

縦渦を用いた超音速混合燃焼促進に関する数値的研究

Numerical Study on The Supersonic Mixing and Combustion Enhancement Using Streamwise Vortices

- 小寺正敏, JAXA, 〒981-1525 宮城県角田市君萱字小金沢 1, E-mail:kodera.masatoshi@jaxa.jp
須浪徹治, JAXA, 〒981-1525 宮城県角田市君萱字小金沢 1, E-mail:sunami.tetsuji@jaxa.jp
Benjamin Rust, DLR, E-mail:benjamin.rust@dlr.de
Peter Gerlinger, DLR, E-mail:Peter.Gerlinger@dlr.de
Masatoshi KODERA, JAXA, 1-Koganezawa, Kimigaya, Kakuda, Miyagi 981-1525, Japan
Tetsuji SUNAMI, JAXA, 1-Koganezawa, Kimigaya, Kakuda, Miyagi 981-1525, Japan
Benjamin RUST, DLR, Pfaffenwaldring 38-40, 70569 Stuttgart, Germany
Peter GERLINGER, DLR, Pfaffenwaldring 38-40, 70569 Stuttgart, Germany

Numerical calculation has been conducted in the Mach 8 flight conditions for a scramjet combustor with the Alternating-Wedge (AW) strut injector, which consists of alternating upward and downward expansion ramps arranged in the spanwise direction in the rear part and can generate streamwise vortices efficiently to enhance supersonic mixing and combustion. The ramp angle to control the vortex circulation was 36 degrees, whereas the gaseous hydrogen fuel was injected at an equivalence ratio of 0.5. The main purpose of the present study is to examine the effects of heat release on the formation process of the streamwise vortices and the mixing characteristics through comparison between the non-reacting and reacting cases. The calculation results revealed that large subsonic regions were created in the strut wake flows due to the combustion heat release, resulting in large boundary layer separations on the ramp surface. Hence the streamwise vortices weaken at the beginning of the generation and the fuel distribution was depended on the enlargement of the subsonic regions rather than the evolution of the streamwise vortices. The growth of such a subsonic region was responsible for the mutual interaction with the enhancement of mixing and combustion within it. In addition, the streamwise vortices disappeared as going downstream due to the eddy viscosity increased by the combustion. In such a circumstance, the mixing and combustion seemed to be uncontrollable by the streamwise vortices. On the other hand, it was found that the massive subsonic region developed by the combustion, where the streamwise vortices were present, reduced the compressibility.

1. はじめに

スクラムジェットやロケット・ラムジェット複合サイクルエンジン等の将来型宇宙輸送システム用エンジンの研究開発において、超音速流中で安定かつ効率的に燃料と空気を混合燃焼させることが重要な課題のひとつとなっている。そしてこの課題を克服する有望な方法のひとつとして縦渦の利用が提案され、多くの研究者が先進的研究を行っている。宇宙航空研究開発機構 (JAXA) においても、縦渦生成と超音速混合燃焼の促進制御を目的とした様々な形態の縦渦導入型燃料噴射器を考案し、地上実験及びCFD解析を通じて多くの知見を得てきた。その主な形態のひとつが図1に示す Alternating-Wedge (AW) ストラット燃料噴射器である。ストラットの前方部は2次元の楔形状で、後方部はスパン方向に上下方向に互い違いの膨脹ランプ (ランプ面の隣は主流に平行な面) が組み合わさっている形状を有している。燃料はランプ面が交差する地点から縦渦中心に向かって水平に噴射される。本スト

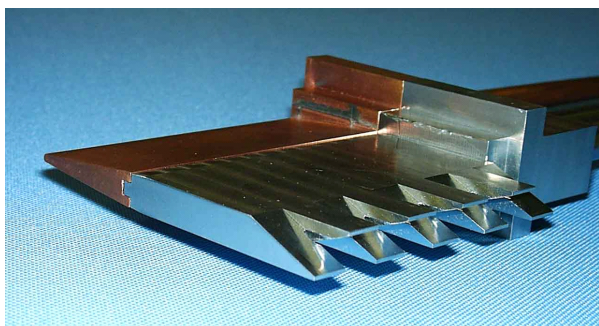


Figure 1. Photo view of the AW strut.

ラットについては、超音速流中で縦渦を容易に形成できること及び超音速混合燃焼を効率的に促進できることを実験と CFD で確認している⁽¹⁾⁽²⁾。さらにドイツ DLR 及びフランス ONERA と共同研究を行い、AW ストラットから生成される縦渦内における燃料水素ジェットの混合燃焼過程に関し、レーザー計測を用いて詳細に調べた⁽³⁾⁽⁴⁾。また JAXA が所有する CFD コードの検証を目的として、非反応流れにおける縦渦の形成過程とその下流方向変化について CFD 結果と実験値を詳しく比較し、同時に CFD 結果からランプ角度の異なる2種類の AW ストラットを比較することにより、ランプ角による縦渦形成過程と混合促進効果の違いについて検討した⁽⁵⁾。これら一連の研究の主な目的は、縦渦を用いた超音速混合燃焼過程の物理的メカニズムについての理解を深めること、及び優れたエンジン性能を得るために必要な超音速混合、着火、燃焼を改良制御する手法を確立するための有益な情報を得ることにある。

本稿では CFD 研究の次の段階として反応流の計算を行い、AW ストラットの燃焼特性について、特に発熱の影響が縦渦形成過程及び混合性能に与える影響について非反応流と比較することにより検討した結果を報告する。

2. 計算の枠組み

計算手法

本研究では JAXA のスクラムジェットエンジン内の燃焼流解析に多くの実績を持つ非構造格子法を基礎とする三次元燃焼反応流計算コード⁽⁶⁾を使用した。本コードではレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式と各化学種の質量保存式を支配方程式とし、有限体積法で離散化される。高速に定常解を得るために、LU-SGS

