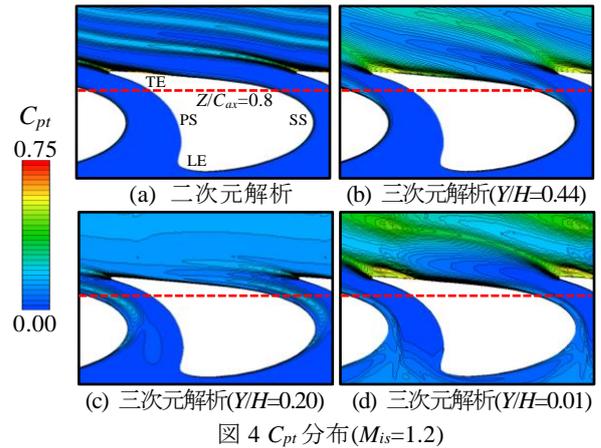


図 4 C_{pt} 分布 ($M_{is}=1.2$)

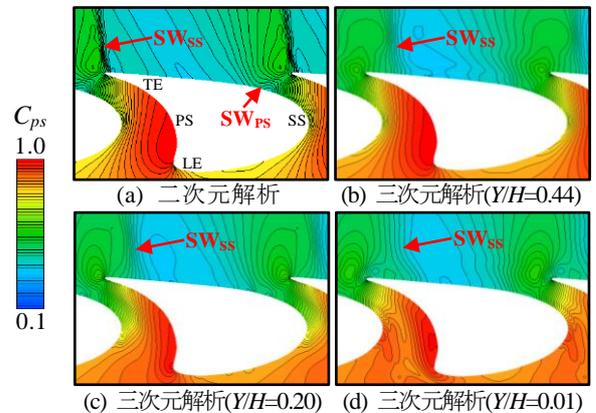


図 5 C_{ps} 分布 ($M_{is}=1.2$)

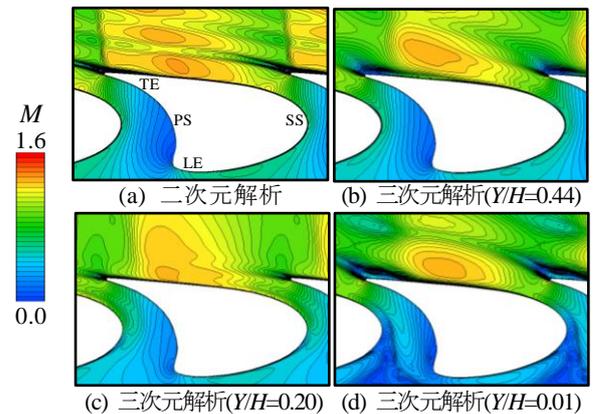


図 6 M 分布 ($M_{is}=1.2$)

次損失係数 C_{pts} についても $Z/C_{ax}=1.0$ 以降において増加している(図2)。これは SW_{ss} と翼列下流 EW 上の境界層との干渉による高損失領域の発生に起因している(図4(d))。さらに図10に示す翼列下流におけるピッチ方向質量平均全圧損失係数 $C_{pt,p}$ のスパン方向分布から、 MS および EW における損失が高くなっているが、これは翼間内における V_p の作用による高損失流体の翼負圧面上の MS と EW 近傍への蓄積により、同スパン方向位置におけるウェークが増強したためと考えられる。

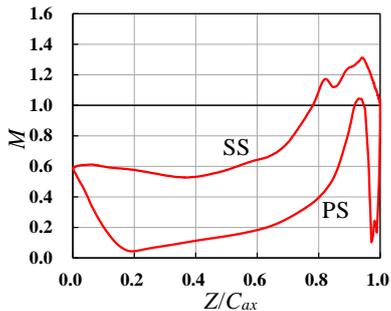


図7 翼面 M 分布($M_{is}=1.2$, 二次元解析)

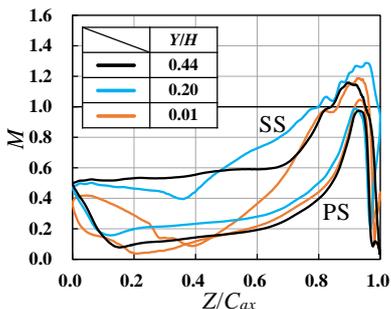


図8 翼面 M 分布($M_{is}=1.2$, 三次元解析)

