

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系  
先端エネルギー工学専攻

平成 19 年度

修士論文

衝撃風洞を用いた極超音速飛行体周り流れ場の  
放電発光法による可視化

2008 年 2 月提出  
指導教員 鈴木 宏二郎 准教授

66209 児島 佳敬

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	3
<b>第2章</b>	<b>放電発光法の定性的理論</b>	<b>4</b>
2.1	放電発光法の定性的理論 1(第一放電法)	4
2.2	放電発光法の定性的理論 2(第二放電法)	9
2.3	まとめ	12
<b>第3章</b>	<b>実験装置</b>	<b>13</b>
3.1	衝撃風洞	13
3.1.1	衝撃風洞の原理・特徴・種類	13
3.1.2	二段式高エンタルピ型衝撃風洞	16
3.1.3	計測系	23
3.1.4	二段式高エンタルピ型衝撃風洞の気流特性	28
3.2	放電発生装置	31
<b>第4章</b>	<b>放電発光法に関する基礎実験</b>	<b>33</b>
4.1	放電発光のタイミングの確認	33
4.2	放電発光法により得られる画像と流れ場の関係	36
4.2.1	半球模型周りの流れ場の可視化実験	36
4.2.2	半球模型周りの流れ場の数値解析	38
<b>第5章</b>	<b>極超音速飛行体周りの流れ場の可視化</b>	<b>45</b>
5.1	実験概要	45
5.1.1	研究背景	45
5.1.2	実験条件および実験模型	46
5.2	大きな姿勢角をとった場合の流れ場の観察	47
5.2.1	迎角が $0^\circ$ 、 $-20^\circ$ 、 $20^\circ$ の場合	47
5.2.2	横すべり角が $0^\circ$ 、 $10^\circ$ 、 $20^\circ$ の場合	53
5.3	ボディフラップを設置した場合の流れ場の観察	57
5.4	ボディフラップが損傷した場合の流れ場の観察	60

<b>第6章</b>	<b>可視化画像の衝撃波抽出</b>	<b>62</b>
6.1	概要	62
6.2	画像処理の基礎知識	62
6.2.1	デジタル画像	62
6.2.2	色空間	63
6.2.3	近傍処理	64
6.3	画像処理	67
6.3.1	原画像	67
6.3.2	色空間に関する考察	68
6.3.3	各フィルタに関する考察	72
6.3.4	フィルタ処理の回数に関する考察	78
6.3.5	改良したラプラシアンガウシアンフィルタに関する考察	81
6.3.6	ソーベルフィルタ近傍処理画像の重ね合わせに関する考察	83
6.3.7	色空間とフィルタによる近傍処理に関する考察	85
6.4	まとめ	88
<b>第7章</b>	<b>結論</b>	<b>90</b>
	<b>Appendix</b>	<b>92</b>
	謝辞	99
	参考文献	101
	本論文に関する学会発表リスト	103
	本論文に関する受賞リスト	103

# 第 1 章 序論

## 1.1 研究背景

人類は空にあこがれ、鳥を見ては空を飛んでみたいと思い、月や星を見ては見果てぬ地への思いを馳せた。ここ 100 年余りで人間の創り出した科学技術は大きな飛躍を遂げ、飛行機で空を飛び、宇宙船で宇宙飛行や月面着陸を現実のものにしてきた。人間の好奇心は留まることを知らず、その活動領域を地球から宇宙へ拡大しようとしている現在、さらなる航空宇宙分野の発展が期待されている。

現在、アメリカ、ロシアをはじめ欧州、カナダなどの国々が協力して、巨大な有人宇宙施設、国際宇宙ステーション[1]の建設が進められており、完成予定の 2010 年まで 2 年となった。**Figure 1.1** に国際宇宙ステーションの完成予想図を示す。近い将来、国際宇宙ステーションのような長期滞在が可能な有人宇宙施設が数多く完成し、さらに宇宙活動が活発になることが想定される。活発な宇宙活動を実現するためには、地球と宇宙ステーション、また宇宙ステーション同士の人員や物資を高頻度に輸送する必要があり、有人あるいは無人の効率的な宇宙輸送系が必須である。

現在、宇宙航空開発機構(JAXA)では、将来の宇宙往還機システムの有望なものの一つとしてリフティングボディ往還機[2]の研究を行っている。**Figure 1.2** にリフティングボディ往還機を示す。リフティングボディ形状は翼を持たず、胴体そのもので揚力を発生する形状であり、従来の翼胴形状に比較して構造的に有利で軽量化を図ることができるほか、極超音速域での空力加熱およびペイロード容量の観点からも有利と考えられている。しかしながら、実現にはさまざまな課題がある。リフティングボディ形状の飛行体は、揚抗比が極端に小さいため大迎角で飛行する必要がある。このとき、機体周りには衝撃波や剥離渦などが生じ、空力特性に影響を与える。また、機体が地球や惑星の大気圏に突入する際、厳しい空力加熱が生じてしまうため、何らかの加熱防御対策が必要である。これらの現象をより詳しく調べるためには、数値解析だけでは不十分であり、機体周りの極超音速流れ場を知るための地上実験設備が必要である。

極超音速風洞[3]は、数秒から数十秒の通風時間を持つ間欠式のものが多い。間欠式極超音速風洞は、高圧貯気槽や真空槽、作動気体を加熱するための加熱器などの大型の設備が必要となり、また通風に多大な労力を要する。一方、極超音速風洞の一種である衝撃風洞は、通風時間が 1~10msec 程度ではあるが、それゆえに実験模型や装置に与える熱的損傷を小さくでき、圧縮機や加熱器のような設備を必要とせず、比較的簡単な装置構成で極超音速流が得られるという特徴を持つ。

風洞実験において物体周りの流れ場を知るための最も基本的な方法は可視化である。一般に、圧縮性流体の可視化実験には、シュリーレン法やシャドウグラフ法などの光学的手

法が用いられる。しかしながら、測定室に光を通す必要があるため可視化方向が限定される、三次元的な流れであっても、それらが積分された二次元的な可視化結果となり、また任意の断面での流れ場の可視化が不可能である、さらに、気体の密度変化を利用して可視化をしているため、気流密度が小さい極超音速流への適用には困難が生じるといったことなどが課題となっている。

これらの課題を解決するために、極超音速流における可視化法として放電現象を利用した可視化法(放電発光法)が提案され、西尾ら[4]～[7]により定性的な説明がなされている。放電発光法は、模型に電極を貼り付けることができれば、任意の断面における模型周りの衝撃波の可視化が可能で、複雑形状模型周りの流れ場の可視化も可能なため適用範囲も広く、装置も簡単・安価であるという特徴を持つ。撮影機材も、光学的手法では必要なシュリーレンレンズや凹面鏡が不要であり、基本的にはカメラさえあればよい。近年、デジタルカメラに関する技術が飛躍的に発展を遂げ、高性能ながらも低価格でデジタルカメラを入手することが可能になっている。本手法では、特に高感度での撮影が課題であったが、近年のデジタルカメラではその課題も克服しつつあり、さらに撮影後、画像をすぐに確認できる、フィルムが不要なため、より低コストで実験を行えるという利点を持っており、本手法に対して再び注目が集まっている。

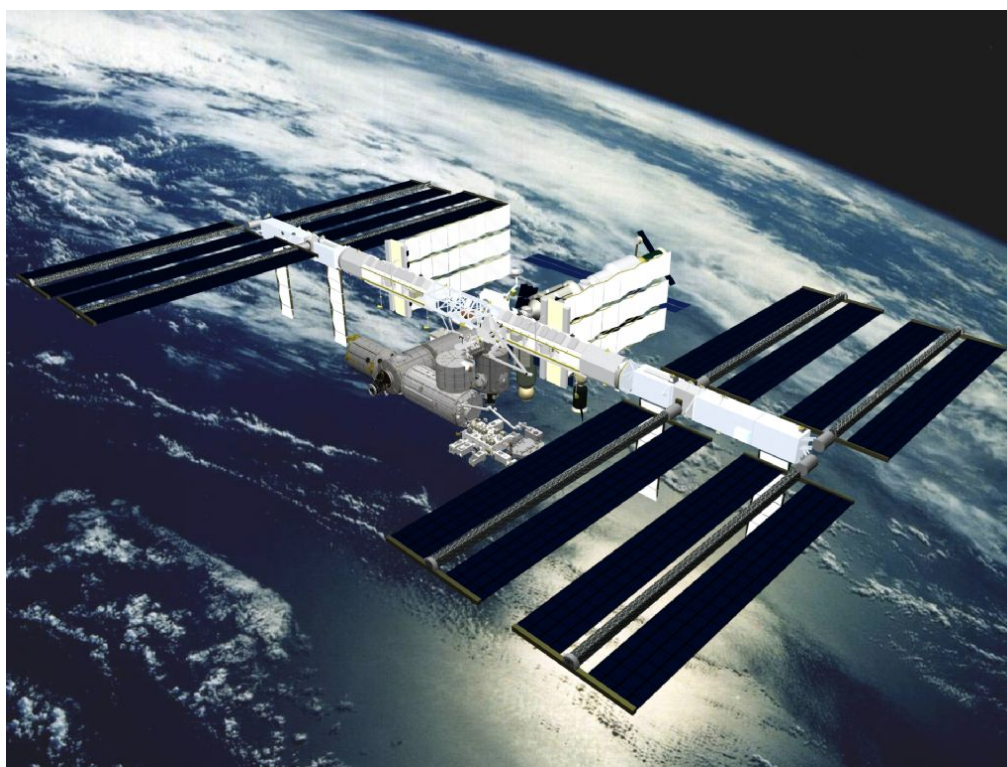


Figure 1.1 : International Space Station[1]

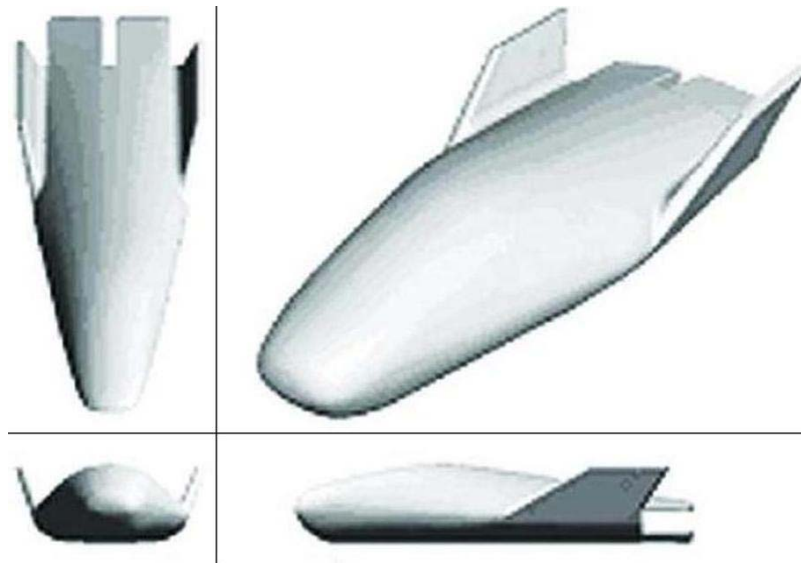


Figure 1.2 : Lifting-body[2]

## 1.2 研究目的

本研究の目的は、低コストで高い機動性を持つ極超音速風洞である衝撃風洞に、同じく低コストかつ設定自由度の高い放電発光法を用いて、極超音速飛行体周りの流れについて低コストかつ柔軟性の高い可視化画像取得方法を示し、その適用性・有用性を確認することである。

まず、放電の発光のタイミングを確認するために、ハイスピードカメラによる可視化と電極となる針状電極付近の電流計測を行った。次に、放電発光法により可視化される衝撃波流れに適切な解釈を与えることを目的に、半球模型周りの流れ場の可視化画像と数値解析結果の比較検証を行った。さらに、放電発光法の有効性や適用性を確認することを目的に、さまざまな姿勢の極超音速飛行体周りの流れ場を調べた。最後に、放電発光法により得られる可視化画像から模型の輪郭と衝撃波の抽出を行うことを目的に、各種の画像処理を比較し、その適否を明らかにすることを行った。

## 第2章 放電発光法の定性的理論

本章では、放電発光法の定性的な理論について述べる。西尾は、放電発光法による可視化には二種類あり、衝撃波を横切るように放電を発生させたとき、一様流側の放電の発光強さと、衝撃波層の放電の発光強さが異なる場合を第一放電法[4]、また同様に、衝撃波を横切るように放電を発生させたとき、放電路からの発光強さが衝撃波の位置で他の領域からの発光強さと異なる場合を第二放電法[5]と述べている。以下に、放電発光法の訂正理論に関して述べる。これは、西尾による論文からのまとめである。

### 2.1 放電発光法の定性的理論 1(第一放電法)[4]

入射する電子エネルギーに対する気体分子等の励起関数は、電子エネルギーが十分小さい時、励起関数はきわめて小さく、電子励起はほとんど生じない。しかし、電子エネルギーのある値から、急に励起関数が増加し励起が活発になる。そして、ある電子エネルギー値で励起関数は最大になる。さらに入射する電子エネルギーが増加すると、逆に励起関数は減少し、電子励起の発生する程度が減少する。Figure 2.1 はこのように、入射する電子エネルギーに対する気体分子等の励起関数の一般的な形状を任意スケールで図示したものである。励起関数が電子エネルギーに対してこのように変化する理由については、Nasser[8]が詳細に述べている。

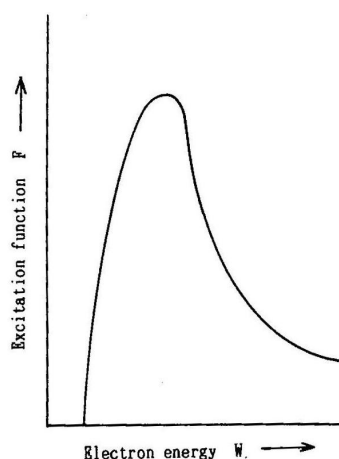


Figure 2.1 : Excitation function vs. Electron energy

気体中の火花放電時には、気体分子等が電子により電子励起させられ、この励起された分子等の電子が安定状態に戻るときに、そのエネルギーに等しい光を放出する。このことは、火花放電中では電子による励起の発生程度、すなわち、励起関数が、放電路から放

出される光の程度に直接の関係を持つことを意味する。気体の種類が同じであれば、励起関数の曲線の形は同じである。したがって、放電路からの発光強度  $I$  は、

$$I \propto F \times N \quad (2.1)$$

で表される。ここで  $F$  は励起関数、 $N$  は気体の粒子数密度を表す。このことから、放電路からの発光強度  $I$  は、粒子数密度  $N$  をパラメータとして、任意スケールで Figure 2.2 のように表せる。図中では、 $k > 1$  としている。

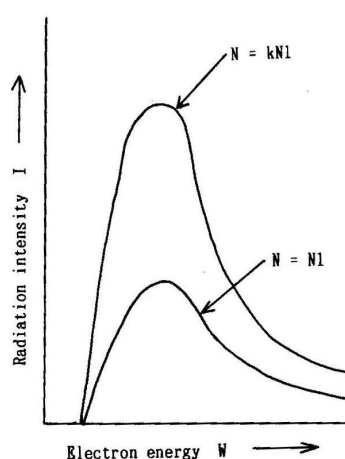


Figure 2.2 : Radiation intensity vs. Electron energy

実際の可視化実験では、電子エネルギーをあらかじめ知ることは難しいため、Figure 2.2 の横軸を電場  $E$  で表すことを考える。電場中の平均電子エネルギー  $W$ [9]は、

$$W \propto E / N \quad (2.2)$$

の関係がある。粒子数密度が  $N$ 、電場が  $E$  のときの平均電子エネルギーが  $W$  であるとする。すると、粒子数密度が  $k$  倍の  $kN$  である場合には、電場も  $k$  倍の  $kE$  のときに同じ電子エネルギー  $W$  が得られる。このことから、Figure 2.2 の横軸を電場  $E$  で表すと、粒子数密度  $N$  をパラメータとして、Figure 2.3 のように表すことができる。



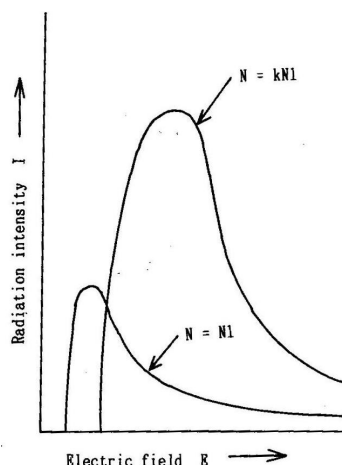


Figure 2.3 : Radiation intensity vs. Electric field when molecular number density is a parameter

ここで、Figure 2.4 に示すように極超音速流中に置かれたくさびに生じる衝撃波を横切る放電路を考える。一様流中の粒子数密度を  $N$ 、衝撃波層内の粒子数密度を  $N_s$  とする。今、 $k$  の値を適当にとり  $N = N$ 、 $N_s = kN$  の場合を考えると、Figure 2.3 から、Figure 2.5 に示すように二つの異なる発光強度の曲線、 $I$  曲線と  $I_s$  曲線が描ける。ここで、 $I$  は一様流中からの発光強度を、 $I_s$  は衝撃波層内からの発光強度を表す。放電路中の衝撃波に十分近い一様流中と衝撃波層の二つの領域では、距離が近いので、電場は近似的に等しいと考えることができる。したがって、これら二つの曲線から、電場  $E$  に対する  $I$  と  $I_s$  の発光強度比  $I/I_s$  の関係は、Figure 2.5 から概略的に Figure 2.6 のようになると予想される。すなわち、電場が十分小さいときは  $I/I_s = 1$  となり、一様流側が衝撃波層内よりも強く発光する。電流が大きくなると、ある電流値で  $I/I_s = 1$  となるが、この場合、両領域からの発光強度は等しい。このような時には衝撃波の可視化はできないことを意味する。さらに電場が大きくなると  $I/I_s$  は 1 より小さくなるが、ある電場値で最小となる。その後、電場値の増加にしたがって徐々に  $I/I_s$  は増加し、ある値に近づくことが予想される。

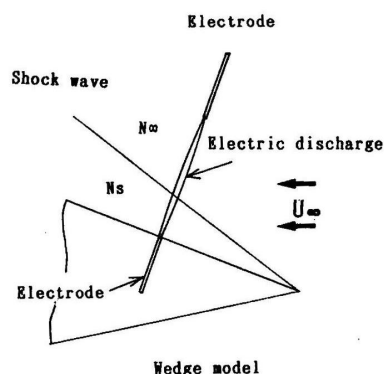


Figure 2.4 : Shock wave over wedge and electric discharge across the shock wave

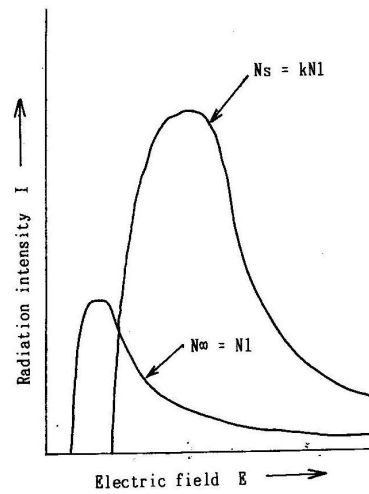


Figure 2.5 : Radiation intensities from electric discharge in two regions, i.e. , in a free stream and a shock layer

