超音速流よう素レーザーの空力特性*

(低レイノルズ数における超音速流れの始動特性)

増田 渉*, 内藤紀幸^{*2}, 西川佳文^{*3}
 榎野哲央^{*3}, 藤井洋郎^{*2}
 熱田稔雄^{*2}, 内田芳郎^{*2}

Aerodynamic Characteristics of a Supersonic Flow Chemical Oxygen-Iodine Laser (Starting Characteristics of Supersonic Flow at Low Reynolds Number)

Wataru MASUDA, Noriyuki NAITOH, Yosifumi NISHIKAWA,
 Akihiro KAJINO, Hiroo FUJII,
 Toshio ATSUTA and Yoshiro Uchida

Starting characteristics of a supersonic flow are investigated experimentally in the low Reynolds number range of interest for supersonic flow chemical oxygen-iodine lasers. It is shown that the supersonic flow cannot be started in the test section of constant cross-sectional area at low Reynolds number due to the unacceptable pressure loss, even though a second throat is not utilized. The supersonic flow can be started at higher Reynolds number with a reasonable pressure ratio which is predicted by the normal shock theory. However, the Mach number in the test section decreases rapidly along the flow due to the presence of thick boundary layers. The use of the diverging test section results in a lower critical Reynolds number for starting the supersonic flow and lowers the temperature, although a considerably high pressure ratio is required.

Key Words: Compressible Flow, Supersonic Flow, Laser, Chemical Laser, Oxygen, Iodine

1. ま え が き

超音速風洞の始動特性は高レイノルズ数の範囲において非常に良く研究されているが⁽¹⁾, 低レイノルズ数においてはほとんど知られていない。これは、低いレイノルズ数における応用分野が比較的少なかったためと考えられる。しかしながら、最近注目を集めている超音速流よう素化学レーザー⁽²⁾では非常に低いレイノルズ数の超音速流れを利用する必要がある。

化学励起よう素レーザー⁽³⁾は化学反応により生成した $O_2(^1\Delta)$ と I_2 ガスを混合するだけで発振する純粋な化学レーザーである。よう素と酸素のエネルギー準位を図1に示す。 $O_2(^1\Delta)$ は過酸化水素の分解反応により化学的に効率良く生成される。この反応は化学量論的には

と表すことができる。式(1)の反応によって生成され

る $O_2(^1\Delta)$ は 45 min の自然放出寿命を持つ準安定状態であり、 I_2 分子と混合させると

により電子励起状態の $I(^2P_{1/2})$ が生成される。よう素レーザーは

の遷移で発振する。ここに、 h はプランク定数、 c は光速、 λ は波長 ($=1.315 \mu m$) である。よう素レーザーの高

図1 よう素と酸素のエネルギー準位

* 原稿受付 平成4年3月5日。

^{*1} 正員, 長岡技術科学大学 (〒940-21 長岡市上高岡町1603-1)。

^{*2} 川崎重工(株)光技術研究室 (〒650-91 神戸市中央区東川崎町3-1-1)。

^{*3} 長岡技術科学大学大学院。

出力化のためには大量の $I(^2P_{1/2})$ を効率良く発生させることが不可欠である。式(3)で表される反応の順反応速度定数 k_f と逆反応速度定数 k_r は

$$k_f = 2.33 \times 10^{-8} / T$$

$$k_r = 3.1 \times 10^{-8} \exp(-403/T) / T \quad \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。ここに、 T は温度 (K) である。この反応は非常に速いから、局所平衡を仮定すると

$$k_f [O_2(^1\Delta)] [I(^2P_{3/2})] = k_r [O_2(^3\Sigma)] [I(^2P_{1/2})] \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここに $[]$ はモル濃度を表す。式(6)より、

$$\begin{aligned} [I(^2P_{1/2})] / [I(^2P_{3/2})] \\ = 0.75 \exp(402/T) [O_2(^1\Delta)] / [O_2(^3\Sigma)] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7)$$

が得られる。これより、 $[I(^2P_{1/2})] / [I(^2P_{3/2})]$ を大きくするには気体の冷却が極めて有効であることが理解できる。超音速流よう素レーザは気体の冷却のために超音速膨張を利用するものである。

