

超臨界 CO₂ タービン向け燃焼器の開発

岩井保憲、*森澤優一、鈴木伸寿、伊東正雄（東芝）

Development of Combustor for Supercritical CO₂ Turbine

Yasunori IWAI, Yuichi MORISAWA, Shinju SUZUKI, Masao ITOH (Toshiba)

ABSTRACT

The novel thermodynamic power cycle developed by NET Power can capture 100% of atmospheric emissions including all carbon dioxide, and can be driven with high thermodynamic efficiency. The proprietary system achieves these results through a closed-loop, high-pressure, low-pressure-ratio recuperated Brayton cycle that uses supercritical CO₂ as the working fluid.

Toshiba, NET Power, CB&I and Exelon are partnering to commercialize this system by developing a 25MW-class pilot plant that is scheduled to begin testing in 2016. Toshiba has undertaken the development of the new combustor and turbine that will be required due to the pressures, temperatures and working fluid of this cycle. In this project, we are planning that combustor exit temperature is 1150 degree C and combustor inlet pressure is about 30MPa at design point. We achieved oxy-fuel combustion test using natural gas in 30MPa condition, test results of combustor test are introduced in this paper.

Key words: Supercritical CO₂, SCO₂, CO₂ Capture, Combustor, Combustion test

1. はじめに

近年、地球温暖化問題から CO₂ 排出量削減に対する要求は厳しくなっており、各機器の効率向上による使用燃料の削減によって、または排ガス中の CO₂ の分離回収技術の向上や新たな CO₂ 分離回収技術の開発、CO₂ を排出しないシステムの開発等によって CO₂ 削減に対する取組が世界中で進められている。

このうち、火力発電プラントの排出ガスから CO₂ を回収する分離回収技術の開発も盛んに行われている¹⁾。本方法は分離回収エネルギーが大きく、火力発電プラントへの適用は発電コストの増加に繋がるとされている。回収した CO₂ についても貯留や商業利用のためにパイプラインで移送するには高圧化する必要がある。

NET Power 社が提案した超臨界 CO₂ (SCO₂) 発電システムでは化石燃料を使用しながら上記のような CO₂ 分離回収装置を必要とせずに高純度の高圧 CO₂ が回収可能で、さらに既存コンバインドサイクル発電と同等の効率を有する²⁾。このサイクルでは燃料として天然ガスを使用し、酸化剤として空気の代わりに酸素を用いることで、発生する高濃度の CO₂ と水蒸気を作動媒体としてタービン

を駆動する。酸素を用いることで NOx の原因となる空気中の N₂ 分もないため、環境調和型発電システムを実現することが可能となる。

東芝は本発電システムを実現するために、NET Power 社、CB&I 社および Exelon 社と共同で商用プラントの開発を進めており、高温・高圧タービンおよび燃焼器の開発・製造を担当している。なお本開発プロジェクトは、下記の 3 ステップを主要マイルストーンと位置づけて推進している。

- 1) 超高压燃焼器の開発および燃焼試験
- 2) 25MW 級パイロットプラントの設計、建設および実証試験
- 3) 250MW 級 商用機の設計と販売

本報では超高压燃焼器の開発についての検討状況と燃焼試験に関して報告する。

2. 超臨界 CO₂ 発電システムの概要

2.1 システムの構成と特徴

Fig.1 にシステムの構成概要を示す。本サイクルは超臨界 CO₂ を作動媒体とする再生ブレイトンサイクルであり、圧縮機（ポンプ）、燃焼器、タービンと再生熱交換器の主要機器で構成される。

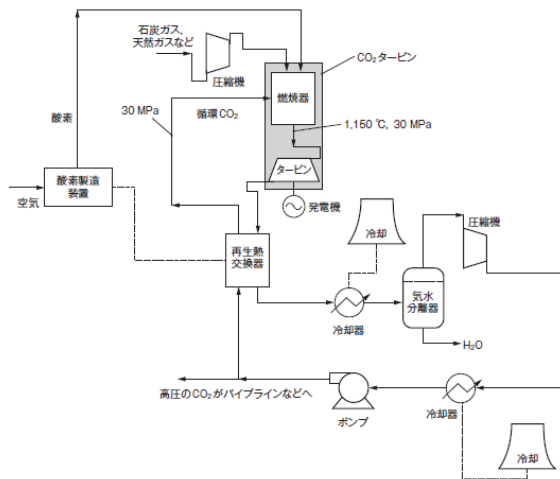


Fig.1 Primary cycle of SCO₂ cycle thermal power generation system³⁾

本システムでは天然ガス、空気から分離した酸素、そして CO₂ を燃焼器に供給し、CO₂ 雰囲気中で燃焼させて発生した高温ガスでタービンを回転させて発電する。その後、タービンから排出された燃焼ガス (CO₂ と水蒸気) は、再生熱交換器を経て冷却され、水分を分離、残りの CO₂ は高压ポンプで圧縮される。大部分の CO₂ は作動媒体として燃焼器へ循環供給されるが、燃料として投入された C 分により発生した CO₂ は系外に排出、そのまま回収することができる。高压ポンプにより昇圧された CO₂ の圧力は約 30MPa であり、超臨界状態にある。この高压 CO₂ は燃焼器にて約 1150°C の燃焼ガスとなってタービンにて膨張する。この燃焼ガスは、タービン出口において約 700°C であり、高压ポンプにて昇圧された高压 CO₂ により再生熱交換器で熱回収される。

次に本発電システムの主要な特徴をまとめると、

- ・ 燃焼ガスは作動媒体と同じ CO₂ と水蒸気のみであり、ボトムリング側で水蒸気のみを凝縮回収することで、燃焼によって増加した CO₂ 分を高压ポンプ出口で特別な分離回収装置を設けることなく回収することが可能。
- ・ 回収される CO₂ は約 30MPa と高压であるため、EOR 等にて利用可能である。
- ・ 超臨界域での高压ポンプによる昇圧動力低減と再生熱交換器による排気熱回収により、既存コンバインドサイクルと同等の発電効率を実現可能。
- ・ 上記特徴から 100%CO₂ 回収可能な発電システムでありながら、既存発電システムと比較してコンパクトでかつ経済性に優れている。

2.2 25MWタービン

25MW パイロットプラント SCO₂ タービンの断面図を Fig.2 に示す。

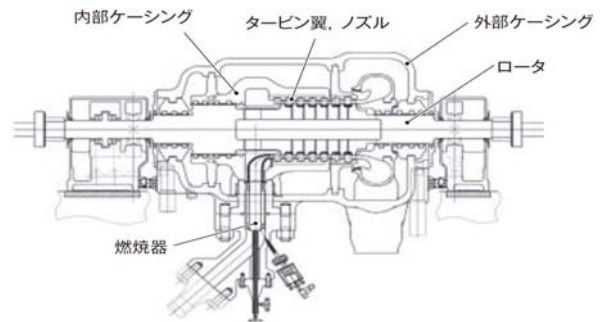


Fig.2 Cross-section of the 25MW SCO₂ turbine³⁾

圧縮機は図示されていないが、同軸で接続されている。燃焼器は単缶、タービンは 7 段である。入口圧力は 30MPa という高压のため、ケーシングは蒸気タービンと同様に二重ケーシングとなっている。

2.3 燃焼器

本システムは基本的にタービン出口部の燃焼ガス組成の主成分は CO₂ と水蒸気となるため、燃焼器はほぼ当量比 1 で運転される。燃焼器の作動圧力は 30MPa という高压条件、CO₂ は超臨界状態であり、この圧力、状態での燃焼、そして CO₂ 中での天然ガスと酸素燃焼は経験がなかったため、まずは実圧での燃焼試験を実施することとした。

3. 実圧燃焼試験装置

25MW タービン用燃焼器を 30MPa の高压で燃焼試験を実施するには膨大な量の CO₂ が必要となり、現実的ではないため、1/5 スケールの燃焼器で実施することとした。Fig.3 に試験装置システムを示す。

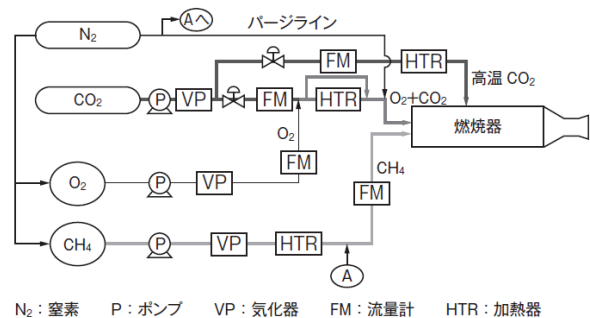


Fig. 3 30MPa combustion test system²⁾

タンクに保存した各流体を燃焼器に供給するというブローダウン方式の燃焼試験である。

燃焼器に供給する CO₂ は事前に液化 CO₂ をポンプで昇圧し、高圧 CO₂ タンクに貯留しておき、試験時に高圧タンクより供給する。CO₂ は2系統に分岐し、一方はヒータで加熱後、燃焼器冷却用として供給される。もう一方は酸素と混合し、ヒータで加熱後、酸化剤として燃焼器に供給される。酸素は液化酸素タンクから供給され、ポンプで昇圧後、気化器を通過、CO₂ と混合し、酸素濃度を規定値に調整後、ヒータを通過し酸化剤として燃焼ノズルより燃焼器内に噴射される。燃料には液化天然ガスを使用しており、ポンプで昇圧後、気化器、ヒータを通過して燃焼ノズルに供給される。窒素は各系統のパージなど利用される。高温の燃焼ガスは出口ノズルを通過後、大気にそのまま放出される。試験時間は CO₂ 量が制限となっており、1回 300 秒程度となっている。Fig.4 にテストスタンド全景を示す。



Fig.4 Test Stand⁴⁾

4. 試験結果

燃焼試験では段階的に圧力を上げながら実施した。まず 1MPa、次に 5MPa、10MPa と圧力を上げ、目標圧力である 30MPa に到達した。Fig.5 に着火時の試験装置圧力容器の様子を示す。



Fig.5 Test stand at time of ignition³⁾

Fig.6～Fig.8 に 30MPa 到達時の各流量、燃焼器内圧力、酸化剤の酸素濃度と当量比変化をそれぞれ示す。

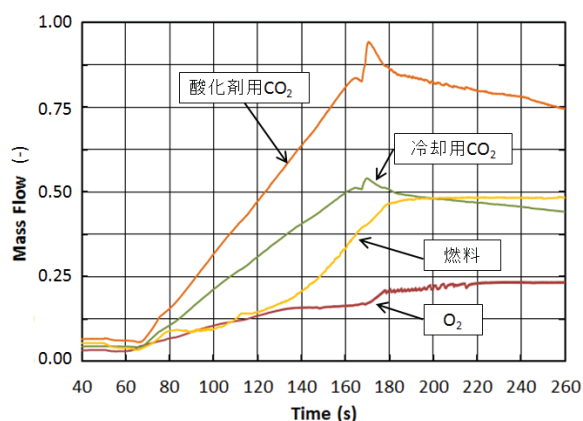


Fig.6 Time trend of mass flow

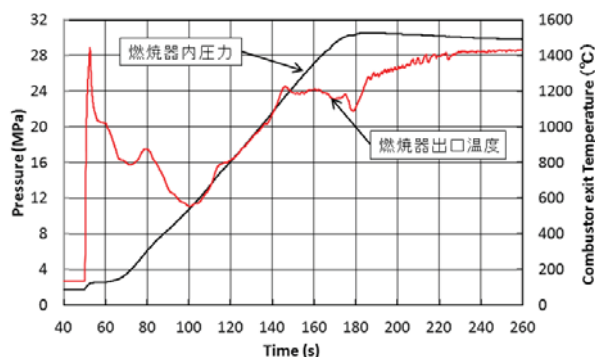


Fig.7 Time trend of pressure and exit temp.

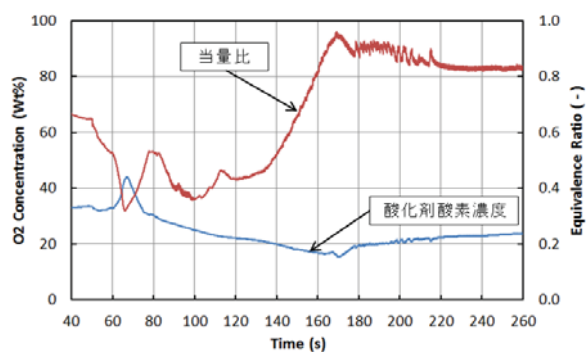


Fig.8 Time trend of O₂ % and equivalence ratio

各流量はプログラムで制御され、プログラム開始後、50秒で着火し、その後流量を増加させながら燃焼器内圧力を上昇させていく。Fig.6～8で示した例では180秒で30MPaに到達し、図示していないが263秒で燃料遮断し、消火している。

5. まとめ

超臨界 CO₂ 発電システムに適用するタービン用燃焼器の開発に関し、今回初めて 30MPa の超臨界 CO₂ 雰囲気中で天然ガスと酸素の燃焼を確認、燃焼器メタル温度なども設計範囲に収まることを確認した。本試験は現在も各種パラメータを変化させて試験継続中であり、今後とも報告していきたい。

謝辞

本研究を実施するにあたり、Parametric Solutions, Inc.の Dr. Cusano 氏、Mr. Harris 氏の多大な協力を得た。ここに付記して深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 1) 西尾, “CO₂排出削減にかかる CCS の役割とその展望” ’ GTSJ ガスタービンセミナー(第 41 回)資料集, pp.73-78, 2013.
- 2) R.J. Allam, M. R. Palmer, G. W. Brown Jr., J. Fetvedt, D. Freed, H. Nomoto, M. Itoh, N. Okita, C. Jones Jr.,” High efficiency and low cost of electricity generation from fossil fuels while eliminating atmospheric emissions, including carbon dioxide” ,GHGT-11,2012
- 3) 高橋, “超臨界 CO₂ サイクル発電システム “, 東芝レビュー, Vol.68, NO.11 (2013), pp.36-39.
- 4) 8 Rivers Authors, C. Jones, H. Nomoto, M. Itoh, “A Novel, High-Efficiency, Oxy-Fuel Power Plant with Low-Cost Electricity Production and 100% Capture of Carbon Dioxide”, POWER-GEN International 2013, (2013).

水素ガスタービンの燃焼方式に関する総括

湯浅 三郎（首都大学東京）

Consideration on Combustion Method for Low NO_x Combustor of Hydrogen Gas Turbine

YUASA Saburo (Tokyo Metropolitan Univ.)

ABSTRACT

CCS-IGCC plants require gas turbines using high-hydrogen fuels with ultra-low NO_x emission. This paper considers the combustion method for low NO_x combustors of hydrogen gas turbines. The combustion characteristics of hydrogen lead to the concept of combustor with small distributed lean-premixed flames without flash back. Resent low-NO_x combustors using high-hydrogen fuels have flat configurations with micro-premixing fuel multi-injectors. An examination of the characteristics of these combustors indicates that the dominant design factors for attaining low NO_x emission are the exit diameter and injection velocity of lean-premixing injectors. NO_x emission tended to decrease with decreasing the injector diameter and increasing the injection velocity.

Key words: Hydrogen Gas Turbine, Low NO_x Combustor, Premixed Combustion, Multi-injector, Small Flame

1. はじめに

水素ジェットエンジンが本格的に開発されたのは1950年代中頃で、NACAで高高度・高マッハ数・低燃料消費率を目的としてJ-65エンジンを水素用に改良して飛行試験に成功している¹⁾。続いてNASAでも、高負荷燃焼下で高い燃焼安定性と高燃焼効率を得ることを目標に水素エンジンの研究が継続された。1970年代になって二度の石油危機が起こると、石油の代替燃料として水素が注目され、さらに地球環境問題が深刻になることと相まってクリーンな燃料の大型旅客輸送機として水素航空機およびエンジンの検討が活発に行われた。ところがその後石油価格が低下して安定供給されるようになると、水素燃料供給の様々な困難さも加わり、水素航空機の開発は下火になった。

一方、昨今の地球温暖化の危機的な状況は、CO₂排出の大幅な抑制を求めている。そのため石炭火力発電に対しては、CO₂を分離貯蔵するCCS (Carbon dioxide Capture and Storage) と組み合わせたガスタービンの石炭ガス化複合発電 (IGCC: Integrated coal Gasification Combined Cycle) の実用開発が、地球温暖化対策の重要な一翼を担う革新的技術として世界各国で進められている。例えばアメリカのDOEは、Advanced IGCC/Hydrogen Gas Turbine Programにおいて2015年までにNO_x排出濃度を2 ppm@15%O₂に下げることが目標に設定している²⁾。このようなシステムでは、石炭をガス化して発生させる高

濃度の水素を含む燃料の、安全で低NO_xな燃焼技術の確立が不可欠であり、そのため水素ガスタービンの研究開発が昨今再び大きく注目されている。

本報告では、水素ガスタービン燃焼器の燃焼方式に焦点を絞り、水素の優れた燃焼特性を生かして低NO_xの要求に応えるにはどのような燃焼方式が適切であるかについて、これまでの水素ガスタービンの燃焼方式を俯瞰し、調べた。特に燃焼器の形状に関わる諸元を整理し、低NO_x化の要となる設計因子について検討を加えた。

2. 水素ガスタービンとして要求される燃焼方式

メタンやJP系燃料との比較から、水素燃焼の特徴として以下の点がよく知られている。

①燃焼速度が速い：高速気流中での火炎の安定性が優れているが、逆火の危険性は高い。

②可燃範囲が広い：希薄な予混合気の状態でも燃焼させることが可能である。

③最小着火エネルギーが低い：着火させやすい反面、高度な安全対策が要求される。

④最小消炎距離が小さい：固体壁面の影響を受けにくく、保炎には有利である。

⑤自発着火温度が高い：メタンより約50°C低い、JP4よりは約300°C度高い。

⑥断熱火炎温度が若干高い：高い当量比で燃焼させるとthermal NO_x生成の面では不利となる。

⑦拡散速度が速い：他気体との混合が促進される。火炎帯が厚くなる。

⑧定圧比熱や熱伝導率・温度伝播率が大きく、火炎からの熱輻射が少ない

水素のこのような多くの特徴は、水素を燃料に用いれば、着火が容易で吹消えが起りにくく高負荷燃焼で、かつ火炎温度の低い燃焼器をつくることができることを示唆している。しかしこれらの特徴は、予混合気にした場合には石油系燃料に比べて逆火しやすいことを意味している。NO_xの発生に関しては、希薄予混合燃焼させれば優位に働くが、そうでなければ高温場の滞在時間が長くなる可能性があり、不利である。

これらを考慮すれば水素ガスタービンの低 NO_x 燃焼器が具備すべき要件は、希薄な予混合場の燃焼で、逆火せず、火炎帯及び燃焼器内の滞在時間が短い燃焼方式となる。このことは、石油系燃料の現在のガスタービン燃焼器に比べて、必然的に火炎を分散して短くする必要があり、これに伴って燃焼器は高負荷燃焼のため小型で、かつ平坦な形状になることを示唆している。

それでは燃焼方式を決定する際に、考慮すべき燃焼形態はどのようになるか。燃焼器形態に関わる項目を表 1 にまとめた。次の 3 節でこれまでに研究開発された拡散火炎型と予混合火炎型の水素燃焼器の例を幾つか示すが、それらの燃焼方式を理解するため、この表に示した分類項目の組み合わせ状況も示してある。なお取り上げた以外にも二段燃焼や触媒燃焼の試みもなされているが、水素ではこれらの報告が前二者に対して少なく、本報では扱わない。

表 1 水素燃焼器形態の分類

	燃焼器形態の項目	a	b	c	d
A	空気との予混合のさせ方	なし	同軸	横風	完了済
B	空気との予混合の度合い	なし	一部	完全	
C	水素への希釈気体	なし	CH ₄	N ₂ , CO ₂	CO
D	空気への希釈気体	なし	N ₂	水蒸気	
E	旋回流の有無	なし	あり		
F	火炎の大きさ	微小	分散	単一	
G	保炎位置	燃料噴射孔	燃料噴射孔下流 (予混合気リム/保炎器/階段状部)	燃焼器内空間	
H	燃焼形態	一般方式 (燃焼後に混合希釈)	rich-lean 燃焼	触媒燃焼	

3. 水素ガスタービン用燃焼器の開発例

3.1 拡散燃焼方式

(1) NACA・NASA のエンジン

NACA や NASA の水素航空機用エンジンの燃焼器の開発の目標は、燃焼器の小型化・高燃焼効率の達成・燃焼消費率の低減であった。NACA では、二枚の V 型保炎

器の間に水素を噴出し、火炎を安定化させる環状燃焼器 (A-a・B-b・C-a・D-a・E-a・F-b/c・G-b・H-a)³⁾と、水素を巡回缶要素内で空気流と予混合させ、缶要素外周の V 型保炎器で保炎させる構造をもつ巡回缶要素を多数配置した環状燃焼器 (A-c・B-b・C-a・D-a・E-b・F-b・G-b・H-a)⁴⁾を製作した。何れの方式でも水素は空気と部分的に予混合され、分散して火炎を形成させている。一方 NASA では、燃焼器内筒前方に設けられた多数の細孔(直径 0.46mm)から水素を環状燃焼器の前方領域に高速で噴出して急速な混合燃焼させる構造の試験用リフトエンジン燃焼器(圧力比 4、推力 445 N) (A-a・B-a・C-a・D-a・E-a・F-b・G-a・H-a)⁵⁾を製作した。これらの燃焼器は、燃焼の安定性には問題はないが、燃焼効率が低いと報告されている。

NACA と NASA で行われた実験結果から推測すると、空気との予混合が十分でない水素火炎群が燃焼器内に形成された場合、非常に強い攪拌流れ場でない限りは必然的に燃焼ガスと希釈用の空気との混合に長い領域が必要になり、高負荷で高燃焼効率を達成するのは困難であると示唆される。当然低 NO_x も達成されない。

(2) 超小型水素ガスタービン用燃焼器

筆者らも、低 NO_x 水素ガスタービンへの拡散火炎型燃焼器の適用の可能性を探るため、巡回空気流中に 12 個の細孔(直径 1mm)から高速で水素を噴出して燃焼領域全体で見た場合に希薄燃焼を実現させ、強い巡回空気流れによって火炎を安定化させる拡散火炎型水素燃焼器(内径 44 mm・長さ 100mm) (A-a・B-a・C-a・D-a・E-b・F-b・G-a・H-a) を製作した⁶⁾。この燃焼器を搭載した超小型水素ガスタービンシステム(最大空気流量 65 g/s、圧力比 2.0)を構築し、運転試験を実施した。運転そのものには問題はなく、高い燃焼効率が超高負荷燃焼条件下で得られた^{6,7)}。しかし NO_x 濃度は最大約 25 ppm と高く、低 NO_x 化への拡散火炎型燃焼器の適用は困難と判断した。

(3) 既存ガスタービンの水素による運転

既存ガスタービン燃焼器の液体燃料噴射ノズルのみを気体水素噴射ノズルに変更し、燃焼器構造そのものは変えずに、水素による着火や火炎安定性・燃焼効率・NO_x 排出濃度等を調べる試みが幾つかなされた。その代表的な例に、圧力比 8.4 の 202kW ガスタービン (KHI 製) の単缶燃焼器 (多孔ノズル) (A-a・B-a・C-a・D-a・E-b・F-c・G-a・H-a)⁸⁾と、圧力比 8.2 の 634kW ガスタービン (PWC 製 PT6A) の運転条件を模擬した単缶燃焼器 (巡回噴流ノズル) (A-a・B-a・C-a・D-a・E-b・F-c・G-a・H-a)⁹⁾の実験がある。

何れの実験でも燃焼器の着火は容易で燃焼は安定し、燃焼効率は高いと報告されている。しかし NO_x 排出濃度は、何れも石油系燃料よりもかなり高くなった。同様な

結果は、最新の圧力比4のプロパン炊き60kWマイクロガスタービン(Capstone製C60)を水素燃焼させたときにも報告されており¹⁰⁾、プロパンに比べて水素の場合は10倍以上高いNO濃度が測定されている。高NOx濃度の理由は、水素では燃焼領域の温度が高くなるためと考察されている⁸⁻¹⁰⁾。この高温になった理由の一つは、おそらく燃料噴出速度が水素としてはそれほど速くはなく、リム付近に付着した拡散火炎に近い形での燃焼が進行したためと考えられる。さらに燃焼器の寸法・形状を変えていないため、水素燃焼としては高温燃焼器内の滞在時間が長すぎたためと推測される。

これらの結果は、従来型のガスタービン燃焼器を水素用に改修する場合にNOx濃度低減も要求するならば、燃料ノズル交換の際に、空気とのどのような混合状態の火炎を何処に形成させるのかを、燃焼温度と滞在時間の観点から検討・把握する必要があること示している。

3.2 予混合燃焼方式

(1) 完全予混合燃焼器

筆者らは、希薄な完全予混合気旋回をかけて燃焼器に高速で噴出し、燃焼器内の保炎部に保炎させる燃焼方式の超小型水素ガスタービン用希薄予混合火炎型燃焼器(A-d・B-c・C-a・D-a・E-b・F-c・G-b・H-a)を製作した¹¹⁾。図1にその概略と、同一形状の試験燃焼器で撮影した代表的な火炎の様子を示す。この燃焼器では、スリット幅2.6mmの環状流路から100m/s程度の高速で予混合気を噴出した場合でも安定して火炎を形成することができ、これを搭載した超小型水素ガスタービンの運転試験を行った。その結果、定格当量比の0.35付近で安定な燃焼を維持し、燃焼効率99.98%以上、最大燃焼負荷率 $2.3 \times 10^3 \text{ MW}/(\text{m}^3 \cdot \text{MPa})$ 、NOx濃度1ppm以下を達成した¹¹⁾。しかしこの燃焼器では当量比がさらに高くなると、振動燃焼への遷移や保炎部付近の逆流流れ場の発達による逆火が起こること等の問題点があつてタービン入

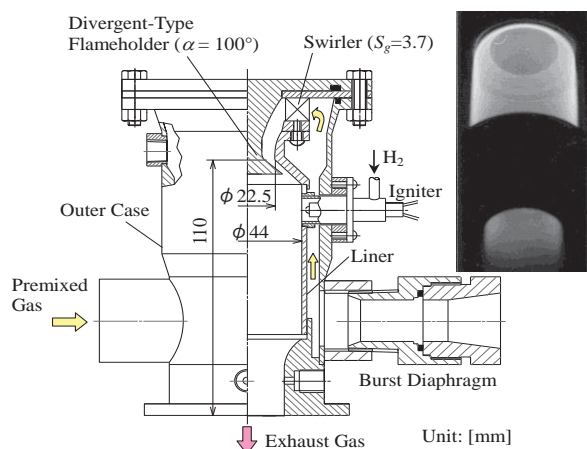


図1 超小型水素ガスタービン用予混合火炎型燃焼器と試験燃焼器内の火炎の様子¹¹⁾

口温度の高温化には対処できず、根本的な改良が必要であることも明らかになった。

Beererらは、空気と水素含有燃料との完全な希薄予混合気を多数の予混合気噴射孔から噴出し、旋回流さの弱い旋回流中に火炎を保炎させる燃焼方式を提案している¹²⁾。その燃焼器(A-d・B-c・C-b・D-a・E-b・F-c・G-c)は、中央に直径2.8mmの予混合気噴射孔が25個、その外側は旋回羽根のついた外径38mmの予混合気噴射器で取り囲まれている。これを用いて彼らは、 $\text{H}_2 90\% - \text{CH}_4 10\%$ 燃料の予混合気を直径150mmの燃焼筒内に噴出して、燃焼圧力6atm・流入予混合気温度600K・予混合気流速60m/sまでの実験範囲で逆火限界とNOx濃度を測定した。安定な火炎形成時には代表的な値として、3atm・1660Kで3.7ppm@15% O_2 のNOx排出濃度を得ている。一方、逆火限界流速は、圧力とともに増加し、1750Kの場合4atmで50m/s弱、5atmで約65m/s(外挿)となっている。これらの結果から判断すると、完全予混合気を噴射器出口付近の旋回流中に保炎させる方式は、逆火を防止するのが非常に難しいと推測される。

(2) LDI (Lean Direct Injection) 燃焼器

Marekらは、予混合気の逆火を避けるため、空気を流す多数の管内にそれぞれの管壁に開けた0.56mmの細孔から水素を垂直に噴出して急速に混合させ、空気との混合時間の短縮と予混合気の噴出速度の高速化を図った微小火炎集合体の多管予混合型燃焼器(LDI: Lean Direct Injection)(A-c・B-b・C-a・D-a・E-a・F-b・G-b)を提案した¹³⁾。管の基本寸法は内径6.35mmで25本配置されている。その他に複雑な形状の4種類の噴射管群を使って、空気は316~538°C、圧力は0.414~1.38MPa、当量比は0.48までの条件で実験をし、圧力損失・燃焼効率・NOx排出濃度を測定した。その結果、燃焼器長さが同じ場合、比較したJet-A燃料と同等の低いNOx排出濃度を得たが、燃焼器内の滞在時間が短ければJet-Aに比べて十分に低濃度になることを明らかにし、LDI燃焼方式が有効であることを示した。

GEのYorkらは、LDI燃焼方式と同じ構造の微小混合ノズルを有する小型及び実機サイズの多管予混合型噴射器(A-c・B-b・C-c・D-a,b・E-a・F-b・G-b・H-a)を製作し、空気温度約650Kで燃焼圧力10atmと17atmの実験を行い、この噴射方式の性能を調べた¹⁴⁾。図2にその噴射器の見取り図を示す(寸法不明)。この噴射器を取り付けた小型燃焼器では、 $\text{H}_2 60\% - \text{N}_2 40\%$ の燃料の場合、約1900Kで約6ppm@15% O_2 を達成している。実機サイズの燃焼器では、10MW以上のF-クラスガスタービンと同等の条件で試験を実施し、 $\text{H}_2 66\% - \text{N}_2 34\%$ の燃料によってNOx排出濃度10ppm@15% O_2 以下を達成している。NOx濃度は空気に20%の窒素を加えると同一温度条件



図2 高濃度水素用多管予混合型噴射器の断面見取り図¹⁴⁾

でも3 ppm程度まで下がると報告している。耐久性に関しては、90%以上の水素含有量の燃料で100時間を超す作動を確認している。

同様な考えに基づいた実験(A-c・B-b・C-a・D-a・E-a・F-a・G-b・H-a)がFunkeらによってなされている¹⁵⁾。彼らは、大気圧下560Kに予熱した空気流中に198個の直径0.3 mmの孔から水素を垂直に噴出し、水素噴流下流の階段状部分の逆流領域に火炎を保炎させ、空気流に対する水素噴流の運動量比が火炎形状とNOx排出濃度に及ぼす影響を調べた(詳細寸法等不明)。それによると、(水素/空気)運動量比がある臨界値を越えると水素火炎は浮き上がるが、階段状部分に予混合火炎が保炎されている場合は、概ね5ppm@15%O₂以下のNOx濃度を達成している。彼らはこの運動量比が微細混合低NOx燃焼方式の重要な設計因子であると結論づけている。

LDIとは違った希薄予混合気の形成方法がHollonらによって提案されている¹⁶⁾。この燃焼器は予混合気を形成する複数の微小予混合カップ(micro-mixing cup)(A-c・B-b・C-b,c・D-a・E-b・F-b・G-c・H-a)から構成されており、それぞれの微小予混合カップには中心軸上に空気流路が開いており、それを取り囲む5段の段差がある構造となっている。空気は中央から軸方向に、さらに階段状部分から接線方向に噴出され、最も上流の階段状部分から水素含有燃料が接線方向に噴出される(寸法不明)。彼らはこれを16個まとめた実機規模(熱出力1.3 MWth)に対応する噴射器を製作し、圧力0.69~1.24 MPa、空気温度617~756 Kの範囲で燃焼試験を行った。それによると、この噴射器ではH₂100% (CO₂で30%希釈)でも逆火は起こらないが、水素濃度を上げると火炎が噴射器面に近づいていくようになった。NOx濃度は圧力に依存せず、H₂100% (CO₂で30%希釈)の場合は1600K以上で3.6 ppm@15%O₂になると報告している。この噴射器は広い実験範囲で安定した作動と低いNOx排出濃度を達成しているが、問題は形状が非常に複雑なことであろう。

(3) 微細混合型燃焼器

拡散燃焼方式の微細多管噴射器がWeilandらによって製作されている¹⁷⁾。この考え方は、単純な乱流噴流火炎

における一般的なNOx生成の原理を適用するもので、NOx濃度は燃料噴射管が細いほど、また噴出速度が速いほど低くなることに基づいている。加えて、燃料と酸化剤との理論混合比の値が大きいほどその効果も増すと指摘されている。すなわち燃料を不活性気体で希釈すると効果がさらに増すことになる。この考えに基づいて、彼らは、窒素で希釈された水素を直径0.99 mmでリム厚0.65 mmの微細燃料噴射管から噴出し、その噴射管の周りの三箇所の微細空気孔より高速で空気を同軸方向に噴出し、火炎温度低下と火炎寸法の縮小及び滞在時間の短縮を図った(A-a・B-b・C-c・D-a・E-a・F-b・G-a・H-a)。この48対の微細多管噴射器では、空気噴射孔が中央の燃料噴射管を一樣に取り囲んでいるわけではないので、おそらく通常と同軸噴流火炎に比べて火炎の保炎と火炎面での空気との混合が促進されると考えられる。彼らは、燃焼室圧力が16 atm、空気予熱温度は545 K、当量比は0.7までの実験を行った。それによると、NOx濃度は圧力とともに増加するが、燃料や空気の噴出速度が早いほど低下することを見いだした。N₂50%希釈燃料を用いて16 atm・1750 K・当量比0.6・燃料噴出速度200 m/sの条件でNOx排出濃度4.4 ppmを達成している。この方式は、NOx排出濃度は高いけれども、逆火の危険性や構造の複雑さ・操作上の困難さがある希薄予混合火炎燃焼方式に代わりうる燃焼方式と結論づけている。

(4) 浮き上がり火炎燃焼器

完全な予混合気の火炎でもなく、微細火炎の単純な集合体でもない一種の浮き上がり火炎を用いた燃焼方式を、Dodoらは一連の論文で提案している¹⁸⁻²⁰⁾。開発された多管同軸噴流バーナーは、個々の燃料噴射ノズルからの燃料が周囲の同軸空気流を吸引しながら一定の距離離れた対応する個々の噴射管内で混合して予混合気を形成する構造となっている。それら複数の噴射管から噴出された希薄予混合気を、凸形状のバーナー面から旋回をかけながら噴出して、安定した浮き上がり火炎をその面上に形成させるようになっている(A-b・B-b・C-b,c,d・D-a・E-b・F-b・G-c・H-a)。これを複数個備えた実機ガスタービンに搭載可能な燃焼器に対して、CCSの程度が50% (水素含有量58%)までの燃料を用いて0.6 MPaの圧力条件下で試験を行った¹⁹⁾。それによると、逆火や吹き飛びを起こさず燃焼は安定で振動燃焼もなく、NOx排出濃度は10 ppm@15%O₂以下を達成している。大気圧下で行った同サイズの試験燃焼器ではCCS-90% (水素含有量83.5%)の燃料で6.5 ppm@15%O₂のNOx排出濃度を得ている¹⁸⁾。この燃焼方式は、原理的に逆火が起こりにくく、かつ燃焼器構造も極めて複雑という程ではないため、有望な燃焼方式の一つと考えられる。

表2 開発された低NO_x 予混合火炎型水素燃焼器の特性

予混合気噴出口代表径	燃焼器直径	燃焼器容積	空気流量	燃料種類	当量比	予混合気噴出口速度	燃焼器圧力	燃焼器入口温度	燃焼器内温度	測定NO _x 濃度	(測定NO _x /平衡NO _x)比	燃焼負荷率	滞在時間@燃焼器内密度	滞在時間=燃焼器長/予混合気噴出口速度	文献
mm	cm	cm ³	kg/s			m/s	MPa	K	K	ppm		MJ/(MPa・m ³)	ms	ms	
2.6	4.5	125	0.0364	H ₂	0.361	106.2	0.18	393	1416	1.0	1.695×10 ⁻³	2052	1.43	0.74	11
2.8	15.0	3358	0.1352	H ₂ : 90 CH ₄ :10	0.537	67.3	0.304	290	1660	3.7	2.357×10 ⁻³	182	14.75	2.82	12
6.35	6.35	80.4	0.3862	H ₂	0.500	122.9	0.690	600	1889	5.8	1.662×10 ⁻³	12232	0.24	0.21	13
8.0	12.0	7351	0.0898	H ₂ : 84 CH ₄ : 2 N ₂ : 14	0.455	60.1	0.1	623	1775	6.5	2.569×10 ⁻³	192	14.94	10.81	19
10.0	12.0	7351	0.0898	H ₂ : 55 CH ₄ :15.7 N ₂ : 29.3	0.502	44.6	0.1	623	1773	7.0	2.893×10 ⁻³	195	15.27	14.57	20

4. 水素ガスタービン用低NO_x 燃焼方式に関する考察

水素の燃焼特性から予想される通り、低NO_x仕様の最近の水素ガスタービン燃焼器は、火炎安定性を維持した上で矮小な希薄予混合火炎を多数配置する予混合分散火炎による平面化が特徴である。あるいは最終的に一つの火炎を形成する場合であっても、希薄予混合気を多数の噴射管から噴出するならば、平面化の特徴は維持される。これらの燃焼器の低NO_x化を支配している設計因子をより明確にするため、3.で取り上げた論文の内、予混合火炎型燃焼方式で燃焼器の寸法や実験条件がわかる、あるいは推測可能なものを対象に、得られた代表的なNO_x濃度を燃焼器形状に関わる様々な視点から比較・検討してみた。表2にそれらをまとめて示す。ただし対象にしたものは5つと少なく、かつ形状や実験条件に推定値も含まれるため、この表にはある程度の誤差が含まれていることを承知おきたい。

図3に予混合気噴出口径とNO_x排出濃度との関係を示す。明らかに噴出口径が大きくなるとNO_x濃度は増加している。しかし実験で得られたNO_x濃度は様々な温度と圧力条件下で計測されたものであるため、それらの影響を排除する一つの目安として、個々の実験条件時の平衡濃度で無次元化して比較してみた。

図4に予混合気噴出口における予混合気噴出速度とこの濃度比の関係、また図5に、燃焼器長さを予混合気噴出速度で割った一種の滞在時間との関係を示す。これらの関係は、噴出速度が速いほど、さらに滞在時間が短いほどNO_x濃度比は低下すること、すなわち低NO_x燃焼器となることを示唆している。同じ滞在時間でも、燃焼器内の平均温度・圧力から求めた密度と燃焼器容積を用いた平均の滞在時間で同様な整理をしてみると、滞在時間に対する傾向は同じであるが、ばらつきが大きかった。これらの整理結果は、不要な燃焼器容積を排除して極力高負荷燃焼させ、適切に流路設計された燃焼器では、滞在時間を短くする、すなわち予混合気をより高速で噴

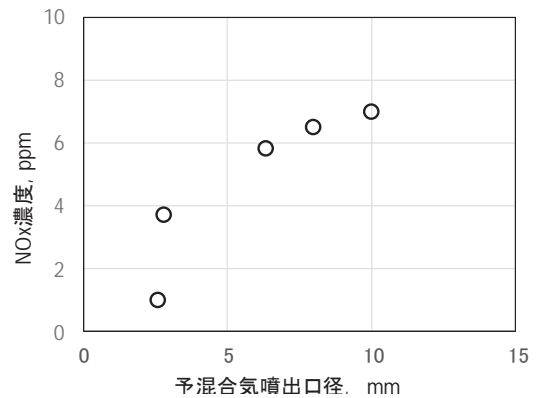


図3 予混合気噴出口径とNO_x排出濃度との関係

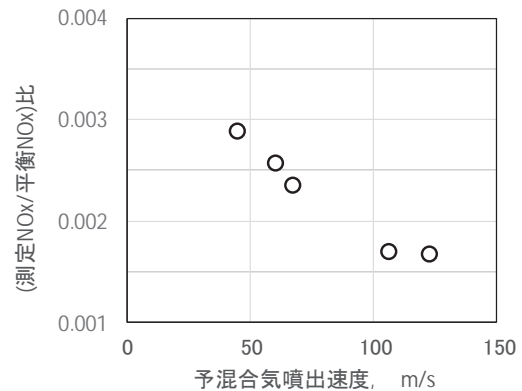


図4 予混合気噴出速度と測定/平衡NO_x濃度比との関係

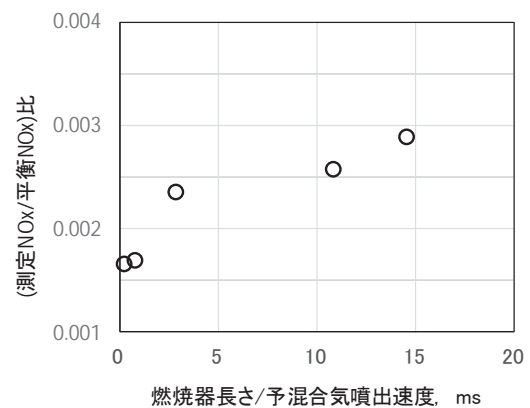


図5 燃焼器滞在時間と測定/平衡NO_x濃度比との関係

出すことによって低 NO_x 化が達成できることを示唆している。ここでの考察は、燃焼器の例示件数が少なく推測データもあるため、今後より詳細な検証が必要であろう。しかし、希薄予混合火炎型の燃焼器では予混合気噴出口径と燃焼器内滞在時間とが低 NO_x 排気を達成するうえで重要な設計因子であることは間違いのないと言える。

5. まとめ

低NO_x 排気が強く要求されている水素ガスタービン燃焼器の燃焼方式について、これまでの燃焼器を形状面から俯瞰し、考察・検討した。その結果、以下の特徴が明らかになった。

○ 水素の燃焼特性から導かれる低NO_x な水素ガスタービン燃焼器の燃焼方式に対する必然的帰着は、逆火防止と反応時間の短縮を達成する必要から、火炎安定性が維持された矮小な希薄予混合火炎を多数配置する形態である。近年開発された高濃度水素燃料ガスタービンの燃焼器は、この形態に沿った平面的な形状となっている。

○ 低NO_x な希薄予混合火炎型水素燃焼器の重要な設計因子は、予混合気噴出口径と燃焼器内滞在時間であり、最適に設計された燃焼器では、口径が小さく噴出速度が速いほど低NO_x になる傾向がある。

参考文献

- 1) Sloop, J. L.: Liquid Hydrogen as a Propulsion Fuel, 1945-1959, NASA SP-4404 (1978), 95-112.
- 2) <http://www.netl.doe.gov/technologies/coalpower/turbines/refshel/f/handbook/6.0.1.pdf#search=DOE+gov+2ppm+15%25+O2+advanced+Igcc+hydrogen+gas+turbine+program+NOx>
- 3) Friedman, R., et al.: Performance of a Short Turbojet Combustor with Hydrogen Fuel in a Quarter—Annulus Duct and Comparison with Performance in a Full—Scale Engine, NACA RM E56D16 (1956).
- 4) Rayle, W. D., et al.: Experimental Evaluation of “Swirl-Can” Elements for Hydrogen-fuel Combustor, NACA RM E57C18 (1957).
- 5) Burnett, M., et al.: Design of a Miniature Hydrogen Fueled Gas Turbine Engine, NASA CR-112173 (1973).
- 6) 湯浅三郎 他: 水素を燃料にした超小型ガスタービンシステムの試作研究、日本ガスタービン学会誌、15, 59 (1987), 122-128.
- 7) 湯浅三郎 他: 超小型水素ガスタービンの性能試験、東京都立科学技術大学研究報告、5 (1991), 131-144.

- 8) Nomura, M., et al.: Hydrogen Combustion Test in a Small Gas Turbine, Int. J. Hydrogen Energy, 6 (1981), 397-412.
- 9) Sampath, P., Shum, F.: Combustion Performance of Hydrogen in a Small Gas Turbine Combustor, Int. J. Hydrogen Energy, 10 (1985), 829-837.
- 10) Therkelsen, P., et al.: Analysis of NO_x Formation in a Hydrogen-Fueled Gas Turbine Engine, J. Eng. for Gas Turbines and Power, 131 (2009), 03157-1-03157-10.
- 11) Minakawa, K., et al.: Development of a Lean Premixed-type Combustor with a Divergent Flameholder for a Hydrogen-fueled Micro Gas Turbine, 14th ISABE, ISABE 99-7010 (1999).
- 12) Beerer, D., et al.: Flashback, Blow Out, Emissions, and Turbulent Displacement Measurements in a Hydrogen and Methane Fired Low-Swirl Injector at Elevated Pressures and Temperatures, ASME Turbo Expo 2012, GT2012-68216, 2012.
- 13) Marek, C. J., et al.: Low Emission Hydrogen Combustors for Gas Turbines Using Lean Direct Injection, 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE JPC and Exhibit, AIAA 2005-3776, 2005.
- 14) York, W. D., et al.: Development and Testing of a Low NO_x Hydrogen Combustion System for Heavy Duty Gas Turbines, ASME Turbo Expo 2012, GT2012-69913, 2012.
- 15) Funke, H. H.-W., et al.: Numerical and Experimental Characterization of Low NO_x Micromix Combustion Principle for Industrial Hydrogen Gas Turbine Applications, ASME Turbo Expo 2012, GT2012-69421, 2012.
- 16) Hollon, B., et al.: Ultra-low Emission Hydrogen/syngas Combustion with a 1.3 MW Injector Using a Micro-mixing Lean-premix System, ASME TurboExpo2011, GT2011-45929, 2011.
- 17) Weiland, N., T., et al.: Testing of a Hydrogen Dilute Diffusion Array Injector at Gas Turbine Conditions, ASME Turbo Expo 2011, GT2011-46596, 2011.
- 18) Asai, T., et al.: Effects of Multiple-Injection-Burner Configuration on Combustion Characteristics for Dry Low-NO_x Combustion of Hydrogen-rich Fuels, ASME Turbo Expo, GT2011-45295, 2011.
- 19) Dodo, S., et al.: Combustion Characteristics of a Multiple-injection Combustor for Dry Low-NO_x Combustion of Hydrogen-rich Fuels under Medium Pressure, ASME Turbo Expo 2011, GT2011-45459, 2011.
- 20) 百々 聡 他: 水素含有燃料の燃焼特性に及ぼす一酸化炭素の影響の実験的検討、第39回日本G T定期講演会講演論文集、C-14, 2011.

【研究報告】

水素混焼技術の開発

*小田 剛生，櫻澤 俊明，木下 康裕（川崎重工業株式会社）

The development of hydrogen content gas combustion technology

*Takeo Oda, Toshiaki Sakurazawa, Yasuhiro Kinoshita(Kawasaki Heavy Industries, Ltd.)

ABSTRACT

Kawasaki Heavy Industries, Ltd.(KHI) proceed the development of hydrogen gas turbines. The combustion technologies are key technology to develop them. To use hydrogen/hydrogen rich gases in gas turbine combustor is known to make much nitrogen oxide(NOx) during diffusion combustion by their high flame temperature, and to increase the risk of flashback during premix combustion by their high flame speed. KHI has already developed and commercialized DLE combustors featuring a multistage burner process employing a pilot burner as well as main and supplemental burners. The new development builds on the proven technology of the DLE combustor and uses the pilot and main burners for natural gas, while enhancing the supplemental burners, which provide minimal risk of flashback for burning hydrogen gas.

Key words: Combustor, Hydrogen

1. はじめに

石油精製工場や石油化学工場などでは、副生ガスとして水素ガスが発生している。副生水素ガスの一部は余剰となることもあり、このような余剰水素ガスをガスタービンの燃料として利用することが出来れば、天然ガス燃料消費の削減および、これに伴う CO2 排出量の削減につながる事が期待できる。

水素を含むガスは燃焼速度が速いことから、一般的な希薄予混合燃焼方式を採用した DLE(Dry Low Emissions)方式の燃焼器では利用が困難とされている。一方で、拡散燃焼器を使用する場合は、燃焼ガス温度が高いことから、天然ガス燃焼時と比べて、NOx 排出が大幅に増えることが分かっている。

本報告では、当社の天然ガス燃焼 DLE 燃焼器を用いて、副生水素ガスなどの水素を含むガスを利用するための改良を行っており、その進捗について述べる。

2. DLE 燃焼器

2.1 DLE 燃焼器のバーナ構成

川崎重工業では 1.5~30MW クラスの自社開発の常用ガスタービンに対して、15ppm(O₂=15%換算)を保証する DLE 燃焼器を開発、商品化してい

る。図 1 に弊社の DLE 燃焼器の概略と構成を示す。機種により若干の違いはあるが、バーナ構成などは共通である。

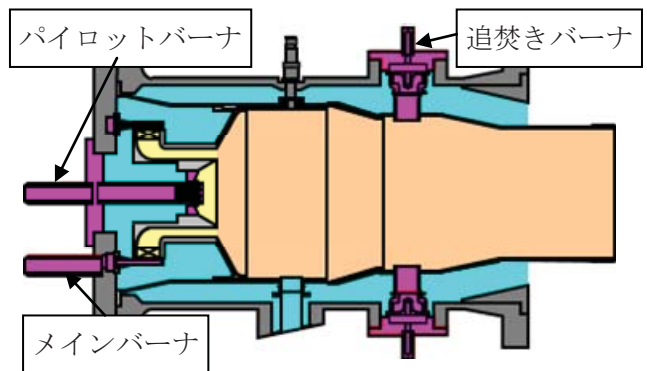


Fig.1 Schematic of DLE Combustor

2.2 各バーナの燃料配分

図 2 にエンジン負荷による各バーナの燃料配分および NOx 排出のイメージを示す。着火から部分負荷で DLE モードに切り替わるまでは、主に着火特性や保炎特性に優れた拡散燃焼方式のパイロットバーナが作動する。DLE モードへの切り替えでは、パイロットバーナへの燃料を減らし、代わりに希薄予混合方式のメインバーナの燃料を増やす。DLE モードではパイロットバーナの燃料流量は

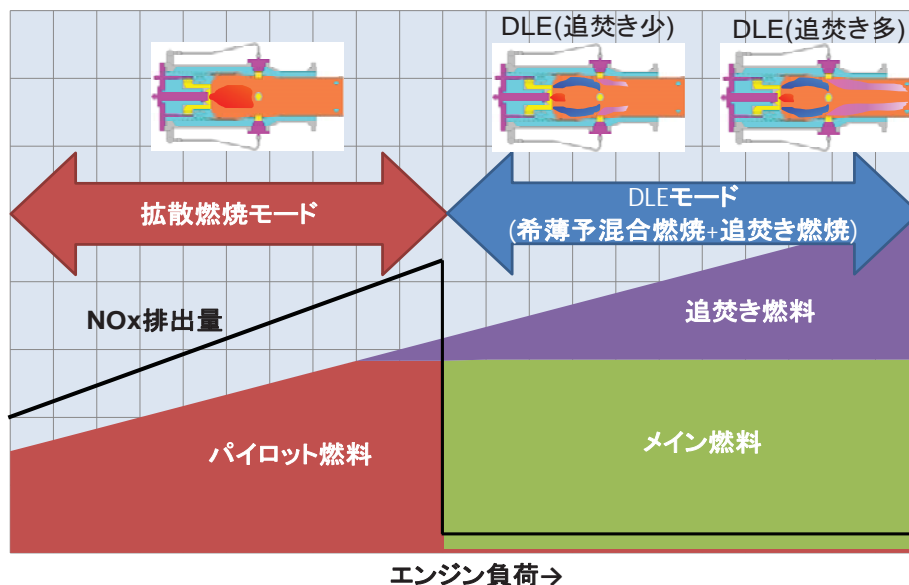


Fig.2 Fuel distribution as engine load

低 NOx 化の観点から最少量に調整している。追焚きバーナは負荷の高い条件で作動し、メインバーナおよびパイロットバーナの条件を一定に保つように配分される。これにより、DLE モードでの NOx 排出値はほぼ一定に保たれる。

3. 水素混焼方式

図 3 に追焚きバーナの特性を利用した水素混焼方式の概略を示す。水素ガスを適用する際に、逆火リスクの高まる予混合方式のメインバーナは、実績のある天然ガス焚きとし、追焚きバーナからのみ水素ガスを供給する方式である。このため、利用できる水素ガスは追焚きバーナで消費できる燃料分が上限となる。

水素ガスを使用する際の燃料配分は図 4 のようになり、燃料系統は図 5 のようになる。

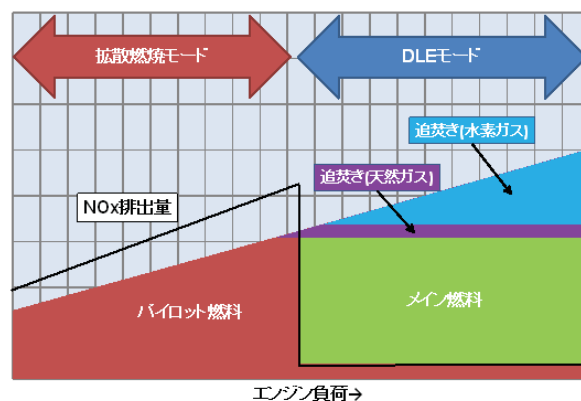


Fig.4 Fuel distribution as engine load

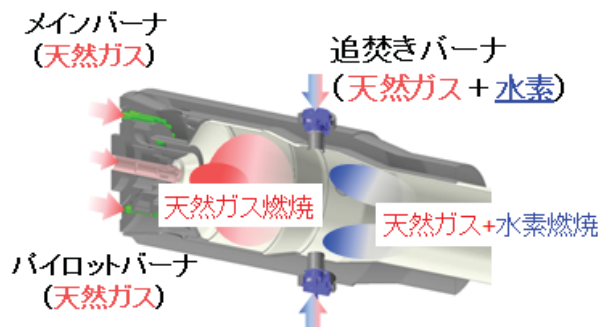


Fig.3 Schematic of the role of each burner to use hydrogen gases

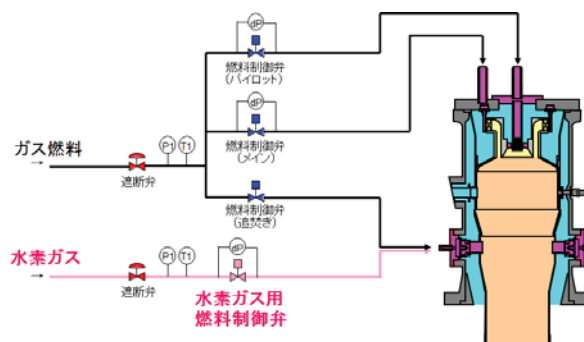


Fig.5 Diagram of Fuel System

4. 燃焼特性

川崎重工業製ガスタービン L30A^{*1} の燃焼器を対象として、前述の追焚きバーナを水素ガス対応に改良し、追焚きバーナの燃料を水素ガスに置き換えた際の、天然ガス専焼時との燃焼器の性能に差

について、燃焼器単体のリグ試験にて調査した。その結果を以下に述べる。

4.1 NOx 排出

図5に天然ガス専焼時および追焚き燃料を水素ガスに置き換えた時のNOx 排出値の比較を示す。メインバーナはいずれの場合も天然ガス焚きでありNOx 値に違いはない。追焚きに水素ガスを供給している場合は、追焚き量が少ない場合もほとんど差はない。追焚き燃焼の特性として、追焚き燃料濃度があるしきい値を超えると、NOx が増加に転じる。この傾向は天然ガス焚き時でも同様であるが、より濃度が低い条件から増加に転じている。結果として高負荷でのNOx は少し増加する。

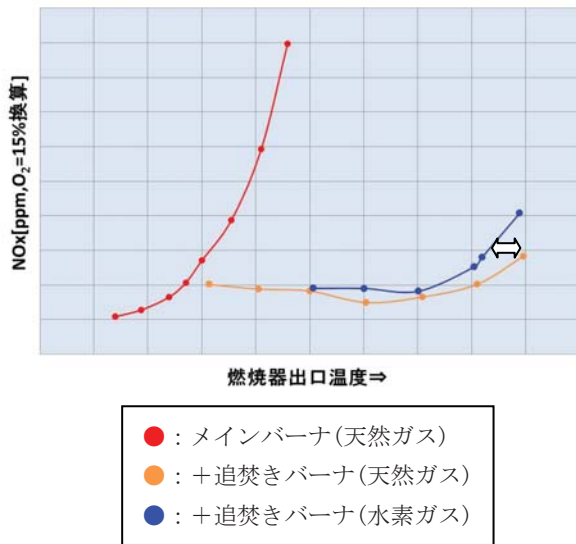


Fig.5 NOx emissions vs Combustor Outlet Temperature

4.2 燃焼器ライナ壁温度

天然ガス専焼時と追焚き燃料を水素ガスとしたときの燃焼器ライナ壁温度の比較を図6および図7に示す。図6は追焚きバーナより上流、図7は追焚きバーナより下流位置の温度である。計測点を図8に示す。

追焚きバーナより上流部はメインバーナの火炎が存在する領域であり、追焚きバーナの燃料が変わっても大きな変化はほとんどない。一方追焚きバーナより下流部分は追焚きバーナの火炎の影響を受けるため、追焚きバーナの燃料が水素ガスのときのほうが、若干ライナ壁温度が高くなる傾向がある。

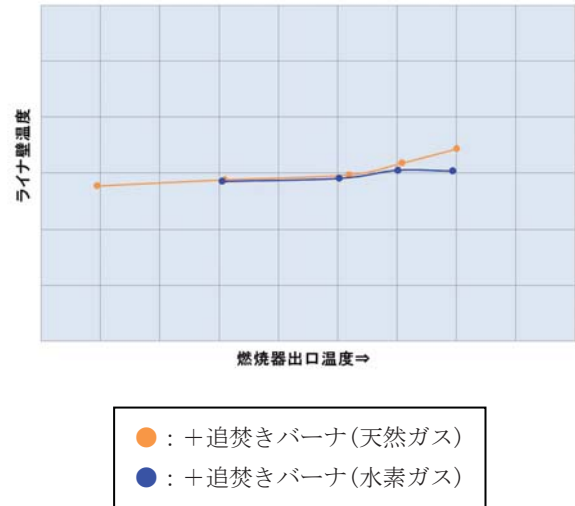


Fig.6 Liner Wall Temp. vs Combustor Outlet Temperature

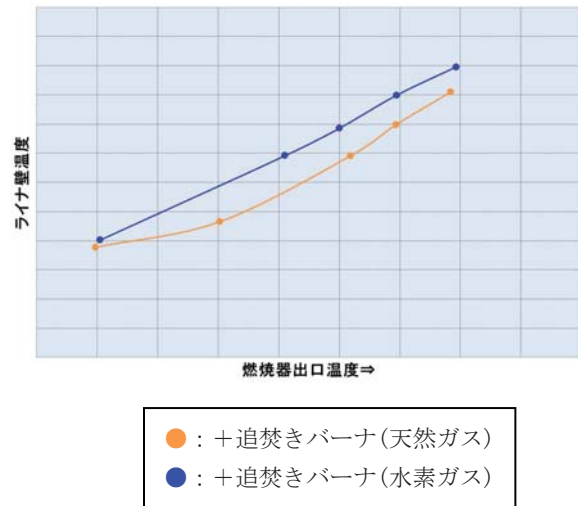


Fig.7 Liner Wall Temp. vs Combustor Outlet Temperature

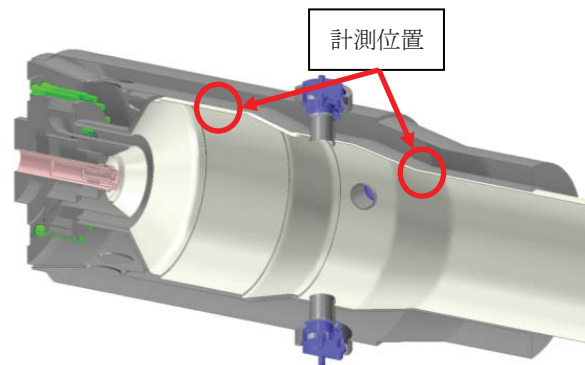


Fig.8 Measurement Position of Liner Wall Temp.

4.3 その他の性能

上述以外に、燃焼器出口温度分布、燃焼振動の評価を行っているが、燃焼器出口温度分布はピークとなる位置、出口温度不均一とも追焚き燃料の違いによる差は無い。燃焼振動も同様に有意な差はない。

5. まとめ

DLE 燃焼器の追焚きバーナから水素ガスを投入する方式の燃焼器を開発、水素ガス燃焼時の燃焼器特性に与える影響を調査した。結果は以下の通りである。

- NOx エミッションは高負荷で増加する。
- ライナ壁温は追焚きバーナより上流は同等、下流部は上昇する。
- 出口温度分布および燃焼振動については有意な差異はない。

参考文献

- 1) R.Tanaka, et al, “Verification Test of Newly Developed High Efficient 30MW Class Gas Turbine, The Kawasaki L30A”, ACGT2012-7138(2012)

L20A ガスタービン リキッドスタンバイ型 DLE 燃焼器の開発

*松尾 佳憲，松本 匡史，緒方 正裕（川崎重工）

Development of Gas DLE with Liquid Stand-by Combustion System for Kawasaki L20A Gas Turbine

*Yoshinori MATUSO, Kiyoshi MATSUMOTO and Masahiro OGATA (KHI)

ABSTRACT

While it is very important to reduce NOx emissions for the gas fuel from the viewpoint of the environmental protection, KHI focuses on the development of flexibility about operation and fuel in order to meet various customer requirements. KHI has developed gas DLE with liquid stand-by combustion system for Kawasaki L20A gas turbine. The liquid stand-by DLE combustor can fire gas fuel in low NOx mode, and liquid fuel in the stand-by mode. Emission target at the gas fuel is NOx < 15ppm and CO < 25ppm(O₂=15%). This development could achieve the target emissions level during the load range of 50-100% at the engine test.

Key words: Combustor, Gas fuel, Liquid fuel

1. はじめに

近年、世界的に環境問題への関心が高まる中、ガスタービンにおいても窒素酸化物（NOx）の低減技術の開発およびガスタービンの安定運用を考慮した燃焼技術を開発することは非常に重要である。

川崎重工はこれまでに常用および非常用発電向けガスタービン（25kW~30MW 級）を開発してきた。また、1990 年代中頃には NOx 25ppm（O₂=15%換算）を達成する DLE 燃焼システムを開発し、標準の常用ガスタービン用燃焼システムとして、販売・運用してきた。¹⁾ 一方で、環境保護の観点から、いくつかの地域では NOx 25ppm よりもさらに厳しい NOx 規制が適用されつつあり、ガスタービンメーカー各社は更なる NOx 排出レベルの低減を目的として開発を続けてきた。当社も NOx 15ppm を保証する新たな DLE 燃焼システムを 2008 年

に M7A-03（8MW 級ガスタービン）向けに開発した²⁾。

また、BCP(事業継続計画)に対するユーザ意識の高まりから、常用ガスタービンの主燃料であるガス燃料の供給が災害等により途絶えた場合にも、ガスタービンの運用を継続できるよう、バックアップ燃料として液体燃料も使用できる燃焼システムが強く要求されている。

そこで、当社は 18MW 級ガスタービンとして世界最高クラスの熱効率を有する L20A ガスタービン（表 1 および図 1）^{3) 4)}において、通常運用はガス燃料で低 NOx 運転可能であり、バックアップとして液体燃料も使用可能なリキッドスタンバイ型 DLE 燃焼器を開発した。ガス焼き時はエンジン負荷率 50~100%にて、NOx 15ppm（O₂=15%換算）、CO 25ppm（O₂=15%換算）以下を満足し、液体焼き時は拡散燃焼による安定運用が可能な L20A リキッドスタンバイ型 DLE 燃焼器について紹介する。

表 1 L20A ガスタービンの主な仕様

定格出力	18,900kW
熱効率	35.0%
回転速度	9,420rpm
吸気流量	58.2kg/s
圧力比	18.6 : 1
排気ガス温度	541℃
型式	一軸式
圧縮機	軸流11段
燃焼器	缶型6缶
タービン	軸流3段

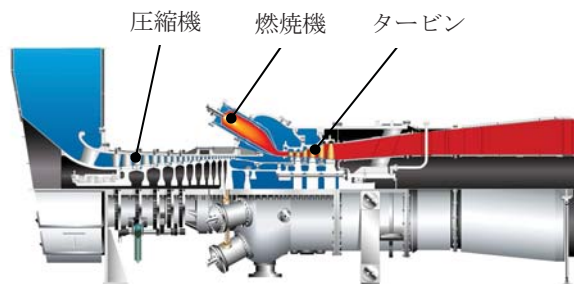


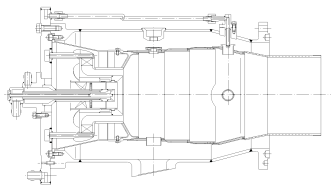
図 1 L20A ガスタービン断面図

2. L20A リキッドスタンバイ型燃焼器の開発

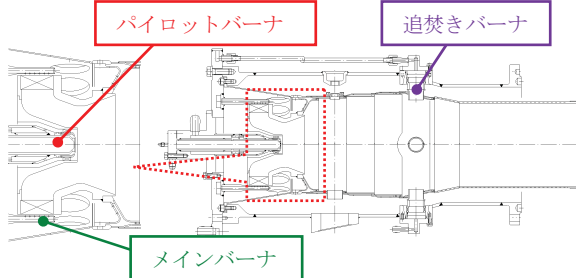
2.1 燃焼器の構造

図2にL20AおよびM7A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器、L20A ガス専焼DLE燃焼器の断面図を示す。L20A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器のガス焼き用バーナは、パイロットバーナ（拡散）、メインバーナおよび追焚きバーナ（予混合）の3種類のバーナで構成されている。また、液体焼き用バーナは、図3に示すパイロットバーナ（拡散）の1種類のみであり、着火用のプライマリラインおよび負荷運転用のセカンダリラインを有している。液体焼き燃焼性能に与える影響が大きいパイロットバーナおよびライナヘッドは、既に商品化されて

L20A ガス専焼DLE燃焼器



L20A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器



M7A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器

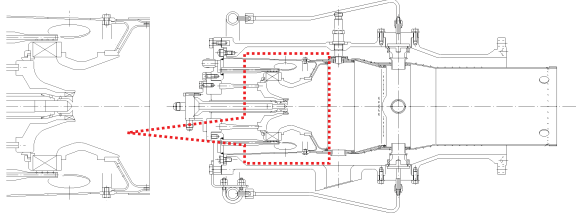


図2 L20A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器



図3 パイロットバーナ



図4 メイン燃焼領域におけるフローパターン

いるM7A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器をベースに設計した。その他の部品はL20A ガス専焼DLE燃焼器をベースに設計した。

L20A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器の各バーナの形状検討を行なうため、CFD (Computational Fluid Dynamics) を用いて燃料濃度分布を確認した。また、ガス焼き時の排ガス性能、液体焼き時の始動性能および燃焼安定性は燃焼器単体リグ試験およびエンジン試験にて確認した。次節よりその結果を示す。

2.2 CFD解析結果

図4にL20A リキッドスタンバイ型DLE燃焼器におけるメイン燃焼領域のフローパターンを示す。メインバーナから噴射された燃料は、予混合通路を通りライナ壁面に沿って流れる。追焚きバーナに達した流れは、パイロットバーナに向う逆流領域を形成する。このような逆流領域を形成することによって安定燃焼を実現している。

図5にメインバーナ予混合通路出口断面における燃料

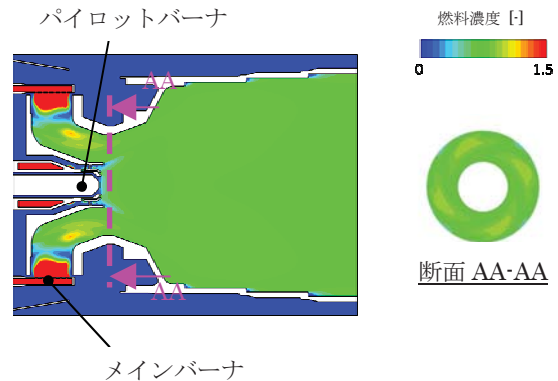


図5 メインバーナ予混合通路出口断面における燃料濃度分布

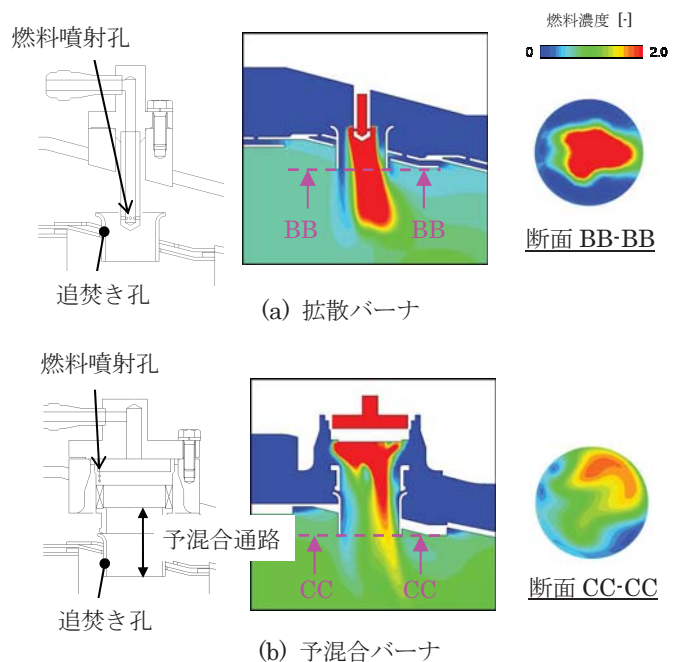


図6 追焚き孔出口断面における燃料濃度分布

濃度分布を示す。図中の燃料濃度分布は、燃料濃度平均値で除することで無次元化した。図5より、予混合通路出口断面における燃料濃度分布は概ね均一であることが確認できる。

図6に追焚き孔出口断面における燃料濃度分布を示す。追焚きバーナは当社ガス焚き DLE 燃焼器に適用されている独自技術であり、追焚きバーナを用いた多段燃焼により、広い負荷範囲で DLE 運転が可能である。予混合追焚きバーナは当社 M7A ガス専焼 DLE 燃焼器で初めて適用され、その後、L20A および L30A ガス専焼 DLE 燃焼器にも適用された。図6より、拡散バーナにおける燃料過濃領域は追焚き孔出口断面において広く分布していることがわかる。燃料過濃領域では火炎温度が高くなるため、エンジン高負荷側において NOx 排出量が増加する傾向にある。一方、予混合バーナは拡散バーナと比較して、燃料濃度分布が均一であるため、エンジン高負荷側における NOx 排出量が低減可能である。

2.3 燃焼器単体リグ試験結果

図7に燃焼器単体リグ試験装置の系統図、図8にその外観を示す。燃焼用空気温度および圧力は、電気ヒータおよび圧力調整弁により調整され、プレナムチャンバを介して供試燃焼器に導かれる。燃料として天然ガスおよび液体燃料（軽油および重油）が使用可能であり、各バーナへの燃料供給量は手動にて調整される。燃焼器下流ダクトにおいて、燃焼器出口温度は温度プローブを用いて計測され、燃焼ガスはサンプルプローブを介して排ガス分析計に導かれる。また、燃焼状態は試験装置下流に設置した観察窓から監視する。燃焼用空気の最高温度は 600℃、最高圧力は 0.3MPa であり、燃焼器入口および出口空気温度、空気流速は実エンジン条件を模擬するよう調整される。

図9に燃焼器単体リグ試験における排ガス性能を示す。図中の空燃比は実エンジンの各負荷に相当する空燃比を実エンジン全負荷相当の空燃比で除することで無次元化した。図9より、パイロットおよびメインバーナの排ガス性能は、開発目標である NOx 15ppm を満足することを確認できた。また、追焚きバーナの排ガス性能を確認するため、任意の空燃比からパイロットおよびメインバーナの燃料流量を一定とし、追焚きバーナの燃料流量のみを増加させたところ、実エンジン負荷率 50~100%相当において、NOx15ppm を満足することを確認できた。

2.4 エンジン試験結果

図10にエンジン試験設備の外観図、図11にエンジン試験におけるガス焚き時の排ガス性能を示す。負荷率 50~100%において、排ガス目標値 NOx 15ppm、CO 25ppm を満足することを確認できた。

図12にガス燃料から液体燃料への燃料切換え試験結果を示す。エンジン負荷率 100%において、ガス焚き用バーナの燃料流量を調整するメイン燃料制御弁および追焚き燃料制御弁が閉方向に動作すると同時に、液体焚き用バーナの燃料流量を調節する液体燃料制御弁が開方向に動作しており、各燃料制御弁がスムーズに動作することを確認できた。

図13に液体燃料からガス燃料への燃料切換え試験結果を示す。エンジン負荷 100%において、液体燃料制御

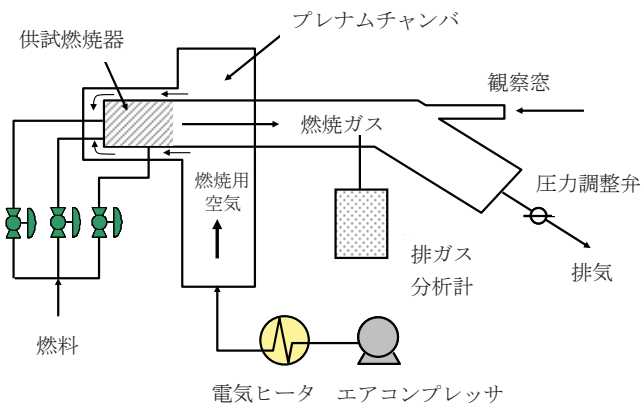


図7 燃焼器単体リグ試験装置（系統図）

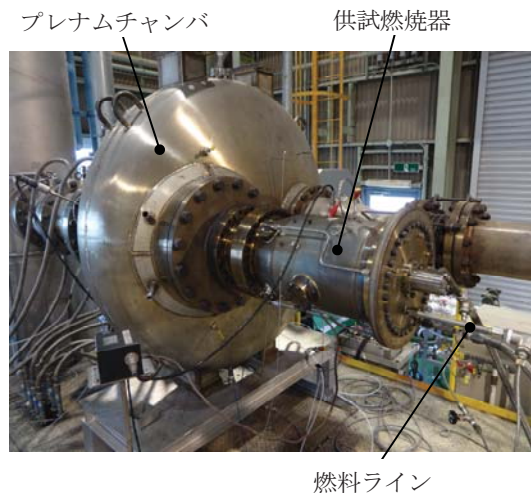


図8 燃焼器単体リグ試験装置（外観図）

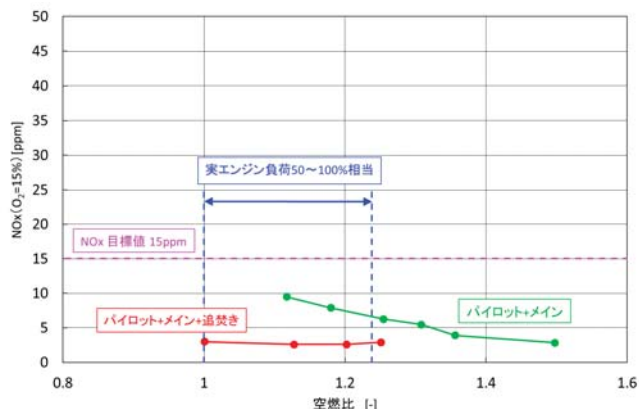


図9 燃焼器単体リグ試験における排ガス性能（ガス焚き）

弁が閉方向に動作すると同時に、メイン燃料制御弁および追焚き燃料制御弁が開方向に動作しており、各燃料制御弁がスムーズに動作することを確認できた。

図 12 および 13 より、燃料切換え時のエンジン回転数の変動は小さく、排気温度偏差も拡大していないことから、燃焼は安定しており、問題なく燃料切換え可能であることを確認できた。

3. まとめと今後の予定

L20A ガスタービンに適用するリキッドスタンバイ型 DLE 燃焼器として、ガス焚き時はエンジン負荷率 50~100%にて NOx 15ppm (O₂=15%換算)、CO 25ppm (O₂=15%換算) 以下を満足し、液体焚き時は拡散燃焼による安定運用が可能な燃焼システムの開発が完了した。

当社では、2014 年度下期から L20A リキッドスタンバイ型 DLE 燃焼器を市場投入する予定である。また、本開発により得られた技術は L30A などにも適用する予定である。

参考文献

- 1) Kajita, S., et al., 1966, "An Advanced Development of a Second-Generation Dry Low-NOx Combustor for 1.5MW Gas Turbine", ASME 96-GT-49.
- 2) Aoki, S., et al., 2009, "Upgraded lineup of KAWASAKI Gas Turbine Combustion Systems", *International Conference on Power Engineering-09 G-153*.
- 3) Sugimoto, T., et al., 2002, "Development of a 20MW Class High-Efficiency Gas turbine L20A", ASME 2002-GT-30255.
- 4) Tanaka, R., et al., 2006, "Continuing Improvements of 20MW-class GT Kawasaki L20A", ASME 2006-GT-90394.

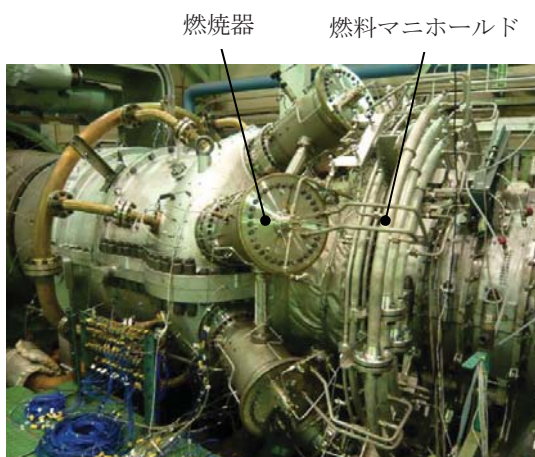


図 10 エンジン試験設備 (外観図)

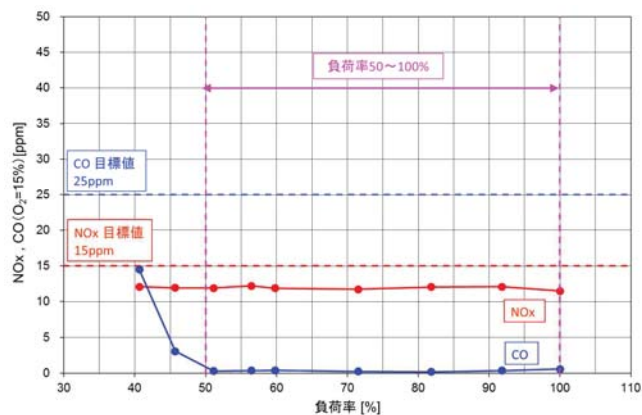


図 11 エンジン試験における排ガス性能 (ガス焚き)

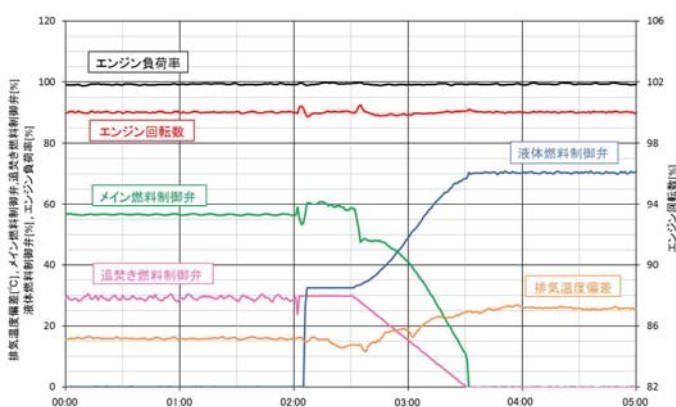


図 12 燃料切換え試験結果 (ガス燃料から液体燃料)

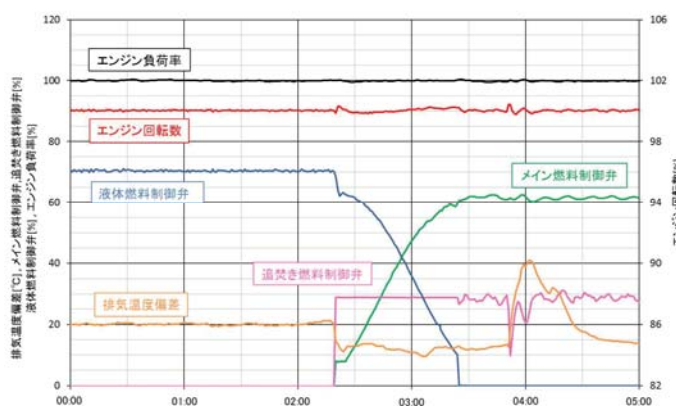


図 13 燃料切換え試験結果 (液体燃料からガス燃料)

航空機用環状燃焼器内乱流噴霧燃焼場の ラージ・エディ・シミュレーション

*西家 隆行（数値フローデザイン），牧田 光正（宇宙航空研究開発機構），
中村 直紀（エイ・エス・アイ総研），黒瀬 良一（京都大学）

Large-Eddy Simulation of a Turbulent Spray Combustion Field of a Full Annular Combustor for Aircraft Engine

*Takayuki NISHIIE (NuFD), Mitsumasa MAKIDA(JAXA), Naoki NAKAMURA (ASIRI),
Ryoichi KUROSE (Kyoto Univ.)

ABSTRACT

Large-Eddy Simulation (LES) is applied to a turbulent spray combustion field in a full annular combustor for aircraft engine. An extended flamelet/progress-variable method is employed as turbulent combustion model due to the advantage of computational cost and consideration of detailed chemical kinetics. A large-scale parallel computation is carried out using the supercomputer "K". The results show that predicted combustor exit temperature distribution well agrees with measurement, which suggests that present approach is capable of capturing the general feature of the turbulent spray combustion field in a full annular combustor for aircraft engine.

Key words: Jet engine combustor, Large-Eddy Simulation, Spray combustion, Flamelet method, HPC

1. はじめに

年々増加する航空機の便数に伴い，航空用エンジンからの排出ガスが大気環境に与える影響が懸念されている．そのため，国際民間航空機関では民間用航空機のエンジンから排出される NO_x, HC, CO の排出基準を定めている．それに伴い，航空機用燃焼器にも高負荷下での低 NO_x 性能が求められ，国際競争力を高めるために高度で効率的な設計手法が模索されている¹⁻³⁾．近年の計算機能力の向上と燃焼流れ解析モデルの高精度化に伴い，より高精度で効率性が求められる燃焼機器の研究開発や設計において燃焼数値シミュレーションの活用が期待されている⁴⁻⁶⁾．

これまでの航空機用燃焼器を対象にした乱流噴霧燃焼解析では，計算負荷の問題から 1 セクター分の燃焼器の解析がほとんどであったが，非周期的な燃焼器形状が燃焼場に与える影響を評価するためには，環状燃焼器全体を対象とした非定常 Large-eddy simulation (LES) が不可欠となる．

本報では，小型航空エンジン用環状燃焼器内乱流噴霧燃焼場の LES を行い，非周期的な燃焼器構造の燃焼場への影響を調査した．Flamelet モデルを用いた燃焼モデルの高速化とスーパーコンピュ

ータ「京」を用いた大規模解析を行うことで，環状燃焼器の全周解析を実現し，燃焼器出口温度分布の実験結果との比較を行うことで，本 LES の解析精度の検証を行った．

2. LES

2.1 解析対象

解析対象は Fig.1 に示す宇宙航空研究開発機構 (JAXA) がクリーンエンジンプロジェクトの中で開発を行った小型航空エンジン用燃焼器¹⁻³⁾とした．本燃焼器は，16 個の燃焼ノズルが環状に配置された形状となっている．燃料ノズルを含んだ断面形状を Fig.2 に示す．本燃焼器は，燃焼器上流部で燃料過濃燃焼を行った後に，燃焼用・希釈用空気により希薄燃焼を行う Rich-Lean 燃焼方式を採用している．このことにより，広い作動範囲における燃焼安定性と NO_x 低減の両立を図っている．環状燃焼器の実温実圧燃焼試験は，JAXA の環状燃焼試験装置を用いて行われ，燃焼器出口の全周温度分布が測定されている．Table 1 に今回解析対象とした試験条件を示す．

2.2 解析手法および条件

本 LES には、非構造格子に適用可能な FrontFlow/red を京都大学、(一財)電力中央研究所および(株)数値フローデザインにより改良したコードを用いた⁷⁾。乱流燃焼モデルには輻射を含む液滴-気相間の熱移動を考慮可能な拡張 Flamelet/progress-variable 法⁸⁾を用いた。液滴の挙動はラグランジェ的に解くことにより求め、液滴の蒸発モデルには非平衡 Langmuir-Knudsen モデル⁹⁻¹¹⁾を用いた。

Table 2 に解析条件を示す。Flamelet library は、燃料を Jet-A、酸化剤を空気として、一次元燃焼解析を行うことにより作成した。燃焼解析には約 280 化学種、1600 反応を考慮した詳細反応モデルを用いた。輻射計算には、ガス吸収係数の算出に CO₂ と H₂O の輻射を考慮した Weighted-Sum-of-Gray-Gases (WSGG)モデル¹²⁻¹⁴⁾を用い、Discrete Ordinates (DO)法¹⁵⁾にて輻射強度輸送式を解いた。

使用した解析格子の形状を Fig. 3 に示す。解析格子では、酸化剤入口のストラット、燃料供給パイプ、点火栓や圧力センサーを再現し環状燃焼器の非周期性を考慮した。節点数、セル数はそれぞれ 1 億 2000 万及び 4200 万で、計算可能な最大粒子数は 800 万個である。

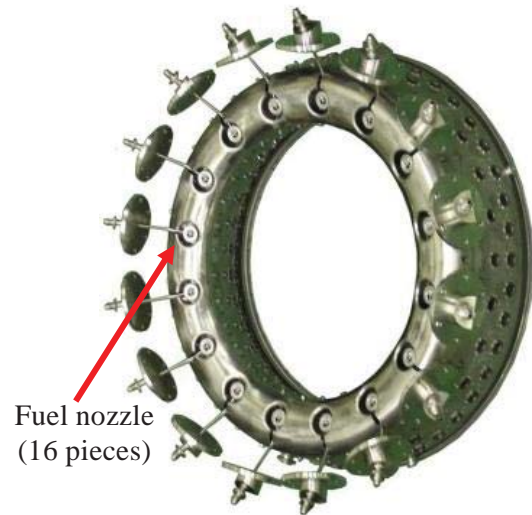


Fig.1 Photograph of full annular combustor.

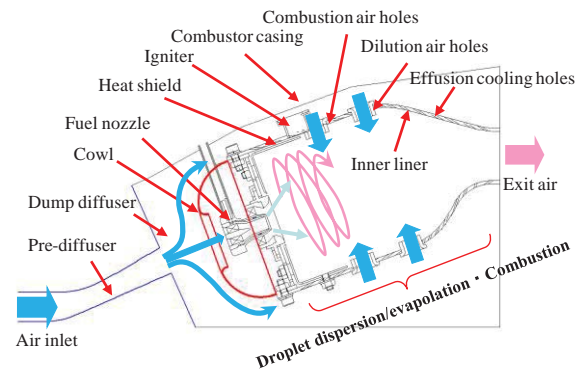


Fig.2 Schematic of combustor components.

Table 1 Test conditions

Inlet air mass flow rate [kg/s]	8.86
Inlet air temperature [K]	550.0
Fuel mass flow rate [kg/s]	0.1211
Fuel temperature [K]	333.15
Inlet air total pressure [Pa]	738100

Table 2 Analytical condition

Turbulent model	Standard Smagorinsky
Fluid model	Zero-Mach number approximation
Combustion model	Flamelet/Progress variable
Radiation model	WSGG
Chemical species	Oxidizer : Air [mass %] O ₂ 23.3%, N ₂ 76.7%, Fuel : Jet-A [mass %] C ₁₂ H ₂₆ 45% C ₈ H ₁₈ 29% C ₇ H ₈ 26%
Convection term discretization scheme	2 nd order central 92% 1 st order upwind 8%
Time integration method	Euler implicit
Time step size [s]	1.0E-6

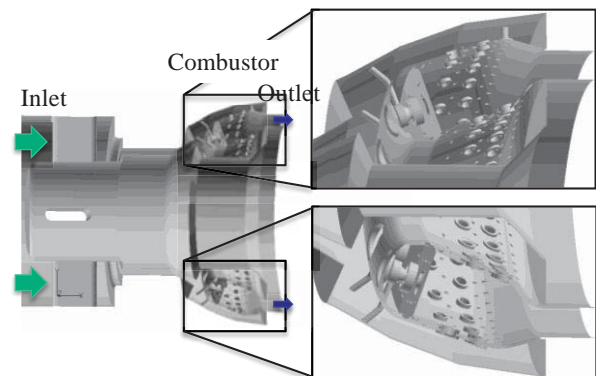


Fig.3 Schematic of computational mesh geometry.

3. 結果および考察

Fig.4 に燃料ノズルから噴射された Jet-A 燃料液滴分布と燃焼器中心断面での温度の瞬間分布を、Fig.5 に燃焼器内の温度等値面 (1600K) を示す。スーパーコンピュータ「京」を用いて並列数 9216 コアの大規模並列計算を行うことで、全周燃焼器を対象にした実時間 0.2 秒間の解析を一週間程度で実現した。

Fig.6 に燃焼器中心断面での温度、流速、混合分率、及び主要化学種濃度の瞬間分布を示す。解析

結果から、燃焼器上流部で過濃燃焼，下流部では燃焼用・希釈用空気の流入により希薄燃焼条件となっており，Rich-Lean 燃焼器の特徴が見られる．過濃燃焼条件となる上流部で CO が大量に生成され，その後，燃焼用空気流入領域で CO が速やかに消費され CO₂ が生成されていることが分かる．Fig.7 に流れ垂直断面①～⑥における瞬時温度分布を示す．燃焼器ライナ上流部では，ノズル中心軸近傍で高温領域が存在しているが，比較的均一な温度分布が得られていることが分かる．その後，燃料用・希釈用空気の流入にともない，断面④ではノズル中心軸近傍及び，燃焼器ライナ中心径近傍で低温領域が存在する分布となり，燃焼器出口の縮流により，ノズル中心軸近傍で低温領域，各ノズル間で高温領域を有する出口温度分布を形成している．Fig.8 に，本解析で得られた出口温度分布の実験結果との比較を示す．計算結果が，実験で得られた温度分布の傾向を定性的に捉えていることが分かる．

4. まとめ

航空機用環状燃焼器内の乱流噴霧燃焼場解析を，Flamelet/progress-variable 法を用いた燃焼解析の高速化とスーパーコンピュータ「京」を用いた大規模並列計算により実現した．出口温度分布の実測値との比較から，解析結果が実験値と定性的によく一致することが分かった．また，約一万並列の計算で，統計処理を含めた解析が一週間以内で可能となった．このことから，スーパーコンピュータの発展により，大規模並列計算による実スケール燃焼器内の非定常燃焼 LES がより現実的なものとなってきていると言える．

今後は，燃焼モデルのより一層の高速・高精度化を目指し実スケール燃焼器の非定常 LES の設計ツールとしての実用性の向上を図る．また，初期着火時の環状燃焼器内部の火移りなど，実燃焼器全体を対象とした解析でしか得られない非定常現象の解析を進める．

謝辞

本研究の一部は文部科学省高性能汎用計算機高度利用事業「HPCI 戦略プログラム（分野 4 次世代ものづくり）」の下，理化学研究所のスーパーコンピュータ「京」を利用して行ったものである．（課題番号：hp120294, hp130018）

（<http://www.fluid.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/hpci.html>）

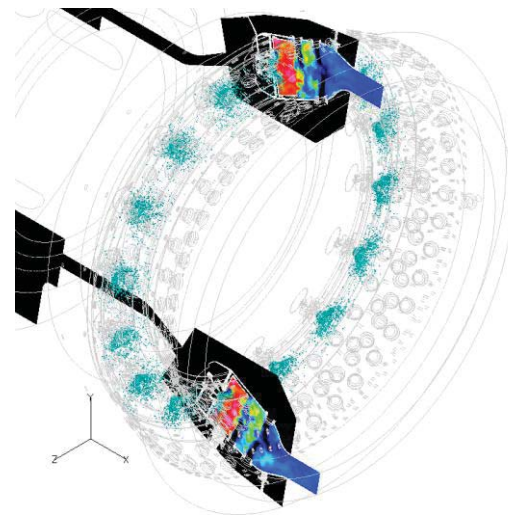


Fig.4 Liquid fuel droplet distribution inside full annular combustor.

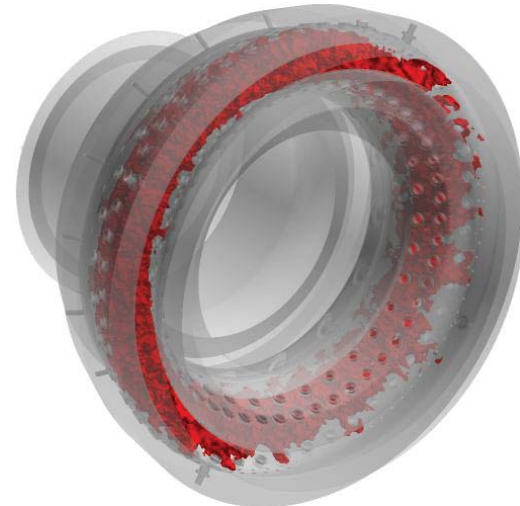


Fig.5 Iso-surface of gas temperature (1600K) inside full annular combustor .

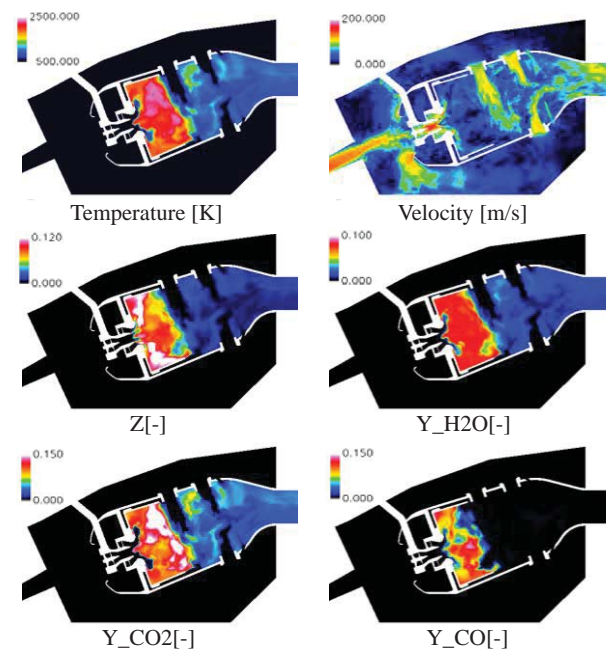


Fig.6 Instantaneous distributions on combustor central plane.

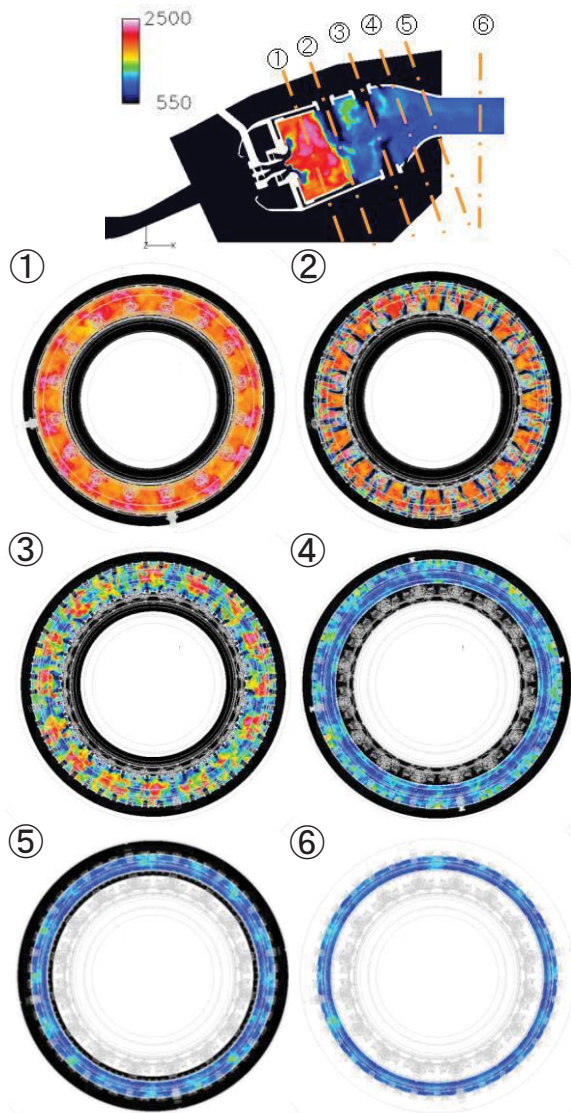


Fig.7 Cross-sectional distributions of instantaneous temperature perpendicular to flow direction.

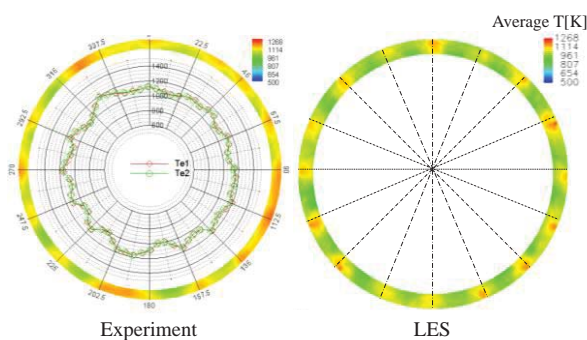


Fig.8 Time-averaged exit temperature distributions (left: experiment, right: LES).

参考文献

- 1) Makida, M., Yamada, H., Yamamoto, T.: Development of Full Annular Combustor for Small Aircraft Jet Engine in JAXA TechCLEAN Project, 26th ICAS, (2008).
- 2) Makida, M., Yamada, H., Simodaira, K.: Detailed Investigation in Developmental Process of Full Annular Combustor for Small Aircraft Jet Engine, 27th ICAS, (2010).
- 3) Makida, M., Yamada, H., Simodaira, K., Kurosawa, Y.: Development of Rich-Lean Type Full Annular Combustor for Small Aircraft Jet Engine in JAXA TechCLEAN Project through both Experimental and Analytical Researches, ISABE-2011-1124, (2011).
- 4) 黒瀬良一: 燃焼器内乱流燃焼場のCFD, ガスタービン学会誌, Vol.40, (2012), pp.282-286.
- 5) 黒瀬良一: 「京」コンピュータによる乱流燃焼数値シミュレーションの展望, 日本燃焼学会誌, Vol.54, (2012), pp.134-138.
- 6) 黒瀬良一: 乱流混相燃焼, 日本燃焼学会誌, Vol.52, (2010), pp.302-310.
- 7) Moriai, H., Kurose, R., Watanabe, H., Yano, Y., Akamatsu, F., Komori, S.: Large-Eddy Simulation of Turbulent Spray Combustion in Subscale Aircraft Jet Engine Combustor-Predictions of NO and Soot Concentrations, J. Eng. Gas Turb. Power, Vol.135, 091503, (2013).
- 8) Fujita, A., Watanabe, H., Kurose, R., Komori, S.: Two Dimensional Direct Numerical Simulation of Spray Flames. Part 1: Effects of Equivalence Ratio, Fuel Droplet Size and Radiation, and Validity of Flamelet Model, Fuel, Vol.104, (2013), pp.515-525.
- 9) Miller, R.S., Harstad, K., Bellan, J.: Evaluation of Equilibrium and Non-Equilibrium Evaporation Models for Many-Droplet Gas-Liquid Flow Simulations, Int. J. Multiphase Flow, 24, (1998), pp. 1025-1055.
- 10) Miller, R.S., Bellan, J.: Direct Numerical Simulation of a Confined Three-Dimensional Gas Mixing Layer With One Evaporating Hydrocarbon-Droplet-Laden Stream, J. Fluid Mech., Vol. 384, (1999), pp. 293-338.
- 11) Kitano, T., Nishio, J., Kurose, R., Komori, S.: Effects of ambient pressure, gas temperature and combustion reaction on droplet evaporation, Combust. Flame, Vol.161, (2014), pp.551-564.
- 12) Smith T.F., Zhen Z.F., Fridman J.N.: Evaluation of Coefficients for the Weighted Sum of Gray Gases Model, ASME J. Heat Transfer, Vol.104, (1982), pp.602-608.
- 13) Denison M.K., Webb B.W.: A Spectral Line-Based Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary RTE Solvers, ASME J. Heat Transfer, Vol. 115, (1993), pp.1104-1112.
- 14) Watanabe, H., Kurose, R., Komori, S., Pitsch, H.: Effects of Radiation on Spray Flame Characteristics and Soot Formation, Combust. Flame, Vol. 152, (2008), pp. 2-13.
- 15) Fiveland, W.A.: Three-Dimensional Radiative Heat-Transfer Solutions by the Discrete-Ordinates Method, J. Thermophysics, Vol. 2, (1988), pp.309-316.

対向衝突噴流による混合における流路形状の影響 —混合性能—

*長尾 隆央 (IHI), 松野 伸介 (IHI), 林 光一 (青学大)

The Effect of Flow Passage Geometry on Opposed Impinging Jet Mixing —Mixing Performance—

*Takahisa NAGAHO(IHI), Shinsuke MATSUNO(IHI) and A. Koichi HAYASHI(Aoyama Gakuin Univ.)

ABSTRACT

In order to evaluate a mixing of fuel with dilution air in jet engine, unsteady turbulent flow analysis is performed in a simplified combustor. The flow channel consists of the opposed jets and cross-flow, which are normal to each other. A mixing performance and mixing behavior are studied using parameters, S/D and H/D . As a result, we find that mixing performance is estimated by the parameter $C=S/H*\sqrt{J}$ when $H/D=5$ or less and becomes well when C is large. When H/D is larger than 5, say 7.5 and 10, there exist the conditions where mixing performance becomes worse. Because the interaction between two opposed jets occurs downstream the potential core, it is considered in this case that mixing performance by opposed jet interaction is weakened. When H/D is small, the interaction between two opposed jets occurs in the potential core. It suggested that the mixing performance is sensitive by the positional relation with a potential core and collision plane of two jets.

Key words: Jet engine, Combustor, Opposed jets, mixing, LES

1. 諸言

ガスタービンエンジンの効率を上げるために、燃焼器温度は年々上昇している。また、重量を低減するために小型化することも重要となってきた。しかし、高温化や小型化は燃焼によって生成する高温ガスの温度が上がり、混合する距離が短くなることであり、燃焼器出口での温度分布を悪化させる要因となる。もし出口温度分布に高温のホットスポットが存在するなら、タービンの寿命に大きな影響を与えることが懸念されるため、出口温度分布は十分に一様であることが望ましい。

図 1 に RQL (Rich-burn Quick-quench Lean-burn) 燃焼器⁽¹⁾の断面図の概略図を示す。実際の形状は、この断面をガスタービン軸で回転させた環状の形状となっている。過濃燃焼領域では、ノズルから噴射された燃料がスワール保炎器で空気と混合して燃焼する。その直後、希釈空気が流入してこの過濃燃焼領域での生成物を急速に混合し、残りの燃料を燃焼させる。RQL 燃焼器の温度分布は、希釈空気によって調整されるため、その流動を把握しておくことは重要である。

希釈空気による流れは、主流に直交に流入する対向噴流としてモデル化され、古くから検討されている。Holemann と Walker⁽²⁾⁽³⁾は、矩形や円形断面のダクトに直交に噴出する対向噴流と非対向噴流について研究を行い、孔形状、孔径 D 、孔間隔 S 、高さ H 、噴流と主流の運動

量流束比(momentum flux ratio) J を変えた場合の混合状態をまとめている。運動量流束比 J は次の式で表される。

$$J = \frac{\rho_j u_j^2}{\rho_m u_m^2} \quad (1)$$

ここで ρ :密度, u :流速, 添字 j :噴流, 添字 m :主流

また、Holdeman⁽⁴⁾は実験により、直交流中の噴流混合は以下のパラメータ C で整理できることを見出した。

$$C = \frac{S}{H} \sqrt{J} \quad (2)$$

流路が噴流垂直方向に扁平になるか、主流に対する噴流運動量が大きくなると C が大きくなる。これは、流路に対する噴流の貫通度が増加することを意味する。Liscinsky ら⁽⁴⁾は、対向噴流の場合は $C=2.5$ が出口分布を最も均一化できる値だとしているが、 $S/D=4$ の場合は J が大きいほど混合が良いと報告⁽⁵⁾している。

我々の以前の研究では、燃焼器をモデル化した形状において対向衝突噴流を LES 解析し、噴流に直交する主流の無い条件⁽⁷⁾と主流の流速を変化させた条件⁽⁸⁾において対向衝突噴流による非定常混合現象を調べた。その結果、主流に対して噴流運動量が大きい場合は噴流の衝突面に生成される円盤状のジェット付近での混合が支配的なのに対し、主流がある場合は、上下の噴流が互いに干渉し

て非定常な振動を引き起こし、混合が促進されていることが判明した。主流が非常に速い場合においては、上下噴流が干渉せず、混合も弱くなる傾向となった。ただし、この解析では流路形状は一定であり、噴流間隔や流路高さの影響が不明であった。

現在、噴流間隔 S 、流路高さ H をパラメータとして変化させた解析を行い、混合メカニズムと混合性能に与える影響を明らかにすることを進めている。本論文では、噴流間隔と流路高さが全体的な混合性能へ与える影響について報告する。図2に示すように、Holdeman らによる先行研究において行われていない形状パラメータ領域を選定した。流路構成としては、先行研究と同じように、矩形流路に直交する対向噴流を有する流れとした。上下からくる噴流を考え、周期境界として LES 解析を行う。

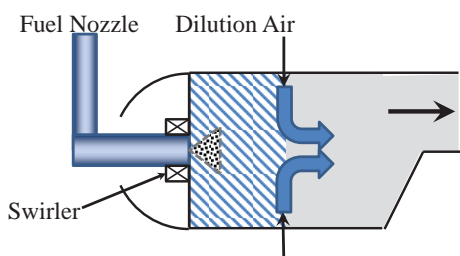


Fig.1 Schematics of RQL gas turbine combustor

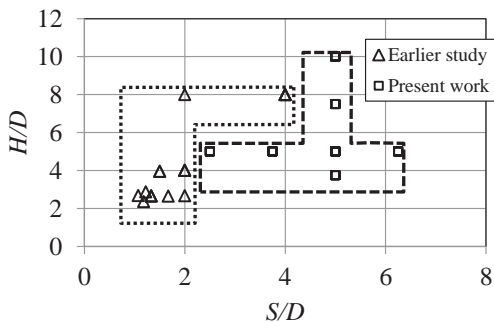


Fig.2 Geometric parameters of earlier and present study

2. 対象形状・解析モデル

図3に対象とする形状を示す。 D は噴流孔径、 S は噴流孔間隔、 H は流路高さ、 V_j は噴流流速、 V_m は主流流速、 X_j は主流入口からの噴流孔の距離である。 X, Y, Z 軸の原点位置は上下噴流流入口中心線の上の中間点である。図上で S は流路幅として表示されているが、周期境界(後述)が存在するため、噴流孔間隔と同義となる。

前述のとおり、矩形流路に対向衝突噴流が流入する流れ場となっている。手前側と奥側の境界は周期境界となっており、流路の左端から主流が流入する。右端は大気開放である。噴流はオリフィスプレートを通することで生成される。オリフィスプレートの厚さは $0.5D$ であり、噴流上流に $5D \times 5D \times 5D$ の立方体形状の導入部がある。噴流オリフィス部のレイノルズ数は約 2.0×10^4

である。

今回は $S/D=2.5, 3.75, 5.0, 6.25, H/D=3.75, 5.0, 7.5, 10.0$ と変化させて解析を行った。また、それぞれに表1で示されるように J を変化させている。

表1では、解析形状・解析ケース一覧を示す。全部で29条件の解析を行った。

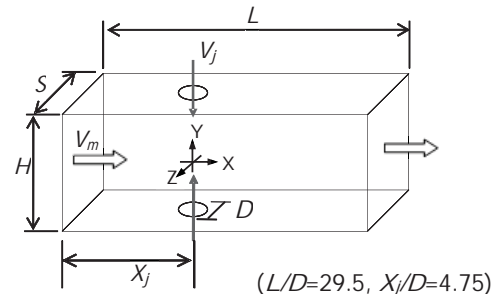


Fig.3 Outline of flow passage configuration

Table 1 Configurations and conditions of calculated cases

Type	S/D	H/D	Name	J
A	5.0	5.0	S5-H5	4,9,16,36,64
B	5.0	3.75	S5-H3.75	4,9,16,36
C	5.0	7.5	S5-H7.5	4,9,16,36
D	5.0	10.0	S5-H10	9,16,36,64
E	2.5	5.0	S2.5-H5	4,9,16,36
F	3.75	5.0	S3.75-H5	4,9,16,36
G	6.25	5.0	S6.25-H5	4,9,16,36

3. 数値解析手法

数値解析には OpenFOAM 2.1.0 の reactingFoam を使用した。OpenFOAM は世界的に広く利用されており、多数の検証事例がある。例えば、密度の異なるガスの乱流混合を検証した研究⁽⁹⁾や、超音速主流中に流入する直交噴流の燃焼解析⁽¹⁰⁾等の研究がなされており、定量的な精度があると報告されている。今回のような非定常混合現象を扱うには妥当なコードであると考えられる。今回はパラメータを変化させた解析のため、計算条件数が非常に多くなったが、オープンソースコードを用いることにより、低コストで短期間の解析をすることが可能となった。

表2に計算モデルを示す。流入は噴流上流、主流共に一様流とした。気体の物性は主流と噴流で同一とするが、混合評価のため独立した化学種として扱う。支配方程式には非圧縮性 Navier-Stokes を用い、乱流モデルには LES モデルを用いた。最小格子幅は 0.2mm 、流路内の平均格子幅は 2mm である。格子点数は形状に依存して約 $250 \sim 500$ 万点となった。

Table 2 Numerical methods and mesh conditions

CFD code	OpenFOAM 2.1.0 reactingFOAM
Equation	Incompressible Navier-Stokes
Fluid	Incompressible perfect gas
Turbulent	Smagorinsky LES
inlet	Uniform velocity
Wall	Spalding law
Cell	Unstructured, Hexahedron
Discretization	Blended 2nd order central with 1st order upwind (9 : 1)
Parallelization	Region splitting, 100 CPUs
Number of cell	2.5 - 5 Million
Min. Δx	0.2mm
Ave. Δx	2mm

4. 結果と考察

混合度合を評価するに当たり、Vranos ら⁽¹¹⁾は空間的な未混合度である U_s という量を定義した。 U_s は以下の式で表される。

$$U_s = \frac{C_{rms}}{C_{avg}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{C}_i - C_{avg})^2}}{w_m / (w_j + w_m)} \quad (3)$$

ここで、 C_{rms} は評価部位濃度 RMS、 C_{avg} は完全混合時濃度、 \bar{C}_i は局所平均、 w_m は主流流量、 w_j は噴流流量である。

また、混合現象は滞留時間に応じて進行する。そのため、平均流速が異なる条件間で比較を行う場合は、同じ位置ではなく、同じ滞留時間となる断面で比較することが重要となる。滞留時間 T_r は次のようになる。

$$T_r = \frac{X}{(Q/A)} \quad (4)$$

ここで、 X は主流方向位置、 $Q=Q_m+Q_j$ 、 Q_m は主流体積流量、 Q_j は噴流体積流量、 A は流路断面積である。

C による未混合度の評価

図 4 に、 C (式 2) を 1.5 から 8 まで変化させた場合の U_s を示す。同一の C であれば、 U_s はほぼ同一の値に収束する傾向が確認できる。これは Holdeman らが、混合度合は C で整理できる、と報告している通りである。しかし、 $C=3.0, 4.0$ では一部の条件で大きく外れるものがあった (図 4(c), (d))。これは H/D が 7.5, 10 と大きいケースである。 $H/D=7.5, 10$ の条件について細かく見ると、 $C=1.5, 2, 2.5$ の場合においても他の条件に比べて若干外れる傾向にあるが、 C が小さくなるにつれて差は縮まっている (図 4(a),(b),(c))。 H/D が大きい条件において、既存文献と異なる傾向が得られた現象は後程考察する。

また、図 5 に、 $C=2.0$ の場合の時間平均主流モル分率

を表す。同一の C でも混合の挙動は条件によって異なっており、 C で混合度合が整理できる現象を解明するには、非定常性を含めた詳細な考察が必要であると考えられる。

各パラメータが混合性能に与える影響

ここでは、一定の滞留時間が経過した後の U_s を混合性能とし、特に $T_r=0.04$ の値に対して評価する (図 6,7,8)。図 6 に噴流と主流の運動量流束比 J と S/D が混合性能に与える影響を、図 7 に J と H/D が混合性能に与える影響を示す。また、図 8 には C に対する混合性能の関係、図 9 に各 S/D における混合挙動の違いを示す。

図 6 にみられるように、 H/D 一定の場合、 J が 9 以下の場合 S/D に比例して U_s が増加するが、 $J=16$ の場合は S/D に比例して U_s が低下する。 $J=36$ の場合は S/D による違いは小さくなった。これは、図 9 に示すように、 S/D が大きいと噴流幅に対する流路の割合が大きいため、 $J=4$ のように主流が速い場合は流路幅まで十分拡散できないためである。それに対して、 $J=16$ のように上下噴流が衝突する場合は、 S/D が大きい方が衝突によって噴流が横に広がることで拡散できる。 $J=36$ では噴流衝突が十分強くなり、衝突面の円盤状ジェットや循環渦が発生することによる混合が支配的となるため、 S/D の影響を受けにくくなると考えられる。このような J が強い時の混合は上下噴流の衝突と干渉によって促進されると考えられ、我々の以前の論文⁽⁵⁾⁽⁶⁾で議論されている。

図 7 によると、 S/D 一定の場合、 $J=4$ の場合は U_s の変化はないが、 J が 9 以上の場合 H/D に比例して U_s が増加する。増加割合は J が大きいほど大きい。これは、 H/D が大きい場合は、 J が同じでも距離が離れるために上下噴流の干渉が弱まり、混合が悪化するためと考えられる。

図 8 によると、 H/D が 5 以下の場合 C によって混合性能が評価でき、 C が大きければ混合性能は良くなる結果となる。 H/D が 7.5 以上では、 C が大きくなると混合が悪くなるという逆の結果となった。

今回の解析条件においては、先行研究⁽⁴⁾にあるような、特定の C の値で最適混合となる傾向は見いだせなかった。これは、形状パラメータが本研究の場合は S/D が 2~6.25 であるのに対し、先行研究ではほぼ 2 以下の条件であることが原因として上げられる。先行研究⁽⁵⁾においても $S/D=4$ の場合では J に比例して混合が良くなるとされており、本研究と同じ傾向となっている。 S/D により混合挙動が異なる可能性が見いだされた。

H/D が大きい条件の考察

図 10 に $C=3.0$ 、図 11 に $C=1.5$ の場合の時間平均主流モル分率を表す。 H/D が大きい場合に混合性能が悪化する条件が存在する原因は、図 10(b)にみられるように、ポテンシャルコアよりも下流で上下噴流の干渉が発生する

ため、噴流同士の干渉による混合の促進効果が弱まるためと考えられる。図 11 のように主流が強く、噴流同士が干渉しない条件では、 H/D が大きくても、同一の C なら、 U_s は同一の曲線で評価可能であると推測できる。

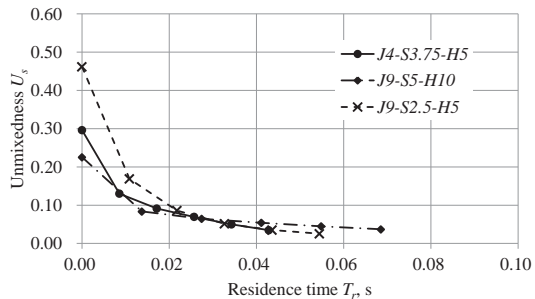


Fig. 4(a) Unmixedness distribution at $C=1.5$

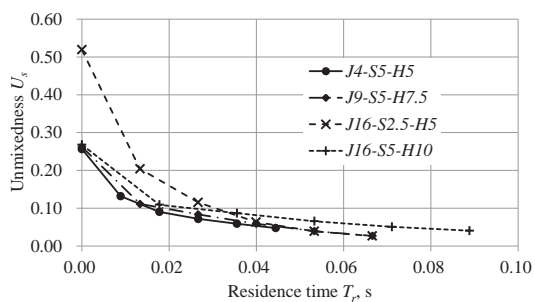


Fig. 4(b) Unmixedness distribution at $C=2.0$

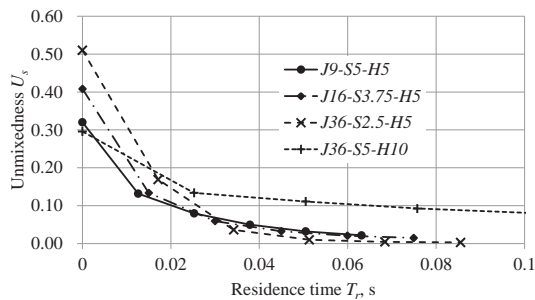


Fig. 4(c) Unmixedness distribution at $C=3.0$

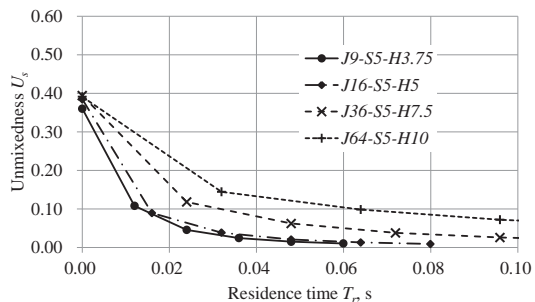


Fig. 4(d) Unmixedness distribution at $C=4.0$

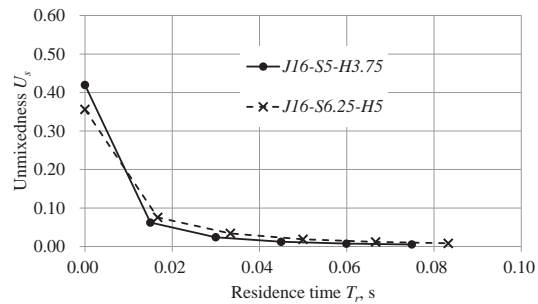
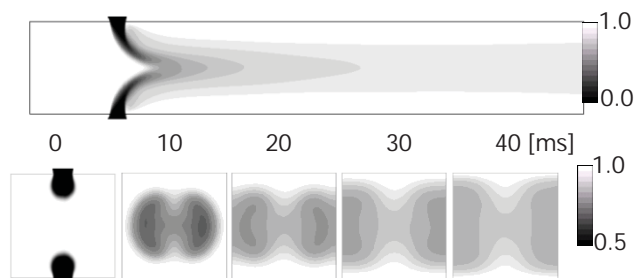
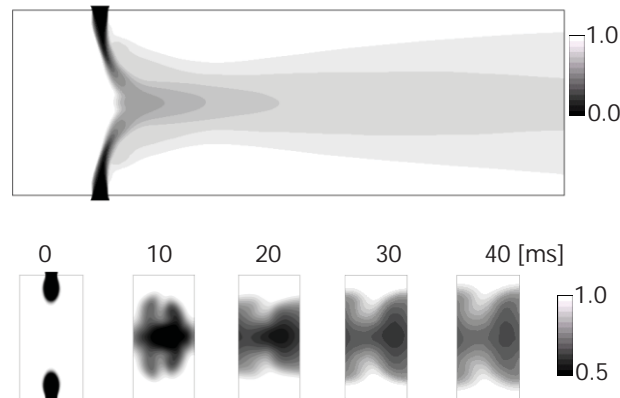


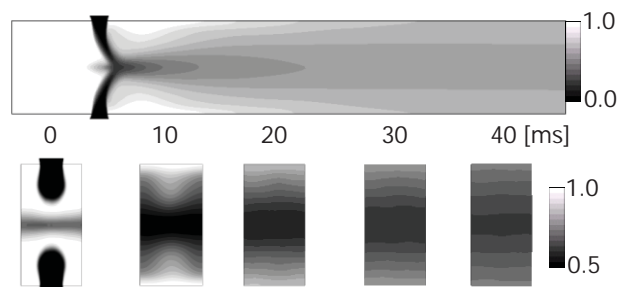
Fig. 4(e) Unmixedness distribution at $C=5.0$



(a) J4-S5.0-H5.0



(b) J16-S5.0-H10.0



(c) J16-S2.5-H5.0

Fig. 5 Time averaged mole fraction of cross flow on $C=2.0$ (top: XY-plane ($Z=0$), bottom: YZ-plane (Specific T_r))

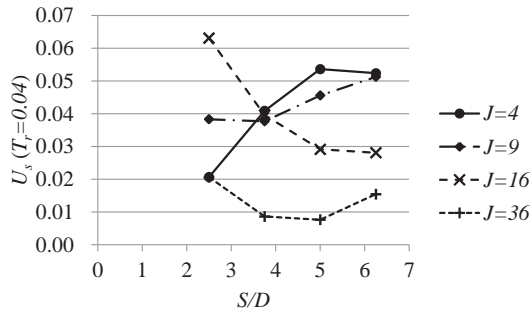


Fig. 6 Effect of S/D on Unmixedness at $T_r = 0.04$ ($H/D = 5$)

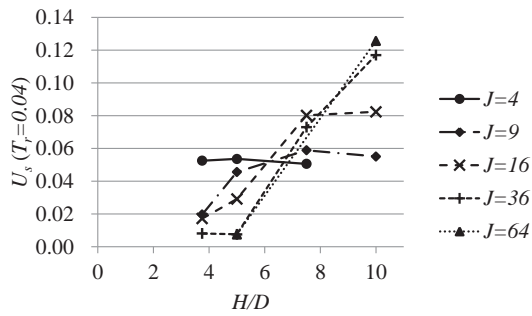


Fig. 7 Effect of H/D on Unmixedness at $T_r = 0.04$ ($S/D = 5$)

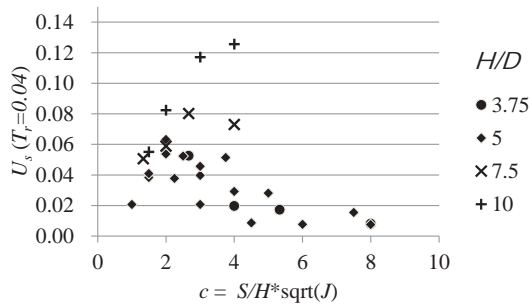


Fig. 8 Effect of C on Unmixedness at $T_r = 0.04$

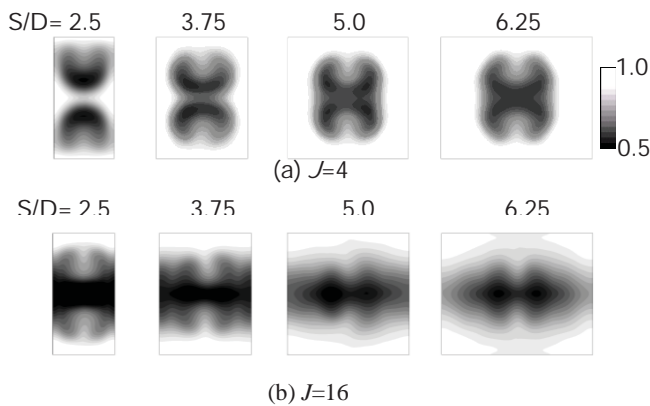
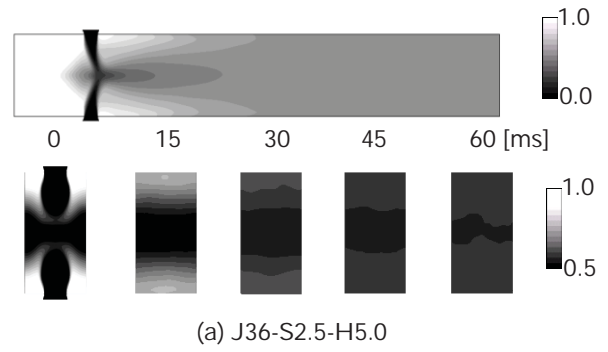
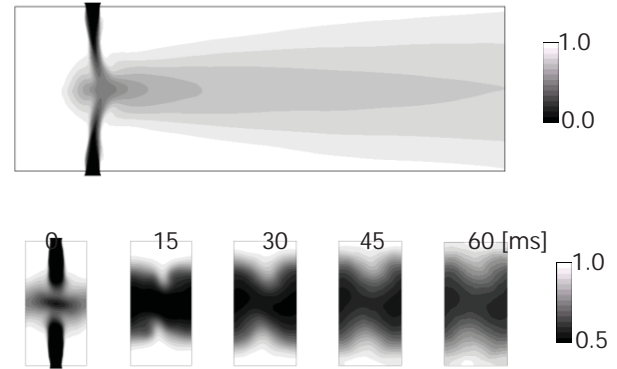


Fig. 9 Time averaged mole fraction of cross flow on $H/D=5.0$ (YZ-plane, $T_r=6ms$)

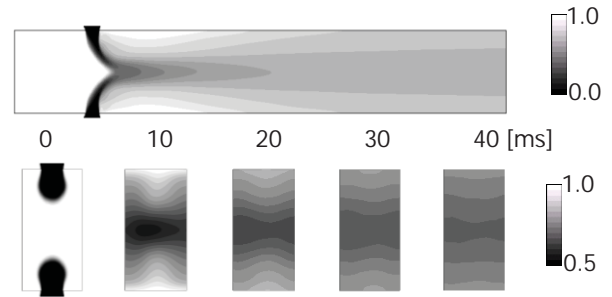


(a) J36-S2.5-H5.0

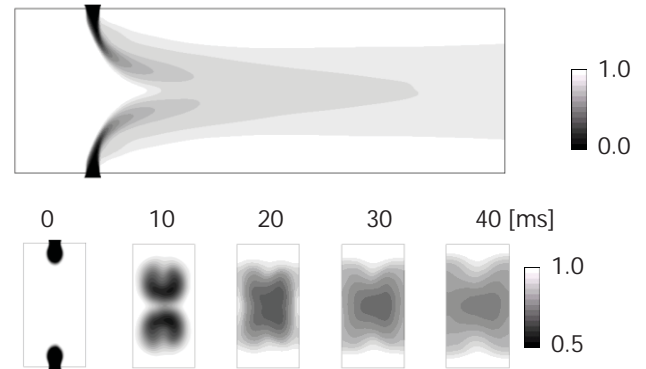


(b) J36-S5.0-H10.0

Fig. 10 Time averaged mole fraction of cross flow on $C=3.0$ (top: XY-plane ($Z=0$), bottom: YZ-plane (Specific T_r))



(a) J9-S2.5-H5.0



(b) J9-S5.0-H10.0

Fig. 11 Time averaged mole fraction of cross flow on $C=1.5$ (top: XY-plane ($Z=0$), bottom: YZ-plane (Specific T_r))

5. 結論

孔間隔 S/D , 流路高さ H/D を変化させた解析を行うことで、流路形状を変化させたことによる混合性能・混合挙動の評価を行った。その結果、以下の結果が得られた。

- H/D が 5 以下の場合には噴流混合パラメータ C によって混合性能が評価できる。 C が大きければ混合性能は良くなる (図 8)。
- H/D 一定の場合、噴流と主流の運動量流束比 J が 9 以下の場合には S/D に比例して未混合度 U_s が増加するが、 $J=16$ の場合には S/D に比例して U_s が低下する。 $J=36$ の場合には S/D に対して大きな影響は無い (図 6)。
- S/D 一定の場合、 $J=4$ の場合には H/D による U_s の変化はないが、 J が 9 以上の場合には H/D に比例して U_s が増加する。増加割合は J が大きいほど大きい。(図 7)
- C が同じでも混合の挙動は同一ではない (図 5)。
- $H/D=7.5, 10$ の場合、混合性能が悪化する条件が存在する (図 4(c),(d))。これは、ポテンシャルコアよりも下流で上下噴流の干渉が発生するため、干渉による混合の促進効果が弱まるためと考えられる (図 10)。主流が強くと、噴流同士が干渉しない条件では、 H/D が大きくても C で整理可能である (図 4(a), 図 11)。

今回、時間平均した結果で混合性能を評価したところ、 H/D が 5 以下の場合には既存研究で報告されている通り、パラメータ C で整理可能との結果を得た。ただし、Holdeman らの研究によると $C=2.5$ 付近で出口分布が最も均一化され、この結果は D には影響を受けにくいとされていたが、 C に比例して混合性能が高くなる結果や、 H/D が大きい条件で噴流同士が干渉するときに、特異的な挙動を示す結果が新たに見出された。文献を見る限り、彼らの研究では S/D が 2 より大きい条件で、かつ H/D が 5 以上の実験はあまり実施されていなかったためと考えられる。

噴流同士の干渉による混合を考察するには、非定常流れ場の詳細な観察が必要となる。今後非定常流れ場の考察を行い、新しく得られた現象や、 S/D と H/D の違いによる混合の現象面からの解明を行いたい。

参考文献

- 1) Lefebvre, A. H. and Ballal, D.R., "Gas Turbine Combustion", Third Edition (2010), CRC Press
- 2) Holdeman, J. D., and Walker, R. R., and Kors, D. L., "Mixing of Multiple Dilution Jets with a Hot Primary Airstream for Gas Turbine Combustors", AIAA Paper 73-1249 (1973).
- 3) Holdeman, J. D., and Walker, R. R., and Kors, D. L., "Mixing of a Row of Jets with a Confined Crossflow", AIAA Journal, Vol. 15, No. 2 (1977), pp.243-9.
- 4) Holeman, J. D., "Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow", NASA Technical Memorandum 104412, AIAA-91-2458 (1991)
- 5) Liscinsky, D. S., True, B., Holdeman, J. D., "Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct", NASA Technical Memorandum 106152, AIAA-93-2037 (1993)
- 6) Liscinsky, D. S., True, B., Holdeman, J. D., "Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Rectangular Duct", NASA Technical Memorandum 105694, AIAA-92-3090 (1992)
- 7) 長尾 隆央, 松野 伸介, 林 光一, "矩形流路内での対向噴流による流体混合", 日本ガスタービン学会誌, Vol.41, No.6(2013), pp.506-511
- 8) Nagao, T., Matsuno, S., Hayashi, A.K, "Effect of Cross-flow Momentum on Opposing Jet Mixing", International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, UNDER REVIEW
- 9) Mack, A., Spruijt, M.P.N., "Validation of OpenFoam for heavy gas dispersion applications", Journal of Hazardous Materials, Vol. 262(2013), pp.504-516
- 10) Shekarian, A. A., Tabejamaat, S., Shoraka, Y., "Effects of incident shock wave on mixing and flame holding of hydrogen in supersonic air flow", International journal of Hydrogen Energy, Vol 39(2014), pp.10284-10292
- 11) Vranos, A., Liscinsky, D.S., True, B., and Holdeman, J.D., "Experimental study of cross-stream mixing in a cylindrical duct," NASA Technical Memorandum 105180, AIAA-91-2459, 1991.

【研究報告】

高圧力比化が予混合 2 段燃焼器の燃焼特性に及ぼす影響

*山本 武，下平 一雄，黒澤 要治，吉田 征二（宇宙航空研究開発機構）

Influence of Overall Pressure Ratio Increase on Combustion Characteristics of Lean Axially Staged Combustor

*Takeshi YAMAMOTO, Kazuo SHIMODAIRA, Yoji KUROSAWA and Seiji YOSHIDA
(Japan Aerospace Exploration Agency)

ABSTRACT

JAXA started research and development of advanced technologies to reduce CO₂ and NO_x emissions and noise from aircraft engines in 2013. The program is named “Green Engine.” NO_x target of the program is a 75% reduction over the NO_x threshold of the sixth Committee on Aviation Environmental Protection (CAEP/6) of the International Civil Aviation Organization (ICAO). Overall pressure ratio of the target engine is 35.0. Maximum thrust is 89kN. Bypass ratio is 13. Verification of low emissions, stable operation, ignition, and so on by core engine test is planned. As a first step, high pressure combustion tests of the lean axially staged combustor, which was developed in TechCLEAN program, are conducted under combustor conditions of Green Engine landing and take-off cycle. From the test result, it was found that, all NO_x emission indexes of Green engine condition are bigger than those of TechCLEAN, but most emission indexes of HC and CO are smaller. Total emissions of NO_x, HC, and CO in landing and take-off cycle of Green engine are smaller than TechCLEAN and much smaller than ICAO standards.

Key words: Green Engine, Aircraft engine, Lean axially staged combustor, NO_x, HC, CO, Smoke

1. はじめに

航空機から排出された NO_x（窒素酸化物）は空港周辺の大気汚染の原因となる他，航空機が巡航する対流圏上層では，温室効果を持つオゾンの濃度を増加させ，気候に影響を及ぼすとされている¹⁾。また，燃料消費量の削減や温室効果ガスである二酸化炭素の削減のために，エンジンの高圧力比化が進んでおり，これが NO_x の排出量を増加させる傾向にあること，航空輸送量が今後も増加することが予想されることから，NO_x 排出を大幅に低減する技術が望まれている。

国際民間航空機関 ICAO (International Civil Aviation Organization)の航空環境保全委員会 CAEP (Committee on Aviation Environmental Protection) は，航空機の NO_x 排出基準を Fig.1 に示すように数年毎に強化している。ICAO は 2014 年 1 月に CAEP/6 の NO_x 基準からさらに 15%（圧力比 30 の場合）引き下げた CAEP/8 を実施しているとともに，Fig.2 に示す中期目標（2016 年に CAEP/6 の 55±2.5%）および長期目標（2026 年に CAEP/6 の 40±5%）を設定している。Fig.1 中の で示された点は ICAO

Aircraft Engine Emissions Databank²⁾として公開されている実機エンジンの計測データを示しており，その時の基準値の 50% ~ 90%に分布している。これらのエンジンに用いられている燃焼器は，米国ゼネラル・エレクトリック社の GENx を除き，拡散燃焼または RQL (Rich-burn / Quick-quench / Lean-burn) 燃焼方式を用いている。

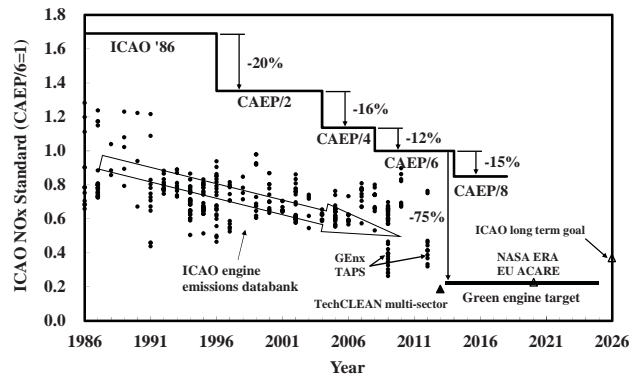


Fig.1 Transition of ICAO NO_x Emission Standards and Engine Emission Data

航空機エンジンメーカー各社は、将来の厳しい規制に対応すべく、競って技術開発に取り組んでいる。米国プラット・アンド・ホイットニー社は RQL 燃焼方式の性能を高めた Taron X 燃焼器³⁾を開発し、GTF (Geared turbofan) による燃費削減効果と合わせて、PW1000G 系エンジンで NO_x を CAEP/6 の 50% まで低減している。ゼネラル・エレクトリック社は希薄予混合燃焼を用いる TAPS 燃焼器⁴⁾を開発し、新型エンジン GEnx に適用した。希薄予混合燃焼器の航空機用エンジンへの適用は初めてであり、大幅な NO_x 排出低減に成功した。GEnx-1B54 では NO_x 排出を CAEP/6 基準値の 30% まで低減している。Fig.1 を見ると GEnx エンジンの NO_x 排出が他のエンジンと比較して大幅に少ないことが分かる。ロールス・ロイス社も希薄予混合燃焼を用いた燃焼器開発⁵⁾を実施しており、ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe) の目標 (2020 年に CAEP/6 の 40%) を目指し研究開発を進めている。NASA は、ERA (Environmentally Responsible Aviation) プロジェクト⁶⁾において、燃料ミキサを多数配置することにより燃焼ガス温度を一様化する Lean Direct Multi-Injection⁷⁾等により、2020 年までに NO_x を CAEP/6 の 25% に低減することを目標に研究開発を進めている。

日本では、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の「環境適応型小型航空機用エンジン研究開発⁸⁾ (通称: エコエンジン)」が 2003 年度から 2011 年度にかけて実施され、その一環として (株)IHI、川崎重工業 (株)、三菱重工業 (株) がそれぞれ異なる燃焼方式の低 NO_x 燃焼器の開発を実施した。NO_x 排出の低減目標を CAEP/4 基準の 50% とし、実用化を視野に入れた研究開発を実施した。JAXA は各社との共同研究で燃焼器開発に参加するとともに、試験技術や計測器の開発、高圧燃焼試験による各社の燃焼器の評価を実施した。

JAXA では、エコエンジンの共同研究と並行して、平成 2003 年 10 月から 2012 年度末まで「クリーンエンジン技術の研究開発」(以下、クリーン)を実施し、その一環として低 NO_x 燃焼技術の研究開発を行った⁹⁾。目標は CAEP/4 NO_x 基準の 80% 減とした。予混合 2 段燃焼器を開発し、マルチセクタ燃焼器形態で CAEP/4 の 82.2% 減を実証した¹⁰⁾。2013 年度からは「グリーンエンジン技術の研究開発」(以下、グリーン)を実施している。CAEP/6 NO_x 基準の 75% 減をコアエンジン試験で実証することを目標としている。想定するフルエンジンのバイパス比は 13、最大推力は 89kN、全体圧力比は 35.0

である。クリーンで開発した予混合 2 段燃焼器を元に、燃焼器出口温度の高温化に対応する低 NO_x 技術の開発とエンジンの全運転範囲で安定した燃焼を実現すべく、研究開発を進めている。本講演では、研究開発の最初の段階として、予混合 2 段シングルセクタ燃焼器をグリーンの離着陸サイクル条件で試験して得た排気特性をグリーン条件のものと比較し、高圧力比化が排気特性に及ぼす影響について調査を行ったので報告する。

2. ICAO エンジン排気データからの考察

ICAO の NO_x の排出基準は、離着陸時に排出される定格推力 1 kN 当りの NO_x グラム数 (Dp/Foo, g/kN) に適用される。Fig.2 は ICAO Aircraft Engine Emissions Databank に記載されているエンジンの Dp/Foo を横軸にエンジンの全体圧力比を取って示したものである。は Trent 1000、は GEnx のデータである。共に圧力が高くなるにしたがって増加し、傾きはそれぞれ 2.19、2.28 であり、その他のエンジンも同様の傾向にある。クリーンのマルチセクタでの実証値 12.6 から傾き 2.28 で圧力比 35.0 の値を計算すると 33.5 となり、CAEP/6 基準値の 48.6% となる。このことから、グリーン目標を満たすためにはグリーン条件に合わせた調整や改良が必要であることが明らかである。

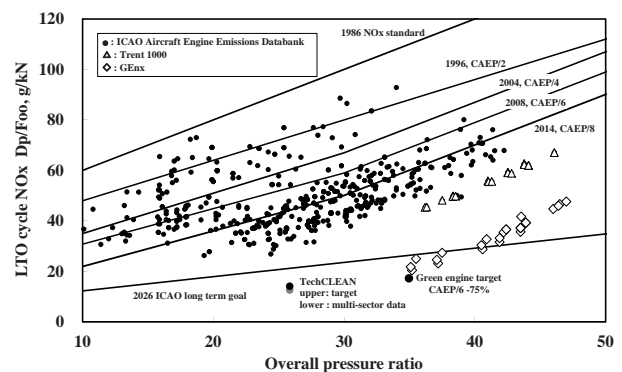


Fig.2 Dependence of NO_x Emissions on Overall Pressure Ratio

3. 目標エンジンの燃焼器試験条件

Table 1 にクリーンの離着陸サイクル燃焼器試験条件、Table 2 に現在試験に使用しているグリーンの燃焼器条件を示す。両表最上段の数値は地上静止運転での最大推力を 100% として示している。両表に示されている燃料流量は 1 セクタ当りの燃料流量である。高圧力比化のためグリーンはクリーンより燃焼器入口圧力、空気温度共に高くなっているのに加え、燃焼器の全体空燃比も小さくなっており、燃焼器出口温度が高くなっている (100%

推力条件で 1707K)。クリーンでは環状燃焼器を 10 のセクタにより構成したが、第 2 章の考察を基に、グリーンでは 12.3 セクタとして燃料ミキサの空燃比 (Air-Fuel Ratio, 以下, AFR) をクリーン程度に高めることとした。この調整のために必要となる空気は、ライナ冷却空気を 38% 削減することにより得ることが可能である。グリーンでは燃焼器ライナへの CMC 適用技術も開発を行っている。

Table 3 はクリーンおよびグリーンに対する CAEP/6 の基準値と NO_x 目標値を示す。NO_x の基準値は最大推力が小さいエンジンで大きくなっているため、クリーンとグリーンでほぼ同じである。スモークナンバ (以下, SN) の基準値は推力の大きいエンジンで厳しくなっているため、グリーンの方が小さい。

Table 1 Combustor Conditions of LTO Cycle of TechCLEAN Target Engine

Condition	Unit	7%	30%	85%	100%
Pressure	kPa	487	1077	2266	2619
Temperature	K	503	609	756	787
Fuel flow rate	g/s	4.24	10.33	30.27	36.91
Air/fuel ratio	-	93.2	76.5	47.0	42.9

Table 2 Combustor Conditions of LTO Cycle of Green Engine

Condition	Unit	7%	30%	85%	100%
Pressure	kPa	548	1348	3070	3528
Temperature	K	524	644	804	837
Fuel flow rate	g/s	4.36	12.34	38.88	47.75
Air/fuel ratio	-	84.67	66.78	41.43	37.65

Table 3 CAEP/6 Standards and NO_x Targets

Condition	NO _x	HC	CO	SN	NO _x target
Unit	g/kN	g/kN	g/kN	-	g/kN
Clean	69.0	19.6	118.0	30.4	13.8
Green	68.9	19.6	118.0	24.4	17.2

4. 予混合 2 段燃焼器

Fig.3 はクリーンで開発した予混合 2 段シングルセクタ燃焼器の代表断面図である。燃焼室の高さ、奥行きは共に 85mm、燃料ノズル下流端から燃焼器出口までは 172mm である。燃焼器は 2 つの燃料ノズル、希薄予混合燃料ノズル (Lean staged fuel nozzle, 以下, LSF) とエミッション制御ノズル (Emission control fuel nozzle, 以下, ECF) を持つ。

以下, LSF) とエミッション制御ノズル (Emission control fuel nozzle, 以下, ECF) を持つ。

Fig.4 は LSF の断面図である。LSF はパイロット燃料ミキサを中心にその周りにメイン燃料ミキサを配置している。パイロットミキサは液膜式気流微粒化噴射弁を採用し、メイン空気による消炎を軽減するため、窪みにパイロット火炎を形成する。パイロットフレア部に設けた後方ステップに形成される渦は燃料噴霧がフレア部に付着するのを防止する。メインミキサには、安定燃焼のための十分な旋回を維持したまま、燃料微粒化と空気との混合を促進する強い乱れを作るため、2 番目のスワラのみが逆の旋回角を持つ 3 重のスワラを使用しており、2 重のせん断層が形成される。燃料は半径方向内側の壁に設けられた燃料噴射孔から内側スワラと 2 番目のスワラの間に設けられた液膜形成体に噴射され、そこで周方向に広がった後、液膜形成体下流端でせん断流中に放出される。一方、ECF はパイロット同様に液膜式気流微粒化噴射弁であり、再循環流を形成しないように小旋回角度のスワラを組み合わせ、パイロット再循環領域下流に予混合気を導入するように設計されている。

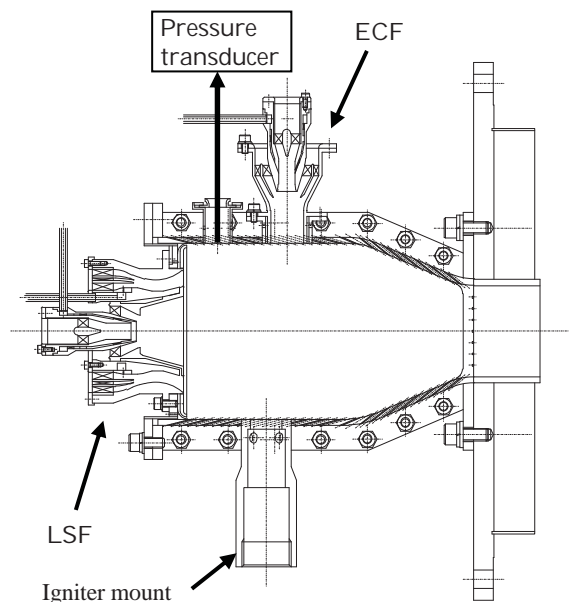


Fig.3 Cross Section of Lean Axially Staged Single-Sector Combustor

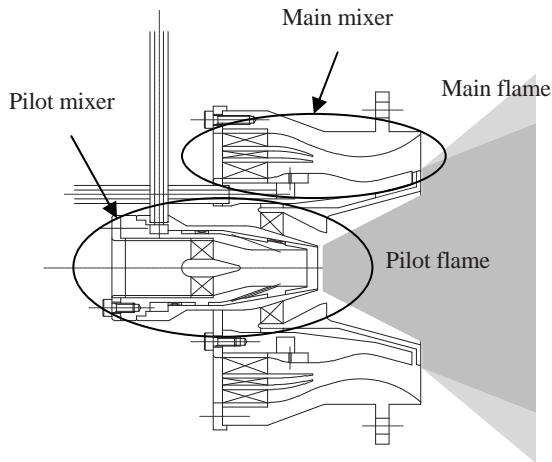


Fig.4 Cross Section of LSF

Fig.5 に想定する燃料スケジュールの概略図を示す。25～50%推力条件では、燃料をパイロットミキサ、ECF の両方から噴射することにより、パイロット火炎の AFR を高めてスモーク濃度を低減する。85%を超える推力条件では、メイン燃料の一部を ECF から噴射し、ECF の空気を用いて燃焼させることにより、メインミキサ予混合気の AFR を高めて燃焼温度を下げ、NO_x の発生を抑制する。

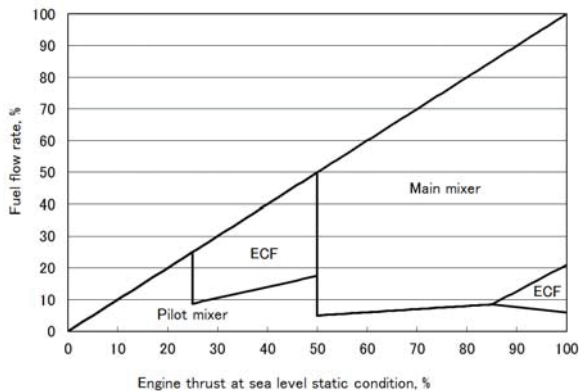


Fig.5 Schematic of Fuel Scheduling

5. 燃焼試験

5.1 試験装置および計測装置

予混合2段シングルセクタ燃焼器の試験はJAXA 高温高圧燃焼試験設備を用いて行った。試験条件はクリーンおよびグリーンの燃焼器条件とした。空気流量は燃焼器全圧損失係数が 4.0%となるように調整した。排ガスは燃焼器出口下流に出口長手方向に置かれた棒状のサンプリングプローブ（吸引孔は等間隔 9 点）により採取し、HORIBA MEXA-7100D により CO, CO₂, HC, NO_x, O₂ の濃度を得た。スモークナンバ（以下、SN）は JAXA で ICAO 規定に準拠して開発した排煙濃度計¹¹⁾で計測した。

4.2 7%、30%推力条件での試験の結果

Fig.6 はクリーンとグリーンの 7%および 30% 推力の圧力・空気温度条件でパイロットのみから燃料を噴射した時の NO_x 排出指数 (EINO_x) を、横軸にパイロット AFR と取って示している。ただし、グリーン条件においても燃焼器の全圧損失係数は全ての条件で 4.0%とした。全ての条件で EINO_x は量論値 14.7 より若干低い AFR で最大となっており、AFR に対する傾向も類似している。□はそれぞれの条件での規定の AFR を示しており、リッチ側かつ EINO_x が小さくなるようにパイロットの空気流量を設定している。

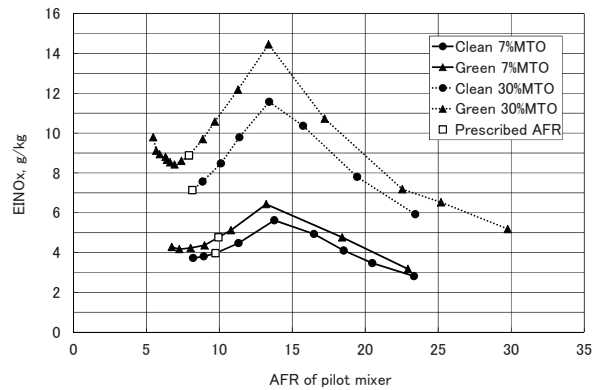


Fig.6 EINO_x under Low Engine Thrust Conditions with Pilot Fuel Injection

Fig.7 は各条件の規定の AFR における EINO_x を、横軸に燃焼器入口温度を取って示したものである。入口空気温度が高まるにしたがって EINO_x が単調に増加している。このことからパイロットだけを用いる条件では、エンジンの全体圧力比を変えても EINO_x が予測可能であることが分った。

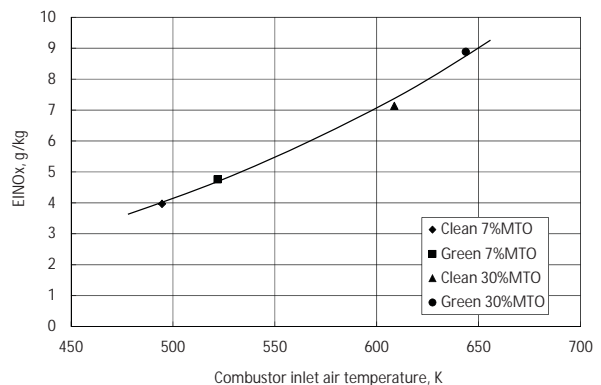


Fig.7 EINO_x under Low Engine Thrust Conditions with Pilot Fuel Injection

Table 3 は 7%推力条件における排出物の計測値を示している。グリーンでは HC, CO の排出指数が小さくなっており、燃焼効率が 0.1% 高くなっている。スモークは計測限界以下である。

Table 4 は 30%推力条件における排出物の計測値を示している。グリーンは CO が少なく燃焼効率がわずかに高い。SN は同等である。

グリーンの 30%推力条件において、十分な燃焼効率を得るためには ECF の燃料割合を 65%程度とする必要があるが、ECF の燃料割合が 40%を超えると燃焼振動が生じ、燃焼効率を高めることができなかつた。全体圧力比の変更により、燃焼振動が生じていなかった推力条件において新たに生じる可能性があることが分かった。

Table 3 Emission Data under 7% MTO Condition

	EINO _x	EIHC	EICO	CE	SN
Unit	g/kg	g/kg	g/kg	%	-
Clean	3.97	0.75	24.51	99.35	0.00
Green	4.76	0.51	20.97	99.45	1.17

Table 4 Emission Data under 30% MTO Condition

	EINO _x	EIHC	EICO	CE	SN
Unit	g/kg	g/kg	g/kg	%	-
Clean	7.14	0.14	6.45	99.83	12.52
Green	8.88	0.15	3.83	99.89	12.92

5.2 85%推力条件での試験の結果

85% 推力条件では燃焼効率を高く保つために、パイロットとメインのみを用いることが必要である。Table 5 にクリーンとグリーンの 85%推力条件での燃焼試験の結果を示す。クリーン条件ではパイロットの燃料割合が 10%のとき、低い EINO_x と高い燃焼効率を得た。グリーン条件で同じパイロット燃料割合とすると EINO_x が 3.22 と高くなった。パイロット、メイン共に若干濃くなっていること、燃焼器入口温度が 48K 高くなっていることが原因と考えられる。パイロットは拡散燃焼に近いため EINO_x の値が大きいことが分かっている。パイロット燃料割合を小さくすると、EINO_x は下がるが燃焼効率 (CE) も下がる傾向にある。高圧力比によって 85%推力条件の EINO_x が増加することが分かった。

5.3 100%推力条件での試験の結果

クリーンとグリーンの 100%推力条件での燃焼試験の結果を Table 6 に示す。本条件ではメインミキサの AFR を小さくすると燃焼振動が発生すること

が分かった。そのため、メインの燃料割合を 5.5% 下げ、パイロットと ECF をそれぞれ 1.9%, 3.6% 上げて計測を行った。その結果、EINO_x は約 2 倍に増加した。

Fig.7 はクリーンの 100%推力入口空気温度条件において、燃焼器入口圧力を 1960, 2266, 2619kPa, 燃焼器全体空燃比を 41~51 まで変えて計測した EINO_x の値を示している。燃焼効率は全ての条件で 99.6%以上である。燃料配分はクリーンの 100%推力条件のものと同じである。図より EINO_x は燃焼器の全体空燃比が小さくなるに従い、指数関数的に増加するが、圧力の影響はないことが分かる。

Table 5 Fuel Splits and Emission Indexes under 85 % Thrust Conditions

	Fuel split	AFR	EINO _x	EIHC	EICO	CE
Unit	%	-	g/kg	g/kg	g/kg	%
Clean	P:10.1 E:0 M:89.9	P:50.0 E:inf. M:21.6	1.89	0.00	2.17	99.95
Green	P:10.1 E:0 M:89.9	P:49.2 E:inf. M:21.3	3.22	0.03	0.62	99.98

Table 6 Fuel Splits and Emission Indexes under 100 % Thrust Conditions

	Fuel split	AFR	EINO _x	EIHC	EICO	CE
Unit	%	-	g/kg	g/kg	g/kg	%
Clean	P:7.3 E:14.9 M:77.8	P:63.9 E:26.5 M:23.0	1.00	0.00	1.18	99.97
Green	P:9.2 E:18.5 M:72.3	P:49.7 E:31.4 M:24.2	2.06	0.01	0.11	99.99

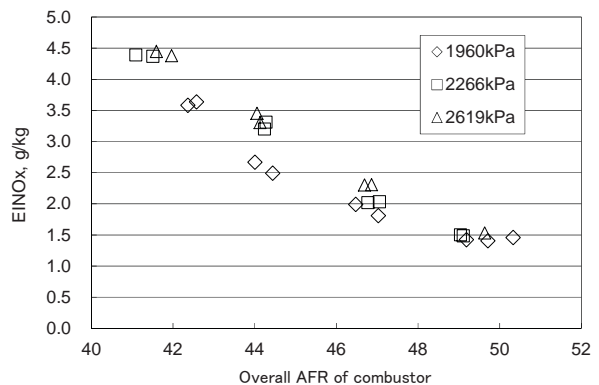


Fig.7 Dependence of EINO_x on Inlet Pressure and Overall AFR of Combustor

5.4 試験結果の ICAO 排出基準との比較

試験結果から求めた離着陸サイクルの排出総量の CAEP/6 基準に対する割合を Table 7 に示す。グリーンの EINO_x は全ての条件で増加しているものの、圧力比の上昇による基準値の増加のため、グリーンの NO_x 排出は基準に対する割合ではクリーンより若干小さくなった。HC と CO の排出量 Dp/Foo については全てのエンジンで同じ基準が適用されるが、グリーンの燃焼器入口空気温度がクリーンより高温であることによって排出量が減ったため、基準値に対する割合は HC, CO 共に低くなっている。30%推力条件におけるグリーンの SN はクリーンより高くなっている。

Table 7 Total Emissions of the Lean Axially Staged Combustor in Green Engine LTO Cycle Relative to CAEP/6 Standards

	NO _x	HC	CO	Max. SN
Unit	%	%	%	%
Clean	19.2	6.8	40.0	41.1 (30%MTO)
Green	15.9	2.9	18.4	52.9 (30%MTO)

6 . まとめ

クリーンで開発した予混合 2 段シングルセクタ燃焼器の排気特性をグリーン条件での燃焼試験で評価し、クリーン条件と比較することにより、以下の結論を得た。

- ・7% , 30% 推力条件においてパイロットミキサのみを使用した場合、EINO_x は燃焼器入口空気温度および圧力が増加するに従って単調に増加し、EIHC, EICO は減少する。
- ・30% 推力条件における SN はクリーンと同等であるが、基準値に対する割合は大きくなる。
- ・グリーンの 30% 推力条件において ECF の燃料割合が 40% を超えると燃焼振動が発生した。圧力比の変更により、同じ推力% 条件、燃料配分でも新たに燃焼振動が生じる可能性がある。
- ・グリーンの 85% 推力条件における EINO_x はクリーンより高くなる。
- ・グリーンの 100% 推力条件において燃焼振動が発生し、クリーンと同燃料割合での運転ができない。EINO_x はクリーンより高くなった。
- ・グリーンの離着陸サイクル条件での総排出量は全て目標値を満足した。CO は大幅に低減されている。スモーク濃度は基準値の 52.9% であり、削減することが望ましい。

今後は、燃焼振動の抑制、スモーク濃度の低減を行いながら、エンジンの全運転条件における安定燃焼のための燃料制御技術の開発、着火性能の向上を行い、コアエンジンでの実証試験を目指して研究開発を進める。

参考文献

- 1) Penner, J. E., Lister, D. H., Griggs, D. J., Dokken, D. J., and McFarland, M., eds.: Aviation and the Global Atmosphere, Cambridge University Press, Cambridge, England (1999).
- 2) ICAO Aircraft Engine Emissions Databank, <http://easa.europa.eu/document-library/icao-aircraft-engine-emissions-databank>
- 3) プラット・アンド・ホイットニー社ウェブサイト, <http://www.purepowerengine.com/environmental.html>
- 4) ゼネラル・エレクトリック社ウェブページ, <http://www.geaviation.com/education/theatre/genx/>
- 5) Lazik, W., Doerr, Th., Bake, S., v.d.Bank, R., Rackwiz, L.: Development of Lean-Burn Low-NO_x Combustion Technology at Rolls-Royce Deutschland, Proceedings of ASME Turbo Expo 2008, GT2008-51115.
- 6) Heidmann, J.: NASA's Current Plans for ERA Propulsion Technology, http://www.aeronautics.nasa.gov/pdf/asm_2010_heidmann%20v4x_508.pdf.
- 7) Prociw, A., Ryon, J., Goeke, J.: Low NO_x Combustion Concepts in Support of the NASA Environmentally Responsible Aircraft Program, Proceedings of ASME Turbo Expo 2012, GT2012-68426.
- 8) 船渡川治ほか 2 名: 環境適応型小型航空機用エンジンの研究開発, 日本ガスタービン学会誌 Vol.34 No.3, 2006.5, pp. 172-177.
- 9) Yamamoto, T., Shimodaira, K., Yoshida, S., Kurosawa, Y.: Emission Reduction of Fuel-Staged Aircraft Engine Combustor Using an Additional Premixed Fuel Nozzle, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, March 2013, Vol. 135 / 031502.
- 10) Yamamoto, T., Shimodaira, K., Kurosawa, Y., Yoshida, S.: Evaluation of Lean Axially Staged Combustion by Multi-Sector Combustor Tests under LTO Cycle Conditions of a Small Aircraft Engine, Proceedings of ASME Turbo Expo 2013, GT2012-95496
- 11) 山田秀志, 岩澤利幸, 牧田光正, 山本武: 航空エンジン用排煙濃度測定装置の開発, 第 36 回ガスタービン定期講演会講演論文集 B-24 (2008)

流体素子により空気流量配分制御を行う予混合燃焼器の燃焼特性

*吉田征二，山本武，下平一雄，黒澤要治 (JAXA)

Combustion Characteristics of LPP Combustor with Air Split Control by Fluidic Diverter

*Seiji YOSHIDA, Takeshi YAMAMOTO, Kazuo SHIMODAIRA and Yoji KUROSAWA (JAXA)

ABSTRACT

Air flow split ratio between pilot fuel nozzle and main fuel nozzle in a lean-staged fuel nozzle was varied by a fluidic diverter to improve its combustion performance. Fluidic diverter is one of fluidic device, which have no moving part in main flow path. Combustion test of a single sector combustor which has a lean-staged fuel nozzle with fluidic diverter was performed under high-pressure and high-temperature condition which simulates a sea level static operating condition from 7% to 100% of maximum take-off thrust of a 5 tons thrust class jet engine. Air flow rate of the pilot burner and the main burner were calculated from wall pressures in the fuel nozzle. The results showed that the ratio of the maximum and minimum pilot air flow was 1.4:1. The result of exhaust gas analysis showed that the combustion efficiency was improved while NOx emission didn't increase.

