

宇宙航空研究開発機構契約報告

JAXA Contract Report

サイレント超音速機に関する調査研究（その2）

平成19年（2007年）度 研究成果報告書

作成元 社団法人 日本航空宇宙学会

2009 年 2 月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

第1部 総括	1
第2部 各研究成果報告	
実験／計算融合によるソニックブーム推定方法の高精度化	7
第1章 はじめに	7
第2章 PSP (Pressure Sensitive Paint) を用いた近傍場圧力分布の測定実験	8
2.1 はじめに	8
2.2 風洞実験設備	8
2.2.1 吸込み式超音速風洞	8
2.2.2 光学系システムと実験モデル	8
2.3 結果と考察	9
2.3.1 PSP による圧力波面計測	9
2.3.2 壁面反射および境界層の影響	10
2.3.3 弱い衝撃波がPSP 圧力計測に及ぼす影響	11
2.4 まとめと今後の課題	11
参考文献	11
第3章 大気擾乱を考慮したソニックブーム推定	12
3.1 はじめに	12
3.2 数値解析手法	12
3.2.1 近傍場圧力解析	12
3.2.2 大気擾乱場モデル	13
3.2.3 ソニックブーム伝播解析	14
3.3 結果と考察	14
3.3.1 大気擾乱によるブーム波形のばらつき	14
3.3.2 ヒストグラムと累積確率	15
3.4 まとめと今後の課題	16
参考文献	16
第4章 まとめと今後の課題	17
噴流と衝撃波の干渉が流れ場に及ぼす影響	18
1. はじめに	18
2. 実験装置及び実験方法	18
3. 実験結果	19
3.1 流れの可視化	19
3.2 静圧測定位置	20
3.3 静圧測定結果	20
3.4 噴流の通過が衝撃波の強さに及ぼす影響	22
4. まとめ	23
5. 今後の課題	23
謝辞	23
参考文献	23

プラズマアクチュエータを用いたサイレント超音速機の流体制御	24
1. 序論	24
1.1 研究背景	24
1.2 プラズマアクチュエータについて	25
1.2.1 プラズマアクチュエータによる空気力の発生原理	25
1.3 研究目的および内容	28
2. (低圧) 雰囲気におけるアクチュエータの基本性能評価試験	28
2.1 実験装置・方法および実験条件	28
2.2 実験結果	29
3. プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験	30
3.1 剥離位置の推定 (プラズマアクチュエータ設置位置の検討)	30
3.1.1 予備試験Ⅰ: CFD による流れ場の把握	30
3.1.2 予備試験Ⅱ: オイルフロー法による剥離位置の観察	31
3.2 実験装置・方法および実験条件	31
3.3 実験結果および考察	32
4. まとめ	33
4.1 今後の展開	33
参考文献	33
 ソニックブーム伝播に対する大気乱れの影響に関するモデル実験	34
1. 研究代表者氏名, 所属, 連絡先	34
2. 研究課題	34
3. 研究組織	34
4. 研究概要	34
5. レーザー誘起衝撃波発生過程	34
6. レーザーパルス生成衝撃波と噴流との干渉	35
7. まとめ	38
参考文献	38
付録 A 1 : レーザー誘起プラズマ／衝撃波の発生／可視化実験装置	39
 レーザー非定常作用による超音速圧力場の変調に関する数値・実験研究	48
Nomenclature	48
I. Introduction	48
II. Experiment Configuration	49
III. Method of Calculation	50
IV. Results and Discussion	51
A. Computed time history of the pressure at the stagnation point	51
B. Comparison of flowfield between experiment and calculation	51
C. Comparison of pressure at the stagnation point between experiment and calculation	57
D. Drag Reduction	58
V. Concluding Remarks	59
Acknowledgments	59
References	59

委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その2）」
2007 年 12 月～2008 年 2 月
研究成果報告書

第 1 部 総括

受託委員会委員長	大林	茂
委員	倉谷	尚志
委員	浅井	圭介
委員	永井	大樹
委員	新井	隆景
委員	坂上	昇史
委員	川添	博光
委員	松野	隆
委員	佐宗	章弘
委員	中村	佳朗
委員	酒井	武治

1. は じ め に

2007年度は、HIIA ロケットの打ち上げが民間に委託され、また年度末には三菱リージョナルジェット（MRJ）の事業化が見込まれるなど、我が国の航空宇宙産業が活発な動きを見せている。こうした中、より高い技術課題の解決を目指して、JAXA を中心に超音速機技術の研究が進められている。

昨年度の委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その1）」では、大学発の超音速複葉翼理論に着目し、主に実験的手法による理論の実証と予想される問題を克服するため、5件の基礎研究を実施した。その成果は、日本航空宇宙学会主催の第39回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2007におけるオーガナイズドセッションで報告され、JAXA CR-07-001 として出版された。

こうした大学の研究能力を JAXA の「静粛超音速研究機の研究開発」に一層活かすため、今年度は流体力学講演会において JAXA より優先課題が提示され、これに対して学会側より萌芽的研究と合わせて研究提案が行われ、本委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その2）」では次に記す5件の研究提案が実施されることになった。

2. 本委託研究の内容

1) 実験／計算融合によるソニックブーム推定方法の高精度化

研究分担者：

東北大学 流体科学研究所・教授・大林 茂（代表者）

東北大学 工 学 研 究 科・教授・浅井 圭介

東北大学 工 学 研 究 科・助教・永井 大樹

東北大学 流体科学研究所・技 官・小川 俊広

東北大学 流体科学研究所・研究員・倉谷 尚志

ソニックブームを低減するためのさまざまな理論が提案されてきたが、超音速飛行を実施しない限り、大気中を伝播して地上に到達するソニックブームを実測することは困難である。このため、それらの低減理論の飛行実証機会は限られ、公表されている数も少ない。一方、莫大な開発コストを要する新たな旅客機開発をより効率的かつ効果的に遂行するためには、設計の初期段階からソニックブーム低減の効果を検証し、評価する技術を確立する必要がある。現状では、CFD による機体周りの流れ場解析と圧力場測定を実施し、機体下方位置における近傍場圧力波形を波形パラメータ法に入力して、地上に到達するソニックブームを推定することが一般的である。そのソニックブームの影響範囲および強度の推定をより詳細に行うためには、波形パラメータ法に入力する近傍場波形を機体直下の機体進行方向だけではなく、水平方向の面内の近傍場波形分布を入力することで達成できると考えられる。また、実環境下でのソニックブーム伝播を模擬するためには、大気擾乱の影響を考慮する必要がある。そこで、本研究では、感圧塗料による近傍場波形分布の測定と、波形パラメータ法をベースに大気擾乱の影響を考慮したソニックブーム伝播解析コードの開発を行った。

まず、地上方向への衝撃波伝播を模擬するために、風洞試験設備において模型近傍場波形・波面を二次元平面圧力場計測である感圧塗料 PSP によって捉えることを試みた。その結果、比較的強い圧力波を発生するピトー管では、複雑な圧力波面を定性的に捉えられることがわかった。また、弱い衝撃波の場合、圧力波面を正確に捉えることはできなかった。次に、大気擾乱の影響によって地上に到達するソニックブーム過剰圧や強度の変化を推定することができるソニックブーム伝播解析コードを開発した。その結果、平均すると、大気擾乱効果により、先端・後端ブーム強度が減少することがわかった。

将来的には、PSP 壁面圧力波面を空間圧力値へ変換し、ソニックブーム伝播解析コードと組み合わせることで、実用的なソニックブーム評価手法を構築することを目指す。今後、PSP 計測技術については空間フィルタリング等の検討を行い、またソニックブーム伝播解析コードでは具体的な飛行経路を想定し、大規模水平スケールの風速分布も取り入れることで、より実環境に近い伝播解析を行う。

2) 噴流と衝撃波の干渉が流れ場に及ぼす影響

研究分担者：

大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野・教授・新井 隆景（研究代表者）

大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野・助教・坂上 昇史

航空機のエンジンは翼下面に取り付ける場合が多い。超音速機の場合、デルタ翼を用いる場合が多いので、ジェット噴流は翼後縁からの衝撃波と干渉を生じる。流れが湾曲する衝撃波を通過すると渦度が生じることが知られている。その場合、衝撃波と干渉した噴流の特性が変化し、圧力伝播の様相が変わることが予想される。そこで、本研究では、噴流と衝撃波の干渉が流れの様相と近距離場の圧力に及ぼす影響を明らかにするために実験的研究を行った。

実験では、大阪府立大学工学研究科航空宇宙工学分野に設置されている吸込み式超音速風洞（マッハ数2.5）（測定断面30 mm × 30 mm, 80 mm × 80 mm）を改良して用いた。エンジンを模擬した噴流を主流の下側に設けた。主流のマッハ数は約2.3, 下側の噴流のマッハ数は約3.0であり、超音速飛行時を模擬した。流れは、数値解析手法による検討を後に加えることを考えて、2次元とした。

実験条件として超音速噴流の質量流速や温度を変化させ、衝撃波の干渉が流れ場の諸特性に及ぼす影響を明らかにする目的から、超音速噴流と衝撃波の干渉が流れの様相と近距離場の圧力に及ぼす影響について実験的研究を行った。まず、超音速飛行する機体のエンジン排気を模擬した流れ場を作り、シュリーレン法により、流れ場の観察を行った。次に、静超音速噴流と衝撃波が干渉する超音速流れ場の静圧分布を測定した。その結果、流れ場を理解する上で、圧力分布の情報が有用であること、超音速噴流と衝撃波が干渉するすると、干渉が存在しない流れ場とは異なる静圧分布を取ることが分かった。

今年度では実験装置の製作と静圧測定方法の確立を行い、超音速噴流と衝撃波の干渉現象の流れ場の解明の第一歩が踏み出せた。当初の進捗とはやや遅れている。今後は、超音速噴流の全温と全圧を変化させ、衝撃波の干渉が流れ場に及ぼす影響を明らかにする。

3) プラズマアクチュエータを用いたサイレント超音速機の流体制御

研究分担者：

鳥取大学 工学部・教授・川添 博光（代表者）

鳥取大学 工学部・講師・松野 隆

本研究はソニックブームレス超音速飛行機への応用を目指し、プラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目的としている。本研究では、次に示す3つのマイルストーンを設定した。

- マイルストーンⅠ：プラズマアクチュエータの超音速流れ場への適用を可能にする
- マイルストーンⅡ：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御
- マイルストーンⅢ：virtual shape（プラズマアクチュエータの誘起する流れ場によって機体表面の形状を変化させるのと実質的に同等の効果を得る）の制御と、それによるチョーク回避

昨年度までに、本研究プロジェクトによってマイルストーンⅠの超音速流中におけるアクチュエータの動作と流れ場の制御可能性を確かめた。これまでの知見をもとに、今年度はマイルストーンⅡとして、低圧超音速流中におけるアクチュエータの基本性能調査および衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法についてそれぞれ研究を行った。

本研究の結果、低圧空気雰囲気下でのプラズマアクチュエータの推力特性は圧力に大きく依存し低圧になるにつれ推力が低下することが分かった。これを超音速ランブ流れにおける剥離衝撃波の制御に適用した結果、衝撃波を有意に移動させることに成功した。但し変位の大きさは現在のところ数mmとわずかであり、今後基本性能調査試験の知見をもとに、投入電力やプラズマアクチュエータ形状を最適化する必要がある。

本研究は、最終的には複葉超音速機に発生する衝撃波位置の制御にプラズマアクチュエータを適用することが目的である。これを達成するためには次の3点について調査する必要があると考えている。

- 風洞など現有設備固有の制約条件を緩和し、より大きな投入電力域でのプラズマアクチュエータ性能を調べる
- 流れ場の変化の空力性能への影響を解析する
- 実形状における制御法の提案と、風試・CFD解析を連携した性能予測を行う

4) ソニックブーム伝播に対する大気乱れの影響に関するモデル実験

研究分担者：

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・教授・佐宗 章弘（代表者）

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・講師・酒井 武治

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・助教・松田 淳

本研究は、レーザーパルスによって発生する弱い衝撃波が伝播する際、周囲の空気乱れ（速度乱れ）によってその圧力波形がどのように変化するか、実験室でのモデル実験により系統的に調べ、そのモデル化のためのデータを得ることを目的とする。

レーザーパルスによってプラスト波が発生する過程をレーザープラズマの挙動を含めて可視化し、先頭の衝撃波が壁で反射した背後の圧力履歴を測定することによって、模擬的なソニックブーム（過剰圧 200 Pa 程度以下）が発生できることが確認された。さらに、スリットから噴出する乱流を通過することにより、過剰圧の最大値が大きく変動すること、圧力の立上り時間が大幅に増加する結果が得られた。

本研究では、レーザーパルスを用いてプラズマおよび衝撃波を発生させ、光学可視化によりその挙動を観測した。さらに、シート状の噴流を作用し、最大過剰圧と立上り時間に対する影響を調べた。ここで報告した実験条件の範囲において、噴流を作用することによる最大過剰圧への影響は、平均値についてはわずかであった。しかし、その標準偏差は噴流を作用すると10倍以上に増加した。過剰圧の立上がり時間は、噴流を作用させると平均値が1.2～1.5倍に増加、標準偏差は12～20倍になった。以上の傾向は、基本的に文献（1）で報告された結果と合致している。文献（1）では放電により衝撃波を発生させたのに対して、本研究ではパルスレーザーを用いているが、再現した現象は本質的に同じものであることが示唆される。このデータを取得するのに用いたNd:YAGレーザーは最高繰返し周波数1 Hzであるが、Nd:YLFレーザーの方は最高10 kHzまで可能であり、今後様々な発展的な実験が可能である。

参 考 文 献

1. Bart Lipkens and David T. Blackstock, "Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence. Part I: General results," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 103, No. 1, 1998, pp. 148–158.

5) レーザー非定常作用による超音速圧力場の変調に関する数値・実験研究

研究分担者：

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・講師・酒井 武治（代表者）

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・教授・中村 佳朗

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・教授・佐宗 章弘

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻・助手・松田 淳

近年、超音速物体前方にエネルギーを投入し、生成・誘起されるプラズマ-衝撃波の作用を利用して抗力を低減することが実験および数値計算によって示され注目を集めている。投入したパワーに対して抗力低減による推進パワーの低下量は何十倍のオーダーにも達することも可能とされている。しかし、文献で報告された実験では、高繰返しレーザーパルスによる抗力低減量を測定したものは僅かであり、定量的な検証が尽くされてるとは言い難い。

圧力変換器を用いた圧力場の計測は点計測であり、その空間積分値である抗力を正確に得ることが難しい。数値計算は、エネルギー投入で生成されたプラズマの状態に関して十分な情報がないため ill posed の問題を解くことになり、何らかの形で実験情報を反映させる必要がある。そこで本研究では、超音速流中に置かれた鈍頭物体の衝撃波層前方にレーザー単パルスによってエネルギーを入力したときの流れ場と淀み点圧の変化について、実験と数値計算の相補的なアプローチによって定量的に調べた。

本研究で、レーザー単パルスによる超音速流れ場の圧力変調を実験計測、数値解析することにより、衝撃層への作用により抗力低減が可能であることを、定量的に実証した。これまでの結果は、実験、数値計算を相補的に用いて総合的に解析することによって得られた結果であるが、今後 self-consistent な実験計測と数値解析の援用により、より確かな検証および詳しい作動条件の検討を行っていきたい。

3. 今後の展望

本委託研究では、超音速流れに関連した5つの基礎研究を行った。全体的な構成として

- ①東北大 : PSPによる近傍場波形の計測と、大気乱れを含む伝播解析
- ②大阪府大 : ジェット排気と衝撃波の干渉
- ③鳥取大 : プラズマアクチュエータによる衝撃波制御
- ④名古屋大1 : ソニックブーム伝播に対する大気乱れの影響
- ⑤名古屋大2 : レーザー非定常作用による抗力減少の解明

となっている。本委託研究では、複数の大学がそれぞれの特色を活かして、ソニックブームや衝撃波干渉の問題に取り組んでおり、多様な基礎研究をスタートすることができた。

①の大気擾乱の影響を考慮したソニックブーム伝播解析コードは、今後JAXAのプロジェクトにも直接貢献することが期待される。②と④では、ユニークな実験設備を利用して、衝撃波やソニックブームの干渉が見出されている。また、③と⑤では、プラズマやレーザーを利用した新しい流体制御法が試みられており、今後の展開が期待される。基礎研究ではあるが、超音速機関連のテーマとして研究の方向が揃っており、JAXAの期待に答えられるものとなっていると自負する。

しかし、研究提案から委託までの事務手続きを考えると、年度内ですべてを行うことは時間的に難しく、これらの研究もスタートしたばかりであるともいえる。特に実験的研究は立ち上げに時間が必要であり、さらに継続してデータを積み重ねることが望ましい。今後の委託研究については、研究開始を早める方策や、継続研究をどのように助成するか検討が必要である。特に、研究提案の募集を早める・契約期間を柔軟に設定する等の改善が必要であろう。

委託研究「サイレント超音速機に関する調査研究（その2）」
2007 年 12 月～2008 年 2 月
研究成果報告書

第 2 部 各研究成果報告

実験／計算融合によるソニックブーム推定方法の高精度化

大林 茂*¹ 浅井 圭介*² 永井 大樹*³

小川 俊広*⁴ 倉谷 尚志*⁵

第1章 はじめに

近年、多種多様な需要に応じることが望まれているため、航空機は大型化と高速化の二極化へと進んでいる。前者は、大量輸送や低運賃を可能にし、さらに航空機内の快適性を追求する方向へと進んでいる。一方、後者はコンコルドの引退以降、離着陸時の騒音低減や推進系の燃費効率の増加だけでなく、超音速巡航中のソニックブームの低減が必要不可欠であることから、小型・中型化による超音速ビジネスジェット機（SSBJ：Supersonic Business Jet）へと進んでいる。

我が国では2005年に成功を収めた小型超音速実験機の成果を元に、JAXAでは図1-1左に示すようなサイレント（静粛）超音速機技術の研究開発が進められている。超音速機を実現するために克服すべき技術課題が数多くあるなかで、超音速飛行中に発生するソニックブームを低減することが最重要課題の一つである。特に超音速飛行中に翼によって生じるソニックブームを低減するために、Busemann型複葉翼を応用した超音速複葉翼理論が提唱され、その理論的考察とCFD（Computational Fluid Dynamics）を用いた空力特性に関する研究が進められ、2次元および3次元形状、胴体形状、さらには逆問題設計など、CFD（Computational Fluid Dynamics）を応用した研究が進められている（図1-1右図）。しかし、超音速飛行を実施しない限り、大気中を伝播して地上に到達するソニックブームを実測することは困難である。

そこで、設計初期段階においてCFDによる機体周りの流れ場解析あるいは機体周りの圧力場測定を実施し、機体下方位置における近傍場圧力波形を波形パラメータ法に入力して、地上に到達するソニックブームを推定することが一般的である。ただし、波形パラメータ法に入力する近傍場波形の測定技術および推定精度や大気擾乱などによって生じる変動を正確に捉え、ソニックブーム過剰圧や強度の推定精度の向上を図ることが求められている。

よって、本報告では、地上方向への衝撃波伝播を模擬するために、風洞試験設備において、模型近傍場波形・波面を二次元平面圧力場計測である感圧塗料PSPによって捉えることを試みる。さらに、大気擾乱の影響によって地上に到達するソニックブーム過剰圧や強度の変化を推定することができる計算コードの開発を試みる。以上の計測技術および評価技術の確立によって得られた結果は、将来的に形状最適解探索や機体全体設計などに用いるためのデータベースとして有効活用されるものと期待される。

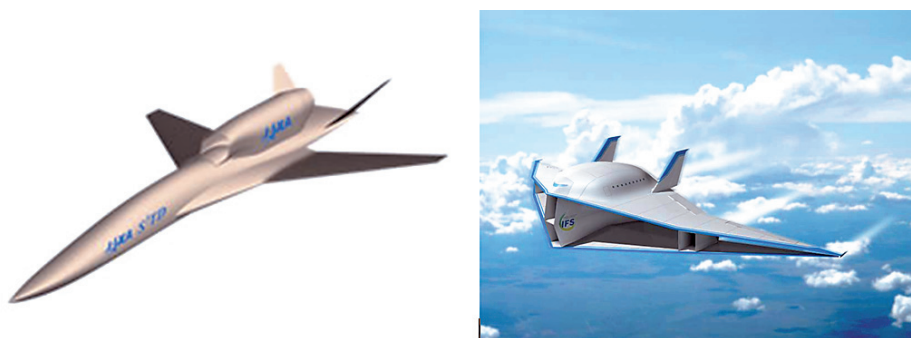


図1-1 サイレント超音速機概念図（左図：JAXA 検討案，右図：東北大検討案）

*1 東北大学 流体科学研究所 教授（代表者）
*2 東北大学 工学研究科 教授
*3 東北大学 工学研究科 准教授
*4 東北大学 流体科学研究所 技官
*5 東北大学 流体科学研究所 研究員

第2章 PSP（Pressure Sensitive Paint）を用いた近傍場圧力分布の測定実験

2.1 はじめに

ソニックブームの推定を目的とした近傍場圧力測定手法としては、機体直下方向の静圧分布測定が一般的である。これは、例えば軸対称物体のように、圧力波が空間を等方的に伝播する場合には、地上への伝播距離が最短となるため、機体直下方向でソニックブームが最大となるからである。一方で、胴体・翼・ナセルを持ち、揚力を発生する実機形状では、伝播する圧力波には高圧領域、あるいは低圧領域といった空間的な分布が実機周辺に生じる。したがって、地上へのソニックブームの影響を正確に捉え、議論するには、対象物体の近傍場において空間の圧力分布を捉える必要がある。本章では、PSP（Pressure Sensitive Paint）を超音速吸込み式風洞壁面に適用し、近傍場圧力分布の計測を試みる。

2.2 風洞実験設備

2.2.1 吸込み式超音速風洞

図 2-1 に、本研究で用いた東北大学流体科学研究所所有の大気吸込み式超音速風洞を示す。測定部寸法は主流方向長さ 200 mm、正方形測定部断面は 60 mm × 60 mm である。主流流速はマッハ数 $M_\infty = 1.69 \pm 0.01$ であり、持続時間は最大約 15 秒となっている。超音速ノズル形状は、特性曲線法を基本に境界層などの補正を考慮して設計されている^[1]。



図 2-1 (左) 東北大学吸込み式超音速風洞, (右) 測定部

2.2.2 光学系システムと実験モデル

模型周辺の近傍場圧力分布を捉えるために、風洞壁アクリル板表面に PSP 塗料を塗布し、CCD カメラで圧力画像を取得する実験手順を選択した。また、模型周りの流れ場を正確に理解するため、シュリーレン計測をあわせて行った。図 2-2 に PSP 計測の様子を、図 2-3 には PSP 画像取得方法とデータ処理手順をそれぞれ示す^[2]。

励起光源には UV-LED 1 基 (395 nm)、画像撮影用カメラには 12 ビット CCD カメラ (HAMAMATSU) を用いた。また、バンドパスフィルターには波長 $\lambda = 650 \pm 20$ nm を使用した。本実験で用いた塗料は、JAXA 標準塗料 PSP である（色素分子：PtTFPP、ポリマー：IBM-co-TFEM、溶媒： $C_6H_5CH_3$ (toluene)）。また、発光強度比から圧力値への変換は、通風時間が 5 sec と短いため、壁面温度が無風時と変わらないと仮定して、大気温度 25°C の較正曲線（図 2-4 参照）を用いて行った（Stern-Volmer 関係式 (2-1)）。

$$\frac{I(P_{ref}, T)}{I(P, T)} = A(T) + B(T) \frac{P}{P_{ref}} \quad (2-1)$$

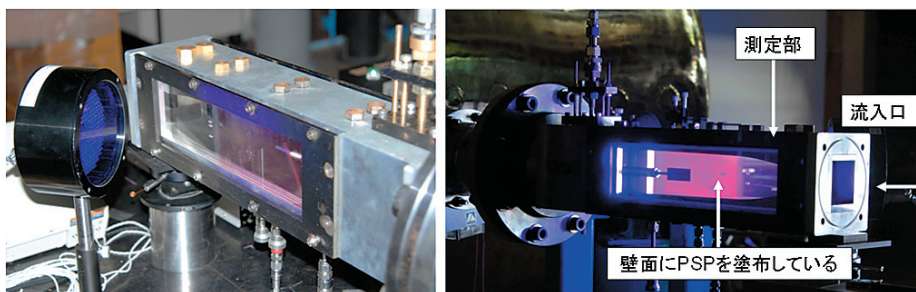


図 2-2 吸込み式超音速風洞による PSP 壁面圧力場計測の様子

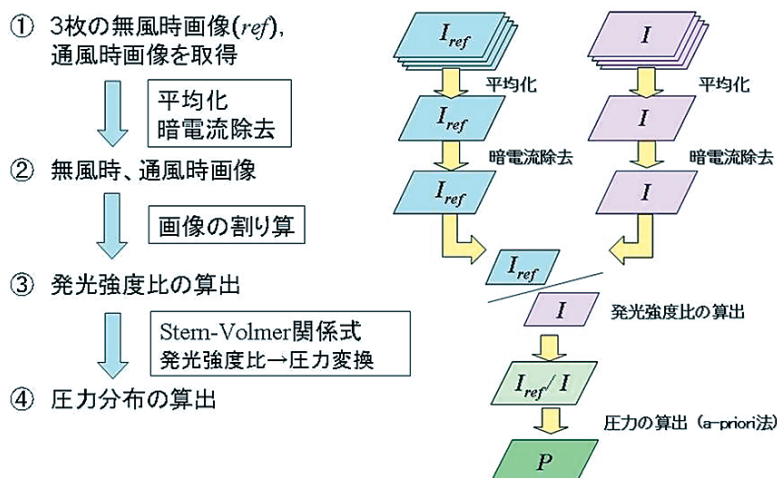


図2-3 PSP画像取得方法とデータ処理手順

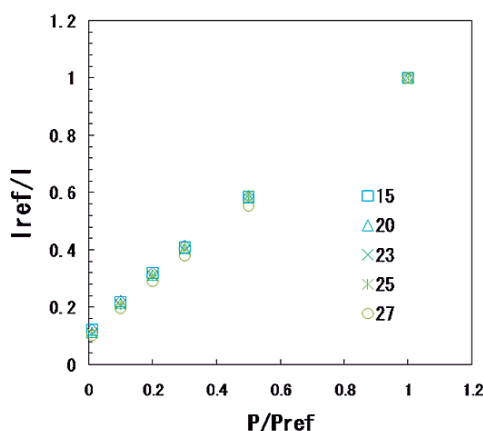


図2-4 PSPの圧力特性

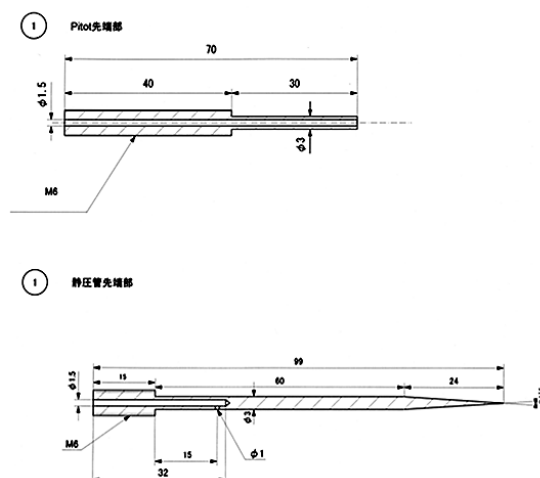


図2-5 実験モデル：(上) ピトー管、(下) 軸対称模型形状

図2-5に、今回用いた風洞モデルのピトー管と軸対称形状を示す。ピトー管は比較的強い衝撃波を発生し、一方、軸対称形状はくさび角が小さいため、弱い衝撃波を発生する。

2.3 結果と考察

2.3.1 PSPによる圧力波面計測

シュリーレン計測画像とPSP画像を併用すると、模型周りに生じる流れ場を容易に理解できることが期待できる。図2-6に示すのは、ピトー管（図2-5（上））のシュリーレン計測画像とPSPの生画像である。シュリーレン画像からは、ピトー管先端に強い衝撃波が発生し、そのすぐ下流で膨張波が形成される様子が確認できる。一方、PSPによる発光強度画像ではピトー管先端に発生する衝撃波が壁面に到達する部分が周囲に比べて暗く映し出された。また、PSPによる発光強度画像には発光強度の明暗が鮮明に現れている。これは、ピトー管から発生する衝撃波・膨張波による空間的な圧力の変化を、壁面に塗布されたPSPが定性的に捉えていることを示している。

図2-7には、PSP計測による壁面上圧力分布と中心軸に沿った圧力プロファイルを示す。圧力算出の際には、ノイズ除去を目的としてメディアンフィルターを適用した。この結果から、ピトー管先端から発生する衝撃波、およびその下流で発生する膨張波により形成されるN型圧力波が中心軸上圧力プロファイルから確認できる。一方で、N型圧力波前方の一樣流圧力値の変動が大きいことが確認された。超音速流れでは、物体前面に圧力変動が生じることはなく、圧力分布はほぼ一定値となるはずである。これは、ノズル取付部から発生する風洞内の残留（反射）衝撃波の影響が考えられる。今後ソニックブームのより詳細な推定のためにはこのような測定部内の反射衝撃波をなくす必要がある。また今回の実験では、

静圧孔による測定部の圧力を計測していない。そのためPSPの定量性については、若干問題が残る。今後、PSP計測を用いて定量的に正しい圧力値を得るためには、風洞作動中の主流空気の温度変化や模型、風洞壁温度の変化を考慮して、温度変化の圧力値に及ぼす影響を適切に補正したPSP測定実験に取り組むことが、最優先課題である。その結果、PSP計測を用いた実用的な空間圧力計測技術が構築されれば、超音速機から発生する圧力波を波面として獲得できる可能性が広がることになる。

