第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-1

# Ni-Co-Cr 拡散対を用いた高効率機械特性評価

# High-throughput evaluation of mechanical properties using Ni-Co-Cr diffusion multiples

○後藤 健太　池田 亜矢子　渡邊 育夢　長田 俊郎
GOTO Kenta　IKEDA Ayako　WATANABE Ikumu　OSADA Toshio

**ABSTRACT**

Mechanical properties of a Ni-Co-Cr ternary system was investigated using diffusion couples and nanoindentation. Physical properties are efficiently obtained at various compositions in alloys using a combinatorial technique, which makes it possible to accelerate alloy design. An indentation test is suitable for the acquisition of mechanical properties in the combinatorial technique since many indentation can be performed on one sample. In this study, the diffusion couples of the Ni-Co-Cr ternary system at Cr = 0, 6, 13.5, and 20at% were prepared, and nanoindentation tests were performed. The reduced elastic modulus was almost constant at all compositions, while hardness was higher in hcp phase containing high Co content. The hardness increased in proportion to the two third power of Co content. The hardness map depending on the composition of cobalt and chromium was successfully obtained, showing this technique can be a powerful tool to develop an advanced Ni-based superalloy.

**キーワード：**コンビナトリアル実験、インデンテーション、固溶強化、Ni 基超合金、弾塑性特性
**Key Words:** Combinatorial experiment, Indentation, Solid-solution strengthening effect, Ni-based superalloy, Elastoplastic properties

## 1. 背景

従来膨大な時間と労力を要する新規合金開発を高効率化するため、組成を連続的に変化させたサンプルを用いて物性を評価するコンビナトリアル手法が注目されている。本手法を用いて、相変態、強度、磁性、耐腐食性などの物性に及ぼす元素の影響が定量的に評価されてきた[1,2]。特に、ニッケル基超合金は十を超える元素で構成されており、組成の組み合わせは膨大となるため、コンビナトリアル手法による高効率測定の重要性が高い。

弾塑性特性は、部材設計に欠かすことができない最も基本的な機械特性である。コンビナトリアル手法と組み合わせた強度特性評価には、ナノインデンテーション試験が用いられてきた。ナノインデンテーションを用いることで､一試験片内の任意の局所的な特性を評価できる。例えば、Kadambi ら[3]はニッケルやコバルト、鉄など六種類の二元系拡散対を作製し、ナノインデンテーション試験によって硬さの濃度依存性を評価した。

本研究では、Ni-Co-Cr の三元系からなる拡散対を作製し、ナノインデンテーションを行った。これにより、平衡相および固溶の影響を評価した。

物質・材料研究機構
〒305-0047　つくば市千現1-2-1
E-mail: GOTO.Kenta@nims.go.jp

## 2. 実験方法

本研究でサンプルとして用いる Ni-Co-Cr 三元系拡散対は、以下のように作製した。初めに、クロムを x wt% 含む Ni-xCr および Co-xCr 二元系合金をアーク溶解法により作製した。ここで、x = 0、6、13.5、および 20 とした。これらを約 10 x 10 x 1 mm に切断した後、Ni-xCr と Co-xCr を交互に重ねて放電プラズマ焼結法により接合し熱処理することでニッケルおよびコバルトを拡散させた。最後に、熱間等方圧加圧により、内部の気孔を取り除いた。作製した拡散対は、厚さ 1 mm に切断し、表面を機械研磨した。残留ひずみを減らすため、最終仕上げとしてコロイダルシリカ砥粒を用いた振動研磨を行った。

機械特性は、ナノインデンテーションによって評価した。Bruker 社製 Triboindenter TI950 を用い、最大荷重は 10000 μN、負荷速度は 1000 μN/s、最大荷重での保持時間は 10 s とした。組成傾斜領域内での試験数を大きくするため、組成傾斜方向に対して傾けた状態でマス目状にナノインデンテーションを行った（図 1a)。ナノインデンテーションを行った各箇所での組成は、EPMA を用いて決定した。

## 3. 結果・考察

図 1 はクロムを 6wt%含む Ni-Co-6Cr 三元系拡散対の光

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

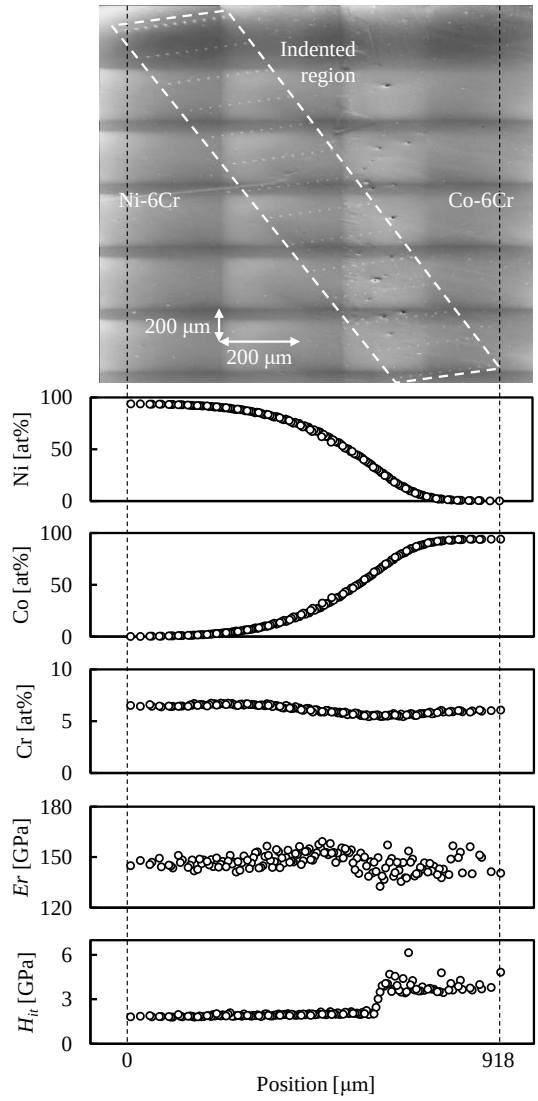



Fig. 1　Distribution of Ni, Co, and Cr contents, reduced elastic modulus $E_r$, and hardness $H_{it}$ in Ni-Co-6Cr diffusion couple

学顕微鏡写真、濃度分布、およびナノインデンテーションから求めた減衰弾性率 $E_r$ および硬さ $H_{it}$ である。EPMA 結果から、ニッケルとコバルトに濃度傾斜が生じていることが確認された。濃度傾斜部の厚さは約 700 μm であった。予め 6wt%のクロムを含む Ni-6Cr および Co-6Cr を接合したことにより、クロムの濃度はほぼ一定であった。

減衰弾性率 $E_r$ は組成によらず、ほぼ一定であった。±30 GPa 程度のバラつきは、方位による影響であると考えられる。一方で、$H_{it}$ は Ni 濃度が 32at%から 24at%に減少するにつれて急激に低下した。これは、Ni 濃度が減少し Co 濃度が増加するにつれ、結晶構造が fcc から hcp に変化するためである。hcp 構造では fcc 構造と比べて結晶異方性が大きいため、$E_r$ および $H_{it}$ のバラつきが大きくなった。

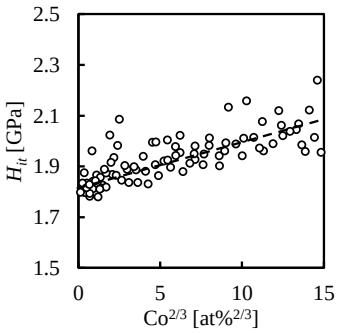



Fig. 2　Relationship between hardness and Co content in Ni-Co-6Cr diffusion couple at low Co content

図 2 は Ni-Co-6Cr 拡散対の硬さ分布を拡大し、横軸に Co 濃度の 2/3 乗を取ったグラフである。fcc 領域内でも Co 濃度の増加に伴い、硬さが増加していることが確認された。他のサンプルにおいても同様の傾向が見られた。

Gypen と Deruyttere の理論[4]に基づくと、臨界せん断分解応力（CRSS）は固溶元素の濃度の 2/3 乗に比例して大きくなる。

$$\Delta\tau = \left(\sum_i B_i^{\frac{3}{2}} C_i\right)^{\frac{2}{3}} \tag{1}$$

ここで、$\Delta\tau$ は CRSS の増加量、$B_i$ と $C_i$ はそれぞれ元素 $i$ の定数および濃度である。硬さと降伏応力、および CRSS にはある程度の比例関係が見られるため、図 2 における Co 濃度の 2/3 乗に比例した硬さの増加は固溶強化によるものである。

今回作成した全てのクロム濃度のサンプルから図 3 に示すような硬さマップを作成することができる。Co 濃度、Cr 濃度の増加と共に硬さが増加していることがわかる。特に、クロムの濃度に強く依存しており、これは第一原理計算に基づく Yang らの報告[5]とも一致する。

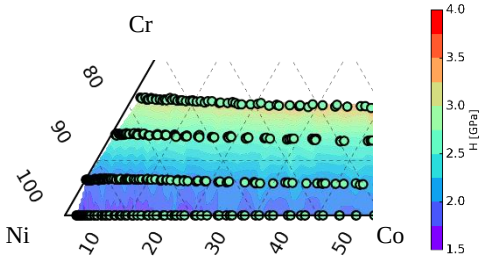



Fig. 3　Hardness map in Ni-Co-Cr system

## 4. 結　言

本研究では、Ni-Co-Cr 三元系拡散対を作製し、ナノインデンテーションにより機械特性の濃度依存性を調査した。その結果、減衰弾性率は濃度に依らずほぼ一定であった。一方で、硬さは fcc 相から hcp 相に相変態する際に急激に増加した。また、fcc 相領域でも Co 濃度ととも

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

に硬さが増加し、Gypen・Deruyttere の理論に基づく固溶強化が確認された。

このように、拡散対を作製することで、様々な組成における弾性率や硬さを高速に評価することができた。本手法は高温ナノインデンテーション[6]を用いることで実環境温度に近い高温特性を取得することも可能である。さらに、Goto ら[7]が報告したインデンテーション試験による逆解析手法を適用することで、加工硬化挙動を得ることができ、今後の材料開発に大きく貢献することが期待される。

## 参 考 文 献


(1) Gebhardt, T., Music, D., Takahashi, T., Schneider, J.M., Combinatorial Thin Film Materials Science: From Alloy Discovery and Optimization to Alloy Design, Thin Solid Films, Vol. 520 (2012), pp. 5491-5499.

(2) Li, Z., Ludwig, A., Savan, A., Springer, H., Raabe, D., Combinatorial Metallurgical Synthesis and Processing of High-entropy Alloys, J. Mater. Res., Vol. 33, No. 19 (2018), pp. 3156-3169.

(3) Kadambi, S.B., Divya, V.D., Ramamurty, U., Evaluation of Solid-solution Hardening in Several Binary Alloy Systems Using Diffusion Couples Combined with Nanoindentation, Metall. Mater. Trans. A, Vol. 48, No. 10 (2017), pp. 4574-4582.

(4) Gypen, L.A., Deruyttere, A., Multi-component Solid Solution Hardening: Part 1 Proposed Model, J. Mater. Sci., Vol. 12, No. 5 (1977), pp. 1028-1033.

(5) Yang, Z., Sun, J., Lu, S., Vitos, L., Assessing Elastic Property and Solid-solution Strengthening of Binary Ni-Co, Ni-Cr, and Ternary Ni-Co-Cr Alloys from First-principles Theory, J. Mater. Res., Vol. 33, No. 18 (2018), pp. 2763-2774.

(6) Ruzic, J., Watanabe, I., Goto, K., Ohmura, T., Nano-indentation Measurement for Heat Resistant Alloys at Elevated Temperatures in Inert Atmosphere, Mater. Trans., Vol. 60, No. 8 (2019), pp. 1411-1415.

(7) Goto, K., Watanabe, I., Ohmura, T., Determining Suitable Parameters for Inverse Estimation of Plastic Properties Based on Indentation Marks, Int. J. Plast., Vol. 116 (2019), pp. 81-90.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.09

【研究報告】 A-2

# Ni 基超合金の破壊靭性

# Fracture Toughness of Ni-base Superalloys

○坂本正雄*1　原田広史*1　小泉　裕*1　横川忠晴*1　高田裕治*1
SAKAMOTO Masao　HARADA Hiroshi　KOIZUMI Yutaka　YOKOKAWA Tadaharu　TAKATA Yuji

川岸京子*1　陶山洋輔*2
KAWAGISHI Kyoko　SUYAMA Yosukei

**ABSTRACT**

In selecting materials that are used as the gas turbine components, evaluation of fracture toughness is one of the most important selection indicators along with strength and ductility. In this report, fracture toughness values of Ni-base superalloys and other high temperature materials were collected and compared to each other. The fracture toughness values of the Ni-base superalloys were found to be in the range of 40 - 90 MPa√m whereas those of TiAl, SiC/SiC and MoSiBTiC were less than 20 MPa√m .

**キーワード：**ガスタービン，破壊靭性，疲労き裂進展，Ni 基超合金，
**Key Words:** Gusturbine, Fracture Toughness, Fatigue Crack Propagation, Ni-base Superalloys,

## 1. はじめに

ガスタービン機関のタービン入口ガス温度の高温化に対応して、Ni 基超合金の耐用温度が向上してきたが、さらなる高効率化の要求に対応すべく新しいガスタービン材料の開発も進められている。この結果、ガスタービン部材への適材適所の観点からの材料選択が従来にも増して重要になってきている[1,2]。

靭性は、強度や延性とともに材料選定に際して重要な指標の一つである。Ni 基超合金は破壊靭性値そのものを評価することは少なく、靭性の評価は疲労き裂進展特性を中心に進められており破壊靭性値そのものの報告は少ない[3-8]。

本研究ではガスタービン合金のリサイクル技術開発研究（ALCA）で作成した単結晶合金の破壊靭性を比較するとともに、各種 Ni 基超合金の破壊靭性について調査し、セラミックス基複合材料や高融点合金と比較検討した結果を報告する。

## 2. 実験方法

### 2.1 破壊靭性

*1　物質・材料研究機構
〒305-0047　つくば市千現1-2-1
*2　(株)キグチテクニクス
〒692-0057　島根県安 来市恵乃島町114-15

破壊靭性は破壊に対する材料の抵抗力の指標であり、き裂などの欠陥を有する材料に、力学的な負荷が加わったとき、き裂の急速な伝ぱが起こり材料は破壊する。この時の破壊に対する抵抗をいう。定量的には、破壊力学で用いられる力学的パラメータである応力拡大係数や J 積分などで評価される[9-11]。

破壊靭性値は、Fig.1 に示すような試験片で行われ、モードⅠ破壊靭性（$K_{IC}$）の試験評価法について、$K_{IC}$ 値の計算方法、試験片形状、試験実施法の詳細に至るまで ASTM の E399 規格としてまとめられている[12]。

一方､疲労き裂進展試験の標準試験法は ASTM　E647 規格としてまとめられている[13]。Fig.2 はき裂進展速度 da/dN と応力拡大係数ΔK の関係[10]を示す。応力拡大係数ΔK の上限界は脆性材料では静的破壊靭性値 $K_C$ とは以下の関係[14]があるとされている。

$$\Delta K_C = (1-R)K_C$$

ここに、R は応力比である。

本報告では、Ni 基超合金の破壊靭性値に応力拡大係数ΔK の上限界値を推定破壊靭性値として採用し、評価を進めた。

### 2.2 試験方法およびデータの収集

1)　実験方法

本報告の破壊靭性試験は ASTM E647 に準拠した高サイクル疲労き裂進展試験を行い$\Delta K_{IC}$を評価した。試験片は素材形状の制約から小型の SENB 型（Single-Edge

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Notched Beam)試験片を作成し試験に供した。き裂進展長さは電位差法により測定し、ジョンソンの式から求めた。

疲労き裂伝ぱ試験は室温で行い、試験直前に初期き裂を導入した後、周波数は５Hz、応力比はR=0.1および負荷条件は一定荷重条件にて実施した。

2)　文献データからの破壊靭性値の収集

疲労き裂進展試験に並行して、ガスタービン用合金の破壊靭性値データを補完するために、公開研究論文より破壊靭性データの収集を行った。参照先は Superalloys 国際会議プロシーディング（TMS)および主要な学会誌である。データは Ni 基超合金 33 合金、132 点を得た。合金名を **Table 1** に示す。表中の下線合金名は室温データの合金である。**Fig.3** は採取した破壊靭性値とその試験温度の関係である。本報告ではき裂進展速度と応力拡大係数との関係図から最終破壊における応力拡大係数値を読み取り、その時のΔKを破壊靭性値とした。調査した文献は鋳造・鍛造合金に関する研究報告が多く、鋳造・鍛造合金（C&W)のデータが多い。また、高温で実施されたき裂進展試験による研究もあり、高温での破壊靭性値を得た。

## 3. 結果および考察

### 3.1　Ni 基超合金の破壊靭性値

1)単結晶合金の破壊靭性試験

**Fig.4** は、単結晶 TMS1700 合金の正規材と模擬リサイクル材の疲労き裂伝ぱ試験におけるき裂進展速度(da/dN)

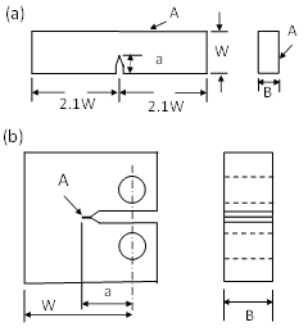



Fig.1 (a) 3 点曲げ(SENB)試験片及び(b)コンパクト(CT)試験片[12,13].

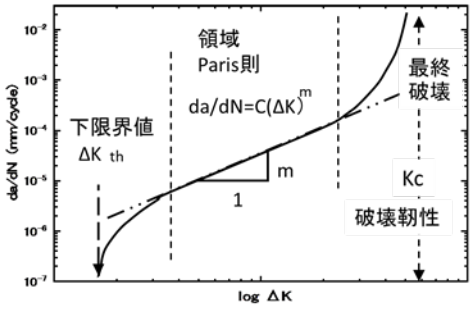



Fig.2 疲労き裂進展速度と応力拡大係数範囲の関係 [10]
(redraw:©(社)日本溶接協会，2004)

Table 1　収集データの Ni 基超合金

| 種類 | 合金名 |
|---|---|
| 鋳造合金・鍛造合金 Cast & Wrought (粉末冶金P/M) | IN100, IN100(Cast), IN617, IN718, IN718PLUS<br>IN718L, IN713LC, IN738LC, IN800H, IN903, IN939<br>HASTELLOY X, WASPALLOY<br>HEYNES R-41, HEYNES 230<br>TMW-2, TMW-24, TMW-4M3<br>U720Li, RA333, MAR-M509, Mar-M200<br>MA6000, ME3(P/M) |
| 一方向凝固合金 (DS) | GTD111_DS<br>MarM247_DS<br>TMD1700_DS |
| 単結晶合金 (SC) | PWA1480<br>CMSX2, CMSX4<br>DD3(SC)<br>TMS238<br>TMS1700, TMS1700IMM_CaO |

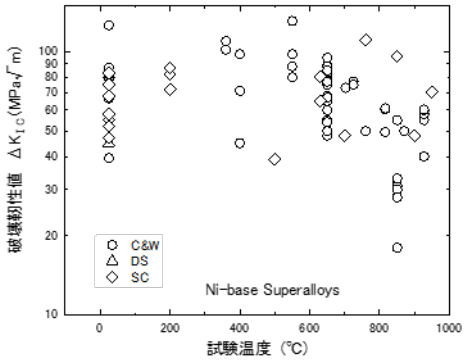



Fig.3　収集データの破壊靭性試験温度と破壊靭性値

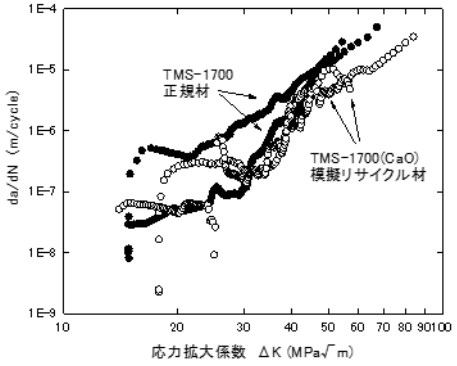



Fig.4 単結晶合金 TMS1700 規格材と模擬リサイクル材の室温での疲労き裂伝ぱ試験

と応力拡大係数(ΔK) の関係である。各合金とも 2 本の試験を行った。各試験片結晶方位と応力軸との傾きは 6° 以内である。き裂進展特性は両合金とも類似の形状を示している。ΔK が 40MPa√m の時の da/dN は、両合金とも 1E-6 から 1E-5(m/cycle)の範囲にある。正規材の破壊靭性値は 55 から 70MPa√m の範囲にあり、模擬リサイクル材は 55 から 85MPa√m の範囲であった。両合金の破壊靭性値は同一範囲内にある。このことから、模擬リサイクル材でも正規材と同様の破壊靭性を有していることが分かった。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Fig.5 は一方向凝固合金(DS)と単結晶合金(SC)の疲労き裂進展試験後の破断面を示したものである。

SC 合金はき裂進展の過程で、き裂進展速度が滞留する領域認められ、破壊面も特定の結晶方位を進んでいる。これに対し、DS 材は応力軸に直角方向に破壊面が進展したへき開破面の様相を示している。リサイクル合金を含めた単結晶合金のき裂進展過程については別に報告する。

2) 室温における破壊靭性値

Fig.6 に本報告で得た Ni 基超合金の室温における破壊靭性値 $\Delta K_{IC}$ を対応合金の耐用温度℃ (137MPa,1000h クリープ破断)との関係を示す。掲載データは文献データを含め 14 合金である。黒塗り印は本研究の試験結果である。図中○印は鋳造及び鍛造合金 (C&W)、△印は一方向凝固合金 (DS)、◇印は単結晶合金 (DS)を示す。データは疲労き裂進展試験の保持時間ゼロのデータである。

鋳造・鍛造合金から単結晶合金まで Ni 基超合金の室温破壊靭性値は 40MPa√m 以上の値を有している。

### 3.2 ガスタービン材料の破壊靭性

ガスタービン用材料部材の使用温度や応力環境により対象材料は広範囲である。主なガスタービン材料の破壊靭性値を Fig.7 に示す。

軽量化を目指した TiAl 合金や超高温化を目指している SiC/SiC、MoSiBTiC 系材料など研究が進められている[15-18]。これらの材料は Ni 基超合金に比べて室温破壊靭性値が大幅に低下するので材料の適用にあたって使用環境等に最大限の注意が必要と考えられる。

## 4. 結言

疲労き裂進展特性から Ni 基超合金の破壊靭性値を推定評価した結果、以下のことが明らかとなった。

(1) Ni 基超合金の破壊靭性値を疲労き裂進展試験のき裂進展速度と応力拡大係数の関係から求めた。

(2) Ni 基超合金の破壊靭性値は、鋳造・鍛造合金、一方向凝固合金および単結晶合金とも $\Delta K_{IC}$ は 40MPa√m 以上の値を有している。

(3) TMS1700 合金のリサイクル材は、正規材と同等の破壊靭性値を得た。

(4) タービン材料について耐用温度と破壊靭性の関係を示した。新材料の開発や材料選択に利用できる破壊靭性値データの充実が期待される。


## 謝辞

本研究は JST/ALCA プロジェクト「超合金タービン翼の直接完全リサイクル法の開発」において実施されたものである。

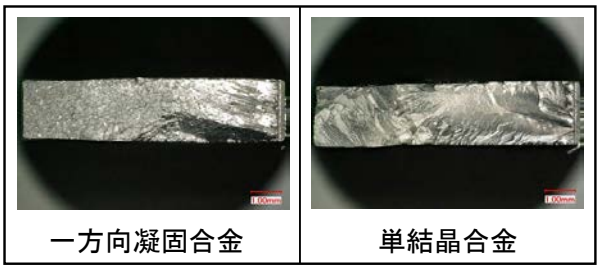




Fig.5 一方向凝固合金金と単結晶合金の破壊破面

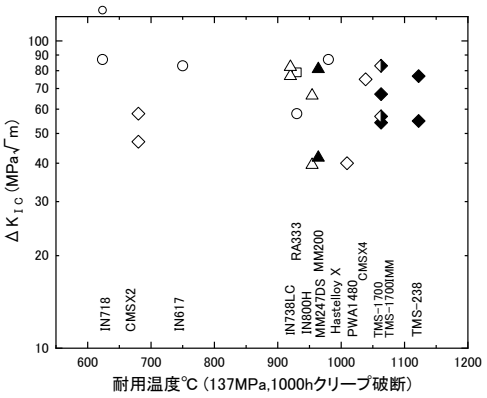



Fig6 Ni 基超合金のクリープ耐用温度と室温破壊靭

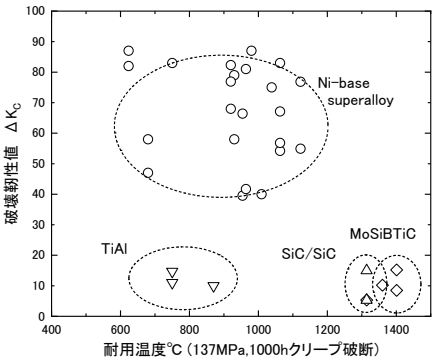



Fig.7 ガスタービン材料のクリープ耐用温度と室温破壊靭性値. 但し MoSiBTiC のクリープ試験は真空中である

## 参 考 文 献


(1) H. Harada, T. Yokokawa, K. Kawagishi, T. Kobayashi, Y. koizumi, M. Sakamoto, M. Yuyama: 日本ガスタービン学会誌, Vol.43. No.5 (2015.9).

(2) S. Utada, H. Harada, K. Kawagishi, S. Suzuki: 日本ガスタービン学会誌 Vol.45 No. 6 (2017.11)

(3) Z. X. Wen, N. X. Hou, Z. X. Dou, Z. F. Yue: J Mater Sci (2008) 43:5878–5883.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(4) L. Xiao, D. Chen, M.C. Chaturvedi: JMEPEG (2005) 14:528-538.
(5) H. Kagawa, Y. Mukai: Superalloys 2012, Ed. By E. S. Huron et al., (2012) 431.
(6) M. Yamamoto, A. Nitta, T. Kitamura : J. Soc. Mat. Sci., Japan,vol. 54, No. 2, (2005) 130-135
(7) S. Everitt, M.J. Starink and P.A.S. Reed: Superalloys 2008, Ed. By C. Reed et al., (2008) 741.
(8) S.Y. Lee, P.K. Liaw, Y.L. Lu, D. Fielden, L.M. Pike, D.L. Klarstrom: Superalloys 2008, Ed. By C. Reed et al., (2008) 509.
(9) 小林英男、1993、『破壊力学』初版、 共立出版 ISBN 978-4-320-08100-0
(10) R. O. Ritchie : Metal Science 11.8-9 (1977),pp. 368–381.
(11) T. Yamamoto: J. Plasma Fusion Res. Vol.91, No.7 (2015)479-488.
(12) ASTM International, Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials, E 399–90 (Reapproved 1997).
(13) ASTM International, Standard test method for measurement of fatigue crack growth rates, E 647-08(2008)
(14) P.Paris et.al : Trans. ASME, ser.D, J. Basic Eng. Vol. 85(1963), 528.
(15) Y. Sawaki, S. Tada, S. Hashimoto, T. Kawasaki: International Journal of Fracture 35 (1987)125-137.
(16) T. Moriyama, K. Yoshimi, M. Zhao, T. Masnou, T. Yokoyama, J. Nakamura, H. Katsui, T. Goto: Intermetallics, 84(2017)92.
(17) M. Todai, K. Hagihara, K. Kishida, H. Inui, T. Nakano: Scripta Materialia 113 (2016) 236-240.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-3

# Ni 基超合金の硫化腐食特性評価

# Hot Corrosion Evaluation of Ni-base Superalloys

○小泉 裕[*1] 原田広史[*1] 横川忠晴[*1] 湯山道也[*1]
KOIZUMI Yutaka HARADA Hiroshi YOKOKAWA Tadaharu YUYAMA Michinari

高田裕治[*1] 大澤真人[*1] 坂本正雄[*1] 川岸京子[*1]
TAKATA Yuji OSAWA Makoto SAKAMOTO Masao KAWAGISHI Kyoko

**ABSTRACT**

As the gas turbine operating temperature is increasing, the lower temperature part of turbine blade is now subjected to so-called low-temperature hot corrosion. In the present study, we investigated the low-temperature hot corrosion resistance of typical single crystal superalloys to compare their corrosion resistance to each other. The creep properties of the alloys were also evaluated. It has become clear so far that TMS-238 has a good combination of both hot corrosion and creep resistance.

**キーワード：** Ni 基単結晶超合金, クリープ，高温腐食，TMS-238, CMSX-4, CMSX-4 plus, CMSX-10N
**Key Words:** Ni-base single crystal superalloy, Creep, Hot corrosion, TMS-238, CMSX-4, CMSX-4 plus, CMSX-10N

## 1. はじめに

ガスタービン機関の効率を向上させる目的でタービン入口ガス温度の高温化がなされている[(1)(2)]。これに伴い，従来硫化腐食があまり問題にならなかった部位も温度上昇とともに次第に高温腐食温度域（700℃～900℃付近）に入りつつある。高温腐食は，700℃付近で生じる低温側高温腐食（タイプⅡ高温腐食とも呼ばれる）と 900℃付近で生じる高温側高温腐食（タイプⅠ高温腐食とも呼ばれる）の２つのタイプに分けられるが，タービン翼の低温部の温度域である 700℃の低温側高温腐食がより重要な研究課題となっている。

これまでの報告では[(3)(4)(5)]700℃の低温側高温腐食については 50ｈの試験時間で議論しており，硫化腐食試験が短時間であった。そこで本研究では 700℃，50ｈの繰り返し硫化試験を実施し，Ni 基単結晶超合金の硫化腐食について調べたので報告する。

## 2. 実験方法

### 2.1 供試材及び試料作製

本研究で用いた供試材 ReneN4[(6)]，PWA1480[(7)]，TMS-1700 (MGA1700)[(8)]，TMS-1700+0.3Re[(9)]，TMS-1700+0.8Re[(9)]，CMSX-4[(10)]，ReneN5[(11)]，PWA1484[(12)]，TMS-244[(13)]，CMSX-4 plus[(14)]，CMSX-10N(RR3010)[(15)]および TMS-238[(16)]など 12 種類の Ni 基単結晶超合金組成を Table 1 に示す。これら Ni 基単結晶超合金のクリープ強度と耐環境性を客観的に比較することができるよう単結晶鋳造装置，単結晶鋳造鋳型，熱処理装置，試験片加工，クリープ試験機，るつぼ試験装置についてはできるかぎり同一のものを用いた。単結晶作製は一方向凝固炉を用いて直径約 10mm，長さ約 130mm の単結晶を鋳造した。固溶化熱処理と時効熱処理を施した後，各種試験片を作製した。

### 2.2 クリープ試験と耐環境性評価方法

クリープ試験片は平行部直径 4mm，同長さ 20mm，ねじ部を含む全長 60mm のクリープ試験片を切削及び研削加工により作製した。なお，試験片には引張り軸の方位が〈001〉方向から 10° 以内のもののみを使用した。試験は 800℃-735MPa，900℃-392MPa，1000℃-245MPa 及び 1100℃-137MPa の 4 条件で実施した。耐環境特性は耐硫化腐食性をるつぼ試験法による加速試験により求めた。試験片の形状は，高さ 5mm，直径 9mm で試験片表面をエメリー紙＃600 番まで研磨して試験を実施した。硫化腐食試験は通常最もよく用いられる 75%$Na_2SO_4$+25%NaCl の混合塩を用いた。この組成の混合塩 12g を容量 15ml のアルミナ磁製るつぼ中で溶融させ試験片を全浸漬させて試験を実施した。硫化腐食試験は低温側高温腐食を生じる 700℃-50ｈの腐食試験を１サイクルとして４サイク

*1 物質・材料研究機構
〒305-0047 つくば市千現1-2-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 1 供試材組成 (wt%, 残 Ni)

| 合金名 | 世代 | Co | Cr | Mo | W | Al | Ti | Nb | Ta | Hf | Re | Ru |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ReneN4 | 1st | 8.0 | 9.0 | 2.0 | 6.0 | 3.7 | 4.2 | 0.5 | 4.0 | - | - | - |
| PWA1480 | | 5.0 | 9.0 | - | 4.0 | 5.0 | 1.5 | - | 12.0 | - | - | - |
| TMS-1700(MGA1700) | | - | 9.0 | 0.6 | 7.6 | 5.4 | - | - | 10.0 | - | - | - |
| TMS-1700 +0.3Re | 2nd | - | 9.0 | 0.6 | 7.6 | 5.4 | - | - | 10.0 | - | 0.3 | - |
| TMS-1700 +0.8Re | | - | 9.0 | 0.6 | 7.6 | 5.4 | - | - | 10.0 | - | 0.8 | - |
| CMSX-4 | | 9.0 | 6.5 | 0.6 | 6.0 | 5.6 | 1.0 | - | 6.5 | 0.1 | 3.0 | - |
| ReneN5 | | 8.0 | 7.0 | 2.0 | 5.0 | 6.2 | - | - | 7.0 | 0.2 | 3.0 | - |
| PWA1484 | | 10.0 | 5.0 | 2.0 | 6.0 | 5.6 | - | - | 9.0 | 0.1 | 3.0 | - |
| TMS-244 | | 9.0 | 6.5 | 0.6 | 6.0 | 5.6 | - | - | 10.0 | 0.1 | 3.0 | - |
| CMSX-4plus | 3rd | 10.0 | 3.5 | 0.6 | 6.0 | 5.7 | 0.85 | - | 8.0 | 0.1 | 4.8 | - |
| CMSX10N(RR3010) | | 3.1 | 1.7 | 0.5 | 5.5 | 5.9 | 0.1 | - | 8.5 | 0.03 | 6.8 | - |
| TMS-238 | 6th | 6.5 | 4.6 | 1.1 | 4.0 | 5.9 | - | - | 7.6 | 0.1 | 6.4 | 5.0 |

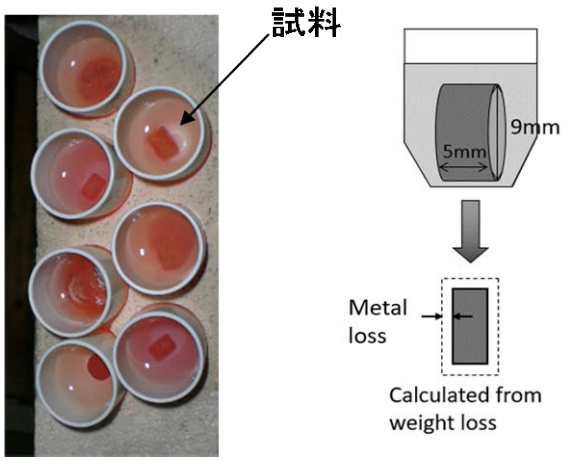



Fig.1 硫化腐食試験評価方法

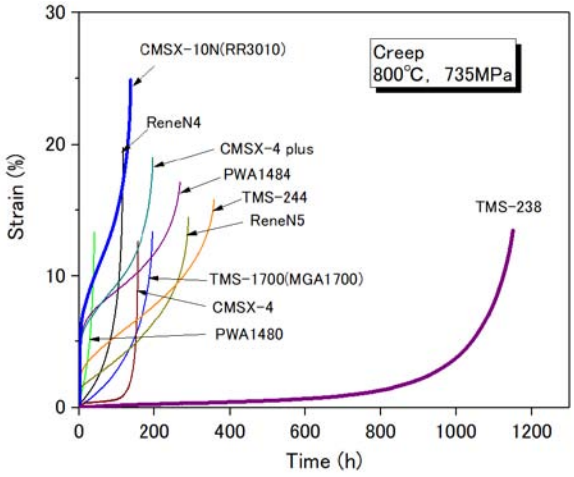



Fig.2 800℃,735MPa クリープ試験結果

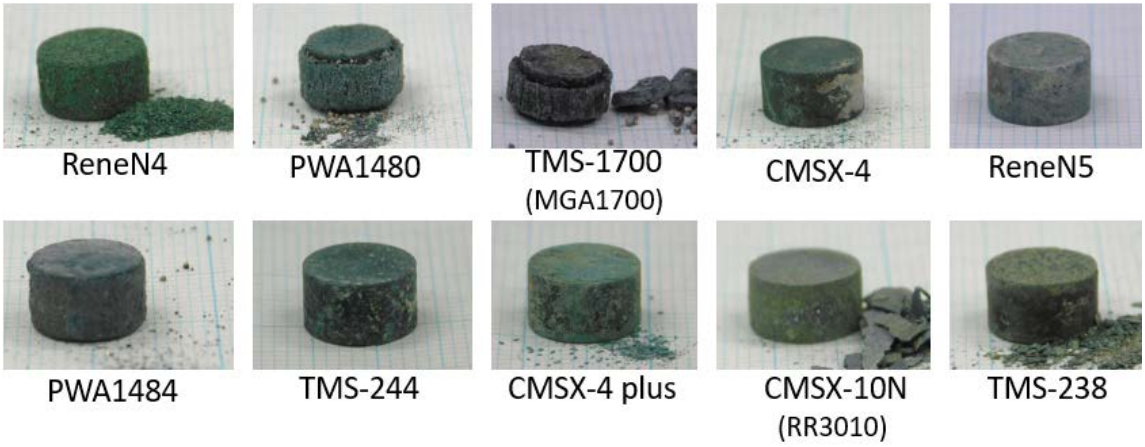



Fig.3 試験結果. 700℃-50h, 4 サイクル後の試験片形状を示す.

ルの繰り返し試験を実施した。硫化腐食試験終了後に試料を水でよく洗浄し，よく乾燥させてから試験片表面のスケールをワイヤブラシで丁寧に落として重量減（%）を測定し，これを表面からの金属の消耗量に換算して試験結果とした（Fig.1）。

## 3. 実験結果と考察

### 3.1 クリープ試験結果

低温高応力の 800℃-735MPa でのクリープひずみ－時間曲線を Fig.2 に示す。TMS-238 は破断寿命が約 1150 h ともっとも長く，しかも定常クリープ域が非常に長いのが特徴である。そのため 1%変形量に達するまでの時間

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

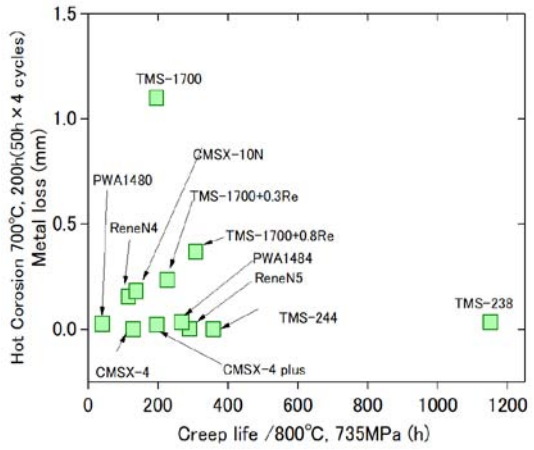



Fig.4　800℃-735MPa のクリープ寿命と低温側高温腐食を生じる 700℃-50ｈで 4 サイクル後の硫化腐食量

は 730ｈとクリープ強度が優れていた。これに対し他の合金は破断寿命が 400ｈに達しておらず，かつ多くの合金のクリープ初期変形が大きい。Ni 基単結晶超合金でこのような大きい一次クリープ伸び量は 800℃-735MPa のような比較的低温・高応力で起こる傾向がある[17]。

### 3.2　耐環境性評価結果

Fig.3 に 700℃-50ｈを 4 サイクル繰り返して 200 時間後の硫化腐食試験試料を示す。700℃- 50h で 1 サイクルのみでは試料表面がごく薄く腐食するのみではっきりと合金間の差を確認することが困難であったが，4 サイクル試験することにより腐食の大小が確認された。腐食形態は第 1 世代の PWA1480 および TMS-1700 のように多孔質の酸化物を生成して全方向に膨張して腐食するタイプと CMSX-10N のように厚い被膜が剥離するタイプに分かれた。その他の合金は表面の酸化物が少しずつ剥離するタイプになる。

硫化腐食試験終了後にスケールをワイヤブラシで丁寧に落として重量減（%）を測定し，これを表面からの金属の消耗量に換算した結果をクリープ試験の結果とともに示す。Fig.4 に 800℃-735MPa のクリープ破断寿命と低温側高温腐食 700℃-50ｈで 4 サイクル繰り返して 200 時間後のメタルロスを示す。

本研究の低温側高温腐食環境で耐腐食性に特に優れていたのは CMSX-4，RenéN5，TMS-244 および TMS-238 であった。

TMS-1700 は耐硫化腐食性に劣るのでこれに対する対策が必要であるが，わずかに Re を添加するだけで耐硫化腐食性とクリープ特性の双方が改善された。

以上の結果より，TMS-238 はクリープ強度のみならず耐高温腐食性にも優れていた。

## 4. 結言

商用合金と NIMS 開発の TMS 合金など 12 種類の Ni 基単結晶超合金についてクリープ強度と硫化腐食などの耐環境性について調べ，以下のことが明らかとなった。

（1）TMS-238 は高温低応力と低温高応力の条件で試験した 12 種類の合金の中でクリープ強度が大幅に優れていた。

（2）700℃の低温側の耐高温腐食性は TMS-1700，TMS-1700+0.8Re，TMS-1700+0.3Re，CMSX-10N，RenéN4，PWA1484，（PWA1480，CMSX-4plus），（CMSX-4，RenéN5，TMS-244，TMS-238）の順に後者ほど優れる傾向にあった。

これらの結果より，第 6 世代単結晶超合金 TMS-238 はクリープ強度および耐高温腐食性に優れ，次世代航空エンジンタービン翼材等への適用が期待される。

## 参 考 文 献

(1) 原田広史，横川忠晴，川岸京子，小林敏治，小泉裕，坂本正雄，湯山道也：日本ガスタービン学会誌　Vol.43　No.5 (2015.9) 43.

(2) 宇多田悟志，原田広史，川岸京子，鈴木進補：日本ガスタービン学会誌 Vol.45 No.6 (2017.11) 454.

(3) 小泉　裕，原田広史，小林敏治，横川忠晴，大澤真人，坂本正雄，湯山道也，川岸京子:第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2017) C-2.

(4) 小泉裕 森川梨咲 横川忠晴 原田広史 湯山道也 小林敏治 坂本正雄 杉山拓弥 川岸京子 鈴木進補：日本金属学会 2018 年春期講演大会（講演番号 21）

(5) 小泉　裕，横川忠晴，杉山拓弥，湯山道也，原田広史，川岸京子,高田裕治，小林敏治，坂本正雄，鈴木進補:第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2018) B-13.

(6) N4 米国特許第 5399313 号

(7) M.Gell, D.N.Duhl, and A.F.Giamei, Superalloys 1980, (1980), pp205-214.

(8) K. Kawagishi T. Yokokawa, T. Kobayashi, Y. Koizumi, M. Sakamoto, M. Yuyama, H. Harada, I. Okada, M. Taneike, and H. Oguma, Superalloys 2016,(2016）, pp. 115-122.

(9) 小泉　裕，横川忠晴，杉山拓弥，湯山道也，原田広史，川岸京子,高田裕治，小林敏治，坂本正雄，鈴木進補：第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2018) B-13.

(10) K. Harris,　L. Erickson, W. D. Brentnall, J. M. Aurrecoechea and K. G. Kubarych：　Superalloys 1992, Ed. by S. D. Antolovich et al., (1992) 297-306.

(11) 英国特許第 2235697 号.

(12) A.D. Cetel and D.N. Duhl: Superalloys 1988, 1988, pp. 235–44.

(13) 日本国特許第 5439822　Ni 基単結晶超合金

(14) Jacqueline B. Wahl and Ken Harris: Superalloys 2016, Ed. by Mark Hardy et al., (2016), pp.25-33.

(15) S. Tin, L. Zhang, R.A. Hobbs, A.-C. Yeh, C.M.F. Rae and B. Broomfield : Superalloys 2008, Ed. by Roger C. Reed et al (2008) 81.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(16) K. Kawagishi, A-C. Yeh, T. Yokokawa, T. Kobayashi, Y. Koizumi and H. Harada : Superalloys 2012, Ed. By E. S. Huron et al., (2012) 189-195.
(17) C. M. F. Rae, N. Matan and R. C. Reed: Mater. Sci. Eng. A300 (2001) 125-134.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-4

# 第 1 世代 Ni 基単結晶超合金 TMS-209B を用いたタービンディスク向け粉末冶金合金の開発

# Development of Powder Metallurgy Turbine Disc Superalloy from First-generation Ni-base Single Crystal Superalloy, TMS-209B

○森 雄飛[*1] 川岸 京子[*1] 長田 俊郎[*1] 原田 広史[*1] 湯山 道也[*1]
MORI Yuhi KAWAGISHI Kyoko OSADA Toshio HARADA Hiroshi YUYAMA Michinari
高田 裕治[*1] 大澤 真人[*1] 池田 亜矢子[*1]
TAKATA Yuji OSAWA Makoto IKEDA Ayako

**ABSTRACT**

We investigated a new powder metallurgy (P/M) Ni-base superalloy for high-pressure turbine discs, based on a first-generation Ni-base single crystal (SC) superalloy for turbine airfoils, TMS-209B. The SC and P/M samples were prepared and subjected to creep tests at 800°C-735MPa. In case of SC, the creep deformation resistance of TMS-209B was better than those of the comparative alloys, Alloy720Li, TMW-4M3, and TM-47. However, the TMS-209B P/M sample had worse creep resistance than the TM-47 one. The main factors are thought to be the voids and the Hf, Zr oxide derived from the P/M process. If the P/M sample is extruded, the TMS-209B P/M is also likely to have better creep resistance than the comparative alloys.

**キーワード：**高圧タービンディスク，Ni 基超合金，TMS-209B，粉末冶金，クリープ
**Key Words:** High-pressure Turbine Disc, Ni-base Superalloy, TMS-209B, Powder Metallurgy, Creep

## 1. 緒言

ジェットエンジンの更なる熱効率向上のため，タービン動翼，静翼，およびディスクなどに幅広く用いられている Ni 基超合金のクリープ耐用温度向上が強く求められている．タービン翼用 Ni 基単結晶（SC）超合金の耐用温度向上に伴い（例えば，第 6 世代 Ni 基 SC 超合金 TMS-238[(1)]），高圧タービンディスク用超合金の耐用温度向上も益々必要になってきた．現在，NIMS では，目標耐用温度（650MPa で破断寿命が 1000h の温度）を 800℃とし，次世代粉末冶金（P/M）ディスク合金を開発している．現在，鋳鍛造（C&W）合金において耐用温度が最も優れているのは, NIMS が開発した TMW-4M3[(2, 3)]であり，その耐用温度は 710℃である．また，P/M 合金では，GE 社の ME501[(4)]であり，その耐用温度は 740℃に達する．

これらの既存ディスク合金よりも耐用温度の優れた合金を効率よく開発するため, 著者らは, 粒界が無い SC 試料を用いたクリープ試験を行い，有望なディスク合金組成を選別する手法を考案した[(5)]. また, この手法により，NIMS が開発したタービン翼用 Ni 基普通鋳造（CC）合金 TM-47[(6, 7)]を元に，TMW-4M3 の P/M 材よりも耐用温度が優れた P/M 合金 TM-47 P/M を設計することに成功した[(5)]．同様に，TM-47 以外のタービン翼用 Ni 基超合金を元にして，既存合金よりも耐用温度が優れた新規 P/M ディスク合金を開発できる可能性がある．

そこで，本研究では，タービン翼用 Ni 基 SC 超合金を元にして P/M 合金を設計し，そのミクロ組織とクリープ特性の関係を明らかにすることを目的とした．

## 2. 実験方法

### 2.1 合金設計

P/M 合金に転用するタービン翼用 Ni 基 SC 超合金として，NIMS で開発した第 1 世代 Ni 基 SC 超合金 TMS-209B[(8)]を選定した．本合金は，NIMS 合金設計プログラム[(9)]を用いた計算によると，密度が 8.5g/cm$^3$ 以下と軽量で，かつ炭化物の相安定化に必要な 10wt.%程度の Cr を含有する．この TMS-209B に粒界強化元素 C，B，Zr を添加することで，P/M 合金 TMS-209B P/M を設計した．各合金の公称組成を Table 1 に示す.

### 2.2 単結晶試料の作製

Table 1 に示した TMS-209B (SC) の組成をもとに各原料純金属を秤量し，一方向凝固炉を用いて真空中にて誘導加熱･溶解した. 約 1600℃に保持した溶湯を, 約 1500℃

*1 国立研究開発法人物質・材料研究機構（NIMS）
〒305-0047 茨城県つくば市千現1-2-1
E-mail: MORI.Yuhi@nims.go.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 1　Nominal compositions of the investigated Ni-base superalloys (weight %, Ni balance)

| Name | Co | Cr | Mo | W | Al | Ta | Hf | C | B | Zr |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| TMS-209B (SC) | 7.8 | 9.5 | 2.0 | 4.0 | 6.5 | 7.6 | 0.2 | - | - | - |
| TMS-209B P/M | 7.8 | 9.5 | 2.0 | 4.0 | 6.5 | 7.6 | 0.2 | 0.02 | 0.02 | 0.03 |

に加熱した酸化物製鋳型に注湯した．使用した鋳型は，スタータとセレクタを有するロストワックス鋳型である．注湯後，鋳型を引抜速度 200mm/h で引抜き，SC 丸棒試料（直径 10mm，長さ 130mm）を得た．本試料に，溶体化処理 1280℃-5h および時効処理 870℃-20h を真空雰囲気にて施した．時効処理後，背面ラウエ法により SC 丸棒試料の結晶方位を調べ，丸棒長手方向と<001>方向の成す角が 3° 以内の丸棒を選定した．

### 2.3　粉末冶金試料の作製

ガスアトマイズ法で作製した TMS-209B P/M 粉末をふるいにかけて 53μm 以下の粉末を分級した．この粉末を原材料とし，保持温度 1120℃，保持静水圧 98MPa，および保持時間 4h という条件で熱間静水圧加圧（HIP）処理を行い，As-HIP 試料（直径 54mm，高さ 100mm）を得た．得られた As-HIP 試料から丸棒試料（直径 10mm，長さ 90mm）を切り出した．この丸棒試料に，保持温度 1220℃，保持静水圧 98MPa，および保持時間 4h という条件の HIP を追加処理した．この P/M 丸棒に，溶体化処理 1200℃-5h および時効処理 870℃-20h を真空雰囲気にて施した．

### 2.4　クリープ試験

SC 丸棒試料から平行部の長さが 20mm，直径が 4mm の引張クリープ試験片を加工した．この SC 試験片を用い，800℃-735MPa の条件で P/M 合金中の粒内変形を模擬したクリープ破断試験を行った．

また，P/M 試料から直方体の圧縮クリープ試験片（高さ 4mm，底面の辺 3～4mm）を切り出した．試験片の底面は 800 番のエメリー紙にて研磨し，各角で測定した高さの標準偏差を 0.004mm 以下にした．本試験片を用いて，圧縮クリープ試験を引張クリープ試験と同じ条件で行った．ただし，公称ひずみが 5%に到達した時点で中断した．このとき，変位を±0.005mm の精度で測定した．

### 2.5　試料分析・観察

原材料粉末の粒度分布を，ISO 13320 に準拠したレーザ回折式粒度分布測定装置（島津製作所，SALD-2300）を用いて測定した．このとき，粉末の複素屈折率を純 Ni の値 2.11-3.96 $i$（$i$：虚数単位）と仮定した．また，粉末の外観を，SEM（JEOL, JSM-6060）を用いて観察した．

熱処理後の SC 試料および P/M 試料のミクロ組織を，SEM（Carl Zeiss, Auriga Laser）を用いて観察した．また，P/M 試料の粒界中の粒子を EDX 分析した．

## 3. 実験結果および考察

### 3.1　原材料粉末の特性

HIP 処理に用いた原材料粉末の 2 次電子像を Fig.1 に示す．Fig.1 より，意図した通り 53μm 以下の粒子を分級できたことが分った．また，一部の比較的大きな粒子に比較的小さな粒子が付着していた（サテライト）．

原材料粉末の粒度分布測定結果を Fig.2 に示す．平均粒径の測定結果は 24.5μm だった．53μm 以下の粒子を分級したにも関わらず，53μm 以上の粒子が検出された．本研究の粒度分布測定方法は，粒子が真球であると仮定している．したがって，53μm 以上の粒子が検出された主な要因として，Fig.1 に示したようなサテライト粒子が考えられる．

上記のような特徴を有する Ni 基超合金粉末を原材料とし，HIP 処理を行った．

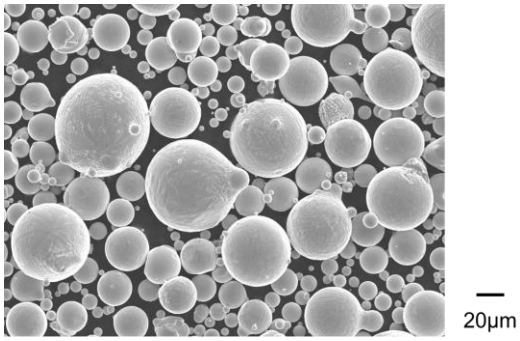



Fig.1　Secondary electron image showing raw powders of TMS-209B P/M. The powders were classified to 53μm below.

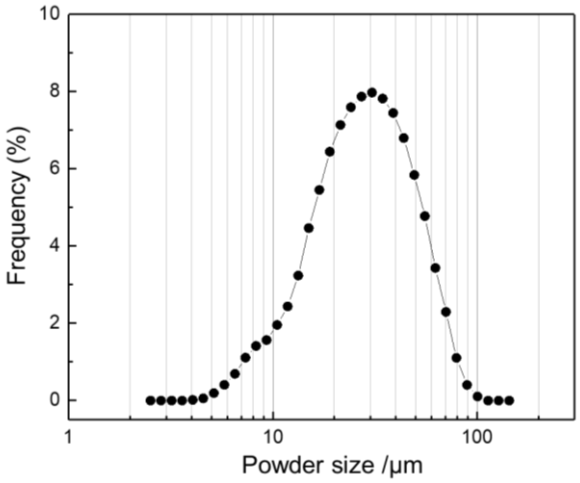



Fig.2　Measured raw powder size distribution of TMS-209B P/M. The measured average powder size is 25.4μm.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.2　初期組織観察結果

熱処理後の SC 試料および P/M 試料の組織観察結果を Fig.3 に示す．SC 試料は Ni 基 SC 超合金の典型的な γ/γ′ 2 相組織を有しており，γ′ の大きさは 100nm 程度だった（Fig.3(a)）．一方，P/M 試料にて結晶粒内にボイドが観察された（Fig.3(b)）．ボイドの形状が真円に近いことから，このボイドはアトマイズ時に粉末内部に取り込まれた Ar ガス由来のものである可能性が高い．また，Fig.3(c)より，粒界と粒内に白色に見えるナノスケールの析出物が広く分布していることが分かった．P/M 試料の γ′ は，1μm 程度の立方体状のものと γ チャンネル中の微細なものの 2 種類が観察された（Fig.3(d)）．

EDX 分析により得た粒界粒子周辺の合金元素および O 分布を Fig.4 に示す．本分析の結果，粒界粒子は 3 種類存在し，それぞれ Cr，Mo 炭化物，Hf，Zr 酸化物，Ta，Hf，Zr 炭化物であることが分かった．Cr，Mo 炭化物は粒界にのみ観察された．Hf，Zr 酸化物と基材の間には空隙が見られた．この酸化物は，原材料粉末表面の酸化物由来である可能性が高い．一方，粒界に限らず粒内にも広く分布している析出物は Ta，Hf，Zr 炭化物だった．

### 3.3　クリープ特性とミクロ組織の関係

TMS-209B (SC) の 800℃-735MPa における引張クリープ試験結果を比較 SC 合金の結果[5]と併せて Fig.5 に示す．比較 SC 合金は，商用ディスク合金 Alloy720Li，NIMS 開発 Ni-Co 基 C&W 合金 TMW-4M3，および NIMS 開発タービン翼用 Ni 基 CC 合金 TM-47 から粒界強化元素 C，B，Zr を除いた合金である．各比較合金 Alloy720Li SC，TMW-4M3 SC，TM-47 SC のクリープ破断寿命は，それぞれ 0.42h，6.8h，38h である[5]．その一方，TMS-209B のクリープ破断寿命は 128h であり，全ての比較ディスク合金 SC よりも優れていることが分かった．したがって，TMS-209B を P/M 合金化することで，比較ディスク合金よりも粒内変形抵抗に優れた P/M 合金を開発できる可能性が示唆された．

TMS-209B P/M の 800℃-735MPa における圧縮クリープ試験結果を比較 P/M 合金の結果[5]と併せて Fig.6 に示す．SC 試料では TMS-209B のクリープ変形抵抗が最も優れていたにも関わらず，P/M 試料では TM-47 P/M よりも劣っていた．

この原因は，P/M プロセス由来のミクロ組織であると考えられる．すなわち，初期組織に見られた粒内のボイド（Fig.3(b)）および粒界の Hf，Zr 酸化物（Fig.4）がき裂の起点となり，クリープ変形開始時点からクリープ速度が本来よりも大きくなった可能性がある．

したがって，P/M ディスクの製造時に必ず行われる押出加工を施すことで，ボイドを消滅させるとともに，酸化物粒子を均一に分散させれば（Prior Particle Boundary (PPB) を破壊させれば），TMS-209B P/M のクリープ特性は本研究の結果よりも改善すると考えられる．

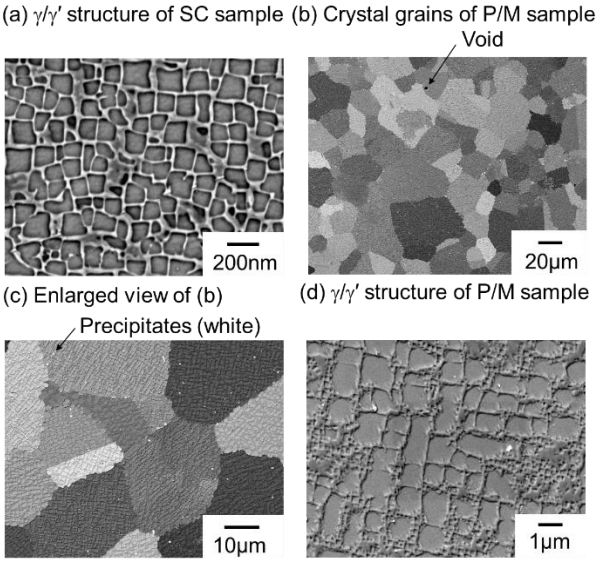



Fig.3　Initial microstructures. (a) γ / γ′ structure of SC sample. (b) Crystal grains of P/M sample. (c) Enlarged view of image (b). (d) γ / γ′ structure of P/M sample.

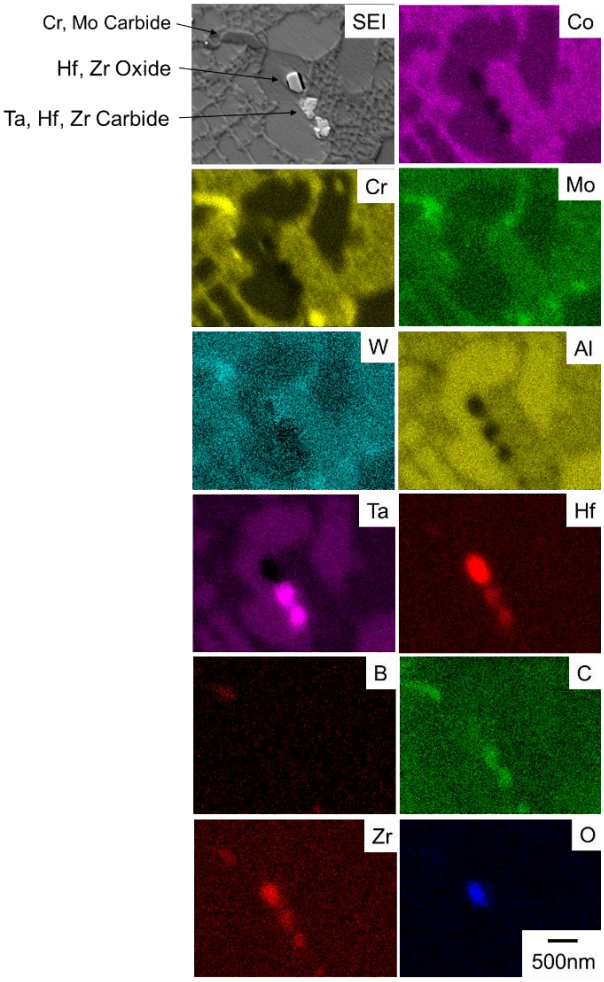



Fig.4　Distribution of alloying elements and O around particles in grain boundary, analyzed using energy dispersive X-ray spectrometry (EDX).

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

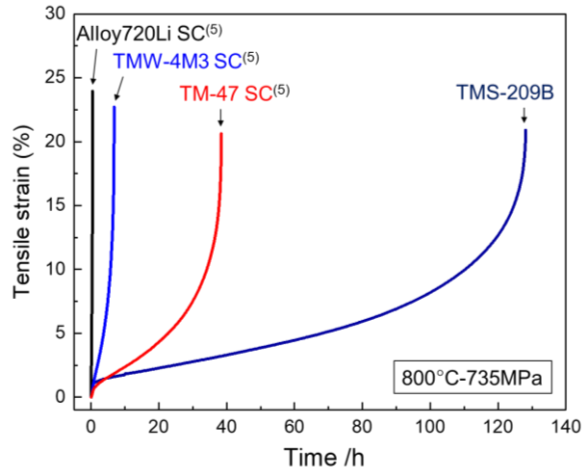



Fig.5　Results of the tensile creep tests at 800°C-735MPa on TMS-209B and the comparative SC alloys [5].

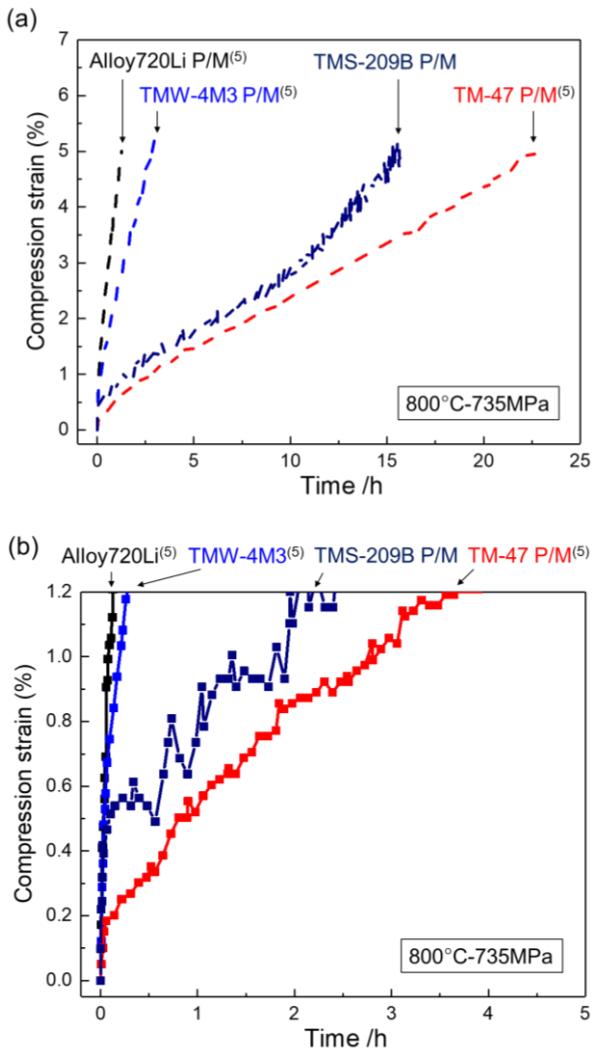



Fig.6　Results of the compression creep tests up to 5% strain at 800°C-735MPa on TMS-209B P/M and the comparative P/M alloys[5]. (a) All data. (b) Start part. In case of the P/M sample, the creep deformation resistance of TMS-209B P/M is not better than that of TM-47 P/M[5].

## 4. 結言

第 1 世代 Ni 基 SC 超合金 TMS-209B を元に，高圧タービンディスク用 P/M 合金 TMS-209B P/M を設計するとともに，ミクロ組織と 800℃-735MPa でのクリープ特性の関係を調べた．

1. P/M 試料中の粒内変形を模擬した SC 試料の引張クリープ試験により，TMS-209B のクリープ変形抵抗は，比較合金 Alloy720Li SC，TMW-4M3 SC，および TM-47 SC のそれよりも優れていることが分かった．

2. P/M 試料の圧縮クリープ試験では，TMS-209B P/M のクリープ変形抵抗は，Alloy720Li P/M および TMW-4M3 P/M のそれよりも優れていた．しかしながら，TM-47 P/M より劣っていた．

3. P/M 試料では，TMS-209B のクリープ変形抵抗は TM-47 よりも劣っていた．これは，ガスアトマイズ時の Ar ガス由来と考えられるボイドおよび粉末表面由来の Hf，Zr 酸化物がき裂の起点となり，変形を促進させたためと考えられる．

4. 押出加工により 3.で述べたき裂の起点と考えられる組織を解消させれば，TMS-209B P/M のクリープ特性は本研究の結果よりも改善すると考えられる．

## 謝 辞

本研究は，防衛装備庁が実施する安全保障技術研究推進制度の支援を受けたものである．合金粉末を観察するにあたり，NIMS 皆川和己博士，小幡卓眞氏の助力を得た．試料を研磨するにあたり，中北佳代子氏，藤田千枝子氏の助力を得た．組織を観察するにあたり，NIMS 原徹博士，原由佳氏，中村晶子氏のご協力を得た．ここに記して謝辞を表する．

## 参 考 文 献

(1) K. Kawagishi, A.C. Yeh, T. Yokokawa, T. Kobayashi, Y. Koizumi, H. Harada: Proceedings of the 12th International Symposium on Superalloys, ed. by E. Huron, R. Reed, M. Hardy, M. Mills, R. Montero, P. Portella, and J. Telesman, (Seven Springs, Pennsylvania, 2012), pp. 189-195.

(2) Y. Gu, Z. Zhong, Y. Yuan, T. Osada, C. Cui, T. Yokokawa, H. Harada: Proceedings of the 12th International Symposium on Superalloys, ed. by E. Huron, R. Reed, M. Hardy, M. Mills, R. Montero, P. Portella, and J. Telesman, (Seven Springs, Pennsylvania, 2012), pp. 903-910.

(3) J. Fujioka, Y. Gu, T. Osada, C. Cui, T. Yokokawa, T. Kobayashi, H. Harada, T. Fukuda, A. Mitsuhashi: Proceedings of International Gas Turbine Congress 2015, (Tokyo, 2015), pp. 19-25.

(4) A. Powell, K. Bain, A. Wessman, D. Wei, T. Hanlon, D. Mourer: Proceedings of the 13th International Symposium on Superalloys, ed. by M. Hardy, E. Huron, U. Glatzel, B. Griffin, B. Lewis, C.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Rae, V. Seetharaman, and S. Tin, (Seven Springs, Pennsylvania, 2016), pp.189-197.
(5) Y. Mori, K. Kawagishi, T. Osada, H. Harada, M. Yuyama, Y. Takata, Makoto Osawa, Ayako Ikeda, Screening of Ni-base superalloy composition for turbine discs by creep test of single crystal, Metallurgical and Materials Transactions A, 投稿準備中.
(6) 原田広史, 山崎道夫, Ti, Ta, W を含むγ′析出強化型 Ni 基耐熱鋳造合金の合金設計, 鉄と鋼, Vol. 65, No. 7 (1979), pp. 1059-1068.
(7) H. Harada, M. Yamazaki, Y. Koizumi, N. Sakuma, N. Furuya, H. Kamiya: High Temperature Alloys for Gas Turbines 1982, ed. by R. Brunetaud, D. Coutsouradis, T. B. Gibbons, Y. Lindblom, D. B. Meadowcroft, and R. Stickler, (Liège, Belgium, 1982), pp.721-735.
(8) 川岸京子, 佐藤彰洋, 小林敏治, 原田広史, β 相と平衡する Ni 基単結晶超合金の耐酸化特性とクリープ強度特性, 日本金属学会誌, Vol. 70, No. 8 (2006), p.p. 690-693.
(9) H. Harada, K. Ohno, T. Yamagata, T. Yokokawa, M. Yamazaki: Proceedings of the 6th International Symposium on Superalloys, ed. by S. Reichman, D. Duhl, G. Maurer, S. Antolovich, and C. Lund (Seven Springs, Pennsylvania, 1988), pp. 733-742.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-5

# ブリッジマン法で作製した組成傾斜単結晶試料を用いたディスク合金のスクリーニング

# Combinatorial approach for developing disc alloys using composition graded single crystal

○池田 亜矢子　後藤 健太　長田俊郎　渡邊 育夢　川岸 京子
IKEDA Ayako　GOTO Kenta　OSADA Toshio　WATANABE Ikumu　KAWAGISHI Kyoko

**ABSTRACT**

A screening methodology which is highly reliable and efficient for optimizing high temperature structure materials are developed using a composition graded bulk specimen fabricated by Bridgman method. The specimen is made of ME501 alloy and, composed of big single crystals (2-10mm) with composition gradient. Microstructure, mechanical property and oxidation resistance are evaluated at several locations in the specimen, and, these properties are obtained as functions of composition. Since there is no effect of grain boundaries and crystal orientation, microstructure and mechanical property data in a single crystal are ideal for the screening of superalloys.

**キーワード：**コンビナトリアル手法、インデンテーション、酸化、組成傾斜単結晶、Ni 基超合金
**Key Words:** Combinatorial approach, Indentation, Oxidation, Composition-graded single crystal, Ni-based superalloy

## 1. はじめに

コンビナトリアル手法は薄膜材料の探索に取り入れられ、組成傾斜薄膜を利用した磁性材料、光学材料の組成最適化などの取り組みが報告されている。[1] 構造材料をはじめとするバルクの形態で用いられる材料に関しては、薄膜での特性評価が困難であることから、コンビナトリアル手法を適用するためには組成傾斜バルク試料が必要である。Zhao は拡散対試料を用いて、相境界組成を決定するとともに、組成傾斜部でナノインデンテーション測定をすることにより、機械特性の組成依存性が得られることを示した。[2] 拡散対法は古くから用いられている手法で、簡便に組成傾斜を導入することができるものの、W, Ta, Nb, Mo などの拡散が遅い元素の組成傾斜を長い距離で導入するには時間がかかる。これらの元素は Ni 基超合金を始めとする高温構造材料の固溶強化には欠かせず、その組成最適化のためには異なる手法で組成傾斜を導入する必要がある。

物質・材料研究機構
〒305-0047　つくば市千現1-2-1
E-mail: IKEDA.Ayako@nims.go.jp

ブリッジマン法は単結晶の育成に用いられる手法である。温度傾斜がある柱状炉内で溶融した合金の入ったるつぼをゆっくりと下方へ移動させることにより、単結晶を育成する。その際、固相線に沿って温度の低い底部から凝固するので組成傾斜が導入される。そして、るつぼの移動速度や材料の量で組成傾斜の距離をコントロールすることが可能である。さらに、この手法では単結晶または大きな結晶粒を得ることができる。インデンテーション試験では結晶方位の影響を受けるため、このような試料を用いることによって、機械特性に対する組成の影響を精度よく評価することができる。

耐酸化性はジェットエンジンの高温部材などにとって、最も重視される特性の一つである。耐酸化性は連続酸化試験、繰返し酸化試験などで評価されるが、一つの組成の合金に対して、いくつもの試験片を作製し、試験に時間とコストがかかる。そこで、本研究では酸化試験にコンビナトリアル手法を取り入れることを試みた。酸化に起因する原子の輸送と比較して、組成傾斜に起因する原子の輸送が十分に小さい場合、組成傾斜試料を高温で空気中に暴露した後、その酸化断面を観察することによって、酸化挙動の組成依存を観察することができる。

本研究ではモデルケースとして ME501 合金を原料としてブリッジマン法で作製した組成傾斜インゴットを用

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

いて、連続した異なる組成における微細組織の評価、インデンテーションによる機械特性の評価、コンビナトリアル酸化試験による耐酸化性の評価を実施し、その周辺組成の特性スクリーニングを行った。

## 2. 実験方法

鋳造により作製した ME501 相当合金をアルミナのタンマン管に入れ、ブリッジマン炉を用い、0.5 mm/h の下降速度でインゴットを作製した。得られたインゴットは直径 12 mm、長さ 30 mm であった。(Figure 1(a)) その後、1280 °C、5 時間の条件で真空中にて溶体化アニールを行った。インゴットから結晶成長方向に平行な厚さ 2 mm 程度の板上の試験片を切り出し（Figure 1(b)）、インゴットの中心線近辺の特性を調査した。

組成同定のための点分析および元素マップ測定は島津製 EPMA-1610 を用いた。γ-γ’ 組織の観察および EBSD による結晶方位測定は Zeiss 製 Auriga を用いた。機械特性はインデンテーション試験によって評価した。島津製 DUH-211 および 115° Berkovich indenter を用い、最大荷重は 500 mN、負荷速度は 70.07 mN/s とした。

酸化試験は試験片の表面を鏡面研磨した後、800 °C、1000 時間、大気中で曝露した。その後、試料を長手方向に切断し、酸化断面を EPMA を用いて観察した。

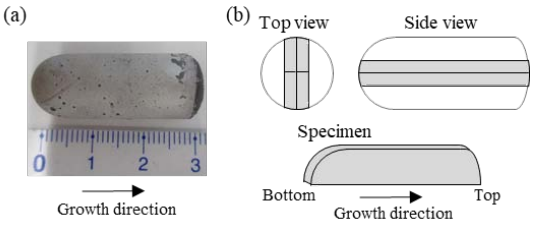



Figure 2(a) The appearance of the ingot, (b) The geology of the specimens in the ingot.

## 3. 結果と考察

### 3.1 インゴットの組成と微細組織

原料合金、インゴットのそれぞれの位置の母相および析出相の組成を Table 1 に示す。

Table 1 Compositions (wt. %) of ME501 alloy and the ingot.

| | | | Ni | Co | Cr | Mo | W | Al | Ti | Nb | Ta | Hf |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ME501alloy | | | 51.4 | 18.0 | 12.0 | 2.9 | 3.0 | 3.0 | 3.0 | 1.5 | 4.8 | 0.4 |
| Ingot | matrix | d = 0 mm | 47.1 | 19.0 | 13.3 | 3.1 | 4.8 | 2.0 | 2.7 | 1.3 | 6.3 | 0.4 |
| | | 5 mm | 48.5 | 19.0 | 12.9 | 2.7 | 4.4 | 2.1 | 2.5 | 1.3 | 6.2 | 0.4 |
| | | 10 mm | 50.4 | 18.8 | 12.4 | 2.6 | 4.1 | 2.3 | 2.4 | 1.1 | 5.7 | 0.3 |
| | | 15 mm | 52.3 | 19.1 | 12.3 | 2.4 | 3.7 | 2.4 | 2.0 | 0.8 | 4.8 | 0.2 |
| | | 20 mm | 53.4 | 18.6 | 11.7 | 2.1 | 3.4 | 2.6 | 2.4 | 1.0 | 4.6 | 0.3 |
| | | 24 mm | 54.1 | 17.7 | 11.2 | 2.0 | 2.2 | 3.1 | 3.0 | 1.1 | 5.5 | 0.1 |
| | precipitation | d = 5 mm | 49.4 | 17.4 | 11.0 | 2.4 | 3.3 | 2.0 | 3.1 | 9.1 | 1.4 | 1.0 |

Co, Cr, Mo, W, Ta, Hf はインゴットの先端（凝固開始部）に近いほど濃度が高く、Ni および Al は先端に近いほど濃度が低い。インゴットの先端から 10 mm までは板状の析出物が確認され（Figure 2）、η 相であることが確認できた。η 相の析出組織は先端から 0 ~ 2 mm の範囲では Widmanstatten 組織、2 ~ 9 では Lamellar 組織で、先端から遠くなるほどラメラ間隔が大きくなっていることが確認された。10 mm 以上では析出物は確認されなかった。

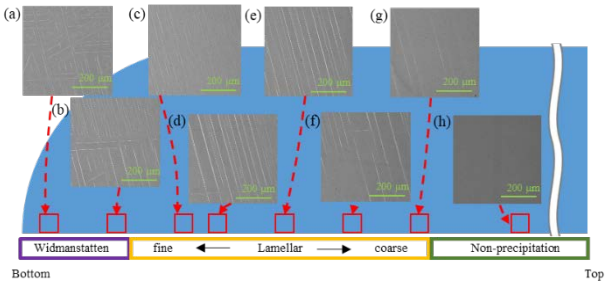



Figure 1 Microstructure of the longitudinal section of the directionally solidified ME-501 at (a) 0.5 mm, (b) 2.0 mm, (c) 4.0 mm, (d) 5.0 mm, (e) 6.5 mm, (f) 8.0 mm, (g) 9.5 mm and (h) 12.0 mm from the bottom of the ingot.

インゴット断面の結晶方位を Figure 3(a)に示す。最大で長さ 12 mm の単結晶が形成されていることが確認できた。(b) (c)には各成分の原料からの組成の変化プロファイルを示す。固溶強化元素である W, Ta, Mo の濃度の変化が大きく、Ti, Nb 以外の成分は単調に変化している。Ti, Nb は先端部から単調減少し、$d$ = 13 付近で濃度が大きく減少し、それ以降は大きく増加する傾向が見られた。

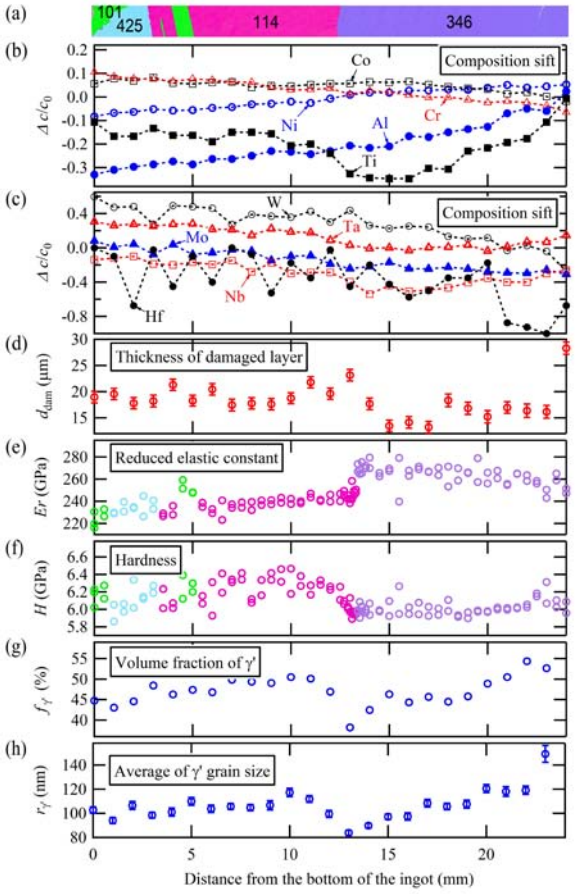



Figure 3 Overall properties of the ingot for (a) crystallographic orientation map, (b)(c) composition sift, (d) thickness of damaged layer by oxidation, (e) reduced elastic modulus, (g) volume fraction of γ’ phase and (h) average size of γ’ grains.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.2 高倍率の微細組織と γ-γ'比

Figure 4 に先端から 10 mm の位置における高倍率の二次電子像を示す。直径 100 nm 程度の二次 γ' 析出が確認できる。平均 γ' 粒径は画像解析ソフトウエア ImageJ [3] を用いて、それぞれの γ' 粒析出の平均面積を得て、形状を立方体と仮定して計算した。また、γ-γ' 体積比は面積人等しいと仮定した。Figure 3 (g)に γ-γ' 体積比、(h)にプロファイルを示す。どちらのプロファイルも Ti および Nb の濃度プロファイルと同様の傾向があり、両者の相関が強いことが分かった。

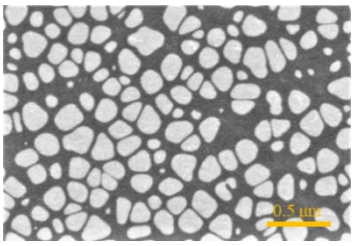



Figure 4 Secondary electron image of microstructure of the specimen under magnification of 100,000 at 10 mm from the bottom

### 3.3 室温における機械特性

典型的なインデンテーション試験の荷重-変形カーブを Figure 5 に示す。図中の写真はインデンテーション痕の外観である。痕のサイズは 7 ~ 8 μm 程度であり、最大荷重は 500 mN である。痕は十分な数の γ' 粒を含んでいることが確認できた。減衰弾性率 $E_r$ および硬度 $H$ は Oliver-Pharr method [4] により決定した。

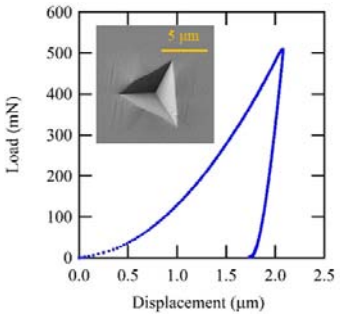



Figure 5 P-h curve of indentation at 10 mm from the bottom with the secondary electron image of the indentation impression.

減衰弾性率 $E_r$ のプロファイルを Figure 3(e) に示す。$d$ = 4 および 13 付近の粒界において $E_r$ は明らかに不連続に変化している。Zhang らによると fcc 構造をもつ相の弾性率はミラー指数 ($h$,$k$,$l$) を用いて式 (1), (2)で表すことができる。[5]

$$\frac{1}{E(hkl)} = s_{11} - 2s_0 \frac{(hk)^2 + (hl)^2 + (kl)^2}{(h^2 + k^2 + l^2)^2} \quad (1)$$

$$s_0 = s_{11} - s_{12} - \frac{1}{2} s_{44} \quad (2)$$

ここで、$s_{11}$, $s_{12}$, $s_{44}$ は弾性コンプライアンス定数である。$d$ = 4 mm における (114) 結晶と (101) 結晶の $E_r$ および $d$ = 13.4 mm における (114) 結晶と (346) 結晶の $E_r$ を用いて、$s_0$, $s_1$ をそれぞれ求め、(001), (011), (111)における弾性率を計算した。なお、弾性率は (001) で最小、(111) で最大となる。これらから弾性率の結晶方位の違いによるばらつきは 10 ~ 20%程度であることが分かった。より粒径が小さい多結晶体の試料において、組成による影響を精度よく決定するには、結晶方位を考慮した補正が必要である。結晶方位を考慮した場合このインゴット $E_r$ は先端から単調増加し、$d$ = 13 ~16 mm の領域で最大値をもち、後端に向かって緩やかに減少することが分かった。なお、インゴットの $E_{001}$ は $Ni_3Al$ [6] や Ni [5] より大きく、結晶方位による異方性は $Ni_3Al$ と同程度であることが分かった。

Table 2 Calculated elastic compliances and elastic constants.

| | | $s_{11}$ | $s_0$ | $E_{001}$ | $E_{011}$ | $E_{111}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Ingot | @ 4 mm | 4.51 ±0.10 | 0.64 ±0.33 | 222 ±5 | 239 ±16 | 245 ±21 |
| | @ 13.4 mm | 4.28 ±0.14 | 1.09 ±0.34 | 234 ±8 | 268 ±24 | 281 ±32 |
| $Ni_3Al$ | | 5.2 ±0.3 | 1 ±0.6 | 190 ±10 | 215 ±14 | 217 ±14 |
| Ni | | 7.34 | 6.07 | 136 | 232 | 304 |

硬度 $H$ のプロファイルを Figure 3 (f) に示す。硬度は弾性率で見られたような結晶方位によるギャップが確認されず、異方性は小さいと考えられる。プロファイルは γ-γ' 体積比と類似した挙動を示しているが、後端部付近では増加の割合が小さい。この領域では固溶強化元素の濃度減少が大きく、その影響が顕著になったと考えられる。

### 3.4 耐酸化性

Figure 6 に酸化断面の **O**-Kα, **Al**-Kα, **Cr**-Kα, **Ti**-Kα, **Ni**-Kα 強度分布を示す。酸化表面は図の下部である。表面から、Ti-Ni 化合物、酸化 Ti、Ni-Cr 酸化物、アルミナが生成しており、その下には Ti-Ni 化合物粒の析出が確認された。アルミナの層は均一ではなく、不連続に生成したアルミナ粒が徐々に成長し、連続になったことが推定される。構成元素の多い合金では酸化プロセスが複雑で、何種類もの化合物が生成する。そこで、耐酸化性を一つの尺度で議論するため、生成物の分布範囲もしくは元素の欠乏層の厚みのうち値が大きい方をダメージ層の厚み $d_{dam}$ として、Figure 3 (d)にプロットした。$d_{dam}$ のプロファイルは Ti 濃度と相関が見られ、Ti 濃度が低い $d$ = 14 ~ 17 mm の範囲では値が小さい傾向が見られたものの、ばらつきが大きかった。

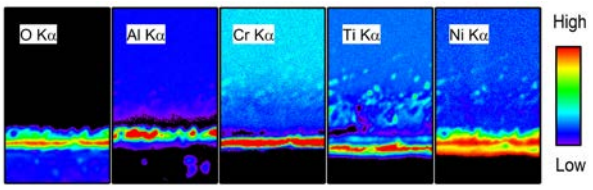



Figure 6 O-Kα, Al-Kα, Cr-Kα, Ti-Kα and Ni-Kα intensity maps (24 × 40 μm) of the cross section of the oxidation surface by EPMA at 10 mm from the bottom.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 4. 結論

本研究ではブリッジマン法により、ME501 相当合金を原料に組成傾斜単結晶を合成し、耐酸化性、機械特性（減衰弾性率 $E_r$ および硬度 $H$）と高倍率微細組織（γ-γ’ 体積比および平均 γ’ 粒径）のスクリーニングのデモンストレーションを行った。

- ブリッジマン法により、広い組成範囲の組成傾斜を全長 24 mm に渡って導入することに成功した。
- コンビナトリアル酸化試験法を考案し、酸化試験のスクリーニングが可能となった。
- 本報告の組成範囲では Ti 濃度が低いほど耐酸化性が優れていることが分かった。
- $E_{001}$ の値は Ni や $Ni_3Al$ より大きく、$E_r$ の異方性は 10 ~ 20 %程度で、$Ni_3Al$ と同程度であった。
- $H$ は γ-γ’ 体積比および W, Ta, Mo などの固溶強化元素濃度との相関があった。また、本報告の組成域では $H$ の異方性は小さい。
- 単結晶を用いることによって、機械特性の測定精度が向上し、組成による傾向を適切に捉えることができた。
- γ-γ’ 体積比および平均 γ’ 粒径プロファイルは Ti および Nb との相関が見られた。

## 参 考 文 献


(1) Wong-Ng, W., *Evaluation of the Current Status of the Combinatorial Approach for the Study of Phase Diagrams.* Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, (2012), **117**(0), pp. 304.

(2) Zhao, J.C., *A combinatorial approach for efficient mapping of phase diagrams and properties.* Journal of Materials Research, (2001), **16**(6), pp. 1565-1578

(3) Schneider, C.A., Rasband, W.S., Eliceiri, K.W. *NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis.* Nature Methods, (2012), **9**, pp. 671-675.

(4) Oliver, W.C., Pharr, G.M., *An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments.* J. Mater. Res., (1992), **7**, pp. 1564–1583.

(5) Zhang, J.-M., Zhang, Y., Xu, K.-W., Ji, V.,*Young's modulus surface and Poisson's ratio curve for cubic metals*, J. Physics and Chemistry of Solids, (2007), **68** pp. 503–510

(6) Wang, W., and Lu, K., *Nanoindentation measurement of hardness and modulus anisotropy in $Ni_3Al$ single crystals.* Journal of Materials Research, (2002), **17**(9), pp. 2314-2320.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【技術紹介】

A-6

# 高速アルゴンガス流による急冷却機構を有する二室型超高温大型真空熱処理炉の開発

# -Development of Two-Chamber Large Vacuum Heat Treatment Furnace for Ultra-High Temperature Use with Rapid Cooling Mechanism by High-Speed Argon Gas Flow-

宮本 伸樹[*1]　○内田 博之[*1]　原田 広史[*2]　小林 敏治[*2]
MIYAMOTO Nobuki　UCHIDA HIROYUKI　HARADA Hiroshi　KOBAYASHI Toshiharu

**ABSTRACT**

Application of Ni-base SC superalloys to large power-generating gas turbines has been planned for higher efficiency in Japan. They normally require solution heat treatment at 1300°C or higher. However, since conventional production heat treatment furnaces are capable up to about 1200°C at most, it is difficult to apply such conventional furnace to Ni-base SC superalloys. Besides, their material properties are improved as the cooling rate after solution treatment is increased.

Therefore, we focused on the technology of a two-chamber vacuum heat treatment furnace developed by National Institute for Materials Science (NIMS), which is capable of heat treatment at 1300°C or higher, followed by rapid cooling in a cooling chamber, to develop a large-sized vacuum heat treatment furnace to apply to power-generating turbine blades.

This paper introduces the functions and features of two-chamber large vacuum heat treatment furnace for ultra-high temperature use

**キーワード：**タービンブレード，Ni 基超合金，熱処理炉，急速冷却
**Key Words:** Turbine blade，Ni-base superalloys，Heat treatment furnace，Rapid cooling

## 1. はじめに

近年、更なる高効率化に向け大型発電用ガスタービンへの Ni 基単結晶材の適用が国内でも検討されている(1)。これら Ni 基単結晶材は、通常 1300℃以上での溶体化熱処理が必要である(2)。しかし発電用ガスタービンブレードに使用されている従来式の熱処理炉は、常用での最高温度が 1200℃程度であるため、単結晶材への適用が困難であった。このため、常用で 1300℃以上の加熱が可能で、かつ大型のタービンブレードを複数枚投入できるような大容量の熱処理炉の開発が切望されていた。

また高強度の Ni 基単結晶材は、溶体化処理後の冷却速度が速くなるほど、材料特性、特にクリープ特性が向上することがわかっており(3)、新たな急冷機構を導入することも重要な技術課題となっていた。

そこで本技術開発では、国立研究開発法人 物質・材料研究機構(NIMS)が開発した、1300℃以上の高温での熱処理とその後の冷却室での急冷が可能な二室型の真空熱処理炉の技術に着目し、これを発電用タービンブレードに適用できるよう大型化するための装置開発を行った。開発した二室型超高温大型真空熱処理炉(以下開発炉と称す)の機能、特徴について紹介する。

*1　株式会社 キグチテクニクス
〒692-0057　島根県安来市恵乃島町114-15
TEL：0854-22-2619

*2　国立研究開発法人 物質・材料研究機構
〒305-0047 茨城県つくば市千現1丁目2-1

## 2. 設備概要と仕様

### 2.1　設備概要

Fig.1 に開発した設備の外観を示す。



Fig. 1 二室型超高温大型真空熱処理炉外観

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

開発炉の概要図を Fig.2 に示す。二室式の構造としており、加熱室と冷却室が縦型に配置されている真空熱処理炉である。高周波コイルによって加熱された発熱体からの輻射熱にて内部の被熱処理物を高温に加熱、保持して溶体化処理を実施する。その後、加熱室から冷却室へ引抜き、放射冷却に加え高速の Ar ガス吹付けにより急冷を行う機構である。冷却に使用する Ar ガスは、流量自動調整バルブによりプログラム制御で任意の吹付を行うことが可能である。また、Ar ガスを吹付ける方向が決まっているため、均等に被熱処理物を冷却できるよう、加熱室と冷却室を行き来する昇降テーブルには回転機構を設けている。

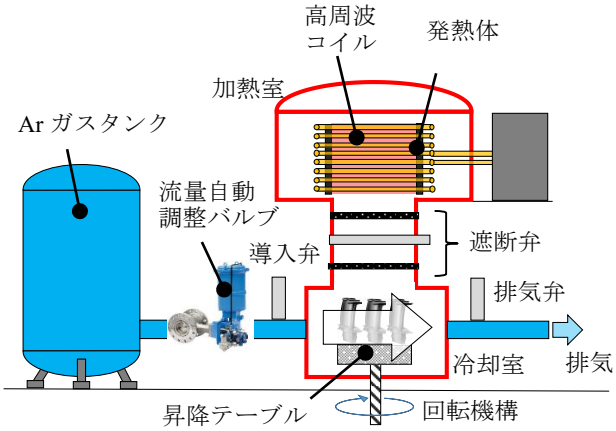



Fig.2 開発炉の概要図

## 2.2 設備仕様

開発炉の仕様を Table.1 に示す。

Table.1 開発炉仕様

| 内容 | 仕様 |
|---|---|
| 最高使用温度 | ～1500℃ |
| 常用使用温度 | ～1350℃ |
| 加熱室内均熱性 | ±5℃以内※1 |
| 炉内ワークゾーン | 直径 550m，高さ 400mm |
| 冷却速度 | 300℃/min 以上※2 |
| 冷却ガス | Ar ガス |
| 真空度 | $10^{-2}$～$10^{-3}$Pa 程度 |

※1 1000℃～1350℃でのワークゾーン内温度分布

※2 大型発電用第１段ガスタービンブレードを模擬したタービンブレード材の翼部 1/3L 内部での 1300℃から 1000℃への平均冷却速度

なお、既存で使用されている一室式のガスファンクーリング熱処理炉(以下既存炉と称す)は加熱と冷却を同一空間にて実施しているため、被熱処理物だけでなく、発熱体や断熱材も同時に冷やす必要があるため、比較的冷却効率は悪く、また発熱材等の消耗も激しく維持コストアップの原因となっていた。

## 3. 冷却速度の検証試験

### 3.1 検証試験方法

冷却速度の検証試験では、大型発電用ガスタービンブレードの第一段動翼を模擬したタービンブレード形状品を、Ni 基多結晶超合金 Mar-M247 を用いて製作し検証した。模擬タービンブレード外観を Fig.3 に示す。本模擬タービンブレードを 8 枚炉内にセットし､1300℃に加熱･保持した後に急冷し、冷却速度を測定した。温度の計測は、実タービンブレードで温度と遠心力の兼ね合いからクリープ変形上最も負荷が加わると想定される翼部 1/3L の箇所(Fig3 中に示す)の内部に、上部より熱電対を挿入して測温した。

本素材を用いて、開発炉と既存炉の冷却速度を比較した。ただし、既存炉に関しては、発熱材等の劣化の観点から製造用の常用使用は約 1200℃が上限のため、1200℃からの検証試験とした。これより開発炉では 1300℃及び 1200℃からの冷却速度の検証試験を実施し、既存炉との比較検証を行った。比較検証は、本開発炉と同等程度の容量の既存炉を選定し、同一の物量で試験を実施した。

開発炉及び既存炉の組付け状況を Fig.4 に示す。

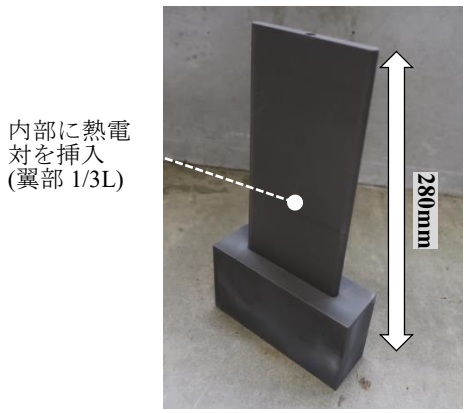



Fig.3 模擬タービンブレード外観

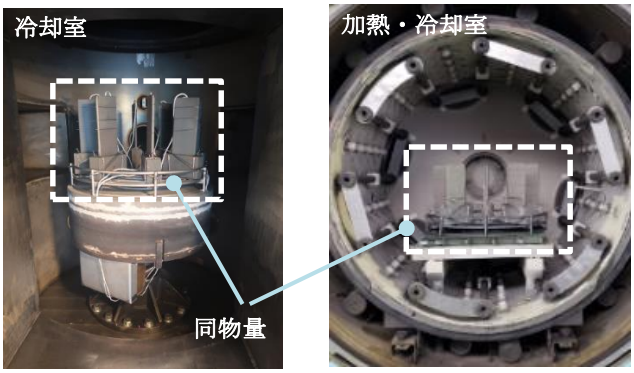



Fig.4 組付け状況 (左：開発炉，右：既存炉)

それぞれの検証試験条件を Table.2 に記載する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table.2 検証試験条件

| 内容 | 開発炉 | | 既存炉 |
|---|---|---|---|
| No. | ① | ② | ③ |
| 加熱温度 | 1300℃ | 1200℃ | |
| 加熱雰囲気 | Ar ガス | | Ar ガス |
| 急冷方式 | 放射冷却<br>＋ Ar ガス吹付(1min) | | 加圧冷却<br>(2bar) |
| 測温方法 | 無線式 | | 有線式 |

### 3.2 冷却速度検証試験結果

冷却の際の温度と時間の関係を Fig.5 に、冷却速度の算出結果を Table.3 に示す。この際、冷却速度として加熱温度(1200℃, 1300℃)から 1000℃に到達した時間と、温度差から平均冷却速度を算出した。

開発炉で 1300℃から急冷させた場合の冷却速度は 347℃/min であった。既存炉と開発炉における 1200℃からの冷却速度は、既存炉が 138℃/min であるのに対し、開発炉は 291℃/min と 2 倍以上の冷却速度が得られ、開発炉の優位性が明らかとなった。

また、開発炉の Ar ガス吹付流量は、Ar ガス流入側に取付けている自動流量調整バルブで任意にプログラム制御することができ、上下限の制約はあるものの冷却速度を任意に調整することが可能である。Fig.6 に前記①の冷却速度結果と、1300℃から Ar ガスを吹付けず、冷却室へ引き下ろしただけの冷却速度測定結果を示す。

Ar ガスの吹付けが無い場合(④)は、134℃/min の冷却速度であった。実際には設備改修により更に Ar ガスの冷却速度を大きくすることは可能だが、仮に①の冷却速度が最大と仮定すると、Ar ガス吹付流量を制御することにより Fig.6 に示す調整幅の中で冷却速度をコントロールすることが可能であり、熱処理の際の自由度が高い。

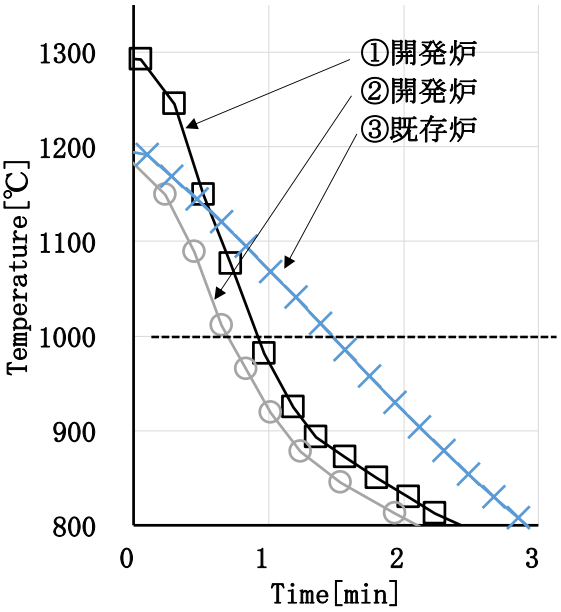



Fig.5 冷却速度検証試験結果

Table.3 冷却速度測定結果

| 内容 | 開発炉 | | 既存炉 |
|---|---|---|---|
| No. | ① | ② | ③ |
| 加熱温度 | 1300℃ | 1200℃ | |
| 冷却速度 | 347℃/min | 291℃/min | 138℃/min |

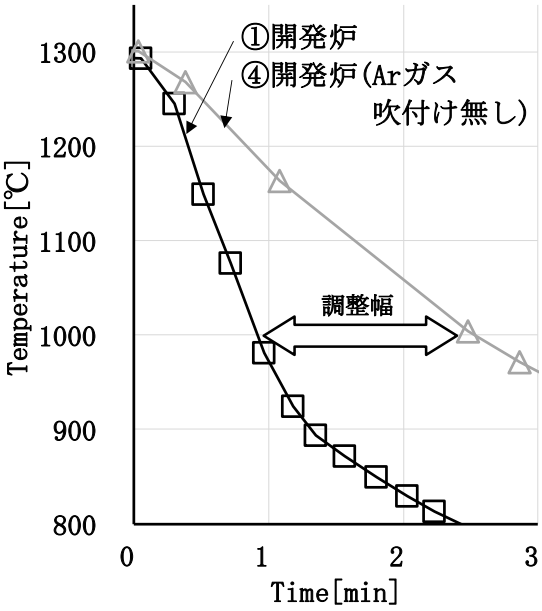



Fig.6 Ar ガスの有無による冷却速度検証試験結果

### 3.3 実タービンブレードを用いた冷却速度の検証

3.1 項, 3.2 項の検証では模擬タービンブレードを 8 枚設置した際の冷却速度にて検証を行った。この時、模擬ブレードは使用されている実タービンブレードのような複雑な形状ではないため、このうち 1 枚を実タービンブレードに変更し、冷却速度の検証試験を実施した。使用した実タービンブレードは、高さが 320mm 程度の Ni 基多結晶タービンブレードであり、内部冷却構造を有している。この実タービンブレードの翼部 1/3L の内部に熱電対を取付け、同一に配置した模擬タービンブレードとともに、1200℃からの冷却速度を測定した。

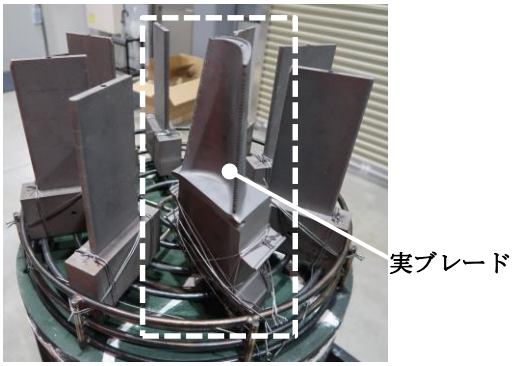



Fig.7 大型発電用タービンブレードの組付け状況写真

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

実タービンブレード、模擬タービンブレードの冷却速度測定結果を Fig.8 に示す。

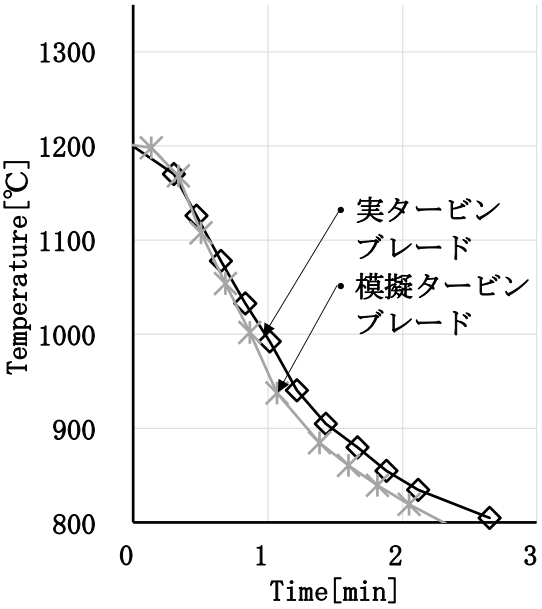



Fig.8 実タービンブレードを用いた冷却速度結果

この結果から検証に使用した実タービンブレードにて、模擬タービンブレードと同等程度の冷却速度が得られたことがわかり、実タービンブレードでも模擬タービンブレードと同様に冷却速度が既存炉と比べて大幅に速くなる結果が得られた。

## 4. まとめ

開発した急冷機構付二室型超高温大型真空熱処理炉は、一室型の従来熱処理炉に比べて以下のメリットを有することが明らかになった。

大型発電ガスタービン用第一段ブレードあるいは同等形状の部品について、

(1) 従来熱処理炉より高温(常用 1350℃)での真空熱処理が可能である。
(2) 従来熱処理炉より急速な冷却(例えば 300℃/min)が可能である。

以上のような本開発炉の特徴を活かすことにより、今後、Ni 基単結晶タービンブレードなどの超耐熱部材はもちろん、発電用、航空用等の各種構造部材においてもその特性を飛躍的に向上させることが可能になるものと期待される。

## 5. 謝辞

本研究は国立研究開発法人 科学技術振興機構(JST)の「研究成果最適展開支援プログラム(A-STEP)／NexTEP-B タイプ／耐熱合金性能向上のための熱処理技術」(契約管理番号：AS2716001)にて実施致しました。JST 及び関係各位に深く謝意を表します。

また、冷却機構の熱流体解析に関して貴重なアドバイスを頂戴いたしました株式会社 超音速機事業企画の福山 佳孝様に深く謝意を表します。

## 参 考 文 献

(1) 原田 広史, 横川 忠晴, 川岸 京子, 小林 敏治, 小泉 裕, 坂本 正雄, 湯山 道也: 高温タービン用耐熱材料と実機適用:使われる材料の開発を目指して, 日本ガスタービン学会誌, Vol.43, No.5(2015), PP.43-50.

(2) J.X,ZHANG, Y. KOIZUMI, T.KOBAYASHI, T. MURAKUMO, and H. HARADA, Strengthening by γ / γ ’ Interfacial Dislocation Networks in TMS-162 – Toward a Fifth-Generation Single-Crystal Superalloys, METALLURGICAL AND MATERIALS TRANSACTIONS A VOLUME 35A( 2004), PP. 1911-1914.

(3) M. V, NATHAL, Effect of initial Gamma Prime Size on the Elevated Temperature Creep Properties of Single Crystal Nickel Base Superalloys, METALLURGICAL TRANSACTIONS A. VOLUME 18A(1987), PP. 1961-1970.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-7

# ガスタービン材料のクリープ歪み速度－時間曲線の離散コサイン変換を活用した解析方法について

# New Analytical Method on Creep Strain Rate – Time Curve of Gas Turbine Materials by utilizing the Discrete Cosine Transform

○平口 英夫*1
HIRAGUCHI Hideo

**ABSTRACT**

Recently the Discrete Cosine Transform has begun to be used to express creep equations for several high temperature materials for Gas Turbines. Therefore, we also tried to apply the Discrete Cosine Transform to express creep strain rate – time curve of single crystal Ni based superalloys which are used for Gas Turbines. In addition, we tried to investigate the relationship between the Discrete Cosine Transform coefficients and the difference of material properties. As a result, it was found that the Discrete Cosine Transform can fit well not only creep strain curve but also relationship curve between creep strain rate and time. Further, the reasonable minimum strain rate can be obtained by the strain rate curve of the Discrete Cosine Transform. Moreover, the Discrete Cosine Transform coefficients could include information about the difference of the lattice misfit and so on between TMS-75 and TMS-82+.

**キーワード：**単結晶Ｎｉ基超合金，離散コサイン変換，フーリエ変換、クリープ歪み速度
**Key Words:** Single Crystal Ni based Superalloy, Discrete Cosine Transform, Fourier Transform, Creep Strain Rate

## 1. 緒　言

近年、離散コサイン変換（Discrete Cosine Transform : DCT）[1]を用いたクリープ方程式が様々な高温材料のクリープ曲線を１次クリープ領域から３次クリープ領域までより精度よく表現できることが報告されている[2]~[5]。このため、高温材料の加工硬化や組織弱化などの組織変化を正確に離散コサイン変換係数に反映できれば、実測のクリープ曲線をほぼ正確に離散コサイン変換を用いたクリープ方程式で表現できることを意味している。本研究において、上記のように様々なクリープ曲線を表現できる離散コサイン変換が、ガスタービン材料の単結晶 Ni 基超合金（ＴＭＳ－７５、ＴＭＳ－８２＋）[6]のクリープ歪み速度－時間曲線をより精度よく表現できるかについての検討を行い、併せて離散コサイン変換係数のＴＭＳ－７５とＴＭＳ－８２＋との材料間比較を行い、それぞれ有意な結果が得られたため、その成果を本論文において報告する。

*1　技術士（機械部門 登録番号：93064）
（公）日本技術士会所属
〒105-0011　港区芝公園3-5-8 機械振興会館

## 2. 離散コサイン変換（ＤＣＴ）

### 2.1　離散コサイン変換についての方程式

離散コサイン変換（ＤＣＴ）は Ahmed らによって開発された改良型のフーリエ変換である[1]。この離散コサイン変換（ＤＣＴ）の中でも、画像データのＪＰＥＧやＭＰＥＧの圧縮に使用されているＤＣＴ－Ⅱ[7]と呼ばれる関数がクリープ曲線を表現するのに適していることが分かっている[2]~[5]。　以下にＤＣＴ－Ⅱの方程式を（１－１）式から（１－３）式に記載する。

$$X[k] = \sqrt{(2/N)} \cdot c[k] \cdot \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \cdot \cos\{(2n+1)k\pi/2N\} \quad (k=0,1,\cdots,N-1) \tag{1-1}$$

$$x[n] = \sqrt{(2/N)} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} c[k] \cdot X[k] \cdot \cos\{(2n+1)k\pi/2N\} \tag{1-2}$$

$$c[k] = 1/\sqrt{2},\ k = 0$$
$$1\ ,\ k \neq 0 \tag{1-3}$$

ここで、$x[n]$は $n$ 番目の離散信号であり、$X[k]$は $k$ 番目の離散コサイン変換，$N$はデータ数である。

### 2.2　クリープ方程式への適用

上記のＤＣＴ－Ⅱのうち、（１－２）式をクリープ方程

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

式に適用できる旨が報告されている[2)~5)]。（１－１）式において、$x[n]$は$n$番目の離散信号、つまり$n$番目の実測のクリープ歪み値であるが、（１－２）式では$x[n]$は離散コサイン変換（ＤＣＴ）により算出される計算クリープ歪み値となる。（１－２）式において、$n$は等間隔で測定した測定時間をその等間隔で除した値である。（１－１）式においては，$k$と$n$は整数であるが、（１－２）式においては，$k$は整数であるが，$n$は整数のみならず整数以外の実数を入力することが可能であり，測定点間のクリープ歪みの内挿による推定値算出にも（１－２）式を活用することができる[2)~5)]。

### 2.3　クリープ歪み速度算出式への適用

クリープ歪み速度の算出方法は多数あるが、もっとも簡易な方法は、以下の（２）式を用いる方法である[8)]。

$$\dot{\varepsilon}(t) = (\varepsilon(t + \Delta t) - \varepsilon(t - \Delta t)) / 2\Delta t \qquad (2)$$

ここで、$\dot{\varepsilon}(t)$は測定時間 $t$ におけるクリープ歪み速度、$\varepsilon(t + \Delta t)$は測定時間 $t$ の一つあとの実測点におけるクリープ歪み、$\varepsilon(t - \Delta t)$は測定時間 $t$ の一つ前の実測点におけるクリープ歪み、$\Delta t$ は隣り合う実測点間の時間差を示す。

また、（１－２）式を時間で一次微分した以下の（３）式を用いてクリープ歪み速度を算出する方法が報告されている[3)~5)]。

$$dx[n]/dt = -(N\text{-}1) / t_{total} \cdot \sqrt{(2/N^3)} \cdot \pi \cdot \sum_{k=0}^{N-1} k \cdot c[k] \cdot X[k] \cdot \sin((2n+1)k\pi/2N) \qquad (3)$$

ここで、$N$はデータ数、$t$ は測定時間、$t_{total}$は全測定時間である。

そこで、本研究においては、（２）式から算出された実測クリープ歪み速度を離散シグナルとして（１－２）式によりクリープ歪み速度を方程式化したものを新しいクリープ歪み速度方程式として新たに提案する。

具体的には、（１－１）式の右辺の離散シグナル $x[n]$ に（２）式から算出された実測クリープ歪み速度を代入し、左辺の離散コサイン変換 $X[k]$を求め、求まった $X[k]$ を（１－２）式の右辺の $X[k]$に代入することにより左辺の $x[n]$を計算によるクリープ歪み速度として算出する。この方法を「（１－２）式を活用したクリープ歪み速度算出方法」と呼ぶこととする。

## 3. 単結晶Ｎｉ基超合金（TMS-75、TMS-82+）への適用

離散コサイン変換（ＤＣＴ）を適用するガスタービン材料として、日野らの文献[6)]に記載の単結晶Ｎｉ基超合金であるＴＭＳ－７５とＴＭＳ－８２＋を選定した。単結晶Ｎｉ基合金は、材料強度に影響を与えるγ/γ’組織変化がクリープ条件下で生じる興味深い高温材料である[9)~16)]。この２種類のＮｉ基超合金の１１００℃、１３７ＭＰａにおけるクリープ歪み値として、著者による日野らの文献[6)]からの読み取り値を使用した。読み取りはクリープ試験の開始点から終了点までを等間隔に３０分割して、合計３１点について行った。これは、離散シグナル３１個に相当する。

### 3.1　クリープ曲線への適用

上記のＴＭＳ－７５とＴＭＳ－８２＋のクリープ歪みの実測値を離散シグナルとして、（１－２）式による離散コサイン変換（ＤＣＴ）を実施し、計算クリープ歪みおよび実測点間の中間点における内挿値を算出した。その結果を図１および図２に示す。

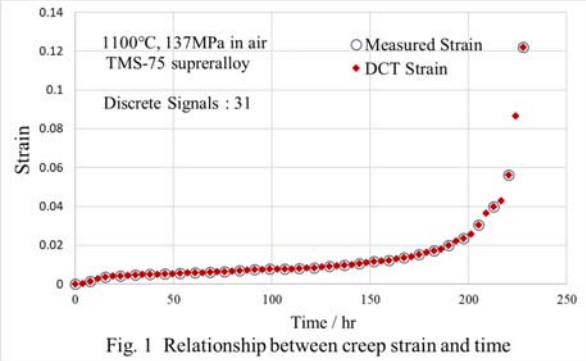


Fig. 1 Relationship between creep strain and time

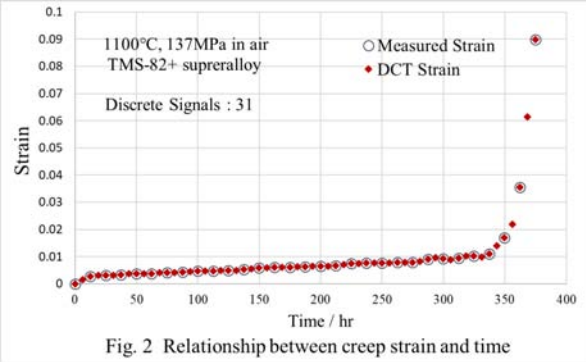


Fig. 2 Relationship between creep strain and time

図１および図２において、空白の丸印は実測点を、中塗りのひし形印は離散コサイン変換（ＤＣＴ）により得られた計算点を示している。計算点と実測点は完全に一致しており、隣り合う空白の丸印の間の中塗りのひし形印の中間点の内挿値も妥当な値を示していることが分かる。

### 3.2　クリープ歪み－時間曲線への適用

次に、クリープ歪み－時間曲線について、①（２）式から算出する方法、②（３）式から算出する方法、および③「（１－２）式を活用したクリープ歪み速度算出方法」の３通りの方法で算出したクリープ歪み速度を、それぞれＴＭＳ－７５およびＴＭＳ－８２＋について得た。使用した離散シグナルの個数は左端と右端の１点ずつを除

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

いた２９個である。

その結果を図３および図４に示す。ここで、①の方法により得られたクリープ歪み速度は「実測クリープ歪み速度（Measured strain rate)」と表現した。また、②の方法により得られたクリープ歪み速度は「ＤＣＴの１次微分によるクリープ歪み速度（Strain rate by 1st derivative of DCT)」と表現した。さらに、③の方法により得られたクリープ歪み速度は「ＤＣＴを活用したクリープ歪み速度曲線（Strain rate curve by DCT)」と表現した。加えて、①の方法による点は空白の丸印、②の方法による点は中塗りの丸印、そして③の方法による点は中塗りの三角印としている。②の方法と③の方法による値には内挿値から得られたものも含まれている。

図３および図４を見ると、②の方法による計算点は実測点を上下に小さく波打ちながら追従していることが分かる。図３よりも図４の方が、②の方法による点の波打ちの振幅は大きい。それゆえ、最小クリープ歪み速度の算出には、波打ちのない①の方法または③の方法が適していると考えられる。最小クリープ歪み速度は、図３のＴＭＳ－７５においては、①の方法による値は２．０×１０$^{-5}$hr$^{-1}$、②の方法による値は２．３×１０$^{-6}$hr$^{-1}$、③の方法による値は１．８×１０$^{-5}$hr$^{-1}$、図４のＴＭＳ－８２＋においては、①の方法による値は６．２×１０$^{-6}$hr$^{-1}$、②の方法による値は負の値による無効値、③の方法による値は５．１×１０$^{-6}$hr$^{-1}$である。ＴＭＳ－７５およびＴＭＳ－８２＋のいずれについても、③の方法による値は①の方法による値の離散コサイン変換（ＤＣＴ）による内挿値に該当するため、③の方法による値と①の方法による値は近いものとなっている。また、③の方法による値の方が①の方法による値よりも幾分小さいものとなっている。

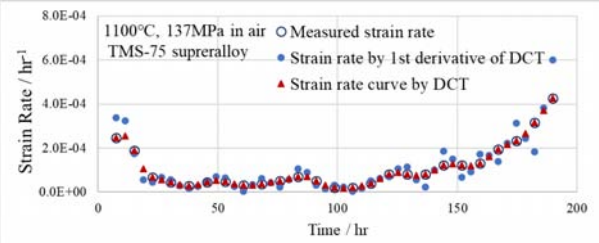


Fig. 3 Comparison of three kinds of Strain Rates

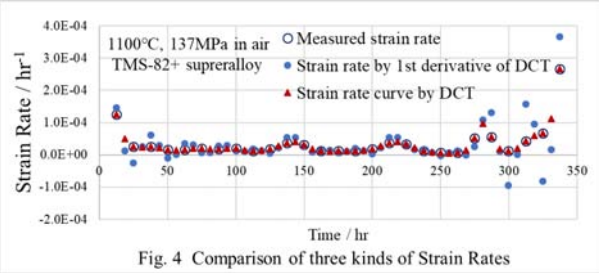


Fig. 4 Comparison of three kinds of Strain Rates

### 3.3 離散コサイン変換係数の材料間の比較

#### 3.3.1 クリープ方程式の離散コサイン変換係数

Bailey-Norton 則や改良 $\theta$ 法において、クリープ方程式の係数と高温材料のクリープ条件下における温度・応力依存性や加工硬化や組織弱化等との関係性が吟味されている[17]。これと同様に、離散コサイン変換を用いたクリープ方程式の離散コサイン変換係数の温度・応力依存性や高温材料の組織変化との関係性について吟味する必要がある。本研究では、高温度・低応力下において、クリープ強度についてＴＭＳ－８２＋がＴＭＳ－７５を上回っている理由の一つに、γ／γ’組織の格子ミスフィットの絶対値がＴＭＳ－８２＋の方がＴＭＳ－７５よりも大きいことが日野らの文献に記載されているため[6]、この格子ミスフィットの情報が離散コサイン変換係数にどのように表れているのかを確認した。

図５に横軸に離散シグナル $x[n]$の序数 $n$ を、縦軸にクリープ歪みをとったＴＭＳ－７５とＴＭＳ－８２＋についてのクリープ曲線のグラフを示す。また、図６に横軸に離散コサイン変換係数 $X[k]$の序数 $k$ を、縦軸に離散コサイン変換係数 $X[k]$をとったグラフを示す。図５を見ると、ＴＳ－８２＋のクリープ曲線の２次クリープ領域がＴＳ－７５よりも長く、ＴＳ－８２＋の３次クリープの上昇カーブの曲率半径がＴＳ－７５よりも小さいことが分かる。この材料間の相違点が、図６において、序数 $k$ が０から６までの離散コサイン変換係数 $X[k]$の絶対値がＴＭＳ－８２＋の方がＴＭＳ－７５よりも明らかに小さな値となっている点に表れていることが分かる。この関係性にはＴＭＳ－８２＋の格子ミスフィットの絶対値がＴＭＳ－７５よりも大きい[6]という情報が含まれていると考えられる。

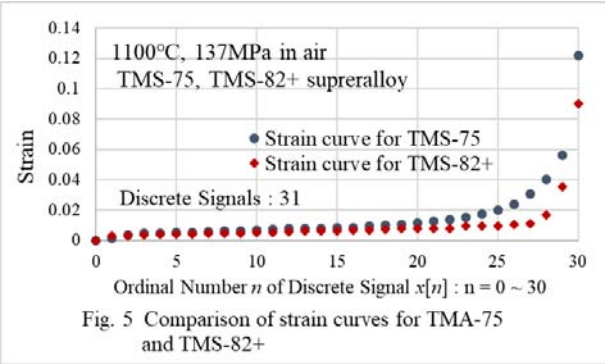


Fig. 5 Comparison of strain curves for TMA-75 and TMS-82+

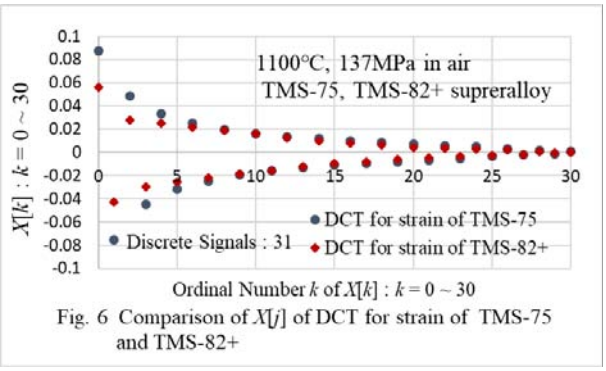


Fig. 6 Comparison of $X[j]$ of DCT for strain of TMS-75 and TMS-82+

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.3.2　クリープ歪み速度曲線の離散コサイン変換係数

上記のクリープ方程式の離散コサイン変換係数の確認方法と同様の方法で、クリープ歪み－時間曲線を表す離散コサイン変換の方程式（（１－２）式を活用したクリープ歪み速度算出方法、つまり③の方法により得られる方程式）の離散コサイン変換係数の材料間における相違点および組織変化との関係性を確認した。図７に横軸に離散シグナル $x[n]$ の序数 $n$ を、縦軸にクリープ歪み速度をとったグラフを示す。また、図８に横軸に離散コサイン変換係数 $X[k]$ の序数 $k$ を、縦軸に離散コサイン係数 $X[k]$ をとったグラフを示す。

図７を見ると、図５と同様に、ＴＭＳ－７５と比較してＴＭＳ－８２＋の２次クリープ領域が長く、さらに３次クリープ領域の上昇カーブの曲率半径が小さい。この材料間の相違点が、図８において、序数 $k$ が０から２８までの全ての離散コサイン変換係数 $X[k]$ の絶対値がＴＭＳ－８２＋の方がＴＭＳ－７５よりも明らかに小さな値となっている点に表れていることが分かる。この関係性にはＴＭＳ－８２＋の格子ミスフィットの絶対値がＴＭＳ－７５よりも大きい[6]という情報が含まれていると考えられる。

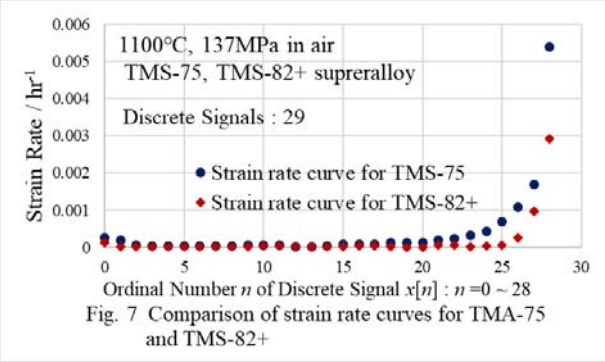


Fig. 7 Comparison of strain rate curves for TMA-75 and TMS-82+

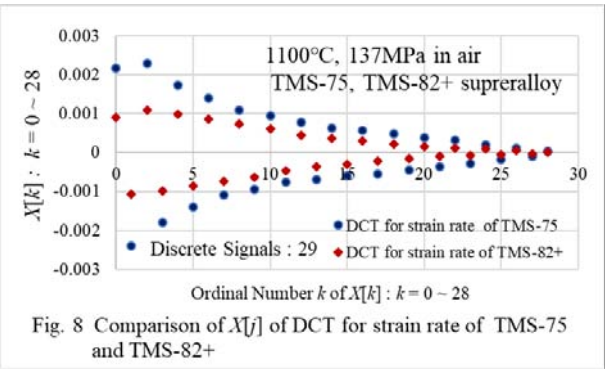


Fig. 8 Comparison of $X[j]$ of DCT for strain rate of TMS-75 and TMS-82+

## 4. 結果および考察

上記により以下の結果が得られた。

１）離散コサイン変換（ＤＣＴ）によるクリープ方程式は、単結晶Ｎｉ基超合金であるＴＭＳ－７５およびＴＭＳ－８２＋の双方のクリープ曲線によくフィットし、内挿値も妥当である。

２）ＴＭＳ－７５およびＴＭＳ－８２＋の実測クリープ歪み速度－時間曲線に対して離散コサイン変換（ＤＣＴ）による方程式はよくフィットし、内挿値も妥当である。

３）最小クリープ歪み速度の算出には、（２）式による方法（①の方法）または「（１－２）式を活用したクリープ歪み速度算出方法（③の方法）」が適している。

４）離散コサイン変換（ＤＣＴ）によるクリープ方程式の離散コサイン変換係数とγ／γ’組織の格子ミスフィットとの間に有意な関係性が存在すると考えられる。

５）離団コサイン変換（ＤＣＴ）によるクリープ歪み速度－時間曲線を表現する方程式の離散コサイン変換係数とγ／γ’組織の格子ミスフィットとの間に有意な関係性が存在すると考えられる。

上記の結果を受けて、単結晶Ｎｉ基超合金の種類別の各温度・各応力ごとのクリープデータに対して、離散コサイン変換による解析を試み、得られる離散コサイン変換係数の温度・応力依存性[3]および格子ミスフィット等の組織変化の関係性の詳細を求めることが今後行うべき課題であると考えられる。

## 5. 結　言

以上の内容から、以下の知見が得られた。

１）離散コサイン変換（ＤＣＴ）はクリープ歪み－時間曲線のみならずクリープ歪み速度－時間曲線にもよくフィットする。

２）クリープ歪み－時間曲線およびクリープ歪み速度－時間曲線についての各々の離散コサイン変換を活用した方程式の離散コサイン変換係数は、格子ミスフィット等の組織変化の情報を含んでいる。


## 謝　辞

本研究を進めるにあたり、フーリエ変換についての貴重な知見を与えて下さった東京工業大学の佐々木聡名誉教授に厚く御礼申し上げます。また、離散コサイン変換（ＤＣＴ）の開発の草創期についての知見を与えて下さったニューメキシコ大学の Nasir Ahmed 名誉教授に厚く御礼申し上げます。


## 参 考 文 献


(1) N. Ahmed, T. Natarajan and K. R. Rao, “Discrete cosine transform”, IEEE Transactions on Computers, Vol. C-23, No. 1, January (1974), pp. 88–93.

(2) H. Hiraguchi, “Study on the display formula of the rate constant α of the creep equation by the modified θ projection applied to the turbine material”, Proceedings of Asian Congress on Gas Turbines 2018, ACGT2018-TS53, Morioka, Japan, August 22-24, 2018.

(3) H. Hiraguchi, “On the proposal of a new creep equation of high temperature materials”, Proceedings of the 56


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

th Symposium on Strength of Materials at High Temperatures of the Society of Materials Science, Japan, pp. 77-78, Ishigaki, Okinawa, Japan, December 6-7, 2018.

(4) H. Hiraguchi, “Study on New Creep Life Evaluation Method using Discrete Cosine Transform”, Proceedings of the 13th International Conference on the Mechanical Behaviour of Materials, Melbourne, Australia, 11-14 June, 2019, Paper ID: 13.

(5) H. Hiraguchi, “On the Expression of the Anomalous High-Temperature Creep Curve of Ni-Cr-W Superalloy by Single Equation using the Discrete Cosine Transform (in press)”, Proceedings of Ibaraki Conference 2019 of JSME, 22 August, 2019.

(6) T. Hino, T. Kobayashi, Y. Koizumi, H. Harada and T. Yamagata : “DEVELOPMENT OF A NEW SINGLE CRYSTAL SUPURALLOY FOR INDUSTRIAL GAS TURBINES”, Superalloys 2000, pp. 729-735.

(7) K. R. Rao and P. Yip : "Discrete Cosine Transform: Algorithms, Advantages, Applications.", Academic Press, Boston MA (1990), pp. 15 and pp. 90-91.

(8) Y. Kaji and Y. Muto, 1989, “Creep Curve Formularization by Constant Stress Creep Tests”, JAERI-M 89-210.

(9) D. D. Pearson, F. D. Lemkey, B. H. Kear, “Stress coarsening of gamma-prime and its influence on creep properties of a single crystal superalloy”, Superalloy 1980, Proceedings of the fourth international symposium, Champion, PA, September 21-25, pp. 513-520 (1980).

(10) H. Harada and M. Okazaki, “High temperature strength of Ni-based superalloys and coatings for advanced gas turbines”, Journal of the Society of Materials Science, Japan, Vol.51, No.7, pp.836-842 (2002).

(11) M. Doi and T. Miyazaki, “Shape bifurcations in the coarsening of precipitates in elastically constrained systems”, Bulletin of the Japan Institute of Metals, Vol.28, No.6, pp.467-474 (1989).

(12) H. Feng, H. Biermann and H. Mughrabi, “Computer simulation of the initial rafting process of a Nickel-base single crystal superalloy”, Metallurgical and Materials Transactions A, Vol.31A, pp.585-597 (2000).

(13) F. R. N. Nabarro, “Rafting in superalloy”, Metallurgical and Materials Transactions A, Vol.27A, pp.513-530 (1996).

(14) T. M. Pollock and A. S. Argon, “Directional coarsening in nickel-base single crystals with high volume fractions of coherent precipitates”, Acta Metallurgica et Materialia, Vol.42, No.6, pp.1859-1874 (1994).

(15) S. Socrate and D. M. Parks, “Numerical determination of the elastic driving force for directional coarsening in Ni-superalloys”, Acta Metallurgica et Materialia, Vol.41, No.7, pp.2185-2209 (1993).

(16) M. Sakaguchi and M. Okazaki, “Micromechanics approach to the morphology of cellular microstructure in single crystal Ni-based superalloy”, Journal of the Society of Materials Science, Japan, Vol.54, No.2, pp.122-129 (2005).

(17) K. Maruyama : “A Concept of High Temperature Alloy Design Based on Creep Curve Data Analysis”, Tetsu – to – Hagane, ISIJ, Vol.78, No. 10, 1618, 1992.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-8

# Near−α Ti 合金のクリープ特性に及ぼす組織の影響

## Effect of microstructure on creep property of near-α Ti-alloys

○御手洗容子*1，島上渓*1, *2，増山晴己*1, *2，
松永哲也*1，戸田佳明*1，伊藤勉*3
Yamabe-Mitarai Yoko, Shimagami Kei, Masuyama Haruki, Matsunaga Tetsuya, Toda Yoshiaki, Ito Tsutomu

**ABSTRACT**

The new α Ti alloys that does not include Sn which deteriorates oxidation resistance and instead, include Nb which improve oxidation resistance were designed in our group. Zr was added into the alloy to improve strength. Microstructure was controlled by thermomechanical processing condition. Creep behavior was investigated from 550 to 650 ˚C for the equiaxed α structure, nearly equiaxed α structure, α + α' (martensite α) structure, and bi-modal structure. The degradation mechanism of creep for these microstructures was investigated. The deformation mechanism of creep deformation was also analyzed using an Arrhenius-type equation. Considering the stress exponent and activation energy for creep, the deformation mechanism of the creep deformation was identified as high-temperature power-law creep controlled through lattice diffusion.

**キーワード：** Ti 合金，ジェットエンジン，圧縮機，クリープ，べき乗クリープ
**Key Words:** Ti alloys, Jet Engine, Compressor, Creep, Power-law creep

### 1. 緒言

耐熱 Ti 合金はジェットエンジンのファンや圧縮機のディスク、ブレードなどに使われており、エンジン全体では重量の 20～30%に適用されている。Ti 合金の中でもエンジンに使用されているのは、高強度・高靭性であるα(hcp)+β(bcc)型合金、高温強度・耐クリープ性に優れる near α 合金(β 量を 10%以下に抑えた合金)である。Ti 合金は鍛造・熱処理により製造され、例えば、β 域、あるいはα+β域で鍛造後、β域で熱処理をし、冷却すると冷却中に板状のα相が生成することにより板状のαとβが積層する針状組織を形成する。一方、α+β 域で熱処理を施すと、等軸αが生成し、残りのβ相から冷却中にαが生成し、α+β 層状組織となる Bi-modal 組織が形成する。一般に、針状組織は旧β結晶粒が大きいことから、クリープ特性に優れ、一方、Bi-modal 組織は疲労特性に優れていることが知られている[1]。

*1 物質・材料研究機構
〒305-0047 つくば市千現１−２−１
E-mail: mitarai.yoko@nims.go.jp
masuyama.haruki@nims.go.jp
matsunaga.tetsuya@nims.go.jp
toda.yoshiaki@nims.go.jp
*2 芝浦工業大学 大学院
〒135-8548 東京都江東区豊洲３−７−５
*3 富山県立大学
〒939-0398 富山県射水市黒河5180
E-mail: t-ito@pu-toyama.ac.jp

現在使用されている耐熱 Ti 合金の中で最も耐熱温度が高いのは 1984 年に開発された TIMEAL834 であるが、長時間使用可能な温度は 550℃であり、これ以上になるとクリープ特性や耐酸化性の劣化により、長時間の使用が難しい。新たな耐熱 Ti 合金の開発が望まれるが、1998 年に大同特殊鋼により TIMETAL834 を改良した DAT54[2]が開発されて以降新たな合金は開発されていない。

NIMS では、これまで、新たな耐熱材料の可能性を求めて研究を行ってきた。まず耐酸化特性に与える添加元素の効果について系統的に調べ、α-Ti 合金に必須元素である Sn が耐酸化性を劣化し、既存合金では 1wt%以下しか添加しない Nb が耐酸化性を向上させることを明らかにした[3-5]。本研究では、Ti-Al-Nb をベースにした Ti 合金の組織変化およびクリープ特性を調べ、Sn を添加しない Ti 合金のクリープ変形機構を調べる。

### 2. 実験方法

コールドクルーシブル浮揚溶解法により Table 1 に示す組成のインゴットを 1.1 kg 作製した。インゴットはその後α+β温度域である 900 ~1000 ℃ に加熱後鍛造し、溝ロール圧延により 14.3 mm 角 (93%加工率) の棒状に加工した。これらを 800 ~1000 ℃ で 3 時間熱処理後、空冷あるいは炉冷処理した。各合金インゴットの加工熱処理条件を Table 1 に示す。熱処理後の試料について、走査型電子顕微鏡により熱処理組織の観察を行った。また、熱処理後の試料を、直径 6 mm、ゲージ長 30 mm のツバ付き

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

丸棒クリープ試験片に機械加工した。クリープ試験は、試験温度 550~650 ℃ 負荷応力 137 ~240 MPa で行った。

Table 1 Alloy composition and processing condition. HT represents heat treatment. W. Q., F. C. and A. C. represent water quenching, furnace and air cooling, respectively.

| Alloy composition | Processing condition |
|---|---|
| Ti-10Al-2Nb-2Zr (at%)<br>Ti-5.7Al-4Nb-4Zr (mass %) | Processed at 900 ˚C<br>HT: 800, 920 ˚C 3h W.Q.<br>920 ˚C 3h F.C. |
| Ti-10Al-2Nb-2Zr-0.5Si (at%)<br>Ti-5.8Al-4Nb-0.3Si (mass %) | Processed at 900 ˚C<br>HT: 950 ˚C 3h F.C. |
| Ti-13Al-2Nb-2Zr (at%)<br>Ti-7.5Al-4Nb-4Zr (mass %) | processed at 900 and 1000 ˚C<br>HT: 1000 ˚C 3h AC |

## 3. 結果および考察

Fig. 1 に Ti-10Al-2Nb-2Zr および Ti-10Al-2Nb-2Zr-0.5Si の熱処理組織を示す。Ti-10Al-2Nb-2Zr は 800℃熱処理では等軸α単相を示し、920℃熱処理後水冷により等軸α相と 920℃で生成したβ相が水冷によりマルテンサイト的にα相に変態することにより生成するα’相の２相組織となった。一方、同じ 920℃の熱処理でも炉冷することによりβ相が等軸α相の粒界に残存する nearly 等軸α組織となった。Ti-10Al-2Nb-2Zr-0.5Si でも同様の組織が形成するが、Si を添加しているため、950℃からの炉冷で生じる nearly 等軸α組織中に $Ti_3Si_5$ タイプのシリサイドがわずかに生成した[6]。Ti-13Al-2Nb-2Zr では、1000℃熱処理後空冷することにより Bi-modal 組織が形成した。

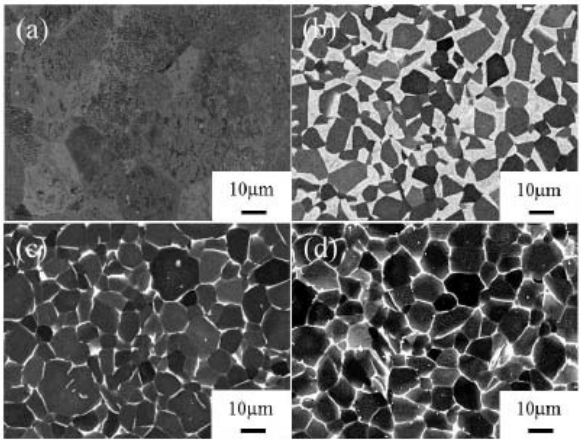



Fig. 1 Back-scattered electron images of Ti-10Al-2Nb-2Zr heat-treated at (a) 800 and (b) 920 ˚C for 3 hours followed by water quenching, at (c) 920 ˚C for 3 hours followed by furnace cooling, and Ti-10Al-2Nb-2Zr-0.5Si heat-treated at (d) 950 ˚C for 3 hours followed by furnace cooling [6].

Fig. 2 に 600℃137MPa で試験したクリープ曲線を示す。Ti-10Al-2Nb-2Zr 合金および Ti-10Al-2Nb-2Zr-0.5Si は等軸α組織、Ti-13Al-2Nb-2Zr は Bi-modal 組織だが加工熱処理温度は 900 と 1000℃である。等軸α組織で比較すると Si 添加によりクリープ寿命が長くなった。これは Si による固溶強化とシリサイドの効果である[7]。Bi-modal 組織にすることでさらにクリープ寿命が延びるが、これは Al 量の増加と組織の効果である[8]。また、加工熱処理温度が 900℃では、Bi-modal 組織を形成する等軸α相の体積率が 30%、1000℃では 17%であり、等軸α相の量が少ない試料がよりクリープ寿命が長いことが明らかとなった[8]。定常領域のクリープ変形機構はいずれも高温べき乗クリープであることが明らかとなった[7, 8]。

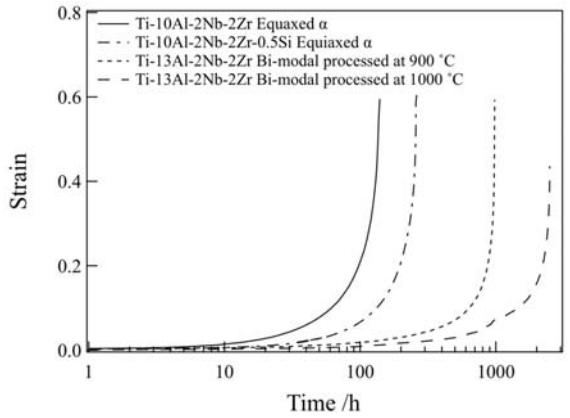



Fig. 2 Creep curves of Ti-10Al-2Nb-2Zr and Ti-10Al-2Nb-2Zr-0.5Si with equiaxed α phase and Ti-13Al-2Nb-2Zr with bi-modal structure proceed at900 and 1000 ˚C.

.

## 4. まとめ

Near-αTi 合金のクリープ特性に対する組織の影響を調べ、変形機構を明らかにした。

## 参 考 文 献


(1) Leyens, C., and Peters, M. “*Titanium and Titanium Alloys*”, Wiley–VCH GmbH & Co, 2003.

(2) 服部博, 錦織貞郎, 生島隆雄, 野田俊治, 鈴木昭弘, “ 耐熱チタン合金 DAT54 製デュアルストラクチャーディスクの開発”, まてりあ, Vol. 38 (1999) pp. 151-133.

(3) Yamabe-Mitarai, Y., Zempo, R., Kitashima, T., Emura, S., and Murakami, H., “Oxidation behavior of high-temperautre Ti alloys,” JSPS Report of the 123rd Committee on Heat Resisting Materials and Alloys, 123HiMAT-2015, (2015) pp.335-338.

(4) Yamabe-Mitarai, Y., Jastrzebska, A., Kitashima, T., Emura, S., Murakami, H., Zempo, R. and Pakiela, Z., “Phase equilibrium and oxidation behavior of Ti-Al-Nb alloys,” Proceeding of the 13th Word Conference on Titanium, V. Venkatesh et al., ed., TMS, (2015) pp.917-921.

(5) Matsunaga, S., Serizawa, A., Yamabe-Mitarai, Y., Effect of Zr on microstructure and oxidation behavior of α and α + $\alpha_2$ Ti-Al-Nb alloys, Mater. Trans., Vol 57 (2016) pp. 1902-1907.

(6) 島上渓, 芝浦工大修士論文, (2019) 3 月.

(7) Shimagami, K., Ito, T., Toda, Y., Yumoto, A., Yamabe-Mitarai, Y., “Effects of Zr and Si addition on high-temperature mechanical properties and microstructure in Ti-10Al-2Nb-based alloys”, Mater. Sci. Eng. A, 756, (2019) pp. 46-53.

(8) Masuyama, H., Shimagami, K., Toda, Y., Matsunaga, T., Ito, T., Shimojo, M., Yamabe-Mitarai, Y., “Microstructure evolution and creep behavior of near- α Ti alloy by thermomechanical processing”, Mater. Trans., (2019) accepted.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-9

# ガスタービン燃焼器部品のスモールパンチ試験による劣化評価

# Degradation Evaluation of Gas Turbine Combustor Components by Using a Small Punch Testing Method

○伊藤 明洋*1
ITO Akihiro

**ABSTRACT**

This paper describes examination of the mechanical properties of gas turbine materials by using a small punch testing method. It is important to examine how in-service operation affects the mechanical properties on the materials to maintain the integrity of gas turbines. Cooling structured gas turbine combustor components were inspected for the evaluation of degradation. No remarkable cracks, deformation, oxidation or corrosion were observed on the surface of the used components. To evaluate the degree of degradation of the components during in-service, destructive inspections were conducted. By the cross-sectional analysis, affected layers near the substrate were slight observed at the tip position of the components. Small punch properties at the room temperature of the affected layers were slight degraded. The results showed that degradation due to the long-term operation of the components was locally occurred.

**キーワード：**劣化，評価，ガスタービン，燃焼器，スモールパンチ試験
**Key Words:** Degradation, Evaluation, Gas Turbine, Combustor, Small Punch Test

## 1. はじめに

燃焼器は，ガスタービンの主要な構成要素の一つで，高温・高圧の燃焼ガスを生成する重要設備であることから，健全性を確保しつつ継続使用するためには，経年使用に伴う材料劣化を評価する必要がある。一般的に，燃焼器を構成する部品は冷却構造を有する薄肉の燃焼器材から構成されており，また，局部的に損傷・劣化が生じる場合には，通常の強度試験法による材料強度の調査・評価は難しい[(1)]。そこで，断面組織観察，硬さ試験に併せて，微小試験の一種であるスモールパンチ（SP）試験[(2), (3)]を適用し，経年使用した燃焼器部品の材料劣化を評価した。

## 2. 供試材，試験片および実験方法

### 2.1 供試材

実機で約 4 年使用した 1,300℃級ガスタービン燃焼器（予混合燃焼型）のうち，中央に取付けられた燃料ノズル（供試材 A）およびその周辺に取付けられた燃料ノズル（供試材 B）の 2 点を供試材とした。燃料ノズルでは，燃料と空気の混合を促進させ，燃焼安定性および NOx 低減を図っている。供試材は，概ね同じ形状・構造で，サイズが若干異なっており，材質はいずれも耐熱鋼，ステンレス鋼および Ni 基合金の溶接構造になっている。

供試材 A の外観を Fig.1 に示す。いずれの供試材も，先端部等において黒色あるいは褐色への変色や肌荒れが観察されたが，変形，き裂，減肉などの損傷は外観上認められなかった。

### 2.2 試験片

供試材を各部で切断し，断面組織観察／硬さ試験用試験片を採取した。また，各供試材の先端部（Ni 基合金；Hastelloy X）から，φ3×t0.25±0.013mm の SP 試験片を採取・加工した。SP 試験片両面は，バフ研磨（1μm）により鏡面仕上げとした。

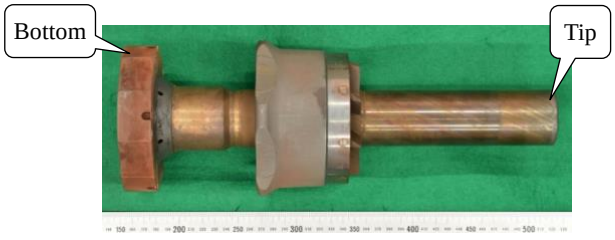



Fig. 1 A Side View of the Sample A,Tested

### 2.3 実験方法

供試材各部の光学顕微鏡による断面組織観察，マイクロビッカース硬さ試験および先端部の SP 試験を実施した。

SP 試験は，インストロン 5566 型万能試験機（容量 10kN）

*1 中部電力（株） 電力技術研究所
〒459-8522 名古屋市緑区大高町字北関山20-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を用い，室温，大気中，変位速度 0.5mm/min 条件で実施した。試験荷重は，φ1.0mm の鋼球を介して上下冶具間に保持した試験片の上面中央に負荷した。試験では，荷重－変位曲線を記録し，最大荷重（$P_{max}$），最大荷重時変位（$\delta_u$）等を測定するとともに、荷重－変位曲線の面積から破壊エネルギー（$E_f$）を算出した。SP 試験冶具の外観を Fig.2 に示す。

## 3. 実験結果および考察

### 3.1 断面組織観察

供試材 A 先端部を除き，供試材 A，B 各部において表面酸化は軽微で，燃焼ガス側と冷却空気側あるいは供試材 A と B をそれぞれ比較すると，断面組織に明瞭な差はなかった。供試材 A 先端部の断面組織を Fig.3 に示す。供試材 A 先端部の側面側では，酸化や組織変化は軽微であったが，前側では酸化や炭化物等[4]の析出による組織変化は比較的顕著であった。また，いずれの供試材でも，溶接部断面に欠陥やき裂は観察されなかった。

### 3.2 硬さ試験

供試材 A 先端部を除き，供試材 A，B 各部において燃焼ガス側と冷却空気側あるいは供試材 A と B をそれぞれ比較すると，硬さ値に大きな差はなかった。供試材先端部における硬さ値を Fig.4 に示す。側面側は，いずれも Hastelloy X 未使用材の硬さ文献値[4]とほぼ同等であった。前側は，供試材 A では側面側あるいは未使用材と比べて 1.5 倍程度硬さ値は高く硬化が認められたが，供試材 B では側面側と同等の硬さ値で硬化は認められなかった。

### 3.3 SP 試験

供試材先端部における $P_{max}$ を Fig.5 に示す。供試材 A 前側は，側面側に比べて 1/3 程度の低い値を示したが，供試材 B 前側は，供試材 A 側面側とほぼ同等の値を示した。また，$\delta_u$ および $E_f$ も $P_{max}$ と同様な傾向を示したことから，供試材 A 先端部前側では強度，延性および靭性が低下していることが分かった。

以上の結果より，供試材 A 先端部前側において，断面組織変化，硬化および SP 特性低下が認められた。このことから，当該燃焼器部品をさらに経年使用した場合，当該部位ではき裂などの損傷が発生する可能性が考えられる。

## 4. まとめ

経年使用した燃焼器部品を供試材とし，SP 試験等により劣化を調査した結果，部品の一部において断面組織の変化，硬化および SP 特性の低下が認められ，材料劣化が局部的に生じていることが分かった。

## 参 考 文 献


(1) 伊藤明洋，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) 駒崎慎一，微小サンプル試験法による材料強度・損傷評価，機械工学年鑑，（2016），pp.24-27.
(3) 中本久志，スモールパンチ試験と有限要素法による弾塑性破壊靭性の推定，こべるにくす，Vol.15, No.15（2006），pp.4-6.
(4) 吉岡洋明，斉藤大蔵，藤山一成，岡部永年，中村新一，ガスタービン燃焼器用材料 Hastelloy X の析出形態，機械的性質に及ぼす長時間時効の影響，鉄と鋼，Vol.79, No.11（1993），pp.77-82.

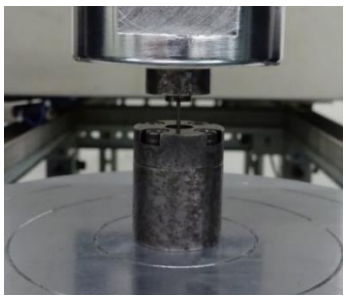
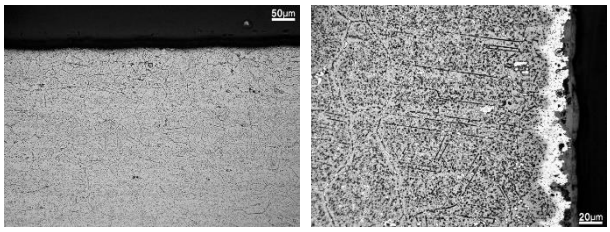



Fig. 2　Appearance of SP Test Jigs




(a) Side　　(b) Front

Fig. 3　Optical Micrographs in the Cross Section of the Sample A at the Tip Position

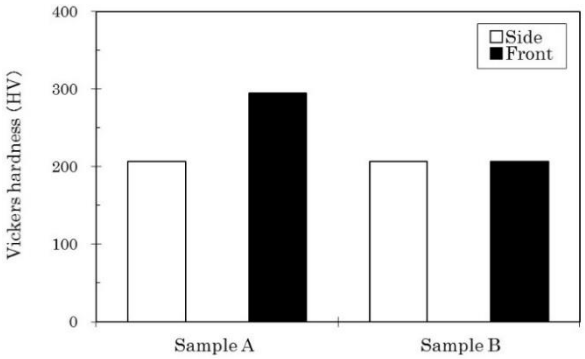



Fig. 4　Vickers Hardness of Samples A and B at the Tip Position

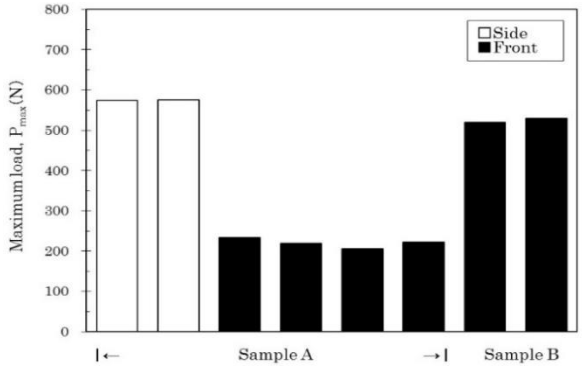



Fig. 5　Maximum Load of Samples A and B at the Tip Position

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-10

# 予備酸化処理による高温酸化物の成長抑制と遮熱コーティングの長寿命化

# Suppression of Thermally Grown Oxide by Pre-oxidation Treatment and Durability Improvement of Thermal Barrier Coatings

○根上 将大[*1] 日比野 真也[*1] 川野 明人[*1]
NEGAMI Masahiro HIBINO Shinya KAWANO Akihito

野村 嘉道[*2] 田中 良造[*1] 井頭 賢一郎[*1]
NOMURA Yoshimichi TANAKA Ryozo IGASHIRA Kenichiroh

**ABSTRACT**

Thermally grown oxide (TGO) formed on bond coat surface of thermal barrier coatings (TBC) is considered as one of the serious causes of TBC spalling. In this study, we focused on thermal pre-oxidation treatment of the bond coat as a means for forming an α-$Al_2O_3$ barrier layer for suppressing the growth rate of TGO. Firstly, we investigated high temperature oxidation behaviors of the bond coat surface with the α-$Al_2O_3$ barrier layer by means of in-situ synchrotron X-ray diffraction (XRD) analysis. We also performed durability evaluation tests of TBC with the monolithic α-$Al_2O_3$ layer formed by pre-oxidation of the bond coat. Isothermal oxidation tests confirmed that the growth of TGO in the pre-oxidated TBC was much slower than that in the non pre-oxidated TBC.

**キーワード：**ガスタービン，遮熱コーティング，熱成長酸化物，予備酸化，放射光
**Key Words:** Gas Turbine, Thermal Barrier Coatings, Thermally Grown Oxide, Pre-oxidation, Synchrotron Radiation

## 1. はじめに

産業用ガスタービン分野においては、近年より一層の効率向上が求められており、タービン入り口ガス温度 (Turbine Inlet Temperature, TIT) の高温化が進められている。また、高温の燃焼ガスから保護するため、タービンの動静翼には遮熱コーティング (Thermal Barrier Coatings, TBC) が施工されている。しかしながら、TBC はしばしば運用中に損傷を生じることから、健全性及び耐久性の向上 (長寿命化) が求められている。

TBC の損傷形態には様々なものがあるが、トップコートの剥離が特に問題となる。トップコートの剥離要因の 1 つとして、ボンドコートの高温酸化によってトップコートとの界面に形成される熱成長酸化物 (Thermally Grown Oxide, TGO) の影響が一般に認知されている[1, 2]。したがって、TGO の成長を抑制することができれば、TBC の長寿命化につながると考えられる。

TGO の成長抑制方法としてこれまでにいくつかの手法が提案されているが、その一つにボンドコート表面に緻密な酸化物皮膜を形成する手法がある[3]。これは、酸化物皮膜がボンドコート表面の酸化を防ぐと同時に、ボンドコート中の Al の外方拡散バリア膜として作用することでさらなる酸化物の成長を抑制することで、TGO の成長速度を低減するものである。特に、α-$Al_2O_3$ バリア膜をボンドコートの予備酸化処理により形成する手法は、他の手法に比べ簡便に緻密な酸化物皮膜を形成することができ、かつ TGO の成長抑制に大きな効果をもたらすことが示されている[4-9]。一方で、予備酸化処理によって形成される酸化物皮膜 (バリア膜) とガスタービンの運用中に形成される TGO の保護機能の違いやそのメカニズムについては、十分に解明されているとは言い難い。特に発生初期の TGO の成長挙動の評価は、従来法では限界があった。しかし近年になって、シンクロトロン放射光を用いることで金属表面のごく初期の高温酸化生成物を逐次検出、分析できることが報告されており[10]、ボンドコート酸化挙動の分析にも有効と考えられる。

本研究では TBC の長寿命化の手法として、上記のボンドコートの予備酸化処理に着目した。予備酸化の有無による大気環境での TGO 成長挙動の違いについて、強力なシンクロトロン放射光を光源とした X 線回折実験

*1 川崎重工業㈱
〒673-8666 明石市川崎町1-1
E-mail: negami_masahiro@khi.co.jp
*2 川崎重工業㈱
〒651-2271 神戸市西区高塚台2-8-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(X-Ray Diffraction, XRD) によって解明することを試みた。

また、予備酸化処理によりボンドコート表面に $\alpha$-$Al_2O_3$ 皮膜を形成した TBC サンプルを作製し、静的酸化試験を行うことで、予備酸化の有無が TGO の成長速度に与える影響を評価した。

## 2. 実験方法

### 2.1 予備酸化処理した NiCoCrAlY 表面の酸化挙動評価

Ni 基合金 (CMSX-4) を基材として用いた。この基材にボンドコートとして NiCoCrAlY (Ni-23Co-17Cr-13Al-0.45Y) 合金粉末を高速フレーム溶射 (High Velocity Oxi-Fuel, HVOF) により約 100 μm 施工した。この溶射面を鏡面となるまで研磨したものを酸化挙動分析用のサンプルとして用いた (サンプルサイズ：15×10×1.5 mm)。

Sample A は、予備酸化処理せず上記のまま酸化挙動分析に供した。Sample B に対しては、前報[11]で調査した条件で予備酸化処理を行った。すなわち、真空雰囲気条件 ($P_{O_2} = 10^{-14}$ Pa) 下で 1080°C、4 hr 熱処理し NiCoCrAlY 表面に酸化膜を形成させた。

大気中でのボンドコート表面の酸化物の生成、成長挙動は、その場 X 線回折 (in-situ XRD) 測定で評価した。測定は大型放射光施設 SPring-8 の BL16XU にて実施した。Fig. 1 に in-situ XRD 実験のセットアップを示す。試料は高温ステージ (Anton Paar 社 DHS1100) 上に設置した。試料ホルダには乾燥空気を通気して雰囲気を管理した。試料は昇温速度 10°C/min で 1100°C まで加熱後 1 hr 保持し、この間連続して XRD 測定を行うことでボンドコート表面に形成する酸化物を逐次分析した。XRD 測定には、10 keV の X 線を用いた。また、試料最表面の情報を敏感に検出するため、微小 X 線入射角での測定を行った。すなわち、X 線の入射角は 0.5°、$2\theta$ 角は 1°に固定し、$2\theta_H$ 軸をスキャンして in plane 方向の回折を測定した。XRD 測定は 5〜7.5 min の時間間隔で行った。

### 2.2 予備酸化処理の TBC への適用と TGO 成長速度評価

Ni 基合金 (MarM247) の基材 (75×25×5 mm) の表面に NiCoCrAlY を減圧プラズマ溶射 (Low Pressure Plasma Spraying, LPPS) で施工したのち、2.1 の試料と同じ真空雰囲気下の条件で 1080°C、4 hr の予備酸化処理を行い、さらに 8 wt.%イットリア安定化ジルコニア (Yttria Stabilized Zirconia, YSZ) 粉末を大気プラズマ溶射 (Atmospheric Plasma Spraying, APS) で施工して TBC サンプルを作製した。このサンプルに対し、1050°C の大気炉中での静的酸化試験を実施した。試験は 200 hr サイクルで 3000 hr 行った。途中で数度サンプルを取り出して切断し、断面を SEM にて観察後、画像解析することで TGO 厚さを計測し、酸化速度を評価した。

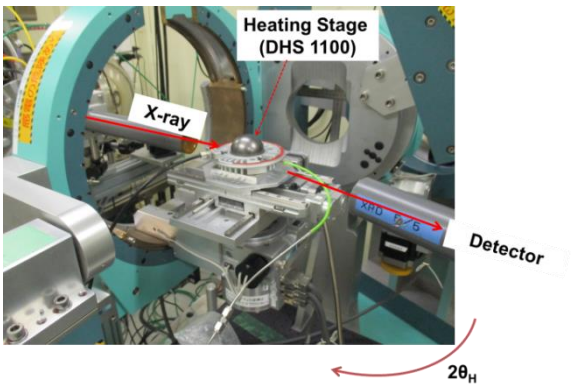



Fig. 1 Configuration of in-situ XRD test equipment (SPring-8 BL16XU)

## 3. 結果と考察

### 3.1 予備酸化処理した NiCoCrAlY 表面の酸化挙動評価

Fig. 2 に、予備酸化処理後のサンプルの断面 SEM 画像を示す。サンプル表面に約 0.2 μm の厚さの酸化皮膜が形成されていることがわかる。また、Fig. 3 に、この酸化皮膜の微小角 X 線回折測定結果を示す。サンプル表面に形成された酸化皮膜が $\alpha$-$Al_2O_3$ 単相であることがわかる。つまり、予備酸化処理により $\alpha$-$Al_2O_3$ のバリア膜が形成されたことが確認できた。

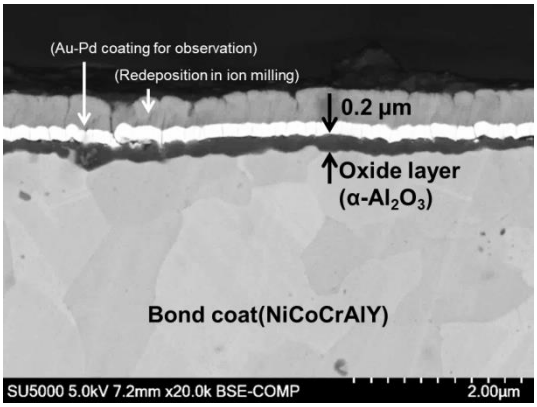



Fig. 2 Cross-section SEM image of NiCoCrAlY surface after pre-oxidation at 1080°C for 4 hour in vacuum (before in-situ XRD oxidation measurements)

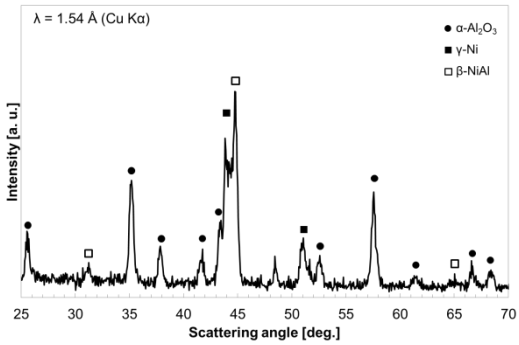



Fig. 3 XRD pattern of NiCoCrAlY surface after pre-oxidation at 1080°C for 4 hour in vacuum (before in-situ XRD oxidation measurements)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Fig. 4 (a) は、予備酸化処理を適用していないサンプル (Sample A) の 1100℃までの昇温、および 1100℃保持中の NiCoCrAlY 表面の酸化挙動を in-situ XRD で測定した結果である。

昇温中サンプル温度が 1000°C に達するまでの間は酸化物の発生は確認されず、1000°C を超えた時点から、β-NiAl ピークが消失し、同時に酸化物のピークが出現した。出現した酸化物は回折ピーク位置から θ-$Al_2O_3$ であると考えられる。1100℃保持中には α-$Al_2O_3$ ピークが出現したが、保持終了時まで θ-$Al_2O_3$ のピークが消失することはなかった。なお、θ-$Al_2O_3$ は多数の弱い回折ピークを生じるため、これら 2 種以外の酸化物の有無については判別できなかった。

Fig. 4 (b) は、予備酸化処理を適用したサンプル (Sample B) で同じ in-situ XRD 測定を行った結果である。1100℃保持開始直後から徐々に α-$Al_2O_3$ ピークの強度が増加しており、酸化皮膜の成長によるものと考えられる。一方で、Sample A で見られた θ-$Al_2O_3$ の形成はいずれの時点でも確認されなかった。

Fig. 5 に、in-situ XRD 試験後の各サンプル表面酸化物の断面 SEM 像を示す。Fig. 5 (a) に示す予備酸化処理を適用していないサンプル (Sample A) では、表面酸化皮膜が 1μm 以上に成長しており、かつ酸化物中に多数の気孔がみられる。これは θ-$Al_2O_3$ から α-$Al_2O_3$ への相変態での体積収縮により生じたと考えられる。(θ-$Al_2O_3$ から α-$Al_2O_3$ への相転移は約 12%の体積収縮を伴う[12]。) 一方 Fig. 5 (b) に示す予備酸化適用サンプル (Sample B) では、表面酸化皮膜の厚さは 0.4 μm 程度に抑えられており、かつ酸化皮膜中には気孔等は見られず、予備酸化で形成された酸化皮膜と同様の緻密な皮膜が維持されていた。

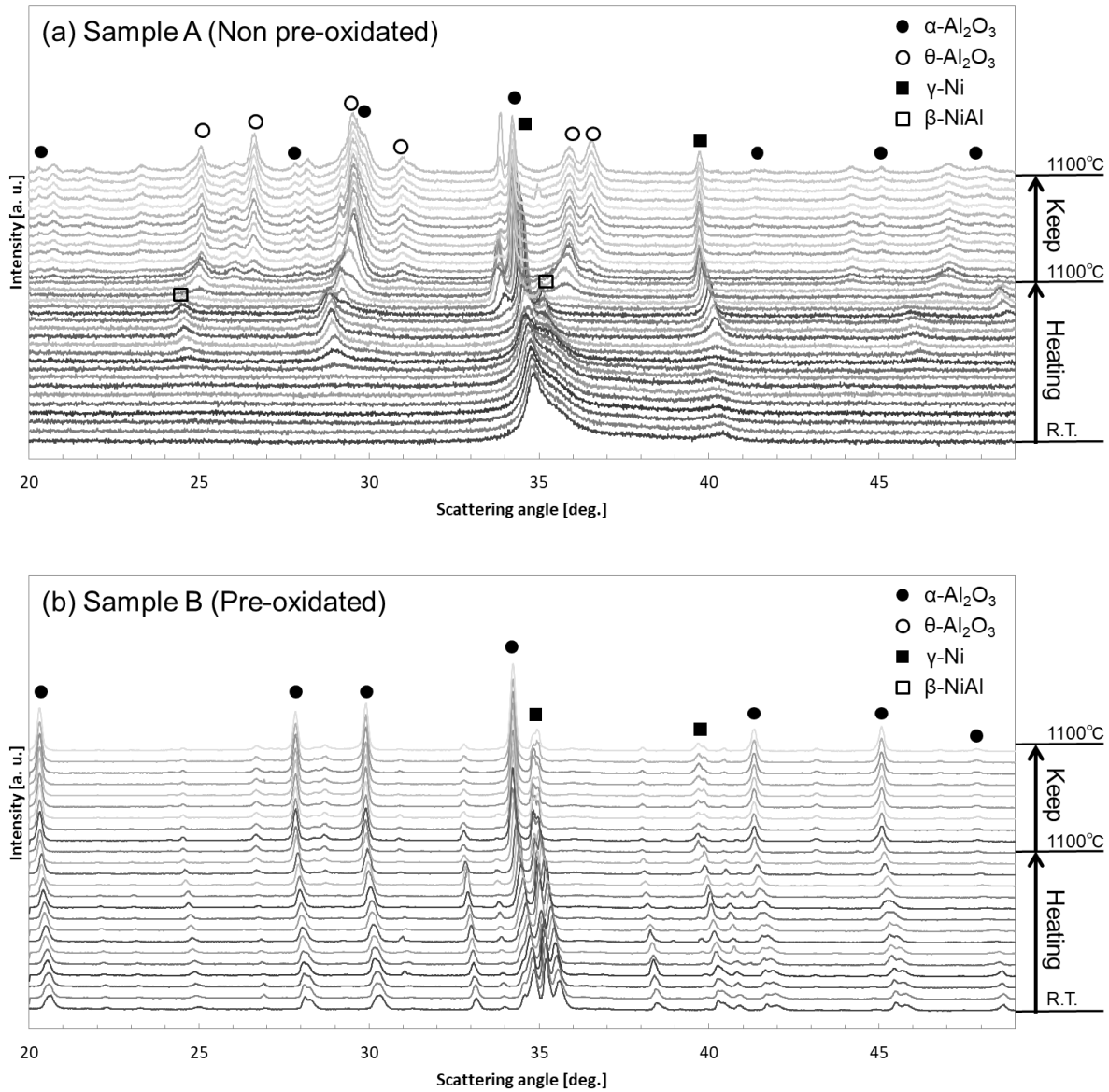



Fig. 4 Results of in-situ XRD analysis of oxide formation behavior when NiCoCrAlY thermal-sprayed coat was heated in ambient air environment, (a) Sample A (Non pre-oxidated), (b) Sample B (Pre-oxidated)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$\alpha$-$Al_2O_3$ は皮膜成長速度が小さく、高温酸化において良好な保護性を持つ酸化皮膜であるとされるが、一方で準安定相である $\theta$-$Al_2O_3$ の皮膜成長速度は、$\alpha$-$Al_2O_3$ に比べ 2 桁以上速いとされている[13]。予備酸化処理を適用することにより、酸化初期における $\theta$-$Al_2O_3$ の形成を抑制できており、TGO の成長速度の低減が期待できる。また、Fig.5 (a) に示す通り、大気中酸化で生じた Sample A の酸化皮膜は比較的ポーラスである一方、Fig. 5 (b) に示す予備酸化処理を適用した Sample B の酸化皮膜は緻密であり、保護皮膜としてより有用であろうと考えられる。

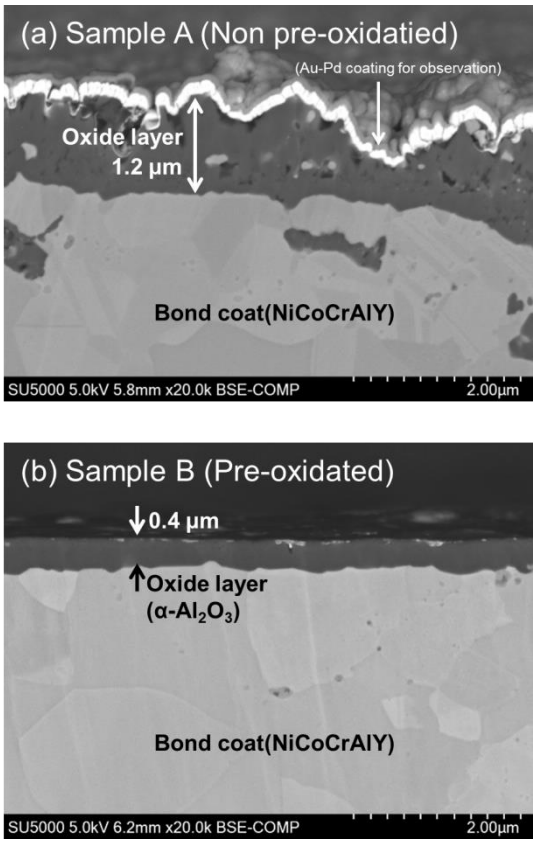



Fig. 5 Cross-section SEM images of NiCoCrAlY surface after in-situ XRD oxidation measurements, (a) Sample A (Non pre-oxidated), (b) Sample B (Pre-oxidated)

### 3.2 予備酸化処理の TBC への適用と TGO 成長速度評価

次に、TBC としての長時間酸化環境における TGO 成長抑制効果を検証するため、予備酸化処理を適用した TBC のサンプルを作製し、静的酸化試験を行った。1050°C の大気中炉での静的酸化試験による TGO の成長速度を評価した結果を Fig. 6 に示す。なお、 [Non pre-oxidated] サンプルは、ボンドコートの熱履歴をそろえるためトップコートの溶射後、バリア膜が形成されない低酸素分圧雰囲気 ($P_{O_2}$ = $10^{-16}$ Pa) で熱処理したものである。また、Fig. 7 は、3000 hr の静的酸化試験後の TBC サンプルの断面の SEM 像である。ボンドコートの予備酸化処理を行ったサンプルは、予備酸化無しのサンプルに比べ、著しく TGO 成長が抑制されることが確認された。また、Fig. 6 (b) に示す通り、TGO の成長速度は放物線則に沿った形となり、次式における速度定数 $k$ は、予備酸化無しで約 0.74, 予備酸化ありで約 0.45 であった。

$$x = (kt)^{1/2}$$

($x$ : TGO thickness [μm], $t$ : Exposure time [hr])

また、Fig. 7 (a) の [Non-preoxidated] サンプルの TGO 部を XRD 測定し、結晶相を同定した結果を Fig. 8 に示す。3000 hr の長時間酸化が進行した状態での TGO の主たる成分は $\alpha$-$Al_2O_3$ であることがわかった。

放物線則に沿った TGO の成長挙動は、TGO 成長がスケール中の O もしくは Al の拡散律速になっていることを示すと考えられる。また、酸化の初期段階で [Non pre-oxidated] の TGO 成長が早いのは、3.1 節で示したように準安定 $Al_2O_3$ の形成によるものと考えられる。一方 1000 hr 以上の酸化試験後で、TGO の大半が $\alpha$-$Al_2O_3$ に相変態した段階でも [Non pre-oxidated] サンプルの酸化速度が低下していない。これも 3.1 節で示したが、大気酸化で形成された酸化皮膜には多数の欠陥 (気孔) が存在しており (Fig.5 (a))、このような皮膜では $O_2$ 等の拡散バリアとしての効果が低いためと考えられる。ただし、実際にどのようなメカニズムで酸化速度が低下しているか、例えば拡散の活性化エネルギーが変化しているのか、を検証するためには複数の温度域での試験を含むより詳細な検討が必要であり、今後の課題である。

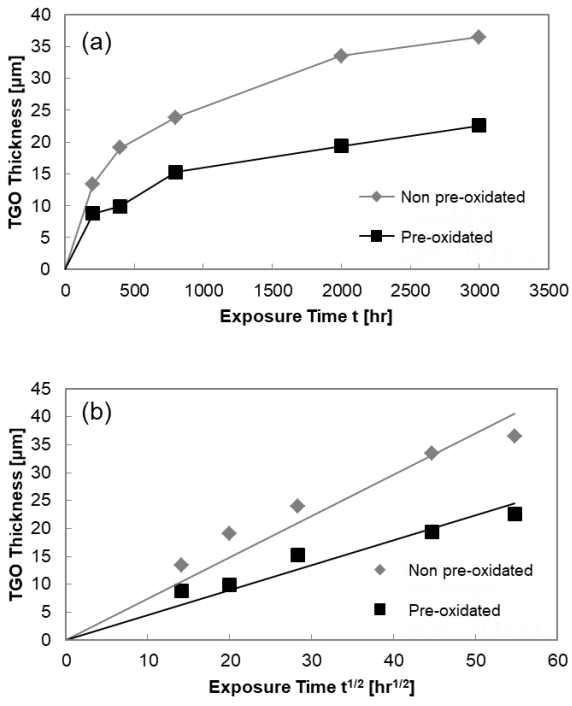



Fig. 6 (a) Thickness of TGO of various samples during isothermal oxidation test at 1050°C, (b) Thickness of TGO vs. exposure time $t^{1/2}$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

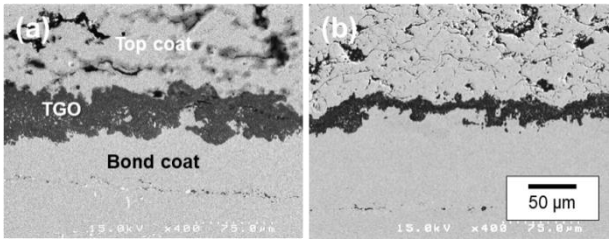



Fig. 7　SEM images of top coat/bond coat boundary of the TBC samples after isothermal oxidation at 1050°C for 3000 hr, (a) non pre-oxidated sample, (b) pre-oxidated sample

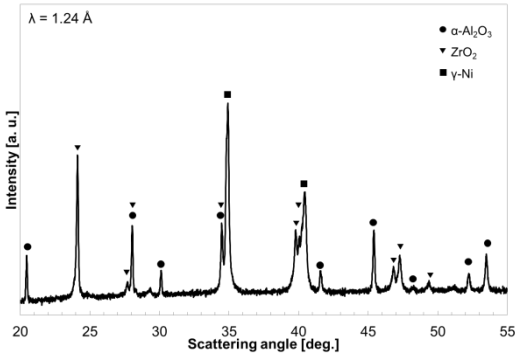



Fig. 8　XRD pattern of non pre-oxidated TBC sample between bond coat and top coat after isothermal oxidation at 1050°C for 3000 hr

## 4. まとめ

TBC の TGO 成長抑制に有効な α-$Al_2O_3$ 拡散バリア膜を形成する方法として、ボンドコートの予備酸化処理に着目し、予備酸化処理後の NiCoCrAlY ボンドコートの酸化挙動の分析を行った。その結果、以下のことが判明した。

- NiCoCrAlY 表面の酸化挙動を放射光を用いた in-situ XRD 測定で評価した。その結果、NiCoCrAlY 表面に予め α-$Al_2O_3$ 予備酸化皮膜を形成しておくことで、大気中での酸化初期過程において θ-$Al_2O_3$ 等の準安定 $Al_2O_3$ の発生を抑制することができ、かつ初期の酸化生成物の成長を抑制できることがわかった。
- 大気炉中での 3000hr にわたる静的酸化試験により、予備酸化処理でボンドコート表面に α-$Al_2O_3$ バリア膜を初期に形成させた TBC は、バリア膜を形成していない TBC に比べ TGO の成長速度が有意に低下していることがわかった。

以上の結果より、適切な条件でのボンドコートの予備酸化処理は、TBC の耐久性向上に有効であると考えられる。

## 5. 謝辞

本研究の一部は、国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の「戦略的省エネルギー技術革新プログラム／実用化開発／高速負荷応答性を備えた高効率中小型ガスタービンの開発」によって行われたことを付記して謝意を表します。

また、本研究の放射光実験については、大型放射光施設 (SPring-8) の BL16XU を用いて、公益財団法人高輝度光科学研究センター共同利用研究で実施されたものであり (課題番号：2016A5010, 2015B5010, 2015A5010) 、ここに記して感謝の意を表します。

## 参 考 文 献

(1) DeMasi-Marchin, T. J., Sheffler, D. K., Bose, J., Mechanisms of Degradation and Failure in a Plasma-Deposited Thermal Barrier Coating, J. of Gas Turbines and Power, Vol. 112, (1990), pp. 521-526.

(2) Freborg, M. A., Freguson, B. L., Brindley, W. J., Petrus, G. J., Modeling Oxidation Induced Stresses in Thermal Barrier Coatings, Mater. Sci. A, Vol. 245, (1998), pp. 192-190.

(3) Schmitt-Thomas, Kh. G., Dietl, U., Thermal Barrier Coatings with Improved Oxidation Resistance, Surf. Coat. Technol., Vol. 68/69, (1994), pp. 113-115.

(4) Sun, J. H., Chang, E., Wu, B. C., Tsai, C. H., The Properties and Performance of ($ZrO_2$-8wt.%$Y_2O_3$) (Chemically Vapour-deposited $Al_2O_3$) (Ni-22wt.%Cr-10wt.%Al-1wt.%Y) Thermal Barrier Coatings, Surf. Coat. Technol., Vol. 58, (1993), pp.93-99.

(5) 高橋智，吉葉正行，原田良夫，プラズマ溶射コーティングシステムの高温酸化特性に及ぼすコーティングプロセスの影響，日本金属学会誌，Vol. 68, No. 7, (2004), pp. 438-446.

(6) Matsumoto, M., Hayakawa, K., Kitaoka, S., Matsubara, H., Takayama, H., Kagiya, Y., Sugita, Y., The Effect of Preoxidation Atmosphere on Oxidation Behavior and Thermal Cycle Life of Thermal Barrier Coatings, Mater. Sci. Eng. A, Vol. 441, (2006), pp.119-125.

(7) Nijdam, T. J., Sloof, W. G., Combined Pre-annealing and Pre-Oxidation Treatment for the Processing of Thermal Barrier Coatings on NiCoCrAlY Bond Coatings, Surf. Coat. Technol., Vol. 201, (2006), pp. 3894-3900.

(8) Chen, W. R., Wu, X., Marple, B. R., Lima, R. S., Patnaik, P. C., Pre-oxidation and TGO Growth Behavior of an Air-Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coating, Surf. Coat. Technol, Vol. 202, (2008), pp. 3787-3796.

(9) Tolpygo, V. K., Clarke, D. R., The Effect of Oxidation Pre-Treatment on the Cyclic Life of EB-PVD Thermal Barrier Coating with Platinum-Aluminide Bond Coats, Surf. Coat. Technol., Vol. 200, (2005), pp.1276-1281.

(10) Yoneda, S., Hayashi, S., Ukai, S., Takeyama, M., In-situ X-ray diffraction analysis of Fe-Cr-Al alloys during initial oxidation using synchrotron radiation, JSPS Report of the 123rd Committee on Heat Resisting Materials and Alloys (Proceedings of 123-HiMAT-2015), (2016), pp. 375-378.

(11) Negami, M., Hibino, S., Kawano, A., Nomura, Y., Tanaka, R., Igashira, K., Development of Highly Durable Thermal Barrier

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Coating by Suppression of Thermally Grown Oxide, J. of Gas Turbines and Power, Vol. 140, (2018), pp. 082101-1-082101-8.
(12) 佐藤太一，水酸化アルミニウムとアルミナについて，鉱物学雑誌，Vol. 19, No. 1, pp. 21-41.
(13) 林重成，高温酸化アルミナスケールの相変態に及ぼす種々の要因，日本金属学会誌，Vol. 77, No.6, (2013), pp. 200-209.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-11

# 実機で使用された縦割導入遮熱コーティングの微視組織分析

# Microstructural Analysis on Segmented Thermal Barrier Coating in In-service Gas Turbine Blade

○岡田　満利[*1]　高橋　俊彦[*1]　藤井　智晴[*1]　伊藤　明洋[*2]
OKADA Mitsutoshi　TAKAHASHI Toshihiko　FUJII Tomoharu　ITO Akihiro

**ABSTRACT**

In a segmented thermal barrier coating (TBC), vertical cracks are observed in ceramic topcoat. The topcoat thickness of an in-service gas turbine blade is measured using terahertz wave, and the result corresponds to the microstructural analysis. And the thermally grown oxide (TGO) grows at the boundary between segmented topcoat and bondcoat under high temperature, and it is detected by photoluminescence. Moreover, TBC specimens are prepared from certain part of the blade where the microstructural change hardly occurs during the operation due to comparatively low temperature. High temperature heating tests are performed in air using the TBC specimens, and aluminum-decreased layer (ADL) grows at the outer surface of the bondcoat due to TGO formation. Based on the ADL growth, an equation for temperature estimation is derived. The temperature estimation using the microstructural change corresponds to the conjugate heat transfer simulation around the leading edge and pressure side.

**キーワード：**ガスタービン，動翼，遮熱コーティング，縦割，微視組織
**Key Words:** Gas Turbine, Blade, Thermal Barrier Coating, Segmented Cracks, Microstructure

## 1. はじめに

ガスタービン動翼は，高温の燃焼ガス流に曝されるとともに，回転体部品であり，耐熱性の面から厳しい環境におかれている。このため，初段動翼には，冷却構造とともに，熱伝導率が低いセラミック層を表面に施工する遮熱コーティング（TBC）が適用されている。このような動翼の保守コスト削減および信頼性向上のためには，合理的な判断基準に基づいた寿命評価法の開発とともに，効率的に部品の健全性を評価するための非破壊検査法の開発が重要である。

初段動翼の寿命評価のため，コーティング組織変化に基づく温度推定手法[(1)]，連成伝熱解析手法（温度解析）[(2)]などが，これまで開発されており，劣化評価[(3)]などに活用されている。特に，コーティング組織変化に基づく温度推定手法については，トップコートが多孔質なセラミック層であるタイプについて検討がなされてきた[(1)]。一方で，セラミック層の応力緩和効果を目的として，層中に縦割を導入する TBC[(4,5)]が適用されている場合もある。このような縦割導入 TBC については，微視組織変化を用いた温度推定手法の適用性は明らかになっていない。また，TBC の遮熱性能に影響を及ぼすトップコート厚さや，TBC のはく離に影響を及ぼす，トップコート／ボンドコート界面に成長する界面酸化物層（TGO）[(6,7)]について，テラヘルツ波を用いたトップコート厚さの非破壊検査法[(8,9)]，および光ルミネッセンスを用いた TGO の非破壊検査法[(9-11)]が，これまで提案されてきた。しかし，これらの手法の縦割導入 TBC への適用性については，検討されていない。

そこで，本研究では，実機ガスタービン動翼で使用された縦割導入 TBC へ非破壊検査法の適用性について検討する。また，実機動翼から採取した TBC 試験片を用いて，高温加熱試験を行い，試験後試験片の微視組織変化を観察する。さらに，縦割導入 TBC の微視組織変化に基づいた温度推定式の導出について検討するとともに，導出した温度推定式を用いて実機動翼の温度推定を行う。

## 2. 縦割導入 TBC への非破壊検査法の適用

縦割導入 TBC への非破壊検査法の適用性について検討するため，実機動翼 TBC の微視組織の様相を観察するとともに，翼周上におけるトップコート厚さや TGO 厚さなど微視組織の分布を把握する。

本研究に供された実機使用済初段動翼は，1300℃級ガスタービンで約 2 万時間使用され，起動回数は約 60 回を経ている。本動翼の基材は，一方向凝固 Ni 基超合金で

*1　一般財団法人　電力中央研究所
〒240-0196　横須賀市長坂2-6-1
E-mail: mitutosi@criepi.denken.or.jp
*2　中部電力株式会社
〒459-8522 名古屋市緑区大高町字北関山20-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ある。Fig. 1 は, 縦割導入 TBC の微視組織の様相を示す。基材の表面には, 合金の NiCoCrAlY ボンドコートが施工されている。また，トップコートは，約 8wt%の $Y_2O_3$ を含む $ZrO_2$ (イットリア部分安定化ジルコニア(YSZ))である。Fig. 1 に示すとおり，トップコート中には，厚さ方向に成長する縦割が観察される。観察の結果，縦割の平均長さは，前縁および後縁を除いて，約 200μm から約 400μm に分布している。また，縦割密度は， 3～6 本/mm の範囲に分布している。

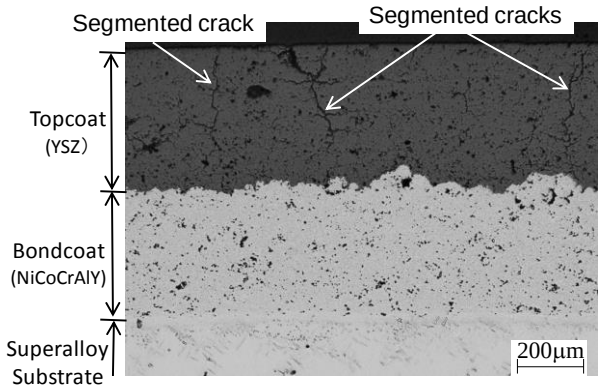



Fig. 1　Morphology of segmented thermal barrier coating

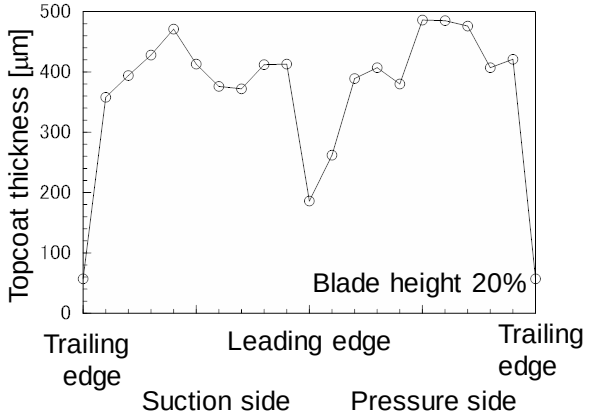
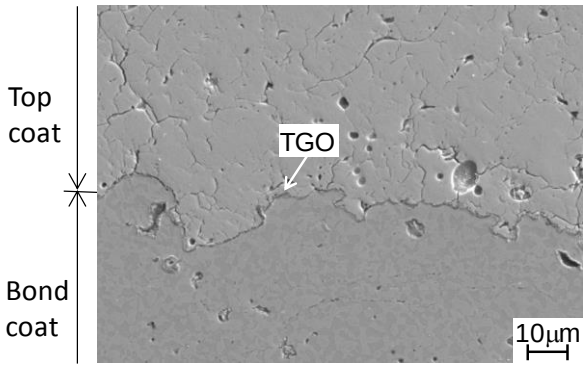


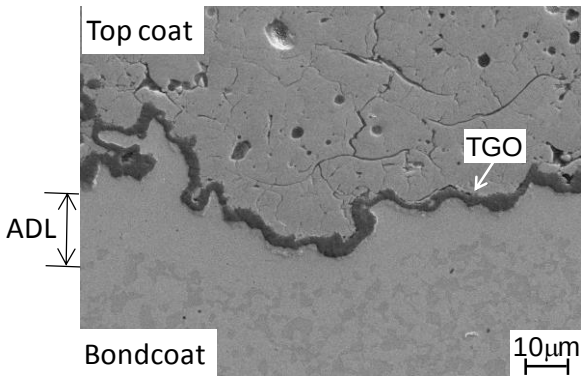

Fig. 2 Distribution of topcoat thickness

TBC の微視組織は，翼周上に沿って観察，分析した。すなわち，本翼の根元側である翼高さ 20%から厚さ約 10mm の試料を採取し，前縁から後縁までの背側および腹側の翼周をそれぞれ 10 等分した部位を分析位置とした。

Fig. 2 は，翼高さ 20%におけるトップコート厚さの分布を示す。トップコート厚さは，各測定部位を CCD カメラ付きの光学顕微鏡を用いて 50 倍に拡大し，各視野で 5 点ずつ測定した平均である。前縁および後縁を除いて，トップコートの厚さは約 300μm から約 500μm の範囲に分布している。前縁部の厚さは約 200μm であり，後縁では 100μm 以下であった。このように，トップコート厚さは，数百μm 程度の範囲の分布を有していることが明らかになった。




(a) At the center of suction side




（b）Near the trailing edge in pressure side

Fig. 3 Morphologies of the microstructure in the vicinity of the boundary between topcoat and bondcoat in 20% of blade height

Fig. 3 は，電子顕微鏡（SEM）によって得られた翼高さ 20%におけるトップコート／ボンドコート界面近傍の微視組織の様相を示す。Fig. 3 (a)に示すように，翼弦中央部背側では，ボンドコートは，トップコートの界面まで明暗 2 相からなる組織を呈している。この 2 相組織は，別途行った電子プローブマイクロアナライザ（EPMA）による分析により，(Co,Cr)-rich（明るい相）と(Ni,Al)-rich（暗い相）であることが明らかになっている。また，高温酸化雰囲気中では，トップコートは多孔質であり，高温で酸素イオンの導体であることから，雰囲気中の酸素がトップコートを通過して, ボンドコート外面が酸化し，TGO が形成することが知られている[12]。しかし，この部位では，TGO 厚さは 1μm 以下であり，ほとんど成長がみられなかった。一方で，Fig. 3 (b) に示すように，腹側後縁寄りでは，TGO 厚さが約 3μm に成長している。また，その下では，2 相組織が消失している領域がある。EPMA による分析の結果，TGO は，Al が豊富な酸化物であることを確認している。また，TGO の下には，Al 濃度が低い領域があり，Fig. 3 (b) に示した 2 相組織が消失した層と一致していることが明らかとなっている。この層

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

は，TGO を形成するためボンドコート近傍から Al が外面方向へ拡散するために形成された組織であり，外面 Al 低下層（ADL）である[1]。

Fig. 4 は，翼高さ 20%における TGO 厚さの分布を示す。SEM によって各測定部位における TGO を 1000 倍で 3 視野ずつ撮影し，各視野 10 点ずつ計 30 点の厚さを測定した。各部位の TGO 厚さは，30 点の平均値と定義した。TGO 厚さは，背側に比べて，前縁近傍および腹側で厚い傾向がある。これらの部位では，比較的高温のため，酸化が進んだと推定される。このように，TGO は翼周上で分布を持つことが確認できた。

Fig. 5 は，翼高さ 20%における外面 Al 低下層厚さの分布を示す。外面 Al 低下層厚さは，各測定部位を CCD カメラ付きの光学顕微鏡によって 200 倍で 2 視野ずつ撮影し，各視野で 10 点ずつ測定した計 20 点の平均値と定義した。外面 Al 低下層厚さは，TGO 厚さの分布に対応して，前縁近傍および腹側で厚い傾向がある。一方で，図中●で示したように，背側では，外面 Al 低下層が観察されない。

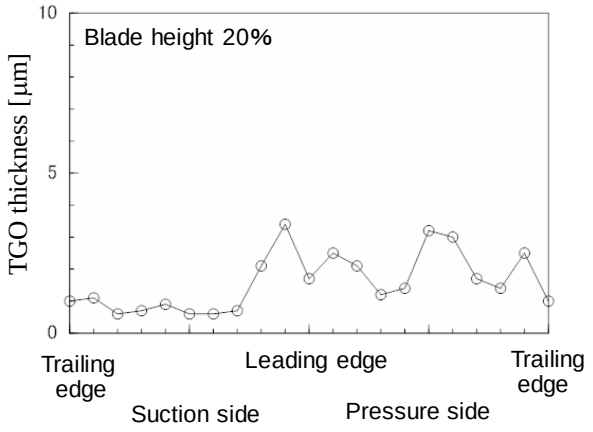



Fig. 4 Distribution of TGO thickness

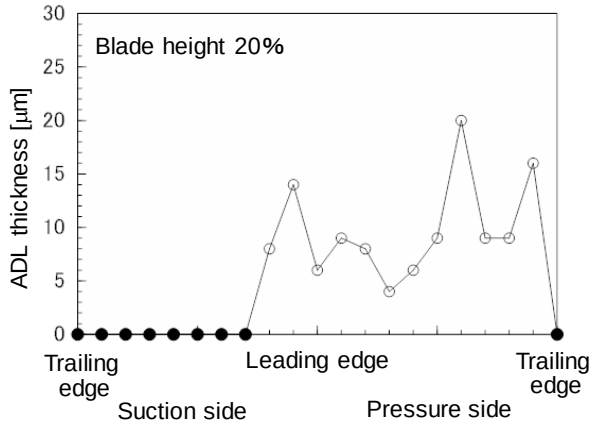
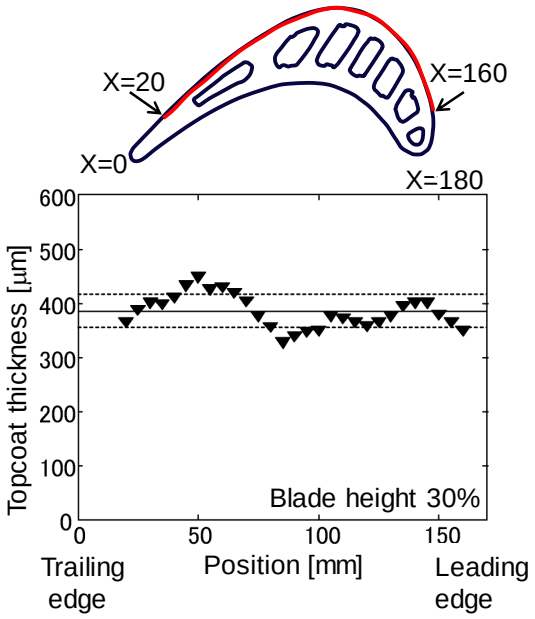
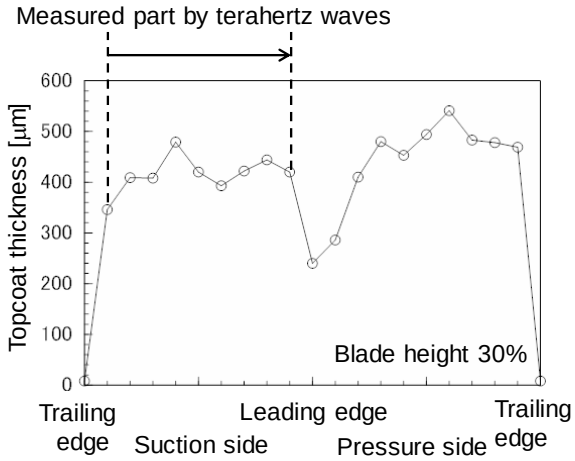



Fig. 5　Distribution of Al-decreased layer (ADL) thickness (●：ADL is not observed.)