Key words: Aero engine, Combustor, Air flow control, fluidic device

1. Introduction

飛行場周辺の環境を守るために、国際民間航空機関 (ICAO) の航空環境保全会議 (CAEP) によって、航空機のジェットエンジンから排出される窒素酸化物、炭化水素、一酸化炭素、煤煙の排出基準が定められている。この中の窒素酸化物 (NOx) は、数年ごとに基準が強化されており、排出量を低減するための技術開発が進められている。航空機用ジェットエンジンや産業用ガスタービンなどの燃焼器から排出される NOx を低減するために、希薄予蒸発予混合燃焼方式は有望な方法の一つである。しかし、予混合燃焼は拡散燃焼と比較して、安定に燃焼する当量比範囲が狭く、燃焼効率の低下や、逆火、吹き消え、燃焼振動などの不安定燃焼を招きやすい。広いエンジンの作動範囲にわたって安定な燃焼を実現するために、安定な拡散燃焼を行うパイロットバーナと、希薄予混合で低 NOx 燃焼を行うメインバーナを組み合わせたステージング型燃料ノズルが用いられている。ステージング型燃料ノズルでは、負荷に応じて各バーナに供給される燃料の流量配分を調節することにより、低 NOx 性と燃焼安定性を両立させている。また、産業用ガスタービンでは燃料流量配分の制御だけではなく、燃焼器の尾筒部にバイパス流路を設けたり¹⁾、一部のバーナに空気流量を制限する機械的な機構を設けたり²⁾して、燃焼領域の空燃比

を適正範囲に収めることが行われている。しかし、航空機用ジェットエンジンの燃焼器では、このような空気流量の制御機構が組み込まれた例はない。

空気流量の制御機構は、燃焼用空気の流路である高温高圧の場に設けなければならない、厳しい環境において動作することが必要であり、この点が空気流路の外部に制御機構を設置することができる燃料流量の制御機構とは異なる。航空機用ジェットエンジン燃焼器で空気流量制御を行うには、制御機構がこの厳しい環境で動作し、信頼性が高いこと、また小型軽量であることが必要である。

これらの点を考慮し、制御機構として流体素子を用いることが試みられている。流体素子は燃焼用空気の流路中に機械的に動作する部品が無く単純な構造なので、厳しい環境においても信頼性の高い機構であると考えられている。例えば、Brundish ら³⁾は、流れの向きを制御する流体素子である fluidic diverter と流量制御を行う流体素子である vortex valve を組み合わせて、燃焼領域に流入する空気流量の制御を行っている。また、Sun ら⁴⁾は fluidic diverter のみを用いて流量制御を行うために流体素子の動作特性を調べている。

著者らは、航空機用ジェットエンジンの燃焼器において空気流量配分の制御を行うことにより、燃焼効率が高く NOx 排出量の少ない燃焼器を実現すること

を目指し、パイロットバーナとメインバーナの upstream に fluidic diverter を取り付け、気流微粒化燃料ノズルについて研究を行っている。これまでに、水流試験等により流量配分の制御ができることを示し⁵⁾、また燃焼試験において各種の光学計測を行い、燃焼器内の燃料分布や発熱分布が、空気流量配分の制御を行うことにより変化することを明らかにした⁶⁾。今回、空気流量配分制御を行う燃料ノズルの燃焼効率や NOx 排出特性を調べるために、推力約 4 トンのターボファンジェットエンジンの地上静止運転状態を模擬した試験条件において、排出ガスの計測を行った。本報ではその結果を報告する。

2. Fluidic diverter

Fluidic diverter は、流体の流量配分を制御する流体素子であり、主流の入り口が一つで、出口が二つある。入口流路から fluidic diverter 内に流入した流体は、流路が分岐する部分で、流れを横切る方向の圧力差により、流れの向きを曲げられる。そのため、二つの出口から流出する流量配分が変化する。主流の向きを曲げるための圧力差は、流路が分岐する部分の側壁から少量の流体を外部へ抽気することにより生じさせる。

流体素子の制御は、外部から流体素子内へ流体を吹き込むことにより行うことが多い。しかし、燃焼器内で流体素子を用いる場合に、吹き込みにより制御を行うには、エンジン内で最も圧力の高い場所である燃焼器よりも、さらに圧力の高い空気源を用意しなければならない。現実的ではない。流体素子内からの抽気により制御を行うには、制御用空気の流路をより圧力の低い場所に接続するだけでよく、容易に実現できる。

3. 燃料ノズル

本試験に用いた流体素子付燃料ノズルは、円環形の流路を持った fluidic diverter が、パイロットノズルとメインノズルを同軸に配置した気流微粒化燃料ノズルの空気流路の上流に取り付けられている。Fluidic diverter の一方の出口がパイロットノズルに接続され、他方の出口がメインノズルに接続されている。これにより、パイロットノズルとメインノズルに流れる空気流量配分を変化させる。この動作の様子を模式的に表したのが、Fig.1 である。Fluidic diverter の内側の制御孔から抽気を行うと、fluidic diverter 内を流れる主流の向きが内側に曲げられ、パイロットノズルの空気流量が増加する。逆に外側の制御孔から抽気を行うと、メインノズルの空気流量が増加する。

流体素子付燃料ノズルの断面図を Fig.2 に示す。燃料ノズル部は、JAXA で実施していた TechCLEAN プロジェクトにおいて研究開発を行った燃料ノズル⁷⁾と

ほぼ同じ形状である。ただし、流体素子と接続するために、寸法を変更した箇所がある。メインノズルは 3 重の軸流スワラを用いており、fluidic diverter のメインノズル側の出口は最も内側のスワラに接続されている。流量の制御は内側のスワラを流れる空気のみを行い、中間と外側のスワラを流れる空気の流量の制御は行っていない。パイロットノズルは円環状のスリットから燃料を噴射する液膜微粒化方式を用いた燃料ノズルである。メインノズルは、スワラを通過した気流中に、円孔から半径方向に燃料を噴射するプレインジェット方式を用いている。メインノズルの燃料噴射孔は周方向に 12 個等間隔で配置している。

4. 試験装置、試験条件

試験は燃料ノズル 1 個分のシングルセクター燃焼器を用いて、JAXA の高温高圧燃焼試験設備で行った。燃焼器出口で水冷式のサンプルプローブにより排ガスを抽出し、ガス分析装置（堀場製作所 MEXA-7100D）により、CO、CO₂、HC、NOx、O₂ の濃度を計測した。

試験条件は、推力約 4 トンのターボファンジェットエンジンの地上静止状態での運転条件を模擬した条件で、最大離陸推力 (MTO) の 7% から 100% の推力範囲で行った。100%MTO での燃焼器入口の空気温度は 787K、圧力は 2.6MPa である。

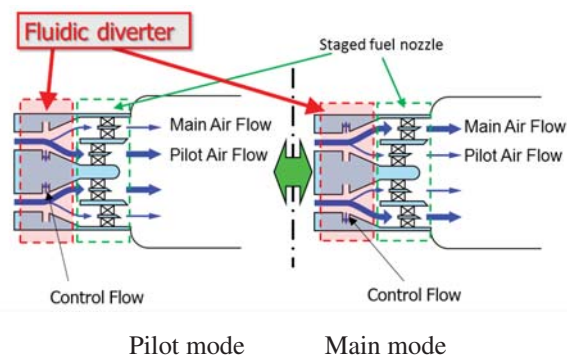


Fig.1: Concept of Fluidically Controlled Burner

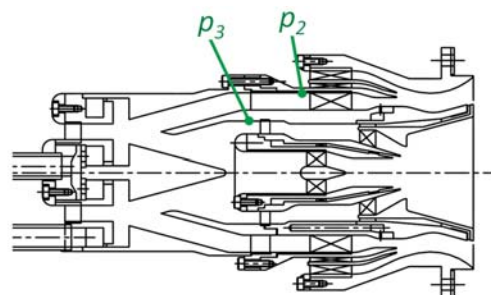


Fig.2: Lean-staged fuel nozzle with fluidic diverter

5. 流量配分

試験に用いた流体素子付燃料ノズルの流体素子出口、すなわちスワラ上流の流路壁面に、圧力計測孔を設け、壁面圧力を計測した。圧力計測孔の位置を Fig.2 中に示す。この壁面圧力から、各流路の流量を計算した。

壁面圧力から各流路の流量を計算するためにいくつかの仮定を導入した。まず、各スワラを流れる空気流量 m_i は、スワラ上流の全圧 p_i とノズル出口の全圧 p_e の差圧 Δp_i とスワラの有効開口面積 A_{effi} から、次式により計算されるとする。

$$m_i = \rho Q_i = \rho A_{effi} \sqrt{2 \frac{\Delta p_i}{\rho}} \quad (1)$$

ここで ρ は空気の密度で、 Q_i は体積流量である。また添え字 i は下記のそれぞれの流路を表す。

- $i = 1$: メインアウター+ミドル
- $i = 2$: メインインナー
- $i = 3$: パイロットアウター
- $i = 4$: パイロットインナー

各スワラの有効開口面積は、大気圧での非燃焼試験において、スワラ上流とノズル出口の全圧と空気流量を測定することにより計測した。各スワラの有効開口面積を Table 1 に示す。

次に、計測した壁面圧力 p_{wi} は静圧 p_{si} と等しいとし、全圧 p_i は流路の平均流速 c_i を用いて、次式により計算されるとする。

$$p_i = p_{wi} + \frac{1}{2} \rho c_i^2 \quad (2)$$

c_i は体積流量 Q_i と流路の幾何面積 A_{gi} から計算する。

$$c_i = Q_i / A_{gi} \quad (3)$$

式 (1) から (3) を用いることにより導かれる次式

$$\Delta p_i = \frac{p_{wi} - p_e}{1 - \left(\frac{A_{effi}}{A_{gi}} \right)^2} \quad (4)$$

により、メインインナーズワラとパイロットアウターズワラの上流とノズル出口の全圧差が壁面圧

Table1: Effective open area

流路	有効開口面積 [mm ²]
メインアウター+ミドル (m_1)	299.5
メインインナー (m_2)	261.1
パイロットアウター (m_3)	94.5
パイロットインナー (m_4)	25.7

力 p_{wi} ($i = 2, 3$) から計算でき、式 (1) から流量 m_i ($i = 2, 3$) が、計算できる。

更に、パイロットインナー流路の流量 m_4 とパイロットアウター流路の流量 m_3 の比は、有効開口面積の比に等しいとする。すなわち、

$$m_4 = \frac{A_{eff4}}{A_{eff3}} m_3 \quad (5)$$

メインアウターとメインミドルを合わせた空気流量 m_1 は、スワラ上流全圧としてノズル上流の全圧 p_0 と用いることにより、計算できる。

以上により、壁面圧力から各スワラの流量を計算することができる。

7% MTO の空気条件で、非燃焼状態において流体素子からの抽気流量 m_{bo} を変化させて、流路の壁面圧力 p_{wi} を計測した。上述の方法により計算したパイロットノズルの空気流量割合を Fig.3 に示す。制御用空気をパイロットノズル側から抽気する (パイロットノズルの空気が増加する) 場合をパイロットモードと呼び、メインノズル側から抽気する (パイロットノズルの空気が減少する) 場合をメインモードと呼ぶことにする。今回の試験での最大の抽気流量は、パイロットモードでノズル空気流量の 4.2%、メインモードで同 4.5% であった。この時に、パイロットノズルの空気流量割合は 17.9% から 11.9% まで変化する。

燃焼試験では、ノズル空気の約 3.6% を制御用空気として抽気した。これは、燃焼器ライナーの冷却空気を含めた全空気流量の、約 2.2% に当たる。この時に、パイロットノズルの空気流量割合はパイロットモードで 17.8%、メインモードでは 12.3% である。

なお、本研究では空気流量配分の制御は、オープンループの制御であり、流量配分を目標値に保つというような、フィードバック制御は行っていない。

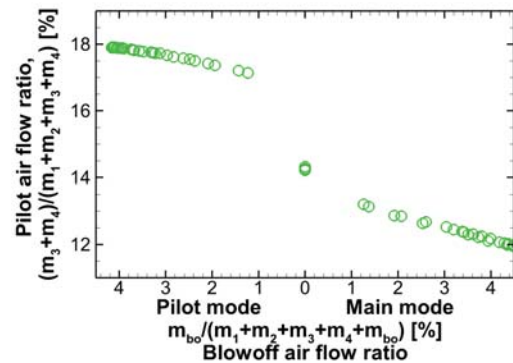


Fig.3: Variation of pilot air flow ratio

6. 排ガス計測

6.1 燃料配分

パイロット燃料とメイン燃料の配分は、窒素酸化物の排出量低減と燃焼効率向上という観点から、適切な値を選択した。100%MTO 条件での燃料流量を100%とした各負荷条件での燃料流量を Fig.4 に示す。図中の数値は、各負荷条件でのパイロット燃料の割合である。7%MTO から 50%MTO までは、パイロット燃料のみを用いて試験を行った。50%MTO から 100%MTO までは、パイロット燃料とメイン燃料を用いて試験を行った。85%MTO と 100%MTO では、パイロットモードとメインモードで、パイロット燃料割合が異なっている。

50%、60%、70%MTO では、入り口空気温度が比較的低いために、メインバーナの燃焼効率が悪く、メイン燃料の割合を増やすと燃焼器全体での燃焼効率が低下する。そのため、これらの条件ではパイロット燃料の割合が高くなっている。今回の試験では、煤煙の計測は行わなかったが、これらの条件ではパイロット燃料が多いため、多量の煤煙が発生している事が考えられる。従って、排煙濃度を評価の指標に加えると、最適な燃料流量配分は Fig.4 から変わると考えられる。

この燃料流量配分での燃焼効率と NOx 排出量を Fig.5 と Fig.6 に示す。85%MTO では燃焼効率が低いので、NOx 排出量は多少増加するが、効率が高くなるように流量配分を設定した。100%MTO では、逆に燃焼効率は比較的高いので、NOx 排出量が少なくなるように流量配分を設定した。

6.2 燃焼効率

7%MTO から 50%MTO のパイロット燃料のみを用いた試験条件では、負荷が上がるにつれて燃料流量が増加し、燃焼器全体での A/F (空気燃料比) が小さくなるので、Fig.5 に示すように、パイロットモード、メインモードともに燃焼効率が上がる。また、パイロットモードとメインモードを比較すると、パイロットモードの方が効率が高い。つまり、パイロットバーナの空気流量が多く、流速が速い方が、効率が高くなっている。パイロットバーナの燃料流量と空気流量から計算される局所当量比は 1 を超えており、空気流量が増えることにより局所当量比は 1 に近づく。7%MTO の空気条件で、燃料流量を変化させた時の燃焼効率を Fig.7 に示す。燃料流量が多い時には、パイロット空気流量が多くなるパイロットモードの方が効率が高く、燃料流量が少ない時には、パイロット空気流量が少なくなるメインモードの方が効率が高くなる事がことがわかる。7%MTO での規定の空燃比は 93 であり、これは燃料流量が多い領域に含まれ、パイロットモードの方が効率が高い。

メイン燃料も用いた場合、50%MTO、60%MTO、70%MTO の負荷条件では、パイロットノズルの燃料流量は十分に多く、50%MTO でパイロット燃料のみを用いた場合と同様に、パイロットバーナの燃焼効率は十分に高いと考えられる。しかし、これらの負荷条件では、燃焼器入口空気温度が低いために、メインバーナの燃焼効率が低いと考えられる。そのために、メイン燃料を用いると燃焼器全体の燃焼効率が低下する。また、この負荷条件では、メインノズルの燃料流量が少なく、メインバーナの当量比が低い。これも、メインバーナの燃焼効率を下げていている一因と考えられるが、メインノズルの燃料流量割合を増やし、メインバーナの当量比を上げたとしても、燃焼効率を改善す

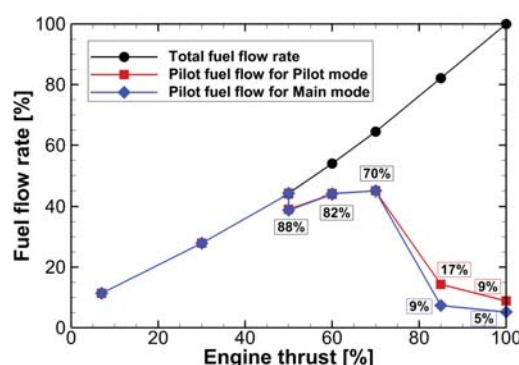


Fig.4: Fuel flow rate

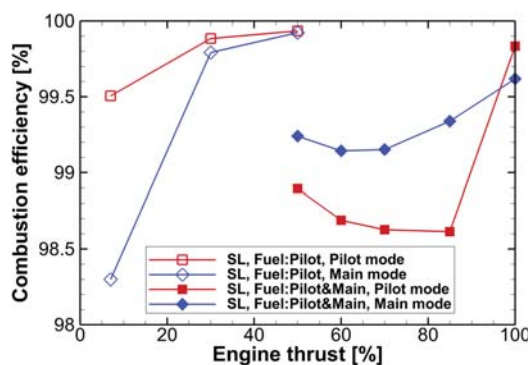


Fig.5: Combustion efficiency

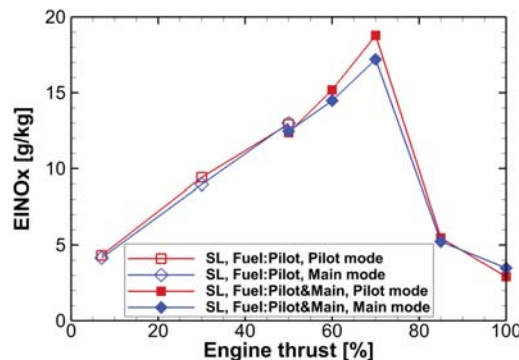


Fig.6: Emission index of NOx

るために十分な当量比にはならず、メインノズルの燃料流量割合を増やすほど燃焼効率は低下する。一例として、70%MTO 条件で全体燃料流量を一定のまま燃料流量割合を変化させたときの燃焼効率を Fig.8 に示す。この時には、パイロット燃料割合を5%まで下げ、メイン燃料割合を95%まで増加させても、メインバーナの当量比が増加することによる燃焼効率の向上の効果は見られず、燃焼効率はメインモードでも約91%まで低下する。

85%MTO では、入口空気温度が高いためパイロット燃料の割合を減らしても燃焼効率はほとんど変化しない。また、パイロット燃料割合を減らすことにより、NOx 排出量を減らすことができるので、70%MTO 以下の負荷条件と比べて、大幅にパイロット燃料割合が小さくなっている。しかし、パイロット燃料を減らしすぎると燃焼効率が低下するので、適切な燃料流量配分を選択する必要がある。

100%MTO では、85%MTO と同様に、パイロット燃料割合を減らすことにより、燃焼効率を高く保ったまま、NOx 排出量を減らすことができる。また、パイロット燃料を減らしすぎると効率が低下することも同様である。

50%MTO 以上のメイン燃料を用いた試験条件では、100%MTO を除いて、パイロットモードよりもメインモードの方が燃焼効率が高い。100%MTO のメインモードでは、NOx の排出量を減らすために、パイロット燃料流量を大幅に減らしているため、効率が低くなっている。

6.3 窒素酸化物排出量

Fig.6 に示すように、7%MTO から 50%MTO のパイロット燃料のみを用いた条件では、負荷が上がるにつれて NOx の排出量も増える。50%MTO でメイン燃料を用いると、わずかに NOx 排出量は減少するが、60%MTO、70%MTO と負荷を上げるとさらに排出量が増加する。これらの試験条件では、パイロットモードとメインモードでの NOx 排出量はほぼ同じか、パイロットモードの方が、わずかに多い。この負荷範囲では、メインノズルの燃料流量は少ないあるいは無いため、NOx 排出量に対するメインバーナの寄与は小さく、パイロットバーナから排出される NOx によって、全体の排出量が決まっていると考えられる。

85%MTO と 100%MTO で、パイロット燃料の割合が減少し、メイン燃料の割合が増加すると、NOx 排出量は急激に低下する。したがって、NOx のほとんどはパイロットバーナで生成され、メインバーナではほとんど NOx が発生しないと考えられる。

燃焼器全体の空気流量に対して、パイロットバーナの空気流量は約 7% から 11% である。100%MTO で

の全体空燃比は 43 なので、パイロット燃料割合が約 20%(メインモード) および約 32%(パイロットモード) で、パイロットバーナの局所当量比が 1 になる。Fig.9 に 100%MTO 条件で、全体空燃比を一定に保ったままパイロット燃料割合を変えた時の NOx 排出量を示す。メインモードではパイロット燃料割合が 20% 付近で NOx 排出量がピークとなり、パイロットモードでは 35% 付近がピークとなっているように見える。つまり、パイロットバーナの局所当量比が 1 に近いほど NOx 排出量が増えている。

100%MTO は、85%MTO と比較して、燃焼器入り口温度も高く、空燃比も小さいので、NOx 排出量は増加する傾向がある。しかし、燃焼効率が高いため、パ

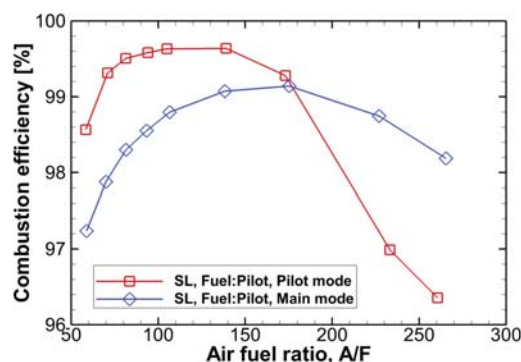


Fig.7: Combustion efficiency on 7%MTO air condition

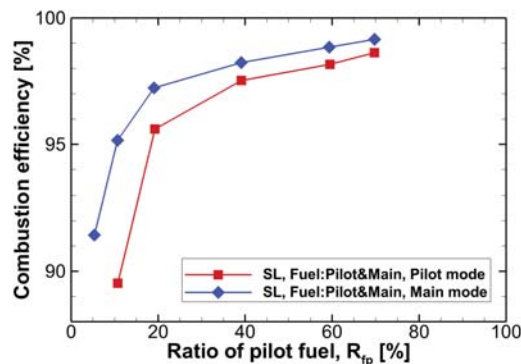


Fig.8: Combustion efficiency on 70%MTO

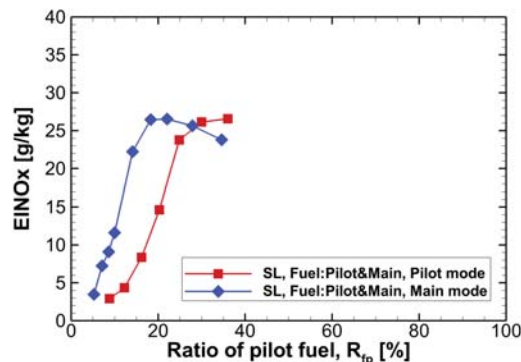


Fig.9: Emission index of NOx on 100%MTO

パイロット燃料割合をさらに少なくすることができるので、85%MTO と比べて NOx 排出量は減少している。

また、一般的な傾向として、燃焼効率と NOx 排出量はトレードオフの関係にあり、燃焼効率が上がると NOx の排出量も増加する。しかし、Fig.5 と Fig.6 から、60%MTO から 85%MTO では、メインモードの方が燃焼効率も高く、なおかつ NOx の排出量も低くなっており、100%MTO ではパイロットモードの方が燃焼効率も高く、なおかつ NOx 排出量も低くなっている。

6.4 LTO サイクル

Table 2 に LTO サイクルでの排出量の計算に用いられる 7%MTO、30%MTO、85%MTO、100%MTO での、NOx、HC、CO の排出量を示す。Dp/Foo は、排出指数に燃料流量と持続時間を掛けてエンジン推力で除した値である。vs. CAEP4[%] は、LTO サイクルでの排出量の、CAEP4 での基準値に対する割合である。

表の 1 段目はパイロットモードのみを用いた場合で、2 段目はメインモードのみを用いた場合である。この表から、パイロットモードのみを用いた場合は、メインモードのみを用いた場合より、NOx の排出量が多く、HC や CO の排出量が少ないことがわかる。

表の 3 段目は、負荷に応じてパイロットモードとメインモードを切り替えた場合である。この場合は、NOx の排出量がメインモードのみの場合よりもわず

かに増加するものの、HC と CO の排出量は、パイロットモードのみの場合よりもさらに少なくなっている。つまり、パイロットモードとメインモードを適切に切り替えることにより、NOx の排出量をほとんど増加させずに、CO と HC を低減することができる。

7. 結言

流体素子を用いて空気流量配分の制御を行うステージング型気流微粒化燃料ノズルについて、地上静止状態を模擬した試験条件で燃焼試験を行い、燃焼特性を調べた。燃料ノズル内の壁面の圧力から空気流量を推定し、ノズル空気の 2.2% を制御のために抽気することにより、パイロットバーナの空気流量がおおよそ 1:1.4 に変化することが分かった。また、燃焼器出口の排気ガス分析の結果から、パイロットモードとメインモードを適切に切り替えることにより、NOx の排出量をほとんど増加させずに、CO と HC の排出量を低減できていることが分かった。

参考文献

- 1) 橋爪保夫, 土樋俊夫, 広田良夫, 森義孝, 灘井義和, 佐藤友彦, 中原崇文, 日浦治也, 福江一郎, 塚越敬三: 東北電力 東新湯火力発電所第 3 号系列, 三菱高性能大容量ガスタービン (MW-701D 形) 及び新形低 NOx 燃焼器の開発並びに 1090MW コンバインドサイクルプラントにおける試運転実績, 三菱重工技報, Vol.22 No.3(1985) pp.8-16
- 2) 小林成嘉, 井上洋, 竹原勲, 笹尾敏文: 既存の低 NOx 燃焼器に関して, 日本ガスタービン学会誌, Vol.32 No.1(2004) pp.10-14
- 3) K. D. Brundish, C. W. Wilson, J. R. Tippetts, and R. J. Woolhouse, "Initial Optimisation of a Fluidically Controlled Variable Swirl Fuel Injector," AIAA-99-2403 (1999)
- 4) F. Sun, R. Lin, M. Haas and T. Brogan. "Air Flow Control by Fluidic Diverter for Low NOx Jet Engine Combustion," AIAA 2002-2945(2002)
- 5) 吉田征二, 山本武, 黒澤要治, 下平一雄, 流体素子により空気流制御を行う燃料ノズルの動作特性, 第 36 回日本ガスタービン学会定期講演会 (日立) 講演論文集 (2008) p227-232
- 6) Seiji Yoshida, Denis Schneider, Mitsumasa Makida, Michael Schroll, Lena Lange, Johannes Heinze, Marc Kunter, Investigation on flow field, fuel placement and combustion characteristics of a fluidically controlled staged jet engine burner, 第 41 回日本ガスタービン学会定期講演会 (那覇) 講演論文集 (2013) p301-306
- 7) T. Yamamoto, K. Shimodaira, Y. Kurosawa, and S. Yoshida, "Combustion Characteristics of Fuel Staged Combustor for Aeroengines at LTO Cycle Conditions," Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, GT2011-46133

Table2: LTO total emissions

			NOx	HC	CO
Pilot mode	EI[g/kg]	7%MTO	4.3	1.1	16.1
		30%MTO	9.4	0.1	4.5
		85%MTO	5.5	0.6	56.1
		100%MTO	2.9	0.2	6.4
	Dp/Foo[g/kN]	19.5	2.6	87.7	
vs. CAEP4[%]		27.6	13.1	74.3	
Main mode	EI[g/kg]	7%MTO	4.1	8.6	35.5
		30%MTO	9.0	0.3	7.7
		85%MTO	5.2	0.3	26.8
		100%MTO	3.5	0.1	15.6
	Dp/Foo[g/kN]	18.9	14.6	95.7	
vs. CAEP4[%]		26.8	74.5	81.1	
Selected mode	EI[g/kg]	7%MTO	4.3	1.1	16.1
		30%MTO	9.0	0.3	7.7
		85%MTO	5.2	0.3	26.8
		100%MTO	2.9	0.2	6.4
	Dp/Foo[g/kN]	19.0	2.4	60.4	
vs. CAEP4[%]		26.8	12.0	51.2	

吸気噴霧冷却システムにおけるダクト内での液滴合体分離の影響

*都築 宣嘉，宇多村 元昭（東工大），
明連 千尋，柴田 貴範（MHPS）

Effect of Droplet Coalescence and Breakup in Duct of Inlet Fogging Cooling System

*Nobuyoshi TSUZUKI, Motoaki UTAMURA(Tokyo TECH),
Chihiro MYOREN and Takanori SHIBATA(MHPS)

ABSTRACT

Effect of coalescence and breakup on droplets of Inlet Fogging Cooling system was studied numerically using CFD-code, FLUENT. Coalescence and breakup of droplets may affect the diameter of the droplets, and the diameter of the droplets affects evaporating behavior which causes the cooling. Many simulation calculations were executed for this evaporation cooling, however, investigation for this droplet coalescence and breakup with a real model has not been done enough. In this study, simulation calculation with a real model of Inlet Fogging Cooling apparatus considering the coalescence and breakup effect were examined, and those results were compared with numerical results without coalescence or breakup, and experimental results about the amount of drainage water. From the result, the amount of drainage was overestimated by numerical results with the effect of coalescence and breakup, and underestimated by those without the effect. Another optimized calculation model for coalescence and breakup will be required for accurate calculations.

Key words: Inlet fogging cooling, Numerical analysis, CFD, Droplet, Coalescence, Breakup

1. 緒言

ガスタービンシステムの研究の中で、吸気に対して多量の噴霧を行い、その気化熱によって吸気を冷却することで出力を増強させる、吸気噴霧冷却システムが注目を集めている。吸気噴霧冷却システムに対してはまだ研究開発が進んでおり^{1),2)}、最適な噴霧形態を明らかにするための数多くの研究がなされている。噴霧形態の最適化には数多くの試行が必要なため、実機体系での実験を行う前段階として、数値流体解析 (CFD) による最適化研究が有効である。一方、この吸気噴霧冷却システムでは噴霧直後とダクトの曲り部において急速な蒸発が発生する。急速な反応と、それが影響する長時間の安定状態の解析は、現在の計算解析が最も苦手とする分野であり、慎重に計算結果と実験によるデータとの比較を行い、精度の検証をしなければならない。特にこの吸気噴霧冷却システムでは、噴霧の状態によって、噴霧直後に液滴の合体分離が発生する³⁾⁻⁵⁾。液滴径は蒸発の速度に大きく影響し、蒸発しきれなかった液滴によって発生するドレン水の発生状況にも大きく影響する。過去の研究としては、実機の体系では液滴の合体分離の影響を入れずに単に噴霧状況だけを再現したも

の多いが、液滴の合体分離による影響の検証をして、計算解析の精度を明らかにすることには大きな意義がある。

本研究では、吸気噴霧冷却システムの試験機の体系を再現した流路形状を用い、液滴の合体分離の影響を考慮した数値解析計算を、CFD コード FLUENT 14.5⁶⁾を用いて行い、その結果を液滴の分離合体を考慮しない場合、および実試験機での実験結果と比較して、その液滴の合体分離の影響に関して考察した。

2. 計算モデル

2.1 計算形状

計算形状は、実際の吸気噴霧冷却システムの試験機を模擬した、Fig. 1 のような形状としている。吸気入口からすこし進んだところに縮流部があり、その中間地点に噴霧ノズルがある。本体系では、鉛直方向に 9 個のノズルが並んだ配置が幅方向に 16 個並んだ、計 144 個のノズルからの噴霧がある形状としている。その後、液滴を含んだ吸気はトラッシュスクリーンを通り、下降後、圧縮機に流入する。そのストラット出口までをモデル化した。

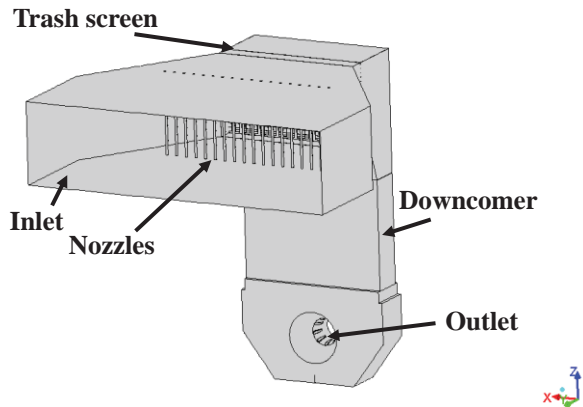


Fig. 1. Schematic figure of the calculation configuration.

2.2 計算モデル

境界条件は、入口は速度入口条件とした。実機での実験条件と合わせて設定し、温度は 289 K、絶対湿度を 0.0065 kg/kgDA とした。また、出口は圧力出口条件とし、これも実機での実験結果と極力条件を合わせた。ノズルは前節に示したとおり 144 点から粒径 15 μm の液滴を中実コーン状で噴出させ、その空気に対する液滴の質量比率は 1.56 wt%、温度 303.15 K とした。

計算コードは ANSYS FLUENT 14.5 を使用。乱流モデルは計算の収束を考慮して Standard k- ϵ とし、壁関数を用いた。液滴は FLUENT 付随の分散相モデル (DPM) を用い、液滴の合体分離に関しては、考慮する計算と、考慮しない計算との両方を行った。合体分離のモデルは FLUENT に内蔵されている O'Rourke のアルゴリズム⁹⁾を用いている。その際、壁面と衝突した液滴はドレンとなり計算体系から取り除かれるものとした。圧力と速度の連成手法には SIMPLE を、圧力の離散化スキームには PRESTO! を用いた。計算の収束性を考慮して、乱流エネルギー k 、乱流散逸速度 ϵ は一次精度で、その他は二次精度で離散化を行った。

3. 計算結果と考察

3.1 計算結果

上記の計算体系において、液滴の合体分離を考慮しない／考慮する設定の両方を用いて計算し、それぞれの場合の結果を示す。

Fig. 2 に噴霧した液滴の流線を示す。(a)が液滴の合体分離を考慮しない体系での結果であり、(b)が液滴の合体分離を考慮する体系での結果である。また、線の色は液滴の流速を表している。Fig. 2 より、流線に関しては液滴の合体分離は大きく影響しておらず、流速分布にも大きな違いは見られない。Fig. 3 には出口の付近での滞留時間で色分けし

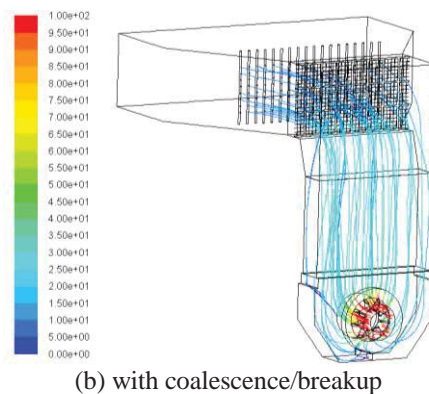
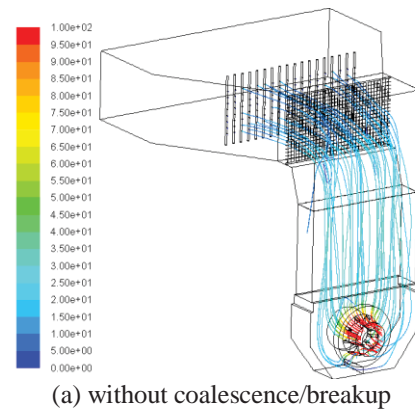


Fig. 2. Streamlines of the droplets. The color means velocity magnitude of the droplets.

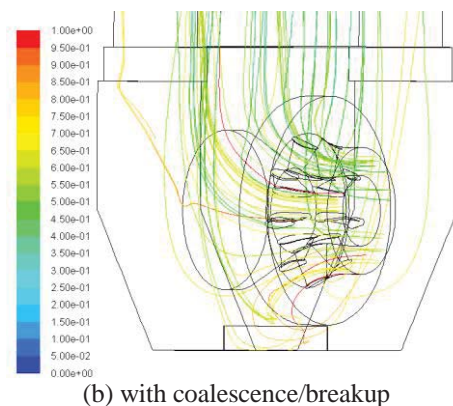
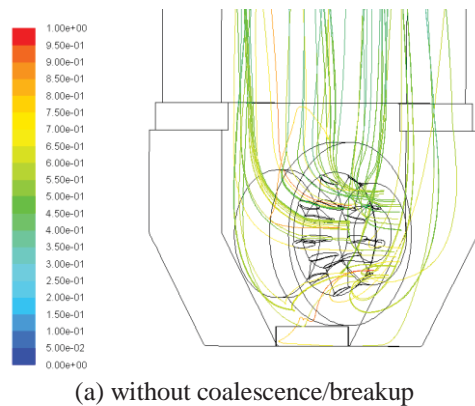


Fig. 3. Streamlines of the droplets with their flow time. The color indicates the flow time.

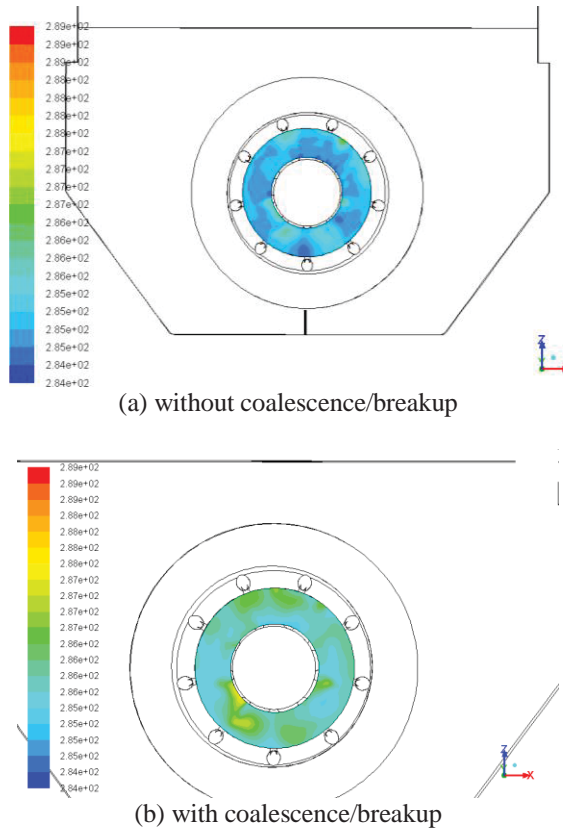


Fig. 4. Contour plots of temperature at the outlet.

た流線図を示す。Fig. 2 同様、(a)が液滴の合体分離を考慮しない体系、(b)が液滴の合体分離を考慮する体系での結果であるが、両者に大きな違いは見られない。

一方、Fig. 4 は出口における温度分布を示したものである。Fig. 4 より、(b)の液滴合体分離を考慮する体系では、(a)の液滴合体を考慮しない体系よりも出口温度が約 1 K 高く、液滴の合体分離を考慮したことにより液滴の蒸発速度が遅くなっていることが見て取れる。

Table 1. Summary of the experimental and numerical results.

	Experimental	Numerical without c/b	Numerical with c/b
Drainage ratio	27.1%	13.5%	52.0%
Temperature decrease at the outlet	4.1 [K]*	4.13 [K]	3.25 [K]
Absolute humidity at the outlet	0.0086 [kg/kgDA]*	0.0088 [kg/kgDA]	0.0083 [kg/kgDA]
Sauter mean diameter at the outlet	14.0 [μm]*	14.3 [μm]	30.9 [μm]

*: Trace data by one-dimensional analysis

液滴合体を考慮しない体系 (without c/b) と考慮する体系 (with c/b) の計算結果と、実機での実験結果の比較を行うと、Table 1 のようになる。計算結果はほぼ実験結果と整合している。一方、液滴の合体分離を考慮しない体系での結果では実験結果よりもドレン化率が低く出口における絶対湿度の高い結果となり、考慮する体系での結果では逆に、実験結果よりもドレン化率が高く出口における絶対湿度が低くなる結果となっている。すなわち、この結果からも液滴の合体分離を考慮する系ではしない系と比べて液滴の蒸発速度が遅くなり、そのためドレン化率が大きく、出口における絶対湿度が小さくなっていると考えられる。また、実験結果はその中間にあることがわかる。

3.2 液滴合体分離の影響に関する考察

計算結果、あるいは実験値との比較により、液滴の合体分離を考慮すると液滴の蒸発速度が遅くなり、ドレン化率が大きく、出口における絶対湿度が小さくなる。この現象を考察するために、計算形状の各断面を通過した液滴の流量とその液滴の Sauter 平均径(D_{32})を、液滴の合体分離を考慮する、あるいは考慮しない体系の計算からそれぞれ算出した。Fig. 5 にそれぞれの断面の位置を表した模式図を、Table 2 にその結果を示す。

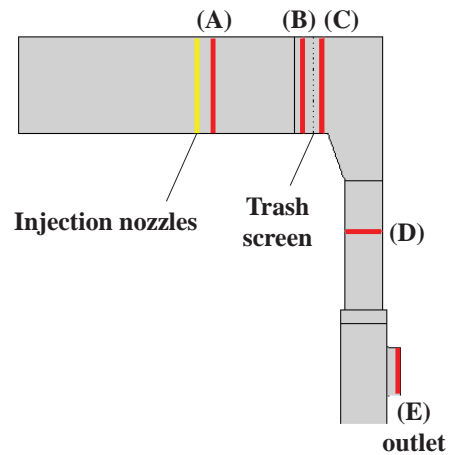


Fig. 5. Position of cross-sectional planes.

Table 2. Summary of the mass flow rate (m_d) and Sauter mean diameter (D_{32}) of the droplets at each cross-sectional plane (A)-(E).

	Without c/b		with c/b	
	m_d [kg/s]	D_{32} [μm]	m_d [kg/s]	D_{32} [μm]
(A)	2.045	14.72	2.092	20.65
(B)	1.955	14.51	1.841	24.78
(C)	1.881	14.48	1.833	31.25
(D)	1.792	14.38	1.674	36.56
(E)	1.561	14.25	0.595	30.88

Table 2 より、液滴の合体分離を考慮する体系では、その影響により各断面での Sauter 平均径が大きくなっている。また、液滴の合体と分離、両方の事象を考慮したモデルを導入したが、元の液滴径が小さいためか分離の影響はあまり見られず、合体の影響ばかりが目立つ結果となった。液滴径が大きくなるとドレン化しやすくなるため、液滴の流量は噴霧直後 (A) を除いて液滴合体分離を考慮しない場合と比べて小さくなり、すなわちドレンが多くなっていることが明らかとなった。また、その液滴流量は (D) と (E) の間で格段に少なくなっており、出口近傍で流れの方向が下向きから横向きに曲げられる箇所において、大きな径を持つ液滴は流れについていくことができずに壁面と衝突してドレンとなり、多量のドレンが発生する計算結果となっていることが明らかとなった。

以上の結果より、液滴の合体分離の影響を考慮することで、噴霧液滴の径が増大することが示された。そのため、液滴の蒸発速度が遅くなって、出口温度は約 1 K 上昇し、ドレン水量はドレン化率で比較して約 4 倍となることが示された。

一方、実機を用いた実験結果では、ドレン水量はその中間であり、液滴の合体分離を考慮する計算ではドレン水量を過大評価し、液滴の合体分離を考慮しない計算ではドレン水量を過小評価した。

4. 結言

ガスタービンの吸気噴霧冷却システムに関して、実際の実験機の流路形状を用い、その噴霧液滴の合体分離を考慮する計算を行って、その影響に関して考察した。

FLUENT14.5 と付随の分散相モデルを用いて、吸気噴霧冷却システムの試験機の流路形状に対して計算を行い、液滴の合体分離を考慮する、あるいは考慮しない体系での結果を得た。

その計算結果より、液滴の合体分離を考慮することでその液滴径は増大し、そのため蒸発速度が遅くなる。その出口温度は液滴の合体分離を考慮しない体系での計算結果と比較して約 1 K 上昇し、ドレン化率としては約 4 倍となることが明らかとなった。また、液滴の合体分離を考慮して液滴径が増大することによって、出口付近で流れの向きが変わるところにおいて径の大きな液滴は流れに乗れずに曲がりきれず、壁面と衝突してドレン化すると考えられる。その結果もあって、液滴の合体分離を考慮する体系ではドレン水量が増えていると考えられる。

吸気噴霧冷却システム実試験機による実験結果

と比較すると、ドレン水量としては液滴の合体分離を考慮する体系としない体系の間にある。実験結果をより精度良く予測・再現するためには、新たな液滴合体分離のモデルを提案する必要性があることも示された。

謝辞

本研究は、経済産業省資源エネルギー庁からエネルギー使用合理化先進的技術開発費補助金（高効率ガスタービン技術実証事業）の支援を受けた研究成果の一部である。支援に対し深く感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Myoren, C., Takahashi, Y., Yagi, M., Shibata, T., Kishibe, T., Evaluation of Axial Compressor Characteristics under Overspray Condition, Proc. ASME Turbo Expo 2013, July, 2013, San Antonio, US, GT2013-95402.
- 2) 明連千尋, 高橋康雄, 森崎哲郎, 川村康太, 柴田貴範, 岸部忠晴: 高温分空利用ガスタービンシステム総合試験設備を用いた吸気噴霧冷却時の軸流圧縮機性能検討, 第 41 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, 2013-10, 沖縄, A-20.
- 3) Chaker, M., Meher-Homji, C. B., Mee, T., Inlet Fogging of Gas Turbine Engines – part A, B and C, Proc. ASME Turbo Expo 2002, June, 2002, Amsterdam, NED, GT2002-30562 to -30564.
- 4) Payne, R. C., Rick, W., Lotzerich, M., Computational Analysis of Droplet Motion in Industrial Compressor Intake, Proc. ASME Turbo Expo 2010, June, 2010, Glasgow, UK, GT2010-22168.
- 5) Chaker, M., Meher-Homji, C. B., Mee, T., Inlet Fogging of Gas Turbine Engines – Experimental and Analytical Investigations on Impaction Pin Fog Nozzle Behavior, Proc. ASME Turbo Expo 2003, June, 2003, Atlanta, US, GT2003-38801.
- 6) ANSYS Inc., FLUENT Theory Guide, Release 14.5.7, 2012, ANSYS Inc.

ガスタービン翼面フィルム冷却における流れ制御デバイスの効果

*川端 浩和, 船崎 健一, (岩手大), 田川 久人, 堀内 康広 (三菱日立パワーシステムズ(株))
Effect of Flow Control Device for Gas Turbine Vane Film Cooling
 *Hirokazu KAWABATA and Ken-ichi FUNAZAKI (Iwate University)
 Hisato TAGAWA and Yasuhiro HORIUCHI (Mitsubishi Hitachi Power Systems, Ltd.)

ABSTRACT

This study deals with the studies of the effect of flow control device (FCD) on a turbine vane film cooling. Aiming for improving film effectiveness, two semi-elliptical FCDs per a pitch were attached obliquely upstream of the cooling hole of the pressure and suction sides of the vane. In this study, the effects height of FCD was investigated. As a result, the film effectiveness became significantly higher than that without DFCD condition. Moreover, the improvement in the film effectiveness by FCD was observed by both of the pressure and suction sides of the turbine vane. In the suction side, the effect of the height of FCD was more distinct compared with the pressure side.

Key words: Turbine, Control, Film cooling, Heat transfer

1. はじめに

ガスタービン用フィルム冷却はガスタービンの更なる高効率化を目標として様々な高性能化手法が提案されている。この高効率化手法のうち最も代表的なものは、冷却孔形状を Shaped hole 等のように変形させる手法¹⁾であるが、加工に伴うコストが増大することが問題になっている。他の高性能化手法としては、冷却孔周辺の形状を変形させる手法が存在しており、Bump や Trench 形状に関する調査が行われてきた²⁾。著者らも、冷却孔周辺の形状を三次元的に変形させた、流れ制御デバイス (Flow control device : FCD) によるフィルム冷却の高性能化を提案してきた³⁾。Fig. 1(a)は、FCD 周辺のフローモデルを示している。冷却空気が lift-off する原因となっているのは、冷却空気から発生する Counter rotating vortex pair (CRVP) であるが、FCD を適用した場合、CRVP とは逆回転の渦 (Device base vortex) を発生させることで、lift-off を抑制する。Fig. 1(b)には、平板モデルフィルム冷却に FCD を適用した場合の、フィルム冷却効率分布の変化を示している。図は吹き出し比 $BR=1.0$ の場合を示しており、FCD が存在しない場合は lift-off によりフィルム冷却効率が低くなる。一方、FCD を設置した場合には、フィルム効率分布の改善が見られる。しかし、FCD に関する過去の研究は平板モデルフィルム冷却を用いた検証であり、より実機に近いフィルム冷却モデルでの検証が必要不可欠である。そこで本研究では、FCD を翼面フィルム冷却に適用することで、フィルム冷却の高効率化を試みた。

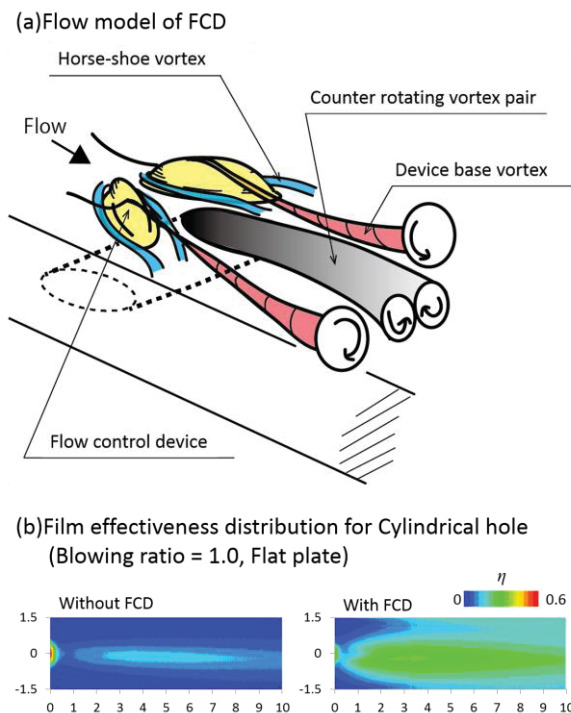


Fig. 1 Flow model of FCD and Film effectiveness distribution for flat plate film cooling

2. 実験

2.1 実験装置・冷却孔付き供試翼

Fig. 2には実験装置のテストセクション概観図を示す。本研究は岩手大学の所有する直線翼列試験用風洞を用いて行った。主流空気は片吸い込み式のブロワから供給し、整流網、縮流ノズルを用いてテストセクションに流れ込

む。一方、二次空気はコンプレッサーから供給し、途中で2流路に分岐させる。各二次空気流路は、それぞれに、流量計、ヒーター、三方バルブが取り付けられており、冷却翼（冷却翼の形状は後述する）に複数設置されているプレナム毎に二次空気を供給する。本試験装置は6枚の直線翼列で構成されており、翼の諸元についてはTable 1へ示した。伝熱試験用に冷却孔を設けた供試翼は、Fig.2中の赤色の翼として示している。翼のチップ側には伝熱試験の際に、翼表面の温度計測を行うための赤外線透過素材(GAT)が設置されている。計測用の赤外線カメラはテストセクション上部に設置されており、斜め上から供試翼の各部を撮影する。また、テストセクション入口、出口にはそれぞれ、翼前縁から $2.0C_{ax}$ 、翼後縁から $0.25C_{ax}$ 下流のミッドスパン位置に、単孔ピトー管が設置されており、入口、出口の流れ場計測を可能にしている。

Fig. 3には冷却孔付き供試翼の形状を示している。この供試翼には、正圧面、負圧面にそれぞれ2列ずつの冷却孔が設けられており、それぞれ SS1, SS2, PS1, PS2 と呼称する。冷却孔直径を d とすると、各冷却孔のピッチは全て $3.0d$ であり、各列には同じ数の冷却孔が設けられている。伝熱試験の際には、供試翼全体を一度に赤外線カメラで撮影することができないため、図中 View1~View3 のように、3つの部分に分けて撮影を行った。Fig. 4には、冷却孔の上流に設置する FCD 形状を示している。FCD 自体の寸法は、FCD の高さ h 以外全て共通である。 h に関しては、FCD から発生する渦の大きさに最も影響を与えると考えられるため、 $h=0.5d, 1.0d$ の2条件に変化させた。冷却孔とデバイスの翼面上距離 L は各冷却孔列で異なっている。これは、各冷却孔の傾斜角が異なっているためである。Table 2には冷却孔の設置位置と、 L の寸法値を示している。供試翼は Stratasys 社製 3D プリンター (Objet30pro) によって造形されており、材料には Objet RGD525 を用いた。造形の際の積層ピッチは、 0.028mm であるが、造形後の仕上げの際には粒度 2000 のサンドペーパーで研磨されている。

2.2 実験手法

(1) 翼面静圧計測

翼面静圧計測時には、フィルム冷却孔付き供試翼を取り外し、この位置に静圧孔付き供試翼を設置する。静圧孔の設置位置は供試翼のミッドスパン位置である。計測の際には、翼前縁から $2.0C_{ax}$ 上流位置で入口全圧 P_{inlet} を取得し、翼面上各位置で取得した静圧 $P(x)$ との圧力差を計測した。計測した静圧の無次元化には、翼後縁から $0.25C_{ax}$ 下流で計測した流速 U_{outlet} を用いた。 U_{outlet} は翼のピッチ方向にピトー管を 5mm 間隔トラバースすることによって得られる、平均流速を用いた。以上より、翼面

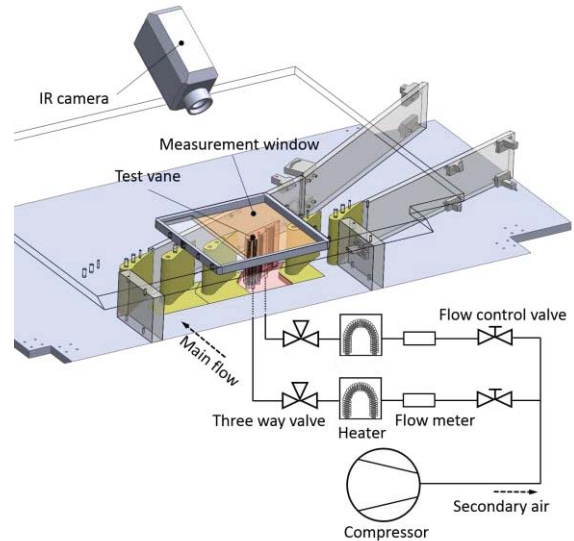


Fig. 2 Experimental facility

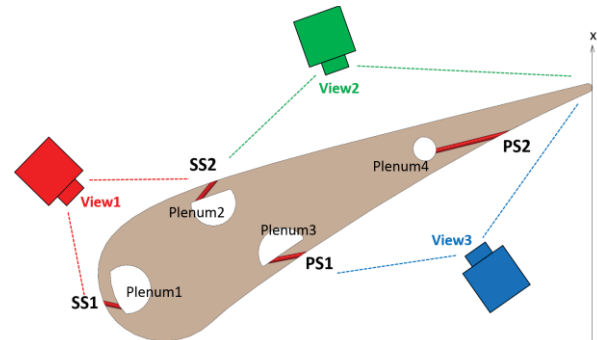


Fig. 3 Cross-section of the test vane

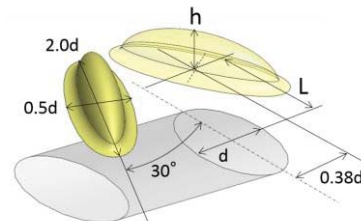


Fig. 4 Computational domain

Table 1 Test vane details

Inlet flow angle	50deg
Outlet flow angle	70deg
Chord	129.5 mm
Axial chord (C_{ax})	62.3 mm
Pitch	115.9 mm
Span	117.7 mm

Table 2 Geometric specification for film cooling holes

Row name	Position (x/C_{ax})	L
PS1	0.34	$2.0d$
PS2	0.80	$3.3d$
SS1	0.15	$1.3d$
SS2	0.62	$1.5d$

圧力係数 C_p は式(1)で表す.

$$C_p(x) = \frac{P_{inlet} - P(x)}{1/2U_{outlet}^2} \quad (1)$$

(2) 伝熱性能試験

本研究では赤外線カメラを用いて供試体壁面の温度 (T_w) を測定し、過渡応答法を用いて Funazaki ら³⁾ の行った研究と同様に式(2)の壁面フィルム冷却効率 η を算出する(主流温度: T_∞ , 二次空気温度 T_2). 赤外線カメラで取得した温度は、実験後に行う較正試験で得た較正曲線によって較正を行う. 較正試験には較正試験用の試験平板を製作し、表面に取り付けた熱電対で取得した温度データと赤外線カメラで取得した温度データを用いて較正曲線を作成する.

$$\eta = \frac{T_w - T_\infty}{T_2 - T_\infty} \quad (2)$$

2.3 実験条件

本研究では、主流の流入条件として、代表長さに翼コード長、代表流速に、翼出口で取得した平均流速を用いて、レイノルズ数 Re を約 497,000 とした. 伝熱試験を行う際の吹き出し比 BR は式(3)で定義する. ここで U_∞ は、後述する翼面静圧計測結果によって得られる、局所翼面流速である. U_2 は各プレナムに流入する二次空気流量を、冷却孔断面積で除することで得られる流速である. 主流と二次空気の密度(ρ_∞, ρ_2)は、テストセクション入口、プレナム内のミッドスパン位置で計測する温度から算出した.

$$BR = \frac{\rho_2 U_2}{\rho_\infty U_\infty} \quad (3)$$

本研究では、実験装置の都合上、全ての冷却孔から同時に二次空気を吹き出させる事ができない. そのため、計測は正圧面、負圧面それぞれに分けて行った. 実験を行う際の BR 条件は以下のTable 3へ示す. なお、View1 と View2 における計測は、負圧面における計測結果の整合性を得るために赤外線カメラを2台準備し、同時に実施した.

Table 3 Blowing ratio of test conditions

IR camera position	SS1	SS2	PS1	PS2
View1 and View2 (same time)	1.0	1.0	0	0
View3	0	0	1.0	1.0

3. 結果と考察

3.1 翼面静圧

Fig. 5には実験によって得られた、翼面圧力係数分布を示している. 図中には、各冷却孔の設置位置を、赤青のラインで示している. 翼負圧面では、前縁から $0.4C_{ax}$ ま

で流れが加速しており、加速と減速の領域にそれぞれ1列ずつの冷却孔が設置されている. BR を算出するための局所翼面流速は、このデータに基づいている.

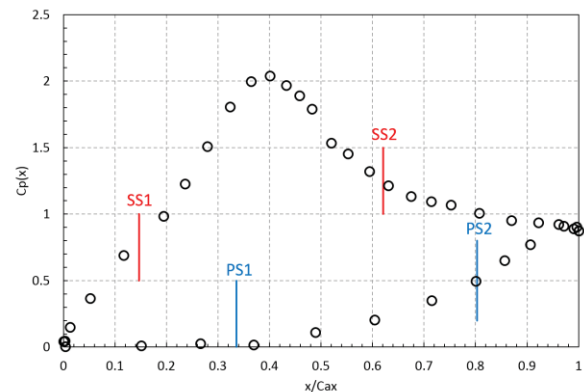


Fig. 5 Static pressure distribution

3.2 フィルム冷却効率分布

(1) 翼負圧面計測結果 (View1)

Fig. 6には実験によって得られた、View1におけるフィルム冷却効率分布を示しており、 X, Y はそれぞれ画像の座標系を示している. 図中には、SS1 と SS2 の冷却孔が示されているが、カメラの設置位置の都合により、SS2 より下流は十分に撮影できていないため、SS1~SS2 間のみを評価する. SS1 の冷却孔は、翼前縁に設置されており、二次空気の lift-off が発生しやすいために、FCD が設置されていない場合(a)では、ほとんどフィルム冷却効率の分布を確認することができない. 一方で、FCD を設置した場合は、前縁領域の冷却範囲が改善している. また、 h が大きくなるにしたがって、局所的なフィルム冷却効率の値が高くなっていった.

Fig. 7には画像中のフィルム冷却効率を Y 方向に平均した値を示している. グラフ上で、SS1 と SS2 はそれぞれ、 $X/X_{max} \approx 0.8, 0.4$ の位置に存在しており、平均フィルム冷却効率が高くなっていることが分かる. Fig. 6と同様に SS1~SS2 間の領域($0.5 \leq X/X_{max} \leq 0.8$)の領域を観察すると、FCD が設置されていない条件では、フィルム冷却効率の平均値がほとんどの領域でゼロを示している. FCD を設置した条件では、 $h=0.5d$ と $h=1.0d$ では、約2倍のフィルム冷却効率の差がある. また、FCD を設置した場合には、FCD から発生する渦により、下流側の領域ではミキシングが強くなると考えられ、 $h=1.0d$ の条件では、平均フィルム冷却効率の減衰が、 $h=0.5d$ に比べるとわずかに大きくなっている. しかし今回の実験では、SS2 に冷却孔が設置されているために、SS1~SS2 における $h=1.0d$ のフィルム冷却効率の優位性は維持されていた.

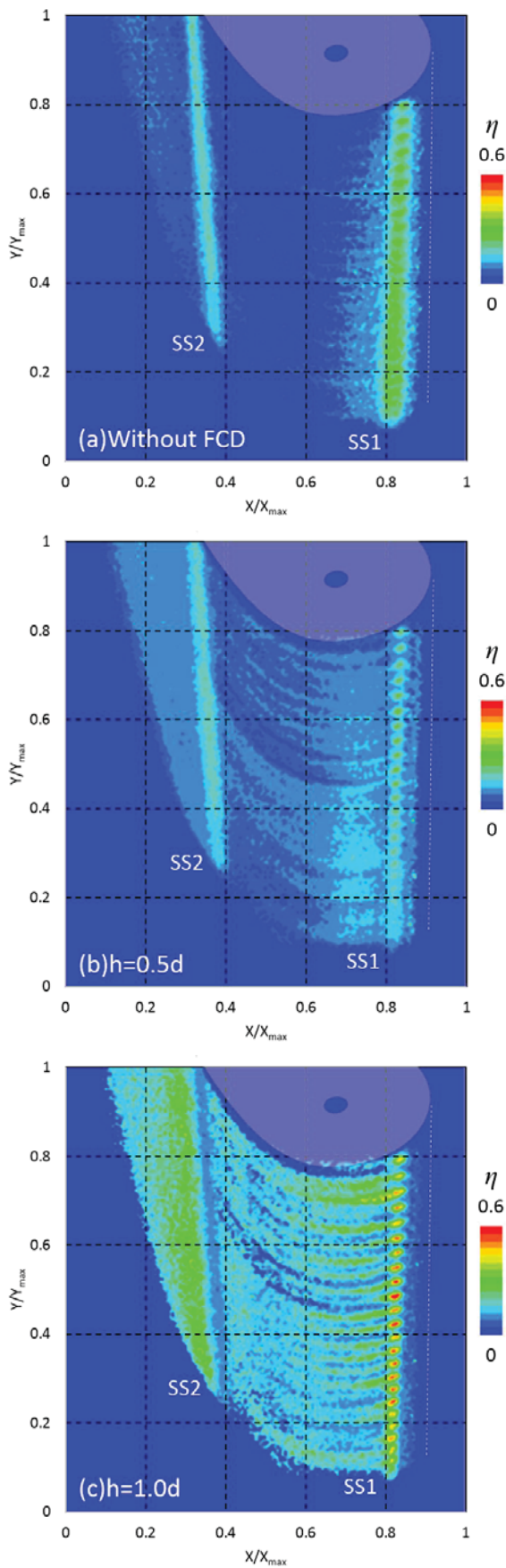


Fig. 6 Film effectiveness distributions (View 1)

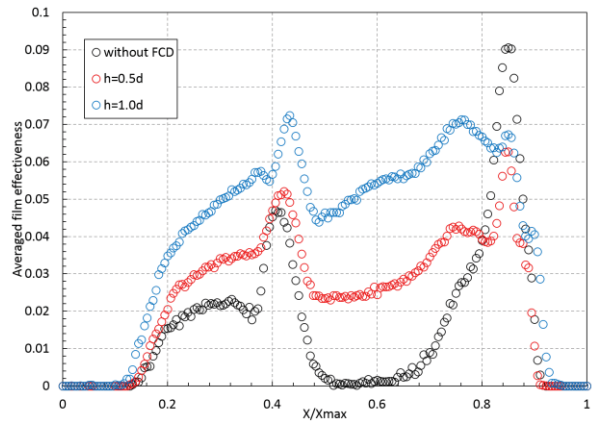


Fig. 7 Averaged film effectiveness of the direction of Y

(2) 翼負圧面計測結果 (View2)

Fig. 8には、実験によって得られた、View2におけるフィルム冷却効率分布を示している。この撮影位置では、SS2より下流の領域のみを評価する。SS2においても、 $BR=1.0$ であることにより、二次空気が lift-off しているために、FCDが設置されていない条件では、冷却孔直後の領域では、冷却がほとんど行われていない領域が存在している。しかし、SS2～翼後縁までは、翼面上の距離が長いために、下流の領域では二次空気の再付着が起り、フィルム冷却効率が改善している。 $h=0.5d$ の場合には、前縁領域と同様に、二次空気の lift-off が抑制されており、冷却孔直後の領域では、FCDが設置されていない条件よりも冷却領域が広がっていることが分かる。 $h=1.0d$ の場合、FCDの効果により、局所的なフィルム冷却効率は $h=0.5d$ よりもさらに高い値を示した。しかし、下流側の領域ではフィルム冷却効率の減衰が見られる。これは、 h が高い場合は、FCDから発生する渦により、主流と二次空気のミキシングが強くなっているためである。

Fig. 9には、View2におけるフィルム冷却効率をY方向に平均した値を示している。図中の $X/X_{max} \approx 0.8$ の位置は、SS2の位置であり、局所的にフィルム冷却効率が高くなっている。FCDを設置した場合は、FCDから発生している渦により、フィルム冷却効率の改善が見られるが、下流側の領域では、フィルム冷却効率が低下し、FCDを設置していない条件と同レベルのフィルム冷却効率となっている。従って、View2の場合、FCDによりフィルム冷却効率の改善は見られるが、View1程のフィルム冷却効率改善量は観察されなかった。これは、SS2より下流の領域は翼面上の距離が長いために、FCDを設置した条件では、冷却孔付近の領域はフィルム冷却効率が改善する一方で、ミキシングによるフィルム冷却効率減衰の効果が存在するためである。

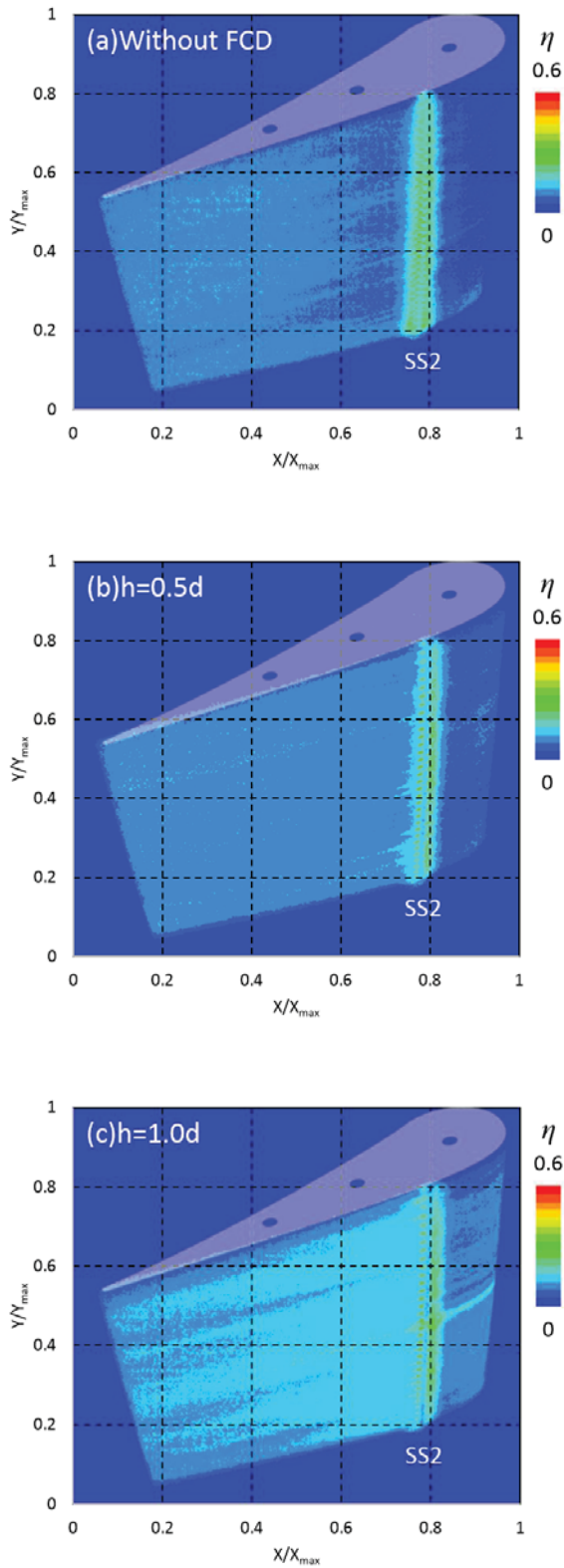


Fig. 8 Film effectiveness distributions (View 2)

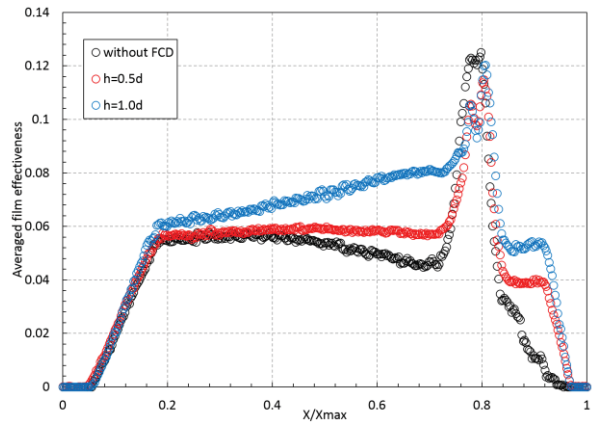


Fig. 9 Averaged film effectiveness of the direction of Y

(3) 翼正圧面計測結果 (View3)

Fig. 10には、実験によって得られた、View3におけるフィルム冷却効率分布を示している。この撮影位置では、翼正圧面全体を撮影することができるため、PS2 より下流領域に関して評価を行う。正圧面計測の場合、後縁付近は薄い形状である上に、この領域に PS2 の冷却孔が空けられている (Fig. 3を参照) ために、実験中に冷却孔内部からの熱伝導の影響を受ける。そのため、PS2 からわずかに上流の領域は、熱伝導により温度が高くなり、見かけ以上のフィルム冷却効率が高くなっている。PS1～PS2 間に関しては、FCD が設置されていない条件では、冷却孔付近の領域でフィルム冷却効率分布が観察されるが、下流側での二次空気の付着性が低く、フィルム冷却効率は次第に低下している。FCD を設置した場合、 $h=0.5d$, $1.0d$ の両者で、フィルム冷却効率が高い領域が広がっている。正圧面の計測結果については、負圧面の計測結果とは異なり、 h の大きさの効果が観察できない。PS2 より下流領域に関しては、FCD を設置していない場合でも、二次空気の付着性が比較的高いために、フィルム冷却効率分布は全体的に広がっているが、FCD を設置した場合は、局所的なフィルム冷却効率が上昇していることが分かる。

Fig. 11には、View3におけるフィルム冷却効率を Y 方向に平均した値を示している。図中 $X/X_{max} \approx 0.45$, 0.8 の位置はそれぞれ PS1, PS2 の位置である。正圧面の計測結果においても、FCD を設置した場合にはフィルム冷却効率が増加する傾向が観察されているが、 h の効果はフィルム冷却効率の平均値を見ても、ほとんど観察することができなかった。FCD を設置することによるフィルム冷却効率の改善量は、もともと二次空気が lift-off している、PS1～PS2 の方が、後縁領域に比べると大きい。

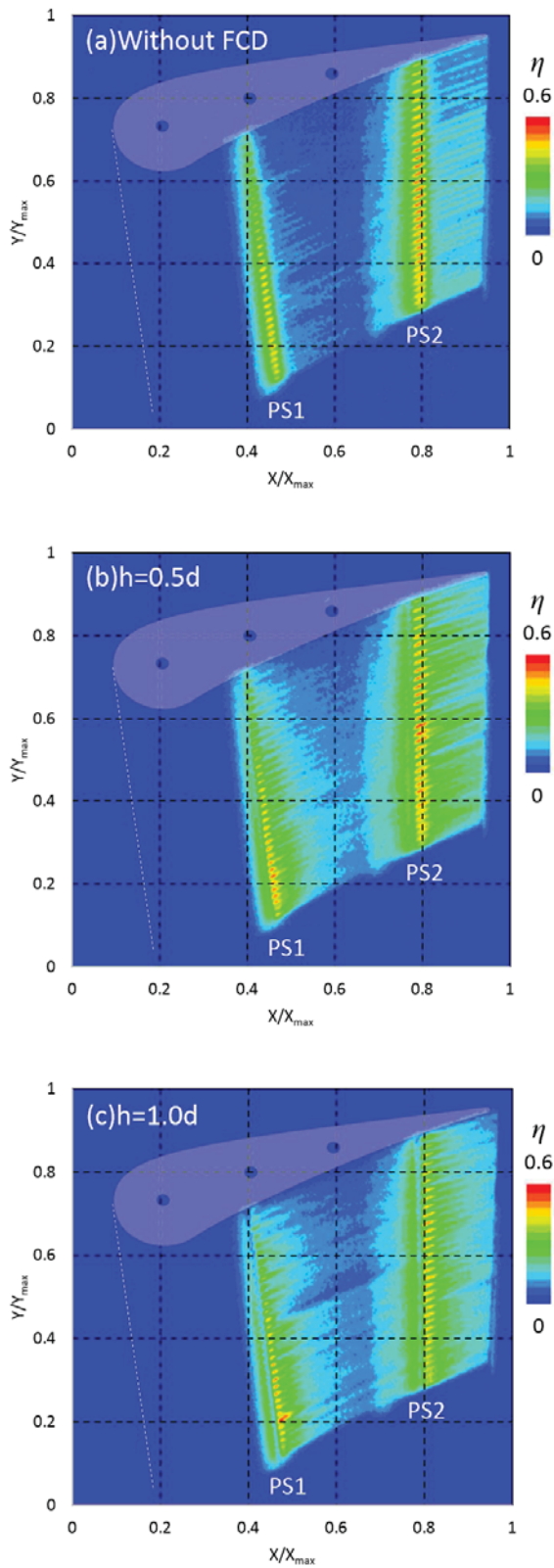


Fig. 10 Film effectiveness distributions (View 3)

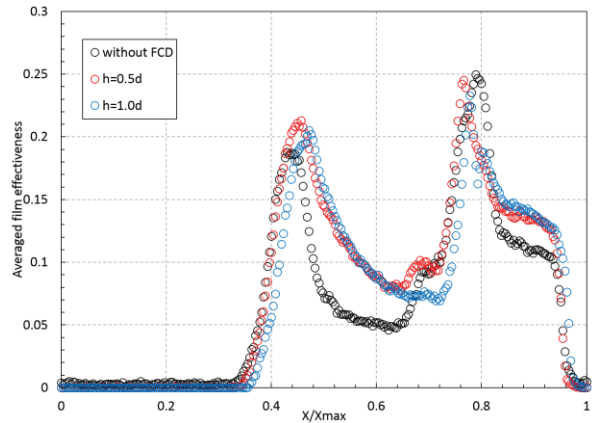


Fig. 11 Averaged film effectiveness of the direction of Y

4. 結言

本研究では FCD を翼面フィルム冷却へ適用し、実験的にフィルム冷却効率を計測した結果、以下の知見が得られた。

1. 翼負圧面に FCD を適用した場合、lift-off が抑制されることにより、FCD 設置前よりもフィルム冷却効率は改善し、特に前縁部のフィルム冷却効率は大幅に増加した。また、FCD の高さが高い場合のほうが、フィルム効率の増加量は大きい。
2. 正圧面に FCD を適用した場合でも、lift-off の抑制効果によりフィルム効率は改善されるが、FCD の高さによる影響は、観察されなかった。

今後は、正圧面、負圧面の冷却メカニズムの違いを解明すると共に、他の BR 条件や、冷却孔ピッチの効果についても検証する予定である。

謝辞

本研究は、経済産業省資源エネルギー庁から、エネルギー使用合理化先進的技術開発費補助金（高効率ガスタービン技術実証事業）の支援を受けている。ご支援に対し深く感謝の意を表する。

参考文献

- 1) Goldstein. R. J., Eckert, E. R. G., and Burggraf, F., 1974, "Effects of Hole Geometry and Density on Three-Dimensional Film Cooling," Heat Mass Transfer, 17, pp. 595–607.
- 2) Sundaram. N. and Thole. K. A., 2008, "Bump and trench modifications to film-cooling holes at the vane-endwall junction," Journal of Turbomachinery, vol. 130, no. 4, Article ID 041013, pp. 1–9.
- 3) Funazaki. K., et al., 2013, "Improvement of Flat-Plate Film Cooling Performance by Double Flow Control Device : Part I Investigations on Capability of a Basic-Type Device "ASME Turbo Expo 2014, GT2014 - 25751

非定常 RANS による流体・熱伝導連成解析

*山根 敬 (JAXA), 田中 雄飛 (元 東京農工大院)

Conjugate Heat Transfer Simulation with Unsteady RANS Simulation

*Takashi YAMANE (JAXA) and Yuhi TANAKA (TUAT, graduated)

ABSTRACT

The conjugate heat transfer simulation is expected to simulate precise temperature distributions of turbine cooling structures and contribute to the reduction of cooling air usage. This method has mainly been used to predict steady state temperature because of the large difference of time scales between RANS flow simulation and thermal conduction in solid materials, thus the accuracy of temperature estimation depends on the modeling of turbulence. Despite many efforts to improve turbulence models, an inherent limitation of RANS and turbulence modeling and the necessity of unsteady simulation for better accuracy in heat transfer simulations have been pointed out. In this study, the “Time Smoothing” method which enables the coupling of URANS and the steady thermal conduction has been applied to the temperature estimation around pin fin array and showed some improvements in comparison with experimental data.

Key words: Compressor, Combustor, Turbine, Control, Maintenance

1. はじめに

高温タービン翼まわりのガス流や冷却空気流と翼材の熱伝導を同時に解析する流体・熱伝導連成数値解析は、詳細な温度分布の予測を可能にすることで冷却空気の使用量が少ない冷却構造の開発に有用なツールとして期待され開発が進み、商用コードでの利用も普及しつつある。連成解析による温度予測の精度向上には CFD 側での乱流の扱いが重要である。しかし近年の研究では、フィルム流れなどでは定常解析+乱流モデルでは熱伝達率を精度良く予測することができず、流れの非定常性を直接シミュレーションする必要性が指摘されつつある。

一方、流体・熱伝導連成解析では、流体領域と固体領域を同時進行的に解析するものの、収束に至るまでに必要な物理的な時間スケールが大幅に異なるために、定常解として流体と固体の間での熱バランスが取れている状態の温度予測を行うことが原則である。時間方向に正しく非定常解析を流体と固体で同時に行うことは、固体部分の温度場の収束解（厳密には完全な周期変動解）を得るために膨大な時間を要するため現実的には不可能であるが、Heらは燃焼器出口のホットストリークのような流れの周期的非定常温度変化が時間平均した熱伝達評価に非線形的影響を及ぼすことを明ら

かにしたり。さらに、非定常性の強い流れ場においては変動成分に様々な周波数が含まれており、非定常解の時間平均値と局所時間刻みにより得られる定常解のいずれが物理的により正しいかは明白で、非定常 CFD 解析に基づく温度場と固体熱伝導解析との連成が必要である。

本研究は、流体の非定常 RANS 解析と定常固体熱伝導の連成を実現する手法として開発した時間スムージング法を用いて、並行平板間に配置したピンフィン列の冷却性能評価に流れの非定常性がどのように影響するかを明らかにしたものである。

2. 数値解析手法

2.1 流体と固体のカップリング

本研究で用いる流体・熱伝導連成解析プログラムは、JAXA が開発したマルチブロック構造格子を使用する圧縮性流体解析コード UPACS をもとに、流体ブロックと固体ブロックで処理を切り替えて連成解析を実現するものである。さらに形状適合性を向上させるため、流体ブロック間相互、固体ブロック間相互では重合格子も適用可能である²⁾。流体と固体が接続する物体表面の扱いを Fig. 1 に示す。流体セルと固体セルは完全に接合していることを前提にしたシンプルな処理で、互いに接合するセルの情報を交換することで温度の連続性を

確保しつつ、壁面での速度や圧力の境界条件を設定する。

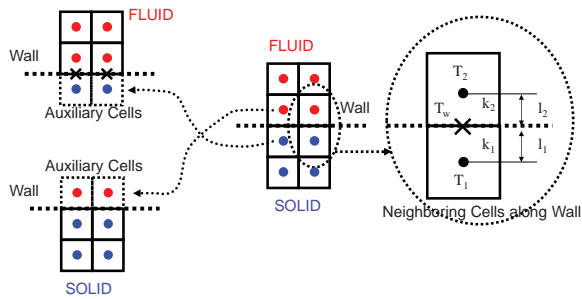


Fig.1 流体と固体の接続境界の扱い

固体熱伝導解析は実際の時間スケールでは流体よりもはるかに長い収束時間が必要なため、定常解を前提に安定に解析できる最大の時間刻み値を固体側に設定する。また、図では模式的に流体セルと固体セルの厚さを同等に表現しているが、固体側のセル幅を大きく取ることにより、固体側の時間刻みを大きくすることが可能である。これは流体に隣接する固体セルの熱容量が疑似的に大きくなることで計算ステップ毎の温度変化が小さくなり、流体側から見た境界値の変動が安定になるためである。

このまま非定常解析を実行すると、上述した通り固体側の温度変化は極めて微小となり、収束に膨大な時間がかかる。そこでまず、流体側のみ非定常解析を行い、固体側は独立した局所時間刻みにより定常解析とすることを考える。この場合、固体側の時間刻みは流体側よりもはるかに大きな値となるため、疑似的には熱が伝わりやすい物質での解析を行っていることと同等になる。すると固体表面温度が流体の温度変動に対して物理的には起こりえない過度な振幅を示すことになり、その値を時間平均して得られる値を定常解とすることの物理的根拠に疑問が生じる。

2.2 時間スムージング法の概略

固体側の非物理的な温度変動を生じさせないためには、流体の非定常解析を時間平均したうえで固体とカップリングさせる必要がある。ここで時間刻み数 N の平均をとることを考えると、ある時間 n における空間物理量 Q の平均値は、

$$Q_{AV}^n = \frac{1}{N} \sum_{i=n-N}^n Q^i \quad (1)$$

と書くことができる。この式はひとつ前の時間 $n-1$ での平均値 Q_{AV} を使って、

$$Q_{AV}^n = Q_{AV}^{n-1} - \frac{Q^{(n-1)-N}}{N} + \frac{Q^n}{N} \quad (2)$$

と変形できる。すなわち、 N 個の値のうち最も古い $Q^{(n-1)-N}$ を捨てて新しい Q^n を加える処理であるが、平均を取ろうとする全空間において N 個の値を保持しておかなければならないため、必要なメモリが膨大となる。また、平均を取るべき周期があらかじめ分かっているならば N を事前に決定できるが、様々な周期の非定常変動を含む流れの場合には必要最小限な N をあらかじめ決定することは困難で、十分に大きな値を取ることにとするとさらにメモリが必要になる。

そこで最も古い $Q^{(n-1)-N}$ を Q_{AV}^{n-1} で置き換える近似を行うと、式(2)は、

$$Q_{AV}^n = \frac{1}{N} (Q_{AV}^{n-1} \times (N-1) + Q^n) \quad (3)$$

と変形できる。これにより空間の各点で保持すべき値の個数は N から 1 に大幅に削減できる。 $N = \infty$ の場合に、式(2)と式(3)は等価となる。この近似式の添え字 AV を時間スムージング (Time Smoothing) の TS に置き換えた式、

$$Q_{TS}^n = \frac{1}{N} (Q_{TS}^{n-1} \times (N-1) + Q^n) \quad (4)$$

を、時間スムージング法の定義式とし、以降、 N をスムージングの重みと称することとする。

時間スムージングの効果を模式的に表したのが Fig. 2 である。1 に漸近する関数に一定周期のサインカーブを乗せた曲線が点線で表示したもので、これをオリジナルカーブとする。平均値は 1 になるが周期的変動分はそのまま残っている。これに対して式(1)と同様に 1 周期分の平均を取ると、変動成分が完全に消滅する。これに対して、式(4)を用いて時間スムージングを行った。重みとして、変動周期と同じ値、2 倍、1/2 倍の 3 通りを比較すると、重みが小さいと漸近曲線に早く近づくが変動の振幅は大きく、重みが大きいと変動は小さくなるが収束は遅くなる。原理的には重みを ∞ にしないかぎり変動は 0 にはならないので、解析の初期段階では小さい重み値から始めて、収束時には許容される誤差の範囲で重みの大きさを決めることになる。

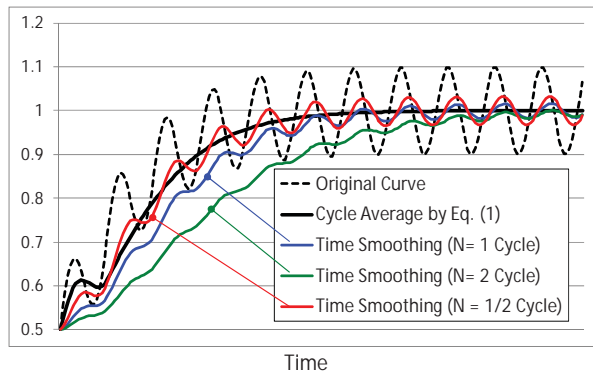


Fig.2 時間スムージングの重みと変動減衰

2.3 時間スムージング法の効果

流体の非定常解析に時間スムージングを適用して固体定常熱伝導解析とカップリングさせた検証解析結果³⁾の概略を述べる。

検証モデルとして内部冷却されたパイプの二次元断面形状を用いた(Fig. 3)。パイプの下流側にはカルマン渦が生じて、非定常性の強い流れである。Table 1 に計算条件を示す。解析はパイプ外側の流れとパイプ材料内熱伝導をカップリングさせており、パイプ内面は冷媒温度とヌッセルト数を固定した。

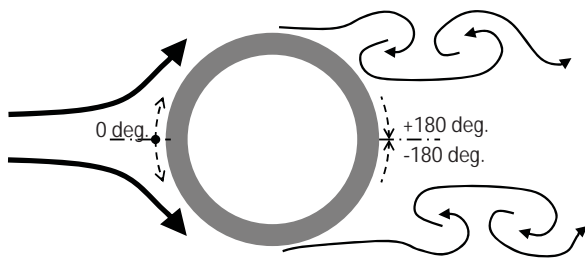


Fig.3 パイプ形状周りの流れモデル

Table 1 計算条件

パイプ外径	10 mm
パイプ内径	8 mm
材質	SUS304
ガス温度	773 K
ガス静圧	1.013×10^6 Pa
ガス流マッハ数	0.2
ガスレイノルズ数	8.35×10^4
内部冷媒温度	273 K
内面ヌッセルト数	50

Fig.4 で局所時間法による定常的解析(RANS), 非定常解析(URANS), そしてそれぞれについて時間スムージング法を適用した解析の4ケースについて得られた, パイプ外面の温度分布を比較する。

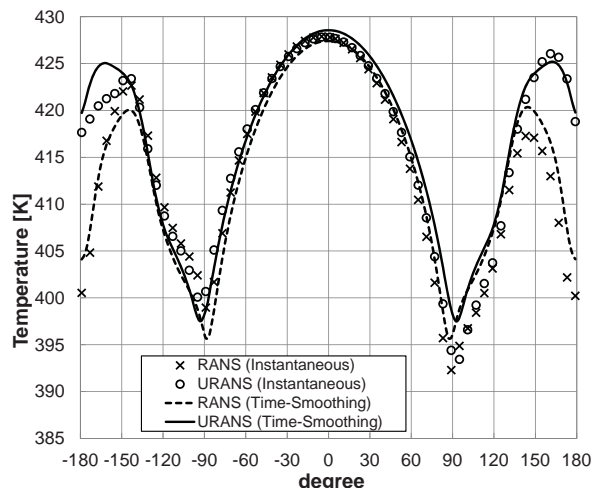


Fig.4 パイプ周りの表面温度分布

時間スムージングを適用しない解析 (○と×のマーク) では, 特に URANS ではパイプ上下での温度の変動によるアンバランスな分布が顕著であるが, RANS でも数値的な変動が残っている。重み N として非定常解析の場合の温度変動周期の約 5 倍の値を用いた時間スムージング解析結果 (実線と点線) を比較すると, パイプの前縁側では URANS と RANS で温度差はわずかであるが, 後縁側では RANS が大きく過小評価する結果となった。

同様にヌッセルト数分布を比較したのが, Fig.5 である。この図では時間スムージングによる結果に, 前縁側は Schmidt と Wenner⁴⁾による, 後縁側は五十嵐と平田⁵⁾による経験式をあわせてプロットした。前縁側は定常・非定常に関係なく経験式からのずれが同様に見られるが, 後縁側の過小評価は RANS の方がはるかに大きく, この点が後縁側での温度予測の大きな違いとなったと考えられる。

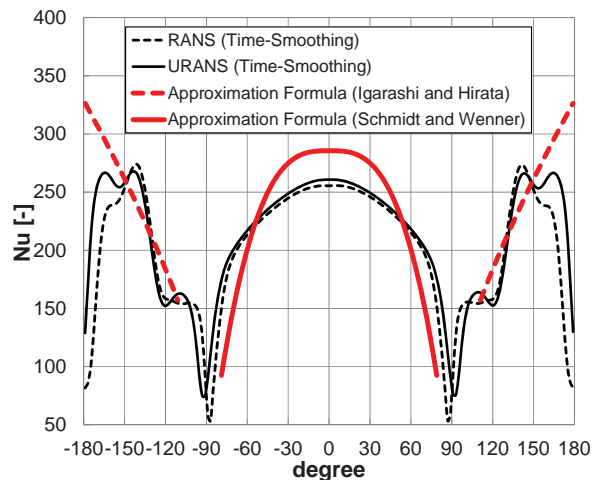


Fig.5 パイプ周りのヌッセルト数分布

3. ピンフィン列の冷却性能評価

3.1 ピンフィンの傾斜による冷却性能向上

タービン動翼の後縁吹き出し部の上流通路によく用いられているピンフィン冷却構造について、エンドウォールに対してピンフィンを傾斜させた場合の冷却性能変化について、これまでに実験と連成解析により研究してきた⁶⁾。以下にその概要を紹介する。

実験は、Fig.6(a)のように高温ガス風洞の壁面と一体となるように製作した試験体(Fig.6(b))に冷却空気を流し、高温ガス側壁面温度を赤外線カメラで測定して冷却性能を評価するものであった。試験体は互い違いに5列のピンを配置するレイアウトは共通に、Pin 1 (直立), Pin 2 (前方傾斜), Pin 3 (後方傾斜), Pin 4 (前後互い違い傾斜)の4種類を製作した (Fig.7)。実際の翼が鋳造であることを考慮して、ピンは削り出しで成型してエンドウォールと一体となっている。

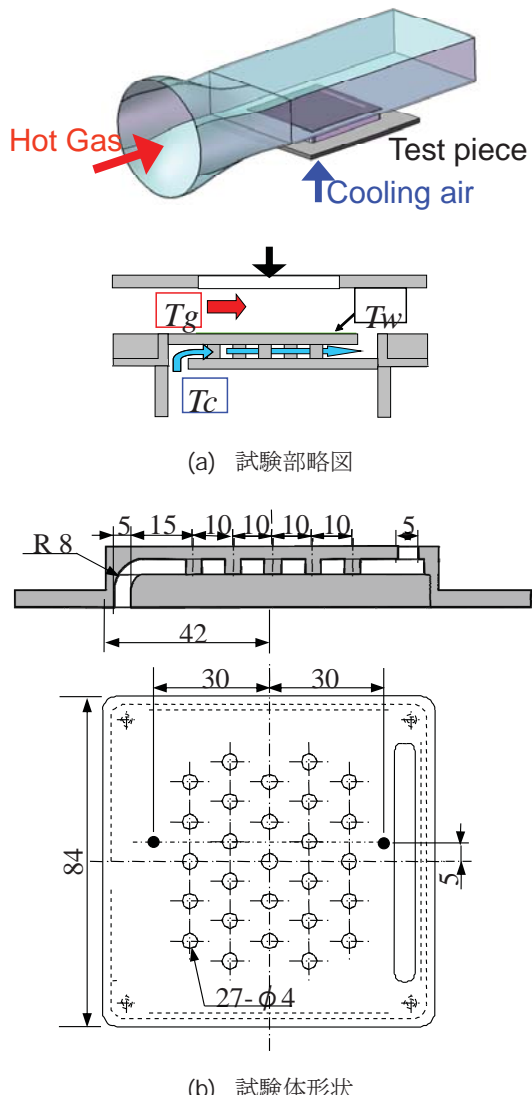


Fig.6 ピンフィン列冷却試験概要

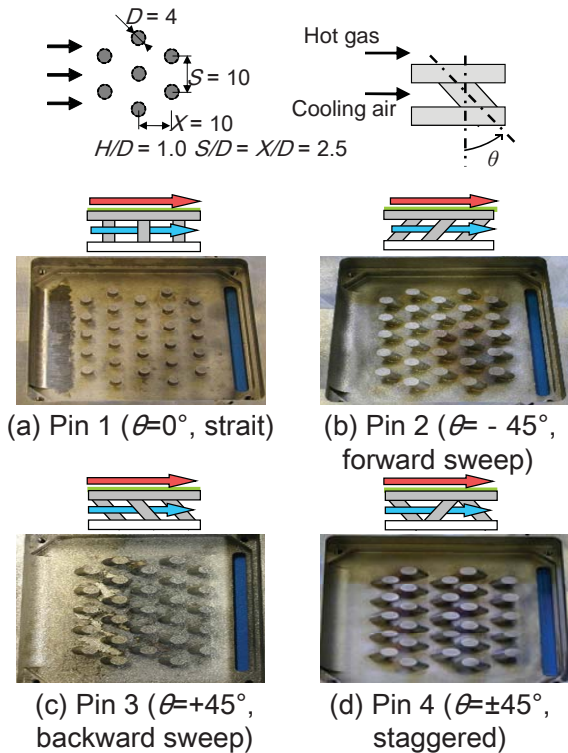


Fig.7 傾斜方向を変えた4試験体

Fig.8 は実験での評価の一例である。サーモカメラで計測した高温ガスにさらされる面の温度分布を冷却効率分布に変換した。さらに図の点線の枠内で、幅方向に値を平均し、それを流れ方向にプロットしてピン形状による違いの比較を行った。

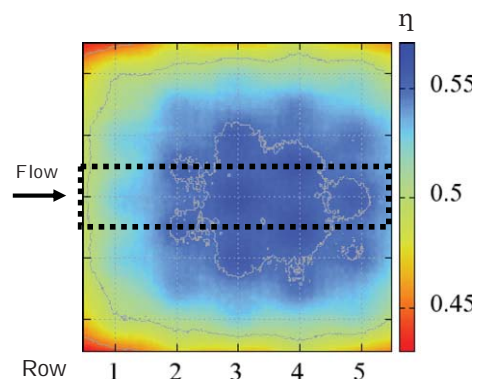


Fig.8 高温ガス側冷却効率分布

連成解析では、定常解析であることによる解の対称性を前提に必要な最小限である半ピッチ分の幅を計算領域として行い、実験と同様に高温ガス面の冷却効率を幅方向に平均して流れ方向分布をプロットした。実験、解析の両方の結果を Fig.9 に示す。

実験と定常連成解析の結果の間には、いくつかの共通点と相違点が見られた。

共通点としては、

- 分布パターンがピンの位置を反映している。
- Pin 1 を除く比較では、Pin 2 が最も冷却効率が良く、ついで Pin 4, Pin 3 の順である。

一方、相違点は、

- Pin 1 の結果が実験と比べて連成解析では極端に過小評価されている。
- 上流部分 (1 列目から 2 列目) で連成解析はピン形状によらずすべて過小評価されている。

であった。

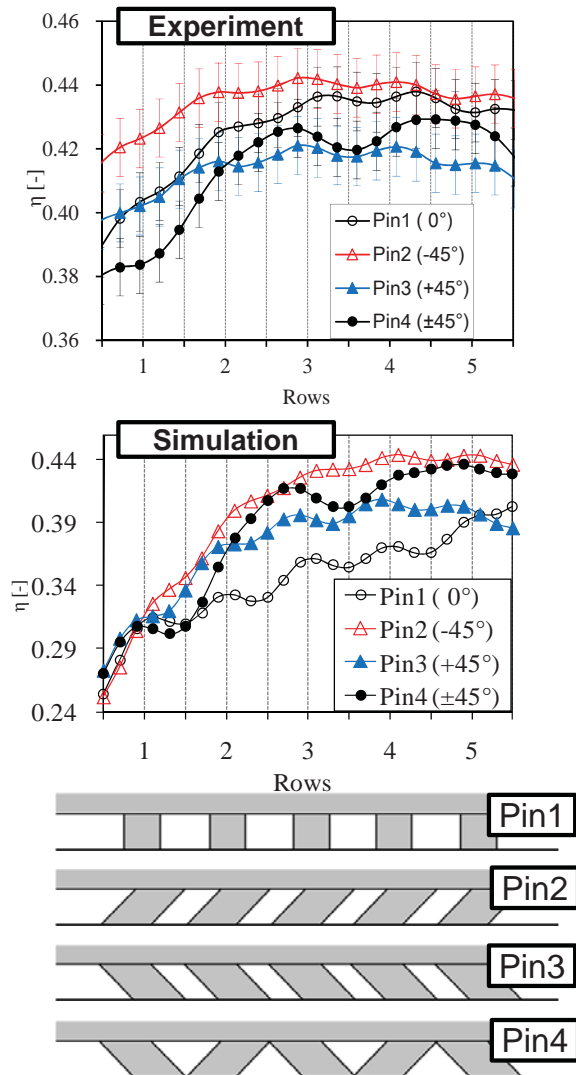


Fig.9 冷却効率分布の比較

3.2 時間スムージング法による連成解析再評価

前述の相違点のうち、特に Pin 1 で見られた値のずれは、4つの試験体のうち唯一の直立ピンであることで各ピンの下流の非定常性が最も強いことに起因すると考え、時間スムージング法を適用して流体部分をきちんと非定常解析して評価することにした。

再評価にあたり、同じ解析格子で非定常解析を

行うことの是非を検討した。Fig.10 は Pin 1 の格子ブロック構成で、固体部分をソリッド表示にしてある。

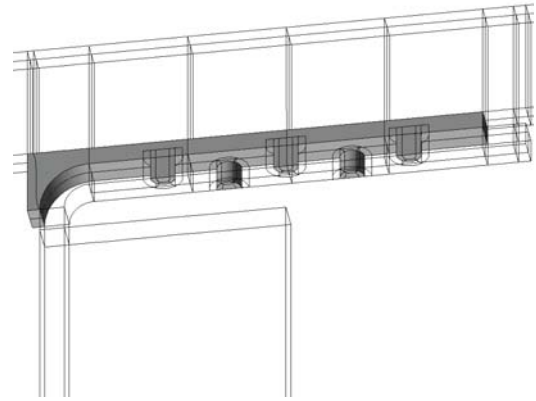


Fig.10 Pin 1 の解析格子ブロック構成

この格子は定常解析を前提として作成したため、幅方向には対称境界条件を適用し、ピン中央を通る必要最小限の幅を解析領域としている。非定常解析を行うためには、幅方向の境界を出入りする速度成分の発生を許容できるように周期境界とする必要があるが、そのためにはピン配置が周期的になるように Fig. 10 の領域を幅方向に 2 倍にしなければならないが、解析規模も 2 倍となるため、まずは定常解析用格子のまま同じ対称境界条件を用いて、流れの非定常性の効果を確認することとした。

また、この格子で非定常解析を行うと、小流量である冷却空気が定常解析の場合よりも大きく変動し、その平均値が見極めにくい。これは冷却空気入口のプレナムの領域が、実験のように大きく取っていないことと、仮に大きく取っても非常に低速流となるために、圧縮性流れを対象とした解析コードでは安定に計算しにくいという新たな問題が発生することになる。そこで本研究では、非定常解析を行う流体部分をピンフィンが並んでいる領域に限定し、冷却空気導入部と高温ガス流部には局所時間刻みを適用することで、冷却空気流量を安定させた。

時間スムージング法による非定常連成解析は Pin 1 と Pin 2 に対して行い、Fig.9 と同様に幅方向に平均した冷却効率の流れ方向分布を実験、RANS, URANS で比較したものが Fig. 11 である。なお RANS についても時間スムージング法を適用して数値的変動を抑えた解析を改めておこなったため、Fig. 9 とは完全には一致しないが、ほぼ再現する結果が得られている。

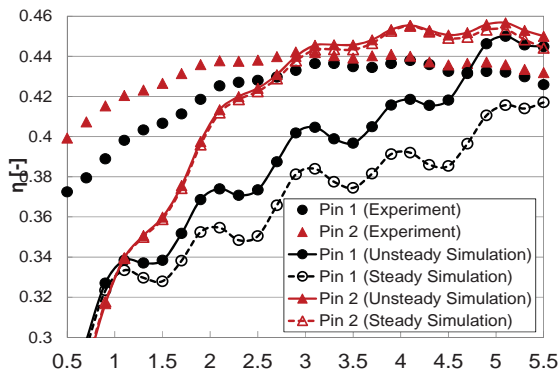


Fig.11 冷却効率分布の再評価

まず、ピンの1列目から2列目にかけての連成解析での大きな過小評価は、ピン形状や定常、非定常の違いにかかわらず引き続き同様に見られる。Pin 2については、非定常連成解析によっても定常解析とはほとんど同じ結果となった。一方、最も違いが表れたのが Pin 1 で、下流に進むほど定常解析との違いが大きくなる傾向となり、定常解析による過小評価が大きく改善される結果となった。

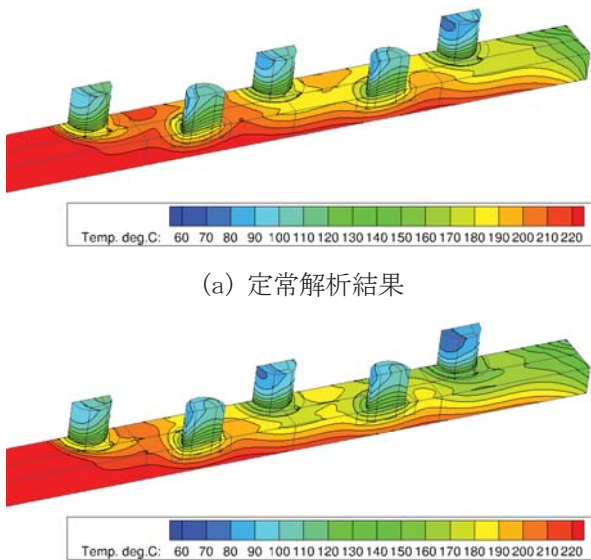


Fig.12 Pin 1 の固体部温度分布

Fig. 12 は Pin 1 の固体部温度分布である。1列目のピン温度分布については定常結果と非定常結果で大きな違いは見られないが、その下流側から両者の温度差が広がっている。Fig. 5 で示した通り、ピン下流側のヌッセルト数が非定常解析ではより大きく計算されるため、ピンフィンによる冷却効果がより働いたためと考えられる。

Pin 1 と Pin 2 の違いを検討するため、1列目のピン周りの流線を比較した (Fig. 13)。Pin 1 は後縁側の流線が不規則な分布であるのに対して、Pin 2

は傾斜に沿ってきれいな渦が発生しており、エンドウォールに向かう安定的な流れを形成している。このため、Pin 2 では非定常解析を行っても定常解析との差が見られなかったと考えられる。

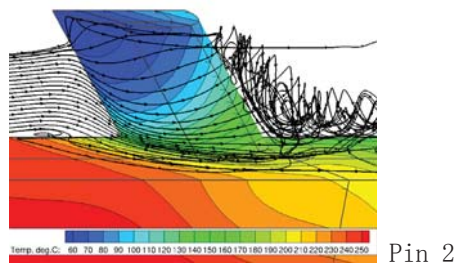
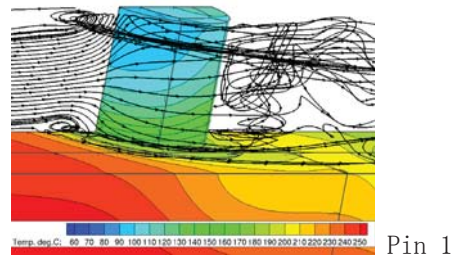


Fig.13 ピン周りの流線

4. 結論

流体の非定常解析に基づく流体・熱伝導連成解析を実現するために導入した時間スムージング手法は、非定常性が強い流れ場での温度予測精度向上への効果が期待できる。ピンフィン列の解析に適用した結果、最も非定常性が強い直立ピンの結果において、定常解析で問題であった冷却性能の過小評価が大きく改善された。

参考文献

- 1) He, L., Oldfield, M.L.G., "Unsteady Conjugate Heat Transfer Modeling", Journal of Turbomachinery, JULY 2011, Vol. 133, 031022
- 2) Yamane, T., Yamamoto, K., "Introduction of Combine Usage of Overset Grid Method in Conjugate Heat Transfer Simulation", Proceedings of ASME TURBO EXPO 2009, GT2009-59832
- 3) Yamane, T., Tanaka, Y., "A Method for Conjugate Heat Transfer with Unsteady RANS Simulation", Proceedings of ASME TURBO EXPO 2014, GT2014-25582
- 4) Schmidt, E., Wenner, K., Forsch. Geb. Ingenieurwes, 12(1941), pp. 65-73
- 5) 五十嵐保・平田賢, 日本機械学会集論文集 39-322, (1973), 1890
- 6) Takeda, T., Yamane, T., "Study on the Effects of Pin Inclination in Convection Cooling for Turbine Blade", Proceedings of International Gas Turbine Congress 2011, IGTC2011-0203

主流加熱ヒーター及び IR カメラを用いた 熱伝達率計測手法の高精度化検討

*長谷 貴昭，水上 聡，伊藤 栄作（三菱重工業）

Study of Heat Transfer Transient Measurement Accuracy Using Infrared Camera and Heater Mesh on Gas Turbine Conditions

* Takaaki HASE, Satoshi MIZUKAMI and Eisaku ITO (MHI)

ABSTRACT

The accuracy of heat transfer coefficient is important for the prediction of heat load of cooled turbines as well as for cooling design. In the design process, heat transfer coefficient is mainly predicted using empirical equations or test results. One prospective method to measure heat transfer coefficient correctly is to use a heater mesh and an infrared (IR) camera (Oldfield, 2008^[1], O'Dowd, 2009^[2]). In this study, heat transfer coefficient of flat plate, a cylinder and the 1st vane suction surface are measured. By comparing a flat plate and cylinder results with empirical formula the measurement precision can be quantified. Then by comparing the 1st vane results with conventional steady method result, it was determined that there was enough measurement precision in consideration of measurement error. The experimental error and method for higher precision are discussed in this paper.

Key words: Heat Transfer, Gas Turbine, Transient Technique.

1. はじめに

タービン翼の冷却空気流量の低減のため，熱負荷に応じた冷却設計の最適化が求められている。このタービン翼の熱負荷の予測のためには，熱伝達率の正確な予測が重要である。熱伝達率の予測には，経験式や CFD による予測，伝熱試験による計測が用いられている。

伝熱試験による熱伝達率計測には，供試体の表面に電気加熱ヒーターと熱電対を施工した定常法が多く用いられている。定常法による熱伝達率計測には，以下の課題がある。

- ・ 供試体内の熱伝導による計測誤差が生じる。
- ・ 供試体への電気ヒーター及び熱電対の施工に，非常に多くの時間・金銭的成本がかかる。
- ・ 熱電対を施工した位置での，局所的な熱伝達率しか得られない(点計測)。

近年の計測技術の発達により，これら課題の一部を解決する手法が考案されてきた。Jenkins ら^[3]は感温液晶を用いた定常法によって，リブを有する流路の熱伝達率を計測している。Russin ら^[4]は

感温塗料を用いて，平板フィルム冷却における熱伝達率を計測している。

これら課題を解決する手法の一つに，ヒーターメッシュ及び Infra-Red (IR) カメラを用いた非定常法^{[1][2]}がある。西田ら^[5]は，非定常法を用いて，ディンプルを有する翼後縁部フィルム冷却の熱伝達率を計測している。Rutledge ら^[6]は，非定常法の計測誤差低減に関する検討を行っている。

この非定常法は，先の定常法と比較した場合に，

- ・ 供試体内の熱伝導による影響が小さい。
- ・ 供試体表面に電気ヒーターや熱電対を施工する必要がないため，低コスト，短納期。
- ・ 二次元熱伝達率分布を得られる(面計測)。

といった点で有利であるが，ガスタービン実機相当条件での熱伝達率計測例は少ない。

そこで，本研究では，実機相当条件での非定常法による熱伝達率計測^[7]を試み，計測精度の評価を行った。

2. 伝熱試験

2.1 非定常法の計測原理

熱伝達率は式(1)で表される。

$$\dot{q} = h(T_{ad} - T_w) \quad \text{式(1)}$$

ここで h : 熱伝達率 [$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$], q : 壁面熱流束 [W/m^2]
 T : 温度 [K], 添え字 ad : 断熱壁, w : 壁面を表す。
 図1に壁面熱流束と壁面温度の関係を示す。式(1)から熱伝達率は、図1における傾きである。

供試体周りの流体温度がステップ的に変化するときの壁面熱流束は、半無限平板を仮定した場合、

$$\dot{q}(m \Delta t) = \frac{2\sqrt{\rho c_p k}}{\sqrt{\pi \Delta t}} \sum_{n=0}^m (T_{n+1} + T_{n-1} - 2T_n)(m-n)^{1/2} \quad \text{式(2)}$$

と表せる^[1]。ここで ρ : 壁面材料密度 [kg/m^3], C_p : 壁面材料比熱 [$\text{kJ}/(\text{kgK})$], k : 壁面材料熱伝導率 [$\text{W}/(\text{mK})$], Δt : 計測時間刻み [s], m : 計測回数, n : 計測ステップ数を表す。

本研究では、作動流体に空気を用い、ヒーターメッシュにより作動流体をステップ的に加熱し、壁面温度応答を IR カメラで計測することで、図2に示すような熱伝達率の二次元分布計測を、

- ・ 平板及び円柱
- ・ 1 段静翼背側面(実機形状・寸法)

を対象に、ガスタービン実機相当のレイノルズ数・マッハ数条件下で行った。

2.2 計測の不確かさ

計測原理により生じる計測の不確かさを見積もるため、理想的なステップ加熱で熱伝達率が計測中に変化しない条件での計測の不確かさ解析を行った。主流加熱量 ΔT_g 10°C の時、実機相当条件下での計測の不確かさ(95%信頼度)は 5% 以内である。

2.3 試験装置

2.3.1 ヒーターメッシュ

図3にヒーターメッシュの写真を示す。ヒーターメッシュは、金属メッシュ、銅電極、絶縁枠によって構成され、金属メッシュに電流をステップ的に印加することで、メッシュ部分を通る作動流体をステップ的に加熱する。

2.3.2 平板及び円柱試験装置

図4に平板・円柱試験装置写真を、図5に平板試験装置概略図を示す。試験装置は矩形流路であり、下流に設けられた圧縮機により駆動した。

主流流速をピトー管で、主流空気温度をヒーターメッシュ前後に設置した熱電対で計測した。壁面温度は、赤外線透過窓(CaF₂)を通じて IR カメラ (FLIR SC7500-BB 320x256 pixels) で計測し、明らかなショットノイズを除去するため、メディアアンフィルタを1回適用した。

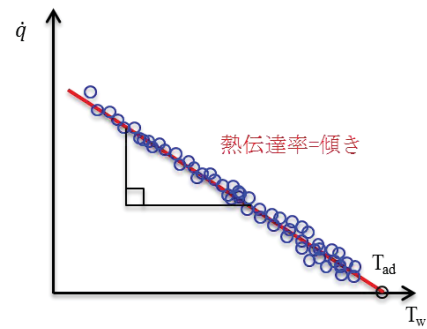


図1 壁面温度と熱流束の関係

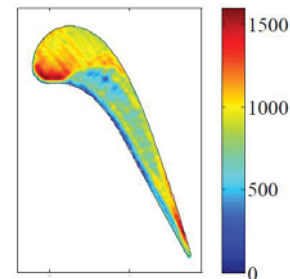


図2 非定常法による熱伝達率計測例^[2]

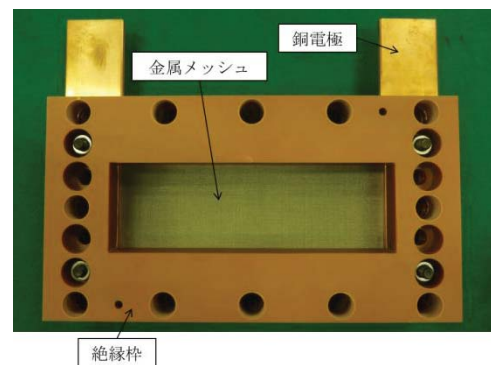


図3 ヒーターメッシュ

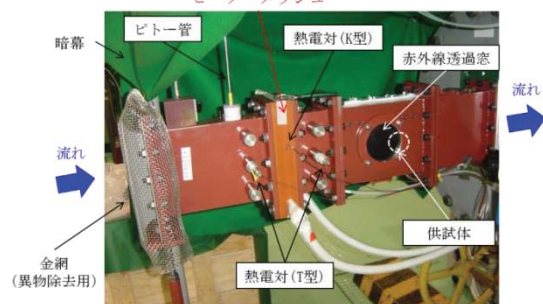


図4 平板・円柱試験装置

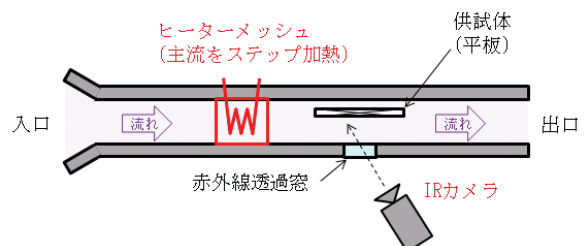


図5 平板試験 装置概略図

2.3.3 1 段静翼背側試験装置

図 6 に 1 段静翼背側試験装置の概略図を、図 7 に試験装置の写真を示す。本装置は、作動流体を上流の圧縮機により駆動し、ガスタービン実機燃焼器を模擬した流路を通じて、テストセクションに供給する。1 段静翼供試体は、実機と同形状・同寸法とした。

主流流量を上流側に設けられた流量計で、主流空気をヒーターメッシュ前後に設置した熱電対で計測した。赤外線透過窓(BaF₂)を通じて IR カメラで壁面温度を計測し、平板及び円柱試験と同様に、明らかなショットノイズを除去するため、メディアンフィルタを 1 回適用した。

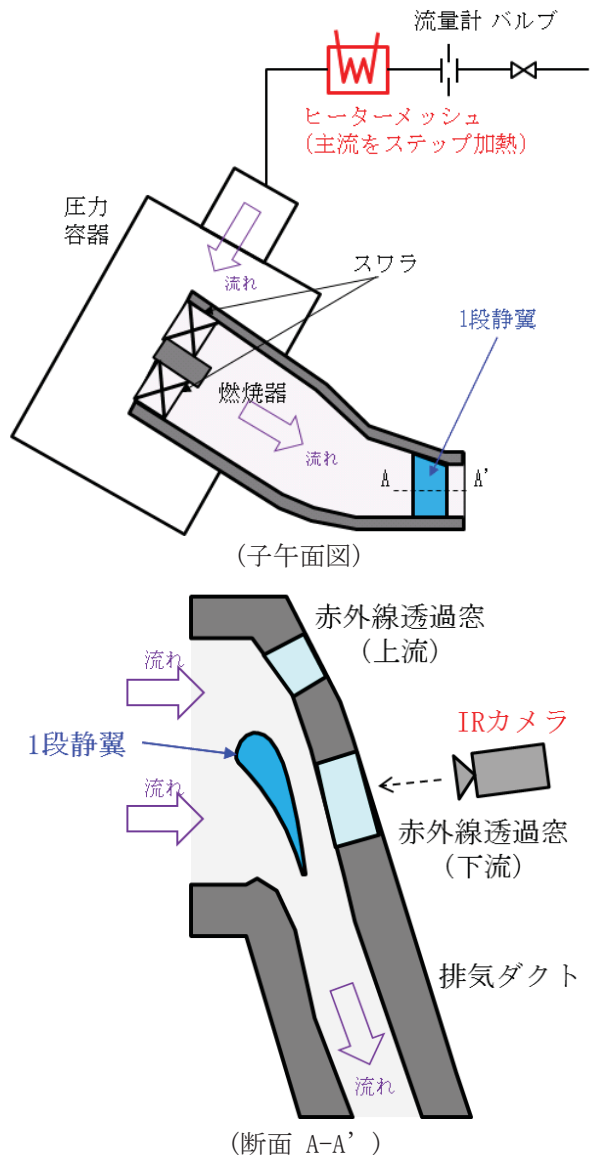


図 6 1 段静翼背側試験装置概略図

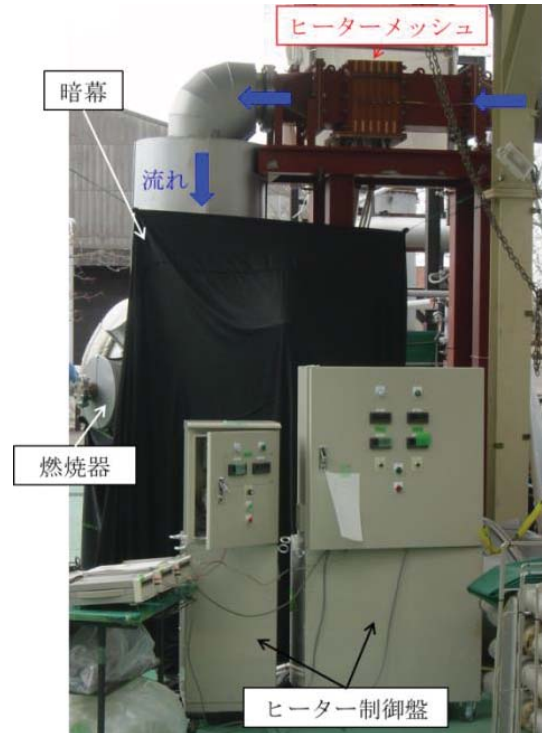


図 7 1 段静翼背側試験装置

2.4 試験条件

試験条件を表 1 に示す。ここでレイノルズ数 $Re_L(=U_g L/v_g)$ $Re_D(=U_g D/v_g)$, マッハ数 $M(=U_g/a_g)$ であり, U_g : 主流平均流速[m/s], a_g : 主流音速 [m/s], L : 平板長さもしくは静翼周長[m], D : 円柱直径もしくは静翼前縁径[m], v_g : 主流動粘性係数 [m²/s]を表す。

試験条件は、実機条件をできる限り再現するため、すべての実験でレイノルズ数を実機条件と同じオーダーとした。また 1 段静翼背側試験についてはマッハ数を実機と同等の条件とした。

表 1 試験条件

	①実機GT 1段静翼	②平板試験 円柱試験	③1段静翼 リグ装置
Re_L [-]	100%	45%	44%
Re_D [-]	100%	57%	44%

3. 試験結果

3.1 ヒーターメッシュ加熱の健全性

図8に平板試験でのヒーターメッシュ加熱による温度応答履歴を示す。ヒーターメッシュの主流空気温度は、ステップ的に加熱され、定常状態に落ち着いている。T型熱電対による温度トラバースにより、空間の温度ムラは、主流加熱量 ΔT_g 約 10°C の時に 0.2°C 以内であることを確認した。またヒーターメッシュは20回以上使用しても加熱の再現性に問題ないことを確認している。

なお、加熱容量の制限から、主流加熱温度 ΔT_g を 10°C とし、試験を実施した。

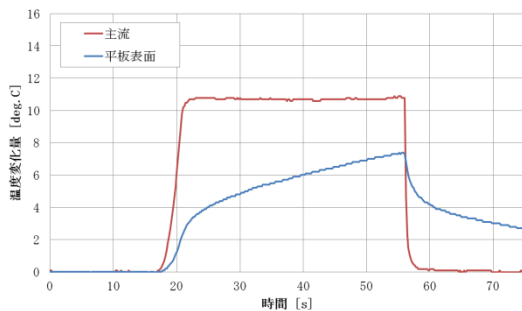


図8 温度計測結果

3.2 平板試験結果

図9に平板とIRカメラのなす角度を $0\sim 45\text{deg}$ として、平板の 100mm 位置付近の計測を行った結果を示す。 $0\sim 45\text{deg}$ の範囲で計測結果はほぼ一致しており、IRカメラの計測角度の影響は小さく、また実験の再現性が確保されている。

図10に流れ方向に領域を分割して計測した結果を示す。計測結果はJohnson-Rubesinの式^[8]

$$Nu_{empirical} = 0.0296 Re_L^{4/5} Pr^{1/3} \quad \text{式(3)}$$

と15%以内で一致すると共に、計測領域間での連続性があり、良好な結果を得られた。試験結果の計測の不確かさは15%程度となり、理想的な条件での計測の不確かさ5%に対して大きくなった。

3.3 円柱試験結果

図11に円柱試験結果を示す。円柱試験結果はSchmidtの経験式^[9]

$$Nu = 1.14 \left\{ 1 - \left(\frac{\phi}{90} \right)^3 \right\} Re_L^{4/5} Pr^{2/5} \quad \text{式(4)}$$

と5%以内で一致し、曲率を有する面で良好な結果を得た。計測の不確かさは15%程度となった。

3.4 1段静翼背側試験結果

図12に過去に計測した定常法による計測結果との比較を示す。本計測結果は、定常法の結果と計測誤差の範囲内で一致した結果となった。

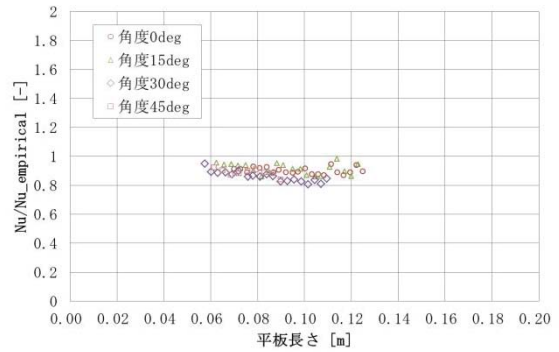


図9 IRカメラ計測角度の影響

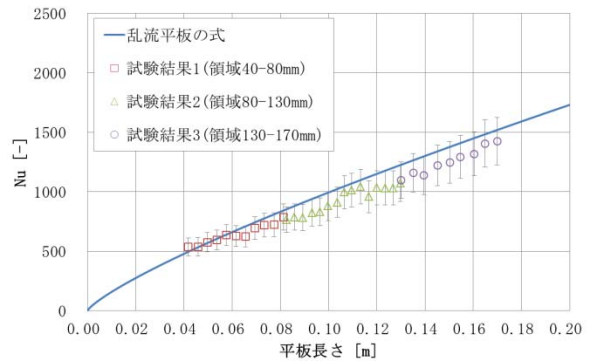


図10 平板の熱伝達率計測結果

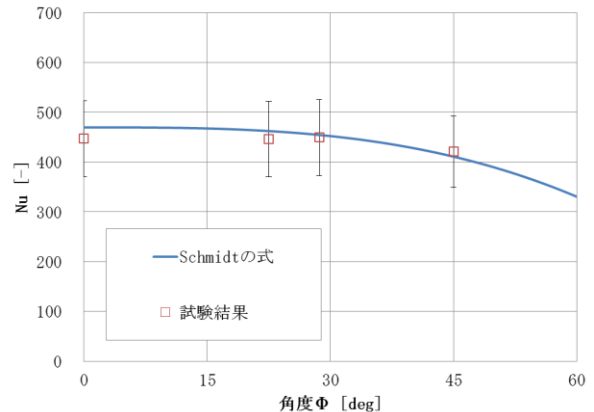


図11 円柱の熱伝達率計測結果

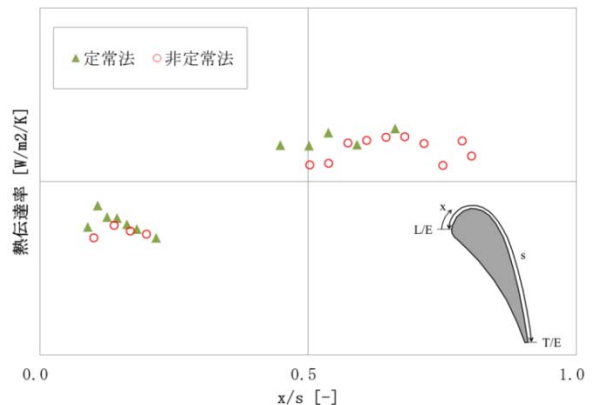


図12 1段静翼背側面 熱伝達率計測結果

これらの結果から、実機相当条件においても本手法は有効であり、

- ・二次元熱伝達率分布が取得可能
- ・試験コストが低い
- ・試験準備期間、試験時間が短い

点で優位性がある手法といえる。

4. 考察

いずれの試験の場合にも、経験式や定常法の結果と比較し良好な結果が得られたが、計測の不確かさが15%程度と大きな値となった。

計測の不確かさが上昇した原因として、

- ・主流加熱量の不足
- ・IRカメラ計測温度のノイズ

の影響が考えられる。

計測温度のノイズの影響を少なくするために、

- ・主流加熱量の増加
- ・ノイズ除去フィルタの選定

を行うことで、更なる計測精度向上が可能である。

5. 結言

本研究では、高精度な熱伝達率予測のため、ガスタービン実機相当条件での非定常法による熱伝達率計測を試み、以下の知見を得た。

- ・平板及び円柱試験において、15%程度の計測の不確かさで熱伝達率を計測できた。
- ・1段静翼背側試験において、実機相当条件で、定常法と同程度の熱伝達率を計測可能なことを確認した。
- ・主流加熱量の増加、ノイズ除去フィルタの適用で、更なる計測精度向上が可能である。

謝辞

本研究の一部は、経済産業省による「エネルギー使用合理化先進的技術開発費補助金（高効率ガスタービン技術実証事業）」の補助により行われたものである。この場をお借りして、深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Oldfield, M.L.G., 2008, "Impulse response Processing of Transient Heat Transfer Gauge Signals," Journal of Turbomachinery, Vol.130, 021023.
- [2] O'Dowd, D., Zhang, Q., Ligrani, P., He, L., and Freidrichs, S., 2009, "Comparison of Heat Transfer Measurement Techniques on a Transonic Turbine Blade Tip," ASME Paper GT2009-59376.
- [3] Jenkins, S. C., Shevchuk, I. V., Wolfersdorf, J., and Weigand, B., 2007, "Transient Thermal Field Measurements in a High Aspect Ratio Channel Related to Transient Thermochromic Liquid Crystal Experiments", ASME Paper GT2007-27812.
- [4] Russin, R. A., Alfred, D., and Wright, L. M., 2009, "Measurement of Detailed Heat Transfer Coefficient and Film Cooling Effectiveness Distributions Using PSP and TSP", ASME Paper GT2009-59975.
- [5] Nishida, S., Murata, A., Saito, H., Okita, Y., Nakamata, C., Iwamoto, K., 2013, "Effects of Shape and Arrangement of Dimples on Film Cooling Performance over Cutback Surface at Airfoil Trailing Edge", ASME Paper GT2013-95542.
- [6] Rutledge, J. L., and McCall, J. F., 2013, "An Inverse Heat Transfer Approach to Mitigating Sources of Experimental Error in Transient Heat Transfer Experiments", ASME Paper GT2013-94583.
- [7] Mizukami, S., Hase, T., Ito, E., 2014, "Practical Use of the Heat Transfer Coefficient Measurement Technique Using a Heater Mesh and the Infrared Camera", ACGT2014-098.
- [8] Johnson, H. A. and Rubesin, M.W., 1972, Trans. ASME, 71-5, pp.447-456.
- [9] Schmidt, E. and Wenner, K., 1941, Forsh. Geb. Ingenierwes, 12, p.65.

3 枚翼ジャイロミル型風車の性能向上に関する研究

*朱 澄（拓大院），平野 孝典，藤本 一郎（拓大），
平本 政明（元 東大），川端 康介（拓大）

Study on Performance Improvement of Tree Blades Gyro-mill Type Wind Turbines

*ZHU CHENG(M2 of Takushoku Univ.), Takanori HIRANO, Ichiro FUJIMOTO (Takushoku Univ.), Masaaki HIRAMOTO (former lecturer of Tokyo Univ.) and Yasusuke KAWABATA (Takushoku Univ.)

■ ABSTRACT

In order to improve the performance of gyro-mill type wind turbine, numerical analyses by the vortex method has been done. The rotating torque of three blades gyro-mill type wind turbine was calculated as a parameter of tip speed ratio and also set-up angle of blade. The result shows that there existed an optimum setting angle to tip speed ratio.

Key words: Gyro-mill type Wind Turbine, Vortex Method, Numerical Analysis

1. はじめに

発電に用いられるエネルギーは種々あるが、石炭や石油などの化石燃料の使用は地球温暖化などの環境問題の一因となっている。そのため、環境にやさしい再生可能エネルギーの利用が世界中で増えている⁽¹⁾。その中の一つ風力エネルギーがある。風力発電は世界中で発電量の割合が高くなっており、洋上発電や風車の大型化などが進められている。これらは水平軸型風車を使用されているが、地域分散型発電や自家用発電装置としての小型風力発電用風車として、垂直軸型風車の使用が考えられる。本研究では低出力ではあるが、効率がよく、風向に左右されないという特徴を持ったジャイロミル型風車に着目する。

これまでに、垂直軸揚力型のジャイロミル型風車について、単独翼の静的空力特性を基にし、切り欠き翼の効果⁽²⁾や、翼の取付角と風車回転時の空気力との関係⁽³⁾について実験及び解析を行い、起動性能向上に関する報告を行った。また、渦法による数値シミュレーションにより、翼の取付角が風車の回転時の性能に大きな影響を及ぼすことを明らかにしている⁽⁴⁾。また、翼のピッチコントロールにより起動性能が大きく向上することを報告している⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

本報では、数値解析手法の一つである渦法を用いて、特に回転性能向上に着目し、3枚翼ジャイロミル型風車

周りの流れのシミュレーションを行い、周速比に対して最適な翼の取付角を求めた結果について報告する。

2. 解析手法

本研究では、2次元解析として渦法を用いた。

2.1 渦法の基礎

渦法は、渦度輸送方程式を基礎にした数値計算手法であり、その数理的な基礎研究は既に発表され、整合性、収束性や安定性は解明されており、大規模な剥離を伴う物体や強い循環を持つ物体の後流など、渦の移流が支配的な流れ場において有効な数値解析法と考えられ適用されてきた。渦法は、渦度場から速度場を求める際、Biot-Savartの式に基づき計算するラグランジアン渦法とPoisson方程式を解いて求めるVortex-in-cell法に大別される。渦法の特徴は、渦度輸送方程式をEuler方程式と粘性拡散方程式に分離して解くことにある。渦度場と速度場はBiot-Savartの式によって関係付けられていることから、渦法では、Euler方程式における対流項の計算が渦要素を移流させるだけで取り扱うことができるため、対流項に関する数値粘性の問題が生じないという優れた性質を含め、以下のような特徴を持つ。

(1) 対流項に関する数値粘性の問題がない。

(2) 空間格子を設けることなく渦度の集中する流れ

を自動的に追従する。

(3) 外部境界条件は自然に満足される。

このように渦法は、有限要素法や差分法に代表される格子系の解析手法に比べて優れた特徴を持つ。

2.2 基礎方程式

非圧縮性流れを対象とする渦法の基礎式は Navier-Stokes 方程式の回転から得られる渦度輸送方程式及び発散から得られる圧力 Poisson 方程式から成り立っている。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad})\omega = (\omega \cdot \text{grad})\mathbf{u} + \nu \nabla^2 \omega \quad (1)$$

$$\nabla^2 p = -\rho \cdot \text{div}(\mathbf{u} \cdot \text{grad} \mathbf{u}) \quad (2)$$

ここで \mathbf{u} 及び ω はそれぞれ速度ベクトル及び $\omega = \text{rot} \cdot \mathbf{u}$ で定義される渦度ベクトルを表す。流れ場の速度 \mathbf{u} があらかじめ求められていれば、流体の粘性、流れの非定常性に直接関わらず、圧力は(2)式で求めることができる。また、翼に作用する空気力は、翼面圧力を積分して求めている。

3. 計算条件

3枚翼ジャイロミル型風車について、周速比をパラメータとした解析を行った。以下に、解析対称と計算条件を示す。

3.1 供試翼

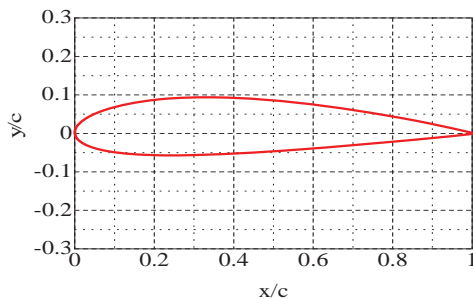


Fig.1 NACA2415 Test Blade

本研究では供試翼として実機でも使用されている NACA2415 型翼を使用した。供試翼は 2 次元で、翼弦長は風洞実験⁽²⁾で使用されている翼の 10 倍の大きさである 0.3m に設定した。渦法では解析を行うために物体表面を分割する必要がある。本解析では、供試翼表面を 103 枚のパネルに分割した。

3.2 風車モデル

解析対象は 3 枚翼ジャイロミル型風車とした。Fig. 2 に風車モデルを示す。Fig. 1 に示す NACA2415 型翼を実際の風車の大きさを想定して直径 1.0m の回転円周上に

配置した。風向は左から右とし、回転面の接線方向と翼弦方向のなす角を取付角 β (Fig. 4 参照)、風車の反時計回りの回転角度を回転角 γ とした。また、各翼を反時計回りに Blade1、Blade2、Blade3 とする。

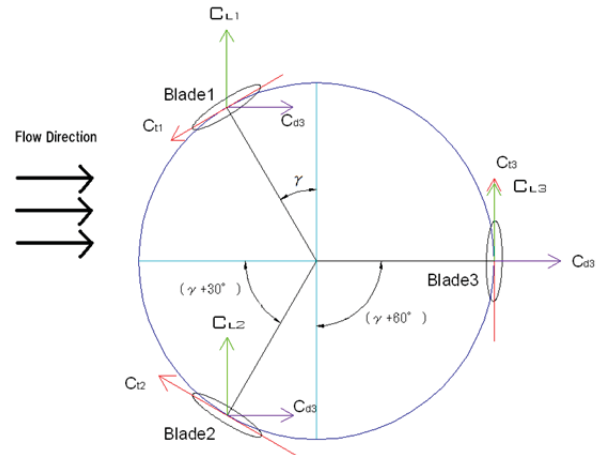


Fig.2 Schematic of Wind Turbine

3.3 計算条件

本研究では、二次元 3 枚翼のジャイロミル型風車を解析対象とした。また、風車は一定周速比の条件で解析を行った。計算条件を Table 1 に示す。

Table 1 Analysis Condition

主流速、 U_∞	[m/s]	5.00E-1
代表長さ、 D_0	[m]	3.00E-2
密度、 ρ	[kg/m ³]	1.21
動粘性係数、 ν	[m ² /s]	1.48E-05
レイノルズ数、 Re	—	6.08E+2
取付角、 β	[°]	10 0 -10 -30 -60
周速比、 λ	—	0.1 0.2 0.4 0.7 1.5

3.4 空気力係数

Fig. 3 に空気力の定義を示す。揚力係数 C_L は流れ方向と直角方向の成分である揚力の無次元数であり、(3)式で定義される。

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 D_0} \quad (3)$$

また、抗力係数 C_D は流体力の流れ方向成分である抗力の無次元数であり、(4)式で定義される。

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 D_0} \quad (4)$$

ここで、Lは揚力、Dは抗力、 $\frac{1}{2}\rho U_0^2$ は動圧、 D_0 は翼

弦長を表す。LとDは翼面圧力の積分から求められる。

回転力係数 C_T は翼に作用する回転方向の力を無次元化したものである。 C_T の値が大きいほど風車の回転力は大きくなる。Fig. 4 に空気力係数の定義を示すが、 C_T は反時計回りを正とする。

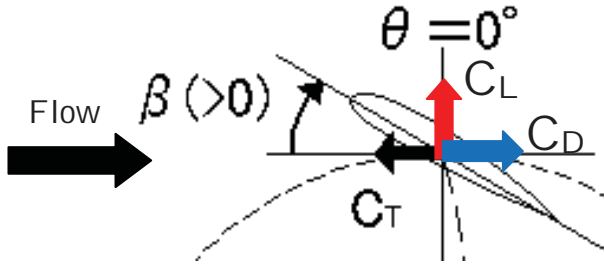


Fig. 3 Schematic of Fluid Forces

次に、Blade1 から Blade3 までの各翼の回転力係数 C_{Ti} ($i=1, 2, 3$:翼番号) の計算式を(5)式から(7)式に示す。

$$C_{T1} = -C_{d1}(\cos \theta) - C_{l1}(\sin \theta) \quad (5)$$

$$C_{T2} = -C_{d1} \cos(\theta + 120^\circ) - C_{l1} \sin(\theta + 120^\circ) \quad (6)$$

$$C_{T3} = -C_{d1} \cos(\theta + 240^\circ) - C_{l1} \sin(\theta + 240^\circ) \quad (7)$$

風車全体の回転力係数 C_T は(8)式に示すように C_{T1} から C_{T3} までを合計して求めた。

$$\text{Total: } C_T = C_{T1} + C_{T2} + C_{T3} \quad (8)$$

4. 計算結果及び考察

翼取付角をパラメータとして計算を行い、風車回転力が最大となる最適取付角を翼に求める際、無次元時間 (U_0*dt/D_0) に対する回転力係数 C_{Ti} の変動を調べた。一例として、Fig. 4 に、 $\beta=-10^\circ$ $\lambda=0.4$ における各翼の C_{Ti} の時間履歴を示す。また、その中で風車が1回転する間に各翼の C_{Ti} の時間履歴を Fig. 5 に示す。

Fig. 5 を見ると C_{Ti} が周期的に変動しているのが見て取れる。また、Fig. 5 から Blade1、Blade2 と Blade3 の C_{Ti} の変動は位相が 120° ずれていることが分かる。

各翼の C_{Ti} の時間平均値は、Fig5 に示す各翼の C_{Ti} が周期的な安定状態に入った1回転分の時間平均値(無次元時間 1.76 ~ 3.43)とした。

Fig. 6 は Fig. 5 に示す各翼の C_{Ti} から(8)式により求め

た全体の回転力係数 C_T の1回転あたりの時間履歴を示す。1回転中に3枚翼であるため3つの大きな変動が表われている。 C_T の時間平均値は、無次元時間 1.76 ~ 3.43 の間の平均を求め回転力係数 C_T とした。

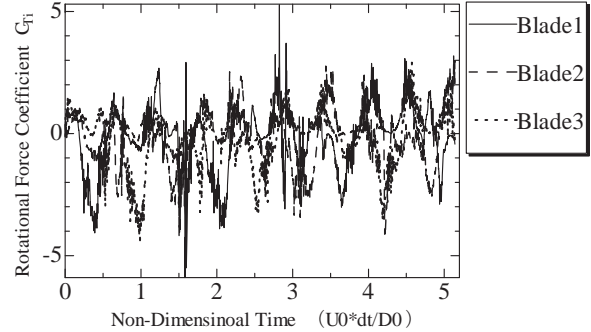


Fig. 4 Time History of Rotational Force of Each Blade ($\beta=-10^\circ$ $\lambda=0.4$)

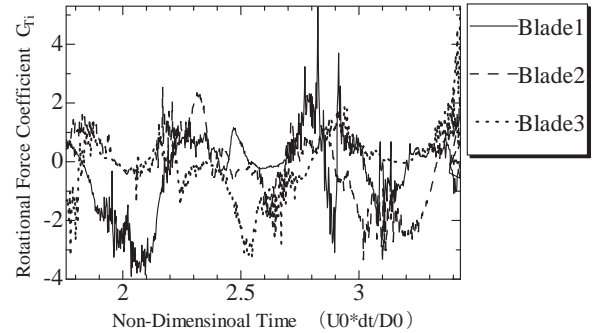


Fig. 5 Time History of C_{Ti} to One Rotation ($\beta=-10^\circ$ $\lambda=0.4$)

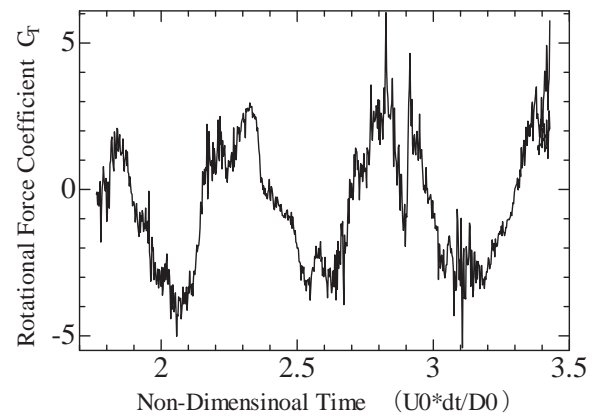


Fig. 6 Time History of C_T ($\beta=-10^\circ$ $\lambda=0.4$)

4.2 各翼の回転力係数

4.2.1 Blade1 Fig. 7にBlade1における回転力係数と周速比の関係を示す。

Fig. 7を見ると、全ての β において、周速比 $\lambda=0.1 \sim 0.6$ まで回転力が減少しており、 $\beta=0^\circ \sim -60^\circ$ の回転力係数 C_{T1} はこの範囲で負になっている。周速比 $\lambda=0.6 \sim 1.5$ の範囲で全ての β において C_{T1} は増加している。また、 $\beta=10^\circ$ の時に周速比すべての範囲で C_{T1} が大きいことが分かる。

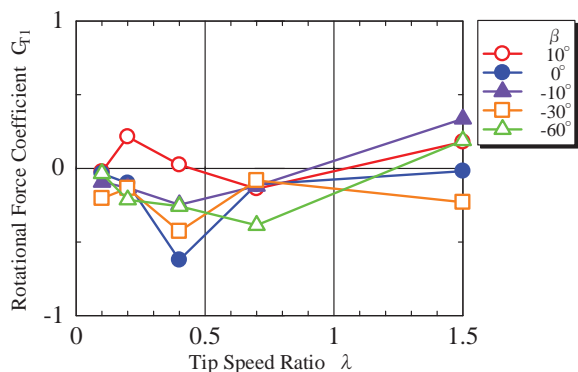


Fig. 7 Rotational Force Coefficient (Blade1)

4.2.2 Blade2 Fig. 8にBlade2における回転力係数と回転角の関係を示す。

Fig. 8を見ると、 C_{T2} は $\beta=10^\circ$ の時 $0.2 < \lambda < 0.5$ の範囲を除き、最大となっている。

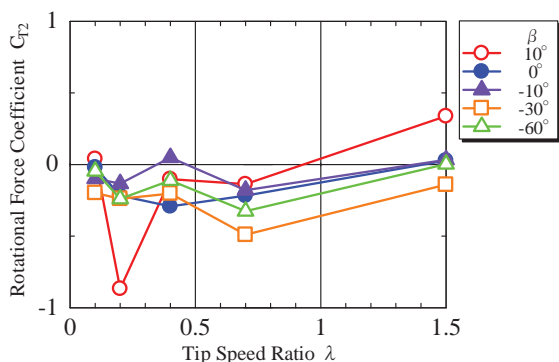


Fig. 8 Rotational Force Coefficient (Blade2)

4.2.3 Blade3 Fig. 9にBlade3における回転力係数と回転角の関係を示す。

Fig. 9を見ると、 $\beta=-30^\circ$ では周速比 $\lambda=0.4$ と 1.5 で C_{T3} は正となっているが、ほぼ周速比全体にわたり C_{T3} は負の値となっている。ただし、Blade3においても $\beta=10^\circ$ 場合が C_{T3} は大きい値を取っている。

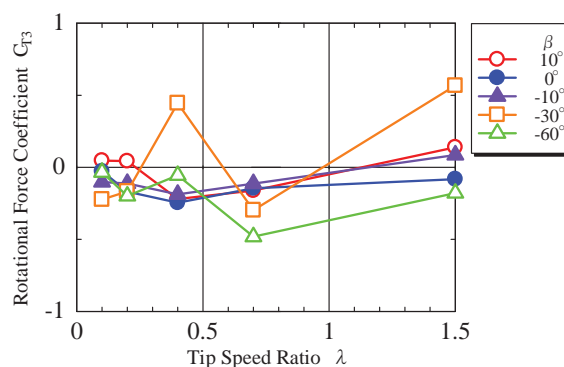


Fig. 9 Rotational Force Coefficient (Blade3)

4.3 全体の回転力係数

Fig. 10に、全翼を同じ取付角に設定した場合の全体の回転力係数 C_T と周速比 λ との関係を、翼取付角をパラメータとして示す。

Fig. 10を見ると、 C_T が最大となる最適取付角は、 $\lambda=0.1$ では $\beta=10^\circ$ 、 $\lambda=0.2$ では $\beta=-10^\circ$ 、 $\lambda=0.4$ では $\beta=-30^\circ$ 、 $\lambda=0.7$ では $\beta=-10^\circ$ 、 $\lambda=1.5$ では $\beta=10^\circ$ であることが分かる。本解析により、最適取付角は周速比に対して変化することが分かった。ただし、ほとんどの周速比範囲で最適取付角は $\beta=10^\circ$ であった。図を見ると、取付角によっては C_T が負の値を示している。これは、今回の条件では、周速比 λ が小さい場合は回転が困難であることを示している。

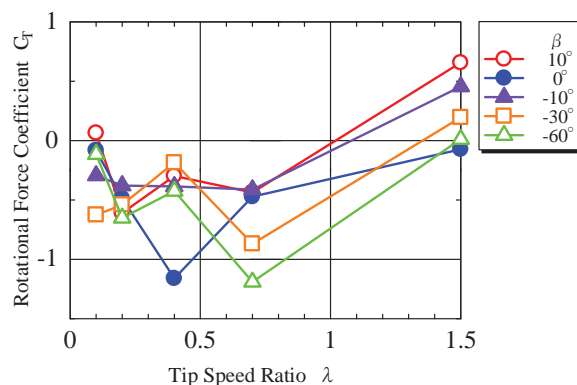


Fig. 10 Rotational Force Coefficient (Total)

5. 結論

渦法を用いて、3枚翼ジャイロミル型風車に一樣流が流れる場合の風車周りの流れのシミュレーションを行った。各翼に作用する流体力から風車の回転力を求め、周速比と翼最適取付角の関係を求めた結果、本解析条件の周速比範囲では翼取付角 $\beta=10^\circ$ が最適取付角であるが明らかになった。

参考文献

- (1) (財)日本エネルギー経済研究所、アジア/世界エネルギーアウトック 2007、第 399 回定例研究報告会 (2007)
- (2) 江口正一、石井進、平本政明、野口常夫、平野孝典、田中英穂、藤本一郎、風車用切欠き翼の空力特性に関する研究、ガスタービン学会第 33 回定期講演会講演論文集 (2005)、pp. 107-111
- (3) 井上亮二、藤本一郎、平野孝典、平本政明、石井進、垂直軸型風車の空力特性に関する研究 (周速の影響)、第 36 回ガスタービン定期講演会講演論文集 (2008)、pp. 79-83
- (4) Khairil Akmal bin Nan、平野孝典、藤本一郎、平本政明、Reinhard Niehuis、ジャイロミル型風車の非定常空力特性に関する実験的研究、第 39 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2011)、pp. 181-185
- (5) 平野孝典、石井進、平本政明、田中英穂、藤本一郎、渦法による風車翼周りの流れの数値シミュレーション、ガスタービン学会第 34 回定期講演会講演論文集 (2006)、pp. 85-89
- (6) 本郷悠、平野孝典、藤本一郎、ジャイロミル型風車のピッチコントロールによる起動性能向上に関する研究、第 40 回日本ガスタービン学会定期講演会 (釧路) 講演論文集 (2012)、pp. 135-139
- (7) Mohamad Akbar bin Razuki、平野孝典、藤本一郎、渦法を用いた 3 枚翼ジャイロミル型風車の起動性能解析、第 41 回日本ガスタービン学会定期講演会 (釧路) 講演論文集 (2013)、pp. 193-197

2次元風車翼周り流れに及ぼす離散プラズマ電極の効果検討

* 松田 寿，大西悠太，大友文雄，田中元史，内田竜朗，志村尚彦，大迫俊樹（東芝）

Experimental Study of Split Plasma Electrode Effect on Flow around 2D Wind Turbine Blade

*Hisashi MATSUDA, Yuta ONISHI, Fumio OTOMO, Motofumi TANAKA, Tatsuro UCHIDA, Naohiko SHIMURA and Toshiki OSAKO (Toshiba)

ABSTRACT

Effect of split plasma electrode on leading edge separation flow control for a NREL S825 blade of 400mm chord length c was studied experimentally. Wind tunnel experiments were carried out under chord Reynolds number of $Re = Uc/\nu = 4.2 \times 10^5$, where main velocity of $U = 15$ m/s. With changing angle of attack, static pressures around the test blade were measured and lift coefficients were obtained. First, optimum duty ratio condition was examined. Second, split plasma electrode effect was examined. With changing masked length L_m of the plasma electrode, lift coefficients were evaluated for $L_m = 0c, 0.2c, 0.4c, 0.6c, 0.8c$ and $1.0c$, respectively. It was found that affected by plasma actuated flow, down stream flow of the masked region was also controlled even $L_m = 0.7c$ case. Possibility of reduction of useful length of the plasma electrode for flow separation control was confirmed.

Key words: Plasma actuator, Wind tunnel experiment, Separation flow control, Duty ratio, Split electrode

1. はじめに

今後の導入量増大が期待される再生可能エネルギーとして風力エネルギーがある。安定化を含めた風力発電システムの更なる性能改善を目指し、各国でアクティブ流体制御技術を用いたスマートロータ研究が進められている^{1,2)}。

当社はアクティブ流体制御技術の一種として、プラズマ気流制御技術に着目し、JAXAとも協力しながら基礎研究を進めてきた。プラズマ気流制御技術は、1) 非常に薄い噴流を誘起できる、2) 時定数の短い電氣的制御が可能である、3) 故障の原因となる機械的駆動部を持たない、4) 装置をコンパクト化できる等の特長を備えており、各種流体機器の高効率化・差別化に対してブレークスルー的な役割を果たす可能性を秘めている³⁻⁶⁾。

なお放電を非定常に制御するとき、プラズマ気流制御はより効果的であることが種々の翼型について報告されている^{7,9)}。また周期的に振動する2次元翼についても同

様の非定常制御が有効であることが明らかにされている^{7,10)}。

回転翼に対する効果については垂直軸風車について Greenblatt et al.¹¹⁾ が、また水平軸風車について Matsuda et al.¹²⁾ が風車翼前縁に放電電極を取り付けた風洞実験研究を行い、回転流れ場に対しても本技術が有効であり、風車性能を大きく向上できる可能性があることを報告している。

その後、松田ら¹³⁾および Tanaka et al.¹⁴⁾ は本技術を三重大学農場に設置された 30 kW 水平軸風車(ロータ直径 10 m) に適用し、プラズマ気流制御によって風車翼の剥離流れを抑制でき、放電入力より十分大きな発電量向上が実風況下においても見込まれることを定量的に明らかにしている。

さらに Tanaka et al.¹⁵⁾ は北拓(株)と共同して、1.75MW 大型風車(ロータ直径 66m) にプラズマ電極

を装着し、大型風車条件におけるプラズマ効果を世界で初めて確認している。

なお今後、プラズマ気流制御技術を商用展開するにあたっては本システムのコスト低減が課題となる。

MW クラスの大型風車においてはブレード長さが30m 以上にもなるため、プラズマ電極の必要長さもこれに応じて増大する。そこでプラズマ電極の有効長さを低減することができないか、今回、プラズマ電極間にマスキングを施し、電極を離散（分割）状態にした場合の2次元風車翼周り流れに及ぼす影響を調べてみた。試験対象翼はNREL（米国再生可能エネルギー研究所）S825 翼¹⁶⁾とし、既報¹⁷⁾で明らかにした効果的なパルス変調周波数の下、本試験では剥離抑制に好適な条件に関してDuty 比⁹⁾の影響をまず検討した。次にマスキング長さを変えながら揚力特性に及ぼす影響を風洞実験によって調べた。プラズマ電極間をある程度離しても、プラズマ気流制御された部位の流れに影響され、マスキングを施された領域の剥離流れも抑制されることが明らかになった。プラズマ電極の有効長さを低減できる可能性を明らかにしたので報告する。

2. 実験装置

2.1 風洞と試験部

実験には定格風量 $1200\text{m}^3/\text{min}$ ・定格圧力 11.8kPa の大型風洞を用いた。本試験装置はPIV(画像粒子流速計)計測に対応できるように片側側壁は透明アクリル製となっている (Fig.1)。翼の迎角を大きくしたときのブロッキングの影響を避けるため、試験部は上下壁を設けない構造である。試験部には翼コード長： $c=400\text{mm}$ 、翼スパン 800mm のアルミ製のNREL S825 翼が設置されている。S825 翼はNREL で開発された揚力向上を狙った非対称翼であり、迎角の増加に応じて後縁剥離を伴い、その後、前縁剥離に至る特徴を持つ¹⁸⁾。

2.2 試験翼とプラズマ電極

試験翼には迎角を適宜変更できるように回転機構が備えられている。なお安全にPIV計測を実施できるように背腹が逆になった(仰向け)状態で試験翼は設置されている。また試験翼のスパン中央周囲には $\phi 0.5\text{mm}$ の静圧孔が合計50点設けられており、各条件下における翼周りの圧力分布が計測できるようになっている。

試験翼自体を埋め込み電極とし、露出電極としてポリイミドを基材とするエッチング電極(基材厚さ $25\mu\text{m}$: $20\text{mm} \times 800\text{mm}$ 、パターン厚さ $21\mu\text{m}$: $2\text{mm} \times 800\text{mm}$)を設置し、誘電体として厚さ $80\mu\text{m}$ (ポリイミド基材 $50\mu\text{m}$ 、粘着剤 $30\mu\text{m}$) のポリイミドテープを5枚重ねて用いた。ポリイミドテープとエッチング電極を厚さ $50\mu\text{m}$ の両面テープで接着し、さらにそれらを厚さ $50\mu\text{m}$ の両面テープテープを用いて、露出電極の下流が翼の前縁と一致するように固

定した。なお翼面との段差がなくなるよう Suction 側には幅 10mm のポリイミドテープをさらに設けた。プラズマ電極からの誘起噴流は前縁から翼 Suction 側に沿って吹き出される。なお翼 Pressure 側の電極端は放電が発生しないように、幅 5mm 、厚さ $80\mu\text{m}$ (ポリイミド基材 $50\mu\text{m}$ 、粘着剤 $30\mu\text{m}$) のテープで覆ってある。マスキングには幅 20mm 、厚さ $80\mu\text{m}$ (ポリイミド基材 $50\mu\text{m}$ 、粘着剤 $30\mu\text{m}$) のポリイミドテープを用いて必要範囲を覆った。電極の両端部はそれぞれ接続処理に応じて 10mm 程度カットされ有効部長さは 780mm 程度である。Fig. 2 に電極構成を示す。

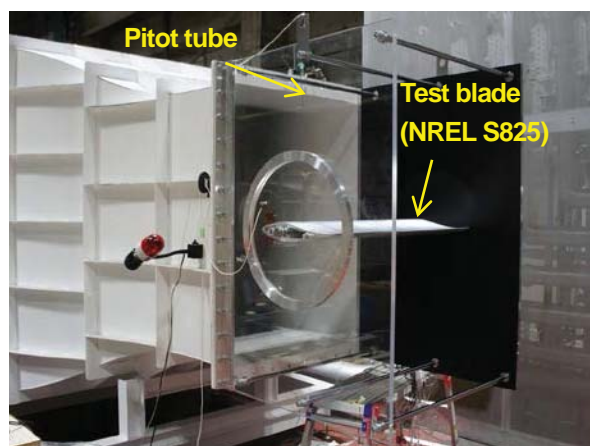


Fig.1 Test section and test blade

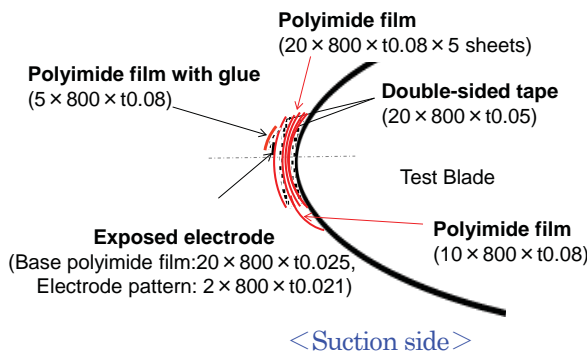


Fig.2 Configuration of electrode

2.3 計測装置

翼面の静圧計測には多点圧力センサ ZOC33 (スキヤニバルブ社製)を用いた。 $500\mu\text{s}$ 間隔で静圧孔1点あたり256点の計測を5フレーム繰り返し(合計1280個のデータ)測定し、時間平均値を求めた。

3. 試験結果

3.1 Duty 比の影響

プラズマ気流制御技術においては、誘起流を間歇的(連続放電ではなく流れの変動に同調したパルス変調制

御)に活用することが種々の流れ制御に有効であることが明らかになっている^{7-15, 17-20}。Fig.3 にパルス変調制御と Duty 比の概念図を示す。基本高周波に低周波のパルス変調を加えてプラズマ放電を ON-OFF させる。全時間に対する放電 ON 時間の割合を Duty 比と呼ぶ。

好適パルス変調周波数に関しては種々の研究より $St=0.5\sim 1.0$ が効果的であることが明らかになっているが, Duty 比については十分な検討がなされていなかった。そこで本試験では剥離流れ抑制に及ぼす Duty 比の影響を改めて調査した。

Fundamental frequency = 15kHz

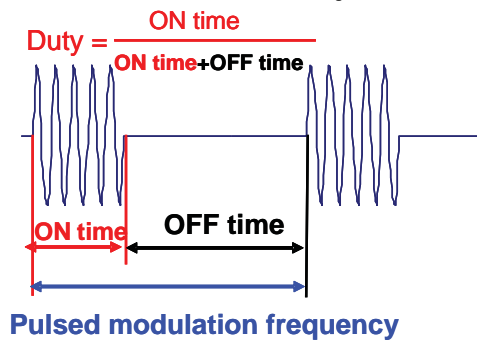


Fig.3 Pulsed operation mode and duty ratio

本試験ではプラズマ基本周波数を 15kHz とし, 駆動電圧 $5.5kV_{op}$, パルス変調周波数 (St 数 = $fc/U = 0.5$) 条件で, Duty 比を 10%, 1%, 0.5% と変えながらプラズマ電極を駆動した。

まず既報¹⁷⁾においてプラズマ気流制御の効果が明瞭に PIV 計測された $Re=4.2 \times 10^5$ 条件 ($U=15$ m/s) において, 迎角 α を変えながら翼周りの C_p 分布を調査した。 C_p の定義を(1)式に示す。ここに ρ は空気密度 (kg/m³), U は風洞出口のピトー管で計測された主流速度 (m/s), P_s は局所静圧 (Pa) である。

$$C_p = 2P_s / \rho U^2 \dots\dots\dots(1)$$

Fig. 4,5 にプラズマ OFF 時の翼弦長に沿った正規化長さに対する C_p 分布を示す。いずれの図においても図中上側が翼の Pressure 側のデータであり, 下側が翼 Suction 側のデータである。X 軸の 0 が翼前縁に該当する。翼先端の静圧孔はプラズマ電極で塞がれているため, この点には隣接している静圧孔の値を代入した。迎角 α の増大にともない, Pressure 側と Suction 側の C_p の差が拡大していく。これは揚力が増大していくことを示している。なお, $\alpha=18$ 度になると Suction 側後縁寄りの C_p 分布が平坦になることがわかる。これはこの迎角で後縁剥離が発生したことを示している。この後縁剥離領域は迎角の増大に伴い, 前縁寄りに広が

っていき (Fig.5, $\alpha=22$ 度), $\alpha=23$ 度になると Suction 側の C_p 分布がほぼ平坦になる。これは流れがほぼ前縁から剥離した状態となっていることを示している。

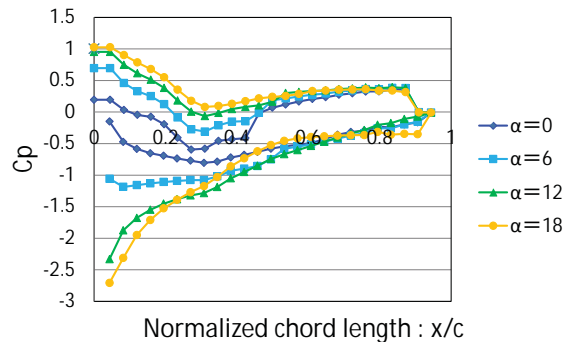


Fig.4 C_p distribution along x/c for plasma-off ($Re=4.1 \times 10^5, \alpha=0^\circ \sim 18^\circ$)

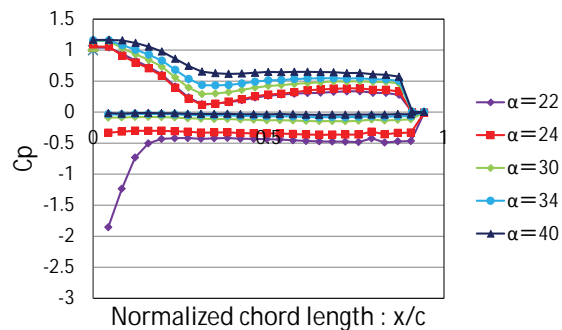


Fig.5 C_p distribution along x/c for plasma-off ($Re=4.1 \times 10^5, \alpha=22^\circ \sim 40^\circ$)

これに対し, プラズマ電極をパルス変調 Duty 制御した結果を Fig.6,7,8 に示す。Fig.6 は Duty 比を 10% とした場合であり, Fig.7 は 1% とした場合, Fig.8 は 0.5% とした場合である。

プラズマ OFF 時には $\alpha=23$ 度で前縁剥離に至ったが, プラズマ気流制御により剥離流れが抑制されたことがいずれの図からも明らかである。プラズマ気流制御された場合, $\alpha=23$ 度では Suction 側の C_p 分布が翼の広範囲にわたってマイナス側に振れている。また $\alpha=29$ 度においても C_p は -0.4 程度の値を依然として示していることが確認できる (Fig.6,7,8)。

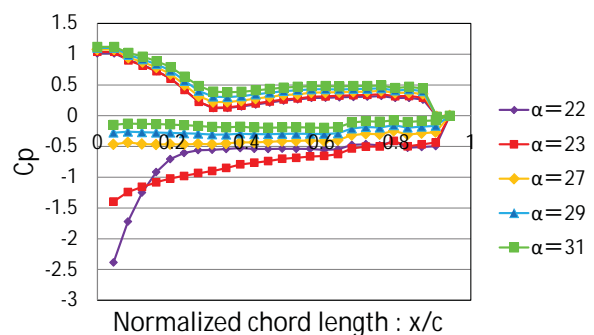


Fig.6 C_p distribution along x/c for plasma-on ($Re=4.1 \times 10^5, \alpha=22^\circ \sim 31^\circ, Duty=10\%$)

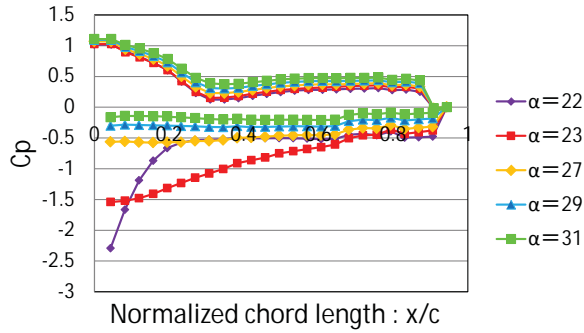


Fig.7 C_p distribution along x/c for plasma-on ($Re = 4.1 \times 10^5$, $\alpha = 22^\circ \sim 31^\circ$, Duty = 1%)

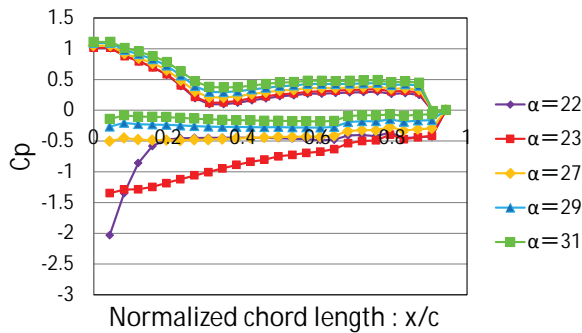


Fig.8 C_p distribution along x/c for plasma-on ($Re = 4.1 \times 10^5$, $\alpha = 22^\circ \sim 31^\circ$, Duty = 0.5%)

Duty 比の影響をしてみると、Duty 比=1%の場合 (Fig.7) の $\alpha = 23$ 度における C_p 値が最も大きな負の値を示している。

これらの C_p 分布から、揚力係数 C_l を求めた。揚力係数 C_l の定義を式 2 に示す。

$$C_l = 2Lc / \rho U_\infty^2 \dots \dots \dots (式2)$$

ここに L は揚力であり、 c はコード長である。揚力は壁面静圧の鉛直方向成分を翼周り全体にわたって静圧孔間毎に積分することによって Fig.9 のように求めた。

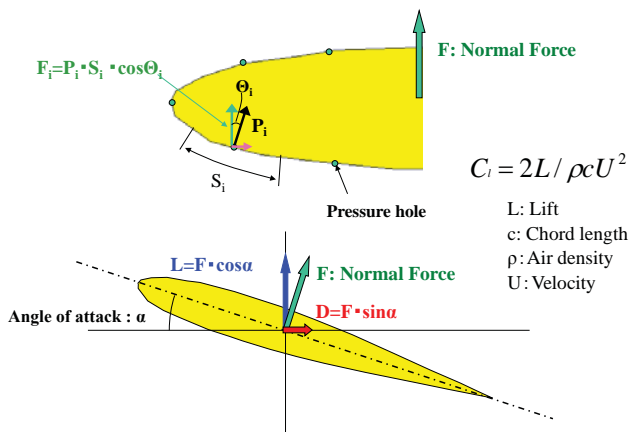


Fig.9 Schematic diagram how to obtain lift coefficient

迎角に対する揚力係数 C_l の変化を Fig.10 に示す。プラズマ OFF の場合、揚力係数は $\alpha = 15$ 度付近でピークを示し、その後、後縁剥離の発生に伴い緩やかに減少していき、 $\alpha = 22$ 度を過ぎると急減少する。一方、プラズマ ON の場合は $\alpha = 23$ 度で揚力係数が急増大し、 $\alpha = 30$ 度くらいまでプラズマ OFF よりも大きな C_l を示すようになる。Duty 比の影響をみると、試験した中では Duty 比 1% 条件が最も大きな C_l を示すことがわかった。そこでマスキングの影響を調べる際には $St=0.5$, Duty 比 1% 条件でプラズマ電極を駆動することにした。

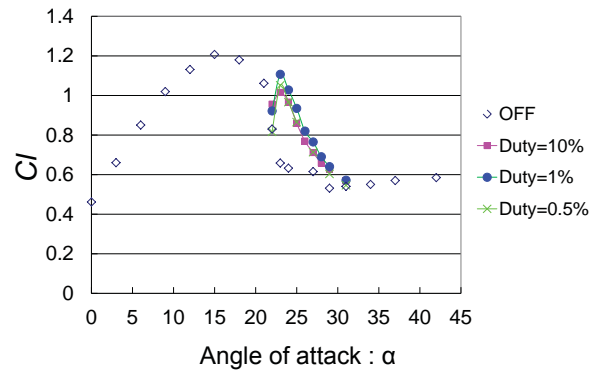


Fig.10 C_l variation against angle of attack (Effect of duty ratio)

3.2 離散 (分割) 電極の影響

前項で示したプラズマ駆動条件の下、次に離散 (分割) 電極の影響を調査した。静圧孔が設けられている試験翼の中央スパンを中心に、プラズマ電極にマスキングを施して静圧分布を計測した。マスキング長さを変えながら静圧分布を求め、これを積分して揚力係数 C_l の変化を求めた。

マスキングを施したプラズマ電極の放電の様態を Fig.11 に示す。なおマスキングには幅 20 mm、厚さ 80 μ m のポリイミドテープを用いた。

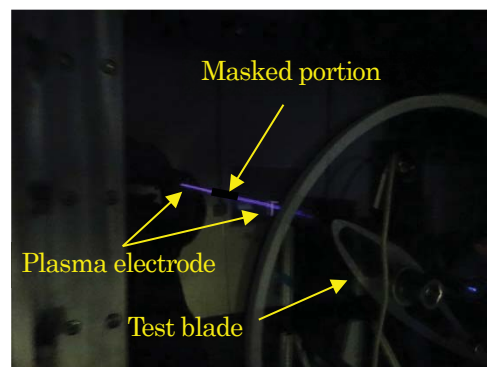


Fig.11 Operating masked plasma electrode with test blade

$Re = 4.2 \times 10^5$ 条件 ($U = 15 \text{ m/s}$) において、マスクングする長さをコード長 c の 0 倍 (マスクング無し), 0.2 倍, 0.4 倍, 0.6 倍, 0.7 倍, 0.8 倍, 1.0 倍とした場合の迎角に対する揚力係数 C_l の変化を Fig.12 に示す。試験翼のプラズマ電極をコード長の 0.2 倍から 0.7 倍の長さ に亘って覆った場合にも、翼中央部の流れはマスクング無しと同様の C_l 分布を示すことがわかった。またコード長の 0.8 倍まで覆った場合には、マスクング無しと同様の C_l 分布を示す場合と、プラズマ OFF 時と同様の分布を示す場合が生じることがわかった。またコード長の 1 倍までプラズマ電極を覆った場合には、プラズマ OFF 時と同様の分布を示すことがわかった。

これらの結果は、コード長の 0.7 倍程度までプラズマ電極間をスパン方向に離して設置したとしても、電極間の流れは気流制御された流れ場に影響され、あたかもプラズマ電極がある場合同様の挙動を示すことを現している。すなわち、電極長さがある程度間引いても、翼全体にわたってプラズマ気流制御効果を実現できる可能性を示したものである。

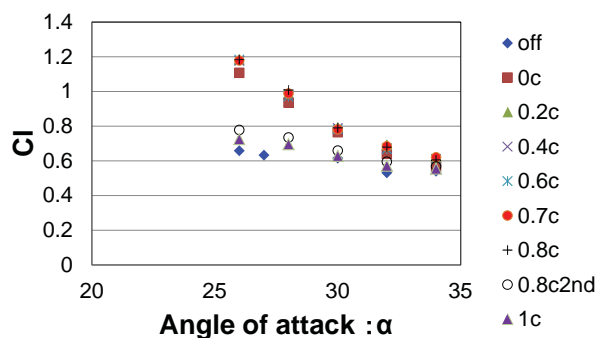


Fig.12 C_l variation against angle of attack (Effect of masked length)

次に、マスクング長さをコード長の 0.7 倍に固定して、より高い Re 数条件における離散 (分割) 電極の剥離流れに及ぼす影響を調査した。 $Re = 4.2 \times 10^5$ 条件 ($U = 15 \text{ m/s}$) におけるプラズマ OFF と ON の場合、 $Re = 8.1 \times 10^5$ 条件 ($U = 32 \text{ m/s}$) のプラズマ ON の場合、 $Re = 1.0 \times 10^6$ 条件 ($U = 42 \text{ m/s}$) のプラズマ ON の場合の、迎角に対する揚力係数 C_l の変化を Fig.13 に示す。 Re 数が増大した場合でもプラズマ OFF 時の C_l 分布は大きく変わらないので、Fig.13 に示される試験結果は、いずれの Re 数条件においても、マスクングされた中央部の流れが気流制御された流れ場に影響され、あたかもプラズマ電極がある場合同様の挙動を示すことを現している。実機大型風車の運転条件レベルである $Re = 1.0 \times 10^6$ 条件においても、離散 (分割) 電極の影響を確認できた。プラズマ電極長さがある程度間引いても、

翼全体にわたってプラズマ気流制御効果を実現できる可能性が示された。

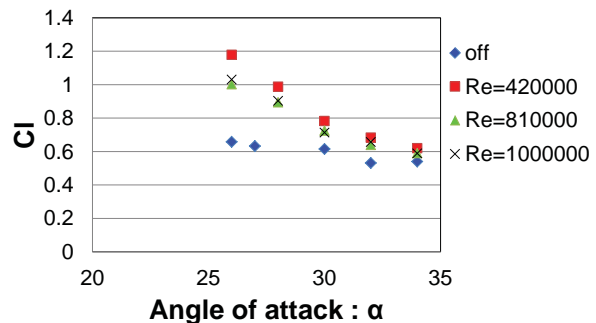


Fig.13 C_l variation against angle of attack (Effect of Re number)

4. まとめ

2次元風車翼 (NREL S825 翼) の剥離流れ制御に及ぼすプラズマ気流制御の好適条件に関して Duty 比の影響を検討した。

次に上に定めた好適プラズマ駆動条件の下、離散 (分割) 電極が前縁剥離流れ制御に及ぼす影響を調査した。得られた結論は以下の通りである。

- $Re = 4.2 \times 10^5$ ($U = 15 \text{ m/s}$), パルス変調周波数 (St 数 = $fc/U = 0.5$) 条件において、Duty 比を 10%, 1%, 0.5% と変えながら迎角に対する C_l 特性を調べた。試験した中では Duty 比 1% 条件が最も効果的に前縁剥離を抑制できることが示された。Duty 比 10% は剥離抑制に関して普遍的な好適条件ではないと判断される。今後 PIV 計測などを併用して、剥離流れ制御に及ぼす Duty 比の影響をより詳しく調べていく必要がある。

- $Re = 4.2 \times 10^5$ 条件 ($U = 15 \text{ m/s}$) においてプラズマ電極にマスクングを施した場合の、迎角に対する揚力係数 C_l の変化を調べた。コード長の 0.7 倍程度までプラズマ電極を覆っても電極間の流れは気流制御された流れ場に影響され、あたかもプラズマ電極がある場合同様の挙動を示すことが確認された。

- 実機大型風車の運転条件レベルである $Re = 1.0 \times 10^6$ 条件においても、離散 (分割) 電極の影響を確認した。大型風車実機においてプラズマ電極長さがある程度間引いても、翼全体にわたってプラズマ気流制御効果を実現できる可能性が示された。

参考文献

1. Berg, D., Berg, J., Wilson, D., White, J., Resor, B., and Rumsey, M., (2011), Design, Fabrication, Assembly and Initial Testing of a SMART Rotor, AIAA2011-0636
2. Johnson, S. J., Case, C. P. van Dam, Berg, D. E., (2008), Active Load Control Techniques for Wind Turbines, SANDIA Report. SAND2008-4809
3. Moreau, E., (2007), Airflow control by non-thermal plasma actuators, Journal of Physics D: Applied Physics, 40, pp.605-636.
4. 藤井・松野 (2007), DBD プラズマアクチュエータノビア放電を利用した新しい流体制御技術, http://www.jsme-fed.org/newsletters/2007_12/no2.html#ctop
5. 田中・野田 (2008), 非平衡プラズマを用いた気流制御技術の動向, 電気学会論文誌 A, Vol.128, No.12, pp.699-702.
6. 深潟・瀬川・石川(2010), プラズマアクチュエータの基礎と研究動向, なかれ, 第29巻, No.4, pp.243-250.
7. Post, M.L. & Corke, T.C., (2005), Flow Control with Single Dielectric Barrier Plasma Actuators, AIAA 2005-4630.
8. Göksel, B., Greenblatt, D., Rechenberg, I., Nayeri, C.N. and Paschereit, C.O., (2006), Steady and Unsteady Plasma Wall Jets for Separation and Circulation Control, AIAA 2006-3686.
9. 松田・大友・田中・林・野田・水野・内田・青木・新関・野田, (2008), 非平衡プラズマによる気流制御(パルス変調制御の効果), 機論 B, 74 巻, 744 号, pp.1667-1672.
10. Mitsuo, K., Watanabe, S., Atobe, T., Kato, H., Tanaka, M., Uchida T., 2013, Lift Enhancement of a Pitching Airfoil in Dynamic Stall by DBD Plasma Actuators, 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2013-1119, Texas..
11. Greenblatt, D., Schulman, M. and Ben Harav, A., (2012), Vertical Axis Wind Turbine Performance Enhancement using Plasma Actuators, Renewable Energy, Vol. 37, pp. 345-354.
12. Matsuda, H., Tanaka, M., Goshima, S., Amemori, K., Nomura, M. and Osako, T., (2012), Experimental Study on Plasma Aerodynamic Control for Improving Wind Turbine Performance, Asian Congress on Gas Turbine 2012, Shanghai, ACGT 2012-1058.
13. Tanaka, M., Amemori, K., Matsud, H., Shimura, N., Yasui, H., Osako, T., Kamada, Y. and Maeda, T. (2013), Field test of plasma aerodynamic controlled wind turbine, EWEA 2013, Vienna.
14. 松田・田中・雨森・大迫・前田・鎌田 (2013), プラズマ気流制御風車翼周り流れのタフト法可視化, 第41回可視化情報シンポジウム講演論文集, Vol.33, Suppl.No.1, pp.241-246.
15. Tanaka, M., Osako, T., Matsuda, H., Yamazaki, K., Shimura, N., Asayama, M., Oryu, Y., and Yoshida, S., (2014), First Trial for Application of Plasma Aerodynamic Control on Commercial Scale Large Rotor, EWEA 2014, Barcelona.
16. Sommers, D.M., (2005), Design and Experimental Results for the S825 Airfoil, Period of Performance ; 1998-1999, NREL/SR-500-36346.
17. 松田・内田・田中・大友・志村・大迫, (2013), プラズマ気流制御 2次元風車翼周り流れの位相同期 PIV 計測, 第41回日本ガスタービン学会定期講演会(沖縄)講演論文集, A-22.
18. Matsuda, H., Tanaka, M., Shimura, N., Otomo, F. and Osako, T., (2014), Plasma Actuation Effect on Flow around 2-D Wind Turbine Blade (Effect on Lift Increase and Drag Reduction), Asian Congress on Gas Turbine 2014, Seoul, ACGT 2014-0021.
19. Asada, K. and Fujii, K., (2010), Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode, AIAA Paper 2010-5090.
20. Nonomura, T., Aono, H., Sato, M., Yakeno, A., Okada, K., Abe, Y. and Fujii, K., (2013), Control mechanism of plasma actuator for separated flow around NACA0015 at Reynolds number 63000 –Separation bubble related mechanisms-, AIAA 2013-0853.

