縦渦導入型スクラムジェットエンジンの作動特性に関する研究^{*1} —高温衝撃風洞によるマッハ8 燃焼実験— Combustion Characteristics of a Hypermixer Scramjet Engine —Mach 8 Experimental Study in HIEST—

須 浪 徹 治^{*2}・伊 藤 勝 宏^{*2}・小 室 智 幸^{*2}・佐 藤 和 雄^{*2}

Tetsuji SUNAMI, Katsuhiro ITOH, Tomoyuki KOMURO and Kazuo SATO

Key Words: Scramjet, Supersonic Combustion, Mixing, Streamwise Vortices, Boundary Layer Control, Detonation, Thermal Choking, Shock Tunnel, Flight Experiment

Abstract: A scramjet engine with a wall-mounted hypermixer injector, which generates streamwise vortices for enhancing supersonic mixing and combustion, is examined at a Mach 8 simulated flight condition in the High Enthalpy Shock Tunnel (HIEST). The engine and the fuel injector are full scale models of the HyShot-IV flight experiment planned for 2005 by JAXA and University of Queensland (UQ). Main purpose of the present study is to clarify the combustion and operation characteristics of the hypermixer scramjet owing to the ability of the streamwise vortices for mixing enhancement and boundary layer control. For comparison, two injectors with normal and parallel injection without streamwise vortex generation are also examined. The results show the superior performance of the hypermixer injector in scramjet mode obtaining higher pressure rise in a shorter distance compared to the other two injectors. In the case of the hypermixer injector, a 1D analysis of an inviscid nozzle flow shows the increment in the specific impulse due to combustion to be 2,649 and 2,224 sec for the equivalence ratio, $\Phi = 0.3$ and 0.6 , respectively. At $\Phi = 1.0$ and 1.5 , sudden rapid combustion of the premixed fuel at the end of the combustor generates a strong pressure wave, which propagates upstream up to the injector location and decays there. As a result, a new quasi-steady combustor flow is established throughout the combustor downstream of the injector. The pressure wave is identified as a kind of detonation wave, which is suggested to propagate upstream mainly through the streamwise vortices. As a driving force of the upstream propagation of the detonation wave, mixing and combustion enhanced through the interaction between the detonation wave and the streamwise vortices are considered.

1. 緒 言

スクラムジェット (SCRAMJET; Supersonic Combustion Ramjet Engine) は大気圏で飛行マッハ数 4~12 以上での作動が期待される空気吸込式エンジンであり、1950 年代から将来の宇宙輸送推進システムとして有望視され、現在に至るまで世界的に広く研究・開発が行われてきた¹⁾。スクラムジェットの特徴は超音速燃焼にあり、0.5 msec 程度の極短時間に燃料と空気を分子レベルで混合し、燃焼に導く必要がある。しかし一般に、超音速流中での混合は圧縮性の影響で強く抑制される^{2,3)}。このため、燃料と空気の超音速混合促進の問題はスクラムジェット研究開始当初から最重要技術課題の 1 つとして採り挙げられ、多くの研究がなされてきた。また、燃料混合手法は、燃料噴射形態とともに飛行マッハ数に応じてエンジン作動特性および推力特性に強く影響する点でも重要である⁴⁾。著者らは飛行マッハ

数 8 を超える高速域でのスクラムジェット研究を進めている。そのような高速域ほど、気流エンタルピーが高くなるほど、単位燃焼発熱量に対する推力増分が減少するから、強い衝撃波による総圧損失と過度の温度上昇 (燃焼ガス解離) を極力抑制するとともに、噴射燃料の運動量を直接エンジン推力として利用することの重要性が増す。しかし、圧縮性の影響により、燃料平行噴射形態において混合促進制御を行わない場合の混合効率 は低く、超音速燃焼モード作動での高推力達成は困難である。したがって、高速域スクラムジェットの実現には、燃料平行噴射形態の採用と、混合促進制御による超音速燃焼モード作動でのエンジン高性能化技術とが必須となる。燃料平行噴射形態での超音速混合促進方法としては縦渦の利用が提案され、従来多くの研究がある (例えば文献 5~9))。JAXA でも、縦渦導入型燃料噴射器 (ストラットおよび壁面噴射器) とこれを用いた燃料平行噴射形態のスクラムジェット燃焼器を提案し、飛行マッハ数 4~7 相当の燃焼加熱気流 (vitiating air) を用いた燃焼実験でそれらの有効性を確認している^{10~14)}。このうち縦渦導入型壁面噴射器については、飛行マッハ数 8~15 の高速域スクラムジェットを対象に高温衝撃風洞 HIEST を用いた実験

^{*1} © 2005 日本航空宇宙学会

平成 15 年 9 月 29 日, 第 35 回流体力学講演会において一部発表。平成 17 年 3 月 28 日原稿受理

^{*2} 宇宙航空研究開発機構角田宇宙センター

第 1 図 スクラムジェットエンジン形状図. 流路は縦渦導入型燃料噴射器 (CNR5-R17) を除き 2 次元. 寸法単位 mm. 流れは左から右方向.

を行い, 高速域において縦渦が一層重要な役割を果たすことを明らかにしている¹⁵⁾. このように, これまでに地上実験で確認されてきた縦渦導入型燃料噴射器による平行噴射形態における超音速混合燃焼の促進効果と, これによるスクラムジェットモード作動時のエンジン高性能化については, すでに飛行実験による検証が必要な段階にある. また, HIRST による今後の研究開発の推進の点でも, 飛行実験データによる HIRST 実験データの検証・校正の早急な実施が極めて重要である. そのような状況から, JAXA では縦渦導入型燃料噴射器を搭載したスクラムジェットエンジン (Hyper Mixer Scramjet) の飛行実験 (HyShot-IV) を計画し, 2005 年の実施に向けて準備を進めている¹⁶⁾. 具体的には, 豪州クイーンズランド大 (UQ) が開発したスクラムジェット飛行実験システム HyShot¹⁷⁾ を用い, 供試エンジンを観測用ロケット先端に搭載して弾道飛行させ, 大気圏再突入後の高度 37 ~ 23 km において飛行マッハ数 7.6 ± 0.4 で約 5 秒間の超音速燃焼実験を行う. 飛行実験用スクラムジェットエンジンは, 本稿で紹介する実験データをもとに, すでに設計製作を完了している. 本研究¹⁸⁾ では, 飛行実験用エンジンのフルスケールモデルを製作し, HIRST において燃焼実験を行った. 主目的は, 1) 燃焼加熱気流 (vitiating air) に比べより実飛行時に近い HIRST 気流中で, 縦渦導入型燃料噴射器による超音速混合燃焼促進効果および境界層剥離抑制効果を確認すること, 2) 着火・燃焼流れ場の形成過程, 燃焼器作動特性について調べることで, 3) 飛行実験データによる HIRST 実験データの検証・校正用に, 飛行実験に対応する HIRST 実験データを取得することである. なお, 縦渦の効果については, 縦渦導入を行わない平行噴射器および垂直噴射器 (UQ による HyShot-II の燃焼器) の実験を行い, それら結果との比較により確認した.

第 2 図 供試スクラムジェットエンジン俯瞰写真

2. 実験装置および方法

2.1 スクラムジェットエンジン模型 供試スクラムジェットエンジンの形状図および全体写真をそれぞれ第 1, 2 図に示す. 本エンジンはインレット, 燃焼器, ノズルから成る. その基本形状は, UQ が先に行った HyShot-II 飛行実験¹⁶⁾ のエンジンとほぼ同等であるが, 燃焼器流路と燃料噴射器については我々の飛行実験目的に基づき設計されている. その基本流路は, 縦渦導入効果, 燃焼現象の効果的観察を行えるように, 単純な 2 次元形状とした. インレットは平板によるランプ圧縮型で, ランプ角は 18° , 幅 196 mm であり, 気流の側方への漏れ防止のためランプ両側端にフェンスを設けている. 燃焼器流入気流を 2 次元一様流れに極力近づけるために, インレット前縁衝撃波をカウル前縁の上流を通過させて外部へ逃がすとともに, インレットランプ壁と燃焼器下壁の間に設けたスリット状の抽気口により, ランプ壁上の境界層, ランプ後縁からの膨張波およびカウル前縁衝撃波を除去している. 燃焼器入口はカウル前縁の下流 58.5 mm にあり, ここに燃焼器の下壁および側壁の前

(a) HyperMixer Injector (CNR5-R17) with generation of six pairs of counter-rotating streamwise vortices

