タービン翼列間における水素燃焼流の数値計算*

南雲貴志^{*1}, 戸田和之^{*2}, 山本 誠^{*2}Numerical Investigation of Hydrogen-Fueled Combustion
within Turbine Blade PassageTakashi NAGUMO^{*3}, Kazuyuki TODA and Makoto YAMAMOTO^{*3} Graduate School of Mechanical Engineering, Science University of Tokyo,
1-3 Kagurazaka, Shinjuku-ku, Tokyo, 162-8601 Japan

Hydrogen gas is not only clean but also renewable. That is, it can mitigate NO_x and SO_x emissions and cope with the eventual depletion of fossil energy resources. Therefore, it is considered a hopeful candidate for next energy resource. On the other hand, with the recent development of an aircraft, the propulsion system is required to be lighter and lower emissions. If the combustion chamber is eliminated, combustion process is handled within turbine blade passages, and hydrogen is used as the fuel, we can satisfy these requirements. In the present study, we investigate the idea of new jet engine without combustion chamber. The computations of turbulent flow field with hydrogen-fueled combustion within turbine blade passage are performed. Reynolds-averaged Navier-Stokes equations are solved with incorporating a $k-\epsilon$ turbulence model and a reduced chemical mechanism. Visualizing the hydrogen combustion in the passage, the possibility to realize our concept is investigated.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Combustion, Gas Turbine, Hydrogen, Turbulent Flow

1. 結 言

現在, 大気汚染・地球温暖化現象などの環境問題が注目されている。これらは燃焼ガス中に含まれる NO_x , SO_x , CO_2 によるものであり, これに対し, 水素ガスは排気ガス中にこれらの有害物質を含まない環境負荷の低いクリーンな燃料であるため, その実用化が期待されている。また, 水素ガスは継続利用が可能であり, 来るべき化石燃料資源の枯渇に対する新たなエネルギー資源の有力候補と考えられている。従来の炭化水素燃料と比較すると, 水素は高発熱量, 高燃焼速度, 広い可燃範囲であるという特徴を有し, その高比熱, 高熱伝導性のために優れた冷却剤としても利用が可能である。

一方, 次世代航空機における推進システムの改良, 発展のために世界中で多くの研究が進行中である。例えば, わが国においては, 超音速・極超音速輸送機用の推進システムとしてスクラムジェットエンジンの開発(HYPR プロジェクト)が実施され, 超音速流れ中

に水素を噴出する燃焼形態の研究が進められた⁽¹⁾。著者らも, 先の研究⁽²⁾においてこの流れ場の数値計算を実施し, その有効性を明らかにした。

これら次世代の推進システムは高出力であるだけでなく, 軽量, 低環境負荷でなければならない。水素はこれらの要求を実現できる燃料として期待されているが, 水素燃焼による高温のため構造材料が壊れる, 水素の可燃性が非常に高いために安全性に問題があるなど, 水素燃料の実用化には克服すべき多くの課題が残っている。

著者らは, 従来の航空機推進システムに対する燃料として, 水素を用いるための新たなサイクル概念を提案した。本サイクルの新規性は, 燃焼プロセスを従来のように燃焼室で行うのではなく, タービン翼列間で行うことにある。図1は本サイクルを最新の航空用エンジン(GE 90)に適用した場合の $T-S$ 線図を示している⁽³⁾。図1中の 1-stage は最初の一段のタービンだけから水素を噴出した場合で, 一段のタービンにおいて Stoichiometric な混合形態で燃焼プロセスが完結している。3-stage は最初の三段のタービンから水素を噴出した場合を示しており, Fuel-lean の混合形態の燃焼と膨張が繰返され, 三段のタービンで燃焼プロセスが完結している。図1に示すように水素を燃料と

* 原稿受付 2000年1月21日。

^{*1} 東京理科大学大学院(〒162-8601 東京都新宿区神楽坂1-3)。^{*2} 正員, 東京理科大学工学部。

E-mail: j4500701@ed.kagu.sut.ac.jp

Fig. 1 Schematic of Temperature-Entropy diagram

して用いることにより従来の燃料を用いた場合と比較してエンジン性能の向上が期待される。この概念は水素燃焼の高い反応速度を利用したものであり、この概念が実現可能であれば、燃焼室を省略することができ、つまり、推進システムの軽量、コンパクト化が達成される。さらに、水素を燃料として用いるため、 CO_2 、 SO_x の放出がなく、環境負荷の低減にもつながる。したがって、将来の航空機用推進システムとして極めて有望であると考えられる。