リング型プラズマアクチュエータによるタービン翼列の 漏れ流れ制御に向けた平板基礎実験

*松沼 孝幸，瀬川 武彦（産総研）

Flat Plate Experiments for Turbine Tip Clearance Flow Control Using Ring-type Plasma Actuators

*Takayuki MATSUNUMA, Takehiko SEGAWA (AIST)

ABSTRACT

Innovative “ring-type” dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators have been developed to facilitate active control of the tip leakage flow of a turbine rotor. The ring-type plasma actuators consisted of metallic wires coated with insulation material, mounted in an insulator embedded in the tip casing wall. In order to construct a two-dimensional model of the tip leakage flow, a flat plate was inserted with a certain clearance between rectangular test section of a wind tunnel and velocity distributions near the plate tip regions were analyzed by particle image velocimetry (PIV). The forcibly-induced tip leakage flow was successfully dissipated by means of the plasma actuator flow control at constant input voltage, $V_{p-p} = 12.8$ kV, and various input frequencies from 8.6 kHz to 16 kHz. The most effective frequency for the reduction of the tip leakage flow was 14 kHz. The evaluation of power consumption was also carried out. In the flat plate experiments, the power consumption for the reduction of 10 m/s tip leakage flow was estimated to 55 Watts.

Key words: Plasma actuator, DBD, Active flow control, Turbine, Tip clearance, Tip leakage flow, frequency

1. はじめに

誘電体バリア放電（DBD）プラズマアクチュエータは、絶縁体を挟んだ電極間に高周波の高電圧

を加えることにより局所的にプラズマを発生させ、翼表面に沿った流れを誘起することができる。機械的な可動部を持たず、構造が簡単かつ小型軽量

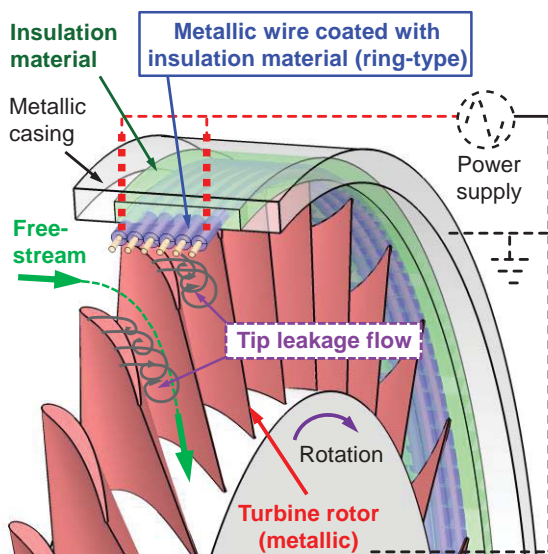


Fig. 1 Ring-type plasma actuator

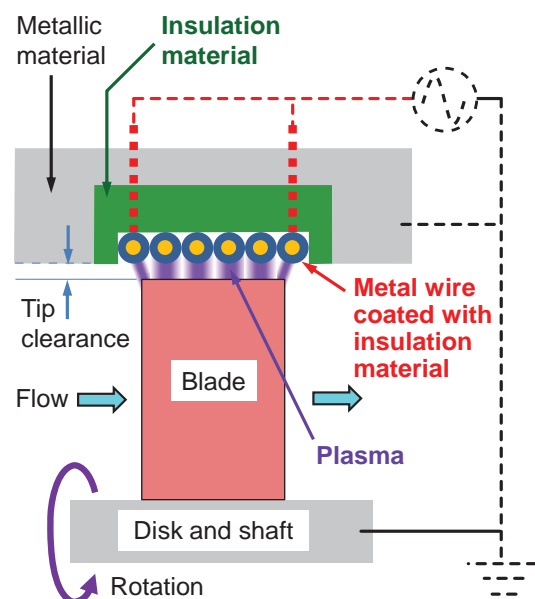


Fig. 2 Cross section of ring-type plasma actuator

であるため、将来の能動制御デバイスとして有望視され、近年盛んに研究されている¹⁾⁻³⁾。

一方、圧縮機やタービンの翼列は、ガスタービンの主要な構成要素として、航空推進用ジェットエンジンや発電用ガスタービンに全世界で広範に利用されているため、わずかな性能向上でも高い省エネルギー効果が期待できる。特に、タービン翼列の翼先端から発生する流れ（チップクリアランス流れ）は、空力性能を低下させる大きな原因の1つであるため、これまでの多くの研究が行われている⁴⁾⁻⁶⁾。最近では、タービン翼列の漏れ流れを抑えるためにプラズマアクチュエータが用いられている⁷⁾。圧縮機翼列でも、サージマージン改善や剥離抑制にプラズマアクチュエータを適用する研究が報告されている^{8),9)}。

産総研では、新たに開発した「リング型プラズマアクチュエータ」(図1)を用いて、チップクリアランス流れを抑制する実験を行っている^{10),11)}。今回は、平板を用いた基礎実験において、漏れ流れの流速を前報の10倍に増加させて、印加周波数を変えた場合の漏れ流れ抑制効果および消費電力の評価を報告する。

2. リング型プラズマアクチュエータ

リング型プラズマアクチュエータの構造を図1に、断面図を図2に示す。このアクチュエータは、タービン動翼のチップ側壁面にリング状に設置されるもので、絶縁材料の中に絶縁被覆ワイヤを埋め込んだ内部構造になっている。タービン動翼・軸・ケーシングなどの風洞全体は金属製であり、全体をグランド電極として接地する。絶縁被覆ワイヤに高周波・高電圧を加えることによって、絶縁被覆ワイヤとタービン動翼先端の間にプラズマが発生し、チップクリアランスを通過する漏れ流れの抑制することができる。

3. 実験方法

リング型プラズマアクチュエータによって漏れ流れを抑制できることを明らかにするために、前報に続き、平板を用いて最も基本となる実験を行った。図3に、実験の概要を示す。小型の吹き出し式風洞に接続されたアクリル製の測定部（流路の幅200mm×高さ200mm×長さ500mm）の中央に、上側に1mmのチップクリアランスを空けた平板を設置して、チップクリアランスを通る漏れ流れを再現した。流路面積が少なすぎて風洞の流れが不安定になることを防止するため、上流にスリットを設けて流れをバイパスさせた。送風機の

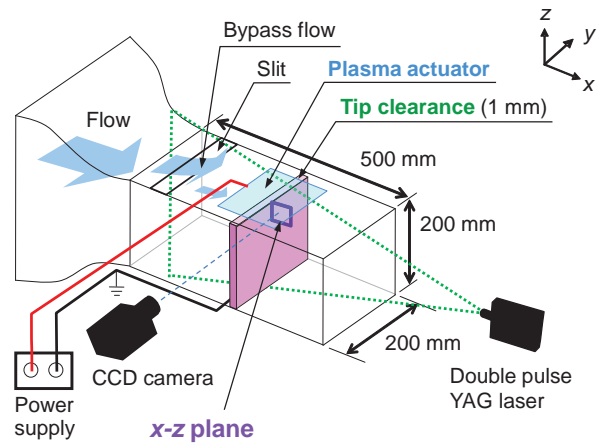


Fig. 3 Measurement system for flat plate with tip clearance

回転数を調整することにより、チップクリアランスを通過する流速10 m/s程度の漏れ流れを作り出した。この流速は、前報の流速(約1 m/s)より10倍速くなっている。

上側の壁面には、プラズマアクチュエータ(設置面積140mm×140mm)を埋め込み、電圧 $V_{p-p} = 12.8$ kV (peak to peak)、周波数 $f_p = 8.6$ kHz ~ 16 kHzの疑似矩形波を印加し、アクチュエータと平板先端の間にプラズマを生成した。前報では、周波数 f_p を8.6 kHzに固定し、電圧 V_{p-p} を4.5 kVから8 kVに変化させたが、流速の増加に伴って投入電力を増やす必要が生じたため、今回の実験では、本研究で使用した高電圧高周波パルス電源(PSI製, PG-1040F)の電圧を最大値(12.8 kV)に固定し、周波数を上昇させた。

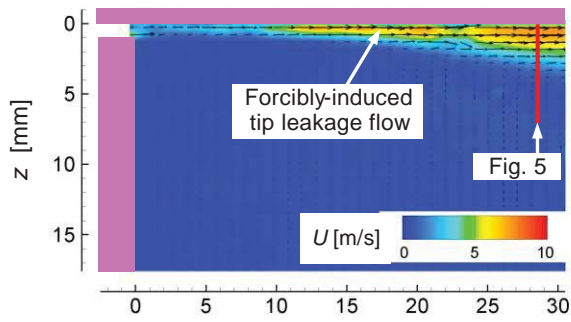
x-z平面の平板先端付近の速度場を、粒子画像流速測定法(PIV)により計測した。PIV計測は、風洞上流から注入した煙を、測定部下流に設置したダブルパルスYAGレーザー(New Wave Research製, MiniLase II, 20 Hz)により可視化し、測定部上部に設置したクロスコリレーションカメラ(TSI製, PIV CAM 13-8)により撮影する。今回の実験では、瞬時速度分布を200回測定し、平均値を求めた。

4. 実験結果と考察

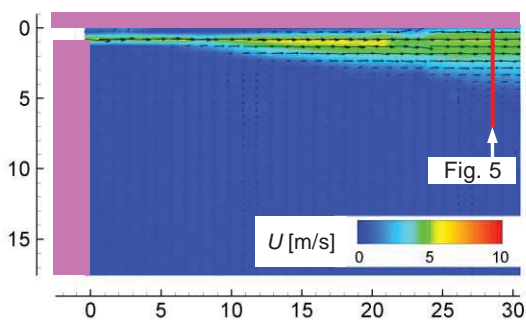
4.1 平板の漏れ流れの抑制実験への印加周波数の影響

図4に、各入力周波数での絶対速度分布を示す。図4(a)は、基準(制御なし)での速度分布であり、上側壁面と平板の間のチップクリアランスを通過した漏れ流れが観察できる。図4(b)~(g)は、プラズマアクチュエータによる流れ制御を行った場合

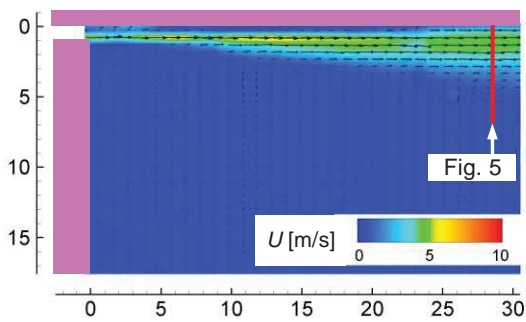
の速度分布であり、プラズマアクチュエータへの入力周波数を 8.6 kHz から 16 kHz まで変化させた



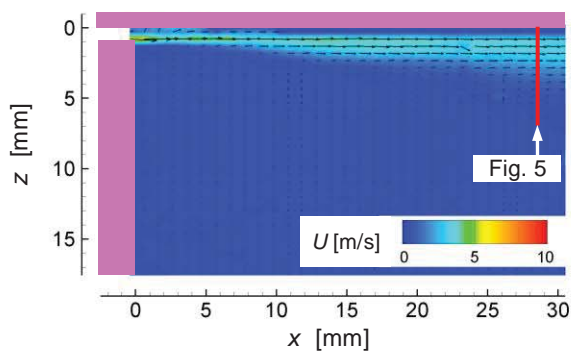
(a) Baseline



(b) Flow control ($f_p = 8.6$ kHz)



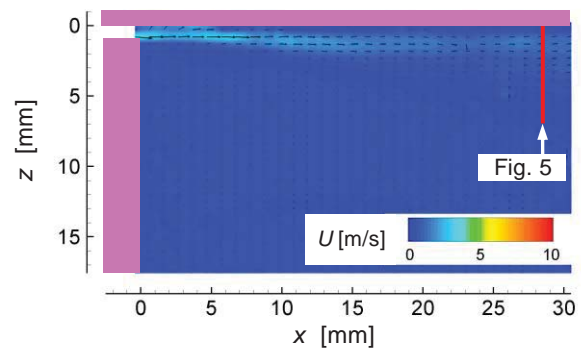
(c) Flow control ($f_p = 10$ kHz)



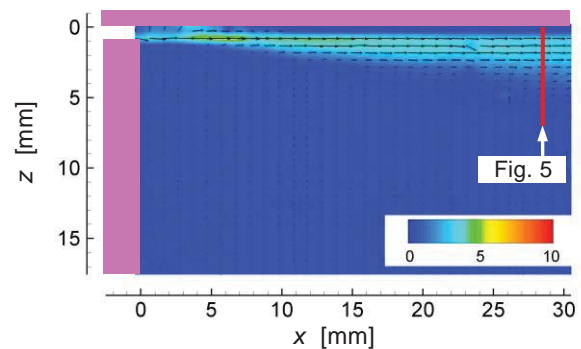
(d) Flow control ($f_p = 12$ kHz)

結果を示している。入力周波数 8.6 kHz の図 4(b)では、制御なしの図 4(a)と比べて、漏れ流れが少し減っている。入力周波数を 12 kHz に上げた図 4(d)では、さらに漏れ流れが減る。図 4(e) (入力周波数 14 kHz) では、漏れ流れの減少が顕著である。一方、さらに周波数を高くした図 4(f) (入力周波数 15 kHz) と図 4(g) (入力周波数 16 kHz) では、漏れ流れの低減効果が少なくなっている。この原因は、周波数が高くなると電圧波形が変化するという使用電源の固有特性に由来すると現時点では考えられる。

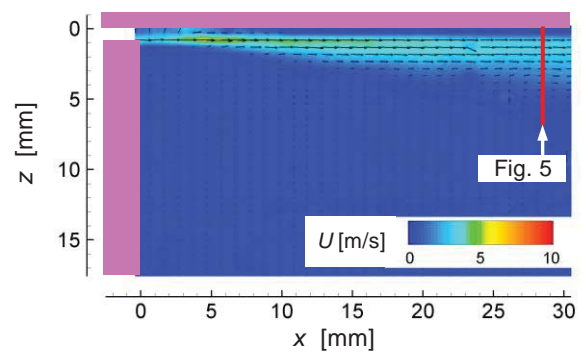
入力周波数の違いによる変化を定量的に観察す



(e) Flow control ($f_p = 14$ kHz)



(f) Flow control ($f_p = 15$ kHz)



(g) Flow control ($f_p = 16$ kHz)

Fig. 4 Time-averaged velocity distributions near tip clearance exit of flat plate at various DBD-PA input frequencies ($V_{p-p} = 12.8$ kV)

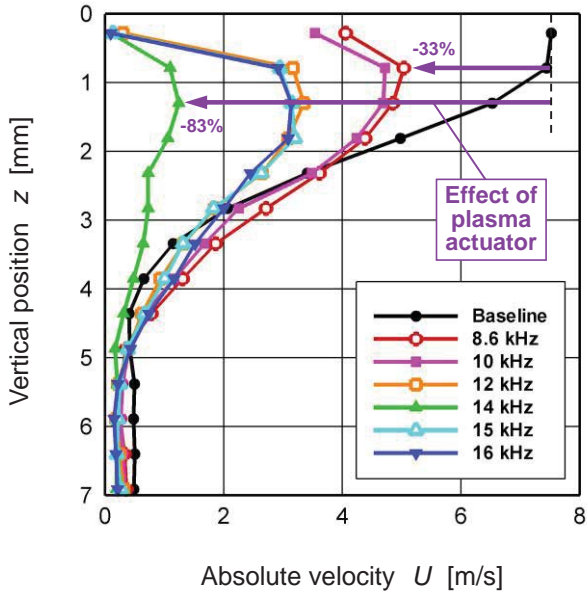


Fig. 5 Absolute velocity distributions near tip clearance exit of flat plate at $x = 28.6$ mm

るため、図 4 の漏れ流れ出口から 28.6mm 下流 (図 4 の赤線) における絶対速度の垂直方向 (z 軸方向) 分布を図 5 に示す。流れ制御なしの場合、最大流速は 7.5 m/s であるが、入力周波数 8.6 kHz では 5.0 m/s となり、制御なしよりも 33 % 減少している。最も効果が高かった入力周波数 14 kHz では、最大流速を 1.2 m/s (83 % の減少) にまで抑制することに成功している。一方、さらに高い周波数では、漏れ流れの低減効果が少なくなっている。

4.2 消費電力の評価

誘電体バリア放電を誘起するために必要な電力は、 V - Q リサージュ法を用いて評価する¹²⁾。消費電力計測システムの等価回路を図 6 に示す。絶縁被覆ワイヤとタービン翼先端の隙間に誘起される誘電体バリア放電は、時間空間的に非一様であると考えられるため、単純な並行平板間に誘起される誘電体バリア放電の等価回路より複雑になるが、アクチュエータ全体静電容量 C_{PA} は 26 pF 程度であることが明らかになった。また、 C_{PA} に対して十分大きいコンデンサ ($C_r \approx 100$ nF) を直列接続し、アクチュエータ全体の両端電圧 V_{PA} およびコンデンサの両端電圧 V_r を測定する。 C_{PA} にチャージされる電荷 ($Q_{PA} = C_{PA}V_{PA}$) は C_r にチャージされる電荷と同じであるため ($Q_r = C_rV_r = Q_{PA}$)、図 7 に示す V_{PA} と V_r の時系列測定から V - Q リサージュ図形が得られ、消費電力は図 8 の赤破線で囲まれたリサージュ図形の面積と周波数の積として評価できる。

リング型プラズマアクチュエータに印加する電

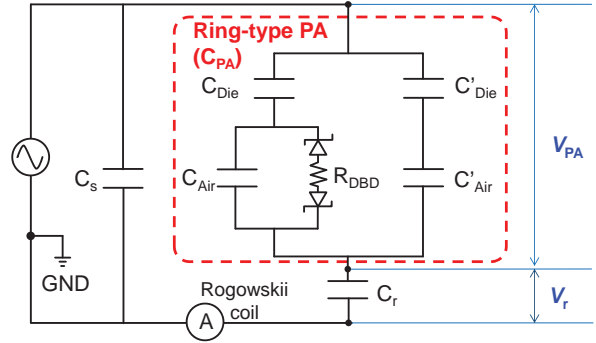


Fig. 6 Equivalent circuit for evaluation of power consumption

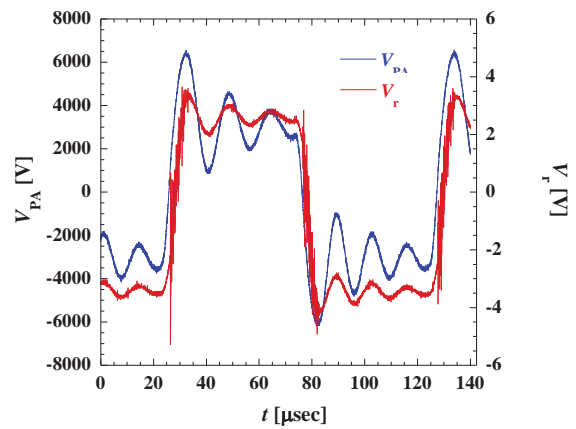


Fig. 7 Time series of V_{PA} and V_r

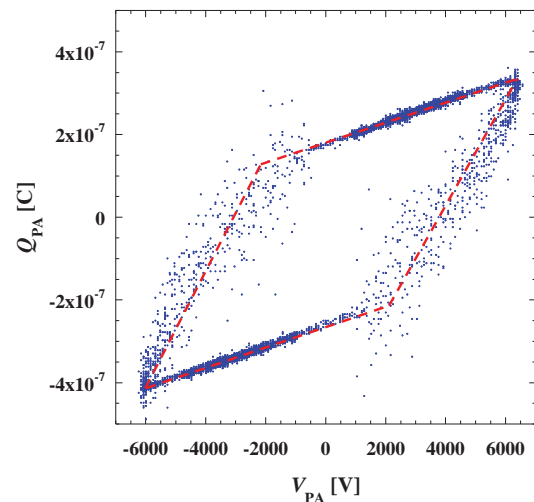


Fig. 8 V - Q Lissajous curve

圧を $V_{p,p} = 12.8$ kV に固定した場合の消費電力の周波数依存性を、図 9 に示す。消費電力は周波数の増大とともに単調増加するが、 $13 \leq f_p \leq 16$ kHz では

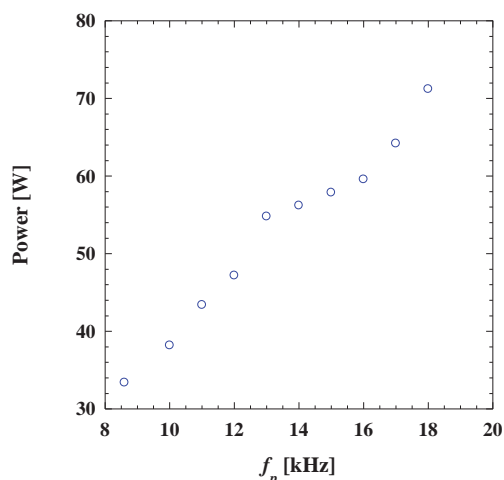


Fig. 9 Power consumption as a function of frequency for $V_{p-p} = 12.8$ kV

増加率が減少していることがわかる。これは、本研究で用いた電源固有の特性と考えられる。周波数 $f_p \leq 14$ kHz では、周波数の増加とともに漏れ流れ抑制効果が高まることが認められたため、本実験条件で、最大流速が約 10 m/s の漏れ流れを抑制するのに必要な電力は、約 55W と評価することができた。平板先端と対向する絶縁被覆ワイヤの全長 (1.07 m) を基準長さにすると 51 W/m となる。

5. まとめ

リング型プラズマアクチュエータの性能を把握するために、平板の漏れ流れ (チップクリアランス流れ) を抑制する基礎実験を行った。漏れ流れの流速を既報の 10 倍に増加させた条件 (約 10 m/s の漏れ流れ) において、PIV 計測による速度分布から、印加周波数の違いによりリング型プラズマアクチュエータの漏れ流れ抑制効果がどのように変化するかを、明らかにした。プラズマアクチュエータの電圧を $V_{p-p} = 12.8$ kV に固定し、周波数を変化させた結果、周波数 $f_p = 14$ kHz の時に最も効果が高く、漏れ流れの流速ピークを 83% 減少させることができた。

さらに、 $V-Q$ リサージュ法を用いた電荷測定から消費電力を算出した。本実験条件において、最大流速が約 10 m/s の漏れ流れを抑制するのに必要な電力は、約 55W (絶縁被覆ワイヤ長を基準長さにすると 51 W/m) と評価することができた。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費 (基盤研究(B), 26289040) の助成により行われた。消費電力の評価は、筑波

大学大学院の鈴木大樹氏に多大なご協力をいただいた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Corke, T. C., Enloe, C. L., Wilkinson, S. P., "Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 42, (2010), pp. 505-529.
- 2) Roth, J. R., Sherman, D. M., Wilkinson, S. P., "Boundary Layer Flow Control with A One Atmosphere Uniform Glow Discharge," *AIAA Paper*, No. 98-0328, (1998).
- 3) 深淵康二, 山田俊輔, 石川仁, "プラズマアクチュエータの基礎と研究動向", *ながれ*, Vol. 29, No. 4, (2010), pp. 243-250.
- 4) Morphis, G., and Bindon, J. P., "The Performance of a Low Speed One and Half Stage Axial Turbine with Varying Rotor Tip Clearance and Tip Gap Geometry," *ASME Paper*, No. 94-GT-481, (1994).
- 5) Sjolander, S. A., "Overview of Tip-Clearance Effects in Axial Turbines," von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 1997-01, *Secondary and Tip-Clearance Flows in Axial Turbines*, (1997), pp. 1-29.
- 6) Matsunuma, T., "Effects of Reynolds Number and Freestream Turbulence on Turbine Tip Clearance Loss," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 128, No. 1, (2006), pp. 166-177.
- 7) Van Ness II, D. K., Corke, T. C., Morris, S. C., "Tip Clearance Flow Visualization of a Turbine Blade Cascade with Active and Passive Flow Control," *ASME Paper*, No. GT2008-50703, (2008).
- 8) De Giorgi, M. G., Pescini, E., Marra, F., and Ficarella, A., "Experimental and Numerical Analysis of a Micro Plasma Actuator for Active Flow Control in Turbomachinery," *ASME Paper*, No. GT2014-25337, (2014).
- 9) Saddoughi, S., Bennett, G., Boespflug, M., Puterbaugh, S. L., and Wadia, A. R., "Experimental Investigation of Tip Clearance Flow in a Transonic Compressor with and without Plasma Actuators," *ASME Paper*, No. GT2014-25294, (2014).
- 10) Matsunuma, T., and Segawa, T., "Active Tip Clearance Control for an Axial-flow Turbine Rotor Using Ring-Type Plasma Actuators," *ASME Paper*, No. GT2014-26390, (2014).
- 11) 松沼孝幸, 瀬川武彦, "リング型プラズマアクチュエータを用いた環状タービン翼列チップクリアランス流れの能動制御", *第41回日本ガスタービン学会定期講演会 (那覇) 講演論文集*, (2013), pp. 143-148.
- 12) Kriegseisa, J., Möllera, B., Grundmannb, S., Tropea, C., "Capacitance and Power Consumption Quantification of Dielectric Barrier Discharge (DBD) Plasma Actuators," *Journal of Electrostatics*, Vol. 69, No. 4, (2011), pp. 302-312.

流体構造連成解析による遷音速ファン翼列のフラッター解析

*立石 敦（東大院），渡辺 紀徳，姫野 武洋，井上 智博（東大）

Cascade Flutter Analysis of a Transonic Fan Using Fluid-Structure Interaction Simulation

*Atsushi TATEISHI (School of Engineering, Univ. of Tokyo),
Toshinori WATANABE, Takehiro HIMENO and Chihiro INOUE (Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

Fully coupled steady fluid-solid interaction (FSI) and flutter simulations were conducted on a NASA Rotor 67 transonic experimental fan to demonstrate the capability of the simulation for capturing various aeroelastic phenomena in turbomachinery. The effect of blade deformation on the aerodynamic performance was investigated by steady FSI. Aeroelastic modes were determined using the modal identification technique for the vibration of the cascade. The proposed identification method successfully estimated aeroelastic modes with high accuracy. Aeroelastic eigenvalues were localized around the structural modes forming “mode family”, and they showed almost no change in frequency. The calculated aerodynamic coupling between the structural modes was observed to be small. From these results, it was confirmed that the developed FSI method was applicable to the analysis of unsteady characteristics of blades in multimode oscillation.

Key words: Fan, Aeroelasticity, Cascade Flutter, Light-weight structure, Fluid-Structure Interaction

1. はじめに

高バイパス比ターボファンエンジンは、推進効率を高めるためにバイパス比が上昇する傾向にあり、これに伴い、ファン翼や外径は増加している。バイパス比向上を実現するための基礎的な技術として翼構造の軽量化が挙げられる。これは、軽量の翼ほど翼に作用する遠心力が小さくなり、支持部材であるディスクの構造成立性に対する制約が緩和されるためである。ファン翼の代表的な軽量化手法には中空加工や複合材料の使用、薄肉化があり、実機エンジンにも適用されている。

フラッターは翼の振動に伴い生じる空気力により翼振動が増幅される自励振動現象で、高速気流中の軽量・低剛性な構造物に生じやすい。航空機主翼に生じる連成フラッターが代表的で、曲げモードとねじりモードが空力的に連成して生じる。ターボ機械の場合は、一般に翼構造が十分剛であり翼振動モード間の連成は無視されるが、今後超高バイパスファンやプロップファンの実用化に向けさらに翼構造の軽量化が進んだ場合に、どのような翼列フラッターが生じるかは十分明らかにされておらず、またその検討手法も少ない。

Clark ら¹⁾はプロップファンに生じる曲げねじり

フラッターに着目し二次元の理論解析を行い、軽量でソリディティが低い翼列でフラッター速度にモード間の連成の影響が顕著になることを報じた。

また Mayorca ら²⁾は翼構造にグヤン縮退を用いた自由度縮小有限要素モデルを用い、各自由度に対する空気力モデルを構築して、空力弾性方程式の固有値問題を近似的に解くことで多自由度のフラッター解析を行う手法を提案している。これは非常に汎用性の高い手法だが、1つの作動点に対する解析にも空気力モデルの構築に膨大な流体解析数が必要なのが実用上の欠点だと思われる。

複数モードの振動を扱え、かつ CFD を用いた空気力モデル構築の計算負荷を軽減できる解析手法として、著者ら³⁾は流体解法に RANS を、翼振動にモード合成法を用いた流体-構造連成手法による翼振動解析手法と、翼振動履歴から空力弾性モードを同定する翼列フラッター解析手法を開発し、曲げねじり振動を行う二次元翼列モデルでモード間連成のフラッター特性への影響を調べた。

本報では、より実機に近いファン試験機である NASA Rotor 67 に対して連成解析により翼列フラッター解析を行った結果について報告する。

2. 解析対象

2.1 遷音速ファン翼列

本研究における解析対象は、NASA Lewis 研究所にてリグ試験と流れ場計測が行われた遷音速ファン翼列の NASA Rotor 67⁴⁾ である。設計点付近の翼端相対マッハ数は 1.38，翼アスペクト比 1.56 であり，スナバーのない低アスペクト比翼が用いられている。詳細な設計仕様を Table 1 に示す。

2.2 翼構造のモデル化

NASA Rotor 67 の翼形状は Strazisar らによる文献⁴⁾で公開されているが，翼構造に関しては具体的な記述がない。そこで本研究では，以下の仮定のもとで翼構造をモデル化した。

- (1) 翼部が中実のチタン合金で作られていると仮定し，Table 2 に示す物性を与える。
- (2) 翼は剛体のディスクに植え付けられており，翼同士の間にはディスクを介した構造的な連成はないものとする。
- (3) 全ての翼は同一の機械的性質をもち，質量や固有振動数，形状のばらつきは考えない。

また，公開されている翼形状は回転時のもののため，翼振動モードを求める際には非回転時の形状と回転時の応力分布が必要になる。非回転時形状は，遠心力と空気力が除荷された無回転時の形状を，非線形有限要素法を用いて反復的に求めた。

3. 数値解析手法

本研究では，流れと構造の連成を静解析・振動解析ともに考慮するため流体解析と変形・振動解析を同時に解く方法を採用した。用いた各手法を以下に述べる。

3.1 流体の解析手法

Fable 平均圧縮性 Navier Stokes 方程式を有限体積法で離散化し，翼の運動を表現するため移動格子法を用いた。非粘性項は三次精度 MUSCL 内挿により高次精度化された SHUS を，粘性項は二次精度の中心差分を用いた。乱流モデルには Wilcox の $k-\omega$ モデル⁵⁾を用いた。なお，時間項は，定常流れ計算では Euler 陰解法を，翼振動の計算では三点後退差分を用いて評価し，LU-SGS 法によって陰的に時間進行した。なお，翼振動計算時には 3 回の内部反復を行い，時間精度を高めている。

3.2 翼構造の解析手法

翼構造は，有限要素法(FEM)によって離散化する。要素には曲げ変形を精度よく計算するため二次精度の 20 点ブロック要素を用いた。Total Lagrange 法に基き幾何非線形性を考慮した定式化⁶⁾を用い，応力-歪関係式には等方関係を仮定した。静変形は釣

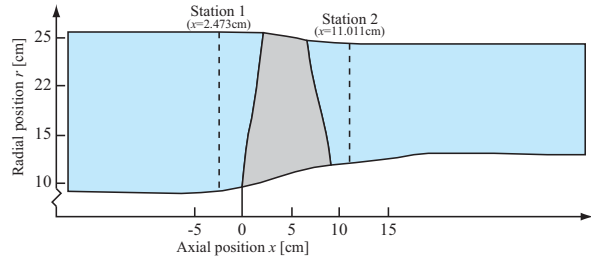


Fig. 1 Meridional view of the Rotor 67

Table 1 Design parameters of NASA Rotor 67

Number of blades	22
Aspect ratio	1.56
Hub/Tip ratio at L.E	0.375
Tip relative Mach. No.	1.38
Design Total pressure ratio	1.63
Design mass flow rate	33.25 [kg/s]
Design rotational speed	16043 [rpm]

Table 2 Modeling parameters for the blade structure

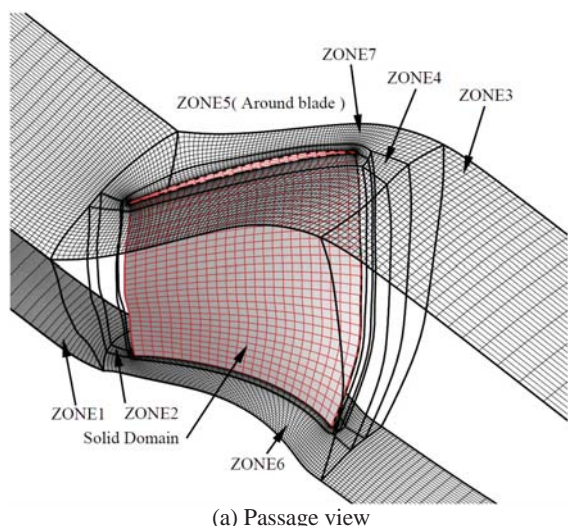
Material	Titanium
Density	4500 [kg/m ³]
Young modulus	107 [GPa]
Poisson ratio	0.34 [-]
Boundary condition	fixed at the hub

り合い式を微小変位について厳密に線形化し Newton 法により解いた。Newton 法により生じる連立一次方程式は，ILU(1)前処理付共役勾配法を用い反復的に求解した。翼振動解析では，翼の変形を各構造振動モードの重ねあわせで表現する。このとき考慮する翼振動モードとして，力学的平衡点まわりの微小変形を仮定し，Arnoldi 法により最低次から 5 つを求めた。

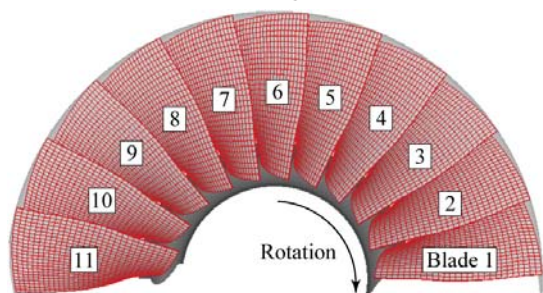
3.3 連成解析手法

本研究では，流体ソルバと構造ソルバを境界条件で接続し連成解を求める反復的連成手法を用いている。流体ソルバから構造ソルバには翼面に働く空気力が渡され，一方構造ソルバから流体ソルバには翼表面の変位が与えられる。まず変位の受け渡しには，流体ソルバ格子頂点における変位を有限要素モデルの変位を用いて移動最小二乗法により内挿した。構造ソルバ上の空気力は，仮想仕事の原理より，流体ソルバ上の空力仕事と構造ソルバ上の空力仕事が一致するよう移動最小二乗法により求めた変位の内挿係数を用いて算出した。

定常流れ解析と翼変形を連成させる際には，MPI を用いて流体 1000step おきに非線形 FEM と通信を行い，翼変形と流れ場を同時に収束させた。翼振動の計算では，翼振動モード運動方程式を毎ステップ解き，翼形状に反映させた。格子変形は，定常解析では翼の大変形に格子を追従させるため FEM によるモーフィングを用い，翼振動解析では



(a) Passage view



(b) Half-annulus configuration for the flutter simulation

Fig. 2 CFD/FEM Grid

Table 3. Number of cells and elements

(a) CFD Grid		(b) FEM Grid	
Pitch	40	Span	29
Span	44	Chord	24
Chord	80	Thickness	3
1 Blade	321,376	Elements	2,088
11 Blades	3,535,136	Nodes	11,030

翼周りの格子を代数的に動かす方法で対応した。

3.4 解析格子と境界条件

翼間流路には構造格子を組み合わせたマルチブロック格子を用いて格子分割した。用いた格子を Fig. 2 (a) に示す。翼まわりを O 型格子で包み、周囲に 6 つの構造格子を配置している。翼内部には翼構造モデルが埋め込まれ、流体・構造両ソルバともに翼面上の格子点が互いに情報をやりとりする。Table 3 に主要な部分の格子点数をまとめる。流体格子は 1 流路約 32 万点から成り、本計算では翼端間隙部分に格子を配置していない。有限要素モデルは合計 11000 節点である。

定常流れ解析は Fig. 2 (a) の 1 流路を周期境界で接続し解析する。入口では全温・全圧を海面標準大気 (101325Pa, 288.15K) に固定し、出口では Hub の基準静圧を指定したうえで単純半径平衡に基づき Tip に向かって静圧分布を求めた。翼面と Hub

では滑りなし条件を与えた。一方翼振動計算では Fig. 2 (b) に示すファン半周、翼 11 枚の格子を用い、両端を周期境界で接続して解析を行う。入口・出口には圧力波の反射を防ぐため Giles の準一次元無反射境界条件⁷⁾を課した。

4. 翼列フラッターの解析手法

通常 CFD を用いて翼列フラッターを解析する際、既知の翼振動モード・振動数で翼を振動させ空気力の応答を調べる強制振動法が用いられる。しかし、空気力が流体中の振動数や振動モードを変化させる場合には強制振動法は使えず、振動方程式上での定式化が必要となる。流体-構造連成法によるフラッター解析では、翼の振動数や振動モードは計算結果から求まる。しかし、軸流ファンで多数枚の翼 (N_b 枚) で複数の翼振動モード (N_f 個) を考慮すると翼振動の総自由度数は $N_b N_f$ となり、減衰率や振動モード形状を算出することが困難になる。

そこで、本研究では翼振動の時間履歴を用いて計算中で発現している空力弾性モード (翼振動と自励空気が連成した振動モード) を同定し、解析結果として評価する。本手法は以下の 2 つの手続きからなる。

- (1) 翼振動の時間履歴から翼列全体の運動方程式中の自励空気が係数行列を同定する。
- (2) 同定した自励空気が係数行列を用い、運動方程式の固有値解析を行うことで空気力と翼振動が連成した振動モードを求める。

翼列系の運動方程式は以下のように書ける。

$$\begin{bmatrix} \ddot{q}_1 \\ \vdots \\ \ddot{q}_{N_b} \end{bmatrix} + \text{diag}(A) \begin{bmatrix} \dot{q}_1 \\ \vdots \\ \dot{q}_{N_b} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_{N_b} \end{bmatrix} + B \begin{bmatrix} \dot{q}_1 \\ \vdots \\ \dot{q}_{N_b} \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここに、 q_i は各翼の構造振動モード座標ベクトル、 A は構造振動モード剛性行列で対角行列、 A, B は翼運動に対し線形に表現した自励空気が非対称密行列である。 A, B を最小二乗法で同定できれば、 λ を固有値、 ψ を固有ベクトルとして、運動方程式の固有値問題が以下のように書ける。

$$\lambda \begin{bmatrix} \psi \\ \lambda \psi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} O & I \\ -\text{diag}(A) + A & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi \\ \lambda \psi \end{bmatrix} \quad (2)$$

固有値の実部、虚部はそれぞれ空力弾性モードの減衰率 μ_{AE} 、振動数 f_{AE} と以下のように対応する。

$$\mu_{AE} = -\text{Re}(\lambda), \quad 2\pi f_{AE} = |\text{Im}(\lambda)| \quad (3)$$

同定誤差の評価は、最小二乗法の決定係数 R^2 値と、モンテカルロ法で求めた各固有値の誤差で行っている。自励空気が係数行列の同定過程、および同定誤差の評価法については文献³⁾を参照されたい。

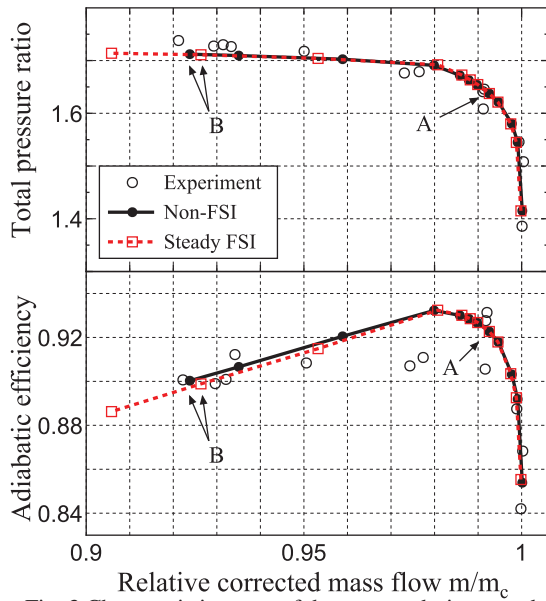


Fig. 3 Characteristic curve of the rotor at design speed.
Non-FSI: without blade deformation,
Steady FSI : with blade deformation.

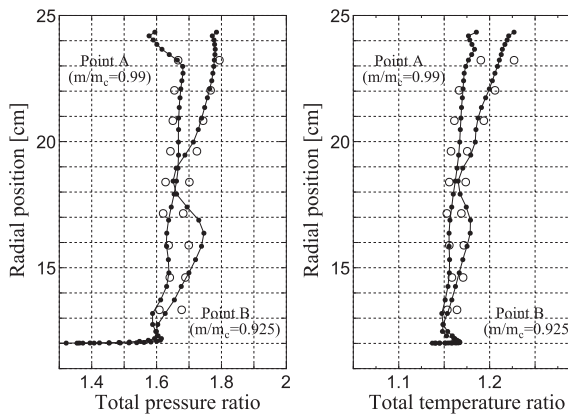


Fig. 4 Radial distributions of total pressure and total temperature

5. 定常流れ解析結果

5.1 流体解析コードの検証

流体解析コードの検証として、公開されている形状における定回転数特性曲線上の全圧比と断熱効率の試験との比較を Fig. 3 に示す。流量はチョーク流量により規格化されている。図中の Non-FSI は翼変形を考慮しない場合、Steady FSI は翼変形を考慮した場合について数値解析で求めた特性曲線である。結果は試験結果とよく一致している。Fig. 4 には、Fig. 1 の Station 2 に示す動翼後方位置における全圧・全温の半径方向分布を示す。点 A、点 B はそれぞれ最大効率点付近、失速流量付近に対応する。数値解析結果は点 A で試験結果とよく一致したが、点 B では全温・全圧ともに中央スパン付近で試験結果にない S 字型の分布が生じた。これは失速点付近で生じる剥離流れに起因すると思われる。以上をまとめると、絞り側の局所的な流れ場にはまだ改善の余地があるが、NASA Rotor 67

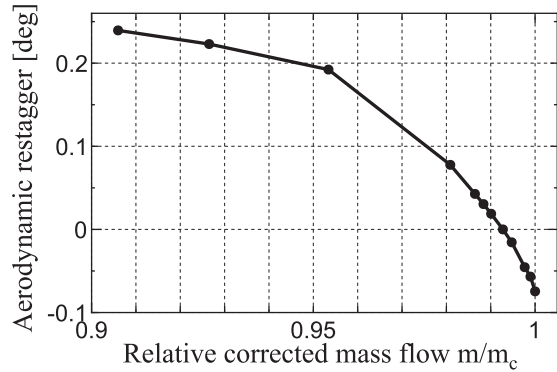


Fig. 5 Aerodynamic restagger on each operating point

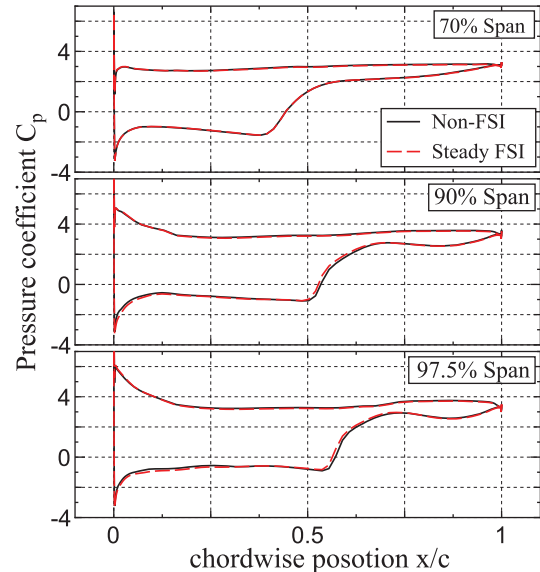


Fig. 6 Change of blade surface pressure due to deformation at point B (Fig.3)

の定常流れ場は特性曲線の比較よりおおまかには本解析手法で模擬できていると考えられる。

5.2 静変形を考慮した性能解析と翼変形量

設計回転数の各作動点における空気力がどの程度翼形状を変化させ、特性曲線に影響するかを連成解析により調べた。本解析では空力形状設計点を仮想的に最大効率点付近の Fig.3 における点 A とし、製造形状を求めた。Fig. 3 の Steady FSI が連成解析の結果であり、翼変形を考慮しても流量-全圧比特性はほとんど変化しないことがわかる。一方断熱効率には若干の低下が認められた。

Fig.5 は流量に対する翼端部捻り戻り量の変化である。縦軸の 0 点は点 A における形状を示し、ここからの変化を示している。捻り戻り角の変化はかなり小さく、チョーク側で約-0.8deg、失速側で約 0.24deg であった。

Fig. 6 は、0.24deg の捻り戻りが生じた Fig.3 の点 B における連成解析結果と設計形状間での翼面上静圧分布の比較である。70%翼高さでは両結果はほぼ一致しているが、変形の影響が大きくなる 90%、97.5%翼高さでは翼変形に伴い負圧面の圧力が低

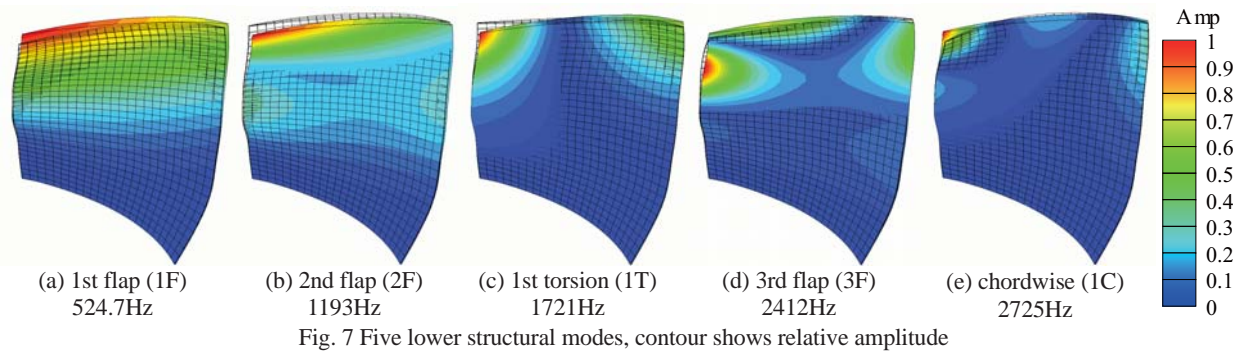


Fig. 7 Five lower structural modes, contour shows relative amplitude

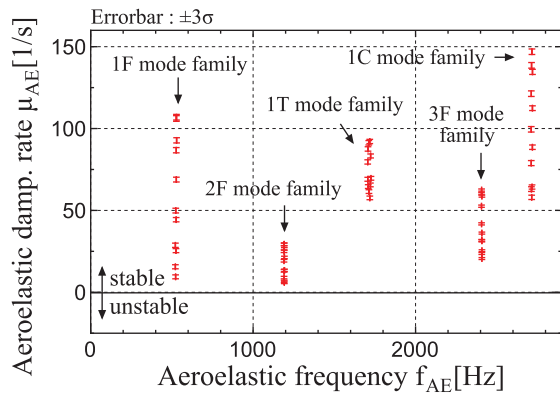


Fig. 8 Aeroelastic eigenvalues of all identified aeroelastic modes from time history of FSI simulation at point A

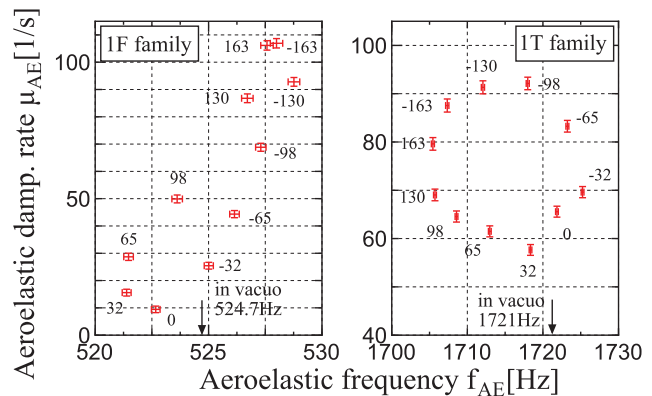


Fig. 9 Aeroelastic eigenvalues of 1F and 1T mode family, numbers show IBPA of the mode.

下し、離脱衝撃波が全縁側に移動している。

本解析結果では翼変形はほとんど特性曲線を変えなかったが、これは本解析対象が十分剛であり空気力による変形量が小さいためだと考えられる。翼変形量は翼厚みや材料特性、異方性、翼高さにより変化する。例えば Wilson らによるアスペクト比 2.3 の遷音速ファンに対する翼変形解析⁸⁾では、設計回転数でもチョーク側作動点と失速側作動点の間で翼端部に 1deg 以上のスタガ角変化があり、変形が空力性能に大きく影響する場合もある。このような対象において本連成解析手法は有効な解析手段となりうるだろう。

6. 翼振動解析結果

翼列フラッター解析は、動翼後方の半径方向流れ場がよく一致した作動点 A で行った。考慮した翼振動モードは、Fig. 7 に示す 1F, 2F, 1T, 3F, 1C モードの 5 つである。フラッター解析は、A 点の定常流れ場を初期条件とし、各自由度に微小なモード速度を初期擾乱として与え、翼振動の時間履歴から空力弾性モードを同定することで行った。時間刻みは 1T モード 1 周期に対し約 5000 ステップであり、1T モード 16 回分の時間の翼振動履歴を用いた。

6.1 空力弾性モード固有値の分布

空力弾性方程式の固有値により翼振動の動的挙

動を調べることが出来る。減衰率が正のモードでは翼振動は安定である。負の減衰率のモードは動的不安定であるフラッターの発生を意味する。なお、振動数が 0 かつ増幅率が正のモードは静的不安定で、剛性不足によるダイバージェンスが生じることを意味する。

同定した空力弾性モード減衰率 μ_{AE} 、振動数 f_{AE} を Fig. 8 に示す。エラーバーは各固有値に対する 99% 信頼区間を表している。まず空力弾性モードの振動数は、各翼振動モード付近に局在し、各振動モードが支配的な”mode family”が観察できる。また、全ての空力弾性モードの減衰率が正であることから本計算ではフラッターは生じない。

Fig. 9 に 1F mode family, 1T mode family の固有値分布を拡大したものを示す。なお、数字は空力弾性モードの翼間位相差を表している。ここから、異なる空力弾性モード間では翼間位相差が異なり、空力減衰のみならず、モード振動数も厳密な意味では異なることがわかる。しかし、本解析対象では最低次の 1F モードでも真空中からの周波数の変化は最大で約 4.5Hz, 1F モードの振動数比で 0.85% とかなり小さく、実用上はほとんど無視できるレベルであると考えられる。

6.2 同定精度と空力弾性モードの不確かさ

本手法は既存研究のフラッター解析法とは異なりモード同定手法を用いていることから、その同

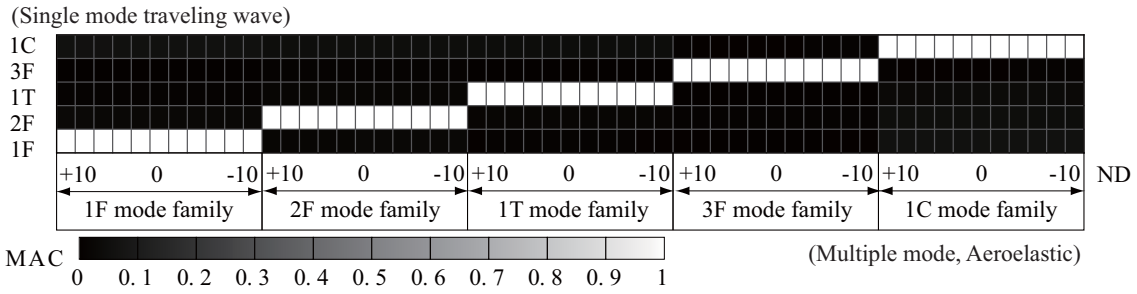


Fig. 10 Modal assurance criterion between multiple-structural-mode-coupled aeroelastic mode and single-structural-mode aeroelastic mode (single mode traveling wave)

定精度について常に配慮する必要がある。Fig. 9 では各空力弾性モードのエラーバーは互いに重なり合っていないことから、翼の自由振動履歴から連成系の空力弾性モードが互いに判別可能な範囲まで精度よく同定できていることがわかる。また、Eq. (1)中の空気力係数 A , B に対する最小二乗同定の決定係数は $R^2 = 0.985$ であり十分 1 に近いことから、連成解析で発現した変動空気力は翼の運動に対して線形な関数で十分表現できているといえる。

6.3. 空力弾性モードの構成

同定された空力弾性モードがどのような翼振動モードから構成されているかを明らかにするために、Modal Assurance Criterion (MAC)を用いてモード形状の相似性を定量化した。ここでは、異なる翼振動モード間の干渉を考えない 1 自由度のフラッターの解である翼間位相差一定の Traveling Wave Mode と空力弾性モードとの相似性を調べる。このとき MAC は以下で計算される。

$$MAC = \frac{|(\Phi \Psi_{Trav})^H (\Phi \Psi_{AE})|^2}{|\Phi \Psi_{Trav}|^2 |\Phi \Psi_{AE}|^2} \quad (4)$$

ここで、 Φ は翼振動モード形状行列、 Ψ は翼振動モード座標上で表された空力弾性モードベクトルで、空力弾性モード Ψ_{AE} は固有方程式(2)から求まる。 Ψ_{Trav} は翼振動モード座標上で表された 1 自由度 Traveling Wave Mode である。MAC は 0 から 1 の値を取り、1 なら 2 つの振動モード形状は同一であり、1 から離れるほどモード形状の差異が大きい。

算出された MAC を Fig. 10 に示す。空力弾性モード中の各 Mode family では、対応する翼振動モードとの相似性が非常に高く、ほとんど 1 に近い一方、その他の翼振動モードとの MAC はほとんど 0 である。これより、異なる翼構造振動モード間の空力的連成は小さく、空力弾性モードは特定の 1 つの翼振動モードから構成されているといえる。

7. 結論

代表的な遷音速ファン翼列試験リグである NASA Rotor 67 に対して流体・構造連成解析による

静変形・翼列流れ連成解析と、翼列フラッター解析を行い、以下の結論を得た。

1. 本解析対象において、定回転数作動線は翼変形により大きく変化しない。翼変形の効果は、設計点から離れた失速点付近作動点における断熱効率の低下として現れる。
2. 連成解析結果を用いたモード同定手法により、翼列全体の空力弾性モードは統計的に高い精度で同定することが出来る。
3. 異なる翼構造振動モード間の空力的連成は小さく、空力弾性モードは特定の 1 つの翼振動モードから構成されると考えて良い。

参考文献

- 1) S. T. Clark, R. E. Kielb, K. C. Hall, "The Effect of Mass Ratio, Frequency Separation, and Solidity on Multi-mode Fan Flutter", Proceedings of the 12th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines, I12-S3-2, 2009.
- 2) M. A. Mayorca, D. M. Vogt, H. Mårtensson, T. H. Fransson, "Prediction of Turbomachinery Aeroelastic Behavior from a Set of Representative Modes", ASME Turbo Expo 2011, GT2011-46690, 2011.
- 3) A. Tateishi, T. Watanabe, T. Himeno, "Multimode Flutter Analysis Based on Time-Domain Fluid-Solid Interaction Simulation and System Identification", Proceedings of the 13th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines, I13-S2-4, 2012.
- 4) A. J. Strazisar, J. R. Wood, M. D. Hathaway and K. L. Suder, "Laser Anemometer Measurements in a Transonic Axial-Flow Fan Rotor", NASA Technical Paper 2879, 1989.
- 5) D. C. Wilcox, "Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models", AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310, 1988.
- 6) 久田, 野口, "非線形有限要素法の基礎と応用", 丸善, 1995.
- 7) M. B. Giles, "Nonreflecting Boundary Conditions for Euler Equation Calculations", AIAA Journal Vol. 28, No. 12, pp. 2050-2058, 1990.
- 8) M. J. Wilson, M. Imregun and A. I. Sayma, "The Effect of Stagger Variability in Gas Turbine Fan Assemblies", J. Turbomach. 129 (2), pp. 404-411, 2006.

遷音速ファンの流れ場と失速特性に 周方向溝型ケーシングトリートメントが及ぼす影響

*佐久間 康典，渡辺 紀徳，姫野 武洋（東大），
加藤 大，室岡 武，周藤 由香里（IHI）

Effect of Circumferential Casing Groove on Flow Field and Stall Characteristics of Transonic Fan

*Yasunori SAKUMA, Toshinori WATANABE, Takehiro HIMENO (Univ. of Tokyo),
Dai KATO, Takeshi MUROOKA, Yukari SHUTO (IHI)

ABSTRACT

The effect of single circumferential casing groove on the stability enhancement of transonic axial fan IHI FRTM has been examined through CFD analysis. A parametric study was conducted with respect to the axial location of the groove. By focusing on the behavior of the leakage flow and the development of near-tip blockage region, it was concluded that IHI FRTM may be led to tip initiating stall, and in those kinds of transonic fans, the groove configuration which could reduce the reverse axial component of the tip leakage flow was more likely to improve the stall margin significantly. The optimal groove location for IHI FRTM was in the range between 20% and 40% axial chord widths downstream from the leading edge. This was basically due to the reduction of local blade tip loading at the groove location.

Key words: Transonic Fan, Rotating Stall, Stall Inception, Casing Treatment

1. 緒言

ジェットエンジンの高性能化及び環境適合性の向上において、ファン及び圧縮機の性能向上は、極めて重要な技術項目である。しかしながらファン・圧縮機の性能向上は多くの場合翼の不安定流動のリスク上昇とのトレードオフの関係にあり、従来の翼形状の空力的最適化に加えて追加的なデバイスによる空力的な安定性の底上げが期待されている。

圧縮機の失速発生を遅らせるデバイスとして古くからその効果が認められてきたものにケーシングトリートメントがある。これは圧縮機内壁に溝を彫る等の加工を施すことにより動翼の翼端近傍流れ場への干渉を試みるものであり、若干の効率低減と引き換えに失速マージンの拡大が見込めることが過去の研究や実機への適用例から確認されている⁽¹⁾。ジェットエンジンにおいて最も上流に位置するファンは運用状態による流入条件の変化の影響を受けやすく、いわゆるインレットディストーションに対してロバストなエンジン設計を目指す上でケーシングトリートメントの適用は有力な選択肢の一つとなり得る。しかし効果的な形状の設計クライテリアについては、特に遷音速のファン及び圧縮機において一貫した知見が得られていない。遷音速流れは衝撃波、境界層、翼

端渦などの流れの諸相が関連した複雑なものであるため旋回失速に陥る過程についてそもそも未解明の要素が多い。加えて、ケーシングトリートメントがそれら遷音速流れに及ぼす影響も、旋回失速が抑制される流体的なメカニズムも未だ明らかになっていない。

このような状況から、本研究では周方向溝型ケーシングトリートメントが強いインレットディストーションを有する遷音速ファンの流れ場に及ぼす影響と旋回失速抑制のメカニズムについて知見を得ることを目的として数値解析を実施している。これまでに、1本の周方向溝によって遷音速圧縮機の失速マージンが改善することが明らかになった⁽²⁾。本報では溝の設置位置と深さを変化させた際に、翼端漏れ流れの運動量密度に現れる変化について調査を行った結果を報告する。

2. 数値解析手法

2.1 翼列モデル

解析対象は遷音速ファン IHI FRTM とした。IHI FRTM は株式会社 IHI にてファン騒音の低減を目的とした騒音試験に供するために設計・製作された単段の遷音速ファンリグ (FRTM: Fan Rig Test Model) である。動翼はすべての回転数域において十分な安定作動範囲を

持つように設計され、積重軸は直線となっている。IHI FRTM の主要な設計諸元を表 1 に示す。なお、今回の解析においては、ファンの作動に対して有害なインレットディストーションが半径方向に存在する条件を想定することにより、流入条件の変化に対するエンジンのロバスト性向上に向けてケーシングトリートメントの有用性を検討した。

2.2 ケーシングトリートメント形状

前述の通り周方向単一溝型ケーシングトリートメントを対象として、溝の軸方向設置位置を変化させたパラメトリックスタディを実施した。解析を行った溝条件の詳細及びその名称を表 2 に示す。ケーシングトリートメントを施した 10 通りの条件 (grooved wall 条件) と、ケーシングトリートメントを施していない条件 (smooth wall 条件) で解析を実施し、ケーシングトリートメントが流れ場と失速特性に及ぼす影響を調査した。

2.3 数値解析手法

有限体積法に基づき空間離散化した 3 次元圧縮性 RANS 方程式を支配方程式とし、定常解析を実施した。時間進行は LU-SGS スキームを用いた Euler 陰解法によって行い、非粘性流束と粘性流束はそれぞれ 3 次 MUSCL 補間 SHUS スキームと中心差分により評価した。乱流モデルには $k-\omega$ 二方程式モデルを用いた。ケーシングトリートメントを施した条件については溝周辺の計算格子に重合格子を適用し、上述のコードに Fujii の提案した解強制置換法⁽³⁾を導入したものをを用いて解析を実施した。本計算手法は NASA Rotor 37 を対象とした検証計算により遷音速内部流れの挙動を定性的に捉えることが可能であることを確認している⁽²⁾。

2.4 解析条件

計算領域は、流入境界を翼前縁より 1 軸コード長上流に、流出境界を後縁より 2 軸コード長下流にとった。流入境界には全温全圧と流入角を固定しリーマン不変量を外挿した特性境界条件を、出口境界には流れの単純半径平衡を仮定した圧力固定境界条件をそれぞれ課した。流入境界にて固定する全圧については、図 2 のような分布を半径方向に与えることによって、軸対称な強いインレットディストーションが存在する条件を想定した。出口境界の設定圧力は翼列がチョークする条件から少しずつ上昇させ、その都度収束解が得られるまで計算を進めることで特性曲線を得た。失速点近傍では背圧上昇の刻み幅は基準大気圧の 0.02% で統一し、収束解が得られた最後の作動点を失速点として定義した。

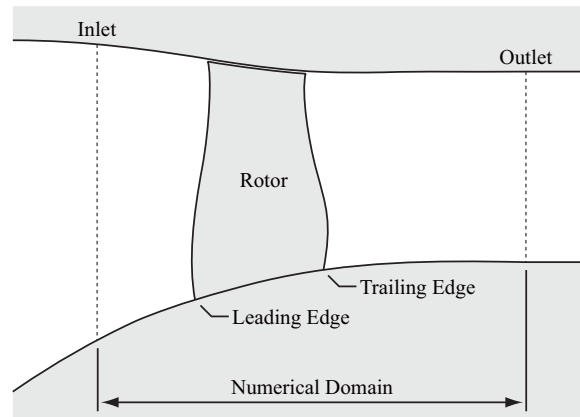


Fig.1 Side view of IHI FRTM and the definition of numerical domain

Table 1. Design specification of IHI FRTM

Number of rotor blades	20
Blade tip radius [mm]	161
Tip clearance [%span]	1.22
Rotation speed [rpm]	25,078
Relative Mach number at tip	1.49
Total pressure ratio	-

Table 2. Casing treatment configurations

	Groove front location [% c_x]	Width w [% c_x]	Aspect ratio AR
Config000	0.0	7.0	3.0
Config010	10.0	7.0	3.0
Config020	20.0	7.0	3.0
Config030	30.0	7.0	3.0
Config040	40.0	7.0	3.0
Config050	50.0	7.0	3.0
Config060	60.0	7.0	3.0
Config070	70.0	7.0	3.0
Config080	80.0	7.0	3.0
Config090	90.0	7.0	3.0

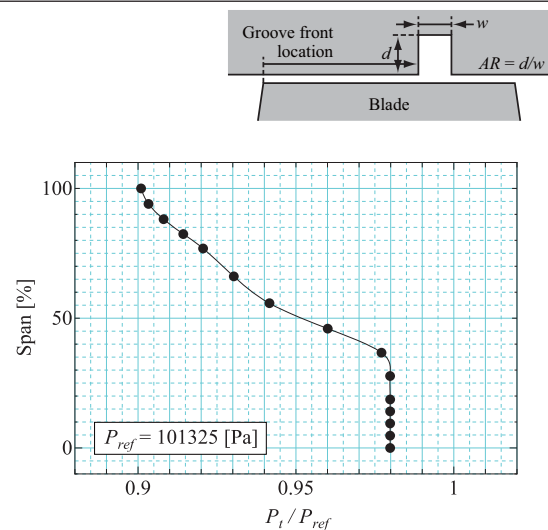


Fig.2 Span-wise distribution of inlet total pressure applied as a boundary condition

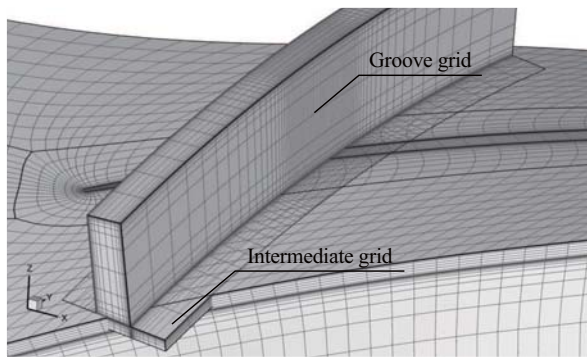


Fig.3 Computational grid near the casing groove (every two lines)

2.5 計算格子

流れ場の周期性を仮定して翼列 1 流路分を計算領域とした。流路部を埋める格子の点数は流れ方向 160 点、ピッチ方向 64 点、スパン方向 108 点の計 1,787,904 点である。Grooved wall 条件では、この“流路格子”に“溝格子”と“中間格子”を加えて解析を行った。溝格子は流れ方向 40 点、ピッチ方向 144 点、スパン方向 40 点の計 230,400 格子点からなり、中間格子は流れ方向 100 点、ピッチ方向 144 点、スパン方向 20 点の計 288,000 格子点からなる。中間格子は格子全体が流路格子内に含まれるが、溝格子は流路格子と重なり合わず中間格子と接合する。解強制置換法による物理量の受け渡しは流路格子と中間格子の間でのみ行われる。ケーシングトリートメント近傍の格子配置を図 3 に示す。

3. 数値解析結果

3.1 ファン特性の変化

Smooth wall 条件と grooved wall 条件における特性曲線の解析結果を図 4 に、ケーシングトリートメントを施したことによる失速マージンの改善率 ΔSM 及び SMI をそれぞれの溝位置に対してプロットしたものを図 5 に示す。失速マージン改善率は Cumpsty⁽⁴⁾による失速マージン SM の定義 (式(1)) に倣い式(2), (3)により定義した。

$$SM = 1 - \left(\frac{PR_{peak} \dot{m}_{stall}}{PR_{stall} \dot{m}_{peak}} \right) \quad (1)$$

$$\Delta SM = SM_{GW} - SM_{SW} \quad (2)$$

$$SMI = \Delta SM / SM_{SW} \quad (3)$$

ここで、 PR と \dot{m} は全圧比と流量、添え字の $peak$ と $stall$ は最高効率点と失速点、 SW と GW は smooth wall 条件と grooved wall 条件とをそれぞれ表す。図 4 より、幾つかの溝条件では、失速点が smooth wall 条件に比べて僅かに低流量側へと移動し、失速マージンが拡大していることが確認できる。一方でいずれの溝条件においても段効率の変化は全作動域で無視出来る程度に小さい。図 5

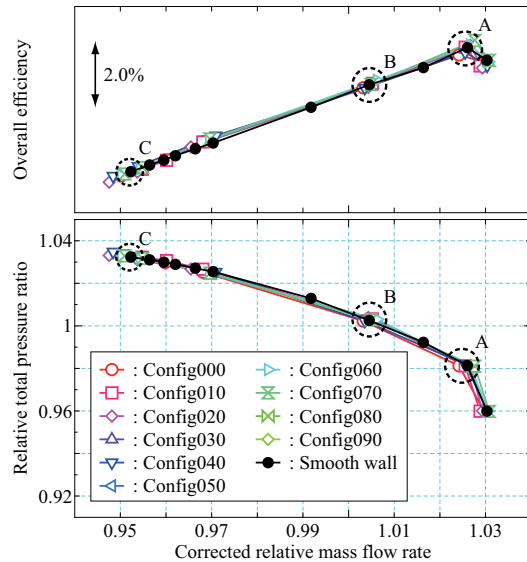


Fig.4 Comparison of characteristics plot between smooth wall and grooved wall condition

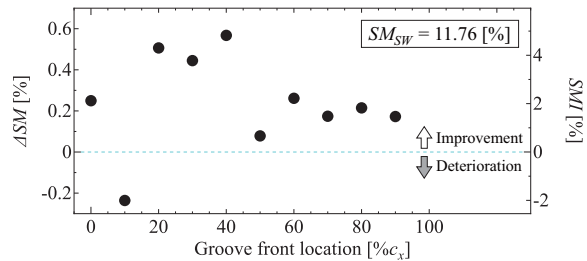
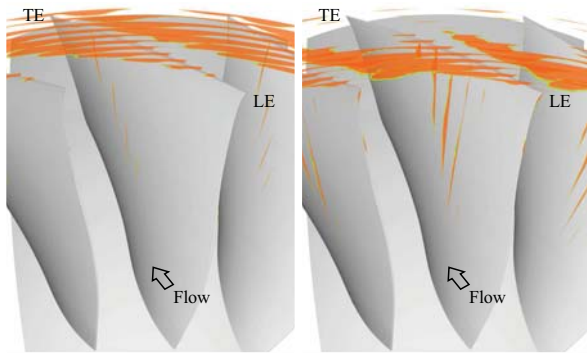


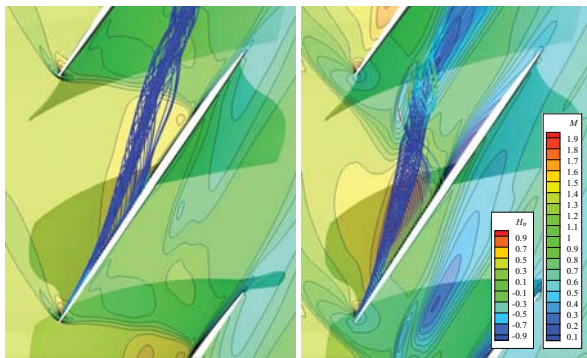
Fig.5 ΔSM and SMI in each groove location

からは、ケーシングトリートメントによる失速マージンの改善効果は溝の位置によって異なり、特に 20%~40% 軸コード長位置の溝が比較的效果が高いことが分かる。しかし、最も効果が大きい 40% 軸コード長位置の溝 (config040) においても SMI は 5% 前後である。これは溝が一本だけであることを差し引いたとしても、過去にケーシングトリートメントによって有意な失速マージン改善効果が得られたとする論文の結果などと比較してやや小さい⁽²⁾⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾。

特性曲線を解析によって取得するにあたり、背圧上昇の刻み幅は有限の値を取らざるを得ない。解析によって得られた最小流量点と、その一つ手前の作動点をそれぞれ失速点と仮定して SMI を算出し比較すると、その差はおおよそ 2% 程度となる。従って、有限の刻み幅で背圧を上昇させたことによる失速点の見積もり誤差は最大で 2% 程度であると推測できる。20%~40% 軸コード長位置の溝における SMI の値はこのばらつきの外にあると言え、従ってこれらの条件における失速マージンの改善には何かしら流れ場の変化に起因する物理的な根拠が存在する可能性がある。よって次の節では翼端近傍の流れ場の変化に基づいて流れ場の変化と失速抑制効果との間の関連を探る。



(a) Operating point A (b) Operating point C
Fig.6 Blockage distribution within the blade passage (smooth wall)



(a) Operating point A (b) Operating point C
Fig.7 Mach number distribution at 96% span and the leakage flow streamlines colored with H_n (smooth wall)

3.2 Smooth wall 条件における流れの特徴

Smooth wall 条件の作動点 A と作動点 C において、ブロッケージ領域を可視化したものを図 6 に、翼端漏れ流れの流線と 96%スパン断面における相対マッハ数分布を描いたものを図 7 にそれぞれ示す。本研究において、ブロッケージ領域は境界層の排除厚さに類似した考え方をを用いて判定している⁽²⁾。本手法では、各計算格子が代表する物理量を基にブロッケージ領域であるかの識別がなされ、その結果に応じて便宜上導入した識別子 Ω に下式の値を代入している。図 6 は $\Omega = 0$ の等値面を表示したものである。

$$\Omega = \begin{cases} 1 & \text{(blockage)} \\ -1 & \text{(non blockage)} \end{cases} \quad (4)$$

なお抽出されたブロッケージ領域は翼列流路内の有効流量に寄与しない逆流領域に概ね対応する。図 6 より、どちらの作動点においても最も顕著なブロッケージは翼端近傍に存在しており、失速点に向かうにつれてこれが次第に上流側へと前進することが確認できる。ここに示す解析結果はインレットディストーションが強く、ミッドスパンよりも高い範囲を流入する流量が少ない条件に対応するが、別途インレットディストーションが存在しな

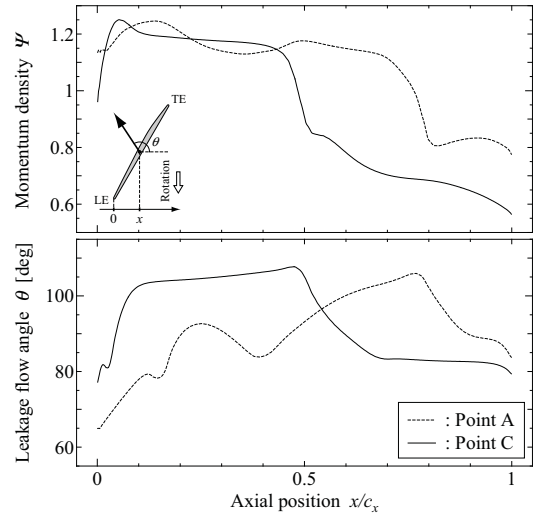


Fig.8 Chord-wise distribution of leakage flow momentum density Ψ and flow angle θ (smooth wall)

い条件で解析を実施した際には翼根側の前縁剥離が卓越し、そちらのブロッケージの発達に翼端付近のブロッケージの発達に比べてより顕著であった。いずれも定常解析の結果であるため失速点近傍における過渡的な現象は議論できないものの、流れの変化の傾向から推測されるに、強いインレットディストーションが存在する条件において IHI FRTM は翼端付近を起点として失速に陥る可能性がある。このような、動翼の翼端側がスパン方向の他の部分に比べて早く失速状態に近づいていき、翼端の失速が動翼全体としての失速発生のきっかけとなるような、いわゆる tip critical な圧縮機動翼においては、しばしば翼端漏れ流れと主流との干渉面の位置と失速の初生との関連が指摘される⁽⁶⁾。作動点が失速点に向かうにつれて全体の流量が減少すると同時に翼端の負荷が増大し、主流と翼端漏れ流れの干渉面が上流へと押し上げられる。最終的にこの干渉面が翼端前縁よりも上流へと達した時点で翼端近傍を起点とした spike 型の失速に陥ることが実験的⁽⁷⁾、数值的⁽⁸⁾研究を通じて指摘されている。干渉面の位置は基本的には主流と翼端漏れ流れそれぞれの軸方向の運動量密度の釣り合いによって決まると考えられている⁽⁹⁾。そこで翼端漏れ流れの相対運動量密度 Ψ と流れ角 θ の軸方向分布を smooth wall 条件の作動点 A と C で比較したものを図 8 に示す。 Ψ と θ はいずれも翼端のキャンバー線を高さ方向に延長した面を検査面とし、同一軸方向位置で流量平均することで算出した。また、運動量密度は着目する作動点の計算領域入口における主流の平均運動量密度によって無次元化した。

$$\Psi = \frac{\rho \vec{u} \cdot \vec{u}}{\rho V^2} \quad (5)$$

図より、0%~50%コード長位置の範囲の翼端間隙から生じ、主流と主に干渉することになる翼端漏れ流れの相対運動量密度は作動範囲全域で大きくは変化しない。一方

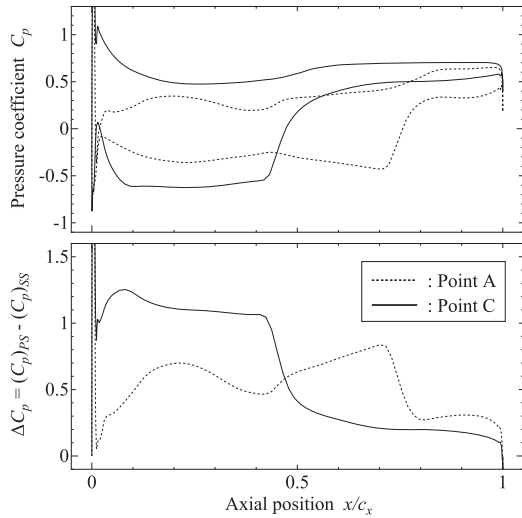


Fig.9 Chord-wise distribution of pressure coefficient at 99% blade height (smooth wall)

で流れ角は作動点Aよりも作動点Cにおいて大幅に大きく、主流に対して逆流する方向の翼端漏れ流れの成分が増大し、翼端付近において主流との干渉面を上流側へと押し上げる効果が高まっている。この流れ角の変化は作動負荷の上昇に伴って翼端負荷が aft loaded な状態から front loaded な状態へと変化するためであると考えられる。99%翼高さにおける圧力係数 C_p の分布と、正負圧面での圧力係数の差 ΔC_p の分布を図9に示す。

3.2 Grooved wall 条件における翼端近傍流れ

前節では翼端漏れ流れの軸方向の運動量成分が FRTM の失速初生に支配的であるとし、それを駆動するのは翼端における翼面間圧力差であるとした。そこで smooth wall 条件と grooved wall 条件とで翼端漏れ流れの軸方向の運動量密度成分 Ψ_x と翼端負荷を比較したものを図10, 11にそれぞれ示す。

$$\Psi_x = -\Psi \cos \theta \quad (6)$$

図10上図は smooth wall 条件における Ψ_x を、図10下図は grooved wall 条件と smooth wall 条件との間で Ψ_x の差分を取り、溝の設置位置（灰色で示した箇所）の範囲でプロットしたものである。図11は99%翼高さにおける圧力係数差 ΔC_p について grooved wall 条件と smooth wall 条件との間で差分を取り、溝の設置位置の範囲でプロットしたものである。ここで、本解析は10通りの異なる位置に溝を設置した条件について個別に解析を行っており、従って図10, 11は異なる解析の結果を一つの図にまとめたものであることに留意されたい。

まず、図10より40%軸コード長位置の溝において最も顕著に Ψ_x が低減されることが確認できる。次いで低減量大きいのが20%、30%軸コード長位置の溝である点なども併せて、図10に示された Ψ_x の変化の傾向には図5の失速マージン改善率の傾向との間に一定の相関が

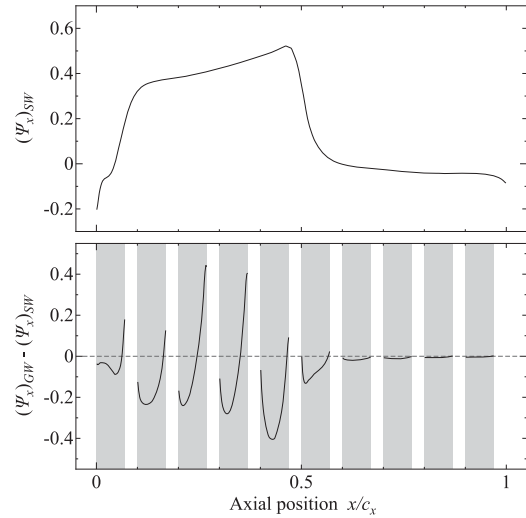


Fig.10 The change in chord-wise distribution of axial leakage flow momentum density (operating point C)

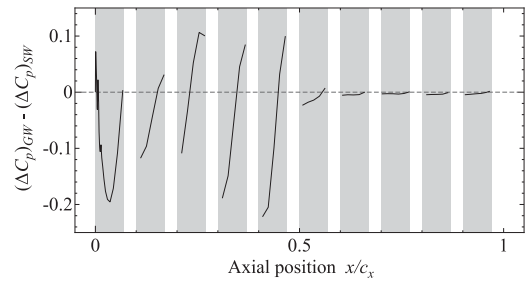
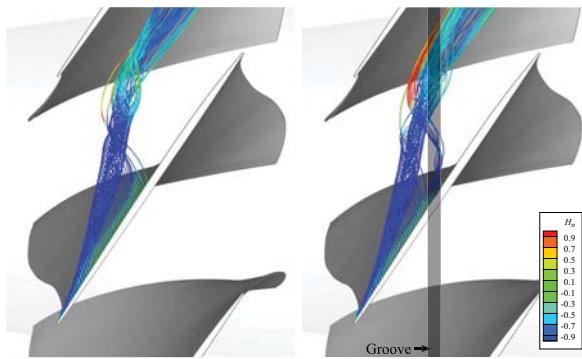


Fig.11 Change in pressure coefficient distribution among grooved wall conditions and small wall condition at 99% blade height (operating point C)

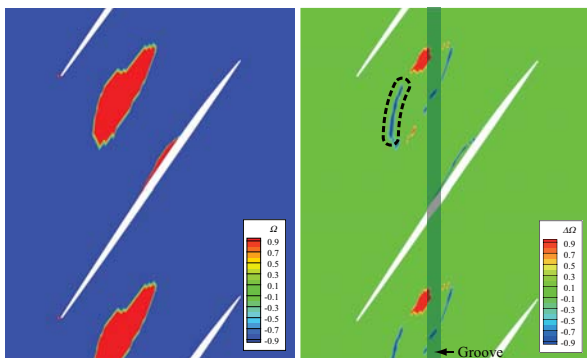
認められる。このような翼端漏れ流れの運動量の変化は溝による翼端負荷の低減によってもたらされたと考えられる。図9下図と図11より、翼端負荷の変化の度合いと溝位置における smooth wall 条件での翼端負荷との間には相関があり、溝位置における元々の翼端負荷が高いほど溝設置時に大きい変化が翼端負荷に生じる傾向にある。20%~40%軸コード長の範囲は元々の翼端負荷が高く、従って翼端負荷と翼端漏れ流れの軸方向運動量密度が大きく低減された結果、他の溝位置に比べて有意な失速マージン改善効果が得られたと考えられる。最も翼端負荷が高く、翼面間圧力係数差 ΔC_p の変化が顕著に表れているにも関わらず0%軸コード長位置の溝による失速マージン改善効果が低い理由は図10上図を見れば明らかで、そもそも smooth wall 条件の時点で主流に対抗する運動量成分がほとんど存在しないためである。

最も大きい失速マージン改善率が認められた40%軸コード長位置の溝について、作動点Cにおける翼端近傍の流れ場を比較したものを図12に示す。また、smooth wall 条件の96%スパン断面におけるブロッキング領域の分布を図13(a)に、同じく96%スパン断面においてブロッキング領域の識別子 Ω の値について grooved wall



(a) Smooth wall (b) Config040

Fig.12 Comparison of tip leakage flow streamlines (operating point C)



(a) Smooth wall (b) Config040

Fig.13 Comparison of tip leakage flow streamlines (operating point C)

条件と smooth wall 条件とで差分を取ったものを図 13(b)に示す。

$$\Delta\Omega = \frac{\Omega_{GW} - \Omega_{SW}}{2} \quad (7)$$

図 13(b)で $\Delta\Omega = -1$ なる領域は、smooth wall 条件にて本来ブロッケージ領域であったものが grooved wall 条件にて非ブロッケージ領域へと変化したことを示す。まず図 12 より、溝の効果により翼端漏れ流れの流線に変化が認められる。溝を施した位置から生じる翼端漏れ流れは本来翼端漏れ渦に合流するはずであった位置にまで進行せず、下流へとそのまま流されていく。また図 13(b)より、この効果によってもともと翼端漏れ流れが主流と干渉するはずであった位置において、ブロッケージ領域が縮小する(破線部)。以上の効果が失速の抑制に寄与したと結論付けた。

失速マージン改善率が全体的に小さいことについては、過去の論文から類似した傾向が確認できる⁽⁶⁾⁽¹⁰⁾。特に圧力比の低いファン動翼や高品質の形状設計が行われた圧縮機では全体的にケーシングトリートメントが効きにくいように思われるが、本解析の結果がこれらの傾向に含まれるかについては、今後更なる観察が必要である。

4. 結論

遷音速ファン IHI FRTM を対象とした三次元定常解析を実施した。周方向単一溝型ケーシングトリートメントの設置位置を対象としたパラメトリックスタディを実施し、ケーシングトリートメントが翼端流れ場に及ぼす影響を調査することによって、以下の結論を得た。

- (1) ケーシングトリートメントは施した位置における局所的な翼端負荷の低減をもたらす。この変化は溝位置における翼端負荷が大きいかほど顕著である。
- (2) 翼端負荷の低減によって主流に逆らう方向の運動量密度が低減された場合には失速抑制効果が得られる場合がある。
- (3) 元々主流に対するブロッケージ効果が小さい翼端漏れ流れに対しては、翼端負荷が低減されたとしても溝による失速抑制効果は得られにくい。

参考文献

- (1) 高田浩之: Casing Treatment, GTSJ ガスタービンセミナー資料集(4)(1977), pp.3-1-3-17.
- (2) Sakuma, Y., Watanabe, T., Himeno, T., Kato, D., Murooka, T., Shuto, Y.: Numerical Analysis of Flow in a Transonic Compressor with a Single Circumferential Casing Groove: Influence of Groove Location and Depth on Flow Instability, ASME J. Turbomach., Vol. 136, No.3(2014), 031017:1-9.
- (3) Fujii, K.: Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm, Journal of Computational Physics, Vol. 118 (1995), pp.92-108.
- (4) Cumpsty, N. A.: Compressor Aerodynamics, 1989, Longman Scientific and Technical, p.366.
- (5) Müller, W. M., Schiffer, H.-P., Voges, M., Hah, C.: Investigation of Passage Flow Features in a Transonic Compressor Rotor with Casing Treatments, ASME Turbo Expo 2011, GT2011-45364.
- (6) Vo, H. D., Tan, C. S., Greitzer, E. M.: Criteria for Spike Initiated Rotating Stall, ASME J. Turbomach., Vol. 130, No.1 (2008), 011023-1:9.
- (7) Saathoff, H., Stark, U.: Endwall boundary layer separation in a single-stage axial-flow low-speed compressor and a high-stage compressor cascade, Forschung im Ingenieurwesen, Vol. 65(2000), pp. 217-224.
- (8) Yamada, K., Kikuta, H., Iwakiri, K., Furukawa, M., Gunjishima, S.: An Explanation for Flow Features of Spike-type Stall Inception in an Axial Compressor Rotor, ASME J. Turbomach., Vol.135, No.2 (2012), 021023-1:11.
- (9) Cameron, J. D., Bennington, M. A., Ross, M. H., Morris, S. C., Du, J., Lin, F., Chen, J.-P., McNulty, G. S., Wadia, A. R.: Investigation of Tip-flow Based Stall Criteria Using Rotor Casing Visualization, ASME Turbo Expo 2008, GT2008-51319.
- (10) Heinichen, F., Gümmer, V., Schiffer, H.-P.: Numerical Investigation of a Single Circumferential Groove Casing Treatment on Three Different Compressor Rotors, ASME Turbo Expo2011, GT2011-45905.

剥離を伴う遷音速タービン翼の非定常空力特性

*木村 泰徳，柴田 貴範，中野 晋，尾崎 修一（三菱日立パワーシステムズ），
平野 孝典，藤本 一郎（拓殖大学）

Unsteady Aerodynamic Characteristics of Transonic Turbine Blades with Flow Separation

*Yasunori KIMURA, Takanori SHIBATA, Susumu NAKANO,
Shuichi OZAKI (Mitsubishi Hitachi Power Systems, Ltd.),
Takanori HIRANO and Ichiro FUJIMOTO (Takushoku University)

ABSTRACT

The effect on flutter characteristics of oscillating turbine blades which have separated flow on forward pressure side has been studied. A linear cascade in which middle blade was oscillated in a controlled pitching mode at up to 250Hz was used in this study. Unsteady aerodynamic forces were acquired by measuring the strain on the roots of blades with strain gauges and calculated aerodynamic work by using the aerodynamic influence coefficient technique to analyze the stability of the blades. Experimental conditions range from subsonic (0.8) to supersonic (1.1) outflow with attached and separated flow. Comparison with the CFD results showed that the effect of separation was not predominant because separation only affects pressure distribution of separated area, where pressure fluctuations is small.

Key words: Turbine, Flutter, Shock wave, Separation

1. 緒言

近年，蒸気タービンの出力，効率向上のため，低圧タービン最終段の長翼化が進んでいる。しかし，長翼化は動翼の曲げ剛性の低下につながるため，翼振動によるトラブルを誘発させやすい。

翼振動によるトラブルの一つに翼列フラッタがある。これは，翼振動と流れの連成によって生じる自励振動の一種であり，翼が振動することにより，流れからエネルギーを得て，さらに振動が増幅する現象である。

フラッタ発生点は流れ場に強く依存し，特に衝撃波が発生している場合や，剥離域を伴う場合に発生しやすいとされている。例えば超音速流出タービン翼列を対象としたフラッタ研究の一つに花村^{1),2)}らの研究がある。翼列の流出マッハ数が増加するほど，励振エネルギーとなる翼に作用する空力仕事が増加すると結論づけている。また，Eguchi³⁾らは，部分負荷時における流入角が背打ちとなり腹側に大きな剥離域を生じる流れ場では，並進振動モードが不安定化する可能性があるとしている。

更に，長翼では，構造面の工夫として，翼先端部にはシュラウドを，翼中間高さにはタイボスを設け，隣接翼との連結を強めた構造を採用されることが多い。このような連結構造により翼の振動モードとしては，ねじりと

曲げが混在した連成構造により，単一成分の振動とは異なる翼列安定性になることが知られており，特にねじり振動による曲げ方向に受ける仕事が支配的となって不安定化に寄与することが指摘されている⁴⁾。

しかし，そのような連成効果の影響を，遷音速タービン翼列において調査した研究例は限られており，実験と解析両面からの分析が求められていた。したがって，本報告で，遷音速タービンを対象に，直線翼列風洞を用いた振動翼列試験と数値解析を実施し，それらの結果を基に，流出マッハ数の増加や剥離の有無により，非定常空力特性がどのように変化するかを明らかにする。

2. 振動翼列試験

2.1 実験設備

本試験では，超音速の翼列流れを実現し，その流れの中で翼の高振動加振を実現するため，図1に示す拓殖大学所有の密閉式の回流式風洞⁵⁾を使用した。この風洞は，内圧を負圧に保ったまま試験が可能で，流路途中の熱交換器により気流空気を常温程度に保持可能という特徴をもつ。このため，翼にかかる流体力が軽減されるうえ，気流の高温化による翼の材料強度の低下も回避できる。

図2に示すように，風洞テストセクションに9枚の翼

を設置した。衝撃波反射を抑えるため下側の後流板は多孔板とした。本試験では、中央翼のみをねじり加振し、各翼の非定常空気を計測した。中央の加振翼は、翼前縁から32%コード位置を中心にして加振する。計測対象は、加振翼に加え、上流側の翼2枚と下流側の翼3枚とした。加振翼は加振装置に、静止翼は風洞側壁のフランジ面にそれぞれ取り付けられている。静止翼はフランジ面とともに回転可能であるため、翼に対する流入角を変化させた試験が可能となっている。

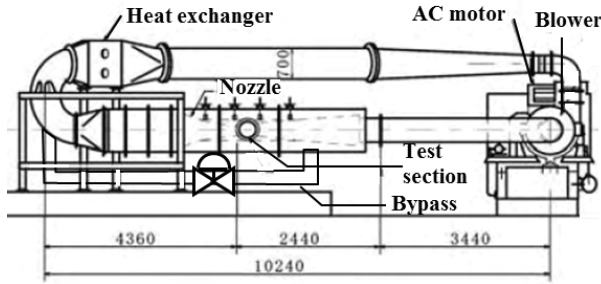


Fig.1 Overview of wind tunnel

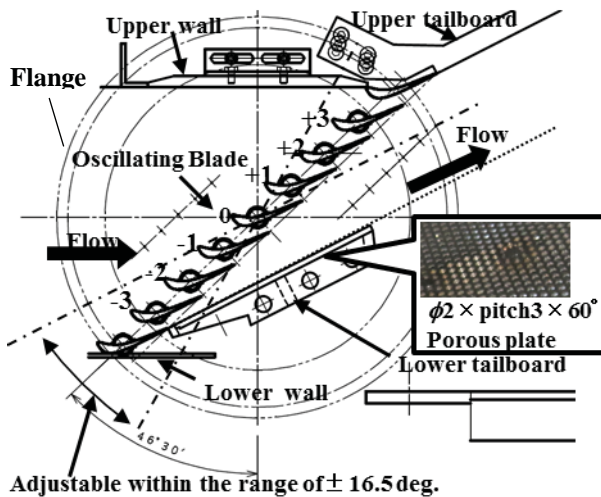


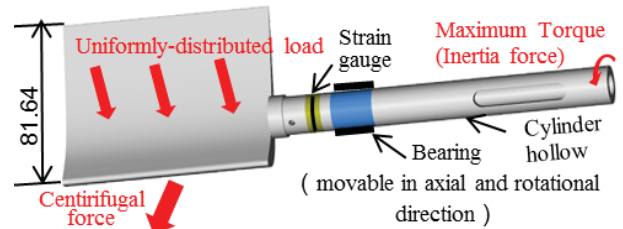
Fig.2 Test section of wind tunnel

翼の加振装置としては、カム式加振機を利用した。カム式加振機は、入力軸にモーターの回転を伝えると、出力軸を軸上の加振翼とともにねじり振動させる。軽量化のため、加振翼にはTi6Al4Vを採用した。図3(a)に加振翼とその支持部を示す。翼はパイプによって支持されており、その表面に歪ゲージを貼付されている。パイプ端部はカム加振機の出力軸と接続され、パイプの途中には軸受けを設置した。翼の固有振動数を高めるために、軸受けと翼の間の距離は可能な限り近づけた。また、歪ゲージの歪量と翼の固有振動数のトレードオフからパイプの軸径を決定した。

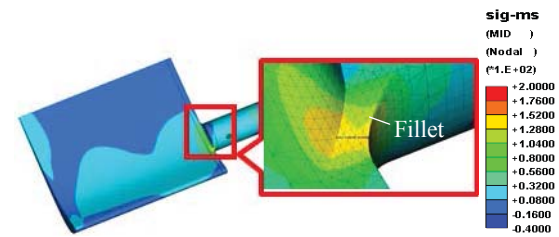
しかし、250Hzという高振動数で振動するため、過大な慣性力が掛かった時のカム加振機や加振翼の強度成立性が問題となる。そこで、カム加振機の耐久性を考慮して加振の振幅を 0.7° とした。また、加振翼の強度信頼

性を確認するため、FEMにより加振翼とその支持部の強度、振動を評価した。計算条件は図3(a)に示す。慣性力をパイプ端部に入力した。また、流体力を翼部に分布させた。更に、遠心力を各計算要素に分布させた。ただし、FEMは振幅 2° で計算したため安全側の評価となる。

静荷重として最大荷重条件を与えたときの応力分布を図3(b)に示す。翼とパイプの接合部に最大応力となる領域が存在する。最大ミーゼス応力が十分な安全率を確保するよう、接合部のフィレット半径の大きさを設計した。また、平均荷重として定常流体力、振動成分として、慣性力と遠心力を与え疲労強度を評価し、各部の応力振幅は、許容応力振幅以下であることを確認した。



(a) Model overview



(b) Von Mises stress contour map

Fig.3 FEM analysis of oscillating blade

2.2 翼列緒元と実験条件

翼列の主な緒元を以下に述べる。翼のコード長は81.64mm、ピッチコード比は0.65である。アスペクト比は二次元性を確保するため1.22としている。

実験条件を表1に示す。流出マッハ数 M 、流入角 α 、及び無次元振動数 $k=2\pi fc/U$ をパラメータとして変化させた。ただし、 f, c, U はそれぞれ振動数、コード長、流出速度を示す。流出マッハ数は、亜音速から超音速まで変化させた。また、流入角を変化させることで附着流れから剥離流れまでを再現した。流入角が大きいとき、翼腹側前縁に剥離域が生じている。振動数は最大で250Hzとした。これは $M=1.1$ のとき $k=0.36$ に相当する。

Table 1 Experimental Conditions

Inflow angle α [deg.]	30~63
Outflow Mach number M [-]	0.8~1.2
Frequency f [Hz]	0~250
Reynolds number [-]	9.0×10^5

2.3 計測方法

非定常空気の計測には歪ゲージを用いた。歪ゲージで、非定常空気の翼支持部の歪を計測する。本計

測では、歪量が微小であるため半導体歪ゲージ(共和電業 KSP-2-120-E4)を用い、歪に対する感度を高めた。ただし、本試験で使用した風洞では熱交換器により温度を一定に制御することにより、温度依存性によるゲージ率の変化は 1%以内にとどまっており、計測精度上問題とならない。

歪ゲージの貼付部の詳細を図 4 に示す。歪ゲージは軸方向と軸と 45°方向に円周上を 90°おきに 3 枚貼付した。この貼付方法により、 x, α 方向の感度を高めることができる。

翼に作用する力が静的である時、力 f_x, f_y, f_{α} は、三か所の歪量 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ と定数 K_{ij} から図 4 右側の式を用いて求められる。ただし、添え字 x, y, α は方向を示している。定数 K_{ij} は事前に較正試験により求めるが、梁理論によれば、式中の 4 成分はほぼ 0 になる。

翼に作用する非定常力を計測する際には、静的な歪と力の関係と異なる点が二つある。一つは、慣性力の影響である。加振翼には非定常空気力の他に慣性力が働くため、通風時の計測値から慣性力を除去した。慣性力は無風状態で翼を加振して求めた。もう一つは、非定常空気力の振動数 f が系の固有振動数と近いことによる、振幅の増幅と位相の遅れが生じる問題である。本試験では、1 自由度減衰強制振動モデルを適用し、図 5 に示すような振幅倍率 x_{st}/x と位相遅れ ϕ を式(1)により固有振動数 f_n と減衰率 ζ から求め、その分を計測値から補正した。固有振動数と減衰率の算出には打撃試験を実施した。

$$\frac{x}{x_{st}} = \frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2)^2 + (2\zeta\beta)^2}}, \phi = \tan^{-1}\left(\frac{2\zeta\beta}{1-\beta^2}\right), \beta = \frac{f}{f_n} \quad (1)$$

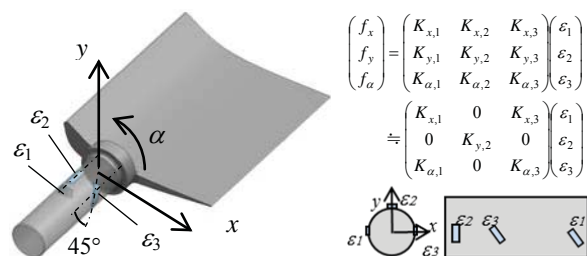


Fig.4 Method to measure aerodynamic forces

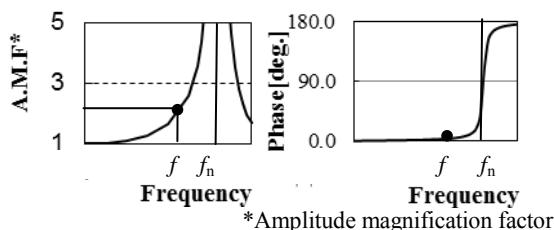


Fig.5 Effect of high frequency

2.4 分析方法

非定常空力特性の判定は、全翼が一定の位相差で振動している翼列(全翼振動)中に作用する空力仕事を評価することで行う。空力仕事为正のとき翼列は不安定となる。

実験装置の簡便化のため空力仕事取得には一翼振動法⁶⁾を採用した。一翼振動法は、全翼振動中に作用する非定常空気力は、各翼からの影響を影響係数の和という形で線形に分離できるといった仮定に基づいた理論である。影響係数は、一翼のみ振動している翼列(一翼振動)中に作用する非定常空気力を計測することにより求められる。なお、以下では図 2 のように中央翼を 0 番翼、その下流翼を 1 番翼などと名付ける。

非定常空気力 $\tilde{f}_{i,n}$ は、全圧 p_0 、出口静圧 p_s 、加振翼の振幅 A 及びコード長 c を用いて、以下のように無次元化する。

$$\tilde{c}_{\alpha,n} = \frac{\tilde{f}_{\alpha,n}}{(p_0 - p_s)Ac^2}, \tilde{c}_{x,n} = \frac{\tilde{f}_{x,n}}{(p_0 - p_s)Ac}, \tilde{c}_{y,n} = \frac{\tilde{f}_{y,n}}{(p_0 - p_s)Ac} \quad (2)$$

ただし、 $\tilde{f}_{\alpha,n}$ の 2 つの添え字はそれぞれ空気力の方向、翼番号を表す。このとき、全翼振動時の j 方向の非定常空気力 \tilde{c}_j は、翼間位相差 σ を考慮した重ね合わせにより、式(3)のようになる。

$$\tilde{c}_j = \sum_{n=-2}^2 \tilde{c}_{j,n} e^{in\sigma} \quad (j=\alpha, x, y) \quad (3)$$

非定常空気力は複素数であり、振動翼の変位に同期した実部と速度に同期した虚部をそれぞれ示している。また \tilde{c}_α のうち虚部はねじり加振によるねじり軸周りのモーメントによる空力仕事を意味している。

空力仕事と翼面圧力分布は局所空力仕事 $L\hat{w}_\alpha$ によって関連づけられる。局所空力仕事は、無次元圧力振幅 \tilde{c}_p と位相 ϕ_p を用いて式(4)のように表せる。

$$L\hat{w}_\alpha = \left| I \frac{\tilde{c}_p}{A} \sin \phi_p, I(x) \right| = \left\{ \left(\frac{\tilde{r}}{c} \right) \times \tilde{n} \right\} \frac{dl}{dx} \quad (4)$$

ただし、 \tilde{r} はねじり中心からの位置ベクトル、 \tilde{n} は翼面上単位面積ベクトル、 I は翼面に沿った座標を表す。

2.5 数値解析

本研究では、二次元の非粘性、粘性解析を実施した。非粘性解析は、山下ら⁷⁾が開発した線形化オイラーコード^{8),9)}を使用した。空間方向の離散化には、中心差分を用いた有限体積法、時間方向には、マルチステップのルンゲ・クッタ法¹⁰⁾を使用している。計算の収束加速のため、ローカルタイムステップとマルチグリッド技術¹¹⁾を用いている。

粘性解析は定常的な流れ場の評価として使用した。流れ解析ソフト Ansys CFX(Ver.13.0)により、RANS 解析を実施し、SST 乱流モデルと $\gamma-Re_\theta$ 遷移モデルを使用した。

3. 結果及び考察

3.1 非加振時の流れ場

$M=1.1$ における流れ場をシュリーレン法により可視化

した。シュリーレン法では、衝撃波や剥離剪断層等の密度勾配が大きい部分が影となって現れる。可視化結果とマッハ数コンター図(粘性計算結果)を図6で比較する。流れ場の特徴として衝撃波と翼腹側の剥離が挙げられる。

$\alpha=30^\circ$ の流れを見ると、衝撃波は、翼後縁から背、腹側双方向へ伸展していることが分かる。衝撃波の一方は隣接翼の背側コード位置約50%位置に入射しており、粘性計算によるマッハ数コンター図では、マッハ数の低下となって現れている。 $\alpha=46.5^\circ$ 、 $\alpha=63^\circ$ の可視化結果を見るとこうした衝撃波の形態は流入角による影響を受けていないことが分かる。

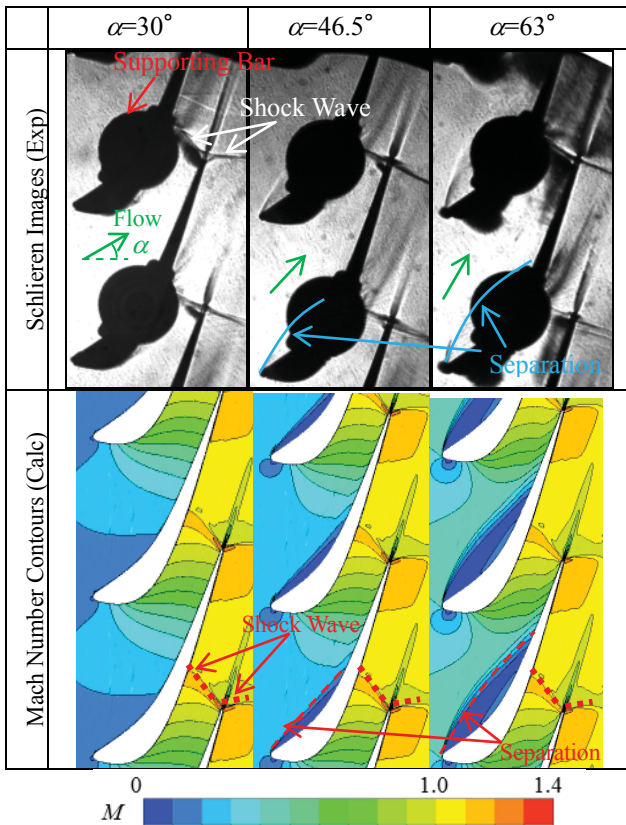
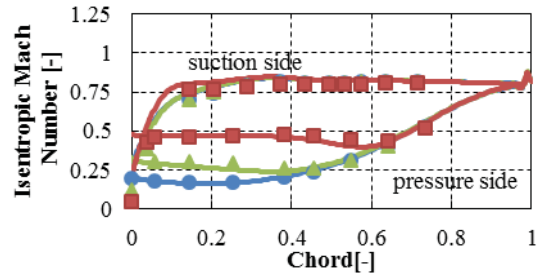
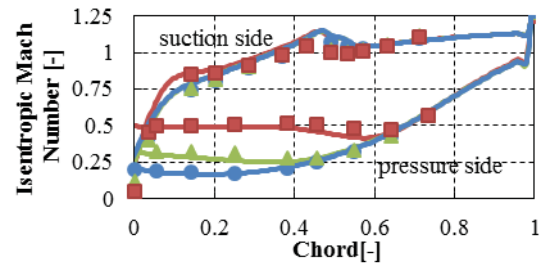


Fig.6 Flow visualization

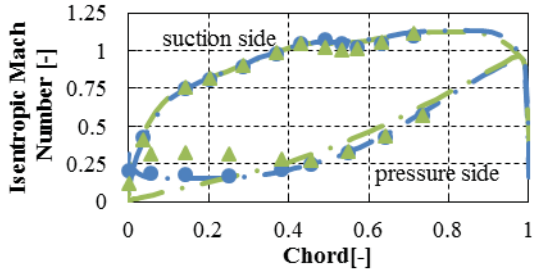
また、図6シュリーレン結果を見ると、剥離域は流入角に依存していることが分かる。剥離域は、 $\alpha=46.5^\circ$ のときには、翼前縁からコード40%、 $\alpha=63^\circ$ のときには65%まで及んでおり、マッハ数コンター図では、低マッハ数領域となり、有効流路面積を減少させている。そのため、図7(a), (b)を見ると、剥離域で等エントロピマッハ数が増加していることが分かる。剥離の影響未考慮の場合、どれほど差異が生じるかを確認するため、図7(c)で、非粘性解析結果と実験結果と比較した。ただし、 $\alpha=63^\circ$ では計算が収束しなかったため結果を省略した。 $\alpha=30^\circ$ については、全域にわたって実験値と一致しており、粘性効果は顕著に表れていないと言える。一方、 $\alpha=46.5^\circ$ では、剥離域の等エントロピマッハ数が増加を捉えていない。



(a) $M=0.8$ (Comparison with viscous code)



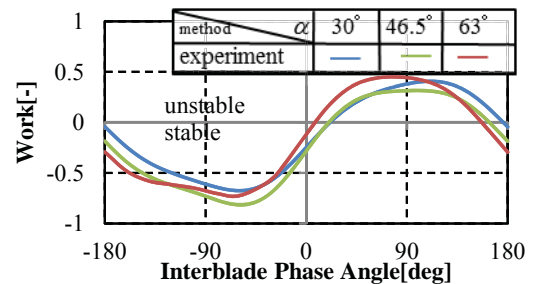
(b) $M=1.1$ (Comparison with viscous code)



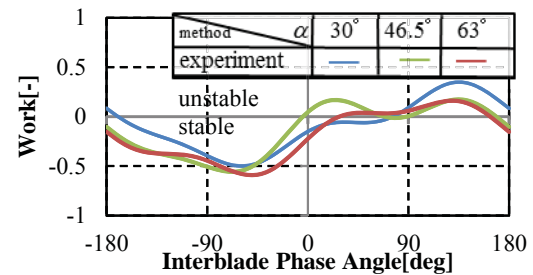
(c) $M=1.1$ (Comparison with inviscid code)

method	α	30°	46.5°	63°
cal(viscous)		—	—	—
cal(inviscid)		- - -	- - -	- - -
experiment		●	▲	■

Fig.7 Blade surface Mach number in chord direction



(a) $M=0.8, f=250[\text{Hz}](k=0.49)$



(b) $M=1.1, f=250[\text{Hz}](k=0.36)$

Fig.8 Effect of inflow angle on aerodynamic work

しかし、非粘性解析であってもマッハ数分布は、剥離域を除いた領域では実験値と一致しているため、主として非粘性効果に依存していると言ってよい。

3.2 加振時の流れ場

非定常流れ場においても非粘性効果が支配的であることを確認するため、加振試験で得られたねじり・曲げ方向の非定常空気力の計測結果を非粘性解析結果と比較した。

ねじり方向の非定常空気力として、空力仕事を図8に示す。横軸は翼間位相差、縦軸は空力仕事を表しており、空力仕事正のとき、不安定となる。 $M=0.8, M=1.1$ のときに共通した特徴として、翼間位相差が正の範囲で空力仕事が正となっていることが挙げられる。しかも、いずれも流入角による空力仕事の変化は翼間位相差による変化に比べて小さい。図9(a)~(d)で、各流入角、マッハ数において空力仕事を非粘性解析結果と比較した。各グラフとも翼間位相差の依存の傾向を見ると、実験では翼枚数に限りがあるため、resonance¹²⁾点で差異が生じている。また、 $M=1.1$ のとき、実験では3番翼の影響を過大に評価されたため、翼間位相差 $20^\circ \sim 100^\circ$ 間で差異が生じている。これは、後流板における衝撃波の反射の影響が疑われる。しかし、大部分は実験値と解析値はよく一致していることが分かる。しかも、両者とも流入角による

明確な依存性は見られない。その事実は無次元振動数が低い条件で比較しても変わらなかった。

図10にはコード垂直方向の非定常空気力の振幅、位相を示す。翼間位相差正で位相進み、負では位相遅れとなる。翼間位相差の絶対値が大きくなるほど振幅が大きくなることは、スロート幅の変化が大きくなることから納得がいく。振幅が最大の翼間位相差 $180^\circ, -180^\circ$ 付近で非粘性解析が振幅を3割ほど過大に評価するが、振幅の翼間位相差への依存性や位相はよく一致している。流入角の違いにより、振幅に差異が見られるが、位相は変化していない。フラッタ安定性を決定づけるのは位相であるため、非粘性解析で定性的な傾向が捉えられていると言ってよい。

このように、いずれの方向の空気力においても非粘性効果でフラッタ特性が決定づけられてしまうといつてよい。その原因を分析するために局所空力仕事を見ていく。

翼間位相差 90° のときの非粘性解析による局所空力仕事を図11に示す。局所空力仕事大きいのは腹側後半部や背側であることが分かる。図12に剥離域、剥離下流領域、腹側の局所空力仕事を積分したものを示す。ただ

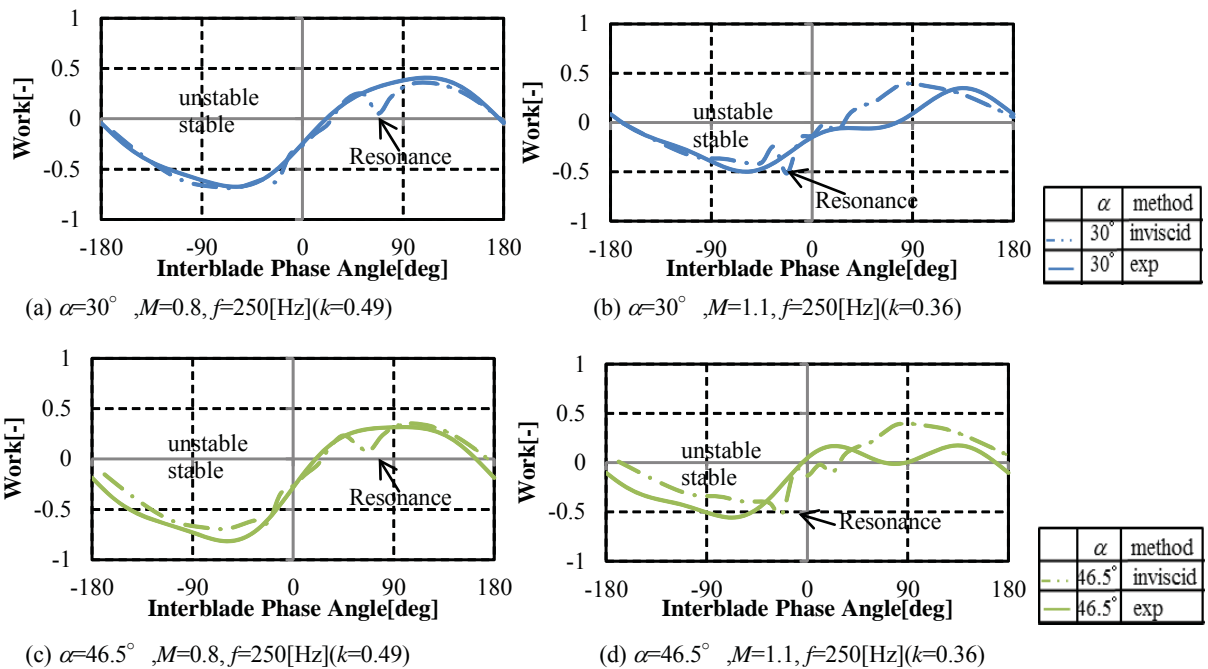


Fig.9 Aerodynamic work on each interblade phase angle

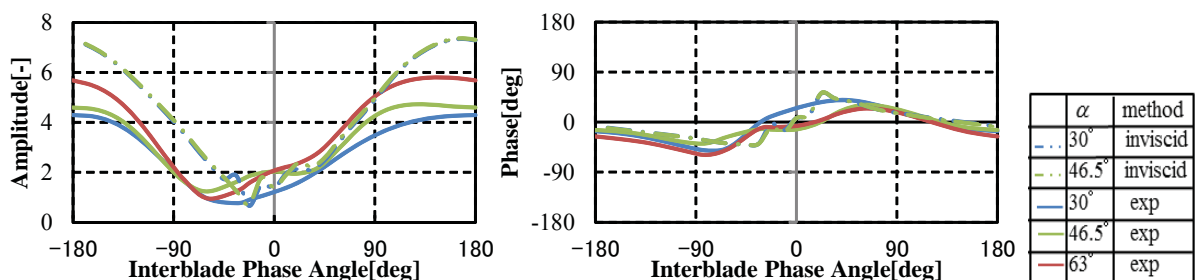


Fig.10 Unsteady aerodynamic force in perpendicular direction to chord

し、剥離域は腹側前縁からコード40%とした。マッハ数や流入角によらず、剥離域での局所空力仕事は他の2つの領域に比較して小さい。換言すれば、剥離下流領域と腹側が支配的である。これらの領域では、マッハ数分布即ち圧力分布は、前節で述べたように非粘性効果が支配的となって決まるため、翼全体の空力仕事も非粘性効果で決まると言える。

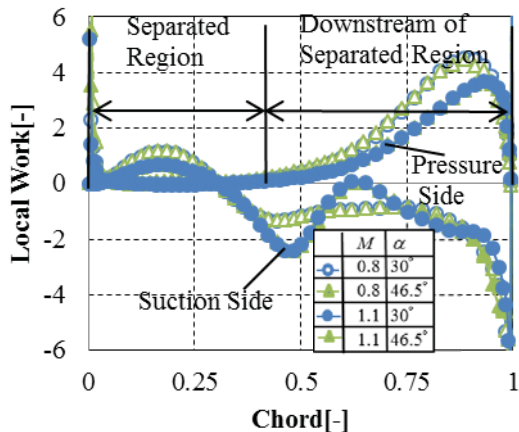


Fig.11 Local work

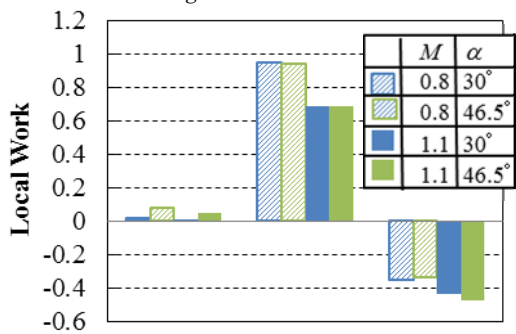


Fig.12 Contribution of three region to overall work

4. 結言

翼腹側前半部に剥離を有する遷音速タービンにおいて、流出マッハ数の増加や剥離の有無により、非定常空力特性がどのように変化するかを明らかにするために、流入角30°から63°、流出マッハ数0.8から1.1の範囲で振動翼列試験を実施した。非定常空気を分析した結果、以下の知見を得た。

- 1) 翼面上腹側の再付着位置下流や背側では、流入角変化により、定常的な圧力分布は変化しなかったことから、剥離の影響は剥離域のみに限定的に表れることが分かった。
- 2) 空力仕事の流入角の依存性は小さく、非粘性解析結果との一致も良好であるため、非粘性効果が支配的となって決まる。
- 3) その原因として、剥離域の局所空力仕事が小さく、影響が限定的であることが挙げられる。

謝辞

本研究には、拓殖大学の平本政明氏、川端康介氏、三菱日立パワーシステムズ株式会社の荻原邦弘氏、平野敦也氏、関根裕一氏のご協力を頂いた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 花村庸治, 山口和夫: フロン風洞による翼列空力減衰力測定実験-低転向角タービン翼列の場合, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.482(1986), pp.3248-3434.
- 2) 花村庸治, 山口和夫, 平野孝典, 鈴木和富: 遷音速タービンの翼間空力減衰力に及ぼすマッハ数の影響, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.55, No.512(1989), pp.951-959
- 3) Eguchi, T. and Wiedermann, A.: Numerical Analysis of Unstalled and Stalled Flutter Using a Navier-Stokes Code with Deforming Meshes, Unsteady Aerodynamics & Aeroelasticity of Turbo Machines, Elsevier Science(1995), pp.237-254
- 4) Rice, T., Bell, D. and Singh, G.: Identification of the Stability Margin between Safe Operation and the Onset of Blade Flutter, Proc. of GT ASME Turbo Expo 2007, GT2007-27462(2007)
- 5) 齊藤正和, 平野孝典, 田中英穂, 平本政明, 藤本一郎: 遷音速圧縮機翼列に生じる翼間衝撃波の変動特性に及ぼす一翼振動の影響, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.69, No. 680(2003), pp.779-785.
- 6) Hanamura, Y., Tanaka, H. and Yamaguchi, K.: A Simplified Method to Measure Unsteady Forces Acting on the Vibrating Blades in Cascade", Bulletin of JSME, Vol.23, No.18(1980), pp.880-887.
- 7) Yamashita, Y., Namura, K., Shikano, Y. and Yamazaki, Y.: Unstall Flutter Analysis for a Continuously Coupled Blade Structure, Proceedings of the 9th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines(2000), pp.780-790.
- 8) Hall, K. C. and Crawley, E. F.: Calculation of Unsteady Flows in Turbomachinery Using the Linearized Euler Equation, AIAA Journal, Vol.26, No.6(1989), pp.777-787
- 9) Hall, K. C. and Clark, W. S.: Linearized Euler Prediction of Unsteady Aerodynamic Loads in Cascades, AIAA Journal, Vol.31, No.3(1993), pp.540-550.
- 10) Jameson, A., Schmidt, W. and Turkel, E.: Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge Kutta Time Stepping Scheme, AIAA Paper 81-1259(1981), pp.1-14.
- 11) Jameson, A.: A Solution of the Euler Equations by a Multigrid Method, Applied Math, and Computation, Vol.13(1983), pp.327-355.
- 12) Bolcs, A. and Fransson, T. H.: Aeroelasticity in Turbomachines: Comparison of Theoretical and Experimental Cascade Results, Communication du Laboratoire de thermique appliquee et de turbomachines, EPF-Lausanne, Switzerland, No. 13(1986)

航空機用低圧タービンの厚翼化に関する研究

*岡村 泰博，浜辺 正昭（株式会社 IHI），船崎 健一（岩手大学）

Investigation of increasing of the LP Turbine Airfoil thickness for Aero Engine

*Yasuhiro OKAMURA, Masaaki HAMABE (IHI Corporation) and Ken-ichi Funazaki (Iwate Univ.)

ABSTRACT

This paper shows that an impact of the thickness of Low Pressure Turbine for aero engine on Turbine pressure loss. Two airfoils which have different maximum airfoil thickness have been tested. The results show that increasing of airfoil thickness cause increasing of velocity on both airfoil surfaces and total pressure loss. The boundary layer thickness on suction surface at trailing edge of thicker airfoil is thicker than that of base airfoil, while the boundary layer thickness of pressure surface at trailing edge of thicker airfoil is thinner than that of base airfoil. It was found that increasing of airfoil thickness have an impact on flow field of suction surface more than that of pressure surface.

Key words: LP turbine, Separation, Pressure surface, Suction surface, Mixing, Boundary layer

1. はじめに

昨今の燃料費高騰を受け，民間航空機用エンジンに対して SFC 改善はますます強く求められている．特に低圧タービン (LPT) はエンジン全体の約 30% 程度の重量を占めているため軽量化とともに，高効率を実現するため様々な技術開発が行われている．これまで Solidity を削減する高翼負荷化 (High Lift, HL) に着目し，翼負荷の大きさや翼負荷分布などが主に翼背側面で発生する空力損失に与える影響を調査してきた¹⁾²⁾．一方で，LPT 設計では極力軽量化を実施するために翼厚を薄くする傾向にあるが，翼の正圧面では LE からの減速が大きくなり離泡が生じることがある．Brear ら³⁾ は LPT 正圧面に生じる離泡が空力性能に与える影響を実験的・数値的に調査し，正圧面のはく離による空力損失のモデル式を提案した．また González ら⁴⁾ は従来の正圧面はく離を伴う LPT と最大翼厚を厚くした LPT (Hollow 翼，製造コストは増加するものの構造的なロバスト性や軽量化を図ることができる) を直線翼列試験機にて比較することで， 10^5 オーダーの Re 数条件では翼厚を増加させた LPT の方が 5% ~ 10% 程度空力損失を低減できることを示した．一方，Torre⁵⁾ らは 3 段 LPT の回転リグ試験機を用いて従来の正圧面はく離を伴う LPT と Hollow 翼の空力性能を比較し，ともに負圧面側の C_p 分布がほぼ一致するならば性能には影響しないことを示した．また，Re 数および Purge 流れの影響も同時に調査され，Hollow 翼の

性能が悪化する結果が得られたが，計測精度内のわずかな差にすぎないと結論付けられており，前述の González らの傾向と異なる．

本研究では岩手大学の低圧タービン直線翼列試験機を用いて，翼厚を変化させることで空力性能に与える影響を境界層に着目して調査した．

2. 主な記号

C	: 実コード長 [mm]
C_x	: 軸コード長 [mm]
f_{bp}	: 円柱通過周波数 [Hz]
V_{01}	: 入口流速 [m/s]
P_{t01}	: 入口全圧 [Pa]
P_{t02}	: 出口全圧 [Pa]
P_s	: 翼面静圧 [Pa]
P_{s02}	: 出口静圧 [Pa]
x	: 軸方向
s	: 翼面流れ方向
S_0	: 翼正圧面長さ [mm]
Re	: レイノルズ数 [-], 出口速度，実コード長ベース
St	: ストローハル数 [-] $(f_{bp} C) / V_{01}$
C_p	: 翼面圧力係数[-] $(P_{t01} - P_s) / (P_{t02} - P_{s02})$
Y_p	: 全圧損失係数[-] $(P_{t01} - P_{t02}) / (P_{t02} - P_{s02})$
t	: 翼後縁厚み [mm]
δ^*	: 排除厚さ [mm]

- θ : 運動量厚さ [mm]
- w : スロート長 [mm]
- PS : Pressure Surface
- SS : Suction Surface
- LE : Leading Edge
- TE : Trailing Edge

3. 実験手法

3.1. 実験装置および計測手法

本研究では岩手大学の低速低圧タービン直線翼列試験機を用いて実施した。作動流体を圧縮式のブロワから吸い込み、風洞部を通過し、7枚の直線翼列へ流入させる。非定常計測を実施する場合は、上流翼列からの wake を模擬するために Wake generator に取り付けられた直径 3mm の円柱を回転させる。尚、定常計測を実施する場合には円柱は取り外しておく。

図 1 に空力計測概要を示す。翼列中心翼のミッドスパン前縁を基点として、30% C_x 上流にて入口圧力を計測し、翼軸方向に 115% C_x 下流にてピッチ方向に出口圧力をトラバース計測する。実験時の主流乱れは 30% C_x 上流の地点にて計測しており 0.8%~1.0% である。翼面静圧については、中心の 1 翼間にて 2 枚の翼を用いて正圧面および負圧面をそれぞれ計測する。境界層計測については、I 型熱線プローブを用いて、負圧面側は LE より 60% C_x から 98% C_x まで計 8 点、正圧面側は 97% C_x にて実施する。翼面との最小距離は 0.2mm まで計測する。

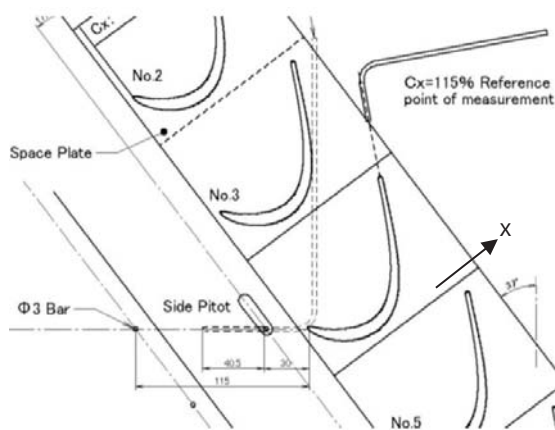


図 1 空力計測概要

3.2. 翼型

図 2 に本研究で用いた翼型を示す。これまでの研究¹²⁾にて用いてきた基準翼となる HL 翼に対して、最大翼厚部を正圧面側に約 2.8 倍としたものを HL_thick 翼とする。正圧面はく離の影響を調査するために翼負圧面側の形状は変更していない。

3.3. 試験条件

試験は上流円柱なしの定常状態および円柱移動速度を $St = 0.8$ とする非定常状態にて、それぞれ $Re = 4 \times 10^4$, 1×10^5 の条件で計測する。Re 数は一般的な航空機用エンジン(小型~大型)の高空条件に対応する。航空機用エンジン内の上流翼通過速度はおよそ 1.0~2.0 程度のためやや小さいものの試験機の構造上実施可能な範囲で高い値とする。

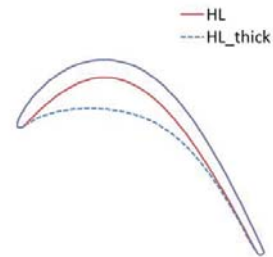


図 2 試験翼形状比較

4. 結果と考察

4.1. 空力計測結果

図 3 に定常状態での翼面 C_p 分布を示す。HL 翼と比較して HL_thick 翼は正圧面側、負圧面側ともに値が増加している。これは正圧面側の翼厚を増加させたことで Blockage が大きくなり、流れが加速したためと考えられる。正圧面においては、Re 数の影響を受けずほぼ同じ値を示すことがわかる。一方負圧面においては、HL_thick 翼の方が負圧面ピーク値からの減速が強くなり早期に遷移する様子が捉えられている。特に $Re = 4 \times 10^4$ の場合、HL 翼では $x/C_x = 70\%$ 付近からはく離れた流れが再付着することのないバースト状態だが、HL_thick 翼では早期に遷移をすることで TE 付近での C_p が減少している。図 3 下図に非定常状態の場合を示す。上流 wake の流れ込みによりはく離が抑制され早期の乱流化が見られる。また定常状態と同様に HL_thick 翼の方がピークが高くなっていることがわかる。図 4, 5 に全圧損失係数分布(Y_p)を示す。 $Re = 4 \times 10^4$ の定常状態の場合は HL_thick 翼の方がピーク値が小さいが非定常状態ではピーク値が大きくなる。これは早期遷移によりバースト状態でなくなったためと考えられ C_p 分布の傾向を裏付けている。一方、 $Re = 1 \times 10^5$ の場合、定常・非定常状態によらず HL_thick 翼の方がピーク値が大きい。これははく離泡は再付着するものの、負圧面の減速が大きくなり遷移後の乱流境界層がより発達したこと、さらに Blockage 増加により流速が増加したことで境界層摩擦損失が増加したことによると考えられる。図 6 に Y_p の pitch 方向流量平

均値を示す。尚以降の損失係数は全て HL 翼の $Re = 1 \times 10^5$ かつ定常状態での値を用いて無次元化を行っている。定常状態では $Re = 4 \times 10^4$ では約 2% HL_thick 翼の方が損失は小さいが、 $Re = 1 \times 10^5$ では約 6% HL_thick 翼の方が大きくなる。一方非定常状態の場合、 $Re = 4 \times 10^4$ では HL_thick 翼の損失が大きくなっているが、 $Re = 1 \times 10^5$ ではほぼ同じ値となる。これは図 5 の正圧面側において HL_thick 翼の主流ロスが減少しマイナスの値となったため流量平均値が小さくなったことによると考えられる。

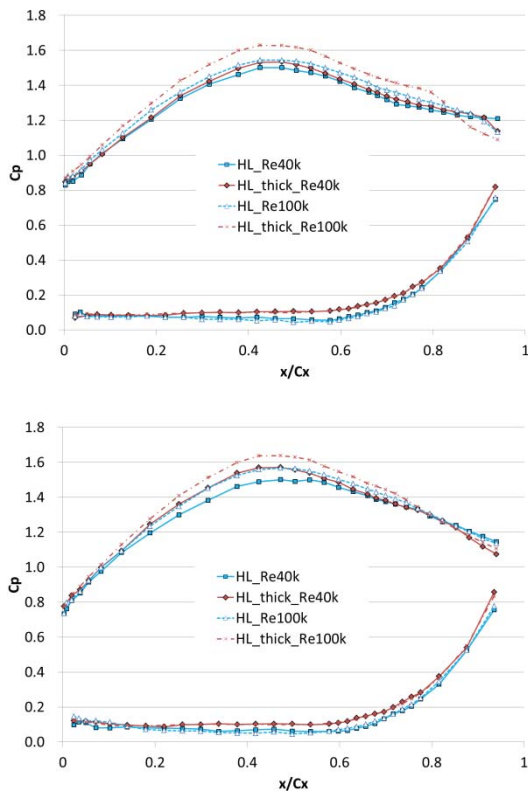


図 3 $Re = 4 \times 10^4, 1 \times 10^5$ における C_p 分布比較, $St = 0.0$ (上部), 0.8 (下部)

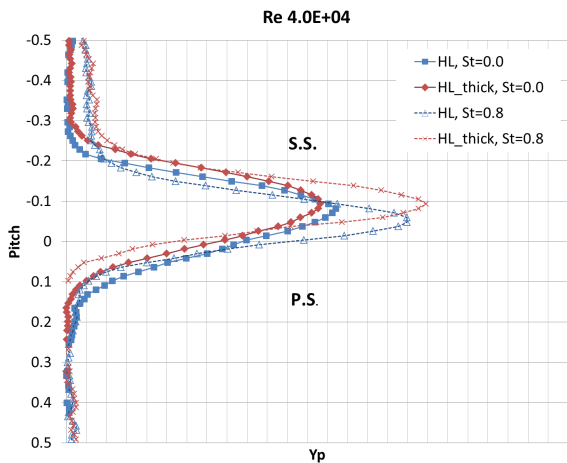


図 4 Y_p 分布比較 ($Re = 4 \times 10^4, St = 0.0, 0.8$)

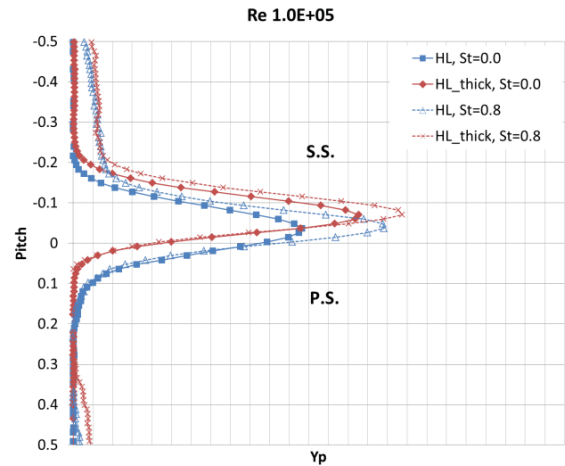


図 5 Y_p 分布比較 ($Re = 1 \times 10^5, St = 0.0, 0.8$)

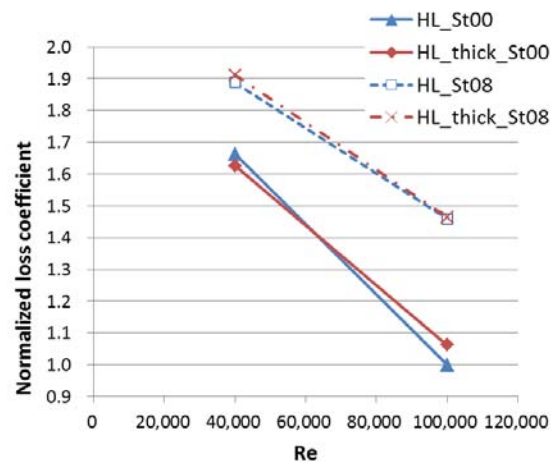


図 6 無次元 pitch 方向流量平均 Y_p 比較 ($St = 0.0, 0.8$)

4.2. 境界層分布

図 7 に負圧面境界層分布を、図 8 に正圧面境界層分布を示す。計測位置は負圧面側で $x/Cx=98\%$ 、正圧面側で $x/Cx=97\%$ である。負圧面と正圧面の境界層を比較した場合、定常・非定常状態問わず負圧面の境界層が厚いことがわかる。定常状態での負圧面の境界層分布では $Re = 4 \times 10^4$ において HL 翼で翼面から約 1mm 位置まで速度一定の領域があり、はく離が存在することを示している、一方 HL_thick 翼ははく離泡が再付着した後の分布を示している。尚、非定常状態では HL 翼, HL_thick 翼ともにはく離は見られない。 $Re = 1 \times 10^5$ の場合は定常・非定常状態いずれでもはく離は見られず、HL_thick 翼の方が早期遷移により乱流境界層がより発達した様子がわかる。定常状態での $Re = 4 \times 10^4$ では正圧面の境界層分布に差は見られないが $Re = 1 \times 10^5$ では HL_thick 翼の方が薄いことがわかる。また非定常状態ではわずかだが HL 翼の方が壁面近傍で

速度が増加するものの立ち上がりが大きくなる様子
を示している。図 9 に負圧面の、図 10 に正圧面
の境界層計測結果をもとに算出した排除厚さお
よび運動量厚さを示す。負圧面の場合、 $Re = 4 \times 10^4$
のはく離がバーストしている HL 翼の定常
状態を除いて HL_thick 翼の方が排除厚さ、運動
量厚さがともに厚い。一方で正圧面の場合、
HL_thick 翼の方が、 $Re = 4 \times 10^4$ ではわずかだが薄
く、 $Re = 1 \times 10^5$ ではともに薄い。正圧面では、
HL_thick 翼の場合翼厚が厚くなったことで翼間
の Blockage が大きくなり流れが HL 翼より加速
されるが、図 8 の分布で示されるように HL_thick
翼の方が排除厚さおよび運動量厚さが薄くなる。
これは HL 翼の正圧面に発生するはく離が
HL_thick 翼では抑制されたためと考えられる。

4.3. 損失比較

図 6 において、非定常状態では上流円柱 wake
のミキシングロスが含まれている。純粋に翼列
性能を評価するために境界層厚みを用いて評価
する。Denton⁶⁾は翼列から発生する損失を以下の
ように提案した。

$$\zeta = -\frac{C_{pb}t}{w} + \frac{2\theta}{w} + \left(\frac{\delta^* + t}{w}\right)^2 \quad (1)$$

ここで、 C_{pb} は Base pressure coefficient であり、
一般的な値として -0.13 を仮定している。
計測結果を元に損失を計算した結果を図 11、12
に示す。排除厚さおよび運動量厚さを正圧面お
よび負圧面の和として考慮した場合(PS+SS)、正
圧面のみ考慮した場合(PS)、ならびに負圧面のみ
考慮した場合(SS)の結果を示す。正圧面のみお
よび負圧面のみ場合は、翼面それぞれの影響を
確認するために Base pressure に関する第 1 項を
共通として対象からはずした。また第 3 項の TE
厚の影響も排除して純粋に境界層の影響を考え
ている。排除厚さおよび運動量厚さを正圧面お
よび負圧面の和として考慮した場合、 Re 数・St
数によらず HL_thick 翼の損失が大きくなる。正
圧面および負圧面をそれぞれ分けて考えた場合、
正圧面の損失は HL_thick 翼の方が小さいもの
その差はわずかであり、負圧面側の損失変化が
支配的であることがわかる。図 13 にトラバース
計測から算出した全圧損失係数と(1)式から算出
した損失係数を比較する。流れがはく離してい
る $Re = 4 \times 10^4$ での損失については HL 翼と
HL_thick 翼の大小関係が逆転している。これは
はく離を伴う流れについて影響を適切にモデル
化できておらず、特に C_{pb} の値を一定値してい
るためと考えられる。ただし、TE にてバーストを
伴わない条件では Re 数が増加することで HL 翼

と HL_thick 翼の損失の差が小さくなる傾向は捉
えられている。

5. 結論

航空機用低圧タービンの翼厚が空力性能に与
える影響を低速の直線翼列風洞を用いて調査し
た。最大翼厚部を約 2.8 倍厚くした HL_thick 翼
では、翼間の Blockage が増加することにより負
圧面および正圧面の流れが加速される。その結
果、負圧面では減速が強まり境界層が HL 翼より
も早期に遷移し乱流領域が広がることで発生す
る損失が増加する。一方で翼正圧面の境界層排
除厚さ、運動量厚さはともに HL_thick 翼の方が
薄いことが分かった。これは HL 翼の正圧面に発
生するはく離が抑制されたためと考えられる。計
測された境界層排除厚さおよび運動量厚さから
Denton によるロスモデルを用いて損失を計算し
た。負圧面の損失が支配的であり翼厚増加によ
る正圧面側のはく離抑制による空力性能への影
響は小さいと考えられる。本試験では、正圧面
でののはく離を抑制するために翼厚を増加させ
たが負圧面への影響が大きい結果となった。今
後は負圧面に影響を与えず正圧面にできるはく
離を抑制する方法を検討していく予定である。

参考文献

- 1) K. FUNAZAKI, K. YAMADA, Y. CHIBA and N. TANAKA : Numerical and Experimental Studies on Separated Boundary Layers over Ultra-High Lift Low-Pressure Turbine Cascade Airfoils with Variable Solidity : Effects of Free-stream Turbulence, ASME GT2008 - 50718
- 2) K. FUNAZAKI, T. SHIBA and H. TANIMITSU : Effect of Blade Loading Distribution on Aerodynamic Performance of Ultra-High Lift LP Turbine Airfoils under the Influence of Wake Passing and Freestream Turbulence, ASME GT2010 - 22134
- 3) M. J. Brear, H. P. Hodson and N. W. Harvey : Pressure Surface Separations in Low Pressure Turbines : Part 1 of 2 - Midspan behavior, ASME GT2001-0437
- 4) P. González, I. Ulizar, R. Vázquez and H. P. Hodson, Pressure and Suction Surfaces Redesign for High Lift Low Pressure Turbines, ASME GT2001 - 0439
- 5) D. Torre, R. Vázquez, L. Armañanzas, F. Partida, G.. Valdecasas, The Effect of Airfoil Thickness on The Efficiency of LP Turbines, ASME GT2012 - 6855
- 6) J. D. Denton : Loss Mechanisms in Turbomachines, ASME GT1993-0435

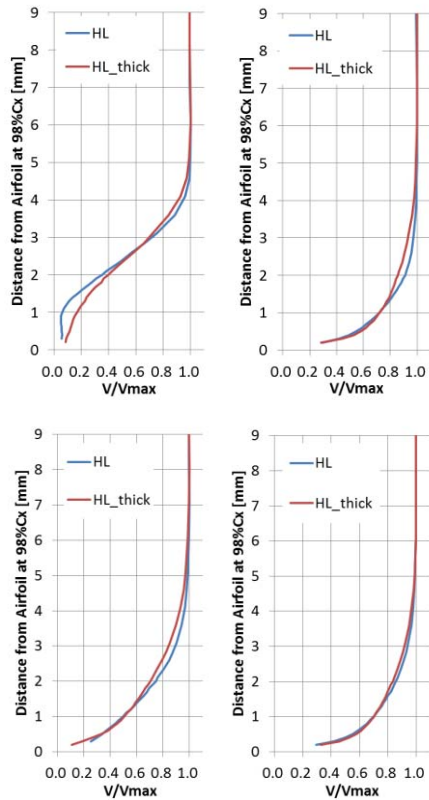


図7 負圧面境界層分布 ($Re = 4 \times 10^4$ (左), $Re = 1 \times 10^5$ (右), $St = 0.0$ (上部), 0.8 (下部))

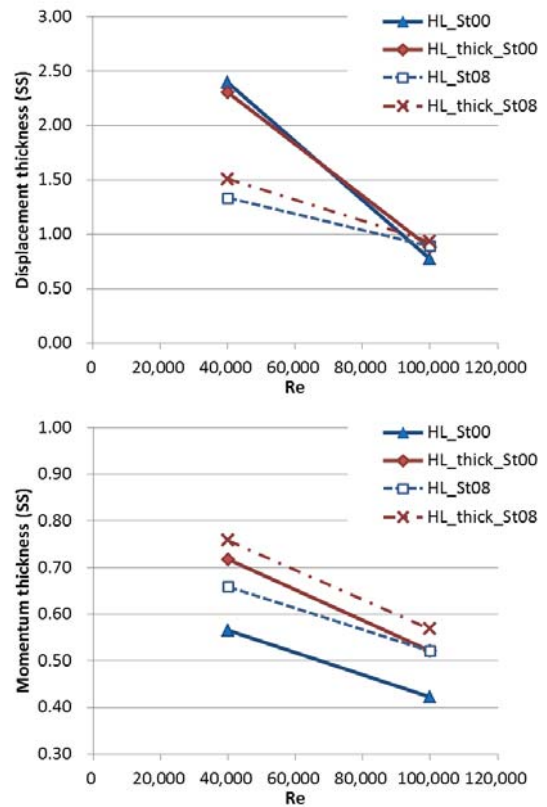


図9 負圧面における排除厚さ (上部) および運動量厚さ (下部) 比較

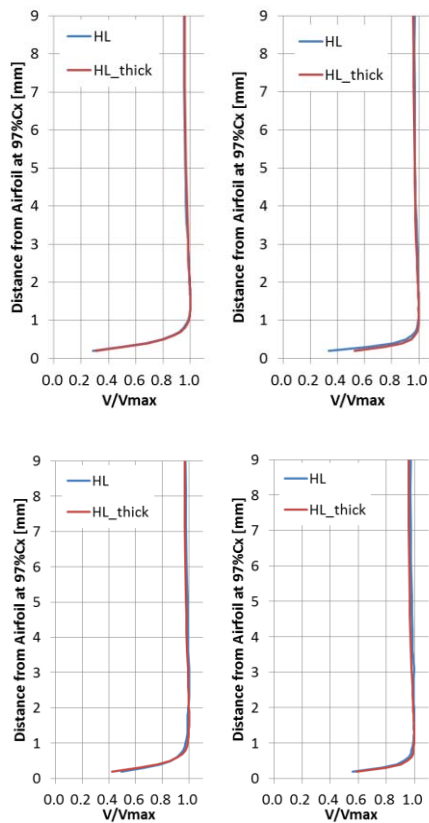


図8 正圧面境界層分布 ($Re = 4 \times 10^4$ (左), $Re = 1 \times 10^5$ (右), $St = 0.0$ (上部), 0.8 (下部))

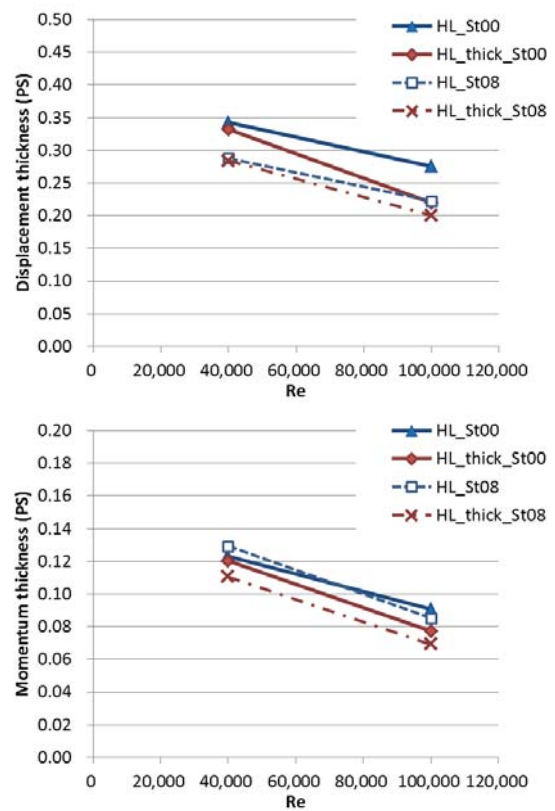


図10 正圧面における排除厚さ (上部) および運動量厚さ (下部) 比較

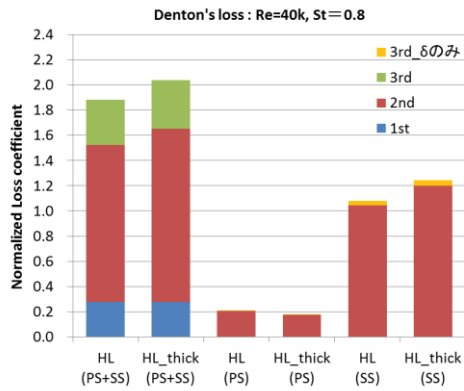
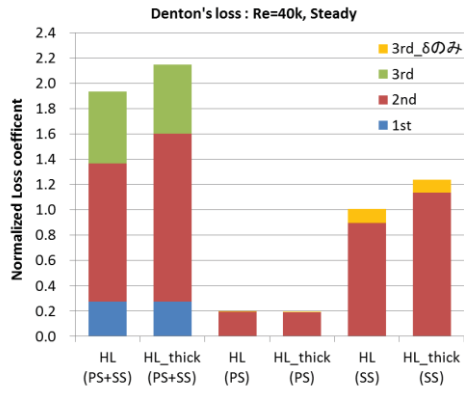


図 11 Denton ロスモデル比較 ($Re = 4 \times 10^4$, $St = 0.0$ (上部), 0.8 (下部))

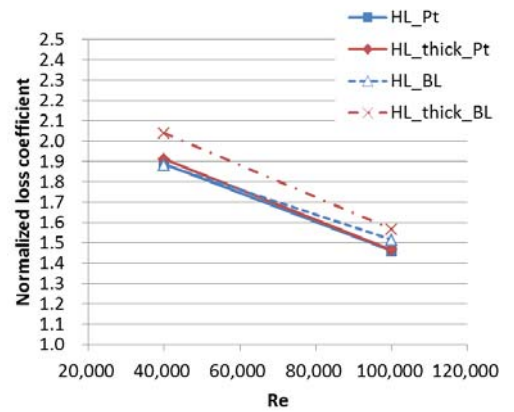
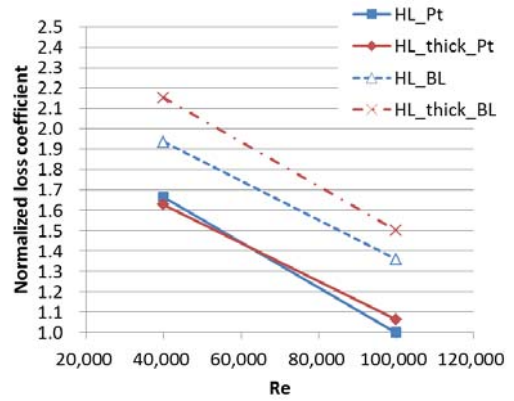


図 13 Y_p と Denton ロスモデルの比較, $St = 0.0$ (上部), 0.8 (下部)

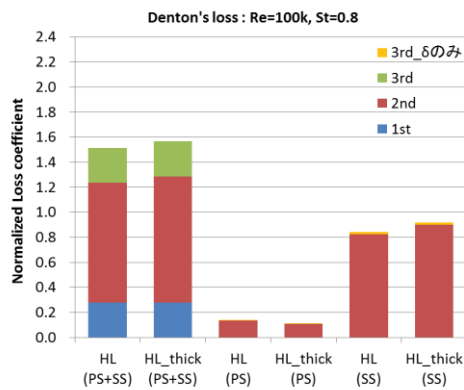
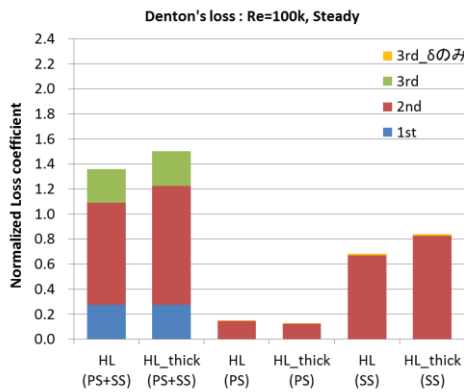


図 12 Denton ロスモデル比較 ($Re = 1 \times 10^5$, $St = 0.0$ (上部), 0.8 (下部))

液滴衝撃エロージョンの数値シミュレーション

*鈴木 正也（JAXA），山本 誠（東理大）

Numerical Simulation of Liquid Droplet Impingement Erosion

*Masaya SUZUKI (JAXA) and Makoto YAMAMOTO (Tokyo Univ. of Science)

ABSTRACT

Blade erosion and pipe wall thinning are one of the most serious problems in power plant operation. The analysis of wall damage is a critical issue for the safety and to increase the operation rate of power plants. One of the main causes of wall damage of power generation facilities is the liquid droplet impingement (LDI) erosion. In this study, we develop a numerical procedure to predict the LDI erosion damage and performance deterioration. The simulation is carried out for a compressor cascade using the newly developed solver. The results show that erosion depth agree with experimental data and droplet motion is quantitatively valid tendency.