上記のように，実機縦割導入 TBC には，翼周に沿って，トップコート厚さおよび TGO 厚さの分布があることが明らかになった。縦割導入 TBC への非破壊検査法の適用性を検討するため，テラヘルツ波を用いたトップコート厚さの測定[8,9]および光ルミネッセンスによる TBC の TGO 検出[9-11]を試みた。試料は，動翼の翼高さ 30%付近から採取した部材とした。




(a) Measurement result by terahertz waves



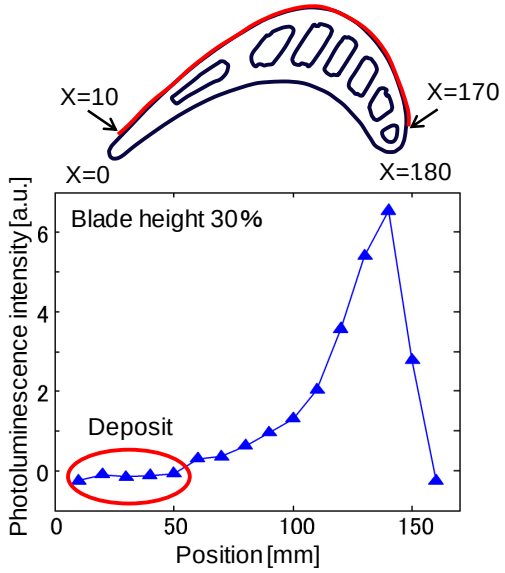

(b) Measurement result obtained by microstructural observation using optical microscope

Fig. 6　Measurement of topcoat thickness using terahertz waves

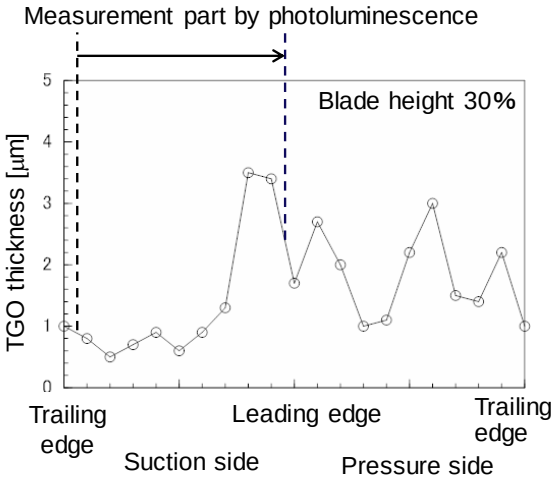
テラヘルツ波は，トップコート材料である YSZ を透過するため，トップコート表面から反射したテラヘルツ波とトップコートとボンドコートの界面から反射したテラヘルツ波が検知器に達する時間差からトップコート厚さを測定できる。TBC の健全性評価のため，テラヘルツ波

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を用いた非破壊検査法は，翼におけるトップコートの厚さの分布や経年使用による減肉を把握するのに有効であると考えられる。トップコート厚さについて，テラヘルツ波を用いて測定した結果を Fig. 6(a)に，光学顕微鏡による試験片断面の微視組織観察による測定結果を Fig. 6(b)にそれぞれ示し，測定結果を比較する。テラヘルツ波を用いた測定は，翼高さ 30%の背側後縁から 20～160mm の部位で 10mm 間隔に行った。その結果，Fig. 6(a)に示すように，トップコート厚さの平均値は約 390μm（図中実線），標準偏差は約 30μm（図中破線）であった。一方，Fig. 6(b)に示す同じ位置の断面観察の結果，平均値 420μm，標準偏差は約 30μm であった。両測定結果の差異は，平均値で 10%程度，標準偏差は同程度であり，測定点数の違いを考慮すると，よく符合する結果であると考えられる。




(a)　Detection result by photoluminescence




(b) Measurement result by microstructural observation by SEM

Fig. 7　TGO detection by photoluminescence

TGO は，ボンドコートを構成する Al, Cr, Ni 等の酸化物から成り，$Al_2O_3$ を多く含む。$Al_2O_3$ 中の不純物として含まれる $Cr^{3+}$は緑色光又は青色光を吸収し，赤色光を発する特性を有するため，この特性に基づき TGO を検出することができる。TGO が厚くなると，TBC はく離の要因となることが報告[6,7]されており，光ルミネッセンスによる TGO の非破壊検査法は，TBC の健全性評価にとって重要であると考えられる。本手法では，緑色レーザ光（波長 532nm，出力 200mW）は，光ファイバを経由してプローブから出力され，光ルミネッセンスは同ファイバを経由して，レーザ反射光を除去するためのフィルタを経て分光器に導入され，検出される[9,11]。プローブ径は 5mm であり，これを TBC に接触させるか数 mm の離隔距離に近づけることによって測定を行った。

Fig. 7(a)に光ルミネッセンスを用いた TGO 検出の結果を，Fig. 7(b)に同位置の SEM による試験片断面の観察による TGO 厚さの測定結果を示す。本動翼の翼高さ 30%の背側において，後縁から 10～160mm の位置において 10mm 間隔で光ルミネッセンス測定を行った。波長 693nm と 694nm での輝線が $Cr^{3+}$の発光であり，これらが強いほど界面酸化層が成長していると考えられる。波長 690～698nm における積分値の分布を Fig. 7(a)に示す。前縁に近い部位では，強い光ルミネッセンスが現れており，界面酸化層が成長していると推測される。なお，後縁近傍（Fig. 7(a)の楕円で囲まれた部位）では光ルミネッセンスを観測できなかった。これは TBC 表面に付着した茶色の酸化物による光吸収が原因と考えられる。Fig. 7(a)の光ルミネッセンス強度は，Fig. 7(b)に示す同位置の TGO 厚さの測定結果とよく符合した。

## 3. 縦割導入 TBC の微視組織変化に基づいた温度推定

### 3.1　微視組織変化に基づいた温度推定式の導出

縦割導入 TBC の微視組織変化に基づく温度推定式を導出するため，実機使用済翼から採取した TBC 試験片を用いて高温加熱試験を行った。Fig. 5 に示したように，本使用済翼には，外面 Al 低下層が観察されない部位がある。このような部位では，比較的温度が低いために，微視組織の変化が少ないと考えられる。そこで，翼高さ 20%，50%，80%における外面 Al 低下層厚さの観察結果から，翼高さ 10%，40%，90%における外面 Al 低下層厚さを推定して，外面 Al 低下層の成長がないと考えられる部位を特定し，高温加熱用試験片とすることとした[13]。使用済翼の翼高さ 10%，40%，90%から，厚さ約 10mm の試料を採取し，さらに幅約 10～20mm，長さ約 10mm～20mm の試験片を採取した。

試験に用いた装置は，横型管状電気炉高温加熱試験（炉心管内径φ60mm）である。高温加熱試験の試験雰囲気は大気とし，温度条件は 1073K，1123K，1173K，1223K，1273K とした。昇温速度は，200K/h とし，定格温度に到達後は等温に保持した。降温は，200K/h で 773K 程度ま

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

で下げ，その後は室温に至るまで炉冷した。

試験時間は，定格温度に保持した時間と定義し，最長2000h である。試験片は，所定の試験時間で取り出し，試験片を切断・研磨し，各試験片の長さの中央部で微視組織分析を行った。微視組織分析には，光学顕微鏡，SEM および EPMA を用いた。

Fig. 8 は，1123K×2000 時間後におけるトップコート／ボンドコート界面近傍の微視組織の様相を示す。界面には TGO 成長し，その下には外面 Al 低下層が成長している。

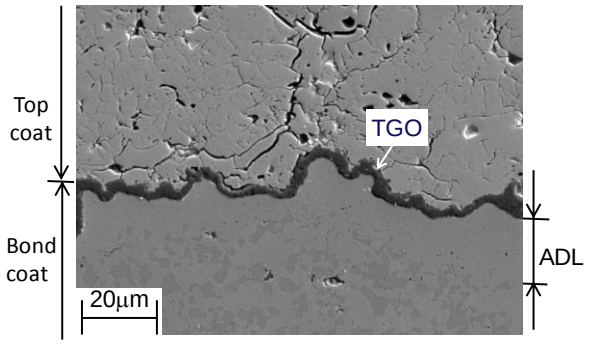



Fig. 8　Morphologies of microstructure in the vicinity of the boundary between topcoat and bondcoat after 2000h at 1223K

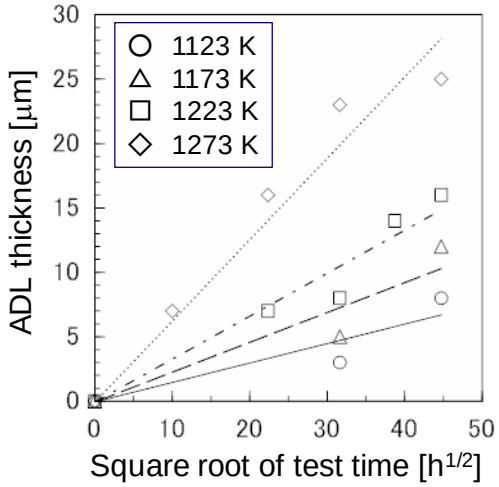



Fig. 9 Relationship between ADL (Al-decreased layer) thickness and test time

Fig. 9 は，外面 Al 低下層厚さと試験時間の関係を示す。外面 Al 低下層厚さは，各試験片を CCD カメラ付きの光学顕微鏡によって 200 倍で 2 視野ずつ撮影し，各視野で 10 点ずつ測定した計 20 点の平均値と定義した。Fig. 9 に示したとおり，外面 Al 低下層厚さは，試験時間 $t$ の平方根に比例して成長する。よって，外面 Al 低下層厚さ $l_{Al}$ と試験時間 $t$ の関係は以下のように表すことができる。

$$l_{Al} = k_{Al} t^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

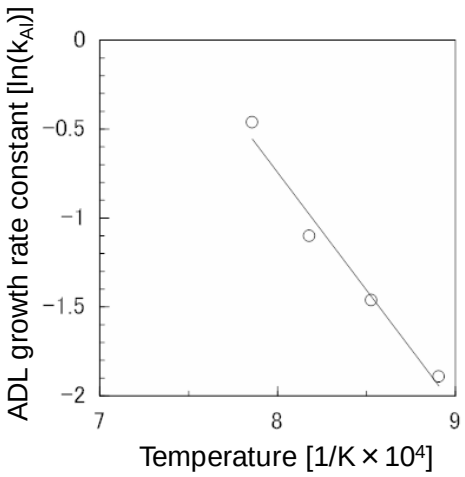



Fig. 10　Arrhenius plot of ADL growth rate constant

ここで，$k_{Al}$ は，外面 Al 低下層厚さ成長速度定数と定義する。なお，本試験の範囲では，1073K において，外面 Al 低下層の顕著な成長は認められなかった。

Fig. 10 は，外面 Al 低下層厚さ成長速度定数 $k_{Al}$ のアレニウスプロットを示す。図より，$k_{Al}$ は，アレニウスの関係に従うと考えられる。すなわち，$k_{Al}$ は以下のように表すことができる。

$$k_{Al} = k_0 \exp\left(-\frac{Q_{Al}}{RT}\right) \qquad (2)$$

ここで，$Q_{Al}$ は，みかけの活性化エネルギー（J/mol），$T$ は温度（K），$R$ はガス定数（8.31J/（mol·K）），$k_0$ は定数である。

式（1）および式（2）より，温度について解くと外面 Al 低下層厚さに基づく温度推定式を得ることができる。

$$T = -\frac{110\times10^3}{R}\cdot\frac{1}{\log_e\left(\dfrac{l_{Al}}{1.90\times10^4 t^{\frac{1}{2}}}\right)} \qquad (3)$$

上式（3）に，実機使用済翼における外面 Al 低下層厚さ $l_{Al}$，および翼の使用時間 $t$ を代入すると，厚さを測定した部位の温度を推定することができる。

### 3.2　実機使用済翼の温度推定

Fig. 11 は，実機動翼の翼高さ 20%について，外面 Al 低下層厚さに基づいた温度推定結果を示す。ただし，温度は，基準温度からの差で示している。温度推定では，外面 Al 低下層厚さは，Fig. 5 に示した値，時間はガスタービンの運転時間をそれぞれ用いた。なお，図中矢印で示すように，外面 A1 低下層の成長が認められない部位では，厚さが 1μm に対応する推定温度未満 [3]とした。推定の結果，前縁および腹側の後縁寄りで比較的高い温度

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

が推定される。

Fig. 11 には，比較のため，数値解析によって得られた翼温度分布も示す。数値解析では，既報[2,3]による連成伝熱解析方法を用いた。すなわち，初段動翼列に設置されている翼の 1 枚を対象にして，翼部まわり，ならびにフィルム冷却孔および内部冷却流路の内部（流体領域）における 3 次元熱流動解析（CFD 解析）と，翼構造材体（固体領域）の 3 次元熱伝導解析の連成による伝熱解析（連成伝熱解析）手法を用いた。連成伝熱解析では，翼内外の固体壁面において，流体および固体の両領域の解析からそれぞれ求められる局所熱流束および局所温度が一致するように数値計算を行う。Fig. 11 に示すとおり，翼面基材の温度分布は，外面 Al 低下層厚さに基づく温度推定結果と連成伝熱解析による推定結果で，前縁および腹側の後縁寄りで比較的高い温度が推定される傾向は，符合している。このことから，縦割導入 TBC についても，TBC の微視組織変化に基づく温度推定手法が適用可能であると考えられる。

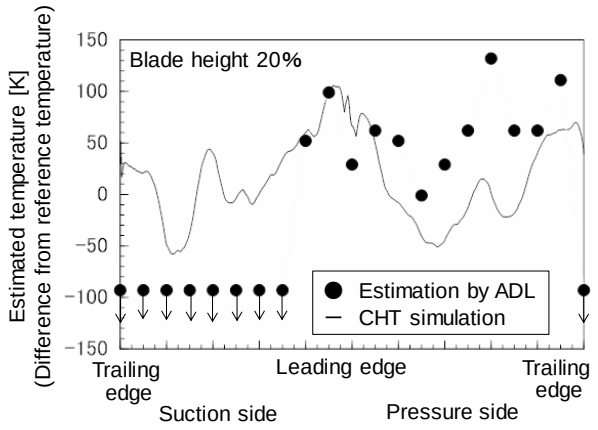



Fig. 11 Distribution of estimated temperatures on blade surface based on ADL thickness and numerical simulation

## 4. まとめ

実機ガスタービン使用済初段動翼に施工された縦割導入 TBC に非破壊検査法を試み，微視組織の分析結果と比較することで，適用性について検討した。また，実機翼から採取した TBC 試験片を用いて高温加熱試験を行い，微視組織変化を観察した。そして，TBC の微視組織変化に基づく温度推定式を導出し，実機翼の温度推定を行った。得られた主な成果は以下のとおりである。

(1) テラヘルツ波を用いたトップコート厚さの非破壊検査法および光ルミネッセンスを用いた TGO の非破壊検査法を実機で使用された縦割導入 TBC に適用し，検査結果は，微視組織分析の結果と符合した。

(2) TGO や外面 Al 低下層の成長がほとんどない部位を推定し，その部位から TBC 試験片を採取した。採取した TBC 試験片を用いて，高温加熱試験を行い，外面 Al 低下層厚さの変化を把握した。外面 Al 低下層厚さの変化に基づいて，温度推定式を導出した。

(3) 外面 Al 低下層厚さに基づいた温度推定式を用いて，実機動翼の温度推定を行った。その結果，前縁および腹側の後縁寄りで比較的高い温度が推定される傾向は，3 次元連成伝熱解析による温度推定結果と概ね符合した。このことから，縦割導入 TBC についても，TBC の微視組織変化に基づく温度推定手法が適用可能であると考えられる。

## 参 考 文 献


(1) 岡田満利，久松暢，遮熱コーティングの組織変化を用いた温度推定手法および Al 含有量予測手法，電力中央研究所研究報告：Q05013 (2006).

(2) 高橋俊彦，渡辺和徳，酒井高行，高橋毅，ガスタービン高温部品を対象とした伝熱流動数値解析-第 5 報 1300℃級初段動翼温度の 3 次元連成解析-，電力中央研究所 研究報告 W03011 (2004).

(3) 岡田満利，高橋俊彦，藤岡照高，藤井智晴，酒井英司，尾関高行，渡辺和徳，1300℃級ガスタービン TBC 施工動翼の劣化評価，第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集(2018), C-20.

(4) Bengtsson, P., Ericsson, T., Wigren, J., Thermal Shock Testing of Burner Cans with a Thick Thermal Barrier Coating, J. of thermal spray Technology, Vol. 7, No. 3 (1998), pp. 340-348.

(5) Madhwal, M., Jordan, E. H., Gell, M., Failure Mechanisms of Dense Vertically-cracked Thermal Barrier Coatings, Materials Sceience & Engineering A, Vol. 384 (2004), pp. 151-161.

(6) Evans, A.G., Mumm, D.R., Hutchinson, J.W., Meiser, G.H., and Pettit, F.S., Mechanisms Controlling the Durability of Thermal Barrier Coatings, Progress in Materials Science, vol.46 (2001) pp. 505-533.

(7) 岡田満利，百合功，久松暢，有川秀行，児島慶享，泉岳志，等温場熱サイクル条件下における遮熱コーティングのはく離予測手法，第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集(2017)，pp. 101-105.

(8) 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)

(9) 福地哲生，福冨広幸，尾関高行，岡田満利，藤井智晴，TBC の検査技術の開発，日本ガスタービン学会誌，Vol. 44, No. 1(2016), pp. 42-47.

(10) 福地哲生，江藤修三，岡田満利，藤井智晴，光ルミネッセンス法によるガスタービン用遮熱コーティングの界面酸化層検出技術の開発 ―小型励起光源の適用性評価―，電力中央研究所 研究報告 H12011 (2013).

(11) 福地哲生，岡田満利，藤井智晴，光ルミネッセンス法によるガスタービン用遮熱コーティングの界面酸化層の可搬型検出システムの開発，電力中央研究所 研究報告：H14006 (2015).

(12) 伊藤義康，遮熱コーティングの特性評価（2），機械の研究，Vol. 47, No. 10 (1995), p.1040-1048.

(13) 岡田満利，久松 暢，藤岡照高，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手法の開発 －実機使用済翼を利用した温度推定式の導出－．電力中央研究所 研究報告：Q08015 (2009)..


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A -13

# 翼型熱交換器の伝熱性能に及ぼす主流全温の周期変化の影響

# Effect on Heat Transfer through an Airfoil Heat Exchanger in a Main Flow with Periodic Total Temperature Change

○伊藤 優[*1]　　渡辺 紀徳[*1]
ITO Yu　　WATANABE Toshinori

**ABSTRACT**

An airfoil heat exchanger is an airfoil with several inner channels in which a heat transport medium (HTM) flows. Various airfoil heat exchangers are connected by tubes, wherein the HTM flows from the hot to cold sections for heat transport. If stators or guide vanes in a turbofan are modified to become airfoil heat exchangers, lightweight and compact intercooling and recuperating systems can be installed into turbofans. In this study, using a thermal-fluid analysis validated through experiments, heat transfer via an airfoil heat exchanger in a main flow with periodic total temperature change was numerically investigated. When the frequency of periodic total temperature is 5000 Hz, the time-space-average heat flux via the outer surface of the airfoil heat exchanger has a 10% higher value than that at steady state. When the phase lag between the airfoil solid temperature and periodic total temperature is maximum, the heat flux via the outer surface of the airfoil heat exchanger is also maximum because of the heat capacity of the airfoil heat exchanger.

**キーワード**：翼型熱交換器，熱輸送媒体，中間冷却器，再生器，ターボファン
**Key Words:** Airfoil Heat Exchanger, Heat Transport Medium, Intercooler, Recuperator, Turbofan

## 1. はじめに

中間冷却・再生(ICR)ターボファンは，ギヤードファンやオープンローターとともに，航空機のフライト当たりの燃料消費量(fuel burn) $F_B$ [kg]を削減する大きな可能性を有している。ICR ガスタービンは，またガスタービン―電気ハイブリッド推進機(turbo-electric propulsor)の動力源としても使用可能である。中間冷却器は，通常，多段圧縮過程の低圧圧縮機と高圧圧縮機の中間に設置される。一般に，低温のバイパス空気流で冷却された中間冷却器は，低圧圧縮機から出た空気流の温度を下げ，密度を増加させ，高圧圧縮機に流入する空気流の体積流量を減少させる。これにより，高圧圧縮機の圧縮動力を軽減し，最終的にファンから取り出す推力を増加させる。しかしながら，中間冷却器は，燃焼器入口の空気温度を低下させるため推力当たりの燃料消費量 $S_{FC}$ [kg/(s·N)]を増加させる副作用がある。対照的に，再生器は，通常，高圧圧縮機出口と燃焼器入口の中間に設置される。低圧タービン出口の高温排気ガスの熱を利用し加熱された再生器は，高圧圧縮機から出て燃焼器に流入する空気流の温度を上げ，$S_{FC}$ を減少させる。しかし，再生器は，エンジンコアの排気ガスから熱を吸収するのでエンジンコア推力を減少させる副作用がある。ここで，ICR，すなわち，中間冷却器と再生器を組み合わせて使用すると，推力の増加と $S_{FC}$ の減少を同時に実現できる。そのため，ICR ガスタービンは産業用では広く利用されている。

しかし，ICR ターボファンは現在のところ実現していない。それは，従来のコンセプトの ICR ターボファンは，航空用推進機として重量が大き過ぎるためである。航空機が，等姿勢で等高度を等マッハ数飛行する際には，重力と揚力が釣り合い，抗力と推力が釣り合い，かつ，揚力ー抗力比(L/D)は一定値となる特徴がある。この関係から，本来，瞬時の飛行に必要な燃料消費量(fuel consumption) $F_C$ [kg/s]（これをフライトパスに沿って時間積分すると $F_B$ となる。）を減少させる目的の ICR システムを導入する際に，その重量増加が大き過ぎると，飛行必要推力が大きく増加し，$F_C$ が逆に増加する。機体重量 $M$ [kg]に ICR システムを導入し，$S_{FC}$ が $\Delta S_{FC}$ [kg/(s·N)]だけ減少し，その時に，推進器重量が $m$ [kg]から $\Delta m$ [kg]増加した場合に，$F_C$ が減少する条件は以下となる(1)。

$$\Delta m < \frac{M+m}{\mu}\frac{\Delta S_{FC}}{S_{FC}-\Delta S_{FC}} \tag{1}$$

ここで，$\mu$ は推進器の重量が変化した際に，推進器を保持するための補強構造材を含んだ機体全重量に及ぼす影響係数である。従来のコンセプトの ICR ターボファンは，

*1　東京大学 大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻
〒113-8656　東京都文京区本郷7-3-1
E-mail: itoyu110@00.alumni.u-tokyo.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

重量の大きな金属製熱交換器，さらにターボファン各部から熱交換器および熱交換器からターボファン各部に作動空気を流動させるための厚肉で大径で長い配管を用いていた。そのため，従来のコンセプトの ICR ターボファンは式(1)の条件を満たさず，これが ICR ターボファンが実現していない理由である。式(1)の条件を満たす ICR ターボファンを実現するためには，軽量でコンパクトな ICR システムが必須である。

著者は Fig. 1 に示す，軽量でコンパクトな ICR システムを導入した新しいコンセプトの ICR ターボファンを提案した[2]。ここで用いる軽量コンパクトな ICR システムは次の 2 つの要素からなる。

第 1 の要素は，高温高圧空気と低温高圧空気を熱交換器に集め，さらにそれらを戻す厚肉で大径で長い配管を避けるため，Fig. 2 に示すように高温部から低温部への熱輸送に熱輸送媒体(HTM)を用いることである。HTM は液体金属などが想定される。HTM は大気圧程度の状態でも，作動空気に比べて大密度で大比熱のため，非常に薄肉で小径の軽量配管で同じ熱量を輸送でき，質量増加を最小限にできる。また，Fig. 2 に示すように，高温部に設置された熱交換器 A と低温部に設置された熱交換器 B の間で HTM を介して熱交換するため，熱交換器は任意の場所に設置可能で重量的にも体積的にも小さく優れている。

第 2 の要素は，重量の大きな金属製の熱交換器を新たに導入することを避けるため，著者が提案したターボファンエンジンに既存の圧縮機静翼やガイドベーンを伝熱面として利用する「翼型熱交換器」を用いることである[3]。Fig. 2 に示すように，各翼型熱交換器の内部には HTM 用の流路が設けられ，翼周りの高速空気流と HTM の間で熱交換を行う。そして，一組の翼型熱交換器は HTM が流動する配管で連結され，HTM の流動により高温部熱交換器 A から低温部熱交換器 B へ熱輸送が行われる。これにより，HTM の配管およびポンプを除き，実質的に，重量増加 0，体積増加 0 で ICR システムを導入できる。

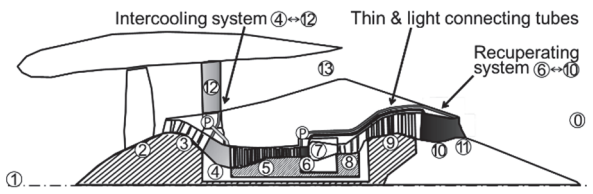
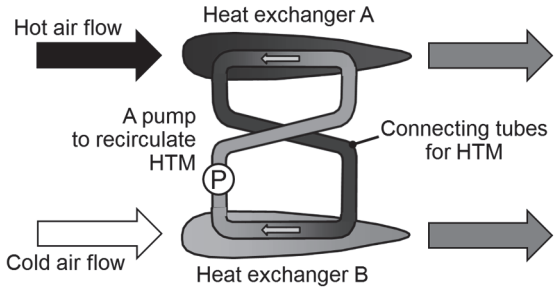



Fig. 1　New intercooled and recuperated (ICR) turbofan[2]




| | Intercooling system | Recuperating system |
|---|---|---|
| Heat exchanger A | Air cooler | Heat absorber |
| Heat exchanger B | Heat radiator | Air heater |

Fig. 2　Airfoil Heat Exchanger Systems Using Heat Transport Medium (HTM) between a Hot and Cold Sections[3]

Figs. 1 および 2 において，中間冷却システムでは，熱交換器 A は圧縮機静翼列④で構成され空気冷却器として働き，熱交換器 B は構造案内翼列(SGV)⑫で構成され放熱器として働く。再生システムでは，熱交換器 A はコアノズル案内翼列⑩で構成され吸熱器として働き，熱交換器 B は燃焼器入口案内翼列⑥で構成され空気加熱器として働く。

ここで，コアノズル案内翼列⑩，燃焼器入口案内翼列⑥は増速翼列であり，フィルム冷却の無い内部流体冷却のタービン翼列と物理的に相似である。タービン翼列は熱交換器ではないが，その耐熱性を高めるために 1940 年代から圧縮性流体中の翼面伝熱の研究が非常に多く行われた。Johnson and Rubesin[4]はタービン翼列出口レイノルズ数と翼面―空気流間のヌッセルト数の相関式を，完全層流平板と完全乱流平板の相関式と比較して整理した。Ainley[5]，Fray and Barnes[6]，Hodge[7]，Wilson and Pope[8]，Andrews and Bradley[9]，Turner[10]は定常空気流中に設置された内部空気冷却されたタービン翼列の相関式を求めた。Freche and Diaguila[11]は内部液体冷却されたタービン翼列の相関式を報告した。

一方，圧縮機静翼列④，SGV⑫は減速翼列であり，タービン（増速）翼列とは流れ場の性状が異なる。特に，境界層の厚さや層流―乱流遷移位置は流れ場の圧力勾配に大きく影響されるため，レイノルズ数に対するヌッセルト数の相関式も異なる。そこで，著者らは，NACA の風洞試験[12]と相似形状の減速翼列の各翼内部に低温の HTM を流動させ，各翼内部に設置した熱電対により各翼内部の離散的な温度分布を東京工業大学で実施した風洞試験により計測した[3, 13, 14]。そして，NACA の風洞試験[12]と同一の境界条件で数値熱流体解析(CTFD)を行い翼周りの圧力係数分布が風洞試験と同一となること，東京工業大学の風洞試験と同一の境界条件で CTFD を行い翼内の温度分布が風洞試験と同一となることにより，CTFD コードを流体的かつ熱的に検証した[13, 14]。この検証した CTFD コードを用いて，減速翼列入口レイノルズ数と翼面―空気流間のヌッセルト数の相関式を，完全層流平板と完全乱流平板の相関式，および，前述のタービン（増速）翼列の相関式[4-11]と比較して整理した。その結果，同一のレイノルズ数に対し減速翼列は増速翼列に比べて高いヌッセルト数を示した[13, 14]。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ガスタービン内部の翼列は，動静翼干渉により周期的な非定常伴流の影響を受ける。特に，タービン（増速）翼列の伝熱に及ぼす周期的な非定常伴流の影響は，Dunn[15]，Wittig et al.[16]，Dullenkopf et al.[17]，Han et al.[18]によって研究された。彼らは，周期的な非定常伴流が伝熱性能を向上させると述べた。さらに，高周波数の伴流ほどより高い伝熱性能をもたらすと報告した。

一方，減速翼列の伝熱におよぼす伴流の影響は今まであまり着目されなかった。しかし，前述の軽量 ICR ターボファンを実現するためには，獲得すべき知見である。

そもそも非定常伴流とは，上流に存在し相対的に回転運動する先行翼列の各翼が流れを阻害する効果と抗力の効果により生じる低速度領域が，着目する翼列をピッチ方向に通過する現象である。それと同時に，圧縮性流れにおいては，低全温領域が着目する翼列をピッチ方向に通過する現象でもある。従来の研究では実験的な困難さもあり，非定常伴流の影響として，低速度領域が通過する影響と，低全温領域が通過する影響とを明確に区別していなかった。

近年，CTFD 技術の発展により，境界層発達，境界層の層流―乱流遷移，圧縮性流れから固体面への伝熱を十分な精度で解析できるようになってきた。そこで本研究では，前述の風洞試験で検証した CTFD コード[13, 14]を用いて空気の入口全温が周期的に変動する主流中に置かれた減速翼列を構成する翼型熱交換器の伝熱性能について調べた。

## 2. 数値熱流体解析(CTFD)の手法

### 2.1 CTFD の計算格子，および，設定

ANSYS Fluent 16.0 を用いて二次元計算を行った。Fig. 3 に使用した計算格子を示す。計算格子は２つの領域からなる。一つは領域中央部に存在する NACA65(12)10 の翼型断面持つ翼型熱交換器（翼弦長 44mm）内部の固体の領域であり 29,198 の接点を持つ。翼型熱交換器内部には HTM の流路として 5 個の円形領域がある。もう一つは翼型熱交換器外部の圧縮性空気流の領域であり 85,258 の接点を持つ。Fig. 3 の上下の境界に周期境界条件を適用することにより減速翼列（食違い角 45°，ソリディティ 1.5，迎角 14.9°）を表現する。

翼型熱交換器の内部の固体熱伝導の解法としては，密度変化や流れがないためエネルギー方程式を２次精度内挿を用いて解いた。翼型熱交換器の外部を流動する圧縮性空気流の解法としては，密度ベースの Roe-FDS スキームを採用した。乱流モデルには低レイノルズ型の $\gamma$-$Re_{\theta t}$ 層流－乱流遷移モデルを用いた。そのため特に翼型熱交換器の外表面に形成される境界層領域には十分細かい格子（流れ方向に 1000 点，ピッチ方向に $y^+$=~1 程度）を配置した。これまでの研究成果[14] に基づき，無次元境界層厚さ $Re_{\theta t}=50$ となった場所で境界層の層流－乱流遷移が生じるように設定した。密度・運動量・エネルギーの各方程式には２次精度風上内挿を用い，４つの乱流の方程式の内挿には１次精度風上内挿を用いた。計算は全残差が $10^{-5}$ 以下になったときに収束したとみなして，陰的に時間前進を行った。

ここに記した本論文で用いた CTFD の計算の手法，および，設定は中西ら[14]とまったく同様であり，中西ら[14]が詳述したように，NACA の風洞試験[12]より得られた翼周り圧力係数分布との十分な整合性，および，東京工業大学の風洞試験により得られた翼内部の温度分布との十分な整合性により，流体的にも熱的にも十分な精度を持った手法となっている。

### 2.2 CTFD の境界条件

本論文で用いた境界条件を以下に示す。

翼型熱交換器外部を流動する圧縮性空気流の入口境界条件は全圧固定，出口境界条件は静圧固定とした。入口全温は周期的に変動させた。

$$T_{\mathrm{tot}} = T_{\mathrm{tot,ave}} + \Delta T_{\mathrm{tot}} \sin\left[2\pi f t\right] \tag{2}$$

ここで，$T_{\mathrm{tot,ave}}$ と $\Delta T_{\mathrm{tot}}$，$f$ は，それぞれ入口全温の時間平均値と変動幅，変動周波数であり，$t$ は経過時間である。

HTM と接する翼型熱交換器の内表面（Fig. 3 の翼内部の 5 個の円）の熱伝達率 $h_{\mathrm{htm}}$ と HTM の温度 $T_{\mathrm{htm}}$ は境界条件として固定した。$h_{\mathrm{htm}}$ はこれまでの研究成果[13]に基づき Dittus–Boelter 相関式を用いて，HTM の流量および物性値より計算し $h_{\mathrm{htm}}$ = 20,000 [W/(m·K)]とした。このとき翼型熱交換器の内表面の熱流束 $q_{\mathrm{htm}}$ は次式となる。

$$q_{\mathrm{htm}} = h_{\mathrm{htm}}\left[T_{\mathrm{htm}} - T_{\mathrm{i}}\right] \tag{3}$$

ここで，$T_{\mathrm{i}}$ は HTM と接する翼型熱交換器の内表面の格子番号 i の局所固体温度である。

圧縮性空気流の領域と翼型熱交換器の固体領域の間の領域境界では，温度差がない静止境界と設定した。

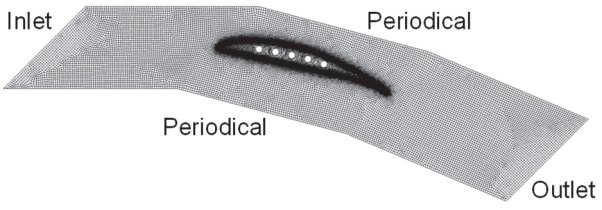



Fig. 3 Calculation Mesh for the Diffusing Cascade of Airfoil Heat Exchangers

## 3. 空気の入口全温が一定である条件下における翼型熱交換器の熱伝導率が伝熱におよぼす影響

空気の入口全温が周期的に変動する条件下での熱伝達を調べる前に，翼材料の熱伝導率が熱伝達におよぼす影響を検討する必要がある。ここでは翼型熱交換器の材料として想定される最も一般的な材料について検討した。

第１の材料はステンレス鋼であり，その熱伝導率 $k$ は 16 W/(m·K)，密度 $\rho$ は 7,930 kg/m$^3$，比熱 $C_{\mathrm{p}}$ は 590 J/(kg·K)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

である。これは，前述の検証に用いた東京工業大学で実施した風洞試験でステンレス鋼の翼型熱交換器を使用したためで，その結果との比較を容易にするためである。さらに，その熱伝導率は，実用的な圧縮機翼や案内翼に使用される材料とほぼ同じである。たとえば，チタン合金は約 20 W/(m·K)，ニッケル基耐熱合金の場合は 11～21 W/(m·K)である。

第 2 の材料はアルミニウム合金であり，その熱伝導率 $k$ は 202 W/(m·K) ，密度 $\rho$ は 2,700 kg/m$^3$，比熱 $C_p$ は 900 J/(kg·K)である。アルミニウム合金は熱交換器材料として最も一般的かつ伝統的材料であるためである。さらに，アルミ合金の熱伝導率はステンレス鋼よりほぼ 10 倍高いため，翼型熱交換器材料の熱伝導率が熱伝達におよぼす影響を調べるために有効である。

第 3 の材料は，セラミックマトリックスコンポジット（CMC）であり，重いニッケル基耐熱合金に代わる次世代の軽い耐熱材料である。CMC は複合材であるため，熱伝導率に対する異方性材料でもあり，各方向の熱伝導率は形状や繊維の方向，配合などにより異なるが，近年開発されている SiC-SiC 系は熱伝導率 $k$ が 100 W/(m·K)を超えるサンプルも多く試作されている。ここでは，翼型熱交換器材料の熱伝導率が熱伝達におよぼす影響を調べるため，ステンレス鋼とアルミニウム合金の中間程度の値である熱伝導率 $k$ は 60 W/(m·K), 密度 $\rho$ は 3,000 kg/m$^3$, 比熱 $C_p$ は 590 J/(kg·K)の等方的な物理的性質を持つ材料と仮定した。

全ての計算において，空気の物性値は NIST の実空気のデータから局所の温度に応じた値を呼び出し使用した。

Fig. 4 は, 空気の入口全温 $T_{tot,ave}$ が 350 K（$\Delta T_{tot}$ が 0 K）で，HTM の温度 $T_{htm}$ が 300 K で一定の条件下で，翼列を構成する各翼型熱交換器が，(a) 断熱翼 $k$ = 0 W/(m·K), (b) ステンレス鋼翼 $k$ = 16 W/(m·K)，(c) CMC 翼 $k$ = 60 W/(m·K), (d) アルミニウム合金翼 $k$ = 202 W/(m·K)の 4 条件の場合の, 静温分布を示す。白色は 370 K で高温領域，黒色は 300 K で低温領域を示す。なお，(a)では翼内部の静温分布は表示していない。

Fig. 5 は $k$ = 202 W/(m·K)の場合の全温分布であり，Fig. 4 (d)の条件に対応する。なお，翼内部の全温分布は表示していない。

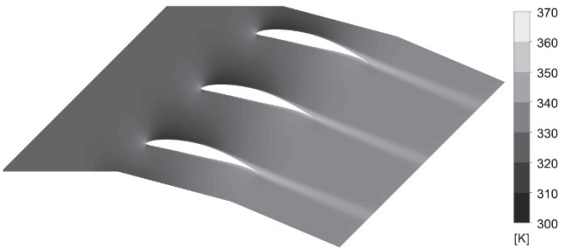
Figs. 4 と 5 の結果より，翼型熱交換器の外表面上での圧縮性空気流から内部冷却された翼型熱交換器への伝熱メカニズムは以下となることがわかる。

１：翼型熱交換器の外部を流動する圧縮性空気流は，翼型熱交換器外表面上で減速し，境界層を形成する。ここでは，圧縮性空気流の運動エネルギーが熱エネルギーに変換される。そのとき Fig. 4 の各図が示すように，境界層内の平均静温は上昇する。

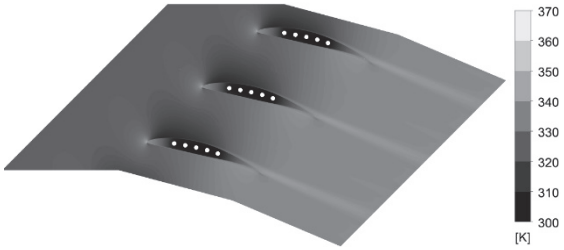
２：境界層内の平均静温は，内部冷却された翼型熱交換器の外表面の固体温度よりも高くなる。そのため，境界層内の熱エネルギーが翼型熱交換器へ移動する。

３：Fig.5 に示すように，境界層内の平均全温（＝空気の持つ全エネルギー）は翼型熱交換器へ移動した熱エネルギーの分だけ減少する。

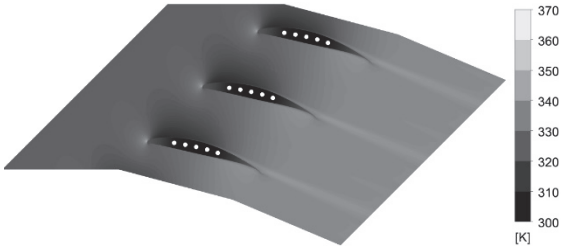
高温の圧縮性空気流が低温の翼型熱交換器により冷却されるとは，本過程 1 から 3 を意味する。



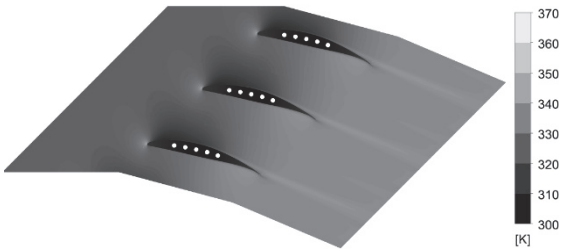

(a) past adiabatic airfoils with $k$ = 0 W/(m·K)




(b) past airfoil heat exchangers with $k$ of 16 W/(m·K)




(c) past airfoil heat exchangers with $k$ of 60 W/(m·K)




(d) past airfoil heat exchangers with $k$ of 202 W/(m·K)

Fig. 4 Static Temperature Distribution in a Main Flow with Constant Total Temperature

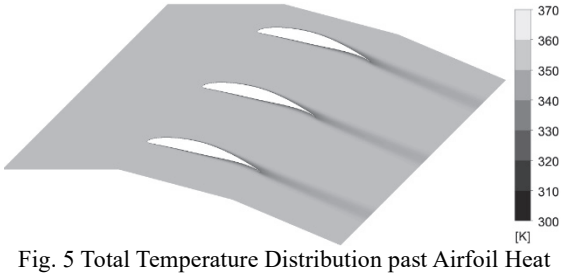



Fig. 5 Total Temperature Distribution past Airfoil Heat Exchangers with $k$ of 202 W/(m·K) in a Main Flow with Constant Total Temperature

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

上述のとおり，静温分布は，各所の伝熱メカニズム（＝熱の移動方向）を調べるために有用であり，全温分布は，伝熱の結果として高温の圧縮性空気流がどれだけ冷却されたかを判別するために有用である。

翼型熱交換器外表面を通過する空間平均熱流束 $q_{air,s}$ は，局所の熱流束 $q_{air}(x)$ を積分して求める。

$$q_{air,s} = \frac{\int_{x=-L_c}^{x=L_c} q_{air}(x)\,dx}{A_{AirfoilOuterSurface}} \tag{4}$$

$$q_{air}(x) = -k_{air}(x)\frac{dT_{air}(x)}{dn} = -k_{solid}(x)\frac{dT_{solid}(x)}{dn} \tag{5}$$

ここで，$A_{AirfoilOuterSurface}$ は翼型熱交換器の外表面積（２次元計算では外周長さ）である。$q_{air,s}$ は $k$ の増加に伴い，Fig. 4(a) 0 kW/m$^2$, (b) 19.3 kW/m$^2$, (c) 23.0 kW/m$^2$, (d)25.3 kW/m$^2$ と増加した。Fig. 4 の各図を詳しくみると，$k$ の上昇に伴い翼型熱交換器内部の伝熱が促進され固体温度が均一化し，特に前縁・後縁付近の固体温度が低くなった。例えば，Fig. 4(b)では翼の前縁・後縁付近の固体温度は灰色すなわち周囲の空気の静温に近い温度になったが，Fig. 4(d)では前縁・後縁付近の固体温度は黒色すなわち翼中心部付近の固体温度に近くなった。このとき，境界層内の局所の空気の平均静温と局所の翼型熱交換器の外表面の固体温度の温度差が大きくなり，Eq. 5 の温度勾配がきつくなるため，空間平均熱流束 $q_{air,s}$ は増加した。

## 4. 空気の入口全温が周期的に変動する条件下における翼型熱交換器の熱伝導率が伝熱におよぼす影響

次に，空気の入口全温が周期的に変動する条件下で，翼材料の熱伝導率が熱伝達におよぼす影響を検討する。前章で示した空気の入口全温が一定である条件下の伝熱と異なり，翼型熱交換器外部の圧縮性空気流の静温分布・全温分布，翼型熱交換器内部の固体温度分布，および，伝熱量全てが非定常である。そのため，翼型熱交換器外表面を通過する瞬時の空間平均熱流束 $q_{air,s}(t^*)$ を以下に定義した。

$$q_{air,s}(t^*) = \frac{\int_{x=-L_c}^{x=L_c} q_{air}(x,t^*)\,dx}{A_{AirfoilOuterSurface}} \tag{6}$$

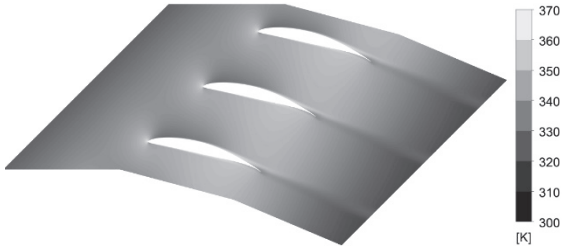
$$q_{air}(x,t^*) = -k_{air}(x,t^*)\frac{dT_{air}(x,t^*)}{dn} = -k_{solid}(x,t^*)\frac{dT_{solid}(x,t^*)}{dn} \tag{7}$$

ここで，$t^*$ は入口全温変動の一周期 $1/f$ を 1 とした無次元時間 $t^* = t_{elapse}/f$（$t_{elapse}$ [s]は一周期の中での経過時間）である。さらに，時間－空間平均伝熱量 $q_{air,t\text{-}s}$ も定義した。

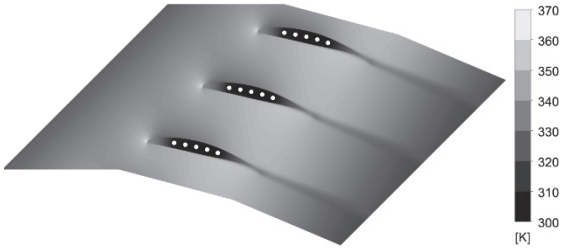
$$q_{air,t\text{-}s} = \int_{t^*=0}^{t^*=1} q_{air,s}(t^*)\,dt^* \tag{5}$$

Fig. 4 に示した空気の入口全温が一定である条件下の伝熱では，空気の物性値と翼型熱交換器の固体の熱伝導率 $k_{solid}$ のみで翼型熱交換器外部の圧縮性空気流の静温分布・全温分布，翼型熱交換器内部の固体温度分布，および，伝熱量が求められる。一方，Fig. 6 に示した空気の入口全温が周期的に変動する条件下でのこれらの量の非定常応答を調べるには，空気の物性値と翼型熱交換器の固体の熱伝導率 $k_{solid}$ に加えて，密度 $\rho_{solid}$ と比熱 $C_{p,solid}$ も必要となる。具体的な数値は，3 章で示したものを用いた。

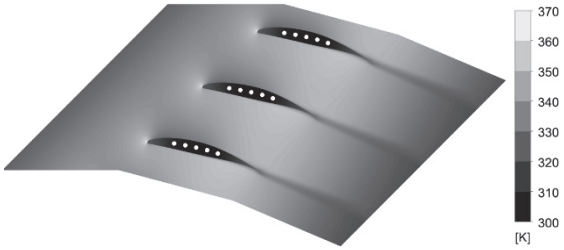
Fig. 6 は空気の入口全温の平均値 $T_{tot,ave}$ が 350 K，空気の入口全温の変動幅 $\Delta T_{tot}$ が 20 K，空気の入口全温の変動周波数 $f$ が 1000 Hz，HTM の温度 $T_{htm}$ が 300 K で一定である条件下で，翼列を構成する各翼型熱交換器の熱伝導率が，(a) $k$ = 0 W/(m·K)，(b) $k$ = 16 W/(m·K)，(c) $k$ = 60 W/(m·K)，(d) $k$ = 202 W/(m·K)の条件の静温分布である。



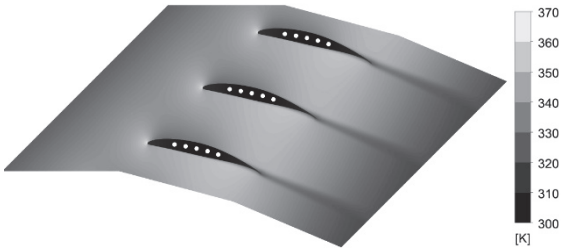

(a) past adiabatic airfoils with $k$ = 0 W/(m·K)




(b) past airfoil heat exchangers with $k$ of 16 W/(m·K), $\rho$ of 7,930 kg/m$^3$ and $C_p$ of 590 J/(kg·K)




(c) past airfoil heat exchangers with $k$ of 60 W/(m·K), $\rho$ of 3,000 kg/m$^3$ and $C_p$ of 590 J/(kg·K)




(d) past airfoil heat exchangers with $k$ of 202 W/(m·K), $\rho$ of 2,700 kg/m$^3$ and $C_p$ of 900 J/(kg·K)

Fig. 6 Instantaneous Distribution of Static Temperature in a Main Flow with 1000 Hz of Total Temperature Frequency

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

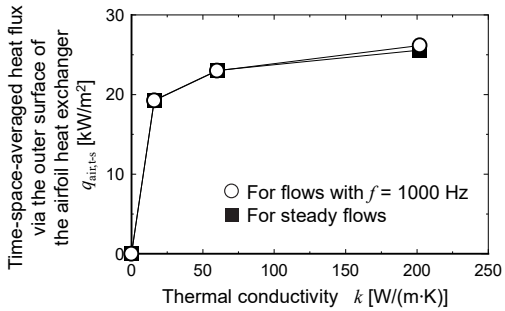



Fig. 7 Thermal Conductivity Effect on Time-space Averaged Heat Flux via the Outer Surface of the Airfoil Heat Exchanger

(b), (c), (d)は各条件で $q_{air,s}(t^*)$が最大となる瞬間の静温分布を示す。(a)は断熱壁で常に $q_{air,s}(t^*) = 0$ なので主流全温の最高点が翼弦中心点に到達した瞬間の静温分布を示す。

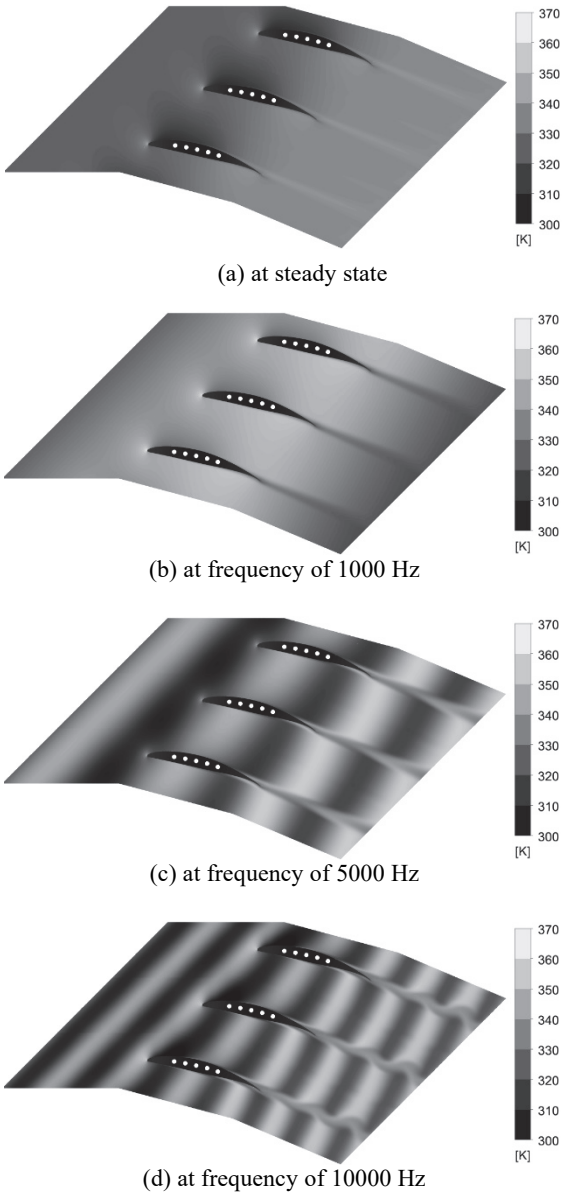
Fig. 7 は，$k$ が変化したときの，時間－空間平均伝熱量 $q_{air,t\text{-}s}$ の傾向について示す。黒四角■の記号は空気の入口全温が一定である条件（Fig. 4）の結果を示し，白丸○の記号は空気の入口全温が周波数 $f$ = 1000 Hz で変動する条件（Fig. 6）の結果を示す。

3 章で述べたとおり，空気の入口全温が一定の条件■では $k$ の上昇に伴い $q_{air,t\text{-}s}$ は増加する。この傾向は空気の入口全温が 1000 Hz で変動する条件○でも変わらない。また，$k$ の値が小さい場合には，空気の入口全温が一定である条件■と 1000 Hz で変動する条件○の違いがほとんど見られない。しかし，$k$ = 202 W/(m·K)の場合では，空気の入口全温が 1000 Hz で変動する条件○の $q_{air,t\text{-}s}$ の方が，一定である条件■よりも 2.2%大きな値を示した。

## 5. 空気の入口全温の周波数が伝熱におよぼす影響

4 章の結果，大きな熱伝導率 $k$ = 202 W/(m·K)の翼型熱交換器で，空気の入口全温が一定の条件と 1000 Hz で変動する条件で違いがみられたので，本章では翼型熱交換器の物性値を固定し，空気の入口全温の変動周波数 $f$ を変化させた場合についてより詳細に調べた。Fig. 8 は，$k$ = 202 W/(m·K) ，$\rho$ = 2,700 kg/m$^3$，$C_p$ = 900 J/(kg·K)の場合に，(a) 定常状態 $f$ = 0 Hz，(b) 1,000 Hz，(c) 5,000 Hz，(d) 10,000 Hz の条件の静温分布を示す。翼型熱交換器の翼弦長 $L_c$ = 44 mm，平均空気速度 $u_{in}$ = 240 m/s であるため，空気は約 0.000183 s で翼型熱交換器を通過する。そのため，空気の入口全温の変動波長は，Fig. 8 (b)の $f$ = 1,000 Hz で $L_c$ の約 5.5 倍，(c)の 5,000 Hz で $L_c$ の約 1.1 倍，(d)の 10,000 Hz で $L_c$ の約 0.55 倍となっている。

Fig. 9 で，翼型熱交換器外表面を通過する時間－空間平均伝熱量 $q_{air,t\text{-}s}$ と，空気の入口全温の変動周波数 $f$ を比較する。$q_{air,t\text{-}s}$ は，Fig.8 (a)の定常状態 $f$ = 0 Hz で 25.6 kW/m$^2$，(b)の 1,000 Hz で 26.2 kW/m$^2$，(c)の 5,000 Hz で 28.2 kW/m$^2$, (d)の 10,000 Hz で 25.8 kW/m$^2$ となっている。すなわち，$f$ = 5,000 Hz の場合の $q_{air,t\text{-}s}$ は定常状態の $q_{air,s}$ に比べて 10.1%大きかった。




(a) at steady state

(b) at frequency of 1000 Hz

(c) at frequency of 5000 Hz

(d) at frequency of 10000 Hz

Fig. 8 Instantaneous Distribution of Static Temperature past the Airfoil Heat Exchangers with $k$ of 202 W/(m·K), $\rho$ of 2,700 kg/m$^3$ and $C_p$ of 900 J/(kg·K) in a Main Flow with Periodic Total Temperature Change

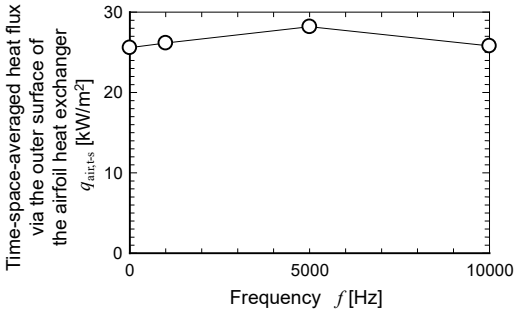



Fig. 9 Effect of Periodic Total Temperature Frequency on Time-space-averaged Heat Flux via the Outer Surface of the Airfoil Heat Exchanger

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

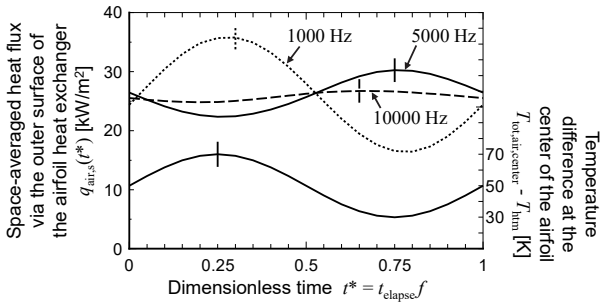



Fig. 10 Phases of Instantaneous Space-averaged Heat Flux via Each Airfoil Heat Exchanger against the Temperature Difference between HTM and Air at the Centre of the Airfoil Heat Exchanger

$f$ = 5,000 Hz の場合に $q_{air,t\text{-}s}$ が最も大きくなる理由を考察する。Fig. 10 は，横軸が無次元時間 $t^* = t_{elapse}f$ である。右の縦軸は翼弦中心点での主流空気の全温 $T_{tot,center}$ と HTM の温度 $T_{htm}$ の差を示し，下の正弦曲線は $T_{tot,center} - T_{htm}$ の時間変化を表す。ここで，$T_{tot,center} - T_{htm}$ が平均値を取るとき $t_{elapse}$ = 0 s とした。左の縦軸は $t^*$における瞬時の空間平均熱流束 $q_{air,s}(t^*)$を示す。上の 3 つの曲線は，$f$ = 1,000 Hz，5,000 Hz，10,000 Hz の場合の $t^*$における瞬時の空間平均熱流束 $q_{air,s}(t^*)$を表す。上下の 4 つの曲線を縦の短線で切った点が，各曲線の最大値に対応する。

翼型熱交換器外表面に形成される境界層内の流体力学的構造すなわち外表面法線方向の速度勾配分布などが一定の場合で，かつ，温度境界層の発達の影響が相対的に無視できる場合には，$q_{air}(x, t^*)$は境界層内の瞬時の局所の空気の平均静温と外表面の固体温度の温度差で決定され，その空間積分である $q_{air,s}(t^*)$も境界層内の瞬時の局所の空気の平均静温と固体温度の差の空間積分値に比例する。これは，空気の入口全温が一定の場合でも，周期的に変動する場合でも成立する。すなわち，Fig. 10 の上の 3 本の曲線は，境界層内の局所の瞬時の空気の平均静温と固体温度の差の空間積分値の時間変化を表していると解釈できる。この視点で考えると，以下の考察が可能である。

空気の入口全温が一定の場合，または，空気の入口全温の周期的な変動の周波数が十分小さい場合には，翼型熱交換器の固体温度は $T_{tot,center} - T_{htm}$ の時間変化に追随するので，$q_{air,s}(t^*)$の時間変化も $T_{tot,center} - T_{htm}$ の時間変化に追随する。例えば，Fig. 10 の $f$ = 1,000 Hz の $q_{air,s}(t^*)$の時間は，ほぼ $T_{tot,center} - T_{htm}$ の時間変化に追随した。ゆえに，$T_{tot,center} - T_{htm}$ が最大値を取るとき，すなわち，$t^* = 0.25$ のときに，最大の空間平均熱流束 $q_{air,s}$ が得られる。

一方，空気の入口全温の周期的な変動の周波数が大きい場合には，翼型熱交換器が熱容量を持っているため，翼型熱交換器の固体温度は $T_{tot,center} - T_{htm}$ の時間変化に追随しない。なぜなら，翼型熱交換器が熱容量を持つ場合，翼型熱交換器の固体温度は，外表面で接する高温空気からの入熱率と内表面で接する低温 HTM による除熱率のバランスで上下するためである。ゆえに，$T_{tot,center} - T_{htm}$ が最大値のとき翼型熱交換器の固体温度はまだ最大値を取らず入熱が続き，その後 $T_{tot,center} - T_{htm}$ が小さくなり始めても翼型熱交換器の固体温度は上昇し続ける。やがて，$T_{tot,center} - T_{htm}$ が十分小さくなって入熱率が除熱率より小さくなると翼型熱交換器の固体温度は遅れて下がり始める。いわゆる位相遅れである。同様のメカニズムで，翼型熱交換器の固体温度が上昇に転ずる時も $T_{tot,center} - T_{htm}$ の変化より遅れる。このため，$q_{air,s}(t^*)$の時間変化は $T_{tot,center} - T_{htm}$ の時間変化に追随しない。Fig. 10 の $f$ = 5,000 Hz，10,000 Hz の $q_{air,s}(t^*)$の時間変化と下の $T_{tot,center} - T_{htm}$ の変化曲線の位相が異なるのもこのメカニズムによる。

上述のような位相の遅れが存在すると，境界層内の瞬時の局所の空気の平均静温と外表面の固体温度の温度差が増大し，その時間－空間平均熱流束 $q_{air,t\text{-}s}$ が増大する。本解析の系では，Fig. 10 に示すように，$f$ = 5,000 Hz の位相が最も遅れており，それゆえ，$f$ = 5,000 Hz における時間－空間平均熱流束 $q_{air,t\text{-}s}$ が最も高い値を示した。

一方で，Fig. 8 に示すように，高周波数ほど空気の全温変動の波長が短くなり，$f$ が約 5,000 Hz 以上では翼型熱交換器の弦長 $L_c$ よりも短くなる。そのため，翼型熱交換器外表面には高全温部と低全温部が常に両方とも接触するため，全温の周期的変動の影響が打ち消しあい，空気の入口全温が一定である条件に近づく。ゆえに，Fig. 10 に示すように高周波数ほど $q_{air,s}(t^*)$の時間変化の振幅が小さくなる。

上述の位相の遅れと波長と翼弦のバランスが満たされたとき時間－空間平均熱流束 $q_{air,t\text{-}s}$ が最も高い値を示す。

## 6. まとめ

本研究では，ターボファンエンジンの既存コンポーネントを翼型熱交換器として利用する際に，動静翼干渉による伴流が伝熱に与える影響を単純化して明らかにするため，流れ場が均一で空気の入口全温のみが周期変動する場合について，実験によって検証された熱流体解析を用いて減速翼列を構築する翼熱交換器を介した熱伝達を数値的に調べた。空気の入口全温の変動周波数がある特定の値（本供試体では 5,000 Hz）のとき，翼型熱交換器の外表面を通過する時間―空間平均熱流束は定常状態のそれより 10%程度高い値となった。翼型熱交換器の翼弦中心点での高温の主流空気の全温と翼型熱交換器を冷却する低温の熱輸送媒体の温度の差の周期的な時間変化に対して，熱容量に起因する翼型熱交換器の固体温度の応答遅れが生じ，その結果，時間―空間平均熱流束は増大した。全温の変動周波数と翼型熱交換器の熱容量を適切に選択することにより，全温が一定である条件下よりも大きな時間―空間平均熱流束を示す翼型熱交換器が実現できることを示せた。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

**謝辞**

本研究は，株式会社 IHI の支援により実施された。深く謝意を示す。

**参 考 文 献**

(1) 伊藤優, 航空用推進機の低燃費化技術の歴史と動向，ターボ機械，Vol. 46, No. 9 (2018), pp. 539-547.

(2) Ito, Y., Inokura, N. and Nagasaki, T., Intercooled and Recuperated Jet Engine Using Airfoil Heat Exchangers, 22nd International Society for Air Breathing Engines Conference, Phoenix, USA (2015), ISABE 2015-20100.

(3) Ito, Y., Inokura, N. and Nagasaki, T., Conjugate Heat Transfer in Air-to-Refregerant Airfoil Heat Exchangers, ASME J. of Heat Transfer, Vol. 136, No. 8 (2014), p. 081703.

(4) Johnson, H., A. and Rubesin, M., W., Transactions of the ASME, Vol. 71, No. 5 (1949), pp.447-456.

(5) Ainley, D., G., “An Experimental Single-Stage Air-Cooled Turbine, Part II. Research on the Performance of a Type of Internally Air-cooled Turbine Blade,” Proceedings of IMechE, Vol. 167 (1953), pp. 351-370.

(6) Fray, D., E. and Barnes, J., F., “An Experimental High-Temperature Turbine (No. 126), Part I. - The Cooling Performance of a Set of Extruded Air-Cooled Turbine Blades,” Research Council, London R. & M. No. 3405 (1965).

(7) Hodge, R., I., “A Turbine Cascade Studies, Part I and II,” Aeronautical Research Council, London C. P. Nos. 492, 493 (1960).

(8) Wilson, D., G. and Pope, J., A., “Convective Heat Transfer to Gas Turbine Blade Surfaces,” Proceedings of IMechE, Vol. 168 (1954), pp. 861-876.

(9) Andrews, S., J. and Bradley, P., C., “Heat Transfer to Turbine Blade,” Aeronautical Research Council, London C. P. No. 294 (1957).

(10) Turner, A., B., “Local Heat Transfer Measurements on a Gas Turbine Blade,” Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 13 (1971), pp. 1-12.

(11) Freche, J. C., and Diaguila, A. J., “Heat-Transfer and Operating Characteristics of Aluminum Forced-Convection Water-Cooled Single-Stage Turbines,” (1950), NACA RM E50D03a.

(12) Westphal, W., R., and Godwin, W. R., “Comparison of NACA 65-series compressor-blade pressure distributions and performance in a rotor and in cascade” (1957), NACA-TN-3806.

(13) Ito, Y., Nakanishi, H. and Nagasaki, T., “Thermal Conductivity Effect on Overall Heat Transfer of Airfoil Heat Exchanger,” Asian Congress on Gas Turbines 2018, Morioka, Japan (2018), ACGT 2018-33.

(14) 中西仁, 伊藤優, 長崎孝夫, 逆熱伝導解析による翼型熱交換器の伝熱性能評価, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 46, No. 4 (2018), pp. 314-321.

(15) Dunn, M., G., “Heat Flux Measurements for the Rotor of a Full-Stage Turbine: Part I - Time Averaged Results,” Journal of Turbomachinery, Vol. 108 (1986), pp. 90-97.

(16) Wittig, S., Dullenkopf, K., Schulz, A. and Hestermann, R., “Laser-Dropler Studies of the Wake-Effected Flow Field in a Turbine Cascade,” Journal of Turbomachinery, Vol. 109 (1988), pp.170-176.

(17) Dullenkopf, K., Schultz, A. and Witting, S., “The Effect of Incident Wake on the Mean Heat transfer of an Airfoil,” Journal of Turbomachinery, Vol. 113 (1991), pp. 412-418.

(18) Han, J., C., Zhang, L. and Ou, S., “Influence of Unsteady Wake on Heat Transfer Coefficient From a Gas Turbine Blade,” Journal of Turbomachinery, Vol. 115 (1994), pp. 904-911.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-14

# V 字形状流れ制御デバイスによるフィルム冷却性能改善に関する研究

# Studies of film cooling performance improvement by V-shaped flow control device

○齋藤 涼[*1]　船﨑 健一[*1]
SAITO Suzuna　FUNAZAKI Ken-ichi

**ABSTRACT**

This paper describes a new V-shaped flow control device to improve film cooling performance of gas turbine cooling holes. This is invented with the aim of reducing the aerodynamic loss and the thermal load of devices, which are regarded as points for improvement of the double flow control devices (DFCD) invented by some of the authors. This device is a V-shaped protrusion that is created by merging a pair of protrusions with the shape of hemi-spheroid. In addition, this is attached to the turbine blade surface just upstream of each of cooling holes. The purpose of this study is to optimize V shaped device, by use of CFD and Taguchi Methods so as to increase film effectiveness of the cooling hole and decrease the device-based total pressure loss than DFCD.

**キーワード：**ガスタービン，フィルム冷却，流れ制御，効率，タグチメソッド，CFD
**Key Words:** Gas Turbine, Film Cooling, Flow Control, Efficiency, Taguchi-Method, CFD

## 1. 研究背景

近年，ガスタービンの更なる高効率化が求められており，高効率化を達成するための手段の一つとして，タービン入口温度(TIT)の上昇が挙げられる。しかし，TIT の上昇は同時に燃焼器直下流に位置する高圧タービン部の熱負荷を増大させるため，タービン翼には少量の冷却空気で効果的な冷却を実現する技術が求められる。中でも高温の主流ガスに対して優れた遮熱効果を持つフィルム冷却技術についてはフィルム冷却効率の向上が強く求められている。

フィルム冷却については様々な研究がなされている。Haven[(1)]らはフィルム冷却が主流と干渉する際に発生させる Counter Rotating Vortex Pair(CRVP)と呼ばれる渦構造が冷却空気の巻き上がりを誘起し，壁面への冷却空気付着性を著しく低下させることを示した。したがって，CRVP を抑制することが重要である。そこで Funazaki[(2),(3)]らは三次元形状の流れ制御デバイスである Double Flow Control Devices(DFCD)を発案した。なお，DFCD は岩手大学と MHPS にて日本で特許登録されている（登録番号：6134193）。DFCD を冷却孔上流に設置することでフィルム冷却性能が向上することを確認した。しかし，DFCD は二つのデバイスから生成した縦渦(DBV)による空力損失とデバイス自体への熱負荷の増大を改善することが望まれていた。そこで著者ら[(4)]は DFCD を V 字形状にした新規デバイス（以下，V 字デバイスと称す）を提案した。これはデバイス間隔を狭めることで規模の小さな DBV でも CRVP の抑制効果があり，空力損失の低減が期待できる。また，DFCD より冷却孔と設置位置が近いためデバイス壁面が冷却され，デバイス自体の熱負荷削減も期待できるが示された。

本研究は，DFCD に代わる新たな制御デバイスの V 字デバイスの最適化形状導出を行った。最適化評価指標に壁面平均フィルム冷却効率，全圧損失係数，デバイス表面平均フィルム冷却効率を選定し，数値解析による調査から V 字デバイスの最適形状の導出及び最適形状の性能評価を実施した。

*1　岩手大学大学院
〒020-8551　盛岡市上田4-3-5

○主な記号

| | | | |
|---|---|---|---|
| $d$ | ：冷却孔直径(10[mm]) | | |
| $BR$ | ：吹き出し比 [-] | $DR$ | ：密度比 [-] |
| $\eta$ | ：フィルム冷却効率 [-] | $\zeta$ | ：全圧損失係数 [-] |
| $\omega$ | ：渦度 [-] | $\varepsilon$ | ：主流流入角 [deg.] |
| $M$ | ：流量 [kg/s] | $P$ | ：圧力 [Pa] |
| $T$ | ：温度 [K] | $U$ | ：流速 [m/s] |
| $\rho$ | ：密度 [kg/m$^3$] | $Y$ | ：評価指標 |
| $a, b, c$ | ：重み係数 [-] | $n$ | ：誤差因子数 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

-添え字-

∞ ：主流　　*2* ：二次空気

*wall* ：断熱壁　　*t* ：total

*ave* ：壁面平均　　*vd* ：V 字デバイス表面平均

## 2. 最適化手法

### 2.1 概要

本研究では最適化手法にタグチメソッド(5)を用いた。本手法は解析対象への環境変動に対してロバストな設計を実現するなどの特徴がある。さらに，少ないサンプルデータから最適形状を導出できるなどの利点が挙げられる。

### 2.2 タグチメソッド

#### (1) 最適化形状導出の流れ

本手法は，いくつかの規則に沿って設計を進める。以下に最適化形状導出の流れ①~⑦を示す。

① V 字デバイスの制御因子・誤差因子の選定
② 各因子の水準値選定
③ 適用する直交表の決定
④ 決定した水準値の直交表への割り付け
⑤ ④で作成された V 字デバイス形状を用いた最適形状導出用サンプルデータの取得
⑥ サンプルデータを用いた SN 比算出及び最適化形状の決定
⑦ 導出された最適形状の性能評価

#### (2) 制御因子及び誤差因子

V 字デバイス形状の外観，および最適化に用いた制御因子 A~E を Fig. 1 に示す。制御因子 A～G において，A:Angle は V 字デバイスの開き角度，B:Distance は V 字デバイスと冷却孔の中心距離，C:Height は V 字デバイスの高さ，D:Length 1 は V 字デバイス中心より上流側長さ，E:Length2 は V 字デバイス中心より上流側長さである。制御因子の水準値については，以前行ったフィルム冷却効率を評価指標とした最適化(4)をもとに Table 1 の通り選定した。また，本最適化の直交表は L16 直交表を採用した。全 16 種類の V 字デバイス形状を用いてサンプルデータの取得を行なった。

また，誤差因子には主流流入角 $\varepsilon$ (=0, 5, 10 deg.)を選定した。DFCD に関する研究(6)において，流入角変化はデバイスが形成する渦構造に変化を与え，フィルム冷却効率に大きく影響することが明らかになっている．

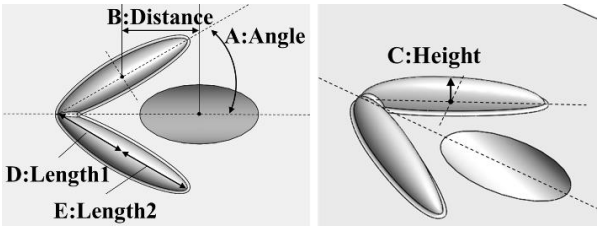



Fig.1 Control factor

Table 1 Control factor's level

| | Level1 | Level2 | Level3 | Level4 |
|---|---|---|---|---|
| A : Angle | 25deg | 30deg | 35deg | 40deg |
| B : Distance | 1.0d | 1.2d | 1.4d | 1.6d |
| C : Height | 0.3d | 0.4d | 0.5d | 0.6d |
| D : Length1 | 0.5d | 0.8d | 1.2d | 1.5d |
| E : Length2 | 1.5d | 2.0d | 2.5d | 3.0d |

#### (3) 評価指標

最適化指標に冷却孔下流領域の面平均フィルム冷却効率（$0 \leqq x/d \leqq 20$，$-3 \leqq z/d \leqq 3$），全圧損失係数（$x/d=20$），デバイス表面平均フィルム冷却効率を選定した。式(1)にフィルム冷却効率，式(2)に全圧損失係数（参照全圧：式(3)），式(4)に評価式を示す。

$$\eta = \frac{T_\infty - T_{wall}}{T_\infty - T_2} \quad \cdots (1)$$

$$\zeta = \frac{P_{t,ref} - P_t}{1/2 \cdot \rho_\infty \cdot U_\infty^2} \quad \cdots (2)$$

$$P_{t,ref} = \frac{M_2}{M_2 + M_\infty} \cdot P_{t,2} + \frac{M_\infty}{M_2 + M_\infty} \cdot P_{t,\infty} \quad \cdots (3)$$

$$\mathrm{Y} = \mathrm{a} \cdot \eta_{ave} + b \cdot 1/2.7 \cdot 1/\zeta + c \cdot \eta_{vd} \quad \cdots \quad (4)$$

本最適化には式(4)を最大化する望大特性を適用し，Table 2 の 13 通り重み係数を与え，V 字デバイスの最適形状導出を行なった。また，全圧損失係数はフィルム冷却効率値と範囲を同じにするため, 1/2.7 かけた。さらに，全圧損失係数は低減させる目的のため式(4)では逆数を与えている。本最適化の重み係数は a≧b≧c または b≧a≧c とし，壁面のフィルム冷却効率が高く，全圧損失係数が小さくなるような重み係数の組合せとした。

また最適化形状導出のためには，SN 比と呼ばれるシグナル: S とノイズ: N の比を算出することが必要になる。SN 比算出には式(5)を使用した。本研究において，S は最適化評価指標であり, N は誤差因子の主流流入角である。

Table 2 Weighting factor

| Combination | ***a*** | ***b*** | ***c*** |
|---|---|---|---|
| Ratio1 | 0.33 | 0.33 | 0.33 |
| Ratio2 | 0.8 | 0.1 | 0.1 |
| Ratio3 | 0.7 | 0.2 | 0.1 |
| Ratio4 | 0.6 | 0.3 | 0.1 |
| Ratio5 | 0.6 | 0.2 | 0.2 |
| Ratio6 | 0.5 | 0.3 | 0.2 |
| Ratio7 | 0.5 | 0.4 | 0.1 |
| Ratio8 | 0.4 | 0.3 | 0.3 |
| Ratio9 | 0.4 | 0.4 | 0.2 |
| Ratio10 | 0.4 | 0.5 | 0.1 |
| Ratio11 | 0.3 | 0.6 | 0.1 |
| Ratio12 | 0.3 | 0.5 | 0.2 |
| Ratio13 | 0.3 | 0.4 | 0.3 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Y は式(4)である。また, 添え字 i は条件名(Case1~Case16), n は誤差要因数であり，本研究では n=3 である。

$$(S/N)_i = -10\log\frac{1}{n}\left(\frac{1}{Y_{i,\varepsilon=0deg}{}^2}+\frac{1}{Y_{i,\varepsilon=5deg}{}^2}+\frac{1}{Y_{i,\varepsilon=10deg}{}^2}\right) \cdots (5)$$

## 3. 数値解析

### 3.1 解析ソルバー

解析ソルバーには，汎用流体解析ソフト ANSYS® CFX® ver17.1[7] を使用した。また，全条件の支配方程式は RANS，乱流モデルは SST モデルを使用し解析を行った。本研究で採用した RANS 解析及び SST モデルの使用の妥当性については，DFCD 最適化に関する Kawabata らの研究[8],[9],[10]で検討されている。そこでは，数値的最適化及び実験的最適化の過程で探索された形状がほぼ一致したことが示されている。本研究で調査している V 字デバイスもフィルム冷却効率向上に関するメカニズム(Fig.2)は DFCD と同様であると考えられ，RANS 解析で最適形状の探索が可能であると判断した。

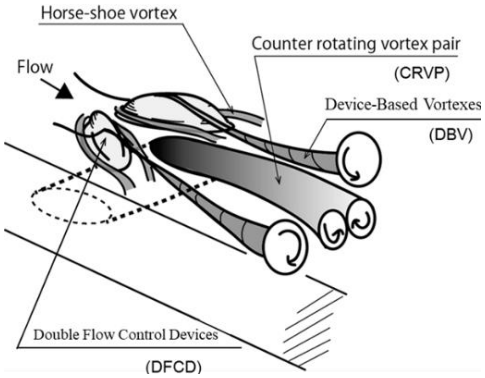



Fig.2 Flow mechanism

### 3.2 解析ドメイン・計算格子

#### (1) 解析ドメイン

Fig. 3 に使用した解析ドメインを示す。原点は冷却孔後縁にとり，主流流れ方向に x 軸，高さ方向に y 軸，スパン方向に z 軸を取っている。計算領域は x 方向の冷却孔下流に 36*d*，z 方向に 1 ピッチ分の 6*d* とした。冷却孔形状は Round hole, 冷却孔傾斜角 *a*=30deg.である。また，流入角条件の変化　(5, 10deg.) は，冷却孔と V 字デバイスの設置位置をスパン方向に角度を設けて，二次空気吹き出しの方向を傾けることで再現している。

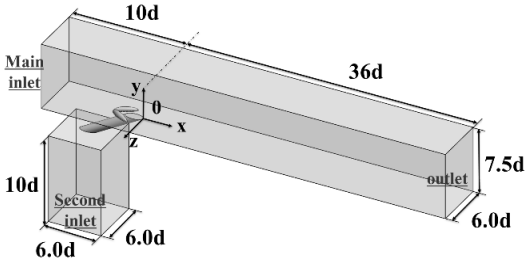


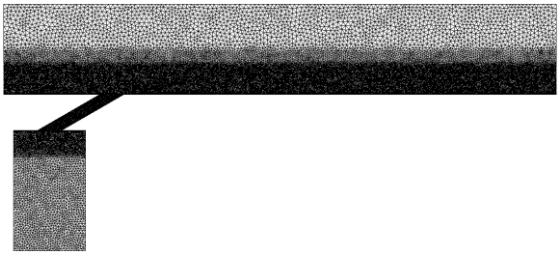

Fig.3 Computational domain

#### (2) 計算格子

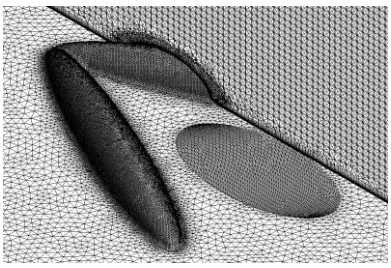
本最適化で使用した計算格子の主流部ダクトの格子サイズは格子依存性調査[4]を行って以下の通りに決定した。壁面近傍以外での基本的な格子サイズは 0≦*y/d*≦2.5 の範囲で 1[mm]，2.5≦*y/d*≦3.5 の範囲で 3[mm]，3.5≦*y/d*≦7.5 の範囲で 5[mm]とした。また，壁面近傍にはプリズムメッシュを適用し，最小格子幅 : 0.0045[mm]，拡大率 : 1.2，生成層数 : 21（プリズム幅 : ~1[mm]）とした。デバイス表面の格子サイズは 0.2[mm]とした。

冷却孔の基本的格子サイズは 0.5[mm]とし，二次空気部ダクトの基本的格子サイズは-3.0≦*y/d*≦-3.2 の範囲で 1[mm]，-3.2≦*y/d*≦-13*d* の範囲で 3[mm]とした。また，壁面近傍にはプリズムメッシュを適用しており，最小格子幅 : 0.0045[mm]，拡大率 : 1.2，生成層数 : 21 と主流部ダクトと同様である。

本最適化の格子は全条件において同じ方法で作成しており，計算格子の総格子要素数は約 2,500 万セルである。また，$y^+$は 1 未満である。Fig. 4 に全体と V 字デバイスの格子を示す。



(a)　All domain



(b)　Device

Fig.4 Computational grid

### 3.3 解析条件

本研究で適用した解析条件を Table 3 に示す。

代表長さに冷却孔直径，代表速度に入口速度をそれぞれ用いたレイノルズ数 *Re* を 6,000 とした。式(6)で定義される吹き出し比 *BR* は 1.0, 式(7)で定義される主流と二次空気の密度比 DR は 1.53 とした。主流乱れ *Tu* は 1%とし，また，主流入口部には数値解析により得た速度プロファイルを与え，実験と同様の境界層厚さを再現[11]した。境界層厚さは入口流入位置で 0.24*d* である。

解析ドメイン主流側上面部には対称境界条件，主流側下面部には断熱壁条件，主流側側面部には周期境界条件を適用した。解析ドメイン二次空気側上面部には断熱壁条件，二次空気側側面部には周期境界条件または断熱壁条件を適用した。

$$BR = \rho_2 U_2/\rho_\infty U_\infty \cdots (6)$$

$$DR = \rho_2/\rho_\infty \cdots (7)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 3 Calculation conditions

| | |
|---|---|
| Reynolds number | Re=6,000 |
| Blowing ratio | BR=1.0 |
| Density ratio | DR=1.53 |
| Mainstream inlet | Velocity profile [m/s]<br>298.15 [K] |
| Secondary flow inlet | 0.00871515 [kg/s]<br>194.85 [K] |
| Mainstream outlet | Static pressure 0 [PaG] |

## 4. 結果と考察

要素効果図より得られた最適化形状の結果を Table 4 に示す。重み係数の組み合わせ毎に最適化を行った結果として，Ratio2 と Ratio3，Ratio4 と Ratio6，Ratio7，さらに Ratio11 と Ratio12 がそれぞれ同様な最適化形状を示した。全ての最適化形状において，D : Length1 は Level2 : 0.8d が最適パラメータとして選ばれた。これは DBV が生成されるデバイス中心位置がデバイス上流からの長さ一定であることを示し，V 字デバイスのフィルム冷却の高効率化には 0.8d が最適パラメータだと考える。また，E : Length2 では値の大きい Level3 : 2.5d, Level4 : 3.0d のどちらかが最適パラメータとして選ばれた。以前導出した最適化形状[4]においても Length2 は制御因子内の最大値 2.0d が選ばれていた。これらは，Length2 が長いと下流への投影面積が拡大し，フィルム冷却が高効率になるため最適パラメータに選ばれたと考える。

また, 以降では Table 5 のように得られた最適化形状に名称を付け，それぞれの特性について比較検討した。比較対象に DFCD の最適化形状[12]を選定した。

Table 4 Optimal parameters

| | A | B | C | D | E |
|---|---|---|---|---|---|
| Ratio1 | 2 | 1 | 4 | 2 | 3 |
| Ratio2 | 3 | 1 | 3 | 2 | 4 |
| Ratio3 | 3 | 1 | 3 | 2 | 4 |
| Ratio4 | 1 | 1 | 3 | 2 | 4 |
| Ratio5 | 3 | 1 | 4 | 2 | 4 |
| Ratio6 | 1 | 1 | 3 | 2 | 4 |
| Ratio7 | 1 | 1 | 3 | 2 | 4 |
| Ratio8 | 2 | 1 | 4 | 2 | 4 |
| Ratio9 | 1 | 1 | 3 | 2 | 3 |
| Ratio10 | 1 | 1 | 1 | 2 | 4 |
| Ratio11 | 1 | 2 | 1 | 2 | 3 |
| Ratio12 | 1 | 2 | 1 | 2 | 3 |
| Ratio13 | 2 | 2 | 4 | 2 | 3 |

Table 5 Rename parameters

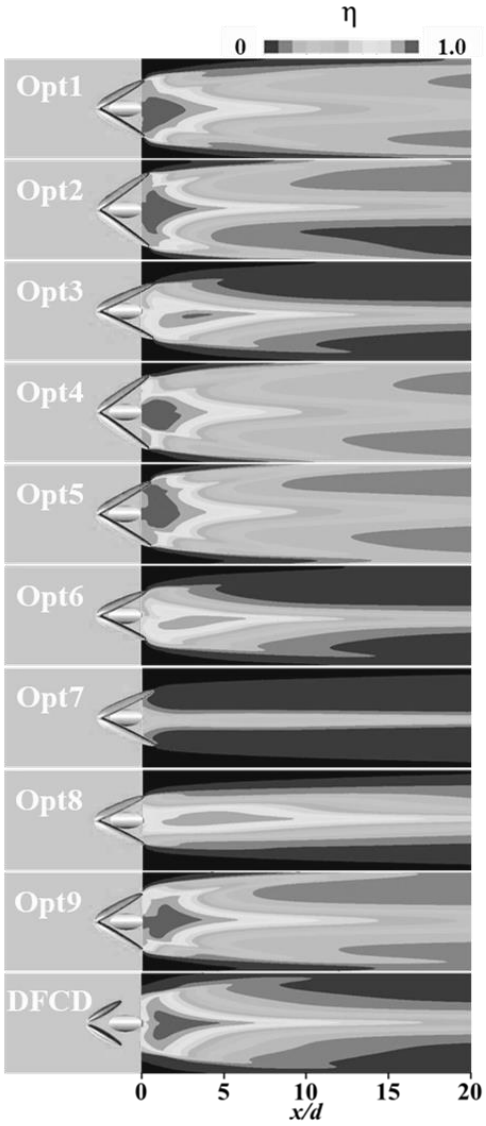
| after | before |
|---|---|
| Opt1 | Ratio1 |
| Opt2 | Ratio2, Ratio3 |
| Opt3 | Ratio4, Ratio6, Ratio7 |
| Opt4 | Ratio5 |
| Opt5 | Ratio8 |
| Opt6 | Ratio9 |
| Opt7 | Ratio10 |
| Opt8 | Ratio11, Ratio12 |
| Opt9 | Ratio13 |

### 4.1 壁面フィルム冷却効率分布

Fig. 5 に壁面フィルム冷却効率分布を示す。

流入角 0deg.において, DFCD と比較すると Opt1, 2, 4, 5, 8, 9 は下流域でスパン方向への二次空気の付着性が高い。

反対に Opt3, 6, 7 は下流域での付着性が低い。これらの共通点は A : Angle が Level1 : 25deg.と B : Distance が Level1 : 1.0d であることが挙げられる。



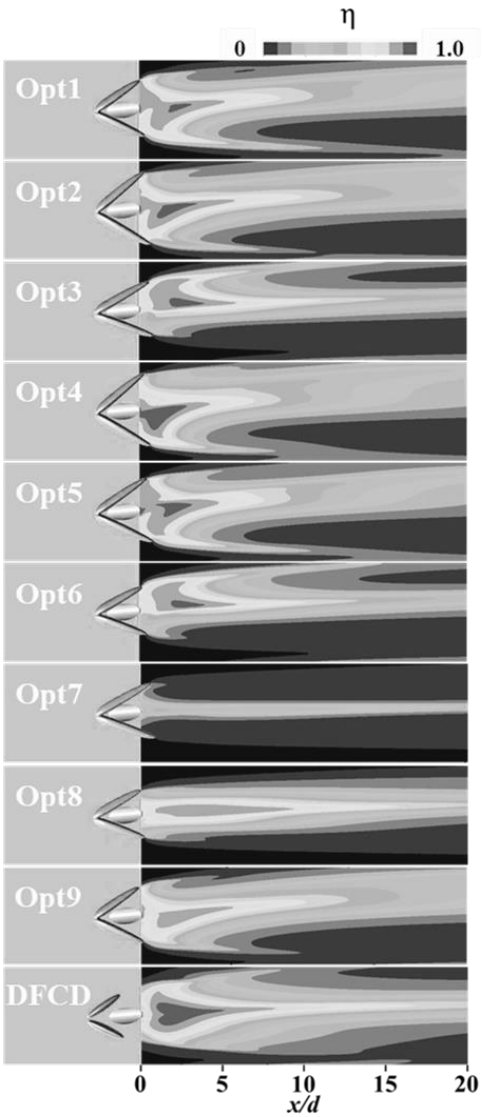

(a) Inflow angle = 0 deg.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

しかし，B :Distance が Level1 : 1.0d のものでも付着性が高い Opt1, 2, 4, 5 がある。したがって，A : Angle の影響が大きいことが考えられる。A : Angle が Level1 : 25deg. の Opt8 も冷却孔下流から一定に付着しているが，他の Opt と比べてスパン方向の拡散が縮小している。A : Angle は小さいほど下流への投影面積が縮小する特徴があるため，このような付着性の低い結果となった。

流入角 5deg.において, DFCD と比較すると流入角 0deg. と同様に Opt3, 6, 7 は二次空気の付着性が低い。しかし，Opt3, 6 は流入角 0deg.よりも下流域での付着性が拡大した。Opt7 は C : Height が Level1 : 0.3d と低いこともあり，DBV の規模が小さく, 生成位置のズレから CRVP を抑制できていないため付着性が低いと考える。

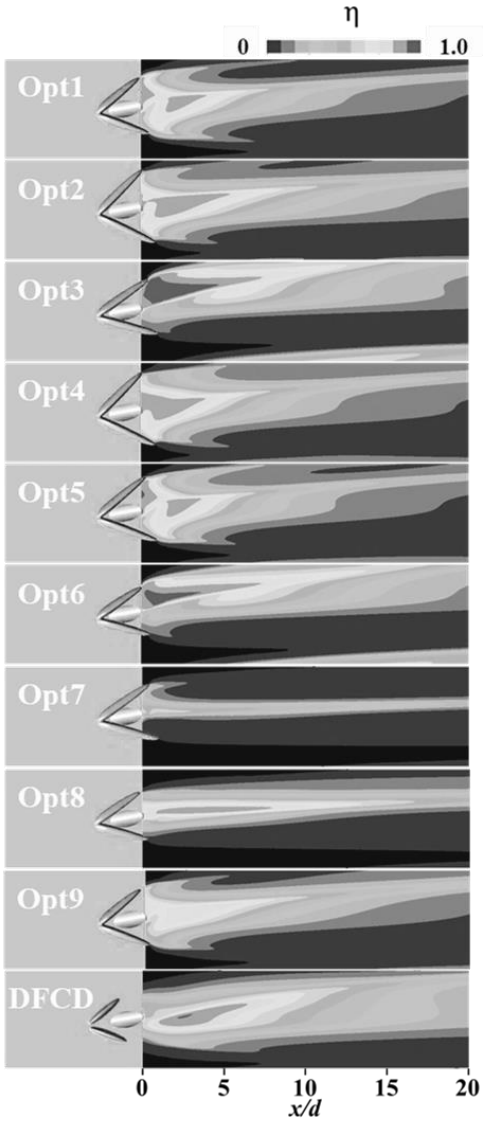
その他の Opt は付着性が縮小したが，DFCD よりも下流域での付着性が高いものが多い。しかし，Opt8 は Opt7 と同様に C : Height が Level1 : 0.3d と低いため，DBV の規模が小さく，流入角による CRVP との干渉位置のズレにより CRVP の抑制力が小さくなり DFCD よりも下流域での付着性が縮小した。




(b) Inflow angle = 5 deg.

流入角 10deg.において，流入角 5deg.と同様に Opt3, 6 は二次空気の付着性が拡大した。他の形状も流入角 5deg. と同様に付着性が縮小した。全ての Opt は DFCD と比べ付着性の低い結果となった。

したがって，Opt3, 6 は流入角拡大と共にスパン方向への二次空気の付着性が拡大し，他の形状は流入角拡大と共に付着性が縮小した。これは，A : Angle が大きく影響していると考える。また，Opt8 は A : Angle と C : Height が最も小さい Level1 であっても，同じ最適パラメータの Opt7 よりも高い付着性を示した。これは，B : Distance と E : Length2 により DBV 生成位置が良く，小さい規模の DBV であっても CRVP を抑制できたからだと考える。




(c) Inflow angle = 10 deg.

Fig. 5 Contours of film cooling effectiveness

### 4.2 壁面平均フィルム冷却効率分布値

Fig. 6 に壁面平均フィルム冷却効率を示す。前項の壁面フィルム冷却効率値と同様な結果となった。Opt3, 6 は流入角拡大と共に壁面平均値が増加したが，DFCD より壁面平均値が低い。Opt7 は著しく低い壁面平均値を示した。また，Opt8 は DFCD より壁面平均値が低いが最適パ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ラメータの近い Opt7 より約 3 倍高い。
その他の Opt は流入角 0, 5deg.のとき, DFCD より平均値が高いものが多いが，流入角 10deg.のとき，DFCD より平均値が低い結果を示した。また，壁面フィルム冷却効率において流入角変化に対するロバスト性は DFCD が最も高い。

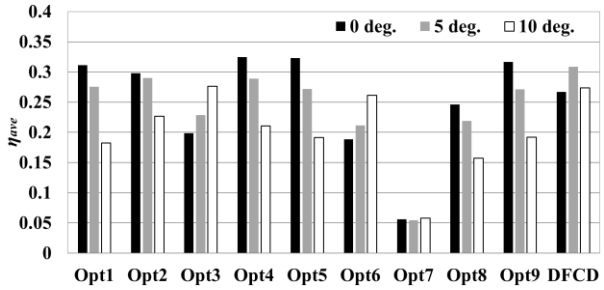


Fig. 6 Area-averaged film cooling effectiveness

### 4.3 全圧損失係数

Fig. 8 に全圧損失係数を示す。フィルム冷却効率が低い Opt3, 6, 7, C : Height の低い Opt8 は DFCD と比べ全圧損失係数が低い。また，壁面フィルム冷却効率が高い Opt1, 9 も DFCD よりも流入角 10deg.以外は僅かに全圧損失係数が小さい値を示した。これらは重み係数の a と b の値が近いか，b の方が a より値が大きい条件のどちらかで全圧損失係数が優先的に最適化されたと考える。

その他の Opt は全圧損失係数が DFCD と同等か高い結果を示した。これは重み係数 a が大きく，壁面フィルム冷却効率が優先的に最適化したためだと考える。

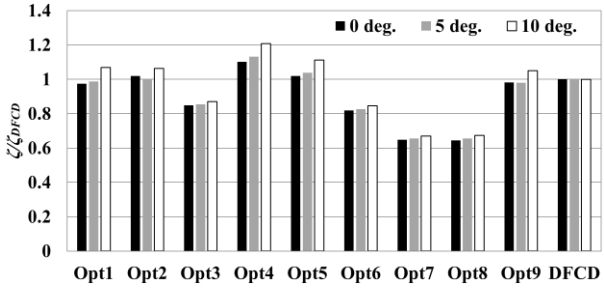


Fig. 7 Total pressure loss factor

### 4.3 デバイス表面平均フィルム冷却効率

Fig. 8 にデバイス表面平均フィルム冷却効率を示す。DFCD と比較すると，全ての Opt がデバイス表面平均値の高い結果を示した。これは DFCD よりも Opt の B :Distance が小さいためだと考える。

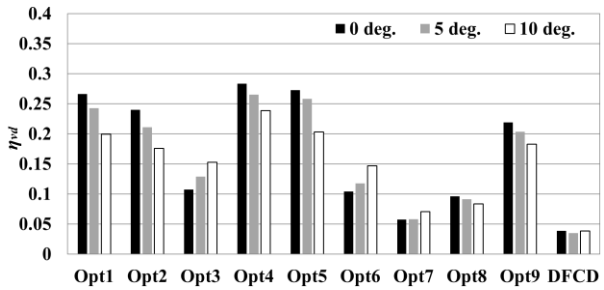


Fig. 8 Device area-averaged film cooling effectiveness

これらは壁面平均フィルム冷却効率と比例関係にあり，壁面平均値が低かった Opt3, 6, 7, 8 はデバイス表面平均と同様に他の Opt より低い結果を示した。

## 5. 結言

本研究では最適化手法のタグチメソッドを用い，フィルム冷却性能改善として V 字デバイスの最適形状導出を行い，以下の知見を得た。

(1) 導出した全ての最適化形状で，Length1 は 0.8d となった。Length1 は DBV の生成位置に関係するパラメータであることから，V 字デバイスのフィルム冷却効率を高効率化するための Length1 の最適パラメータは 0.8d である。

(2) Opt8 は DFCD より壁面フィルム冷却効率は低いが，全体と比較すると低い結果とも言えない。また，全圧損失係数は DFCD より低く，デバイス表面のフィルム冷却効率は DFCD より 2 倍は高い。したがって，最も V 字デバイスの特徴を発揮している形状である。

(3) 多くの最適化形状はフィルム冷却効率が高く，全圧損失係数が DFCD と同等か高い結果となった。また，壁面フィルム冷却効率において流入角に対するロバスト性が低い結果となった。

本最適化形状の多くは全圧損失係数が高く V 字デバイスの特徴を十分に発揮できない結果となった。したがって，今後は重み係数変更等の評価式の見直しを行う。更に，熱負荷を含んだ NHFR で評価を行う。また，実験では PSP 計測でフィルム冷却効率の実証と全圧損失計測の実験環境作りを行う。

### 参 考 文 献

(1) B. A. Haven, D. K. Yamagata, M. kurosaka, S. Yamawaki, and T. Maya, 1997, "Anti-kidney pair of vortices in shaped holes and their influence on film cooling effectiveness", ASME IGTI Turbo EXPO, No.97-GT-45.

(2) Ken-ichi Funazaki, Ryota Nakata, Hirokazu Kawabata, 2014, ”Improvement of Flat-Plate Film Cooling Performance by Double Flow Control Device : Part1-Investigations on Capability of A Base-Type Device” , proceedings of ASME Turbo EXPO, GT2014-25751.

(3) 佐々木宏和, 船﨑健一, 瀧澤隼人, 田川久人, 中野晋, 2016, ”流れ制御デバイスを用いた平板フィルム冷却の高効率化に関する研究 -PSP&PIV 計測による密度比影響調査-”, 第 44 回日本ガスタービン学会定期講演会，P.1-2.

(4) 齋藤涼，船﨑健一，河村朋広，森﨑哲郎，2018，“フィルム冷却の高効率化に関する V 字流れ制御デバイス形状の最適化”，第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会

(5) 立林和夫，“入門タグチメソッド”，日科技連出版，2004.

(6) 川端浩和，船﨑健一，2014，“高圧タービン翼フィルム冷却の熱流体特性及び流れ制御技術に関する研究”，岩手大学博士学位論文, P. 321-360.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(7) ANSYS, ANSYS Workbench, AUTODYN, CFX, FLUENT and any and all ANSYS, Inc. brand, product, service and feature names, logos and slogans are registered trademarks or trademarks of ANSYS, Inc. or its subsidiaries in the United States or other countries. ICEM CFD is a trademark used by ANSYS, Inc. under license. All other brand, product, service and feature names or trademarks are the property of their respective owners.

(8) Hirokazu Kawabata, Ken-ichi Funazaki, Ryota Nakata, Hisato Tagawa, Yasuhiro Horiuchi, 2014, " Improvement of Flat-Plate Film Cooling Performance by Double Flow Control Device : Part2 -Optimization of Device Shape and Arrangement by Experiment- and CFD-Based Taguchi Method", proceedings of ASME Turbo EXPO, GT2014-26070.

(9) 佐々木宏和，船﨑健一，2017，“感圧塗料計測系の開発および先進的フィルム冷却技術の伝熱性能評価”，岩手大学修士学位論文, P. 107-108.

(10) 瀧澤隼人，船﨑健一，2017，“流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高性能化に関する研究 - デバイス形状最適化及び新規デバイス形状の探索 - ”，岩手大学修士学位論文, P. 94-95.

(11) 川端浩和，船﨑健一，2014，“高圧タービン翼フィルム冷却の熱流体特性及び流れ制御技術に関する研究”，岩手大学博士学位論文, P. 63-64.

(12) 河村朋広, 船﨑健一, 瀧澤隼人, 田川久人, 森﨑哲郎, 2018, " 流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究-高密度比条件におけるデバイス最適形状検討-", 日本ガスタービン学会誌 2018.7，P. 306.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-15

# タービン翼の熱伝達評価に及ぼす壁面温度条件の影響 -CHT 解析による検討-

# Influence of Wall Temperature Conditions on Heat Transfer Evaluation of a Turbine Vane -Review with CHT Analysis-

*高橋 俊彦[*1]　酒井 英司[*1]
TAKAHASHI Toshihiko　SAKAI Eiji

**ABSTRACT**

This paper focuses on hat transfer evaluation under a transient condition of main flow around a turbine vane. Linear and non-linear models for local heat flux in terms of wall temperature, derived by steady RANS CFD calculations with constant-wall-temperature, were applied into the evaluations on the NASA MKII turbine cooled vane. Local heat transfer coefficient and local adiabatic wall temperature as a datum temperature were evaluated by the models in order to estimate the local heat flux on the vane wall. Unsteady conjugate heat transfer calculations under the transient condition were conducted to review the evaluation with the models. The estimated local heat flux distribution on the MarkII vane was in reasonable agreement with the CHT calculations, as a result of the use of an adiabatic wall temperature modified by a CFD calculation with an adiabatic wall.

**キーワード：**壁面温度条件，熱伝達評価，タービン翼，連成伝熱解析
**Key Words:** Wall temperature condition, Heat transfer evaluation, Turbine vane, Conjugate heat transfer analysis

## 1. はじめに

ガスタービン翼などの耐久性は，運転時の温度分布に基づいて評価される。数値解析による温度分布の評価には，計算機性能の向上に伴い，翼内外の熱・流動場の連成伝熱（CHT, Conjugate Heat Transfer）解析の適用が進んできた[(1)-(7)]。一方で，原理的に高精度な CHT 解析の性能を発揮させるには，流体と固体で大きく異なる伝熱の時空間スケールを考慮する必要がある。しかしながら，現状でも、実機モデルの数値解析[例えば(8)]には多く計算時間を要し，さらに，運転条件の様々な変化や過渡状態の影響評価には，長いターンアラウンドが必要になる。そのため，今なお，流体と固体の界面（壁面，すなわち翼面）で熱伝達率を介する解析は有用な手段である[(9),(10)]。

同方法では，熱伝達率を求めるために翼面に仮定する温度条件が，熱流束や温度の分布に影響を及ぼす。古くは基礎的な境界層流れの実験研究に基づいた，主流と壁面の温度比のべき関数による，熱伝達率の修正が提案されており，近年ではタービン翼を対象にした，熱伝達率を翼面温度の関数で表す CFD 解析による検討[(9),(10),(11)]がなされているが，過渡状態における熱伝達に関しては検討がなされていない。

本報では，Fig.1 に示す MarkII タービン冷却翼[(12)]を用いて，主流の過渡変化に伴い，翼面温度が変化する際の熱伝達を評価した。翼面の熱伝達率分布を，翼まわりの CFD 解析に基づいて評価した結果を用いて熱流束分布を推定し，CHT 解析の結果と比較した。

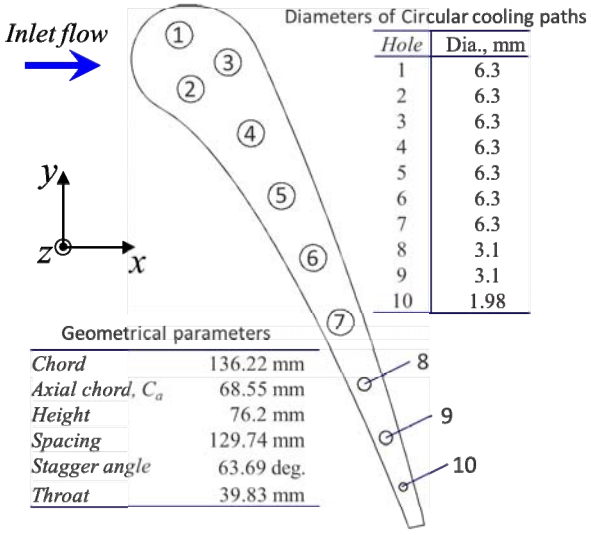



Fig. 1 Cascade design of the MarkII cooled vane [(12)]

*1　一般財団法人 電力中央研究所
〒238-0196　神奈川県横須賀市2-6-1
E-mail: tosihiko@criepi.denken.or.jp
e-sakai@criepi.denken.or.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 数値解析の概要

### 2.1 解析対象および解析領域

Fig.1 に示す NASA MarkII タービン冷却翼の直線翼列風洞試験[12]を対象に，翼列内の MarkII 翼一枚分の解析領域に対して CHT 解析および，翼まわり主流の CFD 解析をそれぞれ行った。翼まわり主流の流入境界および出口境界は，前縁から上流に軸方向翼弦長の 0.79 倍，下流には軸方向翼弦長の 1.6 倍にそれぞれ設けた。翼スパン方向には，端面を固体壁として，風洞試験と同じく軸方向翼弦長 $Ca$ の 1.1 倍を解析領域とした。

CHT 解析では，翼まわりの主流と翼構造体（固体）を解析領域として，翼断面内に 10 本配置される円管冷却流路では，CFD 解析を省略し，流路面に熱的な境界条件を与えて流路面の熱流束を評価した。

### 2.2 解析方法

商用解析コード FLUENT を用いて，翼まわり主流の CFD 解析は，Spalart-Allmaras モデル[13]を用いた圧縮性 RANS 解析を行った。解法には SIMPLE を用い，運動量保存式およびエネルギー保存式の対流項に 3 次精度の MUSCL，他項は 2 次精度中心差分を用いた。CHT 解析では，CFD 解析と翼構造体の熱伝導解析を連成させた定常解析，および過渡状態を計算するために非定常解析（過渡 CHT 解析）をそれぞれ行った。非定常解析には，Euler 陰解法を用いた。

Fig.2 に CHT 解析に用いたメッシュを示す。壁面近傍には 6 面体セル，その他の領域はプリズムセルを用いて，計 847,800 セル を生成した。このうち翼まわりの主流領域は 665,150 セル，翼固体部は 182,650 セルからなる。主流領域では，翼面上の第 1 セルにおける計算点までの距離を $y^+$ ～1 とした。翼まわり主流の CFD 解析は，Fig.2 に示すメッシュのうち，翼まわりの主流領域のみを用いた，定常解析を行った。

### 2.3 解析条件

Fig.3 に，過渡 CHT 解析の境界条件に用いた，主流全圧 $P_{o1}$[Pa]，主流全温 $T_{o1}$[K]，および出口静圧 $P_2$[Pa]の時間 $t$ [s]による変化を示す。Fig.3 では，各条件値を Table 1 に示す風洞試験条件[12]（基準条件と呼び，記号添え字 $r$ で示す）で正規化した $P_{o1}^*$ (=$P_{o1}$ /$P_{o1r}$)，$T_{o1}^*$ (=$T_{o1}$ /$T_{o1r}$)，および $P_2^*$（=$P_2$ /$P_{2r}$）をそれぞれ示す。これらの境界条件は，時刻 $t$ = 0～7.5$s$ で正弦関数（0～90 $deg.$に対応）に従い変化させ，それ以降は基準条件で一定とした。なお，非定常計算の時間刻み$\Delta t$ は $1\times10^{-5}$s とした。

翼固体部の熱伝導については，Table 2 に示す通り，仮想的に材料の比熱 $c_p$[J/(kg･K)]を変化させて，主流の過渡変化に対して応答速度が異なる 3 種類（Case1，Case2，Case3）の解析を行った。ただし，いずれも Biot 数は同じとした。Fig.3，また後述の Fig.4 では，上部軸に温度拡散率$\alpha$ [m²/s]（=$\lambda$ / ($\rho c_p$)）と翼断面積 $A$ [m²]で正規化した時刻も示した。内部冷却流路面では，Table 3 に示す熱伝達率および冷媒温度を時空間的に一定として与えた。ここで，熱伝達率は，風洞試験条件[2]として与えられる円管直径に基づくレイノルズ数と冷媒温度に基づいて，Kays and Crawford[14]による発達した円管内乱流に関する Nusselt 数の相関式を用いて推定した。

Table 1 Baseline conditions for the cascade flow

| | | | |
|---|---|---|---|
| *Inlet* | *Total pressure,* Pa | $P_{o1r}$ | 397205 |
| | *Total temperature,* K | $T_{o1r}$ | 736 |
| | *Turbulence intensity,* % | $Tu_{1r}$ | 6.5 |
| *Outlet* | *Pressure,* Pa | $P_{2r}$ | 232309 |
| | *Mach number* | $M_{2r}$ | 0.91 |

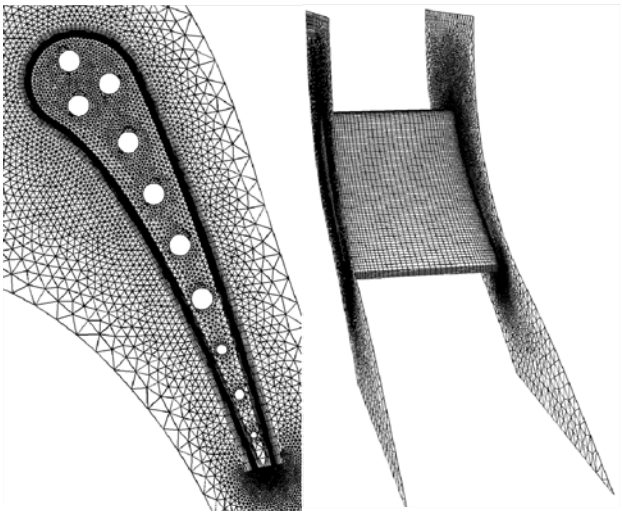


Fig. 2 Overview of computational mesh for CHT analysis

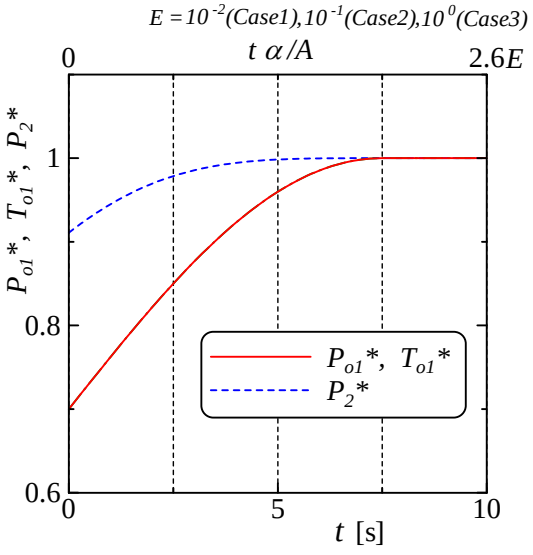



Fig. 3 Transient conditions of cascade flow

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 2 Thermal properties of the vane solid material

| | | Case1 | Case2 | Case3 |
|---|---|---|---|---|
| *Thermal diffusivity,* $m^2/s$ | $\alpha$ | $4.29X10^{-6}$ | $4.29X10^{-5}$ | $4.29X10^{-4}$ |
| *Specific heat,* J/(kg K) | $c_p$ | 540 | 54.0 | 5.40 |
| *Thermal conductivity,* W/(mK) | $\lambda$ | Polynomial of temperature,18.4 at 573 K | | |
| *Density,* $kg/m^3$ | $\rho$ | 7900 | | |

Table 3 Thermal boundary conditions on the cooling holes

| *Hole* | *h,* $W/(m^2K)$ | *Ref. temp.,* K |
|---|---|---|
| 1 | 923.6 | 383.4 |
| 2 | 898.0 | 368.3 |
| 3 | 916.1 | 378.0 |
| 4 | 952.6 | 388.5 |
| 5 | 898.7 | 354.2 |
| 6 | 874.4 | 351.4 |
| 7 | 890.6 | 370.2 |
| 8 | 1373.5 | 415.0 |
| 9 | 891.8 | 404.5 |
| 10 | 1582.8 | 475.0 |

Table 4 Wall temperature of the steady CFD

| *t,* s | $P_{o1}$*, $T_{o1}$* | $T_w$, K |
|---|---|---|
| 2.5 | 0.85 | 447 |
| | | 522 |
| | | 597 |
| 5.0 | 0.96 | 498 |
| | | 573 |
| | | 648 |
| ≥7.5 | 1.0 | 516 |
| | | 591 |
| | | 666 |

定常 CFD 解析では，主流の境界条件として，Fig.3 における $t$ = 2.5s，5.0s，および基準条件（$t \geq 7.5$s）の全圧 $P_{o1}$，全温 $T_{o1}$，出口静圧 $P_2$ をそれぞれ与えた。局所熱伝達率を求めるため，主流の境界条件 1 つあたり，Table 4 に示す 3 つの等温条件を与えて，それぞれ計算した。これら 3 種類の温度は，事前に行った定常 CHT 解析による翼面平均温度，および翼面平均温度±75K とした。また，翼面を断熱とした計算も行った。

なお，主流および冷媒の作動流体には，空気を仮定して，粘性係数にはサザーランドの式を，熱伝導率には温度に関する多項式近似をそれぞれ用いて，温度依存性を考慮した。

## 3. 過渡 CHT 解析結果

Fig.4 に，（a）翼面の平均温度 $T_{wa}$ および（b）翼面平均熱流束 $q_a$ の時間変化をそれぞれ示す。いずれも基準条件の定常 CHT 解析結果 $T_{war}$ あるいは $q_{ar}$ で正規化した。固体材料の比熱が最も小さい Case3 では，主流の過渡変化にほぼ追従した変化を示す。一方，相対的に比熱が大きい Case1 および Case2 では，熱流束が定常時の値を超えてオーバーシュートし，温度変化も遅い。

Fig.5 に，$t$ = 2.5s，5.0s，および 7.5s（基準条件）における，翼高さ中央位置の翼面静圧 $P$ の分布を，基準条件の風洞試験結果[12]とともに示す。図の静圧は，全圧 $P_{o1r}$ で正規化した。なお，以降の図では，全てが翼高さ中央位置についての分布である。Fig.5 では，いずれの静圧分布でも，負圧面の $x/Ca$ = 0.4～0.43 付近に衝撃波に伴う極小値があり，その上流では流れの急激な加速が伺える。

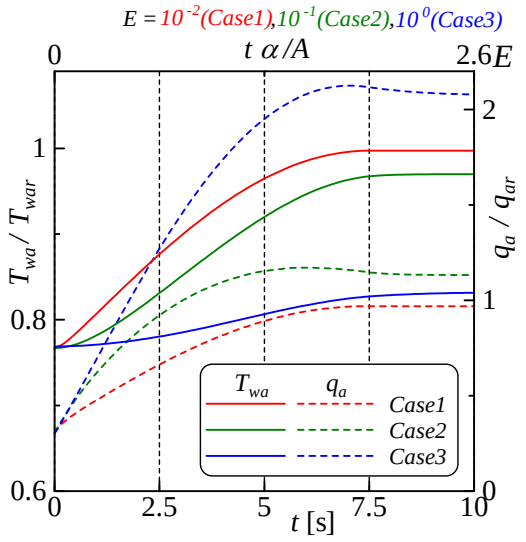



Fig. 4 Time variations of wall-averaged temperature and wall-averaged heat flux

Fig.6 には，$t$ = 7.5s（基準条件）における，翼面温度 $T_w$ の分布を，Case1，Case2，および Case3 についてそれぞれ示す。図中には，基準条件の定常 CHT 解析結果，および風洞試験結果[12]を合わせて示す。いずれも定常 CHT 解析結果の翼面平均温度 $T_{war}$ で正規化した。比熱が小さい Case3 の結果は，定常解析結果にほぼ一致しており，試験結果にも概ね符合した。翼が薄い圧力面の $x/Ca$ < -0.5 および $x/Ca$ >0.7 では，Case2 および Case3 の結果は，内部冷却の影響を強く受けた凹凸のある分布となったが，比熱が大きい Case1 では平坦な分布を示している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

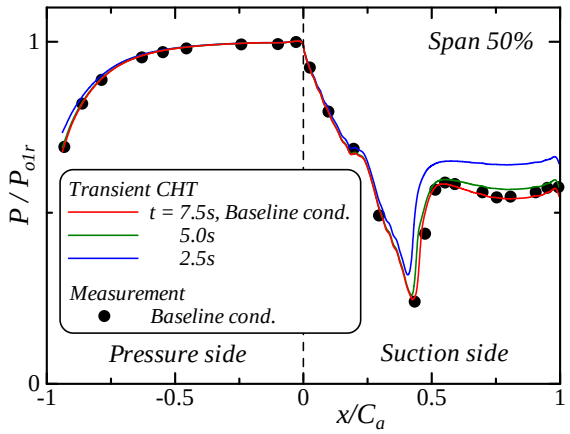



Fig. 5 Distributions of local static pressure on the vane wall

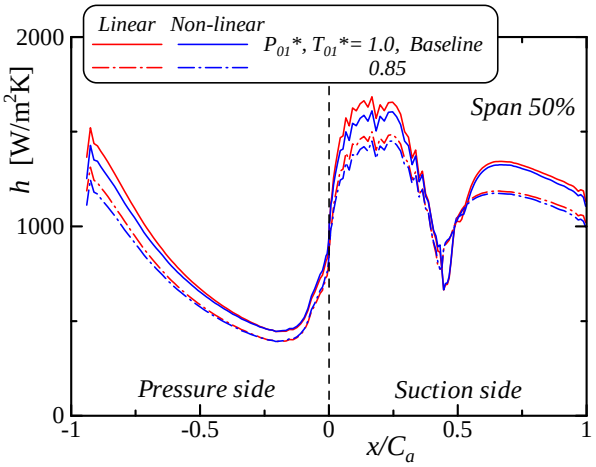



Fig. 7 Distributions of local heat transfer coefficient

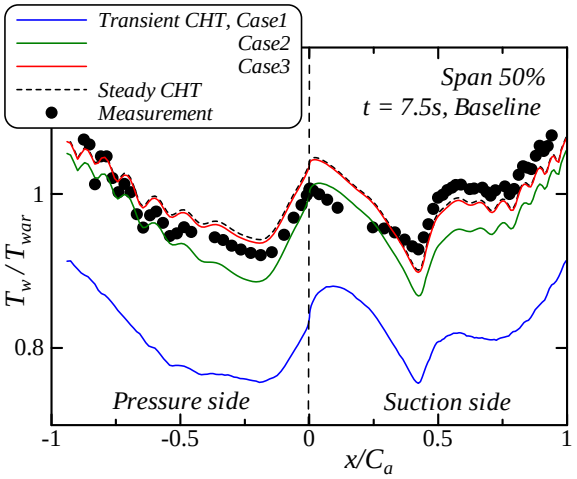



Fig. 6 Distributions of local temperature on the vane wall

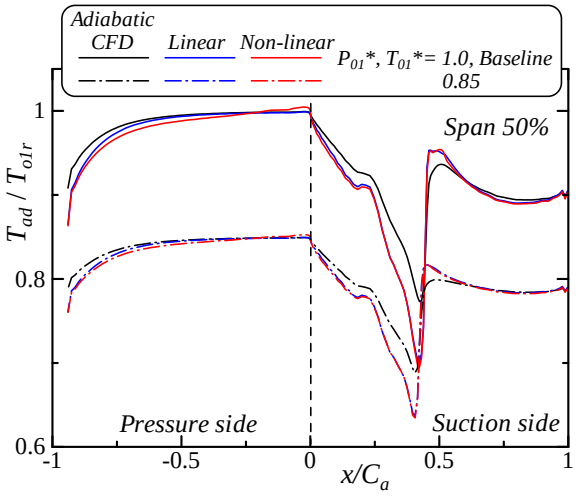



Fig. 8 Distributions of local adiabatic wall temperature

## 4. CFD 解析に基づく熱伝達率・断熱壁面温度の評価

本節では，翼面の局所熱流束 $q$[W/m²]を評価するために，下式(1)の局所熱伝達率 $h$ [W/m²K]，およびその基準となる流れの温度 $T_f$[K]を，定常 CFD 解析から推定する。

$$q = h(T_f - T_w) \tag{1}$$

局所熱伝達率 $h$ に，局所翼面温度 $T_w$ に関する線形性があると仮定すれば，$h$ は次式(2)で表せる。

$$h = h_0 + h_1 T_w \tag{2}$$

ここで，$h_0$ および $h_1$ は定数である。局所熱流束 $q$ は，式(1)および式(2)から，局所翼面温度 $T_w$ に関する次の 2 次式(3)で表せる。

$$q = a_0 + a_1 T_w + a_2 T_w^2 \tag{3}$$

式(1)，式(2)，および式(3)から

$$a_0 = -h_0 T_f \tag{4}$$
$$a_1 = h_0 - h_1 T_f \tag{5}$$
$$a_2 = h_1 \tag{6}$$

本報では，$h_1 \neq 0$ の場合を熱流束の非線形モデルと呼ぶ。さらに，局所熱伝達率 $h$ が翼面温度 $T_w$ に依存しない（$h_1$= 0）とすれば，局所熱伝達率 $h$ は定数とみなせる。これを線形モデルと呼ぶ。翼面が局所的に断熱（$q$ = 0）となる極限を考えると，流れの温度 $T_f$ は，式(1)から

$$T_f = T_{ad} \tag{7}$$

とすべきことになる。ここで，$T_{ad}$ は局所断熱壁面温度[K]である。

Fig.7 および Fig.8 には，翼面を等温条件とした定常 CFD 解析の結果から，線形モデルおよび非線形モデルに基づいて求めた局所熱伝達率 $h$ および局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ をそれぞれ示す。Fig.8 の局所断熱壁面温度については，比較のために，翼面を断熱とした CFD 解析の結果を合わせて示す。なお，いずれも基準条件の全温 $T_{o1r}$ で正規化した。

Fig.7 の局所熱伝達率は，Table 4 に示した，定常 CFD 解析における翼面温度を式(3)右辺の $T_w$ に，解析結果の局所熱流束を式(3)左辺の $q$ にそれぞれ代入して，未知数 $a_0$，$a_1$，$a_2$ について解き，式(4)～(6)に式(7)を考慮して求めた。線形モデルでは，Table 4 の翼面温度のうち，定常 CHT 解析結果の平均温度±75K について，この連立方程

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

式を解いた。なお，Fig.8 の局所断熱壁面温度は，未知数 $a_0$，$a_1$，$a_2$ が定まった後，式(3)を局所熱流束 $q$ = 0 [W/m$^2$] として解いて求めた。

Fig.7 の局所熱伝達率および Fig.8 の局所断熱壁面温度ともに，本報では，モデルによる差異は顕著ではなかった。特に，Fig.8 の両モデルによる局所断熱壁面温度はほぼ一致した。一方で，これら等温条件の CFD 解析に基づく局所断熱壁面温度と，断熱条件の CFD 解析結果は，圧縮性が強い負圧面の衝撃波の上流側，および衝撃波直後で明確な差異が表れた。

## 5. 過渡状態の熱流束の推定

前節までに定常 CFD 解析結果から求めた熱伝達率 $h$, 局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ および過渡 CHT 解析結果の局所翼面温度 $T_w$ を式(3)に代入して, 局所熱流束 $q$ を推定した。

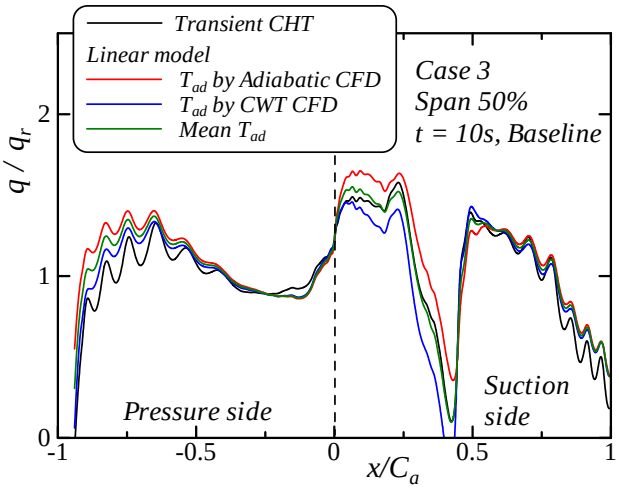
Fig.9 に，$t$ =10s（基準条件）の Case 3 における局所熱流束の，(a) 線形モデルおよび (b) 非線形モデルに基づく推定結果をそれぞれ示す。ここで，局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ には，等温度条件の CFD 解析（CWT CFD）に基づく局所断熱壁面温度, 断熱条件の CFD 解析（Adiabatic CFD）結果，およびこれらの算術平均（Mean）をそれぞれ用いた。図には，比較のため過渡 CHT 解析結果も合わせて示し，いずれも基準条件の定常 CHT 解析結果 $q_{ar}$ で正規化した。なお，過渡 CHT 解析の結果については，翼面垂直方向の瞬時温度勾配に基づく局所熱流束 $q_c$ に，翼面温度の時間変化を考慮した下式(8)の局所熱流束を示した。

$$q = q_c + \rho c_p \frac{\Delta n}{2\Delta t}(T_w - T_w^0) \qquad (8)$$

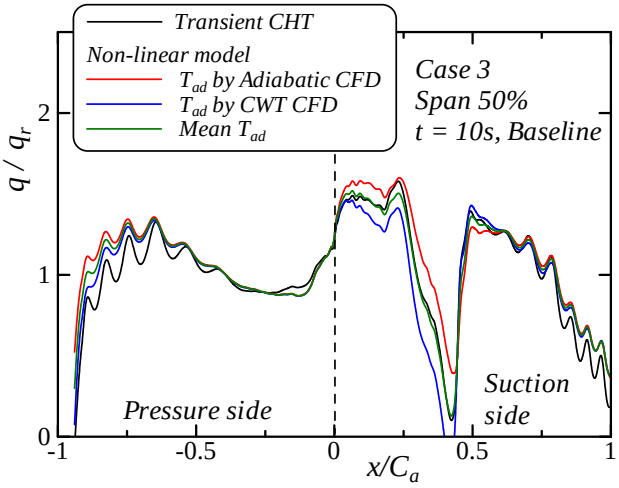
ここで, $\Delta n$ は翼面から第一番目の計算点までの距離[m], $T_w^0$ は前時刻の局所翼面温度[K]である。

Fig.9 に示す通り, 算術平均の局所断熱壁面温度を用いたモデルによる推定結果は，負圧面の衝撃波の上流側や直後では，過渡 CHT 解析結果によく符合した。一方，翼面温度が高く，かつ境界層が成長する後縁付近では，過渡 CHT 解析に比べて, いずれのモデルも熱流束を過大に推定した。また，同じく翼の後縁付近の，内部冷却の影響による凹凸のある分布も, 本報における推定結果では，過渡 CHT 解析に比較して平坦な分布となった。なお, (a) 線形モデルと (b) 非線形モデルの差異は小さいが，非線形モデルによる推定が, 僅かに CHT 解析結果に近い結果を示した。

Fig.10 に，　$t$ =5.0s における局所熱流束を，Fig.9 と同様に，線形モデルおよび非線形モデルに基づいて推定した結果を，過渡 CHT 解析の結果とともに示す。局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ には，等温度条件の CFD 解析結果から各モデルに基づいて求めた局所断熱壁面温度と，断熱条件の CFD 解析結果の算術平均を用いた。線形モデルモデルおよび非線形モデルとも，主流の過渡変化に対して，翼構造体における熱伝導の応答が変化した場合にも，局所熱流束を概ね予測できた。




(a)Linear model




(b) Non-linear model

Fig. 9 Distributions of local heat flux distribution, impact of adiabatic wall temperature on model estimation

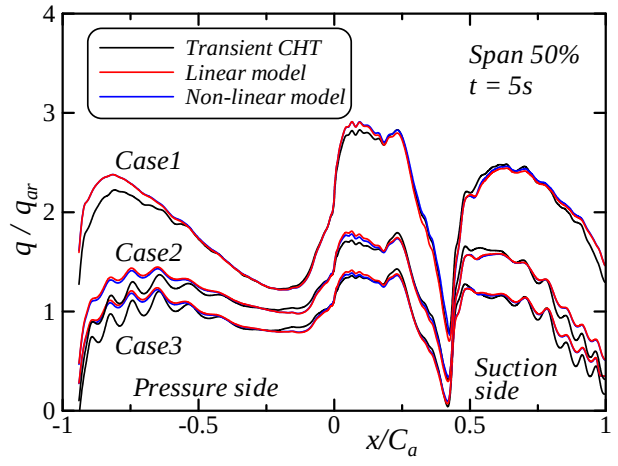



Fig. 10 Distributions of local heat flux, comparison between model estimation and transient CHT

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

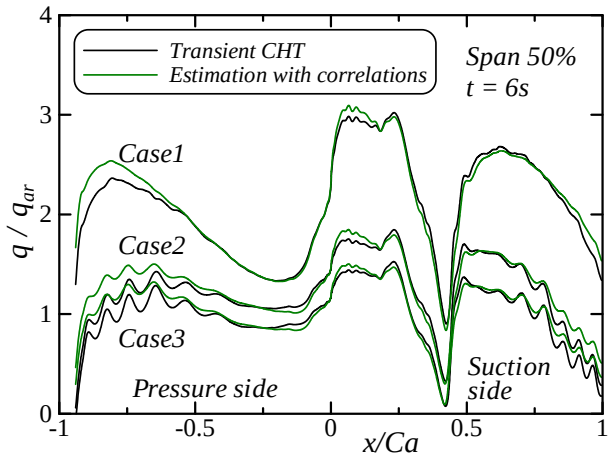



Fig. 11 Distributions of local heat flux, comparison between correlation estimation and transient CHT

さらに, 熱伝達率 $h$, 局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ が定常 CFD 解析から求められていない，すなわち $t$ = 2.5s，5.0s，および $t \geq 7.5$s を除く時刻における, 局所熱流束の推定を試みる。そこで，下式(9)および下式(10)の相関式から，局所熱伝達率 $h$, および局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ をそれぞれ推定した。

$$Nu = b_0 \, Re_2^{b_1} \left( \frac{T_w}{T_2} \right)^{b_2} \tag{9}$$

$$T_{ad} = c_0 \left( \frac{T_2}{T_{2r}} \right)^{c_1} \tag{10}$$

ここで，$Nu$ は局所 Nusselt 数，$Re_2$ および $T_2$ はそれぞれ出口境界での平均レイノルズ数および平均温度[K]である。$b_0$，$b_1$，$b_2$，および $c_0$，$c_1$ は，翼面の局所位置ごとに与えられる定数であり, 前述の定常 CFD 解析結果から, 線形モデルに基づいて求めた局所熱伝達率および局所断熱壁面温度を用いて，回帰により決定した。

Fig.11 に，$t$ = 6.0s における局所熱流束を，相関式(9)による局所熱伝達率 $h$, および相関式(10)による局所断熱壁面温度 $T_{ad}$ を用いて推定した結果を，過渡 CHT 解析結果とともに示す。Fig.11 の通り，相関式を用いた場合にも, 過渡 CHT 解析結果に概ね符合する局所熱流束の推定結果が得られた。

## 6. まとめ

MarkII タービン冷却翼を対象に，主流の過渡変化に伴い，翼面温度が変化する場合の熱伝達を評価した。主な結果は以下の通りである。

- 翼面を等温条件とした定常 CFD 解析結果から，熱流束の温度に関する線形モデルおよび非線形モデルに基づいて，局所熱伝達率および局所断熱壁面温度をそれぞれ求めた。両モデルによる結果は同等であったが，圧縮性が強い領域では，モデルによる局所断熱壁面温度と断熱条件の定常 CFD 解析結果に明確な差異が表れた。
- 上記の線形モデルおよび非線形モデルに基づく局所熱伝達率および局所断熱壁面温度をそれぞれ用いて，過渡状態における翼面の局所熱流束を推定した。局所断熱壁面温度に，各モデルに基づく推定結果と断熱条件の CFD 解析結果の算術平均を用いたところ, CHT 解析の結果と概ね符合する結果が得られた。
- 上記局所熱伝達率および局所断熱壁面温度について，それぞれの相関式を作成して，翼面の局所熱流束を推定した結果，上記と同様に概ね良好な結果が得られた。

## 参 考 文 献


(1) Bohn, D., Becker, V., Kusterer, K., “3-D Conjugate Flow and Heat Transfer Calculations of a Film-cooled Turbine Guide Vane at Different Operation Conditions,” ASME Paper 97-GT-23 (1997).

(2) Takahashi, T., Watanabe, K., Takahashi, T., “Thermal Conjugate Analysis of a First Stage Blade in a Gas Turbine,” ASME paper 2000-GT-0251 (2000).

(3) Heidmann, J.D., Kassab, A.J., Steinthorsson, E., 2003, “Conjugate Heat Transfer Effects on a Realistic Film-cooled Turbine Vane,” ASME Paper GT2003-38553 (2003).

(4) Yamane, T., Yoshida, T., Enomoto, S., Takaki, R., Yamamoto, K., 2004, ”Conjugate Simulation of Flow and Heat Conduction with a New Method for Faster Calculation,” ASME Paper GT2004-53680 (2004).

(5) He, L. and Oldfield, M., “Unsteady Conjugate Heat Transfer Modeling,” Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol.133 No.3, 031022 (2011).

(6) 堀内豪, 谷口智紀, 田中良造, 笠正憲, 僣雅英, “産業用ガスタービン開発へのタービン冷却翼CHT解析の適用検討,” 第44回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集 B-5 (2016).

(7) 岡田満利, 高橋俊彦, 山田進, 藤井智晴, “ガスタービン燃焼器部品の温度分布推定手法,” 第44回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集 B-13 (2016).

(8) 高橋俊彦, 酒井英司, 藤井智晴, “デジタルモックアップによるガスタービン翼の温度解析モデル,” 第46回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集 C-18 (2018).

(9) Maffulli, R. and He, Li., “Wall Temperature Effects on Heat Transfer Coefficient,” ASME paper GT2013-94291 (2013).

(10) Maffulli, R. and He, Li., “Dependence of External Heat Transfer Coefficient and Aerodynamics on Wall Temperature for 3-D Turbine Blade Passage,” ASME paper GT2014-26763 (2014)

(11) Hylton, L. D., Mihelc, M. S., Turner, E. R., Nealy, D. A., York, R. E., “Analytical and Experimental Evaluation of the Heat Transfer Distribution Over the Surfaces of Turbine Vanes,” NASA CR 168015 (1983).

(12) 高橋俊彦, 酒井英司,”フィルム冷却タービン翼の熱伝達評価における壁面温度条件の影響” 第45回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集 C-20 (2017).

(13) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows,” AIAA paper, 92-0439(1992).

(14) Kays, W.M. and Crawford, M. E., Convective Heat and Mass Transfer(2nd ed.), McGraw-Hill (1980)


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-17

# 圧縮空気の抽気がターボジェットエンジン性能に及ぼす影響

# The influence of compressed air bleeding on turbojet engine performance

○伊藤 凌大朗[*1] 土屋 利明[*2]
Ito Ryotaro Tsuchiya Toshiaki

**ABSTRACT**

It is well known that the bleeding of compressed air is an effective method to avoid an unstable state such as surging in a compressor. Bleed holes have been provided at the compressor exit of a turbojet engine and experiments have been carried out to investigate engine performance changes as a result of bleeding. Also, using the performance analysis tool of gas turbine (GTPAT), a prediction of engine performance has been made based on the component matching theory. The comparison of analytical results with experiment data has been conducted. This paper also presents analytical results regarding how operating points and operating lines move away from the surge line on the compressor performance characteristic diagram due to the compressed air bleeding.

**キーワード**：抽気，圧縮機，サージ，マッチング理論，作動線
**Key Words:** Bleed, Compressor, Surge, Matching theory, Operating line

## 1. 緒言

ターボジェットエンジンは，主要構成要素として圧縮機，燃焼器，タービン，推進ノズルで構成されている。ガスタービンを正常に作動させる上で作動線が存在する。作動線は各回転数でマッチング条件を満足し，正常に圧縮機が作動できる作動点を結んだものであり，空気質量流量と圧力比からなる圧縮機性能特性図上に示される。また，圧縮機性能特性図上にはサージラインや低回転時に現れる作動線のくびれ(kink)[(1)(2)]が存在し，正常に起動することができない領域が示される。kink は，圧力の高い軸流圧縮機で現れ，圧力がそれほど高くない遠心圧縮機ではほとんど現れない。サージングについては，作動線がサージ領域に介入すると，圧縮機の作動中に外部から周期的な強制力を与えていないにもかかわらず圧縮機の出口圧力が急低下し，激しい脈動が起こって装置全体に伝播する不安定な振動現象[(3)]が発生する。その不安定な状態を回避する方法の一つとして圧縮空気の抽気(bleed[(4)])という方法がある。圧縮機で抽気を行うことで圧力比が下がり，作動点が下方に移動しサージラインから遠ざけることができる。抽気には，タービン冷却[(5)]に使用する場合や過回転を防止するオーバースピードプロテクションなどにも用いられるが，本研究では作動点をサージラインから遠ざけることを目的とし抽気を行うものとしている。また，先行研究[(6)(7)(8)]において，構成要素のマッチング理論に基づき設計点性能に加えて，非設計点性能の解析を可能とするガスタービン性能解析ツール(GTPAT)が開発された。本研究[(9)(10)]では，ガスタービン性能解析ツール(GTPAT)を用いて，圧縮機出口からの抽気を行うことで作動線の不安定領域への介入を回避すること，抽気率によりどれだけサージラインから遠ざかるかを予測するとともに，小型ターボジェットエンジンを用いて抽気試験を実施した。本報では，解析結果と実験結果及び，それらの比較検討結果を報告する。

*1 金沢工業大学大学院
〒921−8501 石川県野々市市扇が丘7－1
E-mail: b6900289@planet.kanazawa-it.ac.jp
*2 金沢工業大学大学院
〒921−8501 石川県野々市市扇が丘7－1
E-mail: tsuchiyat@neptune.kanazawa-it.ac.jp

## 2. 解析理論

### 2.1 構成要素のマッチング理論

本試験を実施するにあたって，圧縮機出口から抽気した際のエンジン性能の予測を実施した。まず，ガスタービンを作動させるには作動点を求める必要があり，各要素間の回転数，流量，仕事の関係をそれぞれマッチングさせ，すべてのマッチング条件を満たしているとき作動点が求まる。また，マッチングをする際には各要素の性能特性図が不可欠であり，本研究のターボジェットエンジンサイクルの主要構成要素は圧縮機，燃焼器，タービン，推進ノズルの 4 つである。ターボジェットエンジンのシステム構成図を図 1 に示す。

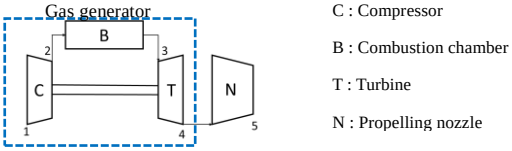



Fig.1 System configuration of a turbojet engine

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ターボジェットエンジンサイクルの作動点を求めるにあたり，まずガスジェネレータ部でのマッチングを行う。ガスジェネレータ部のマッチングに必要な構成要素の性能特性図は，圧縮機とタービンである。圧縮機性能特性図を図 2，タービン性能特性図を図 3 にそれぞれ示す。

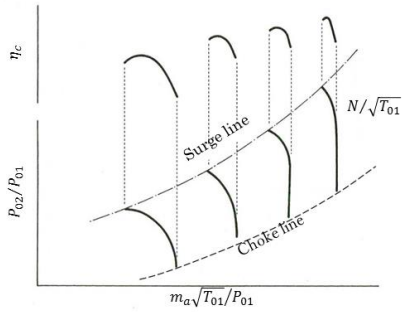



Fig.2 Compressor performance characteristics

圧縮機性能特性図は，横軸に修正空気流量，縦軸に圧力比と圧縮機断熱効率を示し，修正回転数をパラメータとして表現している。

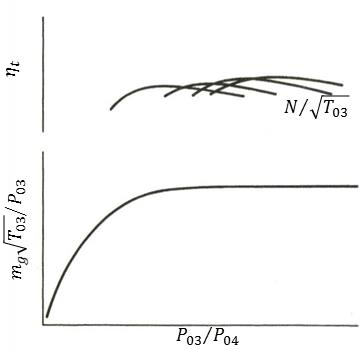



Fig.3 Turbine performance characteristics

タービン性能特性図は，横軸にタービン圧力比，縦軸にタービン流量パラメータとタービン断熱効率を示し，修正回転数をパラメータとして表現している。

ガスジェネレータでのマッチングでは各要素間の回転数，流量，仕事の関係についてそれぞれマッチングさせる。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と仕事のマッチングにより得られるサイクル温度比との整合性を取ることである。手順として，まず圧縮機性能特性図上で修正回転数を決め任意に 1 点を選択すると，修正空気流量，圧力比，圧縮機の断熱効率が決定される。決定した 3 つのパラメータから圧縮機温度上昇を求める。次に，タービン圧力比を仮定し，タービン性能特性図からタービン入口における修正ガス流量を決定する。ここで，流量のマッチング条件からサイクル温度比$(T_{03}/T_{01})$を求める。

$\frac{m_g\sqrt{T_{03}}}{P_{03}} = \frac{m_a\sqrt{T_{01}}}{P_{01}} \times \frac{P_{01}}{P_{02}} \times \frac{P_{02}}{P_{03}} \times \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}} \times \frac{m_g}{m_a}$ ：流量のマッチング…(1)

$m_a$ ：圧縮機入口での質量流量，$m_g$ ：タービン質量流量，$P_{01}$ ：圧縮機入口全圧，$P_{02}$ ：圧縮機出口全圧，$P_{03}$ ：タービン入口全圧，$T_{01}$ ：圧縮機入口全温，$T_{03}$ ：タービン入口全温である。

求めた流量のサイクル温度比から，回転数のマッチング条件により，修正回転数が求められる。

$\frac{N}{\sqrt{T_{03}}} = \frac{N}{\sqrt{T_{01}}} \times \sqrt{\frac{T_{01}}{T_{03}}}$ ：回転数のマッチング　　… (2)

求めた修正回転数と仮定したタービン圧力比より，タービン性能特性図からタービンの断熱効率を求め，さらに，タービン温度降下を求める。ここで，仕事のマッチング条件から，サイクル温度比$(T_{03}/T_{01})$を求める。

$\eta_m m_g C_{pg} \Delta T_t = m_a C_{pa} \Delta T_c$ ：仕事のマッチング　　… (3)

$m_a$ ：圧縮機へ流入する空気質量流量，$m_g$ ：タービン質量流量，$C_{pa}$ ：空気の定圧比熱，$C_{pg}$ ：燃焼ガスの定圧比熱，$\Delta T_c$ ：圧縮機温度上昇，$\Delta T_t$ ：タービン温度落差，$\eta_m$ ：機械効率である。

流量のマッチング条件から求められたサイクル温度比と，仕事のマッチング条件から求められたサイクル温度比を比較し，一致している場合は圧縮機とタービンのマッチングが取れており，そのサイクル温度比になるような流量の燃料を流せばマッチングした状態での運転が可能となる。

この計算を圧縮機性能特性図上の各回転数上で複数点実施し，サイクル温度比を求め，その等高線を描くことで図 4 のような等 TIT ラインを引くことができる。

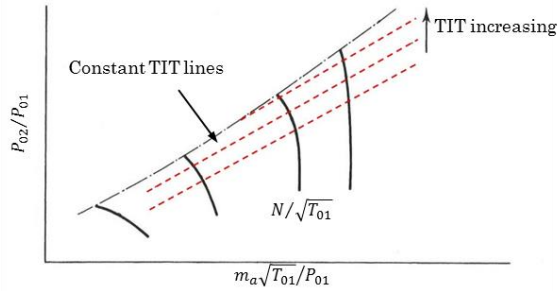



Fig.4 Constant TIT lines in compressor performance characteristics

次に，ガスジェネレータと推進ノズルとのマッチングを行う。ガスジェネレータと推進ノズルのマッチングは，ガスジェネレータ出口(タービン出口)の流量と推進ノズル入口の流量のマッチングを取る。ここで必要となるのが推進ノズルの性能特性図である。図 5 に推進ノズル性能特性図を示す。

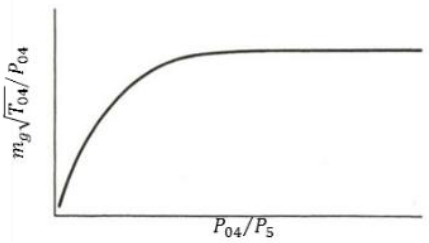



Fig.5 Propelling nozzle performance characteristics

ガスジェネレータと推進ノズルの流量の条件から，推進ノズルの修正流量を求める。次に，推進ノズルの圧力比を求めることで，推進ノズル性能特性図から推進ノズルの修正流量を求めることができる。2 パターンで求め

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

た推進ノズルの修正流量を比較し，一致していればガスジェネレータでのマッチングとガスジェネレータと推進ノズルのマッチングを両方満たしている状態であり，その点が作動点として 1 点決定する。同様に各修正回転数でマッチングを取り，作動点が決定され，繋ぎ合わせると圧縮機性能特性図上で作動線を描くことができ，その作動線上でのみ作動することとなる。

以上のように，作動点を決定するには，ガスジェネレータでのマッチング及びガスジェネレータと推進ノズルのマッチングを図 6 のようなループ計算を行っている。

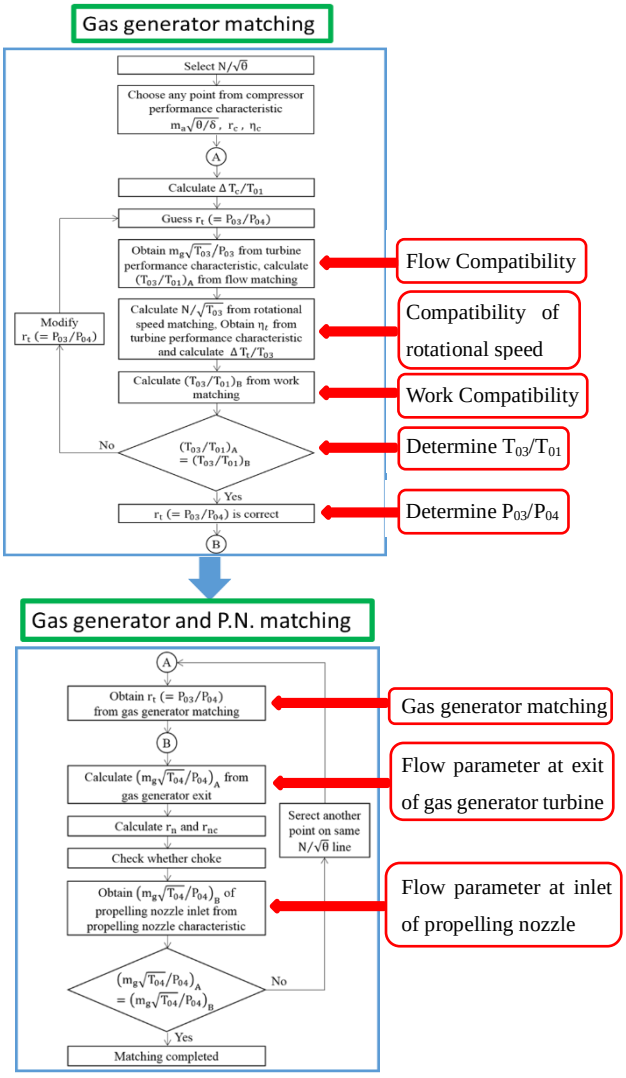



Fig.6 Matching procedure

## 2.2 抽気を考慮したマッチング理論

本研究では，ガスタービンの性能を決定する際に用いられているマッチング理論，主にガスジェネレータ間でのマッチングに焦点を当て理論式に抽気を考慮し，組み込むこととする。また，圧縮機(出口)から抽気を行っていることから圧縮機とタービン間で空気流量の差が生じるため，各マッチング理論式の中に含まれている空気質量流量$m_a$に注意しなければならない。回転数のマッチング式(2)に$m_a$は存在しないため元の通り使用する。ここで，燃料質量流量$m_f$を用いて，ガスジェネレータでの流量バランスを$m_g = m_a + m_f$とすると流量のマッチング式(1)は，式(4)のようになる。

$$\frac{m_g\sqrt{T_{03}}}{P_{03}} = \frac{m_a\sqrt{T_{01}}}{P_{01}} \times \frac{P_{01}}{P_{02}} \times \frac{P_{02}}{P_{03}} \times \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}} \times \frac{(m_a+m_f)}{m_a} \quad \cdots (4)$$

本試験では圧縮機出口から抽気を行うため，各マッチング理論式に存在する空気質量流量$m_a$から抽気分を差し引かなければならない。なお，抽気率α: $(m_b/m_a)$とし，抽気量$m_b = \alpha m_a$とする。流量のマッチング式(1)は抽気分を考慮すると以下のように表すことができる。

$$\frac{m_g\sqrt{T_{03}}}{P_{03}} = \frac{m_a\sqrt{T_{01}}}{P_{01}} \times \frac{P_{01}}{P_{02}} \times \frac{P_{02}}{P_{03}} \times \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}} \times \frac{(m_a-m_b)+m_f}{m_a}$$

$$= \frac{m_a\sqrt{T_{01}}}{P_{01}} \times \frac{P_{01}}{P_{02}} \times \frac{P_{02}}{P_{03}} \times \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}} \times \{(1-\alpha)+f\} \quad \left(\because f = \frac{m_f}{m_a}\right) \quad (5)$$

次に仕事のマッチング式(3)を変形すると式(6)のように表すことができる。

$$\frac{\Delta T_t}{T_{03}} = \frac{\Delta T_c}{T_{01}} \times \frac{T_{01}}{T_{03}} \times \frac{C_{pa}}{C_{pg}\eta_m} \times \frac{1}{1+f} = \frac{\Delta T_c}{T_{01}} \times \frac{T_{01}}{T_{03}} \times \frac{C_{pa}}{C_{pg}\eta_m} \times \frac{m_a}{m_a+m_f} \quad (6)$$

式(6)から抽気分を考慮すると以下のように表すことができる。

$$\frac{\Delta T_t}{T_{03}} = \frac{\Delta T_c}{T_{01}} \times \frac{T_{01}}{T_{03}} \times \frac{C_{pa}}{C_{pg}\eta_m} \times \frac{m_a}{\{(m_a-m_b)+m_f\}}$$

$$= \frac{\Delta T_c}{T_{01}} \times \frac{T_{01}}{T_{03}} \times \frac{C_{pa}}{C_{pg}\eta_m} \times \frac{1}{\{(1-\alpha)+f\}} \quad \cdots (7)$$

以上がマッチング計算における流量のマッチング及び仕事のマッチングにおいて抽気分を考慮した式となる。これらの式をガスタービン性能解析ツール(GTPAT)へ反映させることにより，圧縮機出口からの抽気を考慮した性能解析が可能となる。そこで作動線がサージラインから遠ざかることを予測し，また抽気率により作動線がどの程度移動するかをプログラム上で確認することが可能となる。

## 3. 解析結果

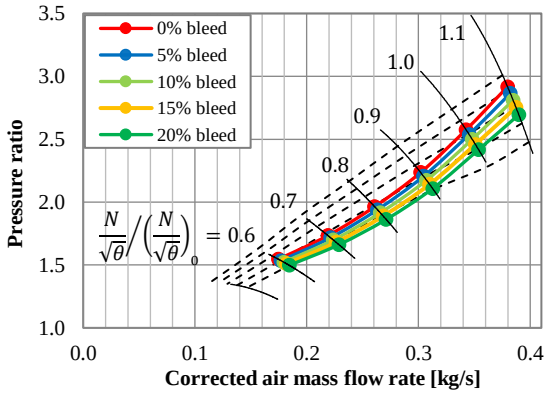



Fig.7 Matching result of gas generator and propulsion nozzle

解析では，ガスタービン性能解析ツール(GTPAT)を用いて，抽気率 0%，5%，10%，15%，20%の場合について比較した。図 7 に示す抽気率 0%が基準となる作動線であり，抽気量が増加すると作動線はサージから遠ざかるようにシフトしていることが分かる。なお，解析では，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

抽気による回転数の減少は予測しておらず，同一回転数上での作動点シフトの予測を行っている。
また，GTPAT による解析結果から，修正回転数 90%での抽気による修正空気流量，圧縮機の圧力比，タービン入口温度，推力，比推力，燃料消費率の変化を図 8 から図 13 にそれぞれ示す。

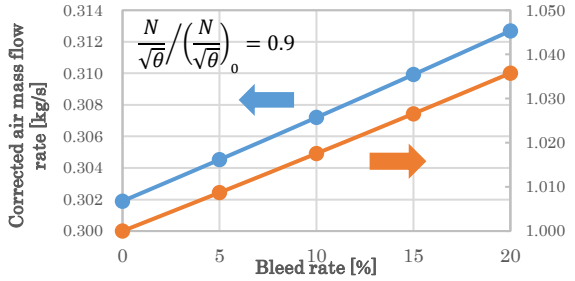



Fig.8 Effect of bleed rate on corrected air mass flow rate

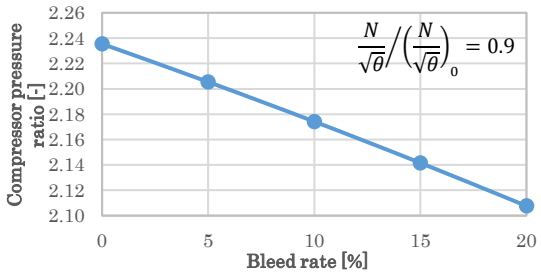



Fig.9 Effect of bleed rate on compressor pressure ratio

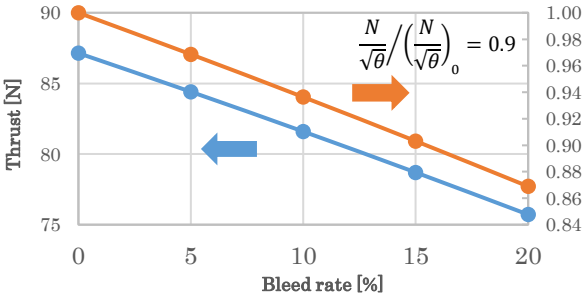



Fig.10 Effect of bleed rate on thrust

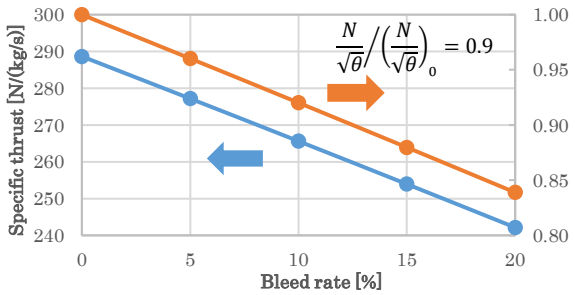



Fig.11 Effect of bleed rate on specific thrust

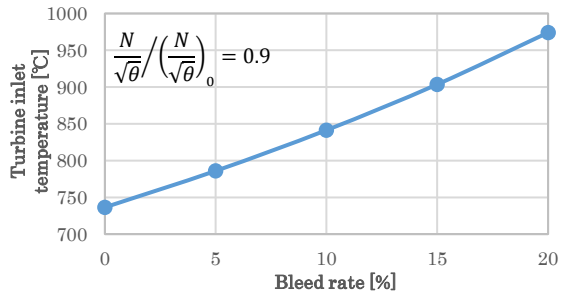



Fig.12 Effect of bleed rate on turbine inlet temperature

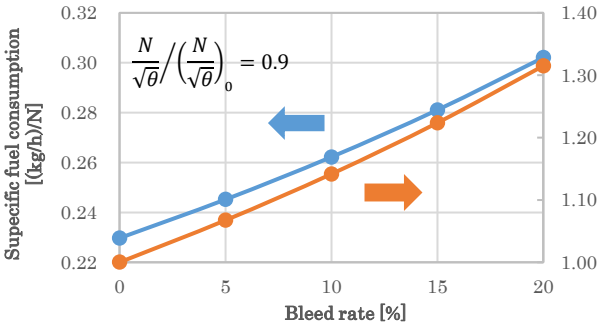



Fig.13 Effect of bleed rate on specific fuel consumption

以上が，修正回転数 90%での抽気による性能結果である。各性能の抽気率 0%と 10%を比較すると，修正空気流量は 0.30190[kg/s]から 0.30720[kg/s]へ約 1.8%増加した。圧縮機の圧力比は，2.235[-]から 2.174[-]へ約 2.7%減少した。推力は，87.14[N]から 81.59[N]へ約 6.4%減少した。比推力は，288.65[N/(kg/s)]から 265.61[N/(kg/s)]へ約 8.0%減少した。タービン入口温度は，736.46[℃]から 841.39[℃]へ約 105[℃]上昇した。燃料消費率は，0.2297[(kg/hr)/N]から 0.2622[(kg/hr)/N]へ約 14.1%増加した。

## 4. 試験装置及び試験方法

本試験では，図 14 に示す JETMUNT 社製の Merlin160ER ターボジェットエンジンを使用した。このエンジンは、一段遠心圧縮機，アニュラ型燃焼器，一段軸流タービン及び推進ノズルで構成されており，表 1 の主要仕様に示すように定格点での推力は 130 N で回転数は 113,000 rpm となっている。

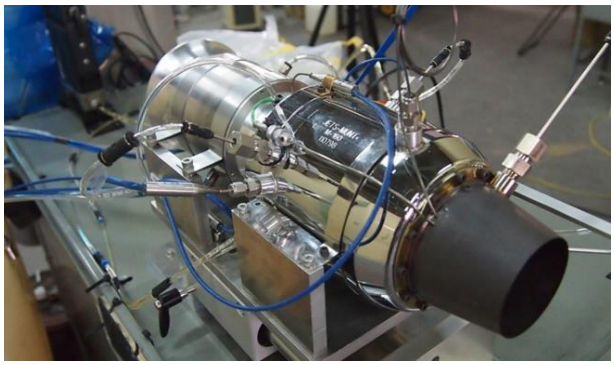


Fig.14 Merlin160ER turbojet engine

Table 1　Specifications of Merlin160ER

| | |
|---|---|
| Weight | 1.87 kgf |
| Dimensions | ϕ111 mm × 308 mm |
| Rated thrust | 130 N (113,000 rpm) |
| Maximum rotational speed | 120,000 rpm |
| Exhaust temperature | 550-700 ℃ |
| Idle rotational speed | 32,000 rpm |
| Idle thrust | 7 N |
| Maximum fuel flow | 580 ml/min (thrust 160N) |

本試験では，圧縮空気の抽気によるエンジン性能に及ぼす影響を調査するにあたり，圧縮機出口に直径 18 mm

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の抽気孔を設置し，抽気を行った。圧縮機出口から抽気した空気は高温(150℃程度)であるため，流量計の耐熱温度を考慮して一度水槽で冷却してから，抽気空気を各計測器(圧力計，温度計，体積流量計)に導き計測した。抽気量は、KOFLOK 社の体積流量用フローメータ RK2000 を用いて計測し，図 15 に示す実験装置の配置図にある Valve2 によって抽気量を制御した。また，本試験では，抽気した空気は他には活用せず，チューブによりテストセル外に導き放出した。

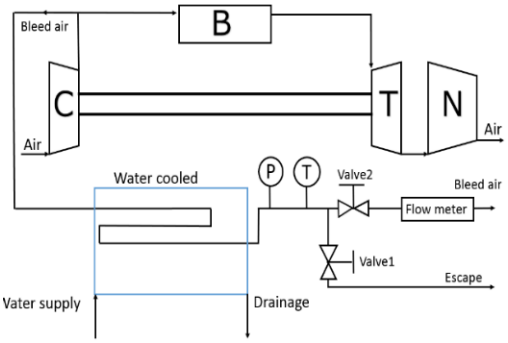



Fig.15 Experimental equipment

なお，エンジンの回転数は光感知方式回転数計，推力は共和電業社製ダイヤフラム型ロードセル LCX-A-500N-ID-P, 燃料流量はキーエンス社製コリオリ式微流量計 FDSS2A，温度は T および K 型熱電対によって計測した。表 2 には性能解析を行う上で必要な計測項目及び使用した計測機器を示す。

Table 2　Measurement items and equipments

| | | |
|---|---|---|
| $T_a$ | Ambient temperature | Thermometer |
| $P_a$ | Ambient pressure | Barometer |
| N | Engine rotational speed | Light-sensing system |
| F | Thrust | Load cell (Max 500[N]) |
| $Q_f$ | Fuel volume flow rate | Coriolis flow meter |
| $T_{01}$ | Intake total temperature | Thermocouple (Type T) |
| $P_1$ | Intake static pressure | Pressure sensor and transducer |
| $T_{01c}$ | Compressor inlet total temperature | Thermocouple (Type T) |
| $P_{1c}$ | Compressor inlet static pressure | Pressure sensor and transducer |
| $T_{02}$ | Compressor outlet total temperature | Thermocouple (Type T) |
| $P_2$ | Compressor outlet static pressure | Pressure sensor and transducer |
| $T_{03}$ | Turbine inlet total temperature | Thermocouple (Type K) |
| $T_{04}$ | Turbine outlet total temperature | Thermocouple (Type K) |
| $P_4$ | Turbine outlet static pressure | Pressure sensor and transducer |

## 5. 試験結果

試験では，修正回転数 90%を目標に実施した。抽気量を制御する Valve2 を全閉(抽気なし)の場合と，全開(抽気あり)の場合で試験を行い計測した。その結果を表 3 に示す。

試験では，Valve2 が全開の状態で抽気率が 1.81%の結果が得られた。抽気により，修正回転数は約 1%point の減少が見られた。修正空気流量は，0.2990[kg/s]から 0.2996[kg/s]へ約 0.2%増加した。圧縮機の圧力比は，2.213[-]から 2.172[-]へ約 1.9%減少した。ガス流量は，0.3046[kg/s]から 0.2998[kg/s]へ約 1.6%減少した。推力は，87.07[N]から 84.33[N]へ約 3.1%減少した。比推力は，291.19[N/(kg/s)]から 281.45[N/(kg/s)]へ約 3.3%減少した。燃料流量は，0.00554[kg/s]から 0.00561[kg/s]へ約 1.3%増加した。タービン入口温度は，715.94[℃]から 720.57[℃]へ 4.63[℃]上昇した。燃料消費率は，0.2292[(kg/hr)/N]から 0.2396[(kg/hr)/N]へ約 4.5%増加した。

Table3 Experimental results (Bleed at $N/\sqrt{\theta} = 90\%$)

| | No bleed | Bleed (Fully open) |
|---|---|---|
| Nc[rpm] | 100146 | 99003 |
| $\frac{N}{\sqrt{\theta}}/\left(\frac{N}{\sqrt{\theta}}\right)_0$[%] | 88.62 | 87.61 |
| $F_c$[N] | 87.07 (1.000) | 84.33 (0.969) |
| $Fs_c$[N/(kg/s)] | 291.19 (1.000) | 281.45 (0.9666) |
| $m_{ac}$[kg/s] | 0.2990 (1.000) | 0.2996 (1.002) |
| $m_{fc}$[kg/s] | 0.00554 (1.000) | 0.00561 (1.013) |
| $m_g$[kg/s] | 0.3046 (1.000) | 0.2998 (0.9842) |
| $r_c$[-] | 2.213 | 2.172 |
| $sfc_c$[(kg/h)/N] | 0.2292 (1.000) | 0.2396 (1.045) |
| TIT[℃] | 715.94 (Base) | 720.57 (+4.63℃) |
| TOT[℃] | 603.86 (Base) | 617.33 (+13.47℃) |
| $\Delta T_t$[℃] | 112.08 (Base) | 103.24 (-8.84℃) |
| $m_b$[kg/s] | 0 | 0.00541 |
| Bleed air rate[%] | 0 | 1.81 |
| $T_{1C}$[℃] | 18.73 (Base) | 17.20 (-1.53℃) |
| $T_2$[℃] | 137.73 (Base) | 134.80 (-2.93℃) |
| $\Delta T_C$[℃] | 119.00 (Base) | 117.6 (-1.40℃) |
| Wc[J/s] | 3576 2 (1.000) | 35410 (0.990) |
| Wt[J/s] | 39191 (1.000) | 35533 (0.907) |

（　　）: Normalized by no bleed case

## 6. 考察

試験で得られた抽気率 1.81%を GTPAT で解析し，抽気率 0%と比較してみると図 16 のようになる。図 16 からは変化量が分かりにくいため，作動点のシフトをより詳細に表したのが図 17 である。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

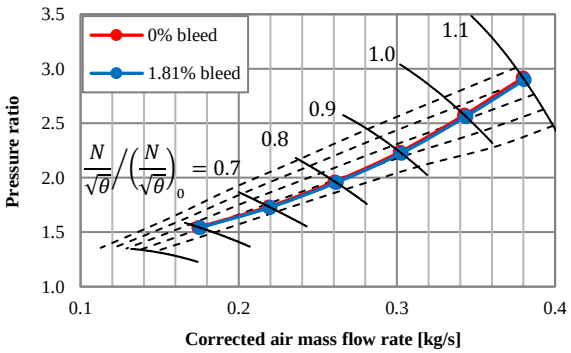



Fig.16 Comparison with 0% bleed and 1.81% bleed

抽気率が小さいことから大きな変化は見られなかったが，抽気により修正空気流量が増加し，圧力比が低下したことで作動線がサージから遠ざかる方へシフトしていることが分かる。試験では，修正回転数が 90%付近のデータが得られたため，解析結果の修正回転数 90%に着目した。

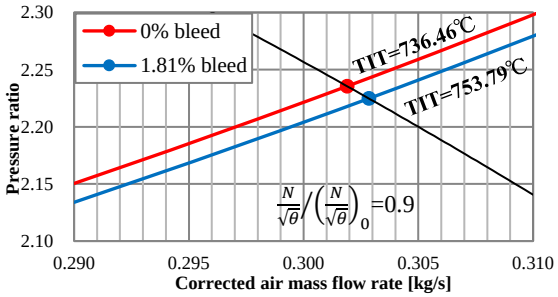



Fig.17 Details of analysis results

また、解析結果と試験結果での作動線のシフトを比較するために，図 18，19 に簡易的に描いた作動点のシフトを示す。

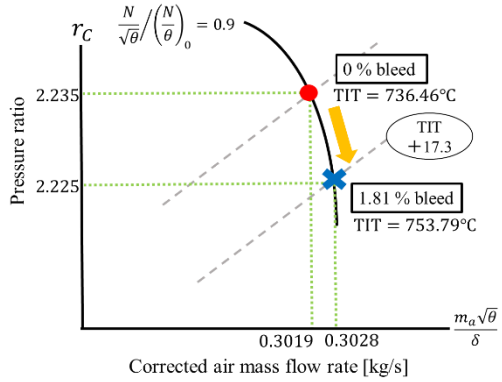



Fig.18 Shift of operating point of analysis result

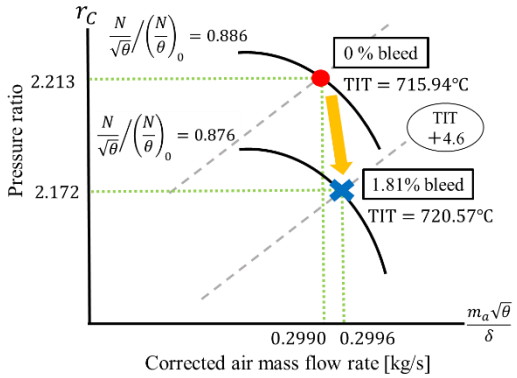



Fig.19 Shift of operating point of experimental result

試験結果から，修正空気流量の増加，圧力比が減少していることから，図 19 のように作動点がサージから遠ざかる方へシフトしていることが分かる。

また，前述の通り，解析では，抽気による回転数の減少を予測しておらず，同回転数上での作動点の予測を行っている。しかし，試験結果からは，抽気すると回転数がわずかに減少した。その理由として，抽気によりタービンに流入するガス流量が減少したとともに，タービン温度下降量も減少したことからタービン仕事が減少したためであると考えられる。

タービン入口温度は，解析結果と試験結果で絶対値の誤差はあるものの，タービン入口温度の上昇傾向は捉えられている。

以上より，抽気により修正空気流量の増加，圧力比の減少，タービン入口温度の上昇など解析結果の予測が実験結果と同様な傾向を示していることから，抽気を組み込んだマッチング理論の妥当性を検証することができた。

## 参 考 文 献

(1) HIH saravanamuttoo, GFC Rogers, H Cohen, PV Straznicky, 藤原仁志 訳 : ガスタービンの基礎と応用-発電用からジェットエンジンまで, 東海大学出版会, (2012), p.326, 327, 594

(2) HIH Saravanamuttoo, GFC Rogers, H Cohen, PV Straznicky : Gas turbine Theory SIXTH EDITION, PersonPrentice Hall, (2009), p.266, 267, 486

(3) 大山耕一 : ターボ機械のサージング, 航空宇宙技術研究所, (1984)

(4) Cleverson Bringhenti, jesuino Takachi Tomita, Joao Roberto Barbosa : STUDY OF THE AIR BLEED INFLUENCE IN THE INDUSTRIAL GAS TURBINE PERFORMANCE, 18th International Congress of Mechanical Engineering[No.6-11], (2005)

(5) Jack B.Esgar, Robert R.Ziemer, EFFECTS OF TURBINE COOLING WITH COMPRESSOR AIR BLEED ON GAS-TURBINE ENGINE PERFORMANCE, NATIONAL ADVISORY COMMITTEE FOR AERONAUTICS, (1955)

(6) 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)

(7) 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−小型ターボジェットを用いた発電システムへの適用−，第 42 回日本ガスタービン学会定期講演会（熊本）講演論文集，(2014)

(8) 藤木恭介，黒川翔平，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−推進ノズル形状変化による小型ターボジェットエンジン性能への影響−，日本機械学会[No.157-1]北陸信越支部第 52 期総会・講演会 講演論文集，(2015)

(9) 伊藤凌大朗，土屋利明 : 圧縮機出口からの抽気がターボジェットエンジン性能に及ぼす影響，日本機械学会[No.18-29]日本機械学会熱工学コンファレンス 2018 講演論文集, 2018. 10 富山県富山市

(10) 伊藤凌大朗，土屋利明 : 圧縮機からの抽気がターボジェットエンジン性能に及ぼす影響，日本機械学会[No.197-1]北陸信越支部第 56 期総会・講演会 講演論文集，2019. 3 富山県富山市

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-18

# エンジンサイクル計算における軸対称流の利用について

# Axisymmetric flow for the engine cycle calculation

○二村 尚夫*1
FUTAMURA Hisao

**ABSTRACT**

A jet engine performance estimation methodology is presented for the axisymmetric component by the fluid dynamic characterization with the correction to the one-dimensional flow theory adding to the precise thermodynamic state definition. Since most of jet engine components have axisymmetric section, such as bell-mouth, compressor, combustor, turbine and exhaust nozzle, there is 1.5 dimensional design freedom for radial variation of temperature and pressure.

**キーワード：**ガスタービン，ジェットエンジン，軸対称流，エンジンサイクル，ポテンシャル流れ
**Key Words:** Gas Turbine, Jet Engine, Axisymmetric flow, Engine cycle, Potential flow

## 1. はじめに

ジェットエンジンは大気を作動流体とする熱機関であり，季節，場所，天候，飛行状態によって大気の性質が大きく変化するため，その性能も様々な変化を見せる。JAXA ではこういった外部環境を大気の組成分子の高精度な熱力学関数を基にした高精度なエンジン性能計算プログラムを開発してきた[1-3]。エンジンのサイクル性能は，エンジンの入り口から出口までの過程を，1 次元定常流体力学を基にして熱力学的に記述することで得られるのであるが，瞬間的には非一様性と非定常性を伴う現象がエンジン内外部で生じているため，これを意味のある性能に修正する必要がある。インテーク，圧縮機，燃焼器，タービン等のエンジン要素の特性は次元解析に加えて，流体の圧縮性，粘性，翼列流れ，燃焼の反応性，伝熱といった各熱力学過程を特徴付ける独特なパラメータによって要素の性能を修正して性能を再定義している。本報では，ジェットエンジンの基本断面形状である軸対称形状を有する要素として主に空気取り入れ口に関して付加情報の取り入れ方を説明する。

## 2. 軸対称流れによる性能修正

典型的なジェットエンジンの断面を図 1[4]に示す。詳細な設計図では形状に微妙な変化がつけられているが，基本的に主流はどの断面をとっても軸対称性を有しているのが分かる。エンジン性能は，このエンジン全体を，熱力学サイクルを構成する要素(module)に分解して，各要素の入り口，出口の熱力学関係を断面代表値で表す訳であるが，各断面内には当然ながら，圧力，温度，速度の分布があり，断面を挟む隣接要素はこの分布を共有するため上流側の影響は直接的に下流側に影響している。

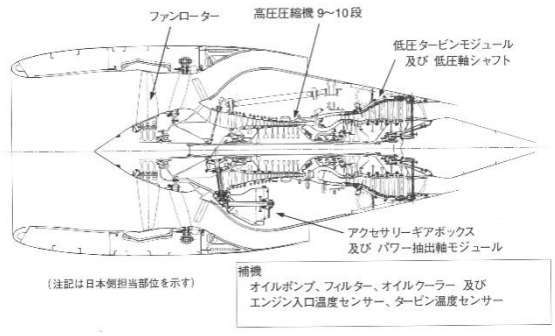



Fig. 1 Typical Jet engine arrangement [4]

発電用のガスタービンなどでは，圧縮機，燃焼器，タービンが別々の機械として駆動軸とガス配管で結合されてエンジンシステムを構成するものも多いが，航空用エンジンでは軽量化が必須であるため要素間は極力詰めて設計されるのが普通である。

1 次元圧縮性流れの基礎式としては，比熱比一定の定常等エントロピー流れは，代表断面における量を用いて流量の式は理想気体の状態方程式により式(1)のように表される。

*1 (国研) 宇宙航空研究開発機構 航空技術部門
〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1
E-mail: futamura.hisao@jaxa.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$W = \rho VA = \frac{P_t}{\sqrt{C_p T_t}} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma - 1}} \frac{M}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} A \qquad (1)$$

運動量の式はオイラー方程式を外力のないベルヌーイの定理の積分として式(2)のように表現するが，圧縮機，タービンではエネルギーと仕事の授受があり，

$$Q = \rho V \frac{dV}{dx} + \frac{dp}{dx} = 0 \qquad (2)$$

燃焼器では，燃料の燃焼エネルギーが，僅かな圧力低下のもとで圧縮空気に与えられ燃焼ガスへの転換が図られる。燃料の化学エネルギーが反応により熱エネルギーに変化する度合いは化学平衡計算での推算が可能であるが燃料ノズル配置と燃焼器内流れで局所的な分布が生じる。

圧縮機，燃焼器，タービン以外の要素においてはエネルギーの式は断熱流れとしてエネルギー$E$ の出入りがないため，全エンタルピー$H$ が保存されることで表される。

$$\rho VA\left(h + \frac{1}{2}\rho V^2\right) = H_0 = const \qquad (3)$$

## 2.1 空気取り入れ口性能

空気取り入れ口では流量の保存と断熱流れが成り立っており，式(1)は(4)のように整理されて(5)のように標準大気修正される。

$$W = C \frac{P_t}{\sqrt{T_t}} F(M) \qquad (4)$$

$$W_r = W \frac{\sqrt{\theta}}{\delta} \qquad (5)$$

実際には，インテークのリップ部から拡大部にかけて剥離が生じる場合がある一方で，中心部ではほぼ一様な流れが形成される。極端に入口面積が小さい場合，すなわちファン，圧縮機が高速回転する条件ではインテーク入口が音速に達してチョーク状態となり，衝撃波を形成する場合もある。もちろん超音速機については，この衝撃波を積極的に利用して推進性能を高めている。米国の規格等では超音速インテークの全圧回復係数の基準が知られている。

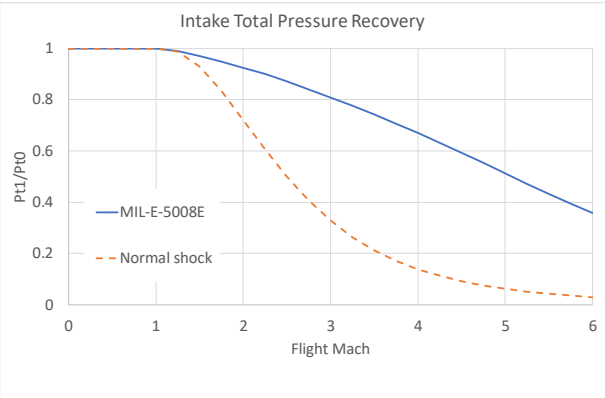



Fig. 2 Intake Total pressure recovery

## 2.2 ファンおよび圧縮機性能

ファン及び圧縮機は典型的なターボ機械であり，動翼列と静翼列の作用により，空気の圧力，温度が変化する。流体解析の方法として，回転軸に関して旋回を持つ軸対称通過流れと翼列を半径方向の渦度分布として翼列の渦形式を基本設計時に指定するあたりまでが理論解析のモデルとなる[5]。子午面流線を作動円盤理論によって曲率の跳躍を許容するなどの理論もあるが，先端漏れ流れ，パッセージボルテックスの存在により半径方向に物質移動が生じており，単純な軸対称流れでの修正はできないものと考えられる。ファンとコアエンジン圧縮機の接続部では，いわゆるスワンネック部などで旋回と軸対称性を加味して翼列設計をする場合がある。

## 2.3 燃焼器性能

圧縮機出口から燃焼器入口のディフューザは空力要素であり燃焼器内流れに影響するが，スワラー，燃焼器冷却構造の複雑さ，燃焼反応の重要性に比べ変化が少ないので全圧損失係数として考慮する程度である。

## 2.4 高圧及び低圧タービン性能

タービンの流れも 2.2 項のファン及び圧縮機流れと同様であるが，燃焼器出口における温度分布，圧力分布がタービン内部流れに影響として残る。周方向温度分布は出口の温度分布に影響するほか，半径方向に意図的に温度分布を付けてタービン動翼の翼根部の遠心強度を下げる設計が行われる。

## 2.5 排気ノズル性能

ファン排気及びコアエンジン排気はエンジン推力を発生するとともに，ノズル面積はファンとエンジンの作動線を決定する重要なパラメータである。ファン，タービンの出口における軸流マッハ数は 0.4~0.5 程度であり，チョーク面積 $A^*$に対する断面積比は，式(6)より

$$\frac{A^*}{A} = \frac{1}{M}\left[\frac{(\kappa-1)M^2}{\kappa+1}\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \qquad (6)$$

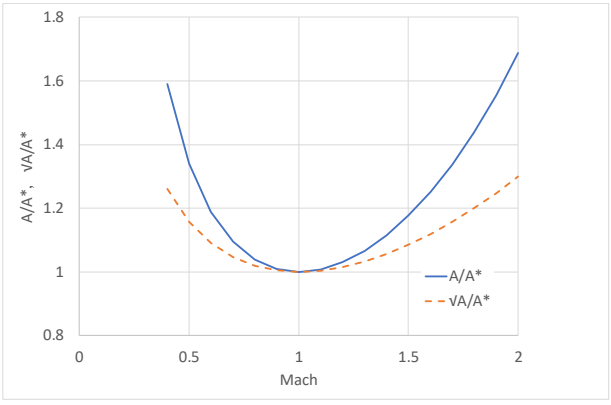



Fig. 3 Nozzle throat area ratio ( $\kappa$ =1.4)

スロートの半径比では 2 割程度であり，縮流の推定方法も存在するが[6]，エンジンの作動を決める重要なパラメ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ータであり，空力的ノズルスロート面積、圧力損失と速度損失の推定だけでは不十分であり実験的に性能への影響を確認する必要がある。

## 3. 空気取り入れ口

### 3.1 外部流と内部流

空気取り入れ口はエンジンの最前部に位置して，エンジンが必要とする量の空気を効率よく取り込む役割を果たしている。SAE の習慣[7]に基づきインテークを模式的に表したものが図 4 である。

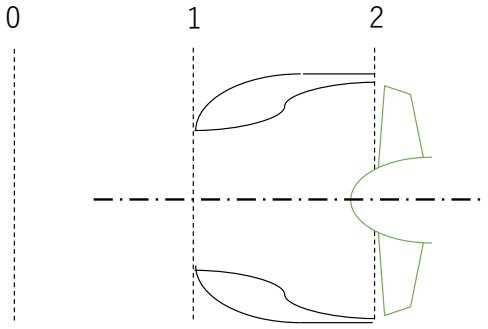



Fig. 4　Intake component schematics

エンジン入口断面 2 における軸流マッハ数は 0.5~0.6 程度であり，ジェット旅客機の巡航速度はマッハ 0.7~0.9 であるからインテーク入口断面積はエンジン入口面積よりも小さく設計されるのが普通である。本報では空気取り入れ口を軸対称として亜音速流れに限定して説明するが，実際の空気取り入れ口は航空機の最大飛行マッハ数および艤装設計により様々な形状を呈する。

設計飛行マッハ数においてエンジンが設計点で運転されるとき，インテーク前方の流れは図 5 のように素直にカウル先端で外部流と内部流に分離される。外部流はカウル外面に沿って外側に流れ去り，内部流はインテーク内面に沿って拡散流れとなりエンジン入口マッハ数まで減速する。

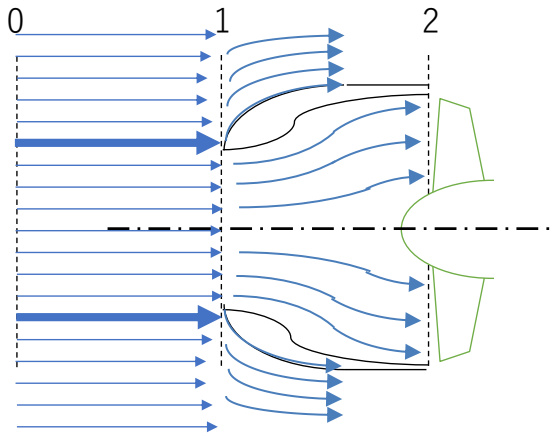



Fig. 5　Intake flow at design point

飛行マッハ数が設計点以下の場合，もしくはエンジン入口マッハ数が設計点以上の時にはエンジンに吸い込まれる流管は収縮流れとなる。一方，インテーク内の流れは

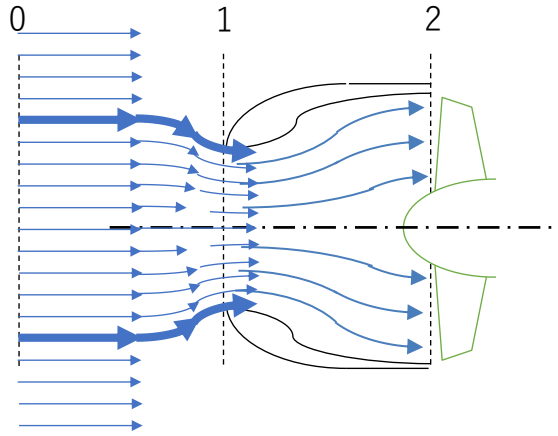



Fig. 6　Intake flow at lower flight speed

大きく変化しない。

逆に飛行マッハ数が設計点以上の場合，もしくはエンジン入口マッハ数が設計点以下の時には図 7 のようにエンジンに吸い込まれる流管は拡大流れとなる。インテーク内の流れは大きく変化しない。

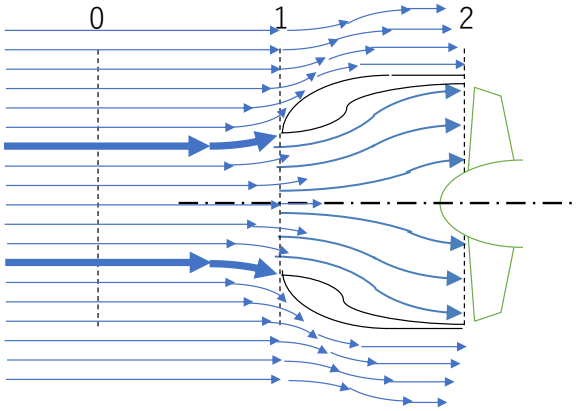



Fig. 7 Intake flow at higher flight speed

すなわち，インテーク内の流れは，式(1)において全温，全圧，質量流量が保存されインテーク入口断面積 $A_1$ とエンジン入口断面積 $A_2$ が決まるとマッハ数 $M_1$ と $M_2$ の関係が一意に決まってしまう。$A_1$ が $A_2$ より小さく，等エントロピー流れが成り立たない場合には，$A_1$ がソニックインテーク状態となり，インテーク内で衝撃波が発生して大きな損失を生む。

次に，航空機が静止している場合には，図 8 のように図 6 を誇張するようにインテーク入口では周囲から空気を吸い込むような流れとなる。飛行時に最適なインテークが離陸時にも最適である保証はない。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

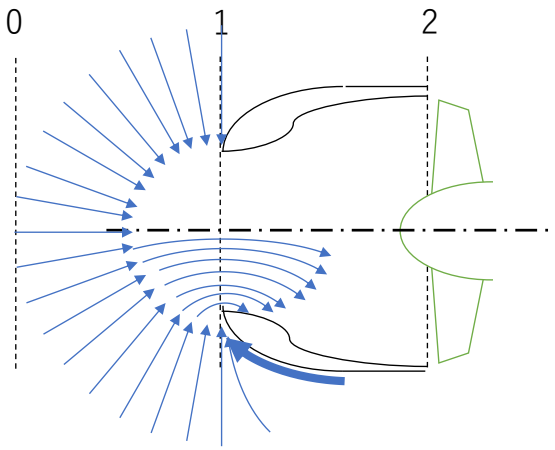



Fig. 8　Intake flow at static condition

### 3.2　アンインストール性能と艤装性能

前節ではインテークの流れについて簡単に説明したが，空気取り入れ口の流れは複雑であり，航空機設計上は理想的インテークと理想的排気ノズルを持つエンジンの性能(アンインストール性能)に対し，風洞試験，CFD 解析などで決めたインテークとノズルの性能を艤装性能として加味することが通常であり，エンジン運転セルでは図 9 のようにベルマウスを装着してエンジン性能を取得し，理想インテークおよび理想排気ノズルを装備した時の性能に修正する。

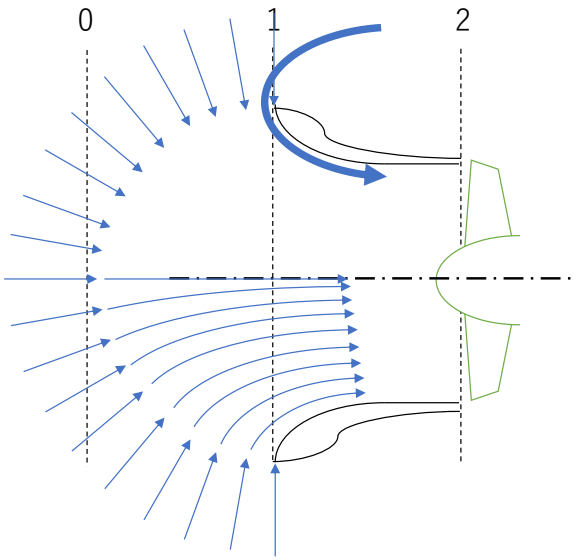



Fig. 9 Bellmouth flow schematics

### 3.3　軸対称流

アンインストール性能へのデータ補正およびインストール性能の推定において軸対称流れの利用は，実証試験に先立って検討する場合の手軽な方法と考えられる。
理想気体の軸対称流れは
円筒座標系(r，$\theta$，z)における渦無し流れ，すなわちラプラス方程式は速度ポテンシャル $\phi$ を用いて

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \phi}{\partial r}\right)+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta\frac{\partial \phi}{\partial \theta}\right)=0 \qquad (7)$$

もしくは，流線関数 $\Psi$ を用いて

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2}+\frac{\sin\theta}{r^2}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right)=0 \qquad (8)$$

と表される。軸対称物体周りの流れは軸上にわき出しと吸込みを配置または分布させることにより一様流速度と無限遠方における静止条件から計算できる[8]が，内部流れは渦輪を用いて近似させる方法がある[9]。この方法ではベッセル関数の代わりに完全楕円積分を用いることで周期関数の切断により一価性が保証されている。
インテーク入口の外部流と内部流をこの渦輪で近似するとともに，ノーズコーンをランキンの卵形，もしくは正対する無限円錐流れ[10]により近似させることで，ベルマウス装着時のアンインストール性能と艤装状態でのインテーク流れの半径方向の速度分布の差異を半径方向インレットディストーションパラメータとの相関に整理できる。

## 4.　考察

具体的なパラメータの選定まではできなかったが，基本的に軸対称な回転機械であるジェットエンジンの設計パラメータとして半径方向の非一様性を組み込むことで各要素のつながりを記述する際に 1 次元熱空気力学モデルに妥当な変化を持たせることが可能になると考えられる。

## 参 考 文 献

(1) 二村尚夫，ジェットエンジンサイクル検討における熱力学物性値について，宇宙航空研究開発機構研究開発資料，JAXA-RM-10-016, 2011/2/28
(2) 二村尚夫，ジェットエンジンサイクル検討における熱力学物性値について(その 2)，宇宙航空研究開発機構研究開発資料，JAXA-RM-13-019, 2014/3/1
(3) 二村尚夫，ジェットエンジンサイクル検討における熱力学物性値について(その 3)，宇宙航空研究開発機構研究開発資料，JAXA-RM-16-010, 2017/4/1
(4) 公益社団法人日本ガスタービン学会，日本のガスタービンの歩み，(2002)，pp.21
(5) Marble, F. E., Three-Dimensional Flow in Turbomachines, Aerodynamics of Turbines and Compressors, High Speed Aerodynamics and Jet propulsion vol. X, Princeton University press, (1964), pp.83
(6) 基礎流体力学委員会，基礎流体力学，産業図書，(1989)，pp.54
(7) SAE, Aircraft Propulsion System Performance Station Designation and Nomenclature, SAE Aerospace Standard, AS750 Rev. D, (2009).
(8) 基礎流体力学委員会, 基礎流体力学, 産業図書, (1989), pp.112
(9) Sadowsky, M. A., Sternberg, E., Elliptic Integral Representation of Axially Symmetric Flows, Quarterly of Applied Mathematics, vol. VIII No.2, (1950)
(10) 二村尚夫，円錐に正対するポテンシャル流れについて，第 34 回ガスタービン定期講演会，(2006)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-19

# パルスデトネーションエンジンと航空用エンジンとの性能比較

# Performance Comparison between Pulse Detonation Based and Conventional Turbofan Engines

○櫻井 毅司[*1]
SAKURAI Takashi

**ABSTRACT**

Propulsive performance of a pulse detonation based turbofan engine (PDE) was compared with that of conventional turbofan engine (JT15D). The PDE was modeled by replacing the combustor of JT15D to the pulse detonation combustor. The thrust and specific fuel consumption were calculated for JT15D and PDE based on the thermodynamic cycle analysis. The pressure gain obtained in the PDE was included into the analysis using the transfer function. In the most optimistic case, both thrust and SFC were improved for the PDE comparing with the JT15D base engine. However, several points of decrease in adiabatic turbine efficiency lost the improvement of propulsive performance produced by pressure gain.

**キーワード：**デトネーション，燃焼圧力利得，ジェットエンジン，推進性能，熱力学サイクル
**Key Words:** Detonation, Pressure Gain Combustion, Jet Engine, Propulsive Performance, Thermodynamic Cycle

## 1. はじめに

筆者は Pressure gain combustion であるデトネーションを応用したガスタービンの効率向上について研究を行っている[(1)]．本稿では，燃焼器においてデトネーションを間欠的に発生させるパルスデトネーション燃焼器とガスタービンを組み合わせたシステムについて着目する．単純円筒管のみで構成されるような簡潔なものから燃焼器と圧縮機やタービン，ノズルなどを組み合わせたものまで，パルスデトネーションにより推力あるいは出力を得るシステムをパルスデトネーションエンジン（以下, PDE）と呼称している．

PDE では燃焼過程におけるデトネーション波の伝播とこれに続く物理過程が本質的に不可逆過程であり，また非定常であるため，様々な理想化をした上で熱機関としての熱力学サイクル解析が行われている[(2,3)]．Heiser and Pratt[(2)]の結果を引用すると，同じ供給熱量のもとで Detonation サイクルの熱効率が Brayton サイクルより高くなるのはデトネーション燃焼によって定圧燃焼よりも高いエンタルピーが達成されるためである．すなわち，タービンやノズルにおいて Detonation サイクルの方が Brayton サイクルよりも大きな熱落差が得られる．

本質的に非定常な物理過程を含む PDE の熱効率や推進性能を CFD で解析する研究も多数行われている．概して CFD で得られる結果も熱力学サイクル解析の予測結果と一致しており，Detonation サイクルは Brayton サイクルよりも高い熱効率や推進性能が得られることを指摘している．非定常性を考慮した CFD でも準定常状態を仮定する理論解析と結果が変わらないのは，両者とも同じエネルギー保存式が適用されているからである．すなわち，CFD では PDE の非定常な状態変化が模擬されるが， 1 サイクルあたりで状態量を評価すれば理論解析と同じ結果が得られるのは当然と考えられる．

CFD 解析を利用した研究の中には，PDE による時間平均的な燃焼圧力利得に着目してガスタービンや航空用エンジンとのシステムレベル性能比較を行っている研究もある[(4,5)]．これらの研究では PDE における非定常性の考慮は損なうものの，燃焼圧力の利得という特徴は保持して様々なエンジンの比較的簡便なサイクル解析を行うことを意図している．

本稿では上記の研究を参考に小型ターボファンエンジンの JT15D を具体例としてガスジェネレータの燃焼器をパルスデトネーション燃焼器（PDC）に置き換えた場合の推進性能をサイクル解析によって評価した．

## 2. PDE の性能評価方法

図 1 は筆者が計算した単純円筒形状の PDC における燃焼器出口の圧力や温度の時間履歴である．PDC は直径 30 mm，長さ 450 mm であり，予混合気は当量比 1 の水素－空気，パージガスは空気としている．燃焼サイクルは 80 cycle/s であり，1 サイクルあたり 12 ms である．計

*1 首都大学東京
〒191-0065 日野市旭が丘6-6
E-mail: tsakurai@tmu.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

算は 1 次元圧縮性 Euler 方程式を基礎式とし，化学反応には素反応モデルを用いている．この図は 4 サイクルの時間履歴を示しており，3 サイクル目からは計算初期条件の影響が小さくなり，時間的にほぼ同じような状態が得られている．それぞれの図において見られる突出したピーク値はデトネーション波の先頭波面付近に対応している．PDE ではこの履歴のように燃焼 1 サイクル中においても圧力や温度などの状態量が大きく変化するのが特徴である．

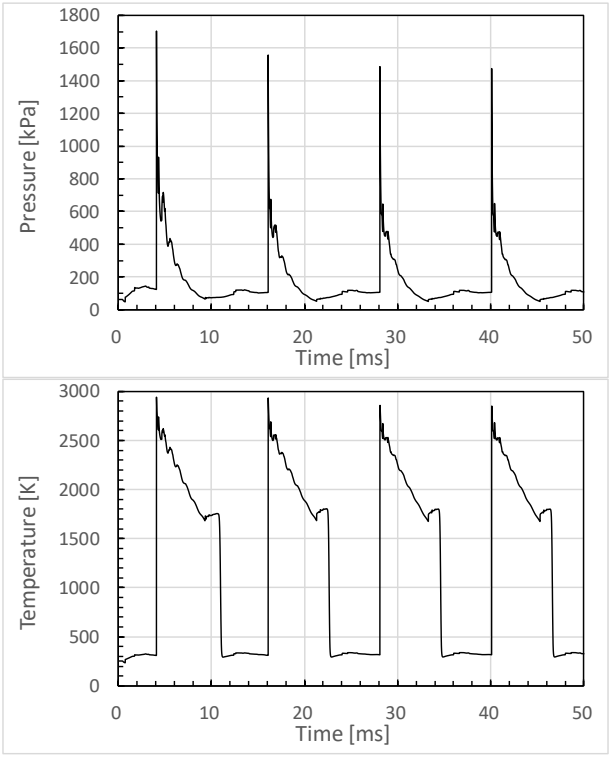



Fig. 1　パルスデトネーション燃焼器出口における圧力と温度の時間履歴（当量比 1 の水素－空気予混合気，サイクル速度 80 cycle/s）

システムレベルでの性能評価を行うにあたり Paxson は図 1 のような CFD による計算結果をもとに状態量をサイクルあたりで評価した次式を提案している[4].

$$\mathrm{PR} = \frac{\overline{p}_{t,ex}}{\overline{p}_{t,in}} = \mathrm{HR}^{[0.105\gamma/(\gamma-1)]} \tag{1}$$

$$\mathrm{HR} = \frac{\langle h_{t,ex}\rangle}{\langle h_{t,in}\rangle} = 1 + q_0(1-\mathrm{pf}) \tag{2}$$

$$q_0 = \frac{\dot{m}_f \Delta H_f}{\dot{m}_f(1+\mathrm{AFR}_{st})h_{t,in}} \tag{3}$$

$$\mathrm{pf} = \frac{\overline{\dot{m}}_{air}}{\overline{\dot{m}}_{mix}} \tag{4}$$

PR はサイクル時間で平均した燃焼器前後における全圧比，HR はサイクルの質量ベースで平均した全エンタルピー比，$q_0$ は無次元供給熱量，pf はサイクルあたりのパージ率である．ここで，$p_t$ は全圧，$h_t$ は単位質量あたりの全エンタルピー，$\gamma$ は比熱比，$\dot{m}_f$ は燃料流量，$\Delta H_f$ は低位発熱量，$\mathrm{AFR}_{st}$ は両論混合比における空燃比である．なお，比熱比には$\gamma$=1.3を用いる．下添字の *in* は燃焼器入口，*ex* は燃焼器出口，*air* はパージ空気，*mix* は予混合気をそれぞれ表す．

圧力とエンタルピーの関係式(1)については提案者の Paxson が述べているように理論的な裏付けがあるわけではなく，断熱変化式をもとにしたようである．比熱比に掛かる係数は CFD 解析の結果と照らし合わせて与えている．本研究では係数について図 2 で表される Goldmeer らが用いる値を使用する[5]．式(1)は燃焼器前後における全エンタルピー比 HR を与えることで PDC で得られる圧力利得を見積もることに利用できる．本研究では式(1)～(4)を用いて PDC の状態量を算出する．

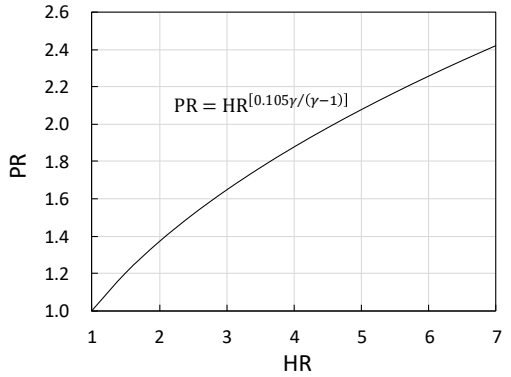



Fig. 2　経験的に得られたパルスデトネーション燃焼器の入口と出口における全エンタルピー比と全圧力比の関係

## 3. PDE と JT15D との性能比較

小型航空用エンジンである PWC 社製の JT15D–5D をベースエンジンとして，このエンジンの燃焼器を PDC に置き換えた PDE と推進性能を比較する（図 3）．なお，図 3 は最も初期型の JT15D–1 であることを付記する[6].