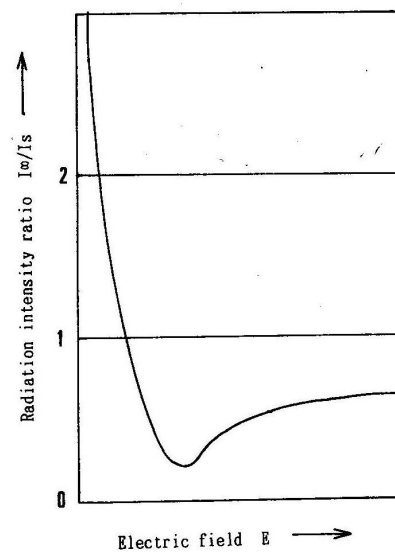


Figure 2.6 : Qualitative radiation intensity ratio  $I/I_s$  vs. Electric field

以上、述べてきた可視化法の定性的理論の正しさを確かめるため、実験的に調べられている。西尾は、実際に種々の電場値のもとで、衝撃波を横切るように放電を生じさせ、これらの放電路を写真撮影し、ここから衝撃波前後の発光強度比  $I/I_s$  を求めた。一様流と衝撃波層内の密度比  $N/N_s$  は  $1/3$  および  $1/5$  の二種類の場合に設定している。実験から得られた衝撃波前後の発光強度比  $I/I_s$  の関係を Figure 2.7 に示す。Figure 2.7 では、Figure 2.6 で予測した電場に対する  $I/I_s$  の関係とよく一致することが示されている。

Figure 2.6 から、衝撃波の可視化条件として、電場  $E$  が十分小さい場合か、あるいは  $I$

$I/I_s$  が最小値になる場合がよいと考えられる。しかし、実際には電場を十分小さくして放電を生じさせるためには多量の電流を流さなければならず、そのため流れ場を乱してしまう。このため実験条件としては、 $I/I_s$  が最小値になる場合が最も適していると考えられる。

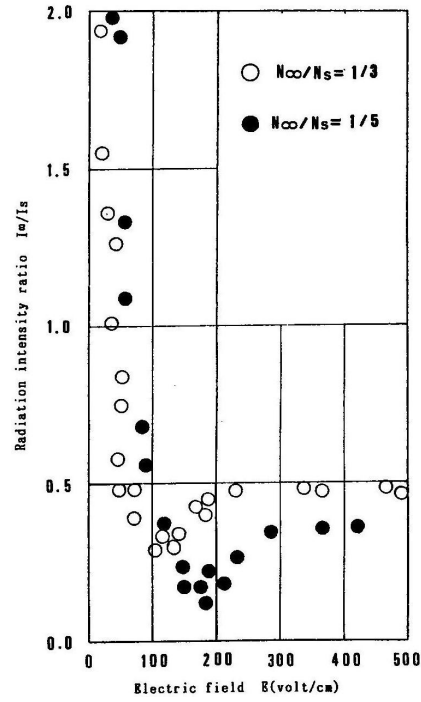


Figure 2.7 : Radiation intensity ratio  $I/I_s$  vs. Electric field obtained experimentally

## 2.2 放電発光法の定性的理論 2(第二放電法) [5]

十分短い放電時間の放電路からの発光強さは、電場中を走行する電子のエネルギーに対する励起関数と分子数密度の積に比例することが知られている[10]。この電子エネルギーを衝撃波の位置で適度な値にし、衝撃波の位置で適度な値にし、衝撃波の位置での放電路からの発光の強さをコントロールして、衝撃波の位置を可視化することができる。その可視化理論を定性的に述べる。

衝撃波を横切るように放電を生じさせたとき、衝撃波層内と一様流中に発生するイオン濃度の程度は Figure 2.8 に示すように、電子エネルギーのイオン化効率曲線[11]によって見積もることができる。Figure 2.8 は種々の気体のイオン化効率曲線を示しているが、一般に、どの気体のイオン化効率曲線も同様の傾向があることが知られている。電子エネルギーがあまり大きくない範囲、すなわち、イオン化効率曲線が最大値になるまでの範囲では、近似的にみるとイオン化効率曲線は直線的に増加しているのが分かる。したがって、電子エネルギー値のこのような範囲に対して、イオン化効率  $S$  は、近似的に次のように表すことができる。

$$S = aP(W - V_i) \quad (2.3)$$

ここで  $a$ 、 $P$ 、 $W$ 、 $V_i$  はそれぞれ、定数、気体圧力、電子エネルギー、イオン化ポテンシャルを表す。電場中の平均電子エネルギー  $W$  は次式で表せる[9]。

$$W = K_1 \frac{E_1}{P} \quad (2.4)$$

ここで  $K_1$ 、 $E_1$  はそれぞれ定数、電極間に印加する電圧により発生する衝撃波近傍の電場強さを表す。これらのことから、衝撃波層内と一様流中に生じるイオン濃度の比  $I_s / I$  は、

$$\begin{aligned} I_s / I_\infty &= S_s / S_\infty \\ &= P_s (K_1 \frac{E_1}{P_s} - V_i) / P_\infty (K_1 \frac{E_1}{P_\infty} - V_i) \end{aligned} \quad (2.5)$$

で表せる。ここで添え字  $s$  と  $\infty$  は衝撃波層内と一様流中を表す。式(2.5)より判断して、適当な  $E_1$  を与えることにより、

$$I_s / I_\infty = 1 \quad (2.6)$$

または、

$$I_s / I_\infty = 1 \quad (2.7)$$

を満たすことができる。そして、このとき発生するイオンにより生じる衝撃波近傍の電場  $E_2(x)$  は次式で表すことができる。

$$E_2(x) = \frac{K_2}{4\pi\epsilon} \int_{x_1=-L}^{x_1=+L} \frac{\rho(x_1)}{(x - x_1)^2} dx_1 \quad (2.8)$$

ここで  $\rho(x_1)$  は  $x = x_1$  でのイオン電荷濃度を、 $x_1 = 0$  は衝撃波の位置を、 $L$  は衝撃波の位置から陰極側にとった適当な距離を表すものとする。

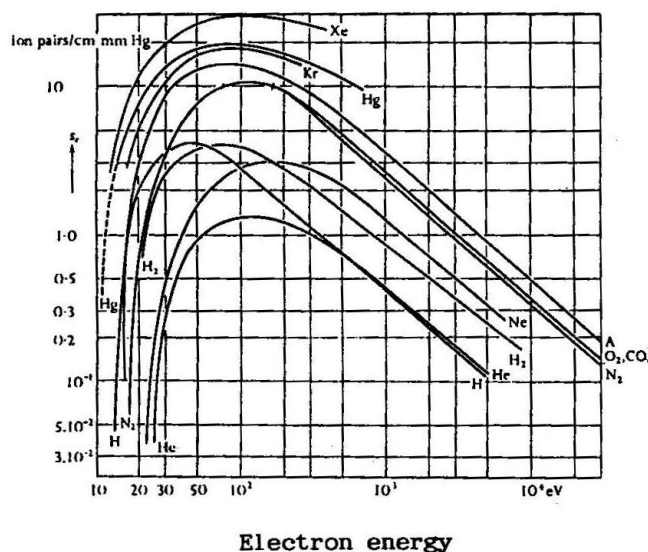


Figure 2.8 : Ionization efficiency  $S$  as a function of the electron energy for various gases at 1 mmHg and 0 [10]

衝撃波近傍の電場  $E_1$  は、Figure 2.9 に示すように衝撃波前後でほぼ一定の値として表すことができる。そして、式(2.6)を満たす場合の  $E_2$  は、式(2.8)の物理的意味から、また衝撃波面は有限の厚さを有することを考えると、Figure 2.10 に示すように、衝撃波の位置で電場がドロップするように描くことができる。逆に、式(2.7)を満たす場合の  $E_2$  は、Figure 2.10 の場合と同様に考えて、Figure 2.11 に示すように、衝撃波の位置で急峻に立ち上がるように描くことができる。したがって、 $E_1$  と式(2.6)を満たす場合の  $E_2$  を加えた衝撃波近傍の電場分布は Figure 2.12 のように表せる。そして、 $E_1$  と式(2.7)を満たす場合の  $E_2$  を加えた衝撃波近傍の電場分布は Figure 2.13 のように表せる。Figure 2.14 には電子エネルギーに対する窒素の励起関数[12]を任意のスケールで示している。この図によると電子エネルギーが、窒素の励起ポテンシャルである 13eV より小さい場合、電子励起はほとんど生じない。すなわち、発光はほとんど起こらない。また、電子エネルギーが 20eV 程度になると電子励起が活発になり強い発光が生じることが予測される。適当な実験条件を設定することにより、衝撃波の位置での電場強さを十分小さく、または適度に大きくして、この位置での電子エネルギーを 13eV 程度よりも十分小さくする、もしくは 20eV 程度にすることを考えることができる。この結果、衝撃波の位置に暗部、または明部を生じさせることができる。この暗部または明部は気流の前方から、あるいは後方から写真観測できるので、三次元衝撃波の可視化が可能になる。

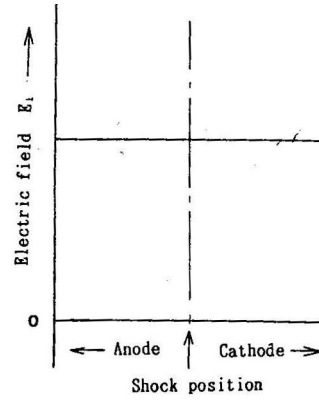


Figure 2.9 : Electric field  $E_1$  near shock wave generated by applied voltage

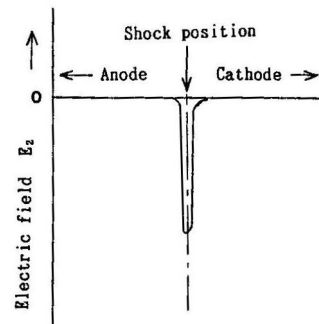


Figure 2.10 : Electric field  $E_2$  near shock wave in case of  $I_s / I = 1$

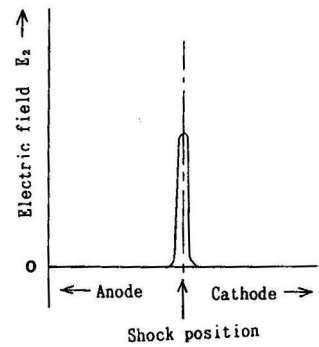


Figure 2.11 : Electric field  $E_2$  near shock wave in case of  $I_s / I = 1$

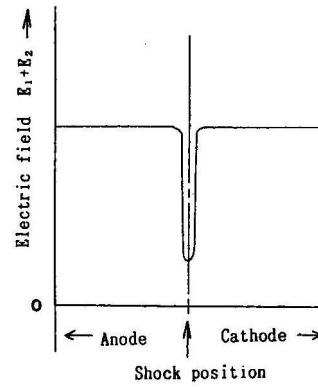


Figure 2.12 : Electric field  $E_1 + E_2$  near shock wave in case of  $I_s / I \quad 1$

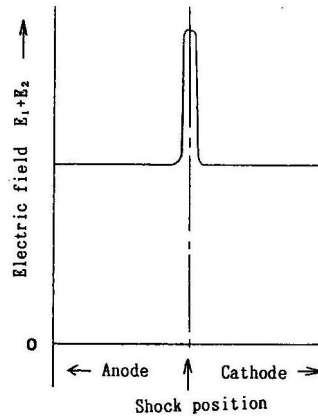


Figure 2.13 : Electric field  $E_1 + E_2$  near shock wave in case of  $I_s / I \quad 1$

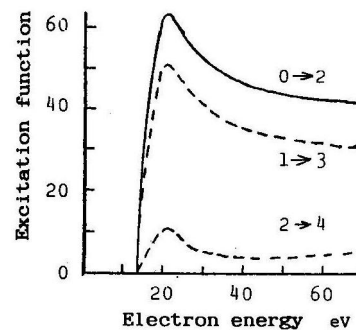


Figure 2.14 : Nitrogen excitation functions vs. Electron energy in arbitrary unit[12]

## 2.3 まとめ

本章では放電発光法の定性的理論について述べた。この理論を基にし、第 4 章、第 5 章では、極超音速流中での放電発光法による可視化実験を行い、得られた結果に対し考察を行う。

## 第 3 章 実験装置

本章では、本研究に用いた実験装置や計測機器、放電回路に関して述べる。

### 3.1 衝撃風洞

ここでは、まず衝撃風洞の原理・特徴・種類に関して述べた後、実験で用いた二段式高エンタルピ型衝撃風洞について述べる。

#### 3.1.1 衝撃風洞の原理・特徴・種類[3]

衝撃波や高エンタルピ気流の実験に用いられる装置の一つに衝撃波管がある。まず、この装置の原理について説明する。Figure 3.1 のように、あらかじめ管を隔膜で仕切っておき、片側に高圧気体を、反対側に低圧気体を充填する。隔膜を前後の圧力差、あるいは撃針で破ると、高圧気体は急激に膨張し、低圧気体を圧縮する。その結果、低圧室内に垂直衝撃波が形成され、高圧室側から低圧室側へ伝播し、その背後には衝撃波により誘起された高速気流が続く。この衝撃波や高速気流を、低圧室の管端近くの測定部から観測を行う。衝撃波管は、衝撃波や高温の均質な気体が容易に得られるため、衝撃波の特性や高エンタルピ流れ、高温における化学反応の研究に適している。また、高圧側が駆動気体、低圧側が試験気体となるが、衝撃波管では試験気体を容易に変えることができ、さまざまな気体中の高エンタルピ流に関する実験が可能である。

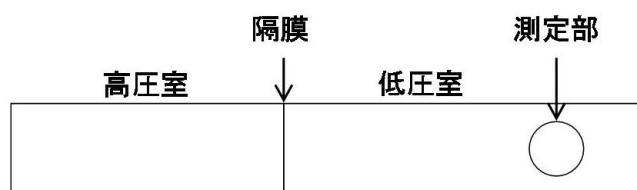


Figure 3.1 : The Schematic view of Shock Tube

衝撃風洞は、衝撃波管の先端に超音速ノズルを設置したもので、圧縮機や加熱器の代わりに衝撃波による加熱圧縮を利用し超音速流を得る装置である。利点は、

- ・ 圧縮機や加熱器のような付帯設備を必要とせず、比較的簡単な構成で極超音速気流を作り出すことができること
- ・ 加熱器で得られる気体の温度はたかだか 2000K 程度であるが、衝撃波を用いるとそれ以上の高温が得られること(大気圏再突入飛行と同程度の高エンタルピ気流をつくるこ



とも可能)

- ・ 衝撃波によってつくられる高エンタルピ気体の持続時間は非常に短く(一般的な試験時間は 1 ~ 10msec のオーダーである)、実験模型や装置に与える熱的損傷を小さくできること

などがあげられる。その反面、短所は試験時間が短く計測が困難ということである。

衝撃風洞は、衝撃波発生部分(衝撃波管)の構成により、いくつかのタイプに分けられる。以下に代表的なものについて示す。

### ・ 反射型衝撃風洞

Figure 3.2 に反射型衝撃風洞の概念図を示す。この風洞は、衝撃波管の低圧室端面で入射衝撃波を反射させ、それによって再圧縮された高温高压静止気体を貯気槽として用いる。運転時間は、 $x-t$  線図に示されているように、衝撃波が管端に到達するまでである。したがって、気流の持続時間を延ばすためには長い衝撃波管が必要になる。

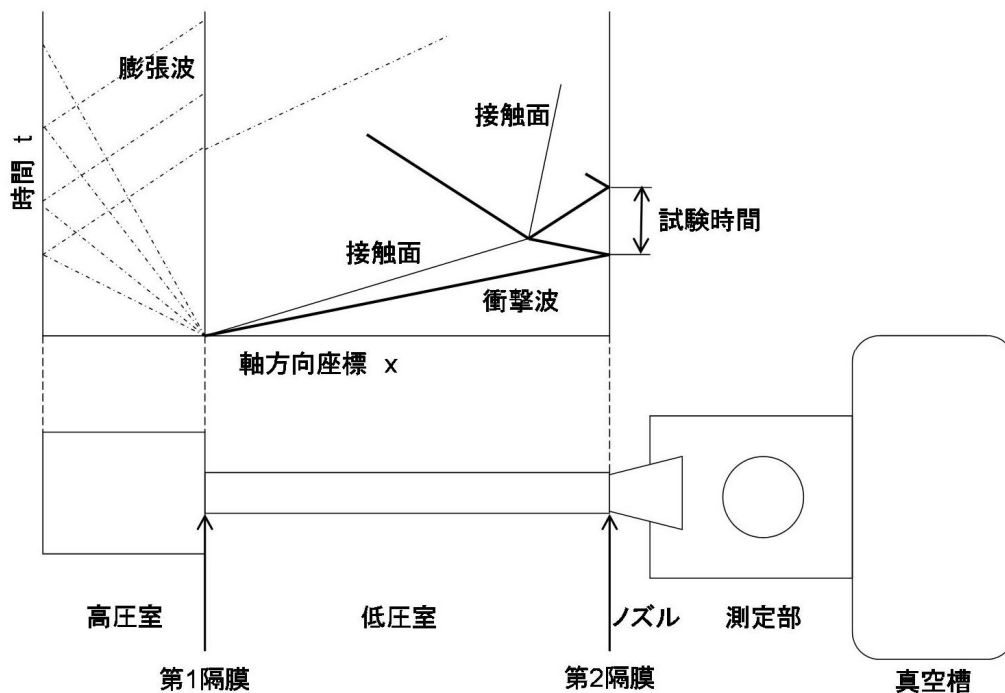


Figure 3.2 : The Wave diagram of Reflected Shock Tunnel Operation

### ・ ガンタンネル

Figure 3.3 にガンタンネルの概念図を示す。この風洞は、衝撃風洞の低圧部に軽いピストンを置き、ピストンの運動を利用して低圧側試験気体を圧縮する。ガンタンネルではピストン前方にできる衝撃波によって気体を圧縮するため、ピストンはできるだけ軽く加速のよいものが望ましい。ピストンは銃身管内部の第 1 隔膜側に置かれ、銃身管内の気体が試

験気体となる。第 1 隔膜が開くとピストンは前後の圧力差で加速され、その前方に衝撃波が発生する。衝撃波は管端で反射し、その反射波がピストンとぶつかり反射波を生じ、それがまた銃身管端で反射するといったことが繰り返される。この過程でピストンはほぼ静止し、銃身管端にほぼ定常な高温高压のよどみ点状態が形成され、これが風洞としてのテスト時間となる。なお、第 2 隔膜は銃身管端への衝撃波の入射またはその反射波によってつくられる高压気体で破られ、試験気体が極超音速ノズルを通して膨張することにより、極超音速流が得られる。ガンタンネルでは、衝撃風洞と比較して長い気流時間(10 ~ 100msec)が得られるのが特徴である。反射型衝撃波やガンタンネルで得られる気流の貯気槽温度は通常、1000K 程度であり、実在気体効果が現れるレベルの高エンタルピ流を作り出すことは難しい。