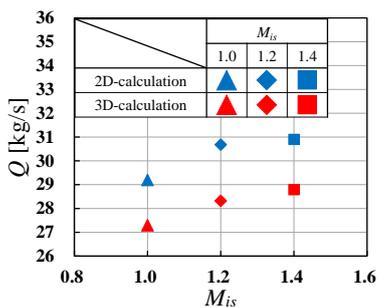


図9 単位断面積あたりに換算した流量

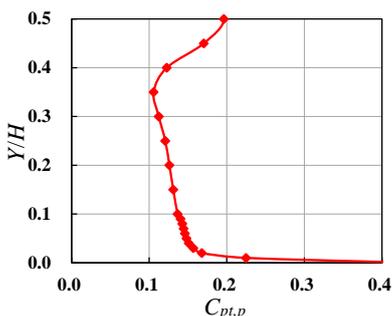


図10 $C_{pt,p}$ 分布($M_{is}=1.2$, $Z/C_{ax}=1.3$)

(2) 出口マッハ数の影響

本研究で実施した三条件($M_{is}=1.0, 1.2, 1.4$)の計算結果を比較することにより、 M_{is} の違いが翼列の内部流れおよび損失生成機構に及ぼす影響を考察する。

図11, 12に $M_{is}=1.0, 1.4$ における総損失係数 C_{pt} , 形状損失係数 C_{ptp} , 二次損失係数 C_{pts} の軸方向分布を示す。また図13, 14, 15に $M_{is}=1.0$ に対する, 図16, 17, 18に $M_{is}=1.4$ に対する, 二次元解析結果および三次元解析結果での $Y/H=0.44, 0.20, 0.01$ における全圧損失係数 C_{pt} 分布, 静圧係数 C_{ps} 分布, マッハ数 M 分布をそれぞれ示す。なお, 図13, 16中の破線は $Z/C_{ax}=0.8$ の位置を示す。

図2, 11, 12から, 翼間内の $Z/C_{ax}=0.0$ から 0.8 においては M_{is} の違いによる損失の差異は殆ど見られない。一方, 翼後縁近傍 $Z/C_{ax}=0.8$ から 1.0 にかけての総損失係数 C_{pt} の増加率は $M_{is}=1.0$ で最も小さく, $M_{is}=1.4$ で最も大きくなっている。この現象は同位置における形状損失係数 C_{ptp} の急増に関係していると考えられる。この M_{is} の違いによる C_{ptp} の増加率の変化について考察する。 $M_{is}=1.0$ では $M_{is}=1.2$ と比較して, $Z/C_{ax}=0.8$ 以降の翼負圧面上における高損失領域が小さい(図4(a), 13(a))。これは出口マッハ数の低下に伴い $M_{is}=1.0$ では SW_{ps} が発生していないため, 隣接翼負圧面境界層との干渉が生じないこと, また SW_{ss} の規模が小さいため, 翼負圧面上の境界層流体との干渉が低減したことによるものと考えられる(図5(a), 6(a), 14(a), 15(a))。一方, $M_{is}=1.4$ では $M_{is}=1.2$ と比較して $Z/C_{ax}=0.8$ 以降の翼負圧面上における高損失領域が拡大している(図4(a), 16(a))。これは出口マッハ数の増加に伴い $M_{is}=1.4$ では SW_{ps} と SW_{ss} が共に増強するため, それぞれの翼負圧面境界層との干渉が強まることによるものと考えられる(図5(a), 6(a), 17(a), 18(a))。

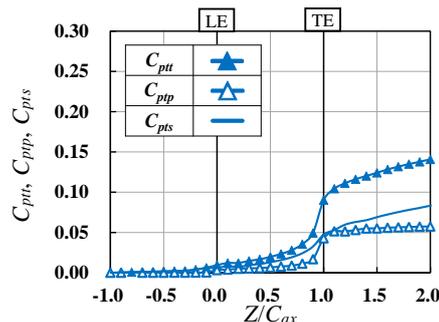


図11 C_{pt}, C_{ptp}, C_{pts} 分布($M_{is}=1.0$)