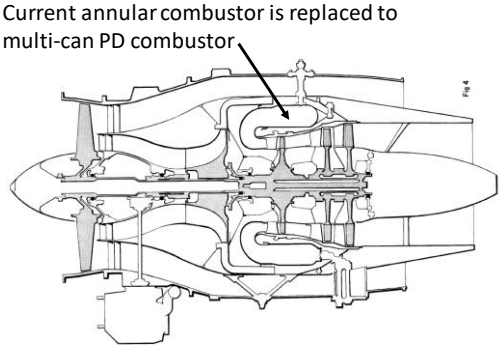



Fig. 3　JT15D の概略図

エンジン性能は熱力学サイクル計算で評価した[7]．計算は機体静止状態（マッハ数 0）における離陸時を想定し表 1 に示す値を用いた．*を付した値は筆者による推測値である．　また，サイクル計算で用いた値を表 2 に示す．これらの条件で計算した JT15D–5D の燃焼器前後に

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

おける全エンタルピー比は HR＝2.251 となった．PDE の場合には，ベースエンジンの全エンタルピー比を基準に下記の 3 ケースを計算した．

Case A : JT15D と同じ条件で燃焼器のみ PDC に置き換えた場合

Case B：PDE では図 1 に示したように燃焼器出口の燃焼ガス状態量が大きく変動するためタービン効率の低下が見込まれる．このときにベースエンジンと同様の推進性能を維持するために必要なタービン効率を求めた．

Case C：ベースエンジンと燃焼器出口圧力が同一となるよう PDC による圧力利得分だけ圧縮機の圧力比を小さくした場合

Table 1　離陸時を想定した JT15D–5D のエンジン性能値

| | |
|---|---|
| 離陸時推力 F | 13.56 kN |
| バイパス比 | 3.3 |
| 圧力比 rp | 13 |
| タービン入口温度 | 1300 K * |
| 全空気流量 | 45 kg/s * |
| ファン圧力比 | 1.5 |

注）*は筆者の推測値

Table 2　サイクル計算に用いた諸量

| | |
|---|---|
| インテーク圧損 | 5% |
| 燃焼器圧損 | 5% |
| 圧縮機断熱効率 $\eta c$ | 88% |
| タービン断熱効率 $\eta t$ | 90% |
| 燃焼効率 | 95% |
| 機械効率 | 98% |
| ノズル効率 | 90% |
| ファン圧縮効率 | 90% |
| ファンノズル効率 | 90% |
| 定圧比熱（空気） | 1.004 kJ/(kg K) |
| 定圧比熱（燃焼ガス） | 1.155 kJ/(kg K) |
| 比熱比（空気） | 1.4 |
| 比熱比（燃焼ガス） | 1.3 |
| ガス定数 | 0.287 kJ/(kg K) |

計算条件および結果を表 3 にまとめる．なお，ベースエンジンである JT15D–5D の推力 $F$ は表 1 に示したデータと異なるが，これは本計算で仮定した表 2 の諸量によるものであることに留意されたい．Case A の結果は PDE で最も楽観的に評価した結果である．燃焼圧力利得によりタービン入口圧力がベースエンジンよりも 1.447 倍高くなり，その分ガスジェネレータのノズル入口圧力が上昇しノズル出口流速が増速する．その結果，推力が増加するとともに SFC も低下する．SFC の低下割合はベースエンジンに対して 14.3%である．Case B はベースエンジンと同一の推進性能を得るために許容できるタービン断熱効率の最低値を求めた結果である．PDE の圧力利得の効果はタービン効率が 82%を下回ると帳消しになってしまうことが分かる．Case C は PDE の圧力利得分だけ圧縮機の圧力比を下げた場合の効果を見積もった結果である．圧力比は 13 から 8.54 まで下げることが出来，圧縮機所用動力が低下することで SFC はベースエンジンに対して 8%の低下が得られる．一方，燃焼器前後の全エンタルピー比を一定としているため圧力比が低下した分だけタービン入口温度も低下する結果となりガスジェネレータの推力が低下，ひいてはエンジン推力がベースエンジンよりも若干落ちる結果となった．

Table 3 JT15D をベースエンジンとした PDE の推進性能

| | JT15D–5D | PDE (PD based-JT15D) | | |
|---|---|---|---|---|
| | | Case A | Case B | Case C |
| HR | 2.251 | 2.251 | | |
| PR | – | 1.447 | | |
| $q_0$ | – | 7.0 | | |
| pf | – | 0.82 | | |
| rp | 13 | 13 | 13 | 8.54 |
| $p_{t,ex}$ [MPa] | 1.189 | 1.810 | 1.810 | 1.189 |
| $\eta c$ [%] | 88 | 88 | | |
| $\eta t$ [%] | 90 | 90 | 82 | 90 |
| $F$ [kN] | 12.92 | 15.08 | 12.83 | 12.38 |
| SFC [mg/(Ns)] | 14.52 (Base) | 12.44 (−14.3%) | 14.62 (+0.7%) | 13.34 (−8.1%) |

## 4. まとめ

本稿では小型航空用エンジン JT15D をベースエンジンとして燃焼器を PDC に置き換えた場合の推進性能を評価した．Paxson らが提案した関係式を用いることでターボファンエンジンの熱力学サイクル計算に PDC で得られる時間平均的な圧力利得の効果を組み込んだ．PDE ではデトネーションによる圧力利得があるために最も楽観的な評価ではベースエンジンに対して推力と燃料消費率の両者で向上が見られた．一方，PDE でタービン効率が低下する場合，数ポイントの効率低下は圧力利得による性能向上の効果を帳消しにする．圧力利得の分だけ圧縮機による圧力比を下げた場合には圧縮動力の削減による燃料消費率の改善が得られるが，タービン入口温度も低下しガスジェネレータの推力低下につながることが分かった．

## 参 考 文 献

(1) 四方茂人，櫻井毅司，パルスデトネーションによるガスタービンの自立運転に向けた検討, 第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，C-12 (2018).

(2) Heiser, W.H., Pratt, D.T., Thermodynamic Cycle Analysis of Pulse Detonation engines, J. Propul. Power, Vol. 18, No. 1 (2002),

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

pp. 68-76.
(3) 遠藤他，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.
(4) Paxson, D.E., Performance Evaluation Method for Ideal Airbreathing Pulse Detonation Engines, J. Propul. Power, Vol. 20, No. 5 (2004), pp. 945-947.
(5) Goldmeer, J., Tangirala, V., Dean, A., System-Level Performance Estimation of a Pulse Detonation Based Hybrid Engine, J. Eng. Gas Turbines Power 130(1), (2008), 011201.
(6) Wrong, C.B., An Introduction to the JT15D Engine, ASME 1969 Gas Turbine Conference and Products Show, No.69-GT-119, pp. V001T01A088, (1969).
(7) 鈴木弘一，ジェットエンジン，森北出版（2004）.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.09

【研究報告】 A-20

# タービン冷却空気削減技術導入で航空機運航燃料消費を削減するための航空エンジンシステム再構築方法の検討

# Examination of Aero-engine System Reconstruction Method for Reducing Aircraft Operation Fuel Burn by Introducing Turbine Cooling Air Reduction Technologies.

*福山 佳孝[*1]　　山根 敬[*1]
FUKUYAMA Yoshitaka　YAMANE Takashi

**ABSTRACT**

The researches for aero-engine high-pressure turbine aiming at fuel consumption reduction are underway. Which are materials that can be used at higher gas temperatures (nickel-based super-alloys and ceramic composites) and cooling technologies that can keep materials below the material operation temperature limitation. In this report, examination results of aero-engine system reconstruction method for reducing aircraft mission fuel burn by introducing turbine cooling air reduction technologies. Furthermore, fan diameter influence on engine and nacelle weight, and aircraft drag variation was studied.

**キーワード：**航空エンジン，タービン冷却，システム解析，運航設計，運航燃料消費量
**Key Words:** Aero-engine, Turbine Cooling, System Simulation, Flight Mission Design, Flight Mission Fuel Burn

## 1. はじめに

航空エンジンなどの技術開発は燃料消費量削減を目的とすることが多いが，研究計画段階で新技術の実用化がどの様な効果を持つのかを知ることが大切である。ここで言う燃料消費量とは運航に伴う航空機システムの燃料（エネルギ）消費量（MFB: Mission Fuel Burn）であり，JAXA では，Raymer の教科書[(1)]に書かれているような簡易計算ではなく，aFJR プロジェクトで開発した航空機・運航設計とエンジンシミュレーションを統合した VJE-AFD システムを運用してきた[(2),(3),(4)]。

2019 年度から JAXA では新たに，航空エンジンのコアモジュール（高圧圧縮機－燃焼器－高圧タービン）に関する技術開発，En-Core プロジェクトが始まった。このプロジェクトでは，高圧タービン（HPT）に新材料，新冷却技術を実用化する研究を実施し，これらの技術は冷却空気削減に効果があるものと考えている。

タービン冷却空気削減はエンジンの熱効率（$\eta t$）向上に寄与するが，同時に，エンジン排気速度の変化により推進効率（$\eta p$）変化を招くため，エンジン全体効率（$\eta o$）向上にはエンジンシステム再構築が必要である。

*1　(国研)　宇宙航空研究開発機構
〒182-8522　東京都調布市深大寺東町7-44-1

本報告では，幾つかのエンジン再設計方法の得失を検討した結果を紹介する。評価項目は航空機の MFB およびエンジン重量（Weg）に影響が大きいファン直径（Df）とした。ここで，下降，着陸過程の MFB は，エアブレーキ作動や推力増減による計算毎のばらつきが大きいため，離陸滑走開始から巡航終了点までの MFB を MFB*として評価に使用した。Df は Weg とナセル重量（Wn），航空機の抗力係数（CD0）の変化を招くため，これらの影響も簡易的に検討した。

## 2. 評価対象航空機と運航

最初に本報告で解析対象とする航空機と運航計算に関して簡単に説明する。

### 2.1　評価対象航空機

既にモデルを作成済み[(3),(4)]の A320neo[(5)]を評価対象航空機とした。さらに，現在この機体に搭載されている PW1100G および LEAP-1A を現時点の技術レベルを代表するエンジン[(6)]と考え，aFJR プロジェクトと En-Core プロジェクトの開発技術を投入する基準エンジンシステム仕様を想定した。

エンジン等の再設計を実施した場合も含めて，航空機の空虚重量（Woe）は 98,300lbm（44,588kg），設計グロス重量（Wdg）は 172,000lbm（78,018kg）の数値を使用した。僅かな搭載機器重量変化に対してはこれらの数値を変更した航空機設計変更は不要と考えたためである。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 2.2 運航条件

本報告では，飛行距離（離陸から着陸まで）500nmile（926km）の短距離，飛行高度 35kft (10,668m)，飛行マッハ数 0.78 の一定高度一定速度巡航（KCAS=265 Kt）を運航計算条件とした。図 1 に高度と速度変化の概要を示す。ここで KCAS はノット表示の校正対気速度である。

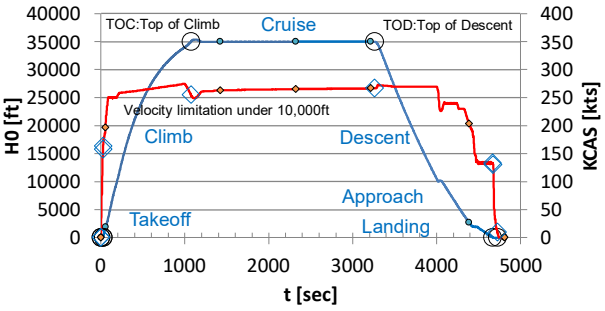



Fig.1 Profile of MFB Evaluation Flight.

### 2.3 運航燃料消費量計算（VJE-AFD システム）

VJE-AFD システムに関しては既報[3),(4)] に説明を記載したのでここでは省略する。

### 3. エンジンシステム

En-Core プロジェクトで今後開発する技術を搭載する次世代基準エンジンシステム（aFJR4-3X）を暫定的に設定した。このエンジンは次世代の A320 級機体に搭載される，PW1100G 及び LEAP-1A エンジンの発展形高バイパス比ギアードターボファン（GTF）エンジンとした。エンジン構成概念を図 1 に示す。

現時点では，次世代機の機体構造は A320neo と同等の技術レベルと考え，空調等の電動化によりエンジン搭載発電機容量が増加，圧縮機抽気が減少する事を想定し，エンジン抽出力は 300kVA，空調抽気はゼロとした。

機体構造の軽量化は，本報告の解析システムを使用することでその効果等を予測することは可能であり，その影響は別途検討する。

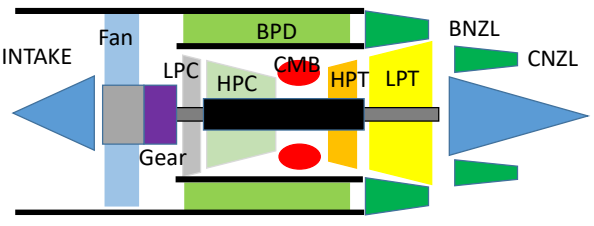



Fig.2 aFJR4 Engine Model.

### 3.1 aFJR4 エンジン設計点と仕様変更設計

aFJR4 エンジンは離陸定格推力 30,000lbf 級のエンジンとするが，必要推力は航空機の重量や空力性能に影響を受けるため，今後の検討対象とする。

エンジンの空力設計点は巡航条件とし，前記飛行状態に加えて比修正推力（rFNC＝FN.d/FN.to*P0.to/P0.cr）0.78 を設計推力とした。ここで，FN.to は離陸定格推力，FN.d は設計点推力，P0.to と P0.cr はそれぞれ地上と巡航高度の大気圧力である。本報の巡航条件の必要修正推力比は 0.65 程度である。

エンジンシステム仕様で重要なのは，ファン出口バイパス比（BPRf），全体圧力比（π oa），HPT 初段静翼入口温度（T4），ファン圧力比（π f）である。これらの内 BPRf は設計点で設定し，π oa と T4 は地上静止条件で設定した。フラットレート上限温度は ISA+15（K）とした。

上記主要設計仕様の組合せに対して SFC が最少となる π f が存在する。そのため，仕様変更設計では，巡航 SFC を最小とする π f をそれぞれの条件で選定した。

### 3.2 現状エンジンとの比較

地上静止（SLS）ICAO-edb の燃焼器環境性能試験，100%離陸推力条件（無抽気，無抽出力，edb100 と表記）[7]の各エンジン状態量を表 1 に比較する。エンジン性能や状態量に関して公開されている数値は非常に少ないため，エンジン仕様を比較する点として本条件を使用した。

ここで，FN.mct は最大連続定格推力，BPRf.edb100 は上記条件のファン出口バイパス比，BPRf.d と π hpc.d はそれぞれエンジン設計点のバイパス比と高圧圧縮機（HPC）圧力比である。SFC.edb100 は ICAO-edb100 条件の燃料流量から計算した SFC である。また，Df，Weg はそれぞれファン直径，エンジンの乾燥重量である。

なお，表 1 の aFJR4 のファン直径（Df）は PW1100G と同一推力に対する寸法を示し，括弧内の数値は BPRf を 11.5 とした場合の Df を示す。aFJR4 は高バイパス比化により，SFC が減少，Df が増加している。

Table 1 Engine Operating Condition under the ICAO-emission Measurement Condition of 100%TO.

| NAME | | PW1133G | LEAP-1A30 | aFJR4-3X Base Engine |
|---|---|---|---|---|
| FN.to | kN/klbf | 147/33.1 | 143/32.2 | TBD |
| FN.mct | kN/klbf | 146/32.8 | 141/31.7 | TBD |
| BPRf.edb100 | - | 11.5 | 10.5 | 12.9 |
| BPRf.d | - | N/A | N/A | 13.0 |
| π f.d | - | N/A | N/A | 1.425 |
| π hpc.d | - | N/A | N/A | 21.0 |
| π oa.edb100 | - | 38.8 | 38.6 | 45.0 |
| SFC.edb100 | mg/N/s | 7.0 | 7.4 | 6.5 (7.0)*2 |
| SFC.d | mg/N/s | N/A | N/A | 14.4 |
| Df | in | 81 | 78 (79)*1 | 86*1 (81)*2 |
| Weg | ton/klbm | 2.86/6.3 | N/A | TBD |
| T4.edb100 | K | N/A | N/A | 1773 |

*1) Calculated Dfan for PW1100G thrust level.

*2) Estimated SFC and Dfan for PW1100G BPRf levels.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

MFB には SFC.edb100 ではなく SFC.d が重要であるが，既存エンジンの数値は公開情報からは入手できていない。

現在，aFJR4 の定格推力が未確定でありエンジン重量も推定できないので，本報の MFB 計算では PW1100G の Weg と Df を使用し，最後に Weg と Df の影響を別途検討した結果を述べることにする。

## 4. 冷却空気削減の影響

以下，aFJR4-3X を基準エンジンとし，HPT 冷却空気を削減した場合のエンジンシステム再構築の必要性と再構築の方向性を議論する。

### 4.1 基準エンジンの冷却空気を削減した場合

本節では，エンジン基本仕様そのままで HPT 冷却空気流量比（β：冷却空気流量／タービン入口流量）を削減した場合のエンジン性能等への影響を説明する。以下，X の変化量⊿X を基準エンジンの数値 X で除した値は vX として示す。

図 3.1 に SFC と Df の変化を示す。β hpt 削減により SLS の SFC は増加するが巡航 SFC は減少する。また，β hpt の削減で Df も減少する。本計算条件では，⊿β hpt=10%に対して，⊿Df は 0.7in 程度であった。

図 3.2 に T4，HPT 動翼入口温度（T41，離陸定格推力フラットレート上限条件），低圧タービン（LPT）入口温度（T45）の変化を示す。再設計では edb100 条件で T4 を設定しており，巡航設計点の T4 は僅かだが減少する。HPT 初段静翼の冷却空気を削減しているから T41 および T45 は大幅に増加する。T41 の増加はタービン膨張比減少によりコア推力を増加するが，動翼の冷却設計がより厳しくなる。

図 3.3 に設計点 BPR の変化を示す。冷却空気を大量に使用するエンジンでは，β hpt の減少により燃焼器入口バイパス比（BPRc＝ファンバイパス側空気流量／燃焼器入口空気流量）が変化する。つまり，T4 一定でもエンジン入口空気流量に対する燃料流量が増加し，BPRc 低下によりコアが強力となったのである。

図 3.4 に VJE-AFD システムによる運行計算で得られた MFB*の変化，つまり，実運航への影響を示す。巡航 SFC 低減などの影響で若干 MFB*は低減される。

図 3.5 に巡航平均のエンジン効率変化（⊿η.cr）と β hpt 削減の関係を示す。航空推進の全体性能（η o）はエンジンの熱効率（η t）と推進効率（η p）の積である。β 低減の影響が，η t を増加，η p を減少するが，これらの統合効果としての η o は僅かに増加しておりこの効果が SFC と MFB*低減をもたらしている。

運航燃料消費削減は重要だが，航空機主翼へのエンジン搭載の問題（地面とのクリアランスなど），重量と飛行時の抵抗増加を考えればエンジン直径の増加は望ましくない。よって，β hpt 削減でよりファン直径の小さいエンジンを選択する解もあるだろう。

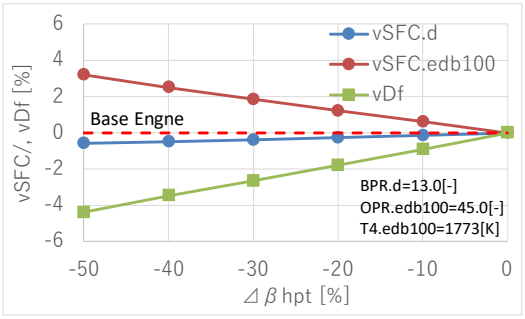



Fig.3.1 SFC and Df variation with β hpt.

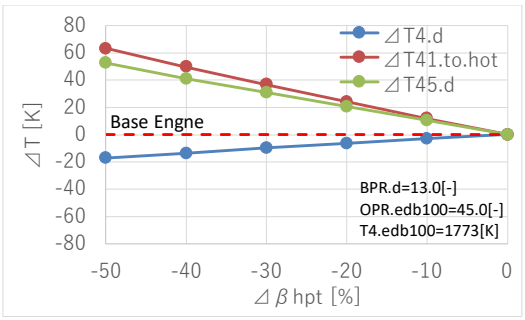



Fig.3.2 ⊿T variation with β hpt.

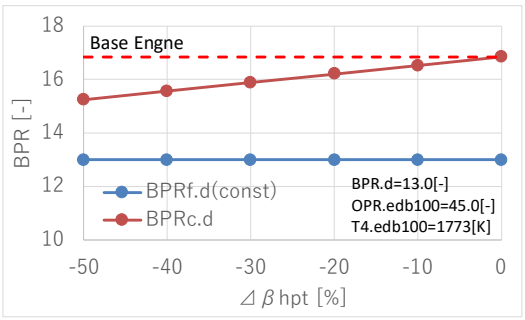



Fig.3.3 BPR variation with β hpt.

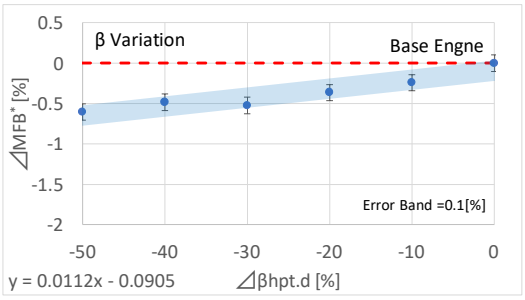



Fig.3.4 MFB* variation with β hpt.

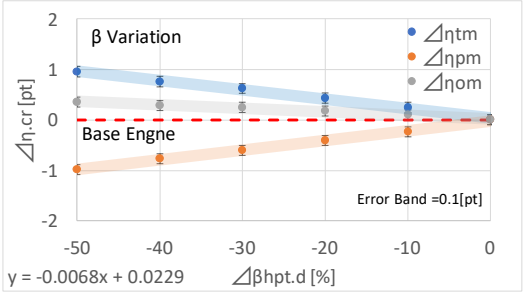



Fig.3.5 Cruise Averaged Efficiency Variation with β hpt.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 4.2　エンジン再構築効果

βhpt の削減で強力となったコアエンジン能力を活かす，タービン作動温度を低減するなど，以下のような仕様を変更したシステム再構築が可能である。

(A) BPFf，(B) T4，(C) πhpc

本節ではこれら仕様を変更した場合の性能変化などを比較検討する。検討条件は⊿βhpt を－20%の場合とした。なお，πhpc 変化量は設計点で規定し，edb100 条件のπoa は基準点のπoa に，πhpc の基準点からの変化比率を乗じて，設定した。

なお，本報では仕様変更による評価値の変化は計算範囲で線形近似した場合の傾きにより大まかに評価した。運航解析は離散点で実施しているため，MFB*およびη.cr の解に計算毎に若干のばらつきが生じる。

### 4.3　SFC および Df への影響（図 4.1～4.3）

図 4.1：BPRf 増加は SFC 減少に有効であるが，Df を増加する。計算結果からは，基準点の Df を維持した場合 BPRf.d を 13.7 程度まで増加可能，vSFC.d は－0.72%と大きく低減できることが分かった。

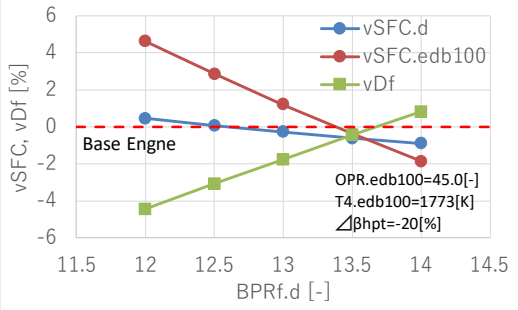



Fig.4.1 Design with BPRf Variation.

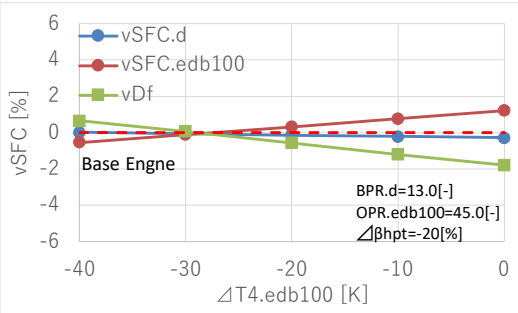



Fig.4.2 Design with T4 Variation.

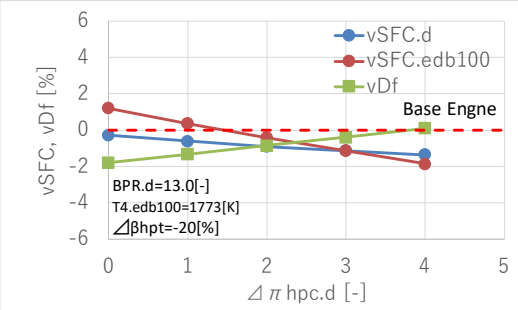



Fig.4.3 Design with　πhpc Variation.

図 4.2：T4.edb100 を低下すると Df が増加し，SFC の変化は少ない。基準点の Df まで増加すると⊿T4 は 30K 程度低減できる。

図 4.3：πhpc を増加すると vDf が増加，vSFC.d は大きく減少する。基準点の Df では，⊿πhpc を 3.8 増加でき vSFC.d は－1.3%と大幅に減少できる。

### 4.4　T4，T41 および T45 への影響（図 5.1～5.3）

図 5.1：BPRf.d を増加すると T4.d，T45.d は増加する。T4.d を基準点と同程度と考えると，BPRf は 13.6 程度まで増加できる。

図 5.2:T4.edb100 を低減すれば全ての温度は低下する。T41 を低減できる唯一の方法である。T41.to.hot を基準点と同程度に設定すれば，⊿T4.edb100 と T4.d も－26K 程度となり，高温部品寿命延長には有効であろう。

図 5.3：πhpc.d を増加すると T4.d，T41.to.hot が若干増加するが，HPC 動力増加により T45.d は低下する。T4，T45 を基準点まで低下するには，πhpc を 2.6 程度増加することが必要であるが，それ以下（0＜⊿πhpc＜2..6）ならば Df も低減したエンジンとなる。

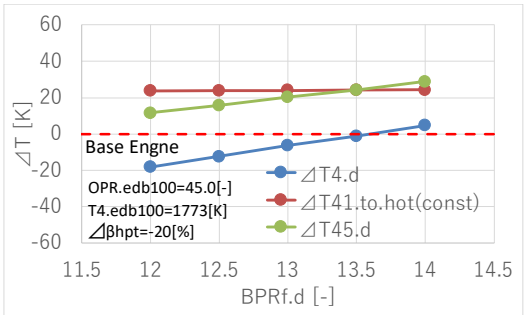



Fig.5.1 Design with BPRf Variation.

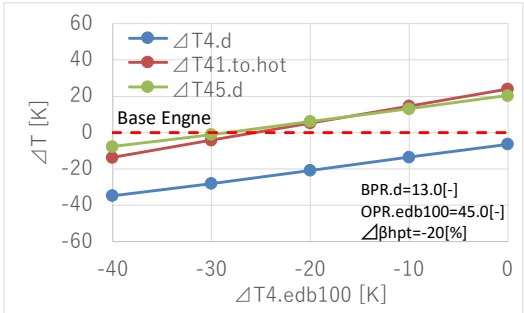



Fig.5.2 Design with T4 Variation.

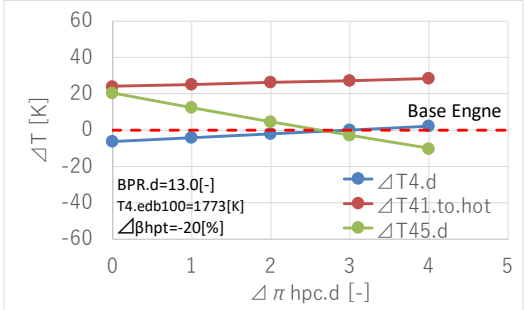



Fig.5.3 Design with　πhpc Variation.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 4.5　MFB*への影響（図 6.1～6.3）

図 6.1：⊿β hpt－20%では，BPRf＝12.5 以上で基準エンジンより MFB が減少し，前記した結果から BPRf＝13 で Df は－4.7%程度（81in → 77in）となり，高バイパス比化よりエンジンの小型化を狙うシステムも選定できる。

図 6.2：T4.d の影響は比較的弱いが，温度低下による飛行時の SFC 増加により燃料消費量が増加する傾向がある。

図 6.3：π hpc 増加は（それが可能ならば）MFB 低減に有効な方法であることが分かる。π hpc を 1 増加することで MFB*は 0.31%程度削減できることが分かった。前記したように T4 一定の条件でπ hpc を増加すると Df が増加するが，MFB*低減と Df 低減を同時に満たす再設計方法も選択可能な解である。

### 4.6　エンジンηへの影響（図 7.1～7.3）

図 7.1：BPRf 増加はη t を僅かに減少するが，η p を強く増加し，このη p 増加は巡航のみならず全運航状態で生じるため前節の MFB*低減が生じたものと考えられる。

図 7.2：T4.d 低減もη p 増加とη t 減少を生じるが，この場合はη o も低下する。

図 7.3：π hpc 増加はη t，η p 双方を増加する。そのためη o の増加割合が大きく MFB*を低下する効果が高い。

### 4.7　エンジン再構築方法の選定

種々の効果が複合するエンジンシステムの再構築はここまでに述べてきた方法（他の方法も要検討だが）を組み合わせたものとなると考えられる。重要なのは，何（何の制限）を優先してシステム再構築を実施するかの方針決定であり，方針により異なった解が存在するだろう。

さらに，高バイパス比エンジンでは次章で説明する重量や機体抗力変化の影響も含めた検討が必須である。

## 5.　ファン直径変化の影響（図 8.1～8.3）

⊿β hpt＝0 の場合に対して，Df の変化に基づき生じる Wn とナセル抗力係数（CD0n）の変化，エンジンのファンモジュール重量（Wf）変化の影響を検討した。

Wn と CD0n は Raymer[1]に記載されている式で推定した。Wf 基準値は基準エンジン全体重量の 30%と仮定し，Sagerser, ら[8]の式により⊿Df でスケーリング（Wf ∝ $Df^{2.7}$）して寸法の違うファンの Wf を求めた。

図の直径基準は PW1100G の 81in であり，vDf = +5.0（%）は 85.1in，vDf＝ －5.0（%）は 77.0in に相当する。

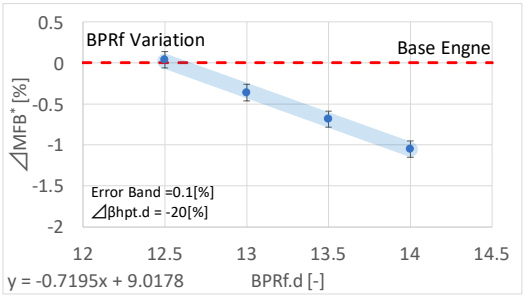


Fig.6.1 Design with BPRf Variation.

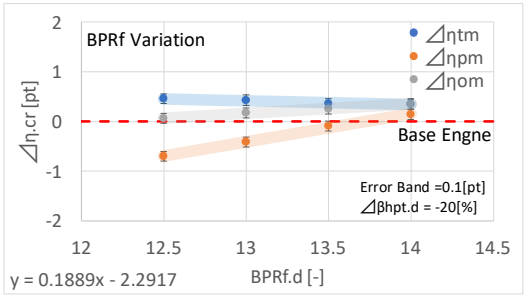


Fig.7.1 Design with BPRf Variation.

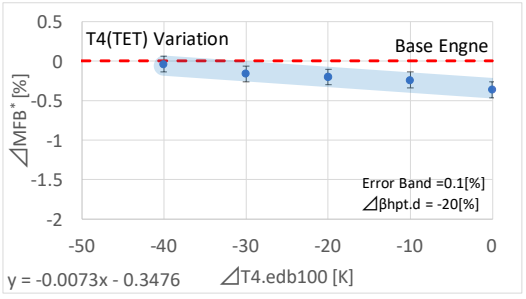


Fig.6.2 Design with T4 Variation.

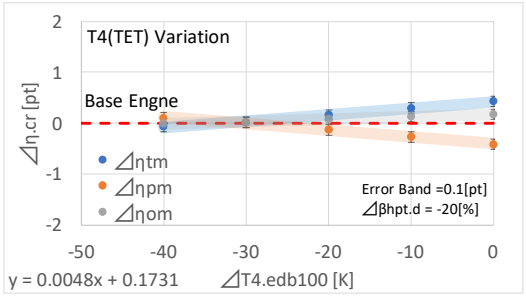


Fig.7.2 Design with T4 Variation.

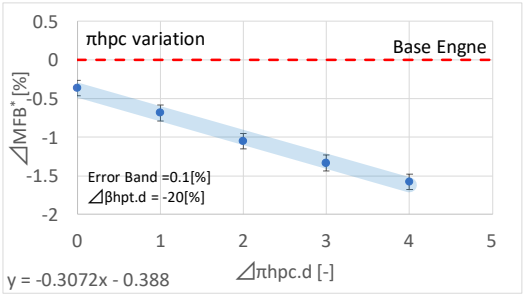


Fig.6.3 Design with　π hpc Variation.

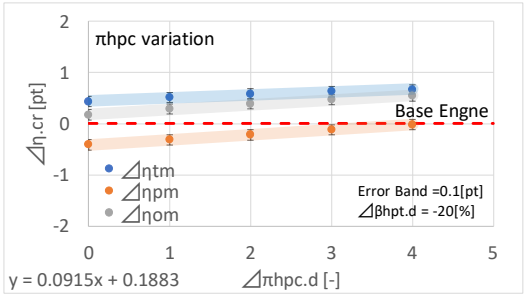


Fig.7.3 Design with　π hpc Variation.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ファン径以外の仕様変更のエンジン重量への影響は考慮できていないので，その点は今後の課題としたい。

図中の 2 本の線は，ナセル重量と抗力係数変化を考慮した場合（Wn+CD0n），さらにエンジン重量変化を考慮した場合（+Weg）を示す。図 8.1 は⊿Woe，図 8.2 は⊿MFB*，図 8.3 は⊿rFNC.cr の変化予測値を示す。これらの情報は運航解析を使用しないと得られない値である。Df に起因する重量変化の影響は厳密には線形ではないが，ここでも線形近似直線の傾きで影響度を評価した。巡航状態の全機体抗力係数（CD0）は 208 カウント程度，その内 CD0n は 13 カウント程度で，⊿Df＝10%に対する⊿CD0n はほぼ 1 カウントと予測された。

このように⊿Df の MFB*に対する影響はかなり大きく，本報の検討条件では，Wn と CD0n 増加に比較して Wf（Weg）増加の影響が大きい事が分かった。CD0n 増加，Wn+Wf の増加はいずれも必要推力増加を招き，推力増加は当然ながら使用燃料増加に直結する。

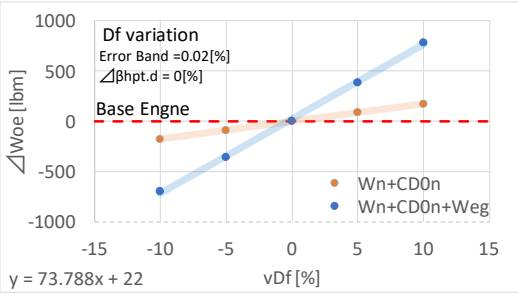



Fig.8.1 Influence of Df Variation on Woe

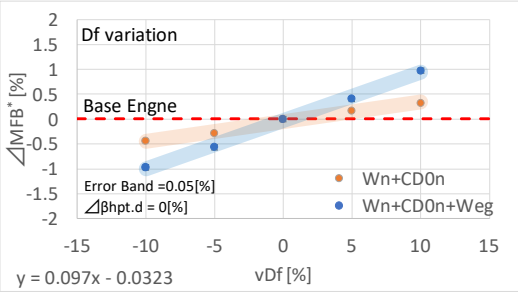



Fig.8.2 Influence of Df Variation on MFB*

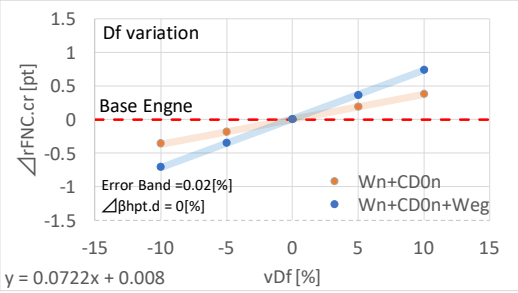



Fig.8.3 Influence of Df Variation on rFNC.cr

## 6. まとめ

新材料適用および新冷却技術を HPT に導入することで達成される HPT 冷却空気削減に対して，複数のエンジンシステム再構築（重要仕様を変更した再設計）方法の影響を検討した。評価項目は航空機の運航燃料消費量（MFB: Mission Fuel Burn），および，高バイパス化により増加するファン直径（Df）である。

表 2 に今回検討した項目に関して，それぞれ項目にある数値のみを変化させた場合の変化である影響度をまとめて示す。

基準エンジン［β reduction］は基準エンジンに対するβhpt 変化，仕様変更再設計［Re-design］は⊿βhpt－20%のエンジン，重量・抗力考慮［Weight and Drag］は⊿βhpt＝0%の基準エンジンに対する変化を示す。⊿Woe はこの航空機システム固有の有次元値（lbm）である。

最右列の［⊿MFB with⊿Df effect］は一列左の各⊿MFB*計算値に⊿Df による［Weight and Drag］変化の影響を加味し，重量と抗力係数変化の影響も含めた影響度の予測値となっている。

現時点では各仕様の影響度評価以上の検討は困難だが，今後，本ツールを使用して En-Core プロジェクトの成果を活かすことのできるエンジンシステム検討を進める予定である。

Table 2　Summary of Impact Factor

| Base engine<br>β reduction | ⊿Df(%) | ⊿MFB*(%) | ⊿MFB*(%)<br>with ⊿Df effect |
|---|---|---|---|
| ⊿βhpt -10% | -0.87 | -0.112 | -0.196 |
| Re-design<br>(⊿βhpt -20%) | ⊿Df(%) | ⊿MFB*(%) | ⊿MFB*(%)<br>with ⊿Df effect |
| ⊿BPRf.d +1(-) | 2.63 | -0.720 | -0.465 |
| ⊿T4.edb100 +10(K) | -0.61 | -0.073 | -0.132 |
| ⊿πhpc.d +1(-) | 0.47 | -0.310 | -0.264 |
| Weight and Drag<br>(Wn+CD0n+Weg) | | ⊿MFB*(%) | ⊿Woe(lbm) |
| ⊿Df +1(%) | | 0.097 | 73.8 |

## 参 考 文 献


(1) Raymer, D. P., “Aircraft Design: A Conceptual Approach,” Fifth Edition, AIAA Education Series, AIAA (2012)

(2) 津郷光明，秋山直輝，福山佳孝，第 42 回日本ガスタービン学会定期講演会（熊本）講演論文集，B-13（2014）

(3) Fukuyama, Y. and Yamane, T., Proceedings of Asian Congress of Gasturbines 2018(ACGT2018), TS-54, Morioka, Japan (2018)

(4) 福山佳孝，山根敬，西澤敏雄，第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（鹿児島）講演論文集，B-24（2018）

(5) Jane’s All the World Aircraft, 2011-2012, HIS, jawa.janes.com

(6) Jane’s Aero-Engines, 2014-2015, HIS

(7) ICAO-edb (Aircraft Engine Emissions Databank), https://www.easa.europa.eu/easa-and-you/environment/icaoaircraft-engine-emissions-databank, (Accessed 2019/7/25)

(8) Sagerser, D.A., Lieblein, S. and Krebs, P., “Empirical Expression for Estimating Length and Weight of Axial-Flow Components of VTOL Powerplants”, NASA TM X-2406 (1971)


Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 A-21

# SOFC 複合サイクルエンジンの起動試験

## Starting Test of SOFC Hybrid Engine

○小島 孝之[*1] 田頭 剛[*1] 高 將治[*1] 岡井 敬一[*1] 西沢 啓[*1]
KOJIMA Takayuki TAGASHIRA Takeshi KOH Masaharu OKAI Keiichi NISHIZAWA Akira

**ABSTRACT**

For the reduction of CO2 emission of the aircraft, research and development of the emission free aircraft is conducted in JAXA. The aircraft uses the electric propulsion systems of which electrical power is generated by the SOFC-gas turbine hybrid system. To realize the hybrid system, starting test of the small scale SOFC-gas turbine engine was carried out. SOFC cell is installed in the turbine exit of the engine. As a result, we confirmed that the open circuit voltage of the SOFC cell installed in the hybrid engine agrees with that of SOFC component tests.

**キーワード：**ジェットエンジン，ハイブリッドエンジン，電動推進, SOFC
**Key Words:** Jet Engine, Hybrid, Electric Propulsion, SOFC

### 1. はじめに

航空機に用いられる推進系の効率（燃料消費率）は推進効率と熱効率の積として表現され、これらは毎年 1～2 ポイントのレベルで向上しつつあるものの、近年は、熱効率は燃焼温度の上限（NOx 排出量の制限）に近づき、また推進効率は機体へのエンジンレイアウトの制約により、いずれも限界に迫っている。この結果、更なる性能改善にはエンジンの電動化、ハイブリッド化が必要である(Fig. 1)[(1)]。一方、航空機の輸送量は増大を続け、CO2 排出量削減に対する要求も年々厳しくなりつつある。例えば、ICAO では 2010 年、2013 年の ICAO 総会において国際航空における CO2 排出削減に向けたグローバル削減目標として、燃料効率を毎年 2%改善すること、および 2020 年以降総排出量を増加させないこと（CNG2020:Carbon Neutral Growth 2020）を定め、目標達成の手段として新技術の導入、代替航空燃料の活用、運航方式の改善の 3 項目に加え、新たに市場メカニズムを導入するとしている。さらにチャレンジングな可能性として、2050 年頃に化石燃料から完全に脱却し、CO2 排出をゼロとするシナリオも検討されている[(2)]。このような状況において、JAXA においては、将来航空機の最終的な形態として、CO2 を排出しない再生可能エネルギ由来の水素燃料を用い、電動ファンを分散配置するエミッションフリー航空機の研究を行っている(Fig. 2)。この機体は胴体の内部にガスタービンと燃料電池（SOFC）を組み合わせたハイブリッド発電機を搭載し、燃焼によるエネルギを一度電気エネルギに変換し、機体後部に配置されている電動ファンを駆動し推進エネルギを得る。本システムはハイブリッド発電とファンの多発分散化の導入により既存ジェットエンジンより熱効率と推進効率の双方を改善することを狙っている。

Fig. 3 に本機体における推進システムの概略を示す。図中破線で囲まれた部分が本研究の研究対象であり、ガスタービンと SOFC を組みわせたハイブリッド発電システムを想定している。SOFC は作動温度が約 800℃であり、一般的な燃料電池の候補の中で最も発電効率が良く、かつジェットエンジンの圧縮機出口からわずかな昇温で作動させることが可能であり、さらには排熱を燃焼器入口に供給することにより燃焼器への投入燃料を削減することが可能であるため、ハイブリッド化による熱効率改善効果が最も高く、この利点を利用し、住宅用発電機（エネファーム）などに適用されている。ただし、このシステムを航空機に用いるためには、SOFC スタックを航空機へ搭載可能なレベルまで小型化させ、また高速起動、負荷変更に対する耐久性の向上も必要となり、新たな技術課題が発生する。これらの課題解決のため、JAXA 航空技術部門では模型用小型ジェットエンジンを対象とした研究を開始している。本研究では、ハイブリッドエンジンシステム構成し、システムの起動実験を行った結果についてまとめる。

*1 宇宙航空研究開発機構航空技術部門
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
E-mail: kojima.takayuki@jaxa.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

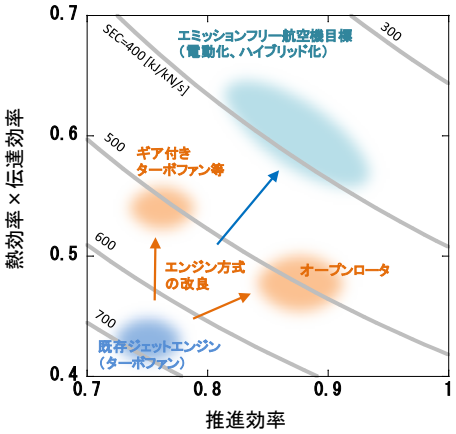



Fig. 1 ICAO における NOx 基準



Fig. 2 ジェットエンジンの燃焼方式

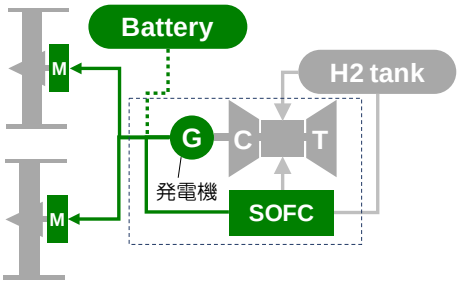



Fig. 3 ジェットエンジンの燃焼方式

## 2. ハイブリッドエンジン試験

### 2.1 供試体

本研究は、SOFC をハイブリッドエンジンに取り付け、軽量かつ高効率な航空機用発電システムを構築することを最終目標とするが、本実験では研究の第 1 段階として、エンジンと SOFC の同時作動による課題の抽出を目的として起動実験を行った。併せて、対象とするジェットエンジンに対し、新たな水素供給系を構築し、水素と燃料の同時供給を行う試験システムの構築も目的としている。

供試体の概要を Fig. 4 に示す。エンジンは小型模型に用いることを想定した、1 軸ターボジェットエンジンであり、回転要素は 1 段の遠心圧縮機と 1 段の軸流タービンで構成される。燃焼器内には 6 本の蒸発管が設けられており、蒸発管で気化した燃料（灯油）が燃焼器内に供給される。エンジンへは燃料の他に起動用ガスとして圧縮空気とブタンガスを供給する。本研究では、圧縮機出口（燃焼器入口）に燃料電池を設けハイブリッド化することが最終目標であるものの、本実験では、エンジンの改修を最小限にとどめるため、SOFC はタービン出口に 1 セルのみ設けた。

Fig. 5 にセルの組立状況（保護管取り付け前）を示す。

SOFC は外径が約 4mm であり、セルの先端、後端部を絶縁した上で外周と内周に電力端を接着している。また、水素極（セル内側）には注射針を改修した細管を 2 本設け、水素の供給と余剰水素の排出を行っている。また、セル本体の温度を計測するため、R 種の素線熱電対をセルの外周に接着している。本実験に用いる SOFC セルは絶縁材で金属部と接着をしたものの、接着部におけるシールが不完全であり、水素側と空気側の気密を完全に確保することができなかった。また、SOFC セルはタービン出口に配置するため、高速の排気ガスから SOFC セルを保護することを目的として、セル外周に外径 6mm の保護管を設けた。保護管を取りつけ、セル単体の特性を取得した試験の様子を Fig. 6 に、エンジンへのセル（セル本体および保護管）取り付け状態を Fig. 7 に示す。

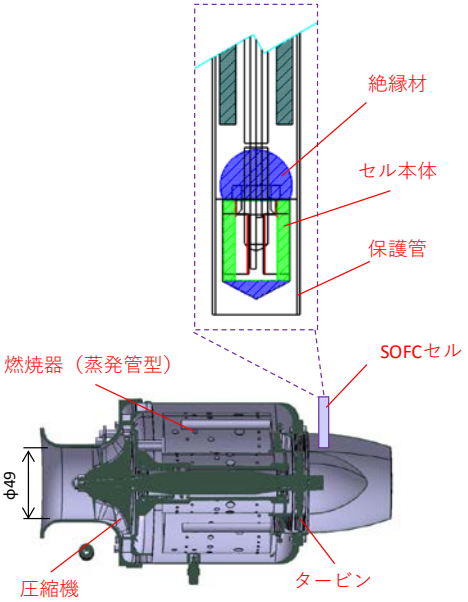



Fig. 4 CMC ライナ燃焼器

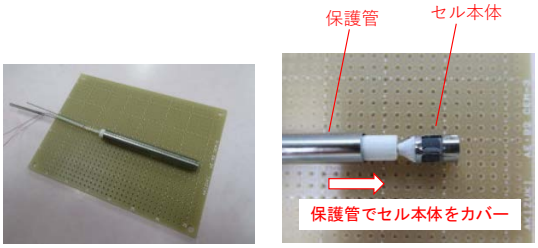



Fig. 5 SOFC セル組立状況

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

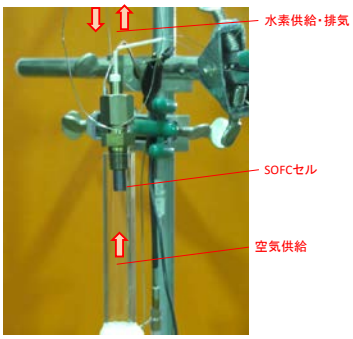



Fig. 6 SOFC セル単体試験

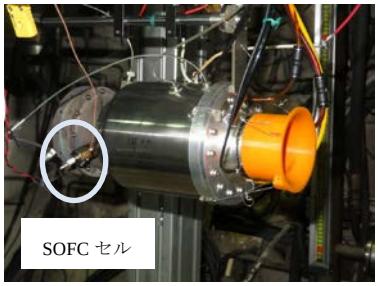



Fig. 7 エンジンへの SOFC セル設置状況

供試体への水素供給系統の概要を Fig. 8 に示す。試験は JAXA 調布航空宇宙センタの高空エンジン試験設備にて実施した。本設備は推力 1 トンレベルのジェットエンジンを高空を模擬した条件で試験を行うことが可能な設備である。本試験では新たに可燃性ガス検知器を設置するなど水素対応を施した上で試験を行った。SOFC へ供給する水素ガスは水素吸蔵合金（水素キャニスター）より行っている。また、前述のとおり、製作した SOFC セルは水素側・空気側で完全に気密を確保することができなかったため、本実験ではセル内外の差圧を極力なくし、漏洩量を少なくすることを目的として、SOFC から排出される水素ガスはエンジン出口へ排気することとした。試験後に窒素ガスで水素ガスをパージする系統も設けた。

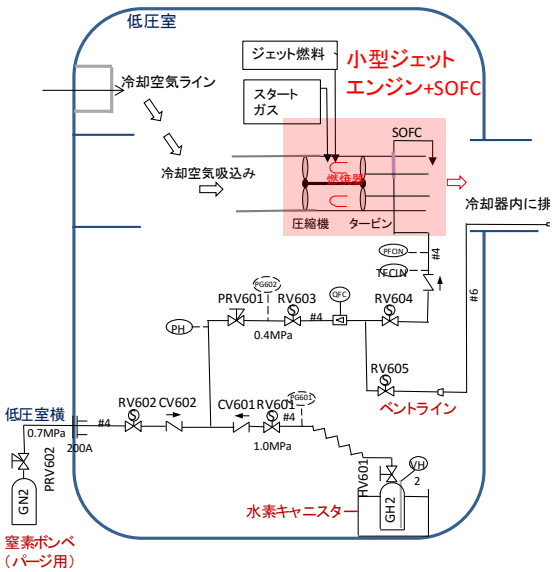
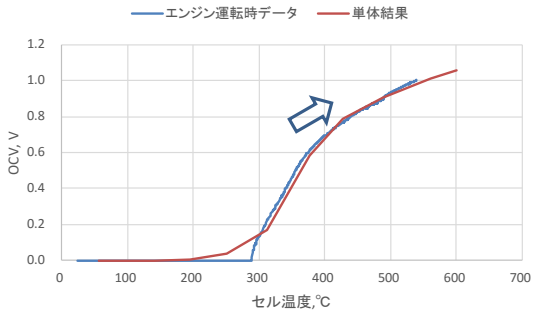


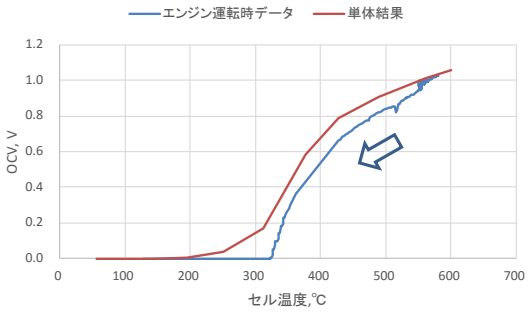

Fig. 8 水素供給系統

## 2.2 試験結果

Fig. 9 にエンジン起動時の開口端電圧（OCV, Open Circuit Voltage）を示す。OCV は事前にセル単体で取得したデータと比較した。セル単体試験において、セル温度が 300℃超えると OCV が立ち上がり、600℃で 1V を超えた。この傾向はエンジン運転時(起動時および停止時)に計測した値ともほぼ一致し、OCV 特性は単体とエンジン装着時と相違ないことを確認した。




（a）エンジン起動時




(b)エンジン停止時

Fig. 9 SOFC 開口端電圧(OCV)履歴

エンジン運転時における計測履歴を Fig.10-13 にまとめる。Fig, 10 にタービン入口温度履歴を示す。エンジンは 250sec においてスタートガス（ブタンガス）により着火、燃料供給をスタートガスから灯油に切り替え、900sec において定格運転に至っている。アイドルから定格運転までの全てのエンジン状態において、タービン入口温度の計測値はほぼ 600℃程度で一定値となった。その後、回転数を徐々に低下させ、1600sec においてエンジンを停止した。試験中の遠隔確認および試験後の目視確認において、SOFC セルの破損はないことを確認した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

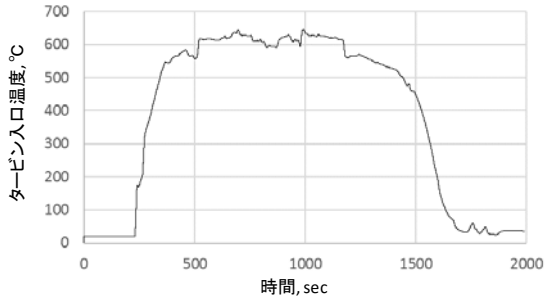



Fig. 10 タービン入口温度履歴

Fig. 11 に回転数履歴を示す。回転数は圧縮機入口部において計測しているが､本実験では起動時(700sec 以前)および定格運転後（950sec 以降）において、計測異常が発生した（図中破線)。ただし、実験は燃料流量をステップ状に変化させ行っており、目視により運転が良好に行われていることは確認している。

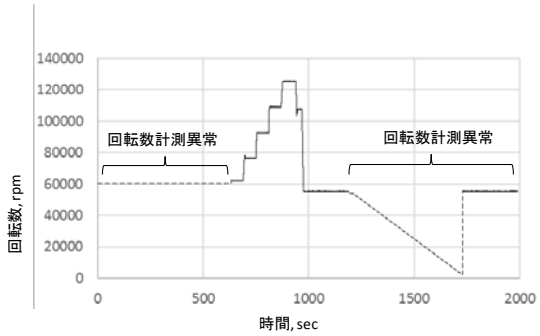



Fig. 11 回転数履歴

Fig. 12 にタービン出口温度（SOFC セル部燃焼ガス温度）履歴を示す。アイドルから定格回転数へ回転数が上昇するにつれ、タービン出口温度が低下した。これは、タービンで抽出する動力が増えたことが最も大きな要因と思われる、併せて、回転数の上昇と主に、燃焼ガスの周方向の分布が大きくなった可能性もある。定格運転時にはタービン出口温度は 150℃近くまで低下した。このため、Fig.13 に示すように、OCV は回転数が上昇するにつれて低下する傾向が見受けられた。

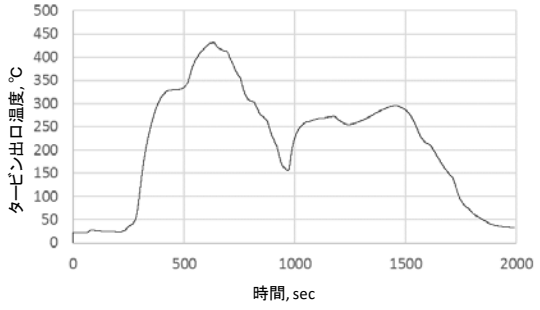



Fig. 12 タービン出口温度履歴

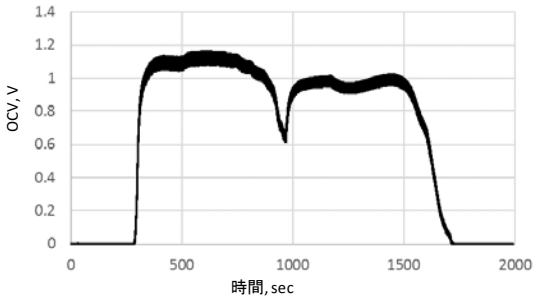



Fig. 13 SOFC 開口端電圧(OCV)履歴

## 3. まとめ

SOFC とガスタービンのハイブリッド発電を航空機へ適用することを最終目的として、小型のジェットエンジンと SOFC を組み合わせたハイブリッドエンジン模型を製作し、起動実験を行った。この結果、燃料（灯油）と水素ガスを供給するハイブリッドエンジンの試験装置を構築できたとともに､SOFC セルの OCV が単体試験における特性とエンジン装着時における特性が一致することを確認した。また、試験に用いた SOFC セルがエンジン運転中に破損することなく健全性を維持することを確認した。今後は、本実験の成果をもとに、下記の改修を行い、ハイブリッドエンジンの高度化を進める。

・SOFC セルを圧縮機出口（燃焼器入口）に設け、燃焼器周辺にコンパクトに収まる SOFC スタックを開発する。これにより、実験におけるエンジンサイクルを研究目標とするエミッションフリー航空機のサイクルと一致させるとともに、実機の設計検討に必要の SOFC スタックの基本構成を確立させる。

・SOFC セルの出力を大型化させ、単純なガスタービンエンジンと比較して、SOFC を装着しハイブリッド化したことによる発電効率の向上を確認可能な規模とする。

## 4. 謝辞

本研究を行うにあたり、産業技術総合研究所無機機能材料部門の方々に SOFC の試験方法等において助言を頂きました。また、実験行うにあたり JAXA 契約職員である山田秀志氏、國安清治氏、古屋善章氏には供試体、供給系統設計製作についてご支援を頂きました。ここに謝意を表します。

## 参 考 文 献

(1) 小島孝之, 西沢啓, 岡井敬一, 航空機用モータ, 電気総合誌オーム, 2017 Dec, pp50-54.

(2) ICAO Environmental Report 2016, https://www.icao.int/environmental-protection/Pages/env2016.aspx

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【技術紹介】 A-22

# ５MW級 Ｍ５Ａガスタービンの開発と運用実績

# Development and Field Experience of 5MW-class Gas Turbine M5A

寺内 晃司[*1]
TERAUCHI Koji

**ABSTRACT**

Kawasaki Heavy Industries launched the 5MW-class M5A gas turbine for combined heat and power application (cogeneration). The state-of-the-art technologies were utilized for achievement of the highest efficiency and the lowest exhaust emission among 5MW-class models, and the proven technologies originating other experienced Kawasaki gas turbines were applied to inherit their reliability. Its development program was planned based on our latest verification technologies, and successfully completed. The M5A represents a crystallization of Kawasaki's industrial gas turbine development technologies cultivated over the years. The first commercial unit was installed for a Japanese electrochemical company, and started to provide electricity and steam to the plant in July 2018. It keeps commercial operation smoothly and its cumulative operating hours have exceeds over one year. In order to prove the reliability of the gas turbine, Kawasaki is proceeding with the verification program and clarifying its soundness. This paper introduces the in-house development program, and describes the current field operating experiences and its verification status of the M5A gas turbine.

**キーワード：**ガスタービン，コージェネレーション，開発，運用実績
**Key Words:** Gas turbine, Cogeneration, Development, Field experience

## 1. はじめに

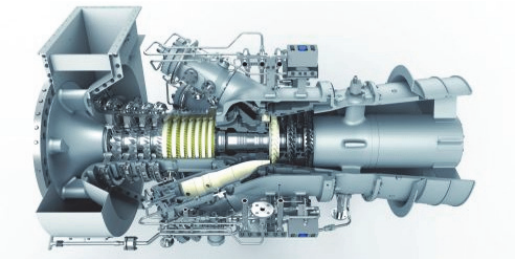
コージェネレーション（以下、コージェネ）は、省エネルギーや $CO_2$ 排出量削減効果のみならず、東日本大震災以降は電力の安定供給の観点から分散型エネルギーシステムとしての価値も評価され、導入量が増加している。特に、高温蒸気が利用できるガスタービンコージェネは産業用分野を中心に多く利用され、ガスタービンにはより一層の効率向上への期待がある。

川崎重工業は 1983 年に自社開発のガスタービンを用いた 1MW 級のコージェネを市場投入して以来、30MW 級に至るラインアップを揃え、様々な市場要望に応えてきた。この度、5MW 級の M5A ガスタービンと本機をコアとする PUC50D コージェネシステムを開発、当社が長年培ってきた産業用ガスタービンの開発技術を結集し、多くの経験や実績をベースに信頼性を継承すると同時に、最新技術を適用しクラス最高の効率、環境性能を実現した。初号機は 2018 年 7 月より商用運転に入り、順調に運用を継続している。また、継続的な経過観察により長期間の健全性確認を行っている。本稿では、M5A ガスタービンの開発概要、運用実績と健全性確認状況を紹介する。

*1 川崎重工業株式会社
エネルギーシステム総括部 ガスタービン開発部
〒673-8666 明石市川崎町1番1号

## 2. M5A ガスタービンの特長

Fig.1 に主要諸元と鳥瞰図を、Fig.2 にカワサキガスタービンのラインナップを示す。



| | |
|---|---|
| 型 式 | 単純開放サイクル１軸式 |
| 圧縮機 | １１段軸流式 |
| タービン | ３段軸流式 |
| 燃焼器 | ６缶形 |
| 寸 法 | L2.6m x H1.5m x W1.4m |
| 発電端出力 | 4.71MW |
| 発電端効率（LHV 基準） | 32.6% |
| 排気流量 | 17.4kg/s |
| 排気温度 | 511℃ |
| エミッション | NOx：52.5ppm 以下（$O_2$=0%） |

ISO 条件，吸排気圧損なし，100% $CH_4$

Fig.1 Main specifications of M5A gas turbine

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

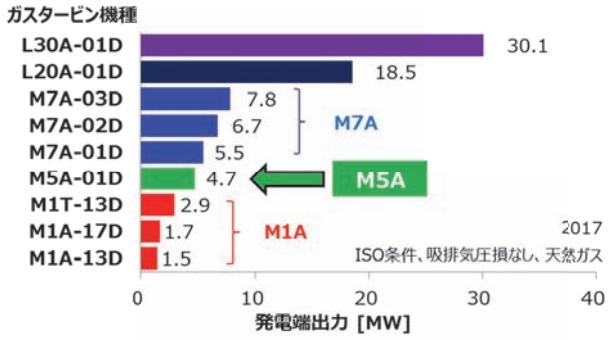



Fig. 2 Kawasaki gas turbine lineup

M5A ガスタービンは、小型機の M1A と中型機の M7A/L20A/L30A のラインナップの間を埋める新機種で、より多様な需要へ優れたシステムの提供が可能となった(Fig. 2、図中”M5A-01D”は機種名称)。以下、特長について述べる。

### (1) 卓越したコージェネ性能

Fig. 3 にガスタービン発電装置の出力と効率の関係を示す。発電端効率は 5MW 級のガスタービンの中で卓越して高く、最新の高効率機種のトレンドからも一歩抜きんでたレベルにある。また同時に、排熱回収に適した排ガス温度の設定により高い総合効率を可能とした。

高温部の耐久性確保のためタービン入口温度は適度に設定しつつ冷却空気流量を削減し動力損失を低減、また、あらゆる空力要素に対して最新の流れ解析を用いた最適化設計技術を適用することにより、小型機故の壁面境界層や二次流れの影響を抑え高効率を実現している。

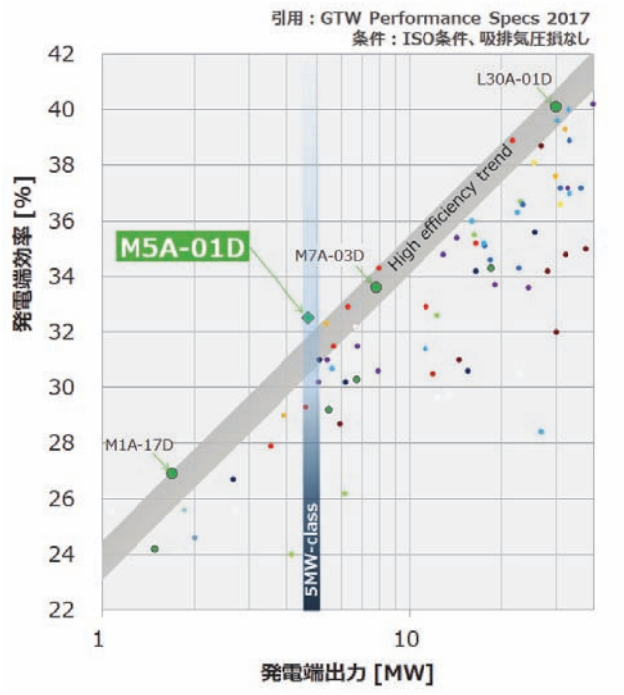



Fig. 3 Electric output vs. thermal efficiency

### (2) クラス最高の環境性能（低 NOx）

希薄予混合燃焼方式による 6 缶形のドライ低エミッション燃焼器（以下、DLE 燃焼器）を搭載、当社独自のパイロット、メイン、追焚の 3 タイプの燃料ノズルを備える構造で豊富な実績がある(Fig. 4)。運転状態により各燃料ノズルへの燃料流量を制御、最適な燃焼状態を維持し、幅広い運転範囲で 5MW 級最高レベルの環境性能(低 NOx)を実現している。

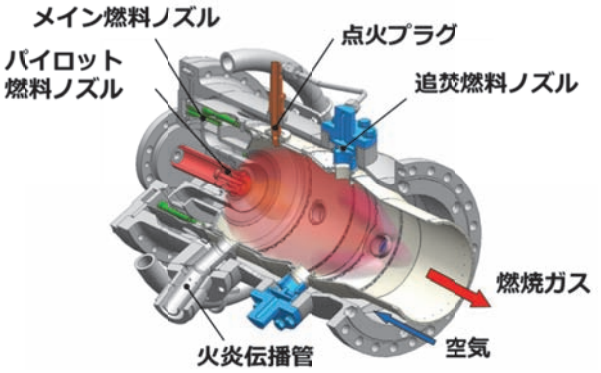



Fig. 4 Dry low emission (“DLE”) combustor

### (3) M1A/M7A ガスタービンの信頼性継承

Fig. 5 に M5A ガスタービンの技術系譜を示す。開発設計においては、豊富な実績がある M1A/M7A ガスタービンの信頼性継承を第一とし、その上で性能などの特長を高いレベルで実現することを技術上の課題とした。このため、構造や材料は機能、小型軽量、整備性、運用性などが全体最適となるよう、実績があり品質上確立したものを活用している。

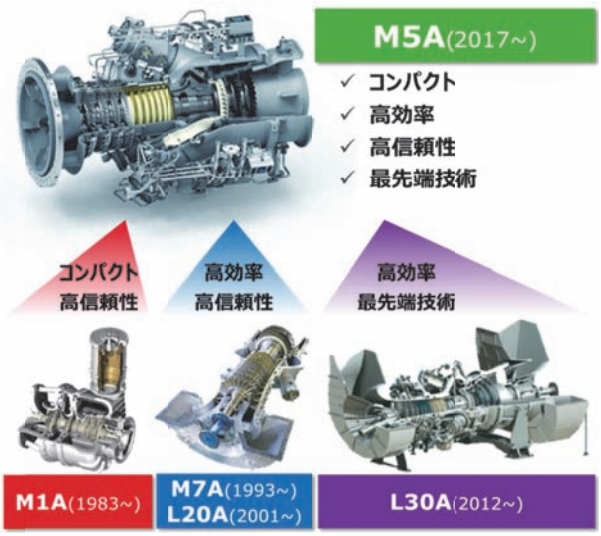



Fig. 5 Technical genealogy of M5A gas turbine

### (4) 軽量・コンパクト

Fig. 6 にケーシング構造を示す。M1A ガスタービンと類似のシンプルなリングケーシング構造を採用し、産業ガ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

スタービンとしては軽量である。また、吸排気流路に最新の流れ解析による最適化設計を適用することにより、圧力損失を抑制しつつ大幅な小型化を実現した。ガスタービン換装時のハンドリングが良く、発電装置の小型化にも寄与している。

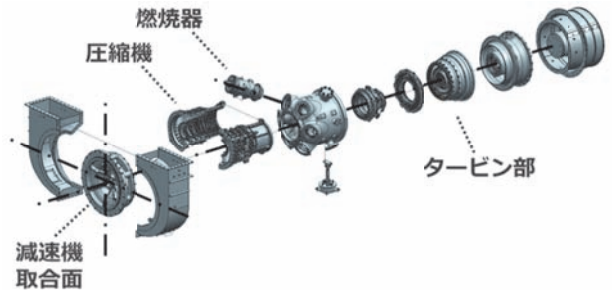



Fig. 6 Casing structure

### (5) 長い整備点検間隔

Table 1 に標準の整備スケジュールを示す。ガスタービン整備は、年 1 回のボアスコープ点検と、4 年毎のオーバーホールを設定し、1 年間の連続運転を可能としている。オーバーホールは整備済みのガスタービンとトレードイン交換することで、整備停止時間を短縮している。

また、当社ではお客様と主要サービス拠点を回線で結び、テクノネットと呼ばれる遠隔監視システムにより、365 日 24 時間体制でお客様をサポートしている(Fig. 7)。予備機、補給部品も弊社明石工場に常時在庫し、万一のトラブル発生時にも迅速な対応を可能としている。

Table 1 Standard maintenance schedule

| 年数 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|
| ボアスコープ点検 | I | I | I | | I |
| オーバーホール | | | | I | |

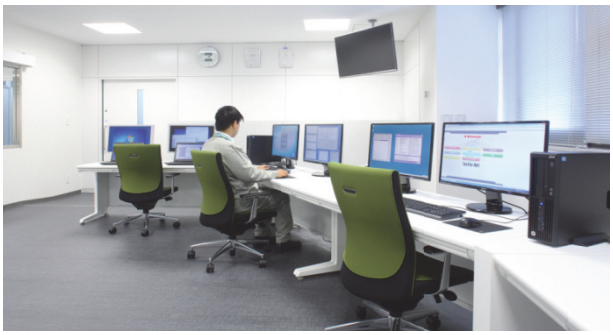


Fig. 7 24-hour remote monitoring center in Akashi works

### (6) 優れた運用性

ガスタービン単体の始動は定格出力まで 10 分(プレパージを除く) である。ガスタービン開発完了後もユーザの運用上の自由度を高める改良・開発を継続しており、系統連係から解列した自立運転時でも低エミッションで運転が可能な自立運転 DLE を可能とした。

## 3. 開発プログラム

Fig. 8 に開発スケジュールを示す。2014 年 4 月に開発プロジェクトをスタートさせ、高い開発目標ながら短期での開発完了とスムーズな市場投入を目指し、製品企画、ガスタービン設計、生産準備をコンカレントに推進した。燃焼器要素のリグ試験(Fig. 9)を先行実施、2016 年 12 月からガスタービンの運転試験を開始した。

Fig. 10 にガスタービン運転試験設備を示す。都市ガス 13A を燃料に動力計を被動機として全負荷まで可変回転速度での試験が可能で、吸気流量計測のためのフローノズルなどを備えている。ガスタービン以外の補機や計装制御機器なども、早期の信頼性検証のため、可能な限り製品と同じものを同じ環境で使用し評価を行った。

約 1 年弱の社内運転試験により性能、健全性評価、耐久試験など一連の必要な確認を完遂し、2017 年 10 月に開発を完了した。

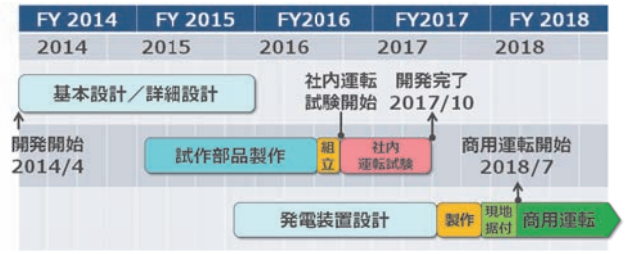



Fig. 8 Development schedule

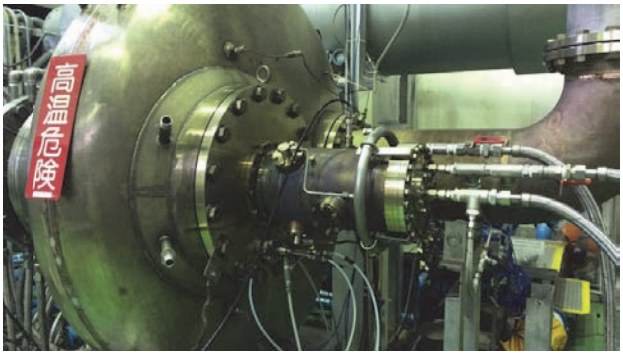



Fig. 9 Combustor rig test

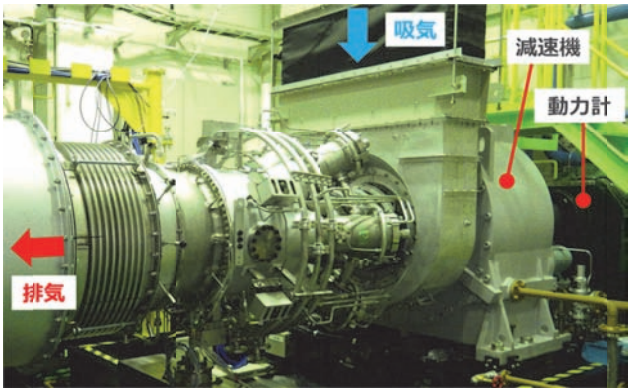



Fig.10 In-house operating test facility

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 2 に主な開発試験項目を示す。開発試験のプロセスは、初期試験で性能や健全性に関する確認を行った後、耐久試験で過酷な各種条件下での運転と試験後の検査確認を行う。改良設計が必要となった場合は、プロセス上流へ戻り再試験評価を行う。M5A ガスタービンの開発でも、改良設計による戻りもあったが、それを想定した事前準備や、2 機の試作ガスタービンを使った効率的な試験実施が短期の試験完遂を実現した。

Table 2 In-house validation test items

| | |
|---|---|
| 初期試験 | ・翼振動／温度計測試験<br>・性能試験<br>・燃焼器性能試験 |
| 耐久試験 | ・サイクル試験（起動／停止）<br>・連続負荷試験<br>・回転数漸変試験<br>・過速度／過温度／過負荷試験<br>・軸受試験 |
| 機能試験 | ・再始動試験<br>・急負荷変動試験 |

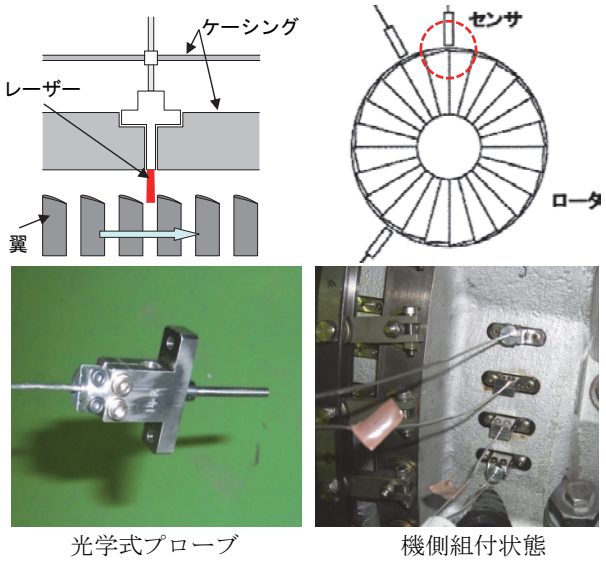
Table 3 Special measurements in validation test

| | |
|---|---|
| 圧縮機 | ・全段動翼の非接触翼振動計測<br>・前方段静翼の翼振動計測<br>・ロータ表面温度（放射温度計）<br>・動翼先端隙間の非接触計測 |
| 燃焼器 | ・サーモペイント（示温塗料）<br>・燃焼振動圧力計測 |
| タービン | ・サーモペイント／クレヨン（示温塗料）<br>・全段動翼表面温度計測（放射温度計）<br>・ロータ温度／動翼振動計測（歪・熱電対） |
| 構造 | ・各部温度圧力計測<br>・ロータスラスト力計測 |

信頼性確認には当社のこれまで培ってきた評価技術を総動員して試験評価した。運転試験設備のデータ取得・モニタリングシステムでは 1,000 点を超える項目を計測、リアルタイムに処理分析し評価・判断をタイムリーに行っている。Table 3 に主な特殊計測項目を示す。以下、代表的な計測実施例を紹介する。

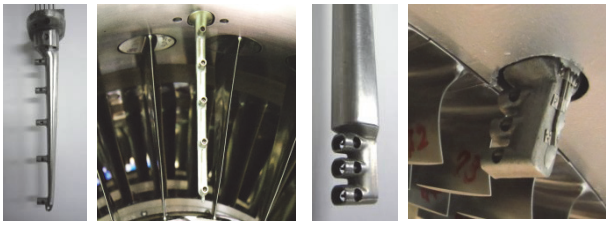
### (1) 圧縮機

翼は前置翼のウェイクなどによる空力励振を受けるため、高サイクル疲労についての評価が必須であり、全段の動翼に対して光学式の非接触翼振動計測(Fig. 10)を実施した。翼がセンサを通過するタイミングの翼振動による変化を捉え振動を評価するもので、翼全数の振動を計測できる。この計測評価の上で、耐久試験を実施し健全性を確認した。この他、3D プリンタで製作した計測プローブ(Fig. 11)の適用にも取り組んでいる。




光学式プローブ　　機側組付状態

Fig. 10 Noncontact blade vibration measurement

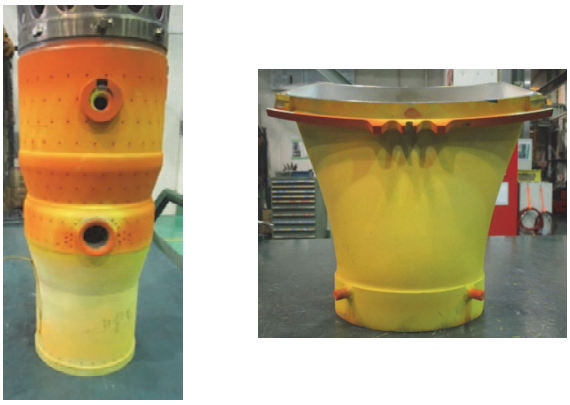


入口全圧プローブ　　出口全圧・全温プローブ

Fig. 11 Total pressure and temperature measurement of compressor inlet and outlet

### (2) 燃焼器

燃焼器部品の温度確認には、サーモペイント（示温塗料）による評価を適用している(Fig. 12)。サーモペイントは温度環境により色が変化することにより、塗布した表面温度分布を明確に把握できる。熱電対による計測と併用し、耐久性確保に必要な温度にあることを確認した。また、希薄予混合燃焼時の燃焼振動の確認のため、半導体圧力トランスデューサによる圧力変動計測により振幅や周波数を評価した。



燃焼器チャンバ　　トランジションダクト

Fig. 12 Thermal index paint of combustor parts

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### (3) タービン

タービン部の温度評価にも燃焼器と同様にサーモペイントを使用するが、タービン動翼の温度評価には、より温度分解能に優れたパイロメータ（放射温度計）も適用した(Fig.13)。また、さらに評価精度を高めるため、スリップリングを使用した熱電対による計測も実施している(Fi.14)。この計測では、歪ゲージによる動翼の翼振動計測も実施、高サイクル疲労についての評価を行った。この他、翼先端隙間の非接触計測も行っている。

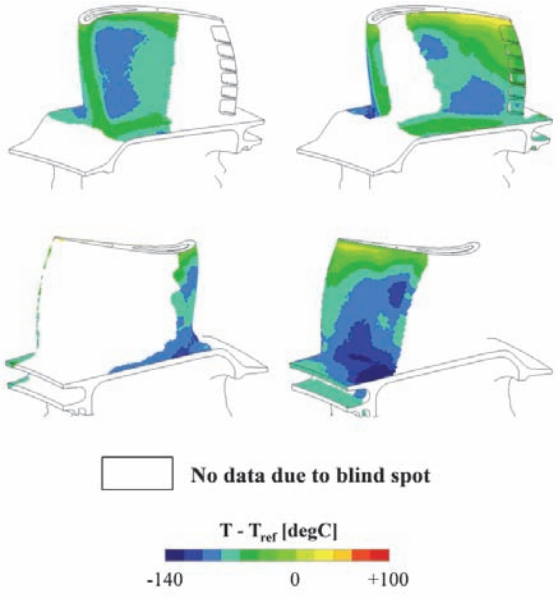



Fig. 13 Temperature measurement results of the 1st turbine rotor blade by pyrometer

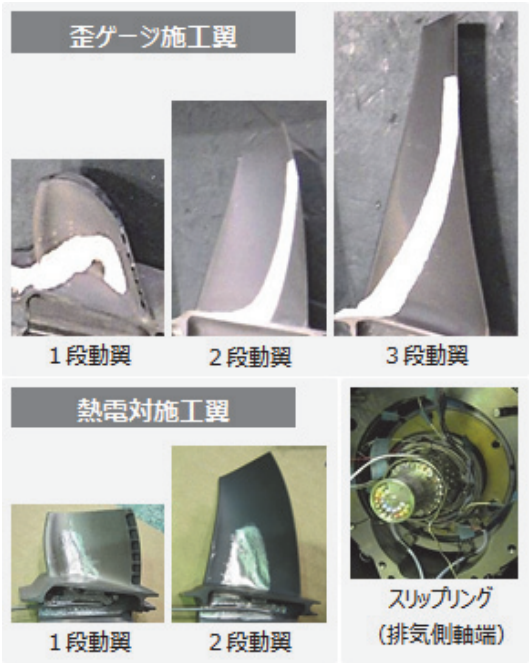
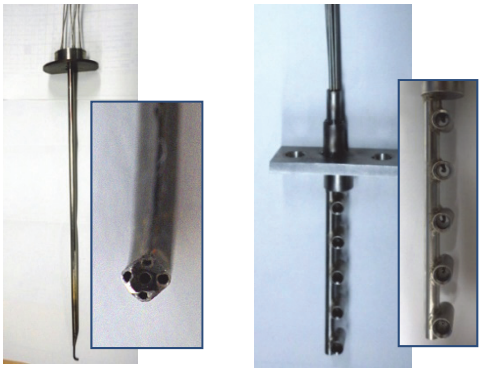



Fig. 14 Vibration and temperature measurement of turbine rotor blades

### (4) 構造

従来よりも小型に設計した吸排気流路には、各部の壁面静圧や全圧の計測により評価を行い、期待通りの性能を発揮していることを確認した。Fig.15 には、排気ディフューザ性能へ影響の大きいディフューザ入口（タービン最終段出口）近傍で行った、流れ角度、スパン方向全圧分布計測のプローブを示す。



5 孔ヨーメーター　　多点全圧レイク

Fig. 15 Special measurement probes of exhaust diffuser

短期間の開発ながら、実機運転試験で上記例のとおり徹底した定量的評価を行うことにより、製品の信頼性を高めた。また同時に、製品の商品性向上へのポテンシャルや、さらなる性能向上の改良余地が定量的に把握された。引き続き、改善および改良を進めて行く。

## 5. PUC50D コージェネレーション

PUC50D のコージェネ性能を Table 4 に示す。発電端効率は 31.9%と同クラスのガスタービンに比べて約 3 ポイント、総合効率も 84.6%と同クラスに比べ約 4 ポイント高く、高い経済性を有している。NOx 値は 50～100%の負荷範囲で 52.5ppm($O_2$=0%)を達成し、同クラス最高の環境性能となっている。

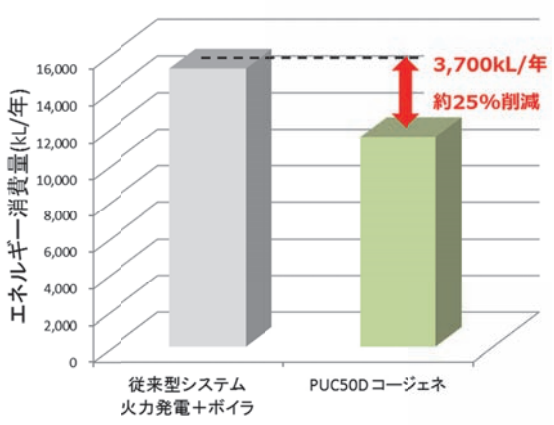
Table 4 Cogeneration performance of PUC50D

| 機種 | | PUC50D |
|---|---|---|
| ガスタービンモデル | | M5A-01D |
| 発電端出力 | kW | 4,440 |
| 燃料消費量 | $Nm^3/h$ | 1,235 |
| 送気蒸気量 | kg/h | 10,480 |
| 発電端効率 | % | 31.9 |
| 熱回収効率 | % | 52.7 |
| 総合効率 | % | 84.6 |
| NOx 値（$O_2$=0%換算）（DLE 運転範囲） | ppm | 52.5（50～100%負荷） |

吸気温度：15℃，大気圧力：101.3kPa（高度 0m）
吸気／排気圧損：0.98/2.94kPa
燃料：都市ガス 13A
排熱ボイラ：蒸気圧力 0.78MPaG、給水温度 60℃

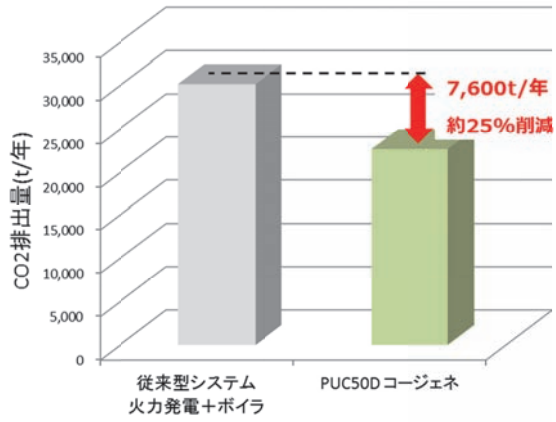
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

PUC50D を導入した場合のエネルギー消費量の削減効果を Fig. 16 に、$CO_2$ 排出量の削減効果を Fig. 17 に示す。PUC50D は従来型システム（商用電力とガス焚ボイラ）と比較して、エネルギー消費量および $CO_2$ 排出量ともに約25%削減が見込まれる。




(原油換算係数:商用電源 0.248L/kWh, 都市ガス 1.161L/m$^3$N)

Fig. 16 Reduction of energy consumption by PUC50D




($CO_2$ 排出係数:商用電源 0.496kg-$CO_2$/kWh, 都市ガス 2.29kg-$CO_2$/m$^3$N)

Fig. 17 Reduction of $CO_2$ emissions by PUC50D

ガスタービン発電装置の外観図を Fig. 18 に示す。以下のような特徴を有している。

- 発電装置の寸法（長さ 8,650mm×幅 2,400mm）は、同クラスの発電装置よりもコンパクト
- 主ケーブルは左右いずれからも取り出し可能
- 夏場の電力確保に、吸気冷却器も設置可能
- 防雪用のフード・ネットも設置可能
- 吸気フィルタやオイルクーラの点検用のメンテナンス架台と階段を設置し、メンテナンス性に優れる
- 架台下部にガスタービンと減速機の搬出入用ホイストレールを設置し、短期間にメンテナンス可能 (Fig. 19)
- オイルミストは高性能ミストセパレータで回収し、タンクに戻すことで潤滑油消費量を低減

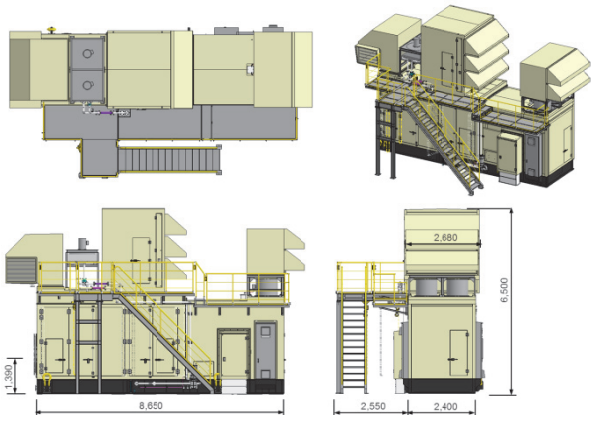



Fig. 18 Gas turbine generator package overview

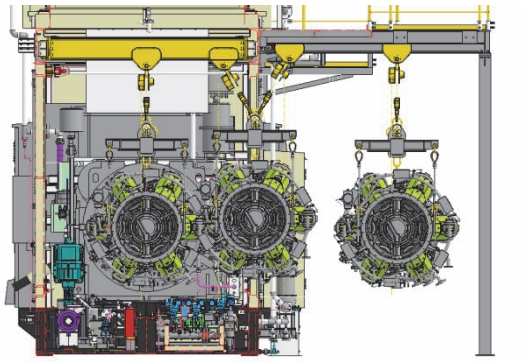


Fig. 19 Gas turbine exchange work

また、PUC50D の標準コージェネ設備の配置図を Fig. 20 に示す。寸法は長さ 23.5m×幅 13.5m である。排熱ボイラは PUC50D 用に高効率・コンパクトな水管式ボイラをシリーズ化した（川重冷熱工業製）。追い焚き付きボイラで送気蒸気量は、約 20ton/h まで対応が可能である。

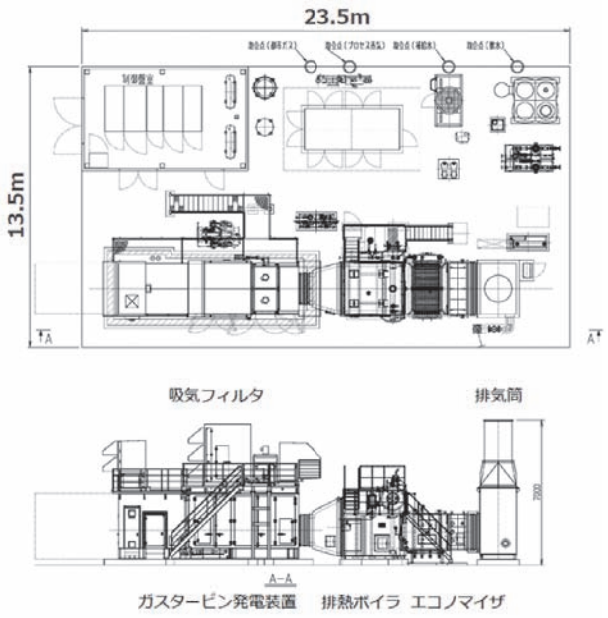



Fig. 20 Typical layout of PUC50D

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 6. 運用実績

量産初号機は国内のユーザに納入し、2018 年 7 月から商用運転を開始した。Fig. 21 に組立中のガスタービン発電装置を、Fig. 22 にサイトでの PUC50D 全景を示す。既設ガスタービンコージェネの更新で、基礎や補機、煙突、電気設備など、できる限り既設を流用しており、経済性や環境性能で劣る老朽化したコージェネ更新のモデルとなる導入ケースである。

運用開始以降、連続運転により順調に運用実績を重ねており、期間で 1 年、時間で 8,000 時間を経過した。初号機以降、国内外の複数のサイトで順次運用を開始しており、累積運転時間は 10,000 時間を超えている。

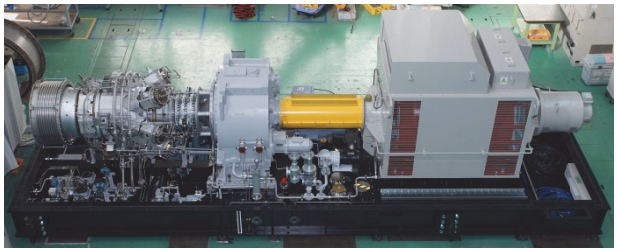


Fig. 21 Gas turbine generator set on assembling



| | |
|---|---|
| 構成 | PUC50D x 1<br>・発電装置+排熱ボイラ<br>・吸気冷却あり<br>・低騒音仕様<br>・防雪フード／ネット |
| 燃料 | LNG |
| NOx 低減方法 | 希薄余混合燃焼 |
| 運用開始 | 2018 年 7 月 |
| 運転時間 | 8,000 時間（2019 年 7 月時点） |

Fig. 22 The fleet leader of M5A gas turbine

本サイトでは、M5A ガスタービンの信頼性を実証するため、お客様のご協力のもと、標準の保守点検に加え追加点検を実施し、部品状態の経過観察を密に行い健全性を確認している。以下に追加点検結果について述べる。

### (1) 追加ボアスコープ点検

運用開始から約 4 か月、約 2,500 時間経過時点でガスタービンの追加ボアスコープ点検を実施した。ボアスコープ点検では主要なケーシングの分解なしに、点検孔からガスパス部品の直視もしくはボアスコープ（内視鏡）により目視点検を行う(Fig. 23)。燃焼器は缶形のため、分解して直視による点検が容易にできる。

Fig. 24 に点検結果の代表的な部品写真を示す。いずれの様相も非常にきれいで、全ての部位で有害な欠陥は見られなかった。点検作業性も良好なことが確認された。

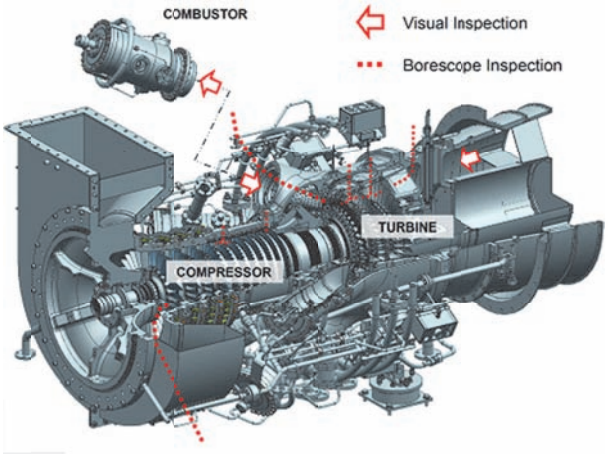



Fig. 23 Borescope inspection of gas path components

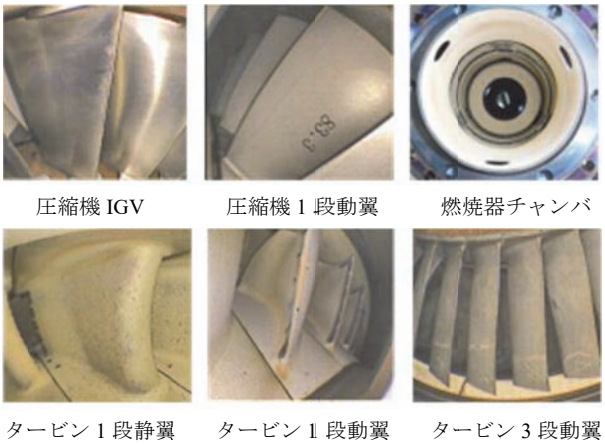



Fig. 24 Additional borescope inspection results

### (2) 追加開放点検

運用開始から約 8 か月、約 4,700 時間経過時点でガスタービンの追加開放点検を実施した。点検は、サイトからガスタービンを持ち帰り、当社工場で全分解し、目視検査、寸法検査、非破壊検査を行った。長時間の耐久性評価のため、破壊検査用の一部のサンプルを除き、部品交換は行わずにガスタービンを再組立してサイトに戻し運用を継続する方法を採用した。

Fig. 25 にガスタービンの搬出入作業の様子を示す。本作業により、良好な現地作業性が確認された。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Fig. 26、Fig. 27、Fig. 28 に圧縮機ロータ、燃焼器部品、タービン動翼の工場検査時の写真を代表として示す。全ての部品について、様相は非常にきれいで有害な欠陥は認められなかった。翼端やラビリンスシール部の隙間部の過度のラビングも無く、適正であることが確認できた。一部、分解に時間を要する作業性を改善すべき部位が見つかったので、改善すべく対応を進めている。

Fig. 29 に破壊検査を行ったタービン 1 段動翼の断面ミクロ観察結果例を示す。この組織様相などから、動翼温度が想定外に高くなっていないことを確認した。また、表面の遮熱コーティングの密着性にも問題ないことも破壊検査により確認した。



Fig. 25 Site work for additional factory inspection

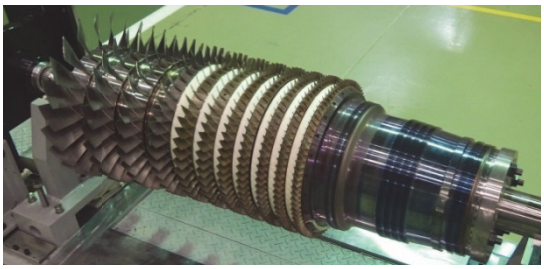
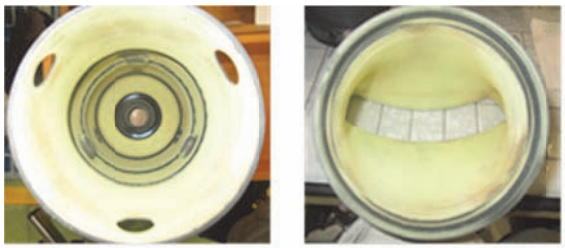


Fig. 26 Compressor rotor under additional factory inspection



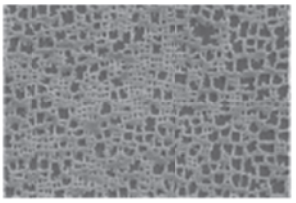
燃焼器チャンバ　　トランジションダクト

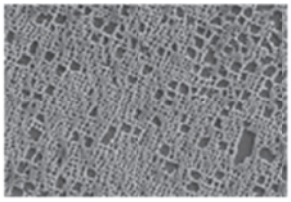
Fig. 27 Combustor parts under additional factory inspection



1 段動翼　　2 段動翼　　3 段動翼

Fig. 28 Turbine blades under additional factory inspection





セレーション（翼根）部断面　　翼部 HUB 側断面

Fig. 29 Microstructure of the 1st turbine blade sample

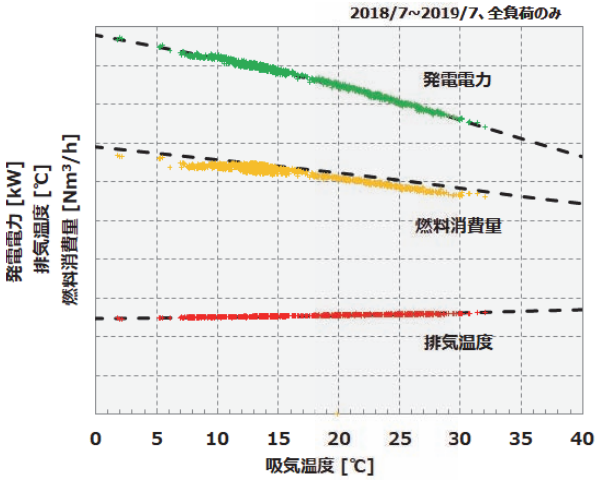



Fig. 30 Site performance of the fleet leader

Fig. 30 に運用開始からの全負荷運転時のサイト運転データを示す。燃料消費量の計測値（黄色プロット）にはバラツキが小さく性能劣化の兆候は認められない。さらに、本データ期間内に追加開放点検があるので、分解組立による性能劣化は無視できる程度に小さかったと言える。

今後も運用実績を重ねるとともに、引き続き計画的な点検で経過観察を実施し、長期の耐久性や安定性を確認、信頼性を実証する予定である。

## 8. おわりに

クラス世界最高の効率と環境性能などの優れた特性を実現した M5A ガスタービンがコージェネ導入推進への駆動力となることを期待しているが、世界が立ち向かうエネルギー問題や環境問題の解決に貢献すべく、今後も引き続きさらなる商品性の向上に努めてゆく。

## 参 考 文 献


(1) T. Horiuchi, et al., “APPLICATION OF CONJUGATE HEAT TRANSFER ANALYSIS TO IMPROVEMENT OF COOLED TURBINE VANE AND BLADE FOR INDUSTRIAL GAS TURBINE”, ASME Paper GT2018-75669.

(2) 寺内晃司, “5MW 級 M5A ガスタービンの開発”, ガスタービンセミナー（第 47 回）資料集, (’19-1), pp. 45-105.

(3) S. Ishihara, et al., “DEVELOPMENT OF HIGH EFFICIENCY 5MW CLASS GAS TURBINE THE KAWASAKI M5A”, ASME Paper GT2019-90773.


Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-1

# 戦闘機用エンジンに適用したファンの研究開発

# Research on an Axial Flow Fan for Future Fighter Engine

○山田 誠一[*1] 枝廣 美佳[*1] 平野 篤[*1]
YAMADA Tomokazu EDAHIRO Mika HIRANO Atsushi

山根 喜三郎[*1] 高村 倫太郎[*1] 室岡 武[*2]
YAMANE Yoshisaburo TAKAMURA Rintaro MUROOKA Takeshi

**ABSTRACT**

The realization of high-performance engine is always underpinned by advanced engine technologies. Fan is one of the key components in realizing a high-power and slim engine launched as a concept by Japanese Ministry of Defense in 2010. The fan is one of the main engine components that determines the outer size of the engine, and it is a very challenging goal to achieve a fan with high-massflow rate and high-pressure ratio while reducing in diameter. Air Systems Research Center, in collaboration with IHI Corporation, achieved this very ambitious goal by applying the state-of the-art design approach supported by high technology. This paper outlines the design concept, the cutting-edge technology applied, and the rig tests of the fan system performed by Air Systems Research Center.

**キーワード：**ジェットエンジン，ファン，要素試験，圧力比，断熱効率，安定作動範囲，将来の戦闘機
**Key Words:** Jet Engine, Fan, Rig Testing, Pressure Ratio, Adiabatic Efficiency, Stable Operating Range, Future Fighter

## 1. はじめに

防衛省は，平成 22 年 8 月，将来の戦闘機に関する研究開発ビジョン(1)を発表した。航空装備研究所では，本ビジョンに基づき，平成 22 年度より次世代エンジン技術の研究をハイパワー・スリム・エンジンのコンセプトのもと取り組んでいる。大推力とスリムな形状を両立させたハイパワー・スリム・エンジンを実現するためには，エンジン直径を増やすことなくエンジンが吸い込む空気流量を増大させ，エンジンコア部を高温化して排気速度を高速化していくことが必要となる。Fig. 1 に将来の戦闘機用エンジンの研究概要を，Table 1 に事業計画を示す。事業計画では，各供試体の設計，製造を実施する研究試作の期間を実線矢印にて，供試体の試験評価を実施する性能確認試験の期間を点線にて示す。本事業では，最初にハイパワー・スリム・エンジンに適用が期待される要素技術に関する評価を実施した。具体的には，高圧系要素である圧縮機，燃焼器及び高圧タービンの要素研究を皮切りに，その後低圧系要素であるファン及び低圧タービンの要素研究に実施した。

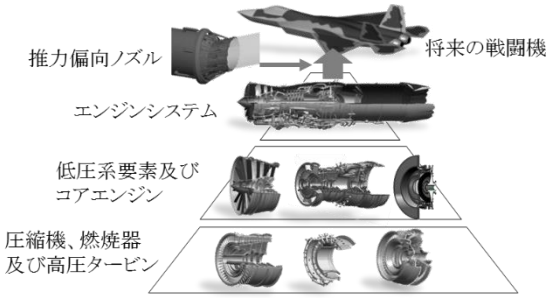
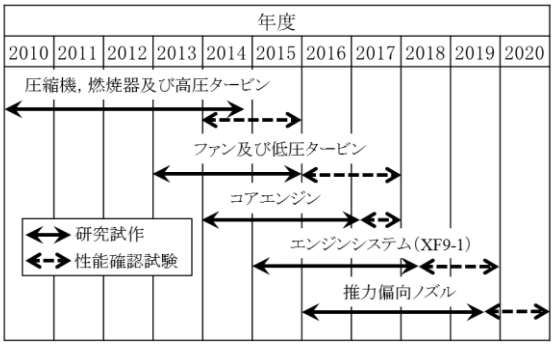



Fig. 1 Outline of Research on XF9 Engine for Future Fighter

Table 1 Project Outline




*1 防衛装備庁航空装備研究所
〒190-8533 立川市栄町1-2-10
E-mail: yamada.tomokazu.gz@cs.atla.mod.go.jp
*2 株式会社IHI
〒196-8686 昭島市拝島町3975番地18

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

高圧系要素の研究成果に基づき，次の段階となるコアエンジンの研究試作に着手した。コアエンジンの研究は，エンジン全体の試験評価に先立ち，高圧系の詳細な性能，構造健全性等を確認し，段階的に取り組むことで，事業のリスクリダクションを行っている。現在は試作したプロトタイプエンジン XF9-1 の試験評価及び推力偏向ノズルの研究試作に取り組んでいる。

本報告では，航空装備研究所が実施した戦闘機用エンジンの研究事業の中で，エンジンのコンセプトであるハイパワー・スリム・エンジンを実現する上で，特に重要な要素であるファンに関する研究を中心に成果の概要を述べる。

## 2. ファンの設計概要

ハイパワーかつスリムなエンジンを実現するため，ファンは入口面積を大きくすることなく，大推力を得るためにエンジンサイクル上必要な大流量を達成し，なおかつ高い断熱効率を実現することが必要とされる。Fig. 2 にファンの目標とする技術レベルを示す。横軸にはファン入口の単位面積当たりの流量を，縦軸には断熱効率を示す。比較として，航空装備研究所が過去に研究し，先進技術実証機[2]に搭載した低バイパス比ターボファンエンジン XF5[3]のファン性能を灰色プロットにて，その他海外製低バイパス比ターボファンエンジンのファン性能推定値を白プロットにて示す。グラフ上，右上に向かうほど，入口の単位面積当たりの流量が大きく，なおかつ高い断熱効率を得られることから，高い技術レベルであることを意味する。本研究では，最新の空力設計技術を活用することで，ファン入口の単位面積当たりの流量を約 10%，断熱効率を約 2%向上させるものとした。

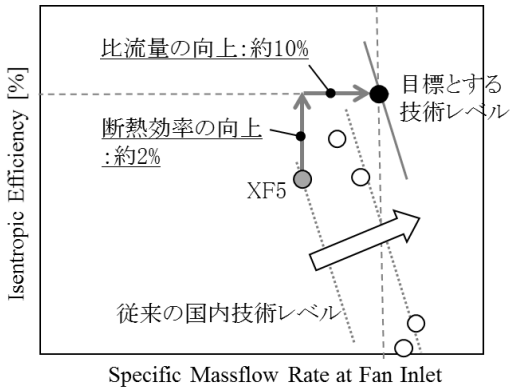



Fig. 2　Performance Target of Fan Technology

ファンの設計概要を Fig. 3 に示す。従来のファン設計として，XF5 のファンの子午面図を Fig. 3 (a)に，本研究のファンの子午面図を Fig. 3 (b)に示す。静翼は薄い灰色で，動翼は濃い灰色で示す。ファンの動翼には，スイープ翼形状設計[4]とブリスク構造を適用した。ファン動翼のブリスク化は，現在軽量化のためのトレンド[5]技術である。本研究では，Fig. 3 に示すように，ファン動翼は全てブリスク構造とすることで，第 1 段動翼はボス比（=A/B）を小さくし，流路面積の拡大を図っている。これによりファン入口直径の増加を抑制したうえで，大流量化を図るものとした。図中で，主流路の平均径位置を破線で示す。本研究のファンは下流側へ向かうほど平均径が大きくなる設計とし，外径はほぼ一定に抑えつつ流体の遠心効果による圧力比向上を図っている。

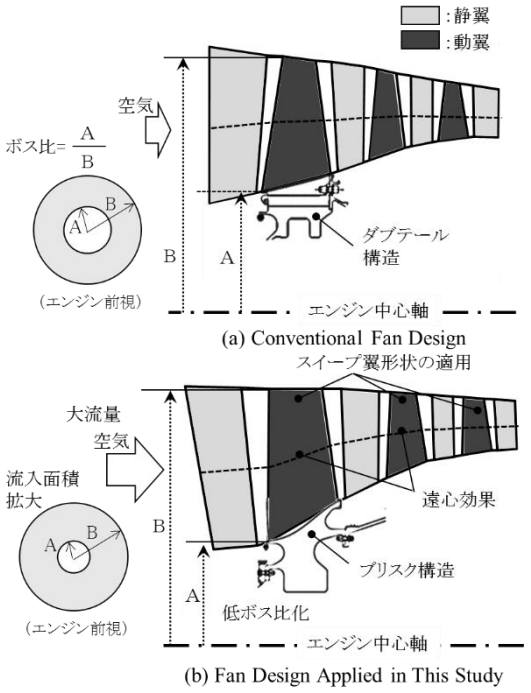



Fig. 3　Schematic View of Fan Design

## 3. 要素試験によるファンの性能確認

### 3.1　試験方法

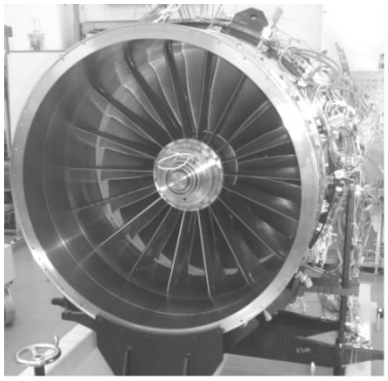
Fig. 4 にファン要素試験の概要を示す。試作したファン供試体を Fig. 4 (a)に示す。試験は株式会社 IHI 瑞穂工場にて実施した。要素試験で用いたファンは，試験設備を考慮して実際の XF9-1 の約 85%のスケールモデルとした。Fig. 4 (b)には，ファン要素試験設備等の概要を示す。試作したファン供試体は，図の中央のキャプションを示す部分に設置される構造となっている。ファンは下流側に設置された駆動源によって回転される。ファン動翼の回転によって上流側に設置された入口ダクトから空気が吸い込まれ，ファン内部にて圧縮されたのち，出口ダクトを通って排気される。出口ダクトには流量調整用の排気バルブが備えられており，各試験条件の回転数に静定後，排気バルブを徐々に絞ることで，ファンの性能（主に圧力比-流量特性や断熱効率-流量特性，安定作動限界等）を取得する。供試体内部には，各種圧力プローブ，熱電対等が設置されており，ファンの全体性能，各段の

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

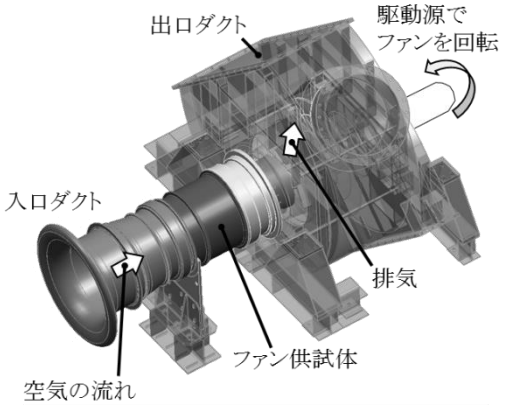
特性等の解析に必要なデータを取得する。また，翼振動をリアルタイムでモニタしつつ，共振を注意して試験を行った。ファンの入口案内翼及び静翼は角度調整が可能であり，初期設定状態で計測後，各翼角度を調整して計測を行い，最適な静翼角度の組み合わせを求めた。

### 3.2 試験結果

要素試験により取得したファン（初期形態）の入口修正空気流量に対する流量とポリトロピック効率の関係を Fig. 5 に示す。比較として，試作時の設計結果を三角プロットで示す。要素試験で取得したファンの性能は丸プロットで示す。いずれも，回転数は設計修正回転数（100%修正回転数）とした時の結果である。



(a) Fan, Viewed From Forward




(b) Configuration of the Fan Rig Test

Fig. 4 Schematic View of Rig Test

Fig. 5 に示されるように，リグ試験では，設計よりも高い圧力比，高い流量を確認することができた。ポリトロピック効率についても設計と同等の値を確認することができた。

初期形態のファンについて安定作動範囲を確認した結果を Fig. 6 に示す。試験条件となる回転数に設定後，徐々に下流側の排気バルブを徐々に閉じ，ファンがストールに入るまでの安定作動範囲を達成した。ストールに突入する前の排気バルブ開度と流量・圧力比の関係を用い，ストールに突入したバルブ開度から安定作動限界（図中の黒プロット）を求めた。72%修正回転数及び 92%修正

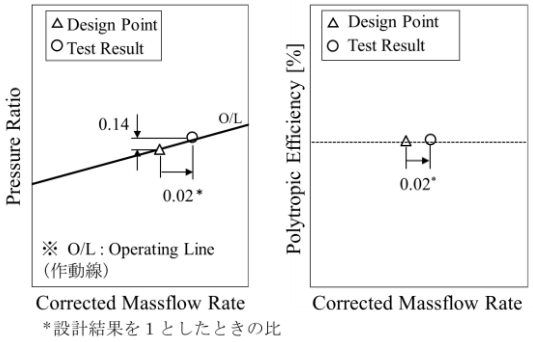



Fig. 5 Performance of Initial Design (Pressure Ratio and Polytropic Efficiency to Corrected Mass Flow)

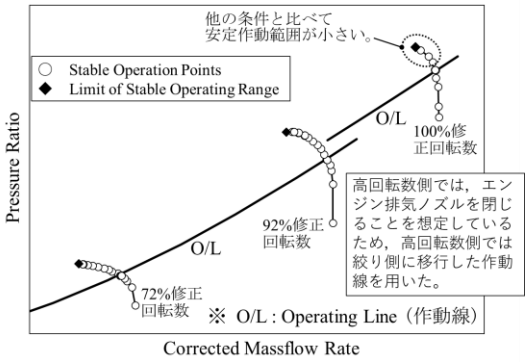
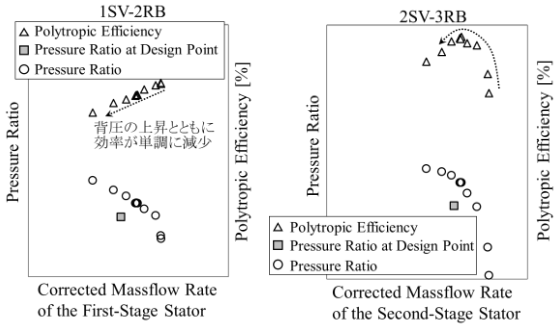
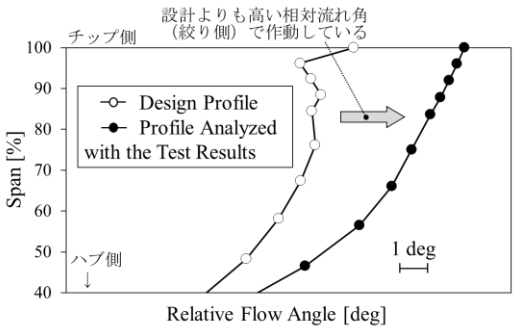



Fig. 6 Fan Performance Characteristics Obtained for Initial Design




(a) Comparison in Performance between the First Stage and the Second Stage




(b) Analysis of Relative Flow Angle at the Second Rotor Inlet

Fig. 7 Analysis of the Second Fan Blade Characteristics

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

回転数では，良好な安定作動範囲を取得することができた。高回転数側では，Fig. 6 に示すとおり，エンジンでは排気ノズルを閉じて作動させることを想定していることから，絞り側に移行した作動線になる。この場合，初期形態では 100%修正回転数（設計回転数）で安定作動範囲が狭くなる結果となった。Fig.7(a)には，3 段と比べて，2 段では，排気バルブの絞りに対して，著しく効率の低下が起きていることを示している。Fig. 7 (b) には，第 2 段動翼入口での相対流れ角のスパン方向分布を示した。設計結果を白プロットで，試験計測結果に基づいて見直したスパン方向分布を黒プロットで示した。チップ側で相対流れ角の設計に対する差異が大きく，設計よりも試験では翼が開き側で作動していることが確認された。

以上の検討を踏まえて実施した第 2 段動翼の翼角度調整を Fig. 8 に示す。Fig. 8 (a) は初期形態の形状と改良設計後の形状を重ねて，チップ側，上流側から翼全体を見た図となっている。チップ側を拡大して翼形状を比較して表示したものを Fig. 8 (b) に示す。それぞれの翼（調整前と調整後）の別は，翼の前縁部に表示した矢印によって示している。ハブ側の翼形状は初期形態の形状から変えることなく，チップ側の翼形状を 2° 閉じ側に設定した。本設計結果に基づき，改良された第 2 段動翼を製造し，ファン供試体に組み込んだ要素試験を実施した。

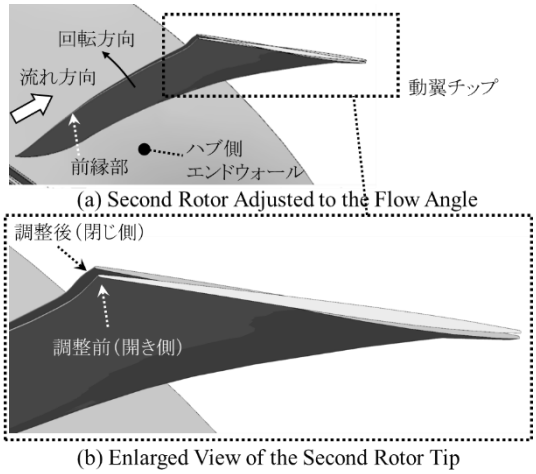



Fig. 8　Adjustment of Second Fan blade Angle

改良設計後の第 2 段動翼を用いた要素試験の結果を Fig. 9 に示す。初期形態（動翼角度調整前）の性能を四角のプロットで，動翼角度調整後の形態の性能を丸プロットで示す。Fig. 9 から明らかなように，調整後の形態は初期形態よりも作動範囲は拡大し，目標としたスタビリティマージンを得ることができた。

各段の作動状態の変化を Fig. 10 に示す。初期形態（Fig. 7(a)）では，背圧の上昇にともない 2 段（1SV-2RB）の効率が急激に悪化する様子が見られた。しかしながら，改良後の形態では，効率の低下が緩和され，3 段(2SV-3RB) が初期形態よりも圧力上昇が頭打ちになる限界まで作動するようになり，第 2 段動翼とのバランスが改善されている様子が示された。

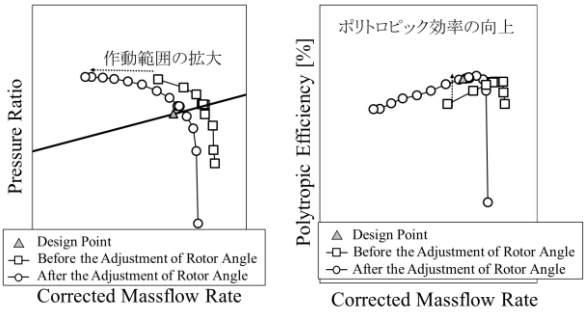



Fig. 9　Fan Performance Characteristics Obtained for Adjusted Design

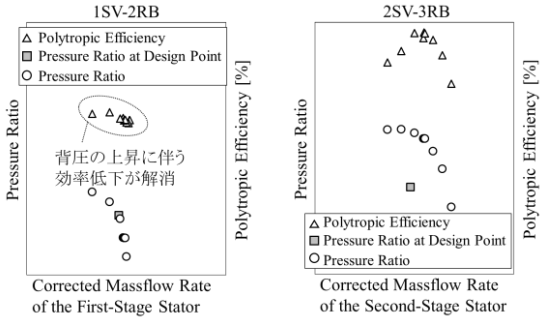



Fig. 10　Performance Improvement of Second Fan Blade Operation

## 4. ハイパワー・スリム・エンジン，XF9-1 への適用

本研究を通じて技術実証されたファン要素は，ハイパワー・スリム・エンジンのプロトタイプ, XF9-1 の研究試作に反映され，平成 30 年 6 月にエンジンが完成した。ファン要素の製造には, 新しい製造技術も取り入れており，線形摩擦接合技術（Linear Friction Welding）を活用した。エンジンの完成後，地上性能の確認は，株式会社 IHI の瑞穂工場にて実施した。Fig. 11 は性能確認試験の実施状況として，エンジンがエンジンテストセルに設置されている様子を示している。平成 30 年 7 月から基本性能や特性を確認する試験を開始し，目標性能である最大推力 15 トンを同年 8 月に達成した[6]。目標となる推力の確認をこれほど早期に達成できたのは，XF9-1 の研究試作に先立ち，高圧系要素である圧縮機，燃焼器及び高圧タービン，並びに，低圧系要素であるファン及び低圧タービンといった各構成要素の先行研究における技術実証が大いに功を奏しているものと考える。性能確認試験は順調に進捗しており，今後は高空性能の取得，シミュレーション試験等を実施する計画である。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 5. おわりに

ハイパワー・スリム・エンジンの実現において，最も重要な要素技術の一つといえるファンについて，研究成果の概要を報告した。要素試験を通じて，試作されたファンの技術実証を成功裏に終了し，本研究の成果は 15 トン以上の大推力を有するプロトタイプエンジン， XF9-1 に反映された。現在，エンジンの性能確認試験を順調に進めている。今後計画されるエンジン試験を通じて，更なるエンジンの最適化を図っていく予定である。

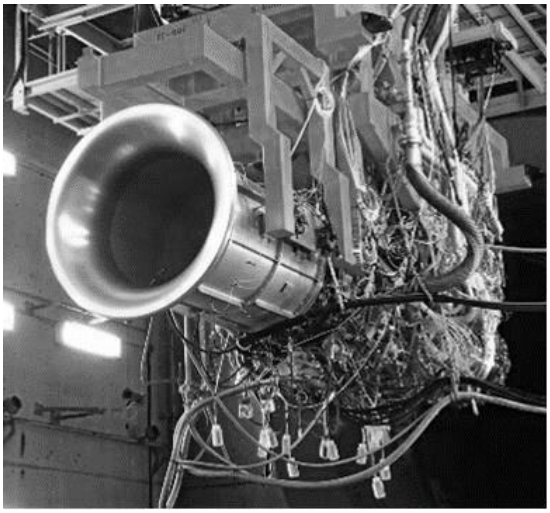


Fig. 11　XF9-1

## 参 考 文 献


(1) 防衛省ホームページ : 将来の戦闘機に関する研究開発ビジョン, http://www.mod.go.jp/j/press/news/2010/08/25a.html（2019/6/25 アクセス）

(2) 瀧澤義和, 先進技術実証機, 防衛技術シンポジウム, 2012.

(3) 檀原伸補, 飛行実証用アフターバーナ付ターボファンエンジン（XF5）の概要, ガスタービンセミナー第 36 回資料集, 2008.

(4) 水田郁久, ファン空力設計技術と小型エコエンジンのファン開発, 日本ガスタービン学会誌, Vol.36, No.5, pp.12-17, 2008.

(5) B, Martin, B, Erwin, Blisk production of the future technological aspect of future-oriented construction and manufacturing processes of integrally bladed rotors, ISABE-2009-1169.

(6) 枝廣美佳，戦闘機用エンジン（XF9）の研究進捗状況について, 防衛装備庁技術シンポジウム２０１８, 2018.11.13/14


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-2

# 航空機用エンジンナセルインレットの流れ場数値解析

# CFD Simulation of Inlet of Aircraft Engine Nacelle

＊大庭芳則[*1]　楠田真也[*1]　平川香林[*1]　成勢弘城[*2]　石井達哉[*3]　生沼秀司[*3]
OOBA Yoshinori　KUSUDA Shinya　HIRAKAWA Karin　NARUSE Hiroki　ISHII Tatsuya　OINUMA Hideshi

**ABSTRACT**

For demands of lower specific fuel consumption and environmental impact of aircraft transports, turbofan engine development continues towards ever increasing bypass ratio engines. In the designing higher bypass ratio engines, the larger fan diameter and nacelle size result in increasing of nacelle drag and weight. Short inlet and Slim-line nacelle are needed technologies to minimize the impact of larger fan diameter on nacelle aerodynamic performances and weight in future civil aircrafts. However, Short inlet may reduce internal diffusion capability and increase risk of fan inlet distortion due to occurrence of boundary layer separation on inlet surfaces. The flow phenomena that occur in nacelle inlet are investigated using the small rotating fan test rig in JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) and the measured pressure data on the inlet surface were acquired on different conditions. Computational Fluid Dynamics (CFD) simulation validated by the data predicted the effects of short inlet on boundary layer development on internal surfaces.

**キーワード：**ターボファンエンジン，ナセル，ショートインレット，ファン回転試験，ディストーション
**Key Words:** Turbo fan engine, Nacelle, Short Inlet, Fan Rotating Rig Test, Inlet Distortion

## 1. 緒言

近年、民間航空機用エンジンの性能向上方法として高バイパス比化による推進効率の向上に加えて、エンジンを囲うナセルについても外部抵抗の低減やインレットの軽量化により、推進システム全体として性能向上を図る設計が取り入れられている。具体的には、ナセル外部形状をより薄くするスリムラインナセル（Slim-line nacelle)化によりナセル前面のラム抵抗や造波抵抗を低減することや、ショートインレット（Short inlet）によりインレットリップからファン動翼までの距離を短縮化することでファン動翼に流入する境界層厚さを極力小さくして壁面摩擦抵抗を低減することに寄与する[(1)]。構造的な観点でも短縮化によりインレット部を軽量化してエンジン燃料消費を軽減することに繋がる。一方、ショートインレットを適用する場合のデメリットとしては、インレット全長が短くなることで、インレットスロート面とファン前面とで作られるディフューザ部の軸方向距離に対する減速率が大きくなることで壁面境界層厚さが増加することや剥離が発生してかえってインレットの総圧回復率を悪化させるリスクがある。また、剥離した渦によりインレットディストーションが増大して、偏った流れ場をファン動翼が吸い込むことで、ファンおよびエンジン作動の健全性が損なわれる恐れがある。このことから、ナセルインレットの空力性能向上やファン動翼への影響を詳細に捕らえるために国内外の研究機関で研究が行われている。Hall らは地面を模擬した小型ファン回転試験装置を用いて横風条件下でリップ近傍で発生する境界層剥離流れを捉えることとその剥離―再付着のヒステリシス性について実験的な研究を行った[(2)]。成勢と石井らは基礎的な試験検証として地面付きの小型ファン回転試験により、地上とインレットの距離が変化した場合のインレット壁面静圧の変化を実験により評価した[(3)]。インレットの流れ場は流入する外部空気の角度・流速や地上面の渦発生が強く影響を与えることから数値流体解析（CFD：Computational Fluid Dynamics）による高精度予測にはまだ課題がある。Murphy らは基礎的なインレットダクトに地上面を設けた試験データを用いて CFD 解析のインレットディストーションの予測検証を行った[(4)]。Yadlin らは実際に機体や主翼にエンジン搭載された状態を模擬した CFD 解析により地上および機体側面から発生する渦構造がインレットにより吸込まれる現象を予測したが、解析の検証は行われていない[(5)]。

本研究では、成勢・石井らが実施した JAXA 小型ファン回転試験で取得した計測データを用いて CFD 解析の予測精度の検証をした上で、航空機エンジン用ナセルインレットの 2 形態に適用して取得した試験データと CFD 解析を比較しつつ、発生する流れ場現象の把握を行った。

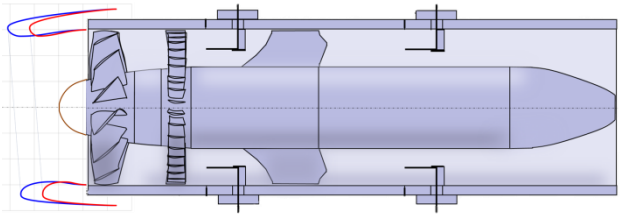
*1　株式会社IHI
〒196-8686　東京都昭島市拝島町3975-18
*2　東京理科大学　工学研究科　機械工学専攻
〒125-8585　東京都葛飾区新宿6-3-1
*3　宇宙航空研究開発機構（JAXA）
〒182-8522　東京都調布市深大寺東町7-44-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

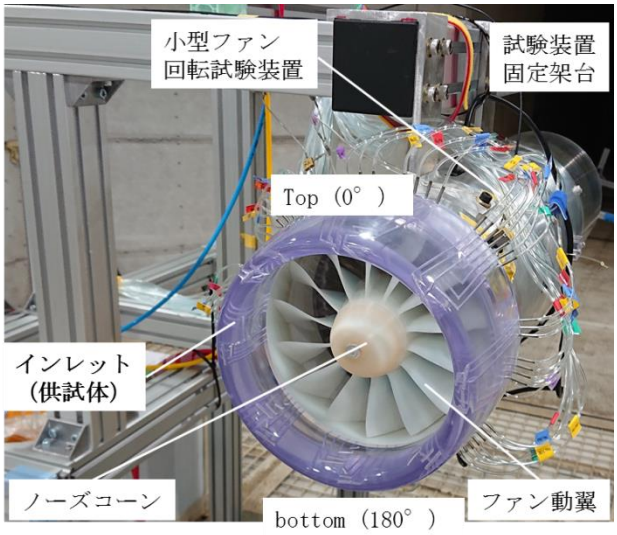
## 2. 小型ファン回転試験装置

Fig.1(a)に本研究で用いた JAXA 小型ファン回転試験装置の断面図を示す。ファン動翼と静翼を直管ダクト内に有しており、モータ駆動により 9,000rpm までを無段階でファン回転数制御できる装置で、ファン動翼の上流はインレットを換装できる。インレットは全周の内壁面に設けた複数の静圧孔とインレット後方の静圧計測チューブとを繋ぐように計測ラインを壁面内部に設けており、3D プリンタで樹脂を用いて製造した。試験装置はトップ側（周方向 0° 位置）から固定架台により空中に吊られており、インレット入口と地面や試験室壁面との距離を離すことで壁面の影響を極力低く抑える様に配置した。

試験装置は JAXA 無響風洞中央部に搭載されており、外部空気流は無い状態でファン動翼を回転させてインレットを通過する流れ場を形成した。ファンを通過した空気は静翼後方の直管ダクトを通じて排気ジェットとして十分広い無響風洞後方に噴射され、インレット周囲には影響の無いようにした。試験条件の設定は、無響風洞外の計測室から予め指定したファン動翼の回転数になるように制御する方法を用いた。



(a)試験装置断面図




(b) 試験搭載風景

Fig.1 JAXA 小型ファン回転試験搭載

## 3. インレット形状

本研究では、インレット形態による流れ場への影響を把握する為にベルマウスインレットと、実機形状に近いインレット（ナセルインレット）をファン回転試験に供試し内壁面の静圧データを取得した。ベルマウスインレット計測データを用いて CFD 解析結果の予測精度検証と基本的なインレット流れ場の把握を行った上で、ナセルインレットの標準的形態（ノミナルインレット）とインレット長を短縮した形態（ショートインレット）の 2 形態を製作し、試験データの取得と CFD 解析による流れ場の比較を行った。

### 2.1 試験条件

今回の試験計測では 4,000rpm、 6,000rpm、9,000rpm を設定し、全ての回転数においてベルマウス及びナセルインレットの試験データを取得した。本報告では 9,000rpm の条件での試験結果の分析と CFD 解析との比較を示す。無響風洞内圧力はインレットから十分離れた場所で計測した。

### 2.2 ベルマウスインレット

Table 1 にインレットの概略寸法を、Fig.2 に外部形状を示す。ベルマウスはファン動翼及び下流側モータ軸を中心に軸対称形状となっている。インレット長はファン動翼前方の AIP（Aerodynamic Interface Plane）とベルマウスリップ先端までの距離とした。静圧計測位置は最上流位置を ST1 として順番に番号を設定して、周方向等間隔 16 位置で軸方向に 10 点（ST1～ST10）の合計 160 点の静圧データを取得した。ここで、AIP はインレットとファン動翼との間に設定される断面であり、インレット形状および外部空気環境（地面効果、横風条件）が作る流れ場がファン動翼にどのように流入するかを切り分けることを意味する。本研究の CFD 解析ではファン動翼直前の軸方向断面を AIP とした。

### 2.3 ナセルインレット

実機エンジンが航空機に搭載される場合、主翼や機体胴体に対する相対位置や飛行状態を考慮してナセルインレット形状が設定される。主翼の静圧場や機体胴体の境界層厚さがナセルインレット近傍の流れ角度が変化することや、ナセルインレット前面投影面積によって作られるラム抵抗を極力抑える必要があることから、ベルマウスインレットに対してナセルインレットのリップ形状は薄く先端の曲率半径が小さくなっている。小型ファン回転試験装置のファンケーシング径に合わせて、インレット入口リップ径(ハイライト径)、スロート径を設定して、Table.1 に示されているナセル形状を用いてスケールしたインレット形状を設計した。$L_{inlet}/D_{fan}$ は代表的なナセル形状を参照して 0.5 とした。ショートインレットは、ノミナルインレットとスロート半径位置と AIP の直径を同じにして、$L_{inlet}/D_{fan}$=0.35 となる形状を設計した。主翼の下に搭載される航空機エンジンの場合、巡航条件で飛行中で主翼の上下面の静圧差が主翼前縁の上流の流れ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

角度を変化させる効果（UPWASH）と巡航時の機体姿勢の迎角がある為、搭載されるエンジン軸に対して角度のある流れが流入する。このため、インレット面に対して極力真っ直ぐに外部空気を取り込めるように考慮して、一般的にナセルインレットには 3°～5°インレット面を傾ける様にトップ側よりもボトム側のリップ先端が後方にシフトする角度（ドループ角度）が適用される。本研究では、ドループ角度は 5°に設定した。壁面計測は周方向等間隔の 8 位置で軸方向に 7 点（ST1～ST8）の合計 56 点の静圧データを取得した。静圧計測位置は最上流位置を ST1 として順番に番号を設定した。

Table 1　インレット概略寸法

| 形状パラメータ | ベルマウス | ナセルインレット | |
|---|---|---|---|
| | | ノミナル | ショート |
| $L_{inlet}/D_{fan}$ | 0.87 | 0.5 | 0.35 |
| $(R_{hi}/R_{th})_{top}$ | 1.36 | 1.11 | 1.11 |
| $(R_{hi}/R_{th})_{bottom}$ | 1.36 | 1.16 | 1.16 |
| $\alpha_{droop}$ | 0° | 5° | 5° |

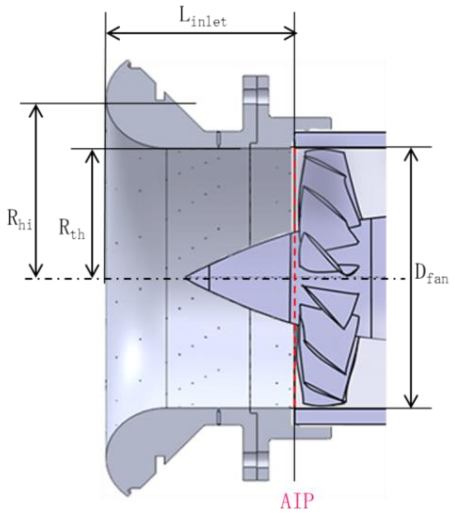
$L_{inlet}$：インレット長（ナセルリップ先端～AIP）
$D_{fan}$：ファンケーシング径　（150mm）
$R_{hi}$：インレットリップハイライト半径
$R_{th}$：インレットスロート半径
$\alpha_{droop}$：ドループ角度

## 3. 解析モデルおよび数値解析手法

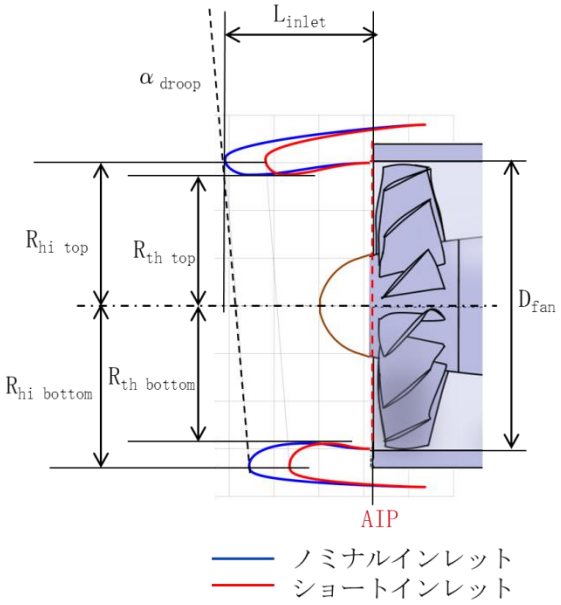
### 3.1　解析モデル

ナセルインレットの CFD 解析モデルを Fig.3 (a)に示す。インレットとノーズコーンを組み合わせた形状として、ファン動翼を模擬しない静止部壁面のみの解析モデルとした。これは、今回実施したインレット内部の流速は比較的低く、ファン動翼は亜音速で作動することと、ファン動翼を有する試験結果と静止部解析結果と比較することで、ファン動翼がインレットに与える影響の範囲を把握することを目的とした。インレット後方は、インレット内の静圧分布が一様となるところまでファンダクトを下流側に延長することで、出口境界がインレット流れ場に与える影響を極力小さくした。また、インレットが外部空気を吸込む様子は、地面の有無や横風流速／角度など外部領域の流れ場によって大きく左右されることが知られている。静止空気中にインレットがある場合、インレットの前方の流管が縮流しながらインレットが取り込まれ、リップの後方および側方からの空気も吸い込む。外部領域の境界位置をインレットリップから半径 7×$D_{fan}$とし、後方に 2×$D_{fan}$ 長分の外部領域の後端面を設定した。前方は境界形状が流れ方向に影響しないように軸方向 2.5×$D_{fan}$ 前方に 7×$D_{fan}$ の半球形状となる範囲を計算領域とした（Fig.3 (b)参照）。

また、ベルマウスおよびナセルインレット形状はトップ位置を中心として左右対称の形状を有しており、流れ場構造も左右対称となることから計算リソース削減の為、トップとボトムを結ぶ中心断面に対称境界条件を設定して 180°セクタの計算領域とした。




(a) ベルマウスインレット形状




(b) ナセルインレット形状

Fig.2　インレット形状比較

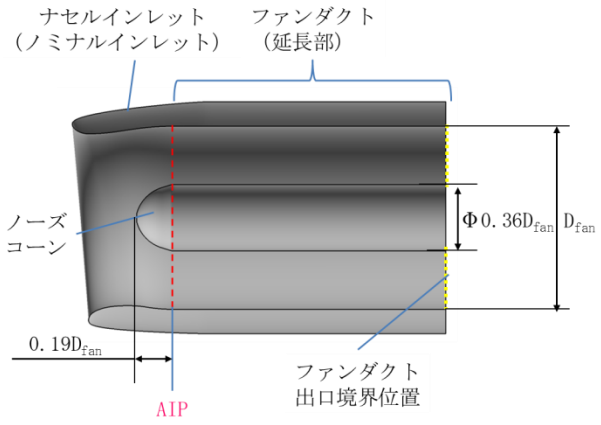
### 3.2　境界条件

本解析では、JAXA ファン回転試験とは異なり、ファン動翼を模擬しないダクトのみを計算対象としていることから、インレット後方のファンダクト出口面の静圧を低く設定して、インレットが外部空気を吸い込む流れ場を模擬した。ファンダクト出口境界での静圧は、スロート位置での計測静圧データと整合するように一様な静圧分布を与えてレベルを調整し、AIP 位置で大きなズレが生じないかを確認した。境界条件を Table 2 に示す。

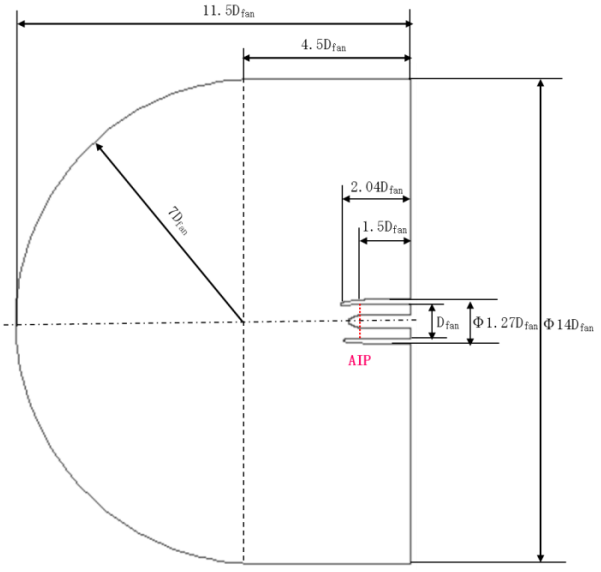
Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 2 境界条件

| | |
|---|---|
| インレット | 滑り無し断熱壁面境界 |
| ノーズコーン | 滑り無し断熱壁面境界 |
| ファンダクト | 滑り無し断熱壁面境界 |
| 外部領域 | 標準大気条件、静止条件 |
| ファンダクト出口 | スロート部の圧力計測値に CFD 解析が合うように出口静圧を調整 |




(a) インレット CFD 解析形状（ノミナルインレット）




(b) 計算領域概略寸法

Fig.3 CFD モデルと計算領域

### 3.3 CFD 解析手法

外部空気が静止している場合、インレットリップ上流の幅広い遠方場の領域から吸込むため、インレットリップを後方から回り込む流れ場が形成される。リップの形状に沿って吸込まれる際に局所的にはマッハ数 0.3 を超える場合があることから、圧縮性流体の解析が必要となる。本研究では汎用ソフト ANSYS Fluent を用いて、定常圧縮性流体 RANS による CFD 解析を行った。リップ先端近傍での圧縮性による現象が発生するケースも想定して離散化手法に AUSM による計算の安定化をした[6]。Table 3 に解析の詳細を示す。

Table 3 計算手法一覧

| | |
|---|---|
| 解析コード | ANSYS Fluent |
| 作動流体 | 圧縮性空気、理想流体 |
| 解析スキーム | 定常計算、Density-base、implicit |
| 離散化手法 | AUSM　空間 2 次精度 |
| 層流粘性係数 | サザランド則 |
| 乱流モデル | Realizable k-ε 乱流モデル<br>＋拡張型壁関数 |

## 4. CFD 解析結果

### 4.1 ベルマウスインレット形態

Fig.4 にベルマウスインレットの CFD 解析結果をファン中心断面でのマッハ数コンター図で示す。外部空気はインレットリップを回り込み、加速されながらリップ形状に沿って流れ込む様子が予測されている。加速された流れはノーズコーンにより流路面積が狭まるため更に加速されてファンダクト出口に到達する。局所的に見ると、インレットリップと直管部が接続されるスロート位置近傍で局所的な加速―減速があり、インレット外周の境界層がダクト内で成長する様子が観察できる。

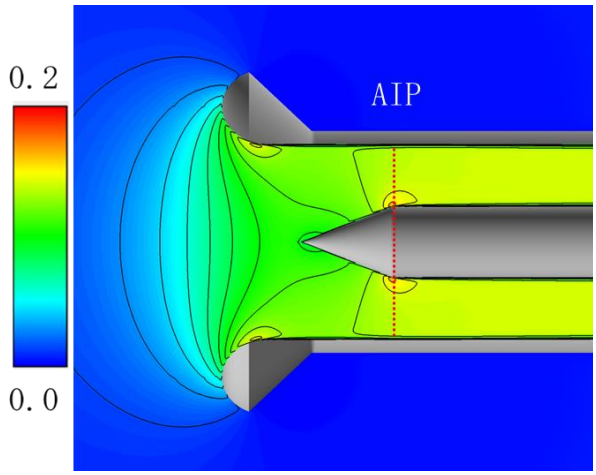



Fig.4 ベルマウスインレット内マッハ数分布図

CFD 解析結果の予測精度を確認する為に、JAXA で実施した小型ファン回転リグの壁面静圧計測データとの比較を行った。計測試験では、インレットリップ先端からファン動翼入口までの軸方向位置で壁面全周位置に静圧孔を設けており、得られた各計測位置の静圧をスロート部静圧（$Ps_{th}$）と大気圧全圧（$P0$）で無次元化を行い静圧係数（$Cp$）を求めた。$Cp$ の算出を式(1)に示す。

$$Cp = \frac{P0 - Ps}{P0 - Ps_{th}} \quad (1)$$

Fig.5 に示す静圧分布から分かる様に、インレットリッ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

プからの急加速により減圧された流れ場はスロート近傍で最も静圧が低くなり、スロート部直後で急減速した後に再度ノーズコーンにより流速が徐々に加速することでダクト内で静圧が下がる様子が試験データで確認できた。試験データと CFD 解析結果との良好な一致が得られており、インレット内の静圧分布を予測可能であることが示された。ファン回転リグ試験とファン無しの CFD 解析結果の両者で静圧分布が良好に一致することから、本試験形態のチップ周速が亜音速となるファン作動条件においては、ファン動翼が上流側の流れ場に与える影響は少なく、ファン動翼模擬しないダクト単体 CFD 解析でインレットの流れ場を予測できていると言える。ここで、試験データではスロート位置（ST4）と直後の計測点（ST5）では静圧レベルはほぼ同じであるが、ST6 では静圧が上昇し後で AIP に向ってゆっくりと静圧が低下している。この ST4 と ST5 で静圧がほぼ一定で ST6 で急上昇する現象は、スロート部を境に加速流から減速流に変わるポイントであるため剥離が発生して、剥離の直後で境界層が乱流遷移して再付着により剥離泡を形成することで圧力回復する場合に特徴的に見られる[7]。CFD 解析ではリップ前縁から乱流境界層が発達するとした解析手法を採用していることから、試験データの ST4 と ST5 で見られる剥離泡を予測しなく違いが生じていると考えられる。

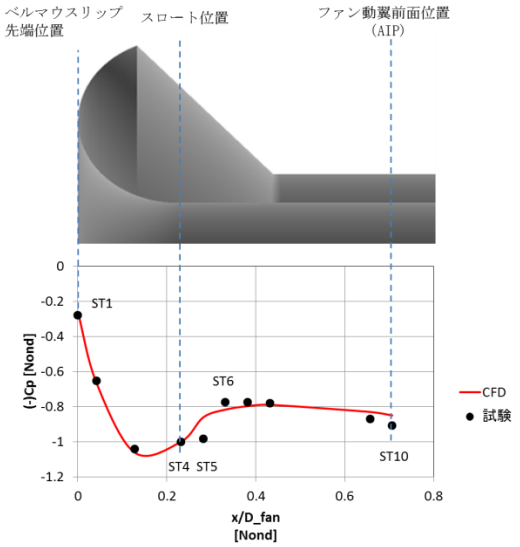
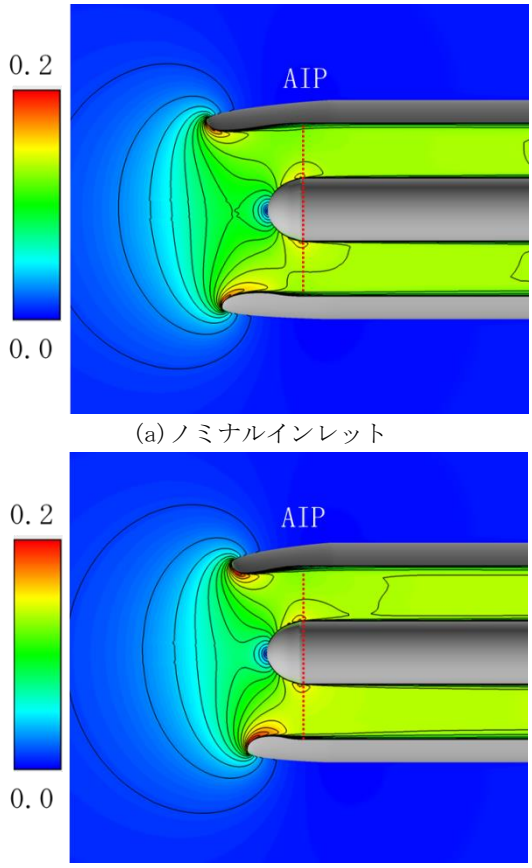



Fig.5　ベルマウスインレット内壁静圧分布比較

## 4.2　ナセルインレット形態

Fig.6 にフライト形態でノミナルインレットとショートインレットが上流空気を吸込む様子についてインレット中心断面のマッハ数コンター図を示す。ベルマウスインレットと異なり、インレットリップの曲率半径が小さくなっているので、リップ先端からスロート部までの局所的な加速が大きくなっており、マッハ数 0.2 以上の領域が発生している。トップ側とボトム側との比較では、ドループ角度が設定されているためトップ側よりもボトム側が AIP に近くなり、インレット内部での減速が得られないためリップを回り込んだ流れ場は比較的速い速度で AIP に到達する。Fig.7 にフライト形態でノミナルインレットとショートインレットが上流空気を吸込む様子を流跡線で比較した結果を示す。ノミナルインレットでは、インレットリップ径よりも広い上流領域の流れが吸込まれる様子が分かる。吸込まれる領域の外周にある流線は一度インテーク入口より後方に回り込んでからインレットの外部形状に沿って上流側に逆流した後、再度軸方向に流れを変えるので、Fig.6 のマッハ数コンター図で示された様にインテークリップ先端では局所的に流れ方向と流速が大きく変化する現象が発生する。加速領域はリップ壁面の極近傍に存在するが、下流では AIP までの間にあるディヒューザ部で緩やかに減速する。

ショートインレットでも外部空気が後方から回り込む同様の現象が観測されるが、Fig.2 で示す様にインテークリップが若干鈍頭になっていることからリップ先端での局所的な回りこみが強くなることとリップ周辺での急加速領域が大きくなることが観察できる。リップ先端の軸方向位置を両者で同じにして比較すると、外部空気が後方から回り込む流跡線の範囲はノミナルの AIP 位置と同様で、中央付近の流跡線もほぼ同じになる。このことから、リップ近傍で起きるマッハ数分布の違いはインレット長によらずリップ先端からインテーク内の流路形状の違いによって起きていることが分かる。

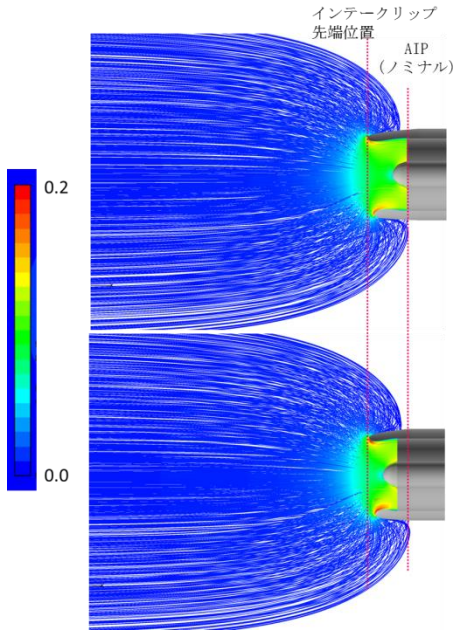



(a) ノミナルインレット

(b) ショートインレット

Fig.6　ナセルインレット内マッハ数コンター図

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.




上：ノミナルインレット、下：ショートインレット
Fig.7　流跡線分布図（カラー：マッハ数分布）

### 4.2.1　壁面静圧分布比較

インレット内部の流れ場を検証する為に、Fig.8 にノミナルインレットの全周位置での内壁面の *Cp* 分布データと CFD 解析結果の比較を示す。図中、各周方向位置でのリップ先端(ST1)を基準としてファンケース直径で無次元化した軸方向距離（$X/D_{fan}$）で表した。Fig.6 のマッハ数コンター図で見られるように、リップ先端での急加速によって上流側で静圧が局所的に低くなり、ファン動翼入口に向かって静圧が緩やかに上昇する特性が得られた。周方向 45° 位置と 315° 位置のリップ先端の ST1 位置で試験結果に比べて CFD 解析結果の局所的なピークは小さく予測されていることの違いはあるが、その他の周方向位置では局所的なピークも含めて試験結果で得られた *Cp* 分布を良好に予測する結果であり、全体的には高精度の予測が出来ている。図中スロート位置（ST4）から AIP までの範囲（ST7）では CFD 結果と試験データとは一致しており、CFD 解析で見られる様にインレット内壁面で大きな境界層剥離や逆流は試験において発生していないと言える。

Fig.9 にショートインレットの *Cp* 分布を試験データと比較した結果を示す。ショートインレットでも、ノミナルインレットと同様にリップ先端付近(ST1～ST3)での局所的な静圧低下領域が試験データから観測される。静圧の最小値のレベルはノミナルインレットに比べて若干低くなっており、リップを回り込む流れはリップ先端からスロート位置までの距離が短くなって加速の程度が大きくなっている。更に、静圧が最小値となる箇所から AIP 位置の静圧レベルまで急上昇する分布を持つなど、最小値を含む静圧が低くなる軸方向範囲は幅広くなっていることが分かる。

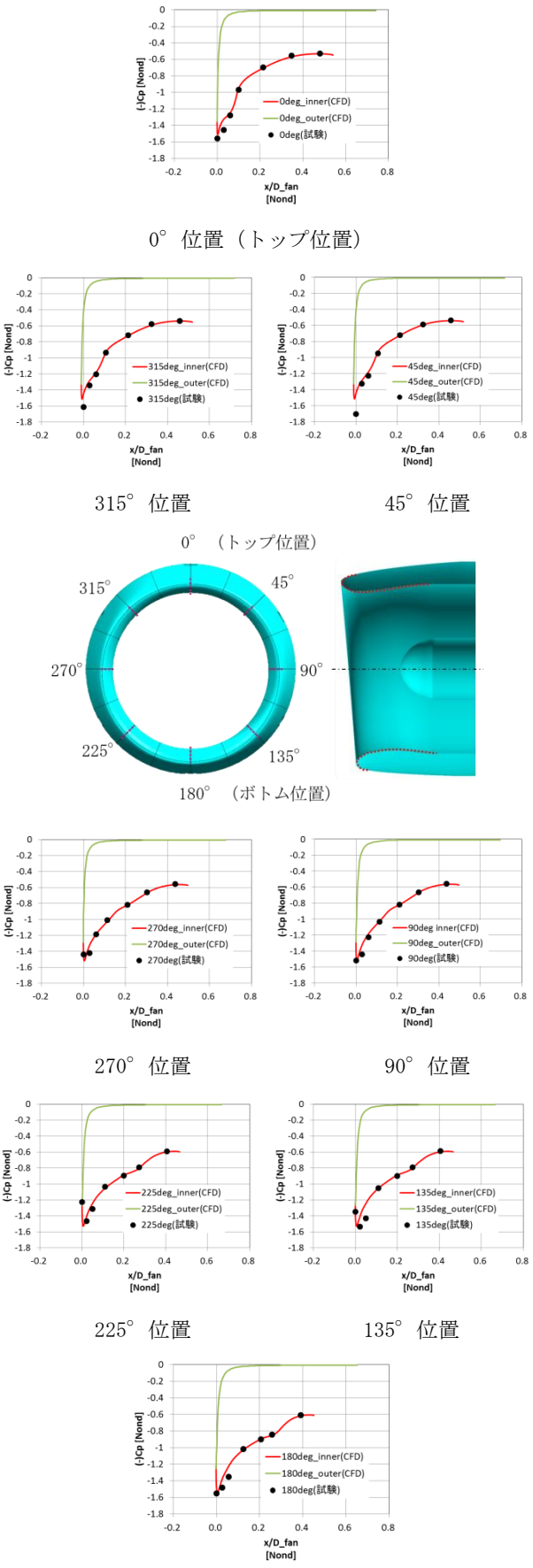
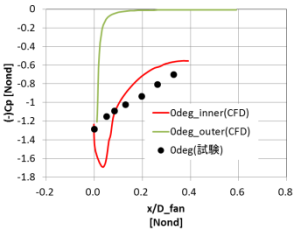
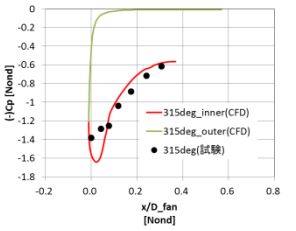



Fig.8　軸方向 Cp 分布比較　ノミナルインレット

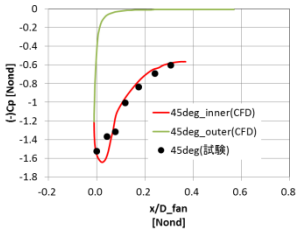
Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.



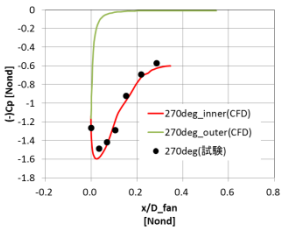

0° 位置（トップ位置）



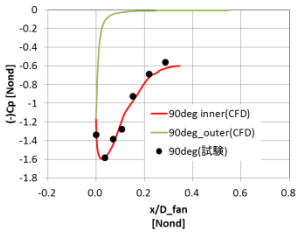

315° 位置



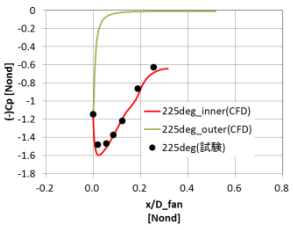

45° 位置



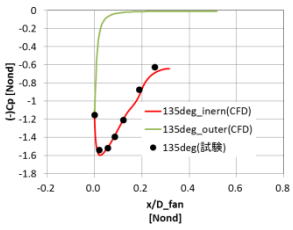

270° 位置



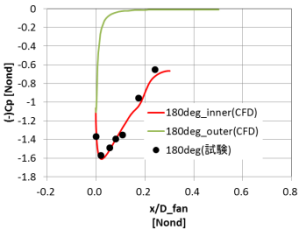

90° 位置




225° 位置



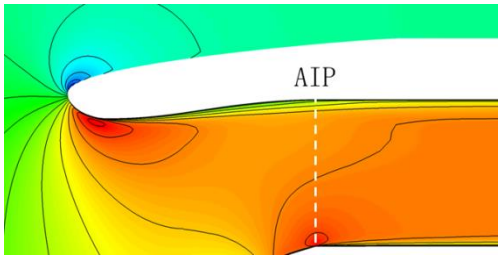

135° 位置



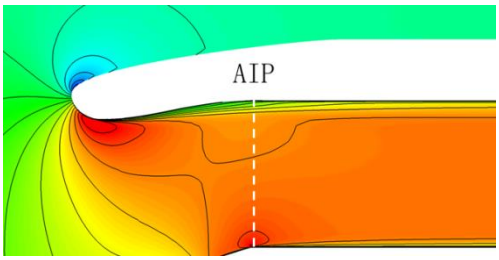

180° 位置（ボトム位置）

Fig. 9　軸方向 *Cp* 分布比較　ショートインレット

周方向で見た場合、ボトム側（周方向 90° から 270° の範囲）ではほぼ同じ *Cp* 分布を持つが、トップ側（45° から 315° の範囲）では静圧の最小値となる軸方向位置がリップ先端側 ST1 に移動している。ショートインレットの *Cp* 分布を CFD 解析結果と比較すると、ボトム側では試験データの分布を良好に予測することが確認できた。一方、トップ側の CFD 解析結果はボトム側に比べて静圧が低くなる軸方向範囲が狭くなるものの、全周位置でリップ先端から少し下流位置の ST2 付近に静圧の局所的ピークを持つ傾向は変わらない。特に、試験データの 0° 位置で見られる軸方向に単調増加する傾向とは異なることと、AIP 位置での静圧レベルにも違いがあることが判った。CFD 解析と試験データの違いの要因を詳細に把握する為に、Fig. 10 に 0° 位置リップ近傍の軸方向流速分布の比較を示す。ノミナルインレットはリップ先端からスロートの間までは境界層厚さが非常に薄く、スロート以降のディヒューザ部で厚くなっている。ショートナセルも速度レベルが増加するが同様の流れ場でインレットの境界層剥離などの様子は見られない。




(a) ノミナルインレット



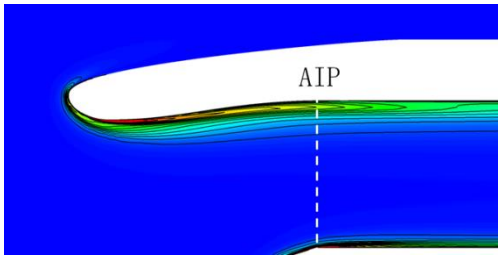

(b) ショートインレット

Fig. 10　トップ側軸方向速度分布

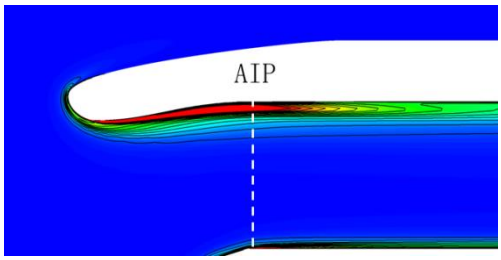
Fig. 11 に同位置での乱流運動エネルギー（*k*）分布の比較を示す。ノミナルインレットはリップ先端で *k* が急激に増加するが、リップ先端からスロート位置間で流れの回りこみにより *k* の分布がリップ壁面から広がりながら移動する。スロート部で壁面近傍の流速が加速から減速に変化する箇所でも *k* が上昇するので、リップ先端で発生する *k* の分布に覆われた状態で *k* の生成が生じる。その下流位置ではリップ先端で生成された *k* とスロートで生成された *k* とが層状になって AIP までの間で幅を広げながら壁面近傍に分布する。ショートインレットでも、リップ先端での *k* 生成と下流側で拡散する様子と、スロート部での *k* の生成は発生しており、ノミナルインレットと同様に広がった *k* に囲まれる形でスロート部の *k* が生成される現象が観察された。但し、ショートインレットではスロート下流での *k* の分布はノミナルインレットに比べて大きくなっている。この様に *k* の生成が強くなることで下流側での乱流境界層が発達して、境界層が剥離しにくい流れ場が形成されていると考えられる。

一方、試験結果ではリップ先端での乱れの発生や *k* の生成が CFD 解析よりも小さくなっている可能性があり、このことが起因となり下流の乱流境界層の発達を遅らせて CFD 解析結果との差が生じていると考察する。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a)ノミナルインレット




(b)ショートインレット

Fig.11　トップ側乱流運動エネルギ分布

### 4.3　総圧回復率の評価

インレットの空力的な性能を評価する為に、インレット内流路の空力性能を総圧回復率を用いて比較した。総圧回復率は AIP 位置での全圧（$Pt_{AIP}$）と大気圧全圧($P0$)を用いて以下に示す式とした。

$$Pr = \frac{Pt_{AIP}}{P0} \qquad (2)$$

Fig.12 にベルマウスとナセルインレット 2 形態の本試験条件の CFD 解析で得られた総圧回復率の比較を示す。ベルマウスはリップ形状が大きくインレット内での流れの変化が小さいこととスロートから AIP までは直管であるので境界層の発達が小さく総圧回復率は小さく抑えられている。一方、ノミナルインレットはリップを回り込む流れの急加減速がスロート下流のディヒューザ部により境界層厚さが大きくなることからインレット内部に剥離領域は見られないがベルマウスよりも空力性能は悪くなる。更に、ショートインレットの場合は、リップ周りの急加減速が更に大きくなることと、ディヒューザ部が短縮化されたことで境界層発達の程度も大きく、インレット空力性能としてはノミナルよりも僅かであるが低くなる予測結果が得られた。

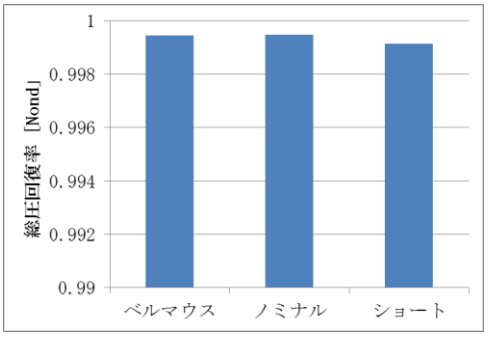



Fig.12　総圧回復率の比較

## 5. 結論

本研究は，JAXA で実施した小型ファン回転試験装置にインレット 3 形態（ベルマウス、ノミナルインレット、ショートインレット）の内側流路表面の静圧データを取得し、将来の航空機エンジンに適用される可能性のあるショートインレットに発生する流れ場現象を CFD 解析により詳細予測を行い、以下の結果を得た。

(1) ベルマウスインレットの計測データの比較により、本 CFD 解析手法がインレットの流れ場を良好に予測することを確認した。チップ周速が亜音速となる本ファン条件の範囲ではファン動翼が上流側のインレット流れ場に与える影響は小さく、インレット単体の解析領域を用いてファンリップの流れ場の予測は可能。但し、より高回転条件でのてファン動翼を導入した CFD 解析は今後の課題である。

(2) インレット長が $L_{inlet}/D_{fan}$＝0.5 のノミナルインレット形態では CFD 解析により流路内壁の静圧分布を良好に予測するが、短縮形態（ショートインレット　$L_{inlet}/D_{fan}$＝0.35）では、リップ形状が比較的緩やかなボトム側の流れ場を予測する。一方、曲率が小さいトップ側では試験結果と CFD 解析との間に境界層現象に起因した違いが発生する。

(3) ショートインレットに見られた試験結果と CFD 結果の違いは、後方から回りこむ流れ場がリップ先端に作る乱れや乱流運動エネルギの予測が異なることで、下流の境界層の発達および剥離流れの予測に影響することが要因と考えられる。


## 謝辞

本研究の実施にあたり、JAXA 航空技術部門 横川様の多大なるご協力を頂いた。ここに謝意を表します。


## 参 考 文 献


(1) Andreas Peters, Zoltan S. Spakovszky, Wesley K. Lord, Becky Rose, “Ultra-Short Nacelles for Low Fan Pressure Ratio Propulsors”, GT2014-26369, 2014.

(2) C.A. Hall and T.P. Htnes, “Measurements of Intake Separation Hysteresis in a Model Fan and Nacelle Rig”, Journal of Propulsion nad Power, Vol.22, No.4,(2006)

(3) 成勢弘城，石井達哉，横川譲，石川仁，「高バイパス比エンジンのインレットディストーションに関する実験的研究」，関東学生会第 58 回学生員卒業研究発表講演会、2019 年 3 月 18 日

(4) J. Murphy, “Intake Ground Vortex Aerodynamics”, Cranfield University, PhD Thesis, (2008)

(5) Y. Yadlin and A. Shmilovich, “Simulation of Vortex Flows for Airplanes in Ground Operations”, AIAA 2006-56, (2006).

(6) M. S. Liou and C.J. Steffen, Jr., “A New Flux Splitting Scheme”, J. of Computational Physics 107, 23-39, 1993.

(7) G. M. Cole and T. J. Mueller, “Experimental Measurements of the Laminar Separation Bubble on an EPPLER387 Airfoil at Low Reynolds Numbers”, UNDAS-1419-FR, 1990.


Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-3

# 層流領域拡大による高効率ファン設計手法の開発

# Development of Design Method for High Efficiency Fan by Enhanced Laminar Flow

○林 亮輔[*1] 榎 友謹[*1] 室岡 武[*1] 加藤 大[*1] 賀澤 順一[*2]
HAYASHI Ryosuke ENOKI Tomonori MUROOKA Takeshi KATO Dai KAZAWA Junichi

**ABSTRACT**

The phenomenon of turbulent transition is very complicated, because it is caused by various factors including the velocity gradient, the wall curvature, the wall roughness and so on. Then, many researchers have studied the turbulent transition on the plate in subsonic flow for a long time. However, in transonic and supersonic flow where the jet engine fan operates, the mechanism of the turbulent transition has not been completely clarified. In a previous study, we conducted a wind tunnel test using a two dimensional airfoil profile based on tip section of a transonic fan in order to investigate the phenomenon of turbulent transition in detail. First of all in this study, we analyzed the relationship between the deceleration rate of the blade surface and the turbulent transition using the test data in the previous study. Next, we developed a prediction method of the turbulent transition from the deceleration rate of RANS not considering the turbulent transition in order to shorten the design TAT. Finally, the prediction equation of a turbulent transition was applied to a general transonic fan, and 0.2 point efficiency improvement was confirmed by the transition model CFD.

**キーワード：**高バイパス比ファン，乱流遷移，空力設計
**Key Words:** High Bypass Ratio Fan, Turbulent Transition, Aerodynamic Design

## 1. 緒言

航空エンジンの燃費改善のため，ファン・圧縮機は高効率化が求められており，aFJR プロジェクト[(1)]ではエンジンの軽量化とともにファン・圧縮機の空力性能向上を技術課題として挙げている。高バイパス比ファンにおける損失の主な要因は，衝撃波による損失，翼端漏れ流れによる損失，翼面摩擦による損失，二次流れによる損失である。これらの中でも翼面摩擦による損失は，損失全体の半分以上を占めるため，その低減は燃費改善にとって，重要かつ効果的である。

翼面境界層による翼面摩擦損失については，亜音速の翼列試験による詳細な研究がなされている。例えば，前縁の翼面粗さが翼面境界層遷移および翼面境界層による圧力損失に与える影響[(2)]や前縁形状が翼面境界層遷移に与える影響[(3)]等が明らかにされている。一方，航空エンジンのファンは，一般的に翼弦長が長く，レイノルズ数が高いため，翼面上で層流境界層が想定されていなかったこと，また，相対流入マッハ数が 1 を超える超音速であり，翼列試験等による詳細計測が難しいことから，翼面境界層に関する実験的研究は少ない。

著者らの先行研究では，高バイパス比エンジンファンにおけるチップ側の断面を模擬した二次元翼を用いて，翼前縁形状および流入マッハ数，流入角が乱流遷移に及ぼす影響を遷音速風洞試験により調査した[(4)]。このとき，翼面の熱伝達率や衝撃波の位置と乱流遷移の関係を詳細に計測し，翼前縁形状が楕円であれば，流入マッハ数が超音速でも翼面に層流領域が保持されることを示した。

一方，CFD による乱流遷移のシミュレーションでは，RANS であれば$\gamma$-$Re_\theta$遷移モデル[(5)]，あるいは LES や DES を用いる手法が一般的である。$\gamma$-$Re_\theta$遷移モデルでも，特に二次元の流れ場に対しては，実験データによるチューニングなどが徹底されていることから，LES の予測精度を上回ることも報告されている[(6)]。従って，$\gamma$-$Re_\theta$遷移モデルは翼面の乱流遷移位置を捉えるには，有用な手段と言える。翼の空力設計の分野では，LES などの大規模計算は，近年の計算機の急速な発展はあるものの設計時間の制約から適用が難しい。また，$\gamma$-$Re_\theta$遷移モデルでも，これまで設計 CFD に用いてきた Spalart-Allmaras モデル[(7)]などの乱流遷移を考慮していない一般的な乱流モデルに比べれば，計算コストが高く，不安定である。そこで本研究では，先行研究で取得した試験データを詳細に分

*1 株式会社 IHI
〒190-8686 東京都昭島市拝島町3975-1
E-mail: hayashi6882@ihi-g.com
*2 国立研究開発法人 宇宙航空開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

析し，既存の Spalart-Allmaras モデルの解析から得られる翼面の減速率を用いた乱流遷移の予測手法を提案する。

タービンでは，翼面の減速率と層流はく離位置を関連付け，翼面の摩擦損失を簡易的に予測する研究がなされている[8][9]。これらは，層流はく離に着目した研究であり，乱流遷移を多くは取り扱っていない。乱流遷移現象は主に，自然遷移，バイパス遷移，層流はく離による遷移に分類される。ガスタービンではバイパス遷移が一般的に発生するとされているが，ファンや圧縮機では層流はく離による遷移も発生する[10]。そこで本研究では，層流はく離に使われる予測式を乱流遷移に適用し，先行研究の試験データとの相関を調査する。本論文の第二章ではこれら調査結果とともに，Spalart-Allmaras モデルなどの乱流遷移を考慮していない解析結果より，乱流遷移位置を予測する手法を提案する。第三章では，一般的な遷音速ファンの二次元断面を取り出した二次元翼を用い，翼のキャンバー分布の変化による翼面の速度勾配の変化が乱流遷移位置に及ぼす影響を調査し，層流ファン形状の特徴を分析する。第四章では，第二章で提案した乱流遷移の予測式および第三章で分析した翼形状の特徴を適用し，実際に三次元翼設計を行う。提案した層流ファン設計手法により設計したファンは，層流領域拡大により 0.2pts の効率向上が $\gamma$-$Re_\theta$遷移モデル解析より確認された。

## 2. 層流ファン設計手法の開発

本研究では，Spalart-Allmaras モデルの解析結果より得られる翼面の減速率などから，乱流遷移を予測する手法を開発することを目的とする。以下では，翼面の減速率に着目した層流ファン設計手法を提案する。

### 2.1 翼基礎試験の概要

我々は先行研究[4]において，高バイパス比エンジンファンの 90%スパン位置における翼型を抽出した二次元翼を設計し，翼前縁形状 (円弧 / 楕円)，流入マッハ数 (0.8 ~ 1.1)，流入角 (0 ~ 2 deg.) が翼面の乱流遷移位置に及ぼす影響を試験 (以降，翼基礎試験と呼ぶ) により調査した。試験は，JAXA 調布航空宇宙センターの 0.8 m×0.45 m 高レイノルズ数遷音速風洞 (TWT2) で行われた。翼基礎試験では，シュリーレン法によるマッハ数の可視化データや，赤外線カメラによる翼面の表面温度分布などが計測されている。後述する翼基礎試験における乱流遷移の判定には，表面温度分布より算出した熱伝達率の勾配を用いた。詳細は，参考文献 (4) を参照されたい。

### 2.2 翼基礎試験データの評価手法

本研究では，翼基礎試験により得られた翼面の熱伝達率などの試験データと，翼基礎試験を模擬した CFD より得られた翼面のマッハ数分布などを用いて，翼基礎試験における乱流遷移現象について分析する。一般的に乱流遷移現象は，速度勾配，壁面の曲率，壁面の粗さなど様々なパラメータが影響し発生する。翼基礎試験で用いた翼は，翼面の曲率が連続であること，翼面の粗さが滑らかであることを確認している。また，翼基礎試験では前縁形状が円弧の場合，前縁付近に過度な速度の急減速 (スパイク) が生じ，乱流遷移が発生する事象が確認された。本研究はスパイクによる遷移は対象としないため，前縁形状が円弧である試験条件は試験データ評価に用いない。従って，翼基礎試験において発生した乱流遷移の要因として主に考えられるのは，速度勾配 (減速率) である。翼面の減速率と乱流遷移を関連付けるため，以下の Stratford[11]の式で表される減速率の指標$\varepsilon$により翼基礎試験データを分析する。

$$\varepsilon = \left[ C_p^* \left( x \frac{dC_p^*}{dx} \right)^2 \right] \tag{1}$$

ここで，$x$ は前縁からの距離である。$C_p^*$は圧力係数であり，以下のようになる。

$$C_p^* = 1 - \left( \frac{U}{U_{peak}} \right)^2 \tag{2}$$

$U$ は翼面境界層外端の速度，$U_{peak}$ はその最大値である。Stratford の式は層流はく離を予測する式であり，元論文 (11) では平板の場合，$\varepsilon = 6.48 \times 10^{-3}$ で層流はく離が生じるとされている。本研究で扱うのは乱流遷移であるが，Stratford の式は前縁からの距離，減速率と速度の最大値で整理されており，乱流遷移に重要なパラメータで構成されている。従って，本研究では翼基礎試験において，乱流遷移が生じた際の減速率の指標$\varepsilon$を各試験条件での CFD から求め，遷移クライテリアの構築を試みた。

図 1 に，翼基礎試験データの分析に用いたパラメータを示す。図 1 中の$\varepsilon_t$は試験で遷移が発生した場合の減速率の指標，$\varepsilon_n$ は遷移が発生しない場合の減速率の指標の最大値である。

### 2.3 遷移クライテイリアの構築

表 1 は，翼基礎試験の遷移位置の一覧である。各減速率の指標$\varepsilon_t$，$\varepsilon_n$ は後述する遷移クライテリアとなる減速率の指標の値で無次元化した。また，分類Aは試験において減速により遷移が発生したケース，分類Bは衝撃波により遷移が発生，あるいは遷移が発生しないケースを示す。分類Bの減速率の指標$\varepsilon_n$は全て，分類Aの減速率の指標$\varepsilon_t$より小さい。つまり，分類Bの減速率の指標$\varepsilon_n$であれば，減速による遷移は発生しない。一方，分類Aの減速率の指標$\varepsilon_t$ では，遷移が発生する。本研究では，分類Aの減速率の指標$\varepsilon_t$ の最小値で遷移が発生すると考え，これを後述する層流ファン設計の遷移クライテリアとした。

## 3. 二次元翼を用いた層流ファンの分析

一般的な遷音速ファンにおいて，翼面の減速の制御により層流領域の拡大が期待できるのは，衝撃波の影響が少ないスパンである。本章では，遷音速ファンのミッドスパンの二次元断面を取り出し設計した様々な形状の二次元翼の CFD 解から，層流ファン形状の特徴を分析する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

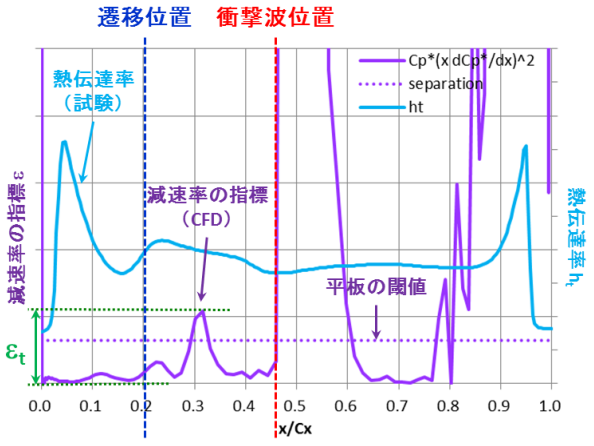
### 3.1　設計パラメータの設定

翼設計には，回転軸に対する角度，翼枚数，コード長，キャンバー分布，翼厚分布などのパラメータがある。これらの中で翼面の減速を左右する主なパラメータは，キャンバー分布である。図 2 にキャンバー分布の定義を示す。図 2 中の線分 $T$ は翼中心線上の点 $P$ における接線，線分 $T$ と回転軸 $z$ の成す角$\beta$が点 $P$ におけるキャンバーである。一般的にキャンバーを大きくすると翼が曲がり，翼間の面積が広がる。翼面の曲率変化と翼間面積の変化により，翼面の加減速が決まる。

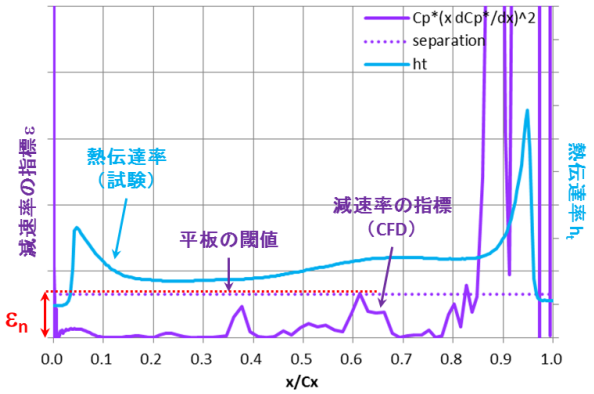
### 3.2　計算対象および計算条件

本研究ではキャンバー分布の作成にベジエ曲線を用いた。本ベジエ曲線は図 3 に示すように 3 つの制御点を有し，各制御点を移動させることにより，729 ケースのキャンバー分布を作成した。他の設計パラメータは固定し，キャンバー分布のみを変化させた二次元翼について，CFD 解析を行う。

図 4 に計算領域と計算格子を示す。マルチ・ブロック法を用いて格子を生成し，格子数は約 70,000 点である。スパン方向は矩形とした。境界条件としては，入口では全温・全圧・流入角を固定し，出口では静圧を固定した。翼壁面は滑りなし壁，上下壁面は滑り壁，側面は周期境界とした。乱流モデルには，γ-$Re_\theta$遷移モデルを用いた。




(a) with Turbulence Transition




(b) without Turbulence Transition

Fig. 1　Evaluation Parameters of Test Data

### 3.3　計算結果

図 5 に全 729 ケースの解析結果を示す。図 5 (a) は遷移位置と全圧損失，(b) は相対流出角 (仕事) と全圧損失の関係である。本研究では，以下の条件によりフィルタリングを施し，詳細に分析するケースを絞った。

(ア) 背側もしくは腹側の遷移位置が上流に移動している翼は除去

(イ) 全圧損失が増加している翼は除去

(ウ) 仕事が小さい翼は除去

フィルタリング後は 26 ケースの翼に絞られ，さらにその中から全圧損失が低い 2 ケースを選択する。図 6 は各翼における翼面マッハ数分布と乱流間欠度$\gamma$である。図 6 (a)

Table 1　Transition Location

| Inlet Mach Number | Incidence [deg.] | 遷移位置 (Test) [x/Cx] | 衝撃波位置 (CFD) [x/Cx] | $\varepsilon_t$ | $\varepsilon_n$ | 分類 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.8 | 1 | 0.22 | 0.23 | - | - | B |
| 0.8 | 2 | 0.20 | 0.46 | 1.10 | - | A |
| 0.8 | 3 | 0.21 | 0.66 | 1.00 | - | A |
| 0.9 | 0 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.60 | B |
| 0.9 | 1 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.68 | B |
| 0.9 | 2 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.64 | B |
| 0.9 | 3 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.41 | B |
| 1.1 | 0 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.53 | B |
| 1.1 | 1 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.44 | B |
| 1.1 | 2 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.40 | B |
| 1.1 | 3 | 遷移なし | 衝撃波なし | - | 0.77 | B |

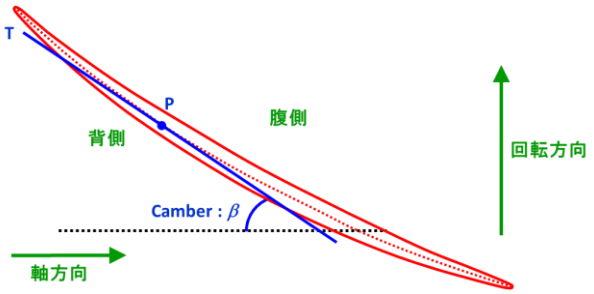



Fig. 2　Definition of Camber Distribution

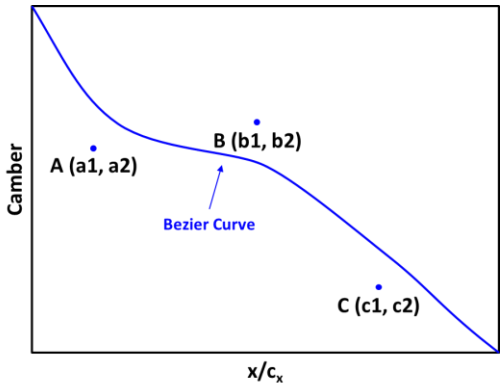



Fig. 3　Camber Distribution

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

は背側，(b) は腹側であり，図 6 中の黒線は v0000 (ベース翼), 赤線は v0151, 青線は v0385 である。背側おいて，v0000 は 20%コード付近の減速で遷移しているが，v0151 と v0385 では前縁側の減速が軽減されているため，遷移位置が大きく後縁側へ移動している。しかし，腹側ではどの翼も v0000 より遷移位置が前縁側へ移動している。これより，キャンバー分布による変化だけでは背側と腹側の層流領域拡大が両立しないと言える。背側と腹側を両立させる手法にいては，第四章にて後述する。図 7 に層流翼 v0151 および v0385 のキャンバー分布の v0000 からの変化を示す。図 7 より，層流ファンのミッドスパンにおけるキャンバー分布の特徴は，20%コード付近で曲げず (減速させず) に，ミッドコードより後ろで大きく曲げる (減速させる) 形状と考えられる。

## 4. 三次元設計

第二章で提案した層流ファン設計手法と第三章で分析した層流ファン形状の特徴より，三次元層流ファン設計を行った。本章では，その詳細を示す。

### 4.1 設計手法

本研究では，一般的な遷音速ファンをベースに設計を行う。前述したように翼設計には多くのパラメータがあるが，キャンバーと翼厚のコード方向分布のみを設計パラメータとする。ただし，最大翼厚は変えない。図 8 に設計フローチャートを示す。本研究では，図 8 に示すように, まずは Spalart-Allmaras モデル解析と Stratford の式による減速率の指標$\varepsilon$を併せた遷移クライテリアにより，予測される遷移位置を簡易的に確認する。そして，層流領域が拡大したと判定した場合のみ，γ-$Re_\theta$遷移モデル解析を行い，最終的なファン性能を確認する。本設計手法を採用することにより, 設計時間の短縮化が可能となる。

計算対象はファン単翼とする。CFD 解析には，UPACS[12]を用いる。乱流モデルは, 図 8 で示したように，Spalart-Allmaras モデルとγ-$Re_\theta$遷移モデルを用いる。計算格子はマルチ・ブロック法を用いて生成し，格子点数は約 6,500,000 点である。

### 4.2 設計結果

図 9 に Spalart-Allmaras モデルを用いて解いた 60%スパンの背側における翼面マッハ数分布と減速率の指標$\varepsilon$の分布，図 10 にγ-$Re_\theta$遷移モデルを用いて解いた背側の遷移位置のスパン方向分布を示す。図 9 中の赤線はベース翼，青線は層流翼である。まず，図 9 の減速率の指標$\varepsilon$

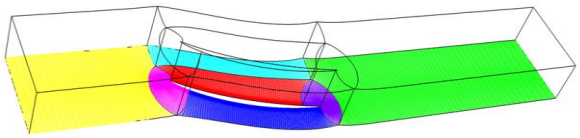
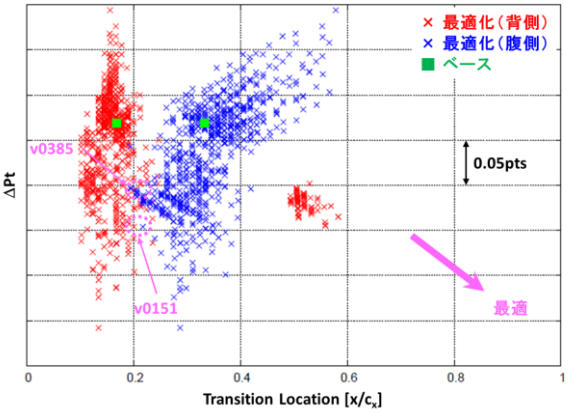
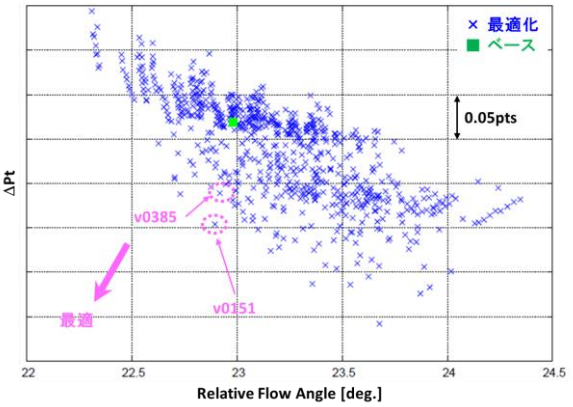


Fig. 4 Computational Domain and Grid

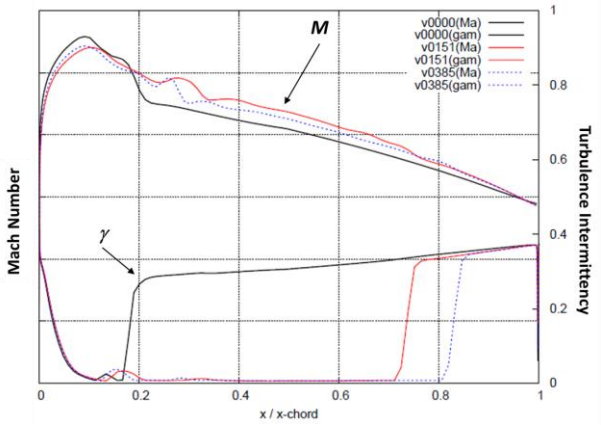



(a) Transition Location vs Total Pressure Loss

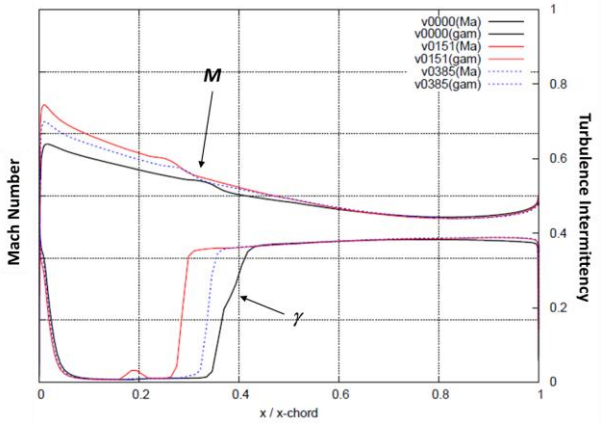



(b) Relative Flow Angle vs Total Pressure Loss

Fig. 5 Results of Camber Optimization




(a) Suction Surface




(b) Pressure Surface

Fig. 6 Mach Number and Turbulence Intermittency

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

に着目すると，ベース翼では 20%コード付近において，減速が大きいため，減速率の指標$\varepsilon$ が大きくなっている。図 10 の背側の遷移位置から確認できるように，γ-$Re_\theta$遷移モデルによる解析でも 20%コード付近において，減速により乱流遷移が発生していることがわかる。一方，層流翼では 60%スパンにおいて，20%コード付近の減速が小さくなるようにキャンバー分布を制御したため，図 9 の減速率の指標$\varepsilon$が小さくなった。この減速率の制御のため，図 10 より，γ-$Re_\theta$遷移モデルによる解析でも，60%スパンにおいて，層流翼では 20%コード付近の乱流遷移が発生しておらず，遷移位置が 50%コード付近まで移動した。また，図 9 および図 10 より，第二章で提案した乱流遷移の予測式とγ-$Re_\theta$遷移モデルにより得られる遷移位置が一致することがわかる。本層流翼は，30~70%スパン付近において，第三章で分析した 20%コード付近で曲げず (減速させず)，ミッドコードより後ろで曲げる (減速させる) という設計コンセプトによる層流領域拡大を意図しており，図 10 からも特に 50~70%スパンでは乱流遷移位置が，大きく後縁側に移動していることがわかる。

図 11 は，70%スパンにおける Spalart-Allmaras モデルで解いた翼面マッハ数分布と減速率の指標$\varepsilon$の分布である。図 6 で示したように，キャンバー分布の制御だけでは，背側と腹側の層流領域拡大は両立しない。そこで本研究で設計した層流翼では，背側の形状を変えないように腹側の翼厚を調整することにより，背側の 50~70%スパンの遷移位置と 70~90%スパンの衝撃波の位置を維持しつつ，腹側の遷移位置を後縁側に移動させた。図 12 に 70%スパンの前縁側におけるベース翼と層流翼の腹側翼厚の差を示す。なお，翼厚はコード長で無次元化している。図 11 より，腹側の前縁付近において，ピークマッハ数が抑えられ，減速率の指標$\varepsilon$が小さくなっていることがよくわかる。図 13 に，γ-$Re_\theta$遷移モデルより求めた腹側の乱流遷移位置を示す。腹側については約 60~90%スパンにおいて，腹側の翼厚による減速の制御を適用しており，層流領域を拡大させた。図 10 および図 13 で示した翼面の層流領域拡大により，本研究で設計した層流翼

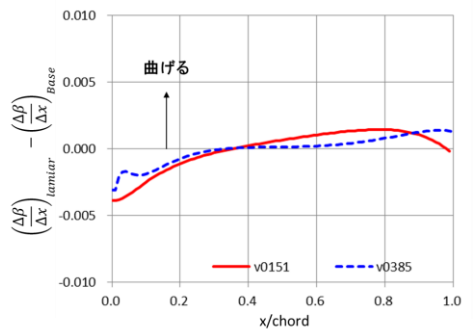



Fig. 7　Variation of Camber

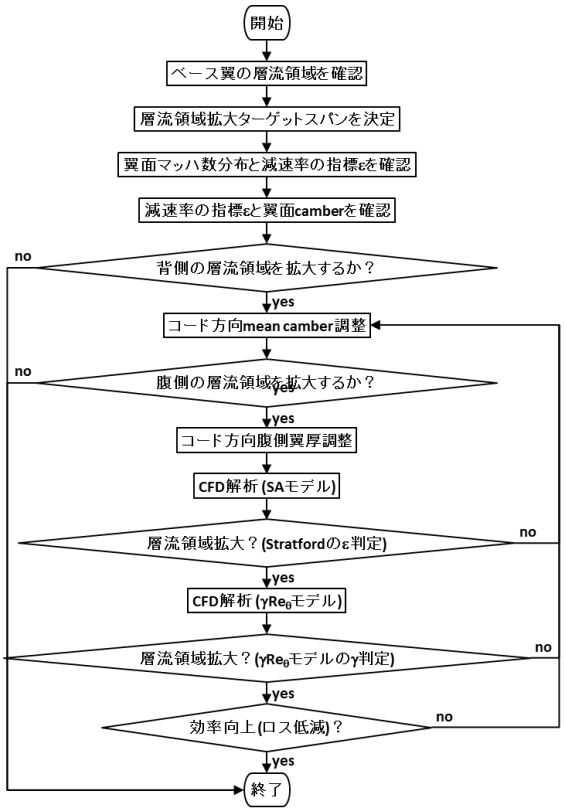



Fig. 8　Flow Chart of Design

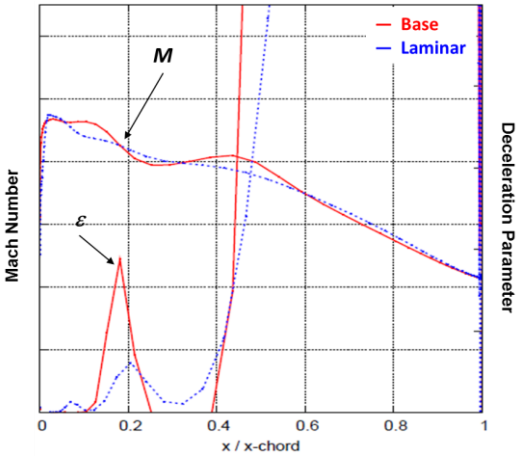



Fig. 9　Mach Number and Deceleration at Suction Surface at 60% Span Section

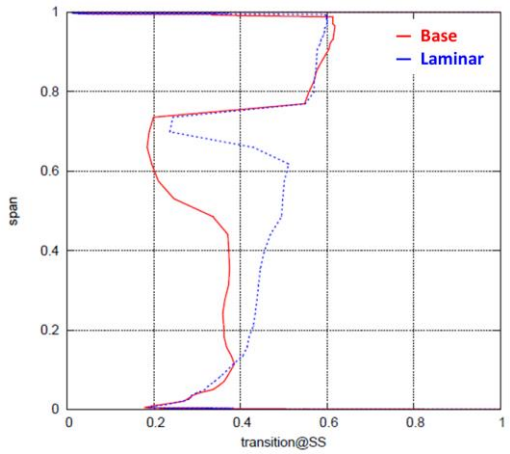



Fig. 10　Transition Location at Suction Surface using γ-$Re_\theta$ Transition Model CFD

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

はベースに比べ，γ-$Re_\theta$遷移モデル解析により 0.2pts の効率向上を達成した。

## 5. 結論

本研究では，既存の設計で用いている Spalart-Allmaras モデルによる CFD 解と Stratford の式による減速率の指標$\varepsilon$を併せた乱流遷移の予測手法を提案し，実際の層流ファンの設計に適用させた。本研究により，得られた知見を以下に示す。

- 本研究で用いた二次元翼では，20%コード付近で曲げず (減速させず)，ミッドコードより後ろで曲げる (減速させる) と層流領域が拡大する
- 本研究で用いたファンでは，キャンバー分布の制御により，背側の層流領域の拡大が可能である
- 本研究で用いたファンでは，腹側の翼厚の制御により，背側の層流領域を維持し，腹側の層流領域の拡大が可能である
- 本研究で用いたファンは，層流領域拡大により 0.2pts の効率向上が CFD で確認された

## 参 考 文 献


(1) 西澤 敏雄 : JAXA における低燃費エンジン技術の研究開発，日本ガスタービン学会誌，vol. 43, No. 3 (2015), pp. 173-178

(2) Robert et al. : The Influence of Technical Surface Roughness on the Flow Around a Highly Loaded Compressor Cascade, Proceedings of ASME IGTI (1999), GT-336

(3) Martin N. Goodhand and Robert J. Miller : The Impact of Real Geometrics on Three-Dimensional Separations in Compressors, ASME TE (2010), GT2010-2246

(4) 林ら : 遷音速風洞を用いた航空エンジンファンの乱流遷移に関する研究，第 45 回 日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集 (2017)

(5) Menter et al. : A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part I - Model Formulation, Proceedings of ASME TE (2004), pp. 57 – 67

(6) 船崎 健一 : タービンの CFD 解析，日本ガスタービン学会誌, vol. 43, No. 6 (2015), pp. 402-408

(7) Spalart P. R. and Allmaras S. R. : A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA-92-0439 (1992)

(8) John D. Coull and Howard P. Hodson : Predicting the Prifile Loss of High-Lift Low Pressure Turbines, Proceedings of ASME TE (2010), GT2010-22675

(9) Kodama et al. :A Method for Estimating Profile Loss of Low Pressure Turbine Blades for the Low Speed Cascade Test Data, Proceedings of ASME TE (2019), GT2019-90401

(10) Robert E. Mayle : The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines, Proceedings of International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition (1991), 91-GT-261

(11) Stratford B. S : Flow in the Laminar Boundary Layer near Separation, Ministry of Supply, Aeronautical Research Council (London), No. 3002 (1954)

(12) Hashimoto et al. : Turbulent Flow Solver Validation of FaSTAR and UPACS, Proceedings of AIAA Aerospace Sciences Meeting (2014), pp. 13 - 17

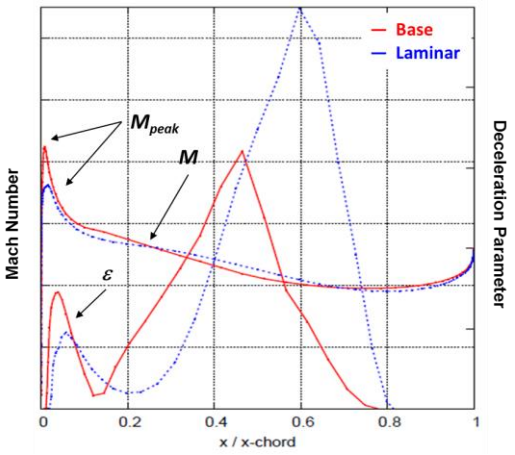




Fig. 11 Mach Number and Deceleration at Pressure Surface at 70% Span Section

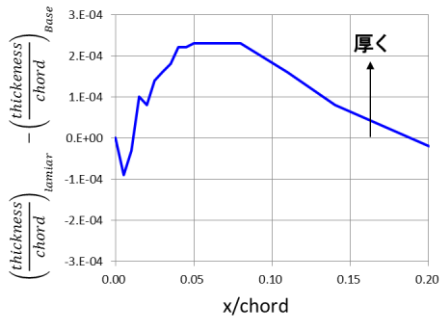



Fig. 12 Variation of Thickness at 70% Span Section

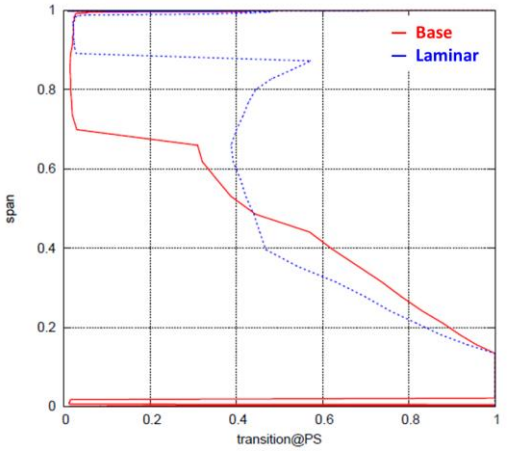



Fig. 13 Transition Location at Pressure Surface using γ-$Re_\theta$ Transition Model CFD

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-4

# 多段軸流圧縮機を対象とした翼フィレットが翼周り流れに及ぼす影響についての数値的研究

# A Numerical Study on Influence of the Blade Fillet to Flow Pattern in Multi-Stage Axial Compressor

○大塩 哲哉[*1]　青塚 瑞穂[*1]　谷 直樹[*1]
OSHIO Tetsuya　AOTSUKA Mizuho　TANI Naoki

**ABSTRACT**

Existence of blade fillet in an axial compressor affects to its performance and flow pattern. In present study, an influence of a blade fillet radius to compressor performance and flow field is investigated. 3-D steady calculation in multi-stage configuration with several blade fillet radii is conducted to clarify its effect to aerodynamic performance and flow field. It is found that proper fillet can suppress hub-corner stall, and improve compressor performance by reducing losses due to the hub-corner stall. A flow topology around airfoil is changed from hub-corner separation to corner separation by adding fillet. Fillet reduces a drastic velocity change at leading edge of near hub surface. Fillet also generates fillet vortex, and fillet vortex supplies momentum to inner of boundary layer. As a result, the deceleration of boundary layer is prevented and retarding flow separation at hub surface.