$O_2(^1\Delta)$ は分子間衝突などによって失活するので、Ar などの不活性気体で希釈したとしてもプレナム圧力 P_0 は 10^4 Pa 程度までしか高くできない。また、気体は急速に膨張させなくてはならないから、大きな流量を得るためには、流れに並列に配置した多数の小形ノズルを用いる必要がある。これらのために、レイノルズ数は通常の超音速風洞より極めて小さくなる。したがって、超音速流よう素レーザの開発のためには、まず超音速流れの始動特性を把握する必要がある。本研究では超音速流よう素レーザに興味あるレイノルズ数の範囲において、流れ場の圧力分布と始動圧力比を測定した結果について報告する。

2. 実験装置

実験装置の概略を図2に示す。本実験装置はガス供給系、3対のノズル列、テストセクション(よう素レーザの場合は光共振器が設けられる)、ディフューザ、排気系により構成されている。作動気体は室温の空気と Ar である。つまり、比熱比 γ が 1.4 と 1.67 の気体について実験を行った。

ノズル形状を図3および表1に示す。本研究で用いたノズルは2種類であり、これらのスロート高さ h_n はそれぞれ 4.3 mm と 2 mm である。しかし、ノズル軸間の距離 w は 10 mm で同一である。したがって、面積比 $A_n^* (= w/h_n)$ はそれぞれ 2.33 と 5 となる。本実験では、プレナム状態での音速、密度、粘度および w を基準としたレイノルズ数 Re は $1 \times 10^3 \sim 3 \times 10^4$ の範囲である。

テストセクションは流れ方向に 179 mm の長さを有している。ノズル列出口での断面は 15 mm $\times$ 30 mm である。図2に示されるように、テストセクションの下流に設けられたディフューザは全角 4° で広げられている。レイノルズ数が低いため、テストセクション内では境界層が断面のかなりの部分を占める。境界層の発達による流れ方向へのマッハ数の低下(温度の上昇)を抑制するためには、テストセクションの断面積を下流方向に増加させることが有効であると考えられる。そこで、本実験では、図2に示されるように下流方向への開き角 θ が 0° と 1.0° のテストセクションを製作した。

$\theta = 0^\circ$ のテストセクションは、その内部の最下流部に第2スロートが取付けられるようになっている。製

図2 実験装置概略

作した第2スロートの絞り比 ψ_d は 0.7, 0.8, 0.9 である。しかし、本実験における低いレイノルズ数の範囲では、第2スロートの存在は始動特性を低下させるだけであった。したがって、本論文では第2スロートを設けない場合の結果のみを報告する。

本実験で用いた排気系は2台のメカニカルブースタと1台のロータリポンプで構成されており、その排気能力は吸入側の圧力が $10 \sim 10^3$ Pa の範囲で約 $100 \text{ m}^3/\text{min}$, 10^3 Pa 以上では約 $10 \text{ m}^3/\text{min}$ である。前部集合洞の上流および後部集合洞の下流には流調弁が設けられており、それぞれ前部集合洞圧力 P_0 と後部集合洞圧力 P_d を調整できる。

テストセクションの上面と側面、ディフューザの側面および前部集合洞と後部集合洞には圧力孔がうがたれており、隔膜式真空計を用いて圧力測定が行える。また、前部集合洞の上流には流量計が設けられている。前部集合洞の気体温度 T_0 と後部集合洞の気体温度 T_d は熱電対で計測できる。

3. 実験結果

3.1 $\theta=0^\circ$ のテストセクション 図4, 5には、それぞれ $P_0=1.33 \times 10^3$ Pa, 6.67×10^3 Pa において計測された流れに沿う圧力分布を $\Phi = P_0/P_d$ をパラメータとして示す。これらは、 $A_n^*=2.33$, $\gamma=1.4$ の場合の結果である。図4, 5中の X はノズル出口からの流れに沿う距離、 P は圧力である。図2に示したように、テストセクションには上面と側面に圧力孔が設けられている。しかしながら、本実験の範囲では上面と側面