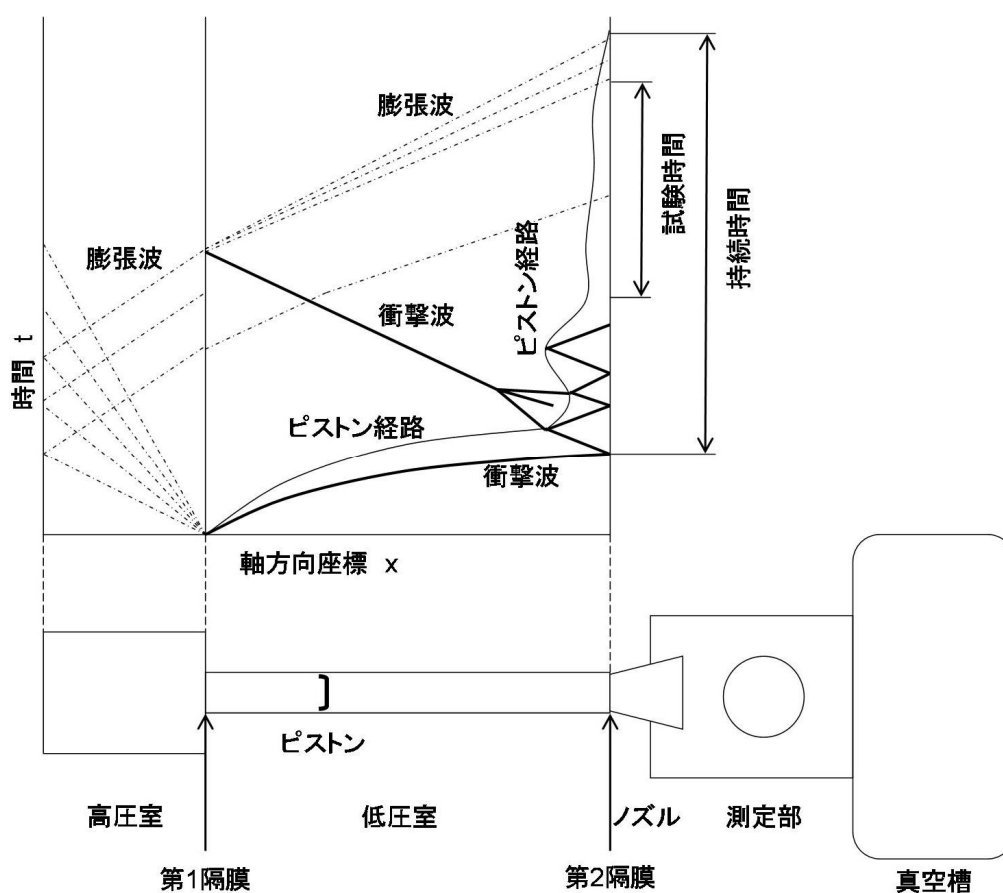


Figure 3.3 : The Wave diagram of Gun Tunnel Operation

#### ・自由ピストン衝撃風洞

自由ピストン衝撃風洞は、重いピストンによって圧縮管内の気体を等エントロピ圧縮し、その結果得られた高温高压気体によって衝撃風洞が駆動されている。圧縮管と衝撃波管の間の隔膜が破れた後、衝撃波管へ流れる気体の量とピストンが破膜後に進む速度を釣り合

わせることにより、圧縮管の管端に圧縮管の管端における高温高压状態を維持する。この高温高压状態の気体が、極超音速ノズルを通して膨張することにより極超音速流が得られる。試験時間は短いが、大気圏再突入を模擬できるほどの高エンタルピ流を生成することができる。

### 3.1.2 二段式高エンタルピ型衝撃風洞

本研究室で所有している二段式高エンタルピ型衝撃風洞は、従来の衝撃風洞の銃身管の下流部にさらに延長管を接続したものである。これにより、従来の衝撃風洞よりも高エンタルピ流が得られるようになった。

本研究では、この二段式高エンタルピ型衝撃風洞を用いた。この風洞は、東京大学柏キャンパス新領域基盤科学実験棟に設置されている。Figure 3.4 に全景写真を、Figure 3.5 に全景の概略図を示す。本装置は高压筒、銃身管、延長管、極超音速ノズル、測定室から構成される。銃身管と延長管の間、延長管と極超音速ノズルの間に隔膜を挿入し気体を仕切ること、各部での圧力を設定することができる。

なお、本装置はガンタンネルとしても使用することができるが、本研究ではガンタンネルのピストンはずし、二段式高エンタルピ型衝撃風洞として使用した。この場合、ピストンを用いた場合に比べ気流のよどみ点温度が低くなるものの、極超音速気流が安定して成立している時間が長くなるということが、本研究室の菅沼の研究[13]によりわかっている。放電発光法の可視化実験では、極超音速気流が成立しているときに放電現象を生じさせる必要があり、よどみ点温度は低くなるものの、極超音速気流が安定している時間が長いほうがよい、二段式高エンタルピ型衝撃風洞として使用した。

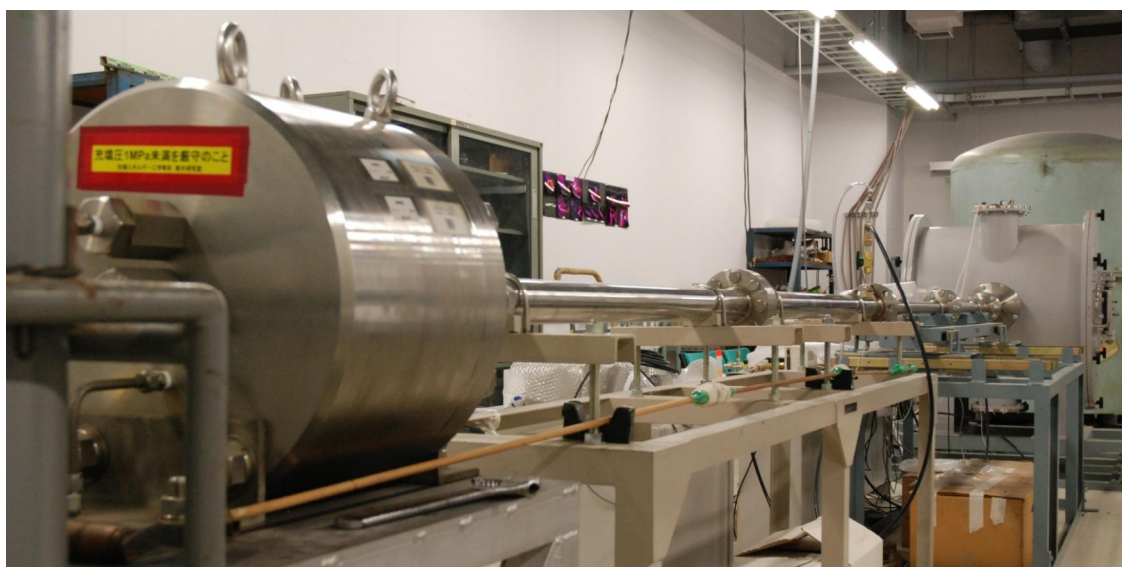


Figure 3.4 : Overview of High Enthalpy type Shock Tunnel

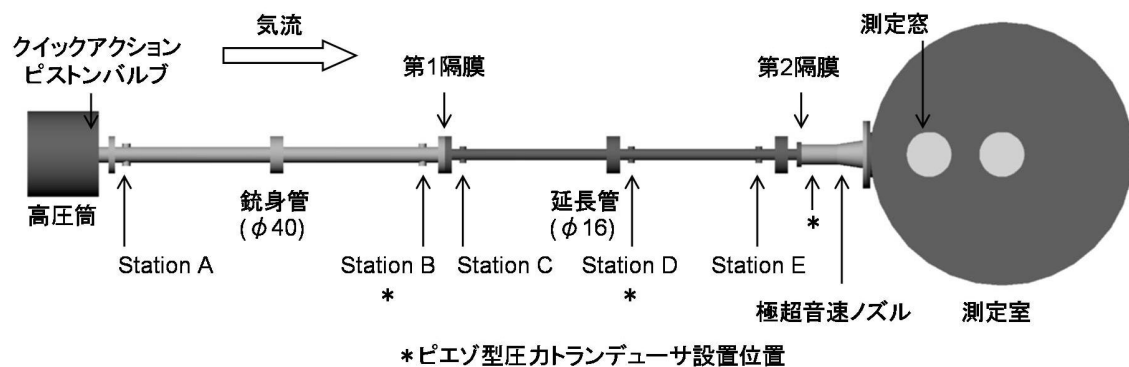


Figure 3.5 : The schematic view of High Enthalpy type Shock Tunnel

### ・高圧筒

Figure 3.6 に高圧筒の外観写真を示す。高圧筒は、主、副、二つのテフロン製ピストンからなるクイックアクションピストンバルブを有し、ガスボンベからの気体の充填が行いやすく、また運転時は高速で気体を流出させることができる。ステンレス製で、設計耐圧は  $35\text{kgf/cm}^2$  (およそ 35 気圧) であり、運転時の最大圧は、レギュレータによりゲージ圧  $0.99\text{MPa}$  (およそ 10 気圧) 以下に設定されている。

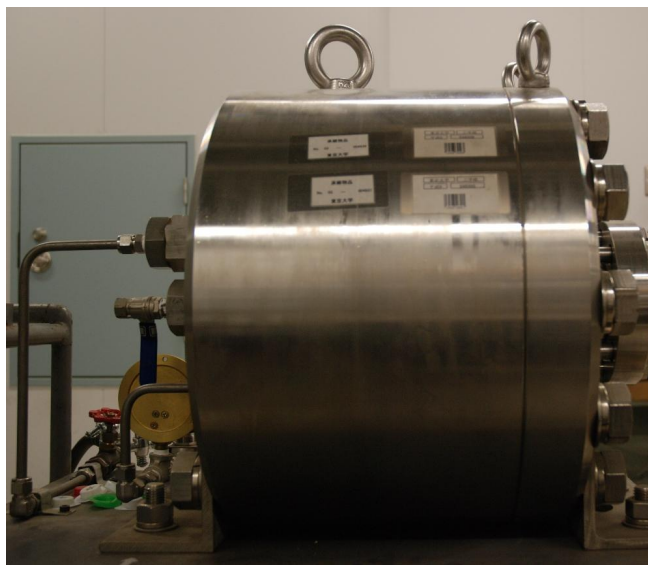


Figure 3.6 : Photograph of High Pressure Chamber

### ・銃身管

Figure 3.7 に銃身管の外観写真を示す。銃身管は、全長 3m、内径 40mm のステンレス製の円管であり、内部はホーニング加工が施されている。銃身管上流端は高圧筒に固定されており、下流端は隔膜となるビニールテープ(ニトムズ社：厚さ 0.2mm)を挿入した後、

延長管と結合させ、フランジをボルトとナットにより固定する。Figure 3.8 に隔膜を挿入したとき、および破膜したときの写真を示す。

ガンタンネルとして使用する場合は、銃身管の内部にポリカーボネート製の軽ピストンを銃身管上流に設置する。軽ピストンを高圧筒からの圧縮空気で打ち出すことにより、軽ピストン前方の気体を衝撃波によって圧縮し、高温高圧の気体を作り出すことができる。

銃身管には、Figure 3.9 の Station B の上方に通風前の圧力モニタリング用にマノメーターを、Station B の下方に通風時の圧力履歴計測用にピエゾ型圧力トランスデューサ (PCB 社 : HM113A23、詳細は後述)を設置した。

銃身管内の気体は、他の各部と同様にメカニカルブースターポンプ (ULVAC 社 : PMB-001CM、詳細は後述)により排気し、初期設定圧力の絶対圧 50kPa にする。



Figure 3.7 : Photograph of Barrel

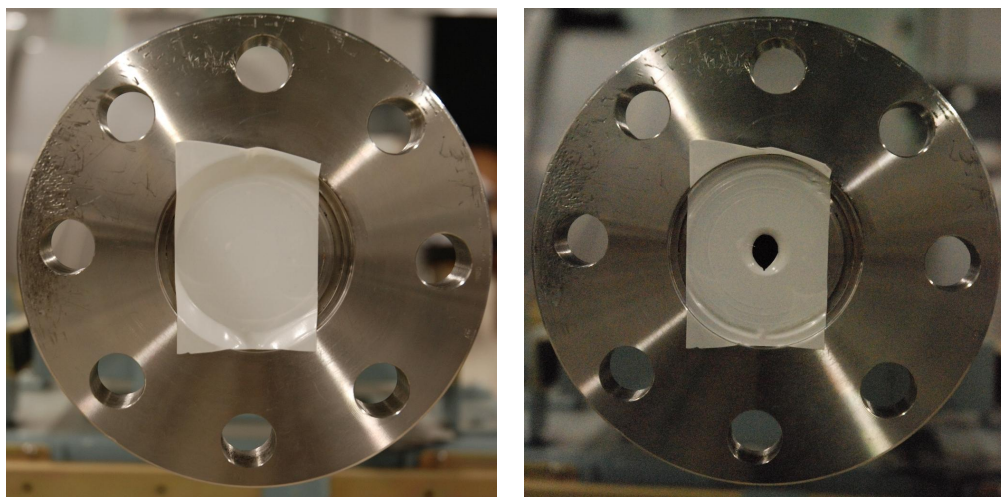


Figure 3.8 : Photograph of Diaphragm (Left : Before Operation, Right : After Operation)



Figure 3.9 : The Location of Sensor Port



### ・延長管

Figure 3.10 に延長管の外観写真を示す。延長管は、全長 3m、内径 16mm のステンレス製の円管であり、内部はバフ研磨が施されている。銃身管上流端は隔膜となるビニールテープ(ニトムズ社：厚さ 0.2mm)を挿入した後、銃身管と結合させ、フランジをボルトとナットにより固定する。下流端は隔膜となる十字に切り込みを入れたカラーラベル(エーワン社)を挿入した後、極超音速ノズルと結合させ、MC クランプにより固定する。Figure 3.11 に隔膜を挿入したとき、および破膜したときの写真を示す。

延長管には、Figure 3.12 の Station D の上方に通風時の圧力履歴計測用にピエゾ型圧力トランスデューサ (PCB 社：HM113A26、詳細は後述)を、Station D の下方に通風前の圧力モニタリング用にコンパクトロン(HELIX 社：Series375、測定範囲： $10^{-2} \sim 1000\text{Pa}$ )を設置した。

延長管内の気体は、他の各部と同様にメカニカルブースターポンプ(ULVAC 社：PMB-001CM、詳細は後述)により排気し、初期設定圧力の絶対圧 5kPa にする。



Figure 3.10 : Photograph of Extension Tube

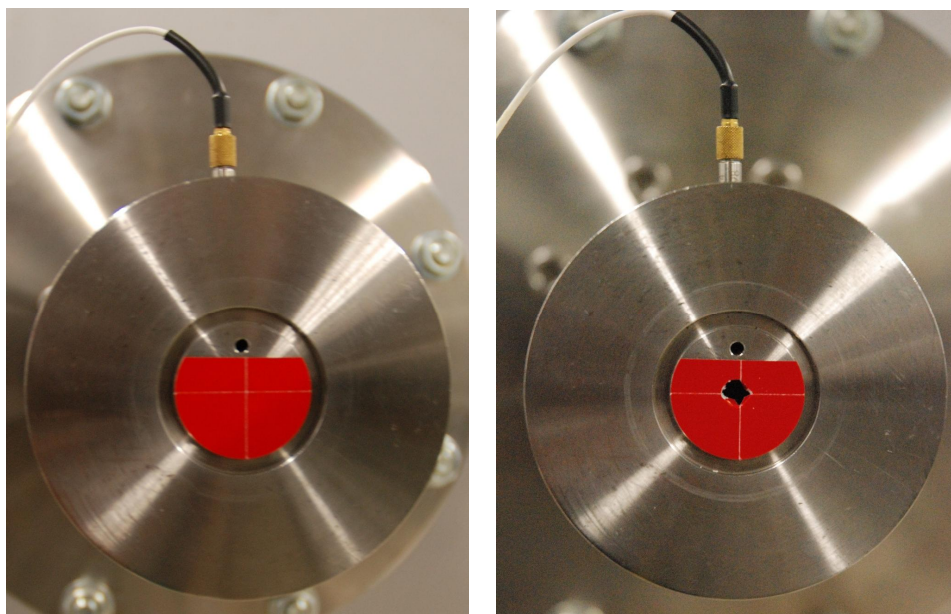


Figure 3.11 : Photograph of Diaphragm (Left : Before Operation, Right : After Operation)

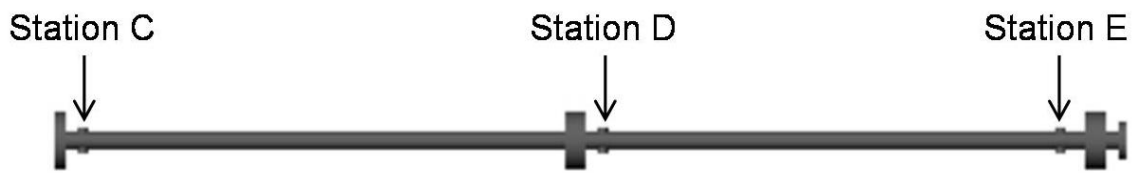


Figure 3.12 : The Location of Sensor Port

#### ・極超音速ノズル

Figure 3.13 に極超音速ノズルの外観写真を、Figure 3.14 に極超音速ノズルの概略図を示す。極超音速ノズルは、設計マッハ数が 10 のコニカルノズルであり、スロート径 6.48mm、半頂角  $8.2^\circ$ 、出口径 150mm である。極超音速ノズルのスロート側は隔膜となる十字に切り込みを入れたカラーラベル(エーワン社)を挿入した後、延長管と結合させ、MC クランプにより固定する。また、中央部で測定室と固定されている。

極超音速ノズルには、よどみ点圧力計測用の圧力導入管があるため、通風時のよどみ点圧力履歴計測用にピエゾ型圧力トランスデューサ (PCB 社 : HM113A24、詳細は後述) を設置した。これにより、延長管下流端部で形成されるよどみ点圧力を計測することができる。

