

LES によるガスタービン燃焼器内の振動燃焼の数値解析

新城 淳史[†] 溝 淵 泰 寛[†]
立 花 繁[†] 小 川 哲[†]

燃焼排出物である NO_x の低減化の燃焼方式として希薄予混合燃焼が注目されているが、燃焼が不安定になりやすいという欠点を持っている。実用化のために制御によって燃焼を安定化させる研究が進められているが、制御を行うためには燃焼挙動の理解が不可欠である。ここでは燃焼制御の実現に向け、希薄予混合燃焼の挙動を理解することを主目的として数値解析を行った。火炎挙動は時間的に非定常であり振動の様子をとらえるために LES および flamelet 火炎モデルに基づいて計算を行った。燃焼器内では圧力波の伝播や火炎と流れ場の干渉などの複雑な現象が観察され振動の様子がとらえられた。燃焼器内の振動は圧力場と渦および火炎などの相互作用で比較的大規模の構造によるものであり、流れ場の構造を変えることによって制御の実現の可能性があることが分かる。振動燃焼の振動周期をとらえるためには計算時間を長くとることが必要であり、現時点では設計に用いるにはまだ向いていない。ゆえに、さらなる計算機の発展が燃焼の数値計算においては欠かせない。

LES of Combustion Instabilities in a Gas Turbine Combustor

JUNJI SHINJO,[†] YASUHIRO MIZOBUCHI,[†] SHIGERU TACHIBANA[†]
and SATORU OGAWA[†]

Reduction of NO_x emissions in modern gas turbine combustors is highly requested due to environmental concerns. Lean premixed combustion is one promising way, but is prone to combustion instabilities. Active/passive combustion control to achieve stable combustion is our final goal and a detailed understanding of flame behavior is necessary for that goal. Here, flame behavior in a gas turbine combustor is investigated numerically. The flame behavior is unsteady and the numerical methods are based on large-eddy simulation and flamelet concepts. In the combustor, complicated phenomena such as pressure wave propagation and flame/flowfield interaction are observed. The oscillations are mainly governed by large-scale flow structures and this indicates that the flowfield can be changed by some control. The computational time is long and it cannot yet be used in engineering designing. Further improvement in computer performance is needed in computational combustion studies.

1. はじめに

現在、環境問題への関心の高まりからガスタービン燃焼器における高効率・低 NO_x 化が強く求められている。その有効な方法の 1 つに希薄予混合燃焼の利用があるが、燃焼が不安定になりやすいという欠点がある。燃焼が不安定化すると火炎が吹き飛んだり振動によって燃焼器が破壊されたりするなどの問題が生じる。したがって燃焼振動のメカニズムを解明し受動・能動的な制御によって安定化させることが幅広い範囲で効率的な燃焼を行うために不可欠である。現在、我々は乱流燃焼制御を実現するための研究を行っている。制

御の実現のためには希薄条件での火炎の挙動を理解する必要がある。ここでは数値解析のアプローチにより燃焼器内の火炎挙動を調べることにする。

燃焼は工学的に幅広く使われているが、実スケールの燃焼器のほとんどは乱流状態にあり、その現象の複雑さのために未解明な部分が多い分野である。乱流に加え、発熱、化学反応、拡散、伝熱、など様々な現象が関係している。燃焼の研究は実験が主流であったが計測自体が難しいこともあり現象を断片的にとらえることに限定されてきた。一方、近年の計算機手法と計算機ハードウェアの急速な発展により、それを利用した数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) が燃焼研究に果たす役割がますます重要視されるようになってきている。