Key words: Compressor, Erosion, Gas-Liquid Two-Phase Flow, Computational Fluid Dynamics

1. 諸言

エロージョンとは、流体の繰り返し衝突により材料表面が機械的に損傷を受ける現象であり、流体機械の致命的な損傷理由の一つである。一般的に、エロージョンを引き起こす作用流体は混相流であり、液滴衝撃（LDI: liquid droplet impingement）エロージョンとは気流中の液滴によるエロージョンである。LDI エロージョンは、蒸気系配管の曲り部やオリフィス後流¹⁾、蒸気タービンの低圧タービン翼²⁾、吸気加湿冷却方式のガスタービン圧縮機初段³⁾などで発生することから、メンテナンス上の問題として挙げられる。エロージョンにより損傷を受ける機械では、損傷の程度が致命的になる前に、損傷部品の交換や修理をする必要があり、エロージョンの抑制や効率的なメンテナンスのため、エロージョン予測法の確立が求められている。

LDI エロージョンの予測に関しては、古くから研究が行われている⁴⁾。スプレーノズルを用いた平板のエロージョン試験等により、損傷速度が衝突速度の指数乗に比例すること、ビッカース硬さの指数乗で損傷速度が低下すること^{5), 6)}、損傷速度が衝突角度に依存すること⁷⁾、衝突面での液膜・飛沫が損傷に影響を与えることなどが明らかになっている。

他方、実機における LDI エロージョンの予測では、形状の複雑さ、凝縮による液滴の発生、液滴と気流の相互作用などにより、試験片レベルよりもはるかに複雑な問題となる。凝縮による性能低下や液滴の運動に関しては、設計に利用可能な低

コストの計算手法⁸⁾や、CFD による詳細な研究^{9), 10)}が行われているが、エロージョンの予測とそれに伴う性能低下については CFD による詳細な解析はあまり行われていない。

一方、著者らはオイラー・ラグランジュ・カップリングに基づく連成解析によりサンドエロージョンに関わる研究を行ってきた。この連成解析手法はバンド¹¹⁾、サイクロン分離機、ファン、圧縮機¹²⁾、タービンなどの様々な機械に適用されている。LDI エロージョンはサンドエロージョンよりも数値計算上の取り扱いが難しい現象（凝縮、液膜、飛沫など）を考慮する必要があるが、同様の計算手法をベースとして解析できるものと期待される。

本研究では、複雑形状に対応可能な LDI エロージョンの詳細解析手法の開発を目的として、著者らの開発してきたインハウスコードに壁面損傷モデルとして LDI エロージョンモデルを組み込む。開発の初期段階として、凝縮の影響が含まれない吸気加湿冷却方式のガスタービン圧縮機初段の LDI エロージョンを想定し、計算対象は圧縮機翼列とする。翼材料はウォータージェット試験法による試験結果の存在する SUS304 として、LDI エロージョンに伴う翼性能低下について調査する。

2. 支配方程式と数値解法

2.1 概要

空気中に占める液滴の濃度が低いこと、壁面損傷の時間スケールが流れ場の自己調節の時間スケールに比べて十分大きいことを仮定すれば、気液

二相流を one-way, 気液二相流と壁面形状の変化を弱連成により取り扱うことができる。これにより LDI エロージョン現象の予測は、気相の流れ場、液相の粒子軌道、壁面損傷の計算の三つのステップを繰り返すことにより行われる。

2.2 気相

上述の仮定により、気相の計算は单相と同様に扱うことが出来る。気相は三次元圧縮性乱流場を仮定し、ファールブル平均された連続の式、ナビエ・ストークス方程式、エネルギー式に基づいて計算される。乱流モデルには、SST $k-\omega$ モデル¹³⁾を適用する。本研究では、動翼周りに回転座標系を用いるため、回転座標系における慣性力として、コリオリ力と遠心力を体積力として与える。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij}) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) + \bar{f}_i \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{e}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \{ (\bar{\rho} \tilde{e}_i + \bar{p}) \tilde{u}_j \} \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i - \bar{q}_j - \overline{\rho e_i'' u_j''}) + \bar{f}_j \tilde{u}_i \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 x_i [m]はデカルト座標、 t [s]は時間、 ρ [kg/m³]は密度、 u_i [m/s]は x_i 方向の速度、 p [Pa]は静圧、 τ_{ij} [Pa]は粘性応力、 e_i [J/kg]は流体の持つ単位質量あたりの全エネルギー、 q_i [W/m²]は x_i 方向の熱流束、 f_i [m/s²]は x_i 方向の慣性力による加速度、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。(")は変動成分、(-)はレイノルズ平均、(˜)はファールブル平均操作を意味する。

これらの方程式は、連続相であるため、有限差分法を用いてオイラー法により計算される。非粘性項には SLAU¹⁴⁾を MUSCL¹⁵⁾により二次精度化して用い、粘性項には二次中心差分を適用する、時間進行には LU-ADI 法¹⁶⁾をニュートン反復により最大二次精度として用いる。

2.3 液相

液相はラグランジュ法により計算し、液滴が計算領域を通り抜けるまでその軌道を追跡する。ここでは、浮力・圧力勾配力・付加質量力・バセット履歴項・液滴間衝突・液滴の変形は無視する。液相の支配方程式は以下のように記述される。

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \quad (4)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = f_{D,i} + f_{L,i} \quad (5)$$

ここで、添え字 p は粒子を意味し、 f_D [m/s²]は抗力、

f_L [m/s²]は回転座標系における慣性力である。

上記支配方程式を解く際の時間進行には、オイラー陽解法を用いるが、一次精度の解法であるため、時間刻みを大きく取りすぎないように注意して用いる。液滴周囲の気相の状態量は線形補間により与える。

2.4 損傷計算

液滴軌道の計算から壁面への衝突時の情報を得たのち、得られた衝突情報をエロージョンモデルに与えて壁面の損傷量を計算する。

本研究では、磯本と宮田⁶⁾の高速衝突条件の LDI エロージョンモデルをベースとして用いるが、若干の変更を加えて以下の式を用いる。

$$W = \frac{1}{2} m_p (V \sin \alpha - K)^2 \quad (6)$$

ここで、 W [kg]は一つの液滴の衝突によるエロージョン損傷質量、 m [kg]は質量、 V [m/s]は衝突速度、 α [rad]は衝突角度、 K [m/s]はエロージョンが生じるか否かの閾値、 ψ [m²/s²]は壁面から単位質量の材料を除去するために要するエネルギーである。

このモデルには、複雑形状での使用を想定して、衝突角度の依存性を含めた。服部と角⁷⁾による研究を参考に、損傷量は衝突速度の垂直方向成分のみに依存するものとした。なお、この形式はサンドエロージョンのモデルである Neilson-Gilchrist¹⁷⁾モデルに含まれる変形壊食の部分と同形式である。従って、形式上は既存のサンドエロージョンコードを流用できる。また、オリジナルのモデルでは次元の整合性を考慮していないため、次元が矛盾しないように配慮しながら、比エネルギー ψ を以下により与えることにする。

$$\psi = \frac{\sigma_y}{\rho_w} \left(\frac{H_v}{H_{v0}} \right)^n \quad (7)$$

ここで、 σ_y [Pa]は LDI エロージョンに対する抵抗、 ρ_w [kg/m³]は壁材料の密度、 H_v [Pa]はビッカース硬さ、 H_{v0} [Pa]、 n はモデル定数である。これらの定数は、文献の結果と一致するように以下とした。

$$\frac{\sigma_y}{\rho_w} = 2.02 \times 10^{13}, \quad H_{v0} = 10^9, \quad n = 2.75 \quad (8)$$

なお、磯本と宮田のモデルでは定数 K を考慮していないため、ここでは $K=0$ を用いる。多くの既存研究では、低衝突速度の場合 LDI エロージョンは速度の 2 乗ではなく 2~6 乗程度となることが示されている。 K の導入により 2 乗以上の傾向を再現できる可能性があると考えるが、この点については今後の課題としたい。また、液膜による衝撃圧低下を今後考慮していくつもりである。

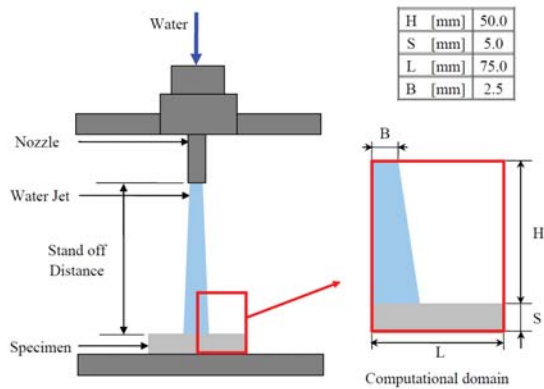


Fig. 1 Schematic View of Test Section and Computational Domain

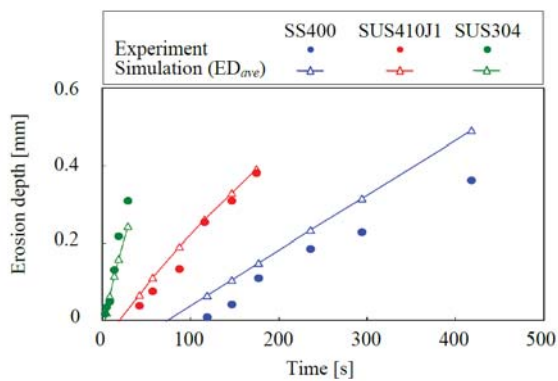


Fig. 2 Time History of Erosion Depth for Different Material

3. 検証計算

翼列の計算に先立ち、宮田と磯本⁵⁾によるウォータージェット試験法による試験結果と提案手法の比較を示す。試験装置と計算領域の概略を図1に示す。検証計算は、ノズルの噴射圧力 30, 50, 70, 90 MPa の条件について行い、試験片材料は SS400, SUS410J1, SUS304 の三種類について実施した¹⁸⁾。

噴射圧力 30 MPa の条件におけるエロージョン深さの時間履歴を図2に示す。SS400 についてはやや過剰にエロージョンを予測しているが、実験と妥当な一致を示しており、材料の違いによるエロージョン深さへの影響を再現できている。SS400 においても安全側の予測であり、実用に供するものとする。

4. 圧縮機翼列の LDI エロージョン計算

4.1 計算条件

解析は NACA65-1010 翼型を翼弦長 50.8 mm, 翼間ピッチ 25.4 mm, スタガー角 25 deg. とした二次元翼列を対象として行った。流入速度は 50 m/s, 流入角度 45 deg., 流入静温は常温, 流出静圧は常圧

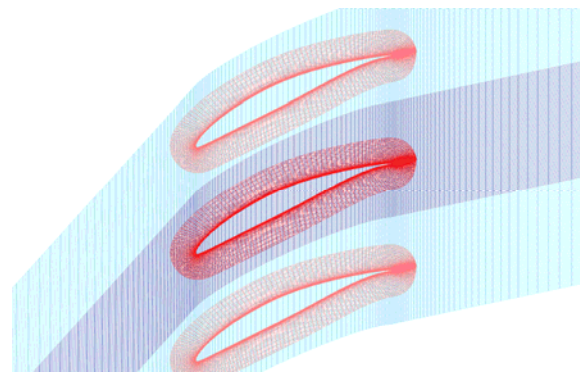
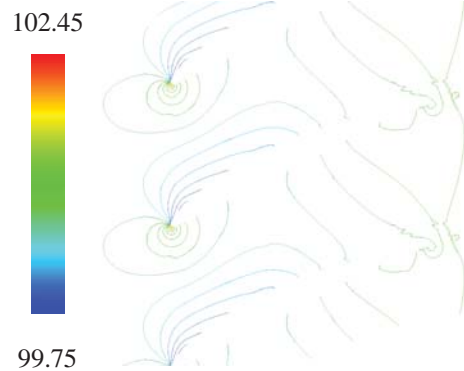


Fig. 3 Computational Grid for 2D Cascade



(a) Mach Number



(b) Static Pressure [kPa]

Fig. 4 Flow Field Before Erosion

とした。流入する液滴直径は 55 μm で、直径分布を持たないものとした。

計算格子の概略を図3に示す。本計算では翼間流路の格子と翼周りの O 型格子を重合格子法を用いて接合して計算した。背景格子の格子点数は 151 \times 81 (流れ方向 \times ピッチ方向), O 型格子は 246 \times 61 (翼周り方向 \times 壁垂直方向) とした。図3には 3 ピッチ分の領域が示されているが、周期境界条件を課し、1 流路の計算を行った。

4.2 計算結果

図4はエロージョン前の流れ場を示している。翼後縁で小さな剥離が見られるが、一般的な亜音速



Fig. 5 Droplet Distribution and Speed [m/s]

圧縮機翼列の流れ場の傾向を示している。

液滴の分布と各液滴の速さを図5に示す。流入した液滴は直線的に翼面に向かっており、前縁から正圧面にかけての領域で衝突が生じていることが確認できる。一方、負圧面側についてはほとんど衝突は起きていない。衝突した液滴は翼面付近にとどまりつつも、翼面にそって液膜を形成している。翼面に捕獲された液滴は徐々に下流へと流されているが、前縁からやや下流にかけての狭い領域では液膜から液滴が気流中に飛び出し、再び正圧面から後縁にかけての領域で衝突を起こしている。また、翼後縁部からも液滴が飛び出しているが、こちらはエロージョンには寄与しない。なお、蒸気タービン最終段では、静翼後縁から放出された液滴が動翼で LDI エロージョンを生じさせるという報告がなされており、本計算手法によりこの現象を再現できるものと期待される。

エロージョン前後における翼面圧力係数の比較を図6に示す。横軸はエロージョン前の軸方向コード長 C_{ax} で無次元化した軸方向座標、縦軸は翼面圧力係数 C_p である。翼面圧力係数は以下の通りに定義する。

$$C_p = \frac{P_{t,in} - P_s}{\frac{1}{2} \rho_{in} V_{in}^2} \quad (9)$$

ここで、 P_t は全圧、 P_s は静圧、 ρ は密度、 V は速度の絶対値、添え字 in は入口である。したがって、この定義では C_p が大きいほど動圧が大きいことを意味する。

エロージョンにより前縁および正圧面が損傷を受けた結果、前縁位置が減少している。 C_p の分布はほぼ同じ形を保っているが、全体に C_p が減少している。出口静圧を固定して計算しているため、おおよそ圧力比一定で流量が減少している状態を模擬しているものと考えられ、性能の低下が再現されているものと思われる。

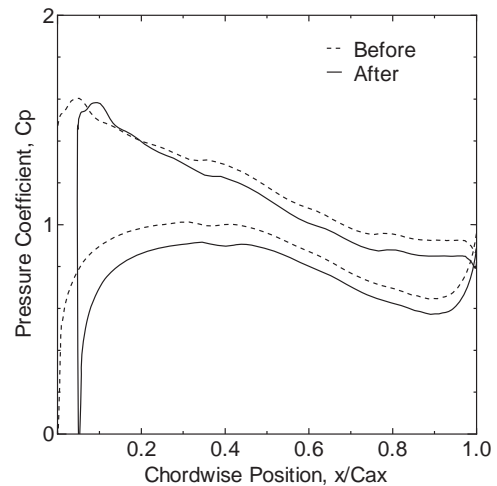


Fig. 6 Comparison of Pressure Coefficient

5. 結 言

本研究では、複雑形状に対応可能な LDI エロージョンの詳細解析手法の開発を目的として、著者らの開発してきたインハウスコードに壁面損傷モデルとして LDI エロージョンモデルを組み込んだ。提案したエロージョンモデルはベースとした磯本と宮田のモデルに対し、以下の修正を行った。

- (1) 衝突角度の依存性を含め、垂直成分のみによる寄与を考慮した。
- (2) 次元の矛盾を排除し、モデル定数の物理的な意味づけを明確にした。
- (3) 高衝突速度と低衝突速度の切り替えを不要とするため、臨界衝突速度のパラメータを導入した。

続いて、拡張したインハウスコードを用いて、二次元圧縮機翼列の LDI エロージョン予測を行った。前縁および正圧面の損傷が確認され、定性的には妥当な傾向が得られた。

本計算手法では、凝縮・液膜・飛沫の影響を考慮していないため、今後はこれらの効果を導入していく。また、臨界衝突速度のパラメータ設定の指針が不明確であるため、既存の試験データとの比較からエロージョンモデルの改良を行う。さらに、モデル改良後、実験データの存在する翼列の解析を行い、その妥当性を検証していく。

謝 辞

本研究は科研費 24760142 の助成を受けて行われた。また、本研究を行うに際して、東京理科大学工学部機械工学科の馬場小百合氏、藤田恵亮氏（当時）から多大な協力をいただいた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 稲田文夫：軽水炉冷却材流れが構造に及ぼす影響に関する研究動向，ながれ，Vol. 27, No. 6 (2008) pp. 445-452.
- 2) 野田寿男，山田義和，銭谷哲，佐々木公良：蒸気タービンの長期連続運転のための最新技術，三菱重工技報，Vol. 41, No. 3 (2004) pp. 162-165.
- 3) 内田竜朗，大友文雄，福武英紀，伊東正雄，鹿目浩正，奥野研一：吸気冷却ガスタービン入口案内羽根後縁から噴霧する水滴の挙動と圧縮機動翼の浸食評価，日本ガスタービン学会誌，Vol. 42, No. 3 (2014) pp. 214-219.
- 4) Schmitt, G. F., Jr.: Liquid and Solid Particle Impact Erosion, AFML-TR-79-4122 (1979) pp. 1-74.
- 5) 宮田寛和，磯本良則：液滴衝撃エロージョン現象と実用材料の寿命予測 第1報—液滴の攻撃因子とエロージョン再現試験法の検討，材料と環境，Vol. 57, No. 3 (2008) pp. 138-145.
- 6) 磯本良則，宮田寛和：液滴衝撃エロージョン現象と実用材料の寿命予測 第2報—推算式の確立と材料評価法，材料と環境，Vol. 57, No. 3 (2008) pp. 146-152.
- 7) 服部修次，角一将也：液滴衝撃エロージョンに及ぼす衝突角度の影響，日本機械学会論文集A編，Vol. 78, No. 791 (2012) pp. 1023-1032.
- 8) Myoren, C., Kishibe, T., Shibata, T., Takahashi, Y.: Performance Prediction for an Axial Compressor of an Industrial Gas Turbine with Inlet Fogging, ACGT2012-1003 (2012) pp. 1-8.
- 9) 三宅哲，笹尾泰洋，山本悟：平衡凝縮および非平衡凝縮を伴う蒸気タービン多段翼列の非定常流動解析，第26回数値流体力学シンポジウム講演論文集，C10-1 (2012) pp. 1-2.
- 10) 笹尾泰洋，岡崎健志，三宅哲，山本悟：非定常流動解析に基づく蒸気タービン内部の液滴追跡に関する研究，第26回数値流体力学シンポジウム講演論文集，C10-2 (2012) pp. 1-4.
- 11) 鈴木正也，因幡和晃，山本誠：正方断面90度ベンドにおけるサンドエロージョン現象の数値予測，日本機械学会論文集B編，Vol. 74, No. 743 (2008) pp. 1478-1487.
- 12) 鈴木正也，山本誠：単段軸流圧縮機におけるサンドエロージョンの数値予測，日本機械学会論文集B編，Vol. 76, No. 765 (2010) pp. 795-803.
- 13) Menter, F. R., Kuntz, M., Langtry, R.: Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model, Turbulence, Heat and Mass Transfer, 4 (2003) pp. 625-632, Begell House, Inc.
- 14) Shima, E., Kitamura, K.: On New Simple Low-Dissipation Scheme of AUSM-Family for All Speeds, AIAA-2009-136, (2009) pp. 1-15.
- 15) van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godunov's Method, J. Comput. Phys., Vol. 32, No. 1 (1979) pp. 101-136.
- 16) Obayashi, S., Matsushima, K., Fujii, K., Kuwahara, K.: Improvements in Efficiency and Reliability for Navier-Stokes Computations Using the LU-ADI Factorization Algorithm, AIAA-1986-338, (1986) pp. 1-13.
- 17) Neilson, J. H., Gilchrist A.: Erosion by a Stream of Solid Particles, Wear, Vol. 11, No. 2 (1968) pp. 111-122.
- 18) Fujita, K., Suzuki, M., Yamamoto, M.: Multi Physics Simulation of Liquid Droplet Impingement Erosion, WCCM2012-19114 (2012) pp. 1-10.

重ね塗り PSP/TSP による超音速タービン翼列周り流れ場の定量的可視化解析

*森 英男，大村 尚登，前田 恭平，大淵 貴之（九大），
中野 晋，小野 英樹，築瀬 祐太（三菱日立パワーシステムズ株式会社）

Quantitative Visualization of Flow Field through Supersonic Turbine Cascade by Dual-layer PSP/TSP

*Hideo MORI, Naoto OMURA, Kyohei MAEDA, Takayuki OHBUCHI(Kyushu Univ.),
Susumu NAKANO, Hideki ONO and Yuta YANASE(Mitsubishi Hitachi Power Systems, Ltd.)

ABSTRACT

We apply dual-layer PSP/TSP to analysis of pressure distribution and visualization of shockwave structures on a sidewall in a supersonic flow passing through a high-reaction-type supersonic turbine cascade. Accuracy of the pressure measurement of the sidewall with non-uniform temperature distribution by the dual-layer PSP/TSP is examined by comparing the pressure data obtained by the dual-layer PSP/TSP with those measured by pressure taps, showing small error in the pressure distribution on the sidewall measured by the dual-layer PSP/TSP. In addition, the shockwave structures near the sidewall are visualized by the pressure distribution on the sidewall obtained by the PSP. By comparison with the schlieren photograph, it is clarified that there is slight difference in shock angles and thickness between them, because the PSP visualizes the shockwave structure close to the sidewall while the schlieren photograph visualizes the shock structure in the mainstream.

Key words: Steam Turbine, Measurement, Pressure Sensitive Paint, Shockwave

1. はじめに

蒸気タービンの高効率化や大容量化には、最終段の環帯面積（軸方向下流側から見た流路面積）を大きく取り、最終段から排気される運動エネルギーを最小化することが有効である^{1,2)}。この場合、最終段で動翼の翼長が大きくなるが、翼長がある限界を超えると、最終段動翼の翼端側で流入流出速度がともに超音速となる。このような超音速タービン翼列では、翼から生じた衝撃波と隣接翼が干渉し効率が低下する可能性があるため、翼設計において、流れ場の衝撃波構造の解析および隣接翼との干渉の影響評価を行う必要がある。

本研究では、固体表面の圧力分布を画像として取得可能な計測手法である感圧塗料（Pressure Sensitive Paint: PSP）³⁾を、蒸気タービン動翼の翼端部を模擬した直線翼列の側板上へ適用し、側板上に生じる圧力分布計測および翼列から生じる衝撃波構造の可視化解析を行う。なお PSP には温度依存性があり、温度が不均一な場では圧力計測の誤差が大きくなるため、感温塗料（Temperature Sensitive Paint: TSP）による温度分布計測手法を複合させた重ね塗り PSP/TSP⁴⁾を適用し、PSP の温度

補正を通じた圧力計測精度の向上効果を検証する。その上で、得られた側板上の圧力分布を用いて、側板近傍の流れ場のマッハ数分布を見積もり、衝撃波と隣接翼との干渉の影響について評価を行う。

2. PSP による圧力計測手法

2.1 PSP および TSP の原理

感圧塗料（PSP）は蛍光もしくは燐光性の色素分子が酸素分子による消光作用を受ける原理を応用した酸素圧力計測手法である³⁾。この色素分子を固体表面に付着させるためのバインダーとして、主に酸素透過性ポリマーや、薄層クロマトグラフィ用多孔質シリカゲル板などが用いられる。本研究で用いる PSP は、発光色素として白金ポルフィリンの一種である PtTFPP を、バインダーにガラス質多孔性ポリマーである poly(TMSP) を適用し、トルエン溶媒に溶解させて調合する。この溶液をエアブラシにより対象物へ塗布し、溶媒が揮発した後、発光色素を担持したポリマーの薄膜が表面に形成される。この PSP の薄膜に対し、短波長の光を照射すると、色素分子が光子のエネルギーを吸収して励起エネルギー状態に遷移する。この励起状態

は不安定なため、短時間のうちに光（蛍光または燐光）を発生してエネルギーを失い、基底エネルギー状態に戻る。光吸収および発光の波長は色素分子に固有であり、PtTFPP の場合は 395nm 付近に強い光吸収帯を、650nm 付近に発光帯のピークを有する³⁾。一方、励起状態の色素分子に対して酸素分子が作用すると、色素分子のエネルギーが失われ、その結果、発光強度が低下する。発光強度は PSP の薄膜中における酸素濃度に依存するが、この酸素濃度は、薄膜表面における酸素分圧に比例し、さらに空気中の酸素分圧は空気の圧力に比例するため、結果として PSP の発光強度は、PSP を塗布した固体表面上の空気の圧力に依存する。これにより、PSP を固体表面上の圧力計測に利用することができる。

固体表面上の圧力と発光強度との関係は、Stern-Volmer の式により与えられる³⁾。

$$\frac{I_{ref}}{I} = A_0 + A_1 \frac{P}{P_{ref}} \quad (1)$$

ここで、 I は発光強度、 P は圧力、 I_{ref} は既知の参照圧力 P_{ref} における発光強度である。係数 A_n は Stern-Volmer 係数であり、較正試験により求められる。しかしながら、実在の PSP は若干の非正常性を有するため、次式のように二次以上の項を補正項として加えた経験式がしばしば用いられる。

$$\frac{I_{ref}}{I} = \sum_{n=0}^N A_n \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^n \quad (2)$$

本研究で対象とする圧力範囲（10 kPa～200 kPa）では、二次の多項式（ $N=2$ ）を適用することで PSP の圧力依存性を高精度で示すことができる。

注意すべき点として、係数 A_n は温度依存性を有するため、PSP による圧力計測の精度を高めるには、PSP を適用した固体表面上の温度分布を計測し、PSP の温度依存性を補正する必要がある。本研究では、PSP の温度補正を行うため、感温塗料（TSP）を用いた温度計測手法を適用する。PSP および TSP の発光強度と温度との関係は Arrhenius の関係式で与えられる³⁾が、適用する温度範囲が十分狭い場合は、多項式で近似した較正式がしばしば用いられる。本研究では、圧力 P および温度 T における PSP の較正式として次式を用いる。

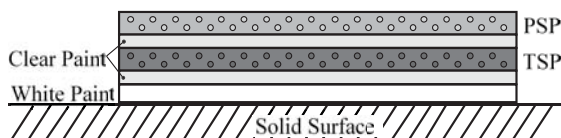


Fig.1 Structure of dual-layer PSP/TSP

$$\frac{I_{ref}}{I} = B_0 + B_1 \frac{P}{P_{ref}} + B_2 \frac{T}{T_{ref}} + B_3 \frac{P}{P_{ref}} \frac{T}{T_{ref}} + B_4 \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^2 + B_5 \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^2 \quad (3)$$

本式において、 T_{ref} は既知の参照条件における温度であり、係数 B_n は較正試験により求める。TSP についても、 $B_1 = B_3 = B_4 = 0$ として式(3)を用いる。

2.2 重ね塗り PSP/TSP

前述の通り、PSP の発光強度は温度依存性を有するため、不均一な温度分布を有する表面上の圧力計測では、温度分布計測を併用し、PSP の温度補正を行う必要がある。本研究では、重ね塗り PSP/TSP⁴⁾を用いた表面上の温度分布計測および PSP の温度補正を行う。Fig. 1 は重ね塗り PSP/TSP の構造を示す模式図である。

TSP の発光色素として、無機系ナノ粒子の一種である ZnS-AgInS₂（以下、ZAIS）を用いる。Matsuda ら⁵⁾により、ZAIS の発光強度の温度依存性が詳しく調査されており、TSP の発光分子としての有効性が示されている。なお Torimoto ら⁶⁾により、硝酸塩類を原料として ZAIS を簡易な方法で合成する手法が報告されており、本手法では、硝酸銀、硝酸インジウムおよび硝酸亜鉛をモル比 $x:x:2(1-x)$ の割合で使い、パラメータ x の値を 0.4 から 1 の範囲で調整することにより、発光のピーク波長を変化させることができる。本研究では、 $x = 0.4$ の条件で合成し、発光波長を 540nm 近傍に設定した ZAIS を重ね塗り PSP/TSP に適用する。これにより、650nm 付近に発光帯のピークを有する PtTFPP と ZAIS で発光スペクトルの重なりを最小限にできるため、PSP と TSP の同時計測において、両者の発光の分離が不完全な場合に生じる、PSP と TSP の感度低下の影響を抑えることができる。

3. 実験装置

本研究で用いた実験装置の模式図を Fig. 2 に示す。九州大学大学院工学研究院航空宇宙工学部門保有の超音速風洞を用いて実験を行った。風洞の試験部は、7枚の翼で構成される直線翼列とアルミニウム合金製の側板、およびアクリル製光学窓で構成される。翼列入口および出口のマッハ数はそれぞれ 1.26 および 2.1 であり、よどみ点圧力および温度はそれぞれ 310 kPa および 17.0 °C (290.2 K) であった。風洞の作動流体は空気であり、湿り蒸気とは比熱比が異なるが、流入および流出マッハ数を合わせることで、流れ場の特性は大きく変わらないことが確認されている⁷⁾。本研究における実

験では、風洞の通風時間は5秒とした。

重ね塗り PSP/TSP は、側板上の 120mm×200mm の領域に塗布されており、領域内には3枚の翼（上流側より3～5番目）および10個の圧力孔が配置されている。重ね塗り PSP/TSP による圧力と温度の同時計測を行うため、2台のハイスピードカメラ（Photron, FASTCAM SA1.1, 12bit and FASTCAM APS RS, 10bit）を用い、それぞれ異なる光学フィルター（TSP用：480-600nmのバンドパスフィルター、PSP用：640nmのロングパスフィルター）を用いて撮像を行った。また、重ね塗り PSP/TSP の励起用光源として、中心波長 395nm の大型 LED 光源（浜松ホトニクス, LEDA1024-395）を用いた。カメラの撮影時間は2秒とし、風洞の作動開始より1秒後に撮影を開始した。なお重ね塗り PSP/TSP における PSP 成分と TSP 成分の発光強度が大きく異なるため、各成分の発光を適切に撮像できるように、PSP および TSP 撮像のフレームレートをそれぞれ 500fps および 125fps と設定した。

4. 結果および考察

4.1 重ね塗り PSP/TSP の較正

Fig. 3 は重ね塗り PSP/TSP の TSP 成分の温度較正結果を示す。較正試験において、温度範囲は 7.0～22.0°C (280.2～295.2 K) とし、5.0 K 刻みで温度条件を設定した。参照温度 T_{ref} は実験実施時の気温と等しい 290.2 K とした。Fig. 4 は PSP 成分の圧力較正結果を示す。圧力範囲は 10 kPa～200 kPa（絶対圧）とし、参照圧力 P_{ref} は実験実施時の大気圧と等しい 101.70 kPa とした。式(3)に基づく較正係数の値はそれぞれ $B_0 = 40.6$, $B_1 = -3.86$, $B_2 = -82.5$, $B_3 = 4.54$, $B_4 = -0.0417$ および $B_5 = 42.3$ となった。温度 $T = 290.2$ K の大気圧付近における Stern-Volmer プロットの傾きは 0.594 であり、単層 PSP と同程度の圧力感度を示した。この圧力感度は、TSP の発光色素にルテニウム錯体を使用した従来

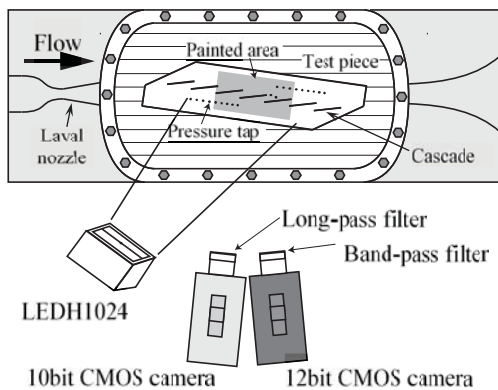


Fig.2 Experimental apparatus for supersonic wind tunnel

の重ね塗り PSP/TSP³⁾より高い。なお、PSP 成分の温度感度は 2.27 %/K であり、PSP の定量性向上には高精度な温度計測が必要不可欠である。

4.2 側板上の温度分布計測結果

重ね塗り PSP/TSP による側板上の温度分布計測結果を Fig. 5 に示す。本図において、赤色が温度の高い領域、青色が温度の低い領域に対応している。Fig. 5(a) に示す通り、通風時の温度分布には、上流側近傍より 2 K 程度温度の高い領域として衝撃波構造が現れている。また、翼列の正圧面側の温度は負圧面側より 3 K 程度高くなっているが、これは負圧面側で流速およびマッハ数が大きいことによる。一方、Fig. 5(b) は通風停止直後に計測した温度分布を示しており、Fig. 5(a) で見られた衝撃波構造による局所的な高温領域は消失しているものの、正圧面側と負圧面側で約 1K の温度差は残っている。

4.3 側板上の圧力分布計測結果

重ね塗り PSP/TSP による側板上の圧力分布計測結果を Fig. 6 に示す。Fig. 6(a) は、TSP 成分による温度補正を適用しない結果であり、Fig. 6(b) は Fig. 5(a) で示す温度分布を用いた補正を適用した結果である。本図において、赤色が圧力の高い領域、青色が圧力の低い領域に対応している。両者を比

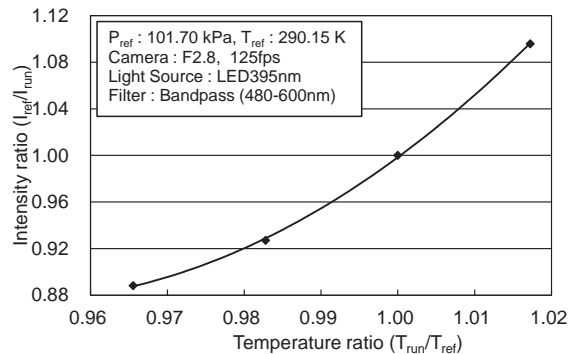


Fig.3 Temperature sensitivity of the TSP-component of the dual-layer PSP/TSP

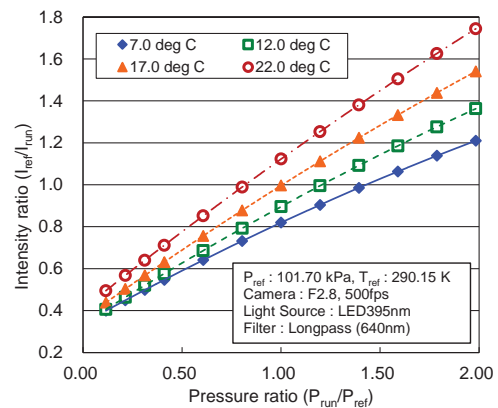


Fig.4 Pressure sensitivity of the PSP-component of the dual-layer PSP/TSP

較すると、定性的には類似の圧力分布を示しているが、温度補正を適用しない場合では、温度補正を適用した場合に比べて高い圧力値を示している。

Fig. 6(b) の図中に示す①、②および③の直線上の圧力値を Fig. 7 に示す。図の青破線は Fig.6(a) に示す温度未補正の計測結果に対する圧力分布、緑実線は Fig.6(b) に示す温度補正後の計測結果に対する圧力分布に対応する。なお後者では、ピクセル毎の誤差を平均化するため、各直線上で隣り合う 30 ピクセル分の移動平均をとっている。また温度補正後の圧力値に対する $\pm 10\%$ の誤差範囲を緑点線で示している。さらに、Fig. 7 には圧力孔にて取得した圧力値データを比較のためプロットしている。本図より、温度未補正の PSP データと圧力孔データは正圧面で 20 kPa、負圧面で 10 kPa の差を有しており、これは 20%~25%もの誤差に対応している。一方、温度補正を施すことにより、正圧面における PSP データと圧力孔データの値の差は 7 kPa 以下となり、誤差は 10%未満となっている。ただし、負圧面においては、直線③上の中心において圧力孔と温度補正後の PSP とで測定値の差が 5 kPa あり、これは 15%の誤差に相当する。Fig. 5 および Fig. 6 を見ると、直線③の中央付近にある圧力孔の位置において、翼後縁からの衝撃波および翼後流を含む流れ場が複雑な構造を示しており、その結果、Fig. 5(a) に示すとおり、側板上の温度分布の不均一

性が大きくなっている。その一方で、圧力孔の存在自体が圧力孔近傍における PSP および TSP 双方の空間分解能の低下を起すため、PSP の局所的な計測精度を低下させる要因となる。さらに、負圧面では空気流の密度が低く、数秒程度の通風時間において熱伝達が不十分であったため、重ね塗り PSP/TSP の PSP 層および TSP 層の間に温度差が生じた可能性も考えられる。

側板近傍における流れ場の衝撃波構造を可視化するため、Fig. 6(b) に示す圧力分布より等エントロピー仮定を適用して見積もったマッハ数分布を Fig. 8 に示す。実際には衝撃波において流れ場のエントロピーが上昇するため、Fig. 8 に示すマッハ数の値に対する定量性はないが、衝撃波構造の可視化解析は十分可能である。あわせて、上流側より 2~4 番目の翼まわりの流れ場に対するシュリーレン写真を Fig. 9 に示す。翼の前縁は尖頭構造であるため、Fig. 8 に示すように、前縁衝撃波はそれぞれの翼前縁に付着した弱い斜め衝撃波となっており、隣接する翼の正圧面上の境界層との干渉による剥離は生じていない。この結果は、妹尾ら^{1,2)}により報告されている尖頭翼の解析結果および Fig. 9 のシュリーレン写真と一致している。正圧面側では、重ね塗り PSP/TSP による可視化画像において衝撃波構造がシュリーレン映像に比べてぼやけているものの、可視化された斜め衝撃波角はシュリーレ

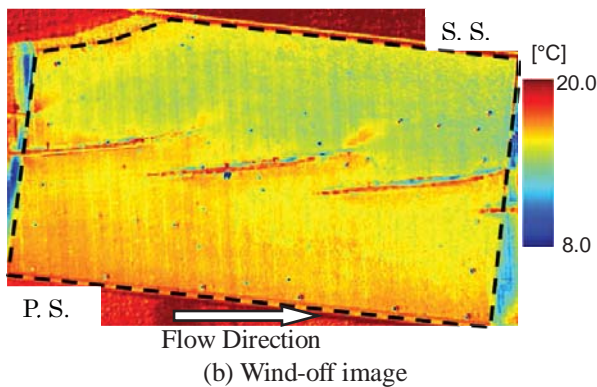
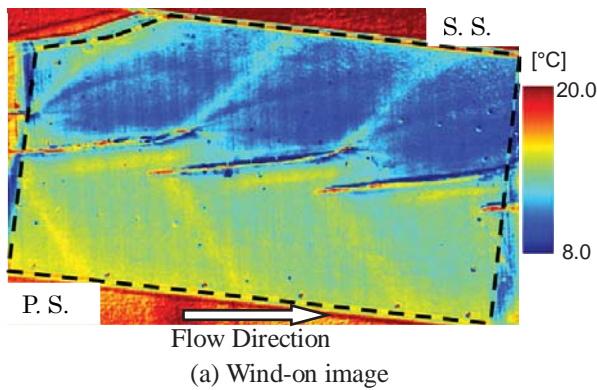


Fig.5 Temperature distribution measured by TSP

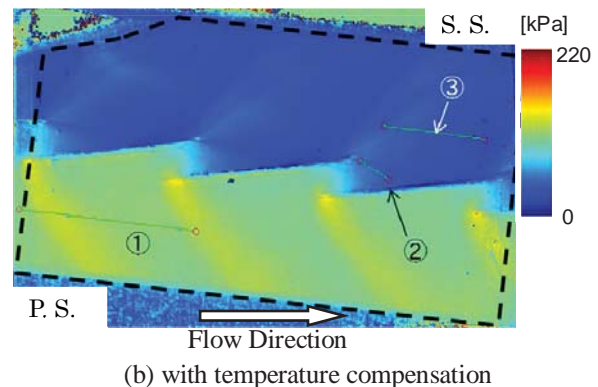
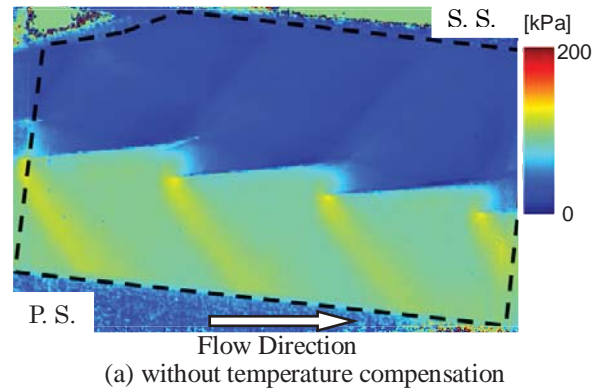
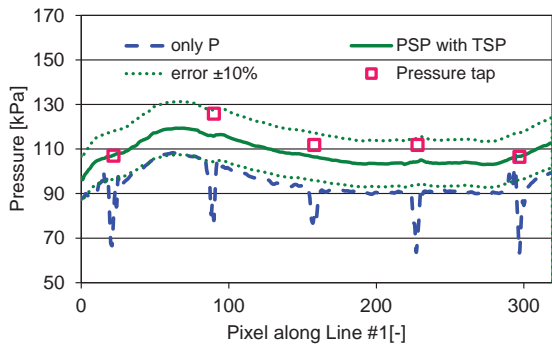
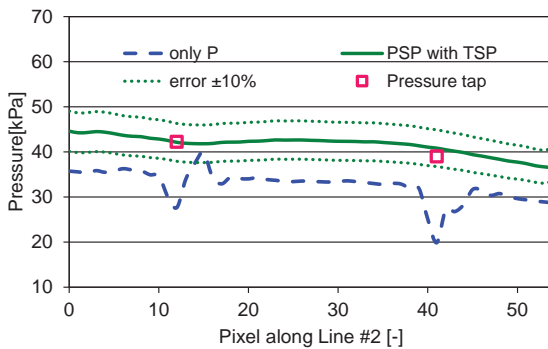


Fig.6 Pressure distribution measured by PSP

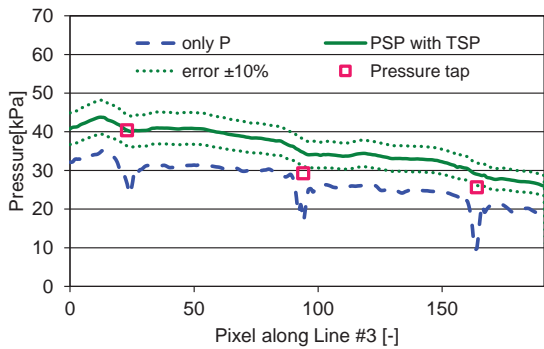
ン解析結果とよく一致する．しかしながら，負圧面側において，重ね塗り PSP/TSP により可視化された後縁衝撃波角はシュリーレン解析結果より若干大きくなっている．その理由として，シュリーレン解析結果は主流部の流れ場を主に可視化するのに対し，重ね塗り PSP/TSP では側板近傍の流れ場を可視化しているため，後縁衝撃波と側板上の境界層との干渉によりλ形の衝撃波構造が現れることで，側板近傍の衝撃波が主流部に比べて若干大きな角度を有することが考えられる．特に翼列の負圧面側では，後縁衝撃波の上流側のマッハ数が大きく，境界層との干渉による衝撃波角の上昇の影響が大きく現れていると思われる．



(a) Line #1



(b) Line #2



(c) Line #3

Fig.7 Pressure distribution measured by PSP along the lines shown in Fig. 6

5. 結 言

本研究では，超音速タービン翼列まわりの流れ場を解析するため，重ね塗り PSP/TSP を適用して翼列の側板上の圧力計測を行った．圧力孔による計測との比較から，重ね塗り PSP/TSP は側板上の圧力計測に十分な圧力感度および計測精度を有していることが確認された．重ね塗り PSP/TSP による圧力分布の計測結果より，翼列周りの流れ場に生じる複雑な衝撃波構造を可視化し，衝撃波と隣接翼の境界層との干渉の影響を明らかにした．シュリーレン解析結果との比較では，後縁衝撃波の角度に若干の違いがみられたが，これは衝撃波と側板との干渉によるものである．

謝 辞

本研究の実施にあたり，九州大学工学研究院航空宇宙工学部門の谷泰寛准教授，森下和彦技術職員および学生諸氏，ならびに株式会社日立テクノロジーアンドサービスの小林淳氏，田谷野浩氏，海津健一氏にご協力を頂いた．また，名古屋大学の新美智秀教授，松田佑助教および鳥羽商船高等専門学校の亀谷知宏助教からは ZAIS ナノ粒子の合成に関する技術指導を頂いた．厚く御礼申し上げます．

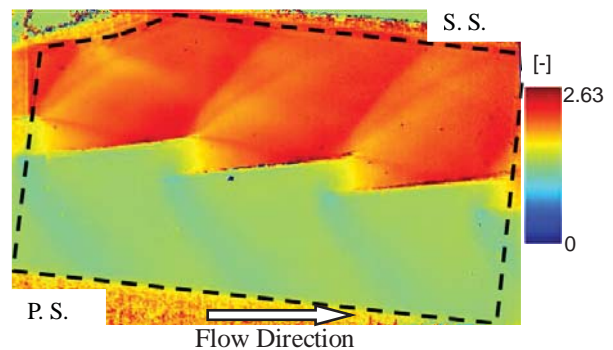


Fig.8 Estimated Mach number distribution approximating isentropic flow

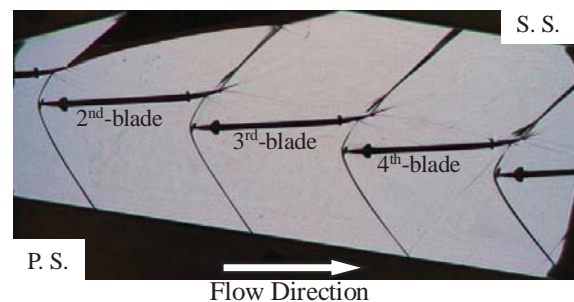


Fig.9 Schlieren photograph of flow around the turbine blades

参考文献

- 1) 妹尾茂樹, 小野英樹: 蒸気タービン長翼用高反動度型超音速タービン翼列の設計法, 日本ガスタービン学会誌, 41(2), 2013-3, pp.191-197.
- 2) Senoo S. and Ono H.: Development of design method for supersonic turbine aerofoils near the tip of long blades in steam turbines, Part 2: Configuration details and validation, ASME Turbo Expo 2013, GT2013-94039 (2013).
- 3) Liu T. and Sullivan J.P.: Pressure and Temperature Sensitive Paints, Springer (2005).
- 4) Moon K.J., Mori H., Ambe Y. and Kawabata H.: Development of dual-layer PSP/TSP system for pressure and temperature measurements in low-speed flow field. ASME-JSME-KSME Joint Fluids Engineering Conference 2011, AJK2011-11020 (2011).
- 5) Matsuda Y., Torimoto T., Kameya T., Kameyama T., Kuwabata S., Yamaguchi H. and Niimi T.: ZnS-AgInS₂ Nanoparticles as a Temperature Sensor, Sensors and Actuators B, Vol. 176 (2013) pp. 505-508.
- 6) Torimoto T., Adachi T., Okazaki K., Sakuraoka M., Shibayama T., Ohtani B., Kudo A. and Kuwabata S.: Facile synthesis of ZnS-AgInS₂ solid solution nanoparticles for a color-adjustable luminophore, J. Am. Chem. Soc., Vol. 129, No. 41 (2007) pp. 12388-12389.

遠心圧縮機の翼振動に関する研究 —非接触翼振動計測によるき裂検知—

*下原 直人 (IHI), 村江 祥太 (IHI), 服部 博明 (IHI)

Study on Blade Vibration of Radial Compressor —Experimental Evaluation of Crack Detection by NSMS—

* Naoto SHIMOHARA(IHI), Shota MURAE(IHI) and Hiroaki HATTORI(IHI)

ABSTRACT

Experimental studies were performed to investigate the potentiality of Non-Intrusive stress measurement system (NSMS) for crack detection in radial compressors. Changing trends of vibration response characteristics such as resonant frequency and displacement with the crack growth were evaluated from the data obtained by NSMS and compared with the results of a forced response analysis(FRA) by using FE model simulations of various crack conditions. Changing trends of vibration response characteristics measured by NSMS were found to conform nearly to the results of FRA, especially in the case of simulation for incipient crack condition and defect condition. It was demonstrated that NSMS has a potentiality of crack detection in radial compressors.

Back-to-back evaluation was performed for the measured data of vibratory displacement (NSMS) and strain (SG) for the same blade. Differences between the stresses converted from each measurement data (NSMS and SG) was below 12% and was considered to be acceptable level for the practical use.

Key words: Compressor, NSMS, Crack detection, Health monitoring

1. はじめに

ガスタービンや航空エンジンなどの大型ターボ機械では、20 年以上前から稼働効率の高効率化、長期安定的な運用や予防保全の観点から状態監視技術がいち早く導入され、今日に至るまでに監視技術の高度化とノウハウの蓄積が図られている⁽¹⁾。

近年、比較的量産性の高い車両・船用ターボチャージャー、産業用圧縮機などの遠心式ターボ圧縮機においても異常検知の観点から状態監視技術が導入される傾向にある。監視状態量はターボ機械により種々あるが、代表的なものとして、圧縮機出力、空力効率、圧力比や圧縮機出入口の温度などの流体パラメータのほか、回転数、軸振動や軸受温度などが挙げられる。翼振動も監視対象パラメータのひとつとして考えられており、検知技術の研究が各所で行われている⁽²⁾⁻⁽³⁾。

状態監視では、監視パラメータのわずかな変化からトラブル原因の兆候を早期に発見することが重要となる。翼振動分野で言えば、翼き裂発生に伴う翼の振動特性(固有振動数、応答振幅)の変化がそれにあたり、実機運転中の初期き裂の発生を極力正確かつ早期に検出・判定する技術の開発が求められている。それに対応できる可能性を有する技

術の一つとして、非接触翼振動計測技術 (Non-intrusive stress measurement system, 以降、NSMS)が挙げられる⁽⁴⁾⁻⁽⁵⁾。

この計測技術は計装に伴う翼の振動特性への影響が小さく、翼ごとの振動特性が計測可能であるなどの利点から標準的な翼振動計測方法の一つとして利用され、航空エンジン分野ではすでに状態監視技術への適用に関する研究も多く報告されている。また、NSMS 計測による実機回転状態での翼き裂検知検証に関する研究例も数は少ないが報告されており、M.Zielinski⁽²⁾、M.Mercadal⁽³⁾らは軸流圧縮機のフラッターや強制振動を対象に NSMS 計測を行い、き裂発生に伴う翼振動特性の変化の検出や翼のき裂・損傷判定に成功したとしている。

一方、遠心圧縮機を対象としたき裂検知に関する研究の報告は、Hongkun.Li⁽⁶⁾らによる圧力脈動からき裂検知を行う方法に関するものはあるが、NSMS 計測による報告例は見られない。

そこで、本研究では、NSMS 計測のき裂検知技術適用への可能性を実験的に検証することを目的に、遠心圧縮機を対象とした NSMS 計測に取り組んだ。本論文では、計測データから得たき裂に伴う翼振動特性の変化とその検証結果について報告する。

2. 計測技術と予測

2.1 非接触翼振動計測

NSMS 計測では、回転体を囲むケーシングに Fig.1 に示すように複数の光学式センサーを取り付け、翼先端部がセンサーを通過したときに生じる反射光を検知してその時間を記録し、翼振動によって生じるセンサー到達時間のずれ(以降、 Δ TOA)から、例えば、1/rev(回転パルス信号)を基準とした式(1)、式(2)を用いて振動応答変位(A, ϕ , N)を分析・同定する。式(1)はセンサー1(S1)で計測される時間、式(2)は翼振動に伴う時間偏差を含んだ翼がセンサー1(S1)とセンサー2(S2)の間を移動する時間を表す。

$$T_{s1} = T_{1/rev} \times n_{1/rev} + T_{1/rev} \frac{(\theta_{ik} - \theta_1)}{2\pi} + \frac{A}{U} \sin\{N(2\pi n_{1/rev} + \theta_{ik} - \theta_1) + \phi\}$$

$$T_{12} = T_{s1} - T_{s2}$$

$$= T_{1/rev} \frac{Z}{2\pi} + \frac{2A}{U} \sin\left(N \frac{Z}{2}\right) \cos\left\{N\left(2\pi n_{1/rev} + \theta_{ik} - \theta_2 + \frac{Z}{2}\right) + \phi\right\}$$

T_{s1} : 計測時間, T_{12} : センサー(S1)と(S2)の通過時間

$T_{1/rev}$: ロータの回転周期(1/f_r)

$n_{1/rev}$: ロータの回転した回数

θ_{ik} : 1/rev から k 番目の翼までの角度

θ_1 : 1/rev からセンサー(S1)までの角度

θ_2 : 1/rev からセンサー(S2)までの角度

Z : センサー(S1)とセンサー(S2)の角度差($\theta_1 - \theta_2$)

U : 計測位置の翼先端部周速

A : 振動振幅, ϕ : 位相

N : 回転次数比

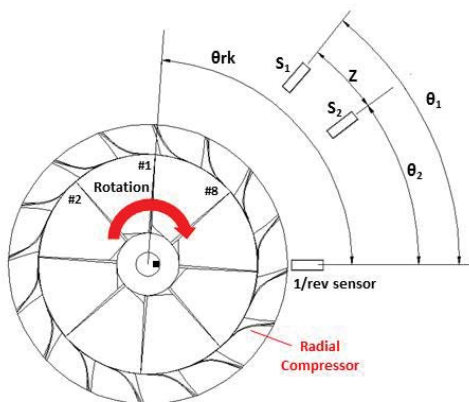


Fig.1 Tip timing system image

2.2 翼振動特性の変化予測

き裂検知検証の対象として Full blade6 枚 + Splitter blade6 枚から構成される圧縮機を選定した。圧縮機下流側には 9 枚のベーンディフューザ

(Vaned diffuser, 以降, VD) が取り付けられている。当該圧縮機は過去の社内試験において VD 起因の励振源との共振により翼損傷が発生したものと同型である。その際に損傷発生時の振動モード、励振源、運転条件が特定されていること、翼飛散後も保安上問題なく停止可能であることなどがこの同型機を試験対象とした理由である。Fig.2 に全周有限要素解析(以降, FE 解析)モデルの Modal 解析で得られた損傷発生振動モードの変位分布(軸方向変位)と応力(等価応力)を示す。

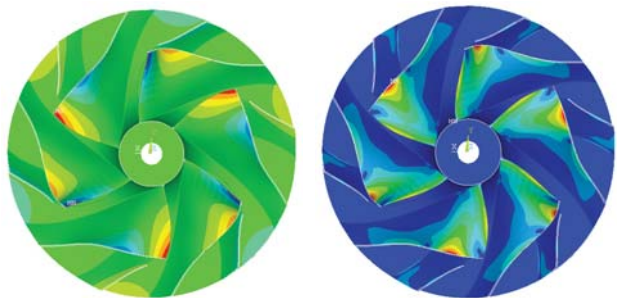


Fig.2 Mode shape (Left : axial-disp., Right : stress)

対象圧縮機翼に関してき裂発生から損傷に至る過程で生じる振動特性(応答周波数や振動応答レベル)変化をあらかじめ把握するため、それぞれの過程を模擬した FE 解析モデルによる周波数応答解析を実施した。解析モデルはき裂発生前の全周モデル(以降, Tune modal)を基本にして、過去の損傷情報を参考に全翼中 1 枚の翼(以降, 損傷翼)に 3mm 程度のき裂発生(以降, Incipient crack model), 8mm 程度に進展(以降, Crack model), 損傷(以降, Defect model)を想定して共有節点の解除や要素の削除を行って作成した。

一般的にき裂の影響を考慮した翼振動応答解析では、き裂開口部を開放状態のままとする Open cracks model, あるいは、き裂開口部の時間的な開閉挙動も考慮した Breathing cracks model を用いた解析が行われる。K.Vsevolod⁽⁷⁾らは、自由度縮小した初期き裂発生時の応答予測技術確立を目的に Bladed disk model を対象とした強制振動下での翼振動応答挙動と crack model の影響についての研究を行い、Breathing cracks model と Open cracks model で局所的に応答周波数や振動応答レベルに微小な変化があると報告している。しかし、今回は、き裂進展に伴う翼振動特性の変化傾向を把握することを目的とするため、Open cracks model を用いて解析を実施した。

本解析の目的は同一励振条件下での応答挙動変化の把握であることから、周波数応答解析では各翼の Trailing edge に向きと大きさが等しく 9EO に相当する単位外力を簡易外力として与えた。減衰比は以前の NSMS 実測データから対象とする応答ピーク近傍の減衰比(Total 減衰比 0.0013)を算出して用いた。

各 FE 解析モデルの周波数応答解析から得られた応答曲線(損傷翼の NSMS 計測位置での変位)を Fig.3 に示す。図中横軸は損傷振動モード(Fig.2)の周波数、縦軸は Tune modal の $Freq_{TN}$ における応答振幅で無次元化し、 $Freq_{TN}$ 、 Amp_{FE} としている。

まず解析結果から、き裂発生により応答周波数や応答振幅レベルに顕著な変化がみられるのは損傷振動モード付近 $Freq_{TN} \approx 1.0$ の応答(以降, Max. stress response)ではなく、むしろ $Freq_{TN} = 0.64 \sim 0.76$ 付近のピーク(図中 Res.1, Res.2)であり、これらの変化をモニターすれば、き裂進展過程が概略把握可能であることが分かった。各き裂過程を模擬したモデルで見られる振動特性の傾向を Res.1, Res.2 を中心に以下にまとめる。

< Tune model >

- $Freq_{TN} = 0.72$ (Res.1)と 0.74 (Res.2)に異なる 2 つの振動応答ピークが存在する。
- Amp_{FE} の大小関係は $Res.1 < Res.2$ となる。

< Incipient crack model (Fig.3(a)) >

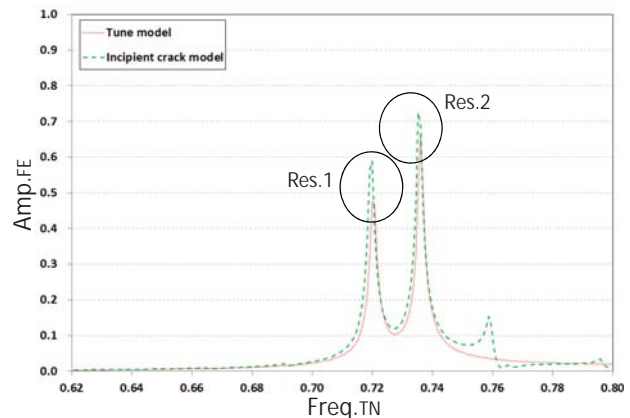
- Res.1&2 の $Freq_{TN}$ が Tune model から 0.1%程度低下する。
- Res.1&2 の Amp_{FE} が Tune model と比較して、1.47~1.55 倍となる。

< Crack model (Fig.3(b)) >

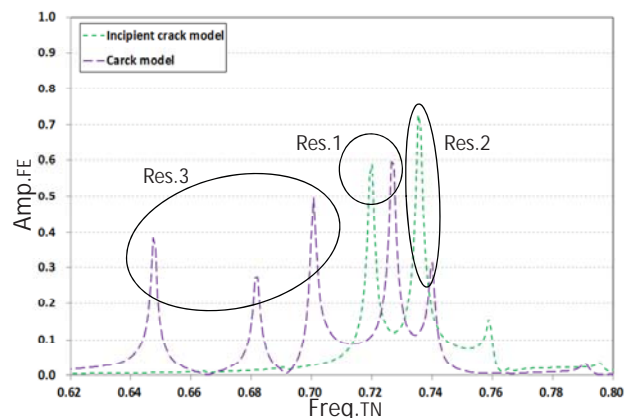
- Res.1&2 の $Freq_{TN}$ が Incipient crack model から 0.7~1%程度増加する。
- Res.2 の Amp_{FE} のみ Incipient crack model と比べて 0.43 倍となる。
- Amp_{FE} の大小関係は $Res.1 > Res.2$ となる。
- $Freq_{TN} = 0.64 \sim 0.71$ の領域で新たな振動応答ピーク(Res.3)が出現する。

< Defect model (Fig.3(c)) >

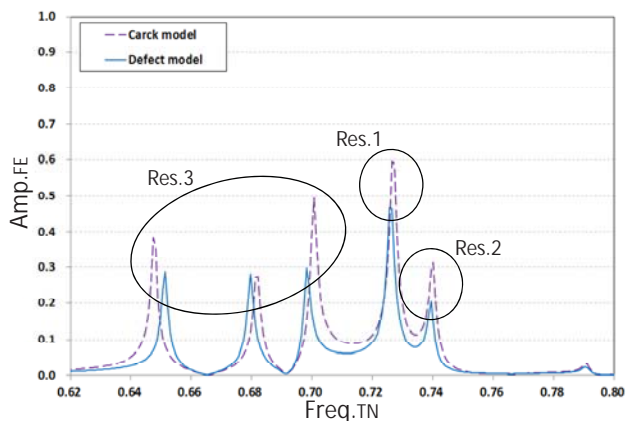
- Res.1 の $Freq_{TN}$ のみ Crack model と比べて 0.1%程度低下する。
- Res.1~3 の Amp_{FE} が Crack model と比べて、全体的に 0.6~1.0 倍となる。



(a).Incipient crack model



(b). Crack model



(c).Defect model

Fig.3 Results of forced response analysis

3. 実機回転試験

実機振動計測では、NSMS 計測と歪ゲージ計測(Strain gage, 以降, SG)との同時計測を実施した(Fig.4)。NSMS 計測では、光学センサを周上 6 本配置し、Modal 解析を参考に、当該モードの振動変位が充分であること、Full blade と Splitter blade の両方をモニタリングが可能であることの 2 つを考慮して、Splitter blade の Leading edge tip(Full blade では Mid chord tip に相当)を軸方向位置とした。さらに、Full blade および Splitter

blade には NSMS 計測の計測精度を定量評価するためにそれぞれ 2 枚ずつ歪ゲージを貼付し、Telemetry system により振動歪を計測することとした。試験時の運転は 2.2 項で選定した共振応答ピーク (Max. stress response, Res.1, Res.2) を含む回転数範囲を一定の加速・減速率で Sweep Up/Down サイクルを繰り返す。



Fig.4 Measurement set up

3.1 振動サーベイ

翼振動計測中のき裂発生や損傷のタイミングを判定する評価対象 (以降, Monitoring Response) を把握・設定するために連続運転前に振動サーベイを実施した。サーベイで得られたキャンベル線図 (NSMS 計測) を Fig.5 に示す。図においてバブル円の大きさは振動変位を示し、横軸は Fig.2 に示す損傷振動モードと 9EO の共振回転数で無次元化し Rpm_{EXP} とした。

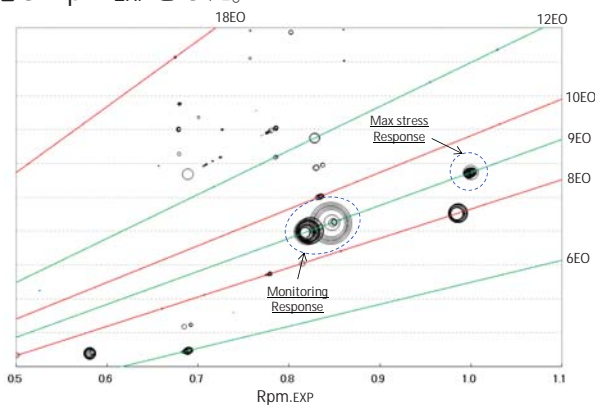


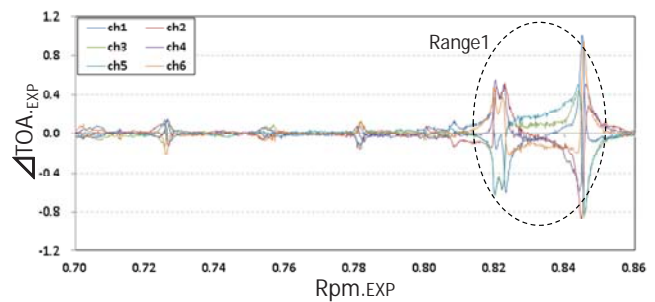
Fig.5 Campbell diagram (Vibration survey)

特に VD 励振次数に相当する 9EO 上で、共振を示すバブル円の集中が確認できる。また、9EO 上の $Rpm_{EXP}=0.82, 0.85$ の 2 つの振動応答は 2.2 項の Res.1, Res.2 に相当し、翼のき裂発生から損傷に至る過程で顕著な振動特性変化が予想されることから、これらの振動応答を Monitoring Response として選定した。また、これら 2 つの Monitoring Response について、SG 計測で得られた共振周波数

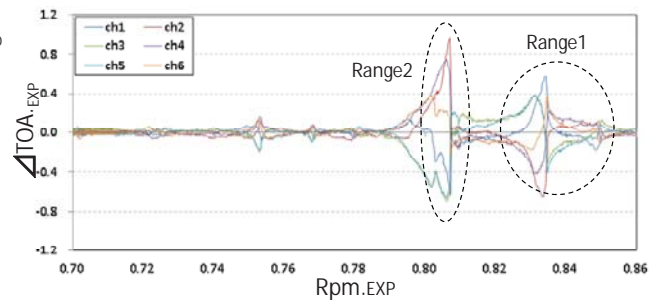
と比較すると、両計測値の差は 0.1% であり、SG 計測と NSMS 計測で得られる歪みと振動変位の計測値を最大応力発生位置の応力へ換算して比較すると⁽⁸⁾、両計測間の応力換算値の差は約-4%~12%程度であった。

3.2 き裂および損傷検知

き裂検知検証試験は $Rpm_{EXP}=1.0$ 付近で流量や圧力比などの流体性能に微小な変化が生じた直後、通常時との 1.5~2 倍の軸振動値、NSMS 計測による翼振動モニタリング値でも明確な挙動の変化が観測された段階で運転を停止した。解放点検の結果、Full blade1 枚 (SG 貼付翼ではない) に欠損が生じていることを確認した。試験開始直後と運転停止直前の損傷翼の回転数 vs NSMS モニタリング値のトレンドを Fig.6 に示す。なお、翼振動モニタリング値は各センサー (ch1~6) で観測された ΔTOA である。縦軸は、運転開始直後に計測された ΔTOA 最大値で無次元化し (ΔTOA_{EXP})、横軸は Monitoring Response の回転数領域である $Rpm_{EXP}=0.7\sim 0.86$ を示す。



(a). Just after starting sweep cycle



(b). Just before stopping sweep cycle

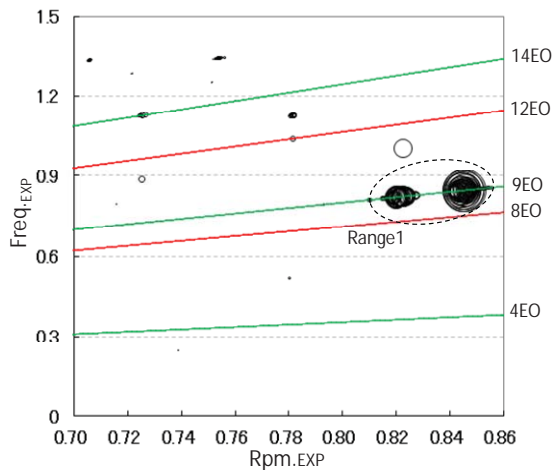
Fig.6 RPM vs. ΔTOA trend

両者を比較すると、 ΔTOA 変動が大きくなる Rpm_{EXP} 域 (Range1) が試験開始直後に比べて高回転数側へシフトし、新たな ΔTOA 変動 (Range2) が出現するなど試験開始直後と運転停止直前で ΔTOA 波形が全く異なることがわかる。

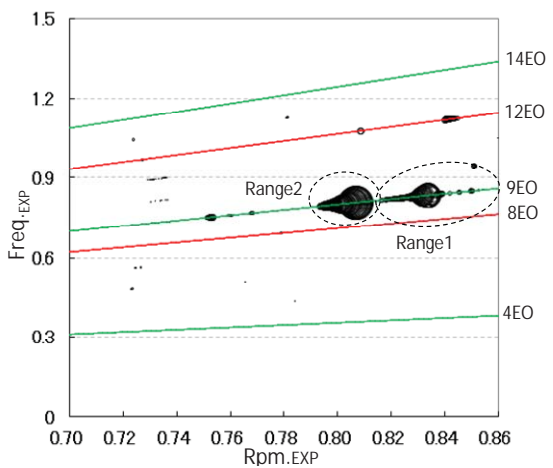
非接触翼振動計測において、 ΔTOA 変動は共振の有無を意味し、周方向計測位置と共振次数や位相の関係から各センサーで計測される波形が異な

ることが知られている。つまり、上記の Δ TOA 変動位置や振幅の変化は圧縮機の振動特性の変化を意味する。実際に、これらの計測データを周波数分析して算出したキャンベル線図(Fig.7)を見ると、試験開始直後では、 Δ TOA 変動が大きい

$Rpm_{EXP}=0.82, 0.84$ 付近で 9EO 上に共振を示すバブル円集中が確認できる。また、運転停止直前でも Δ TOA 変動が大きい位置と同じ Rpm_{EXP} でバブル円集中が出現する。 Δ TOA トレンドでは周波数分析で得られる次数や位相などの振動特性情報を得ることはできないが、何らかの異常を翼の振動特性変化から検知する用途へは適用可能であることが確認できる。上述した M.Zielinski⁽²⁾, M.Mercadal⁽³⁾らなどの研究においてもモニタリングパラメータの一つとして Δ TOA トレンドを採用したとの報告がされている。



(a). Just after starting sweep cycle

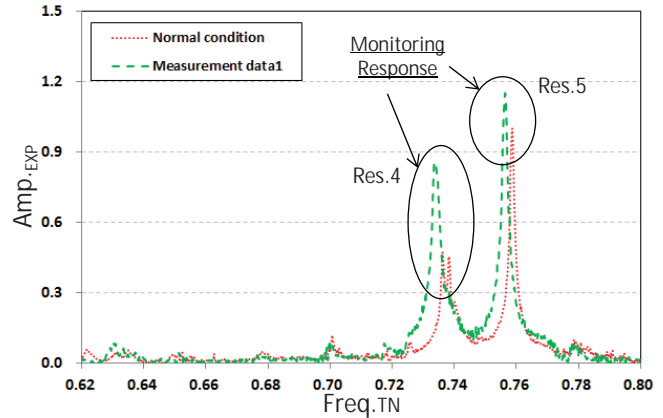


(b). Just before stopping sweep cycle

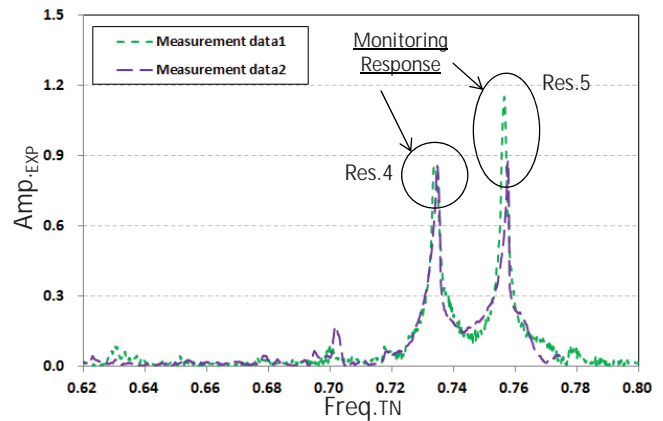
Fig.7 Campbell diagram (Sweep cycle test)

次に正常状態から運転停止に至る過程で、振動応答挙動が顕著に変化したタイミングを抜粋して、損傷翼の NSMS 計測データを応答曲線に変換して比較した(Fig.8)。なお、縦軸は正常状態で計測され

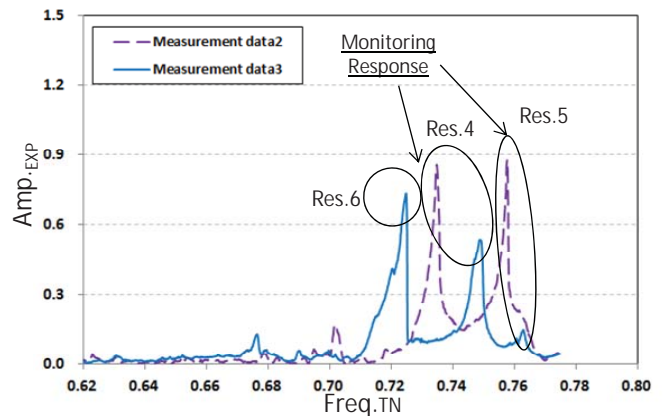
た最大振動変位、横軸は FE 解析結果と比較するため、3.1 で記した Tune model FE 解析結果の最大応答時の周波数で無次元化してそれぞれ Amp_{EXP} , $Freq_{TN}$ とした。振動特性の変化は以下のとおりである。



(a). Timing1 (Normal condition => Incipient crack)



(b). Timing2 (Crack propagation)



(c). Timing3 (Blade failed)

Fig.8 Frequency response (Sweep cycle test)

< 正常状態(Normal condition) >

- $Freq_{TN} = 0.74, 0.76$ で 2 つの顕著な振動応答ピーク (Res.4&Res.5) を確認できる。
- Amp_{EXP} の大小関係は $Res.4 < Res.5$ である。

< Normal condition～Measurement data1 の変化 >

- Res.4&5 の Freq._{TN} が 0.1～0.3%低下する。
- 両 Amp._{EXP} が 1.1～1.8 倍増加する。

< Measurement data1～2 の変化 >

- Res.4&5 の Freq._{TN} が 0.1%程度低下する。
- Res.5 の Amp._{EXP} が 0.75 倍になる。両 Amp._{EXP} の大小関係が変化(Res.4=Res.5)。

< Measurement data2～3 の変化 >

- Res.4&5 の Freq._{TN} が 0.8～1.9%程度上昇する。
- Res.4&5 の Amp._{EXP} が 0.2～0.6 倍となる。
- Freq._{TN}=0.72 付近に新たな振動応答ピークが出現する(Res.6)。

Normal condition から Measurement data1 の変化(Res.4,5)は、Incipient crack model(Res.1,2)で見られる変化量が同等レベルであり、Measurement data1 は初期き裂状態であると推定される。さらに、Measurement data2 から 3 への変化の特徴(共振周波数と振動応答の大小関係変化、新たな振動応答ピークの出現=Res.6)は実験的に得られたこれら傾向を FE 解析と比較すると、Defect model と一致することがわかった。このことから Measurement data3 は損傷状態であると推定できる。

以上のように、遠心圧縮機について実験的に得られた振動特性変化の傾向は FE 解析で予測された傾向と良い一致を示し、NSMS 計測によって振動特性の変化をモニターすることで、翼のき裂発生から損傷に至る過程が把握可能であること、当該技術の翼のき裂検知適用に関して十分な可能性をもっていることが確認できた。

4. まとめ

非接触翼振動計測技術のき裂検知適用への可能性を実験的に検証するべく、社内試験で損傷実績のある遠心圧縮機を対象として歪ゲージ計測との同時計測によるき裂検知検証試験を実施した。

検証試験にあたり、正常状態からき裂発生、進展、損傷までの各過程を模擬した FE 解析モデルを用いて周波数応答解析を実施し、振動特性(応答周波数や振動応答レベル)の変化傾向を調査した。

さらに、NSMS 計測による振動サーベイ結果と比較し、9EO 上の 2 つの振動応答をモニタリング対象として決定した。これらに対する共振周波数、振幅から変換した最大応力発生位置における応力値を SG 計測結果と比較すると、周波数の差が 0.1%、応力値の差が約 4～12%となった。

き裂検証試験では、軸振動や翼振動モニタリング値に明確な変化が現れた時点で中断し、運転停止前後の NSMS 計測データから翼振動特性の変化を明らかにした。FE 解析結果と比較した結果、初期き裂、損傷状態を模擬した FE モデルによる解析結果と振動特性変化の傾向がよく一致していることが判明し、NSMS 計測によるき裂検知が可能であることを実証できた。

参考文献

- 1) 日本ガスタービン学会：特集「ガスタービンにおけるモニタリング技術の進化について」、日本ガスタービン学会誌, Vol.42, No.2, Mar 2014.
- 2) M.Zielinski, G.Ziller：Noncontact crack detection on compressor rotor-blades to prevent further damage after HCF-Failure, RTO-MP-AVT-121 Paper 19, NATO, 2005.
- 3) M.Mercadal, A.Von Flotow, P.Tappert：Damage identification by NSMS blade resonance tracking in mistuned rotors, IEEE Aerospace conference proceedings, Vol.7,2001
- 4) 金子康智,飯塚信也：改良少数点法を利用した可搬型非接触翼振動計測システムの開発, 機械力学・計測制御講演論文集：D & D 2001(abstract), 201.
- 5) S.Heath, M.Lmergun：A review of analysis techniques for blade tip-timing measurements, Proceedings of ASME, 97-GT-213.
- 6) Li.Hongkun, Z.Xuefeng：Experimental investigation on centrifugal compressor blade crack classification using the squared envelope spectrum, Sensors 2013, ISSN1424-8220.
- 7) V.Kharyton, J.P.Laine：Cracked blade detection from bladed disk forced response, proceedings of ASME Turbo expo 2009, GT2009-59598.
- 8) 下原直人,村江祥太,服部博明：遠心圧縮機の翼振動に関する研究 - ミスチューン応答特性の実験的評価 -, 日本ガスタービン学会誌, Vol.42 No.4 2014.7.

発電用 1,300°C級ガスタービン動翼の経年劣化評価

伊藤 明洋（中部電力）

Evaluation of long-term degradation of 1,300°C-class gas turbine blades for power generation

Akihiro ITO (Chubu Electric Power Co., Inc.)

ABSTRACT

It is important to examine how long-term operation affects mechanical properties of blade materials to maintain the integrity of gas turbines. The present blades in the 1,300°C-class gas turbines for power generation are consisted of thin structures made from Ni-based superalloys. Therefore, it could be difficult to evaluate mechanical properties using standard testing methods by normal sized specimens. To evaluate the degree of long-term degradation of the serviced blades, miniature sized specimens were prepared for destructive inspections. The results showed that degradation due to the long-term operation of the investigated blades was insignificant and thus a possibility of continued operation was confirmed.

Key words: Gas turbine, Blade, Degradation, Destructive inspection, Mechanical property, Miniature testing

1. はじめに

ガスタービン高温部品（動翼，静翼，燃焼器等）は使用環境が厳しく，き裂や酸化減肉などの損傷や強度低下などの劣化が発生することから，定期的な修理や取替が必要となっている。このことから，部品の経年劣化を的確に評価し，余寿命を予測できれば，部品の信頼性向上および取替時期の合理化などによる保守費用削減が期待できる。

発電用 1,300°C級ガスタービン動翼ではフィルム冷却の採用などによりメタル温度の低減が図られる一方，薄肉構造となっていることから標準サイズ試験片の採取が困難になり，動翼の健全性確認や経年劣化評価が難しくなっている。

そこで，本研究では，実機運転後の薄肉構造の動翼を供試材とし，断面組織観察および小型試験片による強度試験などの破壊調査を行った。また，断面組織観察結果からメタル温度推定を行い，これらの結果から供試材の経年劣化を評価した。

2. 供試材および実験方法

2.1 供試材

本研究に用いた供試材は，1,300°C級ガスタービンで約 8 年間使用し取替えた第 1 段動翼である。母材は Table1 に示す一方向凝固 Ni 基合金であり，翼有効部，プラットホーム部および翼先端部には遮熱コーティング（TBC：Thermal barrier coating）が施工されている。

2.2 実験方法

断面組織観察では，供試材各部の光学顕微鏡および走査型電子顕微鏡（SEM）による断面マイクロ組織観察を行い，組織変化に基づく供試材のメタル温度推定を行った。

強度試験では，平行部 3.2mm^W×全長 40mm^L×厚さ 1.5mm^tの板状試験片および Fig.1 に示す平行部 φ1mm×全長 24mm^L 試験片を，供試材各部分から翼長（凝固）方向で採取し，クリープ破断試験，低サイクル疲労試験を行った。

クリープ破断試験は，JIS Z 2271 および微小サンプルクリープ試験法標準²⁾を参照し，大気中，980°C×180MPa で実施した。

低サイクル疲労試験は，JIS Z 2279 を参照し，850°C，大気中，ひずみ制御（GL=2mm），三角波，制御比 R=-1，試験速度 0.1%/s で試験を実施した。

Table 1 Chemical composition of the blade. (wt.%)

Ni	Cr	Co	Ta	W	Al	Ti	Mo	C
Bal.	13.3	10.0	4.8	4.6	4.0	2.4	1.7	0.08



Fig.1 Specimen shape of low-cycle fatigue tests (mm)

3. 実験結果および考察

供試材は、翼有効部腹側において黒色部が観察され、翼先端部や前縁部において TBC の僅かな剥離が認められたが、概ね損傷は軽微であった。

Fig.2 に翼有効部 TBC の光学顕微鏡断面組織を示す。トップコート表層部で亀裂が観察されたが、母材への進展は認められなかった。トップコート／ボンドコート界面部では、厚さ $1\mu\text{m}$ 程度の熱成長酸化物 (TGO : Thermally Grown Oxide) が観察された。なお、翼有効部の内部冷却流路や翼面冷却孔に亀裂は認められなかった。

Fig.3 に翼有効部 (50%高さ) 腹側における母材の断面 SEM 組織を示す。Fig.3(a)に示す肉厚中央部では、粒内析出物 (γ 相) の形状はシャンク部における γ 相の形状と大差なく、経年使用に伴う顕著な形状変化は認められなかった。一方、Fig.3(b)に示す燃焼ガス側表面近傍では、 γ 相に僅かな凝集・粗大化が認められた。 γ 相の粒径³⁾、TGO および TGO に隣接するボンドコートの外面 Al 低下層の厚さ⁴⁾を測定し、動翼が運転中に曝される温度を各々の測定値より推定した。その結果、いずれの手法でもメタル温度は翼有効部 50%高さ前後で比較的高く、最高で約 750°C と推定できた。

Fig.4 に翼有効部 (50%, 75%高さ) およびシャンク部のクリープ破断寿命を、Fig.5 に翼有効部 (5%高さ) およびシャンク部の低サイクル疲労寿命を示す。翼有効部のクリープ破断寿命および低サイクル疲労寿命はいずれもシャンク部の寿命のばらつき範囲内であり、翼有効部の寿命低下は認められなかった。

翼有効部の寿命低下が認められなかった理由として、運転中の翼有効部のメタル温度は全般的に 750°C 以下と低く、母材の組織変化や強度低下が軽微であったことが要因と考えられる。

4. まとめ

運転後の $1,300^\circ\text{C}$ 級ガスタービン第1段動翼を供試材とし、破壊調査を実施した結果、翼有効部の損傷や組織変化は軽微で、強度低下は認められなかったことなどから、運転に伴う動翼の経年劣化は軽微と評価できた。

参考文献

- 1) 伊藤：ミニチュア試験法によるガスタービン燃焼器の劣化評価，日本材料学会第 63 期学術講演会，105 (2014)。
- 2) 微小サンプルクリープ試験法標準，日本材料学会 (2012)。
- 3) 吉岡，岡部，斎藤，藤山，岡村：組織変化に基づく

ガスタービン動翼の運転温度推定法の検討，材料，Vol.45 (1996) pp.699-704。

- 4) 岡田，久松，藤岡：ガスタービン用コーティングの組織変化を用いた温度推定法の開発，電力中央研究所報告，Q08015 (2008)。

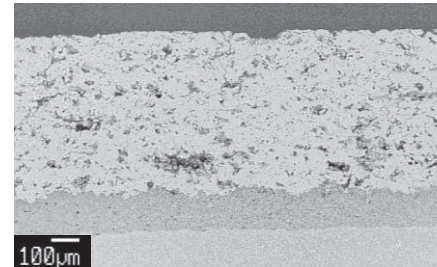
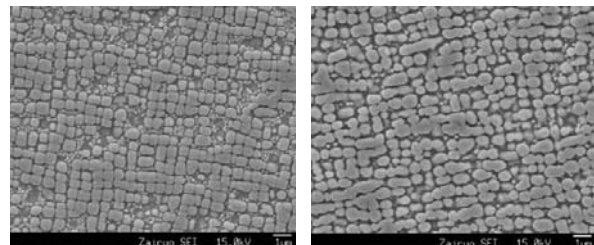


Fig.2 Optical micrographs on cross section of TBC at 50% height of the airfoil near leading edge



(a) Mid position (b) Near surface

Fig.3 SEM micrographs on cross section of substrate at 50% height of the airfoil suction side

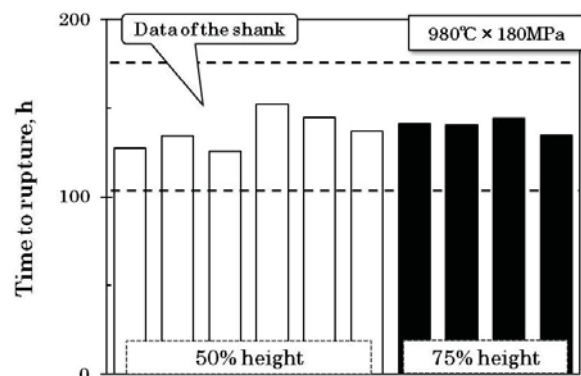


Fig.4 Creep rupture life of the blade

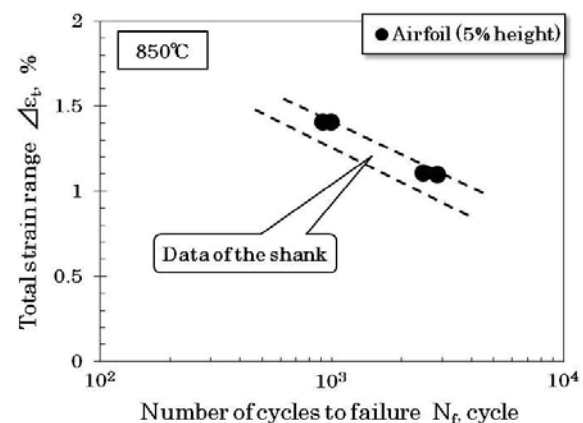


Fig.5 Low-cycle fatigue life of the blade

実機使用した単結晶 Ni 基超合金の第一段高圧タービン動翼 先端部の単純時効に伴う γ' 相の形態変化

*三浦 信祐（防衛大），山本 詩歩（東北大・院），近藤 義宏（防衛大）

Microstructure of γ' Precipitates in the Tip Part of a First Stage High Pressure Turbine Blade of a Single Crystal Ni-based Superalloy after Service and Following Aging

*Nobuhiro MIURA(NDA), Shiho YAMAMOTO(Tohoku Univ.) and Yoshihiro KONDO(NDA)

ABSTRACT

The morphology of γ' precipitates of a nickel-based superalloy serviced in the middle part of a 1st HPT blade of a jet engine was investigated before and after aging to estimate the temperature and the stress distribution, and the stress directions in service. After serviced blade, most of the γ' precipitates remained cuboidal in shape at the internal cooling channel side. However, rafted γ/γ' structures formed as the parallel to (010) at the vicinity of coating layer of the pressure side. After simple aging, the rafted γ/γ' structures appeared in the direction parallel to the blade surface at all portions of the leading edge, while at the internal cooling channel side of the all portions, the γ' precipitates were coarsened. Consequently, very complicated stresses is load on the blade in service, and the stress direction and stress distribution are different by the part and portions.

Key words: 1st High pressure turbine blade, Rafted γ/γ' structure, Single crystal Ni-based Superalloy,

1. はじめに

ジェットエンジンの稼働中，温度，応力の両面からみて最も過酷な条件に曝される第一段高圧タービン動翼（以下，動翼とする）には，高温において優れたクリープ，疲労特性および熱疲労特性等を有する単結晶 Ni 基超合金が多用されている¹⁾³⁾。近年，エンジンのさらなる安全性の向上およびレアメタルの価格高騰等の要因により，動翼の長寿命化が強く求められている。そのためには，新たな合金の開発とともに，余命推定技術の確立が急務となっており，実機稼働環境の把握が重要となっている。しかし，稼働中の動翼は高温下で高速回転するため，動翼が曝されている温度，応力の実測は困難である。

ところで，単結晶 Ni 基超合金の強化相である立方体状の γ' ($\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$) 相は高温にて[001]の引張応力が負荷されると，応力軸に対して垂直方向，すなわち，(001)に沿って板状のラフト構造を形成する⁴⁾⁷⁾。さらに，ラフト化は温度，応力および時間に依存する⁹⁾。近年，この γ' 相の組織形態変化に関する知見に基づいた動翼の実機稼働環境を推定する研究が行われてきた⁸⁾¹⁰⁾。

これまで著者らは，ジェットエンジンの第一段高圧タービン動翼にて実機使用した単結晶 Ni 基超合金について，詳細な組織観察を行った。その結果，表面近傍での γ' 相の形態は部位により大きく異なり，これに基づき稼働中の温度および応力分布の定性的な推定が可能である

ことを示した。さらに，多くの部位で動翼表面と平行な板状ラフト構造の形成が認められたことから，動翼表面の大部分での主応力は熱応力であり，その方向は動翼表面に対し垂直であることを示唆した⁸⁾。これらの結果に基づき，動翼には表面近傍のみならず表面から冷却孔方向への母材内部においても熱応力に起因した複雑な温度，応力分布が予測されることから，前報において，動翼中央部，母材内部での(001)および(100)両面の詳細な組織観察を実施した。その結果，母材内部においても部位により γ' 相の形態が著しく異なり，さらにはラフト構造の形成方向にも差異が生じ，組織学的観点から複雑な応力状態となっていることを示した。しかし，背側の母材内部では γ' 相は大半が初期組織と同様の立方体状であり， γ' 相の形状のみに基づいた応力分布の推定は困難であることも明らかとなった¹⁰⁾。

ところで，クリープひずみをあらかじめ与え， γ' 相が立方体状を保っている単結晶 Ni 基超合金に単純時効を施した場合， γ' 相は時効時間の増加に伴い，負荷応力の履歴方向に対し垂直方向にラフト構造を形成し，その完成度は負与されたひずみが大きいほど高くなる。一方，未使用材に単純時効した場合， γ' 相はラフト化せず，〈100〉へ連結，凝集粗大化することが明らかとなっている¹¹⁾。この知見に基づけば，実機使用した動翼に単純時効を施すことで，母材内部において γ' 相が立方体状を保

っていた部位の応力履歴に対応した γ' 相の形態変化，特にラフト構造を形成する可能性がある。

そこで本研究では，実機使用した単結晶 Ni 基超合金の第一段タービン動翼について，稼動中高温条件となる動翼先端部，各部位のコーティング層と母材との界面から冷却孔方向へ，(001)および(100)両面の詳細な組織観察を行うとともに，1273Kの単純時効を施し，時効に伴う γ' 相の形態変化を観察し，各部の温度，応力分布および応力方向の推定を試みる。

2. 供試材および実験方法

供試合金は，精密鋳造により結晶成長方向である長手方向を[001]とした空冷，中空の単結晶動翼に溶製した後，所定の溶体化および時効処理を施した単結晶 Ni 基超合金である。供試材はジェットエンジンの第一段高压タービン動翼，数千時間実機使用材より X線ラウエ背面反射法を用いて二次方位の[100]を決定し，リーディングエッジとトレーリングエッジの先端を結ぶ直線に対し，先端部から見て[100]が 23°反時計方向に回転しているものを使用した。なお，動翼の寸法は，全長約 78mm，最大幅 44mm である。動翼表面には遮熱コーティングが施してある。組織観察用試料は動翼エアfoil部先端より約 5.5mm の部位について，動翼長手方向と垂直な(001)を放電加工機により切り出した。その後リーディングエッジから約 7mm 間隔で(100)と平行に切り出した。組織観察は，各部位の腹および背側のコーティング層と母相との界面から冷却孔に向かってそれぞれほぼ 5 分割した位置の(001)および(100)について，電解放出型走査電子顕微鏡 (FE-SEM) を用いて行った。その後，各試験片に 1273K， 2.52×10^6 s 単純時効を施し，同一部位について SEM 観察を実施した。

3. 実験結果

3.1 先端部各部位の(001)および(100)の γ' 相の形態

3.1.2 腹側における γ' 相の形態

動翼先端部各部位における SEM 観察を行った。始めに腹側のリーディングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.1 に示す。なお，写真正面が(001)，右手側が(100)，写真下辺がコーティング層側としている。コーティング層近傍では， γ' 相は(001)において[010]に，(100)では[001]に連結し，ラフト構造の形成が始まっている (Fig.1-(a))。コーティング層近傍より 0.2 および 0.5mm 部では， γ' 相は(001)では[100]へ，(100)では[001]へ数個程度連結し始めている (Fig.1-(b))。一方，冷却孔側では， γ' 相は角が取れ丸みを帯びた立方体状をしている (Fig.1-(c), (d))。

リーディングエッジより 15mm 部のコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.2 に示す。コーティ

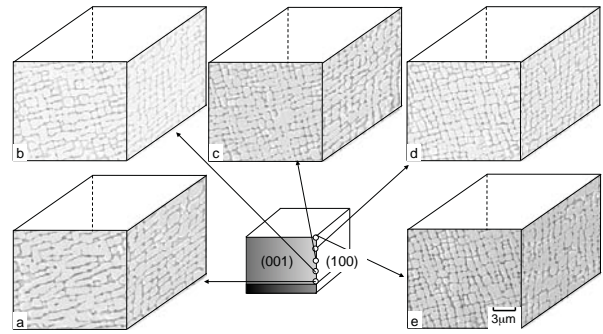


Fig.1 腹側リーディングエッジの(a)コーティング層近傍，(b)コーティング層より 0.2mm，(c)0.5mm，(d)0.7mm および(e)冷却孔近傍における SEM 組織

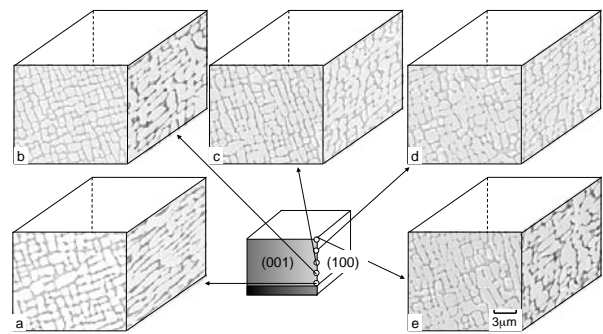


Fig.2 腹側リーディングエッジより 15mm 部の(a)コーティング層近傍，(b)コーティング層より 0.2mm，(c)0.4mm，(d)0.5mm および(e)冷却孔近傍における SEM 組織

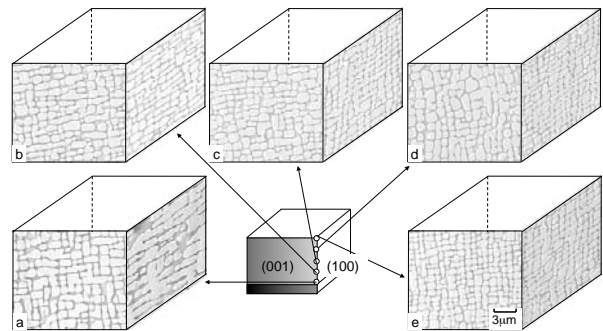


Fig.3 腹側トレーリングエッジの(a)コーティング層近傍，(b)コーティング層より 0.2mm，(c)0.4mm，(d)0.5mm および(e)冷却孔近傍における SEM 組織

ング層側の(100)では γ' 相は(010)と平行な板状のラフト構造を形成している (Fig.2-(a), (b))。コーティング層から 0.4mm 部では γ' 相は(001)では[100]および[010]へ，(100)では[001]および[010]へ連結している (Fig.2-(c))。トレーリングエッジ側ではいずれの面においても(010)に沿った γ' 相の連結がわずかに認められる (Fig.2-(d), (e))。

トレーリングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.3 に示す。コーティング層近傍の(100)では 15mm 部と同様，(010)に沿った板状ラフト構造が観察される (Fig.3-(a))。コーティング層から 0.2mm の部位では γ' 相が(010)に沿って数個連結を開始している (Fig.3-(b))。しかし，その他の部位では γ' 相は角が取れ丸みを帯びた立方体状をしている (Fig.3-(c)~(e))。

3.1.2 背側における γ' 相の形態

次に、動翼先端部背側の各部位における SEM 観察を行った。背側のリーディングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.4 に示す。なお、写真正面が(001)、右手側が(100)、写真上辺がコーティング層側とした。コーティング層界近傍の(100)では(010)に沿った完成度の低いラフト構造が認められる。しかし、(001)では γ' 相は[100]および[010]に連結している(Fig.4-(a))。一方、他の部位では、 γ' 相は(100)において(010)に沿って 2, 3 個程度連結し、(001)では角が取れ、丸みを帯びた形状をしている(Fig.4-(b)~(e))。

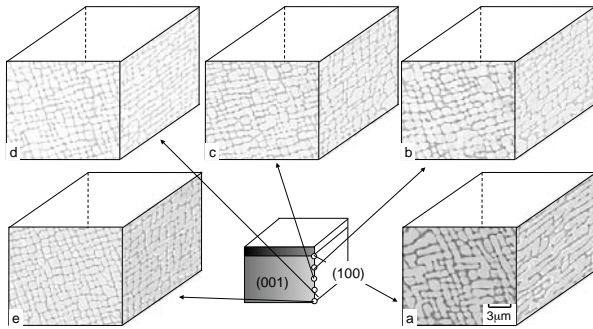


Fig.4 背側リーディングエッジの(a)コーティング層近傍、(b) コーティング層より 0.5mm, (c)1.0mm, (d)1.5mm および(e)冷却孔近傍における SEM 組織

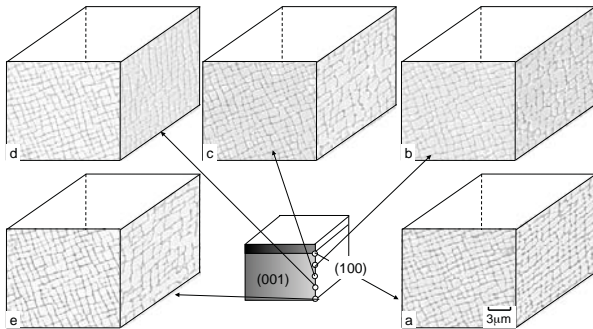


Fig.5 背側リーディングエッジより 15mm 部の(a)コーティング層近傍、(b) コーティング層より 0.3mm, (c)0.6mm, (d)0.9mm および(e)冷却孔近傍における SEM 組織

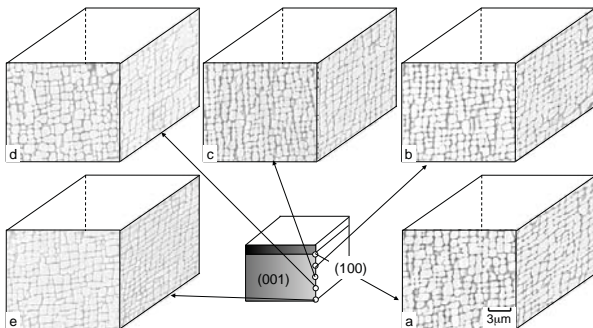


Fig.6 背側トレーリングエッジの(a)コーティング層近傍、(b) コーティング層より 0.2mm, (c)0.4mm, (d)0.6mm および(e)冷却孔近傍における SEM 組織

リーディングエッジより 15mm 部のコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.5 に示す。コーティング層近傍、母材内部および冷却孔近傍いずれの部位に

おいても、 γ' 相は大半が立方体状を維持している。しかし、 γ/γ' 相界面は他の部位に比べ凸凹している。

トレーリングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.6 に示す。コーティング層近傍から内部冷却孔へかけて、いずれの部位、観察面においても γ' 相の大半は立方体状であるものの、角が取れ、丸みを帯びた形状を示している。

3.2 2.52×10^6 s 単純時効後の各部位における(001)および(100)の γ' 相の形態

前節までに、動翼の部位およびコーティング層から冷却孔方向への距離によって、 γ' 相の形状に差異が生じ、コーティング層近傍では、ラフト構造の形成が認められた。一方、内部冷却孔へ向かうにしたがって、 γ' 相の大半は立方体状を保っており、ラフト構造は形成していなかった。 γ' 相の形態変化、特にラフト化の進展が認められない部位では実機使用中の応力分布の推定は困難である。

ところで、前述したように、単結晶 Ni 基超合金の未使用材に単純時効した場合、 γ' 相はラフト構造を形成せず $\langle 100 \rangle$ へ連結、凝集粗大化する。これに対し、あらかじめクリープひずみを付与しても γ' 相が立方体状を保っている単結晶 Ni 基超合金に単純時効を施した場合、 γ' 相は時効時間に伴い、負荷応力の履歴方向に対し垂直にラフト構造を形成する^{11),12)}。したがって、実機使用した動翼に単純時効を施すことで、応力負荷の程度の差による γ' 相の形状変化が生じ、高い応力が負荷された部位にはラフト構造の形成が期待される。そこで本節では、動翼に負荷される応力およびその方向を推定するため、各試料に 1273K、 2.52×10^6 s 単純時効を施し、単純時効前とほぼ同一部位について、(001)および(100)を観察し、 γ' 相の形態について調べる。

3.2.1 単純時効後の腹側における γ' 相の形態

動翼先端部 2.52×10^6 s 単純時効材の腹側、単純時効前と同一部位における SEM 観察を行った。

2.52×10^6 s 単純時効材腹側のリーディングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.7 に示す。コーティング層近傍およびコーティング層近傍から 0.2 および 0.7mm 部では、(010)と平行な板状ラフト構造を形成している(Fig.7-(a), (b), (d))。内部冷却孔近傍では(001)では γ' 相は粗大化し、(100)では(010)と平行なラフト構造が崩れ始め、 γ' 相が粗大化した形状を示している(Fig.7-(e))。一方、コーティング層近傍から 0.5mm 部では、他の部位とは異なり、(100)で(001)と平行、すなわち動翼と垂直方向へ連結した γ' 相が認められる(Fig.7-(c))。

2.52×10^6 s 単純時効材腹側のリーディングエッジより 15mm 部のコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.8 に示す。コーティング層近傍およびコーテ

ィング層から 0.2mm 部では(010)に沿った板状の完成度の高いラフト構造が形成している(Fig.8-(a), (b))。コーティング層から 0.4 および 0.5mm 部では γ' 相は粗大な立方体形状と $\langle 100 \rangle$ に連結した形状を示している(Fig.8-(c), (d))。内部冷却孔近傍では、 γ' 相は凝集粗大化している(Fig.8-(e))。

2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材腹側トレーリングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.9 に示す。コーティング層近傍では(100)において、(010)に沿った板状ラフト構造が形成し、 γ' 相の一部は[010]へ連結し始めている。一方(001)では大半の γ' 相は[100]および[010]に連結している(Fig.9-(a))。他の部位では γ' 相の大部分が粗大な立方体状を呈している(Fig.9-(b)~(e))。

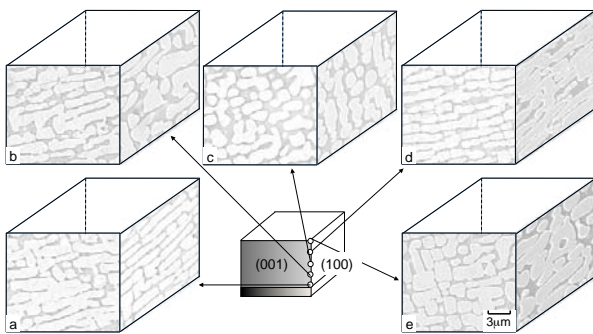


Fig.7 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材腹側リーディングエッジの(a)コーティング層近傍, (b) コーティング層より 0.2mm, (c)0.5mm, (d)0.7mm および(e)冷却孔近傍の SEM 組織

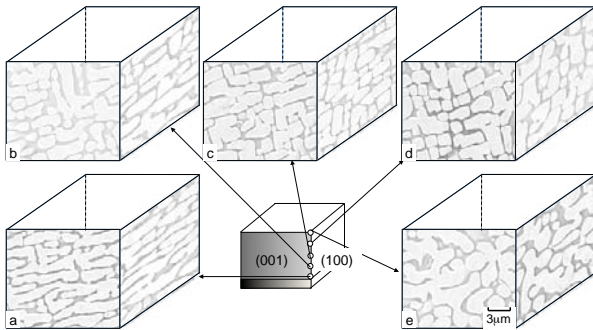


Fig.8 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材腹側リーディングエッジより 15mm 部の(a)コーティング層近傍, (b) コーティング層より 0.2mm, (c)0.4mm, (d)0.5mm および(e)冷却孔近傍の SEM 組織

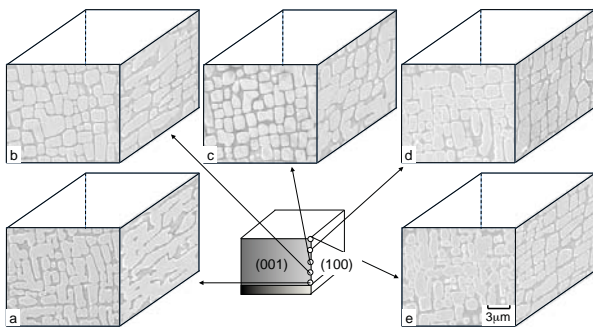


Fig.9 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材腹側トレーリングエッジの(a)コーティング層近傍, (b) コーティング層より 0.2mm, (c)0.4mm, (d)0.5mm および(e)冷却孔近傍の SEM 組織

3.2.2 単純時効後の背側における γ' 相の形態

続いて、動翼先端部 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材の背側、単純時効前と同一部位における SEM 観察を行った。

2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材背側のリーディングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.10 に示す。コーティング層近傍およびコーティング層から 0.5mm の(100)では γ' 相の粗大化が著しい(Fig.10-(a), (b))。コーティング層から 1.0 および 1.5mm 部では粗大な立方体状の γ' 相が認められる(Fig.10-(c), (d))。これに対し、冷却孔近傍では、(100)では(001)と平行なラフト構造を形成し、(001)では γ' 相が粗大化している(Fig.10-(e))。

2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材背側のリーディングエッジより 15mm 部のコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM

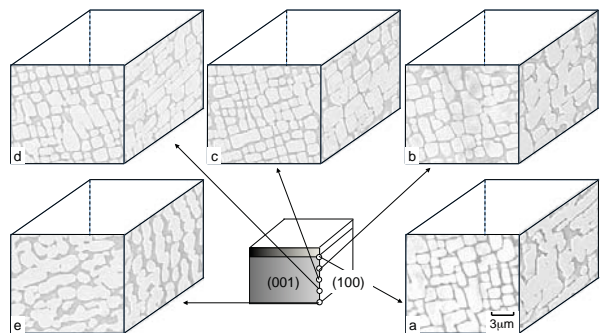


Fig.10 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材背側リーディングエッジの(a)コーティング層近傍, (b) コーティング層より 0.5mm, (c)1.0mm, (d)1.5mm および(e)冷却孔近傍の SEM 組織

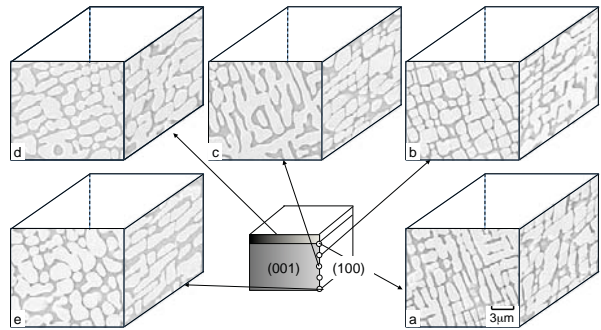


Fig.11 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材背側リーディングエッジより 15mm 部の(a)コーティング層近傍, (b) コーティング層より 0.3mm, (c)0.6mm, (d)0.9mm および(e)冷却孔近傍の SEM 組織

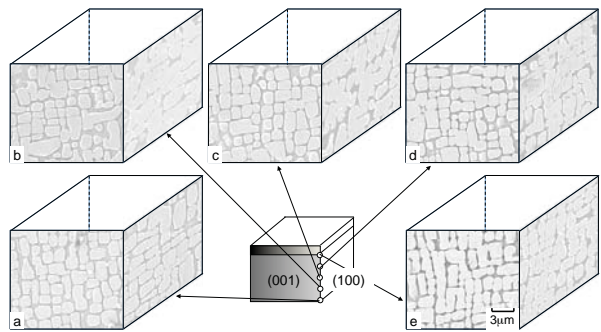


Fig.12 2.52 $\times 10^6$ s 単純時効材背側トレーリングエッジの(a)コーティング層近傍, (b) コーティング層より 0.2mm, (c)0.4mm, (d)0.6mm および(e)冷却孔近傍の SEM 組織

組織を Fig.11 に示す。コーティング層近傍では、(001)において、 γ' 相は十時状に連結し、その γ/γ' 相界面は直線となっているのに対し、(100)では粗大な立方体状を示している(Fig.11-(a))。コーティング層から 0.3mm 部ではコーティング層近傍と反対に、(100)で[001]および[010]に連結した十時型の γ' 相が認められ、(001)においては粗大な立方体状 γ' 相が観察される(Fig.11-(b))。コーティング層から 0.6mm 部では(001)において γ' 相が十時状に連結している(Fig.11-(c))。内部冷却孔側では(100)において γ' 相は[001]に連結し、ラフト構造を形成しているのに対し、(001)では立方体状の γ' 相が丸みを帯びて粗大化している(Fig.11-(d), (e))。

2.52×10^6 s 単純時効材背側のトレーリングエッジのコーティング層近傍から冷却孔近傍の SEM 組織を Fig.12 に示す。全ての部位における(001)では、粗大な γ' 相が丸みを帯びている。一方、(100)では、コーティング層近傍よりコーティング層から 0.4mm 部の範囲で(001)と同様の形態を示すのに対し(Fig.12-(a)~(c))、コーティング層側では、(010)に沿った連結が認められ、完成度の低い粗大なラフト構造の形態を示している(Fig.12-(d), (e))。

4. 考察

4.1 動翼先端部各部の温度分布推定

実機使用材先端部各部位の γ' 相の形態分布を整理するため、 γ' 相の形態を立方体状からラフト構造、そしてラフト構造が崩れているものへと 5 つに分類し、組織分布図を作成した。その結果を Fig.12 に示す。

γ' 相の形態変化は腹側の表面近傍および背側リーディングエッジ側で促進されていることが分かる。特に、腹側リーディングエッジより 15mm 部および背側リーディングエッジでは、冷却孔近傍にまで γ' 相の連結が生じている。一方、背側のトレーリングエッジ側では全面に渡って立方体状を保っていた。観察されたラフト構造は、いずれも(010)と平行方向に板状であった。

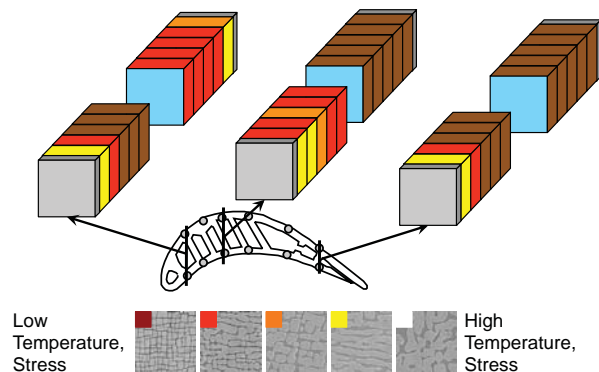


Fig.12 動翼実機使用材先端部の組織分布図

したがって、ラフト化が生じたコーティング層近傍は腹および背側ともに高温条件となっていることが推察さ

れる。また、腹側リーディングエッジより 15mm 部および背側リーディングエッジにおいて、母材内部にまで組織形態変化が生じていたことから、冷却孔近傍まで高温にさらされていると推測される。

4.2 動翼先端部に負荷される応力方向とその大きさ

実機使用材に単純時効を施すことにより、各部位、特に母材内部において γ' 相の形態変化が認められた。単純時効後の γ' 相の形態を実機使用材と同様、5 つに分類し、組織分布図を作成した。その結果を Fig.13 に示す。

リーディングエッジでは、腹側において、内部冷却孔近傍にまでラフト化が進展していた。ラフト構造の形成方向はコーティング層および内部冷却孔側では(010)と平行方向であり、回転による引張応力以上にコーティング層と母材との熱膨張係数の差による熱応力および、あるいは母材内の表面近傍と内部冷却孔付近の温度差による大きな熱応力が生じていたと考えられる。その結果、動翼表面に対し垂直方向の短軸引張および、あるいは多軸の圧縮応力が負荷されたと推論される。一方、母材内部の中央部付近では[001]に対して垂直方向の完成度の低いラフト構造を形成していた。さらに、背側内部冷却孔においても同様の形状を示している。このことは、熱応力以上に動翼長手方向への引張応力が主応力であったことを示唆している。

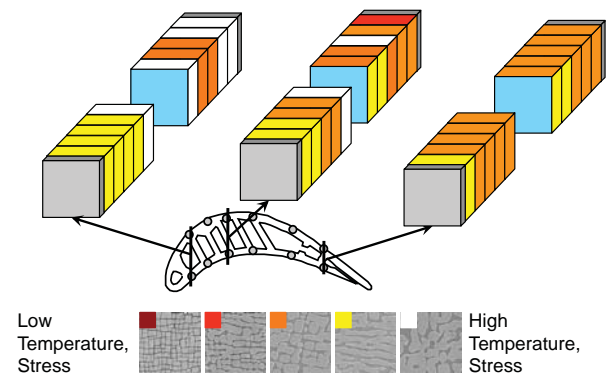


Fig.13 動翼実機使用材先端部、 2.52×10^6 s 単純時効後の組織分布図

腹側リーディングエッジより 15mm 部では、コーティング層側で単純時効によりラフト構造の完成度が向上するものの、その形成部位は実機使用材と同等であった。したがって、コーティング層近傍に強い引張もしくは多軸の圧縮応力が負荷されていると推測される。これに対し、内部冷却孔側では実機使用材で形成された (001)では[100]および[010]へ、(100)では[001]および[010]へ連結した γ' 相の粗大化が進展したものの、形状に大きな差異は認められなかった。このことから、動翼長手方向への引張と熱応力による動翼表面に対し垂直な引張応力が拮抗し、非常に複雑な状態だと考えられる。腹側トレーリ

ングエッジでは単純時効を施しても内部冷却孔近傍は立方体状の γ 相粗大化したのみであり、応力は極めて低いと推測される。

一方、背側リーディングエッジより15mm部およびトレーリングエッジの内部冷却孔側において、立方体状であった γ 相が(010)に平行なラフト構造を形成していた。このことは稼働中、ラフト構造を形成しない1173K以下であるものの、ラフト構造を形成するのに必要な塑性ひずみが、動翼表面に対し垂直方向へ導入されていたことを示している。すなわち、大きな応力が内部冷却孔近傍に負荷されていたことが明らかとなった。一方でコーティング層側では立方体状 γ 相が粗大な形状となったのみであり、応力は極めて小さいと推論される。

以上の結果から、実機使用した動翼に単純時効を施すことで、 γ 相の形態に基づく温度、応力分布およびその方向が定性的に推測可能であることが明らかとなった。

5. 結論

本研究では、実機使用した単結晶Ni基超合金の第一段高压タービン動翼について、先端部各部位の(001)および(100)のコーティング層から冷却孔近傍までの詳細な組織観察を行うとともに、単純時効を施し、時効に伴う前後の γ 相の形状に基づく母材内部の温度、応力分布の推定を試みた結果、以下の結論を得た。

- 1) 腹側表面近傍および背側リーディングエッジでは表面近傍において(010)と平行な板状ラフト構造の形成が認められた。
- 2) 腹側リーディングエッジより15mmおよび背側リーディングエッジでは内部冷却孔近傍にまで γ 相の連結が生じている。
- 3) 単純時効材リーディングエッジでは、腹側において動翼表面に対し平行なラフト構造が内部冷却孔にまで形成し、内部においても大きな熱応力が負荷されている。一方、背側では内部冷却孔近傍にて(001)と平行な板状ラフト構造が認められ、回転による遠心力が主応力であった。
- 4) トレーリングエッジ母材内部では、単純時効を施しても大半の γ 相は粗大な立方体を示していることから、負荷応力は小さい。
- 5) 以上の結果より、動翼の応力環境の推定には単純時効が有効であり、同一断面においても負荷される応力の大きさとその方向および温度分布は大きく異なることが明らかとなった。

参考文献

- 1) 原田広史：学振123委研究報告，Vol.38, No.3(1997), pp.185-196.
- 2) 服部 博：学振123委研究報告，Vol.38, No.3(1997), pp.247-256

- 3) 吉岡洋明：学振123委研究報告，Vol.48, No.2(2007), pp.365-375.
- 4) J. K. Tine and S. M. Copley : Met. Trans, Vol.2, (1971), pp.543-553.
- 5) T. M. Pollock and A. S. Argon : Acta Metall. Mater., Vol.40, (1992), pp.1-30.
- 6) N. Miura, Y. Kondo and T. Matsuo : Proc. of 9th Int'l Conf. on Creep and Fracture Eng. Mat. and Structures 2001, (2001), pp.437-445.
- 7) L. Shin, S. Tian, T. Jin and Z. Hu : Mater. Sci. and Eng. A, 418(2006), pp.229-235.
- 8) 柴崎倫男, 村雲岳郎, 小泉裕, 大沢真人, 原田広史, 杉浦重泰, 今井八郎：日本金属学会講演概要集, (2002), p.154.
- 9) N. Miura, N. Harada, Y. Kondo and T. Matsuo : Proc. of the 8th Int. Conf. on Mater. for Adv. Power Eng., 2002, (2002), pp.235-254.
- 10) 三浦信祐, 山本詩歩, 近藤義宏：第41回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, (2003), p.369.
- 11) N. Miura, K. Nakata, M. Miyazaki, Y. Hayashi and Y. Kondo : Mat. Sci. Forum, Vols. 539-543, (2007), pp.3024-3029.
- 12) 三浦信祐, 近藤義宏, 村田教純：学振123委研究報告，Vol.54, No.1(2013), pp.33-42.

謝辞

本研究はJSPS 科研費24760589の助成を受けたものです。

ガスタービン翼の TBC を対象とした はく離の非破壊検出手法の開発 —適正な検出条件の検討—

*尾関 高行，酒井 英司，藤井 智晴，高橋 俊彦（電中研）

Development of Nondestructive Testing Method for TBC Delamination of Gas Turbine —Study on Appropriate Testing Condition—

*Takayuki OZEKI, Eiji SAKAI, Tomoharu FUJII and Toshihiko TAKAHASHI (CRIEPI)

ABSTRACT

Topcoat delamination of the thermal barrier coatings (TBCs) on the gas turbine hot gas path parts during operation is the most concern. Nondestructive testing method for the delamination of TBCs using laser beam heating had been developed. This method could successfully identify the delamination by detecting the peak temperature and observing the thermal wake on the topcoat surface. However, the wake could not be observed depending on the test conditions. Therefore, the selection method for the appropriate test conditions to get the distinct thermal wake has been developed using the one dimensional unsteady heat conduction analysis which simulates the nondestructive testing method. In this method, numerical analysis is simplified to one dimension with the heating time which is calculated by the laser beam diameter and the laser beam moving rate. This selection method was applied to some topcoat thicknesses and derived the appropriate test condition for each topcoat thickness.

Key words: Nondestructive testing, Thermal Barrier Coating, Delamination

1. はじめに

近年，ガスタービン (GT) の高効率化のために，GT の高温化が進んでおり¹⁾，GT 高温部品の健全性の確保のためには遮熱コーティング (TBC) が必要不可欠である。TBC はセラミックス製のトップコート (TC) と耐食合金製のボンドコート (BC) の 2 層から構成され，遮熱性能の高い TC により基材表面温度を低下させることができる。しかし，TBC は TC と BC の界面付近から横き裂が発生し，はく離につながる恐れがある²⁾。そこで，著者らは一定速度で TC 表面を移動する均一強度のレーザービームによる加熱と，赤外線カメラによる温度計測を組み合わせたはく離の検出手法を開発し，はく離部で発生する温度ピークと赤外線カメラ上に現れる尾を引いた熱像 (残熱像) によりはく離を検出できることを明らかにした³⁾。また，検出条件 (熱流束，ビーム移動速度，ビーム径) や TC 厚さによっては，残熱像の尾の長さが異なり，はく離が検出されない恐れがあることも判明した。そのため，

本報では，尾が長い明確な残熱像を得るために，適正な検出条件を選定する手法について検討した結果を紹介する。

2. 凡例

記号

c	: 比熱 J/(kg·K)
d	: ビーム径 m
q	: 熱流束 W/m ²
t	: 時間 s
t_h	: 加熱時間 s
T	: 温度 K
T_0	: 初期温度 298.15K
v	: ビーム移動速度 m/s
z	: TBC 厚さ方向の長さ m
α	: 熱拡散率 m ² /s
γ	: 残熱率
η	: 無次元温度
λ	: 熱伝導率 W/(m·K)
ρ	: 密度 kg/m ³
τ	: 無次元時間

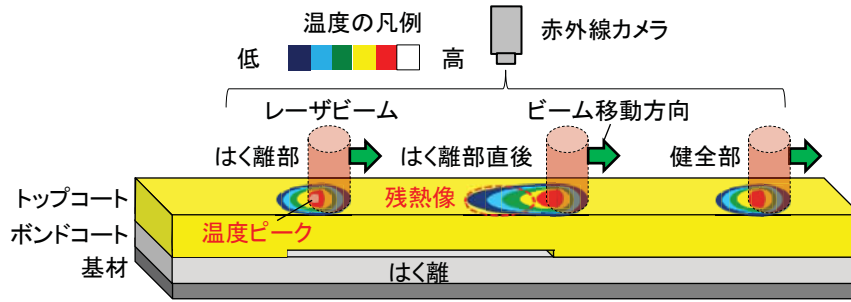


Fig. 1 Basic concept of nondestructive testing method for TBC delamination

添え字

- d : はく離部
- n : 健全部
- max : 最大値

関数

$$\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-u^2) du$$

3. 検出原理

検出原理の概略を図 1 に示す。加熱用のレーザービームを TBC 上で走査し、TC 表面温度を赤外線カメラで計測すると、はく離部では空気を含有するはく離層が遮熱層となるため、TC 表面から内部への伝熱が阻害され、健全部よりも温度が高くなる。すなわち、各 TC 表面の最高温度と位置座標をコンター図としてまとめると、はく離部は周囲の健全部よりも温度が高く、温度ピークが生じる。また、はく離部をビームが通過した直後では、同様にはく離層のために基材側への伝熱が阻害され、TC 表面温度が下がりにくい。そのため、赤外線カメラの熱画像上では、尾を引いた熱像である残熱像が観察される。この温度ピークと残熱像により、はく離を検出することが可能となり、尾が長い残熱像であるほど、明確にはく離を検出しやすい。

4. 検出条件の検討

4.1 検出条件の選定手法

TC 厚さや検出条件により、残熱像の尾の長さは異なると考えられるため、明確な残熱像が得られる条件を検討する必要がある。そこで、検出原理をモデル化した非定常熱伝導解析により、レーザービーム加熱時の TC 表面温度を求めることで、適正な検出条件を検討した。ただし、残熱像は定性的な温度分布で検討可能であり、効率化のために、式(1)で表される TBC 厚さ方向の非定常一次元熱伝導解析をはく離がある場合（はく離部）とない場合（健全部）にそれぞれ適用した。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1)$$

図 2 に示したように、TC 表面上の検出点は、ビームが通過する間のみ加熱される。そのため、ビーム移動速度とビーム径から求められる加熱時間 ($t_h = d/v$) をパラメータとして、TC 厚さ毎に TC 表面温度を解析した。

式(1)に示した非定常一次元熱伝導方程式より、熱拡散率が一定の半無元固体の表面を熱流束 q でステップ状に加熱したときの温度変化は以下の式(2)で求まる⁴⁾。

$$T - T_0 = \frac{2q\sqrt{at}}{\lambda} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{4at}\right) - \frac{z}{2\sqrt{at}} \text{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) \right] \quad (2)$$

温度差 ($T - T_0$) は、初期温度からの温度差を表す。ここで、最大温度差 ($T_{max} - T_0$) を用いると式(2)は以下の式に変形できる。

$$\frac{T - T_0}{T_{max} - T_0} = \exp\left(-\frac{z^2}{4at}\right) - \frac{z\sqrt{\pi}}{2\sqrt{at}} \text{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) \quad (3)$$

式(3)にはレーザー出力を表す熱流束が含まれておらず、加熱面の最大温度差で無次元化することで、固体内の無次元化した温度差は、熱流束によらず常に一定となる。そのため、熱流束は TC 内部温度に定量的な変化は与えても、定性的な影響はないといえる。そこで、本報ではレーザー出力はパラメータとせず一定値とし、温度差を最大温度差で無次元化することとした。

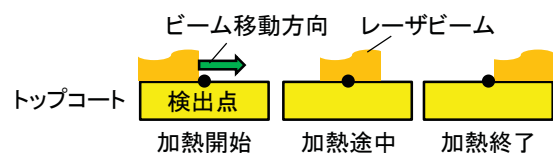


Fig. 2 Schematic of heating time on the testing point

Table 1 Test condition for the one dimensional unsteady heat conduction analysis

レーザービーム熱流束	$3.0 \times 10^5 \text{ W/m}^2$
はく離高さ	$5 \times 10^{-6} \text{ m}$
BC 厚さ	$150 \times 10^{-6} \text{ m}$
基材厚さ	$5 \times 10^{-3} \text{ m}$
基材表面放熱 (自然対流 ⁷⁾)	$5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
TC 表面放熱 (自然対流 ⁷⁾)	$5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

Table 2 Test parameters of TC thickness and heating time

TC 厚さ $\times 10^{-6} \text{ m}$	200, 300, 400, 500
加熱時間 s	0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0

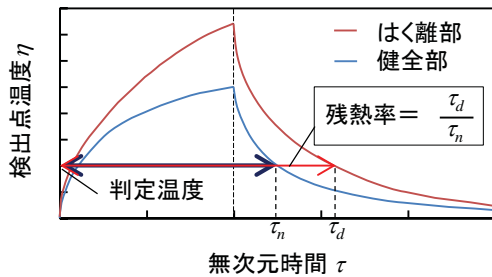


Fig. 3 Comparing analysis result for delamination part to non-delamination part

4.2 選定手法の適用と適正な検出条件の導出

解析条件およびパラメータを表 1, 表 2 にそれぞれ示す。TBC は TC に YSZ を, BC に CoNiCrAlY を, 基材に Inconel738LC を想定し, はく離は静止した空気層としてモデル化し, 物性値は文献⁴⁾⁻⁶⁾の通りとした。

図 3 に解析結果の概略を示す。縦軸は, 健全部の最大温度差 ($T_{n,max} - T_0$) で無次元化した温度,

横軸は加熱時間 (t_h) で無次元化した時間をそれぞれ用いた。図 3 の同じ温度に降下するまでの時間において, 健全部に対するはく離部の割合が大きいほど, 残熱像の尾が長い明確な残熱像となる。したがって, 加熱後に同じ無次元温度 (判定温度) に降下するまでの無次元時間を, はく離部と健全部で比較したものを残熱率 ($\gamma = \tau_d / \tau_n$) とすると, 明確な残熱像を得るには, 残熱率が最大となる検出条件を求める必要がある。

図 4 は判定温度を無次元温度 0.4 (赤外線カメラで表示される色を無次元温度 1.0 までにおいて 5 分割した場合の中間色の下限值) として求めた各検出条件における残熱率のコンター図である。TC 厚さが $200 \mu\text{m}$ においては, 加熱時間 0.1s のときが最も高い残熱率となり, 加熱時間が長くなるほどに残熱率は低下した。図 4 中の D に示した通り, 同じビーム径であれば, 加熱時間が長くなるほどビーム移動速度は遅くなるため, TC 表面温度が判定温度に降下する間にビームが移動する距離は短くなり, 残熱率も低下する。

一方で, TC 厚さ $500 \mu\text{m}$ に対して加熱時間 0.1s を適用すると, 残熱率はほぼ 1 となった。図 4 中の A に示した通り, この時の TC 表面温度の時間変化ははく離部と健全部でほぼ一致しており, はく離に熱が十分に到達して影響が現れるまでに加熱が終了している。そのため, 加熱時間を長くする必要はあるが, 長くしすぎると TC 厚さ $200 \mu\text{m}$ と同様に残熱率は低下する。これらの結果から, 各 TC 厚さの最大残熱率は, 加熱時間に対して, ピークを持つことが分かる。

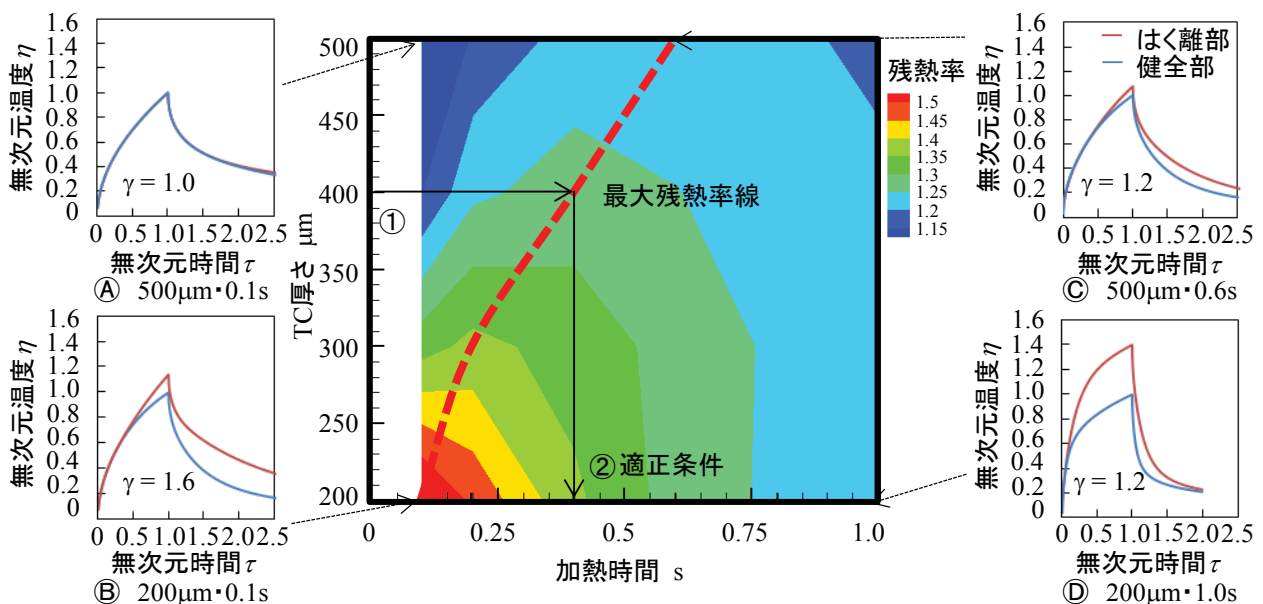


Fig. 4 Calculation results of various testing conditions

各 TC 厚さの最大残熱率を図示したものが図 4 中の最大残熱率線である。TC 厚さを非破壊計測⁸⁾した後に、得られた TC 厚さと最大残熱率線により、適正な加熱時間を選定することができる。

5. まとめ

一定速度で TC 表面を移動する均一強度のレーザビームによる加熱と、赤外線カメラによる温度計測を組み合わせたはく離の検出手法について、非定常一次元熱伝導解析を用いて、はく離に特有の残熱像が明確に得られる検出条件を選定する手法を検討した。一定のレーザ出力に対して、ビーム移動速度とビーム径で決定される検出点の加熱時間をパラメータとして、検出手法をモデル化した非定常一次元熱伝導解析をはく離部と健全部に適用した。それぞれの温度変化を明確な残熱像の指標となる残熱率で比較した結果、TC 厚さ毎に残熱率が最大となる検出条件を明らかにし、TC 厚さを非破壊検査することで適正な検出条件を選定できることを明らかにした。

参考文献

- 1) 伊藤栄作,塚越敬三: ガスタービン高温化技術の開発, 日本ガスタービン学会誌, Vol.37, No.2 (2009) pp.47-53.
- 2) 伊藤明洋: ガスタービン遮熱コーティング (TBC) のはく離寿命評価 TBC 補修実施時期の最適化を目指して, 中部電力技術開発ニュース, Vol.121 (2006) pp.21-22.
- 3) 藤井智晴, 岡田満利, 福地哲生, 尾関高行, 森田聡: ガスタービン用遮熱コーティングを対象としたはく離の非破壊検出手法の開発—手法の提案と適用性の評価—, 電力中央研究所 研究報告 M12002, (2013).
- 4) 日本機械学会: 伝熱工学資料改訂第 5 版, 日本機械学会, (2009), p.12, p.295-296.
- 5) 藤井智晴, 尾関高行, 酒井英司, 福地哲生, 布施則一: ガスタービン翼を対象とした TBC 遮熱性能非破壊評価法の開発—TBC 施工動翼を対象とした熱抵抗の推定値の精度検証—, 電力中央研究所 研究報告 M11009, (2012).
- 6) 藤井智晴, 高橋毅: ガスタービン用コーティング層の熱特性—第 1 報 コーティング層と耐熱超合金の熱物性測定および新旧材の比較—, 電力中央研究所 研究報告 W97017, (1998).
- 7) 日本機械学会: JSME テキストシリーズ伝熱工学. 日本機械学会, (2005), P.9.
- 8) 例えば, 福地哲生, 布施則一, 高橋紹大, 岡田満利, 藤井智晴, 藤岡照高: テラヘルツ波を用いたガスタービン用遮熱コーティングの非破壊検査技術の開発—トップコート膜厚測定への適用—, 電力中央研究所 研究報告 H10003, (2011).

高効率ガスタービン動翼用ニッケル基超合金の開発

* 小熊 英隆，種池 正樹，岡田 郁生（三菱重工業(株)）
原田 広史，横川 忠晴（(独)物質・材料研究機構）

Development of Heat Resistant Superalloy for High Efficiency Gas Turbine blade

* Hidetaka OGUMA, Masaki TANEIKE, Ikuo OKADA (MHI)
Hiroshi HARADA, Tadaharu YOKOKAWA (NIMS)

ABSTRACT

In collaboration research between NIMS and MHI, Ni base single crystal alloy which have fine material properties and is expected to be used for 1700 deg-C class gas turbine have been developed. In this project, research and development for directional solidifying technology and estimation of long term material stability is now in practice as advanced research leading to mass production technology development. For practical application of candidate alloy, fine material property even in large size turbine blade castings. Thermo-mechanical fatigue property of large scale castings with heat treatment in mass-production furnace was evaluated. Meanwhile material properties of single crystal alloy are severely affected by crystal defects. Development of casting technique including defect predicting technology was also carried out, and it was confirmed that the analysis result have good agreement with experiments in cylindrical shape casting test.

Key words: Superalloy, Turbine, Single crystal, Crystal orientation, Thermo-mechanical fatigue

1. はじめに

世界的なエネルギー需要は中国，インドなどのアジアを中心に近年著しく増加しており，2035年の世界エネルギー消費は2010年時と比して約1.5倍に増加すると予測されている。エネルギー自給率が10%に満たない我が国においてはエネルギーの有効活用ならびに環境負荷の低減が急務である。とりわけ，現在日本の電源構成の約9割を火力発電が占めており，その発電効率の向上への取り組みが求められている。我が国のLNG火力発電は既に世界最高レベルに達しているが，更なる発電効率の向上を目指して2004年度からは国家プロジェクト「1700℃級ガスタービン要素技術開発」が開始されている。本国家プロジェクトでは，1700℃級ガスタービンの実現に不可欠な各種要素技術の開発が進められているが，タービン翼材料以外の研究要素（コーティング，冷却，燃焼，空力）については，経産省エネ庁のプロジェクトとして実用化技術開発研究が進められており，着実に実用化に向けて進展している¹⁾²⁾。一方，タービン翼材向けの超耐熱合金の開発については，挑戦的な要素研究であったことから，三菱重工業(株)および(独)物質・材料研究機構（NIMS）が連携した研究

からスタートし，その中で基本的材料特性が良好な候補合金が見出された事から³⁾，独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)の「省エネルギー革新技術開発事業」にて研究を進展させて材料特性安定化技術の開発を行った。2013年度からはタービン翼材料開発も経産省エネ庁プロジェクトに合流し，長時間材料特性の評価およびタービン翼材の製造技術開発を実施中である。本稿では上記耐熱合金および製造技術の開発状況について報告する。

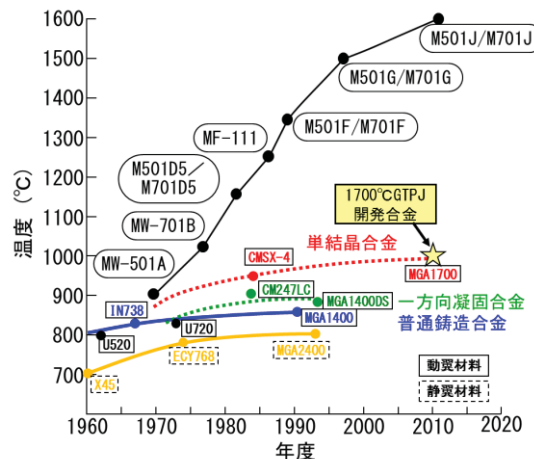


図1 タービン入口温度の上昇と耐熱合金開発の遷移

2. 材料開発

2.1 材料開発方針

ガスタービンの発電効率向上のためタービン入口温度が年々上昇してきており、高温環境下での使用に耐えうる高強度ニッケル基超合金が開発されてきている。タービン翼向けの超合金は、 casting 方法により普通 casting 合金、一方向凝固合金、単結晶合金に分類されるが、単結晶合金は材料強度上不利となる結晶粒界を含まず、また粒界強化を考慮せずに合金組成の最適化が行えることから、最も高強度な合金となっている。但し、 casting 時に生じる casting 欠陥等による強度低下の影響が大きいことから、製造技術の確立が重要となっている。特に産業用ガスタービンのタービン翼は航空機エンジン用のタービン翼に比べ体格が大きいためにより製造が難しくなっている。

1700℃級ガスタービンの実現を目指し、これまで NIMS と共同で単結晶翼向けの超耐熱材料開発研究を実施してきた。合金開発目標の概念図を図2に示す。材料開発にあたっては、材料の高温強度特性を確保するだけでなく、欠陥無く良好な単結晶組織が得られる casting 技術の開発が不可欠である。また素材コスト、 casting コスト等の経済性も同時に満足する必要がある。さらに、高温強度特性については、クリープ強度、熱疲労強度、耐酸化性といった材料特性を全て確保する必要があり、特にクリープ強度と熱疲労強度を両立させることは技術的にハードルが高い課題であった。これまで NIMS と実施してきた研究の中で、クリープ強度と熱疲労強度のどちらについても良好な特性を有する単結晶候補合金を開発した。本候補合金は耐酸化性も含め、基本的材料特性に優れることを確認している。

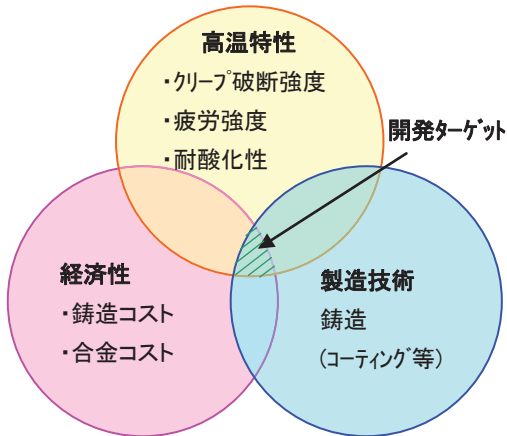


図2 超耐熱材料の開発目標

2.2 開発合金の材料組織

開発した候補合金について、25kg 真空誘導溶解炉を用いて2回溶解し、約50kgのマスターメタルを製作した。マスターメタルの合金成分については化学分析により測定し、どちらの溶解チャージでも目標成分を満足していることを確認した。製作したマスターメタルを用いて大型板形状(約200×200×20mm)の単結晶材を casting した。 casting 条件についてはこれまでの知見を用いて、 casting 欠陥抑制および結晶方位制御に特に留意して決定した。 casting した板材については表面および断面のマクロ組織観察により casting 欠陥等の異常の有無を確認した。図3に試験体表面のマクロ組織観察結果を示す。異結晶やフレックルといった casting 欠陥は認められず、概ね良好な単結晶材であった。結晶成長方向に垂直な断面で切断し、マクロ組織観察および代表3箇所での結晶方位測定を行った。なお結晶方位測定にあたっては、電子線後方散乱回折法(EBSD)を用いた。



図3 試作単結晶板材のマクロ組織観察



図4 試作単結晶板材の断面マクロ組織観察および結晶方位測定結果

図 4 に断面マクロ組織観察結果および結晶方位測定結果を示す。断面マクロ組織観察でも結晶粒界等の異常は認められず，単結晶体であることが確認された。また結晶方位については，Z 軸に対する[001]方向の倒れ角が約 5° 以内となっており，概ね垂直に結晶が成長していることが確認できた。複数の試験体について同様に良好な単結晶体が得られており，候補合金の基本的 casting 性に大きな問題は無いと考えられた。

2.3 開発合金の材料組織

铸造した板状試験体について，熱処理条件検討を行い，適正な条件を決定した。決定した熱処理条件に基づき，量産用大型熱処理炉で熱処理を実施した後，結晶成長方向に対して垂直な断面について光学顕微鏡によるマイクロ組織観察，および走査型電子顕微鏡 (SEM)，透過型電子顕微鏡 (TEM) による γ' 相観察を実施した。結果を図 5，図 6 および図 7 に示す。

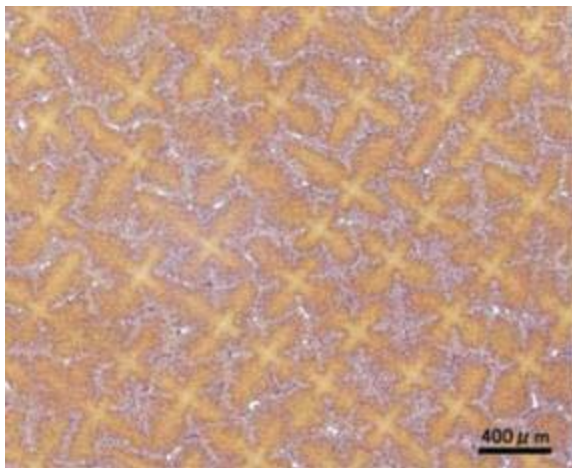


図 5 試作単結晶板材のマイクロ組織観察結果

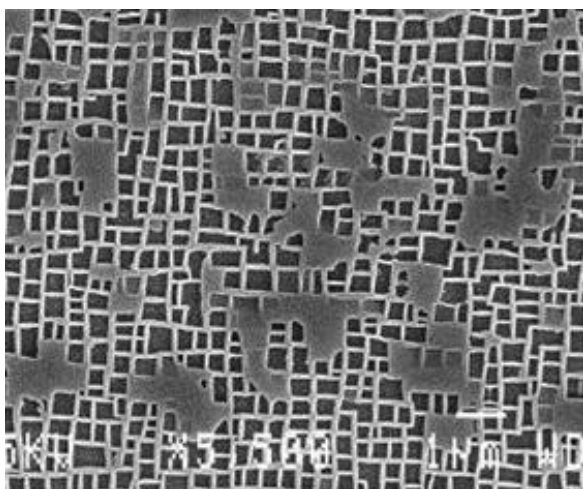


図 6 試作単結晶板材の SEM 観察結果

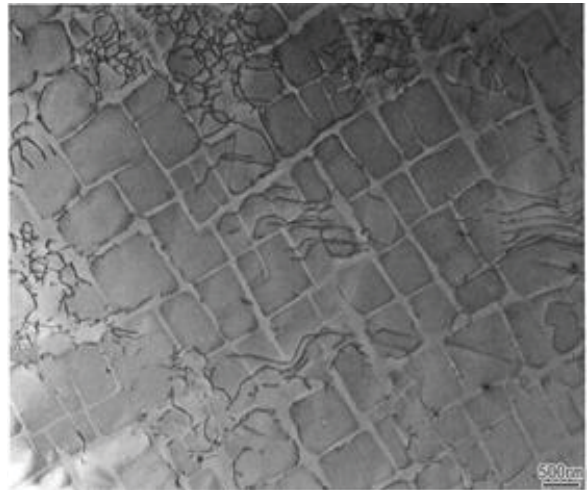


図 7 試作単結晶板材の TEM 観察結果

マイクロ組織観察の結果，共晶 γ' 相の残存や初期融解の発生は認められず，候補合金は決定した熱処理条件で良好に熱処理できることが確認できた。また SEM 観察の結果， γ' 相が微細分散析出されており，特に問題無く熱処理されていると判断された。

また本板状試験体から試験片を採取し，クリープ破断強度および熱疲労強度を調査した。なお試験片の長手方向が結晶成長方向と一致するように試験片を採取した。開発合金および市販単結晶合金のクリープ破断強度比較を図 8 に，熱疲労試験結果を図 9 に，両者のマッピングを図 10 に示す。本試験体から採取した試験片のクリープ特性，熱疲労特性は良好であることを確認できた。

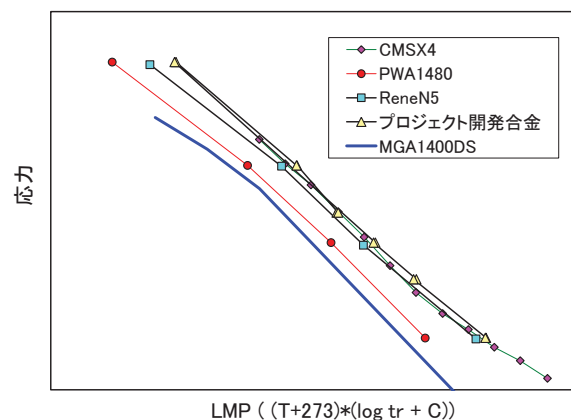


図 8 開発/既存合金のクリープ破断強度

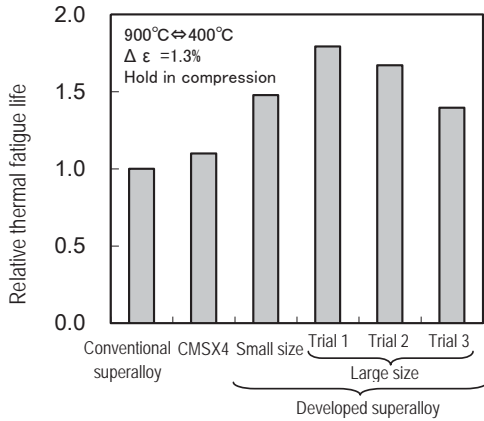


図9 開発/既存合金の熱疲労強度

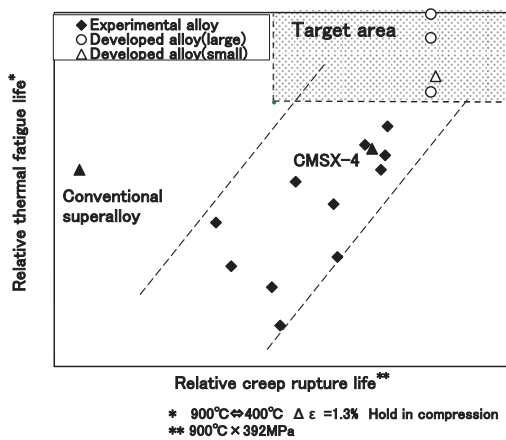


図10 開発合金の高温強度

3. 結晶性欠陥予測技術の開発

3.1 結晶性欠陥予測技術開発方針

以上の技術開発に加え、鋳造シミュレーションにより鋳造欠陥の発生が予測できれば、より効果的に鋳造欠陥を抑制可能となり、引いては鋳造条件最適化、品質の向上を図る事ができる。

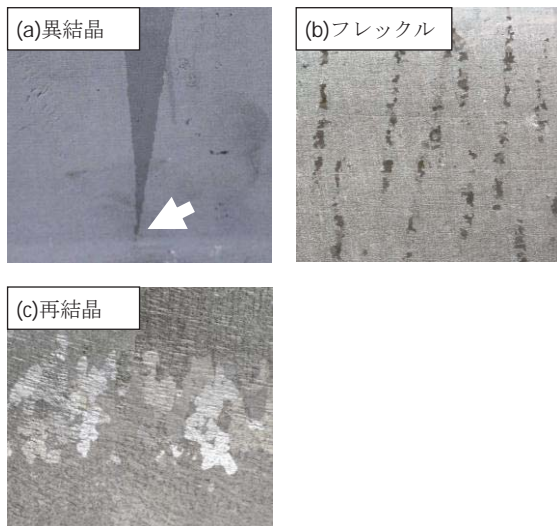


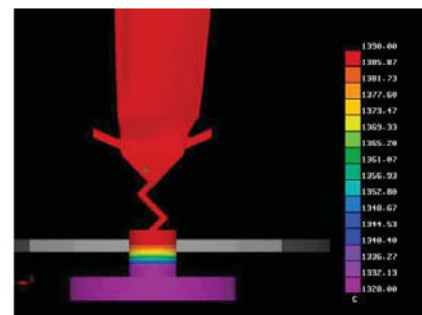
図11 方向凝固翼の結晶欠陥

そこで、シミュレーション技術について検討した。方向凝固翼における代表的な鋳造欠陥を図11に示した。これらについてのシミュレーション技術を以下に述べる。

3.2 異結晶予測技術の開発

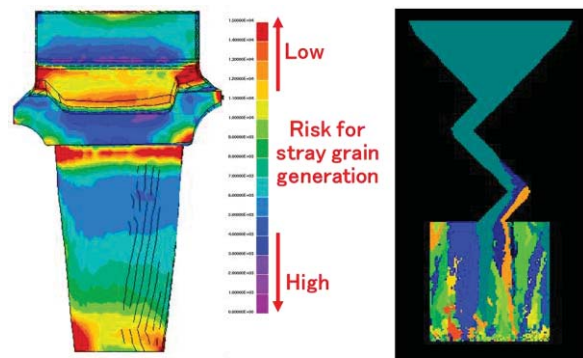
方向凝固翼において発生しうる鋳造欠陥のひとつに異結晶 (stray grain) が挙げられる。これは鋳物底部で発生させた柱状晶が下部から上部へかけて一方方向に成長する過程において、凝固途中で新たな結晶核が発生、成長するもので、強度低下の原因となる。これは鋳物各部位の凝固時温度勾配と結晶成長速度のバランスが崩れた時に発生するので、凝固伝熱解析によりこれらパラメータを計算する事で発生傾向を予測できる。また単結晶翼鋳造においては鋳型底部の結晶生成・成長とセレクトラでの結晶選択を正常に進行させるため、より厳密な条件設定が必要であるが、当該部の結晶成長状況についても同時に計算予測可能である。

単結晶試作翼に対する凝固伝熱解析結果を図12に示した。この解析結果を基にして凝固界面における温度勾配や界面の移動速度、即ち、結晶成長速度を算出できる。また、図13は異結晶予測・結晶成長シミュレーション結果である。



Result of solidification simulation (temperature)

図12 凝固シミュレーション結果 (温度)



Result of stray grain prediction

Result of crystal growth simulation

図13 凝固シミュレーション結果 (異結晶発生危険度および結晶成長予測)

3.3 フレックル予測技術の開発

同じく方向凝固翼における casting 欠陥であるフレックル (Freckle) は凝固時に生じる局所的な濃度分布に起因する溶湯の比重差により対流が発生し、健全な結晶成長を阻害するために発生するものである⁴⁾。フレックル発生メカニズムの模式図を図14に示す。方向凝固翼中に発生したフレックルは強度低下の原因となるため、 casting 条件を調整し、その発生を抑制することが重要である。そこで、凝固シミュレーションに基づくフレックル発生予測技術の開発を行った。本手法では凝固途中の casting 物各部位の温度を凝固伝熱解析により計算し、計算結果から成分偏析に伴う液相密度変化、溶湯対流の障害となる dendrite の間隔等を評価し、フレックルの発生危険度を予測する。

当社所有の casting 炉の外観を図15に、本 casting 炉を用いて実施した MGA1400 合金の基礎 casting 試験の概要を図16に示す。また、基礎 casting 試験体の表面 macro 組織 (MGA1400) と同 casting 試験体について行ったフレックル予測結果を対比して図17に示す。これから、表面 macro 組織とフレックル予測結果が良く一致している。また、溶湯密度変化のみならず、 casting 物形状・凝固界面形状の効果も加味することで、更に計算精度を高めることも可能である。

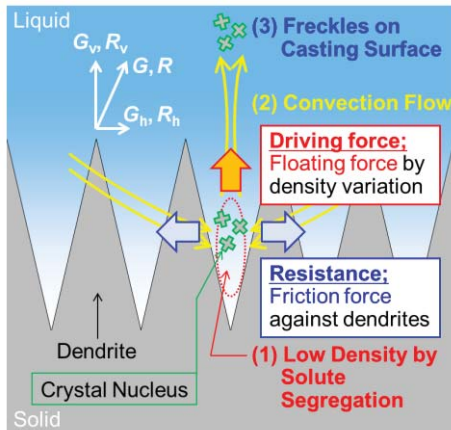


図14 フレックル発生メカニズム

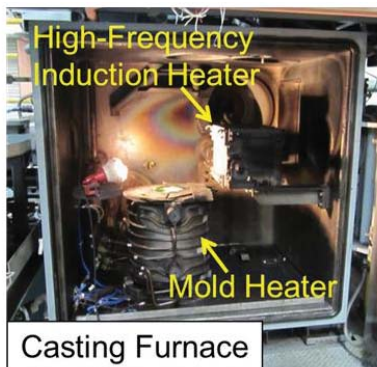


図15 casting 炉外観

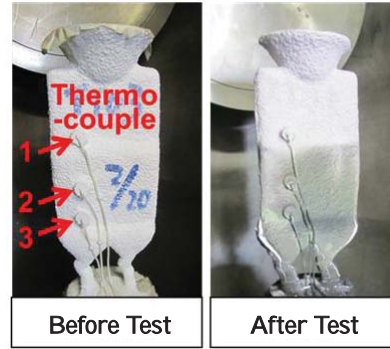


図16 基礎 casting 試験体 casting 試験概要

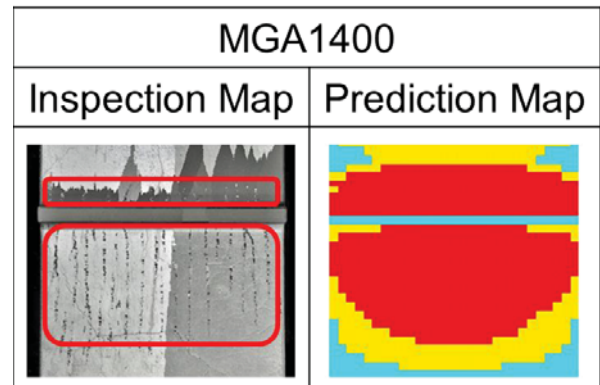


図17 基礎 casting 試験体 macro 組織と解析予測結果

3.4 再結晶予測技術の開発

casting 物の凝固・冷却時に発生したひずみが限界値を超えて残留する場合、これに起因して熱処理により再結晶が発生し、当該部の強度が低下する。そこで、再結晶発生を計算予測する手法を構築するため、 casting 型、 casting 物、その他 casting 型支持構造物を解析対象として、 casting 時の FEM 弾塑性解析を実施し、 casting 後の残留塑性ひずみを算出した。各部位の温度は、凝固伝熱解析に求め、得られた温度場を弾塑性 FEM 解析に反映した。解析結果から、 casting 物形状変化が大きい箇所では塑性ひずみが大きくなる傾向が認められ、再結晶発生の予測に活用できることが判った (図18)。

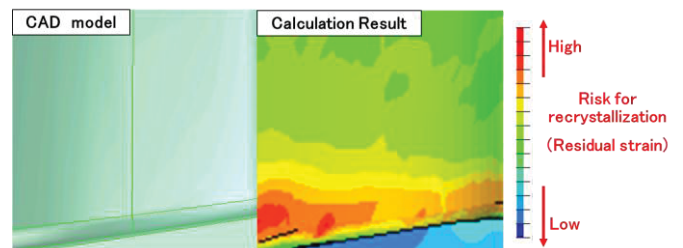


図18 casting 物残留ひずみ計算結果

4. まとめ

1700°C級ガスタービン向け超耐熱材料として開発した候補合金について、大型板形状への casting 試験、およびその casting 試験体を用いた材質評価を実施し、良好な材料特性を有することが確認できた。

また結晶性欠陥を予測し、翼の信頼性向上を図るため欠陥予測シミュレーション技術の開発を行った。今後さらなる詳細材料特性把握および製造技術開発を進め、1700°C級ガスタービンの実現を目指していく。

謝辞

本研究開発は経済産業省資源エネルギー庁の補助事業の一環として実施しており、発電ガスタービンの技術レベル向上に大きな貢献が期待される。経済産業省及び関係各位に深く謝意を表します。

参考文献

- 1) K.Tsukagoshi,et.al, "Development of 1700degC Class Gas Turbine Technology", Mitsubishi Technical Review, Vol.44, No.1(2007)
- 2) E.Ito,et.al, "Development of Key Technologies for the Next Generation Gas Turbine", ASME Turbo EXPO (2007),GT2007-28211
- 3) I.Okada, et.al, "Development of Ni-base Single-Crystal Superalloy for the Next Generation Gas Turbine blade", International Gas Turbine Congress 2007 Tokyo, (2007), pp.193
- 4) C. Beckermann, J. P. Gu and W. J. Boettinger, Metall. Mater. Trans. A, 31A (2000), 2545

高効率ガスタービン用遮熱コーティングの開発状況

*鳥越泰治，岡嶋芳史，妻鹿雅彦，岡田郁生（三菱重工業(株)）
正田淳一郎，塚越敬三（三菱日立パワーシステムズ(株)）

Development of Advanced Thermal Barrier Coating for High Efficiency Gas Turbine

*Taiji TORIGOE, Yoshifumi OKAJIMA, Masahiko MEGA, Ikuo OKADA (MHI)
Junichiro MASADA, Keizo TSUKAGOSHI (MHPS)

ABSTRACT

Turbine inlet temperature has been increasing for the demand of higher thermal efficiency of combined cycle gas turbines. Currently, MHI has been actively participated in the Japanese national project which targets 62% combined cycle thermal efficiency through the development of 1,700 °C class gas turbine. Parts of the component technologies developed in the national project are applicable to 1,600 °C class gas turbine. In particular, thermal barrier coatings (TBCs) are one of the most essential technologies to achieve the target. So, development of the advanced TBC materials with high durability and reliability is now ongoing. In this paper, the TBC development situation and verification utilizing the MHI's actual power plant are discussed.