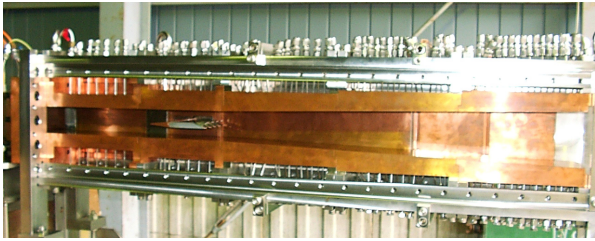


Figure 2. Photo view of supersonic combustor with the AW strut

陰解法を適用し、さらに化学反応と流れの特性時間の差異に起因する計算の硬直性を緩和しかつ行列反転による計算時間の大幅な増加を避けるため、対角化点陰的処理を行っている。また格子均等分割と MPI による並列化処理も行っている。非粘性流束の評価には AUSM-DV 法⁷⁾を用い、空間二次精度を実現するため検査体積内で原初変数の線形再構築を行っている。一方で粘性流束の計算には中心差分を用いている。物理モデルとして、乱流モデルには Goldberg-Ramakrishnan の一方程式モデル⁸⁾を、また水素空気系化学反応モデルには Stahl-Warnatz の 9 化学種 17 反応モデル⁹⁾を採用した。格子について、壁面境界層には精度と効率を考慮してプリズム格子を配置し、主流領域には四面体格子、そして両格子で埋められない箇所にはピラミッド格子を配置した。

計算対象

本研究では、JAXA で行われた AW ストラット燃料噴射器付スクラムジェット燃焼器試験¹⁰⁾に対応した形状を取り扱う。ストラットの基本形状は図 1 で説明した通りであり、“CNR11-R36” と呼ばれるものを使用する。ストラット前方部の楔に関して、前縁半径は 1mm、長さは 41mm、楔角は 11.4° である。ストラット厚さ (h) は 10mm、楔と後方部のランプとの間にある平行部は 44.6mm、ストラット後縁は 1mm の厚さを有し、ランプ角は 36° である。5 つの下向き膨張ランプと 4 つの上向き膨張ランプがスパン方向に 11mm 間隔で交互に並んでいる。ただし両端は 11.5mm となっている。この形状では 8 つの縦渦を生成する。それら縦渦中心に燃料を投入するために、隣接するランプ面の交点に 8 つの燃料噴射オリフィス (直径 3.5mm) が設けられている。図 2 に燃焼器を斜め下流の側壁側から見た写真 (側壁は外している) を示す。上流側 (写真左側) が一定断面ダクト (C. C.) で下流側が上下に 1.72° の拡大角を持つ拡大部 (D. C.) の 2 つの区間から構成され、長さはそれぞれ 355, 600mm である。燃焼器入口と出口高さは 50, 86mm で、燃焼器幅は一定の 100mm である。ストラットは流路高さの中心に置かれ、前縁、燃料噴射孔、後縁の流れ方向位置は燃焼器入口よりそれぞれ 220, 312.5, 318mm 下流にある。燃焼器入口上流は風洞ノズルに直結されている。計算領域について、流れ方向には燃焼器入口から出口まで取り、一方で幅方向には縦渦一つ分だけ考慮し燃焼器対称面とそこから 11mm 平行に離れた領域となる。座標系については、 x 軸が燃焼器対称面及びストラットの下向き膨張ランプ中心線を通る主流方向の軸となり、原点は x 軸と燃焼器入口の交点とし、高さおよび幅方向を y, z 軸とする。

計算条件

計算条件について、燃焼器入口主流はマッハ 2.48 の vitiated 空気で総温及び総圧はそれぞれ 2250K, 1.0MPa であり、スクラムジェットエンジンのマッハ 8 飛行条件に対応している。水素・酸素の燃焼加熱により総温を上げるため気流中には H_2O や OH ラジカルなどが含まれる。噴射燃料は常温の水素ガスで音速噴射され、当量比 (Φ) は 0.5 である。表 1 に燃焼器入口主流条件 (準一次

元平衡計算値)の詳細を示す。実際は風洞ノズルについても同じ三次元化学非平衡コードを用いて計算し、その計算値を流入条件として与えている。また鏡面条件をスパン方向両端の境界に対して与え、Non-slip 境界条件を燃焼器及びストラット壁面に対して与える。ここで壁面温度は 550K の等温壁としている。格子点間隔について、ストラット後縁近傍の縦渦内では 0.1mm で下流に向かって徐々に拡大し、燃焼器出口付近では 3mm となっている。一方で縦渦外では 1~3mm の間隔である。また壁面垂直方向の最小格子幅は 5 μ m で、総格子点数は約 1150 万点となった。

Table 1. Nominal freestream conditions at combustor entrance

Static pressure (kPa)	58
Static temperature (K)	1329
Mach number	2.48
Velocity (m/s)	1836
O ₂ mass fraction	0.263
N ₂ mass fraction	0.524
H ₂ O mass fraction	0.211
OH mass fraction	0.002

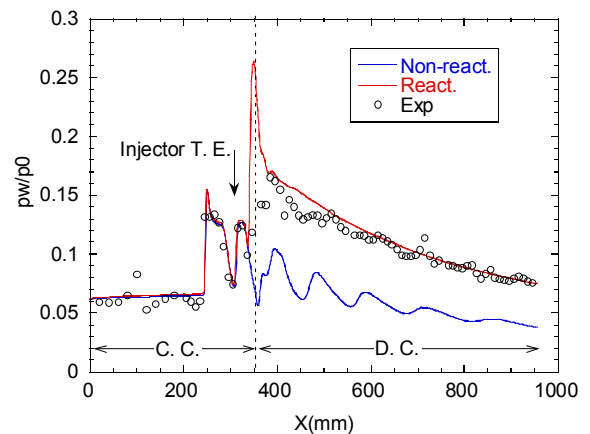


Figure 3. Comparison of computed wall pressure distributions along combustor top wall centerline with experiment in Ref. (10).