2.3.2 壁面反射および境界層の影響

風洞壁で得られる圧力波面を伝播する空間圧力波へ変換するには、壁面反射と風洞内を発達する境界層の影響を補正する手法が必要である。壁面反射補正は、壁面反射係数の設定を検討している。従来のブーム推算法であるトーマス法にも、同様の係数が用いられており、地面の状態（舗装面、草地など）により1.8～2.0の値をとることが知られている^[3]。これを応用し、風洞実験に用いた吸込み式風洞固有の壁面反射係数を求める。この場合、トーマス法では反射係数を一定値として圧力分布に乗じて使用しているが、壁面位置による補正係数の分布を設定することを検討している。この補正係数分布の算出には、CFD解析からの推定を試みる。

境界層と衝撃波の相互干渉には、十分な配慮が必要である。図2-6のシュリーレン計測画像から、壁面で反射した衝撃波と境界層において、壁の境界層を大規模にはく離させる現象は確認できない。また、相互干渉によって、図2-7に示すN型圧力波形が大きく崩れるような現象も確認できない。しかし、境界層が層流にせよ乱流にせよ相互干渉は起こるため、得

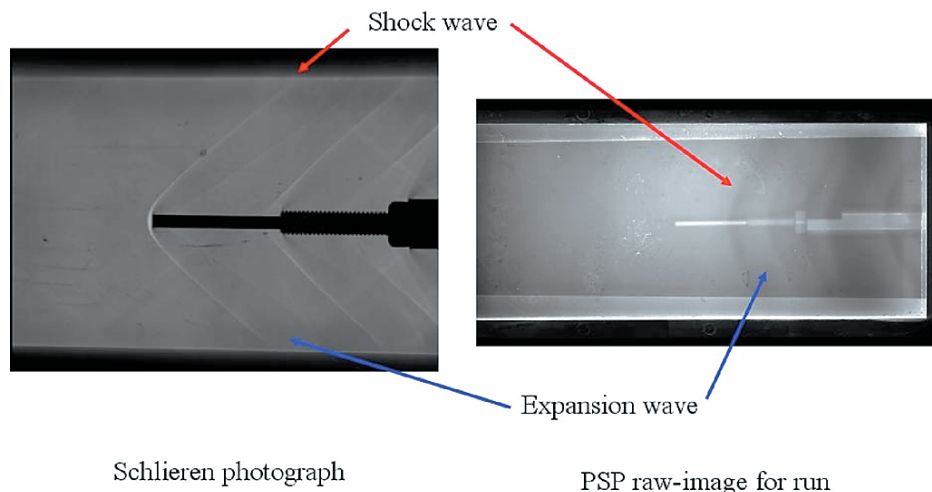


図2-6 ピトー管周りのシュリーレン画像とPSPによる発光強度画像

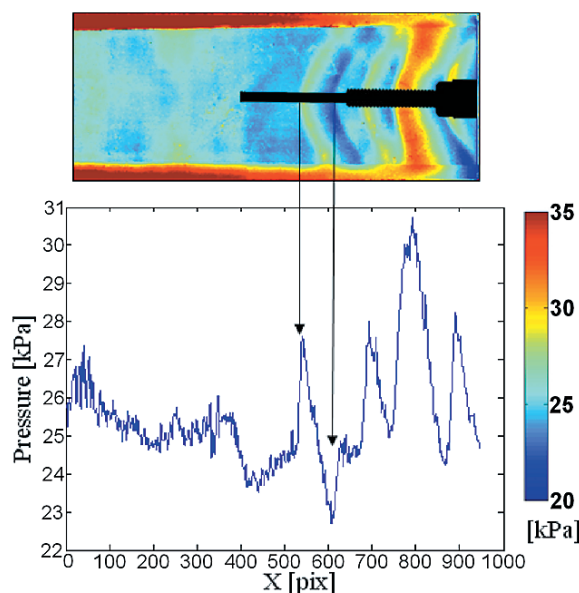


図2-7 PSP実験で得られた壁面上圧力分布と中心軸に沿った圧力プロファイル

られた圧力プロファイルにどの程度影響を及ぼしているか、壁面静圧孔やCFD解析値を用いて検討を進めていく。

上に述べた壁面反射と境界層の影響を処理できる手法を構築することで、壁面で計測した圧力波面を空間伝播圧力値へ変換することができるのか、今後さらに検討を進めるべき課題である。

2.3.3 弱い衝撃波がPSP圧力計測に及ぼす影響

弱い衝撃波から発生する圧力変化を、壁面で捉えることができるか検証した。今回用いたモデルは、図2-5（下）に示す軸対称形状である。軸対称形状を用いて得られたPSP壁面圧力分布を図2-8に示す。

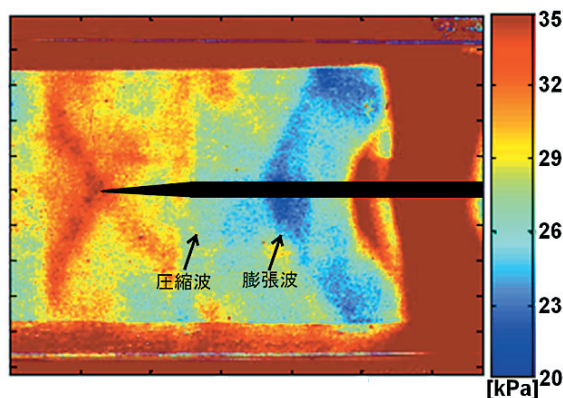


図2-8 弱い衝撃波に対するPSP壁面圧力分布（軸対称形状）

図2-8から、模型先端から発生する弱い衝撃波にともなう圧力上昇は明確に判断できない。一方、先端のすぐ下流から発生する膨張波は、十分ではないが捉えられている。この模型から発生する衝撃波の圧力上昇量は、ノズル取付部から発生する風洞内の残留（反射）衝撃波の影響とほぼ同じ程度となり、両者の影響を区別するのは難しい。また圧力上昇値が小さい場合には、PSPの温度による影響も相対的に強く出てしまう。この弱い衝撃波の計測に関しても先に述べたとおり、風洞測定部の修正と温度変化を考慮したPSP計測の検討を進める必要がある。

2.4 まとめと今後の展開

風洞壁面圧力計測にPSPを適用して、衝撃波および膨張波の壁面圧力分布計測を試みた。その結果、比較的強い圧力波を発生するピトー管では、複雑な圧力波面を定性的に捉えられることがわかった。また、弱い衝撃波の場合、圧力波面を正確に捉えることはできなかった。

本研究の最終目標は、PSP壁面圧力波面を空間圧力値へ変換し、ソニックブーム伝播解析コードと組み合わせることで、実用的なブーム評価手法まで引き上げることである。今後の展開は、以下4点が上げられる。

- (1) 温度依存性を考慮し、壁面PSPによる定量的圧力計測手法を構築する。
- (2) 圧力波の補正手法を確立する。特に、壁面での圧力波反射補正と壁面に発達する境界層がPSP計測値に及ぼす影響を検討する。
- (3) PSP圧力計測結果を用いたソニックブーム推算を試みる。

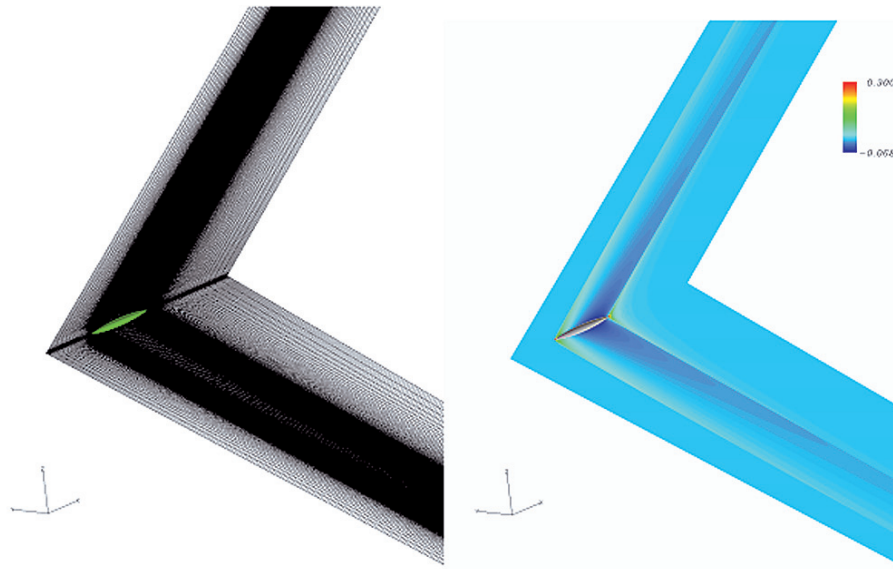
参 考 文 献

- [1] 熊谷典昭, 超音速流中の二枚翼間における圧力波干渉に関する実験研究, 東北大学卒業論文, 2006.
- [2] 浅井圭介ほか, 特集 感圧塗料の新展開, 可視化情報, 21(83), 203-245(2001).
- [3] 牧野光雄, ソニックブーム その現象と理論, 産業図書, 東京, 2000年.

第3章 大気擾乱を考慮したソニックブーム推定

3.1 はじめに

本章では、大気擾乱による影響を考慮したソニックブーム伝播解析コードを開発した。ソニックブームは、超音速で飛行する飛翔体から発生する衝撃波が実在大気を伝播する現象である。このため、大気の状態がソニックブーム波形の強度、立ち上がり時間そしてインパルスを変化させることが知られている^[1]。そこで、乱流の統計理論に基づき作成した一様な大気擾乱場を用いることで、大気擾乱のブーム波形に及ぼす影響を検討した。ブーム波形評価についてはいくつかの指標があるが、ここでは最も一般的な評価値である先端ブーム強度 ΔP (Peak pressure)、および後端ブーム強度 $-\Delta P$ (Tail shock pressure) を用いた。



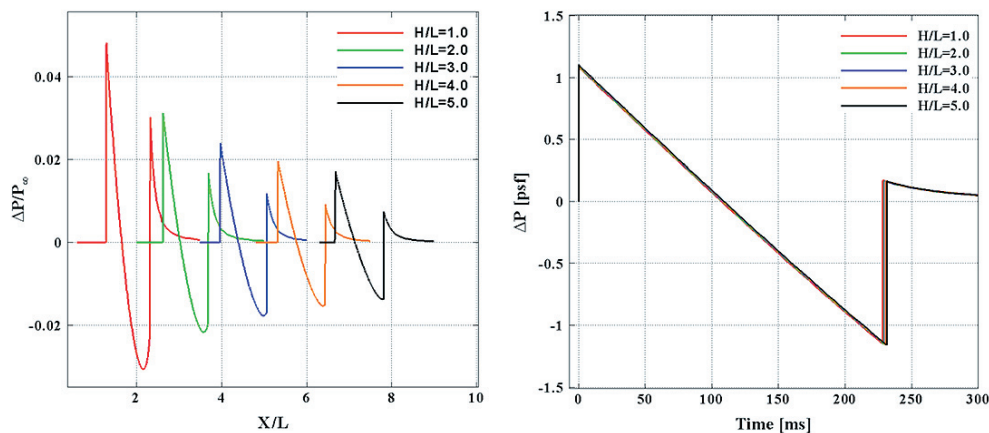
(左) 計算格子 (約 300 万点), (右) C_p 分布
図 3-1 CFD 近傍場解析 (Sears-Haack 胴体)

3.2 数値解析手法

3.2.1 近傍場圧力解析

近傍場解析は JAXA CFD-code (UPACS)^[2]を用い、Sears-Haack^[3]胴体について Euler 計算を行った。計算条件として、超音速巡航速度として想定されるマッハ数 $M_\infty = 1.7$ 、迎角は $\alpha = 0 \text{ deg}$ とした。図 3-1 に Sears-Haack 胴体と計算格子、および CFD 解析で得られた C_p 分布をあわせて示す。計算格子は衝撃波や膨張波を精度よく捉えるため、これらの波に沿った分布とし、格子点数は 300 万点とした。本研究で Sears-Haack 胴体を用いた理由は、形状が単純回転体であり、地上ブーム波形が単純 N 型となるからである^[4]。これにより、大気擾乱効果の議論を簡単化できると考えられる。

図 3-2 (左) に、機体直下の位置 $H/L = 1.0 \sim 5.0$ での近傍場圧力波形を示し、それらを波形パラメータ法の入力として



(左) 近傍場位置 $H/L = 1.0 \sim 5.0$ の圧力波形, (右) 各近傍場位置を入力としたブーム波形
図 3-2 近傍場圧力波形とソニックブーム波形の比較

用いた場合のソニックブーム波形の比較を図3-2（右）に示す．図3-2（左）の近傍場波形の比較から，近傍場で比較的遠方である $H/L = 5.0$ 位置において，先端ピーク圧力を明瞭に捉えていることがわかる．これは，計算格子が衝撃波および膨張波を捉えるうえで，十分密であることを示している．また，図3-2（右）のブーム波形比較から，入力波形位置を変化させた場合でも，同様のソニックブーム波形が得られていることがわかる．このことから，解析対象とした Sears-Haack 胴体は軸対称物体であるため，デルタ翼機などの実機形状に比べ物体まわりの流れの3次元性（衝撃波や膨張波のまわり込み）が小さいことがわかる^[5]．また， $H/L = 5.0$ 位置までの格子依存性は小さいことが確認できる．

以上の結果から，本研究では流れの3次元性をできるだけ排除する目的で，遠方の $H/L = 5.0$ 位置の近傍場圧力波形を用いて大気擾乱の影響を検討した．

3.2.2 大気擾乱場モデル

ここで取り扱う大気擾乱は大気中に存在する一様乱れであり，気象学における水平スケールの分類では，小規模な大気状態の変化と位置づけられる^[6]．高度で与えられる風速分布のような，大規模スケールとは区別して扱うことにした．3次元一様擾乱場は乱流の統計理論にもとづき，Von Karman と Pao が示した式（3-1）のエネルギースペクトルから求めた^[7]．（3-2）式で示すランダムフーリエモードを用い，波数ベクトル (k_n) ・位相 (Ψ_n) などに擬似乱数を用いることで，空間的に一様に不規則な擾乱速度を作り出した．

$$E(K) = \frac{2}{3} \frac{K^{\frac{5}{2}}}{\varepsilon} \frac{(K/K_e)^4}{[1 + (K/K_e)^2]^{\frac{5}{2}}} \exp \left[-\frac{9}{4} \left(\frac{K}{K_d} \right)^{\frac{4}{3}} \right] \quad (3-1)$$

$$u_i(y) = 2 \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n \cos(k_n \cdot y + \Psi_n) \sigma_n \quad (3-2)$$

ここに，波数ベクトル k_n とそれに垂直な単位ベクトル σ_n には（3-3）式の関係が成り立つ．

$$k_n \cdot \sigma_n = 0, \quad n=1, \dots, N \quad (3-3)$$

（3-1）式において， K は乱流運動エネルギー， ε は乱流のエネルギー散逸率を表す．また， K_e はピーク波数， K_d は最大波数を示す．本研究では各パラメータを $k^{5/2}/\varepsilon = 862.5$ ， $K_e = 0.0063$ および $K_d = 628$ とした．また（3-3）式中の波数モード N は $N = 200$ とした．その結果，格子点において大気擾乱速度ベクトルが式（3-4）のように得られる．

$$\vec{V}_{Turb} = (C_{nx}, C_{ny}, C_{nz}) \quad (3-4)$$

図3-3に示すのは，擾乱の平均風速 $V_{rms} = 2.5$ m/s（式（3-5））の一様大気擾乱場の等高線図である．擾乱場空間スケールは，想定される飛行高度 18 km から地面 0 km まで一様に分布させた．

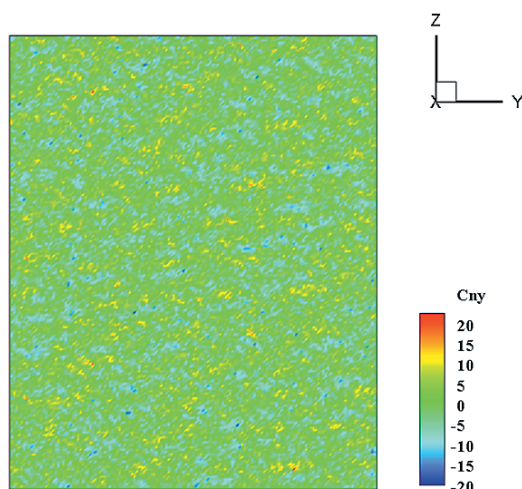


図3-3 一様大気擾乱場の等高線図：y方向の擾乱速度成分を示す

$$V_{rms} = \sqrt{\overline{V^2}} = 2.5 \text{ m/s} \quad (3-5)$$

本研究では、異なる乱数を用いて 100 ケースの擾乱場を作り出し、ソニックブームへの擾乱効果を検討することにした。

3.2.3 ソニックブーム伝播解析

波線追跡とブーム強度の計算は、波形パラメータ法^[8,9]を元に計算した。計算条件には実在大気条件として、標準大気モデルの温度分布を与えた。今回の計算では、高度に対する風速分布（大気を層状的に取り扱う場合の風速分布）は取り扱わず、大気擾乱による効果のみを検討した。波形パラメータ法の設定値は、飛行マッハ数 $M_\infty = 1.7$ 、飛行高度 60,000 ft、機体長 202 ft、また近傍場波形抽出位置は機体長 5 倍位置とした（参照、図 3-2（左）の $H/L = 5.0$ 位置の波形）。

大気擾乱の影響は、波管理論に基づいた波線計算に直接取り込まれることになる。したがって、擾乱速度ベクトルはブーム強度 ΔP 、および地上ブーム到達位置にも影響をおよぼす。

図 3-4 に、一様大気擾乱場を伝播する波線の様子を示す。飛行高度から伝播する波線は、高度ごとに擾乱速度ベクトルを参照し、次の波線方向を決定することになる。本モデルでは、大気擾乱場を形成する格子点と波線計算位置は一致しない。そのため、波線位置を囲む近傍の 8 つの大気擾乱速度ベクトル $V_{\text{Turb}} = (C_{nx}, C_{ny}, C_{nz})$ を Tri-linear 補完（8 点線形補完）することで、擾乱の影響を参照することにした（図 3-5 参照）。

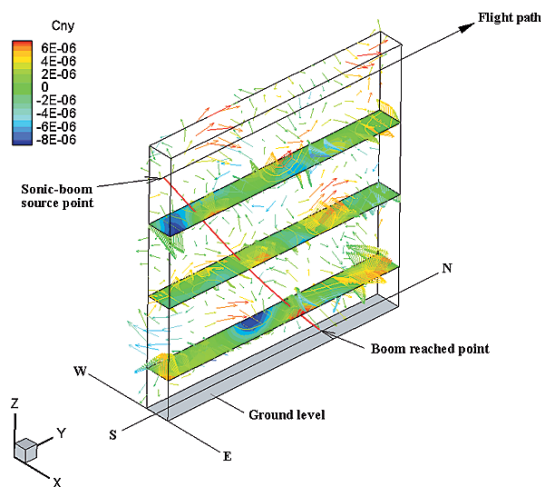


図 3-4 一様大気擾乱場を伝播する波線

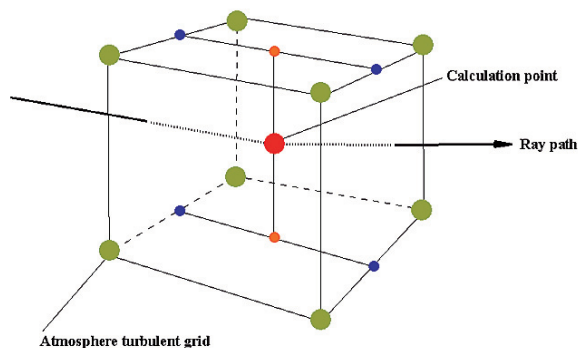


図 3-5 波線計算での Tri-linear 補間による大気擾乱速度の内挿

3.3 結果と考察

3.3.1 大気擾乱によるブーム波形のばらつき

図 3-6 に大気擾乱中を伝播させたソニックブーム波形を示す。赤実線が大気擾乱を考慮しない場合、また、黒実線が大気擾乱を考慮した 100 ケースの計算結果である。この結果から、大気擾乱場の違いにより先端、および後端ブーム強度にばらつきが生じることがわかる。今回得られたブーム波形では、先端ブーム強度が $\Delta P = 0.68 \sim 2.43$ psf、一方、後端ブーム強度では $\Delta P = -0.72 \sim -2.56$ psf の範囲でばらつきが生じた。これに対して、赤実線で示す大気擾乱無しの場合は先端ブーム強度 $\Delta P = 1.10$ psf、後端ブーム強度は $\Delta P = -1.16$ psf となった。

大気擾乱場の効果を一般的に論じるには、統計手法を用いて考察すると便利である。図 3-7 に得られた 100 ケースの計算結果を、先端・後端ブームの相関と平均値を示す。相関係数 r はおよそ $r = -1.0$ となり先端と後端ブーム強度には強い負の相関が確認できる（図 3-7 から先端ブーム強度が増加すれば、後端ブーム強度がマイナス側へ増加することがわかる）。また、平均値は先端ブーム強度が $\Delta P = 1.09$ psf、後端ブーム強度では $\Delta P = -1.15$ psf となった。したがって、得られた 100 ケースの計算結果から、先端・後端ブーム強度は大気擾乱効果により減少することがわかる。この大気擾乱によるソニックブーム低減効果は、Ph. Blanc-Benon らが行っている研究結果^[10]と傾向が一致している。

3.3.2 ヒストグラムと累積確率

図3-8に示すのは、先端・後端ブームのヒストグラムである。グループ分けは0.25 psf ごとに行った。また、図3-9には先端・後端ブームの累積確率を示す。図3-9から、先端・後端ブームともに34%のケースでブーム強度が増加することがわかる。このうち、3%のケースではブーム強度が2倍以上になることが確認できる。

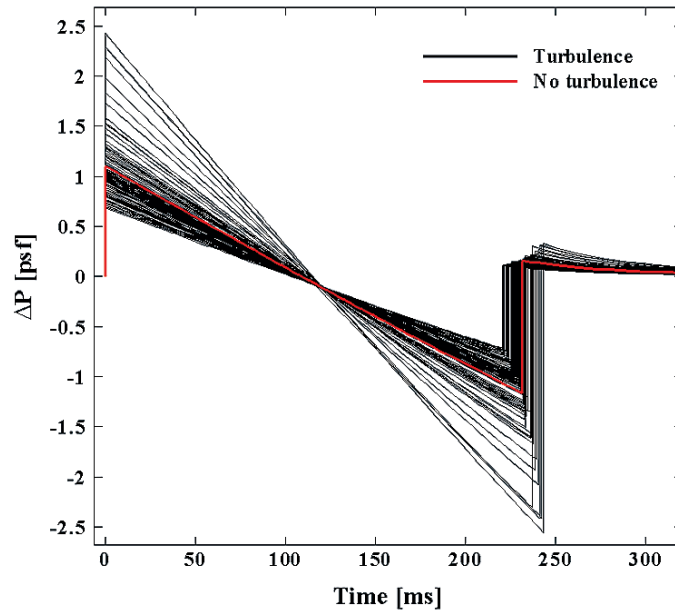


図3-6 大気擾乱によるソニックブーム波形のばらつき

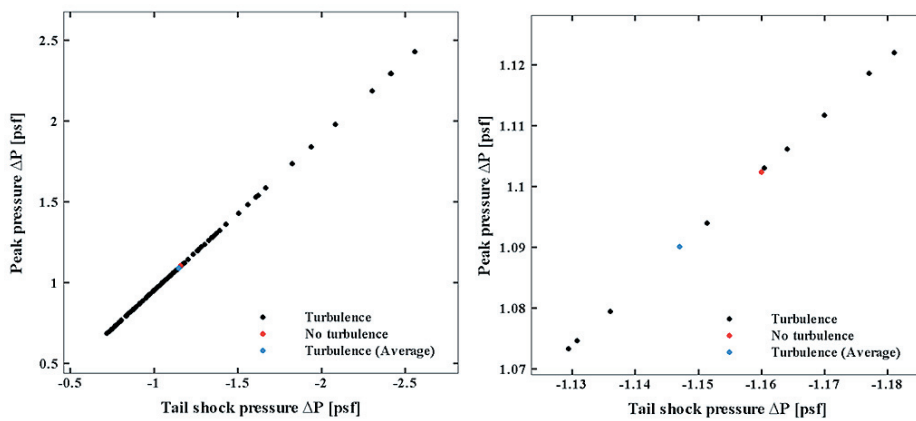


図3-7 先端および後端ブーム強度の相関図（右は拡大図）

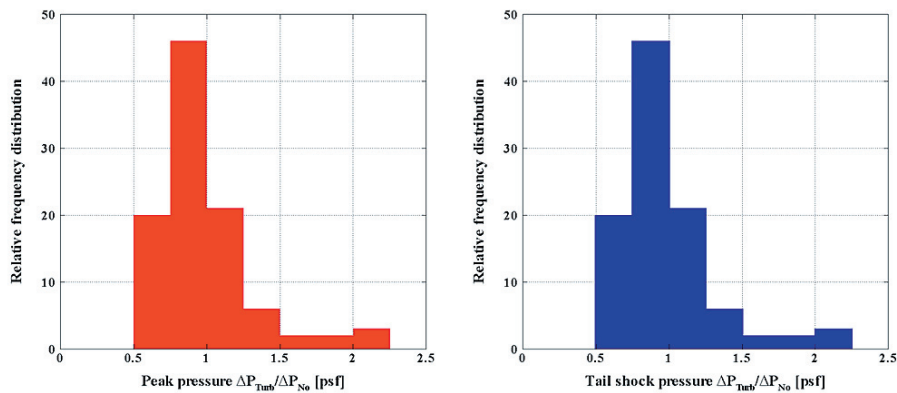


図3-8 ブーム強度比のヒストグラム：（左）先端ブーム，（右）後端ブーム

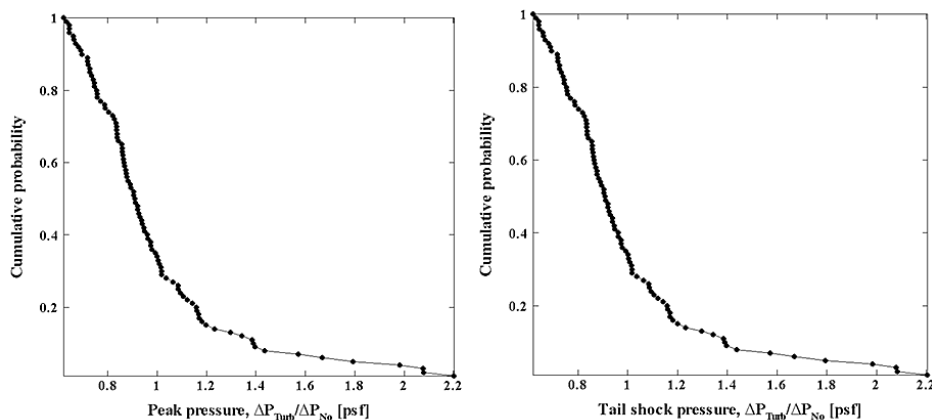


図 3-9 累積確率：(左) 先端ブーム，(右) 後端ブーム

前節 3.3.1 でふれたように、先端・後端ブームには強い負の相関が存在する。したがって、ヒストグラムと累積確率は同じ傾向を示す。両者に似た傾向が示された 1 つの原因として、解析対象が単純 N 波であることが挙げられる。本研究で用いた Sears-Haack 胴体形状から発生する圧力波は、整合性のとれた N 型ブームを作り出す。つまり、いくつかの波のピークが干渉するような、複雑な非線形性による波の変形は起こることなく、先端および後端ブームは互いに独立した 1 つの波として等面積法にもとづきブーム強度が決定される。その結果として、今回のように単純な相関が得られたと考えられる。実際の最適設計で得られる低ブーム波形などを用いた場合は、統計的な相関はより複雑になると推測できる。

3.4 まとめと今後の展開

大気擾乱による影響を考慮したソニックブーム伝播解析コードを開発した。その結果、平均すると、大気擾乱効果により、先端・後端ブーム強度が減少することがわかった。また、今回用いた Sears-Haack 胴体から形成される単純 N 波においては、先端および後端ブーム強度には、強い負の相関があることがわかった。今後の展開としては、以下 3 点が挙げられる。

- (1) 大気擾乱効果によるブーム低減の経過を、波線追跡や波管断面積履歴をもとに特定する。
- (2) 具体的な飛行経路を決定し、大規模水平スケールである風速分布も取り入れることで、より実環境に近い伝播解析を行う。
- (3) 機体直下方向だけでなく、地上への 3 次元的なブーム分布への大気擾乱効果を検討する。

参 考 文 献

- [1] 牧野光雄，ソニックブーム その現象と理論，産業図書，東京，2000 年。
- [2] Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S. and Mukai, J., “The Development of the UPACS CFD Environment,” High Performance Computing, Proc. of ISHPC 2003, Springer, pp. 307–319, 2003.
- [3] Sears, W., “On Projectiles of Minimum Wave Drag,” Quarterly of Applied Mathematics, Vol. IV, No. 4, Jan. 1947.
- [4] Yamashita, H. and Obayashi, S., “Numerical Investigation on Sonic Boom Reduction with Non-Axisymmetric Body Shapes,” AIAA Paper, AIAA-2008-0059, Jan. 2008.
- [5] 牧野好和，青山剛史，岩宮敏幸，綿貫忠晴，久保田弘敏，“低ソニックブーム圧力波形実現のための空力設計法に関する研究，” 航空宇宙技術研究所報告，NAL TR-1406, 2000.
- [6] 小倉義光，一般気象学，東京大学出版会，東京，2007 年。
- [7] Walid, Bechara, Christophe, Bailly and Philippe Lafon, “Stochastic Approach to Noise Modeling for Free Turbulent Flows,” AIAA Journal, Vol. 32, No. 3, March 1994.
- [8] Thomas, C. L., “Extrapolation of Sonic Boom Pressure Signatures by the Waveform Parameter Method,” NASA TN D-6832, June 1972
- [9] Thomas, C. L., “Extrapolation of Wind-Tunnel Sonic Boom Signatures Without Use of a Whitham F-Function,” NASA SP-255, pp.