**キーワード：**ガスタービン，軸流圧縮機，CFD，フィレット，コーナーはく離
**Key Words:** Gas Turbine, Axial Compressor, CFD, Fillet, Corner Separation

## 1. 緒言

軸流圧縮機においては，翼とハブ壁面およびチップ壁面との接続部にフィレットを設ける場合がほとんどである。これは翼の加工上避けられないものでもあるが，製造上の都合以外に翼付け根部で生じる応力集中の緩和を目的として設定される場合も多い。そのため，翼フィレットの半径は加工方法や応力レベルといった複数の要素によって決定される。

この翼フィレットについて空力面から考えた場合，フィレットの存在が空力性能に対して少なからず影響を与える[(1)]ことが知られており，Curlett[(2)]は過大なフィレットが空力損失の増加を招くこと，一方で適度なフィレットは翼のコーナーはく離を抑制し，インシデンス耐性を向上させることを明らかにしている。

近年，航空用ガスタービン向けの軸流圧縮機は軽量化と高効率化を達成するために小型かつ高圧力比化する傾向にある。このような圧縮機では特に後段側において翼フィレットが翼高さに対して相対的に大きくなる傾向にあるため，前述のフィレット半径による空力性能変化の重要性が特に増すことが予想される。Hoeger ら[(3)]はこれらの翼フィレットによる流れ場変化および性能変化について CFD による調査を行い，翼前縁のフィレットによって誘起される渦が horse-shoe vortex や passage vortex を抑制することで 2 次流れが抑制されることを明らかにしている。

このフィレットによる空力損失の増加と 2 次流れの抑制によるコーナー剥離の抑制効果はフィレットの半径によって変化するが，両者はトレードオフの関係にあることが予想される。Goodhand ら[(4)]はフィレット半径を変えた際のコーナーはく離の規模の変化とロスの変化について調査し，フィレットを取り除くことではく離の規模が大きくなりロスが増加することを明らかにしている。しかしながら，これらフィレット半径と流れ場の変化の関係についてメカニズムを定量的に調査した例は少なく，空力的に適正なフィレット半径についての指針は明らかでない。

本研究では 3.5 段の試験用圧縮機を対象に，翼フィレットの半径を段階的に変化させた際の空力性能の変化と流れ場の変化を調査し，フィレット半径が圧縮機性能に与える影響を明らかにするとともに，そのメカニズムの解明を試みる。

*1　株式会社IHI
〒196-8686　東京都昭島市拝島町3975番地18
E-mail: oshio5809@ihi-g.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 解析対象および計算手法

本研究で対象とする圧縮機は Purdue 大学が保有する計測試験用 3.5 段圧縮機 Purdue 3-stage Axial Compressor (P3S)[5]である。本圧縮機は動翼のハブ側および静翼のハブ側，チップ側にフィレットを有しており，フィレット半径はすべての翼列で 3.81 mm となっているが，本研究ではフィレット半径の影響を調べるため，複数のフィレット半径で解析を行った。表 1 に解析を行ったフィレット半径を 1 段静翼(1S)コード長に対する比として示す。

Table 1　List of fillet radius

| Fillet radius / 1S chord | Note |
|---|---|
| 0.0%C | without fillet |
| 0.3%C | - |
| 0.6%C | - |
| 1.2%C | - |
| 2.4%C | - |
| 4.7%C | - |
| 7.1%C | P3S nominal |

CFD 解析は IGV~3S までの全段を対象に行う。図 1 に解析領域の概観図を示す。格子点数は全体で約 1320 万点であり，滑り無し壁面における法線方向最小格子幅が y+ < 3 に収まるよう格子を作成した。フィレット部の形状については，格子トポロジーの制約から図 2 に示すようにハブ面とフィレット面を正接させず，一定の接続角を持つように格子生成を行った。図 3 にフィレット部の形状を示す。

CFD 解析は JAXA によって開発された UPACS をベースに社内で改良を加えたソルバを使用して行った。作動条件は文献 5 に準じて設定しており，回転数は 3700 rpm である。また，作動流体は空気として気体物性を与えており，入口境界にはリグ試験で取得された全圧・全温分布を用いて，スワール無しの軸方向流入条件を与えている。また出口境界には半径方向平衡条件を満たすように静圧を与えている。定常多段解析における段間接続境界には Buffer Layer 型無反射境界 Mixing plane[6]を適用しており，段間接続部における影響を極力排している。また，乱流モデルは Spalart-Allmaras モデルを使用している。

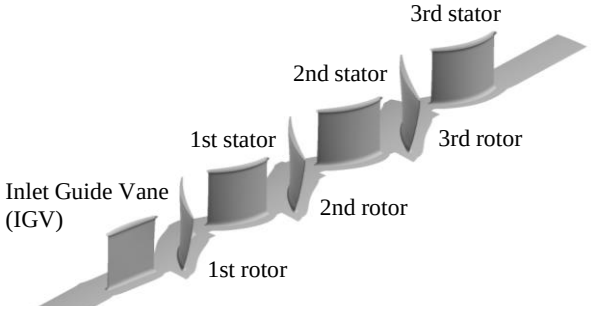



Fig 1　Computational domain

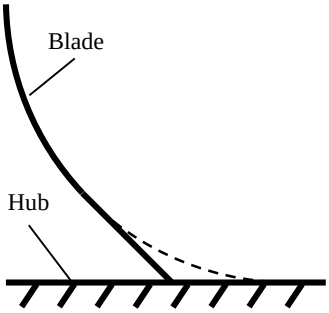
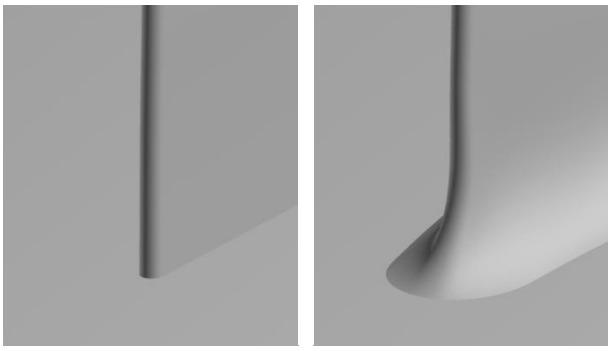



Fig. 2 Schematic diagram of blade fillet modeling



(a) without fillet　　(b) with fillet (7.1%C)

Fig. 3　Enlarged view of LE geometry at IGV hub with and without fillet

## 3. 結果と考察

### 3.1　圧縮機性能

まず初めに定常多段 CFD 解析によって得られた圧縮機性能について議論する。図 4 に全段の圧力比と効率を示す。ここで，図の圧力比および流量は試験における基準作動点（NL）の値で正規化されており，スペースの都合上フィレット半径 0.3%C と 0.6%C の結果は除外している。また，圧力比の図には参考として試験結果を示している。CFD 解析結果は試験結果よりも流量と圧力比を大きく予測する傾向にあるが，スピードラインの傾きなどは良く一致している。

次にフィレット半径を変えた際の変化に注目すると，フィレット半径が大きくなるほど流量が増加していく傾向にあるが，このとき圧力比はほぼ変化していない。これは出口静圧を境界条件として与えているためであり，圧力比の僅かな上昇は流量が増加したことによって動圧が上昇したためである。

続いて圧縮機の断熱効率に注目すると，効率はフィレット半径に伴って上昇する傾向にあることが分かる。この変化を詳細に見るため，フィレット半径と断熱効率の関係を図 5 に示す。効率はフィレット半径がコード長の 5%程度以上ではほぼ一定であり，5%を下回った付近から低下し始め，それ以下ではほぼ線形に変化している。効率はフィレットがないケースで最低となり，7.1%C の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ケースと比べて 2 pts 近く低下することが分かる。ここで，本解析では出口静圧を一定としているため作動点が若干変化していることに注意が必要である。ただし，この影響は図 4 の効率カーブから読み取れるように大きく見積もっても 0.5 pts 以内に収まると考えられる。

フィレット半径を大きくした際に効率が大きく変化した要因を探るため，圧縮機の各翼列におけるロス係数を図 6 にプロットする。前段から順に見ていくと，IGV および 1R ではフィレット半径によるロスの差は見られずほぼ同程度である。次の 1S ではフィレット半径ごとにロスが大きく異なり，フィレット半径が大きいほどロスが小さくなる傾向にある。次の 2R は程度の差はあるものの 1S と同じ傾向を示しており，フィレット半径が大きいほどロスが小さくなる。続く 2S および 3R については先の 1S および 2R とほぼ同様の傾向を示しており，3S では 3 者の差はほとんど見られない。これらの結果から，フィレットを付加することで 1S および 2S の流れ場に変化が生じ，それに伴い下流にある 2R および 3R のロスが低減されていることが定性的に予想される。

ロスの要因を特定するため，各フィレット半径の 1S 出口におけるロス係数のスパン方向分布を図 7 に，入口全圧で無次元化した全圧のスパン方向分布を図 8 にそれぞれ示す。また，試験結果と比較するため，図 8 には計測によって得られた全圧分布を併せてプロットしている。

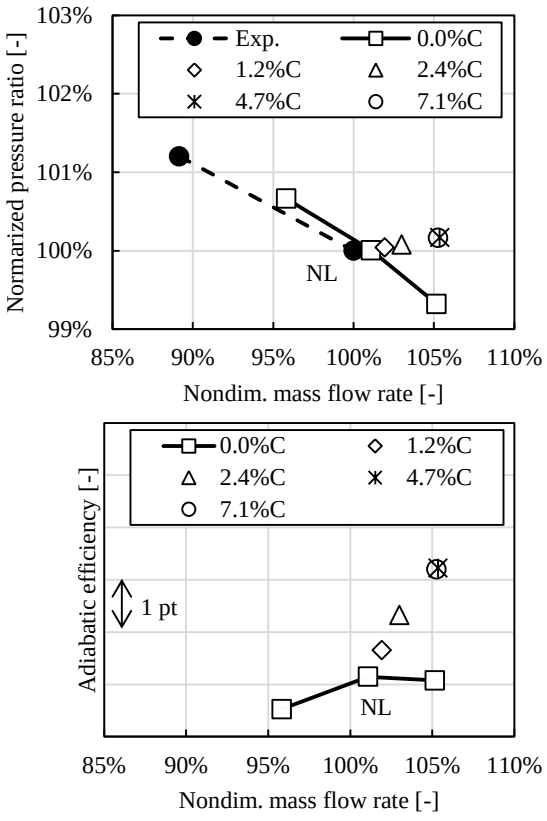



Fig. 4　Compressor performance with various fillet radii

まずロス係数の分布について，図 7 よりチップ側ではフィレット半径によるロス分布の違いはほとんど見られないが，ハブ側ではフィレット半径によってロス係数の分布が大きく異なっている。ノミナルのフィレット半径である 7.1%C ではロス係数の値はチップ側とほぼ同程度だが，フィレット半径 2.4%C およびフィレット無しのケースでは局所的に大きなロスが発生している。またロスの分布範囲もフィレット半径 7.1%C が 0~10%スパンの範囲であったのに対し，フィレット半径 2.4%C では 0~20%スパンに，フィレット無しでは 0~30%スパンにまで拡大している。

次に全圧分布を比較すると，ミッドスパンからチップ側ではフィレット半径が小さいほど全圧比が大きく，ハブ側では全圧比が小さい。これは前述のロスが関係しており，ハブ側に何らかのブロッケージが存在しており，それによってミッドスパンからチップ側の全圧が大きくなっていると考えられる。

ここまでの結果から，本圧縮機の多段 CFD 解析ではフィレットの半径によって圧縮機効率が大きく変化し，その変化は 1S および 2S ハブ側のロス変化に起因していることが分かった。以降はこの 1S の流れ場変化とフィレットの関係に注目して議論を進める。

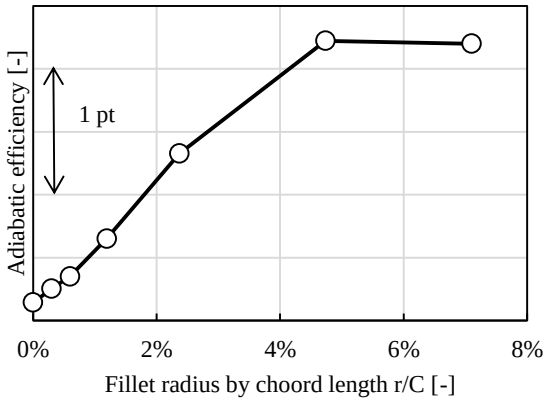



Fig. 5　Influence between fillet radius and compressor performances

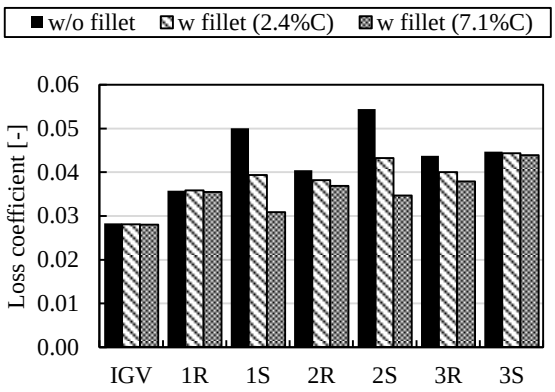



Fig. 6　Loss coefficient of each stage

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

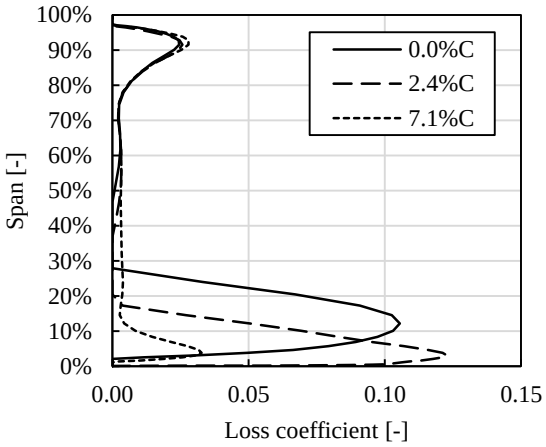



Fig. 7　Spanwise loss distribution at 1S exit

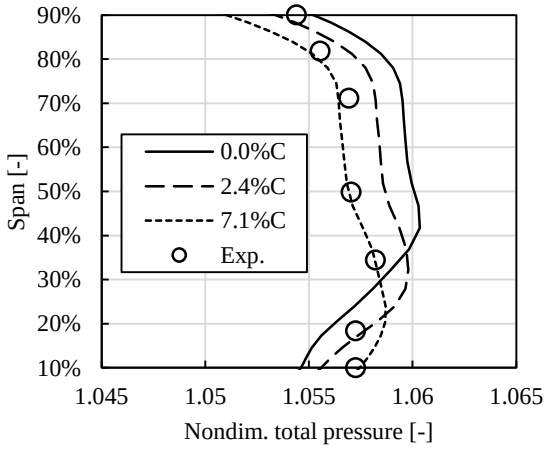



Fig. 8　Spanwise total pressure distribution at 1S exit

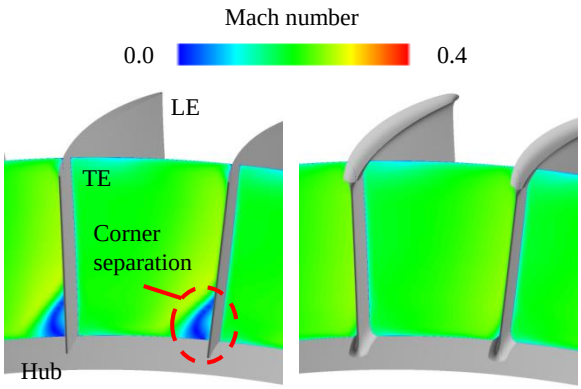
### 3.2　流れ場の変化

前節で述べたように，フィレットを付加することで 1S および 2S のハブ側で流れ場に大きな変化が生じていることが予想される。そこで，図 9 に 1S の TE 付近の等軸方向位置断面の Mach 数分布を示す。図より，フィレット無しのケースにおいて背側のハブ付近にコーナーはく離と見られる低速領域の存在が読み取れるが，一方でフィレット半径 7.1%C のケースでは同様の低速領域は見られず，大規模なはく離は確認できない。実際のリグで行われた流れ場計測試験においても，フィレット無しの CFD で見られたようなコーナーはく離は確認されていないことから，このコーナーはく離はフィレット半径を小さく，あるいはフィレット自体を省略したことによって生じていると考えられる。

1S のハブ側で生じているコーナーはく離は前節で述べた 1S および 2S のロスの原因だと考えられ，フィレットを付加することによってコーナーはく離が抑制された結果ロスが低下したと予想される。同時に，このようなコーナーはく離の存在は流出流れ角に影響を与え，下流翼列のインシデンスを変化させることから，2R および 3R のロスが僅かに変化していたことにも繋がる。このコーナーはく離が図 5 で示した効率低下の主要因だとすると，フィレット半径 5%C 付近を境に流れ場が変化し，5%C 以下ではコーナーはく離が拡大，5%以上ではははく離が消失，あるいははく離の規模が収束すると考えられる。

コーナーはく離の詳細について調べるため，図 6 に 1S 背側ハブ付近の翼面限界流線を示す。図より，フィレットを省略したケースでは 20%コード付近からハブ側に逆流領域が発生しているが，フィレット半径が大きくなるにつれてこの逆流領域の規模は小さくなり，はく離点が下流側に移動している。さらにフィレット半径 7.1%C のケースではエンドウォール上の逆流領域が完全になくなり，はく離が解消されている。また，翼負圧面の流線に注目すると，ハブ面と同様にフィレット半径が大きくなるにつれて逆流領域が小さくなっている。フィレット半径 7.1%C のケースでも逆流領域は残っており，また他のケースでは見られなかった小規模な後縁はく離が見られている。このように，フィレット半径 7.1%C のケースとその他のケースでは流れ場のパターンが異なっており，フィレットなしおよびフィレット半径 2.4%C のケースは負圧面とハブ面の両方ではく離を起こすハブ - コーナー失速とみられ，フィレット半径 7.1%C のケースは翼面のみではく離が発生する通常のコーナーはく離と見られる。2 次流れによってハブ面から負圧面に乗り上げる流れが確認できる。

ここでは，あるフィレット半径を境にして，流れ場のパターンが変わり，通常のコーナーはく離からハブ - コーナー失速に変化することが明らかとなった。また，このハブ - コーナー失速が発生すると，圧縮機効率はフィレット半径に比例する形で急激に低下することが明らかとなった。次節ではこのフィレット半径と流れ場変化のメカニズムについて考察する。




(a) without fillet　　(b) with fillet (7.1%C)

Fig. 9　Difference of corner separation on 1S between with and without fillet configuration (Shroud surface is not shown for visualization)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

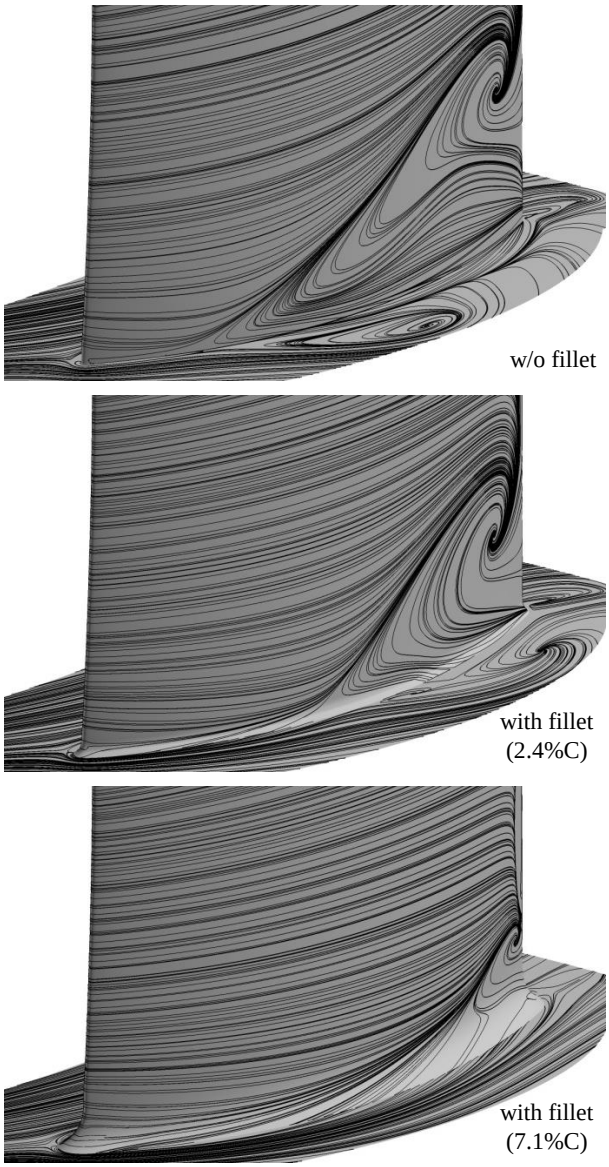



Fig. 9　Restricted stream line on blade surface at near hub of 1st stator

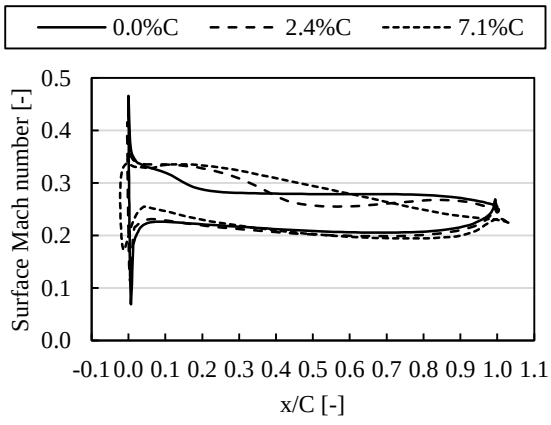



Fig. 10　Blade surface Mach number at 1% span

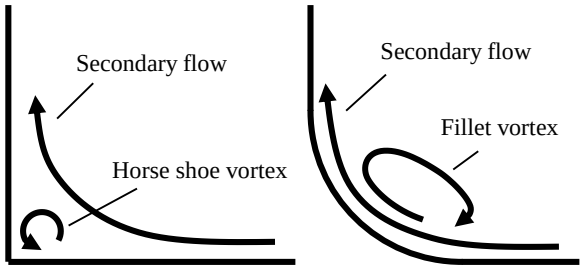



Fig. 11　Schematic diagram of flow pattern around blade root of suction surface in near leading edge

### 3.4　フィレットによる流れ場変化のメカニズム

前節での考察により，フィレット半径がある程度以上小さくなるとコーナーはく離からハブ - コーナー失速に推移することが判明した。ここでキーとなるハブ側の失速について考察するため 1%スパン位置での翼面 Mach 数分布を図 10 に示す。

フィレットなしのケースでは翼前縁の半径が小さいため前縁付近に急激な加減速が生じている。この加減速はフィレット半径が大きくなるほど緩やかになっているが，これはフィレットによって前縁半径が大きくなっていることや，フィレット面が流れに対して大きな角度を持つことでよどみ点を作られなくなるためだと考えられる。いずれにせよ，このような急加減速は下流側でのはく離を引き起こす要因になると考えられるが，フィレットによって前縁での加減速が緩和されることでハブ側の失速を抑えている可能性がある。

Hoeger(3)らはフィレットによってコーナー失速が抑制される原理について，図 11 に示すように，前縁で発生した fillet vortex によって主流の高エネルギー流体が壁付近に輸送されることではく離が遅くなるためだと説明している。この効果を確認するため，1S 背側の 5%，10%，20%コード位置における，翼面法線方向の流速分布を図 12 にプロットする。なお，流速は入口音速で無次元化されている。

まず 5%コード位置で比較すると，フィレット半径 7.1%C のケースでは翼面の境界層が他のケースに比べて薄くなっており，前述した前縁での加減速の変化が影響していると考えられる。続いて 10%コード位置では，フィレットなしのケースの減速が進んでおり，またフィレット 2.4%C のケースも境界層が厚くなり始めている。最後に 20%コード位置では，フィレットなしのケースの境界層が逆圧力勾配に負けて逆流し始めており，フィレット半径 2.4%C のケースも更に境界層が厚くなっている。このように，フィレット半径が小さいほど境界層の減速が早まり，ハブ側の逆流が発生していることが分かった。

Hoeger らが提案した fillet vortex による運動量の輸送効果は本圧縮機においても確認され，それによって境界層内の運動量が維持されることではく離が抑制されてい

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

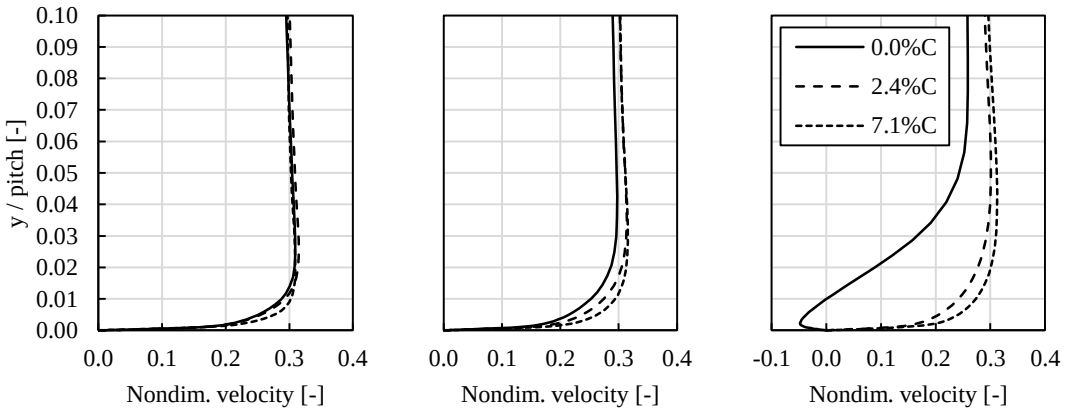



Fig. 12　Velocity profile on blade suction surface normal direction (left: 5%C, middle: 10%C, right: 20%C)

ることが分かった。また，今回の調査によってその効果はフィレット半径に応じて変化し，ある点まではフィレット半径が大きいほど効果が強く現れることが明らかとなった。

## 4. 結言

本研究では軸流圧縮機を対象に翼フィレットが圧縮機性能に及ぼす影響と流れ場の変化について調査した。その結果，次の結論を得た。

- フィレットを大きくするとコーナーはく離の規模が小さくなり，効率が上昇する。さらにフィレットを大きくすると，フィレット半径 5%C 程度を境にコーナーはく離の構造が変化し，それ以上では効率変化は小さくなる。
- フィレット半径が小さい場合は翼負圧面とハブ面の両方で逆流するハブ - コーナー失速が生じる。フィレット半径が 5%C を超えるとハブ側の逆流が無くなり，通常のコーナーはく離に変化する。
- フィレットを大きくするとハブ側前縁での急加減速が緩和され，境界層内の減速を抑えることではく離が抑制される。また，fillet vortex による境界層内への運動量輸送が大きくなることでハブ側の失速が遅れる。

本研究ではフィレット半径の違いによる流れ場の変化の傾向について明らかにすることができた。しかしながら，圧縮機効率を調査するため多段形態で解析を行った都合上，観察対象の翼列への流入条件などを厳密に揃えることができておらず定量的なメカニズム解明には到っていない。この点については今後の課題とする。

## 5. 謝辞

本研究では解析ソルバとして UPACS を使用した。開発元の JAXA 殿に感謝の意を表する。また，本研究で対象とした P3S リグの形状データなどは Guide 5 コンソーシアムを通じて提供されたものであり，ここに感謝の意を表する。

## 参 考 文 献

(1) Kügeler, E., *et. al*., Influence of Blade Fillets on the Performance of a 15 Stage Gas Turbine Compressor, Proc. of ASME Turbo Expo 2008, GT2008-50748

(2) Curlett, B., P., The Aerodynamic Effect of Fillet Radius in a Low Speed Compressor Cascade, NASA Technical Memorandum 105347 (1991)

(3) Hoeger, M., *et. al*., Numerical Simulation of the Influence of a Fillet and a Bulb on the Secondary Flow in a Compressor Cascade, Task quarterly 6 No 1 (2002), pp. 25-37

(4) Goodhand, M., N., Miller, R., J., The Impact of Real Geometries on Three-Dimensional Separations in Compressors, Journal of Turbomachinery, Vol. 134 (2012), 021007

(5) Murray III, W.L., Experimental investigation of a forced response condition in a multistage compressor, 2014

(6) Tani, N., Simple Non-Reflecting Mixing-Plane Method for Multi-Stage Turbomachinery CFD with Improved Conservation, Proc. of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2018

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-5

# 低圧タービンの下流翼列が上流翼列の空力性能へ与える影響

# Effects of downstream airfoil-cascades for performance of upstream airfoil-cascades in low pressure turbine

○西井 大亮[*1] 浜辺 正昭[*1] 岡村 泰博[*1]
Daisuke NISHII Masaaki HAMABE Yasuhiro OKAMURA

**ABSTRACT**

In axial turbine, downstream airfoil cascades make potential fields and affect on the performance of upstream airfoil cascades. In this paper, two airfoils which have different loading have been studied by CFD under two different axial gaps between upstream airfoil cascades and downstream airfoil cascades to make different potential fields. As a result, upstream airfoil cascades under short gap condition are affected by downstream potential field stronger than middle gap condition, and flow is accelerated by downstream suction surface or decelerated by pressure surface. In addition, smaller loading airfoil has better performance under middle gap condition, but larger loading airfoil has better performance under middle gap condition, therefore there is the best gap length for each airfoil loading and separation condition.

**キーワード：**低圧タービン，ジェットエンジン，空力性能，下流翼列
**Key Words:** Low pressure turbine, jet engine, performance, downstream airfoil

## 1. はじめに

近年の民間航空機エンジンの主流である高バイパス比ターボファンエンジンでは推力のほとんどをエンジン前方の巨大なファンで発生させており，ファンを駆動する低圧タービン(LPT)の性能向上はエンジン全体の性能に大きく寄与することになる。LPT の性能向上には翼列内で発生する損失のメカニズムの解明が重要であり，古くから様々な研究が行われている。損失にはいくつかの種類があるが，その内の一つに静翼と動翼が相対的に動く中での非定常に関するロスがある。

上流翼列後縁から生み出される wake が下流翼列表面の境界層の遷移過程と干渉し，非定常的なロスの発生に影響を及ぼすことは良く知られている。Denton[(1)]は圧力勾配が wake の mixing に与える影響に関して議論しており，翼面の SS，PS 面の速度差により wake は翼列通過時に広がり弱められロスとしては減少するとしている。Praisner ら[(2)]は上流から入ってくる wake と境界層の干渉前後の変化の違いによりロスが発生することを調査した。wake の mixing の仕方が流管の膨張・収縮の違いによって異なり，wake の速度欠損量，欠損範囲の違いが生まれ境界層との干渉の仕方も異なっていくとしている。Funazaki ら[(3)]は主流乱れや wake 流入などを模擬できる翼列試験風洞を用いて，共通の設計コンセプトに基づいて設計された数種類の高負荷翼の空力損失をパラメトリックに調査し，レイノルズ数，wake 通過周波数，翼負圧面での減速率と空力損失との関係を明らかにした。Mitsukawa ら[(4)]は wake を模擬する円柱と翼型の距離を変えた CFD 解析を行い，翼間距離を長くすることで wake が翼に到達するまでの減衰が大きくなり，wake と翼境界層の干渉ロスが小さくなることを報告している。

下流翼の性能に上流 wake の流入が与える影響については数多くの研究例があるが，上流翼列の性能に下流翼列が与える影響についての研究例は少ない。Opoka ら[(5)]は上流 wake を模擬する回転円柱に加えて下流のポテンシャルを模擬する回転円柱を持つ直線翼列試験機にて，上流円柱の下流円柱の相対位置と入口乱れ度の影響を調査し，上流 wake が通過する前に下流ポテンシャルにより逆圧力勾配による剥離を小さくしておくことで翼の性能が改善する結果を得た。この研究では下流ポテンシャルを模擬するために円柱を使用しているが，実際の翼列の LE 形状や背腹の圧力分布などを再現することはできていない。

本研究では下流翼列のポテンシャルが上流翼列へ与える影響について，翼面負荷分布の異なる 2 種類の上流翼列に対して，実際の翼型を回転させた条件下で，下流翼によるポテンシャル場を変化させた場合の影響を CFD で調査した。下流ポテンシャルを変動させる要因としては翼間距離，通過周波数（翼枚数・回転数），LE 付近の

*1 株式会社ＩＨＩ
〒196-8686 東京都昭島市拝島町3975番地18
E-mail: nishii2305@ihi-g.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

翼形状もしくは負荷分布などが考えられるが，今回は翼間距離に注目し，2 種類の翼間距離にて調査を実施した。

## 2. 主な記号

C : 実コード長
Cx : 軸コード長
Pt : 全圧
Ps : 静圧
V : 流速
Re : レイノルズ数
$Re = V_2C/\nu$
ν : 動粘性係数
Yp : 全圧損失係数
$Yp = (Pt_1-Pt_2)/(Pt_2-Ps_2)$
Cp : 翼面圧力係数
$Cp = (Pt_1-Ps)/(Pt_2-Ps_2)$

1 : 上流翼列入口
2 : 上流翼列出口
PS : Pressure Surface （翼正圧面）
SS : Suction Surface （翼負圧面）
LE : Leading Edge （翼前縁）
TE : Trailing Edge （翼後縁）

## 3. 解析手法

### 3.1 翼型

本研究では岩手大学の低速低圧タービン直線翼列試験で使用している 2 次元の翼型を用いて CFD 解析を実施した。図 1 に本研究で用いた翼型を示す。Design A これまでの研究[7]に用いてきた基準翼であり，Design E は翼負荷を大きくした翼である。表 1 に各翼のパラメータを示す。Design E は翼負荷を大きくするために Design A からピッチを大きくしている。

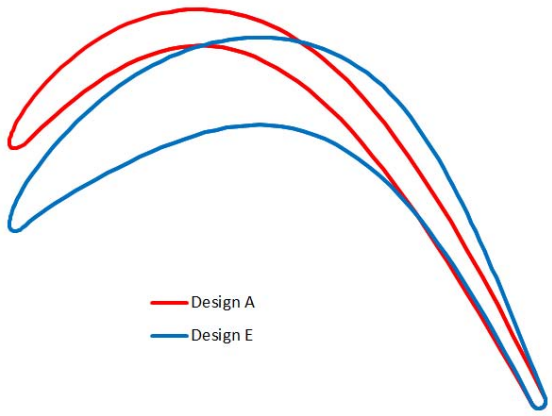



図 1 翼型

表 1 翼型パラメータ

| Airfoil | Zw [-] | DR/DRref [-] | Load peak [%Cx] |
|---|---|---|---|
| Design A | 1.09 | 1.0 | 47 |
| Design E | 1.26 | 3.2 | 63 |

### 3.2 解析条件

表 2 に解析条件を示す。Design A，E の 2 種類の上流翼に対し，下流翼のポテンシャル場を変えるために，翼間距離を SG (Short Gap)と MG (Middle Gap)の 2 種類とした。下流翼は Design A で固定とした。いずれのケースでも Re=100,000 とし，定常条件および非定常条件の解析を実施した。また，case1，2 は試験結果と比較するために上流翼単翼で実施した定常解析である。

表 2 解析条件

| | Upstream airfoil | Downstream airfoil | Axial gap |
|---|---|---|---|
| case1 | Design A | — | — |
| case2 | Design E | — | — |
| case3 | Design A | Design A | SG |
| case4 | Design A | Design A | MG |
| case5 | Design E | Design A | SG |
| case6 | Design E | Design A | MG |

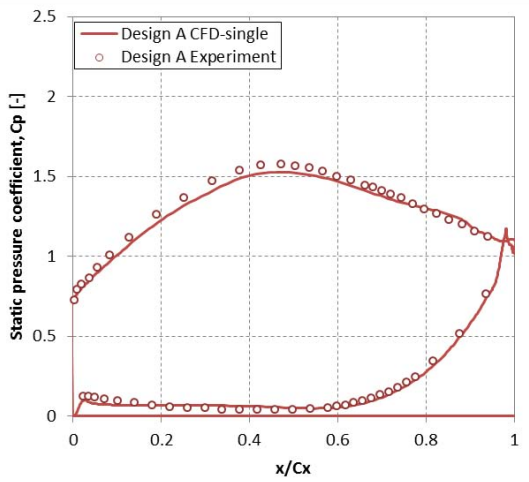
## 4. 結果と考察

### 4.1 定常試験と CFD 単翼解析による検証

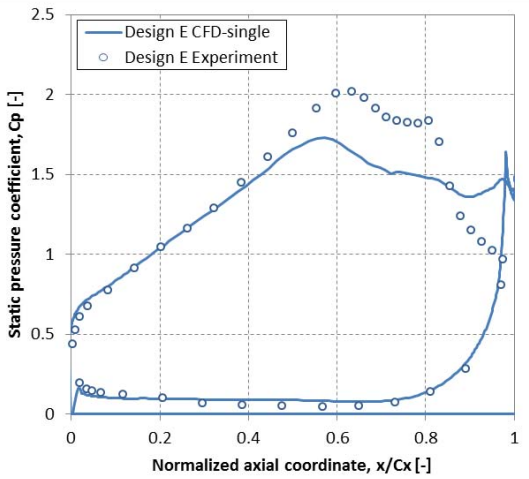
まず，CFD の検証として上流翼単翼で解析を実施し，試験結果と比較した。図 2 に Re=100,000 における定常試験結果と CFD 翼解析結果の翼面圧力係数の比較を示す。(a)は Design A の結果を示しており，CFD と試験で良く一致している。(b)は Design E の結果を示しており，試験と CFD のいずれでも剥離が大きいことが分かる。0~50%Cx は CFD と試験で良く一致しているが，背側の剥離領域で差が出ている。CFD では剥離を過大予測してしまい，再付着を予測できていないと考えられる。しかし，70%Cx 付近の剥離開始点の位置は概ね一致している。図 3 に CFD 解析の翼面背側せん断応力分布を示す。翼面から流れが剥離すると，せん断応力は流れと逆向き（負の値）となるため，剥離領域が分かる。この図から CFD の剥離開始位置は 65%であり，試験結果（約 70%Cx）と概ね一致している。以上から，CFD は剥離再付着の評価に課題は残るが，下流翼ポテンシャルが剥離開始点などに与える影響など，定性的な評価には使用できると判断した。

図 4 に Design E の単翼非定常解析結果のエントロピーコンターを示す。この図から，TE 先端から周期的に渦が放出されていることが分かる。腹側から放出される渦はそのまま下流に流れているが，背側の渦は下流に流れていかずに剥離領域に吸収される様子が確認される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) Design A




(b) Design E

図 2　翼面静圧係数分布の単翼 CFD 解析結果と試験結果の比較

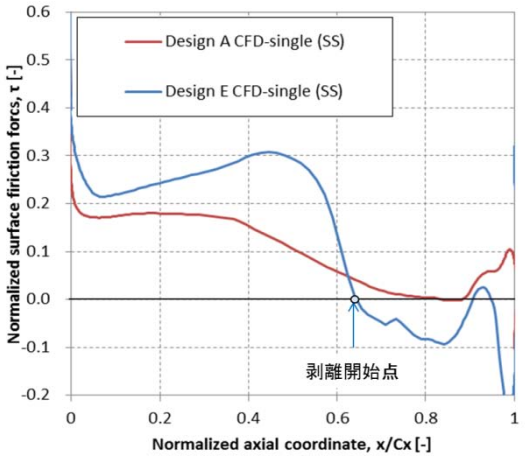



図 3　翼面背側せん断応力分布（CFD 結果）

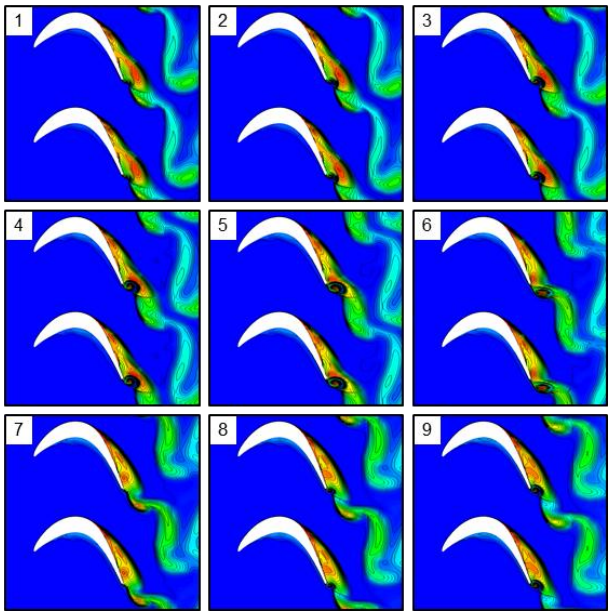



図 4　Design E 単翼非定常解析のエントロピー時間変化

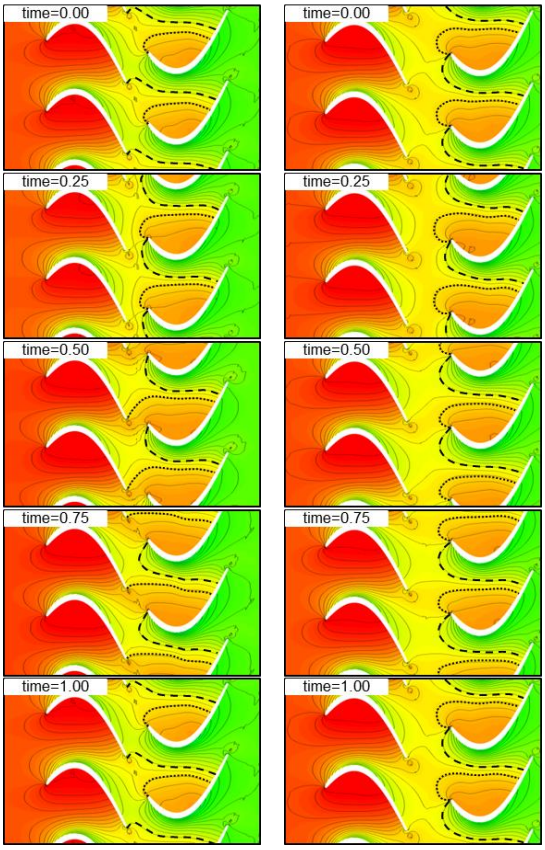
### 4.2 静圧分布の時間変動

図 5 に非定常 CFD 解析の静圧コンター図を示す。時間は動翼が 1 ピッチ移動するのに要する時間を 1 として無次元化している。

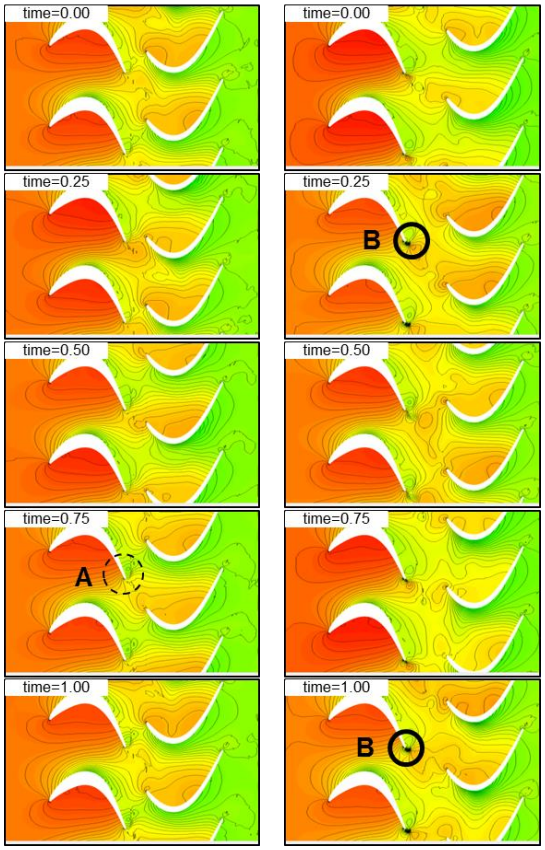
Design A の結果において，下流翼起因の静圧等高線を点線及び破線で強調している。SG では下流翼ポテンシャルが上流翼 TE の静圧場を変動させていることが分かる。正圧面による高圧領域と負圧面による低圧力領域が交互に通過するため，上流翼負圧面の逆圧力勾配が大きくなるタイミングと小さくなるタイミングが存在することが分かる。一方で，MG では下流翼によるポテンシャル場の変動が上流翼の静圧場を変動させる効果は小さく，上流翼負圧面の逆圧力勾配の変動も小さい。

Design E の SG では，Design A と同様に下流翼ポテンシャル変動の影響を強く受けていることが分かる。SG で特徴的なのは，単翼解析で確認されていた渦が発生せず，下流翼のポテンシャルで抑制されたと考えられる。図中の A で示すように，上流翼 TE に下流翼負圧面の低圧領域が接近したタイミングで，上流翼 TE に低圧領域が発生し，下流翼負圧面に向けて加速されていると考えられる。MG では図中の B に示すように，渦の発生が確認される。単翼解析よりも小さくはなっているが，完全には抑制されていない。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) Design A – SG　　(b) Design A - MG




(c) Design E – SG　　(d) Design E - MG

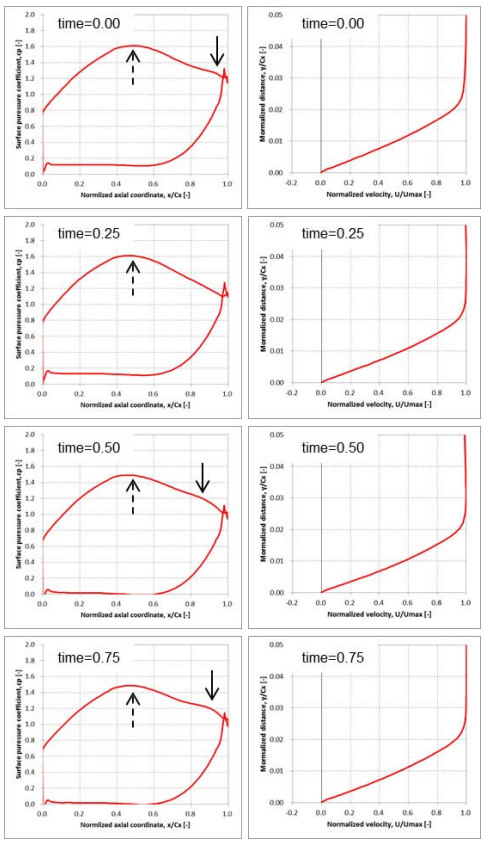
図 5　静圧場の時間変動

### 4.3 翼面圧力と境界層分布の時間変動

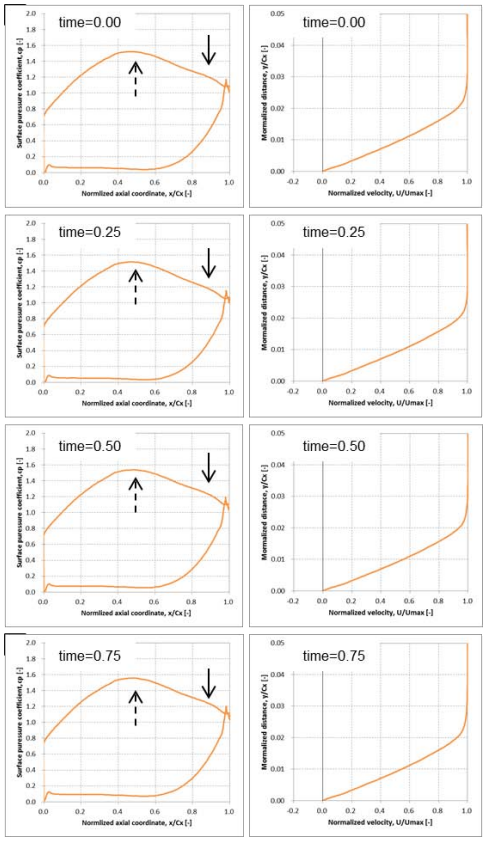
図 6 に翼面圧力係数分布と負圧面 98%Cx 位置での境界層速度分布を示す。なお，Design A と E では境界層速度分布の状態が大きく異なるため，グラフの縦軸・横軸の幅を変更している。Design A の SG では図中に実線矢印で示すように負圧面の TE 近傍での減速が変化している。図 5(a)と照らし合わせると，time=0.00~0.25 は下流翼の負圧面が通過しており, TE 近傍の流れが加速されるため, time=0.25 では剥離泡が消えている。time=0.25 以降では下流翼の正圧面の影響を受け, TE 近傍の減速が大きくなり，剥離泡が成長していく様子が確認できる。また，破線矢印で示すように，ピーク高さが変動しており，下流ポテンシャルの変動が 50%Cx 付近まで影響を与えていることが分かる。一方，MG では実線矢印で示した剥離泡と破線矢印で示したピーク位置はほとんど変動しておらず，下流翼の影響をほとんど受けていないことが分かる。

Design E では剥離が大きく，境界層速度分布にも大きな逆流領域があることが確認できる。SG では 65%Cx~TE の圧力係数分布が大きく変動していることが分かる。図 5 と照らし合わせると，下流翼負圧面が通過するタイミングで, 上流翼 TE 近傍にスパイク状の分布が発生する。これは，下流翼負圧面の低圧力領域に向けて TE 近傍の流れが局所的に加速されていることが原因と考えられる。MG では SG と比較して剥離領域の変動が大きい。これは Design A の傾向と異なる。この原因としては，TE で発生している渦が考えられる。図 4 から分かるように，腹側から発生した渦は下流に流れるが，背側から発生した渦は剥離領域に吸収される。SG では下流ポテンシャル変動により渦の発生が抑制されているが，MG では渦が発生している様子が図 5 からわかる。そのため，背側の渦が剥離領域に吸収されることで変動が大きくなり，境界層速度分布の逆流領域も大きくなると考えられる。

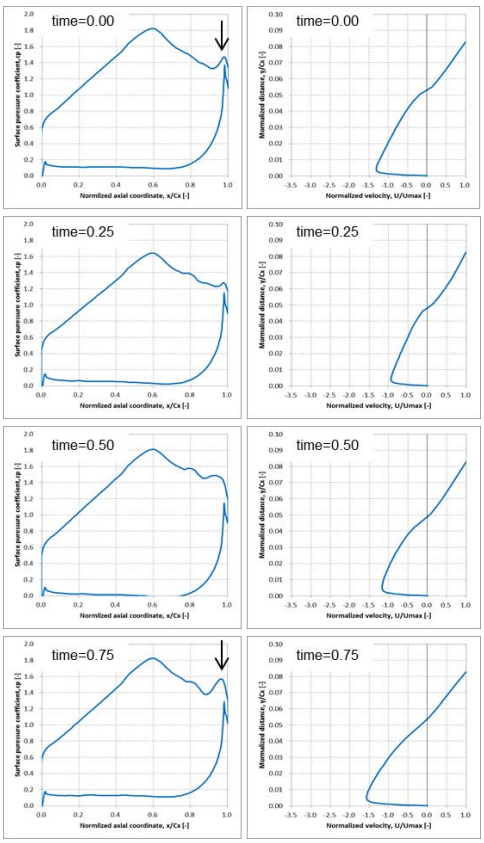
Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.



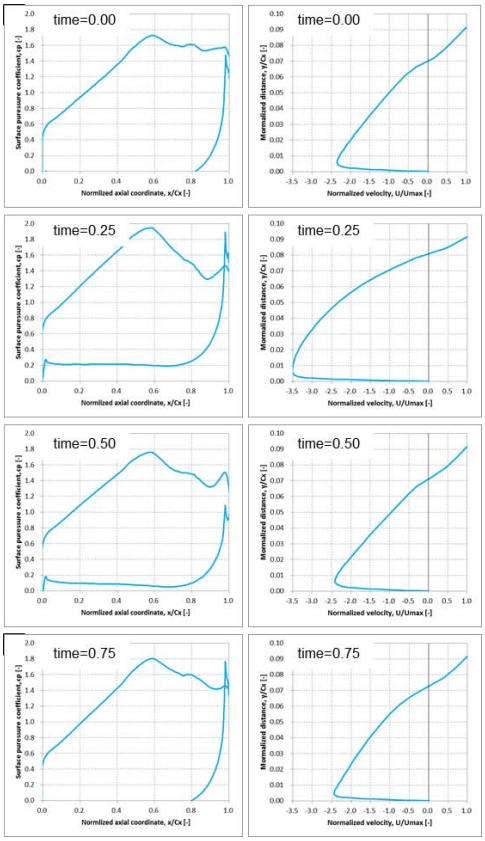

(a) Design A – SG




(b) Design A - MG




(c) Design E – SG




(d) Design E - MG

図 6　翼面圧力係数と負圧面 95%Cx 位置の境界層速度分布の時間変動

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 4.4 全圧損失の比較

図 7 に全圧損失係数の時間平均を示す。縦軸は Design A，E それぞれの単翼解析結果で無次元化している。この結果から，Design A では単翼に対して損失が増加し，Design E では単翼に対して損失が減少していることが分かる。これはそれぞれ別のメカニズムで増減していると考えられる。

Design A では下流の静圧場が変動することで，翼面減速の状態が変動し，その影響で損失が変化していると考えられるが，平均としては下流翼のポテンシャルで静圧が増加し，減速が大きくなり，ロスが増加したと考えられる。MG は SG よりポテンシャルが小さく，ロスの増加が抑えられている。

Design E では単翼解析に対して損失が減少しており，Design A と逆の傾向となっている。これは，単翼解析で観察されている TE から放出される渦が抑制されているためと考えられる。SG では渦の発生は完全に抑えられたため，損失の減少量が 21%と大きい。MG では渦は弱められてはいるが完全になくなったわけではないため，損失の減少量は 10%と SG よりも小さい結果となっている。

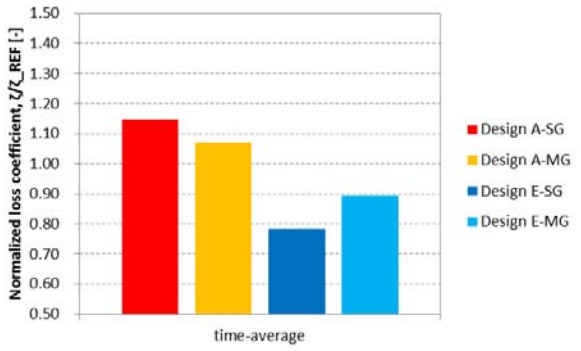



図 7　全圧損失係数の時間平均

### 5. 結論

低圧タービンの下流翼列のポテンシャルが上流翼列に与える影響について，CFD 解析を用いて調査した。本研究により得られた知見を以下に示す。

- 翼間距離が小さい場合には，下流翼によるポテンシャル場の変動が大きいことに加えて，下流翼負圧面へ流れが加速される現象が発生する。この現象は上流翼の翼負荷や剥離状態に加えて，下流翼の LE 形状や LE 負荷に依存すると考えられる。
- Design A のような剥離の小さい翼では，翼間距離が小さい場合は下流翼のポテンシャル変動により，背側 TE 近傍の減速が変動し，剥離泡の状態が変化することが確認された。
- Design E のように大剥離し，かつ TE から渦が放出されるような翼型では，翼間距離を小さくすることで渦の発生が抑制され，損失は小さくなる。これは Design A と逆の傾向である。このことから，翼負荷や背側の剥離状態によって，最適なポテンシャル場が存在すると考えられる。

今回は下流翼のポテンシャルの影響を変更するために翼間距離のみを変更したが，他に影響を与えるパラメータとして翼枚数，回転数，LE 形状と LE 翼負荷が考えられる。特に，LE 翼負荷を変更すると正圧面と負圧面の圧力差が変化し，上流翼の減速領域の変動に大きく影響すると考えられる。これらのパラメータを変更した解析を実施することで，ポテンシャル場による非定常効果に対する理解をさらに深めることができる。また，Design E は CFD では再付着を予測できず，下流翼のポテンシャルで剥離・再付着が変化する様子を確認できなかった。今後は CFD にて剥離･再付着している翼を題材にすることで，非定常ロスメカニズムを明らかにしていく予定である。

### 参 考 文 献

(1) Denton, J. D., “Loss Mechanisms in Turbomachines,” ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, (1993).

(2) Praisner, T., Clark, J., Nash, T., Rice, M., and Grover, E., “Performance impacts due to wake mixing in axial-flow turbomachinery”. In ASME Turbo Expo 2006: power for Land, Sea, and Air, pp. 1821-1830, (2006)

(3) Funazaki, K., Murakami, D. and Okamura, Y., “Parametric Studies on Aerodynamic Performance of Various Types of LP Turbine Airfoils for Aero-engines under the Influence of Periodic Wakes and Freestream Turbulence”, ASME Paper GT2019-90408 (2019).

(4) Mitsukawa, T., Hamabe, M., Furukawa, J., “Axial gap effects on mixing loss of incoming wake across down-stream airfoil rows”, Asian Congress on Gas Turbines 2018 53, (2018).

(5) Opoka, M. M. and Hodson, H. P., “TRANSITION ON THE T106 LP TURBINE BLADE IN THE PERSENCE OF MOVING UPSTREAM WAKES AND DOWNSTREAM POTENSIAL FIELDS”, ASME Turbo Expo 2007, GT2007-28077 (2007)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-6

# The Real Gas Effect on the Stagnation Properties for Supercritical CO2 Flows

○南 希[*1] 姫野 武洋[*1] 渡辺 紀徳[*1]
NAN Xi HIMENO Takehiro WATANABE Toshinori

**ABSTRACT**

This paper presents a comprehensive study on the stagnation properties namely the total pressure and total temperature for super-critical carbon dioxide (sCO2) flows including the methodology, applications and detailed analysis. Due to the high nonlinear real gas effect, it is practically impossible to have explicit expressions between static and its corresponding stagnation properties. In this paper, the stagnation pressure and temperature for sCO2 flows are accurately calculated in a way that implicitly iterated from stagnation enthalpy and entropy without any addendum assumptions. Accordingly, this approach is applied to typical applications that essentially exert stagnation properties. We proposed a possible solution of data processing for real gas Pitot tube measurement. Also, a practical methodology that impose total properties as inlet boundary conditions for real gas CFD codes is configured. Finally, as a regular in use indicator of viscous flow loss, the total pressure loss for a sCO2 compressor cascade is evaluated.

**Key Words:** Supercritical carbon dioxide, Stagnation properties, Total pressure loss

## 1. Introduction

The merit of using supercritical CO2 (sCO2) as the working fluid of closed Brayton Cycle gas turbine is now widely recognized as it offers alternatives for solar, geo-thermal, and nuclear energy conversion. This technique relies on the reduced compression work of the working fluid performing close to the critical point while maintains a compact configuration compared with conventional cycles [1] which results in a strong real gas effect difficulties to be analyzed.

The stagnation quantities (i.e. total properties) are the sum of the static and dynamic properties of flow, which are essential throughout the whole design, testing and simulating process. They maintain incisive physical meanings in terms of fluid dynamics, namely an effective measure of total head of the flow. The first example could be the sCO2 compressor aerodynamic performance, in which the compression ratio is characterized by the total pressure ratio. The deviation on corrected mass flow or total pressure ratio will possibly degrade the whole design. The second example is the Pitot probe, in which how to calculate the flow velocity from the measured total and static pressures. The third example appears in CFD solvers. Imposing the total temperature and total pressure as the inlet boundary conditions is a common practice in most turbomachinery simulation, yet it becomes non-trivial in real gas simulation as opposed to ideal gas cases because the static pressure and temperature cannot be specified explicitly. The fourth typical example could be the flow loss evaluation by total pressure during the turbomachinery aerodynamic design or analysis. Design loss models need to be modified on a basis of real gas concept in case of misleading in design. Thus, there has been significant interest in understanding the real gas stag-nation properties.

Many efforts are paid on establishing the real gas models [2-5] whilst little attention has been paid to the real gas total properties. Baltadjiev [6] established theoretical formulas for real gas isentropic relations. Analogue to perfect gas, the isentropic exponents are assumed to remain constant from the static to total conditions, the stagnation pressure and temperature can be explicitly expressed with similar form of those for perfect gas. Nederstigt [7] derived detailed expressions of total quantities for Peng-Robinson gas with this method. Raman et al. [2] evaluated the real gas effect on shockwave intensity for sCO2 flows by means of Baltadjiev's method [6]. While these theoretical analysis and numerical studies provided us insight into sCO2 fundamental flow dynamics, it is still requiring a method for general

*1 東京大学
〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
E-mail: nan@aero.t.u-tokyo.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

circumstances such as high Mach number flows or trans-critical conditions which commonly exist in sCO2 compressors/heat exchangers.

The total pressure and total temperature, on the other hand, are applicable indicators in regular use for flow energy head. For ideal gases, the total temperature represents total enthalpy which is not directly applicable in flow tests. The total pressure is a convenient measure of flow mechanic energy, especially in internal flows. However, as flow enthalpy and energy become functions of both temperature and pressure, the physical meaning of total pressure and total temperature in terms of flow dynamics need to be reconsidered.

The real gas total properties has received relatively little attention since they are such basically and widely used in flow dynamics that are easy to take for granted. However, there is a significant need to throughout review them in real gas flows. The objectives of this study are:

1) To develop a method to calculate the real gas total pressure and total temperature for practical applying cases.

2) To consider the applications of total properties in typical sCO2 flow cases.

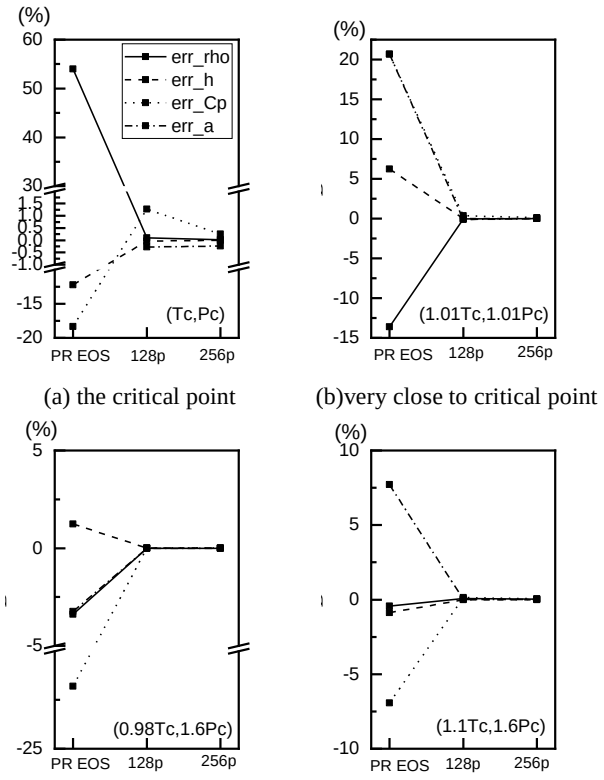
3) To study the physical meanings of total pressure and total temperature for sCO2 flows.

## 2. Methodology

### 2.1 Numerical scheme and real gas model

The in-house code SHUS was conducted to perform the numerical studies which details had been reported in author's previous work [8]. The equations system solves for the primitive variables by the vector $\tilde{\boldsymbol{Q}} = [U, V, W, T, P, k, \varepsilon]$, in which k and ε are turbulence transportations.

The real gas thermal properties are based on a look-up-table method, which is an alternative analytical equation of state models. All the needed variables including four necessary derivatives $\rho_T$, $\rho_P$, $h_T$, $h_P$ are decided by the tabulated variables T and P by using bilinear interpolations ranging from 230K~400K and 2MPa to 20MPa with cluster at the near critical point. Two schemes of discretization nodes that are 128*128 points and 256*256 points are set and examined, during which, the bisection method are exerted to accelerate the searching time. The accuracy of the interest thermal properties under different real gas conditions are compared in Figure 1. In which, the test temperature and pressure are normalized by critical values $T_c$ and $P_c$ respectively. It shows a remarkable improvement on the average interpolation error than that of P-R equation of state at the near critical point. To achieve a good balance between computation efficiency and accuracy, the 128*128 points table are utilized.




(a) the critical point (b)very close to critical point

(c) liquid-like (d) super critical

Fig.1 Accuracy of different real gas models compared with NIST data

### 2.2 Real gas stagnation properties

We designed an approach to solve real gas total pressure and total temperature in a way that purely relies on numerical iterations. Figure 2 illustrates a real gas flow at an arbitrary local point (T, P) with a certain velocity and its corresponding stagnation point ($T_t$, $P_t$) in temperature-entropy coordinate. For a general condition, the total enthalpy of a dynamic flow is calculated with Eq. (1-2). According to fundamental thermodynamics, the stagnation point is the state that flow isentropically decelerates into zero velocity process, yields:

$$h_t = h + 0.5u^2 \quad (1)$$

$$s_t = s \quad (2)$$

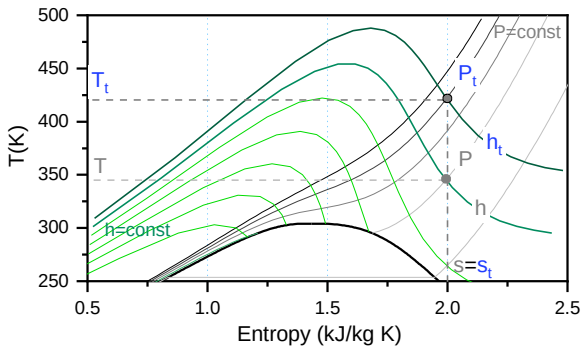



Fig.2 A sketch to illustrate the relation between a pair of total quantities and static quantities in T-s diagram

Thus, it turns to be finding the point ($P_t$, $T_t$) that exactly

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

satisfy the correct entropy and total enthalpy ($h_t$, s) values at the same time. Since the relevant variables are also determined by temperature and pressure, it is difficult to reach the correct solution at one time. A nest-loop procedure is configured as Figure 3 shows. The inner iteration is applied to obtain a series of points that yield the true entropy value. The outer iteration is applied to pick up the correct one that yields target total enthalpy value. To accelerate the iteration, the Secant method is employed.

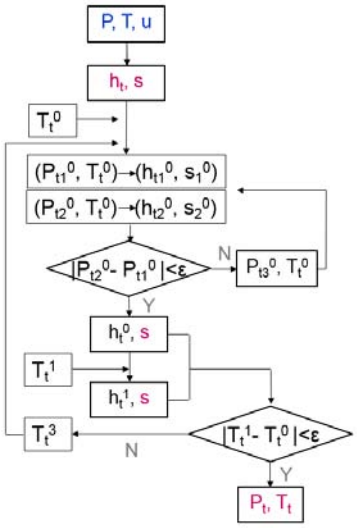



Fig.3 Flowchart of the proposed approach

This current approach relies solely on mathematical iterations, avoiding to derive the complex real gas isentropic relations. Theoretically, it provides accurate predictions of real gas stagnation properties and can be coupled with any real gas models.

## 3. Applications of the Current Approach

### 3.1 Real gas Pitot tube

The Pitot tube is simple yet indispensable tool to obtain the flow total pressure and incoming velocity. For real fluids, however, the flow velocity cannot directly calculated from the pressure difference between pressure holes. Assuming that the total temperature is known by certain means and the Pitot tube is pointing directly to the inflow, Figure 4 describes the general idea of this data post-processing procedure. Having the measured total pressure and total temperature, the total enthalpy and entropy can be directly resolved. The static temperature and velocity can thus be reversely searched implicitly. The presented approach is potential to be extended into three-hole probes or other sophisticated probes to cover a wide range of real fluid measurements.

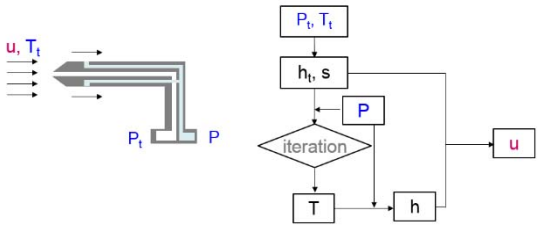



Fig. 4 Data process for real gas Pitot tube measurements

### 3.2 Total quantity implementation in CFD code

It is a common practice to specify the total quantities namely $T_t$ and $P_t$ combined with inflow direction at the inlet boundary for internal flow simulations such as turbo machines or duct flows. This implementation, however, requires special treatment for real gas flows due to the lack of total-to-static isentropic relations. An available methodology to impose total quantities for real fluid CFD solver is proposed in this session. The primitive variables $\boldsymbol{Q}$ is stored at the cell center as shown in Figure 5. Having the known total temperature and pressure, the total enthalpy and entropy can be solved by the look-up-table method. The velocity is extrapolated from the interior computational domain, and the static enthalpy and entropy can be calculated an inverse tabulated solution. Similarly, the desired static pressure and temperature are resolved by two look-up-table procedures.

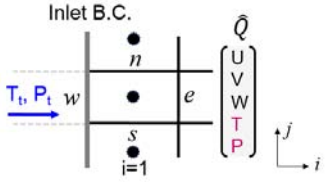



Fig. 5 Inlet boundary and the first cell center for CFD code

## 4. REAL GAS TOTAL PRESSURE LOSS ANALYSIS

The objective of this work is to investigate the general physical meaning of stagnation properties that applied to assess the general loss features of a turbomachinery cascade. Total pressure describes a global loss in mechanical work potential. Because of this physical meaning, a deal of design expertise or loss models have been established empirically in terms of total pressure loss [9]. For example, the aerodynamic performance of a compressor cascade is traditionally reported in the form of a total pressure loss coefficient ω:

$$\varpi = \frac{P_{t1} - \overline{P}_{t2}}{P_{t1} - P_{s1}} \tag{3}$$

where $P_{t1}$ and $P_{t2}$ are the averaged stagnation pressure at inlet and outlet of the cascade while $P_{t1}$-$P_{s1}$ is the dynamic pressure of inflow.

Due to the lack of sCO2 cascade test data, we herein choose an axial compressor cascade C4 as an interpretive example. This is more a fundamental approach than an

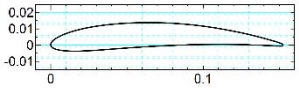
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

attempt to yield a complete sCO2 methodology, with the main objective to discuss the underlying dynamics of real gas total pressure loss.

Table 3 lists the original geometry of the studied cascade. The flow field of inlet Reynolds number of $4\times10^5$ with inlet Mach number of 0.15 is concerned. Simulation are performed by single passage with periodic boundary in pitch direction. In order to estimate the real gas total pressure loss, two distinct sCO2 inflow conditions are provided. A gaseous inflow condition with inlet total pressure of $1.06P_c$ and total temperature of $1.02T_c$ while a liquid-like inflow condition with the same inlet total temperature but inlet total pressure of 1.4 $P_c$ are investigated. For all cases, the inlet Reynolds number and Mach number are fixed by adjusting the chord dimension and back pressure.

Table 1 Design specifics for C4 cascade

| | |
|---|---|
| chord | 152.4mm |
| stagger angle | 34.6° |
| camber angle | 20° |
| solidity | 1 |




Six different inlet incidence angle changing from -9° to 11° are examined. Figure 6 presents the variation of total pressure loss coefficient with incidence angle. It is suggested from the test data that blade stall occurs under this inflow condition. The gray curve and black dots compare the data between simulation and tests for ideal air flow. The simulations agree well with the experiments for most incidence angles. However, RANS failed to capture the significant increase in total pressure loss at large incidence angle which is characterized by sever flow separations.

The real gas effect on total pressure loss for compressor cascade is clearly seen. Since the inlet Reynolds number and Mach number are kept the same, it is recognized that the total loss coefficient for air and CO2 under ideal gas state should be same. Herein we take the results for ideal air equivalent to that for ideal CO2. The total pressure loss coefficient generally behaves a same tendency as that for perfect gas while the sCO2 cascades maintain a slightly lower flow loss when compared with perfect air. Moreover, it seems a slightly higher total pressure loss when the working fluid is liquid-like than the gaseous sCO2, especially when the incidence angle is positive.

Figure 7 compares the normalized total pressure counter with incidence angle of 11°. This inflow condition usually corresponds to a condition approaching to the compressor operating limit. It is seen that with the same inlet Reynolds number, liquidous sCO2 generates a thicker boundary layer on blade surface. Also, it leads to a stronger rotor wake than that of gaseous sCO2. It is suggested that the real gas effect on blade loss as well as secondary flows should be considered during the sCO2 turbomachinery aerodynamic design.

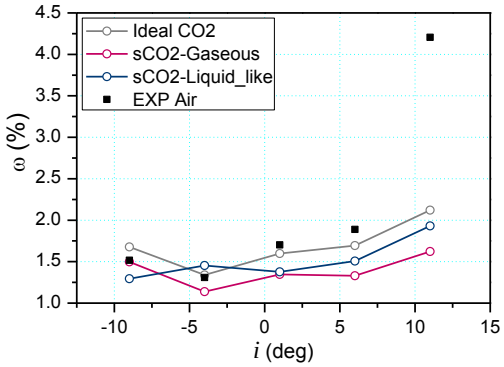
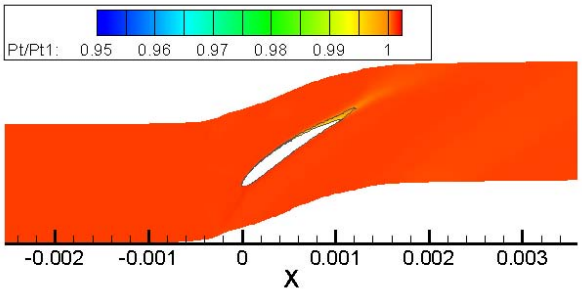
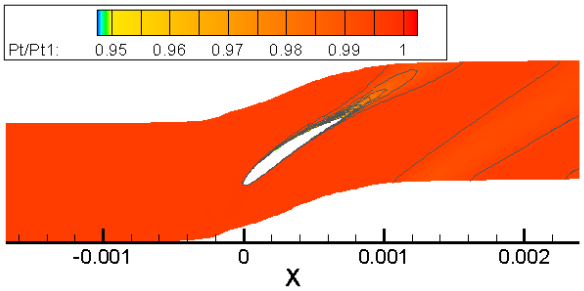



Fig.6 The total pressure loss coefficient versus incidence angle for gaseous and liquid-like sCO2 compared with perfect air for C4 cascade (inlet Re: $4\times10^5$, inlet Ma: 0.15).




(a) Gaseous inflow condition




(b) Liquidous inflow condition

Fig.7 The normalized total pressure counter at incidence 11°

## 5. Conclusions

In this paper, the real gas stagnation pressure and temperature are comprehensively studied. An iterative approach to accurately obtain real gas total pressure and total temperature are developed. The proposed approach is a purely mathematical algorithm without inducing any assumptions and functionally interchangeable with arbitrary pair of thermal properties. Additionally, it is not restricted with equation of state or look-up table method.

This approach is extended into two applications that exert total properties as a must: the real gas Pitot tube measurement and inlet boundary implement for CFD code. The data process procedure of real gas Pitot tube is presented. We also provide a possible solution to impose total properties as the inlet boundary conditions for CFD codes.

Total pressure loss under near critical conditions are

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

investigated by the analysis of a sCO2 compressor cascade. The total pressure used in standard turbomachinery flow loss analysis still valid when real gas effects are involved. It shows the lower loss generated when working fluid is sCO2 than perfect air. The operating range seems potentially wider for liquid-like than their air counterpart.

## References


(1) Hasuike, H., Yamamoto, T., Fukushima, T., et al., 2010, "Test Plan and Preliminary Test Results of a Bench Scale Closed Cycle Gas Turbine with Super-critical CO2 as Working Fluid," *ASME paper, GT2010-22171*.

(2) Raman, S. K., Kim, H. D., 2018, "Solutions of supercritical CO2 flow through a converging-diverging nozzle with real gas effects". Int. J. Heat Mass Transfer 2018, 116, 127−135.

(3) Yamamoto, S., Furusawa, T., 2018, Mathematical Modelling and Computation for Rapid Expansion of Supercritical Solutions, Supercritical and Other High-pressure Solvent Systems, Royal society of Chemstry.

(4) Yamanoto, S., Furuzawa, H., Miyazawa, H., (2011), "Numerical Simulation of Supercritical Carbon Dioxide Flows across critical Point", Int. J. Heat Mass Transfer 2011, 54, 774-782.

(5) Hosangadi, A., Weathers, T., Liu, Z., et al., 2018, "Numerical Simulation of CO2 Compressors at Near-critical and Sub-critical Inlet Conditions", ASME paper, GT2018-75102.

(6) Baltadjiev, N., (2012), "An investigation of real gas effects in supercritical CO2 compressors", Master's thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.

(7) Nederstigt, P., (2017), "Real Gas Thermodynamics and the isentropic behaviour of substances", Master's thesis, Delft University of Technology.

(8) Nan, X., Himeno, T., Watanabe, T., 2018, "The Real Gas Effect on the Inlet Boundary Conditions with Supercritical Carbon Dioxide as Working Fluid", Asia Congress of Gas Turbine, August 22-24, Morioka, Japan, paper 031.

(9) Denton, J.D, 1993, "Loss Mechanisms in Turbomachines", Journal of Turbomachinery, October, Volume 115, Issue 4.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-7

# 予混合 2 段燃焼器に用いる燃焼器ライナへの CMC 適用による環境性能改善効果

# Effect on Engine Emission Reductions by adapting CMC materials to Liner of Lean Axially Staged Combustor

○小島 孝之*1　山本 武*1　吉田 征二*1　北條 正弘*1
KOJIMA Takayuki　YAMAMOTO Takeshi　YOSHIDA Seiji　HOJO Masahiro

**ABSTRACT**

For the reduction cooling air flow of the combustor, CMC materials are adapted to the liner of the of the Lean Axially Staged Combustor which is developed by JAXA. Two types of single sector combustors are fabricated and tested. One combustor consists of metal liner, and the other combustor consists of CMC liner which could reduce the liner cooling air. NOx emission of the two combustors are compared under the 85% and 100% conditions of the LTO cycle. As a result, it is observed that the NOx emission of the CMC liner combustor was smaller.

**キーワード：**ジェットエンジン，燃焼器, CMC
**Key Words:** Jet Engine, Combustor, CMC(Ceramic Matrix Composite)

## 1. はじめに

航空機の環境性能を示す指標の一つとして NOx 排出量があげられる。NOx 等航空機の排出基準に関する国際的な基準は国際民間航空条約に基づき、ICAO（国際民間航空機関, International Civil Aviation Organization）が条約の付属書として定めている。この付属書の Annex 16 Volume II には航空機エンジンの排出物に関する基準が示されており、これに基づいて、航空機用ターボジェットおよびターボファンが排出する窒素酸化物（NOx）、炭化水素（HC: Hydrocarbons）、一酸化炭素（CO: Carbon monoxide）、スモークの規制がされている。排出基準の検討は、ICAO が設置した航空環境保全委員会（CAEP: Committee on Aviation Environmental Protection）により行われている。Fig. 1 に現在の NOx 排出量傾向を 2014 年に定められた CAEP/8 を基準として示す。NOx の基準は 1986 年以降に製造されたエンジンに適用された後、これまで 4 回にわたり規制が強化され、今後もさらなる強化が予想される(1)。

このような状況のもと、低 NO x を狙ったジェットエンジンの燃焼方式としては、リッチ・リーン燃焼方式（RQL, Rich-burn/Quick-mixing(Quick-quench)/Lean-burn）方式とリーンバーン燃焼方式がある（Fig. 2）。リッチ・リーン燃焼方式では、燃焼器内をリッチ（燃料過剰）の領域とリーン（空気過剰）の領域に分け、先ずリッチで燃焼させ、急速に追加空気と混合してリーンで燃焼させることによって、NOx が多く発生する量論比近くを急速に避け、NOx 発生を抑制する。この燃焼方式は広い燃料混合割合で安定した燃焼が得られるが、リッチ燃焼からリーン燃焼への移行の際に部分的に量論比近くで燃焼することが避けられないため、NOx 排出の低減には限界があると考えられる。一方、リーンバーン燃焼方式は、あらかじめ燃料の微粒化と空気との混合を行い、全ての流量をリーンで燃焼させることにより、局所的な高温部分の発生を無くし、NOx 排出を抑えるものである。ただし、安定燃焼と低 NO x を両立する燃料割合の範囲が狭いため、エンジンの低出力時にはパイロット燃料ミキサを用い、高出力時はパイロット燃料ミキサと希薄予混合燃焼のメイン燃料ミキサを併用して、燃焼効率と低 NOx の両立が図られている。近年開発されたエンジン（GEnx/2009 年、LEAP/2013 年）は、リーンバーン方式を採用する傾向にある。

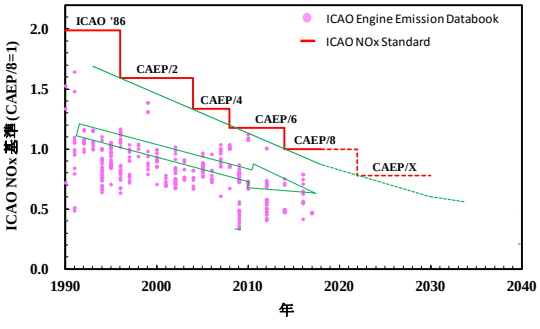



Fig. 1 ICAO における NOx 基準

*1　宇宙航空研究開発機構航空技術部門
〒182-8522　東京都調布市深大寺東町7-44-1
E-mail: kojima.takayuki@jaxa.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

リーンバーン燃焼器の低 NOx 化にはメイン火炎の希薄化が重要になり、このためには、メインミキサ流路へ配分する空気流量をいかに稼ぐかが課題になる。本研究では、燃焼器ライナを従来の金属製ライナから高温耐熱材料である CMC に変えることにより燃焼器ライナの冷却流量を減らし、これにより燃焼器ノズルへ配分する空気流量を増やし、NO x 低減を図る。本研究では、シングルセクタ形態の燃焼器を対象として、金属ライナと CMC ライナの二つの燃焼器によって燃焼試験を行い、NOx 低減効果を評価した。

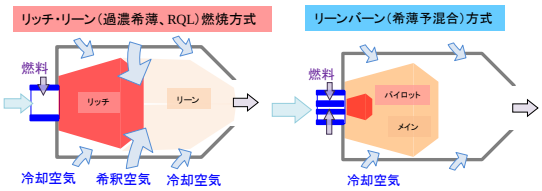



Fig. 2 ジェットエンジンの燃焼方式

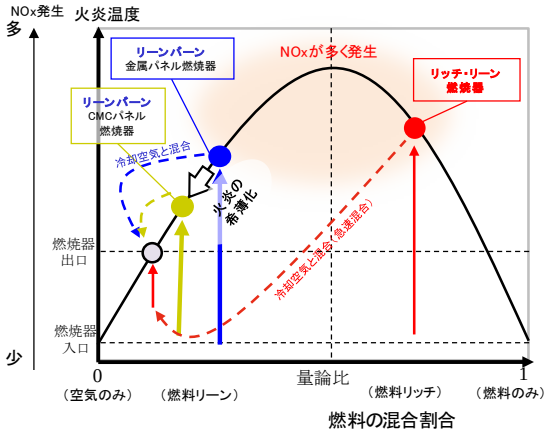
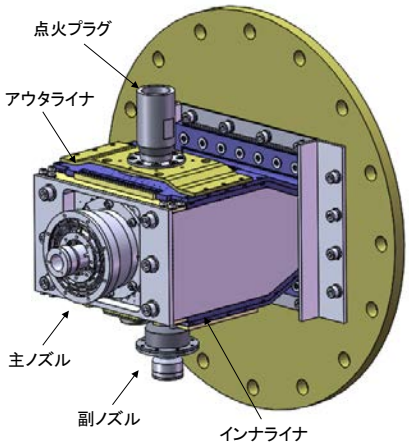



Fig. 3 ジェットエンジンの燃焼方式

## 2. 燃焼器試験

### 2.1 供試体

燃焼試験は円弧上に形成される燃焼の 1 ノズル（1 セクタ）分を切り出し、燃焼器壁を円弧形状から平面形状に変更したシングルセクタ燃焼器を対象に実施し、1 重の金属ライナで燃焼器を構成する金属ライナ燃焼器と 2 重壁構造として内面に平板の CMC 材を配置した CMC ライナ燃焼器の 2 つの燃焼器を比較した。Fig. 4 に CMC ライナ燃焼器の概略を示す。燃焼器形状は、これまで JAXA でクリーンエンジン技術の研究開発として進めてきた予混合 2 段リーンバーン燃焼器の形状であり、燃焼器上流に主燃焼ノズル（パイロットノズル、メインノズル）があり、インナライナ壁に 2 段目のノズル（副ノズル）を設けている。またインナライナ壁の上流側には燃焼振動の発生を監視する圧力計測孔が、アウタライナには点火プラグが設けられている。点火プラグ、副ノズル、燃焼振動計測用圧力計測孔はそれぞれ CMC パネルにあけられた穴を貫通しているが、機械加工や取り付け時のずれ、および CMC 材と金属材の線膨張率の差による CMC 材への応力集中を避けるため、金属ライナの外側に取り付け位置を微調整する機構を設けている。また、比較用として実験した金属ライナ燃焼器の断面を Fig. 5 に示す。



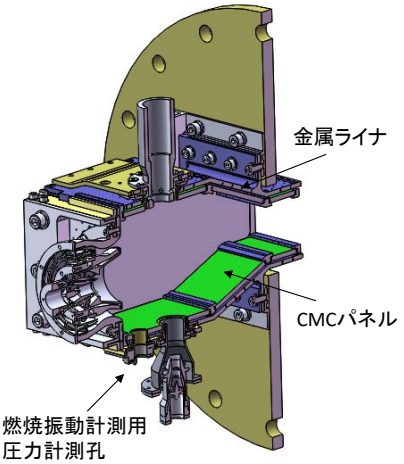




Fig. 4 CMC ライナ燃焼器

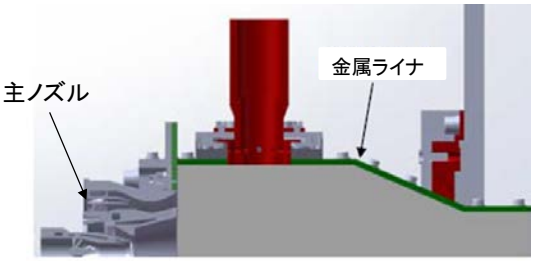
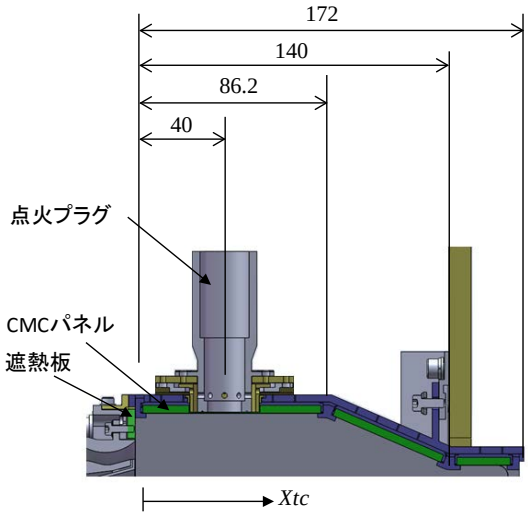



Fig. 5 金属ライナ燃焼器

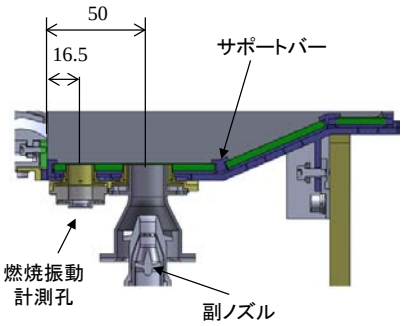
Fig. 6 に CMC 燃焼器のアウタライナとインナライナの断面を示す。ライナは 2 重壁構造としており、外壁は肉厚 3mm の Hastelloy X 材としている。内壁は肉厚 3~3.5mm の平板 CMC 材を適用し、CMC 材の内面には耐環境コーティングを施している。平板 CMC 材は前後位置に設けられているサポートバーにより支持されている。CMC 材は主ノズルの周辺である遮熱版部にも適用した。Fig. 6 中には点火プラグ、副ノズル等の位置を遮熱板か

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

らの距離として示している。また、温度計測位置を示す *Xtc* を示した。供試体は、ライナの健全性を評価するため、K 種熱電対でライナおよび CMC パネルの温度計測を行った。Fig. 7 に CMC パネルへの熱電対設置状況を示す。熱電対はシース径 0.5mm の K 種熱電対を使用し、耐熱性無機接着剤アロンセラミックで CMC パネルの背面（冷却側）に固定した。




(a) CMC 燃焼器アウタライナ構造




(b) CMC 燃焼器インナライナ構造

Fig. 6 燃焼器ライナ構造

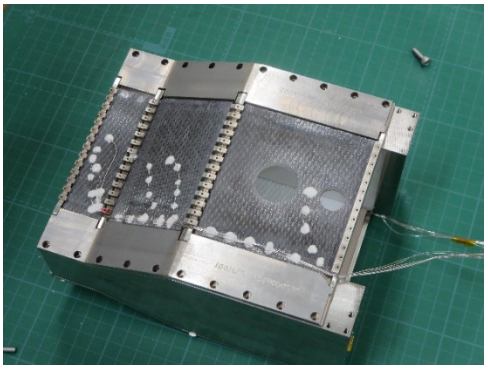


Fig. 7 CMC ライナへの熱電対取り付け

Table 1 に金属ライナ燃焼器、CMC ライナ燃焼器の流路面積を示す。燃料ノズルの流路はパイロットノズル、メインノズル、副ノズルがあり、２つの供試体でこれらは同一のものを用いている。燃焼器ライナを金属から CMC に変更することにより、ライナ冷却孔を 330.9mm$^2$ から 59.1mm$^2$ に削減している。ただし、CMC 燃焼器のライナ孔は背面の金属パネル部にあけられたインピンジ冷却孔であり、CMC 材自体には冷却孔はあけられていない。また CMC 材を支持するサポートバー部にも冷却孔が開けられており、これらを合わせると、流路面積は 1037.5mm$^2$（金属燃焼器）から 809.6mm$^2$（CMC 燃焼器）へ削減している。全流路面積に対する冷却部（ノズル以外の遮熱板、ライナ、サポートバー部）の面積割合は 35% から 17%へ約半減している。Table 2 に試験条件を示す。本試験は、JAXA で実施したクリーンエンジン技術の研究開発において実施した低 NOx 燃焼技術の研究で実施した条件を参考に、LTO サイクルの 85%, 100%条件において実施した[2]。

Table 1　各供試体の流路面積配分

| | 面積, mm2 | |
|---|---|---|
| | CMC燃焼器 | 金属燃焼器 |
| パイロットノズル | 110.0 | 110.0 |
| メインノズル | 422.0 | 422.0 |
| 副ノズル（ECF） | 140.0 | 140.0 |
| 遮熱板冷却孔 | 34.5 | 34.5 |
| ライナ冷却孔 | 59.1 | 330.9 |
| サポートバー冷却孔 | 44.0 | N/A |
| 合計 | 809.6 | 1037.5 |

Table 2　試験条件

| 条件 | | 単位 | 85% | 100% |
|---|---|---|---|---|
| 燃焼器入口圧力 | | kPa | 2266 | 2619 |
| 燃焼器入口温度 | | K | 756 | 787 |
| 燃焼器入口空気流量 | | kg/s | 1.424 | 1.582 |
| 燃料流量 | パイロット | g/s | 3.6 | 2.7 |
| | メイン | g/s | 26.6 | 28.6 |
| | 副ノズル | g/s | 0 | 5.5 |
| 空燃比, A/F | | - | 47.0 | 42.9 |

## 2.2　試験結果

Fig. 8, 9 にアウタライナ、インナライナにおけるライナ温度計測結果をまとめる。横軸(*Xtc*)は遮熱板からの距離であり、Fig.6 にまとめている。金属ライナの試験（図中■）においては、ライナ温度は 700℃以下となっているのに対し、CMC ライナのサポートバー部も温度（●）もほぼ同様となっており、いずれも金属部の冷却が良好に行えていることが分かる。一方、CMC パネルの背面で計測した温度（○）は、アウタライナで 600℃以下、インナライナで 650℃以下と想定よりやや低めになった。この原因としては、試験後の分析により、CMC パネルの熱

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

伝導率が想定よりも低く、1.7～2.7W/mK であったため、パネルの伝熱および背面の冷却が十分でなかったことがあげられる。ただし、この燃焼条件において燃焼ガスの CFD を実施し、火炎温度等より見積もった熱流束を元にパネル内面（燃焼器側）の温度を見積もると、1000℃～1100℃となり、CMC および耐酸化コーティングの許容温度内であることから、冷却流量を削減してもライナ冷却は良好に行えることが分かった。

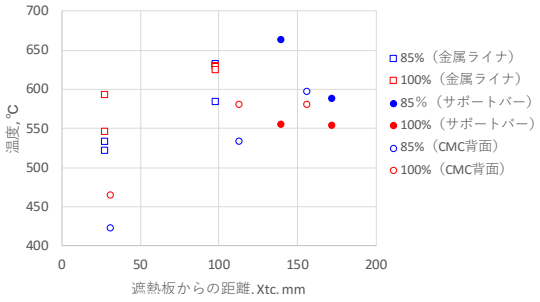



Fig. 8 温度分布比較（アウタライナ）

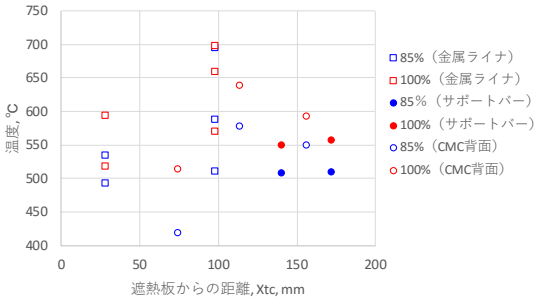
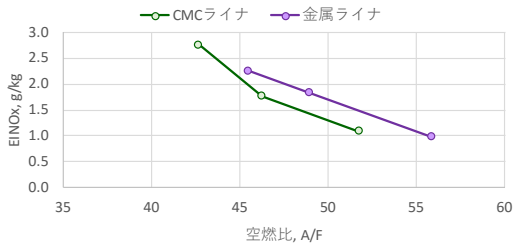


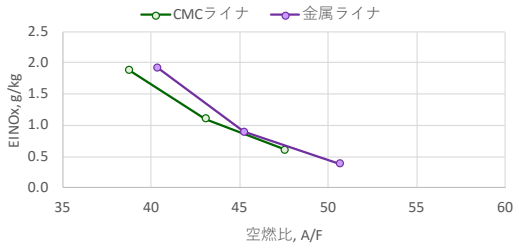

Fig. 9 温度分布比較（インナライナ）

Fig. 10 に 85%条件、100%条件それぞれにおける燃焼ガスの NOx 計測結果をまとめる。横軸は燃焼器の空燃比 A/F であり、Table2 にまとめるように、85%条件では 47.0、100%条件では 42.9 が試験条件であり、それに対し、各ノズルからの燃料を 10%程度で増減し、空燃比に対する NO x 排出量の傾向をまとめている。いずれの条件においても、CMC ライナの供試体の方が NO x 排出が抑えられており、特に 85%条件では傾向が顕著にみられた。これは、同じ A/F の条件でも CMC ライナを適用することにより燃料ノズルへの流量配分を増やし NOx 生成を抑える効果が表れたと思われる。

燃焼器へ供給した空気流量を面積配分に比例して燃料ノズルと燃焼器ライナへ配分されたと考え、燃料ノズル部での空気流量を推定し、燃料ノズル部での局所的な空燃比 An/F に整理したものを Fig. 11 にまとめる。ライナ形態が異なる場合においても、NOx 排出量は燃料 An/F により整理されることが分かり、特に、この傾向は副ノズルを作動させない 85%条件により顕著に表れた。

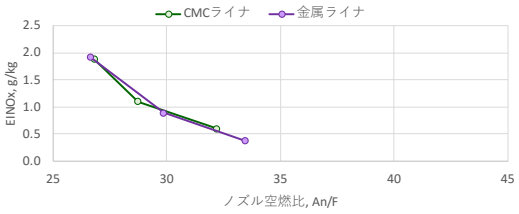



（a）85%条件

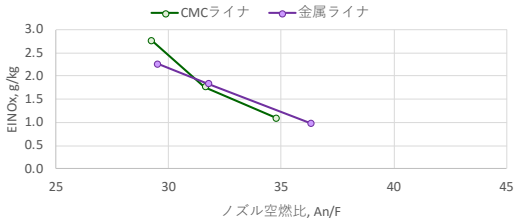



（b）100%条件

Fig. 10 NOx 排出量比較




（a）85%条件




（b）100%条件

Fig. 11 NOx 排出量比較

## 3. まとめ

予混合 2 段燃焼器の燃焼器ライナを CMC として、ライナ冷却流量を削減し、NOx 排出量を削減する効果を検証するため、金属ライナで構成される燃焼器と CMC ライナで構成される燃焼器の燃焼試験を行った。この結果、燃焼器ライナの冷却流量はライナを CMC にすることにより約半減でき、これにより NO x 排出を低減できる効果を確認した。

## 参 考 文 献

(1) ICAO Aircraft Engine Emissions Databank, https://www.easa.europa.eu/easa-and-you/environment/icao-aircraft-engine-emissions-databank

(2) Yamamoto, T., Evaluation of Lean Axially Staged Combustion by Multi-Sector Combustor Tests Under LTO Cycle Conditions of a Amall Aircraft Engine. ASME Turbo Expo 2013, GT2013-95496.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-8

# 300kW アンモニア燃焼マイクロガスタービンの開発

# Development of 300kW Ammonia Combustion Micro Gas Turbine

○新井 啓介[*1] 河野 雅人[*1] 久冨 直樹[*1] 杉浦 寛史[*1]
ARAI Keisuke KAWANO Masato KUDOMI Naoki SUGIURA Hiroshi

安井 芳則[*1] 石脇 史猛[*1]
YASUI Yoshinori ISHIWAKI Fumitake

**ABSTRACT**

Recently, ammonia is focused as one of the hydrogen carriers, research and demonstration of direct combustion utilization has been reported. Toyota Energy Solutions Inc. (TE) has participated in a research project on ammonia combustion power generation using a 50kW micro gas turbine (MGT) in collaboration with Tohoku University and the National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, and has obtained many results. This time, TE started demonstration of a 300 kW MGT for industrial use, and as a result of conducting evaluations using various combustors prototyped for ammonia combustion, achieved 100% ammonia-only combustion.

**キーワード：**マイクロガスタービン，アンモニア燃焼，燃焼器，拡散燃焼，予混合燃焼，NOx，燃料制御
**Key Words:** Micro Gas Turbine, Ammonia Combustion, Combustor, Diffusion Combustion, Premixed Combustion, NOx, Fuel Control

## 1. はじめに

日本にとって化石燃料依存から脱却し $CO_2$ を削減することは重要な課題であり、国の「エネルギー基本計画」において水素が新たなエネルギー源として提示され、「水素社会」実現に向けた取り組みが加速している。

一方、水素の普及に向けては輸送・貯蔵のコストが課題として挙げられており、水素エネルギーのキャリアとして、水素含有量が多く液化が容易なアンモニアが注目され、アンモニアの直接燃焼利用についても各種実証評価が進んでいる。

今後、エネルギーとしてのアンモニア利用の普及により調達コストの低減、$CO_2$ フリーアンモニアの製造技術が進展すれば、アンモニアが将来の低炭素社会の切り札になる可能性を秘めている。

株式会社トヨタエナジーソリューションズ（以下トヨタエナジー）では内閣府の戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）のエネルギーキャリアのプロジェクトにおいて、アンモニア直接燃焼チームに属し、国立大学法人東北大学（以下東北大）および国立研究開発法人産業技術総合研究所（以下産総研）と共同で、アンモニアをマイクロガスタービン（以下 MGT）で燃焼し、発電を行う実証プロジェクトに参画していた。（※2017 年度～2018 年度は共同研究者として参画。）

これまでの実績としては、産総研の福島再生可能エネルギー研究所に設置した 50kW MGT を使用した試験において、2014 年度に灯油－アンモニア混焼（※混焼率は LHV 比 30%）、2015 年度にはメタン－アンモニア混焼（※混焼率は LHV 比 50%）およびアンモニア 100%専焼を達成しており、2017～2018 年度は東北大および産総研により提案された燃料由来の窒素酸化物（NOx）を低減する燃焼器設計手法を用いて、MGT 単体での低 NOx 化（200ppm@16%$O_2$ 以下）を達成し、小型化された脱硝触媒を内蔵した新型パッケージの開発を完了している。

今回（2018 年度）、トヨタエナジーでは産業分野・大規模民生施設用としての普及を見据え、300kW MGT の研究開発を実施し、アンモニア 100%専焼を達成した。

以下、開発内容と評価結果について報告する。

## 2. 300kW アンモニア燃焼 MGT 実証概要

300kW MGT によるアンモニア燃焼の実証にあたり、開発期間が 1 年間と短いことを考慮し、具体的な数値目標としてはアンモニア混焼率を 50%以上（LHV 比）および排気ガス中の窒素酸化物量を大気汚染防止法の環境基準値（70ppm@16%$O_2$）以下とした。

*1 （株）トヨタエナジーソリューションズ
〒471-8573 豊田市元町1番地 トヨタ自動車㈱元町工場内
E-mail: keisuke_arai@toyota-energy.co.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

試験場所としては中部電力株式会社（2019 年 4 月において燃料事業、海外発電・エネルギーインフラ事業、火力発電事業などは株式会社ＪＥＲＡに承継）の知多火力発電所において実施しているが、これは既存の火力発電所の脱硝用アンモニア供給設備を MGT の燃料用アンモニア供給設備として流用することを意図したためである。

既存のアンモニア設備を流用出来たことで MGT 設置に際しての法令対応についても、例えば高圧ガス保安法関連では MGT 設置はガス消費設備の軽微な変更と見なされ、管理・点検項目への対象機器の追加等の最小限の変更・届出で済むなど、比較的短期間で着工開始にこぎつけることが出来た。

300kW アンモニア燃焼 MGT パッケージの外観を Fig. 1 に示すが、発電パッケージには MGT 本体及び同期発電機、減速機、燃料用ガス圧縮機、潤滑油系およびその冷却系統を内蔵しており、さらに MGT を制御する制御盤、系統連系をおこなう高圧盤も内蔵したオールインワンパッケージとなっている。

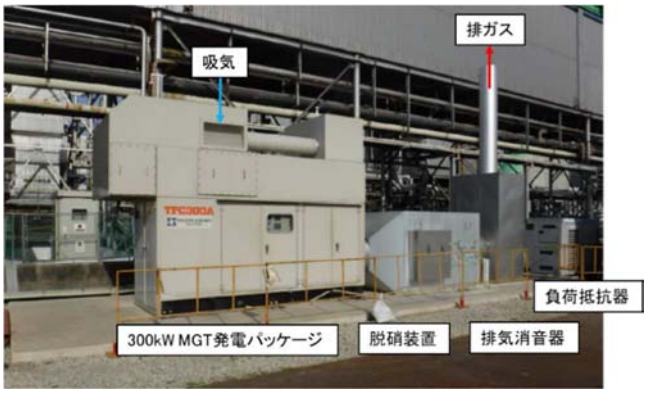



Fig. 1　300 kW ammonia combustion MGT package

今回の試験機はコージェネレーション用パッケージをそのまま流用しているが、パッケージ内にアンモニア用に選定した大容量の燃料遮断弁、燃料調量弁からなるアンモニア供給ユニットが追設されている。（Fig. 2）




Fig. 2　Ammonia supply unit in the package

燃料（アンモニア、LNG）、補機電力、パージ用および計装用の窒素ガス（$N_2$）は発電所内の既存インフラから供給されており、発電電力は系統連系せずに併設の負荷抵抗器で消費している。また、MGT 下流には NOx 低減のための脱硝装置を設置しているが、コージェネレーション用の排熱回収ボイラは設置せずに排気ガスは排気消音器を介して大気中に放出している。

300kW MGT の諸元を Table 1 に示す。これまでアンモニア燃焼の実績がある 50kW MGT は再生サイクル機のため、燃焼器入口空気温度が 500℃以上と高かったのに対して、本機はシンプルサイクル機のため、300℃程度の低い燃焼器入口空気温度条件で、より多くのアンモニアを燃焼する必要があった。燃料としてのアンモニアは発熱量が一般的な都市ガスの 1/3 程度と低く、また火炎温度が低い、燃焼速度も遅いなど相対的に燃焼面で不利とされ、目標の達成には困難が予想された。

そこで、MGT の基本要素（コンプレッサ、タービン）は標準 MGT のままとする一方で、燃焼器についてはアンモニア燃焼対応として、標準の都市ガス用燃焼器（STEP0）をベースに計 3 タイプの燃焼器（STEP1～3）を試作している。（Fig. 3）

Table 1　Specifications of 300 kW MGT

| | | |
|---|---|---|
| 機種 | | 300kW MGT |
| 発電機出力 | | 295kW(25℃) |
| 発電効率 | | 17.4% |
| 原動機 | 型式 | 単純開放サイクル<br>1軸式ガスタービン |
| | 回転速度 | 40,000min-1 |
| | 空気流量 | 2.59kg/sec<br>(7,210Nm3/h) |
| | 圧力比 | 6.6 |
| | 燃焼器入口温度 | 300℃ |
| | 燃料消費量(13A) | 150.2 Nm3/h |
| | 燃料消費量(NH3換算) | 328.9 kg/h |
| | 排気ガス温度 | 496℃ |
| 発電機形式 | | 同期発電機 |

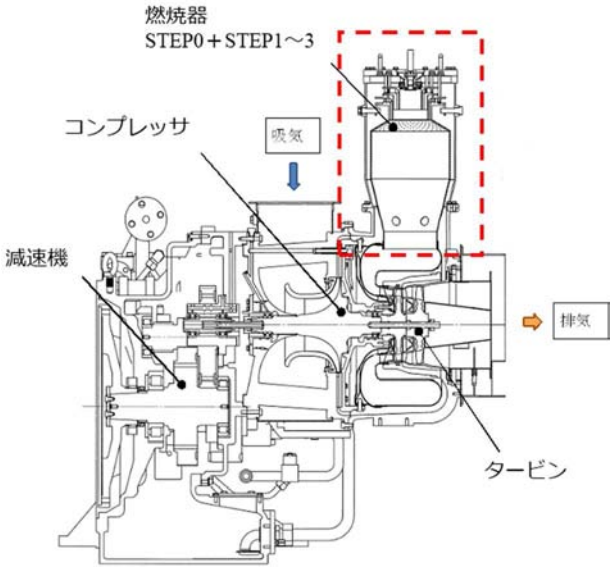



Fig. 3　300 kW MGT cross section

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

アンモニア供給設備（Fig. 4）については前記のように既存発電所設備の流用であるが、1 ユニットはアンモニア液タンク（タンク容量 50t）と気化器（蒸発能力 600kg/h）で構成されており、300kW MGT を 1 台運転するために十分なアンモニア供給能力を有している。



Fig. 4　Ammonia supply facility

ただし、アンモニア供給設備からのアンモニア供給圧力は 0.2MPa 程度と MGT 圧力に対して低く、そのままでは直接 MGT への燃料投入が出来ないため、今回の実証評価設備ではアンモニア供給設備～MGT 間に新規に製作したアンモニアガス圧縮機を設置している。（Fig. 5）




Fig. 5　Ammonia gas compressor

アンモニアガス圧縮機は水平対向ピストンを電動モータで駆動しており、アンモニア供給圧を MGT 入口で 0.8MPa まで高めると同時に 300kW MGT において定格出力運転に必要なアンモニア流量 330kg/h 以上を供給可能である。

アンモニアガス圧縮機ではモータ回転数を一定に保ち、アンロード運転（吸入閉止 ON/ OFF）を行うことで流量制御を行っているが、ガス吸入側および吐出側の圧力変動を抑制するために前後段にそれぞれバッファタンク（吸入スナッパ／吐出スナッパ）を設けている。また付属の制御盤では、冷却ファン ON/OFF 制御、油圧、ガス圧力監視等を実施しているほか、異常があった場合は自身の保護停止を行うとともに、MGT 制御盤へ異常発報することでシステム全体の保護を行っている。

今回アンモニアを燃料とすることで MGT 排気中に燃料由来の NOx が多量に排出されることが予想されたため、MGT 下流に脱硝装置を設けている。（Fig. 6）

脱硝装置は SCR（選択式還元触媒）方式であり、MGT 排気排ガス中の NOx を 1,000ppm→30ppm 以下に低減する能力を有している。

300kW MGT の排気温度は 500℃前後であることから、この温度域で活性が得られる触媒を選定している。触媒はハニカム状に成型されており、□150×150×t50 の触媒セルを筐体内部に 8 個×8 個×9 段（合計 576 個）搭載している。触媒性能を評価するために触媒上流および触媒中段（4 段目～5 段目の中間）、触媒下流に排ガス温度および排ガス性状を計測するためのサンプリングポートを設けている。

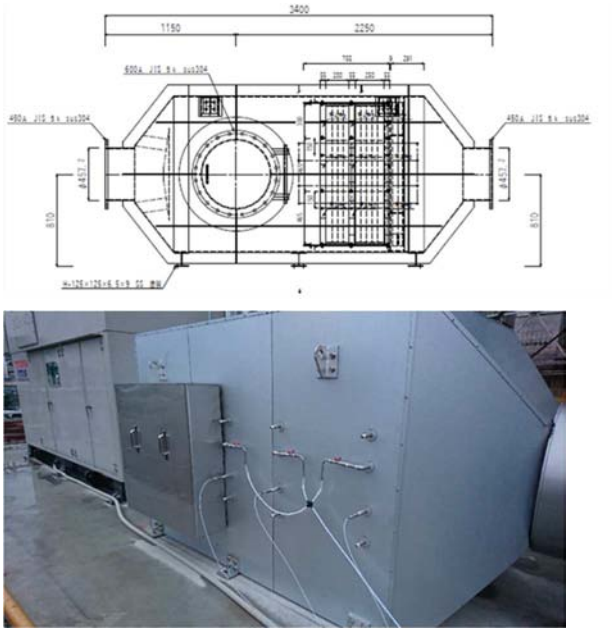


Fig. 6　NOx removal unit (SCR)

MGT の性能に関する各種状態量はエンジンコントロールユニット（ECU）から出力され、その他燃費データ（アンモニア／LNG）や脱硝装置前後での排ガス分析（$O_2$、$CO_2$、CO、THC、NOx、$N_2O$）データ、燃焼器ライナ温度データ等と合わせて、試験パッケージに隣接する仮設ハウス内に設置した計測 PC およびデータロガーによりデータ収集を行っている。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 3. 試験結果

今回評価を実施した燃焼器 STEP0、STEP1～STEP3 の外観および特徴、評価結果を Fig. 7 に示す。

### 3.1 STEP0 燃焼器

STEP0 燃焼器は 300kW コージェネレーション用拡散燃焼器を使用し、燃焼器の空気配分および燃焼器ライナ冷却構造（フィルム冷却方式）はオリジナルのままとなっている。アンモニアは燃料噴射ノズル入口ポート手前で都市ガス（LNG）系統と合流し、共通の燃料噴孔から LNG+アンモニア混合ガスを燃焼器内に噴射している。

本燃焼器においてアンモニア混焼率 30%（LHV 比）までの運転を実施し、アンモニア供給系の機器、制御の安定動作の確認および脱硝装置出口での NOx が規制値以下となることを確認した。

### 3.2 STEP1 燃焼器

STEP1 燃焼器では東北大、産総研で検討された燃料過濃燃焼と希薄燃焼を単一燃焼器でおこなうリッチリーン燃焼方式の考えを取り入れ、燃焼領域の当量比をリッチ化している。

また、燃料経路（燃料噴射ノズル）は 2 系統となり、LNG＋アンモニア混合ガス噴射に加えて LNG とアンモニアの個別噴射も可能となっている。燃焼器ライナ冷却方式は STEP0 燃焼器と同様にフィルム冷却方式を採用している。

本燃焼器ではアンモニア混焼率 50%（LHV 比）を達成したが、それ以上の混焼率では未燃分増加が顕著となったため、これ以上のアンモニア投入は困難と判断した。

今回の試験では MGT（燃焼器）出口からの未燃アンモニアは後段の脱硝装置で NOx 還元用として作用することが分かっているが、本来脱硝用として脱硝装置入口に噴射すべきアンモニア量（還元対象の NOx と同程度のモル量と想定）相当の未燃アンモニア量まで許容するとし、脱硝装置出口での NOx 値が下がりきった点をアンモニア混焼率の上限としている。（Fig. 8）

### 3.3 STEP2 燃焼器

STEP2 燃焼器は STEP1 燃焼器同様にリッチリーン燃焼方式に準じた空気配分になっており、燃料経路（燃料ノズル）も STEP1 と同一仕様となっているが、ライナ冷却構造についてはフィルム冷却方式からインピンジメント冷却方式に変更している。

これにより燃料領域への冷却空気流入による燃焼ガスの希釈およびライナ壁の過冷却を抑制し、ライナ壁面近傍での未燃分発生を低減することでアンモニア燃焼性能の向上を図っている。

本燃焼器ではアンモニア混焼率 70%（LHV 比）を達成している。

### 3.4 STEP3 燃焼器

STEP3 燃焼器は 300kW 都市ガスコージェネレーション用予混合燃焼器をベースにアンモニア燃焼用に改造を加えたものである。本燃焼器の燃料経路は 3 系統に分かれており、パイロット燃料は拡散燃焼用、プライマリ、セカンダリ燃料が予混合燃焼用となっているが、アンモニア燃焼器ではこれを利用し、パイロットは LNG＋アンモニアの混合ガス経路、プライマリ、セカンダリはアンモニア専用の経路としている。

拡散燃焼領域および予混合燃焼領域の当量比はアンモニア燃焼対応としてリッチに調整しているほか、拡散燃焼器と比較して燃焼器容積が大きく、燃焼器内滞留時間が増加している。またライナ冷却構造は無冷却ライナ（＝ライナ内外の対流伝熱のみによる冷却）を採用することにより、燃焼領域およびライナ壁温度の低下を抑制し、さらなるアンモニア燃焼性能の向上を図っている。

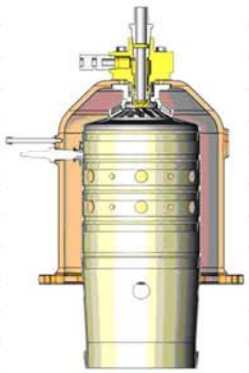
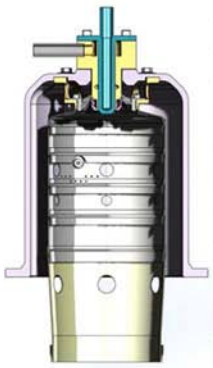
| 燃焼器タイプ | ベース燃焼器（STEP0） | STEP1 | STEP2 | STEP3 |
|---|---|---|---|---|
| 外観 |  |  |  |  |
| 特徴 | ・拡散燃焼方式（オリジナル）<br>・燃料１系統<br>（LNG－アンモニア混合噴射）<br>・フィルム冷却ライナ | ・燃焼領域リッチ（過濃）化<br>・燃料2系統<br>（LNG－アンモニア個別噴射可能）<br>・フィルム冷却ライナ | ←<br>←<br><br>・インピンジメント冷却ライナ | ・予混合燃焼方式<br>・燃料３系統（パイロット－拡散、<br>プライマリ、セカンダリー予混合）<br>・無冷却ライナ |
| 結果 | ・LNG＋アンモニア混焼<br>⇒混焼率34.2%（LHV比）<br>・触媒出口NOx 15ppm以下 | ・LNG＋アンモニア混焼<br>⇒混焼率50.9%（LHV比）<br>・触媒出口NOx 15ppm以下 | ・LNG＋アンモニア混焼<br>⇒混焼率71.4%（LHV比）<br>・触媒出口NOx 15ppm以下 | ・アンモニア100%専焼達成<br><br>・触媒出口NOx 15ppm以下 |

Fig. 7　Prototype combustors for ammonia combustion

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

本燃焼器は拡散燃焼タイプを上回る性能を発揮し、最終的にアンモニア 100%専焼すなわち $CO_2$ 排出ゼロを達成している。(Fig. 9)

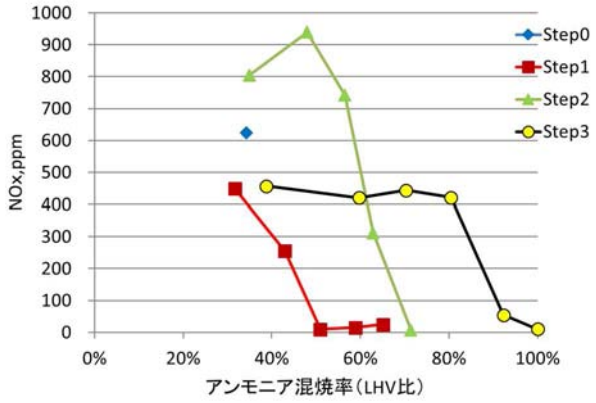



Fig. 8　NOx emissions (after NOx removal unit)

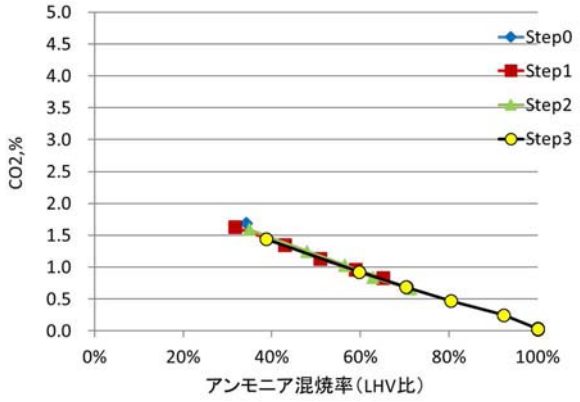



Fig. 9　$CO_2$ emissions (after NOx removal unit)

### 3.5　アンモニア 100%専焼運転

Fig. 10 に STEP3 燃焼器によるアンモニア 100%専焼達成時の運転データを示す。

MGT の起動は LNG で行い、エンジン回転数が定格回転到達後に負荷投入を開始し、定格出力（295kW）到達前後にアンモニア投入を開始している。アンモニア流量は手動制御で徐々に増加していき、それに従い LNG 流量はフィードバック制御により自動的に減少していくが、LNGーアンモニアの LHV 比が凡そ 50：50 のポイントでフィードバック制御対象を LNG 燃料調量弁からアンモニア燃料調量弁へと切り替えている。以降は LNG 流量を手動で減少していき、最終的に LNG 流量がゼロとなり、アンモニア 100%専焼が達成された。

アンモニア 100%専焼時のエンジン性能および排ガス性状を Table 2 に示すが、所定のエンジン性能が得られており、排気ガス中の $CO_2$ ゼロ、かつ NOx も 15ppm@16%$O_2$ 未満と大気汚染防止法の規制値 70ppm 以下を達成していることを確認した。

Table 2　Test results at 100% ammonia combustion

| エンジン性能 | | 計測値 |
|---|---|---|
| 発電出力 | kW | 294.7 |
| 吸気温度 | ℃ | 14.6 |
| タービン出口温度 | ℃ | 427.2 |
| コンプレッサ吐出圧力 | kPaA | 651.9 |
| コンプレッサ吐出温度 | ℃ | 281.7 |
| LNG流量 | Nm3/h | 0.0 |
| アンモニア流量 | Nm3/h | 419.8 |
| 排ガス性状(触媒出口) | | |
| O2 | % | 17.4 |
| CO2 | % | 0.04 |
| NOx | ppm | 10.6 |
| NOx(@16%O2) | ppm | 14.7 |
| CO | ppm | 0 |

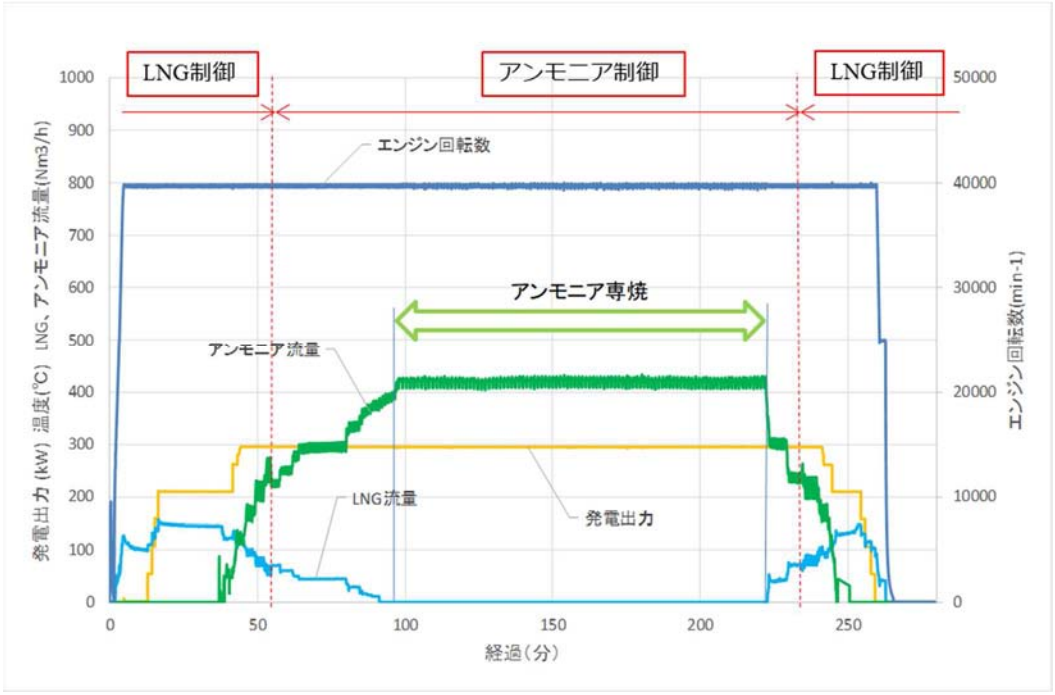



Fig. 10　300 kW MGT operation with 100% ammonia combustion

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

これまでの試験において、アンモニア投入量を増加していくとライナ温度が低下し、燃焼が悪化していく傾向が見られていたが、STEP3 燃焼器ではアンモニア投入量増加途中で燃料 3 系統（拡散 1 系統、予混合 2 系統）の燃料分配を手動で調整し、ライナ壁面温度の低下および燃焼の悪化を最小限に抑えることでアンモニア 100%専焼に至るまでの安定燃焼を実現した。(Fig. 11)

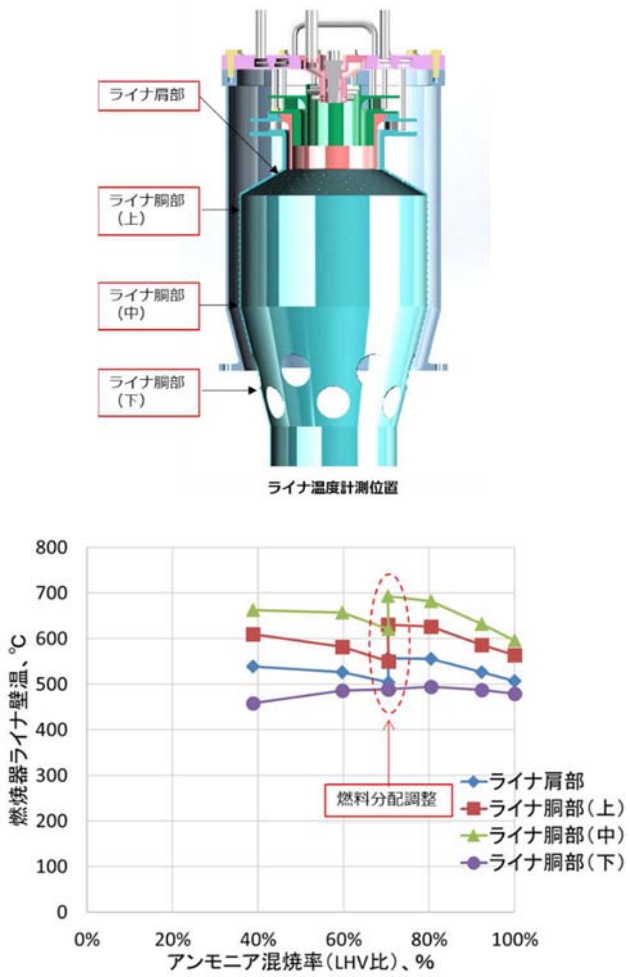



Fig. 11　Combustor liner wall temperature

## 4. 今後の展開

今回 300kW MGT においてアンモニア 100%専焼を達成したが、今後はアンモニア安定燃焼範囲の拡大、燃料分配制御の自動化や 50kW MGT での知見に基づく低 NOx 燃焼技術の展開などアンモニア燃焼技術の高度化に取り組んでいく。

また、起動用都市ガス（LNG）なしのシングルフューエル化や MGT 排熱のアンモニア供給設備（気化器）への利用など全体システムの最適化を図り、将来の $CO_2$ フリーアンモニア普及を見据えた製品化および商品性の向上を目指していく考えである。


## 謝 辞

本研究（の一部）は内閣府総合科学技術・イノベーション会議の戦略的イノベーション創造プログラム (SIP)「 エネルギーキャリア」(管理法人 : JST) によって実施されました。

東北大学の小林秀昭先生をはじめご指導、ご協力いただいたすべての関係各位に感謝申し上げます。

また試験場所のご提供、アンモニア供給設備の利用等にご協力をいただきました中部電力株式会社（現在、株式会社ＪＥＲＡ）および同社知多火力発電所の関係者の方々に厚く御礼申し上げます。


## 参 考 文 献


(1) SIP（戦略的イノベーション創造プログラム）“エネルギーキャリア “、最終報告書、“アンモニア直接燃焼 “、“アンモニア燃焼マイクロガスタービン”（2019）.

(2) 壹岐典彦、倉田修、 “アンモニアを燃焼するガスタービン”、日本燃焼学会誌、Vol.58、No. 186（2016）, pp. 215-222

(3) 壹岐典彦ほか、”ガスタービンにおけるアンモニア燃焼利用 “、第 44 回ガスタービン定期講演会（酒田）講演論文集、C-12（2016）, pp. 259-264

(4) 長谷川武治、”アンモニア併産／$CO_2$ 回収型高効率 IGCC 発電 -アンモニア利用の現状とガスタービン開発の課題-“、第 44 回ガスタービン定期講演会（酒田）講演論文集、C-11（2016）, pp. 253-257


Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-9

# 水素ガスタービン用モデルバーナの燃焼特性

# Combustion Behavior in a Model Burner for Hydrogen Gas Turbine

○櫻井 毅司[*1]　湯浅 三郎[*2]
SAKURAI Takashi　YUASA Saburo

**ABSTRACT**

A model burner that has relatively simple fuel injector and burner configuration was developed for hydrogen-fueled gas turbines. The hydrogen was axially injected and the air was flowed to the hydrogen from its orthogonal direction to promote mixing and prevent flashback. The flame behavior was investigated by the flame observation and temperature measurement. The flame shape was sensitive to the flowfield with or without the outer quartz tube at the burner exit. The temperature distribution implied that the hydrogen-rich region existed near the center of the flame. For this non-uniformity of the mixture, there were some points where the maximum temperature exceeded the adiabatic flame temperature. Although the NOx concentrations were less than 10 ppm, the improvement for mixing is still necessary.

**キーワード：**水素燃焼，低 NOx 燃焼，希薄予混合燃焼，温度計測，ガスタービン
**Key Words:** Hydrogen Combustion, Low NOx, Lean-Premixed Combustion, Temperature Distribution, Gas Turbine

## 1. はじめに

水素は自然界には大量に存在しない 2 次エネルギーであるため低コストかつ安定な供給という点では課題があるものの，$CO_2$ フリーであるという点はガスタービン燃料として魅力的である．ただし，水素も空気中で燃焼すれば NOx は生成されるため，その抑制が燃焼上の課題である．

水素のドライ低 NOx 燃焼方式については筆者の一人である湯浅がレビューしているように世界中で様々な取り組みが行われている(1)．そこから導かれる低 NOx 燃焼への知見は，水素を微小噴孔から噴出して空気との混合を速やかに行うこと，逆火および吹き飛びを生じない流速範囲で希薄予混合燃焼させ火炎温度を制御すること，そして高温領域における燃焼ガスの滞在時間を低減するために小さい予混合火炎を平面状に配置すること，などである．

筆者らは上記の低 NOx 燃焼方式の指針に基づき比較的簡素な構造で低 NOx を達成できるバーナについて研究を行っている．本報告では実験用モデルバーナに形成される火炎とその燃焼状態を調査し，排ガス値との関連を調べた結果を述べる．

*1　首都大学東京
〒191-0065　日野市旭が丘6-6
E-mail: tsakurai@tmu.ac.jp
*2　首都大学東京
〒191-0065　日野市旭が丘6-6

## 2. 実験装置および方法

Fig. 1 にモデルバーナの概略図を示し，Fig. 2 は意図した水素噴射孔付近の燃焼状況模式図である．水素のインジェクタ孔はバーナ中心軸上の平らな面上に設けられており，そこから噴出した水素に半径方向からスワラーで旋回を付与された空気が合流し水素と混合することを意図した．また，Fig. 2 に示すように水素に対して空気が横から流入するため水素噴射孔付近では火炎基部が吹き飛ぶ，もしくは不安定化して逆火を生じにくいと考えた．火炎はバーナ出口よりも下流に形成すると予想し，実際に後述する実験結果も火炎がバーナ出口以降に存在していることを確認している．バーナ出口には石英ガラス製の外筒を設置し，外筒出口には旋回流れによるバーナ内部への外部空気の巻き込みを抑制するために出口オリフィスを設けている．

実験は大気圧，室温で行った．火炎温度分布の計測では素線径 0.1 mm の R 型熱電対を外径 1.2 mm のセラミック管に通して使用した．熱電対の先端は高温による触媒反応を防止するために Si コーティング処理を施した．燃焼ガス中の未燃水素，$O_2$，NOx について計測を行った．孔径 2 mm の石英ガラス製プローブで燃焼ガスを採取し，水分を除去した後に分析計で濃度を測定した．

## 3. 実験結果および考察

Fig. 3 にモデルバーナで観察された代表的な火炎写真を示す．Fig. 3(a)は石英外筒を付けた場合であり，(b)は

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

石英外筒を外した場合の火炎の様子である．水素の噴出速度は $U_{H2}$=20 m/s であり，インジェクター孔径と水素流量より見積もった．空気流速は $U_{air}$=20 m/s であり，この値はバーナ出口で見積もった値である．バーナへの水素と空気の供給流量から算出した総括的な当量比は $\varphi$=0.3 である．石英外筒がある場合には火炎の先端が開いた形状をしており，バーナ中心軸上では発光が弱くなっている．石英外筒が無い(b)では(a)と異なり，バーナ出口から下流へ一旦は火炎が外側に膨らむが，さらに下流になると再び収縮し，火炎全体としては楕円形をしている．両者で火炎の発光色が異なるのは，燃焼状態に依存していることもあるが，写真の露光時間が異なる点も影響していると思われる．モデルバーナで観察された火炎は水素や空気の流速が変化してもその概形は Fig. 3 と同じであり，火炎の大きさが流速に応じて変化した．

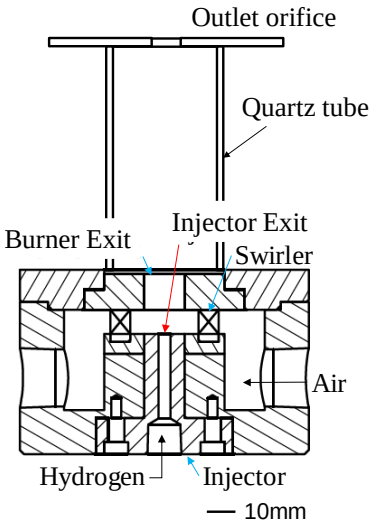



Fig. 1　モデルバーナ概略図

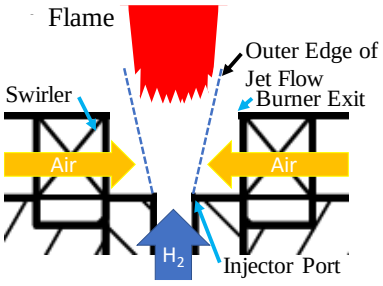
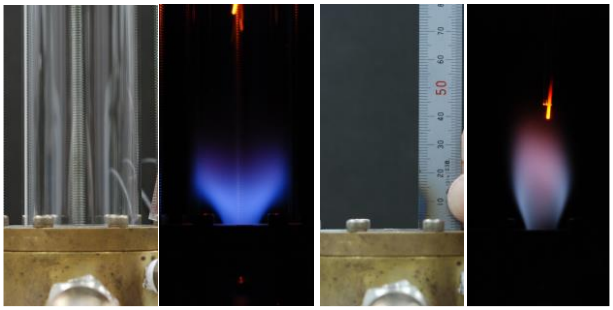



Fig. 2　水素噴射孔近傍における意図した燃焼状況

Fig. 3 に示したそれぞれの火炎に対して温度分布を計測した結果を Fig. 4 に示す．観察された火炎はほぼバーナ中心軸に対して対称であったことから中心軸から半径方向に右半分の領域を計測範囲としている．図横軸は半径方向位置であり，縦軸はバーナ軸方向位置を示している．なお，計測温度にはセラミック管への熱伝導や熱電対からの熱放射による温度の補正を行っていないため，実際の温度はさらに高い値となっている可能性がある．温度の高低分布は火炎の発光強度と良く対応している．

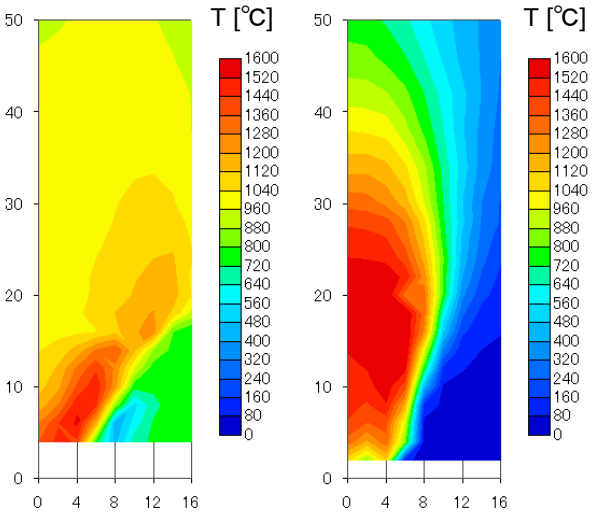


(a)　石英外筒あり　　(b)石英外筒なし

Fig. 3　代表的な火炎写真

（$U_{H2}$=20 m/s, $U_{air}$=20 m/s, $\varphi$=0.3 相当）

石英外筒のある Fig. 4(a)ではバーナ出口から半径方向外側に火炎が開く領域において最も高い温度を示した．半径方向内側では温度は低下し軸方向 15mm より下流では 1000℃程度の領域が広く分布している．バーナ出口部と石英外筒の間の領域には 500～800℃の温度が分布している．この領域はバーナ出口と石英外筒の間で流れが剥離して生じる再循環領域に対応していると考えられる．石英外筒を外した Fig.4(b)では，バーナ中心軸上に火炎の高温領域が存在し，最高温度は(a)よいも 50℃以上高く軸方向位置で 20mm 付近にある．Fig. 3(b)の火炎写真と比較すると火炎温度はバーナ中心軸上で，軸方向位置 20 mm よりもバーナ出口にちかくなると温度が少しずつ低下しており，また 20 mm より下流でも次第に温度が低下していることが分かる．このことはバーナ出口下流 20 mm 未満ではまだ水素が空気と良く混合していないことを示唆する．一方，下流 20 mm 以降の温度分布と対応する位置の火炎は赤みを強く帯びていることから，バーナ中心軸上に旋回による再循環領域が出来ていると言える．




(a)石英外筒あり　　(b)石英外筒なし

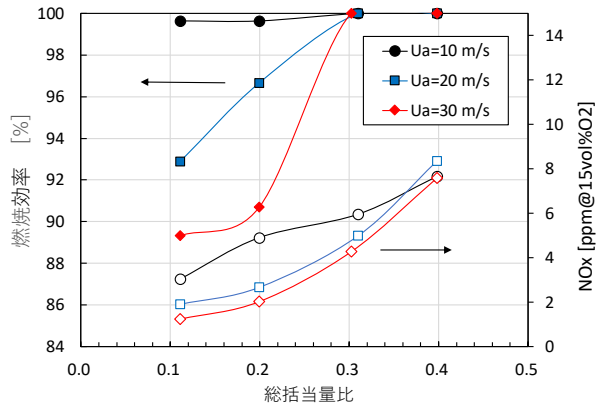
Fig. 4　火炎温度分布

（$U_{H2}$=20 m/s, $U_{air}$=20 m/s, $\varphi$=0.3 相当）

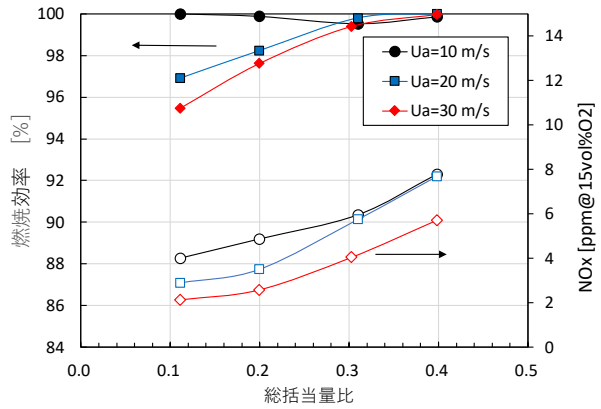
Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

この２つの温度分布を比較すると，石英外筒の有無によって火炎形状が変わる原因が次のように推察される．石英外筒がある場合に火炎が半径方向外側に開いた形となるのは石英外筒とバーナ出口の間に形成される再循環領域によって流れが外側に引き付けられるためである．半径方向中心領域には Fig. 4(b)が示すように水素濃度の高い領域が存在すると考えらえるが，石英外筒がある場合には火炎が半径方向に開き内径側には軸方向に形成される再循環流れによって燃焼ガスが流れ込むため火炎温度は Fig. 4(b)ほどに高くはならないものと推測される．

最後に石英外筒有り無しのそれぞれについて燃焼ガス濃度の計測を行った．空気流速および総括当量比でまとめた燃焼効率と NOx 濃度の結果を Fig. 5 に示す．燃焼効率は未燃水素濃度から算出し，NOx は酸素 15%換算値である．石英プローブによる燃焼ガスの採取位置はそれぞれ異なり，Fig. 3 に見られる赤熱点がプローブ挿入位置に対応している．石英外筒を付けた Fig. 5(a)ではバーナ出口から軸方向に 80 mm の位置で，Fig. 5(b)では軸方向 40 mm の位置である． ２つの計測位置の違いは石英外筒を外した(b)の場合に下流に行くほど旋回流れによって周囲大気が巻き込まれ燃焼ガスが希釈されることを考慮したためで，(a)と(b)でほぼ同じ酸素濃度が得られていることを根拠に決めた．




(a)石英外筒あり




(b)石英外筒なし

Fig. 5　モデルバーナの燃焼効率および NOx 濃度

Fig. 5(a)では総括当量比が 0.3 を下回ると燃焼効率が大きく低下するようになる．Fig. 4(a)で見られたようにバーナ中心付近の水素高濃度領域は再循環した燃焼ガスで主として反応する．よって，総括当量比が低下し循環する燃焼ガスの温度が低下する結果，水素が十分に反応しきらないという結果になったものと考えられる．一方，石英外筒が無い場合（Fig. 5(b)）にはバーナ中心付近の水素高濃度領域に十分な酸素が流入していると Fig. 4(b)から推察されるため燃焼効率の低下は Fig. 5(a)ほど大きくない．

Fig. 5(a)と(b)では形成される火炎とその燃焼状態の違いから NOx にも違いが生じると予想されたが，結果に大きな違いは見られない．特に Fig. 4 では(a)と(b)で 100℃近い最高温度の違いが見られたため Fig. 5(b)の NOx のほうが高く出ると考えたが予想に反する結果となった．この原因の一つとしては，燃焼ガスの採取位置の違いによる滞在時間の影響が疑われる．

NOx 値そのものは 10 ppm を下回るものの，火炎温度分布には総括当量比における断熱火炎温度を大きく上回る最高温度が見られており，水素と空気の混合状態についてはさらに改善の余地を残している．

## 5. まとめ

比較的簡素な構造で水素の低 NOx 燃焼を達成することを目的にモデルバーナにおいて形成される火炎の燃焼状態を調査した．石英外筒が有る場合に形成される火炎はバーナ出口と外筒の間に形成される再循環領域に引き付けられる形でバーナ半径方向の外側に火炎が開いた形状となる．一方，バーナ中心領域には水素の高濃度領域があり，旋回流れによるバーナ軸方向に再循環した燃焼ガスと反応している．石英外筒が無い場合には軸方向再循環領域のみが支配的な楕円形上の火炎となる．NOx 濃度はいずれの火炎でも 10 ppm 未満であるが温度分布には断熱火炎温度を上回る高温が見られたことから希薄予混合とするためには混合をさらに促進する必要がある．

## 参 考 文 献

(1) 湯浅三郎，水素ガスタービンの燃焼方式に関する総括，第 42 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集: A-2 (2014).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-10

# 航空用エンジン燃焼器の全周ラージ・エディ・シミュレーション

# Large-eddy simulation on a full annular combustor of an aircraft engine

○渡邊 裕章[*1]　内田 正宏[*2]　廣光 永兆[*2]　堀 高太郎[*3]
WATANABE Hiroaki　UCHIDA Hiromasa　HIROMITSU Nagayoshi　HORI Kotaro

**ABSTRACT**

A large-eddy simulation (LES) of spray combustion on a commercial-scale full annular combustor of an aircraft engine was performed to validate the numerical model and to investigate the combustion characteristics within the combustor. The dynamic subgrid-scale model was used in LES. The spray motion was tracked by the Lagrangian manner with the parcel approximation and the Particle Source In -Cell (PSI-CELL) method. The kerosene surrogate, the three-component mixture of n-dodecane, toluene and iso-octane, was used as fuel and the extended flamelet/progress variable approach in which the interphase heat and mass transfer could be considered was employed as a turbulent combustion model. Two cases of a full load and a partial load were examined in this study. Results showed that the temperature distribution at the exit of the combustor for the two cases showed good agreement with the experimental data. It was confirmed that the numerical procedure employed in this study demonstrated its capability to capture the fundamental combustion characteristics on the commercial-scale full annular combustor.

**キーワード：**航空用エンジン，燃焼器，全周，数値解析，ラージ・エディ・シミュレーション
**Key Words:** Aircraft Engine, Combustor, Full Annular, Numerical Simulation, Large-eddy Simulation

## 1. はじめに

近年，航空用エンジンの開発には膨大なコストと労力が必要となってきており，リスク分散の観点からも国際分業が主流だが，それでも新たなエンジン開発は容易ではない。一方，近年の計算機性能の飛躍的向上は，数値解析の設計開発現場への適用が進み，低コスト化や工数短縮が実現するだけでなく，デジタルツインといった人工知能技術や数値解析を駆使する新たな設計開発プロセスの可能性をもたらしている。航空用エンジン燃焼器内は，燃料液滴の生成，乱れによる分裂・分散，蒸発，酸化剤との混合，および着火・燃え広がり等の現象が同時に進行する極めて複雑な燃焼場であり，従来は実機燃焼器を対象とする大規模解析は難しかった。一方で著者らは，噴霧燃焼等の相間熱物質移動や輻射伝熱が寄与する場に適用可能な乱流燃焼モデル[1,2]を提案するとともに，サブスケール燃焼器へのモデル適用と検証を進めてきた[3]。本研究では，実機スケールの全周燃焼器実験装置を対象とした噴霧燃焼ラージ・エディ・シミュレーション（LES）を行い，実験[4]との比較検証を実施した。

*1　九州大学
〒819-0395　福岡市西区元岡744
E-mail: whiroaki@mech.kyushu-u.ac.jp
*2　株式会社ＩＨＩ
〒235-8501　横浜市磯子区新中原町1
*3　株式会社数値フローデザイン
〒141-0022　品川区東五反田1-10-10
オフィスT&U 9F

## 2. 解析方法

### 2.1　対象系

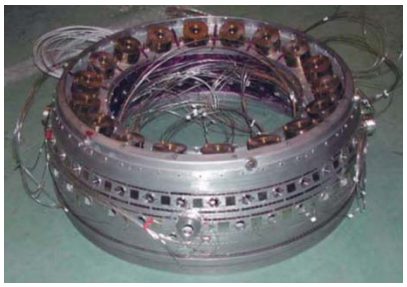
解析対象とする燃焼器は，いわゆる燃料過濃燃焼急速冷却（Rich burn Quick quench Lean burn，RQL）方式による空気配分と，クロスジェットスワラを用いた急速混合バーナ[4]を組み合わせたものである。Fig. 1 に対象とする実験装置および RQL 燃焼器のコンセプトを示す。Fig. 2 に解析領域を示す。本燃焼器には全周で 24 本の燃焼ノズルが設置されている。解析格子は約 4 億要素である。

### 2.2　解析手法

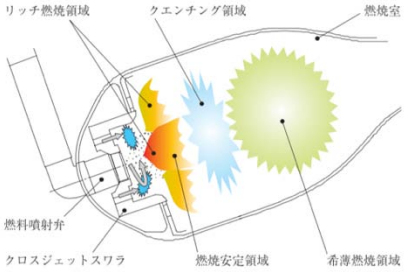
本研究は，低マッハ数近似非構造格子系 LES ソルバー FFR-Comb（NuFD/FrontFlowRed extended by Kyoto Univ., Kyushu Univ., CRIEPI and NuFD）[3]を用いた。Subgrid-scale（SGS）応力モデルには, dynamic SGS モデル[5]を用いた。乱流燃焼モデルには，拡張 flamelet/progress variable 法[1]を用いた。輻射モデルとして，ガス吸収係数を狭帯域モデル[6]，輻射強度輸送式を discrete ordinate 法[7]により解いた。燃料のケロシンを 3 成分サロゲートにより考慮し

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

た[2]。燃料噴霧の粒径分布には，実測値を用いた。解析条件は，燃焼器入口圧力条件について 2 条件（Case 1：1.6MPa，Case 2：1.2MPa）を検討した。京コンピュータを用いて，3,840 ノード（30,720 コア）並列計算により解いた。時間刻みは 2 μs とし，7 万ステップを計算し，最後の 1 万ステップで統計量を取得した。



(a) Full annular combustor




(b) Concept of combustor

Fig. 1　Full annular combustor examined[4].



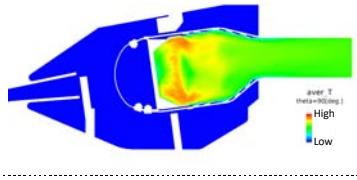
Fig. 2　Computational domain.

## 3. 結果と考察

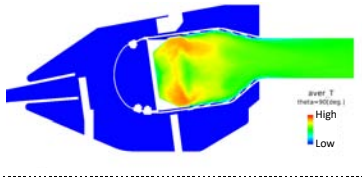
Fig. 3 に，セクタ間時間平均ガス温度分布を示す。図より，燃焼器内で高温となるのは比較的上流部の内壁面近傍であることがわかる。また，ライナから流入する冷却空気が燃焼器内壁面上のフィルム上に冷却する様子が観察される。高圧条件の方がわずかにピーク温度は高いが，ほぼ同様の温度分布であることがわかる。

Fig. 4 に，燃焼器出口時間平均ガス温度分布を示す。図より，燃焼器ノズル位置に対応するガス温度のピークが周方向に現れている様子が観察できる。

Fig. 5 に，燃焼器出口時間平均・周方向平均ガス温度の半径方向位置における実験値との比較を示す。ただし，ガス温度は各半径方向位置での実験値により正規化されている。図より，高圧力条件および低圧力条件ともに，極めて高い精度で実験値との一致をみていることがわかる。

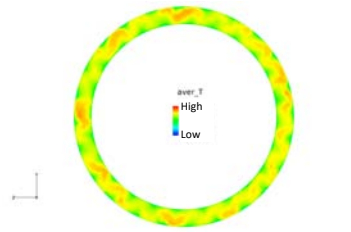



(a) Case 1

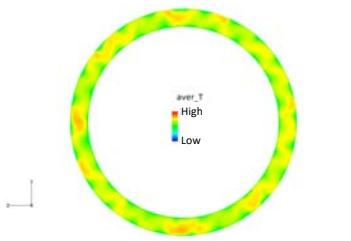



(b) Case 2

Fig. 3　Time-averaged gas temperature on cross section between sectors.



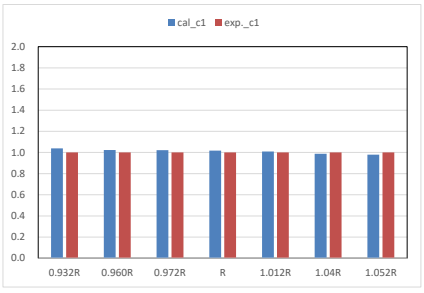

(a) Case 1




(b) Case 2

Fig. 4　Time-averaged gas temperature at the exit.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) Case 1




(b) Case 2

Fig. 5　Comparison of time-averaged gas temperature.

## 4. まとめ

本研究では，実機スケールの全周燃焼器実験装置を対象とした噴霧燃焼 LES を行い，実験[4]との比較検証を実施した。その結果，燃焼器出口温度分布について極めて高い精度での一致が見られ，実機スケール燃焼器の研究開発における燃焼 LES の有効性を確認した. 今後は, NOx 生成特性等についての予測精度向上に取り組む予定である.

## 謝 辞

本研究は，日本燃焼学会「設計プロセスの高度化を目指した燃焼解析のプラットフォーム開発と検証」プロジェクト，および HPCI 利用研究課題「高精度燃焼解析プラットフォームの開発と LES 大規模解析によるガスタービン燃焼器性能推定への応用」(hp170315)の支援を受けた。また，比較検討に使用した試験結果は，経済産業省の民間航空機基盤技術プログラムによる「環境適応型小型航空機用エンジン研究開発」の一環として，独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）から助成を受けて実施したものである。ここに記して謝意を表す。

## 参 考 文 献

(1) 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 validation of flamelet model, Fuel, Vol. 104 (2013), pp. 515-525.

(2) Watanabe, H., Kurose, R., Hayashi, M., Kitano, T., Komori, S., Effects of ambient pressure and precursors on soot formation in spray flames, Adv. Powder Technol., Vol. 25 (2014), 1376-1387.

(3) Moriai, H., Kurose, R., Watanabe, H., Yano, Y., Akamatsu, F., Komori, S., Large-eddy simulation of turbulent spray combustion in a subscale aircraft jet engine combustor – Prediction of NO and soot concentrations-, J. Eng. Gas Turbines Power, Vol. 135 (2013), 091503.

(4) 細川潤，廣光永兆，Riechelmann, D.，藤井篤之，佐藤順一，シンプル低 NOx 化技術，IHI 技報，Vol. 47, No. 3 (2007), pp134-138.

(5) Moin, P., Squires, K., Cabot, W., Lee, S., A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport, Phys. Fluids, Vol. 3, No. 11 (1991), pp.2746-2757.

(6) Grosshandler, W., RADCAL: A narrow-band model for radiation calculation in a combustion environment, NIST Technical Note, Vol. 1402 (1993).

(7) Fiveland, W.A., Three-dimensional radiative heat-transfer solutions by the discrete-ordinate method, J. Thermophys., Vol. 2 (1988), pp.309-316.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-13

# 翼・ディスク系の共振応力と不釣合い量の同時最適化に関する研究

# Study on the Optimization of Blade Resonant Stress and Amount of Unbalance

○金子 康智[*1]　渡邉 敏生[*2]　古川 達也[*3]
KANEKO Yasutomo　WATANABE Toshio　FURUKAWA Tatsuya

**ABSTRACT**

This study proposes a practical optimization method of bladed disks that makes the resonant stress and the amount of unbalance of the bladed disk minimum by sorting the blades on a disk. To verify the proposed optimization method, first, the original mistuned bladed disk is generated by Monte Carlo simulations. Second, the optimal bladed disk with the minimum amplification factor and the amount of unbalance is searched by using the Monte Carlo simulation and the genetic algorithm. The amplification factor and the amount of unbalance of the optimal bladed disk are compared with those of the original bladed disk. In addition, the amount of unbalance of the optimal bladed disk is also compared with that by the conventional balancing method. From the analysis results, the validity of the proposed optimization method is verified.

**キーワード：**ガスタービン，蒸気タービン，強制振動，ミスチューニング，最適設計
**Key Words:** Gas Turbine, Steam Turbine, Forced Vibration, Mistuning, Optimal Design

## 1. はじめに

ターボ機械の動翼の損傷原因は，高サイクル疲労や腐食疲労など振動に起因するものが最も多く，設計段階で翼に発生する振動応力を正確に予測し，振動強度を向上させることが不可欠になっている．このため，翼の共振応力を低減させるために，従来の翼設計では，

（1）運転回転数範囲内で明瞭な加振力との共振を回避．
（2）動静翼間距離の拡大などにより加振力を低減．
（3）非対称配置静翼構造を利用して加振力を低減[(1)]．
（4）摩擦型ダンパなどを採用して構造減衰を増加[(2)]．

などの対策が取られてきた．また，ミスチューンによる共振応答の増大効果を抑制するため，設計段階で個々の翼に意図的なミスチューンを与え，工作誤差や材料定数の変動により生じるランダムミスチューンの影響を緩和する方法も検討されている[(3)]．

一方，これらの設計段階での対策とは別に，可変速機で明瞭な加振力との共振回避が困難な単独翼構造の翼・ディスク系に対しては，翼を製作した後に個々の翼の振動数を計測し，明瞭な加振力との共振応力が最小になるようにディスク上に翼を配置することが共振応力低減対策として有効であると考えられる[(4)]．このため本研究では，個々の翼の固有振動数計測結果と重量計測結果を利用して，翼の共振応力と軸振動の原因になる不釣合い量を同時に最適化する手法を提案する．具体的には，図 1 に示すような振動試験により全数の翼の振動数を計測した後，計測した翼の固有振動数分布と質量分布に対応する翼・ディスク系（ミスチューン系）の解析モデルを作成し，ミスチューン系に発生する共振応力と不釣合い量の解析を行い，モンテカルロ法や最適化手法 DDE（Discrete Differential Evolution）[(5)]を利用して，共振応力と不釣合い量の両方が最適になる翼の配列を求める．最適配列を求めるためには，翼・ディスク系の共振応力解析を繰り返し行うことが必要になるため，計算負荷が小さい等価ばね・質量モデルを利用する．提案する最適化手法を典型的な単独翼構造の翼・ディスク系モデルに適用して数値シミュレーションを行い，共振応力や不釣合い量の低減効果を確認する．

*1　龍谷大学
〒520-2194　大津市瀬田大江町横谷1-5
E-mail: y_kaneko@rins.ryukoku.ac.jp
*2　三菱重工業（株）
〒676-8686　高砂市荒井町新浜2-1-1
*3　三菱日立パワーシステムズ（株）
〒676-8686　高砂市荒井町新浜2-1-1

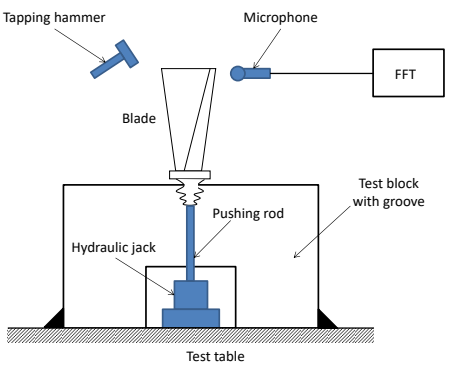



Fig. 1 Set-up for frequency measurement of blade

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 解析方法

### 2.1 ミスチューン系の共振応答解析

単独翼構造の翼・ディスク系を図 2 に示す等価ばね・質量モデルで表わす(6). 図 2 において，$m_1, k_1, c$ は翼の等価質量，等価剛性，等価減衰係数であり，$m_2$, $k_3$ はディスクの等価質量，等価剛性である．また，$k_4$ はディスクの周方向の連成の強さを表す剛性である．上添え字 $i$ がついている量は個々の翼で値が異なることを示す．図 2 に示す翼・ディスク系が，偏流などに起因するハーモニック加振力を受けるとき，翼・ディスク系全体の運動方程式は式（1）で表すことができる．ただし，減衰項はモーダル減衰として導入するので式（1）では省いている．

$$[M_i]\{\ddot{x}_i\} + [P_i]\{x_i\} + [Q_i]\{x_{i+1}\} + [Q_{i-1}]\{x_{i-1}\} = \{f_i\} \quad (1)$$

ここで，

$$[M] = \begin{bmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{bmatrix},\ [P_i] = \begin{bmatrix} k_1^i & -k_1^i \\ -k_1^i & k_1^i + k_3 + 2k_4 \end{bmatrix}$$

$$[Q_i] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -k_4 \end{bmatrix},\ \{x_i\} = \{x_1^i \quad x_2^i\}^T$$

$$\{f_i\} = \{f_e\}exp\{j(\omega t - \varphi_i)\} = \begin{Bmatrix} f_1 \\ 0 \end{Bmatrix} exp\{j(\omega t - \varphi_i)\} \quad (2)$$

であり，$\{x_0\}=\{x_N\}$，$\{x_{N+1}\}=\{x_1\}$（$N$：全周の翼枚数）である．また，$f_e$ は翼に作用するモーダル加振力の振幅である．$\omega$ は加振力の角振動数，$\varphi_i$ は翼・ディスク系が回転することによって生じる位相角であり，ロータの回転数を $\Omega$，加振力のハーモニック数を $H$ とすると式（3）で表すことができる．

$$\omega = H\Omega, \quad \varphi_i = \alpha_H(i-1), \quad \alpha_H = \frac{2\pi H}{N} \quad (3)$$

式（1）の解を式（4）のように仮定し，モーダル法を適用すると加振ハーモニック数 $H$ に対する周波数応答を，式（5）で表すことができる．

$$\{x_T\} = \{x_1 x_2 \cdots x_N\}^T = \{X_T\}e^{j\omega t} \quad (4)$$

$$\{X_T\} = \sum_{r=1}^{2N} \frac{\{\phi_r\}^T\{F\}\{\phi_r\}}{k_r(1 - \beta_r^2 + 2j\varsigma_r\beta_r)} \quad (5)$$

ここで

$$\{F\} = \left\{f_e \ \ f_e e^{-j\alpha_H} \ \ f_e e^{-j\alpha_{H(i-1)}} \cdots f_e e^{-j\alpha_{H(N-1)}}\right\}^{\mathrm{T}}$$

$$\beta_r = \frac{\omega}{\omega_r} \quad (6)$$

また，$\{\phi_r\}$と $\omega_r$ は，式（1）の右辺を零とおいた固有値方程式から求まる翼・ディスク系全体の固有ベクトルと固有振動数であり，下添え字 $r$ は振動モードの次数を表す．$k_r$ はモーダル剛性，$\varsigma_r$ はモーダル減衰比である．

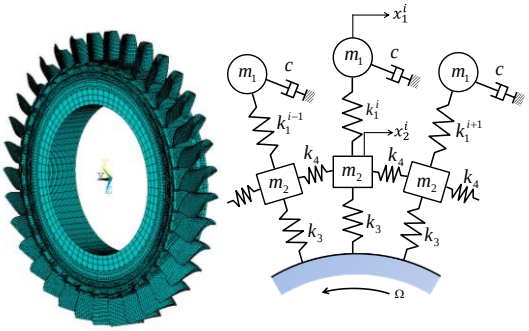



Fig. 2 Analysis model of bladed disk

### 2.2 ミスチューン系の不釣合い量の解析

翼･ディスク系を構成する $i$ 番目の翼の質量$m_1^i$を式(7)で定義すると，不釣合い量 $U$ は式（8）から計算することができる．

$$m_1^i = m_0 + \Delta m_i \quad (7)$$

$$U = R_0\sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N}\Delta m_i cos\theta_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N}\Delta m_i sin\theta_i\right)^2} \quad (8)$$

ここで，$m_0$ はディスク上の全翼の質量の平均値，$\Delta m_i$ は $i$ 番目の翼の質量の偏差，$\theta_i$ は 1 番目の翼を基準にして測った各翼の周方向の取付け角度である．また，$R_0$ は翼の重心までの半径であり，各翼の重心は同一半径上にあると仮定している．

### 2.3 最適ミスチューン系の定義

本研究では，ハーモニック加振力により生じる翼の共振応力と軸振動の原因になる不釣合い量を同時に最小にする翼の配列（最適ミスチューン系）を求めるが，具体的には式 (9) の目的関数を最小にするミスチューン系を最適ミスチューン系と定義している．

$$Opt.index = C_A \cdot AF + C_U \cdot UF \quad (9)$$

$$UF = \frac{U_{aft}}{U_{ori}} \quad (10)$$

ここで，$AF$ はチューン系に対するミスチューン系の共振応答の増大率（Amplification factor），$UF$ は翼の配列を変更する前の不釣合い量 $U_{ori}$ と配列変更後の不釣合い量 $U_{aft}$ との比率である．また，$C_A$ と $C_U$ は $AF$ と $UF$ に対する重み係数であり，今回の計算では $C_A$ と $C_U$ は何れも 1.0 にしている．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 3. 解析結果

### 3.1 解析モデル

図 3 に解析に使用した翼・ディスク系（$N$=28）の固有振動数を示す．翼・ディスク系の共振応答の解析では，1 次モード族と偏流（$H$=4）との共振を解析対象にしており，翼・ディスク系の対数減衰率（$\delta$）は全モードに対して 0.01 と仮定している．最適ミスチューン系の探索は，以下の手順で実施している．

（1）単独翼の剛性（$k_1$）の分布が正規分布（変動係数 1%）に従うと仮定し，モンテカルロ法によりワーストミスチューン系（共振振幅が最大になるミスチューン系）を求め，これをオリジナルのミスチューン系と定義する．すなわち，共振応答の解析では単独翼振動数の変動を翼剛性（$k_1$）の変動として与える．

（2）下記の 2 ケースについて，オリジナルミスチューン系の翼の質量分布（$\Delta m_i/m_0$ の分布）を生成する．

・Case 1：翼の固有振動数と質量との間には明確な相関はなく，翼質量の分布は翼振動数の分布とは独立な正規分布（変動係数 1%）に従うと仮定したケース．

・Case 2： 翼質量の分布と翼の固有振動数の分布に強い相関があると仮定したケース．

（3）上記 2 ケースのミスチューン系について，モンテカルロ法や DDE を適用して式（9）の目的関数を最小にする最適解を求める．すなわち，翼の共振応答と軸振動の原因になる不釣合い量を同時に最小にする翼の配列（最適ミスチューン系）を求める．

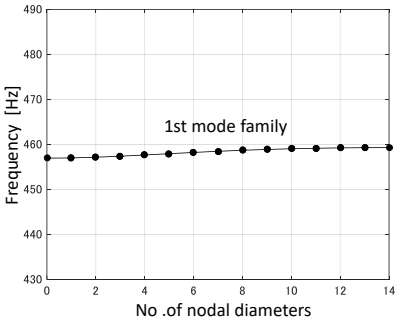



Fig. 3 Natural frequency of bladed disk

図 4 は，個々の翼の剛性（$k_1$）の変動が正規分布（変動係数 1%）に従うと仮定してモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）で求めた各翼に生じる最大共振振幅のヒストグラムであり，図 5 はワーストミスチューン系（オリジナルのミスチューン系）の周波数応答解析結果を示している．図 5 に示すように，オリジナルのミスチューン系では共振振幅の大きさはチューン系の共振振幅に対して 1.59 倍に増大している．

以下の最適ミスチューン系の探索では，翼の固有振動数と質量の相関が無いケース（Case 1）と翼の固有振動数と質量の相関が大きいケース（Case 2）について，オリジナルミスチューン系の翼の配列を変更し，式（9）の *Opt. index* が最小になる最適ミスチューン系を求める．

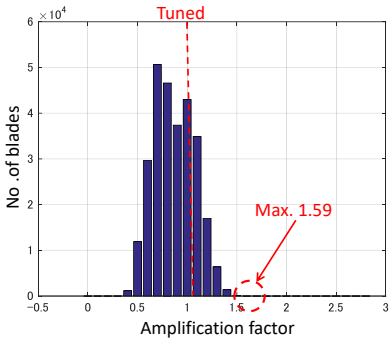



Fig. 4 Histogram of amplification fact

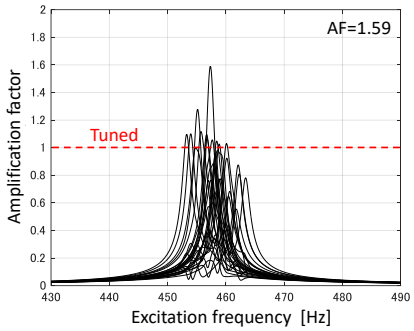



Fig. 5 Frequency response of original bladed disk

### 3.2 翼の固有振動数と質量には相関がないと仮定した Case 1 の最適化

図 6 は翼の固有振動数と質量に相関がないと仮定して生成した翼質量の分布と翼振動数の関係を示している．Case 1 の最適計算では，図 5 と図 6 の特性を持つオリジナルのミスチューン系に対して，ディスク上の翼の配列を変え，共振振幅と不釣合い量を同時に最小にする最適ミスチューン系を求めている．

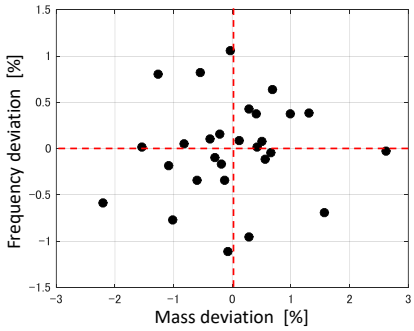



Fig. 6 Distribution of blade frequency and mass of original mistuned bladed disk (Case 1)

#### 3.2.1 モンテカルロ法による最適化（Case 1）

図 7 はモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）を利用して Case 1 に対する最適ミスチューン系を求めた結果を示している．図 7 から分かるようにオリジナルのミスチュ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ーン系（図中の青丸，*UF*=1.00，*AF*=1.59）に対して最適ミスチューン系（図中の赤丸）では，*UF* は 0.0038 に，*AF* は 1.21 に低下している．図 8 は，モンテカルロ法で求めた最適ミスチューン系に対する周波数応答解析結果（*AF*=1.21）を示しており，図 9 はオリジナルのミスチューン系と最適ミスチューン系の翼質量の分布を示している．また，図 9 中には，オリジナルのミスチューン系と最適ミスチューン系の不釣合い量の値(式(10)の *UF*)を記入している．

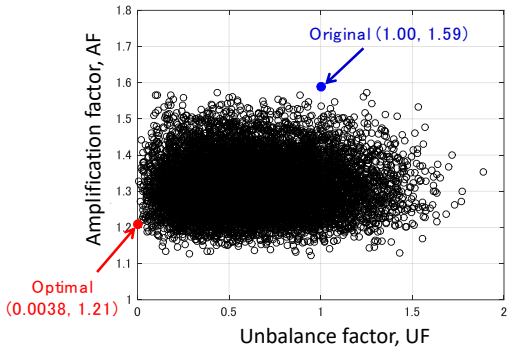



Fig. 7 Pareto optimal solution for amplification and unbalance factor by MCS (Case 1)

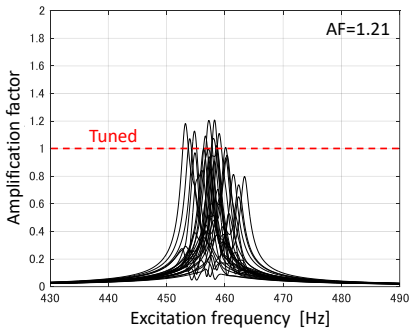



Fig. 8 Frequency response of optimal bladed disk by MCS (Case 1)

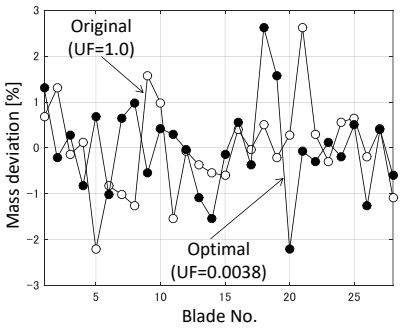



Fig. 9 Original and optimal unbalance factor by MCS (Case 1)

図 10 は，従来のバランス法を使用してオリジナルミスチューン系の翼の配置を変更したときの翼質量の分布を示している．従来のバランス法では，翼質量の小さい順に翼を並べ，翼質量の近い翼同士が 180° 対抗する位置にくるように翼を配置していく．図 10 から分かるように，従来のバランス法では *UF*=0.1296 であり，オリジナルの状態（*UF*=1.0）に比べると不釣合い量は低減しているが，依然として不釣合い量が残っている．一方提案する手法では，図 7，図 8，図 9 に示すように共振振幅を低減すると同時に，不釣合い量についても *UF*=0.0038（従来のバランス法の不釣合い量の 3%）に低減できている．

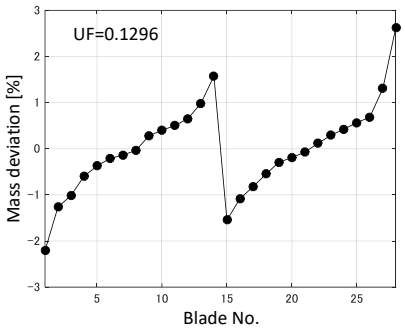



Fig. 10 Mass distribution by conventional balancing (Case 1)

### 3.2.2 DDE による最適化（Case 1）

DDE を利用した最適ミスチューン系の探索では，個体数 100，反復回数（世代数）200，突然変異確率 0.70，交叉確率 0.85 にして解析した．これらのパラメータを変更した計算も行ったが，最終的に得られる最適化指標 *Opt. index*（式（9））の値には有意な差がなかった．図 11 には DDE で最適化計算を行ったときの最適化指標 *Opt. index* の収束状況を示しており，図 12 は最適ミスチューン系に対する周波数応答解析結果を示している．また，図 13 はオリジナルミスチューン系と最適ミスチューン系の翼質量の分布を示している．これらの解析結果から分かるように，オリジナルミスチューン系（*UF*=1.00，*AF*=1.59）に対して最適ミスチューン系では，*UF* は 0.038 に，*AF* は 1.16 に低下している．モンテカルロ法で求めた最適値（*Opt. index*=1.214）に比べると DDE で求めた最適値（*Opt. index*=1.200）の方が僅かに改善されているが，ほぼ同等の最適解が得られている．なお，DDE で求めた最適 *AF* はモンテカルロ法で求めた最適 *AF* よりも僅かに改善されているが，DDE で求めた最適 *UF* はモンテカルロ法で求めた最適 *UF* よりも改悪になっている．最適解に占める *AF* と *UF* の配分は，*AF* と *UF* に対する重み係数（式（9）の $C_A$ と $C_U$）を変更すればコントロールできると考えられる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

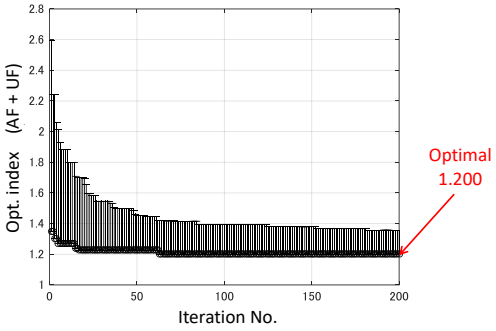



Fig. 11 Convergence of optimal solution by DDE (Case 1)

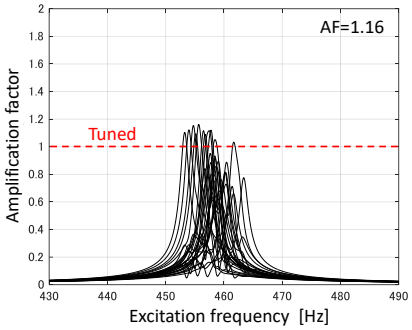



Fig. 12 Frequency response of optimal bladed disk by DDE (Case 1)

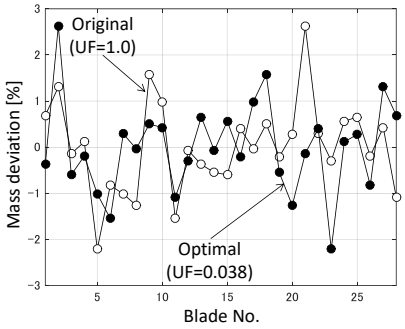



Fig. 13 Original and optimal unbalance factor by DDE (Case 1)

### 3.3 翼の固有振動数と質量の相関が大きいと仮定した Case 2 の最適化

図 14 は，翼の固有振動数と質量の相関が強いと仮定して生成した翼質量の分布と翼振動数の関係を示している．Case 2 の最適計算では，図 5 と図 14 の特性を持つオリジナルのミスチューン系に対して，ディスク上の翼の配列を変え，共振振幅と不釣合い量を同時に最小にする最適ミスチューン系を求めている．

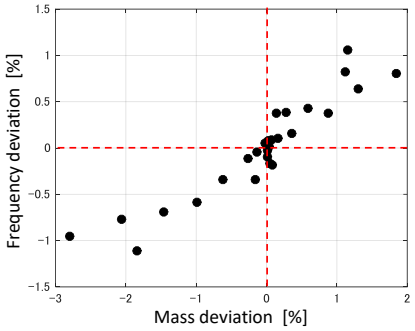



Fig. 14 Distribution of blade frequency and mass of original mistuned bladed disk (Case 2)

#### 3.3.1 モンテカルロ法による最適化（Case 2）

図 15 はモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）を利用して Case 2 に対する最適ミスチューン系を求めた結果を示している．図 15 から分かるようにオリジナルのミスチューン系（図中の青丸，*UF*=1.00，*AF*=1.59）に対して最適ミスチューン系（図中の赤丸）では，*UF* は 0.024 に，*AF* は 1.18 に低下している．

図 16 は従来のバランス法を使用してオリジナルミスチューン系の翼の配置を変更したとき翼質量の分布を示している．図 16 から分かるように，従来のバランス法では *UF*=0.9214 であり，オリジナルの状態（*UF*=1.0）に比べると不釣合い量はほとんど低減せず，不釣合い量が残っている．一方提案する手法では，Case 2 の場合でも図 15 に示すように共振振幅を低減すると同時に，不釣合い量についても *UF*=0.024（従来のバランス法の不釣合い量の 3%）まで低減できている．

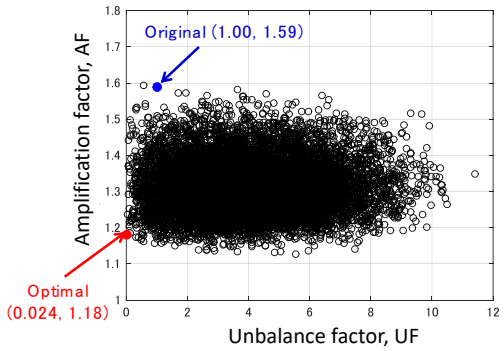



Fig. 15 Pareto optimal solution for amplification and unbalance factor by MCS (Case 2)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

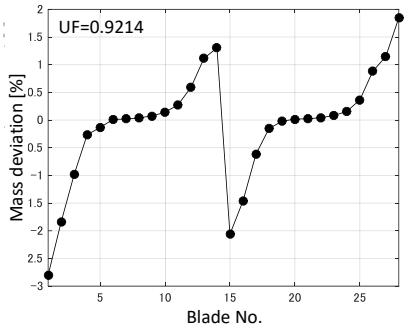



Fig. 16 Mass distribution by conventional balancing (Case 1)

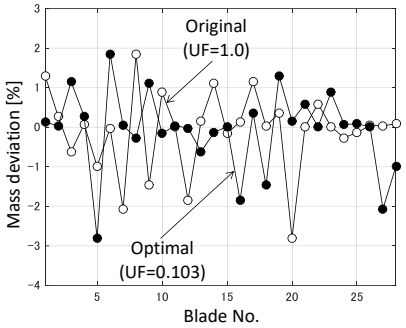



Fig. 19 Original and optimal unbalance factor by DDE (Case 2)

### 3.3.2 DDE による最適化 (Case 2)

DDE を利用した最適ミスチューン系の探索では，Case 1 と同様に，個体数 100，反復回数（世代数）200，突然変異確率 0.70，交叉確率 0.85 にして解析した．図 17 には DDE で最適化計算を行ったときの最適化指標 *Opt. index* の収束状況を示しており，図 18 は最適ミスチューン系に対する周波数応答解析結果を示している．また，図 19 はオリジナルのミスチューン系と最適ミスチューン系の翼質量の分布を示している．

これらの解析結果から分かるように，オリジナルのミスチューン系（*UF*=1.00，*AF*=1.59）に対して最適ミスチューン系では，*UF* は 0.103（従来のバランス法の不釣合い量の 11%）に，*AF* は 1.16 に低下している．すなわち，翼の振動数と質量の相関が強い Case 2 についても，共振応力を低減できると同時に，従来のバランシング法よりも不釣合い量を大幅に低減できることが示されている．

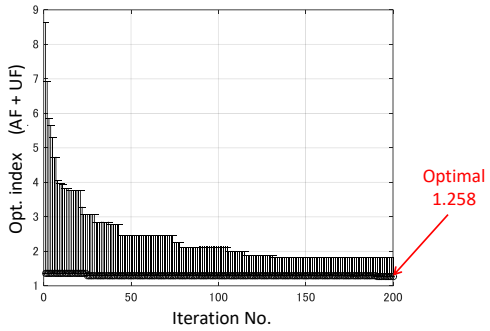



Fig. 17 Convergence of optimal solution by DDE (Case 2)

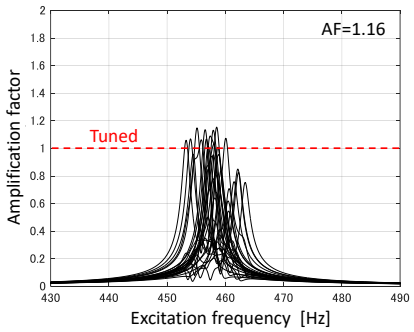



Fig. 18 Frequency response of optimal bladed disk by DDE (Case 2)

## 4. 結　論

本研究では，共振応力に対する実用的な信頼性向上対策として，加振試験から得られる各翼の固有振動数分布と重量計測から得られる各翼の質量分布を用いて，ディスク上の翼の配列を変更することにより共振応力と不釣合い量を同時に最適化する手法を提案した．さらに，提案した手法の有効性を検証するため，典型的な単独翼構造の翼・ディスク系に対して最適ミスチューン系を求めた．その結果，提案した手法を適用すると共振応力を低減できると同時に，従来のバランシング法よりも不釣合い量を大幅に低減できることが確認できた．

本手法では，従来，品質管理を目的に計測していた翼の固有振動数と重量だけを利用しており，本手法を設計開発プロセスに組み込めば，コストを増加させることなく，製品の信頼性向上に寄与できると考えられる．

## 参 考 文 献

(1) 金子康智・他，日本機械学会論文集 C 編，Vol. 71, No. 712 (2005), pp. 3409-3416.

(2) Botto, D., et al., Proceeding of ASME Turbo Expo 2017, GT2017-64928, (2017), pp.1-12.

(3) Han, Y., et al., ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Powers, Vol. 136 (2014), pp.1-9.

(4) Kaneko, Y., et al., Proceeding of ASME Turbo Expo 2018, GT2018-75056, (2018), pp.1-10.

(5) 北山哲士・他，日本機械学会論文集 C 編，Vol. 76, No. 772 (2010), pp.3828-3836.

(6) 金子康智・他，日本機械学会論文集 C 編，Vol. 78, No. 789 (2012), pp.1398-1409.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-14

# 蒸気タービン最終段翼の全周非定常流れ解析

# Full blade unsteady flow analysis in a steam turbine low pressure last stage

○田沼 唯士[*1]　秋山 久実[*1]　渋川 直紀[*2]　奥野 研一[*2]　佃 知彦[*2]
TANUMA Tadashi　AKIYAMA Kumi　SHIBUKAWA Naoki　OKUNO Kenichi　TSUKUDA Tomohiko

**ABSTRACT**

This presentation will report a part of our current study focusing unsteady flow phenomena of a very low load full arc blading CFD results regarding unsteady aerodynamic analysis of low pressure last stage blades in a large scale steam turbine for power generation plants. Measured static pressure circumferential distribution data in a mode steam turbine were used as the last stage exit boundary condition for the current full arc CFD analysis, while the inlet total pressure boundary conditions were set up as circumferentially equal steady distributions since the measured inlet data showed that the inlet pressures were almost circumferentially uniform. The results show that the tip vortex of which center line had the shape of a ring along the outer wall clearly changed with the axial velocity.