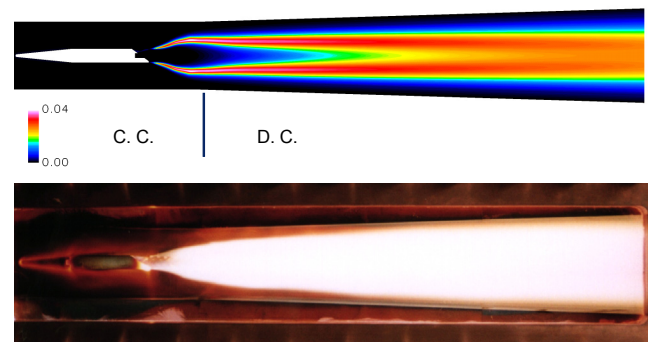


Figure 4. Comparison of computed contours of OH mole fraction on x - y plane at $z=5.5$ mm (top) with direct photo of flame obtained from experiment in Ref. (10) (bottom).

3. 結果及び考察

3. 1 実験との比較

図 3 に燃焼器天板中心線上の壁圧分布を CFD と実験¹⁰⁾と比較したものを示す。ここで圧力値は主流総圧で無次元化している。また反応凍結を仮定した CFD 結果 (非反応流) についても示す。図

より $x=330\text{mm}$ 付近からの燃焼による圧力上昇勾配について CFD の方が実験よりもかなり大きく、着火直後の発熱率について高いことを示している。この原因として CFD は全域乱流を仮定しているのに対し、実験では噴射器下流近傍の流れは完全な乱流でないことが考えられる。飛行マッハ数条件は異なるが、前回の非反応流における CFD と実験の比較結果⁽⁵⁾もこのことを示唆している。一方で D. C. の圧力分布を見ると、CFD によって予測された発熱量は実験値とそれほど大きくかけ離れていない。下流に向かって CFD の過大な圧力値は急激に低下して実験値との差が小さくなり、 $x>600\text{mm}$ ではほぼ一致している。ただし実験で見られる圧力変動を CFD は捉えておらず、圧力は下流に向かって単調に減少している。

図 4 に CFD で得られた燃料噴射孔中心を通過する x - y 断面上 ($z=5.5\text{mm}$) の OH モル分率分布と、実験において燃焼器側壁を透明板にして火炎を直接撮影したものの比較を示す。ここで図左から右方向が流れ方向でストラット前縁が左端に位置する。なお実験ではやや斜め下流より撮影しているので注意が必要である。やや粗い比較となるが、火炎の発光と OH 分布に相関があると仮定すると、着火について CFD と実験で定性的に一致しておりストラット後縁直下流に位置している。また着火後下流に向って火炎は高さ方向に広がるが、CFD では C. C. 出口よりやや上流側で拡大をほぼ停止し D. C. ではわずかに拡大するのみである。一方で実験では D. C. 入口より下流で火炎の拡大率は低下するが、なお拡大し続けて燃焼器上下壁面に到達している。

以上より、下流方向の混合層の成長率とそれに関連した発熱過程について、CFD と実験結果の間に若干の差が見られる。この最大の原因は遷移モデルを含む乱流モデルの不備と考えられる。しかしながらこのことを踏まえても発熱が縦渦混合現象に与える影響を議論することは有益である。そこで次に CFD 結果の詳細について示す。

3. 2 発熱による影響

流れ場

図 5 に燃料噴射孔及び上向き膨張ランプ中心を通過する x - y 断面 (それぞれ $z=5.5, 11\text{mm}$) 上のマッハ数分布を非反応流と反応流の場合について示す。ここで図の表示範囲は、ストラット後縁からの主流方向距離を x とすると、ストラット膨張ランプ開始位置から $x=120\text{mm}$ までである。また音速線を黒線で示す。図より、非反応流の場合ストラット後流のほとんどの領域は超音速であり、亜音速域はわずかにストラット後縁付近及び燃料噴流下流に形成されるマッハディスク背後に見られる。また $z=11\text{mm}$ 断面の膨張ランプ上では境界層の剥離が生じ、それによって小さな亜音速域が形成されている。この剥離は 1 つのランプ面の両端に隣接する 2 つの平行面の肩口からの流れがランプ面で再付着しかつランプ中心で互いに衝突することにより生じた衝撃波 (剥離位置から右下に伸びる波) によるものである。一方で反応流では発熱により大規模な亜音速域がストラット後流を覆っている。その範囲は上流では燃料噴射孔周辺を除くストラットランプ及び後縁全体であり、 $z=5.5\text{mm}$ 断面では下流に向って高さ方向に拡大し C. C. 出口において最大となった後、D. C. では次第に減少する。図 4 の OH 分布より燃焼は C. C. 内において亜音速域外縁付近の混合層内で生じ、その熱膨張により斜め衝撃波がストラット後縁付近より発生している。この衝撃波は C. C. 出口付近の上下燃焼器壁面に入射し境界層と干渉することによりラムダ型の衝撃波に変形し、図 3 に見られる鋭い圧力上昇を生んでいる。