(b) Back Step Injector (BSI) without streamwise vortices

(c) Normal Injector (NI) without streamwise vortices

第3図 燃料噴射器形状図 (各噴射器の上, 左下, 右下の図は, それぞれ側方, 上方, 下流から見た形状である。寸法単位: mm)

縁が位置する。燃焼器は上流から平行部-1 および平行部-2 から成る。両者の幅はともに 75 mm で一定である。平行部-1 は, 下壁前縁からの長さ 110 mm, 高さ 9.8 mm である。平行部-2 は, 長さ 190 mm, 高さは後述の燃料噴射器によって異なり, 垂直噴射器の場合に 9.8 mm, その他の噴射器の場合に 12.3 mm である。この平行部-1 の流路高さとの差 (2.5 mm) は下壁に設けた段差による。燃料噴射器は平行部-1 の下壁後端部に設置される。ノズル部は上壁の膨張ランプ角と下壁の圧縮のランプ角がそれぞれ 12° , 28° であり, ノズル流が燃焼器での混合燃焼に影響しないように配慮している。座標系として燃焼器下壁前縁を原点とし, 主流方向に x 軸をとる。

2.2 燃料噴射器 本実験では, 縦渦導入効果の確認のため, 第3図 (a)~(c) に示す3種の壁面設置型燃料噴射器を用いた。第3図で流れは左から右方向である。第3図 (a) は縦渦導入型燃料噴射器 (CNR5-R17) であり, これを斜め下流方向から見た写真を第4図に示す。この噴射器の詳細

第4図 縦渦導入型燃料噴射器 (CNR5-R17) 俯瞰写真

は後述する。第3図 (b), (c) はともに縦渦導入しない噴射器で, それぞれ2次元後向ステップ (高さ 2.5 mm) を有する平行噴射器, およびステップなしの垂直噴射器であり, それぞれ Back Step Injector (BSI), Normal Injector (NI) と呼ぶ。また, 燃料は総温約 290 K のガス水素である。

第3図 (a) の CNR5-R17 は, 先の燃焼加熱気流による燃焼実験^{12, 13)} で用いたのと同タイプである。噴射器の前半部 (上流側半部, 11 mm) は 5° の2次元圧縮ランプ, 後半部 (下流側半部, 11 mm) は先の圧縮ランプの延長部 (上向き楔部, 幅 5 mm, 後縁厚さ 1 mm, 後縁上端の平行部-2 下壁からの距離 4.4 mm, 楔部下面の角度は 23°) と下向き膨張ランプ (17° , 幅 7 mm) がスパン方向に交互に並ぶ形状である。その設計意図は噴射器の名称 CNR5-R17 に反映されている。これは噴射器形状と導入される縦渦列の特性を示すのに有用であり, 従来の文献^{8, 10-15)} と同様に, CNR5 は Counter-rotation の縦渦対を導入する上向きランプのスパン方向幅が 5 mm であることを示し, これに続く R17 は縦渦循環を制御するための膨張ランプ角が 17° であることを示す。また, 燃料は圧縮ランプ (上向き楔) の後縁ベース部 (厚さ 1 mm) に設けた $12 \times \phi 1.2$ mm のオリフィスから主流に対して 12° で音速噴射される。この噴射形態であるが, 燃料水素が縦渦の旋回により縦渦対の外縁部に沿って下壁方向に対流しつつ縦渦内に取り込まれていき, その後, 縦渦内での引き延ばしを受けるとともに縦渦内に誘起される小スケール渦により混合が促進されるよう意図している。

これに類似の縦渦導入型ランプ噴射器として代表的なものに Northam らの Parallel ramp injector⁶⁾ や Waitz らの Contoured wall injector⁷⁾ が提案されている。一方, 本実験の CNR5-R17 はストラットタイプの縦渦導入型噴射器 Alternating-Wedge strut (そのうち, 隣接する膨張ランプ間の隔壁がないタイプ)^{10, 11)} の基本形状を燃焼器壁面に適用したものであり, 縦渦生成の高効率化 (縦渦の高循環化, 形成の迅速化, 初期縦渦径の大型化) と縦渦内への小スケール乱流渦の誘起を行うために工夫された独自の特徴を有する^{12, 13)}。すなわち, 1) 噴射器後半部の圧縮ランプと燃焼器下壁との間に楔形状の空間 (以下キャビティと呼ぶ) が形成されること, 2) その空間の上面 (下流方向上向きランプ面) の角度 (23°) を圧縮ランプ面の角度 (5°) より大きくすることで, 下流方向に厚みが小さくなる楔形状を形成し, これにより噴射器後縁までの限られた長さで上

記 1) のキャビティを極力大型化できること, 3) この上向きランプ領域 (楔部下側のキャビティ) と, これにスパン方向に隣接する下向き膨張ランプ領域の間には隔壁を設けていないこと, である。

上記の形状により CNR5-R17 は Counter-rotation (交互逆回転) の縦渦対を 6 組 (縦渦単体では 12 本) 導入する。ここで縦渦対とは噴射器後半の上向き楔部において対で形成される 2 本の縦渦を意味する。この 2 本の縦渦間のスパン方向距離がこの渦対に隣接する別の縦渦との距離に比べて小さくなるように, 噴射器後半の上向き楔部と下向き膨張ランプ部の幅をそれぞれ 5, 7 mm とした。この場合, 対をなす 2 本の縦渦間距離は, 噴射器後縁近傍で上記の 5 mm より小さくなる。これにより, 縦渦間の誘起速度場による相互干渉は, 対をなす 2 本の縦渦間でより強くなる。その結果, 噴射器下流の流れ場はこの大規模縦渦対により支配され, 縦渦対は, 燃料と主流空気および燃焼器境界層を急速に取り込みつつ, 燃焼器下壁面から離れて燃焼器主流中へ速やかに対流するように設計されている。

縦渦形成過程の CFD 結果によると, 縦渦は噴射器後半の膨張ランプ部から上向き楔部下側のキャビティ部およびその下流近傍にかけて迅速に形成され, 噴射器後縁近傍ですでに噴射器高さ ($h = 4.4 \text{ mm}$) と同程度の直径にまで成長する。縦渦 1 本あたりの循環とこれに対応する渦レイノルズ数の見積値はそれぞれ, $\Gamma = 5 \text{ m}^2/\text{sec}$, $Re_{SV} = \Gamma/\nu = 2.3 \times 10^4$ である。

BSI では, 燃料噴射口は $12 \times \phi 1.2 \text{ mm}$ のオリフィスであり, これらは高さ 2.5 mm の後向ステップベース面上に, 平行部-2 の下壁から高さ 1.2 mm の位置に, スパン方向には CNR5-R17 の場合と同じ配置で設けられている。燃料は主流に対して下流方向上向きに 12° で音速噴射される。一方, NI では, $4 \times \phi 2 \text{ mm}$ のオリフィスが燃焼器平行部-1 後端から 8 mm 上流位置にスパン方向に等間隔で設けられており, 燃料は主流に対して上向きに 90° で音速噴射される。なお, NI とその燃焼器形状は, UQ が先に行った飛行実験 (HyShot-II) の噴射器および燃焼器形状と同一である。

2.3 高温衝撃風洞実験条件および壁圧計測 実験は高温衝撃風洞 (HIEST)¹⁹⁾ において行った。設備ノズルは出口径 800 mm の HIEST コンタノズル²⁰⁾ (スロート径 50 mm, 出口径 800 mm, スロート-出口間長さ 2.8 m) である。今回の試験条件 (後述) では, ノズル出口でほぼ様な有効気流が得られる領域は, 中心から半径 150 mm 以内である。エンジン模型は, ノズル出口下流において全体が有効気流領域に入るよう設置されている。また, ノズル気流に対するエンジンの迎角 α は $-6 \sim 6^\circ$ の範囲で調整可能であるが, 今回は $\alpha = 0^\circ$ を採用した。試験気体としては空気あるいは窒素を用いた実験 (以下 Air 試験, N_2 試験と呼ぶ) を行った。両試験気体による同一燃料流量での実験結果の比較により, 燃焼の効果を評価する。

本実験は HyShot による飛行実験の対応地上風試の位置づけがある。そこで, 実験は, その代表的飛行状態 (高度 29 km, 飛行マッハ数 7.7, 飛行動圧 50 kPa) を模擬し