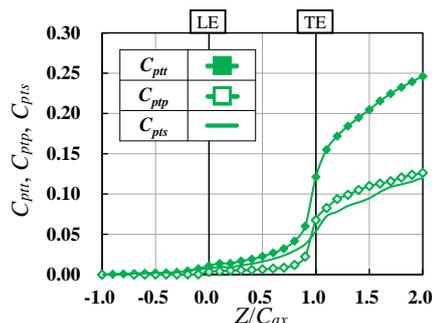


図12 C_{pt}, C_{ptp}, C_{pts} 分布($M_{is}=1.4$)

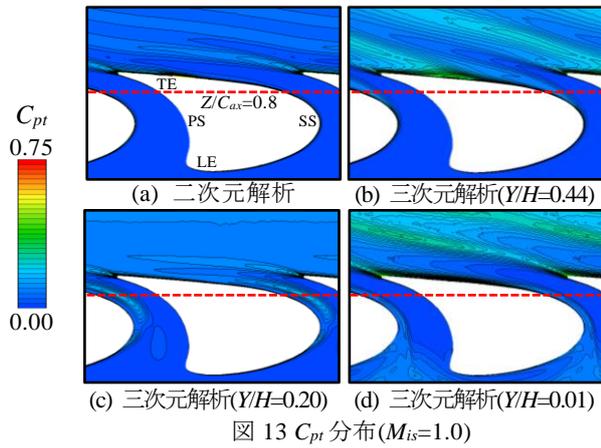


図 13 C_{pt} 分布 ($M_{is}=1.0$)

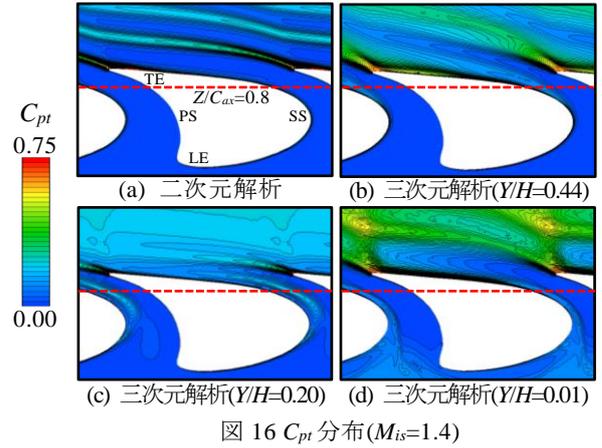


図 16 C_{pt} 分布 ($M_{is}=1.4$)

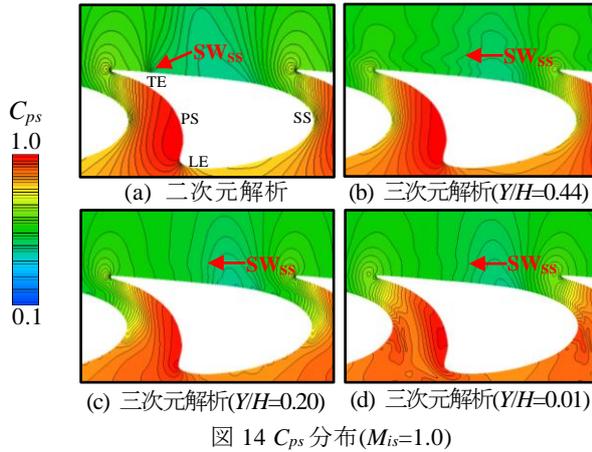


図 14 C_{ps} 分布 ($M_{is}=1.0$)

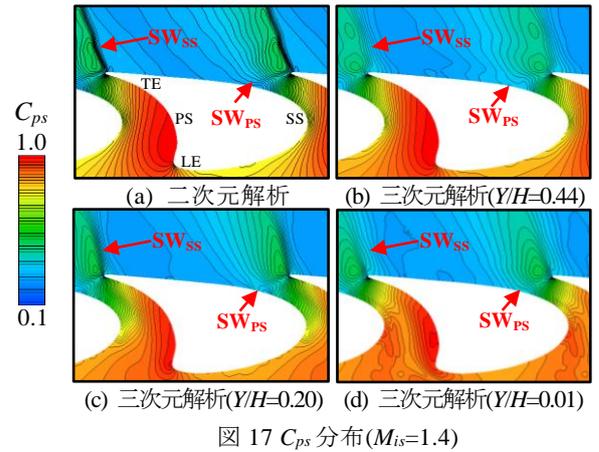


図 17 C_{ps} 分布 ($M_{is}=1.4$)