本研究では、著者らの提案する新たなサイクルの実現可能性を調査するため、タービン翼列間での水素燃焼を伴う乱流場の数値シミュレーションを行う。タービン静翼表面から高圧空気中へ水素を噴出させた場合の翼間燃焼を仮定し、翼間で十分な燃焼が生じるかを検討する。また、本数値解析により、水素と空気がどのように混合され、どのような燃え方をするのか、最適な燃料の噴出位置、水素噴出による翼性能変化が明らかにされる。

2. 支配方程式

本研究では化学反応を伴う乱流場を扱う。この系は流動、化学反応、分子輸送(熱伝導、拡散、粘性)、乱流輸送により支配されており、保存形の Reynolds 平均圧縮性 Navier-Stokes 方程式、乱れの輸送方程式、さらに考慮する化学種に対する輸送方程式を解くことにより流れ場が計算される。本研究では、乱流モデルには標準形 $k-\varepsilon$ モデル⁽⁴⁾を用いている。これらの式は以下のように表される。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{u}_k) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_k + \bar{p} \delta_{ik})$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} - \bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{u}_k'') \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho} \bar{e}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_k (\bar{\rho} \bar{e} + \bar{p}) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\bar{\tau}_{ik} \bar{u}_i - \bar{q}_j - \sum_{j=1}^n \bar{j}_{jk} \bar{h}_j - \bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{h}'' \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho} \bar{Y}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{Y}_j \bar{u}_k) \\ &= - \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{j}_{jk} + \bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{Y}_j'') + \bar{w}_j \quad (j=1, 2, \dots, n) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\bar{Y}_j$ 、 $\bar{j}_{jk}$ 、 $\bar{w}_j$ 、 $\bar{h}_j$ は化学種 j の質量分率、 k 方向への拡散流束、単位体積当たりの生成速度、比エンタルピーを表している。化学種の拡散を濃度拡散のみと仮定し、化学種 j の拡散流束は多成分系における有効拡散係数 D_j^m を用いて以下のように与えている。

$$\bar{j}_{jk} = - \bar{\rho} D_j^m \frac{\partial \bar{Y}_j}{\partial x_k} \quad \dots\dots\dots (5)$$

流速、化学種濃度、エンタルピーの変動による運動量、化学種 j 、エンタルピーの乱流輸送係数 $\bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{u}_i''$ 、 $\bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{Y}_j''$ 、 $\bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{h}''$ は Boussinesq の渦粘性仮説とこう配拡散により記述され、

$$\begin{aligned} - \bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{u}_i'' &= \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ik} \right) \\ &- \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ik} \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{Y}_j'' = - \bar{\rho} D_{jt} \frac{\partial \bar{Y}_j}{\partial x_k} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\bar{\rho} \bar{u}_k'' \bar{h}'' = - \frac{\lambda_t}{C_p^m} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_k} \quad \dots\dots\dots (8)$$

と表される。上式中の C_p^m は混合気体の定圧比熱を表しており、有効拡散係数 D_{jt} 、有効熱伝導率 λ_t は Schmidt 数 σ_{jt} と Prandtl 数 σ_{ht} を用いることで、

$$\bar{\rho} D_{jt} = \frac{\mu_t}{\sigma_{jt}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\lambda_t = C_p^m \frac{\mu_t}{\sigma_{ht}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

とモデル化される。本研究では、 σ_{jt} 、 σ_{ht} を 1 としている⁽⁵⁾。

これらの支配方程式を解くには、それぞれの化学種に対するエンタルピー、比熱などの熱力学諸量が必要であり、本研究では、これらの値を JANAF データ⁽⁶⁾より温度の関数として与えている。

3. 化学反応モデル

乱流場では温度や濃度が変動し、それらが反応速度に非線形となるので、化学種生成速度の時間平均値を温度と濃度の時間平均値から計算するには、何らかのモデル化が必要である。さまざまなモデルが提案され