火炎の構造や化学反応メカニズムの研究において

[†] 航空宇宙技術研究所

National Aerospace Laboratory of Japan

は、大規模な直接数値計算 (Direct Numerical Simulation, DNS) も可能になってきており¹⁾、その有用性は認知されてきている。しかしながら、現時点では計算領域はごく小さいスケールに限られ、実スケールの燃焼器の計算となると計算機リソースの制約から近い将来においても DNS はおよそ不可能である。したがって、何らかのモデルを組み込んだ実スケール計算が発展しつつある。大きくあげればそれは Reynolds 平均 Navier-Stokes シミュレーション (Reynolds Averaged Navier Stokes Simulation, RANS) とラージエディシミュレーション (Large Eddy Simulation, LES) に分けられる。

RANS は計算機リソースや計算時間は LES より小さくてすむが、支配方程式が時間平均をベースにしているために、本質的に時間的に非定常な現象を含む計算を行うことができない。したがって燃焼振動のような現象を扱うには適切とはいえない。

一方、LES は Navier-Stokes 方程式を空間平均することによって時間的に非定常な現象も解けるようにした手法である。空間平均をかけるために、空間のグリッドスケール以下のモデルが必要である。ただ現象を模擬するには少なくとも大規模構造をとらえるだけの格子解像度が必要であり、また非定常現象では現象の理解のためにはかなり長い計算時間が必要であることから RANS と比較すればより多くの計算機リソースを必要とする。したがって現時点では大型の計算機を用いた計算が主流である。

燃焼の分野では実スケール計算は LES による計算が主流になってきている。ここでは非定常の振動燃焼を LES で解析する。

2. 解析の目的および対象

本研究の主たる目的は、制御の実現に向けて実スケール燃焼器内の希薄予混合火炎の挙動を数値計算によって理解することにある。数値計算では、実験で得られない 3 次元非定常データを得ることができるというメリットがある。燃焼器内の流れ場・振動特性およびメカニズムなどの把握を試み、LES の有効性を調べる。また、現象を支配している要因を調べ、将来の制御の可能性を探る。同時に、必要な計算機リソースなどについて設計などへ用いる可能性について考察する。

対象とする燃焼器の概念図を図 1 に示す。燃焼器は実用上よく用いられる円形断面のスワロー型燃焼器とする^{2),3)}。

スワローは流れに旋回を与え再循環領域を形成することによって高温の燃焼ガスをとどめ、火炎を保持

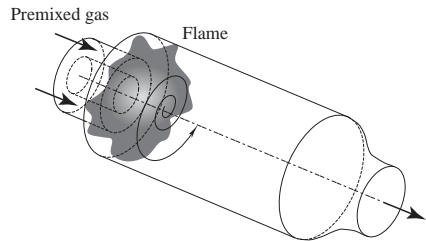


図 1 燃焼器概念図

Fig. 1 Swirl-stabilized combustor.

する役割を担っている。

燃焼器の各寸法は、燃焼器長さ $L=0.3$ m, 燃焼器直径 $D=0.15$ m, インレット内径 $D1=0.2D$, インレット外径 $D2=0.6D$ である。スワール数は周方向運動量と軸方向運動量の比で表されるが、ここでは約 0.8 である。

燃料はメタン CH_4 とし、ここでは当量比は 0.55 とした。未燃予混合気は完全に混合され流入してくるものとした。流入予混合気の温度は 700 K, 圧力は 1 気圧, 流速は約 40 m/s と設定した。レイノルズ数は約 $1.0e5$ である。

3. 計算手法

3.1 計算モデル

流体の支配方程式は 3 次元 Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j + \delta_{ij} p)}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial (E + p) u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial (\tau_{ij} u_i + q_j)}{\partial x_j} \quad (3)$$

燃焼では温度変化によって密度変化が生じ、また燃焼器内の有限音速の圧力波伝播をとらえなければならぬため、圧縮性を考慮する必要がある。時間ステップを大きくするために低マッハ数近似などを導入するのは、音波の伝播を正しくとらえられなくなり適切ではないため用いない。