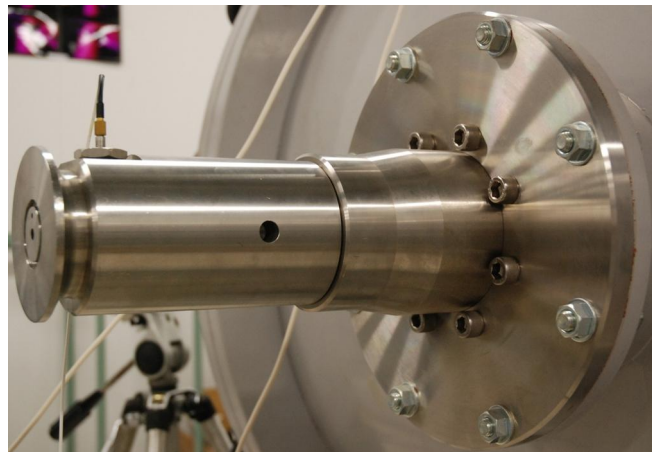


Figure 3.13 : Photograph of Nozzle

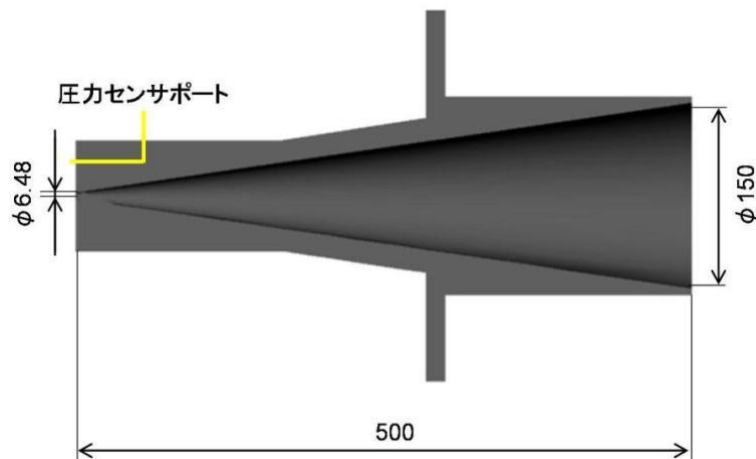


Figure 3.14 : Drawing of Nozzle (Unit : mm)

#### ・測定室

Figure 3.15 に測定室の外観写真を示す。測定室は、直径 1m、奥行き 1m の円筒状であり、測定室の側方、もしくは上方に直径 200mm の可視化用測定窓の取り付けが可能である。本研究では側方に可視化用測定窓を設置し、上方にはピトー圧計測で用いるピトー管の計測用ケーブルや、放電発光法で用いる電極を通せるように穴の開いた蓋を設置した。穴周りはリークしないように粘土で密閉した。

測定室には、極超音速ノズル設置位置の斜め下方に、通風前の圧力モニタリング用にピラニ真空計(ULVAC 社 : GP-2001、測定範囲 : 0.4 ~ 3000Pa)を設置した。

測定室内の気体は、他の各部と同様にメカニカルブースターポンプ(ULVAC 社 : PMB-001CM、詳細は後述)により排気し、初期設定圧力の絶対圧 5Pa 前後にする。

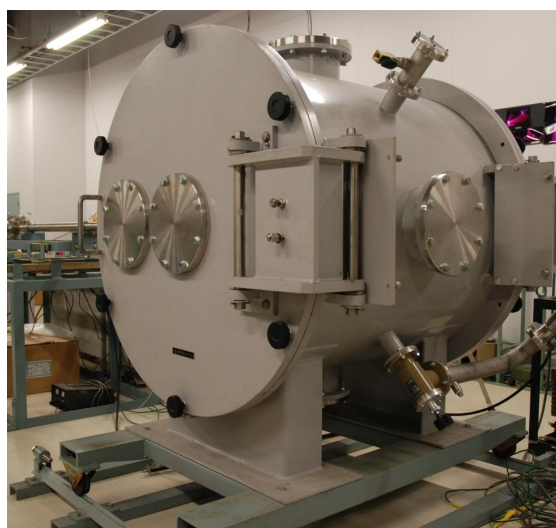


Figure 3.15 : Photograph of Test Section



#### ・排気系

この風洞により生成される気流は、各部の初期圧力や隔膜の種類に依存するということが本研究室の菅沼の研究[13]や福田の研究[14]により分かっている。したがって、風洞の性能を活かし、高エンタルピの気流を長時間得るためには、各部の初期圧力を適切に設定しなければならない。

また、ノズルを通して測定室内に極超音速流を所定のマッハ数で得るには、延長管端に形成されたよどみ点圧力と、測定室内の圧力の比を、始動圧力比まで高めなければならない。したがって、測定室の初期圧力は測定室で定常流れを実現したときの一様流静圧よりも低くする必要がある。

以上の議論により、本研究では銃身管、延長管、測定室の初期圧力を大気圧以下にする必要があるため、メカニカルブースターポンプを用いて排気を行った。Figure 3.16 に ULVAC 社製メカニカルブースターポンプ PMB-001CM の外観写真を示し、Table 3.1 に性能を示す。



Figure 3.16 : Photograph of Mechanical Booster Pump

Table 3.1 : Specification of Mechanical Booster Pump

名称	ULVAC PMB-001CM
排気速度(50Hz)	95m <sup>3</sup> /hr
到達圧力	6.7 × 10 <sup>-2</sup> Pa
モーター(AC200V)	0.4kW

### 3.1.3 計測系

#### ・ピエゾ型圧力トランスデューサ

Figure 3.17 に PCB 社製ピエゾ型圧力トランスデューサを示し、Table 3.2 にスペックを示す。これは、通風時の銃身管、延長管、極超音速ノズルのスロート手前(よどみ点圧力)に設置されている。これを用いて、風洞運転時の各部分での圧力履歴を計測した。



Figure 3.17 : Photograph of PCB Pressure Transducer

Table 3.2 : Specification of PCB Pressure Transducer

Sensor Type	HM113A23	HM113A26	HM113A24
Range[MPa]	69	3.45	6.9
Resolution[kPa]	1.4	0.07	0.14
Maximum Pressure[MPa]	138	69	69
Rise Time[ $\mu$ sec]	1	1	1
設置場所	銃身管	延長管 ピトー圧測定用 半球プローブ	極超音速ノズル (よどみ点)

#### ・ピトー圧測定用半球プローブ

Figure 3.18 にピエゾ型圧力トランスデューサ(PCB 社 : HM113A26、詳細は前述)を用いたピトー圧測定用半球プローブを示す。管の直径は 14mm で、穴の直径は 1mm である。これを測定室内に設置し、風洞の気流マッハ数の計測を行った。



Figure 3.18 : Photograph of Pitot Tube

#### ・カレントモニタ

Figure 3.19 に Pearson 社製カレントモニタ Model2877 を示し、Table 3.3 にスペックを示す。測定回路と独立して非接触で電流の計測が可能である。これを放電回路の針状電極

と抵抗 R1 の間に設置し、放電時の電流履歴を計測した。

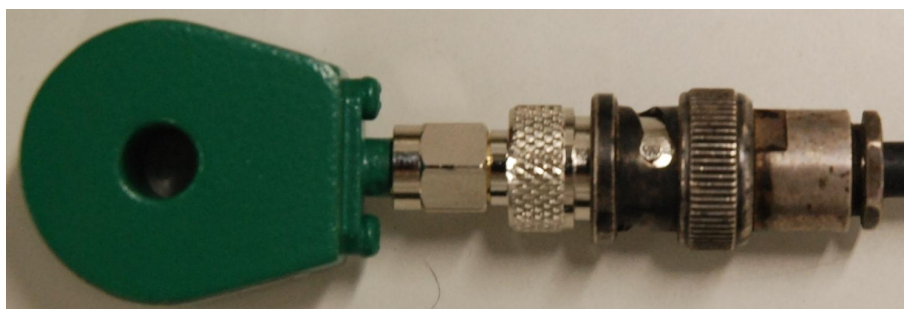


Figure 3.19 : Photograph of Current Monitor

Table 3.3 : Specification of Current Monitor

名称	2877
出力[V/A]	1
中心穴直径[インチ]	0.25
最大ピーク電流[A]	100
使用可能立ち上がり時間[nsec]	2

#### ・デジタルオシロスコープ

Figure 3.20 に横河電気製デジタルオシロスコープ GL1540 を示す。デジタルオシロスコープは、圧電型圧力トランスデューサやカレントモニタの出力を取り込み、記録することに用いた。本研究の実験でのサンプリング間隔は  $5\ \mu\text{sec/点}$  である。また、放電発光法による可視化実験では、取り込まれたよどみ点圧力データの立ち上がりでトリガー信号を発生し、デジタルリターダーに送ることに用いている。



Figure 3.20 : Photograph of Digital Oscilloscope

### ・デジタルリターダー

Figure 3.21 に菅原研究所製デジタルリターダーRE306U-13を示す。デジタルリターダーは、入力信号を一定時間遅延した後、出力信号を出す時間遅延装置である。本装置の遅延時間設定範囲は  $0.1 \mu\text{sec}$  ステップで  $0 \sim 99999.1 \mu\text{sec}$  である。入力信号は  $0.5 \sim 10\text{V}$  の正・負のパルス波で、出力信号は  $200\text{V} \pm 10\%$  の正・負のパルス波である。本研究では、極超音速気流が安定して成立しているときに放電現象を生じさせるため、デジタルオシロスコープからの入力信号を一定時間遅延させ放電回路への出力信号を送信することに用いた。



Figure 3.21 : Photograph of Digital Retarder

### ・デジタル一眼レフカメラ

Figure 3.22 に Nikon 社製デジタル一眼レフカメラ D80 を示し、Table 3.4 に主なスペックを示す。放電発光法の可視化結果を撮影することに用いた。撮影は、部屋の明かりを消して真っ暗にした後、測定室側方の可視化用測定窓付近に三脚を用いて設置し、絞り開放、ISO 感度 3200 相当で 4 秒程度シャッターを開放にして、シャッターが開放の状態の間に風

洞の運転を行った。空間分解能は撮影距離やレンズの種類により異なるが、本研究ではおよそ 0.125mm/pixel である。



Figure 3.22 : Photograph of Digital Camera

Table 3.4 : Specification of Digital Camera

名称	D80
有効画素数	10.2 メガピクセル(記録画素は 3872 × 2592)
ISO 感度	ISO 100 ~ 1600、ISO1600 に対し約 1 段まで増感可能
記録媒体	S D メモリカード、SDHC 規格対応
レンズマウント	ニコン F マウント(AF カップリング、AF 接点付)
シャッタースピード	30 ~ 1/4000 秒(1/3、1/2 段ステップ)、bulb、タイム

#### ・計測系全体の構成

Figure 3.23 に計測系全体の概略図を示す。ピエゾ型圧力トランスデューサやピトー圧測定用半球プローブ、カレントモニタの出力データは、デジタルオシロスコープに取り込まれる。延長管端のよどみ点圧力が一定値上昇するとトリガー信号を発しその前後の記録を取得ようにデジタルオシロスコープで設定し、極超音速気流成立時のデータ取得を行った。

Figure 3.24 に放電発光法による可視化実験のタイムチャートの概略図を示す。なお、これはあくまでも概略図であり、縦軸や横軸のスケールは正確ではない。放電発光法による可視化実験では、まず部屋を真っ暗にした後、デジタル一眼レフカメラのシャッターを開放状態にし、風洞を運転する。風洞の運転に伴い、延長管端のよどみ点圧が上昇し、デジタルオシロスコープからトリガー信号が発せられる。なお、デジタルオシロスコープではトリガー信号直前のデータも取得されている。デジタルオシロスコープからのトリガー信号はデジタルリターダーに送られ、ここで設定された時間の遅延が行われる。設定時間分



の遅延の後、デジタルリターダーからの出力信号が放電回路に送られ、放電回路が閉じる  
ことにより、放電現象が生じる。この放電現象による模型周りの流れ場の可視化画像が、  
デジタル一眼レフカメラを用いて撮影され、設定時間後にシャッターが閉じる。

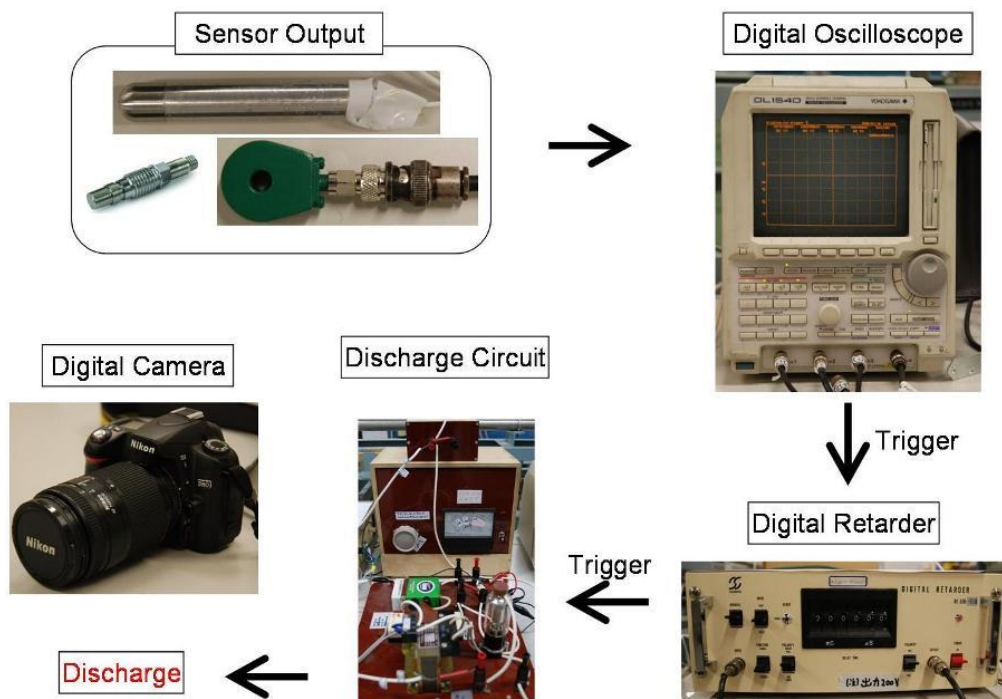


Figure 3.23 : Schematic of Measurement System

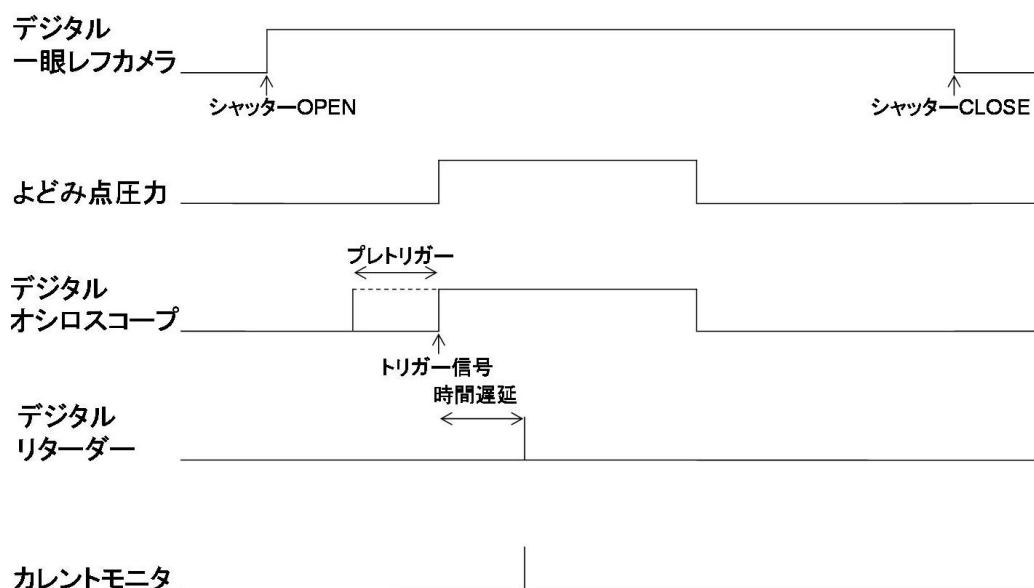


Figure 3.24 : Time Chart

### 3.1.4 二段式高エンタルピ型衝撃風洞の気流特性

本風洞の極超音速ノズルの設計マッハ数は 10 である。本装置により測定室内で設計どおりマッハ数 10 の気流が生成されているかどうか検証実験を行った。

気流流速計測の方法を述べる。測定室にピトー圧測定用半球プローブを設置し、測定室内でのピトー圧  $P_{\text{Pitot}}$  を計測する。 $P_{\text{Pitot}}$  と延長管端のよどみ点圧力  $P_{\text{stg}}$  を用いて、以下の式に代入することにより、マッハ数を逆算する。測定室内でピトー圧測定用半球プローブをトラヴァースさせることにより、測定室内各点での気流流速計測をすることができる。

実験条件を Table 3.5 に示す。計測は 1 点につき 3 回行い、示した実験結果は得られたマッハ数の平均値である。ピトー圧測定用半球プローブのトラヴァース方向は、ノズルの中心軸上のみである。半径方向の計測は行っていないが、本研究室の福田の研究[14]により、ノズル出口半径 75mm に対し、気流のコア半径は 50～60mm であることが分かっている。試験気体は空気である。

なお、以下の式の比熱比  $\gamma$  の決定に関して、本研究室の菅沼の研究[13]により、Table 3.6 に示す実験条件の場合、測定室内の気流よどみ点温度が 1000K 程度であるということが推定されている。この実験条件は、今回の実験条件と比較的近い値であるため、本研究でも測定室内の気流よどみ点温度は 1000K と推定した。そのため、気体の実在気体効果を考慮せず、空気の比熱比  $\gamma = 1.4$  とした。

$$\frac{P_{\text{Pitot}}}{P_{\text{stg}}} = \left[ \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (3.1)$$

Table 3.5 : Experimental Condition(Absolute Pressure)

High Pressure Chamber[MPa]	1.6
Barrel[kPa]	50
Extension Tube[kPa]	5
Test Section[Pa]	5

Table 3.6 : Experimental Condition(Absolute Pressure) [13]

High Pressure Chamber[MPa]	1.6
Barrel[kPa]	100
Extension Tube[kPa]	1
Test Section[Pa]	below 10

マッハ数分布の実験結果を述べる前に、本装置の大まかな特性を今回の実験データを基に述べる。Figure 3.25 は、ノズルの出口から気流軸方向 50mm の位置での銃身管、延長管、

延長管端よどみ点圧力、ピトー圧の圧力履歴である。高圧筒のバルブを開けることにより、高圧筒から高圧の気体が銃身管へ流れ出し、銃身管内で衝撃波が形成され、延長管方向へ伝播する。それにより、まずは銃身管内の圧力が上昇する。その後、衝撃波が銃身管端に達し、衝撃波背後の高温・高圧の気体が第一隔膜を破り、高温・高圧の気体が延長管内へ気流が流れていく。延長管内への高圧気体の流入により、延長管内にも衝撃波が生じ、延長管、延長管端よどみ点圧力が順に上昇し、衝撃波が第二隔膜に到達する。第一隔膜のときと同様、衝撃波背後の高温・高圧の気体が第二隔膜を破り、高温・高圧の気流が極超音速ノズルを通り膨張することにより加速し、極超音速流を得ることができる。Figure 3.25より、極超音速気流が安定して成立しているのは、10msec 程度であることが分かる。