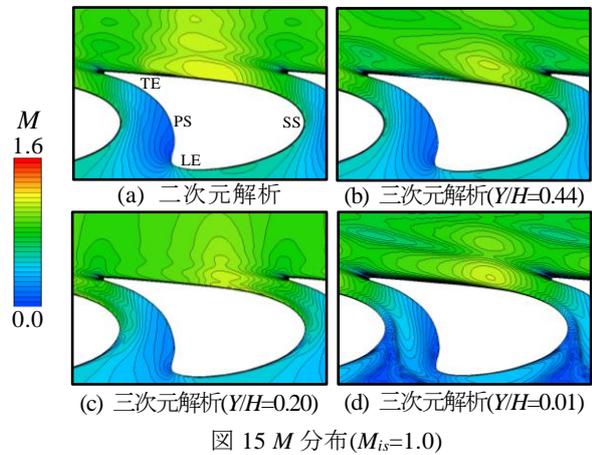


図 15 M 分布 ($M_{is}=1.0$)

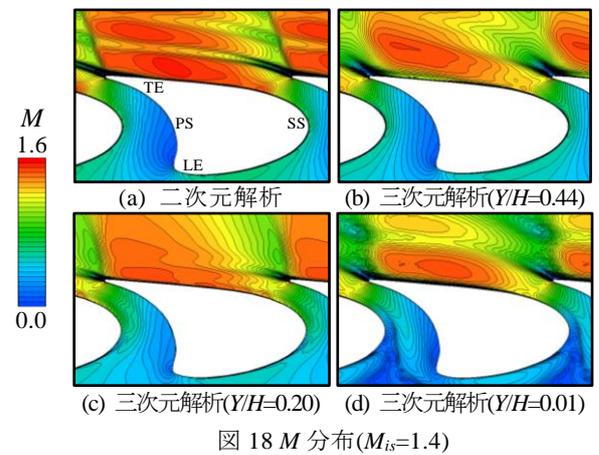


図 18 M 分布 ($M_{is}=1.4$)

図 19 に二次元解析での $Z/C_{ax}=1.3$ におけるピッチ方向質量平均流出角 θ_p 分布を示す。また、図 20 と図 21 には二次元解析での密度比と軸流速度比 AVR をそれぞれ示す。ここで、密度比は翼列下流 $Z/C_{ax}=1.3$ におけるピッチ方向質量平均密度 $\rho_{p, out}$ と翼列上流 $Z/C_{ax}=-0.3$ におけるピッチ方向質量平均密度 $\rho_{p, in}$ の比 ($\rho_{p, out}/\rho_{p, in}$) であり、 AVR は $Z/C_{ax}=1.3$ におけるピッチ方向質量平均軸方向速度成分 $V_{z,p, out}$ と $Z/C_{ax}=-0.3$ におけるピッチ方向質量平均軸方向速度成分 $V_{z,p, in}$ の比 ($V_{z,p, out}/V_{z,p, in}$) である。

図 19 から二次元解析における流出角 θ_p を見ると、 M_{is}

の増加に伴い θ_p が減少していることが分かる。これは翼後縁負圧面側におけるはく離の規模が $M_{is}=1.0$ で最も小さく $M_{is}=1.4$ で最も大きいことが一因であると考えられる(図 6(a), 15(a), 18(a))。さらに図 20, 21 から M_{is} の増加に伴い密度比 $\rho_{p, out}/\rho_{p, in}$ が低下し、軸流速度比 AVR が増大していることから、翼列上流から下流に向けての膨張に伴う密度低下による AVR の増大も起因していると考えられる。

次に各 M_{is} の三次元解析における結果を比較する。図 22, 23 に $M_{is}=1.0, 1.4$ の $Z/C_{ax}=0.6, 0.8$ における全圧損