第 1 表 HIEST 設備ノズル出口における気流条件

Test gas	Air	
Total enthalpy	H_0 (MJ/kg)	3
Total pressure	P_0 (MPa)	14.2
Freestream condition		
Mach number	M_∞	7.65
Velocity	U_∞ (m/sec)	2345
Dynamic pressure	D_∞ (kPa)	51.6
Pressure	P_∞ (kPa)	1.245
Temperature	T_∞ (K)	234
Density	ρ_∞ (kg/m ³)	0.0187

第 2 表 燃焼器入口気流条件

Test gas	Air	
Mach number	M_1	2.9
Velocity	U_1 (m/sec)	1900
Dynamic pressure	D_1 (kPa)	379
Pressure	P_1 (kPa)	68
Temperature	T_1 (K)	1125
Density	ρ_1 (kg/m ³)	0.210
Specific heat ratio	γ_1	1.326
Viscosity	μ_1 (Pa-sec)	4.45×10^{-5}
Unit Reynolds number	Re_1 (1/m)	9.0×10^6
Air mass flow rate	m_{Air} (kg/sec)	0.293
Combustor entrance area	A_1 (m ²)	7.35×10^{-4}

第 3 表 燃料噴射条件

For all equivalence ratios		
Stagnation temperature	T_{0f} (K)	290
Mach number	M_f	1.0
Velocity	U_f (m/sec)	1181
Temperature	T_f (K)	242
For equivalence ratio, $\Phi = 0.3$		
CNR5-R11 and BSI		
Area	A_f (m ²)	1.357×10^{-5}
Mass flow rate	m_f (kg/sec)	2.4×10^{-3}
Pressure	P_f (kPa)	149
Density	ρ_f (kg/m ³)	0.150
Dynamic pressure	D_f (kPa)	104
NI		
Area	A_f (m ²)	1.257×10^{-5}
Mass flow rate	m_f (kg/sec)	2.4×10^{-3}
Pressure	P_f (kPa)	161
Density	ρ_f (kg/m ³)	0.162
Dynamic pressure	D_f (kPa)	113

た気流条件で実施した。HIEST 設備ノズル貯気槽状態については, 衝撃波管初期状態 (空気充填圧 100 kPa, 静温 291 K) および入射衝撃波速度 (1653 m/sec, 実測値) に対し, 衝撃波管端での反射衝撃波背後の状態を化学平衡計算により見積もるとともに, 衝撃波管端 (ノズルスロートの上流 34.4 mm) における圧力 (貯気槽圧力) P_0 の計測を行った。ノズル出口気流については, この貯気槽状態を基に, Dunn and Kang モデル²¹⁾ を用いた非平衡 CFD コードにより粘性計算を行って予測した。本 CFD コードによる予測精度であるが, ノズル出口断面のピトー圧分布を本実験に近い試験条件での実験値と比較したところ, 比較的良好であった²²⁾。試験気体が空気の場合に得られた代表的気流条件を第 1 表に示す。また, これに対応する燃焼器入口気流状態 ($\alpha = 0^\circ$) を第 2 表に示す。これらは公称値で

第5図 設備ノズル淀み圧 (P_0), ピトー圧 (P_{Pitot}) および燃焼器壁圧 (P_w) の時間履歴 ($x = 120, 208, 274 \text{ mm}$)

あり, それぞれ, 風洞通風時の貯気槽圧 P_0 の立ち上がり時刻を $t = 0$ としたときに, $t \approx 1.5 \text{ msec}$ における貯気槽状態と, これに対応する試験気流 (燃焼器気流形成完了直後の $t \approx 2.8 \text{ msec}$ におけるインレット入口気流) および燃焼器気流 ($t \approx 3.0 \text{ msec}$) の値である. 試験気流へのドライバガス混入が始まる時刻は $t = 6 \sim 7 \text{ msec}$ であり, 正規の試験気流が実現されるのはこの時刻までである. また, この時刻に対応する衝撃波管端圧は $t \approx 4.7 \sim 5.7 \text{ msec}$ の値となり, これは第1表に示した公称値より約14%小さい. これに伴う, 総温 T_0 と密度 ρ_0 の減少はそれぞれ, 約3%および12%である.

燃料にはガス水素を用いた. 実験は, 上記気流条件に対する当量比, $\Phi = 0.3, 0.6, 1.0, 1.5$ で行った. $\Phi = 0.3$ は飛行実験で予定している値である. ここで, Φ は燃焼器に流入する全空気に対して定義しているが, N_2 試験の燃料流量を示す際にも, 対応する Air 試験の Φ の値を便宜上用いることとする. 燃料噴射は風洞通風前の $t = -10 \text{ msec}$ に開始し, 燃料流量 m_f は $t = -7.5 \sim 15 \text{ msec}$ の間ほぼ一定 ($\pm 3\%$) に保たれる. ただし, 上述のように設備ノズルの貯気槽圧力と総温は時間とともに減少するから, Φ は正規試験気流の終了時刻までに約15%増加する. 第3表に燃料の噴射条件を示す.

エンジン計測としては, インレット前縁近傍におけるピトー圧と, エンジン下壁中心線に沿って壁圧を計測した. これには半導体センサを用い, 測定点はインレット (1点),

燃焼器平行部-1 (1点, 噴射器上流, $x = 80 \text{ mm}$), 燃焼器平行部-2 (9点, $x = 120 \text{ mm}$ から 22 mm 間隔), ノズル (6点, 22 mm 間隔) である. データ収録は, 各点 250 kHz での同時サンプリングを行った.

3. 結果および考察

3.1 エンジン燃焼器内気流・燃焼場形成過程 CNR5-R17, BSI, NI の噴射器について試験気体が空気および窒素の場合に, 燃料水素流量 $m_f = 2.4 \text{ g/sec}$ (試験気体が空気の場合の当量比は $\Phi = 0.3$) での実験を行った. $\Phi = 0.3$ は, HyShot 飛行実験で予定している値である. ここではまず, Hiest 試験気流の始動過程とエンジン内燃焼流れ場の形成過程について説明する. Hiest の始動過程では, まず自由ピストンにより圧縮されたドライバガスにより衝撃波が駆動され, 衝撃波管内を伝播する. 衝撃波管にあらかじめ充填された試験気体は, この衝撃波とその管端での反射波によって高温高压に圧縮される. この時点で衝撃波管端圧力 (ノズル総圧) が上昇する. これとともに, Hiest 設備ノズル内を第一衝撃波, 接触面, 第二衝撃波, 正規試験気流が順に流下してエンジン模型に達する. その始動の様子を見てみよう. 第5図 (a)~(d) は, 2つの噴射器 (CNR5-R17, NI) について, Air 試験 ($\Phi = 0.3$) およびこれと同一燃料流量での N_2 試験で得られた衝撃波管端圧力 P_0 , ピトー圧 P_{Pitot} , および $x = 120, 208, 274 \text{ mm}$ における燃焼器壁圧 P_w の時間履歴である. ただし, P_0 の立

第 6 図 燃焼器壁圧分布：燃焼時（Air 試験， $\Phi = 0.3$ ）および非燃焼時（ N_2 試験，燃料噴射あり）の $t = 4.0 \sim 5.0$ msec における 0.2 msec 間の時間平均分布である。

ち上がり時刻を $t = 0$ としている。

P_0 について見ると、衝撃波管端での衝撃波反射に伴う急激な上昇後、徐々に減少していく。この減少は、アンダーテイル作動時の衝撃波管内の接触面での衝撃波反射による膨張波が衝撃波管端へ到達することと、衝撃波管端からノズルへの気流出とにより、貯気槽気流が断熱膨脹するからである。エンジンにおける正規試験気流の終了時刻 $t = 6 \sim 7$ msec に対応する P_0 は、 $t = 4.7 \sim 5.7$ msec のものであり、先述のとおり試験条件の公称値（定義時刻 $t = 1.5$ msec）に対し約 14% 減少している。これに伴い、ピトー圧も減少する様子がわかる。 P_0 および P_{Pitot} には、いずれの図においても試験時間をおして周期的な強い振動が見られるが、これは気流の始動過程の強い衝撃波により励起されたセンサの機械的振動によるものである。