予混合燃焼では、一般に火炎の厚さはミリメートルオーダーあるいはそれ以下 (反応帯はさらにその約 10 分の 1 程度である) と非常に小さくなるため、火炎帯の中にまで格子点を入れ十分に解像して計算を進めることは DNS 以外では現実的に困難である。したがって LES に燃焼を組み込むには何らかの火炎のモデル化が必要になる。ここでは flamelet の考えに基づいた G-方程式モデルを用いる^{4),5)}。これは火炎が十分に薄

いと見なし、火炎面を未燃ガス ($G = 0$)・既燃ガス ($G = 1$) の不連続な層流火炎片 (laminar flamelet) と考えるモデルである。化学反応はあらかじめ計算してテーブルとして持っておき、計算中はそれを参照する。こうすることにより、流体計算の中で化学反応を直接解かずに済み、化学反応による計算の硬直性をある程度緩和することができる。

火炎面の伝播は

$$\frac{\partial \rho G}{\partial t} + \frac{\partial \rho G u_j}{\partial x_j} = \rho s_L |\nabla G| \quad (4)$$

によって記述できる。この式は火炎面上においてのみ定義されている。ここで s_L は層流燃焼速度であり、火炎面は局所対流速度で流されることに加え、層流燃焼速度で既燃ガス側から未燃ガス側へ伝播していく。燃焼速度は化学反応の効果をすべて含んでおり一般には計測値や計算値から与えられる。メタン・空気の予混合気では層流燃焼速度は数～数十 cm/s のオーダーである。

これらの支配方程式に LES の空間フィルタリング操作をかける。圧縮性を考慮し Favre 平均をとる。解像できないサブグリッドスケール (sub-grid scale, SGS) の項にはここでは Dynamic モデルを用いる。たとえばフィルタをかけた運動量の式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} \\ = -\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\delta}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (5)$$

となるが、解像できない SGS 項は

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{sgs} &= \bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \\ &= -2\bar{\rho} (C_s \Delta)^2 |\bar{S}_{ij}| \bar{S}_{ij} \end{aligned} \quad (6)$$

とモデル化される。ここで、 C_s は局所の流れ構造から決まる係数、 Δ はフィルタスケール、また \bar{S}_{ij} は

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

で与えられるはずみ速度テンソルである。

同様に、G-方程式にフィルタリングをかけると

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{G}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{G} u_j}{\partial x_j} \\ = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} (\widetilde{u_j G} - \tilde{u}_j \tilde{G}) \right] \\ + \rho s_L |\nabla G| \end{aligned} \quad (8)$$

となる。右辺第 1 項が SGS 項であるが、このモデル化は火炎の垂直方向の拡散型モデリングを除き、平行方向のみ与える⁴⁾。また、右辺第 2 項の燃焼速度の項は

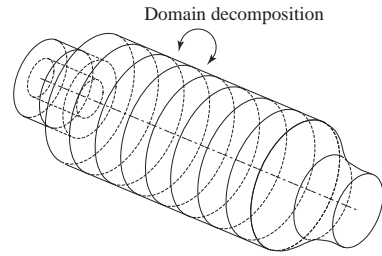


図 2 計算領域の分割
Fig. 2 Domain decomposition.

$$\rho s_L |\nabla G| = \bar{\rho} \tilde{s}_T |\nabla \tilde{G}| \quad (9)$$

とモデル化する。これは空間フィルタリングをかけて粗視化した分だけ見かけの燃焼速度を大きくすることに相当する。 s_L は乱流燃焼速度と呼ばれ、ここでは

$$\frac{\tilde{s}_T}{s_L} = 1 + C \left(\frac{u'}{s_L} \right)^n \quad (10)$$

と置く。 u' はサブグリッド乱流強度であり

$$u' = C_s \Delta \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (11)$$

となる。 C および n は実験で与えられるモデル定数である。以上のモデル化の詳細はたとえば文献 4), 5) などを参照されたい。

3.2 計算手法および領域

計算手法は有限体積法によった^{6),7)}。空間の離散化には Roe の方法を基にそれを拡張して用いた。空間精度は 3 次精度である。非定常の計算であるので、時間積分は陽解法とし、多段階 Runge-Kutta 法により 2 次精度で行った。1 ステップの時間刻みは 0.01μ 秒である。計算ステップはここでは 200 万ステップ程度とした。計算手法の詳細は文献 7) などを参照されたい。