失係数 C_{pt} 分布に二次流れ速度ベクトルを重ねた図を示す。また図 24 に $M_{is}=1.0$ での $Y/H=0.44, 0.20, 0.01$ における翼面マッハ数 M 分布を、図 25 に $Z/C_{ax}=1.3$ における各 M_{is} のピッチ方向質量平均全圧損失係数 $C_{pt,p}$ のスパン方向分布を示す。

三次元解析においても、二次元解析と同様に翼負圧面上における損失が $M_{is}=1.2$ と比較して $M_{is}=1.0$ で小さく、 $M_{is}=1.4$ で大きくなっている(図 4(b), (c), (d), 13(b), (c), (d), 16(b), (c), (d))。一方、翼間における V_p の形成状態および翼負圧面上における高損失流体の蓄積状態に顕著な差は見られない(図 3, 22, 23)。したがって、各 M_{is} での損失の差は SW_{PS} , SW_{SS} と翼面境界層との干渉の状態に起因すると考えられる。 $M_{is}=1.2$ と比較すると $M_{is}=1.0$ の方が SW_{SS} が弱いことから(図 5(b), (c), (d), 14(b), (c), (d)), SW_{SS} と翼負圧面境界層との干渉が低減したためと考えられる。なお、 $M_{is}=1.0$ における静圧係数 C_{ps} 分布(図 14(b), (c), (d))からは、翼負圧面上で発生している SW_{SS} が明確には確認できないが、スロート部直後の翼負圧面上においてマッハ数が最も高くなっており(図 15)、同位置における翼面マッハ数 M が 1 を超えていることが分かる(図 24)。このことから $M_{is}=1.0$ においても翼負圧面上に微弱ではあるが SW_{SS} が生じていることが分かる。一方、 $M_{is}=1.2$ と比較すると $M_{is}=1.4$ では SW_{PS} が生じており、また SW_{SS} は増強している(図 5(b), (c), (d), 17(b), (c), (d))。したがって損失の差は SW_{PS} と翼負圧面境界層との干渉の有無、および SW_{SS} と負圧面境界層との干渉の強さに起因すると考えられる。

翼列下流の $Z/C_{ax}=1.0$ 以降においても総損失係数 C_{pt} は増加しており、その増加率は $M_{is}=1.0$ で最も小さく、 $M_{is}=1.4$ で最も大きい(図 2, 11, 12)。これは翼後縁から

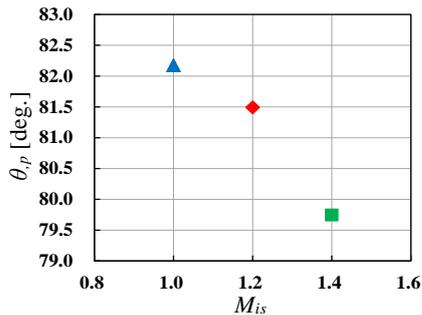


図 19 θ_p 分布($Z/C_{ax}=1.3$, 二次元解析)

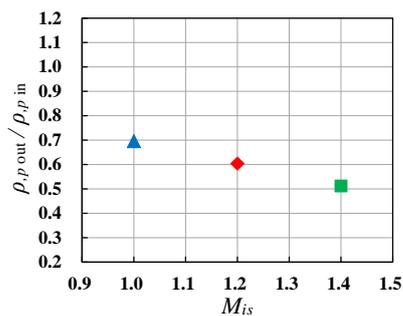


図 20 密度比(二次元解析)

流出するウエークの混合およびそのウエークと SW_{SS} との干渉の強さによるもので、 SW_{SS} が最も強く、翼負圧面上の高損失領域の規模が大きいウエークが最も発達した $M_{is}=1.4$ で損失が高く、逆にウエークおよび SW_{SS} が最も弱い $M_{is}=1.0$ で損失が低くなるためである(図 4, 13, 16)。また、全ての M_{is} における SW_{SS} の強さの違いは、 SW_{SS} と EW 上の境界層との干渉による損失生成においても差異を生じさせており、 $M_{is}=1.4$ において干渉による高損失領域の増大とこれに起因する二次損失係数 C_{pt} の増大が最も顕著である(図 4(d), 13(d), 16(d))。なお、 $M_{is}=1.4$ においては比較的強い SW_{PS} が発生しているが、それと翼間 EW 上の境界層との干渉による損失の増加は見られない(図 16(d))。これは V_p によって EW 上の境界層が翼負圧面上に移送されたためと考えられる。図 25 から翼列下流における損失は、各 M_{is} 共に翼負圧面上において高損失領域が蓄積する MS および EW で高くなっている。さらに $M_{is}=1.4$ では $Y/H=0.20$ 付近においても損失が高くなっている。この損失増加の原因について次に考察する。