ているが、本研究では、水素燃料の着火の有無が重要であるため、着火現象を正確に計算できるよう素反応に基づいたモデルを適用することとした。

式(4)の最終項 w_j は化学反応における化学種 j の生成または消滅の速度を表しており、反応に関与しているすべての素反応を考慮することにより計算される。 J 個の化学種を考慮した場合、素反応式 n は以下のように表せる。

$$\sum_{j=1}^J v_{jn} S_j \xrightleftharpoons[k_{rn}]{k_{fn}} \sum_{j=1}^J v'_{jn} S_j \quad (n=1, 2, \dots, J) \quad \dots\dots (11)$$

ここで、 v_{jn} , v'_{jn} は素反応 n における化学種 S_j に対する量論係数、 k_{fn} , k_{rn} はそれぞれ、順反応と逆反応の反応速度係数を示している。反応速度係数 k は温度に依存しており、修正 Arrhenius の式を用い、

$$k_{fn} = AT^b \exp(E_a/RT) \quad \dots\dots\dots (12)$$

と表せる。ここで、 R はガス定数、 T は温度であり、 A , b , E_a は素反応式に対して与えられる定数である。 N 本の素反応式を考慮した場合、化学種 S_j の生成速度 w_j は次式のようになる。

$$w_j = \sum_{n=1}^N (v'_{jn} - v_{jn}) \left(k_{fn} \prod_{j=1}^J [S_j]^{v_{jn}} - k_{rn} \prod_{j=1}^J [S_j]^{v'_{jn}} \right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし、 $[]$ はモル濃度を示している。

水素-酸素系反応は比較的単純であり、近年ではその反応機構がほぼ明らかとなっている。しかしながら、素反応に対する諸定数はモデルごとに異なって提案されており、その使用に指針がないのが現状である。そこで、著者らは流れ場計算の導入に先立ち、2種の簡略反応モデル、3種の詳細反応モデル、計5つのモデルを対象に混合気体の反応現象に対する検証を行った⁽²⁾。計算条件は以下のように設定された。

- (1) 初期混合体を水素-空気系、量論混合気体とする。つまり、 $[H_2]:[O_2]:[N_2]=2:1:4$ である。
- (2) 初期圧力は 0.10 MPa とする。
- (3) 化学反応は定容積、定エンタルピーの下で進行する。
- (4) 着火遅れ時間は計算開始後、時間に対する温度の2階微分が0 ($\partial^2 T / \partial t^2 = 0$) となるまでの時間とする。

流れ場計算では反応で考慮している化学種の数だけ輸送方程式を計算しなければならないため、反応モデルは考慮する化学種が少ないことが望まれ、さらに大きな時間刻み幅でも正確に反応現象を再現できることが必要である。

燃焼現象を正確に再現できることが知られている詳細反応モデルとの比較を通じて、モデルの再現性に対

Fig. 2 Comparison of ignition lag time among models

Fig. 3 Comparison of increased temperature with time marching interval

して検証した結果、3段階簡略モデルでは着火後、水素と酸素のモル分率が零となり他のモデルに比べ温度上昇が著しく低下すること、5段階簡略モデルは、1250~2500 Kの初期温度において、3種の詳細反応モデルと同等な反応過程を予測できることが明らかとなった。また、着火遅れ時間に対して、初期温度1250 K以上ではどのモデルも同様な着火遅れ時間を予測するが、10段階簡略反応モデルは低い初期温度において他のモデルより着火に要する時間を過大に予測することが明らかとなった(図2)。さらに、計算における時間刻み幅をどこまで大きくして正確な予測が可能であるか、モデル間における比較を行った。図3に示すように5段階簡略モデルや10段階簡略モデルは他のモデルに比べ、大きな時間刻み幅でも計算が可能であることが明らかとなった。

以上より、高い安定性、予測性、低い計算負荷を考慮して、5段階簡略反応モデル(Chenら⁽⁷⁾)を本計算に導入することを決定した。

4. 数 値 計 算

4.1 数値計算手法 燃焼過程における化学反応の時間スケールは、流れ(移流、拡散)のスケールに対

して非常に小さいため、数値計算において、流動と化学反応の間で Stiffness 問題がしばしば生じる。これを避けるため本計算では、時間積分に対して半陰解法を導入している。つまり、化学反応項を陰的に、その他の項を2段階の Runge-Kutta 法により陽的に計算し、これらを結合するという手法である。空間微分に対しては、数値安定性と精度を考慮して、対流項には二次精度風上形 TVD スキーム (Harten-Yee⁽⁸⁾) を、その他の項には二次精度中心差分を用いている。