縦渦の形成過程

図 6 に主流に垂直な断面 (y - z 面) 上の主流方向渦度 (ω_x) 分

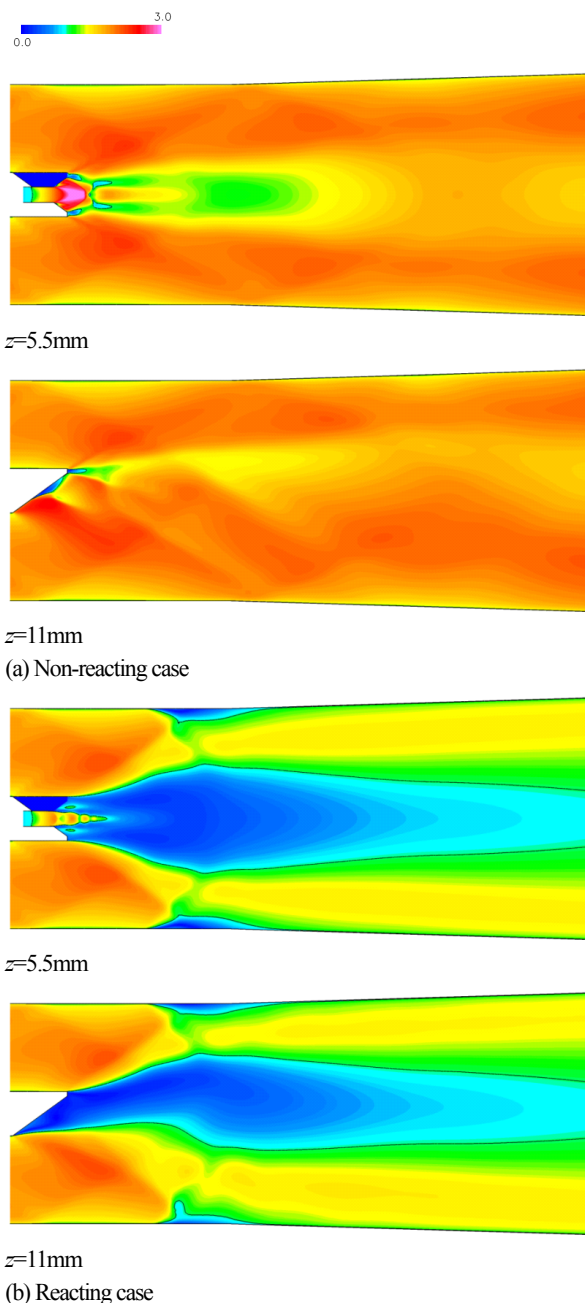


Figure 5. Contours of Mach number in strut wake regions on x - y plane. (Black lines represent sonic lines.)

布を非反応流及び反応流について示す。ここで各断面のストラット後縁からの位置は $x=8, -2, 10, 30, 60\text{mm}$ となっている。なお C. C. 出口は $x=37\text{mm}$ であり、高さ方向の表示範囲は $y=\pm 15\text{mm}$ までである。また音速線を黒線で図内に示している。まず非反応流の場合を見ると、下流に向って ω_x の消散が激しいが、縦渦の形成及び発展過程に関する定性的特徴は前回の研究⁽⁵⁾で示した層流を仮定した場合と一致している。詳細を述べると、2 つの正方向 (時計回り) の縦渦がランプ側壁面 ($z=5.5\text{mm}$) 上に 2 つ存在する ($x=8\text{mm}$) が、この縦渦が水素燃料噴流と接触する際分離し、ランプ表面に新たな縦渦が生成され 4 つの同方向の縦渦が現れる ($x=2\text{mm}$)。そして下流に向ってランプ表面上の 2 つの縦渦は成長し、他の 2 つより強い縦渦となり ($x=10\text{mm}$)、さらに下流域では 4 つの縦渦が相互に干渉し 1 つの縦渦に合体していく。このような縦渦の発展はランプ表面で形成された 2 つの縦渦に支配されている ($x=10\sim 60\text{mm}$)。また下流域で縦渦はに上下方向に拡大し

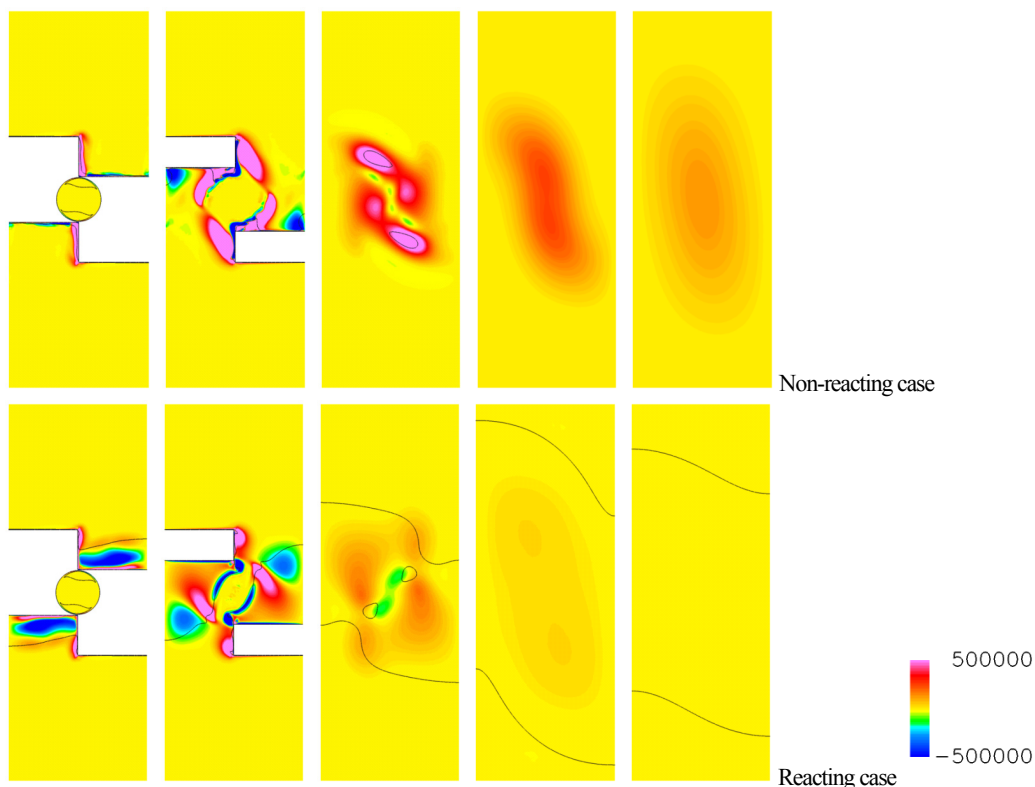


Figure 6. Contours of streamwise vorticity on several y - z planes at downstream distance from strut trailing edge, $x^*=8, -2, 10, 30, 60\text{mm}$ shown from the left to right. (Black lines represent sonic lines.)