P_{Pitot} を見ると、第一衝撃波、接触面、第二衝撃波がインレット前縁位置に達する時刻（気流到達時刻）は、それぞれ $t_{s1} \approx 1$ msec, $t_c \approx 1.3$ msec, $t_{s2} \approx 1.35$ msec である。CFD によるノズル気流始動時の解析によると、試験気流の静定は第二衝撃波通過の約 0.35 msec 後であり²²⁾、この値を採用するとインレット前縁位置における正規試験気流の形成時刻は $t_{fi} \approx t_{s2} + 0.35 \approx 1.7$ msec となる。また、正規気流がインレット前縁から燃焼器平行部-2 の入口付近に及ぶ時間をそれらの間の距離 470 mm と主流速度 2345 m/sec から見積もると、約 0.2 msec である。これから燃焼器に接触面および正規試験気流が到達する時刻を見積もると、それぞれ $t_{cc} \approx 1.5$ msec, $t_{fc} \approx 1.9$ msec となる。

次に、燃焼器壁圧について見てみよう。時間とともに、衝撃波管端圧は減少し、これに伴いピトー圧、燃焼器壁圧も

減少する．この点に注意すると、いずれの噴射器の場合とも、また Air 試験と N_2 試験とも、燃焼器平行部-2 における壁圧は、燃焼器に正規気流が到達するのとはほぼ同時かそれ以前に準定常状態に至ることがわかる．また、Air 試験の場合には、 N_2 試験に比べて壁圧レベルが高いが、これは燃焼発熱によるものである．このように、燃焼を伴う場合にも燃焼器流れ場の形成は迅速であり、安定な燃焼状態が得られていることが確認できる．なお、第 5 図には示していないが、BSI についても同様の始動過程と安定した燃焼状態が観察された．燃焼器内の気流形成に要する時間（気流形成時間）をインレットへの第一衝撃波到達時刻から燃焼器壁圧分布が準定常に至るまでの時間で定義すると、これはほぼ 0.7 msec となる．以上から、本実験でエンジン作動状態の観察が可能な時間は、燃焼器気流が形成される $t \approx 2$ msec からドライバガス混入による正規気流の終了時刻 ($t \approx 6 \sim 7$ msec) までの約 4～5 msec となる．

3.2 HyShot-IV 飛行実験条件 ($\phi = 0.3$) における縦渦導入型燃焼器の性能 上述のように、当量比 $\phi = 0.3$ では各噴射器とも $t \approx 2$ msec 以降で燃焼器壁圧分布は準定常状態となる．これを確認するため、第 6 図 (a)～(f) に、各噴射器の $\phi = 0.3$ での Air 試験（燃焼時）と N_2 試験（非燃焼時）の $t \approx 4.0 \sim 5.0$ msec において得られた燃焼器の無次元壁圧 (P_w/P_0) の分布を示す．ただし、無次元化の際には、燃焼器への試験気流の到達遅れを考慮する必要がある．そこで、無次元化では、 P_0 の立ち上がり時刻と燃焼器平行部-2 入口への接触面の到達時刻を揃えるように P_0 の時間軸をずらし、さらに第 5 図に見られる P_0 の振動を除去するために FFT (カットオフ周波数 $f_c = 2.5$ kHz) で平滑化した値を用いた．第 6 図には、いずれも 5 本の分布を示しているが、それぞれ図中に記した時刻における 0.2 msec 間の時間平均分布である．

燃料噴射位置上流の $x = 80$ mm における壁圧の静定は他の位置に比べて極端に遅いが、これは圧力センサの不具合による応答遅れが原因である．また、CNR5-R17 の $x = 230$ mm、NI の $x = 250$ mm 位置で観察される圧力変動は、これらの壁圧測定孔付近に入射する衝撃波の振動に伴うものである．前節で示したように、燃焼器気流はほぼ $t = 2$ msec には準定常に至るが、その後も燃焼器およびノズルの壁圧分布は非燃焼時、燃焼時ともに準定常状態にあることが第 6 図から確認できる．Air 試験の壁圧分布を N_2 試験の場合と比較すると、いずれの噴射器の場合にも着火燃焼による壁圧上昇が認められる．この燃焼圧力増分の噴射形態と噴射器形状による違いを以下に見ていく．

第 7 図は上記の当量比 $\phi = 0.3$ の Air 試験（燃焼時）と N_2 試験（非燃焼時）で得られた無次元壁圧の差分、すなわち燃焼による壁圧増分 ($\Delta P_w/P_0 = (P_w/P_0)_{\text{Air}} - (P_w/P_0)_{N_2}$) の分布を各燃料噴射器間で比較したものである．この図から燃焼の効果を確認できる．ただし、先述の 2 点 (CNR5-R17 の $x = 230$ mm、NI の $x = 250$ mm 位置) については、Air 試験と N_2 試験の圧力差分は極めて大きくなる．これは上述の衝撃波入射位置の僅かの差により壁圧が大きく

第 7 図 燃焼による壁圧増分: $\phi = 0.3$ における Air 試験と N_2 試験の壁圧差．超音速燃焼モードにおける燃焼、推力増分 (ノズル壁圧) への縦渦導入の顕著な効果が確認される．

変化するからである．よって、この位置での壁圧差分を燃焼効果の評価に用いるのは不適切であると判断し、第 7 図ではこれら 2 点の値を除外した．

第 7 図を見ると、壁圧増分の上昇開始位置は、NI では $x = 140 \sim 150$ mm、CNR5-R17 と BSI ではほぼ同じ $x = 190$ mm 付近であり、この位置までに着火していると判断できる．BSI の場合には、 $x = 120, 164$ mm で局所的に圧力差分の上昇が見られるが、これは燃焼器内に形成される弱い波のパターンが N_2 素試験と Air 試験の場合で主流方向に僅かにずれが生じたことによる．また、燃焼による噴射器上流への影響は、いずれの噴射器の場合にも認められない．着火位置から下流における壁圧上昇の勾配を見てみると、NI と BSI のノズル入口付近 ($x = 274$ mm) での勾配に対し、CNR5-R17 の $x = 180 \sim 274$ mm における勾配は 3 倍程度大きい．縦渦導入時には、単位時間あたり燃焼量が NI、BSI に比べて格段に大きいことがわかる．いずれの噴射器の場合も、燃焼器最下流部 ($x = 296$ mm) では壁圧はその直上流の最大値から減少しているが、これはノズルでの膨張の影響が境界層内を伝わって上流へ及んだものである．また、燃焼器出口付近の最大圧とノズル部での壁圧レベルについて比較すると、高い方から CNR5-R17、NI、BSI の順であり、CNR5-R17 では他に比べて 3～4 倍の高い燃焼圧増分を得ている．

以上のように超音速燃焼モードにおける縦渦導入による燃焼促進効果と推力 (圧力増分) への寄与は顕著であり、その優位性を確認できる．また、この結果は、縦渦導入によって必要な燃焼器長さを短縮可能であることを示しており、エンジン軽量化、燃焼器流路の冷却面積減少、摩擦抗力減少が期待できる．

CNR5-R17 の上記実験結果を基に、燃焼器性能を 1D 解析²³⁾ により見積もった．解析には以下 1)～4) の仮定・条件を設けた．1) 燃料噴射器下流で完全な予混合気とする．2) 燃料噴射器の圧力抗力を 9 N とする．3) その上で、燃焼器の摩擦抗力を 42.5 N とする．これは、非燃焼 (N_2 試験) での燃焼器出口圧 $P_w/P_0 \approx 0.0057$ を得るのに必要な値で

第 4 表 一次元解析結果 (非燃焼時)

Equivalence ratio		0.3 (0.278)	0.6 (0.556)
Combustor exit condition			
Mach number	M_3	2.25	2.21
Velocity	U_3 (m/sec)	1684	1680
Dynamic pressure	D_3 (kPa)	270	271
Pressure	P_3 (kPa)	81.1	83.7
Temperature	T_3 (K)	1334	1244
Density	ρ_3 (kg/m ³)	0.190	0.192
Specific heat ratio	γ_3	1.32	1.33
Combustor area	$A_3 \times 10^4$ (m ²)	9.225	9.225
Combustion efficiency	η_c	0.0	0.0
Nozzle (Area ratio= 5)			
Thrust	F_p (N)	80	81
Specific impulse	I_{sp} (sec)	3384	1726
Nozzle (Area ratio= 10)			
Thrust	F_p (N)	99	100
Specific impulse	I_{sp} (sec)	4196	2134

第 5 表 一次元解析結果 (燃焼時)