Key words: Thermal Barrier Coating , Thermal conductivity, Durability

1. はじめに

エネルギー資源の約 8 割を海外に依存している我が国は，世界的なエネルギー需給動向により，社会・経済が大きな影響を受ける。近年，世界のエネルギー需要量は増加しており，特に中国等アジア地域でのエネルギー需要量が著しく増加している。現在，我が国の電源構成の約 6 割は火力発電所が占めており，その発電効率は既に世界最高レベルに達しているが，エネルギーセキュリティの確保及び地球環境問題双方への対応から更なる発電効率向上への取組が求められている。我が国の天然ガス火力発電については，三菱重工業(株)にて，1980 年代初頭から大容量・高効率ガスタービンの開発が行われており，2004 年度からは国家プロジェクト「1700°C級ガスタービン要素技術開発」が開始されている。本国家プロジェクトでは，1700°C級ガスタービンの実現に不可欠な各種要素技術の開発が進められている^{1) 2)} (図 1)。遮熱コーティング (TBC: Thermal Barrier Coating) は，冷却翼のメタル温度低減に有効 (図 2) な手段として発達してきた。1700°C級ガスタービンでは，TBC の使用環境は従来より厳しくなることから，高い信頼性を有する TBC 材料，並びに製造技術の開発を進めている。本研究では TBC の開発状況，

並びに開発した先進 TBC の実証試験設備での実機検証状況について報告するものである。

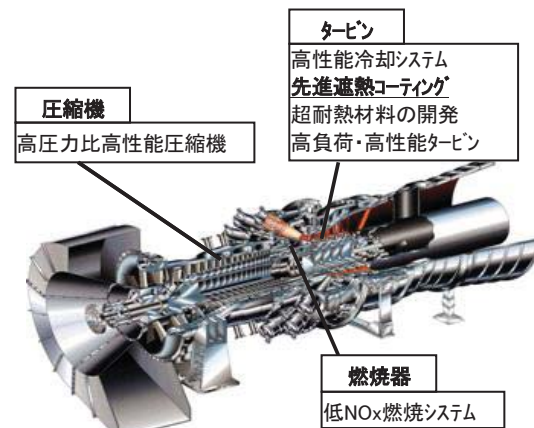


図 1 1700°C級ガスタービンの要素技術開発

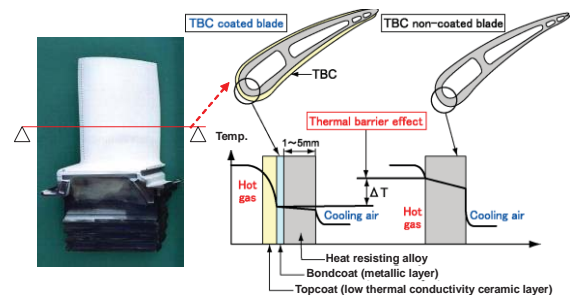


図 2 TBC の遮熱効果

2. 材料開発

2.1 トップコート材料の開発⁴⁾

1700℃級ガスタービンのTBCトップコートの表面温度は従来に比べて、高温化することが想定されている。そこで、高温結晶安定性が高く低熱伝導性を有するセラミックストップコート材料の開発を実施した。本プロジェクトでは量子論に基づく非経験的（第一原理的）計算による材料設計手法を用いて候補材料の抽出を実施した。すなわち、遮熱性能向上に必要となる低熱伝導性および耐熱合金との線膨張係数のミスマッチに起因する熱応力低減のための線膨張係数も指標に、融点2000℃以上の酸化物系材料を対象に候補材料の抽出を行った。抽出された有望材料に関して、焼結体での熱伝導率、線膨張係数、ヤング率、高温結晶安定性などの測定を行った後、TBC皮膜での評価を実施してその適用性を評価した。

(1)材料計算手法

図3に材料計算の流れを示すとおり、非経験的な第一原理バンド計算を、高融点で低熱伝導かつ線膨張係数が大きいセラミックスのスクリーニングに適用した。なお、三菱重工業株式会社では10万件の化合物データベースから候補材料を自動抽出するシステムを構築し利用している。

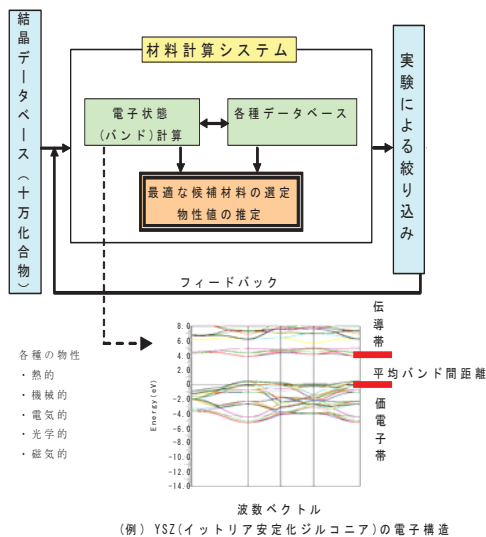


図3 セラミックス材料計算手法

(2)焼結体による物性値測定

材料計算により抽出したセラミック材料の焼結体を試作し熱伝導率の測定に供した。その結果、予測通り、現用YSZに比べて各温度条件において低熱伝導率であることを確認した（図4）。また、線膨張係数、ヤング率についてもデータを取得し、基本特性として確認している。

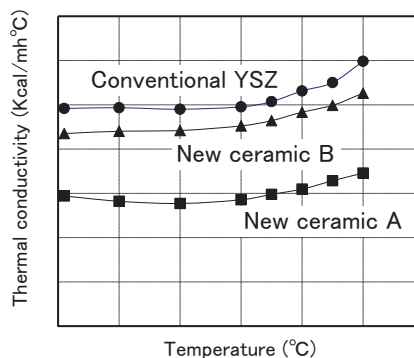


図4 熱伝導率測定結果（焼結体）

(3)TBC成膜基本条件の開発とTBCとしての評価

材料計算及び焼結体評価で抽出された候補材料は、スプレードライ法により溶射用粉末に造粒した後、溶射成膜技術の開発に供した。評価試験片として、基材にNi基耐熱合金IN738LCを用い、ボンドコートは低圧プラズマ溶射（LPPS）法でCoNiCrAlY{Co-32Ni-21Cr-8Al-0.5Y(mass%)}を100μm成膜した。これに、各種の成膜条件で大気圧プラズマ溶射（APS）法にてトップコートを500μm成膜し、最後に拡散熱処理を与え、具体的な特性評価を実施した。図5に試験片へのトップコート溶射成膜状況を示した。

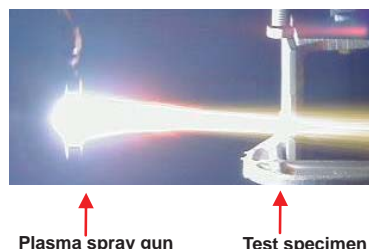


図5 試作セラミック粉末の溶射成膜状況

溶射成膜条件は、飛行溶射粒子の温度、速度分布等の情報と、成膜後のマイクロ組織や皮膜特性との対応を取得し、適正化を行った（図6）。

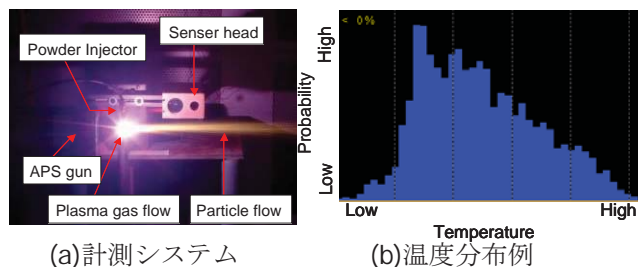
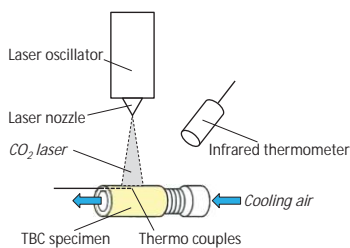


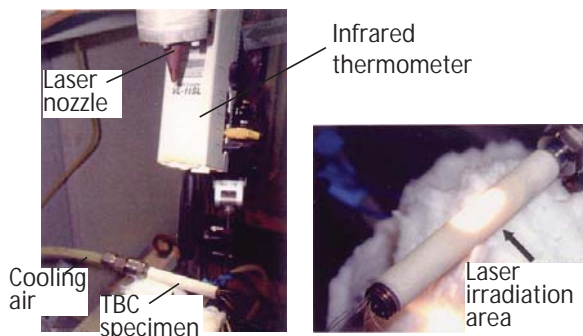
図6 飛行中の溶射粒子の状態計測

TBCとして重要な特性として熱伝導率以外に熱サイクル耐久性が上げられるが、これについては、図7に示すCO₂レーザを加熱源に用いた熱サイク

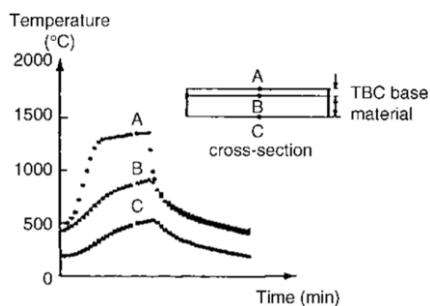
ル試験装置により評価した。即ち、試験片の表面（TBCの施工面）からレーザを照射し、裏面（非施工面）は冷却空気を導入することにより、板厚方向に温度勾配を付与した状態で、熱サイクル試験を実施し評価した。熱サイクル試験はTBC表面の最高加熱温度が1400℃、界面の最高温度が900℃の条件で行った。本プロジェクトでは、成膜パラメータの検討を行い、良好な遮熱性と、高い熱サイクル耐久性を両立する成膜基本条件を抽出した。図8に抽出成膜条件による候補セラミックスを用いたTBCの1000℃での熱伝導率測定結果を示すが、通常YSZに比べて熱伝導率が低いことがわかる。また、図9に熱サイクル耐久性試験結果を示す。候補セラミックスを用いたTBCの熱サイクル耐久性は、YSZと同等以上であることを確認し、特にセラミックスBを用いたTBCは熱サイクル耐久性に優れることを確認した。



(a)熱サイクル試験模式図



(b)熱サイクル試験状況



(c)熱サイクル試験温度プロファイル例

図7 CO₂レーザを用いた熱サイクル試験装置

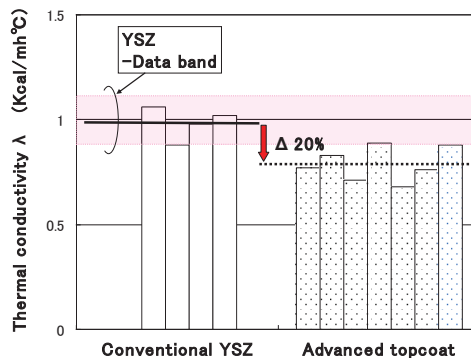


図8 先進TBCの熱伝導率測定結果

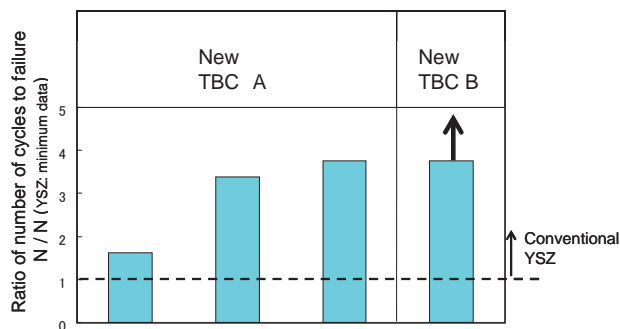


図9 先進TBCの熱サイクル試験結果

また、開発したTBCの高温結晶安定性の評価を行った。通常のYSZトップコート及び開発トップコートを1200、1300及び1400℃の各温度で1,000hの加熱を行い、結晶構造の変化、すなわち、初期の準安定正方晶（t相：tetragonal prime phase）が高温で徐々に分解し生成してくる有害な単斜晶（m相：monoclinic phase）の量をX線回折法及び下記式により評価した。開発したトップコートはいずれもYSZに比べて結晶構造変化は少なく、高温安定性に優れることを確認した（図10）

$$\begin{aligned} \% \text{ monoclinic} &= \% \text{ destabilization} \\ &= 100 \times m(\bar{1}11) / \{m(\bar{1}11) + t(111)\} \end{aligned}$$

(m: monoclinic phase, t: tetragonal phase)

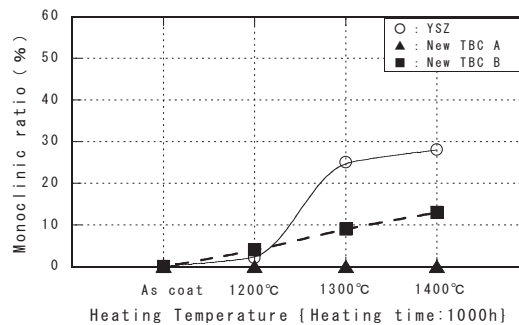


図10 TBCの高温加熱に伴う結晶変化（1,000h加熱材）

2.2 ボンドコート材料の開発⁴⁾

1700℃級ガスタービンのボンドコートの温度は、トップコート同様、従来にくらべて高温化することが想定される。TBCの剥離原因の一つとしてボンドコートの酸化による熱成長酸化物（TGO：Thermally Grown Oxide）の形成が挙げられる。すなわち、1700℃級ガスタービンのボンドコートには従来以上に高い耐酸化性が要求される。それに加え産業用ガスタービンのボンドコートには施工性や運転中の割れ防止の観点から高い延性も要求される。そこで、既存材にはない高耐酸化、高延性ボンドコート材料を開発するため、耐熱合金の材料設計に用いている統計的合金設計手法を改良・適用した。

(1)材料計算手法

高耐酸化、高延性ボンドコート材料を開発するため、通常、耐熱合金の材料設計に用いている統計的合金設計手法を適用した。ただし、耐酸化性や延性（硬さ）に関するデータベースが充分ではなかったため、あらかじめアークメルト法による合金溶製を行うと共にこれを用いた短時間酸化試験を実施して回帰式を充実させ、合金設計プログラムに反映した。計算機上で目標とする酸化特性、延性（硬さ）を満足した組成については、状態図計算を行い有害相の生成が無いことを確認の上、ガスアトマイズ法により溶射粉末を製作した。

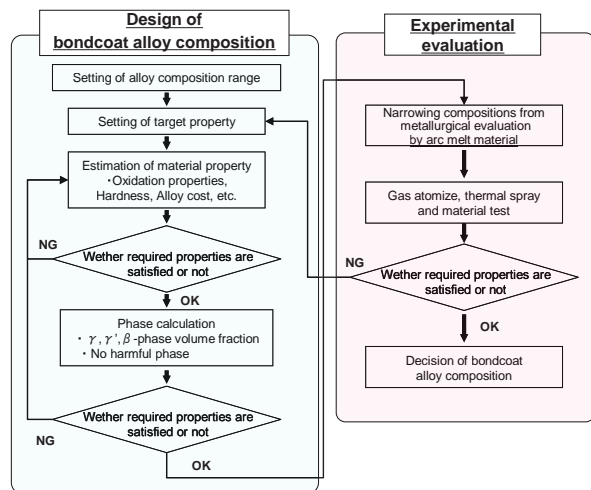


図 11 ボンドコート材料の合金設計

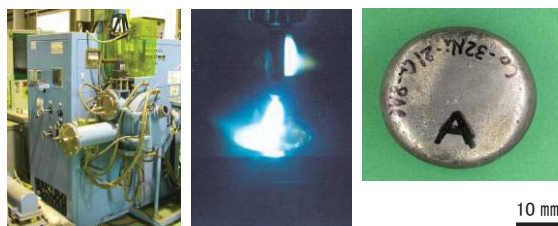


図 12 アークメルトによる合金溶製

(2)成膜基本条件の開発と耐酸化性の評価

合金設計及びアークメルト材での評価の結果、良好な耐酸化性と延性（硬さ）を有するボンドコート材料候補材を選出した後、ガスアトマイズ法により溶射粉末を製作した。その後、緻密なボンドコート皮膜を得るため、成膜条件の検討を実施した。図 13 に開発ボンドコート及び通常の CoNiCrAlY ボンドコートのマイクロ組織を示す。開発ボンドコートは通常の CoNiCrAlY と同様に緻密であることがわかる。また、硬さも通常の CoNiCrAlY が Hv(0.1kg)400 程度に対して、開発ボンドコートは Hv(0.1kg)390 程度とほぼ同等であり、延性も CoNiCrAlY と同等と考えられた。開発ボンドコートの酸化試験は 800~1000℃での温度範囲で実施した。図 14 に酸化試験前・後の TBCの酸化スケール生成状況を示した。試験条件は、CoNiCrAlY が 900℃、開発ボンドコートの試験温度は 950℃と 50℃高いが、生成酸化スケールの厚さは、同等以下であり、開発ボンドコートは通常の CoNiCrAlY に比べておよそ 50℃以上耐酸化性が改善されていることがわかる。

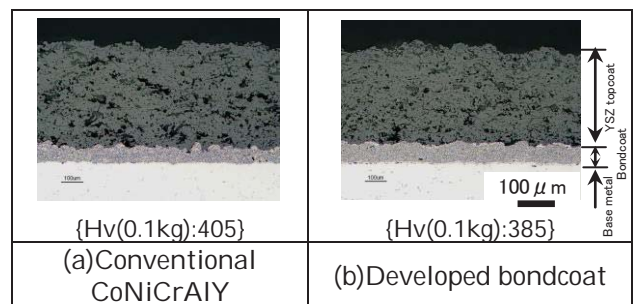


図 13 開発した高耐酸化ボンドコートを用いた TBCのマイクロ組織

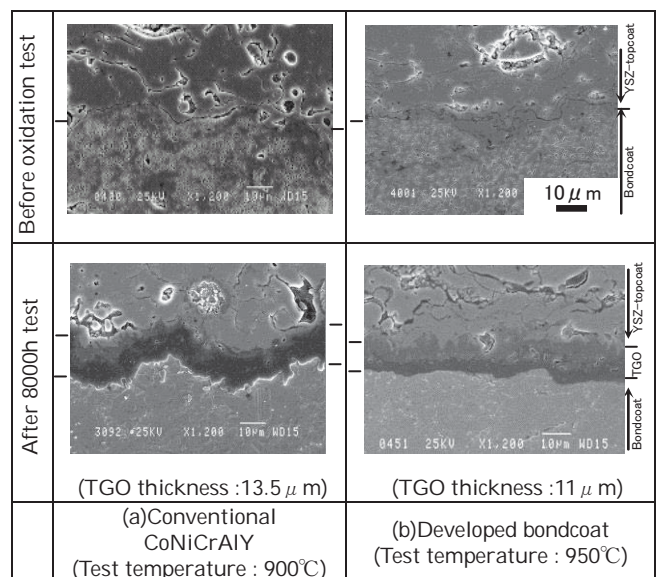


図 14 高温長時間酸化試験に結果(8,000h)

3. 先進 TBC の施工技術開発⁵⁾

開発した先進 TBC はトップコート、ボンドコート共に、良好な材料特性を確認した。そこで、開発 TBC のタービン動・静翼への施工技術の開発を行った。図 15 に示すよう溶射ガンやターンテーブルの動きを予めシミュレーションし、治具との干渉が無いことや膜厚分布に問題がないこと等を確認の上、実翼施工プログラム開発に反映した。最終的にマイクロ組織観察を実施し、良好な特性であった小型試験片と同等であることを確認した。

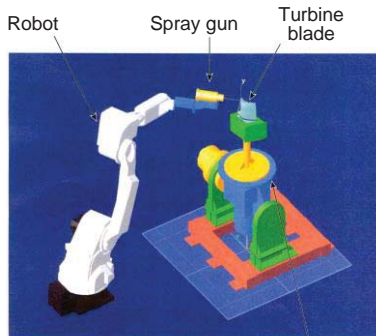


図 15 実翼溶射における施工シミュレーション⁵⁾

4. 先進 TBC の実機検証

開発した先進 TBC は、三菱日立パワーシステムズ(株)高砂工場内に設置されている実証発電設備 (T 地点: 図 16) を利用し、1600°C 級 M501J 形ガスタービンに 2011 年からレインボー試験に供し、長期健全性評価を開始した。10,000 時間を超える長期運転後、各部の健全性を確認すべく 2013 年 10 月に大規模な検査が行われた。図 17 及び図 18 に示すように実機運転環境でも先進 TBC は良好な遮熱性と信頼性を有することを確認した。



図 16 実証発電設備 (T 地点)³⁾

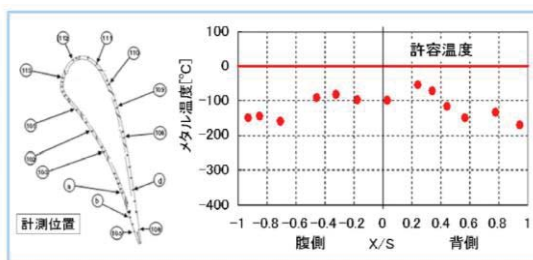


図 17 第 1 段静翼におけるメタル温度計測結果³⁾

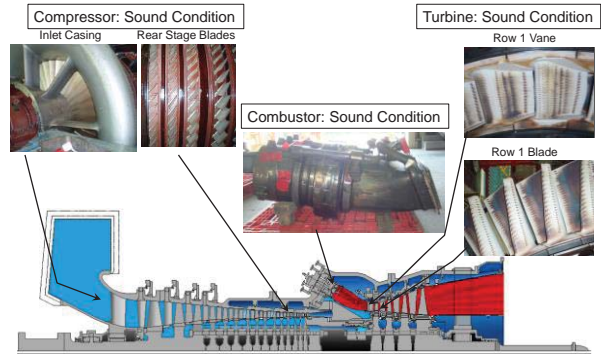


図 18 T 地点 M501J 形点検結果⁵⁾
(2013 年 10 月)

5. まとめ

1700°C 級ガスタービン向け TBC として、先進トップコート材料及び高耐酸化・高延性ボンドコート材料を開発した。加えて、製造技術開発を行い複雑形状のタービン翼でも小型試験片と同等の良好なマイクロ組織を得る溶射プロセスを開発した。これら技術は、1600°C 級 M501J 形ガスタービンに適用され、10,000 時間を超える長期信頼性を確認した。今後、さらに材料・製造技術の改良開発を進めると共に材質経年変化特性の把握を行い、1700°C 級ガスタービンの実現を目指していく。

謝辞

本研究開発は経済産業省資源エネルギー庁の補助事業の一環として実施しており、発電ガスタービンの技術レベル向上に大きな貢献が期待される。経済産業省及び関係各位に深く謝意を表します。

参考文献

- 1) K.Tsukagoshi, et.al, "Development of 1700degC Class Gas Turbine Technology", Mitsubishi Technical Review, Vol.44, No.1(2007)
- 2) E.Ito, et.al, "Development of Key Technologies for the Next Generation Gas Turbine", ASME Turbo EXPO (2007),GT2007-28211
- 3) M.Yuri, et.al, "Development of 1600°C-Class High efficiency Gas Turbine for Power Generation Applying J-Type Technology", Mitsubishi Heavy Industries Technical Review Vol. 50 No. 3 (2013)
- 4) T.Torigoe, et.al, "Development of Advanced Thermal Barrier Coating for the Next Generation Gas Turbine", Proceedings of the International Gas Turbine Congress (2011), IGTC11-180
- 5) Y.Okajima, T.TORIGOE, et.al, "Evolution of Thermal Barrier Coatings for Land Based Gas Turbines at MHI", Proceeding of International Thermal Spray Conference(2014), ITSC2014

δ プロセスを用いた Inconel718 鍛造材の均一微細粒化

*西牧 智大（首都大），笥 幸次（首都大），河上 祐介（同和鍛造）

Development of Fine Grain Inconel 718 by δ process

*Tomohiro NISHIMAKI(TMU), Koji KAKEHI(TMU) and Yusuke KAWAKAMI(DOWA)

ABSTRACT

Ni-based-superalloy Inconel 718 is used for aero-engine disks and processed by forging and subsequent machine work. This study aims to develop the fine and uniform crystal grain of Inconel 718 by delta-process. Delta-process is the method to prevent grain growth by applying the pinning force by intentionally precipitated δ phases. We observed morphology of δ phase which is changed according to the condition of δ phase precipitation heat treatment, and then prepared delta-processed Inconel 718 (DP718). It was found that DP718 had finer and more uniform microstructure compared with the traditional C&W process (IN718) and resulted in higher tensile strength.

Key words: Superalloy, Inconel718, δ Process, Forging, Turbine Disk

1. 緒言

航空機エンジンやロケットエンジンには、耐熱合金として超耐熱合金 (superalloy) が用いられている。ガスタービン機関である航空機エンジンや発電用ガスタービンは近年「運用コストの削減」、「環境対策」+「安全性/信頼性」という課題を中心に技術開発、エンジン開発が展開され、エンジンの燃費改善が重要視されている。それらの熱効率を向上させるためには燃焼ガス温度の高温化が求められ、それに伴い高温でも強度、耐酸化・耐腐食性などに優れた超耐熱合金の研究が進められている。なかでも Ni 基超合金は高温強度の点で最も優れ、長年の使用実績と高い信頼性からガスタービンの高温部材として現在主流となっている。Inconel 718 は γ' 相を主な強化相とした Ni 基超合金であり、鍛造と機械加工を経てタービンディスクとして使用される。本研究では、 δ プロセスに着目して、均一で微細な結晶粒を持つ IN718 鍛造の作製を目的とした。 δ プロセスとは、 γ' 相の安定相である δ 相を粒界近傍に析出させ、 δ 相のピン留め効果によって粒成長を防ぐ方法である[1][2]。また δ 相の近傍に蓄積した転位が再結晶の駆動力となり、

組織の微細化が促進されるとの報告もなされている[3]。熱処理条件による δ 相の形態を調べた後、 δ ソルバス温度以下で δ 相を析出させた δ プロセス材を作製し、組織観察と強度特性の評価を行った。

2. 実験方法

C&W 材に δ プロセスを施した DP718 と通常の鍛造で作製した IN718 を用いて特性評価を行った。

2.1 熱処理条件による δ 相の形態

DP718 を作製する為の予備実験として熱処理条件により変化する δ 相の形態を調べた。供試材として IN718 ビレットに 1150°C の鍛造を施した材料を用いた。供試合金の化学組成を Table 1 に示す。加工率を 50% とし、鍛造前の試料は直径 48mm、高さ 46mm の材料を用いた。鍛造した材料からひずみ 0.81-0.97 となる部分を切り出し δ 相の析出を目的とした熱処理を施した。ひずみ量の同定はシュミレーションソフト“Forge”を用いた。熱処理条件を変化させ組織観察を行った結果を Fig.1,2 に示す。Fig.1 から δ 相は 1000°C 以上では少量しか観察されなかった。また、Fig.2 より 24h 熱処理した材料では板状 δ 相が多く観察された。

Table 1 Chemical composition of Inconel 718 (mass %).

Ni	Cr	Nb+Ta	Mo	Ti	Al	Co	Mn	Cu	C	Si	B	Fe
53.29	17.71	5.27	2.96	0.96	0.48	0.44	0.05	0.02	0.026	0.05	0.0026	Bal

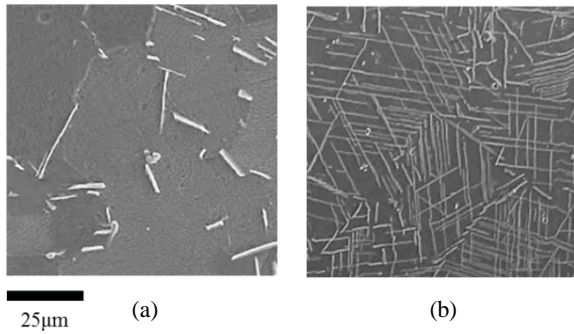


Fig.1 Microstructure: (a)1000°C/24h, (b)950°C/24h.

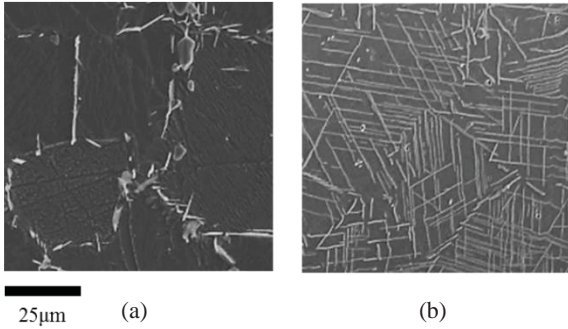


Fig.2 Microstructure: (a)950°C/1.5h, (b)950°C/24h.

2.2 DP718 の作製

予備実験の結果から δ 相析出熱処理条件を δ 相の体積率の大きい $950^{\circ}\text{C}/24\text{h}$ とし, Fig.3 に示すプロセスを用いて DP718 を作製した。また比較材として Fig.4 に示すプロセスにより δ 相析出熱処理を施さず 2 度の鍛造で作製した IN718 を用いた。1 回目の鍛造は予備実験と同一条件で行い, 2 回目の鍛造は鍛造温度 950°C , 加工率 20% とした。鍛造前の試料は直径 80mm, 高さ 100mm の材料を用いた。

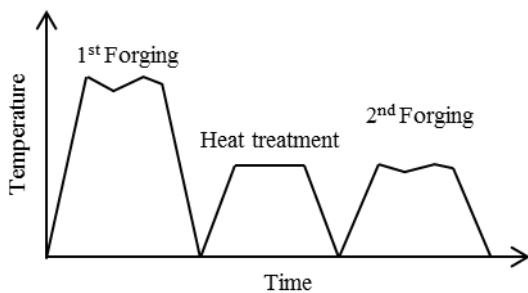


Fig.3 Working process of DP718.

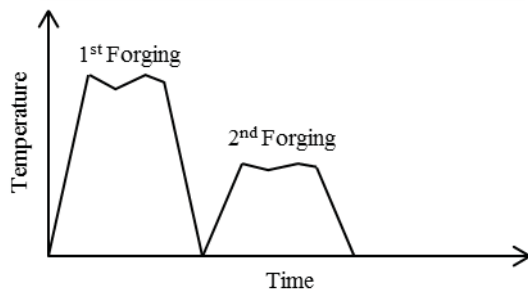


Fig.4 Working process of IN718.

3. 実験結果

作製した DP718 に $980^{\circ}\text{C}/1\text{h}$ の溶体化熱処理を施した後, 組織観察と引張試験を行った。組織観察試験片は 1 回目の鍛造後のひずみ量が 0.81-0.97 である部分を“Forge”により算出して切り出した。引張試験片は試料の中心部から鍛造方向に垂直な方向に沿って切り出した。

3.1 組織観察

3.1.1 δ プロセス後の組織

DP718 とその比較材である IN718 の組織写真を Fig.5(a),(b)に示す。IN718 には板状 δ 相は見られないが, DP718 では板状 δ 相が多く残存していた。鍛造により変形した板状 δ 相が部分的に観察された。IN718 には球状の δ 相が粒界近傍に見られた。

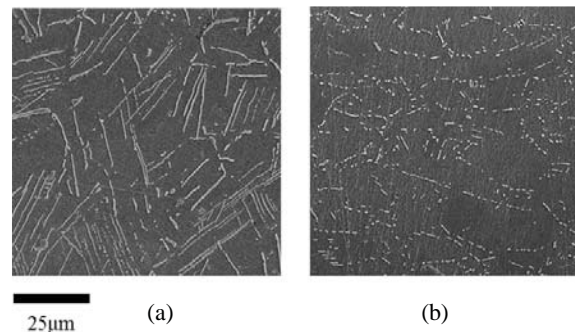
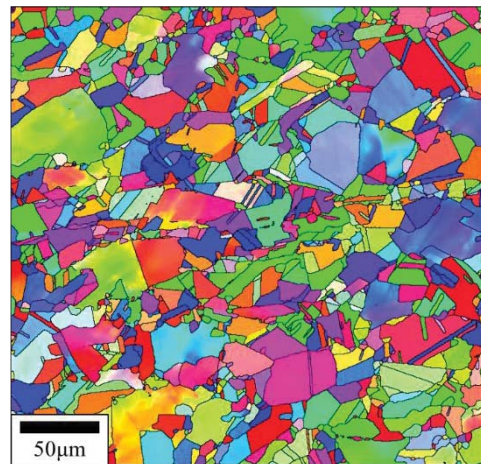


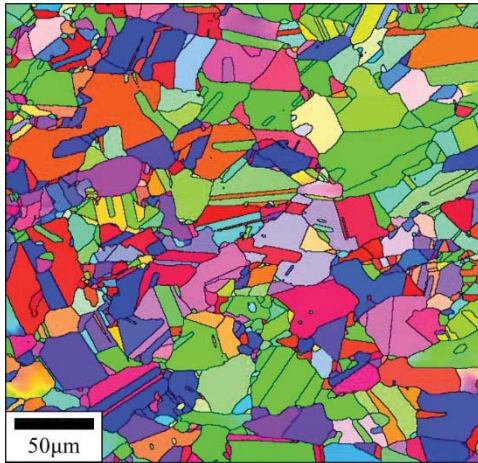
Fig.5 Microstructure: (a)DP718, (b)IN718.

3.1.2 EBSD 解析

DP718 と IN718 の EBSD 解析結果を Fig.6 に示す。DP718 では微細な結晶粒が IN718 より多く観察された。平均結晶粒径は DP718 が $9.8\mu\text{m}$ であり IN718 が $17.0\mu\text{m}$ となった。DP718 の組織は IN718 より微細であることが分かった。なお, 粒径測定は試料から 3 点を取り, それらの平均値を平均粒径として使用した。



(a) DP718



(b) IN718

Fig.6 EBSD microstructure.

3.2 室温強度

Fig.3,4 に示すプロセスを経て溶体化処理を行った試験片の室温引張試験の結果を Fig.7 に示す。DP718 は IN718 に比べ延性は低い引張強度は高い値を示した。また、破面は DP718, IN718 ともに延性的だった。

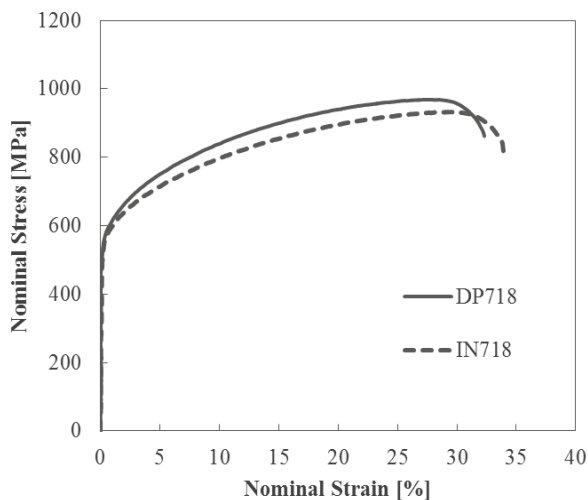


Fig.7 Result of tensile test.

4. 考察

EBSD による解析から DP718 と IN718 の結晶粒径を測定し、各々の粒径分布を各粒径においてその粒径より大きな結晶粒が存在する割合累積を Fig.8 に示す。Fig.8 から DP718 の曲線は IN718 に比べ急峻な曲線であることが分かる。これは径の小さな微細粒が DP718 に多く存在していることを示している。従って、950°C/24h の δ 相析出熱処理を施す δ プロセスによって均一かつ微細な組織が得られることが分かった。この結果 DP718 の強度は IN718 に比べ向上したと考えられる。しかし、粒

内に板状 δ 相が多く残存していた。 δ 相は、一般的には材料強度に寄与しない析出物であり、強化相である γ'' の Nb を奪うことから有害相とされている。今後は残存 δ 相を低減するためのプロセスの最適化が必要である。

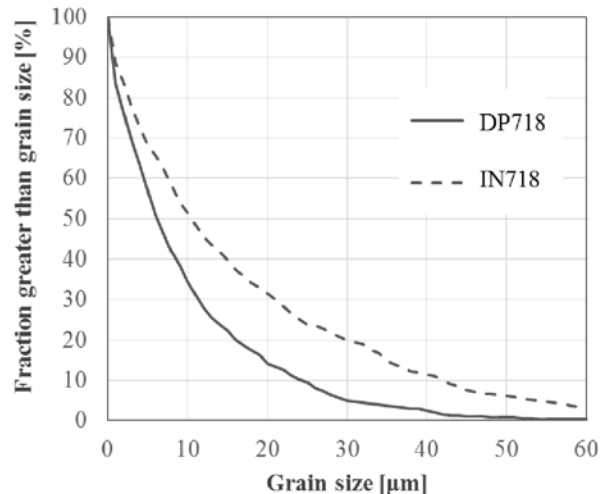


Fig.8 Grain size distribution.

5. 結言

1. IN718 において、1000°C 以上の熱処理では微量の δ 相が観察された。
2. 950°C/24h の熱処理を施した IN718 では板状 δ 相が網目状に多く析出した。
3. 950°C/24h の δ 相析出熱処理で作製した DP718 は IN718 に比べ平均粒径が小さく均一かつ微細な組織となった。しかし、粒内に多量の板状 δ 相が残存していた。
4. DP718 は、IN718 より延性は低かったが引張強度では上回った。

参考文献

- 1) C. Ruiz, A. Obabueki: EVALUATION OF THE MICROSTRUCTURE AND MECHANICAL PROPERTIES OF DELTA PROCESSED ALLOY 718, Superalloys 1992, pp.33-42.
- 2) T. Banik, S. O. Mancuso: AN EVALUATION OF THE FORGEABILITY OF DELTA PROCESSED UDIMET ALLOY 718DP, Superalloys 718, 625, 706 and Various Derivatives, 1994, pp.273-280.
- 3) Y. Wang, L. Zhen: Hot working characteristics and dynamic recrystallization of δ -processed superalloy 718, Journal of Alloys and Compounds 474 (2009), pp.341-346.
- 4) H. Y. Zhang, S. H. Zhang: Deformation characteristic of δ phase in the δ -processed Inconel 718 alloy, MATERIALS CHARACTERIZATION 61 (2010), pp.49-53.
- 5) A. Agnoli, M. Bernacki: UNDERSTANDING AND MODELING OF GRAIN BOUNDARY PINNING IN INCONEL 718, Superalloys 2012, pp.73-82.

【研究報告】

レーザービーム積層造形により作製した IN 718 造形材の組織と強度特性

*中山 義博（首都大学東京大学院）， 笥 幸次（首都大学東京大学院）

Microstructure and Strength properties of IN 718 built up by Laser Beam Melting

*Yoshihiro NAKAYAMA (Tokyo Metropolitan Univ.) and Koji KAKEHI (Tokyo Metropolitan Univ.)

ABSTRACT

In this study, alloy 718 were built up by laser beam melting in argon gas using pre-alloyed powder. The specimens were cut parallel and vertical to the built direction. We prepared as-deposited samples and STA (solution heat treatment and aged: AMS-5662) samples. To study the microstructure, the microstructure of the specimens were observed by OM (Optical Microscope), SEM (Scanning Electron Microscope) and EBSD (Electron Backscatter Diffraction). It was observed that the coarse columnar grains and the dendrite structure grew up parallel to the build direction. We carried out tensile test at the ambient temperature and 650°C. At the ambient temperature, additive manufacturing specimen showed isotropic tensile properties. But at 650°C tensile test, as-deposited and STA specimens showed lower strength than C&W specimens. STA-90 degree sample exhibited lower elongation than STA-0 degree sample.

Key words: Superalloy, Inconel 718, Laser Beam Melting

1. 緒言

Inconel718 (Special Metals の商標)は、航空宇宙材料として広範囲に用いられている。Platt&Whitney 社 PW4000 エンジンで使用されている Ni 基超合金の実に 57%が Inconel718 である⁽¹⁾。積層造形技術では、複雑形状・中空形状の製品の製作，一体造形による加工工程の簡易化，異なる材料を組み合わせが可能であること，多品種・少量生産が可能という利点⁽²⁾から，金属粉末を用いた積層造形技術が近年注目されている。そこで本研究では，航空宇宙材料として幅広く用いられている⁽³⁾Inconel 718 粉末を用い，LBM(Laser Beam Melting)によって積層造形した。積層造形材の組織と強度特性を調べた。

2. 実験方法

積層造形には Yb ファイバーレーザーにより溶融固化する EOSINT M 280，粉末は EOS NickelAlloy IN718⁽⁴⁾を用いた。粉末の化学組成は Inconel 718 (Special metals の商標)とほぼ同等である。化学組成を表 1 に示す。高純度アルゴン雰囲気中で，最小ビーム径 100μm，積層厚 0.04mm で，合金粉末を溶融・固化させて一辺 35mm の立方体を作製した。この立方体をスライスし，その板から組織観察試料・引張試験

片を放電加工機で切り出した。積層方向（ビーム入射方向）に対して平行に切り出した試料を 0°材，垂直に切り出した試料を 90°材とする。造形物から切り出した 2 方向の試験片において，積層ままの試料を as-deposited 材，AMS-5662 規格(図 1)にしたがって熱処理を施した試料を STA(solution treated and aging)とする。これらの試料について，組織観察(OM, SEM, TEM, EBSD)を行った。また，クロスヘッド速度 0.5mm/min，室温および 650°Cにて引張試験を行った。

Table 1 Chemical composition of EOS Nickel Alloy 718⁽⁴⁾.

Ni	Cr	Nb	Mo	Ti	Al	Co
50.0	17.0	4.75	2.8	0.65	0.20	≤1.0
Cu	C	Si,Mn	P,S	B	Fe	
≤0.3	≤0.08	≤0.35	≤0.015	≤0.006	bal	

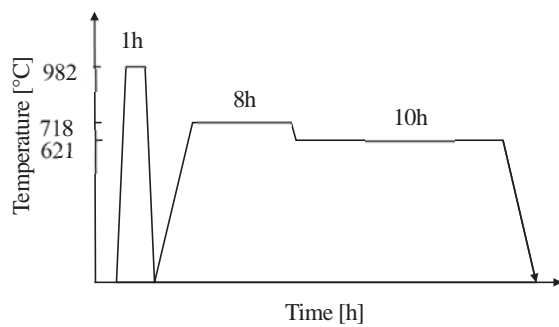


Figure 1. Heat treatment of AMS-5662.

3. 実験結果

3.1 組織観察

OM (光顕) では、ビードの積層とビード中のデンドライトが観察された。また、デンドライトは、ビード内部から界面を越えて成長しており、デンドライトのエピタキシャル成長が見られた。図2に as-deposited 材の 90°材の TEM 像を示す。微細析出物が規則的に配列していた。この析出物は、EDS 元素分析から、Nb を多く含んでいることから δ 相である可能性が高い。図3に as-deposited 材の積層方向に対して平行(0°面)、垂直な面(90°面)の EBSD 像を示す。0°面では、結晶粒は積層方向に向かって細長く成長していた。これは、凝固金属の結晶方位を維持しつつ結晶が成長するエピタキシャル成長の結果だと考えられる。0°面、90°面からの観察により、積層材の組織は、大小様々な結晶粒を有する混粒で、方向性を有することがわかった。

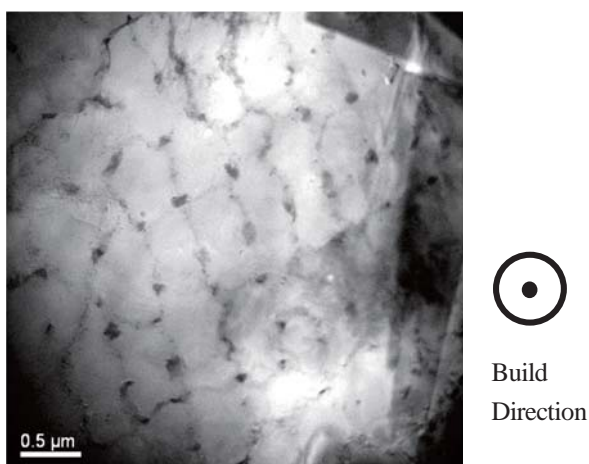


Figure 2. TEM image of as-deposited 90° sample.

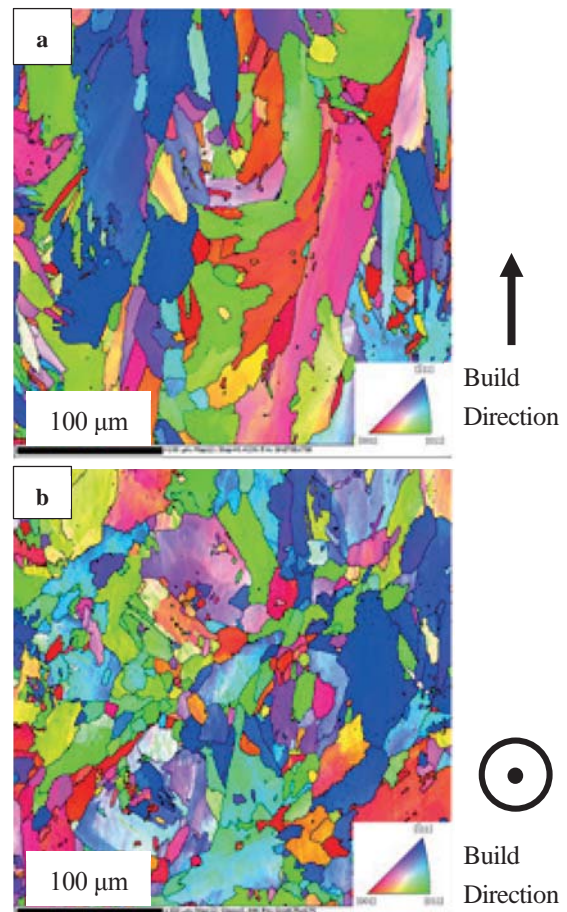


Figure 3. IPF (inverse pole figure) map of as-deposited samples: (a) parallel to the build direction, (b) vertical to the built direction.

3.2 強度特性

3.2.1 室温

表2に示すように、延性は0°材が、強度は90°材が若干高い強度を示したが、as-deposited 材、STA 材共に、0°材と90°材の間で引張特性に大きな差は見られなかった。室温において、積層材は、比較的等方的な機械特性を示すことがわかった。また、STA-0°材および STA-90°材の強度・延性は、718 溶解鍛造材の規格値を上回ることが明らかとなった。さらに、HIP 焼結材と STA-0°材を比較すると、強度はほぼ同等だが、2倍以上の延性が得られた。これは、粒子が高温で圧力を負荷されて固相拡散焼結する HIP とは異なり、積層造形では粒子にビームを照射し、熔融固化して造形物を形成することに起因すると考えられる。つまり、積層材では、HIP 焼結材において延性を低下させる要因となっている PPB (Prior Particle Boundary) が残存しないため、2倍以上の延性が得られたと考えられる。

3.2.2 650°C

表 3 に示すように、650°Cでは、積層材は、as-deposited 材および STA 材とも溶解鍛造材に比べ強度が大幅に低いことが明らかになった。積層材は溶解鍛造材に比べて強度が低いので延性は高い。as-deposited 材と STA 材を比較すると、as-deposited 材は標準熱処理を施した STA 材より若干高い強度を示した。また、STA-0°材に比べて、STA-90°材は約 1/2 の延性であり、as-deposited 材でも STA-90°材の延性が若干低い。90°材の延性が低下した原因は、応力軸に垂直な結晶粒界に沿って破壊が生じた可能性が考えられる。方向性を有した粗大結晶粒で破壊が生じる可能性が高いことから、今後、積層材の結晶粒径の均一・等軸化を目的とした積層プロセスおよび熱処理プロセスの検討が必要であると考えられる。

Table 2 Tensile properties at ambient temperature.

Specimens	Angle [°]	0.2% Proof stress [MPa]	Tensile Strength [MPa]	Elongation [%]
As-dep.	0	676.8	1022.5	28.1
	90	789.8	1070.0	25.2
STA	0	1270.7	1424.6	18.6
	90	1365.6	1518.9	14.7
Cast & Wrought ⁽⁵⁾	-	1034	1276	12
HIP + STA ⁽⁶⁾	-	1260	1413	8.6

Table 3 Tensile properties at 650°C.

Specimens	Angle [°]	0.2% Proof stress [MPa]	Tensile Strength [MPa]	Elongation [%]
As-dep.	0	594.4	862.1	25.1
	90	742.6	941.1	23.9
STA	0	594.2	816.1	31.5
	90	606.1	815.8	16.1
Cast & Wrought ⁽⁵⁾	-	862	1000	12

4. 結言

1. レーザー積層材の組織は、ビード界面からデンドライトが積層方向に向かってエピタキシャル成長しており、そのため積層方向に細長い結晶粒形状となった。
2. 室温において、時効処理を施した積層材の強度・延性は、溶解鍛造材の規格値を上回った。
3. 積層造形では、HIP 焼結において延性を低下させる PPB (Prior Particle Boundary) が生成されないため、HIP 焼結材に比べて良好な延性が得られた。
4. 650°Cにおいて、積層材の強度は、溶解鍛造材よりも大幅に低いことが明らかになった。As-deposited 材は STA 材と同等の強度を示した。STA-90°材の延性は STA-0°材に比べて低い。
5. 結晶粒の均一化、等軸化を目的とした積層プロセス、熱処理プロセスの検討が必要とされる。

参考文献

- 1) D. F. Paulonis and J. J. Schirra: Superalloys 718, 625, 710 and various Derivatives (2001), pp.13-37.
- 2) 経済産業省, “3D PRINTER にできること”, METI Journal, August/September 2013, pp.01-24.
- 3) Daniel F. Paulonis and John J. Schirra, “ALLOY 718 AT PRATT & WHITNEY-HISTORICAL PERSPECTIVE AND FUTURE CHALLENGES”, superalloys 718.625.706 and Various Derivatives, (2001), pp.13-23.
- 4) EOS GmbH-Electro Optical Systems, “Material data sheet EOS Nickel Alloy IN 718”, pp.3.
- 5) SPECIAL METALS, “INCONEL alloy 718”, Special Metals Corporation, (2007), p.3.
- 6) G. A. Rao, M. Kumar, M. Srinivas, and D. S. Sama, “Effect of oxygen content of powder on microstructure and mechanical properties of hot isostatically pressed superalloy Inconel 718”, Materials Science and Engineering A435-436, (2006), pp.84-99.

羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に 発生する失速と前縁渦の関係

*藤澤 信道，原 昇太郎，太田 有（早大），後藤 尚志（IHI）

The Relationship between Stall and Leading-edge Vortex in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser

*Nobumichi FUJISAWA, Shotaro HARA, Yutaka OHTA (Waseda Univ.) and Takashi GOTO (IHI)

ABSTRACT

The experimental and CFD analysis were conducted to investigate the relationship between stall and leading-edge vortex (LEV) in a centrifugal compressor with vaned diffuser. The LEV is distinct from the separating vortex of the diffuser leading-edge and passage vortex of the diffuser. It is produced by the accumulation of vortices caused by the velocity gradient of the impeller-discharge flow. According to the experimental results, both the impeller and diffuser rotating stalls occurred at 55 and 25 Hz during off-design flow operation. Both stall cells were existed only on the shroud side of the flow passages, which is very close to the source location of the LEV. According to the CFD results, the size of the LEV doesn't change, and the LEV is comparatively stable in the designed flow operation. On the other hand, the LEV develops and forms a huge flow blockage within the diffuser passages during off-design operation. Therefore, the LEV may be considered to be one of the causes of the diffuser stall in the centrifugal compressor.

Key words: Centrifugal Compressor, Vaned Diffuser, Leading-edge Vortex, Rotating Stall, CFD

1. はじめに

ターボ機械の一つである遠心圧縮機は産業界からの要請を受け、小型・高効率化が求められており、その観点からも羽根付ディフューザが多用されている。羽根付ディフューザを採用すると高い圧力上昇が得られる反面、右上がり不安定領域が拡大し、部分流量運転時にはサージや旋回失速などの不安定現象が生じるという問題がある。

著者らは羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機において生じる不安定現象に着目し、圧縮機性能の改善を指向したディフューザ案内羽根の設計指針を得ることを目的としている。従来から、羽根なしディフューザを有する遠心圧縮機に生じる非定常現象についての研究報告は多くなされているが¹⁾³⁾、羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機を対象に、詳細な内部流れ場調査を基に、非定常現象の解明を指向した研究報告は少ない。

従来の研究より、著者ら⁴⁾⁶⁾はディフューザ案内羽根の前縁負圧面のシュラウド側に定在する前縁渦が圧縮機性能に影響を及ぼすことを示し、部分流量運転時における前縁渦の拡大がディフューザ流路内にブロッケージを形成し、局所的なディフューザ失速を引き起こすことを示した。

本報では、部分流量運転時に発生する旋回失速の調査のために、高感度圧力センサを用いた圧力の同時多点計測および熱線流速計を用いた羽根車吐出流の計測を行った。また、前縁渦の構造とディフューザ失速との関連を調査するために、多色油膜法を用いたディフューザ翼間の可視化および内部流れ場の非定常数値解析を行った。

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

供試遠心圧縮機は船用ディーゼルエンジンに用いられる過給機用遠心圧縮機である。Fig.1 および Table 1 に供試遠心圧縮機の外観および仕様を示す。供試圧縮機において設定回転数は 22000min^{-1} であるが、本研究では 6000min^{-1} に設定した。これは衝撃波や強い二次流れの影響を除外し、前縁渦の挙動のみに焦点を当てるためである。

供試羽根車はインデューサを有する長羽根 7 枚、短羽根 7 枚から構成される開放型羽根車である。供試ディフューザは羽根なしディフューザ(VL)と 15 枚の案内羽根を有する羽根付ディフューザの 2 種類を採用した。それぞれのディフューザ通路幅を $B_4 = 26.14\text{ mm}$ に設定した。ディフューザ案内羽

Table 1 Dimensions of Tested Compressor.		
Tested Centrifugal Compressor		
Rotational Speed	N	6000 min^{-1}
Mass Flow Rate	G	1.64 kg/s
Pressure Ratio	P_5/P_0	1.1
Impeller		
Number of Blades (Main + Splitter)	Z	14 (7+7)
Inlet Diameter	D_1	248 mm
Outlet Diameter	D_2	328 mm
Exit Blade Width	B_2	26.14 mm
Diffuser		
Blade Shape		Wedge
Number of Vanes	V	15
Leading Edge Diameter	D_3	360 mm
Trailing Edge Diameter	D_4	559 mm
Diffuser Width	B_4	26.14 mm

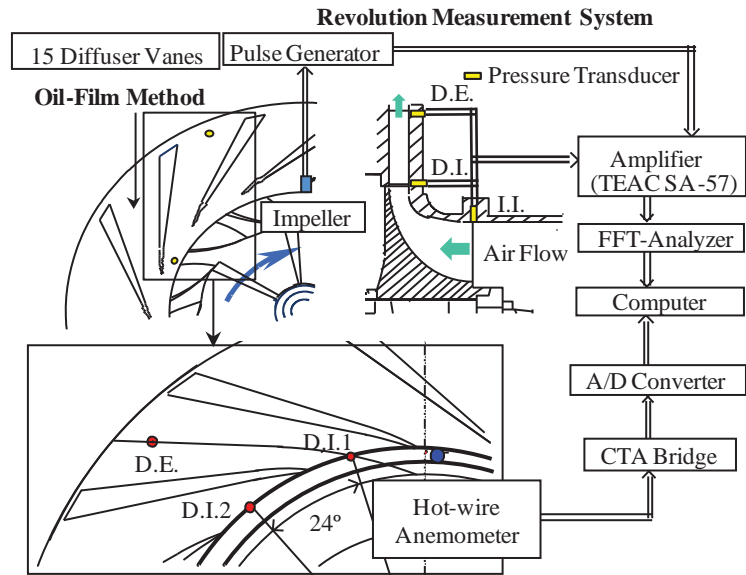


Fig.1 Experimental Apparatus and Measuring System.

根にはくさび形案内羽根(ODV)を採用した。

2.2 実験方法

圧縮機出口静圧は、圧縮機出口直後に設置した差圧発信器により計測し、流量は吐出管出口に設置したオリフィス流量計を用いて計測した。また、案内羽根翼間流れは多色油膜法により可視化した。

圧縮機内部に発生する非定常現象を調査するために、圧力変動の同時計測を圧縮機子午面方向および羽根車出口周方向に行い、羽根車吐出流の流速測定を行った。Fig.1 に圧力センサおよび熱線流速計の設置位置を示す。圧力センサの設置位置は、子午面方向に対しては、羽根車入口(I.I.)、ディフューザ案内羽根入口(D.I.)、ディフューザ案内羽根出口(D.E.)の3箇所である。周方向に対しては、24deg離れた2箇所(D.I.1,D.I.2)である。また、熱線流速計を用いた流速測定では、動静翼間($D = 339 \text{ mm}$)において、ハブ側からシュラウド側まで5%刻みでトラバース計測した。

3. 数値解析法

3.1 解析スキーム

前縁渦の生成メカニズムおよび非定常挙動を解明するために数値解析を実施した。支配方程式は連続の式、3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式、エネルギー保存式および理想気体の状態方程式であり、有限体積法により離散化した。対流項には MUSCL(Monotone Upstream-centered Scheme for Conservative Laws)法により高次精度化した FDS(Flux Difference Splitting)を用い、粘性項はガウスの定理に基づく2次精度中心差分で評価した。また、時間積分には LU-SGS(Lower-Upper

Symmetric Gauss Seidel)陰解法を採用した。乱流モデルには LES/RANS ハイブリッドモデルである Detached Eddy Simulation を採用した。本研究では、Strelets らが提案した SST $k-\omega$ 乱流モデルに基づく DES を使用した。この DES では、局所的な乱流のスケールに応じて RANS/LES 領域を自動的に切替え可能である。相対系(非慣性系)には慣性力として遠心力およびコリオリ力を考慮した。

3.2 解析格子

解析格子の概略図を Fig.2 に示す。計算領域は、相対系として羽根車領域、羽根車チップクリアランス領域、絶対系としてディフューザ領域の3領域に分割した。

本数値解析では、短羽根を間に1翼含む羽根車1長翼間と案内羽根3翼間を計算領域とした。ただし、対象とした遠心圧縮機は羽根車翼枚数および

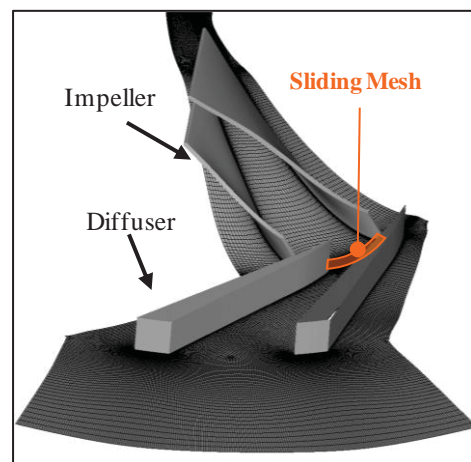


Fig.2 Overview of Computational Domain.

案内羽根翼枚数が互いに素(それぞれ, 14 枚, 15 枚)であるため,案内羽根翼枚数を 21 枚として解析格子を調整した.

格子点数はチップクリアランスを含む羽根車領域は約 350 万点, ディフューザ部は約 520 万点であり, 総格子点数は約 870 万点である.

3.3 境界条件

入口境界には等エントロピ流れを仮定し, 全温および全圧を一定とした. また, 一次元無反射条件を適用した. さらに出口境界には, 絞り抵抗モデルを導入して出口境界の圧力と出口境界を通る流速に関連性を与えた. また, 羽根車領域とディフューザ領域の接合面はスライディング補間により保存量の補間を行った. 周方向境界には周期境界を適用した.

4. 結果および考察

4.1 圧縮機性能

実験および数値計算から得られた圧縮機性能を Fig.3 に示す. $\phi = 0.24$ は 6000min^{-1} 運転時における供試圧縮機の最高効率点であり, $\phi = 0.18$ はくさび形案内羽根を有する羽根付ディフューザを採用した際に吐出し静圧の勾配が負に転じる点である.

Fig.3 より, くさび形案内羽根(ODV)をディフューザに設置すると羽根なしディフューザ(VL)設置時に比べ高い圧力上昇が得られることが分かる. しかし, VL 設置時に比べ, 右上がり不安定領域が拡大する. 計算結果をみると, 実験結果と比べ設計点では良く一致するものの, 部分流量運転時に高い圧力上昇を示しているが, 定性的な一致は見られる. この差は, 解析格子が流路の一部を解析対象としていることや案内羽根翼枚数の違いが性能に影響したと考えられる.

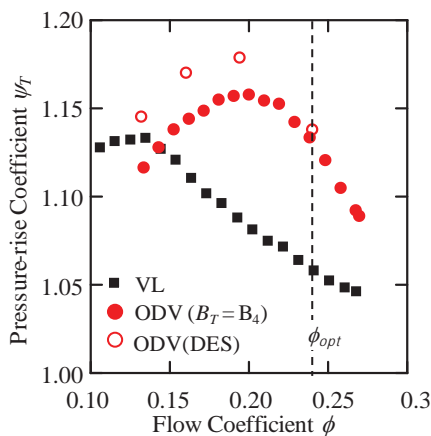


Fig.3 Compressor Performance.

4.2 前縁渦の構造

くさび形案内羽根を設置した際のディフューザシュラウド壁および案内羽根負圧壁面の多色油膜法による可視化結果を Fig.4 に示す. 左図は $\phi = 0.24$, 右図は $\phi = 0.14$ における可視化結果である.

Fig.4 の上図より, シュラウド壁面近傍において案内羽根前縁から羽根車出口へと向かう逆流領域が存在し, $\phi = 0.14$ ではその領域が拡大している. また Fig.4 の下図より, 案内羽根前縁近傍のシュラウド側に渦を形成する流れの軌跡が確認される. この渦が本研究で着目する前縁渦(LEV)であり, 流量低下と共に大きく成長することが分かる. 部分流量運転時である $\phi = 0.14$ では, 前縁渦は通路幅 B_4 の約 80%まで成長している. この渦の成長がシュラウド側近傍の逆流領域の拡大に寄与していると考えられる.

次に, $\phi = 0.24$ におけるくさび形案内羽根設置時の前縁渦を速度勾配の 2 次不変量の等値面より可視化を行い, 案内羽根前縁シュラウド側より流線を引いた結果を Fig.5 に示す. 渦構造は無次元ヘリシティにより色付けされている. 同様に, 動翼静止系での羽根車領域および案内羽根前縁部近傍で

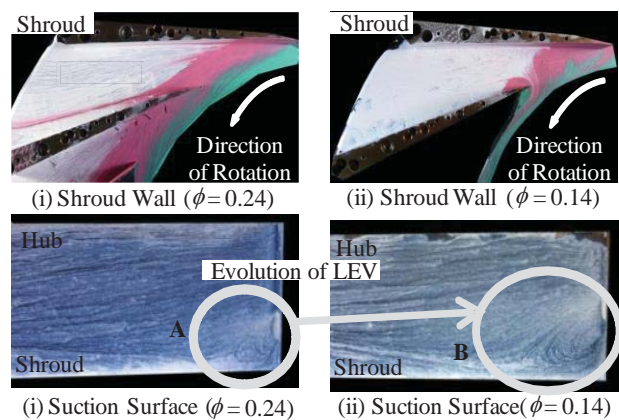


Fig.4 Visualization of Diffuser Passage Flow and Leading Edge Vortex (LEV) (ODV, $\phi = 0.24$ and 0.14).

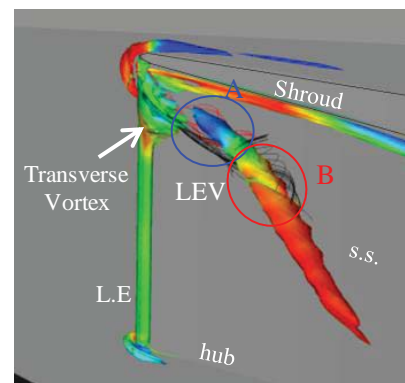
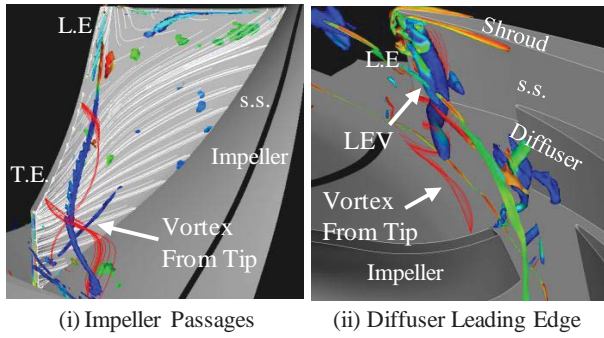


Fig.5 Structure of Leading Edge Vortex (LEV) (ODV, $\phi = 0.24$).



(i) Impeller Passages (ii) Diffuser Leading Edge
 Fig.6 Origin of Leading Edge Vortex (LEV)
 (ODV, $\phi=0.24$).

の渦構造を Fig.6 に示す. 図中には, 羽根車のチップクリアランス部からの流線を示した.

Fig.5 より, 前縁渦は進行方向が逆である 2 つの縦渦 A, B で構成されていることが分かる. 著者らの前報⁴⁾より, 設計点 $\phi=0.24$ においてもディフューザ入射角はシュラウド側で急激に正へと変化し, 案内羽根負圧面シュラウド側にて流れの剥離による横渦が生成される. さらに, ディフューザ内の強い圧力勾配の影響を受け, シュラウド側の流れは空間的に逆流となる. そのため, 定常的に生成される渦度の蓄積により 2 つの縦渦 A, B が形成されたと考えられる. 縦渦 A は横渦に引きずられ, 案内羽根負圧面へと衝突し, Fig.4 下図のように前縁渦の渦跡を残す. また, 縦渦 B は案内羽根負圧面に引きずられずに, 隣接翼の正圧面へと移流する. そのため, 縦渦 B はディフューザ主流の流れを阻害し, ディフューザ損失の要因となる. さらに Fig.6 より, 羽根車クリアランス部からの漏れ渦が案内羽根前縁部まで伸びていることが分かる. つまり, 羽根車からの漏れ渦が案内羽根前縁に衝突し, 前縁渦が生成されていると考えられる.

4.3 羽根車・ディフューザ失速の特性

Fig.7 に, $\phi=0.14$ におけるくさび形案内羽根設置時の壁面静圧変動の同時計測結果より算出されたコヒーレンスを示す. 横軸は周波数であり, 縦軸は上の図から, 羽根車外周周方向の 2 点, ディフューザ入口とディフューザ出口, 羽根車入口とディフューザ入口から算出されたコヒーレンスである. また Fig.8 に, $\phi=0.13$ における VL 設置時の壁面静圧の同時計測結果より, 羽根車入口とディフューザ入口から算出されたコヒーレンスを示す.

Fig.7 の上図と中央の図より, 翼通過周波数の基本成分である $f_{1stbpf} = 1400\text{Hz}$ およびその 1/2 成分が確認される他に, 25Hz と 55Hz 付近に 2 つの顕著なピークが存在する. 一方, Fig.7 の下図より, 羽根車流路間では 55Hz の変動のみが生じており, 25Hz の変動は確認されない. さらに, Fig.8 より

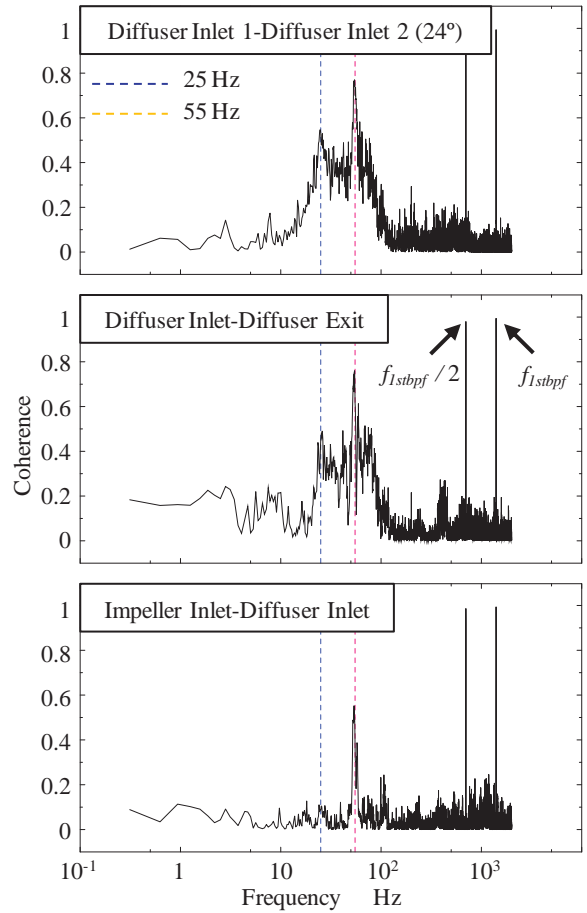


Fig.7 Coherence of Pressure Fluctuation
 (ODV, $\phi=0.14$).

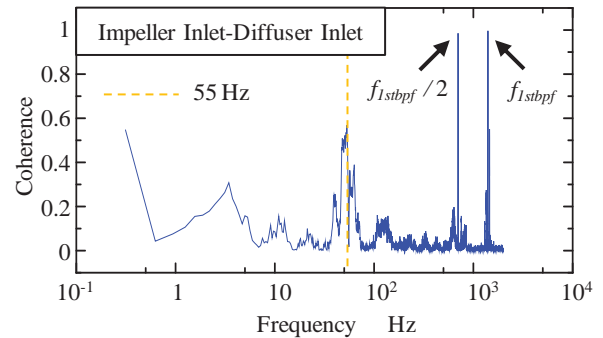


Fig.8 Coherence of Pressure Fluctuation
 (VL, $\phi=0.13$).

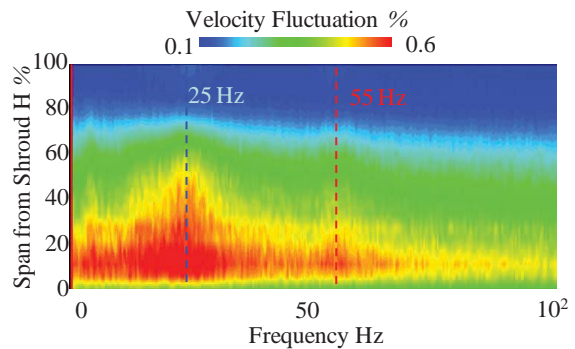


Fig.9 Distribution of Disturbance of Velocity Fluctuation
 (ODV, $\phi=0.14$).

VL 設置時においても羽根車流路間では 55Hz の変動のみ確認できる。以上より、55Hz と 25Hz の変動は、それぞれ羽根車流路間およびディフューザ流路間にかけて発達する局所的な非定常現象が原因と考えられる。また実験より、2つの変動の周波数は共に、圧縮機の回転数の変化に対して線形的に変化することが分かっている。つまり、これらの変動は旋回失速が原因であると考えられる。

さらに、スパン方向の失速セルの規模を調査するために、熱線流速計を用いて羽根車吐出流の計測を行った。Fig.9 に、スパン方向 5% 刻みに非定常計測を行った後に、周波数解析をした流速変動の結果を示す。横軸は周波数であり、縦軸はシュラウド壁からのスパン方向距離である。また、流速変動の大きさは各スパンにおける周方向流速の平均値で無次元化されている。

Fig.9 より、羽根車・ディフューザ失速ともにシュラウド側に強い規模で存在していることが分かる。さらに、ディフューザ失速の変動の規模は羽根車失速のものより大きい。前縁渦の発生場所はシュラウド側であることから、前縁渦の非定常挙動がディフューザ失速の発生要因の一つであることが考えられる。よって、以下では前縁渦とディフューザ失速の関連性を調査した。

4.4 前縁渦の非定常挙動

$\phi = 0.24, 0.14$ における案内羽根近傍の前縁渦の非定常挙動を調査するために数値解析を実施した。Fig.10 は前縁渦を速度勾配の 2 次不変量の等値面より可視化を行った結果と、案内羽根負圧面前縁近傍の限界流線を示している。また、渦構造は無次元ヘリシティで色付けしている。Fig.11 は Fig.10 中の左右案内羽根流路間(LP および RP)の案内羽根流路のスロート部を通過する瞬時の流量を断面積で除し求めた速度を羽根車周速で無次元化した速度であり、赤線は左側流路(LP)、青線は右側流路(RP)にそれぞれ対応している。横軸は基準時刻 $t = 0$ として 1 翼通過時間で無次元化した無次元時間を、縦軸は羽根車出口周速で無次元化した無次元速度変動とした。また、Fig.10 の無次元時刻($t_{a1} \sim t_{a3}$)は Fig.11 に示す時刻と対応している。

Fig.10 に示す前縁渦は案内羽根前縁の負圧面シュラウド側から発生しており、限界流線の形状は Fig.5(左下)に示した油膜法の結果と良く一致している。 $t = t_{a1}$ にて、案内羽根 A から発生した前縁渦は、シュラウド側での強い逆流の影響で羽根車流路へ流されている。さらに $t = t_{a2}$ では、前縁渦は羽根車吐出流に流され、隣翼である案内羽根 B の前縁へと移動する。そのため案内羽根 A の負圧面限

界流線を見ると、 $t = t_{a1}$ において案内羽根 A から発生した前縁渦の渦芯は下流に流され、新たな前縁渦の渦芯が生成される。最終的に $t = t_{a3}$ では、前縁渦は案内羽根 B の前縁へと付着していることが分かる。この結果より、設計運転時においても前縁渦の遷移は羽根車およびディフューザ流路シュラウド側の流れに影響を与えていることが分かる。しかし、前縁渦の規模はあまり変化せず安定しており、Fig.11 より $\phi = 0.24$ の速度変動は左右翼間にてよい一致を示している。そのため、ディフューザ内部流れ場は安定していると考えられる。

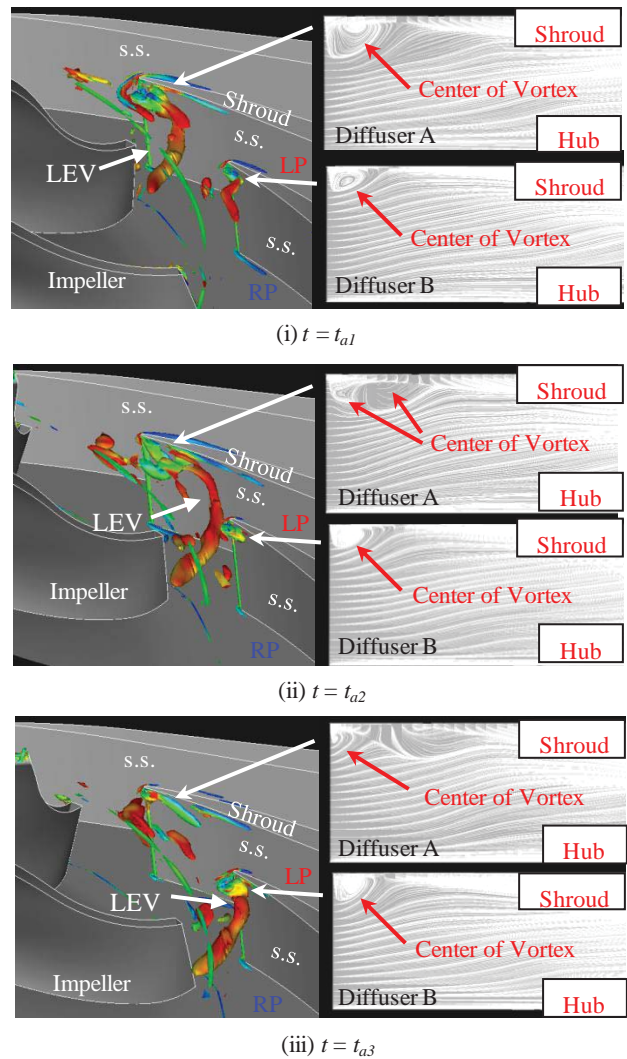


Fig.10 Unsteady Behavior of Leading Edge Vortex (ODV, $\phi = 0.24$).

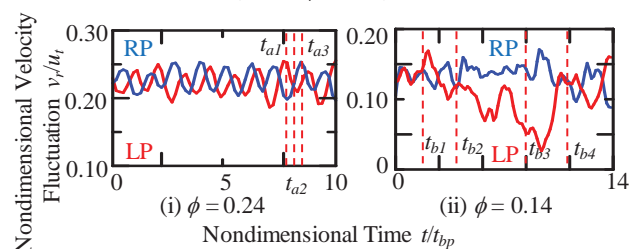


Fig.11 Fluctuation of Diffuser Inlet Velocity (ODV).

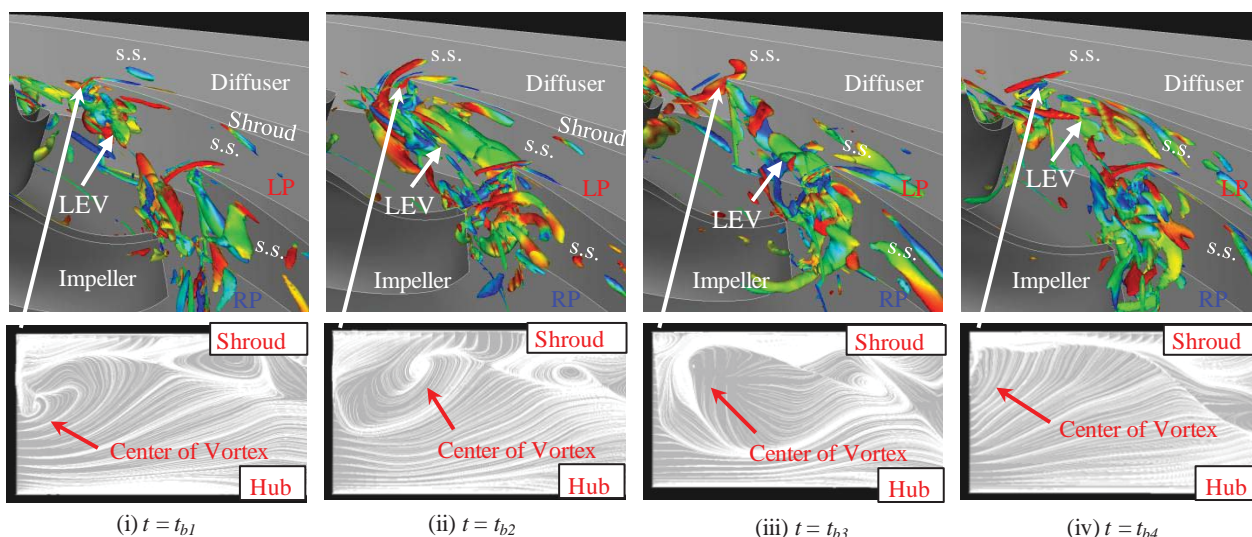


Fig.12 Unsteady Behavior of Leading Edge Vortex (ODV, $\phi=0.14$).

一方、 $\phi = 0.14$ では、Fig.11 から左右翼間の速度変動は大きく異なっている。特に LP 側は RP 側と比べ、非常に低流速となることから、局所的なディフューザ失速に陥っていると考えられる。Fig.12 の前縁渦の可視化結果から、 $t = t_{b1}$ に LP 側で発生した前縁渦は、 $t = t_{b2}$ になるとシュラウド側で大きく成長する。 $t = t_{b3}$ において前縁渦は $\phi = 0.24$ に比べて更に大きく成長し、ほぼハブ側まで拡大する。このことから、前縁渦が大きく成長し、案内羽根入口の全スパンにわたってブロッキングを形成することが、ディフューザ失速の要因である。また、LP 側の流量が増加するに従い、 $t = t_{b4}$ に示すように前縁渦の大きさは縮小しており、さらに RP 側の流量が減少することから、この前縁渦の時間的な拡大縮小運動が遠心圧縮機におけるディフューザ部に発生する失速現象の初生の一要因であると考えられる。しかし、部分流路解析ではディフューザ失速を完全に再現することは不可能であるので、全周解析の実施を今後の課題としたい。

5. 結論

羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生する失速と前縁渦の関係を調査するために、実験および数値解析を行った。得られた結果を以下にまとめる。

- (1) ディフューザ前縁渦は案内羽根前縁の負圧面シュラウド側に存在し、進行方向が逆である 2 つの縦渦 A、B で構成されている。縦渦 A は横渦に引きずられ、案内羽根負圧面へと衝突し、縦渦 B は案内羽根負圧面に引きずられずに、隣接翼の正圧面へと移流する。さらに、羽根車クリアランス部からの漏れ渦が前縁渦の発生要因であると考えられる。

- (2) 供試圧縮機では、部分流量運転時に羽根車およびディフューザ失速が 55、25Hz の周波数で生じる。2 つの旋回失速は流路のシュラウド側に存在している。ディフューザ失速セルは羽根車失速セルより規模が大きく、圧縮機性能に強く影響を与えている。
- (3) 前縁渦は流量低下と共に大きく成長する。部分流量運転時において、前縁渦はシュラウド側からハブ側までほぼ全スパンにわたって成長し、流路ブロッキングを形成する。このため、ディフューザ部の主流は阻害され、局所的なディフューザ失速が生じる。

参考文献

- 1) Yoshinaga, Y. et al.: Aerodynamic Performance of a Centrifugal Compressor with Vaned Diffusers, Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 102 (1980), pp. 486-493.
- 2) Yoshinaga, Y. et al.: A Study of Performance of Centrifugal Compressor Diffusers, Trans. JSMB (B), Vol. 50, No. 460 (1983), pp. 2943-2952. (in Japanese)
- 3) Haupt, U. et al.: Unsteady Flow in a Centrifugal Compressor with Different Types of Vaned Diffusers, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 110 (1988), pp. 293-303.
- 4) Ohta, Y. et al.: Unsteady Behavior and Control of Diffuser Leading-edge Vortex in a Centrifugal Compressor, ASME Turbo Expo 2010, GT2010-22394.
- 5) Morita, Y. et al.: Effects of Diffuser Vane Geometries on Compressor Performance and Noise Characteristics in a Centrifugal Compressor, ASME FEDSM 2013, FEDSM2013-16145.
- 6) Fujisawa, N. et al.: Unsteady Behavior of Leading Edge Vortex and Diffuser Stall Inception in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, ASME FEDSM 2014, FEDSM2014-21242.
- 7) Strelets, M., et al.: Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, AIAA Paper, 2001-0879.

遷音速遠心圧縮機のサージ点近傍における 非定常流動現象の大規模 DES 解析

*神崎 大（九大院），西澤 崇（九大院），古川 雅人（九大），山田 和豊（九大）

Large-Scale DES Analysis of Unsteady Flow Phenomena in a Transonic Centrifugal Compressor at Near-Surge Condition

*Dai KANZAKI(Kyushu Univ.), Takashi NISHIZAWA(Kyushu Univ.)
Masato FURUKAWA(Kyushu Univ.) and Kazutoyo YAMADA (Kyushu Univ.)

ABSTRACT

Unsteady flow fields in a transonic centrifugal compressor at near-surge conditions have been investigated by detached eddy simulations (DES) using 400 million grid points. The simulation results show that the flow field in the impeller at near-surge is dominated by the blade stall near the full-blade tip of impeller, which causes the huge reverse flow region near the shroud wall. It is also found that the rotating stall with large reverse flow regions plays a major role in the flow field in the diffuser at near-surge.

Key words: Centrifugal compressor, Near-surge, Flow phenomena, Numerical simulation

1. 緒言

遠心圧縮機は、石油精製プラント、化学プラント、天然ガスプラント、製鉄プラントなどの各種プラントや空気源、ターボ過給機、ガスタービンなどに用いられており、工業上極めて重要なターボ機械のひとつである。一般に、圧縮機を含む管路系では、流量が減少すると流れの不安定現象としてのサージが発生する。このサージが発生すると、流速や圧力が管路系全体にわたって大きく変動する結果、圧縮機の運転が不可能になるだけでなく、管路系を構成する機器に損傷を与えることもあり、サージは回避することが不可欠な現象である。また、各種プラントで使用されるプロセス用圧縮機としての遠心圧縮機は、プラントの心臓部としての役割を果たすために、高い信頼性が要求されることから、サージを回避するために、必要以上の容量の抽気用バルブを設置せざるを得ないことがあり、サージ予測の確立は信頼性向上の観点のみならず、コスト低減の観点からも重要である。

しかしながら、サージは非定常現象であるとともに、逆流を伴う異常流動現象であることから、その発生を予測することは未だに困難である。サージマージンの拡大を企図した研究（例えば、文献 1), 2)), あるいはサージの前駆現象としての旋回失速をインペラやディフューザなどの遠心圧縮機の構成要素ごとに調べた研究（例えば、文献 3), 4), 5)) がこれまでに多数行われてきたが、サージ予測にとって重要となるサージ初生時の流動現象、すなわちサージに至る流動メカニズムを詳細に調べた研究は皆無に近い。

以上のような観点から、本研究では、遠心圧縮機全体の構成要素に対して 4 億セルの計算格子を用いた大規模 DES 解析を実施することにより、遠心圧縮機の最大圧力上昇点からサージ点近傍までにおける非定常流動現象を把握するとともに、サージに至る詳細な流動メカニズムを調べた。

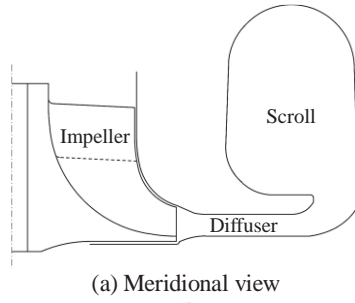
2. 解析対象

本研究では車両用ターボチャージャーに用いられる遠心圧縮機を解析対象とした。図 1(a)の子午面形状に示す通り、供試遠心圧縮機は、インペラ、羽根なしディフューザおよびスクロールから構成された遷音速遠心圧縮機である。図 1(b)にインペラの概観を示す。インペラは翼端すき間を有するオープンタイプインペラであり、その翼枚数はフルブレードおよびスプリッタブレードともにそれぞれ 6 枚である。

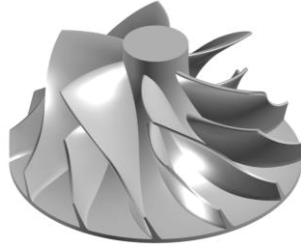
3. DES 解析手法

3.1 数値計算手法

非定常三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とし、セル中心形の有限体積法に基づいて離散化した。非粘性流束の評価には SHUS (Simple High-resolution Upwind Scheme)⁶⁾ を用い、三次精度の MUSCL 法を組み合わせることで高い空間解像度を確保している。粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に評価した。また、時間方向は Euler 陰解法により離散化し、時間積分には MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel) 陰解法を用いた。



(a) Meridional view



(b) Impeller

Fig. 1 Test centrifugal compressor

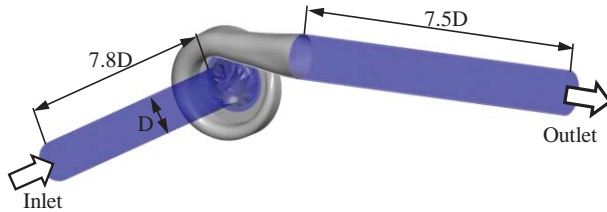


Fig. 2 Computational domain of test compressor

各時間ステップにおいてニュートン反復 (3 回) を実施し、時間精度を最大二次精度に保った。なお、時間刻み幅は、インペラの 1 回転当たり 7,500 ステップ、すなわち 1 ピッチの通過当たり 1,250 ステップとなるように設定した。

本研究で実施した DES 解析は、低レイノルズ数形の $k-\omega$ 乱流モデル⁷⁾に基づいており、 k の輸送方程式における散逸項を次式のように修正した⁸⁾。

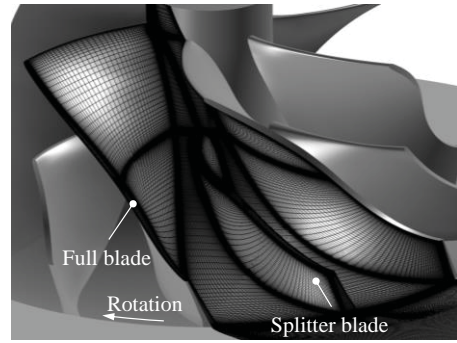
$$D_{DES}^k = \rho k^{3/2} / l_{DES} \quad (1)$$

$$l_{DES} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES}\Delta) \quad (2)$$

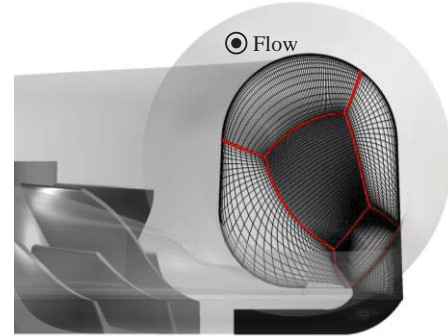
ここで、 l は乱流長さスケール、 Δ は局所の格子幅である。 C_{DES} はモデル定数で、使用するスキーム等に応じて変更する必要があり、本研究では 1.60 とした。

3.2 計算格子

図 2 に本解析で設定した計算領域を示す。本解析では、インペラ上流まで逆流領域の大規模な発達が予想されるサージ点近傍を対象としていることから、入口境界をインペラ前縁から十分遠方に設定する必要がある。そこで、インペラの上流に試験装置の計測管に相当する領域を設け、インペラ入口からその内径の 7.8 倍上流に流入境界を設置した。またスクロール出口にも、図 2 のとおり、



(a) Impeller



(b) Scroll

Fig. 3 Computational Grid (every 2 lines)

入口同様に計測管に相当する領域を設け、流出領域をスクロール出口から十分遠方に設定した。

図 3(a) に本解析で用いたインペラ部の計算格子を、図 3(b) にディフューザ部およびスクロール部の計算格子を示す。計算格子は翼端すき間部やスクロール部も含め、全て H 型の構造格子で構成した。計算セル数はフルブレードおよびスプリッターブレードのコード方向にそれぞれ 320 および 200 セルとし、フルブレードとスプリッターブレードの各翼間の周方向には 120 セルとした。また、ハブからケーシングまでのスパン方向には 180 セルを設定し、そのうち翼端すき間には 40 セルを割り当てた。ディフューザ部では、流れ方向に 200 セル、高さ方向にはインペラ部と同数の 180 セルを設けた。

インペラ部のセル数は 103,349,760 セル、ディフューザ部は 110,592,000 セル、スクロール部は 168,423,000 セルであり、これに入口および出口に設置した円管部を含めた計算領域全体の総セル数は 402,020,760 セルである。低レイノルズ数形の $k-\omega$ 乱流モデルを用いることから、壁面上の最小格子幅は $y^+ < 1$ を満足するように十分小さく設定した。

3.3 境界条件および計算条件

流入境界には、全圧、全温および流れ角 (予旋回無し) を固定して与えている。また、流出境界条件として質量流量を指定するために、流出境界の外側に設けた仮想セルには、隣接する内部セルの物理量を基にして、所定の質量流量に一致するように速度ベクトルをスケールして与えた。壁面ではすべて断熱滑りなし条件を与えた。

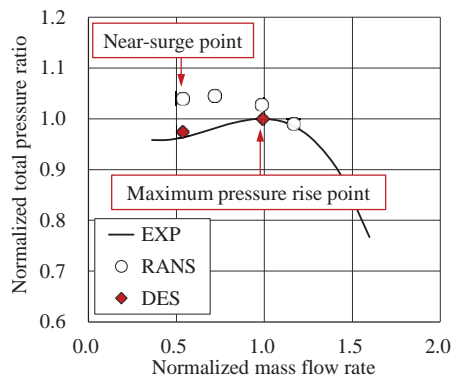


Fig. 4 Total performance of test centrifugal compressor

計算条件として、回転数は 140,000 rpm に固定し、質量流量は実験における最大圧力上昇点およびサージ点近傍（最大圧力上昇点の 53.6% 流量）の 2 ケースに設定した。

4. 解析結果

4.1 全体性能特性

図 4 は本 DES 解析から得られた全体性能特性である。本図では、実験結果における最大圧力上昇点の全圧比および質量流量で正規化し、実験結果（図中の実線）および DES 結果（図中の赤色塗りシンボル）を示している。同図中には、RANS による定常解析の結果（図中の白抜きシンボル）も合わせて示している。

最大圧力上昇点よりも低流量条件では、後述のとおり、旋回失速がディフューザで発生することから、RANS による定常解析結果は実験結果と著しく異なっている。一方、DES 解析結果はサージ点近傍においても実験結果との一致が良好である。以上の全体性能特性に関する実験結果との比較から、本 DES 解析はサージ点近傍の流れ場を十分に再現できていると言える。

4.2 内部流動現象

最大圧力上昇点およびサージ点近傍における本 DES 解析結果に対して、渦構造の同定および限界流線の LIC (Line Integral Convolution) 表示に基づく知的可視化⁹⁾を施すことにより、サージ点近傍における流動現象を詳細に調べた結果について以下に述べる。

4.2.1 最大圧力上昇点の流れ場

最大圧力上昇点よりも大流量の作動点では、供試圧縮機の内部流れ場に特徴的な現象は認められず、各構成要素において顕著な逆流領域も発生していない。しかしながら、最大圧力上昇点になると流れ場に大きな変化が現れる。

図 5 は、最大圧力上昇点のある瞬間でのフルブレード・インデューサ部の渦構造を示している。同図中の渦構造は無次元ヘリシティ（渦度ベクトルと速度ベクトルの成す角度の余弦値）の分布で着色されている。フルブ

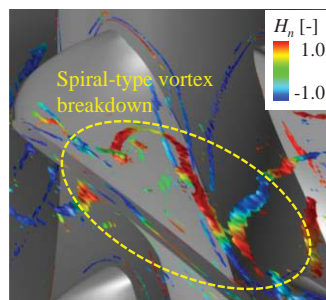


Fig. 5 Vortical flow field in impeller at maximum pressure rise point

レード先端の前縁近傍から巻き上がった翼端漏れ渦において、その巻き上がり直後に無次元ヘリシティの値が負から正に反転しており、この領域で翼端漏れ渦がスパイラル形の渦崩壊を起していることがわかる。この渦崩壊はすべてのピッチで起している。図は省略するが、フルブレードの翼端漏れ渦の崩壊に起因して、シュラウド近傍ではフルブレード前縁付近まで低速度域が発達するとともに、渦崩壊に伴う非定常性によりその低速度域は揺動し、隣接フルブレードの前縁を乗り越えることが確認された。なお、スプリッターブレードの翼端漏れ渦は、スプリッターブレードがスクロール舌部を通過する際に過渡的に崩壊を起こすのみである。

最大圧力上昇点における時間平均流れ場について、図 6 にインペラ内の渦構造を、図 7 にフルブレード負圧面上の限界流線を示す。図 5 で述べたとおり、フルブレードの翼端漏れ渦は全ピッチで崩壊していることから、図 6 の時間平均流れ場においても、フルブレード前縁近傍に翼端漏れ渦の崩壊が明確に認められる。この翼端漏れ渦の崩壊に伴うブロッケージ効果によって、フルブレード負圧面の先端近傍で逆流領域がコード方向に長く広がっていることが図 7 よりわかる。

ディフューザのハブ面およびシュラウド面近傍における複数の瞬間の半径方向速度分布をそれぞれ図 8 および図 9 に示す。同図において、半径方向速度が負となる領域を逆流領域として同定することができる。図 8 によると、ハブ面近傍ではディフューザの半径方向約 50% 位置からディフューザ出口にかけて逆流領域が周方向に点在していること、その逆流領域は局所的なグルーピング（図中の破線で囲った領域）を成すとともにインペラの回転と同じ方向にインペラの回転より遅い速度で周方向に旋回していることがわかる。逆流領域のグルーピングが旋回失速セルに対応しているものと推察される。シュラウド面近傍においても、図 9 からわかるとおり、ハブ面近傍よりもやや上流側であるが、ディフューザの半径方向約 20% 位置から約 50% 位置にかけて局所的な逆流領域が発生し、グルーピングを伴いながら周方向に旋回している。以上のとおり、最大圧力上昇点では、ディフューザにおいて旋回失速が発生していることがわかる。

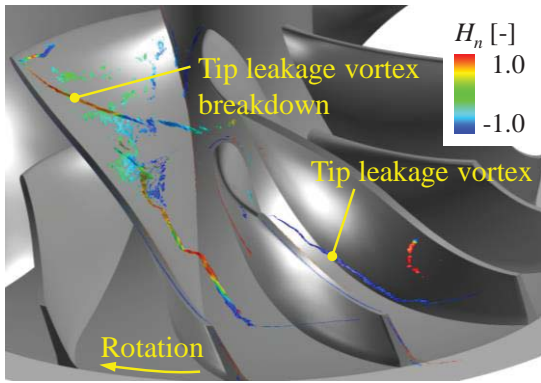


Fig. 6 Time-averaged flow field in impeller at maximum pressure rise point

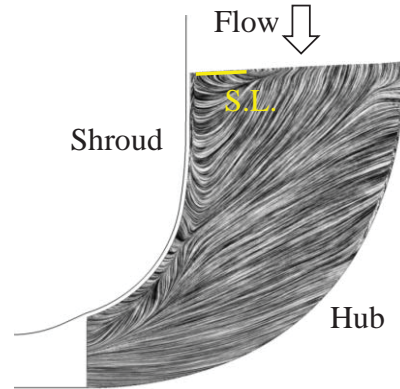


Fig. 7 Time-averaged limiting streamlines on full-blade suction surface at maximum pressure rise point

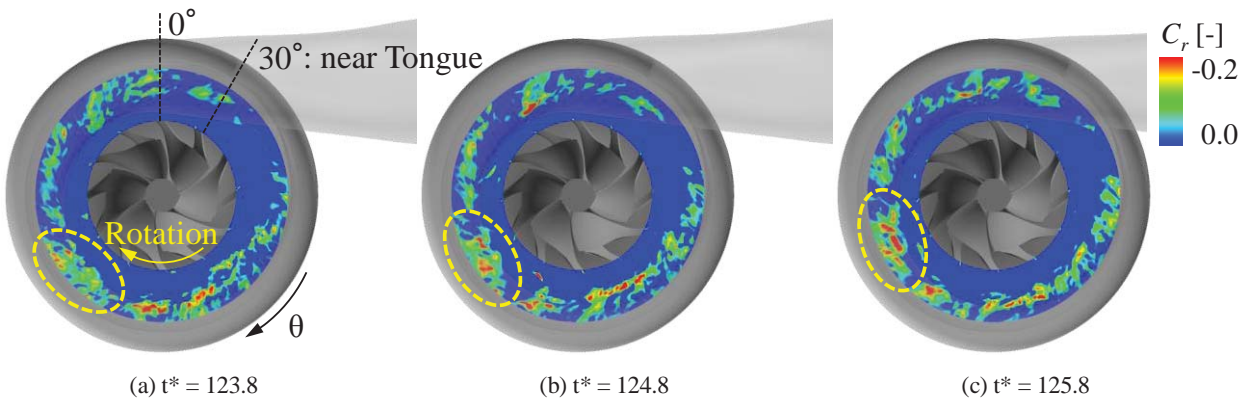


Fig. 8 Radial velocity distributions near diffuser hub wall at maximum pressure rise point

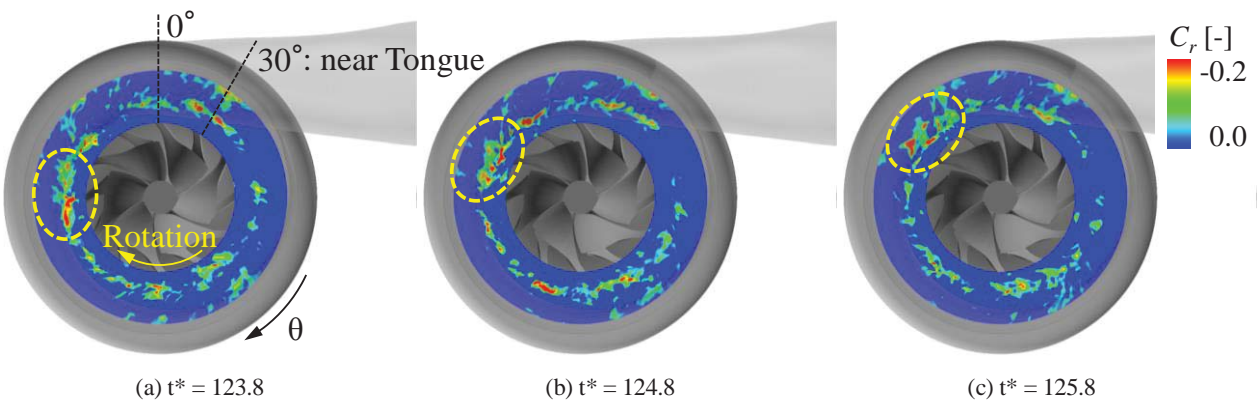


Fig. 9 Radial velocity distributions near diffuser shroud wall at maximum pressure rise point

図 10 はインペラからディフューザまでの時間平均流れ場の周方向平均子午面流速分布である。前述のとおり、全ピッチにわたってフルブレードの翼端漏れ渦が崩壊している結果、インペラのインデューサ部のシュラウド側に比較的大きな逆流領域が広がっている。ディフューザにおいては、旋回失速セルの発生位置に対応して、ハブ面近傍で半径方向約 50%位置から出口にかけて、シュラウド面近傍で半径方向約 20%位置から約 50%位置にかけて薄い逆流領域が認められる。

4.2.2 サージ点近傍の流れ場

サージ点近傍（最大圧力上昇点の 53.6%流量）では、

最大圧力上昇点とくらべてさらに大きな変化が流れ場に現れる。

図 11 はサージ点近傍のある瞬間におけるフルブレード先端の前縁付近での渦構造を示している。フルブレード先端部の負圧面に竜巻状のはく離渦が複数ピッチで発生し、そのはく離渦が発生しているフルブレードでは翼端漏れ渦の形成が認められない。この時のシュラウド近傍における相対マッハ数分布を、インペラ上流部まで含めて、図 12 に示す。低速度域がインペラ前縁より上流側に大きく拡大していることがわかる。このサージ点近傍における時間平均流れ場について、図 13 にフルブレード

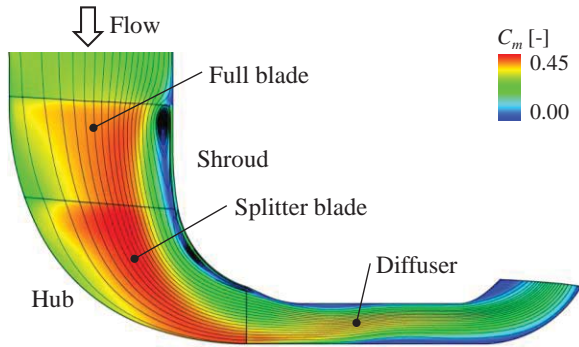


Fig. 10 Circumferentially-averaged flow field on meridional plane at maximum pressure rise point

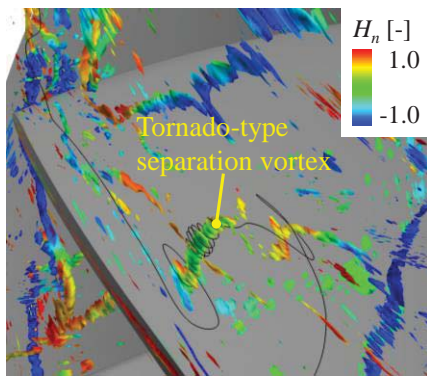


Fig. 11 Vortical flow field in impeller at near-surge point

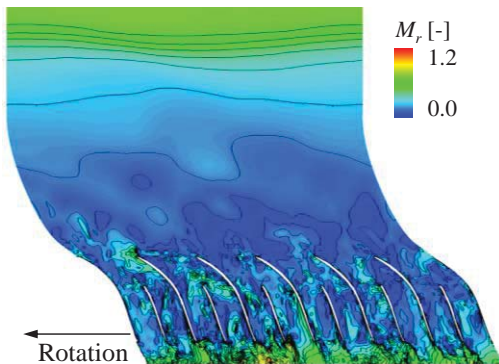


Fig. 12 Relative flow Mach number distribution near shroud wall at near-surge point

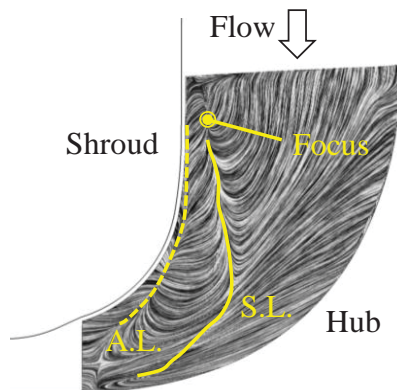


Fig. 13 Time-averaged limiting streamlines on full-blade suction surface at near-surge point

負圧面上の限界流線を示す。同図中には実線 (S.L.を付記) ではなく離線を、破線 (A.L.を付記) で付着線を示している。図 13 によると、負圧面先端付近の前縁側で限界流線に明確な渦状点が認められるが、これは前述した竜巻状のはく離渦の足に対応する。この渦状点よりも下流の翼先端側では、大規模なはく離線が形成され、最大圧力上昇点 (図 7) と比較して、極めて広範な逆流領域が現れている。以上から、サージ点近傍においては、フルブレードの先端部で失速が起きる結果、それに起因した逆流がフルブレード負圧面およびインペラ上流まで含めたシュラウド面で大規模に発生することがわかる。なお、本供試圧縮機のインペラにおいては、旋回失速は認められなかった。

サージ点近傍でのディフューザのハブ面およびシュラウド面近傍における複数の瞬間の半径方向速度分布をそれぞれ図 14 および図 15 に示す。最大圧力上昇点 (図 8 および図 9) と比べて、ディフューザ端面での逆流領域が著しく発達していることがわかる。ハブ面近傍 (図 14) では、半径方向約 50%位置からディフューザ出口にかけてのみだけでなく、インペラ後縁直後から半径方向約 30%位置にかけても逆流領域が認められる。シュラウド面近傍 (図 15) でも、半径方向約 20%位置から約 50%位置にかけてのみだけでなく、約 60%位置からディフューザ出口にかけても逆流領域が現れている。端面上の逆流領域はすべて周方向に旋回している。また、逆流領域のグルーピング規模が、最大圧力上昇点と比較して、大きくなっていることがわかる。

インペラ上流部からディフューザまでの時間平均流れ場の周方向平均子午面流速分布を図 16 に示す。前述のように、サージ点近傍においてはフルブレード先端部で失速が起きることから、シュラウド面近傍の逆流領域は上流側およびスパン方向に拡大し、インペラ前縁から上流へ前縁スパン長の約 5.6 倍の位置まで延びている。また、図 14 および図 15 で述べたとおり、サージ点近傍においてはディフューザで大規模な逆流領域を伴う旋回失速が発生していることから、ディフューザ端面上の逆流領域も流れ方向およびスパン方向に発達していることがわかる。

5. 結言

本研究では、遠心圧縮機の最大圧力上昇点からサージ点近傍までにおける非定常流動現象を把握することを目的として、大規模 DES 解析を実施した。その結果、供試圧縮機のインペラ部において、最大圧力上昇点ではフルブレードの翼端漏れ渦崩壊が全ピッチで発生すること、サージ点近傍ではフルブレード先端部で失速が発生し、シュラウド近傍の逆流領域がインペラ上流の広範囲にまで及ぶが、インペラでの旋回失速は発生していないことがわかった。一方、ディフューザ部においては、最大圧

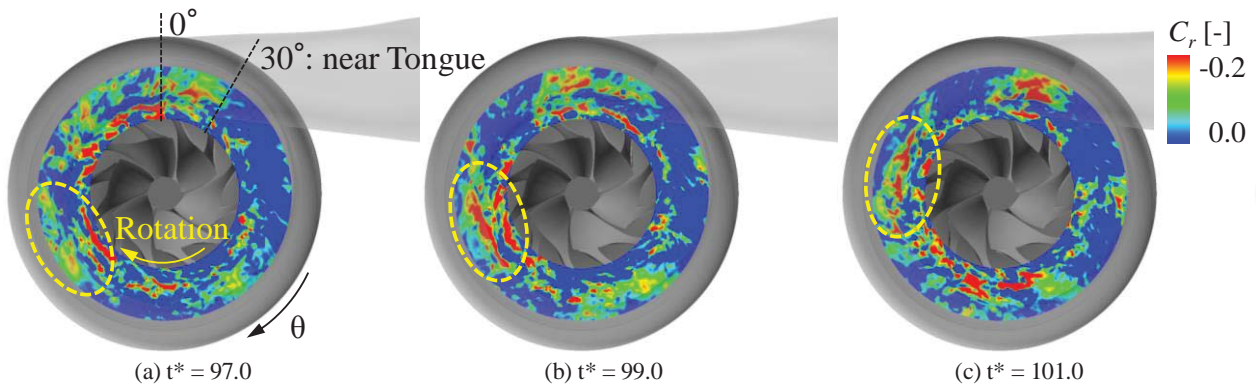


Fig. 14 Radial velocity distributions near diffuser hub wall at near-surge point

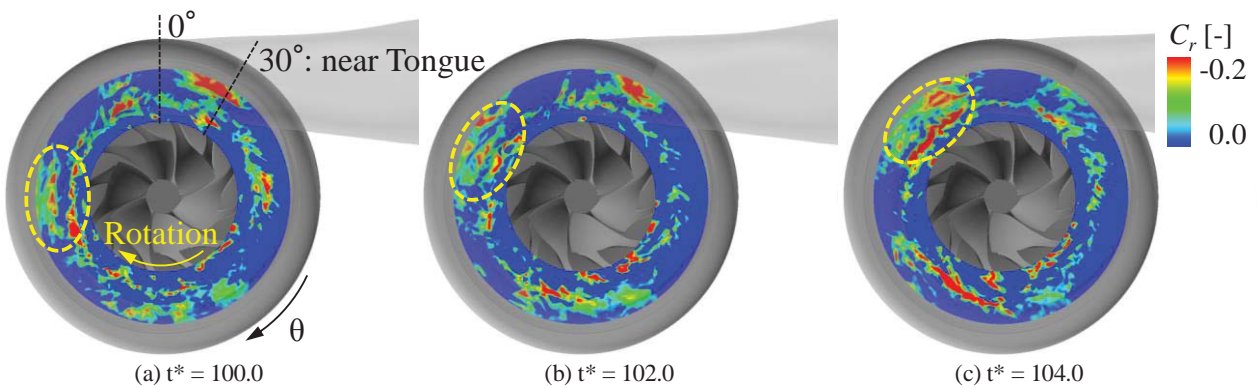


Fig. 15 Radial velocity distributions near diffuser shroud wall at near-surge point

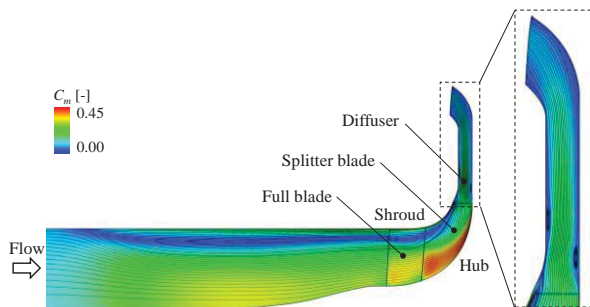


Fig. 16 Circumferentially-averaged flow field on meridional plane at near-surge point

力上昇点で既に旋回失速の発生が認められ、サージ点近傍では大規模な逆流域を伴う旋回失速へと発達することが明らかになった。以上のとおり、最大圧力上昇点からサージ点近傍へ移行するにもなって、インペラ部およびディフューザ部での逆流領域が著しく発達することがわかった。

謝 辞

本研究はターボ機械協会に設置された「ターボ機械 HPC プロジェクト」における「遠心圧縮機のサージ予測」課題の下で行われた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 内田 博, 岩切 雄二, 柏本 昭信, “遠心圧縮機のサージ限界流量低減法に関する研究”, 日本ガスタービン学会誌,

Vol. 34, No. 4 (2004), pp. 285-290.

- 2) Zheng, X., Zhang, Y., Yang, M., Bamba, T. and Tamaki, H., “Stability Improvement of High-Pressure-Ratio Turbocharger Centrifugal Compressor by Asymmetrical Flow Control—Part II: Nonaxisymmetrical Self-Recirculation Casing Treatment”, Trans. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 135 (2013), pp. 0210071–0210078.
- 3) Frigne, P. and Van Den Braembussche, “Distinction Between Different Types of Impeller and Diffuser Rotating Stall in a Centrifugal Compressor With Vaneless Diffuser,” Trans. ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.106 (1984), pp.468-474.
- 4) Iwakiri, K., Furukawa, M., Ibaraki, S. and Tomita, I., “Unsteady and Three-Dimensional Flow Phenomena in a Transonic Centrifugal Compressor Impeller at Rotating Stall”, ASME Paper GT2009-59516 (2009).
- 5) Ohuchida, S., Kawakubo, T. and Tamaki, H., “Experimental Study of Rotating Stall in Vaneless Diffuser of a Centrifugal Compressor”, ASME Paper GT2013-95468 (2013).
- 6) Shima, E., Jounouchi, T., “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) – AUSM Type Upwind Schemes”, The 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, NAL SP-34 (1997), pp. 7-12.
- 7) Wilcox, D. C., “Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model”, AIAA Journal, Vol. 32, No. 2 (1994), pp. 247-255.
- 8) Strelets, M., “Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows”, AIAA Paper, No. 2001-0879 (2001).
- 9) 古川雅人, “ターボ機械における流動現象の知的可視化”, 可視化情報学会誌, Vol. 23, No. 91 (2003), pp. 206-213.

超小型遠心圧縮機内部流れの数値解析 —羽根車入口コーン形状の影響—

*米村 淳，金子 雅直（法大院），辻田 星歩（法大）

Numerical Analysis of Flow in Ultra Micro Centrifugal Compressor —Influence of Cone Configuration at Impeller Inlet—

*Atsushi YONEMURA, Masanao KANEKO and Hoshio TSUJITA(HOSEI Univ.)

ABSTRACT

For an ultra micro centrifugal compressor (UMCC), the applicability of two-dimensional (2D) blade has been investigated by considering the productivity in the downsizing of impeller. However the aerodynamic performance of impeller with 2D blade is generally inferior to that with three-dimensional one. Therefore, in order to develop UMCC with 2D blade, it is necessary to clarify the influence of various design parameters, which specify the shape of impeller, on the aerodynamic performance of it.

In this study, the flows in the centrifugal compressor impellers with 2D blade which are different in the meridional configuration on the hub side at the impeller inlet were analyzed numerically. The computed results clarified that the application of cone configuration at the impeller inlet increased the efficiency due to the decrease of loss at the impeller inlet, and decreased the mass flow rate due to the decrease of passage area in the suction pipe.

Key words: Centrifugal compressor, Micro gas turbine, Numerical analysis, Two-dimensional blade

1. 諸論

モバイル機器の普及や自走型ロボットの研究開発が進められている中で，超小型ガスタービン（UMGT: Ultra Micro Gas Turbine）がエネルギー密度と出力密度が共に大きいため，新たなモバイル電源として注目され続けている．このUMGTを構成する要素の一つである超小型遠心圧縮機（UMCC: Ultra Micro Centrifugal Compressor）の空力性能の向上は，ガスタービンサイクルを成立させて，より多くの出力を抽出する上で最も重要な課題である．しかしながら，UMCCにおいては加工性や生産性の問題から二次元翼の採用が検討されており，三次元翼を有する羽根車に比べて空力性能の著しい低下が予想される．したがって，二次元翼を採用するには，羽根車形状を規定する各種パラメータが二次元翼の羽根車の空力性能へ与える影響について解明する必要がある．

本研究では，翼間流路への流入状態に影響を及ぼすと考えられる羽根車入口 Hub 側子午面形状が，二次元翼を有する遠心圧縮機羽根車の空力性能および内部流れの挙動に与える影響について CFD による流動解析により調査した．

2. 供試羽根車および羽根車入口コーン形状

供試羽根車の形状と仕様を図 1 と表 1 にそれぞれ示す．本研究では，供試羽根車として基準とな

る二次元翼を有する羽根車（B-Impeller: B-Imp.）¹⁾と，同羽根車の羽根車入口 Hub 側子午面形状をコーン形状に変更した羽根車（C-Impeller: C-Imp.）を設計した（図 1，表 1）．また，C-Imp.のコーン先端のボス径 D_b については 1mm (C1-Imp.)，2mm (C2-Imp.)，3mm (C3-Imp.) の三種類に設定し， D_b を除く羽根車入口 Hub 側子午面形状は C-Imp.間で同一となっている（図 2）．

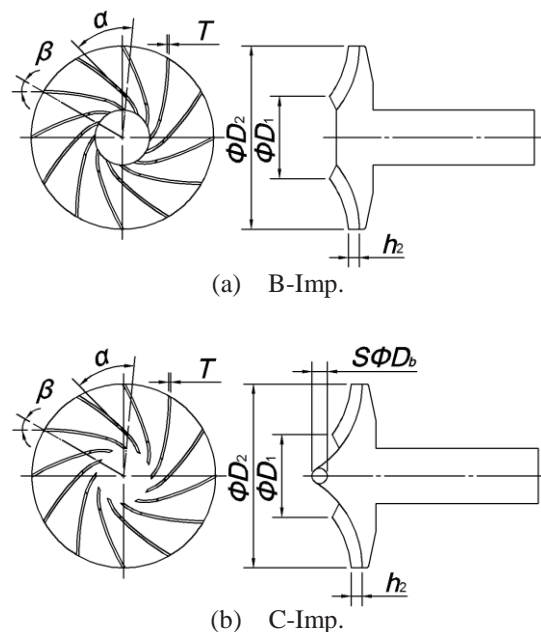


Fig.1 Test impellers

Table1 Dimensions of test impellers

	B-Imp.	C1-Imp.	C2-Imp.	C3-Imp.
D_1	Inlet tip diameter(mm)	10.80		
D_2	Outlet diameter(mm)	24.00		
h_2	Outlet blade height(mm)	1.44		
z	Number of blades	12		
h_{TC}	Tip clearance(mm)	0.30		
T	Blade thickness(mm)	0.30		
α	Inlet blade angle(deg.)	50.00		
β	Outlet blade angle(deg.)	30.00		
D_b	Boss diameter(mm)	1.00	2.00	3.00

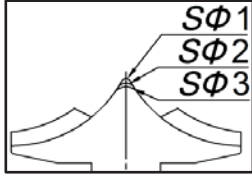


Fig.2 Meridional configuration of C-Imp.

3. 数値解析法

3.1 計算方法

本研究では汎用 CFD コード STAR-CD を用いて、圧縮機内部の流れを定常圧縮性流れと仮定して計算を行った。全体の計算アルゴリズムには SIMPLE 法を、また対流項の評価には計算精度と収束性を考慮して二次精度の風上差分法を用いた。乱流モデルには高レイノルズ数型の標準 $k-\epsilon$ モデルを用い、壁面境界条件には壁法則を適用した。

3.2 解析条件

本解析では解析領域を吸込管入口から半径比 1.8 の羽根なしディフューザ出口までとし、羽根車の 1 ピッチ分の翼間流路に対して計算格子を形成した。境界条件は、入口境界に大気圧 101,300Pa を全圧として、出口境界には圧力比 3 を想定した静圧を与えた。壁面にはすべり無し条件を与え、翼面以外のピッチ方向境界面には周期境界条件を適用した。羽根車の回転数は、羽根車出口周速度が圧力比 3 を得るために必要と予想される 580m/s 程度となるように設定した。

4. 計算結果および考察

本章では B-Imp. と C-Imp. の計算結果を比較することにより羽根車入口コーン形状が内部流れの挙動に与える影響を考察するが、C-Imp. については、全てのモデルでほぼ同様の内部流れの挙動を示したため、B-Imp. と C2-Imp. の計算結果を主に示す。

図 3 に翼間流路の中央ピッチにおける子午面主流方向相対速度 W_m 分布に相対速度ベクトルを重ねた図を示す。図 4 に中央ピッチにおける子午面静圧係数 C_{ps} 分布を示す。 C_{ps} は次式で定義した。

$$C_{ps} = P_s / 0.5\rho U_2^2 \quad (1)$$

ここで、 P_s は静圧、 ρ は密度、 U_2 は羽根車出口周

速度である。図 5 に中央ピッチにおける子午面全圧損失係数 C_{pt} 分布を示す。 C_{pt} は次式で定義した。

$$C_{pt} = (P_{t1} - P_t) / 0.5\rho U_2^2 \quad (2)$$

ここで、 P_{t1} は羽根車入口断面質量平均全圧、 P_t は回転による圧力上昇を除いた全圧である。図 6 に翼先端における翼面圧力差 ΔC_{ps} の流路方向分布を示す。ここで、 ΔC_{ps} は圧力面と負圧面の C_{ps} の差であり、横軸の X/X_{max} は翼前縁 (LE) を原点とし、翼後縁 (TE) で 1.0 となる無次元子午面距離である。図 7 に翼間流路の流路方向中央断面における C_{pt} 分布に二次流れ速度ベクトルを重ねた図を示す。図 8 と図 9 に翼間流路 Shroud 壁面近傍での C_{ps} 分布と羽根車出口における W_m 分布をそれぞれ示す。図 10 に翼間流路 Shroud 壁面近傍での W_m 分布に相対速度ベクトルを重ねた図を、図 11 には羽根車効率 η と質量流量 Q との関係を示す。 η は次式で定義した。

$$\eta = [(P_{t2}/P_{t1})^{(\kappa-1)/\kappa} - 1] / (T_{t2}/T_{t1} - 1) \times 100 \quad (3)$$

ここで、 P_{t2} は羽根車出口における断面質量平均全圧、 T_{t1} と T_{t2} はそれぞれ羽根車入口と出口における断面質量平均全温、 κ は比熱比である。図 12 に吸込管内における周方向質量平均した絶対速度から周方向速度成分を除いた子午面速度 V_m 分布に子午面速度ベクトルを重ねた図を示す。図 13 には羽根車入口における入射角 I のスパン方向分布を示す。縦軸の y/H は Hub を原点とし、Shroud で 1.0 となる無次元スパン方向距離である。

4.1 B-Imp. 内の流れの挙動

羽根車入口では、流路の軸方向から半径方向への急激な転向により、Shroud 壁面側においては離れが生じている (図 3(a))。また、吸込管から翼間流路内へ流入する際の流路断面積の減少により羽根車入口付近では C_{ps} が減少しており、さらに Hub 壁面側と Shroud 壁面側の両エッジ部分においては局所的な C_{ps} の顕著な低下が見られる (図 4(a))。Hub 側のエッジ部分における C_{ps} の低下に起因する流路方向の逆圧力勾配により、Hub 壁面上で境界層が発達し、僅かに高損失領域が形成されていることが確認できる (図 5(a))。また、本研究では加工技術等を考慮して翼端間隙高さ h_{TC} を比較的大きく設定したために、翼間流路中央断面では翼先端の ΔC_{ps} に起因する流れが強く生じ、主流と干渉し流れ渦を形成することで高損失領域が形成されていることがわかる (図 6, 7(a))。さらに、この高損失流体は、羽根車出口に向かう圧力上昇に伴う逆圧力勾配の影響を受けることにより (図

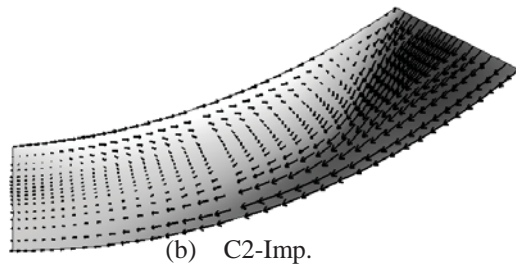
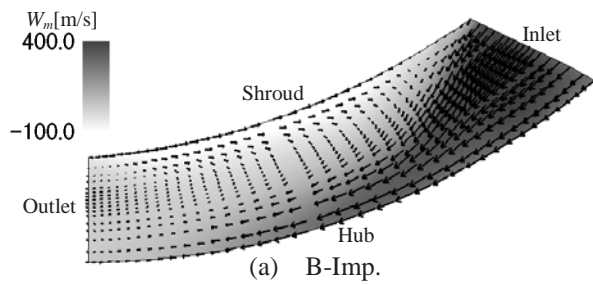


Fig.3 W_m distribution and relative velocity vectors at mid-pitch

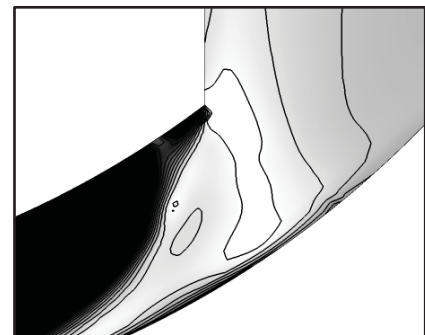
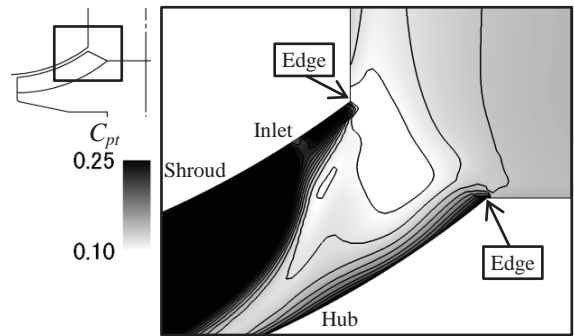


Fig.5 C_{pt} distribution at mid-pitch

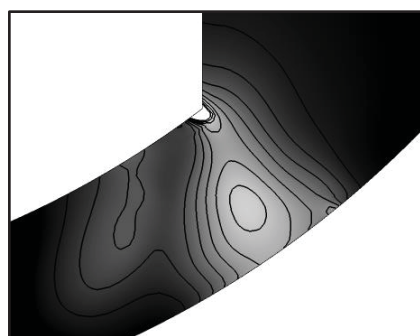
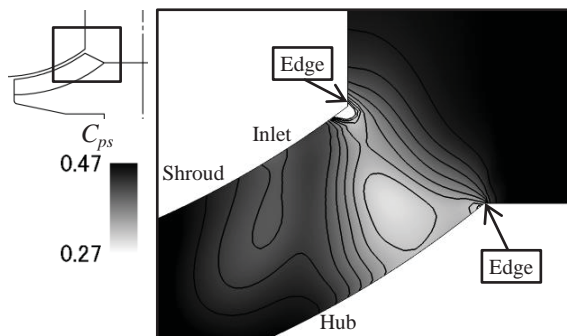


Fig.4 C_{ps} distribution at mid-pitch

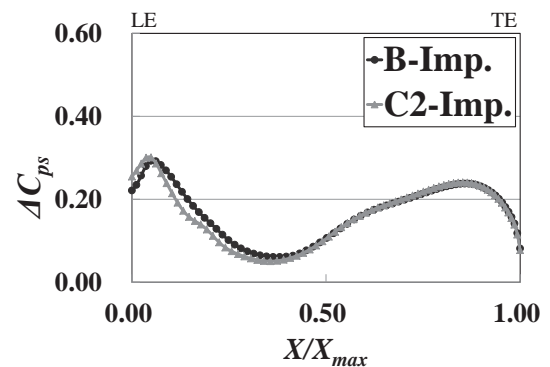


Fig.6 ΔC_{ps} distribution at blade tip

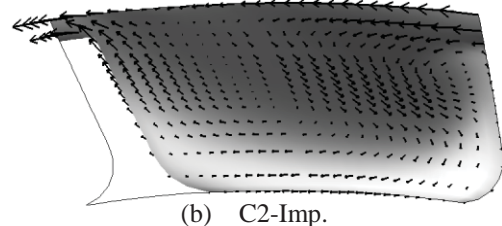
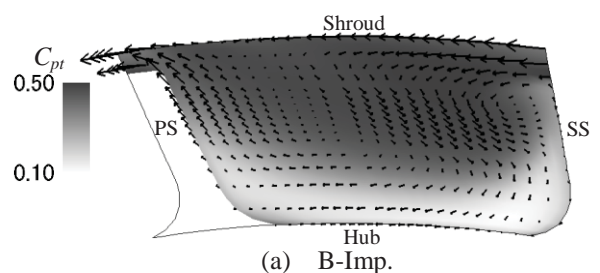
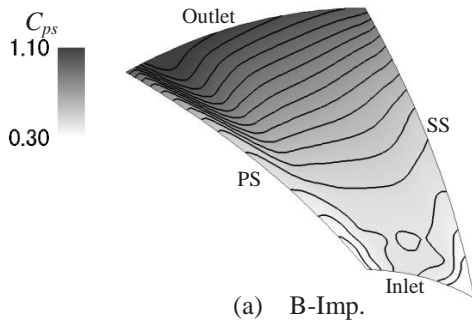
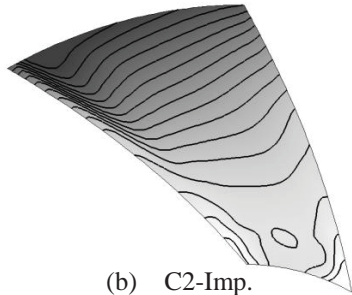


Fig.7 C_{pt} distribution and secondary flow velocity vectors at mid-chord

8(a)), 先に述べた羽根車入口 Shroud 壁面側で生じたはく離領域を羽根車出口付近にまで拡大させていると考えられる (図 3(a)). 羽根車出口では, その上流側における損失生成により, 圧力面側に Jet, 負圧面側に Wake が形成されている (図 9(a)). また, 翼先端における翼面圧力差が流路方向中央から羽根車出口付近まで上昇している (図 6). その結果, 羽根車出口 Shroud 壁面側では, 圧力面側の流体が負圧面側の低運動エネルギー領域へ比較的

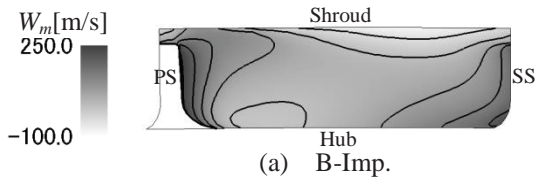


(a) B-Imp.

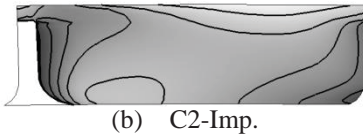


(b) C2-Imp.

Fig.8 C_{ps} distribution near shroud surface

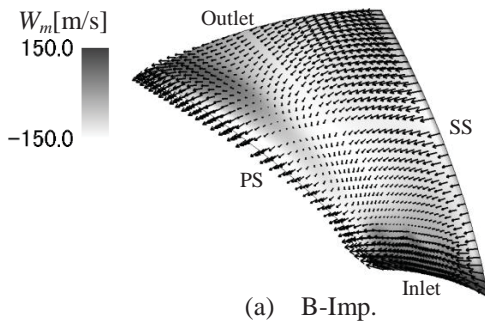


(a) B-Imp.

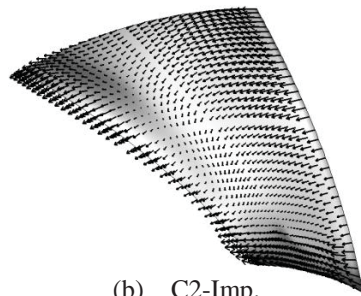


(b) C2-Imp.

Fig.9 W_m distribution at outlet



(a) B-Imp.



(b) C2-Imp.

Fig.10 W_m distribution and relative velocity vectors near shroud surface

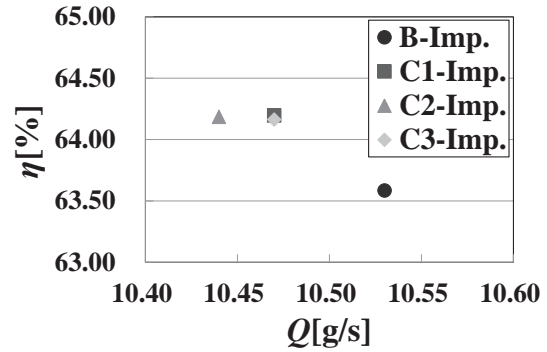


Fig.11 Impeller efficiency

大きい翼端間隙を通過して流れこみ、さらに羽根車出口に向かう逆圧力勾配の影響を受けることで、翼端間隙部を中心に羽根車出口から羽根車内部へ向かう大規模な逆流が生じている (図 10(a)).

4.2 B-Imp. と C2-Imp. の比較

コーン形状への変更が羽根車内の流れに与える影響を調べるために、B-Imp. と C2-Imp. の計算結果を比較する。

C2-Imp. の羽根車入口 Shroud 側では、子午面形状が B-Imp. と同一であるため、B-Imp. とほぼ同様に流路の軸方向から半径方向への急激な転向に起因するはく離を生じていることが確認できる (図 3). 一方、羽根車入口 Hub 側では、壁面摩擦損失により僅かに高損失流体が生成されているが (図 5(b)), 子午面形状のコーン形状への変更により、B-Imp. で見られたエッジによる C_{ps} の減少が抑制されたため (図 4), Hub 壁面上の高損失領域は B-Imp. に比べて縮小している (図 5). また、翼先端の ΔC_{ps} の分布についても顕著な差はなく (図 6), C2-Imp. の翼間流路中央断面においても強い流れが生じ、高損失領域が形成されている (図 7). このため、羽根車出口では B-Imp. と同様な Jet-Wake 構造が形成され (図 9), 翼間流路 Shroud 壁面側で羽根車出口へ向かう逆圧力勾配の影響を受けることで (図 8), 羽根車出口から羽根車内部へ向かう大規模な逆流が生じている (図 10). C2-Imp. では B-Imp. に比べて Q は僅かに減少したが、 η については僅かに増加していることが確認できる (図 11). この原因は、翼間流路内の流動現象に顕著な差がないことから、羽根車入口 Hub 側子午面形状をコーン形状に変更したことで、羽根車入口の Hub 壁面エッジ部における C_{ps} の低下に起因する損失生成を抑えたことと (図 5), 吸込管内の流路断面積の急激な減少および衝突損失を抑えたためと考えられる (図 12(a),(c)).

4.3 ボス径 D_b の影響

3つの C-Imp. 間では D_b の変化に対して、入射角に顕著な差は現われず (図 13), 内部流れについても全てのモデルで同様の挙動を示した. その結

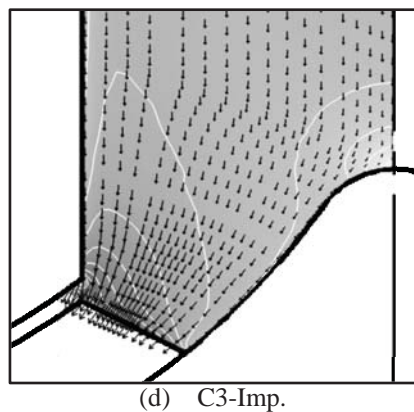
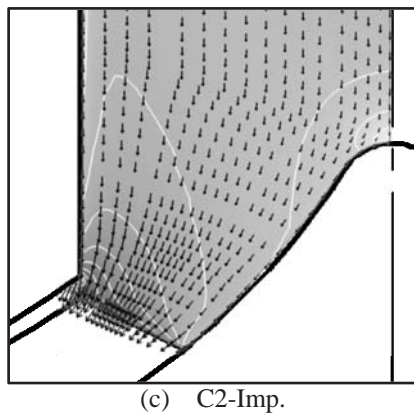
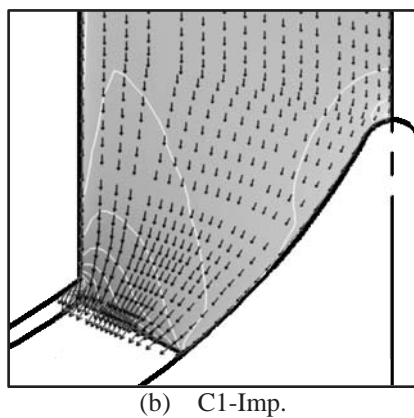
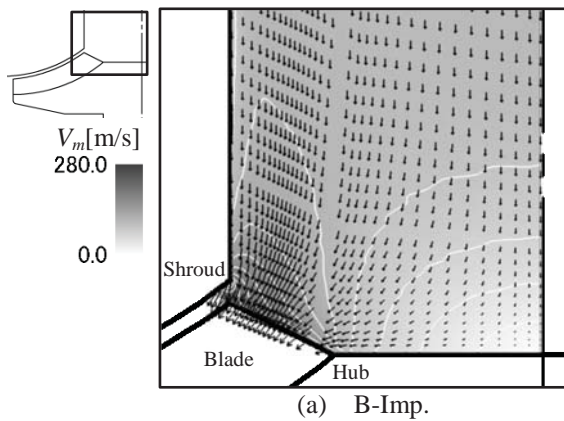


Fig.12 Circumferentially mass averaged V_m distribution and meridional velocity vectors at impeller inlet

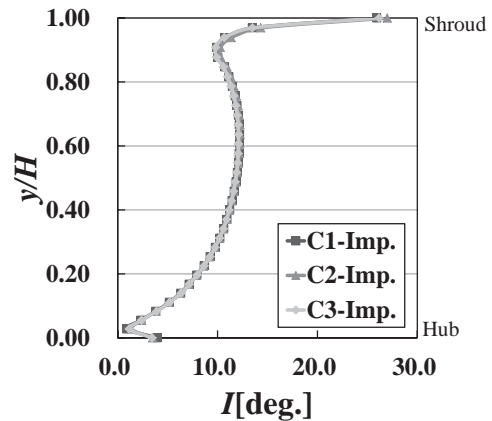


Fig.13 Incidence angle

果 η についてはほぼ同様の値を示しており、羽根車入口におけるコーン形状のボス径 D_b が η へ与える影響は非常に小さいと考えられる (図 11). 一方、コーン形状への変更により、羽根車入口付近の流路面積が減少するために、 Q が低下すると考えられるが、 Q は D_b の変化に対して一定の傾向を示していないことが確認できる (図 11). これは、コーン先端における衝突に起因する損失流体の量と、それを含むコーン部壁面上における境界層の発達程度が D_b の変化に依存するためと考えられるが (図 12)、その詳細については更なる調査が必要である。

5. 結論

本研究により以下の結論を得た。

- (1) 本研究で設計した二次元翼を有する遠心羽根車内の損失生成は、羽根車入口での子午面形状に起因する Shroud 壁面ではなく離と、比較的大きな翼端間隙高さに起因する強い流れ、および羽根車出口での Jet-Wake 構造の形成に伴う翼間流路 Shroud 壁面側での羽根車内部へ向かう逆流に起因する。
- (2) 本研究で設計した二次元翼を有する遠心羽根車の入口コーン形状への変更は、吸込管内における流路面積の減少により流量を減少させ、羽根車入口 Hub 壁面側における損失生成の低減により羽根車効率を増加させる。
- (3) 羽根車入口コーン形状のボス径の変化が羽根車効率へ与える影響は非常に小さいが、ボス径により変化するコーン先端部での衝突損失と壁面境界層の発達が流量に影響を与える。

参考文献

- 1) 平野利幸他, 超小型ガスタービン用遠心圧縮機の要素試作と実験—寸法効果が性能特性に及ぼす影響について—, ターボ機械, 第35号, 第11巻, 696-702, (2007).

2次元圧縮機翼列の resolved LES と RANS の比較

*大内 拓也（東大院），寺本 進（東大）

The Comparison of resolved LES and RANS of Two Dimensional Compressor Cascade

*Takuya Ouchi, Susumu Teramoto(Univ. Tokyo)

ABSTRACT

Due to the difficulty of experimental studies on tip leakage flows, computational studies which use Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation(RANS) have been conducted to investigate the tip leakage flow. But the validity is questionable since it contains separation, strong shear flows and turbulent boundary layer interactions. In this research, resolved Large eddy Simulation will be introduced to simulate tip leakage flow, and by using this result as criteria, the validity of RANS to tip leakage flow will be discussed. As preliminary step for this, two dimensional comparison of resolved LES and RANS is conducted. Since Reynolds number based on chord length is moderate($Re_c = 3.88 \times 10^5$), the suction surface boundary layer is not fully turbulent, although two dimensional tripping is set. Therefore another method like three dimensional tripping will be needed.

Key words: Compressor, CFD

1. はじめに

ターボ圧縮機の性能改善は主要な課題の一つであり、その高効率化はターボ機械の発展のための長年に渡る重要な技術課題である。高性能化において障害となる主要因は空気力学的なエネルギー損失であり、中でも特に重要な損失要因と考えられているものは、翼端漏れ流れに伴う損失である。翼端漏れ流れは流路のブロックageや圧力上昇の低下の原因となり、さらに多段の場合は下流翼列への流れ角を変更させ、流れ条件の不一致を引き起こすなど、圧縮機の性能に及ぼす影響が大きい。また、近年では圧縮機の高性能化に向けて圧縮機の小型化、翼枚数の減少が図られており、それに付随してクリアランスが相対的に大きくなること、翼一枚あたりの負荷が大きくなることから、翼端漏れ流れが増強し、その影響は今後のターボ圧縮機の高性能化に向けてより重要になってくると予想される。間隙内の計測は難しいため、翼端漏れ流れには数値解析的なアプローチが必要であるが、翼端漏れ流れは翼端漏れ渦や剥離渦などの大スケールの渦や剪断層が3次元、非定常的に存在する

といった、複雑な流れである上に、実験データの取得が難しいことから、古典的なRANSの1,2方程式モデル乱流モデルでは流れ場をどの程度模擬できているのか分かっていない。よって、本研究では resolved LESを導入し、これを基準としてRANSとの直接比較を比較し、RANSがどの程度翼端漏れ流れを模擬できるのかを調べることを目的とする。今回はその前段階として2次元形状での両者の比較を行う。

2. 解析対象

解析対象は実験^[1]で使われた圧縮機翼列である GE rotor Bを採用する。諸元はTable.1である。今回の計算は2次元であるため、クリアランスは無く、スパン方向に一様な形状である。また、今回の計算領域のスパン方向幅はコード長の10%にしており、これは後に述べる翼面上の境界層厚さの2倍程度となるため、2次元計算には十分と考えられる。レイノルズ数はコード長と一様流速に基づき $Re_c = 3.88 \times 10^5$ である。

Table.1 翼列パラメータ

翼	GE rotor B
コード長(c)	25.4cm
流入角	65.1°
食違い角	56.9°
ピッチ	0.929c
スパン	1.0c(0.1c)
翼端部高さ	0.016C(4.1mm)

3. 解析手法

3.1 解析スキーム

コードは LANS3D コード^[2]である。解析手法を Table.2 に示す。RANS には Spalart-Allmaras (SA) モデルを使う。

Table.2 解析手法

支配方程式	3次元圧縮性 NS
空間差分	6次精度 Compact スキーム (片側4次)
空間フィルタ	6次精度 陰的3重対角フィルタ (フィルター係数0.49)
時間積分	ADI-SGS 陰解法 (2次精度3点後退差分)
SGS モデル	なし

3.2 計算条件

流入条件は全圧、全密度、流れ角を固定し静圧を外挿、流出条件は静圧固定である。流入部には turbulent intensity が1%になるように入口乱れ^[3]を入れている。入口マッハ数は0.45、無次元時間刻0.0002、翼負圧面での最大クーラン数は約6、時間平均は100000stepの平均を用いている。

3.3 計算格子

格子点数を Table.3 に、格子外観を Fig.1 に示す。翼面上の乱流境界層についてLESとRANSの比較を行うため、今回のような比較的低レイノルズ数でも全面乱流とするためにコード前縁10%位置に trip を設けた場合も行った。tripの高さは0.2%コード長である。SAでの解析にもtrip有りの格子を使っている。計算格子は並列計算のため、zoneを94分割している。このときzone境界で高次精度を保つためにzone間で6点ずつoverlapさせている。1対1で重なる

所はそのまま3点ずつ保存量を受け渡し、多重点周り等の格子を1対1で重ねられない箇所は線形内挿によって受け渡しをしている。

Table.3 Mesh characteristics

zone	chord	pitch	span	total
1	150	320	60	2,880,000
2	200	1520	60	18,240,000
3	150	554	60	4,986,000
				26,106,000

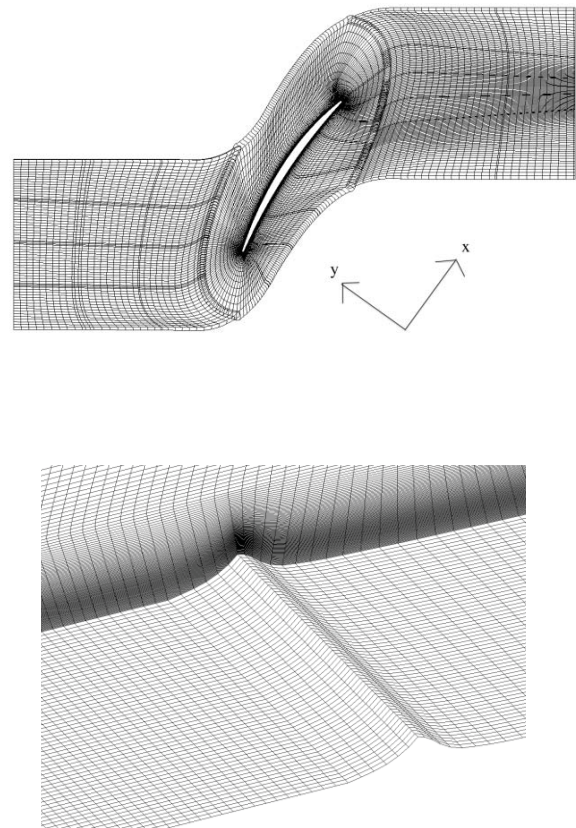


Fig.1 Computational grid with close-up view near trip. Every five points is shown (top)

3.4 並列計算

計算には東京大学のスーパーコンピュータ Fx10 を使用した。使用ノード数は今回の計算では1ノード(16コア)を24ノード使っている。並列計算はMPI+自動並列のハイブリッドで全94ゾーンの各1ゾーンに4コアつまり4自動並列を割り当てている。

4. 結果

4.1 格子解像度

trip 有での翼負圧面の格子解像度を Fig.2 に示す。 Δx^+ 、 Δy^+ 、 Δz^+ はそれぞれ流れ方向、壁垂直方向、スパン方向の壁座標に基づく最小格子幅を示している。図から $\Delta x^+ \approx 40$ 、 $\Delta y^+ \approx 1$ 、 $\Delta z^+ \approx 40$ となっており、乱流境界層の解像に必要と言われている値を満たしている。しかしながら、本計算では trip を設けて乱流境界層に遷移させているが、遷移はおよそ 70% コード位置から始まっていると考えられるため、それより上流での遷移段階ではより細かい格子が必要になる可能性も考えられる。なお正圧面に関しては負圧面よりこれらの値は全て小さいためここには載せていない。

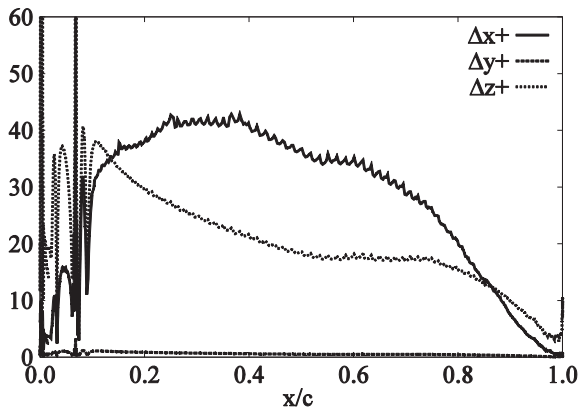


Fig.2 evolution of the mesh resolution on the suction side in wall unit

4.2 圧力係数分布

時間、スパン方向平均の翼面上圧力係数分布を Fig.3 に示す。圧力係数は入口静圧と局所圧力の差を入口動圧で無次元化した次式を用いた。

$$C_p = \frac{p - p_{in}}{p_{t,in} - p_{in}}$$

どの解析結果を見ても圧力係数が実験値より 0.1 ほど高くでているが、これは実験ではスパン方向壁面の境界層のブロックageにより加速され静圧が下がっていると考えられる。また、 $x/c=0.1$ 付近でスパイク上に圧力係数が下がっているのは trip による加速のためである。それ以外の位置では LES の trip の有無と RANS で大きな違いがないことが分かる。また、この翼では正圧面に比べて負圧面で正の圧力勾配が大きいことも分かる。

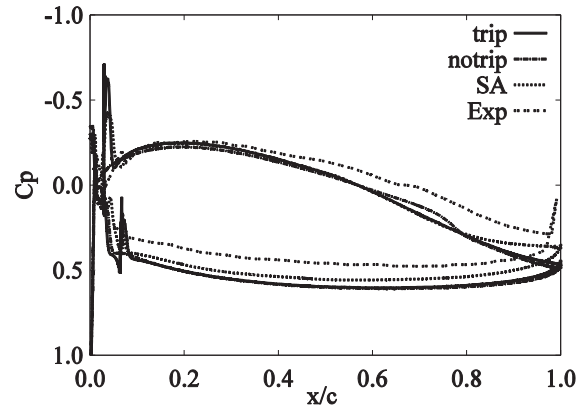


Fig.3 Pressure coefficient C_p distribution

4.3 局所摩擦係数分布

翼面上の局所摩擦係数分布を Fig.4 に示す。局所摩擦係数には次式を用いた。 τ_{wall} は壁面摩擦応力である。

$$C_f = \frac{\tau_{wall}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2}$$

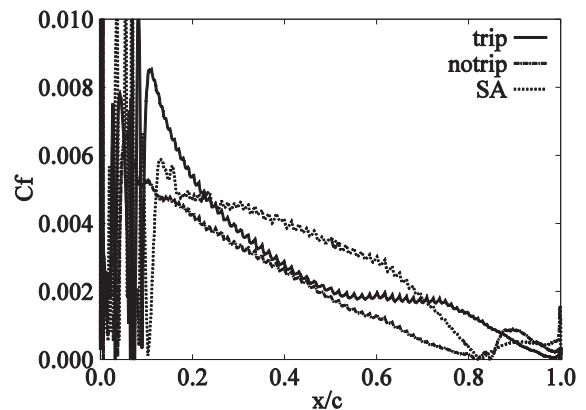
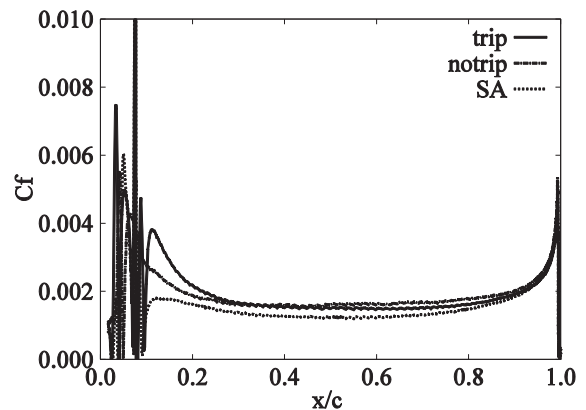


Fig.4 Skin-friction Coefficient C_f distribution of pressure side(top) and suction side(bottom)

まず、上の圧力面の方を見ると、 $x/c=0.1$ のあたりまで振動が見られるが、これは前縁剥離と trip による剥離のためである。そして trip 後に再付着した後の $x/c=0.1$ のあたりで最大を迎え、そのあとはほぼ一定に落ち着く。ここで一定になるのは Fig.3 で見たように正圧面ではほとんど圧力勾配がないためであると考えられる。そして、後縁直前になると翼面の圧力差によって加速されるため摩擦係数は大きくなる。ここまでの摩擦係数分布は LES と RANS でほとんど違いがないことから、LES では trip の有無に関わらず $x/c=0.2$ のあたりから乱流境界層になっていることが推測される。

一方、負圧面に関しては、どの解析でも正の圧力勾配により摩擦係数は流れ方向に次第に小さくなっていく。しかし、LES ではその勾配が RANS より大きく、 $x/c=0.5$ のあたりでは RANS の $C_f=0.004$ に対して LES では $C_f=0.002$ と約半分になっている。また、trip を付けた場合では $x/c=0.7$ のあたりで C_f が RANS と同程度になっている。このことから、trip 有の場合では $x/c=0.7$ のあたりで乱流に遷移したと考えられる。また、trip なしでは、 C_f が RANS より低いままで $x/c=0.8$ で 0 に達し剥離していることから、乱流に遷移していないために正の圧力勾配に耐え切れず剥離していると考えられる。

4.4 境界層速度分布

翼面上の境界層速度プロファイルを Fig.5 に示す。縦軸は壁垂直方向距離をコード長さで無次元化したもの、横軸は流れ方向（壁接線方向）流速を入口流速で無次元化したもので、プロットは左から $x/c=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ となっている。まず、上の正圧面のプロファイルを見ると、trip 直後の $x/c=0.2$ では速度分布に多少の違いが見られるが、それ以降の位置では分布が重なっており、LES と RANS で違いがほとんど見られないことが分かる。また、圧力勾配が小さいため、各位置での速度分布も変わっていない。

一方、負圧面に関しては、3 つの解析結果が大きく異なる。まず、LES の trip 有無で比較すると、 $x/c=0.2, 0.4, 0.6$ では境界層の厚さが trip 有の方がおよそ 2 倍ほど大きいことが分かる。これは trip によるドラッグにより境界層が厚くなったと考えられる。また、壁面近くの速度をみると、 $x/c=0.6$ では trip 有の方が速度勾配が大きいことも分かる。これは前節の C_f が trip 有の方が大きいことと対応する。しかし、RANS と比べると、trip 有りは無しに比べて RANS の速度分布に近づいたものの、壁面近くの速度は C_f 分布で見たように小さく、乱

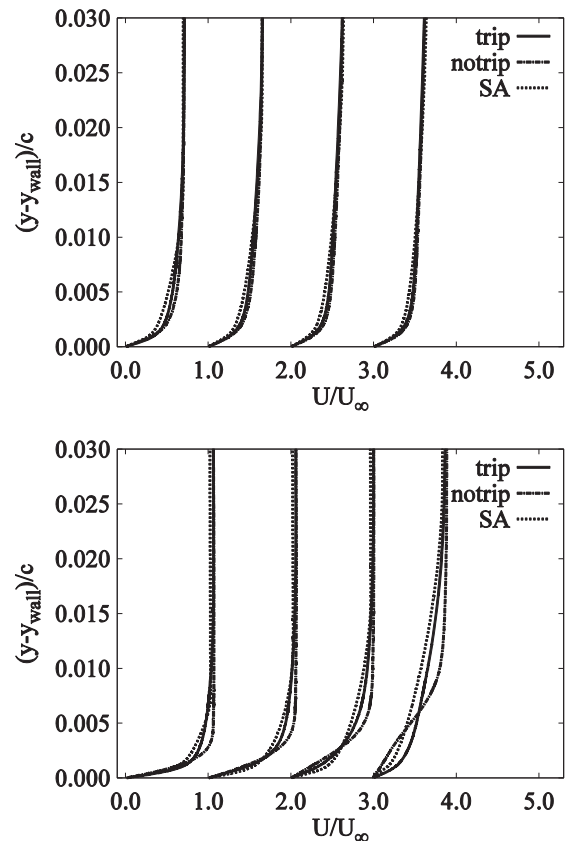


Fig.5 Mean streamwise velocity (U/U_∞) profiles as a function of wall normal distance at $x/c = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ on pressure side (top) and suction side (bottom)

流に $x/c=0.6$ 位置でも遷移しきっていないと考えられる。また、 $x/c=0.8$ では RANS と trip 無しでは剥離しかかっているが trip 有では付着境界層を維持していることが分かる。

また、Fig.6,7 に 99%境界層厚さ δ と形状係数 H の分布を示す。99%境界層厚さは次式の F が最大になる位置で求めた。

$$F = y \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \left[1 - e^{-\frac{y^+}{A}} \right], A=26$$

なお完全に乱流に発達しきっていないと考えられる LES の負圧面については

$$Re_\delta = 0.37 Re_x$$

から幾何的に求めた。Fig.7 の形状係数からも正圧面では LES、RANS どちらも平板乱流境界層で一般的な値である 1.5 に近い値をとっており、乱流境界層になっていると考えられるが、負圧面では trip なしの場合は層流の値 2.5 に近く、trip 有でも $x/c=0.5$ のあたりでは 1.9 程度と完全な乱流境界層にはなっていないことが分かる。

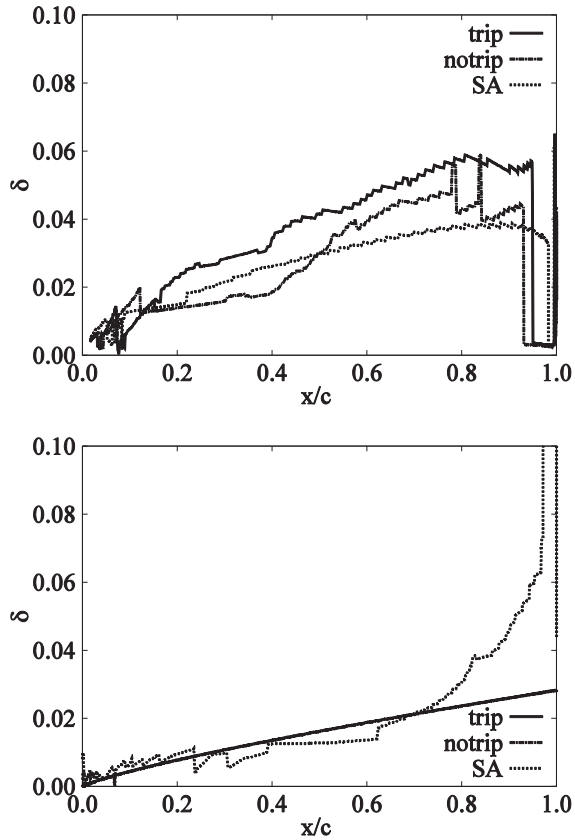


Fig.6 99% boundary layer thickness distribution of pressure side (top) and suction side (bottom)

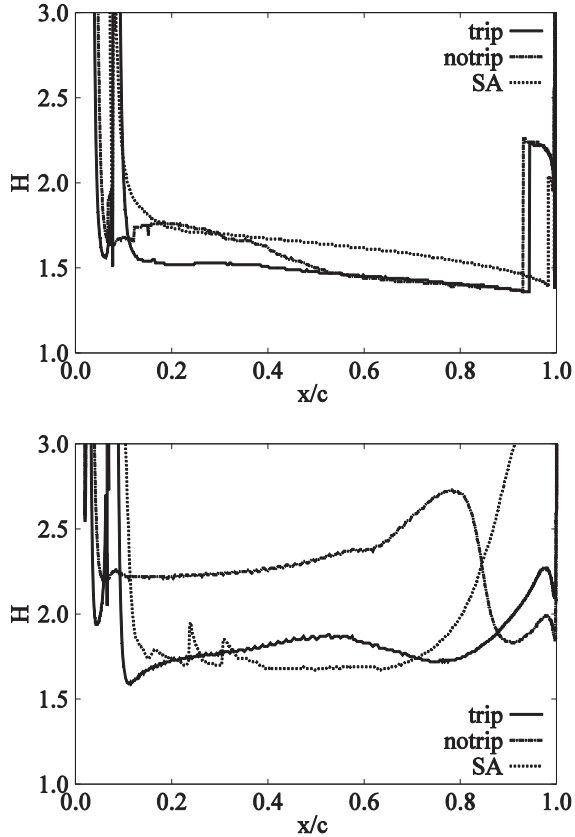


Fig.7 Shape factor H distribution of pressure side (top) and suction side (bottom)

4.5 レイノルズ剪断応力分布

Fig.8 に翼面上のレイノルズ剪断応力分布を示す。縦軸は Fig.5 と同じく壁垂直方向距離をコード長さで無次元化したもので、横軸はレイノルズ剪断応力 $-u'v'$ を入口流速で無次元化したもので、位置も同じく左から $x/c=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ である。

まず上の正圧面での分布を見ると、 $x/c=0.2$ では3つの分布で違いが見られる。これは、trip に比べて trip 無のレイノルズ応力が小さいことから、この位置ではまだ trip の影響が残っていると考えられる。それ以降の位置を見ると、どのプロットもほとんど重なっていることが分かる。これは前節の速度分布と同じ傾向であり、このことから、正圧面での LES は trip の有無に関わらず $x/c=0.2$ からは乱流境界層になっており、かつレイノルズ剪断応力の分布にもほとんど違いがないことが分かる。

一方、負圧面に関しては、3つの結果に大きな違いが見られる。まず trip 無を見ると、 $x/c=0.2$ ではレイノルズ応力がほぼ0に近い値で、そこから流れ方向に徐々に増えていくものの、RANS や trip 有の場合の値には及ばないままである。このことから、前節までで述べたように trip なしでは $x/c=0.8$ でも乱流境界層に遷移していないことが分かる。次に、trip ありの場合を RANS を比べると、 $x/c=0.2$ では RANS と同程度のレイノルズ応力があるが、 $x/c=0.4$ では RANS の約半分まで減少してしまう。そして、 $x/c=0.6$ では再び RANS と同程度のピーク値になっている。このことから、剥離によって一旦は乱流境界層になるが ($x/c=0.2$)、十分に乱流を維持できず ($x/c=0.4$)、その後再び境界層が発達し ($x/c=0.6$) 乱流境界層になっていると考えられる。このことは今までの C_f 分布や速度分布での結果にも対応している。

4.6 渦の可視化

Fig.9 に速度勾配テンソルの第二不変量 (Q 値) の正の等値面を用いて可視化した図を示す。上の正圧面では前縁付近から後縁付近まで渦が全面に発達しているのに対し、中央の trip 有での負圧面では trip 後に見られる渦が翼中央あたりで一旦消え、その後 $x/c=0.7$ のあたりから再び現れている。下の trip 無の負圧面では $x/c=0.8$ で剥離するまでほとんど渦構造は見られない。このことから、trip 無では乱流になっていないこと、trip 有では乱流境界層が翼中央付近で維持できていないことが確認できる。

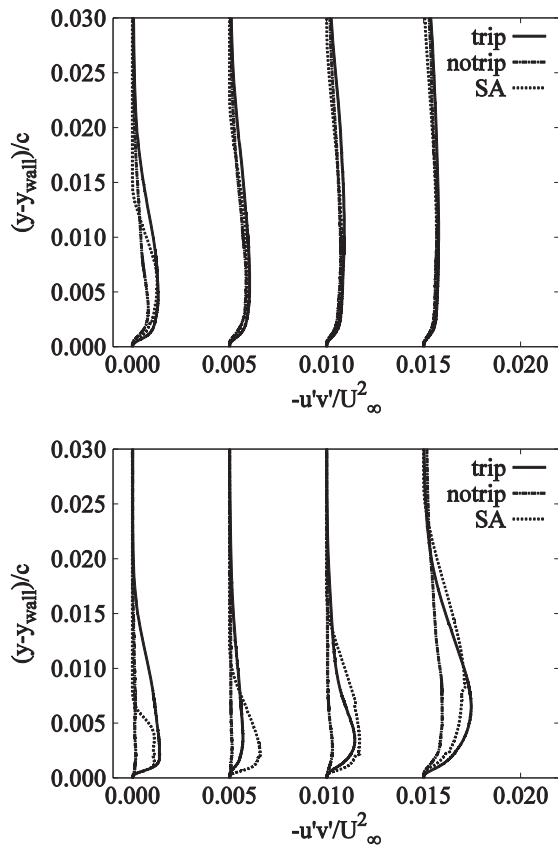


Fig.8 Reynolds shear stress ($u'v'/U_\infty^2$) as a function of wall normal distance at $x/c = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ on pressure side (top) and suction side (bottom)

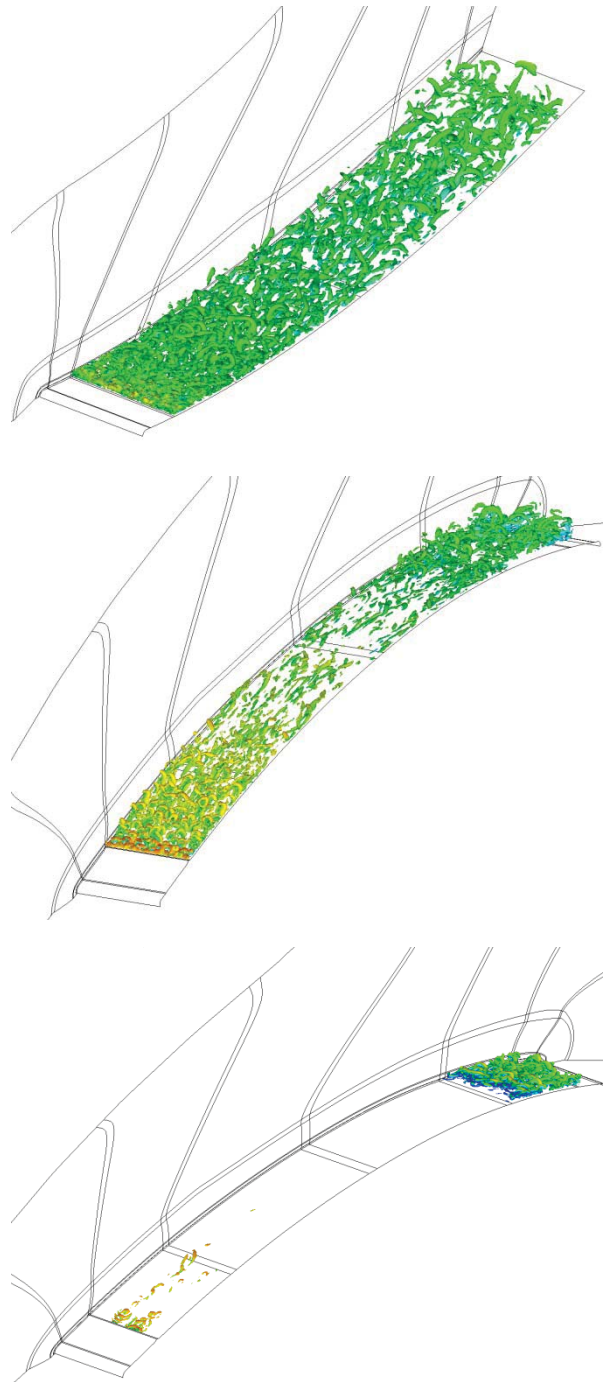


Fig.9 Isosurfaces of the second invariant of velocity gradient tensor Q colored by mach number. pressure side (top) and suction side (middle) with trip, and suction side without trip (bottom)

5. 結論

2次元圧縮機翼列の resolved LES と RANS の比較を行い次の結論を得た。

- (1) 正圧面では LES、RANS とともに全面乱流となり、速度分布とレイノルズ剪断応力分布がほぼ一致する
- (2) 負圧面では RANS は全面乱流であるのに対し、LES では trip 無では層流に近く、trip を設けると一旦は乱流境界層になるものの、それを維持できず、 $x/c = 0.7$ で再び乱流境界層になる。
- (3) 負圧面を全面乱流にするためには trip を3次元形状にするなどの工夫が必要と考えられる。

参考文献

- 1) Tang, G., Simpson, J., Tian, Q., "EXPERIMENTAL STUDY OF TIP-GAP TURBULENT FLOW STRUCTURE" ASME Turbo Expo 2006, GT2006-90359
- 2) Kojima, R., Nonomura, T., Oyama, Y., Fujii, K., "Large eddy Simulation of Low Reynolds-Number Flow Over

- Thick and thin Airfoils" Journal of Aircraft Vol.50, No.1, 2013
- 3) A. Keating, G. De prisco, U. Piomelli "Interface conditions for hybrid RANS/LES calculations" International Journal of Heat and Fluid Flow 27 (2006) 777-788

ガスタービン用多段軸流圧縮機の失速点近傍における 非定常流動現象の大規模 DES 解析

*中木戸 智史（九大院），山田 和豊（九大），古川 雅人（九大）
松岡 右典（川崎重工），中山 健太郎（川崎重工）

Large-Scale DES Analysis of Unsteady Flow Phenomena at Near-Stall Point in a Multi-Stage Axial Compressor for Gas Turbine

*Satoshi NAKAKIDO(Kyushu Univ.), Kazutoyo YAMADA(Kyushu Univ.)
Masato FURUKAWA(Kyushu Univ.), Akinori MATSUOKA(KHI) and Kentaro NAKAYAMA(KHI)

ABSTRACT

The final goal of this study is to elucidate the flow mechanism of the rotating stall inception in a multi-stage axial compressor for an actual gas turbine by conducting large-scale detached eddy simulations (DES) on the K computer. In the present study, the DES was conducted for the front half of the whole 14 stages of the compressor, because of a limited computational resource. This paper describes unsteady flow phenomena in the compressor at stall inception, which are seen on the hub side not the tip side, by visualizing vortical flow structures using data mining techniques.