**キーワード：**蒸気タービン，最終段，翼列，低負荷，非定常流れ
**Key Words:** Steam turbines, last stages, blades, low road operations, unsteady flows

## 1. はじめに

蒸気タービンを原動機とする発電システムは火力，原子力はもとより，地熱，バイオマス，太陽熱等，再生可能エネルギーを含む幅広いエネルギー源を用いて運用されており，全世界総発電量の大半を担っている[(1)(2)]。一方で，2015 年 12 月に締結されたパリ協定[(3)]以降，二酸化炭素の排出量が多い石炭火力はもとより，LNG 燃料の大型コンバインドサイクル発電を含めて，大型火力発電所の建設を抑制する圧力が大きくなっている。

再生可能エネルギーの導入と脱石炭化の動きが著しい欧州においては，再生可能エネルギーの主力となっている風力などの供給量の変動の大きい電力供給に対してほぼ 100%のバックアップ電源が必要となっている状況が報告されている[(4)]。すなわち，導入された風力・太陽光発電によるピークロードをカバーする容量の従来型発電システムの運用が必要とされているのが現実である。バックアップ電源の主役は水力，火力，原子力，地熱，バイオマスなどの安定電源であり，今後も蒸気タービン技術の更なる向上が必要であることは明確である。これに伴う喫緊の要請として，電力系統の安定確保のために発電用大型蒸気タービンの運用の柔軟性が求められている。特に風力・太陽光による発電量が多い時間帯に，従来の運転範囲より更に低負荷での安定した運転を継続して，いつでも負荷調整ができる状態にしておくことが要請されているが，低負荷状態では最終段動翼の振動応力が増加する傾向があることが知られており[(5)]，この現象の解明のための研究が進められてきた[(6)-(10)]。実際の設計に適用するためには，実際の運用で用いられるタービン段落モデルによる実験結果と非定常流体解析の結果を比較して，現象解明に重要な非定常流れのメカニズムを十分検討する必要があり，著者らはモデル蒸気タービン試験装置で得られた計測結果と部分的な段落非定常解析及び全周非定常解析の結果を比較する研究を進めている[(11)-(16)]。

本報では，従来の解析より更に低負荷における低圧最終段の非定常全周流れ解析を実施したので，その結果を報告する。

## 2. 全周非定常流れ解析

### 2.1 解析方法と解析条件

本研究では，翼長 1m 超級の発電用大型蒸気タービン低圧最終段の開発用モデル蒸気タービンの形状と運転条件を用いて，低圧タービン最終段静翼（ノズル）と動翼からなる最終段落全周領域（静翼全枚数，動翼全枚数及び排気ディフューザの一部を含む領域）での非定常流れ解析を実施した。

解析対象の静翼と動翼の表面解析格子を Fig.1 に示す。見やすくするために静動翼ともに一部しか示していないが，解析格子は静翼・動翼の全枚数について 360° 全周分を作成した。Fig.2 には解析領域全体の解析格子ブロック枠構造を下流側から立体視した図を示す。解析格子

*1　帝京大学　戦略的イノベーション研究センター
〒173-8605 東京都板橋区加賀2-11-1
E-mail: t-tanuma@med.teikyo-u.ac.jp
*2　東芝エネルギーシステムズ株式会社
エネルギーシステム技術開発センター
〒230-0045　横浜市鶴見区末広町2-4

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を全て示すと全領域がほとんど黒くつぶれてしまうので，並列計算用に解析格子をグループ化した約 1000 の解析ブロックの枠のみを表示している。全格子数は約 2 億点となった。静翼下流と動翼上流の接合面はスライディング格子として，解析ステップ毎に動翼側格子が回転方向に移動して行く方法で，静動翼列干渉効果を計算できる方法を採用した。

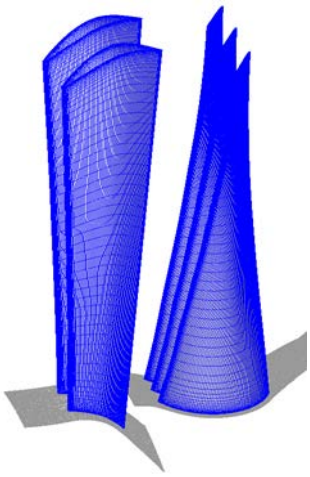


Fig.1 Partial stereography view of the computational grids on the last stage nozzles and rotor blades

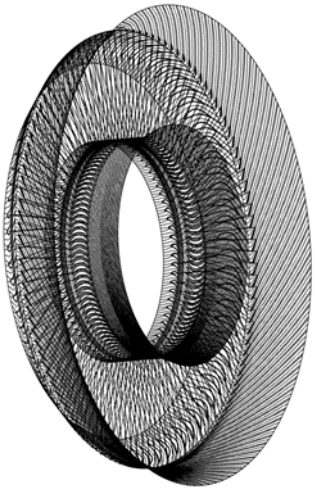


Fig.2 CFD mesh overview for the present full arc all stator and rotating blade (360 degree) analysis (seeing from the downstream side)

開発用モデル蒸気タービンを用いた最終段動翼の振動応力計測[6]で振動応力が増加する条件（排気軸流速度 20～40m/s）付近での解析を実施した。最終段静翼入口においては内外壁で計測された静圧の周方向及び半径方向の変化が比較的小さかったので，計測された流量に対応する入口平均全圧を入口境界条件に用いた。半径方向の流れ角度（ピッチ角度）は内壁と外壁で壁面に沿い，中間領域では内挿した角度を境界条件に用いた。

動翼出口の周方向に概ね 60° 間隔で 6 か所の内壁及び外壁面に設けた静圧孔で計測された静圧分布を出口環状面全体に内挿して作成した静圧分布を出口境界条件とした。

解析には NUMECA 社の “Fine /Turbo” を用いた。蒸気タービン最終段付近の蒸気状態は設計負荷条件では流路平均で 5%から 10%前後の湿り蒸気流れとなる[1]が，本報で対象としている極低負荷状態では，蒸気弁による絞りと下流からの逆流及び動翼の回転によって外周方向に押し流される半径方向の高速流れによる大きな流体力学的な損失の発生によって生じるエントロピーの増加により，乾き蒸気に近い状態になる[1]ので，湿り蒸気の効果を考慮しないで，渇き蒸気の特性を比熱比とガス定数のみで近似した完全ガスの状態方程式を用いた解析を行った。

### 2.2 解析結果

全周非定常解析をできるだけ短時間で，安定して進めるための初期値の設定に，当初は静動翼列間の接合部で全周平均の計算をする mixing plane を用いる定常解析を行った。しかしながら，今回の約 2 億メッシュ規模の解析では非定常解析より計算時間を要することが分かり，計算時間を圧倒的に短縮できる frozen rotor 法による定常解析で初期値分布を求めた。非定常解析においては流れが比較的安定している負荷（排気軸流速度で 40m/s 以上の状態）から解析を開始して，少しずつ低負荷側の状態に移行する解析を行った。

低圧最終段の流動特性に最も影響の大きいパラメータは体積流量であり，体積流量を最終段動翼出口環状面積で割った排気軸流速度は，実機でもスケールモデルでも共通して用いることができる負荷特性のパラメータとなる。Fig. 3 に今回実施した全周非定常解析の解析条件をモデルタービンで計測された動翼振動応力（縦軸，相対値）とともに示す。横軸は動翼出口の蒸気密度で計算した排気軸流速度である。

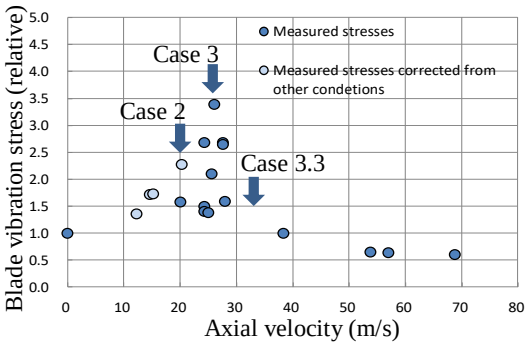
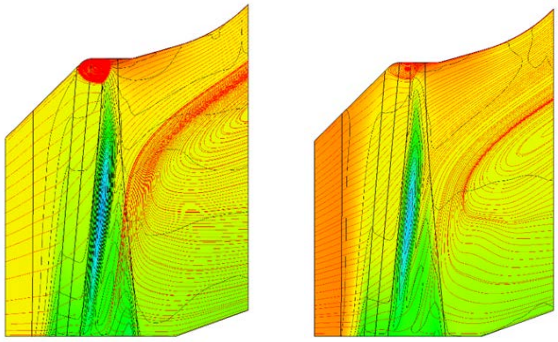


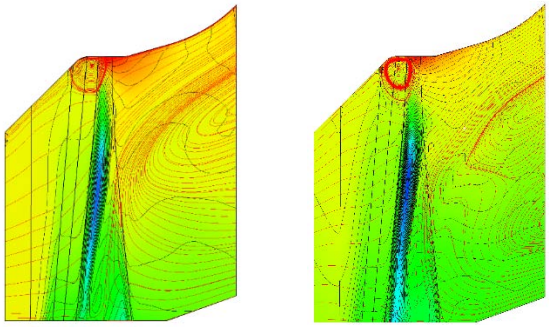

Fig.3 Calculation conditions and measured blade vibration stresses (relative values) at low axial velocities (m/s)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



Case 3　　Case 3.3

Fig.4 Instantaneous static pressure contours and streamlines of Case 3 and Case 3.3



Case 2　　Case 2 modified

Fig.5 Instantaneous static pressure contours and streamlines of Case 2 and Case 2 modified

Fig. 4, Fig. 5 に各負荷条件における解析結果を示す。子午面における流れの変化を調べるために，注目した瞬間の解析結果を周方向に空間平均した結果を示している。両図は静圧分布の周方向平均値をカラーコンターで示し，周方向に平均した速度分布を用いて求めた瞬間流線分布を重ねて示している。右側が出口端で，排気室を形成するコーン型壁を下流から動翼根本側に流れる大規模な逆流渦（時計方向の渦）が Case3.3 から Case3 に排気軸流速度が低下するのに伴って大きくなっていることが分かる。更に，外周付近の動翼入口近くに発生した反時計方向の渦が大きく，強くなっていることが分かる。この外周側の渦は，更に低負荷となる Case2 では，影響域は広がるが渦はやや弱くなっていることが分かる。更に低負荷となると，渦にエネルギーを供給する蒸気流量が無くなって行くので，概ね Case3 付近に外周側の渦強度のピークがあると考えて良いと思われる。Fig. 3 に示す様にこの付近の負荷条件でモデルタービンの動翼振動応力が最大値を示しており，この外周側の渦の挙動が振動応力の増加と関連がある可能性があることが分かる。静圧分布に注目すると，この渦の後方の外周壁付近の静圧が上昇して，逆圧力勾配域が形成されており，渦の生成の主要因と考えられる。

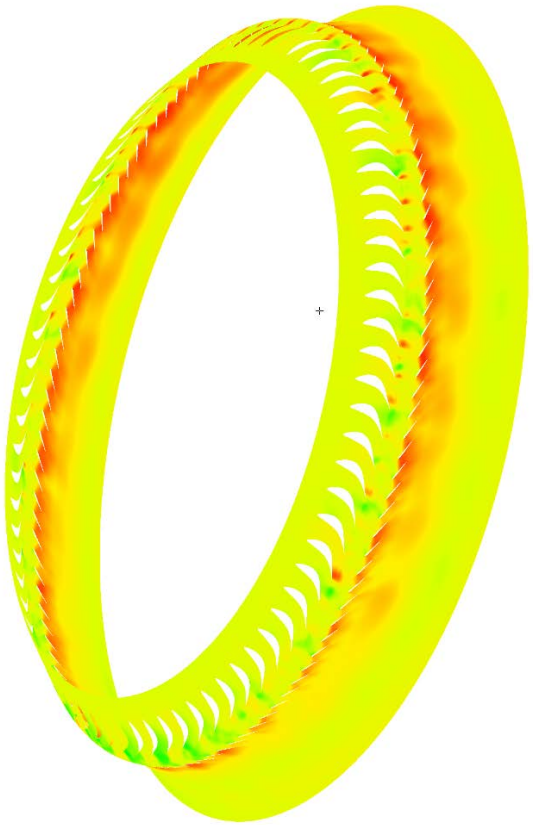


Fig.6 Instantaneous static pressure contours on 97.5% blade height section surface (Case 2 modified)

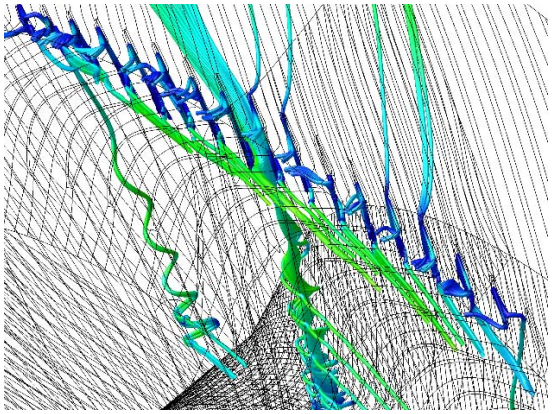


Fig.7 Streamlines around rotating blades (Case2 modified)

Fig. 5 の左図の Case 2 までの解析は流入境界条件に均一な全圧を用いているが，右図の Case 2 modified は計測された静圧分布の内外壁の圧力差に近づけるために，外壁で大きく内壁で小さい全圧分布を与えた場合の結果である。計測結果に静圧分布が正確に合う条件にすると解析が発散するので，近似的な条件であるが，入口境界条件の半径方向分布の変化によっても，先の考察は大きな影響を受けないと言える。

Fig. 6 は前述した Case 2 modified の条件における解析結果から，外周壁近くの渦を横切る 97.5%翼高さの面

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の瞬間静圧分布を可視化したものである。この渦に対応して動翼周りの静圧分布が周方向に変化しており，変化の周期には翼ピッチ数枚分の比較的短い周期と半周規模の長周期が混在していることが分かる。

Fig. 7 は同じ条件で外周近くの動翼周りの瞬間流線を可視化した図である。流線の色は速度を表し，青色はほぼ相対速度がゼロに近い。動翼腹側がほとんどの翼で剥離しており，子午面で可視化された渦はこれらの剥離流れなどで形成されていることが分かる。図示していないが，動翼先端付近の表面圧力分布の時間変動の可視化により，剥離の変動は，空間的な変化だけでなく，注目した翼の表面静圧の時間変動にも対応しており，動翼に加わる流体励振力と結びついていると考えられる。

## 3. まとめ

最終段動翼出口の周方向静圧分布にモデル蒸気タービンにおける計測値を用いて，動翼の振動が問題となる極低負荷における全周非定常解析を行った。

全周非定常解析の結果，低周波励振力を引き起こす可能性がある外周壁近くの静翼出口及び動翼の周方向流れ場の変動をとらえることができた。

本論文に掲載の商品の名称は，それぞれ各社が商標として使用している場合があります。

本論文で報告した研究の一部は国立研究開発法人海洋研究開発機構地球情報基盤センターの大規模共有メモリシステム等の計算機を用いて実施されました。

## 参 考 文 献

(1) ターボ機械協会編，蒸気タービン　新改訂版，日本工業出版，(2013), pp66.

(2) Tanuma, T., Chapter 1: Introduction to steam turbines for power plants, Advances in Steam Turbines for Modern Power Plants, Elsevier, pp.3-9, (2016)

(3) Framework Convention on Climate Change, PARIS AGREEMENT, Article 2, UNITED NATIONS, (2015)

(4) Then, O., Challenges and opportunities for Clean Coal Technologies in Europe and Germany, Thermal Power Expo, 2 March 2018, Tokyo (Oral lecture).

(5) 田沼唯士，蒸気タービン設計における非定常・非軸対称流れ，ターボ機械，Vol. 46, No. 7 (2018), pp. 32-40.

(6) Shibukawa, N., Tejima, T., Iwasaki, Y., Murakami, I and Saito, I, 2011, “A Correlation between Vibration Stresses and Flow Features of Steam Turbine Long Blades in Low Load Conditions,” Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, GT2011-46368 (2011).

(7) Zhou, B., Mujezinovic, A., Coleman, A., Ning, W. and Ansari, A., 2011, “Forced response prediction for steam turbine last stage blade subject to low engine order excitation”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, GT2011-46856 (2011).

(8) Zhang, L. Y., He, L. and Stuer, H., “3-D Time Domain Unsteady Computation of Rotating Instability in Steam Turbine Last Stage”, Proc. ASME Turbo Expo., Paper GT2012-69045 (2012).

(9) Megerle, B., Rice, T. S., McBean, I. and Ott, P., “Numerical and Experimental Investigation of the Aerodynamic Excitation of a Model Low-pressure Steam Turbine Stage Operating under Low Volume Flow”, Proc. ASME Turbo Expo., Paper GT2012-68384 (2012).

(10) Megerle, B., Rice, T. S., McBean, I. and Ott, P., “Unsteady Aerodynamics of Low-pressure Steam Turbines Operating under Low Volume Flow”, Proc. ASME Turbo Expo., Paper GT2013-95409 (2013).

(11) Tanuma, T., Sasao, Y., Yamamoto, S., Niizeki, Y., Shibukawa, N., Saeki, H., “Numerical Investigation of Steam Turbine Exhaust Diffuser Flows and Their Three Dimensional Interaction Effects on Last Stage Efficiencies,” Proceedings of ASME Turbo Expo 2014, GT2014-26665 (2014)

(12) Tanuma, T., Okuda, H., Hashimoto, G., Yamamoto, S., Sasao, Y., Yamamoto, S., Shibukawa, N., Okuno, K., Saeki, H., and Tsukuda, T., “Aerodynamic and Structural Numerical Investigation of Unsteady Flow Effects on Last Stage Blades,” Proceedings of Asme Turbo Expo 2015, GT2015-43848 (2015)

(13) 田沼唯士，奥田洋司，橋本学，秋山久実，タービン動翼流体構造連成解析におけるデータ結合法の検討，第 44 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A-2, (2016) pp. 7-9.

(14) 田沼唯士，奥田洋司，橋本学，渋川直紀，奥野研一，佃 知彦，秋山久実，発電用大型蒸気タービン最終段落の極低負荷解析，第 45 回　日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A-5, (2017) pp. 1-3.

(15) Tanuma, T., Ogawa, M., Okuda, H., Hashimoto, G., Shibukawa, N., Okuno, K. and Tsukuda, T., “Unsteady flow effects on steam turbine last stage blades at very low load operating condition,” Proceedings of ASME Turbo Expo 2018, GT2018-76498 (2018)

(16) 田沼唯士，秋山久実，渋川直紀，奥野研一，佃 知彦，蒸気タービン最終段落の低負荷流れにおける渦構造，第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A-21, (2018) pp. 1-4.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-15

# 蒸気タービン実流試験における湿り度計測および水滴挙動解析

# Wetness Measurement and Droplet Behavior Analysis on the Actual Load Test of the Steam Turbine

○笹尾 泰洋[*1] 瀬川 清[*1] 山本 悟[*2]
SASAO Yasuhiro SEGAWA Kiyoshi YAMAMOTO Satoru

**ABSTRACT**

In the actual load testing of the 0.33-scaled steam turbine, wetness measurements were carried out at the last stage, and the trend of wetness distribution was analyzed by our original CFD-code. This 0.33 scaled steam turbine consists of the last three stages and the inlet steam conditioning stage (four stages in total), and wetness distribution in the blade height wise were measured under several different operating conditions. Under typical conditions, the low wetness region was observed near the mean height of the fourth rotor blade, but two peaks of high wetness were observed at the both of blade end. The trend of wetness distributions was reproduced by the numerical analysis which takes into account inertia of sub-micro scale fine water droplets. In addition, by simulating the water droplet capturing and transfer phenomena in steam turbine, the flow rate of the water liquid removed from the vapor was quantitatively estimated.

**キーワード：**蒸気タービン，湿り度計測，オイラー・ラグランジュ解析
**Key Words:** steam turbine, wetness measurement, Eulerian-Lagrangian analysis,

## 1. 序論

Baumann 則が発表されてから，概ね 1 世紀が経過した現在においても，Baumann 則の実態解明は，ST 開発における課題として残されており，メーカや研究機関による実験的，解析的アプローチが続けられている。近年の情報科学の発展に伴い，ST 内部の複雑な二相流であっても，十分に適用可能な数理モデルの整備は進んでいるが，一方で，この分野の研究者は減少している。

この様な背景の中で，MHPS では，東北大山本・古澤研究室との共同研究により，蒸気タービン内部の二相流を，その初生から排出に至るまで一挙に解析し得る，Eulerian-Lagrangian coupling solver (MHPS-NT)の開発を続けている。近年実施した，蒸気タービン実流試験において，Baumann 則に依ることなく，湿り損失込みのタービン効率を直接的に予測できるようになりつつあるので，その基礎となる，液相挙動解析の一例について紹介する。

## 2. 試験タービンおよび解析モデル

### 2.1 実流試験供試タービンと計測の概要

供試タービン組当時の鳥観図を図 1 に示す。本供試タービンは，スケール比 0.33 倍の低圧タービン最終 3 段(LP-end)と，上流段出口のフローパターンを模擬する為の調整段 1 段から構成される 4 段タービンであり，定格回転数は 9091rpm である。図 2 は，計測断面の模式図である。本論文においては，3 段目動翼出口(L-1$R_{out}$)と最終段動翼出口(L-0$R_{out}$)における 5 孔ピトー管によるトラバース計測結果と，L-0$R_{out}$ における湿りトラバース計測結果について議論する。湿り度計はキセノンランプを光源とする光減衰プローブの一種であり，Mie 散乱理論に基づき光減衰率をスペクトル分析することで，湿り蒸気中の水滴数密度と水滴径を把握する仕組みである[(1)]。Mie 散乱の物理的制約により，計測できる水滴の最大径は約 2μm となるため，粗大水滴は適用範囲外である。



Fig. 1. A four-stage scaled model steam turbine

*1 三菱日立パワーシステムズ
〒317-8585 茨城県日立市幸町3丁目1番1号
*2 東北大学大学院情報科学研究科
〒980-8579 宮城県仙台市荒巻字青葉6-6-01

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

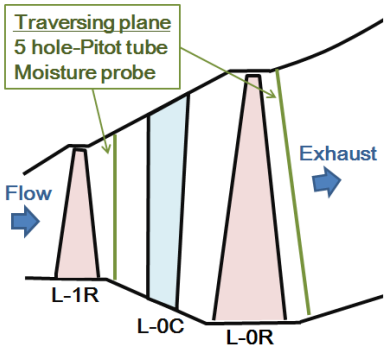



Fig. 2. Traversing planes of 5 five-hole Pitot tubes and moisture probes

## 2.2 数値解法

火力向け蒸気タービンに供給される水蒸気は乾いており，LP-end における蒸気の相変化は，過冷却蒸気中における均一核生成が支配的であると考えられている。均一核生成によって生成される水滴は，LP-end 出口までの成長を加味しても，sub-micro から数μm オーダーであり，気相との速度スリップが無視できる均質流を仮定して，流線上でその成長を解析する手法が用いられている。

一方，蒸気タービン内部においては，Sub-micro スケールの水滴であっても，慣性を無視することはできず，一部は，壁面に捕獲され水脈や水膜を形成しながら，プロファイル損失を引き起こし，さらに，粗大水滴として主蒸気中に復帰した後は，加速損失や制動損失，ポンプ損失，エロージョン等の諸問題を引き起こすと考えられている。また，捕獲を免れた微細水滴についても，例えば翼列通過時の転向や二次流れ，衝撃波等の作用によって，徐々に，蒸気中における偏在が進むと考える。偏在する液相は，動翼によって分断，捕獲，移送されるため，局所的な湿分の分布を正確に把握するためには，非定常流動解析における追跡が必要となる。

MHPS-NT において，均質流を仮定する場合の数値解法としては，時間積分に LU-SGS 法を用い，空間差分には Roe の流束差分離法に，4 次精度コンパクト MUSCL TVD スキームを適用することにより，ST 内部の非定常流れを計算する．粘性項には 2 次精度中心差分を用い，生成項は凝縮モデルを用いて計算する．また，乱流モデルとして，SST モデルを用いる．凝縮による液相の質量生成率は，古典凝縮論および石坂らの方法に基づき凝縮核生成と液滴の成長の和で表される．過冷却蒸気中の凝縮核生成率は，Frenkel のモデルにより算出され，水滴の成長速度は Gyarmathy モデルにより算出される。

近年，Siemens は Stuttgart 大学と共同で、商用 CFD ソルバを用いて，液相を粒径毎に区別した多分散相系として扱い，それぞれの液相についてオイラー的に運動方程式を解くことで，翼後縁からの粗大液滴の離脱と翼面への捕捉率を解析した．これは，Gerber によって提案された手法であり，Gerber は求積モーメント法によって各液相の運動方程式を導出した．しかしながら，この手法は全ての液相について運動方程式を解くため，計算資源を多量に使用し解析に時間がかかってしまう．また，定常計算用途にチューニングされた商用ソルバの多くは、移動境界を適用した非平衡凝縮解析が不安定であり，タービン入口から出口までの液滴挙動を追跡するには課題がある．そこで，笹尾らは，均質流仮定で評価された液相の状態量を初期値として，ラグランジュ的に水滴挙動を追跡するカップリング手法を開発し，静動翼列 3 段試験機や実機低圧最終段静翼列を計算した[(2)(3)]。本手法は，湿り翼列試験によるバリデーション[(4)]が実施され，本実流試験の分析に用いられた。

## 2.3 試験条件とベンチマーク解析結果

本研究の分析対象となる試験条件を表 1 に示す。また，解析モデルの模式図を図 3，各段落の翼枚数比を表 2 に示す。非定常解析では，移動境界条件を適用する目的で，LP-end は L-0R と同ピッチ，調整段(L-3 段)は L-0R の 0.5 ピッチ(翼枚数 2 倍)に単純化されているが，最終段静翼(L-0C)の L-0R に対する翼枚数比は約 0.97 であり，$L\text{-}0R_{out}$ の湿り度分布に対する，翼枚数比の影響は，本論文においては無視できるものとする。

図 4，図 5 は，Pitot 管による流れ場実測値(EFD)と，MHPS-NT(CFD)による予測値の比較である。予測値は動翼が 4 ピッチ移動する間の流量平均値をプロットした。$L\text{-}1R_{out}$，$L\text{-}0R_{out}$ ともに，翼根側から中間断面にかけて，EFD と CFD は良く一致しており，全スパンのトレンドに目立った差異はない。動翼先端付近の誤差については，シュラウド形状を簡略化した事が要因と考える。フローパターンが負荷分担によっても変化することを考慮すれば，MHPS-NT は，水滴挙動解析を実施する上で，商用ソルバと同等以上の解析精度を有すると判断する。

Table 1. Test conditions

| | | |
|---|---|---|
| Mass flow rate: G0 | [t/h] | 40 |
| Inlet total temperature: T0 | [degC] | 180 ~ 225 |
| Outlet static pressure: P1 | [kPa] | 6.93 |

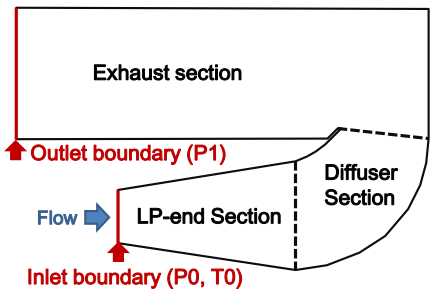
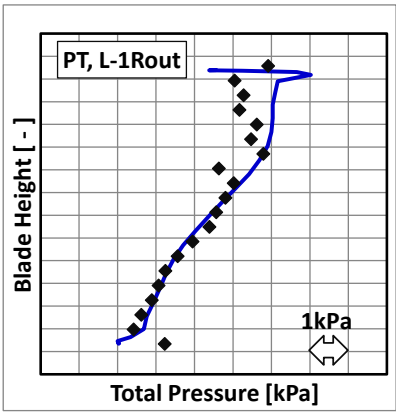



Fig. 3. Overview of the computational field.

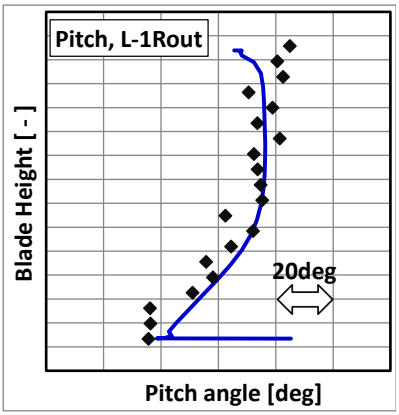
Table 2. Blade number ratio of each stage.

| L-3C | L-3R | L-2C | L-2R | L-1C | L-1R | L-0C | L-0R |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.5 | 0.5 | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

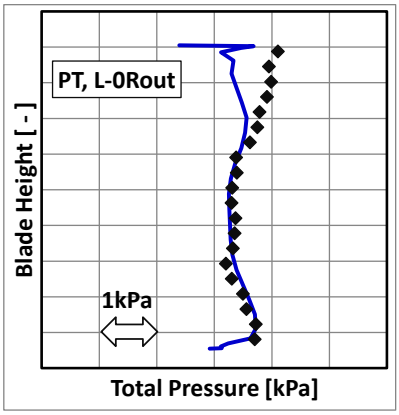



(a) Total pressure distribution (EFD:◆, CFD:—)

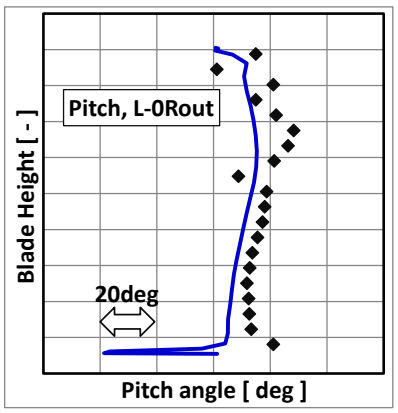



(b) Pitch angle distribution (EFD:◆, CFD:—)

Fig. 4. Flow pattern comparison at L-1Rout




(a) Total pressure distribution (EFD:◆, CFD:—)




(b) Pitch angle distribution (EFD:◆, CFD:—)

Fig. 5. Flow pattern comparison at L-0Rout

### 3. LP-end 全体における液相挙動と湿分分離

図 6 は，MHPS-NT により，非定常流れ場の中でラグランジュ的に追跡された水滴の Sauter 平均(D32)水滴径分布である。青く色付けされた領域は，微細水滴のみが存在する領域であり，D32 は 1μm 未満である。水色から赤色にかけての領域は，粗大水滴を含む領域であり，L-0C 下流における二次微細化後の D32 予測値は 60μm であった。同条件では，FRAP-OB による粗大水滴計測も実施し，D32 実測値は 55~60μm であることが確認されているが，本試験における粗大水滴計測の取り組みは，別の機会にて報告したい。

図 7(i) ~ 7(iv) は，試験後にスケッチした L-0R 翼面の流跡線分布と，MHPS-NT にて予測された，同翼面の流跡線分布である。運転時間が短く流跡線が希薄である為に，スケッチでは，実際の流跡の一部しか記録されていない可能性がある。何れも，蒸気は紙面の左から右へ向かって流れている。

実翼の観察では，背腹ともに，前縁付近に最も明瞭な流跡線が認められた(a'および b)。この内, b については，背側で捕獲された粗大水滴の流跡と考える。図中 c は，うろこ模様の錆が一様に付着し，明瞭な流跡を認めるのが困難な領域であり，比較的均一な水膜が形成されていたと推測する。図中 d の破線は，翼根側からの流跡線が消失する限界線であるが，破線にて水膜が翼面から離脱したのか，水膜流量が小さく，流跡が残らなかったかについては，判断できない。図中 e は，同じく，目視では流跡が確認できない領域であり，水膜が存在したとしても，流量の少ない領域と推測する。解析上においては，同領域は湿分の存在しない乾き壁であった(図 7(iv))。

最も注視すべき水膜挙動としては，図 7(ii)の図中 a に示された, 気相に逆らって上流側へ向かう流跡線である。これは，翼面の水切り効果(液相の慣性支配)が，気相から受ける軸方向の抗力を上回ることによって生じており，Filippov (1979) の報告と定性的に一致する。この水脈は，前縁を経由して，翼腹側へと流入し，粗大水滴が捕集されない翼腹側の前縁付近に，明瞭な流跡(図中 a')を残したと考える。この水膜挙動は，図 7(iii) (iv)に示す水膜限界流線の予測値においても明確に捉えることができた。

最終段においては，動翼シール周りのエロージョンがしばしば問題となることがあるが，翼前縁で捕獲された粗大水滴(図中 b)だけでなく, 翼根背側で捕獲された湿分が，前縁を迂回しながら収斂し翼端から離脱する，一連の水脈挙動(図中 a, a')も，その要因であると考える。

MHPS-NT では，翼面による水滴捕集と移送に加え，その他の壁部による水滴の捕集も加味されている。同条件下では，全液相流量のうち 15.9%が，L-0$R_{out}$ に到達することなく排気室へ排出された。この様な湿分分離の過程で発生する，制動損失やポンプ損失といった一連の湿り損失に加え，加速損失といった気相側の損失までも評価される点が，本手法の利点である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

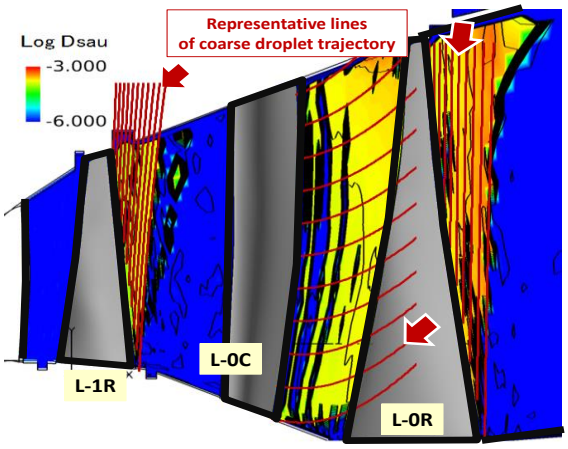
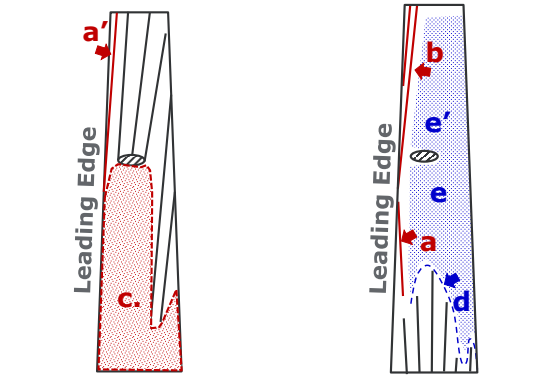
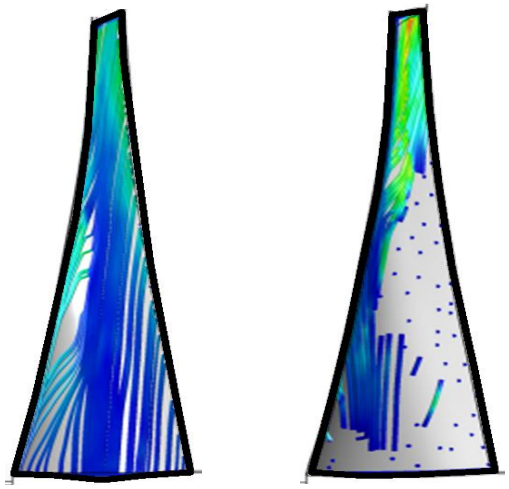



Fig. 6. Computational Sauter mean diameter distribution in LP-end. (G0=40t/h).




(i) Pressure side (sketch) (ii) Suction side (sketch)



(iii) Pressure side (CFD) (iv) Suction side (CFD)

Fig. 7. Limiting streamline of liquid water on L-0R.

## 4. 湿り度計測結果とその分析

一般に，蒸気タービン内部における湿り度計測では，粗大水滴の存在及びその光学部品への付着といった光学的要因や、流れの乱れやピッチ角の影響といった流動的要因により、誤差が生じることが知られている。一方、スケール比 0.33 の本実流試験においては，曲面の曲率半径も 0.33 倍となることから，例えば，水滴が翼列間を通過する際には，慣性の作用がより支配的となる。これは，水滴の速度非平衡による偏在を大きくし、前述の壁面による湿分分離を増大させる可能性がある。本章では，湿分分離と水滴の慣性に着目し，湿り度計測値を分析する。

図 8 は，均質流を仮定しオイラー的に解析された湿り度と，速度非平衡を考慮して予測された湿り度分布の子午面断面における比較である。後者の特徴をより明確とするため，ともに非定常流中の任意の瞬時値を図示した。速度非平衡を考慮した図 8(b)では，湿分分離と壁面移送が反映されたことにより，液相の分布が劇的に変化したことがわかる。L-0C 下流の等間隔に表れる高湿り度領域は，L-0C のウェークと平行に形成された高湿り領域が，可視化断面によって切断されたために表れたものであり，L-0C から断続的に湿分が放出されているわけではない。

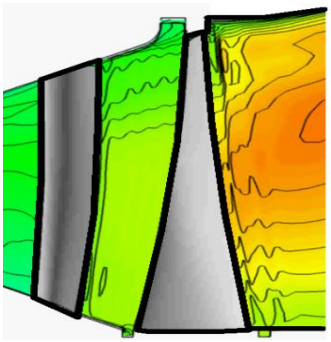
図 9 は，L-0R$_{out}$ 軸方向断面および半径方向断面における，動翼 4 ピッチ移動時間平均の湿り度分布である。半径方向断面では，L-0C を通過した湿り度の偏在が，動翼攪拌によって分断されている様子が，明瞭に捉えられた。中間断面付近においては，周方向の湿り度の偏りが非常に大きいことがわかる。一方，外周側においては，低湿り度の領域が形成されているが，これは，現状の水滴追跡手法が，翼端シール部の水滴通過を考慮できない為であり，アルゴリズムの改良が課題として残されている。最も外周側の高湿り領域は，L-0R によって捕集され，フローガイド側へ分離された湿分である。

図 10 は L-0R$_{out}$ における飽和蒸気仮定湿り度に対する，計測値(◆)，均質流仮定予測値(青線)，速度非平衡考慮予測値(赤線)の比較である。速度非平衡考慮予測値については，湿り度計と静翼の位相を考慮し，任意の 1/4 ピッチの平均湿り度を図示し、周方向の最大最小値は破線で示した。計測値は 50%断面付近では、予測値の最小値側にあり、全スパンで 12%程度の振れ幅を持つ。水滴が均質流的に成長したのであれば、湿り度は圧力と相関性の強い青線の様な平坦な分布に近づくはずだが、実際には、速度非平衡を考慮した予測値に近い分布が確認された。

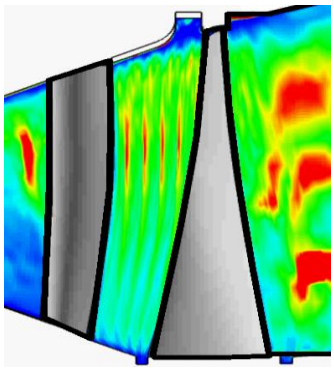
図 11 は，L-0C によって捕集された湿分流量を，L-0C 入口液相流量で除した，翼高さ方向の水滴捕集率分布であるが、50%高さより下半側で有意な増加がみられる。これは，キャンバが大きく、出口流速の大きな内輪側において、相対的に水滴の慣性が支配的となったことを示唆しており、L-0R$_{out}$ の 50%高さより翼根側の湿りの偏在と，湿り度低下のトレンドを形成した要因と考える。L-0C の捕獲率トレンドは，L-0R$_{out}$ の湿り度分布トレンドと表裏逆となっている事から，50%高さ付近の湿り度計測値の低下領域は，微細な水滴の速度非平衡と上流段による湿分分離よって形成されたと考える。

蒸気タービン内部における液膜流量の直接的な把握や挙動観察は，現在の計測技術においても未だ困難であり，微細水滴や粗大水滴の光学計測や，流跡線の観察から間接的にその挙動が推測されている。粗大水滴や水膜流量の把握に向けた取り組みを加速する必要がある。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) Assumed homogeneous flow



(b) Considered gas-liquid velocity nonequilibrium

Fig.8 Instantaneous wetness distributions

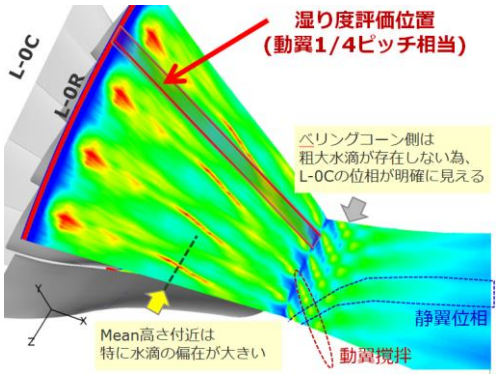



Fig.9 Time averaged wetness distribution at L-0$R_{out}$

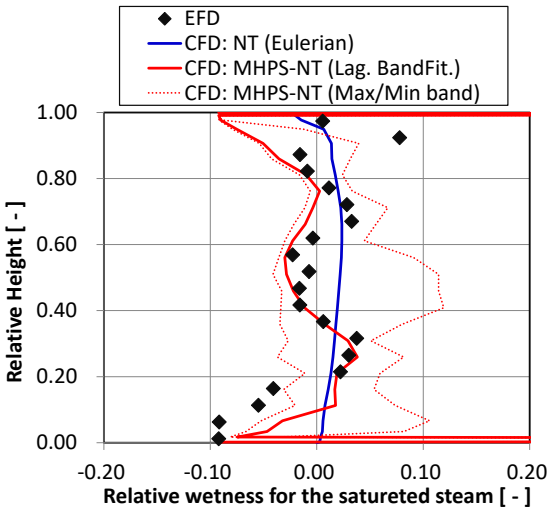



Fig.10 Span-wise relative wetness distribution at L-0$R_{out}$

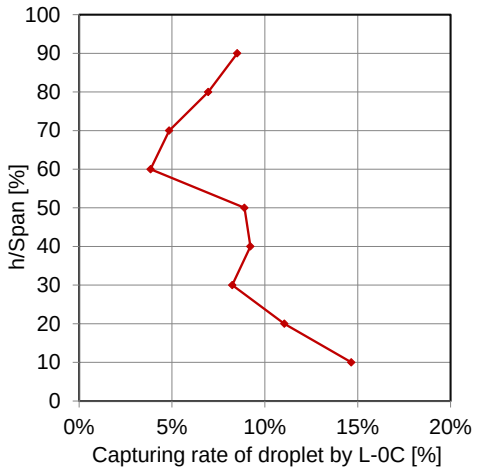



Fig. 11 Droplet mass capturing rate by L-0C (CFD)

## 5. 結論

水滴の速度非平衡を考慮できる，非定常非平衡凝縮 CFD ソルバ MHPS-NT を用いて，LP-end 内部の気相および湿分挙動を包括的に解析し，実測値との定性的な一致を確認した。本研究では，上流段を通過する水滴の慣性による偏在によって，動翼出口の湿り度計測値が誤差を含み得る可能性が示唆された。湿り度計測においては，理論値と計測値の乖離が問題となることがあるが，その原因の一端が捉えられた可能性がある。

今後も、蒸気タービン内部の液相挙動を詳らかとする取り組みを推進したい。

## 参 考 文 献


(1) Hesler, S.H., Segawa, K., Benchmark Testing of a Low-Pressure Steam Wetness Measurement Probe in a Model Test Turbine, 7th EPRI Steam Turbine/Generator Workshop and Vendor Exposition, Baltimore, (2001).

(2) Sasao, Y., Miyake, S., Okazaki, K., Yamamoto, S. and Ooyama, H., Eulerian-Lagrangian Numerical Simulation of Wet Steam Flow through Multi-Stage Steam turbine, Proc. ASME Turbo EXPO 2013, GT2013-95945(2013).

(3) Sasao,Y., Momma, K. and Ooyama, H., The Eulerian-Lagrangian Approach for the Prediction of Large Droplet Behavior in Low-Pressure Steam turbine, Proc. IGTC2015,

(4) Sasao, Y., Miyake, S., Tabata, S., Segawa, K., Takata, R. and Yamamoto,S., Coarse Droplet Measurement and Wet Loss Analysis on the Wet Air Flow Through the Subsonic Blade Cascade Channel. Proc. ASME Turbo EXPO 2019, GT2019-91928(2019).


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-16

# 無風時における下向き開口の吸気設備から吸引される火山灰に関する検討

# Volcanic Ash Particles Sucked from Downward-facing Inlet of Intake System in a Calm Environment

○尾関 高行[*1] Ozeki Takayuki
西田 啓之[*1] Nishida Hiroyuki
竹内 晋吾[*2] Takeuchi Shingo
酒井 英司[*1] Sakai Eiji
服部 康男[*2] Hattori Yasuo
土志田 潔[*2] Toshida Kiyoshi
藤井 智晴[*1] Fujii Tomoharu

**ABSTRACT**

Since the suction of volcanic ash particles dispersed by volcanic eruption has a great influence on an operation of gas turbine intake filter, it is important to understand suction behavior of the volcanic ash particles. In this study, suction experiments of falling particles were performed in windless conditions with downward-facing intake duct which represented a gas turbine air intake system. As test particles, spherical glass beads, and artificial volcanic ashes that were crashed and sifted from pumice blocks were used. Numerical simulations were performed for the spherical glass beads cases, to show applicability of the simulation in the prediction of the particle suction behavior. The settling velocities of the sucked particles were roughly the same for the tests conducted with the same intake velocity, although the maximum particle diameter sucked from the duct inlet differs between the two test particles.

**キーワード：** ガスタービン，吸気設備，火山灰，数値解析
**Key Words:** Gas Turbine, Intake System, Volcanic Ash, Numerical Analysis

## 1. はじめに

日本は 100 個以上の火山を有する世界有数の火山大国であり，近年の事例では 2018 年に草津白根火山が噴火し，被害をもたらした(1)。噴火による被害は多種多様であるが，その中でも火山灰は主に風により輸送されるため，広域に被害が拡散する。火山灰がガスタービン（以降，GT と称する。）に与える影響の一つとして，燃焼用空気の吸気とともに，拡散された火山灰を吸引し，吸引された火山灰が構成機器に悪影響を及ぼす懸念が挙げられる。GT の吸気設備には主に吸気フィルタが採用されており，火山灰も捕集可能と考えられるが，噴火が継続的に続く場合には，フィルタが閉塞する。そのため，火山灰の吸引は吸気フィルタの運用に，大きな影響を及ぼす。

火山灰による吸気フィルタの閉塞がその運用に与える影響を検討するには，最初に火山灰の吸引について検討する必要がある。火山灰の挙動は流れ場の影響を受けるため，火山灰の物性や粒子形状の他，環境風や吸気流れなどによりその挙動が変化する。様々な吸気口形状や吸気流量などに対して，吸気口から吸引される火山灰を検討するには，数値解析技術の適用が不可欠である。しかし，火山灰の物性や形状などは一様に決まるものではない。特に火山灰の形状は同じ噴火によるものでも多種多様であり，対象を絞りきることができない。そこで，本研究では，この多種多様な形状の火山灰の吸引を，その物性や形状などによらず整理する手法を開発することを目的とした。整理する手法としては，粒子の空気動力学的挙動の一つである沈降速度に着目した。

本報告では，周囲環境が無風時に吸気口近傍から吸引される各試験粉体を対象に，数値解析手法の妥当性と沈降速度による吸引現象の整理の可否を明らかにすることを目的とした。そこで，火山灰の吸引を検討する試験装置として，下向きに開口した吸気口を持つ試験装置を製作した。製作した装置内において，沈降中の火山灰や球形粒子を吸引する試験（以降，降灰環境吸気試験と称する。）を実施し，吸引される各試験粉体の最大粒子径を求めた。

*1 （一財）電力中央研究所
エネルギー技術研究所
〒240-0196 神奈川県横須賀市長坂2-6-1
E-mail: t-ozeki@criepi.denken.or.jp
*2 （一財）電力中央研究所
地球工学研究所
〒270-1194 千葉県我孫子市我孫子1646

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 粒子の挙動

火山灰などの粒子が沈降中に受ける力は，重力 $\overrightarrow{F_g}$，浮力 $\overrightarrow{F_f}$，流体抵抗 $\overrightarrow{F_d}$ である。その他の外力として，静電気力やブラウン運動，回転揚力なども考えられるが，ここではこれらの外力は働いていない，もしくはその影響を無視できるものとした。したがって，粒子の運動方程式は以下により表すことができる(2)。

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = \overrightarrow{F_g} + \overrightarrow{F_f} + \overrightarrow{F_d} \quad \text{(Eq.1)}$$

$$\overrightarrow{F_g} = m\vec{g} \quad \text{(Eq.2)}$$

$$\overrightarrow{F_f} = -\rho_g V\vec{g} \quad \text{(Eq.3)}$$

$$\overrightarrow{F_d} = -C_D A\frac{\rho_g\left(\vec{v}-\overrightarrow{v_g}\right)\left|\vec{v}-\overrightarrow{v_g}\right|}{2} \quad \text{(Eq.4)}$$

$m$ は粒子質量($=\rho_p V$)，$\vec{g}$ は重力加速度，$\vec{v}$ は粒子速度，$\overrightarrow{v_g}$ は粒子周囲の気流速度，$\rho_p$ は粒子密度，$\rho_g$ は空気密度，$V$ は粒子体積，$C_D$ は抵抗係数，$A$ は粒子投影面積をそれぞれ表す。Eq.1～4 をまとめると，以下の式で表せる。

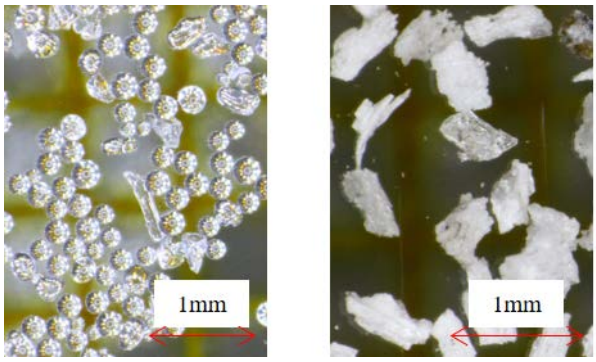
$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \left(1-\frac{\rho_g}{\rho_p}\right)\vec{g} - \frac{C_D A}{m}\frac{\rho_g\left(\vec{v}-\overrightarrow{v_g}\right)\left|\vec{v}-\overrightarrow{v_g}\right|}{2} \quad \text{(Eq.5)}$$

ここで，$(1-\rho_g/\rho_p)\approx 1$ とみなすことができるため，空気中の粒子の挙動は $C_DA/m$ のみにより支配されると考えられる。これは，粒子の物性や粒子径が異なったとしても，$C_DA/m$ が等しい場合，軌跡も同一になることを示す。したがって，沈降している球形粒子が吸気口から吸引される場合，$C_DA/m$ が等しい粒子も同じ軌跡により吸引されると思われる。一方で，$C_D$ は粒子レイノルズ数により変化する上に，複雑形状の個別粒子の $C_D$ を試験的に求めるのは困難である。そこで，空気動力学的挙動の一つである無風時の定常状態の最終沈降速度（以下，沈降速度と称する。）で整理する。無風時の定常状態において，異なる粒子の沈降速度 $\vec{v}$ が等しければ，Eq.5 よりそれぞれの粒子の定常状態での $C_DA/m$ も等しい。そのため，沈降速度が等しい粒子は，物性や形状などが異なっても同じ影響を受け，同じ挙動を示す可能性がある。すなわち，火山灰の吸引現象も沈降速度により整理できる可能性がある。また，吸引される火山灰が沈降速度で整理されることを確認できれば，沈降速度が同じ球形粒子の数値解析により火山灰の吸引現象を把握することが可能となると考えられる。

## 3. 降灰環境吸気試験

### 3.1 試験粒子

試験粒子には球形ガラスビーズと，火山噴出物中の軽石岩塊を粉砕した後に粒子径を篩で調整した粒子（以後，調整火山灰と称する。）を用いた。試験に用いたガラスビーズは Fig.1(a)に示したように，概ね球形であるが，非球形粒子も少量含む。そこで，ガラスビーズを用いた試験では，実験生成物の粒子径を画像解析で計測する際に，非球形粒子を解析対象から除外した。調整火山灰は Fig.1(b)に示したように，角のある形状をしており，その形状も均一ではない。また，発泡ガラスと結晶が混在しており，粒子により嵩密度が異なる。




(a) Spherical glass beads　(b) Artificial volcanic ash

Fig. 1　Optical micrographs of test particles

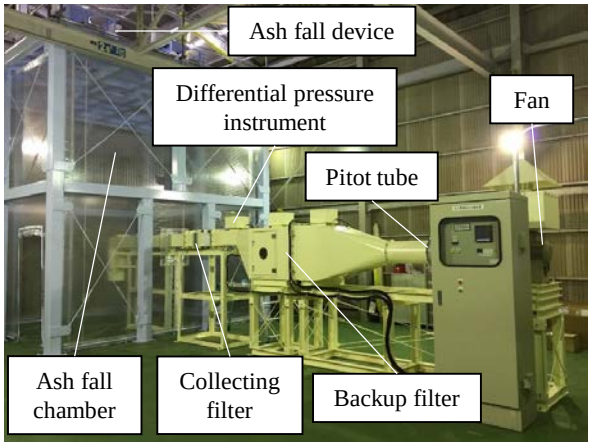



Fig. 2　Intake air test system for volcanic ash fall environment

### 3.2 試験装置と試験条件

降灰環境吸気試験の試験装置は吸気ダクト，降灰装置，降灰チャンバで構成される（Fig.2）。吸気ダクトは後流側に設置されたファンにより吸気し，その吸気流量を翼型ピトー管センサにより計測した。吸気流量が安定したところで，降灰装置を起動する。降灰装置にはスクリュー式のフィーダを採用しており，回転量を調整することで供給量を調整することができる。フィーダから供給された試験粒子は水平方向に振動する 2 段の篩により拡散される。拡散された試験粒子は W4.5m×D4.5m×H5.3m の降灰チャンバ内で自由沈降する。降灰チャンバは上面のみを開放とし，側面を帯電防止ビニールで囲った上で，建屋内で試験しているため，周囲環境は無風となる。沈降した試験粒子は鉛直方向下向きに開口面（W0.24m×D0.24m）を持つ吸気口から吸引される。吸気口の開口面の高さは 1m とし，この開口面の平均断面風速（吸気口風速）を試験条件とし，試験風速に合わせて吸気流量を調整した。試験風速で吸引された試験粒子はフィルタに

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

より回収した。回収した試験粒子の粒子径は光学顕微鏡像もしくはスキャン画像を撮影し，画像解析により円相当径を計測した。

試験条件を Table 1 に示す。試験粒子の嵩密度が異なり，フィーダでの供給量調整で供給速度を同一に調整できなかったため，試験時間を試験粒子毎に変更し，その供給量を 0.25kg で一定とした。吸気口風速は 1～5m/s の 4 種類とした。

Table 1　Testing condition

| Test particle | Spherical glass beads | Artificial volcanic ash |
|---|---|---|
| Feed rate | 1kg/h | 0.5kg/h |
| Test duration | 15min | 30min |
| Total particle feed | 0.25kg | |
| Average wind velocity at the inlet | 1，1.8，3，5m/s | |

### 3.3　数値解析手法と解析条件

降灰環境吸気試験における球形ガラスビーズの挙動を粒子追跡法[2,3]による数値解析により求めた。粒子追跡法では，定常非圧縮のナビエ・ストークス方程式と連続の式で求めた流れ場において，粒子の挙動をラグランジュ的に Eq.5 により追跡する。本試験の数値解析において，流体と粒子運動の相互作用については，粒子は流れ場から影響を受けるものの，流れ場には影響を及ぼさないとする One-way カップリングとした[3]。Fig.3 に降灰環境吸気試験で使用した降灰チャンバおよび試験ダクトの数値解析用のメッシュを示す。セル数は約 400 万で，壁面付近に密に配置した。また，吸気ダクトは降灰チャンバ内にあるダクト部分のみを計算対象とした。本メッシュを用いて流れ場を解析した。その流れ場において，球形ガラスビーズを想定した密度一定の球形粒子を天井から沈降させ，その粒子に働く力より粒子の挙動を解析した。球形粒子の供給エリアは左右対称として，ダクト直上の 1m×0.5m の領域に限定した。粒子数は降灰環境吸気試験条件と異なるが，計算負荷低減のため，最大粒子径が粒子数に依存しない程度に十分な数を設定した。粒子径は 5μm 単位で変化させて解析することで，吸引される最大粒子径を求めた。数値解析のソフトウェアには ANSYS Fluent Ver12 を用い，Discrete Phase Model を用いて解析を行った。解析条件を Table 2 に示す。吸気の流入面は降灰チャンバの天井面，流出面は吸気ダクトと降灰チャンバが交わるダクト出口面とし，その他は壁面境界条件として設定した。

Table 2　Analysis conditions for intake air test system in ash fall

| | |
|---|---|
| Inflow boundary condition | v = const. |
| Out flow boundary condition | P = const |
| Wall boundary condition | No-slip |
| Turbulence model | k-ε model |
| Average wind velocity at the duct outlet | 1，1.8，3，5m/s |
| Target particle | Spherical glass beads |
| Particle density | 2500 kg/m$^3$ |
| Number of particles | 81*41=3321 |

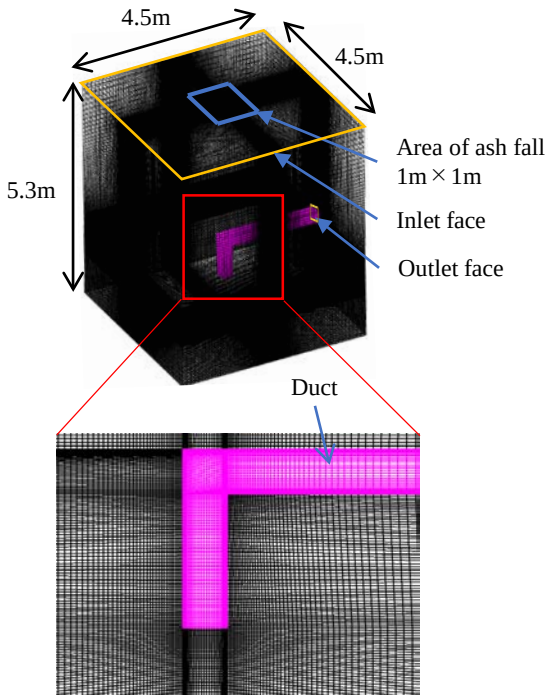



Fig. 3　Size and mesh of ash fall chamber replicated for numerical analysis

### 3.4　試験結果と解析結果

降灰環境吸気試験において，各吸気口風速で吸引された試験粒子を画像解析し，その最大粒子径（3 点平均）を求めた結果を Fig.4 に示す。同じ吸気口風速の場合，吸引される試験粒子の粒子径は球形ガラスビーズよりも調整火山灰の方が大きい。吸気口風速が増大するにつれ

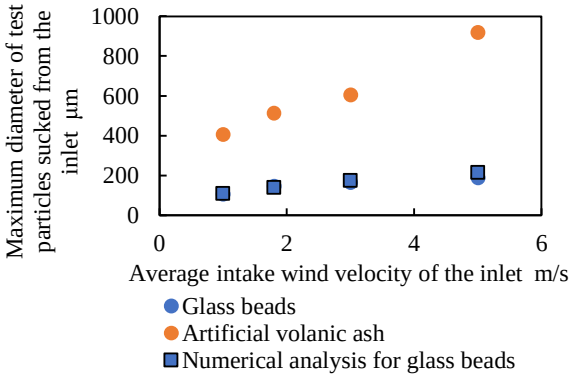



Fig. 4　Comparison of diameters for sucked particles between intake experiments and numerical analysis

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

て，吸引される粒子径もそれぞれ大きくなった。

Fig4 に数値解析で求めた各吸気口風速における球形粒子の最大粒子径も合わせて示す。数値解析により得られた吸引された球形粒子の粒子径と球形ガラスビーズの試験結果は概ね一致した。したがって，本試験条件の範囲において，粒子追跡法により，吸気口から吸引される球形粒子の最大粒子径を求められることができると考えられる。

## 4. 沈降速度計測

### 4.1 沈降速度計測装置と計測手法

調整火山灰の沈降速度計測に用いた竪型風洞および Shadow imaging 法[4]による計測システムを Fig.5 に示す。本計測システムでは，竪型風洞内を自由沈降する調整火山灰に，光源としてダブルパルスレーザ光を照射する。ダブルパルスレーザには Nd:YAG レーザを用い，ディフューザにより輝度を一様分布に変換している。調整火山灰の画像撮影には長距離レンズを装着した CCD カメラ用いた。機器制御および画像データ処理には，ダンテック社 DynamicStudio を用いた。可視化画面上での調整火山灰の移動距離に応じてレーザのパルス間隔を調整した。グレイレベルの画像情報において，輝度差および輝度の

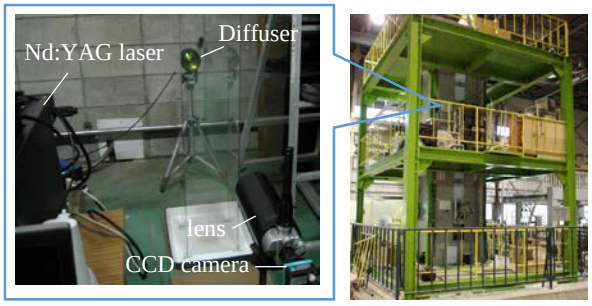



Fig. 5　Particle shadow-imaging velocimetry system located within a vertical wind tunnel

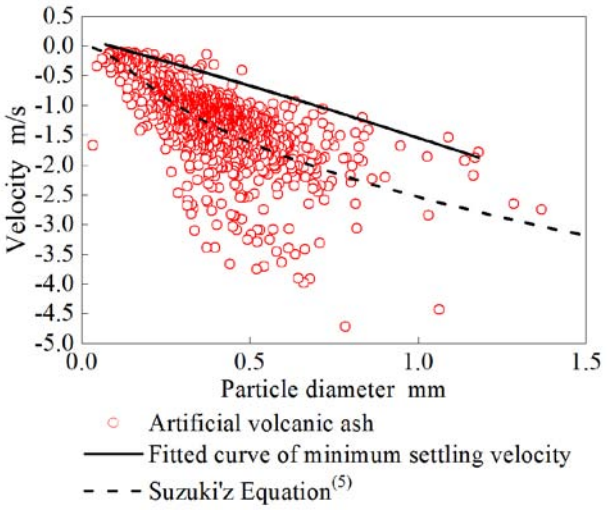



Fig. 6　Settling velocities of artificial volcanic ashes

空間勾配を閾値として，粒子画像を抽出した。抽出した画像において，調整火山灰の移動距離を算出し，パルス間隔から沈降速度を求めた。

### 4.2 沈降速度計測結果

調整火山灰の沈降速度の計測結果と Suzuki[5]による火山灰の沈降速度式によりフィッティングした結果を Fig.6 に示す。フィッティング結果は粒子の沈降速度の平均を表しているが，異なる沈降速度の粒子も多く計測されており，離散的であることが確認された。これは，Fig.1(b)に示したように，調整火山灰は様々な形状や嵩密度を持つ粒子を含むため，同じ粒子径でも沈降速度に差異が生じたものと思われる。

## 5. 吸引される粒子に関する考察

降灰環境吸気試験において，周囲環境は無風であるため，Eq.5 の $\overrightarrow{v_g}$ は吸気により生じる風速を表す。吸気口近傍に沈降した試験粒子は，Eq.5 より沈降速度が遅い粒子ほど，吸気流れの影響を強く受ける。そのため，沈降速度の遅い粒子が吸気流れに沿いやすく，吸引されやすいと考えられる。すなわち，降灰環境吸気試験で吸引された調整火山灰の最大粒子径は，その粒子径における最も遅い沈降速度（最小沈降速度）を持つ調整火山灰に相当すると考えられる。そこで，Fig.6 に示した沈降速度計測で得られた粒子径毎の最小沈降速度を選定した。70～1200μm の範囲の粒子径において，粒子径毎の最小沈降速度を粒子径の 2 次式で近似した関係を最小二乗法により求めた。

吸気口風速に対して吸引された試験粒子の粒子径を示した Fig.4 に対して，各試験粒子の粒子径を沈降速度に変換した結果を Fig.7 に示す。球形ガラスビーズと球形粒子の沈降速度は Eq.5 と球の抵抗係数[6]より求めた終端速度より，調整火山灰の沈降速度は Fig.6 に示した粒子径毎の最小沈降速度の近似曲線より，それぞれ変換した。

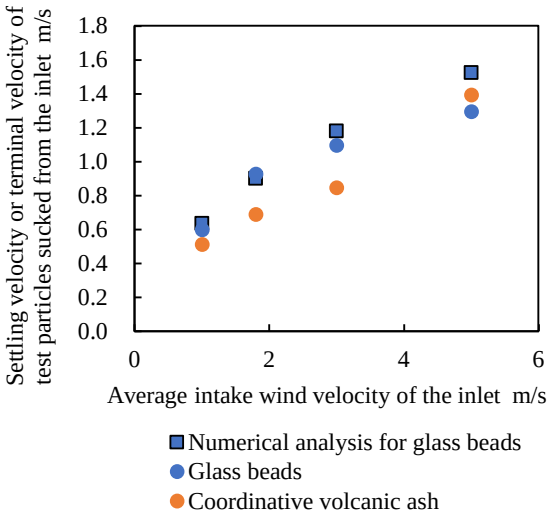



Fig. 7　Maximum settling velocity of the sucked particle determined by numerical analysis

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

吸引された球形ガラスビーズの終端速度と調整火山灰の最小沈降速度は，多少差異が見られるが，各吸気風速において概ね一致した。このことから，沈降する火山灰の物性や形状などによらず，その火山灰の沈降速度により吸引現象を整理できることが示唆された。吸引された球形ガラスビーズの終端速度と調整火山灰の最小沈降速度に生じた差異の要因としては，吸引された粒子自体の沈降速度が計測できておらず，最小沈降速度の近似式を用いていることなどが影響していると考えられる。

## 6. 結　言

周囲環境が無風時において，火山灰が沈降している環境での吸気を模擬した降灰環境吸気試験と数値解析により，下向き開口の吸気口から吸引される火山灰について検討し，以下の知見を得た。

(1) 粒子追跡法による数値解析を用いて，吸引される密度一定の球形粒子の挙動を求めることができる。

(2) 同じ吸気口風速でも，吸気口から吸引されたガラスビーズと調整火山灰の最大粒子径は大きく異なる。一方で，吸引された各試験粉体について，ガラスビーズの終端速度と，調整火山灰の各粒子径における最小沈降速度の近似曲線から求めた沈降速度は概ね一致する。

これらのことから，吸気設備に合わせた数値解析により吸引される球形粒子の終端速度を求め，対象の火山灰の沈降速度と照合することで，吸引される火山灰の最大粒子径を推定できる可能性が示唆された。

## 参 考 文 献


(1) 小川康雄，青山裕，山本希，筒井智樹，寺田暁彦，大倉敬宏，神田径，小山崇夫，金子隆之，大湊隆雄，石崎泰男，吉本充宏，石峯康浩，野上健治，森俊哉，木川田喜一，片岡香子，松元高峰，上石勲，山口悟，伊藤陽一，常松佳恵，2018 年草津白根山噴火に関する総合調査，自然災害科学総合シンポジウム講演論文集，Vol. 55, (2018), pp. 25-30.

(2) 粉体工学会編，粉体シミュレーション入門―コンピュータで粉体技術を創造する―，産業図書株式会社，(1998), pp.105-109.

(3) 日本流体力学会，流体力学シリーズ 2 混相流体の力学，朝倉書店，(1991), pp.62-68, 179-188

(4) Kashdan, J. T., Shrimpton, J. S., Whybrew, A., A digital image analysis technique for quantitative characterization of high-speed sprays, Optics and Lasers in Engineering, Vol.45, (2007), pp.106-115

(5) Suzuki, T., A Theoretical Model for Dispersion of Tephra, Arc volcanism: Physics and Tectonics, (1983), pp.95-113.

(6) 社団法人日本粉体工業技術協会，粉体工学概論．井伊谷鋼一編．第 2 版，社団法人日本粉体工業技術協会，（1996），pp.36-39.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-17

# 最適化による斜流圧縮機の空力性能向上に関する研究

# A Study on Aerodynamic Performance Improvement for Mixed Flow Compressor by Optimization

○賀澤 順一[*1]　田口 秀之[*1]　山下 建志[*2]
KAZAWA Junichi　TAGUCHI Hideyuki　YAMSHITA Kenshi

**ABSTRACT**

The mixed flow compressor adopted in the final stage of the high-pressure compressor designed by JAXA was optimized to improve aerodynamic performance. From the optimization results, it was confirmed that the operating range and efficiency of optimal airfoils were improved by the optimization. To investigate the reason for efficiency improvement, the flow field around the optimal airfoils was investigated in detail, and knowledges in designing a mixed flow compressor and problems which should be solved for realization of high-efficiency mixed flow compressor in the future were obtained.

**キーワード**：ジェットエンジン，多段圧縮機，斜流圧縮機，最適化，CFD
**Key Words:** Jet Engine, Multi-Stage Compressor, Mixed Flow Compressor, Optimization, CFD

## 1. 緒言

JAXA では，次世代ジェットエンジンの環境適合性を向上させる要素技術の開発を目的として,「次世代ジェットエンジン技術の設計解析技術開発（DANTE）」を行っている．DANTE においては，小型コアエンジン用高圧圧縮機の技術開発が課題の一つとなっている．近年，ジェットエンジンの高バイパス比化に伴い，エンジンサイズの制限から，コアエンジンの小型化が進んでいる．コアエンジンの小型化によって，高圧圧縮機最終段の翼高さは従来よりも小さくなり，相対的に翼端隙間が大きくなることから，動翼の性能劣化および作動範囲が狭くなることが考えられる．このことから，DANTE では小型コアエンジンの高圧圧縮機における技術課題を解決する目的で，小型で，かつ高圧力比・高効率な圧縮機を実現させるための技術開発を行っている．その一つの対策として，高圧圧縮機最終段に斜流段を適用し，高負荷でも作動範囲余裕を確保できる圧縮機について研究を行っている．

斜流型の圧縮機は軸流型と遠心型の中間的な性質を持っており，単段で比較した場合，軸流並みの質量流量と遠心型並みの圧力比を実現できる可能性がある(1)．一方で高い効率を維持することが難しく，特にジェットエンジン用となると，翼型設計指針に関する情報は無人航空機用の単段斜流型圧縮機に関する研究(2)で示されている程度である．著者らはこれまでに，実験計画法による斜流型圧縮機動翼の最適設計および空力性能に対する設計パラメータの感度を調査した(3)．その結果，動翼出口角を大きくすること，翼の曲率の変化を極力抑えることなどが効率改善に有用であることが分かった．しかし，最高効率点での評価のみを行っており，最適形状の作動範囲の確認や上流段とのマッチング，静翼の形状最適化については検討できていない．また，実験計画法による限られたパラメータ数と範囲における最適化を行っただけであり，斜流型圧縮機の性能向上のための知見はまだ不足している状況である．

以上から，本研究では，多目的遺伝的アルゴリズムを用いて斜流型動静翼列での形状最適化を実施し，得られた最適形状について上流段の影響を考慮した作動範囲についても調べることとした．得られた結果から，目的関数の設定に問題はあったものの，斜流段としての空力性能を向上させることができた．また，上流段の影響を斜流段解析の入口境界条件として取り込むことで，最適化された斜流段の全段空力性能への影響を確認することができた．

*1　宇宙航空研究開発機構
〒182-8522　調布市深大寺東町7-44-1
*2　ASI総研
〒101-0047　千代田区外神田1-18-14　ヨシザワビル 7 F

## 2. 解析対象と最適化手法

### 2.1　解析対象と設計形状での空力性能

解析対象とした斜流圧縮機は，過去に JAXA にて実施

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

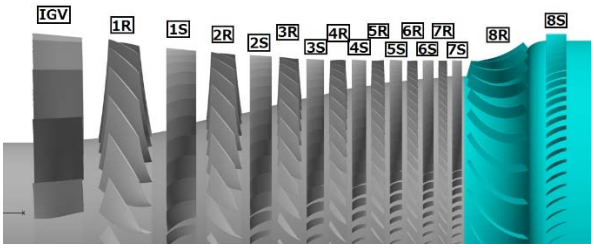



Fig. 1　Overview of Compressor

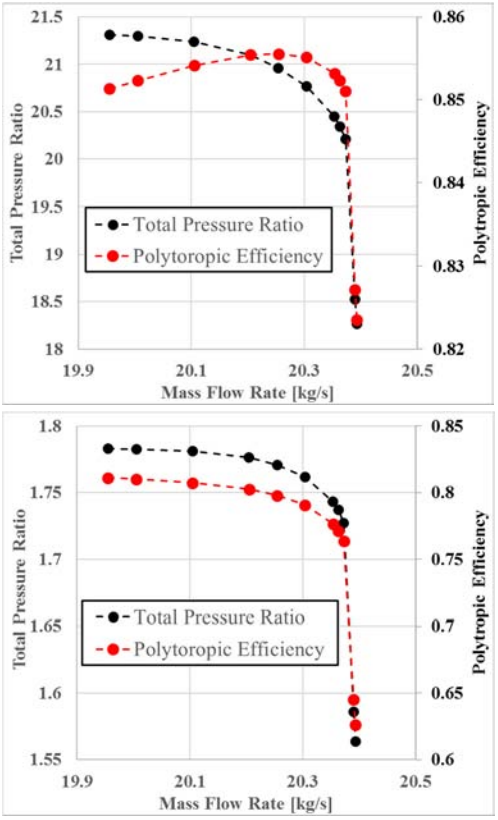
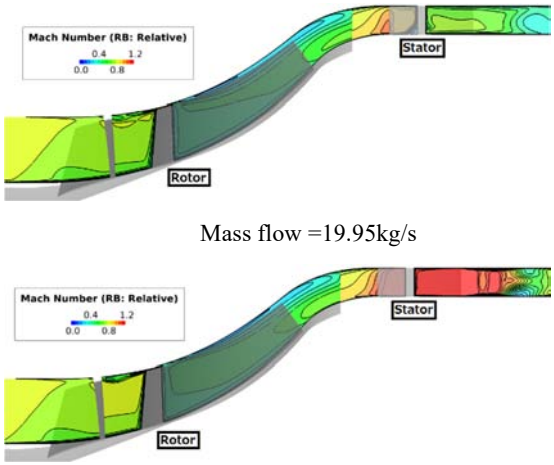



Fig. 2　Aerodynamic Performance
(Top : Full Stage Bottom : Mixed Flow Stage Only)




Mass flow =19.95kg/s

Mass flow =20.39

Fig. 3　Mach number Distribution in Meridian Plane

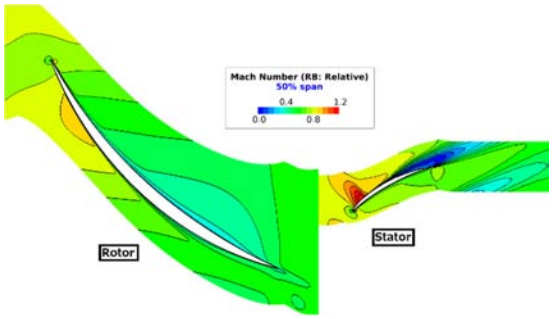



Fig. 4　Mach number Distribution in Mid Span
(Mass flow = 19.95kg/s)

された「グリーンエンジンの技術研究」において設計された高圧圧縮機（軸流 7 段+斜流 1 段）の最終段である．圧縮機全段での設計流量は 20.4kg/s，圧力比は 20 と設定されている．図 1 に圧縮機全体の概観を，図 2 に数値解析結果から得られた結果のうち，全段と斜流段単独での流量と圧力比・ポリトロピック効率の関係を示す．圧縮機全段では最高効率点が 20.25kg/s であり，このときの圧力比は 21 で設計値を満たすが，設計流量よりも低流量側でチョークしており，設計流量を満たしていない．斜流段単体の結果より，チョーク点は斜流段で決まっていることがわかる．斜流段単体では最高効率点には達しておらず，流量 19.95kg/s の条件で最も効率が高くなっている．すなわち，斜流段が最高効率点に達する前に軸流段がストールしており，設計形状では軸流段と斜流段のマッチングがとれていないことが分かった．以後，設計形状の斜流段については，もっとも効率が高い 19.95kg/s での結果について述べる．

数値解析によって得られた斜流段の流れ場のうち，流量 19.95kg/s でのマッハ数分布について，子午面分布を図 3 に，ミッドスパンでの分布を図 4 に示す．子午面分布については，斜流段のチョーク流量である 20.39kg/s についても載せた．図 3 より，動翼先端においてミッドコード付近から漏れ流れが発生して動翼下流では流路の 4 割程度にその影響が及んでいる．図 4 を見ると，静翼背側前縁付近で衝撃波が発生しており，その足元において剥離していることがわかる．衝撃波はハブ面で最も強く，翼端へ向かうにつれて弱くなり，これに伴って剥離は解消していく．一方，動翼周りの流れ場はいずれのスパンにおいても大きな剥離は生じておらず，斜流段の損失は動翼の翼端漏れ流れと静翼の剥離が要因であると考えられる．また，流量 20.39kg/s の場合に静翼でスパン方向全域が超音速となっており，静翼でチョーク点が決まっていることも分かった．

以上から，斜流段の空力性能向上に向けた課題として，上流側軸流部とマッチングさせて設計流量で作動するように作動範囲を拡大しつつ効率を上げることと，静翼の剥離を抑えることが挙げられる．一つ目の目的からは動翼形状の最適化，二つ目の目的からは静翼形状の最適化

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

が必要であるため，本研究では斜流段での最適化を行うこととした．

### 2.2　数値解析および最適化手法

本研究では，数値解析プログラムとして，JAXA で開発されている UPACS-turbo を用いた．空間精度は 2 次とし，動静翼列接続面でミキシングプレーンを用いた定常計算を行った．乱流モデルには Sparalt-Allmaras モデル[4]を採用し，すべての壁面は粘性壁とした．入口境界条件の詳細は次節で述べる．出口では流量固定境界条件[5]を課し，想定する流量での計算ができるようにした．

最適化ツールにはアメリカの Sandia 研究所が開発した DAKOTA を用いた．最適化手法には多目的遺伝的アルゴリズム（MOGA）を採用した．最適化に用いた設計変数の定義を図 5 に，目的関数，設計変数，制約条件を表 1 に示す．最適化時の解析は斜流段のみで行うが，流量を固定し，その流量での軸流部の出口での全温，全圧，流出角を斜流段入口の境界条件として設定することで圧縮機全段のポリトロピック効率を算出して目的関数とした．もう一つの目的関数は斜流段の流出角を最小化することを目的に，同じ流量であれば旋回成分が小さい方が出口静圧は高くなると考えて出口静圧とした．この二つの目的関数は独立になっていないことが最適化実施後に判明したが，その点については後述する．斜流段の作動範囲を設計流量である 20.4kg/s 以上にするため，流量 20.70kg/s に固定して最適化を行い，この流量で両方の目的関数が最大となるように最適化を実施した．

### 2.3　上流の影響を考慮した入口条件設定

本研究では，斜流段のみの空力性能向上を目的として動静翼型の最適化を行う．流量固定境界条件を採用していることから，最適化時にはどの世代に関しても同じ流量における目的関数が算出されることになる．しかし，最適化の結果得られた翼形状については，作動範囲や最適化時に指定した流量以外での性能を確認する必要がある．最適化時には，指定した流量での軸流部分出口の全圧，全温，流出角を斜流段入口条件として指定すればよいが，性能曲線を作成する場合には，圧縮機全段で流量・負荷ともに変わるため，斜流段入口条件を最適化時に指定した値と同じにはできない．最適化形状の作動範囲を確認するためには，上流段も含めた全段定常解析を行う必要があるが，計算負荷が非常に高くなる．

この問題を回避するため，本研究では UPACS に新たな境界条件を導入した．例えば 7 段軸流圧縮機において最適化された 7 段目の作動範囲を確認する場合，以下のような手順で設定する．

1. 6 段目までの全段解析を行い，性能曲線を取得する．

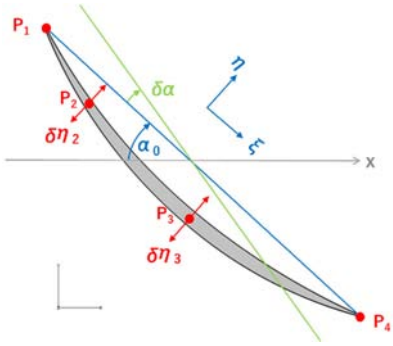



Fig. 5　Definition of parameters in optimization

Table 1　Parameters in Optimization

| | | | | 指定した値の範囲 | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | MIN | MAX | |
| 最適化実施変数 | 目的関数 | | p | 12 | 30 | 斜流段出口での静圧（値の上限下限はupacs側で設定） |
| | | | $E_{fs}$ | | | 圧縮機全体としてのポリトロピック効率 |
| | 設計変数 | 斜流段動翼 | $\delta\alpha_{RB}$ [deg.] | -6 | 1 | 迎角の変化量 |
| | | | $\delta\eta_{2,RB}$ | -0.03 | 0.03 | 制御点2の変化量（変形前のコード長で正規化） |
| | | | $\delta\eta_{3,RB}$ | -0.05 | 0.05 | 制御点3の変化量（変形前のコード長で正規化） |
| | | | $S_{x,RB}$ | 0.9 | 1.02 | 回転軸へ投影したコード長の拡大率 (*3) |
| | | 斜流段静翼 | $\delta\theta_{SV}$ [deg.] | -0.15 | 0.15 | 翼型の回転方向への移動量(*4) |
| | | | $\delta\alpha_{m,SV}$ [deg.] | 5 | 17 | MIDスパンでの迎角の変化量 |
| | | | $\delta\alpha_{hm,SV}$ [deg.] | -4 | 4 | HUB面での迎角の変化量－MIDスパンでの迎角の変化量 |
| | | | $\delta\alpha_{sm,SV}$ [deg.] | -4 | 4 | SHR面での迎角の変化量－MIDスパンでの迎角の変化量 |
| | | | $\delta\eta_{2,SV}$ | -0.03 | 0.03 | 制御点2の変化量（変形前のコード長で正規化） |
| | | | $\delta\eta_{3,SV}$ | -0.05 | 0.05 | 制御点3の変化量（変形前のコード長で正規化） |
| | | | $S_{\xi,SV}$ | 0.85 | 1.1 | コード長の拡大率 |
| | 制約条件 | | m [kg/s] | 20.65 | 20.75 | （斜流段出口での）流量 |
| | | | mv | - | 2.00E-05 | 流出境界での流量履歴の分散値 (*5) |
| | | | M | 0.1 | 0.9 | 斜流段出口でのマッハ数 |
| | | | $E_{fs}$ | 0.84 | - | 圧縮機全体としてのポリトロピック効率 |
| | | | $TPR_{fs}$ | 13.5 | - | 圧縮機全体としての全圧比 |
| | | | $\beta$ [deg.] | -10 | 0 | 斜流段出口での旋回角 |

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2. 6 段目出口での全圧，全温，流出角について流量を引数として関数化する．

3：7 段目のみでの解析時に，各ステップで得られた流量を 2 で得られた関数に代入して全圧，全温，流出角を決定し，これを 7 段目入口での全圧，全温，流入角とする．

これにより，6 段目までの影響を考慮して 7 段目のみでの解析を行うことができる．ただし，3 において入口の全圧，全温，流入角が毎ステップ変化することから，計算が不安定となる．このため，3 で関数に代入する流量は式(1)のように決める．

$$\hat{m}^n = \hat{m}^{n-1} + \omega(m^n - \hat{m}^{n-1}) \quad (1)$$

ここで，$\hat{m}^n$は n ステップ時に関数へ代入する流量，$m^n$は n ステップ時に解析結果として得られた流量，$\omega$は緩和係数である．流れ場が収束すれば(1)式の第 2 項は 0 となり，$\hat{m} = m$となる．$\omega$は本解析では 0.05 とした．

この入口境界条件の妥当性を確認するために，軸流段（7 段）を用いたテストを行った．結果を図 6 に示す．合わせて，軸流 7 段での性能曲線および入口の全温・全圧・流入角を設計値で固定した場合の 7 段目のみの性能曲線を載せた．境界条件を設計値で固定してしまうと作動範囲が正しく得られないこと，導入した入口境界条件を用いることで，全段での解析結果と性能曲線は同等となることが確認できた．

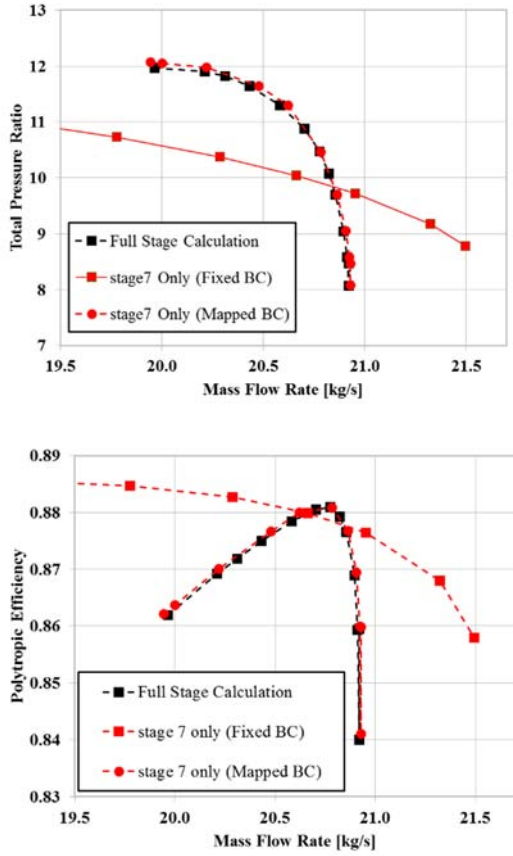



Fig. 6　Comparison of performance map between Fixed Boundary and Mapped Boundary Condition (Top :Total Pressure Ratio, Bottom : Polytoropic Efficiency)

以上から，導入した入口境界条件によって妥当な結果が得られることを確認できたため，最適化によって得られた動静翼形状での性能曲線はこの入口境界条件を用いることとした．

## 3. 解析結果と考察

### 3.1　最適化結果

図 7 に流量 20.7kg/s の条件で実施した最適化の結果を示す．横軸は出口静圧，縦軸は圧縮機全段のポリトロピック効率である．図中黒のシンボルは最適化の過程で得られた個体で，赤のシンボルはパレート解と判定したものである．目的関数に圧縮機全段のポリトロピック効率と出口静圧を用い，それぞれが大きいほど良い個体である設定としたが，動翼の空力性能が高い場合，全圧損失が抑えられ，結果として動翼出口での全圧が高くなる．これにより静翼出口では静圧が高くなることが考えられる．この場合，流出角に関わらず，空力性能が高く出口静圧が高い圧縮機となる．したがって，この二つの目的関数は独立ではなく，正の相関を持つと考えられる．この意味で，本研究で設定した目的関数は適切ではなかったが，得られた結果を検討し，設計に関する知見を探ることとした．また，パレート解で得られた個体数が少なく，統計処理を行って設計変数の感度を調べることはできなかった．

得られたパレート解のうち，図中 A，B，C で示す 3 個の個体を選択して，2.3 節で述べた入口境界条件を用いて圧縮機全体の性能曲線を取得した．A はパレート解の中で最もポリトロピック効率が高く，C は最も出口静圧が高い．B はその中間である．図 8 に設計形状と A，B，C のハブ，ミッドスパン，チップでの翼形状を示す．黒が設計形状，青が A，赤が B，緑が C である．動翼については A，B，C ともに設計形状よりもやや翼弦長が短くなり，スタッガ角が小さくなっている．また，設計形状と比べて翼後縁側での曲率変化が大きく，前縁側で

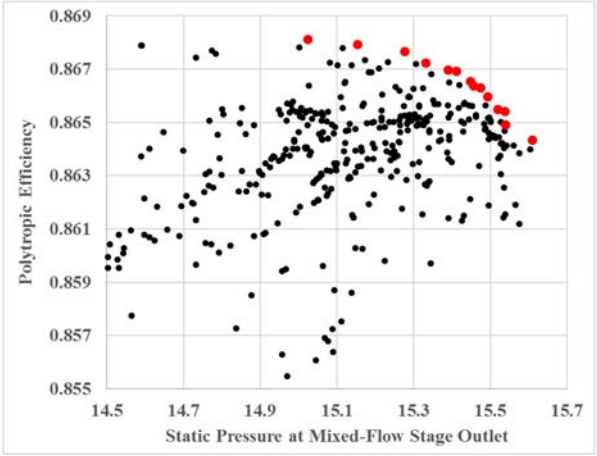



Fig. 7　Results of Optimization

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

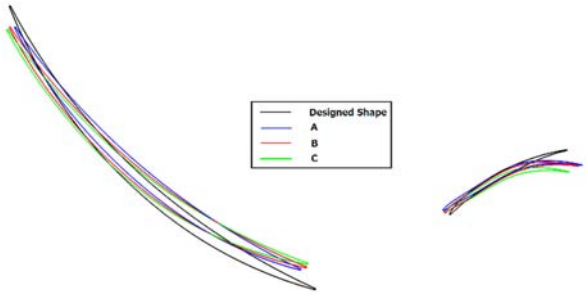



Fig. 8　Airfoil of Population A, B, C

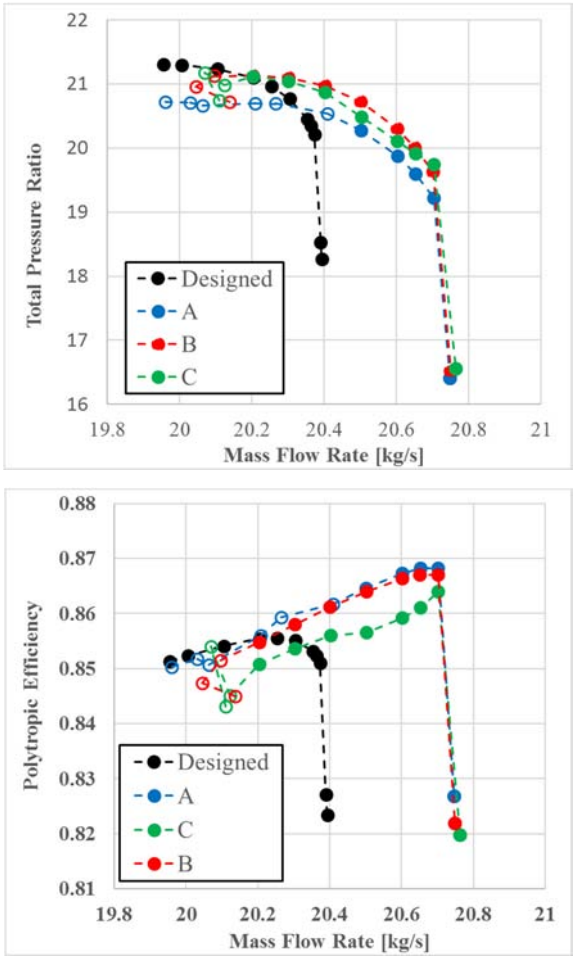



Fig. 9　Aerodynamic Performance of Population A, B, C
(Top :Total Pressure Ratio, Bottom : Polytoropic Efficiency)

はあまり流れを転向させずに，後縁側で転向させるような翼型となっていることがわかった．静翼ではその傾向が顕著で，前縁側ではほぼキャンバ角を持たず，後縁にて大きく転向させる翼型となった．著者らが過去に実施した実験計画法による調査[3]からは，動翼での曲率変化を後縁側に寄せた方が翼端漏れ渦を弱くできることが分かっており，今回の最適化でも動翼の空力性能を向上させるために，このような形状となったと予測できる．

図 9 に斜流段形状を A，B，C とした場合の圧縮機全段での流量とポリトロピック効率・出口静圧・圧力比・流出角との関係を示す．すべての個体において，最適化を実施した流量 20.7kg/s よりも流量が多くなると急激にチョーク点に到達することがわかる．また，図中の白抜きのシンボルは計算が破綻することはないものの，流量が振動して一定値に収束しない解を示している．流量が振動している条件では安定した作動とは言い難いため，この部分を除外すると，A はポリトロピック効率が 3 個体の中で最も高いものの作動範囲が狭く，C は最適化を実施した流量 20.7kg/s では出口静圧が最も高いものの流量を絞っていくと出口静圧が低下することがわかる．一方，B はポリトロピック効率も A とほぼ同等であり，作動範囲は設計流量である 20.4kg/s を含んでおり，流量を絞った場合に出口静圧は C よりも高く推移する．また，流出角についてはグラフを示していないが，A は 2° 程度，B と C ではほぼ 0° となっていたことから，目的関数の設定としては問題があったが，この 3 個体に関しては流出角を 0° に近づけるように最適化が実施されたといえる．以上から，この最適化においては，B が最適であると判断した．

### 3.2　最適形状と設計形状の流れ場比較

図 10 にチョーク点である流量 20.75kg/s および最適化を実施した 20.7kg/s での子午面マッハ数分布を示す．静翼後縁付近において全スパンで超音速となっており，最適化形状においてもチョーク点は静翼で決まっているこ

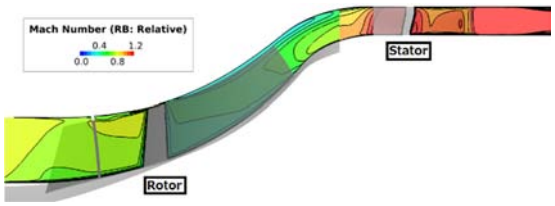



Fig. 10　Mach Number Distribution in Meridian Plane
(Population : B，Mass Flow = 20.75kg/s)

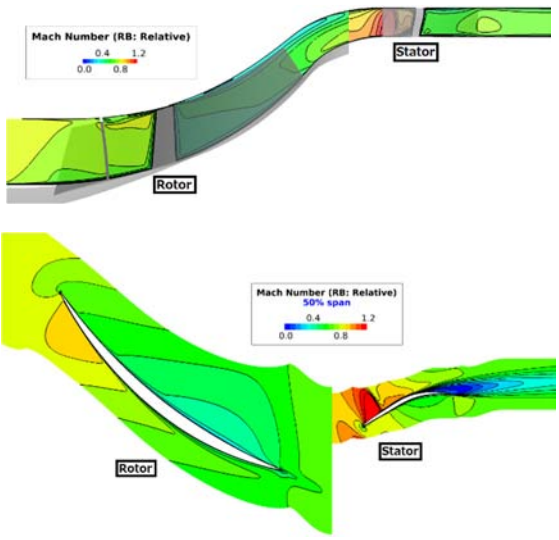
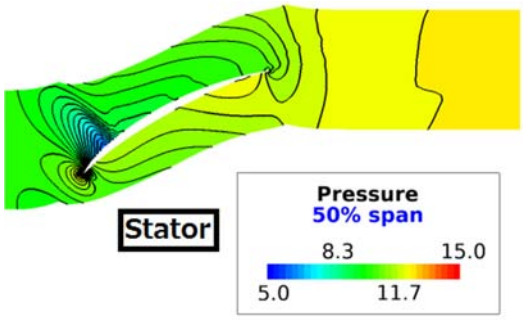
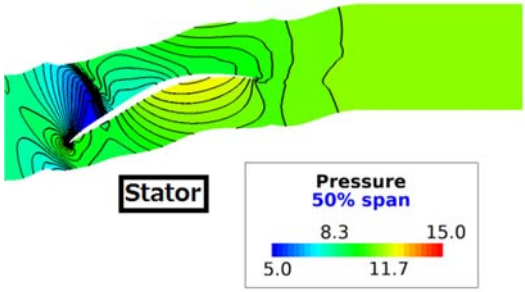



Fig. 11　Mach Number Distribution
(Population : B，Mass Flow = 20.7kg/s)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.




Designed Airfoil (Mass Flow =19.95kg/s)




Population B (Mass Flow =20.70kg/s)

Fig. 12　Comparison of Static Pressure Distribution between Designed Shape and Optimized Shape

とがわかった. また, 図 11 に最適形状 B での流量 20.7kg/s の流れ場のうち，マッハ数の子午面，50%スパン断面分布を示す．以下に動翼，静翼での流れ場の比較について述べる．

動翼周りの流れ場については，子午面でのエントロピ分布を見ると図 4 に示した設計形状の流れ場と比較して翼端漏れ流れが小さくなっており，その影響は流路の 3 割程度までとなっている．先述の通り，最適形状 B では翼端漏れ渦が弱くなるような形状になっていると予測したが，図 4 の結果よりこの予測が確かめられた．動翼の翼端漏れ渦が弱くなったことにより，静翼へ流入するエントロピも低くなり，損失が抑えられている．

静翼周りの流れ場について, 図 4 と図 10 を等スパン断面において比較すると，衝撃波下流において最適形状 B では剥離領域の拡大が抑えられていることがわかる．図 12 に設計形状（流量 19.95kg/s）と最適形状 B（流量 20.7kg/s）の 50%スパンでの静圧分布を示す．静翼腹側の後縁付近において最適形状 B では静圧が高く，等高線が隣接翼背側の方へ向いている．設計形状ではこうした静圧の増加は腹側では B ほど大きくない. 最適形状 B では隣接翼腹側の静圧上昇によって背側の剥離が抑えられており，流出角をほぼ 0°にできていると考えられる．この剥離域の抑制によって最適形状 B では設計形状よりも静翼での損失が抑えられている．

以上のように, 動翼･静翼ともに空力損失を抑えつつ, 設計形状よりも高い圧力比の斜流段を実現することができた．

## 4. まとめ

JAXA で設計した斜流段の空力性能向上と，設計のための知見獲得を目的として動静翼列での最適化を行った. また，得られた最適形状の性能曲線取得時には，上流の軸流圧縮機の影響を考慮した入口境界条件を適用した. 以下に本研究で得られた結果と今後の課題についてまとめる．

全体性能として，設計形状は軸流段と斜流段のマッチングがとれておらず，作動範囲が大きく異なっていた. このため, 最適化において斜流段の作動範囲を拡大させ, 軸流段とのマッチングを図りつつ圧縮機全段での空力性能向上を行った．結果として斜流段を軸流段の作動範囲と合わせた形状が得られ，圧縮機全段での空力性能向上を実現することができた．

斜流動翼では過去の調査と同様に，後縁側で流れを転向させるような形状が得られ，これによって翼端漏れ渦を弱くすることができた．静翼でも後縁付近で流れを転向させるような形状が得られ，これによって衝撃波下流での剥離を抑えつつ，流出角を 0°付近にすることができた．

今回は斜流段のみの最適化を行ったが，軸流段についても空力性能を向上させる余地が大きくあると考えられる．軸流段についても最適化を実施していく必要があると考えられる．また，今回用いた目的関数は適切であったとは言い難いため，適切な目的関数を設定する必要もある．適切な目的関数を用いることで統計処理を行うに十分な個体数をパレート解で得ることができ，斜流段設計のための知見を得ることができると考えられる. また, 斜流段は現状では静翼で超音速となってしまう点，静翼でチョーク点が決まってしまう点が問題であり，これを回避するためには，先述の通り軸流部分の改良と合わせて斜流部のダクト形状も改良する必要がある．これらを検討し，今後，高効率で作動範囲の広い高圧圧縮機を実現するための技術開発を行っていく予定である．

## 参 考 文 献

(1) Goldstein, A.W., “Design and test of mixed flow impellers”, NACA Research Memorandum E8F04, NACA, 1948
賀須太郎, 田瓶花子, 西新宿, 講演会原稿の書式について, ガスタービン学会誌, Vol. 46, No. 3 (2018), pp. 100-105.

(2) Cevik, M. and Uzol, O., “Design optimization of a mixed-flow compressor impeller for a small turbojet engine”, Aircraft Engineering and Aerospace Technology, vol.83, Issue 3, pp.127-137, 2011

(3) 門倉永，賀澤順一，西田俊介，田口秀之，佐藤哲也，「.次世代ジェットエンジン用斜流圧縮機の最適設計と CFD による性能評価」，第 59 回航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集

(4) Spalart, P.R. and Allmaras, S.R., “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”, AIAA Paper 92-0439, 1992

(5) FLUENT 6.3 User’s Guide, chapter 7.8.4

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-18

# 車両過給機用タービン下流のディフューザ内流れに関する研究

# An Investigation of the Flow in the Turbine Exhaust Diffuser for Vehicle Turbocharger

○桐明 拓郎[*1] 金子 雄大[*1] 森田 功[*1] 馬場 隆弘[*1]
KIRIAKI Takuro KANEKO Yudai MORITA Isao BAMBA Takahiro

**ABSTRACT**

Since the regulations are getting more stringent year by year and the drivability cannot be sacrificed, higher performance of turbochargers is strongly demanded. In this study, we focused on the diffuser of the turbine for the turbocharger to improve the performance. However, the flow of the diffuser section at downstream of the turbine wheel is very complicated because the turbine of the vehicle turbocharger is operated at various operating conditions. Therefore, we measured the fluid characteristics by changing the diffuser divergent angle using an actual turbocharger. In addition, flow field analysis was carried out by numerical simulation of the same turbine. From these results, it can be seen that the pressure loss in the diffuser of the turbine greatly varies depending on the operating conditions, and it can be confirmed that not only axial flow but also swirl flow contributes.

**キーワード：** ターボチャージャー，ラジアルタービン，ディフューザ，スワール
**Key Words:** Turbocharger, Radial Turbine, Diffuser, Swirl flow

**SYMBOLS**

$\xi$ : Pressure loss coefficient
$\theta$ : Diffuser divergent angle
$p_t$ : Total pressure
$\Delta p$ : Pressure loss
$p_v$ : Dynamic pressure
$G_t$ : Mass flow rate
$\rho$ : Density
$A$ : Diffuser area
$C$ : Absolute velocity
$U$ : Rotational speed
$\beta$ : Relative flow angle

**Subscripts**

*in* : Diffuser inlet
*out* : Diffuser outlet
*rel* : Relative
*dif* : Diffuser
*ax* : Axial direction
*sw* : Swirl direction
*rms* : Root mean square

*1 株式会社IHI 車両過給機SBU
技術統括センター 開発部
〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1 番地

## 1. はじめに

近年, 地球温暖化対策および地域環境保全の観点から，主要市場で車両からの排気ガス規制が年々厳しくなることが予見されている(1)。同時に特に乗用車には運転の快適性（Drivability）も強く求められることから，商用車のみならず乗用車への過給機（ターボチャージャー）の適用が広がっており, その性能改善が強く求められている。ターボチャージャーのタービンは主にスクロール，インペラ，ディフューザから構成されている。本研究では，ターボチャージャーの性能改善のためにディフューザ部に着目した。一般的にコニカル（円錐）ディフューザを用いて緩やかに流路面積を拡大させることで減速に伴う損失を抑えることができる(2)。しかし，ターボチャージャーのタービンは車両の運転状態に応じて様々な条件で動作するため，インペラ下流に位置するディフューザの流れは非常に複雑である。これまでターボ機械におけるコニカルディフューザの研究(3)-(7)は数多くなされているが，ターボチャージャーの広範な作動条件での研究は十分には行われていない。そこで，本研究ではターボチャージャー実機を用いてディフューザ部の流体特性を計測するとともに，CFD 解析を用いて流れ場の分析を行った。これらの結果を，ターボチャージャーの最適なディフューザ形状を導くための一助とする。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 試験

### 2-1. 試験設備

本研究ではタービンの流体性能および流体特性を計測するのにターボチャージャー実機を用いた。Fig. 1 に計測に用いた試験供試体を，Fig. 2 には計測装置全体の概略図を示す。ターボチャージャーのタービンは燃焼器で発生させた燃焼ガスにより駆動し，同軸上に設置されたコンプレッサを回転させる。燃焼媒体には天然ガスを用いた。天然ガスと空気流量を燃焼器の上流で計測し，タービン入口での燃焼ガスの流量を算出した。温度と圧力はタービン入口出口でそれぞれ計測し，タービンインペラの下流側に交換可能なディフューザを設置した。ディフューザの入口出口では，軸方向の計測位置を固定して静圧を計測した。試験に用いたディフューザの模式図を Fig. 3 に示す。図中の $\theta$ はディフューザの広がり角度を示しており，広がり角度を変えたディフューザ部を交換して計測を行った。

計測には IHI 製の RHF4 型ターボチャージャーを用いた。Table 1 に供試体の主要寸法を，Fig. 4 に供試体の概略図を示す。ディフューザ入口出口の圧力は周方向 90 度毎にそれぞれ 4 か所，計 8 か所で計測し，各部の平均値を用いて評価した。

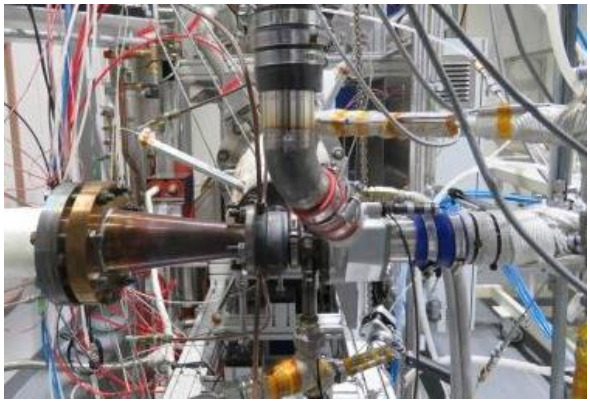


Figure 1. Measurement equipment

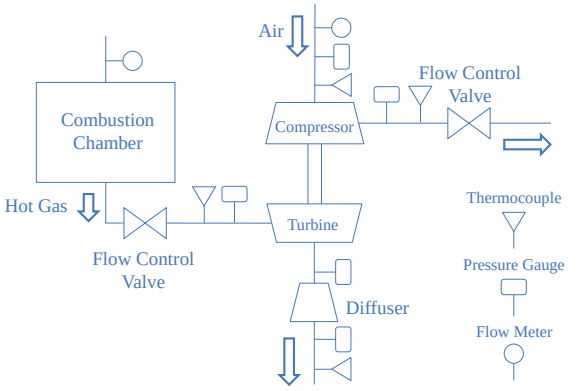



Figure 2. Schematic of test facility

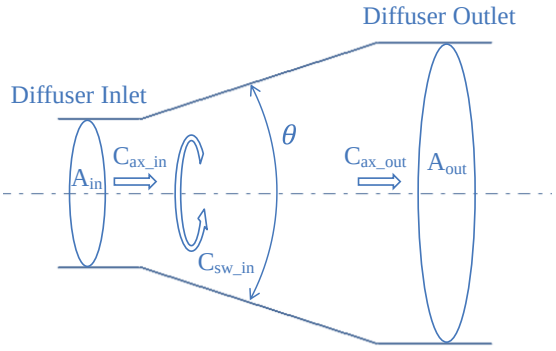



Figure 3. Schematic drawings of diffuser

Table 1. Dimension of test device

| Name | Dimension [unit] |
|---|---|
| Turbine impeller inlet dia. | 43.5 [mm] |
| Diffuser inlet dia. | 35.4 [mm] |
| Diffuser outlet dia. | 80 [mm] |
| Diffuser length | 100 ~ 200 [mm] |

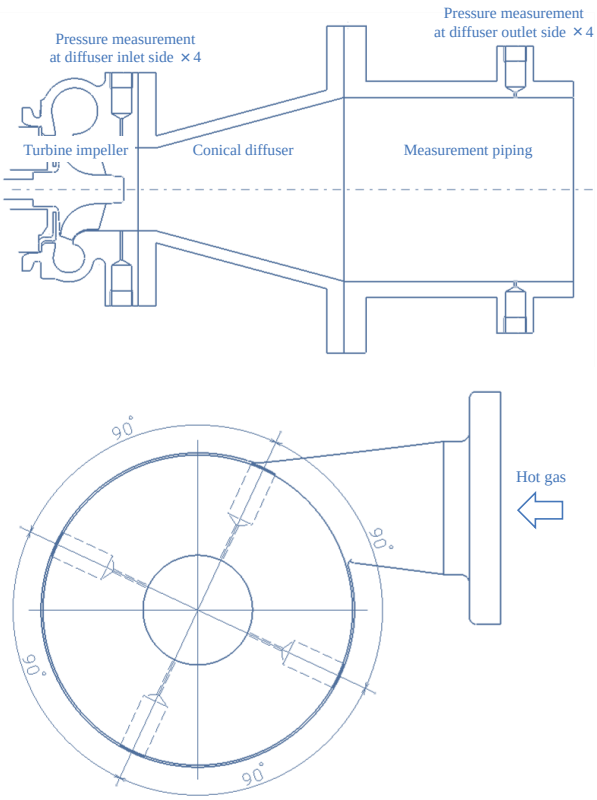



Figure 4. Outline of test device

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 2-2. 試験結果

Fig. 5 に広がり角度 $\theta$ を変更した際のタービン性能試験結果を示す。試験に用いた広がり角度 $\theta$ はそれぞれ 15 度と 45 度である。横軸はタービン入口出口の全圧比，縦軸はタービン効率を示している。試験結果から，広がり角度 $\theta$ を 15 度から 45 度にすることでタービン効率が 1～2%pts 減少することが分かり，ディフューザの圧力損失の低減がタービン性能の改善に効果的であることが改めて確認できた。

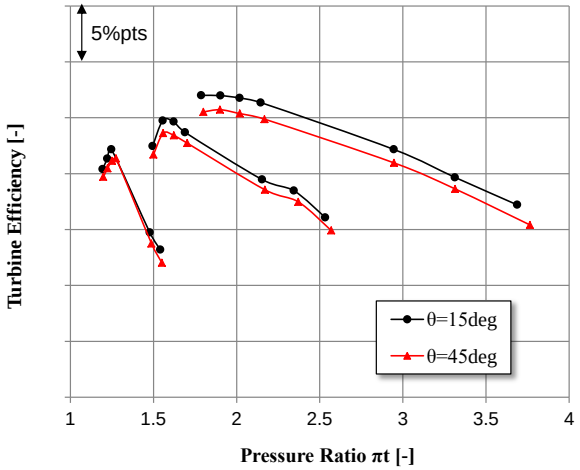



Figure 5. Turbine performance test results with different diffuser divergent angle

Fig. 6 にタービン性能試験の結果を示す。横軸は全圧比，縦軸はタービン流量パラメータ比（タービン流量パラメータを流量パラメータ最大値で規格化した値）を示している。図中の低圧力比の作動点（πt = 1.5）と高圧力比の作動点（πt = 2.3）において，以下の式を用いて圧力損失係数を求めた。ディフューザ内は等エントロピー流れと仮定し，ディフューザ入口の温度と密度はディフューザ出口の圧力計測結果から算出した。ディフューザ広がり角度 $\theta$ を変更した試験毎に圧力損失係数を算出した結果を Fig. 7 に示す。

$$\Delta p = \xi \frac{1}{2}\left(\rho_{in} C_{ax\,in}^2 - \rho_{out} C_{ax\,out}^2\right) \quad (1)$$

$$G_t = \rho A C_{ax} \quad (2)$$

これらの結果, 作動点によらずディフューザの広がり角度 $\theta$ が大きくなると圧力損失係数が大きくなることがわかる。また，作動点によって圧力損失係数が大きく異なることがわかった。この 2 つの作動点において，インペラ出口のスワール流れの強さが大きく異なることが分かっており，この違いが圧力損失係数の差の要因になっていると推定される。そこで，ディフューザ内の軸方向の流れとスワール流れによる損失を式(3) ~ (6)を用いて分解した。

$$\Delta p_{v\,ax} = \frac{1}{2}\left(\rho_{in} C_{ax\,in}^2 - \rho_{out} C_{ax\,out}^2\right) \quad (3)$$

$$p_{v\,sw} = \frac{1}{2}\rho_{in} C_{sw\,in}^2 \quad (4)$$

$$C_{sw_in} = C_{rel\,in} \times \sin \beta_{rms\,in} - U_{rms\,in} \quad (5)$$

$$\Delta p_{dif} = \xi_{ax}\,\Delta p_{v\,ax} + \xi_{sw}\,p_{v\,sw} \quad (6)$$

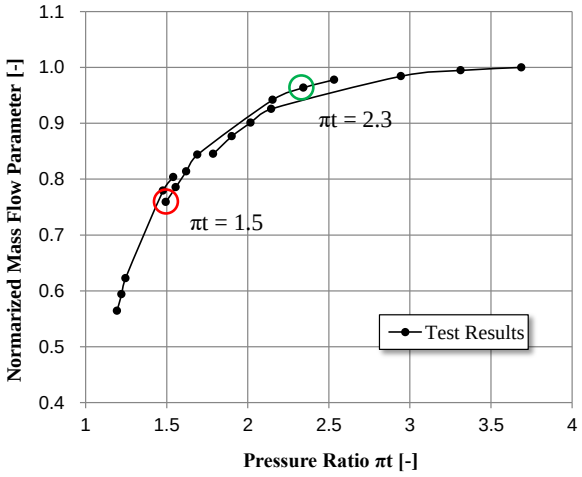



Figure 6. Turbine performance and comparison point

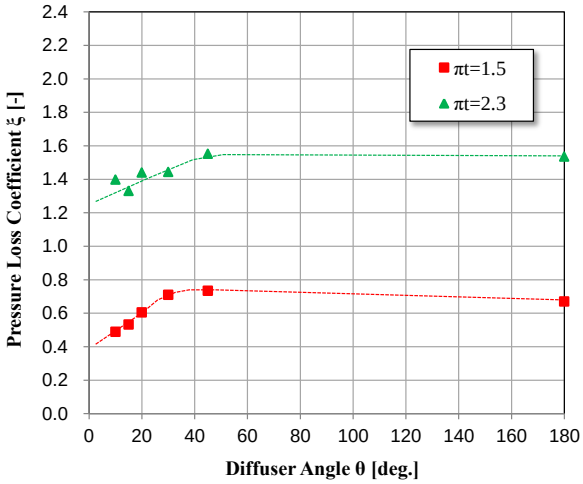



Figure 7. Experimental pressure loss coefficient

軸方向の圧力損失係数 $\xi_{ax}$ とスワール流れの圧力損失係数 $\xi_{sw}$ を全ての計測点の結果から最小二乗法により算出した結果を Fig. 8 に示す。図より，圧力損失係数 $\xi_{ax}$ はディフューザ広がり角度 $\theta$ が大きくなると増加する傾向がある。一方，スワール流れの圧力損失係数 $\xi_{sw}$ もまたディフューザ広がり角度 $\theta$ が大きくなると増加する傾向が確認できたが，180 度（急拡大）では 10 度と同程度まで小さくなった。急拡大時はスワール流れの影響が小さくなることが予測されるがさらなる検証は必要である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

これらの結果から，ディフューザ内の軸方向流れとスワール流れはディフューザ性能に大きく影響を及ぼすとともに，タービンの作動条件によってその影響が変わることがわかった。

これまでに得られた結果を用いて，スワール流れを考慮することでディフューザの性能がどのように変化するかを調査した。Fig. 9 に軸方向流れの圧力損失係数のみを用いてディフューザでの圧力損失を算出した結果を示す。横軸は全圧比，縦軸はディフューザ入口出口の圧力差の実測値と圧力損失係数から算出した圧力損失の比である。結果として，どのディフューザ広がり角度においても，特に全圧比が小さい領域で実測値と計算値の乖離が大きい。すなわち，ディフューザでの圧力損失を軸方向の速度と圧力損失係数だけで表すことは困難であると言える。同様にして，Fig. 10 に軸方向の流れに加えてスワール流れを考慮した結果を示す。結果として Fig. 9 に対して実測値と計算値の差が非常に小さくなっている。今回，計算を簡単にするため，インペラ出口のスワール流れはインペラ出口の二乗平均径での値を用いたが，それでも予測精度の向上に一定の効果を確認できた。よって，インペラ出口のスワール流れの見積もり精度を向上させることでディフューザでの圧力損失の予測精度をさらに向上させることができると考えられる。

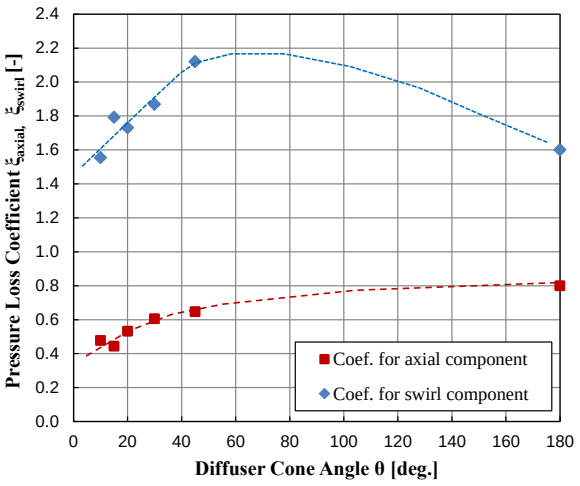



Figure 8. Pressure loss coefficient

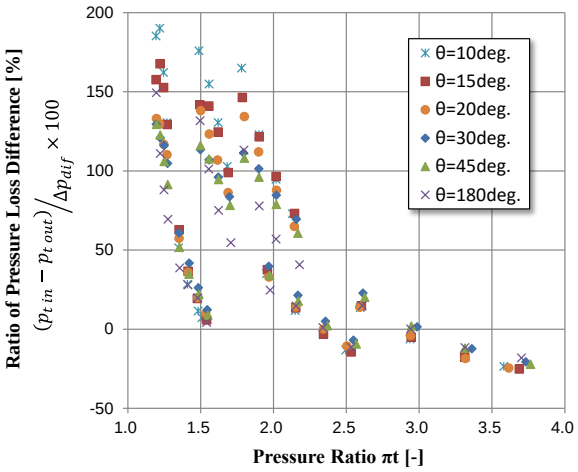



Figure 9. Difference of pressure loss between experiment and calculation (Without swirl flow)

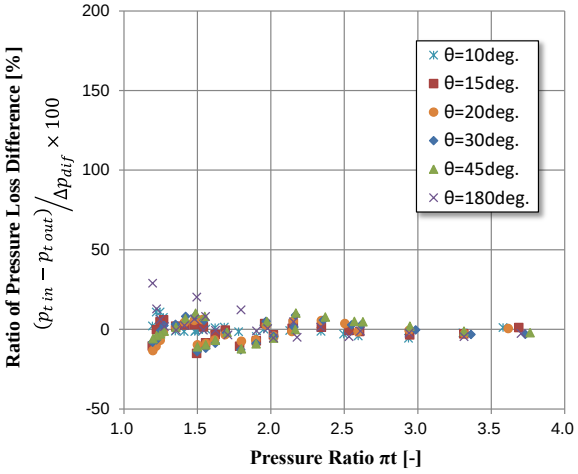



Figure 10. Difference of pressure loss between experiment and calculation (With swirl flow)

## 3. CFD 解析

### 3-1. 解析モデル

Fig. 11 にタービンの流体解析用モデルを示す。数値計算には ANSYS CFX ver. 19.2 を用い，計算モデルは Shear Stress Transport model を使用した。静止流路の格子作成には ICEM ver. 16.2 を用い，タービンインペラ部には Turbo Grid ver. 16.2 を使用して格子を作成した。総格子数は約 1000 万点である。ディフューザ部における y+の平均値は 30 とした。スクロール入口境界は入口径 $D_1$ の 10 倍の長さの一とし，ディフューザ出口境界はディフューザ出口径 $D_5$ の 10 倍の長さの位置とした。インペラと静止流路間には frozen rotor を用い，入口出口管路およびディフューザ部は滑らかな壁面とした。

Fig. 6 に示した実測結果と CFD 解析結果の比較を Fig. 12 に示す。横軸は全圧比，縦軸はタービン流量比を示している。この結果より，CFD 解析結果と実測結果はよく一致しており，CFD 解析結果を用いてタービン内の流れ場を評価可能であると判断した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

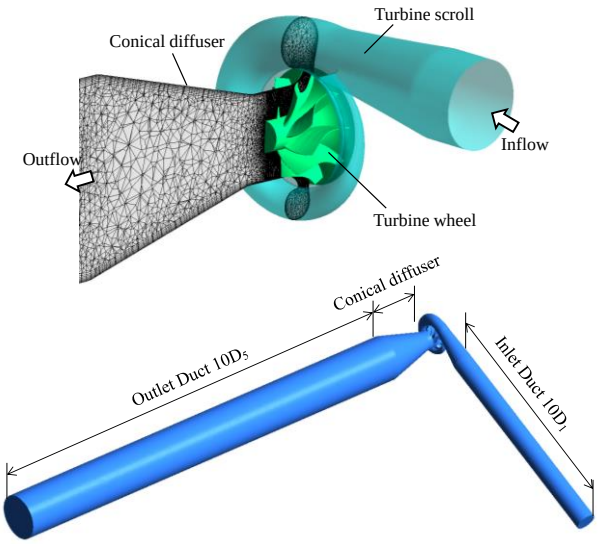



Figure 11. Numerical analysis model

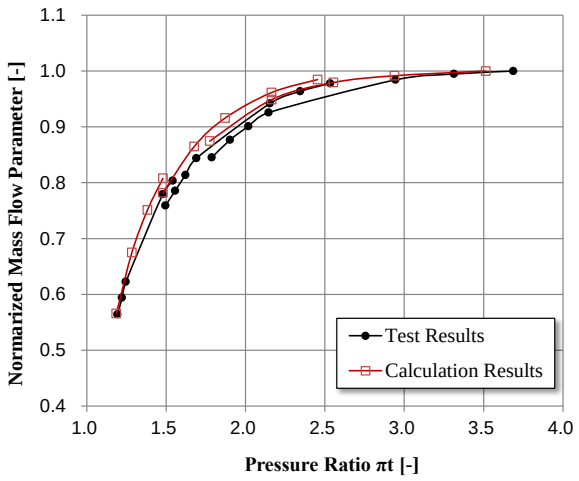



Figure 12. Results of test and numerical analysis

の結果を示している。図中の流線の結果から，どの広がり角度においてもディフューザ出口においてもスワール流れが生じていることがわかる。このスワール流れの影響でディフューザ内の流れは壁面側に偏った流れとなっており，一般的なディフューザ内流れで見られる壁面側の逆流域は確認されなかった。一方で，ディフューザ出口の速度コンターから広がり角度 10 度では軸方向の流速が 0 以上となっているのに対して，20 度と 40 度ではディフューザの中心部において軸方向に逆流しており，その範囲はディフューザ広がり角度が大きくなると拡大することがわかった。この逆流による損失がディフューザでの圧力損失に大きく影響していると考えられ，逆流の発生有無が先に挙げた広がり角度 20 度での急激なスワール流れの圧力損失係数増加の一因であると考えられる。また，スワール流れの圧力損失係数の傾向が CFD 解析結果と実測結果で異なる要因とも考えられ，今後，実際の流れ場のさらに詳しい調査が必要と考える。

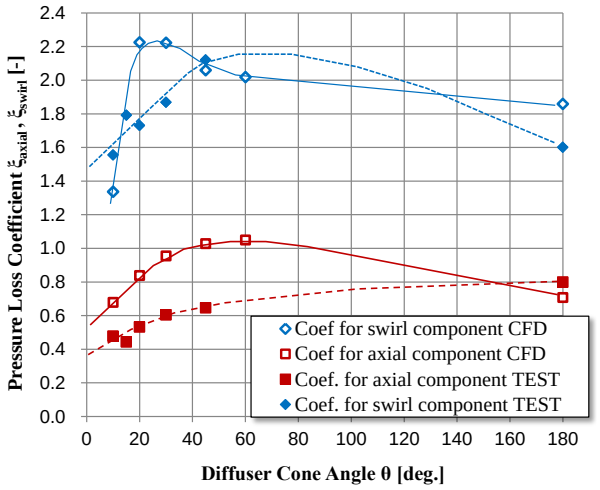



Figure 13. Pressure loss coefficient of test and CFD results

### 3-2. 解析結果

Fig. 13 に CFD 解析結果と実測結果から算出した圧力損失係数 $\xi_{ax}$ と $\xi_{sw}$ を示す。CFD 解析結果から算出した軸方向の圧力損失係数 $\xi_{ax}$ はディフューザの広がり角度 $\theta$ が大きくなるにつれて増加するが，急拡大となる $\theta$ =180 度では減少する傾向となった。またその値は急拡大の場合を除いて実験結果よりも大きな値となった。CFD 解析結果から算出したスワール流れの圧力損失 $\xi_{sw}$ は広がり角度が 20 度以下において大きく増加し，その後，ディフューザ広がり角度が大きくなるにつれて減少する傾向となった。この傾向は実験結果からは見られなかった傾向である。

$\pi t$ = 2.45 におけるディフューザ広がり角度毎の流れ場の可視化結果を Fig. 14 に示す。それぞれの図は左からディフューザの絶対マッハ数，ディフューザの流線，ディフューザ出口の軸方向流速と周方向速度ベクトルを示している。また上から，広がり角度 10 度，20 度，45 度

### 4. まとめ

タービンインペラ下流のディフューザ部の流体特性に関して，実機を用いた計測および CFD 解析結果から以下の結論を得た。

ディフューザ広がり角度はタービン効率に大きな影響を与えることを確認した。ディフューザ広がり角度を 15 度から 45 度に広げることでタービン効率は 1～2%pts 低下する。

軸方向流速から求まるディフューザの圧力損失係数はタービンの作動点によって明確に異なる値となることを確認した。これはスワール流れの強さが影響していると考えられる。

ディフューザでの圧力損失の予測精度は，ディフューザの残留スワール流れの影響を考慮することで大幅に改善されることを確認した。残留スワール流れの推定精度を向上させることで，損失の推定精度もさらに改善することが可能であると考える。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

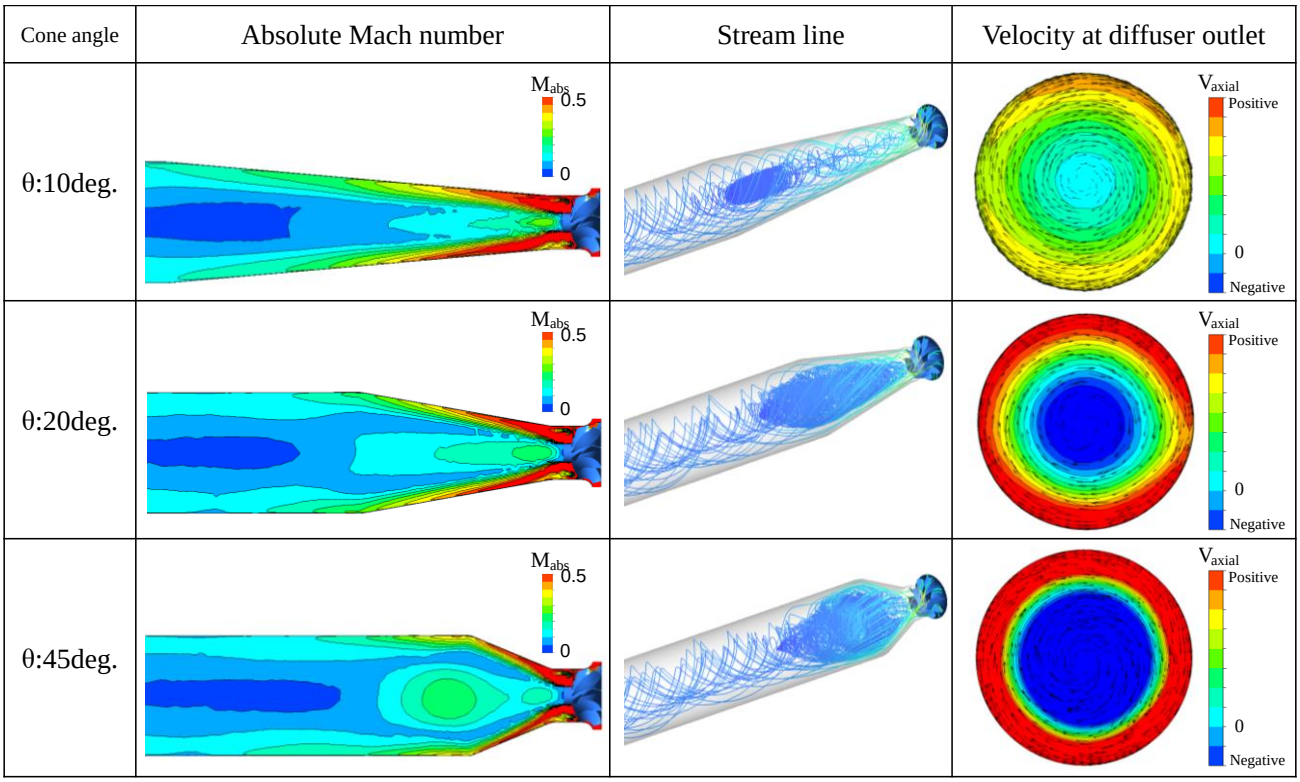



Figure 14. Flow field at πt = 2.45 for each diffuser divergent angle
(θ = 10 degree, θ = 20 degree, θ = 45 degree)

スワール流れが発生している条件下では，ディフューザの広がり角度が大きくなるとディフューザの中心付近に逆流域が生じることを CFD 解析結果から確認した。この逆流の有無が圧力損失係数の変化に大きな影響を与えていると考えられる。

実際のディフューザでの流れ場に逆流が発生しているかは将来的に検証する必要があり，CFD 解析結果と実測結果の圧力損失係数の差についてもさらなる検証が必要である。

## 5. 参考文献


(1) 馬場隆弘，2018，“最新の乗用車用過給技術動向”，日本ガスタービン学会誌，Vol. 46, No. 5, pp.15-19

(2) JSME, “機械工学便覧” 2007, α4-73

(3) Coelho, J. G., Neiva, R. Q., Sousa, A. J. and Brasil Junior, A. C. P., “Experimental and numerical study of the swirling flow in conical diffuser,” Journal of Engineering Science and Technology, Vol. 9, No. 5, 2014, pp. 657 - 669

(4) Kincheloe, T. A. and Logan, E. Jr., “Experimental investigation of the performance of radial turbine exhaust diffusers,” ASME FED-Vol.222, Fluid Machinery, 1995, pp.77-84

(5) Azad, R.S. “Turbulent flow in a conical diffuser: A review,” Experimental Thermal and Fluid Science, 1996, pp.318-337.

(6) Harold, E. Rohlik, Milton, G. Kofskey, and William, J. Nusbaum, “Radial inflow turbine performance with an exit diffuser designed for linear static pressure variation,” NASA TM X-52890, 1970.

(7) Steven, W. Armfield, Nam-Hyo, Cho, Clive, A. J. Fletcher, “Prediction of turbulence quantities for swirling flow in conical diffusers,” American institute of aeronautics and astronautics, 1990, pp.453-460.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-19

# ２重吹込みが遠心圧縮機の低流量作動域に及ぼす影響

# Effect of Double Air Injection on Low Flow Operating Range of Centrifugal Compressor

○平野 利幸[*1]　辻田 星歩[*1]
HIRANO Toshiyuki　TSUJITA Hoshio

**ABSTRACT**

The operating range of centrifugal compressors at lower flow rate is restricted by the occurrence of unsteady flow phenomena such as surge and rotating stall. In this study, the double nozzle injection system was proposed in order to suppress the surge phenomenon, in which the compressed air at the exit of centrifugal compressor was re-circulated and injected to the impeller inlet by using two injection nozzles. The performance tests were carried out at the rotational speed of 40,000rpm. The influences of the injection on the flow field in the diffuser around the surge inception were investigated by comparing the static pressure distribution on the hub side wall in the diffuser with the results obtained by the oil-flow visualization method.

**キーワード：**遠心圧縮機，性能，吹込み，可視化，ディフューザ
**Key Words:** Centrifugal Compressor, Performance, Injection, Visualization, Diffuser

## 1. はじめに

ターボチャージャの構成要素である遠心圧縮機は，旋回失速やサージングといった不安定現象の発生により低流量側の安定作動範囲が制限される。そのため，これらの不安定現象を抑制し，低流量側の運転範囲を拡大させることが望まれている。これまでに，低流量域における不安定現象の挙動や発生原因に関する研究や運転範囲の拡大に関する報告が多くなされている[(1)-(5)]。著者らも低流量側の運転範囲拡大のために，圧縮空気の一部を遠心羽根車入口へ再循環させ，それをチップ側から吹込むことによるサージングの抑制効果およびその吹込み周方向位置の最適化について調査をしてきた[(6)(7)]。本研究では，2 本の吹込みノズルを用いて遠心羽根車のチップ側へ圧縮空気を吹込むことにより，低流量域における運転範囲の拡大を試みた。さらに，ディフューザ壁面静圧を測定することにより，吹込みが遠心圧縮機の性能特性およびディフューザ内の流れに及ぼす影響について調査した。

## 2. 吹込み装置

吹込み装置概略図を Fig. 1 に，供試羽根車の仕様を Table 1 に示す。2 本の吹込みノズルは周方向への移動が可能な構造となっており，その開口端は羽根車翼前縁から上流側へ 1mm の間隔をあけて設置されている。両吹込みノズルは内径 5mm の円管を用いた。本研究では羽根車への吹込みを行わない場合を Normal, 吹込みを行う場合を Injection と呼ぶ。吹込みノズルの周方向位置の定義を Fig. 2 に示す。基準位置をスクロール舌部 IP(0) とし，2 本の吹込みノズルの 1 方を固定ノズルとし羽根車回転方向へ 30° 移動した位置 IP(+30)に固定し，他方の吹込みノズルを可動ノズルとして円周方向へ移動することにより吹込み位置を変化させた。2 本の吹込みノズルの位置は可動ノズルが吹込み基準位置 IP(0)から羽根車回転方向に a° 移動した場合を IP(+a, +30), 羽根車逆回転方向へ b° 移動した場合を IP(-b, +30) と示す。

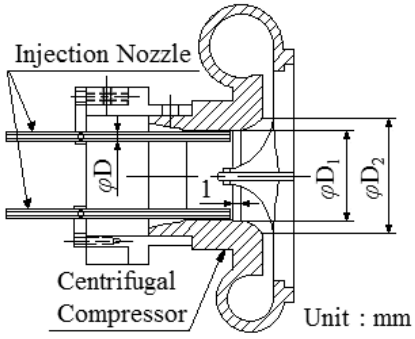



Fig. 1　Double Nozzle Injection System

*1　法政大学
〒184-8584　小金井市梶野町3-7-2
E-mail: thirano@hosei.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 1 Specification of Tested Impeller

| | |
|---|---|
| Inlet diameter $D_1$[mm] | 37.7 |
| Outlet diameter $D_2$[mm] | 52.0 |
| Number of blades $Z$ | Main blade 5<br>Splitter blade 5 |
| Inlet blade height $b_1$[mm] | 20.0 |
| Outlet blade height $b_2$[mm] | 4.00 |

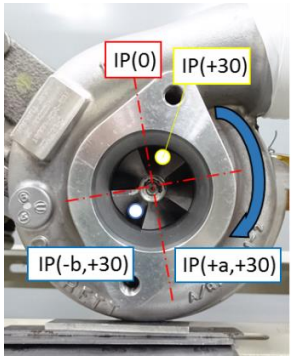



Fig. 2 Definition of Position of Injection Nozzle

## 3. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置を Fig. 3 に示す。実験装置は遠心圧縮機，再循環流路，吐出し管，オリフィス，絞り弁などから構成される。遠心圧縮機内部の羽根車は同軸上にあるタービンによって駆動され，タービンはスクリューコンプレッサから供給される圧縮空気で駆動する。遠心圧縮機より吐き出された圧縮空気の一部は吐出し管に接続された再循環流路へ流入し，流量センサを通り，吹込みノズルを経て羽根車入口へ吹込まれる。

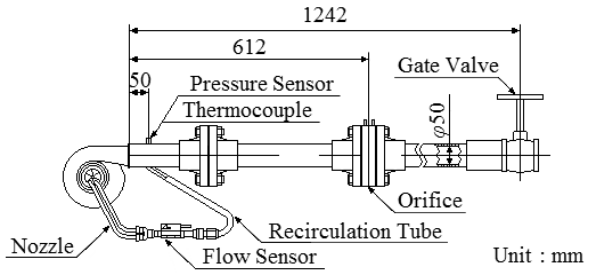



Fig. 3 Experimental Apparatus

遠心圧縮機の性能試験は JIS B 8340 に基づき，羽根車回転数は 40,000 min$^{-1}$ とした。事前に確認したサージングの発生弁開度付近では，絞り弁のハンドルの 1 回転分を 16 分割した最小弁開度ずつ絞り，圧縮機出口より 50mm 下流の壁面静圧に大きな変動が現れた弁開度の一つ手前の弁開度における流量をサージング発生限界流量と定義した。修正質量流量 $G$ と全圧力比 $\pi_t$ は式(1)および式(2)から求めた。

$$G = G_0 \frac{P_{a0}}{P_a} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \tag{1}$$

$$\pi_t = \frac{P_t}{P_a} \tag{2}$$

ここで，$G_0$ は測定した質量流量[kg/s]，$P_{a0}$ は標準大気圧[Pa], $P_a$ は実験室内の大気圧[Pa], $T_1$ は圧縮機出口温度[K], $T_0$ は基準大気温度[K]，$P_t$ は圧縮機出口全圧[Pa]である。

低流量域側の不安定現象を調査するために，圧縮機出口より 50mm 下流の壁面静圧の圧力変動測定と FFT 解析を行った。さらに，ディフューザ壁面上の流れの挙動を調べるために，Fig. 4 に示すようにディフューザハブ側の入口および出口付近に静圧孔を設けて壁面静圧を測定した。静圧孔の周方向位置はディフューザ入口側では IP(0)，IP(-30)，IP(-60)，IP(-90)および IP(-120)の 5 カ所，出口側は入口側の測定位置に IP(-150)と IP(-180)を加えた 7 カ所の計 12 カ所である。

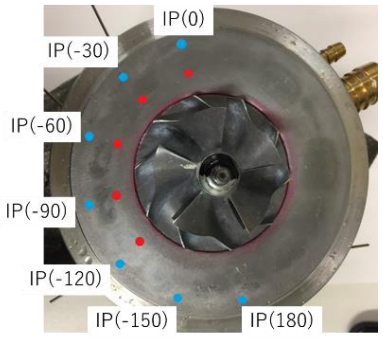



Fig. 4 Position of Static Pressure Tap in Diffuser

## 4. 実験結果および考察

Fig. 5(a)に Normal および Injection の全流量域の性能特性を，Fig. 5(b)にはその低流量側の拡大図を示す。横軸は修正質量流量 $G$[kg/s]で，縦軸は圧縮機出口より下流側へ 50mm の位置における全圧力と大気圧との全圧力比である。性能試験の低流量付近の結果から，Injection はサージング発生限界質量流量を Normal に比べて全圧力比を同程度に維持したまま，低流量側へ移動させていることがわかる。Injection の位置の違いによる性能特性を比較すると，図に示していない可動ノズルの吹込み位置に対しても, Fig. 5 に示すものとほぼ同様の傾向を示した。

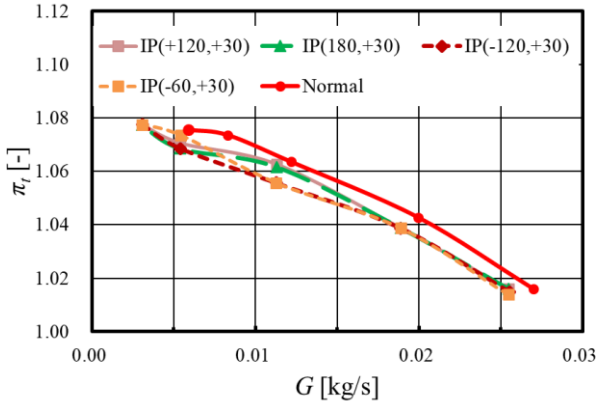
次に Injection によってサージング発生限界質量流量が Normal と比べてどの程度低流量側へ移動したかを評価するために，式(3)よりサージマージン改善率 $I_{RSM}$ [%]を算出した。また，Normal と Injection のサージング発生限界質量流量の差と最大質量流量の差，つまり，運転範囲がどれだけ拡大したかを評価するために式(4)より運転範囲改善率 $I_{ROR}$ [%]を算出した。ここで，式中の $G_N$，$G_I$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

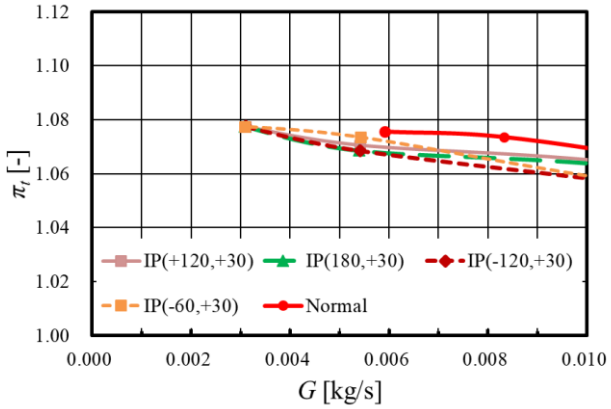
はそれぞれ Normal および Injection におけるサージング発生限界流量であり，$G_{Nmax}$ ，$G_{Imax}$ は各最大流量である。

$$I_{RSM} = \frac{G_N - G_I}{G_N} \times 100 \tag{3}$$

$$I_{ROR} = \frac{G_{Imax} - G_I}{G_{Nmax} - G_N} \times 100 \tag{4}$$



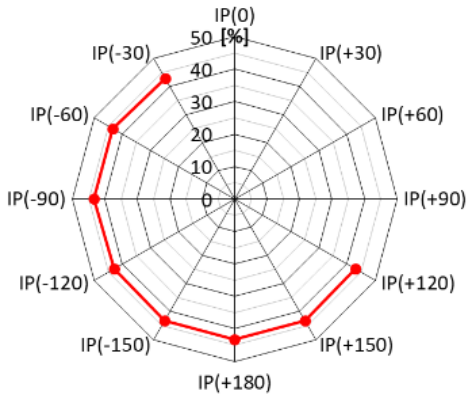

(a) Performance Characteristics



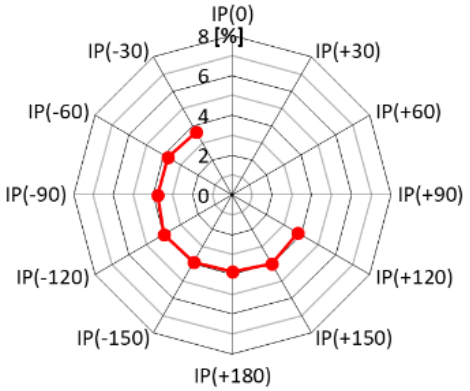

(b) Performance Characteristics at Low Flow Rate

Fig. 5 Performance Characteristics for the Fixed Injection Position of IP(+30)

Fig. 6 に式(3)および(4)から求めた $I_{RSM}$ と $I_{ROR}$ を示す。図の半径軸が各吹込み位置における改善率を，円周方向は可動ノズルの吹込み位置を示す。サージマージン改善率 $I_{RSM}$ を見ると，どの吹込み位置でも約 40%改善することができ，吹込み位置の違いによるサージマージン改善率の変化はほとんど見られない。また，運転範囲拡大率 $I_{ROR}$ については，どの Injection も Normal と比べて運転範囲が拡大していることがわかる。さらに，サージング発生限界質量流量が低流量側へ移動した原因を調べるために， ディフューザ壁面静圧を測定した。




(a) Improvement Rate of Surge Margin $I_{RSM}$




(b) Improvement Rate of Operating Range $I_{ROR}$

Fig. 6 Improvement Rate for Tested Compressor

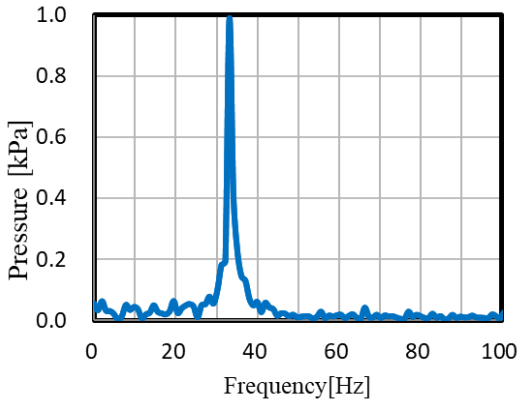
Fig. 7 に圧縮機出口下流 50mm の位置における壁面静圧の圧力変動の周波数特性を示す。各図ともに縦軸が壁面静圧の周波数スペクトルを，横軸が静圧変動の周波数を表しており，流量は Normal のサージング発生流量付近である。Normal では 35Hz 付近にピークが確認されたが Injection では，全ての吹込み位置でそのピークが Fig. 7 に示すようにほとんど確認されなかった。よって配管内の圧力変動のスペクトルが小さくなっていることから，吹込みによって遠心圧縮機内の圧力変動が抑制されたことで内部流れが安定すると考えられる。

次に，Injection によってサージマージン改善率 $I_{ISM}$ が向上した原因を調べるため，各 Injection の吹込み流量を調べた。Fig. 8 に吹込み循環率 $R_{RI}$ を示す。図の縦軸は吐出し管内の修正質量流量 $G$ に対する吹込み質量流量の割合 $G_R$ を表し，式(5)より算出される。

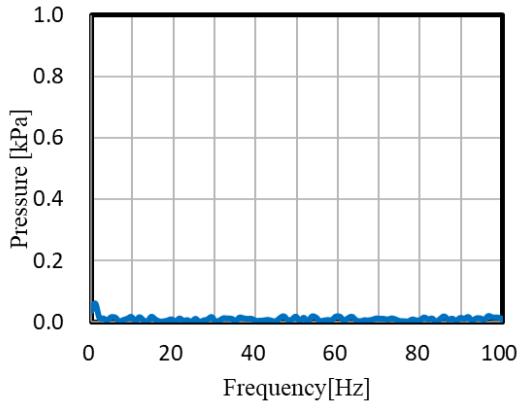
$$R_{RI} = \frac{G_R}{G} \times 100 \quad [\%] \tag{5}$$

横軸は吐出し管内の修正質量流量 $G$ である。測定結果より各固定ノズルの吹込み位置で，サージング発生限界質量流量で約 40~50%ほどの循環率があり，吹込み位置の違いによる循環率の変化はほとんどなかった。したがって，本研究で使用した 2 本の吹込みノズル装置の循環率

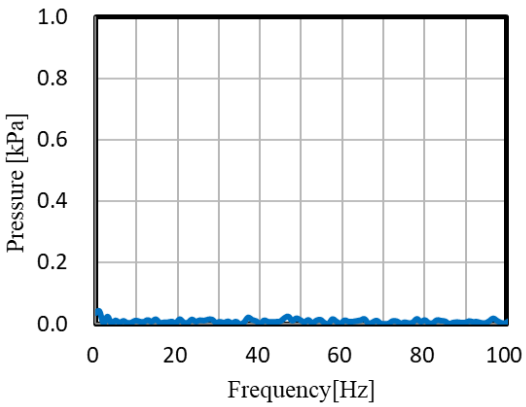
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) Normal




(b) IP(+120, +30)




(c) IP(-60, +30)

Fig. 7 Spectrum of pressure fluctuation at delivery duct at the critical flow rate for surge inception in Normal

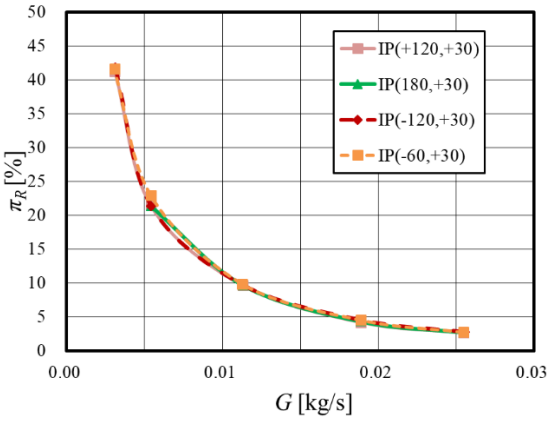
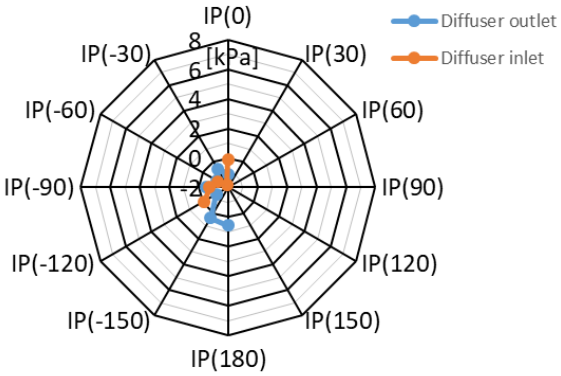



Fig. 8 Recirculation Flow Rate for Tested Compressor

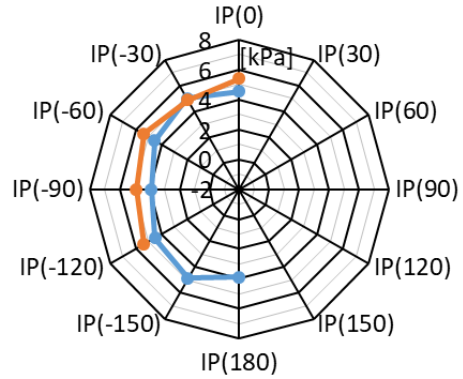
は吹込みノズルの周方向位置に依存しないと考えられる。

Fig. 9, Fig. 10 および Fig. 11 にディフューザ壁面静圧の測定結果を示す。図の半径軸が壁面静圧を，円周方向は静圧孔の位置を示す。各図(a)においてディフューザ出口静圧は、円周位置のほとんどでディフューザ入口近くの静圧よりも低い。この傾向は、圧力回復がディフューザ全体で行われていないことを示している。しかし，Fig. 9(b), (c)において, Normal では流量が減少するにつれて，ディフューザ入口静圧の方が出口静圧よりも大きくなり，サージング発生流量付近では出口静圧と入口静圧の差がさらに大きくなった。これは過去の研究において油膜法による可視化結果で示されているように，ディフューザ出口からディフューザ入口へ逆流したことと関係があると考えられる[7]。一方，Injection では周方向位置によっては出口静圧が入口静圧よりも高くなり、局所的に圧力回復の改善が見られる。また，Injection を用いた他の吹込み位置の場合においても同様の傾向を示した。したがって，吹込みを行うことによって低流量側で生じるディフューザ内の静圧回復の低下を局所的に改善したことがサージングの抑制につながったと考えられる。しかし，ディフューザ内の流れのどのような挙動が静圧分布を改善し低流量域の運転範囲を拡大できたのかについては未だ不明であるが，今後の研究でさらに調査していく予定である。

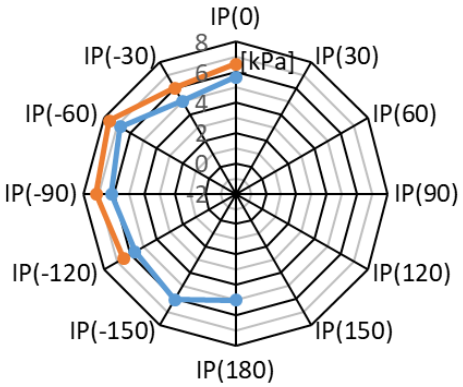
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) G≒0.0270 kg/s

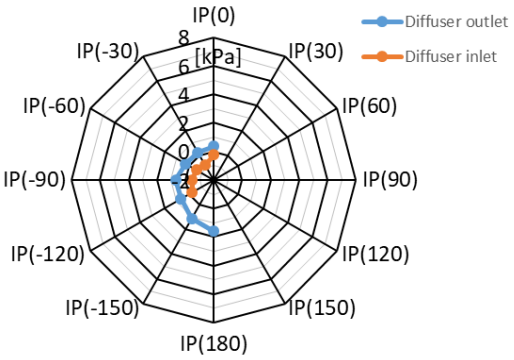



(b) G≒0.0122 kg/s

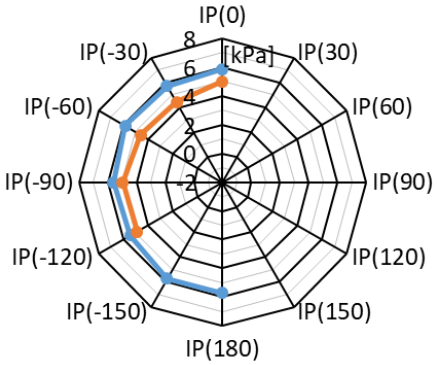



(c) G≒0.0054 kg/s

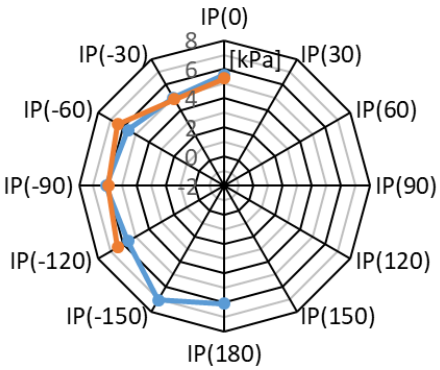
Fig. 9 Static pressure distribution on hub side wall in diffuser (Normal)




(a) G≒0.0254 kg/s



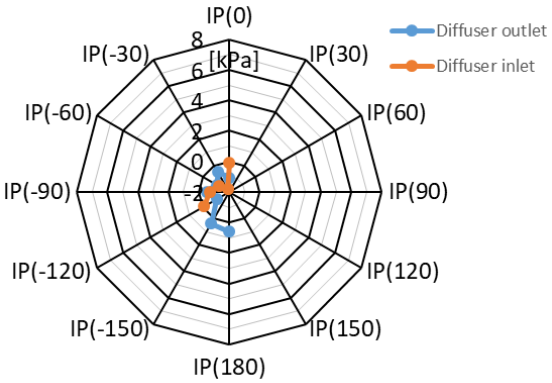

(b) G≒0.0113 kg/s



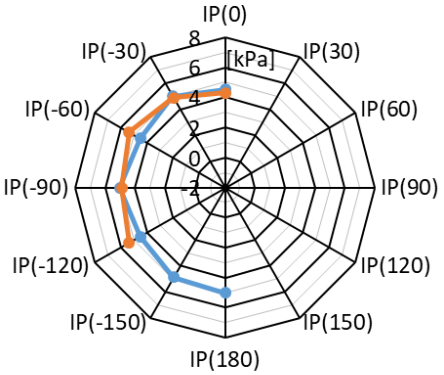

(c) G≒0.0054 kg/s

Fig. 10 Static pressure distribution on hub side wall in diffuser (IP(+120, +30))

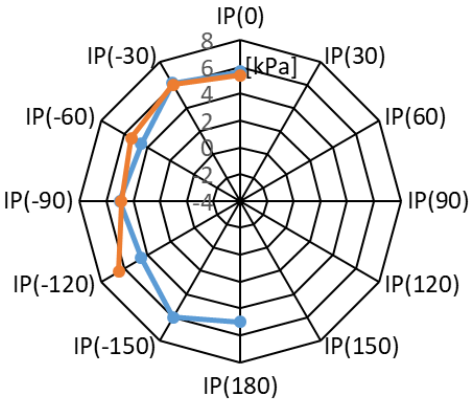
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) G≒0.0254 kg/s




(b) G≒0.0113 kg/s




(c) G≒0.0054 kg/s

Fig. 11 Static pressure distribution on hub side wall in diffuser (IP(-60, +30))

## 5. おわりに

本研究では，2 重吹込みによるサージング抑制効果を調べるためにディフューザ壁面の壁面静圧を測定した．その結果，吹込みはディフューザ内の圧力回復を改善させ，ディフューザ壁面全周で生じている逆流を局所的に抑えることによりサージングを抑制することがわかった。また，吹込み位置の違いによる吹込み循環率の変化はほとんどなく，この現象はサージマージン改善率が吹込みノズルの周方向位置に依存しないことを裏付けているものと考えられる。

## 参 考 文 献

(1) 鶴﨑展，今市憲作，三宅亮，遠心ファンの羽根なしディフューザ内の旋回失速に関する研究, 機論 B 編, 53-487 (1987), pp.885-893.
(2) 渡辺啓悦，有賀 一郎，遠心羽根なしディフューザにおける旋回失速発生過程，機論 B 編，59-565 (1933), pp.248-254.
(3) 速水洋，遠心圧縮機のサージング，GTSJ，19-76 (1992), pp.36-42.
(4) 後藤信也，山口論，中尾秀史，山口広，中村房芳，ケーシングトリートメントによる過給機用遠心圧縮機の広作動域化に関する研究，ターボ機械，Vol. 31，No. 8 (2003), pp.482-486.
(5) 玉木秀明，大内田聡，海野大，田中隆太，山口論，インレット・フィンによる遠心圧縮機の作動域拡大，IHI 技報，Vol. 56, No. 2 (2016), pp. 32-44.
(6) 宮正明，平野利幸，辻田星歩，吹込みノズル形状が遠心圧縮機の性能へ及ぼす影響，ターボ機械，Vol.41, No.2 (2013), pp.73-77.
(7) 小川達也，平野利幸，辻田星歩，2 本の吹込みが遠心圧縮機の性能に及ぼす影響について，ターボ機械，Vol.45, No.4 (2017), pp.214-221.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-20

# Kriging 応答曲面法と遺伝的アルゴリズムを用いたターボチャージャ用遠心圧縮機の最適化計算

# Multipoint Optimization of Centrifugal Compressors for Turbochargers using Kriging Response Surface Method and Genetic Algorithm

○本田 浩範[*1] 岩切 健一郎[*1] 西村 信祐[*2] 岡 信仁[*3]
HONDA Hironori IWAKIRI Kenichiro NISHIMURA Shinsuke OKA Nobuhito

**ABSTRACT**

Downsizing engines using turbochargers is an effective way of improving fuel efficiency of automobiles. Turbochargers are required to operate stably from low rotation condition to high rotation in engine. On the other hand, since the improvement of efficiency at each operating point has a great influence on the reduction of fuel consumption, optimization calculation is one of the effective tools to satisfy these complicated design constraints and trade-off aerodynamics characteristics.

In this study, the optimization calculation of centrifugal compressor impeller was carried out using performance prediction by Kriging response surface model and exploring technique using genetic algorithm. Numerical simulations were carried out on the impeller extracted from the optimization calculation, and new impeller was designed by based on that result. The verification test was carried out on this impeller, and efficiency improvement in the whole range of compressor performance MAP was confirmed.

**キーワード：**ターボチャージャ，遠心圧縮機，最適化計算，Kriging 応答曲面
**Key Words:** Turbocharger, Centrifugal compressor, Optimization calculation, Kriging response surface

## 1. 緒言

世界的な環境保全およびエネルギーの効率的な活用の要求から、自動車についても厳しい燃費規制が課せられており、車両の燃費改善は自動車メーカにとって重要な課題である。ターボチャージャを活用したエンジンのダウンサイジングは燃費改善の有効な手段であり、欧州を中心に適用が広がっており今後も需要が見込まれている。しかしながら燃費規制は今後更に厳しくなる見通しのため、継続した開発による高性能化が不可欠である。

ターボチャージャの作動点は幅広いエンジン作動点をカバーするために、効率ピーク点だけではなく、小流量作動限界近傍および大流量作動限界でも安定した運転が求められる。また各作動点における高効率化が燃費低減につながることから、作動点効率の高効率化も必要である。さらに製品の信頼性や搭載性を維持するための構造や強度、幾何学的寸法等の条件を満たす必要がある。これら複雑な設計制約を満たしながら、高性能化を達成するための手段として最適化計算の適用が進められており、様々な手法が開発されている。本研究では、Kriging 応答曲面法による性能予測と遺伝的アルゴリズムを用いた最適化計算手法を用いて、遠心圧縮機インペラの最適化計算を行った。最適化計算から抽出したインペラに対して流動分析を行い、その結果に基づいた改良設計を実施した。本インペラについて検証試験を行い、コンプレッサ性能マップ全域での効率向上を確認した。

*1 三菱重工業株式会社 総合研究所
流体研究部 ターボ機械第一研究室
〒851-0392 長崎市深堀町5-717-1
*2 三菱重工業株式会社 総合研究所
流体研究部 空力研究室
〒455-8515 名古屋市港区大江町10番地
*3 三菱重工エンジン＆ターボチャージャ株式会社
ターボ事業部 技術部 研究開発課
〒252-0244 相模原市中央区田名3000番地

## 2. 最適化計算手法

Fig.1 に最適化計算の手順を示す。最適化計算では実験計画法で選択した数十ケースの個体に対して CFD(Computational Fluid Dynamics)を行い、あらかじめデータベースを作成し、そのデータベースを基に高速性能予測ループで 1 万程度の個体の性能予測を行い、その中から特に優秀な個体のみ抽出し CFD･FEM にて解析性能評価を行い、その結果をデータベースへ追加する。この一連の流れを世代と呼び、世代が進むにつれてデータベ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ースが拡充され、より高精度な性能予測が可能となる。

性能予測ループでは大量の個体の評価を行う必要があるため、計算コスト低減を図るため ANN や応答曲面などの簡易モデルが用いられる。本研究で用いた最適化アルゴリズムではKriging応答曲面法を用いている。Kriging応答曲面法は、非線形性の強い関数の近似が可能で、推定される関数値に対して不確実性を考慮することができる。任意の設計パラメータ $\boldsymbol{x_n}$ に対する Kriging 応答曲面法による目的関数の予測式を式(1)に示す。$f(x)$は近似解、$\mu$ は平均値、$\varepsilon$ は $\mu$ からの偏差である。

$$f(x_n) = \mu + \varepsilon(x_n) \qquad (1)$$

最適化計算内では、本式を用いて EI(Expected Improvement)値と呼ばれる新たな点を予測モデルに追加した場合に最小値が更新される可能性を評価する事で探索すべきポイントを決定する。Fig.2 にその模式図を示す。予測モデルに多項式を用いた場合、任意の設計パラメータに対して任意の目的関数の予測値が定まり、その予測値の最小値も任意に定まるが、その予測精度は多項式の精度に依存する。一方で Kriging 応答曲面法の場合、任意の設計パラメータに対して目的関数の予測値が確立的な分布を持って与えられる。そして、その確率的な分布は既にあるサンプル点から離れるほど広がるため、設計空間内を効果的に探索できる特徴がある。

## 3. 乗用車用遠心圧縮機インペラの最適化計算

### 3.1 エンジン作動点およびベースインペラ

Fig. 3 および Table 1 に本設計に使用したベースインペラを示す。翼枚数は 8 枚、インペラ外径は約 44mm のものを使用した。Fig. 4 にベースインペラの P-Q マップおよびエンジン作動点を示す。乗用車エンジンに使用されるターボチャージャは、幅広いエンジン作動域で使用されることから、小流量作動限界から大流量作動限界に至るまでの広い範囲での安定作動が要求される。また各作動点における効率が向上することで、車両の燃費性能も向上するため、作動点効率の向上も必要であり、これら背反する空力性能を高いレベルで満足することが要求される。特にディーゼルエンジン向けのターボチャージャに対しては、エンジン低回転時におけるコンプレッサ効率の向上が燃費性能に与える影響が他の作動点と比較して相対的に大きいため、本作動点における効率向上が強く求められる。そのため、本研究ではそれらの性能目標を達成するために遠心圧縮機インペラを対象とした最適化計算を実施した。

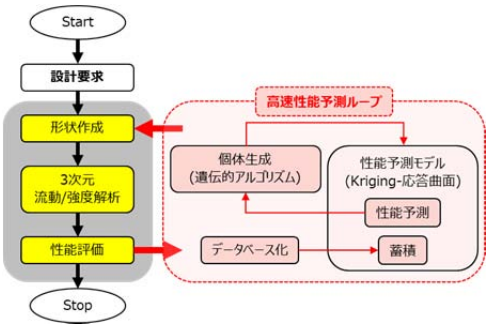
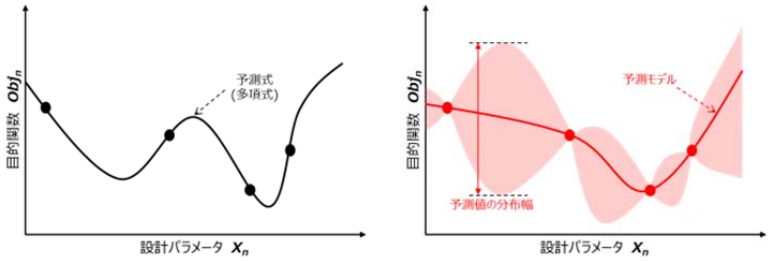



Fig. 1 Optimization Calculation Flow




(a) Polynomial model (b) Kriging Model

Fig. 2 Advantage of Kriging Surface Model

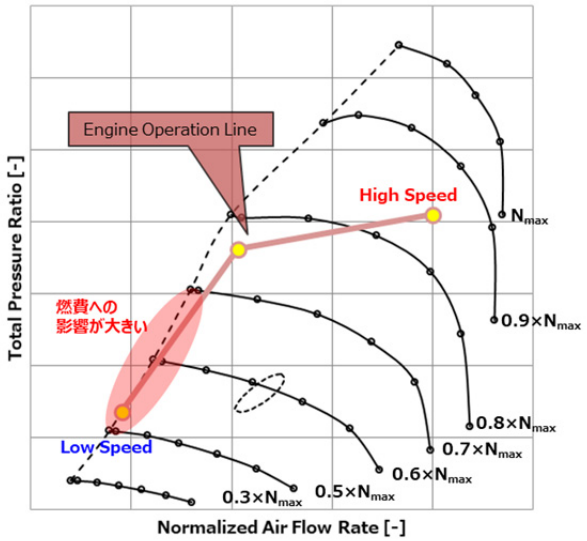



Fig. 4 Compressor MAP and Engine Operation Line



Fig. 3 Baseline Compressor

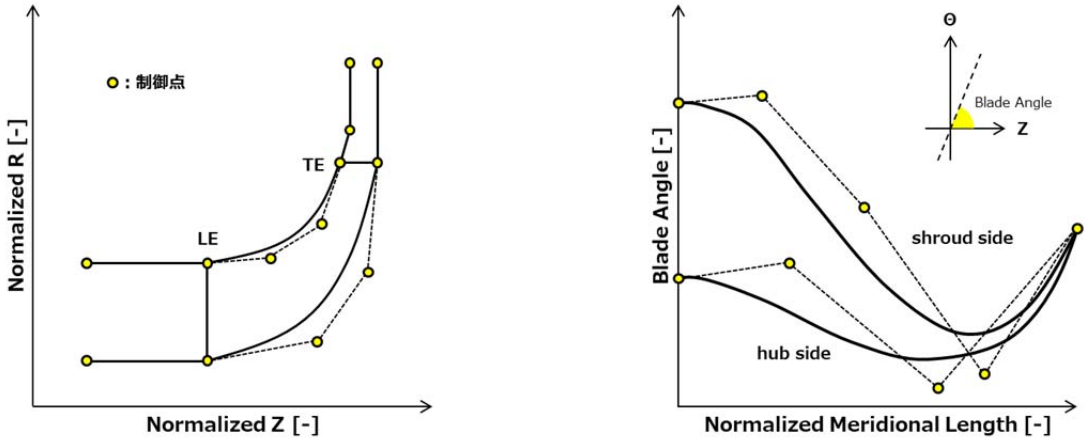
Table 1 Specification of Test Compressor

| | |
|---|---|
| 翼枚数 | 8 枚 |
| インペラ外径 | 44mm |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.2　最適化計算の問題設定

低速・小流量作動点における効率向上と小流量作動限界の低減を目的として、遠心圧縮機インペラの翼形状最適化を行った。Fig. 5 に翼形状の作成方法を示す。子午面形状と翼角分布をベジェ曲線で定義し、最適化パラメータを用いてその制御点を変化させることで翼形状の最適化を行った。最適化計算には Table 2 に示す通り、子午面について 17 個、翼角分布については 13 個、計 30 個の設計パラメータを用いた。Fig. 6 に最適化計算における CFD 解析点を示す。解析は低速と高速の代表周速 2 つについてそれぞれ 5 流量点ずつ行った。Table 3 最適化計算に用いた目的関数と制約条件について示す。目的関数には低速・小流量効率と、小流量作動限界の低減を狙い高周速の圧力流量特性の勾配を設定した。ベースインペラよりも容量の小さな個体を探索しないように、大流量側の作動限界点について制約条件を設けた。さらに遠心応力や固有値に対しても制約条件を設け、強度上成立しない個体についても探索しないようにしている。Fig. 7 および Table 4 に CFD 解析の条件を示す。解析対象は上流配管、インペラおよびディフューザの 1 ピッチとし、格子点数は 130 万程度、ソルバーには ANSYS-CFX Ver.14.5 を用いた。乱流モデルには SST(Shear Stress Transport)を用い、壁面は断熱・すべりなし条件とし、入口境界は大気条件、出口は流量もしくは静圧指定とした




(a) Meridional Shape　　(b) Blade Angle

Fig. 5 Blade Shape Transformation

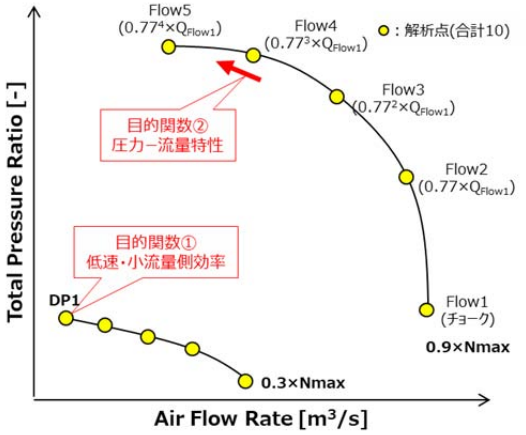



Fig. 6 CFD Analysis Points in Optimization Calculation

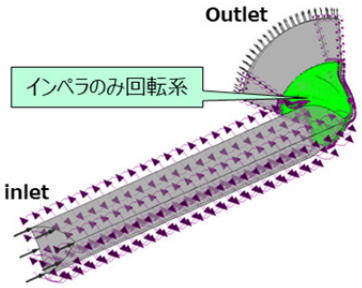



Fig. 7 Computational Grid

Table 2 Design Parameters

| 最適化パラメータ（全 30） | |
|---|---|
| 子午面形状 | 17 点 |
| 翼角分布 | 13 点 |

Table 3 Objective Function and Constraints

| | 評価項目 |
|---|---|
| 目的関数 | ①　低速・小流量効率<br>②　高速の圧力流量特性の勾配 |
| 制約条件 | ①　高速の最大流量<br>②　遠心応力<br>③　固有値 |

Table 4 CFD Settings

| | |
|---|---|
| ソルバー | ANSYS-CFX Ver.14.5 |
| 乱流モデル | SST (Shear Stress Transport) |
| 境界条件 | 壁面：断熱、すべりなし<br>入口：大気条件<br>出口：流量 or 静圧固定 |

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.3　最適化計算結果

初期データベースとして 80 個体の評価を行い、1 世代ごとに 8 個体の評価をデータベースに追加し、30 世代まで計算を継続した結果を Fig. 8 に示す。グラフ左上ほど高性能な個体となっており、最適化計算によってベースインペラよりも高性能な個体が多数抽出されていることがわかる。本検討では、強度条件を満足しつつベースインペラからの効率向上が 2.0%以上の個体の中から、サージ流量低減のポテンシャルが最も高い個体としてインペラ A を抽出した。

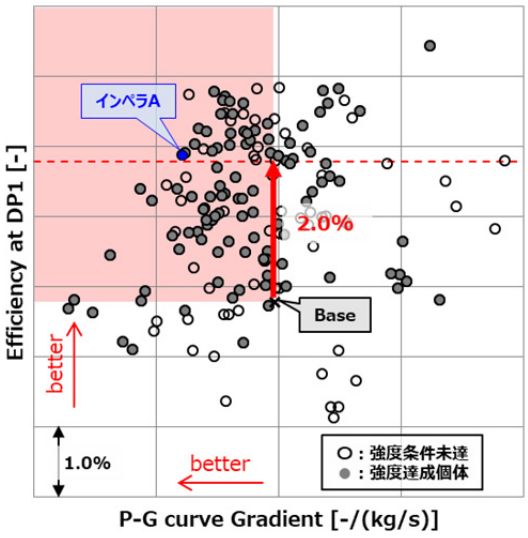



Fig. 8 Optimization Calculation Results

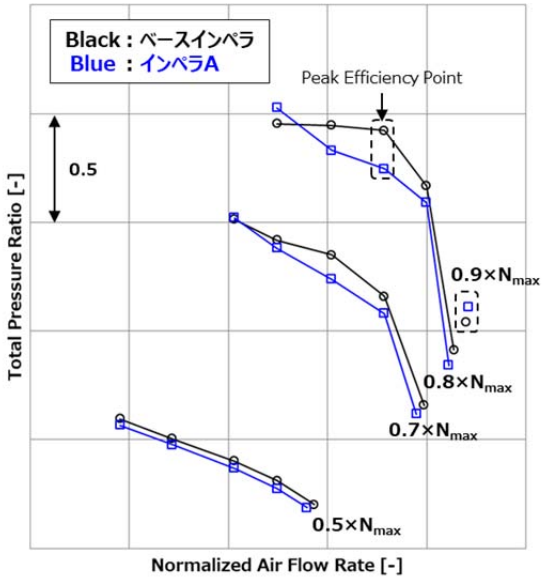
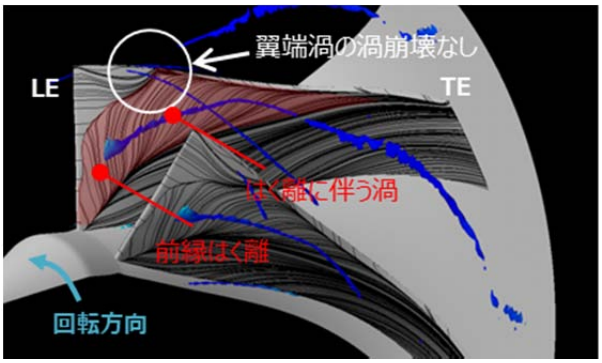
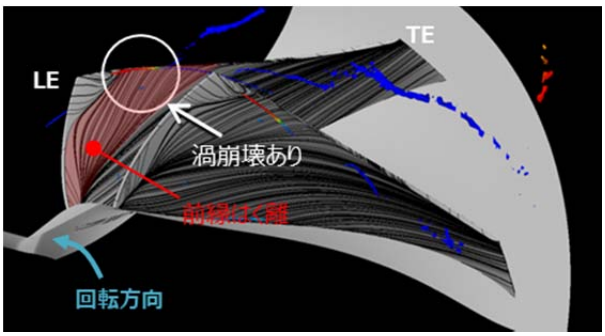



Fig. 9 Comparison of CFD Results

抽出したインペラ A の CFD 結果を Fig. 9 に示す。インペラ A はベースインペラと比較して圧力比が低いことがわかる。高回転側のピーク効率点の翼面限界流線および渦コアの挙動を Fig. 10 に示す。渦コアには無次元ヘリシティによるカラーリングを施し、無次元ヘリシティの変化により渦崩壊の有無を判別する。ベースインペラでは前縁はく離に伴う渦と翼端渦が確認できるが、どちらも渦崩壊には至っていない。一方で最適設計インペラは要端渦が渦崩壊の様相を示しており、前縁のはく離域も大きい。Fig.11 に流れ角のスパン方向分布とインペラ A の入口角を示す。インペラ A の入口角は流れ角よりも小さく、インシデンスが不適切であり、はく離域の拡大につながったと考えられる。インペラ A は最適化計算で抽出した個体ではあるが、内部流動的には改善の余地が残されていることがわかったため、インペラ A に対して高圧力比化を狙った改良設計を実施した。




(a)　Baseline Impeller




(b)　Impeller A

Fig. 10 Internal Flow Analysis at Peak Efficiency Point in 0.8Nmax Speed

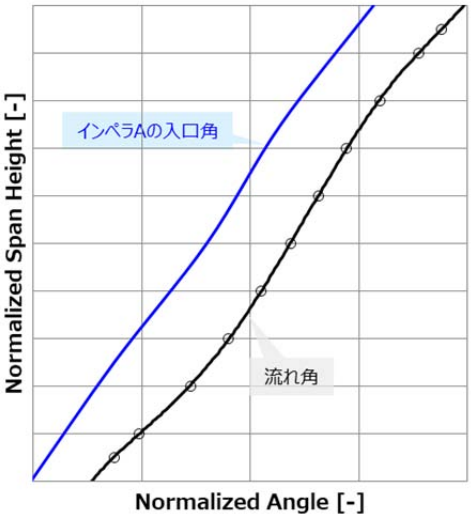



Fig. 11 Analysis Point of Optimization

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.4　最適設計インペラの改良設計

前述の通り、最適化計算から抽出したインペラ A はベースインペラよりも圧力比が低いため、高圧力比化を狙った改良設計を実施した。インペラ A に対して以下に示す 2 点の改良設計を行いインペラ B を開発した。

① インペラ出口周速の向上による圧力比の増加を狙ったインペラ最外径の拡大設計。

② 前述の流動分析の結果から、インシデンス不適正による前縁はく離が疑われることから、ミッドスパン付近の入口角の適正化。

Fig. 12 インペラ A とインペラ B のインペラ出口形状の比較図を示す。インペラ A に対して翼端側を延長して最外径を拡大させインペラ B を設計している。そのインペラ A とインペラ B の CFD 結果の比較を Fig. 13 に示す。インペラ B はインペラ A よりも圧力比が増大しており、狙い通りの性能が得られている。Fig. 14 にインペラ A とインペラ B の限界流線および渦コアの挙動を示す。インペラ B は前縁のはく離域が縮小しており、翼端渦も渦崩壊に至っていないことがわかる。最適化計算およびインペラ A に対する改良設計の効果を検証するため、ベースインペラ、インペラ A およびインペラ B の性能試験を実施した。

### 4.　試験結果

Fig. 15 にベースインペラおよびインペラ A、インペラ B の試験結果を、Fig. 16 にエンジン作動点におけるコンプレッサ効率の比較を示す。インペラ A はベースインペラと比較して、圧力比が 0.2 程度低い一方で、高効率域が高圧力比・大流量側に向かって拡大していることがわかる。最適化計算において目的関数にしていたエンジン低回転時の効率も 1.5%高く、同様に圧力流量特性に関してもベースインペラよりもインペラ A の方が右下がり勾配となっており、最適化計算結果と合致した結果が得られている。しかしながら小流量作動限界点については、90%$N_{max}$ のみ低減されており、その他の回転数については同等か増大となっている。このことから、小流量作動限界の低減を評価する指標として、圧力流量特性の勾配のみを用いることは有効でなかったと考えられる。

インペラ A から更なる高圧力比化を図った改良設計インペラ B については、全域でベースインペラと同等もしくはそれ以上の圧力比を示しており、CFD による事前検討と同様の結果が得られている。小流量作動限界線はベースインペラと同等であり、高効率域が高速・大流量側拡大しているため、ターボチャージャの作動域を維持しつつ高効率化が達成できた。エンジン作動線効率で比較するとインペラ A は低回転、中回転、高回転それぞれで 1.5%、1.7%、1.8%の高効率化を達成しており、インペラ B は 0.2%、1.2%、1.4%となっている。最適設計により抽出した個体に対して、従来知見を適用することでベースインペラに対して空力的なデメリットなしに高性能化を達成することができた。

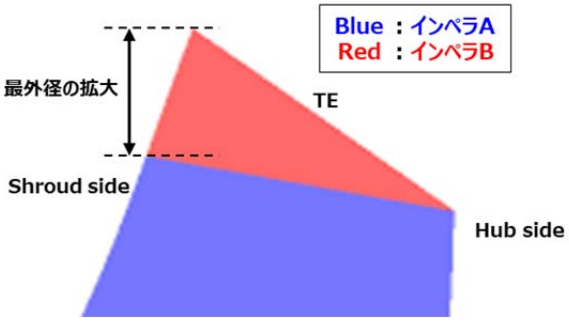



Fig. 12 Analysis Point of Optimization

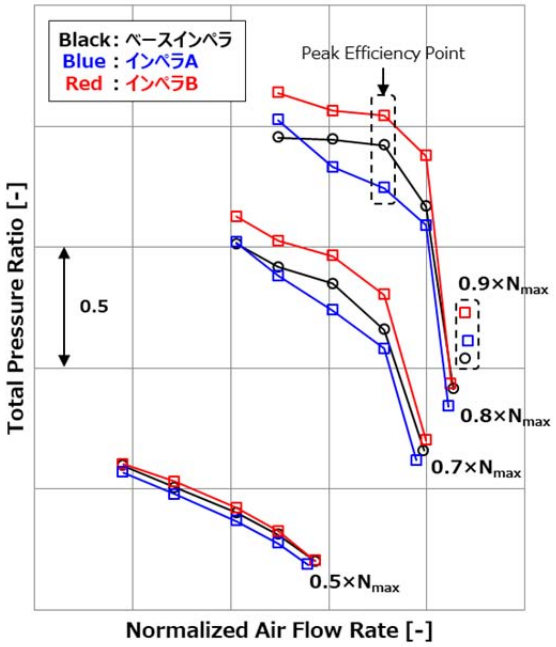
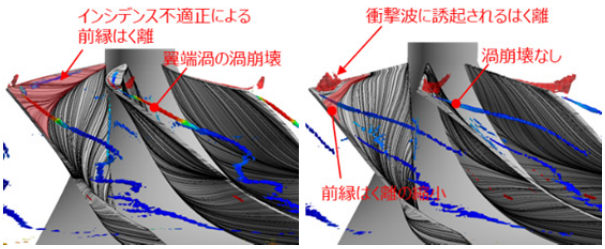


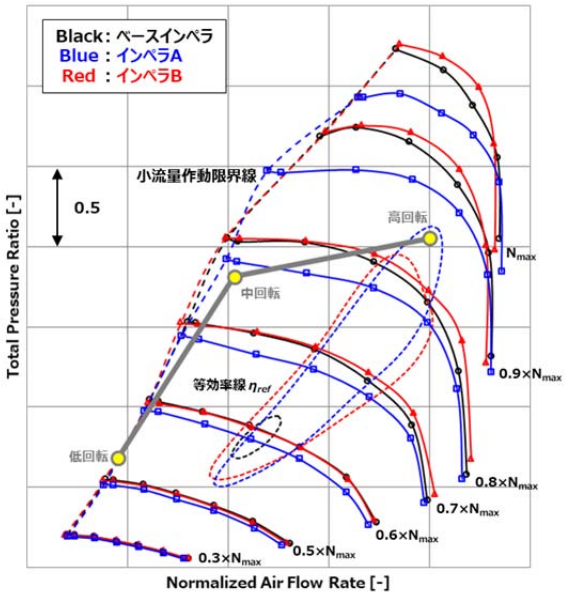

Fig. 13 Analysis Point of Optimization



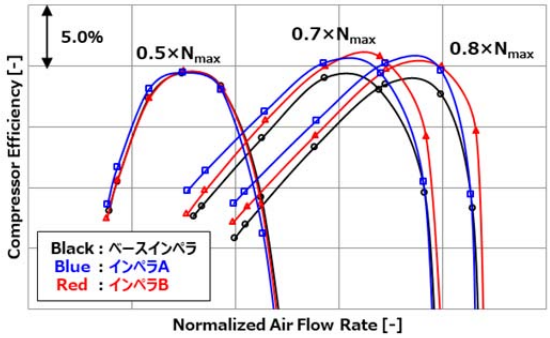

(a) Impeller A　　(b) Impeller B

Fig. 14 Internal Flow Analysis at Peak Efficiency Point in 0.8Nmax Speed

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) Compressor MAP




(b) Compressor Efficiency

Fig. 15 Comparison of Test Results

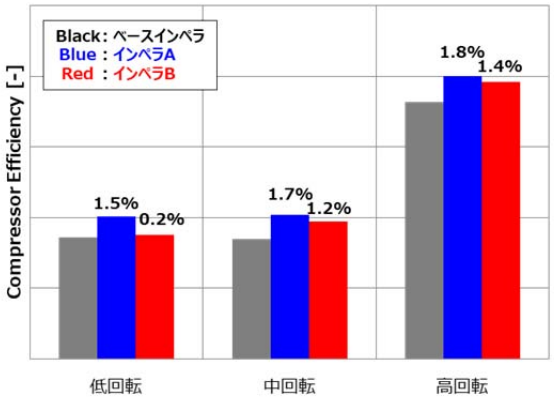



Fig. 16 Comparison of Compressor Efficiency at Engine Operation Line

## 5. 結言

乗用車用ターボチャージャ向けの遠心圧縮機インペラを対象として、エンジン作動点における高効率化と作動レンジの拡大を目的とした翼形状の最適化計算を実施した。その結果以下の知見を得た。

1. Kriging 応答曲面法と遺伝的アルゴリズムを組み合わせた最適化計算手法を用いて、低速・小流量点効率の向上と小流量作動限界の低減を目的関数とした複数作動点における翼形状の最適化計算を行い、ベースインペラに対して効率向上および作動限界低減の見込みのあるインペラを抽出した。同インペラの検証試験の結果、コンプレッサ性能マップ全域で効率向上を達成し、前記最適化計算手法の遠心圧縮機インペラの設計問題に対する有効性を確認した。しかしながら、最適化計算で見込んでいた小流量作動限界低減の効果は限定的であり、目的関数として設定していた圧力流量特性の勾配だけでは評価指標として不適切であることがわかったため、作動限界低減に対する適切な評価指標の調査を引き続き行う。
2. 最適化計算結果から抽出したインペラに対して最外径の拡大と入口角の適正化を行った改良インペラの検証試験の結果、目論み通りの高圧力比化を達成し、最適化計算で抽出したインペラに対する従来知見に基づく改良設計の有効性を確認した。

## 参 考 文 献

(1) 村上大輔，堤盛人，西新宿，Kriging を用いた実用的な面補間法，Theory and Applications of GIS, 2011, Vol.19, No.2, pp.59-69

(2) Ibaraki, S., Van den Braembussche, R.A., Verstraete, T., Alsalihi, Z., Sugimoto, K., Tomita, I., Aerodynamic Design Optimization of a Centrifugal Compressor Impeller Based on an Artificial Neural Network and Genetic Algorithm, 11th International Conference on Turbochargers and Turbocharging, pp.65-77.

(3) Van den Braembussche, R.A., Alsalihi, Z., Verstraete, T., Matsuo, A., Ibaraki, S., Sugimoto, K., Tomita, I., Multidisciplinary Multipoint Operation of a Transonic Turbocharger Compressor, ASME Paper, GT2012-69645.

(4) 下山幸治，鄭信圭，大林茂，多目的最適化における Kriging 応答曲面法のためのサンプル追加指標の比較，進化計算学会論文誌，Vol.3，No.3(2012)

(5) 寺門幸宏，倉橋貴彦，山崎渉，伴直彦，佐々木大輔，仮想有限要素法および Kriging 応答局面手法による翼断面形状の最適設計シミュレーション，日本機械学会北陸信越支部第 54 期総会・講演会　講演論文集，No.177-1(2017)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-21

# 1800kW 非常用ガスタービン発電装置向け遠心圧縮機の開発

# Development of Centrifugal Compressor for 1800kW Gas Turbine Standby Generator Set

○谷口 皓一[*1]　浅井 尚[*1]　佐藤 渉[*2]
TANIGUCHI Koichi　ASAI Hisashi　SATO Wataru

**ABSTRACT**

Standby generator sets which can provide significant amounts of electric power in the event of blackout are installed in major facilities. Due to the critical role played by such facilities, standby generator sets must be highly reliable for startability and load response. In recent years, a demand for long term continuous running is increasing. Therefore standby generator sets are required to have high thermal efficiency. We carried out improvement of compressor efficiency for 2MW class gas turbine. CFD and FEA are used to design these components, in order to develop centrifugal compressors which are compatible with startability and efficiency. It was confirmed that the efficiency of the new design product was improved compared with the conventional compressors in the rig test. It was confirmed that the matching between low and high pressure compressors in the engine test. The output of the gas turbine is also increased from 1600kW to 1800kW.