計算領域は、燃焼器本体、インレット部および出口絞り部とした。図 2 に示すように、計算領域は軸方向に 12 のブロックに領域分割し、各ブロックに 1 つの PE を割り当てて並列化する。各領域はステップごとに境界で情報を交換する。本計算に用いた総格子点数は約 100 万点である。

壁面は断熱粘着壁として扱った。ここでは壁面への熱輻射は無視した。入口および出口の境界はともに無反射境界条件を与えている。ただし完全無反射条件では流量を規定できなくなるため、Poinsot ら⁸⁾の手法により入口は部分的無反射条件にしてある。

計算は航技研のベクトルパラレルコンピュータ NWT を利用して行った。NWT は総 PE 数 166 台、総メモリ 44.5 GB、総ピーク性能は 280 GFLOPS である⁹⁾。

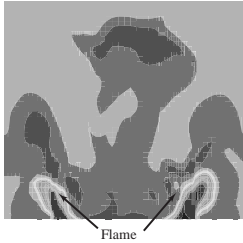


図3 火炎形状 流れは下から上へ
Fig. 3 Flame shape.

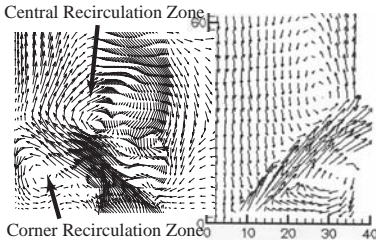


図4 平均速度場 (左: 計算, 右: 実験)
Fig. 4 Averaged velocity field (left: CFD and right: experiment).

4. 計算結果

4.1 流れ場の解析

図3に、時間平均した火炎形状を温度分布で示す。ここに示してあるのはスワラー出口の急拡大面付近である。火炎はスワラー出口のステップ部で保炎され、外周方向に広がるような形状になる。局所的には火炎は火炎に垂直な方向の対流速度と燃焼速度が釣り合う条件を満たす形状になることを表しており、速度場が火炎形状に大きな影響を与えている。

保炎の様子を見るために火炎近傍の速度場を示す。図4には時間平均した火炎付近の速度場を中心平面上の断面図で示す。同様な実験においてPIV (Particle Image Velocimetry) 法で得られたほぼ同じスワール数での実験結果も参考のためにあわせて示す²⁾。スワール数はスワラー型燃焼器において火炎形状を決めているパラメータである。

スワラー入口から流入する未燃混合気は火炎面で燃焼される。旋回がかかっているためその燃焼ガスの一部は中心軸上およびコーナー部の再循環領域内を逆流する。この動きが高温の領域をつねに燃焼器入口に滞留させ、保炎の中心的役割を担っている。両者の図は、再循環領域の形成される様子が定性的によい一致を見せている。

瞬間の火炎形状や速度ベクトルは、さらに複雑な形状をしている。これらの運動には燃焼器内の圧力場が影響している。燃焼器内では圧力波が伝播し壁面で反

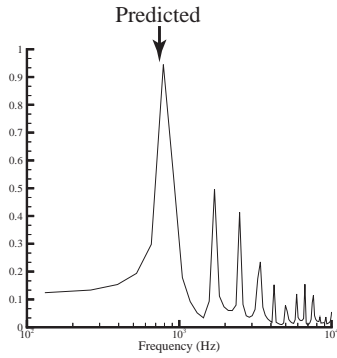


図5 圧力履歴の周波数スペクトル
Fig. 5 FFT of pressure trace.