Key words : Multi-stage axial compressor, Corner stall, Unsteady flow, CFD, K computer, DES

1. はじめに

多段軸流圧縮機は産業用および航空機用ガスタービンの主要構成要素の一つである。多段軸流圧縮機では、設計時に、故障や騒音の原因となる旋回失速が発生する作動条件を予測することが極めて重要となる。しかしながら、旋回失速は非線形性の高い流動現象であるとともに、旋回失速の初生という非定常（過渡的でもある）現象を実験により捉えることも極めて困難であることから、旋回失速の初生はいまだに予測が困難な現象である。さらに、多段軸流圧縮機では旋回失速が発生する段を特定することも難しい。

旋回失速の初生メカニズムに関する研究は、これまでに数多く行われてきている^{1)~3)}。しかし、その多くは低速の試験圧縮機で実験が行われており、高速圧縮機での研究は少ない。これは、上述のとおり、計測の困難さに関係する。また、実機で用いられるような多段軸流圧縮機について旋回失速現象を調べた研究もない。旋回失速初生現象は明らかにされつつあるが、低速圧縮機で得られた知見が高速多段軸流圧縮機で発生する旋回失速現象に当てはまるかは不明である。

本研究では、産業用ガスタービンの実機に用いられている 14 段軸流圧縮機を対象として、失速点近

傍における非定常流動現象解析を実施することにより、多段軸流圧縮機における旋回失速初生現象を解明することを目的としている。まずは、14 段軸流圧縮機前半 7 段について、DES (Detached Eddy Simulation) 計算をスーパーコンピュータ「京」上で実施する。その際に、DES 計算から得られる非定常三次元データに対して知的可視化処理を施し、渦構造および限界流線のトポロジー解析を同時に行うことにより旋回失速初生現象を抽出することで、旋回失速初生の流体力学的なメカニズムおよび非定常挙動を解明する。本報では、失速開始後にみられる非定常流動現象について述べる。

2. 解析対象

本研究では、産業用の 30MW 級高効率ガスタービン用に開発された多段軸流圧縮機⁴⁾を解析の対象とした。図 1 に当該ガスタービンの外観と圧縮機ロータを示す。当該ガスタービンの開発においては、圧縮機の要素試験として、スケール圧縮機によるリグ試験が実施されている。本研究では、試験結果との比較のために、実際にはこの要素試験用リグ圧縮機を対象として解析を行った。供試圧縮機は段数が 14 段で構成され、高いサイクル効率を実現するために、圧力比は当該クラスのガス

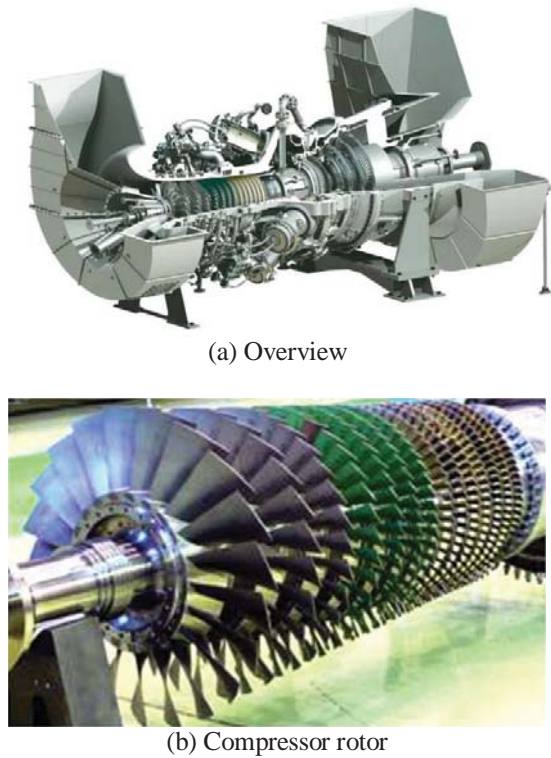


Fig. 1 30MW class gas turbine

タービンとしては最も高いレベルの約 24 となっている。

リグ試験では、全体性能だけでなく内部流れを把握するための計測が実施されている。運転中の段間マッチングを把握するために、主要なステーションにおいて、静翼に取り付けられた前縁センサによって全圧・全温が計測され、またすべての翼列出入口ステーションで壁面静圧が計測されている。また、サージおよび旋回失速を監視するために、初段入口出口、6 段および 14 段動翼の位置に Kulite センサが設置され、圧力変動も計測されている。

本研究の最終目標は、14 段軸流圧縮機の全段（入口案内羽根および出口案内羽根を含む）および全周にわたる総計 1,860 翼間について大規模な非定常流動解析を実施し、実機環境における旋回失速初生の流体力学的なメカニズムを解明することであるが、実験計測結果を踏まえて、まずは前半 7 段を解析対象とした。

3. 数値解析手法

3.1 計算スキーム

本研究では、 $k-\omega$ 乱流モデルベースの DES 解析を実施した。非定常三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし、セル中心型の有限体積法に基づいて離散化した。非粘性流束の評価には、

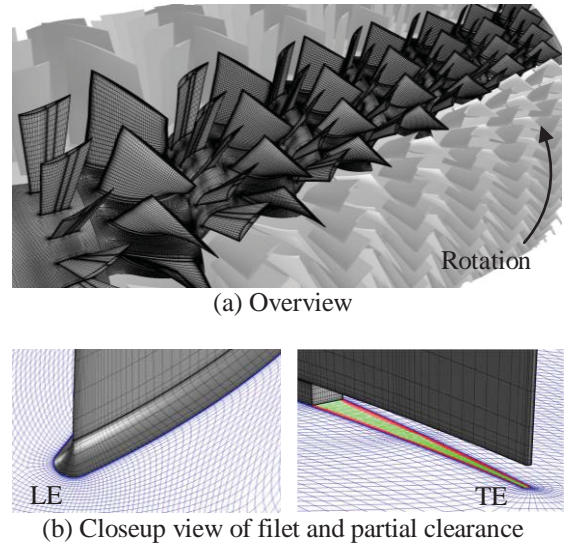


Fig. 2 Computational grid

SHUS (Simple High-resolution Upwind Scheme)⁵⁾を用い、三次精度の MUSCL 法を組み合わせることで空間解像度を高めた。粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に求められた。時間方向には Euler 陰解法により離散化し、時間積分には MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel) 陰解法を用いた。各時間ステップにおいてニュートン反復 (8 回) を実施し、時間精度を最大二次精度としている。初段動翼の先端半径および圧縮機入口での音速に基づく無次元時間刻み幅を $\Delta t^* = 0.000521$ に設定した。この時間刻み幅は翼一回転当たり 10,000 ステップに相当する。

本研究で用いた DES 解析は、低レイノルズ数型の $k-\omega$ 乱流モデル⁶⁾に基づいている。DES では、 $k-\omega$ 乱流モデルの k の輸送方程式における散逸項が、次式のように修正される⁷⁾。

$$D_{DES}^k = \rho k^{3/2} / \tilde{l} \quad (1)$$

$$\tilde{l} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES}\Delta) \quad (2)$$

ここで、 l は乱流長さスケール、 Δ は局所の格子幅である。 C_{DES} は、用いるスキーム等に応じて変更する必要がある定数で、本研究では 1.60 とした。

3.2 計算格子

計算格子は、Numeca 社の AutoGrid5 (ver.9.0) を用いて、クリアランス部を含めすべて構造格子で作成した。解析領域は、上述のとおり、前半 7 段（入口案内羽根から 7 段目動翼列まで）の翼列全周としている。図 2 に前半 7 段までの計算格子を示している。同図に示すとおり、本研究ではハブにおける翼列間のキャビティは考慮していないが、静翼部の部分クリアランスおよび動翼根元部のフ

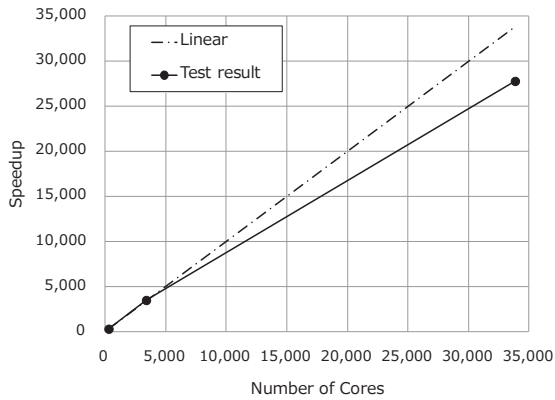


Fig. 3 Scalability test for present DES program on K computer

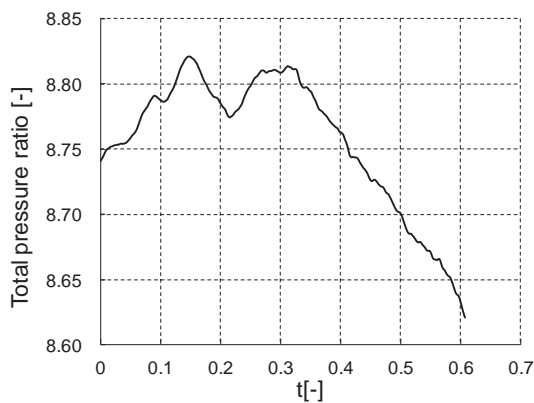


Fig. 4 Time histories of total pressure ratio

レットは忠実にモデル化している。前半 7 段の総翼間数は 601 に及び、割り当てられた計算資源の制限から、各翼列あたりの計算セル数を約 1.2 ~ 1.4 億とした。前半 7 段全周に対する計算セルの総数は約 18.7 億であり、各翼間あたりには約 300 ~ 600 万セル程度となっている。なお、ハブからケーシングまでの翼高さ方向には 168 セル、そのうちクリアランス部には 37 セルを設けた。また、壁面上の最小格子幅は、 $y^+ < 1$ を満足するように十分小さく設定した。

3.3 境界条件

入口境界条件として、全圧、全温および流れ角（予旋回無し）を固定して与えた。流量を出口境界条件として課すために、出口境界外側に設けられた仮想セルには、隣接する内部セルの物理量を、所定の流量に一致するように速度ベクトルをスケールリングして与えた。壁面ではケーシングを除いてすべて断熱滑りなし条件とした。高圧力比の多段圧縮機では、流れ方向に温度が大きく上昇するため、ケーシングでの伝熱が無視できなくなることが考えられる。そこで、ケーシングについては、外部への放熱を考慮して等温条件を課した。壁面

の温度には実験で計測された温度を与えた。

3.4 並列化

本 DES 計算プログラムは MPI により並列化されており、その実行並列化率は 99.9991557 % である。この実行並列化率に対する飽和並列数は 11 万を超えており、本 DES 計算プログラムの速度向上率を図 3 に示す。同図によると、本プログラムの速度向上率は 30,000 並列を超えても大きな低下が見られず、本プログラムを用いて実際に高い並列度で大規模計算が可能であることが確認できた。

4. 結果および考察

図 4 に失速点近傍における圧力比の時間履歴を示している。縦軸は全圧比、横軸は無次元時間を表している。ここで、無次元時間 t は動翼 1 回転の時間で正規化した時間である。全圧比は 8.8 を超えたあたりまで上昇し、 $t=0.3$ を過ぎたあたりから急低下しはじめていくことがわかる。後述するが、 $t=0.3$ 以降の流れ場では大規模な剥離の発生が確認されることから、全圧比の低下が始まる $t=0.3$ あたりから失速が開始したものと推察される。以降では、失速開始前後と考えられる $t=0.1$ と $t=0.6$ の流れ場で見られる流動現象について述べる。

図 5 に周方向平均された子午面上の軸速度分布を $t=0.1$ と $t=0.6$ のそれぞれについて示す。ここで、軸速度は初段動翼先端周速で無次元化されている。全般に、動翼列ではハブ側で軸速度が高いことがわかる。失速開始前の $t=0.1$ では、5 段静翼（図中 5S）と 6 段静翼（図中 6S）のハブ側後縁付近において、軸速度の低下が見られ、流線からはハブ側の境界層が厚くなっていることがわかる。このように、5 段静翼、6 段静翼のハブ側において最初にブロックageが引き起こされることが確認された。実際に、5 段静翼、6 段静翼は実機の静圧計測からも性能低下が見られる箇所であり、旋回失速の発生が疑われる。失速開始後の $t=0.6$ では、失速開始前 ($t=0.1$) の流れ場で見られた 5 段静翼、6 段静翼のブロックage領域が拡大しており、さらに、6 段動翼（図中 6R）、7 段動翼（図中 7R）の後縁付近において軸速度の低下が見られた。IGV から 5 段動翼までの流れ場においては異常な流動現象が確認されなかったため、5 段静翼から 7 段動翼までの流れ場について、詳細な解析を行った。

4.1 失速開始前の流れ場 ($t=0.1$)

図 6 に失速開始前である $t=0.1$ における 5 段静翼および 6 段静翼周辺のアンサンブル平均流れ場を示す。ここで、アンサンブル平均流れ場とは、各翼列で全ての翼間について流れ場をアンサンブル

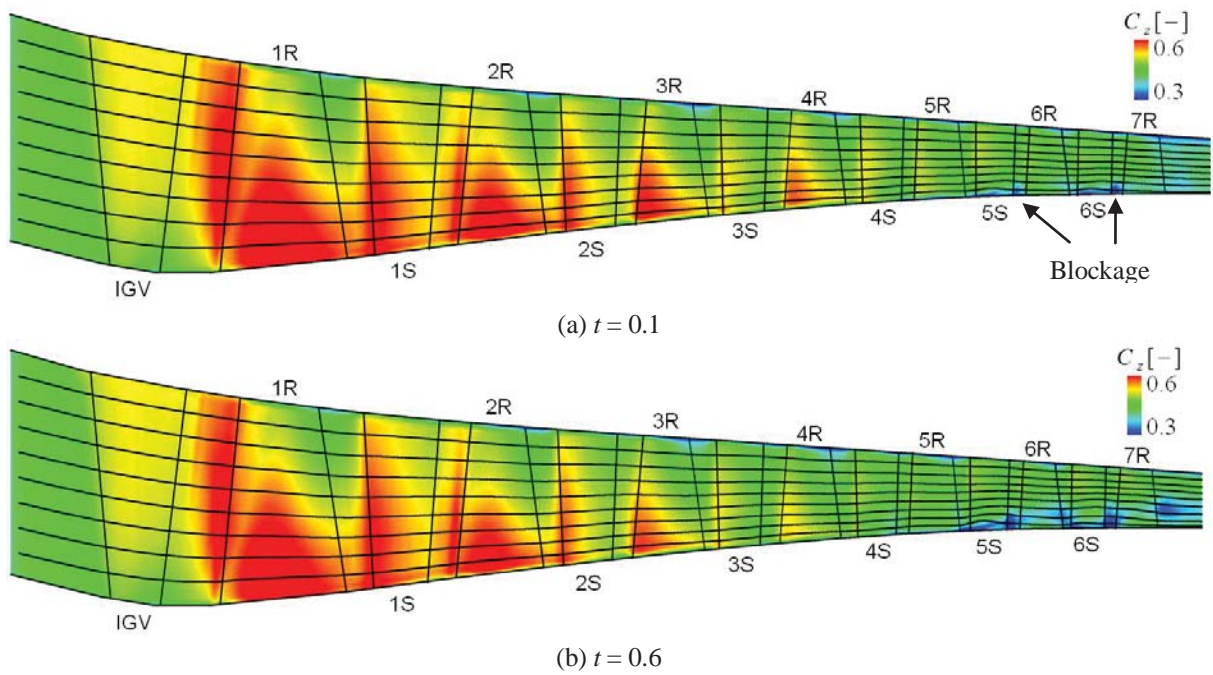


Fig. 5 Circumference-averaged axial velocity distribution on the meridional plane

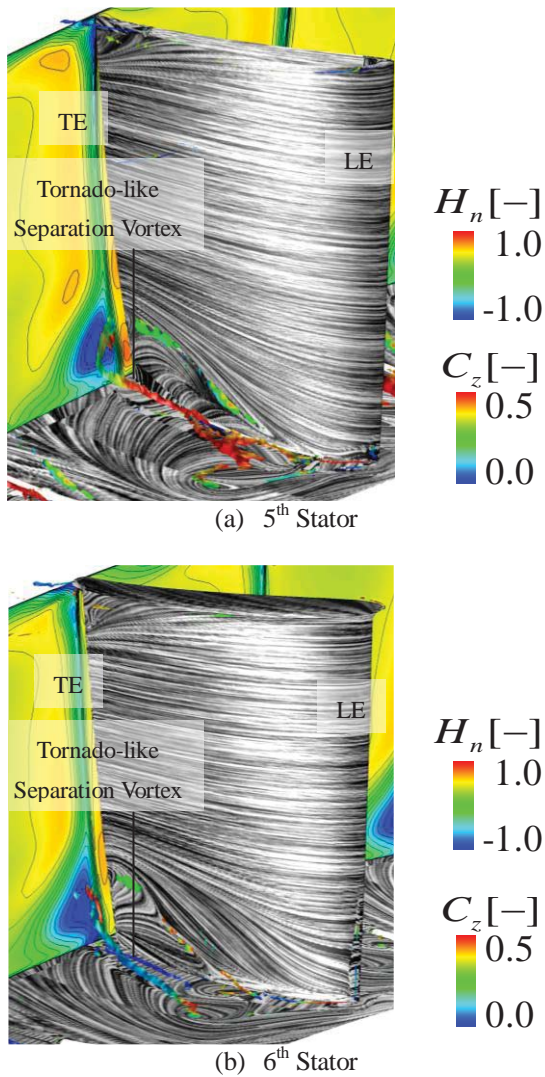


Fig. 6 Ensemble-averaged flow field ($t = 0.1$)

ル平均することで得られる流れ場を意味する。また、渦流れ構造および負圧面とハブ面上の限界流線、さらには静翼直下流における横断面上の軸速度分布が示されている。軸速度は初段動翼先端周速で無次元化されている。なお、渦構造は、Critical Point 理論に基づいて同定されており、無次元ヘリシティで色付けされている。無次元ヘリシティは渦度ベクトルと速度ベクトルの成す角度の余弦値として定義される。無次元ヘリシティの絶対値が1となる領域は流れ方向に縦渦が強く巻きあがっていることを表し、その符号は流れ方向に対する渦の回転方向を示す。5段静翼はハブ側、ケーシング側において前縁、後縁ともに部分クリアランスが設けられており、6段静翼はハブ側のみ前縁、後縁ともに部分クリアランスが設けられている。このため、漏れ渦の発生を確認できる。また、ハブ側前縁部分の限界流線を見ると、5段静翼、6段静翼ともに、部分クリアランスからの漏れ流れと主流部が衝突し、剥離線が形成されていることがわかる。さらに、限界流線および渦構造からわかるように、5段静翼、6段静翼ともに翼後縁付近とハブ面に足をもった竜巻状の剥離渦を確認できる。ハブ面においては明確な渦状点を確認でき、この渦状点は部分クリアランスからの漏れ流れが影響しない位置に存在している。また、静翼直下流の軸速度分布をみると、負圧面側のハブ近傍に軸速度が0以下の逆流域を確認できる。この逆流域は、図5(a)の5段静翼、6段静翼のハブ側後縁の低速度域と対応している。以上のように、5段静翼、

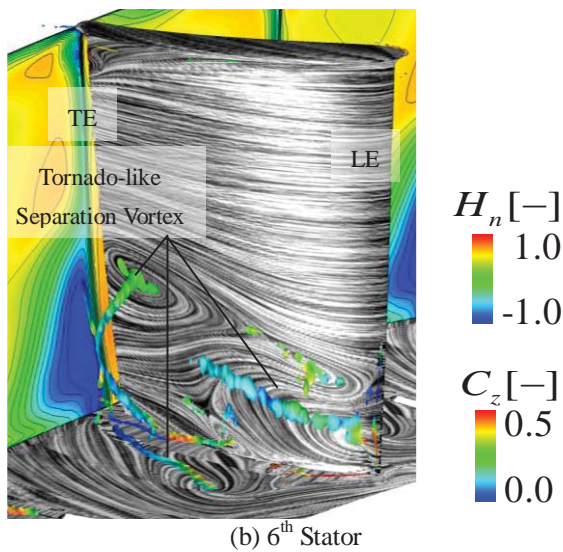
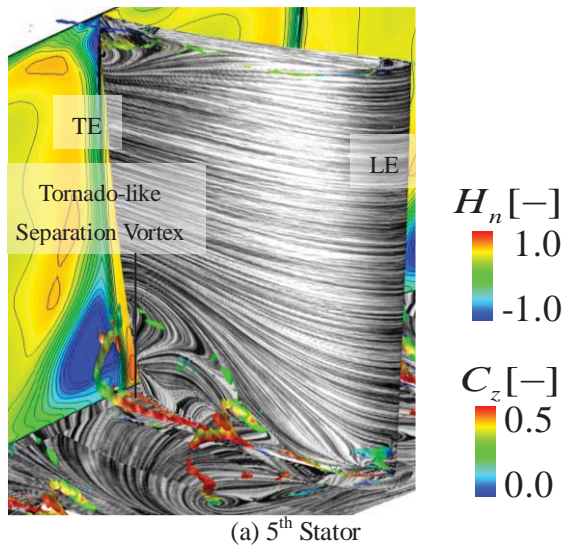


Fig. 7 Ensemble-averaged flow field ($t = 0.6$)

6 段静翼でコーナー失速が起きていることがわかる。同規模のコーナー失速が5 段静翼, 6 段静翼ともに全周にわたって確認される。他にも, 翼後縁部ケーシング側では小規模にコーナー剥離が発生しており, 6 段動翼ではハブ側で前縁剥離が生じている。

4.2 失速開始後の流れ場 ($t = 0.6$)

図7に失速開始後である $t = 0.6$ における5 段静翼および6 段静翼周辺のアンサンブル平均流れ場を示す。また, 渦流れ構造および負圧面とハブ面上の限界流線, さらには静翼直下流における横断面上の軸速度分布が示されている。5 段静翼の渦構造の形態については失速開始前(図6(a))と同様に, 竜巻状の剥離渦を確認できる。一方, 6 段静翼では竜巻状の剥離渦を複数確認できることがわかる。軸速度分布をみると, 5 段静翼, 6 段静翼ともに失速開始前(図6)と比較して逆流域が拡大していることがわかる。このことから, 失速開始前の $t = 0.1$

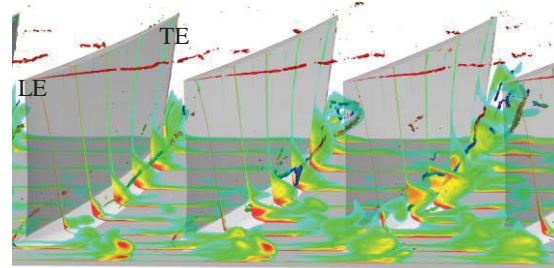
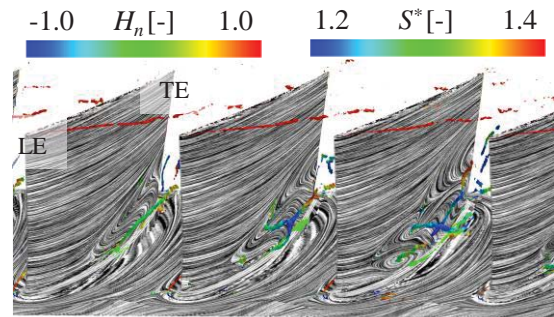


Fig. 8 Instantaneous flow field at 6th Rotor

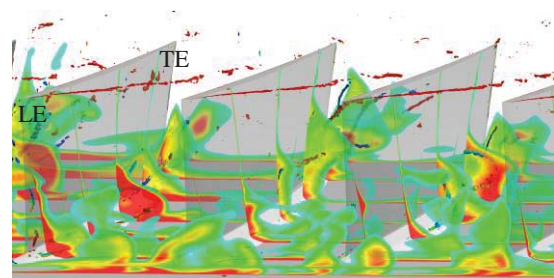
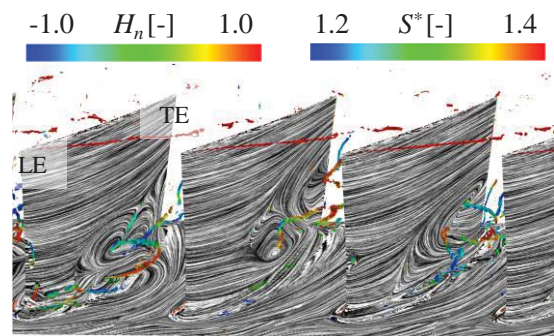


Fig. 9 Instantaneous flow field at 7th Rotor

と比較して, 5 段静翼, 6 段静翼ともにコーナー失速が発達していることがわかる。6 段静翼においてはスパン方向に逆流領域が拡大していることがわかる。また, ケーシング側に着目すると, 5 段静翼後縁付近のコーナー剥離域はやや拡大しており, 竜巻状の剥離渦を確認できる。さらに, 逆流域も確認できる。一方, 6 段静翼においてはケーシング側のコーナー剥離域に変化は見られなかった。

図8および図9に失速開始後の $t=0.6$ における5段動翼, 6段動翼の瞬間の流れ場をそれぞれ示している. それぞれ(a)では渦流れ構造および負圧面とハブ面上における限界流線を示し, (b)では渦流れ構造および軸方向に垂直な断面内のエントロピー関数分布を示している. エントロピー関数分布は周囲の流れ場に対し比較的高いエントロピーを示す1.2から1.4までの範囲のみを表示している. 図8(a)をみると, 翼前縁から巻き上がった翼端漏れ渦やハブ側には馬蹄形渦を確認できる. ハブ側では翼負圧面上でコーナー剥離が発生し, 前縁からコード長の25~30%付近まで逆流が及んでいる. このことから, コーナー失速が起きていることがわかる. さらに, 一番右側の翼の負圧面上では, 渦状点が複数確認され, 竜巻状の剥離渦が発生している. 一方, 一番左側の翼負圧面上では明確な渦状点を確認することができない. このことから, 非軸対称性の兆候がみられる.

図8(b)を見ると, 高損失流体が上流側から動翼負圧面側へ流入しているのがわかる. これは, 5段静翼のハブ側で発生したコーナー失速により生成された高損失流体である. 5段静翼出口でハブ側に集積した高損失流体は, 6段動翼内に流入すると, 二次流れの効果によって, 負圧面側に集積する. その結果, 動翼負圧面上でコーナー失速が発生したものと思われる. また, 高損失流体が遠心効果により翼先端側へと輸送される様子を確認できる. さらに, 動翼に流入してくる高損失流体とコーナー失速域に着目すると, 流入する高損失流体が多いほど, コーナー失速が発達していることがわかる. この瞬間では, 右側の翼間に行くにつれて高損失流体が多く流入しており, それにともないコーナー失速が発達していることがわかる. すなわち, 前方翼列の5段静翼ハブ側で生じたコーナー失速の影響により, 6段動翼でコーナー失速が発生したと思われる.

図9(a)を見ると, 図8(a)と同様にハブ側負圧面上でコーナー失速が発生している. 図8(a)の6段動翼と比較して, 剥離領域は拡大しており, すべての翼の負圧面上で竜巻状の剥離渦を複数確認できる.

図9(b)を見ると, 図8(b)と同様に高損失流体が上流側から動翼負圧面側へ流入していることがわかる. また, 図8(b)と比較して, 高損失流体が多く流入していることがわかる. これは前方翼列の6段静翼ハブ側で生じたコーナー失速が5段静翼よりも発達していたためである. さらに, 6段動翼と同様に, 流入してくる高損失流体が多いほどコーナー失速が発達していることがわかる. 図9(a)におい

て一番左側の翼に着目すると, ハブ側の竜巻状の剥離渦が前縁から発生しており, 大規模なコーナー失速を起こしている. これは, 前縁剥離を起こした結果でもある. 6段動翼と同様に, 7段動翼でも, 前方翼列の6段静翼ハブ側で生じたコーナー失速の影響により, コーナー失速が発生したものと思われる.

5. 結言

本研究では, スーパーコンピュータ「京」を用いて, 産業用ガスタービンの14段軸流圧縮機の前半7段を対象にしたDES解析による全周非定常流動解析を実施した. 失速開始前後にみられる非定常流動現象について解析を行った. 得られた知見は以下のとおりである.

- (1) 失速開始前において, 5段静翼, 6段静翼のハブ側でコーナー失速が発生する. その結果, ハブ側に大規模なブローケージが発生する.
- (2) 5段静翼, 6段静翼においてコーナー失速が発生した後, 下流側の6段動翼, 7段動翼のハブ側においてコーナー失速が発生する.
- (3) 6段動翼, 7段動翼のコーナー失速は上流側の静翼から流入する高損失流体の影響により強弱を変化させていることがわかった.

参考文献

- 1) Yamada, K., Kikuta, H., Iwakiri, K., Furukawa, M., and Gunjishima, S.: An Explanation for Flow Features of Spike-Type Stall Inception in an Axial Compressor Rotor, ASME J. Turbomech., Vol. 135, No.2 (2013), 021023(11)
- 2) 山田和豊, 喜久田啓明, 古川雅人, 郡司嶋智, 原靖典: 軸流圧縮機動翼列における旋回失速初生プロセスに及ぼす翼端すき間流れの影響, 日本機械学会論文集B編, Vol. 79, No. 801 (2013), pp. 900-916
- 3) Yamada, K., Kikuta, H., Furukawa, M., Gunjishima, S. and Hara, Y.: Effects of Tip Clearance on the Stall Inception Process in an Axial Compressor Rotor, ASME Turbo Expo 2013, GT2013-95479 (2013).
- 4) Ikeguchi, T., Matsuoka, A., Sakai, Y., Sakano, Y. and Yoshiura, K.: Design and Development of a 14-Stage Axial Compressor for Industrial Gas Turbine, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2012, Paper No. GT2012-68524 (2012).
- 5) Shima, E., Jounouchi, T.: Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) –AUSM Type Upwind Schemes, the 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, NAL SP-34 (1997), pp.7-12
- 6) Wilcox, D. C.: Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model, AIAA Journal, 32(2), (1994), pp. 247-255.
- 7) Strelets, M.: Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, AIAA Paper, No.2001-0879 (2001).

軸流圧縮機におけるサージ・旋回失速共存系の 非定常内部流動の可視化

*三井 博明，岡 俊介，太田 有，大田 英輔（早大）

Visualization of Unsteady Internal Flow under Surge and Rotating Stall in an Axial Flow Compressor

*Hiroaki MITSUI, Shunsuke OKA, Yutaka OHTA and Eisuke OUTA(Waseda Univ.)

ABSTRACT

The unsteady behavior of a rotating stall cell during a surge cycle, in particular the irregular surge cycle, was investigated in a single-stage axial flow compressor by detailed measurements of the unsteady performance curve and circumferential flow velocity fluctuation ahead of the rotor blade. The flow blockage during the stalling and recovering processes is visualized using the double-phase-locked averaging technique. The flow blockage ratio within the rotor cascade during a surge cycle indicates that the key factor in determining the next surge cycle in the case of the coexisting state of rotating stall and surge may exist between the stalling and recovering processes of the surge cycle, in which a stall cell generated at the rotor cascade develops in the circumferential direction over the entire area.

Key words: Axial-flow compressor, Double-phase-locked measurement, Rotating stall, Surge

1. 緒言

軸流圧縮機の内部流れ場は、遠心機の場合と比較して二次元性が強く、設計点における定常運転時には比較的容易にその特徴を把握することができる。しかし、流量の低下に伴い旋回失速やサージングなど顕著な非定常現象が発生することで、動翼の基本周波数に加えて、失速セルの旋回やサージによる低周波数が重畳する複雑な流れ場になり、把握が困難になる。このような部分流量運転時には、動翼回転数と失速セルの旋回速度が一定であるという仮定のもと、その両方に位相固定したデータ抽出方法である二重位相固定平均法⁽¹⁾が提案され、データ処理に利用されている。

しかし、系全体で発生するサージングと旋回失速の共存状態において、二重位相固定平均法を用いて圧縮機翼列内の内部流れ構造を調査した例は希少である。

著者らは従来の研究⁽²⁾⁽³⁾より、軸流圧縮機の下流側に容積タンクを接続した段可変軸流圧縮機を用いて、様々な形態のサージングと旋回失速共存系の非定常特性やその内部流れ構造を測定してきた。その結果、サージング挙動が

圧縮機失速特性と抵抗特性によって複雑な挙動を示すこと、様々なサイクルでサージングと併発して失速セルが動翼列内を旋回していることなどが確認されている。

そこで本研究では、動翼前縁における周方向流速および壁面圧力変動の測定を行い、得られた非定常データに対して二重位相固定平均法を採用することで、サージサイクル中の失速セルによって形成される動翼流路内ブロックエッジの大きさを可視化した。また、流路ブロックエッジの変化がサージサイクルを決定する重要なパラメータになっていることを指摘した。

2. 実験方法

2.1 実験装置

供試軸流圧縮機試験装置の全体図と主な測定系の概略を Fig.1 に、圧縮機的设计仕様を Table 1 に示す。本供試圧縮機は動翼外径 130[mm]、動翼枚数 12 枚、静翼枚数 15 枚、定格回転数 12000[min^{-1}]、単段から三段まで拡張可能である。また、圧縮機運転点は管路端に設置されたロータリバルブにより調節することができる。本試験装置の主な特徴は、圧縮機下

流側に 0.262[m³]の容積タンクを接続することで形成される衝撃波管実験装置であり、8個のスリット(Fig.1の拡大図参照)を備える二重円筒構造によって、圧縮機端のダイアフラムを経由して圧縮機出口と接続されている。

2.2 測定方法

定常運転時の圧力上昇特性は、圧縮機端のダイアフラムを閉じた状態で圧縮機出口に設置した水柱マノメータと Fig.1 に示す I 型熱線流速計(DANTEC, 55R01)により計測する。一方、圧力上昇の非定常特性は、圧縮機端のダイアフラムを開放した状態で圧縮機出口に設置した高応答圧力センサ(Kulite, XCQ-093-25A)と I 型熱線流速計(DANTEC, 55R01)により計測する。また、圧縮機の内部流れ構造は動翼列前方 5[mm]に設置した I 型熱線流速計と高応答圧力センサ(Entran, EPIH-343-100P)によって得られる流速、圧力変動データを介して調査を行った。圧縮機運転回転数は、誘導電動機に取り付けられた反射形光電センサからの出力信号より算出し、圧力変動および流速データを位相平均、二重位相固定平均する際の基準トリガーとした。

3. サージングと旋回失速の共存系

圧縮機端のダイアフラムを閉じた際の圧縮機定常特性を Fig.2 に黒丸で示す。流量係数 ϕ および静圧上昇係数 ψ は、断面積平均軸流速 u 、圧縮機静圧上昇 p_s 、大気密度 ρ 、動翼先端速度 U を用いて次式で定義する。

$$\phi = u/U, \quad \psi = 2p_s / \rho U^2 \quad (1)$$

設計点は $\phi=0.360$ であり、Fig.2 に白丸で示す。設計点より徐々に流量を低下させると 2 種類の失速形態へと突入する。動翼前縁近傍で単一

の失速セルが動翼回転周波数の約 55%で旋回する"1st stall"と、動翼列内で全周失速状態となる"2nd stall"である。さらに、管路端に設置されたロータリバルブを連続的に絞った際の非定常失速特性を Fig.2(a)に実線で示す。Fig.2(a)の結果より非定常的な失速特性は定常特性とほぼ同じ挙動を示していることが分かる。

圧縮機端のダイアフラムを開いた際の圧縮機非定常特性を Fig.2(b),(c)に示す。流量を設計点より低下させると、圧縮機定常特性が極大値を示す近傍の $\phi=0.259$ で、Fig.2(b)のように安定領域から"2nd stall"領域まで大きな圧力・流量変動を伴う"Large cycle surge"に突入する。

さらに流量を絞ると、 $\phi=0.191$ で、Fig.2(c)のように"Large cycle surge"と"1st stall"から

Table 1 Features of tested compressor

Tested axial flow compressor	
Rotational speed	12000 min ⁻¹
Airfoil configuration	NACA65
Hub diameter	80 mm
Casing diameter	131 mm
Rotor blade	
Number of blades	12
Rotor tip diameter	130 mm
Chord	30.0 mm
Clearance	0.5 mm (tip)
Stagger angle (at tip)	64.06 deg
Stagger angle (at hub)	30.50 deg
Stator vane	
Number of vanes	15
Chord	24.5 mm
Clearance	0.5 mm (hub)
Stagger angle (at tip)	9.999 deg
Stagger angle (at hub)	16.84 deg

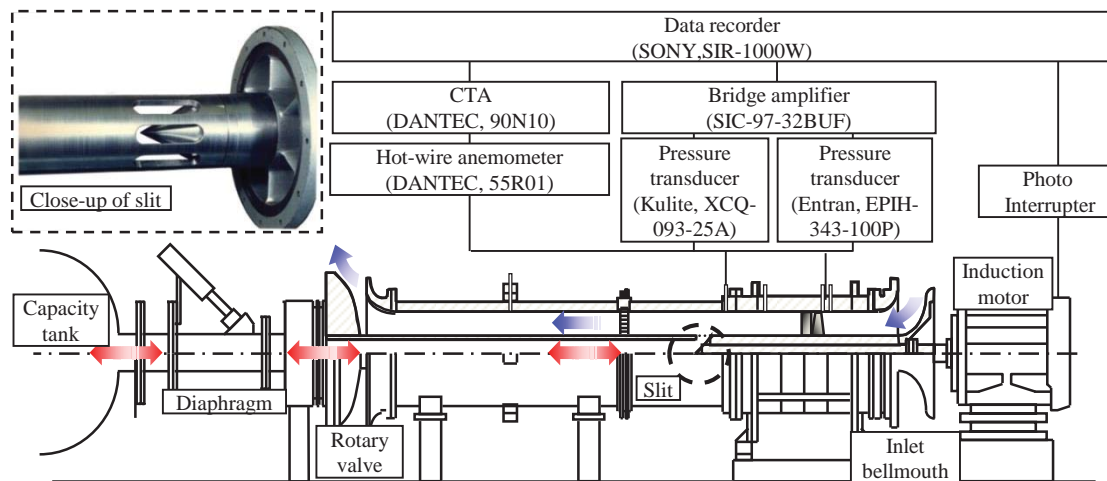


Fig.1 Experimental apparatus and measuring systems.

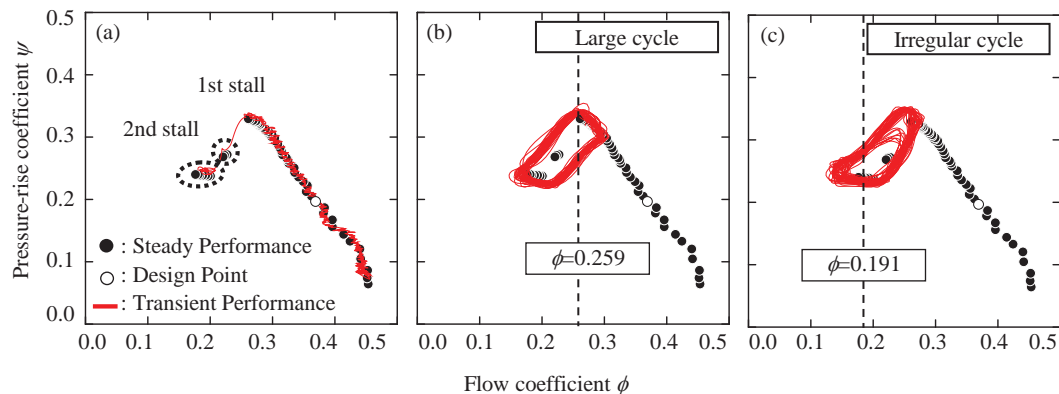


Fig.2 Unsteady behavior of tested compressor under coexistence state of surge and rotating stall.

”2nd stall”までの圧力・流量変動を伴う”Small cycle surge”の 2 種類のサージサイクルが不規則に選択される”Irregular cycle surge”が発生する．この”Irregular cycle surge”中の基本的な内部流れ場については、既に著者らが従来の研究⁽⁴⁾で報告したが、サージサイクルを決定する要因については不明な点が多く残されている．

4. 二重位相固定平均法を用いた内部流動の可視化

4.1 条件付き二重位相固定平均法

本研究では、二重位相固定平均法を”Irregular cycle surge”中に発生する 4 種類のサージサイクル変化 (Large-Large, Large-Small, Small-Large, Small-Small) に対して適用する．しかし、サージ中に失速セルの旋回速度は変化するので、失速セルのトリガー信号として用いる壁面圧力変動はバンドパスフィルタを介し、そのバンド幅は”Irregular cycle surge”中の動翼前縁瞬時周方向流速の Wavelet 変換結果⁽⁴⁾に基づいて 90-130[Hz]とした．加えて、二重位相固定平均法を適用する解析範囲は失速セルのトリガー信号を精度良く検出することができるように Irregular cycle surge 中の失速突入・回復過程とした．

Irregular cycle surge 中の圧力上昇特性を Fig.3 に示す．Fig.3 のように失速突入過程と回復過程をそれぞれ $\phi = 0.230 \sim 0.195$ と $\phi = 0.200 \sim 0.245$ と定め、流量係数の範囲を等間隔に 6, 9 分割する．失速回復過程に比べて失速突入過程では運転点の移動速度が速いため、分割数を少なく設定している．また、条件付き二重位相固定平均法の調査例として、Large-Large のサージサイクル変化時の失速回復過程での運転点、内部流れ構造、および動翼位置を Fig.4 に示す．Fig.4 は上から静圧上昇係数 ψ 、流量係

数 ϕ 、圧縮機 Hub 側から 90% スパン位置での動翼前縁瞬時周方向流速 V_{cir} 、バンドパスフィルタ処理を施した壁面圧力 Wp 、回転計から得られた動翼通過位置を示している．

解析ではまず、壁面圧力変動波形(BPF)の極大点を失速セルのトリガー点 Tp とし、動翼との相対的位置からセル一周分のデータ群を 8 つに分類する．次に、Fig.4 のように流量係数と静圧上昇係数の極大値よりこのデータ群がどのサージサイクル変化に属し、失速突入過程、失速回復過程のどの流量範囲で運転されているかを判断する．最後に、動翼との相対位置、運転点、サイクル変化によってラベル付けされた失速セル一周分のデータ群を二重位相固定平均し、再配列する．これらの結果として、サージサイクル中の失速セル挙動を抽出することができる．

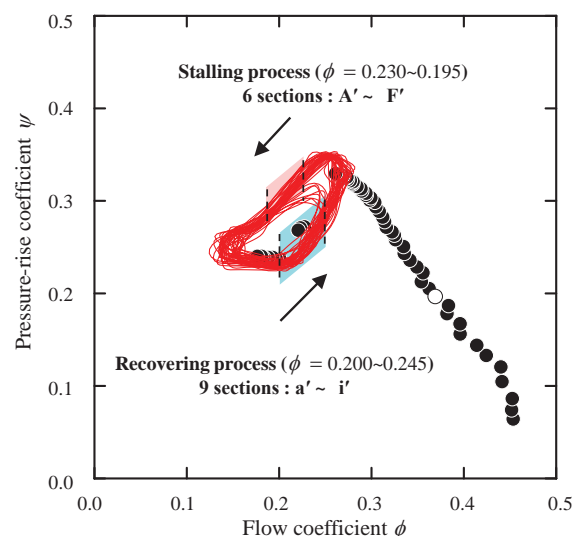


Fig.3 Unsteady pressure-rise characteristics during irregular surge cycle and intervals for analysis.

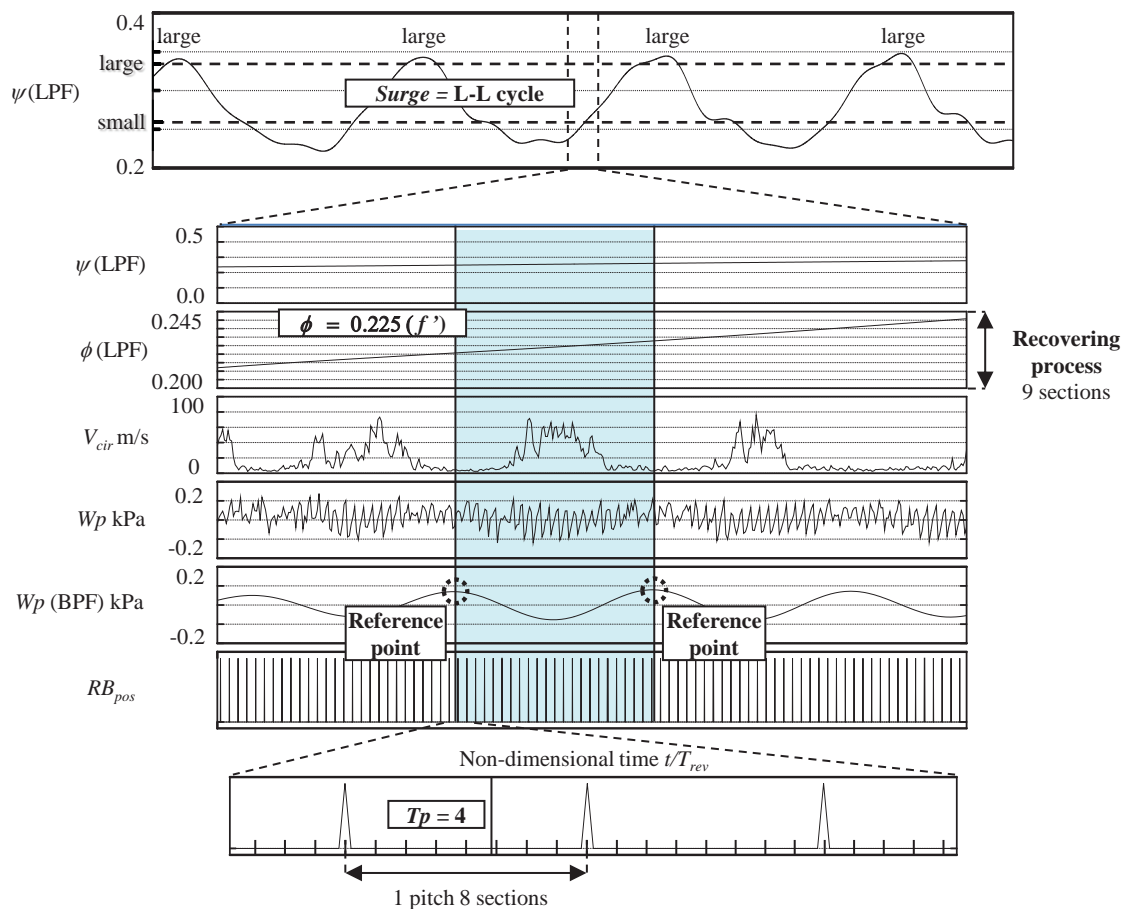


Fig.4 Double-phase-locked averaging technique at stall recovering process.

4.2 サージ中に発生する流路ブロッキング

動翼前方 Span 方向 10 点で測定した 6000 サイクル分の周方向流速データを二重位相固定平均法により解析することで、Irregular cycle surge 中に発生する失速セルの非定常挙動を可視化する試みを行った。また、L-L、L-S、S-L、S-S のサージサイクルはそれぞれ全測定結果の 69%、5%、6%、20% の割合で観測された。

動翼と高圧力領域とが互いに干渉する T_p に焦点にあて、4 種類のサージサイクル変化時の失速突入過程と回復過程での動翼前方周方向流速分布の可視化結果を Fig.5 と Fig.6 にそれぞれ示す。失速セルと動翼列のウェイクが顕著に現れており、その形状は Das ら⁽⁵⁾や Poensgen ら⁽⁶⁾による報告と類似していることが確認できる。さらに、動翼列内の流路ブロッキングの影響を評価するため、以下に示すブロッキング率 BR を定義する。

$$BR = \frac{A_{Blockage}}{A_c} \times 100 \% \quad (2)$$

ただし、 $A_{Blockage}$ は各 Span で周方向流速が設計点での断面積平均軸流速の 33% を越えている領域の合計であり、この領域を流路ブロッキングと仮定した。 A_c は動翼列前方での圧縮機断面積である。

Fig.5 に示す失速突入過程では、動翼列負圧面上のウェイクが顕著に見られる状態から、サージにより運転点が低流量域に突入すると共に動翼負圧面側剥離に起因した失速セルの出現が認められる。この過程では、まず動翼 Tip 側で周方向流速の増大が生じ、Tip 側の動翼列のウェイクが消滅する領域が現れる。この領域は失速セルの流路ブロッキングにより動翼列に対するインシデンスが減少し、翼負荷が軽減されたことによる局所的な流れ場の回復に起因すると考えられる。その後、周方向流速が高い値を示す領域が両方の隣接翼に伝播しつつ、動翼列 Tip 側のウェイクを消滅させ、全周失速に近づいていく。

一方、Fig.6 に示す失速回復過程では、逆に全周失速に近い状態から周方向流速が高い領域が両隣接翼から次第に消滅し、動翼列 Tip 側にウェイク

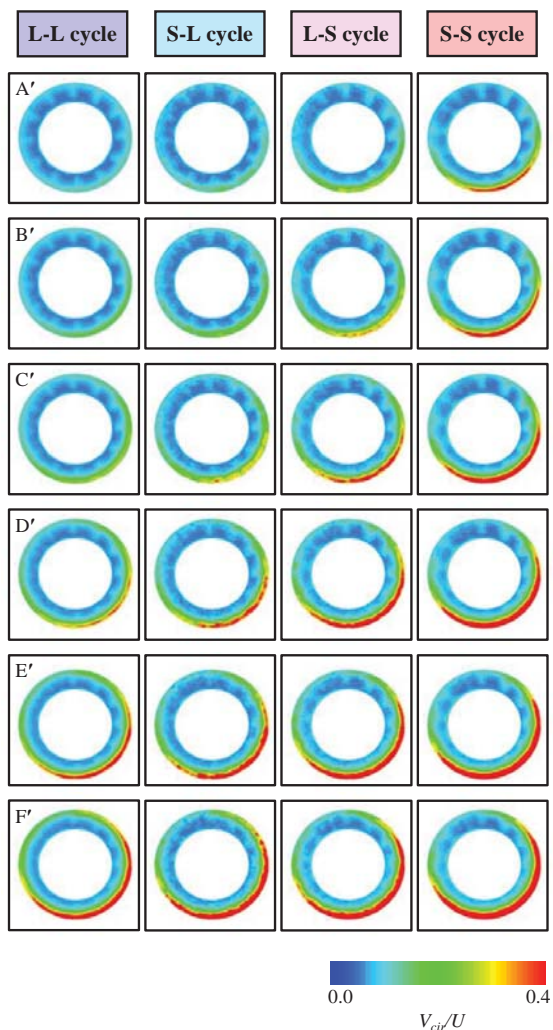


Fig.5 Configuration of rotating stall cell in various surge cycles at stalling process.

の影響領域が広がっていく．このように全サイクル変化時において失速セルの大きさは失速突入過程で次第に増大し，逆に失速回復過程で減少する傾向を可視化することができた．

失速突入過程と回復過程での失速セルの大きさ，ひいては BR の変化を Fig.7 に示す．Fig.7 中の A'-C' で示す失速突入過程時では，流路ブロックの大きさは前のサージサイクルが "Large" (L-L と L-S) の時には小さく，一方，前のサージサイクルが "Small" (S-L と S-S) の時には比較的大きい．一方，g'-i' で示す失速回復過程時では，流路ブロックの大きさは後のサージサイクルが "Large" (L-L と S-L) の時には小さく，一方，後のサージサイクルが "Small" (L-S と S-S) の時には比較的大きい．これは失速突入過程時には，移行する前のサージサイクルによって動翼列前

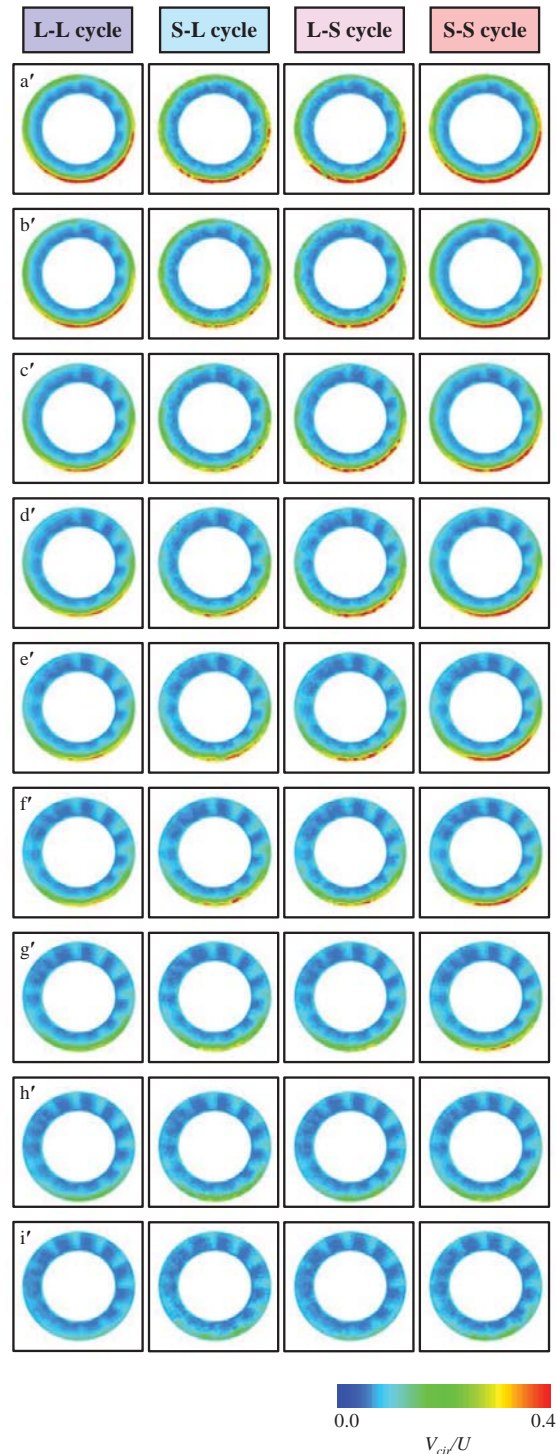


Fig.6 Configuration of rotating stall cell in various surge cycles at recovering process.

縁の流れ場が決定しているのに対して，失速回復過程時には，動翼列前縁の流れ場によって移行した後のサージサイクルが決定していることを示唆している．この結果はサージと旋回失速共存状態において次のサージサイクルを決定している要因が動翼列内で全周失速状態となる失

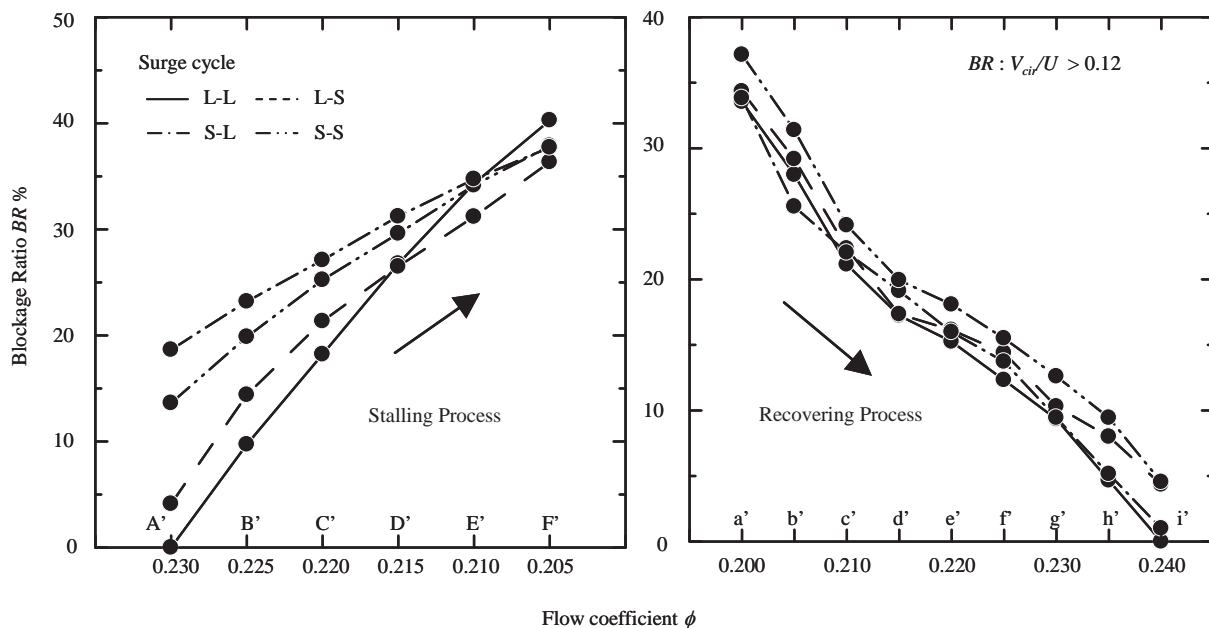


Fig.7 Variation of blockage ratio in stalling and recovering processes during irregular surge cycle.

速突入過程と回復過程の間の物理過程に存在している可能性を示唆している。

5. 結言

圧縮機動翼前縁に形成される失速セルによる流路ブロッキングの変化がサージサイクルに与える影響について実験的に調査を行った。特に二重位相固定平均法を用いて、各不規則サージサイクル中の失速突入・回復過程において失速セルの可視化を行い、以下の知見を得た。

- (1) 条件付き二重位相固定平均法により動翼前方周方向流速分布を可視化することで失速セルと動翼列のウェイクを捉え、サージ中の失速セルの伝播形態やウェイクとの干渉を明らかにした。
- (2) 流路ブロッキングの大きさを定量的に評価することで、サージサイクル中は失速突入過程でブロッキングは増大し、逆に失速回復過程で減少する傾向を実験的に確認した。
- (3) サージサイクルを決定する要因が動翼列内で全周失速状態となる失速突入と失速回復過程の間の物理過程に存在している可能性を示した。

参考文献

- 1) Kuroumaru, M., Inoue, M., Furukawa, M., Tanino, T. and Maeda, S., "Animation of Rotating Stall Cells by Double-Phase-Locked Averaging Technique", *Turbomachinery*, Vol.27, No.8, (1999),pp.453-460.
- 2) Hara, T., Morita, D., Ohta, Y., Ohta, E.: Unsteady Flow Field under Surge and Rotating Stall in a Three-stage Axial Flow Compressor, *J. of Thermal Science*, Vol.20, No.1,(2010),p.6.
- 3) Abe, T., Mitsui H., Ohta, Y.: Coexisting Phenomena of Surge and Rotating Stall in an Axial Flow Compressor, *J. of Thermal Science*, Vol.22, No.6, (2013), p.547.
- 4) 三井、阿部、太田、大田: 軸流圧縮機に発生するサージサイクル挙動と非定常内部流れ、第41回日本ガスタービン学会定期講演会論文集, (2013),pp.155-160.
- 5) Das, D.K., Jiang, H.K.: An Experimental Study of Rotating Stall in a Multistage Axial-Flow Compressor, *Trans. ASME, J. of Eng., For Gas Turbines Power*, vol.106, (1984),p.542.
- 6) Poensgen, C.A., Gallus, H.E.: Rotating Stall in a Single-Stage Axial Flow Compressor, *Trans. ASME, J of Turbomachinery*, vol.118, (1996), p.189.

模型エンジンを利用したマイクロジェットデバイスの騒音低減性能評価に関する研究

* 福本 將太，大宮 修一郎（東京大学大学院），和田 恵（サイエンス・サービス），生沼 秀司，長井 健一郎，石井 達哉（JAXA），金子 成彦（東京大学）

Evaluation of Noise Reduction of Microjets Using Small Model Jet Engine

*Masataka FUKUMOTO, Shuichiro OMIYA(Tokyo Univ.), Kei WADA(Science Service), Hideshi OINUMA, Kenichiro NAGAI, Tatsuya ISHII(JAXA) and Shigehiko KANEKO(Tokyo Univ.)

ABSTRACT

It is known that mixing devices which are attached to nozzle lip and enhance mixture of high speed flow and surrounding air are effective for jet noise reduction, but induce thrust loss. As well as in the larger scale engine test, it is important to survey the aerodynamic and acoustic performances of the mixing devices in the sub-scale model test. The authors proposed a compact and flexible facility to realize heated jet in anechoic environment. A small model jet engine and an anechoic wind tunnel made it possible to measure the jet noise in the far field and the thrust loss by the mixing devices. This paper describes the jet noise reduction and thrust loss when a typical micro-jet is applied to the baseline nozzle.

Key words: Jet Noise, Heated jet, Thrust, Model Jet Engine, Mixing device, Microjets

1. はじめに

航空用ガスタービンエンジンは，機体の離陸時に最大推力を発生し，機体側方点はジェット混合騒音が支配的となる．ジェット混合騒音は，ノズル後方の高速ジェットと周囲流体とのせん断によって発生する渦や乱れが原因となる．その放射音響パワーはジェット排気速度と強い相関を示すことから¹⁾，エンジンバイパス比の向上によって排気ジェットの平均速度低下とともに騒音低減が図られてきた．エンジンサイクルに働きかける以外に，ミキサを付加することもジェット混合騒音低減に効果がある．ミキサは，古くは波型のローブ状ノズル，近年では鋸状に切り込みを入れたシェブロンノズル²⁾が実用化されている．これらは，高速ジェットの急速混合を促進して平均速度低減に寄与する他，せん断を弱めてジェット混合騒音を抑制する．

これらエンジンシステム設計とミキサの組み合わせが適用された結果，ジェット旅客機の登場以降，航空機の騒音は 20EPNdB 以上の低減が達成されてきた³⁾．しかし，国際的な騒音抑制に対する要請は根強く，近年では新形式機に対して従来の ICAO Annex16 Chapter4 から更に 7EPNdB の規制強化が適用される見込みとなった⁴⁾．このことは，航空機騒音関係者に一層の騒音マージンを要求する結果となった．また，近く規制強化の射程に入らるであろう CO₂ 排出規制との関係から，エンジン燃費と調和した騒音低減が必要とされる．このことから，従来のミキサとは異なり，巡航中の推力性能損

失を抑制したジェット騒音軽減への期待が高まるものと考えられる．

シェブロンと同等の騒音軽減効果を得つつ，推力性能を改善することを目的として，より小さなミキサを配置したノズルの提案がなされている⁵⁾⁶⁾．シェブロンのような切込みに代えて，ノズル端部に小さな凹み（ノッチ）を複数設けることで，小さな擾乱を発生させてせん断を弱めることを狙っている．可変機構を想定した爪による騒音低減効果や爪の配置改善も研究されてきた⁷⁾．これら機械式障害物によって擾乱を開始させる以外に，外部から流体をジェットに衝突させて擾乱を励起するミ

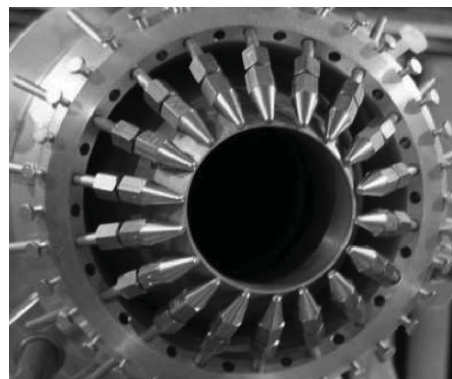


Fig.1 Typical Micro-jet Test Setup⁹⁾.

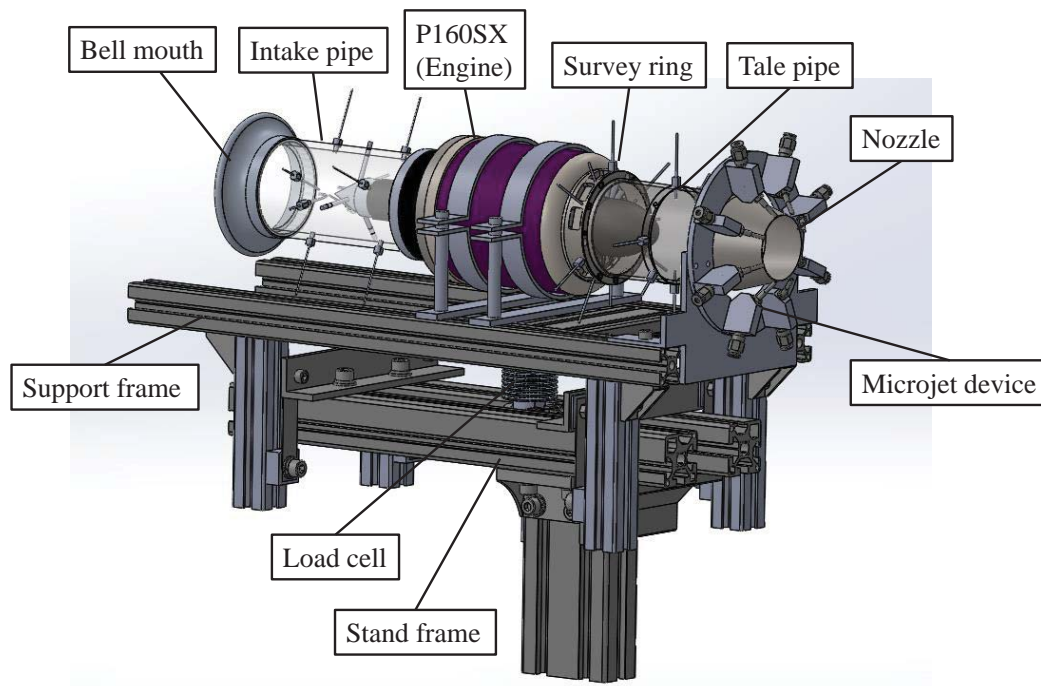


Fig.2 Schematic View of the Hot-jet Test Equipment.

キサも注目を集めている⁸⁾。この所謂マイクロジェット (Micro-jet) は、理想的には巡航時には作動しないため、抽気空気を消費することがなく、エンジンサイクルの損失が極めて少ないと言える。

マイクロジェットの騒音試験には Fig.1 に示すノズルと二次空気を供給する小ノズル群を組み合わせた模型試験を行うことが一般的である⁹⁾。より大きなスケールのエンジン実証試験の前に、加熱ジェットにおける音響特性を調べる必要がある。マイクロジェット有無による推力性能についても同様である。音響設備で加熱ジェットを発生させつつ、ノズルの推力損失を同時に評価するには、温度制御や空気配管の熱膨張に対処せねばならず、コストの観点で実験変数を振った試験が困難である。筆者らは、これらの課題に対処するために、模型用ジェットエンジンを音響設備内にて運転して、空気配管から独立した高温ジェットを発生させることとした。過去の試験では、エンジン実証試験前の段階で、試験機械式ミキサを高温ジェットに適用した時の騒音低減効果を見積もっている¹⁰⁻¹²⁾。マイクロジェットについては、非加熱ジェットの音響特性を調べたものの¹³⁾、加熱ジェットでの効果や、推力係数、流量係数へのインパクトを様々なパラメータの下で試験できる状態にはない。

本研究は、この加熱ジェット試験装置の試験適用範囲を広げるために、簡易なマイクロジェット発生装置を使って、騒音と空力の両面からジェット騒音の評価を試みた。

2. 加熱ジェット騒音試験

2.1 試験装置

本装置は、無響風洞に置かれた模型ジェットエンジン、運転架台、二次空気供給装置で構成される (Fig. 2 参照)。

模型用ジェットエンジンは、JETCAT 社製 P160SX ターボジェットエンジンである。エンジン本体及びに ECU (Engine Control Unit) など制御機に改造は加えず、模型用の無線式指令制御式コントローラ (以下、プロポ、ここでは PC 上の電子プロポ) を使った運転制御を行う。計測のために吸気及び排気側に計測用のダクト部を付加し、排気側端部に供試ノズルを設置した。即ち、吸気側は、インテークパイプとベルマウスを、排気側はサーベイリング、テイルパイプ、供試ノズルを配置した。ノズルの出口直径は 50mm である。インテークパイプ、サーベイリング、テイルパイプには、ピトー管、温度センサ等が設置できる孔が各ポジションに設置されている (Fig.3)。

運転架台は上部と下部に分かれており、上部はサポートフレームでエンジン及び後述の二次空気供給用ノズルを支える。エンジンから推力を受けて、上部架台は水平方向に揺動して、下部架台に固定されたロードセルが推力を計測する。下部架台は、無響風洞のコンクリート製床に固定され、燃料ポンプ、制御ユニット、センサアンプ、燃料流量計を備える。

マイクロジェットを発生させる二次空気供給は、エンジンの出口ノズルのノズルリップ部の周りに

45° 間隔に置いた 8 個の小ノズルによって行う。小ノズル直径は 1.5mm である。小ノズルは共通の円盤状プレートに固定され、ジェット軸位置、噴射角度を調整できる。本試験では、テイルパイプの熱膨張を考慮して、小ノズル端部がメインノズル出口にくるようにジェット軸方向位置を微調整した。マイクロジェットの噴射角度はジェット軸に対して、50° とした。小ノズルのジェットは、無響室外の小型圧縮機、流量制御弁、分配器を経て供給した。実験では、メインノズルの流量に対する小ノズルからの合計流量を変数とした。

試験で用いた無響風洞は、JAXA の調布航空宇宙センター内にある。これは、吹出式風洞であり、室内は、幅 5.5m、長さ 13m、高さ 2.5m の寸法を有する。風洞室内の壁は吸音処理されており、静止状態では、250Hz 以上で自由音場を提供する。試験装置は、室内入口の矩形吹き出し用ノズル (750mm 角) の直後に設置されている。室内で排出したガスは、風洞排気口外に置かれた補助ファン装置で排気ダクトを介して建屋外に排出される。

2.2 空力データ計測

模型用エンジンの制御システムを Fig.4 に示す。模型用エンジンは、電子プロポによって回転数を手動制御する。目標回転数は、プロポのスロットル位置により決定し、内蔵回転パルス信号、エンジン排気 (EGT) を検出して、専用 ECU が、目標回転数となるように燃料ポンプを制御する。本試験では、エンジンをアイドルから順次所定の設定回転数で静定させた状態を 30 秒以上維持して計測を行った。一連の回転数設定 (“山型”) を 2 回繰り返した。本報で参照するのは主に 90.4krpm, 96.9krpm, 100.5krpm, 104.5krpm の回転数条件とする。

エンジン及びノズルに関して、Fig.3 に示す位置の圧力、温度に加えて推力を時系列信号で収録して、平均化処理を行った。テイルパイプ内部の全圧に対する外気圧力の比、NPR (Nozzle Pressure Ratio) 並びに全温比 TR (Temperature Ratio) に基づいて、排気マッハ数、排気速度を推算し、入口圧力、燃料流量からメインジェットの空気流量を推定した。マイクロジェットが無い場合のエンジン回転数、NPR、マッハ数の関係を Table 1 に示す。推力の測定では、ロードセルの校正に加えて、風洞微風を受けた時の逆推力を記録しておき、実測推力から差し引いた。風洞微風は、室内のエンジン排気ガスを換気するために不可欠である。通常の実験では、微風による逆推力は 1N 以下であった。これらエンジンパラメータについて、室内静圧、静温を標準大気の圧力、温度を使って修正する。

$$\phi = \frac{T_1}{T_{1,a}}, \quad \delta = \frac{P_1}{P_{1,a}} \quad (1)$$

$$N_c = \frac{N_m}{\sqrt{\phi}} \quad (2)$$

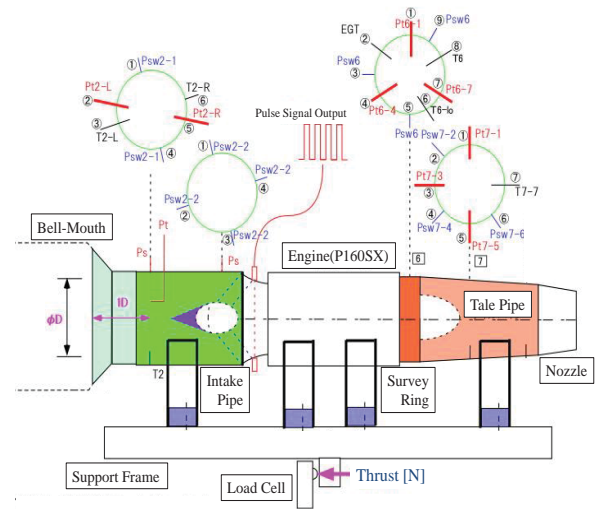


Fig. 3 Intake and Exhaust Sections for Aerodynamic Measurement.

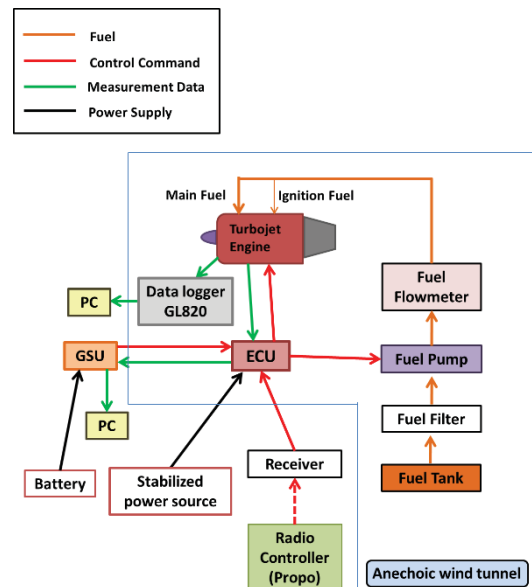


Fig. 4 Diagram of Fuel, Command, Data, and Power Supply.

Table.1 Example of Operating Conditions

Engine speed [krpm]	90.4	96.9	100.5	104.5
NPR	1.23	1.28	1.31	1.36
Mach number	0.56	0.61	0.65	0.69

$$Q_{m,c} = Q_m \frac{\sqrt{\phi}}{\delta} \quad (3)$$

$$F_{m,c} = \frac{F_m}{\delta} \quad (4)$$

マイクロジェットのフローを Fig. 5 に示す. 供給される二次空気は, 圧縮機の吐出空気 (0.9MPa) をチャンバに入れた後, レギュレータ, 熱式空気流量計, 電磁バルブを経て, 8 本の樹脂チューブに分岐して小ノズルに導入される. 小ノズルへの供給空気圧を 0.4MPa となるようにレギュレータと電磁バルブを制御した. 本試験では, 各エンジン回転数において, 小ノズルからの合計流量をメインジェット流量の 0%(Baseline)から 2.5%まで 0.5%ずつ変化させた. これは, 過去の非加熱ジェットの試験結果等を参考にした¹³⁾.

2.3 騒音計測

本研究では, マイクロジェット有無でのノズル遠方の騒音値を比較した. ノズル出口を中心とする半径 2m の円弧上にマイクロホンを設置した (Fig.

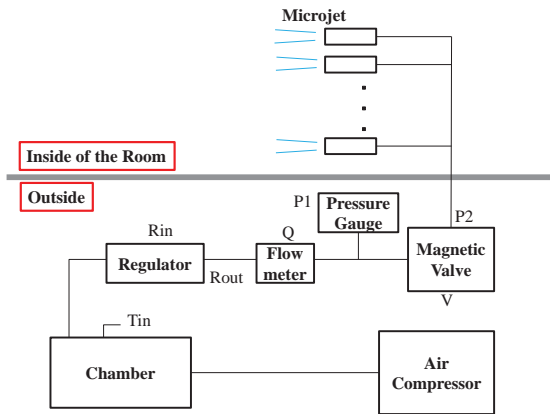


Fig. 5 Diagram of Secondary Air Injection (Microjet) Control.

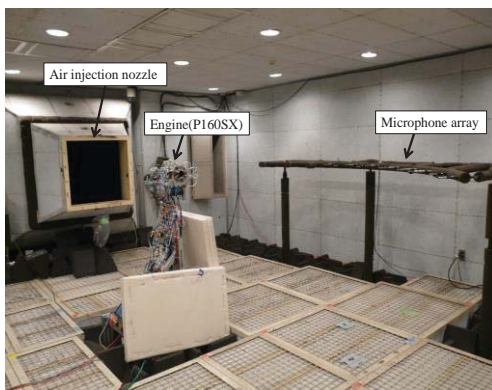


Fig. 6 Engine Stand and Microphone Layout.

6 参照). ジェット軸からの角度 20° から 90° まで 10° 間隔とした. ジェット軸からの角度 20° および 30° の地点はエンジンの排気ジェットが直接当たったため, ノズル出口を中心とする半径 4m の円弧上までマイクロホンを移動して, 後処理で騒音値を補正した.

マイクロホンとして, B&K 社製 Type 4939 1/4 インチコンデンサマイクロホン及び, 同社製 Type 2669 プリアンプを使用した. 時系列信号は, エンジンの静定中に全 8 チャンネル同時収録した. 同時収録には, National Instruments 製の PXI Express コントローラ (PXIe-8133), および PXI Express シャーシ (PXIe-1071) を用い, 200kHz サンプリングで行った.

時系列データを周波数分析によって, 狭帯域解析結果 (FFT 解析結果) と 1/3 オクターブバンド解析結果に変換した. 本装置は, 非加熱ジェット装置とは異なり, 時系列データにはジェット混合騒音以外の音が含まれている. 例えば, 圧縮機, タービンである. これらを除くために, 離散周波数成分を除去し, 高周波数域でのトーンに付随した広帯域成分の立ち上がりも除去するポスト処理を施した.

3. 試験結果と考察

3.1 空力性能評価

ノズル圧力比 (NPR) は, テイルパイプ内の全圧センサ (番号 7) $P_{t,7}$ を基準とし, 大気圧力 P_1 を用いて,

$$NPR = \frac{P_{t,7}}{P_1} \quad (5)$$

排気マッハ数 M_j , 排気速度 V_j は,

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} (NPR^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1)} \quad (6)$$

$$T_{s,8} = T_{t,7} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_j^2 \right)^{-1} \quad (7)$$

$$V_j = M_j \sqrt{\kappa R T_{s,8}} \quad (8)$$

ここで, 添字 8 はノズル出口を示し, R は気体定数, κ は比熱比である. 比熱比は温度と空燃比の関数として, (6)~(8)の繰り返し計算で確定する.

ノズルの空力性能の指標として, 流量係数 C_d と推力係数 C_v を用いた. 流量係数は, ノズル出口断面積に対する有効断面積の割合を表す. 推力係数はノズルの流量当たりの推力を表す. これらの指標に基づいて, 作動点を基準ノズル (Baseline Nozzle) に合わせて, 推力損失を最小にするように騒音低減デバイスの設計を行う. 本研究のマイクロジェットの場合, 二次空気とそれによる推力影響を考慮する必要がある.

$$C_d = \frac{Q_{m,all}}{Q_{th,all}} = \frac{Q_{m,c} + Q_{m,micro}}{Q_{th} + Q_{th,micro}} \quad (10)$$

$$C_v = \frac{F_{m,c}}{F_{th,all}} \approx \frac{F_{m,c}}{(Q_{m,c} + Q_{m,micro})V_j} \quad (11)$$

添字の all, micro は、それぞれメインジェットとマイクロジェットの合計、マイクロジェットのみを表す。\$Q_{th}\$ は理論流量であり、ノズル断面積と排気速度、密度に基づいて求められる。二次空気はエンジンの圧縮機からの抽気であるという前提の下、理論流量、実流量の算出では、メインジェットの流量に二次空気流量、即ちマイクロジェット流量を足し合わせた。理論流量および理論推力 \$F_{th}\$ は、実推力にマイクロジェットからの空気の噴射により生じる推力も加味される。簡易モデルとして、小ノズルからのジェットの水平方向成分は、急速混合されてメインジェットの平均排気速度となると仮定した。なお、実測推力にはマイクロジェットによる推力寄与分を含む。

NPR と排気ジェット速度の関係を Fig. 7 に示す。マイクロジェット流量と共に、NPR が上昇し、排気速度が増加する。マイクロジェットは、微小な突起物と同じく、ノズル下流のジェットのせん断層を変形させることが判っている。せん断層の局所的な変形は、有効断面積の閉塞を意味する。これを Fig. 8 が裏付けている。マイクロジェットによって、ノズルが絞り側に作動点をシフトし、Baseline ノズルに対して流量係数が最大 1 ポイント低下する。

推力係数の変化を Fig. 9 に示す。二次空気流量が 1.0% 以降は推力損失の低下は飽和傾向にあり、試験した最大レートで 2.5% 流量の時で最大 0.8 ポイントの低下となった。

3.2 騒音低減効果

上述の通り、マイクロジェットの閉塞作用のために排気ジェット速度や推力値が変化する。同じ回転設定では、マイクロジェットによる騒音値を過大評価してしまう。理想的には、作動点を合致させた状態での放射騒音の比較が望ましいが、電子プロポの設定は離散的であって、1 ポイント前後の作動点を調整することは困難である。そこで、騒音の実測値に速度補正を加えて騒音低減効果の評価することとした。ここでは、排気速度を用いて次の補正を行った。

$$SPL' = SPL + 10 \log_{10} \left(\frac{V_{j,after}}{V_{j,before}} \right)^n \quad (12)$$

ここで、\$V_{j,before}\$ は計測時の排気速度、\$V_{j,after}\$ は、評価点での排気速度を表す。指数 \$n\$ は、高亜音速ジェットの放射パワーとして 8 が提案されるが¹⁾、実際には、観測点の方位や代表寸法に対する波長な

どが影響し、ノズル側方では減少する。本報は指数として 6 を採用した。

排気速度と修正推力の関係を Fig. 10 に表す。試験範囲内で両者を線形関係とみなし、Baseline ノズルの修正推力に同じくするよう評価点の排気速度を決めた。模型試験と想定実機との補間をすべく、ノズル直径について、ストローハル数に基づいて周波数を補正した。

ジェット軸からの角度 60°, 90° の計測点にお

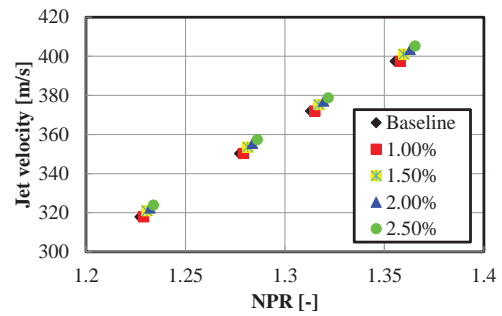


Fig. 7 Estimated Exhaust Jet Velocity.

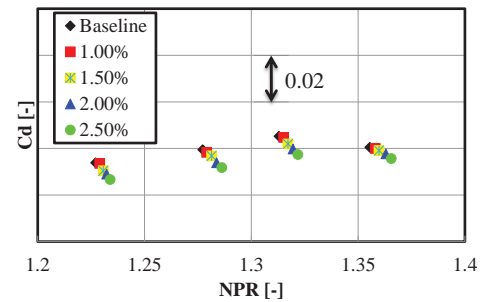


Fig. 8 Coefficient of Discharge.

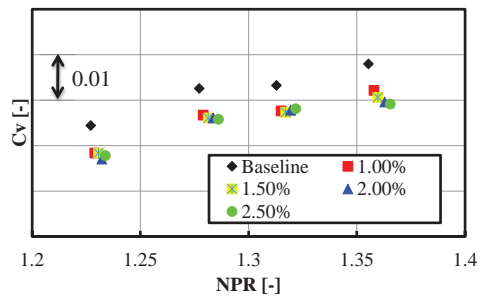


Fig. 9 Coefficient of Thrust.

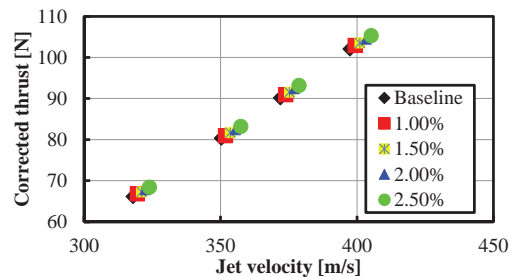


Fig. 10 Corrected Thrust and Exhaust Velocity.

ける Baseline, マイクロジェット流量 1.5%, 2.5% の時の補正後の 1/3 オクターブバンド音圧レベル (Sound Pressure Level) をそれぞれ Fig. 11-A, Fig. 11-B に示す. 広帯域のピーク周波数 (補正值で 200 ~ 1000Hz) では, 騒音低減効果が現れる. ノズル後方のみならず, 側方においても有意な騒音低減効果が見られる. これらは, 機械式ミキサと同じく, 擾乱によってジェットのせん断が弱められた結果である. その代償として, 高周波数側ではマイクロジェット流量 2.5% の時は Baseline と比較して騒音が増加する傾向も機械式ミキサと同様である.

各計測地点における全帯域音圧レベル (Over All Sound Pressure Level) の推移を Fig. 12 に示す. これをみると, マイクロジェット流量 1.5% 以上で, 1dB 程度の騒音低減が見られる.

4. おわりに

ジェット騒音低減のためのミキシングデバイス

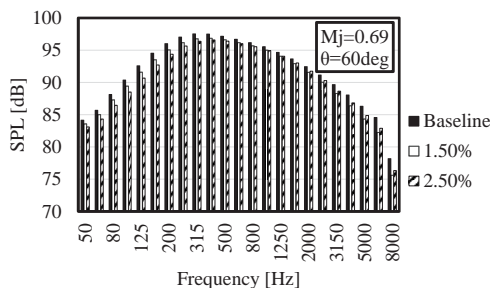


Fig. 11-A Corrected Spectra ($\theta=60\text{deg}$)

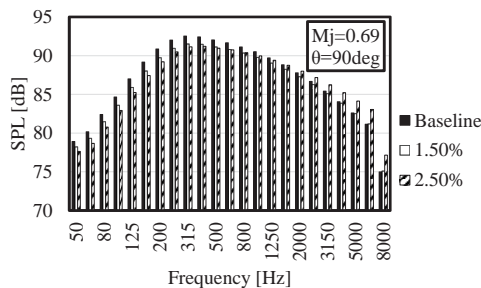


Fig. 11-B Corrected Spectra ($\theta=90\text{deg}$)

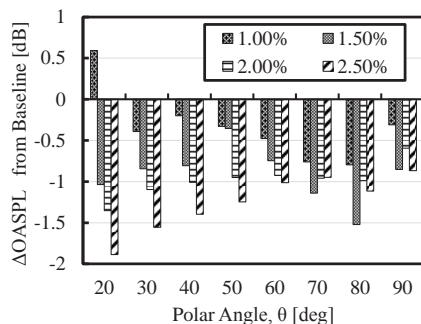


Fig. 12 Noise Reduction in OASPL.

の研究において, 基礎試験とエンジン実証試験の中間で加熱ジェットの騒音低減効果と推力損失を見積もることは重要である. 筆者らは, 模型エンジンを高温ガス発生機とするコンパクトな加熱ジェット試験装置を提案してきた. 今回, これにマイクロジェットを適用した時の空力と騒音の各性能を調べた.

マイクロジェットは, 言わばタブ等のノズル閉塞効果を有し, NPR の増加と作動点のシフトをもたらす. 相対的な評価ではあるが, マイクロジェットの場合, 1%以下の推力係数低下が見込まれた. 騒音については, NPR 上昇による速度変化を補正した結果, ピーク周波数を中心に 1dB 程度の騒音低減効果を示した.

参考文献

- 1) Lighthill, M. J.: On sound generated aero-dynamically: 1. General theory, Proc. Roy. Soc. Lon. (A), 211 (1952) pp.564-587.
- 2) Zaman, K. B. M. Q., Bridges, J. E., and Huff, D. L.: Evolution from 'Tabs' to 'Chevron Technology'-a Review, *International Journal of Aeroacoustics*, **10**, 5&6(2010) pp. 685-710.
- 3) Casalinoa, D., Diozzib, F., Sanninob, R., and Paonessac, A.: Aircraft noise reduction technologies: A bibliographic review, *Aerospace Science and Technology*, Vol. 12, Issue 1 (2008) pp 1-17.
- 4) 藤巻: 民間航空機用ジェットエンジンに係る安全・環境基準と最近の動向について, *ガスタービン学会誌*, Vol.42, No.1 (2014), pp.8-11.
- 5) 大石, 他: シンプル低騒音化技術, *IHI 技報*, Vol.47, No.3 (2007) pp.127-132.
- 6) 石井, 大石, 田中, 賀澤: 航空機用エンジンの騒音低減, *ガスタービン学会誌*, Vol.39, No.2 (2011) pp.119-1124.
- 7) Ishii, T., Enomoto, S., Nakamura, S., and Ishikawa, H.: Jet Flow Control Using a Claw Mixer, 4th International Conference on Jets, Wakes, and Separated Flows, (2013) 1172.
- 8) Tanaka, N., Oishi, T., Piccin, O., Gely, D., Yamamoto, K., and Enomoto, S.: Jet Noise Reduction Using Microjet Configurations Experimental Characterization In CEPR19 Anechoic Wind Tunnel, AIAA-2012-2300 (2012).
- 9) Castelain, T., Sunyach, M. and D. Juvé : Jet-Noise Reduction by Impinging Microjets: An Acoustic Investigation Testing Microjet Parameters, *AIAA-Journal*, Vol.46, No. 5 (2008) pp.1081-1087.
- 10) Ishii, T., Oinuma, H., Nagai, K., and Tagashira, T.: Research on Mixing Devices for Jet Noise Reduction, IGTC2011-0207 (2011).
- 11) Ishii, T., Tanaka, N., Oinuma, H., and Oishi, T.: Hot-Jet Noise Test of a Revised Notched Nozzle, ASME-GT2012-69507 (2012).
- 12) 大宮, 酒井, 和田, 生沼, 石井, 金子: 小型ジェットエンジンを利用した加熱ジェットの騒音及び空力計測, 第 41 回日本ガスタービン学会定期講演会 (2013), B-9.
- 13) 石井, 生沼秀 長井, 田中, 大庭, 大石: 混合制御デバイスを使ったジェット騒音抑制, 第 38 回ガスタービン学会定期講演会 (2010), B-22.

熱電可変型マイクロガスタービンに関する研究 —蒸気噴射による性能改善効果について—

*加藤 彬，土屋 利明（金沢工業大学）

Performance prediction of variable heat to power ratio micro gas turbine system —Effect of steam injection—

*Akira KATO and Toshiaki TSUCHIYA (Kanazawa Institute of Technology)

ABSTRACT

Micro gas turbine is expected so as to be used as distributed power. So far, it has been introduced as a cogeneration system to the facility with a lot of heat demand such as hotel, gym, hospital and so on. However, when the variation of the heat demand is intense, exhaust heat energy is thrown away without being used effectively. In this study, the steam injection into the micro gas turbine has been considered in order to make effective use of the exhaust heat surplus. The impact on key performance parameters such as power output, thermal efficiency by steam injection has been investigated.

Key words: Micro Gas Turbine, Steam Injection, Cogeneration

1. 緒言

分散型電源として利用が期待されているマイクロガスタービンは、これまでスポーツジムや旅館などといったコンスタントな熱需要がある場所にコージェネレーションシステムとして導入されることが一般的であった。その背景には、ガスタービンの熱効率の低さを排熱回収によるエネルギーの有効利用によって補い、総合効率を高めるという考え方がベースとしてある。このため、現状では電力需要と同様に一定の熱利用の需要がある場所での運用に限定されている。また、需要家の利用用途によっては熱需要の変動が激しい為に時間帯によって排熱エネルギーの有効活用ができずに捨ててしまうケースが存在する。そこで、ガスタービンの排熱エネルギーが著しく余る局面においてのエネルギー有効利用法として、ガスタービン本体への蒸気噴射を検討する。

蒸気噴射によって、タービンの作動流体流量の増加と混合ガスの物性値変化による出力増加¹⁾や NOx 低減効果などが期待できる一方、流量増加によるチョーク現象への対応や燃焼安定性の確保が課題となる。

本研究では、米 Capstone 社が開発したマイクロガスタービン C60(定格出力 60kW)をモデルとして設定し、排熱回収ボイラを通して蒸気を作りガスター

ビン本体へ噴射した場合の性能改善効果をサイクル理論の観点から評価する。

2. モデル機とするマイクロガスタービン

2.1 マイクロガスタービンとは

マイクロガスタービンは、出力 300kW 以下、最高圧力 1MPa 以下、最高温度 1400°C以下のガスタービンと定義されている。運用方法によって需要家の電力使用におけるピークカットや、現在主流となっている大規模集中型電源で発生する送電段階でのロスを低減できる上、災害時の非常用電源としても有用である。しかしながら大出力のガスタービンに比べ発電効率が劣ることから、排熱エネルギーの有効利用によっていかに総合効率を高めるかが課題となっている。日本国内では 1990 年代後半から 2000 年代半ばにかけて活発に研究が進められ、今日に至っている。

2.2 モデル機について

本研究において設定しているモデルは米 Capstone 社が開発した C60 マイクロタービンである。コストと耐久性の観点から無冷却タービンを採用しているため、タービン入口温度（以下 TIT とよぶ）は 800°Cから 900°C程度となっており、産業用ガスタービンに比べ熱効率が低いが、一軸再生サイ

クルを採用することで圧力比 3~4 の時,25~30% 程度の熱効率を見込める.

また,一般的な減速機を備えたガスタービンとは異なり,コンバータとインバータを組み合わせた周波数制御装置を搭載している.²⁾このため,回転数に出力電力周波数が依存しないかたちになっているのが特徴である.このため蒸気噴射をする場合に問題となるチョーク現象に対して回転数を下げて吸気流量を減少させることによって回避できるという利点がある.

3. 研究の流れ

本研究では,Fig.1 に示す流れで研究を進めた.まず先行研究³⁾の結果を参考に C60 の定格性能を予測する.次に噴射する蒸気の状態と混合ガスの物性値を決定し,それをベースとして,C60 に蒸気を噴射した場合の性能改善効果を検討する.

本研究での性能予測結果と,先行研究から得られた実測値を基にマイクロガスタービンへの蒸気噴射の有効性について評価する,



Fig.1 The procedure of this research

4. 蒸気噴射前の基準性能の予測

先の研究³⁾による試験結果から Table.1 に示す条件のもと,C60 の想定スペックを検討し,ISO 条件時に定格回転数において出力 60kW,熱効率 26.5% が得られると想定しサイクル計算による性能予測を行った結果,Table 2 に示す圧力比,圧縮機およびタービンの断熱効率,再生器温度効率が求められた.

また,Table 2 に示した条件時にシステム内での作動流体の温度,圧力の状態を Fig.2 に示す.圧縮機出口温度は 182°Cであるが,再生器で排熱と熱交換をすることで 555°Cまで上昇させることができ,単純サイクルに比べ,熱効率の改善に大きく寄与しているといえる.

次に,作動線が等 TIT 線及び等効率線に接近しているとみなし,Table1 および Table2 に示す条件が一定であると仮定した場合における吸気温度の変

化による熱効率と出力を予測した結果を Fig.3 に示す.また,吸気温度と回転数の関係を Fig.4に示す.吸気温度が上昇すると,空気密度が下がり,吸気質量流量が減少するため出力が減少し,熱効率も低下していく.夏季においてガスタービンの運用が不利

Table.1 Parameters for the cycle calculation (1)

吸気圧力損失[%]	0.5
燃焼器圧力損失[%]	5.0
再生器低温側圧力損失[%]	2.0
再生器高温側圧力損失[%]	3.0
排気圧力損失[%]	0.5
機械効率[%]	98
燃焼効率[%]	99

Table 2 Parameters for the cycle calculation (2)

圧力比	3.8
タービン入口温度[°C]	861
圧縮機断熱効率[%]	80
タービン断熱効率[%]	86
再生器温度効率[%]	88
(定格負荷, ISO条件時)	

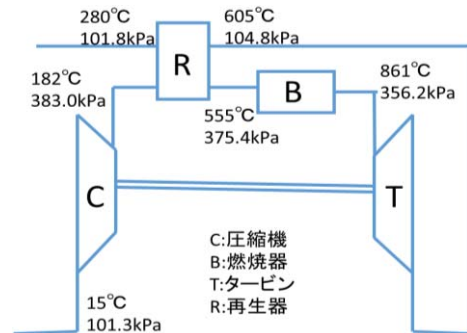


Fig.2 Temperatures and pressures of the system

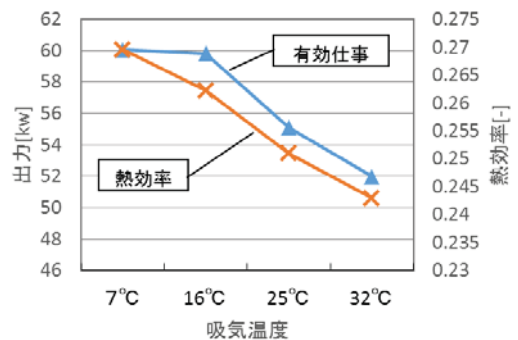


Fig.3 Effect of inlet temperature on power output and thermal efficiency

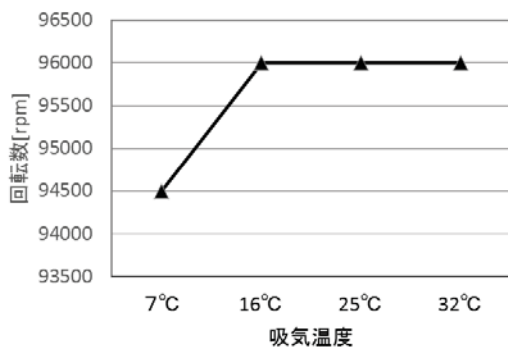


Fig.4 Relationship between the rotational speed and intake air temperature

であることがわかる. その一方でマイクロガスタービンは出力を指定して制御するため, 吸気温度が 16°C 以下では空気密度の上昇に対して回転数を減少させ, 体積流量を減らすことで定格出力 (60kW) 以上にならないように制御している.

以上が C60 の基準性能である.

5. 60kW 機への蒸気噴射の検討

5.1 蒸気条件の決定

マイクロガスタービンの圧力比は 3~4 程度であると想定できる. よって噴射する蒸気はガスタービン本体の作動流体の最高圧力よりも高くする必要がある. このため噴射蒸気は 5 気圧の飽和蒸気 (飽和温度は 151.84°C) とする. また, この蒸気条件の場合, ガスタービン排熱から排熱回収ボイラによって空気質量流量に対し 10% 程度の蒸気噴射が可能であることがわかっている.⁴⁾

5.2 蒸気噴射位置の検討

再生サイクルを採用しているガスタービンへの蒸気噴射は, 再生器入口, 再生器出口, タービン入口の 3 箇所が想定できる.

先の研究⁴⁾より, 蒸気噴射による性能改善効果は, 再生器入口に噴射する場合に最も期待できるという結果が得られている.

このため本研究では, 排熱回収ボイラから蒸気を作り, 圧縮機吐出空気に対して蒸気を噴射するケースを想定することとした. システムの構成を Fig.5 に示す.

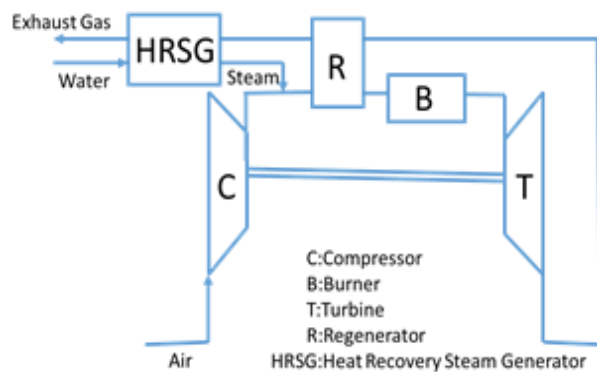


Fig.5 The system of steam injection

5.3 混合ガスの物性値について

蒸気をガスタービン作動流体と混合させた場合に物性値が変化する. 蒸気噴射位置を圧縮機出口で検討する場合, 混合ガスの定圧比熱 C_{pam} は次式であらわされる. ここで, 添字 a は空気, s は蒸気, m は混合ガスであることを表し, m_a , m_s は流量, C_{pa} , C_{ps} は定圧比熱を表す.

$$C_{pam} = \frac{m_a}{m_a+m_s} C_{pa} + \frac{m_s}{m_a+m_s} \dots (1)$$

ここで, 空気と蒸気の物性値を Table 3 に示す.

Table 3 The physical property of air and steam

	空気	水蒸気
比熱比	1.4	1.33
ガス定数[kJ/(kg·K)]	0.2872	0.4619
定圧比熱[kJ/(kg·K)]	1.0045	1.8616

吸込空気流量に対する蒸気噴射量の割合を蒸気噴射率とすると, 蒸気と作動流体が瞬時に均質に混ざると仮定した時の混合ガスの定圧比熱は Fig.6 に示すような変化を示す.

Fig.6 によると, 蒸気噴射率を大きくしていくと, 蒸気を含んだ混合ガスの比熱は上昇していくことがわかる.

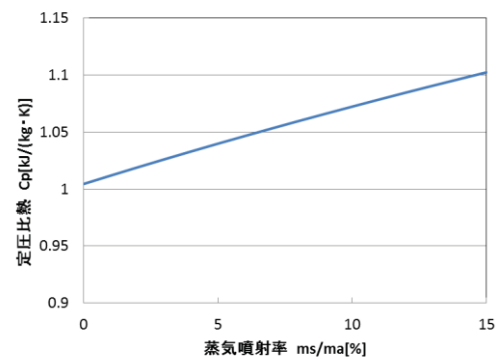


Fig.6 Effect of steam injection on specific heat at constant pressure of mixed gas

5.4 相似則の適用

蒸気噴射は, ガスタービンの作動流体の流量と物性値に影響を与えるが, チョークを回避するために回転数が変わり, 圧力比及び断熱効率が変化することが考えられる.

ここで圧縮機の性能曲線⁵⁾を Fig.7 に示す. 回転数が設計点 (D.P.) から減少すると, 作動点が移動することになり, 圧力比が低くなることがわかる. この圧力比の変化が全体性能に与える影響を考慮する必要がある.

回転数と流量の変化に対して TIT 一定での制御することは一般的ではないが, 本研究では第一近似として, 蒸気噴射によって TIT が変化しないと仮定し, TIT Fixed Line 上を動作点が移動する状況での性能を検討することとした. 速度三角形に相似則が成り立つと仮定すると, 回転数 N と体積流量 Q , 圧力ヘッド H の間に次式の関係が成り立つ.

$$Q \propto N \quad H \propto N^2 \quad \dots (2)$$

先行研究で得られたデータから回転数と体積流量の関係を求め, 補正係数を算出し, 性能計算に使

用した。

また、本来ならば圧力比の変化に伴う断熱効率の変化を考慮する必要があるが、本研究で扱うガスタービンは遠心式圧縮機であるため、作動点が等効率線の付近を移動すると仮定し、一定として取り扱うこととした。

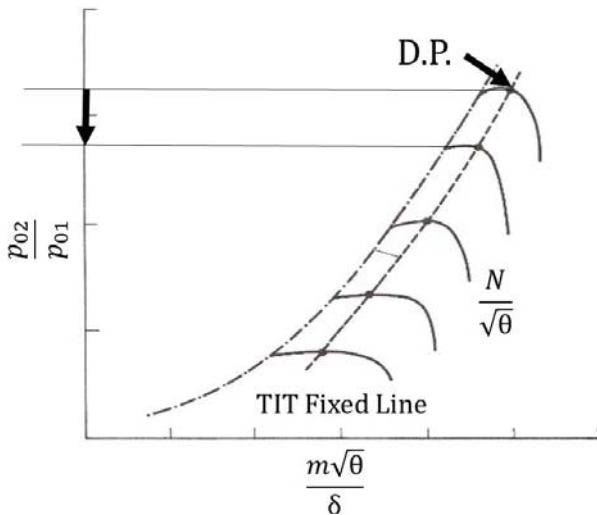


Fig.7 Characteristics of the centrifugal compressor

5.5 性能計算における回転数の条件

性能計算において、以下の条件を満たす範囲で回転数が変動することとした。

- 定格回転数(96000rpm)を上回らないこと
- 設定出力(60kW)を上限とすること
- 流量限界を上回らないこと

6. 性能計算結果

6.1 蒸気噴射による出力の変化

前章で述べた条件を基に、設定出力を 60kW にセットしたとして、空気質量流量に対して 12%までの蒸気噴射を行った結果を評価した。吸気温度別に蒸気噴射率と発電出力の関係を Fig.8 に、蒸気噴射率と回転数の関係を Fig.9 にそれぞれ示す。

吸気温度が 7°C、および 16°C の時は噴射前からほぼ設定出力に達しており、蒸気噴射を行った場合でも出力は変わらず 60kW を維持している。蒸気噴射前から回転数を減少させて出力を調整しているが、蒸気噴射率を大きくしていくと回転数が更にながっていく。

吸気温度が 25°C、32°C の時は空気密度が低くなり空気質量流量が減少してしまうため、蒸気噴射前は設定出力よりも低い。蒸気噴射率を大きくしていくと定格出力を上限として出力が上昇することがわかる。設定出力に達すると回転数を減らしながら出力を調整している。蒸気噴射前を基準として蒸

気噴射率と出力の改善効果の関係を Fig.10 に示す。

吸気温度が 7°C と 16°C においては蒸気噴射前から既に設定出力が出ているため、出力の面においては大幅な性能改善はみられないが、吸気温度 25°C の場合は蒸気噴射率を 4%以上にするだけで 5kW 上昇、32°C 吸気の場合は蒸気噴射率を 6%以上にするだけで 8kW 上昇して設定出力までそれぞれ改善している。吸気温度が高くなるほど蒸気噴射に対する出力の改善効果が得られることがわかる。

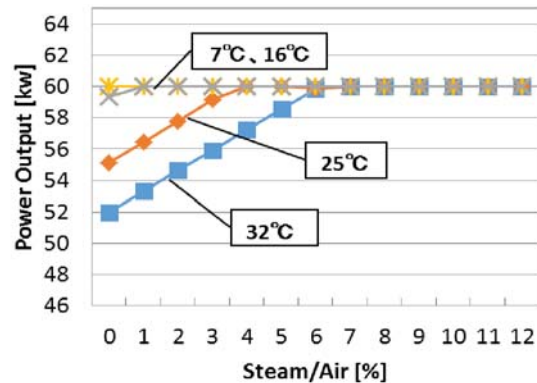


Fig.8 Effect of steam injection on power output

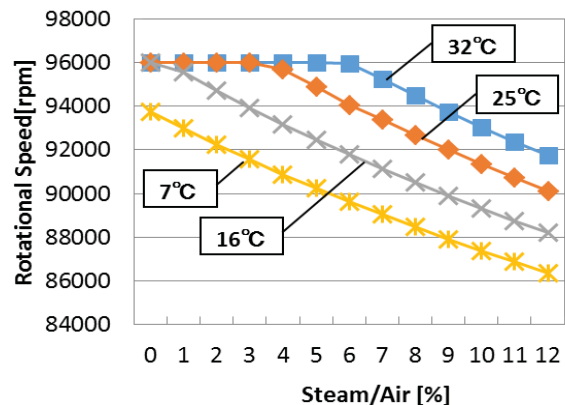


Fig.9 Effect of steam injection on rotational speed

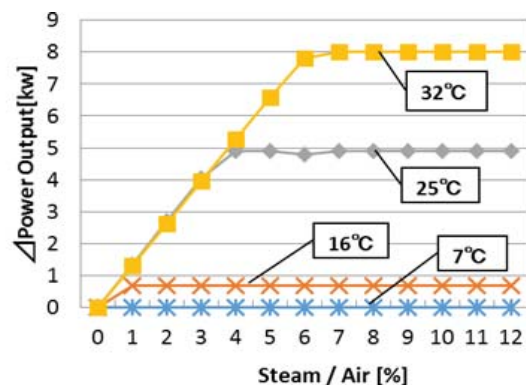


Fig.10 Effect of steam injection on power output increase

6.2 蒸気噴射による熱効率の変化

蒸気噴射率と熱効率の関係を Fig.11 に示す。また、蒸気噴射前を基準として蒸気噴射率と熱効率の改

善効果の関係を Fig.12 に示す。

熱効率は吸気温度に依らず蒸気噴射率を増やしていくにつれて一定レベルで改善していく。吸気温度が 7°C の場合、熱効率 27% である蒸気噴射前に比べ、7% 蒸気噴射時に熱効率 30% まで性能改善効果が得られる。また、吸気温度が 32°C の場合、蒸気噴射前の熱効率 24.3% から 7% 蒸気噴射時に熱効率 28% まで性能改善効果が得られる。

Fig.12 から、熱効率においても、吸気温度が高温になるほど蒸気噴射の性能改善効果が大きくなることがわかる。

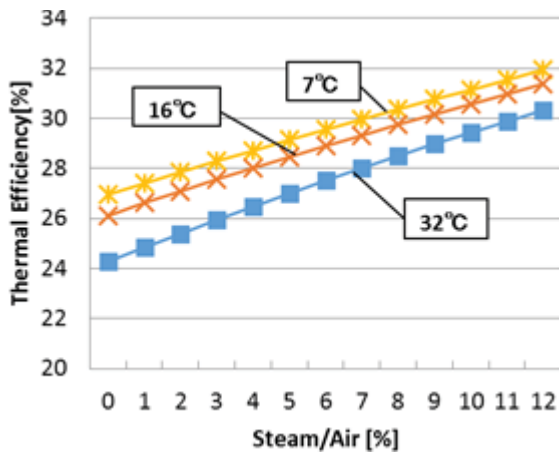


Fig.11 Effect of steam injection on thermal efficiency

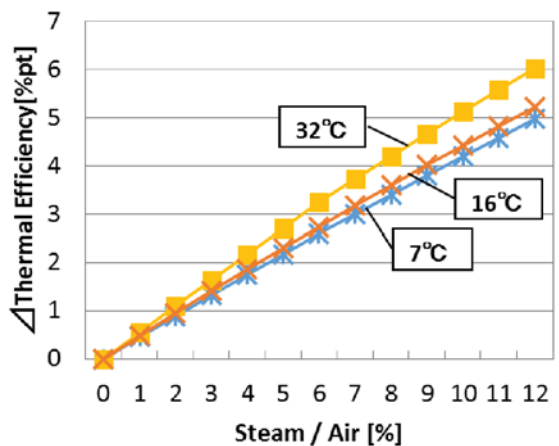


Fig.12 Effect of steam injection on thermal efficiency increase

6.3 蒸気噴射による流量の変化

蒸気噴射によって出力、熱効率共に上昇するという結果が得られた。ここで各吸気温度における蒸気噴射率とタービン質量流量の関係を Fig.13 に、蒸気噴射率とコンプレッサー質量流量の関係を Fig.14 にそれぞれ示す。

吸気温度が 7°C および 16°C の時は蒸気噴射前から設定出力に達しているため、設定出力を維持するように回転数を下げて運転していく。回転数を下げることでコンプレッサー側、タービン側それぞれの

流量を調整しながら設定出力を制御していることがわかる。

また、吸気温度が 25°C および 32°C の時は、蒸気を噴射していくと設定出力に達するまでは回転数一定でタービン質量流量が増加していくことで出力増加が起こるが、設定出力に達すると、吸気温度 7°C、16°C の時と同様に出力を設定値で維持するために回転数を減少させることでコンプレッサー質量流量、タービン質量流量双方のバランスをとり、出力を制御している。

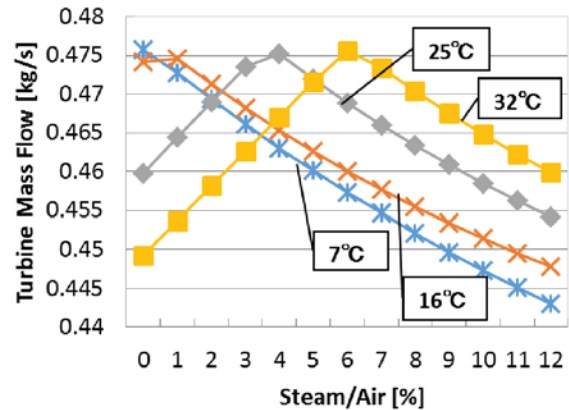


Fig.13 Effect of steam injection on turbine flow

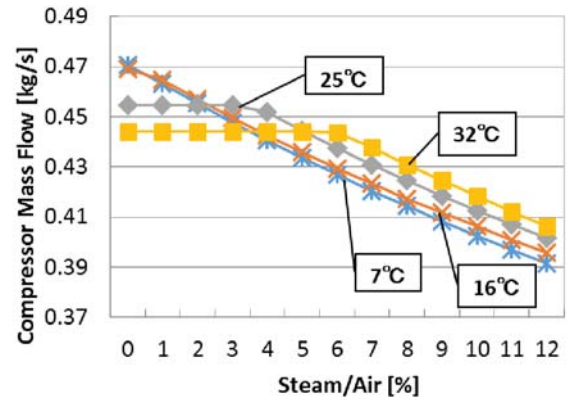


Fig.14 Effect of steam injection on compressor flow

熱効率は出力の変化に関係なく、蒸気噴射に伴って一定レベルで上昇している。ここで各吸気温度における蒸気噴射率と燃料流量の関係を Fig.15 に示す。燃料流量の変化は Fig.9 に示した回転数の変動に概ね一致していることがわかる。吸気温度が 7°C の時は蒸気噴射率を大きくしていくと燃料消費量が減少しつつ、設定出力が維持されているため、結果的に熱効率が改善している。

また、吸気温度が 32°C の時は蒸気噴射率 6% までの出力増加に対しては燃料消費量がほぼ横ばいであり、蒸気噴射率 6% 以降は設定出力を維持する一方で回転数の減少とともに燃料消費量が下がるため熱効率が改善し続けると考えられる。

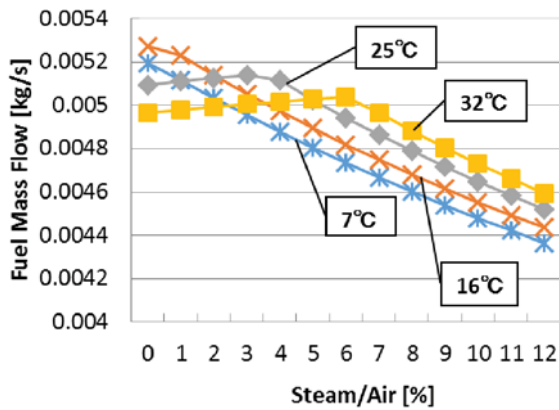


Fig.15 Effect of steam injection on fuel flow

7. 実測データとの比較

本項では,先行研究において実機から得られた実測値と本研究で算出した計算値を比較し,性能改善効果の妥当性について評価する.

7.1 出力変化の比較

吸気温度 16°C,25°Cにおける出力改善効果を Fig.16 に示す.実測値と本研究で得られた計算値を比較すると,吸気温度 25°Cや 16°Cにおける蒸気噴射率による出力上昇の傾向は概ね一致することがわかる.

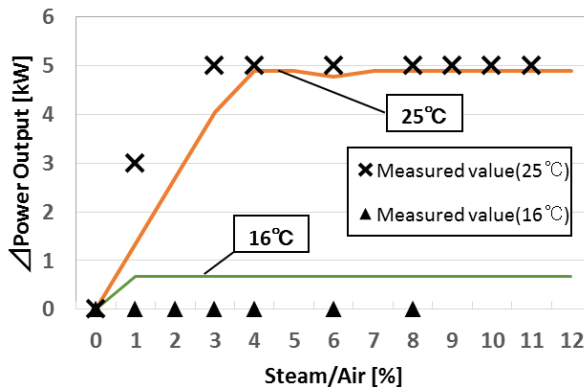


Fig.16 Effect of steam injection on power output increase

7.2 熱効率変化の比較

次に吸気温度 16°C,25°Cでの蒸気噴射による熱効率の改善効果を比較した結果を Fig.17 に示す.

熱効率の改善についても計算値,実測値双方とも性能改善傾向が出力と同様に概ね一致することがわかる.

以上のことからインバータ制御により,回転数を自由に変えることができるマイクロガスタービンに対する蒸気噴射による出力と熱効率の改善効果を理論的に立証できたと判断できる.

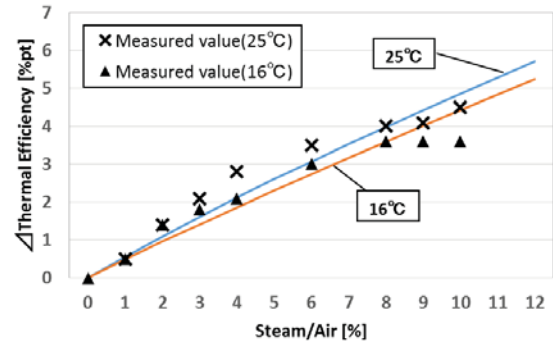


Fig.17 Effect of steam injection on thermal efficiency increase

8. 結言

本研究では,インバータ制御を採用したマイクロガスタービンの基準性能を導き,蒸気噴射を行った場合の性能改善効果をサイクル理論の観点から予測を行い,実測値と比較することでその妥当性を評価した.

マイクロガスタービンは目標出力を指定し制御するため,蒸気噴射による出力増加は設定出力を上限として生じる.そのため,特に設定出力を得られない夏場において出力面での有用性が発揮される.また,熱効率の面では出力を維持しつつ回転数を調節することで燃料消費が少なくなるため一定の改善効果が得られることがわかった.

実測値との比較では,本研究で求めた計算値と性能改善の傾向が概ね一致した.本研究では,蒸気噴射によって TIT,断熱効率に影響が出ないという仮定のもと計算を行ったが,厳密には実機ではタービン出口温度が一定となるように制御している³⁾ため,その点を踏まえて性能計算を行うことで,より実測値に近い性能計算が可能になると考えられる.

参考文献

- 1) 山下誠二他, コージェネシステムにおける蒸気噴射型ガスタービンシステムとコンバインドシステムの比較, 日本機械学会 [No. 2-7] 第 8 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, (2002) pp.57-58
- 2) 石井國義, マイクロガスタービンシステム, オーム社, (2002) pp. 66-69.
- 3) 土屋利明他, 蒸気噴射によるマイクロガスタービンの性能改善効果に関する研究, 第 33 回ガスタービン定期講演会講演論文集, pp.119-124 (2005).
- 4) 加藤彬他, "熱電可変型マイクロガスタービンシステムの性能予測", 日本機械学会北陸信越支部第 51 回総会・講演会, 講演論文集, 1311 (2014).
- 5) Saravanamutto H, Cohen H, Rogers GFC, Staraznicky PV, Gas Turbine Theory Sixth Edition, Person Prentice Hall, (2008) pp.181-185

マイクロガスタービン起動時の動作解析

*関 慧一（東北大院），中野 晋，竹田 陽一（東北大）

Dynamic Simulations for Start-up behaviors of Microturbines

*Keiichi SEKI, Susumu NAKANO and Youichi TAKEDA(Tohoku Univ.)

ABSTRACT

A dynamic simulator for microturbines, which is composed with centrifugal compressor, premixed combustion burner, and radial flow turbine, to calculate cycle behaviors from ignition to rated rotation and stop is developed. This dynamic simulator is composed of kinetic equation of rotor, calculation models of compressor, combustor, turbine, and loss models. Calculation models for centrifugal compressor, premixed combustor, radial flow turbine, mechanical losses like windage and bearing loss, and heat losses of combustor are shown. To ensure the simulation accuracy, experimental data taken from microturbine operations are compared with the calculation results. The simulation results show good agreements on the experimental data. Effects of mechanical losses and heat loss of combustor on the calculation results are discussed.

Key words: Dynamic simulation, Microturbine, Centrifugal compressor, Pre-mix combustor, Radial flow turbine

1. はじめに

火力発電はガスタービンのコンバインド化等，発電出力の高効率化が行われてきたが，固体酸化物燃料電池(SOFC)とガスタービンを組み合わせたハイブリッドシステムによって発電効率 60~70%を目指すシステムの開発が進められている¹⁾。高効率発電システムの開発と並行して，二酸化炭素排出削減の観点から，太陽光発電や風力発電といった再生可能エネルギーの導入が促進されている。再生可能エネルギーによる発電は，化石燃料を要しないという長所がある一方，発電出力が天候に左右される点や，電力需要に合わせた発電調整ができないという短所を有する。低炭素社会に向けた高効率発電システムの構築のためには，再生可能エネルギーによる発電出力の平準化や負荷調整は，今後の火力発電に要求される課題のひとつである。

高効率発電システムとしての期待の高い SOFC ハイブリッドシステムは，熱容量が大きく動作の遅い電池システムと，高速回転を伴い動作の早いガスタービンシステムを組み合わせたシステムのため，システムの動作特性は，ガスタービンの運転状態に大きく影響される。また，再生可能エネルギーとの連携を考えた場合，再生可能エネルギーの負荷平準を行うには，ハイブリッドシステムの部分負荷運転を要求される場合もある。部分負荷運転時の運用特性を把握するためには，ハイブリッドシステムのダイナミックシミュレータの開発が不可欠に

なる。

本研究ではハイブリッドシステムのダイナミックシミュレータを開発することを最終目的として，起動から運転終了までを予測できるガスタービン用のダイナミックシミュレータを開発する。

シミュレータはシステム計画時に適用されることを想定して，特定の機器に合わせ込んだモデルを用いるのではなく，既報文献や一般公開されているデータを元に構成した。これらの計算モデルが起動特性に与える影響を評価し，加えて，精度検証として，津島²⁾らが実施したマイクロガスタービンの無負荷運転データとの比較を行い，プログラムの有効性を検証する。

2. 記号の説明

A_{ic} : 圧縮機入口流路断面積[m²]

A_1 : 燃焼器ライナ断面積[m²]

A_2 : 燃焼器断面積[m²]

C_M : 円板摩擦係数[-]

C_1 : 燃焼ガスからタービン入口壁面への対流熱伝達[W/m²]

C_1 : 燃焼ガスからライナへの対流熱伝達[W/m²]

C_{1ma} : 圧縮機入口流速軸方向成分[m/s]

C_2 : ライナから冷却空気への対流熱伝達[W/m²]

C_3 : 冷却空気からケーシングへの対流熱伝達[W/m²]

D_1 : ライナ直径[m]

F_C : 圧縮機軸方向にかかる力 [N]
 F_T : タービン軸方向にかかる力 [N]
 g : 重力加速度[m/s²]
 G_f : 燃料流量[kg/s]
 G_a : 乾き空気質量流量[kg/s]
 h_{cb} : 燃焼器出口冷却空気エンタルピー[J/kg]
 h_f : 燃料のエンタルピー[J/kg]
 h_g : 燃料 1kg に対する燃焼ガスエンタルピー[J/kg]
 h_{gb} : 燃料 1kg に対する燃焼器出口燃焼ガスエンタルピー [J/kg]
 h_{gf} : 燃料 1kg に対する燃焼直後燃焼ガスエンタルピー [J/kg]
 h_{it} : 燃料 1kg に対するタービン入口ガスエンタルピー [J/kg]
 h_{ot} : 燃料 1kg に対するタービン出口ガスエンタルピー [J/kg]
 h_{so} : スクロール出口空気エンタルピー[J/kg]
 H_u : 燃料の低発熱量[J/kg]
 I : 慣性モーメント[kgm²]
 k_{gf} : 燃焼直後ガスの熱伝導率[-]
 L_e : 圧縮機が空気になす仕事[J/kg]
 M : タービンロータ質量 [kg]
 P_{it} : タービン入口圧力[Pa]
 P_{ot} : タービン出口圧力[Pa]
 r_{cb} : 圧縮機背面ロータ接続部半径[m]
 r_{cf} : 圧縮機入口軸半径[m]
 r_{cm} : 圧縮機半径[m]
 r_{oc} : 圧縮機出口半径[m]
 r_r : ロータ半径 [m]
 r_s : スラスト軸受平均半径 [m].
 R_f : 燃焼ガスからタービン入口壁面への放射熱伝達 [W/m²]
 R_1 : 燃焼ガスからライナへの放射熱伝達[W/m²]
 S_{it} : 燃焼器出口からタービン入口までの表面積[m²]
 S_1 : ライナ表面積[m²]
 S_2 : ケーシング表面積[m²]
 t : 時間[s]
 T_{gfk} : 燃焼直後燃焼ガス温度[K]
 T_{itk} : タービン入口ガス温度[K]
 T_{otk} : タービン出口ガス温度[K]
 T_{wik} : ライナ壁面温度[K]
 V_{ic} : 圧縮機入口空気比容積[m³/kg]
 W_{bloss} : ジャーナルベアリング損失[W]
 W_C : 圧縮機動力[W]
 W_{closs} : 圧縮機の風損[W]
 W_G : 発電機出力[W]
 W_{loss} : 損失[W]
 W_{rloss} : タービンロータの風損[W]

W_{sloss} : スラストベアリング損失[W]
 W_T : タービン出力[W]
 W_{tloss} : タービンの風損[W]
 x : 大気の湿度[-]
 ϵ_{gf} : 燃焼直後燃焼ガスの輻射率[-]
 ϵ_{w1} : ライナー壁面の輻射率[-]
 η_{abc} : 断熱効率[-]
 η_B : 燃焼効率[-]
 η_{max} : タービン最大機械効率[-]
 η_{mc} : 圧縮機機械効率[-]
 η_{mcloss} : 圧縮機機械効率低下量[-]
 η_{mc0} : 圧縮機基本効率[-]
 η_{mt} : タービン機械効率[-]
 η_{ratio} : タービン機械効率比[-]
 η_{PTO} : ポリトロップ効率[-]
 κ : 空気の比熱比[-]
 μ_{gf} : 燃焼直後燃焼ガス粘性係数[Pa·s]
 μ_2 : 潤滑油の動摩擦係数[-]
 ρ_c : 圧縮機空気密度[kg/m³]
 σ : ステファンボルツマン定数[W/(m²K⁴)]
 τ : 作用トルク[Nm]
 φ : 流量係数[-]
 ω : 角速度[rad/s]

3. 対象ガスタービンシステム

本シミュレータの解析対象ガスタービンシステムの概略構成を図1に示す. 本研究では小型ガスタービンシステムを対象とするため, 遠心圧縮機, 予混合燃焼器, 半径流タービン, 及び発電機で構成される.

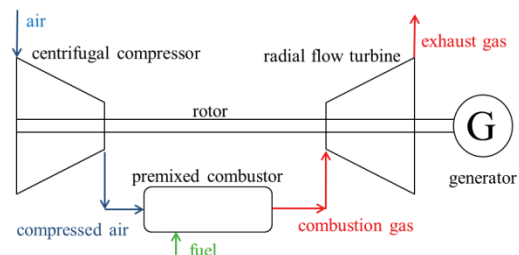


Fig.1 System diagram of objective turbine

4. 計算モデル

4.1 ロータの運動方程式

タービンロータの運動は角運動量保存式で表される.

$$I \frac{d\omega}{dt} = \tau \quad (1)$$

式(1)の両辺に角速度 ω を掛け, 左辺を変形し, タービンロータにかかる仕事を遠心圧縮機動力 W_C , 半径流タービン出力 W_T , 発電機出力 W_G , ロータ損失 W_{loss} によって表すと, 角速度 ω の2乗の時間変化がロータに働く仕事の和として式(2)のように表される.

$$\frac{d\omega^2}{dt} = \frac{2}{I}(W_T - W_C - W_{loss} - W_G) \quad (2)$$

4. 2 遠心圧縮機の計算モデル

4. 2. 1 空気流量

圧縮機に流入する乾き空気質量流量 G_a は式(3)で表される. ここで圧縮機入口流速軸方向成分 C_{1ma} は濱島³⁾の提唱する周速度に比例する経験式を用いる. また圧縮機入口の状態量は大気と圧縮機入口間のエネルギー保存則とポリトロブ変化を仮定して算出する.

$$G_a = \frac{A_{ic} C_{1ma}}{V_{ic}} \quad (3)$$

4. 2. 2 遠心圧縮機動力

遠心圧縮機動力 W_C は, 圧縮機が空気になす仕事 L_e , 空気質量流量 G_a , 遠心圧縮機機械効率 η_{mc} , 用いて式(4)で表される.

$$W_C = \frac{1}{\eta_{mc}}(1+x)G_a L_e \quad (4)$$

遠心圧縮機機械効率 η_{mc} は遠心圧縮機基本効率 η_{mc0} と遠心圧縮機の翼車とケーシング間隙によってもたらされる効率低下量⁴⁾ $\eta_{mclloss}$ によって式(5)のように表される.

$$\eta_{mc} = \eta_{mc0}(1.0 - \eta_{mclloss}) \quad (5)$$

遠心圧縮機基本効率 η_{mc0} は圧縮機の一般的特性として Aungier⁵⁾が提唱する効率を用いる. それは, 式(6)で表される流量係数 φ を変数として図2に示す曲線で表される. 本計算では, Aungier の効率曲線を基準効率曲線とし, 後述する半径流タービンと同様の効率幅を設定し, それぞれ上限効率曲線と下限効率曲線とした.

$$\varphi = \frac{A_{ic} C_{1ma}}{\pi \omega_c^3} \quad (6)$$

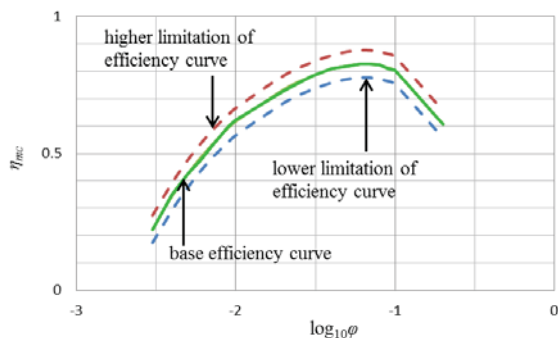


Fig.2 Efficiency curves of centrifugal compressor

4. 3 予混合燃焼器の計算モデル

計算対象とする予混合燃焼器の概略構造を図3に示す. 燃料 1kg に対する燃焼直後燃焼ガスエンタルピー h_{gf} を圧縮空気のエンタルピー h_{so} と燃焼器ライナ内に入る乾き空気流量, 燃料のエンタルピー h_f と燃料流量 G_f を

用いて式(7)で計算する.

$$h_{gf} = h_{so} \frac{A_1}{A_2} G_a + h_f G_f + \eta_B H_u G_f \quad (7)$$

ここで燃焼効率 η_B は 99.8% と仮定した.

熱損失を考慮すると燃料 1kg に対する燃焼器出口燃焼ガスエンタルピー h_{gb} は式(8)で表される.

$$h_{gb} = h_{gf} - \frac{(R_1 + C_1)S_1}{G_f} \quad (8)$$

また, 冷却空気は燃焼器のライナとケーシングの間を流れるのでライナから熱を受け取り, ケーシングに熱を伝える. このことを考慮すると燃焼器出口冷却空気エンタルピー h_{cb} は式(9)で表される.

$$h_{cb} = h_{so} + \frac{C_2 S_1 - C_3 S_2}{\frac{A_2 - A_1}{A_2} G_a} \quad (9)$$

式(8)及び式(9)で用いられる輻射熱伝達や対流熱伝達は Lefebvre⁶⁾が提唱する式を用いた. つまり, 燃焼ガスからライナへの輻射熱伝達 R_1 は式(10)で, 燃焼ガスからライナへの対流熱伝達 C_1 は式(11)で表される. ライナから冷却空気への対流熱伝達 C_2 と冷却空気からケーシングへの対流熱伝達 C_3 も式(11)と同様にして計算する.

$$R_1 = 0.5\sigma(1 + \epsilon_{w1})\epsilon_{gf} T_{gfk}^{1.5} (T_{gfk}^{2.5} - T_{w1k}^{2.5}) \quad (10)$$

$$C_1 = 0.02 \frac{k_{gf}}{D_1^{0.2}} \left(\frac{\frac{A_1}{A_2} G_a + G_f}{A_1 \mu_{gf}} \right)^{0.8} (T_{gfk} - T_{w1k}) \quad (11)$$

燃焼器出口燃焼ガスエンタルピー h_{gb} と燃焼器出口冷却空気エンタルピー h_{cb} から, 最終的に燃焼器から出る燃焼ガスエンタルピー h_g を求める.

$$h_g = \frac{h_{gb} G_f + h_{cb} \frac{A_2 - A_1}{A_2} G_a}{G_f} \quad (12)$$

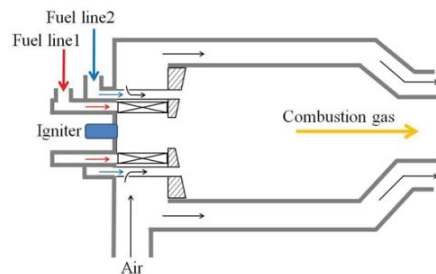


Fig.3 Premixed combustor

4. 4 半径流タービンの計算モデル

燃焼器出口からタービン入口までの熱損失を考慮するとタービン入口のエンタルピーは式(13)で表される.

$$h_{it} = h_g - \frac{(R_t + C_t)S_{it}}{G_f} \quad (13)$$

燃焼器出口からタービン入口までの輻射熱伝達 R_r と対流熱伝達 C_r は式(10)及び(11)と同様にして計算する。

タービンの膨張過程をポリトロップ変化と仮定すると、タービン出口ガス温度は式(14)のように表される。

$$T_{otk} = T_{tik} \left(\frac{P_{ot}}{P_{it}} \right)^{\eta_{PTO} \frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (14)$$

ここでポリトロップ効率 η_{PTO} は作動流体を理想気体と仮定して速度エネルギーを無視した断熱仕事の関係式から次式で表される。

$$\eta_{PTO} = \frac{\ln \left[1 - \eta_{abc} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{ot}}{P_{it}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} \right]}{\ln \left(\frac{P_{ot}}{P_{it}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (15)$$

タービン出口ガス温度からタービン出口ガスエンタピーが求まり、タービン出力は式(15)で表される。

$$W_T = \eta_{mt} G_f (h_{it} - h_{ot}) \quad (16)$$

半径流タービンの機械効率 η_{mt} は公開運転データ⁷⁾を元に式(17)のように設定した、つまり最大効率は圧力比で決まり、その最大効率达到周速 u_3 と理論速度 C_0 との比による効率補正を行う。

$$\eta_{mt} = \eta_{max} \times \eta_{ratio} \quad (17)$$

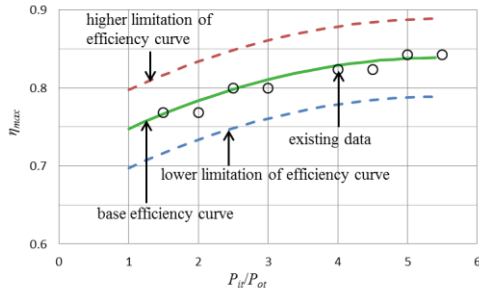


Fig.4 Maximum efficient curves of radial flow turbine

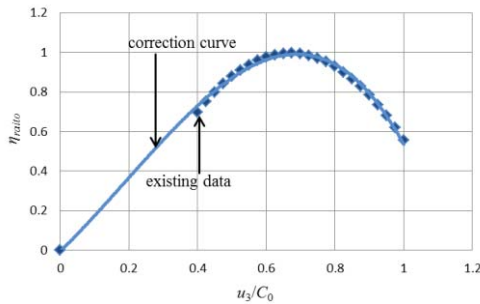


Fig.5 Correction curve of radial flow turbine efficient

図 4 に示すように公開運転データから圧力比に対する最大機械効率の近似曲線を引いて基準効率曲線とし、

全ての公開運転データを内包する十分なバンドをつけ、上限効率曲線と下限効率曲線を決定する。速度比 u_3/C_0 に対する効率補正は図 5 に示す効率比曲線⁷⁾を用いた。

4. 5 風損及び軸受損失の計算モデル

ロータ損失 W_{loss} は、式(18)で表される。

$$W_{loss} = W_{closs} + W_{tloss} + W_{rloss} + W_{bloss} + W_{sloss} \quad (18)$$

ここで、遠心圧縮機の風損 W_{closs} は式(19)⁸⁾で計算する。半径流タービンの風損 W_{tloss} とタービンロータの風損 W_{rloss} も式(19)と同様にして計算する。

$$W_{closs} = \frac{C_M}{4} \frac{\rho_c}{g} \left[(r_{cm}^5 - r_{cf}^5) + (r_{cm}^5 - r_{cb}^5) \right] \quad (19)$$

ジャーナルベアリング損失 W_{bloss} とスラストベアリング損失 W_{sloss} はそれぞれ式(20)、式(21)で計算する。

$$W_{bloss} = \mu_2 M g \omega r_r \quad (20)$$

$$W_{sloss} = \mu_2 |F_C + F_T| \omega r_s \quad (21)$$

F_C と F_T は中野ら⁹⁾の方法により計算した。

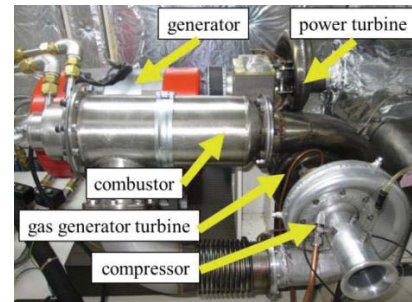


Fig.6 Outside of reference microturbine for verification

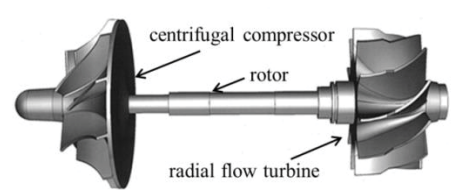


Fig.7 Side view of the turbine rotor

Table 1 Characteristic values of reference microturbine for verification

	compressor	turbine	rotor
diameter [mm]	65	56	9.1
mass [g]	51.9	221.2	42.0
axial direction length [mm]	24.8	27.3	72.6
inertia moment $\times 10^{-6}$ [kg/m ²]	22.8	39.6	31.8

Table 2 Characteristic values of fuel flow rate

	0~5 [s]	5~10 [s]	10~15 [s]	15~20 [s]	20~30 [s]
65 L/min	0→45	50	55	60	65
25 L/min	0→18	20	22	24	25

5. 検証用マイクロタービンシステムと計算方法

検証用タービンとして、図6に示すガスジェネレータタービン(ソフィアプレジジョン製)を用いた。タービンロータの外観を図7に、その代表数値を表1に示す。燃焼器の代表数値は、ライナー直径91.0mm, ケーシング直径110.0mm, 全長266mmである。

計算の初期値として着火回転数20,000rpmを与え、次に燃料流量供給曲線を与えて、式(2)のロータの運動方程式を時間積分していく。時間積分にはルンゲ・クッタ法を用いた。燃料の供給方法は表2の通りである。

実験データと計算結果の比較は燃料流量65L/minと25L/min運転時の回転数とタービン入口ガス温度(TIT)を用いた。

6. 計算結果

6.1 燃焼器の熱損失と機械損失の影響

燃料流量65L/minの燃料流量曲線を与え、燃焼器の熱損失とロータの機械損失の有無を考慮した4ケースの計算結果と実験結果の比較を図8, 図9に示す。初めに熱損失の影響を調べる。起動時及び一定燃料供給時は、熱損失を考慮することで考慮しない場合に比べて回転数及びTITは低下する。この低下量は起動時により大きくなる。起動時は燃焼器ライナーとケーシングのメタル温度が低いため熱損失の影響が顕著になるためと考えられる。燃料流量一定領域では、回転数に関しては両者の差異は少なくなるが、TITは約50°Cの差異が生じている。停止時に関しては、起動時とは逆に熱損失を考慮した方が回転数とTITは高くなる。熱損失を考慮しないケースでは、燃料遮断と同時に熱源が喪失されるため、回転数及びTITとも急激に低下する。これに対して熱損失を考慮するケースでは、燃焼器ライナーから冷却空気に対流熱伝達と輻射熱伝達によって熱が伝えられ、これが燃料遮断後のタービン入口空気の加熱減となるため、燃料遮断後も即座の低下は見られない。この傾向はTITにおいてより顕著に表れている。

機械損失の影響に関しては、図から分かるように、熱損失の影響ほど顕著な影響は表れていない。これは、風損及びベアリング損失が、燃料流量一定領域においても約0.028kWとタービン仕事8.515kWに比べて、極めて少ないためである。なお、図8において、起動時の50秒までで回転数がそれ以降の時間帯よりも高いのは、タービン起動用として圧縮機に供給してタービンロータを昇速する圧縮空気の影響のためである。本シミュレータでは起動時の圧縮空気供給は考慮していないので、この動作は反映できていない。また、停止時の回転数にバラツキが現れるのは計測誤差の影響と思われる。津島ら²⁾の実験では回転数は光センサーで計測しており、停止時に計測ノイズの影響が現れたものと思われる。

以上より、検証用のマイクロタービンでは、燃焼器の熱損失は起動から停止までの挙動に明確な影響を与え、機械損失は燃料遮断後の挙動に影響を及ぼすことが示された。

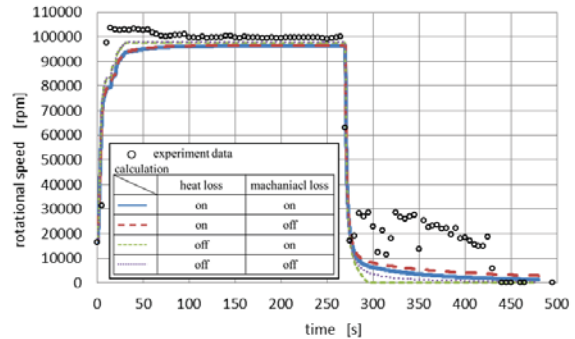


Fig.8 Comparison of calculation and measured over rotational speed (fuel flow rate 65L/min)

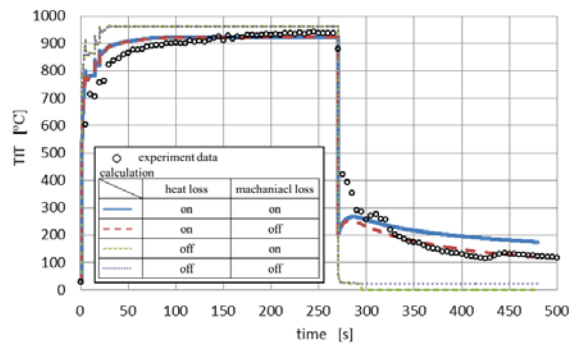


Fig.9 Comparison of calculation and measured over turbine inlet temperature (fuel flow rate 65L/min)

6.2 圧縮機効率とタービン効率の影響

燃料流量65L/minと25L/minの燃料流量曲線それぞれのケースで圧縮機効率とタービン効率を、上限効率曲線を適用した場合、基準効率曲線を適用した場合、及び下限効率曲線を適用した場合の計算結果と試験運連データとの比較を図10, 図11, 図12, 図13に示す。

図10, 図11から65L/minのケースでは基準効率曲線と上限効率曲線の二つのケースの中間に実験結果が位置する。また、図12, 図13から25L/minのケースでは下限効率曲線のケースが実験結果に最も近い値を示している。検証用タービンは定格回転数130,000rpmで設計されたタービンであり、回転数が100,000rpmになる燃料流量65L/minのケースで、圧縮機とタービンの効率が低い側で実験値に近くなり、燃料流量25L/minの回転数が50,000rpmと定格回転数に比べて低いケースで、効率値が低い側で実験値と近くなる。これは一般的なタービンシステムの特徴と矛盾しない結果になっている。なお、図12, 13においても起動用圧縮空気の供給の影響が現れ、回転数が低い分、その影響が顕著に表われてく

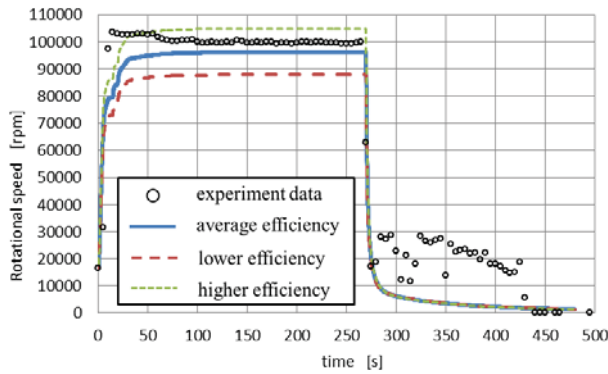


Fig.10 Comparison of calculation and measured over rotational speed (fuel flow rate 65L/min)

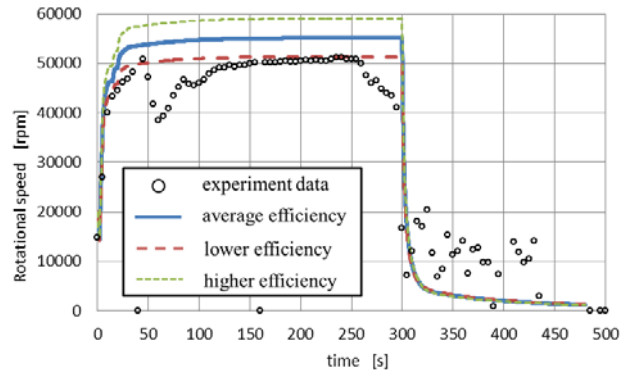


Fig.12 Comparison of calculation and measured over rotational speed (fuel flow rate 25L/min)

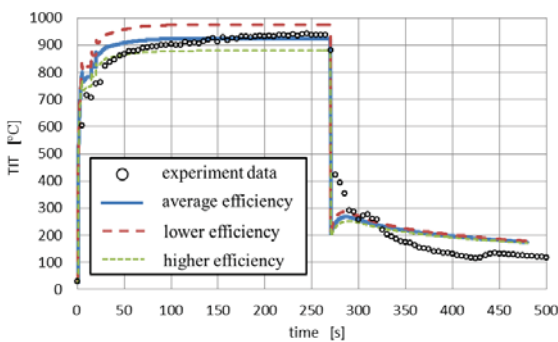


Fig.11 Comparison of calculation and measured over turbine inlet temperature (fuel flow rate 65L/min)

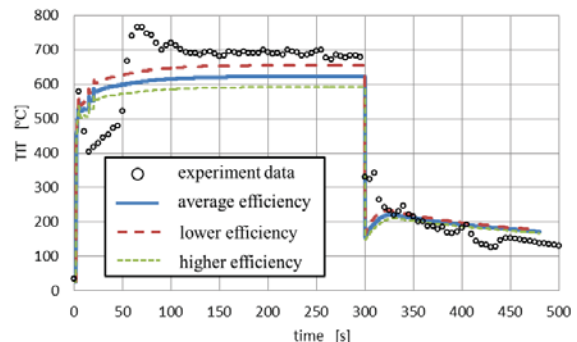


Fig.13 Comparison of calculation and measured over turbine inlet temperature (fuel flow rate 25L/min)

る。つまり図 12 において、50 秒後の圧縮空気の供給停止直後に回転数が一旦低下する。また図 13 において 50 秒までは圧縮空気の供給による空気流量増加のため TIT が低めになり、50 秒以降は圧縮空気供給停止と回転数の低下により空気流量が低下するため、TIT は急激に上昇する。図 12 の停止時も、図 10 と同様に回転数のバラツキが表れている。

7. 結言

遠心圧縮機、予混合燃焼器、半径流タービンからなるマイクロガスタービンを対象として、公開運転データを元にした計算モデルによるダイナミックシミュレータを開発した。マイクロタービンの無負荷運転実験値と比較して以下の知見を得た。

- (1) 熱損失と機械損失を考慮することで、計算結果は起動から停止までの実験結果と同等の動作を示した。特に熱損失は運転全体に明確な影響を与えるのに対し、機械損失は停止時にわずかな影響を与えるだけであることが示された。
- (2) 圧縮機とタービンの機械効率に公開データからなる効率曲線を基準曲線とし、その上限値と下限値を与えることにより、燃料流量の異なる運転条件に対しても実験値と良好に一致する結果が得られた。

参考文献

- 1) 小林由則,安藤喜昌,加幡達雄,西浦雅則,富田和男,眞竹徳久: 究極の高効率火力発電-SOFC (固体酸化物形燃料電池) トリプルコンパインドシステム, 三菱重工技報, Vol.48, No.3 (2011) pp.16-21.
- 2) 津島洋輔,竹田陽一,大地昭生: 吸気水噴霧を用いたマイクロガスタービン複合発電システム構築と運転特性評価, 日本機械学会東北支部第 46 期総会・講演会講演論文集, (2011) pp.112-113.
- 3) 濱島操: ガスタービン設計, 近代工業出版, (1965).
- 4) 妹尾泰利,速水洋,石田正弘,中島晃治,李福忠: 遠心圧縮機の性能に及ぼす羽根車翼端隙間分布の影響, 日本機械学会論文集(B 編), 53 巻, 486 号, (1987)pp.496-499.
- 5) Aungir, R., H.: Centrifugal Compressors A Strategy for Aerodynamic Design and Analysis, ASMEPRESS, (2000).
- 6) Lefebvre, A., H.: Gas Turbine Combustion, Taylor & Francis, (1983).
- 7) Balje, O., E.: TURBOMACHINES, JOHN WILEY & SONS, (1981)
- 8) 妹尾泰利: 内部流れ学と流体機械, 養賢堂, (1982)
- 9) Nakano, S., Tsubouchi, K., Inoue, T., Kishibe, T., Shiraiwa, H.: A study on thrust of radial turbines that have a permanent magnet generator rotor in a common shaft, IGTC2011-0170, (2011).

卓上ガスタービンの開発

*中山 翔太（高知工科大院），筒井 康賢（高知工科大）

Development of Tabletop Gas Turbine

*Shota Nakayama (Kochi Univ. of Tech., Graduate School) and Yasukata Tsutsui (Kochi Univ. of Tech.)

ABSTRACT

Jet engine and gas turbine has served as propulsion and power generation. However, it is hard to say that the operation principle is understood in general. In this study, it is intended to develop a gas turbine capable of operating quietly and safely on tabletop. We believe that tabletop gas turbines will become educational materials of high school and junior high school and that many gas turbine contests for junior high and high school students will be held.

Key words: Tabletop, Gas Turbine, Contest for students

1. はじめに

ガスタービンは陸上では蒸気タービンとのコンバインドサイクルなどの高効率な発電用として今や社会にとって欠かせないものであり，空ではジェット機を推進するジェットエンジンとして活躍している．しかし，それらは，高温・高速で作動するために分厚いケーシングの中で回転しており動作中の状態を見るができない．また，大きな騒音を発生するために運転中は近づくことすらできない．

このように近づきたいこととレシプロエンジンに比べて作動原理が直感的でないことから，ガスタービンとジェットエンジンの動作については一般に理解されているとは言いがたい．

本研究では，このようなガスタービンとジェットエンジンの動作原理をわかりやすく一般に伝えるために，まずは卓上で安全に静かに運転できるガスタービンを開発することを目的としている．

この卓上ガスタービンが容易に製作できるようになれば，中学や高校でガスタービンやジェットエンジンについて教えるための教材になり，さらに中学生や高校生などを対象として行われているスターリングエンジンコンテストを凌駕するガスタービンコンテストが開催できると考えている．

2. 卓上ガスタービンの自立運転できる条件

卓上ガスタービンが自立運転できる条件を求めるために，まずは圧縮機の駆動動力は，

$$P_{Comp} = T_{ci} \left(p_r^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) / \eta_c \quad (1)$$

と表し，タービンの出力は，

$$P_{Turb} = T_r T_{ci} \left(1 - p_r^{-\frac{k-1}{k}} \right) \eta_t \quad (2)$$

と表す．ここに， T_{ci} は圧縮機入口絶対温度， $T_r T_{ci}$ はタービン入口絶対温度， T_r はタービン入口と圧縮機入口の絶対温度比である．また， p_r は圧力比， η_c は圧縮機の断熱効率， η_t はタービンの断熱効率， κ は比熱比を表す．

燃焼器などの圧力損失や軸受などの機械的損失などを圧縮機とタービンの断熱効率に含めて考えれば，ガスタービンとして自立運転できる条件は，

$$P_{Turb} \geq P_{Comp} \quad (3)$$

であるから，(1)，(2)，(3)から自立運転できる臨界温度比 T_{rc} は次のようになる．

$$T_{rc} = \frac{\left(p_r^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) / \eta_c}{\left(1 - p_r^{-\frac{k-1}{k}} \right) \eta_t} \quad (4)$$

これを，圧縮機とタービンの断熱効率の積の平方根をそれらの平均値 $\bar{\eta}$ をパラメータにして，横軸に圧力比，縦軸に臨界温度比をとって表すと図1のようになる．

式(4)で， $p_r \rightarrow 1$ の極限をとると，

$$T_{rc} = 1 / \bar{\eta}_t \eta_c \quad (5)$$

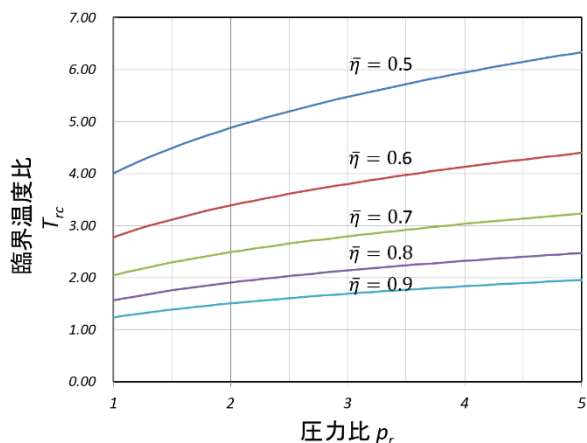


Fig.1 Critical temperature ratio vs pressure ratio

となり、圧力比が1に近くなると臨界温度比は、圧縮機とタービンの断熱効率の積の逆数となり、断熱効率が高い場合には、比較的到低温度で自立運転できることがわかる。

図2には、圧力比が1に近い場合の自立運転の臨界タービン入口温度を示している。

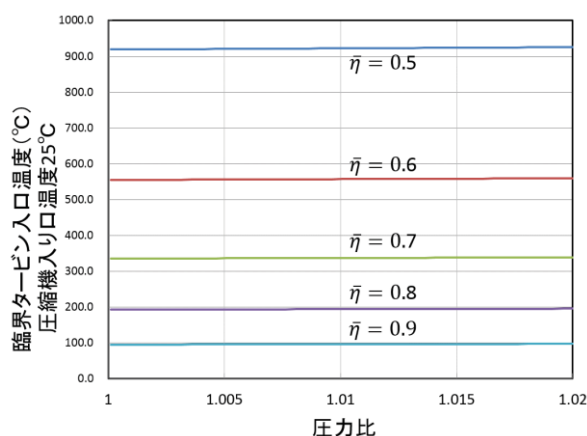


Fig.2 Critical turbine inlet temperature for self-sustained operation

3. 装置

上に記したように、圧力比は1に近ければ、自立運転温度は低くなるので、卓上ガスタービンの開発では、圧力比を1に近くする。その場合、圧縮機と呼ぶことは不自然であるが、ガスタービンの重要な構成要素であるので、ここでは、あえて圧縮機と呼ぶことにした。

ガスタービンとしては、横置に設置するのが自然だと考えるが、下端に単純なスラスト軸受を置いて、自重とスラストを受けられるように縦置きに配置した。また、縦置き配置により、煙突効果で上昇流が作られることも期待した。(図5)

(1) 圧縮機とタービンのブレード

自立運転できたとしても、ブレード弦長に対するレイノルズ数は 10^3 のオーダーになることから、ブレードをいわゆる翼型にする効果は大きくは望めないと考えて、アルミ板から切り出すことにした。外径(2R)は150 mmである。

羽根のねじり角は、ルート(0.5R)からティップまで一定な角度に設定してある。(図3)

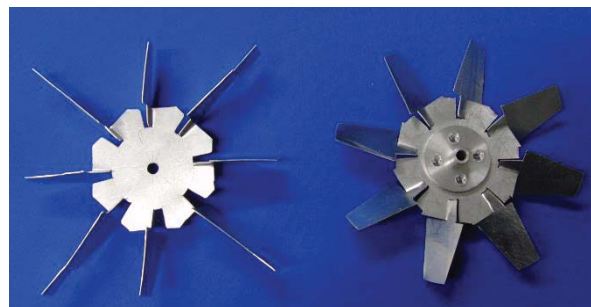


Fig.3 Stator and rotor for compressor and turbine

(2) 燃焼器

開発を始めたときには、扱いの容易な電熱器を使用することを検討したが、十分な加熱量を稼ぐためには伝熱面が大きくなり圧力損失も大きくなることから使用をあきらめた。

次に、入手が簡単で比較的に安全に扱えるロウソクを使用することを検討し、沢山のロウソクを並べて実験した。しかし、溶けたロウが垂れて羽根が汚れること、火力の調整ができないことから、ガスの使用に切り替えた。

まずは、容易に入手可能なライターのガスでの試作を行ったが、十分な火力を供給し、かつ火力を可変にすることは容易ではなかった。そこで考えたのが、卓上ガスコンロの火口を取り除いてガス可変供給装置にすることであった。

当初、バーナ部の保炎を如何に実現するかについて試行錯誤したが、装置を縦に置くことで実質的に保炎も問題なくなり、上下2連にアルミの管を丸く曲げて、ガスの吹出し孔を沢山設けたものになっている。(図4)

(3) ケーシング

アウターケーシングは、圧縮機とタービンの回転状態とバーナ部の火炎が良く見えるように透明なアクリル製とした。

インナーケーシングは、入手が容易な塩化ビニールのパイプを使っている。塩化ビニールは耐熱性からはぎりぎりの運転条件になっている。

(4) ディフューザ

当初は、径の大きな塩化ビニール製のパイプをタービンの後ろに置いていたが、流路面積が広が

るディフューザとするために、工作の容易な 0.7 mm の厚紙で製作した。紙は構造要素としては、強度と剛性は十分ではないものの、今回の卓上ガスタービンとしては、十分な耐熱性を持っている。

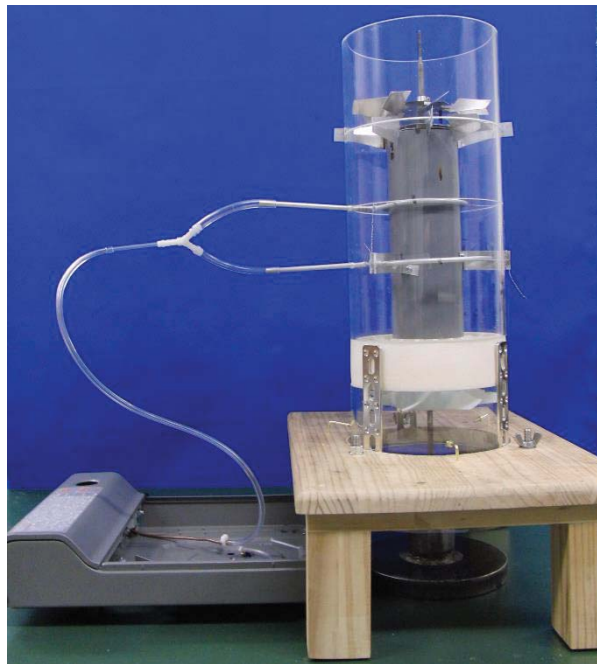


Fig.4 Burner and variable gas supply unit

(5) 計測装置

計測は、光反射式回転計で回転数、K 熱電対でタービン入口温度、外気温、熱線流速計で圧縮機入口の流速を計測した。

4. 実験結果と考察

卓上ガスタービンを開発すると言っても、どのような手順で行うのかは、皆目見当が付かないので、タービンと圧縮機のロータの取付角を表 1 のように組み合わせた実験を行った。

Table 1 Blade angles of turbine and compressor

		タービン羽根取付角				
		10	15	20	30	40
圧縮機羽根取付角	10	○	○	○	○	○
	15	○	○	○	○	○
	20	○	○	○	○	○
	30	○	○	○	○	○

その中で、タービン羽根取付角 20 度で圧縮機羽根取付角を変化させた場合とタービン羽根取付角 30 度で圧縮機羽根取付角を変化させた場合の計測結果を表 2 と表 3 に示す。

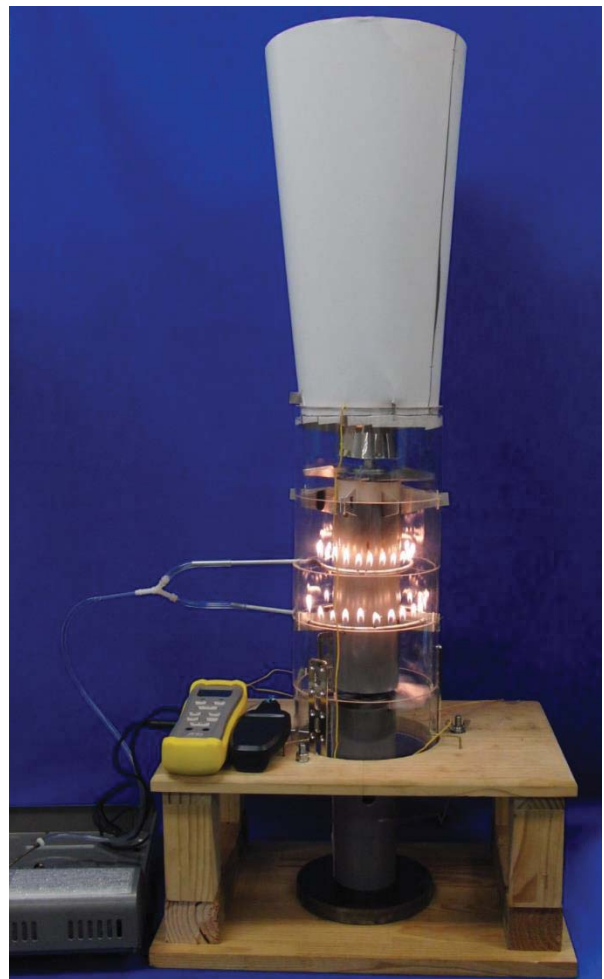


Fig.5 The tabletop gas turbine overall view

Table 2 Rotational speed and air velocity
-Turbine angle: 20 deg.

回転数 RPM	流速 m/s	温度 比	圧縮機迎角	タービン迎角	圧縮機取付角	タービン取付角
356	0.68	1.45	-8.0	-5.1	10	20
360	0.68	1.49	-7.8	-5.6	10	20
410	0.73	1.59	-6.8	-5.7	10	20
400	0.85	1.50	-4.8	-8.4	15	20
406	0.87	1.52	-5.0	-9.0	15	20
449	0.89	1.60	-3.6	-8.4	15	20
354	0.8	1.45	-1.0	-9.0	20	20
389	0.85	1.52	-0.4	-9.4	20	20
432	0.85	1.59	1.5	-8.0	20	20
337	0.9	1.53	5.6	-14.7	30	20
344	0.89	1.62	6.3	-15.5	30	20
330	0.89	1.66	5.4	-17.2	30	20
621	1.06	1.45		-2.8	なし	20
669	1.03	1.51		-1.6	なし	20
703	1.06	1.59		-2.1	なし	20

Table 3 Rotational speed and air velocity
-Turbine angle: 30 deg.

回転数 RPM	流速 m/s	温度 比	圧縮 機迎 角	ター ビン 迎角	圧縮 機取 付角	ター ビン 取付 角
324	0.71	1.45	-10.4	1.7	10	30
360	0.76	1.52	-9.7	1.5	10	30
397	0.78	1.58	-8.4	2.2	10	30
392	0.8	1.65	-9.1	0.2	10	30
353	0.86	1.46	-7.5	-1.2	15	30
382	0.92	1.52	-7.2	-1.8	15	30
404	0.93	1.59	-6.3	-1.8	15	30
334	0.78	1.46	-1.6	0.0	20	30
430	0.94	1.52	-0.4	0.6	20	30
336	0.94	1.47	4.6	-4.9	30	30
358	1.06	1.53	3.3	-7.5	30	30
371	1.08	1.60	3.7	-8.3	30	30
483	1.2	1.47		-1.9	なし	30
510	1.3	1.51		-3.2	なし	30
520	1.27	1.59		-3.4	なし	30

圧縮機ブレードの迎角は、回転数と熱線流速計から求めた流速から求めた75%半径での流れ角と羽根取付角から計算している。タービンブレードの迎角は、軸流速度を熱線流速計から求めた圧縮機入口速流速に温度比をかけてタービン入口の軸流速度とし、圧縮機と同様に計算している。圧縮機取付角が、”なし”の欄は圧縮機ロータなしの場合である。これらの結果から、圧縮機羽根取付角30度とタービン羽根取付角25度の組合せと圧縮機羽根取付角35度とタービン羽根取付角30度の組合せがより圧縮機とタービンの動作が良いと考えて、次にそれらの実験を行った。

Table 4 Rotational speed and air velocity
-Turbine angle: 20 -25deg.