**キーワード：**ガスタービン，遠心圧縮機，非常用発電装置，空力
**Key Words:** Gas Turbine, Centrifugal Compressor, Standby Generator Set, Aerodynamic

## 1. はじめに

株式会社 IHI 原動機は 200kW～5000kW クラスまでの非常用ガスタービン発電装置を，自社開発したガスタービンを駆動源にラインナップし販売している。非常用ガスタービン発電装置は，停電時に瞬時に大容量電力を安定供給するための装置で，データセンタや公共施設，上水道施設および雨水排水ポンプ施設などに設置されている。また，再生可能エネルギーを導入した分散型電源システムにおいて，系統安定化のために必須な電源装置の一つになるものと期待されており，非常用発電装置には，始動性，負荷追従性に対する高い信頼性や電力需要増加による高出力化が要求されている。さらに近年は 2011 年の東日本大震災といった大震災時の長時間運転への対応が増加しており，非常用発電装置の燃料備蓄量低減のため，高い熱効率も要求されている。

このような背景から，IHI 原動機では既存の 1600kW ガスタービンを 1800kW に出力アップする開発に取り組んだので本稿に述べる。

## 2. 非常用発電装置

非常用ガスタービン発電装置の断面を Fig. 1 に示す。ガスタービンにより得られた動力は，減速機を介して同軸にカップリングされた発電機へ伝えられる。非常用発電装置の設置場所は，ビルの屋上に設置されるケースも多く，発電装置全体は軽量・コンパクトであることが要求される。そこでエンクロージャの吸気ダクト及び排気消音器は，騒音仕様を満足しながら軽量化が図られている。また，機関台床構造においても剛性，強度を保持しつつ，簡素な形状で軽量化が図られている。

非常用発電装置に要求される項目のうち最も大事なことは，停止状態から 40 秒以内で始動し，発電できることである。災害等による停電時に，防災設備が稼動できるよう電力供給を確実におこなう必要がある。その他にも装置が設置場所に設置可能なサイズであること，排ガスは設置地域の法令等の規制範囲内であること，騒音はエンクロージャ周囲で規定の範囲内であること等がある。

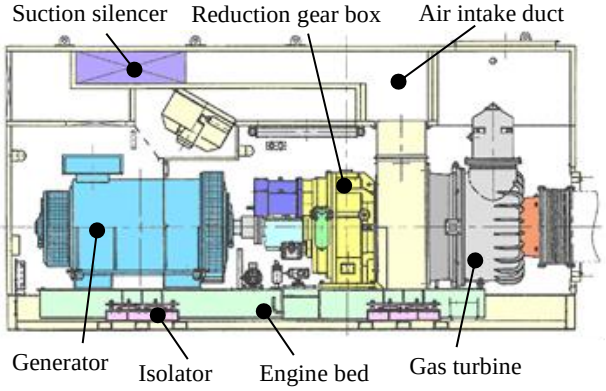



Fig. 1 Cross section of standby generator set

*1　株式会社IHI原動機　技術センターGT製品開発部
〒957-0101　新潟県北蒲原郡聖篭町東港5-2756-3
E-mail: taniguchi2133@ihi-g.com
asai8287@ihi-g.com
*2　株式会社IHI　技術開発本部
〒235-0023　横浜市磯子区新中原町1番地
E-mail: sato6029@ihi-g.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

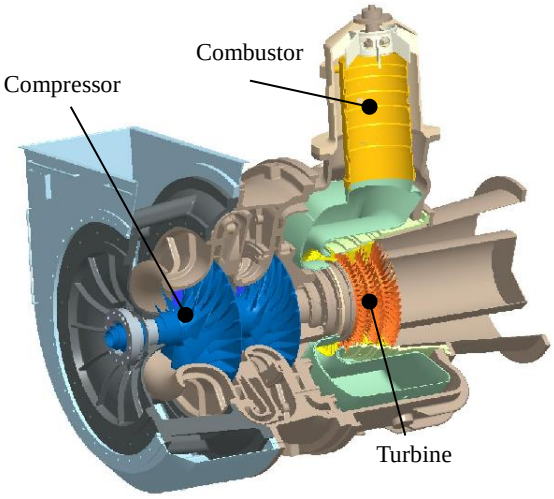



Fig. 2 Cutaway view of gas turbine

Table 1 Gas turbine basic specification

| Gas Turbine | NGT2B | NGT3A |
|---|---|---|
| Output power | 1600kW | 2000kW |
| Rotor speed | 22000rpm | 17900rpm |
| Start-up time | Within 40 seconds | |
| Fuel types | Kerosene, Diesel oil,<br>High grade heavy fuel oil, Gaseous fuel | |
| Compressor type | 2 stage centrifugal | |
| Combustor type | Single can type | |
| Turbine type | 3 stage axial | |

非常用発電装置の原動機として使用されるのはガスタービンのほかにディーゼルエンジンがあるが，ガスタービンのメリットは設置に必要なスペースがディーゼルエンジンに比べて 5 割程度で，発生する音が高周波のためエンクロージャで遮蔽しやすく，排ガスに含まれる NOx 等が少ないということである。他にも，使用燃料を柔軟に変えることができて，複数の液体燃料に対応し，さらにガス燃料を含めたデュアルフューエルに対応させるにはガス燃料用ノズルを追加で組み込むだけで変更できる。

非常用発電装置が使用される場所は，データセンタ，公共施設，上下水道施設，排水設備，複合ビル，病院，スタジアム，空港，LNG 基地，工場などである。

ガスタービン発電装置の部品を流用して 2 軸ガスタービンを製作しポンプ駆動用としても使用されている[(1)]。日本では河川周辺地域の都市化が進み，これらの地域での豪雨や台風への対策の重要性が増しており，ポンプ駆動用ガスタービン装置はこのような地域の雨水排水ポンプ施設に適用できるものである。

### 2.1 ガスタービン機関

ガスタービン内部構造について, NGT2B 型機関断面図を Fig.2 に示す。圧縮機は 2 段の遠心圧縮機を持ち，圧縮された空気は燃焼器に供給される。燃焼器で燃焼が行なわれた燃焼ガスはタービンスクロールにて整流されタービンへ導かれ，排気ディフューザにより排出される。Table.1 にガスタービン機関の主要目表を示す。



Fig. 3 Two stage centrifugal compressor



Fig. 4 Single can type combustor

### 2.2 圧縮機

2 段遠心圧縮機の概観を Fig.3 に示す。インペラはステンレス鍛造材で，5 軸加工機で加工されている。低圧段はインペラ・ディフューザ・リターンチャネルで構成されており，高圧段はインペラ・ディフューザ・出口ガイドベーン(OGV)で構成されている。

### 2.3 燃焼器

燃焼器ライナの概観を Fig. 4 に示す。燃焼器は上部にスワラ及び空気孔，下部に希釈孔を持つ一般的な単筒缶型である。さらにライナ内壁面には遮熱コーティングが施工されており耐久性を高めている。着火には火花点火装置が用いられており確実な着火性能を確保している。

### 2.4 燃料噴射ノズル

燃料噴射ノズルの概観を Fig.5 に示す。燃料ノズルの液体燃料部は液体仕様，デュアル仕様同一であり，パイロット及びメインの 2 系統をもつ燃料噴射ノズルを採用している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

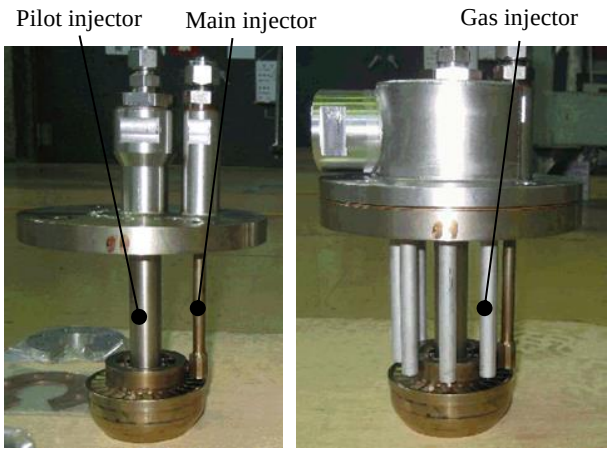



Fig. 5 Fuel injector



Fig. 6 Turbine scroll

ガスタービン始動時にはパイロットの圧力噴霧ノズルから燃料は噴霧され，始動中空気量が増加してくるとメインのエアブラストノズルからも供給される。ガス燃料とのデュアル燃料用ノズルは，液体用ノズルの上にガスノズルを取り付ける構造である。

### 2.5　タービンスクロール

タービンスクロールの概観を Fig. 6 に示す。タービンスクロールはニッケル基合金で，絞り加工と溶接加工によって製作している。ガスタービンの出力が高くなるほど表面温度も高くなるが，冷却するために使用する空気も増やしてしまうと効率が低下するため，CFD を使用して冷却孔の位置を最適化し冷却空気量を減らしている。

### 2.6　タービン

タービンロータの概観を Fig. 7 に示す。3 段軸流タービンで，ブレードはニッケル基合金の精密鋳造で作られている。タービン入口の燃焼ガス温度から保護するため，1 段目のブレードは内部冷却構造になっている。1 段目ノズルも冷却構造の精密鋳造でコバルト基合金である。

### 2.7　ロータシャフト

ロータシャフトの概観を Fig.8 に示す。コンプレッサは 2 段のインペラとロータ軸をセンタースタッドで結合されている。



Fig. 7 Three stage axial turbine

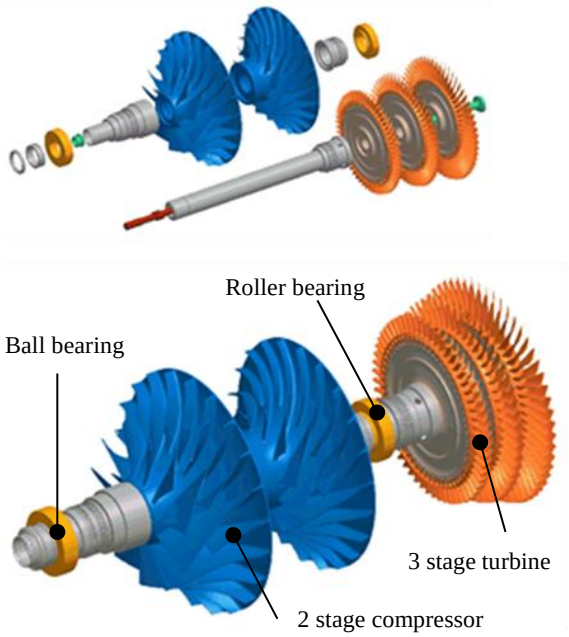



Fig. 8 Rotor shaft

タービンは 3 段タービンロータとロータシャフトはタービンボルトで結合されている。コンプレッサ, タービン, ロータシャフトの結合面は低振動で信頼性能が高いカービックカップリングを使用している。ロータはコンプレッサアセンブリのロータシャフト両端にある二つの軸受で支持されている。玉軸受けはコンプレッサ側に，ローラベアリングはタービン側にあり，アセンブリ全体を保持している。機関停止時の軸受け間の熱伝達による変形を減らすため軸受け間の長さを短くしている。

## 3. 圧縮機空力設計

インペラ設計は非常用ガスタービンに求められる始動性を向上させるための質量軽量化と効率向上に取り組んだ。質量軽量化には比強度が高い素材に変える方法があるが，一方で素材のコストは増加してしまう。そこで今回は翼枚数低減とハブラインの径を下げる方法で質量軽量化をおこなった。しかし，翼枚数を減らすと翼負荷が

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

増加し,過剰な翼負荷は流れの剥離を引き起こす。また,ハブラインの径を下げることも流れの剥離が発生し効率が低下する。このような流れの剥離を減らして効率向上させながら質量軽量化する形状の設計をおこなった。

圧縮機空力設計は，現行品形状をベースに，流量を増加し効率・圧力比を高めた新設計のガスタービンサイクルに性能がマッチするように設計をした。設計手順は 1 次元設計で各ステーション(インペラ，ディフューザ，リターンチャネル，OGV)の前縁(LE)・後縁(TE)角度や寸法を決定し，この形状を元に 3 次元設計を行なった。3 次元設計は CFD を使用した。ソフトは内製コードを使用している。1 次元設計で決定した形状に翼角度や翼厚さを与え，CFD で性能を評価して，効率低下の要因となっている部分や圧力比を調整するために形状を変える作業を,設計点での性能を満足するまで繰り返した。

低圧段インペラの設計は，流量増加に合わせて入口シュラウド径を拡大した。NGT2B 型の吸気は径方向からになるため低圧段インペラ入口のチップとハブの速度比は軸方向吸気に比べて高くなる。1 次元設計でパラメータとして速度比を与えることで実態に即した精度の高い性能予測ができる。3 次元設計ではモデルに吸気形状を反映し速度比に合わせてインペラのインシデンスが最適な値になるように翼角度を調整した。翼面や翼間の流れはマッハ数が急激に変化する部分をなだらかな変化になるように翼角度を調整した。インペラ出口ベーンレス部はインペラ出口翼高さと比較して流路高さを低くした。現行品はインペラ出口翼高さと同等の流路高さになっているため, シュラウド側で流れが剥離している CFD 結果が得られており，流路高さを低くすることで剥離を低減させてロスも減らしている。また，非常用ガスタービンに求められる始動性を向上させるため，インペラの慣性モーメントを低減させ，コンプレッサ部の慣性モーメントを 19.4%低減させた。低減の方法として 2 つの方法をおこなった。一つ目はインペラの翼枚数を減らす方法で，現行品の翼枚数を長翼・短翼共に 2 枚削減した。翼枚数を減らすことは一翼当たりの翼負荷が増えて過剰な翼負荷は流れの剥離を引き起こすためロスが増える原因となる。翼枚数を減らしながら効率向上や圧力比を高くするため，CFD を使用して翼面のマッハ数やエントロピ分布を確認しながら最適な翼形状になるように翼角度や翼厚さを調整した。また，現行品は短翼の翼角度を長翼と同じにしているが，別設計にすることで短翼 LE 角度を流れ角にあわせ損失を減らし，翼間の負荷分布も最適になるように翼角度を決定した。二つ目はハブラインを下げてインペラの軸部分を減らす方法で，慣性モーメントを低減させた。遠心圧縮機は軸方向からの流れを径方向に遠心力で流体に運動エネルギーを与えており，チップ側にいくほど速度は速く, ハブ側は速度が遅い。そのため，ハブラインは適切に径を大きくしていくことでインペラ内部の流れが径方向へ向きを変えて流れていく。ハブラインを下げることはハブ側の流れが径方向へ流れにくくなるため，流れの剥離が発生し損失の原因となるが，損失が減るように翼角度を適切な値に決定した。

低圧段ディフューザの設計は LE 角度をインペラ出口の流れに合わせてインシデンスロスを減らしつつ，サージマージンを確保する角度にした。LE と TE 間の翼角度と翼厚さは翼型ディフューザを使用することで翼面に沿わない剥離流れを抑えて損失を軽減する形状にした。

リターンチャネルの設計は LE 角度をディフューザ出口の流れに合わせてインシデンスロスを減らし, TE 角度は高圧段インペラに予旋回が残らない流れになるように翼角度を設計した。LE と TE 間の翼角度と翼厚さはディフューザと同じように翼面に沿わない剥離流れを抑えて損失を軽減する形状にした。翼高さは現行品では LE から TE にかけて約 2 倍に高くなっており，急激に流路面積が拡大しているため，翼面に剥離が発生している。剥離による損失を減らすため，新形状リターンチャネルの TE 翼高さは LE 翼高さの 1.2 倍の拡大率とした。

高圧段インペラは, 圧力比を高くするため外径を約 1%大きくしつつ，低圧段インペラと同様の慣性モーメントを減らす設計をした。リターンチャネルからの旋回がない流れと，流路の曲がりによるチップとハブの速度比を考慮した形状をモデル化して LE 角度を決定した。翼面や翼間の流れはマッハ数が急激に変化する部分をなだらかな変化になるように翼角度を調整した。また，長翼と短翼の翼角度は別設計にすることで，短翼 LE 角度を流れ角にあわせ損失を減らし，翼間の負荷分布も最適になるように翼角度を決定した。インペラ出口の流路高さはインペラ出口翼高さに対して絞りを与えた。

高圧段ディフューザの設計は LE 角度をインペラ出口の流れに合わせてインシデンスロスを減らした最適な角度にした。TE 角度は燃焼器入口の流れ状態を考慮して，周方向速度成分を減らすような翼角度に決定した。

OGV は燃焼器への流入を考慮した設計にしている。周方向速度成分が速い旋回流ほど燃焼器への流れは不均一となるため，流れが軸方向へ向くように現行品では 24 枚ピッチの翼枚数を 40 枚ピッチの翼枚数へ増やし, 形状も翼型にしている。

## 4. 圧縮機性能試験

性能は単段スケールダウンの要素試験と 2 段組み合わせたガスタービン実機試験で評価した。

### 4.1 要素試験

要素試験は単段毎のスケールダウンでインペラとディフューザ，スクロールの組合せで行い，インペラ入口で全圧・全温，ディフューザ出口で全圧，スクロール出口で全圧･全温を計測している。試験回転数は低速で圧力比が低い作動ラインから，定格回転数より回転が速い作動ラインまでをチョークからサージまで計測してコンプレッサマップを作成した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 2 Rig test result

| | LPC | HPC |
|---|---|---|
| Flow rate | +1.9% | 0% |
| Efficiency | +4.9pts | +1.7pts |
| Pressure ratio | +0.8% | +10% |

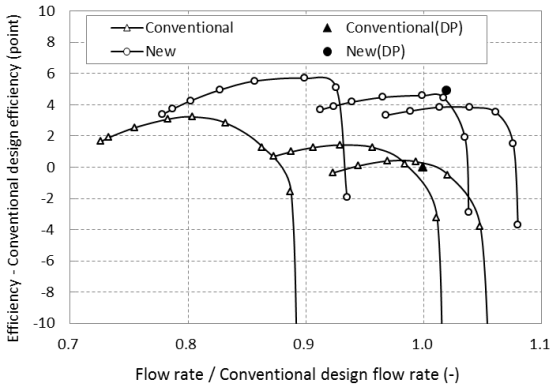



Fig. 9 (a) LPC efficiency

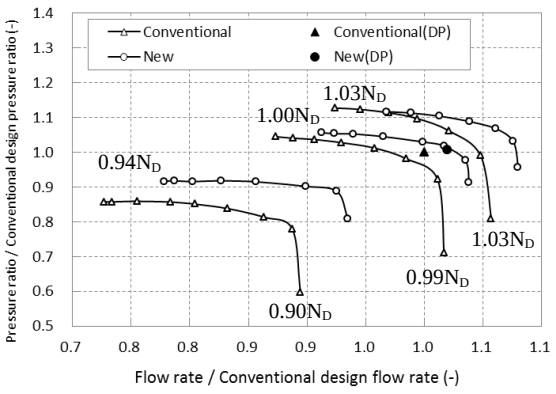



Fig. 9 (b) LPC pressure ratio

試験結果は，それぞれディフューザ出口の性能で比較した。低圧段は現行品の効率に対して新形状の効率は設計定格点で比較して+4.9pts 向上している。高圧段は現行品の効率に対して新形状の効率は設計定格点で比較して+1.7pts 向上している。圧力比は低圧段の圧力比が現行品と比較して+0.8%，高圧段の圧力比は現行品と比較して+10%となった。要素試験結果を Table 2 に，低圧段の試験結果を Fig. 9 に，高圧段の試験結果を Fig. 10 に示す。

### 4.2 実機試験

実機試験は NGT2B 試験機で行った。実機試験は 2 段組み合わせた試験となり，要素試験では確認できない 2 段のマッチングを確認するのと, 要素試験や CFD の結果と同等の性能が達成できているのかを確認する。各流体性能計測方法は，流量は吸気ダクトを使用し，同じ箇所でインペラ入口温度を計測している。インペラ入口圧力は吸気プレナムで計測する静圧と流速から計算される動圧を足し合わせて入口全圧としている。ディフューザ出口で全圧･全温, リターンチャネル出口で全圧を計測し，低圧段の各ステーションの性能を計算した。

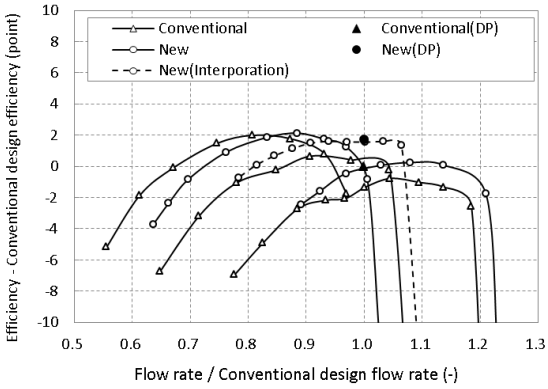



Fig. 10 (a) HPC efficiency

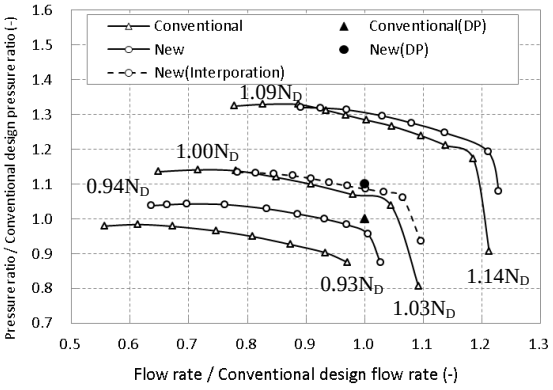



Fig. 10 (b) HPC pressure ratio

高圧段はディフューザ出口で全圧と全温を計測し OGV 出口で圧力を計測して，高圧段の各ステーションと全段の性能を算出した。

実機試験結果を Table 3 に, 全段の結果を比較したグラフを Fig. 11 に示す。試験結果は OGV 出口の性能で比較して，全段で現行品は 1600kW の設計点の性能に対して新形状は 1800kW の設計点で効率は+2.5pts 向上し，圧力比は 5.0%向上している。要素試験で取得したコンプレッサマップの結果と比較すると低圧段は大流量側で作動しており効率・圧力比共に低い値になっている。高圧段はガスタービンの設計負荷点でピーク効率に近い状態で作動している。全段で比較すると低圧段の作動範囲と同じで大流量側で作動しておりマッチング調整で低圧段がもっと効率の良い小流量側で作動するようにする必要がある。方法はいくつかあり，ひとつはタービン部の第一段ノズル部分でチョークすることでコンプレッサの作動点が決まることより，高圧段を外径トリムすることで圧力比を下げると，吸気流量も少なくなることでつりあうようになる。流量が少なくなるとコンプレッサが小流量側で作動するようになるため, 効率と圧力比が改善される。またはタービン部の第一ノズルを絞ってスロートを狭くすることでコンプレッサの作動点が小流量側に移動することでコンプレッサの効率と圧力比が改善される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 3 Gas turbine test result

| | Overall |
|---|---|
| Flow rate | +4.1% |
| Efficiency | +2.5pts |
| Pressure ratio | +5.0% |

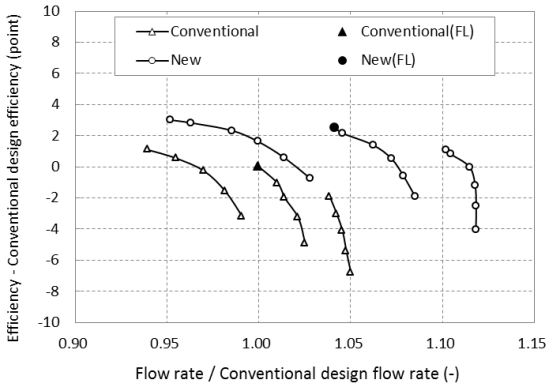



Fig. 11 (a) Overall efficiency

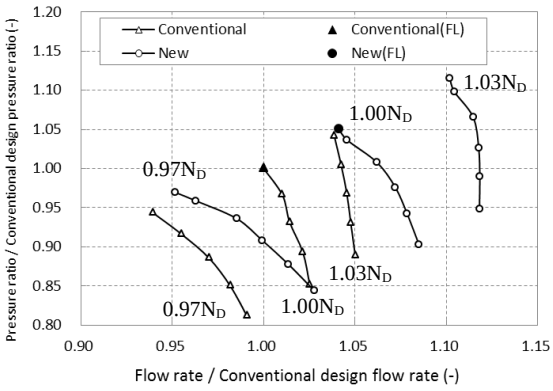
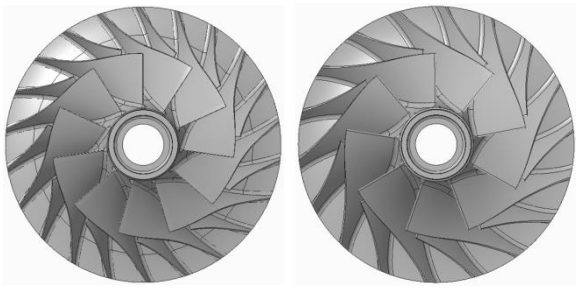



Fig. 11 (b) Overall pressure ratio

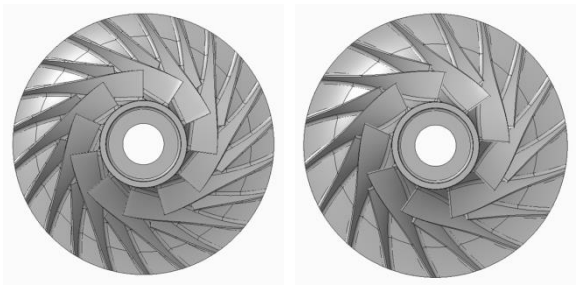
## 5. 圧縮機構造設計

空力設計で設計点の性能を確認した形状で，有限要素解析(FEA)を実施している。解析は伝熱解析・静解析・モーダル解析をおこなっている。伝熱解析は想定した温度状態をインペラに与えて運転時のインペラ温度状態を模擬している。静解析は定格回転速度，ガス圧力，伝熱解析で得られた温度場を使用し，温度変化によるヤング率や熱変形を考慮して計算をしている。また，材料強度も温度変化を考慮しており，安全率を評価する際にも精度よく評価することができる。モーダル解析は静解析結果の変形形状やヤング率を考慮して計算をしており，常温で行なうハンマリング試験で考慮できない影響を合わせた状態で評価をしている。モーダル解析結果の固有値と励振次数との離調率が規定値以下の場合，空力設計の翼形状作成に戻り，形状を変更して，空力評価がよければ再度構造設計をおこなう作業を繰り返した。製作後はハンマリング試験で固有値を確認した。現行品と新形状の比較を Fig. 12 に示す。



Conventional　　New

Fig. 12 (a) LPC compressor geometry



Conventional　　New

Fig. 12 (b) HPC compressor geometry

## 6. まとめ

1800kW 非常用ガスタービンに対して始動性と熱効率向上のため圧縮機の要素技術開発の取り組みを行なった。圧縮機開発は 2 段の遠心圧縮機両方に対しておこない，CFD や FEA を使用して空力や構造の評価を実施した。始動性向上のための慣性モーメント低減はコンプレッサ部において 19.4%低減することが出来た。性能は現行品に対して全段効率が+2.5pts，圧力比が+5.0%向上した。構造面も応力が基準値以下であることを確認し，固有値もモーダル解析とハンマリングによる評価で励振次数から離調していることを確認した。

## 参 考 文 献

(1) Tarui, S., Watanabe, S., Uchino, T., and Uemura, T., Development of NIIGATA New Gas Turbine Pump Drive Unit “CNT-4002MN”, CIMAC Congress 2013, Paper No. 129.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 B-22

# 小型ターボジェットエンジンの性能・ジェット騒音にシェブロンノズルが及ぼす影響

# Effects of Chevron nozzles on the engine performance and jet noise of a small turbojet engine

○矢﨑　由実子*1　　土屋　利明*1
Yasaki Yumiko　　Tsuchiya Toshiaki

**ABSTRACT**

This paper deals with a research on a jet noise reduction device, a chevron nozzle. Chevron nozzles reduce the jet noise by an effect of promoting the mixing of high velocity jet and external flow. However, they tend to cause a thrust loss at the same time. In this research, experiments have been conducted using a small turbojet engine to evaluate the effect of chevron nozzles on the engine performance from both aspects of jet noise and thrust. In the previous research, tests have been performed under indoor environment. The results of outdoor tests have been reported in the present paper.

**キーワード：**ジェットエンジン，シェブロンノズル，推力，ジェット騒音，騒音低減装置
**Key Words:** Jet Engine, Chevron nozzle, Thrust, Jet noise, Noise reduction device

## 1. 緒言

航空機の運航数増加に伴い航空機騒音の騒音低減が求められている。航空機騒音の１つであるジェット騒音の低減方法にシェブロンノズルがある。シェブロンノズルはジェット噴流と大気の混合促進効果があり，その結果ジェット騒音を低減させる。しかし，騒音低減と同時に推力も低下させてしまうという問題がある。シェブロンノズルについては，CFD を用いた渦構造の解析(1)や PIV によるミキシング構造の可視化(2)，混合特性の数値解析(3)，実機を用いた騒音の研究(4)などなど幅広く研究が行われている。

これまでの先行研究(5)-(9)では，小型ターボジェットエンジン Merlin160 を用いての実機試験や，CFD 解析からシェブロンの効果について調査が行われた。実機試験はⅠ型・Ⅱ型・Ⅲ型・Ⅳ型の４つの形状のノズルを用いて行われた。Ⅰ型・Ⅱ型ノズルの試験結果より，シェブロンによるノズル出口面積の変化が推力に影響し，シェブロンペネトレーションの有無が騒音低減効果に影響していることが確認された。また，Ⅲ型・Ⅳ型ノズルの試験結果からはシェブロンのノズル出口面積増加効果とペネトレーションの面積縮小効果，シェブロンの騒音低減効果について確認された。しかし，試験が室内で行われたことや供試エンジンがパッケージ内部に設置されていたことから，反響や干渉といった試験環境の影響がデータに含まれており，シェブロンによる微小な音の変化を正確に捉えることが出来ていないのではと指摘を受けた。そこで試験場所を周囲が開けた屋外に変更し再度試験を行った。その結果，シェブロンによるエンジン性能と騒音の変化傾向は屋内の試験でも屋外と同様に捉えられていたが，騒音データに反響や干渉などの試験環境の影響が含まれていることが確認された(10)。本報では，反響や干渉の影響が含まれていない屋外試験の計測データを用いて，シェブロンの効果について改めて報告する。

*1　金沢工業大学　大学院　工学研究科
〒921-8501　石川県野々市市扇が丘7-1
E-mail: b6900278@planet.kanazawa-it.ac.jp

## 2. 試験について

### 2.1　試験装置と供試ノズル

供試エンジンは JETMUNT 社製 Merlin160 ターボジェットエンジン（以下 Merlin160）である。エンジン仕様を表１に示す。Merlin160 の基本構成要素は，遠心圧縮機（一段），アニュラ型燃焼器，軸流タービン（一段），推進ノズルである。

Table 1　Engine specification

| | | |
|---|---|---|
| Total mass | [kg] | 1.87 |
| Size | [mm] | Φ111×355 |
| Maximum thrust | [N] | 130.0 |
| Max. rotational speed(Design point) | [rpm] | 113,000 |
| Max. exhaust gas temperature | [℃] | 850 |
| Max. fuel flow rate | [ml/min] | Approx.580 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

シェブロン形状は, シェブロン数 n , シェブロン角 $\theta$ , シェブロン深さ L，シェブロンペネトレーション P の 4 パラメータで定義した。図 1 にシェブロンの形状定義を示す。シェブロンペネトレーションはシェブロンの base と tip のジェット軸との半径差で表され，シェブロン形状を特徴づける重要なパラメータの 1 つである[11]。また，ペネトレーションを，ノズル出口直径 $D_{out}$ を用いて無次元化した値をペネトレーション率 $P_r$ と定義する。

屋外試験で使用したノズルは，Ⅰ型-TYPE1・3・4(2)，Ⅱ型-TYPE1・2・3，Ⅳ型-TYPE A・C・H の計 9 個である。図 2 にノズルの基本寸法，図 3 にノズル外観，表 2 にノズル形状の詳細を示す。TYPE1・ A はシェブロンノズルではなく Merlin160 のオリジナルノズルと同寸法の基準ノズルである。Ⅰ型ノズルは実機のシェブロンノズルと同様にコンバージェント部にシェブロンを設けた形状である。Ⅰ型ノズルの試験より，シェブロンはノズル出口面積を広げる効果があり，その結果推力といったエンジン性能が変化していることが分かった。そこで，推力低下を防ぐためノズル出口面積が変化しないⅡ型ノズルが製作された。Ⅱ型ノズルはコンバージェント部の先にストレート部を設けた形状である。Ⅳ型ノズルはシェブロンを設けず，ノズル出口面積を変化させた形状である。Ⅳ型ノズルとⅠ型などのシェブロンノズルを比較することで，ノズル出口面積変化によるものでないシェブロンによる騒音への効果を確認することができる。

### 2.2 試験方法

試験はエンジンの設計点に対する修正回転数の割合が 60，70，80，90，95[%]となるように運転し，各回転数でエンジン性能と騒音の計測を実施した。回転数は光感知方式回転数計，推力は共和電業社製ダイヤフラム型ロードセル LCX-A-500N-ID-P，燃料流量はキーエンス社製コリオリ式微少流量計 FDSS2A，温度は T 型及び K 型熱電対で測定した。表 3 に計測機器の仕様詳細を示す。騒音計は RION 社製 NL-22 普通騒音計である。図 4 に騒音計測位置を示す。騒音計測は騒音計測位置①（Near-Field）と位置②（Far-Field）の 2 ヶ所で 10 秒間計測を行った。

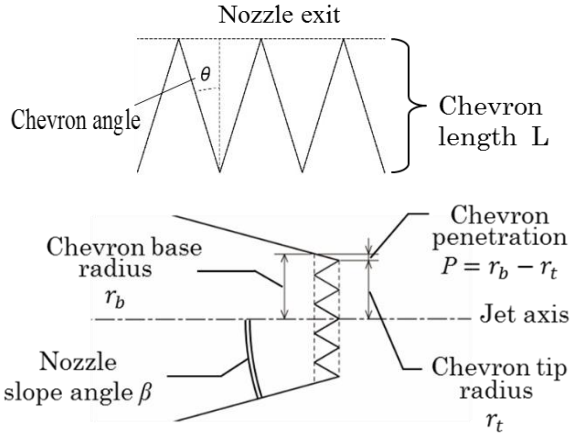



Fig.1 Chevron Shape & Chevron Penetration

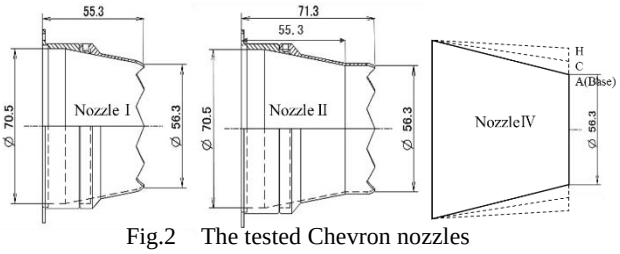



Fig.2 The tested Chevron nozzles




Fig.3 Photographs of the tested nozzles

Table 2 Geometric details of the nozzles

| | | Chevron count | Chevron Angle [deg] | Chevron Length [mm] | Exit Diameter [mm] | Chevron Penetration [mm] | Chevron Penetration rate |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | n | θ | L | Dout | P | Pr |
| Nozzle Ⅰ | TYPE1 | 0 | 0 | 0 | 56.3 | 0 | 0 |
| | TYPE3 | 5 | 64 | 8.86 | 56.3 | 1.466 | 0.026 |
| | TYPE4(2) | 10 | 30 | 15.34 | 56.3 | 2.54 | 0.045 |
| Nozzle Ⅱ | TYPE1 | 0 | 0 | 0 | 56.3 | 0 | 0 |
| | TYPE2 | 5 | 74 | 5.11 | 56.3 | 0 | 0 |
| | TYPE3 | 5 | 64 | 8.86 | 56.3 | 0 | 0 |

| | | Outlet area change Rate [%] | Outlet area [mm²] | Outlet diameter [mm] |
|---|---|---|---|---|
| Nozzle Ⅳ | TYPE A | 0(Baseline) | 2489.5 | 56.3 |
| | TYPE C | +10 | 2738.4 | 59 |
| | TYPE H | +20 | 2989.9 | 61.7 |

Table 3 Measurement items and equipments

| | | |
|---|---|---|
| Ta | Ambient temperature | Thermometer |
| Pa | Ambient pressure | Barometer |
| N | Engine rotational speed | Light-sensing system |
| F | Thrust | Load cell(Max500[N]) |
| $T_{01}$ | Intake total temperature | Thermocouple(Type T) |
| $P_1$ | Intake static pressure | Pressure sensor and transducer |
| $T_{01c}$ | Compressor inlet total temp. | Thermocouple(Type T) |
| $P_{1c}$ | Compressor inlet static pressure | Pressure sensor and transducer |
| $T_{02}$ | Compressor outlet total temp. | Thermocouple(Type T) |
| $P_2$ | Compressor outlet static pressure | Pressure sensor and transducer |
| $T_{03}$ | Turbine inlet total temperature | Thermocouple(Type K) |
| $T_{04}$ | Turbine outlet total temperature | Thermocouple(Type K) |
| $P_4$ | Turbine outlet static pressure | Pressure sensor and transducer |
| Qf | Fuel volume rate | Coriolis flow meter |
| $L_A$ | Sound pressure level | Sound level meter |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

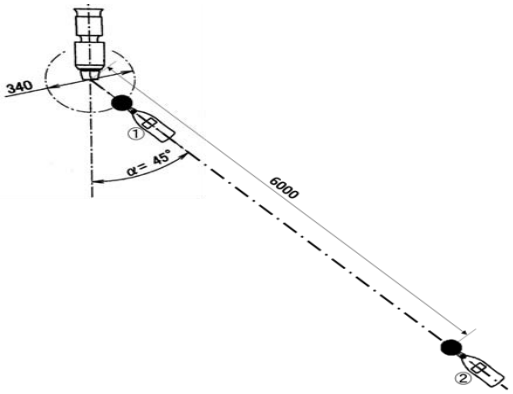



Fig.4　Sound level meter locations

## 3. 試験結果

試験結果について，試験時のトラブルによりⅣ型ノズル TYPE H の試験データはエンジン修正回転数に対して 80%までのデータとなっている。

### 3.1　ジェット騒音

図 5 にノズルごとの騒音計測位置②(Far-Field)における等価騒音値の比較を示す。基準ノズル(TYPE1・TYPE A)と比較すると，Ⅰ型シェブロンノズルの等価騒音値は最大 3[dB]低下した。Ⅱ型ノズルの騒音変化は微小でありノズルによる等価騒音値の変化はないと捉えることが出来る。Ⅳ型ノズルはノズル出口面積が広がるほど等価騒音値も低下する傾向が確認できた。

図 6 に修正回転数 90%での騒音の周波数分析結果を示す。グラフの横軸は、周波数を表す無次元数であるストローハル数である。ストローハル数は周波数[Hz]にノズル出口直径[m]をかけ、ノズル出口平均流速[m/s]で割った値である。Ⅰ型ノズルはシェブロンにより、周波数全体で騒音値が減少している。Ⅱ型ノズルはほとんど重なっている。Ⅳ型ノズルは TYPE H のデータがないため 2 つのデータの比較であるが、ノズル出口面積を広げた TYPE C の騒音値の方が周波数全体で減少していることが分かる。

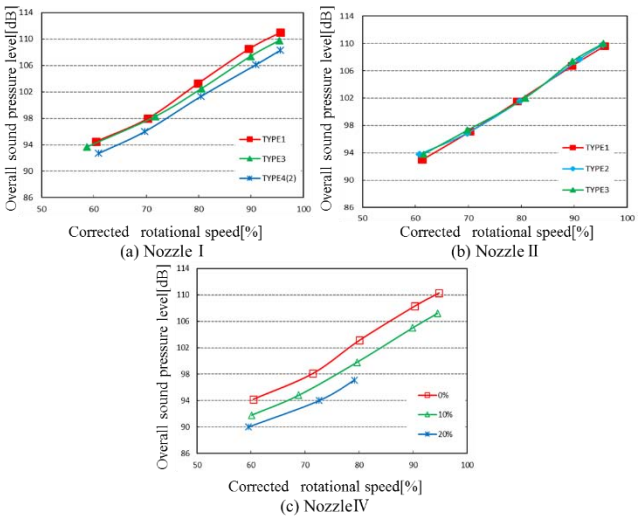



Fig.5　Comparison of OASPL (Far-field②)

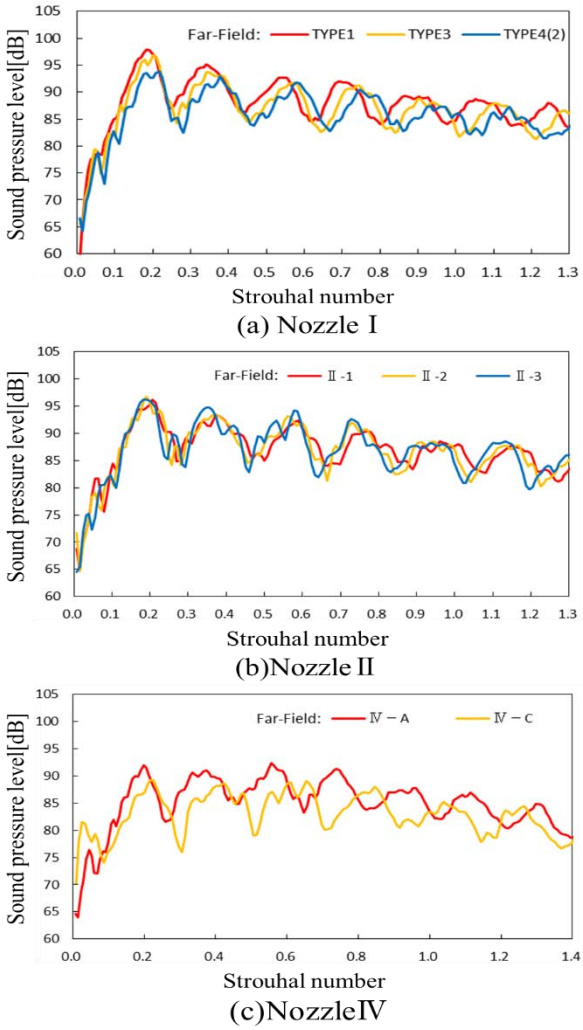



Fig.6　FFT analysis results　(N/√θ =90%)

### 3.2　エンジン性能

図 7 にノズルごとの推力の比較を示す。Ⅰ型ノズルはシェブロンによって推力が低下し，Ⅱ型ノズルはほとんど変化がない。Ⅳ型ノズルは出口面積が広がるほど推力が低下しており，等価騒音値と同じ傾向となった。

図 8 にノズルごとの作動線の比較を示す。作動線はエンジンの構成要素(圧縮機，燃焼器，タービン，推進ノズル)のマッチングにより決まり，ガスタービンがどのように作動するかを知る上で重要なデータである。Ⅰ型シェブロンノズルの作動線は,変化量は小さいがサージから遠ざかるようにシフトしていることがわかる。Ⅱ型シェブロンノズルの作動線はほとんどシフトしていない。Ⅳ型ノズルの作動線はノズル出口面積が広がるとサージから遠ざかるようにシフトしている。Ⅰ型シェブロンノズルとⅣ型ノズルの様に作動線がサージから遠ざかるようにシフトする現象は，ノズル出口面積が増える現象に相当する[12]。そのため，Ⅰ型シェブロンノズルは，シェブロンによってノズル出口面積が増えていると考えられる。Ⅱ型のシェブロンノズルはストレート部によってノズル出口面積が一定となる形状であるため，作動線はシフトしないと考えられる。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

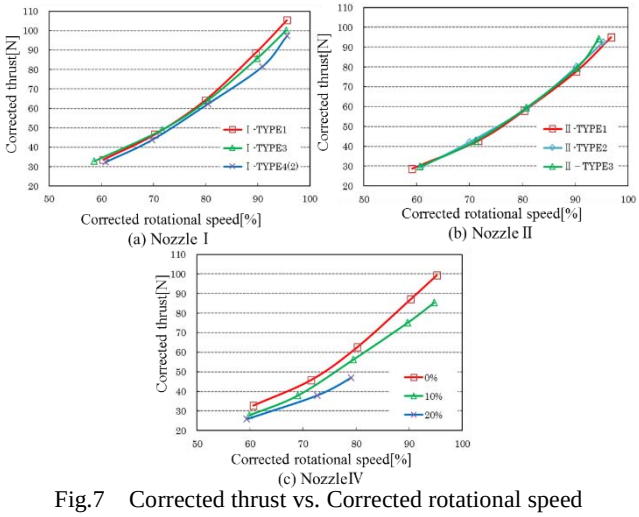



Fig.7　Corrected thrust vs. Corrected rotational speed

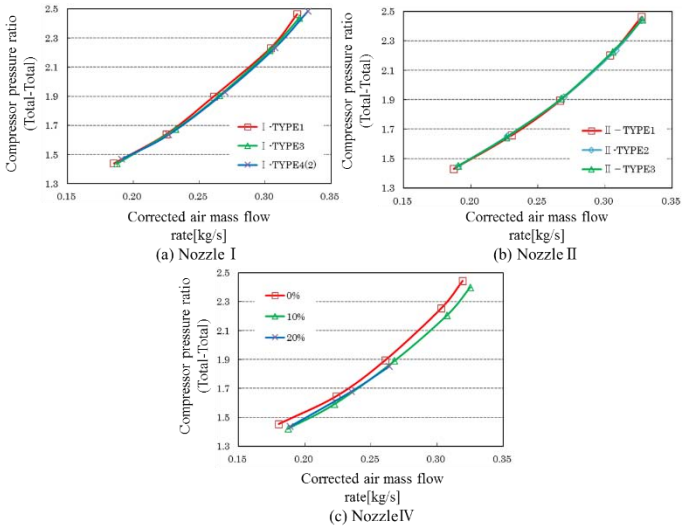



Fig.8　Comparison of running lines

## 4. 考察

エンジンの設計点に対する修正回転数 90%時のデータを基に考察を行う。Ⅳ型-TYPE H は 80%までしか試験データがないため，図 5~図 8 のグラフや先行研究データを基に概算した数値を用いる。

### 4.1　シェブロンペネトレーションと有効出口面積変化

試験結果より，Ⅰ型シェブロンノズルは騒音値が減少したが，Ⅱ型シェブロンノズルは騒音値に変化がなかった。Ⅰ型・Ⅱ型シェブロンノズルの違いとしてシェブロンペネトレーションの有無が挙げられる。また，等価騒音値・推力・作動線いずれの試験結果もⅠ型とⅣ型で同様の変化傾向を示していることから，Ⅰ型シェブロンノズルはペネトレーションがあるシェブロンによりノズル出口面積が変化し，エンジン性能と騒音に影響を与えていると考えられる。そこで試験時の実測データから有効出口面積を算出し，シェブロンペネトレーション率との関係及び推力の変化率・騒音の変化量との関係について検討した。有効出口面積は，実測した推力や温度の値からノズル出口平均流速を算出し，それを用いて連続の式から導いたノズル出口面積である。

図 9 にペネトレーション率と有効出口面積比の関係を示す。有効出口面積比は，各ノズルの有効出口面積を基準ノズルの有効出口面積で無次元化した値である。ペネトレーション率が増加すると有効出口面積が増加する関係性が確認できる。ペネトレーションはノズル出口面積を増加させる効果があるといえる。

図 10 に有効出口面積比と推力変化率・騒音変化量の関係を示す。有効出口面積が増加すると推力・騒音のどちらも減少することが確認できる。有効出口面積が変化することで作動線がシフトし，エンジン性能が変化する。その結果，推力・騒音が変化したといえる。

次にペネトレーション率と推力変化率・騒音変化量の関係を図 11 に示す。図 9・図 10 で示したペネトレーション率と有効出口面積比の関係と，有効出口面積比と推力・騒音の関係からもわかるように，ペネトレーション率が増加すると推力・騒音ともに減少する。

以上のことから，ペネトレーションがエンジン性能と騒音変化の要因の一つであり，シェブロンノズルのエンジン性能とジェット騒音への影響を捉える上での重要な要素の 1 つであるといえる。

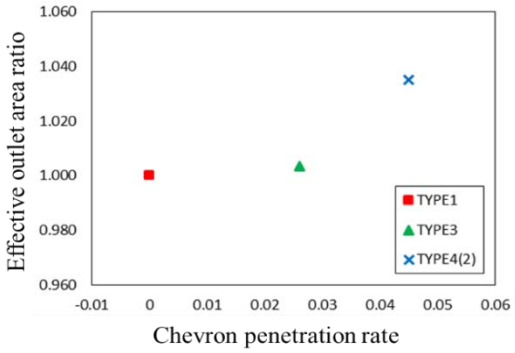



Fig.9　Chevron penetration rate vs. Effective outlet area ratio

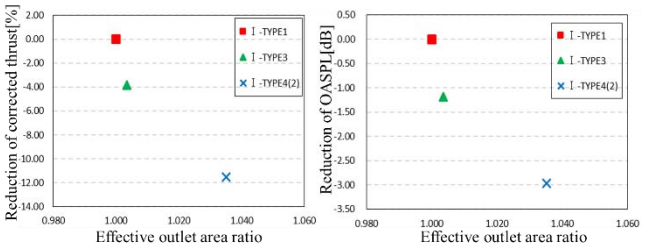



Fig.10　Effects of outlet area ratio on corrected thrust & OASPL

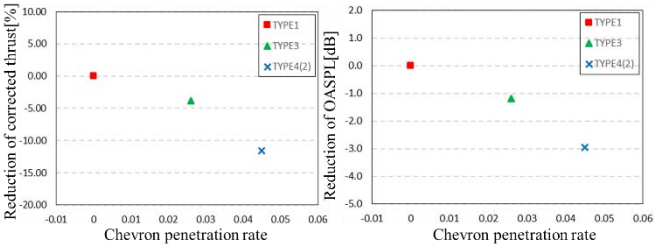



Fig.11　Effects of chevron penetration rate on corrected thrust & OASPL

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 4.2　シェブロンの効果

シェブロンによりノズルの有効出口面積が増加し，推力・騒音が低下することが分かった。しかし，ノズル出口面積が増加すれば騒音が低減するのであれば，Ⅰ型ノズルのようにシェブロンを設けなくてもⅣ型ノズルのように単純に出口面積を広げればよいということになる。そこで，Ⅰ型ノズルとⅣ型ノズルの比較を行い有効出口面積変化によるものではないシェブロンの効果について確認を行った。図 12 に有効出口面積比と推力変化率・騒音変化量の関係について，Ⅰ型ノズルとⅣ型ノズルの比較を示す。Ⅳ型ノズルに対して，シェブロンノズルであるⅠ型ノズルの方が騒音も推力も減少が大きい。このことから，同じ有効出口面積でもシェブロンを設けていないノズルと比べてシェブロンノズルの方が騒音低減効果と推力低下が大きいといえる。

しかし，今回の試験以前の屋外試験[10]のデータや屋内試験のデータを見ると，Ⅰ型ノズルとⅣ型ノズルで推力と騒音の変化の仕方はほとんど変わらないという結果が得られている。図 13 に同一形状のノズルを用いた以前の屋外試験の有効出口面積比と推力変化率・騒音変化量の関係を，図 14・図 15 に屋内試験での有効出口面積比と推力変化率・騒音変化量の関係を示す。図 13 の以前の屋外試験データより，Ⅰ型ノズルとⅣ型ノズルで推力の変化率の傾向は一致しているといえる。騒音変化量はⅠ型シェブロンノズルの方が若干大きいがⅣ型ノズルとの差は小さい。図 14・図 15 は先行研究の屋内試験データに図 13 の屋外試験データを重ねて示している。屋内試験データでは，推力・騒音共にⅠ型シェブロンノズルとⅣ型ノズルの差はほとんど無い。重ねた屋外試験データは屋内試験データと重なり同傾向を示していることが確認でいる。これらのことから，Ⅰ型シェブロンノズルにおいてシェブロンの効果はノズル出口面積が増加した場合と変わらない傾向を示すという見解を得ていた。

図 16・図 17 に 2 つの屋外試験データ(図 12 と図 13)を重ねて示す。上記のように，シェブロンの効果に対するこれまでの見解はノズル出口面積が増加した場合と変わらないというものであった。しかし，今回の屋外試験データではⅣ型ノズルよりもⅠ型シェブロンノズルの方が推力・騒音共に減少大きいという傾向が得られた。そこで 2 つの屋外試験データから推力・騒音の変化傾向を捉えて, 屋外試験でのシェブロンの効果について考察する。同じ出口面積では，赤色で示したⅣ型ノズルの推力・騒音の変化範囲より，青色で示したⅠ型シェブロンノズルの変化範囲の方が広く，減少傾向も大きい。このことから，Ⅰ型ノズルはシェブロンによって推力・騒音を低下させる効果が大きいと捉えることができ，シェブロンによるエンジン性能・ジェット騒音への影響が現れているのではないかと考えられる。

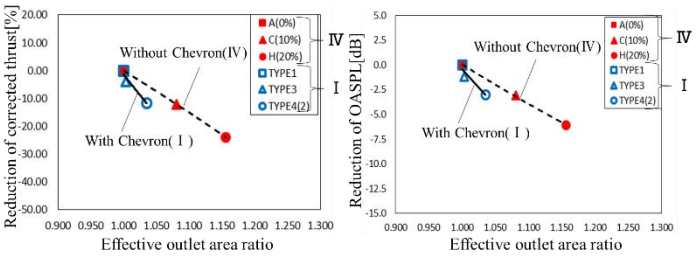



Fig.12　Effect of Effective outlet area ratio on corrected thrust＆OASPL

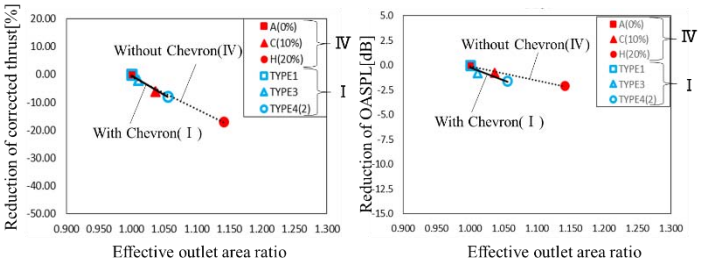



Fig.13　Effect of Effective outlet area ratio on corrected thrust＆OASPL (previous data)

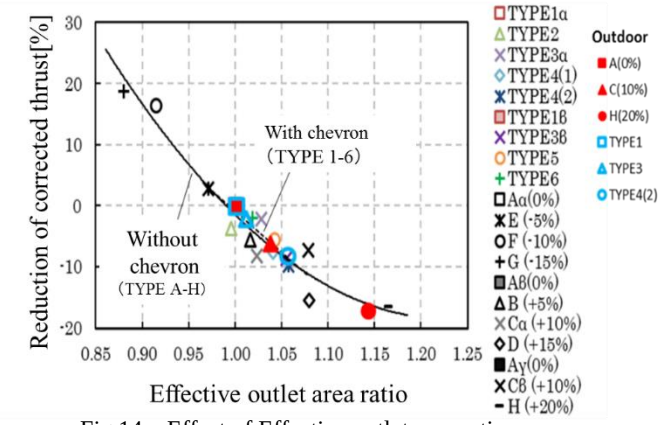



Fig.14　Effect of Effective outlet area ratio on corrected thrust (Indoor data)

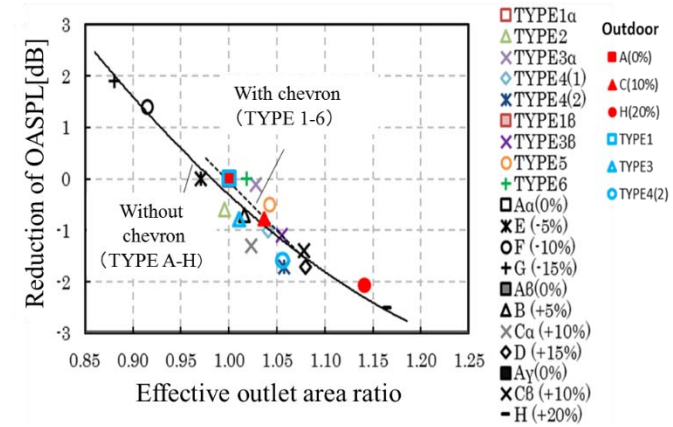



Fig.15　Effect of Effective outlet area ratio on OASPL (Indoor data)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

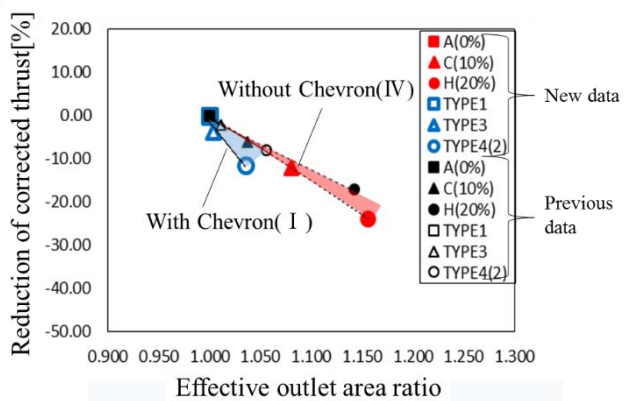



Fig.16 Trend of thrust change by chevron

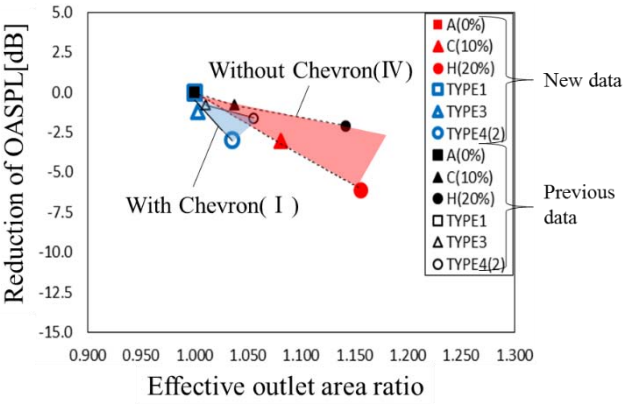



Fig.17 Trend of OASPL change by chevron

## 5. 結論

シェブロンノズルのエンジン性能とジェット騒音への影響について，屋外で行った試験のデータを用いて評価した。以下に得られた知見を示す。

(1)ペネトレーションがあるシェブロンによって，ノズル出口面積が増加し，推力・騒音が減少する。

(2)シェブロンペネトレーションはシェブロンノズルのエンジン性能とジェット騒音への影響を捉える上での重要な要素の１つである。

(3)先行研究でのシェブロンノズルの効果についての見解は，単純にノズル出口面積が増加した場合と変わらないというものであった。しかし，屋外試験の結果からは単純に出口面積を変化させたノズルよりもシェブロンノズルの方が推力・騒音を低下させる効果が大きく，シェブロンによるエンジン性能・ジェット騒音への影響が現れているのではないかと考えることが出来る。

## 参 考 文 献


(1) L.A.Brenderskiy, D.A.Lyubimov, “Investigation of Flow Parameters and Noise of Subsonic and Supersonic Jets Using RANS/ILES High Resolution Method”, 29th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (2014)

(2) James Bridges, Mark P. Wernet and Franco C. Frate, “PIV measurements of chevrons on F400-series tactical aircraft nozzle model” , NASA Glenn Research Center (2011)

(3) J.Devipriya, Dr.Kanimozhi, “Numerical investigation of mixing characterstics of chevron nozzle by passive controls method”, IOP Conference Series:Materials Science and Engineering197 (2017)

(4) Eric Nesbitt, Leon Brusniak, and James Underbrink, “Effect of Chevron on Engine Jet Noise Structure”,13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference,2007)

(5) 玉田岳洋，三宅誠，土屋利明，シェブロンノズルがターボジェットエンジン性能およびジェット騒音に及ぼす影響，日本機械学会北陸信越支部 第 53 期総会・講演会 講演論文集 No.177-1 (2017)

(6) 玉田岳洋，三宅誠，土屋利明，ターボジェットエンジンのシェブロンノズルがエンジン性能およびジェット騒音に及ぼす影響，第 22 回動力・エネルギー技術シンポジウム 講演論文集 No.17-15 (2017)

(7) 玉田岳洋，土屋利明，ターボジェットエンジンのシェブロンノズルに関する研究，第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文(2017)

(8) 玉田岳洋，石川琢斗，土屋利明，小型ターボジェットエンジンのシェブロンノズルがエンジン性能およびジェット騒音に及ぼす影響，日本機械学会北陸信越支部 第 55 期総会・講演会 講演論文集 No.187-1（2018）

(9) 矢﨑由実子，土屋利明，小型ターボジェットエンジンのエンジン性能・ジェット騒音へのシェブロンノズルの影響，日本機械学会熱工学コンファレンス 2018 講演論文集 No.18-29(2018)

(10) 矢﨑由実子，土屋利明，シェブロンノズルがターボジェットエンジンの性能・ジェット騒音に及ぼす影響と試験環境について，日本機械学会北陸信越支部 第 56 期総会・講演会 講演論文集 No.197-1(2018)

(11) Anthony B. Opalski, Mark P. Wernet, and Lames E. Bridges, “Chevron Nozzle Performance Characterization Using Stereoscopic DPIV”,AIAAPaper No.2005-0444(2005)

(12) 丹波谷篤史，土屋利明，ターボジェットエンの推進ノズル出口面積変化が性能に及ぼす影響，日本機械学会北陸信越支部 第 53 期総会・講演会 講演論文集 No.167-1 (2016)


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-1

# 負荷追随用地上型圧縮空気エネルギー貯蔵(CAES)を備えたガスタービンシステムの基礎検討

# A Fundamental Study on a Gas Turbine System with Overground Compressed Air Energy Storage (CAES) for Load Following

○野々村 弘樹[*1]　中野 晋[*2]　竹田 陽一[*2]
NONOMURA Hiroki　NAKANO Susumu　TAKEDA Yoichi

**ABSTRACT**

In order to stabilize the power system when increasing the output power of renewable energy, we proposed overground compressed air energy storage (CAES) as a facility equipped with the power absorption function in the existing gas turbine system. The overground CAES system consists of a reserve tank for storing compressor discharge air, an intermediate compressor for boosting the reserved air to a higher pressure, and a discharge tank for storing the boosted air. The operation methods of the CAES system are shown, and the operation was confirmed by our dynamic simulator for medium capacity gas turbines. By providing a reserve tank and discharge tank with a diameter of 18 meter and extracting or discharging 10% of the compressor's rated intake air flow, about 3.2 MWh of power absorption and about 3.7 MWh of power discharge can be performed, and we confirmed it had the function of load adjustment.

**キーワード：**ガスタービン，CAES，負荷追従，圧縮機，貯留
**Key Words:** Gas turbine, CAES, Load-following, Compressor, Reservoir

## 1. 緒言

近年，$CO_2$ を排出しない，燃料を消費しないなどの点から，再生可能エネルギーの導入が進められている．再生可能エネルギーとは，太陽光、風力、地熱など化石資源によらず自然界に常に存在するエネルギーを指し，日本においても導入は増加傾向にある．しかしながら太陽光や風力等の変動電源は，出力が天候に依存するため電力需要に合わせた調整が困難である．また大量導入時には，電力供給の安定化のため，電力系統から余剰電力を吸収しなければならないという課題がある．電力供給と余剰電力吸収を行える負荷調整用電源として揚水発電がある．これは，余剰電力を利用して水を汲み上げ，電力需要の大きい時間帯に，汲みあげた水を放水，発電するシステムであり，電気エネルギーを位置エネルギーに変換して貯留することが可能である．しかし，現在の日本では揚水力発電施設の増設は困難である．一方，揚水発電と同様の概念で，余剰電力を利用して圧縮空気の形でエネルギーを保存し，電力需要時に貯留した圧縮空気を放出してガスタービンで発電するシステムとして CAES (Compressed Air Energy Storage) [(1)]がある．

CAES は，圧縮機とタービンが個別の回転軸を有するガスタービンシステムを用いて，地下の岩塩層巨大空間に，余剰電力を利用して生成した圧縮空気を貯蓄し，電力需要の大きくなる時間帯に圧縮空気をガスタービンに放出することで発電するシステムである．揚水発電と同様，余剰電力の有効活用が可能である．また急速な電力要求時には，貯留圧縮空気を急速供給し発電量を増加させることで, 負荷追従運転を容易に実現できる. しかし，日本には大容量の空間を形成できる厚い岩塩層はほとんど分布していないため，パイロットプラントでの実証[(2)]を除き，実用化は困難な状況である．また，ガスタービンによる発電ではないが，CAES と同じ概念で，断熱圧縮した空気を貯蔵し，電力が必要な時に貯蔵した圧縮空気を膨張させ発電するシステムの開発も行われている[(3)].

ここでは，既存のガスタービン設備に地上設置の空気貯留タンクを設けて CAES の機能を持たせる地上型 CAES を追設したガスタービンシステムを検討する．このシステムは実用化例が少なく，基本構成や基本仕様など，システムの基礎検討が十分に行われていない．

本研究では地上型 CAES を備えたガスタービンシステ

*1　東北大学大学院 工学研究科ファインメカニクス専攻 〒980-0845 仙台市青葉区荒巻青葉6-6
E-mail: Hiroki.nonomura@rift.mech.tohoku.ac.jp
*2　東北大学大学院　工学研究科
〒980-0845 仙台市青葉区荒巻青葉6-6

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ムについて基礎検討を行うことを目的として，地上型 CAES の基本構成の検討，タンク内状態量変化の計算モデルの作成，地上型 CAES の基本動作の確認を行った．

## 2. 変動電源導入増加に伴う課題

変動電源の大量導入に伴い，電力の需要と供給のバランスが崩れることが想定される．電力系統の安定化のためには，電力の需給安定化に必要な予備力および周波数調整に必要な調整力の確保が課題になる．現在，需給のバランス維持のためには，短周期のものから長周期のものまで３段階の予備力と周波数制御が用いられている．つまり，瞬動予備力と短時間での周波数調整を行うガバナフリー運転，部分負荷運転によって調整する負荷周波数制御(LFC)，および待機中の火力発電による経済負荷配分制御(EDC) [4]がある．図 1 に電力需給バランス制御の概略図を示す．変動電源の導入が増加すると，ガバナフリーでの調整範囲を超える大幅な変動が生じることが予想される．特に発電量が需要を上回る場合は，系統から電力を吸収する機能が要求されることになる．揚水発電を除く従来の発電設備では，電力の供給はできても吸収機能は無いため，蓄電池の設置が必要に成っている[5]．ここでは，蓄電池と同等な機能を有するシステムとし，既存ガス火力発電への地上型 CAES システムの適用を考える．

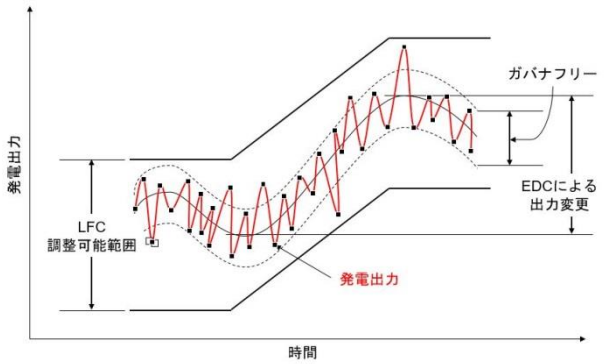



図 1. 発電出力と出力調整方法

## 3. 地上 CAES システム

### 3.1 基本構成

従来の CAES システムでは，圧縮機とタービンの回転軸が分離，または切り離しが可能な構造で，圧縮機とタービンは独立に運転できる．一方，既存発電用ガスタービンは圧縮機とタービンが同一の回転軸を有する場合が多いため，圧縮機とタービンをそれぞれ独立に運転することはできない．このため，既存発電用ガスタービンに地上 CAES を適用するためには，圧縮機とタービンを分離運転しないことが制約になる．

図 2 に地上 CAES の概略図を示す．地上 CAES は貯留タンクと放出タンクの 2 タンクシステムにより構成される．2 タンク間に中間圧縮機を設置して，圧縮機より抽気した空気をさらに昇圧させたうえで貯留することが可能である．

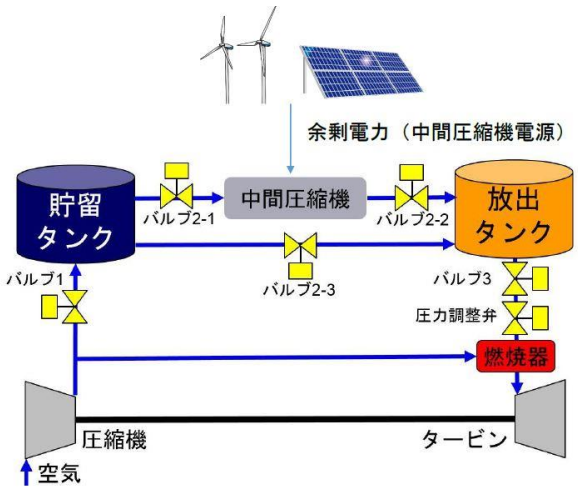



図 2. 地上 CAES 概略図

### 3.2 地上 CAES システムの運転方法

圧縮機の吐出空気を貯留するのは，系統への電力需要が少ないときで，例えば待機運転中や部分負荷運転時が考えられる．ここでは，部分負荷運転時の圧縮機吐出空気の一部を貯留する場合を考える．一方，発電量の増加が要求されるときは，部分負荷運転のような低出力状態からの発電出力の増加を行うため，例えば，部分負荷運転状態での圧縮機吐出空気に放出タンクからの圧縮空気を追加して，短時間に発電出力を増加させる．ある程度の供給時間を確保するためには圧縮機吐出圧の空気を更に昇圧して貯めておく必要がある．この動作を，圧縮機特性曲線を用いて説明する．図 3 に既存発電用ガスタービンシステムに用いられる圧縮機の圧力-流量特性曲線を示す[6]．今，50%負荷運転状態で圧縮空気を抽気することを考える．回転数一定(100%回転数)で IGV 開度変えた時の圧縮機の性能曲線は図の一点鎖線に移動する[7]．図中①点の 50%負荷運転点での圧縮機吐出空気のうち 10%を抽気して CAES に貯留すると仮定する．この時，圧縮機の運転点は①となるが，タービンへの空気流量は圧縮機吐出空気の 90%になるため，燃焼温度を一定にした場合のタービンの作動点は②に移る．

一方，CAES から空気を供給するときは，タービン運転点は，部分負荷運転点である②から 100%負荷④にする．②と④では圧力が異なるため，貯留タンクの空気圧を中間圧縮機によって②から③に昇圧しておく必要がある．この中間圧縮機の動力には変動電源による余剰電力を使用する．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

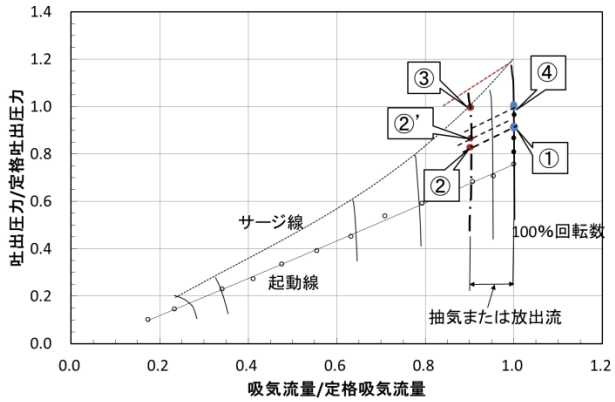



図 3. 圧縮機特性曲線と CAES 作動点

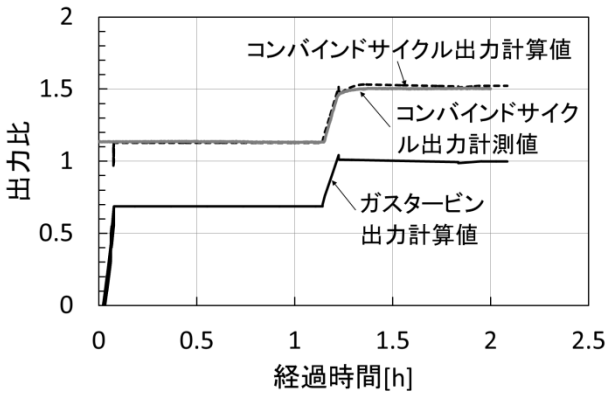



図 4. ガスタービンシステムの計算結果

## 4. 設置対象ガスタービンと計算条件

### 4.1 設置対象ガスタービンシステム

地上型 CAES 動作の計算は，中容量ガスタービンシステムを解析対象とし，既開発のガスタービンシステムダイナミックシミュレータ[8),(9)]に CAES 動作計算プログラム[(10)]を組み込み行った．解析対象ガスタービンシステムはガスタービンと蒸気タービンからなるコンバインドサイクル２系列の合計定格出力が 109MW で，概略仕様を表１に示す．ガスタービンシステムのシミュレータは，入力データとして，圧縮機入口案内弁(IGV)の開度，ロータ回転数，および燃料流量を与え，圧縮機の吐出状態，燃焼温度，タービン出入口の状態，圧縮機動力，タービン出力を計算するシミュレータである．図４に対象のコンバインドサイクルの計測出力と，ダイナミックシミュレータの計算結果であるガスタービン出力の計算結果，および供給蒸気と排気蒸気の温度圧力から推定した蒸気タービン出力分をダイナミックシミュレータ計算結果に加えた結果を示した．計測は連続運転中に行われたが，シミュレーションでは起動プロセスが必要なため，計算開始の 0～0. 08 時間までを仮想的な起動時間とした．ガスタービンは全ての時間帯，定格回転数で運転されており，IGV 開度と燃料流量のみ変更している．IGV 開度は経過時間 1. 1 時間以降の開度を 100%としたときに，1. 1 時間までは 68%になる．また，燃料流量は，1. 1 時間以降を 100%にしたとき，1. 1 時間以前は 78%になる．図４において，出力値は，1.1 時間以降のガスタービン出力で無次元化した．図４から，CAES 計算プログラムを組み込むガスタービンシステムのダイナミックシミュレータとして妥当な計算が行えるシミュレータになっていることが分かる．

表 1. 計算対象ガスタービンシステムの仕様

| | |
|---|---|
| プラント定格出力 | 109MW ((GT+ST)×2) |
| 定格回転数 | 7280 rpm |
| 圧縮機 | 17段 軸流 |
| タービン | 3段 軸流 |
| 燃焼器 | Low Nox燃焼器(10缶) |

### 4.2 地上 CAES の仕様と計算方法

今回の計算では，CAES 設備の基本能力の把握のため圧縮機吐出空気の貯留とタンク空気の放出とも持続時間を１時間とした．計算に用いた CAES の仕様を表 2 に示す．

表 2　地上 CAES の概略使用

| | |
|---|---|
| 貯留タンク | 直径18mの球形 |
| | 最低圧力：圧縮機定格吐出圧の3/4 |
| 放出タンク | 直径18mの球形 |
| | 最高圧力：圧縮機定格吐出圧の3倍 |
| 中間圧縮機の圧力比 | 4 |
| 中間圧縮機の定格流量 | 圧縮機定格吸気流量の1/10 |
| システムの配管径 | 0.14 m |

中間圧縮機の性能曲線は，既存圧縮機の性能曲線[(11)]をベースとして，流量を定格流量がタービンシステムの圧縮機の定格流量の 1/10 に修正したものを用いる．性能曲線を図 5 に示す．中間圧縮機は，起動後 300 秒間は起動運転線に沿って昇圧し，定格回転数到達後は，吐出側の負荷に伴い 100%回転数の性能曲線上を移動すると仮定した．

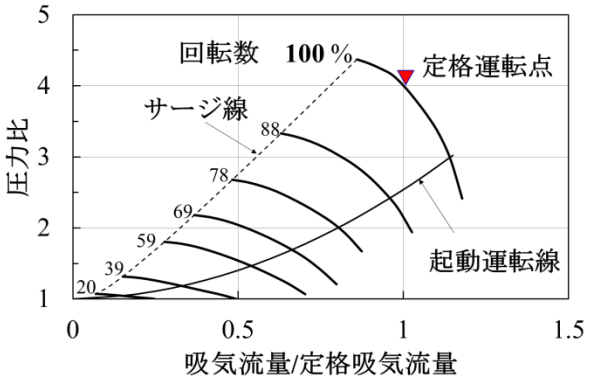



図 5. 中間圧縮機の特性曲線

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

次にタンク内状態量変化の計算方法を示す．タンク内の状態量変化は，質量保存式，エネルギー保存式，および状態式を用いて算出した．また，エネルギー式ではタンク表面からの放熱を考慮した．

タンク内の質量変化

$$\frac{dM_{rt}}{dt} = m_1 - m_2 \qquad (1)$$

$$\frac{dM_{dst}}{dt} = m_2 - m_3 \qquad (2)$$

タンク内のエネルギー変化

$$\frac{d(C_p M_{rt}\, T_{rt})}{dt} = m_1 C_p T_{co} - m_2 C_p T_{rt} - A_{rt}\left[\alpha\left(T_{rt,in} - T_a\right) + \beta\sigma\left({T_{rt,in}}^4 - {T_a}^4\right)\right] \qquad (3)$$

$$\frac{d(C_p M_{dst}\, T_{dst})}{dt} = W_{comp} + m_2 C_p T_{rt} - m_3 C_p T_{dst} - A_{dst}\left[\alpha\left(T_{dst,in} - T_a\right) + \beta\sigma\left({T_{dst,in}}^4 - {T_a}^4\right)\right] \qquad (4)$$

タンク内の圧力

$$P_{rt} = \frac{M_{rt}}{V_{rt}} R T_{rt} \qquad (5)$$

$$P_{dst} = \frac{M_{dst}}{V_{dst}} R T_{dst} \qquad (6)$$

ここで， ***A***:タンク表面積 [m$^2$], ***Cp***:定圧比熱 [J/(kg K)] , ***dt***:刻み時間 [s], ***M***:質量 [kg], ***m***:質量流量 [kg/s], ***P***:圧力 [Pa], ***R***:気体定数 [J/(kg K)], ***T***:温度 [K], ***V***:体積 [m$^3$], $\alpha$ :対流熱伝達率[W/(m$^2$K)], $\beta$ :放射率[-], $\sigma$ :Stefan-Boltzman 定数[W/(m$^2$K$^4$)].

添え字は, ***1***:貯留タンク流入, ***2***:貯留タンクから放出タンク, ***3***:放出タンク流出, ***a***:大気 ***co***:圧縮機吐出側, ***dst***:放出タンク， in:タンク内壁， ***rt***:貯留タンクを表す.

### 4.3 CAES 作動時のタービン運転条件

#### 4.3.1 圧縮機吐出空気を抽気する場合

CAES システムへの圧縮空気の貯留は，電力需要が少なく，さらに系統からの電力吸収を必要とする場合を想定する．このため，ガスタービンシステムは 50%負荷運転の状態とする．計算では，開始から 0.5 時間経過までは図４に示した運転と同じ運転，つまり図６に示すように, 回転数は起動時を除き全て定格回転数一定に維持し，図７に示すようにＩＧＶ開度比を初期値 68%として、その後開度比を 100%に保つ．図８に示すように，0.5 時間経過後，燃料流量を絞り発電出力を 50%負荷まで低下させる．この時の燃料流量は，定格吸気流量での無負荷運転時の燃空比と 100%出力時の燃空比から推定した燃空比によって与えた．その後 CAES 作動に伴い燃焼空気量は低減するため燃料流量も減少する．CAES は経過時間 0.79 時間からバルブ１およびバルブ２を開にして中間圧縮機を作動させて，貯留タンクおよび放出タンクに空気を貯留する. なお, 貯留タンクと放出タンクの初期値は，発電機出力 50%時の圧縮機吐出圧，吐出温度とした．

図８で，CAES 作動後，約 0.5 時間（経過時間 1.29 時間）経過後に燃料流量を増加した．つまり，圧縮機空気を 100%の状態で 50%負荷を取り，この状態から CAES 作動により 10%の空気を抽気すると，燃空比一定で運転しているため空気流量の低下に伴い発電出力が低下する．このため，発電出力が 50%になるように燃料流量を増加させたものである．なお，IGV 開度の時間変化率は図４に示した実機タービンシステムの運転と同一にし，CAES システムのバルブ開度の変化率も，通過空気流量に対する開度変化を実機 IGV 開度と同一にした．

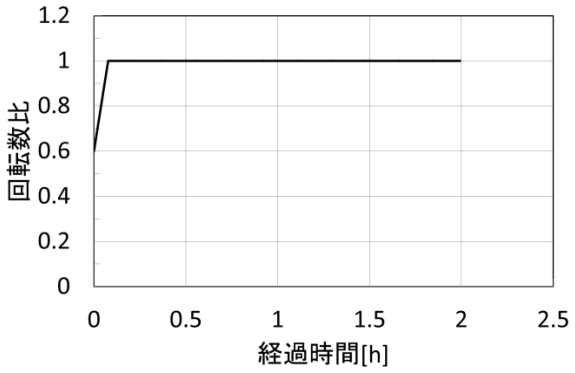



図 6. タービン回転数（定格回転数を 1）

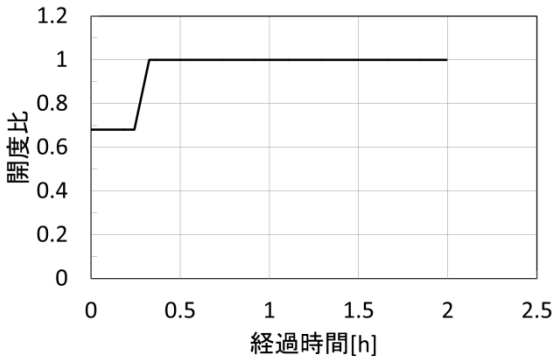



図 7. IGV 開度（最大開度を 1）

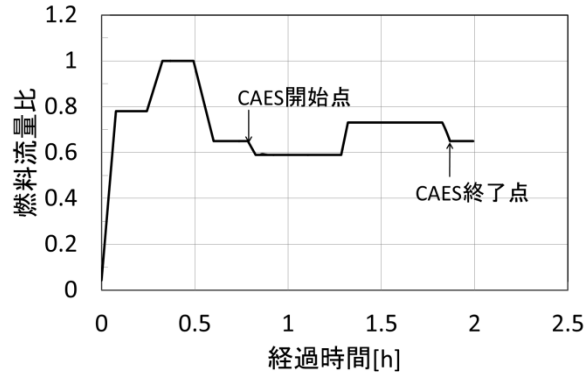



図 8. 燃料流量

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

#### 4.3.2 放出タンクの空気を供給する場合

計算は前節と同様に, 0.5 時間までは図４に示した部分負荷と定格負荷運転を再現し, 0.5 時間以降に負荷変更を開始する．放出時のガスタービンのタービン回転数は図 6 と同様である．IGV 開度を図 9 に，燃料流量を図 10 に示す．0.5 時間経過後，IGV 開度は変更せず，燃料流量を絞り発電出力を 50%負荷まで低減し図３①の運転状態にする．その後 IGV 開度を 83%まで下げて図３②の運転状態にして CAES を作動させる．CAES 作動は前節と同様である． 経過時間 0.79 時間からバルブ 3 を開にして放出タンクからガスタービン燃焼器に空気を供給する．CAES 作動 1 時間後に IGV 開度を戻す．前節と同様に，IGV 開度の時間変化率は図４に示した実機タービンシステムの運転と同一にし，CAES システムのバルブ開度の変化率も，通過空気流量に対する開度変化を実機 IGV 開度と同一にした．

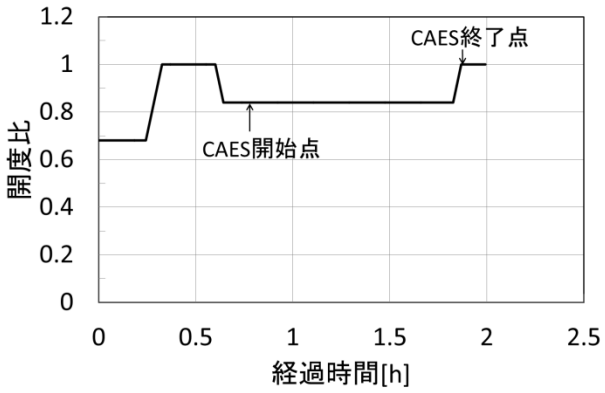



図 9. IGV 開度（最大開度を 1）

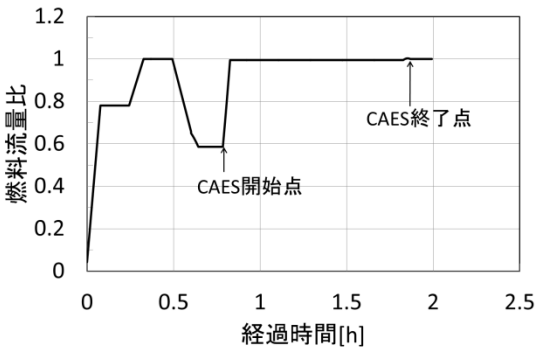



図 10. 燃料流量

## 5. 解析結果と考察

### 5.1 圧縮機吐出空気を抽気する場合

#### 5.1.1 CAES システムの変化

貯留タンクおよび放出タンクの圧力変化、流入空気流量、中間圧縮機動力を図 11~13 に示す．図 11 は貯留タンク，放出タンク内の圧力を，圧縮機の定格吐出圧で除したグラフである．図 11 で中間圧縮機起動前の両タンク圧と中間圧縮機起動後の貯留タンク圧力が減少しているのは，タンク放熱に伴う圧力低下が表れたものである．図 12 で中間圧縮機の空気流量が貯留タンク注入流量よりも多いのは，起動時間 300 秒後もしばらくの時間帯は，図 5 に示した中間圧縮機の起動線と定格回転数の性能曲線の交点の位置で運転されているためである．経過時間 1.6 時間以降流量低下が始まるのは中間圧縮機の動作点が高圧力比側に移動するためである．図 13 から１時間の抽気で，最大 3.5MW の動力を吸収することが分かる．

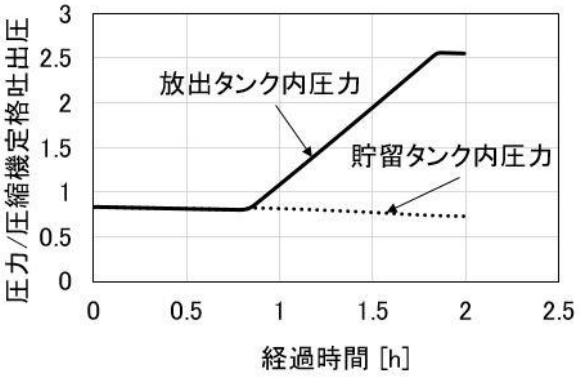



図 11. 圧力変化

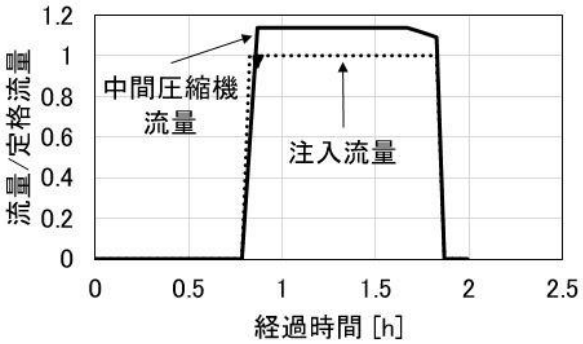



図 12. 流量の時間経過

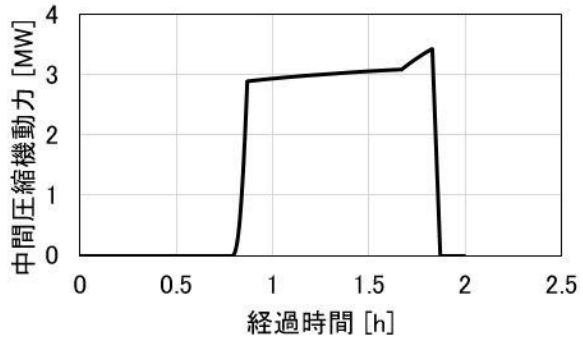



図 13. 中間圧縮機の動力

#### 5.1.2 ガスタービンシステムの変化

CAES 作動時におけるガスタービンシステムの空気流

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

量、圧縮機吐出圧、各種出力を図 14~16 に示す．図 14 には参考のため入力条件である燃料流量の変化も示す．図 14 で，CAES 作動後，圧縮機吸気流量は変化ないものの，タービンに送られる空気流量は約 10%低減し，この空気流量が CAES に貯留される．経過時間 1.29 時間後は，空気流量低減に伴い減少させた燃料流量を，発電機出力が 50%になるよう増加させている．

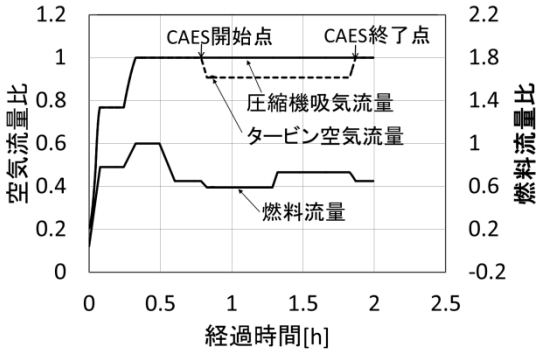



図 14. 空気流量と燃料流量

図 15 にタービンシステムの圧縮機吐出圧力を示す．①は図３に示した 50%負荷状態での圧力である．CAES 作動後，燃焼温度を一定に保つ状態で空気流量を低減すると，タービン修正流量は一定のため，圧縮機吐出圧力は空気流量の低減に伴い低下し②の状態になる．この状態では発電機出力は 50%よりも低下する．1.29 時間以降は発電機出力を 50%に戻すため燃料流量を増加させタービン入口温度を上昇させている。この負荷増加に伴い圧縮機吐出圧力は②’で示すように若干増加する．

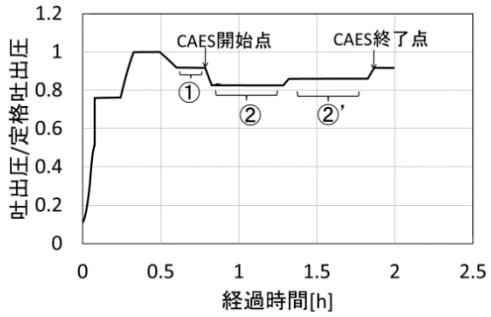



図 15. GT の圧縮機吐出圧の変化

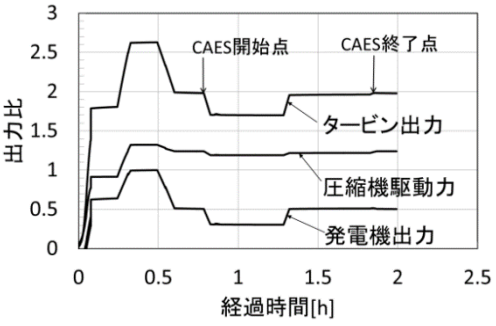



図 16. 抽気時の GT の各種出力変化

図 16 はタービン出力，圧縮機動力，発電機出力を示したものである．CAES 作動時の前半は CAES 作動前の燃空比を保っているため，CAES への抽気による空気流量の低下に伴う燃料流量の低下で発電機出力の低下が見られる．これは，CAES への抽気よって約 20%の出力が奪われていることを意味する．

### 5.2 放出タンクの空気を供給する場合

放出タンクの初期値は，5.1 に示した中間圧縮機による 1 時間の充填後の状態にし，燃焼器に対して 1 時間の空気供給を行うものとする．

#### 5.2.1 CAES システムの変化

貯留タンクおよび放出タンクの圧力変化，ガスタービンへの供給流量を図 17，18 に示す．放出タンクの圧力は空気流量をガスタービンに供給するため低減する．しかし，空気供給 1 時間後においても圧縮機定格吐出圧以上の圧力を保持していることが分かる．放出タンク１８ｍで 1 時間の空気供給には十分な空気量を保有できることが分かる．

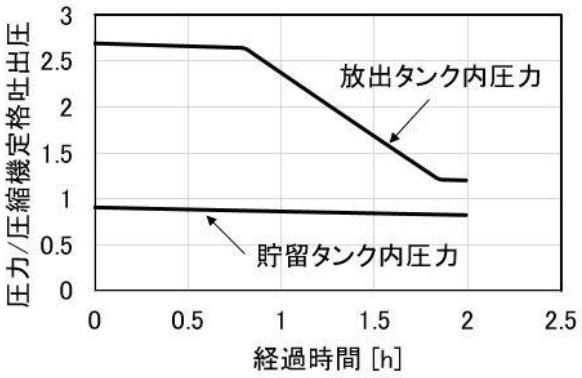



図 17. 圧力の時間経過

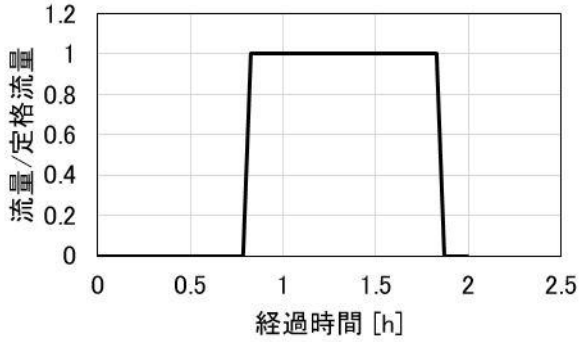



図 18. ガスタービンへの供給流量

#### 5.2.2 ガスタービンシステムの変化

CAES 放出時のガスタービンへの供給空気流量，燃料流量，圧縮機吐出圧，各種出力を，図 19~21 に示す．図 19 から，CAES 作動に移行した時の圧縮機吸気流量は CAES 作動前とかわらず 90%程度の吸気量であるが，CAES 作動により，タービンに供給される空気流量

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

は通常の定格運転時と同等の空気が供給される．燃料流量は定格運転時の燃焼温度と同等になるよう燃空比を合わせてあるので，空気流量の増加に伴い増加し，CAES 作動前の定格運転時と同等の燃料流量になっている．

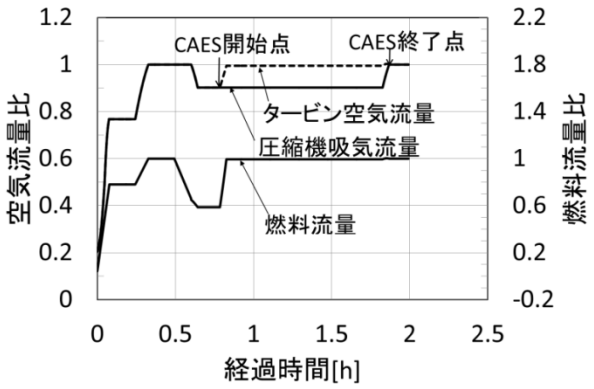



図 19. 空気流量と燃料流量

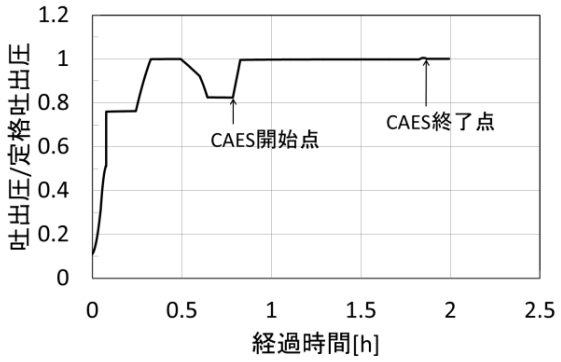



図 20. 圧縮機吐出圧

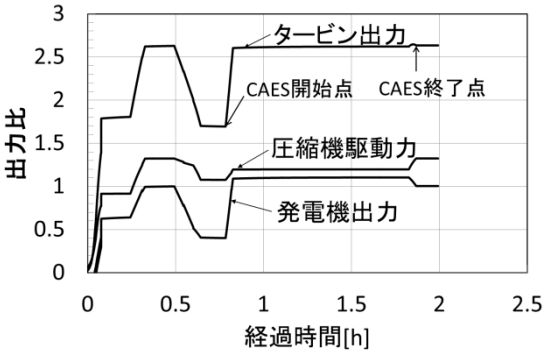



図 21. 放出時の GT の各種出力変化

図 20 の圧縮機吐出圧力は CAES 作動直前の状態では，図３②の状態にある．CAES を作動させ，空気流量の増加に伴い，燃料流量を増加させ，発電出力を増加させるため，圧縮機の作動点も高圧力側に移動し，結果的には 100%吸気の定格出力運転点と同等の圧力になる．図 21 の出力結果から，CAES 作動時の発電量は通常の定格出力運転時における発電出力よりも約 10%増加している．CAES を作動して空気を供給する場合，タービン出力は通常の定格出力運転と CAES 作動時では差異はないが，圧縮機動力は，CAES 作動時では圧縮機の吸気量低減に対する動力低減が，発電出力の増加に寄与している．

### 5.3 CAES 作動時の発電効率，吸収電力量と放出電力量

CAES 動作によるガスタービンシステムの発電効率を考察する．図 22 は発電機出力を投入燃料の熱量で除した発電効率を，CAES 作動前の 100%発電出力時を 1 として表した発電効率比である．圧縮機吐出空気を貯留する場合に，抽気の有無で 50%負荷出力を維持する場合，CAES を作動しないで部分負荷運転を行う場合に比べて，同じ発電出力を維持する場合でも CAES を作動した場合は，約 9%の効率低下をもたらしている．一方，CAES からの空気供給で発電出力を増加する場合の効率は，通常の 100%出力時に比べて発電効率が約 11%増加することが分かる．貯留と供給をトータルとして考える場合には，タービンシステムとして約 2%の効率向上が図られることに成る．

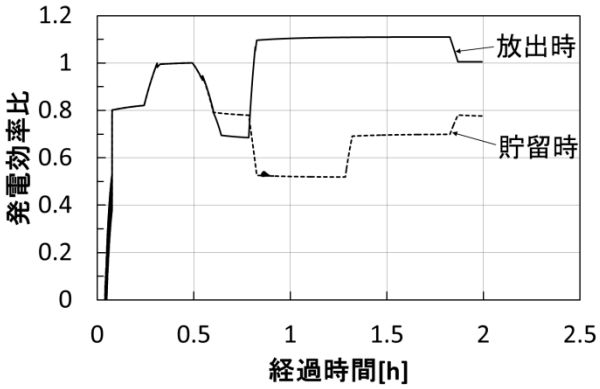



図 22　CAES 作動時の発電効率

最後に CAES 動作時の電力吸収量と供給発電量を考察する．電力吸収量は，貯留タンクから圧縮機吐出圧の約３倍の圧力に昇圧して放出タンクに空気を貯留するときに外部電力が必要となるため，この中間圧縮機の消費電力として算出する．また，放出電力量の算出は，ガスタービンの定格出力と CAES 作動時の発電量の差で評価する．結果を図 23 に示す．1 時間での電力量として，吸収量として 3.3MWh を，放出量として 3.7MWh が算出される．表３に蓄電池システム[5]との比較を示す．表３では放電を+，充電を―とした．CAES システムの場合，充放電量は蓄電池システムを下回るものの，設置面積を考慮すると，単位設置面積当たりの充放電量は蓄電池システムを上回ることに成る．地上 CAES の場合，その動作は圧縮機のサージを回避しなければならないことと，空気の貯留量および放出量とも圧縮機の定格吸気流量に依存する．本解析では圧縮機のサージを回避するため，貯留量および放出量を圧縮機の定格吸気量の 10%とした．より多くの電力吸収や電力供給を期待する場合には，より大容量のタービンシステムに CAES を適用する必要があ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

る．なお，圧縮空気の貯留には，圧縮機吐出空気を貯留したが，圧縮機の低圧段から抽気して，高圧力比の中間圧縮機によって放出タンク内に圧送すれば，CAES 作動時の圧縮機動力の低減と中間圧縮機による吸収電力の増加が図れる．今後，検討していきたい．

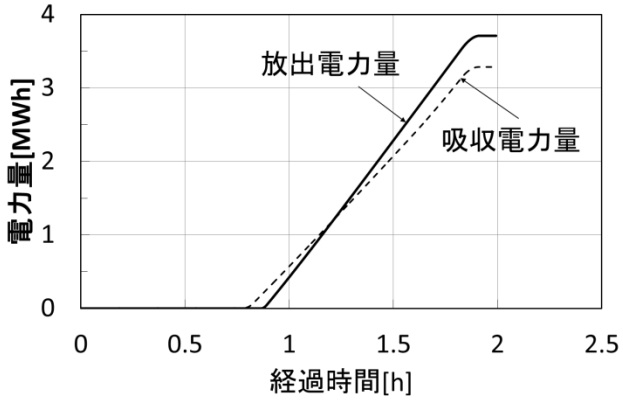



図 23　吸収電力量と放出電力量

表３　畜エネシステムの比較

| | 設置面積（$m^2$） | 運用充放電量(MWh) |
|---|---|---|
| 地上CAESシステム | 700 | +3.7 |
| | | −3.3 |
| 蓄電池システム[3] | 6,000 | +10 |
| | | −10 |

## 6.　結論

変動電源導入増加時の電力系統安定化のため，既存ガスタービンシステムに電力吸収機能を備えた設備として地上型 CAES を提案した．本地上型 CAES システムは，圧縮機吐出空気を貯留するタンク（貯留タンク）と，その貯留空気をさらに高圧に昇圧する中間圧縮機，およびその昇圧空気を貯留するタンク（放出タンク）等から成る．また，CAES システムに空気を貯留する場合と，CAES システムから空気を放出する場合の運転方法を示し，中容量ガスタービンを対象としたダイナミックシミュレータでその動作を確認した．直径 18m の貯留タンクおよび放出タンクを設け，圧縮機の定格吸気流量の 10%の空気を抽気または放出することで，約 3.2MWh の電力吸収と約 3.7MWh の電力放出が行え，負荷調整用としての機能を有することを確認した．


## 謝辞

本研究は東北電力株式会社と東北大の共同研究部門である電力エネルギー未来技術共同研究部門で実施されたもので，東北電力株式会社からは研究遂行に対して多くの支援を頂きました．深く感謝の意を示します．


## 参 考 文 献


(1) Jidai Wang, Kunpeng Lu, Lan Ma, Jihong Wang, Mark Dooner, Shihong Miao, Jian Li, and Dan Wang, Overview of Compressed Air Energy Storage and Technology Development, Energies 10, 991 (2017).

(2) 中北智文，小林英夫，奥原巌，高橋克行，安田友芝，圧縮空気エネルギー貯蔵ガスタービン(CAES-G/T)の開発，石川島播磨技法，Vol.43 No.3 (2003).

(3) 戸島正剛，松隈正樹，新たな断熱亜淑気空気蓄電システム「空圧電池」の開発，日本 AEM 学会誌，Vol.24, No.4 (2016).

(4) 電力系統の利用を支える解析・運用技術調査専門委員会編，電力系統の利用を支える解析・運用技術，電気学会技術報告，第 1100 号, (2007-9).

(5) 橋本竜弥，川俣智之，島田和義，東北電力（株）西仙台変電所大型蓄電池システムの運転開始，東芝レビュー，Vol.70 No.9 (2015).

(6) Y. Kashiwabara, Y. Katoh, H. Ishii, T. Hattori, Y. Matsuura, and T. Sasada, Developments leading to an axial flow compressor for a 25 MW class high efficiency gas turbine, 90-GT-238, (1990).

(7) 生井武文，井上雅弘共著，ターボ送風機と圧縮機，コロナ社，(1988).

(8) 関慧一，中野晋，竹田陽一，マイクロガスタービンの動作解析，日本ガスタービン学会誌, Vol.43 No.3 (2015), pp68-74.

(9) 鈴木晃純，中野晋，田中翔悟，竹田陽一，菅原由貴，中容量ガスタービン用動作解析シミュレータの開発，第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会　講演論文集, (2017), pp.83-88.

(10) 野々村弘樹, 中野晋, 竹田陽一, 地上型圧縮空気貯蔵(CAES)を備えたガスタービンシステムの基礎検討，日本機械学会東北学生会，第 49 回卒業研究発表講演会，(2019-3)

(11) S. Nakano, T. Kishibe, H. Araki, M. Yagi, K. Tsubouchi, M. Ichinose, Y, Hayasaka, M. Sasaki, T. Inoue, K. Yamaguchi, H. Shiraiwa, development of a 150 kW microturbine system which applies the Humid Air Turbine Cycle, ASME Turbo Expo, GT-2007-28192, (2007).


Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-2

# マイクロガスタービンにおけるエタノール噴射の解析について

# Analysis of the water-ethanol mixture injection in a micro gas turbine

○太田　遥己[*1]　土屋　利明[*2]

Ota Haruki　　Tsuchiya Toshiaki

**ABSTRACT**

This study deals with the water-ethanol mixture injection in a micro gas turbine engine. The studies of the water injection and ethanol injection in a micro gas turbine have been conducted and reported in previous papers. Since water has a high evaporation latent heat compared with ethanol, it is expected that water can deprive more heat from surround air under evaporation. On the other hand, ethanol is relatively easy to evaporate compared with water. A model has been developed to investigate the evaporation behavior of water-ethanol droplets under micro gas turbine environments. The variation of air temperature, droplet temperature, droplet diameter, and amount of evaporation along flow path have been analyzed for the water-ethanol mixture injection in the Capstone C30 micro gas turbine and obtained results have been presented.

**キーワード：**マイクロガスタービン,エタノール,水噴射,蒸発挙動,出力

**Key Words:** Micro gas turbine, Ethanol, Water injection, Evaporation behavior, Power output

## 1. 緒言

一般にマイクロガスタービンエンジンとは、発電出力が 30kW 以下の小型・高効率化を実現したエンジンのことである[1]。マイクロガスタービンの出力を増加させる方法として、水噴射という方法がある。一般に水噴射の効果として、吸気冷却及び圧縮機出口温度の低下による圧縮仕事低下に起因する出力増加であるが、先行研究[2][3]より、圧縮仕事の低減効果よりも、燃料流量増加などによるタービン仕事増加効果が支配的であること、及び噴射率の増加に伴い燃焼効率が低下することが分かっている。更なる出力増加を期待し、水噴射ではなくエタノールを噴射する方法がある。先行研究[4]より、水と比較してエタノールの方がタービン仕事が増加し、出力増加が期待でき、さらに水よりも少ない噴射率で出力を増加させることが可能であることが分かっている。以上のようにこれまで水のみの噴射、エタノールのみの噴射での議論であったが、エタノールと水を混合させた場合の変化をとらえることを提案する。そこで本報では、水とエタノールを混合させた場合の混合割合における粒径の変化、及び蒸発量の変化を報告する。

## 2. 水噴射試験結果

初めに 2018 年 10 月 23 日に行った水噴射試験結果を示す。図 1 に水噴射率変化による出力と熱効率の変化、図 2 に水噴射率変化による燃焼効率の変化を示す。

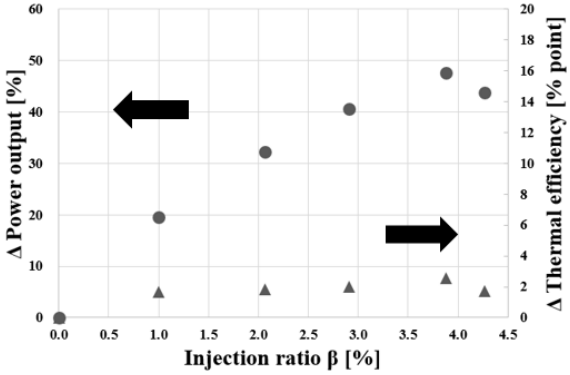



Fig.1 Effect of $\beta$ on power output and thermal efficiency

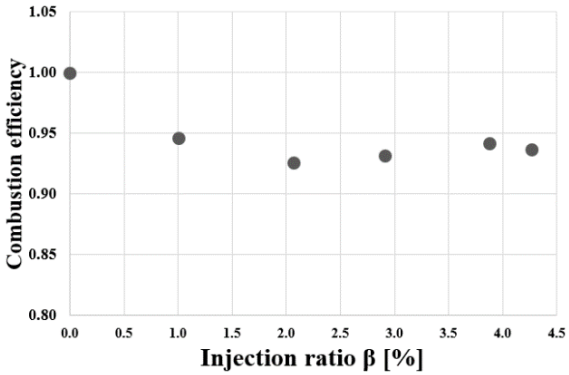



Fig.2 Effect of $\beta$ on combustion efficiency

*1　金沢工業大学大学院
〒921-8501　石川県野々市市扇が丘7-1
E-mail:b6901523@planet.kanazawa-it.ac.jp
*2　金沢工業大学大学院
〒921-8501　石川県野々市市扇が丘7-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図 2 に示す燃焼効率は実測した燃料流量に基づいて予想した出力と、実測した出力の差を燃焼効率の低下分で補正して算出された推算値である。図 1 より、水噴射率 $\beta$ が 3%程度までは水噴射量が増加するほど、出力はほぼ比例的に増加しているが、噴射率の増加と共に燃焼効率の低下の影響が大きくなることが分かる。3%以降の噴射率では要求出力が満たされることにより出力の増加が頭打ちとなっていることが確認できる。図 2 を見ると、水噴射率の増加に伴い、燃焼効率が低下していることが確認できる。これらより、水噴射試験においては水噴射率を増加させるほど出力は増加するが、燃焼効率の低下により、出力増加が徐々に鈍化してくると言える。そこで水を噴射する代わりに燃焼性があるエタノールを噴射することで、噴射率が増加しても燃焼効率が低下せず、より出力を得られると考えエタノールを噴射することを提案する。

## 3. 液滴の蒸発モデル

### 3.1 モデル化

噴射した液滴の蒸発計算を行うにあたって、まず旋回成分なしの状況下で微小な液滴を圧縮機に噴射した際の解析モデルを作成した。作成したモデルを図 3 に示す. 図 4 にベルマウスから圧縮機のディフューザまでの流路を示している。①がベルマウスであり、空気取り込み口である。ベルマウスで水を噴射し、後方に水が流れていく。②はダクトであり、③は発電機である。④が圧縮機のインペラー部であり、ここでエネルギーが伝達され、圧力及び温度が上昇する。⑤が圧縮機のディフューザ部であり、面積を変化させることで動圧を減少させ、静圧を増加させている。液滴蒸発モデルを構築した際にいくつか仮定をした。初めに解析モデルは領域を流れ方向に分割し、熱伝達および蒸発潜熱を熱移動として定義し考慮した。また、モデル内の圧縮機では実験結果及び作成した速度三角形に基づき、圧力, 温度, 速度の流れ方向の勾配を考慮した。次に噴射された液滴の個数は一定であり液滴同士の分裂・合体は考慮しないものとした。さらに噴射された液滴は流路の壁面に付着せず、蒸発した液滴は全て空気温度の低下に寄与するものと仮定した。計算ステップとして熱移動と物質移動の 2 つに分けた。熱移動とは周辺空気から液滴へ伝えられる熱のことを指している。物質移動は熱移動によって液滴の周りに形成される飽和蒸気と周辺空気中の蒸気との密度差による蒸気の拡散のことを指している。液滴の温度変化と蒸発潜熱を熱伝達と関係付ける式を式 (1) に示す。式 (1)の液滴の熱物質輸送方程式は厳密解を得ることができないため、商用の CFD ソルバ (ANSYS-CFX13.0) を用いて数値解を求めていることが報告されている[5]。本研究では式(1)を 2 ステップに分けて解くことにした。すなわち, 第 1 ステップでは式 (1) から蒸発潜熱を省いた関係式より液滴温度を決定し、第 2 ステップでは蒸発潜熱を空気温度の低下分で足し合わせた。以上の手法を計算に組み込み、解析モデルを流れ方向へ複数の微小領域に分割することで空気温度の低下分を算出した。予備検討より、分割数が計算結果に影響を及ぼさない様に分割数を選定した。使用した分割数は、図 2 の各セクションにおいて 10,000 ずつ、計 50,000 である。

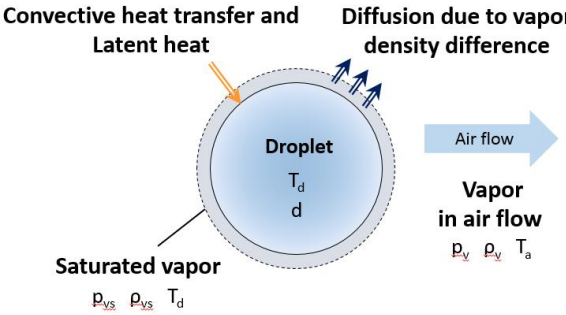



Fig. 3 Evaporation model of liquid droplet

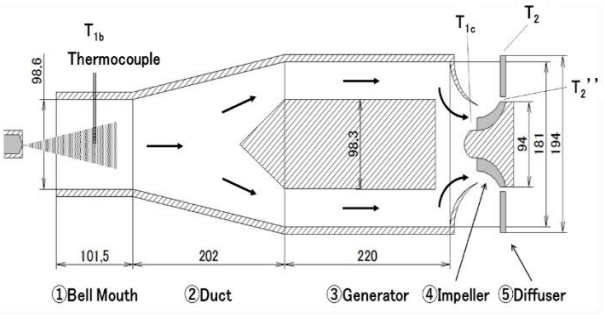



Fig. 4 Length from bell mouth to diffuser

$$m_d C_m \frac{dT_d}{dt} = \pi d^2 h(T_a - T_d) + \frac{dm_d}{dt} h_{fgm} \quad (1)$$

ここで、$m_d$：液滴質量、$C_m$：混合液滴の比熱、$T_a$：空気温度、$T_d$：液滴温度、$d$：液滴直径、$h$：熱伝達率、$h_{fgm}$：混合液滴の蒸発潜熱である。噴射された液滴の蒸発計算は、初期噴射粒径$d_0$、初期空気温度$T_{a0}$、主流流速（或いは空気質量流量$m_a$）、噴射率β、初期相対湿度$RH_0$、初期液滴温度$T_{d0}$を事前に選定し、各セクション内での空気の温度降下を算出した。まず、熱移動に関する式より液滴温度$T_d$を決定した。その導出式を式 (2) に示す。式 (2) は式 (1) から蒸発潜熱項を除き、積分して導いた式である。

$$\frac{T_a - T_d}{T_a - T_{d0}} = exp\left(\frac{\pi d^2 h}{m_d C_m} t\right) \quad (2)$$

ここで、$t$：滞留時間、$T_{d0}$：噴射時液滴温度である。熱伝達率のパラメータであるヌセルト数の算出には、レイノルズ数とプラントル数より、ランツ・マーシャルの式 $N_u = 2 + 0.6 {R_{ed}}^{0.5} {P_r}^{0.33}$ を用いた。ここで、液滴のレイノルズ数$Re_d = \rho_a V_s d/\mu_a$のパラメータであるスリップ速度$V_s$は、液滴速度と主流流速の速度差である。スリップ速度は粒径が 10μm 未満の微小液滴は流れに乗って移動し、粒径が 10μm 以上の場合は主流流速の 10%である[6]と仮定した。液滴の蒸発量は、物質移動に関する式を用い

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

て算出した。蒸発量は液滴の周りの飽和蒸気と、周辺空気中の蒸気との密度差に比例するものと仮定して求めた。そして空気中に含まれる蒸気は微量なため、蒸気を理想気体と仮定して状態方程式を用いて密度を温度と圧力に置き換えた。液滴 1 個についての単位面積、単位時間当たりの蒸発量$W_A$を式(3)に示す。

$$W_A = h_D(\rho_{vs} - \rho_v) = \frac{Sh \cdot D_m}{d}\left(\frac{p_{vs}}{T_d} - \frac{p_v}{T_a}\right)\frac{1}{R_v} \quad (3)$$

ここで、$h_D$：物質伝達率、$R_v$：蒸気の気体定数、$D_m$：混合蒸気の質量拡散係数である。$Sh$はシャーウッド数であり流体の流れに伴う伝熱現象と物質移動のアナロジーにより$\mathrm{Sh} = 2 + 0.6{R_{ed}}^{0.5}{S_c}^{0.33}$より求めた。なお$S_c$はシュミット数である。気化熱および熱伝達による空気の温度低下$\Delta T_a$を式（4）に示す。気相の温度低下の算出には、液滴 1 個当たりの蒸発量に噴射された液滴の個数$N$を乗算することで求めた。

$$\Delta T_a = \frac{(S \cdot t \cdot N)\{(W_A \cdot h_{fgm}) + h(T_a - T_d)\}}{m_a \cdot C_{pa}} \quad (4)$$

ここで、$S$：液滴の表面積、$C_{pa}$：空気の定圧比熱、$m_a$：空気質量流量である。ここでの空気には、水蒸気とエタノール蒸気が含まれていることに留意する必要がある。本研究では、このモデルに圧縮機の入口、出口の速度三角形と実機の実測データに基づき決定された温度、圧力、速度の勾配を加え、流路長さに比例して考慮するものとした。

### 3・2　圧縮機の速度三角形

本研究では、圧縮機における液滴の蒸発計算に温度、圧力、速度の変化を組み込むためにマイクロガスタービンの実測データを元に速度三角形を作成した。速度三角形は、定格回転数 96,000rpm、圧力比 3.2、空気質量流量 0.30kg/s になるよう作成した。また、すべり係数は Wiesner の式[7]を参考にして算出した。図 5 に圧縮機の概要を示す。そして表 1 に圧縮機の寸法を示す。

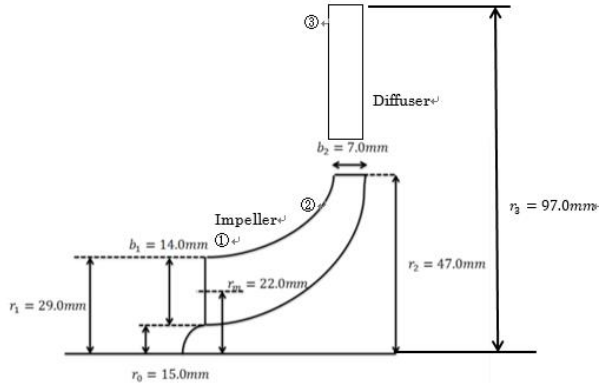



Fig.5 The conditions in compressor

Table1 Size of compressor

| | | |
|---|---|---|
| **Inlet hub diameter [mm]** | **$r_0$** | **15** |
| **Inlet radius [mm]** | **$r_1$** | **29** |
| **Inlet average radius [mm]** | **$r_m$** | **22** |
| **Inlet blade width [mm]** | **$b_1$** | **14** |
| **Outlet radius [mm]** | **$r_2$** | **47** |
| **Outlet blade width [mm]** | **$b_2$** | **7** |
| **Impeller average length [mm]** | **$L_1$** | **46.58** |
| **Diffuser average length [mm]** | **$L_2$** | **72** |

表 2 に算出された速度三角形の各成分を示す。次に図 6 に流路に沿った断面積変化と流速変化を示す。図 6 は一例として混合液滴の場合を示している。ベルマウスから発電機セクションまで(①-③)は流速が数十 m/s であるがインペラー及びディフューザセクション(④-⑤)では数百 m/s となり、インペラーでの相対速度の減速とディフューザでの絶対速度の減速が生じていることが確認できる。インペラー入口から出口までの流路長さの平均値は 46.58mm であり、ディフューザの流路長さの平均値は 72.00mm である。このように各セクションの流路長さを図 6 で求めた流速で割ることで滞留時間を算出した。また、インペラー部には相対速度、ディフューザ部には絶対速度を用いた。作成した速度三角形より圧縮機内での液滴の滞留時間は、概ね 0.63ms 程度(インペラ 0.22ms、ディフューザー0.41ms）である[8]。

Table2 Velocity diagram

| | | |
|---|---|---|
| **Inlet velocity (Impeller)** | | |
| **Atmospheric pressure [hPa]** | **P0** | **1025** |
| **Inlet total temperature [℃]** | **T01** | **34.91** |
| **Inlet total pressure [kPa]** | **P01** | **102.50** |
| **Inlet absolute velocity [m/s]** | **V1** | **138.33** |
| **Inlet relative velocity [m/s]** | **W1** | **261.44** |
| **Inlet peripheral velocity [m/s]** | **U1** | **221.84** |
| **Peripheral velocity of inlet absolute velocity [m/s]** | **Vu1** | **0** |
| **Inlet meridian plane velocity [m/s]** | **Vm1** | **138.33** |
| **(Absolute velocity) Mach number** | **Mv1** | **0.400** |
| **(Relative velocity) Mach number** | **Mw1** | **0.756** |
| **Outlet velocity (Impeller)** | | |
| **Outlet total temperature [℃]** | **T02** | **206.94** |
| **Outlet total pressure [kPa]** | **P02** | **340.00** |
| **Outlet absolute velocity [m/s]** | **V2** | **333.66** |
| **Outlet relative velocity [m/s]** | **W2** | **171.89** |
| **Outlet peripheral velocity [m/s]** | **U2** | **473.93** |
| **Peripheral velocity of outlet absolute velocity [m/s]** | **Vu2** | **323.24** |
| **Outlet meridian plane velocity [m/s]** | **Vm2** | **82.70** |
| **Slip factor** | **k** | **0.11** |
| **(Absolute velocity) Mach number** | **Mv2** | **0.811** |
| **(Relative velocity) Mach number** | **Mw2** | **0.418** |
| **Outlet velocity (Diffuser)** | | |
| **Outlet total temperature [℃]** | **T03** | **206.94** |
| **Outlet total pressure [kPa]** | **P03** | **327.81** |
| **Outlet velocity [m/s]** | **V3** | **81.156** |
| **Mach number** | **M3** | **0.185** |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

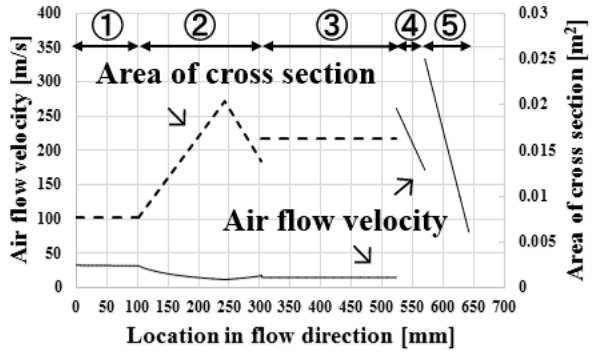



Fig.6 Air flow velocity and area of cross section

## 4. 混合液滴解析について

### 4.1 解析条件

これまでは水のみの場合やエタノールのみの場合の解析を行ってきた。つまり、１つの流体についてのみ考えればよく、物性値もそれぞれの流体固有の値を代入すれば良かった。しかし今回のように、水とエタノールを混合させた場合では、固有の物性値は決まらない。よって新たに定義をする必要がある。解析条件は、①混合比は質量割合で定義、②初期空気温度は水とエタノールが混ざり合った一つの流体として定義、③初期相対湿度は 0 として定義するものとした。②について、水、エタノールをそれぞれ分けて計算を行うと、初期空気温度は水、エタノールそれぞれで異なる値が算出される。その理由は水とエタノールの物性値の違いによって空気温度の温まりやすさが異なってくるためである。そこで、水とエタノールの混合液滴を新たに一つのものとして定義することで、混合時におけるパラメータの計算を簡単にしている。③については、本来、大気中には初期相対湿度が数十%存在する。水のみの場合であれば、初期相対湿度に蒸発分の湿度を積算することで湿度を定義するが、エタノールが混合した場合にはエタノール蒸気が大気に存在する水蒸気と一様に混ざり合うということはできない。そこで実験条件を一致させるために、初期相対湿度を 0 として定義することで水のみの場合でもエタノールのみの場合でも混合液滴の場合でも正味の蒸発量から導出される湿度としてとらえることができる。

### 4.2 混合によるパラメータの変更点

初めに温度などの影響を受けない固定値から示す。

・混合蒸気のガス定数$R_m$ [J/kg・K]

$R_m = R_w \times$水の質量割合$+ R_e \times$エタノールの質量割合

ここで$R_w$:水蒸気のガス定数[J/kg・K]、$R_e$:エタノール蒸気のガス定数[J/kg・K]

・混合蒸気の定圧比熱$C_{pm}$[J/kg・K]

$$C_{pm} = C_{pw} \times \text{水の質量割合} + C_{pe} \times \text{エタノールの質量割合}$$

ここで、$C_{pw}$:水蒸気の定圧比熱[J/kg・K]、$C_{pe}$:エタノール蒸気の定圧比熱[J/kg・K]

・混合液滴の比熱$C_m$[J/kg・K]

$C_m = C_w \times$水の質量割合$+ C_e \times$エタノールの質量割合

ここで$C_w$:水の比熱[J/kg・K]、$C_e$:エタノールの比熱[J/kg・K]

次に温度などの変数を取る変動値を示す。

・水の蒸発潜熱$h_{fgw}$[kJ/kg][9]

$$h_{fgw} = -2.3607 \times T_a + 2500.9$$

・エタノールの蒸発潜熱$h_{fge}$[kJ/kg][9]

$$h_{fge} = -1.065 \times T_a + 946.8$$

・混合液滴の蒸発潜熱$h_{fgm}$[kJ/kg]

$h_{fgm} = h_{fgw} \times$水の質量割合$+ h_{fge} \times$エタノールの質量割合

・混合液滴温度$T_d$[℃]

$$T_d = T_a - (T_a - T_d) \times \exp\left(\frac{-\pi d^2 h}{m_d C_m} t\right)$$

・水滴密度$\rho_w$[kg/㎥]

$$\rho_w = -0.3176 \times T_d + 1002.3$$

・エタノール液滴密度$\rho_e$[kg/㎥]

$$\rho_e = -0.8596 \times T_d + 806.36$$

・混合液滴密度$\rho_m$[kg/㎥]

$\rho_m = \rho_w \times$水の質量割合$+ \rho_e \times$エタノールの質量割合

・混合液滴質量$m_d$[kg]

$$m_d = \frac{\pi}{6} \times \rho_m \times d$$

・混合液滴の飽和蒸気圧$p_m$[Pa]

$$p_m = 610.78 \times 10^{\frac{7.5 \times T_d}{T_d + 237.3}}$$

・水の質量拡散係数$D_w[m^2/s]$[10][11]

$$D_w = \frac{10^{-3} \times T_a^{1.75 \times 0.3003598}}{\frac{p_o}{101325} \times 25.52311827} \times 10^{-4}$$

ここで$P_o$:大気圧[Pa]

・エタノールの質量拡散係数$D_e[m^2/s]$[10][11]

$$D_e = \frac{10^{-3} \times T_a^{1.75 \times 0.237546462}}{\frac{p_o}{101325} \times 41.11100183} \times 10^{-4}$$

・混合液滴の質量拡散係数$D_m[m^2/s]$

$D_m = D_w \times$水の質量割合$+ D_e \times$エタノールの質量割合

ここで上記の式を用いて水とエタノールの物性値を比較する。表３には大気温度 20[℃]下の液体状態における水とエタノールの物性値の比較、表 4 には大気温度 127[℃]下の気体状態における水とエタノールの物性値を示す。

Table3 Physical properties under liquid state

| | Water | Ethanol |
|---|---|---|
| Specific heat[J/(kg･K)] | 4186 | 2420 |
| Latent heat of evaporation[kJ/kg] | 2454 | 926 |
| Density[kg/㎥] | 998 | 789 |
| Mass diffusion cofficient[㎡/s] | $2.42 \times 10^{-5}$ | $1.18 \times 10^{-5}$ |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table4 Physical properties under gas state

| | Vapor of water | Vapor of ethanol |
|---|---|---|
| Constant pressure specific heat[J/(kg･K)] | 2018 | 1785 |
| Gas constant[J/(kg･K)] | 462 | 180 |

## 5. 混合液滴解析結果

本報での液滴噴射解析結果では 2018 年 10 月 23 日に行われた水噴射試験で得られたデータをもとに解析を行った。また、噴射率 2.96[%]の場合の結果を使用した。ここでの噴射率は混合液滴やエタノール 100%の場合においては水で行った場合と同じ量の液滴が噴射されたという仮定を置き、条件をそろえている。試験条件として、初期空気温度 28.8[℃]、大気圧 1025[hPa]、噴射時液滴温度 21.1[℃]、噴射粒径 12[μm]を使用した。そして水とエタノールの混合割合(質量ベース)は、(水:エタノール)=(100:0)、(50:50)、(0:100)の 3 パターンの解析を行った。解析の評価項目は横軸にベルマウスからディフューザまでの流路領域をとり、縦軸に空気温度変化、液滴温度変化、粒径変化、蒸発量変化をとった以上の 4 項目である。これより示す図に付してある番号は図 4 のベルマウスからディフューザまでの流路領域のセクション長さに対応している。

図 7 に水 100%、混合液滴(水:エタノール=50%:50%)、エタノール 100%における、空気温度変化を示す。図 7 より、ディフューザ出口での空気温度はエタノールよりも水が空気温度を低下させ、混合液滴は水とエタノールの間となることが分かる。このことは表 3 の水とエタノールの蒸発潜熱の値を見ても分かる。水の蒸発潜熱はエタノールの蒸発潜熱の約 2.5 倍であり、その分、水が周辺空気から熱を奪うことができ、空気温度を低下させるということができる。数値では、エタノール 100%では 182.31[℃]、混合液滴では 169.55[℃]、水 100%では 164.73[℃]であった。図 7 より、本来インペラーセクションで空気温度が低下すれば、圧縮仕事低減に寄与するが、ディフューザセクションでの空気温度低下は燃焼器に入る前の空気温度を低下させるだけで圧縮仕事の低減に寄与せず、好ましくない状態である。

図 8 に水 100%、混合液滴(水:エタノール=50%:50%)、エタノール 100%における、液滴温度変化を示す。図 8 より、エタノール、混合液滴、水の順にディフューザ出口での液滴温度が高いことが分かる。数値ではエタノール 100%では 182.31[℃]、混合液滴では 130.35[℃]、水 100%では 110.52[℃]であった。エタノール 100%の空気温度と液滴温度は等しくなっている。このことからディフューザ出口ではエタノールが完全に蒸発したということができる。ディフューザ出口付近で液滴温度変化が 0 になったことからもすべて蒸発したことが分かる。混合液滴の液滴温度の上昇の仕方を見ると、インペラーセクションではエタノール 100%と同様であると言える。

図 9 に水 100%、混合液滴(水:エタノール=50%:50%)、エタノール 100%における、粒径変化を示す。図 9 より、エタノール 100%、混合液滴、水 100%の順に粒径が小さくなっている。数値ではディフューザ出口での粒径において、エタノール 100%では 0[μm]、混合液滴では 7.37[μm]、水 100%では 9.17[μm]であった。粒径変化より、エタノール 100%の場合 100%、混合液滴の場合 76.8%、水 100%の場合 55.4%蒸発したと言える。よって水よりもエタノールも方が蒸発しやすいことが分かる。

図 10 に水 100%、混合液滴(水:エタノール=50%:50%)、エタノール 100%における、蒸発量変化を示す。図 10 より、水 100%、混合液滴、エタノール 100%の順に蒸発量が大きくなっている。数値ではディフューザ出口での蒸発量において、エタノール 100%では$1.03 \times 10^{-4}$[kg]、混合液滴では$7.96 \times 10^{-5}$[kg]、水 100%では$6.59 \times 10^{-5}$[kg]であった。図 6 からも水よりもエタノールの方が蒸発量が大きく、その分粒径も小さくなっていることが見て取れる。

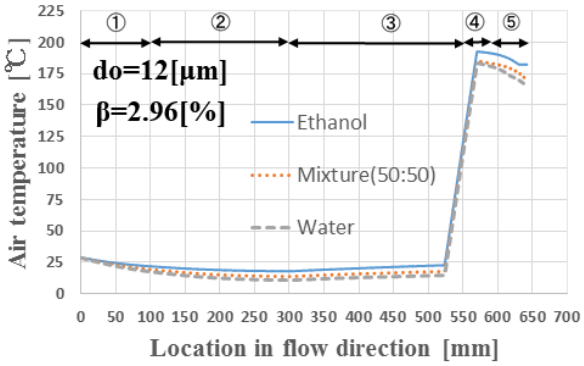



Fig.7 Variation of air temperature

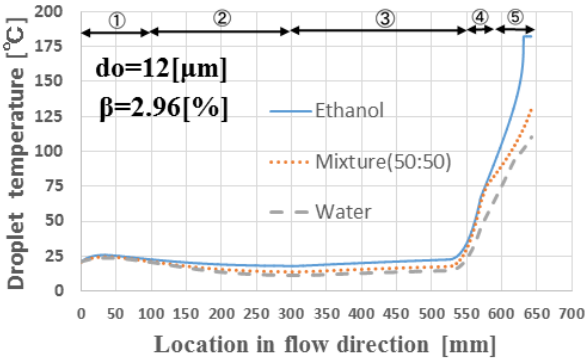



Fig.8 Variation of droplet temperature

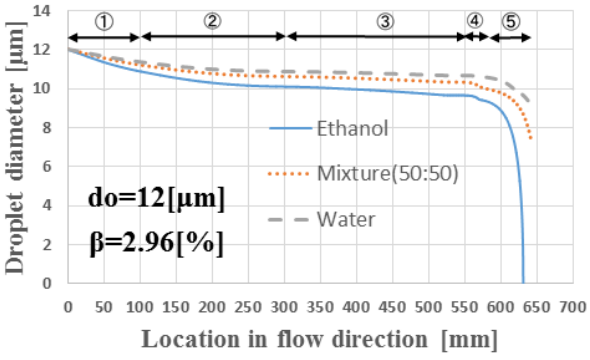



Fig.9 Variation of droplet diameter

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

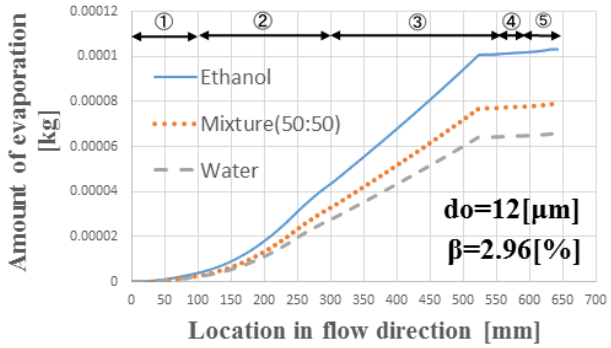



Fig.10 Variation of amount of evaporation

次に解析結果から水 100%、混合液滴、エタノール 100%圧の 3 パターンにおいて圧縮仕事に違いが生じるのか比較検討する。図 5 に示す通り、インペラー入口、インペラー出口、ディフューザ出口をそれぞれ 1、2、3 と番号をふり、各部での空気温度を$T_1$、$T_2$、$T_3$とする。表 5 に圧縮機での温度変化及びそこから導出される圧縮仕事を示す。圧縮仕事は以下の式で求めた。

$$W_c = C_p \Delta T$$

ここで$C_p$:気相(空気)の定圧比熱[J/(kg・K)]

ΔT:圧縮仕事に寄与するインペラー部での温度変化

Table5 Variations of temperature in compressor and compressor work

| | Water100% | Mixture(50:50) | Ethanol100% |
|---|---|---|---|
| $T_1$[℃] | 14.99 | 17.98 | 22.73 |
| $T_2$[℃] | 183.63 | 185.71 | 192.66 |
| ΔT ($T_2$−$T_1$) | 168.64 | 167.73 | 169.93 |
| $T_3$[℃] | 164.73 | 169.55 | 182.31 |
| Cp[J/(kg・K)] | 1013.89 | 1014.62 | 1016.62 |
| Wc[kJ/kg] | 170.98 | 170.18 | 172.65 |

表 5 より水、混合液滴、エタノールの 3 つのパターンにおいて、圧縮仕事に大きな差は見られない結果となった。混合液滴においては$T_1$、$T_2$、$T_3$に関して水とエタノールの間の値を取る結果となった。インペラー部での温度上昇 ΔT について 3 パターンの中で最も低い値を示したが、それほど顕著な違いであるとは言えない。 ΔT と$C_p$の値に大きな値の違いがないため、圧縮仕事の値に大きな差が生じなかったと考えられる。次に圧縮機出口すなわちディフューザ出口での温度$T_3$について考察する。$T_3$に関してはエタノール 100%の時が水 100%、混合液滴の場合と比較して高い温度が算出された。これはエタノールの方が水よりも蒸発潜熱の値が低く、蒸発する際に周辺空気から熱を奪えないため、ディフューザ出口温度がエタノールの方が高くなったと考えられる。先ほども述べたが、ディフューザ出口温度は高いほうが好ましい。それはディフューザ出口から再生器を通り、燃焼器に入る前の温度を高めたいからである。実験で使用したマイクロガスタービンはタービン出口温度を約 593℃に保つよう制御されているので、燃焼器に入る前の温度を高めにはディフューザ出口温度を高めればよい。以上のことを踏まえると、水、混合液滴、エタノールで比較すると、ディフューザ出口温度が最も高いエタノール 100%が好ましいと言える。圧縮仕事低減という観点でみると、インペラー部での温度降下度において 3 パターンの中で大きな変化は見られなかった言うことができる。

## 6. 結言

(1) 水とエタノールの混合液滴を扱う場合において、質量割合に比による空気温度、液滴温度、粒径、蒸発量変化が確認された。

(2) 混合液滴を考察することで、水の長所とエタノールの長所が最大限に発揮される割合が算出されることが期待できる。

(3) 水、混合液滴、エタノールの 3 パターンにおける圧縮仕事に関して、大きな差は見られなかった。理由として、流体の差によるインペラー入口、出口の空気温度は異なるが差分の ΔT と$C_p$に大きな違いが見られないためと考えられる。

### 参考文献

(1) 石井國義, “マイクロガスタービンシステム”, オーム社, (2002)pp2-3

(2) 上田翔太, 土屋利明, “水噴射によるマイクロガスタービンの性能評価”, 日本機械学会「No. 187-1」北陸信越支部第 55 期総会・講演会 講演論文集, 2018. 3 福井県福井市

(3) 上田翔太,土屋利明, “マイクロガスタービンへの水噴射に関する研究“, 第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集,2017.10 愛媛県松山市

(4) 太田遥己, 土屋利明, “マイクロガスタービンにおける水噴射効果に関する研究”, 日本機械学会「No. 197-1」北陸信越支部第 56 期総会・講演会講演論文集, 2019. 3 富山県富山市

(5) 川村康太他, “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(2013) pp.26-31

(6) Jobaidur R. Khan and Ting Wang, “Overspray Fog Cooling in Compressor using Stage Stacking Scheme with Non Equilibrium Heat Transfer Model for Droplet Evaporation”, Proceeding of GT2009 ASME Turbo Expo 2009, June 8-12 2009

(7) Wiesner, F.J.: A Review of Slip Factors for Centrifugal Impellers, Trans.ASME,J.of Engineering for Power, 1967-10, 558-572

(8) 上田翔太,土屋利明, “水噴射によるマイクロガスタービンの性能改善に関する研究”,日本機械学会主催第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集,2017.12 福岡県福岡市

(9) 日本機械学会,”伝熱工学資料”(2009)

(10) 大江修造,物性推算法,データブック社,(2002)

(11) EDWARD N.FULLERR 他, A NEW METHOD FOR PREDICTION OF BINARY GAS PHASE DIFFUSION COEFFICIENTS , INDUSTRIAL AND ENGINEERING CHEMISTRY VOL.58NO.5, 1966.3

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-3

# 流れ制御片側デバイスによるフィルム冷却性能向上に関する研究

# Studies on One-Sided Flow Control Device to Improve Film Effectiveness

○宍戸昌子[*1] 船﨑健一[*2] 谷口英夫[*2] 河村朋広[*3] 齋藤 涼[*1]
Masako SHISHIDO Ken-ichi FUNAZAKI Hideo TANIGUCHI Tomohiro KAWAMURA Suzuna SAITO

**ABSTRACT**

This study proposes a new flow control device (FCD), called one-sided one-sided FCD or OFCD), to improve conventional cooling hole film effectiveness of turbine airfoils for gas turbine with less aerodynamic loss than that of the previously developed devices such as double flow-control devices (DFCD) or V-shaped FCD. Detailed numerical investigations on the flat-plate model are executed through RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations)-based simulation using a commercial flow solver, calculating film effectiveness, net heat flux reduction (NHFR) and stagnation pressure loss coefficient for several types of OFCD along with DFCD and V-shaped FCD. Experimental examinations are also conducted using PSP (Pressure-Sensitive Paint) method to verify the predictability of film effectiveness by the present calculation. It is found that OFCD performs fairly well with less aerodynamic penalty than those of the high-performance devices.

**Key Words:** Film Cooling, Flow Control Device, PSP method, RANS simulation

## 1. 緒言

ガスタービンエンジンは発電用や航空機エンジン等に用いられ、現代文明に欠かすことが出来ない原動機である。新興国等の人口増加や経済成長に支えられ低燃費の航空機需要が続伸して、航空機エンジンは更に高効率化が求められている。また、再生可能エネルギーの系統大量投入時代を迎え、ベース電力の供給のみならず負荷変動動に対する急速な応答性を有するガスタービンへの期待が高まっている。このようなガスタービンの高効率化手法としてタービン入口温度 TIT（Turbine Inlet Temperature）の上昇が挙げられる。TIT に上昇には冷却技術の進歩が大きく貢献しており、特にフィルム冷却の性能向上の寄与が大きい[(1)(2)]。著者らのグループでは、フィルム冷却の高効率化を目的とした流れ制御デバイス FCD（Flow Control Device）の開発を進めており[(2)]、一つの冷却孔の上流に単独[(3)]または 1 対の突起 DFCD（Double Flow Control Device）[(4)]、複数ディンプル対[(5)]を設置してフィルム効率改善や熱負荷削減率 NHFR（Net Heat Flux Reduction）の変化状況調査、更には形状・配置の最適化を実施している。これらの研究を通じて、デバイス設置効果の確認の一方で、NHFR 面での改善やデバイスによる空力損失増加の抑制など、実機適用の際の課題も見出されている。

*1 岩手大学大学院
〒020-8551 盛岡市上田４丁目３－５
*2 岩手大学理工学部
〒020-8551 盛岡市上田４丁目３－５
*3 東北電力（株）
〒980-8550 仙台市青葉区

本研究では、上記の課題解決を目的として考案された単独の FCD の性能評価について調査している。DFCD は冷却空気の翼面付着性向上には有効なデバイスではあるが、２つの突起による空力損失増分は非常に大きく[(6)]、その対策が必要である。Takizawa らの研究[(7)]で、DFCD への流入角増加により DFCD 由来の渦の非対称性が見られても、フィルム冷却効率改善の効果が維持されるという知見が得られていることを元に、DFCD の片側だけを冷却孔上流に設置するデバイス、即ち流れ制御片側デバイス（以下、片側 FCD または OFCD と称す）を考案するに至った。

本研究は、通常の丸形の冷却孔によるフィルム冷却を対象に、片側 FCD が空力損失を抑制しつつ DFCD などの両側 FCD と同等のフィルム冷却性能向上能力を有し得るかの調査を目的としている。初めに数値解析により 5 形状の片側 FCD のフィルム冷却性能を調査した。次に数値解析で良い性能を示した形状については、DFCD などとともに空力損失を数値的に調査し、更に PSP 試験によるフィルム効率の計測を実施している。

### 主な記号

$A_i$ ：Stern-Volmer の式の係数（$i = 0,1,2$ ）
$BR$ ：噴き出し比（$= \rho_2 U_2 / \rho_\infty U_\infty = DR \times U_2 / U_\infty$ ）
$d$ ：冷却孔直径
$DR$ ：密度比（$= \rho_2 / \rho_\infty$ ）
$h, h_f$ ：熱伝達率、フィルム冷却時の熱伝達率
$I, I_{ref}$ ：発光強度、参照発光強度（参照酸素分圧時）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$L$ ：冷却孔長さ
$\dot{m}_2, \dot{m}_\infty$ ：二次空気流量、主流流量
$M$ ：分子量
$p, p_{ref}$ ：酸素分圧、参照酸素分圧
$P_{t2}, P_{t\infty}$ ：二次空気よどみ点圧力、主流よどみ点圧力
$Re$ ：主流側レイノルズ数（$=U_\infty d/\nu$）
$T_2, T_\infty$ ：二次空気温度、主流温度
$T_{ad}$ ：断熱壁温度
$Tu$ ：主流乱れ
$U_2, U_\infty$ ：二次空気速度（孔内平均速度）、主流速度
$x, y, z$ ：座標系（主流方向、高さ方向、ピッチ方向）
$\eta$ ：フィルム効率
$\rho_2, \rho_\infty$ ：二次空気密度、主流密度
$\xi$ ：正味熱流束削減率
$\zeta$ ：よどみ点圧損失係数

**添字**

air ：空気
CO2 ：二酸化炭素
mix ：混合気体
ref ：参照状態

**頭文字**

DFCD ：Double Flow Control Device
FCD ：Flow Control Device
MS ：Mesh Size
OFCD ：One-sided Flow Control Device
PSP ：Pressure-Sensitive Paint
RH ：Round Hole

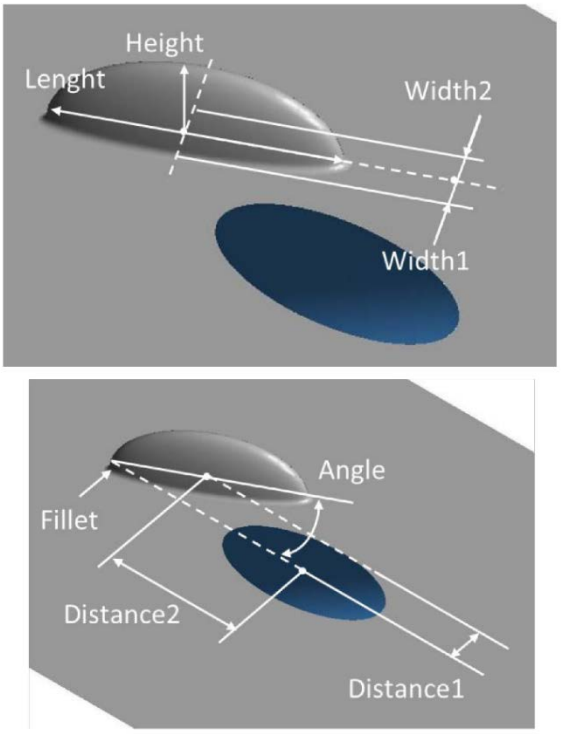



Fig. 1　One-sided FCD with its geometrical parameters

## 2. 片側デバイス

図１には OFCD を示す。基本的な形状は、DFCD と同様に流れ方向に開き角を有する突起物であり、長手方向及び横方向からの投影断面がともに半楕円状の形状をしている。図１には、形状及び冷却孔との位置関係を与える８つのパラメータ（Height、Length、Width1、Width2、Distance1、Distance2、Angle、Fillet）も示されている。これらのパラメータは元々最適化を念頭に設定されているが、今回は Distance1、Distance2 のみを変化させ、その他のパラメータについては DCFD で多く採用されている数値に固定した（表１）。図２には、表１中に示された５種類のデバイスの形状及び配置状況を示す。

Table 1 Parameters of device geometry and configuration

| | OFCD1 | OFCD2 | OFCD3 | OFCD4 | OFCD5 |
|---|---|---|---|---|---|
| Distance1 | 0.0d | 0.2d | 0.2d | 0.4d | 0.4d |
| Distance2 | 1.7d | 1.7d | 1.5d | 1.7d | 1.2d |
| Height | 0.6d | | | | |
| Width1 | 0.2d | | | | |
| Width2 | 0.2d | | | | |
| Angle | 30 [deg] | | | | |
| Fillet | 0.05d | | | | |

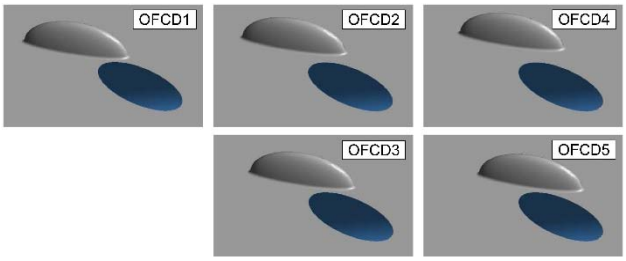



Fig. 2　Tested one-sided FCD

## 3. 実験手法

本研究では、PSP（Pressure-Sensitive Paint）法によるフィルム効率分布計測を実施した。実験手法の詳細については、河村らの報告[8]に詳しいので、以下にはその概要を述べる。

### 3.1　試験装置

図３に試験装置の概観を示す。供試ダクト（高さ 150㎜、幅 250㎜）は小型吸込式低速風洞内に設置され、供試平板はダクト側面に固定されている。供試平板は、長さ 470㎜、幅 220㎜、厚み 20㎜ の ABS 樹脂製で、直径 d=10㎜、傾斜角 30°、ピッチ 60㎜ の丸形冷却孔（RH）が機械加工であけられている。OFCD などのデバイスは、熱溶解積層法による 3D プリンターによって成形され、両面テープで供試平板上の所定の位置に接着されている。冷却孔下流には、後述する PSP 関係の塗料が塗布されている。供試平板の下流部には、供試体温度を測定するための熱電対が複数取り付けられている。主流は、風洞整流部、絞りノズルを経て供試部に流入する。その流速は供試部上流に装着されたピ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

トー管で計測される。また、供試部入口での主流乱れは約1％である。

フィルム効率の計測では、二次空気の代替として二酸化炭素（$CO_2$）を用いている。タンクに蓄えられた$CO_2$は、流量調整用のニードルバルブ、流量計、供試平板下部のプレナムを経て、ほぼ室温状態で冷却孔を通じて供試平板上に噴出する。

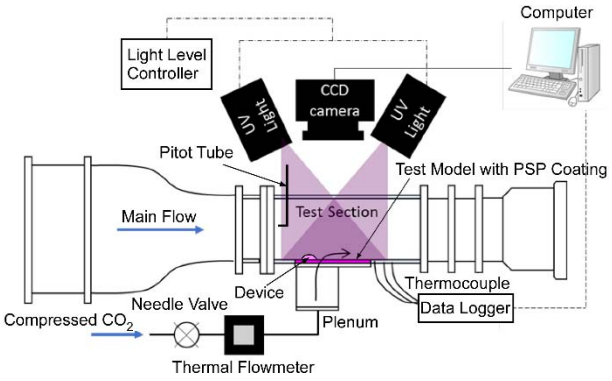



Fig. 3　Test facilities for PSP measurement

### 3.2　PSP

供試体表面には、下地として白色塗料を塗り、その上にPSP層を塗布している。PSP層の成分は、感圧色素としての白金ポルフィリン（PtTFPP）、バインダーとしてのPtBSである。使用した色素の励起波長は392nm、発光波長は650nmであることから、励起光源には中心波長が400nmのLED光源（浜松ホトニクス製）を用い、発光を捉えるカメラには、ロングパスフィルター（LV0630）を装着した高感度16ビットモノクロCCDカメラ（BITLAN製）を用いた。

PSP層は、温度が制御された状態においてその発光強度Iはその周囲の酸素（$O_2$）分圧pによって変化する（Oxygen Quenching）。冷却孔から$CO_2$を噴出することにより冷却孔下流での$O_2$分圧は低下し、結果としてPSP層からの発光強度も上昇する。この発光強度の変化と酸素分圧との関係の定式化には線形のStern-Volmerの式が一般的に用いられるが[9]、本研究では非線形性を考慮した次式を用いている。

$$\frac{I_{ref}-I_{dark}}{I-I_{dark}}=A_0+A_1\frac{p}{p_{ref}}+A_2\left(\frac{p}{p_{ref}}\right)^2 \qquad (1)$$

ここで、$I_{dark}$は、CCDカメラのレンズを完全に塞いだ状態で計測した値である。式(1)中の係数は較正試験で決定する。

### 3.3　フィルム効率の算出

式（1）に基づき、PSP層の発光強度情報からPSP層上の$O_2$分圧pが算定され、物質移動と熱移動のアナロジー及び使用する気体の分子量の効果からフィルム効率が次のように求められる[10]。

$$\eta=\frac{T_\infty-T_{ad}}{T_\infty-T_2}=1-\frac{1}{1+\frac{M_{CO2}}{M_{air}}\left(\frac{p_{air}/p_{ref}}{p_{mix}/p_{ref}}-1\right)} \qquad (2)$$

### 3.4　試験条件

本研究では、主流側レイノルズ数Reを6000に固定し、主流側は空気（$M_{air}$=28.966）、冷却側は$CO_2$（$M_{CO2}$=44.010）を用いた。密度比DRは1.53であり、それを踏まえて、噴き出し比BRが1.0、1.5になるように$CO_2$の体積流量を調整した。

### 3.5　不確かさ解析

PSP法によるフィルム効率値の不確かさについては佐々木の研究[11]に詳述されている。この研究では、Stern-Volmerの式のフィッティング誤差、画像取得誤差などを考慮し、冷却孔中心線上で最大5%程度の不確かさであることが示されている。本研究でも基本的には佐々木が開発した手法に基づいており、ほぼ同程度の不確かさであると考えている。

## 4.　数値解析手法

### 4.1　計算対象及び計算格子

流れ解析の詳細については、河村らの報告[8]に詳しいので、以下にはその概要を述べる。

図4には、OFCD及び比較対照のためのDFCD及びその派生形のV字形状デバイス[12][13]を適用した場合の計算領域を示す。計算領域は、主流側、冷却孔及び二次空気側の3つの領域から構成されている。主流側領域の広がりは、冷却孔後縁を座標の原点として、幅方向（冷却孔ピッチ方向）に冷却孔1ピッチ分(6d；dは冷却孔直径)、冷却孔上流側に10d、下流方向に36dとした。冷却孔領域は、冷却孔長さはL/d=6.0で、冷却孔傾斜角は30[deg.]である。二次空気側領域は、底辺が一辺6dの正方形で、高さは10dである。

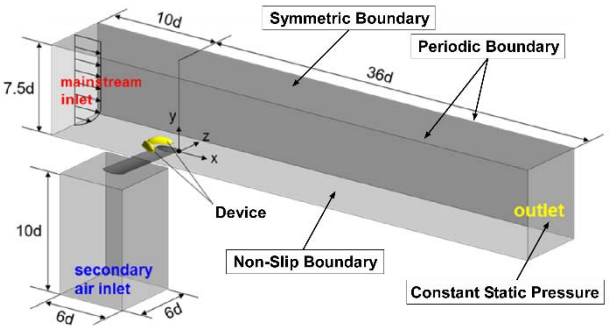



Fig. 4　Computational domain

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

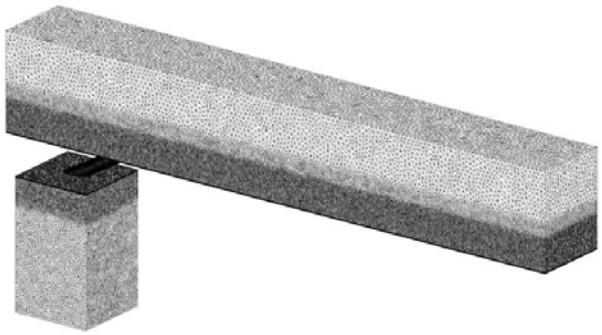


Fig. 5　Computational grid system

図５に使用した計算格子を示す。格子生成ソフトには ANSYS® ICEM CFD™ ver15.0 を用い、壁近傍及びそれ以外の場所での格子解像度を考慮しながら、非構造格子で格子生成を行った。主流側領域の格子生成では、使用ソフトの機能であるメッシュサイズ（MS）[14]を図のように層状に使い分け、格子解像度と計算負荷の間のバランスを図っている。具体的には、y/d=0～2.5d で MS=1、y/d=2.5～3.5d で MS=3、y/d=3.5～7.5d で MS=5 としている。冷却孔領域での MS はすべて 0.5 とし、二次空気側領域では y/d=-3.0～-3.2d で MS=1、y/d=-3.2～-13d で MS=3 である。また主流部ダクトと同様に壁面近傍にはプリズムメッシュを適用しており、最小格子幅、拡大率、生成層数も主流部ダクトと同様である．また壁面近傍には 21 層プリズムメッシュを適用している。総要素数は約 2500 万セルである。格子依存性については、別形態のデバイス対象ではあるが詳細に実施しており[15]、フィルム効率や流れ場解析に関して十分な格子解像度、要素数であることが確認されている。

### 4.2　計算ソルバー及び計算条件

計算ソルバーとして ANSYS® CFX® ver15.0 を用い、RANS による解析を実施した。乱流モデルには、過去の調査結果[16]を元に、予測性能が比較的良好な SST モデルを採用した。

計算領域に適用された主な境界条件は図４の中に示されている。計算の際に使用した条件は、後述する実験で用いた条件に基づいて設定している。主流入口条件には、主流温度 $T_\infty$=298.15[K]でのレイノルズ数 Re＝6,000 となる主流速度を元に、実験で得た速度分布を与えている(x/d=－10.0 位置での境界層厚みは 0.24d)。二次空気側入口では、所定の噴き出し比 BR を達成するに必要な質量流量を与える。この時、フィルム効率を求める場合には、実験のように $CO_2$ を噴き出す代わりに、密度比 DR=1.53 を実現する温度（$T_2$=194.85[K]）の空気を噴出している。また、実験では計測していないが、冷却孔なし及び冷却孔からの二次空気噴出ありの熱伝達率 h、$h_f$ も算出しており、その場合は $T_2$=298.15 [K]としている。

### 4.3　冷却特性及び空力損失

本研究では、冷却特性の評価指標として、正味熱流束削減率（Net Heat Flux Reduction）ξを導入し、空力損失の評価指標として、よどみ点圧損失係数を導入した。

$$\xi = 1 - \frac{h_f}{h}(1 - \eta\theta) \tag{3}$$

$$\zeta = \frac{P_{t,\infty} - P_{t,mix}}{1/2\rho U_\infty^2} \tag{4}$$

ここで、θ は全体冷却効率の逆数で、本研究では 1.6 を用いた。また、Pt, max は一つの冷却孔あたりでの主流と二次空気とが混合した状態でのよどみ点圧であり、次式で算出した。

$$P_{t,mix} = \frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_\infty + \dot{m}_2} P_{t,\infty} + \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_\infty + \dot{m}_2} P_{t,2} \tag{5}$$

## 5.　結果

### 5.1　片側デバイス間の性能比較（CFD）

図６に５種類の OFCD のフィルム効率に関する BR=1.0 及び 1.5 での計算結果を示す。この結果から、OFCD4 及び 5 がピッチ方向及び流れ方向への冷却空気の付着性向上をもたらしている。両者は、ともにデバイス中心が冷却孔中心よりピッチ方向に 0.4d 離れており、また、OFCD5 の方がより冷却孔に接近している。OFCD4 は BR=1.0 では面平均フィルム効率は 0.27 だが、BR=1.5 では 0.11 まで急落している。一方 OFCD5 では、BR=1.0 で面平均フィルム効率が 0.21、BR=1.5 でも 0.16 となっており、高 BR においても比較的良好な性能を示している。

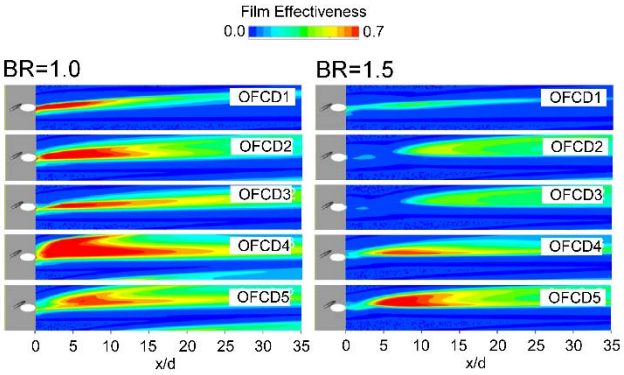



Fig. 6　Comparisons of calculated film effectiveness among 5 test cases

### 5.2　両側デバイスとの性能比較

#### (1) フィルム効率（実験及び CFD）

図７、８には、フィルム効率向上性能が認められた OFCD4、OFCD5 及び２種類の両側 FCD について、BR=1.0、BR=1.5 の条件下実験及び計算で得られたフィルム効率分布を示している。なお、両側 FCD としては、瀧澤が DR=1.53 の条件下で得た最適化 DFCD（Height 0.5d）及び瀧澤が考案した V 字デバイス（V07; Height 0.4d）を用いた。両者と

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

も片側のデバイスの開き角は 30° で、OFCD4、5 と共通している。また、図 9 には、x/d=0～20、z/d=-3～3 の領域での面平均フィルム効率値を実験及び計算について示す。

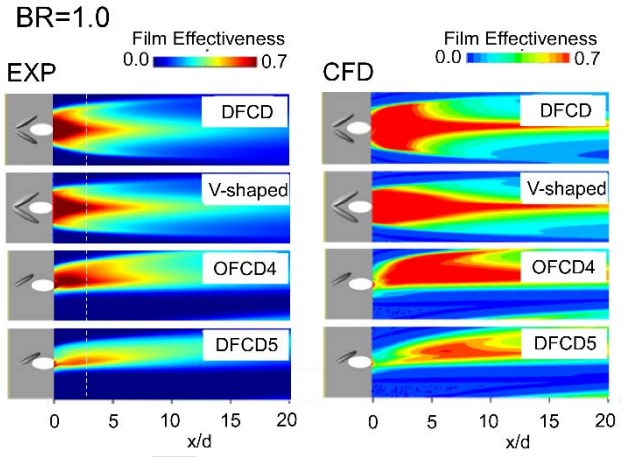



Fig. 7　Comparisons of measured and calculated film effectiveness for 4 devices (BR=1.0)

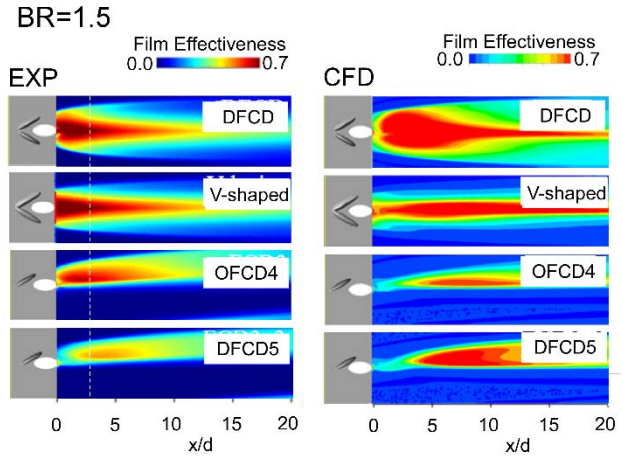



Fig. 8　Comparisons of measured and calculated film effectiveness for 4 devices (BR=1.5)

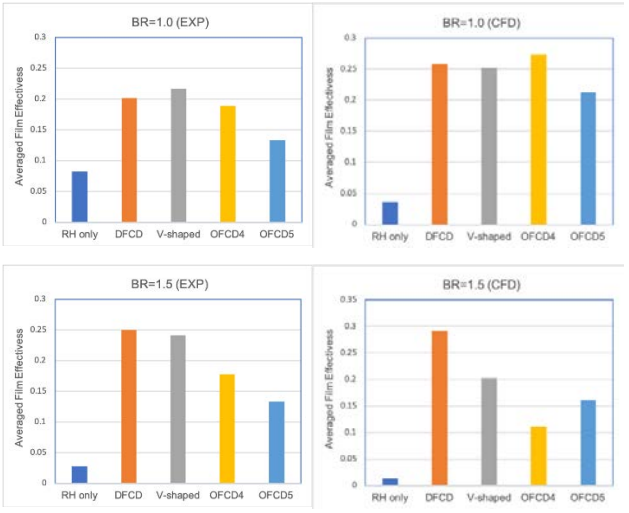



Fig. 9　Comparisons of measured (left) and calculated (right) area-averaged film effectiveness for 4 devices (top : BR=1.0 / bottom : BR=1.5)

計算の予測精度に関しては、図 7、8 より実験で得られた分布が概ね再現できており、平均値についても傾向としては OFCD4 を除けばある程度一致していることが確認できる。OFCD4 の結果が異なる傾向を示している理由については明らかではなく、今後引き続き調査していく。

実験及び解析の結果として、フィルム効率向上に関する 4 種類のデバイスの効果の違いについては、下記の様にまとめることができる。即ち、BR=1.0、1.5 とも DFCD、V 字デバイスが中心線上の値、スパン方向への広がりという点で優れており、OFCD がそれに続く性能向上をもたらしている。面平均値で見た場合、デバイス設置は丸孔（RH）単独の場合と比して圧倒的な効果を有していることも確認できる。なお、実験、CFD ともに、高 BR では OFCD の効果の低下が顕著である。これは、図 10 の流れ方向渦度分布から分かるように、両側デバイスがデバイス由来の渦対による吹き下ろしによるフィルム効率向上であるのに対し、OFCD は非対称化による効果が大きい。

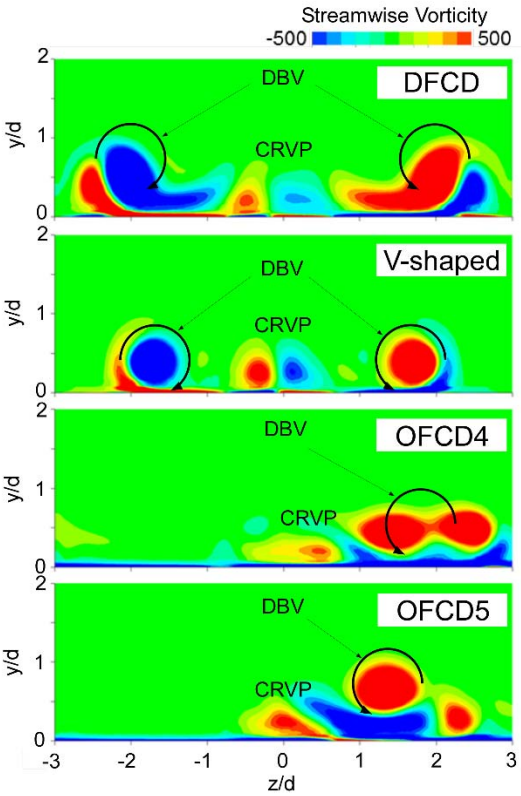



Fig. 10　Comparisons of calculated streamwise vorticity contours at x/d=5 (BR=1.0)

### (2)NHFR (CFD)

図 11 には、BR=1.0 における NHFR の計算結果の比較を示す。デバイスは冷却空気の壁面への付着性を高める一方で、渦運動による熱伝達率増加を引き起こす可能性があり、結果として熱流束低減効果の指標である NHFR が負の値を示すこともあり得る。実際、図 11 左の分布には、負の領域がそれぞれの場合で確認できる。この場合は、伝熱促進効果がフィルム効率向上の効果を打ち消していることに

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

なり、フィルム冷却導入の実質的な価値が失われることを意味するが、DFCD ではそのような領域が広く存在している。図中で示されている分布の面平均値からは、OFCD4 が比較的な冷却性能であることが分かる。

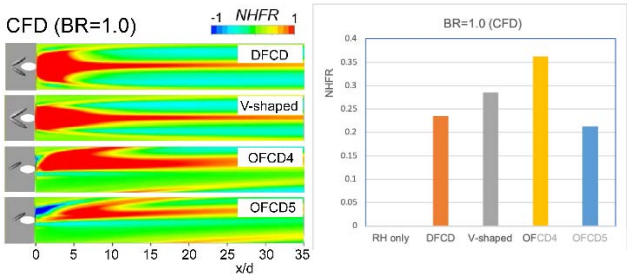



Fig. 11　Comparisons of calculated NHFR contours (left) and area-averaged values (right) for 4 devices (BR=1.0)

### (3) 空力損失（CFD）

図 12 に 4 種類のデバイス使用時のよどみ点圧損失係数の面平均値を示す。それぞれの値は DFCD の場合の平均値で無次元化されている。なお、面平均は計算領域の最下流部で算出している。この結果より、OFCD4 は DFCD と比較して 20%損失低減を実現している。

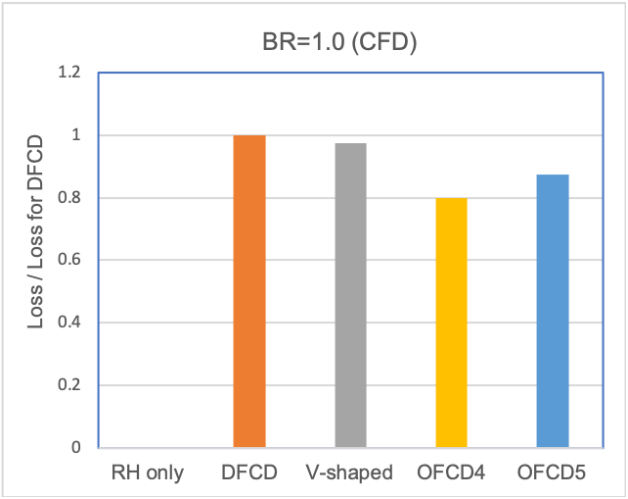



Fig. 12　Comparisons of calculated stagnation pressure loss for 4 devices (BR=1.0)

## 6. 結論

本研究では、丸形冷却孔によるフィルム冷却を対象に、今回新たに提案した片側デバイス OFCD が、空力損失を抑制しつつ DFCD などの両側 FCD と同等のフィルム冷却性能向上能力を有し得るかの調査を、RANS 解析及び PSP 法を用いたフィルム効率計測を通じて行った。本研究で得られた成果は下記のようにまとめられる。

1. ５種類の OCFD に対する CFD 解析の結果から、CFD 冷却孔の中心線から 0.4d オフセットすることにより、スパン方向及び流れ方向への冷却空気付着性の改善が確認された（OFCD4、OFCD5）。
2. DFCD 及び V 字デバイスの両側デバイを比較対象に選び、フィルム効率、NHFR 及び空力損失についての比較を行った。その結果、フィルム効率については両側デバイスには及ばないものの、OFCD は NHFR 及び空力損失の点では両側デバイスよりも良好な性能を示し得ることを確認した。

以上のように、今回提案した片側デバイスの有用性及び有望性は確認されたと考えられるが、一方で改良の余地は十分にあるため、今後多目的最適化などを通じて、より実用性の高いデバイス開発を進める予定である。

## 参 考 文 献


(1) 船﨑健一、ガスタービンにおける伝熱・冷却技術の最新動向：総論、日本ガスタービン学会誌、Vol. 46 No. 6、pp. 421-426、2018
(2) 船﨑健一、流れ制御デバイスによるフィルム冷却の高効率化、日本ガスタービン学会誌、Vol. 46 No. 6、pp. 455-461、2018
(3) Hirokazu Kawabata、Ken-ichi Funazaki、Ryota Nakata、Daichi Takahashi 、 “Experimental and Numerical Investigations of Effects of Flow Control Devices upon Flat-Plate Cooling Performance”、ASME Turbo Expo 2013、GT2013-95197、2013
(4) 船﨑健一、中田諒大、川端浩和、田川久人、堀内康広、流れ制御デバイスによるフィルム冷却性能の向上、日本ガスタービン学会誌、Vol. 42、 No. 5、 pp. 456-464、2014
(5) 河村朋広、船﨑健一、齋藤涼、流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究－Ｄｉｍｐｌｅ形状最適化－、日本機械学会流体工学部門講演会（室蘭）、PM57OS8-10、2018
(6) Hirokazu Kawabata, Ken-ichi Funazaki, Yuya Suzuki, Hisato Tagawa and Yasuhiro Horiuchi, Improvement of Turbine Vane Film Cooling Performance by Double Flow-Control Devices, Journal of Turbomachinery, Vol. 138, 111005 (9 pages), 2016
(7) Hayato Takisawa, Ken-ichi Funazaki, Hirokazu Sasaki, Tomohiro Kawamura, Hisato Tagawa, Susumu Nakano, Improvement of Flat-Plate Film Cooling Performance by Double Flow Control Devices under High Density Ratio, Proceedings of ACGT 2016 (Mumbai, India), 2016
(8) 河村朋広、船﨑健一、瀧澤隼人、田川久人、森﨑哲郎、流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究－高密度比条件におけるデバイス最適形状検討－日本ガスタービン学会誌、Vol. 46 No. 4、pp. 306-313、2018
(9) 満尾和徳、中北和之、柴田充、渡辺重哉、JAXA 感圧塗料（PSP）計測システムの研究開発（３）―感圧塗料編―、宇宙航空研究開発機構研究開発報告、2014
(10) Charbonnier, D., Ott, P., Jonsson, M., Cottier, F. and Kobke, Th., Experimental and Numerical Study of the Thermal Performance of a Film Cooled Turbine Platform, ASME Turbo Expo 2009, GT2009-60306, 2009
(11) 佐々木宏和、感圧塗料計測系の開発及び先進的フィルム冷却技術の伝熱性能評価、岩手大学修士論文（２０１６年度）
(12) 瀧澤隼人、流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究－でダイス形状最適化及び新規デバイス形


Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

状の探索－、岩手大学修士論文（２０１６年度）
(13) 齋藤涼、船﨑健一、河村朋広、森崎哲郎、フィルム冷却の高効率化に関する Ｖ 字流れ制御デバイス形状の最適化、第４６回日本ガスタービン学会定期講演会（鹿児島）、2018
(14) ANSYS ICEM CFD Ver. 15 Tutorial Manual
(15) 河村朋広、流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究―デバイス形状最適化及び新規デバイス形状の検索―、岩手大学修士論文（２０１８年度）
(16) 川端浩和、高圧タービン翼フィルム冷却の熱流体特性及び流れ制御技術に関する研究、岩手大学博士学位論文（２０１４年度）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-4

# 防除氷のための CFRP 電流印加による発熱効果に関する実験的研究

# Experimental Research of Electro-Thermal Effect on CFRP Heating for Anti- / De- Icing Systems

○有賀 寛純[*1] 和田 展忠[*1] 水野 拓哉[*2]
ARIGA Hirozumi WADA Nobutada MIZUNO Takuya
鈴木 正也[*2] 賀澤 順一[*2] 野﨑 理[*3]
SUZUKI Masaya KAZAWA Junichi NOZAKI Osamu

**ABSTRACT**

We must take measures to icing on the jet engine for its safety operation and to keep efficiency of the engine. There are some systems for anti- / de- icing on stator vanes and spinners but no systems for fan blades. We focus on that the CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastic) recently used for the fan blades can be heated by using electricity. Our goal is to use the electro-thermal effect as a new anti- / de- icing system for the aircraft engine. We have conducted experimental researches about how this effect works for anti- / de-icing, using a flat plate made of CFRP without external flow. In the present research, we found out that off-set arrangement of electrodes is effective for anti- / de- icing.

**キーワード：**ジェットエンジン，ファンブレード，CFRP，電熱効果，防除氷
**Key Words:** Jet Engine, Fan Blade, CFRP, Electro Thermal Effect, Anti- / De- Icing

## 1. 緒言

着氷は，空気中の水滴が過冷却状態で物体に衝突し，氷を形成する現象である。航空機においては，ピトー管，翼の前縁，ウィンドシールド，エンジン等で着氷が発生しやすい事が知られており，氷を付きにくくするための防氷および，発生した氷を取り除くための除氷が各部で行われている。

航空機用ジェットエンジンにおいては，ノーズコーンやファンブレード，圧縮機等，エンジン入口側で着氷が発生する。着氷に起因する機械的損傷が発生するケースとして，着氷の発生により空気流路の狭窄や空力性能の低下，回転体の重心が偏心し振動が発生すること等がある。また，機体に付着した氷が剥がれ，エンジンが吸い込むことでファンブレードに損傷を与える事や，ノーズコーンやファンブレードに堆積した氷が，エンジンの遠心力で剥がれ落ちることよってファン出口案内翼等に損傷を与える事等がある。

現在行われているジェットエンジンの防除氷としては，圧縮機で得られる高温の空気（ブリードエア）を利用したシステムが実用に供されている。これは配管を利用して圧縮機からの高温空気を流すことで氷を融かす仕組みである。エンジンファンも着氷が発生する要素であるが，構造上の問題から実機エンジンでは防除氷対策は行われていない。

エンジンファンの防除氷対策として例えば和田ら[(1)]によるスイープ翼と呼ばれる翼形状による防氷技術研究や，GE 社による防氷コーティング技術開発[(2)]等の研究が行われている。しかしいずれの研究も，防氷に特化していることと実機利用への応用という点で課題がある。

本研究では，近年のジェットエンジンでは，燃費向上や軽量化のために炭素繊維強化プラスチック（CFRP）が使用されていることに着目した。CFRP は炭素を多く含むため，電流を流すと発熱する特性がある。これまではこの発熱を利用した非破壊検査手法の研究[(3)]や電気特性と発熱特性の研究[(4)]等が行われてきた。本研究では CFRP 製ファンブレードの着氷部を加熱することで，より効率的な防除氷を行う方法を検討した。この防除氷システムの構成は，前縁と後縁にそれぞれ電極を配置し，電流を印加することで発熱させるものである。このシステムは，防氷・除氷の両方に利用可能である事，CFRP の線膨張係数が小さいことから，加熱膨張によるファン形状の変化が小さく，空力面において優位である事等が利点である。

本研究では，CFRP がどのような電流印加条件で防除氷に効果的な発熱を行えるかを確かめる事を目的とし，

*1 高知工科大学 大学院
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185
*2 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
*3 高知工科大学
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

CFRP の供試体を用いた発熱効果の確認と，外部流が無い状態で着氷試験を行い，CFRP の電気加熱による防除氷効果を確認する実験を行った。

## 2. 試験方法

### 2.1 試験装置

Fig. 1 に試験装置の概要を示す。噴霧液滴が過冷却状態となるように，供試体と噴霧ノズルの間に 500 mm の間隔を取り，冷凍庫内温度を－13℃ とした。ただし，冷凍庫内温度は噴霧ノズルの上流側，中流側，下流側で熱電対によって計測された 3 つの温度の平均値とした。液滴の噴霧には，液圧と空気圧を調整することで粒子径と液滴流量を変えることが可能な気液二相流体ノズルを採用した。

Fig. 2 に供試体の外観を，Fig. 3 に電極の設置個所を示す。Fig. 2 中の点 A は正極，点 C および C’は負極の設置位置を表している。点 B は熱電対の設置位置である。供試体は，実際の CFRP 製ファンに取り付けられている金属製シースとガードをアルミテープにより模擬し，導電性接着剤を塗布した上で，アルミテープで電極を挟み込んだ。

以上の処理を施した供試体表面に絶縁テープ（カプトンテープ）を貼り付けたうえで，熱放射率を一定にする目的で供試体全体を黒色塗料で塗装した（Fig. 2 右）。この供試体に電流を印加して実験を行った。

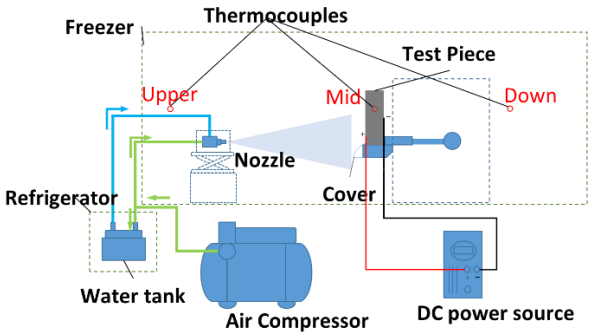



**Fig. 1　Test Equipment**

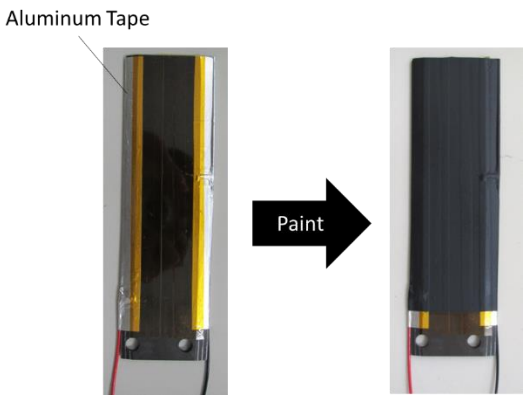



**Fig. 2　CFRP Test Piece**

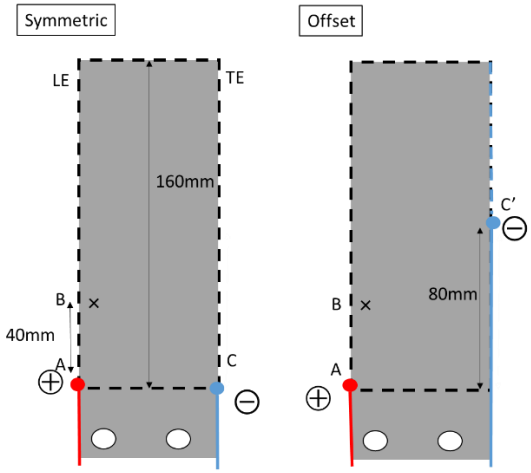



**Fig. 3　Attaching Points for Electrodes (Symmetric and Offset)**

### 2.2 試験条件

着氷対策には着氷を防ぐ防氷と着氷後の氷を除去する除氷がある。本研究における防氷試験では，あらかじめ供試体に電流を印加し発熱させた状態で液滴の噴霧を行うことで，着氷のしにくさを調べた。一方除氷試験では，あらかじめ着氷させた供試体に対して電流を印加することで，堆積した氷をどの程度取り除けるか調べた。本研究では，それぞれの試験において，印加電流と電極の設置位置の 2 つをパラメータとして実験を行った。

供試体への印加電流によってどの程度の発熱と防除氷効果が得られるかを調べるため，本研究では 6 A，7 A，8 A の 3 つの電流値を印加した。

ファンブレードの防除氷への適用を考えているため，実際のファンブレードで着氷しやすい前縁ハブ側を重点的に加熱する必要があると考えた。そこで，電極の設置位置については，Fig. 3 左側のような電極設置を行う「対称」条件および，後縁側の電極位置を移動した「オフセット」の 2 つの条件を設定した。これにより，電極位置による CFRP の加熱傾向の違いと防除氷効果を調べた。

なお，本研究における気液二相流体ノズルに加えた圧力は，先行研究である波多野 [5] の調査により，液圧が 120 kPa，空気圧が 230 kPa の時に粒子径 34.4 μm の噴霧が得られ，非加熱状態で雨氷（透明で硬い氷）が発生することが分かっているため，この条件を採用した。

## 3. 試験結果

### 3.1 防氷試験

#### 3.1.1 試験方法

防氷試験は，供試体に 10 分間電流を印加後，3 分間液滴を噴霧した。この時，熱電対を Fig. 3 の点 B に設置し，電流の印加開始から噴霧終了時までの供試体温度の時間変化計測を同時に行った。噴霧直前には赤外線カメラによる温度分布の計測も行った。さらに，試験前後に供試

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

体の質量を計測した。以後，着氷後の質量から無着氷時の質量を引いたものを着氷量と定義する。以後に示す供試体の写真は，Fig. 4 に示す赤い枠部分を拡大したものである。

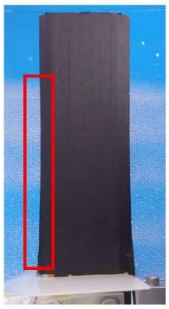


**Fig. 4　Range for the Picture of Icing**

### 3. 1. 2　試験結果と考察

Fig. 5 は着氷後の供試体写真である。一番左の写真は，電流を印加していない時の着氷状態の写真で，本試験のリファレンスである。また，赤い十字の点は熱電対が設置されている位置を示しており，Fig. 3 の点 B と同じ位置である。防氷試験では，電流値が上がるにつれて防氷効果が高くなることが確認できた。

Fig. 6 は赤外線観察による液滴噴霧直前の供試体温度分布を示したものである。また，Fig. 7 と Fig. 8 は点 B における温度の時間履歴を示しており，それぞれ Fig. 7 が対称条件，Fig. 8 がオフセット条件のものである。

対称条件では，Fig. 6 から明らかなように，本試験において意図した通りハブ側の発熱は行われているが，実際に着氷が起こっている範囲では温度が上昇していない。Fig. 7 に示す点 B の温度履歴では，6 A 印加時には噴霧直前までに点 B が 0℃ を上回ることができていないことが示されている。また，噴霧が始まると，8 A 印加時であってもすぐに温度が 0℃ を下回ってしまう事から，氷の相変化を引き起こすために十分な熱量が投入されていないことが分かる。従って対称条件では，発熱範囲が狭いだけでなく，防氷に必要な熱量の投入という点でも不十分である事が分かった。

一方でオフセット条件においては，対称条件の時と比べて，Fig. 6 に示す通り，印加電流値 6 A でも発熱範囲と温度が全体的に高く，8 A では撮影範囲の全体を加熱できていることが分かる。また，点 B における温度変化を示した Fig. 8 からも，6 A 印加で対称条件の 8 A と同等の発熱が起きていることが分かる。噴霧開始後の温度低下については，噴霧開始後も 7 A と 8 A 印加時では 0℃ 以上を保っており，氷を水に変化させるために十分な熱量が投入され続けていることが分かる。従ってオフセット条件が対称条件よりも効果的である事，オフセット条件では 7 A 以上の電流印加が必要であることが分かった。

Fig. 9 は，電流を印加していない状態（Fig. 5 のリファレンス状態）の着氷量で正規化した着氷量を示している。電流値が上昇するにつれて，対称とオフセットのいずれも着氷量は減少することが分かる。対称とオフセットでは，オフセットの方が，防氷効果が高く，8 A 印加時では約 30%まで着氷量を減らす効果があることが分かった。

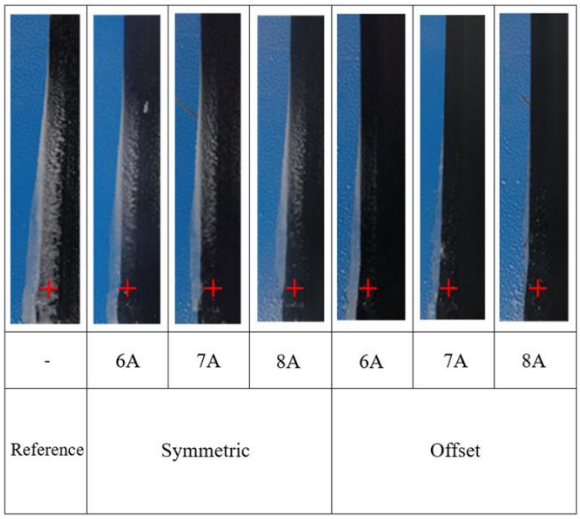



**Fig. 5　Photographs of Test Piece after Anti-Icing Test**

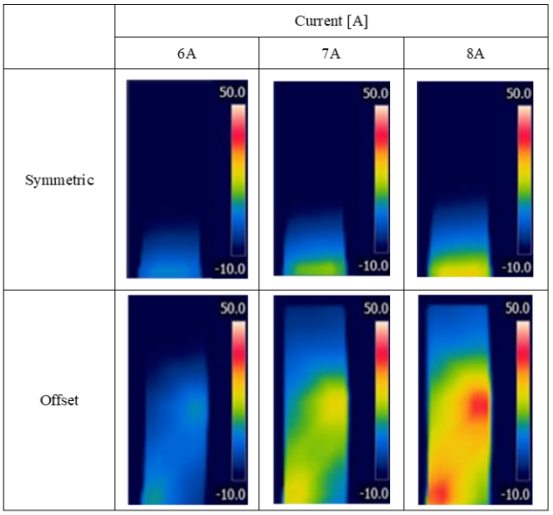



**Fig. 6　Thermograph of Test Piece**

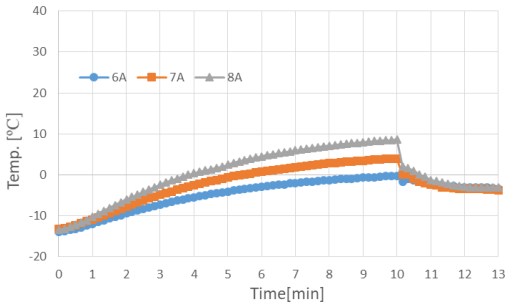



**Fig. 7　Temperature History of Point B on Symmetric Condition (Anti-Icing)**

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

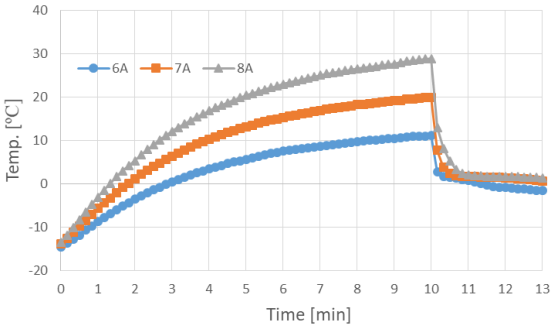



**Fig. 8　Temperature History of Point B on Offset Condition (Anti-Icing)**

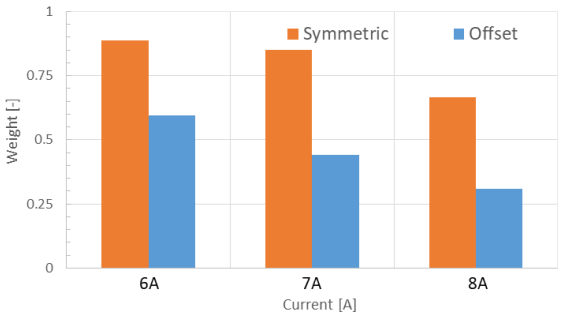



**Fig. 9　Comparison of Icing Mass (Anti-Icing)**

### 3.2　除氷試験

#### 3.2.1　試験方法

除氷試験は以下の手順で行った。電流を印加しない状態で供試体に 3 分間液滴を噴霧し，着氷量を計測した。その後，10 分間電流を印加し，除氷後の着氷量を計測した。同時に液滴噴霧時の供試体表面温度を熱電対で計測した。除氷効果を表す着氷量は，電流無印加時の着氷後の質量から除氷後の着氷の質量を引いたものとした。

#### 3.2.2　試験結果と考察

着氷後，電流を 10 分間印加した後の写真を Fig. 10 に示す。一番左の写真は除氷のための電流を印加する前の状態で，Fig. 5 のリファレンスと同等のものである。また Fig. 5 と同じく赤い十字は熱電対の設置位置を示している。Fig. 10 から，対称条件とオフセット条件を比べると，明らかにオフセット条件において除氷されていることが分かる。特に対称条件については 6 A，7 A 印加時にはリファレンスとの着氷写真に大きな違いがみられず，8 A でも熱電対付近のわずかな領域で除氷されているのみである。一方でオフセット条件では，6 A では対称の 8 A と同程度の除氷効果であるが，7 A と 8 A では氷がほとんど観察されていない。

噴霧後に電流を印加してからの供試体温度履歴を，対称条件については Fig. 11，オフセット条件について Fig. 12 に示す。

対称条件においては，6 A と 7 A の時には，10 分間の電流印加で 0°C に昇温しておらず，氷の相変化を起こすには不十分であったことが分かる。8 A では試験終了前に 0°C 以上に達しており，その短い時間でわずかながら除氷が進んだと考えられる。

オフセット条件については，特に 8 A 印加時において，温度上昇後に融点で温度がしばらくとどまり，その後，再び温度が上昇し始めた。これは潜熱によって発生する相変化時の特徴的な温度変化の傾向であり，相変化をおこすために十分な熱量が投入されていることが分かる。一方で，6 A，7 A 印加時は，0°C までは比較的早く温度が上昇するが，試験終了間際まで温度が一定であることから，8 A 印加時よりも相変化に時間を要した。

Fig. 13 は，電流を印加していない状態の着氷量（Fig. 10 のリファレンス状態）で正規化した着氷量を示している。

本結果から，オフセットの方が対称よりも除氷効果が非常に高く，特にオフセット 8 A 印加時には 80%近い除氷効果が確認できた。

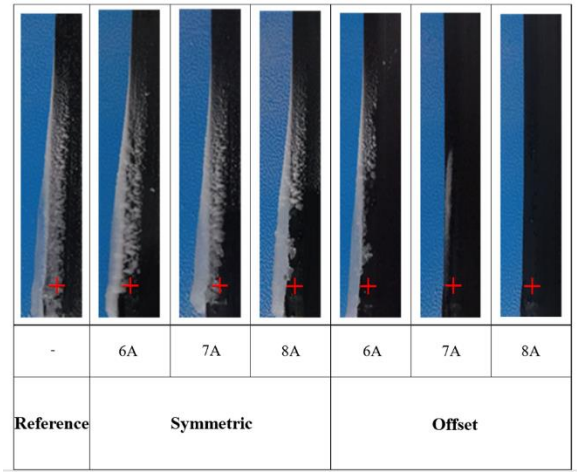



**Fig. 10　Photographs of Test Piece after De-Icing Test**

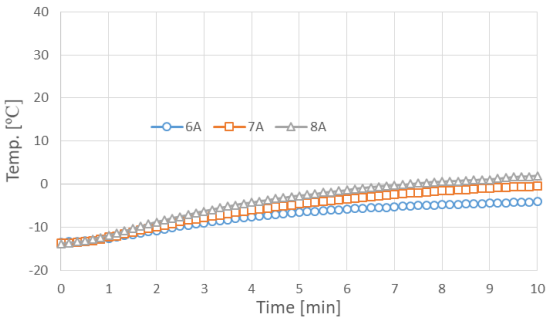



**Fig. 11　Temperature History of Point B on Symmetric Condition (De-Icing)**

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

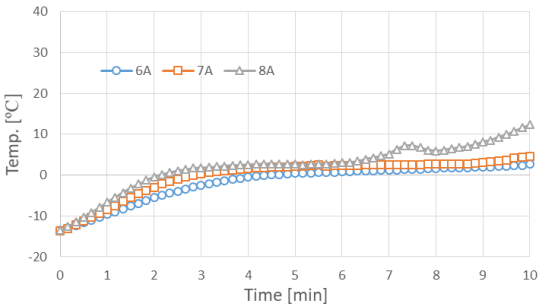



**Fig. 12　Temperature History of Point B on Offset Condition (De-Icing)**

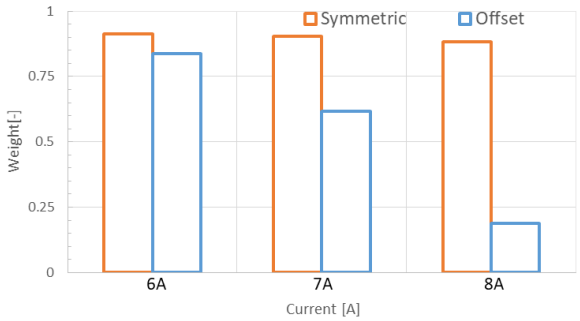



**Fig. 13　Comparison of Icing Mass (De-Icing)**

## 4. 結論

本研究では，CFRP の電流印加による発熱特性を利用して防除氷効果を確認することができた。特に，電極を対称に設置させた条件よりも，片側の電極をオフセットさせた条件の方が，温度が高くなりやすく，加熱領域も広がりやすい。そのため，オフセット条件の方が対称条件と比べ防除氷効果が大きく，特に除氷については効果の違いが顕著であることが分かった。従って，本研究の目的である防除氷に効果的な発熱を発生させる電流印加条件については，その傾向の一部が明らかになったと言える。今後は，CFRP の形状によらない一般化した電流印加条件を示すことが課題である。

## 参 考 文 献

(1) 和田拓也，守裕也，山本誠，水野拓哉，賀澤順一，鈴木正也，UPACS を用いたファン動翼防氷技術のフィージビリティ調査，日本機械学会関東学生会第 57 回学生員卒業研究発表講演会論文集，東京, Vol. 208, 2018.

(2) GE Reports, Breaking the Ice: GE Global Research Scientists Achieve New Anti-Icing Breakthrough With Nanotechnology, [Online], https://www.ge.com/reports/post/74545035920/breaking-the-ice-ge-global-research-scientists/(参照 2019/07/24)

(3) 守屋一政，炭素繊維強化積層複合材中のき裂検出法に関する研究（第 2 報）電流による発熱を用いた CFRP 材中の欠陥の検出，日本航空宇宙学会誌，第 37 巻，第 424 号，pp. 34-42(1989)

(4) 黄木景二，高雄善裕，炭素繊維強化プラスチックの電気的特性とその応用，日本複合材料学会誌，28，6，pp. 228-234 (2002)

(5) 波多野楓華，冷凍環境における液滴噴霧による着氷現象に関する基礎的研究，高知工科大学修士論文(2017)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-7

# ベーンレスディフューザ付き遷音速遠心圧縮機のサージ点近傍流れ場におけるはく離渦流れの成長過程

# Evolution Process of Separated Vortical Flow Phenomena in Transonic Centrifugal Compressors with Vaneless Diffuser at Near-Surge

○伊藤 流石[*1]　古川 雅人[*2]　山田 和豊[*3]
ITO Sasuga　FURUKAWA Masato　YAMADA Kazutoyo
冨田 勲[*4]　林 良洋[*4]　岡 信仁[*5]
TOMITA Isao　HAYASHI Yoshihiro　OKA Nobuhito

**ABSTRACT**

In this research, Detached Eddy Simulation (DES) with about 42 million computational grids has been applied to the internal flow fields of two transonic centrifugal compressors which show different surge characteristic each other. As the DES results, the flow distribution in the diffuser was different each other and the stall has been observed at the one of the compressor diffuser shroud. In addition, the stall has affected to the swirling flow structure in the scroll and developed the reverse flow.

**キーワード：**圧縮機，ベーンレスディフューザ，失速，非定常数値解析，逆流
**Key Words:** Compressor, Vaneless diffuser, Stall, Unsteady numerical simulation, Reverse flow

## 1. 緒言

遠心圧縮機は小型で高出力が得られる特徴を持つことから，その用途は小型ガスタービンやターボチャージャ，冷凍機やプロセス用圧縮機と多岐にわたる．ターボチャージャやプロセス用圧縮機としての遠心圧縮機は，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が，低流量作動状況下におけるサージング現象や失速などの不安定現象の発生が懸念される．特にサージング現象の発生は，圧縮機の不安定な運転だけでなく，配管系を含むシステムの損傷につながるため，サージ特性を考慮した圧縮機の設計を行うことが望ましい．

本研究では，サージ特性の改善に向けて，サージ特性の異なる二つの遷音速遠心圧縮機を対象とした，約 4,200 万点の計算格子を用いた非定常数値解析を実施し，サージ点近傍流れ場の調査および比較を行った．

*1　九州大学大学院
〒819-0395　福岡県福岡市西区元岡744番地
E-mail: itou@haira.mech.kyushu-u.ac.jp
*2　九州大学
〒819-0395　福岡県福岡市西区元岡744番地
*3　岩手大学
〒020-8550　岩手県盛岡市上田3丁目3番地5
*4　三菱重工業株式会社
〒851-0392　長崎県長崎市深堀町5丁目717番地1
*5　三菱重工エンジン＆ターボチャージャ株式会社
〒252-5293　神奈川県相模原市中央区田名3000

## 2. 供試遠心圧縮機

本研究における解析対象は，車両用ターボチャージャに用いられる遷音速遠心圧縮機である．（以下，供試遠心圧縮機をそれぞれ従来型，再設計型と呼称する．）再設計型は既存型を基に低流量作動域での断熱効率の向上を目的として，子午面形状の設計を実施した圧縮機である．詳細は著者らの文献を参照されたい[1]．図 1 に圧縮機の子午面形状およびインペラの概観を示す．供試遠心圧縮機はオープンタイプインペラ，ベーンレスディフューザ，スクロールで構成される．インペラの翼枚数はフルブレード，スプリッタブレードともに 4 枚である．従来型と再設計型の子午面形状は，シュラウド，ハブ，後縁の傾きが互いに異なり，スクロールの形状ならびに，翼領域の同子午面座標上における羽根角分布は共通である．

図 2 に，実験解析から得られた供試遠心圧縮機の性能特性曲線を示す．図中の各値は，定格作動点の各値を用いて正規化してある．供試遠心圧縮機の性能試験は三菱重工業株式会社 R/D センターの試験ベンチにて行われた．図に示すように，既存型と再設計型の圧力流量特性は定性的に一致している．作動範囲に着目した場合，従来型に対し再設計型はサージマージンに改善が見られる．一方で，高流量側では再設計型のチョーク流量の減少が確認されるが，サージマージンの改善を加味した場合，最大で 15%の作動範囲の拡大が確認された．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 3. 数値解析手法

本研究では非定常解析手法として，内製コードの *k-ω* 2 方程式に基づく DES（Detached Eddy Simulation）解析を実施した．本スキームの検証等については Yamada らの文献を参照されたい[2-3]．本スキームでは，三次元圧縮性ナビエストークス方程式を，有限体積法に基づく緩和型陰的高解像度風上スキームを用いて解いている．非粘性・粘性流束および体積力の全てを時間方向に陰的に離散化し，空間的には六面体の計算セルを用いた Cell-Centered 法による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，Simple High-resolution Upwind Scheme （SHUS）[4]を用い，Van Albada 型の流束制限関数[5]を用いた三次精度の MUSCL 法を組み合わせることにより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，時間方向は Euler 陰解法により離散化，時間積分には Matrix Free Gauss-Seidel（MFGS）陰解法[6]を用いた．高精度な非定常計算を行うために，時間微分項を二次精度の後退差分法により評価し，各時間ステップにおいて内部反復計算を行った．なお，本研究における内部反復回数は 5 回であり，入口計算領域の音速およびインペラの入口半径により無次元化した無次元計算時間は 0.0035 とした．これは，インペラ 1 回転あたり 2000 ステップの計算ステップを有し，翼通過あたり 500 ステップを有する．

本研究では乱流モデルとして，低レイノルズ数型の *k-ω* 2 方程式モデル[7]を用いた．乱流運動エネルギー *k* の散逸項 $D_k$ は以下の式で表される．

$$D_k = \beta^* \rho \omega k = \rho k^{\frac{3}{2}} \Big/ l_{DES} \tag{1}$$

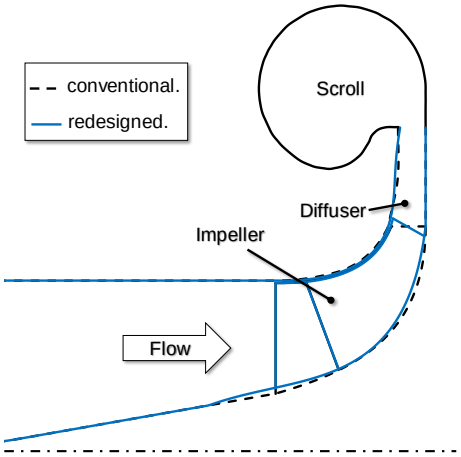
$$l_{DES} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES}\Delta) \tag{2}$$

ここで，$l$ は渦乱れ長さスケール，$\Delta$ は局所セルの格子幅，$\rho$ は密度，$\beta^*$はモデル定数である．この渦乱れ長さスケール $l_{k-\omega}$ が局所セルの格子幅の $C_{DES}$ 倍で捉えられるかどうかを評価し，LES 計算領域または RANS 計算領域が流れ場の変化に応じて逐次選択される．本研究では $C_{DES}$ を 1.6 とした．

## 4. 計算格子

著者らの従来の研究 [1]によると，インペラ上流からディフューザ出口にかけての 1 ピッチ定常 RANS 解析において，非軸対称な流れ構造が捉えられなかった．特に，研究対象である遷音速遠心圧縮機ではスクロール等の影響による流れの非軸対称性が生じる可能性が高い．そのため，本研究では計算領域をインペラおよびディフューザの全周に設定するほか，スクロールを計算領域に含めた．また，インペラの上流およびスクロール下流における逆流を考慮するため，それぞれにインペラの入口直径の 5 倍の長さの配管を設置した．

計算格子は，Pointwise V18.0 R4（Pointwise, Inc.）を用いて，翼端すき間およびスクロールも含め全て H 型の構造格子で作成した．インペラ周りの計算格子は，フルブレードおよびスプリッタブレードのコード方向にそれぞれ 161 セル，101 セル設置し，フルブレードとスプリッタブレードの翼間に 81 セル設置した．スパン方向には 111 セル設置し，このうち 31 セルは翼端すき間である．インペラ領域の総格子数は約 1,200 万点，総格子数は約 4,200 万点である．また最小格子幅は $y^+$<1 となるように十分小さい値を設定した．



(a) Meridional geometry

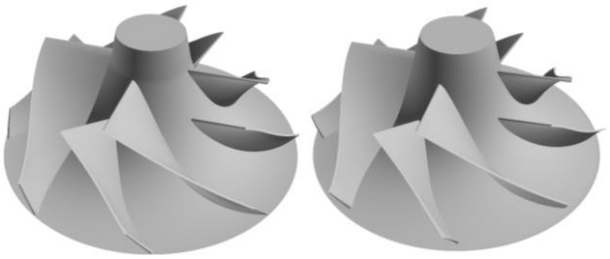

(b) conventional. (c) redesigned.

Figure 1 Test centrifugal compressors

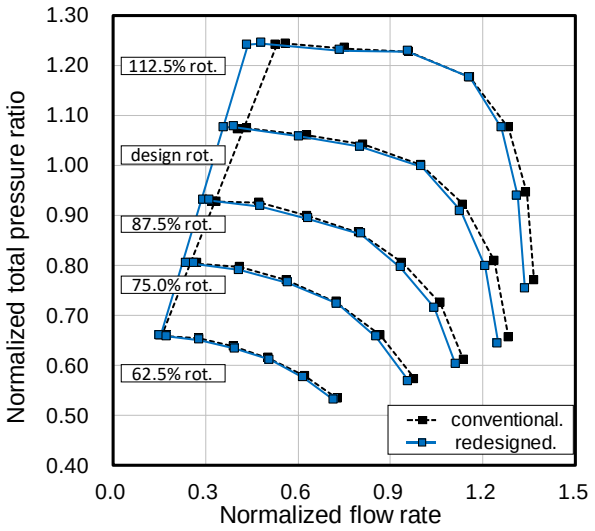


Figure 2 Aerodynamic performance

## 5. 境界条件および計算条件

本研究における数値解析手法では，計算格子の全ての

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

境界において計算領域の外側に仮想セルを設置し，仮想セルに境界条件としての物理量を与えた．入口境界条件としは，全温・全圧固定とし予旋回無しを仮定した．出口境界条件としては，背圧を指定し，流れ角を計算領域内から外挿した．壁面境界条件としては，滑りなしかつ断熱を仮定した．インペラ上流およびディフューザ出口における静止境界および相対座標の物理量の受け渡しは，Sliding mesh を仮定した．

本研究では，図 2 に示す設計回転数における定格作動点を含む一部高流量作動領域とサージ点近傍を含む低流量作動領域の解析を行った．

## 5. 空力性能

図 3 に DES 解析結果から得られた性能特性曲線を示す．なお，比較のため設計回転数における実験結果を図中に示す．DES 解析の結果は各作動点で時間方向に 200 点の計算結果をアンサンブル平均し，実験結果と同様に，定格作動点の各値を用いて正規化してある．

図 3 に示すように，実験解析結果では低流量作動点において再設計型の全圧比が従来型に対し高くなり，高流量作動点において再設計型のチョーク流量の減少に伴い，従来型の全圧比が高くなる傾向が確認された．DES 解析においても，実験結果と同様な傾向が確認された．

## 6. サージ点近傍の流れ場

### 6.1 インペラおよびディフューザの時間平均流れ場

図 4 にサージ点近傍作動点の時間平均結果から抽出したインペラ周りの渦構造を示す．渦中心はクリティカルポイント理論[8]を用いて同定し，無次元ヘリシティ[9]による色付けを行っている．これにより，渦軸の方向に対する渦の回転方向を判別することができる．なお，全翼間を同時にみるために，可視化には翼列展開を行った格子を利用している．

図 4 からわかるように，両圧縮機のインペラ周りではスプリッタブレード前縁翼端付近での馬蹄形渦，後縁にかけての二次流れ渦が確認された．しかしながら，渦の巻きの強さや発生規模は両圧縮機で異なる．従来型では後縁にかけて発生した二次流れ渦は，ディフューザ内で周方向に一定角度を保って発生しているのに対し，再設計型のディフューザ内での二次流れ渦の発生はほとんど確認されない．従来型に確認されるディフューザ入口における二次流れの回転方向から，シュラウド壁面付近での逆流が再設計型に対して強く発生している可能性がある．

スプリッタブレード前縁付近に見られる馬蹄形渦は従来型の流れ場において強く発達していることから，インペラ周りでの逆流が強く発達していると考えられる．著者従来の研究では，両圧縮機の定格作動点において翼端漏れ渦の発達が顕著であり，後縁にかけて広く分布していることが確認されている．しかしながら，図 4 に示す時間平均流れ場では翼端漏れ渦が見られない．

### 6.2 ディフューザ内の失速および逆流

図 5 に無次元時間 $t^*$の瞬時の流れ場におけるディフューザ部シュラウド壁面近傍の半径方向速度分布を示す．なお，半径方向速度は入口音速で無次元化し，インペラとの相対位置を示すためにフルブレードの一枚を赤く色付けしてある．

図 5 に示すように，従来型の流れ場ではシュラウド壁面近傍において逆流が確認された．この逆流領域は，スクロールの舌部からインペラの回転方向に約 45 度付近から発生し，インペラの回転と共にディフューザ内を周方向に伝播し，舌部近傍にて消失する．この逆流はディフューザ入口で発生する逆流とスクロールからディフューザ内への逆流に分類することができる．ディフューザ入口における逆流は舌部から周方向に 90 度以上の領域から発生している．45～90 度では，スクロールの断面積が小さく，十分なディフューザの圧力回復の効果が得ら

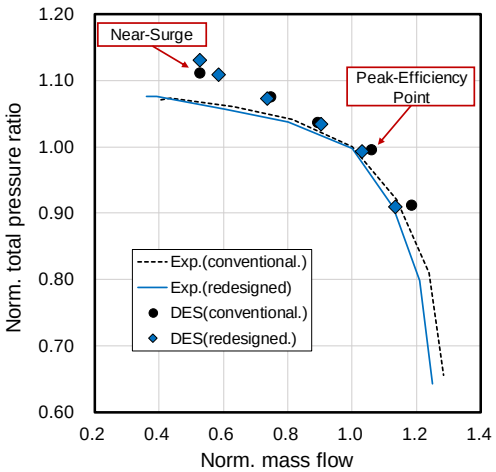
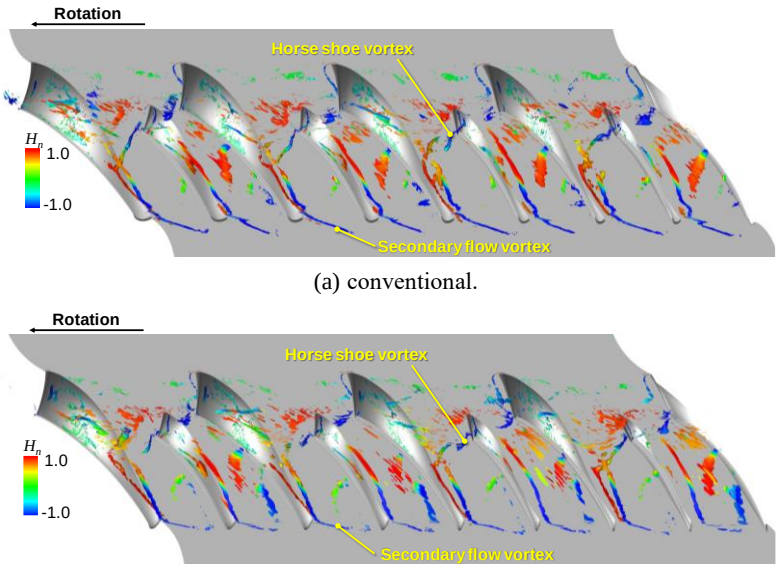



Figure 3 Total performance obtained experiments and DES




(a) conventional.