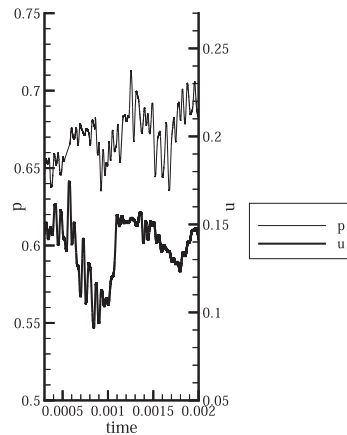


図6 インレット部速度および圧力履歴
Fig. 6 Velocity and pressure at inlet.

射され、ある周波数で音響共振に至る。

一般にこのような形状の燃焼器では縦方向の音響共振が主に起こることが実験的に確かめられている⁵⁾。このときの基準の振動モードは4分の1波長モードであり、燃焼器長さおよび既燃ガスの音速から推算した値と実験値はよく一致する。既燃ガスの音速を a 、燃焼器長さを L とすると

$$f = \frac{a}{4L} \approx 700 \text{ Hz} \tag{12}$$

となる。図5に本計算での圧力の時間履歴にFFTをかけて得られた周波数スペクトルを示す。基準の周波数は約740 Hzにピークが見られ、式(12)とよい一致を見せる。したがって基準の振動モードは縦方向の音響共振と考えるとよい。

燃焼器内に圧力振動があるとそれによって流入速度が変動を受ける。図6には、インレット部での速度履歴および圧力履歴の一部を示す。圧力変動が定期的に行くと同時に速度変動も誘起されていることが分かる。

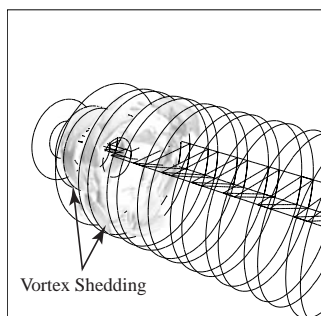


図7 火炎面と等渦度面

Fig. 7 Flame and vortical structures.

線形音響理論では、圧力変動と速度変動は

$$\frac{\Delta p}{\bar{p}} \approx \gamma M \frac{\Delta u}{\bar{u}} \quad (13)$$

で表される。実際の圧力変動は約 ± 0.045 であり、式 (13) から予想される速度変動は約 ± 0.43 になる。計算結果では速度変動は約 ± 0.41 であり圧力変動の振幅から予測される値と近い値をとる。したがって、この速度変動はインレット部を伝わる圧力変動によって誘起されている。

この速度変動によって燃焼器入口の急拡大面から定期的な渦の放出が引き起こされ、それが火炎の挙動に影響を与え、また速度場に影響するという相互作用が成り立つ。

実験での計測は現時点では2次元までに限定されているため、全体の構造をとらえることは難しいが、数値計算の結果では3次的にとらえることができる。図7に、ある瞬間の火炎と渦度の分布を示す。圧力変動によって急拡大面において渦が定期的に放出されていることが分かる。渦は急拡大面から火炎の位置まで対流によって流され、そこで火炎と干渉する。火炎の後流部では高温で粘性が高くなることもあり、大規模な構造は崩れてくる。

音響的な振動燃焼のメカニズムは、この渦の放出によって火炎の運動が安定化せずフィードバックがかかっているところにある。これらの燃焼器内の振動は時間が経っても減衰しない。これは流入してくる未燃ガスが燃焼することによって発生する熱エネルギーの一部が振動のエネルギーとしてつねに供給されているからである。

以上のように、本研究のような条件下の予混合燃焼では、LESおよびflamelet火炎モデルという比較的簡単なモデルでも現象の再現ができることが分かった。このことはLESに基づいた計算手法が燃焼の計算でも有効であることを示している。