Equivalence ratio		0.3	0.6
Combustor exit condition			
Mach number	M_3	1.57	1.066
Velocity	U_3 (m/sec)	1472	1135
Dynamic pressure	D_3 (kPa)	236	184
Pressure	P_3 (kPa)	149	256
Temperature	T_3 (K)	2254	2705
Density	ρ_3 (kg/m ³)	0.218	0.285
Specific heat ratio	γ_3	1.28	1.26
Combustor area	$A_3 \times 10^4$ (m ²)	9.225	9.225
Combustion efficiency	η_c	0.95	0.93
Nozzle (Area ratio= 5)			
Thrust	F_p (N)	131	167
Specific impulse	I_{sp} (sec)	5570	3550
Thrust	ΔF_p (N)	51.4	85.8
Specific impulse	ΔI_{sp} (sec)	2185	1824
Nozzle (Area ratio= 10)			
Thrust	F_p (N)	161	205
Specific impulse	I_{sp} (sec)	6845	4358
Thrust	ΔF_p (N)	62	105
Specific impulse	ΔI_{sp} (sec)	2649	2224

ある．このとき，摩擦抗力係数として $C_{df} = 0.0022$ を得た．ただし，その基準面積と基準動圧には，それぞれ燃焼器内表面積 0.05183 m^2 と燃焼器入口主流動圧 379 kPa を用いた．この非燃焼時の摩擦抗力を燃焼時に対しても適用する．4) 燃焼については，燃焼効率 η_c を与えて化学平衡計算を行う．以上の解析の結果を第 4, 5 表に示す．実験の燃焼器出口最大圧 $P_w/P_0 \approx 0.01 \sim 0.0105$ を得るのに必要な燃焼効率として $\eta_c = 1 - (m_f - m_f')/m_f = 0.85 \sim 0.94$ を得た．ここで， m_f および m_f' は，それぞれ燃料水素の噴射流量および燃焼後の流量である．また，解析で得た燃焼器出口状態からさらに仮想的にノズル膨張させた場合の一次元解析を行った．その際，仮想ノズルの開口比を $AR = 5, 10$ とし，凍結流を仮定するとともに，ノズル壁面摩擦抗力を無視した．その非燃焼時 (燃料噴射あり) および燃焼時の結果についてもそれぞれ第 4 表および第 5 表に示した．表中， F_p , I_{sp} は圧力積分により見積もった仮想ノズルの

推力とこれに基づく比推力であり， ΔF_p , ΔI_{sp} は燃焼発熱によるノズル推力増分と比推力増分 (燃焼時と非燃焼時の差分) である．

3.3 着火から準定常燃焼状態への遷移過程 以下では，縦渦導入型燃焼器において燃料当量比増加に伴う燃焼流れ場の形成過程と燃焼器作動特性の変化について観察する．第 8 図は，CNR5-R17 の Air 試験で当量比を $\phi = 1.0, 1.5$ とした場合の，ノズル総圧 P_0 とピトー圧 P_{Pitot} の時間履歴を示す．この上段および下段のプロットはそれぞれ $\phi = 1.0, 1.5$ のものであり，どちらの場合も，左側が実測データ，右側がこれを FFT (カットオフ周波数 f_c) により平滑化したものである．ただし，平滑化は始動時に圧力がピークに達する時刻以降に対して行った．また， f_c は P_0 と P_{Pitot} に対してそれぞれ 2.5 および 1.25 kHz とした．第 9 図 (a) ~ (j) は，CNR5-R17 の Air 試験で当量比を $\phi = 0.3, 0.6, 1.0, 1.5$ と増加した際の無次元瞬間壁圧分布 (P_w/P_0) の時間変化 ($t = 2.0, 2.2, 2.4, 2.6, 2.8, 3.0, 3.2, 3.4, 3.6, 3.8 \text{ msec}$) であり， N_2 試験の分布と合わせて表示している．先述のように，試験気流確立過程における正規試験気流の燃焼器到達時刻は $t \approx 1.9 \text{ msec}$ である．

3.3.1 $\phi = 0.6$ の結果 第 9 図を見ると， $\phi = 0.3$ の壁圧分布は $t = 2 \text{ msec}$ 以降で準定常であり，先述のとおりである．一方，当量比を $\phi = 0.6$ に増加すると $x = 200 \text{ mm}$ より下流で非定常性が現れる．つまり，燃焼による壁圧上昇開始位置が $x = 200 \sim 250 \text{ mm}$ の間で振動するとともに，燃焼器最下流部 ($x = 274, 296 \text{ mm}$) の壁圧は $P_w/P_0 = 0.013 \sim 0.018$ の間で変動している．その最大値は約 0.018 で， $\phi = 0.3$ における最大値 0.01 の 2 倍弱であり，当量比にほぼ比例して上昇している．これに伴い，ノズル内の壁圧も上昇している．

$\phi = 0.6$ の場合に，前節と同様の一次元解析を行った結果を第 4, 5 表に示す．ここでも，実験で観察された燃焼器出口圧の最大値 0.017 を得るような燃焼効率を特定し，その場合の燃焼器出口状態および仮想ノズルでの発生推力と比推力を示している． $\phi = 0.6$ の場合に，燃焼器出口で熱閉塞を起こす場合の壁圧は約 0.0185 であり， $\phi = 0.6$ では，燃焼器出口が熱閉塞に至る限界付近にあることがわかる．

さて，上記の $\phi = 0.6$ で観察される壁圧分布変動で特徴的なのは，燃焼器出口での最大圧と壁圧上昇勾配が，燃焼による壁圧上昇開始点 (着火位置) の影響を強く受けている点である．具体的に見ていくと，燃焼器出口圧が最大 (約 0.018) となる時刻には，燃料噴射位置から $x = 250 \text{ mm}$ にかけての広い範囲で壁圧が非燃焼時 (N_2 試験) と同レベルにあり，その下流の燃焼器出口付近で壁圧は急激に上昇する．これは，その時刻において燃料噴射位置から $x = 250 \text{ mm}$ の間では縦渦による燃料混合と反応誘起の過程にあって，実質的な燃焼発熱は未だ起きておらず， $x = 250 \text{ mm}$ の下流においてその上流で準備された予混合気が急速に燃焼発熱した結果である．一方，同じ $\phi = 0.6$ であっても着火位置がより上流にある場合 (例えば $t = 2.4, 2.6, 3.2 \text{ msec}$) や $\phi = 0.3$ の場合には，着火位置下流での壁圧上昇勾配は

第8図 設備ノズル総圧 P_0 とインレットにおけるピトー圧の時間変化：試験気体は空気．上段および下段の図はそれぞれ当量比 $\Phi = 1.0$ と 1.5 ．左段および右段の図はそれぞれ生データおよび平滑化データ (P_0 , P_{itot} に対するカットオフ周波数はそれぞれ $f_c = 2.5$ kHz と 1.25 kHz)．

緩やかとなり、燃焼器出口最大圧も減少する．

この着火位置の違いによる燃焼形態の変化については、次のように考えられる．すなわち、着火位置が燃料噴射位置に近づくほど、着火域付近での予混合燃料の割合が減少するとともに、着火域の下流で燃料混合とともに燃焼発熱反応が徐々に進行する拡散火炎形態の割合が増加して、燃焼による壁圧上昇勾配も緩やかになる．一方、着火位置が燃料噴射位置から遠ざかるほど（反応誘起過程が長くなるほど）、着火域付近での予混合燃料の割合が増加し、一旦着火するとその予混合気の急激な燃焼が起きて壁圧上昇勾配も大きくなる．

3.3.2 $\Phi = 1.0, 1.5$ の結果 さらに当量比を増した $\Phi = 1.0, 1.5$ の場合には、 $\Phi = 0.6$ の場合に比べてさらに急激な燃焼が燃焼器下流部で起こり、これにより強い圧力波が発生して上流へ伝播する．そして、この圧力波伝播によって噴射器近傍で着火・爆発され、噴射器下流全域に新しい準定常燃焼流れ場が形成される様子が観察された．その様子を以下に見ていく．詳細な観察を行えるように $\Phi = 1.0, 1.5$ で得られた燃焼器内の各壁圧の時間履歴を第10、11図に示す．

まず、 $\Phi = 1.0$ （第10図）の場合であるが、気流形成直後の $t = 1.8$ msec において、燃焼器出口 ($x = 274$ mm) において着火燃焼による急激な圧力上昇が観察される．その後、これより上流での壁圧は、下流側から順次、急激に上昇していく様子がわかる．この最初の急激な壁圧上昇の後には、 $x \approx 142 \sim 252$ の壁圧に比較的大きな変動が観察されるが、このうち正規試験気流終了時刻の $t \approx 6 \sim 7$ msec までの変動は、 $t \approx 2 \sim 4$ msec および $4 \sim 5$ msec で観察さ