ているが、これは断面両端 ($z=0, 11\text{mm}$) の対称境界において、互いに逆回転の渦同士の誘起速度による干渉が生じたためである。一方で反応流の場合、非反応流と比較して定性的に一致している部分が多いが、以下の異なる点が見られる。まずランプ側壁面上に形成される縦渦の規模が、発熱によるランプ表面の境界層剥離により阻害され、より小さくなっている ($x^*=8\text{mm}$)。またランプ表面に縦渦が形成される際にそれらは亜音速域内に存在し ($x^*=2\text{mm}$)、下流で他の縦渦と合体している時点で全ての縦渦が亜音速域内に分布する ($x^*=30\text{mm}$)。この時亜音速領域は縦渦領域よりも一回り大きい。そして下流に向かって ω_x の消散がより早く、D. C. ではほぼ消滅している ($x^*=60\text{mm}$)。下流に向かっての高さ方向の縦渦の拡大について、C. C. 内で非反応流の場合と同程度のように見える。しかしながら反応流の場合は非反応流と比べ渦度が小さくなっているため、縦渦の拡大が誘起速度によるものだけでなく、縦渦を含んだ亜音速域が下流に向かって拡大したことも原因である。

燃料分布

図7に図6と同様に y - z 断面上の H_x モル分率分布を非反応流及び反応流について示す。ここで H_x は流入気流中にすでに含まれていた H_2O を除く全化学種に含まれる水素元素の合計であり、燃料の混合の様子を表わしている。なお流入気流に含まれる他の水素元素は微量のため取り除いていない。また音速線も黒線で示している。図6と7を比較すると、非反応流の場合は前回の層流計算結果⁹⁾と同様に、燃料分布は縦渦分布形態とその下流方向変化に追従しているが、乱流拡散により縦渦が分布する領域よりもやや広く分布している。そして4つの縦渦が作られる時点でまず燃料噴流の外縁が縦渦内に取込まれ ($x^*=2\text{mm}$)、その下流で速やかにほぼ全ての燃料が縦渦とその周辺に分布する ($x^*=10\text{mm}$)。下流に向かって縦渦が合体する過程で燃料分布は楕円型になり、その

中心で濃度が高く外側に向かって拡散し、また誘起速度によりやや斜めの上下方向に広がり ($x^*=30\text{mm}$)、やがて隣接する燃料分布と接するようになる ($x^*=60\text{mm}$)。一方で反応流の場合、発熱によってストラット後流内に亜音速域が形成されたことにより、燃料分布は非反応流の場合とかなり異なっている。燃料噴射孔の直上流位置において、発熱によるランプ表面上の境界層剥離によりその亜音速域内に燃料分布がすでに見られ、隣接する燃料分布とも接している ($x^*=8\text{mm}$)。そしてストラット下流で燃料分布は亜音速域にはほぼ一致して縦渦分布よりも広く、また両隣りの燃料噴射流との接触面が増加する ($x^*=30\text{mm}$)。その時燃料分布境界は水平線よりある角度をもった曲線であるが、さらに下流のD. C.において音速線とともに水平な直線に近づく ($x^*=60\text{mm}$)。これは下流で ω_x が消滅し、誘起速度の効果がなくなるからである。なお実験¹⁰⁾では、D. C.において火炎の下流に向かっての上下方向の拡大が見られたが、これは火炎内である程度の ω_x を有していたためと考えられる。

着火可能領域

図8にC. C.内の局所当量比 $\phi=1$ の等値面上における着火距離 X_{ig} を非反応流及び反応流の場合について示す。ここで X_{ig} の定義は以下の通りである。

$$X_{ig} = u \cdot \tau_{ig} \quad (1)$$

ここで u は主流方向速度、 τ_{ig} は Rogers ら¹¹⁾の、一次元化学反応計算コードを用いて化学量論混合比で水素・空気を燃焼させた場合の計算結果に基づいた着火時間であり、温度と圧力の関数である。したがって X_{ig} の短い箇所が着火に有利であると言える。図より非反応流の場合、着火に最も適した場所はストラット後縁付近(黒色で示された領域)であり、初期の着火はここから生じたと考えられる。図5の非反応流の場合で示したように、この領域は

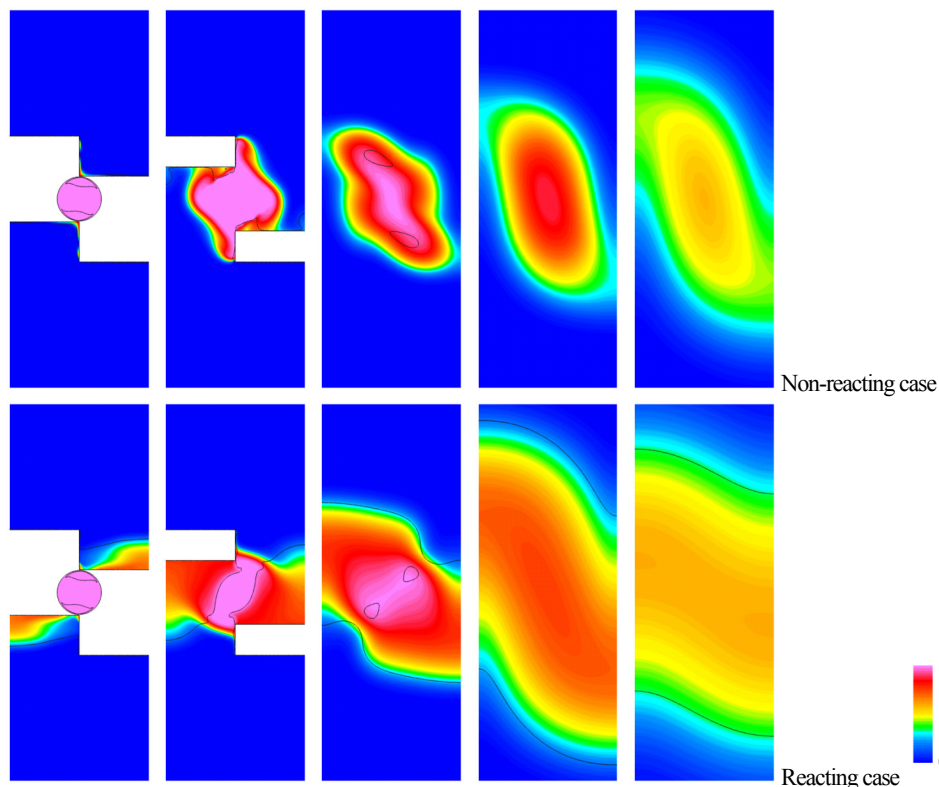


Figure 7. Contours of H_2 mole fraction on several y - z planes at downstream distance from strut trailing edge, $x'=-8, -2, 10, 30, 60$ mm shown from the left to right. (Black lines represent sonic lines.)