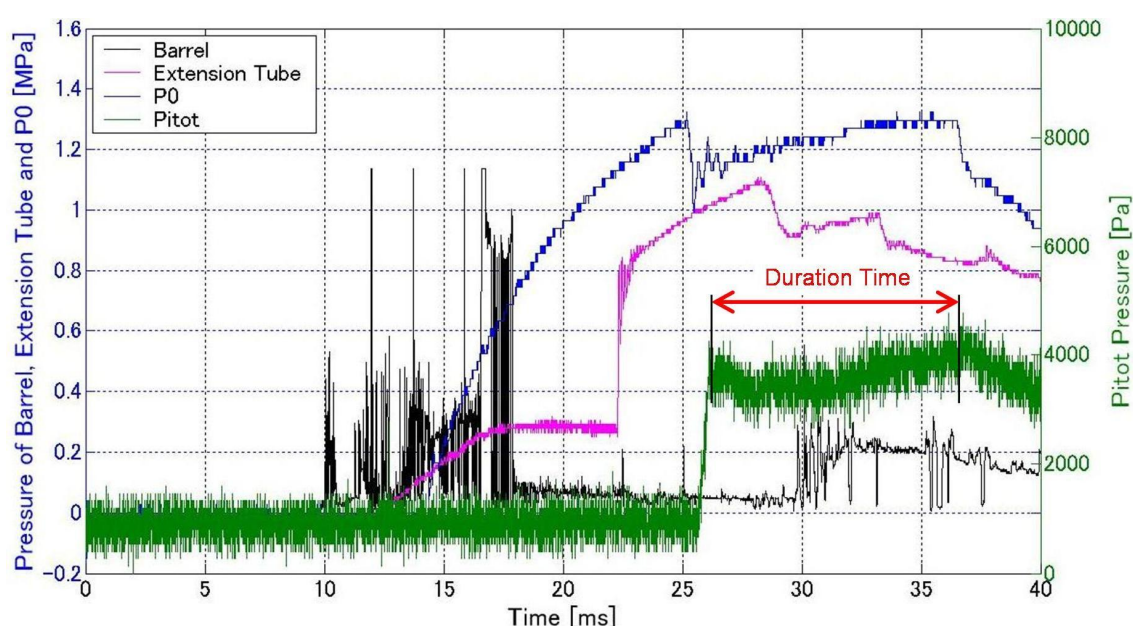


Figure 3.25 : Pressure History

今回の気流流速計測により得られた測定室内のマッハ数分布を Figure 3.26 に示す。エラーバーの範囲は主に読み取り誤差であり、その他の誤差要因として、気流に対するピトー管の向きの影響などが考えられ、さらに上下する可能性がある。

この図より、ノズル出口付近では 10.15 程度のマッハ数だが、ノズル出口から 40mm 程度まで加速し続け 10.9 程度のマッハ数になり、その後はほぼ一定になっていることがわかる。ノズル出口から 70mm 以上離れた位置のマッハ数分布にばらつきがあるのは、計測台を動かしたことに起因するピトー管の穴の軸と気流方向の軸とが平行でなかったことの影響が考えられる。



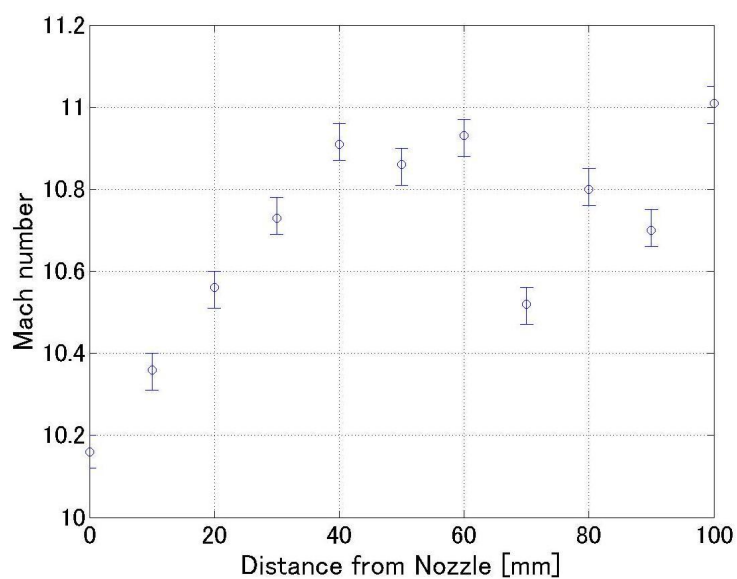


Figure 3.26 : Mach number Distribution

以上の結果から、本風洞の性能を Table 3.7 にまとめた。なお、今後、この風洞の主流マッハ数はノズル出口から 50mm の位置の 10.86 を用いることにする。また、レイノルズ数の代表長さはノズル出口直径の 150mm としている。

Table 3.7 : Performance of High Enthalpy type Shock Tunnel

主流マッハ数	10.86
レイノルズ数	$1.2 \times 10^5$
よどみ点圧力	0.83MPa
よどみ点温度[13]	1000K(推定)

## 3.2 放電発生装置

Figure 3.27 に放電を発生させるための放電回路(高電圧回路)を示す。この放電回路は、西尾[4]～[7]により考案され、同氏に提供していただいた回路を、本実験で用いた二段式高エンタルピ型衝撃風洞でもうまく作動するように試行錯誤した結果、得られた回路である。この放電回路の特徴は、製作・操作が簡単であり、製作費も安価なことである。

放電回路の作動原理を述べる。なお、この放電回路の作動原理についてはまだ明らかになっていない部分もあり、推測を含んでいる。まず初期電圧を 1.5kV 程度与え、それをコンデンサ C2 に蓄える。すると、図のコンデンサ C2 の右側には負の電荷が集まり、結果としてサイラトロンに正の電荷が負荷される。サイラトロンは、グリッド電位を陰極よりも低くして熱電子の流れをせき止め、制御グリッドに正の電圧パルスを加えることで、陰極と陽極の間にグロー放電を開始させ、導通させる装置である[15]。したがって、このときサイラトロンに正の電圧が加わった効果と同等になり導通する。さらに、初期電圧としてある程度の高電圧を印加し、測定室内が数 Pa～数百 Pa 程度であるとき、針状電極と模型に設置した電極の間が光りはじめ、導通するようになる現象が観測される。その様子を Figure 3.28 に示す。その結果、コンデンサ C1 にも電荷が蓄えられ、コンデンサ C2 とともに充放電が繰り返され、Figure 3.28 に示す弱い放電が持続する。その状態のときに、風洞を運転すると極超音速流が得られ、その結果、測定室内、特に針状電極と模型の電極の間の気圧が上昇し、強い放電が生じる。この放電により、極超音速流にさらされた模型周りの流れ場の可視化を行う。初期電圧や抵抗 R1、R2 は可視化したい放電現象に合わせて適宜変更する。

前述の 3.1.3 でのデジタルリターダーや計測系全体の構成の部分では、デジタルリターダーで一定時間遅延した後、トリガー信号が放電回路に送られ、放電回路が閉じることにより放電現象が生じると述べたが、本回路ではデジタルリターダーによる遅延が行われていないようなので、ここで訂正する。このような結論を得た理由は、次章の 4.1 や Appendix で述べる。

なお、陰極には針状電極を用い測定室内に固定し、陽極は模型に幅 1～2mm の導電性テープを貼り付け、放電させたくない部分はセロハンテープで被覆した。電極間距離は基本的に 4～5cm 程度である。針状電極を陰極とした理由は、陰極付近は正イオン過剰による強い正の空間電荷層のため強い電界が存在し、電氣的に複雑な構造を持つので流れ場へ影響を与える可能性があり、それを避けるためである[16]。

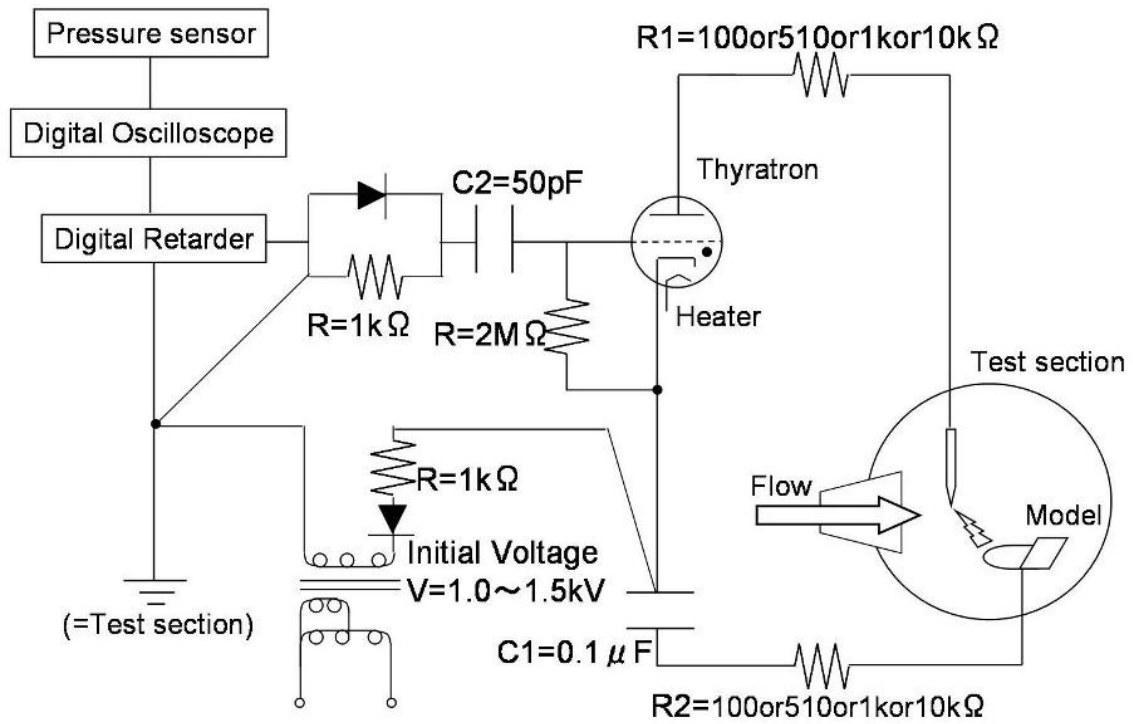


Figure 3.27 : Discharge Circuit

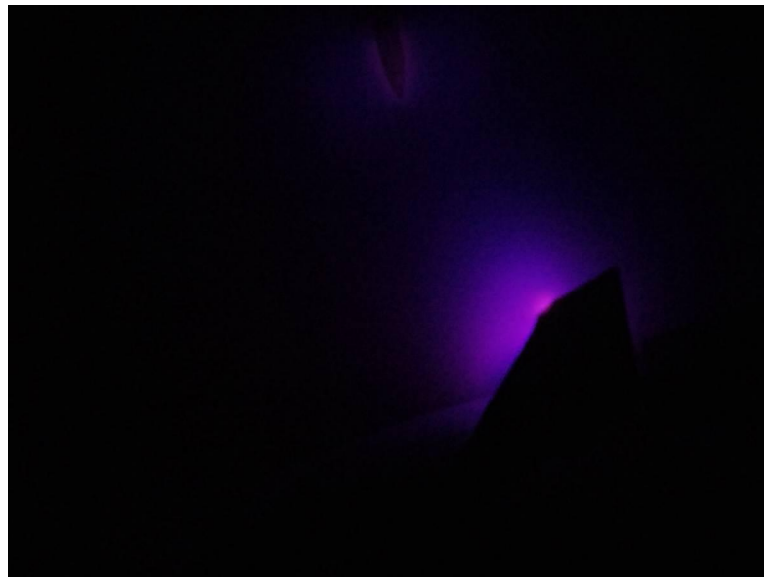


Figure 3.28 : Discharge (Initial Voltage : 1.0kV、 Test section : 30Pa)

## 第 4 章 放電発光法に関する基礎実験

本章では、放電発光法に関する基礎的な実験の結果、および得られた知見について述べる。まず、デジタルリターダーがうまく作動しているか、放電発光のタイミングを確認することを目的に、ハイスピードカメラを用いて撮影を行い、カレントモニタとの出力結果と対応関係について調べた。次に、放電発光法により可視化される衝撃波流れに適切な解釈を与えることを目的に、半球模型周りの流れ場の放電発光法による可視化および数値解析を行い、それら二つの結果を比較した。

### 4.1 放電発光のタイミングの確認

デジタルリターダーにより時間遅延ができていないか、放電発光のタイミングを確認するために、ハイスピードカメラを用いて撮影を行い、カレントモニタの出力結果との対応関係について調べた。

実験条件を Table 4.1 に示す。本実験では、延長管端のよどみ点の通風前後の圧力、および放電回路の針状電極と抵抗 R1 の間の電流の大きさや向きの計測を行った。デジタルリターダーにより遅延している時間は 20msec である。放電の発光の様子は、nac 社のハイスピードカメラ MEMRECAMfx K4 を用いて撮影した。放電回路は、初期電圧が 1.3kV、R1 が 510 $\Omega$ 、R2 が 10k $\Omega$  であり、使用気体は乾燥空気である。

実験模型は、Figure 4.1 に示す極超音速飛行体模型に高さが 10mm のボディフラップ(損傷あり)を設置し、20° の迎角をとったものを用いた。陽極となる導電性テープ(銅製：幅 2mm、厚さ 0.12mm)は、模型の中心線上のボディフラップ付近に貼り付けてある。陰極となる針状電極は、模型の下方に固定してある。電極間距離は 4～5cm 程度である。

Table 4.1 : Experimental Condition (Absolute Pressure)

Hige Pressure Chamber[MPa]	1.09
Barrel[kPa]	50
Extension Tube[kPa]	5
Test Section[Pa]	5

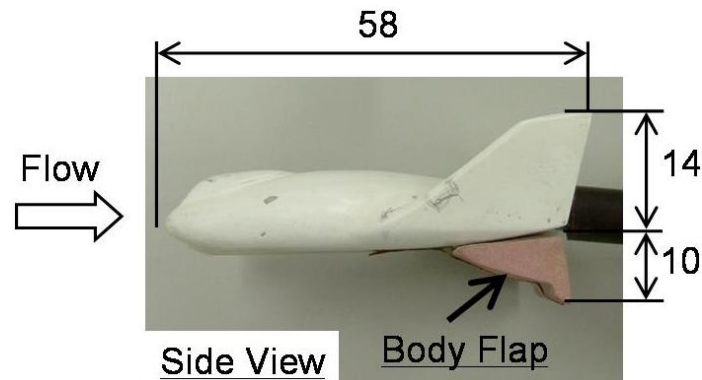


Figure 4.1 : Lifting-Body Model (Unit : mm)

Figure 4.2 によみ点圧力およびカレントモニタにより得られた電流の結果を、Figure 4.3 にハイスピードカメラで撮影した画像の結果を示す。Figure 4.3 の画像の撮影間隔は 2000fps(=0.5msec に 1 枚)であり、これらの画像は Figure 4.2 の 18~22msec 付近の電流が急激に上昇している部分に対応している。気流は各図の左側から右側へ流れている。

Figure 4.2 の結果より、デジタルリターダーによる時間遅延が行われず、設定時間より前に電流のピークが存在しているのがわかる。もしデジタルリターダーにより時間遅延が行われているのであれば、延長管端のよみ点圧力が一定値上昇することによりトリガー信号が出力される 13.5msec から 20msec 後の 33.5msec 付近に電流のピークが存在するべきだが、その付近にピークは存在せず、18.5~20msec 付近にピークが存在している。

Figure 4.3 の結果より、この画像で見える限り、放電現象の発光にはトレーサのような影響がないことがわかる。なぜなら、時間的に進むに従い、前方から後方へ光っている部分が移動している様子はなく、1 回の発光で全体が見えているからである。

Figure 4.2 および Figure 4.3 の結果より、電流のピークと放電現象による発光に、対応関係があることがわかる。ハイスピードカメラにより撮影された動画を見ると、18~22msec 付近の大きなピークで模型下方のボディフラップ付近の流れ場全体が可視化されている。その後、45~50msec 付近で小さいピークが存在するが、電極と模型の間が少し光る程度である。それ以外にも、模型の電極付近で発光が観測されるが、模型の周囲が光るのみで流れ場の可視化には影響がないと考えられる。Figure 4.2 より時間を進めると、明らかに極超音速流が成立している試験時間以降であるが、45~50msec 付近での発光に似た放電現象が、数度にわたり周期的に生じていることが確認されている。

これらの結果、および 3.2 で述べた放電回路の作動原理を考慮すると、放電回路はデジタルリターダーによる時間制御ではなく、測定室内に気流が流入し、それに伴う圧力、すなわち気体数密度の上昇によって放電が生じていると考えられる。このように考えると、ハイスピードカメラにより撮影された動画で、極超音速流が成立している試験時間以降である 45~50msec 付近、および Figure 4.2 より時間を進めたときに周期的に観察される弱い放電現象は、銃身管や延長管に生じている反射衝撃波の移動に伴う圧力変動の影響の可能