水素燃焼を伴う翼間燃焼タービンは世界的にも例のないものであり、本計算を実験と直接比較することはできない。そこで本研究の準備段階として燃焼を伴わない場合のタービン翼列間の計算を行い、過去の実験⁽⁹⁾と比較し、流れ場計算プログラムの妥当性を検証した。

計算条件は文献(9)の実験 C1, C2, C3, C4 である。図4に C1, C3 ケースにおける本計算値と実験値との壁面圧力分布の比較を示す。すべてのケースに対して、本計算は実験値と妥当な一致を示し、本計算プログラムの健全性が確認された。

4.2 境界条件 タービン翼列の流れ場では図5に示すような境界が存在する。流入境界では、全圧、全温、化学種、流入角を固定し、計算領域からマッハ数を外挿する。流出境界1では静圧を固定し、その他の値を計算領域から外挿する。流出境界2では、すべての値を外挿する。周期境界とブランチカット境界では、計算格子を重ねているため、すべての値は等しいとし、翼表面では、no-slip の断熱条件と一般的な壁関数を用いている。水素の噴出境界では、水素の圧力

を計算領域から外挿し、静温を固定する。また、噴出流量は設定値に固定されている。

4.3 計算条件 本研究の第1段階として、一段めのタービン翼列間における水素燃焼を調査する。GE 90 エンジンの離陸時におけるサイクル解析を行い、流れ場条件を決定した。HP 圧縮機を通過後、空気の全圧、全温はそれぞれ 3.92 MPa, 903.42 K となり、流れはタービン流出境で 3.36 MPa まで膨張すると仮定した。ここで、タービンの反動度は 50% である。

図5は計算に用いた直線タービン翼列の概要を示している。翼弦長は 51.55 mm, ピッチは 36.0 mm, 流入角は 0.0°, 流出角は 68.4°, スタッガー角は 56.0° である。表1に以上の流れ場条件をまとめる。

水素燃料の推進システムを実現するためには、(1) 水素の噴出条件(位置、速度、温度、流量など)が流れ場に及ぼす効果、(2) 水素が空気と十分に混合するか、(3) 拡散火炎がタービン翼間で十分に拡散するか、等を明らかにする必要がある。本研究では図6に示すように、水素の噴出位置を翼の前縁付近の負圧面側、よどみ点、正圧面側、また、翼の全領域とする4ケースについて数値計算を実施した。これらの噴出位置は未燃水素による翼の膜冷却効果を期待したものであ

Table 1 Computational conditions

Chord length [mm]	51.55
Pitch length [mm]	36.00
Stagger angle [deg.]	56.00
Inflow angle [deg.]	0.00
Outflow angle [deg.]	68.40
Inflow total temperature [K]	903.42
Inflow total pressure [MPa]	3.92
Outflow static pressure [MPa]	3.36

Fig. 4 Comparison of surface pressure coefficient distributions

Fig. 5 Schematic of linear turbine cascade

る。水素の噴出方向は、壁面に対して 90° および 45° と設定した。また、すべてのケースにおいて静温 900 K の水素がタービン翼表面に設けた 3.0 mm の噴出孔から噴出される。流入空気に対する水素の質量流量は 0.028、つまり、量論混合比である。表 2 に水素の噴出条件を示す。

計算格子は図 7 に示すような C 形格子を用いた。格子点を翼まわりに 201 点、翼表面の法線方向に 41 点設け、それぞれの方向に対し翼表面および翼後縁部に格子を集中させている。

Table 2 Hydrogen jet conditions

Case	Location	Direction
UP1	Section 1	90 deg.
ST1	Section 2	90 deg.
LO1	Section 3	90 deg.
UP2	Section 1	45 deg.
ST2	Section 2	45 deg.
LO2	Section 3	45 deg.
ALL	All surface	90 deg.