亜音速域かあるいは低マッハ数領域であるため、一度着火すると燃焼により亜音速域が拡大する。亜音速域の拡大はその内部及び境界付近にある混合層の発達及び燃料分布の拡大を生じさせ、それがさらなる燃焼を引き起こす。このような亜音速域の拡大と混合燃焼促進の相互干渉が生じた結果、図5の反応流の場合に見られるストラット後流での大規模な亜音速領域の形成がなされたと言える。なお反応流では、 $\phi=1$ 等値面が膨張し上流ではランプ開始位置まで遡っているが、これは亜音速域の拡大とほぼ一致している。一方で $\phi=1$ 面上のほとんどの領域が着火に有利な状態であり、事実OH分布が見られている。

循環

図9に各燃焼器断面で ω_x を積分することにより求めた縦渦循環 Γ の主流方向分布を非反応流及び反応流について示す。なお参考までに、簡単な計算式($\Gamma=2v\omega$)を用いて Γ を見積もると

$23.1\text{m}^2/\text{s}$ となる。これを参考値と呼んでおく。ここで v はランプ表面に沿った速度ベクトルの縦方向成分、 h は後縁厚さを除くストラット厚さ(9mm)である。本計算式は燃料噴射孔が無く比較的低ランプ角のAWストラットに対して、完全気体、層流を仮定した三次元CFDを行った結果と良く一致した⁽¹⁾。図より非反応流、反応流ともに Γ は下流に向かってランプ位置で急増し、ストラット後縁付近で最大となった後減少していく。その最大値は非反応流の場合 $16.0\text{m}^2/\text{s}$ であり、参考値の69%に留まっている。このような最大 Γ の参考値からの大幅な減少は層流を仮定した場合⁽⁵⁾でも見られたが、下流方向の減衰は見られなかった。よってこれは乱流粘性によるものである。さらに反応流の場合、 Γ は非反応流よりもかなり小さく、最大で $7.2\text{m}^2/\text{s}$ と非反応流の半分以下である。またD.C.では $x'/h>5$ で参考値の7%以下となっている。この原因のひとつは、図6で述べたようにランプ表面境界層の剥離により ω_x の生成が抑制されたためである。他の原因としては、発熱によ

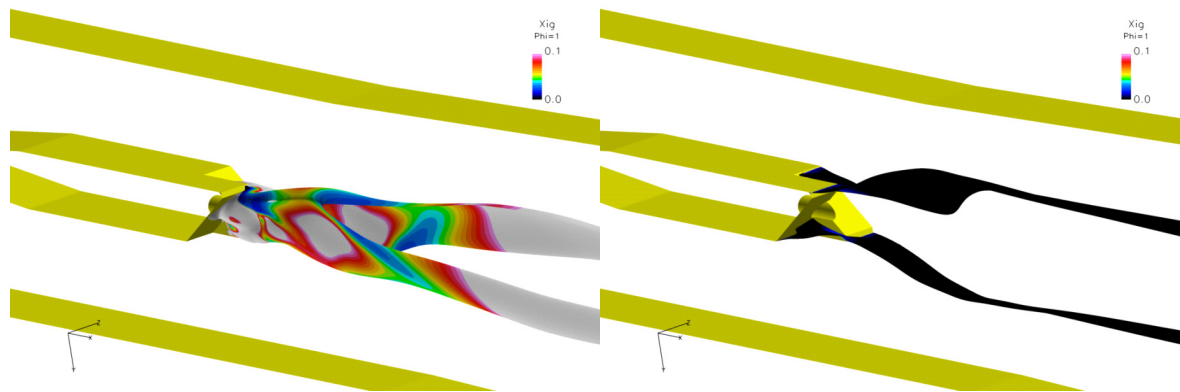


Figure 8. Ignition distance on iso-surface at local equivalence ratio of 1 near strut. (Left; non-reacting case. Right; reacting case.)

り乱流粘性が増加したことがあげられる。図 10 に燃料噴射孔中心を通過する x 軸に平行な線上における渦動粘性係数分布を非反応流と反応流と比較したものを示す。図より $x/h=7$ 付近までは燃焼によって渦動粘性係数が倍増していることがわかる。しかしながらこれが物理現象に基づくものなのか、あるいは乱流モデルの特性なのかは現在検討中である。なお発熱により縦渦が弱くなるような計算結果は以前より多くの研究者により報告されている（例えば文献⁽¹²⁾）。

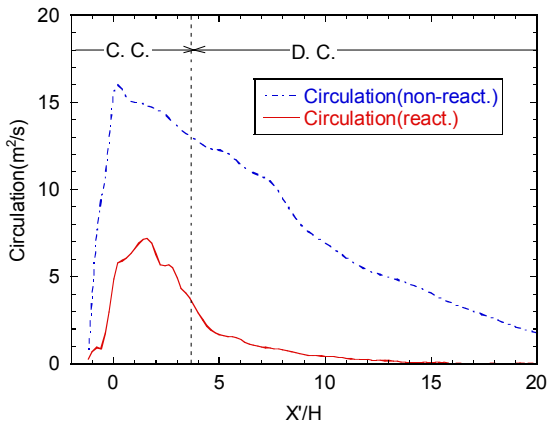


Figure 9. Streamwise distributions of circulation.