れる2つの大きな変動に大別できる．一方、 $\Phi = 1.5$ （第11図）の場合には、最初の大きな圧力上昇の開始点はやはり $t = 1.8$ msec に燃焼器出口において観察され、その後、順次上流の壁圧が急上昇していく．上昇後の壁圧は、 $t \approx 3$ msec までに幾分減少するが、その後は極めて安定な燃焼状態が維持されている．このように、 $\Phi = 1.5$ では、 $\Phi = 1.0$ の場合の最初の変動 ($t \approx 2 \sim 4$ msec) に対応するもののみが観察される．

次に、この最初の圧力変動について、対応する壁圧分布（第9図）により観察しよう．第9図を見ると、 $t = 2.0$ msec では、 $\Phi = 1.0, 1.5$ ともに主要な燃焼発熱域は $x = 270$ mm より下流にあり、 $x = 300$ mm 付近で最大圧 ($P_w/P_0 = 0.016 \sim 0.017$) となる．このように、燃料噴射位置下流の燃料予混合過程と反応誘起過程の距離は $\Phi = 0.6$ の場合に比べて長い．当量比増加による着火距離の増大は、混合気温度の低下に伴う反応誘起時間の増大による．次に $t = 2.2$ msec を見ると、 $\Phi = 1.0$ の分布は $\Phi = 0.6$ の $t = 2.8, 3.4, 3.6$ msec の分布とほぼ一致する．一方、 $\Phi = 1.5$ の分布では壁圧の上昇開始位置はより上流へ移動している．このような壁圧上昇開始位置の上流への遡りは、 $\Phi = 1.0, 1.5$ の場合とも $t = 2.4$ msec 以降の壁圧分布の変化からさらに明確になる．つまり、予混合気が燃焼器下流端で急激な燃焼発熱を起こし、そこでの圧力レベルが一旦 $P_w/P_0 = 0.018 \sim 0.02$ に達すると、この高圧部はそこから上流側へ伝播・拡大していく．この圧力波の上流伝播過程では、燃焼器下流端の無次元圧力レベルはほぼ一定に保たれている．一方、最大壁圧はほぼ圧力波前面に位置し、その値は上流へ伝播するにつれて徐々に増加して、 $\Phi = 1.0, 1.5$ の場合

第9図 壁圧分布時間変化：縦渦導入型噴射器，CNR5-R17． $t = 2.0 \sim 3.8$ msec．試験気体：Air and N_2 ．

第10図 各測定点における壁圧の時間履歴：縦渦導入型燃料噴射器，CNR5-R17． $\phi = 1.0$ ．試験気体：Air．

にそれぞれ $P_w/P_0 = 0.025 \sim 0.027$ および $0.025 \sim 0.03$ に達する．この上流伝播時には，圧力波面から燃焼器出口にかけての壁圧は概ね単調に減少している．

さて，この圧力波面は燃料噴射位置付近 ($x = 120$ mm より上流) に達すると，これより上流へは伝播せず，これと同時に，圧力波前面の最大圧力レベルと圧力勾配も次第

に低下する．その後， $\phi = 1.5$ の場合には直ぐに準定常の壁圧分布となる． $\phi = 1.0$ の場合には，第10図で見たように，さらに一度大きな変動を経た後に， $t = 5 \sim 7$ msec においてほぼ準定常状態となる．この $\phi = 1.0$ における準定常時の壁圧分布は，第9図の $t = 3.8$ msec の分布とほぼ一致する．

第11図 各測定点における壁圧の時間履歴：縦渦導入型燃料噴射器，CNR5-R17． $\phi = 1.5$ ．試験気体：Air．

このようにして得られた準定常状態では、圧力波の上流伝播により噴射器直下流まで燃焼域が拡大しており、圧力波の衰退後も噴射器下流の燃焼器全域で燃焼が保持されている。壁圧は燃料噴射位置下流 $x = 120 \sim 140$ mm 付近にかけて一旦急上昇し、その下流で緩やかに上昇を続けて燃焼器平行部出口付近で最大値（約 0.02）に達する。この噴

射位置から燃焼器最大圧に至る区間では、巨視的流れ場は超音速燃焼の特性を示している。そして燃焼器出口付近で熱閉塞に至っている。壁圧分布は準定常であるが、時間的に多少の変化が生じる。その中で、燃焼器出口より上流の $x = 250 \sim 300$ mm 付近に最大圧が生じ、その後、燃焼器出口にかけて圧力低下する場合が観察されるが、これは熱

第12図 圧力波面上流伝播： $\phi = 1.0$ および 1.5 ，各壁圧測定点を圧力波面が通過する時刻をプロット． V_C は、この傾きから見積もった波面の燃焼器に対する上流伝播速度．

閉塞位置が燃焼器出口より上流へ移動するか、あるいは弱い衝撃波（衝撃波上流マッハ数は1に近い）により超音速に減速した後に亜音速燃焼により熱閉塞に至るものと考えられる．上記の燃焼器下流端で生じた圧力波が上流伝播を開始してからこの準定常状態に至る一連の過程において、燃焼器出口付近は常に熱閉塞状態にあり、そこでの壁圧は $P_w/P_0 = 0.018 \sim 0.02$ に維持される．その結果、ノズル壁圧分布もほぼ定常に保たれている．

以上のように、燃焼器下流域での急激な燃焼により発生した圧力波が上流へ伝播して、これにより燃焼器内に一時的に非定常の燃焼流れ場が誘起され、これはその後の圧力波の上流伝播停止・衰退とともに燃料噴射器近傍で着火・保炎が可能な新たな燃焼流れ構造へと変化して、噴射器下流全域に準定常燃焼が得られる様子が観察された．

3.4 デトネーションの形成と上流伝播に関する考察 前節で観察された圧力波の発生・上流伝播・準定常燃焼場形成の一連の過程は興味ある現象である．以下では、その機構に関して、観察された圧力波の伝播速度と燃焼器内流れ場の特徴から伝播経路・伝播機構について考察し、この圧力波がデトネーションであることを示すとともに、圧力波と縦渦の干渉および準定常燃焼場の形成過程について考察する．

まず、伝播速度の特性と伝播経路について考える．第12図は、 $\phi = 1.0, 1.5$ の場合に、圧力波面が各壁圧測定位置に到達した時刻を第10, 11図から読み取り、プロットしたものである．いずれの当量比についても、圧力波面の軌跡は直線で良く近似でき、ほぼ一定速度で伝播していることがわかる．この直線の傾きから見積もった圧力波の燃焼器に対する伝播速度は、それぞれ $V_C = 105 \text{ m/sec}$ ($\phi = 1.0$)、 169 m/sec ($\phi = 1.5$) である．このように両当量比とも、圧力波の燃焼器主流に対する伝播速度は超音速であり、当量比が大きいほど伝播速度も大きい．また、この圧力波面より上流では、壁圧レベルは非燃焼時と同じであり、そこではまだ反応誘起過程にあり燃焼発熱は殆ど起きていない．その状況において圧力波の上流伝播速度が当量比の影響を強く受ける、つまり当量比増加に伴い伝播速度は増大している．これらのことから、この圧力波は燃料水素の

第6表 CJ-デトネーションとチョーク流れ状態（完全予混合燃焼を仮定）

Equivalence ratio	1.0 (0.93)	1.5 (1.4)
Incident flow condition		
M_2	2.80	2.75
P_2 (kPa)	58.5	60.9
T_2 (K)	874	797
ρ_2 (kg/m ³)	0.172	0.174
U_2 (m/sec)	1904	1900
CJ-detonation (CJD)		
V_C (m/sec)	105	169
V_{CJ} (m/sec)	2009	2069
M_{CJ}	2.95	2.99
P_3 (kPa)	317	338
P_3/P_0	0.0223	0.0238
P_3/P_2	5.41	5.55
η_{c3}	0.61	0.63
$\Phi\eta_{c3}$	0.56	0.88
Choked condition w/o CJD		
P_3^* (kPa)	270	282
P_3^*/P_0	0.0190	0.0199
η_{c3}^*	0.50	0.41
$\Phi\eta_{c3}^*$	0.46	0.58