205–217, 1970.

- [10] Philippe Blanc-Benon, Bart, Lipkens, Laurent, Dallois, Mark, F. Hamilton and David, T. Blackstock, “Propagation of finite amplitude sound through turbulence: Modeling with geometrical acoustics and the parabolic approximation,” J. Acoust. Soc. Am. 111 (1), Pt. 2, Jan. 2002.

第4章 まとめと今後の課題

ソニックブーム過剰圧や強度の推定精度の向上を図ることが求められている。地上方向への衝撃波伝播を模擬するために、風洞試験設備において模型近傍場波形・波面を二次元平面圧力場計測である感圧塗料（PSP）によって捉えることを試みた。その結果、比較的強い圧力波を発生するピトー管では、複雑な圧力波面を定性的に捉えられることがわかった。また、弱い衝撃波の場合、圧力波面を正確に捉えることはできなかった。

大気擾乱の影響によって地上に到達するソニックブーム過剰圧や強度の変化を推定することができるソニックブーム伝播解析コードを開発した。その結果、平均すると、大気擾乱効果により、先端・後端ブーム強度が減少することがわかった。また、今回用いた Sears-Haack 胴体から形成される単純N波においては、先端および後端ブーム強度には、強い負の相関があることがわかった。将来的には、PSP 壁面圧力波面を空間圧力値へ変換し、ソニックブーム伝播解析コードと組み合わせることで、実用的なソニックブーム評価手法を構築していく。これに関して、PSP 計測技術については、下記の4点が今後の展開として挙げられる。

- (1) 温度依存性を考慮し、壁面 PSP による定量的圧力計測手法を構築する。
- (2) 適切な空間フィルタリング（ノイズ除去）手法を確立する（ノイズ除去の際に波形がなまる可能性を検討する）。
- (3) 圧力波の補正手法を確立する。特に、壁面での圧力波反射補正と壁面に発達する境界層がPSP計測値に及ぼす影響を検討する。
- (4) PSP 圧力計測結果を用いたソニックブーム推算を試みる。

さらに、ソニックブーム伝播解析コードの今後の展開としては、以下3点が挙げられる。

- (1) 大気擾乱効果によるブーム低減の経過を、波線追跡や波管断面積履歴をもとに特定する。
- (2) 具体的な飛行経路を決定し、大規模水平スケールである風速分布も取り入れることで、より実環境に近い伝播解析を行う。
- (3) 機体直下方向だけでなく、地上への3次元的なブーム分布への大気擾乱効果を検討する。

以上の計測技術および評価技術の確立によって得られた結果は、将来的に形状最適探索や機体全体設計などに用いるためのデータベースとして有効活用されるものと期待される。

噴流と衝撃波の干渉が流れ場に及ぼす影響

新井 隆景*¹ 坂上 昇史*²

1. は じ め に

航空機のエンジンは翼下面に取り付ける場合が多い。超音速機の場合、デルタ翼を用いる場合が多いので、翼後縁から衝撃波が生じ[1]、ジェット噴流はその衝撃波と干渉を生じる。流れが湾曲する衝撃波を通過すると渦度が生じることが知られている[2]。その場合、衝撃波と干渉した噴流の特性が変化し、圧力伝播の様相が変わることが予想される。そこで、本研究では、超音速噴流と衝撃波の干渉が流れの様相と近距離場の圧力に及ぼす影響を明らかにするために実験的研究を行った。

2. 実験装置及び実験方法

実験では、大阪府立大学工学研究科航空宇宙工学分野に設置されている吸込み式超音速風洞（マッハ数2.5）（測定断面30 mm × 30 mm, 80 mm × 80 mm）を改良して用いた。風洞内にストラットを挿入することを試みたが、風洞の制約上できなかったので、図1に示すように、エンジンを模擬した噴流を主流の下側に設けた。主流のマッハ数は約2.3、下側の噴流のマッハ数は約3.0であり、超音速飛行時を模擬した。流れは、数値解析手法による検討を後に加えることを考えて、2次元とした。

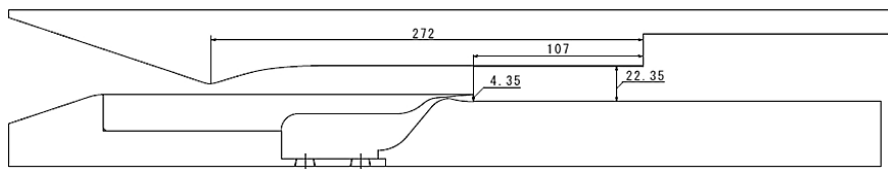


図1 風洞概略

図2は風洞の設置概略を示している。ジェットエンジン噴流を模擬した空気はヒーターで加熱された後、集合洞を通り測定部へ導かれる。ただし、現時点では集合洞が製作中であり、噴流は加熱できていない。図3は風洞の全景の写真を示している。

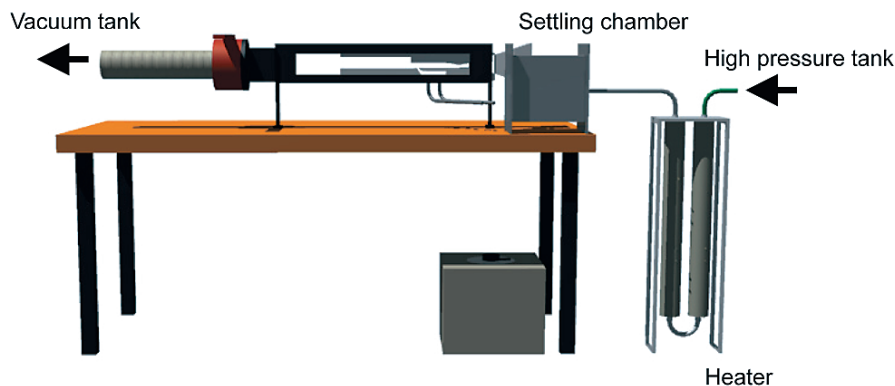


図2 実験装置概略

* 1 大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 教授（代表者）

* 2 大阪府立大学 大学院工学研究科航空宇宙海洋系専攻 航空宇宙工学分野 助教

流れの可視化にはシュリーレン法を用いた。光源は閃光時間180 nsのフラッシュを用い、60 Hzで高速ビデオカメラと同期して撮影した。流れの静圧の測定には静圧測定プローブを新たに製作した[3]。静圧プローブは図4に示すように、直径0.88 mmのステンレス管の先端を尖らせ、先端から約19直径下流の位置で測定するようになっている。静圧孔は左右2箇所直径0.2 mmの孔とした。プローブのステンレス管表面の境界層の影響を少なくするために乱流環を設けた。これにより、急激な圧力上昇も捕らえられると考えられる。

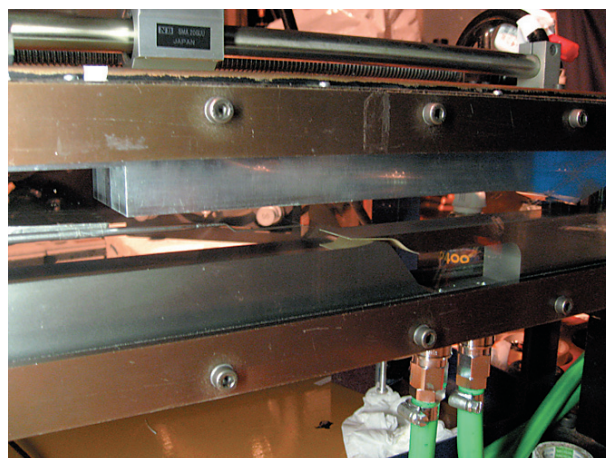


図3 風洞全景

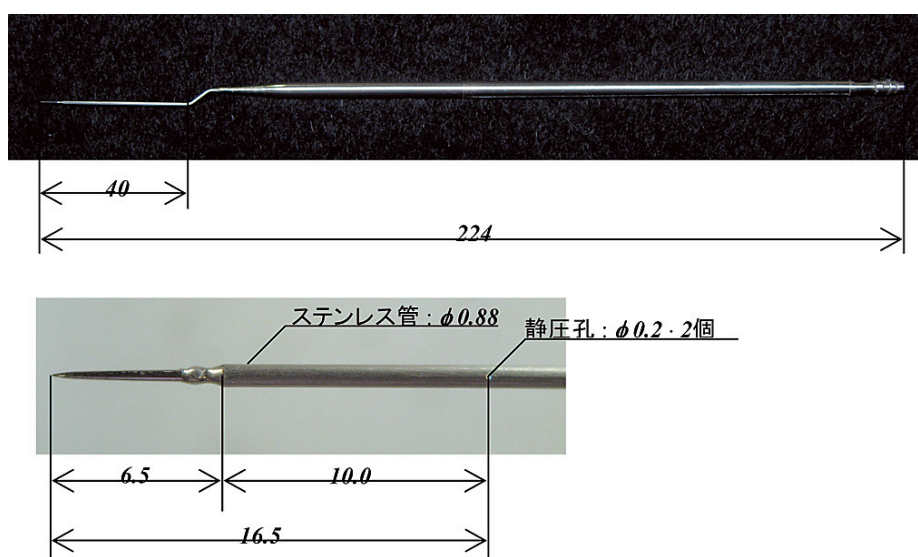


図4 静圧プローブ

3. 実験結果

3.1 流れの可視化

図5は流れ場のシュリーレン写真の一例を示している。この写真は200枚の瞬間写真の平均画像である。主流と噴流の静圧がつりあっておらず、噴流は過膨張の状態であり、噴流出口で衝撃波が発生している。風洞上壁に設置した衝撃波発生装置（厚さ0.3 mmのアルミ板）により、斜め衝撃波が作られ、噴流に入射している様子が分かる。噴流内に入射した衝撃波は下壁面で反射し、せん断層を通過していることも分かる。図6は噴流がない場合の流れ場のシュリーレン写真である。風洞上壁から発生した斜め衝撃波が下壁面で反射している様子が分かる。風洞下壁の境界層は、衝撃波が入射する前は、輝線がはっきり見えるので、層流状態と考えられる[4]。衝撃波入射後は輝線がはっきりしなくなり、境界層は乱流に遷移していると考えられることができる。図7、8はシュリーレン写真における輝度の変動実効値を示している。白く明るい箇所が変動実効値が大きい場所を示している。すなわち、白く明るい箇所が流れに垂直方向の密度勾配の変動が大きい場所を示している。図7、8より、衝撃波の位置では密度勾配の変動が大きくなっていることが分かる。図7からは、主流と噴流との境界のせん断層で変動が大きくなっていることが分かる。

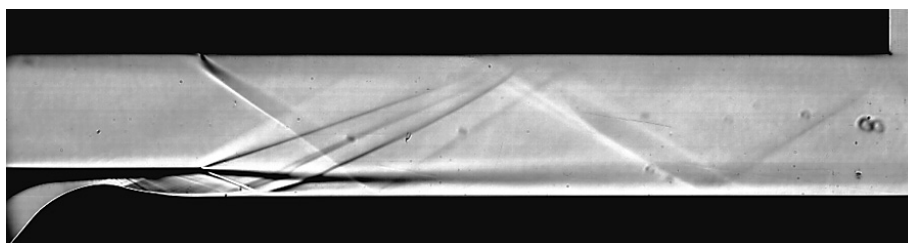


図5 噴流と干渉する流れ場の可視化（シュリーレン写真，ナイフエッジは水平）

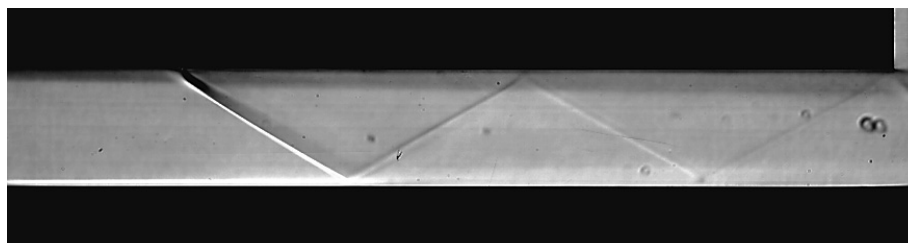


図6 流れ場の可視化（シュリーレン写真，ナイフエッジは水平）（噴流なし）

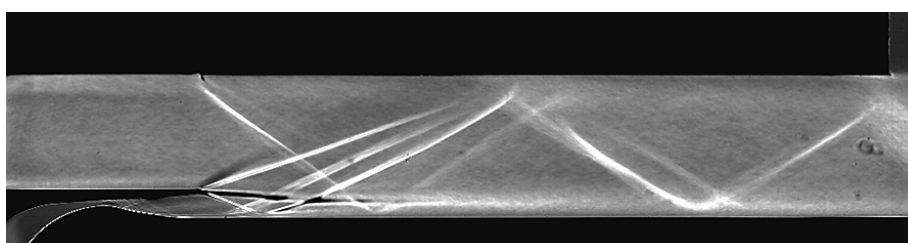


図7 シュリーレン写真における輝度の変動実効値（噴流あり）

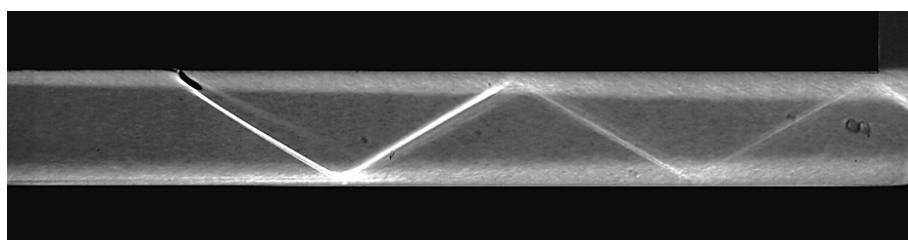


図8 シュリーレン写真における輝度の変動実効値（噴流なし）

3.2 静圧測定位置

図9は、噴流と衝撃波が干渉する場合の静圧測定位置と座標系を示している。座標は、仕切り版の後端を原点に取り、垂直上向きに y 軸、流れ方向に x 軸を取った。測定位置は噴流内（ $y = -1.8 \text{ mm}$ ）と主流内（ $y = 6.0 \text{ mm}$ ）とし、静圧の流れ方向変化を測定した。図10は噴流がない場合の計測位置と座標系を示している。原点は下壁上にとり、その x 方向位置は図9と同じとした。測定位置は、位置下壁から $y = 2.5 \text{ mm}$ 、 $y = 6.0 \text{ mm}$ の位置とし、静圧の流れ方向変化を測定した。図9の噴流内の位置の下壁からの距離は図10の下壁からの距離と同じとなっている。すなわち、噴流を通過して衝撃波が反射する場合と下壁の境界層を通過して反射する場合とを比較できるようにした。

3.3 静圧測定結果

図11は主流内の静圧の流れ方向変化を流れのシュリーレン写真と共に示している。図中の凡例で「SW」は噴流がない場合、「Jet_SW」は噴流があり、衝撃波と干渉している場合、「Jet」は噴流はあるが、衝撃波が上壁からの衝撃波の入射がない場合を示している。また、「SW」、「Jet_SW」、「Jet」の後の数字は実験番号を示しており、特に意味はない。圧力は主流上流の $x = -18 \text{ mm}$ の位置の値で無次元化して示した。噴流がない「Jet」の場合、 $x = 15 \text{ mm}$ 付近で斜め衝撃波の影響で静圧は急激に上昇していることが分かる。この斜め衝撃波は膨張波と対になっているので、 $x = 20 \text{ mm}$ 付近から減少し、その後一定値を取った後、下壁から反射してきた斜め衝撃波の影響で $x = 32 \text{ mm}$ 付近で再び上昇し、その後減少する。一

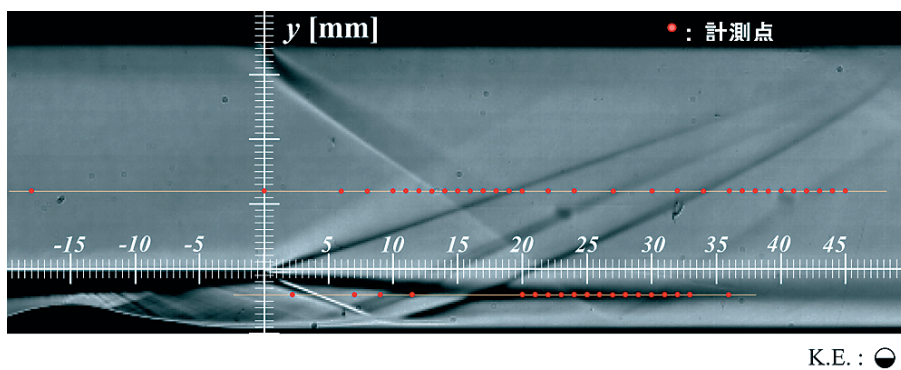


図9 計測位置（噴流あり）

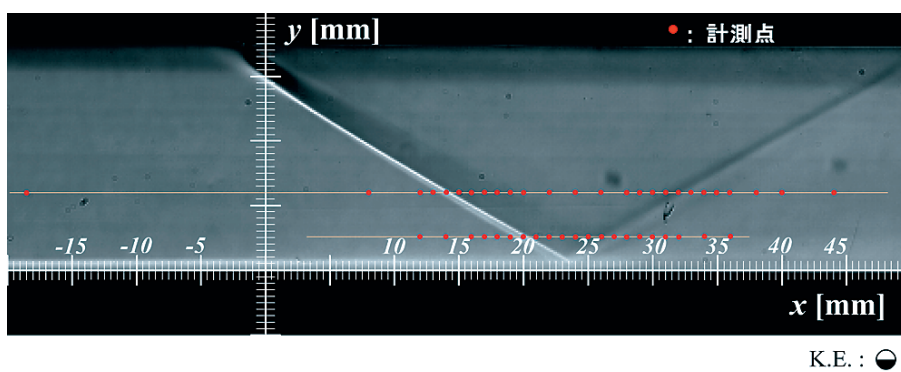


図10 計測位置（噴流なし）

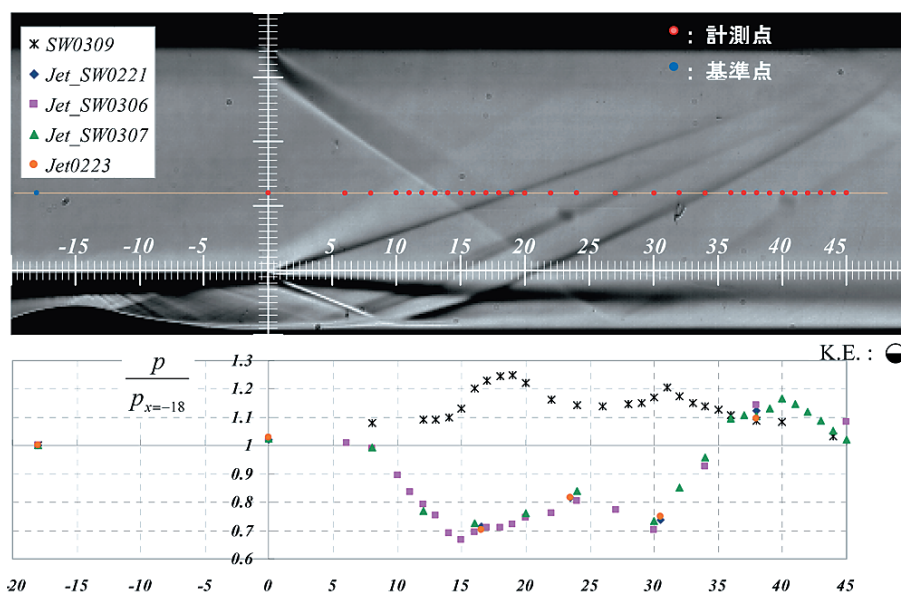
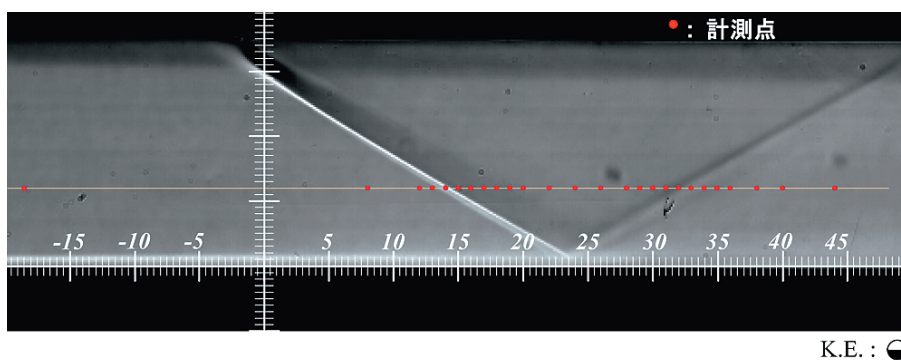


図11 静圧の流れ方向分布（主流内）

方、噴流が存在する場合は、仕切り板後端から発生した膨張波の影響で圧力は減少し、その後膨張波のすぐ後ろの衝撃波で上昇する。さらに下流の $x = 30 \text{ mm}$ 付近で、不足膨張噴流のために生じた衝撃波の影響で圧力が上昇し、その下流では、上壁から斜め衝撃波が下壁で反射した衝撃波の影響で、さらに圧力が上昇していることが分かる。

図 12 は噴流内の静圧の流れ方向変化を示してしる。図には比較のため、噴流がない場合の静圧の変化も示している。測定位置は、比較可能とするために、壁面からの距離を同じとした。圧力は斜め衝撃波の前方の位置における値で無次元化した（図中の $x1$ の位置）。噴流がある場合、静圧は衝撃波の上流からすでに上昇し始めている。このように、衝撃波前方から圧力が上昇することの原因の一つとして、プローブ表面の境界層中を圧力が伝播することが考えられる。しかし、噴流が存在しない場合には、斜め衝撃波の流れが通過すると圧力が上昇することが分かり、プローブ表面の境界層の影響はほとんど現れていないと考えられる。すなわち、これは、測定位置はせん断層内であることが原因と考えられる。今後、数値計算と比較してその原因を明らかにしたい。噴流がない場合の静圧分は衝撃波背後の高圧領域が 5 mm 程度維持された後、反射衝撃波背後の膨張波で圧力が減少する。それに対し、噴流がある場合には、入射衝撃波背後の膨張波の影響が大きく、その領域で圧力が減少し、その後、反射衝撃波で圧力が再び上昇する。

本実験で用いた斜め衝撃波発生装置は厚み 0.3 mm の板であるため、衝撃波と膨張波が対で形成され、流れ場が複雑になっている。この後は、楔形状の衝撃波発生装置を用いるなど、工夫する必要がある。

3.4 噴流の通過が衝撃波の強さに及ぼす影響

衝撃波が噴流を通過することにより、強さが変化するかを調べるために、図 11 に示した結果を再整理した。すなわち、反射衝撃波（噴流がある場合には、噴流内を通過してきている）の上流 3 mm の位置を改めて $x = 0$ とし、その位置における圧力で無次元化した。図中の凡例は図 11 と同じであるが、「SW 0309」と「Jet_SW 0307」とを比較した。なお、 y 方向位置は $y = 6.0 \text{ mm}$ である。流れが斜め衝撃波を通過することによる圧力上昇は、噴流と衝撃波が干渉している場合でも、噴流がない場合とほぼ同じであることがわかる。

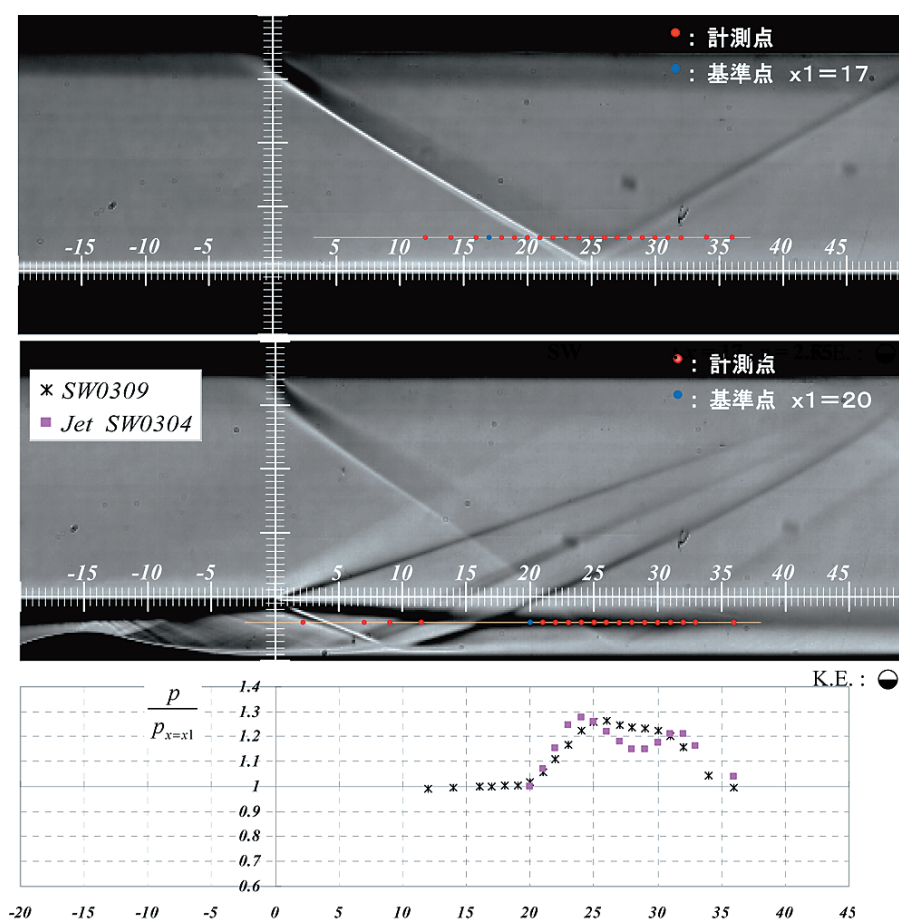


図 12 静圧の流れ方向変化（噴流内）

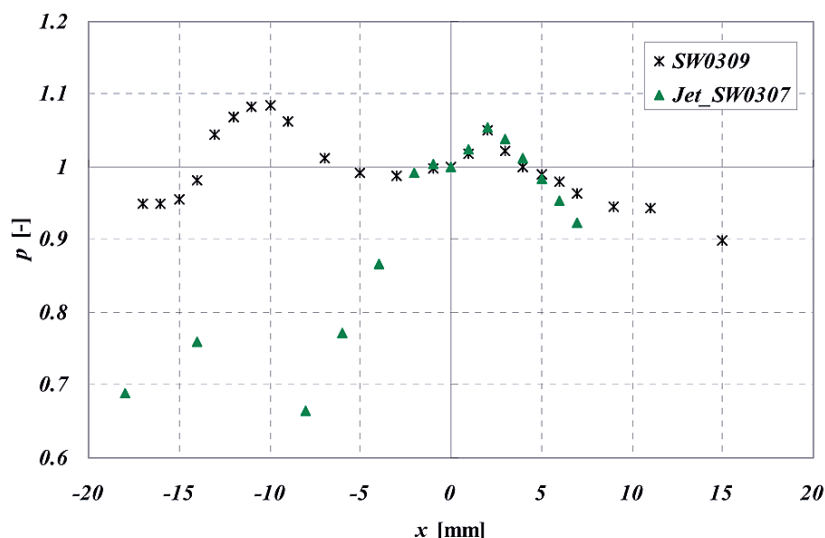


図13 噴流の通過が衝撃波の強さに及ぼす影響

4. ま と め

超音速噴流と衝撃波の干渉が流れの様相と近距離場の圧力に及ぼす影響を明らかにするために実験的研究を行った。まず、超音速飛行する機体のエンジン排気を模擬した流れ場を作り、シュリーレン法により、流れ場の観察を行った。次に、静超音速噴流と衝撃波が干渉する超音速流れ場の静圧分布を測定した。その結果、流れ場を理解する上で、圧力分布の情報が有用であること、超音速噴流と衝撃波が干渉するすると、干渉が存在しない流れ場とは異なる静圧分布を取ることが分かった。

5. 今 後 の 課 題

今年度では実験装置の製作と静圧測定方法の確立を行い、超音速噴流と衝撃波の干渉現象の流れ場の解明の第一歩が踏み出した。当初の進捗とはやや遅れている。今後は、超音速噴流の全温と全圧を変化させ、衝撃波の干渉が流れ場に及ぼす影響を明らかにする。流れ場の計測には、今年度行った静圧測定その他、熱線流速計による質量流束の測定、全圧プローブによる全圧分布測定を行い、流れ場の全容を明らかにする。さらに、数値計算との比較も行う予定である。実験結果の項でも指摘したが、衝撃波発生方法の変更も行いたい。

謝 辞

本研究には、大阪府立大学大学院工学研究科航空宇宙工学分野、楠亀拓也君ならびに久保良介君の協力をいただいた。実験装置の製作は大阪府立大学生産技術センターによる。ここに付記し謝意を表する。

参 考 文 献

- [1] 楠亀拓也, 超音速流中に置かれた楔翼の境界層剥離制御, 大阪府立大学大学院工学研究科修士論文, 2008 - 3.
- [2] 谷一郎, 流れ学, 岩波書店
- [3] H. W. Liepmann and A. Roshko, Elements of Gasdynamics, Dover Publications, INC., 144-146.
- [4] 坂上昇史, 中村行博, 西岡通男, 超音速境界層遷移を支配する非線形攪乱に関する実験的研究, 日本流体力学年会 2005, AM 05-04-008 (CDROM).