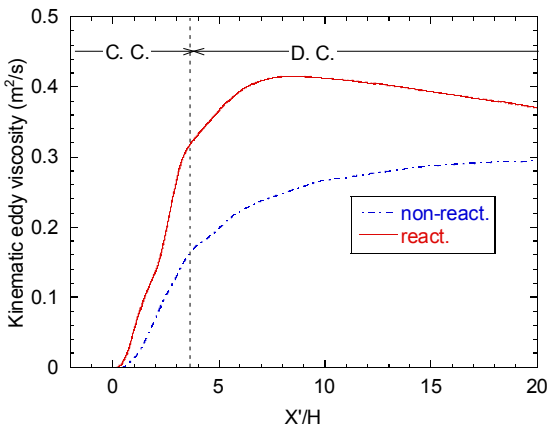


Figure 10. Distributions of kinematic eddy viscosity along streamwise line passing through center of injector hole.

混合・燃焼効率

図 11 に燃焼器断面積分による主流方向の混合、燃焼効率分布を示す。混合効率 η_m については非反応流と反応流の場合について示し、その定義は以下の通りである。

$$\eta_m = \frac{\int_A \frac{\rho_{H_2} u}{\phi'} \cdot dA}{\int_A \rho_{H_2} u \cdot dA}, \quad \phi' = \begin{cases} \phi & (\phi \geq 1) \\ 1 & (\phi < 1) \end{cases} \quad (2)$$

また燃焼効率 η_c については H_2 消費量に基づいた以下の定義式を用いる。

$$\eta_c = 1 - \frac{\int_A \rho_{H_2} u \cdot dA}{\int_A \rho_{H_2} u \cdot dA} \quad (3)$$

ここで ρ は密度、 A は燃焼器断面積、添え字は化学種を表わしている。 η_m について、非反応流と反応流の場合を比較すると、先に示したように ω_x およびその積分値である Γ が発熱により減少しているにもかかわらず、 $x/h < 2$ で両者はほぼ一致し、 $x/h = 2$

付近から C.C. 出口にかけてむしろ反応流の方が非反応流よりも η_m が大きくなっている。これは図 7 で示したように亜音速域の形成によって燃料分布領域がより拡大し、空気との接触面が増加したためである。一方で D.C. では発熱により η_m が低下するが、これは隣接燃料噴射流との接触面が増加し境界が水平な直線に近づいたことにより、空気との接触面が減少したためである。しかしながらその減少の割合はわずかで $x/h=20$ で約 5%程度である。なお η_c について、C.C. では η_m とほぼ一致しており、着火・燃焼は混合律速となっている。これは図 8 で示したように混合面と着火面が一致していることとも対応している。さらに下流の D.C. では $x/h=20$ で η_m よりも約 7%程度低下しているが、これは圧力低下による影響である。

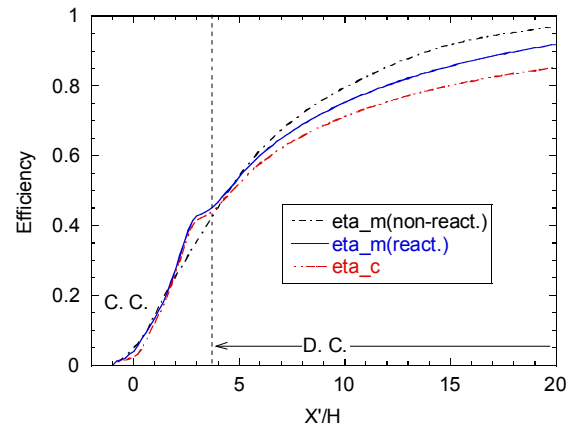


Figure 11. Streamwise variation of mixing and combustion efficiencies.

圧縮性

最後に発熱が圧縮性に及ぼす影響について検討する。図 12 に、 $x=2$ 、10mm 位置での y - z 断面上の周方向マッハ数 (M_θ) 分布を非反応流及び反応流の場合について示す。ここで音速線を黒線で示している。図より、非反応流の場合ランプ表面上に $M_\theta > 1$ となる領域が広がっており、縦渦の初期形成時に圧縮性の影響を強く受けると考えられる。しかしながら下流では Γ が減少する影響で M_θ も小さくなり $x=10$ mm の位置で $M_\theta > 1$ となる領域はほとんどなくなる。一方で反応流の場合、亜音速域がランプ付近で形成されること、及び Γ が小さくなることにより $M_\theta < 0.5$ となり、圧縮性は緩和されることが期待される。図 13 に $x=-2$ mm 位置での y - z 断面上に速度ベクトルの発散 $\text{div } U$ で色分けされた速度ベクトル図を非反応流と反応流について示す。ここで $\text{div } U$ の値が小さいほど圧縮性は弱くなる。この図より反応流の場合に非反応流と比較して、特に亜音速域内の縦渦の圧縮性の程度が低下しているのがわかる。

4. おわりに

縦渦導入型ストラット燃料噴射器を用いた超音速燃焼器内の流れ場について、飛行マッハ数 8 に相当する燃焼器入口マッハ数が 2.48 の条件で CFD 解析を行った。ここで縦渦循環を制御するためのストラット後縁ランプの角度は 36° であり、噴射される燃料は常温の水素ガスで当量比は 0.5 である。そして非反応流と反応流の計算結果を比較することにより、発熱による縦渦の生成と混合性能などへの影響について調べた。その結果、発熱によりストラット後流に大規模な亜音速域が形成され、ランプ表面の境界層も大きく剥離していることがわかった。これにより縦渦強度が非反応流と比較して小さくなり、また燃料噴射後の燃料分布は縦渦分布ではなく亜音速域の拡大に依存していた。この亜音速域の拡大は、その内部及び境界周辺での混合燃焼との相互干渉により生