分布する領域を伝播しているといえる．

ところで、燃料は、CNR5-R17の後縁から縦渦近傍に噴射されるが、その殆どが縦渦内に取り込まれ、上記の圧力波面より上流における燃料混合は、ほぼ縦渦により支配されると考えて良い．縦渦内に取り込まれた燃料は、下流で着火燃焼が起こるまでに縦渦内で空気と混合され、予混合気生成される．一般に、縦渦内ではその中心部に近づくほど流速とマッハ数が低下するが、そこへの水素燃料の取り込みと混合により縦渦内の音速は増加し、マッハ数は一層低下する．さらに、これまでの実験観察^{10, 13, 14)}によると、本噴射器と同様の形態で縦渦近傍に燃料噴射した場合、その主要な燃焼域は縦渦内に存在する．以上を考慮すると、今回観察された圧力波の上流伝播の主要な経路は、マッハ数が低く、燃料を多量に含んだ予混合気で満たされ、燃焼しやすい縦渦内に存在するといえる．また、燃焼器下流から燃料噴射器に近づくほど、縦渦径は細くなり、その燃焼器断面に占める割合は小さくなるから、上流へいくにつれて圧力波先頭部の伝播経路はより局在化すると考えられる．

さて、観察された圧力波は、その燃焼器気流速度に対する伝播速度が超音速であることから、デトネーションである可能性がある．そこで、一般的なデトネーションであるCJデトネーション（以下CJDと記す）が燃焼器気流中で発生する場合の一次元解析²³⁾を行い、その特性を実験で観察された圧力波の特性と比較した．解析の仮定と条件は上述（3.2節）と同じである．当量比1.0, 1.5に対して行った解析結果を第6表に示す．表中、 M_2, P_2, T_2, U_2 は、それぞれ燃焼器平行部-2の入口における完全予混合気流を仮定した場合のマッハ数、静圧、静温、密度、流速であり、燃焼器平行部-1に対する一次元解析（燃料の完全予混合、噴射器圧力抗力、平行部-1と2の間の断面積変化を考慮）による予測値である． V_{CJ}, M_{CJ} は、燃焼器気流に対するCJD

の伝播速度と伝播マッハ数, さらに $P_3, P_3/P_0, P_3/P_2, \eta_{c3}$ は, CJD 背後の静圧, 無次元静圧, 圧力比, 燃焼効率である. また, $P_3^*, P_3^*/P_0, \eta_{c3}^*$ は, デトネーションが存在しない場合に燃焼器部出口で熱閉塞に至るときの, 静圧, 無次元静圧, 燃焼効率である. また, CJD の対主流速度 V_{CJ} として, 観察された圧力波の燃焼器主流に対する伝播速度 $V_C + U_2$ を用いた. V_C は, 先に第 12 図から見積もった燃焼器に対する圧力波の伝播速度である. 先述のように, 時刻とともに試験気流状態が変化する. 今観察している圧力波の上流伝播は $t \approx 1.8 \sim 3 \text{ msec}$ で起こっており, これに対応する貯気槽状態は $t \approx 0.3 \sim 1.5 \text{ msec}$ のものである. $t = 0.5 \text{ msec}$ における P_0, T_0, ρ_0, U_2 は, 第 1, 2 表に示した $t = 1.5 \text{ msec}$ における公称値に対してそれぞれ約 29, 5.6, 20, 2.8% ずつ大きく, ϕ は約 19% 小さくなる. ここで, 当量比の変化の影響であるが, これはノズル総圧の $t = 0.6 \sim 0.7$ 付近での急減を考慮すると, 圧力波の上流伝播開始直後の $t = 2.2 \text{ msec}$ 以降では殆ど無視できる. また, 圧力波の上流伝播過程における U_2 の変化は僅かであるから, 主流に対する圧力波の伝播速度 $V_P(V_{CJ})$ はほぼ一定と考えて良い.

第 6 表に示すように, 解析で得られた CJD 背後の無次元圧力は, $\phi = 1.0, 1.5$ の場合にそれぞれ $P_3/P_0 = 0.022, 0.024$ であり, 第 9 図で観察された上流伝播中の圧力波のピーク圧 (それぞれ $P_w/P_0 = 0.022 \sim 0.026, P_w/P_0 = 0.025 \sim 0.03$) になんかなり近い. 具体的には, $\phi = 1.0$ の場合は $t = 2.4, 2.6 \text{ msec}$, $\phi = 1.5$ の場合は $t = 2.4, 2.8 \text{ msec}$ の値とよく一致する. 一方, $\phi = 1.0$ の場合は $t = 2.8 \text{ msec}$ 以降で, $\phi = 1.5$ の場合は $t = 2.6 \text{ msec}$ において, 実験値が解析値より若干高い圧力を示している. このように, 実験で観察された圧力波の特性は 1D 解析で得られた CJD の特性とよく一致することがわかった. 以上から, この圧力波はある種のデトネーション波であると判断できる.

ところで, 上記の CJD を得るのに必要な波の背後の燃焼効率 η_{c3} と静圧 P_3 は, デトネーションが存在しない場合 (上記の準定常燃焼状態) に熱閉塞を起こす場合の燃焼効率 η_{c3}^* と静圧 P_3^* に比べて大きい. 特に, 燃焼効率 η_{c3} は当量比が大きいほど増大し, その結果, $\phi \eta_{c3}$ も増大して $\phi = 1.5$ では $\phi \eta_{c3} = 0.95$ に達し, ほぼ気流中の酸素を消費し尽くしている. このことは, デトネーション波の上流伝播には, 準定常燃焼時に比べて波の下流でのより大きな燃焼圧とこれを保持するためのより大きな燃焼量が必要であることを示している. さらにその傾向は当量比が大きいほど顕著になることを示している. 本実験で観察されたデトネーション波の上流伝播時にも事情は同じといえる. したがって, 本実験気流において当量比を $\phi = 1.5$ よりさらに増加した場合には, 気流中の酸素を消費し尽くすから, デトネーションの発生は不可能であり, $\phi = 1.5$ 付近がデトネーション発生のための上限当量比であると予測される. また, 本実験の場合には, デトネーション波の上流伝播に伴ってその波面へ流入する予混合気量は次第に減少し, 十分に予混合が進んだ燃焼器出口付近での状況とは異なる. このような状況において, 燃焼器出口付近で生じたデトネーション波

が上流伝播を維持して噴射器近傍に至るには, 波面の下流での強い燃焼を保持する何らかの機構が必要である. その機構としては, 1) デトネーション波での昇圧・昇温による反応速度増大, および 2) デトネーション波と縦渦の干渉による混合促進 (縦渦崩壊・乱流化) の 2 点による燃焼の強化が挙げられる.

このように考えると, デトネーション波が上流へ伝播して, 縦渦内の予混合気量の少ない噴射器近傍に達するか, あるいは縦渦と予混合気が存在しない噴射器上流に達する場合には, 波面背後の燃焼量が減少して上流伝播を保持できなくなると予想されるが, これは, 3.3 節で観察したようにデトネーション波が燃料噴射位置付近からさらに上流へは伝播できなくなるという現象に合致する. ただし, もし境界層の大規模剥離域が噴射器周囲に形成され, その剥離域に噴射器が埋没したとすると, 噴射器上流へのデトネーション波の伝播, あるいは境界層大規模剥離域の噴射器上流へのさらなる拡大が起こり得る. しかし, 本実験の場合, 噴射器上流においてデトネーション波の伝播および境界層剥離域の拡大を示す圧力上昇は認められない. したがって, 噴射器周囲には大規模剥離域が形成されていないと判断される. ここで注目すべき点は, 縦渦導入しない垂直噴射の場合との違いである. 一般に, 縦渦導入しない垂直噴射の場合には, 燃料混合燃焼の主要な領域は境界層内およびその剥離域となる傾向があり, 当量比増大 (燃焼増大) とともに燃焼器下流で生じた剥離域が上流へ遡上してこれが噴射口付近に達すると, 混合燃焼促進と境界層剥離域成長の強い相互促進作用により, 剥離域は燃料噴射位置よりさらに上流へ拡大してインレット-燃焼器干渉を起こしやすい⁴⁾. 一方, 縦渦列を導入した場合には, 1) 境界層が縦渦内に取り込まれて薄くなること (境界層厚さに比べて縦渦径が同程度以上の場合, 本実験に相当), 境界層内に強い乱れと主流からの大きな運動量が導入されて境界層内の運動量分布が改善されること (境界層厚さに比べて縦渦径が同程度以下の場合) により, 大規模な境界層剥離が抑制されること, 2) 燃料混合と燃焼促進が縦渦に支配されていること, 3) これら 1), 2) により, 混合燃焼促進と境界層剥離域成長の間に強い相互促進作用がないこと, この 3 点は縦渦列導入によるインレット-燃焼器干渉の抑制効果として強調できる. これらの効果により, 縦渦導入した場合, デトネーション波が噴射位置より上流へ伝播するのを抑制している.