プラズマアクチュエータを用いた サイレント超音速機の流体制御

Ⅱ：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御

川添 博光*¹ 松野 隆*²

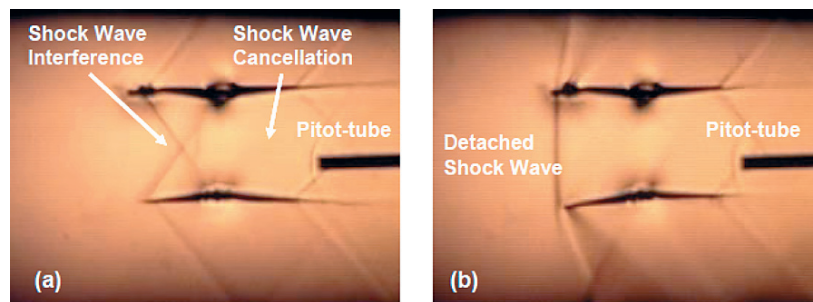
1. 序 論

1.1 研究背景

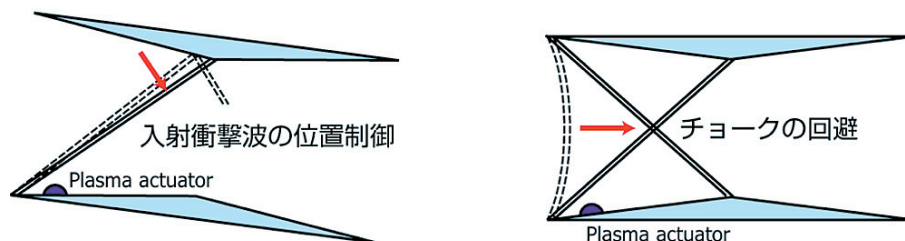
本プロジェクトはソニックブームレス超音速飛行機への応用を目指し、プラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目的としている。

超音速大型旅客機の成立を妨げているのはソニックブームである。これを解決するため、近年日本において、複葉翼理論に基づくソニックブームレス超音速飛行の研究が始まっており、理論および数値解析においては劇的にソニックブームを低減する、きわめて興味深い特性が報告されている[1,2]。一方で、設計点を外れると図 1-1 に示すような複葉翼間での流れのチョークなどによってその性能は抗力・騒音ともに著しく低下する点が現在問題となっている[3]。このため、ロバストネスが求められる実機開発を目指すためには、ウェッジ前縁から発生する衝撃波など、機体周りの流れ場を制御する技術が必須である（図 1-2 参照）。

そこで本研究では、このような超音速流の制御法として、現在本研究室で研究を行っている誘電体バリア放電（DBD）を用いたプラズマ流体アクチュエータを適用することを提案する。プラズマアクチュエータは従来のデバイスに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多く、今後の発展が非常に期待できる流体制御手法である。DBD プラズマアクチュエータの複葉超音速機への応用に関して特筆すべき点として、このデバイスが翼表面形状に影響を与えない事が挙げられ



(a) 設計条件における衝撃波の相殺, (b) 非設計条件におけるチョーク
図 1-1 設計条件・非設計条件の複葉超音速機の衝撃波干渉場の比較[3]



(左) 入射衝撃波の位置制御, (右) チョークの回避
図 1-2 プラズマアクチュエータによる複葉超音速機の流れ制御コンセプト

* 1 鳥取大学工学部 教授 (代表者)

* 2 鳥取大学工学部 講師

る。アクチュエータを翼に埋め込むことによって表面を一体・平滑にすることができることは、超音速域での流体制御デバイスとしては非常に大きなアドバンテージである。

本研究室では平成18年度より宇宙航空研究開発機構ならびに日本航空宇宙学会サイレント超音速機研究会のサポートの下でプラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用に関して研究を進めている。これまでに超音速流におけるアクチュエータの動作と流れ場の制御可能性を確かめたが、より応用的である航空機形状より発生する衝撃波の制御を可能にするためには、プラズマアクチュエータの基本性能を単体試験・風洞実験により調べるのが求められる。

1.2 プラズマアクチュエータについて

近年活発に研究が行なわれているプラズマアクチュエータは、将来的には空力舵・高揚力装置を置き換える可能性を持つ候補として期待されている。流体制御デバイスとしては、従来のものに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多い。本研究室での実験を含めた先行研究によって、二次元の剥離制御などにおける際立った有効性が示されている[4-8]。円柱周りの流れ場の剥離制御にプラズマアクチュエータを適用した例[8]のように、一定の流れ場の条件であればプラズマアクチュエータによって剥離の制御を行なうことが可能であることが明らかになっている。

現在本研究室において開発しているプラズマアクチュエータは誘電体バリア放電（Single Dielectric Barrier Discharge, (S)DBD）を利用している。SDBD プラズマアクチュエータの構造は図1-3に示される通りである。アクチュエータは二枚の電極とその間に挟まれた誘電体から成り、片側の電極は気流にさらされている。もう一方の電極は誘電体によって物体表面に埋め込まれており、気流には直接触れない。この電極に図1-4（上）に示されるような高圧の交流電圧を印加することによって、上部電極と誘電体に挟まれた部分の気体がイオン化される（図1-4（下）にイオン化された空気が発光している様子を示す）。イオン化された気体分子と電磁場の作用によって体積力が生じ、アクチュエータの周囲気体には図中矢

印方向の速度が与えられる。これらの電極の位置や数、主流に対する方向を変えることによって、生成される体積力、あるいは速度場を容易に変化させることができる。また、必要であれば物体表面に埋め込むことができるため、前述したとおり物体の形状に影響を与えない点も大きな利点である。

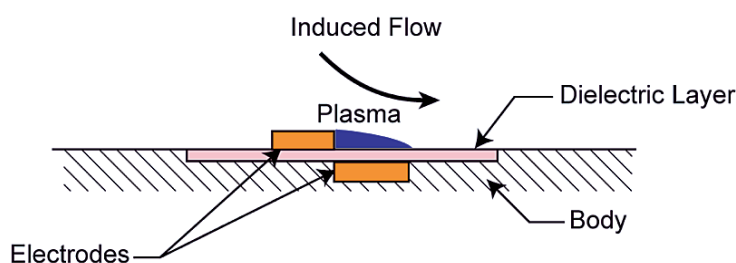
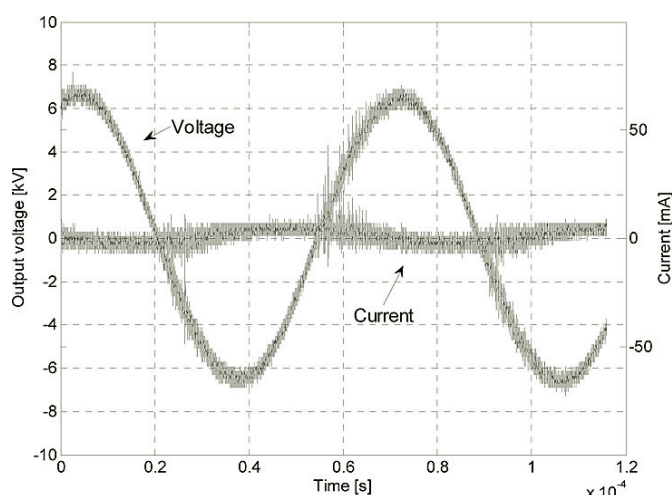


図1-3 プラズマアクチュエータ構造の概要



（上）印加電圧と電流の時間履歴，（下）イオン化された空気の発光
図1-4 DBD プラズマアクチュエータ駆動時の電氣的・光学的特徴

1.2.1 プラズマアクチュエータによる空気力の発生原理

プラズマアクチュエータによる空気力の発生メカニズムについては、現在多くの学者・研究者らが実験・数値シミュレーション双方から解析を行い数々の説が提唱されているが、未だに意見の一致を見ていない。ここでは比較的広く知られているシナリオとして、Fontの行った数値解析による力の発生原理のシナリオ[9]、およびOrlovの実験・理論双方からのアプローチによるDBD放電の時間・空間発展の様子[10]について以下に記す。

単一の誘電体バリア放電に関する現象解析[9]

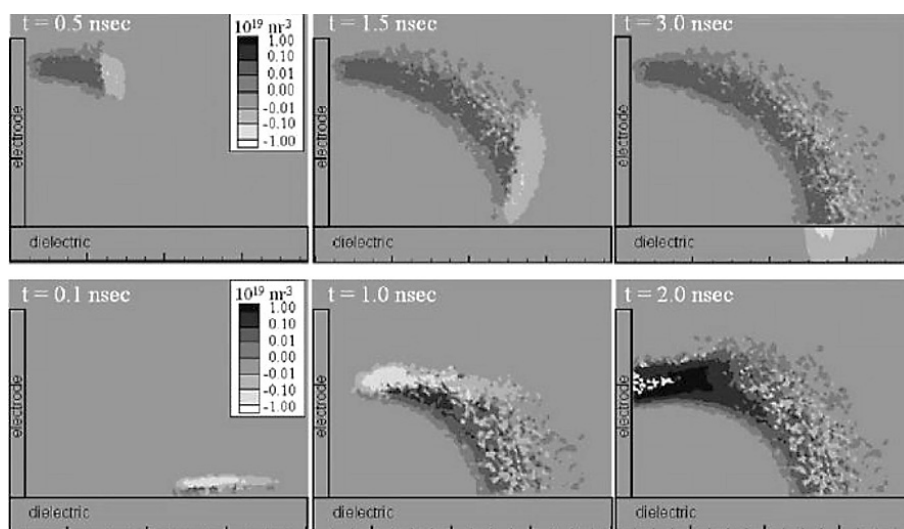
単体の誘電体バリア放電では、主に空間内で放電させることによってイオン化が起こり、それによる電子、イオンなどの移動による分子間の衝突が力の発生原理とされている。

DBD放電において、一周期中の始めの半周期では、約1-2 kVの負の電圧が露出電極にかかる。この半周期を forward discharge と呼ぶ（図1-5（上））。

この図にはイオンおよび電子密度が示されている。白色に近いほどイオン密度が大きく、黒色に近づくほど電子密度が大きい。このとき、露出電極近くの空間で放射された電子が誘電体に向かって加速していき、イオン化が生じる。大部分の電子は中性子域を流れ、誘電体に付着し、誘電体上の境界でその動きを止める。放電により最大密度まで到達するまでの時間は約 30 ns であり、その後、空間中あるいは露出電極上でイオンが再結合するにつれて、徐々に放電は衰退していく。最終的に forward discharge では、放電終了後に電子によって覆われた誘電体を形成する。

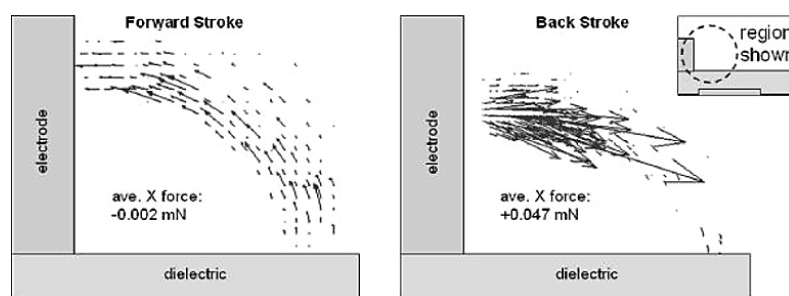
次の半周期では、約 1～2 kV の正の電圧が露出電極にかかる。この半周期を back discharge と呼ぶ (図 1-5 (下))。このとき、イオンが最初は露出電極上で再結合もしくは中性子化する間に、始めの半周期で誘電体表面に電子が溜まった状態となっている。この状態が back discharge での初期条件となり、溜まっていた電子が露出電極に向かって加速していき、それによりエネルギーを得て、イオン化、励磁、分離が生じ始める。実際には、これらの電子は誘電体の表面から放れるために小さな結合エネルギーに打ち勝たなければならない。その結果、back discharge における放電密度は一桁違い、forward discharge における放電密度よりも大きくなる。

中性流れでプラズマを発生させると、供給された粒子と中性分子とが衝突することで得られるエネルギーによって、その空間に力が生成される。しかしながら、電子とイオンは力の生成が均等に生じるわけではない。中性粒子中のイオン同士が衝突する断面積は、電子と中性子間で衝突する断面積よりも 1 オーダもしくはそれ以上に大きい。その結果、イオンはより多く衝突を受け、よって力の大部分が加わる。forward discharge では、イオンは露出電極の方へ引っ張られ、結果露出電極方向へ力が作用する。back discharge では、イオンは露出電極から押し出で、結果露出電極から力が発生している。しかし、back 中のイオン密度の方が forward discharge よりも大きいため、発生する力は等しくはならない。それぞれの周期行程における力の向きと大きさを図 1-6 に示す。forward discharge は力の向きがしだいにはっきりと大きくなっていることが分かる。forward discharge における力の大きさは、back discharge に発生する力の大きさの 5% に満たない。その結果、アクチュエータから生成される力は全周期を平均化すると、露出電極から出てくる力、流れについては下降流が発生することになる。



(上) Forward discharge, (下) Back discharge

図 1-5 酸素雰囲気下での誘電体バリア放電初期における荷電粒子密度分布の推移[9]



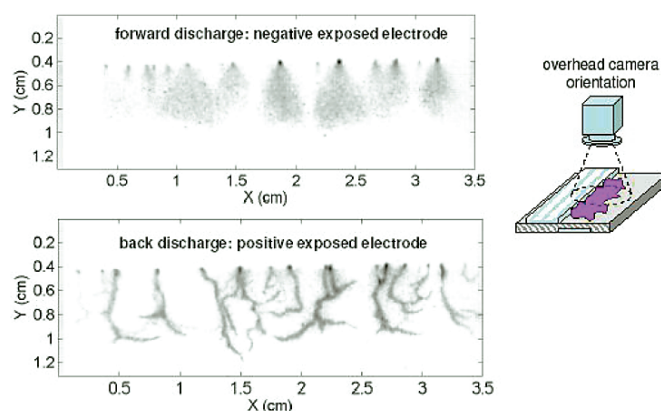
(左) Forward discharge, (右) Back discharge

図 1-6 酸素雰囲気下での誘電体バリア放電時、単一の放電により発生する空気力ベクトルの分布[5]

放電現象の進展に関する研究[10]

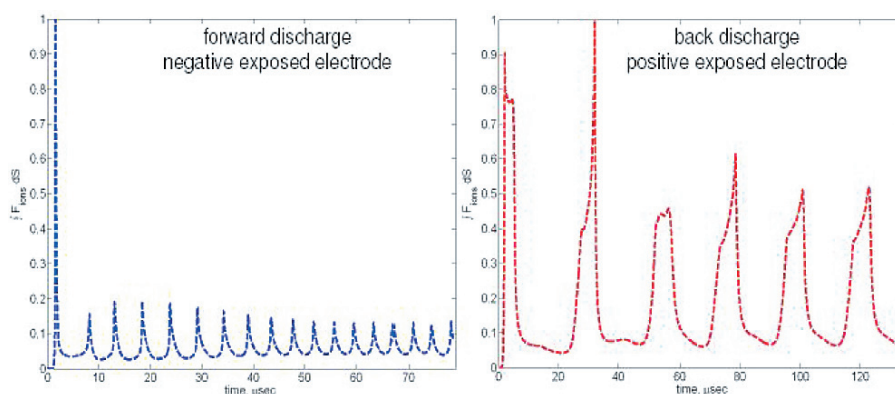
上で示したように、Font ら[9]によれば forward discharge では露出電極側から、back discharge では露出電極から離れた誘電体側からプラズマが発生する。しかし、実際に放電を起こした実験によると、forward discharge においても back discharge においても露出電極から放電が進展することが明らかとなった。この放電の様子を図 1-7 に示す。両行程の違いは放電の形状にある。forward discharge では、不連続地点から広がっていくような放電が起こる、いわゆる“glow type”である。一方で back discharge では、特定の位置（点）から細糸状に伝播するような放電が起こる、いわゆる“streamer type”となっている。

forward discharge および back discharge 中に発生する空気力の変化の時間履歴を図 1-8 に示す。どちらの放電も電界強度の増加によって加速的にイオンを生み出し、空气中に運動量を与える。この条件下では、forward discharge では極初期に大きな力が発生してから、小さい力が約 5 μ s 毎に発生しているのに対し、back discharge では約 5 μ s おきに比較的大きな力が発生し続けている。プラズマアクチュエータにおける DBD 放電では、forward discharge では露出電極付近で発生した高密度プラズマは誘電体を覆うようにして広がっていく放電が起こり、back discharge では露出電極の近くで発生したプラズマは誘電体に沿って細糸状に移動していく放電が起こることが示されているが、この違いによって forward/back discharge それぞれにおいて発生する空気力が異なると考えられている。実際には、放電特性によって生じるイオンと周囲の中性粒子が衝突し、結果としてプラズマアクチュエータによって周囲の大気に空気力が発生するが、このときの推力の特性は放電によって発生するイオン密度だけではなく、中性粒子の密度である雰囲気圧力に依存する。



(上) Forward discharge, (下) Back discharge

図 1-7 大気雰囲気下での SDBD プラズマアクチュエータにおける放電の瞬時画像[6]



(左) Forward discharge, (右) Back discharge

図 1-8 誘電体バリア放電により発生する空気力ベクトルの各行程における時間履歴[6]

1.3 研究目的および内容

本研究ではプラズマアクチュエータの開発とその超音速流への適用を目指し、超音速流中におけるアクチュエータの基本性能を風洞実験により確認する事を目的としている。これを達成するために、本プロジェクトでは次に示す3つのマイルストーンを設定した。

I：プラズマアクチュエータの超音速流れ場への適用を可能にする

II：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御

III：virtual shape（プラズマアクチュエータの誘起する流れ場によって機体表面の形状を変化させるのと実質的に同等の効果を得的）の制御と、それによるチョーク回避

昨年度までに、本研究プロジェクトによって超音速流中におけるアクチュエータの動作と流れ場の制御可能性を確かめた[3]。これまでの知見をもとに、今年度はフェイズIIとして、低圧超音速流中におけるアクチュエータの基本性能調査および衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法についてそれぞれ研究を行なった。

低圧雰囲気下におけるアクチュエータの基本性能調査

巡航時、あるいは大気圧吸い込み型超音速風洞内においては静圧が低下し（ P_∞ は0.2-0.3 atm程度）、このときのプラズマアクチュエータの性能は大気圧時に比較し大きく変化することが予想される。このため、低圧大気下におけるアクチュエータの性能を定量的に評価することは衝撃波制御法の設計において重要である。本実験においては、低圧チャンバ内にプラズマアクチュエータを設置し、低圧の静止気体中でアクチュエータを駆動し、アクチュエータ単体の推力（発生する空気力）の投入電力や構造の違いに対する変化を調べ、駆動条件などの最適化を図った。

衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法の開発

小型吸い込み式超音速風洞を用い、測定部にプラズマアクチュエータを設置したダブルウェッジ/平板模型を取りつけ、衝撃波位置制御に効果的なアクチュエータの形状と駆動方法を開発した。このとき、アクチュエータ単体が発生する体積力のみを利用するのではなく、アクチュエータ駆動により生じる衝撃波と、ターゲットとなる衝撃波の干渉やアクチュエータ駆動により縦渦を誘起し、剥離を抑制する境界層制御などを利用し、大きな流れ場の変化をねらう。このときの流れ場の設計には上のアクチュエータの性能見積を活用するとともに、CFDを用いた性能予測を行った。風洞実験ではシュリーレン法による流れの可視化結果から衝撃波位置の変化を評価した。

2.（低圧）雰囲気におけるアクチュエータの基本性能評価試験

2.1 実験装置・方法および実験条件

低圧での性能評価試験は鳥取大学の真空チャンバにおいて実施された。真空チャンバは内部容量2 m³であり、真空ポンプによって内部圧力を大気圧から10⁻⁴ torr程度まで制御することができる。内部圧力は設置された半導体圧力センサによって測定されると同時に、設置されているブルドン管によってもモニタできる。

前述したように本研究では、プラズマアクチュエータの単体の基礎性能を示す指標として、プラズマアクチュエータが静止気体中で発生する推力を用いる。これは、プラズマアクチュエータを単体で駆動すると、壁面に沿うジェットが生じるが、このジェットの推力を測定することによって、反作用である周囲の流体への空気力を測定できることを利用した。実験においては、アクチュエータの推力を力天秤によって直接測定した。測定にはGregoryらによる同種の研究[11]を参考に、図2-1に示される装置を製作し使用した。この装置はこの原理を利用し、片側にはプラズマアクチュエータを上向きに推力が発生するように取り付け、支点を挟んで反対側に分析天秤（島津製作所 AUW 320, 最小表示0.1 mg, 直線性±0.3 mg）を設置し、発生する推力を計測する。分析天秤は真空チャンバ内部に設置する必要があるが直接操作することが出来ないため、天秤とチャンバ外部よりLabVIEWによってシリアル通信を介し制御と計測を行った。

プラズマアクチュエータの駆動には図2-2に示されるような回路を用いる。kHzレンジのTTL信号を信号発生器によって生成し、これをパワーアンプに入力し、得られた交流電圧を・高圧トランスカスケードを介して図1-4（上）に示されるような高圧交流電圧を得る。

プラズマアクチュエータは300×100×5 mmのガラスエポキシ樹脂板を基板として、その片面に電極ならびに誘電体を積層し制作した。本実験においては、電極には銅メッキポリエステルクロスを母材とする導電性布テープ（厚さ約85μm）

を採用した．またここでは誘電体は厚み 0.495 mm の PTFE 樹脂を用いた場合の結果を示す．

本実験においては実験ごとに変更するパラメータとして，雰囲気圧力およびプラズマアクチュエータ駆動装置へ入力する電圧を設定した．大気圧を基準として真空引きして実験を行う都合上，雰囲気圧力は大気圧～真空の範囲で変更した．また，プラズマアクチュエータに投入するシステム全体での消費電力と推力の関係を調べるため，他の変数を固定して（印加周波数，誘電体厚さなど）プラズマアクチュエータが発生する推力特性を調べた．実際にプラズマアクチュエータに印加された電圧・電流を併せて測定したが，本稿ではこれらに関する特性解析は割愛する．図 2-4 は測定されたプラズマアクチュエータの推力時間履歴の生波形の例である．本実験では天秤の時間応答性が非常に遅いため，ここから定常な推力が発生している部分を抜き出し時間平均値を求め，その値を当該条件での推力値とした．

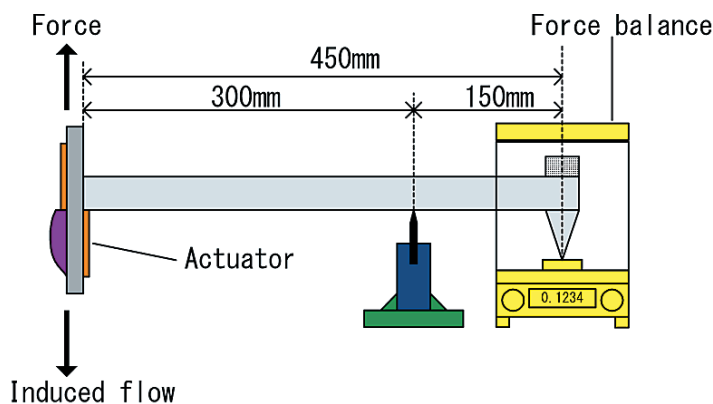


図 2-1 プラズマアクチュエータ基本性能評価試験における推力測定試験装置概要

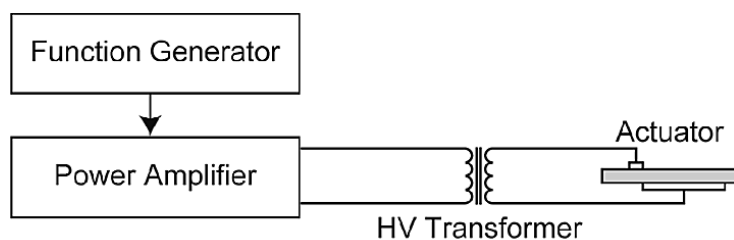


図 2-2 プラズマアクチュエータの駆動回路概要

2.2 実験結果

図 2-5 は天秤計測によるプラズマアクチュエータの消費電力－推力特性を雰囲気圧力を変化させ測定した結果である．他の研究者によっても報告されており，また容易に予測できるとおり，プラズマアクチュエータの推力は消費電力が上昇するにつれ増加する．その増加特性は高圧・低消費電力のレンジにおいてはほぼ線形であるが，高い消費電力になるにつれ増加率は下がる．また，低圧になるほど全般に推力は低く，その電力に対する増加率も低いことが分かる．低圧域においては線形性が崩れているが，これは分析天秤の測定誤差だけでなく，放電がこのレンジで DBD 放電から風洞壁面などへのグロー放電へ遷移し，プラズマアクチュエータとしての正しい駆動がなされていないためであることが目視の結果分かっている．遷移が生じる条件は風洞への設置位置や雰囲気電離度に依存する．電力消費を横軸に取り同条件のデータをまとめた図 2-6 を見ると，上述した推力上昇と雰囲気圧力の関係がより明らかになる．圧力方向への点数が少ないため確度は小さいが，比較的低い圧力レンジにおいては圧力に対し線形に推力が上昇し，0.9-1.0 atm で急激に関係が壊れることがわかる．

これらから，大気圧吸込み型超音速風洞においては，実験マッハ数 ($M = 1.5-1.7$) では風洞静圧はおおよそ 0.2 ～ 0.3 atm となるため，1.0 atm-0.5 atm の比較的高圧の領域のような安定な駆動ではなく，グロー放電への遷移が発生する不安定な領域での駆動を行う必要があることが明らかになった．またこれは誘電体の材質や厚さ，あるいは周波数に依存する要素もあるため，これらについても検討を行う必要があると考えている．

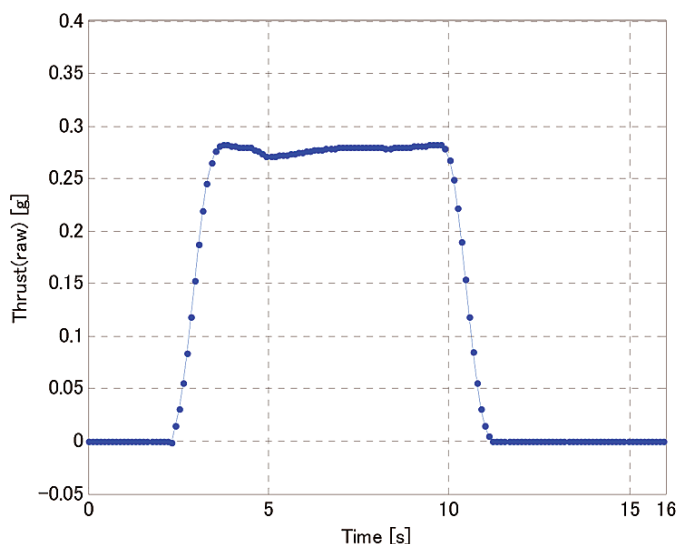


図 2-4 プラズマアクチュエータによって生成される推力の時間履歴

3. プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験

3.1 剥離位置の推定（プラズマアクチュエータ設置位置の検討）

風洞試験による適用可能性調査においては、昨年度の研究において観測されたプラズマアクチュエータによる衝撃波位置の変化について、その有意性と再現性を確認することを目的とした。また、衝撃波干渉や剥離抑制などを利用したより大きな流れの変化を目指し実験を行った。

図3-1は衝撃波制御実験に用いた超音速ランプ（実験時の一様流マッハ数 $M = 1.7$ ，上流総圧は大気圧）の概要である。この実験では、ランプ前方に生じる剥離の位置を制御し、結果として生じる剥離衝撃波の位置を変化させることを目標とする。このため、プラズマアクチュエータ設置位置はランプ前方の剥離点近傍である必要がある。予備試験として数値計算およびオイルフロー法を行い、剥離位置を推定した。

3.1.1 予備試験Ⅰ：CFDによる流れ場の把握

剥離位置同定のため、市販の汎用流体解析ソフト STAR-CD を用いて2次元ノズル内の空気の流れの数値解析を行った。ソルバは AMG solver を用い、MARS スキームを用いて差分法により離散化し計算を行った。計算条件は風洞一様流マッハ数 $M = 1.7$ ，流入側において大気密度は 1.18 kg/m^3 ，気温は常温とした。単位長さを基準とするレイノルズ数は $Re = 1.54 \times 10^6$ であり、乱流モデルには $k-\epsilon$ を用いた。物体形状は上の図3-1の通りである。また図3-2に計算格子を示す。なお、計算格子は約17000セルからなるポリヘドラルメッシュであり、物体表面には 0.2 mm の7層レイヤーを配置し境界層の解像を図った。

図3-3に計算されたランプ近傍場のマッハ数分布および流線を示す。マッハ数分布から明らかなように、意図したとおりランプ前方において境界層が剥離し、それによって衝撃波が発生することが分かる。流線を見ると、ランプ前方では流れが剥離・再循環を生じており、このときの境界層最下部に運動エネルギーを付与することによって流れを制御できる可能性があることがうかがえる。また、下面壁面上の圧力係数分布（図3-4）によって、ランプ前方の剥離域はおおよそランプ前縁から $5\text{--}7 \text{ mm}$ まで広がっていることが確認できる。ただし、この計算は予備的であり厳密に剥離位置を決定できるものではないことには注意せねばならない。