表1 ノズル仕様

	Nozzle1	Nozzle2
$h_n(\text{mm})$	4.3	2.0
$A_n^*(=w/h_n)$	2.33	5.0
$R(\text{mm})$	0^R	2.0^R

図3 ノズル形状

の圧力孔で計測された圧力は数%以内の差で一致した。このため、本論文ではテストセクション部の圧力は上面で計測された値を示す。

図4, 5より、テストセクションおよびディフューザの圧力は Φ を大きくするとともに全体的に低下し、 Φ がある値以上ではテストセクションの圧力分布はほぼ不変となる。図5に示される $P_0=6.67 \times 10^3$ Pa の場合は、 Φ を大きくするとともにノズルやテストセクションに存在する疑似衝撃波は下流方向に押し下げられ、 $\Phi \approx 2.5$ 以上では疑似衝撃波はディフューザ内部から発生している。すなわち、超音速風洞は始動していると考えられる。この Φ の範囲では、テストセクションの圧力は壁との摩擦（および内部に存在する斜め衝撃波）のため単調に上昇している。しかしながら、レイノルズ数が小さいため、テストセクションの圧力は図4, 5中に示す等エントロピー的に膨張する場合の値 P_i よりかなり高くなっている。図4に示される $P_0=1.33 \times 10^3$ Pa の場合も、 Φ が大きくテストセクションの状態が不変となった範囲では圧力はノズル出口から下流方向に上昇している。しかし、圧力はテストセ

図4 圧力分布 ($A_n^*=2.33$, $P_0=1.33 \times 10^3$ Pa, $Re=2.92 \times 10^3$, $\gamma=1.4$, $\theta=0^\circ$)

図5 圧力分布 ($A_n^*=2.33$, $P_0=6.67 \times 10^3$ Pa, $Re=1.46 \times 10^4$, $\gamma=1.4$, $\theta=0^\circ$)

クション内で極大となり、その下流ではディフューザ入口まで緩やかに低下している。摩擦のある一定断面の断熱流れ(Fanno 流れ)では、亜音速流れの場合に圧力は下流方向に低下し、流れは加速されてマッハ数は上昇する。したがって、テストセクション上流部の圧力上昇はノズル内部から発生している疑似衝撃波によるもので、その下流部は亜音速になっていると思われる。しかし、 $\Phi=13.2$ ではディフューザ入口から気体は膨張しているため、ディフューザ入口では流れはチョークしていることがわかる。つまり、テストセクションで発生している疑似衝撃波は Φ を大きくしてもディフューザまで押し下げられない。これらのことから、レイノルズ数が非常に低い場合には圧力損失が大きいため、 $\Psi_d=1$ (第2スロートの絞りを設けない)場合でも、超音速風洞を始動させることができないことがわかるこれは超音速流よう素レーザ開発のうえで非常に重大な事実である。

テストセクションおよびディフューザの各断面におけるマッハ数 M は準一次元断熱流れを仮定すれば流量と圧力を用いて以下のように求められる。

$$Q/A = PM(\gamma/RT_0)^{1/2} \{1 + (\gamma - 1)M^2/2\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 Q は質量流量、 A は断面積、 γ は比熱比、 T_0 は前部集合洞温度である。本実験では、前部集合洞温度 T_0 と後部集合洞温度 T_d の差は 1°C 以下であり、断熱の仮定は妥当である。しかし、本装置の流れの三次元性はかなり強いと考えられ、壁面の圧力孔で計測された圧力も中心部の圧力とは等しくない。これらのため、式(8)の精度はあまり高くないと考えられる。特に、疑似衝撃波やはく離の生じている断面ではかなり大きな誤差を生じると考えられる。図6、7は式(8)を用い、図4、5に示される圧力分布から計算されたマッハ数の分布を示す。式(8)の精度はあまり高くはないが、 $P_0=1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$ で Φ が大きい範囲では、テストセクション内の流れは亜音速であり、ディフューザ入口のマッハ数はほぼ1となっている。すなわち、レイノルズ数が低いと、 $\Psi_d=1$ でもディフューザ入口で流れはチョークし超音速風洞は始動しないことがわかる。これに対して、図7に示すように $P_0=6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$ の場合には Φ を大きくすると明らかにテストセクション全域が超音速となり、風洞は始動していることがわかる。しかし、マッハ数は等エントロピー膨張で達成される値 M_i よりかなり低くなっている。