性があると考えられる。

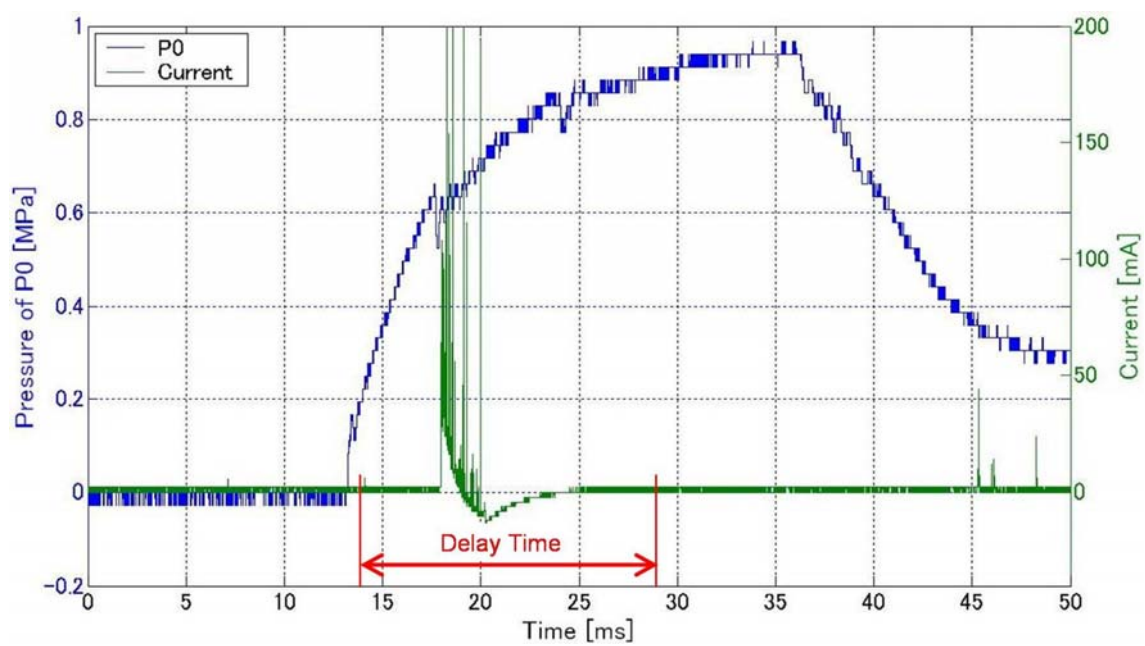


Figure 4.2 : Pressure and Current History

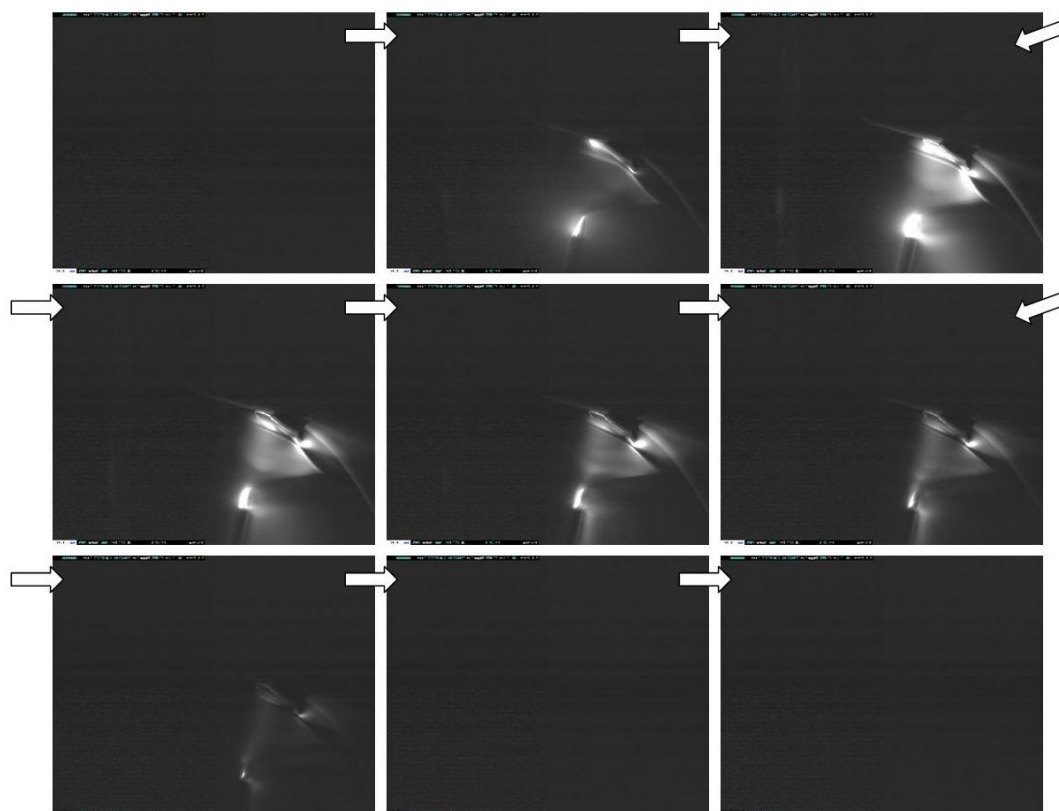


Figure 4.3 : Time-variable Electric Discharge

## 4.2 放電発光法により得られる画像と流れ場の関係

### 4.2.1 半球模型周りの流れ場の可視化実験

放電発光法により可視化される衝撃波流れに適切な解釈を与えることを目的に、半球模型周りの流れ場の放電発光法による可視化および数値解析を行い、それら二つの結果を比較した。ここでは、半球模型周りの流れ場の可視化実験について述べる。

実験条件を Table 4.2 に示す。本実験では、可視化の他に、銃身管(Station B)、延長管(Station D)、延長管端のよどみ点の通風前後のそれぞれの圧力のデータを取得した。放電回路に関しては、後に示し、気体は乾燥空気である。

実験模型は、Figure 4.4 に示すアクリル製の半球形状の模型である。鈍頭半径が 10mm で、観測しやすいように蛍光オレンジで着色した。実験の際の迎角は 0 度である。陽極となる導電性テープ(銅製：幅 2mm、厚さ 0.12mm)は、模型先端(よどみ点)から上方に貼り付けてあり、下方はセロハンテープで被覆してある。陰極となる針状電極は、模型の上方に固定してある。電極間距離は 4~5cm 程度である。

Table 4.2 : Experimental Condition (Absolute Pressure)

Hige Pressure Chamber[MPa]	1.09
Barrel[kPa]	50
Extension Tube[kPa]	5
Test Section[Pa]	5

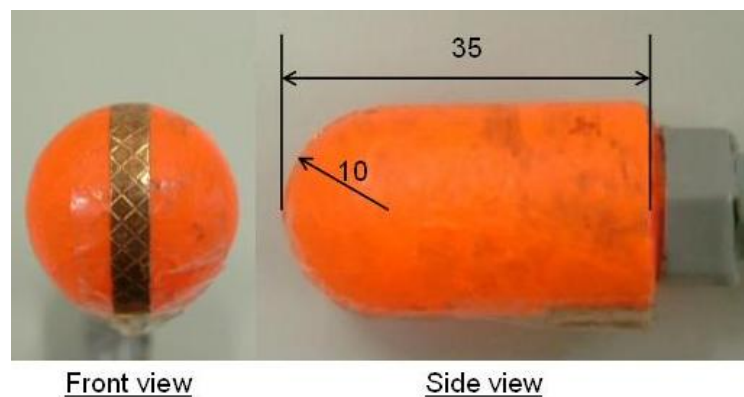


Figure 4.4 : Hemisphere Cylinder Model (Unit : mm)

Figure 4.5、Figure 4.6 に半球模型周りの流れ場の可視化結果を示す。気流は図の左側から右側へ流れている。陽極となる導電性テープに関して、Figure 4.5 はよどみ点付近のみの露出だが、Figure 4.6 はよどみ点付近から模型上部に向かって後端まで貼付し、露出してい



る。また、放電回路に関して、Figure 4.5 は初期電圧が 1.3kV、R1 が 510 $\Omega$ 、R2 が 10k $\Omega$  であり、Figure 4.6 は初期電圧が 1.5kV、R1 が 10k $\Omega$ 、R2 が 100 $\Omega$  である。なお、Figure 4.5 と 4.6 で模型の色が少し異なるのは、Figure 4.5 の実験後、模型をさらに着色したためである。

Figure 4.5 は、半球模型前方のよどみ点付近の離脱衝撃波が可視化されている。衝撃波部分の発光の様子を観察すると、周りの他の部分より特に明るく光っているため、第 2 章で述べた第二放電法[5]であると考えられる。また、模型前方と後方で発光強度が大きい部分が観測されている。模型前方の部分に関しては、離脱衝撃波観測のために貼られた被覆されていない導電性テープの部分であり、模型後方の部分に関しては、模型と導線の接続部分で接触不良のため、発光強度が大きくなっていると考えられる。

Figure 4.6 は、半球模型上方付近の離脱衝撃波が可視化されている。衝撃波部分の発光の様子を観察すると、模型前方付近は周りの他の部分より特に明るく光っているため第二放電法[5]であると考えられ、模型後方付近は衝撃波前後で発光強度が異なっているように見えるため第一放電法[4]であると考えられる。模型上部の発光強度が大きい部分は、被覆されていない導電性テープの部分である。

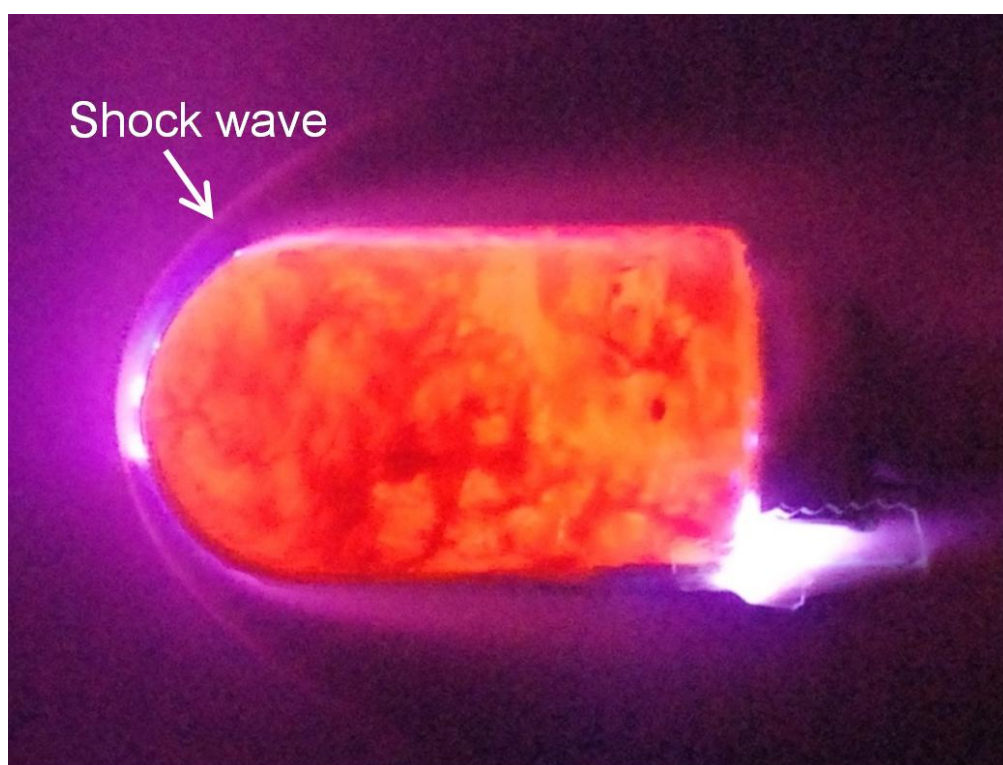


Figure 4.5 : Shock wave around Hemisphere Cylinder



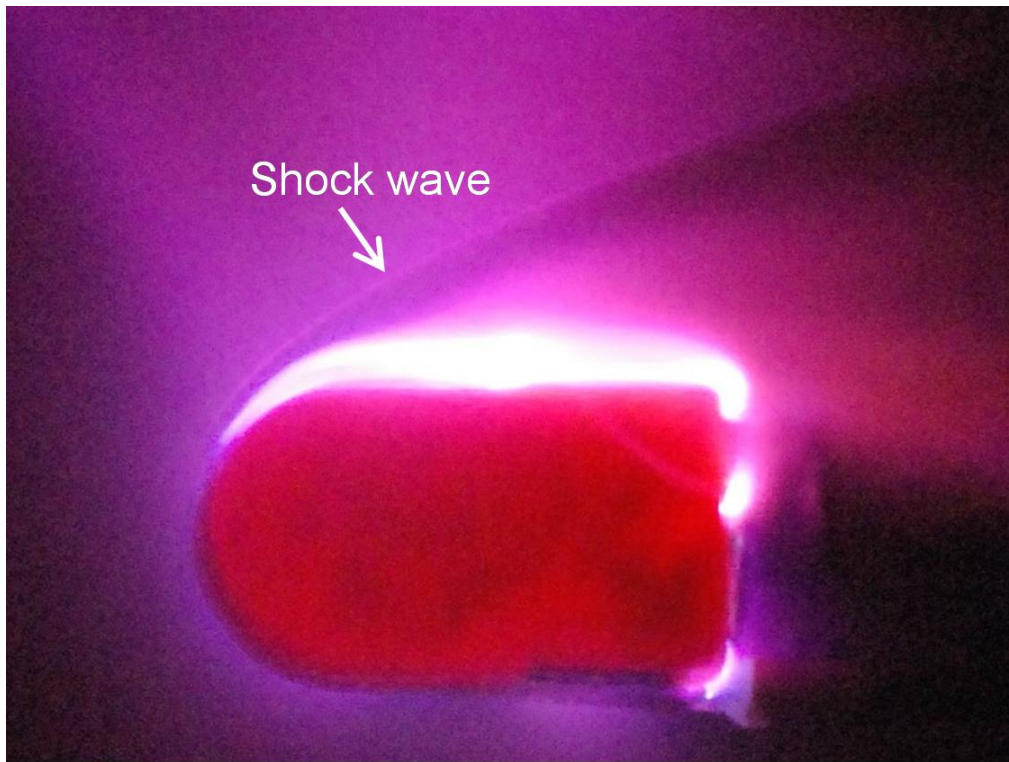


Figure 4.6 : Shock wave around Hemisphere Cylinder

#### 4.2.2 半球模型周りの流れ場の数値解析

放電発光法により可視化される衝撃波流れに適切な解釈を与えることを目的に、半球模型周りの流れ場の放電発光法による可視化および数値解析を行い、それら二つの結果を比較した。ここでは、半球模型周りの流れ場の数値解析について述べる。

Table 4.3 に支配方程式や計算スキームなどの計算条件を、Table 4.4 に一様流条件を、Figure 4.7 に計算格子を示す。支配方程式や計算スキームの詳細な部分に関しては、Appendix および参考文献を参照していただきたい。なお、本計算では化学反応や実在気体効果を考慮していない。計算格子は、模型の表面に沿う  $i$  方向に 241 点、模型から離れる  $j$  方向に 111 点、合計 26751 点の構造格子である。

Table 4.3 : Computational Condition

支配方程式	軸対称圧縮性 Navier-Stokes 方程式[3]
時間積分	LU-SGS 陰解法[17][18]
対流項の離散化	symmetric-TVD スキーム[19]
粘性項の離散化	二次精度中心差分
層流解析( $Re=8.0 \times 10^3$ )	

Table 4.4 : Uniform Stream Condition

一様流条件	風洞実験と同じ
一様流流速 $U_{\infty}$	1388.4m/sec
一様流圧力 $P_{\infty}$	16.9Pa
一様流温度 $T_{\infty}$	40.7K
一様流密度 $\rho_{\infty}$	$1.45 \times 10^{-3} \text{kg/m}^3$
代表長さ $L$	鈍頭半径 10mm

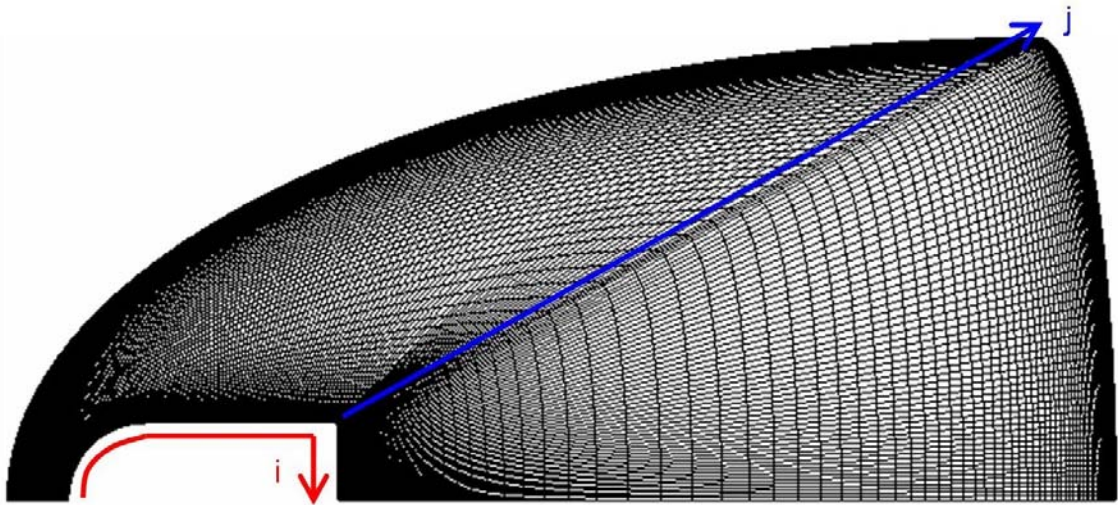


Figure 4.7 : Computational Grid

境界条件に関して、気流の前方は以下に示すような一様流流入条件である。なお、以下に示す密度  $\rho$ 、 $x$  方向速度  $U$ 、 $y$  方向速度  $V$ 、圧力  $P$  はそれぞれ一様流の物理量を用いて無次元化した値である。

$$\begin{aligned}
 \rho &= 1.0 \\
 U &= 1.0 \\
 V &= 0.0 \\
 P &= 1.0
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

気流の後方は、一次外挿としている。つまり、後流の境界上の点の物理量を添え字  $j$  により表すと、 $j$  方向に一つ手前の物理量は添え字  $j-1$ 、二つ手前の物理量は添え字  $j-2$  と表せ、以下のようなになる。

$$\begin{aligned}
 \rho_j &= 2\rho_{j-1} - \rho_{j-2} \\
 U_j &= 2U_{j-1} - U_{j-2} \\
 V_j &= 2V_{j-1} - V_{j-2} \\
 P_j &= 2P_{j-1} - P_{j-2}
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

模型前方の軸対称境界線は、境界上の点の物理量を添え字  $i1$  により表すと、そこから  $i$  方向に一つ離れた物理量は添え字  $i2$  と表せ、以下のようになる。

$$\begin{aligned}\rho_{i1} &= \rho_{i2} \\ U_{i1} &= U_{i2} \\ V_{i1} &= 0.0 \\ P_{i1} &= P_{i2}\end{aligned}\tag{4.3}$$

模型後方の軸対称境界線は、境界上の点の物理量を添え字  $i$  により表すと、そこから  $i$  方向に一つ離れた物理量は添え字  $i-1$  と表せ、以下のようになる。

$$\begin{aligned}\rho_i &= \rho_{i-1} \\ U_i &= U_{i-1} \\ V_i &= 0.0 \\ P_i &= P_{i-1}\end{aligned}\tag{4.4}$$

模型壁面上は、滑りなしで  $T_w=293.0K$  の等温壁としており、模型表面の境界上の点の物理量を添え字  $j1$  により表し、さらにそこから  $j$  方向に 1 つ離れた格子の圧力を  $P_{j2}$  とすると、以下のようになる。ここで  $R_{gas}$  は気体定数である。

$$\begin{aligned}\rho_{j1} &= \frac{P_{j2}}{R_{gas} T_w} \\ U_{j1} &= 0.0 \\ V_{j1} &= 0.0 \\ P_{j1} &= P_{j2}\end{aligned}\tag{4.5}$$

Figure 4.8 に半球模型周りのマッハ数に関する流れ場の数値解析結果、Figure 4.9 に半球模型周りの圧力に関する流れ場の数値解析結果、Figure 4.10 に半球模型周りの密度に関する流れ場の数値解析結果、Figure 4.11 に半球模型周りの温度に関する流れ場の数値解析結果を示す。いずれも半球模型周りの離脱衝撃波部分がよく再現されていることがわかる。

Figure 4.12 の上方に Figure 4.5 の可視化結果、下方に Figure 4.9 の圧力に関する流れ場の数値解析結果を、Figure 4.13 の上方に Figure 4.6 の可視化結果、下方に Figure 4.9 の圧力に関する流れ場の数値解析結果を示す。いずれも半球模型周りの離脱衝撃波の形状・位置がほぼ一致していることが分かる。

Figure 4.14 に Figure 4.5 の可視化結果の上に Figure 4.10 の密度に関する等値線を重ねた図を示し、Figure 4.15 に Figure 4.6 の可視化結果の上に Figure 4.10 の密度に関する等値線を重ねた図を示す。いずれも半球模型周りの離脱衝撃波と数値解析による等値線が密になっている部分がほぼ一致していることが分かる。