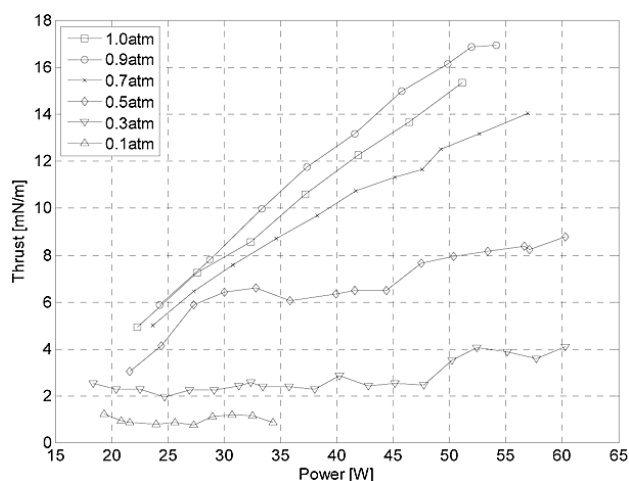


図2-5 プラズマアクチュエータの雰囲気圧力による消費電力－推力特性変化

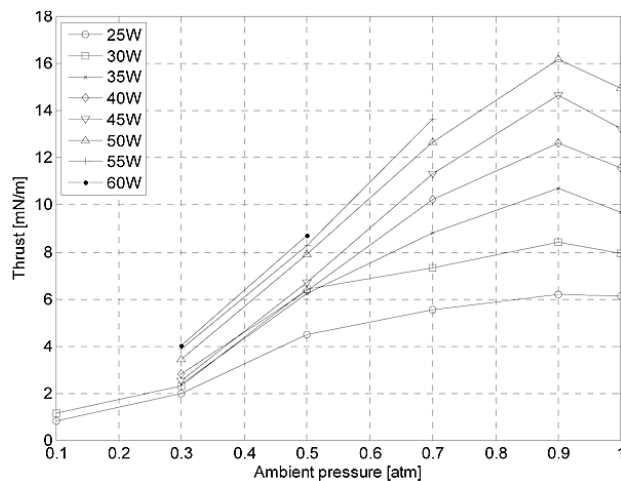


図2-6 プラズマアクチュエータの消費電力毎の雰囲気圧力による推力特性変化

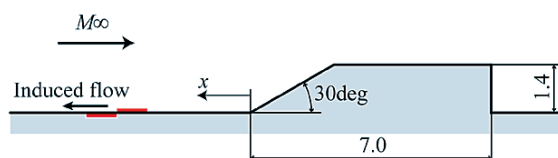


図3-1 超音速ランプ模型概要とプラズマアクチュエータ設置位置

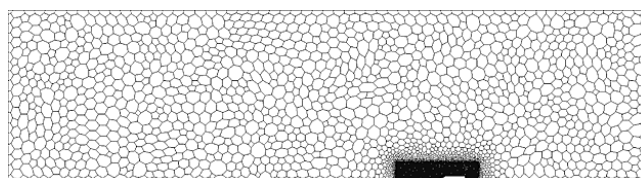


図3-2 超音速ランプ数値解析に使用した計算格子

3.1.2 予備試験Ⅱ：オイルフロー法による剥離位置の観察

オイルフロー法によって、超音速風洞に設置したランプ周りの表面流れを可視化し、上のCFD解析結果と同様に境界層の剥離位置を推定した。当然プラズマアクチュエータ電極にも有限の厚さがあり、これは流れ場に影響を与えるが、本実験においては風洞壁面に超音速ランプのみを設置し、プラズマアクチュエータ電極を設置しない状態で可視化を行った。オイルミクスチャには流動パラフィンを母剤にカーボンパウダーを混合し、適宜オレイン酸を添加した。使用した超音速風洞は平成18年度の本受託研究によって開発したものであり、一様流マッハ数は $M = 1.7$ 、流れの条件は総圧・総温はそれぞれ大気圧・室温である。

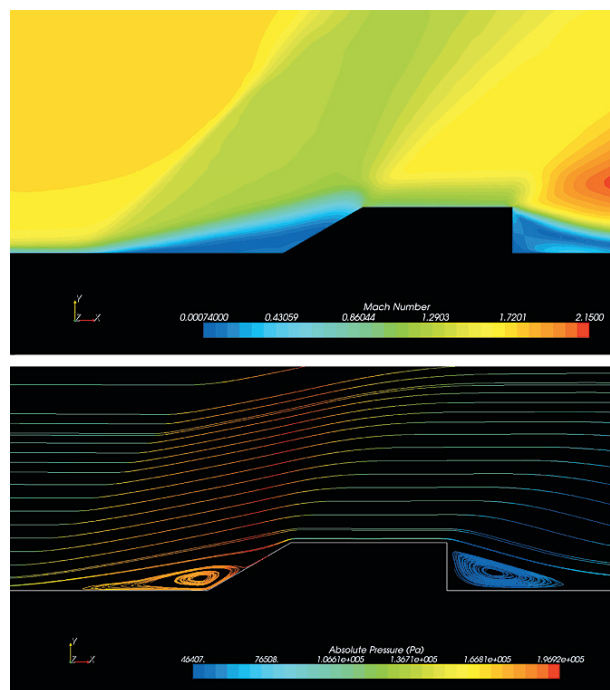
図3-5に示すのは風洞内に設置したランプ前方のオイルフロー画像である。画像は、通風中一様流が安定している瞬間に取得したものである。ここから、実際のランプ模型まわりにおいてはおよそランプ前縁より上流側3.5 mm-5 mmに剥離線が存在することが確かめられた。数値解析の結果とはわずかに異なるが、これは図からも分かるように風洞壁面が存在することに起因する三次元性などが影響していると考えられ、この実験の結果は実験条件決定のための予備実験としては十分な確度であると考ええる。

これらの結果より、超音速風洞における確認試験では、プラズマアクチュエータ電極はランプ前縁から2-10 mmの範囲で位置を種々変更して実験することとした。

3.2 実験装置・方法および実験条件

上述した実験結果および開発の成果を利用して、プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験を行なった。本実験では図3-6のように、超音速風洞試験部壁面にプラズマアクチュエータを直接設置し、これを駆動することによる流れ場の変化をシュリーレン法によって可視化した。なお、このときのプラズマアクチュエータの駆動電圧、周波数は、実験Ⅰで得られた結果から投入電力20 V、周波数13 kHzに設定した。実験に使用した電極・誘電体は実験Ⅰの性能試験に用いたものと同一である。ただし、プラズマアクチュエータ電極長さは風洞幅の制約より30 mmとした。

流れ場の観測にはシュリーレン法・シャドウグラフ法による流れの可視化を用いた。シュリーレン光源にはハロゲンランプを用い、CCDカメラ（Imperx IPX-VGA 210）によって高速度撮影（240 x 240, ~1000 fps）を行った。流れの非定常性の影響を緩和するため、画像は取得後にプラズマアクチュエータ駆動時・非駆動時それぞれに関して画像をスタッキング・平均化を行い時間



（上）マッハ数分布、（下）流線
図3-3 超音速ランプ周り流れの解析結果：
プラズマアクチュエータ非駆動時（ $M = 1.7$ ）

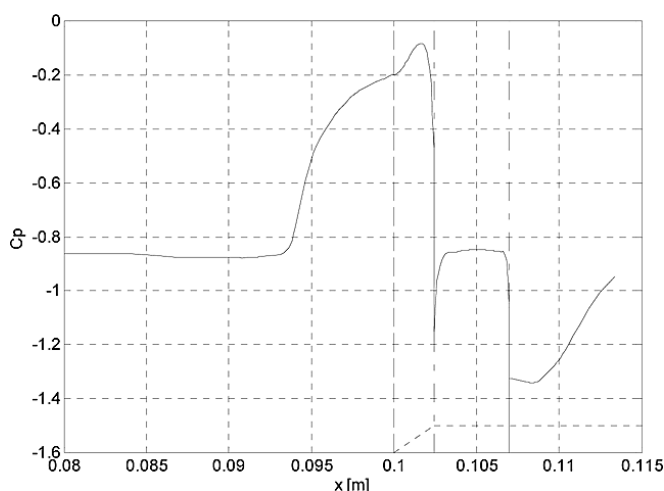


図3-4 超音速ランプ表面の C_p 分布
（プラズマアクチュエータ非駆動時， $M=1.7$ ）

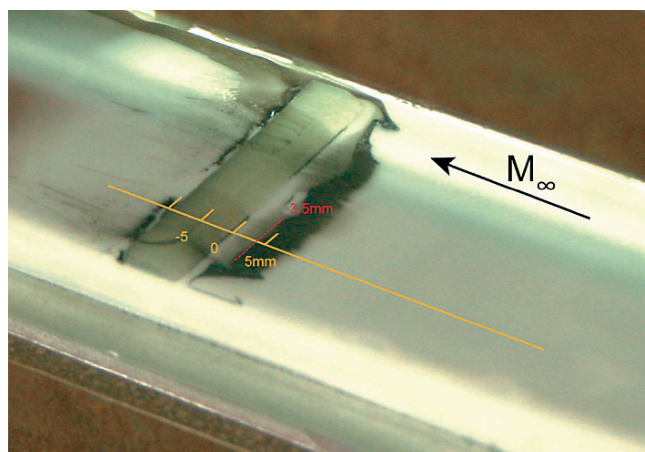


図3-5 オイルフロー法による超音速ランプ前方の剥離領域可視化結果

平均画像として解析した。

3.3 実験結果および考察

図 3-6 にプラズマアクチュエータ設置距離 3 mm の場合のシャドウグラフによる流れの可視化結果を示す。(a) はプラズマアクチュエータ非駆動の場合、(b) はアクチュエータを駆動した場合である。なお、実験時には風洞通風の中途よりアクチュエータを駆動したため、実験条件は (a) (b) でほぼ同一である。これらを比較することによってプラズマアクチュエータの駆動によって衝撃波が前方に移動していることが分かるが、その差はわずかであり画像からの視認は難しい。比較のためにこれらの画像の差分を求めた結果が (c) である。ここから、衝撃波位置がプラズマアクチュエータ駆動によって有意に変化していることが確認できる。

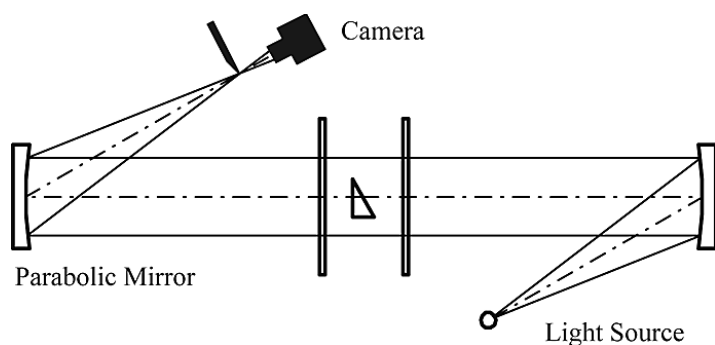


図 3-5 シュリーレンシステム光学系概要

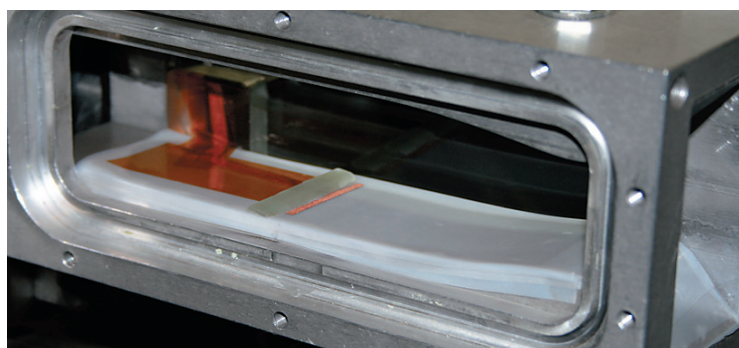
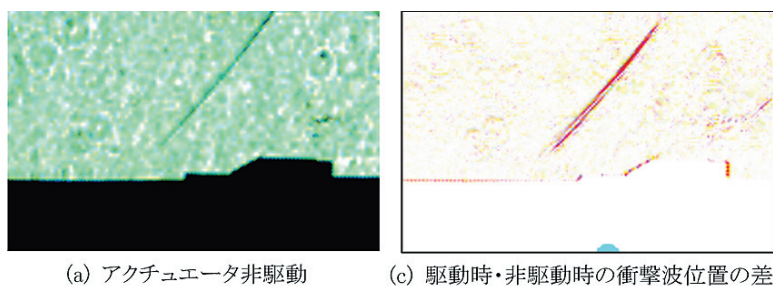


図 3-6 超音速風洞におけるランプ模型と
プラズマアクチュエータ設置状況



(a) アクチュエータ非駆動

(c) 駆動時・非駆動時の衝撃波位置の差

(b) アクチュエータ駆動

図 3-6 プラズマアクチュエータによるランプ前方の剥離衝撃波の移動：
シャドウグラフによる可視化 (x = 3 mm)

電極とランプ前縁の距離をパラメータとして衝撃波移動量を評価した結果を図 3-7 にプロットする。このとき、衝撃波の移動量は図 3-6 (c) の画像差分における衝撃波のエッジ間距離のうち、水平方向への最大値を用いた。流れの制御のコンセプトからは、電極位置はランプ前方の剥離線付近に設置した場合もっとも大きな効果が得られると考えられたが、実験結果はこれを裏付けるものであり、予備実験により調べられた剥離位置 (3.5-5 mm 付近) に電極を設置した場合に比較的大きな衝撃波の移動を確認した。しかし、流れの可視化結果からもうかがえるように、流れの変化は連続的であり、剥離領域の拡大・縮小に対し効率的なエネルギーの投入が出来ているとは言い難い。また、全体の流れ場の変化についても低速域での剥離制御のような顕著な変化を得ることは出来ていない。但しこれは主として実験装置・設備の制約が原因と考えている。本実験においては誘電体上以外でのグロー放電を回避するためにプラズマアクチュエータに投入された電力はシステム全体で 40 W 程度と比較的小さい（風洞寸法により制限される）。また、風洞寸法の制約上、内部に設置できるランプ寸法やプラズマアクチュエータの位置にも大きな制限が加わっている。今後大きい寸法の風洞において実験を実施することにより、より大きな流れ場の変化が得られると考えている。

4. ま と め

本研究ではプラズマアクチュエータの開発とその超音速流への適用を目指し、超音速流中におけるアクチュエータの基本性能を風洞実験により確認する事を目的とし、低圧超音速流中におけるアクチュエータの基本性能調査および衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法についてそれぞれ研究を行なった。その結果、低圧空気雰囲気下でのプラズマアクチュエータの推力特性は圧力に大きく依存し低圧になるにつれ推力が低下することが分かった。これを超音速ランプ流れにおける剥離衝撃波の制御に適用した結果、衝撃波を有意に移動させることに成功した。但し変位の大きさは現在のところ数 mm とわずかであり、今後基本性能調査試験の知見をもとに、投入電力やプラズマアクチュエータ形状を最適化する必要がある。

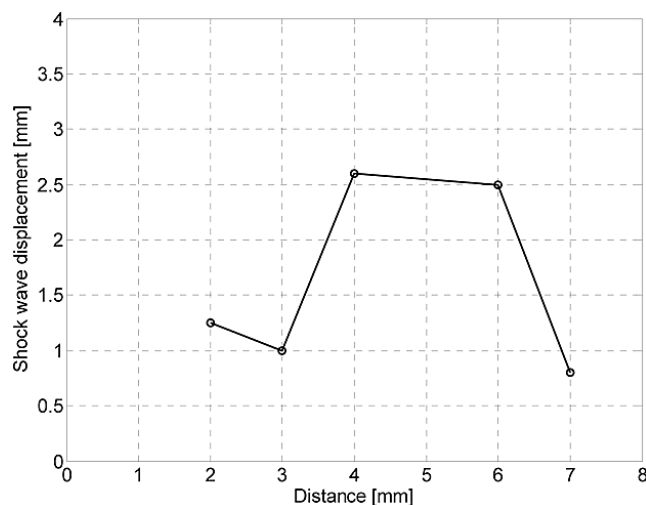


図 3-7 電極位置によるランプ前方の剥離衝撃波の移動量の変化

4.1 今後の展開

本研究は、最終的には複葉超音速機に発生する衝撃波位置の制御にプラズマアクチュエータを適用することが目的である。これを達成するためには次の3点について調査する必要があると考えている。

1. 風洞など現有設備固有の制約条件を緩和し、より大きな投入電力域でのプラズマアクチュエータ性能を調べる
2. 流れ場の変化の空力性能への影響を解析する
3. 実形状における制御法の提案と、風試・CFD解析を連携した性能予測を行う

参 考 文 献

- [1] Kusunose, K., "A New Concept in the Development of Boomless Supersonic Transport," 1st International Conference on Flow Dynamics, 2004, pp. 46-47.
- [2] Yamashita, H., Yonezawa, M., Obayashi, S., and Kusunose, K., "A Study of Busemann -type Biplane for Avoiding Choked Flow," AIAA 2006-0654, 2006.
- [3] 宇宙航空研究開発機構, "サイレント超音速機に関する調査研究（その1）," 宇宙航空研究開発機構契約報告, JAXA-CR-07-001, 2007.
- [4] Post, M., and Corke, T. C., "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators," AIAA paper 2003-1024, 2003.
- [5] Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., and Corke, T. C., "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology," AIAA Journal, Vol. 42, No. 3, March 2004.
- [6] Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., Corke, T. C., Post, M., and Haddad, O., "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects," AIAA Journal, Vol. 42, No. 3, March 2004.
- [7] Corke, T. C., He, C., and Patel, M. P., "Plasma Flaps and Slats: An Application of Weakly-Ionized Plasma Actuators," AIAA paper 2004-2127, 2004.
- [8] 松野 隆, 川添博光, "プラズマアクチュエータを用いた円柱周り流れのPWM制御," 平成19年度空力班シンポジウム発表論文集, 2007, pp. 32-33.
- [9] Font, G. I. and Morgan, W. L., "Recent Progress in Dielectric Barrier Discharges for Aerodynamic Flow Control," Contrib. Plasma Phys. 47 (1-2), 2007, pp. 103-110.
- [10] Orlov, D. M., Font, G. I. and Edelstein, D., "Characterization of Discharge Modes of Plasma Actuators," AIAA 2008-1409, 2008.
- [11] Gregory, J. W., Enloe, C. L., Font, G. I., McLaughlin, T. E., "Force Production Mechanisms of a Dielectric-Barrier Discharge Plasma Actuator," AIAA Paper 2007-185, 2007.

ソニックブーム伝播に対する大気乱れの影響に関する モデル実験

佐宗 章弘*¹ 酒井 武治*² 松田 淳*³

1. 研究概要

本研究は、レーザーパルスによって発生する弱い衝撃波が伝播する際、周囲の空気乱れ（速度乱れ）によってその圧力波形がどのように変化するか、実験室でのモデル実験により系統的に調べ、そのモデル化のためのデータを得ることを目的とする。

レーザーパルスによってプラスト波が発生する過程をレーザープラズマの挙動を含めて可視化し、先頭の衝撃波が壁で反射した背後の圧力履歴を測定することによって、模擬的なソニックブーム（過剰圧 200 Pa 程度以下）が発生できることが確認された。さらに、スリットから噴出する乱流を通過することにより、過剰圧の最大値が大きく変動すること、圧力の立上り時間が大幅に増加する結果が得られた。

2. レーザー誘起衝撃波発生過程

まず、レーザーパルスによって発生するプラズマ、衝撃波の挙動を明らかにすることによって、本研究目的に適した条件を検討した。レーザーパルスの発生源として、名古屋大学にある TEA（Transversely-Excited Atmospheric）炭酸ガスレーザー（エネルギー 10 J、半値幅 140 ns）、Nd:YAG レーザー（エネルギー 1 J、半値幅 9 ns）、Nd:YLF レーザー（エネルギー 20 mJ、半値幅 10 ns）の 3 台を用い、レーザーパルスビームを実験室空間に集光し、半開放空間に衝撃波を発生させる技術を確認した。

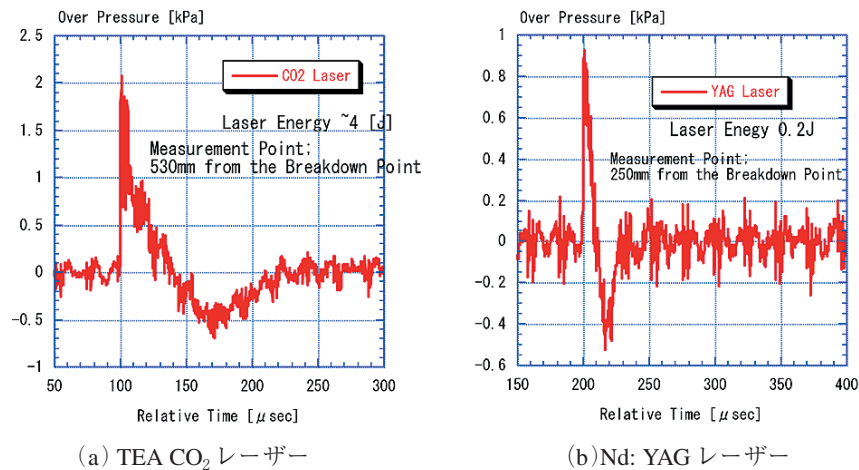


Fig. 2-1 実験で得られた圧力履歴

Fig. 2-1 に TEA CO₂ レーザーおよび Nd: YAG レーザーによって発生した衝撃波による圧力波形を示す。前者の方がパルスエネルギーが大きいため得られる過剰圧は高い。しかし、最初のレーザーパワーピークの半値幅は、前者が 170 ns、後者は 9 ns であり、前者は特に負圧から大気圧に戻るのに要する時間が長い。この結果より、3 の乱流との干渉実験のために

* 1 名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 教授（代表者）
* 2 名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 講師
* 3 名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻 助教

Nd: YAG レーザーを用いることとした。

実験では、衝撃波は点源が無限の大きさに広がるのではなく、ある有限の体積をもっており、プラズマが膨張・収縮を繰り返す。これが、過剰圧の圧力波形に影響を及ぼす。そこで、衝撃波との関連を調べるため、発生したレーザープラズマの挙動を、高速度フレーミングカメラ（ 10^6 frame/s , 100 frames ならびに 10^8 frame/s , 8 frames）を用いて光学可視化した。詳細については、付録 A 1 に譲る。

3. レーザーパルス生成衝撃波と噴流との干渉

1 MPa 程度の圧力に空気を充填した貯気槽から、第二貯気槽に開けられたスリットを通して噴流を発生し、速度乱れ場を発生させる装置を開発した。Fig. 3-1 に実験装置の概要を示す。

コンプレッサーからフィルターを介して、容積 1 m^3 の貯気槽に圧縮空気を充填する。直方体容器である乱流発生装置 (TG) は、一面に幅 2 mm、長さ 200 mm のスリットが設けられており、そこからシート状の噴流が放出される。噴流の強さは、乱流発生装置内の静圧を調整することによって制御される。

Nd : YAG レーザーパルスは、レンズにより大気中に集光され、絶縁破壊を誘起してブラスト波（ほぼ球対称に伝播し背後に膨張領域を伴う衝撃波）を発生させる。衝撃波の圧力は、ブラスト波発生位置から L_a の距離に置かれた高速応答 ($1 \mu\text{s}$)・高感度の圧電型圧力変換器により測定される。圧力変換器は、直径 200 mm の円盤の中心に置かれ、有効測定時間での周囲からの膨張波の影響を受けないように配慮されている。圧力変換器からの信号は、シグナルコンディショナーを介して、デジタルオシロスコープにより記録される。

乱流発生装置と圧力測定位置までの距離を L_b 、噴流とブラスト波発生位置までの距離を L_c として実験を行った。Table 3-1 に実験条件を示す。

Case 1, Case 3 では衝撃波が噴流を通過したのちに圧力変換器に到達するが、Case 2 と Case 4 では、衝撃波が噴流を通過せずに圧力変換器まで到達する。圧力変換器の位置は、Case 1 では噴流中心面から 13 cm であるのに対して、Case 3 では 25 cm と対称位置により近いところに位置する。それぞれの Case に対して、噴流あり、なしの場合それぞれ 10 回ずつ圧力測定を行った。

Fig. 3-2 は Case 1 について噴流あり (右), なし (左) の場合に測定された過剰圧の時間変化の例を示す。噴流がない場合、

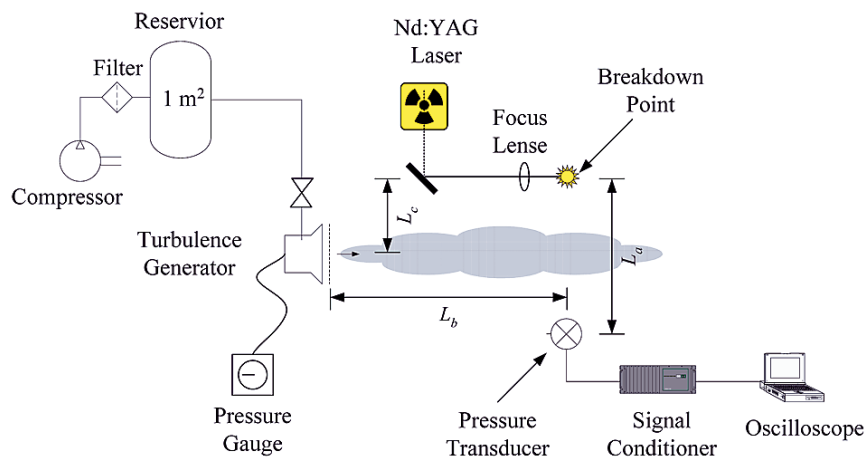


Fig. 3-1 実験装置

Table 3-1 Experimental conditions

	L_a (cm)	L_b (cm)	L_c (cm)	Pressure in TG (kPa)
Case 1	63	83	50	10
Case 2	10	83	50	8
Case 3	60	83	35	7
Case 4	30	83	35	5

圧力の時間変化は非常に再現性が高い。これに対して噴流がある場合には、その最大値、立ち上がり時間ともにばらつきが大きくなる。Fig. 3-3 に、各ショットごとの最大過剰圧と立ち上がり時間の変化、Table 3-2 に対応する統計評価量を示す。過剰圧を比較すると、平均値は、397.2 Pa と 398.0 Pa となり有意差はない。しかし標準偏差は、噴流がない場合 6.5 Pa であるのに対して噴流がある場合には 123 Pa と約 20 倍に増加する。すなわち、噴流により過剰圧の最大値は増減両側に大きく変化する。立ち上がり時間の平均値を比べると、噴流なしの場合 1.78 μ s であるのに対して、2.68 μ s と約 1.5 倍となる。標準偏差は、それぞれ 0.02 μ s と 1.60 μ s で、80 倍大きくなる。

Fig. 3-4 に、噴流を通過しない条件における圧力測定例を示す。これらの場合は、噴流あり、なしによる有意な違いは見られない。このことから、Fig. 3-2, 3-3 で得られた違いは、噴流の影響によるものであることが確かめられた。

Fig. 3-5, 3-6, Table 3-3 に、Case 3 の場合の結果を示す。大まかな傾向は Case 1 の場合と同様であるが、噴流の相対位置が異なるため、定量的には違いがある。

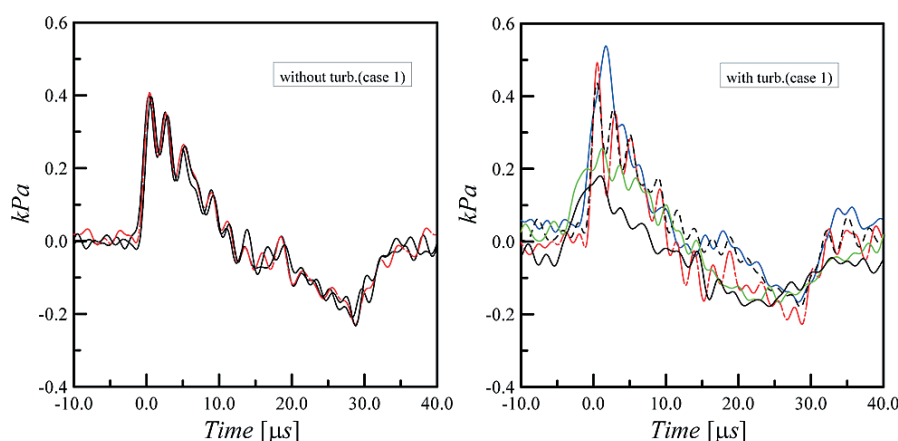
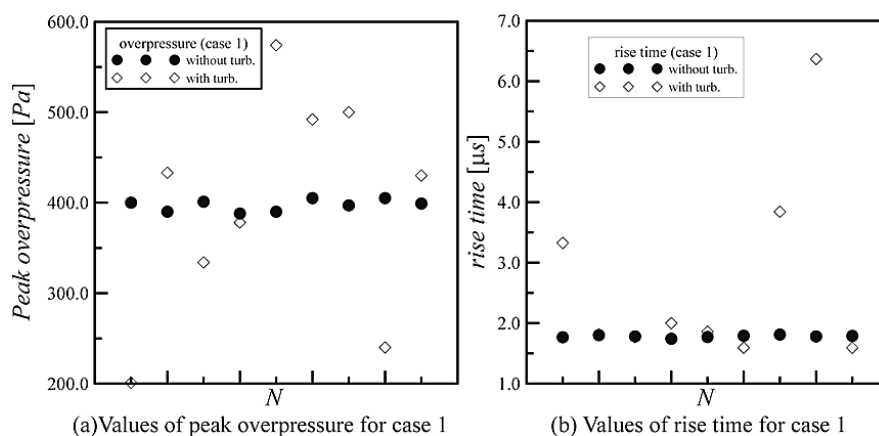


Fig. 3-2 過剰圧測定例 (Case 1), 左; 噴流なし, 右; 噴流あり。



(a) Values of peak overpressure for case 1 (b) Values of rise time for case 1
(a) Values of peak overpressure for case 1 (b) Values of rise time for case 1

Fig. 3-3 過剰圧の最大値 (左) および立ち上がり時間 (Case 1).
横軸は各条件でのショット番号。

Table 3-2 Case 1 における統計評価量

Case 1	Without turb.		With turb.	
	Rise time (μ s)	Over pressure (Pa)	Rise time (μ s)	Over pressure (Pa)
Mean val.	1.7804	397.2	2.684	398
Max.	1.81	405	6.366	574
Min.	1.74	388	1.5917	201
St. deviation	0.0205	6.476	1.5983	122.8