(b) redesigned.

Figure 4 Time averaged vortical flow fields at near-surge

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

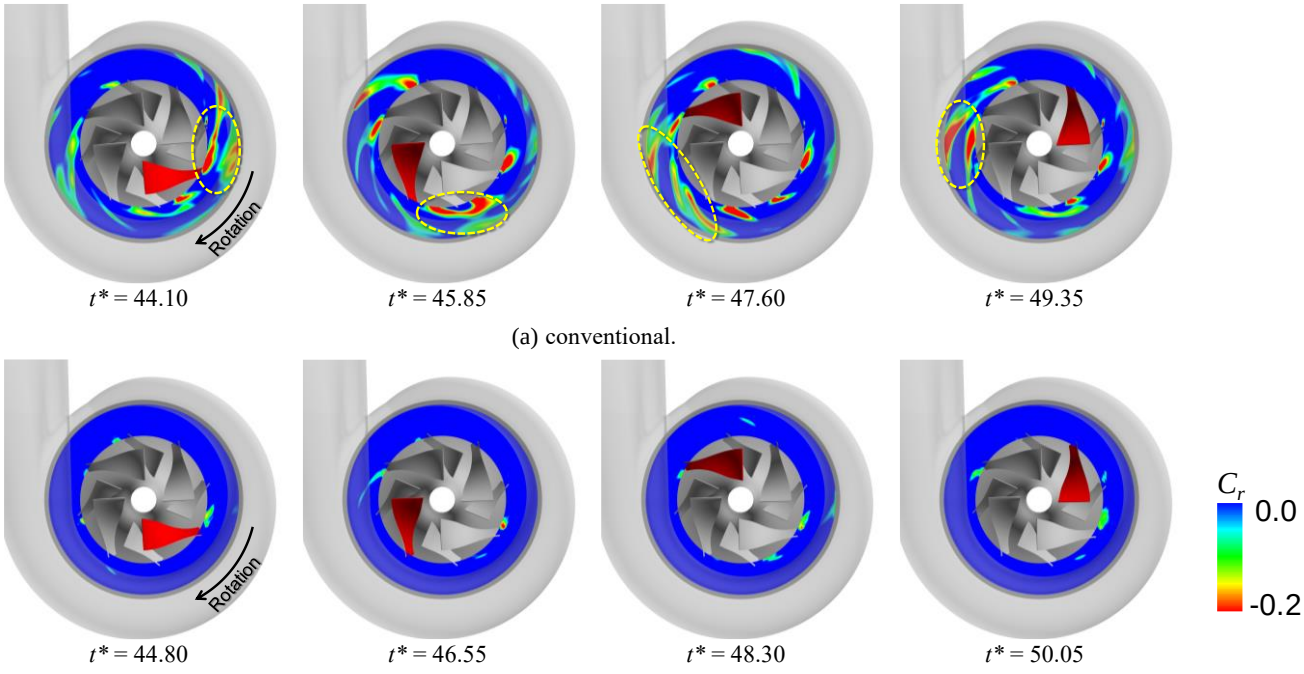
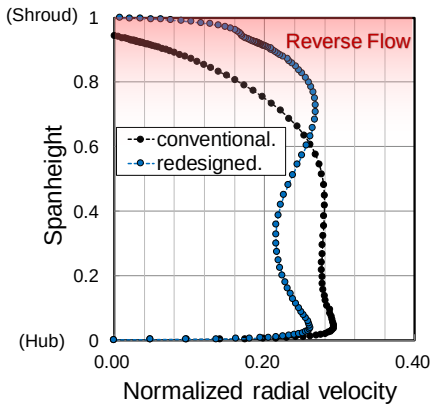
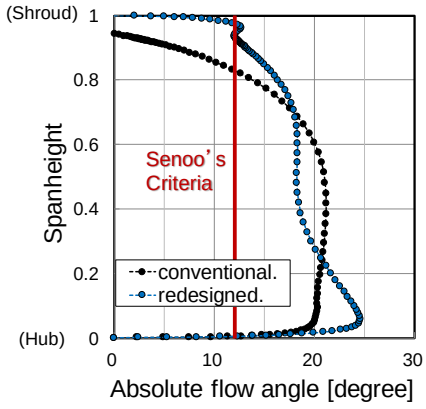



Figure 5 Instantanous radial velocity distributions near the diffuser shroud at near-surge




(a) Radial velocity distribution




(b) Absolute flow angle

Figure 6 Flow distributions at diffuser inlet

れないため速度が減速せず，逆流領域が観測されないと考えられる．0～45 度では，既にディフューザ内を旋回している逆流領域が周方向に伝播しているが，45 度以上ではディフューザの増速領域の影響により消失する．スクロールからの逆流は周方向により広範囲に発生し，両逆流領域が周方向に旋回していく過程で合流することにより，ディフューザ内で大規模な逆流領域を形成している．一方で，再設計型の流れ場ではディフューザ入口で小規模な逆流は確認されるが，スクロールからの逆流および大規模な逆流領域の形成が確認されない．これらの流動の違いは，図 4 に示すディフューザ部の二次流れ渦の分布の違いと一致する．

図 6 にディフューザ入口の時間平均ならびに周方向平均から算出した，半径方向速度分布および周方向から測った流入角分布を示す．半径方向速度は入口音速で無次元化し，図 8(b)には Senoo らの研究[10]を基に算出した，ベーンレスディフューザの失速限界流入角度を併せて示す．Senoo らは，ベーンレスディフューザ内で発生する逆流はディフューザの子午面形状および流入角により予測することができることを報告している．Senoo らの研究に基づいて従来型および再設計型の失速限界流入角を算出した場合，約 12 度であった．再設計型ではこの失速限界流入角を全スパンにおいて上回っており，図 6(a)においても顕著な逆流は確認されない．従来型の場合，80%スパン高さ以上の領域で失速限界流入角を下回っており，図 6(a)では高スパン側で減速，95%以上で逆流が確認できる．以上から，異なる子午面形状の影響によりディフューザにおける流れ角および失速特性が変化したと考える．

### 6. 3 スクロール内部のはく離渦流れの成長

図 7 にスクロール内の可視化に用いた断面を，図 8 に図 7 に示す断面 A における瞬時の半径方向速度分布を示

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

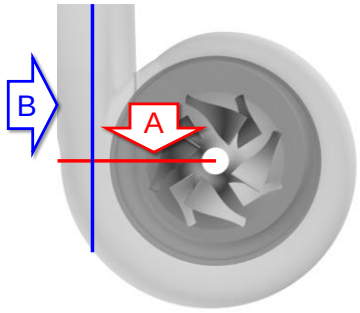
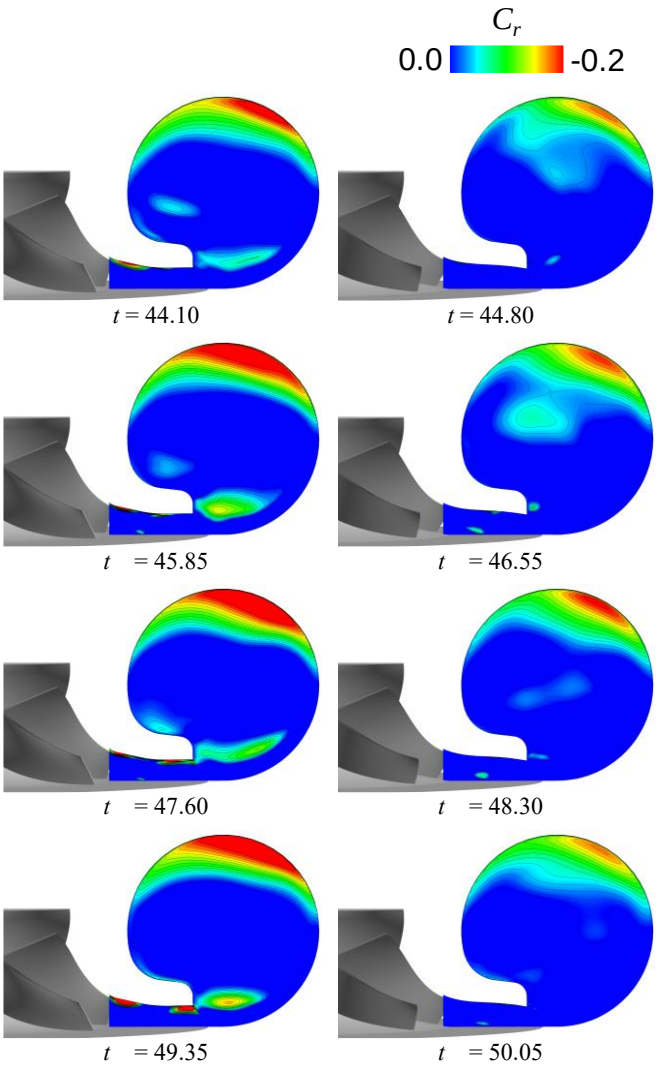



Figure 7 Definition of cross sectional planes

す．半径方向速度は入口音速で無次元化してある．図 8 に示すように，従来型の流れ場ではスクロール入口付近に回転中心に向かう速度を持った流体の分布が確認される．この流れは時間経過と共に速度を増し，一部はディフューザ内へと逆流している．断面 A の上部壁面近傍の速度分布を比較すると，従来型と再設計型では回転中心へ向かう速度の大きさが異なる．すなわち，従来型と再設計型ではスクロール内の二次流れの分布や強さが異なるものと考えられる．

図 9 に，従来型と再設計型の断面 A における瞬時の半径方向速度分布と二次流れベクトルを示す．なお，半径方向速度は入口音速で無次元化し，図中の黄色の矢印は二次流れのパターンを強調して示している．図 9 に示すように，両圧縮機のスクロール内における二次流れの様相は異なる．従来型の断面 A 上部では二次流れが水平方向に広く分布している．(この二次流れ渦を渦 V1 と呼ぶ．) 渦が存在する流れのトポロジーから渦 V1 と対になる渦が断面 A 内に存在する．二次流れベクトルから対となる渦はスクロール入口付近で観測された．(この渦を渦 V2 と呼ぶ．) 同様に，再設計型の流れ場で確認された二つの渦をそれぞれ渦 V'1，V'2 と呼ぶ．従来型の流れ場では，図 9 に示すようにディフューザのシュラウド壁面近傍において逆流が存在するため，そのブロッケージ効果によりスクロール入口付近では主流の速度が大きくなる．主流がスクロールに流入後，スクロール壁面に沿ってスクロール上部の壁面まで強く巻き上がり，図 8 や図 9 に見られるような水平方向に広い二次流れを形成する．渦 V2 周りの流れはディフューザ内へと流入し逆流を助長する．すなわち，図 9 に見られるようなシュラウド壁面近傍で流路の閉塞が発生すると，スクロール内で二次流れ渦が強く巻き上がり，ディフューザ内への逆流をさらに助長する．再設計型の流れ場では，従来型のディフューザで見られるようなシュラウド壁面近傍の逆流に伴うブロッケージ効果が小さく，主流部で増速が発生しない．そのためスクロール壁面に沿った流れが小さく，図 9 に見られるように垂直方向に広い二次流れを形成する．渦 V'2 は渦 V2 と比較して発生位置がスクロール入口から遠く，ディフューザ内への逆流も小さい．以上から，ディフューザ内で発生した流れはスクロール内部の二次流れおよび二次流れ渦の形成に大きく関わり，これらがディフューザへの逆流をさらに助長する可能性がある．

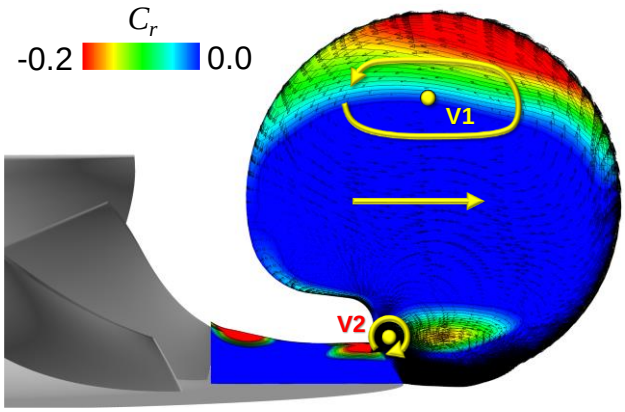



(a) conventional. (b) redesigned.

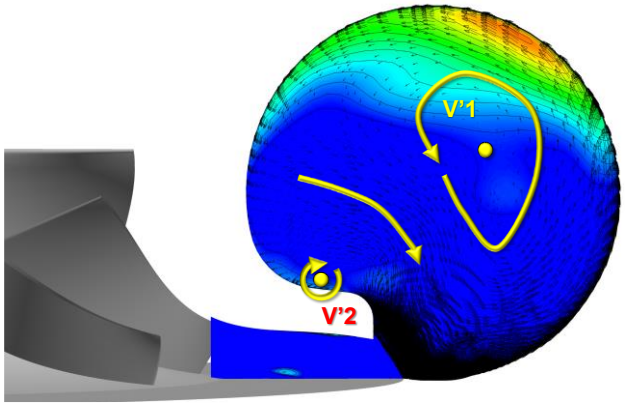
Figure 8 Instantanous radial velocity distributions on Plane A at near-surge

図 10 に，図 7 に示す断面 B における時間平均流れ場から算出したマッハ数分布を示す．図に示すように，従来型の流れ場では下流配管内において低速領域が確認される．一般に，配管内で発生する渦の中心では圧力が低くなり逆流が発生する可能性が高い．渦中心での圧力降下は，曲率を持つ流線上の遠心力，つまり回転速度に依存し，渦の巻きが強ければ圧力降下も大きくなる．前述のように，従来型の流れ場では再設計型と比較してスクロール内部で二次流れ渦が強く巻き上がっているため，図 10 に示すようにスクロールの下流で圧力降下に伴う低速領域が発生しやすいと考えられる．このように，スクロール内部で発生する壁面からはく離した渦流れはディフューザやスクロール下流のように圧縮機周りの複数要素において逆流や失速，低速領域の発生を助長していることが確認された．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

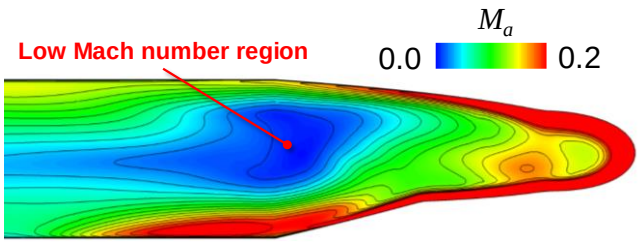



(a) conventional.

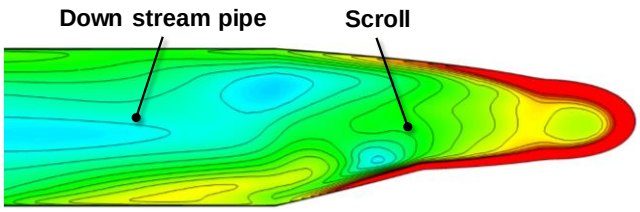



(b) redesigned.

Figure 9 Instantaneous radial velocity distributions with secondary flow vectors on Plane A




(a) conventional.




(b) redesigned.

Figure 10 Time averaged flow Mach number distribution on Plane B at near-surge

## 7. 結言

本研究では，遷音速遠心圧縮機のサージ特性の改善に向けて，サージ特性の異なる二つのベーンレスディフューザ付き遷音速遠心圧縮機を対象に，約 4,200 万点の計算格子を用いた DES 解析を実施した．

インペラ周りでは翼端の逆流の強さの違いによる馬蹄形渦の巻きの強さの違いや二次流れ渦の分布の違いが確認された．ディフューザでは，従来型のシュラウド壁面近傍での逆流が確認された．Senoo らの研究を基に失速限界流入角を算出した結果，従来型の流れ場ではディフューザのシュラウド壁面近傍において失速が発生しやすいことが確認された．スクロール内部では，ディフューザの失速特性の違いから，二つの圧縮機それぞれで異なる二次流れの様相を示した．その結果，従来型の圧縮機のスクロール内部で二次流れ渦が強く巻き上がり，ディフューザやスクロール下流での逆流や失速，低速領域の発生を助長していることが確認された．

## 謝 辞

本研究で実施した数値計算は，九州大学情報基盤研究開発センターのスーパーコンピュータシステム ITO を利用して実施した．ここに記して謝意を表する．

## 参 考 文 献

(1) Ito, S., Yamada, K., Furukawa, M., Manabe, K., Oka, N., Tomita, I. and Hayashi, Y., “The Role of Meridional Geometry in Aerodynamic Design of Centrifugal Compressor,” Proceedings of the ASME 2018 5th Joint US-European Fluids Engineering Summer Conference, Paper NO. FEDSM2018-83398.

(2) Yamada, K., Furukawa, M., Nakano, T., Inoue, M. and Funazaki, K., 2004, “Unsteady Three-Dimensional Flow Phenomena Due to Breakdown of Tip Leakage Vortex in a Transonic Axial Compressor Rotor,” ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53745.

(3) Yamada, K., Kikuta, H., Iwakiri, K., Furukawa, M. and Gunjishima, S., 2013, “An Explanation for Flow Features of Spike-Type Stall Inception in an Axial Compressor Rotor,” ASME J. Turbomach., 135(2), 021023-1,11.

(4) Shima, E. and Jounouchi, T., 1997, “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No. 14)-AUSM Type Upwind Schemes,” In the 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, National Aerospace Lab., pp. 7-12 NAL SP-34.

(5) Anderson, W. K., Thomas, J. L. and Van Leer, B, 1986, “Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations,” AIAA Journal, 24(9), pp. 1453-1460.

(6) Shima, E., 1997, “A Simple Implicit Scheme for Structured/Unstructured CFD,” In Proceedings of 29th Fluid Dynamic Conference, pp. 325-328.

(7) Wilcox, D. C., 1994, “Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model,” AIAA Journal, 32(2), pp. 247-255.

(8) Sawada, K., 1955, “A visualization Method for Identifying Vortex Centers,” Trans. Japan Soc. of Aero Space Sci., Vol. 38, No. 120, pp 102-116.

(9) Levy, Y., Degani, D. and Seginer, A., “Graphical Visualization of Vortical Flows by Means of Helicity,” AIAA Journal, Vol. 28, No. 8 (1990), pp. 1347-1352.

(10) Senoo, Y. and Kinoshita, Y., 1977, “Influence of Inlet Flow Condition and Geometries of Centrifugal Vaneless Diffuser on Critical Flow Angles for Reverse Flow,” Trans. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 99, pp. 98-103.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-8

# 遷音速軸流圧縮機における複雑乱流場の LES 解析

# LES Analysis of Complicated Turbulent Flow Field in a Transonic Axial Compressor

○齋藤 誠志朗[*1] 古川 雅人[*1] 山田 和豊[*2] 渡邉 啓介[*1]
SAITO Seishiro FURUKAWA Masato YAMADA Kazutoyo WATANABE Keisuke

松岡 右典[*3] 丹羽 直之[*3]
MATSUOKA Akinori NIWA Naoyuki

**ABSTRACT**

A large-scale Wall-Resolved Large Eddy Simulation (LES) has been conducted for a transonic axial compressor rotor, NASA Rotor 37. By using a very fine computational grid of 1.1 billion points for a single passage and a high resolution scheme based on a 6th-order compact interpolation, the fine vortex structure in the turbulent boundary layer was resolved, and the interference between the shock wave and the blade boundary layer, and the boundary layer separation due to the shock wave interaction were clearly captured. The comparison with the experimental result and the steady RANS simulation result showed that the total pressure rise was overestimated on the hub and casing side in the LES result. This is due to the shortage of the approach section of turbulent boundary layer on the end-wall surface, and the undeveloped turbulent boundary layer flowing into the rotor passage affects the occurrence of the secondary flow and the intensity of the tip leakage vortex.

**キーワード：**ガスタービン，圧縮機，遷音速流れ，CFD，LES
**Key Words:** Gas Turbine, Compressor, Transonic Flow, CFD, LES

## 1. 緒 言

ガスタービンの熱効率向上に向けて，多段軸流圧縮機の高圧力比・高効率化が進められた結果，圧縮機初段あたりでは，動翼先端の回転周速が超音速となり，圧縮機内部には亜音速流れと超音速流れが混在した遷音速流れ場が形成される．遷音速軸流圧縮機の初期設計においては，衝撃波の発生位置だけでなく，衝撃波と翼端漏れ渦および翼面乱流境界層との干渉も予測することが求められるものの，試作実験によって遷音速圧縮機内部の複雑な流れ場を正確に把握することは困難であり，圧縮機の流動診断として一般的に行われている RANS 計算においても，衝撃波を伴う複雑乱流場を高精度に予測することは不可能である．

そこで本研究では，遷音速圧縮機動翼である NASA Rotor37 の単流路を対象とした Wall-Resolved LES (Large Eddy Simulation) 解析を実施した．得られた結果に対して，知的可視化処理を施すことにより，衝撃波を伴う複雑な非定常三次元内部流動現象を調査するとともに，定常 RANS 解析結果との比較を実施することで，両解析結果における流れ場の違いについて考察を行った．

*1 九州大学
〒819-0395 福岡市西区元岡744番地
*2 岩手大学
〒020-8551 岩手県盛岡市上田4丁目3-5
*3 川崎重工
〒673-8666 明石市川崎町1番1号

## 2. 解析対象・計算格子

本研究では，NASA Lewis 研究所において，テスト用航空機エンジンのコア・コンプレッサーとして設計された遷音速圧縮機動翼である NASA Rotor37 を解析対象とした．図 1 に対象圧縮機の子午面図を示し，表 1 に圧縮機諸元を示す．Suder ら[(1)]により，動翼単体での詳細な実験計測が実施されており，ワークショップ[(2)]をはじめとして，ターボ機械の CFD コードの検証等に広く活用されている対象である．翼枚数は 36 枚であるが，本研究では，解析対象を圧縮機動翼の単流路に絞り，計算格子の空間解像度を高めることで，Wall-Resolved LES 解析を実現した．図 2 に使用した計算格子を示す．計算格子は，AutoGrid5 ver.12.8（NUMECA 社）を使用して，H 型および O 型の格子トポロジーによるマルチブロック構造格子

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

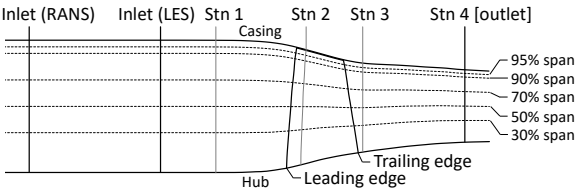



Fig. 1　Meridional view

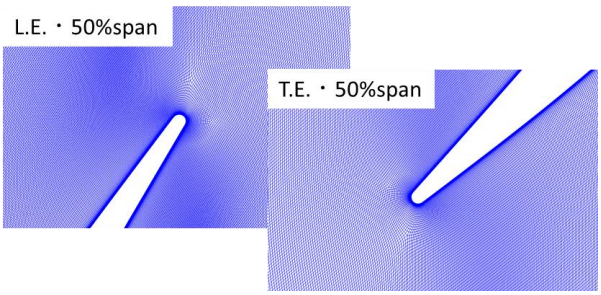



Fig. 2　Computational grid

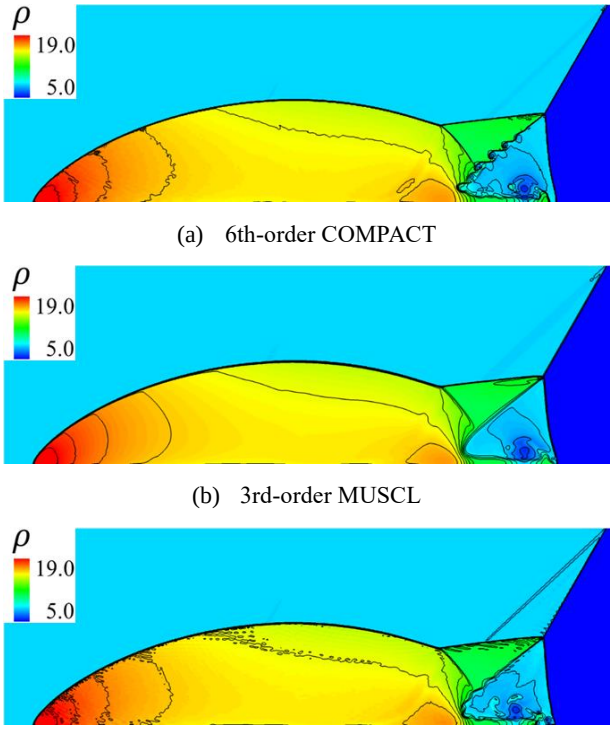
Table 1　Specification of test compressor

| | |
|---|---|
| Blade number | 36 |
| Radius of tip at leading edge | 252mm |
| Aspect ratio | 1.19 |
| Solidity at tip | 1.288 |
| Tip clearance | 0.356mm (0.45% span) |
| Hub-tip ratio | 0.7 |
| at design | |
| Tip speed | 454m/s (17,188.7rpm) |
| Total pressure ratio | 2.106 |
| Massflow | 20.19kg/s |
| Choke massflow | 20.93kg/s |

で作成した．計算格子点数は，約 11 億点であり，具体的には，流れ方向に約 2,200 点，スパン方向に約 1,000 点，周方向に約 500 点としている．壁面上の最小格子幅は $y^+$<1 を満足するような十分小さな値を設定しており，主流部における各方向の格子幅は，粘性スケールで 40 程度としている．

## 3. 計算スキーム

本研究における LES 解析は，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．粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に求めた．非粘性流束の評価には，SLAU (Simple Low-dissipative AUSM)[3]を用い，6 次精度 COMPACT 補間と流束制限関数を組み合わせた高解像度スキームを用いることにより，数値粘性の低減と数値安定性の確保を高いレベルで両立した．図 3 に，本スキームの検証のために，2 次元 Double Mach Reflection 問題を計算した結果を示す．また，比較として，同一の解析条件ならびに計算格子を用いて，衝撃波を含む高レイノルズ数流れ場の数値解析において一般的に用いられる MUSCL 法および同じ 6 次精度を有する WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) スキームにより計算した結果も併せて示している．同図から，本研究で採用した 6 次精度 COMPACT スキームは，極めて良好な結果を示しており，衝撃波三重点から伸びる滑り面上の渦が，他のスキームに比べ，鮮明に捉えられていることが確認できる．




(a)　6th-order COMPACT

(b)　3rd-order MUSCL

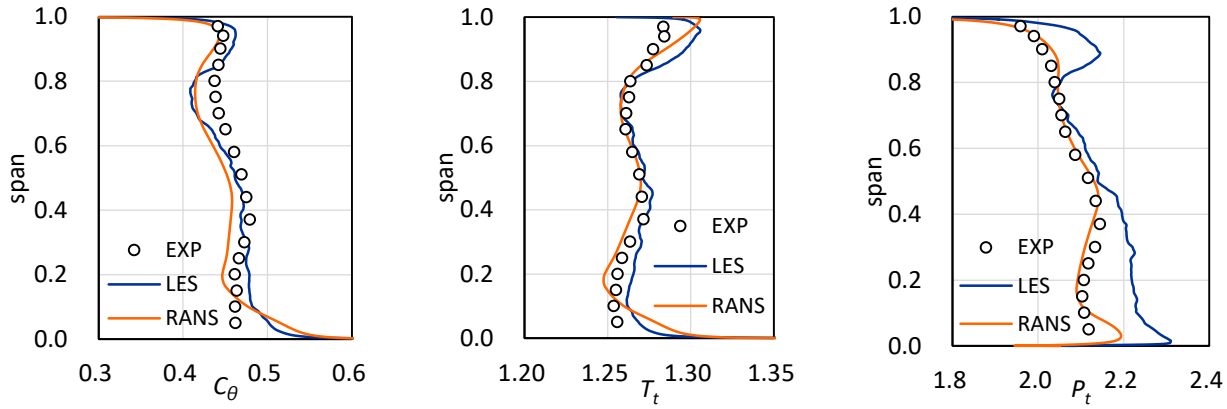
(c)　6th-order WENO

Fig. 3　Result of double Mach reflection problem

LES 解析における SGS モデルは，WALE (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity) モデル[4]を使用した．WALE モデルは，壁面近傍での SGS 渦粘性の漸近挙動を，減衰関数を用いることなく再現できるという特徴を持つ．なお，WALE モデルにおけるモデル定数は 0.325 とした．時間方向は Euler 陰解法により離散化し，時間微分項を二次精度後退差分により評価することで，時間精度を最大二次精度とした．時間積分には MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel) 陰解法[5]を用い，各時間ステップにおいてニュートン反復を 5 回実施した．また，非定常解析における時間刻み幅は，圧縮機内の乱流現象を適切に解像するために，最大クーラン数が 1.0 程度となるような極めて小さな値を設定した．具体的には，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 $\Delta t^* = 1.179\times10^{-6}$ とした．この時間刻み幅は，動翼 1 回転当たりの時間の 4,000,000 分の 1 に相当する．

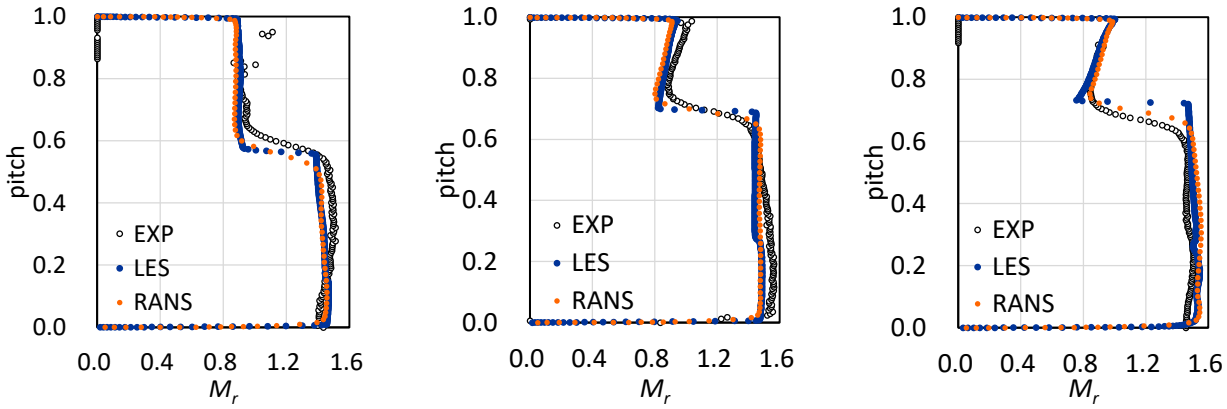
入口境界は，station 1 からコード長の 60%程度上流に設定し，入口境界条件として，station 1 における全圧および全温の実験計測結果から計算された流れ分布を与えた．具体的には，入口断面における静圧を仮定し，実験

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.



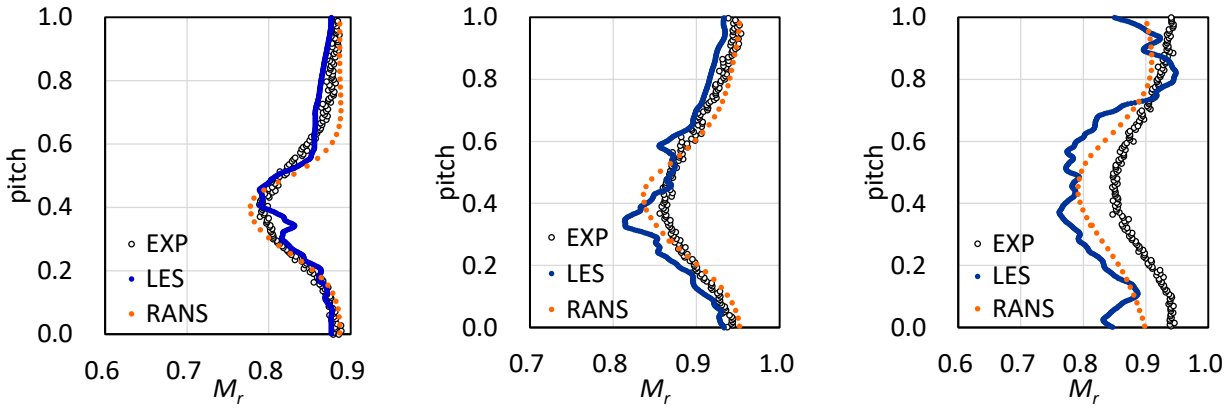

(a) Tangential velocity (b) Total temperature (c) Total pressure

Fig. 4 Spanwise flow distributions at compressor exit (station 4)




(a) 30% span (b) 70% span (c) 95% span

Fig. 5 Pitchwise distribution of relative Mach number at 20% chord position (station 2)




(a) 30% span (b) 70% span (c) 95% span

Fig. 6 Pitchwise distribution of relative Mach number at compressor exit (station 4)

計測結果の全圧・全温の半径方向分布より計算される入口流量が指定した流量になるように，入口静圧を調整しながら反復計算を行うことで決定した．出口境界は，station 4 に設定した．出口境界条件として，境界面における圧力分布を許容するために，出口断面での平均静圧が設定した静圧値になるように内部セルの静圧分布をスケーリングすることで与えた．壁面境界条件は，すべて断熱滑りなし条件とした．

定常 RANS 解析では，単流路に対し 150 万点程度の計算格子を用いており，非粘性流束を 3 次精度 MUSCL 法と SLAU により評価した．乱流モデルは，低レイノルズ数型の $k$-$\omega$ モデルを使用した．入口境界は，station 1 からコード長の 2 倍程度上流に設定しており，境界条件として，入口断面に一様な全圧および全温を与えた．出口断面は，station 4 としており，LES 解析と同様の出口境界条件を適用した．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

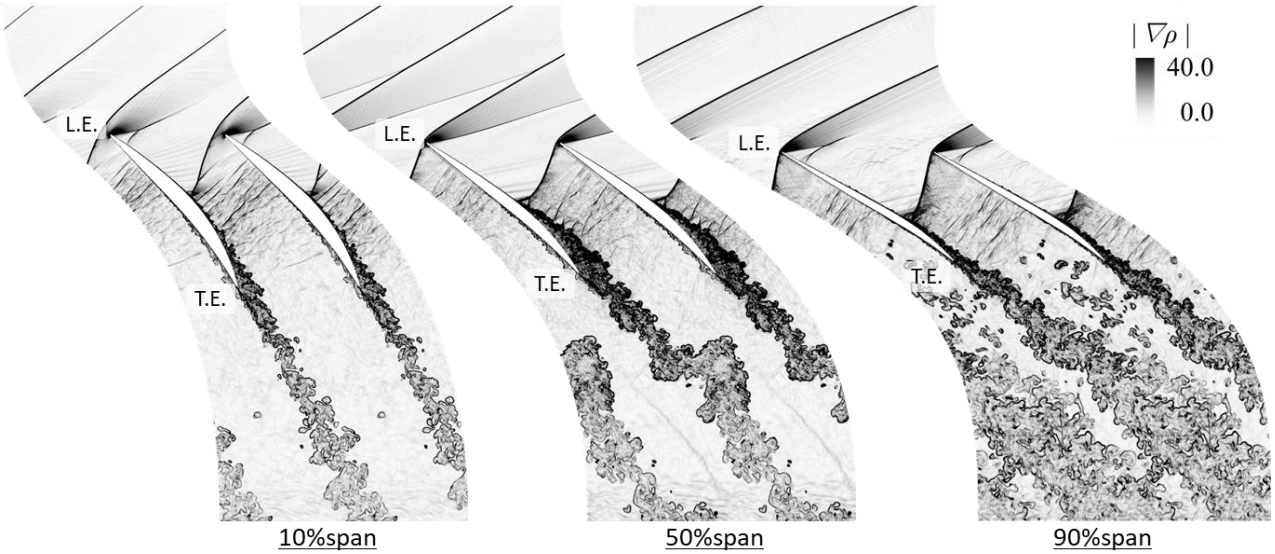


Fig. 7　Distribution of density gradient in instantaneous flow field

## 5. 解析結果

本研究では，遷音速軸流圧縮機の動翼列において発生する衝撃波と乱流境界層に伴うはく離および二次流れとの干渉によって引き起こされる三次元はく離を調査するために，NASA Rotor37 の単流路を対象とした Wall-Resolved LES 解析を実施した．本稿では，最大効率点近傍（チョーク流量の 98%）の作動点について実験結果および定常 RANS 解析結果との比較を行うことで，LES 解析結果の評価を行うとともに，実験とのかい離の原因について考察を行った．

### 5.1　実験との比較

図 4 に，LES 解析の時間平均結果，実験結果および定常 RANS 解析結果における station 4 での周方向平均流れ分布の比較を示す．同図から，LES 解析における周方向速度分布および全温分布は，実験値とよく一致しているものの，全圧分布は，ハブ側およびケーシング側において, 実験値よりも高く評価されていることが確認できる．図 5，6 に，Station 2（20%コード位置）および Station 4 での各スパン位置における相対マッハ数分布の比較を示す．図 5 は，20%コード位置における衝撃波前後の相対マッハ数および衝撃波の波面位置を比較したものだが，LES 解析における衝撃波の波面位置は，70%スパン位置で実験値とほぼ一致しており，30%スパンおよび 95%スパンで僅かに差が生じていることが分かる．図 6 は，圧縮機出口断面における後流の幅の比較図である．同図から, LES 解析結果は, 30%スパンおよび 70%スパンでは，後流による速度欠損領域の幅および深さともに，実験値とよく一致しているものの，95%スパンでは，マッハ数分布の形状が大きく異なっていることが分かる．なお，この傾向は，定常 RANS 解析においても確認できる．

### 5.2　各スパンにおける流れ場

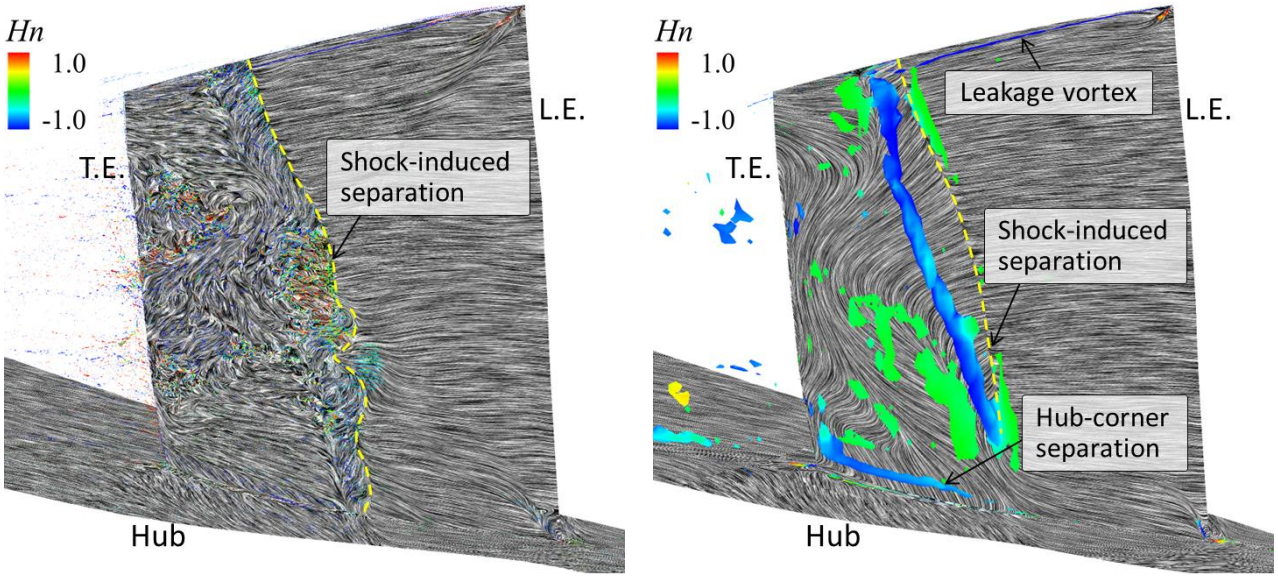
図 7 に，LES 解析の瞬時の流れ場から算出した，各スパンにおける密度勾配分布を示す．同図から，動翼前方で発生した離脱衝撃波と負圧面上の境界層の干渉が鮮明に捉えられており，衝撃波干渉によって境界層が膨らむことで，負圧面近傍の衝撃波の波面がλ型に変化していることが確認できる．また，衝撃波の下流では，境界層の排除効果により，非定常的に有効流路面積が変化することで，主流部において微小な圧力波が発生している．

### 5.3　渦流れ場

図 8 に，LES 解析の時間平均結果および定常 RANS 解析結果から抽出した翼負圧面側における渦流れ構造を示す．なお，同図には，無次元ヘリシティーで色付けした渦コア[6]および LIC 法により描画した限界流線を示している．図 8 から，いずれの解析結果においても，衝撃波と翼面境界層の干渉により，翼負圧面上で境界層はく離が発生していることが確認できる．しかしながら，はく離の下流側での, ハブ面付近の流れ構造に違いが見られ，定常 RANS 解析では，ハブ面上の二次流れが翼面を駆け上がることで，ハブ・コーナーはく離を形成しているものの，LES 解析結果では，ハブ・コーナーはく離は発生しておらず，境界層はく離の下流側で再付着が発生している．Hah らの研究[7]により，NASA Rotor37 では，ハブ・コーナーはく離が発生し，それに伴う流動損失がハブ側で発生することが報告されている．そのため，本研究における LES 解析では，このハブ・コーナはく離を捉えられていないことで，ハブ側での全圧が過大に評価されたと考えられる．

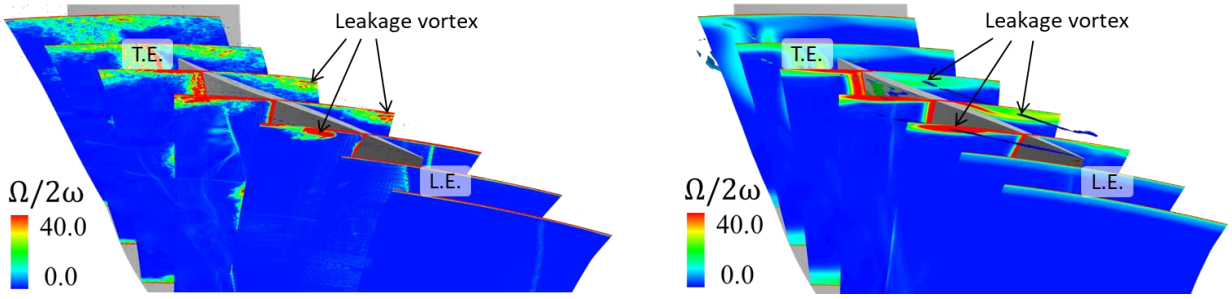
図 9，10 に，ケーシング側における，横断面内の渦度分布およびエントロピー分布を示す．同図から，LES 解析では，定常 RANS 解析結果に比べ，翼端漏れ渦周りの渦度および漏れ渦に伴う流動損失が小さく見積もられていることが分かる．定常 RANS 解析では，ケーシング側での全圧分布が実験値と良く一致していることを考慮すると，LES 解析では，漏れ渦が過小評価されており，漏れ渦による流動損失が実験値よりも小さく見積もられた

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



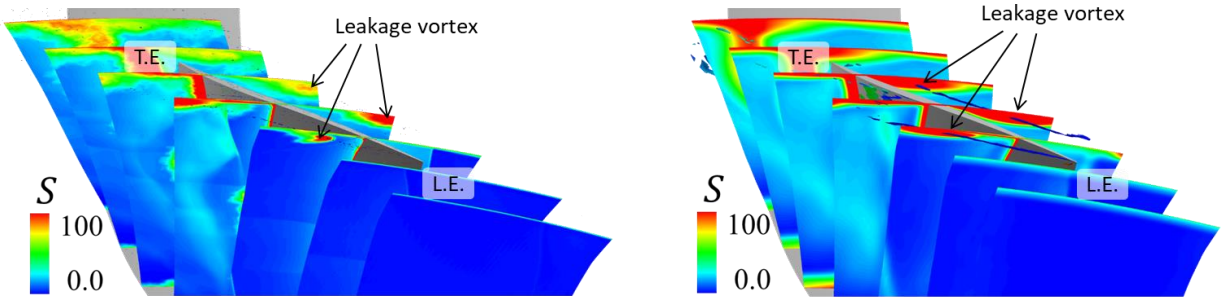

(a) LES result (b) RANS result

Fig. 8 Vortex structures and limiting streamlines on suction side in time-averaged flow field




(a) LES result (b) RANS result

Fig. 9 Distributions of vorticity magnitude on crossflow plane




(a) LES result (b) RANS result

Fig. 10 Distributions of entropy on crossflow plane

結果，圧縮機出口における全圧がケーシング側で実験値よりも増大したと考えられる．

以上から，本 LES 解析では，ハブ・コーナーはく離が発生しないこと，ならびに翼端漏れ渦による損失が過小評価されていることが，実験値とのかい離につながったと考えられるが，これら２つの要因に共通して関係するものが，エンドウォール境界層である．図 11 に，ハブ面およびケーシング面近傍における速度勾配テンソル第二不変量の等値面を示す．なお，同図中の等値面には，無次元ヘリシティーで色付けを行っている．同図から，動翼の上流でエンドウォール境界層が乱流に遷移していることが確認できるが，遷移してから動翼に達するまでの距離が短く，乱流境界層の発達が不十分であると考えられる．本 LES 解析では，エンドウォール境界層が未発達な状態で動翼に達し，翼間の二次流れおよび翼端漏れ渦の発生形態に影響を与えた結果，ハブ・コーナーはく離および翼端漏れ渦が正確に捉えられずに，圧縮機出口における全圧が過大に評価されたと考えられる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

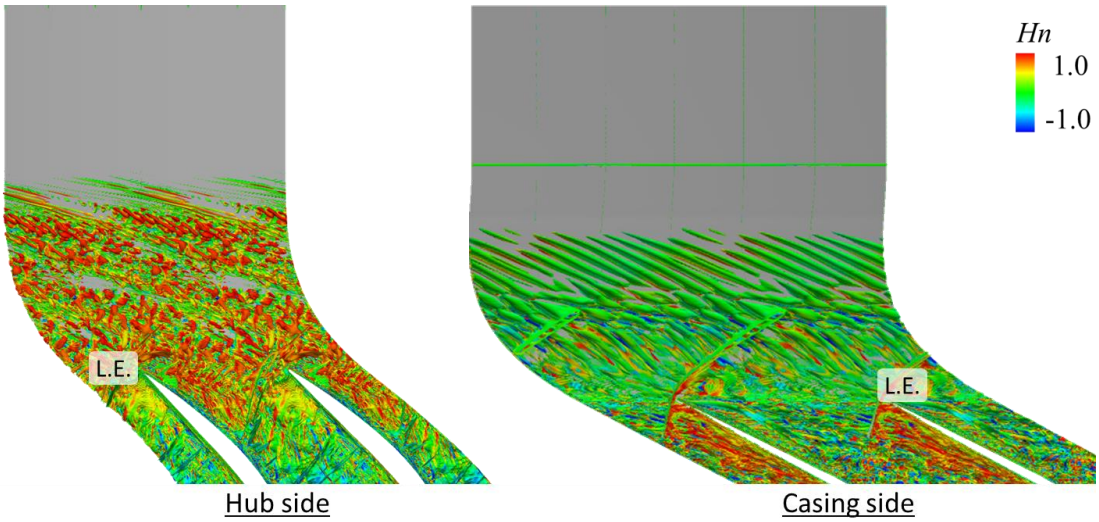



Fig. 11　Iso-surface of Q-criterion colored with normalized helicity in instantaneous flow field

## 6. 結　言

本研究では，遷音速軸流圧縮機動翼である NASA Rotor37 を対象として，単流路に対し 11 億点という極めて緻密な計算格子を用いた Wall-Resolved LES 解析を実施した．得られた知見は，以下の通りである．

(1) 6 次精度コンパクトスキームを用いて，緻密な計算格子による LES 解析を実施することにより，乱流境界層内の微細な渦構造まで解像するとともに，衝撃波と乱流境界層の干渉ならびに衝撃波干渉に伴う境界層はく離を鮮明に捉えることができた．

(2) 実験との比較の結果，本 LES 解析では，周方向速度分布および全温分布は実験値と良く一致したものの，全圧上昇については，ハブおよびケーシング側で過大に評価されていることが確認された．これは，ハブ・コーナーはく離が捉えられていないこと，ならびに翼端漏れ渦が過小評価されていることに起因するものであると考えられ，その原因として，エンドウォール上の乱流境界層が未発達な状態で動翼に達していることが挙げられる．

## 参 考 文 献

(1) Suder, K. L., and Celestina, M. L., Experimental and Computational Investigation of the Tip Clearance Flow in a Transonic Axial Compressor Rotor, ASME J. Turbomach., Vol. 118, No. 2 (1996), pp. 218-229.

(2) Strazisar, A. J., and Denton, J. D., CFD Code Assessment in Turbomachinery – A Progress Report, IGTI Global Gas Turbine News (1995), pp.12-14.

(3) Shima, E. and Kitamura, K., Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds, AIAA Journal, Vol. 49, No. 8 (2011), pp. 1693-1709.

(4) Nicoud, F., Ducros, F., Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor, Flow Turbulence and Combustion, Vol. 62, No. 3 (1999), pp. 183-200.

(5) 嶋英志，構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法，第 29 回流体力学講演会論文集 (1997), pp. 325-328.

(6) 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.

(7) Hah, C. and Loellbach, J., Development of Hub Corner Stall and Its Influence on the Performance of Axial Compressor Blade Rows, ASME J. Turbomach., Vol. 121, No. 1 (1999), pp. 67-77.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-9

# 軸流圧縮機の失速初生形態に及ぼす前方スイープ動翼の影響

# Effect of Forward Swept Rotor on the Stall Type in Axial Compressor

◦濵口 京之介[*1] 坂田 友[*1] 藤澤 信道[*2] 太田 有[*2] 加藤 大[*3]
HAMAGUCHI Kyonosuke SAKATA Yuu FUJISAWA Nobumichi OHTA Yutaka KATO Dai

**ABSTRACT**

The effect of a forward-swept rotor on the stall inception in an axial flow compressor is experimentally investigated. The rig in this research is a low-speed, single-stage axial compressor, which has two types of rotor blades: the radially stacked blade (Radial) and the forward-swept blade (Sweep). From the results of the discrete spatial Fourier analysis, it can be considered that the type of the stall inception of the Radial was the spike and that of Sweep was the modal-spike. In case of widening the tip clearance of the Sweep, the type of the stall inception became also the modal-spike. It was thought that the spike disturbances were suppressed and the modal oscillation was induced in case of the Sweep because of the effect of the load-reduction at the tip span. Therefore, it seems that the type of stall inception changes by applying the forward-swept rotor.

**キーワード：**軸流圧縮機，前方スイープ動翼，動翼翼端クリアランス，失速初生，空間フーリエ解析
**Key Words:** Axial Compressor, Forward Swept Rotor, Clearance of Rotor Tip, Stall Inception, Spatial Fourier Analysis.

## 1. はじめに

航空エンジン用軸流圧縮機はエネルギ有効利用の観点から，高圧力および小型軽量化のため，1 段あたりの翼負荷の増大が要求されている．しかし，高負荷状態の圧縮機では，旋回失速などの非定常現象を誘起しやすい作動状態となってしまう．よって安定した運転状態を確保するためにも失速余裕の改善を考慮した翼型設計が求められている．軸流圧縮機の失速余裕を拡大させる動翼形状として，動翼を前縁方向へと傾斜させる前方スイープ形状が挙げられる．Wadia ら[(1)]は，軸流圧縮機に前方スイープ動翼を適用して試験を行い，前方スイープ動翼では，従来の非スイープ動翼に比べて，空力負荷の半径方向分布が一様になったことで失速余裕が拡大したと報告している．

また失速余裕の改善に伴い失速点も変化するため，失速初生時における流れ場構造について多くの研究がなされてきた．Camp ら[(2)]は，失速初生時には Spike 擾乱と Modal 振動が発生することを報告した．Spike 擾乱は，チップ付近の局所的な流れの剥離から生じる小スケール擾乱であり，動翼回転速度の 60～80%程度で周方向に伝播し，数回転後に失速セルへと成長するという特徴を有している．一方の Modal 振動は，圧縮機系全体の不安定性や振動モードに依存した大スケール擾乱である．Spike とは異なり，伝播速度は動翼回転速度の 20～50%程度で，失速するまでに数十周かかる．また Modal の発生後に Spike が生じ，失速セルに発達する Modal-Spike 失速初生も報告されている[(2)]．

これらの研究報告をはじめとして，失速余裕の改善や失速初生に関する研究は多数報告されているが，前方スイープ形状と失速初生形態の関連について報告した例は少ない．そこで本研究では，試験パラメータとして前方スイープ形状を施した動翼と非スイープ動翼の 2 つの動翼，更にクリアランス幅の影響も調査するために大きさの異なる 2 つの動翼クリアランスを用いた．これらを有する軸流圧縮機を対象に，圧力上昇特性，負荷分布特性，失速初生形態の試験を実施し，前方スイープ動翼が失速初生へと及ぼす影響を実験的に調査した．

## 2. 実験装置および実験方法

### 2.1 実験装置

試験に用いた単段低速軸流圧縮機の半断面図を Fig. 1 に，圧縮機の仕様を Table 1 に示す．動翼クリアランスには 0.25[mm]($\varepsilon$ = 0.5%)の設計クリアランス(DC)と 1.1[mm]($\varepsilon$ = 2.2%)のワイドクリアランス(WC)を用いた．また Table 2 に本試験で使用した動翼および静翼の幾何パラメータを，Fig. 2 に

*1 早稲田大学基幹理工学部
〒169-8555 新宿区大久保3-4-1
E-mail: osch_onepi@moegi.waseda.jp
*2 正員，早稲田大学基幹理工学部
〒169-8555 新宿区大久保3-4-1
E-mail: yutaka@waseda.jp
*3 株式会社IHI
〒196-8686 昭島市拝島町3975-16
E-mail: kato8842@ihi-g.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

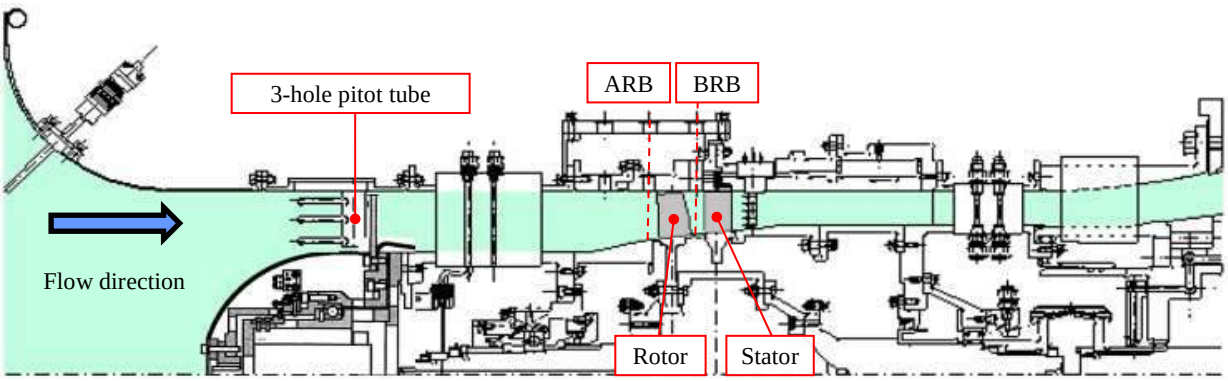



Fig. 1 The cross-sectional view of the test rig

Table 1 Compressor specifications.

| Compressor specification | |
|---|---|
| Speed of rotation ($min^{-1}$) | 4000 |
| Mass flow rate (kg/s) | 1.90 |
| Pressure rise (kPa) | 1.96 |
| Tip diameter (m) | 0.36 |
| Tip clearance (mm) | 0.25 |

Table 2 Cascade geometry.

| Specification of the cascade | | | |
|---|---|---|---|
| | Rotor | | Stator |
| | Sweep | Radial | |
| Sweep angle (deg) | 30 | 0 | 0 |
| Profile | DCA | | NACA 65 |
| Number of blades | 33 | | 56 |
| Chord length (mm) | 50.18 | | 25.47 |
| Solidity | 1.47 | | 1.26 |
| Stagger angle (deg) | 60.4 | | 11.1 |
| Inlet Blade Angle (deg) | 67.9 | | 39.0 |
| Outlet Blade Angle (deg) | 52.9 | | -16.7 |

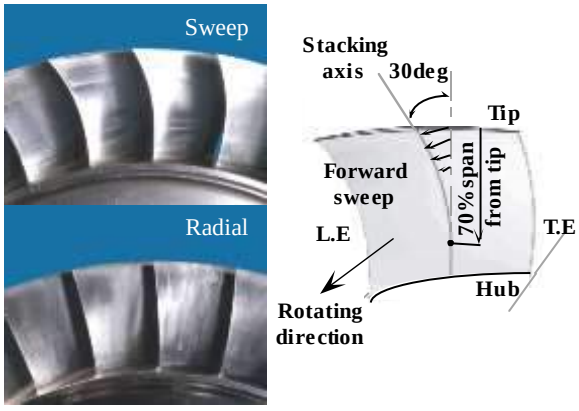



Fig. 2 Sweep rotor and Radial rotor.

2 種の動翼の写真を示す．積重線を翼前縁へと傾斜させ，前方スイープ形状を施した動翼(Sweep 動翼)，積重線を半径方向に積み上げた非スイープ動翼(Radial 動翼)の 2 種類を用いた．Sweep 動翼では，積重線をスパン 70%から 2 次曲線で前方へ移動させることで，前方スイープ形状を付加した．Table 2 から分かる通り，両動翼にはスイープ形状の有無以外の差異はない．

### 2.2 実験方法

流量測定は，動翼より上流側に設置されている 3 点櫛形ピトー管により計測した．また動翼前方(ARB)と動翼後方(BRB)において，各プローブを用いた計測を実施した．圧力上昇特性・定常流れ場の取得に 3 孔ヨーメータ，失速初生時の壁圧データの取得には圧力トランスデューサ(Kulite XCS-093-25A)を用いた．圧力トランスデューサを周方向に 60[deg]または 120[deg]の間隔で複数個設置することで，失速初生時における変動の周方向への伝播をとらえた．DC では周方向 5 点計測，WC では 3 点計測を実施した．

## 3. 結果および考察

### 3.1 動翼前後の圧力上昇特性

Fig. 3 に圧縮機における動翼前後の圧力上昇特性を示す．$\phi$= 0.45 は動翼における無衝突流入点である設計点となっている．左端のプロットは失速直前流量(Near stall point:NS)であり，安定作動の限界点を示す．Sweep 動翼，Radial 動翼，WC の Sweep 動翼(Sweep_WC 動翼)の NS はそれぞれ$\phi$= 0.24, 0.28, 0.33 である．まず DC 同士で両動翼の性能を比較すると Sweep 動翼の方が Radial 動翼に比べて作動範囲が拡大し，失速余裕が増大したことが分かる．これより前方スイープ形状の適用が失速余裕に効果的であることが分かる．

つぎに Sweep 動翼の DC，WC の比較を行う．WC の方が DC より全圧上昇値の低下，失速余裕の減少し，クリアランス幅を広げることによる性能劣化が確認された．

また T-S 特性に関しても特徴を述べる．Camp ら[2]は，T-S 特性におけるピーク点と失速点の位置関係から，失速初生形態を推定することができると報告した．これに従うと Radial 動翼はピークより手前で失速しているため Spike 型失速初生，ピークより低流量で失速している Sweep 動翼では Modal 型失速初生が確認されることが示唆される．またクリアランスを広げた場合の Sweep_WC 動翼では Spike 型失速初生となることが示唆される．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.2 Sweep 動翼の負荷特性

Wadia[1]らは，動翼に前方スイープ形状を施すことでチップ側に集中する負荷を他の翼スパンへと分散させる効果を報告している．Radial 動翼と Sweep 動翼の負荷特性を調べるために本試験では拡散係数(Diffusion factor: $D_f$)を用いた．$D_f$は翼面上の最大相対流速から翼出口の流速への減速率を示すパラメータであり，翼負荷の調査に用いられる．

Fig. 4 に両動翼の $D_f$のスパン分布を示す．まず設計点$\phi$= 0.45 に注目すると両者多少の違いはあるものの，全スパンで $D_f$ = 0.5 以内に収まっていることが分かる．$D_f$ のスパン分布において大きく違いが出るのは$\phi$= 0.36 である．この流量に着目すると，Radial 動翼では 4 % span from tip あたりで負荷限界の目安とされている $D_f$ = 0.6 近傍の値をとっており，チップ領域に負荷が集中していることが分かる．一方，Sweep 動翼は 50 % span from tip にて $D_f$ = 0.6 となっており，ミッドスパンにチップ側の負荷を移したことが分かる．さらに低流量の$\phi$= 0.28(Radial 動翼の NS)ではチップへの負荷集中の傾向が強くなることが考えられるが，Sweep 動翼では依然としてチップ側の負荷を減らし，他スパンへ負荷を分散させる効果が確認された．

### 3.3 失速初生時の圧力変動波形

前節で述べたような前方スイープ形状によるチップの負荷低減効果が失速初生形態に与える影響を調査するために，壁圧の周方向の多点同時計測を行った．Fig. 5 に失速初生時の壁圧時間変動波形を示す．縦軸は周方向位置を示し，横軸は動翼回転時間で無次元化した無次元時間 $t^*$を表す．振幅が成長しきった点を旋回失速の開始時間と定め，$t^*$ = 0 とした．失速初生に見られる現象に注目するために，圧力波形には 5N(N:動翼回転周波数[Hz])のローパスフィルタを施した．両者とも青矢印で示すように $t^*$ = -2 付近から 0.7N 程度で伝播する Spike 擾乱が発生していることが分かる．その後擾乱は減速すると

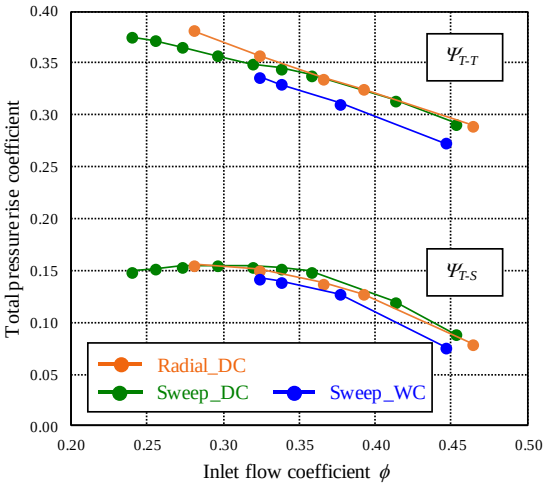



Fig. 3 Pressure rise characteristics.

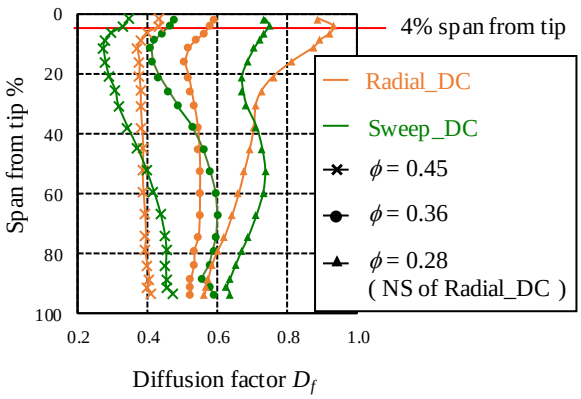



Fig. 4 Spanwise distribution of the diffusion factor.

ともに失速セルへと成長する様子が確認される．この波形データからは，Modal 振動と考えられる現象は確認されない．Camp ら[2]は，Modal は，Spike に比べ振幅の小さい変動であり，ハブ付近の流れ剥離に関連のある現象だと報告している．以上のような特徴から，Modal 失速初生を壁圧変動の生波形から判断すること難しい．そこで本試験では Modal 失速初生を特定するために，離散空間フーリエ解析を行った．

### 3.4 離散空間フーリエ級数(Discrete Spatial Fourier Series:DSFS)による失速初生解析

DSFS を用いた解析は，Garnier ら[3]が圧力波形を用い，Modal 振動の検知を目的に用いた手法である．そのあと Cameron ら[4]が圧力波形に 0.75N のローパスフィルタをかけることで Spike と Modal 両方の失速初生形態を検知できることを報告した．式(1)に DSFS に用いる式を示す．

$$a_k(t)=\frac{1}{N_{sum}}\sum_{n=0}^{N_{sum}-1}p(\theta_n,t)e^{ik\theta_n} \qquad (1)$$

式中の $p(\theta_n, t)$は，基準位置から$\theta_n$ [rad]の位置にある圧力トランスデューサから得られた圧力時間データである．$N_{sum}$は圧力トランスデューサの個数を表す．$a_k$はこの変換式で得られた $k$ 次モードの複素フーリエ係数である．また Garnier ら[3]の報告によれば $k$ 次モードを見るには圧力センサの数が $2k+1$ 以上必要という条件が設けられている．この空間フーリエ係数の大きさや位相の時間的変化を追うことで $k$ 次モードの時間的推移を知ることができる．特に $k$ = 1 の 1 次モードを調査することで，圧力変動波形における支配的な変動をとらえることができる．本報告では圧力トランスデューサの周方向多点計測により得た圧力データを式(1)でフーリエ係数に変換し，モードの位相や大きさの時間的な変化から失速初生形態の特定を行った．

式(1)を用いて得られた DSFS の解析結果を Fig. 6, Fig. 7 に示す．Cameron ら[4]の報告を参考に，圧力波形へ 0.75N

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

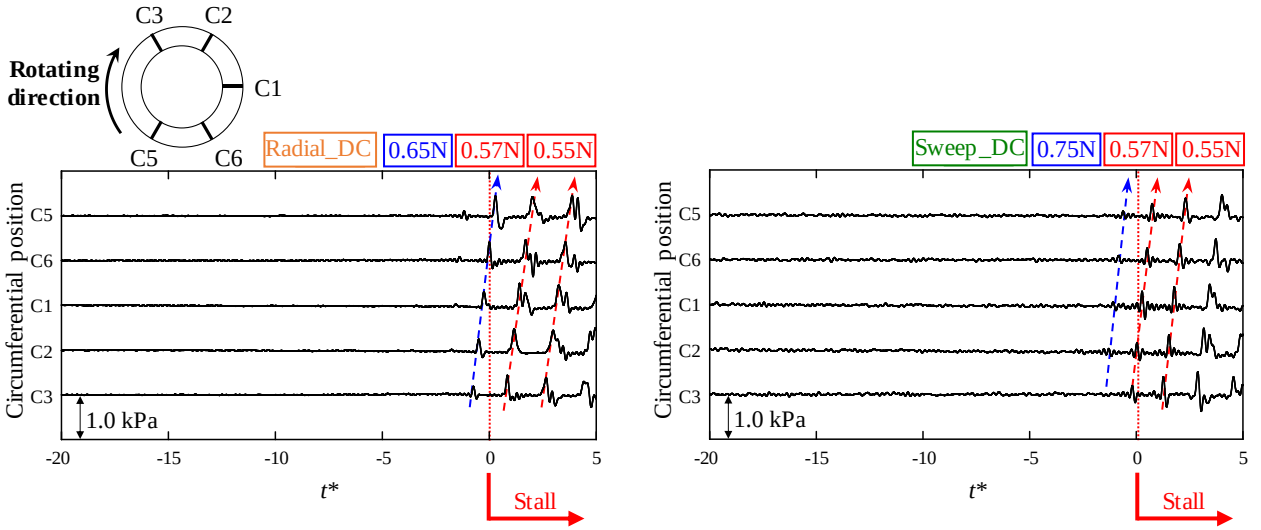



Fig. 5 Casing static pressure trace during stall inception (low-pass filtered at 5N).

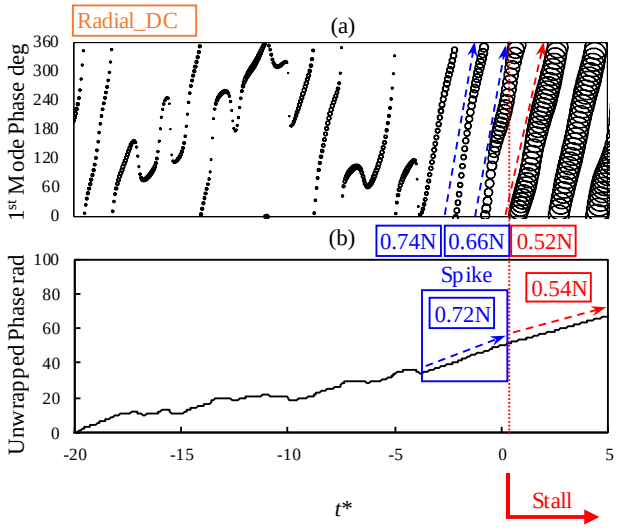



Fig. 6 (a) DSFS 1st mode phase distribution, (b) unwrapped phase transition of Radial_DC.

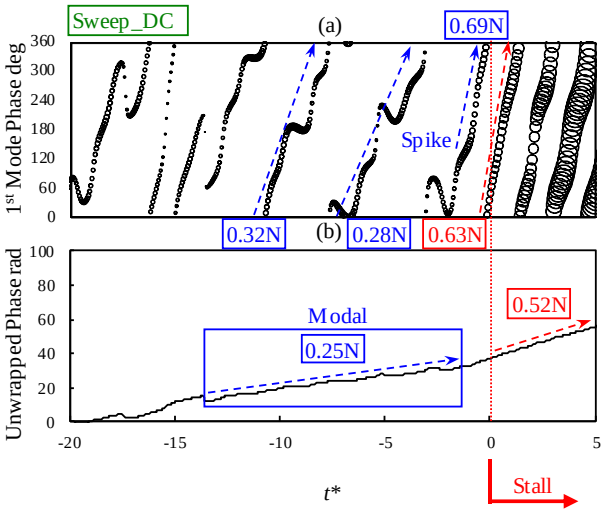



Fig. 7 (a) DSFS 1st mode phase distribution, (b) unwrapped phase transition of Sweep_DC.

のローパスフィルタを施した後に式(1)から空間フーリエ係数 $a_k(t)$を得た．上段(a)の 1 次モード分布(1st mode phase)図は横軸に無次元時間 $t^*$, 縦軸に 1 次モードの位相 $\varphi$ [deg]を示し, 円の大きさにより 1 次モードの強さを表現している．下段(b)は 1 次のモード推移(Unwrapped phase)図である．縦軸には 1 次モード位相の足し合わせである 1 次モード推移 $\lambda$ [rad]が設定されている．$\varphi$と$\lambda$は動翼回転方向を正方向としている．

Fig. 6 の Radial 動翼に注目すると, $t^*$ = -3 付近から円のサイズがほぼ一定となり約 0.7N で伝播しながら発達する擾乱が確認できる．またモード推移図から 0.72N の直線的推移が確認される．以上の特徴からこの変動は Spike 型擾乱であると判断され，Modal は存在しないことが分かった．

Fig. 7 の Sweep 動翼に着目すると, モード分布において $t^*$ = -13 付近から緩やかに失速セルへと成長する変動が確認される．伝播速度は約 0.3N と Spike 擾乱に比べて低速な変動であることがわかる．またモード推移図からも傾きが一定となり直線的な推移が確認される．Spike と比べて低速で緩やかに成長するのは Modal 変動の特徴である．またモード分布図では，$t^*$ = -1 付近から伝播速度 0.69N の Spike 擾乱が確認された．以上から，Sweep 動翼では Spike が発生する前に Modal が存在する Modal-Spike 型失速初生形態と考えられる．

### 3.5 失速初生形態と翼負荷分布の関連性

動翼に前方スイープ形状を施すことで，翼負荷分布の傾向，失速初生形態が変化することが確認された．本節では負荷分布と失速初生形態の関連性の考察を行う．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

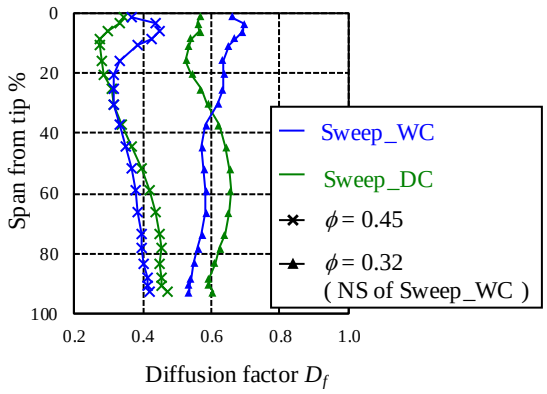



Fig. 8 Spanwise distribution of diffusion factor.

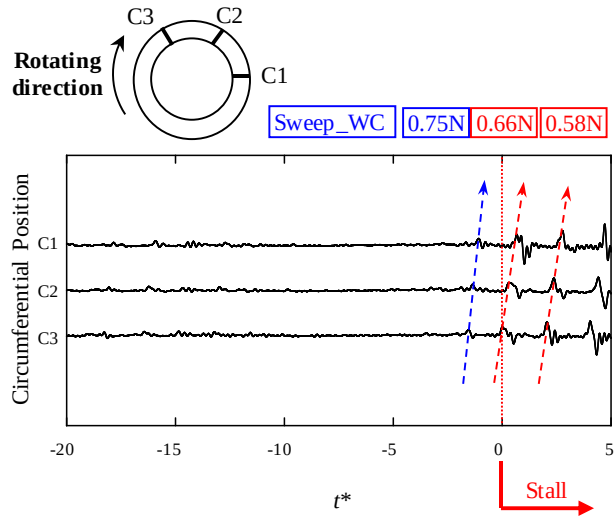



Fig. 9 Casing static pressure trace of Sweep_WC during stall inception (low-pass filtered at 5N).

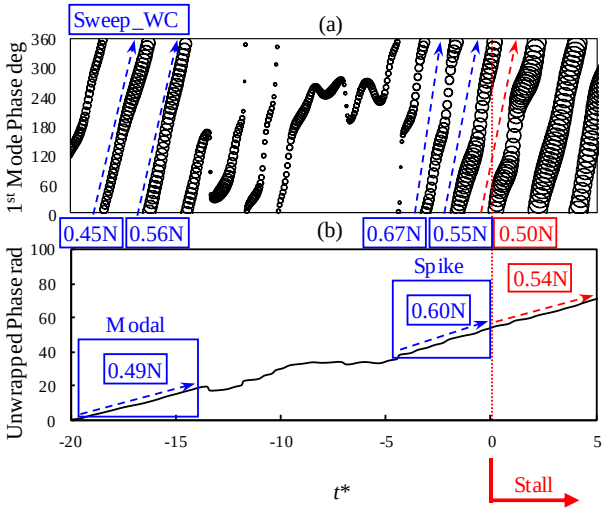



Fig. 10 (a) DSFS 1st mode phase distribution, (b) unwrapped phase transition of Sweep_WC.

Fig. 4 の$\phi$ = 0.28 に着目すると，Radial 動翼ではチップ側に負荷が集中し，$D_f$ は約 0.9 程度になっていた．したがってチップ側が最も剥離しやすい状態になっており，失速初生時にはチップ側において Spike 型擾乱が発生したと考えられる．一方，Sweep 動翼では Radial 動翼に比べてチップ側の負荷が低下したことで，Spike 型擾乱の発生が抑制されている．そして流量低下に伴い Modal 振動が成長し，失速初生時に Modal が Spike に先行して発生している．以上より，Radial 動翼ではチップ側に負荷が集中したことで Spike 型失速初生となり，Sweep 動翼ではチップ側負荷が抑制されたことで Modal-Spike 型失速初生へと変化することが明らかになった．

### 3.6 Sweep 動翼におけるクリアランス幅の影響

動翼クリアランス幅の拡大による Sweep 動翼の負荷特性や失速初生形態への影響を調査するために，Sweep 動翼の DC と WC の比較を行った．以降，DC と WC を区別するために各動翼形態の表記を Sweep_DC, Radial_DC, Sweep_WC とする．Fig. 8 に $D_f$ のスパン分布を示す．設計点$\phi$ = 0.45 について，Sweep_WC ではすでにチップ側の負荷が他スパンより高くなっていることが分かる．さらに Sweep_WC の失速直前点である$\phi$ = 0.32 に注目すると Sweep_WC の方が Sweep_DC よりもチップ側に負荷が集中していることが分かる．一方で Fig. 4 の$\phi$ = 0.28 における Radial_DC ほどチップ側が突出した負荷形状にはなっていない．ゆえにクリアランスの拡大によって，前方スイープによる負荷分散効果は減少するが，消失には至らないことが確認された．

次に Fig. 9 に失速初生時における Sweep_WC の壁圧時間変動波形を示す．$t^*$ = -2 付近から伝播速度 0.75N の擾乱が発生し，失速セルに成長する様子が確認される．したがって Sweep_WC では Sweep_DC，Radial_DC と同様に，最終的に Spike 型擾乱がセルへと成長し，失速していることが確認された．

Modal 振動の有無を判別するために, DC の時と同様に Sweep_WC の壁圧波形に対し，空間フーリエ解析を施した．Fig. 10 に解析結果を示す．Sweep_WC の失速初生の傾向は，3 つの過程に分かれた．まず $t^*$ = -20 付近では，モード分布図では伝播速度 0.45N の変動が確認される．この変動は 0.56N へと加速している. モード推移図では，0.49N の直線的変化が確認された．その後 -15≦$t^*$≦-5 では，モード推移図から分かるように直線的変化が消失し，擾乱消滅の様子が確認された．そして $t^*$ = -5 からは再び 0.60N の直線的変化が現れた．以上のことから，-20≦$t^*$≦-15 では Modal 振動，-5≦$t^*$≦0 では Spike 擾乱が存在していると考えられるため，Sweep_WC の失速初生形態は Modal-Spike 型失速初生であると結論付けられる．Modal 波の伝播速度が高速であり，一度消滅するなど Sweep_DC にはない特徴も確認されたものの，Modal 型失速初生が現れることは，Sweep 動翼で共通していた．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 3 Type of stall inception of each rotor condition.

| Rotor configuration | Tip clearance | Type of stall inception |
|---|---|---|
| Radial | DC | Spike |
| Sweep | DC | Modal→Spike |
| | WC | Modal→Spike |

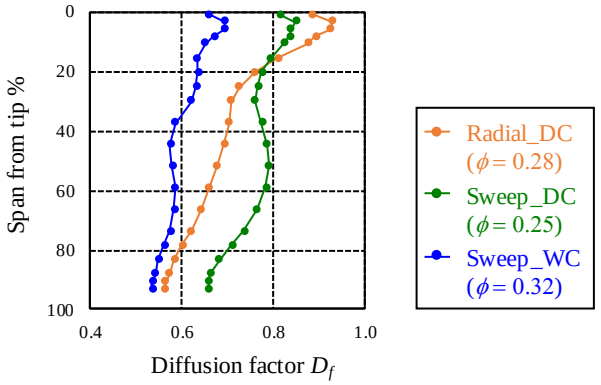



Fig. 11 Spanwise distribution of diffusion factor at NS condition.

### 3.7 翼形状が失速初生へと及ぼす影響の考察

Table 3 に各動翼形態の失速初生形態を示す．まず Radial_DC の失速初生形態は Spike 型であるが，前方スイープ形状が施された Sweep_DC の失速初生形態は，Modal-Spike 型となった．動翼のチップクリアランスを拡大した Sweep_WC でも Sweep_DC と同様に Modal-Spike 型失速初生が見られたことから失速初生形態は，クリアランス幅よりも前方スイープ形状の影響を強く受けることが分かった．

また動翼の 3 形態の失速初生について負荷分布の傾向から考察を行う．Fig. 11 に各形態の失速直前時における $D_f$ のスパン分布を示す．失速直前流量では，どの形態もチップ側の負荷が他のスパンに比べて高くなっていることが分かる．しかし，Sweep_DC については，Radial_DC ほどチップ側が高負荷ではなく，ミッドスパンへと負荷を分散させていることが分かる．一方，クリアランスを広げた Sweep_WC については，Sweep_DC 程度のミッドスパンへの負荷分散はないものの，チップ側の負荷が低減する傾向を示した．したがってクリアランス幅に関わらず Sweep 動翼で Modal-Spike 型失速初生となったのは，チップ側負荷の低減化によって Spike 擾乱の発達が抑制され，Modal 振動が失速初生として先行して現れたからであると考えられる．したがって本試験から，動翼に前方スイープ形状を適用することで負荷特性が変化し，失速初生形態へ影響を与えることが明らかになった．

## 4. 結論

単段軸流圧縮機を対象に，積重線を半径方向に積み上げた Radial 動翼と前方スイープ形状を施した Sweep 動翼を用いて試験を行った結果，以下の知見を得た．

(1) 設計クリアランスでの性能試験から，Radial 動翼に比べて Sweep 動翼の失速余裕が増大することが確認された．また翼負荷パラメータの拡散係数のスパン分布では，Radial 動翼に比べて，Sweep 動翼ではチップ側の負荷が低減し，前方スイープ形状の適用によるチップ側負荷の他スパンへの分散効果が確認された．

(2) 周方向の壁圧波形から，両動翼形状で Spike 擾乱が失速セルへと成長する様子が確認された．また壁圧波形に空間フーリエ解析を施したところ，Sweep 動翼では Spike 擾乱に先行して，Modal 変動が存在することが確認された．ゆえに Radial 動翼と Sweep 動翼の失速初生形態はそれぞれ Spike，Modal-Spike であることが分かった．

また Sweep 動翼において設計クリアランス(DC)と幅を広げたワイドクリアランス(WC)の比較を行った結果，以下の知見を得た．

(3) 拡散係数のスパン分布の結果から，Sweep 動翼では WC の方が DC よりもチップ側に負荷が集中し，チップ側負荷の分散効果が減少するが，その効果は依然として確認された．

(4) 空間フーリエ解析結果から，Sweep 動翼では DC の時と同様に，WC においても Spike 擾乱に先行して Modal 振動が発生することが確認された．ゆえに Sweep 動翼ではクリアランス幅に依存せず Modal 振動の発生を誘起し，Modal-Spike 型失速初生となることが分かった．

## 参 考 文 献

(1) A. R. Wadia, P. N. Szucs and D. W. Crall, Inner Workings of Aerodynamic Sweep, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 120(1998), 671-682.

(2) T. R. Camp and I. J. Day, A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 120(1998), 393-401.

(3) V. H. Garnier, A. H. Epstein and E. M. Greitzer, Rotating Waves as a Stall inception Indication in Axial Compressors, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113(1991), 290-301.

(4) Joshua D. Cameron and Scott C. Morris, Analysis of Axial Compressor Stall Inception Using Unsteady Casing Pressure Measurements, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 135(2013).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-10

# LES 解析を用いた翼列の Profile Loss 予測における解析条件の影響

# The Effects of the Calculation Conditions when Predicting Profile Loss in an Axial Cascade using Large Eddy Simulation

*李 允台[*1] 寺本 進[*2] 都木 貴彦[*2] 岡本 光司[*3]
Lee Yuntae Teramoto Susumu Toki Takahiko Okamoto Koji

**ABSTRACT**

Profile loss in axial compressor cascade, which is usually taken to be the loss generated in the blade boundary layers well away from the end walls, should be considered at the initial design process. Large Eddy Simulation (LES) has already been widely applied for unsteady flow simulations including axial compressor cascade simulation and showed its superiority in simulating the turbulent flow field. However, there are several obstacles in the practical using of LES as a cascade design tool. Calculation conditions such as grid resolution, calculation space, many other boundary conditions, affect calculation results for LES simulation, which incurs reliability problems. This study concentrates on investigating the effects of LES simulation conditions for prediction of profile loss at the off-design condition. The results show that calculation conditions do affect prediction of profile loss at off-design condition, by changing near-wall flow and wake properties.

**キーワード：**損失，翼列，LES 解析
**Key Words:** Profile Loss, Cascade, Large Eddy Simulation

## 1. はじめに

航空機用ジェットエンジンや産業用ガスタービンおける過去からの研究開発により、エンジンの高バイパス比化および高効率化が進められている。その中でもガスタービンエンジンに搭載されている軸流圧縮機は高効率化、高圧縮比化，各段における高負荷化に関する要求が高まっており、設計の初期段階からの工夫が必要である。圧縮機の設計時翼の設計の場合、翼の形状による損失(Profile loss)を評価し、要求される作動条件を満たす最善な翼形状を設計する。

Profile Loss は翼面上の乱流境界層、乱流流れ場下の翼後流のせん断層、剥離(高迎角の場合)に起因し，Profile Loss を精度よく予測するためには高精度の非定常流れ場解析が望ましい。LES(Large Eddy Simulation)解析はすでに翼列解析を含む非定常流れ場に関する解析において幅広く使われ、乱流流れ場の解析に対し解析精度の卓越さを示している[1,2]。Profile Loss 予測に LES 解析を用いることにより、予測精度の向上が期待される。

Profile Loss 予測に LES 解析を用いた研究は既に行われている[3,4]。これらの研究による Profile Loss の予測結果では、設計点の実験結果を精度よく予測しているが、非設計点における解析結果は実験結果と大きい差が発生している。この差の原因について Mcmullan ら[3]は解析空間のスパン方向長さの影響を原因として推測した。Medic ら[4]は非設計点における実験結果と解析結果との差の原因として，彼らの LES 解析モデルでは解像されない 3 次元効果が非設計点の高迎角流れ場においてさらに大きい影響したのではないかと推測している。つまり、過去の研究では非設計点における Profile Loss の予測精度は LES 解析における解析条件の影響によるものであると疑われている。

LES 解析では翼列解析に限らず、解析条件による解析結果への影響が多く報告されている。格子解像度[5]、解析空間におけるスパン方向長さ[5–7]、入口乱れ[7,8]解析スキームの空間精度[6,9]等、解析条件は LES 解析における乱流流れ場の解析結果に影響することが確認されている。即ち、LES 解析では解析結果に影響するパラメータが多く存在している。

以上より、翼列の LES 解析は解析結果に影響するパラメータが多く存在し、LES 解析を用いた非設計点における Profile Loss の予測精度はこれらの LES 解析における解析条件により改善される可能性が存在している。そこで本研究では翼列における Profile Loss 予測について、非設計点高迎角流れ場における LES 解析の解析条件の影

*1 東京大学大学院
〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
*2 東京大学
〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
*3 東京大学
〒277-8561 千葉県柏市柏の葉 5-1-5

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

響を確認し、解析条件が流れ場に及ぼす影響およびその流れ場の変化が最終的に Profile Loss 予測結果を変化させるメカニズムについて明らかにすることを目的としている。

著者らは既に翼列の非設計点における LES 解析を用いた Profile Loss 予測に関する解析条件の影響について調べている[7]。解析条件の内、入口乱れは翼前縁剥離および乱流境界層の厚さに影響し、損失予測に影響する。解析空間のスパン方向長さは後流の剥離泡に乱流速度変動に影響し､損失予測に影響することが確認されている。そこで本稿では時間刻み幅の影響について報告する。LES 解析において時間刻み幅は乱流場の高周波分の解像度に影響することが知られている[10]。本研究の対象とする高迎角翼列流れ場について、時間刻み幅が流れ場に与える影響および Profile Loss 予測に及ぼす影響について調べた内容について報告する。

## 2. 解析対象

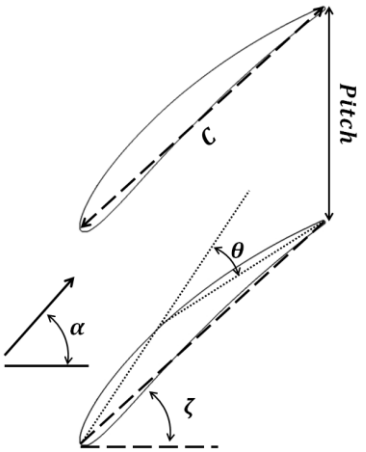



Fig.1 Schematic of 10C4/25C50 Profile for Calculations

Table 1 Parameters for 10C4/25C50 Blade Profile

| Pitch/C | $\theta$(Camber angle) | $\zeta$(Stagger Angle) |
|---|---|---|
| 0.75 | 50° | 42.5° |

解析は British C.4 系列直線翼列形状を用いる。この系列の翼列については風洞実験が Andrews ら[11] によって行われており、Profile Loss の測定を含む翼列にの性能評価が行われている。本研究ではその中で 10C4/25C50 翼列を解析対象とし､翼列の仕様については Fig.1 と Table 1 に示す。全ての解析ケースについて翼コード長を基準としたレイノルズ数は 157000，入口マッハ数は 0.2 と設定する。これらの条件は Andrews ら[11]による実験条件と合わせている。 解析格子を Fig.2 に示す。解析空間は翼の前縁、後縁から入口、出口までそれぞれ 0.5 コード長離れている。解析空間のスパン方向長さは 0.1 コード長の長さで設定している。Fig.2 に示すように H-O-H 型格子が使用されており、翼周りの O 型格子については軸方向格子幅 $\Delta x^+ < 25$ として設定している。壁垂直方向格子幅は $\Delta y^+_{wall} < 1$，スパン方向の格子幅は $\Delta z^+ < 15$ と設定している。H 型格子については軸方向、ピッチ方向、スパン方向の格子解像度をそれぞれ $\Delta x^+, \Delta y^+ < 30$ ,$\Delta z^+ < 15$ と設定している。解析空間は総 756 個の計算ブロックに分割されており、総格子点数は約 3000 万点である。

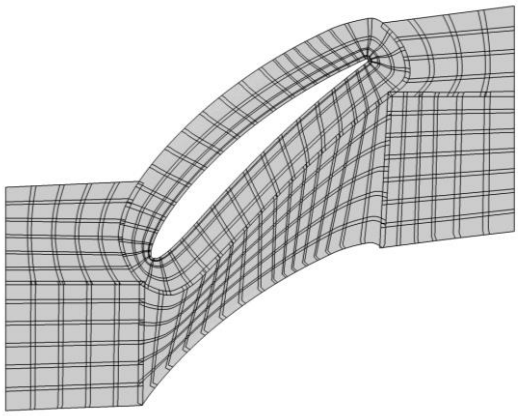


Fig.2 Calculation Blocks for 10C4/25C50 Blade

## 3. 解析手法

3 次元圧縮性 N-S 方程式を支配方程式として使用し、対流項、格子メトリクス,ヤコビアン行列の計算には 6 次精度 Compact Scheme[12]を用いる。粘性項の計算には 2 次精度中心差分を用いる。本計算では高次精度 Low-Pass Filtering[13]を用いた Implicit LES 手法を使用する。Filter は 8 次精度, Filter 係数は 0.45 として設定する。時間積分には ADI-SGS 陰解法を使用する。計算ブロックのインタフェース条件としては、格子が完全に重ねられる場所では 6 点を重ねおり、そうではない場合は線形内挿法[14]を用いて計算ブロック間のデータ交換を行う。ピッチ方向、スパン方向には周期境界条件を使用する。また、入口境界では全圧、全密度、流れ角が固定され、出口境界では静圧が固定されている。

解析はまず最初に非設計点を含む多数の迎角における Profile Loss の解析を行い、本 LES 解析の検証を行う。このケースを Default Case と名付ける。その後、非設計点について時間刻み幅のみを半分にした解析を行い、非設計点における両ケースの結果を比較することで時間刻み幅の影響を調べる。時間刻み幅を半分にしたケースを Half CFL Case と名付け、両ケースの最小格子幅におけるクーラン数を Table 2 に示す。

Profile Loss の計算には， 式(1)のように定義する。 但し、$Pt_{in}$ ，$Pt_{out}$ は入口、出口 Plane で平均された全圧を表す。入口、出口での物理量の平均には Mixed-Out Averaging[15]を使用している。

$$\text{Profile Loss} = \frac{Pt_{in} - Pt_{out}}{\frac{1}{2}\rho V_{in}^2} \tag{1}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 2　Differences between Default Case and Half CFL Case

| | Default Case | Half CFL Case |
|---|---|---|
| Max CFL Number | 0.98 | 0.49 |

非設計点に解析結果については、 高い迎角により翼後縁付近で大きい剥離泡が形成されるため、時間平均データの信頼性について確認する必要がある。 Fig.3 に非設計点における平均時間の差による Profile Loss の予測結果の統計誤差を示す。最小平均時間の単位を$T_{ave}$として指定し、その長さは約 3.83 Flow Through Time に相当する。解析結果の統計量は 4*$T_{ave}$間のデータを用い、統計誤差のマージンを考え 3*$T_{ave}$の手前の平均時間である 11 Flow Through Time における統計誤差(Fig.3, 赤い実線)をエラーバーの値として用いる。この場合、上下約 2%の誤差が確認されるため、非設計点における Profile Loss の予測結果には上下 2%のエラーバーを付けて表示する。

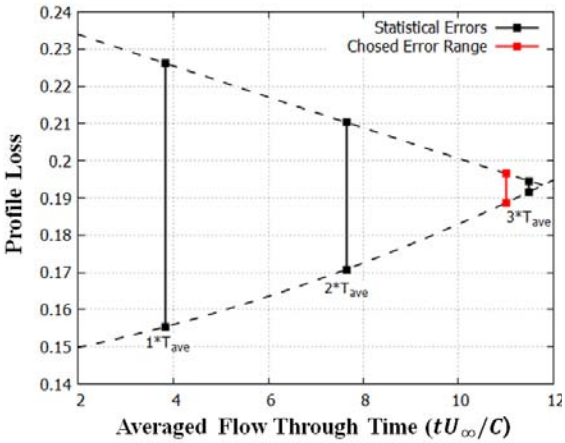



Fig. 3 Statistical Error Distributions for each Average Duration at Off-Design Condition with Extrapolate Lines. The Error Range is chosen at 11 flow through Time, shown as red line.

## 4. 解析結果

### 4.1 設計点における LES 解析結果の検証

解析対象翼列 10C4/25C50 における設計点のある一つの迎角($\alpha = 55°$)について LES 解析を行い、解析の検証を行う。Fig.4 に解析結果の 瞬時スパン方向流速分布を示す。翼面上の Suction Side, Pressure Side 両側において乱流遷移が起こり、遷移点からスパン方向の速度分布が形成される様子が確認できる。Fig.5 に Pressure Side, Suction Side におけるそれぞれの平均 Wall Tangential 流速の壁垂直方向分布を示す。設計点における解析結果の平均量は、解析の Timestep が十分経過した後、解析結果の時間履歴に大きい変動がない時点から、約 7 Flow Through Time($7tU_\infty/C$) 間の時間平均およびスパン方向平均から計算している。プロット位置はそれぞれの遷移点の位置からしており、Pressure Side はコード長の約 30% の位置、Suction Side はコード長の約 70%の位置において遷移点

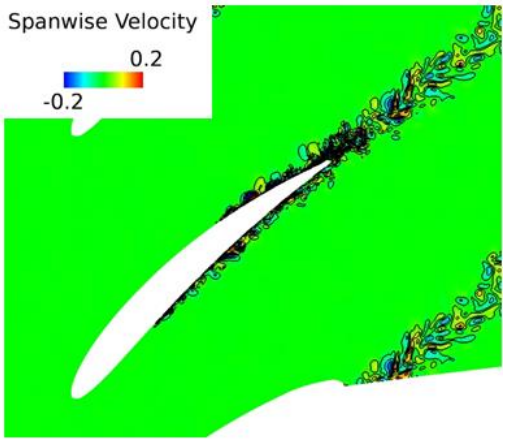
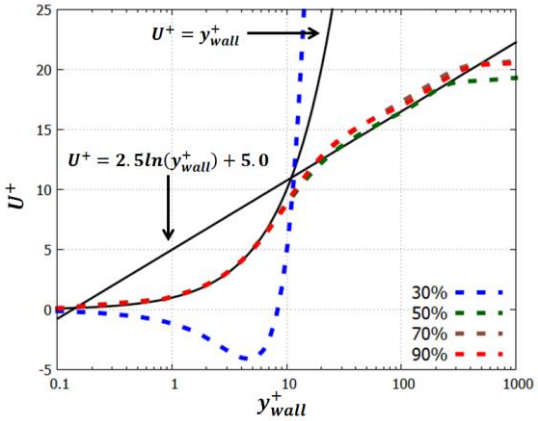
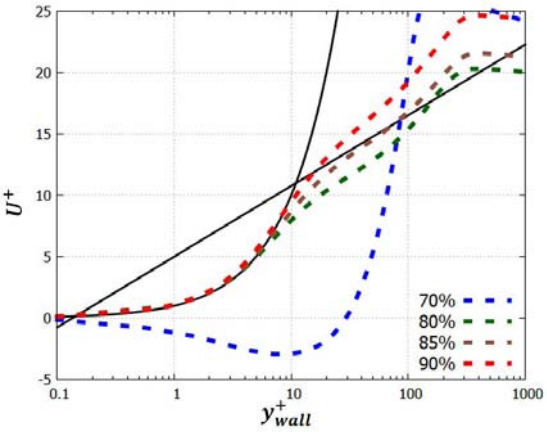



Fig.4 Instantaneous Span-Wise Nondimensional Velocity normalized by Inlet Velocity $U_\infty$




(a) Pressure Side




(b) Suction Side

Fig. 5 Mean Wall Tangential Velocity Profile at Several Chord-Wise Locations

が存在している。Fig.5 の黒い実線は壁面乱流境界層における壁法則,$U^+ = y^+_{wall}$ と$U^+ = (1/\kappa)\ln(y^+_{wall}) + C^+$ を意味し,$\kappa$ は Karman Constant, $C^+$ は Constant であり,$\kappa = 0.4$、,$C^+ = 5.0$ である。Pressure Side の結果は遷移点(30% chord)の後方は壁法則に沿っている。Suction Side の場合、翼後縁付近(90% chord)において log-low より上側の分布を示しているが、これは乱流境界層の逆圧

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

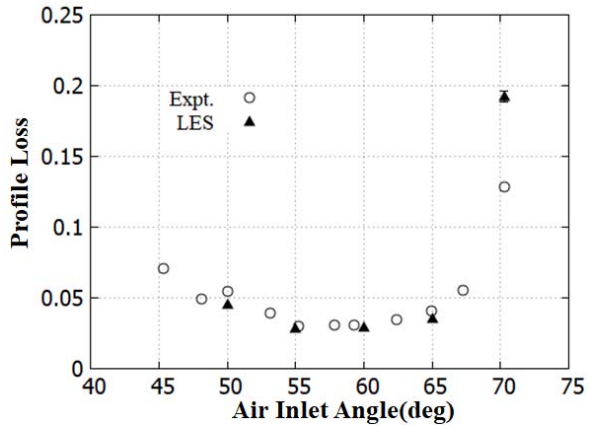



Fig. 6　Calculated Profile Loss Coefficient from present LES (Experimental Data from(11) )

力勾配下での特徴であり、翼後縁では多く観察される分布である[9]。

上記の解析と同様に非設計点を含む多数の迎角において LES 解析を行い、Profile Loss を計算した結果を実験結果[11]と比較した図を Fig.6 に示す。設計点における Profile Loss の予測結果は実験結果といい一致示しているが、非設計点の迎角 70° の予測結果は実験結果と大きい差が見られる。 非設計点における実験結果と差は他の LES 解析を用いた Profile Loss 予測の結果に関する文献と同じ傾向を示している[3,4]。

Fig.6 に示されるように、非設計点(70deg)における Profile Loss の予測は実験結果と大きい差が存在する。解析結果の流れ場の様子を確認するために, Fig.7 に流れ場の瞬時全圧分布を示す。高い迎角により、翼後縁付近で大きい剥離泡が形成され、下流側に流れて行く様子が確認できる。剥離泡周辺には細かい乱流渦が形成され、LES 解析における解析条件による乱流解像度が解析結果に影響しやすい領域であると思われる。

### 4.2 非設計点における LES 解析の時間刻み幅の影響

非設計点における LES 解析の結果について、時間刻み幅を影響を調べるために時間刻み幅を変化させたケースとの比較を行う。 両ケースは他の解析条件は揃え、基準となるケースを Default Case とし、時間刻み幅を半分にしたケースを Half CFL Case とする。 両ケースにおける Profile Loss 計算結果を Fig.8 に示す。両ケースにおいて損失の計算結果に違いが現れている。この違いの原因を探るためには、流れ場の中において損失 の差が発生する位置を探す必要がある。流れ場の局所的損失の発生位置については局所エントロピー生成率を調べる。局所エントロピー生成率を調べることにより非可逆的なエネルギーの変換、即ち損失の位置や強度を調べることができる。局所エントロピー生成率はエントロピーの輸送方程式から導かれ、散逸による生成および熱交換による生成率で分離される。本研究の流れ場では低マッハ数かつ熱交換のない流れ場であるため、散逸によるエントロピーのみ注目する。直接散逸による局所エントロピー生成率

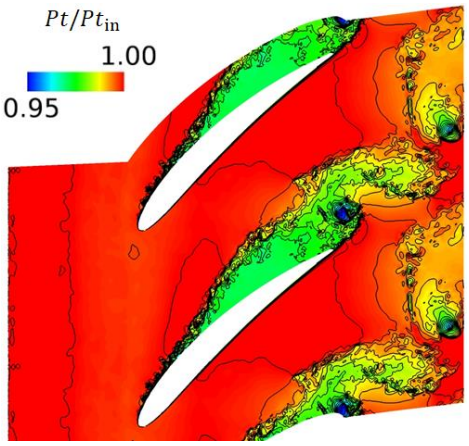



Fig.7　Instantaneous Nondimensional Total Pressure Contours normalized by Inlet Total Pressure $Pt_{in}$

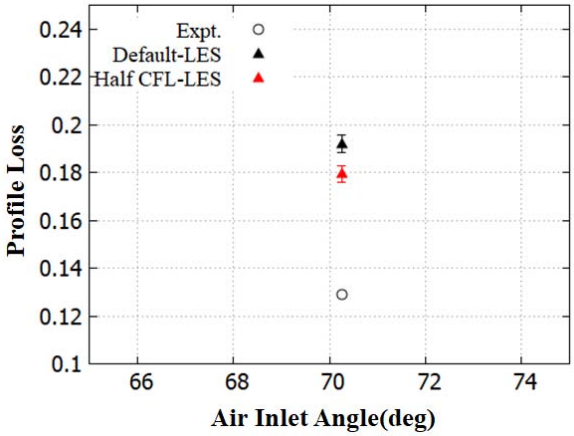



Fig. 8　Calculated Profile Loss Coefficient from present LES (Experimental Data from(11) )

($\dot{S}_{pro,\bar{D}}$)および乱流散逸による局所エントロピー生成率($\dot{S}_{pro,D'}$)を時間平均量および変動量で表現すると式(2),(3)のように表すことができる[16]。 従って全局所エントロピー生成率$\dot{S}_{pro}$は$\dot{S}_{pro} = \dot{S}_{pro,\bar{D}} + \dot{S}_{pro,D'}$となる。局所エントロピー生成率の無次元化は Li[17]らが提案した壁面乱流境界層の粘性低層の値を用いる。本解析では翼コード 6% Suction Side 位置における粘性低層の値($\dot{S}_{ref}$)を使用し、両ケースにおける局所エントロピー生成率の差を Fig.9 に示す。Fig.8 に示されるように Default Case に

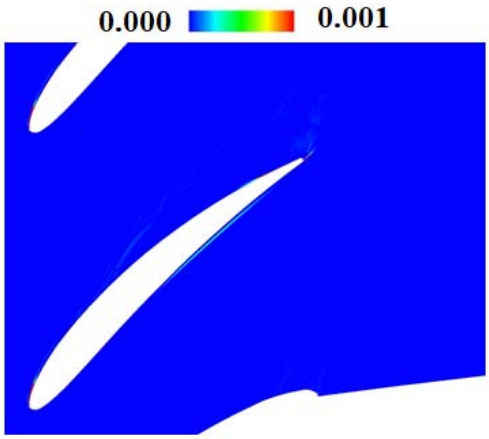
$$\dot{S}_{pro,\bar{D}} = \frac{\mu}{\bar{T}}\left[2\left\{\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\bar{w}}{\partial z}\right)^2\right\}+\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}+\frac{\partial\bar{v}}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}+\frac{\partial\bar{w}}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial z}+\frac{\partial\bar{w}}{\partial y}\right)^2\right] \tag{2}$$

$$\dot{S}_{pro,D'} = \frac{\mu}{\bar{T}}\left[2\left\{\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}+\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2}+\overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z}\right)^2}\right\}+\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}+\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2}+\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z}+\frac{\partial w'}{\partial x}\right)^2}+\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial z}+\frac{\partial w'}{\partial y}\right)^2}\right] \tag{3}$$

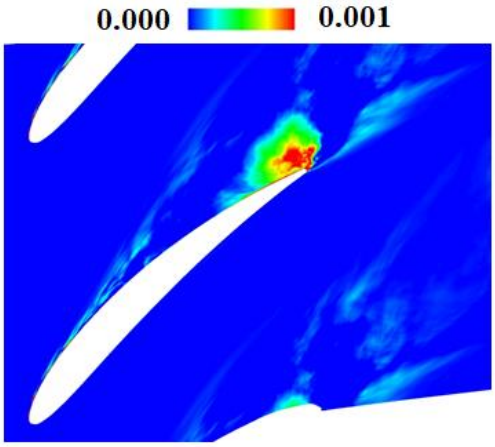
Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

おいて計算された損失が Half CFL Case の損失における損失より大きい。従って Fig.9 には Default Case の局所エントロピー生成率から Half CFL Case の生成率を引いた値を可視化し、両ケースにおける損失の差がどの位置で一番卓越するのかについて確認する。Fig.9 (a)には直接散逸による局所エントロピー生成率($\dot{S}_{pro,\bar{D}}$)の差を、Fig.9 (b)には乱流散逸による局所エントロピー生成率($\dot{S}_{pro,D'}$)の差を示している。直接散逸に対する両ケースの差は大きくないものの、乱流散逸による両ケースの差は翼の後縁付近にて卓越しており、この付近は Fig.6 に示されるように高迎角による大きい剥離泡が形成される位置である。Fig.9 (c)の全局所エントロピー生成率の差は Fig.9(b)の乱流散逸による差と同じく見える。従って両ケースにおける局所エントロピー生成率の差は、乱流散逸による差が大きく寄与すると思われる。また、この差が原因となり、両ケースにおける Profile Loss の計算結果に違いが現れていると考えられる。

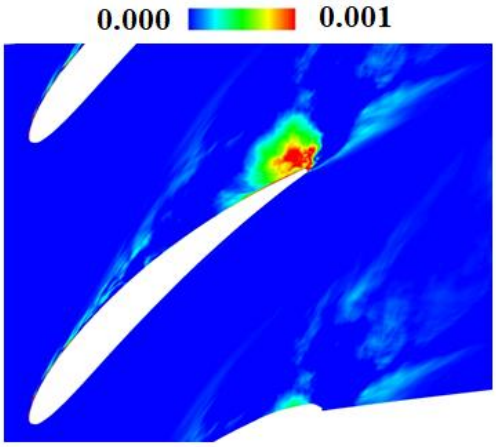
Fig.9 より、両ケースにおける Profile Loss の差に一番大きく影響する領域は翼後縁付近であり、乱流散逸によるエントロピー生成率の差が両ケースにおける損失評価の差に大きく影響していることが確認された。翼後縁付近において両ケースの乱流運動の様子の違いを定量的に評価するため Fig.10 に翼後縁付近の壁面垂直方向における平均乱流運動エネルギーの分布を示す。平均乱流運動エネルギーの分布は 60%コードの位置までは両ケースが一致しているが、70%コード位置から Half CFL Case 側が Default Case より減少しており、後縁に近づくにつれてその減少量が多くなっている。これは、Half CFL Case の翼後縁付近において乱流運動が減少しているとも言える。この原因として、時間刻み幅が小さくなったことによる Low-Pass Filter の影響の可能性が考えられる。本解析に用いられている Implicit LES 解析の場合、Low-pass Filter を用いて高周波成分除去し、数値不安定を回避する。この Filter は普段、時間積分後の毎ステップ計算結果に通され、高周波成分を除去する。この場合、時間刻み幅が短いと同じ総計算時間に対し Filter がかかる回数が多くなる。翼後縁付近で発生される大きい剥離泡周辺の高周波乱流変動が、Filter がかかる回数が増えたことにより除去され、Fig.10 に示されるように Half CFL Case において乱流運動エネルギーが減少された結果が得られたと思われる。また、乱流運動エネルギーの減少は乱流散逸による損失量の減少に繋がり、最終的に Half CFL Case において減少された Profile Loss の計算結果が得られたと考えられる。




(a) Direct Dissipation
$(\dot{S}_{pro,\bar{D}(Default)} - \dot{S}_{pro,\bar{D}(Half\ CFL)})/\dot{S}_{ref}$




(b) Turbulent Dissipation
$(\dot{S}_{pro,D'(Default)} - \dot{S}_{pro,D'(Half\ CFL)})/\dot{S}_{ref}$




(c) Whole Dissipation
$(\dot{S}_{pro(Default)} - \dot{S}_{pro(Half\ CFL)})/\dot{S}_{ref}$

Fig.9 Differences of Local Entropy Generation Rates between Default Case and Half CFL Case

## 5. 結論

本研究は LES 解析を用いた翼列における Profile Loss の予測について行われ、非設計点の高迎角流れ場については LES 解析における解析条件の内、時間刻み幅の影響について調べた。設計点における解析では、本 LES 解析は実験結果と定量的に一致する結果が得られた。非設計点における時間刻み幅の影響について調べた結果、時間刻み幅が短い場合、翼後縁付近の大きい剥離泡が発生される領域において乱流運動エネルギーの減少、乱流散逸によるエントロピー生成率の減少が確認された。また、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

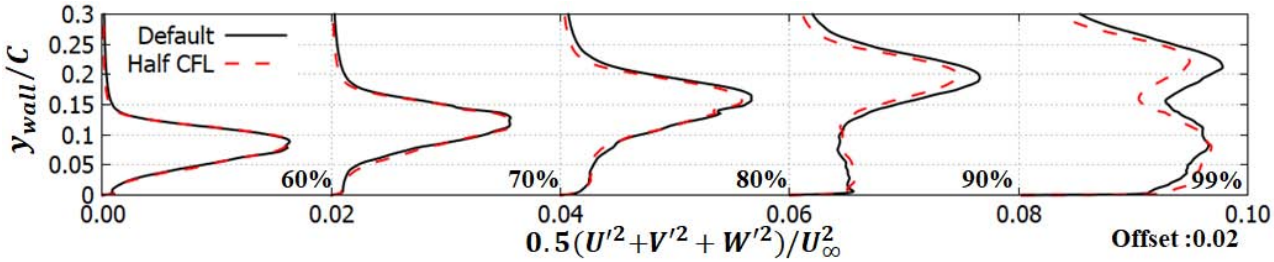



Fig. 10　Comparison of Mean Turbulent Kinetic Energy Profiles at every 10% Chordwise Location (from 60% to 99%)

これらの減少により最終的に Profile Loss の計算結果が減少することが確認された。この原因については、時間刻み幅の減少による Low-Pass Filter が通される回数の増加が可能性として考えられる。今後、適切な Filter のかけ方について工夫する予定である。また、他の解析条件の影響についても調べる予定である。

## 6. 謝辞

本研究では宇宙航空研究開発機構(JAXA)のスーパーコンピュータシステム JSS2 を利用して計算を行いました。ここに謝意を示します。

## 参 考 文 献

(1) W. Rodi, Comparison of LES and RANS Calculations of the Flow Around Bluff Bodies, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 69–71 (1997) pp.55–75.

(2) M.T. Schobeiri, S. Abdelfattah, On the Reliability of RANS and URANS Numerical Results for High-Pressure Turbine Simulations: A Benchmark Experimental and Numerical Study on Performance and Interstage Flow Behavior of High-Pressure Turbines at Design and Off-Design Conditions Using Two , Journal of Turbomachinery, 135 (2013).

(3) W.A. McMullan, G.J. Page, Towards Large Eddy Simulation of Gas Turbine Compressors, Progress in Aerospace Sciences, 52 (2012) pp.30–47.

(4) G. Medic, V. Zhang, G. Wang, J. Joo, O.P. Sharma, Prediction of Transition and Losses in Compressor Cascades Using Large-Eddy Simulation, Journal of Turbomachinery, (2016).

(5) I. Mary, P. Sagaut, Large Eddy Simulation of Flow Around an Airfoil Near Stall, AIAA Journal, 40 (2002) pp.1139–1145.

(6) J.S. Park, F.D. Witherden, P.E. Vincent, High-Order Implicit Large-Eddy Simulations of Flow over a NACA0021 Aerofoil, AIAA Journal, 55 (2017) pp.2186–2197.

(7) Y. Lee, S. Teramoto, K. Okamoto, Prediction of Profile Losses in an Axial Compressor Cascade using Large Eddy Simulation, will be presenting in International Gas Turbine Congress (2019)

(8) L.M. Segui, L.Y.M. Gicquel, F. Duchaine, J. De Laborderie, H. Les, P. Tke C H Q N S U, LES of the LS89 Cascade: Influence of Inflow Turbulence on the Flow Predictions, Proceedings of 12th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics, (2017).

(9) P. Fernandez, N.C. Nguyen, J. Peraire, The hybridized Discontinuous Galerkin method for Implicit Large-Eddy Simulation of transitional turbulent flows, Journal of Computational Physics, 336 (2017) pp.308–329.

(10) M. Kornhaas, D.C. Sternel, M. Schäfer, Influence of Time Step Size and Convergence Criteria on Large Eddy Simulations with Implicit Time Discretization, in: Qual. Reliab. Large-Eddy Simulations, Springer Netherlands, Dordrecht, 2008: pp. 119–130.

(11) S.J. Andrews, Tests Related to the Effect of Profile Shape and Camber-Line on Compressor Cascade Performance, A.R.C. Technical Report No.2743, (1949).

(12) S.K. Lele, Compact finite difference schemes with spectral-like resolution, Journal of Computational Physics, 103 (1992) pp.16–42.

(13) D. V. Gaitonde, M.R. Visbal, High-Order Schemes for Navier-Stokes Equations: Algorithm and Implementation into FDL3DI, Technical Report AFRL-VA-WP-TR-1998-3060, (1998).

(14) G. Dhatt, G. Touzot, E. Lefrançois, Finite Element Method, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 1984.

(15) A. Prasad, Calculation of the Mixed-Out State in Turbomachine Flows, Journal of Turbomachinery, 127 (2005) pp.564.

(16) F. Kock, H. Herwig, Entropy production calculation for turbulent shear flows and their implementation in cfd codes, International Journal of Heat and Fluid Flow, 26 (2005) pp.672–680.

(17) Z. Li, J. Du, A. Jemcov, X. Ottavy, F. Lin, A Study of Loss Mechanism in a Linear Compressor Cascade at the Corner Stall Condition, in: Proc. ASME Turbo Expo 2017 Turbomach. Tech. Conf. Expo., ASME, 2017.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-11

# 圧縮機翼列から生じる空力騒音の特性と発生機構に関する研究
# Characteristics and Generation Mechanism of Aeroacoustic Noise from Compressor Cascade

○光末 由宇陽[*1]　渡辺 紀徳[*2]　姫野 武洋[*2]
MITSUSUE Yuhi　WATANABE Toshinori　HIMENO Takehiro
大石 勉[*3]　楠田 真也[*3]
OISHI Tsutomu　KUSUDA Shinya

**ABSTRACT**

The reduction of fan noise is a key issue to design an environmentally friendly jet engine since high-bypass engine is now common for civil aircraft. The broad-band airfoil noise due to turbulence has been investigated by various experiments using a single airfoil. However, the noise experiment for cascade configuration is essential because there are multiple sound sources and disturbance sources in realistic fan. In the present paper, the property of aeroacoustic noise generated from a linear cascade was experimentally investigated by measuring the far field sound at various incidence angles. The velocity fluctuation near the blade trailing edge was also measured to investigate the generation mechanism of the noise. From the results, the characteristics of the cascade noise were discussed including incidence angle dependency, the relation with unsteady wake flow, and the effect of tripping of the blade surface boundary layer.

**キーワード：**ターボファンエンジン，圧縮機，騒音，空力音響，翼列
**Key Words:** Turbofan Engine, Compressor, Noise, Aeroacoustics, Cascade

## 1. はじめに

従来民間航空機の設計開発において環境適合性は規制対象項目ということもあり，重要な設計要求として認識されている。このうち騒音は空港周辺の環境に直接影響する大きな問題である。ICAO (International Civil Aviation Organization：国際民間航空機関) は 1971 年に民間航空機の騒音に関する国際的な環境基準として Annex16 Volume1 を制定し，数度の規制強化を経て，現在は Chapter14 が現行の航空機エンジンに対して適用されている[(1)]。今後も航空機騒音の規制は強化されると考えられ，騒音対策は継続的な課題である。航空機の騒音源には，機体によるものとエンジンによるものがあるが，離陸時などに問題となるのは主にエンジン騒音である。ジェットエンジンの騒音では高速の排気から発生するジェット騒音と，ファン翼列から発生するファン騒音が主な成分であり，それぞれ低減策が講じられてきた。このうちファン騒音では動翼と静翼との空力干渉によって発生する狭帯域の離散周波数音が支配的で，音響ライナー装着などの方策により，大幅な低減がなされている。近年は更にファン騒音を低減するため，広帯域騒音と呼ばれる特定の周波数を持たない騒音への対策が重要な課題となっている。広帯域音はファンの動静翼が流れ場内の種々の乱れと干渉することで発生する。Brooks らは流れ場中に一枚の翼型を設置し，翼自身から生じる乱れに起因する Self Noise を計測して単独翼から発生する音の発生機構を体系的に整理した[(2)]。また，Finez らは高インシデンスで翼列から発生する広帯域音を計測し，その予測手法を検討している[(3)]。このような翼列風洞を用いた先行研究では，翼負荷が限定されており，翼負荷が異なるとき翼列騒音はどのように変化するのか明らかになっていない。実機のファンでは設計点外運転時に音が大きくなるため，複数の翼負荷条件で発生する音に関する知見は必要である。

筆者らは翼列から発生する音の基礎的実験データを蓄積するとともに，インシデンスをパラメータとして翼列騒音の翼負荷への感度を調べている。これまでに，翼列からは幅広い周波数でなだらかな成分を持つ広帯域音と特定の周波数で成分を持つ離散周波数音が発生すること，離散周波数音は後縁近傍の速度変動と相関を持つことなどが明らかになった[(4)]。本報告では大規模な剥離が生じない範囲でインシデンスを密に変え，インシデンスに対

*1　東京大学大学院 工学系研究科 修士課程2年
〒113-8656　東京都文京区本郷7-3-1
*2　東京大学大学院 工学系研究科 航空宇宙工学専攻
〒113-8656　東京都文京区本郷7-3-1
*3　株式会社IHI
〒196-8686　昭島市拝島町3975番地18

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

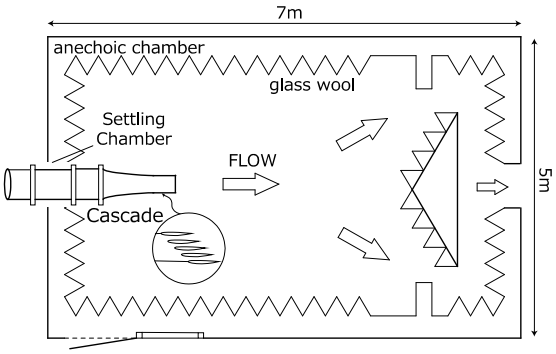



Fig. 1 Schematics of anechoic chamber

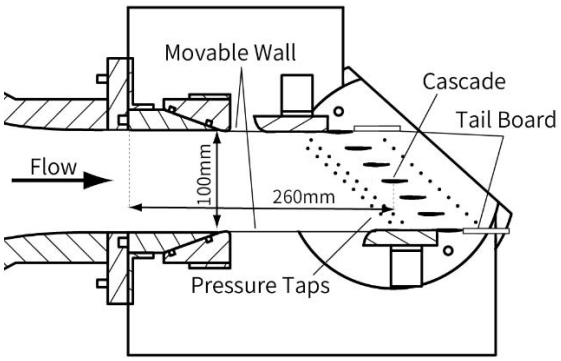



Fig. 2 Schematics of cascade wind tunnel

Table 1 Cascade specifications

| | |
|---|---|
| Airfoil | NACA65-0012 |
| Chord length, $c$ [mm] | 24 |
| Span length [mm] | 72 |
| Maximum thickness [mm] | 1.68 |
| Solidity | 1.0 |
| Stagger angle [˚] | 48.19 |

Table 2 Experimental conditions

| | |
|---|---|
| Mach number, $M$ | 0.30-0.40 |
| Incidence angle, $i$ [˚] | 1.2-7.2 |
| Reynolds number, $Re_c$ | 1.5-2.0×$10^5$ |
| Blade | Normal, Tripped, w/o |

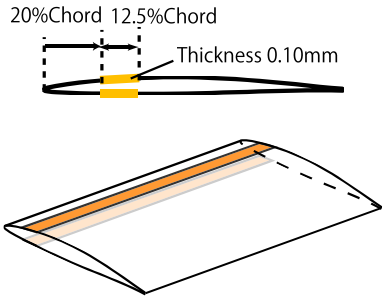



Fig. 3 Schematics of tripped blade

する翼列騒音の感度をより詳細に調べた結果を述べる。

## 2. 実験装置・条件および計測方法

### 2.1. 実験装置および実験条件

実験は図 1 に示す無響室内に設置したブローダウン式低騒音風洞で行った。無響室の寸法は 7 m×5 m×3.7 m であり，壁面に取り付けたグラスウールにより音の反射が抑制されている。図 2 に翼列風洞の概観を示す。テストセクションは 100×72 mm の矩形であり，乱れ度は 1.0%程度である。供試翼列は NACA65-0012 翼 5 枚で構成され，その諸元を表 1 に示す。翼列側壁は円盤で，回転させることでインシデンスが変更される。翼列上下の可動壁および下流の整流板を調整することにより，翼列流れの一様性を確保している。流入マッハ数はセトリングチャンバーにおける全圧と翼列における中心翼の前縁から 1 コード上流の位置における壁面静圧をもとに算出し，バルブ開度によって調整される。

実験条件は表 2 に示す通りであり，マッハ数及びインシデンスを変化させ複数の翼負荷条件で実験を行なった。また，図 3 のように翼の両面にアルミテープを貼ることで翼面上境界層遷移を促した翼型を使用した。以下ではこの翼型をトリップ翼と呼び，もともとのアルミテープのない翼型を通常翼と呼ぶ。

### 2.2. 計測方法

翼列から発生する音を対象として遠方場における音響計測と，熱線流速計を用いた翼後縁近傍での変動速度の計測を行った。

音響計測としては，遠方場での定点計測と音の指向性の計測を行った。図 4 にそれらの概要を示す。翼列における中央翼の中心を原点とし，流れ方向に $X$ 軸，これに垂直な方向に $Y$ 軸をとる。定点計測では図 4 に示す翼列の中心から 300 mm 離れた点 (0 mm, 300 mm) にマイクロホンを設置し，翼列から発生する音の特性を調べた。使用したマイクロホンは，Brüel & Kjær 社の 1/4 インチ Type-4939 である。一方，指向性計測では図 4 に示す 3×16 の格子点上で音響計測を行い，各点で得られた音圧レベルから音圧マップを描いて音の伝播方向を調べた。取得された信号は FFT アナライザ(小野測器 CF7200)で解析を行った。FFT 解析に際し，窓関数として Hann 関数を採用しており，特性フィルタによる重みづけは行っていない。サンプリング周波数は 128 kHz，サンプル数は 4096 であり，128 のデータを用いて平均化しパワースペクトルを算出した。計測の周波数帯域は，無響室の特性を含む計測系の特性から 50 kHz 以下としている。

図 5 には変動速度計測の概略を示す。中央翼の後縁からコード方向に 2 mm 下流の点を原点としてピッチ方向に $\xi$ 軸をとり，$\xi/p = -0.5\sim0.5$ の区間で計測を行った。ただし$p$はピッチ長を表し，$p = 24$ mm である。計測には定温度型熱線流速計(Stream Line Pro (Dantec Dynamics))，一軸ストレートタイプの熱線プローブを使用している。平均流速と乱れ度が算出でき，また FFT 解析によって変動速度のスペクトルが得られる。また，変

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

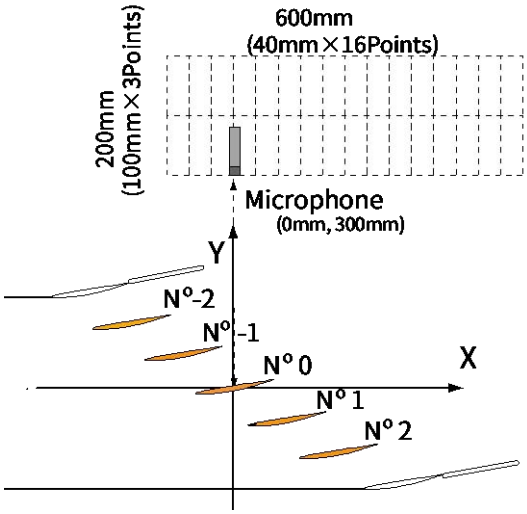



Fig. 4 Microphone settings

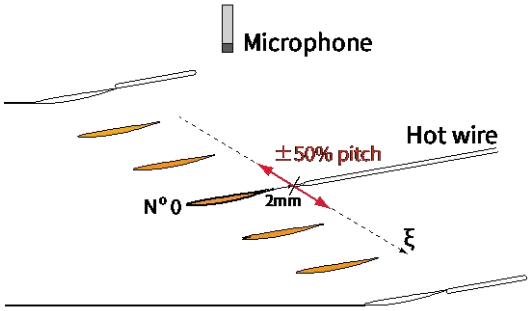



Fig. 5 Microphone and hot wire joint measurement

動速度計測と音響計測を同時に行い，両者の信号を用いてコヒーレンス関数を算出した。コヒーレンス関数は式(1)で示され，二信号間の周波数ごとの相関を表す。

$$\gamma^2 = \frac{W_{xy} \cdot W_{xy}^*}{W_{xx} \cdot W_{yy}} \tag{1}$$

## 3. 結果および考察

### 3.1 翼列から生じる音の基本特性

図 6 には $M$ = 0.4 において通常翼の翼列から発生する音のうち，代表的にインシデンス 4 ケースでのパワースペクトルを示す。横軸は周波数であり，縦軸の *SPL* (Sound Pressure Level) は基準圧力を 2.0×10$^{-5}$ Pa とした音圧レベルを表している。実線が取得された音のスペクトルであり，点線は翼列がない場合の背景音 (Background noise (BGN)) を表している。翼列発生音の結果は BGN に比べて 10 dB 程度大きくなっていることから，翼列から生じる音が十分な精度で捉えられている。図より 1 kHz から 10 kHz の低周波数帯に幅広い周波数でなだらかな成分をもつ広帯域音が発生し，35 kHz 近辺の高周波数帯に複数のピークを伴う離散周波数音が発生していることがわかる。

翼列から生じる音のみを検討するため，式(2)で表される $\Delta SPL$ を導入する。

$$\Delta SPL = 10 \log_{10}\left(10^{\frac{SPL}{10}} - 10^{\frac{SPL_{\mathrm{BGN}}}{10}}\right) \tag{2}$$

$\Delta SPL$ は計測された音圧レベルから BGN の音圧レベル $SPL_{\mathrm{BGN}}$ を差し引くことにより，翼列から生じる音のみを表す。

図 7 はマッハ数を変化させた時のパワースペクトルを示している。図 7(a)の $i$ = 7.2˚では，マッハ数が大きくなるとともに発生する広帯域音も大きくなっていることがわかる。図 7(b)の $i$ = 3.2˚でも低周波数帯の広帯域音は同様の傾向を示す。また，高周波数帯の離散周波数音は，マッハ数が大きくなるとともにそのピーク周波数が高周波数側へ移っている。これらのピーク周波数から，式(3)で定義されるストローハル数を求めた。

$$St = \frac{f \cdot L}{U} \tag{3}$$

代表長さ $L$ を翼後縁における境界層厚み，流速 $U$ を平均流速とし，$M = 0.3, 0.35, 0.4$の 3 ケースについて音圧レベルが最大となる周波数 $f$ からストローハル数を算出すると，それぞれ 0.20，0.22，0.21 という結果が得られた。単独翼では$Re_c$ = 10,000 から2,000,000 で同様のスペクトルを示す層流境界層に起因する渦放出音が発生し，種々の過去の実験結果からその周波数はストローハル数が 0.2 に対応することが知られている[5]。よって翼列でも単独翼と同様の離散周波数音が発生していると考えられる。

また，翼列から発生する広帯域音について，空力音響の 6 乗則による整理を試みた。6 乗則とは Lighthill 方程式の次元解析から導出され，固体壁面の圧力変動に起因する音（双極子音源）の音響パワーは流速の 6 乗に比例するというものである[6]。先述の通り翼列から生じる広帯域音はマッハ数が大きくなるにつれて音圧レベルが大きくなるが，音響パワーが厳密にマッハ数の 6 乗に比例して大きくなるならば，式(4)の$\Delta SPL_{\mathrm{scaled}}$によって異なるマッハ数でも同じ音圧レベルにスケーリングされる。図 8 は図 7(a)の結果について，6 乗則に従って式(4)の通りスケーリングした $\Delta SPL_{\mathrm{scaled}}$ を示している。なお参照マッハ数$M_{\mathrm{ref}}$ = 0.4とした。

$$\Delta SPL_{\mathrm{scaled}} = \Delta SPL + 10 \log_{10}\left(\frac{M_{\mathrm{ref}}}{M}\right)^6 \tag{4}$$

$M$ = 0.3, 0.35 の$\Delta SPL_{\mathrm{scaled}}$ をみると，2～10 kHz の低周波数帯で $M$ = 0.4 とおおよそ音圧レベルが一致している。したがってこの周波数帯は 6 乗則でおおよそ整理されると思われる。一方，20～30 kHz ではあまり一致が見られず，この周波数で発生する音は異なる要因によるものと思われる。

図 9 は $M$ = 0.4 での各インシデンスにおける $\Delta SPL$ を 20 dB ずつずらして示している。まず，低周波数帯の広帯域音については異なるインシデンス間で大きな違いは観察されない。一方，高周波数帯の離散周波数音は，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

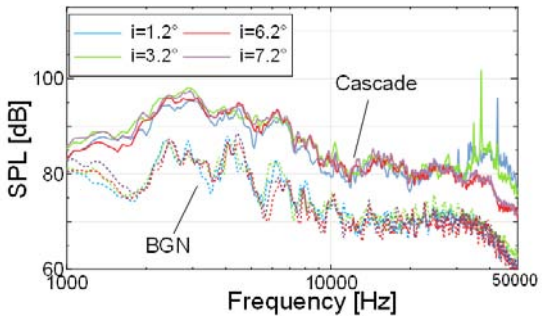
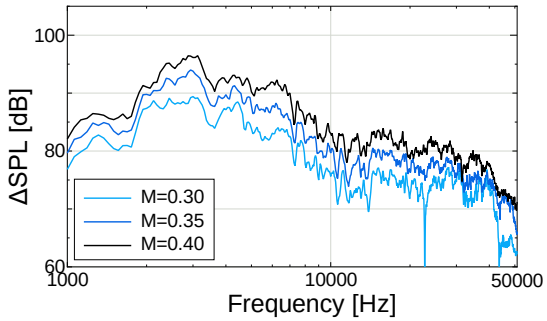
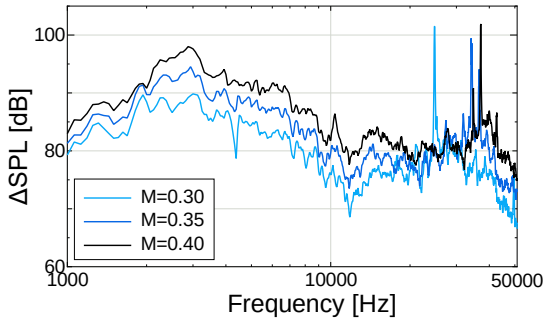



Fig. 6 Far field SPL, dotted line: w/o blade
solid line: cascade ($M$ = 0.4)




(a) $i$ = 7.2°




(b) $i$ = 3.2°

Fig. 7 Velocity characteristics of cascade noise

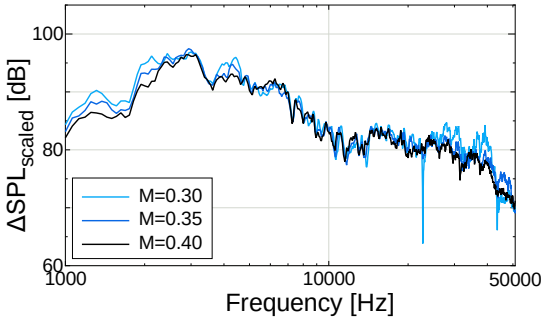



Fig. 8 Dependency of cascade noise on velocity ($i$ = 7.2°)

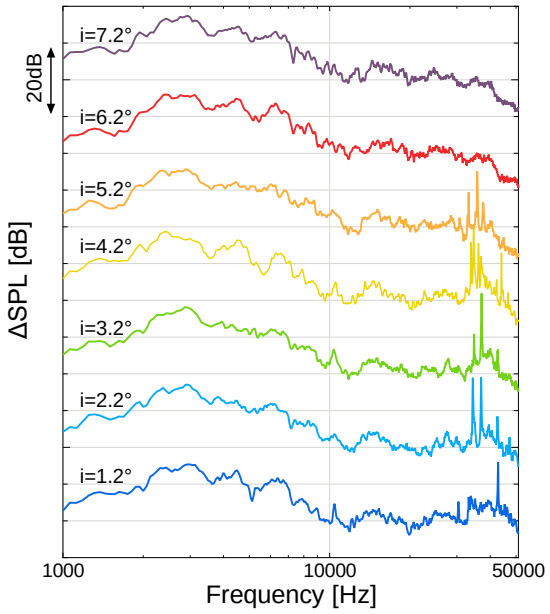



Fig. 9 Power spectrum of cascade noise
at various incidence angle ($M$ = 0.4)

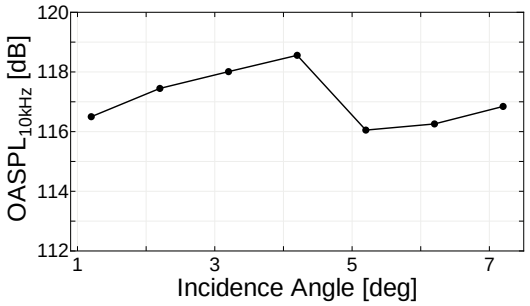


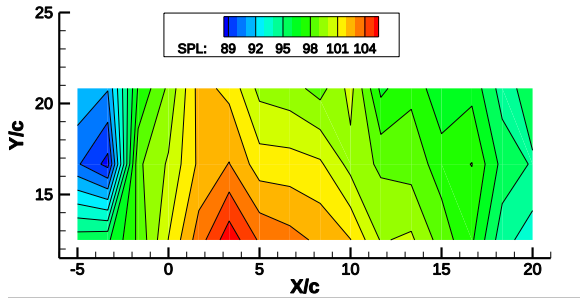

Fig. 10 Effect of incident angle on low frequency
broadband noise ($M$ = 0.4)

5.2°以下の低インシデンスでのみ発生しており，それより大きいインシデンスでは発生しないという様子が見られた。単独翼から発生する離散周波数音においても，高迎角時には周期的に放出される渦構造が崩壊し，離散周波数音が発生しなくなることが指摘されている[7]。翼列でもインシデンスが大きい時は同様の要因で離散周波数音が発生しなくなることが考えられる。

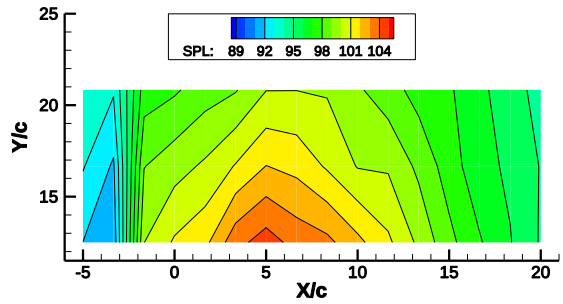
図 10 は 10 kHz 以下の低周波数帯で発生する広帯域音のインシデンスに対する音圧レベルの変化を示している。$OASPL_{10kHz}$は 10 kHz 以下の音圧レベルの総パワー和を表し，10 kHz 以下で発生する広帯域音の概算的音圧レベルの大きさを意味している。$OASPL_{10kHz}$は，1.2°からインシデンス増加に伴い大きくなり，4.2°から 5.2°にかけて一度小さくなった後，再度増加している。おおよその傾向としては翼負荷が大きくなるにつれて広帯域音が大きくなっている。

次に，翼列から発生する音のうち特徴的であった低周波数帯の広帯域音および高周波数帯の離散周波数音の二種の音について，1/3 オクターブバンドの音圧マップから指向性を調べる。図 11(a)は $M$ = 0.4，$i$ = 3.2°において 40 kHz を中心周波数とした 1/3 オクターブバンドの音圧マップであり，高周波数帯の離散周波数音の指向性を表

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.




(a) 1/3 octave band, center frequency 40 kHz



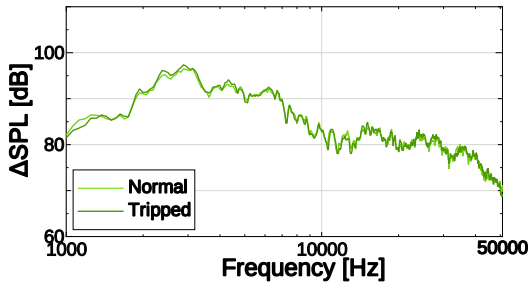

(b) 1/3 octave band, center frequency 3150 Hz

Fig. 11 Sound directivity ($M$ = 0.4 $i$ = 3.2˚)

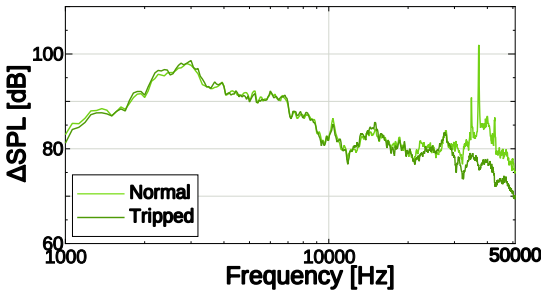
している。$X/c$ =3 あたりに最大値が存在していることから，離散周波数音は翼列から発生しており，流れと垂直方向に鋭い指向性をもつことがわかる。図 11(b)は中心周波数 3150 Hz の音圧マップであり低周波数帯の広帯域音の指向性を示している。こちらも流れと垂直方向に指向性を持っているが，離散周波数音に比べてやや下流側に傾いており，最大値も $X/c$ = 5 と下流側に存在している。ここで，流れと垂直方向の指向性は双極子音源の性質であり，翼列から生じる音の指向性と合致している。速度の 6 乗則で整理された前節の結果と合わせて考えると，低周波数帯の広帯域音は翼面上の圧力変動に起因する音であることが示唆された。

### 3.2 トリップ翼による影響

単独翼から発生する離散周波数音は，翼面上境界層が遷移するトリップ翼では発生しないことが知られている[8]。そこでトリップ翼の翼列騒音への影響を調べた。図 12 は，トリップ翼翼列でのパワースペクトルを通常翼翼列のものと比較した図である。図 12(a)は $i$ = 7.2˚での結果で，いずれの翼型でもほぼ同じパワースペクトルであり，翼面境界層遷移は広帯域音に大きく影響しなかった。一方，図 12(b)は $i$ = 3.2˚での結果を示す。離散周波数音が生じる 30 kHz 以上の高周波数帯において，トリップ翼では離散周波数音が消失する。さらにその付近の周波数で 5 dB 程度の音の広帯域的低減がみられる。先述のように通常の翼では層流境界層に起因する渦放出によって離散周波数音が発生するが，トリップテープによって層流境界層が遷移し渦放出が消え，結果として離散周波数音




(a) $i$ = 7.2˚




(b) $i$ = 3.2˚

Fig. 12 Effect of tripped blade on cascade noise ($M$ = 0.4)

が発生しなくなったと考えられる。

### 3.3 翼後縁近傍における変動速度計測

図 13 は中央翼の後縁近傍における熱線流速系の計測結果を示している。上から音のパワースペクトル，$\xi/p$ = 0.0における非定常速度変動スペクトル，そして両者から算出したコヒーレンス関数であり，高周波数成分に注目するため横軸を線形としている。離散周波数音の発生する周波数 37 kHz 付近に速度変動スペクトルでもピークが存在し，この周波数における速度変動が大きいことを示している。また，同周波数でコヒーレンス関数も大きい値をとり，37 kHz において 0.9 であった。離散周波数音と翼後縁における速度変動の強い相関が確認される。これは，周期的な渦放出によって特定の周波数で大きな速度変動が翼後縁で生じ，その結果離散周波数音が発生すると考えらえる。一方広帯域音の発生していた低周波数帯では大きなコヒーレンスは見られていない。

次に図 14 および図 15 は変動速度およびコヒーレンスの空間分布を示す。なお，図 14 において 16 kHz に生じている変動速度の極大域は計測時のノイズである。中央翼の翼後縁 $\xi/p = 0.0$ 付近で広い周波数帯にわたり変動速度が大きくなっており，翼の後流が確認される。このうち特に離散周波数音の生じる 34 kHz，37 kHz では，ある程度ピッチ方向に幅を持って変動速度の大きい領域が存在し，離散周波数音と関係する変動速度が翼から生じていることがわかる。また，コヒーレンスの空間分布から同周波数において大きなコヒーレンスが確認され，変動速度と離散周波数音の相関を支持している。

## 4. 結論

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

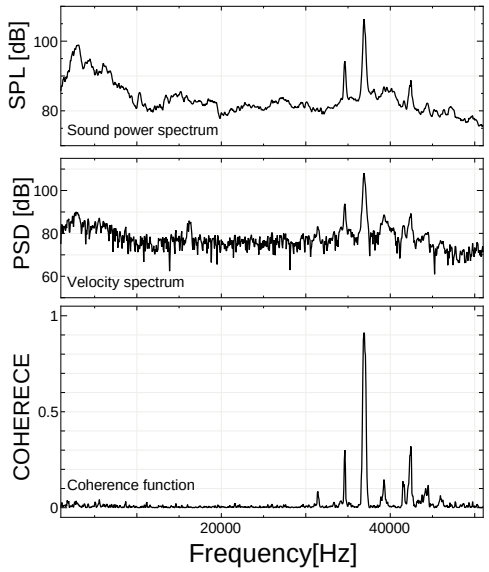



Fig. 13 Hot wire and microphone measurement, top: *SPL* middle: velocity spectrum bottom: coherence function ($M = 0.4$ $i = 3.2^\circ$ $\xi/p = 0.0$)

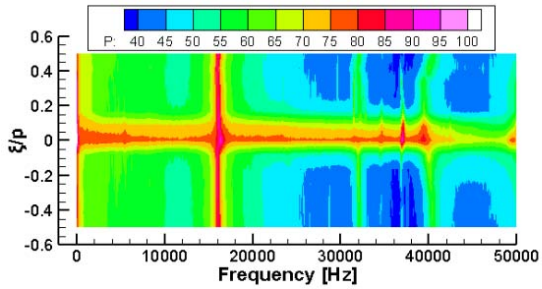



Fig. 14 Pitch-wise distribution of velocity fluctuation ($M = 0.4$ $i = 3.2^\circ$)

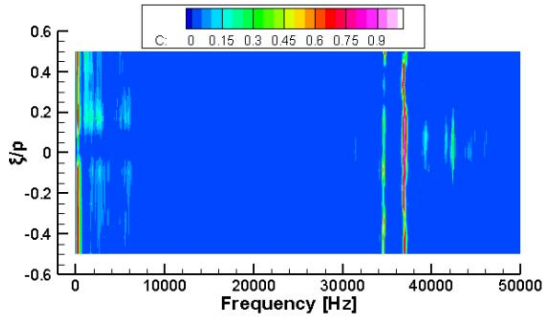



Fig. 15 Pitch-wise distribution of coherence function ($M = 0.4$ $i = 3.2^\circ$)

本研究では亜音速低騒音風洞を用いた実験により，圧縮機翼型で構成された翼列から発生する音を計測し，インシデンスに対する感度や流速依存性を議論した。また，翼面上境界層の遷移を促すトリップ翼により，翼面境界層が翼列騒音に与える影響を調べた。得られた知見は以下のようにまとめられる。

1. 亜音速翼列からは，低周波数帯の広帯域音および高周波数帯の離散周波数音が発生する。
2. 離散周波数音は，ピーク周波数がストローハル数で整理され，翼後縁における速度変動と相関を持つことから，後縁からの渦放出に起因する音であると推測される。
3. 離散周波数音は，ある一定以上のインシデンスでは発生しない。
4. 広帯域音は，音圧レベルが流速の 6 乗に比例し，流れと垂直方向に指向性を有することから，翼面上の圧力変動に起因する音であることが示唆される。
5. 広帯域音はインシデンスが大きくなるにつれ，その音圧レベルが増加する傾向を持つ。

## 参 考 文 献

(1) 大石勉，航空機騒音の低騒音化技術の現状と今後，日本ガスタービン学会誌, Vol.33. No.6 (2005), pp. 64-68.

(2) Thomas F. Brooks, D. Stuart Pope and Michael A.M., Airfoil Self-Noise and Prediction, NASA Reference Publication 1218 (1989)

(3) A. Finez, E. Jondeau, M. Roger and M. C. Jacob, Experimental Investigation of Trailing-Edge Noise from a Linear Cascade of Cambered Airfoils, 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA2011-2876 (2011)

(4) Yuji Koike, Toshinori Watanabe, Takehiro Himeno, Chihiro Inoue and Seiji Uzawa, Experimental Study of Broadband Noise Generated from Linear Cascade, Proceedings of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, AJCPP2018-156 (2018)

(5) Emma C. Nash, Martin V. Lowson and Alan McAlpine, Boundary-layer instability noise on aerofoils, J. Fluid Mesh, vol. 382 (1999), pp.27-61.

(6) Curle, N., The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proceedings of the Royal Society A231 (1955), pp.505-514.

(7) 藤沢延行，二次元翼から発生する空力騒音と翼周りの流れの可視化,可視化情報学会論文集,Vol.21 No.9 (2001), pp.123-129.

(8) Florence V. Hutcheson Thomas F. Brooks and Daniel J. Stead, Measurement of the noise resulting from the interaction of turbulence with a lifting surface, aeroacoustics volume 11 number 5 & 6 (2012), pp. 675-700.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-12

# 直線翼列風洞を用いた圧縮機翼列の翼端漏れ流れの計測

# Measurement of tip leakage flow of compressor cascade using a linear cascade wind tunnel

○伊志嶺 朝史[*1] 山城 紹吾[*1] 岡 優介[*1] 野崎 理[*2] 筒井 康賢[*2]
ISHIMINE Tomofumi YAMASHIRO Shogo OKA Yusuke Nozaki Osamu TUTUI Yasukata

**ABSTRACT**

We measured the tip clearance flow of the compressor cascade using a linear cascade wind tunnel. First, we constructed the linear cascade wind tunnel and measured the velocity distribution downstream of the cascade. In order to conduct experiments with a finite number of blades, it is necessary to ensure aerodynamic periodicity, but since it was concerned that the pressure increase due to the deceleration through the cascade could not be realized, a diffuser was installed and its effect was examined. Next, one of the side walls of the linear cascade test section was replaced with a moving wall, and the tip clearance flow between the wall and the tip was measured. As a result, it has become possible to see how the flow from the blade tip to the wall and the opposite flow changes depending on the running speed of the wall.

**キーワード：**圧縮機，翼列，直線翼列風洞，レーザードップラー流速計，翼端漏れ流れ
**Key Words:** Compressor, Cascade, Linear cascade wind tunnel, Laser Doppler velocimeter, Tip leakage flow

## 1. はじめに

ジェットエンジンには安全性が求められ、その構成要素の一つである圧縮機には十分な失速余裕が必要とされる。一方でジェットエンジンは燃料消費率の向上が図られており、圧縮機には失速余裕の確保だけでなく圧力比の向上も求められている。失速余裕の向上にはケーシングトリートメント等が既に実用化されているが、圧力比および効率に影響を及ぼすことが知られている。

そこで高知工科大学では圧力比および効率を維持しつつ失速特性を向上させることを目指しており、これまでに実験環境の整備として直線翼列風洞と可動壁装置が製作[(1)]された。今回、翼列風洞の周期性の確保と翼端からの漏れ流れを計測するため、直線翼列風洞と可動壁装置を用い、軸流圧縮機におけるケーシングと動翼間の流れを再現した。

## 2. 実験装置

### 2.1 直線翼列風洞

本実験に用いた直線翼列風洞は Fig.1 に示すように風洞出口の翼列試験部にターンテーブルを側壁として設置し、その 2 枚の側壁の間に翼列を構成している。流入角はターンテーブルにより 0～70 度まで変更でき、主流速度 40m/s での実験が可能である。試験翼は翼弦長 80mm の NACA65-810 翼型を用い、Fig.1 の左側の側壁に翼を取り付ける片持ち構造となっている。側壁を可動壁に取り換えることで、翼端とケーシング間の相対運動を直線翼列風洞で再現できるようにした。今回はピッチを 80mm に固定し各種計測を行った。



Fig. 1 Test section of linear wind tunnel

### 2.2 可動壁

本風洞は試験翼前縁が水平方向となるよう翼列が配置

*1 高知工科大学大学院
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185
*2 高知工科大学
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

されている。そのため、Fig.2 に示すように可動壁もターンテーブルと同じように回転できる構造となっており、最大 70 度の流入角に対応している。翼列に対し同方向に相対運動する壁は、モーターによって駆動されるムービングベルトとなっている。ベルト走行速度は最大 20m/s である。

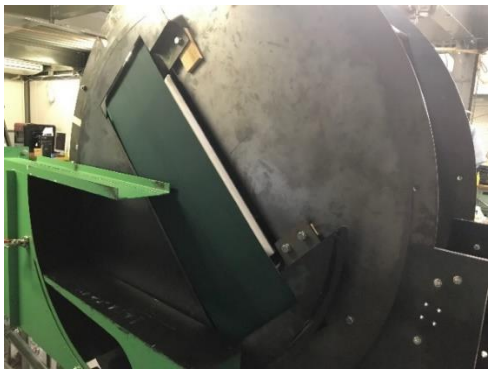


Fig. 2 Moving belt

### 2.3 三孔ピトー管

翼端漏れ流れの測定を行う前に直線翼列風洞の周期性を確認する必要があり、翼列前後の流れの変化をとらえるため、流れの向きと全圧を計測する回転機構付きの三孔ピトー管を製作した。プローブは 3 本の外径 1.0mm 内径 0.6mm の管から構成され側面の管先端を 45 度切り落としヨーメーターの機能を持たせた。プローブ先端がステッピングモーターの回転軸上に来るように、Fig. 3 のようにプローブを曲げている。側部のヨーメーターにより流れの角度を検出し、プローブに直結されたステッピングモーターにより流れと同じ角度まで回転し、中央の全圧管により流れの全圧を計測する。先端の詳細を Fig. 4 に示す。

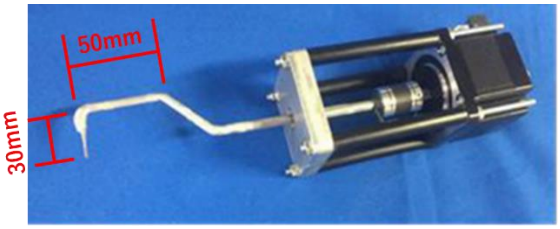



Fig. 3 Three hole Pitot tube

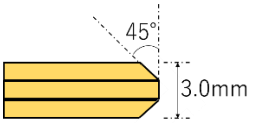



Fig. 4 Tip of three hole Pitot tube

### 2.4 レーザードップラー計測計

翼端間隙内の詳細な流れを計測するため、非接触で流れの計測が可能なレーザードップラー計測計(KANOMAX 社製)を用いた。レーザードップラー流速計は 2 本のレーザー光が交差するように照射され、交差した点にトレーサー粒子が通過することで発生する散乱光を受光素子で信号に変換し流速を導出する。

### 3. 翼列の周期性

直線翼列風洞は翼列の周期性を確保することが重要である。特に本翼列風洞は Fig. 5 に示すように 1 枚目の試験翼前縁に流入角 β の回転中心があり、流入角に対応して 7 枚目の翼前縁に接触している床板が移動し、流路が 2 つに分かれる構造となっている。この流路の変化が計測部への流量に影響を及ぼし、周期性に影響を与えると考えられた。そこで、周期性を確認するため三孔ピトー管を用い翼スパン中央における翼列下流の流速を計測した。計測範囲は Fig. 6 に示すように各翼列 150mm(約 2chord)翼列軸流後方、翼列 2 枚目から 6 枚目の翼後方の領域である。Fig. 7 は主流速度 40m/s、食違い角 22.3 度、流入角 30 度と 45 度における翼列後方の流速を示している。横軸は翼列ピッチ方向の計測位置を示している。Fig. 6 において翼列右上から左下に向かう方向を正とし、計測位置 0mm は翼列 2 枚目の翼後縁延長線上に相当する。流入角 30 度では速度の周期性の乱れは小さいが、流入角 45 度では 6 枚目の翼に近づくにしたがって周期性に乱れが生じ周期性が確保できていない。

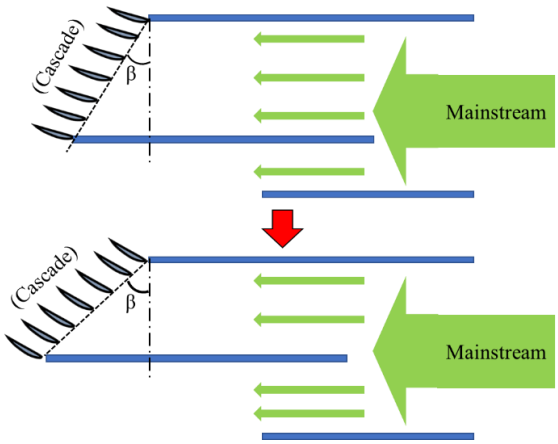



Fig. 5 Structure of cascade tunnel outlet

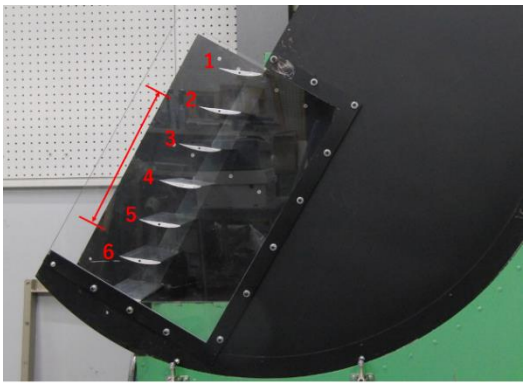



Fig. 6 Measurement area of downstream velocity

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

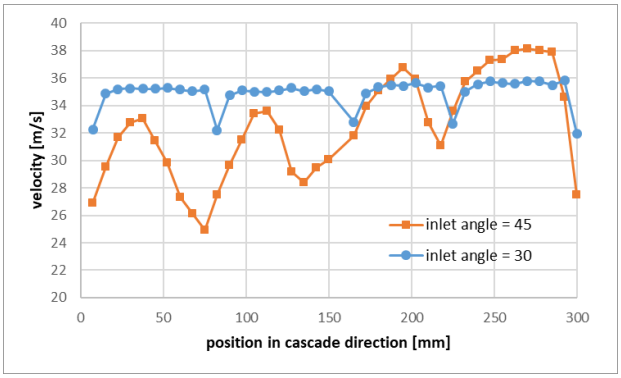



Fig. 7 Velocity distribution downstream

横軸 160mm 付近は翼列 4 枚目の後縁延長線上に相当するが、以降の翼後方の流速を比較すると主流の減速が不十分であることがわかる。これは Fig. 5 において床板にて分かれた計測部下方の領域の流れが計測部に流れる流量に影響を及ぼし、計測部の流れが翼列に沿って適切に転向されず結果的に減速されないためであると考えた。改善のため Fig. 8 のように下方の流路にディフューザーを取り付け、流量を制御することにより周期性の改善を試みた。Fig. 8 に示すようにディフューザーは流路を下方に拡大する構造となっている。Fig. 9 はディフューザーの傾斜角度による翼列後方の流速分布である。

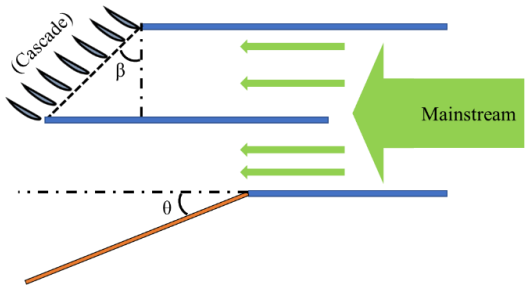



Fig. 8 Internal structure of diffuser

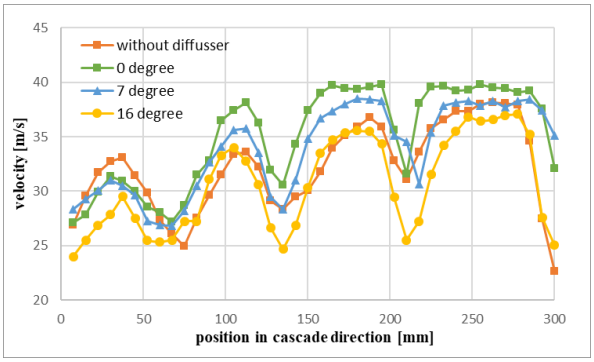



Fig. 9 Velocity distribution in downstream

計測位置 160mm 付近が翼列中央の 4 枚目の後縁部延長線上に相当する。ディフューザー角度 0 度では翼列の 4 枚目以降の位置ではディフューザーを設置していない状態と比較すると速度が大きく、主流速度とほぼ同等である。このことから 4 枚目以降の翼は失速しており、翼列として機能していないと考えられる。しかし、ディフューザーの角度が大きくなるにしたがって、4 枚目以降の翼後縁延長線上の速度は 2 枚目から 3 枚目の翼の後縁延長線上の流速に近づいており周期性改善の傾向が得られた。今回設計したディフューザーでは 16 度以上の角度をつけられなかったが、機構が有効であることが確認できた。

## 4. 翼端漏れ流れの計測

レーザードップラー流速計を用いて翼端とベルトの間の流れを計測した。ベルトや翼にレーザー光を遮られることを防ぐため、Fig. 10 に示すようにプローブを鉛直方向から 2.8 度傾けて取り付けている。そのため、スパン方向から約 2.8 度鉛直上向きに傾斜した翼端漏れ流れを計測した。実験条件は流入角 45 度、食い違い角 22.3 度、主流流速 30m/s である。翼端とベルトとの間隙は 3.5mm あり、ベルト駆動時のベルト表面速度は 10m/s である。翼列を構成する 7 枚中 4 枚目の翼の翼端から 2.8mm ベルト側の面を計測した。なお、鉛直方向からレーザー光を照射すると 3 枚目の翼にさえぎられ、前縁部はレーザー光を交差できず計測できないため、計測できた領域は前縁部から 20mm 以降、すなわち翼弦長にして 1/4 以降の領域である。Fig. 11 は計測範囲を示しており、翼正圧面 3mm ピッチ方向上方からピッチ方向に 18mm 下方、前縁部 20mm 後方から後縁 10mm 後方の領域である。Fig. 12 および Fig. 13 はベルトが停止した条件と駆動した条件での漏れ流れの流速を計測したものである。翼との位置関係を明確にするため翼の外形を示してある。

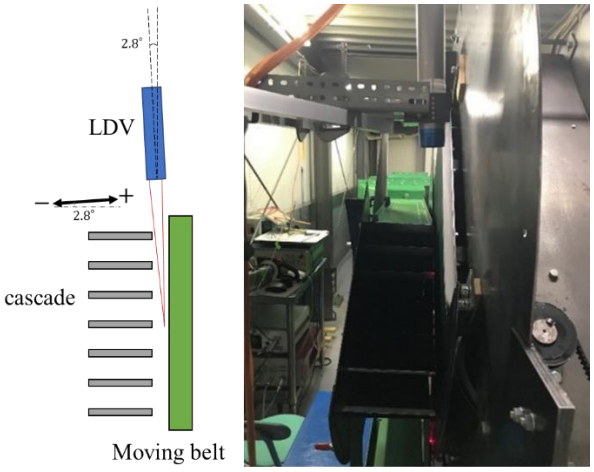



Fig. 10 Measurement of Laser Doppler Velocimetry

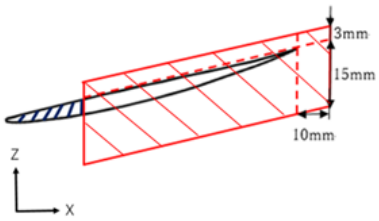



Fig. 11 Measurement area of tip leakage flow

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

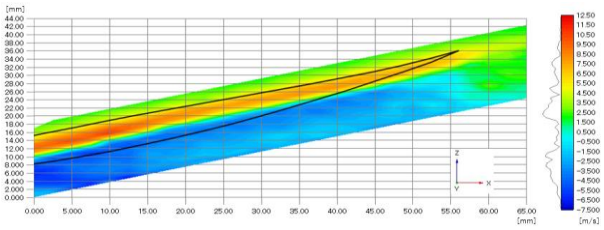


Fig. 12 Velocity distribution with wall speed = 0 m/s

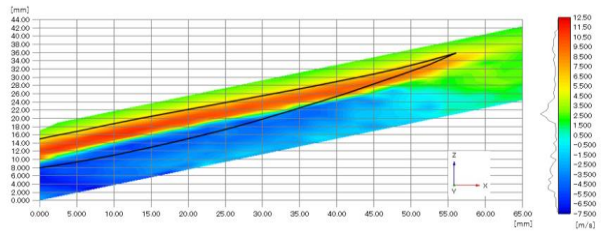


Fig. 13 Velocity distribution with wall speed = 10 m/s

翼端から壁側に向かう流れを正、壁側から翼端に向かう流れを負の値として表している。Fig. 12、Fig. 13 共に正圧面から壁方向への流れ、負圧面から翼端側への流れを確認し翼端漏れ流れを確認できた。ベルトの稼働によってベルト表面に誘起された流れが、翼端間隙を通過する流量を増加させたため、正圧面上と負圧面上の計測位置 0mm～50mm、すなわち翼弦長の約 20~90%の領域において速度の絶対値が増大したと考えられる。一方で、負圧面上の翼弦長 90%以降では翼端側から壁側方向へ速度ベクトルが変化した領域がある。停止時の当領域の速度は微小であるが、稼働時はベルト表面上の流れに影響を受けたため変化したと考えた。そのため、よりベルト移動速度を上昇させた場合、速度ベクトルが変化する領域が拡大し、後縁に近い領域では翼端側への流れは減少することが予測される。

## 5. 結言

前報[1]では実験環境整備として翼列風洞を製作し基本性能の調査を行った。今回は周期性の改善と翼端漏れ流れの計測を目的とし三孔ピトー管及び可動壁の製作、実験などを行った。

周期性の改善において、計測部下方の流路にディフューザーを設置することで周期性に改善が見られたが、流路内の減速が十分ではなく解決には至らなかった。今後はより適切な減速を可能にするディフューザーの製作と周期性確保のための調整が課題である。

また、可動壁装置のベルト駆動による翼端漏れ流れの変化をレーザードップラー流速計による計測で確認した。今後はベルト速度による漏れ流れの変化の調査および、翼端間隙だけでなく翼端による後流の変化を調査するため熱線風速計や五孔ピトー管などによる計測を検討している。

## 参 考 文 献


(1) 山城紹吾、安藤宏晃、伊志嶺朝史、野崎理、筒井康賢：圧縮機翼列実験の環境整備　第 45 回日本ガスタービン学会定期公演会（松山）講演論文集(2017) pp.165-169

(2) Emery, J.C. ,　他 3 名, NACA Rep.1368 (1958)


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-13

# タービンにおけるリーン翼のエロージョン特性と空力性能の数値シミュレーション

# Numerical Simulation of Erosion and Aerodynamic Performance of Lean Vane in Turbine

○荒井 直己[*1] 福留 功二[*1] 山本 誠[*1] 鈴木 正也[*2] 大北 洋治[*2]
ARAI Naoki FUKUDOME Koji YAMAMOTO Makoto SUZUKI Masaya OKITA Yoji

**ABSTRACT**

The turbine inlet temperature (TIT) has been increasing to develop the high-efficiency jet engines. Realization of the high TIT needs a higher-heat-resistant material. Ceramic matrix composite (CMC) is the most promising candidate, though it is weak for erosion. We have focused on an aerodynamic approach to reduce the erosion damage for the safety and long lifetime. In this study, we carry out multi-physics numerical simulations for lean vanes to evaluate the erosion damage and aerodynamic performance change. As a result, lean vanes improve aerodynamic performance, while they enhance the erosion damage of ductile material. The erosion increase is caused by the secondary impingements with low impinging angle. Therefore, lean vanes made by brittle material such as CMC are expected to decrease the erosion damage.

**キーワード：**数値シミュレーション，タービン，ジェットエンジン，リーン，サンドエロージョン
**Key Words:** Numerical simulation, Turbine, Jet engine, Lean, Sand erosion

## 1. 諸言

ガスタービンの高効率化に向けて，タービン入口温度の高温化が進んでいる。これまで Ni 基超合金や冷却技術の発展により，高温化を実現してきた。しかしながら，近年ではタービン入口温度が合金の融点に近づき，現状の材料による高温化の限界に近づいている。そこで，更に高い耐熱性を有するセラミックス基複合材料（CMC）の利用が期待されている(1)。しかし，CMC は Ni 基超合金に比べ，耐水蒸気性，耐エロージョン性に劣る。したがって，部材表面を保護し，長期利用を可能にする耐環境性コーティング（EBC）が必要であり，EBC には耐エロージョン性が要求される。特に航空機用ジェットエンジンでは環境中の固体粒子の吸込みが想定され，EBC の損傷や剥離による安全性やメンテナンスコストへの影響が懸念されている。

宇宙航空研究開発機構（JAXA）は，材料的アプローチに加え，空力的アプローチによる対策で EBC の長寿命化を検討している。しかしながら，この空力的アプローチを用いたエロージョン抑制に関する先行研究は少ない。Wen ら(2)は，軸流ファンに対してスイープとリーンを適用し翼形状を変化させ，リーンは壊食量の低減効果が高いことを示した。しかし，タービンについては十分な知見が得られておらず，設計指針が得られていない。また，翼形状の変化による空力性能への影響も考慮する必要がある。

本研究は，タービン静翼のエロージョンを三次元数値解析により評価する。11 種類のリーン形状を有する静翼の壊食量と空力性能を比較し，リーンによるタービン静翼の耐エロージョン性向上に関する設計指針を得ることを目的とする。

*1 東京理科大学
〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1
*2 宇宙航空研究開発機構（JAXA）
〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1

## 2. 数値計算手法と計算対象

### 2.1 数値計算手法

本研究では，JAXA が開発した CFD 汎用化基盤プログラム UPACS(3), (4)（Unified Platform for Aerospace Computational Simulation）を用いて，以下の手順で計算を行った。粒子の混入によって流体が受ける影響は小さいため，One-Way Coupling を採用し，弱連成法によって計算を行った。計算の手順は以下の通りである。

(1) 流れ場計算：壊食前の流れ場の定常解を算出する。
(2) 粒子軌道計算：流れ場情報を用いて粒子追跡を行い，壁面への衝突情報を取得する。
(3) 壊食計算：粒子の衝突情報から，壊食量を算出する。

流れ場は，三次元圧縮性乱流場を仮定した。支配方程式には，ファーブル平均した連続の式，ナヴィエ・スト

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ークス方程式，エネルギ式を使用し，乱流モデルには Spalart-Allmaras モデル[5]を採用した。離散化はセル中心有限体積法に基づき，対流項には Roe の近似リーマン解法[6]と二次精度 MUSCL 法，粘性項には二次精度中心差分を使用した。時間進行には MFGS 陰解法[7]を適用した。

粒子軌道は，粒子をラグランジュ的に追跡して得た。粒子は球形で，変形・回転はなく，粒子への作用力は流体からの定常抗力のみとした。粒子濃度が希薄なため，粒子から流れ場への影響，粒子間衝突は無視した。

壊食計算には Neilson-Gilchrist モデル[8]を用い、壊食痕の形状を線状に近似表現するエロージョンライン法[9]を用いて壊食量を各セルに配分した。

### 2.2　計算対象および計算条件

計算対象は，JAXA で行われた「グリーンエンジン技術の研究開発」[10]で設計された高圧タービン翼列である。計算領域と計算格子の概略を図 1，2 に示す。計算格子にはマルチブロック法を適用し，H-O-H 型のトポロジーを採用した。ブロック数は 27，総格子点数は約 180 万点である。図中の色は各ブロックを表す。リーン形状は，各スパン方向比における翼断面をピッチ方向に回転させ，ベジエ曲線で補間した。回転角度 0.0 deg.を Original，回転角度が流れ方向に対して正のものを Compound Lean (CL)，負のものを Reverse Compound Lean (RCL)と呼称する。リーンパラメータを表 1 に示す。CL1-3 はスパン方向比を変化させた形状，CL4-5 はエンドウォール近傍の変化を抑えた形状，CL6-8 は CL1，3，5 の角度を抑えた形状，RCL1-3 は CL1，3，5 の逆角度の形状である。

周期境界条件を周方向に用いて翼 1 枚のセクター計算を行った。流入境界は Riemann 不変量を用いて全圧・全温・乱流粘性パラメータを固定し，流出境界は静圧を固定した。固定する値は，全ケースで Original 翼の空力設計点のパラメータと同一である。壁面は滑りなし・断熱壁とした。壁材質は IN718 であり，密度は 8.19 g/cm$^3$ である。IN718 は通常，高圧タービンに適用される材料ではないが，比較的低温の条件でのエロージョンパラメータが公開されている[11]ため，本研究では IN718 を採用した。粒子はアルミナとし，密度は 3.89 g/cm$^3$，直径は 50 μm で均一とした。粒子投入量は MIL-E-5007D[12]に規定される砂吸込試験に相当する量とした。なお、全粒子の追跡は計算コストが過大となるため，追跡粒子数は 100 万個とし，総量の収支から求めた係数を乗じて局所損失質量を補正した。

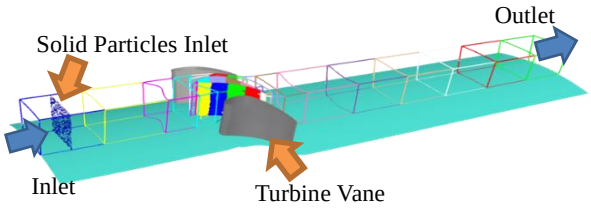


Fig. 1　Computational Domain

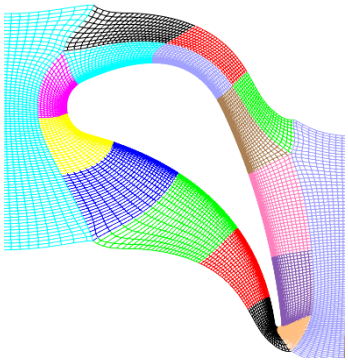

Fig. 2　Grid around Original Vane

Table 1　Lean Parameter

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Original | Span Ratio [-] | N/A | N/A | N/A |
| | Rotate Angle [deg.] | N/A | N/A | N/A |
| CL1 | Span Ratio [-] | 0.45 | 0.50 | 0.55 |
| | Rotate Angle [deg.] | 1.0 | 1.0 | 1.0 |
| CL2 | Span Ratio [-] | 0.40 | 0.50 | 0.60 |
| | Rotate Angle [deg.] | 1.0 | 1.0 | 1.0 |
| CL3 | Span Ratio [-] | 0.25 | 0.50 | 0.75 |
| | Rotate Angle [deg.] | 1.0 | 1.0 | 1.0 |
| CL4 | Span Ratio [-] | 0.10 | 0.50 | 0.90 |
| | Rotate Angle [deg.] | 0.0 | 1.0 | 0.0 |
| CL5 | Span Ratio [-] | 0.05 | 0.50 | 0.95 |
| | Rotate Angle [deg.] | 0.0 | 1.0 | 0.0 |
| CL6 | Span Ratio [-] | 0.45 | 0.50 | 0.55 |
| | Rotate Angle [deg.] | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
| CL7 | Span Ratio [-] | 0.25 | 0.50 | 0.75 |
| | Rotate Angle [deg.] | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
| CL8 | Span Ratio [-] | 0.05 | 0.50 | 0.95 |
| | Rotate Angle [deg.] | 0.0 | 0.5 | 0.0 |
| RCL1 | Span Ratio [-] | 0.45 | 0.50 | 0.55 |
| | Rotate Angle [deg.] | -1.0 | -1.0 | -1.0 |
| RCL2 | Span Ratio [-] | 0.25 | 0.50 | 0.75 |
| | Rotate Angle [deg.] | -1.0 | -1.0 | -1.0 |
| RCL3 | Span Ratio [-] | 0.05 | 0.50 | 0.95 |
| | Rotate Angle [deg.] | 0.0 | -1.0 | 0.0 |

## 3.　結果と考察

### 3.1　壊食前の流れ場

壊食前のミッドスパン断面における流れ場を図 3 に示す。静圧，全圧は流入全圧で無次元化している。流入マッハ数と流出マッハ数はそれぞれ約 0.1，0.8 である。ノズルスロート部でマッハ数が 1.0 に近づく領域が確認できるが，チョークの発生は確認されなかった。

負圧面の静圧分布を図 4 に示す。リーン形状によって

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

スパン方向に圧力勾配が生じ，スパン方向の流れが誘起される。リーン角度が小さくなると，発生する圧力勾配も小さくなり，スパン方向の流れは抑制される。CL は二次流れ損失を抑制するが，主流の摩擦損失を増大させる傾向があり，RCL は逆の傾向が確認された。

空力性能を評価するために，全圧損失係数を導入する。全圧損失係数 $\omega$ は次式で定義される。

$$\omega = \frac{P_{total,in} - P_{total,out}}{\rho_{in} v_{in}^{2} / 2} \qquad (1)$$

ここで，$P_{total}$，$\rho$，$v$ はそれぞれ流体の全圧，密度，速度を示しており，添え字 in，out はそれぞれ流入，流出を示している。全圧損失係数は小さいほど良い空力性能を有していることを意味する。本計算の条件では静翼下流のスワールが残留し下流のエンドウォール境界層の発達が過大となることから，流入を翼の 1 コード長上流，流出を翼の 0.3 コード長下流として，下流を狭く設定した。

各翼の壊食前の全圧損失係数を図 5 に示す。CL は Original 翼よりも良い空力性能を示している。スパン方向比の異なる CL1-3 を比較すると，CL2，CL1，CL3 の順に空力性能が向上した。したがって，ミッドスパンから±10%スパンの範囲を傾斜させないようにリーンさせると損失低減効果が高くなると推測される。エンドウォール近傍の変形を抑制した CL4 と CL5 ではさらに損失低減効果が大きく，特に CL5 は全ての翼の中で最も空力性能が優れている。また，CL1-5 と CL6-8 の比較より，リーン角度が大きいほど空力性能の向上が確認できる。一方，RCL は，スパン方向圧力勾配が小さい RCL2 のみ Original 翼よりも空力性能が低下した。スパン方向圧力勾配が大きい RCL3 で最も空力性能の向上が確認された。

Original 翼の $Q$ 値の等値面を図 6 に示す。渦は無次元ヘリシティで色付けしている。翼の前縁から馬蹄渦が発生しており，翼間では流路渦が発生している。これは一般的なタービン内で発生する渦と同じ傾向を示している[13]。代表的な翼の $Q$ 値の等値面を負圧面側から見た図を図 7 示す。エンドウォール付近に発生した流路渦は CL では比較的小さく，RCL では比較的大きく存在することが確認できる。このことから，渦の抑制が空力性能に大きな影響を与えていると考えられる。CL1 と CL2 の比較では，制御するスパン方向比の変化が小さいため，渦構造はさほど変化しない。空力性能が最も優れている CL5 は，渦が縮小するとともに，ヘリシティの大きい領域がミッドスパンに移動している。また，CL1 と CL6 を比較すると，リーン角度が大きいほど，渦構造の変化が大きいことが確認できる。

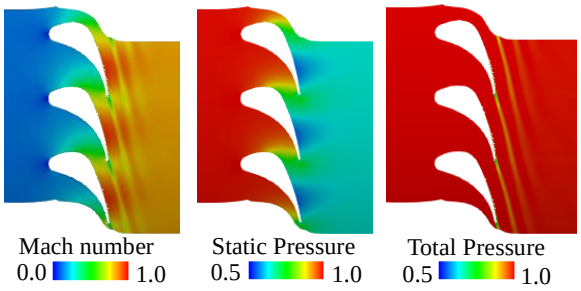



Fig. 3 Flow Field at Midspan before Erosion

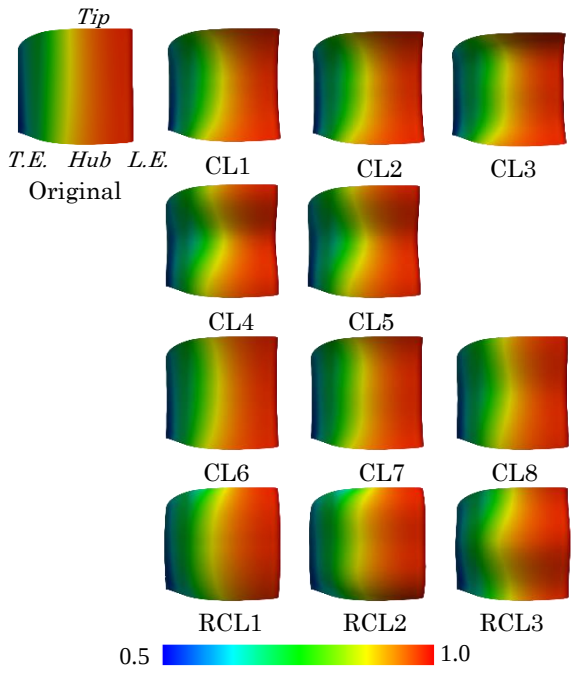



Fig .4 Static Pressure on Suction Surface before Erosion

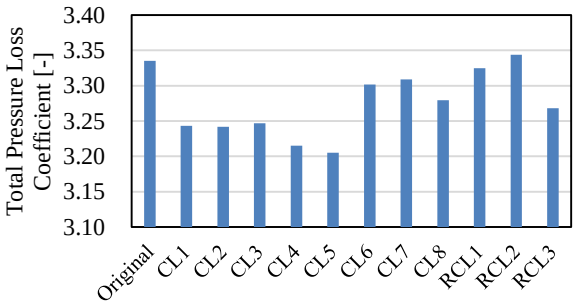



Fig. 5 Total Pressure Loss Coefficient before Erosion

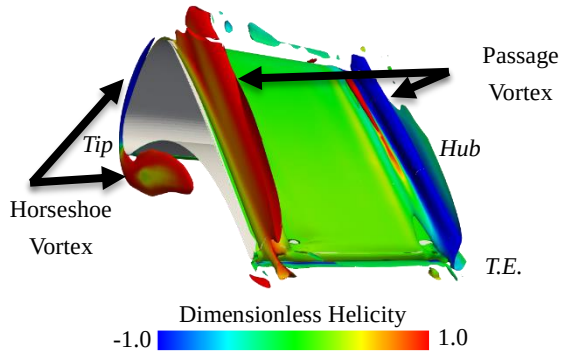



Fig .6 $Q$-criterion of Original Vane

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.2　粒子軌道と損傷パターン

25%スパンから流入させた粒子の軌道を図 8 に示す。色は流入速度で無次元化された粒子速度の大きさを表している。粒子は主に正圧面に衝突し，下流で正圧面に再び衝突する。一方，前縁負圧面側に衝突した粒子は，隣接する翼の正圧面後縁付近に再衝突する。この挙動を示す粒子は隣接する翼に再衝突するまでに加速され，一次衝突時と同程度の速度を有している。CL の場合，正圧面に衝突した粒子はハブ側に跳ね返り，負圧面に衝突した粒子はミッドスパン側に跳ね返る。RCL の場合はその逆である。スパン方向比が異なる CL1 と CL2 を比較すると，制御するスパン方向比がミッドスパンに集中しない CL2 では，25%スパンの傾きが緩やかになり，粒子のスパン方向運動は小さくなる。空力性能の良い CL5 は 25%スパンにおける傾斜が大きいため，粒子のスパン方向運動が大きく，ミッドスパン近傍に再衝突する。リーン角度が異なる CL1 と CL6 を比較すると，リーン角度が小さい CL6 では，粒子のスパン方向の運動が小さくなるため，衝突位置は Original 翼に近づく。

各翼の壊食量を図 9 に示す。壊食量は Original 翼の壊食量で無次元化している。すべてのリーン翼は Original 翼よりも壊食量が増加していることが確認できる。また，リーン角度が大きいほど壊食量が大きくなっている。一般に，延性材料は切削壊食が生じやすく，脆性材料は変形壊食が生じやすいことが知られている。切削壊食は衝突角度が小さいときに生じやすい現象である。リーン翼は，上述の粒子軌道の変化によって，二次衝突時の衝突角度は Original 翼に比べて小さくなる。本研究では延性材料である IN718 が対象であるため，壊食量の増加は，切削壊食の増加に起因するものと考えられる。したがって，脆性材料である CMC を対象とした場合は壊食量が減少すると推測される。

各翼の壊食深さ分布を図 10 に示す。壊食深さは Original 翼の最大壊食深さで無次元化している。正圧面後縁付近で壊食が激しくなっており，負圧面側での壊食はほとんど見られない。正圧面後縁付近は一次衝突に加え，隣接翼前縁に衝突した粒子の二次衝突の影響によって，壊食が激しくなる。CL の場合，二次衝突がミッドス

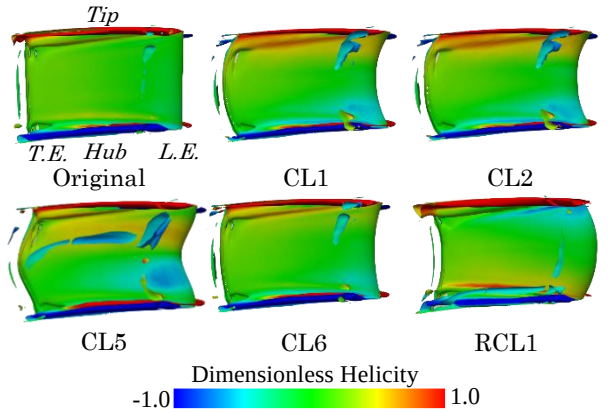


Fig .7　Q-criterion on Suction Surface

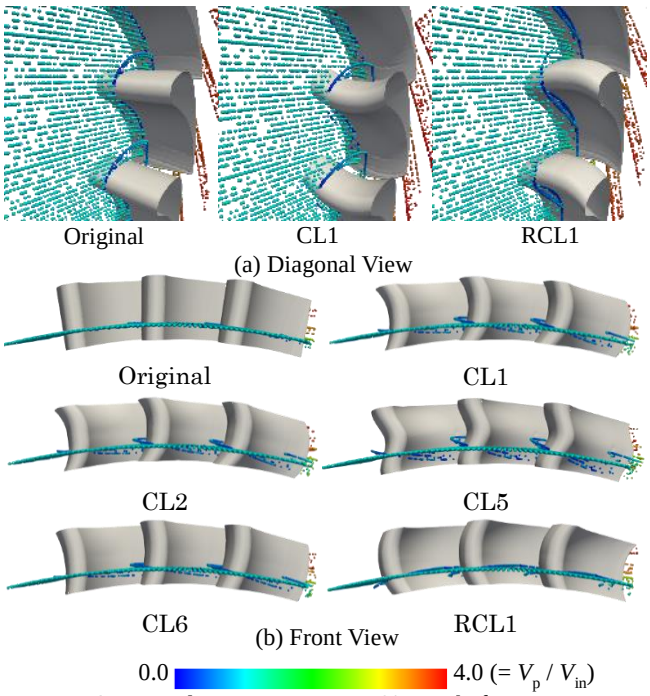


Fig. 8　Particle Trajectories at 25% span before Erosion

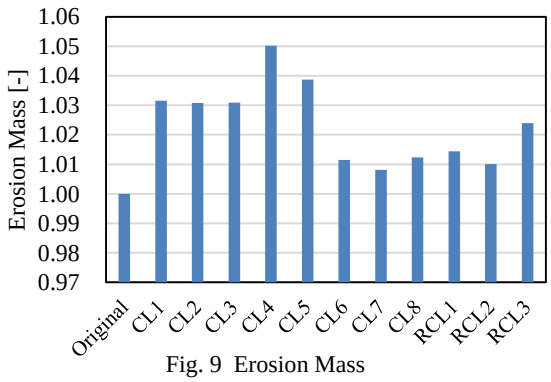


Fig. 9　Erosion Mass

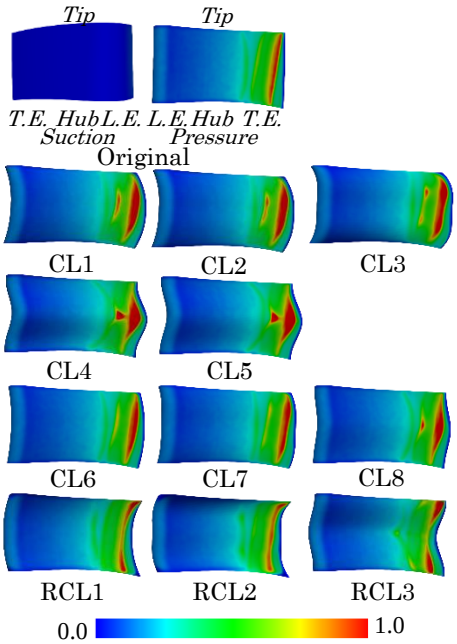


Fig .10　Erosion Depth

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

パン側に集中するため，ミッドスパン側の壊食が激しくなり，RCL ではエンドウォール側の壊食が激しくなることが確認できる。CL1-3 を比較すると，制御するスパン方向比がミッドスパン側に近づくほど，二次衝突位置はスパン方向に広がるため，CL1 では後縁付近の壊食深さ分布が連続的になる。逆に，CL4，CL5，CL8，RCL3 のようなエンドウォール近傍の形状変化を抑えたケースでは，ミッドスパン付近の傾斜が急峻になり，粒子の二次衝突位置が著しくミッドスパンに集中し，壊食が激しくなる。特に，リーン補間曲線の変曲点近傍（正圧面が凸，負圧面が凹）では二次衝突が集中するため，著しい壊食が発生する。また，CL1-5 と CL6-8 の比較より，リーン角度が小さくなると，二次衝突位置が Original 翼に近づくため，壊食深さも Original 翼に近くなることが分かる。

## 4. 結言

リーンによるタービン静翼の耐エロージョン性向上に関する設計指針を得るため，11 種類のリーン翼についてサンドエロージョン現象の数値シミュレーションを実施した。得られた知見は以下の通りである。

- 本研究で対象としたタービン静翼では，Compound Lean で空力性能の向上，Reverse Compound Lean で空力性能の低下が確認された。
- リーンを制御するスパン方向比によって空力性能に若干の差が生じ，ミッドスパンから±10%スパンの範囲を傾斜させないようにリーンさせる場合，エンドウォール近傍はリーンさせない場合において損失低減効果が高い。
- 本研究のリーン角度では，リーン角度が大きいほど，空力性能への影響が大きい。
- リーン翼では Original 翼よりも二次衝突の衝突角度が低くなるため，切削壊食の影響が大きくなる。延性材料である IN718 を材料とした場合，全てのリーン翼は Original 翼よりも壊食量が増加した。
- リーン形状は壊食分布に大きく影響し，リーン補間曲線の変曲点近傍（正圧面が凸，負圧面が凹）に壊食が集中する。
- リーン角度が大きいほど壊食量の増加は大きくなる。

本研究では，エロージョンパラメータが既知の IN718 を対象としたが，リーンによるエロージョン低減効果は CMC を想定しているため，今後は材料を CMC とした解析を行う。また，空力性能についてはリーン形状を有する複数の静翼について壊食前の状態で比較を行ったが，壊食後については評価ができていない。リーン形状によって壊食分布が大きく異なるため，壊食後の空力性能の低下率にも影響を及ぼすことが予想される。壊食後の空力性能に関する比較については今後の課題としたい。


## 謝辞

本研究の一部は学術研究助成基金助成金：挑戦的萌芽研究 16K14165, 科学研究費補助金:若手研究(A)16H06067 の助成を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。


## 参 考 文 献


(1) 科学技術振興機構，セラミックコーティング，https://www.jst.go.jp/sip/k03/sm4i/dl/pamph_c_j.pdf (accessed on 24 January, 2019)

(2) Wen, S., Wang, J., Li, T., and Xi, G., Reducing Solid Particle Erosion of an Axial Fan with Sweep and Lean using Multidisciplinary Design Optimization, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 228, No. 14 (2014), pp. 2584-2603.

(3) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R., and Iwamiya, T., Development of a Common CFD Platform UPACS, Proceedings of the Parallel CFD 2000 Conference, (2000), pp. 257-264.

(4) 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, Vol. 19, C-5-4 (2014), pp. 1-5.

(5) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA-1992-439 (1992), pp. 5-21.

(6) Roe, P. L., Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 18 (1986), pp. 337-365.

(7) 嶋英志，構造/非構造 CFD のための簡単な陰解法，第 29 回流体力学講演会講演集, (1997), pp. 325-328.

(8) Neilson, J. H. and Gilchrist, A., Erosion by a Stream of Solid Particle, Wear, Vol. 11, No. 2 (1968), pp.111-122.

(9) Suzuki, M., Inaba, K., and Yamamoto, M., Numerical Simulation of Sand Erosion in a Square-section 90-degree Bend, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 3, No. 7 (2008), pp. 868-880.

(10) 宇宙航空研究開発機構，グリーンエンジン技術，http://www.aero.jaxa.jp/research/ecat/greenengine/ (accessed on 21 January, 2019).

(11) Swar, R., Hamed, A., Shin, D., Woggon, N., and Miller, R., Deterioration of Thermal Barrier Coated Turbine Blades by Erosion, International Journal of Rotating Machinery, 601837 (2012), pp. 1-10.

(12) MIL-E-5007D: Engine, Aircraft, Turbojet and Turbofan, General Specification For, US Military Specification (1973).

(13) Sieverding, C.H., Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages, J. Eng. Gas Turbines Power, 107 (1985), pp. 248-257


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-14

# Direct Numerical Simulation on Atomization-Evaporation Process of Liquid Jet in an Oscillating Crossflow

○温 健[*1] 黒瀬 良一[*1]
WEN, Jian KUROSE, Ryoichi

**ABSTRACT**

A numerical simulation of primary atomization-evaporation process of a round liquid fuel jet injected into an oscillating crossflow is performed by direct numerical simulation (DNS), which employs a coupled Levelset and VOF (CLSVOF) method for the interface tracking and a Lagrangian approach for the atomized evaporating fuel droplets, namely the Eulerian/Lagrangian coupling. The DNS is conducted under the conditions of the pressure of 3.0 MPa and the amplitude of crossflow oscillation of 20%, which results in the instantaneous Weber numbers of 27 – 61. The results show that the oscillating flow field has great influence on the spray atomization characteristics such as liquid jet column penetration, atomization behavior, droplets generation behaviors for a given frequency as well as the evaporation process such as fuel droplet evaporation rate and fuel vapor distribution.

**Key Words:** DNS, Spray atomization, Oscillating flow, CLSVOF, Jet Engine

## 1. Introduction

Spray combustion is a complex phenomenon which is utilized in high power density devices such as gas turbine and jet engine comprising fuel atomization, evaporation, mixture with surrounding air and chemical reaction. To guide the industrial development and optimize the equipment as well as running conditions to avoid emissions, the underlying mechanism of which is urged to be understood. And, numerical simulation is generally considered an efficient way to achieve proper predictions.

In this research, the DNS using an Eulerian/Lagrangian framework is applied to simulate the atomization-evaporation process of the liquid fuel jet spray in an oscillating crossflow in the gas turbine combustor mounted on the real aircraft engines to investigate the influence of oscillating inflow have on the atomization-evaporation process.

## 2. Direct Numerical Simulation (DNS)

The DNS is using in-house code FK3, developed by Kyoto University [14], to apply conservation equations of mass, momentum for both liquid and gas phase and energy and species mass fraction for only gas phase. Surface tension between gas phase and liquid phase is calculated by continuum surface force (CSF) model and the interface is captured by the CLSVOF method. To reduce the computational cost and keep better mass conservation, a particle tagging method is applied to transform smaller Eulerian droplets into Lagrangian particles namely Eulerian/Lagrangian method. Thus the interaction between Lagrangian particles and Eulerian field is also considered. For the evaporation process, only the atomized fuel droplets are considered and the non-equilibrium Langmuir-Knudsen model is applied for the Lagrangian particle diameter is below 50μm. Fuel is kerosene served as aircraft fuel (Jet-A), pressure is 3.0Mpa. Hot inflow crossflow temperature is 500K and the inflow velocity is averaged 24.8m/s with 20% amplitude 500Hz oscillation. Cold fuel temperature is 300K and the inflow velocity is averaged 12.4m/s with parabolic velocity profile as shown in Fig. 1.