以上の結果から、放電発光法による可視化実験で衝撃波が可視化されていることが確認できる。また、4.1 の放電発光のタイミングの確認実験と合わせ、デジタルリターダーによる時間遅延は行われていないが、可視化画像に大きな影響はないことが分かった。

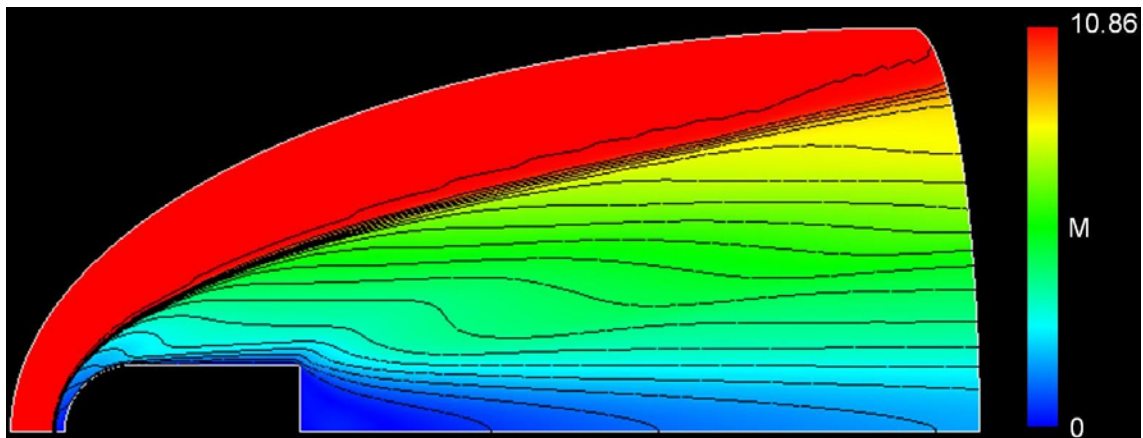


Figure 4.8 : Computational Result (Mach-number)

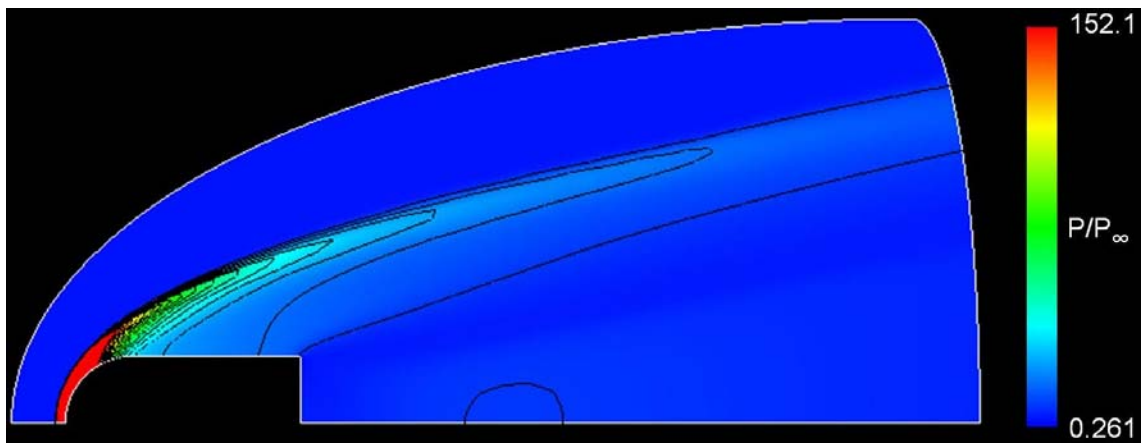


Figure 4.9 : Computational Result (Pressure)

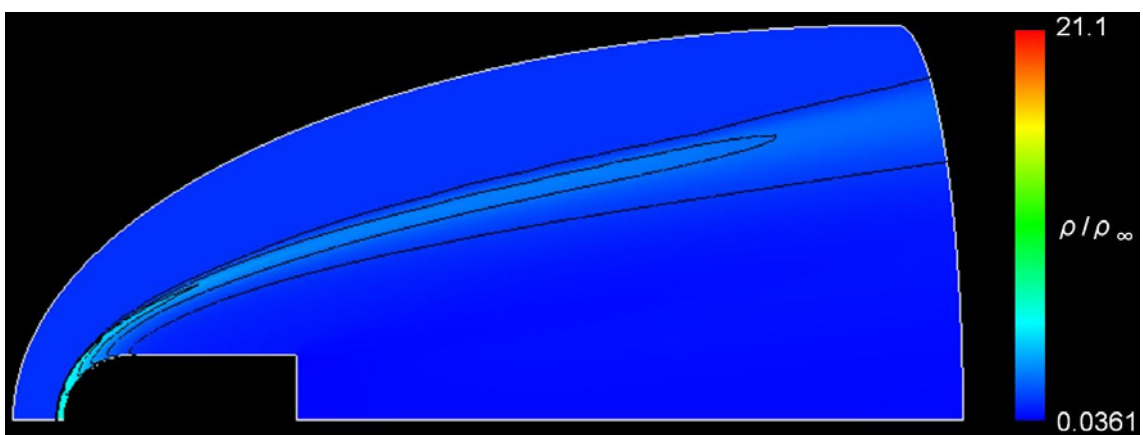


Figure 4.10 : Computational Result (Density)

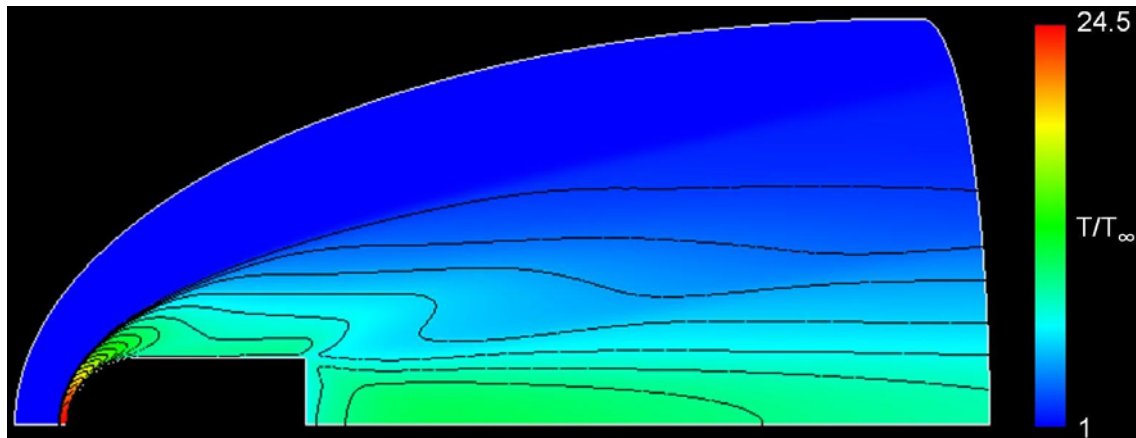


Figure 4.11 : Computational Result (Temperature)

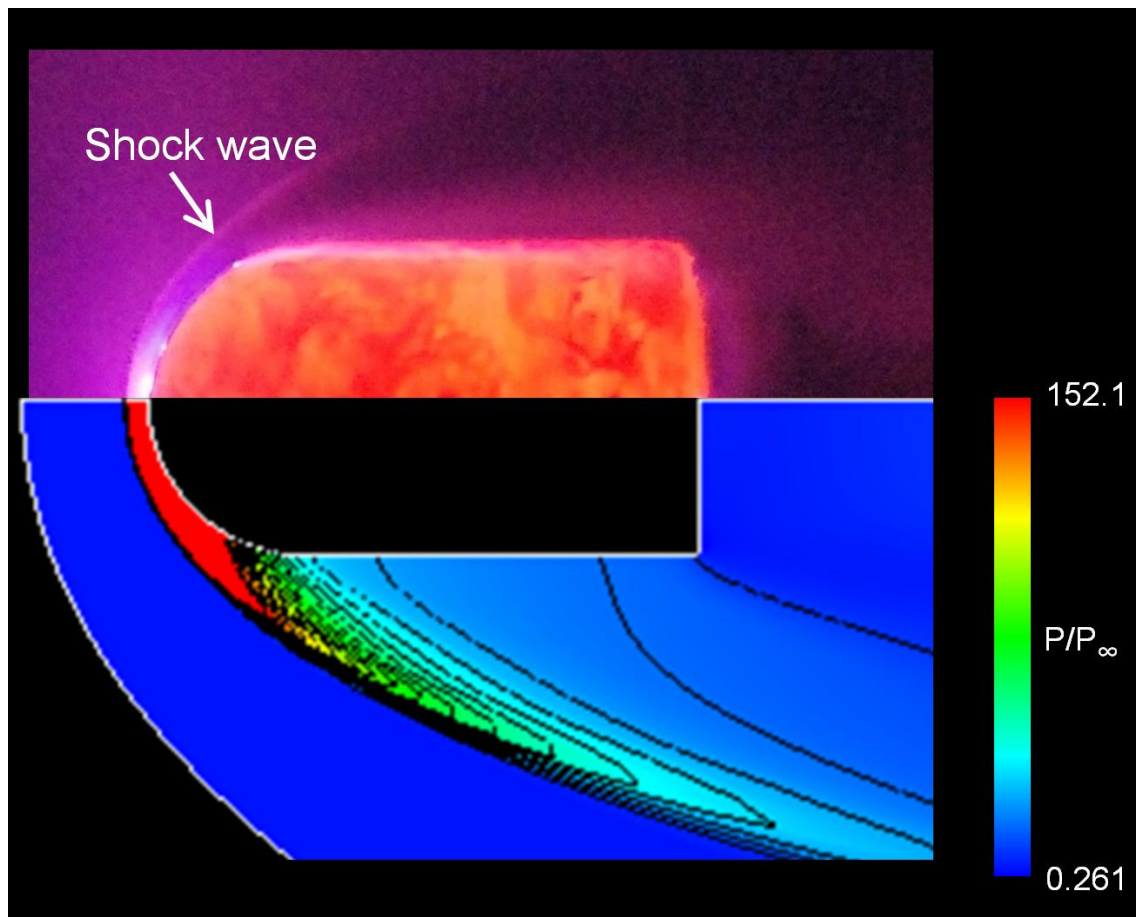


Figure 4.12 : Experimental Result (Figure 4.5) and Computational Result (Pressure)



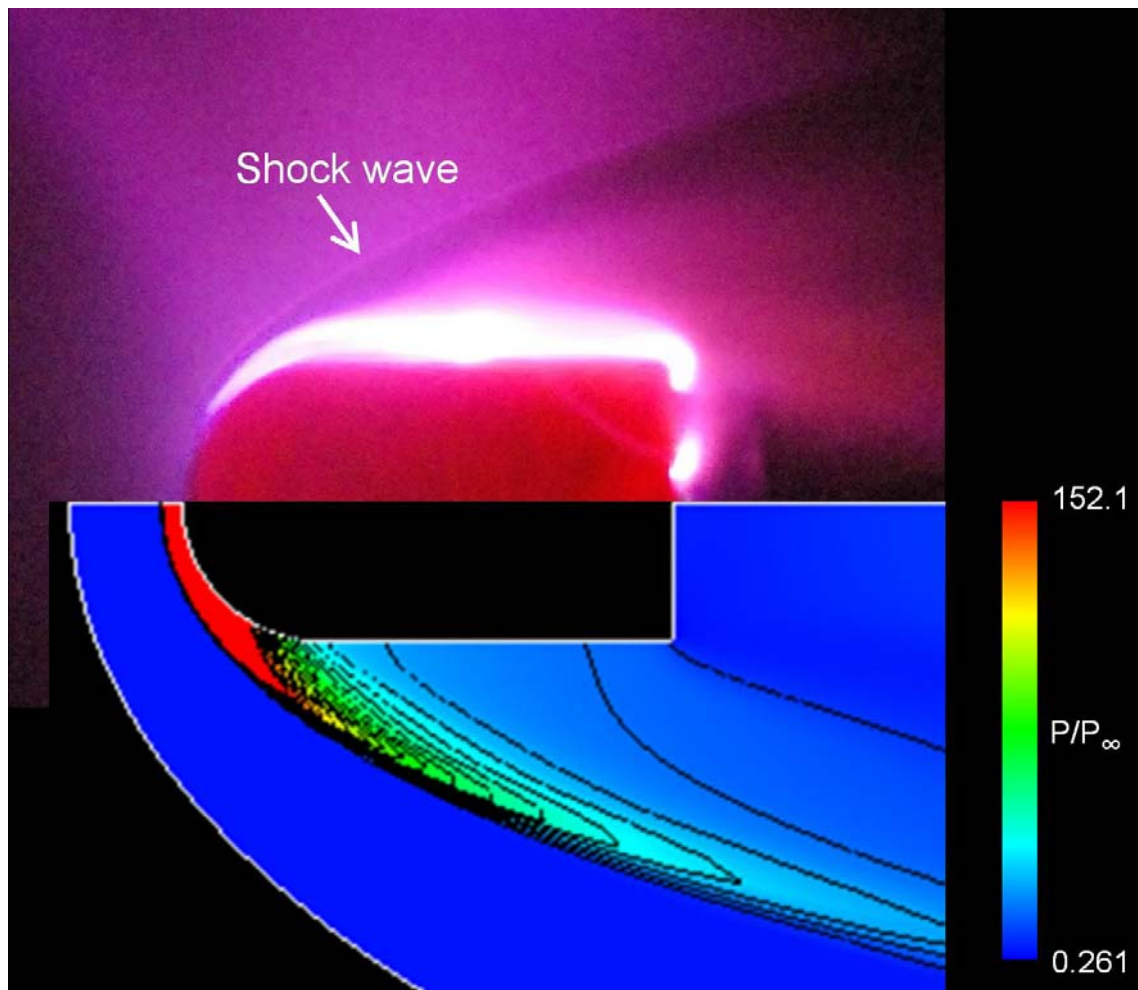


Figure 4.13 : Experimental Result (Figure 4.6) and Computational Result (Pressure)

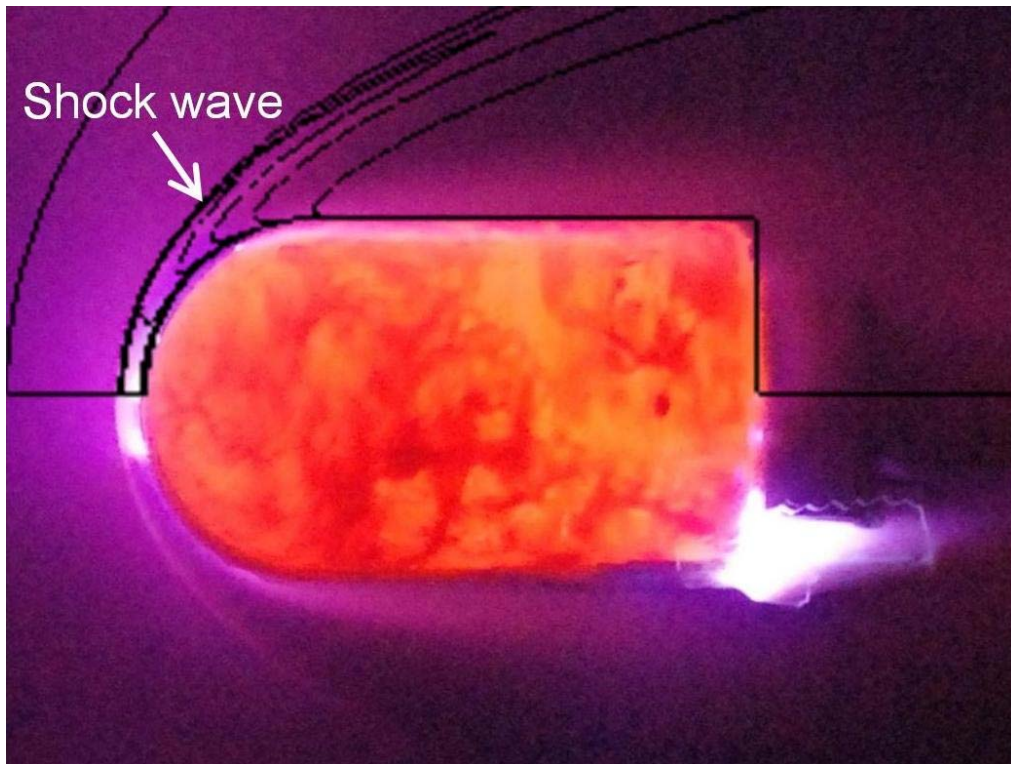


Figure 4.14 : Experimental Result (Figure 4.5) and Computational Result (Density)

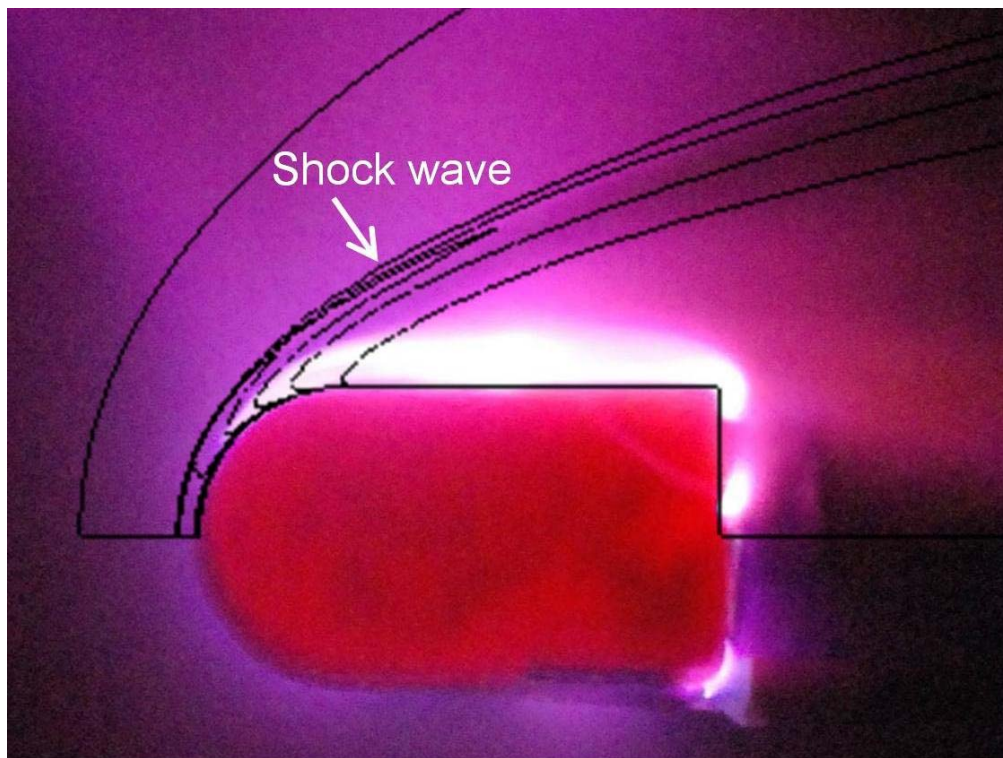


Figure 4.15 : Experimental Result(Figure 4.6) and Computational Result(Density)