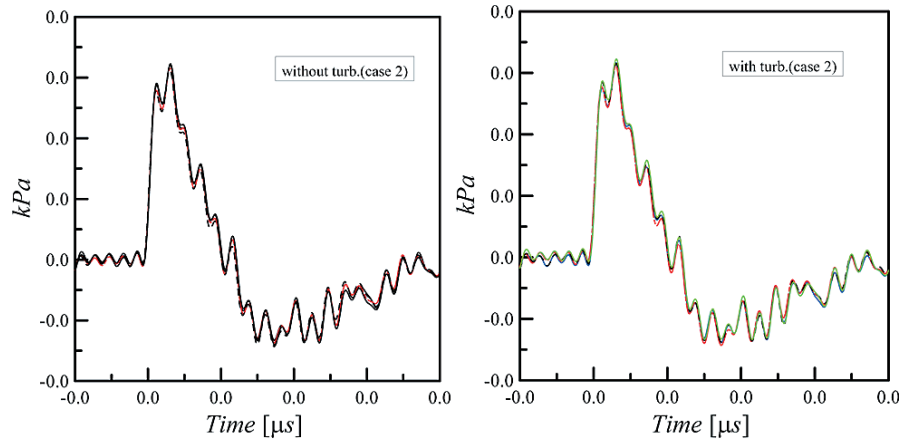


Fig. 3-4 過剰圧測定例（Case 2），左；噴流なし，右；噴流あり．

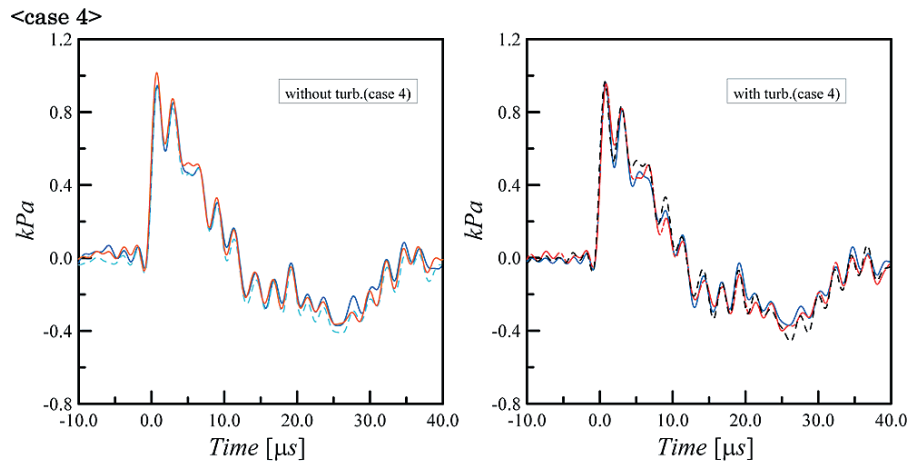


Fig. 3-5 過剰圧測定例（Case 4），左；噴流なし，右；噴流あり．

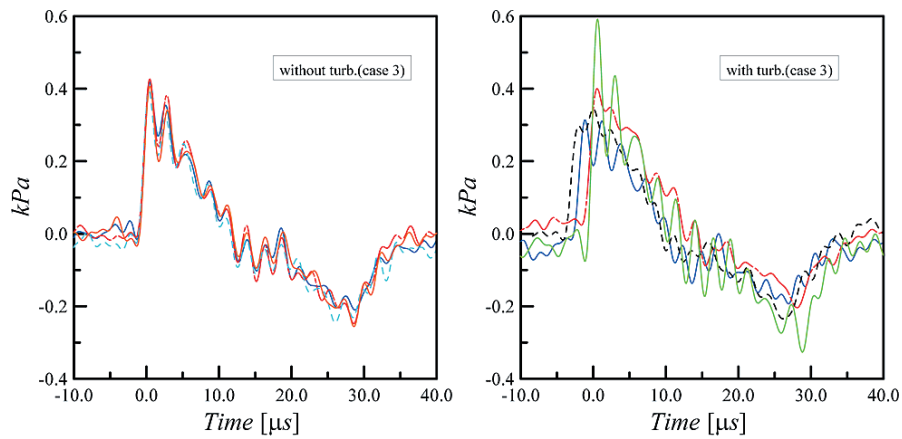
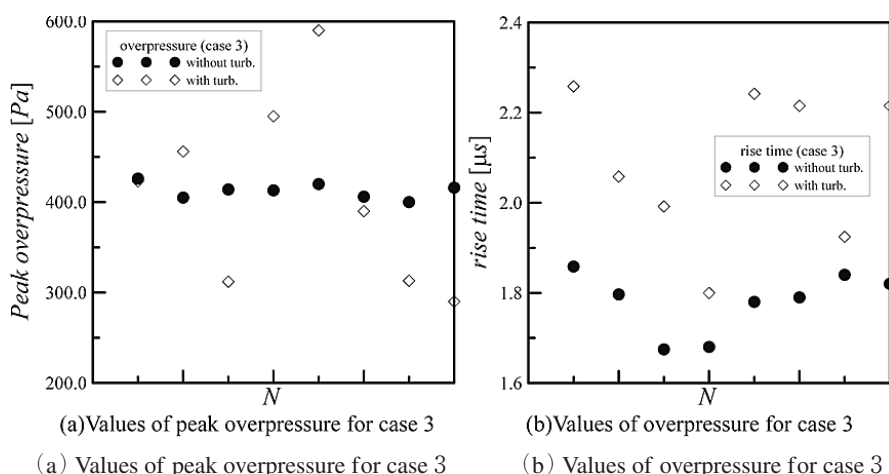


Fig. 3-6 過剰圧測定例（Case 3），左；噴流なし，右；噴流あり．



(a) Values of peak overpressure for case 3 (b) Values of overpressure for case 3

Fig. 3-7 過剰圧の最大値（左）および立上り時間（Case 3）.
横軸は各条件でのショット番号.

Table 3-3 Case 3における統計評価量

Case 3	Without turb.		With turb.	
	Rise time (μ s)	Over pressure (Pa)	Rise time (μ s)	Over pressure (Pa)
Mean val.	1.78	412.5	2.08796	408.6
Max.	1.8583	426	2.2583	590
Min.	1.6746	400	1.7997	290
St. deviation	0.06847	8.519	0.171	104

4. ま と め

本研究では、レーザーパルスを用いてプラズマおよび衝撃波を発生させ、光学可視化によりその挙動を観測した。さらに、シート状の噴流を作用し、最大過剰圧と立上り時間に対する影響を調べた。ここで報告した実験条件の範囲において、噴流を作用することによる最大過剰圧への影響は、平均値についてはわずかであった。しかし、その標準偏差は噴流を作用すると10倍以上に増加した。過剰圧の立上がり時間は、噴流を作用させると平均値が1.2～1.5倍に増加、標準偏差は12～20倍になった。

以上の傾向は、基本的に文献（1）で報告された結果と合致している。文献（1）では放電により衝撃波を発生させたのに対して、本研究ではパルスレーザーを用いているが、再現した現象は本質的に同じものであることが示唆される。このデータを取得するのに用いたNd:YAGレーザーは最高繰返し周波数1 Hzであるが、Nd:YLFレーザーの方は最高10 kHzまで可能であり、今後様々な発展的実験が可能である。

参 考 文 献

- (1) Bart Lipkens and David T. Blackstock, “Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence. Part I: General results,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 103, No. 1, 1998, pp. 148–158.

付録 A 1：レーザー誘起プラズマ／
衝撃波の発生／可視化実験装置

A1.1 Experiment Setup

Experimental system is divided into two systems—plasma generation system and Schlieren visualization system. Fig. A 1-1 shows schematic of the experimental setup for generating laser-plasma in quiescent air at atmospheric pressure and visualizing it. In plasma generation system, a laser pulse was directed along a convex lens to be focused into a small region to enhance gas breakdown, hence to induce plasma. Table 1-1 shows the plasma generation experiment conditions for each laser. The effective laser pulse energy was measured with an energy meter.

Table A 1-1 Conditions of plasma generation system

Laser type	Nd:YAG	Nd:YLF
Wave-length	1064 nm	1047 nm
FWHM	9 ns	15 ns
Pulse energy	140 mJ	25 mJ
Focal length	100 mm	15 mm

Generated plasma was visualized using Schlieren system and was recorded onto an intensified charge couple device high-speed camera, HPV-1. In this study, to control the delay time between the laser pulse and the recording system, a digital delay/pulse generator was used.

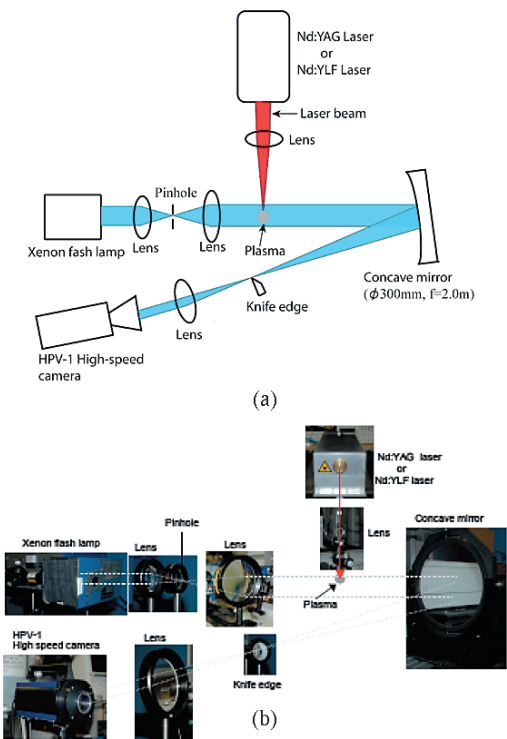


Fig. A 1-1 (a), (b) Schematic illustration of experiment setup for generating Nd: YAG and Nd: YLF laser-plasma at atmospheric pressure

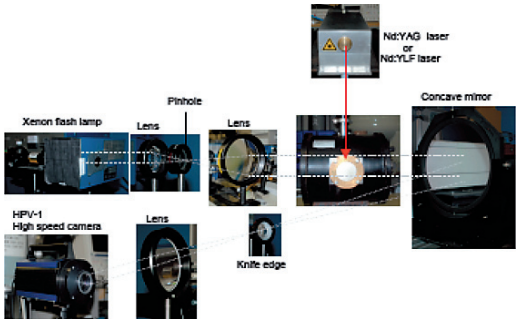


Fig. A 1-2 Schematic illustration of experiment setup for generating Nd: YLF laser plasma at lower ambient pressure

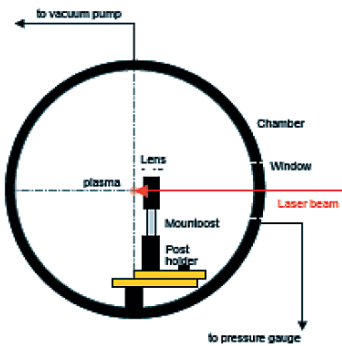


Fig. A 1-3 Schematic illustration of positioning focus lens inside the chamber

A1.2 Plasma Generation System

A1.2.1 Laser

(1) Nd: YAG laser

Table 1-2 shows general specification of Q-switched Nd: YAG laser (Quanta System).



Fig.A 1-4 Nd: YAG laser

Table A 1-2 Specification of Nd: YAG laser

Model	SYL 203
Medium	Nd:YAG
Wavelength	1064 nm
Energy	2 J/pulse
FWHM	9 ns

(2) Nd: YLF laser

Table 1-3 shows general specification of Nd: YLF laser (EdgeWave, Germany).

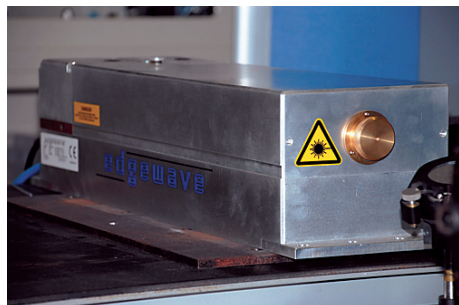


Fig. A 1-5 Nd: YLF laser

Table A 1-3 Specification of Nd: YLF laser

Model	IS 8 I-E
Medium	Nd:YLF
Wavelength	1047 nm
Energy	25 mJ/pulse
FWHM	15 ns

A1.3 Schlieren Visualization System

A1.3.1 Setup

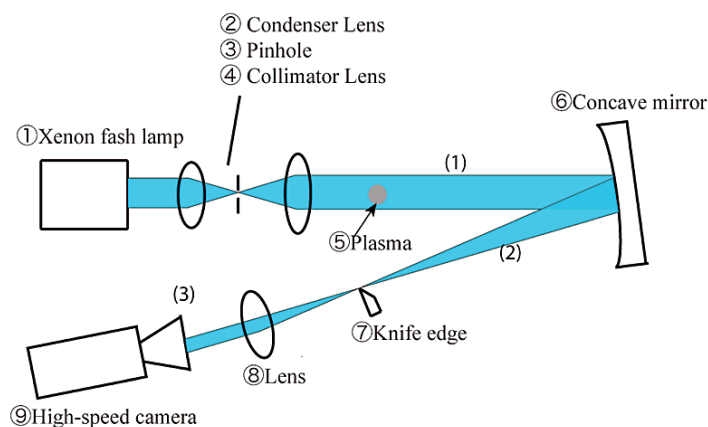


Fig. A 1-6 Configuration of visualization system

Schlieren visualization system is used to visualize the gradual development of the generated laser-plasma over time. Basically, the system includes (1) light source parallelization process, (2) parallel luminous flux focus process, and (3) recording process using high-speed camera. A xenon flash lamp served as the light source, connected to inductor box to luminescence light longer enough for recording purpose.

A1.3.2 High-speed Camera

HPV-1 High-speed Camera

Through a Schlieren visualization system, a high-speed framing camera is being used to record the time evolution of the laser-induced plasma. Images can sequentially be taken every $4\ \mu\text{s}$ for 100 images, so that $400\ \mu\text{s}$ of duration during plasma evolution is recordable. Table 3-4 shows general specification of the camera.



Fig. A 1-7 HPV-1 High-speed camera

Table A 1-4 Specification of HPV-1

Model	HPV-1 (Shimazu Co.)
Resolution	312×260 pixels
Frame rate	$4\ \mu\text{s}/\text{frame}$
Record frames	100 images

付録 A 2 : レーザー誘起プラズマの挙動

A2.1 Nd: YAG laser-induced plasma behavior

The study of the Nd: YAG laser-induced plasma behavior in ambient air at atmospheric pressure and the mechanism of its instability will cover the phases in order:

- (i) Blast wave generation and propagation.
- (ii) Jet and toroidal structure formation.

A2.1.1 Blast wave generation and propagation

Fig. A 2-1 shows an example of the visualized time evolution of a plasma and blast wave in the early stages of development. As the laser pulse that is incident from the left side has terminated, the small focal region which is directly heated during the laser pulse irradiation hereafter is referred as plasma and was observed in the first frame at $t = 24 \mu\text{s}$ and thereafter. At atmospheric pressure, the initial plasma is almost ellipsoidal in shape with the major axis oriented along the laser beam. As can be observed, a blast wave begins to travel out from the heated region after the plasma front and the blast front propagate together.

The blast wave surface expansion can be quantified in terms of horizontal and vertical radii of the ellipse. The horizontal radius r_h corresponds to the one parallel to the laser beam axis or x-axis; the vertical radius r_v corresponds to the one perpendicular to the axis. Fig. A 2-2 shows the relationship between measured shock wave radius r_h and r_v , and its expansion velocities, horizontal velocity v_h and vertical velocity v_v , and t , the time from the start of expansion in the early stages, from $t = 24 \mu\text{s}$ up to $t = 44 \mu\text{s}$. Initially, the blast is ellipsoidal in shape due to the asymmetric plasma region. However, the blast wave becomes almost spherical by $t = 44 \mu\text{s}$. This is demonstrated both in Fig. A 2-1 and Fig. A 2-2. The shock front tends to become spherical in shape with increasing distance from the origin independently of any finite source shape.

Expansion velocities v_h and v_v in the figure are calculated from temporal variation of r_h and r_v , respectively. The velocity during the blast wave expansion gradually decreases, hence the Shock Mach number decreases in intensity.

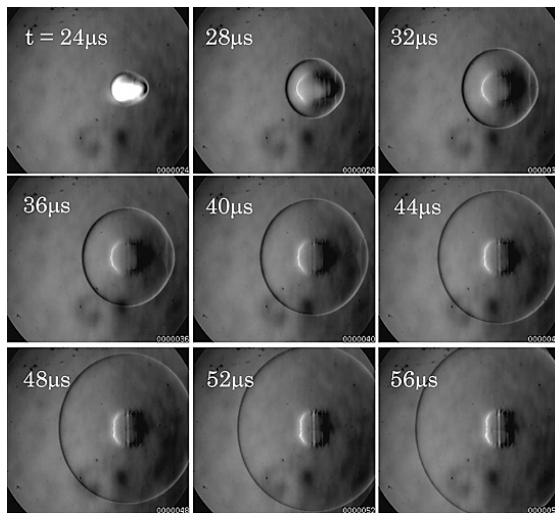


Fig. A 2-1 Framing Schlieren images on variation radii of expanding shock wave at the early stage

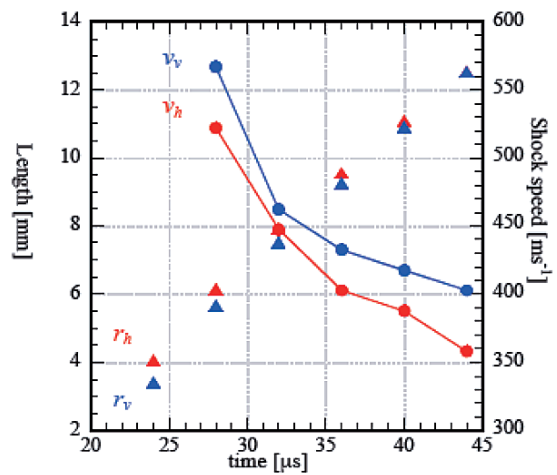


Fig. A 2-2 Temporal variation of radii and expansion velocity of expanding shock wave

A2.1.2 Jet and toroidal structure formations

Fig. A 2-3 shows typical Schlieren images express time evolution of the laser-induced flow. Time passed after Nd: YAG laser pulse irradiation is designated by t , and the first frame at $t = 24 \mu\text{s}$ the laser pulse has already terminated. The laser pulse is incident from left. As have been mentioned before, the small focal region which is directly heated during the laser initiation hereafter will be referred to as a plasma and was observed in the first frame at $t = 24 \mu\text{s}$ and onwards, and initially, the plasma is almost ellipsoidal in shape with the major axis oriented along the laser beam. As time elapsed, plasma kernel keeps expanding vertically, but compresses horizontally towards its centre

at early stages before propagating up the laser incidence axis towards the focal lens, as can be observed in Fig. 2-3 qualitatively and be confirmed in Fig. 2-4 quantitatively.

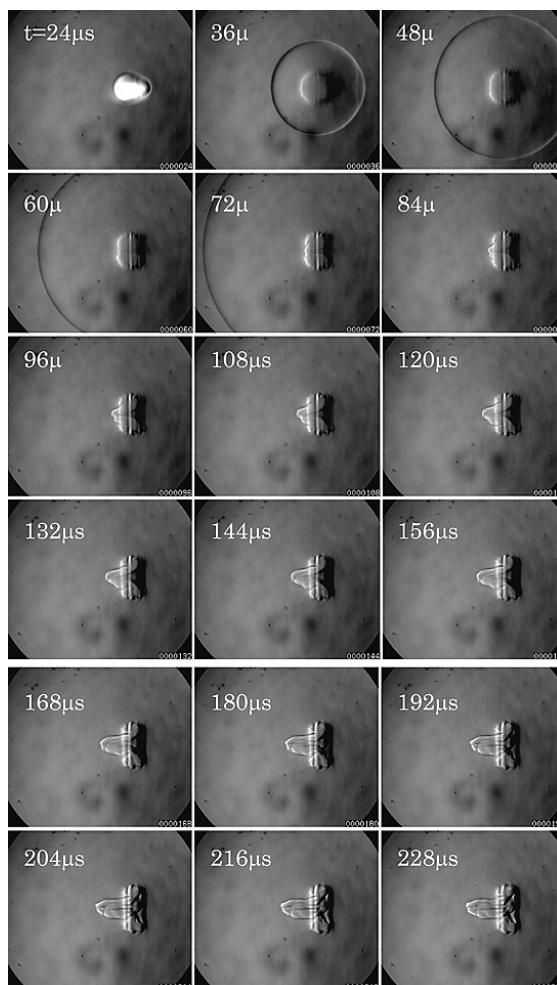


Fig. A 2-3 Framing Schlieren images on laser-induced plasma in quiescent air,

At $t, \mu\text{s} - \mu\text{s}$ the plasma is almost spherical in shape. At $t = 60 \mu\text{s}$ and onward, the structure of the laser-plasma in ambient air at atmospheric pressure are characterized by the appearance of a toroidal structure feature and its subsequent spreading. At about the same time, a jetting emerges from the right part of the plasma and propagates towards the laser source, as been shown in Fig. 2-6. This jetting has been observed in other works.

The shock wave caused by the rapid energy deposition quickly travels outwards into surrounding gas produces a pressure gradient directed away from the center. At the plasma center, an overexpanded region of lower pressure is formed, relative to the ambient gas, into which two opposing gas flows penetrate-coming from the surrounding region along the axis of the laser pulse. These counterpropagating, colliding gas flows create a pair of symmetric vorticity, which then act in harmony to move the hot gas remnants radially outwards and into a toroidal shape. The vortex generation (toroidal shape propagating radially) is clearly observed at $t = 72 \mu\text{s} \sim t = 228 \mu\text{s}$. The vortical motions deform the ellipsoid of the plasma to its major axis is displaced vertically (Fig. A 2-5) and at the same time it is clearly observed that the plasma jetting extruding toward laser source give rise to a front lobe.

The formation of the front lobe is caused by either the possibility of ionized gas facing the incoming laser beam to absorb more laser energy, thus the boundary of highly heated plasma could propagate back toward the laser source, or to the propagation of a shock wave generated from the initial expansion of plasma with an axial component toward the laser source, as have been explained above.

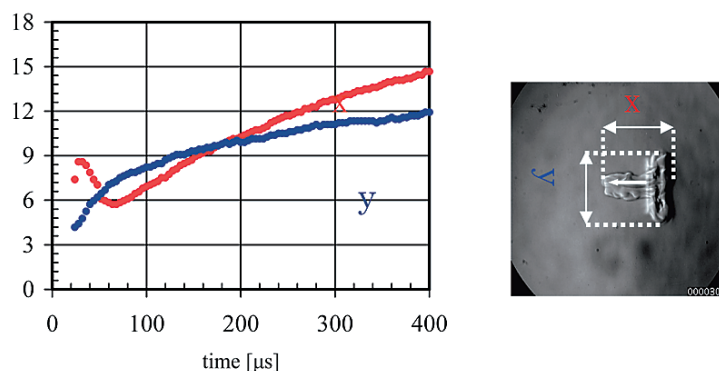


Fig. A 2-4 Relationship between horizontal and vertical length of expanding plasma and time

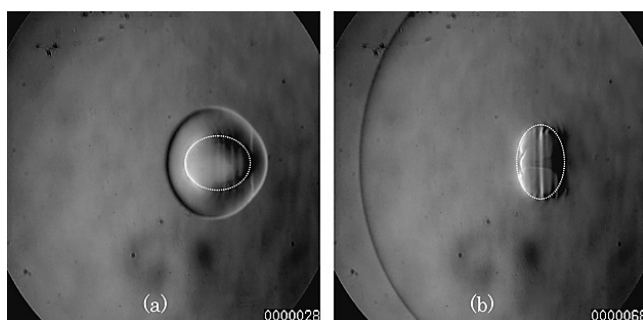


Fig. A 2-5 Major axis of ellipsoid displaces from (a) horizontal axis to (b) vertical axis

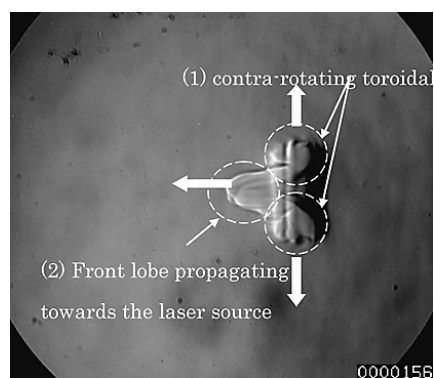


Fig. A 2-6 Two significant segments, toroidal shape and front lobe, appear during plasma deformation

A2.2 Similarity between Nd:YLF and Nd:YAG laser-induced plasma

Nd:YLF laser-induced plasma experiment has been conducted using the same experimental setup as the Nd:YAG laser-plasma experiment. The conditions for both experiments are shown in Table A 2-1 below.

Table A 2-1 Experiment conditions for Nd:YAG and Nd:YLF laser

Laser type	Nd:YAG	Nd:YLF
Wave-length λ	1064 nm	1047 nm
FWHM	9 ns	15 ns
Pulse energy E	140 mJ	25 mJ
Focal length f	100 mm	15 mm
Ambient pressure P_o	100 kPa	100 kPa

A2.2.1 Qualitative analysis

In both cases, the appearance of the waves and development of the vortex are qualitatively the same. There are three similarity of characteristics demonstrated in both Nd:YAG and Nd:YLF laser-induced plasma at atmospheric ambient pressure. The significant similarities are:

- (1) Initial plasma is ellipsoidal in shape. Hence, initial blast wave is ellipsoid-shape but tends to develop to become nearly spherical in shape as it expands outwards.
- (2) The plasma deforms from initially ellipsoidal shape to its major axis is displaced vertically due to the counter-rotating vortical motions of torus-like structures.
- (3) Appearance of two distinct segments; the torus-like shape structure propagating radially and the front lobe propagating toward the laser source.

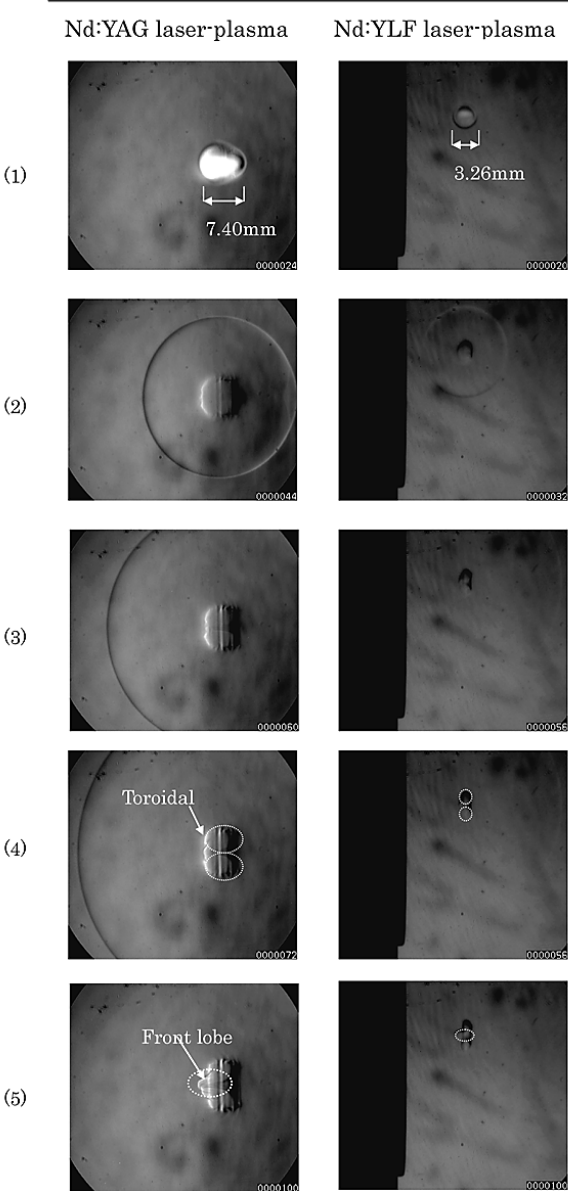


Fig. 4-7 Qualitative comparison between Nd: YAG and Nd: YLF laser-induced plasma at atmospheric pressure

A2.2.2 Quantitative analysis

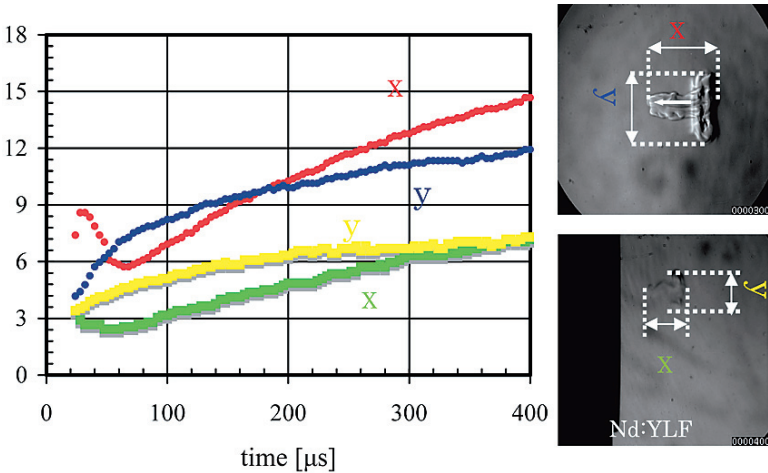


Fig. A 2-8 Relationship between horizontal and vertical length of expanding plasma and time

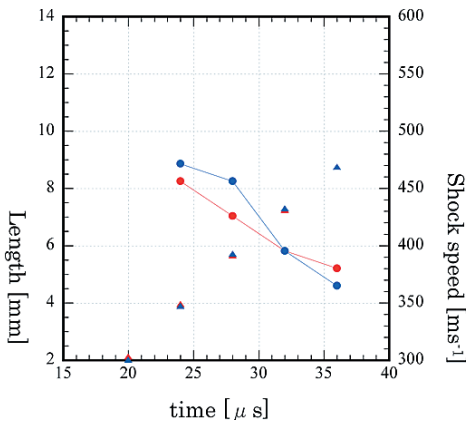


Fig. A 2-9 Temporal variation of radii and expansion velocity of expanding shock wave

A2.3 Pressure effect on the plasma behavior

Fig. A 2-10 shows Schlieren images; results of experiment conducted under four conditions of ambient pressure; $P_0 = 100\text{kPa}$, 80kPa , 60kPa , and 40kPa . All the images are synchronized with each other.