また、燃焼器内の振動には圧力場、速度場の構造が特に重要な役割を果たしていることが分かった。本研究のような条件下での燃焼振動が主としてランダムな乱流現象によるものではなく大規模構造によるものであることは、ある制御則に基づいた燃焼制御によって振動を抑えることは可能であり将来実現される可能性を示している。アクティブな制御により局所的な流れ場の構造を変える手段としては、たとえば2次燃料噴射によって局所の発熱量を変えたり、音波を印加することによって燃焼器内の圧力場を変えたりすることが考えられており、現在解析を行っている。

なお、超希薄の条件下では火炎の吹き消えが起こる。これはランダムな過程が大きな影響を与えるためより難しい問題になる。G-方程式に基づいた定式化は簡便であるが、前提として火炎面ではつねに反応が起こっているとしているため、局所的な火炎の消炎や再着火といった現象が模擬できない。したがって可燃限界ぎりぎりの希薄な条件下では現象を正確に記述できない可能性がある。局所的な化学反応をLESに取り入れるモデル化にはthickened flameモデルや確率密度関数(probability density function, PDF)モデルなどがあり⁴⁾、精力的にモデル化が行われている。ただし、超希薄燃焼では得られる出力が小さい。現時点では工学的な応用の観点からは本研究で用いたflameletモデルが適している。

4.2 計算規模と計算時間

本計算で用いたNWTの基本性能は3.2節で述べたとおりである。本計算の計算条件で12台のPEを使用して音響振動の十数周期程度の結果を得るためには、約700時間の計算時間を要する。時間積分が陽解法であり、有限音速の計算のため時間ステップが小さいためである。したがって、現段階では設計などに用いるにはまだ時間がかかりすぎる。

制御則の試験のためのエンジニアリングな計算を行うことは、パラメトリックな計算例が必要になる。このため、時間としては長くても数時間程度で結果が出るのが望ましいとするならば、それを実現するためには計算機ハードウェアには今回用いたNWTの60倍以上の性能が求められる。

図8に、今回使用したNWT、次期システム、将来展望を一例として模式的に示した。横軸は便宜的にピーク性能で示した。縦軸は1ケースの計算結果を得るための計算時間を日単位で示してある。実線部が今回のNWTから次期システムへの性能の移行であり10年以内に実現されている。かなりの時間低減が期待されるが、まだ少し不十分である。点線部には将来

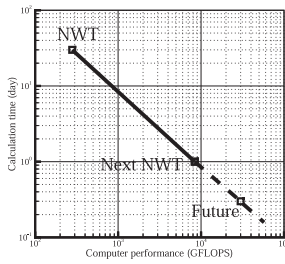


図 8 性能と計算時間

Fig. 8 Performance and calculation time.

的な予測を示す。DNSは依然として不可能であるが、本計算のようなLESでは設計計算も10年以内程度の近い将来には実現が可能であると思われる。

なお、計算が大規模になれば結果の解析・可視化も大規模になる。現段階のLESでの結果は1ケースの1データファイルが40MB程度で、総規模は数10GB程度であるが、格子点を増やしたり、ケースを増やしたりすればデータストレージおよび解析に要する時間も確実に問題になってくる。したがって、計算の大規模化はポスト処理の問題と同時に考えることが重要になる。

4.3 数値計算の意義

以上見てきたように、このような燃焼器のLESによって、3次元の複雑な燃焼の流れ場を観察し理解することができる。実験で得ることができるデータは、定点での圧力履歴は本計算と同様であるが、速度場や火炎自発光の可視化は現在のところ2次元データまでであり、3次元の非常データを得ることは困難である。したがって、数値計算によって燃焼の流れ場を解析することは物理メカニズムの解明やデバイスの設計のうえで意義は大きい。

大型の計算機の発展なくしてはこのような計算は不可能である。燃焼の数値計算は現象の複雑さゆえに発展が遅れていたが、近年における計算機の発展のおかげで様々な計算が可能になってきた。今後も計算機能力の発展が期待されている。