4. 結 論

縦渦導入型壁面噴射器を有するスクラムジェットエンジンについて飛行マッハ数 8 相当条件での燃焼実験を高温衝撃風洞において行った. 本供試エンジンは 2005 年実施予定の HyShot によるマッハ 8 飛行実験用エンジンのフルスケールモデルである. 縦渦導入による超音速混合燃焼促進効果と, 超音速燃焼モードでのエンジン高性能化の確認を目的とし, 縦渦導入しない後向ステップ噴射器 (燃料平行噴射) と垂直噴射器についても実験を行い, 比較した. その結果, 飛行実験で採用予定の当量比 0.3 において, 燃焼

性能向上における縦渦導入の顕著な優位性を確認した。また、実験データを基にした燃焼器および仮想ノズルの1次元解析結果では、当量比0.3, 0.6においてノズル(開口比10)の圧力積分に基づく比推力増分としてそれぞれ2649, 2224 secと高い値を得た。また、縦渦導入型噴射器の当量比1.0, 1.5では、燃焼器下流部での予混合気の急激な燃焼発熱により強い圧力波が発生し、これが上流伝播して燃料噴射位置まで達し、その後、噴射位置の下流全域に新たな準定常燃焼流れ場を形成する様子が観察された。この圧力波は、その伝播速度と圧力比の特性から、ある種のデトネーションであることが示された。また、その主要な上流伝播経路は縦渦内に存在することが示唆された。また、この準定常燃焼状態では、超音速燃焼形態により燃焼器出口付近で熱閉塞に至り、ノズルにおいて再度超音速に加速する様子が観察された。

以上を整理すると、当量比の大きい場合に観察された圧力波の生成と上流伝播およびその後の準定常燃焼場の形成については次のように考えることができる。1) 噴射された燃料は噴射器下流で縦渦内に取り込まれ、そこで空気と混合されながら流下する。2) 当量比を増大するにつれ、混合気温度が低下して反応誘起時間が増大し、着火位置は当量比が小さな場合に比べてさらに下流の燃焼器出口付近まで移動する。燃料噴射位置からこの着火位置までの間に、燃料空気の予混合が十分に進む。3) この予混合気が燃焼器下流端付近で着火し、急激に燃焼発熱する。4) これにより高圧部が生まれ、予混合気で満たされた縦渦内でデトネーション波を形成し、縦渦内の予混合領域を上流へ伝播する。5) その過程では、デトネーション波背後での昇圧・昇温により燃焼速度が増大するとともに、縦渦とデトネーション波の干渉により波面下流で強い乱れが生じて混合燃焼量が増大し、この強い燃焼がデトネーション波の上流伝播を保持する。6) この圧力波の上流伝播により着火・燃焼域は噴射器近傍まで拡大する。デトネーション波が噴射器近傍あるいはその直上流に達すると、デトネーション波と縦渦の干渉の消失と縦渦列による境界層剥離抑制効果により、波面下流の混合燃焼量が減少して圧力が低下する。これに伴い、下流からの支えを失ったデトネーション波は上流伝播できなくなるとともに衰退する。7) このデトネーション波衰退の過程では、噴射器近傍で着火・保炎が維持され、新たに準定常の燃焼流れ場が噴射器下流全域に形成される。この燃焼流れ場は、巨視的に超音速燃焼形態であり、燃焼器出口付近で熱閉塞に至り、その後ノズルにおいて超音速に加速する。

参 考 文 献

- 1) Murthy, S. N. B. and Curran, E. T. (eds.): High Speed Flight Propulsion Systems, AIAA Progress Series, 137, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Washington, DC, 1991.
- 2) Bogdanoff, D. W.: Compressibility Effects in Turbulent

- Shear Layers, AIAA J., **21** (1983), pp. 926-927.
- 3) Papamoschou, D. and Roshko, A.: The Compressible Turbulent Shear Layer: Experimental Study, J. Fluid Mech., **197** (1988), pp. 453-477.
- 4) 須浪徹治, 小寺正敏, 中橋和博: スクラムジェットエンジンの混合・燃焼形態に関する考察—弱燃焼から強燃焼への遷移過程, 日本航空宇宙学会論文集, **50** (2002), pp. 22-29.
- 5) Gutmark, E. J., Schadow, K. C. and Yu, K. H.: Mixing Enhancement in Supersonic Free Shear Flows, Annu. Rev. Fluid Mech., **27** (1995), pp. 375-417.
- 6) Northam, G. B., Greenberg, I. and Byington, C. S.: Evaluation of Parallel Injector Configurations for Supersonic Combustion, AIAA Paper 89-2525, 1989.
- 7) Waitz, I. A., Marble, F. E. and Zukoski, E. E.: An Investigation of a Contoured Wall Injector for Hypervelocity Mixing Augmentation, AIAA Paper 91-2265, 1991.
- 8) 西岡通男, 須浪徹治: 超音速混合の促進制御に関する考察と実験, 日本流体力学学会誌「ながれ」, **14** (1995), pp. 377-389.
- 9) Wendt, M. N., Kudo, K. and Murakami, A.: Wall Injection in a Supersonic Combustor, Proceedings of the 37th Conference on Aerospace Propulsion, Kobe, Japan, 1997, pp. 148-153.
- 10) Sunami, T., Wendt, M. N. and Nishioka, M.: Supersonic Mixing and Combustion Control Using Streamwise Vortices, AIAA Paper 98-3271, 1998.
- 11) 須浪徹治, 西岡通男, 村上淳郎, 工藤賢司: 縦渦導入型燃料噴射ストラットの超音速混合燃焼実験(第1報)—スクラムジェット燃焼器における超音速縦渦列の効果, 日本航空宇宙学会論文集, **50** (2002), pp. 135-141.
- 12) Sunami, T., Kudo, K. and Murakami, A.: Firing Tests of Ramp Injectors with Streamwise Vortex Generation for Scramjet Combustor, Proceedings of Symposium on Shock Waves in Japan 2002, 2003, pp. 103-104.
- 13) 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, 2002.
- 14) Sunami, T. and Scheel, F.: Observation of Mixing and Combustion Processes of H₂ Jet Injected into Supersonic Streamwise Vortices, Proc. of the 24th International Symposium on Shock Waves, 2004.
- 15) 須浪徹治, 伊藤勝宏, 女屋聡史, 佐藤和雄, 小室智幸, 高橋政浩: 高速域スクラムジェットエンジンの作動特性(その2), 平成15年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 2004, pp. 99-102.
- 16) 伊藤勝宏, 須浪徹治, 小寺正敏, 丹野英幸, 小室智幸: HyShotによるスクラムジェット飛行実験計画, 平成15年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 2004, pp. 79-82.
- 17) Paull, A., Alesi, H. and Anderson, S.: The HyShot Flight Program and How It Was Developed, AIAA Paper 2002-4939, 2002.
- 18) 須浪徹治, 伊藤勝宏, 丹野英幸, 小室智幸, 佐藤和雄: 高温衝撃風洞における縦渦導入型スクラムジェットエンジンのマッハ8燃焼実験, 第5回流体力学講演会講演集, 2003, pp. 123-126.
- 19) 伊藤勝宏, 小室智幸, 佐藤和雄, 植田修一, 丹野英幸, 高橋政浩: 自由ピストン型衝撃風洞 Hiest の作動特性, 日本機械学会論文集 B 編, **68** (2002), pp. 18-25.
- 20) 小室智幸, 高橋政浩, 佐藤和雄, 丹野英幸, 伊藤勝宏, 植田修一: 高温衝撃風洞コンターノズル気流検定, 平成11年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 2002, pp. 289-292.
- 21) Dunn, G. M. and Kang, W. S.: Theoretical and Experimental Studies on Reentry Plasmas, NASA CR-2232, 1973.
- 22) 女屋聡史, 伊藤勝宏, 高橋政浩, 丹野英幸, 須浪徹治, 小寺正敏, 升谷五郎: 高温衝撃風洞(Hiest)の気流始動過程の数値シミュレーション, 平成14年度衝撃波シンポジウム論文講演集, 2003, pp. 221-224.
- 23) Williams, F. A.: Combustion Theory, Addison-Wesley Publishing Company, London, 1965.