As shown in the figure, at $t = 20\ \mu\text{s}$, initial spherical shape of plasma is generated only at $P_0 = 60\text{kPa}$ and $P_0 = 40\text{kPa}$ with diameter $d = 3.72\text{ mm}$ and, $d = 3.48\text{ mm}$ respectively, while at $P_0 = 100\text{kPa}$ and $P_0 = 80\text{kPa}$, the plasma is almost ellipsoidal shape with major axis oriented along the laser source. The lower the ambient pressure, plasma decreases in initial size. When the initial pressure is reduced, the energy absorbed by the plasma kernel will be less than that absorbed at the atmospheric pressure and the size of initial plasma is expected to decrease.

Plasma that is induced under atmospheric pressure demonstrates two significant segments; a toroidal shape propagating radially and a front lobe propagating toward the laser source (see Fig. 2-6). However, the lower the ambient pressure, the extrusion of the front lobe no longer could be observed; for example, at $t = 160\ \mu\text{s}$, a motion of a lobe extruding toward the laser source (left) could be clearly observed for $P_0 = 100\text{kPa}$ and $P_0 = 80\text{kPa}$ compared with for the lower pressure where completely no observation of lobe extrusion recorded for $P_0 = 40\text{kPa}$.

Small-scale perturbations appearing on the plasma interface are enhanced at high ambient pressure. However, the lower the ambient pressure, the large-scale disturbances were enhanced. The right part of plasma at $t = 400\ \mu\text{s}$ is an almost red-blood-cell-shape (from side view) $P_0 = 40\text{kPa}$ for, whereas the perturbations grow up as the ambient pressures increase, and much small-scale perturbations were enhanced for $P_0 = 100\text{kPa}$. Such small-scale large-scale flow patterns are also reported in Sasoh *et.al*; they assumed the possible process to explain the relationship between ambient pressure and perturbation patterns is Rayleigh-Taylor instability. In Rayleigh-Taylor instability, rate of the perturbation grows with $e^{t\sqrt{gkA}}$, where g , k , and A designate acceleration measured on the interface, dominant wave number of perturbation, and Atwood number, respectively. Since the ambient pressure P_0 and k have a linear relation, increasing in k and hence P_0 will increase the perturbation rate. Table A 2-2 concludes the ambient pressure effect on the plasma behavior.

Table A 2-2 Ambient pressure effect on plasma flow evolution

Ambient pressure	100 kPa	80 kPa	60 kPa	40 kPa
Plasma shape	Ellipsoid ($d_h = 3.12\text{ mm}$, $d_v = 3.00\text{ mm}$)	Ellipsoid ($d_h = 3.00\text{ mm}$, $d_v = 2.88\text{ mm}$)	Sphere ($d = 3.72\text{ mm}$)	Sphere ($d = 3.48\text{ mm}$)
Front lobe extrusion ($t = 20\ \mu\text{s} \sim t = 400\ \mu\text{s}$)	○	○	△	×
Growth rate of perturbations	<div style="display: flex; align-items: center; justify-content: space-between;"> → decreasing with P_0 </div>			

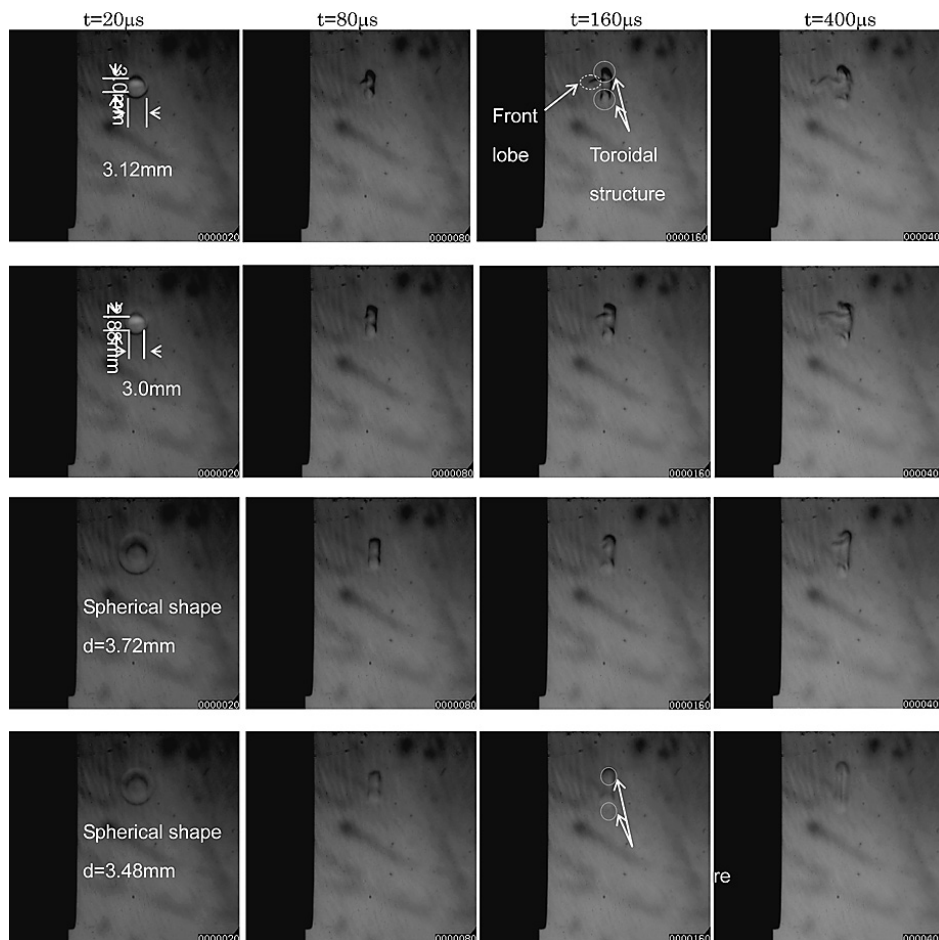


Fig. A 2-10 Framing Schlieren images, ambient air (a) $P_0 = 100$ kPa, $d = 15$ mm, (b) 80 kPa, 15 mm, (c) 60 kPa, 15 mm, (d) 40 kPa, 15 mm

レーザー非定常作用による超音速圧力場の変調に関する 数値・実験研究

酒井 武治*¹ 中村 佳朗*² 佐宗 章弘*³ 松田 淳*⁴

Nomenclature

p	= pressure, Pa
Q	= laser energy, J
r	= radial distance, m
r_0	= radius of v_0 , m
S	= heating source term by laser energy deposition, J/m ³
T	= temperature, K
t	= time, s
v_0	= spherical volume for laser energy deposition, m ³
x	= axial distance, m
η	= ratio of an absorbed laser energy to a deposited energy
ρ	= density, kg/m ³
τ	= Laser duration time, s

Subscripts

s	= stagnation point on the centerline of the blunt body
s_0	= stagnation point on the centerline of the blunt body for the case of the steady state without energy deposition

I. INTRODUCTION

Developing a flow control technique by using a pulse laser has been paid much attention recently. A number of past works have shown that the aerodynamic drag force on the body flying at supersonic speed can be reduced by supplying pulse laser energy in a supersonic flow. (see e.g. the review article by Knight *et al.*¹⁾) In the method, the drag decreases unsteadily during the interaction of the high temperature plasma created by the laser energy with the shock wave over the supersonic body. Therefore, a deep understanding of the effect of the energy supply on the reduction of the pressure on the wall of the body is necessary in order to apply this technique practically.

Extensive efforts have been made to understand the unsteady interaction of the laser induced plasma generated by the energy supply using a single laser pulse. Despite such efforts, the effect of the energy deposition on the drag reduction is not satisfactorily understood. Georgievsky and Levin² studied the interaction of a thermal region with a sphere in a freestream Mach number of 3 through the numerical simulation by using a computational fluid dynamic (CFD) method. In the numerical simulation, the thermal region was set to be a constant low density zone upstream of the shock wave over the sphere. The results showed that the stagnation point pressure of the sphere was reduced during the interaction of the thermal region with the shock wave. After the value of the stagnation point pressure had a minimum value, the pressure returned to its steady state value after reverberating compression and expansion. Adelgren *et al.*³ experimentally investigated the interaction of a high temperature plasma with the shock wave over a sphere in a freestream Mach number of 3.45. The plasma was produced by using a pulsed Nd: YAG laser. The time history of the pressure at the stagnation point on the sphere was measured. Inde-

* 1 名古屋大学大学院 工学研究科航空宇宙工学専攻 講師 (代表者)
* 2 名古屋大学大学院 工学研究科航空宇宙工学専攻 教授
* 3 名古屋大学大学院 工学研究科航空宇宙工学専攻 教授
* 4 名古屋大学大学院 工学研究科航空宇宙工学専攻 助教

pendently, calculations were carried out to analyze the unsteady flowfield in the Adelgren *et al.*'s experimental condition.^{4,5} The calculated time history of the pressure contradicted the measured one: The two expansion regions where the pressure was below its steady state one were seen in the calculated time history, following the interaction of the plasma with the bow shock wave over the sphere. However, the measured time history of the pressure showed only one expansion region. It should be noted that such two expansions were seen in the calculated result obtained by Georgievsky and Levin.² The reason for the discrepancy seen in the time history of the pressure between measurement and calculation remains unknown.

In the present study, an experimental and numerical study is conducted to understand the time evolution of the flowfield during the interaction of the laser-induced plasma with the shock wave over a blunt body in a supersonic flow. Efforts are firstly made to give a satisfactory explanation on the time evolution of the interacting flowfield, and on the time history of the pressure at the stagnation point of the blunt body between experiment and calculation. A better agreement is obtained between the experiment and the calculation in the present study. Next, based on the reasonable agreement, the time history of the drag of the body is calculated by using the calculated pressure distribution over the body. Finally, the averaged drag reduction and the total reduction of the impulse during the interaction are evaluated by using the time history of the drag.

The time evolution of the interacting flowfield with the laser-induced plasma is examined only for one experimental condition in the present study. The laser parameters such as pulsing frequency, duration time, and laser energy will have a strong impact on the unsteady flowfield structure and the time history of the flow properties on the blunt body. The examination of such a effect is out of the scope of the present work. Such a task will be required for a deep understanding of the interacting flowfield using a pulse laser, and will be planned in future. As stated, there is a discrepancy between experiment and calculation even if a simulated condition is matched in the experiment and calculation. This work serves partially to validate the simulated parameter chosen in the present work.

II. EXPERIMENT CONFIGURATION

An indraft supersonic wind tunnel is used in the experiment. A schematic diagram of the experimental setup is shown in Fig. 1. The Mach number and the static pressure of the flow is estimated to be 3.0 and 3kPa, respectively. A test model has a flat-faced cylindrical shape with a diameter of 17 mm. During the experiment, the flowfield is visualized by using a Schlieren optical setup and a high speed camera.

A laser pulse is supplied from an upstream location through the wind tunnel nozzle by using a Nd:YAG laser with the laser wavelength of 1,064 nm. The temporal distribution of the Nd:YAG laser pulse is given in Fig. 2. The full width of half maximum for a pulse is 9 ns and the total energy supplied during a pulse is set to be 0.45 J. The spatial distribution of the laser pulse is not measured. However, we have confirmed the repeatability that the shape of the plasma so created is nearly spherical under the present experimental condition. Therefore, the effect of the spatial distribution on the shock wave generation is believed to be small within the condition considered in the present study.

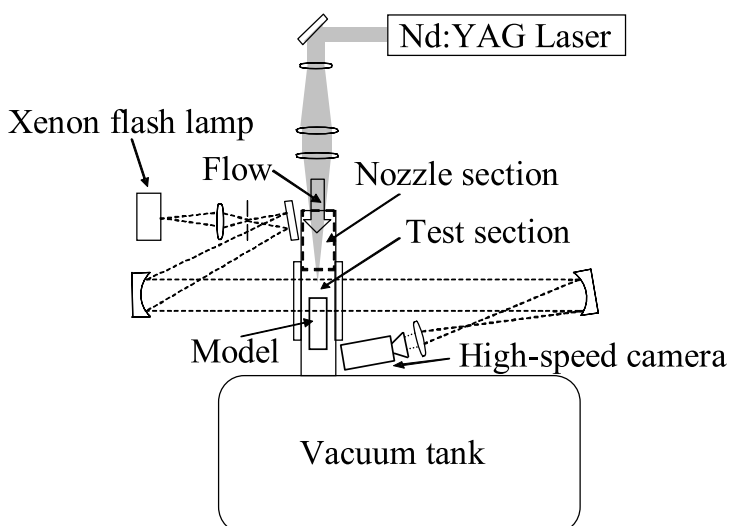


Fig. 1 A schematic diagram of experimental setup

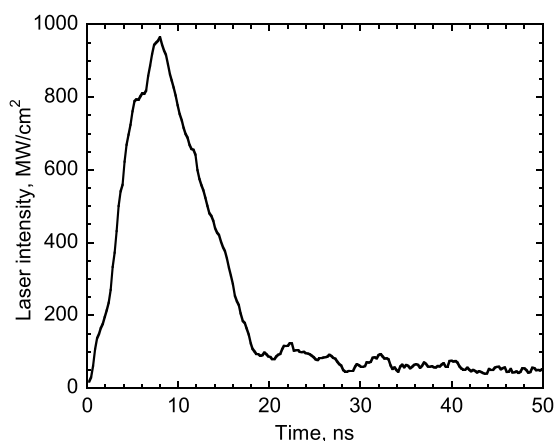


Fig. 2 Temporal distribution of a Nd: YAG laser with the laser wavelength of 1,064 nm

The laser beam is focused at a point in the centerline of the wind tunnel flow about 40 mm away from the stagnation point of the test model. Even if the focusing point is reduced about 10%, the experimental result shows a nearly similar trend. Thus, the focusing point chosen in the present study will have little effect on the result presented in this work. However, we could not examine the effect of the larger distance of the focusing point from the body because the flow region which is available for the laser beam focusing is limited in the current nozzle geometry.

A piezoelectric pressure transducer is used to measure the time variation of the pressure at the stagnation point of the test model. The pressure transducer is flush-mounted on the test model. Unfortunately, because the possible temperature variation during measurement is out of range for the pressure transducer used in the present study, the sensitivity of the measured pressure value is not calibrated. Therefore, the experimental data is mainly used to compare the time variation of the stagnation point pressure, not the absolute value of the pressure, between experiment and calculation, as will be shown later.

III. METHOD OF CALCULATION

A computational fluid dynamic method is used to simulate the experimental condition. The 2d-axisymmetric inviscid flow is assumed to be a perfect gas with the constant specific heat ratio of 1.4. Mass, momentum, and energy conservation equations are discretized using a finite-volume method. The numerical flux function is evaluated using the AUSM-DV scheme.⁶ The MUSCL approach with a minmod limiter is used to improve the spatial accuracy by setting the artificial compression parameter to be 1. Computed flow properties are second-order accurate in space. The discretized equations are numerically integrated in time by using a second-order Runge-Kutta method. Note that the present numerical method is a modified version of the multi-dimensional flow code which has already been applied to analyze the high speed and high temperature flow problems over a blunt body.⁷

A heating source term by the pulsed laser energy deposition is calculated assuming that the energy is deposited during the period of the order of the laser pulse duration at constant volume and that the deposited energy distribution is given by a Gaussian profile. A well-known formulation⁵ for the energy deposition is used in the present study as follows:

$$S(x, r, t) = \rho \lambda(t) q_0 \exp\left[-\left(\frac{(x-x_0)+r^2}{r_0^2}\right)\right]$$

where $\lambda(t)$ denotes a step function

$$\lambda(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t < \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases}$$

The value of q_0 is given by the following relation:⁵

$$q_0 = \frac{\eta Q}{\rho \tau \int_{v_0} \exp\left[-\left(\frac{(x-x_0)+r^2}{r_0^2}\right)\right] dv}$$

Because the absorbed energy volume, v_o , could not be determined in the experiment, the value of this volume is assumed to be the same value of 3 mm³ used in the past work.⁵ Calculation is carried out by using the volume value of 6 mm³. The result shows that the computed time history for the pressure at the centerline of the blunt body is not so changed between $v_o=3$ mm³ and $v_o=6$ mm³. The ratio of an absorbed energy to a deposited energy, η , is determined by reproducing the time evolution of the diameter for the blast shock wave evaluated by the Schlieren photographs taken in the experiment before the blast shock wave is reached at the wall. The fitted value for η becomes 0.08.

Other numerical procedures are as follows: The static temperature in the freestream is calculated through an isentropic flow relation assuming that the total temperature of the freestream is taken to be 300 K; A slip condition is imposed at the wall of the blunt body; The computed results are presented by using a 201 × 401 computational grid; Note that the calculation with a 301 × 501 grid does not change the flowfield structures and the stagnation point pressure value appreciably. The computational domain is shown in Fig. 3. The computational parameters are summarized in Table 1.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

A. Computed time history of the pressure at the stagnation point

In Fig. 4, the computed pressure at the stagnation point of the flat-faced cylinder is plotted against the time from $t = 0$ to $300 \mu\text{s}$. On the vertical axis, the computed pressure value is normalized by the steady state value without energy deposition. From the figure, a first sharp increase is seen at about $t = 40 \mu\text{s}$. After this first increase, the pressure value is reduced. A second increase is observed at about $t = 90 \mu\text{s}$. The second reduction of the pressure value is recognized until $t = 105 \mu\text{s}$. The third pressure increase is followed by the second reduction, and the pressure value is returning to its original value gradually. A similar trend is seen in a pre-

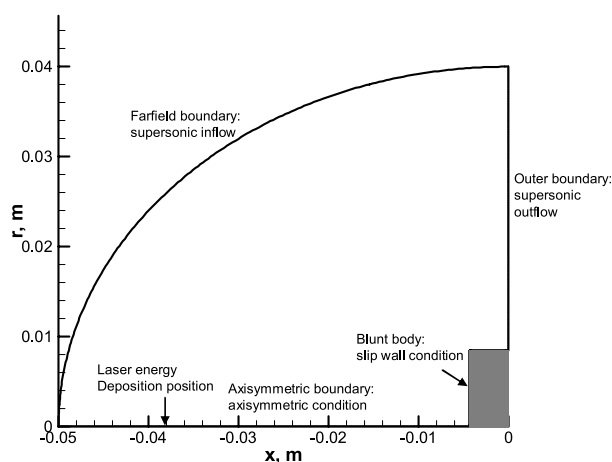


Fig. 3 Computational domain and the related boundary conditions

Table 1 Computational parameters

Parameter	Value
Specific heat ratio	1.4
Freestream pressure, Pa	3000
Freestream temperature, K	107
Freestream Mach number	3
CFL number	0.1
Diameter of flat-faced cylinder, mm	17.
Q, J	0.45
r_0 , m	9.0×10^{-4}
η	0.08
τ , s	9.0×10^{-9}
Artificial compression (MUSCL)	1

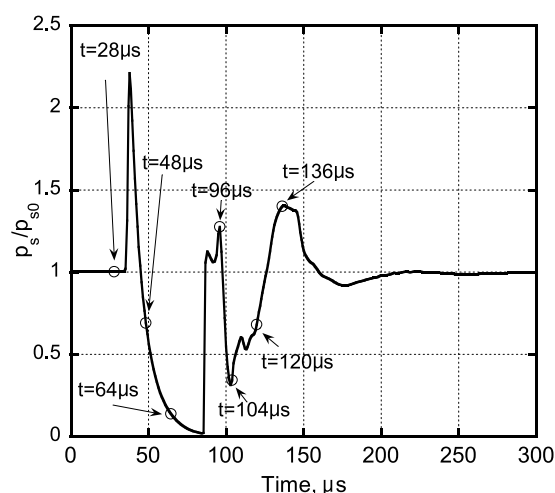


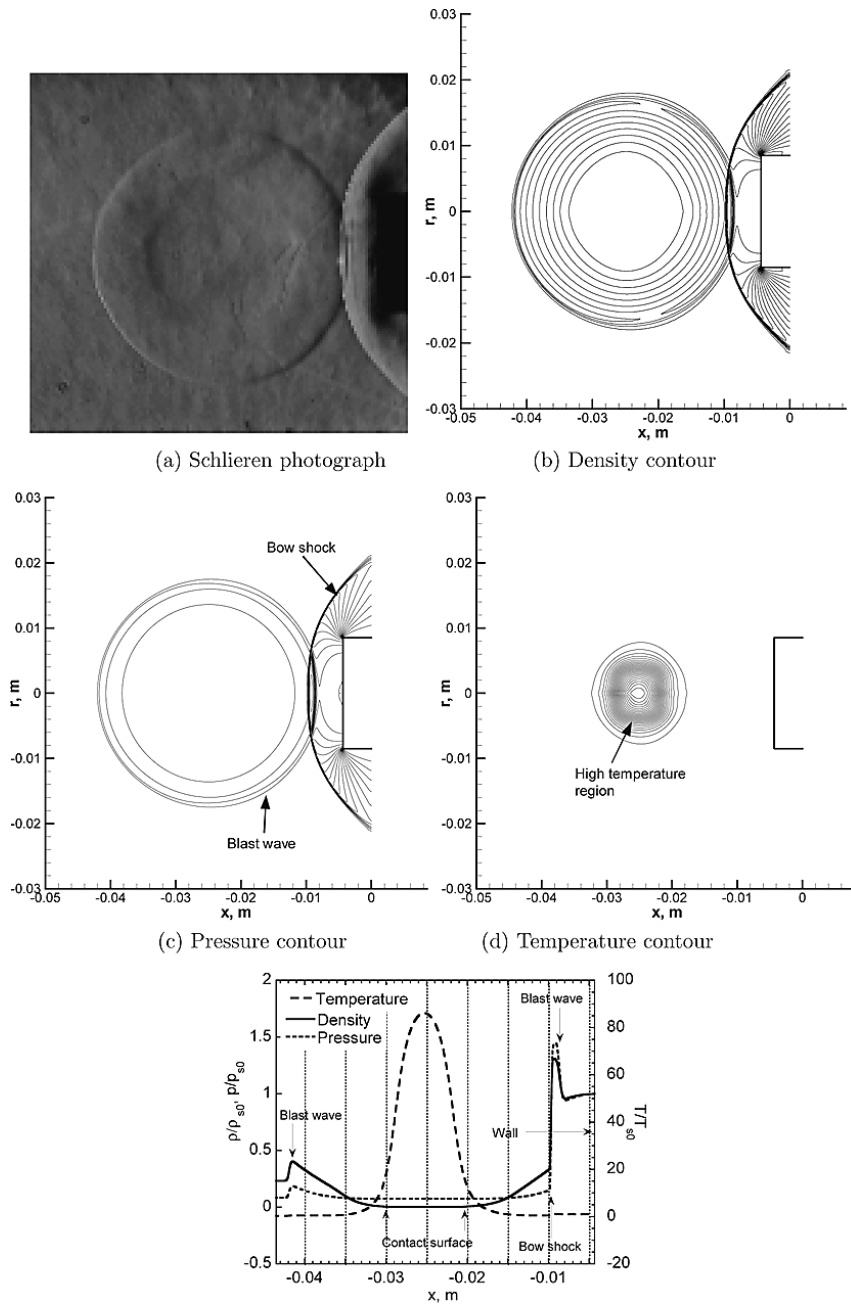
Fig. 4 Calculated time evolution of the stagnation point pressure at the centerline of the flat-faced cylindrical blunt body

vious work,^{4,5} though the calculation was made for the flowfield over a sphere. The comparison of the unsteady flowfield at each time shown in the figure will be made next.

B. Comparison of flowfield between experiment and calculation

Figures 5 (a) – (e) show the Schlieren photograph, the calculated density, pressure and temperature contours at $t = 28 \mu\text{s}$, respectively. The temperature contour will be given hereafter because it is useful to trace the laser induced plasma, although the calculated temperature value obtained by the present ideal gas computation may differ from the experimental one. From the figures, it is found that the blast wave reaches at the bow shock wave over the body. The position of the blast wave agrees between experiment and calculation. In addition, for reference, the values of the density, pressure, and temperature along the centerline of the blunt body normalized by each of the stagnation point value for the case of the steady state value without laser energy deposition are given in Fig. 5 (e). One can see that the diameter of the nearly spherical high temperature region produced by the laser energy deposition is about 1 cm.

In Figs. 6 (a) – (e), the Schlieren photograph, the calculated contours, and the centerline properties at $t = 48 \mu\text{s}$ are given respectively. The figures give the flowfield structure after the reflection of the blast shock wave. The blast wave starts to be reflected on the wall at about $t = 36 \mu\text{s}$, as was expected from the sharp pressure increase shown in Fig. 4. When a bow shock wave interacts with the high temperature region created by the laser energy deposition, the shape of the bow shock wave is deformed due to the decrease of the local Mach number.² The deformed bow shock wave is also seen in Figs. 6 (b), and (c), respectively. One can see in Figs. 6 (b), and (d) that the shape of the thermally heated region near the centerline is transformed drastically. From Fig. 6 (e), the thickness of the thermally heated region is about 5 mm. It should be also noted that the thermally heated region totally entered in the shock layer at this time. As a result of the interaction of the bow shock wave with the thermal region, a rarefaction wave propagates towards the wall surface of the blunt body and the rarefac-



(e) Calculated density, pressure, and temperature distribution along centerline, the properties are normalized by the steady state value without laser energy deposition

Fig. 5. Comparison of unsteady flowfield at $t = 28 \mu s$

tion wave reduces the wall pressure.² This trend can be confirmed in Fig. 4, and also from the comparison of the pressure distribution near the wall between Fig. 5 (e) and Fig. 6 (e). In addition, though the result is not shown, a reversal flow from the wall to the main freestream is produced in the shock layer. This flow tends to compress the gas in the region between the deformed bow shock and the reflected blast wave, as will be shown later. In addition, the flow in this region is accelerated up to a supersonic speed. As a result, a shock wave is formed. One can see this shock wave in Fig. 6 (c), which is denoted by 'SW1'. The SW1 is observed as a small increase in the pressure distribution shown in Fig. 6 (e). A distorted contact surface can be barely seen in Fig. 6 (a) ahead of the light region adjacent to the frontal wall of the blunt body. The observed flow structure is likely to be consistent with the calculated density contour given in Fig. 6 (b).

The results at $t = 64 \mu s$ are shown in Figs. 7 (a) – (e), respectively. These results indicate that the high pressure region is produced in the region between the deformed bow shock wave and the SW1. After this time, the SW1 moves to the wall surface and is reflected at the wall. The arrival of the SW1 on the wall represents the second rise of the stagnation point pressure at about $t = 90 \mu s$ as shown in Fig. 4. Note that a similar phenomenon is reported in the previous numerical study.⁵ The isopycnics for both calculation and experiment agree well each

other: one can see the two light zones in Fig. 7 (a) and, the zones are interpreted as the two shock waves seen in the calculated results. Meanwhile, one can expect from the temperature contour in Fig. 7 (d) that the vortices are generated, though the details are not shown here. The vortices are believed to be produced mainly due to the baroclinic effect⁸ followed by the interaction of the shock wave with the thermal heated region. From Fig. 7 (e), the region between the two light zones at the centerline is believed to be equivalent to that between the show shock waves denoted by 'Deformed shock wave' and 'SW1' in the figure. The thickness in the region at the centerline is found to be about 4 mm.