$P_0=1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$ で $\Phi=13.2$ の場合、図4に示されるようにディフューザの圧力は下流方向に単調に低下している。しかし、図6に示される M はディフューザ

ではほぼ一定である。これは低レイノルズ数では流れが層流であり、ディフューザ内部には大きなはく離領域が存在し、式(8)は断面の正しいマッハ数の平均値を与えない結果と思われる。 $P_0=1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$ ではディフューザによる圧力回復は非常に小さく、ディフューザに疑似衝撃波も観察されないことから流れがはく離していることが理解できる。これに対して、 $P_0=6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$ では図5に示されるようにディフューザに明りょうな疑似衝撃波が存在し、かなり大きな圧力回復が得られる。レイノルズ数が大きくなるとディフューザ内の流れの乱流遷移などのため、大きなはく離が存在しなくなったことによると思われる。

図8には、 P_d/P_0 の $P_d/P_0 (= \Phi^{-1})$ への依存性を P_0 をパラメータとして示す。ここに、下付き添字 tf はテストセクション最下流部の圧力孔($X=159 \text{ mm}$)における値を示す。実験は P_d/P_0 を減少される場合と増加させる場合に対して行ったがヒステリシスは観察されなかった。 $\Psi_d=1$ であるから予想される結果である。 $P_0=6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$ および $P_0=1.33 \times 10^4 \text{ Pa}$ ($Re=1.46 \times 10^4$ および 2.92×10^4) の場合には、 P_d/P_0 を低下

図6 マッハ数分布 ($A^*=2.33$, $P_0=1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$, $Re=2.92 \times 10^3$, $\gamma=1.4$, $\theta=0^\circ$)

図7 マッハ数分布 ($A^*=2.33$, $P_0=6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$, $Re=1.46 \times 10^4$, $\gamma=1.4$, $\theta=0^\circ$)

させるとともに P_U/P_0 は低下し、疑似衝撃波がテストセクションからディフューザ方向に通り抜けた瞬間に不連続的に低下する。さらに P_d/P_0 が小さな領域では P_U/P_0 は一定値を保つ。すなわち、 P_U/P_0 が不連続的な変化を示す P_d/P_0 で超音速風洞は始動している。これに対し、 $P_0 = 3.33 \times 10^2 \sim 1.33 \times 10^3$ Pa ($Re = 7.3 \times 10^2 \sim 2.92 \times 10^3$) では、 P_d/P_0 を低下させるとともに P_U/P_0

図 8 P_U/P_0 の $P_d/P_0 (= \Phi^{-1})$ への依存性 ($A_n^* = 2.33$, $\gamma = 1.4$, $\theta = 0^\circ$)

は連続的に低下し、疑似衝撃波の通過は観察されない。このことから、非常に低いレイノルズ数では風洞は始動しないことが理解できる。 $P_0 = 3.33 \times 10^3$ Pa ($Re = 7.31 \times 10^3$) では、 P_U/P_0 は特異な変化を示しており、遷移的な状態にあるようである。

図 9, 10 には、始動圧力比 Φ_s の P_0 への依存性をそれぞれ $\gamma = 1.4$ と 1.67 の気体に対して示す。図 9, 10 中には垂直衝撃波理論による始動圧力比 Φ_{ns} も示してある。 η は亜音速ディフューザの効率である。また、図 9, 10 中の一点鎖線は面積比が 2.33 のノズルに対する始動可能な P_0 の臨界値 P_0^* を示し、これより低い P_0 では超音速流れは始動しない。この臨界値 P_0^* はテストセクションの圧力分布から決めたものである。つまり、圧力が下流方向に単調に上昇する場合は超音速流れが始動していると判断した。面積比が 5 のノズルに対しては実験点が少ないため臨界値は示していない。図 9, 10 から、ノズル面積比にかかわらず、 P_0 が P_0^* を超えて大きくなると、 Φ_s は急速に低下し、 $\Phi_{ns} (\eta = 0)$ に近づくことがわかる。臨界値の比熱比への依存性