5. まとめ

燃焼器内で燃焼を含む流れ場をLESとflamelet燃焼モデルを用いることにより実現した。計算は大型計算機上で並列化して行われた。得られた結果は燃焼器内の燃焼振動をとらえており、主に縦方向の音響振動による振動が生じていた。そのため流れ場はきわめて複雑な3次元構造をしていた。音響振動と速度場のカップリングにより振動が継続していくことが計算で分かった。振動のメカニズムがある程度大規模な渦構

造によるものであることが分かり、燃焼制御の実現の可能性がある。

現段階では、時間刻みが小さいために計算時間がかかり、制御則の設計などのように短時間で多ケースの結果を出すことが必要な分野に使うにはまだ不十分であるが、数値計算により燃焼のような複雑な流れ場が理解できることは燃焼の改善などにおいて大きな意味を持つ。今後の計算機の発展が燃焼の研究には不可欠である。

謝辞 本研究は文部科学省開放的融合研究「乱流制御による新機能熱流体システムの創出」プロジェクトの一環として行われた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 溝渕泰寛, 立花 繁, 新城淳史, 小川 哲, 竹野忠夫: 水素噴流浮き上がり火炎の構造について, 日本燃焼学会誌, Vol.44, No.128 (2002).
- 2) Taupin, B., Vauchelles, D., Cabot, G. and Boukhalfa, A.: Experimental study of lean premixed turbulent combustion, *11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2002).
- 3) Stone, C. and Menon, S.: Swirl control of combustion instabilities in a gas turbine combustor, *Proc. Combustion Institute* (2002), in press.
- 4) Peters, N.: *Turbulent combustion*, Cambridge University Press (2000).
- 5) Poinsot, T. and Veynante, D.: *Theoretical and numerical combustion*, Edwards (2001).
- 6) Wada, Y., Ogawa, S. and Ishiguro, T.: A generalized Roe's approximate Riemann solver for chemically reacting flows, *AIAA 89-0202* (1989).
- 7) Shinjo, J., Tachibana, S., Mizobuchi, Y. and Ogawa, S.: Numerical Simulation of Flame Behavior in a Combustor, *9th International Conference on Numerical Combustion* (2002).
- 8) Poinsot, T.J. and Lele, S.K.: Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows, *Journal of Computational Physics*, Vol.101, pp.104-129 (1992).
- 9) Matsuo, Y., Nakamura, T., Tsuchiya, M., Ishizuka, T., Fujita, N., Ohkawa, H., Hirabayashi, Y., Takaki, R., Yoshida, M., Nakamura, K., Yamamoto, K., Suematsu, K. and Iwamiya, T.: Numerical Simulator III — building a terascale distributed parallel computing environment for aerospace science and engineering, *Proc. Parallel CFD* (2002).

(平成 14 年 9 月 22 日受付)

(平成 15 年 1 月 4 日採録)



新城 淳史

昭和49年生。平成13年東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻博士課程修了。同年航空宇宙技術研究所入所。ガスタービン燃焼器の数値解析に従事。工学博士。日本航空宇宙学会，日本燃焼学会各会員。



溝淵 泰寛

昭和40年生。平成7年東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻博士課程修了。同年航空宇宙技術研究所に入所。燃焼流の数値解析に従事。工学博士。日本航空宇宙学会，日本燃焼学会会員，AIAA 各会員。



立花 繁

昭和47年生。平成12年東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻博士課程修了。同年航空宇宙技術研究所航空宇宙特別研究員。平成14年航空宇宙技術研究所入所。燃焼場の数値計算・光学計測に従事。工学博士。日本航空宇宙学会，日本ガスタービン学会各会員。



小川 哲

昭和23年生。昭和51年東京大学大学院工学系研究科航空学専門課程博士修了。現在，航空宇宙技術研究所CFD技術開発センター乱流燃焼制御技術グループ。工学博士。日本航空宇宙学会，日本流体力学学会各会員。