The next results are given at $t = 96\mu\text{s}$ in Figs. 8 (a) – (e), respectively. It should be noted in Fig. 8 (e) that the range of the scales in the horizontal coordinate and in the normalized temperature is reduced compared with the previous figures shown in Figs. 5 (e), 6 (e), and 7 (e). The results show that the SW1 is reflected at the wall, and is interacting with the thermal region. As a result of the interaction of the SW1 with the thermal region, the stagnation point pressure begins to decrease due to the effect of the rarefaction fan, as was seen in the interaction of the thermal region with the bow shock wave. The effect is recognized as the second reduction of the stagnation point pres-

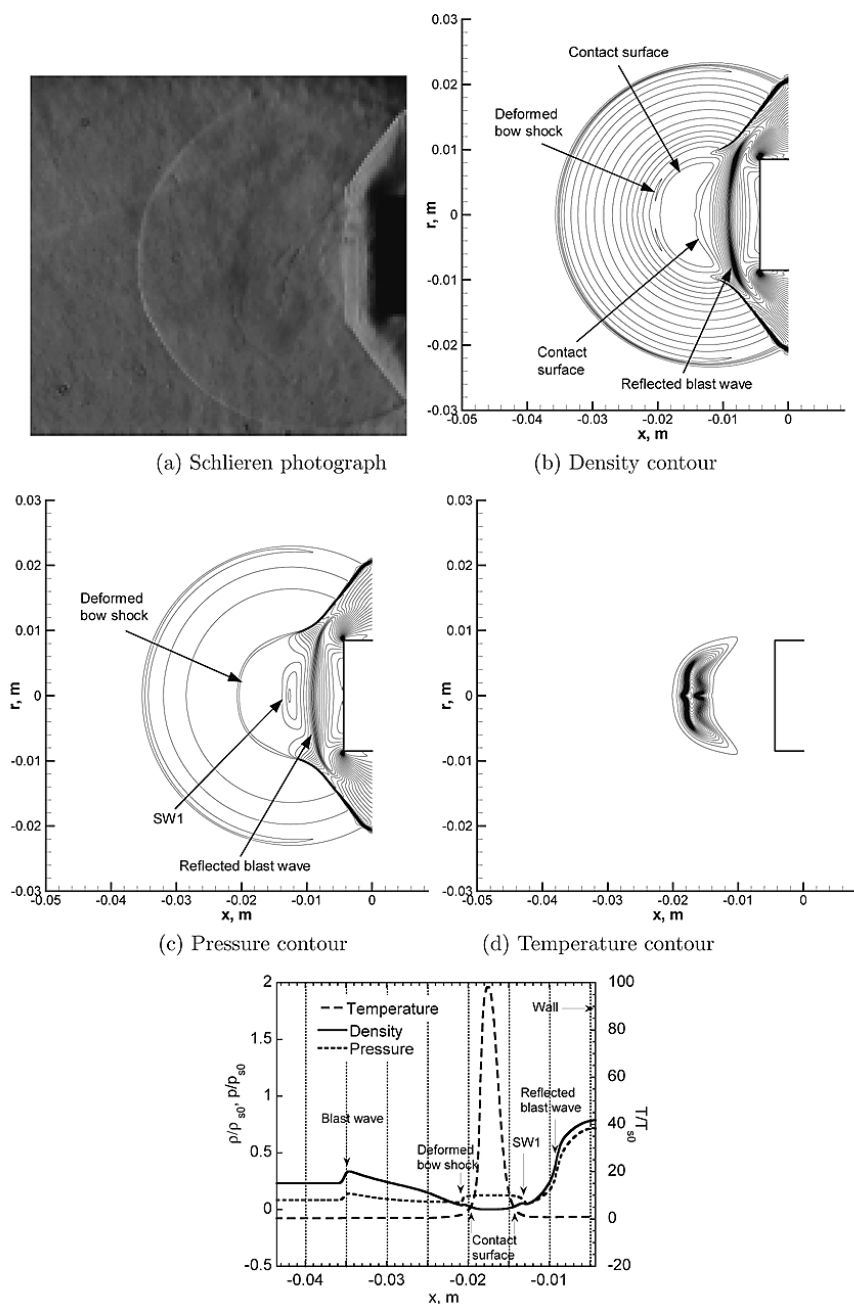
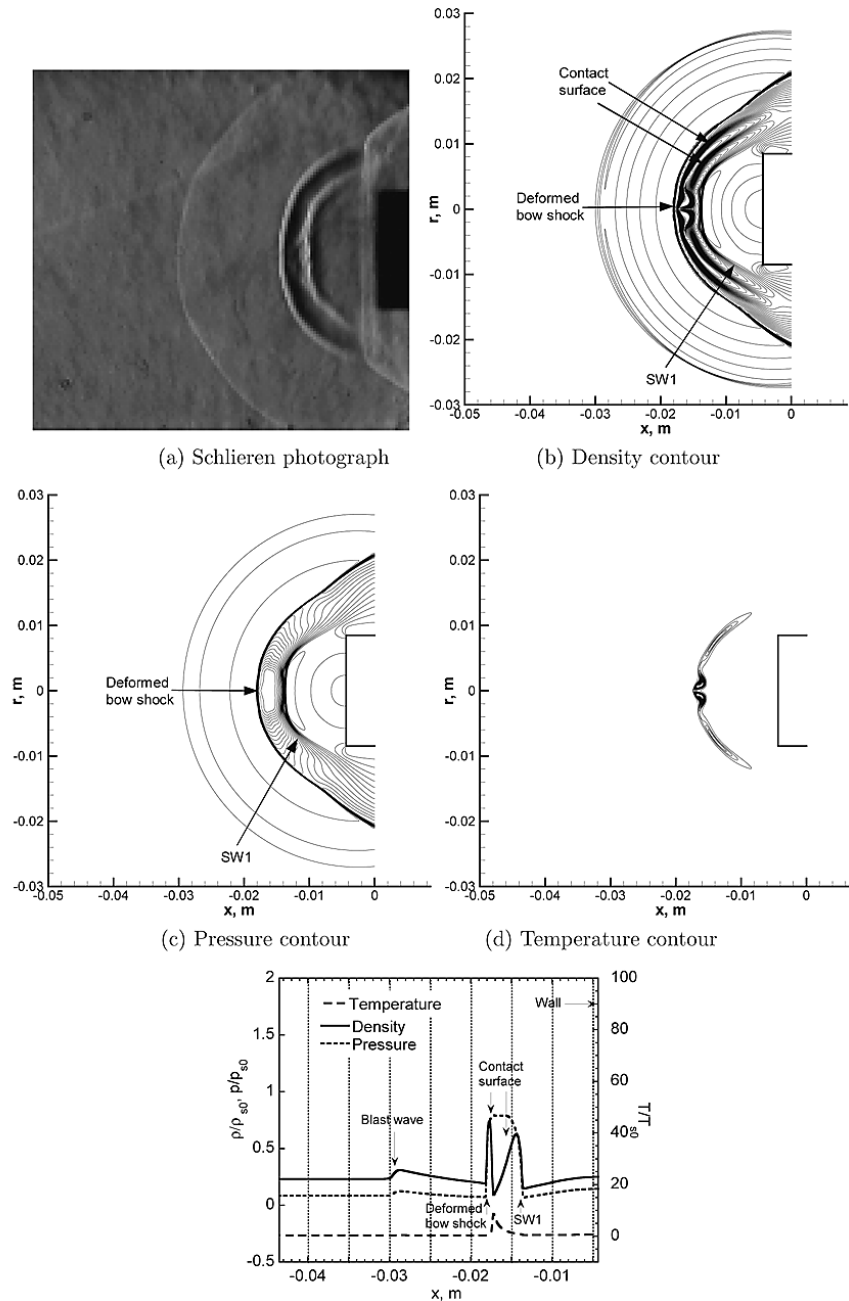


Fig. 6. Comparison of unsteady flowfield at $t = 48\mu\text{s}$



(e) Calculated density, pressure, and temperature distribution along centerline, the properties are normalized by the steady state value without laser energy deposition

Fig. 7. Comparison of unsteady flowfield at $t = 64 \mu s$

sure shown in Fig. 4. From Figs. 8 (b) and 8 (d), it is found that the thermal region is convected to the wall surface, and is stretched out in the freestream direction. In addition, the thermal region is limited within two spots. The spots are placed in the off-centerline region as can be surmised from Fig. 8 (e) in which one cannot find any high temperature region between 'Contact surface' and 'Reflected SW1' denoted in the figure. The normalized temperature is about 10 at most within the spots. From the pressure contour given in Fig. 8 (c), one can confirm that the high temperature spot is relatively small: the deformation of SW1 is represented by the twin small bumps and the shock wave near the centerline moves slowly to an upstream region compared with the twin bumps. A dark line is seen in Fig. 8 (a). The dark line is believed to be the contact surface shown in Fig. 8 (b).

From Figs. 8 (a), and 8 (b), the position of the calculated blast wave is closer to the deformed bow shock wave as compared with the experimental result: the calculated thickness at the centerline between the two waves is about 2.5 mm as is shown in Fig. 8 (e). The cause of the difference is due to the fact that a thermochemical nature in the heated region by laser energy deposition is different between experiment and calculation. The bow shock wave will be differently deformed depending on the thermochemical state of the laser-induced plas-

ma. However, the effect of the downstream part of the blast wave on the stagnation point pressure will be negligibly small. Note that the calculated results in the previous works^{4,5} show that the time history of the stagnation point pressure is not so changed between an ideal gas and a high temperature real gas model.

The third compression starts after about $t = 100 \mu\text{s}$. Figures 9 (a) – (e) show the results at $t = 104 \mu\text{s}$. At this time, the SW1 passes entirely through the thermal spots on the off-centerline, as can be seen in Fig 9 (b). The thermal spots are distorted again and the contact surface is transformed into doubly blooming shape, as is shown in Fig. 9 (d). Because of the two bumps on the reflected SW1 shown in Fig. 8 (c), it is believed that the reflected SW1 focuses at three local region as is indicated in Fig. 9 (c). As a result of the shock wave focusing, the pressure behind the reflected SW1 becomes high. The increase in the pressure distribution by the shock wave focusing can be seen as a small bump between 'Wall' and 'Reflected SW1' shown in Fig. 9 (e). The calculated result indicates that the third increase starts when this pressure wave produced by the focusing reaches at the wall.

Regardless of the pressure wave propagation by the focusing so predicted, the main contribution to the third compression is attributed to

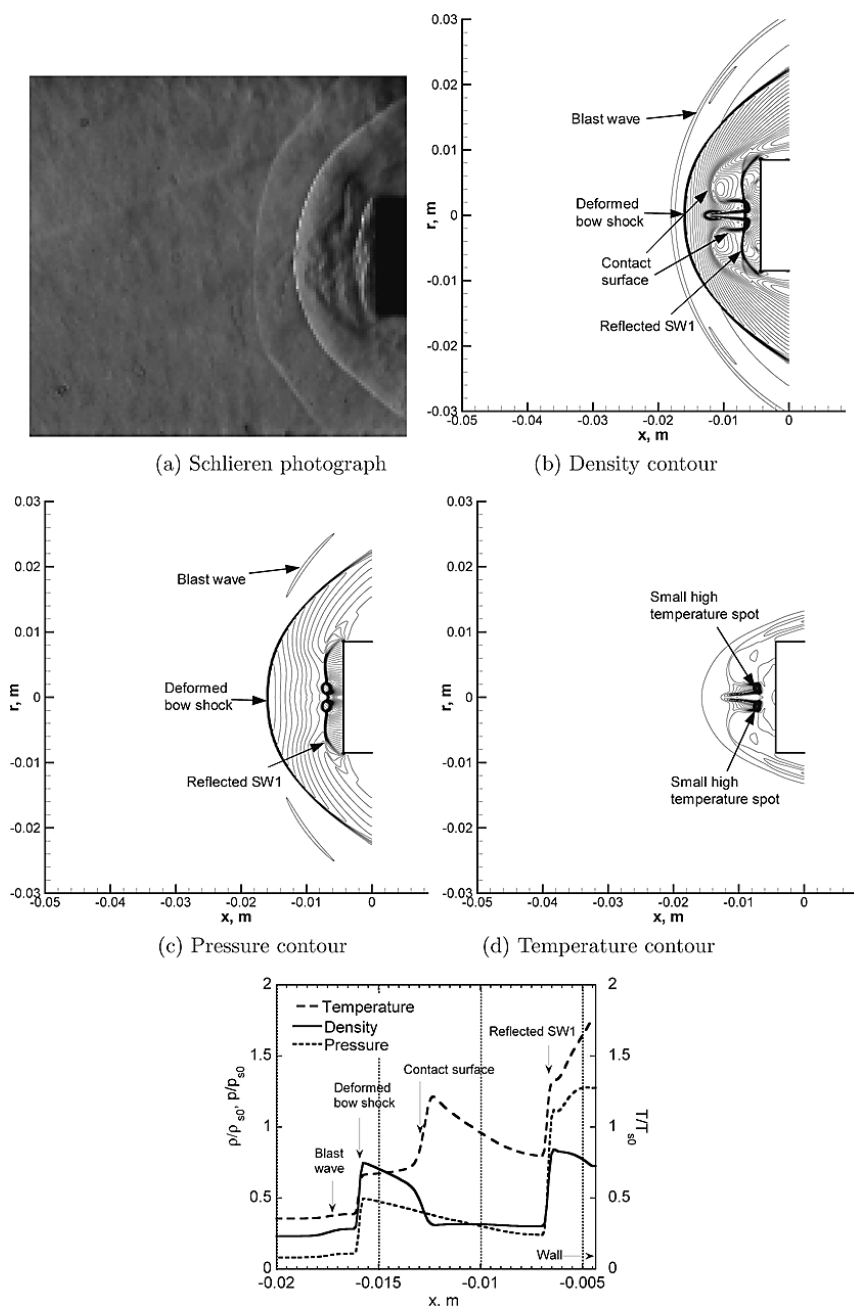
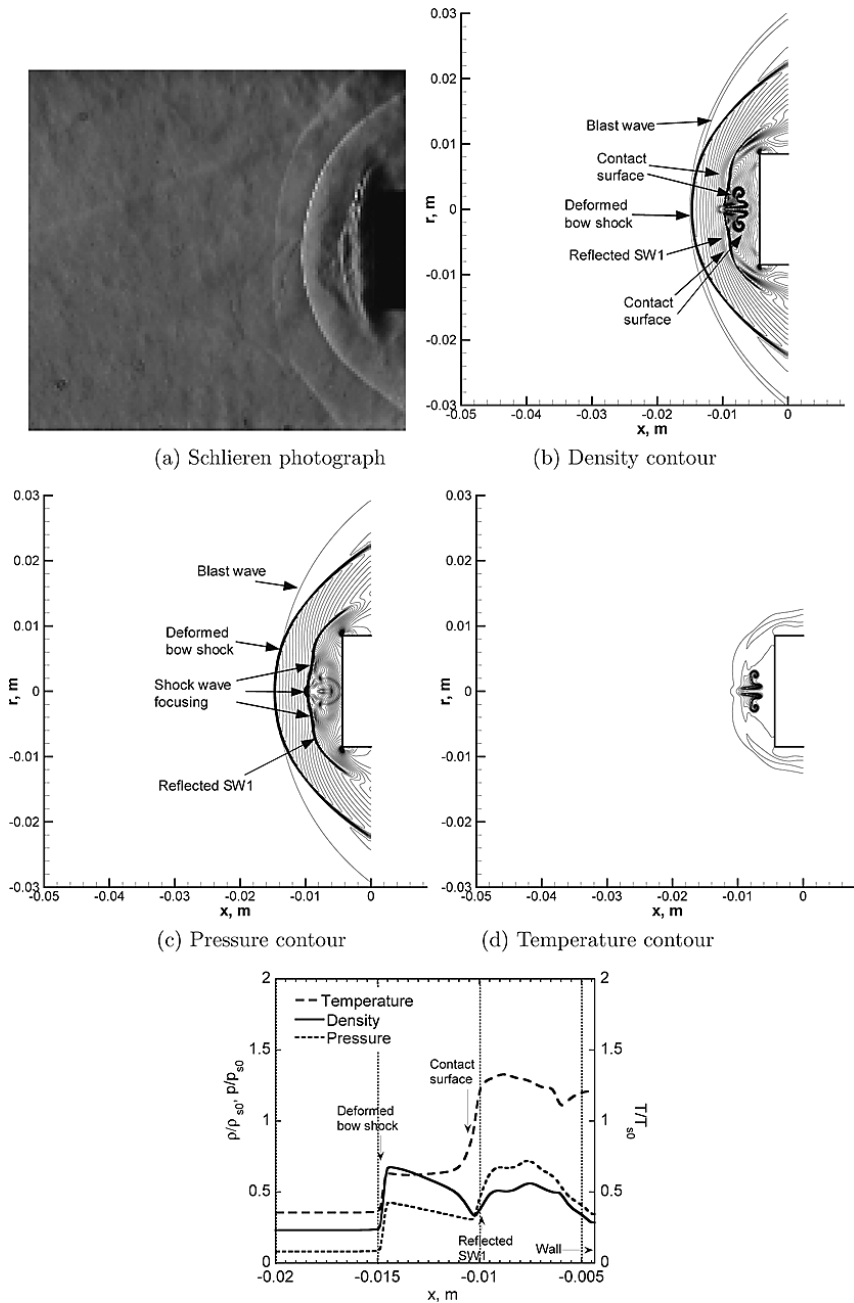


Fig. 8. Comparison of unsteady flowfield at $t = 96 \mu\text{s}$



(e) Calculated density, pressure, and temperature distribution along centerline, the properties are normalized by the steady state value without laser energy deposition

Fig. 9. Comparison of unsteady flowfield at $t = 104 \mu s$

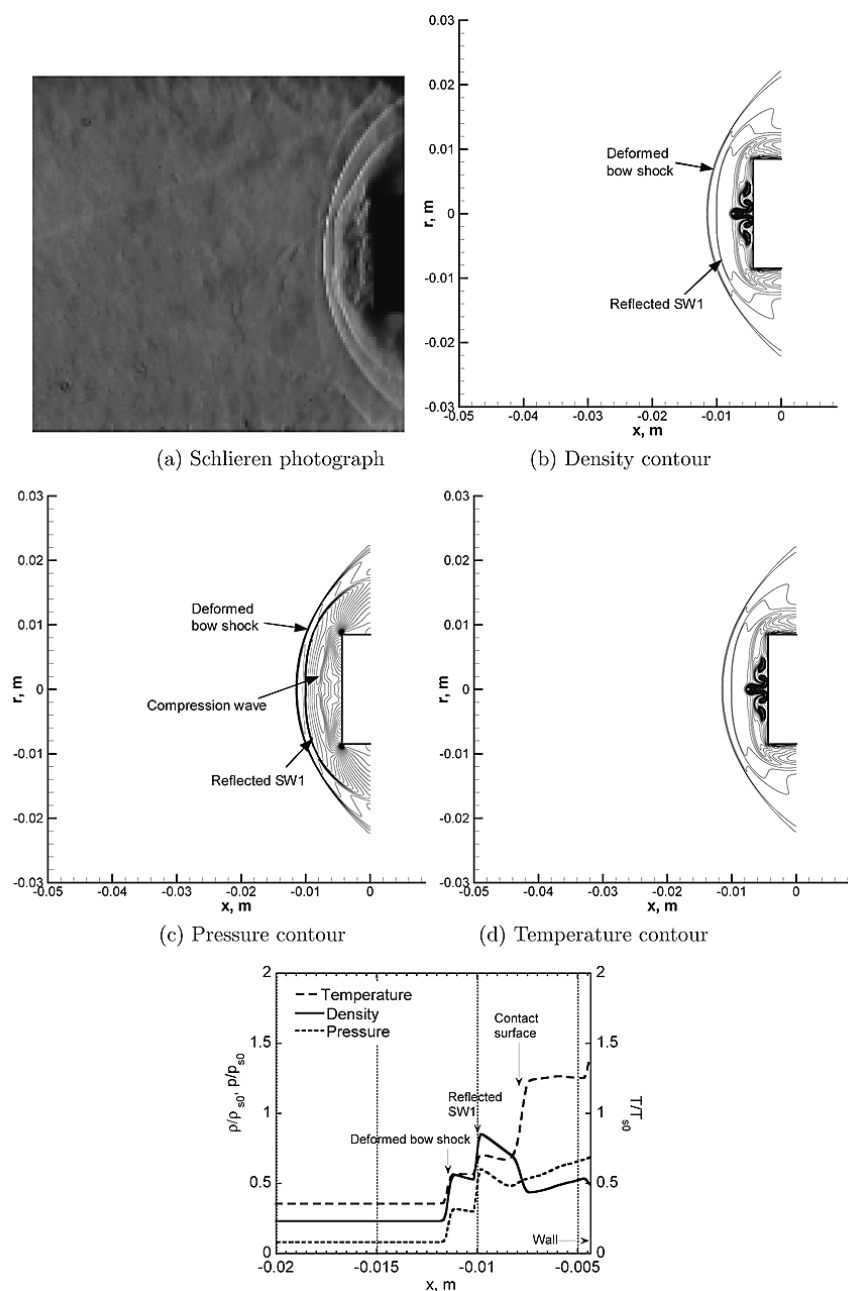
the recover of the deformed shock wave at its steady state position for the case analyzed in the present study. This trend was already reported in the previous work.³⁻⁵ Figures 10 (a) – (e) show the results at $t = 120 \mu s$. It is found that from Figs.10 (a) – (c) that the deformed bow shock wave is approaching to the frontal surface of the blunt body. In addition, the compression wave is seen in Fig. 10 (c). The compression at the centerline near the wall region can be confirmed also from Fig. 10 (e). From the Schlieren photograph given in Fig. 10 (a), the two discontinuous waves are observed, as expected. These waves presumably correspond to the deformed shock wave and the reflected SW1 shown in Figs.10 (b) and (c).

Lastly, the results at $t = 136 \mu s$ are presented in Figs. 11 (a) – (e), respectively. At this time, the pressure at the stagnation point becomes about 1.4 times higher than the steady state value. The relatively large increase occurs when the bow shock wave reaches at the position closer to the wall compared with the steady state case. The experimental result shown in Fig. 11 (a) implies this trend qualitatively. The shock thickness at the centerline is found to be reduced by about 15% from the comparison between Fig. 5 (e) and Fig. 11 (e). After this time, the flowfield structure over the blunt body gradually returns to its steady-state one, as was shown in Fig. 4. One can see in Figs. 11

(b), and (d) that the energy deposited region remains in the flow region adjacent to the frontal surface of the blunt body even at this time. The region affects the pressure distribution only slightly. However, this region could cause higher heat fluxes on the wall.⁴ The heat flux distribution needs to be examined, and this task will be made in the future.

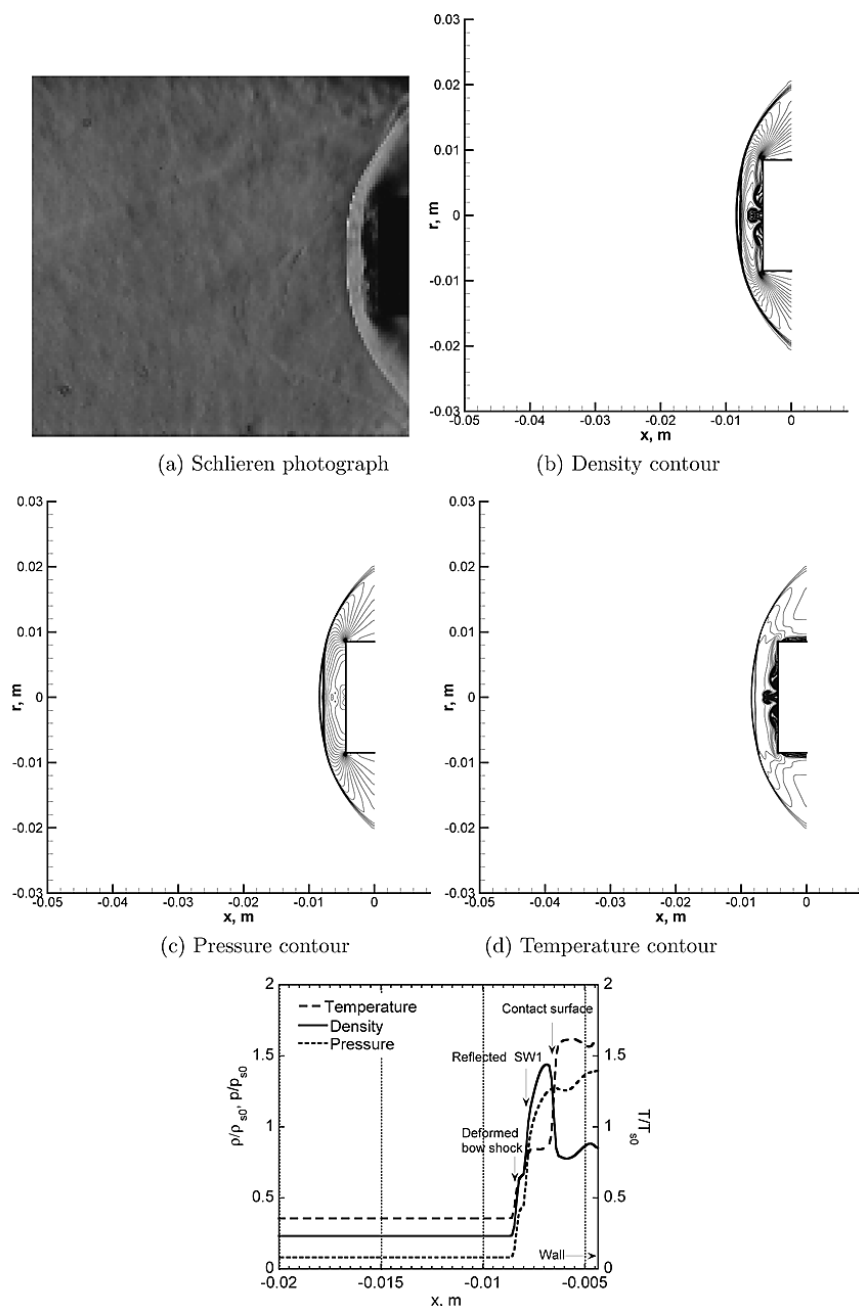
C. Comparison of pressure at the stagnation point between experiment and calculation

In Fig. 12, the time history of the stagnation point pressure of the flat-faced cylinder is compared between measurement and calculation. The present calculation showed that the minimum temperature at the stagnation point becomes about 100 K during the first decrease in the time history of the pressure at the stagnation point. Since the temperature is out of the range of the pressure transducer calibration, the experimental value is fitted to the numerical one. A good agreement of the temporal variation of the pressure is seen between the measurement and calculation. This agreement confirms the qualitative description of the flowfield structure explained earlier.



(e) Calculated density, pressure, and temperature distribution along centerline, the properties are normalized by the steady state value without laser energy deposition

Fig. 10. Comparison of unsteady flowfield at $t = 120 \mu s$

Fig. 11. Comparison of unsteady flowfield at $t = 136 \mu s$

D. Drag Reduction

Figure 13 shows the time variation of the drag on the frontal surface of the cylindrical body is plotted against the elapsed time. The drag value on axis of ordinate is normalized by the one for the steady state case. The drag at each time is calculated by integrating the pressure along the frontal area of the wall. From the figure, the reduction of the drag continues for about $80 \mu s$ from about $t = 45$ to $125 \mu s$. The calculated result shows that the pressure value on the most of the off-centerline region along the body is lower than the steady state value during the second increase of the stagnation point pressure, though the result is not given here. The lower surface pressure in the off-centerline region results in the lower drag value than the steady-state one during the second increase, as is shown in Fig. 13. The averaged drag over the period from $t = 0$ to $250 \mu s$, which is supposed to be the end of the interaction, becomes about 86% of its the steady-state value.

The impulse is calculated by integrating the drag value on the frontal surface given in Fig. 13 with time until $250 \mu s$. By subtracting the calculated impulse value from the steady-state one, the total reduction of the impulse value is estimated to be about $5.3 \times 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$. The reduction of the impulse value during the period from the first peak in the pressure history to the second one attributes to the total

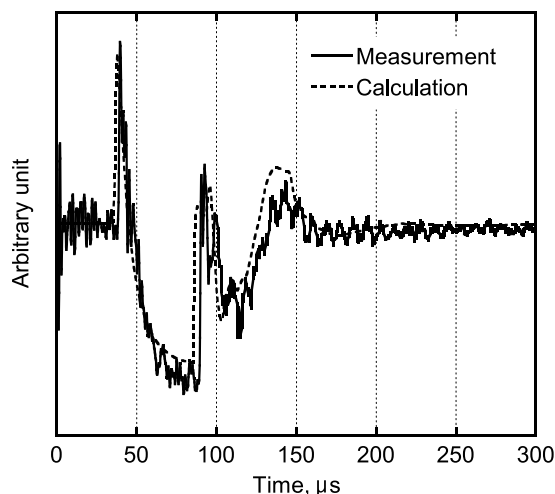


Fig. 12. Comparison of time history of the stagnation point pressure at the centerline of the flat-faced cylinder between measurement and calculation

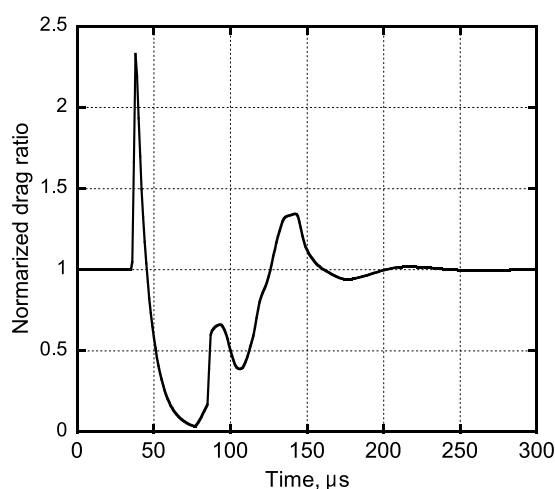


Fig. 13. Time history of the drag exerted on the frontal surface of the flat-faced cylinder

reduction by about 70%. Even though the second and third compressions are observed after that period, the total impulse value is moderately reduced and its contribution to the total reduction becomes about 30% on the average.

V. CONCLUDING REMARKS

An experimental and numerical study is made for the interaction of the shock wave with the thermal energy region created by laser energy deposition in a supersonic flow over a flat-faced cylindrical blunt body. The density fields agree well between the experiment and the calculation. By combining the experimental and the numerical results, the drag reduces by about 86% compared with the steady-state one on the average during the effective interaction time of 250 μs deduced for a single pulse laser energy deposition in the present study.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Mr. Yohei Sekiya, who is a graduate student of this department, for his energetic accomplishment to conduct the experiment throughout this project.

REFERENCES

- 1 Knight D., Kuchinskiy V., Kuranov, A., and Sheikin, E., "Survey of Aerodynamic Flow Control at High Speed By Energy Deposition," AIAA Paper 2003-0525, January, 2003.
- 2 Georgievsky, P., and Levin, V., "Unsteady Interaction of a Sphere with Atmospheric Temperature Inhomogeneity at Supersonic Speed," *Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, No.4, May-June 1993, pp. 174–183 (in Russian); translated in *Fluid Dynamics*, Vol.28, No.4, 1993, pp. 568–574.
- 3 Adelgren, R. A., Yan, H., Elliott G. S., Knight D. D., Beutner T. J., and Zheltovodov, A. A., "Control of Edney IV Interaction by Pulsed Laser Energy Deposition," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 2, 2005, pp. 256–269.
- 4 Kandala, R., and Candler G. V., "Numerical Studies of Laser-Induced Energy Deposition for Supersonic Flow Control," *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 11, 2004, pp. 2266–2275.
- 5 Zheltovodov, A. A., Pimonov, E. A., and Knight D.D., "Energy Deposition Influence on Supersonic Flow Over Axisymmetric Bodies," AIAA Paper 2007–1230, January, 2007.
- 6 Wada, Y., and Liou, M. S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA paper 94–0083, January, 1994.
- 7 Sakai T., and Sawada, K., "Calculation of Nonequilibrium Radiation from a Blunt Body Shock Layer," *Journal of Thermophysics and*

Heat Transfer, Vol. 17, No. 1, January-March 2003, pp. 21–28.

- 8 Sasoh, A, Ohtani, T., and Mori, K., “Pressure Effects in a Shock-Wave–Plasma Interaction Induced by a Focused Laser Pulse,” *Physical Review Letters*, Vol. 97, No. 20, Art. No. 205004, November 2006.