5. 結果と考察

5.1 流れおよび燃焼パターン 図 8 はタービン

Fig. 6 Jet injector locations

Fig. 7 Computational grid (201×41)

Fig. 8 Comparison of temperature distributions

Fig. 9 Comparison of H_2 mole fraction distributions

翼列間に水素を噴出した流れ場に対して、数値計算により予測された温度を、図9は H_2 モル分率の分布を示している。噴出された水素は空気と激しく反応し、空気との界面で、温度は約2900 K付近まで上昇している。どのケースでも翼間で十分燃焼反応が行われていることが確認できる。ここで、UP1のケースのように火炎が翼の下流で十分に拡散しない場合は、ホットスポットの形成が予想され、エンジン内構造物の損傷につながる恐れがある。これらの図から、水素の噴出位置が翼のよどみ点(ST)、または翼前縁の正圧面側(LO)に位置するとき、温度は最も上昇し、火炎は翼の下流で広く拡散するということが確認できる。図9の水素分布は温度分布に対応しており、STのケースで十分に混合が行われ、燃焼が促進されるために翼の下流で水素が消失していることがわかる。

5・2 空力性能 図10は各ケースにおける壁面圧力分布の比較を、表3は揚抗比、流出角の比較を示している。ここで、NOJETは水素を噴出しない場合の本計算で用いた翼の性能値を示している。燃焼反応により、揚抗比は各ケースともNOJETと比較して減少している。これらは、本研究で用いたタービン翼が、

水素を噴出しない場合に最適な揚抗比を与えるように設計されているためである。水素を噴出したときに最適な揚抗比を与えるよう、翼形状を設計する必要があることが明らかである。

5・3 全圧損失 本研究で扱う翼間燃焼サイクルにおいて、タービンは、従来の役割である流れの膨張と、燃焼室の役割を同時に担わなければならない。まずタービン性能の評価として、全圧変化を考察する。

ここでは、以下に示すような断面全圧損失変化を定義する。

$$\omega = \frac{P_{t1} - P_t}{P_{t1} - P_{s2}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ただし、 P_{t1} は入口全圧を、 P_{s2} は出口静圧を、 P は全圧を表しており、これらはタービン流路の各断面での面積平均の値である。図11に断面全圧損失の比較を示す。すべてのケースで、NOJETのケースと比較して、大きな全圧損失が確認できる。水素は空気に比べて非常に軽いため、水素の噴出により主流と大きな速度差が生じる。さらに燃焼反応による流れの膨張により、この速度差はより大きなものとなる。これらのために、燃焼を伴うどのケースでもNOJETよりも大きな損失を示すものと考えられる。本計算において、UP1が最も大きな損失を示し、ALLのケースの場合が最も小さい損失となった。

5・4 燃焼器性能 燃焼器性能の評価のために、以下に示すような断面平均温度変化を定義する。

$$\delta T = \frac{T - T_i}{T_i} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ただし、 T_i は入口全温を、 T_i は入口静温を、 T は静温を表しており、これらはタービン流路の各断面での面積平均の値である。図12に断面平均温度の変化を示す。図12の横軸0から1が翼間にあたるが、どの

Table 3 Comparison of Lift/Drag and outflow angle

	Lift [kN]	Drag [kN]	L/D [kN]	Outflow angle [deg]
UP1	16.54	5.66	2.92	63.46
ST1	18.19	6.01	3.02	69.86
LO1	17.58	6.10	2.87	66.42
UP2	16.81	5.78	2.91	63.64
ST2	18.28	6.02	3.04	69.32
LO2	15.62	5.57	2.80	63.29
ALL	17.93	6.09	2.94	64.71
NOJET	20.60	3.66	5.63	71.13

Fig. 10 Comparison of surface pressure coefficient distributions

Fig. 11 Comparison of total pressure distributions

Fig. 12 Comparison of static temperature distributions

ケースでも翼間で十分に燃焼反応が行われていることが確認できる。本計算においてはST 1, ST 2が最も高い燃焼器性能を示した。

5・5 膜冷却効果 水素燃焼により水素と空気の界面で温度は最大2900 K付近まで上昇しているが、構造物がこのような高温に耐えることは現在のところ不可能であり、近い将来も期待できない。そこで本研究では、未燃水素による翼面の膜冷却により壁面最大温度の上昇の抑制を期待している。図13に各ケースにおける翼壁面温度分布を示す。ALLのケースは翼の全表面から水素を900 Kで噴出しているため、壁面最大温度は900 Kとなっている。UP 1, ST 1, LO 1, UP 2のケースでは、壁面温度は非常に高い値となっているが、ST 2, LO 2のケースは水素の膜冷却の効果が十分に機能しているため、壁面最大温度の上昇が抑えられ1500 K以下になっている。これらの条件はより現実的であるものと考えられる。