回転数 RPM	速度 m/s	温度 比	圧縮 機迎 角	ター ビン 迎角	圧縮 機角 度	ター ビン 角度
337	0.9	1.53	5.6	-14.7	30	20
344	0.89	1.62	6.3	-15.5	30	20
330	0.89	1.66	5.4	-17.2	30	20
380	1.14	1.50	3.0	-12.5	30	25
394	1.14	1.56	3.8	-12.5	30	25
403	1.13	1.63	4.5	-12.8	30	25
669	1.03	1.51		-1.6	なし	20
703	1.06	1.59		-2.1	なし	20
754	1.04	1.68		-1.5	なし	20
510	1.10	1.46		-3.1	なし	25
553	1.10	1.54		-2.5	なし	25
568	1.13	1.57		-2.9	なし	25

Table 5 Rotational speed and air velocity
-Turbine angle: 30 deg.

回転数 RPM	流速 m/s	温度 比	圧縮 機迎 角	ター ビン 迎角	圧縮 機取 付角	ター ビン 取付 角
336	0.94	1.47	4.6	-4.9	30	30
358	1.06	1.53	3.3	-7.5	30	30
371	1.08	1.60	3.7	-8.3	30	30
370	0.96	1.64	6.2	-5.8	30	30
344	1.12	1.45	6.1	-8.7	35	30
360	1.15	1.51	6.5	-9.3	35	30
371	1.16	1.58	7.0	-10.1	35	30
387	1.21	1.64	7.0	-11.0	35	30
483	1.2	1.47		-1.9	なし	30
510	1.3	1.51		-3.2	なし	30
520	1.27	1.59		-3.4	なし	30

表4と表5の薄く塗りつぶした部分にそれらの実験結果をしめしている。表4にはタービン羽根取付角25度で、圧縮機羽根がない場合の実験結果も追加してある(□部)。これらの圧縮機羽根とタービン羽根の組合せはそれぞれの流速が大きく、迎角も過大でなく圧縮機とタービンとして働いていると考えられ、とくに圧縮機羽根取付角30度とタービン羽根取付角25度の組合せでは、圧縮機ロータなしの場合より、わずかではあるが流速が増大しており、自立運転に近い条件で働いていると判断できる。現時点では、それぞれの羽根はルートからティップまで一定な角度でねじりがなく効率の良い羽根にはなっていないが、今回得られた良好な羽根角度の組合せを元にして、より効率の良い羽根を開発する基礎が得られたと考えている。

5. まとめ

本研究では、ガスタービンとジェットエンジンの動作原理をわかりやすく一般に伝えるために、まずは卓上で安全に静かに運転できるガスタービンを開発することを目的として卓上ガスタービンの試作を行った。

圧縮機とタービンのロータ、燃焼器などを製作し、圧縮機とタービンの羽根取付角を変えた実験をして自立運転にきわめて近い運転状態が得られた。今後は、羽根などを改良して、より明白な自立運転を目指す。

本研究を行うにあたり多大な協力をいただいた本学大学院修士課程修了の山内大嗣さん、岩浅僚さん、学部卒業の福田光一朗さん、修士課程1年生の前田莉絵子さん、波多野勇氣さん、学部4年生の安藤宏晃さん、松本貴大さんに感謝する。

航空機の運航を考慮したエンジンシステム設計・評価法の開発

*津郷 光明，秋山 直輝（東京農工大学），福山 佳孝（JAXA）

Development of optimum engine system design and performance evaluation method considering the aircraft body condition

ABSTRACT

Study on elemental technologies for reducing fuel burn in aero-engines have been performed widely throughout the world. In our research group, we combine these technologies and evaluate the performance of the engine by using VJE (Virtual Jet Engine). In this study we aim at integrating the engine and airframe performance, and evaluate the fuel burn through the flight. New analysis tool that can evaluate the fuel burn through the flight was created. The overall analysis tool development work and the result of accuracy validation calculation of it are reported here below. By using this tool, estimating fuel burn on future aircraft and aero-engines becomes possible.

Key Words: Aircraft, VJE, Gas turbine, Jet engine

1. はじめに

近年、産業のグローバル化により航空需要が大幅に高まっている。この 20 年で航空旅客需要は 2 倍に増加し、今後 20 年でさらに 2 倍の需要増加が見込まれている。したがって従来よりも航空産業の社会に与える影響を考慮しなければならない。^[1]

まず航空機運行のコスト削減が求められている。LCC(Low Cost Career)の増加に見られるように、輸送価格競争が激化している。そこで求められているのが運航コストの削減である。チケット価格の内訳には様々なものがあるが、その中でも燃料費は大きなウェイトを占めている。さらに燃料価格の高騰により、年々燃料費は増加している。フライトでの燃料消費量を削減できれば、運航コストの削減となり、顧客の負担となるチケット価格低下、新たなサービス創造につながる可能性がある。

次に環境への影響低減が求められている。民間機の多くにはターボファンエンジンが用いられている。ターボファンエンジンの運用により CO₂ や NO_x といった有害ガスが多く排出される。CO₂ は地球温暖化、NO_x は大気汚染やオゾン層破壊の原因となる。これらの問題を低減するため、環境に適したエンジンの開発が求められている。

各問題の解決に向けた要素技術の研究開発は世界各国で広く行われている。それらの要素技術の効果を統合して検証する必要があるが、試験用エンジンを作成し、実験を繰り返し行うことはコス

トの面で困難である。そこで本研究では Virtual Jet Engine(VJE)を用い、エンジンの設計開発・性能評価を行っている。本研究はエンジンを搭載する機体の条件をエンジンの設計に反映させることで性能に無駄のない、機体に最適なエンジンを設計し、燃料消費量削減を最低限に抑えることのできる機体、エンジン設計(組み合わせ)の確立を目的とする。フライト全体での燃料消費量を削減し、運用コストの低下、有害排気ガスによる環境への影響低減に繋げる。

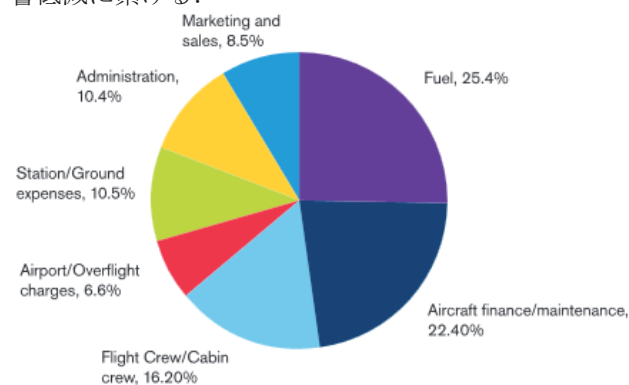
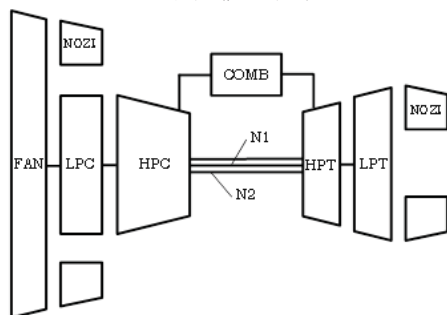


Fig.1 Breakdown of airline's total operating cost^[2]

2. Virtual Jet Engine とは^[3]

バーチャルジェットエンジン (VJE : Virtual Jet Engine) は、発電用ガスタービンに新技術を適応した際の効果を自動的に計算するシステムである仮想タービンの考え方を航空機エンジンに適用し、

専門家でなくともエンジンの簡易設計とフライト（運航）を模擬した性能評価が必要な精度で簡便に実施できるシステム設計・シミュレーションツールであり、航空機エンジンの形状を決定し、飛行状態の異なる場合の性能評価、材料の負荷や温度等を出力することが可能である。プログラムの一部とデータランチャーには Excel を利用しており、専門家でなくても使えるようになっている。今回用いた VJE は、図 2 のように 2 軸型ターボファンエンジンを対象に構築しており、モジュール単位でエンジンの構造要素を定義し、これらを結合することでエンジン全体を表現している。また、エンジンシステムの質量・エネルギーバランス、一部のモジュールで運動量バランスを取る計算を実行するコア部に加えて、モデルエンジン、空力、冷却、構造強度、材料、燃焼、騒音等の外部データベース、また、エンジンの中では燃焼を伴い温度が大幅に変化するので物性値計算プログラムを持っている。VJE ではエンジンの簡易設計、設計したエンジンでの性能評価を行うことができる。



FAN : Fan NOZL : nozzle LPC : Low pressure compressor
HPC : High pressure compressor COMB : Combustor
HPT : High pressure turbine LPT : Low pressure turbine
N1 : Low-spool N2 : High-spool

Fig.2 Schematic of 2-Spool Turbofan Engine

2.1 設計計算

設計仕様に基づいて機械の各部の大きさ、マッハ数、各回転軸の回転数、バイパス比やエンジン全体での圧力比といったエンジンの形状を決定するパラメータを指定する。上述のように、今回用いた VJE は、2 軸型ターボファンエンジンを対象に構築し、実機相当のエンジンパラメータデータベースを搭載している。このデータを利用し、エンジンに新技術を投入した場合の効果がある程度の精度を持って評価することは可能である。

2.2 性能計算

航空機エンジンでは運用条件(必要推力、大気条件など)が時々刻々と変化する。VJE では運用条件の変化によるエンジンの性能変化を計算することができる。運用条件として入力できるものは幾つかあ

るが、今回は必要推力、大気条件(気圧、気温)を用いてフライト全体での性能評価を行う。性能計算によって、エンジン全体での性能に加え、構成要素それぞれの性能変化が出力される。

3. 研究目的

本研究は、次の 2 点を目的としている。

(1) フライト全体での Fuel Burn 評価

フライトコストに直結するのがフライト全体での燃料消費量である。これまで、エンジンの燃料消費に関する評価は多くの場合巡航時の sfc(specific fuel consumption)で行ってきた。しかし、性能変化が他の飛行過程にも影響している場合も考えられるため、特定の区間のみでの評価ではなく、フライト全体で燃料消費量(Fuel Burn)を評価する必要があると考える。

Fuel Burn を計算するために、飛行過程での sfc を用いる。よって Fuel Burn の計算を行うには、VJE によるフライト全体の性能計算を行い、各過程での sfc を求める必要がある。VJE の性能計算には必要推力を含むエンジンの運用条件を入力する。先行研究では運用条件に過去のフライトデータ(以下 FD)を用いてきたが、機体やエンジンの設計を変更した場合、正しい性能評価ができない。そこで機体、エンジン条件から運用条件を計算する。

(2) 機体条件を考慮したエンジン設計

エアラインでは別々に設計された機体とエンジンを組み合わせ、必要な推力条件を満たすエンジンが機体に取り付けられている。しかしこの場合、エンジン設計に機体条件を考慮していないため、最適なエンジンということとはできない。エンジンの設計では、設計点での必要推力が用いられる。性能に無駄のないエンジンを設計する為、機体条件に合わせて設計点での必要推力を計算する。

本研究では新たな解析ツールを作成しこれらについてアプローチする。解析ツールは“機体簡易設計”と“フライト設計”で構成されている。今回は解析ツールの構築、その計算精度の検証を行った結果について報告する。

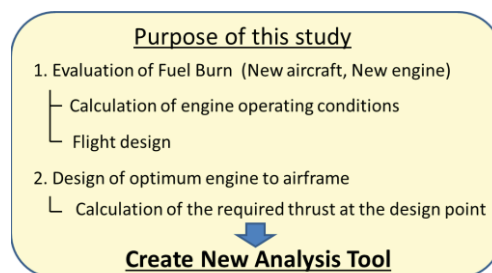


Fig.3 Purpose of this study

4. 解析ツールとは

解析ツール作成の目的は機体とエンジンの性能を統合し、フライト全体での燃料消費量を評価することである。作成した解析ツールでは、機体の重量変化、エンジンの性能変化、新しいエンジンシステムの導入等が、燃料消費量にどのような影響を与えるのかを評価することができる。さらに、フライト設計を自由に変更できるため、フライトプランの変更など、飛行の変化による燃料消費量への影響も評価できるツールとなっている。また解析ツールを用いることで、機体の重量変化、必要推力の推移を計算することができる。これにより、エンジンの設計点での必要推力を求めることができる。

ここでは解析ツールを構成する機体簡易設計、フライト設計について述べる。

4.1 機体簡易設計

機体簡易設計は“空虚重量”と乗客やペイロード、燃料を含めた“機体離陸重量”を計算することができるシステムツールになっている。機体簡易設計では、文献[4]の経験式、データを参考にし、機体を構成する要素の詳細情報(客席数、機体長、燃料タンクの数など様々計 69 項目)を入力することにより、構成要素(主翼、水平尾翼、垂直尾翼、キャビン、ランディングギアなど)の重量を計算することができる。各要素の重量を合計することで機体全体の離陸重量の推算を行うことができる。さらに、乗客数、積載貨物重量、飛行距離や巡航高度などから燃料搭載量を経験式によって求めることができる。これらを合計することにより、機体離陸重量を求める。機体重量を計算することができれば次のことが可能となる。

① エンジン運用条件の計算が可能

研究目的の項で述べたが、フライト全体での燃料消費量の計算にはエンジン運用条件の推移を計算する必要がある。VJE 性能評価に必要なエンジン運用条件はいくつかあるが、主要なものに必要推力がある。機体離陸重量を求めることができれば、フライトでの機体重量の推移を計算し、それに伴う必要推力の推移を計算することができる。次に述べるフライト設計に計算された機体離陸重量を入力することで、エンジン運用条件の計算、最終的には Fuel Burn の計算が可能となる。

② エンジン設計点での必要推力の計算が可能

離陸機体重量をもとに、設計点での機体重量を計算することができれば、必要推力の計算が可能となる。この値を用いることで機体条件に最適な新しいエンジンを設計することが可能である。

4.2 フライト設計

航空機の重量は飛行中、燃料の消費により時々刻々と変化する。したがって、エンジンに求められる必要推力も変化する。フライト設計では飛行距離、巡航高度、巡航速度、巡航時間など飛行設計を行うことで機体の重量、必要推力、飛行速度の変化など(運用条件)を求めることができる。機体の重量変化は燃料消費量に等しいため、フライトでの燃料消費量を計算することもできる。

4.3 機体設計から VJE による性能計算までの流れ

2つのシステムを構築し、以下のような手順で機体、エンジンの設計から性能評価を行う。(図5)

- (1) 機体簡易設計に機体の構成要素の詳細情報入力。簡易設計による空虚重量決定。
- (2) フライト条件(巡航高度、航続距離)から初期搭載燃料の見積もり、乗客数、ペイロードから機体離陸重量の計算
- (3) フライト設計で設計点における必要推力を計算。この時の sfc は参考値を入力する。
- (4) VJE でエンジンモデルを設計。
- (5) (1)~(4)を繰り返し機体・エンジンの設計決定
- (6) フライト設計で運用条件の時間変化を計算
- (7) VJE により性能評価、sfc の算出
- (8) 運航条件(必要推力、セグメント所要時間)と算出 sfc により Fuel Burn(必要燃料)を計算
- (9) 必要燃料と搭載燃料見積もりの誤差を考慮し初期搭載燃料の再見積もりを行う。
- (10) (6)~(9)を繰り返し、最終 Fuel Burn を計算する

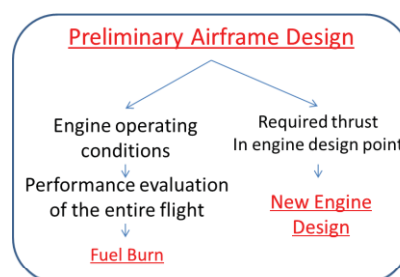


Fig.4 Benefits of preliminary aircraft design

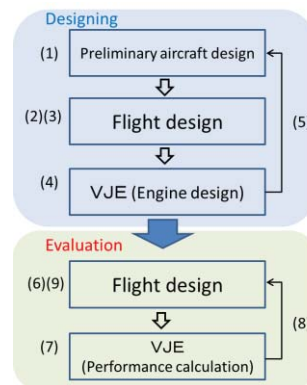


Fig.5 Calculation flow

5. 検証計算

機体簡易設計、フライト設計システムを構築し、機体の設計から Fuel Burn の計算まで行うことが可能となった。そこで解析ツールの計算精度を検証するための検証計算を行う。機体簡易設計、エンジン設計で過去のフライトと同じ機体・エンジンを設計し、過去のフライトと同じ経路で飛行させた場合の燃料消費量を計算する。その計算結果をFDの燃料消費量と比較することで、解析ツールの精度を検証する。

5.1.1 機体計算

まず機体簡易設計について検証計算を行う。機体構成要素の詳細情報を入力し、算出された重量と既存の機体の重量とを比較し、機体重量計算の精度を検証する。今回検証する機体とエンジンの組み合わせを表1に示す。

Table 1 Combination of engine and airframe

	Case 1	Case 2
Aircraft	A320	B777-300
Engine	CFM56-5A1	PW4090

5.1.2 機体設計計算結果

まず case1、case2 のそれぞれについて重量計算を行った結果を表2、3に示す。

case1 について計算結果をカタログ値と比較すると誤差は 63lb(29kg)となっている。case2 の結果では case1 よりも誤差は大きく、691lb(313kg)となっている。この誤差の原因に次のものが考えられる。

- ・構成要素条件による誤差
- ・計算式による誤差

構成要素の条件は機体メーカーの HP^[5]、その他文献^[6]を参考にしたが、不明なパラメータも幾つか存在する。それらに参考値を入力し計算しているため、誤差が生じていると考えられる。また重量計算に用いた経験式だが、この式に誤差が含まれることも考えられる。新しい材料や技術が導入されることで重量は変化する。

しかし、今回の計算結果 (A320 で 78lb(0.09%)、B777 で 691lb(0.2%)) で必要推力の計算を行ったが、誤差は 1%未満であったため、無視できる範囲内であると考える。

このように、機体を構成する要素の情報(条件)を入力することで空虚重量の計算ができる。次に示す燃料消費量の検証計算では、重量計算で算出された機体重量を用いてフライト設計を行い、フライト全体での燃料消費計算を行う。

Table 2 A320 weight calculated result

	Catalog[lb]	Calculated[lb]	Error[%]
Total empty weight	89768	89846	0.09

Table 3 B777-300 weight calculation result

	Catalog[lb]	Calculated[lb]	Error[%]
Total empty weight	348611	349302	0.2

5.2.1 燃料消費量計算

B777-300 について過去のフライトをフライト設計で再現し、燃料消費量の計算結果を比較する。再現するフライトを表4に示す。それぞれのフライトについてフライト設計を行い、必要推力の変化、エンジン性能評価、燃料消費量の計算を行う。

フライトの再現に際し、気圧、気温、上昇率、飛行マッハ数はFDの値を参照した。フライト設計は、climb, cruise, descend の各セグメントの飛行速度、所要時間がFDと一致するように設計を行う。

Table 4 Flight conditions

	Flight1	Flight2	Flight3
Flight range[km]	895	10360	2900
Cruise altitude[m]	10060	10360	11277
Cruise Mach number	0.82	0.84	0.83

5.2.2 エンジンモデルの作成

VJE ではエンジンの簡易設計を行うことができる。VJE で過去のフライトで使用されたエンジンを、セルデータを参考に設計する。設計したエンジンモデルを用いて、FDの運用条件を入力し燃料消費量の計算を行う。実機での計測条件を入力し計算した燃料消費量の結果を次に示す。

Table 5 Composition of Fuel Burn of Flight 1

	Time[s] (points)	FD[kg]	Cal.[kg]	Error[%]
climb	1030 (71)	2174	2111	-2.9
cruise	1846 (12)	1781	1814	1.9
descend	1320 (124)	635	650	2.4
total	4196 (197)	4589	4575	-0.3

Table 6 Composition of Fuel Burn of Flight 2

	Time[s] (points)	FD[kg]	Cal.[kg]	Error[%]
climb	940 (65)	1948	1932	-0.8
cruise	5371 (90)	5023	4974	-1.0
descend	1420 (114)	486	507	4.4
total	7731 (466)	7457	7414	-0.6

Table 7 Composition of Fuel Burn of Flight 3

	Time[s] (points)	FD[kg]	Cal.[kg]	Error[%]
climb 1	1360 (195)	2631	2617	-0.5
cruise 1	1343 (9)	1193	1179	-1.2
climb 2	140 (8)	168	178	5.7
cruise 2	7150 (40)	6073	6036	-0.6
descend	1850 (141)	666	665	-0.1
total	11966 (393)	10730	10675	-0.5

5.2.3 燃料消費量計算結果

解析ツールによって計算された運用条件を入力し、燃料消費量計算を行う。Flight1におけるマッハ数、燃料流量、N1、N2の時間変化を図6-9、各フライトでの燃料消費量の計算結果を表8-10に示す。

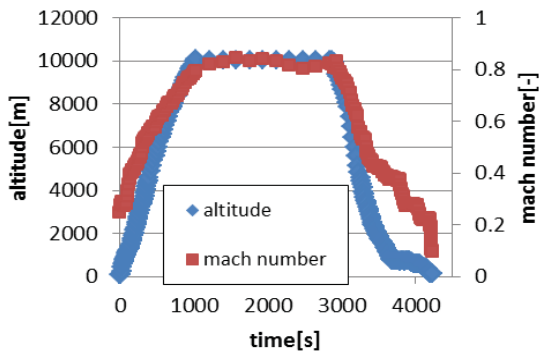


Fig.6 Flight condition of Flight 1

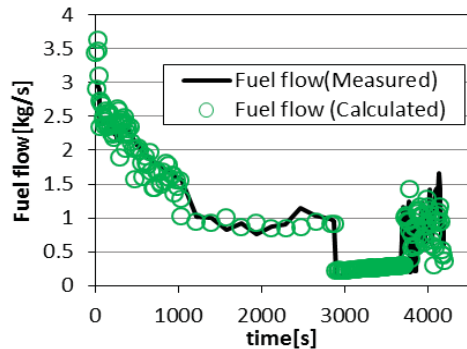


Fig.7 Fuel flow of Flight 1

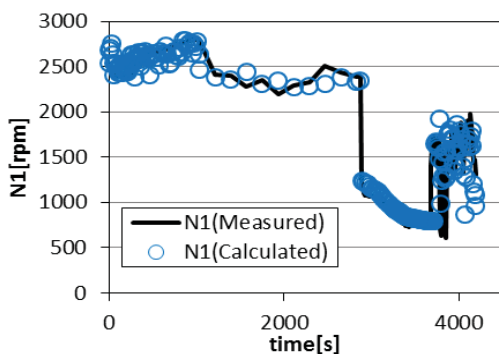


Fig.8 N1 rotation speed of Flight 1

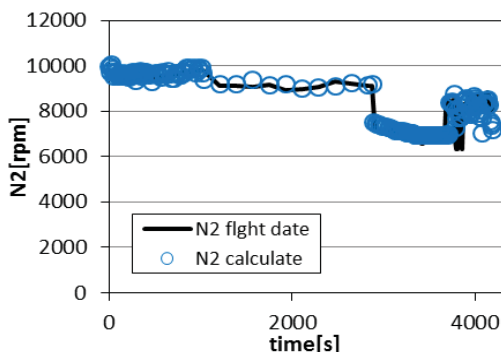


Fig.9 N2 rotation speed of Flight 1

Table 8 Fuel Burn (analytical calculation) Flight 1

	FD[kg]	Cal.[kg]	Error[%]	Percentage of total[%]
climb	2174	2152	-1.0	47
cruise	1781	1816	2.0	39
descend	635	650	2.4	14
total	4589	4618	0.6	100

Table 9 Fuel Burn (analytical calculation) Flight 2

	FD[kg]	Cal.[kg]	Error[%]	Percentage of total[%]
climb	1948	1948	0	26
cruise	5023	4807	-4.3	67
descend	486	473	-2.7	7
total	7457	7228	-3.1	100

Table 10 Fuel Burn (analytical calculation) Flight 3

	FD[kg]	Cal.[kg]	Error[%]	Percentage of total[%]
climb 1	2631	2640	0.4	25
cruise 1	1193	1163	-2.5	11
climb 2	168	167	-1	2
cruise 2	6073	6099	0.4	57
descend	666	689	3.5	6
total	10730	10757	0.2	100

5.3 結果考察

表8-10を見ると各セグメントでの燃料消費量に、FDと計算結果との間で誤差が生じていることがわかる。climb, cruise, descendで~5%の誤差が確認できる。それぞれの要因について検討する。まずclimb, cruiseにおける誤差の原因として次のようなものが考えられる。

- ・エンジンモデル誤差
- ・解析ツールの離陸重量計算、抵抗計算の誤差

まずエンジンモデルの誤差が考えられる。VJEによるエンジン設計はセルデータを参考に行った。それぞれのエンジンについて実際に計測された値を用いて設計を行ったが、実際のフライトで使用されたエンジンを完全に再現することは難しい。また、いくつかの設計パラメータにはカタログ値を用いた部分もあるが、同じモデルでも実際はエンジンによってばらつきがある。これらの誤差が、燃料消費量の誤差に影響していると考えられる。

次に離陸重量計算、抗力計算による誤差が考えられる。FDを参考に計算を行っているが、乗客数、ペイロードまでは明記されていない。参考値を入力し計算しているため、実際の離陸重量と誤差が生じていると考えられる。次に抗力の計算は文献[4]の経験式を用いて計算を行う。抗力計算では、横風など外的要因を考慮することができない。また実際のフライトでは、旋回を行う場合が多いが、解析ツールのフライト設計では旋回を考慮できていない。これらの誤差が燃料消費量の誤差に影響

していると考える。

descend 誤差の原因として上記のエンジンモデルによる誤差のほかに、VJE の低負荷運転での計算方法、降下過程における機体エンジン制御方法が考えられるが、descend の燃料消費量は全体の割合から見るとそれほど大きくないため、計算精度向上に尽力することはさほど重要な点ではないと考える。今回作成した解析ツールでの目的は過去のフライト、燃料消費量の再現であり、計算結果からある程度の誤差内で十分再現できていると考

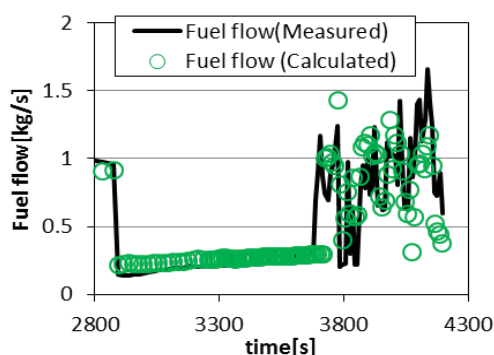


Fig.10 Fuel flow of Flight 1 (descend)

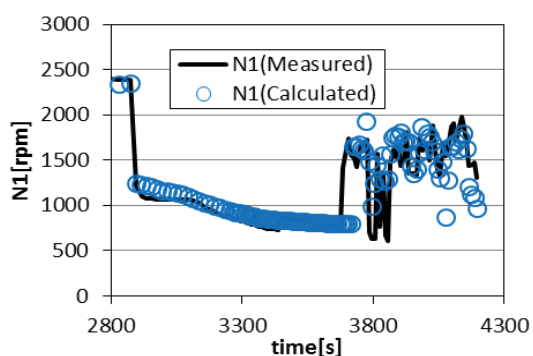


Fig.11 N1 rotation speed of Flight 1 (descend)

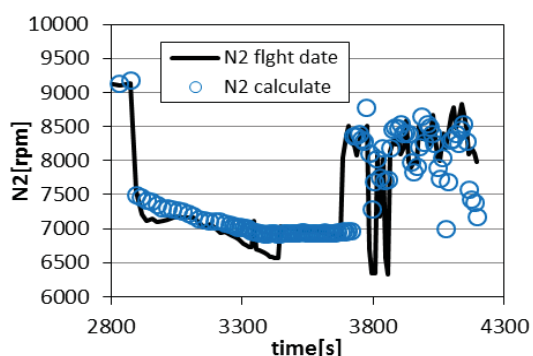


Fig.12 N2 rotation speed of Flight 1 (descend)

6. まとめ

フライト全体での燃料消費量評価を行うため、機体簡易設計、フライト設計から構成される解析ツールの構築を行った。このシステムツールと既存解析ソフト VJE を連動させることで、研究目的の一つであるフライト全体での燃料消費量の計算が可能となった。計算精度の検証のため、既存機体の重量計算、フライトを模擬した燃料消費量の計算を行った。機体簡易設計(機体重量計算)では、1%未満の誤差で既存機体の重量を模擬することができた。燃料消費量の計算では、燃料消費量を5%未満の誤差で再現することができた。

以上より解析ツールの構築により、機体とエンジンの性能を統合した燃料消費量の評価を行うことが可能となった。今後は機体の軽量化、エンジンの性能を変化、さらには新しいエンジンシステムを搭載したエンジンの設計を行い、将来型の機体、エンジンがもたらす燃料消費量への影響を評価していく予定である。

参考文献

- 1) 国土交通省,航空輸送需要について(資料 1),(2007)
http://www.mlit.go.jp/singikai/koutusin/koku/07_9/01.pdf
(2014/08/26 アクセス)
- 2) IATA, Vision 2050 report(2012)
http://www.iata.org/pressroom/facts_figures/Documents/vision-2050.pdf (2014/08/26 アクセス)
- 3) 福山佳孝他, 第33回ガスタービン定期講演会講演論文集, (2005), pp.131-136
- 4) Daniel P. Raymer, Aircraft design: A Conceptual Approach(AIAA Education Series)(2012)
- 5) Airbus,A320 Dimensions & key date
<http://www.airbus.com/aircraftfamilies/passengeraircraft/a320family/a320/specifications/> (2014/08/26 アクセス)
- 6) Paul A. Jackson, Kenneth Munson, Lindsay Peacock, Jane's All the World's Aircraft 2011 - 2012, (2011), pp.283-288, 686-691

構成要素のマッチングによる ガスタービンの非設計点性能の予測法に関する研究 —小型ターボジェットエンジンを用いた発電システムへの適用—

*藤木 恭介，土屋 利明（金沢工業大学）

Prediction Procedure of Gas Turbine Off – Design Performance based on Component Matching -Application for the Power Generation System Using a Small Turbojet Engine-

*Kyosuke Fujiki, Toshiaki Tsuchiya (Kanazawa Institute technology)

ABSTRACT

This paper presents prediction procedure of off – design performance based on component matching. Off – design performance has been determined by the matching of components. It is necessary for matching of components to consider compatibility of flow rate, rotational speed and work. This paper has shown the matching procedure for gas generator, and the matching procedure for gas generator and power turbine based on performance characteristics of each component. Off – design performance has been predicted using each performance map according to the procedure proposed in this paper. Also, this paper has shown an example for a small turbojet engine, Sophia J850, which has been converted to power generator from propulsion system.

Key words: Matching, off – design performance, compressor performance map, turbine performance map.

1. 諸言

ガスタービンの性能計算では，サイクル理論計算に基づき，対象としたシステム構成の設計点性能を得る作業がある。要求する出力や熱効率，所定のタービン入口温度（TIT）の下，最大効率あるいは最大比出力となる最適な圧力比によって得られる。この作業より設計点性能が判明した後，設計点（定格出力運転）以外の性能である非設計点性能を把握する作業を行う必要がある。とくに重要な性能項目は，TIT，圧力比，燃空比，空気流量，燃料流量，出力，熱効率などである。

ガスタービンの構成要素には，各単体の性能特性がある。これらの性能特性は，回転数をパラメータとする特性曲線で表される。安定運転の状況は，各構成要素同士のマッピングが取れた状態である。その状態は，性能特性図上にマッピングが取れた作動線として描かれる。なお，マッピングとは構成要素の流量，回転数，仕事の関係について，整合性を取ることである。したがって，非設計点性能は，このマッピング作業より性能特性図上の作動線を決定することで得られる。

本稿は，構成要素のマッピングとして，ガスジェネレータのマッピング及びガスジェネレータとパワータービンのマッピングに基づき，非設計点性能の予測法を提案

するものである。応用例では，小型ターボジェットエンジン Sophia J850（J850 エンジン）を基にした発電システムに適用した例を示す。著者らは，以前の研究において J850 エンジンを発電装置に転用したと仮定し，サイクル理論計算を用いて設計点性能を予測した⁽¹⁾。このシステム構成は，J850 エンジンをガスジェネレータとし，パワータービンにて軸出力で利用するものである。本稿では，このシステム構成の非設計点性能を，提案する手法に基づき，予測した。

2. 構成要素のマッピングによる非設計点性能の予測法について

2 章では，構成要素のマッピングによる非設計点性能の予測法について説明する。本稿の予測法は，5 つのステップに分かれる。ステップ 1 では，各構成要素の性能特性図を準備する。ステップ 2 では，準備した性能特性図を活用してガスジェネレータのマッピングを行う。ステップ 3 では，そのマッピング結果を本稿で提案する手法で整理し，マッピング手順を簡素化する。ステップ 4 は，ガスジェネレータとパワータービンとのマッピングを行う。最後に，ステップ 5 においてすべてのマッピング計算作業を完了し，作動線上の非設計点性能がすべて

得られる。図1に、各ステップの一連の流れを示す。また、図2にシステム構成図を示し、各種記号を図下に列記する。なお、本稿で使用する温度 T と圧力 p について、各位置を添え字の番号で表し、全温・全圧には添え字に”0”で表すものとする。

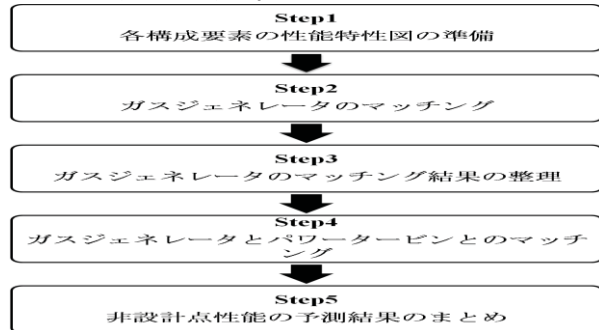


Fig.1 The whole procedure

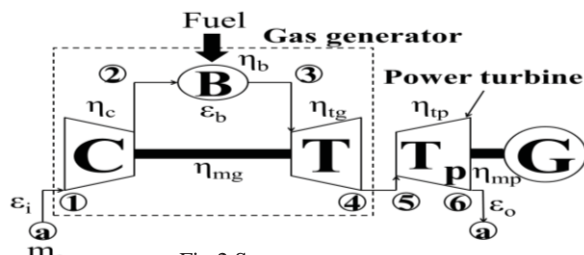


Fig.2 System component

各種記号

- C: 圧縮機, B: 燃焼器, T: タービン, G: 発電機,
- T_p : パワータービン, m_a : 吸込空気流量, η_b : 燃焼効率,
- η_c : 圧縮機断熱効率, η_{mg} : ガスジェネレータ機械効率,
- η_{tg} : ガスジェネレータタービン断熱効率,
- η_{mp} : パワータービン機械効率,
- η_{tp} : パワータービン断熱効率, ε_i : 吸気圧力損失率,
- ε_b : 燃焼器圧力損失率, ε_o : 排気圧力損失率

2.1 ステップ1: 各構成要素の性能特性図の準備

ステップ1では、各構成要素の性能特性図を準備する。性能特性図が必要な構成要素としては、ガスジェネレータの圧縮機とタービン、及びパワータービンである。以下に、圧縮機性能特性図とタービン性能特性図について説明する。

(1) 圧縮機性能特性図

図3に、一般的な圧縮機性能特性図を示す。図3は、横軸に圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ 、縦軸に圧力比 p_{02}/p_{01} と圧縮機断熱効率 η_c を示し、各修正回転数 $N/\sqrt{\theta}$ ごとの特性曲線で表すものである。また、 θ と δ は温度補正係数と圧力補正係数であり、次式で表す。

$$\theta = \frac{T}{T_{ref}} : \text{温度補正係数}, \delta = \frac{p}{p_{ref}} : \text{圧力補正係数} \quad (1)$$

ここで、 T_{ref} は基準温度 (15°C), p_{ref} は基準圧力 (1atm) である。

なお、図上の一点破線で表す曲線はサージラインで、これより左側は圧縮機駆動に関わるサージ現象を引き起こす不安定領域を表している。

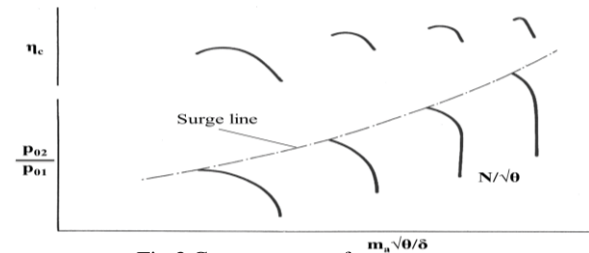


Fig.3 Compressor performance map

(2) タービン性能特性図

図4に、一般的なタービン性能特性図を示す。図4は、横軸にタービン圧力比 p_{03}/p_{04} 、縦軸にタービン流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{03}}/p_{03}$ とタービン断熱効率 η_t を示し、タービン各修正回転数 $N/\sqrt{T_{03}}$ ごとの特性曲線で表すものである。なお、タービン流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{03}}/p_{03}$ とタービン圧力比 p_{03}/p_{04} の関係で表す特性曲線は、次式のストドラの円則より1本の曲線で表すことができる。

$$\frac{m_g\sqrt{T_{03}}}{p_{03}} = \varphi \sqrt{1 - \frac{1}{(p_{03}/p_{04})^2}} \quad (2)$$

ここで、 φ は補正係数である。

本稿では、タービン性能特性図をストドラの円則を用いて簡素化する。また、ガスジェネレータタービン断熱効率 η_{tg} とパワータービン断熱効率 η_{tp} は、回転数によらず一定と仮定すると、マッチング手順を大幅に簡略化することが可能となる。

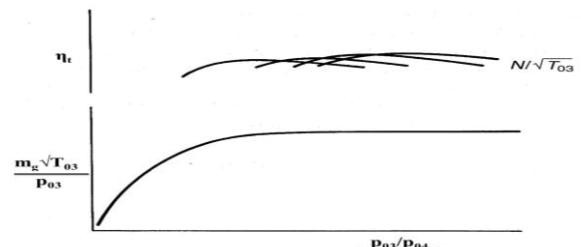


Fig.4 Turbine performance map

2.2 ステップ2: ガスジェネレータのマッチング

ステップ2では、ガスジェネレータのマッチングを行う。ガスジェネレータの圧縮機とタービンにおける流量と仕事についてマッチングを行い、ガスジェネレータ単体の性能を把握する。具体的には、流量のマッチングにより得られるサイクル温度比 T_{03}/T_{01} (=A) と仕事のマッチングにより得られるサイクル温度比 T_{03}/T_{01} (=B) との整合性を取る。以下に、ガスジェネレータのマッチング手順を説明する。

手順①:

手順①では、圧縮機性能特性図上で任意に1点選択する。1点を選択すると、修正回転数 $N/\sqrt{\theta}$ 、圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ 、圧力比 p_{02}/p_{01} 、圧縮機断熱効率 η_c が決定する。

手順②：

手順②では、圧縮機温度上昇比 $\Delta T_c/T_{01}$ を次式にて算出する。

$$\frac{\Delta T_c}{T_{01}} = \frac{1}{\eta_c} \left\{ \left(\frac{p_{02}}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa_a - 1}{\kappa_a}} - 1 \right\} \quad (3)$$

ここで、 ΔT_c は圧縮機温度上昇、 κ_a は空気の比熱比である。

手順③：

手順③では、ガスジェネレータタービン圧力比 p_{03}/p_{04} を任意に与える。圧縮機性能特性図上で選択した1点は、タービン性能特性と対になり、マッチング条件を満たす点が必ず1点存在する。その1点は、圧縮機とタービンの整合性が取れた作動点となる。しかし、最初はタービン性能特性図上のどの点で対応するか不明であるため、初期値としてガスジェネレータタービン圧力比 p_{03}/p_{04} の値を任意に与える。

手順④：

手順④では、ガスジェネレータタービン性能特性図より、手順③で与えたガスジェネレータタービン圧力比 p_{03}/p_{04} に対応するガスジェネレータタービン流量パラメータ $m_g \sqrt{T_{03}/p_{03}}$ を求める。

次に、流量のマッチングより、サイクル温度比 T_{03}/T_{01} (=A) を次式にて算出する。

$$\frac{m_g \sqrt{T_{03}}}{p_{03}} = \frac{m_a \sqrt{T_{01}}}{p_{01}} \times \frac{1}{p_{02}/p_{01}} \times \frac{p_{02}}{p_{01}} \times \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}} \times \frac{m_g}{m_a} \quad (4)$$

ここで、 m_g/m_a は1+fで表すことができ、燃空比 $f(=m/m_a)$ は燃焼器内のエネルギーバランスより次式で求められる。

$$f = \frac{C_{pg} T_{03} - C_{pa} T_{02}}{\eta_b \Delta H - C_{pg} T_{03}} \quad (5)$$

ここで、 C_{pa} は空気の定圧比熱、 C_{pg} は燃焼ガスの定圧比熱、 ΔH は燃料の低位発熱量である。

手順⑤：

手順⑤では、回転数のマッチングより、タービン修正回転数 $N/\sqrt{T_{03}}$ を次式にて算出する。

$$\frac{N}{\sqrt{T_{03}}} = \frac{N}{\sqrt{T_{01}}} \times \sqrt{\frac{T_{01}}{T_{03}}} \quad (6)$$

手順⑥：

手順⑥では、ガスジェネレータタービン性能特性図より、手順⑤で求めたタービン修正回転数 $N/\sqrt{T_{03}}$ に対応するガスジェネレータタービン断熱効率 η_{tg} を求める。

次に、タービン温度下降比 $\Delta T_{tg}/T_{03}$ を次式にて算出する。

$$\frac{\Delta T_{tg}}{T_{03}} = \eta_{tg} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{p_{03}/p_{04}} \right)^{\frac{\kappa_g}{\kappa_g - 1}} \right\} \quad (7)$$

ここで、 ΔT_{tg} はガスジェネレータタービン温度降下、 κ_g は燃焼ガスの比熱比である。

手順⑦：

手順⑦では、圧縮機とタービンとの仕事のマッチングより、サイクル温度比 T_{03}/T_{01} (=B) を次式にて算出する。次式は、圧縮機仕事とタービン仕事と一致する関係から成り立っている。

$$\frac{T_{03}}{T_{01}} = \left(\frac{1}{1+f} \times \frac{\Delta T_c}{T_{01}} \frac{C_{pa}}{C_{pg} \eta_{mg}} \right) / \frac{\Delta T_t}{T_{03}} \quad (8)$$

手順⑧：

手順⑧では、手順④で求めたサイクル温度比 A と手順⑦で求めたサイクル温度比 B が収束条件を満たすかを確認する。収束条件を満たさない場合は、手順③に戻りガスジェネレータタービン圧力比 p_{03}/p_{04} の値を変更し、収束するまで繰り返す。

手順⑨：

サイクル温度比 A とサイクル温度比 B が収束条件を満たす場合、初めてマッチング条件を満たす整合性が取れたサイクル温度比 T_{03}/T_{01} とガスジェネレータタービン圧力比 p_{03}/p_{04} が決定される。

以上がガスジェネレータのマッチング手順である。上述の手順は、圧縮機性能特性図上で選択した1点をマッチングさせるものである。図5に、ガスジェネレータのマッチング手順を示す。最後に、これまでの手順に基づき、図6に示すように各修正回転数上で複数(例えば4点ずつ)点を取り、すべての点に対してマッチング計算を行う。

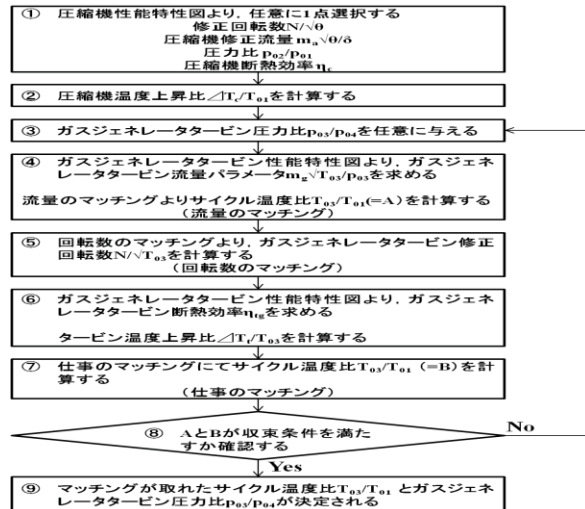


Fig.5 The procedure for gas generator matching

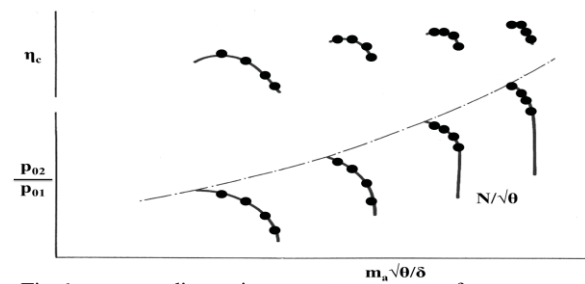


Fig.6 corresponding points on compressor performance map

2.3 ステップ 3 : ガスジェネレータのマッチング結果の整理

ステップ 3 では、ガスジェネレータのマッチング結果の整理を行う。具体的には、ガスジェネレータのマッチング結果で得られたすべての性能特性を圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ の関数として、図 7 に示すように多項式近似しておく。図 7 は、横軸に圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ 、縦軸に各性能項目を表し、各修正回転数のプロットで描かれたものである。このプロットは、各修正回転数上で 4 点ごとに点を取り、すべての点に対してマッチングを取ったものである。また、そのプロットを多項式近似で表す。図 7 を作成すると、ガスジェネレータの各性能特性は、圧縮機性能特性図上で選択した 1 点の圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ の関数で近似線より得られる。この方法は、後述のガスジェネレータとパワータービンとのマッチングに大きく影響を与えている。通常、ガスジェネレータのマッチングが完了後、ガスジェネレータとパワータービンとのマッチングで整合性が取れなかった場合、ガスジェネレータのマッチングを最初からやり直さなくてはならない。一方、この方法では圧縮機性能特性図上で圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ の値を変更するだけで、ガスジェネレータのマッチングが完了する。

図 8 は、圧縮機性能特性図上に等 TIT 線を描いたものである。図 8 の作成は、図 7 にある圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ と TIT の関係から所定の TIT の圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ を求め、圧縮機性能特性図に反映させることによるものである。ガスジェネレータにおける所定の TIT を得るために、必要な空気流量、圧力比が図 8 より読み取れる。

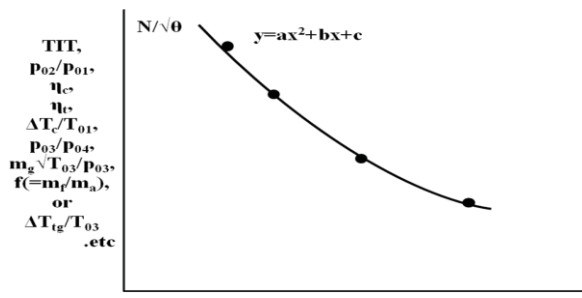


Fig.7 Each of gas generator performance

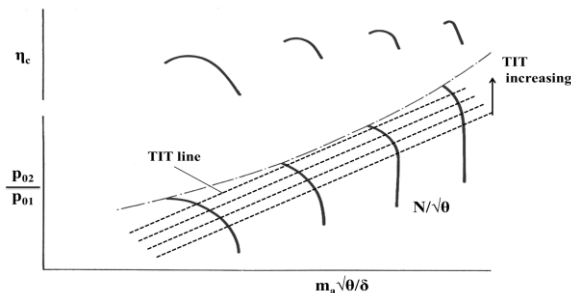


Fig.8 TIT lines on compressor performance map

2.4 ステップ 4 : ガスジェネレータとパワータービンとのマッチング

ステップ 4 では、ガスジェネレータとパワータービンとのマッチングを行う。両者における流量のマッチングを行い、対象とするシステム構成の非設計点性能を求める。具体的には、ガスジェネレータ出口流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{04}/p_{04}} (=C)$ とパワータービン入口流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{05}/p_{05}} (=D)$ の整合性を取ることである。以下に、ガスジェネレータとパワータービンとのマッチング手順を説明する。

手順① :

手順①では、圧縮機性能特性図上で、任意に 1 点を選択する。1 点を選択すると、修正回転数 $N/\sqrt{\theta}$ 、圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ 、圧力比 p_{02}/p_{01} 、圧縮機断熱効率 η_c が決定する。

手順② :

手順②では、選択した圧縮機修正流量 $m_a\sqrt{\theta}/\delta$ の値より、ガスジェネレータの各性能特性をすべて求める。

手順③ :

手順③では、ガスジェネレータのマッチングが取れたガスジェネレータタービン圧力比 p_{03}/p_{04} を求める。

手順④ :

手順④では、ガスジェネレータタービン出口流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{04}/p_{04}} (=C)$ を次式より算出する。

$$\frac{m_g\sqrt{T_{04}}}{p_{04}} = \frac{m_g\sqrt{T_{03}}}{p_{03}} \times \frac{p_{03}}{p_{04}} \times \sqrt{\frac{T_{04}}{T_{03}}} \quad (9)$$

ここで、

$$\sqrt{\frac{T_{04}}{T_{03}}} = \sqrt{\left(1 - \frac{\Delta T_{ig}}{T_{03}}\right)} \quad (10)$$

$$\frac{\Delta T_{ig}}{T_{03}} = \eta_{ig} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{p_{03}/p_{04}} \right)^{\frac{\kappa_g}{\kappa_g - 1}} \right\} \quad (11)$$

手順⑤ :

手順⑤、パワータービン圧力比 p_{05}/p_{06} を次式より算出する。なお、パワータービン出口圧力 p_{06} は、大気圧 p_a と排気圧力損失率 ϵ_0 より算出する。

$$\frac{p_{05}}{p_{06}} = \frac{p_{04}}{p_a(1 + \epsilon_0)} \quad (12)$$

手順⑥ :

手順⑥では、パワータービン性能特性図より、手順⑤で示したパワータービン圧力比 p_{05}/p_{06} に対応するパワータービン入口流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{05}/p_{05}} (=D)$ を求める。

手順⑦ :

手順⑦では、パワータービン流量パラメータにおける C と D が収束条件を満たすかを確認する。収束条件を満たさない場合は、手順①に戻り圧縮機性能特性図上で選択した 1 点を変更し、収束するまで繰り返す。

手順⑧：

パワータービン流量パラメータにおけるCとDが収束条件を満たす場合、初めてマッチング条件を満たす整合性が取れたパワータービン入口流量パラメータ $m_g\sqrt{T_{05}/p_{05}}$ ($=m_g\sqrt{T_{04}/p_{04}}$) が決定される。

以上がガスジェネレータとパワータービンとのマッチング手順である。この手順は、圧縮機性能特性図上で選択した1点とパワータービンとをマッチングさせるものである。図9に、ガスジェネレータとパワータービンとのマッチング手順を示す。

図10は、ガスジェネレータとパワータービンとのマッチングが取れた状態を、圧縮機性能特性図上に1本の線で表したものである。この線は、両者のマッチングが取れた作動線である。作動線は、各修正回転数に1点存在する作動点を見つけ出し、描かれたものである。また、作動線が両者のマッチングが取れた状態であるため、安定運転はその線上でしか運転できないことを意味している。

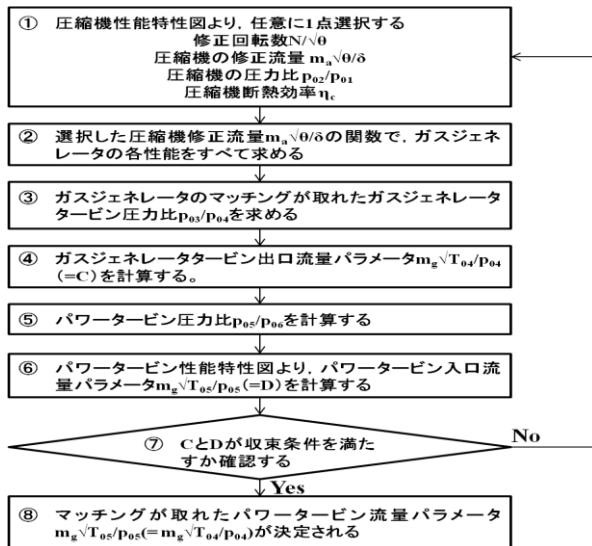


Fig.9 The procedure for gas generator and power turbine

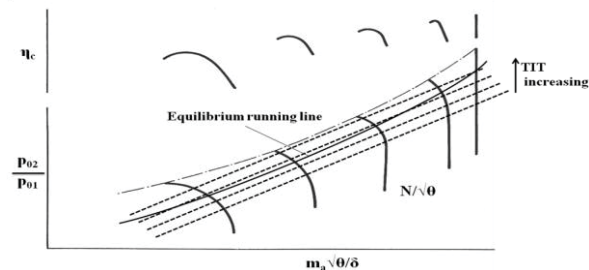


Fig.10 Operating line on compressor performance map

2.5 ステップ5：非設計点性能の予測結果のまとめ

ステップ5では、ガスジェネレータのマッチング及びガスジェネレータとパワータービンとのマッチングにおける計算を経て得られた非設計点性能をまとめて表示する。作動線上で得られる各性能項目は、各位置の温度と

圧力、TIT、圧力比、燃空比、空気流量、燃料流量などである。また、非設計点で得られる出力Wと熱効率 η_{th} は、以下の式より算出される。

$$W = m_a(1+f)\eta_{mp}C_{pg}\Delta T_{tp} \quad (13)$$

$$\eta_{th} = \frac{W}{m_a\eta_{bf}\Delta H} \quad (14)$$

ここで、

$$\frac{\Delta T_{tp}}{T_{05}} = \eta_{tp} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{p_{05}/p_{06}} \right)^{\frac{\kappa_p}{\kappa_p-1}} \right\} \quad (15)$$

なお、 ΔT_{tp} はパワータービン温度降下である。

3. 応用例

小型ターボジェットエンジン Sophia J850 を発電装置に転用したシステム構成について、本稿の手順に基づき、非設計点性能を予測した。以前の研究では、J850エンジンをガスジェネレータとして、パワータービンにて軸出力で取り出すシステム構成における設計点性能を予測した⁽¹⁾。発電装置の運転は、設計点回転130,000rpm(100%回転数)で最適な性能を得られる。しかし、非設計点性能が不明であるため、このシステムの作動線が確定しない。したがって、本稿の手順にて非設計点性能を予測した。システム構成図は図2と同様とし、サイクル理論計算にて各位置における温度と圧力を表1、設計点性能を表2に示した。なお、 $\eta_{mg}=0.90$ 、 $\eta_{mp}=0.97$ 、 $\Delta H=43.1$ [MJ/kg]とした。

Table1 Temperature and pressure for design point performance

Location	Temperature [°C]	Pressure [kPa]
a	15.00	101.32
1	15.00	100.81
2	155.79	292.28
3	900.00	273.81
4	766.12	140.11
5	766.12	140.11
6	694.38	101.83

Table2 Design point performance

圧力比	p_{02}/p_{01}	2.80
圧縮機断熱効率	η_c	0.700
ガスジェネレータタービン断熱効率	η_{gg}	0.740
パワータービン断熱効率	η_{tp}	0.900
燃空比	f	0.0224
圧縮機修正流量	$m_a\sqrt{\theta/\delta}$ [kg/s]	0.16040
燃料質量流量	m_f [kg/s]	0.00359
出力	W [kW]	13.1
熱効率	η_{th}	0.0863

まず、J850エンジンにおける圧縮機性能特性図を図11、12に、タービン性能特性図を図13に、パワータービン性能特性図を図14に示した。各流量パラメータの単位は、[(kg/s)/√K/Pa]である。なお、各タービン性能特性図は、ストドラのだ円則にて作図した。また、ストドラのだ円

則におけるガスジェネレータタービンの補正係数 ϕ は 2.388×10^{-5} 、パワータービンの補正係数 ϕ は 5.493×10^{-5} とした。

ガスジェネレータのマッチングは、図5の手順に従い、圧縮機性能特性図上で100%修正回転数上の4点を任意に選択した。表3に、その4点におけるガスジェネレータのマッチング結果を示す。

ガスジェネレータのマッチング結果を圧縮機修正流量 $m_a \sqrt{\theta/\delta}$ の関数で整理し、マッチング手順を簡素化した。次に、図9に従いガスジェネレータとパワータービンのマッチングを行った。他の回転数においても同様の操作を行い、その結果を表4に示す。また、図15はJ850エンジンの作動線を示したものである。図15より、この圧縮機はサージ領域やチョーク領域に余裕があり、作動線がこれらの領域に至ることがないと考えられる。

Table3 The results for Gas generator matching

$m_a \sqrt{\theta/\delta}$ [kg/s]	0.1600	0.1700	0.1800	0.1900
p_{02}/p_{01}	2.80	2.76	2.70	2.61
η_c	0.700	0.716	0.717	0.702
p_{03}/p_{04}	1.949	2.058	2.216	2.452
$\Delta T_c/T_{01}$	0.488	0.470	0.457	0.449
$m_g \sqrt{T_{03}/p_{03}}$	2.050E-05	2.087E-05	2.131E-05	2.180E-05
f	0.0220	0.0188	0.0158	0.0129
$\Delta T/T_{03}$	0.1137	0.1222	0.1335	0.1487
T_{03}/T_{01}	4.084	3.668	3.275	2.896

Table4 Off-design performance for J850

$N/\sqrt{\theta}$ [%]	110	100	90	70	50
W [kW]	22.3	13.1	7.8	3.9	1.3
η_{th}	0.115	0.088	0.067	0.045	0.022
TIT [°C]	1000.58	898.82	818.77	760.23	762.23
$m_a \sqrt{\theta/\delta}$ [kg/s]	0.1913	0.1604	0.1359	0.1069	0.0697
r_c	3.40	2.80	2.36	1.93	1.49
f	0.0240	0.0219	0.0203	0.0193	0.0201

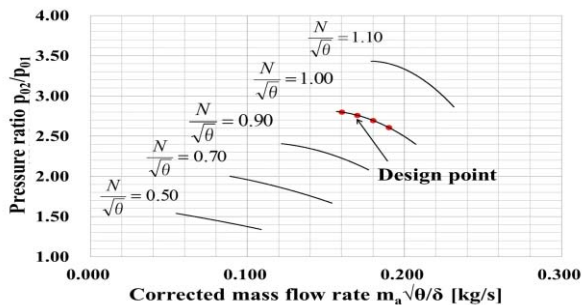


Fig.11 Compressor performance map for J850 (1)

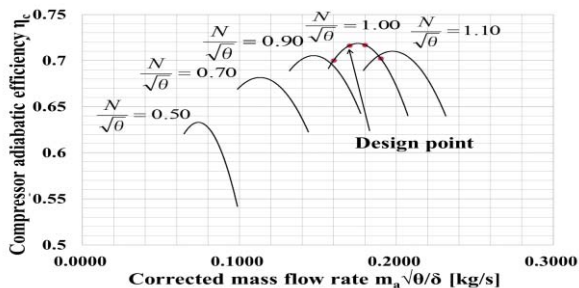


Fig.12 Compressor performance map for J850 (2)

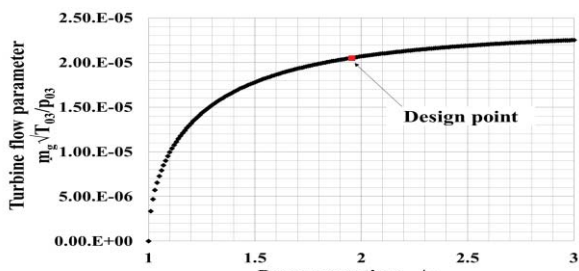


Fig.13 Turbine performance map

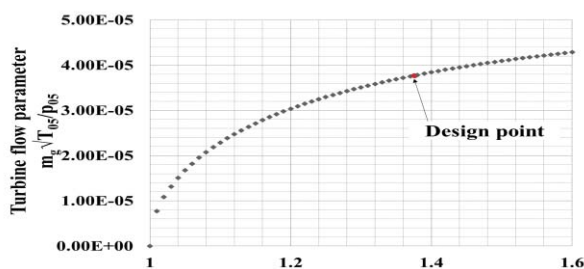


Fig.14 Power turbine performance map

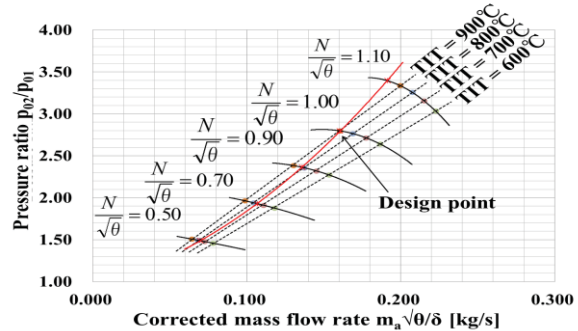


Fig.15 Operating line for J850 engine

4. 結言

本稿では、非設計点性能の予測法について提案したものである。構成要素のマッチングに基づき、ガスジェネレータのマッチング及びガスジェネレータとパワータービンとのマッチングについて、その手法を提案したものである。ガスジェネレータのマッチング結果を圧縮機修正流量の関数で整理し、そのマッチング手法を簡素化する手法を提案した。応用例では、J850エンジンを用いた発電装置にその手法を適用し、非設計点性能の予測に有効であることを示した。

参考文献

- 1) 藤木恭介,土屋利明: 小型ターボジェットエンジンを用いたパワータービンの設計,第41回日本ガスタービン学会定期講演会(那覇)講演論文集,(2013)pp223-228.
- 2) 藤木恭介, 土屋利明: 構成要素のマッチングによるガスタービンの非設計点性能予測法に関する研究, 日本機械学会[No.147-1]北陸信越支部第51期総会・講演会 講演論文集, (2014)
- 3) Saravanamutto H.I.H,Cohen H, Rogers G.F.C, Staraznicky PV : Gas Turbine Theory Sixth Edition, Person Prentice Hall, (2008)pp453-477.

熱交換器を搭載する航空機エンジンの過渡特性

*秋山 直輝 (TUAT), 福山 佳孝 (宇宙航空研究開発機構)

Transient Characteristics of Aero-engine with Heat Exchangers

*Naoki AKIYAMA(TUAT) and Yoshitaka FUKUYAMA(JAXA)

ABSTRACT

This paper reports on analytical results of the unsteady behavior when heat exchangers are installed in a 2-spools turbo-fan engine. In this study VJE was improved so that VJE treat unsteady analysis. Two types of turbo-fan engines with heat exchangers were analyzed. One is turbo-fan engine with the intercooler, the other is turbo-fan engine with the intercooler and the regenerator. From results of unsteady analysis, it was found that controlling fuel flow with measuring temperature changes in heat exchangers was important to safety operate those engines. For the IRA engine, in order to reduce the thrust quickly, it needs to inhibit continuing to drive by the energy discharged from heat exchangers.

Key words: Aero-engine, Virtual Jet Engine, Heat exchanger, Intercooler, Regenerator, Unsteady analysis

1. はじめに

近年、航空機エンジンの燃料が高騰している。また、世界的に見て、航空機の需要は高まっている。こうした燃料高騰や需要の高まりに合わせて問題になるのが、航空機運用時のコストの増大や航空機エンジンから排出される二酸化炭素による地球温暖化である。そこで、大学や各研究機関、エンジンメーカーではこうした問題を解決するために研究を行っている。前述した 2 つの問題を解決するためには燃料消費を削減すればよい。つまり、エンジンの効率を高めるといことだ。今日では、全体圧縮比やタービン入口温度を大きくすることで熱効率を高め、あるいは、亜音速の民間機で多く使われているターボファンエンジンではバイパス比を大きくすることで推進効率を高めることで全体の効率を上げてきた。この方法は今後も続くと考えられるが、それに伴い問題も生じてくる。タービン入口温度が上昇に伴う高耐熱化、圧縮比増加によるケーシングの高強度化などである。そこで、他の方法によって航空機エンジンの高効率を達成できないか考え、熱交換器を搭載することによる高効率化を模索した。実際に熱交換器を搭載するエンジンについて研究も行われている⁽¹⁾。もちろん、熱交換器搭載による重量増加といった問題もあるが、一定の条件を満たせば、伝統的な高効率化よりもさらに効率を高められる可能性を確

認できた⁽²⁾。しかし、そこではエンジンが定常状態の場合のみを扱っていた。また、熱交換器を搭載する航空機エンジンについての研究報告は多数あるが、その多くが定常状態についての評価のみにとどまっている⁽³⁾⁽⁴⁾。実際の動作では非定常領域も含んでおり、熱交換器搭載による遷移領域の変化を把握することは、エンジン制御、安全面から必須となる。

本研究では、バーチャルジェットエンジン(VJE)⁽⁵⁾に非定常計算を拡張し、熱交換器を搭載する航空機エンジンの非定常挙動について調査し、その挙動から加減速時にどのような点に気を付けるべきなのか考察した。

2. バーチャルジェットエンジンの非定常化

VJE は定常状態のエンジン解析が行える。本研究を遂行するにあたり、非定常計算を可能にするよう改良を行った。VJE はモジュール単位で構成要素が決められ、これらをつなぎ合わせることでエンジン全体を表現できる。これらの他に、非定常要素を含む、体積要素、ロータダイナミクス、熱交換器の非定常計算モジュールを新たに導入した。

2.1 体積要素

体積要素では、質量の流出入量(質量流量)、流体のエネルギー流出入量の差から温度や圧力を計算し

ている. w を質量流量, h をエンタルピ, 添字 in を体積要素入口, out を出口とすると, 単位時間あたりの蓄積質量変化 dw と蓄積エネルギー変化 dE は次式のとおり.

$$dw = w_{in} - w_{out}$$

$$dE = w_{in} \cdot h_{in} - w_{out} \cdot h_{out}$$

2.2 ロータダイナミクス

ロータダイナミクスでは, 圧縮機やファンとタービンとのパワーバランスによって回転数を計算する. P_c を圧縮機またはファンで必要になる仕事, P_t をタービンが発生するパワー, I_p をロータの慣性モーメントとすると, 位時間あたりの回転数変化 dN は次式のとおり.

$$dN = k \frac{P_c + P_t}{I_p \cdot N} \quad \text{ただし, } k = \left(\frac{30}{\pi} \right)^2$$

2.3 熱交換器非定常モジュール

Fig.1 に本研究で用いる熱交換器の概略図を示す. 伝熱は, 流体 1 と流体 2 の流路の間にある隔壁のみで行われるものとして, 他の面では断熱とする. この熱交換器の基礎式⁶⁾は H をエンタルピ, t を時間, v を流速, x を熱交換器の流路方向の座標, h を熱伝達率, L をぬれ縁長さ, ρ を密度, S を断面積, c を比熱, また, 添え字 1 を流体 1, 2 を流体 2, h を隔壁とすると基礎式は次のとおりとなる. 熱交換器の全長は設計点における流体の滞留時間, ぬれ縁長さは Table1 の熱交換効率を満たすように決定する.

$$\frac{\partial H_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial H_1}{\partial x} = \frac{h_1 L_1}{\rho_1 S_1} \left(\frac{H_h}{c_h} - \frac{H_1}{c_1} \right)$$

$$\frac{\partial H_h}{\partial t} = \frac{h_1 L_1}{\rho_h S_h} \left(\frac{H_1}{c_1} - \frac{H_h}{c_h} \right) + \frac{h_2 L_2}{\rho_h S_h} \left(\frac{H_2}{c_2} - \frac{H_h}{c_h} \right)$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial t} \pm v_2 \frac{\partial H_2}{\partial x} = \frac{h_2 L_2}{\rho_2 S_2} \left(\frac{H_h}{c_h} - \frac{H_2}{c_2} \right)$$

ただし, \pm は+:並流 - :向流とする

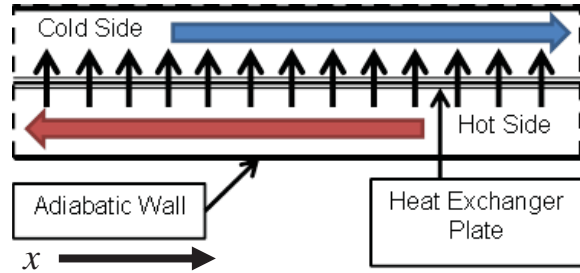


Fig.1 Schematic of heat exchanger

3. 熱交換器搭載航空機エンジンのシステム

熱交換器を搭載するエンジンは2種類用意した. 1つは中間冷却器のみ, もう一つはこれに再生器を加えたものである. Table1 に代表的な設計値を示す.

Table1 Specs of engines with heat exchangers

Thrust (SLS100%)	20000lb
FPR (cruise)	1.34
OPR (cruise) Intercooled/IRA	40/30
BPR (cruise)	13
ϵx (IC / RG) (cruise)	0.7 / 0.6
Material	Ti-6Al-4V
Density of heat exchanger plate	4350kg/m ³
Specific heat of heat exchanger plate	655J/(kg · K) (800K)
Plate Thickness	5mm

cruise: ALT=10668m Flight Mach number=0.78

IRA: Intercooled and Recuperated Aero engine

IC: Intercooler RG: Regenerator

3.1 Intercooled Engine (中間冷却サイクル)

Fig.2 に Intercooled Engine(IC エンジン)のエンジンシステム概略図を示す. 既存の2軸ターボファンエンジンに, 中間冷却用熱交換器を搭載している. 中間冷却器(IC)の Hot 側を高圧圧縮機途中に, Cold 側をファンバイパス流の一部に接続している. これは, IC による出力増強を期待している. Cold 側に流れる流量は, 設計点においてエンジン・コア側の流量と同じになりように設計した. 熱交換器を通った一部のバイパス流はそのままノズルを通してジェットとして排出される構造である.

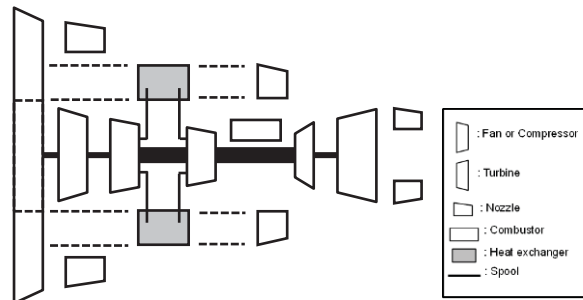


Fig.2 Overall image of the intercooled engine system

3.2 IRA Engine (中間冷却再生サイクル)

Fig.3 に IRA Engine のシステム概略図を示す。Intercooled Engine に再生熱交換器(RG)を追加したシステムとなる。RG の Hot 側を HPT(High Pressure Turbine)出口に、Cold 側を燃焼器入口に接続している。IC による圧縮機出口温度低下を RG によって再生し、燃料消費削減を期待している。LPT 後方に RG を接続する方法もあるが、前報⁽¹⁾より、Fig.3 に示す IRA 形式の方が燃料消費の面から有利であることがわかっている。

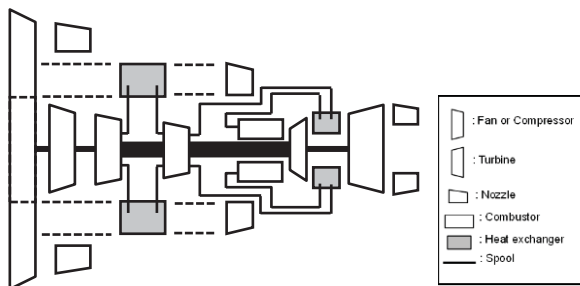


Fig.3 Overall image of IRA engine system

4. 熱交換器搭載航空機エンジン非定常計算

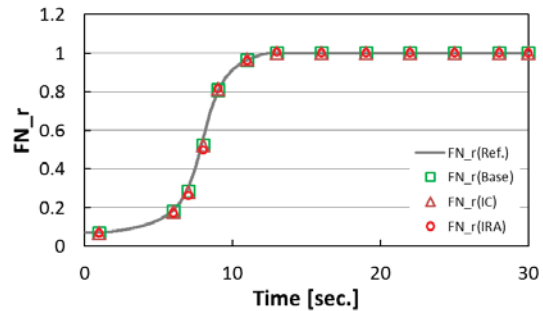
解析条件と解析パターンを Table2 に示す。SLS7%→SLS100%はエンジンの運転状態が短時間に大きく変わる離陸前の運転状態を想定している。また、SLS100%→SLS7%も同様の時間変化となっている。この解析では予め推力のスケジュールを決めておき、そのスケジュールに沿うように燃費(FAR)をコントロールすることで制御を行った。実際のエンジンでは、燃料流量(Wf)/圧縮機出口圧力(P3)をパラメータとして FAR をコントロールしているが、本研究では、同じ推力スケジュールを与えた場合、熱交換器を搭載したエンジンについて特徴的な挙動を示すか観察するため上記のように制御を行った。

Table2 Analysis-sequence and condition of analysis

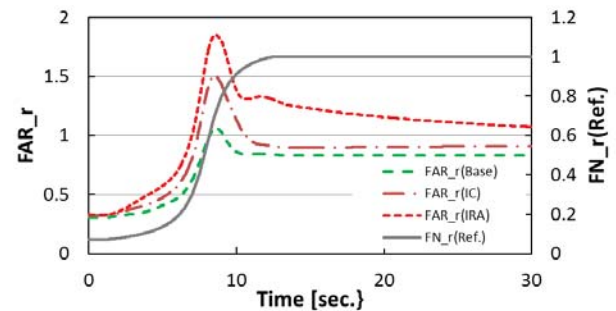
Pattern	Target time	Condition of Environment
SLS7% → SLS100%	10sec.	ALT=0m
SLS100% → SLS7%	10sec.	Condition of Atmos.: ISA

4.1 SLS7%→SLS100%運転

Fig.4(a)にエンジンの推力(FN_r)の時間変化を、Fig.4(b)に FAR の時間変化を示す。それぞれ、設計点との比で示している。熱交換器搭載による影響の比較のため、通常の 2 軸ターボファンについても一緒に示す。Fig.4(a)より、いずれのエンジンも

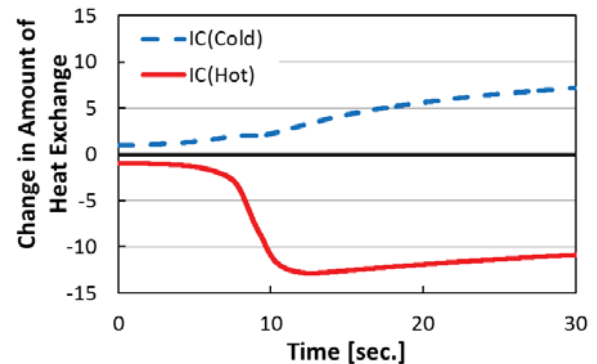


(a) FN_r

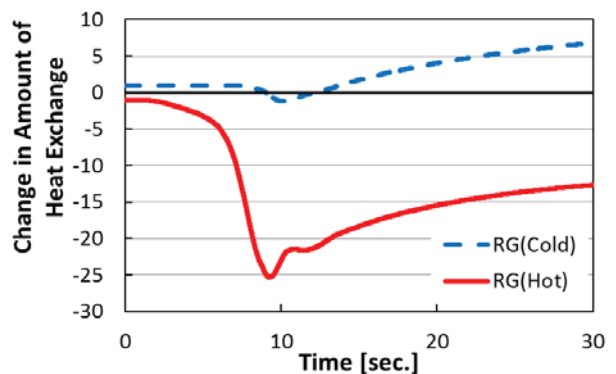


(b) FAR_r

Fig.4 Variation of FN_r and FAR(SLS7%→SLS100%)



(a) Intercooler of IC engine



(b) Regenerator of IRA engine

Fig.5 Changes in amount of heat exchange

スケジュール通り制御できている。FAR の変化に注目する。Fig.4(b)の破線が通常の 2 軸ターボファンエンジンの場合である。これと比較して、一点鎖線の IC エンジンは、推力が定格に達したのち FAR 比がほぼ一定になる傾向は同じである。一方、点線の IRA では推力が定格に達したのち、FAR が時間経過と共に減少傾向にあることがわかる。この原因の究明も含め、Fig.5 に示す熱交換器の熱収支の変化を見る。なお、熱の収支が 0 にならない時間もあるが、これは熱交換器自体の蓄熱や放熱による影響である。時間が経過し、定常状態になれば、熱の収支は 0 となる。Fig.5(a)の IC エンジンの IC の熱収支に注目する。加速の早い段階から Hot 側の吸熱が行われるため、加速段階から中間冷却の効果が期待できる。Fig.5(b)の IRA エンジンの RG について注目する。Fig.5(b)より、RG でも、加速時に Hot 側で大きく吸熱が進む。これにより、RG は LPT 直前にあるために、LPT の出力不足が懸念される。もう一つ注目すべき点は、今回の場合、Cold 側も一時的に吸熱側に引き込まれていることである。これにより、Hot 側の吸熱が緩和されるが、燃焼器手前で加熱する効果とは逆になる。以上のことから、燃料流量のコントロールはこうした変化を考慮にすべきである。なお、IRA エンジンの中間冷却器も IC エンジンと同様の挙動を示した。

4.2 SLS100%→SLS7%運転

減速する場合について解析を行った。減速するために燃料流量を絞るが、実際のエンジンでは燃焼の吹き消えの問題があるため、FAR には下限値が存在する。しかし、今回は推力スケジュールを達成するために燃料流量を極限まで絞ることを可能としている。Fig.6(a)より、ほぼ推力スケジュール通り制御できている。Fig.6(b)から、Base エンジンと IC エンジンの FAR の変化は同様である。一方、IRA エンジンでは推力スケジュールを達成するためには、7sec.あたりから FAR を 0、すなわち燃料を完全に絞らないと達成できない。しかし、実際は、FAR は完全に 0 にすることはできないので、実際の減速はもっと遅くなる。Fig.7(a)の IC エンジンの中間冷却器の熱収支を見ると、Cold 側において、熱交換器に蓄えられていた熱のほとんどが供給され続けることになる。よって、このエネルギーの供給によって、推力が増加するが、IC の Cold 側はバイパス流の約 1/10 の流量を利用しているので全体の影響は小さいと考えられる。なお、IRA エンジンの IC も同様な挙動である。一方、RG 側では熱交換器から Hot 側、Cold 側ともに熱の放出が

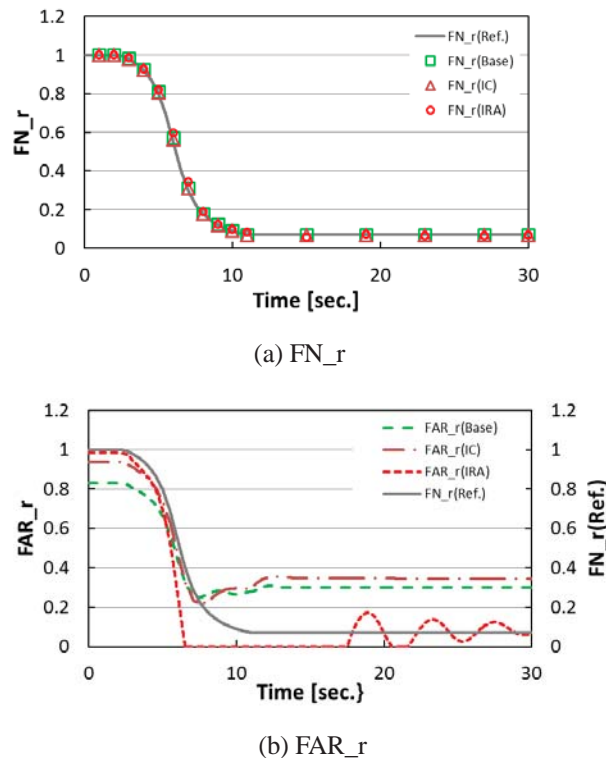


Fig.6 Variation of FN_r and FAR(SLS100%→SLS7%)

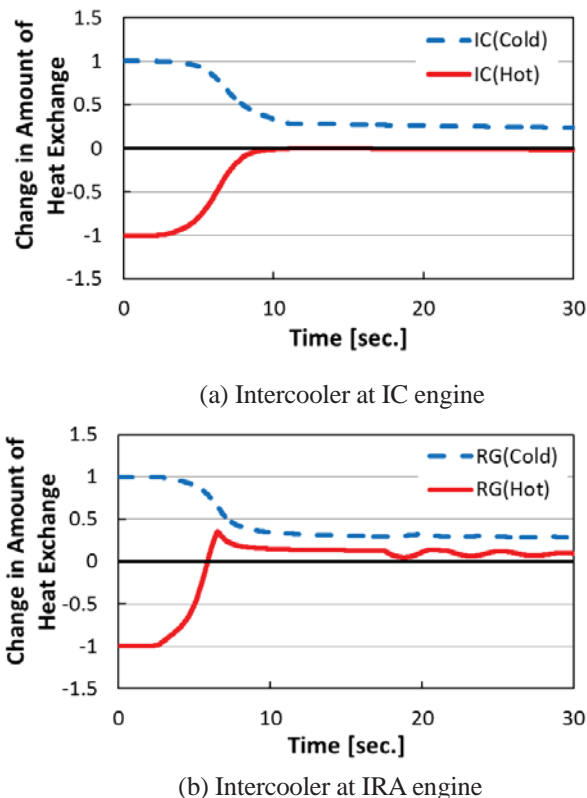


Fig.7 Change in amount of heat exchange

行われている。燃焼器入口と LPT 入口にエネルギーが供給され続けるため、燃料を絞っても通常の 2 軸ターボファンエンジンに比べ減速が遅くなる。Fig.8 に IRA エンジンが SLS7% 定常運転時に、燃料から供給されるエネルギーと減速時に RG から放出されるエネルギーとの比の時間変化を示す。この IRA エンジンの場合、しばらくの間 SLS7% 定常運転を継続するのに必要なエネルギーよりも多くのエネルギーが供給されていることがわかる。

5. まとめ

本研究により、VJE を非定常計算できるように拡張し、熱交換器を搭載した航空エンジンの非定常領域での挙動を調べることができた。

SLS7% から SLS100% の運転では、IC エンジン、IRA エンジンともインタークーラの Hot 側は加速開始時から大きく吸熱が促進される。よって、インタークーラによる圧縮機仕事の減少を加速直後から期待できる。一方、IRA エンジンの RG でも、加速開始時から大きく吸熱が促進されている。したがって、加速時の燃料コントロールは、熱交換器のエネルギー収支を考慮しながら行う必要がある。そのためにも、熱交換器の温度を計測し、燃料コントロールパラメータの一つに加える必要がある。

SLS100% から SLS7% の運転では、IC エンジン、IRA エンジンともに IC から Cold 側に熱が加えられている。Hot 側は減速直後から熱の吸収が大きく減少している。本研究で使用した両エンジンモデルの場合、Cold 側はバイパス流の一部を使用しており、すぐに専用のノズルを通してエンジン外に放出しているため、エンジン全体への影響は小さいものと考えられる。よって、IC エンジンでは、通常のターボファンエンジンと同様の減速挙動となる。一方、IRA エンジンの RG では減速開始直後、本研究で使用した RG の場合、Cold 側、また、Hot 側についても熱の供給が行われている。よって、IRA エンジンでは、減速を促すために何らかの対策が必要になるだろう。

航空機エンジンに熱交換器を搭載することで、燃料消費を抑える可能性がある。一方、熱交換器搭載により非定常性の要素が加わり、安定した制御が難しくなると考えられる。よって、熱交換器の搭載を考える場合、並行して、制御方法についても研究が必要になる。また、非定常性を強くする要因の一つに熱容量の大きさがある。熱容量は、熱交換器の効率や強度によってある程度限定されるものになるが、制御性の観点からは小さい方が良いと考えられる。

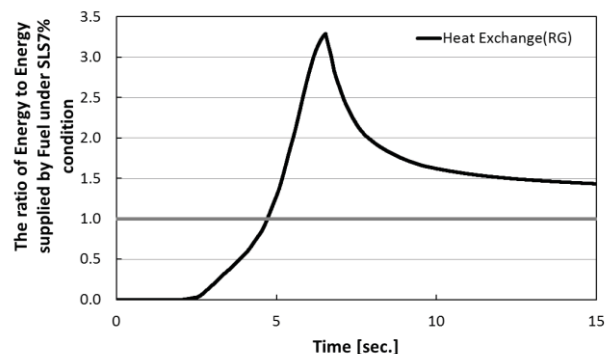


Fig.8 The Ratio of Energy to the energy supplied by fuel under SLS7% condition

参考文献

- 1) Andrew M. Rolt, Nick J. Baker, "Intercooled Turbofan Engine Design and Technology Research in the EU Framework 6 NEWAC Programme", ISABE 2009-1278 (2009).
- 2) Naoki AKIYAMA, Yoshitaka FUKUYAMA, "Performance Analysis of High Bypass Ratio Turbo-Fan Engine with Heat Exchangers", AJCPP 2014-053(2014).
- 3) Konstantinos G. Kyprianidis, Tomas Grönstedt, S.O.T Ogaji, P.Pilidis, R.Singh, "Assessment of Future Aero Engine Designs with Intercooled and Intercooled Recuperated Cores", ASME GT2010-23621 (2010).
- 4) Anders Lundbladh, Anders Sjunnesson, "Heat Exchanger Weight and Efficiency Impact on Jet Engine Transport Applications", ISABE 2003-1122 (2003).
- 5) 福山佳孝, 松下政裕, 横川忠晴, 原田広史: パーチャルジェットエンジンの開発, 第33回ガスタービン定期講演会講演論文集 (2005) pp.131-136.
- 6) 藤堂勇雄: 流量変化に対する熱交換器の動特性, 日本機械学会論文集 33 巻 252 号(1957)pp.1215-1225.

インピーダンスポンプ内流れの流体構造連成解析

*岡本竜馬(東京大学大学院), 渡辺紀徳, 姫野武洋, 井上智博(東京大学)

Fluid Structure Interaction Analysis of the Impedance Pump

*Ryoma OKAMOTO (School of Engineering, The University of Tokyo),
Toshinori WATANABE, Takehiro HIMENO and Chihiro INOUE (The Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

Impedance pump is one of the valve-less pumps, which consists of elastic tube and compressing section. In the impedance pump, elastic waves are generated upon external periodic compressions of the elastic tube. These waves propagate along the tube wall, reflect at the tube extremities, and drive the flow in a preferential direction. Impedance pump is thought to be efficient for micro scale fluid machines due to its simplicity and smoothness. However, the mechanism by which impedance pump induces pressure rise remains unclear. In order to analyze impedance pump performance, a numerical method for Fluid-Structure Interaction (FSI) simulation was developed. CFD simulations on axisymmetric impedance pump were carried out with the method, and it was revealed that the reflection characteristics of the elastic waves at the tube ends governed the performance of impedance pump.

Key words: Micro Pump, Impedance Pump, Elastic Tube, Fluid-Structure Interaction, CFD

1. はじめに

電動化の進む航空用ガスタービンにおいて小型熱輸送機器は重要であり，特にポンプの小型化が重要な課題である。また，小型電子機器内蔵型冷却システムや，小形燃料電池の化学反応制御等の用途で，マイクロポンプの需要が高まっており，研究が盛んに行われている。このような小型流体機器においては，流体駆動部による損失が大きく，システム全体の性能の向上には高効率なポンプが重要となる¹⁾。

流体駆動部による損失を低減できるものとして，インピーダンスポンプがある。インピーダンスポンプは他のマイクロポンプに比べ，ポンプの体積に対して大きな流量を吐出することができ，粘性を用いないため高効率を達成できる可能性がある。

インピーダンスポンプの作動の概略を Fig.1 に示す。弾性管の両端は剛体管に固定されており，周期的な力を与える部分(圧迫部)で弾性管の一部に変形を与えることで流れが誘起される。

従来の研究^{2)~6)}から，式(1)により定義される弾性波の伝播時間と振動周期の比 λ により，二つの駆動形態が提唱されている。

$$\lambda = \frac{2L/C}{T} \quad (1)$$

$$C = \sqrt{Eh/\rho d} \quad (2)$$

ここで C : 圧力波伝播速度[m/s], L : ポンプ部長さ[m], T : 振動周期[s], E : ヤング率[Pa], h : 管壁の厚み[m], ρ : 流体密度[kg/m³], d : 管内径[m]である。弾性管内圧力波の伝播速度は，弾性管の変形と内部流体の圧力変動の連成効果によって決まり， λ が1より十分小さければ，振動周期の間に圧力変動は管路全体に広がったとみな

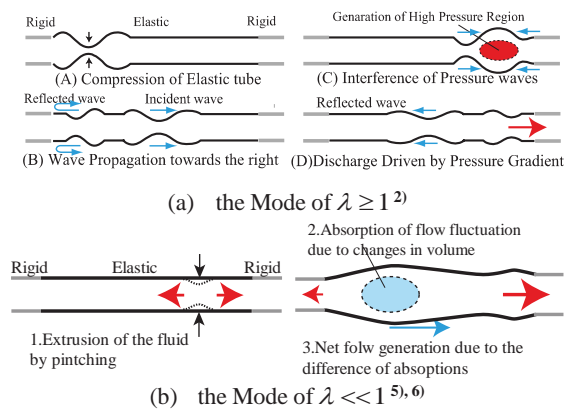


Fig.1 Mechanism of Impedance Pump

せるが，1以上になれば圧力波の伝播を考慮する必要がある。

$\lambda \geq 1$ の場合，Fig.1(a)のように圧力波は圧力波のインピーダンスが剛体管と弾性管で異なるため圧力波の反射が起きる。反射と干渉により，高圧部分が生じ，流体を吐出することとなり，流れが管の短い側から長い方に向かうように誘起される。つまり，弾性管を伝わる波の反射と干渉による引込の発生が駆動原理であるとされている。

$\lambda < 1$ の場合には，弾性管部の長い側の流量変動が吸収され，短い側では流量変動が吸収されず，非対称なダンピングを受けることにより，長い側から短い側へ向かう流れが誘起されることが駆動原理であるとされている^{5),6)}。しかしながらこの2つの作動原理では十分に実験を説明できない部分も未だ残っている^{3),4)}。

本研究では $\lambda \geq 1$ の作動原理においてより効率が高いと予想されるため、前者の作動形態について調査を行った。この $\lambda \geq 1$ の領域については、Avrahamiら³⁾の研究により軸対称二次元インピーダンスポンプについての数値解析が実施されて基本的な特性については得られているものの、弾性管端部の取り扱いがHickerson⁴⁾の実験と対応しておらず、インピーダンスポンプの性能に重要と考えられる、圧力波の反射特性の影響が考慮されていない、という問題がある。

本研究では顕著な管の変形の生じる波の伝播による駆動を研究対象として、このような大きな変形を伴うインピーダンスポンプの内部流れを把握し、流体駆動時の挙動を解明することを目的とする。特に、弾性管端部における圧力波の反射特性の影響を把握することを目指す。そのため本研究では、弾性管端部における圧力波の反射特性の影響について数値計算を用いて調査を行った。

2. 解析手法

2.1 解析対象

解析対象は軸対称二次元型のインピーダンスポンプである。Table 1に本研究で研究対象とするインピーダンスポンプの寸法および物性値を示す。クローズドループを想定した。ポンプ駆動部の概形をFig.2に示す。

圧迫部の形状は幅を直径とする半円とした。圧迫は下記の式(3), (4)に基づき、弾性管に強制変位を与えた。

$$u/R = A - \delta + \delta \sin(\omega t - \phi) \quad (3)$$

$$\begin{cases} \delta = A/(1 - \sin(\pi \cdot (1/2 - DC))) \\ \phi = \pi \cdot (DC - 1/2) \end{cases} \quad (4)$$

ここで R : 管半径, A : 最大相対圧迫量, DC : デューティ比である。デューティ比は圧迫周期のうち実際に弾性管を圧迫する時間の割合のことである。そのためFig.3に示す変位の時間履歴のように、有効な圧迫は周期のうち一部のみで生じる。圧迫時にはこれらの相対圧迫量や、デューティ比、圧迫の位置や圧迫部の幅等のパラメータを変更することも可能であるが、本研究では弾性管の端部における反射特性に注目するため、これらのパラメータは固定して計算を行った。反射特性を変化させるため、後述するように弾性管前後における剛体管の有無が異なる2つのインピーダンスポンプについて検討した。本研究における各パラメータはAvrahamiら³⁾を参考に、Table 2に示すように設定した。対称としたインピーダンスポンプは6[Hz]付近で共振を起こすと考えられるので、圧迫周波数をこの値に合わせた。

2.2 数値解析手法

インピーダンスポンプの流体挙動を詳細に調査するため、数値解析を実施した。壁面の変形とそれに伴う圧力変動を評価する必要があるため、弱連成法による流体-構造連成解析の手法を開発し、適用した。境界面の変形を考慮するには移動格子法(ALE法)を用いた。流体解析にはTCUP法⁷⁾、構造解析には多粒子系膜モデル⁸⁾を用いた。

2.3 TCUP法による流体解析

TCUP法は姫野ら⁷⁾により提案された流体解法で、フラクショナルステップ法を用い、移流項をCIP法で、非移流項を有限体積的に離散化して解く計算手法である。本研究では座標系の移動を考慮するため、ALE法を用いて定式化した。基礎方程式はナビエ・ストークス方程式である。

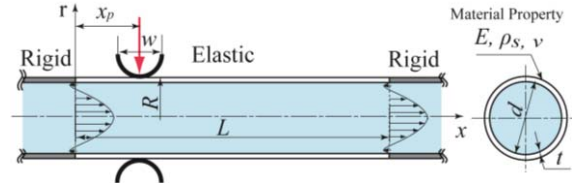


Fig.2 Schematic of Axisymmetric Impedance Pump And Definition of Geometric Parameters

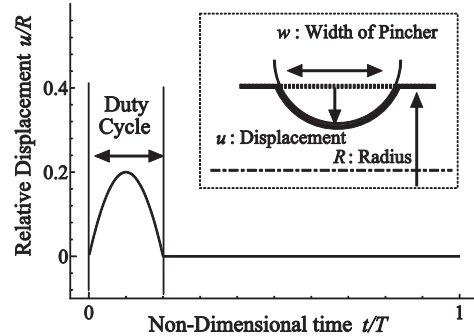


Fig.3 Time History of Pincher Displacement and the Schematic of Geometrical Parameters

Table 1 Property of Research Object^{3),4)}

Character	Property	Value
	Working fluid	Water
d	Inner radius	19.1 [mm]
h	Thickness	0.8 [mm]
L	Length	152 [mm]
E	Elastic modulus	0.1 [MPa]

Table 2 Parameters of Oscillatory Motion

Character	Property	Value
f	Pinching Frequency	6[Hz]
A	Maximum Relative Displacement	20%
DC	Duty Cycle	20%
x_p/L	Pinching Position	16.7%
w	Width of Pincher [mm]	25.4

クス方程式である。

$$\rho_f \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_c) \nabla\} \mathbf{v} = \nabla[-(-p\mathbf{I} + \mathbf{T}_v)] + \mathbf{F}_v \quad (5)$$

ここで ρ_f : 流体密度, \mathbf{v} : 流体速度 \mathbf{v}_c : 座標系の移動速度, p : 圧力, \mathbf{T}_v : 粘性応力テンソル, \mathbf{F}_v : 外力項である。

流体格子の変形は、文献10)のO型格子のものを参考にした。以下でその手順を説明する。まず式(6)のように各点で参照位置 x_{ref} を初期位置 x_0 と構造変位 u_s から求める。ここで s は境界面($\mathbf{k}=\mathbf{k}_{max}$)の点からの距離を表し、添字(i)内の i, j, k は格子点の番号を示す。

$$x_{ref(i,j,k)} = x_{0(i,j,k)} + u_{s(i,j)} \quad (6)$$

$$b_{(i,j,k)} = \left(\frac{s_{(i,j,k)}}{s_{(i,j,k)min}} \right)^2 \quad (7)$$

$$x_{ref(i,j,k)} = b_{(i,j,k)} x_{0(i,j,k)} + (1 - b_{(i,j,k)}) x_{ref(i,j,k)} \quad (8)$$

その後、式(7)の b を用いて、式(8)のように参照位置と初期位置の混合を行う。この操作により、境界面($\mathbf{k}=\mathbf{k}_{max}$)に近い格子ほどより大きく移動するような変位の分配を受ける。

2.3 多粒子系モデルによる弾性膜解析

多粒子系モデルは山田ら⁹⁾により考案された、膜面の変形挙動を解析するための方法である。膜面を Fig.4 のような質点とバネの二次元的なネットワークとみなし、質点間の位置関係から膜面の変形に起因する弾性力を算出し、運動方程式を陽的に時間進行させることで膜面の変形を解く。

このモデルの支配方程式は(9)で表される。

$$\rho_m h_0 S_{0(i,j)} \frac{d^2 \vec{r}_{(i,j)}}{dt^2} = \vec{F}_{T(i,j)} + \vec{F}_{S(i,j)} + \vec{F}_{B(i,j)} + \vec{F}_{A(i,j)} + \vec{F}_{VIS(i,j)} \quad (9)$$

ここで ρ_m : 密度, h_0 : 膜厚, S_0 : 質点の代表面積, p : 圧力, \mathbf{T} : 粘性応力テンソル, \mathbf{F} : 外力項である。 \vec{F}_T : 伸縮力, \vec{F}_S : せん断力, \vec{F}_B : 曲げ力, \vec{F}_A : 空気力等の外力, \vec{F}_{VIS} : 数値粘性項である。添字(i,j)内の i, j は質点の番号を示す。数値粘性項は、山田ら⁹⁾によるモデルには存在しないが、動的解析を行う上で安定性を確保するため追加した。本研究では式(9)を三次精度三段階ルンゲ・クッタ法で時間進行させて解いた。

2.4 流体構造連成解析手法

流体と構造の連成方法については、弱連成法を用いた。通常の弱連成手法ではニュートン反復は用いないが、本研究では安定性向上のために n+1 ステップ目の圧力を参照して変位及び速度を求め、再度流体側を計算する、という Fig.5 に示す手順を用いた。構造に受け

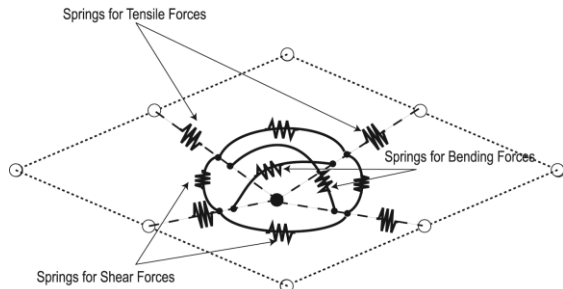


Fig.4 Sketch of the 2D Network in the Particle-Based Model of Membrane⁹⁾

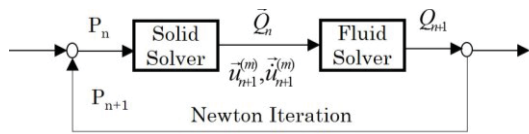


Fig.5 Flowchart of FSI Calculation Procedure

渡す圧力は n+1 ステップ目と n ステップ目の圧力の平均として計算した。

2.5 解析格子及び境界条件

数値解析に使用した格子を Fig.6 および Fig.7 に示す。Fig.6 には出口近傍の格子の形状を、Fig.7 には x 軸方向の格子形状を示す。弾性管の端部における反射条件の違いが流れに及ぼす影響を明らかにするため、弾性管単部を計算領域の境界としたもの(Case A)と、弾性管の前後に剛体管を設けたもの(Case B)の二種類の格子を用いた。Case B における剛体管の長さは、弾性管の前後ともに弾性管の管長の半分とした。

格子点数は Case A で軸方向 600 点、半径方向 50 点、周方向 2 点の計 60000 点、Case B で軸方向 800 点、半径方向 50 点、周方向 2 点の計 80000 点である。

各面での境界条件は、扇形側面ではすべり壁としており、流体と構造の境界面は粘性壁、軸方向の境界面はリザーバタンクに直接接続した状態を模擬して圧力参照の境界としている。

計算時の時間刻みは安定に計算のできた最大時間刻みである 2.0×10^{-6} [sec] を用い、全ケースで一定とした。

3. 予備的実験

一方向流れが生成される様子を確認するため、予備的な実験を行った。オープンループ形式のインピーダンスポンプにおいて、加振機を用いて弾性管を圧迫することで左右のリザーバタンク管に水頭差が生じる。それを測定し、生じる流れの向きを調査した。ポンプ

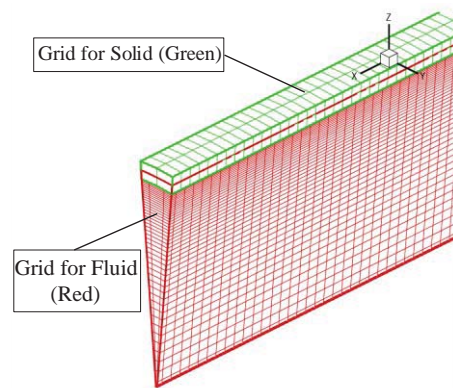


Fig.6 Numerical Grid Near the Outlet

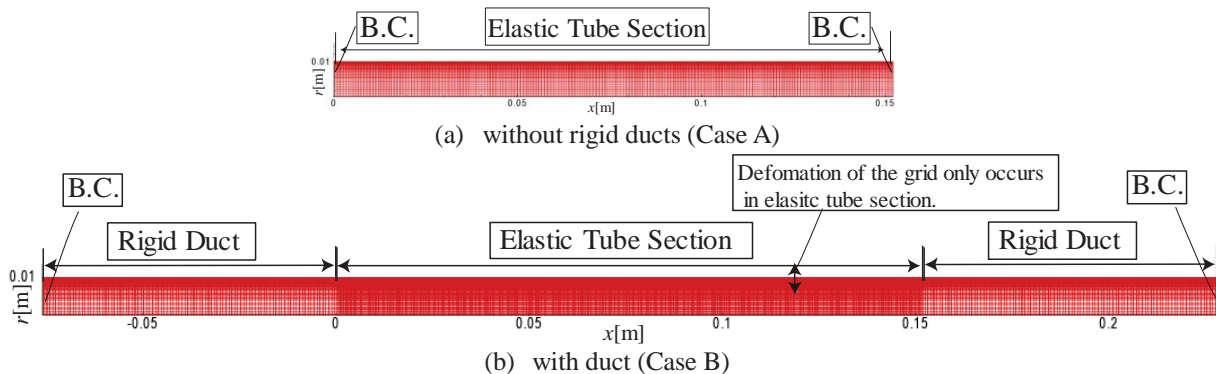


Fig.7 Appearance of numerical grid in the XZ plane

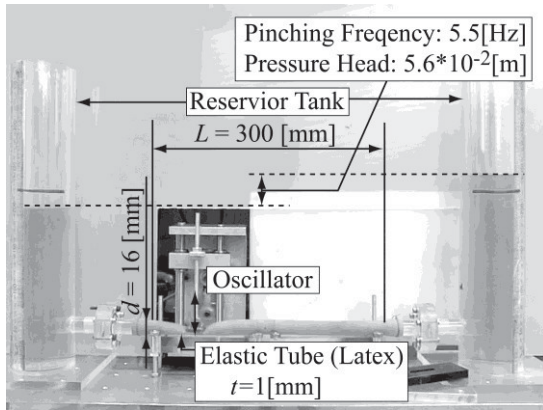


Fig.8 Appearance of the Impedance Pump Test Rig and Generation of Head Difference

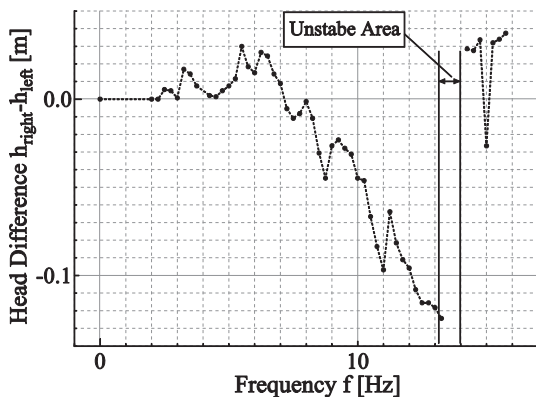


Fig.9 Frequency Dependency of Head Difference

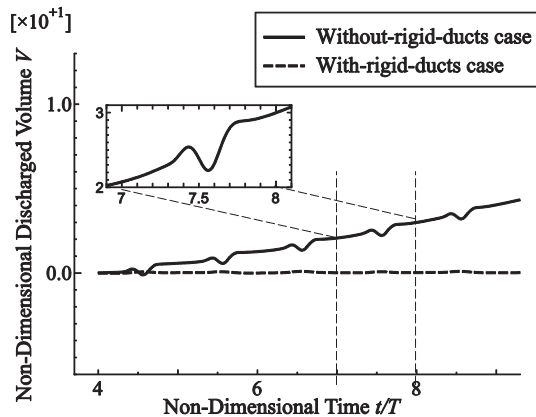


Fig.10 Time History of Non-Dimensional Discharged Volume at the Right and Left Ends of 6 [Hz] Oscillation

のパラメータは数値解析と揃えておらず、この実験においては定性的な傾向の確認のみを行った。

3.1 実験装置

実験装置の外形および作動状態の様子を Fig.8 に示す。実験装置は天然ゴム製の弾性管と、前後の剛体管及び 2 つのリザーバタンクからなる。弾性管は長さ 300 [mm]、管内径 16 [mm]、管厚 1 [mm] のものを使用し、剛体管の内径も 16 [mm] である。リザーバタンク内径は 60 [mm] である。加振機は、モーター軸にフランジを取り付け、軸中心からオフセットしてフランジにコンロッドを取り付けてあり、正弦波状の上下方向の振動を発生させることができる。加振用にオリエンタルモーター社製ステッピングモータ PK299-01B を用いた。モータード

ライバーはオリエンタルモーター社製 UDK2120 および NF 社製 WF1973 である。

3.2 実験条件

圧迫振動数を 2~15.75 [Hz] の間で 2.5 [Hz] 刻みで変化させ、実験を行った。圧迫位置は弾性管左端から管長の 20% (60 [mm]) の位置とし、圧迫部には幅 10 [mm] の平板を用いた。圧迫量は弾性管を固定した台から 5 [mm]、すなわち管径の約 60% 程度まで圧閉されるように設定した。加振機の片振幅は 10 [mm] であるため、デューティ比は約 75% 程度となる。

3.2 実験結果

Fig.8 の写真には圧迫部の加振によって右側のリザーバタンクの水面が左側より高くなり、56 mm の水頭差が得られている様子が示されている。

Fig.9 に各周波数に対する左右のリザーバタンク間の水頭差を示す。水頭差は右側のタンク内の水柱が高い場合を正とした。図より水頭差は $5.6 \times 10^{-2} \sim -0.12$ [m] まで変化することがわかる。3~7 [Hz] の範囲と 14 [Hz] 以上においては右側の水頭が大きくなるが、7~13 [Hz] においては左側の水頭が大きくなり、逆流が生じていることがわかる。また、14 [Hz] においては流れが不安定となり、0.3 [Hz] 程度の振動数で水頭差が振動して収束しなかった。

以上から弾性管内に流れが誘起され水頭差が生じることが確認されるとともに、振動数に依存して流れの挙動が大きく変化することが定性的にわかった。

4. 数値解析結果及び考察

前述のように共振が予想される印加周波数 6 [Hz] の場合について、内部流れの数値解析を行った。

4.1 弾性管右端部での吐出体積

Fig.10 は Case A および Case B の両ケースにおける、計算開始から 3 サイクル以降の無次元化した弾性管右端部における吐出体積の時間履歴である。吐出体積 V は流量を 4 サイクル目開始の時点から時間積分することで算出し、無次元化には圧迫部による排除体積の半分値 V_{ref} を基準とした。時間は圧迫周期 $T (=1/f)$ で無次元化されており、この解析では $T=0.167$ [sec] である。

Fig.10 より、Case A において吐出体積が徐々に増加していくことがわかり、一方向流れが形成されていることが確認できる。無次元化した時間平均体積流量は 0.80 であり、Avrahami らによる結果²⁾とオーダーが一致する。

一方、Case B では Case A とは傾向が異なり、吐出体積の増加は確認されず、一方向流れの発生は見られない。こちらの場合のほうがより Hickerson の実験条件³⁾に近いものの、その結果とは一致しない。

これらの原因を特定するために、より詳細な情報を得る必要があると考え、インピーダンスポンプ内部の流れ場に関して調査を行った。

4.2 ポンプ内部の流体挙動

Fig.11 および Fig.12 に圧力変動のコンター図および速度ベクトル図を示した。Case A で流体の吐出が観察された時点およびその前の時刻のものを掲示している。

Fig.11 の Case A では、 $t/T=7.552$ において弾性管右端で高圧部が形成され、 $t/T=7.654$ において流体が吐出されている様子が確認できる。この時刻は Fig.10 中の拡大図で流量が一旦減少しその後、急上昇する時刻と一致する。そのため、Case A において体積流量が顕著に生じた要因は $t/T=7.65$ における流体の吐出だと考えられる。また、弾性管右端では圧力が固定されており、変動量は 0

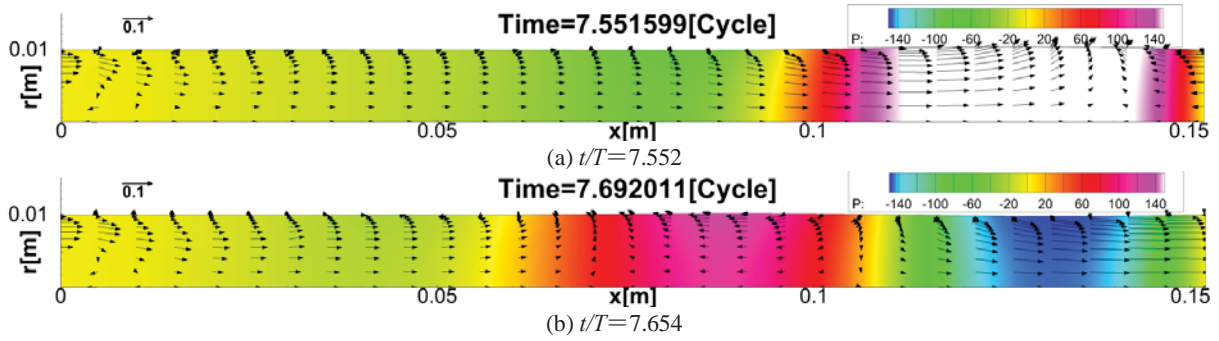


Fig.11 Pressure Contour and Velocity Vector (Case A)

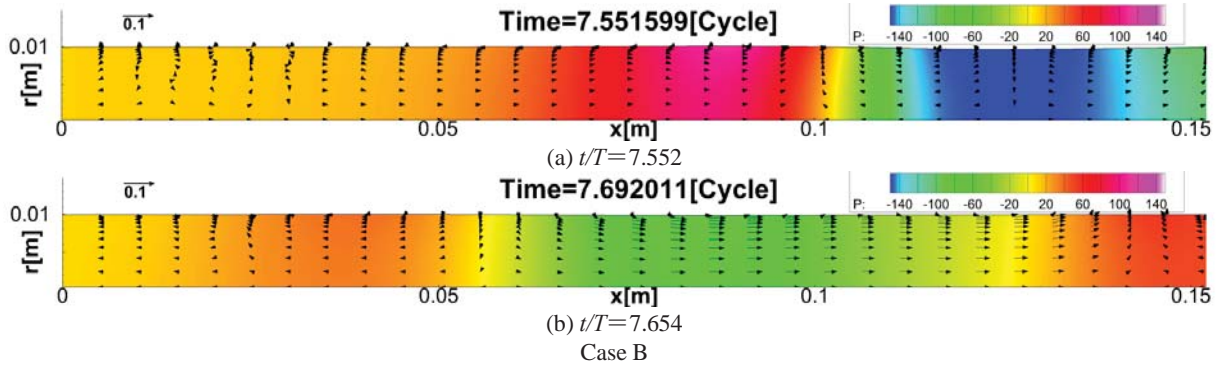


Fig.12 Pressure Contour and Velocity Vector (Case B)

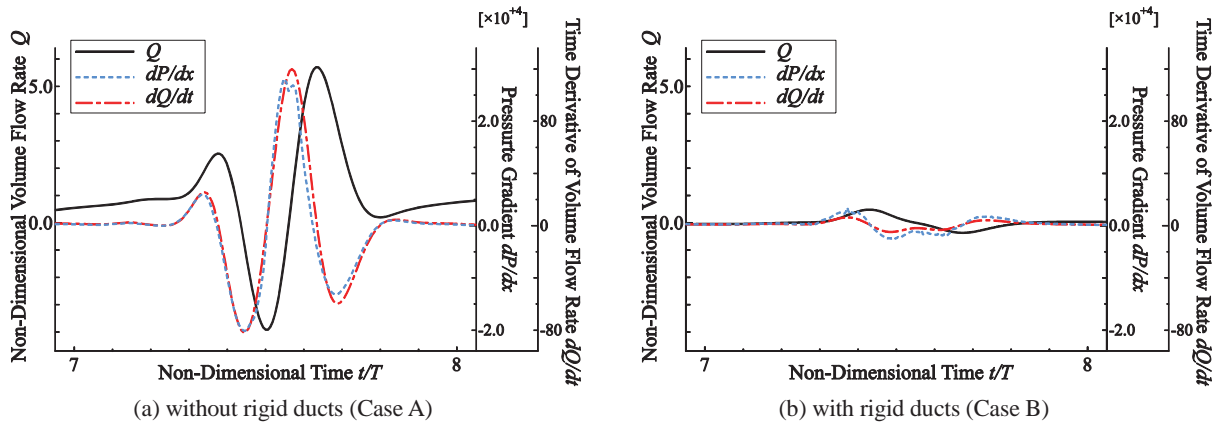


Fig.13 Time history of flow rate at the right end of elastic tube and cross-sectional averaged pressure at $x/L=0.90$

となっているため、弾性管右端で大きな圧力勾配が生じているのがわかる。

一方、Fig.12 に示す Case B では、 $t/T=7.552$ では Case A とは逆に低圧部が形成され、 $t/T=7.654$ において弾性管右端で剛体管側から流体が引き込む様子が確認できる。また、Case B では弾性管右端に誘起される流速も小さいことがわかる。これは、弾性管端部で圧力が固定されておらず、圧力変動は同程度でも圧力勾配は Case A より小さくなるため、流速の時間変動量が小さいからだと考えられる。

以上より、弾性管端部付近の圧力勾配が要因となって流体の駆動が生じている可能性が示唆される。

4.3 圧力勾配による流体の駆動

前項で言及した、弾性管端部における圧力勾配の流量の生成に対する寄与を調査するため、弾性管右端部における流量と圧力勾配の時間履歴を取得した。Fig.13 中の実線が無次元流量を、鎖線が圧力勾配を、一点鎖線が無次元流量の時間微分を示している。流量は排除体積の半

分の値 V_{ref} と周期 T を用いて無次元化した。圧力勾配は式(10)のように断面積平均した後、式(11)を用いて弾性管端部とその内側の点の一次の片側差分により算出した。無次元流量の時間微分値と比較しやすいよう、圧力勾配は正負を逆にしてている。

$$P_i = \frac{1}{A} \int p dA \quad (10)$$

$$dP/dx = -(P_{i+1} - P_i) / \Delta x_i \quad (11)$$

Fig.13 の圧力勾配と無次元流量の時間微分値を比較すると、圧力勾配の細かい振動を除けば、両者でピークの発生時刻および大きさがおおむね一致しており、圧力変動と流量の時間微分はよく対応している事がわかる。そのため流体の駆動は弾性管端部付近の圧力変動によって生じていることが確認できた。

また、Fig.13 の (a) と (b) とを比較すると、 $t/T=7.55$ 付近のピークの符号が異なっていることがわかる。そのため、Case B では流体の吐出が発生せず、Case A で生じ

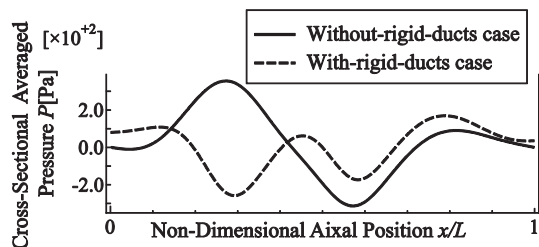


Fig.14 Axial Distribution of Cross-Sectional Averaged Pressure at $t/T=7.3$

ている流量の正のピークが観察されなかったと推測される。

これらの違いは、反射特性の違いに起因すると考えられる。この点に関して Fig.14 に示す $t/T=7.3$ 時点の断面平均圧力の軸方向分布に基づいて考察する。

圧力波が弾性管端部に到達すると、Case A では固定端反射が生じ、Case B では自由端に近い反射となる。そのため圧迫部で生じた高・低の順の圧力変動が弾性管左端で反射され、Fig.14 に現れるように Case A では位相が逆転し、高・低・高の順に、一方 Case B では高・低・高・低の順で圧力変動が形成される。

この波形が右方向へと伝播していき、更に弾性管右端で反射されることで、Fig 13 のような圧力勾配が形成されたと考えられる。特に Case A で見られる $t/T=7.7$ 付近のピークは、Fig.14 の一番右のピークの位相が逆転して生じたものだと説明することができる。

以上から弾性管端部に生じた圧力勾配は、伝播してきた波の反射挙動により形成されたものであるため、弾性管端部の反射特性がインピーダンスポンプの駆動を支配することが明らかになった。

5. 結論

インピーダンスポンプにおけるポンプ効果の要因を詳細に解明するため、予備的な実験と流れの数値解析を実施した。数値解析には移動格子法を組み込んで、格子の移動・変形に対応させた有限体積法による流体モデルと、膜面を質点とバネのネットワークとして解く多粒子系膜モデルを用いて流体構造体連成解析手法を構築した。得られた結論は以下のようにまとめられる。

- 1) 実験によりインピーダンスポンプ内に流れが誘起され、水頭差が生じることを確認した。
- 2) 二次元軸対称インピーダンスポンプの解析を行った条件のうち、剛体管のない条件で時間平均流量が生じることを確認した。
- 3) 剛体管のない条件において、圧力波の固定端反射と干渉による内部の高圧部分の形成とそれによる流体の駆動が生じたことがわかった。
- 4) 剛体管ありの条件では、弾性管端部で圧力波はほぼ自由端反射を起こし、顕著な一方向流れの発生は見られなかった。
- 5) 弾性管端部の反射特性がインピーダンスポンプの挙動に支配的な影響を与えることが分かった。

参考文献

- 1) 庄子 習一ら: マイクロ流体デバイス, 科学技術動向, vol. 49 no.7(2006), pp. 395 - 399.
- 2) Santhanakrishnan, A., and Miller L.: Fluid Dynamics of Heart Development, Cell Biochemistry and Biophysics,

vol. 61, no. 1 (2011), pp. 1-22.

- 3) Avrahami, I. and Gharib, M.: Computational studies of resonance wave pumping in compliant tubes, J. of Fluid Mechanics, vol. 608 (2008), pp. 139-160.
- 4) Hickerson, A. I.: An experimental analysis of the characteristic behaviors of an impedance pump, Dissertation (Ph.D.), 2005, California Institute of Technology.
- 5) Bringley, T. T., Childress, S., Vandenberghe, N., and Zhang, J.: An experimental investigation and a simple model of a valveless pump, Physics of Fluids, 20 (2008), 033602.
- 6) Moser, M., Haug, J. W., Schwarz, G. S., Kenner, T., Noordergraaf, A.: Impedance Defined Flow Generalization of William Harvey's Concept of Circulation - 370 Years Later", Int. J. Cardio. Med. and Sc., vol.1, Nos. 3/4 (1998), pp. 205-211
- 7) 姫野武洋, 根岸秀世, 野中聡, 井上智博, 渡辺紀徳, 鶴沢聖治: 様々な加速度環境における自由表面流の数値解析, 日本機械学会論文集. B 編, vol.76 no.765(2010), pp 778-788.
- 8) 山田和彦, 鈴木宏二郎: 膜構造エアロシエルの変形を解析するための多粒子系モデルとその検証, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.53, No.613(2005), pp.51-60.
- 9) Yabe, T., and Wang, P. Y. J. Phys. Soc. Japan, vol.60 (1991), pp. 2105-2108.
- 10) Yang, G., and Obayashi, S.: Transonic Aeroelastic Calculation with Full Implicit Subiteration and Deforming Grid Approach, Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium, 2001, pp. 291-296

デトネーション燃焼器を搭載した超小型ガスタービンの 熱効率評価と基礎実験

*高橋 洋人（首都大院），櫻井 毅司（首都大）

Thermal Efficiency Analysis and Experiment of a Micro Gas Turbine with a Detonation Combustor

*Hitoto TAKAHASHI(TMU) and Takashi SAKURAI(TMU)

ABSTRACT

The thermal efficiency of a 1 kW-class micro gas turbine with a detonation combustor was evaluated by the thermodynamic cycle analysis. The thermal efficiency more than 10 %, which was the target value of this micro gas turbine, was attained under the condition at which the pressure ratio was more than 1.2, the adiabatic efficiencies of compressor and turbine were more than 60% and 70%, respectively. To demonstrate the realization of this gas turbine, the experiment was carried out. The working characteristics of compressor and turbine were obtained, but the self-sustained operation of the gas turbine was not achieved.

1. はじめに

可燃性物質中を伝播する燃焼波には「爆燃 (deflagration)」と「爆轟 (detonation)」(以下，デトネーション)があり，前者は媒質の音速より小さな伝播速度を持ち，後者は媒質中を極超音速で伝播する。衝撃波と火炎が一体となって伝播するデトネーションは爆発事故の防災や抑止などの研究が盛んであった。しかし，瞬時に高温高压の燃焼ガスを生成することから，ロケットやガスタービンエンジンの燃焼器としての利用に近年関心をもたれるようになった^{1,2)}。

デトネーション燃焼器を用いたガスタービンは，定圧燃焼であるブレイトンサイクルとは異なり，定容燃焼と同等以上の大きな圧力上昇を得ることができるため，タービン入口圧力が上がり熱効率の向上が期待できる³⁾。マイクロガスタービンについて圧縮機断熱効率 85%，タービン断熱効率 85%，圧力比 3.0，最高最低温度比 3.8 で理論熱効率を計算すると，ブレイトンサイクルでは熱効率が 6.2% であるのに対し，デトネーション燃焼器を用いたガスタービンでは 25.8% となる。このことから圧力比が小さい超小型ガスタービンでもデトネーション燃焼器を用いれば，高効率で仕事を取り出すことができる。

筆者らは出力 1kW 級超小型ガスタービンエンジンにデトネーション燃焼器を搭載することを計画し，エンジンシステムの研究開発を行ってきた⁴⁾。

目標とするガスタービンの仕様を Fig.1 に示す。ガスタービン出力は 1kW，熱効率は 10% を目指す。時間平均圧力比は 1.2，圧縮機断熱効率を 60%，タービン断熱効率を 70% とする。デトネーション燃焼器は予混合気の形成，デトネーション燃焼，排気，空気による残留ガスのパージの 4 工程を 1 サイクルとし，これを間欠的に行う。本報告では熱力学サイクル計算により目標熱効率達成条件を見出し，

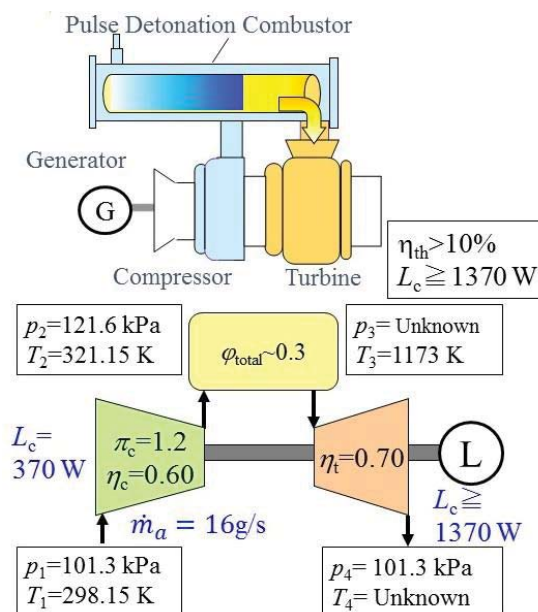


Fig.1 Schematic of micro gas turbine
with a detonation combustor

またガスタービンシステムの基礎実験を行い、システムの成立可能性について調べた。

2. デトネーション燃焼器搭載ガスタービンの熱効率計算

2.1 計算モデル

Fig.2 は本計算モデルを示し、単純ガスタービンシステムの燃焼器をデトネーション燃焼器に変更したものである。燃料を水素、酸化剤を空気としデトネーション燃料器の当量比は 1 とした。ガスタービンが吸気する空気の温度・圧力はそれぞれ 298.15K と 0.1 MPa とした。変化させるパラメータは圧力比、圧縮機断熱効率、タービン断熱効率である。超小型ガスタービンを想定しているため圧力比は 1.2~5.0、圧縮機断熱効率とタービン断熱効率は 50, 60, 70, 85, 100% でそれぞれ変化させた。これらの条件を Table 1 に示す。空気は窒素 79vol%, 酸素 21vol% とした。

2.2 計算方法

計算は遠藤らによる手法⁵⁾に基づいて行った。各構成要素における作動流体の状態変化は化学平衡計算ソフト「STANJAN」で組成の変化を考慮して求めた⁶⁾。なお、圧縮機とタービンにおける変化では以下の式を用いて断熱効率を考慮した。

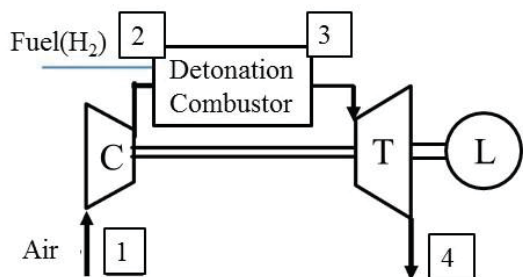


Fig.2 Simple gas turbine cycle model with a detonation combustor

Table 1 Calculation condition

Premixed Gas	H2-Air
Equivalence Ratio, ϕ [-]	1.0
Pressure Ratio, r [-]	1.2~5.0
Compressor Adiabatic Efficiency, η_c [%]	50,60,70,85,100
Turbine Adiabatic Efficiency, η_t [%]	50,60,70,85,100
Pressure, P_1 [MPa]	0.1
Temperature, T_1 [K]	298.15

$$h_2 = h_1 + \frac{1}{\eta_c}(h_{2s} - h_1)$$

$$h_4 = h_3 - \eta_t(h_3 - h_{4s})$$

ここで、断熱効率の添え字 c は圧縮機、 t はタービンを表す。また、エンタルピーの添え字 1~4 は Fig.2 に対応している。添え字に s が付いている場合は等エントロピー変化を表している。タービン入口温度にはデトネーション温度を与えている。燃料 1kg あたりの出力 L_{spf} を以下の式で算出した。

$$L_{spf} = \frac{(h_{1,D} - h_{4,D})}{\phi_f}$$

ここで、 ϕ_f は燃料質量分率である。エンタルピー h の添え字である D は燃焼ガスを表している。算出した出力と低位発熱量 q_{LHV} を用いて以下の式で熱効率を求める。低位発熱量は水素を燃料としていることから 120.9MJ/kg とした。

$$\eta_{th} = \frac{L_{spf}}{q_{LHV}}$$

2.3 結果

Fig.3 に圧縮機断熱効率を変化させた場合の圧力比に対する熱効率の変化、Fig.4 にタービン断熱効率を変化させた場合の圧力比に対する熱効率の変化を示す。Fig.3 ではタービン断熱効率を 70%, Fig.4 では圧縮機断熱効率を 60% に固定して計算を行った。Fig.3 ではタービン断熱効率によらず圧力比に対して単調に熱効率が増加している。一方、Fig.4 では圧縮機断熱効率 60% を境に圧力比に対する傾きが変化している。50% 以下では圧力比が大きくなったとしても断熱効率が悪いため熱効率が低下するが、70% 以上では圧力比を大きくすると熱効率は大きくなる。

圧縮機とタービンの断熱効率をそれぞれ比較した場合、タービン断熱効率の方が圧縮機断熱効率よりも熱効率に対する影響が大きいことが分かる。Fig.3 において圧縮機断熱効率が変わった場合には熱効率の変化は数% 程度であるのに対し、Fig.4 よりタービン断熱効率を変化させた場合には熱効率は数十% 変化する。圧縮機とタービンの断熱効率の変化がもたらす違いは、デトネーションで生じる高温・高圧ガスのエンタルピーが圧縮機前後のエンタルピー変化よりもはるかに大きいためである。

デトネーション燃焼器を搭載したガスタービンシステムが設計要求を満たす性能を達成するためには圧縮機断熱効率 60%, タービン断熱効率 70%, 圧力比 2.0 以上が必要である。一方、自立運転するためには圧力比 1.2 以上に対して圧縮機断熱効率

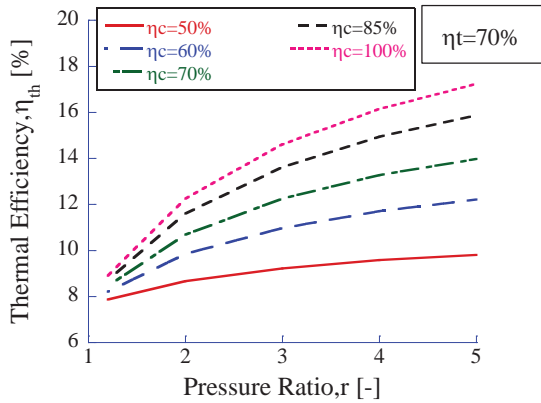


Fig.3 Variation of thermal efficiency on the different compressor adiabatic efficiency

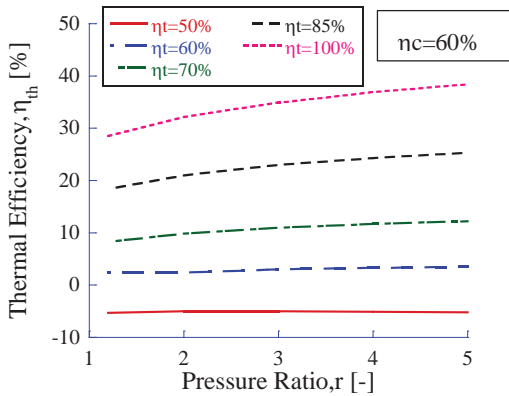


Fig.4 Variation of thermal efficiency on the different turbine adiabatic efficiency

60%, タービン断熱効率 60%以上が得られればよいことが分かる。

3. 実験

3.1 実験装置および方法

計算結果を受けて Fig.5 のような実験装置を製作した。実験装置は燃焼器、ターボチャージャーで構成した。ターボチャージャーは MHI 製の TD-015 を用いており、実験装置の圧縮機とタービンを構成している。燃焼器概略図を Fig.6 に示す。燃焼器は本体とその上下に配置された 2 本のインシエーターで構成している。インシエーターは乱流ジェット火炎を燃焼器本体内で衝突させ、流れを乱すことでデトネーションの遷移を促進する。燃焼器本体の全長は 283mm であり、高さ 30mm、幅 25mm の矩形燃焼器である(容積 212.3cm³)。インシエーターは長さ 100mm、内径 10mm である(容積 7.5cm³)。インシエーターには着火用のスパーク電極が 1 つ

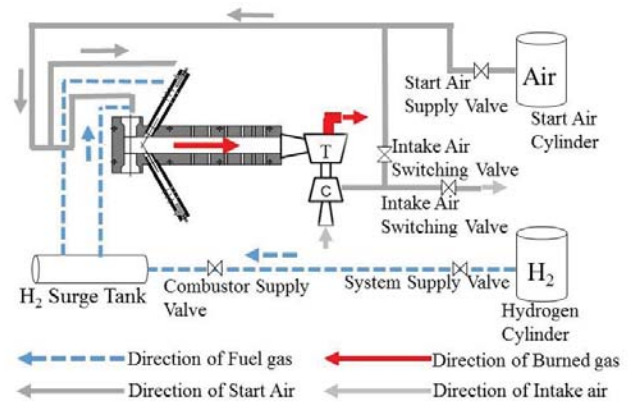


Fig.5 Schematic of the experimental setup

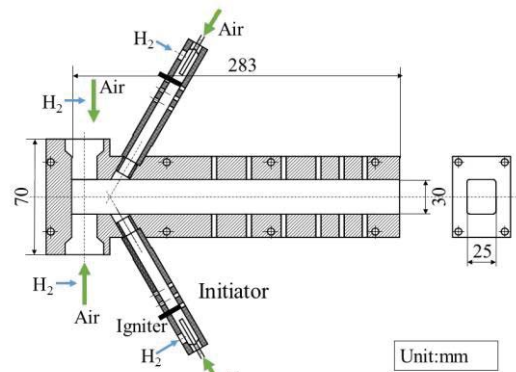


Fig.6 Schematic of the detonation combustor

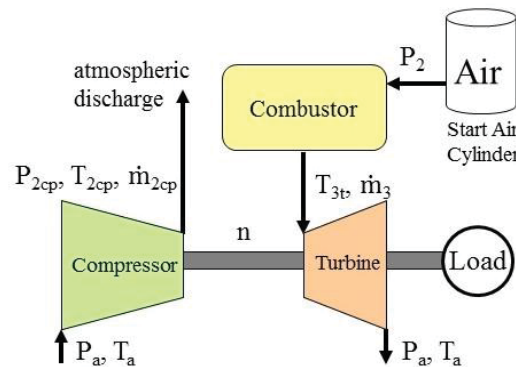


Fig.7 Measurement positions of the parameters at each component

ずつ付けられている。なお、燃焼器とタービンの接続はタービンディフューザを通してつながっている。燃焼器は予混合気の充填・デトネーション燃焼・排気・燃焼ガスのパージを短時間で間欠的に繰り返すことで運転を行う。空気と燃料の供給は燃焼器閉端側とインシエーターの計 4 箇所から行った。

各構成要素にて温度・圧力を測定し、燃焼用空気と圧縮機出口には流量計を配置した。各構成要素におけるパラメータの位置を Fig.7 に示す。また、

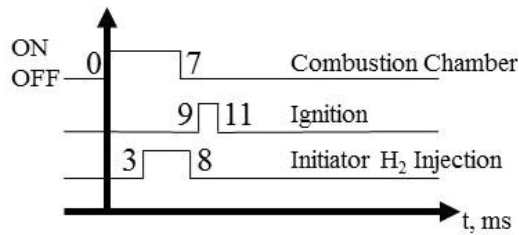


Fig.8 Operation sequence of ignition time and hydrogen injection in one cycle

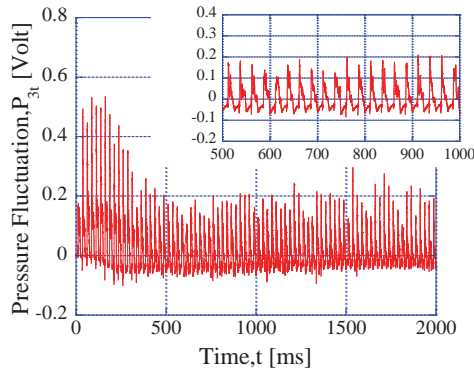


Fig.9 Pressure in the combustion chamber exit

ターボチャージャーの回転数も計測した。燃料には水素を用い、イニシエーターと燃焼用空気配管へ電磁弁によって間欠的に噴射される。燃焼用空気は燃焼器上流の空気配管から供給した。燃焼1サイクルにおける水素の噴射と着火時間を Fig.8 に示す。主燃焼用水素の噴射時間は 7ms, イニシエーター用水素は 5ms とした。空気は定常的に供給されており、燃焼器が空気ですでに満たされた状態で水素を噴射・混合し、着火をする。

実験は始めに空気の供給を行い、流量が一定となってから燃焼サイクルを開始した。空気流量は 27.9g/s とした。燃焼サイクルは 40cycle/s(以下, cps と略す)で一定とし、燃焼運転時間は 5s とした。水素の噴射量は不確かさが大きく、値の評価が困難であった。そのため、燃焼器全体やイニシエーターの当量比は不明である。

3.2 タービンや圧縮機の運転データ

Fig.9 に 0s から 2s までの燃焼器内の圧力, Fig.10 に燃焼用空気配管の圧力を示す。本燃焼器は間欠燃焼であるため、圧力は燃焼開始から増減を繰り返している。0.5s 間で拡大すると、20 回の周期的な圧力上昇が確認できた。これは燃焼器だけでなく上流側の空気配管にも影響を及ぼしている。Fig.10 でも燃焼開始時から圧力変動が現れている。さらに、圧力は供給圧よりも高くなっている。これ

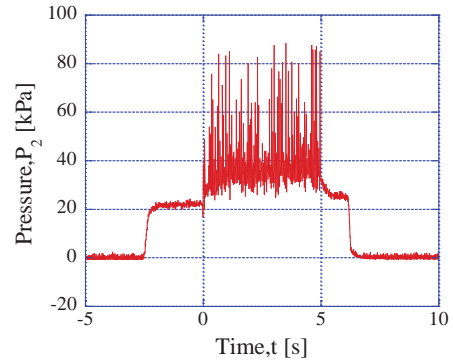


Fig.10 Time history of the combustion air pressure at the combustor upstream

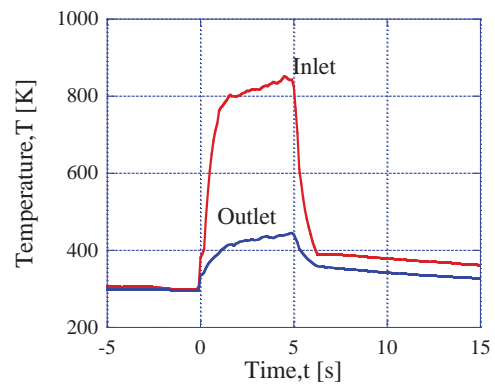


Fig.11 Time history of the turbine temperatures at the inlet and outlet

は、実験中に燃焼器内の圧力波が燃焼器上流の空気配管内まで伝播していることを示している。なお、燃焼器の圧力計測は汎用ピエゾ素子で測定したため、圧力の増減を表すだけで正確な値には換算することができない。したがって、今回は周期的に燃焼を行っているかを確認しただけである。

Fig.11 にはタービン入口と出口温度, Fig.12 にターボチャージャーの回転数を示す。Fig.11 で用いた熱電対の応答速度は圧力などに比べると遅いため、計測値は時間平均値とみなす。入口温度は大きく上がり、約 800K で緩やかな上昇となった。出口温度は入口温度ほど上昇せず、約 450K 程度である。入口温度と比べ出口温度が低いのはタービンの回転数増大による熱落差と考えられる。これは Fig.13~15 で示す圧縮機の温度・圧力・空気吐出流量の変化から読み取れる。また、ターボチャージャーの回転数増加からタービンの出力上昇が読み取れる。出口温度が低い理由については、熱電対がターボチャージャー出口よりかなり下流の配管に設置されているために配管への熱損失が大きいと考えら

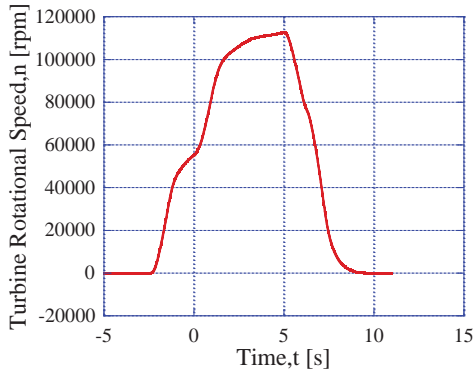


Fig.12 Time history of the turbine rotational speed

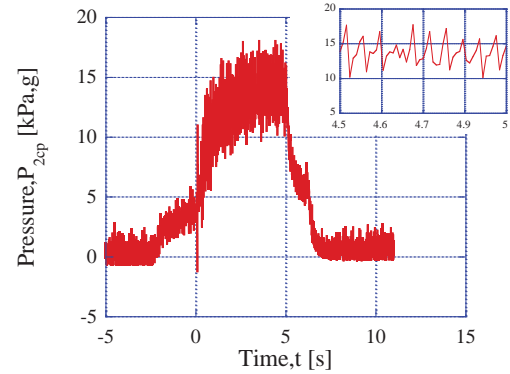


Fig.14 Time history of the compressor discharged pressure

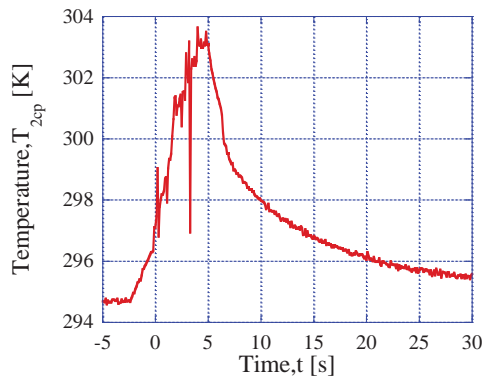


Fig.13 Time history of the compressor discharged temperature

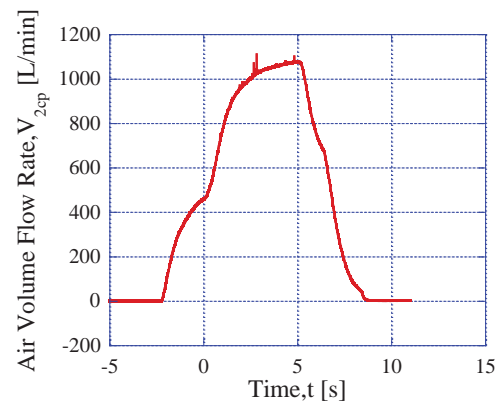


Fig.15 Time history of the compressor discharged flow rate

れる。ターボチャージャーの定格回転数は 270,000rpm であるが、実験の最高回転数は約 112,000rpm である。定格回転数には半分も達していないことが分かる。なお、このターボチャージャーの性能の詳細は分かっているため圧縮機断熱効率やタービン断熱効率などの評価はできていない。

圧縮機吐出空気の温度は運転開始前より 8K ほど、圧力は変動しながら約 14kPa,G まで上昇した。圧力を拡大すると、圧力上昇は燃焼器内の圧力変動のようにサイクル速度分正確には読み取れないものの、変動していることが分かる。これは燃焼器の間欠燃焼によってタービンの回転数が短い時間で加減速を繰り返していることを示し、圧縮機の吐出空気状態にも影響が及んでいることを示している。圧縮機の吐出空気流量は最大で約 1080L/min (23.1g/s)であった。この条件の場合、燃焼用空気流量は約 1300L/min(27.9g/s)であるため、わずかに流量が不足している。

この実験装置には圧縮機背後に絞りを設けており、吐出空気の圧力を上げるようにしている。流量を得ようとした場合、絞りの直径を大きくすると

必要流量に達する可能性があるが、圧力が低下し、燃焼用空気の供給圧力を満たさない。すなわち、現状では圧縮機側を燃焼器と繋げたとしても流量不足、もしくは圧力不足で自立運転に至らないことが分かる。

3.3 ガスタービンの成立条件

本実験の性能取得値を Table 2 にまとめる。これらの運転データをもとにガスタービンシステムとしての成立条件を考える。自立運転を行うためには圧縮機とタービンの関係が次のような状態である必要がある^{7,8)}。

- 1) 圧縮機出口と燃焼器入口の圧力比が等しい

$$P_{2cp}/P_a = P_2/P_a$$

- 2) 圧縮機吐出空気流量とタービンを通る燃焼ガス流量は等しい

$$\dot{m}_{2cp} = \dot{m}_3$$

- 3) タービン出力は圧縮機所要動力を上回る

$$L_t \geq L_c$$

ここで、圧縮機動力の算出には以下の式を用いた。

Table 2 Operating data of the gas turbine system with a detonation combustor

	Combustion Air Mass Flow	Combustion Air Pressure	Compressor Discharged Pressure	Compressor Discharged Temperature	Compressor Discharged Air Mass Flow
	\dot{m}_2 [g/s]	P_2 [kPa,G]	P_{2cp} [kPa,G]	T_{2cp} [K]	\dot{m}_{2cp} [g/s]
Air only	27.4	24.4	4.2	296	10.8
Combustion	26.8	24.6	13.8	304	23.2

	Turbine Rotational Speed	Turbine Inlet Temperature	Compressor Pressure Ratio	Combustion Air Pressure Ratio	Turbine Pressure Ratio	Compressor Work	Turbine Output
	n [rpm]	T_3 [K]	P_{2cp}/P_a	P_2/P_a	P_3/P_a	L_c [W]	L_t [W]
Air only	59530	293	1.04	1.24	-	-	-
Combustion	112480	850	1.14	1.24	1.18	513.1	102.3

$$L_c = \dot{m}_{2cp} T_a \frac{c_p}{\eta_c} \left\{ \left(\frac{P_{2cp}}{P_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right\}$$

タービン出力は圧縮機出口で計測した吐出空気流量および温度を用い、次式で評価した。

$$L_t = \dot{m}_{2cp} c_p (T_{2cp} - T_a)$$

ここで、圧縮機断熱効率 $\eta_c=50\%$ 、定圧比熱 $c_p=1.006\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 、比熱比 $\gamma=1.4$ 、 P_a と T_a はそれぞれ大気圧・室温とした。

燃焼用空気圧力比は 1.24 に対して、圧縮機圧力比は 1.14 のため、燃焼用空気に必要な圧力に達していない。また、燃焼用空気流量と圧縮機吐出流量についても同じで流量が不足している。圧縮機動力は 514.1W に対して、タービン出力は 102.3W であったことから圧縮機の必要な動力に対してタービン出力が不足していることが分かる。これらの結果を踏まえ、現状では自立運転の条件が満たされていないことが分かった。

4. まとめ

ガスタービンサイクル計算により熱効率の達成条件を調べ、その実証に向けて実験装置を構築しタービンと圧縮機の作動状態を取得した。これより以下の知見が得られた。

- 出力 1kW のデトネーション燃焼器を搭載した超小型ガスタービンは圧縮機断熱効率 60%、タービン断熱効率 70%、圧力比 2.0 以上の条件で理論サイクル上は熱効率 10%を達成できる。
- 熱効率は圧縮機断熱効率よりもタービン断熱効率のほうが影響が大きい。
- 実験では圧縮機所要動力 513.1W に対しタービン出力は 102.3W であり、ガスタービンとして自立運転には至らなかった。

参考文献

- 1) 笠原次郎, 松尾亜紀子, 遠藤琢磨(2007)“パルスデトネーションエンジン研究とその現状”, ながれ: 日本流体力学学会誌, pp.205-213
- 2) デトネーション研究会編, デトネーションの熱流体力学 I 基礎編, 2012, 理工図書株式会社, p1-p14
- 3) Kailasanath, K., AIAA J,41(2003),pp.145-159
- 4) 櫻井毅司, 湯浅三郎, デトネーション燃焼器を搭載した超小型ガスタービンの自立運転に関する検討, 第 53 回航空原動機・宇宙推進講演会 (2012), JSASS-2013-0044
- 5) 遠藤琢磨, 八房智顕, 滝史郎, 笠原次郎, “パルスデトネーションタービンエンジンの性能に関する熱力学的解析”, Science and Technology of Energetic Materials, Vol.65, No.4 (2004), pp.103-110.
- 6) Reynolds, W.C., "The Element Potential Method for Chemical Equilibrium Analysis: Implementation in the Interactive Program STANJAN, Version 3", Technical Rept., Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Stanford, CA, Jan. 1986.
- 7) 斎藤, 伊藤, "小型ガスタービンの性能に関する実験的研究", 北海道大学工学部研究報告, 36(1965), pp.23-43
- 8) ベ・エス・ステーチキン, 浜島操訳, ジェットエンジン理論, 昭 34, コロナ社

超小型ガスタービン用灯油燃料燃焼器への 多孔質体を用いた予蒸発燃焼の検討

*原田亮（首都大院）、櫻井毅司、湯浅三郎（首都大）

Examination of the Prevaporized Combustion using a Porous Media for a Kerosene-fueled Micro Gas turbine

*HARADA Ryo (TMU), SAKURAI Takashi (TMU), YUASA Saburo (TMU)

ABSTRACT

An annular-type kerosene-fueled micro combustor has been developed for a several hundred W-class micro gas turbine. A porous media was used to vaporize the fuel and to actualize the premixed combustion. The flame shape and the flame stability limit were measured for kerosene and propane fuels. For both fuels, the observed flames were the attached flame to the porous media leading edge and the lifted flame. The attached flame transitioned to the lifted flame by increasing the axial flow velocity of the porous media more than 0.6 m/s. The flame stability limit of kerosene fuel was worse than that of propane fuel. The effect of the orifice ratio to the flame stability of kerosene fuel was not significant.

Key words: Micro Combustor, Kerosene Fuel, Porous Media, Flame Stability

1.はじめに

近年自立移動型ロボット等の研究・開発が盛んに行われている。そのためロボットの電源としての要求もモータ駆動のための大電流を長時間供給できる小型で軽量かつ高出力の電源が求められている^(1,2)。ガスタービンは高出力密度かつ高エネルギー密度が可能であり小型電源の要求を満たすことが出来る。そこで本研究室では様々な超小型ガスタービン用燃焼器の研究を進めている。

本研究では多孔質体を用いた灯油燃料の燃焼方式を提案する。これまでの筆者らの研究では主にプロパン燃料が用いられてきた⁽³⁾が、液体燃料は体積あたりのエネルギー密度が大きいため超小型ガスタービンへの適応が望ましい。

通常ガスタービンで灯油系燃料を用いる場合は、燃料を液滴にして表面積を増大させ蒸発を促すために圧力微粒化や気流微粒化方式が採用されている。しかし、超小型燃焼器では燃焼室が小さいために燃料が十分蒸発する前に燃焼室壁面に衝突してしまう恐れがある。気流微粒化方式を採用

した天谷らの研究では、燃料の一部が壁面に付着したことが報告されている⁽⁴⁾。このように超小型燃焼器では従来とは異なる灯油の蒸発方法の取り組みが必要である。燃焼器が小型化すると表面積／体積割合が大きくなる。本研究ではこのスケール効果を利用し、多孔質体を介して火炎の熱で灯油を蒸発させることに着目する。

多孔質体を用いた燃焼の研究は数多く行われている。しかし、超小型燃焼器に関するものではない。例えば、灯油を用いた多孔質燃焼の場合は燃料の分散性をよくするために多孔質板に燃料を噴霧するもの⁽⁵⁾や、燃料を多孔質板に滴下供給するなどして燃料を染み込ませて燃焼する方式を採用している研究⁽⁶⁾などがある。

本研究が目標とする多孔質体を用いた燃焼方式のモデル図を図 1 に示す。定常燃焼時に多孔質体近傍に形成される火炎から多孔質体へ伝達する熱を利用し、多孔質内で液体燃料を予蒸発させる。多孔質体には空気も供給することで予蒸発燃料と空気を混合し、予混合火炎の形成を意図する燃焼

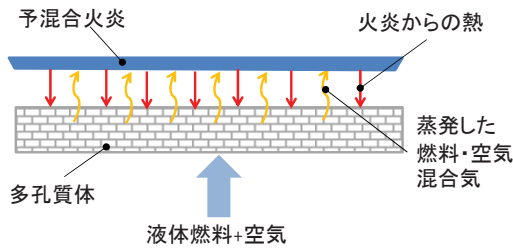


図1 多孔質体を用いた予蒸発燃焼方式
 方式である。後述するように本燃焼器における灯油の設計流量は 19ml/min であり、これを大気圧、20°Cで気化するのに要する熱量は約 63W と見積もられる。一方、燃焼時に発生する熱量は約 10kW であるため、灯油を気化する熱量は発生熱量に比べて十分に小さい。

本研究では多孔質体を用いた予蒸発燃焼の可能性について火炎形状と燃焼状態を調べるとともに、燃焼器の問題点の抽出を行った。

2. 実験装置および実験方法

想定する超小型ガスタービンの燃焼器仕様は空気流量 12g/s、圧力比 3、全体当量比 0.32、燃料流量 19ml/min、燃焼負荷率 400MW/(MPa・m³)である。燃焼器の形状はアニュラ型を採用した。燃焼方式は低 NO_x 燃焼に有利な希薄予混合燃焼を目標とする。

実験で用いた燃焼器概略図と多孔質インジェクター拡大図を図2に示す。燃焼器では多孔質インジェクターで火炎や燃焼器から熱を受け図1のような仕組みで予蒸発予混合気を燃焼器に供給し予混合燃焼を行わせる。設計製作には過去のプロパン燃焼器を参考にした。過去のプロパン燃焼器の類推から図3に示すような管状火炎を形成させることを想定していた。

燃焼器は燃焼室直径 54.5mm、高さ 47mm であり、予混合室と呼ぶ底面から絞り部までの高さは 15mm である。中心軸の直径は 20mm、空気孔および多孔質インジェクターは $\phi 7$ mm の円形である。燃焼器は空気を 4カ所（空気孔 2カ所、多孔質用空気 2カ所）、燃料は 2カ所から供給する仕様になっている。空気は予混合室の接線方向に供給し、

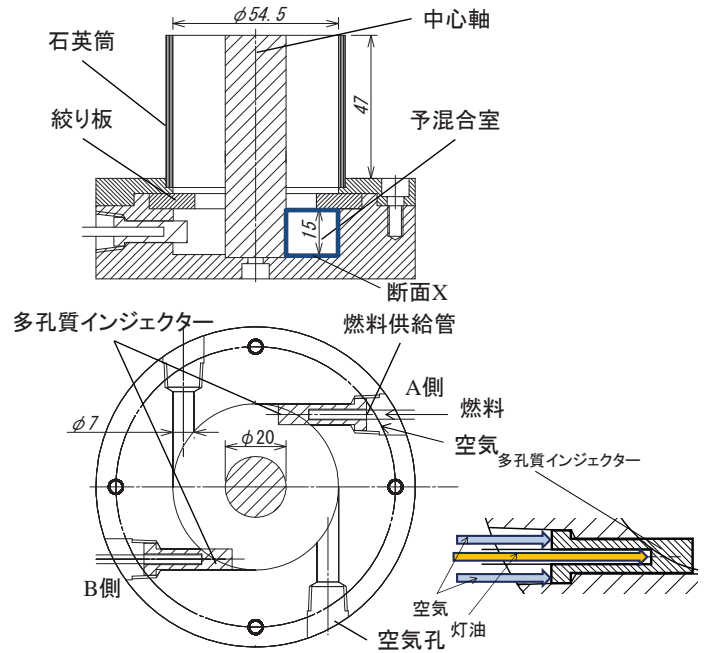


図2 燃焼器概略図および多孔質インジェクター拡大図

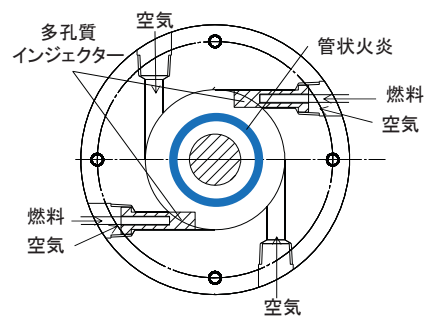


図3 目標とする燃焼状態モデル図

旋回流の乱れによる混合の促進と中心軸に沿って生じる再循環領域を形成し火炎を安定化させる。図2の拡大図のように燃料は供給管から空気孔 2カ所に嵌め合わされた多孔質インジェクターを通り燃焼室へ供給される。灯油は火炎からの熱で予蒸発し、多孔質空気と混合してインジェクター内部で灯油/空気予混合気となる。噴出した灯油/空気予混合気は、空気孔からの空気と混合して希薄予混合気を形成する。燃焼器の材質は真鍮で、燃焼器外壁は燃焼器内部の燃焼状態が観察できるように石英ガラス筒となっている。過去のプロパン燃料の研究から絞り板を設置することで燃料と空気の混合促進と火炎安定性が向上したため³⁾、本研究でも絞り板を用いることとした。また、燃

焼器は絞り板が取り外し可能で絞り比を変えることができる仕様となっており、絞り比=1-(絞り部断面積/予混合室断面積)と定義する。多孔質体は酸化アルミナ(Al_2O_3)が主成分で、気孔率は45~50%、平均気孔径が $230\ \mu\text{m}$ を用い、形状は $\phi 6.7\text{mm}\times 29\text{mm}$ である。

実験は灯油燃料とプロパン燃料を用いて行った。プロパン燃料は灯油が予蒸発した場合を再現するために用いた。実験は大気圧下で行い、絞り比は灯油燃料の場合は0.18と0.37、プロパン燃料を使用する場合は0.37を用いた。着火には水素パイロット火炎を用い、火炎形状や火炎安定限界の測定では予め燃焼させておき燃焼器壁温や多孔質インジェクターの温度が灯油の蒸発温度である 170°C を超えてから測定を開始した。多孔質インジェクターに供給される燃料と空気の当量比を多孔質内部当量比と呼び、これに一次空気を加えた燃焼器に供給される全ての燃料と空気で評価した当量比を全体当量比と呼ぶ。

3.実験結果および考察

3.1 観察された火炎

図4に本燃焼器で観察された火炎写真を示す。プロパンの場合は青炎のみが見られた。灯油の場合、青炎は予混合室でのみ形成されているが、輝

炎は予混合室から絞り板後流にかけて形成されていた。これは予混合室において蒸発燃料と空気が混合していないことを示唆している。火炎は空気流速や当量比の変化に対してプロパンと灯油のいずれの場合も大きく2つに分類できる。一つは多孔質インジェクターの先端に火炎基部を持つ付着火炎(a,b)であり(これを多孔質付着火炎と呼ぶ)、もう一つは多孔質インジェクターから離れて形成される浮き上がり火炎(c,d)である。ただし、多孔質付着火炎は図4(a)では2本ある多孔質インジェクターのうちA、B両側に形成されているが、(b)ではA側に多孔質付着火炎、B側は浮き上がり火炎が形成されている。付着がAとBのどちらであるかは不規則であり、A、B両方に付着することはまれであった。

3.2 火炎安定限界

3.1.1 灯油とプロパンによる違い

絞り比0.37におけるプロパンと灯油の火炎安定限界を図5と図6に示す。図5の横軸は空気孔から噴出される空気の断面X(図2)における円周方向流速、縦軸は全体当量比を示しており、図6の横軸は多孔質インジェクターより噴出する予混合気の円筒軸方向流速、縦軸は多孔質内部当量比を示している。予混合気の円筒軸方向流速は空気

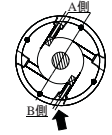
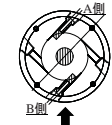
撮影方向		(a)	(b)	(c)	(d)
	火炎形状	多孔質付着火炎		浮き上がり火炎	
	燃料	プロパン	灯油	プロパン	灯油
	全体当量比	0.63	0.61	0.71	0.74
	円周方向流速	2.0 m/s		3.2 m/s	
	多孔質内部当量比	20	190	22	28
	軸方向流速	0.5 m/s	0.1 m/s	1.2 m/s	0.6 m/s
	斜め				
	上方				

図4 絞り比0.37におけるプロパン燃料と灯油燃料の火炎写真

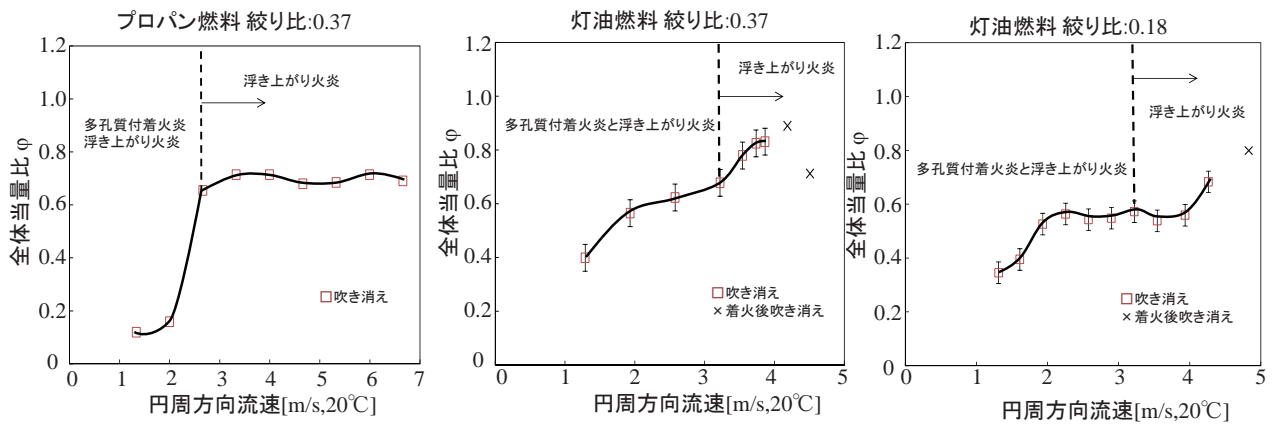


図5 燃焼器全体当量比と円周方向の空気流速で表した火炎安定限界

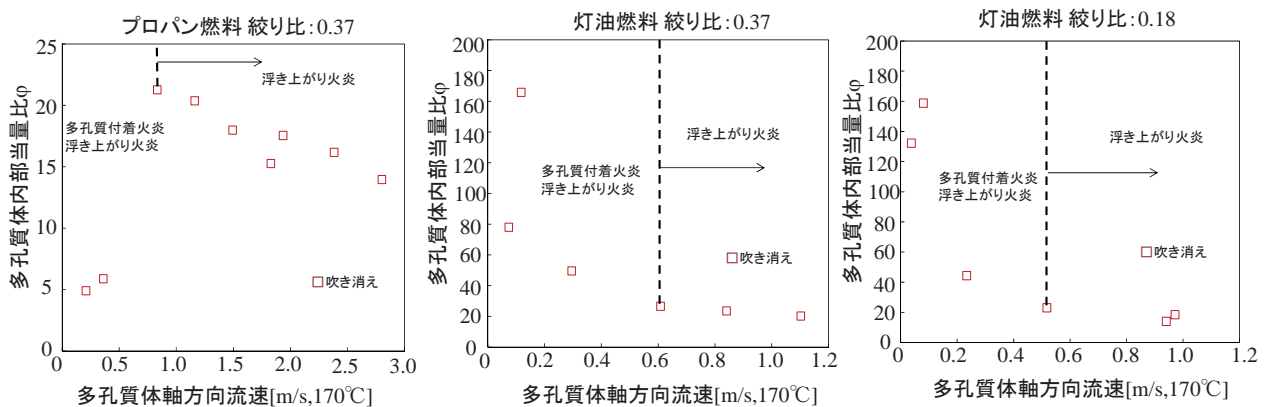


図6 多孔質インジェクターの当量比と軸方向予混合気流速で表した火炎安定限界

と蒸発した燃料をすべて気体とみなした場合の流速である。

灯油燃料を用いた場合には図5より円周方向流速を上げていくと吹き消え当量比が増加していく。図6からは多孔質内部当量比が非常に大きな値であり、多孔質インジェクターからはほぼ燃料成分のみが噴出し、当初意図したような予混合気とならなかった。これは多孔質体の圧力抵抗が大きいために燃焼器に供給した空気のほとんどが抵抗の小さい空気孔へ流れ、多孔質インジェクターに流入する空気流量が極端に少なくなったためである。図5において円周方向流速3.3m/s未満では多孔質付着火炎と浮き上がり火炎の両方が形成されるが、3.3m/s以上では浮き上がり火炎のみが形成され、3.9m/s以上ではパイロット火炎により着火はするものの保炎できずにすぐ消炎する領域が観測された。

図5よりプロパン燃料の場合には円周方向流速2m/s以下の場合は吹き消え当量比が0.2未満と非

常に小さく多孔質付着火炎が観察されるが、2.7m/sを超えると吹き消え当量比は急に大きくなり浮き上がり火炎のみが形成された。さらに流速が増加すると吹き消え限界は当量比約0.7で一定となり、灯油燃料の場合と比較して流速が7m/s付近まで増加しても火炎は安定であった。図6を見ると、プロパン燃料の場合も灯油と同様に多孔質インジェクターにおける軸方向流速が増加しても吹き消え時の当量比は減少傾向を示した。

プロパン燃料では円周方向流速2.7m/sを境に多孔質付着火炎が形成されなくなり吹き消え当量比が急な変化を示している。この境目は多孔質インジェクターの軸方向流速では0.6m/s付近に対応し、灯油燃料の場合に多孔質付着火炎が形成される軸方向流速とほぼ一致する。一方、円周方向流速は灯油とプロパンでは異なる。このことから、多孔質付着火炎の形成には多孔質インジェクターにおける軸方向流速のほうが燃焼室の円周方向流速よりも支配的であると言える

多孔質付着火炎と浮き上がり火炎の形成条件について図7の火炎概略図を用いて説明する。プロパン燃料の場合も灯油燃料の場合も全体当量比は1未満で希薄であるが、多孔質内部当量比はプロパンの場合で約5以上、灯油の場合では約20以上と非常に大きな値である。このような燃焼条件のために、多孔質付着火炎は火炎伝播によって多孔質インジェクターの先端に付着しているのではなく、むしろ多孔質インジェクターの先端が燃焼室内に突き出すことで生じる再循環領域によって付着していると考えられる。多孔質インジェクターの軸方向流速が0.6m/sより大きくなると多孔質先端の再循環領域は消失し付着火炎は吹き飛ばされて浮き上がり火炎が形成されるようになる。

先述したように本燃焼器の基本的な保炎は旋回した一次空気が形成する燃焼器中心軸周辺の軸方向再循環領域による。これに加えて、浮き上がり火炎の保炎には図8に示す絞り板の下側にできる小さな再循環領域も効果を持っていることを観察した。

3.1.2 火炎安定性に対する絞り比の影響

灯油燃料に対して絞り比を0.18に変えた場合の火炎安定性を調べた。火炎安定限界は図5、6に示されている。絞り比0.18では0.37の場合と比較して燃焼室の円周方向流速に対する吹き消え当量比の傾向や、多孔質付着火炎と浮き上がり火炎の形成領域などに大きな違いは見られないが、円周方向流速2.0~3.9m/sの間で吹き消え当量比は約0.6になり火炎安定領域がわずかに広がった。図9

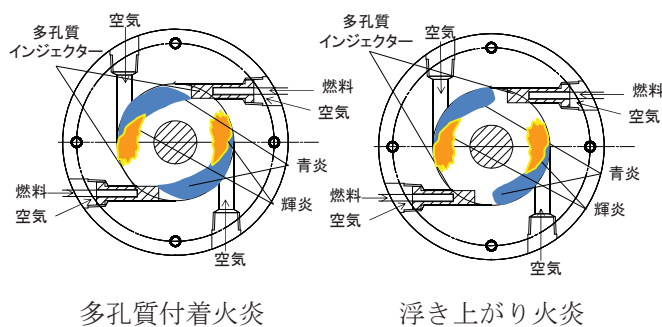


図7 観察された火炎形状の概略図

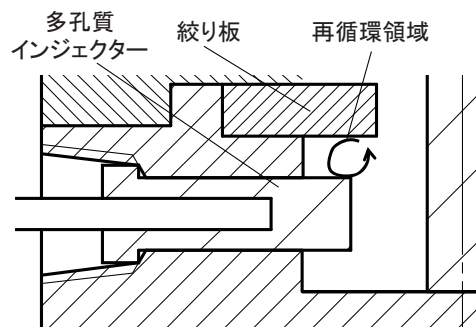


図8 絞り板下面に形成される再循環領域

には火炎写真を示すが、いずれの条件についても絞り比の変更による火炎の変化に大きな相違は見られなかった。

以上から、本燃焼器における灯油燃料の場合には絞り比0.18と0.37に対して本質的な燃焼状態の差異は生じていないと言える。プロパン燃料燃焼器では絞り板が燃料と空気の混合や火炎安定性に大きく影響した⁽³⁾が、本燃焼器では絞りの影響は小さいことがわかる。

4.まとめ

本研究で得られた知見は以下の通りである。

- 多孔質インジェクター内部では意図していた予蒸発燃料と空気との予混合気は形成されず、予混合火炎は形成されなかった。
- 灯油燃料とプロパン燃料のいずれを用いた場合も本燃焼器では多孔質付着火炎または浮き上がり火炎が形成された。
- 多孔質付着火炎は多孔質インジェクター内部の混合気軸方向流速が0.6m/s以上になると吹き飛び、浮き上がり火炎となる。
- 本燃焼器の火炎安定性は空気孔から噴出される予混合室内の円周方向空気流速が支配的であり、灯油燃料の安定領域はプロパン燃料の場合よりも狭くなった。

参考文献

- (1) 磯村浩介, 「パワーMEMSの現状」, ターボ機械, Vol.32, No.2(2004), pp.65-72
- (2) 田中秀治, 「MEMS技術に基づくガスタービン発電

機」,表面技術,Vol.55,No.3(2004),pp172-175

- (3) 安部裕志,櫻井毅司,湯浅三郎,「出力 500W 級プロパン燃料超小型ガスタービン用燃焼器における振動燃焼の抑制と排ガス特性」,第 40 回ガスタービン定期講演論文集(2012),pp141-145
- (4) 天谷賢児,深井雅宏ら,「超小型ガスタービン用燃焼器の基本特性」,日本機械学会論文集(B編)Vol.777,NO.76(2011),pp911-915
- (5) 高田勝ら,「灯油気泡分散燃焼バーナーにおける火炎安定性の検討」,日本機械学会北海道支部第 41 会講演会概要集(2001),pp146-147
- (6) 高見ら,「多孔質セラミックスバーナーにおける二段空気供給の灯油燃焼特性と NOx 排出特性に及ぼす影響」,第 29 回化学工学論文集,Vol.24,NO.3(1997),pp.476-479
- (7) 皆川和大,湯浅三郎,櫻井毅司,村山元英,磯村浩介,「超小型ガスタービン用アニュラー型燃焼器の基礎燃焼特性」,第 34 回ガスタービン定期講演論文集(2006) ,pp.221-22





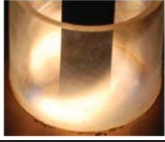
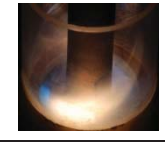
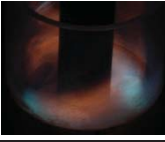

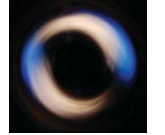



撮影方向		(a)	(b)	(c)	(d)
	火炎形状	多孔質付着火炎		浮き上がり火炎	
	絞り比	0.18	0.37	0.18	0.37
	全体当量比	0.66	0.61	0.64	0.74
	円周方向流速	2.0 m/s		3.2 m/s	
	多孔質内部当量比	200	190	25	28
	軸方向流速	0.13 m/s	0.1 m/s	0.6 m/s	0.6 m/s
側面					
斜め					
上方					

図 9 絞り比 0.18 と 0.37 に対する灯油燃料の火炎写真

淀み点逆流燃焼における排気性能に及ぼす噴射形態の影響

*野崎 皓太，廣井 巧（法政大・院），中村 聡志（新潟原動機），
山田 秀志（JAXA），林 茂（法政大）

Effects of injector configuration on emissions in Stagnation Point Reverse Flow combustion.