本研究は、日本学術振興会・科学研究費補助金基盤研究(S)課題番号 21226020 の援助を受け実施した。また、今回の計算は JAXA Supercomputer System(JSS)を用いて行われた。さらに、計算格子作成及び計算結果の可視化処理については、日立東日本ソリューションズ宗像氏の協力を得た。関係者各位に感謝の意を述べたい。

参考文献

- (1) Sunami, T., Wendt, N., M., and Nishioka, M., "Supersonic Mixing and Combustion Control Using Streamwise Vortices," AIAA Paper 98-3271, 1998.
- (2) Sunami, T., Nishioka, M., Murakami, A., and Kudo, K., "Alternating-Wedge Strut Injection for Supersonic Mixing and Combustion," Proc. of 14th ISABE 99-7156, 1999.
- (3) Sunami, T., and Scheel, F., "Analysis of Mixing Enhancement Using Streamwise Vortices in a Supersonic Combustor by Application of Laser Diagnostics," AIAA Paper 2002-5203, 2002.
- (4) Sunami, T., Magre, P., Bresson, A., Grisch, F., Orain, M., and Kodera, M., "Experimental Study of Strut Injectors in a Supersonic Combustor Using OH-PLIF," AIAA Paper 2005-3304, 2005.
- (5) Kodera, M., Sunami, T., and Scheel, F., "Numerical Study on The Supersonic Mixing Enhancement Using Streamwise Vortices," AIAA Paper 2002-5117, 2002.
- (6) Kodera, M., Sunami, T. and Nakahashi, K., "Numerical Analysis of Scramjet Combusting Flows by Unstructured Hybrid Grid Method," AIAA Paper 2000-0886, 2000.
- (7) Wada, Y., and Liou, M.-S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, 1994.
- (8) Goldberg, U. C., and Ramakrishnan, S. V., "A Pointwise Version of Baldwin-Barth Turbulence Model," *Comp. Fluid Dyn. J.*, Vol. 1, 1993, pp. 321-338.
- (9) Stahl, G., and Warnatz, J., "Numerical Investigation of Time Dependent Properties and Extinction of Structure of Methane and Propane Air Flamelets," *Combustion and Flame*, Vol. 85, 1991, pp. 285-299.
- (10) Sunami, T., Murakami, A., Kudo, K., Kodera, M., and Nishioka, M., "Mixing and Combustion Control Strategies for Efficient Scramjet Operation in Wide Range of Flight Mach Numbers," AIAA Paper 2002-5116.
- (11) Rogers, R. C., and Schexnayder Jr. C. J., "Chemical Kinetic Analysis of Hydrogen-Air Ignition and Reaction Times," NASA TP-1856.
- (12) Eklund, D. R., and Stouffer, S. D., "A Numerical and Experimental Study of a Supersonic Combustor Employing Swept Ramp Fuel Injectors," AIAA Paper 94-2819, 1994.

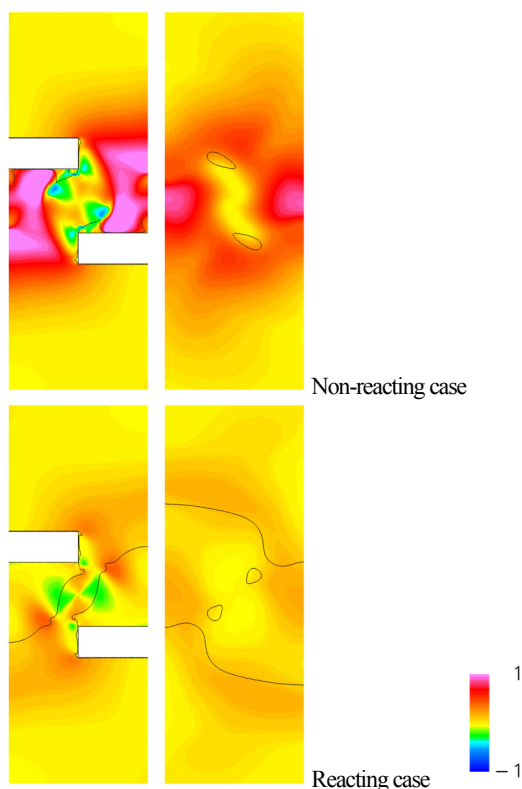


Figure 12. Distributions of Mach number in circumferential direction on y - z planes. (Left; $x'=-2$ mm. Right; $x'=10$ mm. Black lines represent sonic lines.)

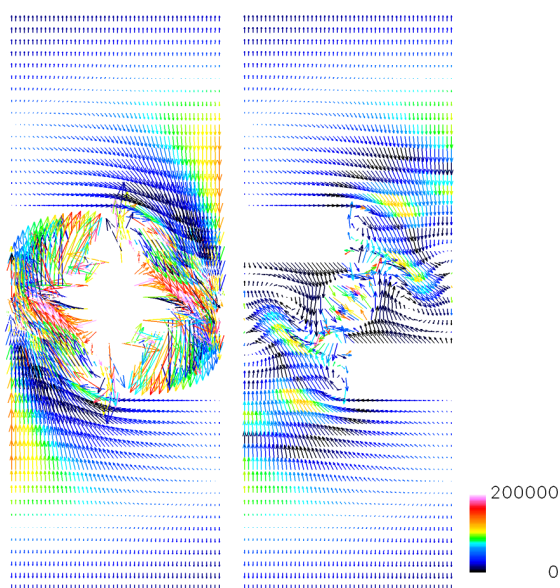


Figure 13. Velocity vectors on y - z plane at $x'=-2$ mm. (Left; non-reacting case. Right; reacting case. Colors represent absolute divergence of velocity.)

じたものである。また縦渦は亜音速域内に分布したが、乱流粘性の増加により下流ではほぼ消滅した。よってこのような状況になると、縦渦による混合燃焼の制御は難しいと言え、大規模な亜音速域を作らないようななんらかの工夫をする必要がある。一方で亜音速域の形成により、その内部にある縦渦の圧縮性の程度が低下することがわかった。

謝辞