5・6 総合的な検討 以上より、タービン翼表面から噴出された水素燃料は翼間において十分燃焼することが可能であり、著者らの提案するサイクルが(少なくとも理論上は)実現できることが明らかとなった。また、最も高いタービン性能・燃焼器性能は本計算においてはST 2, LO 2, ALLの場合に達成される。しかし、よどみ点は流入する流れの条件に対し敏感であり、よどみ点位置は頻繁に変化すると考えられ、この位置より水素を噴出することは実用上困難であろう。したがって、水素噴出条件として、翼前縁付近の正圧面側から、または翼の全表面より水素を噴出する燃焼形態が最も現実的な選択であると考えられる。

本研究における数値計算は二次元領域で実行されたため、化学反応は主流と水素の界面の境界線でのみ行

Fig. 13 Comparison of wall surface temperature distributions

われた。しかし、実際の三次元空間では化学反応は界面のすべての領域で起こる。さらに、馬てい渦や縦渦といった複雑な渦がある実際の条件では、混合はさらに促進され、反応は二次元の場合よりも活発になるものと考えられる。それゆえ、三次元計算でのさらなる調査が必要である。

6. 結 言

本研究は、水素を燃料とした推進システムの実現可能性に焦点を当てたものである。新たなサイクルの概念の実現可能性を調査するために、タービン翼列間における水素燃焼乱流流れ場の数値シミュレーションを行った。本研究の知見は以下のとおりである。

(1) 水素燃焼は非常に反応速度が速いため、翼間内で燃焼反応を十分に行うことが可能であることを数値計算により実証した。したがって、翼間燃焼タービンというアイデアは実現可能である。

(2) 水素の噴出位置が翼のよどみ点, または前縁の正圧面側に位置するとき, 混合と燃焼が最も十分に達成され, 翼列間の断面平均温度は最大 2 800 K まで上昇する。

(3) 一方, 未燃水素による膜冷却効果を利用することにより, 壁面最大温度を 1 500 K 以下に抑制することができる。

(4) 燃焼反応により翼性能が大きく低下するため, その変化を考慮に入れた翼形状の最適設計が必要である。

文 献

- (1) 山口佳和・石澤和彦, 日本ガスタービン学会誌, **28**-1 (2000), 2-7.
- (2) 戸田和之, 山本誠, 第 14 回生研 NST シンポジウム講演論文集, (1999), 15-21.
- (3) 南雲貴志・戸田和之・山本誠, 第 13 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, A 03-5 (1999), 1-6.
- (4) Launder, B. E. and Spalding, D. B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **3** (1974), 269-289.
- (5) Wadawadigi, G., ほか 4 名, Application of A Two-Equation Turbulence Model to Supersonic Combustion Flowfield, AIAA 94-0705 (1994), 1-14.
- (6) Stull, D. R. and Propet, H., JANAF Thermochemical Tables, 2nd ed., U. S. Dept. of Commerce, Washington, (1971), 793-1042.
- (7) Chen, J. Y., ほか 2 名, Numerical Simulation and Scaling of NO_x Emissions from Turbulent Hydrogen Jet Flames with Various Amounts of Helium Dilution, *Combust. Sci. Technol.*, **110**-111 (1995), 505-529.
- (8) Yee, H. C. and Harten A., Implicit TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates, *AIAA J.*, **3** (1987), 266-274.
- (9) 日本機械学会, RC 104 流れ解析プログラム検証研究分科会研究成果報告書, (1994), 198-230.
- (10) Huang, L. W. and Chen, C. H., *Combust. Flame*, **109** (1997), 145-162.
- (11) Balakrishnan, G. and Williams, F. A., *J. Prop. Power*, **10** (1994), 434-436.
- (12) Sanchez, A. L., ほか 3 名, Relationship between Bifurcation and Numerical Analyses for Ignition of Hydrogen-Air Diffusion Flames, *Combust. Flame*, **105** (1996), 569-590.
- (13) Ju, Y. and Niioka, T., Reduced Kinetic Mechanism of Ignition for Nonpremixed Hydrogen-Air in a Supersonic Mixing Layer, *Combust. Flame*, **99** (1994), 240-246.