*Kota NOZAKI, Takumi HIROI (Hosei Univ.), Satoshi NAKAMURA (Niigata Power Systems),
Hideshi YAMADA (JAXA), Shigeru HAYASHI (Hosei Univ.)

ABSTRACT

Emissions characteristic of Stagnation Point Reverse Flow combustion was investigated with the aim of applying it to the first stage of a multi stage lean combustor for attaining single digit NOx emissions while maintaining complete combustion over a wide range of gas turbine power. Perfectly mixed methane-air mixture was injected toward the dome of a cylindrical ceramic combustion chamber, 80 mm inner diameter, from a coaxially located tubular injectors of 16 mm-outer and 14 mm-inner diameter with different tip configurations, including a single hole, four circular holes, and swirl vanes. Emissions measurements were conducted for different injection points, 30, 80 and 120 mm from the dome wall, and for gas sampling positions 70, 120, and 170 mm from the injection points at equivalence ratios from 0.7 to a value very close to the blow-off limits. Mixture temperatures was varied from 100 to 300 °C and injection velocities ranged from 25 to 50 m/s. Single digit NOx emissions were obtained with all injector configurations at leaner conditions with very high combustion efficiencies greater than 99.9. The injector tip configuration and the distance from the injection point to the dome wall were critical factors for flame holding: with the injector producing a strong swirling jet and 80 and 120 mm injection positions, no flames were established, even when mixture was riched up to correct fuel-air composition. The single hole injector was able to hold at leaner conditions than swirl type-injector while its NOx emissions level was slightly higher at larger equivalence ratios than those achieved with swirl-type injectors. The NOx emissions were practically independent of injection velocity or combustor residence time over the whole gas temperatures tested. The effect of operating parameters on flame holding and NOx emissions were discussed based on direct flame images and predictions by simple simulations of iso-thermal flows in the combustor with different injector configurations.

Key words: Stagnation Point Reverse Flow Combustion, Perfectly premixed methane-air mixtures, Injector configurations, Flow fields, Flame holding, ultra-low NOx emissions.

1. はじめに

ガスタービンの燃焼から排出される NOx を抑制する燃焼方法の 1 つに希薄予混合燃焼がある。この燃焼方法は局所的に火炎温度の高い領域を形成しないことにより低 NOx 排出が実現できる。

燃料濃度を希薄にすると燃焼効率が低下し未燃成分が増加するため、エンジンの広い作動範囲において低 NOx 排出と高燃焼効率の両立することが難しい。また、燃焼振動が発生する傾向があるという問題がある。

これらの問題を解決するため、上流側で生成された高温既燃ガス中に、下流側で希薄な予混合気を噴射・混合させ、空間全体で反応する flameless 燃焼あるいはそれに近い状態を実現することにより、低 NOx 排出と高燃焼効率が両立できる作動範

囲の拡大を図ろうとする研究が盛んに行われてきた^{1),2)}。実際にこの燃焼方式を採用した再生サイクルの小型ガスタービンエンジンでは液体燃料で 10 ppm レベルの NOx 排出が達成されている³⁾。

更に低い NOx レベル（数 ppm）を実現するためには、1 段階そのものの排出を抑えなければならない。そこで我々は、多段燃焼における 1 段階の燃焼方式として淀み点逆流燃焼の研究を始めた。この燃焼方式は、予混合気を燃焼室出口方向とは逆方向のドーム壁面に向けて噴き出し、ドーム壁面にて燃焼室出口方向に U ターンさせるというシステムである。U ターン後の予混合気は噴き出した未燃予混合気の運動量により再循環領域が形成され、高温な燃焼ガスとなる。これにより噴き出した未燃予混合気は高温既燃ガスと熱交換が活発に

行われるため希薄な状態においても高い燃焼効率を保持できることがNOx排出の抑制につながると考えている。

淀み点逆流燃焼の研究はガスタービンの保炎方式としてかつて行われたことがある。比較的最近のものとしてジョージア工科大学のZimmらによる研究がある。彼らはこの燃焼方式で燃料にメタンを使用し、噴射ノズル先端からドーム壁面までの距離が300mmの燃焼器を用い、噴流が非予混合でも予混合の場合と同レベルのNOx排出になるという研究結果を報告している⁴⁾。

本論文では、淀み点逆流燃焼についての基礎研究として非常に均質な予混合気を噴射し、予混合気噴射形態や噴射ノズル先端からドーム壁面までの距離を変え、それらが流れ場、火炎形状、そして排気性能に与える影響を報告する。

2. 試験装置

2.1 燃焼室および混合気形成

燃焼室の概略および空気とメタンの供給系統を図1に示す。燃焼室は窒化ケイ素製円筒(内径80mm, 外径100mm)を積み重ねてできている。ドーム壁面はファイバーキャストで敷き詰められ下端が閉じた構造になっている。円筒のひとつにはL字型の予混合気噴射ノズルが同軸に取り付けられ、予混合気をドーム壁面に向けて噴き出すようになっている。この噴射ノズルユニットの位置を変えることでノズルの先端からドーム壁面までの距離を段階的に変化させた。図には示されていない

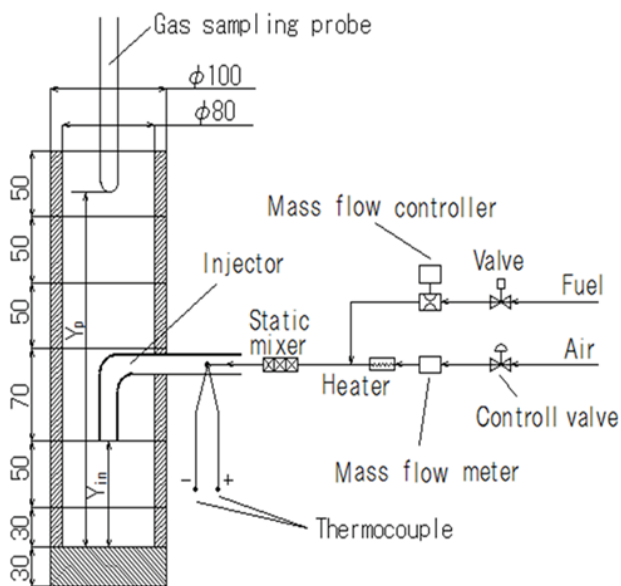


Fig.1 Schematic drawing of combustor and air-fuel(methane) supply system.

Y_{in} : Distance from bottom to injection position.

Y_p : Distance from bottom to sampling probe.

いが、燃焼室の気密性を確保し断熱性を高めるために外周をファイバーキャストで厚さ10mm程度塗り固めている。空気とメタンは別々に流量がマスフロメータで計測され、空気はヒータによって予熱されメタンと合流し、10段構造1024分割のスタティックミキサを通過することで均一な予混合気が形成される。予混合気の温度は噴射ノズル入口付近に取り付けたK熱電対で測定されている。

2.2 噴射ノズル

噴射された予混合気と既燃ガスとの干渉や混合の違いが保炎や排気性能に影響を与えられられるため、噴射形態の異なる4種類の噴射ノズルを製作し試験した。それぞれの写真を図2に、仕様を表1に示す。

噴射形態の基準のタイプとなる直円管の単孔ノズル(以下Single holeと呼ぶ)、予混合気が既燃ガ

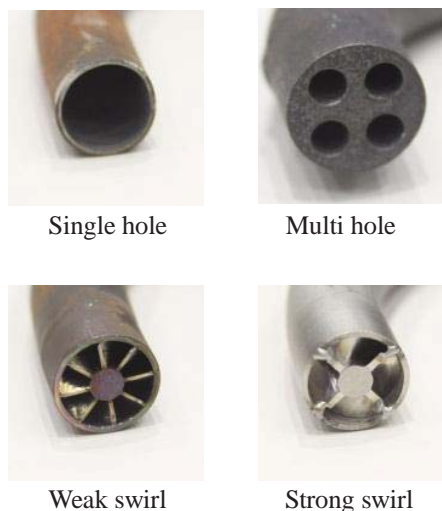


Fig.2 Nozzles for experiments.

Table 1 Specifications of nozzles.

Hole type.

	Single hole	Multi hole
Outer diameter, mm	16	21.7
Inner diameter, mm	14	6 mm ×4
Opening area, mm ²	154	113
Circumferencial length of hole(s), mm	44	75 (19 mm ×4)
Pitch circle, mm	-	12

Swirl type.

	Weak Swirl	Strong Swirl
Outer diameter, mm	16	16
Diameter of vanes, mm	14	14
Hub diameter, mm	5	5
Vane thickness, mm	1	0.5
Vane axial length, mm	8	4
Number of vanes	8	4
Opening area, mm ²	95	58
Vane angle (hub), deg	21.4	44.5

スと接触する面積を増やすことを目的とした多孔ノズル（以下 Multi hole と呼ぶ）、予混合気に旋回を加えて噴き出し高温既燃ガスと干渉させることを目的として、パイプ先端に異なる旋回角を持つスワラを取り付けた 2 種類のスワールノズル（以下 Weak swirl および Strong swirl と呼ぶ）である。スワラにはヘリカルスワラを使用し、表中の Swirl type における Vane angle は、付け根における羽根の角度を表している。

3. 排気測定

排気測定を表 2 に示す試験条件で行った。排ガスの採取には直径 1 mm の孔を持つ水冷式の単孔プローブを用いた。排ガス分析装置は HORIBA 製 MEXA-9110H を使用し、それぞれの成分濃度は基本的な計測方法を用いて計測された。

Table 2 Test conditions.

Y_{in}, mm	30	80	130
$T_i, ^\circ C$	100, 200, 300		
$U, m/s$	25, 37.5, 50		
ϕ	Near lean flammability limit - 0.7		
Y_p, mm	100, 150, 200	150, 200, 250	200, 250, 300

Y_{in} はノズル先端からドーム壁面までの距離、 T_i は予混合気の温度を表している。 U は Single hole の開口面積に対応した断面平均流速であり、他のノズルを用いた場合、その開口面積に応じて断面平均流速は変化するが、質量流量は変化しない。 ϕ は排気成分濃度から算出した当量比である。設定した当量比になるように排ガス分析計の酸素濃度を調節しながら測定を行った。“Near lean flammability” という表現は、保炎が可能な最も希薄側当量比まで測定を試みたことを意味している。

Y_p は燃焼室の中心軸上におけるドーム壁面からガスサンプリングプローブ先端までの距離である。また各 Y_{in} での、表 2 の Y_p の値はそれぞれ、ノズル先端から燃焼室下流方向 70 mm, 120 mm, 170 mm の位置を表している。本論文では、燃焼室の水平方向の排気成分濃度分布は示されないが、各 Y_{in} での、 $T_i = 100^\circ C$, ϕ が Near lean flammability における最も小さい Y_p 、保炎が可能な最も小さい U のときの水平方向濃度分布が無いことを確認し、他の条件においては中心軸を代表して排気測定を行った。

4. 試験結果および考察

4.1 流れ場および火炎形状

流れ場の概要を知るために、Dassault Systèmes SolidWorks Corporation 製 Solid Works 2013 を用いて簡単な解析を行った。流体は空気、燃焼反応を伴わない単純な場合である。各噴射形態での予混合気の流れベクトルを表した断面プロットのうちの一例として $Y_{in} = 80 mm$, $T_i = 100^\circ C$, $U = 37.5 m/s$ のものを図 3 に示す。図は燃焼室の中心軸を含んだ断面を表している。左端から右端にかけては燃焼室内壁から中心軸まで、下端から上端にかけてはドーム壁面から高さ 100 mm の位置までに対応している。ベクトルの長さは 0 m/s から 37.5 m/s の速度範囲を示している。

$Y_{in} = 80 mm$, $T_i = 100^\circ C$, $U = 37.5 m/s$, $\phi = 0.6$ の火炎形状の写真を図 4 に示す。図より Single hole

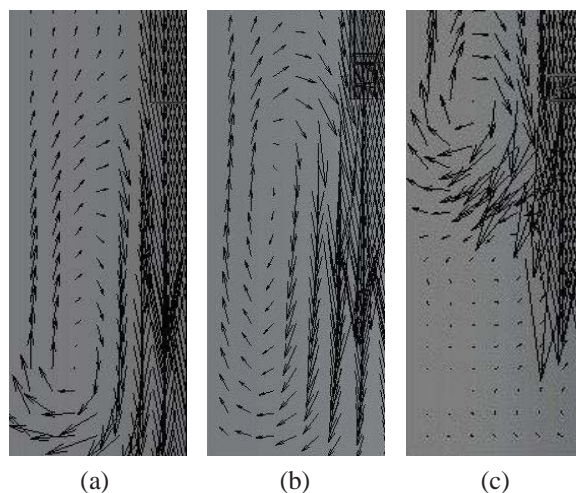


Fig.3 Predicted flow fields for Single hole (a), Weak swirl (b), and Strong swirl (c). $Y_{in} = 80 mm$, $T_i = 100^\circ C$, $U = 37.5 m/s$. (Air, Iso-thermal).

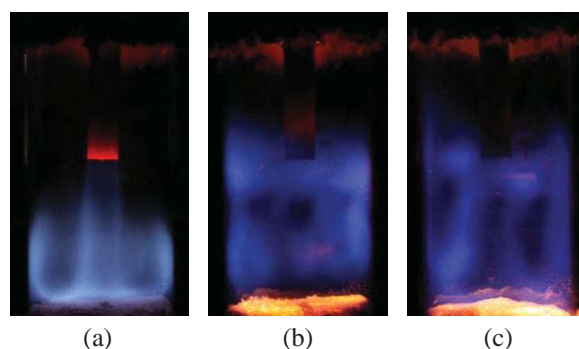


Fig.4 Photographs of flames for Single hole (a), Weak swirl (b), and Strong swirl (c). $Y_{in} = 80 mm$, $T_i = 100^\circ C$, $U = 37.5 m/s$, $\phi = 0.6$. (Exposure time: 1/20 s).

は旋回タイプと比較して火炎が低い位置で形成されていることが認められる。図 3(a)からも予想できるが、図 4(a)より、噴き出した予混合気のほとんどがドーム壁面に衝突し側壁まで拡がることを認められる。衝突後広がった予混合気は、噴き出した未燃予混合気の運動量により低い位置で再循環領域が形成され燃焼反応が促進されることで、火炎の形成位置が低くなったと考えられる。

旋回タイプは図 4 より Single hole と比較して火炎が広い範囲で形成されていることが認められる。図 3 (c)から、Strong swirl は噴き出した予混合気が側壁に衝突し U ターンする流れと、ドーム壁面付近で滞留する流れの 2 つに分かれることが予想される。これにより、側壁に衝突した予混合気が形成する再循環領域での燃焼反応、ドーム壁面付近で滞留している予混合気の燃焼反応に分かれることで火炎の形成範囲が広がったと考えられる。

図 3 では、Weak swirl は Single hole と似た流れ場が形成することが予想されるが、図 4 の(b)からは、Weak swirl でも Strong swirl と同様、噴き出した予混合気のうちの一部は側壁に衝突していることが認められる。さらに、ドーム壁面の赤熱は Weak swirl と Strong swirl で共通して見られたので、Weak swirl についてもドーム壁面に滞在する予混合気があると考えられる。

4.2 排気性能

Single hole について、予混合気温度 T_i と流速 U が排気性能に与える影響を示したグラフを図 5 に示す。条件は $Y_{in} = 30$ mm, $Y_p = 200$ mm である。 $X_p = 0$ という表記は中心軸上でガスを採取していることを意味する。

図より、予混合気温度を上げると NO_x 濃度は増加するが、流速を変化させても NO_x 濃度にはあまり影響しないという傾向が見られる。Weak swirl

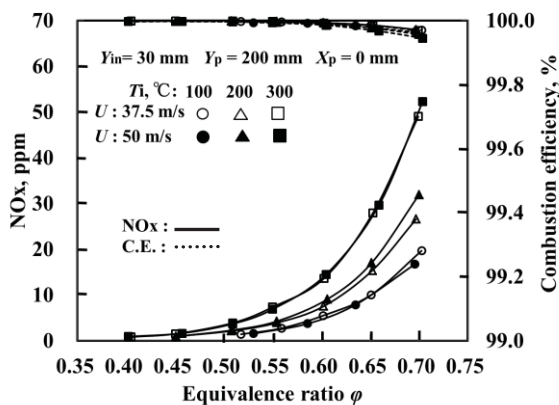
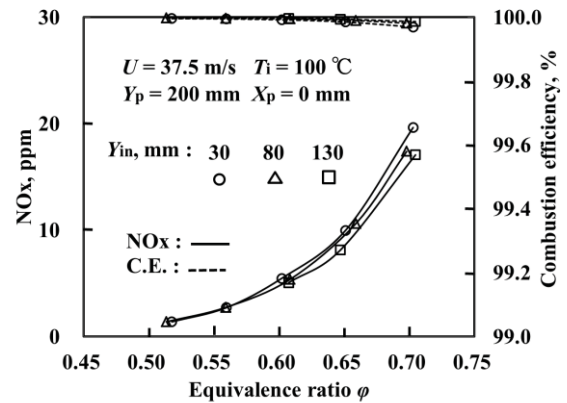
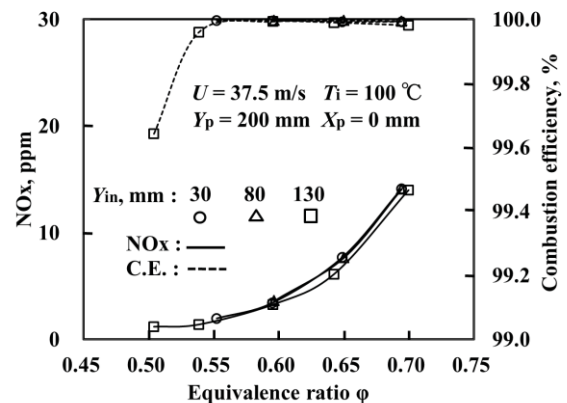


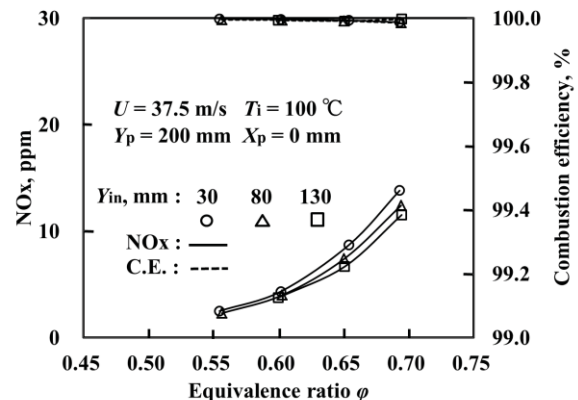
Fig.5 Effects of mixture-preheating and jet velocity on NO_x emissions and combustion efficiency for Single hole type.



(a)



(b)



(c)

Fig.6 Effects of injection position on NO_x emissions and combustion efficiency for Single hole (a), Weak swirl (b), and Strong swirl(c).

および Strong swirl の場合も同様の傾向が認められた。なお、予混合気温度の上昇は火炎温度の上昇を、流速の上昇は滞留時間の短縮を意味する。燃焼効率が過濃側で低下しているのは、熱解離によって CO_2 が CO に変化したからである。

各噴射形態について、ノズル先端からドーム壁面までの距離 Y_{in} が排気性能に及ぼす影響を図 6 のグラフに示す。条件は $U = 37.5$ m/s, $T_i = 100$ °C,

$Y_p = 200$ mm である。当量比については 3.2 で述べた通り、排気測定は保炎が可能な最も希薄側まで試みた。

Single hole については図 6(a)より $Y_{in} = 130$ mm のとき、 $\phi = 0.6$ 付近までしか保炎できなかつたが、 $Y_{in} = 30$ mm および $Y_{in} = 80$ mm のときは $\phi = 0.5$ 付近まで保炎できたことから、ノズル先端がドーム壁面に近い方がより希薄な範囲で保炎できることが分かった。 $Y_{in} = 30$ mm および $Y_{in} = 80$ mm のときは $\phi = 0.5$ 付近まで保炎できており、燃焼効率率は 99.9 % 以上と非常に高い数値を示し、NOx 濃度も 2 ppm を下回る超低 NOx 排出を実現した。また、同じ当量比で比較した場合、 $Y_{in} = 30$ mm のときが最も NOx 濃度が大きいことが分かった。これらの結果は予混合気を低い位置から噴き出すと、再循環領域は低い位置で形成され、未燃予混合気とドーム壁面付近に集中的に存在する高温既燃ガスの熱交換がより活発に行われるためと考えられる。 $Y_{in} = 30$ mm での流れ場を解析した結果、 $Y_{in} = 80$ mm および $Y_{in} = 130$ mm の場合に比べ、よりドーム壁面付近にて再循環領域が形成される様子がうかがえた。

Weak swirl については図 6(b)より、 $Y_{in} = 130$ mm において $\phi = 0.5$ 付近まで保炎できたが、燃焼効率率が 99.6 % 付近まで下がった。

Strong swirl は 3 形態の中では、希薄側での保炎性が最も悪いということが図 6 の実験結果から分かった。Strong swirl は 4.1 の考察で述べたように、噴き出した予混合気の流れが 2 つに分かれていると考えられる。これにより再循環領域はドーム壁面から離れた狭い空間で形成され、ドーム壁面付近に滞留している既燃ガスとの熱交換が促進されないことが保炎性の悪さに影響していると考えられる。 $U = 37.5$ m/s については 3 形態ともいずれの Y_{in} でも保炎できた。 $U = 25$ m/s については Single hole, Weak swirl はいずれの Y_{in} でも保炎できたが、Strong swirl は $Y_{in} = 30$ mm のときしか保炎できなかつた。その他の Y_{in} においては $\phi = 1$ にしても保炎できなかつた。なお、Strong swirl については圧力損失が大きいため、本研究で使用した実験装置では、 $U = 50$ m/s での試験ができなかつた。NOx 濃度については、ノズル先端からドーム壁面までの距離が短いほど、NOx 濃度が大きいという、Single hole と同様の傾向が認められた。Strong swirl についてはノズル先端からドーム壁面までの距離を長くすると、噴き出した予混合気のうち燃焼室側壁に衝突し U ターンしたもので形成される再循環領域が高い位置で形成されるため、燃焼室底部

に滞留している既燃ガスと熱交換があまり行われなくなるのが原因と考えられる。

3 形態が排気性能に与える影響の違いを示したグラフを図 7 に示す。条件は $Y_{in} = 80$ mm, $Y_p = 200$ mm, $U = 37.5$ m/s, $T_i = 100$ °C である。図より、予混合気の当量比が同じ場合の 3 形態を比較すると、回転タイプは Single hole に比べ NOx 濃度が低いことが分かる。Strong swirl に特に現れやすい特徴として、回転タイプは側壁に衝突した予混合気再循環領域を形成しても、ドーム壁面に滞留している既燃ガスとの熱交換が行われにくいことが影響していると考えられる。

Single hole を代表して断熱火炎温度が排気性能に与える影響を示したグラフを図 8 に示す。条件は $Y_{in} = 30$ mm, $Y_p = 200$ mm である。

図より、断熱火炎温度が支配的に NOx 濃度に影響することがわかる。回転タイプにおいても同傾向の結果が得られた。

Single hole は回転タイプに比べ噴きだした予混合気がドーム壁面に到達しやすく、低い位置で再循環領域が形成されるため保炎性が良い。また、

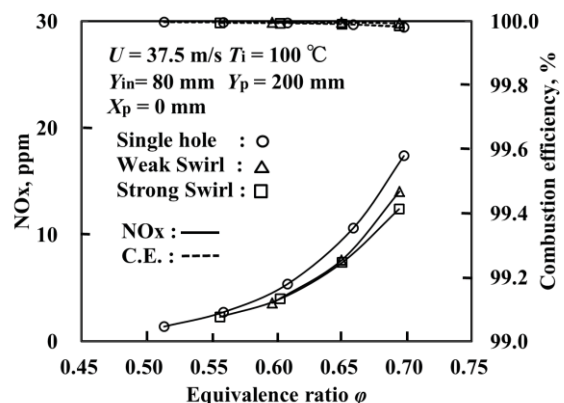


Fig.7 Effects of nozzles configuration on NOx emissions and combustion efficiency.

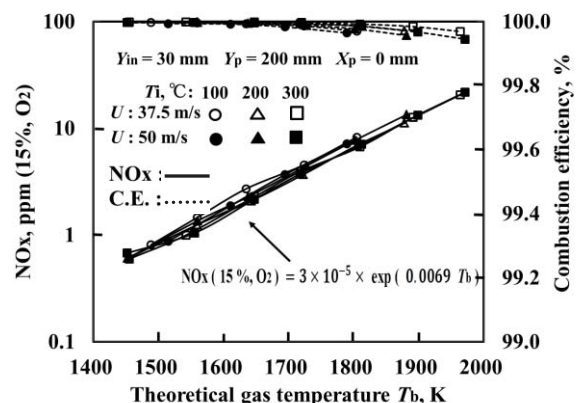


Fig.8 Correlation of NOx emissions and combustion efficiency with calculated adiabatic flame temperature.

噴き出し位置がドーム付近の場合、希薄側まで保炎する。一方、旋回タイプの2形態は予混合気が拡がって噴き出されるのでドーム壁面に予混合気が到達しにくく、旋回を伴いながらドーム壁面付近に滞留する流れと側壁に衝突し燃焼室から出ていく流れの2つに分かれる。従ってドーム壁面付近の高温既燃ガスと干渉しにくい再循環領域が形成されるため保炎性はSingle holeに比べ悪い。

Single holeは、旋回タイプに比べ希薄側での保炎性に優れ、噴射位置を上流側に設定するとより保炎性が良くなることから、多段燃焼での1段目に淀み点逆流燃焼方式を利用した場合、旋回タイプよりも適した噴射形態であると考えられる。

5. 結論

本研究では、淀み点逆流燃焼方式において予混合気の噴射形態および噴射位置が排気性能に与える影響を、流れ場のシミュレーション、火炎形状に基づいて考察し、以下のことがわかった。

- (1) Single holeは旋回タイプと比較して希薄側での保炎性に優れており、最も低NO_x排出を実現できる。また予混合気噴射位置をドーム壁面に近づけると保炎性は良くなるが、同じ当量比で比較した場合、噴射位置がドーム壁面から離れた場合に比べてNO_x濃度はあがる。
- (2) 旋回タイプは同じ当量比で比較した場合、Single holeに比べ低NO_x排出を実現できるが、希薄側での保炎性が悪い。
- (3) Single holeおよび旋回タイプでのNO_x濃度は滞留時間には依存しない。
- (4) 多段燃焼の1段目に淀み点逆流燃焼方式を利用する場合、適している噴射形態はSingle holeである。

参考文献

- 1) N. Aida. et al.:Combustion of lean prevaporized fuel-air mixtures mixed with hot burned gas for low-NO_x emissions over an extended range of fuel-air ratios, *Proc. Combust. Inst.* 30:2885-2892 (2005).
- 2) S. Adachi. et al.:Emissions in combustion of lean methane-air and biomass-air mixtures supported by primary hot burned gas in a multi-stage gas turbine combustor, *Proc. Combust. Inst.* 31:3131-3138 (2007).
- 3) H. Fujiwara. et al.:Development of a liquid-fueled dry low emissions combustor for 300kW class recuperated cycle gas turbine engines, presented at the ASME Turbo Exposition, ASME paper GT2005-68645.
- 4) M. K. Bobba. et al.:Characteristics of Combustion Processes in a Stagnation Point Reverse Flow Combustor, ASME GT2006-91217.

ファン通過による液滴温度変化を考慮した着氷シミュレーション

*林 亮輔（東理大院），山本 誠（東理大）

Icing Simulation with Temperature Change of Droplet in Passing Fan

*Ryosuke HAYASHI (Tokyo Univ. of Science), Makoto YAMAMOTO (Tokyo Univ. of Science)

ABSTRACT

The icing phenomenon is caused by complicated interactions of various physical conditions. Among all of various physical conditions, the impingement distribution, the impingement mass of droplets and the heat transfer from the droplet to the wall has high dependence. However, the temperature of impingement droplets which is used for the heat transfer between the impingement droplet and the wall is generally assumed to be the freestream temperature. This assumption might become a problem of accurate icing simulations in a jet engine, because the gas temperature remarkably changes in passing through a fan rotor and a multi stage compressor. In this study, we simulate an ice accretion phenomenon with the temperature change of droplets. The obtained remarks indicate that the maximum difference of the fan ice volume is 0.67%. Therefore, it is confirmed that the droplet temperature change does not have little effect on the engine icing.

Key words: Multiphysics CFD, Ice Accretion, Rotor-stator Interaction, Droplet Temperature

1. 緒言

雲が発達し雲内の温度が 0 °C 以下になっても、雲粒はすぐには凍結しない。このような現象を過冷却という。雲の中に氷晶が発生し始めるのは、雲頂温度が約-5 °C まで下がったときである。そして、温度低下に伴い、雲中の氷晶の割合が増加し、おおよそ-20 °C まで温度が低下すると、どの雲も氷晶を含むようになる。しかし、-20 °C 付近の雲頂温度でさえも、過冷却液滴の存在はしばしば確認される。雲中の全ての過冷却液滴が氷晶に変化する温度は、-40 °C 前後とされている¹⁾。

航空機が運航する高度の雲中には、このように過冷却液滴が多く存在する。ここで問題となるのが着氷現象である。着氷とは、大気中の過冷却液滴が固体表面に衝突し、その衝突面に氷層を形成する現象である。航空機着氷は、主翼における翼性能の低下やストール、エンジンにおける作動効率の低下や翼から離脱した氷による機械的損失などを招く。加えて、着氷に起因する航空事故が後を絶たない。航空機着氷の主な発生箇所は、主翼や尾翼、スピナ、エンジンファン動翼、バイパス出口案内翼である。また、近年では、高圧コンプレッサーなどのエンジンコア内部における発生事例もあり²⁾³⁾、本現象に関する研究は NASA をはじめとする世界的に主要な機関で、実験と数値解析の両方の側面から長く行われている^{4)・10)}。

着氷現象は、低い温度 (-15 °C 以下) で発生する霧氷 (Rime Ice) と比較的暖かい温度で発生する雨氷 (Glaze Ice) の二つに大別されるが、これらは大気温度や水分含有率 (Liquid Water Content, LWC)、衝突液滴の速度や質量など様々な条件が複雑に絡み合い発生する。中でも、過冷却液滴の衝突分布や衝突質量、衝突壁面と衝突液滴の熱伝達の依存性が高い。数値予測の上では、液滴の衝突分布や壁面温度などは十分な精度で再現可能である。また、雲の中の液滴径分布は不明なため、平均液滴直径 (Median Volume Diameter, MVD) という考え方をを用いて、液滴衝突質量をモデル化している。しかしながら、衝突壁面と衝突液滴の熱伝達に関しては、衝突液滴の温度に主流静温を適用しているのが一般的である^{11)・13)}。すなわち、飛行中の液滴の温度変化は取り扱っていない。主翼や尾翼における着氷予測であれば、この仮定で問題はないであろう。しかし、ジェットエンジンの場合、エンジンファンは高速で回転しており、エンジン内部は衝撃波を伴う複雑な流れ場となる。さらに、エンジンファンを通過する際や、多段の圧縮機を通過する際に気流の静温が著しく変化する。従って、ジェットエンジンにおける着氷シミュレーションを行う場合、飛行中の液滴温度を主流温度で固定するような取り扱いは、余りにも簡易的である。

本研究では、エンジンファン通過による液滴の温

度変化を考慮した場合と従来の温度変化を考慮しない場合の着氷シミュレーションを行い、液滴の温度変化がジェットエンジンにおける着氷シミュレーションに及ぼす影響を調査する。本研究により得られた知見から、従来の着氷シミュレーション手法の妥当性が明らかとなる。

2. 着氷シミュレーション手法

2.1 着氷シミュレーションアルゴリズム

本研究では、格子構成・流れ場計算・液滴軌道計算・熱力学計算により構成される弱連成解析を用いて着氷シミュレーションを行う。以下、各計算の詳細を示す。

2.2 流れ場計算

流れ場は三次元圧縮性乱流場と仮定する。支配方程式として、ファールブル平均を施した質量・運動量・エネルギーの各保存式を用いる。これらは、非粘性項については Yee-Harten の二次精度風上型 TVD スキーム¹⁴⁾、粘性項については二次精度中心差分により離散化される。時間進行に関しては、時間刻みの制約を緩和するため LU-ADI 法¹⁵⁾を用いる。乱流モデルには、Kato-Launders 修正を施した $k-\varepsilon$ モデル¹⁶⁾を採用する。

2.3 液滴軌道計算

液滴軌道計算は、翼面における衝突特性を得るために行われる。計算にはラグランジュの手法を用い、液滴にかかる力は、抗力・遠心力・コリオリ力とし、重力は考慮しない。また、液滴は完全な球形と仮定し、衝突・変形・合体・分裂は無視しており、流れ場に影響を及ぼさない (One-Way Coupling)。支配方程式には以下に示す簡易化された B-B-O 方程式を用いる。

$$\frac{d\vec{U}_d}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g}{\rho_d} \frac{1}{d_d} \vec{U}_r |\vec{U}_r| - \left\{ 2\vec{\Omega} \times \vec{U}_d - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_d) \right\} \quad (1)$$

ここで、 U_d は液滴の速度、 U_r は気体と液滴の相対速度、 d_d は液滴直径、 ρ_g と ρ_d は気体と液滴の密度である。右辺第二項は遠心力とコリオリ力を表し、 Ω は回転速度、 r_d は液滴の半径位置である。 C_D は抗力係数であり以下に示す Schiller-Naumann の式¹⁷⁾を用いる。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_d} \left(1 + 0.15 \text{Re}_d^{0.687} \right) \quad (2)$$

液滴温度は以下に示す熱物質輸送方程式を用いて解く。

$$m_d C_{pd} \frac{dT_d}{dt} = \pi d_d k_d (T_g - T_d) Nu_d + \frac{dm_d}{dt} L_e \quad (3)$$

m_d は液滴の質量、 C_{pd} は液滴の定圧比熱、 T_d は液滴温度、 T_g は気体温度、 k_d は液滴の熱伝導係数、 L_e は液滴の蒸発熱である。液滴ヌセルト数 Nu_d に関しては以下の Ranz-Marshall の式¹⁸⁾を用いる。

$$Nu_d = 2 + 0.6 + \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}_g^{1/3} \quad (4)$$

ここで、 Pr_g は気体のプラントル数である。また、式 (3) の右辺第二項は蒸発項であり、以下の Pruppacher と Klett の式¹⁹⁾によって得られる。

$$\frac{dm_d}{dt} = \frac{2\pi d_d D}{R_g} \left(\frac{P_{vg}}{T_g} - \frac{P_{vd}}{T_d} \right) \quad (5)$$

ここで、 D は拡散係数、 R_g はガス定数、 P_{vg} は飽和蒸気圧、 P_{vd} は水の大気分圧である。

2.4 熱力学計算

熱力学計算には、ステファン問題に基づいて構築された Extended Messinger モデル¹²⁾を用いる。本モデルには、元の Messinger モデル⁴⁾では取り扱われていない衝突表面における水膜の厚さが考慮されているため、大気温度が比較的高い場合に発生する雨氷着氷の予測性能が Messinger モデルを上回ることが示されている²⁰⁾。Extended Messinger モデルは、以下に示す氷と水の層における熱伝導方程式・質量保存式・氷と水の界面における相変化の条件式によって支配される。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho_i C_{pi}} \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{k_w}{\rho_w C_{pw}} \frac{\partial^2 T_w}{\partial y^2} \quad (7)$$

$$\rho_i \frac{\partial B_i}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial B_w}{\partial t} = m_{im} + m_{in} - m_{es} \quad (8)$$

$$\rho_i L_F \frac{\partial B_i}{\partial t} = k_i \frac{\partial T_i}{\partial y} - k_w \frac{\partial T_w}{\partial y} \quad (9)$$

ここで、 T_i と T_w は氷層と水膜の温度、 B_i と B_w は氷層と水膜の厚さ、 k_i と k_w は氷と水の熱伝導率、 C_{pi} と C_{pw} は氷と水の定圧比熱、 m_{im} 、 m_{in} 、 m_{es} は各々、検査体積内における衝突液滴、ランバック、昇華(蒸発)における質量流束である。 ρ_i は氷の密度であり、 L_F は固化による潜熱、 y は壁面からの距離である。式(6)-(9)は4段階ルンゲ・クッタ法により時間積分される。本熱力学モデルの詳細に関しては文献12)を参照されたい。

3. 計算対象および計算条件

3.1 計算対象および計算格子

ジェットエンジンの主な着氷箇所は、ノーズコーン、ファン、出口案内翼(以下、FEGV)、低圧コンプレッサー、スプリッター等である。本研究では、着氷量が多く性能低下を引き起こし易いファンとFEGVを解析対象とする。本動静翼列は動翼24枚、静翼60枚から成るが周期性を考慮し、動翼1枚と静翼2枚のみを解析する。

計算格子はマルチブロック法および重合格子法に基づき構成され、図1(a)の流路部におけるメイングリッド、(b)の翼周り部におけるサブグリッドを用いる。総格子点数は、約2,222,022点である。

また、動翼側には相対座標系、静翼側には絶対座標系を用いる。

3.2 計算条件および境界条件

本研究では、流入全温を霧氷と雨氷の2ケース、MVDを20 μm と50 μm の2ケースの計4ケースの計算条件で解析を行う(表1参照)。各々のケースにおいて、液滴の温度変化が着氷シミュレーションに及ぼす影響を調査するために、液滴の温度変化を考慮した場合(w/TC)と考慮しない場合(w/oTC)の手法による着氷シミュレーションを行う。投入液滴数は500,000個であり、衝突量をLWCに合わせて比例的に算出することによって単位時間・面積当たりの衝突液滴数を得る。

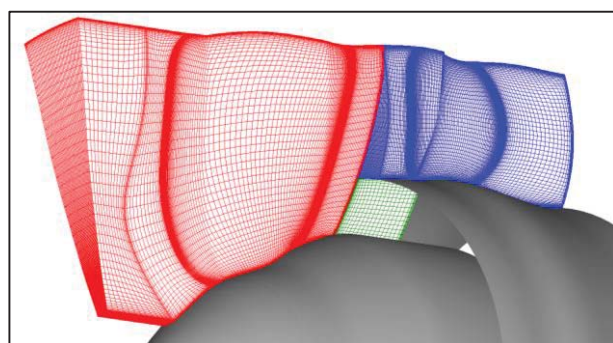
4. 結果および考察

4.1 流れ場

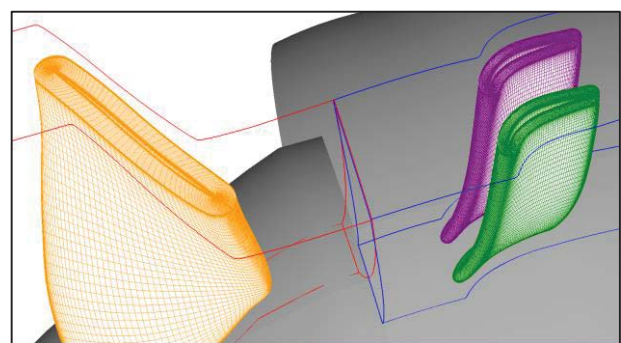
図2にRun3におけるファン90%スパンの静温分布を示す。ファン付近の流れ場は、淀み点では280K以上の高温になるが、前縁付近負圧面側では約225Kの低温領域となる。流入全温253.15Kに対し、ファン付近では静温変化が著しい。ファン通過後も後流領域の静温は、約270Kと比較的高温である。また、FEGV側の静温に関しては、ファン後流の影響を受け非定期的に変化する。後流が衝突している翼では正圧面と負圧面の静温差が大きく、淀み点静温は約275Kとなっている。このように、ファン動翼を通過する際にエンジン内の気流

Table 1 Computational Conditions

		Run 1	Run 2	Run 3	Run 4
Exposure Time	[s]	10.0			
LWC	[g/m ³]	1.0			
Rotating Tip Speed	[m/s]	300.0			
Mach Number		0.44			
Inlet Total Pressure	[MPa]	0.1013			
Inlet Total Temperature	[K]	233.15		253.15	
MVD	[μm]	20	50	20	50



(a) Main Grids for Passage



(b) Sub Grids around Blade

Fig.1 Computational Grids

の静温は流入から流出に渡り、著しく変化する。

4.2 液滴軌道および液滴温度変化

Run 3 (Glaze Ice, MVD 20 μm) における液滴温度変化を図 3 に示す。液滴は流入境界の 10%, 50%, 90% スパン位置に 5 個設置した。ハブ側に設置した液滴の多くは、図 3 (a) に示すようにファン前縁正圧面側に多く衝突する。液滴投入位置がチップ側へ移動するに伴い、ファンを通過し FEGV 側へ進入する液滴数が多くなる。全スパン位置において、ファン通過時に液滴の温度が上昇する。また、ファンに衝突した液滴に着目すると、液滴温度は衝突直前に上昇することが確認できる。さらに、チップ側の前縁負圧面側に形成された衝撃波を通過する際の液滴温度は、約 230 K まで低下し、その後、FEGV に到達するまでに高温領域では 260 K まで上昇する。このようにチップ側に設置した液滴は、流入から流出まで約 30 K の広範囲に渡る温度変化を伴う。ファン通過後の液滴は高温を保ち、FEGV 側へ進入する。途中、動翼後流領域を通過する液滴はさらに温度上昇する。また、FEGV 側付近を通過する液滴についても、動翼後流の影響を受け、静温変化を伴い移動する。

図 4 は、Run 4 (Glaze Ice, MVD 50 μm) の場合における液滴温度変化である。液滴投入位置は Run 3 と同様であるが、液滴直径が大きく慣性の影響が



(a) Phase Angle 0 deg.



(b) Phase Angle 120 deg.



(c) Phase Angle 240 deg.

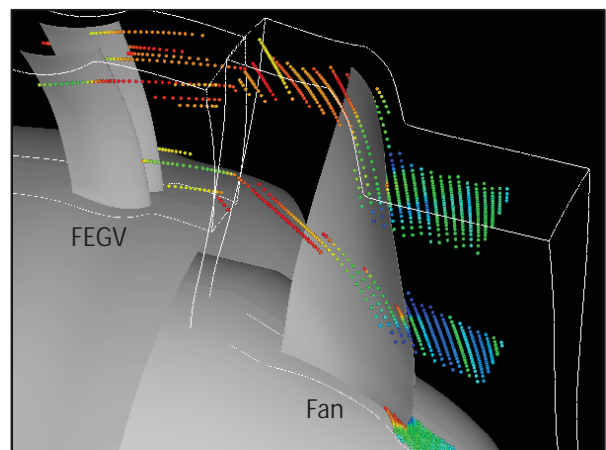
230  280 [K]

Fig.2 Static Temperature at 90% Fan Span (Run 3)

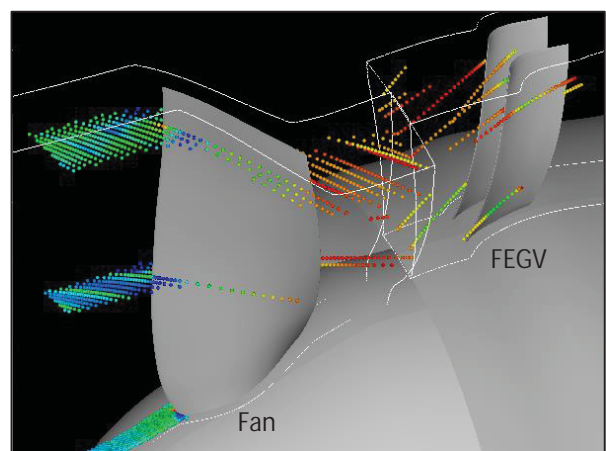
Run 3 に比べ強いため、エンドウォールとファンへの衝突液滴数が増え、ファンを通過する液滴数は減少する。また、Run 4 の場合も Run 3 の場合と同様に、ファンに衝突する直前やファンを通過する際の温度上昇が確認できる。しかし、Run 4 の場合は液滴径が大きく熱伝達率が低いいため、Run 3 と比較すると、温度の上昇幅は小さい。

4.3 液滴温度変化の着氷解析への影響

まず、エンジンファンと FEGV で発生する着氷現象の特性について簡単に述べる。なお、本段落で示し結果は全て液滴温度変化を考慮した場合の解析結果である。図 5 にファンにおける氷層分布、図 6 に FEGV における氷層分布を示す。各々の図において、(a) は Run 1, (b) は Run 3 を表す。ファン着氷は、図 3 で示したように液滴の衝突数が多く静温が低い、正圧面ハブ側前縁に集中する。Run 1 は霧氷条件、Run 3 は雨氷条件であるが、雨氷ではランバックにより水膜が形成される。形成された水膜が遠心力によりチップ側に流れ、スパン方向の



(a) Pressure Side View of Fan

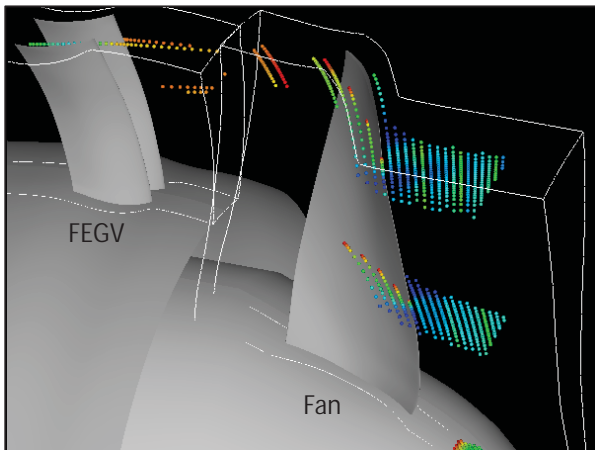


(b) Suction Side View of Fan

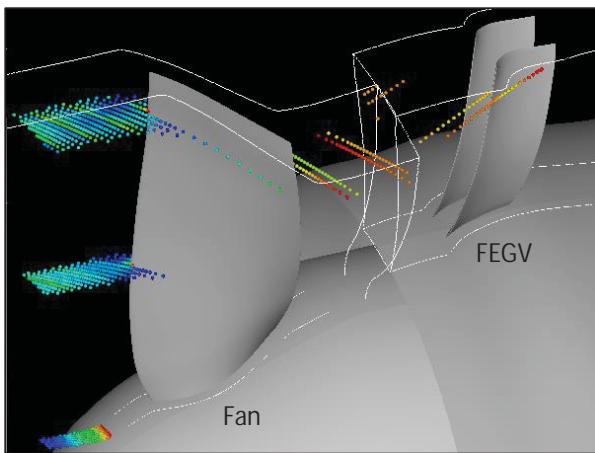
230  260 [K]

Fig.3 Change of Droplet Temperature (Run 3)

着氷領域が広がっていることが確認できる。図 5 中のカラーコンターは最大値を 5.0 mm に絞って表示してあるが、実際の最大氷層厚さは Run 1 では 11.91 mm, Run 3 では 5.22 mm である。つまり、ランバックが発生しない Run 1 のほうが最大氷層厚さは厚い。一方、FEGV については、多くの液滴がファ



(a) Pressure Side View of Fan



(b) Suction Side View of Fan

230  260 [K]

Fig.4 Change of Droplet Temperature (Run 4)

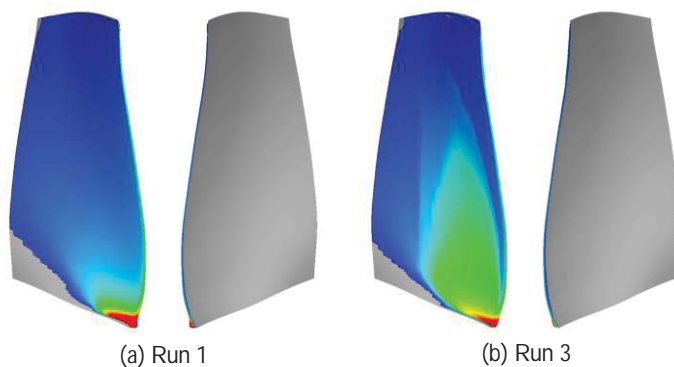
ンに衝突するために FEGV の衝突数が少ないこと、気体の静温が高いことより、着氷量はファンに比べるとはるかに少ない。

図 7 に Run 3 のファンにおけるスパン方向の着氷量分布を示す。(a) が液滴温度変化を考慮した場合 (w/ TC), (b) が液滴温度変化を考慮していない場合 (w/ TC) である。図 7 より、最大氷層厚さである 14.4% スパン位置からチップ側においては、液滴温度変化の影響が多少は表れている。この領域は図 5 で示したようにランバックが生じている領域である。つまり、ランバックが発生する条件の場合、液滴の衝突温度は着氷量に影響を及ぼす。しかし、最もランバック量が多い Run 3 の場合でさえも、液滴の温度変化がファンの着氷量に及ぼす影響は、0.67% である。他のケースでは、Run 1 で 0.01%, Run 2 で 0.00%, Run 4 で 0.11% と全てのケースにおいて、1% に満たない。また、着氷領域も同様に変化がないので、ファン通過により液滴は約 30 K の温度変化を伴うが、着氷シミュレーションに及ぼす影響はほとんどない。従って、着氷シミュレーションを実施する上では、従来の液滴の温度変化を考慮しないシミュレーション手法で問題はなく、液滴の衝突温度には主流静温を適用すればよいことが立証された。

5. 結言

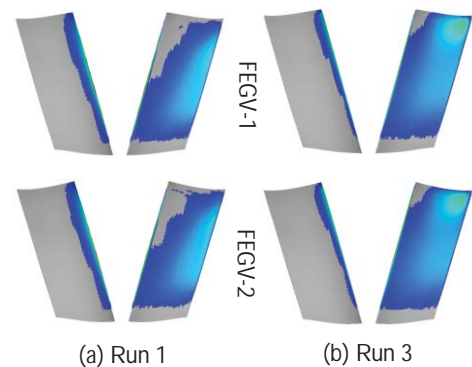
ジェットエンジンにおいて、ファン通過時の過冷却液滴の温度変化を考慮した着氷シミュレーションを行った。本研究により得られた知見は以下の通りである。

- 本研究で対象としたファンにおいて気流の静温変化が約 50 K であるとき、液滴の静温は約 30 K 変化した
- 本研究で対象としたファンにおいて液滴の温度変化を考慮した場合、雨氷着氷においてラ



0.0  5.0 [mm]

Fig.5 Ice Thickness of Fan



0.0  1.0 [mm]

Fig.6 Ice Thickness of FEGVs

ンバック量が多くなると、ファンの着氷量に0.67%の影響が生じた

- 本研究で対象としたファンにおいて液滴の温度変化を考慮した場合、着氷量および着氷領域に対する影響はほとんどない
- 液滴の温度変化が着氷シミュレーションに及ぼす影響は過少であるため、着氷シミュレーションにおいて液滴の衝突温度には、従来の主流静温を適用する手法を用いればよい

参考文献

- 1) 日本雪氷学会: 雪と氷の事典, 朝倉書店, 第二刷 (2005), pp. 60-61
- 2) Jeanne G., Mason J., Walter Strap and Philip Chow: The Ice Particle Threat to Engines in Flight, Proceeding of 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, (2006)
- 3) S. Nilamdeen and W. G. Habashi: FENSAP-ICE: Modeling of Water Droplets and Ice Crystals, Proceeding of 1st AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, (2009)
- 4) Messinger, B. L.: Equilibrium Temperature of an Unheated Icing Surface as a Function of Airspeed, Journal of the Aeronautical Sciences, vol. 20, no.1, (1953), pp. 29-42
- 5) William B. Wright, P. W. Gent and Didier Gufford DRA/NASA/ONERA Collaboration on Icing Research, NASA CR-202349, (1997)
- 6) Xuan Presteau, Emmanuel Montreuil, Arnaud Chazottes and Xavier Vancassel: Experimental and Numerical Study of Scallop Ice on Swept Cylinder, Proceeding of 1st AIAA Atmospheric and Space Environments

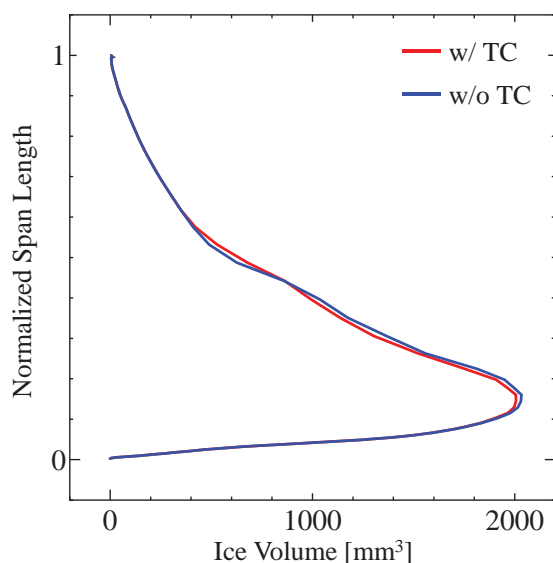


Fig.7 Effect of Droplet Temperature on Ice Volume (Run 3)

Conference, (2009)

- 7) Joseph P. Veres, Philip C.E. Jorgenson, and William B. Wright: Modeling the Effects of Ice Accretion on the Low-Pressure Compressor and the Overall Turbofan Engine System Performance, NASA TM-2013-217034, (2011)
- 8) Hospers J. and Hoeijmakers H.: Numerical Simulation of SLD Ice Accretions, SAE Technical Paper, 2011-38-0071, (2011)
- 9) Cristhian N. Aliaga, Martin S. Aubé, Guido S. Baruzzi and Wagdi G. Habashi: FENSAP-ICE-Unsteady: Unified In-Flight Icing Simulation Methodology for Aircraft, Rotorcraft, and Jet Engines, Journal of Aircraft, Vol. 48, No. 1, (2011), pp. 119-126
- 10) Veillard X. and Habashi W. G.: Icing Simulation in Multistage Jet Engine, Journal of Propulsion and Power, Vol. 27, No. 6, (2011)
- 11) William B. Wright: User's Manual for LEWICE Version 3.2, NASA CR 214255, (2008)
- 12) S. Ozgen and M. Cambek: Ice accretion simulation on multi-element airfoils using extended Messinger model, Heat and Mass Transfer, Vol. 45, (2009), pp. 305-322
- 13) Hayashi R., Kawakami K., Suzuki M, Yamamoto M., Shishido S., Murooka T., and Miyagaw H: Numerical simulation of icing phenomena in fan rotor-stator interaction field", Proceeding of 11st International Gas Turbine Congress, (2011), pp. 1 - 5.
- 14) Yee H. C.: Upwind and symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA-TM-89464, (1987)
- 15) Fujii K. and Obayashi S.: Practical application of improved LU-ADI scheme for the three-dimensional Navier-Stokes computations of transonic viscous flows, AIAA Paper, 86-0513, (1987)
- 16) Kato M. and Launder B. E.: The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinder, Proceedings of 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, 10-4-1-10-4-6, (1993)
- 17) Schiller L. and Naumann A.: A drag coefficient correlation, Z. Ver. Deutsch, 77, (1935), pp. 318-320
- 18) Ranz W. E. and Marshall W. R.: Evaporation from Drops, Chem., Eng., (1952), pp. 141-146
- 19) Pruppacher H. R. and Klett, J. D.: Microphysics of Clouds and Precipitation, Kluwer Academic, Dordrecht, (1997)
- 20) Hayashi R. and Yamamoto M.: Two- and Three-dimensional Validation of Icing Model, Proceedings of 5th Asia Pacific Congress on Computational Mechanics & 4th International Symposium on Computational Mechanics (2014)

アイスクリスタル着氷の成長に関する数値シミュレーション

*古田 小春（東理大院），山本 誠（東理大）

Numerical Study on Ice Growth of Ice Crystal Accretion

*Koharu FURUTA (Tokyo Univ. of Science) and Makoto YAMAMOTO (Tokyo Univ. of Science)

ABSTRACT

In recent years, it is known that the ice accretion occurs in a jet engine core such as the low pressure compressor and the first stage of the high pressure compressor, where the temperature is about 30 degree C. This ice accretion in the engine core is called as “ice crystal accretion”. It differs from the existing ice accretion in that it occurs in the environment above the freezing point. Some scenarios are given as factors of the ice crystal accretion, but the mechanism has not been sufficiently clarified yet. In our previous study, we construct a new icing code which can be applicable to the warm environment. However, the state change of flying super-cooled water droplets and ice crystals is not considered. In this study, we develop our icing code including the heat and mass transfer model for flying particles and make a comparison with the previous study.

Key words: CFD, Ice Crystal Accretion, Compressor Stator Vane, Heat and Mass Transfer Model

1. 緒言

航空機における着氷現象は、航空機が雲中の過冷却液滴や氷粒と衝突することによって発生する。ジェットエンジンに着氷が生じると、形状変化に伴い空力性能が低下する。また、剥離した氷片によって、ジェットエンジン内のファンやコンプレッサに機械的損失をもたらす可能性がある。

ジェットエンジンにおける着氷箇所として、スプリッタ、ノーズコーン、ファン等が考えられている。しかし近年では、周囲流体温度が約 30 °C となるエンジンコアの低圧コンプレッサや、高圧コンプレッサ初段にも着氷することが明らかとなっている¹⁾。これをアイスクリスタル着氷と呼ぶ。アイスクリスタル着氷は、主にエンジンがアイスクリスタル（氷粒）を吸引するとき生じると考えられている。さらに、氷粒に加え、過冷却液滴や、氷粒と過冷却液滴の混合物も原因として挙げられる。これら三つの要素がアイスクリスタル着氷の原因と考えられるが、その発生メカニズムは未だ十分に解明されていない。また、エンジンコア内部で着氷が起こるため、実験によって再現することが難しく、数値的側面から着氷予測することが望ましい。したがって、アイスクリスタル着氷の発生メカニズムを解明するために、氷点以上の環境に対応した着氷コードの開発が必要とされている。

著者らは先行研究において、コンプレッサ翼における着氷コードの構築を行った²⁾。三つの要素のう

ちの氷粒と過冷却液滴を対象に計算を行ったが、飛行中の粒子（過冷却液滴・氷粒）における蒸発や質量減少、温度変化は考慮していない。したがって、本研究では、飛行粒子の状態変化を考慮した着氷コードを開発し、より実現に近い結果を得ることを目的とした。さらに、本研究と先行研究との比較を行った。

2. 計算手法

本研究で用いた計算手法を、以下に示す。

- (1) コンプレッサ翼周りの流れ場を計算する。
- (2) 状態変化を考慮した粒子軌道計算を行い、粒子衝突特性を得る。
- (3) 熱力学計算により、翼内部の温度変化、翼表面における着氷量を算出する。

2.1 流れ場計算

流れ場は二次元圧縮性乱流場と仮定する。支配方程式として、ファールブル平均を施した質量・運動量・エネルギーの各保存式を用いる。これらは、非粘性項を Yee-Harten³⁾の二次精度風上型 TVD スキーム、粘性項を二次精度中心差分によって離散化される。時間積分には、LU-ADI 法⁴⁾を用い、乱流モデルには、Kato-Launder 修正を施した $k-\epsilon$ モデル⁵⁾を用いる。

2.2 粒子軌道計算

粒子軌道計算は、翼表面における粒子衝突特性を得るために行われる。本研究では、過冷却液滴

と氷粒の二種類について計算を行う。ラグランジュ的手法を用い、粒子にかかる力は抗力のみとし、その他の力は考慮しない。また、粒子は完全な球形とし、衝突・合体・分裂は無視し、流れ場に影響を及ぼさないと仮定する(One-way Coupling)。支配方程式には、以下の簡略化された B-B-O 方程式を使用する。

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{d_p} \vec{U}_r |\vec{U}_r| \quad (1)$$

ここで、 d_p は粒子径、 ρ_f と ρ_p はそれぞれ気体と粒子の密度、 U_p は粒子の速度、 U_r は気体と粒子の相対速度である。 C_D は抗力係数であり、粒子レイノルズ数 Re_p (Schiller and Naumann, 1935)を用いて、次式で与える。

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (2)$$

氷粒が氷点以上の流体中を飛翔すると、融解により氷粒表面に水膜が形成され (図 1 参照)、蒸発のため大きさが変化する。飛翔中の氷粒の半径変化⁶⁾は、次式で表される。また、過冷却液滴の半径変化は、式(3)のみによって算出できる。

$$\frac{dr_1}{dt} = -\frac{D_c}{\rho_w R_g} \left(\frac{p_{v,\infty}}{T_f} - \frac{p_s}{T_1} \right) \frac{1}{r_1} \quad (3)$$

$$\frac{dr_2}{dt} = -\frac{r_1 \left[k_f (T_f - T_1) + \frac{D_c}{R_g} \left(\frac{p_{v,\infty}}{T_f} - \frac{p_s}{T_1} \right) L_{ev} \right]}{r_2^2 \rho_i L_m} \quad (4)$$

ここで、 D_c は拡散係数、 k_f は流体の熱伝達率、 L_{ev} と L_m は蒸発と融解の潜熱、 T_f と T_1 は流体と粒子表面の温度、 p_s と $p_{v,\infty}$ は温度 T_f と T_1 における飽和蒸気圧、 r_1 と r_2 は粒子表面までの半径と氷粒の半径、 R_g は気体定数、 ρ_i と ρ_w は氷と水の密度である。氷粒を覆う水膜温度⁶⁾と、過冷却液滴の温度⁷⁾は、それぞれ式(5)、(6)より与えられる。

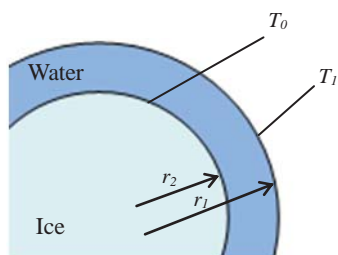


Fig. 1 Water Covered Ice Crystal

$$k_p r_1 \frac{T_1 - T_0}{r_1 - r_2} = k_f (T_f - T_1) + \frac{D_c}{R_g} \left(\frac{p_{v,\infty}}{T_f} - \frac{p_s}{T_1} \right) L_{ev} \quad (5)$$

$$m_p C_p \frac{dT_1}{dt} = \pi \cdot 2 r_1 k_p (T_f - T_1) Nu_p + \frac{dm_p}{dt} L_{ev} \quad (6)$$

ここで、 C_p は液滴の定圧比熱、 k_p は粒子の熱伝達率、 m_p は過冷却液滴の質量、 Nu_p は過冷却液滴のヌッセルト数、 T_0 は氷粒と水膜間の温度 (0 °C)である。

2.3 着氷計算

着氷計算には、ステファン問題に基づいて構成された Extended Messinger モデル⁸⁾を用いる。このモデルは、以下に示す氷層と水膜のエネルギーバランス、質量バランス、相変化に基づいた条件式によって支配される。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho_i C_{pi}} \frac{\partial^2 T_i}{\partial y_w^2} \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{k_w}{\rho_w C_{pw}} \frac{\partial^2 T_w}{\partial y_w^2} \quad (8)$$

$$\rho_i \frac{\partial B_i}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial B_w}{\partial t} = m_{imi} + m_{imw} + m_{in} - m_{e,s} \quad (9)$$

$$\rho_i L_F \frac{\partial B_i}{\partial t} = k_i \frac{\partial T_i}{\partial y_w} - k_w \frac{\partial T_w}{\partial y_w} \quad (10)$$

ここで、 B_i と B_w は氷層と水膜の厚さ、 C_{pi} と C_{pw} は氷と水の定圧比熱、 k_i と k_w は氷と水の熱伝導率、 L_F は固化による潜熱、 m_{imi} 、 m_{imw} 、 m_{in} 、 $m_{e,s}$ はそれぞれ、検査体積内における衝突氷粒、衝突液滴、ランバック、昇華(蒸発)による質量流束である。ランバックとは、表面を水が伝い流れることをいう。また、氷の密度 ρ_i は、霧氷時は ρ_r 、雨氷時は ρ_g となる。 ρ_w は水の密度、 T_i と T_w は氷層と水膜の温度、 y_w は壁面からの距離である。式(7)-(10)は四段階ルンゲ・クッタ法により時間積分される。上式で用いられる各パラメータを、表 1 に示す。

Table 1 Parameter of Extended Messinger Model

Specific Heat of Ice	[J/kg K]	2,050
Specific Heat of Water	[J/kg K]	4,218
Thermal Conductivity of Ice	[W/m K]	2.18
Thermal Conductivity of Water	[W/m K]	0.571
Latent Heat of Solidification	[J/kg]	3.344×10^5
Density of Rime Ice	[kg/m ³]	880.0
Density of Glaze Ice	[kg/m ³]	917.0
Density of Water	[kg/m ³]	1,000

2.4 熱伝導計算

翼内部の温度計算には、フーリエの法則から得られる熱伝導方程式を用いる。

$$\frac{\partial T_{in}}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T_{in}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_{in}}{\partial y^2} \right) \quad (11)$$

ここで、 T_{in} は翼内の温度、 a は翼の熱伝導率、 x 、 y は壁内の座標である。ただし、材料の物性値は温度依存しないものとする。また、本研究で対象とする材料は、温度伝導率の大きなアルミニウム ($a = 9.73 \times 10^{-5} \text{ [m}^2/\text{s]}$)である。

3. 計算条件

3.1 計算対象及び計算格子

本研究では、コンプレッサ翼に用いられているNACA65-210を使用する。計算領域を図2に示す。前縁から流入、後縁から流出までの距離は、流れ場計算が境界の影響を受けない程度にとっている。ピッチ方向に関しては、1ピッチ分とする。

計算格子は重合格子法に基づき、図3のように翼周りおよび翼内部の解析を詳細に行うため、サブグリッドを配置する。赤のグリッドは熱伝導計算のみに用いる。総格子点数は約772,000点である。

3.2 計算条件及び境界条件

着氷計算で用いる条件を表2に示す。平均粒子径 (Median Volume Diameter, MVD) 20, 50 μm の大きさの粒子を1,000,000個投入し、状態変化を考慮した軌道計算を行う。粒子衝突量は空気中の水分含有量 (Liquid Water Content, LWC) または氷水含有量 (Ice Water Content, IWC) をもとに算出することができる。算出した粒子衝突特性を用いて、4 s間の熱力学計算を行う。

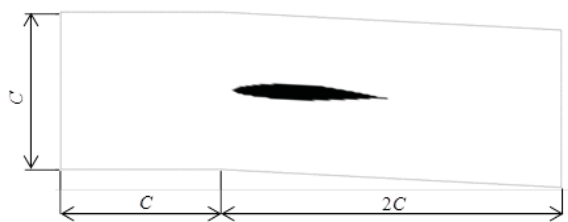


Fig. 2 Computational Domain and Size Fig.

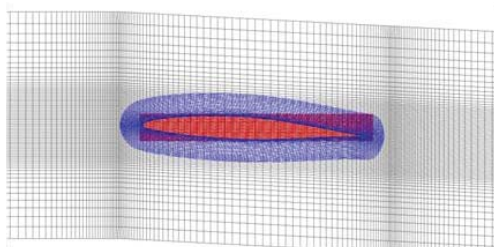


Fig. 3 Computational Grid

流れ場計算の流入境界では、全温・全圧を固定、マッハ数を外挿し、流出境界では静圧を固定、その他を外挿とする。上下の境界は周期境界条件とする。また、壁面は滑りなし・壁関数・断熱条件を適用する。熱伝導計算における壁境界は、ニュートンの冷却法則により温度を得る。

4. 計算結果

4.1 流れ場

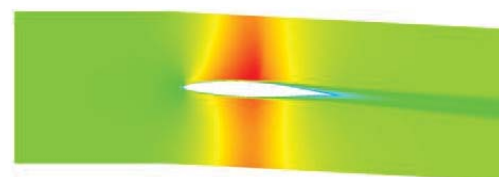
コンプレッサ翼周りのマッハ数と静温を図4に示す。前縁ではよどみ点が発生し、静温が333.4 Kまで上昇する。また、負圧面では加速によって静温が267.3 Kまで低下することがわかる。

4.2 粒子軌道特性

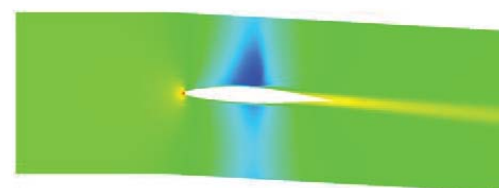
流れ場の結果を用いて算出した、MVD = 20 μm 、IWC = 1.0 g/m^3 のときの氷粒収集特性を図5に示す。ここで、横軸は無次元化された翼周りの位置を表している。0は前縁、 ± 1 は後縁であり、負の値は

Table 2 Computational Condition

Chord Length	[m]	0.1
Angle of Attack	[deg.]	3.0
Inlet Velocity	[m/s]	244.3
Inlet Mach Number		0.7
Inlet Total Pressure	[MPa]	0.1497
Inlet Total Temperature	[K]	332.85
Inlet Droplet Temperature	[°C]	-20.0
LWC (Liquid Water Content)	[g/m ³]	1.0
IWC (Ice Water Content)	[g/m ³]	1.0, 8.0
MVD (Median Volume Diameter)	[μm]	20.0, 50.0
Exposure Time	[s]	4.0



(a) Mach Number



(b) Static Temperature

Fig. 4 Mach Number and Static Temperature

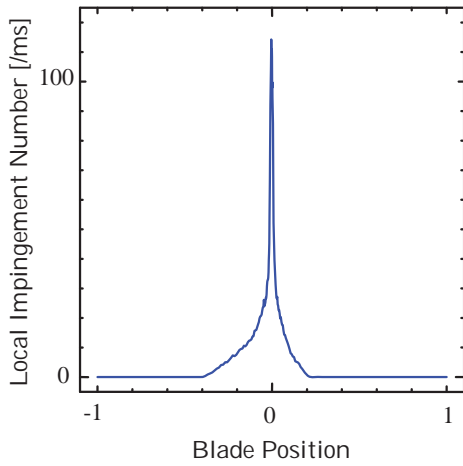


Fig. 5 Collection Property of Ice Crystal

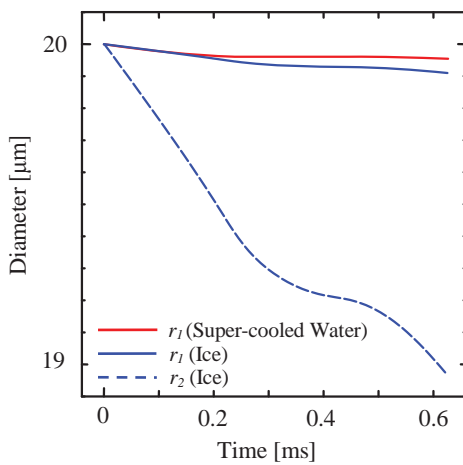


Fig. 6 Temporal Change of Diameter

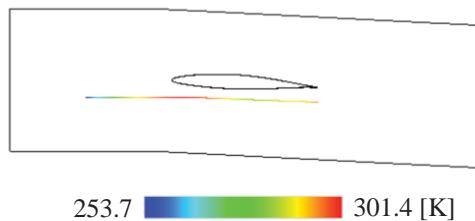
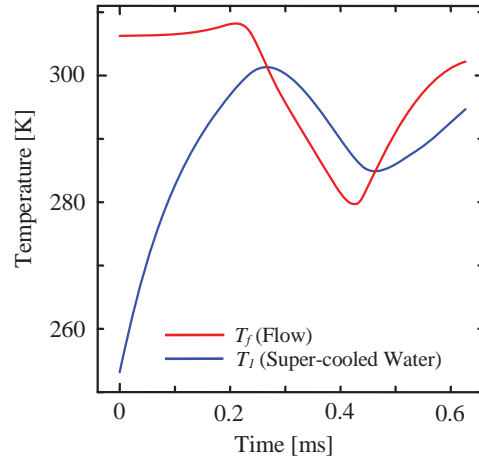


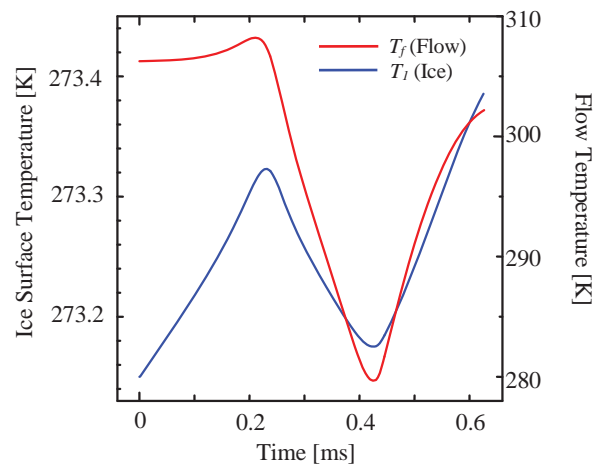
Fig. 7 Trajectory of Super-cooled Water Droplet

正圧面、正の値は負圧面を表している。図 5 に示されるように、よどみ点のある前縁付近にほとんどの粒子が収集され、最大でも前縁から静圧面側の翼弦長 40%程度までしか粒子が収集されないことが確認できる。MVD = 50 μm 、過冷却液滴の場合も同様の特性を得た。

MVD = 20 μm で投入した過冷却液滴と氷粒の直径変化を図 6 に示す。また、図 6 に示された過冷却液滴の軌道と温度変化は、図 7 に可視化した通りである。ただし、図 6 の氷粒の投入位置は過冷却液滴と同位置であり、軌道もほぼ同様であった。



(a) Super-cooled Water Droplet



(b) Ice Crystal

Fig. 8 Surface Temperature of Droplet

図 6 より、状態変化を考慮すると粒子が小さくなるのがわかるが、本計算条件下では 6 ms の間に過冷却液滴で 0.23%、氷粒で 5.19%、氷粒表面の水膜で 0.45%の直径減少に止まった。過冷却液滴に比べ氷粒の直径減少が大きいのは、氷が水膜に相変化した際に体積が減少するためだと考えられる。

飛翔する粒子の表面温度と周囲流体温度を、図 8 に示す。過冷却液滴のケースでは、液滴投入時は流れ場との間に約 50 $^{\circ}\text{C}$ の温度差があるが、投入後すぐに液滴温度が周囲流体温度に追従する形で変化する。液滴は 0.2 ms でよどみ点付近に到達し温度が上昇するが、その後、流体温度の低いミッドスパン付近を通過するため液滴温度は低下する。しかしながら、ほとんどの液滴はコンプレッサ翼の前縁付近に衝突するため、よどみ点の影響から液滴温度が高い状態で衝突する。したがって、氷点以上の環境下では、過冷却液滴の場合では着氷が生じないと言える。また、図 8 (b)より、流体温度に追従して氷粒表面の水膜温度が変動するが、

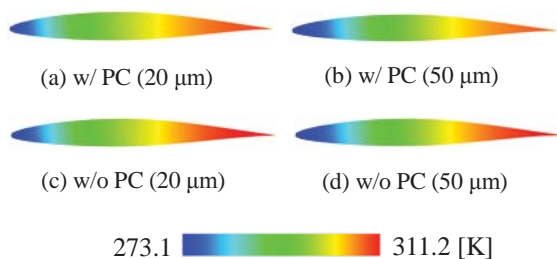


Fig. 9 Blade Temperature at 1.0 [s]

過冷却液滴に比べ温度変動は小さく、常に 273 K 付近であることがわかる。これは、氷粒と水膜間の温度は氷点で一定に保たれるため、氷粒が融けきらない限り水膜表面温度があまり上がらないためと考えられる。

4.3 翼内部温度

IWC = 8.0 g/m³, 着氷時間が 1 sec, MVD = 20 μm と 50 μm の 2 ケースにおいて、状態変化を考慮した場合 (w/ PC) と考慮していない場合 (w/o PC) の翼内部温度を、図 9 に示す。どのケースにおいても、多くの氷粒が衝突する前縁付近で最も温度が低下した。よどみ点の影響から、前縁付近の空力熱が高くなるが、氷粒による冷却エネルギーがより効果的であるためである。また、粒子径が大きいほど衝突質量が大きいので、低温領域が広い。状態変化を考慮した場合はしていない場合に比べ、氷の融解や水膜からの蒸発が起こり衝突質量と冷却エネルギーが多少減少するものの、程度が小さいため目立った温度差異は見られない。

4.4 着氷量

IWC = 8.0 g/m³, MVD = 50 μm の状態変化を考慮した場合 (w/ PC) と考慮していない場合 (w/o PC) の着氷形状を図 10 に示す。本計算条件では衝突する氷粒の質量減少があまり大きくないため、着氷形状にも大きな違いは見られない。しかしながら、状態変化を考慮した場合は、考慮していない場合に比べ前縁近傍の着氷高さが小さく、また着氷範囲も狭くなることがわかる。

IWC = 8.0 g/m³, MVD = 20 μm と 50 μm において、状態変化を考慮した場合 (w/ PC) と考慮していない場合 (w/o PC) の着氷量を図 11 に示す。MVD = 20 μm と 50 μm どちらについても、状態変化を考慮した場合に、考慮していないときと比較して着氷量が少なくなる。さらに、MVD = 50 μm に比べて 20 μm の場合では、着氷量の差が大きくなることわかる。これは、氷粒が小さいほど周囲流体温度の影響を受けやすく、より直径の減少率が大きくなるためである。

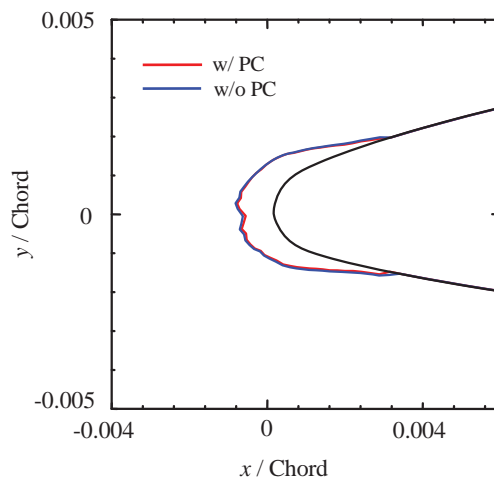


Fig. 10 Ice Shapes at 1.0 [s]

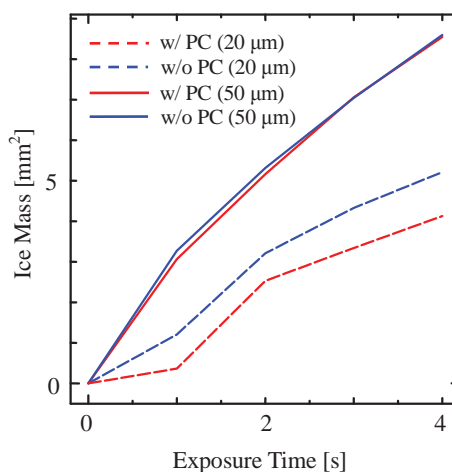


Fig. 11 Ice Mass

5. 結言

アイスクリスタル着氷を再現するために、飛翔粒子の状態変化を考慮し、氷点以上の環境下に適応した着氷コードの開発を行った。本研究により、以下の知見が得られた。

- (1) 過冷却液滴の温度は、周囲流体温度に追従する形で変動する。
- (2) 氷粒表面の水膜温度は周囲流体温度に沿って変化するが、完全に融解しない限り 0 °C 近傍の温度になる。
- (3) 本研究の条件においては、アイスクリスタル着氷の原因として考えられている三つの要因のうち、過冷却液滴のみの場合では、アイスクリスタル着氷が発生しない。
- (4) 氷粒が衝突した地点から熱伝導によって翼内部の温度が低下し、着氷が発生する。

今後の展望として、実際のコンプレッサ翼に使われているチタン材料を対象として着氷計算を行う。また、より実現性に近付けるために着氷計算後に

格子の再構成を行い，着氷後の流れ場を再現することが求められる。

参考文献

- 1) Jeanne, G., Mason, J., Walter, Strapp, Philip Chow: The Ice Particle Threat to Engines in Flight, Proceeding of 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 9-12 (2006).
- 2) Furuta, K., Yamamoto, M.: Numerical Simulation on Ice Growth in High-temperature Environment, Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2014-25847 (2014).
- 3) Yee, H., C.: Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA-TM-89464 (1987).
- 4) Fujii, K., Obayashi, S.: Practical Application of Improved LU-ADI Scheme for The Three-Dimensional Navier-Stokes Computations of Transonic Viscous Flows, AIAA Paper, 86-0513, also Journal of AIAA, 25, 369-370 (1987).
- 5) Kato, M., Launder, B., E.: The Modeling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Ccylinder, Proceedings of the 8th Symposium on Turbulent Shear Flows, 10-4-1-10-4-6 (1993).
- 6) Decang, L., David, W., Hammond.: Heat and Mass Transfer for Ice Particle Ingestion Inside Aero-Engine, Journal of Turbomachinery, Vol. 133, 031021 (2011).
- 7) 川村康太, 明連千尋, 高橋康雄, 柴田貴範: 吸気噴霧冷却を適用したガスタービン圧縮機の液滴蒸発流れ解析, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 41, No.2, 26-31 (2013).
- 8) Ozgen, S., Canibek, M.: Ice Accretion Simulation on Multi-Element Airfoils using Extended Messinger Model, Heat and Transfer, 45, 305-322 (2009).

巡航条件での着氷によるファン動翼性能変化に関する数値解析

*山本 充俊，鎌形 桂太（東理大院），山本 誠（東理大），賀澤 順一（JAXA）

Numerical Simulation of Fan Rotor Performance Change by Icing at Cruising

*Mitsutoshi YAMAMOTO, Keita KAMAGATA, Makoto YAMAMOTO(TUS),
Junich KAZAWA(JAXA)

ABSTRACT

Icing is a phenomena where super-cooled water droplets impinge and accrete on a body. Accreted ice on engine components can cause serious influence on aerodynamic performance. Many researchers have studied icing in aircraft jet engines, however, it is difficult to avoid adverse weather causing icing in the jet engine. Therefore, it is needed to design the engine whose performance does not deteriorate due to icing. For this purpose, numerical simulations of the icing process have attracted global attention. The current study aims to investigate the influence of an iced layer growth on aerodynamic performance of fan rotor blades. The simulation was performed by enhanced UPACS based on weak coupling and Euler-Lagrange coupling. The Messinger model was adopted for icing calculation part. In this paper, we investigated a time-series change of rotor blade performance due to icing and its mechanisms.

Key words: Icing, CFD, Engine, Compressor, Fan Blade, UPACS, Messinger model

1. 緒言

着氷現象とは，空気中の氷粒子あるいは過冷却液滴が物体表面上に衝突し，熱移動により氷層を形成する現象である．着氷現象は，航空機，船舶，風車，電線など様々なところで発生することが知られている．航空機への着氷は，航空機の性能に大きな影響を与える．例えば，主翼前縁の上面にわずか 0.4 mm の氷が付着するだけで揚力が 25%，失速角が 6 度減少するという報告¹⁾もある．さらに，航空機ジェットエンジン内に着氷が発生すると，氷の付着に伴う翼形状変化による空力性能の劣化や，付着した氷によるエンジン内部流路狭窄，離脱した氷による下流側エンジン要素の破損²⁾が発生することが知られている．このことから，着氷現象を避けるため，抽気や熱線などの防除氷装置が開発されているが，それらの装置を回転部に適応することは難しく，現実的ではない．そのため，着氷しにくい翼の設計など，エンジンの耐着氷性能向上に向けた研究^{3),4)}が行われている．しかしながら，着氷現象は気温，対気速度，湿度など様々な因子に影響を受け，地上実験で着氷気象条件を再現することは難しい．このため，着氷気象条件を容易に再現でき，一度に多くの条件を試すことが可能な着氷現象用の数値解析プログラムが非常に重要となる．

一方，宇宙航空研究開発機構(JAXA)において，航空宇宙用の CFD 汎用基盤プログラム(Unified Platform for Aerospace Computational Simulation, UPACS)^{5),6)}が 1998 年から開発されてきた．同プログラムは CFD の実用化，汎用化，高精度化，複雑形状への対応を目的としている．さらに熱伝導⁷⁾，最近では着氷⁸⁾，エロージョン⁹⁾との連成解析が可能となっている．

実験において回転要素部での測定は困難なため，ファン動翼での着氷現象を数値解析で模擬することは，耐着氷翼を設計する際に極めて有用である．今までの研究では，ファンの氷形状に焦点を当てており¹⁰⁾，着氷によるファン動翼の性能変化まで含めて考察された例はほぼない．耐着氷翼を設計するためには，着氷による流れ場の変化に焦点を当て，性能変化の原因を究明することが重要である．

本研究では，ファン動翼を解析対象とし UPACS と着氷プログラムを組み合わせることで，氷層の成長による動翼空力性能の変化を調査し，その原因を究明することを目的とする．

2. 計算手法，対象及び条件

2.1 計算手法

本研究における計算手法では，まず，翼周り格

子を作成する。その後、流れ場計算、粒子軌道計算、熱力学計算を弱連成解析することにより、着氷計算を行う。ここで、格子の作成には MBGG¹¹⁾、流れ場計算には UPACS を使用している。詳しい計算手法については、参考文献 12) に示した。

2.2 計算対象及び格子

計算対象には、JAXA 所有の遷音速ファン供試体¹³⁾を使用する。このファンの動翼、静翼はそれぞれ 22 枚、58 枚で、ファン直径は 500 mm である。

本研究における計算領域は、計算コストの削減と翼の周期性を考慮して、動翼 1 枚とした。計算格子には、マルチブロック法を採用し、ブロック数は 50、総格子点数は約 242 万である。

2.3 計算条件及び境界条件

本研究では、航空機が巡航時に雲を通過することを想定し、回転数は設計回転数を採用する。解析条件として、流入全温は着氷現象の解析において重要である。本論文では、NASA の実験データ¹⁴⁾との比較による検証¹²⁾で良好な結果となった霧氷条件（液滴が壁面に衝突すると瞬時に凍結する条件）を採用し、流入全温を $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ とした。この全温で着氷によるエンジン出力低下事象が頻繁に起きている高度²⁾として 28,000 ft を選択し、入口全圧を決定した。想定する全温を用いて、地上での修正回転数が設計回転数となるように動翼回転数を設定した。着氷計算条件は、液滴の水分含有量 (Liquid Water Content, LWC) 1.0 g/m^3 と平均液滴直径 (Median Volume Diameter, MVD) $20\text{ }\mu\text{m}$ を採用した。暴露時間は 5 秒間とし、弱連成解析のサイクルを 0.5 秒ずつ 10 回繰り返す。

流入境界では全圧と全温を固定する。流出境界ではハブ側の静圧を固定し、半径平衡が成立するように出口静圧分布を決めている。また、壁面は

全てすべりなし断熱条件である。本研究では、着氷なしの場合に断熱効率が最高となる条件で着氷計算を行う。

3. 計算結果及び考察

以下において、物理量は全て無次元化した。

3.1 着氷による性能曲線の変化

着氷時間 5 秒間における 0.5 秒ごとの断熱効率と全圧比を図 1 に示す。着氷により、断熱効率が低下していることが確認できる。5 秒間着氷により断熱効率は 3.5 pt 低下した。それに対して、全圧比にはほぼ変化が見られなかった。これは、入口の全圧を固定し、出口においても静圧を固定しているために、着氷による背圧の変化が顕著には現れなかったと考えられる。以下では、断熱効率の低下原因についての考察を行う。

3.2 着氷形状および翼表面分布

図 2 に 30% スパン及び 90% スパン付近における翼付近の粒子軌道分布を、図 3 に着氷前の翼表面静温分布と収集効率（粒子の衝突した割合）分布を示す。翼表面分布については、図 2 のように、粒子が負圧面にはほぼ衝突していない結果となったため、正圧面の分布のみを示す。図 3 中の表面温度分布における白線は氷結温度を示している。収集効率分布をみると、正圧面の大部分において粒子が衝突している。しかし、チップ側はハブ側に比べて収集効率が低い。図 2 を見ると、ハブ側ではほとんどの粒子が翼面に衝突しているが、チップ側では翼間を通り抜ける粒子が多い。これは、チップ側において、前縁と後縁を結んだ線と粒子軌道とがほぼ平行であり、かつ、翼の反り角が小さいためである。このため、チップ側の収集効率はハブ側に比べて低くなっている。収集効率分布

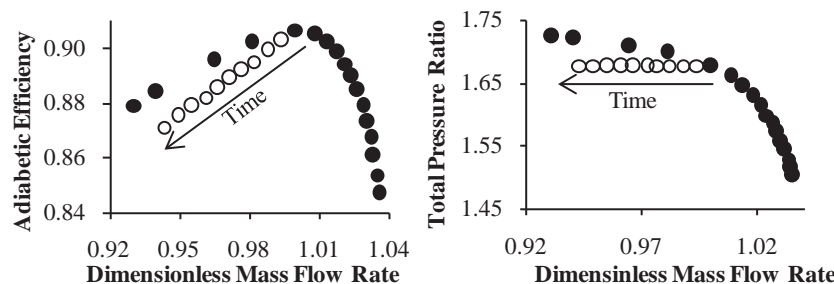


Fig.1 Performance Curves



Fig.2 Particle Trajectory

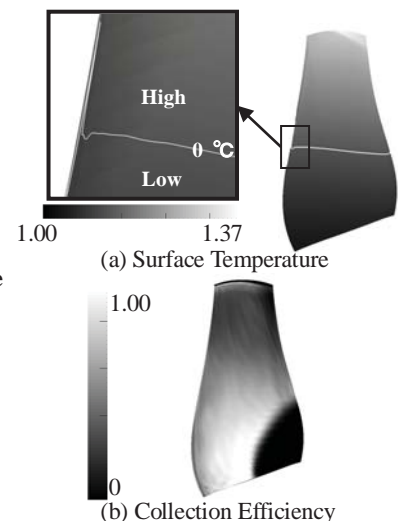


Fig.3 Blade Surface Distribution before Icing

をみるとハブ側後縁において粒子が全く衝突していない領域があるが、これは、ハブ側の粒子軌道から、この部分に衝突するはずの粒子が回転方向手前の翼列動翼正圧面上に衝突するためである。

液滴暴露時間を5秒間としたときの0.5秒おきの着氷形状を図4に示す。ハブ側の30%、40%スパンでは前縁および正圧面に着氷していることが確認できる。60%スパンでは30%、40%と比べて正圧面での着氷領域は狭く、前縁での着氷形状も小さくなっており、90%スパンでは着氷領域が存在しない。図3の収集効率分布をみると、チップ側にも粒子が衝突しているため、着氷の有無が粒子衝突の有無だけではなく、翼表面温度と強い相関関係をもつと考えられる。翼表面温度分布をみると、30%、40%スパンでは翼表面温度が氷結温度を下回っているために氷が付着している。60%スパンでは、前縁部のみに着氷領域が存在する。これは、流体の前縁迂回時の速度増加により静温が減少し翼表面温度が氷結温度を下回ったためである。この部分より下流ではこのような加速領域はなく、翼表面温度は氷結温度を上回るため、図4(c)に示すような狭い領域に着氷し、ダブルホーン形状となったと考えられる。90%スパンにおいては、全体で翼表面温度が氷結温度を上回っているため、氷の付着はなかった。

3.3 翼周りの相対マッハ数分布

図5に着氷前及び着氷後(5.0 s)における相対マッハ数分布を示す。着氷前の流れ場について見てみると、30%スパンにおいては前縁負圧面側で衝撃波が発生している。60%スパンについても同様に、前縁負圧面において衝撃波の発生が確認できる。90%

スパンでは、前縁における衝撃波は弓型衝撃波になっており、前縁正圧面に生じた衝撃波が隣接動翼の負圧面へと入射し、負圧面で衝撃波 - 境界層干渉が起きている。

着氷前後での流れ場を比較すると、30%スパンでは、着氷により前縁衝撃波が弱くなっている。これは、図4(a)に示すように、着氷後の前縁曲率が着氷前よりも大きく、前縁迂回時の速度上昇が着氷前と比べて小さいためであると考えられる。さらに、前縁付近負圧面での境界層は厚くなっているが、後縁の後流領域については大きな変化が見られなかった。次に、60%スパンでは、着氷により前縁負圧面で衝撃波が強くなっている。これは、図4(c)の突起形状の着氷形状により前縁迂回時の速度上昇が着氷前よりも大きいためである。また、前縁負圧面の境界層は厚くなり、後縁では後流領域が拡大している。90%スパンでは、着氷後の弓型衝撃波が流れに対して、より垂直になっている。前縁での境界層と、後縁での後流領域に関しては、着氷前後において大きな変化は見られなかった。

3.4 翼前縁での流線分布

翼前縁付近の流れ場が重要であることがわかったので、この部分について詳細に述べる。翼前縁付近での着氷前後の流れ場分布を図6に示す。これらの図から、着氷前には流れが翼に沿って流れていることがわかる。これに対して着氷後では、30%スパンで負圧面に剥離領域が発生している。これは、付着した氷の形状に流れが追従できないために、剥離が生じたのだと考えられる。また、正圧面においても小さなくぼみから剥離が生じているが、負圧面に比べると剥離領域は小さい。正圧面

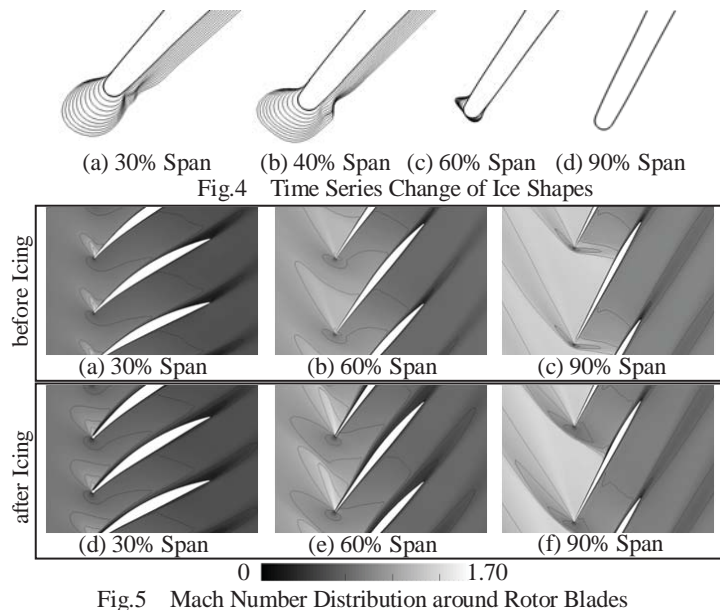


Fig.5 Mach Number Distribution around Rotor Blades

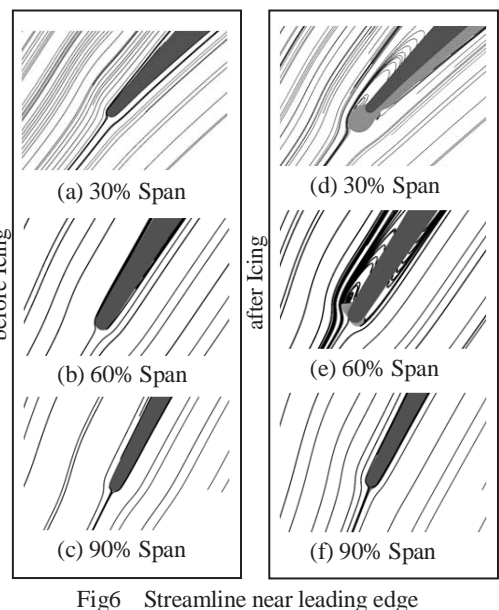


Fig.6 Streamline near leading edge

に付着した氷は元々の翼形状と平行に付着しているため、流れ場には大きな影響を及ぼさなかった。60%スパンでは前縁付近で、着氷により正圧面と負圧面で剥離領域が発生している。これは、着氷形状が前縁付近でダブルホーン形状をしているために、流体が追従できず発生したと考えられる。90%スパンでは着氷が生じておらず、着氷後も剥離などの現象は見られなかった。しかし、流線を見ると着氷前後で流れの方向が変化し、着氷後のほうが着氷前よりもよどみ点が正圧面方向へ移動している。これは、90%スパン付近での軸流速度が減少し回転速度成分の影響が大きくなったためであると考えられる。

3.5 動翼直後の相対速度分布

動翼直後（ハブの後縁から 10%コード長下流の断面）での着氷前後の各スパンにおける相対速度分布を図 7 に示す。30%スパンでは着氷前後において相対速度にほぼ変化は見られなかった。これは、今回の着氷形状による剥離流れが再付着後の翼面上の流れへと滑らかに移行したために影響が少なかったためと考えられる。着氷後の方が速度欠損領域が若干広いように見えるが、他のスパンに比べると影響は少ない。60%スパンでは、着氷後の後流領域において相対速度が著しく減少している。これは、図 6(e)のように、突起型の着氷形状により剥離領域が拡大し、衝撃波が強まることで境界層が厚くなり、後流領域を広げたことが原因である。90%スパンでは前節でも述べたように、後流領域だけでなく全体的に相対速度が減少している。前縁に氷の付着がないにもかかわらず、後流領域だけでなく全体的に速度が減少していることから、着氷により流れ場が変化する理由は 30%や

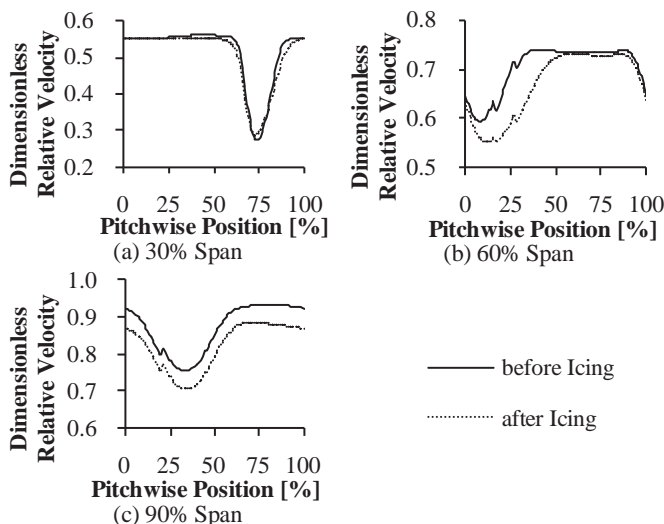


Fig.7 Relative Velocity Distribution behind Blade

60%とは異なると考えられる。この点については次節で述べる。

3.6 着氷による三次元的な流れ場の変化

図 8 に着氷前後での翼表面上の相対限界流線を示す。着氷前の流れ場では、図 8 上段中の領域 A について小さな剥離領域が確認できるが、非常に狭い。領域 B では、翼端漏れ渦の衝突により、他の静圧面上の領域とは異なる方向に流れている。また、負圧面に着目すると、図 6 のように正圧面より流れが流入するため領域 C に剥離領域が存在する。領域 D では、翼後縁付近におけるハブ側でのコーナー剥離の発生により、流れが逆流している。領域 E では、翼後縁において発生した後流領域が遠心力によりチップ側へと流れている。更に、領域 F では衝撃波により流れが変化していることが確認できる。着氷前後を比較してみると、図 8 下段中の領域 A' 及び C' では、翼前縁で氷の付着により剥離領域が広がっている。更に、領域 G' では着氷前とは違い、着氷により前縁付近に発生した剥離渦が遠心力でチップ側へと流れ、領域 G' を通過している。次に、着氷前後での相対系で見た動翼直後の周方向速度分布を図 9 に示す。着氷前後を見ると、ミッドスパン付近では氷の付着による後流領域の拡大により相対周方向速度が低下している。また、図 8 領域 G' を流れる剥離渦の衝突により、チップ側でも相対周方向速度は低下した。次に、図 9 と同位置における絶対系での周方向速度分布を図 10 に示す。本論文の計算条件では、相対系での周方向速度の方向は、動翼の回転方向と逆方向であり、動翼の回転速度は相対系周方向速度よりも速い。そのため、相対系周方向速度を絶対系に直すと、相対系で大きい周方向速度は動

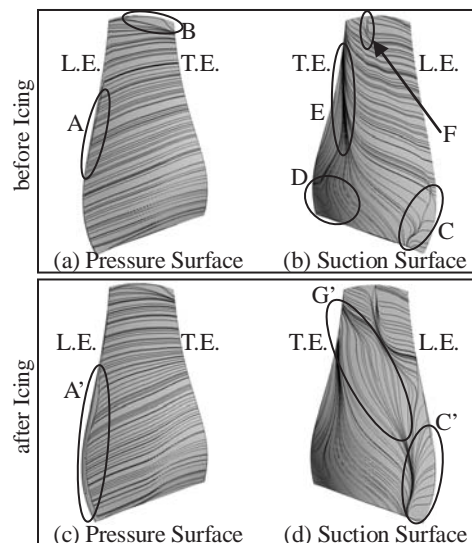
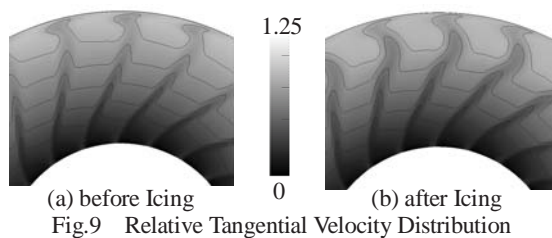
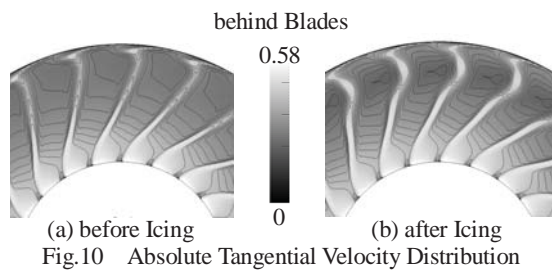


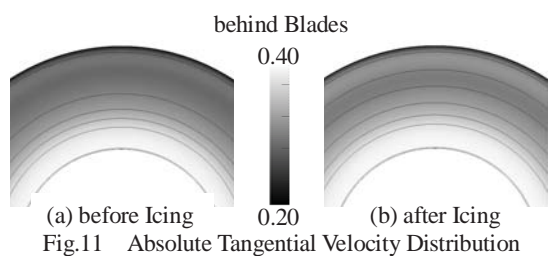
Fig.8 Limiting Streamline on Rotor Blade



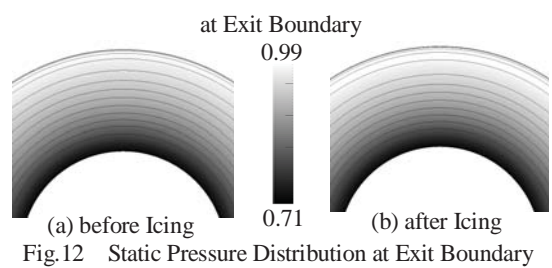
(a) before Icing (b) after Icing
Fig.9 Relative Tangential Velocity Distribution



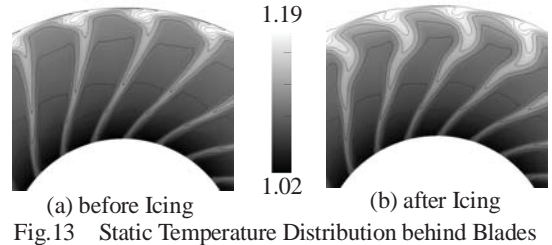
(a) before Icing (b) after Icing
Fig.10 Absolute Tangential Velocity Distribution behind Blades



(a) before Icing (b) after Icing
Fig.11 Absolute Tangential Velocity Distribution at Exit Boundary



(a) before Icing (b) after Icing
Fig.12 Static Pressure Distribution at Exit Boundary



(a) before Icing (b) after Icing
Fig.13 Static Temperature Distribution behind Blades

翼の回転速度と打ち消しあい絶対系では遅くなり、相対系で小さい周方向速度は絶対系で動翼の回転速度分増速する。以上のことから、絶対系の周方向速度分布（図10に示した）は相対系のものとは傾向が正反対の分布となった。このため、絶対系では着氷後に後流領域及び渦が衝突した領域において周方向速度が増加した。図11に着氷前後の出口境界での絶対周方向速度分布を示す。下流の出口境界では、動翼付近の渦領域が拡散される。このため、チップ側全体で周方向速度が着氷前よりも速くなり、それに伴い遠心力も大きくなる。ここで、流出境界における着氷前後での静圧分布を図12に示す。着氷前後を比較してみると、着氷により大きくなったチップ側での遠心力との半径平

衡の釣合を取るためにチップ側での静圧が上昇している。図7に示したように、チップ側において速度が減少したのは、チップ側下流において静圧が上昇し、流体が流れにくくなり、軸流速度が減少したためと考えられる。また、図5(c), (f)において、着氷前よりも着氷後で衝撃波が上流へ移動しているのは、着氷によりチップ側の背圧が高くなり衝撃波が強まったためである。最後に、図13に示しめす着氷前後での動翼直後の静温分布から、チップ側において静温が上昇していることがわかる。これは、着氷により発生した剥離渦がチップ側へと輸送され、渦内でエントロピが増大したためであると考えられる。更に、出口境界では、渦の影響が拡散され、チップ側周方向全体において着氷後で静温が高くなる。出口静温が着氷前よりも高いと、ファン動翼が着氷前より多くの仕事をしたこととなり、結果としてチップ側でも効率の低下に繋がったと考えられる。

4. 結言

本研究では、ファン動翼周りにおいてUPACSと着氷プログラムを組み合わせ着氷計算を行い、氷の成長による動翼性能の変化を調査した。

着氷によりハブ側及びミッドスパン付近では、前縁付近で剥離領域が拡大した。ミッドスパン付近では、突起型の着氷形状により衝撃波が強まり、後流領域が広がった。チップ側において氷の付着は確認できなかったが、ミッドスパン付近で発生した剥離渦がチップ側へと流れ、チップ側の流れが変化した。着氷による断熱効率の低下原因は、剥離領域及び後流領域の拡大、衝撃波の強まり、剥離渦によるチップ側での静温上昇である。本研究から、着氷領域が存在しないチップ側においても、着氷に起因する二次流れの発生により断熱効率が低下することがわかった。

本研究では、ファン動翼のみでの解析を実施したが、動翼下流の静翼まで含めて着氷計算を行うと、動翼で発生した渦が静翼に衝突するなど流れのメカニズムが変化することが予想される。今後は、動静翼列を対象として着氷計算を行い、ファンでの性能変化を調査する予定である。

参考文献

- 1) Elliot, S., Warwick, G.: Flying on thin ice, Flight International 29 April-5 May (1992).
- 2) Mason, J. G., Strapp, J. W., Chow, P.: The Ice Particle Threat to Engines in Flight, AIAA Paper, 2006-0206 (2006).

- 3) Zumwalt, G. W.: Icing Tunnel Tests of Electro-Impulse De-Icing of an Engine Inlet and High-Speed Wings, AIAA paper, 85-0466 (1985).
- 4) Rosenthal, H. A., Nelepovitz, D. Q., Rockholt, H. M.: De-Icing of Aircraft Turbine Engine Inlets, *DTIC Technical Report*, AD-A199 162 (DOT/FAA/CT-87/37) (1985).
- 5) 山本一臣, 他: 並列計算プラットフォーム UPACS について, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム'99 論文集, 航技研特別資料 SP-44 (1999) pp.351-356.
- 6) 山本一臣, 他: CFD 共通基盤プログラム UPACS の開発, 第 14 回数値流体力学シンポジウム (2000).
- 7) 山根敬, 榎本俊治, 高木亮治, 山本一臣: UPACS による流体・熱伝導連成解析について, 航空宇宙シミュレーション技術シンポジウム 2002 論文 (2002) pp.124-129.
- 8) 鎌形桂太, 山本充俊, 山本誠, 賀澤順一: 着氷によるファン動翼性能劣化に関する数値解析, 第 41 回日本ガスタービン学会定期講演会論文 (2013) pp.161-166.
- 9) 畠谷尊明, 鈴木正也, 山本誠: CFD 共通基盤プログラム UPACS を用いたサンドエロージョンの数値計算, 計算工学講演会論文集 (2014).
- 10) Das, K., Hamed, A. Basu, D.: Ice Shape Prediction for Turbofan Rotating Blades, AIAA Paper 2006-0209 (2006).
- 11) Yamamoto, K., Engel, K.: Multi-Block Grid Generation Using an Elliptic Differential Equation, AIAA Paper 97-0201 (1997).
- 12) Yamamoto, M., Yamamoto, M., Kazawa, J.: Numerical Simulation of Fan Rotor Performance Loss by Icing, Asian Congress on Gas Turbines 2014 (2014).
- 13) 正木大作, 二村尚夫, 西澤敏雄: 低騒音ファン (基本型) の設計, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告 (2010).
- 14) Wright, W. B., Gent, R. W., Guffond, D.: DRA/NASA/ONERA Collaboration on Icing Research Part 2 Prediction of Airfoil Accretion, NASA Contractor Report, 202349 (1997).

過冷却液滴の凍結プロセスに関する数値的研究

*大澤 航一郎（東理大院），山本 誠（東理大）

Numerical Investigation on Freezing Process of Super-cooled Droplet

*Koichiro OSAWA(Tokyo Univ. of Science) and Makoto YAMAMOTO(Tokyo Univ. of Science)

ABSTRACT

Icing is a phenomenon that super-cooled droplets impinge on a solid surface and accrete on it. A lot of researches on ice accretion have been conducted because the icing phenomenon causes serious problems in various places. In these researches, it is possible to predict the area where the icing takes place, the change of the flow field due to the icing and so on. However, for the reason that there are many unknown physical properties of the super-cooled droplet, the detailed freezing process of super-cooled droplets has not been clarified yet. Tanaka et al. experimentally investigated the freezing process of a super-cooled droplet. However, it is very difficult to investigate the mechanism experimentally because of the small size, and to reproduce the same condition repeatedly. Therefore, in this study, we simulate the freezing process by the numerical simulation using CFD. The obtained results indicate that the simulation code which has been developed in the present study can reasonably reproduce the behavior of the droplet freezing up along the interface between the water and the air.

Key words: Multi-physics CFD, VOF Method, Icing, Multi-phase Flow, Heat Conduction

1. 緒言

着氷現象とは、大気中の過冷却液滴が固体表面に衝突し、その表面に氷層を形成する現象である。例えば、航空機における着氷では、翼に付着した氷による翼形状の変化に伴う空力性能の低下、ジェットエンジンファンから離脱した氷によるエンジンコアコンポーネントの機械的損失など、深刻な問題になっている。したがって、エンジン開発段階で着氷による流れの変化や、着氷箇所を事前に調査することは重要である。このような背景から、航空機の開発時には様々な気象条件下における着氷風洞実験が行われている。しかし、着氷現象は大気や衝突する物体の温度、過冷却液滴の速度や大きさといった複合的な因子に左右されることから、実験を同じ条件下で繰り返し行うことは容易ではなく、また、その費用は莫大である。そこで、様々な気象条件下における着氷現象を再現可能である CFD (Computational Fluid Dynamics)を用いた普遍的着氷モデルの構築が望まれている。

着氷現象について様々な研究が行われている。例えば、Wright らは NASA, ONERA, DRA の着氷シミュレーションコードの予測性能を実験結果と比較した¹⁾。また、Veres らはジェットエンジンコンプレッサーでのアイスクリスタル着氷のシミュ

レーションを行った²⁾。本研究室では、速度、大気温度、液滴径、大気中の水分含有率 (Liquid Water Content, LWC)などの様々な条件に適応可能な着氷モデル³⁾を開発してきた。しかし、主翼や尾翼、エンジンファンにおける、氷の形状、着氷領域に関する研究例は多数あるが、過冷却液滴の詳細な凍結プロセスは明らかになっていない。田中らは過冷却液滴の凍結プロセスに関する調査を実験的に行った⁴⁾。彼らは二色発光水を用いることで液滴の温度分布を可視化することに成功した。さらに、彼らによると、過冷却液滴は気液界面から凍結していることが知見として得られている。しかしながら、彼らの研究では、同条件で繰り返し実験するのが困難であり、光の反射などから界面での正確な温度を測定することは非常に難しい。

過冷却液滴の詳細な凍結プロセスの解明が、着氷現象の解明に大きくつながると考えられる。そこで本研究では、液滴内の温度変化や、過冷却液滴が凍結するための重要なファクターを明らかにするために、過冷却液滴の凍結プロセスを繰り返し再現可能なシミュレーションコードの開発を目的とする。本研究において得られた知見より、液滴が平板に自由落下した時の挙動、および静的な状態になった後の凍結プロセスが示される。

2. 数値計算手法

2.1 流れ場計算

流れ場は、二次元非圧縮性三相流として扱う。支配方程式としては、以下に示す連続の式、ナビエ・ストークス方程式を適用し、MAC型圧力解法により計算を行う。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{K} \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{u} は速度、 ρ は密度、 t は時間、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 \mathbf{K} は体積力である。本研究では、体積力の項には重力と表面張力を考慮する。表面張力 f_v にはCSFモデル⁵⁾ (Continuum Surface Force Model)を用いる。

$$f_v = \sigma \kappa \nabla F \quad (3)$$

ここで、 σ は表面張力係数、 κ は曲率であり、以下に示すように単位法線ベクトル \mathbf{n} により求められる。

$$\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n} \quad (4)$$

ただし、単純化のため、本研究で用いるCSFモデルには平板による表面張力は考慮されていない。これらの支配方程式はそれぞれ、対流項にK-Kスキーム⁶⁾、その他の項に二次精度中心差分を用い、空間的に離散化される。なお、時間進行法には四段階ルンゲ・クッタ法を用いる。

2.2 VOF法

気液の自由界面を表現する方法として、VOF法⁷⁾ (Volume of Fluid Method)を用いる。VOF法では、自由界面の移動は液体充填率 F の移流方程式を解くことによって求められる。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

ここで、 u は x 方向の速度、 v は y 方向の速度、 t は時間である。移流方程式の離散化には、K-Kスキームを用いる。また、液体充填率 F の値により、計算セルは次のように分類される。

- $F=0$: 気体セル
- $F=1$: 液体セル
- $0 < F < 1$: 気体・液体共存セル

式(5)により求められた液体充填率 F を用いて、各計算セル内の流体の密度 ρ 、粘性率 μ を次式のように与える。

$$\rho = \rho_G(1-F) + \rho_L F \quad (6)$$

$$\mu = \mu_G(1-F) + \mu_L F \quad (7)$$

ここで、添え字 G, L はそれぞれ気相、液相を意味

する。

2.3 熱伝導計算

液滴の温度計算には、熱伝導方程式を用いる。

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = k \Delta T \quad (8)$$

ここで、 T は温度、 C_p は比熱、 k は熱伝導率である。さらに、固相、液相、気相の界面では、対流熱伝達 Q_C 、潜熱 Q_L を考慮し、式(8)の熱伝導方程式に加える。

$$Q_C = h(T_{sur} - T_{gas}) \quad (9)$$

$$Q_L = \rho_{ice} L_f \frac{\partial B}{\partial t} \quad (10)$$

ここで、 h は熱伝達率、 T_{sur} は界面温度、 T_{gas} は気相温度、 ρ_{ice} は氷密度、 L_f は氷の潜熱、 B は氷厚さである。潜熱 Q_L は凍結セルとその周囲セルの温度勾配から重みを決定し、各々のセルに受け渡す。ただし、液滴の蒸発や輻射による熱損失は、熱伝導および熱伝達に比べ十分小さいため、本研究では考慮しない。また、壁面は断熱変化であると仮定し、壁面との熱伝達も無視する。

2.3 凍結判定

本研究では、熱伝導計算により液相が 273.15 K まで上昇したとき、凍結したと判定する。また、凍結セルの温度は 273.15 K で固定されるものと仮定する。

3. 計算条件

本研究では、図1に示すような平板に過冷却液滴を落とした際の液滴の挙動、液滴の温度分布と凍結プロセスを調査する。本研究では、基礎研究として、過冷却液滴の静的状態での凍結プロセスを調査する。そのため、液滴の温度計算を行うのは、液滴の挙動が収束した後とする。凍結プロセスを調査するために、本研究では界面の一点に氷の核を与え、その点から周囲に氷が拡散する様子をシミュレーションする。表1に計算条件を示す。また、本研究において、現象の左右対称性を考慮し、計算領域は図2で示すように枠に囲まれた範囲とする。壁面上では、すべりなし条件とする。

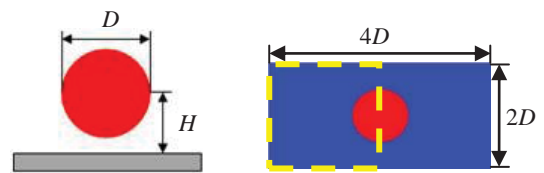


Fig. 1 Comp. Configuration Fig. 2 Comp. Domain

Table 1 Computational Condition

Initial Temperature of Gas Phase T_G	[K]	253.15
Initial Temperature of Liquid Phase T_L	[K]	265.15
Initial Height of Droplet H	[mm]	4.0
Initial Diameter of Droplet D	[mm]	4.0
Latent Heat of Solidification L_f	[J/Kg]	3.344×10^5
Heat Transfer Coefficient h	[W/(m ² ·K)]	10.0
Surface Tension Coefficient σ	[N/m]	0.0756

4. 計算結果及び考察

4.1 自由落下時における液滴の挙動

図3 (a)-(i)に平板に自由落下させた時の液滴の挙動を示す。図3より、液滴は0.020 s後に平板に接触した後、上下に振動することが分かる。一般的に気相と液相界面では、相の境界面積が小さいほうが安定な状態になる。同じ体積で表面積が最も小さい形状は球形であるため、液滴を球形に保とうと表面張力が働く。つまり、表面張力と重力が作用することより、図3のように液滴が上下に振動したと考えられる。また、図4に界面最大高さの時間変化を示す。図4より、界面の最大高さは0.400 s後には完全に収束していることが分かる。このことから、表面張力と重力が釣り合い、液滴が静的な状態になっていることが確認できる。したがって、本研究では0.400 s後の液滴を収束したと判断し、この静的な状態を用いて、次節に示す温度計算を行う。

4.2 液滴の凍結プロセス

図5 (a)-(i)に静的状態での過冷却液滴の凍結プロセスを示す。なお、過冷却液滴が凍結したセルは、白色にすることで可視化した。図5 (a)は初期条件として、液滴の頂点に氷の核を与えた状態である。図5より、氷の核を中心に温度が上昇していることがわかる。これは、水から氷に変化したことにより潜熱が発生し、その潜熱が周囲に伝わったことが要因である。また、図5 (f)より、氷が界面に沿って成長していることがわかる。界面は気相との熱伝達により熱を奪われやすく、その結果、液滴内部に比べ温度勾配が大きくなる。エネルギーは勾配が大きいほうに流れ込むため、界面のほうに潜熱による温度上昇が激しいと考えられる。それゆえ、氷が界面に沿って成長したと考えられる。また、過冷却液滴が界面から凍結する傾向は、田中らの実験とも類似している。したがって本研究で、静的状態において過冷却液滴は、熱伝達的作用により、界面方向から凍結することが示された。

5. 結言

過冷却液滴が平板に自由落下した時の挙動、凍結プロセスにおける液滴内の温度分布を数値的に再現した。本研究で得られた知見は以下のとおりである。

- VOF法を用いることで自由界面を表現し、液滴が上下に振動する挙動を再現することができた。
- 熱伝導方程式により、液滴の温度場を計算し、液滴界面と内部の温度差から、液滴が界面から凍結する様子を再現することができた。

さらなる展望としては、本研究では無視した平板との熱伝達や表面張力を考慮すること、実現象を模擬するために、液滴が平板に衝突したエネルギーによって凍結する現象を再現することが挙げられる。そのためには、界面をより高精度に再現できるシミュレーション手法の開発が必要である。

参考文献

- 1) W. B. Wright, P. W. Gent and D. Gufford: DRA/NASA/ONERA Collaboration on Icing Research, NASA CR-202349, (1997).
- 2) J. P. Veres, P. C. E. Jorgenson and W. B. Wright: Modeling the Effects of Ice Accretion on the Low-Pressure Compressor and the Overall Turbofan Engine System Performance, NASA TM-2013-217034, (2011).
- 3) R. Hayashi, K. Kawakami, M. Suzuki, M. Yamamoto, S. Shishido, T. Murooka and H. Miyagaw: Numerical simulation of icing phenomena in fan rotor-stator interaction field, Proceedings of 11th International Gas Turbine Congress, (2011) pp. 1-5.
- 4) M. Tanaka, S. Kimura, K. Morita and H. Sakaue: Development and Application of Dual-Luminescence for Capturing Supercooled-Water Droplet under Icing Conditions, Proceedings of 5th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, (2013).
- 5) Brackbill, J. U., Kothe, D. B. And Zemach, C.: A Continuum Method for Modeling Surface Tension, Journal of Comput. Phys., Vol.100, (1992) pp. 335-354.
- 6) T. Kawamura and K. Kuwahara: Computation of high Reynolds number flow around circular cylinder with surface roughness, AIAA paper, No. 84-0340 (1984).
- 7) Hirt, C. W. And Nichols, D. B.: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, Journal of Comput. Phys., Vol.39, (1981) pp. 201-225.

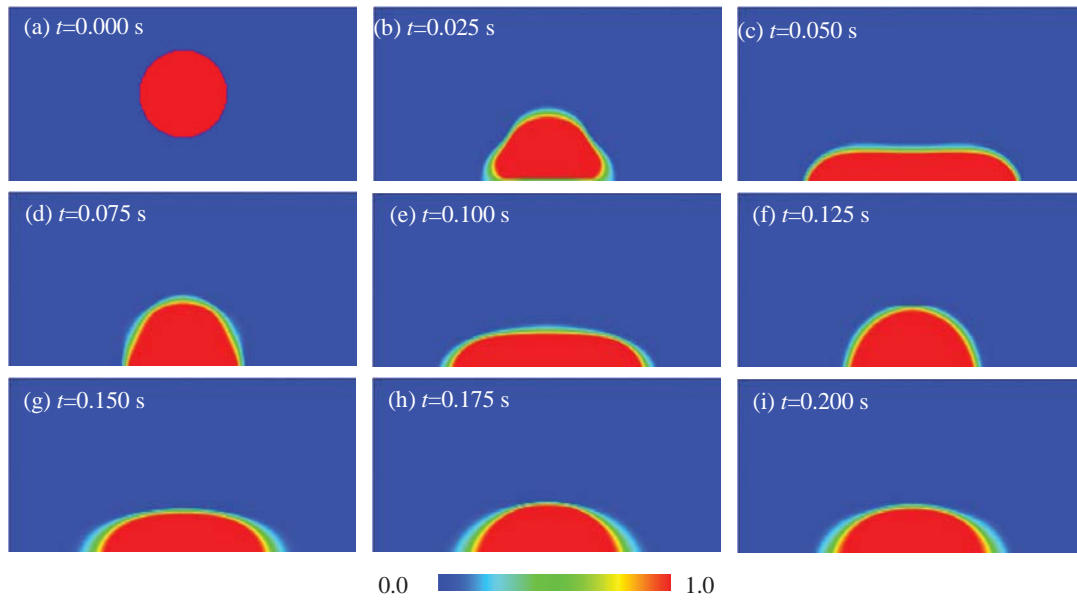


Figure 3 Behavior of Free Fall Droplet (Liquid Filling Rate)

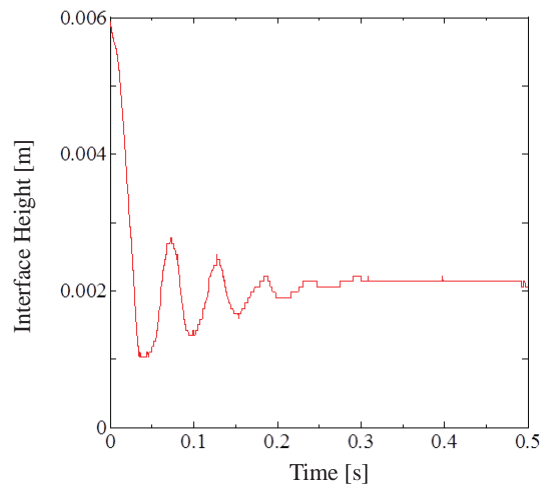


Figure 4 Temporal Change of Max. Interface Height

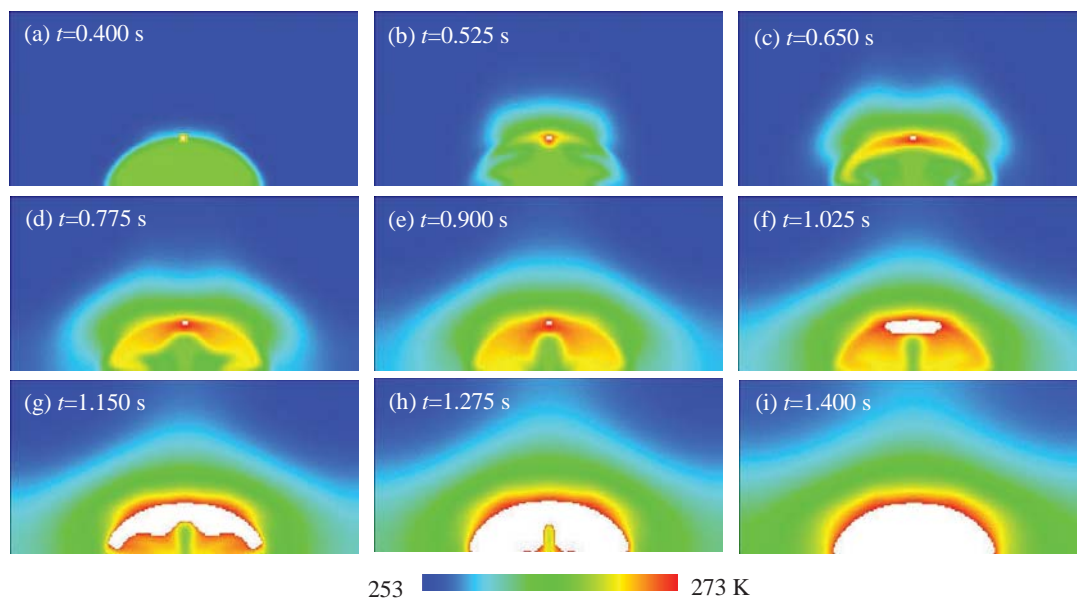


Figure 5 Freezing Process of Super-cooled Droplet

気流中に放出する水膜の分裂形態に関する研究

*松崎 悠（東北大院），中野 晋，鳥山 温美，
竹田 陽一（東北大），佐藤 公仁弘（東北電力）

A Study on Disruption Patterns of Water Film Splashed into Air Flow

*Yu MATSUZAKI, Susumu NAKANO, Harumi TORIYAMA,
Youichi TAKEDA(Tohoku Univ.), Kunihiko SATOU(Tohoku Electric Power)

ABSTRACT

As a fundamental study on disruption of water film formed on blade surface of low pressure stage of steam turbine, disruption patterns splashed from a plate edge which is set in parallel air flow are observed by high speed camera. The experiments were done using air flow with maximum velocity of 127 m/s and water supplied by city water. Disruption patterns of water film change by air velocity and relative Weber number which is expressed by water film depth taken as the reference length. Disruption patterns of water film on a plate edge are quite different from those observed in single water droplet.

Key words: Water film, Droplet, Low pressure turbine, Steam turbine, High-speed camera

1. はじめに

蒸気タービンの高出力・高効率化のためには長翼化が有効である。排出蒸気の運動エネルギーを低減でき、また供給蒸気量の増加によりタービン車室数の低減が可能になる等の利点がある。一方、低圧段の蒸気は湿り領域に入るため、非平衡凝縮によって発生する微細水滴を伴う流れになる。これらの水滴の一部は、翼表面に付着して水膜流となって翼面上を流れ、静翼後縁端において再び蒸気流中に飛散する。翼後縁端から飛散する水膜は、再び水滴を形成するが、非平衡凝縮によって発生した水滴径よりも大きく、飛散速度は蒸気流に比べて著しく低速になる。微細水滴がほぼ蒸気流速に乗って流動するのに比べて、翼後縁端の水膜分裂によって発生する水滴は蒸気流速まで加速することはできず、周速に近い速度で動翼に衝突しエロージョン損傷を引き起こす¹⁾。

気流中を運動する水滴は臨界ウェーバ数を超えると分裂し微細化する。蒸気タービンでは臨界ウェーバ数は約 20 と言われている²⁾。水滴の分裂形態に関しては、単独水滴の分裂観察から Bag-type, Club-type, そして Disc-type と 3 種類の分裂形態²⁾があり、蒸気タービンで観察される分裂形態は Bag-type が多い²⁾と言われている。Hammit ら³⁾は、このような分裂形態を想定して水滴の微細化メカニズムをまとめている。また Flock ら⁴⁾は単独水滴の分裂形態を高速度カメラで捕らえ、分裂形

態とウェーバ数の関係を明らかにしている。Bag-type の分裂はウェーバ数が 9~15 の範囲で発生することを明らかにしている。

しかし、これらの分裂メカニズムは単独水滴の分裂メカニズムで、水膜の分裂形態や、水膜分裂からの粗大水滴の発生メカニズムに関しては十分な解明は行われていない。

本研究では、水膜分裂から粗大水滴発生のメカニズムを調べる基礎試験として、並行気流中に平板を設置し、その平板上を流れる水膜流の平板端からの分裂状態を観察する。気流速度及び水膜流動状態が分裂形態に及ぼす影響を把握することを目的とする。

2. 記号の説明

C_f : 摩擦係数(-)

d_{max} : 最大水滴直径(m)

g : 重力加速度(m/s²)

L : 水膜幅(m)

M : マッハ数(-)

Q : 流量(m³/s)

s : スリット幅(mm)

t : 時間(s)

U_0 : 空気の主流速度(m/s)

u : 流速(m/s)

$We_{e,cr}$: 臨界ウェーバ数(-)
 $We_{e,rel}$: 相対ウェーバ数(-)
 y : テストセクション流路高さ方向座標(m)
 y_h : テストセクション流路高さ(m)
 Δy : 水膜厚さ(m)
 z : テストセクション流路スパン方向座標(m)
 z_h : テストセクション流路幅(m)
 μ : 粘性係数(Pa・s)
 ρ : 密度(kg/m³)
 σ : 表面張力(N/m)
 添え字
 a : 空気
 w : 水

3. 実験装置及び実験方法

3.1 対象とする流れ場と無次元パラメータ

対象とする流れ場は、実機低圧蒸気タービンの下流段の条件であり、圧力 20kPa 程度の湿り蒸気流である。実験は、気流条件と水膜条件の設定の容易さから、空気流と水の供給によって実施するが、実験条件が実機と同等となるよう、無次元パラメータとしてレイノルズ数と、水滴のウェーバ数が同等になるようにした。レイノルズ数に関しては、翼のコード長を代表長さにとるとは、実機では約 10⁵~10⁶ の範囲にあるため、実験装置では、水膜の平板上の流動長さを代表長さ(0.1m)にとったレイノルズ数が 10⁵ 後台の後半域まで到達できるように空気の流速を決めた。また、気流速度は臨界ウェーバ数にも影響を及ぼす。本実験では、臨界ウェーバ数 20 を実現できるように気流速度を選定した。Hammit³⁾らは、既存データを整理して臨界ウェーバ数と気流マッハ数との関係を示した。本研究では、その近似式として式(1)を用いてマッハ数に対する臨界ウェーバ数を算出した。

$$\begin{aligned}
 W_{e,cr} &= \frac{\rho_a d_{max} (u_a - u_w)^2}{\sigma} \\
 &= -25.8M^5 + 132.2M^4 - 234.5M^3 + 118.8M^2 + 45.4M + 4.1
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

図 1 に、式(1)を用いて、大気圧中での空気流と、20℃の水を用いて変換した場合の空気流速に対する臨界ウェーバ数と最大水滴径を示す。Moore²⁾らが提唱する蒸気タービン低圧段での液滴の臨界ウェーバ数 20 を実現するためには気流速度 115 m/s が必要になる。レイノルズ数と臨界ウェーバ数を考慮して、気流速度は 130m/s まで供給できるようにした。

3.2 実験装置

水膜分離実験に用いた実験装置の概略を図 2⁵⁾に示す。本装置は、テストセクションに空気を送風するブロワ(日

立ボルテックスブロワ VB-080-E2)、ブロワからの空気を一部大気排出してテストセクションへの空気流量を調節するバイパス流路と、その空気量を調整するための流量調整バルブ、テストセクションへの空気流量を計測する流量計(東京計装ミニサーマルフローメータ TF・2251 N・351・4F80)、及びテストセクションで構成されている。助走ダクトからテストセクションにかけて、流路は中央分離壁によって 2 分割されている。テストセクションでの流速分布の推定を容易にするため、テストセクションで流路断面全域が発達した乱流境界層になるよう、助走ダクトは流路断面(20×20mm)高さの 40 倍の距離を有する。図 3 に示すようにテストセクション部は軸方向に 400mm の長さを有し、助走ダクトとはフランジで結合される。フランジ接合面から 200mm の長さで中央分離壁が設置され、上下に分割された流路を流れてきた空気は中央分離壁の端部で合流する。水はフランジ接合面から 100mm の位置にスリットを設け、ここから中央分離壁面の片側に供給される。

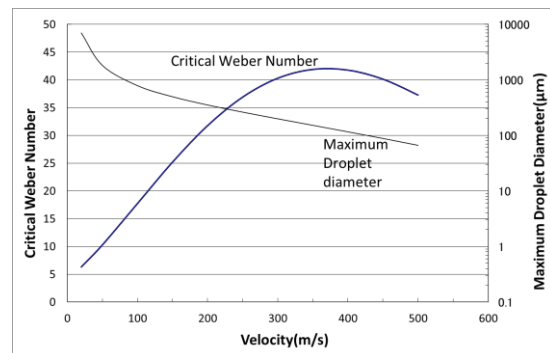


Fig.1 Critical weber number and maximum droplet diameter

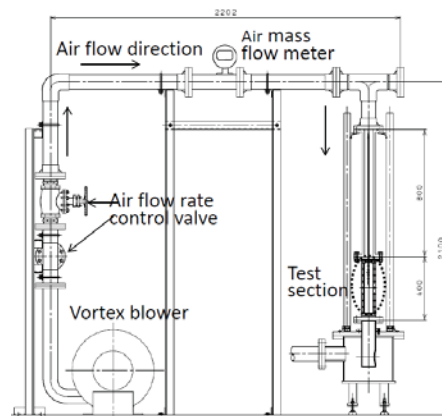


Fig.2 Experimental apparatus

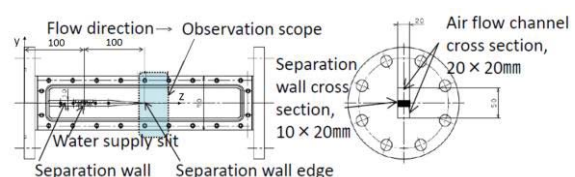


Fig.3 Test section

3.3 実験方法

3.3.1 空気流速分布及び供給水量の測定

空気流速は、外径φ3mmの標準ピトー管を用いて行った。また、ピトー管の全圧と静圧の計測にはデジタル圧力センサー（キーエンス製 AP-C30, 31）を用いた。空気の温度は、助走ダクト入口から160mmに設置したK型熱電対を用いて計測した。

テストセクションの基準位置はテストセクションフランジ面とし（以後フランジ面位置を Z=0）、流れ方向距離を Z 座標、流路高さ方向を Y 座標、流路幅方向を X 座標とする。給水口上流位置であるテストセクションフランジ面(Z=0)から44mm位置と、給水口下流位置の Z=145mmの空気流速を Y 方向1mm間隔でトラバースした。

給水量は、コリオリ型微小流量計（オパール製 CoriMate II CR003）を用いて計測した。

3.3.3 液膜分裂の観察

液膜分裂の観察は高速度カメラ（Photoron 製 FASTCAM-SA/MC2.1）を用いて撮影した。今回の撮影では、照明をカメラと対向する方向から照射するバックライト方式と、中央分離壁面上の水膜の流動状態も同時に観察するためフロントライト方式を併用した。なお、撮影方向は中央分離壁面正面（XZ 面）を撮影面とし、撮影速度は1/5000 fpsである。

3.4 実験条件

実験条件は、空気流量を60~120 m³/hまでを10 m³/h間隔で、120~200 m³/hまでを20 m³/h間隔で、200 m³/h以上では40 m³/h間隔で280 m³/hまで供給した。

水膜の供給水流量は、17.5, 35, 70 ml/minとした。ここで、供給ロスリット長さを10mmと同一にしてスリット幅を0.1, 0.2, 0.4mmとして給水条件を変えた。

4. 空気流速と水膜流の計算

4.1 空気流速

テストセクション部は完全に発達した乱流境界層に埋没していると仮定すると、流速分布は1/n乗則が成立する。つまり境界層外縁の流速との比は、境界層厚さとの比の1/n乗に等しくなる。1/n乗則の流速分布を用いるとダクト内の流量は以下の式で表わされる。

$$Q_a = 4 \int_0^{Z_h} \int_0^{y_h} U_0 \left(\frac{2z}{Z_h} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{2y}{y_h} \right)^{\frac{1}{n}} dz dy = U_0 \left(\frac{n}{n+1} \right)^2 Z_h \cdot y_h \quad (2)$$

式(2)でn=7として算出される空気流量と空気流量計による計測結果を比較して、n=7の妥当性を判断する。

4.2 水膜流速と水膜厚さ

水膜流速と水膜厚さの計測は本研究の課題として今後実施する予定であるが、ここでは簡易的な計算による推定を行った。壁面を落下する水膜の運動は、水膜に作用する力の釣り合いから以下の式(3)で表される。

$$\frac{du_w}{dt} = g + \frac{\mu_a}{\rho_w \Delta y} \frac{du_a}{dy} - \frac{1}{2} C_f \frac{u_w^2}{\Delta y} \quad (3)$$

$$\Delta y = \frac{Q_w}{u_w L} \quad (4)$$

ここで、式(3)の摩擦係数 C_f は平板上層流境界層に対するブラジウスの厳密解⁶⁾または乱流境界層の摩擦係数⁶⁾を用いた。水膜厚さ、水膜流量、流速、水膜幅の関係式(3)、(4)から、水膜流量、水膜幅の計測値を用いれば水膜流速と水膜厚さを推定できる。

5. 実験結果

5.1 空気流量と空気流速

テストセクション Z=44mm, Y=10mm位置のピトー管計測による主流速度と、式(2)に計測空気流量を代入して算出した主流速度の比較を図4に示す。両者は良く一致しており、テストセクションにおける流れが全域乱流で、しかも流速分布は1/7乗則に従っていることが分かる。

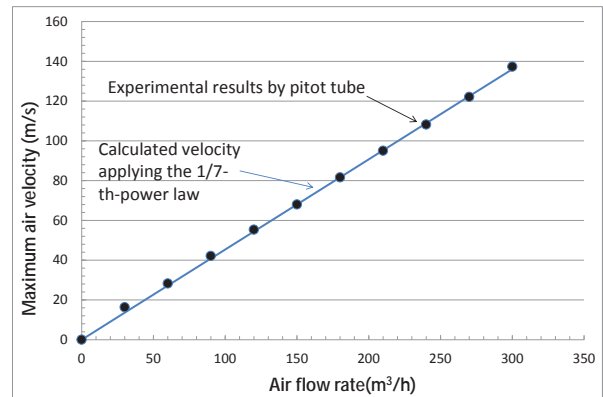


Fig.4 Comparison of calculation and measured over maximum flow velocity in the test section

図5に、テストセクション Z=145mm位置の流路高さ(Y方向)の流速分布の計測結果を示す。図にはピトー管計測による流速を記号■で示し、流路中央の最高速度と流路断面高さを用いて1/7乗則から算出した流速分布を実線で示した。空気流量の増加に伴い、1/7乗則との差異が現れるようになるが、流路全域及び各空気流量に渡り計測値と計算値は概ね一致している。これらの結果から、式(5)の相対ウェーバ数の算出に用いる水膜上の空気流速は、水膜厚さを仮定して1/7乗則から算出する。

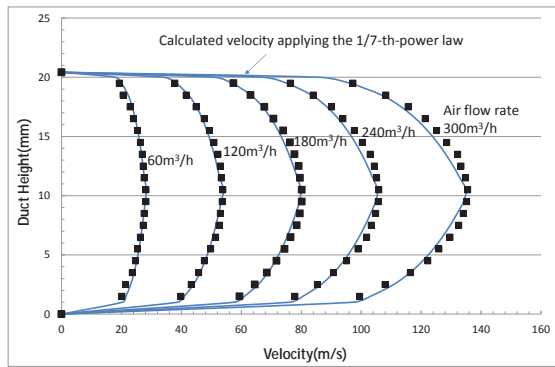


Fig.5 Distribution of flow velocity

5.2 水膜流

水膜分裂に及ぼす水膜流の条件は、水膜流量、水膜流速、及び水膜厚さが考えられる。本実験の場合、上記のパラメータをそれぞれ単独に変化させることはできないため、式(5)に示す相対ウェーバ数を水膜流の指標とした。

$$W_{e,rel} = \frac{\Delta\rho_a(u_a - u_w)^2}{2\sigma} \quad (5)$$

相対ウェーバ数は、水膜厚さと気流と水膜流速の速度差で変わる。水膜流速に比べて、気流速の方が一桁大きいので、水膜流速の影響は、相対ウェーバ数には反映しにくい。一方、水膜厚さは、相対ウェーバ数に比例する。図6に水膜流量と水膜流の幅の計測値を用いて式(3)及び(4)から算出した水膜流速と水膜厚さを、また図7に相対ウェーバ数を示す。

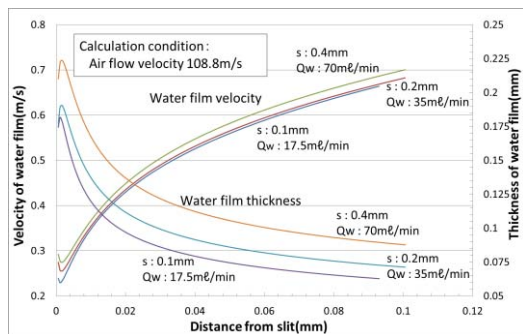


Fig.6 Calculation results of velocity and thickness of water film

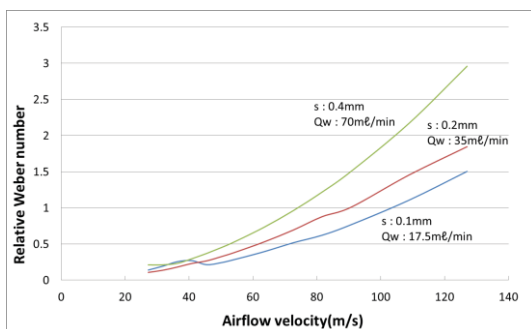


Fig.7 Calculation results of relative weber number of water film

5.3 水膜の分裂形態

以下に、給水ロスリット幅 0.1mm、給水流量 35 ml/min の撮影結果を示す。

5.3.1 主流空気流速 27.2m/s (滴状分裂)

図8に撮影結果を示す。図8で時間経過順に(1),(2)とした(図9～図13も同様)。分離壁端より垂下した液柱先端より水滴が引き千切られている。ただし、本撮影範囲では千切れた水滴の微細化は確認できなかった。また、これよりも低速域では無風状態の分裂も含め、図8と同様な滴状分裂を示す。

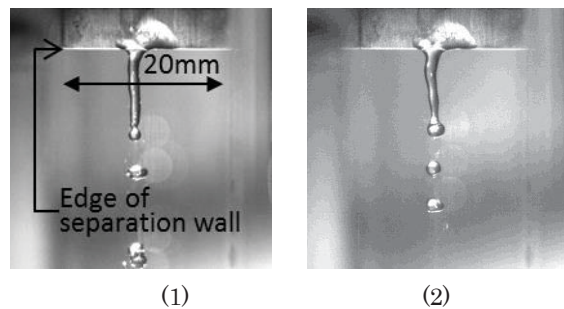


Fig.8 Photograph of water film disruption
($U_0=27.2\text{m/s}$)

5.3.2 主流空気流速 31.7m/s (初期遷移分裂)

図9に撮影結果を示す。滴状分裂に加えて、図9(2)に示すような紐状分裂が発生している。紐状分裂の先端では、図9(4)に示すような投げ網状に分裂し微細化する場合が観察された。この投げ網状分裂は、単独水滴の分裂では見られない独特の分裂形態で、紐状の水膜が空間的に膜状に広がった後に極めて短時間で破裂して、多数の比較的大きな径の水滴を発生する

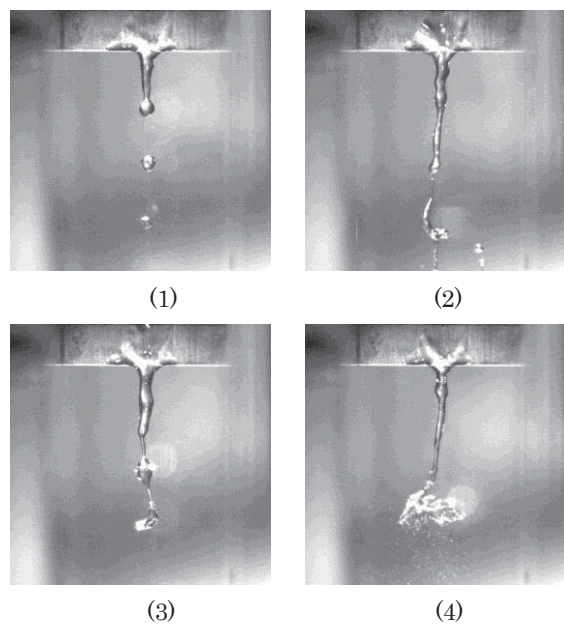


Fig.9 Photograph of water film disruption
($U_0=31.7\text{m/s}$)

5.3.3 主流空気流速 40.8m/s (中間遷移分裂)

空気流速 31.7m/s と同様にいくつかのパターンによって分裂が発生する。図 10 (1),(2)に示すように、滴状分裂または紐状分裂が発生するが、図 9(4), (5)で見られた投げ網状分裂がより明確に連続して出現するようになる。空気流速 31.7m/s の時と同様に、滴状分裂、紐状分裂、投げ網状分裂次の 3 種類の分裂形態が観察され、加えて、図 10(6)に示すような中央分離壁端下流域に水膜がせり出す形で流路空間に広がり、膜の状態から 2 本の紐状に分岐しその先で分裂を開始する膜状分裂が発生する。

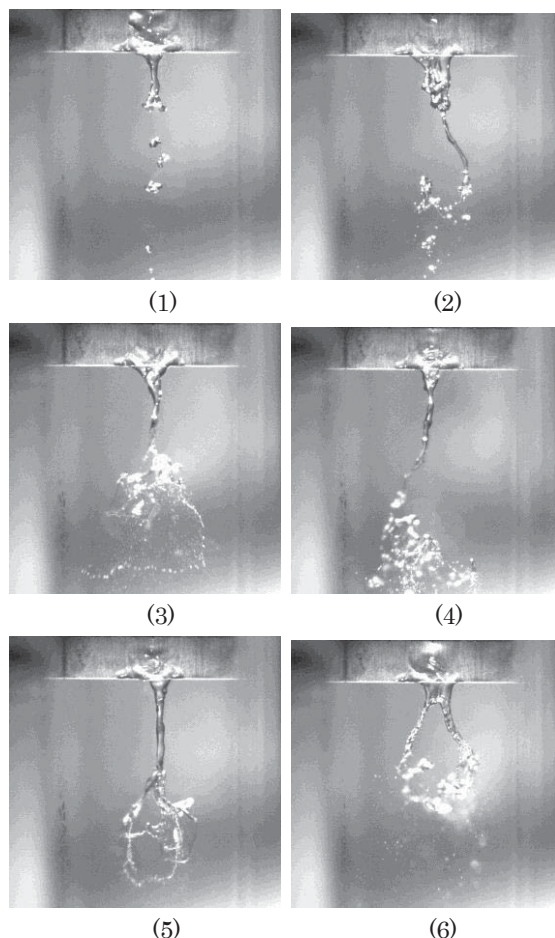


Fig.10 Photograph of water film disruption
($U_0=40.8\text{m/s}$)

5.3.4 主流空気流速 54.4m/s (後期遷移分裂)

図 11 に観察結果を示す。図 10(6)で見られた膜状分裂が周期的に発生するようになり、その分裂周期の間に図 11 (3)(4)に示すような紐状分裂と滴状分裂が現れる。膜状分裂の出現周期は、図 10の主流空気速度 40.8m/s の場合よりも早くなる。また、中央分離壁上の水膜の流動状態を見ると、これよりも低速の条件の時と比べ、水膜面に波立ち現れ、幅方向の 2 列の波紋により水膜流動が不安定化していることが分かる。

5.3.5 主流空気流速 81.6m/s (膜状分裂)

図 12 に主流空気流速 81.6 m/s の場合の水膜の分裂状況を示す。分裂の形態は、膜状分裂だけが現れるようになる。主流空気流速 54.4m/s で見られた膜状分裂と比較して、膜状分裂の周期が短くなり、膜から樹枝状に分裂する本数が増加する。また、中央分離壁上の水膜の幅方向に複数の波紋が見られるようになる。

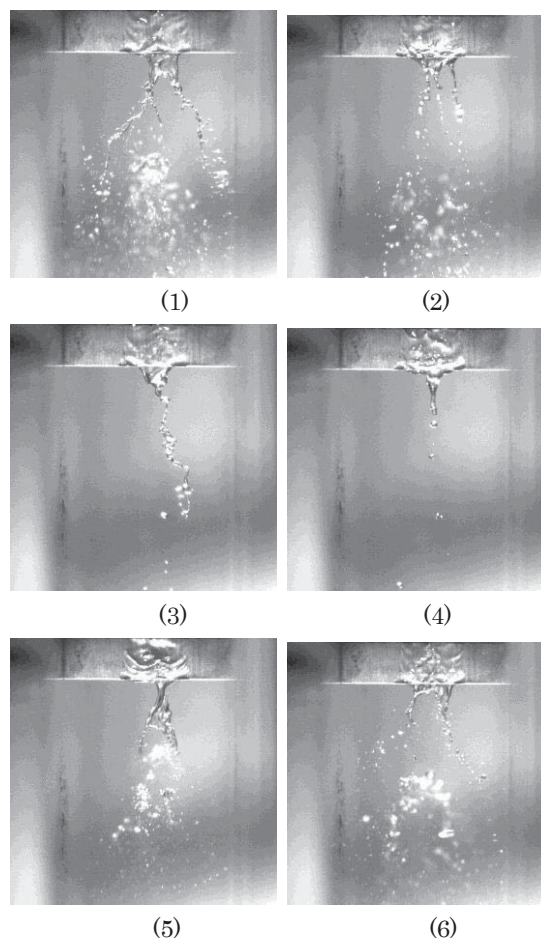


Fig.11 Photograph of water film disruption
($U_0=54.4\text{m/s}$)

5.3.6 主流空気流速 127m/s (膜状分裂)

図 13 に、撮影結果を示す。主流空気流速 81.6m/s の場合と比較して、膜状分裂の周期が、本高速カメラではとらえきれない位に短くなっている。また、中央分離壁上の水膜は 81.6m/s の場合よりも更に多くの微細な波紋が生じている。この波紋と分裂形態の間には、水膜の波紋が多くなると、膜状分裂の樹枝数が多くなり、かつ分裂発生周期が早くなる等の相関がある。

5.4 分裂形態マップ

前節の結果はスリット幅 0.1mm、給水流量 35 ml/min の結果であるが、スリット幅と給水流量を変えた場合の分裂形態の結果も含め、分裂形態をマップ数と相対ウェーバ数を指標とする領域にマッピングすると図 14 のよ

うになる。水膜分裂は、気流のマッハ数の増加に伴い、滴状分裂から紐状分裂に変わり、その後は、滴状分裂、紐状分裂、投げ網状分裂、そして膜状分裂が混在する遷移分裂状態になる。この遷移分裂状態は、マッハ数が更に増加すると、滴状分裂、紐状分裂、投げ網状分裂の出現機会が少なくなり、膜状分裂のみの領域に入る。高速気流域では膜状分裂のみが観察されるようになる。また、相対ウェーバ数が増加すると、膜状分裂への移行が、低マッハ数領域で発生するようになる。

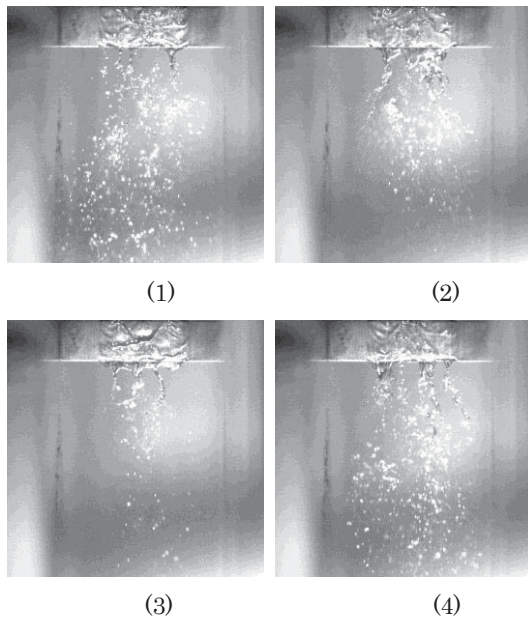


Fig.12 Photograph of water film disruption ($U_0=81.6\text{m/s}$)

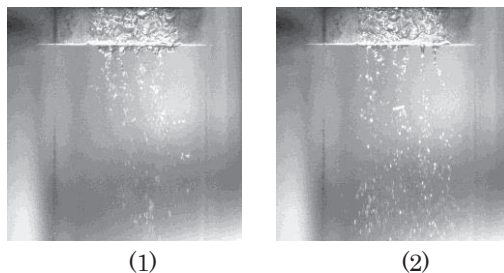


Fig.13 Photograph of water film disruption ($U_0=127\text{m/s}$)

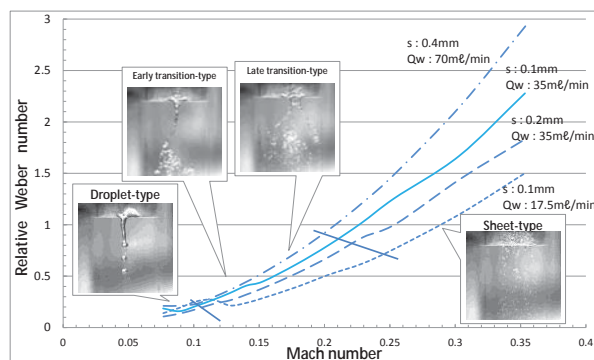


Fig.14 Disruption pattern map of water film

6. 結論

並行気流中に設置された平板端部から飛散する水膜の分裂形態を高速カメラで撮影して以下の知見を得た。

- (1) 水膜の分裂形態は気流の速度に影響され、低速領域では滴状分裂に、また高速領域では膜状態から放射状に分裂を開始する膜状分裂形態を示し、その中間域は、滴状分裂、紐状分裂、投げ網状分裂、及び膜状分裂が混在する分裂を示す。
- (2) 中間的なマッハ数領域は、水膜の分裂形態が多様に変化する領域である。滴状分裂、紐状分裂、投げ網状分裂、及び膜状分裂の形態を示す。投げ網状分裂は、単独水滴の分裂には見られない水膜分裂特有の分裂形態で、紐状の水膜が空間的に膜状に広がった後に極めて短時間で破裂して、多数の比較的大きな径の水滴が発生する。
- (3) 高速域で見られる膜状分裂形態は、相対ウェーバ数が増すと、より低マッハ数領域から現れるようになる。
- (4) 中央分離壁上的水膜の波紋が多くなると、飛散水膜の膜状分裂の樹枝数が多くなり発生周期が早くなる。水膜の波紋と分裂形態には相関が見られる。
- (5) 水膜分裂は、マッハ数と相対ウェーバ数を座標軸にとる領域によって、その分離形態を表すことができる。

参考文献

- 1) 坪内邦良, 蒸気タービンにおける二相流計測, ターボ機械, Vol.28, No.5, (2000), pp281-288.
- 2) Moore, M.J., and Sieverding, C.H., Two-phase steam flow in turbines and separators, Hemisphere Pub. Corp., (1976).
- 3) Hammit, F. G., Kreczkowski, S., and Krzyzanowski, J., Liquid film and droplet stability consideration as applied to wet steam flow, Forschung. Ing.-Wes, 47 (1981).
- 4) Flock, A.K., Guildenbecher, D.R., Chen, J., Sojka, P.E. and Bauer, H.J., Experimental statistics of droplet trajectory and air flow during aerodynamic fragmentation of liquid drops, International Journal of Multiphase Flow, 47(2012) 37-49.
- 5) 鳥山温美, 竹田陽一, 中野晋, 佐藤公仁弘, 高速気流中でエッジから飛散する水膜挙動に関する研究, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, (2013).
- 6) Schlichting, H., Boundary-layer theory, McGraw-hill Book Company, 1979.