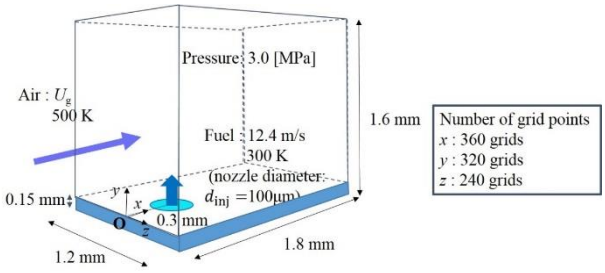



Fig. 1. Schematics of computational domain.

The computational domain is 1.8×1.6×1.2mm consisting of 360×320×240 (a total of 27.6 million grid points) by uniform staggered mesh. In such a tiny domain, gravity is neglected

*1 Kyoto University
〒615-8540 京都市西京区京都大学桂
E-mail: wen.jen.66m@st.kyoto-u.co.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

and due to the small local Weber number, secondary breakup could hardly occur in the domain. The computational cost of this study performed at Kyoto University Supercomputer Cray XC40 is 1.26m hours (real time 528h) to calculate two circles.

## 3. Results and discussion

Fig. 2 is the time-averaged column trajectory in different phase together with the steady one with same overall averaged velocity in a previous research. In the period from $\pi/2$ to $3\pi/2$, when the inflow velocity is keeping monotonically decreasing from 29.76m/s (crest) to 19.84m/s (trough), the jet column keeps reaching higher as the prediction indicating. The trajectory in $7\pi/4$ is still higher than the one in $5\pi/4$ means the phase delay is less than $\pi/8$. The one in $\pi/2$ shows same trajectory with the steady one in multimode breakup within the same crossflow average velocity, the predicted trajectory of Wu and Song is thus calculated by the average velocity from $\pi$ to $2\pi$, i.e. 24.8×(1-0.2*(2/π)m/s, for the comparison with the highest one. The trajectory in $3\pi/2$ matches the predictions very well.

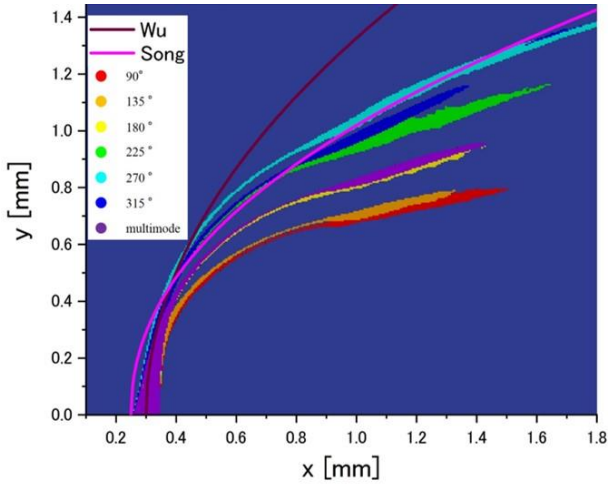
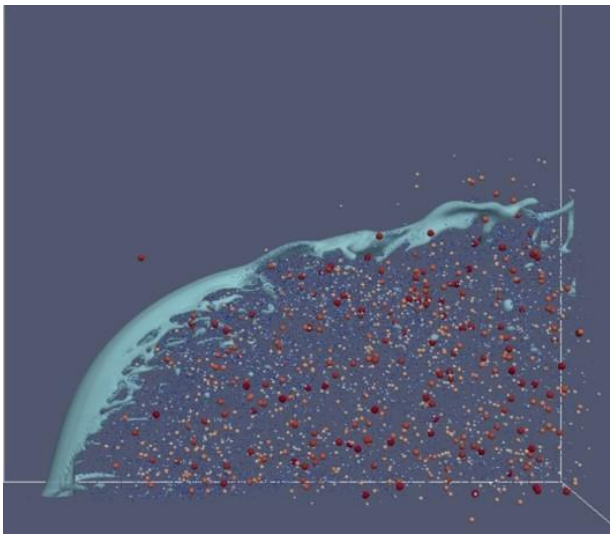
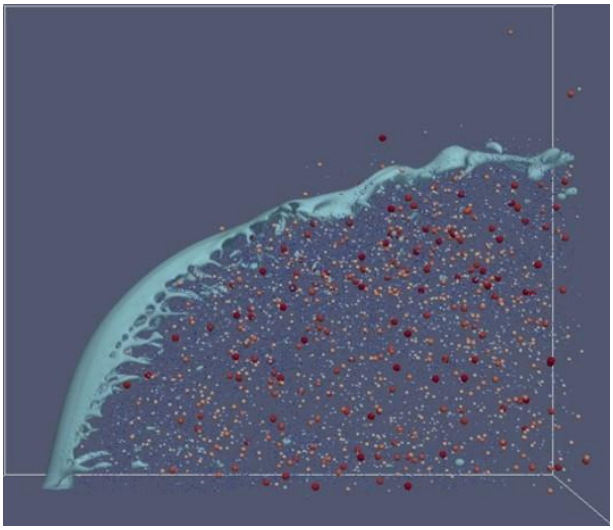



Fig. 2 Time-averaged fuel jet trajectory on the central x-y plane (z=0.0mm).

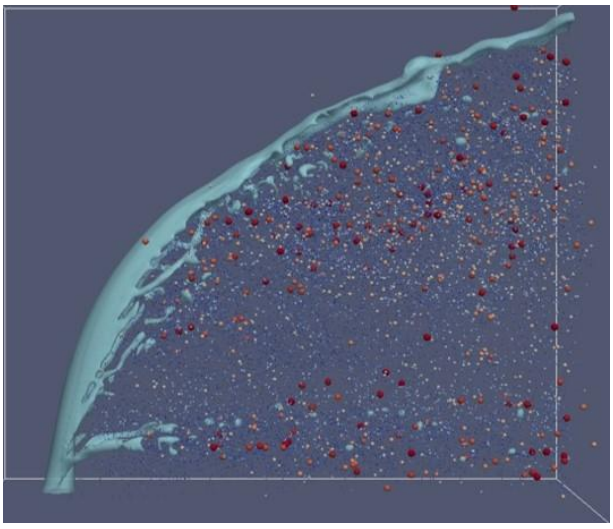
Fig. 3 is the side view of atomization behavior in $\pi/2$, $\pi$, $3\pi/2$. For the upstream region nearby the nozzle, surface breakup is observed that many liquid threads are stripping out of the jet column which is the characteristics of shear mode. And once beyond the point and at the downstream region, column breakup could be observed that column itself become twisted with surface wave become more and more unstable and finally the jet column would collapse into large droplets which is the just atomization behavior occurred in the bag mode. As the inflow velocity decreasing, the threads tend to be less and hardly to be torn apart which indicates the surface breakup process is eliminating and for the less mass loss of the column, it could keep the shape more stable at the same height and reach even higher and further. With the diminished threads in (c), the



(a) $\pi/2$



(b) $\pi$



(c) $3\pi/2$

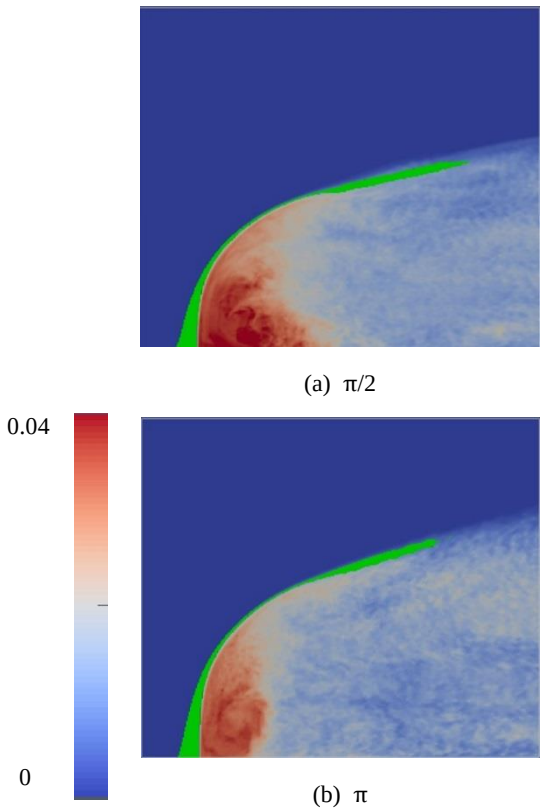
Fig. 3 Side view snapshots of instantaneous iso-surface of

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Levelset function, $\varphi = 0$ at different phases. Particle color indicates droplet diameter.

regions where droplets are mostly generated could be divided into two parts which is also reported in the previous existed experiment and simulation researches. The transition of atomization behavior from multimode breakup regime to bag breakup regime is properly reproduced.

Fig. 4 is the time-averaged fuel vapor mass fraction y1 in π/2, π, 3π/2. Most of the evaporated fuel vapor are trapped by the circulation flow just behind the jet since most droplets are generated and evaporated in this region. However, as the inflow velocity decreasing, the circulation flow there tends to be weak and the deposited fuel vapor would finally be transported downstream and out of the computational domain which indicates the oscillating crossflow could enhance the evaporation effect downstream.




(a) π/2

(b) π

(c) 3π/2

Fig. 4 Time-averaged fuel vapor mass fraction y1 on the central x-y plane (z=0.0mm) at different phases. Green area indicates liquid column.

## 4. Conclusions

In this study, the atomization-evaporation process of the liquid fuel jet spray in the oscillating crossflow was investigated by DNS using the Eulerian/Lagrangian framework with CLSVOF method. The main results obtained from the comparison are summarized as follows.

(1) The oscillating crossflow jet trajectory could be predicted by the average velocity of the period and it shares the same morphology as the steady one.

(2) The atomization behavior from multimode breakup to bag breakup is reproduced and predicted due to weaken circulation flow behind the jet leading to inability to tear the column into threads.

(3) The fuel vapor trapped by the circulation flow behind jet are more easily transported downstream by the oscillating flow.

## Acknowledgements

The authors are grateful to Dr. K. Matsuura of Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) for many useful discussion. This research was partially supported by MEXT (Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology) as “Priority issue on Post-K computer” (Accelerated Development of Innovative Clean Energy Systems), and by JSPS KAKENHI Grant Number 19H02076.

## References

(1) Albadawi. A, Donoghue, D.B., Robinson, A.J., Murray, D.B. and Delauré, Y.M.C., Influence of Surface Tension Implementation in Volume of Fluid and Coupled Volume of Fluid with Level Set Methods for Bubble Growth and Detachment, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 53, pp. 11–28, 2013.

(2) Brackbill, J.U., Kothe, D.B. and Zemach, C., A Continuum Method for Modeling Surface Tension, Journal of Computational Physics, Vol. 100, No. 2, pp. 335–354 1992.

(3) Chaussonnet, G., Muller, A., Holz, S., Koch, R., Bauer, H.-J., Time-Response of Recent Prefilming Airblast Atomization Models in an Oscillating Air Flow Field, Proceedings of AMSE Turbo Expo, 2013.

(4) Herrmann, M., A Parallel Eulerian Interface Tracking/Lagrangian Point Particle Multi-scale Coupling Procedure, *Journal of Computational physics*, Vol. 229, No. 3, pp. 745-759, 2010.

(5) Kitano, T., Kaneko, K., Kurose, R. and Komori, S., Large-eddy Simulations of Gas- and Liquid-fueled Combustion Instabilities in Back-step Flows, *Combustion and Flame*, Vol.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

170, pp. 63-78, 2016.

(6) Miller, R.S. and Bellan, J., Direct Numerical Simulation of a Confined Three-dimensional Gas Mixing Layer with One Evaporating Hydrocarbon-Droplet-Laden Stream, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 384, pp. 293–338, 1999.

(7) Pillai, A.L. and Kurose, R., Combustion Noise Analysis of a Turbulent Spray Flame Using a Hybrid DNS/APE-RF Approach, Combustion and Flame, Vol. 200, pp. 168-191, 2019.

(8) Prakash, R.S., Sinha, A., Tomar, G. and Ravikrishna, R.V., Liquid Jet in Crossflow – Effect of Liquid Entry Conditions, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 93, pp 46-56, 2018.

(9) Sallam, K.A., Aalburg, C. and Faeth, G.M., Breakup of Round Nonturbulent Liquid Jets in Gaseous Crossflow, *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 12, pp. 2529-2540, 2004.

(10) Song, J., Cain, C.C. and Lee, J.G., Liquid Jets in Subsonic Air Crossflow at Elevated Pressure, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 137, No. 4, 041502, 2014.

(11) Song, J., Ramasubramanian, C., Lee, J.G., Response of Liquid Jet to Modulated Crossflow, Proceedings of AMSE Turbo Expo, 2013.

(12) Yokoi, K., Efficient Implementation of THINC Scheme: A Simple and Practical Smoothed VOF Algorithm, *Journal of Computational Physics*, Vol. 226, No. 2, pp. 1985-2002, 2007.

(13) Wu, P.K., Kirkendall, K.A., Fuller, R.P. and Nejad, A.S., Breakup Processes of Liquid Jets in Subsonic Crossflows, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 13, No. 1, pp. 64–73, 1997.

(14) http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-15

# 噴霧流れ中の圧縮機翼周りの液挙動に翼後縁半径が及ぼす影響

# Effects of Trailing Edge Radius on Liquid Behavior around Compressor Blade in Droplet Laden Flow

○安田 貴旭[*1] 渡辺 紀徳[*2]
YASUDA Takaaki WATANABE Toshinori

姫野 武洋[*2] 南 希[*2]
HIMENO Takehiro NAN Xi

**ABSTRACT**

Inlet fogging is an effective method to augment the power output and efficiency of gas turbine, which injects water at upstream of compressor inlet and obtains inlet-cooling effect. The injected water easily deposits on the blade trailing edge and is shed as large droplets, which tend to hit the downstream blade row and cause severe blade erosion. However, the droplets motion and the associated flow mechanism are not fully clarified yet. The present study aims at understanding the droplets behavior especially near the blade trailing edge. Experimental visualizations are carried out on two cascade blades with different trailing edge geometries. The droplets motion and downstream size distribution along trailing edge are investigated. The result shows that the trailing edge geometry has little effect on the droplets' size distribution, whereas it has significant effect on the water deposition.

**キーワード：**過飽和吸気噴霧，圧縮機翼，液飛散，粒径，翼後縁

**Key Words:** Overspray Fogging, Compressor Blade, Water Discharge, Droplet Diameter, Trailing Edge

## 1. はじめに

ガスタービンの吸気温度が上昇すると，空気の密度低下による質量流量の減少や，圧縮機の駆動に必要な仕事の増大が起こり，その軸出力は低下する。この現象は電力需要の高い夏場に顕著に起こり，電力供給が逼迫する原因となる。この対策として，水の噴霧により吸気を冷却するシステムの普及が進んでいる。従来は圧縮機入口までに蒸発が完了するよう噴霧量を制限していたが，一方で，軸出力の更なる増大を目的として，吸気の飽和蒸気量以上の水を圧縮機入口の上流に噴霧する過飽和吸気噴霧の実用化が進められている。過飽和吸気噴霧では，噴霧水が圧縮機内部でも蒸発するため，中間冷却の効果も得られることが利点である[(1), (2)]。

しかしながら過飽和吸気噴霧では，噴霧水が圧縮機内部で噴霧水滴よりも大きな粗大液滴となり，それがエロージョンの原因になると指摘されている[(3)]。Neupert らは並行気流中に設置した翼列に向けて水を噴霧し，翼に衝突付着した水が翼面上に液膜や液脈を形成した後に翼後縁に液だまりを形成することを示した。また，この液だまりはやがて崩壊し，粗大液滴となって下流へ飛散することを示した[(4)]。松崎らは，並行気流中に設置した平板上を流れる水膜流の平板端からの分裂を観察し，その分裂形態が気流速度と水膜流速度と水膜厚さに依存して変化することを示した[(5)]。このように翼が噴霧に曝される状況において，翼後縁から粗大液滴が飛散することは知られているが，粗大液滴の形成に関する知見は不足しているのが現状である。

そこで本研究では，翼が噴霧に曝される状況において粗大液滴が形成される機構を解明することを目的としている。風洞内の微細水滴を含んだ並行気流中に入口案内翼を模した試験翼を設置し，翼周りの液挙動の可視化実験を行ってきている。これまでに，翼面上の濡れ性によって翼面上液挙動や液だまりの大きさが変化し，それに伴い飛散位置，飛散形式，飛散液滴の粒径が変化することが明らかになった[(6)]。またその飛散位置は，迎角によっても変化することを見出した[(7)]。本報告では，後縁半径の異なる 2 種類の試験翼を使用して実験を行い，翼後縁半径と粗大液滴の形成との関係性を調査した結果を述べる。

*1 東京大学大学院
〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
*2 東京大学
〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 実験装置・条件及び手法

### 2.1 実験装置

実験は低速吸込み風洞を用いて行った。風洞テストセクションの概略を Fig. 1 に示す。試験翼の上流には噴霧ノズルが 8 個設置されており，風洞を駆動した状態で水の噴霧が可能である。テストセクション壁面は可視化のために透明なアクリルでできており，試験翼を挿入した回転円盤を壁面にはめ込むことができる。この円盤を回転させることで試験翼の迎角を変更する。

試験翼は, 後縁半径の異なる 2 種類のものを使用した。これらの諸元を Table 1 に，その翼型を Fig. 2 (a), (b)に，翼型の後縁付近を拡大した図を Fig. 3 に示す。Fig. 2 (a) の翼型は後縁半径が 0.7 mm であるのに対して，Fig. 2 (b) の翼型は後縁が鋭利であり，その角度は 18°である。これらの試験翼は，前縁から 0.85 コードまでは幾何形状が同一であるが，後縁半径を変化させるために 0.85 ~ 1.00 コードでは幾何形状が異なっている。以降では，後縁半径が 0.7mm の翼を通常翼，後縁が鋭利な翼を後縁尖り翼と呼ぶ。

### 2.2 実験条件

実験時の気流や噴霧の条件を Table 2 に示す。可視化を容易にするために翼は一枚のみ挿入し，噴霧ノズルは中央の 2 段のみを使用している。この条件の下，通常翼と後縁尖り翼の迎角を-7°から+7°まで変化させて可視化実験を行い，それらの結果を比較した。

### 2.3 実験手法

Photoron 製の高速度カメラ FASTCAM-APX RS を使用し，翼後縁で起こる液飛散の可視化と，飛散した粗大液滴の可視化を行った。これらの撮影は Fig. 4 (a), (b) に示すように，風洞上部やスパン方向に高速度カメラを設置して行った。撮影条件の詳細を Table 3 に示す。撮影を行う際には，Fig. 4 (a), (b) のように高速度カメラの正面からライトで照らすことで，飛散液滴の影を捉えた。また Case 1 では別のライトを用いて翼面上も照らすことで，翼面上の液挙動を捉えた。このようにして取得した可視化画像を基に, 翼後縁に形成される液だまりの大きさや, 翼後縁から飛散する液滴の粒径を計測した。

Fig. 5 (a) は風洞上部から撮影した粗大液滴の可視化画像の例であり，黒く写っている部分が液滴である。この画像を 2 値化処理することで Fig. 5 (b) のような画像を作成して黒い部分の面積を取得し，液滴が球形であると仮定することで面積から液滴径を算出した。

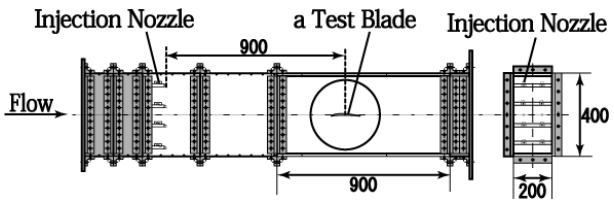
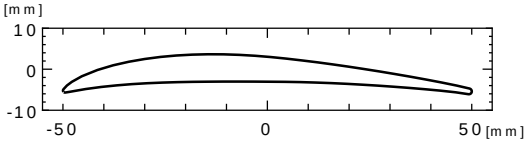


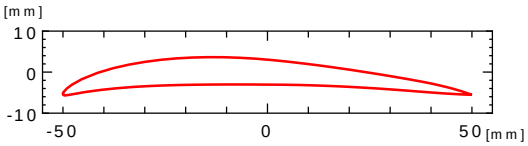

Fig. 1 Schematic of the test section of wind tunnel

Table 1 Test Blade

| | |
|---|---|
| Airfoil | NACA-63 |
| Chord Length [mm] | 100 |
| Stagger Angle [deg] | 12.7 |
| Blade Max Thickness [%] | 6.7 |
| Material | Brass |




(a) Blade with Round T.E.




(b) Blade with Sharp T.E.

Fig. 2 The Airfoil of Test Blade

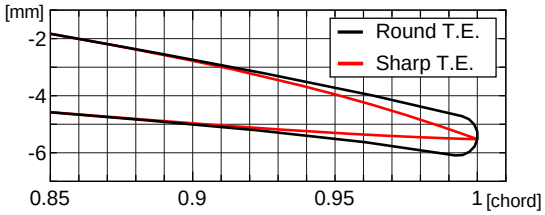
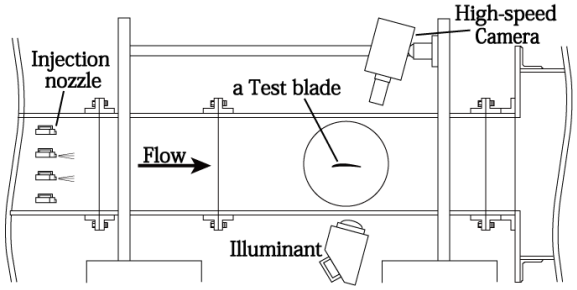


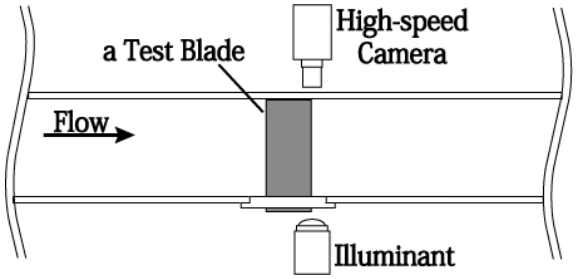

Fig. 3 Enlarged View of Trailing Edge

Table 2 Experimental Condition

| | |
|---|---|
| Air Velocity [m/s] | 40 |
| Reynolds Number | $2.6 \times 10^5$ |
| Number of Blade | 1 |
| Mean Diameter of Injection Droplets [μm] | 25 |
| Volume Flow Rate of Water [L/hr/nozzle] | 14 |




(a) Visualization on Suction Side



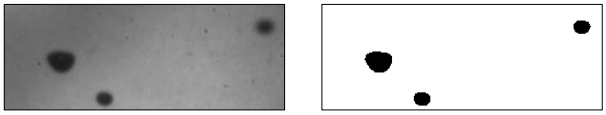

(b) Visualization from Span Direction

Fig. 4 Schematic of Visualization by Camera

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 3 Shooting Condition

| Case | 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|---|
| Location | S.S. | Span | S.S. |
| F number | 11 / 8 (Round T.E. / Sharp T.E.) | 2.32 | 55 |
| Shutter Speed [μsec] | 25 / 40 (Round T.E. / Sharp T.E.) | 1 | 1 |
| Frame Rate [fps] | 3,000 | 10,000 | 75,000 |



(a) Original Image (b) Binary Image

Fig. 5 Visualized Image of Droplets

## 3. 実験結果及び考察

本実験において翼面背側に付着した噴霧水滴は，先行研究[6]で述べたように液膜・液脈となり，翼後縁に液だまりを形成した。このときの液挙動の模式図を Fig. 6 に示す。2 種類の試験翼は 0.85 ~ 1.00 コードのみ幾何形状が異なるため，翼面上液挙動に関して，液膜や液脈に違いは見られず液だまりのみに違いが見られた。以降では，液だまり形成より下流における液挙動を示す。

### 3.1 翼後縁液だまり

Fig. 6 に赤線で示すように，ミッドスパン近傍における翼後縁を可視化した画像を Fig. 7 に示す。これらは Table 1 における Case 1 の条件で撮影した。Fig. 7 (a), (c), (e) は通常翼，Fig. 7 (b), (d), (f) は後縁尖り翼であり，上から順に迎角が-7°, +3°, +7°の場合である。いずれの画像も上が流れの上流となっている。

通常翼では+7°の場合のみ液だまりがスパン方向 (画像での横方向) に繋がっているのに対して，後縁尖り翼では迎角によらず液だまりが繋がっている。また通常翼の-7°と+3°では翼後縁の下流側に液が付着するように液だまりが形成されているのに対して，通常翼の+7°及び後縁尖り翼では，翼後縁において背側の翼面上に乗るように液だまりが形成されている。通常翼の+7°及び後縁尖り翼において液だまりがこのような挙動を示すのは，翼背側の後縁近傍において流れが剥離しているために，液が留まりやすくなっているためだと考えられる。

また液だまりの大きさは，Fig. 7 (b), (d), (f) のように迎角によって変化すると考えられる。そこで迎角をより細かく変化させ，翼背側に現れる液だまりのコード方向長さの変化を調べた。Fig. 8 は液だまりの模式図であるが，Fig. 8 に黒矢印で示した液脈と液脈の間の最も短い部分の長さを，液だまりのコード方向長さとした。この方法で計測した結果を Fig. 9 に示す。計測はミッドスパンを中心としてスパン方向に±20 mm の領域で行っており，計測値の平均値をプロットした上で，エラーバーでその標準偏差を表した。Fig. 9 より，後縁尖り翼の方が液だ

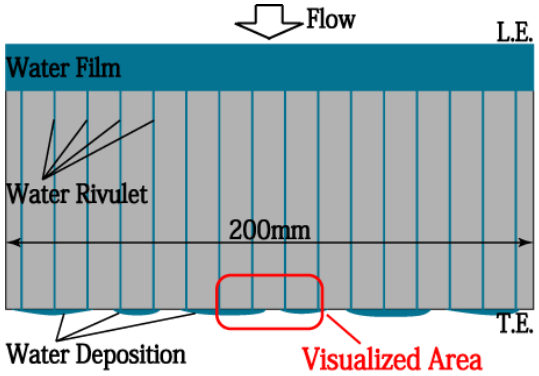
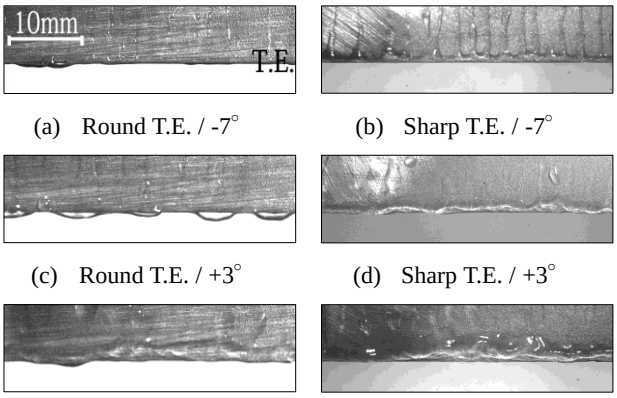



Fig. 6 Schematic of Water Behavior on Suction Side




(a) Round T.E. / -7° (b) Sharp T.E. / -7°

(c) Round T.E. / +3° (d) Sharp T.E. / +3°

(e) Round T.E. / +7° (f) Sharp T.E. / +7°

Fig. 7 Water Deposition at Blade Trailing Edge

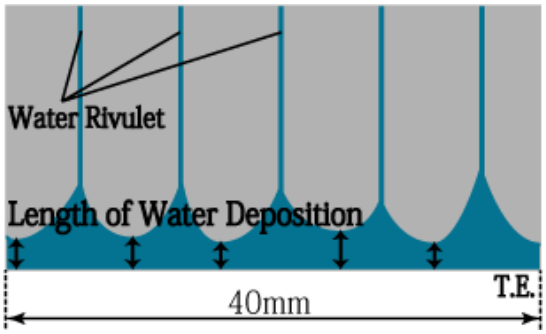



Fig. 8 Schematic of Water Deposition

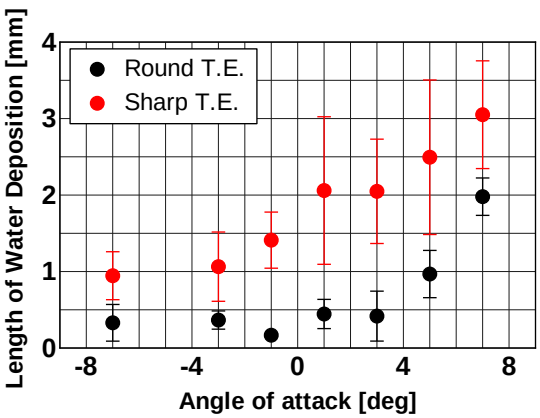



Fig. 9 Length of Water Deposition

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

まりがコード方向に長いことが分かる。またいずれの翼においても，迎角の増加とともに，液だまりがコード方向に長くなる傾向にあることが分かる。以上より，同迎角においては，通常翼よりも後縁尖り翼の方が後縁に堆積している液量は多いと考えられる。また迎角の増加とともに，後縁に堆積する液量は増加すると考えられる。

### 3.2 翼後縁からの液飛散

#### 3.2.1 飛散形式

ミッドスパン近傍において翼後縁から液が飛散する様子を可視化した画像を Fig. 10 に示す。これらは Table 1 における Case 1 の条件で撮影した。Fig. 10 (a), (c), (e) は通常翼，Fig. 10 (b), (d), (f) は後縁尖り翼であり，上から順に迎角が-7°, +3°, +7°の場合である。いずれの画像も上が流れの上流となっている。

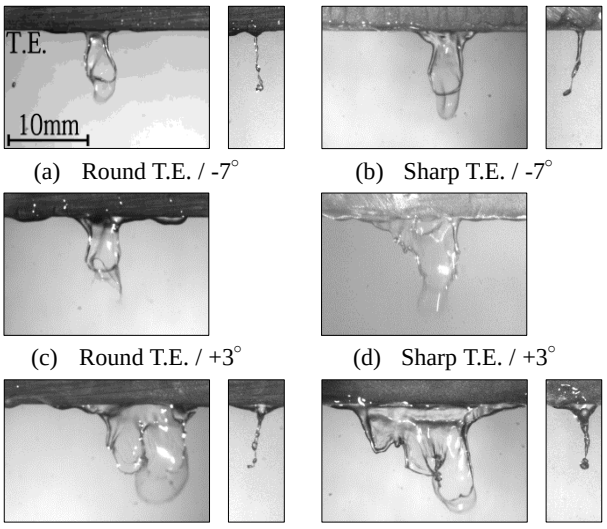
観察された翼後縁からの飛散形式は，2 種類に大別される。1 つ目は，液だまりが翼後縁から下流へ大きく伸びた後に，袋状の薄い膜 (bag) となり，bag が破れることで多数の小さな液滴へと微粒化するものである。Fig. 10 (a) ~ (f) の左側は bag が破れる瞬間の画像である。2 つ目は，翼後縁から下流へ細く伸びた液だまり (液糸) を形成した後に，液糸が気流によって千切れることで，比較的大きな液滴へと微粒化するものである。Fig. 10 (a), (b), (e), (f) の右側は液糸が千切れる瞬間の画像である。

迎角が-7°と+7°の場合には，いずれの翼でも bag による飛散と液糸による飛散の両方が観察された。一方+3°の場合には，いずれの翼でも bag による飛散が大半であり，液糸による飛散はほとんど見られなかった。また bag や液糸の大きさに着目すると，Fig. 10 に示すように，後縁尖り翼の方がやや大きな bag や液糸を形成する傾向にあった。bag や液糸が後縁尖り翼で大きいのは，液だまりがスパン方向に繋がっているために，多くの液を巻き込んだ飛散を起こしやすいためだと考えられる。以上より通常翼と後縁尖り翼について，bag や液糸の大きさはやや異なるものの，飛散形式は変化しないと考えられる。

#### 3.2.2 飛散の広がり

翼後縁からの液飛散をスパン方向から 2 秒間撮影して取得した画像を重ね合わせたものを Fig. 11 に示す。これらは Table 1 における Case 2 の条件で撮影した。Fig. 11 (a), (c), (e) は通常翼，Fig. 11 (b), (d), (f) は後縁尖り翼であり，上から順に迎角が-7°, +3°, +7°の場合である。いずれの画像も左が流れの上流となっている。画像左側の白抜きされている部分が翼であり，右側の黒くなっている部分が液滴の通過した領域である。なお，Fig. 11 において画像の上部や下部に見られる鼠色をした線状のものは風洞側壁上を水滴が動いた跡が写り込んだものである。

Fig. 11 より，翼後縁から飛散する液滴は，後縁を中心として放射状の領域を通過することが分かる。そこでこの放射状の領域の広がりを調べた。Fig. 11 (a) に赤矢印で示すように，翼後縁から 0.5 コード下流の位置にて液滴が飛散する際のピッチ方向の幅を計測した。その結果

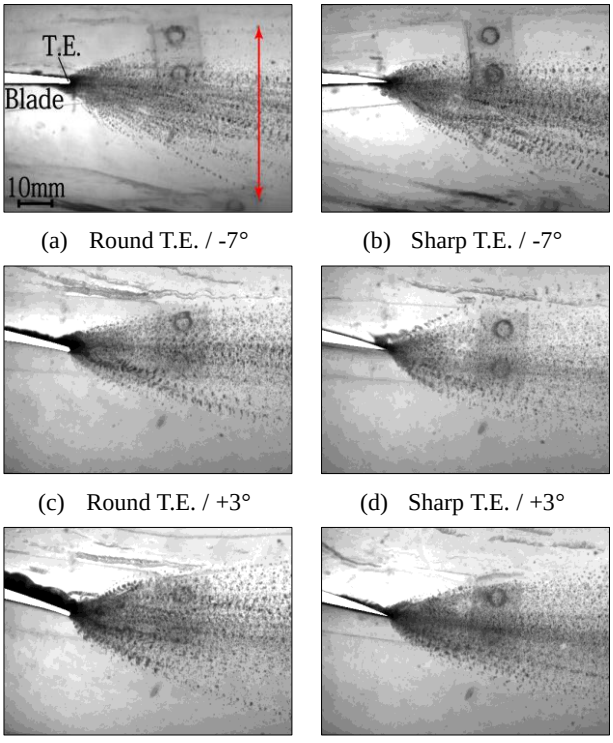



(a) Round T.E. / -7° (b) Sharp T.E. / -7°

(c) Round T.E. / +3° (d) Sharp T.E. / +3°

(e) Round T.E. / +7° (f) Sharp T.E. / +7°

Fig. 10 Droplets Discharge from Trailing Edge of Blade
(Left: Bag / Right: Water Thread)




(a) Round T.E. / -7° (b) Sharp T.E. / -7°

(c) Round T.E. / +3° (d) Sharp T.E. / +3°

(e) Round T.E. / +7° (f) Sharp T.E. / +7°

Fig. 11 Spread of Discharge in the Pitch Direction

Table 4 Spread of Discharge in the Pitch Direction

| Angle of Attack [°] | Blade | Width of Discharge [mm] |
|---|---|---|
| -7° | Round T.E. | 47.2 |
| | Sharp T.E. | 36.6 |
| +3° | Round T.E. | 34.1 |
| | Sharp T.E. | 39.5 |
| +7° | Round T.E. | 44.1 |
| | Sharp T.E. | 37.5 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を Table 4 に示す。Table 4 より，飛散の広がりは-7°, +7°では通常翼の方が大きく, +3°では通常翼の方が大きいことが分かる。次にこれらの飛散を一つ一つ観察すると，いずれの条件においても，液糸による飛散では気流と同方向に飛散する傾向が見られた。一方 bag による飛散では，bag がピッチ方向に揺れながら破れた際にピッチ方向に大きく広がって飛散する様子が見られた。そのため飛散の広がりには，bag が形成される際の後縁近傍における気流の流れ場が影響していると考えられる。

### 3.3 飛散液滴の粒径

翼から飛散する液滴の粒径を，翼後縁より 1.0 コード下流の位置にて計測した。これらは Table 1 における Case 3 の条件で撮影した画像を基に，2.3 節で示した手法を用いて行った。計測は，通常翼と後縁尖り翼のそれぞれに対して迎角を-7°, +3°, +7°として行った。いずれの条件においても 14,000 個以上の液滴を計測した上で，平均粒径が十分に収束したことを確認した。なお，この計測では粒径が 100 μm 以上の液滴のみを計測対象としている。

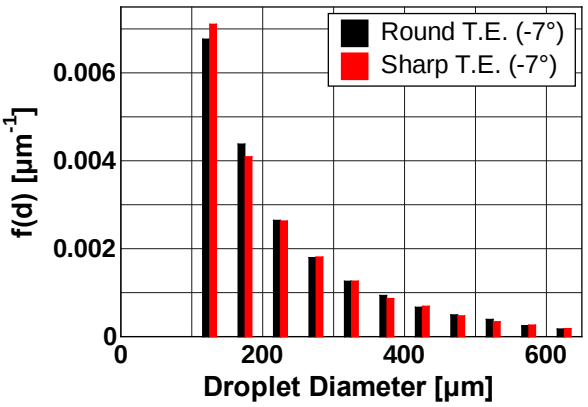
迎角を-7°, +3°, +7°とした場合の粒径分布をそれぞれ Fig. 12 (a), (b), (c) に示し，その平均粒径を Table 5 に示す。Fig. 12 における縦軸の $f(d)$ は個数基準での分布関数であり，液滴径を 50 μm ごとに区切ってその個数を数え上げた上で，(1) 式に示すように規格化している。なお Fig. 12 では，小さい液滴から数え上げた時に個数基準での累積分布が 99%となるところまでプロットしている。また平均粒径については一般式である $D_{ab}$ を (2) 式に示す。

$$\int_{100\mu m}^{\infty} f(d)\cdot \mathrm{d}d = 1 \tag{1}$$

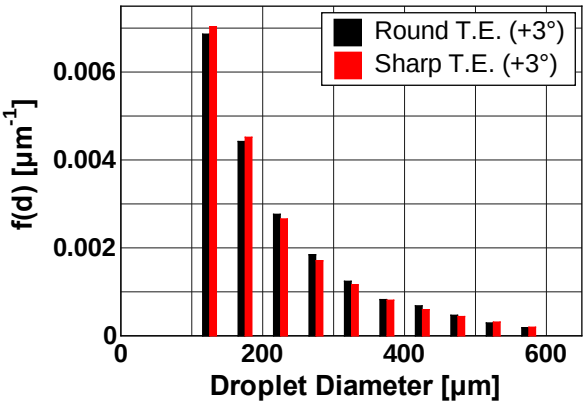
$$D_{ab} = \left(\frac{\sum_i n_i d_i^a}{\sum_i n_i d_i^b}\right)^{1/(a-b)} \tag{2}$$

ここで (1) 式において $d$ は飛散液滴の粒径を表す。また (2) 式においては $d_i$ が粒径を表し，$n_i$ はその粒径における液滴個数を意味する。(2) 式において $(\mathrm{a},\mathrm{b}) = (3,2)$ のときザウター平均粒径 $D_{32}$ を表す。

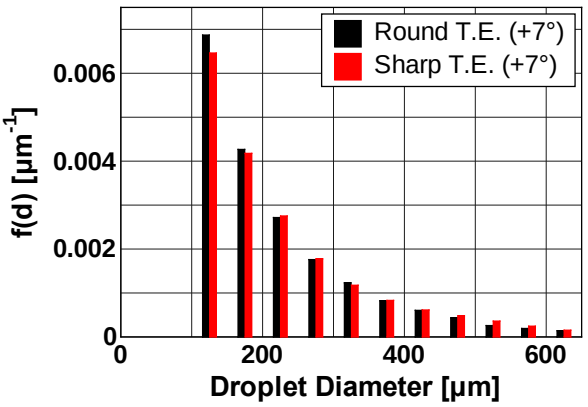
Fig. 12 より，いずれの迎角においても通常翼と後縁尖り翼から飛散する液滴の粒径分布は概ね等しいことが分かる。また (a), (b), (c) を比較すると迎角を-7°, +7°とした場合には，+3°で見られなかった 600 μm を超える粒径の液滴が観察されたことが分かる。次に Table 5 を見ると，同迎角において，通常翼と後縁尖り翼の $D_{32}$ は最大で 16 μm 異なることが分かる。この計測では，可視化画像を 2 値化して粒径を算出しているが，2 値化処理を行う際に 15 μm 程度の系統誤差が生じる。そのため，通常翼と後縁尖り翼との $D_{32}$ の差は誤差の範囲内であり，おおよそ等しいと考えられる。続いて迎角による $D_{32}$ の変化を見ると，迎角が-7°, +7°の場合に，粒径がやや大きいことが分かる。これは-7°, +7°の迎角で 600 μm を超える液滴が見られた Fig. 12 の結果と一致しているといえる。このような結果になるのは，3.2 節で述べたように，比較的大きな液滴が生成される液糸による飛散が-7°, +7°でのみ起こるためだと考えられる。一方で，これらの条件で計測された $D_{32}$ は噴霧のものと比較して 14.4 ~ 16.1 倍と非常に大きく，翼に噴霧が付着することにより，径の大きな液滴が生成されているといえる。




(a) Angle of Attack: -7°




(b) Angle of Attack: +3°




(c) Angle of Attack: +7°

Fig. 12 Droplets' size Distribution

Table 5 Mean Diameter of Droplets

| Angle of Attack [°] | Blade | $D_{32}$ [μm] |
|---|---|---|
| -7 | Round T.E. | 392 |
| | Sharp T.E. | 403 |
| +3 | Round T.E. | 364 |
| | Sharp T.E. | 361 |
| +7 | Round T.E. | 380 |
| | Sharp T.E. | 396 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 4. 結論

本研究では風洞を用いた可視化実験を行い，翼が噴霧に曝される状況において，翼後縁半径が翼面上液挙動や翼後縁からの粗大液滴の飛散に与える影響を調査した。得られた知見は以下のようにまとめられる。

1. 翼後縁半径が変化すると，翼後縁に形成される液だまりの堆積箇所，スパン方向長さ，コード方向長さが変化する。そのコード方向長さは，迎角の増加に伴い増加する。
2. 上記変化に伴い，液飛散時に形成される bag や液糸は，後縁尖り翼の方がやや大きくなる。また液飛散のピッチ方向の広がりが変化する。
3. 上記変化の一方で，翼後縁からの液飛散の形式，飛散液滴の粒径は変化しない。
4. -7°, +3°, +7°の 3 つの迎角条件では，+3°でのみ液糸による飛散が見られず，飛散液滴の粒径もやや小さくなる。

## 謝辞

本研究には株式会社 IHI から支援を受けた。同社に深く感謝の意を表する。

## 参 考 文 献

(1) 宇多村元昭，ガスタービン吸気水噴霧冷却技術，日本ガスタービン学会誌，Vol. 37, No. 4 (2009), pp. 203-209.
(2) Thomas, R., Mee III, Gas Turbine Inlet Air Fogging For Humid Environment, PowerGen Asia (2018)
(3) Chidambaram, P., K., Song, T., H., Kim, I., W., Lee, K., H., Kim, H., D., Computational Analysis of Compressor Blade Erosion in a Wet Compression System, ASME, GT2016-57055 (2016)
(4) Neupert, N., Ober, B., Joos, F., Experimental Investigation on Droplet Behavior in a Transonic Compressor Cascade, ASME, GT2014-25645 (2014)
(5) 松崎悠，中野晋，鳥山温美，竹田陽一，佐藤公仁弘，気流中に放出する水膜の分裂形態に関する研究，日本ガスタービン学会誌，Vol. 43, No. 6 (2015), pp. 451-457.
(6) 村田遼，渡辺紀徳，姫野武洋，鵜沢聖治，井上智博，佐久間康典，噴霧流れ中の圧縮機翼面周りの液挙動に関する研究 ―翼面の濡れ性の影響―，第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，B-19 (2017), pp. 177-182
(7) 村田遼，渡辺紀徳，姫野武洋，鵜沢聖治，井上智博，高橋康雄，柴田貴範，噴霧流れ中の圧縮機翼面の液挙動と後縁から飛散する液滴に関する研究，第 57 回航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集，JSASS-2017-0086 (2017)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-16

# ガスタービン用圧縮機翼列流れへの湿りの影響に関する数値的研究 —第 3 報：Rotor 37 における湿り空気の凝縮—

# A numerical study of wetness effects on gas turbine compressor flow field - Condensation of moist-air in NASA rotor 37 -

○森口 昇太[*1] 宮澤 弘法[*2] 古澤 卓[*3] 山本 悟[*4]
MORIGUCHI Shota HIRONORI Miyazawa FURUSAWA Takashi YAMAMOTO Satoru

**ABSTRACT**

The purpose of this study is to investigate nonequilibrium condensation in transonic compressor fan rotors when the atmospheric air has humidity. Flow fields and characteristics curves of NASA rotor 37 in moist-air conditions are numerically clarified using our in-house numerical method. We first represent the need for considering the contribution of water vapor to properly correct the rotating speed and mass-flow rate in moist-air conditions. Next, we simulate moist-air flows in the rotor while parametrically changing the flow conditions. The generation of condensation nuclei was observed near the leading edge of the rotor, where the flow was rapidly accelerated in the Prandtl-Meyer expansion fan. The condensed water droplets grew downward from the nucleation point, resulting in liquid phase formation. Our results indicate that the size of the rotor is a critical parameter because of the flow residence time in the rotor affecting the amount of condensed water droplets.

**キーワード：**ガスタービン，コンプレッサー，CFD，湿り空気，非平衡凝縮
**Key Words:** Gas Turbine, Compressor, CFD, Moist-air, Nonequilibrium condensation

## 1. 緒言

大気がほとんど完全に乾燥した状態はまれであるため，実環境下で作動するガスタービンの作動流体は通常いくらかの水蒸気を含む．また，発電用ガスタービンでは，ガスタービンの吸気に液滴を噴霧し蒸発による吸熱で吸気を冷却することがあるが，このような状況では作動流体が水蒸気を多分に含むことになる．このような作動流体中の水蒸気がガスタービン性能に及ぼす影響に関して過去に広範な調査が行われた(1)．また近年では，ガスタービン要素の性能試験において正当な評価を行うために，場合によっては試験環境の湿度を考慮することが必要になると示されている(2)．

ガスタービンに流入した湿り空気は，まず圧縮機のファン動翼を通過する．ファン動翼は比較的低い温度条件で作動することに加え，翼列では高亜音速・遷音速流れ場が形成される．そして，このような状況では湿り空気が局所的に加速・膨張し温度が低下することで水蒸気が凝縮する可能性があるが，流れ場と凝縮の詳細な因果関係は明らかになっていない．凝縮による液相の生成は，翼の腐食や着氷を引き起こし得るため，ファン動翼における凝縮現象の調査が求められる．

我々の研究グループはこれまでに蒸気タービン内部の三次元湿り蒸気流れが計算できる CFD コード「数値タービン」を開発してきた(3)．これまでに，このコードを圧縮機の湿り空気流動の解析に応用し，凝縮および蒸発と圧縮機翼列流動の関係を明らかにすることを目標として研究を行ってきた(4)(5)．本論文では，NASA rotor 37(6)を対象とし，作動流体として水蒸気を含有する湿り空気を仮定した計算を実施した．まず，圧縮機の特性曲線を作図する際に，湿り空気条件では回転数および流量を湿り空気の音速により補正することの必要性を示す．そして，非平衡凝縮と翼周りの流れ場の関係を明らかにすると共に，圧縮機の寸法スケールをパラメトリックに変化させ寸法スケールの違いが凝縮による液滴の生成量に及ぼす影響を検証した．

*1 東北大院
〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01
E-mail:moriguchi@caero.mech.tohoku.ac.jp
*2 東北大学
〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01
E-mail:miyazawa@caero.mech.tohoku.ac.jp
*3 東北大学
〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01
E-mail:furusawa@caero.mech.tohoku.ac.jp
*4 東北大学
〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01
E-mail:yamamoto@caero.mech.tohoku.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 2. 数値解法

### 2.1 基礎方程式

非平衡凝縮を伴う圧縮性湿り空気流れの支配方程式は，気液二相均質流を仮定した連続の式，運動方程式，エネルギー保存式，乱流モデルの式に加え，水蒸気の質量，液相の質量および液滴の数密度の保存式から成る．基礎方程式を三次元一般曲線座標系で表記すると次式になる．

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial \mathrm{t}}+\frac{\partial \boldsymbol{F_i}}{\partial \xi_i}=\boldsymbol{S}+\boldsymbol{H}\ \ (i=1,2,3)\ , \tag{1}$$

$$\boldsymbol{Q}=J\begin{bmatrix}\rho\\ \rho w_1\\ \rho w_2\\ \rho w_3\\ e\\ \rho_v\\ \rho\beta\\ \rho n\\ \rho\hat{v}\end{bmatrix},\qquad \boldsymbol{F}_i=J\begin{bmatrix}\rho W_i\\ \rho w_1 W_i+\partial\xi_i/\partial x_1\, p\\ \rho w_2 W_i+\partial\xi_i/\partial x_2\, p\\ \rho w_3 W_i+\partial\xi_i/\partial x_3\, p\\ (e+p)W_i\\ \rho_v W_i\\ \rho\beta W_i\\ \rho n W_i\\ \rho\hat{v} W_i\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{S}=J\frac{\partial\xi_i}{\partial x_j}\frac{\partial}{\partial\xi_i}\begin{bmatrix}0\\ \tau_{1j}\\ \tau_{2j}\\ \tau_{3j}\\ \tau_{kj}w_k+(\kappa+\kappa^t)\,\partial T/\partial x_j\\ 0\\ 0\\ 0\\ \sigma_{\hat{v}j}\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{H}=J\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \rho(\Omega^2x_2+2\Omega w_3)\\ \rho(\Omega^2x_3-2\Omega w_2)\\ 0\\ \Gamma_c\\ -\Gamma_c\\ I\\ S_{\hat{v}}\end{bmatrix}.$$

ここで，$\boldsymbol{Q}$，$\boldsymbol{F}$，$\boldsymbol{S}$，$\boldsymbol{H}$はそれぞれ各方程式の未知変数項，対流流束項，粘性項，生成項をベクトルにまとめたものである．なお，生成項ベクトルの第 3，4 成分は$x_1$軸を回転軸とする回転相対座標系においてコリオリ力および遠心力から生じる項である．全計算領域において水蒸気の密度および液相の質量分率が 0 であれば，湿り空気流れの支配方程式は乾燥空気流れの支配方程式に帰着する．

### 2.2 状態方程式と音速

本論文では，湿り空気中の液相の質量分率が十分に小さい($\beta<0.1$)と仮定し，石坂ら[7]が近似した次式の状態方程式を用いる．

$$\begin{aligned}p&=\rho RT(1-\beta)\\ &=\frac{(1-\beta)R}{C_{pm}-(1-\beta)R}\left(e-\frac{1}{2}\rho w_i w_i-\rho h_{0m}\right)\ ,\end{aligned} \tag{2}$$

$$R=\left(\frac{\rho_a R_u}{\rho_g M_a}+\frac{\rho_v R_u}{\rho_g M_v}\right)\ . \tag{3}$$

ここで，$R_u$，$M_a$および$M_v$は一般気体定数，空気の分子量，水蒸気の分子量である．また，$\rho_a$，$\rho_v$および$\rho_g$は，乾燥空気，蒸気および気相の密度であり，気液二相均質流の密度$\rho$と次のような関係がある．

$$\rho_g=(1-\beta)\rho\ , \tag{4}$$

$$\rho_g=\rho_a+\rho_v\ . \tag{5}$$

さらに，$C_{pm}$および$h_{0m}$は液相と気相の定圧比熱および生成エンタルピーを質量分率で線形結合した値として定義される．

$$C_{pm}=\beta C_{pl}+(1-\beta)C_{pg}\ , \tag{6}$$

$$h_{0m}=\beta h_{0l}+(1-\beta)h_{0g}\ . \tag{7}$$

音速および比熱比は次式で定義される．

$$\begin{aligned}c^2&=\frac{(1-\beta)R}{C_{pm}-(1-\beta)R}C_{pm}T\\ &=\frac{C_{pm}}{C_{pm}-(1-\beta)R}\frac{p}{\rho}\ ,\end{aligned} \tag{8}$$

$$\gamma_m=\frac{C_{pm}}{C_{pm}-(1-\beta)R}\ . \tag{9}$$

ここで，$\rho_v$と$\beta$が 0 であれば，熱物性値ならびに状態方程式，音速の式は乾燥空気のものに帰着する．

### 2.3 凝縮モデル

非平衡凝縮にともなう液相の質量生成率$\Gamma_c$には，臨界核半径を持つ凝縮核の生成と液滴の成長による寄与がある．本論文では液相の質量生成率を以下に示す式で算出した[7]．

$$\Gamma_c=\frac{4}{3}\pi\rho_l\left(Ir^{*3}+3\rho n r^2\frac{dr}{dt}\right)\ . \tag{10}$$

ここで，$I$は凝縮核の核生成率，$r^*$は凝縮核の臨界角半径を表し，それぞれ Frankel の古典凝縮論[8]に基づき導出される．液滴の成長率$dr/dt$については Schnerr と Dohrmann の式[9]を用いた．本研究では液滴径が局所的に等しいとする単一分散系を仮定した．この場合，液滴の局所平均半径を保存変数から次のように計算できる．

$$r=\left(\frac{3\beta}{4\pi\rho_l n}\right)^{1/3}\ . \tag{11}$$

### 2.4 計算スキーム

時間積分に LU-SGS 法[10]，空間差分には Roe の流束差分離法[11]および 3 次精度 MUSCL TVD スキーム[12]を用いた．粘性項は 2 次精度中心差分を用いた．乱流モデルは Spalart-Allmaras モデル[13]である．

## 3. 湿り空気条件における修正回転数・修正流量

圧縮機の性能特性を評価する際，運転条件は標準状態に対して流れの相似を満足するように定められる．特性曲線を作図する際に用いられる修正回転数および修正流量の関係式はそれぞれ以下に示す周速マッハ数および流れのマッハ数[14]と呼ばれる 2 つのマッハ数に関する相似に基づいて導出されている．

$$M_U=\frac{U}{c}\ , \tag{12}$$

$$M_{u_x}=\frac{u_x}{c}\ . \tag{13}$$

ここで，$U$，$u_x$および$c$はそれぞれ翼の周速，流れの軸方

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

向流速および作動流体の音速である．この 2 つのマッハ数が標準状態と一致するように運転条件を定めるので，標準状態との間に以下の関係が成り立つ．

$$M_U{}^* = M_U \ , \tag{14}$$

$$M_{u_x}{}^* = M_{u_x} \ . \tag{15}$$

ここで，∗付きは標準状態を表す．さらに，式(14)は翼の周速$U$が翼の直径$D$と回転数$N$の積に比例することから，以下のように表すことができる．

$$\frac{D^*N^*}{c^*} = \frac{DN}{c} \ . \tag{16}$$

また，式(15)は以下に示す流量の式を用い，

$$\dot{m} = \rho u_x A \ , \tag{17}$$

さらに流路断面積$A$が直径$D$の二乗に比例することから，次のように変形できる．

$$\frac{\dot{m}^*}{\rho^* c^* D^{*2}} = \frac{\dot{m}}{\rho c D^2} \ . \tag{18}$$

式(16)および式(18)を満足するように作動条件を定めることで，標準状態との間にマッハ数に関する相似が成り立つ．また，理想気体を仮定し標準状態との間で気体定数および比熱比が等しく，さらに圧縮機の寸法形状が等しい場合，式(16)および式(18)は次式に変形できる．

$$\frac{N^*}{\sqrt{T^*}} = \frac{N}{\sqrt{T}} \ , \tag{19}$$

$$\frac{\dot{m}^*\sqrt{T^*}}{P^*} = \frac{\dot{m}\sqrt{T}}{P} \ . \tag{20}$$

式(19)および式(20)は修正回転数および修正流量の関係式として一般に広く周知されている．

水蒸気の気体定数および比熱比は空気と異なる．したがって，作動流体が水蒸気を含有する場合，式(19)および式(20)を導出する際に用いた仮定が成り立つとは限らない．Fig. 1 は乾き状態($\beta = 0$)における湿り空気の音速を式(8)を用いて温度と相対湿度の関数として表したものである．比較的温度の高い条件では音速が湿度に依存して変化することが示される．マッハ数に関する相似を満足するためには，音速に対するこのような湿りの影響を考慮する必要がある．本研究では湿り空気条件における修正流量・修正回転数を式(16)および式(18)から定めることとする．

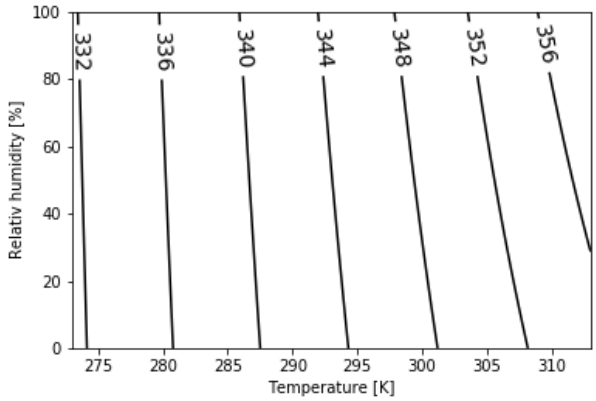



Fig. 1　湿り空気の音速($\beta = 0$)

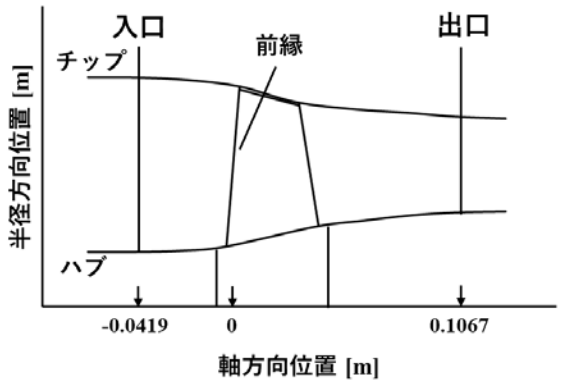



Fig. 2　NASA rotor 37 の子午面形状

## 4. 計算対象および計算条件

計算対象は遷音速軸流圧縮機 NASA rotor 37[6]である．Fig. 2 に流路の子午面形状を示す．ハブ前縁を軸方向位置の原点としたとき，計算領域の入口境界を-0.0419[m]，出口境界を 0.1067[m]に設定した．翼のコード長はおよそ 0.05[m]である．本研究では NASA rotor 37 のオリジナル寸法に加えて，オリジナルよりも 2.5 倍および 5 倍大きい寸法に対して計算を行った．オリジナル寸法の計算に用いた格子は以前の研究[15]と同様のものである．2.5 倍および 5 倍寸法の計算を行う際は，総格子点数は変更せずに壁面の最小 y+が翼面の広範囲で 2 以下となるように格子を修正した．また，本研究では特に湿りと凝縮に着目するためチップクリアランスを考慮しないこととした．

本研究で考慮した計算条件を Table 1 に示す. 入口相対湿度を 90%とし，入口全温および寸法スケールをそれぞれ 3 通りに変化させた計 9 つの条件を設定した．このとき入口全圧は全ての条件で等しい値とした．また，全ての条件において入口で乾き状態を仮定し湿り度を 0.0[%]とした．以下ではそれぞれの条件で異なる全温，相対湿度および寸法スケールに関して，それらを表す文字を T, H および S とし，その後ろに該当する数値を記すことで計算条件を示す．例えば，全温 288.15[K]，相対湿度 90.0[%]，寸法スケール 1.0 倍の条件は T288.15_H90.0_S1.0 として示される．

Table 1　入口計算条件

| | 標準状態 | CASE 1～9 |
|---|---|---|
| 全温[K] | 288.15 | 288.15<br>298.15<br>308.15 |
| 全圧[kPa] | 101.33 | 101.33 |
| 相対湿度[%] | 0.0 | 90.0 |
| 湿り度[%] | 0.0 | 0.0 |
| 寸法スケール<br>[倍] | 1.0 | 1.0<br>2.5<br>5.0 |

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 2　各条件の絶対湿度と音速の差異

| | 絶対湿度 [-] | $\frac{c - c_{Dry}}{c_{Dry}} \times 100$ [%] |
|---|---|---|
| T288.15_H90.0 | $1.17 \times 10^{-2}$ | $2.89 \times 10^{-1}$ |
| T298.15_H90.0 | $2.09 \times 10^{-2}$ | $5.11 \times 10^{-1}$ |
| T308.15_H90.0 | $3.63 \times 10^{-2}$ | $8.74 \times 10^{-1}$ |

## 5. 計算結果

### 5.1　特性曲線の作図

Table 1 に示したそれぞれの条件について修正流量−全圧比特性を作図した. このとき, 標準状態における NASA rotor 37 の設計回転数 17188.7[rpm]に対して式(16)を用いて各条件の回転数を定め，式(18)を用いて流量を補正した. 今回設定した条件では相対湿度は等しく 90%であるが，飽和水蒸気圧は温度によって変化するため，絶対湿度は温度によって異なる. Table 2 にそれぞれの温度条件における絶対湿度と，それぞれの温度条件における音速$c$と同温度における乾燥空気の音速$c_{Dry}$の差異を示す. 飽和水蒸気圧は温度が高いほど大きくなるため，高温度条件ほど含有する水蒸気量が多くなっている．またこのために，高温度条件ほど同温度の乾燥空気に対する音速の差異が大きくなっている．作動流体が水蒸気を含有する場合に式(19)および式(20)を用いて条件を修正すると，このような音速への影響が考慮されないことになる.

Fig. 3 に修正流量−全圧比特性を示す. 図中には Table 1 に示される標準状態(T288.15_H00.0_S1.0)，および全温・寸法スケールの異なる 9 つの計算条件に加えて，T308.15_H90.0_S1.0 の条件を式(19)，式(20)で修正した曲線(T308.15_H90.0_S1.0_Dry)が示されている．まず，寸法スケール 1.0 倍(S1.0)の条件に着目すると，式(16)および式(18)により修正された水蒸気を含有する 3 つの条件の曲線（T288.15_H90.0_S1.0，T298.15_H90.0_S1.0 および T308.15_H90.0_S1.0）は標準状態の曲線とよく一致していることが分かる．一方で，式(19)および式(20)で修正された条件(T308.15_H90.0_S1.0_Dry)では曲線が低流量・低圧力比側にシフトし標準状態の曲線から大きく外れている．空気が水蒸気を含有する場合，Table 2 に示されるように，音速が同じ温度の乾燥空気の音速よりも大きくなる．したがって，湿り空気条件では周速マッハ数を標準状態に一致させるためには，式(16)からわかるように，同じ温度の乾燥空気条件よりも大きな回転数が必要になる．しかしながら，式(19)で回転数を計算した場合このような水蒸気を含有することによる音速への影響が考慮されないため，その分だけ修正回転数が小さく算出される. 湿り空気条件を式(19)および式(20)で修正した際に確認された曲線の低流量・低圧力比側へのシフトはこのために生じた．また Fig. 3 より，寸法スケールがオリジナルよりも大きい場合（S2.5 および S5.0），曲線が標準状態に一致しないことが示される．寸法スケールが大きいほど曲線が高流量側にシフトしているが，これはレイノルズ数の影響と考えられる．寸法スケールが大きくなるほどレイノルズ数も大きくなる．そして，レイノルズ数が大きいほど境界層が相対的に薄くなり流路の有効断面積が増大する．結果として曲線が高流量側へシフトした.

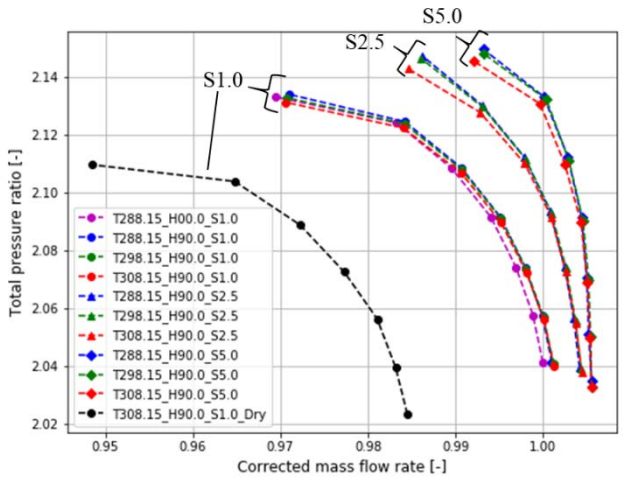



Fig. 3　修正流量-全圧比特性

### 5.2　流れ場と凝縮の関係，寸法スケールの影響

次に流れ場と凝縮の関係について考察する．入口全温 308.15[K]，相対湿度 90.0[%]の条件について，修正流量が等しい 3 つの寸法スケール（1.0 倍，2.5 倍，5.0 倍）の結果を比較した．これらの条件は修正回転数および修正流量が等しいためマッハ数に関して互いに相似である. Fig. 4 に負圧面近傍（翼面から 0.5%コード長高さ）の液滴質量分率を示す．また，図中には同じ位置における相対マッハ数の等高線も示してある．Fig. 4 より，負圧面上のハブ付近およびチップ付近で凝縮により液滴が生成する傾向にあることが示される．50%コード付近には相対マッハ数の等高線が集中しているが，これは衝撃波がこの位置に存在することを示す．衝撃波の位置において液滴の質量分率が減少しており，液滴が蒸発していることが示される．また Fig. 4 より，液滴の生成量が寸法スケール毎に大きく異なることが示される．寸法スケールが大きくなるほど，より多くの液滴が生成している．なおこのとき，負圧面の翼面から 0.5%コード長高さの位置は衝撃波の上流では境界層の外側であるため，液滴の生成量が寸法スケール毎に異なるレイノルズ数の影響を直接受けることはないと考えられる.

液滴の生成量が寸法スケール毎に異なる点に関してさらに詳しく検証するため，液滴の生成が顕著であったハブ付近に着目し，前縁から下流に向う流れ場の一次元的な状態の推移を可視化した. Fig. 5 は Fig. 4 に示される赤線に沿った相対マッハ数，静温，核生成率および液滴の質量分率の分布である．横軸は前縁からの距離を表しており，それぞれの寸法スケールにおけるコード長によって無次元化されている．このとき，コード長はオリジナル寸法では 0.056[m]，2.5 倍寸法では 0.14[m]，5.0 倍寸法では 0.28[m]である.

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

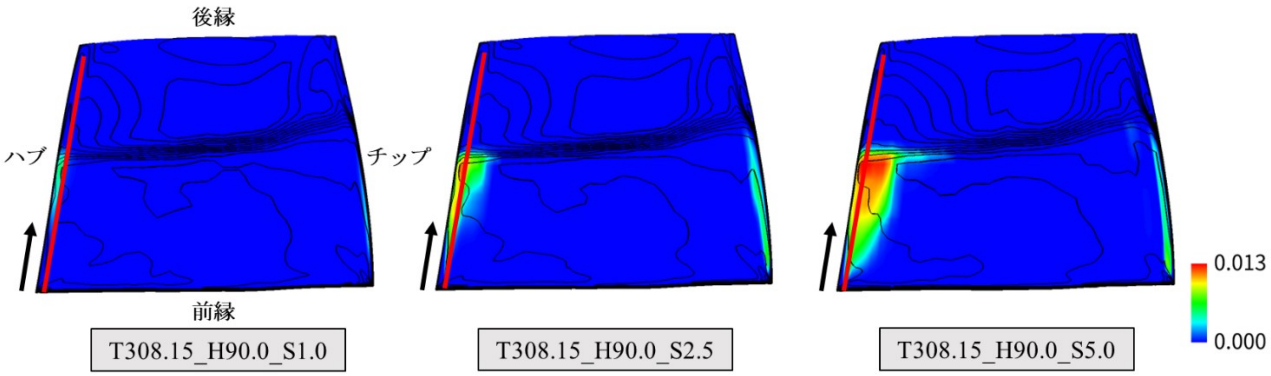



Fig. 4　負圧面近傍の液滴質量分率と相対マッハ数の等高線

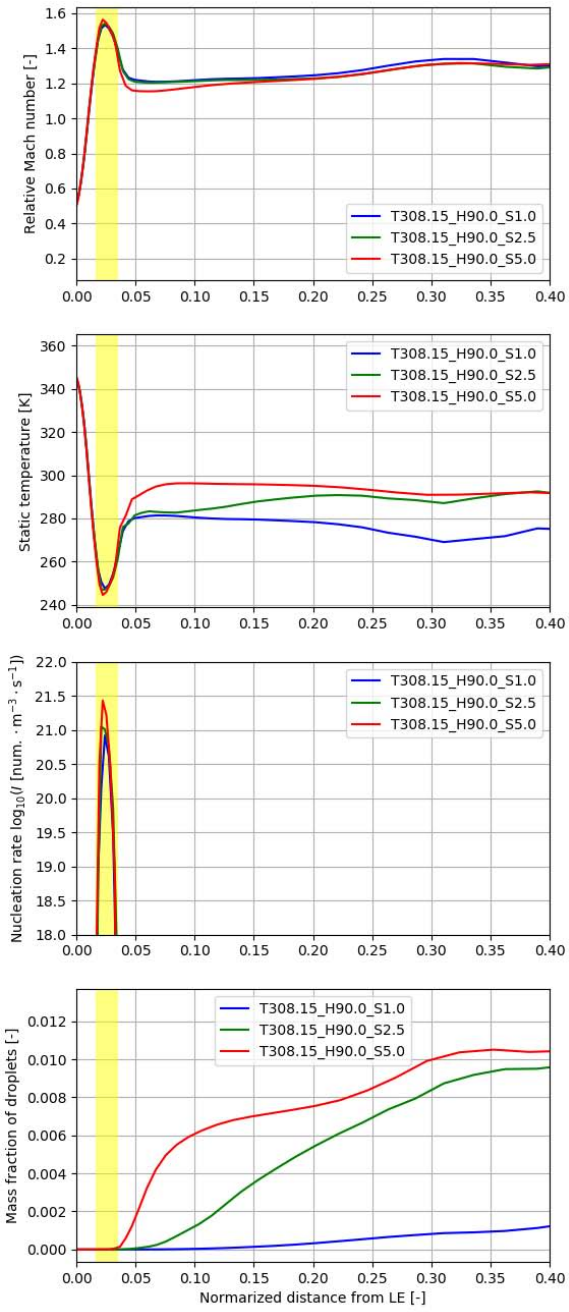
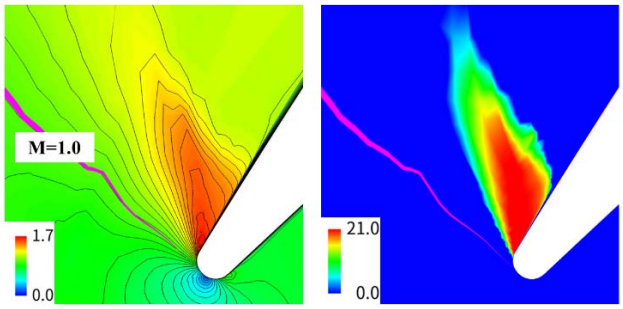



Fig. 5　前縁から下流に向う流れの状態推移




(a)　　(b)

Fig. 6　前縁近傍の
(a)相対マッハ数　(b)log10(核生成率)

Fig. 5 を用いて，流れ場の状態が前縁から下流に向ってどのように変化していくかを考察する．まず，翼に入射した流れは前縁近傍で急激に加速され，マッハ数が最大値，静温が最小値を示している．このとき，Fig. 5 に示される 3 つの条件はマッハ数に関して互いに相似であるため，いずれの条件の分布も互いによく一致している．そして，温度が最小値を示す位置の近傍において顕著な核生成が生じている．この核生成が凝縮の初生であるが，核の径は極めて小さいため液滴の質量分率はほとんど増加していない．Fig. 6 に前縁近傍の相対マッハ数と核生成率の分布を示す．また，図中には相対マッハ数が 1 の等高線を強調して示している．前縁のコーナーを回り込んだ超音速領域において，プラントル・マイヤー膨張の特徴ともいえる扇状に広がったマッハ数の等高線が確認できる．この膨張に伴う急激な温度低下の結果，湿り空気が強い過冷却状態になり凝縮核が生成したのである．凝縮核が一旦生成すると，その下流では液滴の成長が起こる．Fig. 5 より，核生成位置の下流において液滴質量分率の増加が示される．そしてこのとき，増え方の傾向は寸法スケール毎に大きく異なっているが，これは液滴の成長が実時間に依存するためである．寸法スケールが大きいほど流れの滞留時間が長いため液滴がより大きく成長できる．つまり，寸法スケールが大きいほど凝縮により生成される液相の量は多くなる．またこのとき，凝

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

縮に伴う潜熱放出の影響が静温の分布に現れている．5.0 倍寸法の条件では 5%コード付近において他の寸法条件よりも高い静温を示しているが，これはこの位置において他の寸法条件よりも多量の液滴が生成されより多くの潜熱が放出されたためである．2.5 倍寸法の条件においても 10%コード位置から液滴の量が増加し始め，これに伴い静温が上昇している．

## 6. 結言

本論文では，圧縮機の作動流体が水蒸気を含有する場合に生じる可能性のある非平衡凝縮を調査するために遷音速軸流圧縮機 NASA rotor 37 を対象に数値解析を行った．結果を以下に要約する．

1. まず，圧縮機の運転条件を修正回転数および修正流量で定める際に，湿り空気条件では水蒸気を含有することによる音速への影響を考慮することが必要であることを示した．
2. 動翼の前縁近傍ではプラントル・マイヤー膨張により流れが加速され温度が急激に低下する．湿り空気が強い過冷却状態となることで核生成が生じ，これが凝縮の初生となる．
3. 核生成の後，液滴が成長することで液相の質量分率が増大する．このとき，液滴の成長は実時間に依存するため大きい寸法スケールの圧縮機ほどより多くの液相が生成される．

## 参 考 文 献


(1) Propulsion and Energetics Panel Working Group 24., Recommended Practices for the Assessment of the Effects of Atmospheric Water Ingestion on the Performance and Operability of Gas Turbine Engines, AGARD., Advisory Report, No. 332 (1995).

(2) Berdanier, R. A., Smith, N. R., Fabian, J. C., and Key, N. L., Humidity Effects on Experimental Compressor Performance – Corrected Conditions for Real Gases, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 137, No. 3 (2015), p.031011.

(3) Sasao, Y., and Yamamoto, S., Numerical Prediction of Unsteady Flows through Turbine Stator-rotor Channels with Condensation, Proc. ASME Fluids Engineering Summer Conference, (2005), FEDSM2005-77205.

(4) 森口昇太, 宮澤弘法, 古澤卓, 山本悟, 田中隆太, 青塚瑞穂, ガスタービン用圧縮機翼列流れへの湿りの影響に関する数値的研究 第 1 報：Rotor37 による数値タービンの検証, 第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会（松山）講演論文集, (2017).

(5) 森口昇太, 宮澤弘法, 古澤卓, 山本悟, ガスタービン用圧縮機翼列流れへの湿りの影響に関する数値的研究 第 2 報：Rotor37 の湿り空気流動解析, 第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会（鹿児島）講演論文集, (2018).

(6) Dunham, J., CFD Validation for Propulsion System Components, AGARD., Advisory Report, No. 355 (1998).

(7) 石坂浩一, 井小萩利明, 大宮司久明, 超音速湿り蒸気流の高解像度差分解法, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 60, (1994), pp. 3887-3892.

(8) Frankel, J., Theory of Liquids, Dover, (1995).

(9) Schnerr, G. H., and Dohrmann, U., Transonic Flow Around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogeneous Condensation, AIAA Journal, Vol. 28, (1990), pp.1187-1193.

(10) Yoon, S. and Jameson, A., Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol. 26, (1988), pp.1025-1026.

(11) Roe, P. L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes, J. Comp. Phys., Vol. 43, (1988), pp.357-372.

(12) Van Leer, B., Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godonov's Method, J. Comp. Phys., (1979), Vol. 32, pp.101-136.

(13) Spalart, P., and Allmaras, S., A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper., (1992), 1992-0439.

(14) ターボ機械協会, ターボ機械　入門編, 日本工業出版.

(15) Moriguchi, S., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Wetness Effect on Transonic Moist-Air Flow Through a Compressor Rotor, Proc. ASME Fluids Engineering Summer Conference, (2018), FEDSM2018-83422.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-17

# 選択的レーザー溶融法における造形雰囲気が Ni 基超合金 IN718 の組織および高温強度特性に及ぼす影響

# Effect of Atmosphere on Microstructure and High Temperature Strength Characteristic of Ni-Based Superalloy IN 718 Built up by Selective Laser Melting

◦長張 俊希[*1] 名古屋 大義[*1] 出口 隼大[*1] 筧 幸次[*1] 中野禅[*2] 佐藤直子[*2]
NAGAHARI Toshiki NAGOYA Taigi DEGUCHI Shundai KAKEHI Koji NAKANO Shizuka SATO Naoko

**ABSTRACT**

Selective Laser Melting (SLM) process was used to fabricate an IN 718 specimen. The aim of this study is to investigate the effect of atmosphere during building process. In this research we used Ar and vacuum atmosphere for SLM process. In the vacuum condition, IN 718 specimen showed a much bigger dendrite, Laves and δ phases. The distribution of δ phase was different between two conditions. In the vacuum condition, δ phase precipitated around Laves phase and this total quantity and number of them was less than those of the Ar condition. It would be due to difference of cooling rate during solidification. The Ar specimen showed inferior creep properties due to much amount of δ phase and various orientation of columnar grains; whereas, the vacuum specimen showed longer creep life and larger rapture elongation at 650°C.

**キーワード：**選択的レーザー溶融法，Ni 基超合金インコネル 718，造形雰囲気，真空
**Key Words:** Selective Laser Melting, superalloy, Inconel 718, atmosphere, vacuum

## 1. 緒言

Ni 基超合金は高温での機械的特性や耐食性に優れており，その中でも IN718 合金は溶接性や鍛造性に優れ，650°C 以下において組織が安定するという特徴から航空機エンジン耐熱部材として利用されている．一方で，Ni 基超合金は高価であり歩留まりの改善や軽量化が求められているが，航空機エンジン部品の形状が複雑であるためそれを実現することは困難である．そこで現在注目されているのが金属 3D プリンタを用いた積層造形技術である．これにより複雑形状部品の製造が容易になり，一体成型による工程の簡略化が可能になるため歩留まりの向上やリードタイムの削減が期待されている．しかし，この積層造形により製造した材料は従来の製法のものとは大きく異なる組織を有し，その結果クリープ寿命や延性が著しく低下してしまうという問題がある [1]．著者らは積層造形後の熱処理条件を変えることでクリープ特性の向上を試みたが，熱処理だけでは溶解鍛造材に匹敵する特性を得ることはできなかった [2]．従って造形後の処理だけでなく，造形プロセスに着目する必要がある．本研究では，選択的レーザー溶融法(Selective Laser Melting : 以下，SLM)において一般的な造形雰囲気である Ar とは異なる真空中で造形を行い，その微視組織や特性の評価することで造形雰囲気がどのような影響を及ぼすのか明らかにすることを目的とした．

*1 首都大学東京大学院
〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-1
E-mail: nagahari-toshiki@ed.tmu.ac.jp
*2 産業技術総合研究所
〒305-8564 茨城県つくば市並木1-2-1

## 2. 実験方法

真空中造形材は，山陽特殊鋼製の PI 718 合金粉末を用い，アスペクト社製 RaFaEl prototype を用いてブロックを作製した．なお，造形パラメータはレーザー出力 270 W，走査速度 450 mm/s，ハッチ間隔 0.03 mm，積層厚さ 0.2 mm で造形を行い，ブロックの寸法は 10 mm×12 mm×45 mm とした．以下ではこれを**真空材**と称する．また，比較材として EOS 社製の EOSM280 を用いて Ar 雰囲気中で作製した従来の SLM 材のブロックも用意した．以下ではこれを **Ar 材**と称する．これらの試料を厚さ 3.1mm にスライスし，組織観察試料と強度試験片を切り出した．ただし強度試験片は積層方向に平行に切り出した．熱処理を施していないものを as-built 材，溶体化処理および時効処理を施したものを STA(Solution Treatment and Aging)と称する．熱処理条件は溶体化処理が 980°C で 1 時間保持し空冷，時効処理は 718°C で 8 時間保持しその後 621°C まで炉冷し 10 時間保持して空冷した．強度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

試験は 650°C/550MPa の負荷条件でクリープ試験を行った．また，走査型電子顕微鏡(SEM)，透過型電子顕微鏡(TEM)による組織観察および電子後方散乱回折法(EBSD)，エネルギー分散型 X 線分析(EDS)による解析を行った．

## 3. 実験結果

### 3.1 微視組織

Figure-1 に Ar と真空それぞれの雰囲気中で造形した as-built 材の SEM 像を示す． Ar 材の組織では明確な溶融池が観察され(Fig.1(a))，その内部ではデンドライトが溶融池の中央上部に向かって配向する傾向(Fig.1(c))があることがわかる．一方で真空材ははっきりとした溶融池は観察されず，積層方向に沿ってデンドライトが成長している層と水平方向にデンドライトが成長する層が観察された(Fig.1(c))．また，Ar 材と比べて真空材には粗大な析出物が確認された(Fig.1(d))．EDS 分析とその形態からこれは Laves 相であると考えられる．そして真空材にのみ Laves 相の周辺に δ 相が集中的に析出する様子も観察された．微細な δ 相が多く観察されたが，一部粗大なものも観察された．真空材の δ 相は冷却過程で生成されたと考えられる．また，一次デンドライト間隔は Ar 材が 0.5μm, 真空材が 10μm 程度であり真空材の方がはるかに大きい．また，Fig.2 にそれぞれの試料の積層方向に対する IPF マップを示す．これより Ar 材では細長い柱状粒が様々な方位を向いて出ている一方で，真空材では結晶粒の方位が比較的揃っておりその形状も積層方向に沿って伸長する粒が観察された．

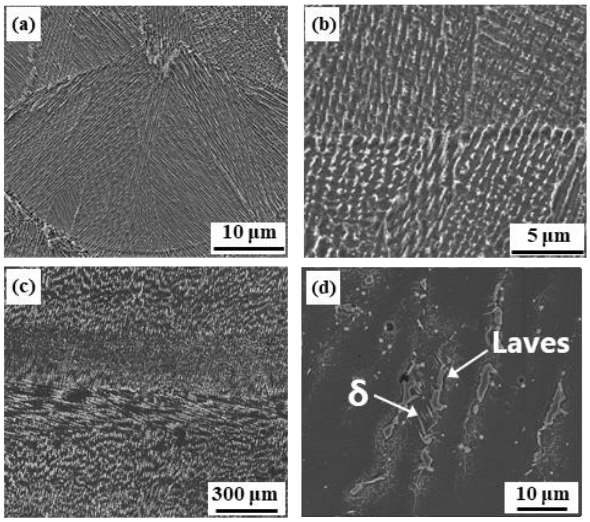



Fig.1 SEM images of as-built specimens built in (a) (b) Ar atmosphere and (c) (d) vacuum

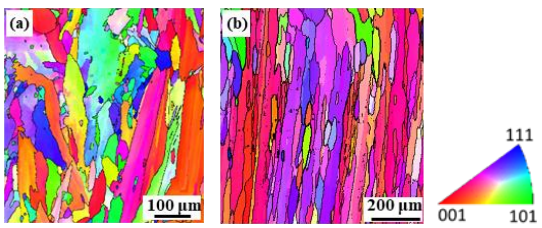



Fig.2 IPF maps of as-built specimens built in (a) Ar and (b) vacuum atmosphere

Figure-3 に STA 材の SEM 像を示す．Ar の STA 材では as-built 材に見られた溶融池やデンドライトは確認できなかったが，デンドライト間に多量の微細な δ 相が析出していることが確認された．一方で真空材も同じようにデンドライト間に沿って δ 相が析出していたが，as-built 材と同様に Laves 相の周りに集中的に δ 相が析出していた．また，δ 相の総析出量と密度は真空材の方が少ないこともわかる．しかし真空材の STA では as-built 材と比べて微細な δ 相が少なく, 粗大なものが多く観察された．

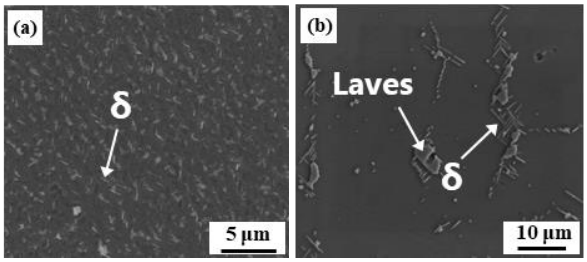



Fig.3 SEM images of STA specimens built in (a) Ar and (b) vacuum atmosphere

### 3.2 クリープ特性

Figure-4 に STA 処理を施した Ar 材と真空材のクリープ曲線を示す．これより，Ar 材はクリープ寿命が低くかつ低延性であるのに対して，真空材では寿命と延性が向上した．Figure-5 にそれぞれのクリープ試験の破面を示す．Ar 材ではデンドライト組織に沿った破面が観察されており脆性的に破壊した．一方で，真空材は全体にディンプルが観察され延性的な破壊挙動を示しており，中には Fig.5(b)のような粒界破壊を示す部分も見られたがここも延性的に破壊であった．

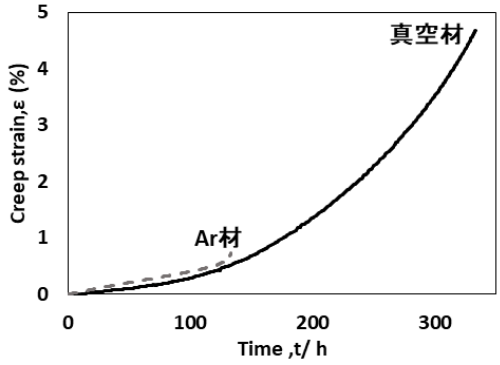
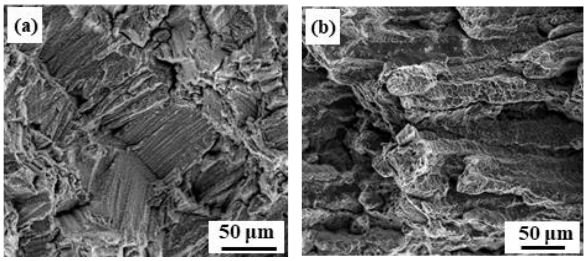



Fig.4 Comparison of creep curves of STA specimens built in Ar[1)] and vacuum atmosphere




Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Fig.5 Fracture surface of STA specimens built in (a) Ar[1] and (b) vacuum atmosphere

## 4. 考察

### 4.1 冷却速度が微視組織に及ぼす影響

Ar 材と真空材のデンドライト組織および析出物の違いについて最も特徴的なのはその大きさである．デンドライトや Laves 相やδ相といった母相や析出物の大きさが真空材の方が遥かに大きい．これは真空中で造形したことやそれに伴い高エネルギーなパラメータで造形を行ったことで冷却速度が小さくなり，組織が大きく成長したと考えられる．また，この小さい冷却速度によって結晶粒も温度勾配方向に成長しやすくなり比較的方位の揃った柱状粒が形成されたと考えられる．

次にδ相の析出形態について比較する．このδ相は IN718 合金の機械的特性に大きな影響を及ぼすことが知られているが[1]，Ar 材と真空材でその析出形態が大きく異なった．Figure-6 に Ar 材の TEM 像を示す．これより as-built 材には非常に細かい球状の Laves 相が等間隔に並んでいることがわかる．そして STA 材では Laves 相の数が明らかに減っておりその代わりに針状のδ相が析出していた．従って熱処理中に準安定相である Laves 相から安定相であるδ相が生成したと考えられる．

一方で真空材は Fig.1 や Fig.3 からわかるように Laves 相が大きく析出するため，冷却過程で一部がδ相に変態したと考えられる．ここで Table-1 にそれぞれの as-built 材の Laves 相の EDS 分析の結果を示す. 真空材では Laves 相が大きいだけでなく，より多くの Nb が偏析していることがわかる．Nb の偏析は凝固の際に，固体と液体の溶解度の違いによって先に凝固したデンドライトからデンドライト間の液相部分に Nb が放出されてしまうことによって生じる[3]．従って，冷却速度が小さくなったことで，Nb 原子の移動がより長く起こることで Nb がより顕著に偏析したと考えられる．また，as-built 材と STA 材の複数の析出相について分析を行った．As-built 材では Nb の含有量が 30±0.5wt%であったが，STA 材では場所により数値にばらつきがあり含有量は 18.0～28.5wt%の範囲であった．これらはいずれも as-built 材の含有量よりも小さい．これより熱処理中に Laves 相中の Nb を消費してδ相の粗大化や新たなδ相の生成が生じたと考えられる．

Table.1 EDS analysis of Laves phase in as-built specimens (mass%)

| | Al | Ti | Cr | Fe | Ni | Nb | Mo |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ar材 | 0.03 | 0.89 | 16.75 | 14.06 | 42.33 | 21.45 | 4.49 |
| 真空材 | 0.3 | 0.7 | 13.0 | 13.4 | 33.6 | 29.8 | 8.1 |

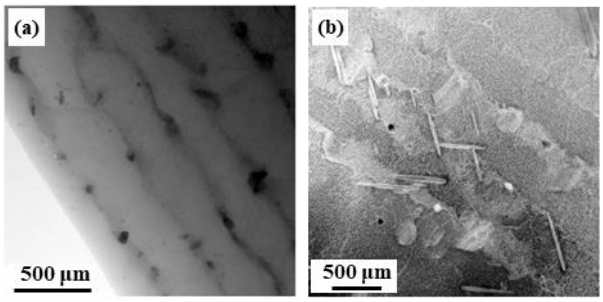



Fig.6 TEM images of (a) as-built[1] and (b) STA specimens built in Ar atmosphere

### 4.2 組織がクリープ特性に及ぼす影響

Ar 材のクリープ特性が著しく劣った要因は Fig.3 に示すようにデンドライト間に連続的にδ相があるためである[1]．Figure-5 で見られた破面はデンドライト間に析出したδ相に沿って破壊した結果であると考えられる．一方，真空材では Laves 相などの周辺に固まってδ相が析出していたものの比較的析出量や数が少ないことが脆性的な破壊には至らなかった要因と考えられる．また，真空材が Ar 材と比べると一方向凝固材に近い結晶組織を持っていたことも優れたクリープ寿命が得られた要因の 1 つであると考えられる．

## 5. 結言

1. 真空中で造形を行うことで冷却速度が小さくなりその結果，大きな組織が形成され母相のデンドライトや Laves 相やδ相も従来の Ar 雰囲気で造形したものより大きくなった．
2. Ar 材ではδ相がデンドライト間に連続的に析出しているのに対して真空材では Laves 相の周辺に集中的に析出する傾向があった．熱処理後の Laves 相の Nb の含有量が減っていることから Laves 相の Nb を消費してδ相に変態する．
3. 真空材では明らかな溶融池は確認できなかった．これは冷却速度が小さくなったことで温度勾配方向に結晶粒が成長しやすくなり，結晶の配向性を有した組織となった．
4. 真空材ではδ相の量，密度とも少なくなり，結晶方位が揃い一方向凝固材に近い組織が得られたことでクリープ寿命が向上し，延性的な破壊挙動を示した．

## 参 考 文 献

1) Y.L.Kuo, S.Horokawa, K Kakehi, Scripta Materialia, 129 (2017) 74-78
2) Y.L.Kuo, T.Nagahari, K.Kakehi, Materials 2018,11,996
3) Pulin Nie, O.A. Ojo, Zhuguo Li, Acta Materiallia 77(2014) pp85-95

## 謝辞

本研究は JST 戦略的創造研究推進事業 先端的低炭素化技術開発 (JST-ALCA JPMJAL1605)の一環として行ったものである．ここに謝意を表する．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-18

# 選択的レーザー溶融法により造形した IN718 における予備加熱の影響

# The effect of high-preheated IN718 built up by selective laser melting

○近藤　研志[*1]　筧　幸次[*1]　近藤　拓未[*2]
KONDO Kenji　KAKEHI Koji　KONDO Takumi

**ABSTRACT**

The effect of preheating temperature on microstructure of IN718 alloy fabricated by selective laser melting (SLM) was investigated. In the general SLM process, the base-plate temperature is about room temperature to 200 ℃, but using higher temperature, it is expected that the residual stress decreases and creep properties are improved. In this study, the base-plate was preheated to 600 ℃ for SLM process, and the solidified microstructure was observed by an optical microscope, a scanning electron microscope, and EBSD analysis. In the molten pool, several holes were identified in the 600 ℃ -preheated sample. In addition, oriented grains along<001> orientation parallel to the building direction were observed by EBSD analysis. In the STA specimen, it was found that preheating decreased the amount and number of δ phase and brought about better creep resistance.

**キーワード：**ジェットエンジン，Ni 基超合金，付加製造，選択的レーザー溶融法，予熱
**Key Words:** Jet Engine, Ni-based superalloy, Additive manufacturing, Selective laser melting, preheat

## 1. 緒言

Inconel718（以下 IN718）は高温強度と耐蝕性を兼ね備えた析出硬化型 Ni 合金で，700℃までのクリープ強度に優れており，航空宇宙分野や発電分野における高温部品の回転部，軸やディスク，タービンブレードに多く用いられている．IN718 をはじめとした Ni 基合金は難削材であるため，部材を粉末冶金法により CAD データから直接一体造形することが出来る付加製造（Additive Manufacturing）技術の開発が進んでいる．中でもレーザーを熱源として粉末床を溶融凝固させる選択的レーザー溶融法（Selective Laser Melting ;SLM）は他の製造方法と比べ表面粗さが良く，適用材料の種類も多いため，注目されている．しかし，SLM によって積層造形された Ni 合金は組織の異方性を有することや局所的な入熱と冷却を繰り返すため，高い残留応力による部品形状の変形などの問題がある．そこで本研究では一般的に SLM 造形で行われている RT-200℃の予熱温度（ステージ温度）を 600℃に変更して造形を行い，高温予熱が微視組織・残留応力及び機械的特性に与える影響を調査した．

*1　首都大学東京大学院
〒192-0364　東京都八王子市南大沢1-1

*2　愛知産業株式会社
〒252-0331　神奈川県相模原市南区大野台4-3-15

## 2. 実験方法

合金粉末は LPW 社の Alloy718 粉末を使用し，造形装置はドイツ SLM Solutions 社製 SLM280 を用いて 2 種類の造形を行った．造形パラメータは出力＝255W，走査速度＝980mm/s，ハッチ間隔=120 ㎛，積層厚さは 30 ㎛である．またレーザー走査方法は 1 層積層する毎にレーザー走査角が約 33° 毎回転させた．一般的な予熱温度である 200℃にベースプレートを加熱し，45mm 角のブロックを作製した．もう一方の造形では，オプションの予備加熱装置を用いてベースプレートを 600℃まで加熱した後，温度を保持しながら同等のパラメータで造形を行った．その後造形ブロックを放電加工機により 3.1mm 厚の板に加工し，板から組織観察用試料とクリープ試験片を切り出した．

試験片に溶体化処理と 2 段階時効処理を有する熱処理(AMS5662)を施した試験片を STA (solution heat treatment and aging;)材，熱処理を施していないものを積層まま(as-built)材，として比較検討した．組織観察用のために切り出した試料を研磨した後，$H_3PO_4$:$H_2O$=7:3 の溶液を用いて電解エッチングし，光学顕微鏡(OM)及び走査型電子顕微鏡(SEM)と後方電子散乱回折(EBSD)装置を用いて観察を行った．強度試験は STA 処理した 2 種類の試験片(200℃-予熱材・600℃-予熱材)に対して 550MPa・650℃におけるクリープ試験を行った．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

## 3. 実験結果・考察

### 3.1 凝固組織観察

IN718 の 200℃-予熱材と 600℃-予熱材の巨視的観察による光学顕微鏡組織を Figure 1 に示す．エッチングを行った側面部では，両試料で溶融池境界（Molten Pool Boundary; MPB）がはっきりと観察された．二つの試料で溶融池の大きさや形状に大きな差は観察されなかった．また，予熱材では円形の空孔が観察された．空孔は溶融池の位置と関係なく分布していた．これは予熱によって粉末床及びすでに溶融凝固された層へ入熱されているが，従来の造形と同じパラメータで造形を行ったため，エネルギー密度[J/mm$^3$] が過多となり円形の空孔が形成されたと考えられる[1].

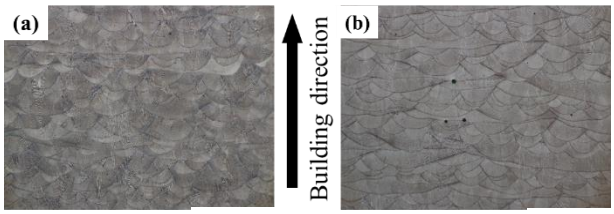



Fig.1. Optical micr f the molten pool of (a) 200℃-preheated and (b) 600℃-preheated samples

### 3.2 デンドライト観察

凝固組織に加えて，SEM を用いて溶融池を形成しているデンドライト組織の観察を行った．Figure 2 に示すように固化した組織は，いずれの試料もデンドライトから構成されていた．溶融池中心部ではいずれの試料も溶融池境界(MPB)を横切ったエピタキシャル粒子成長によって造形方向に沿って配向した柱状粒が形成されている．デンドライト組織は主に MPB の法線方向に向かって成長しているが，再溶融プロセスによって造形方向と垂直なデンドライト組織も形成される[2]．これらの組織は主に溶融池の端部で観察された．200℃-予熱材と 600℃-予熱材の溶融池端部近傍のデンドライトを比較すると，200℃-予熱材では MPB を横切った柱状粒と MPB の法線方向に成長したデンドライトが観察された一方で，600℃-予熱材では Fig.2b 内に赤矢印で示されるように，デンドライトが互いに垂直な 2 方向に成長している粒が観察された．2 次デンドライトの形成と粗大化は予熱造形によって温度勾配が低下したためであると考えられる．

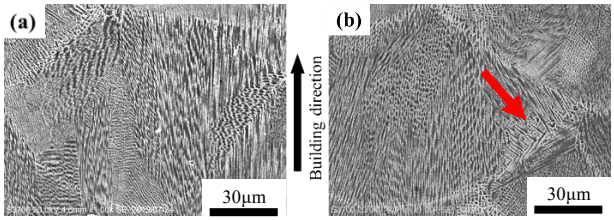



Fig.2. SEM micrograph of solidification structure in (a)200℃-preheated and (b)600℃-preheated samples

### 3.3 EBSD 分析

Fig.3 に 200℃-予熱材と 600℃-予熱材の水平及び垂直面の逆極点図(Inverse pole figure; IPF)を示す．水平，垂直面共に結晶粒のサイズや形状に大きな変化は見られなかったが，予熱材では赤色で表される積層方向に平行な〈001〉配向の結晶粒が多く観察された．Figure 4 に示される両試料の極点図（Pole figure）からも 600℃-予熱材においても，造形方向に〈001〉方向に配向する結晶粒が 200℃-予熱材よりも多くなっていることがわかる．200℃-予熱材の水平面を示す Fig.4(d)では特に〈001〉配向が減少しているが，これは垂直面 Fig.4(c)では〈001〉配向を有する柱状粒の領域の占める割合が多い一方で，水平面ではそれらの柱状粒の断面が観察されたためである．高温予熱によって温度勾配が緩やかになり冷却速度が低下し，熱の緩やかな移動によって柱状微視組織の成長が促進されたと考えられる[3].

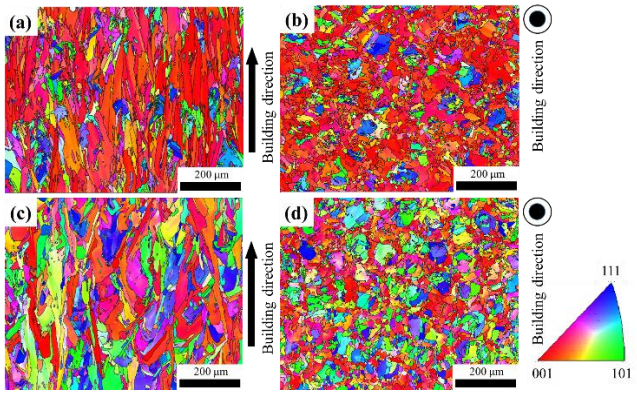



Fig.3. IPF maps of (a) side and (b) top views of the 600℃-preheated sample, (c) side and (d) top views of 200℃-preheated sample

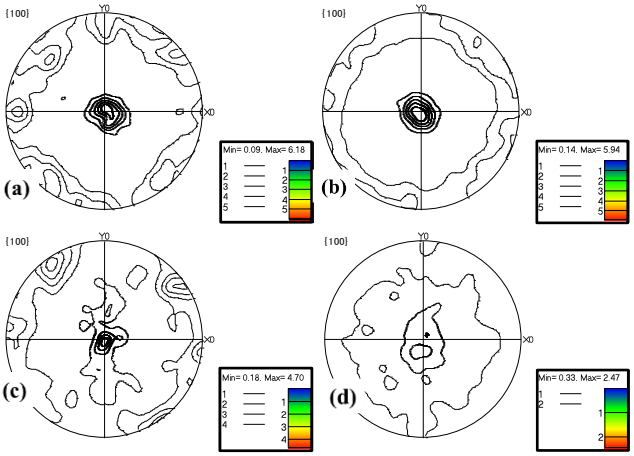



Fig.4. PF maps of IN718 samples of (a) side and (b)top views of 600°C -preheated sample, (c) side and (d)top views of 200°C -preheated sample

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

### 3.4 クリープ試験

600℃-予熱材と 200℃-予熱材に STA 処理を行った後 650℃，550MPa でクリープ試験を行った．は 400 h 以上のクリープ寿命を示した．600℃-予熱材はクリープ試験中であるが，2 次クリープ速度が 200℃-予熱材に比べて小さく，さらなるクリープ寿命の向上が期待される．

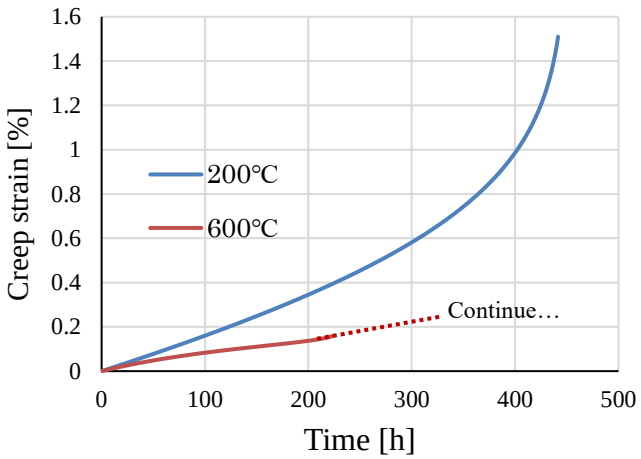



Fig.5. Creep curves of STA specimens under 650 °C/550 MPa

### 3.5 STA 材の組織観察

200℃-予熱材，600℃-予熱材に対して STA 処理を行った後，エッチングを行い，断面観察を行った．As-built 材では両試料とも δ 層は観察されなかったが，STA 材では Fig.6 に示すように，両試料で粒界に針状の δ 相の析出が観察された．200℃-予熱材では粒界だけでなく，粒内も δ 相が大量に析出していたが，600℃-予熱材では粒内の δ 相の析出が減少した．

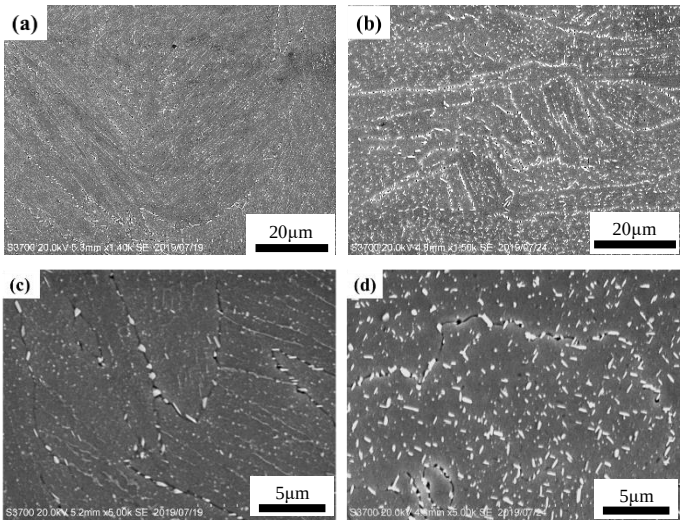



Fig.6. SEM micrograph of STA heat treated samples
Microstructure at (a)low and (c)high magnification of 600℃ -preheated sample.
Microstructure at (b)low and (d)high magnification of 200℃ -preheated sample

### 4. 結言

1. 600℃-予熱材ではエネルギー過多による円形の空孔が生じた．
2. 600℃-予熱材において，温度勾配の低下によるデンドライトの等軸化が観察された．
3. 予熱加熱により積層方向と平行な〈001〉配向を有する結晶粒が増加した．
4. STA 処理後の試料において，200℃-予熱材，600℃-予熱材ともに粒界において針状 δ 層の析出が観察されたが，600℃予熱造形では粒内の δ 層の析出が抑制された．
5. より高温の 600℃予熱によりクリープ変形抵抗が向上した．

### 謝辞

本研究は JST 戦略的創造研究推進事業 先端的低炭素化技術開発 (JST-ALCA JPMJAL1605)の一環として行ったものである．ここに謝意を表する．

### 参 考 文 献

[1] Hengfeng Gu, Haijun Gong, Deepankar Pal, Khalid Rafi, Thomas Starr, Brent Stucker SOLID FREEFORM FABRICATION PROCEEDINGS, (2013) pp474-489
[2] Naresh Nadammal, Sandra Cabeza, Tatiana Mishurova, Tobias Thiede, Materials and design 134, (2017) pp139-150
[3] Pan tao, Huaixue Li, Baiying Huang, Quandong Hu, Shuili Gong, Qingyan Xu Vacuum 159, (2019) pp.382-390

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-19

# 選択的レーザー溶融法によって作製した Ni 基超合金 CM247LC の組織と高温強度特性に及ぼす HIP プロセスの影響

# Effect of HIP process on Microstructure and high temperature strength properties of Ni-based superalloy CM247LC Manufactured by Selective Laser Melting

○平井 篤志*1 筧 幸次*1 林 重成*2 郭 妍伶*2 尾ノ井 正裕*3 米本 朋弘*3
HIRAI Atsushi KAKEHI Koji HAYASHI Shigenari KUO Yen Ling ONOI Masahiro YONEMOTO Tomohiro

**ABSTRACT**

The purpose of this study is to suppress the defect and crack generated during additive manufacturing to apply the HIP process, and to gain a deep understanding of the relationship between the HIP process and the microstructure-mechanical properties. The CM 247 LC superalloy was fabricated by hot isostatic pressing (HIP) and selective laser melting (SLM).The high temperature ductility of HIPped specimens after SLM improved compared to as-SLMed specimens. The microstructure of the SLM-HIPped sample had apheroidized grains than the as-SLMed sample. It is confirmed that the segregation of as-SLMed specimens is erased after the HIP process.

**キーワード：** Ni 基超合金，CM247LC，付加造形，選択的レーザー溶融法，等方圧加圧法
**Key Words:** Ni-based superalloy, CM247LC, Additive Manufacturing, Selective Laser Melting, Hot Isostatic Pressing

## 1. はじめに

付加造形 (AM, Additive Manufacturing)技術は，既存の加工技術では製造することが困難な複雑な形状を持つ部品を造形できるため，注目されている．航空宇宙産業など特定の用途において、AM 技術は材料ロスを最小限に抑え、構造最適化を実現する可能性を提供できる点で従来加工技術よりも優れている．近年，環境への負荷軽減のため航空機ジェットエンジンの更なる高性能化が求められることに加え，タービン入り口温度が上昇している[1]. そのため，タービンブレード内部に複雑な冷却流路を形成する必要がある．AM 技術の一つである選択的レーザー溶融（SLM, Selective Laser Melting）法は、レーザビームを熱源として走査し、選択的に層の金属粉末床を溶融凝固し積層することで部品を造形するため，内部に複雑形状の冷却流路を有する部品の製造と相性の良い技術である[2]. CM247LC は第一世代 Ni 基超合金と同等のクリープ特性ならびに耐食性を持つよう設計された，γ’体積率の高い低炭素一方向凝固合金である[3]. SLM 法によって作成された CM247LC 試料は、レーザビームの照射に起因した急速急冷サイクルによる凝固割れや空孔が発生することが問題になっている[4]. これらの欠陥の消滅プロセスとして等方圧加圧(HIP)法があるが、SLM 法と HIP 法によって作製した試料の組織および機械的特性に関する研究は，AM 材の特性向上という観点から重要である．本研究では、積層造形中に発生した欠陥を抑制するため HIP 法を適用し、HIP プロセスが組織および引張特性に及ぼす影響について調査した．

*1 首都大学東京大学院
〒192-0397 八王子市南大沢1-1
E-mail: hirai-atsushi@tmu.ac.jp
*2 北海道大学大学院
〒060-0808 北海道札幌市北区北13条西8丁目
*3 金属技研(株)
〒243-2361 神奈川県海老名市社家字業平 713

## 2. 実験方法

本研究では，アルゴンガスアトマイズ処理した平均粒径 63μm の球状粉末試料 Ni 基超合金 CM247LC を使用した．合金粉末の組成を Table 1 に示す. 合金粉末を粉末床に敷き詰め，レーザー走査方向を一層毎に 67° 回転させて 45mm 角の合金ブロック（as-SLM）を作製した．As-SLM 材に Ar 雰囲気下で，1260℃/ 150MPa / 2h の HIP 処理を施した（SLM-HIP）[5]. 熱処理を施さないものを比較材として真空溶解（Cast）材・HIP 粉末焼結（Powder-HIP）材・as-SLM 材を用いた. 観察試料および強度試験片はブロックを 3.1mm 厚さにスライスし，板材から積層方向に対して負荷方向が平行な引張試験片を切り出した．各試料に対してそれぞれ室温と 750℃で引張試験を実施し SEM, TEM 観察，EBSD 分析および EDS 元素分析を行った．ま

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

た，as-SLM 材，Powder-HIP 材と SLM-HIP 材については試験片を 3×3×5mm に切り出し，表面の酸化膜を除去した後，アルキメデス法を用いて密度測定を実施した．

Table 1. Chemical Composition of CM247LC powder used for SLM and HIP processes (mass %)

| C | Cr | Co | W | Mo | Ta |
|---|---|---|---|---|---|
| 0.07 | 8.1 | 9.2 | 9.5 | 0.5 | 3.2 |
| Al | Ti | Hf | B | Zr | Ni |
| 5.6 | 0.7 | 1.4 | 0.015 | 0.015 | Bal. |

## 3. 実験結果

### 3. 1 組織観察

Figure 1 に，ガスアトマイズ金属粉末の粒子形状と組織を示す．金属粉末は微小デンドライト状の模様と，衛星粒子が観察された．金属粉末の断面の IPF マップを示す(Fig. 1 (b))．粉末粒断面は，一部ミクロ孔を有する一方で，かなり緻密な組織であった．粉末粒によって結晶方位の偏った傾向は観察されなかった．また，粉末内部の結晶粒の大きさは一様でなかった．

HIP 処理により，き裂が消失することが分かった（Fig. 2 (a),(b)）．SLM-HIP 材は HIP プロセスを経ることで as-SLM 材で観察された柱状デンドライト組織が溶体化され消失した [6]．

また，Fig. 2 (c)に示す密度測定結果より、as-SLM 材に比べ，SLM-HIP 材は密度が向上しただけでなく，Harris らの示す [7]の cast 材の密度(8.54 g/cm$^3$)を上回った．

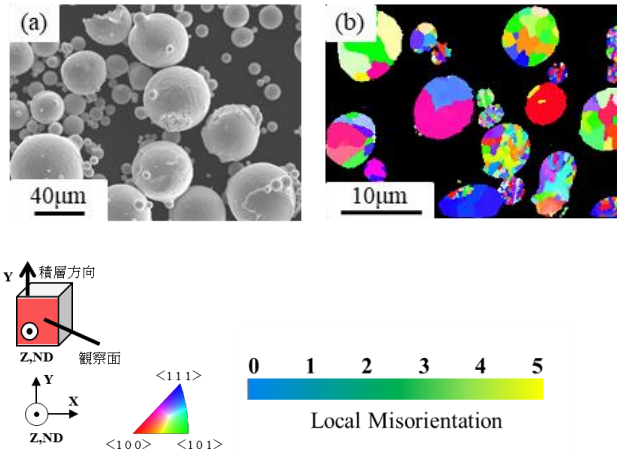



Fig. 1 (a) SEM micrographs of the powder CM247LC and (b) EBSD IPF maps of the powder of cross section.

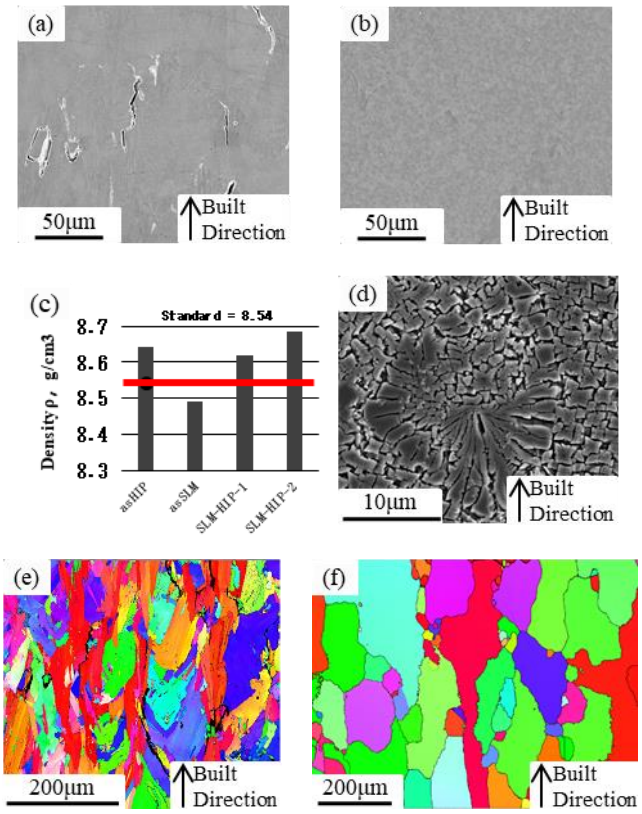
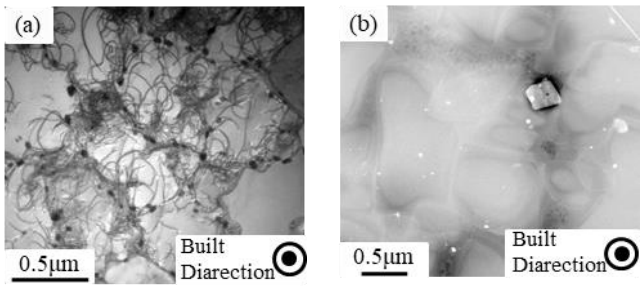



Fig. 2 (a) SEM micrographs of as-SLM(horizontal planes) [6], (b) SEM micrographs of SLM-HIP (horizontal planes), (c) Comparison of apparent density, measured with the Archimedes method, (d) High magnification SEM micrographs of SLM-HIP (horizontal planes), and (e) EBSD IPF maps of as-SLM (horizontal planes) [6] and (f) EBSD IPF maps of SLM-HIP (horizontal planes).

（Fig. 2 (d)）に SLM-HIP 材の γ’相の SEM 画像を示す．SLM-HIP 材中の γ’相は、大きさ、形状ともに不均一であり、また，γ-γ’共晶組織が観察された [8]．

as-SLM 材では，<001>方位に配向した細長い粒が存在する一方、組織の全体的な配向はランダムであった(Fig. 2 (e))． as-SLM に比べアスペクト比は減少したものの SLM-HIP 材から積層方向に沿って伸長した結晶粒が観察された(Fig. 2 (e))．これらの粒は再結晶粒により形成されたと考えられる．




Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

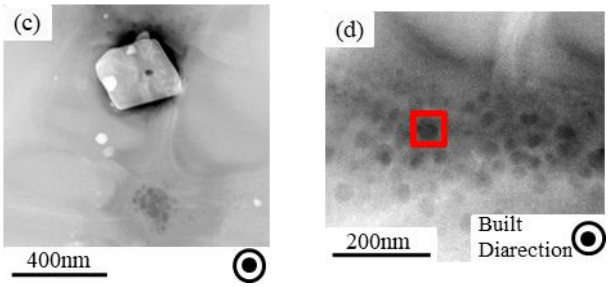



Fig.3 (a) TEM micrograph of as-SLM specimen [6], (b) TEM micrograph of SLM-HIP specimen, (c) High magnification TEM micrograph of SLM-HIP specimen, (d) TEM micrograph of the precipitates in SLM-HIP specimen.

Table 2 Chemical composition of the precipitate (mol%)

| Cr | Co | Ti | Al | Mo | Hf | Ta | W | C | Ni |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 10.4 | 8.0 | 0.2 | 3.2 | 0.5 | 0.1 | 0.1 | 2.5 | 38.1 | 36.7 |

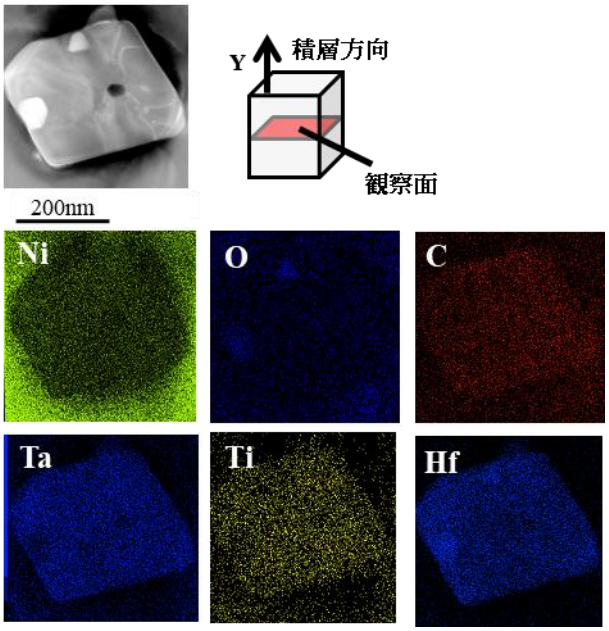



Fig.4. TEM-EDS analysis on horizontal plane of SLM-HIP CM247LC.

SLM-HIP の TEM 画像（Fig. 3 (b)）から，再結晶生成により転位が減少しており転位密度は減少し，試料内の残留応力が緩和された．残留応力の低減は HIP プロセス中の高温加熱による，再結晶生成による転位の再配置に起因するものと考えられる．(Fig. 3 (c)）に示す画像から形態の異なる析出物が観察された．40nm からなる白色の析出物は $HfO_2$ であることが分かった．一方，Figure 4 に示す立方体状の析出物は Ti・Hf・Ta を含む，炭化物と酸化物の混合物であった．Hf は,Al に代わりマトリックス中の酸素ゲッターとしての役割を果たしたと言える．

（Fig. 3 (d)）に示すように SLM-HIP 材中に観察されたマトリックス組織内におよそ 20 nm の微細な球状の黒色の析出物が偏析していることが分かった．これらは，Table 2 に示す TEM-EDX 元素分析結果から，Cr を含む炭化物であることが分かった．

### 3.2 引張特性

各試料について、室温と 750° C 大気雰囲気下における応力ひずみ曲線（Fig. 5）を，引張特性を比較した図を（Fig. 6）に示す．また，Fig. 7 に 750℃で実施した SLM-HIP 材の引張試験の破面を示す. Figure 5 について, SLM-HIP 材は，as-SLM 材と比較して，室温と 750° C 双方において著しく延性が改善した．密度測定結果（Fig. 2 (c)）と合わせ, as-SLM 試料中の空孔及びき裂を閉じることへの HIP プロセスの有効性が明らかになったと言える．SLM-HIP 材の試験片は，室温で，引張強度 1510.5MPa, 18.8%の伸びを示し，750℃では，引張強度 1032.1MPa, 11.9%の伸びを示した．SLM-HIP 材の高温延性は、従来 Cast 材よりわずかに優れていたが、Kim らによって報告された一方向凝固材（DS）CM247LC の結果の 24%の伸びよりも低かった [9].

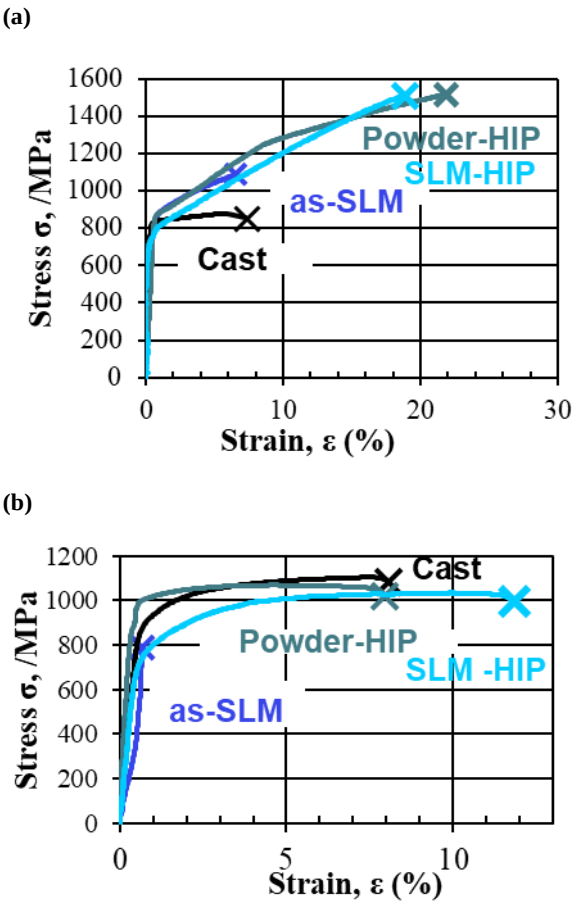



Fig. 5. Stress-strain curves at (a) room temperature and (b) 750℃.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

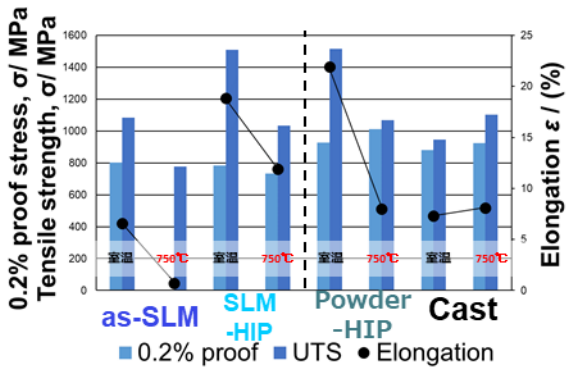



Fig. 6. Comparison of tensile properties between room temperature and 750 ℃.

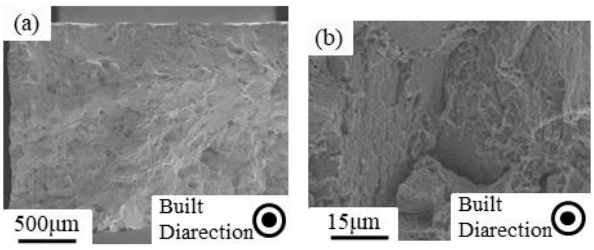



Fig. 7. Fracture surface of of the CM247LC tensile test at 750 ℃:(a) low magnification image and, (b) of high magnification image.

室温において，SLM-HIP 材の降伏強度は as-SLM 材と比較して低下した（Fig. 5 (a)）．降伏強度が低下した要因は試料内の転位密度の減少のためである．に示す 750℃において，SLM-HIP 材は，as-SLM 材に比べ，低い降伏強度と高い延性を示した（Fig. 5 (b)）．降伏強度が低い要因は，主として転位密度の低下であるが，その他の要因としては γ/γ’共晶の影響が考えられる [10].

Figure 7 に SLM-HIP 材の高温引張試験後の破面を示す．破面は均一ではなく，脆性破壊を示す平滑な領域と，粒内延性破壊を示す微細なディンプルを含む領域で構成されていた．延性破面ではディンプルの中に（Fig. 3 (d)）に示した微細な析出物が観察された．これは析出物が試料内のき裂発生サイトであることを示す．

## 4. 結言

1. HIP プロセス適用の結果，as-SLM 材中のき裂および空孔は消滅し，SLM-HIP 材は as-SLM 材に比べ延性が大きく改善された．

2. SLM-HIP 材は，積層方向に沿って伸展した結晶粒，不均一な大きさと形状を持つ γ’析出物と微細な炭化物で構成されていた．また，as-SLM 材と比較して転位密度が減少し，γ/γ’共晶組織も観察された．

3. SLM-HIP 材は低い降伏強度と高い延性を示し， HIP プロセスの有用性が示された．

## 謝 辞

本研究は JST-ALCA（JPMJAL1605）の一環として行ったものである．

## 参 考 文 献

1) F. Yin, A. Gangoli Rao, The Aeronautical Journal, Volume 121, Issue 1245, (2017) , pp. 1605-16262) L.N. Carter, C. Martin, P.J. Withers, M.M .Attallah, Jounal of Alloys and Compounds, 615 (2014), pp.338-347

2) V.D.Divya, R.Muñoz-Moreno, O.M.D.M.Messé, J.S.Barnard, S.Baker, T.Illston, H.J.Stone, Materials Characterization, Volume 114, (2016), pp. 62-74

3) J.E.MacDonald, R.H.U.Khan, M.Aristizabal, K.E.A.Essa, M.J.Lunt, M.M.Attallah, Materials & Design, Volume 174, (2019), 107796

4) L.N. Carter, C. Martin, P.J. Withers, M.M .Attallah, Jounal of Alloys and Compounds, 615 (2014), pp.338-347

5) Qinqin Zhang, The Microstructure and properties of powder HIPped nickel-based superalloy CM247LC, The University of BIRMINGHAM, (2011), Ph.D. thesis

6) 平井 篤志，第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会（鹿児島）講演論文集 B-16

7) K. Harris, G.L. Erickson, R.E. Schwer, Superalloys 1984, (1984), pp. 221-230

8) André Seidel, Thomas Finaske, Ariane Straubel, Horst Wendrock, Tim Maiwald, Mirko Riede, Elena Lopez, Frank Brueckner, Christoph Leyens, Metallurgical and Materials Transactions A, (2018), Volume 49, Issue 9, pp. 3812–3830

9) I.S.Kim, B.G.Choi, S.M.Seo, D.H.Kim, C.Y.Jo, Materials Letters, Volume 62, Issues 6‐7, (2008), pp. 1110-1113

10) K.L.Gasko, G.M.Janowski, B.J.Pletka, Materials Science and Engineering: A, Volume 104, (1988), pp. 1-8

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-20

# 極超音速統合制御実験(HIMICO)用ラム燃焼器内の自己着火現象に関する数値解析

# Numerical Simulation of Self-ignition in Ram Combustor for High-Mach Integrated Control Experiment (HIMICO)

○小松 湧介[*1]　山本 姫子[*1]　佐藤 哲也[*2]
KOMATSU Yusuke　YAMAMOTO Himeko　SATO Tetsuya
溝渕 泰寛[*3]　南部 太介[*3]　田口 秀之[*3]
MIZOBUCHI Yasuhiro　NAMBU Taisuke　TAGUCHI Hideyuki

**ABSTRACT**

For investigating the self-ignition phenomena in the ram combustor for HIMICO (High-Mach Integrated Control Experiment), a chemically reacting flow solver are developed. In this study, Large-eddy simulations of the ram combustor are performed using the developed solver. A detailed survey is conducted on how self-ignition occurs and how a flame is held. As a result, we find that self-ignition first occurs downstream of the combustor when the velocities of air and hydrogen are high. This is because strong vortices are generated in the wake of the injector and promote the mixing of air and hydrogen. In addition, it is suggested that the recirculation zone behind the injector is indispensable for flame holding because the high temperature burned gas held there promotes the reaction of the unburned gas.

**キーワード：**自己着火，詳細反応機構，ラージエディシミュレーション，ラムジェット，HIMICO
**Key Words:** Self-ignition, Detailed chemical kinetics, Large-eddy simulation, Ramjet, HIMICO

## 1. はじめに

極超音速旅客機の実現に向けた研究開発の第 1 段階として極超音速統合制御実験(HIMICO : High-Mach Integrated Control Experiment)が宇宙航空研究開発機構 JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency)によって計画されている。この計画は極超音速条件下での機体姿勢とエンジンの統合制御技術の確立を目的としており，観測ロケット S-520 を用いて極超音速条件下での飛行実証実験を行う。実験機にはラムジェットエンジンが搭載されており，現在までに機体単体の風洞試験，エンジン単体での風洞試験および燃焼試験が行われている。今後は，地上での機体とエンジンの統合試験を行った後，飛行実証実験が行われる予定である。

実験機に搭載されるラムジェットエンジンは気体水素を燃料とし，極超音速でエンジンに流入する空気が空力加熱によって昇温されることで，気体水素の自己着火が引き起こされるように設計されている。過去に行われた燃焼試験において，試験条件によっては燃料が自己着火することが確認されているが，自己着火が起きる場合の空気や水素の流入条件（温度・流速）については定量的な評価が不十分である[1, 2]。イグナイタ（点火器）を用いれば燃料を強制的に着火できることが確認されているが，実験機に搭載することができる装置には大きさや重量の点で制限があること，瞬間的に発生する高電圧による他の電子機器への干渉が懸念されることから，イグナイタを用いず自己着火によって燃料を着火することが望ましい。そのため，燃料の自己着火が起きる条件や保炎が可能な条件を調査する必要がある。空気と燃料の混合から自己着火に至るまでの過程が自己着火限界や保炎に大きく影響すると考えられるが，実験では得られる情報が限られているため，詳細な調査は難しい。一方，数値解析であれば燃焼器内の詳細な物理量分布やその時系列データを取得することが可能であるため，調査に当たっては数値解析を用いる方法が有効である。亜音速ラム燃焼器

*1　早稲田大学大学院
〒169-8555　新宿区大久保3-4-1
E-mail: ksw.koma2@asagi.waseda.jp
*2　早稲田大学
〒169-8555　新宿区大久保3-4-1
*3　宇宙航空研究開発機構
〒182-8522　調布市深大寺東町7-44-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を対象にした数値解析としては Side-dump ramjet[3]や Dual mode ramjet[4]の解析が挙げられるが，自己着火限界に着目した研究はない。したがって，まずは自己着火限界の評価をすることができる数値解析手法を確立することが必要である。

著者らは，HIMICO 用ラム燃焼器内の自己着火限界を予測することを目的として，詳細な化学反応機構を考慮することが可能な有限反応速度モデルと気体分子運動論に基づく輸送係数モデルを採用した反応性流体解析ソルバを開発し，開発したソルバを用いた LES (Large-eddy simulation)を行っている。燃焼器に流入する空気の温度を変化させた解析を行って，空気の温度が十分に低ければ自己着火が起きないという結果を得ており，数値解析によって空気の温度が低いことによる着火限界の予測が可能であることを示した。一方，自己着火が起きる条件においても，空気の温度が低い場合にはインジェクタ背後の再循環領域のみで自己着火が起き，空気の温度が高い場合には燃料が存在する全ての領域で自己着火が起きるという結果を得ており，空気の温度の違いによって自己着火の発生メカニズムが異なることを明らかにした[5]。また，自己着火の発生メカニズムについては空気や燃料の流速にも影響を受けることが示唆されている。そこで著者らは燃焼器に流入する空気と燃料の流速を変化させた条件での数値解析を実施した。本稿では，自己着火の発生メカニズムについての詳細な調査結果および実施した数値解析結果について報告する。

## 2. 試験概要

本章では本解析で対象としている燃焼試験[1]について説明する。この試験は 2016 年 11 月に東大柏キャンパスの高エンタルピ風洞で行われた。Fig. 1 に試験装置の概要図を示す。エンジンは風洞設備に直接に接続され，空気加熱器で加熱された高圧の空気がエンジン内に流入する。この試験の目的はエンジンの耐熱性の確認と自己着火性能の調査であった。

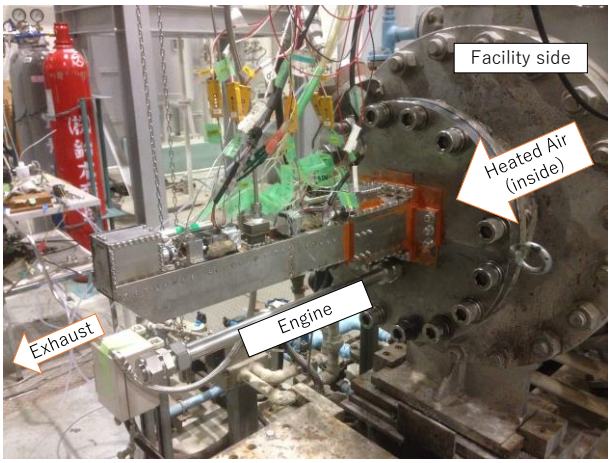



Fig. 1　Combustion wind tunnel test setup.[1]

Fig. 2 に燃焼試験で使用された HIMICO 用ラムジェットエンジンの概要図を示す。このエンジンは可変インテークと燃焼器，可変ノズルで構成されている。エンジンの主な材質はステンレス鋼(SUS316L)であり，ノズルは C/C 材で作られている。燃焼器の内壁は断熱材のアルミナファイバーで覆われている。燃料の気体水素($GH_2$)はインジェクタから燃焼器内に噴射される。Fig. 3 にインジェクタの概略図を示す。インジェクタの側面には，直径 1mm の噴射口が互い違いに 5 つずつ配置されている。噴射口は流れ方向に対して 30°（図上から 2, 4 番目）または 60°（図上から 1, 3, 5 番目）の方向を向いている。

試験の結果，エンジンの耐熱性が確認され，試験条件によっては自己着火が起きることが確認された[1]。Table 1 に自己着火が発生した試験条件の一つ(Test 1)および自己着火が発生しなかった試験条件の一つ(Test 2)における計測値を示す。空気に関する計測値は燃焼開始前に計測されたものである。

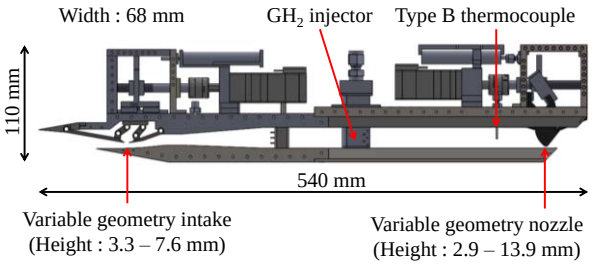



Fig. 2　Schematics of the engine for HIMICO.

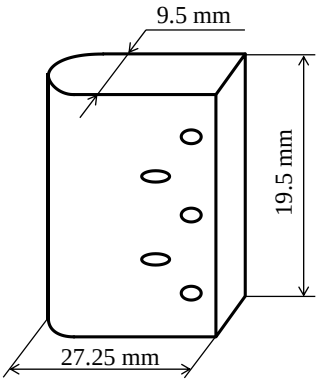



Fig. 3　Schematics of the injector.

Table 1　Test conditions.

| | | Test 1 | Test 2 |
|---|---|---|---|
| Air | Total pressure [kPa] | 187.1 | 254.3 |
| | Static pressure [kPa] | 185.8 | 248.8 |
| | Static temperature [K] | 738.0 | 879.2 |
| | Mass flow rate [g/s] | 68.88 | 84.81 |
| $GH_2$ | Static temperature [K] | 300.0 | 300.0 |
| | Mass flow rate [g/s] | 1.0494 | 0.9977 |

## 3. 数値解析手法

### 3.1 支配方程式

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

本研究では LES (Large-eddy simulation)による数値解析を行った。本節では LES に用いた支配方程式について述べる。支配方程式は質量保存式，圧縮性 Navier-Stokes 方程式，全エネルギ保存式，化学種の質量保存式を支配方程式であり，方程式を閉じるために理想気体の状態方程式を用いる。フィルタ化を施した後の方程式は次に示す通りである[6]。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t}+\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial x_i}=0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j+\bar{p}\delta_{ij}-\bar{\tau}_{ij}+\tau_{ij}^{sgs}\right)=0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}\left\{(\bar{e}+\bar{p})\tilde{u}_i+\bar{q}_i-\tilde{u}_j\bar{\tau}_{ji}+H_i^{sgs}+\sigma_i^{sgs}\right\}=0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{Y}_\alpha}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\bar{\rho}\tilde{Y}_\alpha\tilde{u}_i+\bar{J}_{i,\alpha}+Y_{i,\alpha}^{sgs}\right)-\bar{\dot{\omega}}_\alpha=0, \tag{4}$$

$$\bar{p}=\bar{\rho}\tilde{T}\sum_{\alpha=1}^{N_S}\frac{R^0}{W_\alpha}\tilde{Y}_\alpha. \tag{5}$$

ここで–は空間フィルタ，~は Favre フィルタであり，$\rho$は密度，$u_i$は速度ベクトル，$p$は圧力，$e$は全エネルギ，$Y_\alpha$は化学種の質量分率を表している。下付き文字の$\alpha$は化学種$\alpha$の物理量であることを示している。粘性応力テンソル$\tau_{ij}$と熱流束$q_i$，拡散流束$J_{i,\alpha}$は次式で表される。拡散流束の評価においては圧力拡散と Soret 効果を無視し，熱流束の評価においては Dufour 効果を無視する。

$$\bar{\tau}_{ij}=2\bar{\mu}\left(\tilde{S}_{ij}-\frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right),\tilde{S}_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right), \tag{5}$$

$$\bar{q}_i=-\bar{\lambda}\frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_i}+\bar{\rho}\sum_{\alpha=1}^{N_S}\tilde{h}_\alpha\tilde{Y}_\alpha\tilde{V}_{i,\alpha}+\sum_{\alpha=1}^{N_S}q_{i,\alpha}^{sgs}, \tag{6}$$

$$\bar{J}_{i,\alpha}=\bar{\rho}\widetilde{Y}_\alpha\widetilde{V}_{i,\alpha}=-\bar{\rho}\bar{D}_{\alpha,m}\frac{\partial\tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i}. \tag{7}$$

ここで$\mu$は粘性係数，λは熱伝導率，$T$は温度，$h_\alpha$はエンタルピ，$D_{\alpha,m}$は混合気体中での各化学種の拡散係数である。

上付き文字の sgs はサブグリッドスケール(SGS : Subgrid-Scale)項であることを示している。SGS 応力テンソル$\tau_{ij}^{sgs}$は Smagorinsky-Lilly モデル[7]を用いて次のようにモデル化される。

$$\tau_{ij}^{sgs}=-2\bar{\mu}_t\left(\tilde{S}_{ij}-\frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right). \tag{8}$$

渦粘性係数$\mu_t$は混合長モデルとのハイブリッド長さスケール，Piomelli の減衰関数，Shur らによって修正されたグリッドスケールを用いて次式で求める[8]。

$$\bar{\mu}_t=\bar{\rho}\cdot\min[(\kappa d)^2,(C_S\Delta)^2]\cdot\left(2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}\right)^{1/2}\times\{1-\exp[-(y^+/25)^3]\}, \tag{9}$$

$$\Delta=\min[\max[C_{\mathrm{wall}}d,C_{\mathrm{wall}}\Delta_{\max},\Delta_{\min}],\Delta_{\max}]. \tag{10}$$

ここで$d$は壁面距離，$\Delta$はグリッドスケール，$y^+$は壁面からの無次元距離である。カルマン係数$\kappa$は 0.41，Smagorinsky 定数$C_S$は 0.1，Shur らのグリッドスケールのモデル係数$C_{wall}$は 0.15 とする。一方で，SGS 粘性仕事と SGS エンタルピ流束の和$H_i^{sgs}+\sigma_i^{sgs}$と SGS 化学種質量流束$Y_{i,\alpha}^{sgs}$，SGS 熱流束$q_{i,\alpha}^{sgs}$は勾配拡散モデルを採用し，渦粘性係数$\mu_t$と乱流プラントル数$Pr_t$，乱流シュミット数$Sc_t$を用いて次のようにモデル化される[6]。乱流プラントル数$Pr_t$，乱流シュミット数$Sc_t$はともに 0.9 とする。

$$H_i^{sgs}+\sigma_i^{sgs}=-\frac{\bar{\mu}_tC_{p,m}}{Pr_t}\frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_i}+\tilde{u}_j\tau_{ji}^{sgs}, \tag{11}$$

$$Y_{i,\alpha}^{sgs}=-\frac{\bar{\mu}_t}{Sc_t}\frac{\partial\tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i}, \tag{12}$$

$$q_{i,\alpha}^{sgs}=-\frac{\bar{\mu}_t}{Sc_t}\tilde{h}_\alpha\frac{\partial\tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i}. \tag{13}$$

化学反応生成項$\dot{\omega}_\alpha$の算出には修正アレニウス式を用いる有限反応速度モデルを採用する。また，乱流と化学反応の相互作用を表現するモデルとして PaSR (Partially Stirred Reactor)モデル[9]を採用する。PaSR モデルはセルを化学反応が起きる領域と混合のみが起きる領域に分割でき，これら 2 つの領域が互いに質量とエネルギのやり取りを行っているという仮定に基づいている。質量とエネルギのバランス式の局所解として，フィルタ化が施された化学反応生成項$\bar{\dot{\omega}}_\alpha$は次のようにモデル化される。

$$\overline{\dot{\omega}_\alpha(\rho,Y_\alpha,T)}=\gamma\dot{\omega}_\alpha\left(\bar{\rho},\tilde{Y}_\alpha,\tilde{T}\right), \tag{14}$$

$$\gamma=\frac{\tau_{chem}}{\tau_{chem}+\tau_{mix}}. \tag{15}$$

ここで$\gamma$は 2 つの領域の体積分率であり，化学反応の特性時間$\tau_{chem}$と混合の特性時間$\tau_{mix}$で表される。化学反応の特性時間はセルでの質量分率と反応速度との比の最大値として，混合の特性時間は Kolmogorov 時間スケールと積分時間スケールの幾何平均として計算される。

### 3.2 計算手法

本研究では JAXA が開発した圧縮性流体解析ソルバ FaSTAR[10]をベースに，化学種の輸送方程式の追加と物性値の多成分化を行うことによって開発した反応性流体解析ソルバを数値解析に用いた。このソルバでは上記の支配方程式は有限体積法を用いて離散化されている。数値解析の実行に当たっては宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ「JSS2」を用いた。

非粘性流束は SLAU で評価し，空間勾配の計算には Green-Gauss (GG)と Weighted-Least-Square (WLSQ)のハイブリッド手法である GLSQ 法を用いる。セル内の物理量分布の再構築には 2 次精度 MUSCL 法を用い，単調性を維持するために Hishida の勾配制限関数（Van Albada 型）を使用する。時間積分には 2 段 2 次精度 TVD Runge-Kutta 法を用いる。

化学種の定圧比熱とエンタルピは NASA 多項式[11]を用いて算出する。各化学種の粘性係数と熱伝導率および 2 成分拡散係数は気体分子運動論から導かれる理論式から求めた。混合気体の粘性係数は Wilke の式，混合気体の熱伝導率は Mason と Saxena の式から求める。混合気体中での各化学種の拡散係数は Stefan-Maxwell の式から導かれる次式で求める[12, 13]。

$$D_{\alpha,m}=\frac{1-Y_\alpha}{\sum_{\beta\neq\alpha}^{N_S}X_\alpha/D_{\alpha,\beta}}. \tag{21}$$

修正アレニウス式の係数は Burke らの 9 化学種($N_2$，$O_2$，H，OH，O，$H_2$，$H_2O$，$HO_2$，$H_2O_2$)19 反応モデル[14]のも

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

のを用いる。

### 3.3 解析対象

解析対象はHIMICO用ラムジェットエンジンの燃焼器であり，計算格子はインジェクタの上流からノズルの手前までの範囲を対象に作成した。Fig. 4 に解析に用いた計算格子を示す。この計算格子は全長 199.5 mm，幅 43 mm，高さ 19.5mm であり，格子点数は約 1160 万点である。この計算格子は著者らの過去の解析[5]で用いられたものと同じものである。空気および燃料の流入境界では質量流量と静温が固定されており，燃焼器の流出境界では静圧が固定されている。インジェクタの内壁は滑り壁とし，その他すべての壁は断熱滑り無し壁としている。

Table 2 に本解析で用いた解析条件を示す。Case 1 の条件は Table 1 の Test 2 の条件と空気の温度以外は同じである。本解析では空気の温度は 800.0 K とする。全ての解析条件で水素・空気の動圧比が 8.505，当量比が 0.3832 であり，条件ごとに空気・水素の流速が異なる。

解析に当たっては，まず水素を流入させず，空気だけが流入・流出する条件で，無次元化密度，速度，圧力の残差の L2 ノルムが $1\times10^{-9}$ 以下かつ物理量の分布が滑らかになるまで非定常解析を行った。その後，得られた解析結果を初期条件として水素を流入させて解析を行った。

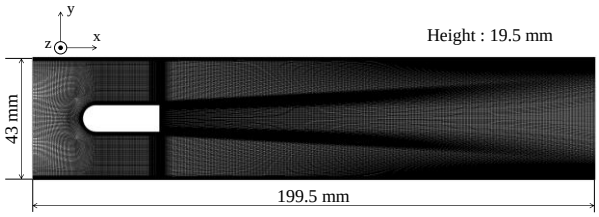



Fig. 4　Schematic of computational grid.[5]

Table 2　Simulation Conditions

| Case | Air inlet | | $GH_2$ inlet | | Outlet |
|---|---|---|---|---|---|
| | $u$ [m/s] | $T$ [K] | $u$ [m/s] | $T$ [K] | $P_S$ [kPa] |
| 1 | 93.2 | 800.0 | 631.4 | 300.0 | 248.8 |
| 2 | 194.3 | 800.0 | 1315.8 | 300.0 | 248.8 |
| 3 | 46.6 | 800.0 | 315.7 | 300.0 | 248.8 |

## 4. 解析結果

### 4.1 混合から火炎形成に至るまでの過程

本解析では全ての条件で自己着火が起きた。本節では，Case 1 における混合から自己着火・火炎形成までの過程について述べる。Fig. 5 に上記の各状況での燃焼器内部の温度分布を示す。Fig. 5(a)には水素質量分率等高線も示す。図中の t は水素噴射開始からの経過時間を示している。また Fig. 6 には火炎形成後（Fig. 5(c)と同時刻）における，Flame Index[15]で色付けした水素消費量 $1\times10^{6}$ mol/s/m$^3$ の等値面を示す。Fig. 6(a)は 3 次元の等値面を z 軸正方向から見たもの，Fig. 6(b)は x 軸負方向から見たものである。Flame Index (F. I.)は燃焼モードの判定に用いられるもので，次式で定義される。

$$\mathrm{F.I.} = \nabla Y_{H_2} \cdot \nabla Y_{O_2}. \tag{22}$$

F. I.が正の領域（図中では赤）は予混合燃焼であることを示し，F. I.が負の領域（図中では青）は拡散燃焼であることを示している。

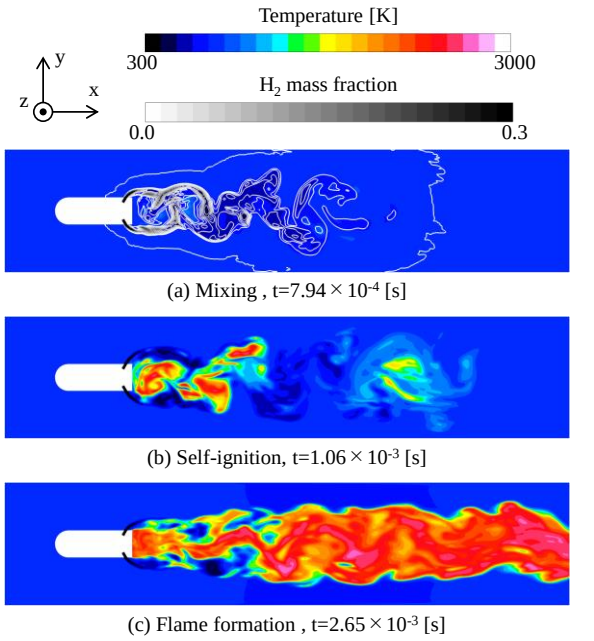



Fig. 5　Instantaneous distributions of temperature and $H_2$ mass fraction (Case 1).

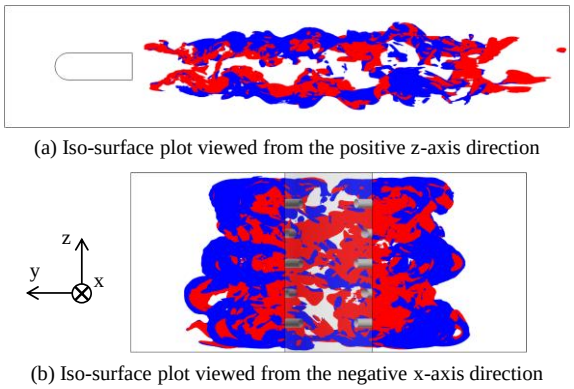



Fig. 6　Instantaneous iso-surface plots of $H_2$ reaction rate colored by Flame Index (Case 1).

Fig. 5(b)より，自己着火はインジェクタ背後の再循環領域と燃焼器下流の 2 か所で起きていることが分かる。再循環領域にインジェクタから噴射された水素の一部が流入して空気と混合し(Fig. 5(a))，しばらくすると自己着火が起きる(Fig. 5(b))。自己着火によって生じた既燃の気体の大部分は再循環領域に留まるため，この後は，再循環領域ではあまり反応が起きなくなる(Fig. 6(a))。一方で，燃焼器下流では，再循環領域に流入しなかった水素がインジェクタ後流の影響で空気と混合され，やや遅れて自己着火に至る(Fig. 5(a, b))。ここで生じた既燃気体はそのまま燃焼器から流出する。これ以後に噴射される水素は

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

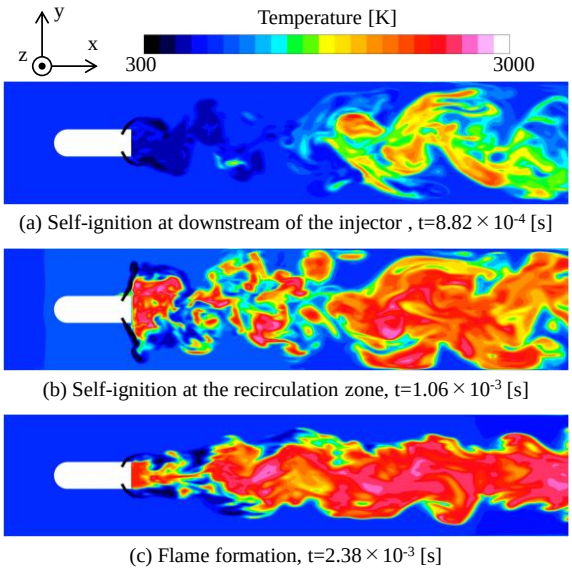
高温になった再循環領域の周囲において，空気の混合・反応し着火に至る(Fig. 5(c))。

Fig. 6(a)より，再循環領域の周囲の予混合火炎が燃焼器内に形成される火炎の先端であることが分かる。また Fig 6(b)から，燃焼器の中心付近で予混合燃焼，外縁部で拡散燃焼が起きていることが分かる。インジェクタ背後の再循環領域が自己着火に不可欠であることは，著者らの過去の解析結果[5]からも示唆されていたが，高温の既燃気体を留まらせていることで，保炎にも重要な役割を果たしていることが考えられる。

### 4.2 空気・水素の流速の影響

本節では動圧比・当量比固定の条件のもと，空気と水素の流速の違いによる影響を議論する。Fig. 7 と Fig. 8 に Case 2 と Case 3 における自己着火から火炎形成までの燃焼器内部の温度分布を示す。各図の(a)と(b)は自己着火の途中，(c)は火炎形成後の分布図である。

Fig. 7 より空気と水素の流速がともに Case 1 よりも速い Case 2 では，燃焼器下流でまず自己着火が起き(Fig. 7(a))，次にインジェクタ背後の再循環領域で自己着火が起きた(Fig. 7(b))。燃焼器下流の自己着火によって生じた火炎はそのまま燃焼器から流出し，上流に伝播することはなかった。一方で，空気と水素の流速がともに Case 1 よりも遅い Case 3 では，インジェクタ背後の再循環領域でまず自己着火が起き(Fig. 8(a))，下流へと自己着火する領域が広がっていった(Fig. 8(b))。また，Fig. 5(c)と Fig. 7(c)，Fig. 8(c)より，最終的に形成される火炎は全ての解析条件で概ね同じ形状のものになることが分かった。

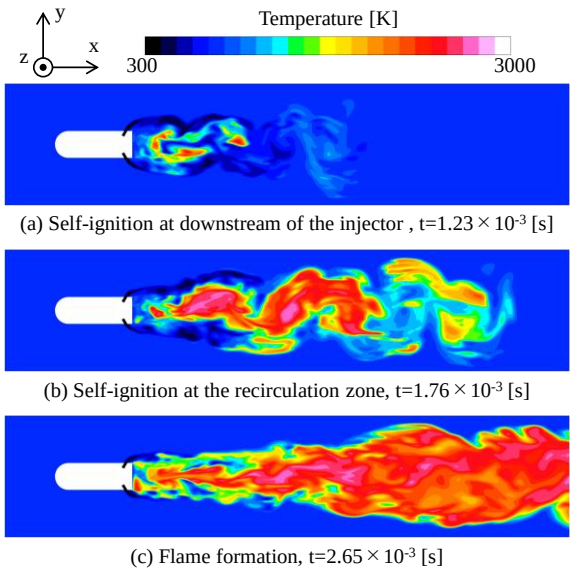


(a) Self-ignition at downstream of the injector , t=8.82×10$^{-4}$ [s]

(b) Self-ignition at the recirculation zone, t=1.06×10$^{-3}$ [s]

(c) Flame formation, t=2.38×10$^{-3}$ [s]

Fig. 7 Instantaneous distributions of temperature and $H_2$ mass fraction (Case 2).



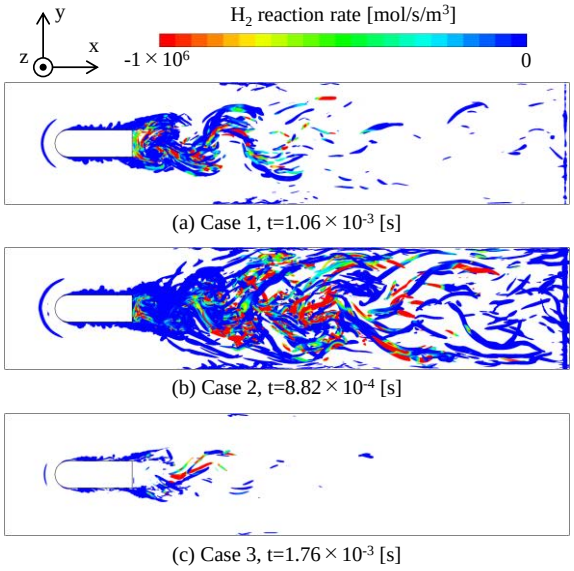
(a) Self-ignition at downstream of the injector , t=1.23×10$^{-3}$ [s]

(b) Self-ignition at the recirculation zone, t=1.76×10$^{-3}$ [s]

(c) Flame formation, t=2.65×10$^{-3}$ [s]

Fig. 8 Instantaneous distributions of temperature and $H_2$ mass fraction (Case 3).

また自己着火が起きるまでの時間に着目すると，Fig. 7 より Case 2 では再循環領域での自己着火までの時間は Case 1 とほぼ同じであるが，燃焼器下流ではそれよりも短い時間で自己着火に至ることが分かる。この理由を議論するため，Fig. 9 に速度勾配テンソルの第 2 不変量（Q 値）の等値面を示す。等値面は水素消費量で色付けされている。図には各解析条件で最初に自己着火が起きた時の等値面を示している。



(a) Case 1, t=1.06×10$^{-3}$ [s]

(b) Case 2, t=8.82×10$^{-4}$ [s]

(c) Case 3, t=1.76×10$^{-3}$ [s]

Fig. 9 Instantaneous iso-surface plots of Q-criteria colored by $H_2$ reaction rate.

Fig. 9 より空気・水素の流速が速い Case 2 ではインジェクタ後流に強い渦が発生し，燃焼器下流側での水素消費量が大きくなっていることが分かる。したがって，Case 2

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

では，インジェクタ後流で発生した強い渦によって水素と空気の混合が促進され，再循環領域よりも先に自己着火に至ったと考えられる。

## 5. まとめ

極超音速統合実験用ラム燃焼器内の自己着火現象を調査することを目的として開発されたソルバを用いて，詳細な化学反応機構を考慮した LES を行った。燃焼器に流入する空気や燃料の流速の違いによって，自己着火や保炎にどのような影響が生じるか調査し，以下の知見を得た。

(1) 自己着火はインジェクタ背後の再循環領域で起き，条件によっては燃焼器下流でも起きる。空気・水素の流速が速いと燃焼器下流で先に自己着火が起きる。また空気・水素の流速が遅い場合には燃焼器下流での明確な自己着火は起きない。この違いはインジェクタ後流で発生する渦の強さの違いに起因するものである。

(2) インジェクタ背後の再循環領域は自己着火後に高温の既燃気体を保持して周囲の未燃気体の反応を促進する。したがって，再循環領域は自己着火のみならず保炎にも不可欠であると示唆される。

(3) 自己着火後に形成される火炎は動圧比・当量比が同じであれば概ね同じ形状となる。この火炎は再循環領域付近の予混合火炎を先端とし，燃焼器の中心付近では予混合燃焼，火炎の外縁部では拡散燃焼が起きている。

## 謝辞

燃焼試験および数値解析で使用されたインジェクタの設計データを提供していただいた東京大学の津江光洋教授，中谷辰爾准教授，岡本敏樹氏，池田有空氏に感謝いたします。また，本研究における数値解析の実行に当たっては宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ「JSS2」を用いました。

## 参 考 文 献

(1) Sato, A., Wakabayashi, S., Iwasaki, Y., Yoshida, H., Sato, T., Taguchi, H., et al., Experimental Study of Ramjet Engine for High-Mach Integrated Control Experiment (HIMICO), 31st International Symposium on Space Technology and Science, Matsuyama, Japan, 2017-a-24, 2017.

(2) Wakabayashi, S., Yoshida, H., Chiga, T., Sato, T., Taguchi, H., Kojima, T., et al., Research and Development of Ramjet Engine for High-Mach Integrated Control Experiment (HIMICO), 22nd AIAA International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference, Orlando, America, AIAA 2018-5319, 2018.

(3) Roux, A., Gicquela, L. Y. M., Reichstadt, S., Bertier, N., Staffelbach, G., Vuillot, F., Poinsot, T.J., Analysis of unsteady reacting flows and impact of chemistry description in Large Eddy Simulations of side-dump ramjet combustors, Combust. Flame, Vol. 157, Issue 1 (2010), pp. 176-191.

(4) Zettervall, N., Fureby, C., A Computational Study of Ramjet, Scramjet and Dual-Mode Ramjet/Scramjet Combustion in a Combustor with a Cavity Flame holder, 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, Kissimmee, America, AIAA 2018-1146, 2018.

(5) Komatsu, Y., Yamamoto, H., Sato, T., Hideyuki, Numerical Simulation of the Ram Combustor for High-Mach Integrated Control Experiment (HIMICO), 32nd International Symposium on Space Technology and Science, Fukui, Japan, 2019-a-33, 2019.

(6) Masquelet, M., Menon, S., Large-Eddy Simulation of Flame-Turbulence Interactions in a Shear Coaxial Injector, J. Propul. Power, Vol. 26, No. 5 (2010), pp. 924-935.

(7) Smagorinsky, J., General Circulation experiments with the primitive equations I. The basic experiment., Monthly Weather Review, Vol. 91, No. 3 (1963), pp. 99-164.

(8) Shur, M. L., Spalart, P., Strelets, M. K., Travin, A. K., A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 29, Issue 6 (2008), pp. 1638-1649.

(9) Karlsson, J. A. J., Modeling Auto-Ignition, Flame Propagation and Combustion in Non-Stationary Turbulent Sprays, Ph.D. Thesis, Chalmers University of Technology, 1995.

(10) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M., et al., Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR', 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Nashville, America, AIAA 2012-1075, 2012.

(11) Burcat, A., Thermochemical Data for Combustion Calculations, Springer, New York, 1984, pp.456-473.

(12) Poling, B., Prausnitz, J., O'connell, J., Properties of Gases and Liquids, 5th ed., McGraw-Hill Education, New York, 2001, pp. 470-639.

(13) Jakobsen, H. A., Chemical Reactor Modeling Multiphase Reactive Flows, 2nd ed., Springer International Publishing, Switzerland, 2014, pp. 300-303.

(14) Burke, M. P., Chaos, M., Ju, Y., Dryer, F. L., Klippenstein, S. J., Comprehensive H2/O2 Kinetic Model for High-Pressure Combustion, Int. J. Chem. Kinet., Vol. 44, Issue 7 (2012), pp. 444-474.

(15) Yamashita, H., Shimada, M., Takeno, T., A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames, Symposium (International) on Combustion, Vol. 26, Issue 1 (1996), pp. 27-34.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-21

# 燃焼振動が燃料液滴の運動特性に及ぼす影響

○長尾　順[*1]　PILLAI Abhishek L.[*1]　黒瀬　良一[*1]
NAGAO Jun　PILLAI Abhishek L.　KUROSE Ryoichi

**ABSTRACT**

In this study, Large-Eddy Simulation (LES) of spray combustion instability inside a combustor with a back-step is performed to clarify the behavior of fuel droplets under combustion instability condition. The changes in droplet behaviors in terms of responsiveness to pressure fluctuations and trajectory modifications are investigated in detail. Here, the fuel droplets are tracked in a Lagrangian manner. The results show that the droplets fluctuate not only in the stream-wise direction, but also in the longitudinal direction. This behavior is induced by the pressure fluctuations and the transients of the recirculation zone just downstream of the back-step.

**キーワード：**燃焼振動，LES，噴霧燃焼，クロスフロー，循環流
**Key Words:** Combustion Instability, Large-eddy Simulation, Spray Combustion, Cross Flow, Recirculation zone

## 1. 緒言

燃焼振動発生下では，大振幅の圧力変動が燃焼器内に維持され，燃焼騒音や燃焼器損傷を引き起こすため，その発生条件や増幅特性などの解明が求められているが，その詳細なメカニズムは未解明であり，現在も実験，数値解析の双方から数多く研究が行われている．

特に航空機の燃焼器を対象とした場合，噴霧燃焼における燃焼振動が対象となり，燃焼振動に影響を及ぼす様々な要因の中でも，微粒化，液滴の挙動，蒸発などは噴霧燃焼振動特性に大きく影響を及ぼすとして，様々なアプローチで研究が行われている．その多くは，微粒化の詳細なメカニズム解明のため，微粒化をオイラー的に解析しているが，計算コストや安定性の問題より，反応を含めた燃焼振動の解析を行うには至っていない．

そこで本研究では，液滴の運動はラグランジュ的に捉え，微粒化は気相の速度により液滴径分布を考慮可能なモデルを使用し，その特性を解析して，現象を十分正確に捉えることができるのか詳しく調べる．

## 2. 計算方法

### 2.1 支配方程式

気相の支配方程式は，質量，運動量，エンタルピ，化学種の保存式と理想気体の状態方程式であり，これらの方程式を Large Eddy Simulation (LES) [1]により解く．LES の乱流モデルとして Dynamic Smagorinsky Model [2,3]を，乱流燃焼モデルとして Dynamic thickened flame model [4,5]を使用する．燃料液滴と気相の相互作用は Particle-Source-In-Cell (PSI-Cell) 法を用い，燃料液滴の蒸発に関しては非平衡 Langmuir-Knudsen 蒸発モデル[6-8]を採用する．液体燃料としてケロシンを使用し，その反応モデルとして，二段総括反応[9]を使用する．微粒化のモデルに関しては，運動量とエネルギーの保存式から理論的に導出された Lee モデル[10]を使用する．Lee モデルは燃料噴出領域の速度に基づき SMD を計算できるため，圧力変動に起因する気相速度の振動が燃料微粒化に与える影響を考慮に入れるものである．なお，本計算にはインハウスコードである FK$^3$[11]を使用する．

### 2.2 計算条件

計算領域および計算条件を Fig.1 に示す．上流にバックステップをもつクロスフロー型燃焼器を対象とし，バックステップ位置を主流方向原点とする．燃焼器長さは 290mm である．液体燃料はバックステップから 5mm 上流から鉛直上向きに 2m/s で噴射する．燃料投入口は 7 個に等間隔で分割する．燃料の初期温度は 300K で当量比は 1.0 とする．酸化剤として上流の流入部より空気を 50m/s かつ 760K で流入させる．

計算格子には不等間隔直交スタガード格子を採用する．格子点数は，燃焼器内部だけで約 2,400,000 点，圧力振動を正確にとらえるために配置した流入部及び流出部を含めた計算領域全体については約 21,500,000 点である．支

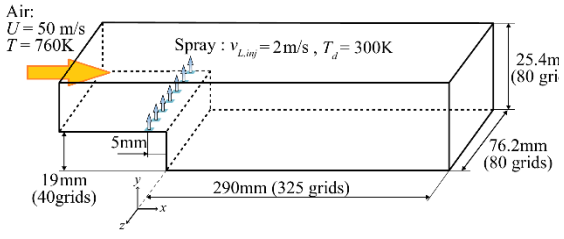



Fig. 1　Computational domain and conditions.

*1　京都大学大学院工学研究科
〒615-8530　京都市西京区京都大学桂 C-Ⅲ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

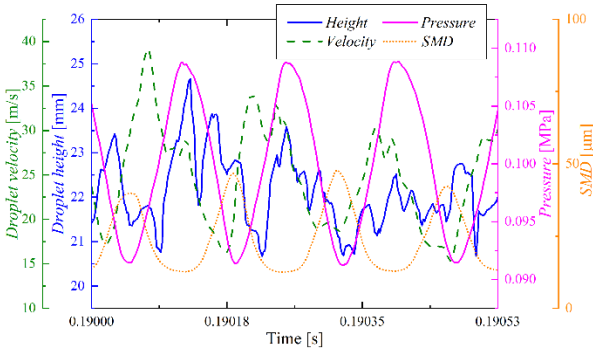



Fig. 2　Time variations of droplet maximum height, droplet averaged stream-wise velocity, ambient pressure and SMD.

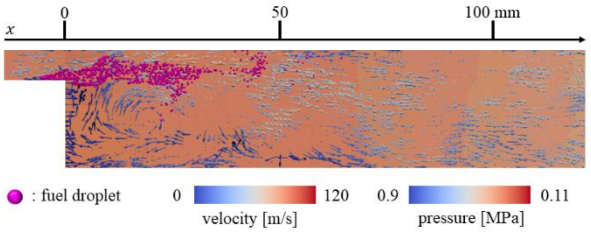



Fig. 3　Instantaneous Spatial distributions of fuel droplets (pink entities), gas-phase velocity vector (arrows) and ambient pressure at the phase when pressure reaches maxima.

配方程式の空間差分について，エンタルピ及び各化学種の保存式の対流項に対し WENO スキームを，その他の項に対しては二次中心差分を用いる．流体の圧縮性を考慮するため半陰解法弱圧縮スキームを Fractional Step 法で計算し，時間積分については三次 Runge-Kutta 法を使用する．本計算 1 ケース当たり要する CPU 時間は SGI ICE X(Intel Xeon E5-2670processor，1024 コア) を用いて約 48 万時間(実時間で約 470 時間) であった．

## 3. 結果及び考察

まず燃焼振動特性について考察する．Fig.2 に燃料液滴の y 方向分布の最高位置（以下液滴最高位置），燃料液滴の x 方向分布の平均速度（以下液滴平均速度），圧力，Sauter Mean Diameter (SMD)を示す．ここで液滴最高位置及び液滴平均速度は x=0.5mm~1.0mm の範囲内にある液滴を対象とし，液滴最高位置に関しては，高い位置の液滴から，5 つの平均位置を算出し液滴最高位置とする．圧力はステップ位置上方 8mm で計測する．

Fig.2 に示すように圧力は時間的に周期変動しており，その振動数は 699Hz である．圧力振動に合わせ，液滴最高位置，液滴平均速度，SMD も振動していることがわかる．圧力は気相の速度変化に対し 90 度の位相で遅れることがわかっており[12]，気相の速度変化に追従して位相遅れなく液滴の速度も変化していることがわかる．液滴最高位置に関しては，圧力がピークとなる位相付近で液滴最高位置もピークとなることがわかる．これはステップ後方の循環流が上流から流れてくる液滴を上方に押し上げるためである．

Fig.3 に圧力が最大となる位相における，液滴の位置，気相の速度場，圧力の瞬間分布をそれぞれ桃色の点，矢印，カラーマップで示したものである．Fig.3 からわかるようにステップ後方に循環流が存在する．この循環流は全位相で一様には存在せず，圧力の強まる位相に顕著にみられ，それ以外の位相においては全体として方向性を持たない乱流流れ場となる．そのためそれ以外の位相においては液滴を上方に押し上げる流れがないため液滴最高位置は減少し，圧力が高くなると循環流が強まり液滴を押し上げるため液滴最高位置が高まる．

## 4. 結論

本研究では，燃焼振動による圧力振動が液滴の運動特性に与える影響を詳しく調べた．

圧力振動によって起因する気相の速度変動に伴って，液滴の移動速度も変動し，その位相が同じであることがわかった．さらにバックステップに起因する循環流が圧力振動と共に変動することで，液滴を上下方向に振動させ，その拡散を促すことがわかった．

## 謝　辞

本研究の一部は，文部科学省「ポスト「京」で重点的に取り組むべき社会的・科学的課題に関するアプリケーション開発・研究 重点課題⑥ 「革新的クリーンエネルギーシステムの実用化」」，および JSPS 科研費 19H02076 の助成を受けて行われた．本研究の一部は京都大学学術情報メディアセンターのスーパーコンピュータを利用して実施した．

## 参 考 文 献

(1) Kitano T., Kaneko K., Kurose R., Komori S., Large-eddy simulations of gas- and liquid-fueled combustion instabilities in back-step flows, Combustion and Flame, 170, 63-78 (2016).
(2) Moin P., Squires K.D., Cabot W.H., Lee S., A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport, Physics of Fluids, 3(11), 2746-2757 (1991).
(3) Pierce C.D., Moin P., A dynamic model for subgrid-scale variance and dissipation rate of a conserved scalar, Physics of Fluids, 10(12), 3041-3044 (1998).
(4) Legier J.-P., Poinsot T., Veynante D., Dynamically thickened flame LES model for premixed and non-premixed turbulent combustion, Proceedings of the summer program, CTR, Stanford University, 157-168 (2000).
(5) Charlette F., Meneveau C., Veynante D., A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion Part I: Non-dynamic formulation and initial tests, Combustion and Flame, 131(1), 159-180 (2002).
(6) Bellan J., Harstad K., Analysis of the convective evaporation of nondilute clusters of drops, International Journal of Heat and

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Mass Transfer, 30(1), 125-136 (1987).
(7) Miller R.S., Harstad K., Bellan J., Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations, International Journal of Multiphase Flow, 24(6), 1025-1055 (1998).
(8) Miller R.S., Bellan J., Direct numerical simulation of a confined three-dimensional gas mixing layer with one evaporating hydrocarbon-droplet-laden stream, Journal of Fluid Mechanics, 384, 293-338 (1999).
(9) Franzelli B., Riber E., Sanjose, M., Poinsot T., A two-step chemical scheme for kerosene-air premixed flames, Combustion and Flame, 157(7), 1364-1373 (2010).
(10) Lee T.-W., Park J.E., Kurose R., Determination of the drop size during atomization of liquid jets in cross flows, At. Sprays, 28 (3), 241-254 (2018).
(11) http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php
(12) Ghoniem A.F., Park S., Wachsman A., Annaswamy A., Wee D., Altay H.M., Mechanism of combustion dynamics in a backward-facing step stabilized premixed flame, Proceedings of the Combustion Institute, 30(2), 1783-1790 (2005).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集，2019.9

【研究報告】 C-22

# 蒸発管付きアニュラ型燃焼器内の火炎安定性と振動特性

# Flame Stability and Vibration Characteristics of Annular Combustor with Evaporative Tube

○津金　亘輝[*1]　飯吉　徹[*1]　松平　雄策[*2]　松原　幸治[*2]

TSUGANE Kouki　IIYOSHI Toru　MATSUDAIRA Yusaku　MATSUBARA Koji

小式澤　広之[*3]　阿部　和幸[*3]

KOSHIKIZAWA Hiroyuki　ABE Kazuyuki

**ABSTRACT**

The flame stability and vibration characteristics of an annular combustor with an evaporation tube were experimentally investigated. In our laboratory, we are researching and developing ultra-compact gas turbines with an output of less than 30 kW. We focused on the behavior of the flame in the combustor and the generation conditions of oscillating combustion for practical use. The flame in the combustor was observed at a fuel flow rate of 3.5 g / s and an air flow rate of 160 g / s or less. In order to investigate the flame stability, a graph of the flame stability limit was created to show the conditions under which the flame stability can be obtained. Also, from the results of flame observation with a high-speed camera, the occurrence of oscillatory combustion was confirmed under the condition of a fuel flow rate of 1.75 [g / s] or more.

**Key Words**: Ultra-Micro Gas Turbine, Annular Combustor, oscillating combustion

## 1. 緒言

近年，マルチコプター（ドローン）等の無人航空機の利用が拡大している．その背景には，空撮や物資の運搬といった需要が高まっていることが挙げられる．現在使用されているマルチコプターの電源には，主にリチウムイオンバッテリーが用いられている．しかし，リチウムイオンバッテリーは航空用電源としては重量が大きい．そのため航続可能時間が短くなり，長距離の物資輸送は困難である．そこで著者らはマルチコプターの電源として利用可能な出力 30[kW]以下の超小型ガスタービンの研究開発を行っている．

著者らの試算によると、超小型ガスタービンをマルチコプターの電源として搭載することで，航続可能時間を 2 時間まで延長させることが出来る．しかし，ガスタービンを小型化した際の燃焼器内で火炎が安定的に燃焼できる条件や，燃焼器やエンジン全体の破損にもつながる振動燃焼の発生条件については未解明である．

本稿では超小型ガスタービン用アニュラ型燃焼器の実験的研究から得られたデータを基に，火炎安定性が得られる条件と振動燃焼の発生条件について論じる．

*1　新潟大学大学院 自然科学研究科
〒950-2181　新潟市西区五十嵐２の町8050
*2　新潟大学工学部
〒950-2181　新潟市西区五十嵐２の町8050
*3　YSEC株式会社
〒953-0054　新潟市西蒲区漆山字四十歩割8460

## 2. 実験装置および実験手法

本実験装置(Fig.1)は超小型ガスタービン用燃焼器の内部における燃焼温度や圧力の測定と，燃焼状態の可視化に焦点を当て，設計されたものである．この実験装置は実際のエンジンと異なり，空気を送風して燃焼させるといった方式になっている．空気源には最大流量 698.9 g/s のルーツ式ブロワを用い，ブロワから送られた空気は塩ビ管ダクトを通して，吸気部，テスト部へと導かれる．テスト部では，ブタンガスにより予熱を行った後，主燃料の Jet-A（灯油）に切り替え，空気と燃料を混合し燃焼させる．その後，排気部より燃焼ガスが大気中に放出される．テスト部の燃焼器形式は構造が単純で小型化しやすいアニュラ型を採用している．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

本実験装置のアニュラ型燃焼器(Fig.2)には環状に 6 つの J 字型をした蒸発管が配置されおり，蒸発管から出る気化した燃焼と空気の混合気が，その他のライナの穴から入った空気と混合し燃焼するといった仕組みとなっている．蒸発管を用いることで，噴射弁を用いないため、比較的低圧で燃料を供給できる。圧力（静圧）・温度に関しては，Fig.3 に示す通り，②燃焼器入口，③内部，④出口，⑤排気口入り口の４か所で測定する．①の測定位置に関しては常温流入空気の温度と圧力の測定ができるが，今回の実験では使用していない．燃焼状態の可視化については，実験装置下流側に観察用の窓（ネオセラム製耐熱ガラス）が装着されており，燃焼器内の火炎の様子が観察できるようになっている．火炎の撮影には一眼レフカメラと高速度カメラを使用した．

ブロワから送風された空気は燃焼器に入る前にオリフィスを通過し，オリフィス差圧より空気流量$m_a$を導出した．燃料流量$m_f$については，コリオリ式流量計を用いて計測を行った．主燃料の灯油は燃料タンクからポンプによって汲み上げ，燃焼器内に供給した．また安定化電源の電圧を変えて燃料流量を調節し実験を行った．

実験ではまず非燃焼圧力損失の測定を行った後，燃料流量を 1.0g/s, 2.0g/s, 3.0g/s を目安に設定し，それぞれの燃料流量ごとに空気流量を変化させて実験を行った．ブロワの空気流量を徐々に大きく，または小さくしていき燃焼器内の火炎が失火するまで実験を行った．燃焼中の温度・圧力（静圧）はロガーにて記録を行い，燃焼の様子は一眼レフカメラ，高速度カメラにより記録した．

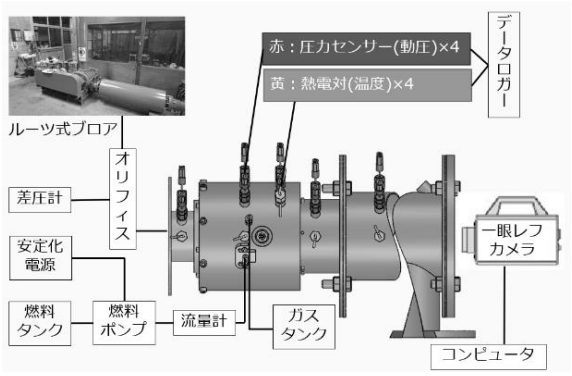



Fig.1 **燃焼可視化実験装置**

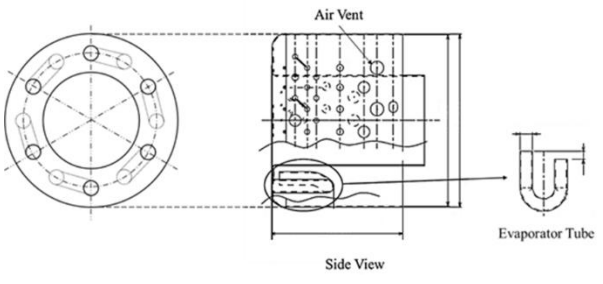



Fig.2 **アニュラ型燃焼器模式図**

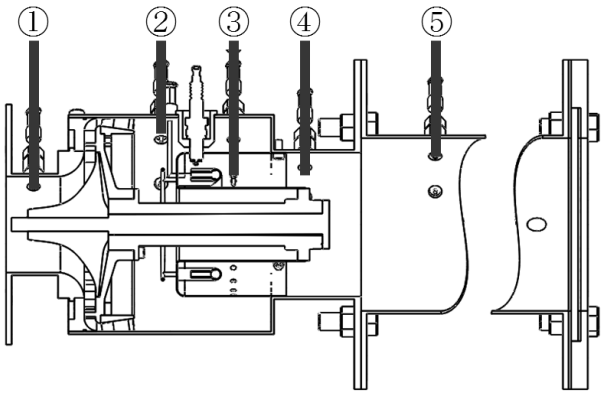



Fig.3 **温度・圧力（静圧）測定位置**

## 3. 実験結果および考察

### 火炎安定性

ここでは，燃焼の観察結果と測定データより考察を進める．また以降の図･グラフで使用する文字はそれぞれ，燃料流量を$m_f$，空気流量を$m_a$，空燃比を A/F とする．

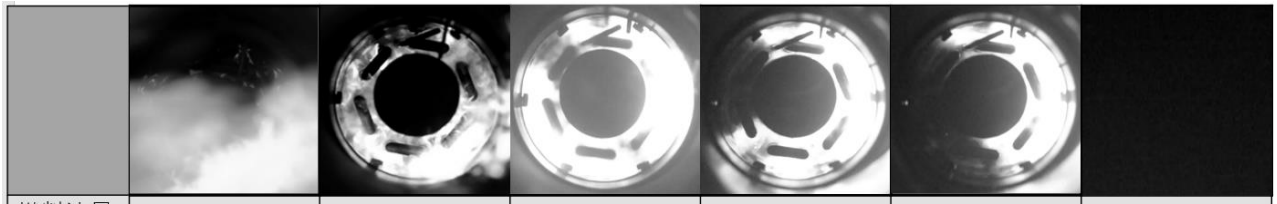
燃料流量 1.0 g/s 時の一眼レフカメラで撮影した燃焼の様子を Fig.4 に示す．左から右に行くにつれて空気流量が大きくなるように表示した．この観察結果より空気流量 38 g/s の時には輝炎が見られ，空気流量を上げていくと，132 g/s で完全燃焼に移行することが分かる．また空気流量をさらに上げていくと，燃焼器の一部が欠けたような部分的失火（1/4失火・半分失火）が起こり，空気流量 155 g/s で完全に失火することが分かった．

次に,燃料流量を 2.0 g/s に高く設定した場合の燃焼の様子を Fig.5 に示す．この条件での燃焼実験は空燃比 40 あたりから観察を行った．燃料流量 2.0g/s では空気流量 84 g/s 以下での着火が困難であったため，それ以下の空気流量での実験は行っていない．高燃料流量時の火炎は低い空燃比でも完全燃焼になりやすく，燃料流量 1.0 g/s と比較しても低い空燃比で完全燃焼に移行することが分かる．しかし，失火する空燃比も低くなっていることが分かり，$m_f$ =2.0 g/s での完全失火は$m_f$ =1.0 g/s 時の半分の空燃比で起こっている．また，燃料流量 2.0g/s 時では空気流量を 151g/s に上げた直後に失火が起きることが分かった．この結果より，燃料流量 2.0 では完全失火に至るまでに1/4失火や半分失火といった部分的失火の過程をたどることなくいきなり完全失火が起こることが分かった．また，高燃料流量になるほど火炎が安定的に燃焼できる空燃比は低くなる．

これらの観察結果を踏まえ，燃焼中の空気流量と空燃比の関係を示すため火炎安定限界のグラフ（Fig.6，7）を作成した．まず，Fig.6 は燃焼中の失火現象についてまとめたものである．燃焼の観察結果から火炎が完全に失火するまでに，段階的に 1/4 失火や半分失火といった部分的な失火が起こることが分かった．この失火現象につい

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

て，グラフより空気流量 120 g/s 以上で失火が多くみられ，失火点に近づくにつれて部分的な失火が生じていることが分かった．次に Fig.7 は燃焼時の火炎色についてまとめたもので，オレンジ色の火炎色の輝炎燃焼，青色の火炎色の完全燃焼と失火点でまとめたものである．このグラフより空気流量が 100 以下の範囲では輝炎燃焼だったものが空気流量 100 以上で完全燃焼に移行していることがわかる．このように空気流量によって燃焼火炎の色が変化していく．また完全燃焼は$m_a = 80\sim150\ \mathrm{g/s}$ あたりに多く分布していることが分かる．



| 燃料流量 | $m_a$ =38 g/s | $m_a$ = 61 g/s | $m_a$ = 132 g/s | $m_a$ = 139 g/s | $m_a$ = 144 g/s | $m_a$ = 155 g/s |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 空燃比 | A/F=38 | A/F=61 | A/F=132 | A/F=139 | A/F=144 | A/F=155 |

Fig.4 $m_f$ =1.0 g/s 時の燃焼の様子（撮影：一眼レフカメラ）



| 燃料流量 | $m_a$ = 84 g/s | $m_a$ = 130 g/s | $m_a$ = 151 g/s | $m_a$ = 151 g/s |
|---|---|---|---|---|
| 空燃比 | A/F=41 | A/F=63 | A/F=80 | A/F=80 |

Fig.5 $m_f$ =2.0g/s 時の燃焼の様子（撮影：一眼レフカメラ）

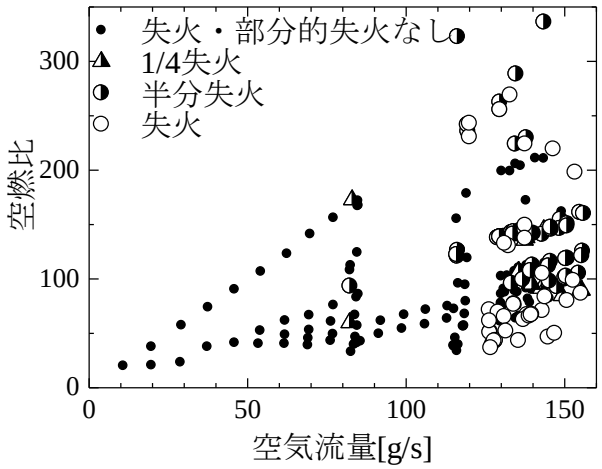



Fig.6 火炎安定限界失火点分布

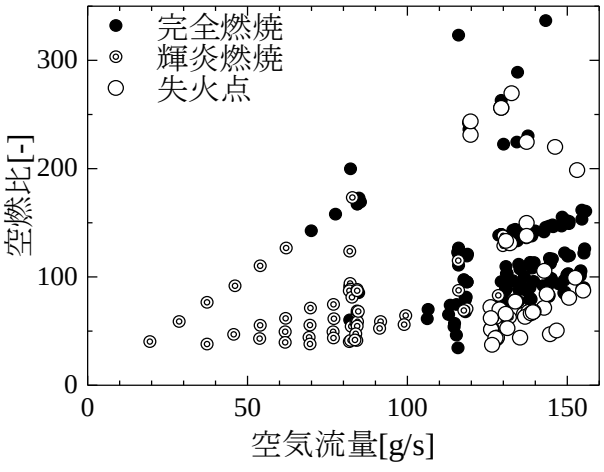



Fig.7 火炎安定限界火炎色分布

**振動燃焼**

高速度カメラでの燃焼器内の火炎の観察結果より振動燃焼の発生が確認できた．Fig.8, 9 は振動燃焼の様子で，それぞれ燃料流量 2.0 g/s ,3.0 g/s ,の条件である．高速度カメラの設定は撮影速度 12500[fps] ，シャッター速度 1/12756[s]とした．Fig.8, 9 より，周期的に燃焼の強弱が現れ振動燃焼していることが分かる．また燃料流量が大きいほど振動が激しくなっていることが確認できる．次に Fig.10 に空気流量 130 g/s , 燃料流量 1.0, 3.0 g/s の条件下で測定した燃焼器出口の圧力波形を示す．振動燃焼発生が確認できた燃料流量 3.0 g/s と振動燃焼発生が確認で

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

きなかった燃料流量 1.0 g/s で比較を行うと，燃料流量が大きい 3.0 g/s では圧力波形の振幅が大きくなっている．この結果から振動燃焼の発生と圧力変動には密接な関係があると考えられる．そこで，圧力振動の振幅の大きさに着目し，各燃料流量で振幅の標準偏差を求め，圧力変動強度として Fig.11 に示した．同図において，圧力変動強度が 0.5 kPa 以上の場合，振動燃焼が発生していると判定した．また燃料流量 1.75 g/s 以上で振動燃焼が発生していることが分かった．しかし，1.75 g/s では振動燃焼が発生していないデータも混在しており，空気流量の大きい方のデータで振動燃焼が確認されていることから，振動燃焼の発生要因として空気流量の大きさも関係していることが分かる．観察結果では振動燃焼が確認できなかった圧力変動強度が 0.5 kPa 以下の振動燃焼の確認できなかったデータでは，標準偏差が一番小さな値でも 0.1 kPa 程度存在していたことが分かった，よって高速度カメラでの観察ではわからないほど微小ではあるが振動燃焼が発生していたと考えられる．

次に振動燃焼発生時のストローハル数について検討を行った．ストローハル数 St とは式 (1) のように振動数，代表長さ代表速度によって導かれる値だが，これを空気流量や燃焼器内体積を用いて表せるように式変形を行った．

$$S_t = \frac{f \cdot D}{U} = \frac{D/U}{1/f} \approx \frac{V/Q}{1/f} \qquad (1)$$

D : 代表長さ[m] , U : 代表速度[m/s] , f : 振動数[$s^{-1}$]
V : 燃焼器内体積($28.08 \times 10^{-4}[m^3]$) ，空気流量[$m^3/s$]

式 (1) の一番右の V , Q , f で示した項は分子が，ガスの燃焼器内滞留時間[s]を示しており，分母が振動の周期[s]を示している.ストローハル数の計算には燃焼温度によって空気の密度変化が起き，体積流量が変化したことを考慮した．また振動燃焼の振動数については高速度カメラの撮影結果から導いた．Fig.12 は燃料流量別のストローハル数と空気流量の関係をまとめたものである．この結果より，ほとんどのデータのストローハル数は 0.8 付近に集中していることが分かった．このことからガスの燃焼器内滞留時間と振動燃焼の周期は概ね一致しているといえる．そのためガスが燃焼器に入り出ていくまでの間に一回振動していることが分かる．

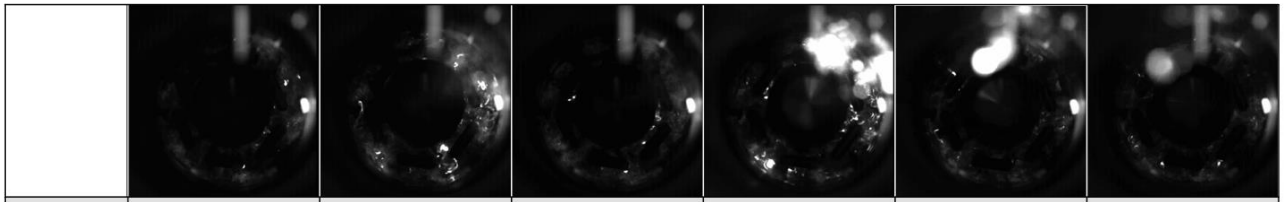



Fig.8 燃料流量 2.0 g/s，空燃比 60 付近の燃料写真（高速度カメラ）

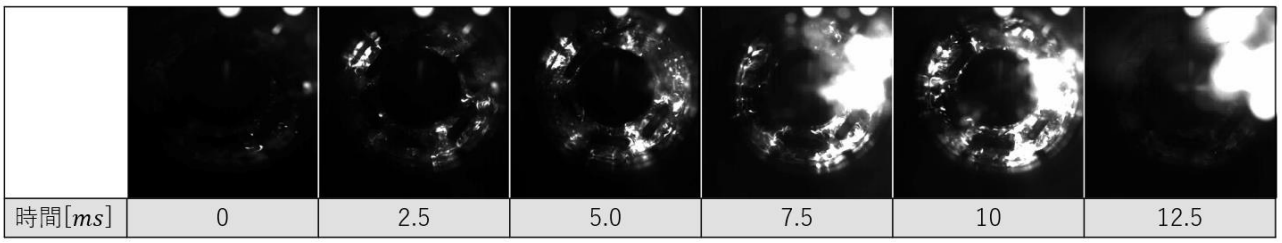



Fig.9 燃料流量 3.0 g/s，空燃比 40 付近の燃料写真（高速度カメラ）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

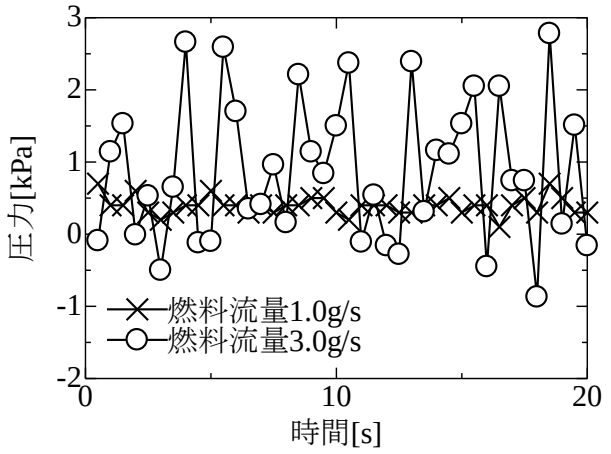



Fig.10 圧力分布-空気流量 130 g/s -測定位置④

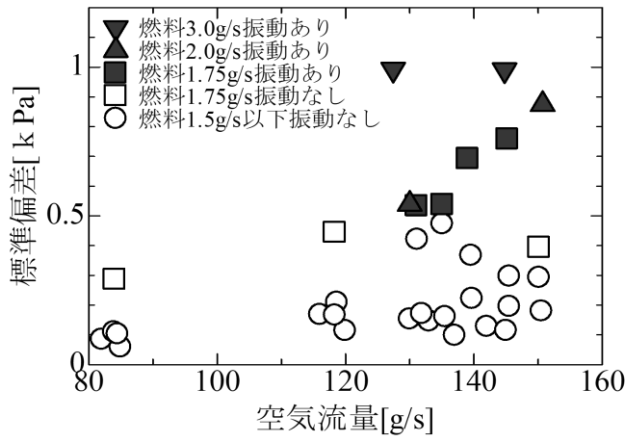



Fig.11 圧力変動強度

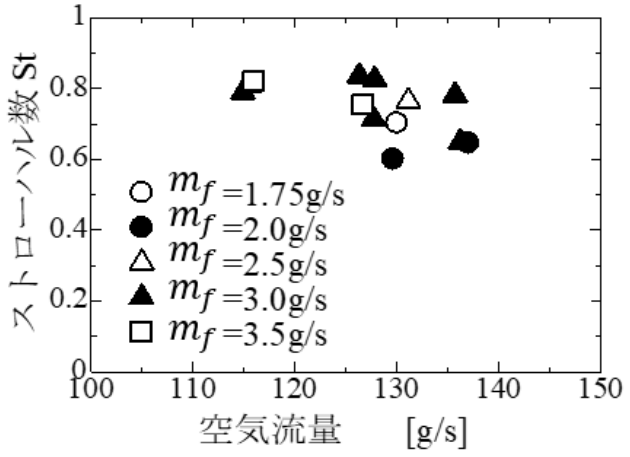



Fig.12 ストローハル数分布

## 結言

本研究では蒸発管付きアニュラ型燃焼器内の火炎安定性と振動特性について実験的に研究を行った．

燃焼火炎の安定性に関しては，火炎の観察結果を基に火炎安定限界のマップを作成し検討を行った．燃焼中に生じる失火現象については失火点に近づくにつれて燃焼の不安定性が増し，燃焼器の一部が欠けたような部分的な失火が発生することが明らかになった．また，火炎の色に着目すると空気流量の 80 g/s 付近で輝炎燃焼から完全燃焼に移行することが分かり，安定的な完全燃焼には空気流量がある程度大きいことが条件になることが考えられる．

振動燃焼に関しては高速度カメラの撮影結果と圧力測定結果をもとにして，主に圧力変動強度とストローハル数について検討を行った．振動燃焼は燃料流量 1.75 g/s 以上で特に強く発生していることが分かった．また振動燃焼発生時の空気流量は 130 g/s 以上となっていることも明らかになった．振動燃焼が発生すると圧力波形の振幅が大きくなることが分かり．圧力と振動燃焼の関係性について変動強度のグラフより確認できた．圧力変動強度 が 0.5 kPa 以上になると，体感的に大きな振動騒音が確認された．ストローハル数に関しては，ほとんどすべてのデータが St=0.8 付近に集中していることが分かった．この結果よりガスの燃焼器内滞留時間と振動燃焼の周期はおおむね一致することが分かった．

## 5. 謝辞

本稿の作成にあたり，YSEC 株式会社・小式澤広之様を始め関係者の方々より多大なる御支援を頂きました。この場を借りて感謝の意を表します。

## 参考文献

(1) 日本機械学会，JSME テキストシリーズ 熱力学，丸善出版，第 12 刷 (2014)，pp.124-127.

(2) HIH Saravanamuttoo・GFC Rogers・PV Straznicky(藤原仁志訳)，ガスタービンの基礎と応用－発電用からジェットエンジンまで， 第 1 刷(2012)，東海大学出版会.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.