図 9 始動圧力比 Φ_s の P_0 への依存性 ($\gamma = 1.4$, $\theta = 0^\circ$)

図 11 T_t^e/T_0 と M_{tr}^e の P_0 への依存性 ($\gamma = 1.4$, $\theta = 0^\circ$)

図 10 始動圧力比 Φ_s の P_0 への依存性 ($\gamma = 1.67$, $\theta = 0^\circ$)

図 12 T_t^e/T_0 と M_{tr}^e の P_0 への依存性 ($\gamma = 1.67$, $\theta = 0^\circ$)

はあまり大きくない。

図 11, 12 には $\gamma=1.4, 1.67$ の場合における M_{ij}^e と T_{ij}^e の P_0 への依存性を示す。上付き添字 e は Φ が大きい範囲で、テストセクションの流れが不変となった状態を表す。断熱流れであるから、温度 T は次式で計算できる。

$$T_0/T = 1 + (\gamma - 1)M^2/2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

先に圧力分布から求めた P^* において M_{ij}^e は 1 より大きくなっている。これは圧力分布からの始動の判定が必ずしも明確に行えないこと、式 (8) の精度の悪さなどによると考えられる。 P_0 の上昇とともに、 R_{ij}^e は単調に増加し、また T_{ij}^e は単調に低下する。 γ が大きいほうが気体の冷却効果は高いことがわかる。しかしながら、 $A_n^*=2.33$ と 5 の場合の M_{ij}^e と T_{ij}^e にはほとんど差が見られない。本実験の範囲で、ノズル面積比の増加は始動圧力比の上昇をまねくが、 M_{ij}^e の上昇と T_{ij}^e の低下は得られないことがわかる。より高い P_0 では、面積比の大きなノズルのほうが高い M_{ij}^e の流れを生じさせるはずであるが、本研究で用いた排気系の能力を超えており、実験できなかった。しかし、ノズル面積比に M_{ij}^e が大きく依存していないことから、 P_0^* も A_n^* に大きく依存しないと思われる。

図 13 圧力分布 ($A_n^*=2.33, \gamma=1.4, \theta=1.0^\circ$)

図 14 P_{ij}/P_0 の P_d/P_0 への依存性

3.2 $\theta=1^\circ$ のテストセクション 図 13 には、 $\theta=1^\circ$ のテストセクションの圧力分布を P_0 をパラメータとして示す。これらは P_d 調整用の流調弁を全開し、 Φ を最大限大きくして得られた圧力分布である。ノズル面積比は 2.33 であり $\gamma=1.4$ である。図 4, 5 と比較して、明らかにテストセクションの圧力は低下し、下流方向への上昇も抑制されている。

図 14 には、テストセクションが下流方向に広がられている場合の、 P_{ij}/P_0 の P_d/P_0 への依存性の代表的な例を示す。 $\theta=0^\circ$ の場合と同様に、 P_d/P_0 を低下させるとともに P_{ij}/P_0 は低下し、疑似衝撃波はテストセクションからディフューザへ通りぬけた瞬間に不連続的に低下する。 $\theta=0^\circ$ の場合は、これより低い P_{ij}/P_0 の範囲で P_d/P_0 は一定である。しかし、図 14 の結果は図 14 中の点 S から点 f までさらに緩やかに低下してから一定となっている。このような現象はこれまでの高いレイノルズ数の範囲の研究では報告されていないように思われ、可視化などによって詳しく調査する必要がある。ここでは、点 s, f におけるそれぞれの状態に

図 15 T_{ij}/T_0 と M_{ij} の P_0 への依存性 ($A_n^*=2.33, \gamma=1.4, \theta=1.0^\circ$)

図 16 始動圧力比 Φ_s の P_0 への依存性 ($A_n^*=2.33, \gamma=1.4, \theta=1.0^\circ$)