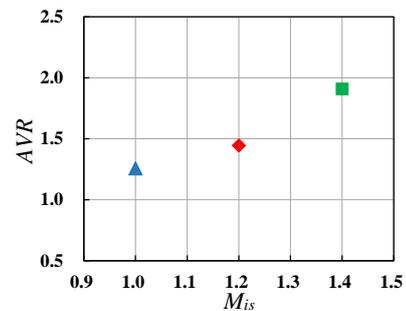


図 21 軸流速度比(二次元解析)

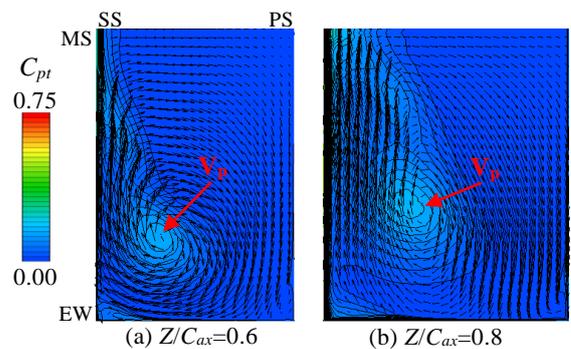


図 22 C_{pt} 分布および二次流れ速度ベクトル($M_{is}=1.0$)

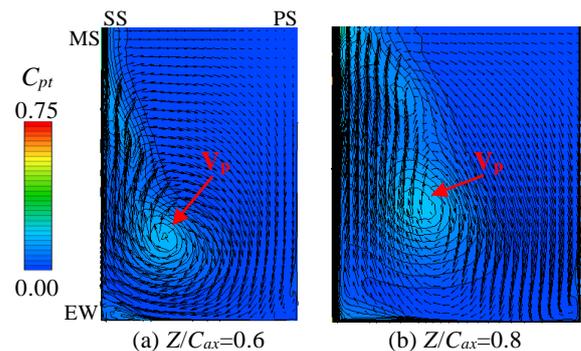


図 23 C_{pt} 分布および二次流れ速度ベクトル($M_{is}=1.4$)

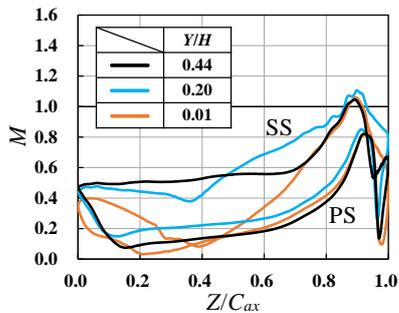


図 24 翼面 M 分布 ($M_{is}=1.0$)

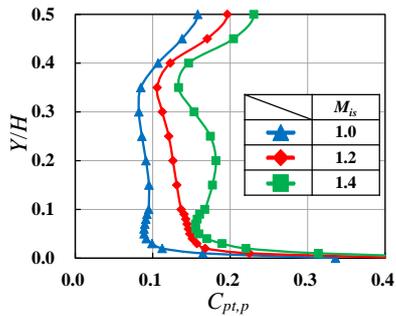


図 25 $C_{pt,p}$ 分布 ($Z/C_{ax}=1.3$)

$Y/H=0.20$ の損失が高くなったのは、 $M_{is}=1.4$ は各 M_{is} の中で SW_{ss} の強さおよびウェークの発達が最も強いいため、それらの干渉による損失が顕著に表れたものと考えられる。

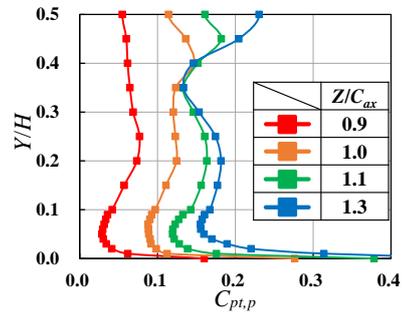


図 26 $C_{pt,p}$ 分布 ($M_{is}=1.4$)

図 26 に $M_{is}=1.4$ の $Z/C_{ax}=0.9, 1.0, 1.1, 1.3$ におけるピッチ方向質量平均全圧損失係数 $C_{pt,p}$ のスパン方向分布を、図 27 に同軸方向位置の断面における全圧損失係数 C_{pt} 分布を示す。また図 28 には $M_{is}=1.4$ の翼列下流 $Z/C_{ax}=1.3$ における $Y/H=0.44, 0.20, 0.01$ での静圧係数 C_{ps} のピッチ方向分布を、図 29 に $M_{is}=1.4$ での $Y/H=0.44, 0.20, 0.01$ における翼面マッハ数 M 分布を示す。ここで図 27 中の破線は $Y/H=0.20$ の位置を示す。また、図 28 の X/S は、図 1 に示すように翼後縁を 0.0、翼負圧面側に隣接する翼の後縁を 1.0 とするピッチ方向無次元距離である。

図 26 より $Z/C_{ax}=1.0$ から 1.3 の各位置において $Y/H=0.20$ 付近における損失が高くなっている。 $Z/C_{ax}=0.9$ においても $Y/H=0.20$ から 0.25 付近の損失が高くなっているが(図 26)、これは図 27(a)より同位置に存在する V_p による高損失領域に起因している。この V_p は下流へ移動するにしたがって混合および拡散しながら MS 方向に移動しており(図 27(b)), $Z/C_{ax}=1.1$ 以降ではその存在が明確には確認できない(図 27(c), (d))。このことから翼列下流における $Y/H=0.20$ 近傍での損失増加は、翼間における流動現象に起因しないと考えられる。図 28 よりピッチ方向位置が翼後縁近傍にあたる $X/S=1.0$ 前後において静圧係数 C_{ps} が急激に変化している。これは翼後縁より生じた SW_{ss} による圧力上昇であり、その変化量は $Y/H=0.20$ で最も大きいことから、 SW_{ss} が同スパン方向位置において最も強いことが分かる。これは V_p の作用により翼負圧面上に境界層が蓄積しない $Y/H=0.20$ における翼面マッハ数が高いことに起因していると考えられる(図 23, 29)。したがって翼列下流において $Y/H=0.20$ で損失が高くなる原因は、 SW_{ss} が同位置において最も強く、ウェークとの干渉が強くなったためと考えられる。また、 $M_{is}=1.4$ でのみ

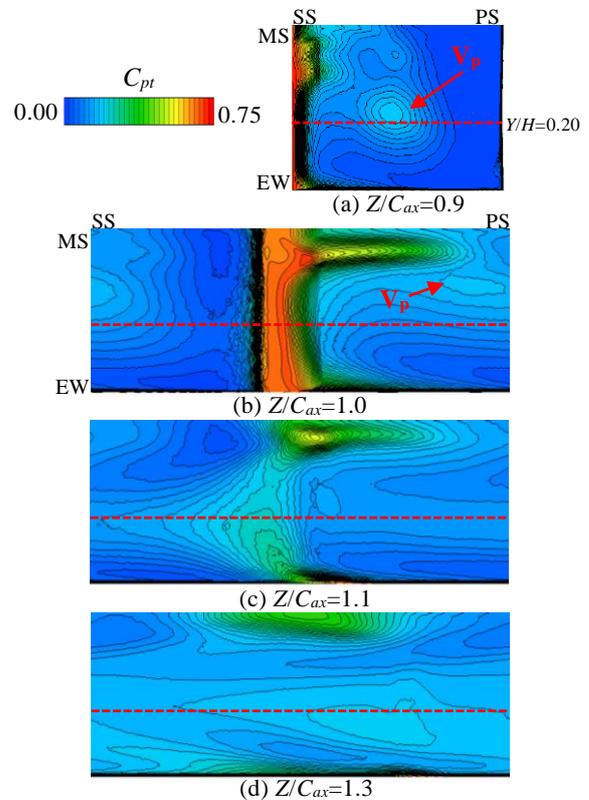


図 27 C_{pt} 分布 ($M_{is}=1.4$)