ついて議論を進めことにする。

図 15 には $M_{\theta}^s, M_{\theta}^f, T_{\theta}^s, T_{\theta}^f$ の P_0 への依存性を示す。上付き添字の s, f はそれぞれ図 14 で示した s, f 状態を表す。 $\theta=1^\circ$ の場合 Fanno 流れの考えで P^* を決定できない。ここでは点 s, f が明りように現れる P_0 の下限と $M_{\theta}^f=1$ となる P_0 の間に臨界値 P^* が存在すると考え、図 15 中に斜線で記入した。臨界値 P^* はテストセクションを下流方向に広げることによってかなり低くなっている。 s 状態と f 状態の差は臨界状態近傍では非常に大きい、 P_0 が大きくなるとともにその差は小さくなっている。 $\theta=0^\circ$ の場合と比較すると、 f 状態では明らかにマッハ数は大きく、温度は低下することがわかる。

図 16 は始動圧力比の P_0 への依存性を示している。 P_0 が高い範囲では ϕ_s' と ϕ_s'' はほぼ等しく、 $\phi_{ns}(\eta=0)$ に近い値となるが、 P_0 が低くなると ϕ_s' は急速に大きくなる。つまり、テストセクションを下流方向に広げることにより、始動可能な P_0 は低下し、温度も低くできるが、始動圧力比は非常に高くなってしまふことがわかる。

4. 結 論

超音速流よう素レーザ開発のため、低いレイノルズ数での超音速流れの始動特性を調査し、以下に示す結果を得た。

(1) $\theta=0^\circ$ のテストセクションを用いた実験では、第 2 スロートを設けない場合でも、低い P_0 の範囲では超音速流れを始動させ得ないことが明らかにされた。また、超音速流れが始動する範囲においても、境界層の発達によって、マッハ数は下流方向に急速に低下し、温度は上昇することが示された。よう素レーザの立場からは、高い P_0 を用いれば流量が大きくなる点で有利である。しかし、励起分子や励起原子の失活が促進されるため、 P_0 は 10^4 Pa 程度より高くできないと考えられる。したがって、 P_0 が低い範囲で超音速流れを始動させ得ないという事実の発見は極めて重要な意味を持っている。また、下流方向への急激な温度の上昇もよう素レーザにとっては非常に不利である。

(2) $\theta=1^\circ$ のテストセクションを用いることにより、これらの問題はかなりの改善が得られることも示された。下流方向へテストセクション断面を広げることにより、より低い P_0 でも超音速流れの始動は可能となる。また、テストセクションのマッハ数を高く、温度は低下させ得ることが示された。しかし、臨界値 P^* の近傍では、超音速流れの始動圧力が非常に高くなる。これは大規模な排気装置が必要となることを意味している。

なお、 $\theta=1^\circ$ の実験では、疑似衝撃波がテストセクションを通過してディフューザへ押し出される P_d/P_0 より低い圧力比の範囲で、 P_d/P_0 が一定にならないという現象が見いだされた。この現象は今後可視化などによって詳しく調査する必要がある。

(3) 実際の超音速流よう素レーザでは、今回の実験とほぼ同程度のノズルを多数並列に並べることになる。テストセクション(共振器)の幅 W は少なくとも 100 mm 程度、高さ H は 20 mm 程度必要である。このことは、よう素レーザでは超音速ノズル部での圧力損失は今回の実験と同程度であるが、テストセクションでの損失は小さくなることを意味している。したがって、今回の実験より低い P_0 で超音速流れの始動は可能であると思われる。

レーザガスは大気圧まで圧力を上げなければ排気できない。今回の実験では、レイノルズ数がある程度以上大きくなれば始動圧力比が $\phi_{ns}(\eta=0)$ 程度まで低下することを示している。また、テストセクションの温度はレイノルズ数に大きく依存しており、レイノルズ数が大きいほど $I^2(P_{1/2})$ が効率良く生成されることが考えられる。これらの観点からは、よう素レーザは大規模な装置に適しており、可能な範囲で高い P_0 で運転することが望ましい。

文 献

- (1) 松尾・ほか 3 名, 機論, **46-404**, B(1980), 576.
- (2) Avizonis, P. V., ほか 2 名, SPIE, **1225**, High Power Lasers, (1990), 448.
- (3) Fujii, H., ほか 4 名, SPIE, **1397**, Gas Flow and Chemical Lasers, (1990), 213.