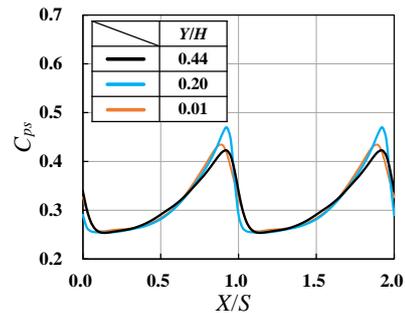


図 28 C_{ps} のピッチ方向分布 ($M_{is}=1.4, Z/C_{ax}=1.3$)

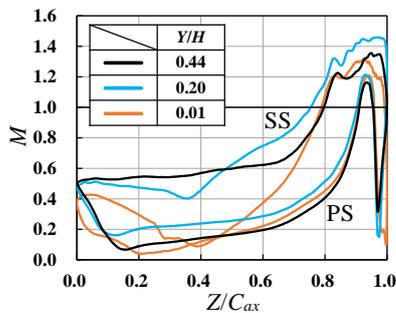


図 29 翼面 M 分布 ($M_{is}=1.4$)

7. 結論

本研究により以下の結論を得た。

1. 翼後縁圧力面側衝撃波と隣接翼負圧面上の境界層との干渉、および翼負圧面側衝撃波と同翼負圧面上の境界層との干渉は形状損失を増加させる。
2. 流路渦によるエンドウォール上の境界層流体の翼負圧面上への移送と蓄積は、衝撃波と翼負圧面上の境界層との干渉を強めることにより損失を増加させる。
3. 翼列下流では翼負圧面からの衝撃波とウェークおよびエンドウォール境界層との干渉により損失が増加する。また、流路渦によるエンドウォール境界層の翼負圧面上への移送と蓄積はウェークを増強させると共に、その衝撃波との干渉を強めるため損失を増加させる。
4. 出口マッハ数の増加は衝撃波を増強させると共に、その翼負圧面境界層、ウェークおよびエンドウォール境界層との干渉を強めるため損失を増加させる。
5. 出口マッハ数の増加に伴う膨張比の増加は、流出角を減少させる。

6. 流路渦により翼面境界層が一掃されたスパン方向位置では、翼面マッハ数の増加により翼負圧面からの衝撃波が増強すると共に、そのウェークとの干渉を強める。また出口マッハ数の増加に伴い同干渉による損失が顕著になる。

参考文献

- 1) 久保田 弘敏, 航空機開発・研究の動向と展望, 日本流体力学会誌, Vol.26, No.4, pp.243-250, 2007.
- 2) 早乙女 拓海, 航空機排出ガスに関する規制と環境影響評価, 日本マリンエンジニアリング学会誌, Vol.49, No.6, pp.788-793, 2014.
- 3) 経済産業省, 国際エネルギー動向, 平成 28 年度エネルギーに関する年次報告, pp.199-248, 2017.
- 4) 山本 孝正, タービンの最近の技術進歩について, 日本ガスタービン学会誌, Vol.21, No.84, pp.40-46, 1994.
- 5) 伊藤 栄作, 坂元 康朗, 1700°C級ガスタービンの空力技術, 日本ガスタービン学会誌, Vol.36, No.5, pp.18-23, 2008.
- 6) 辻田 星歩, 水木 新平, 山本 孝正, 超高負荷タービン翼列内の流れの数値解析, 日本機械学会論文集(B編), Vol.70, No.697, pp.2332-2340, 2004.
- 7) C.G.Graham, F.H.Kost, “Shock Boundary Layer Interaction on High Turning Transonic Turbine Cascades”, ASME 79-GT-37, 1979.
- 8) Toyotaka Sonoda, Toshiyuki Arima, Markus Olhofer, Bernhard Sendhoff, Friedrich Kost, and P.-A.Giess, “A Study of Advanced High-Loaded Transonic Turbine Airfoils”, ASME, Vol.121, No.4, pp.650-657, 2006.