## 第 5 章 極超音速飛行体周りの流れ場の可視化

第 4 章での放電発光法に関する基礎実験の結果を踏まえ、放電発光法の適用性や有用性を確認するために、複雑形状である極超音速飛行体周りの流れ場の可視化実験を行った。本章では、その実験の概要、結果、および得られた知見について述べる。

### 5.1 実験概要

ここでは、実験に関する背景や、実験条件などに関して述べる。

#### 5.1.1 研究背景

飛行体の研究に関して、一般的な迎角の場合の流れ場や空力特性の研究は行われているが、それ以外の場合の迎角をとった場合や、横すべり角をとった場合の研究はあまり行われていない。しかしながら、何らかの事故が発生し、飛行姿勢が不安定になった場合、空気力学的にどういったことが起こるのかを想定しておくことは重要である。そのような場合の飛行体周りの流れ場は三次元的で複雑であり、CFD での予測精度は確立しておらず、実験的検証が必要となる。

本研究では、宇宙帰還機であるリフティングボディ形状を模擬した実験模型を用いて、三次元的で複雑な流れ場の可視化に適した放電発光法により、迎角が  $0^\circ$ 、 $-20^\circ$ 、 $20^\circ$  の場合、および横すべり角が  $0^\circ$ 、 $10^\circ$ 、 $20^\circ$  の場合の機体周りの流れ場の構造、特に衝撃波のパターンを調べた。

また、リフティングボディ形状の飛行体が実際に極超音速飛行する場合、揚力を得るために大迎角で飛行する必要がある。このとき、ピッチングモーメントのバランスをとるために、機体後方にボディフラップが必要になる。本研究では、模型の迎角を  $20^\circ$  に設定し、ボディフラップの高さを 3mm、5mm、10mm(模型底面とボディフラップのなす角度はそれぞれ  $11.3^\circ$ 、 $18.4^\circ$ 、 $33.7^\circ$ )と変化させて実験を行い、ボディフラップが流れ場へ与える影響を調べた。

さらに、上述の衝撃波パターン解析の応用として、衝撃波の干渉の影響でボディフラップが損傷したというシナリオを想定し、ボディフラップを削り、その場合の模型周りの流れ場を調べた。

### 5.1.2 実験条件および実験模型

実験条件および回路の設定を Table 5.1 に示す。本実験では、可視化の他に、延長管端のよどみ点の通風前後の圧力、および針状電極と抵抗 R1 の間の電流の大きさや向き of データを取得した。放電回路は、特に説明がない限り、初期電圧が 1.3kV、R1 が 510 、R2 が 10k であり、使用気体は乾燥空気である。

実験模型を Figure 5.1 に示す。これは、宇宙帰還機であるリフティングボディ形状の極超音速飛行体を模擬した模型である。大きさは全長×幅×高さが 58mm×34mm×14mm であり、迎角をとっても極超音速ノズルのコア領域 100～120mm 程度[14]に収まる大きさである。陽極となる導電性テープ(銅製：幅 2mm、厚さ 0.12mm)は、基本的に左図のように模型の中心線上に貼付し、状況に応じて可視化したい場所、すなわち放電を生じさせたい部分に貼付する。ただし、測定室内に固定した鏡に反射させることにより、模型後方からの可視化を行う場合には、右図のように導電性テープを貼付した。陰極となる針状電極は、基本的に模型の上方に固定してあるが、可視化したい場所によっては下方に固定してある。電極間距離は基本的に 4～5cm 程度である。いずれの図についても、気流は図の左側から右側へ流れている。

Table 5.1 : Experimental Condition (Absolute Pressure) and Discharge Circuit Condition

Hige Pressure Chamber[MPa]	1.09	Initial Voltage[kV]	1.5
Barrel[kPa]	50	R1[ ]	510
Extension Tube[kPa]	5	R2[ ]	10000
Test Section[Pa]	5		

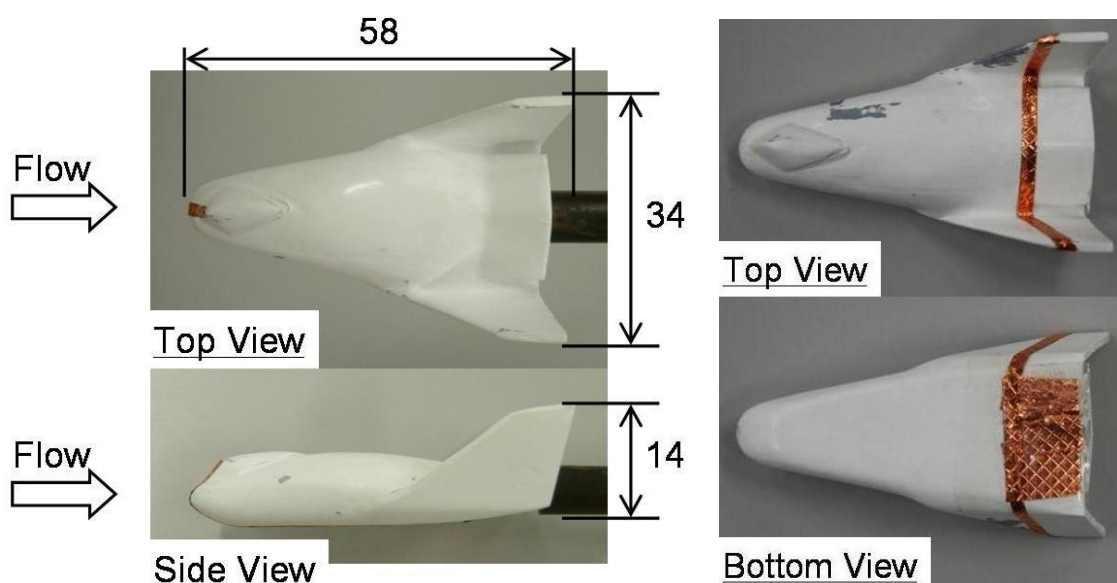


Figure 5.1 : Lifting Body Model (Unit : mm)

## 5.2 大きな姿勢角をとった場合の流れ場の観察

ここでは、

- ・迎角が  $0^\circ$ 、 $-20^\circ$ 、 $20^\circ$  の場合
- ・横すべり角が  $0^\circ$ 、 $10^\circ$ 、 $20^\circ$  の場合

の可視化結果について述べ、考察を行う。

### 5.2.1 迎角が $0^\circ$ 、 $-20^\circ$ 、 $20^\circ$ の場合

#### ・迎角 $0^\circ$

Figure 5.2 に迎角が  $0^\circ$  のときの極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。

模型先端付近の流れがせき止められて強い衝撃波が発生すると考えられる部分では、周囲より発光強度が大きくなっていて離脱衝撃波が確認できる。したがって、これは第二放電法[5]と言える。模型先端およびコックピットの窓を模擬した部分で離脱距離が小さく、先端から離れるに従い模型と衝撃波の距離は大きくなっている。Figure 5.2 では模型前方から中央手前までの離脱衝撃波が観測できる。

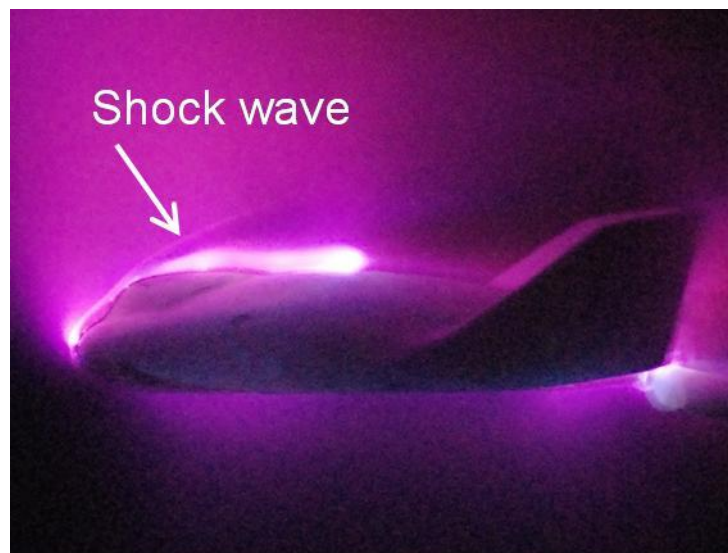


Figure 5.2 : Shock wave around Lifting-Body (Angle of attack :  $0^\circ$  )

#### ・迎角-20°

Figure 5.3 に迎角が-20°のときの極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。この画像は、極超音速流が模型にぶつかった際の衝撃力により模型がぶれている（発光部分と模型下方の外縁が一致していない）。そのため、鮮明な可視化画像とは言えないが、模型周りの流れ場の定性的な傾向を読み取ることはできる。なお、陰極となる針状電極は、模型の下方に固定してある。また、Figure 5.4 に迎角が-20°のときの極超音速飛行体周りに生じた流れに対し垂直な断面の衝撃波の後方からの可視化結果を示す。これは、Figure 5.3 の A-A 断面を矢印の向きから可視化した結果である。このとき、陽極となる導電性テープは Figure 5.1 右上図に示すように、胴体部後方のくぼみ部分に流れに垂直になるように貼り付けてあり、翼部分はセロハンテープで被覆してある。針状電極は模型上面側に置かれ、模型上部周りの衝撃波の可視化を行っている。さらに、Figure 5.5 に Figure 5.4 の画像を撮影したときの測定室内の様子を示す。Figure 5.4 は、Figure 5.5 の測定室内の写真に示すように測定室内に鏡をしっかりと固定し、その鏡に針状電極や実験模型の後方部を反射させ、それを測定室側方の観測窓から撮影されている。

Figure 5.3 に関して、模型上部は衝撃波が模型に沿うように生じていて、模型中央付近までの離脱衝撃波が観測できる。これは、衝撃波部分の発光強度が大きく、第二放電法[5]であると考えられる。模型下部は先端で生じた衝撃波が模型から離れるように広がっていて、模型からの距離が大きくなるにつれ、ぼやけていくのが観測できる。したがって、衝撃波の前後で発光強度が異なる第一放電法[4]と考えられる。

Figure 5.4 に関して、模型上部の流れに対し垂直な断面の離脱衝撃波が第二放電法[5]により可視化されている。この場合、解釈が難しいが、おそらく発光強度が小さい部分の上のやや強い光が衝撃波なのではないかと考えられる。この離脱衝撃波は、Figure 5.3 で模型上方に模型に沿うように生じている離脱衝撃波の延長線上に存在していると考えられる。シュリーレン法などの光学的手法では、測定室に平行光線を通す必要があるため[3]、このような方向からの可視化はほぼ不可能であり、この方向からの可視化は放電発光法の大きな特徴の一つである。また、電極を入れ替えることにより、模型先端部で生じた離脱衝撃波だけでなく、翼から生じている離脱衝撃波も捉えることができた。その画像は Appendix にて示す。さらに、流れに垂直な断面の厚さに関する画像も併せて Appendix にて示す。

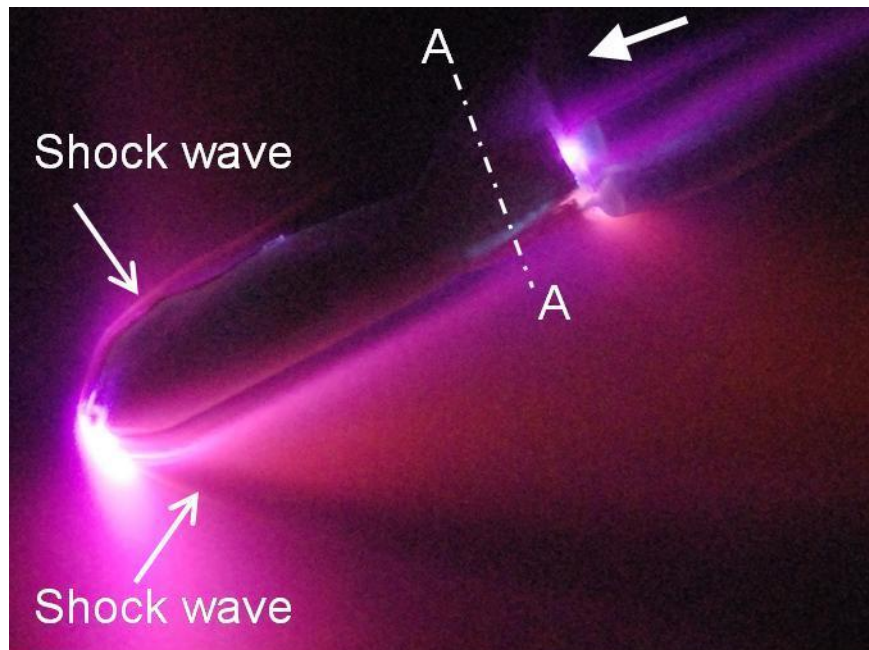


Figure 5.3 : Shock wave around Lifting-Body (Angle of attack :  $-20^\circ$  )

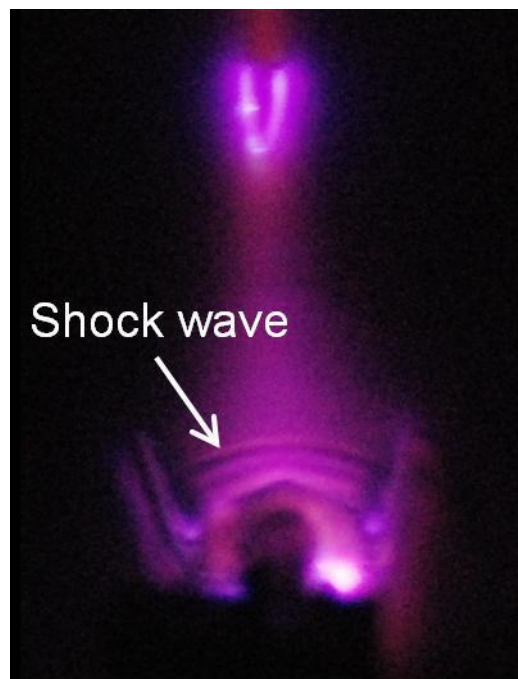


Figure 5.4 : Shock wave around Lifting-Body (Angle of attack :  $-20^\circ$  , Back shot)



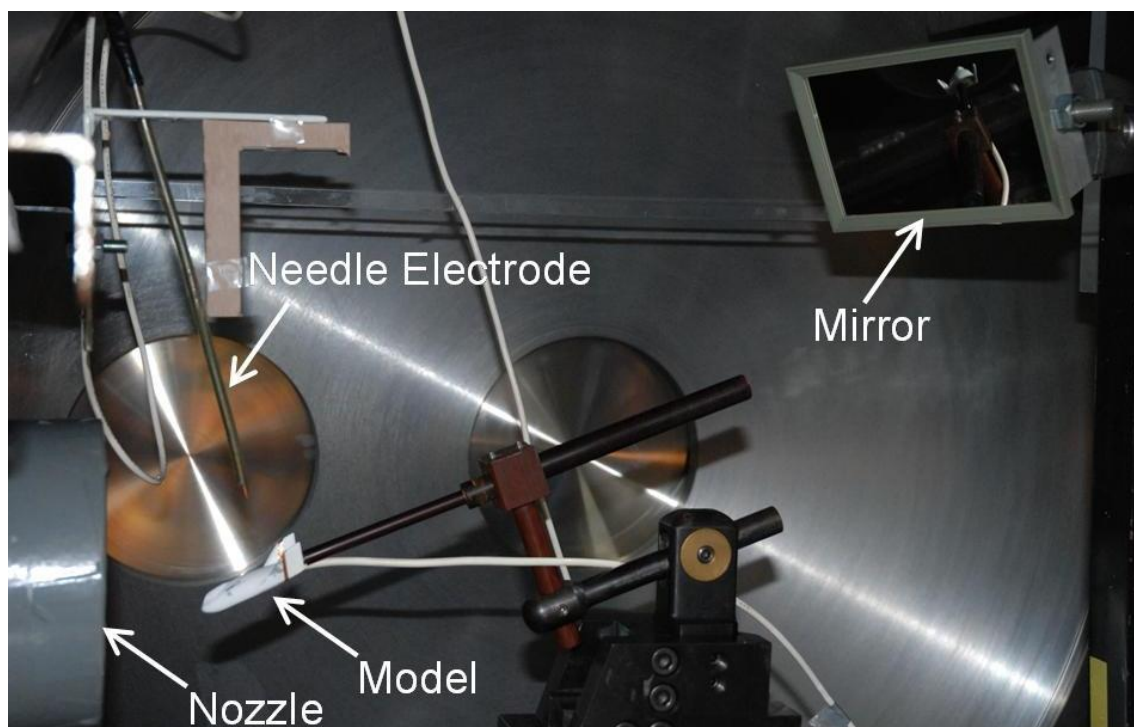


Figure 5.5 : In Test Section

#### ・迎角 $20^\circ$

Figure 5.6 および Figure 5.7 に迎角が  $20^\circ$  のときの極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。Figure 5.6 は模型上方に針状電極を置き、模型上部周りの衝撃波の可視化を行った結果であり、Figure 5.7 は模型下方に針状電極を置き、模型下部周りの衝撃波の可視化を行った結果である。また、Figure 5.8 に迎角が  $20^\circ$  のときの極超音速飛行体周りに生じた流れに対し垂直な断面の衝撃波の後方からの可視化結果を示す。これは、Figure 5.7 の A-A 断面を矢印の向きから可視化した結果である。このとき、陽極となる導電性テープは Figure 5.1 右下図に示すように、胴体部後方に流れに垂直になるように貼り付けてある。針状電極は模型下面側に置かれ、模型下部周りの衝撃波の可視化を行っている。

Figure 5.6 では、模型先端およびコックピットの窓を模擬した部分で生じた離脱衝撃波が、後方へ広がっているのが観測できる。衝撃波のように見える部分が模型上部の上下にあるが、Figure 5.3 の模型下方の衝撃波パターンや角度を考慮すると、矢印で示された上の部分が衝撃波と考えられる。この衝撃波パターンは、衝撃波の前後で発光強度が異なる第一放電法[4]と考えられる。

Figure 5.7 は模型先端で生じた離脱衝撃波と模型との距離がそれほど大きくなり、模型下方に沿うような形状の離脱衝撃波が生じていることが確認できる。実際の飛行ではコックピット部に熱が集中しないように、模型上部が模型先端で生じる離脱衝撃波内部に入るような大迎角飛行が適していると考えられる。この場合も同様に、衝撃波の前後で発光強

度が異なる第一放電法[4]と考えられる。

Figure 5.8 に関して、模型下方に湾曲した離脱衝撃波が第二放電法[5]により可視化されている。この場合は、衝撃波部分の発光強度が小さくなっていると考えられる。この離脱衝撃波は、Figure 5.7 で模型下方に模型に沿うように生じている離脱衝撃波の線上に存在している。シュリーレン法などの光学的手法では、測定室に平行光線を通す必要があるため[3]、このような方向からの可視化はほぼ不可能であり、この方向からの可視化は放電発光法の大きな特徴の一つである。

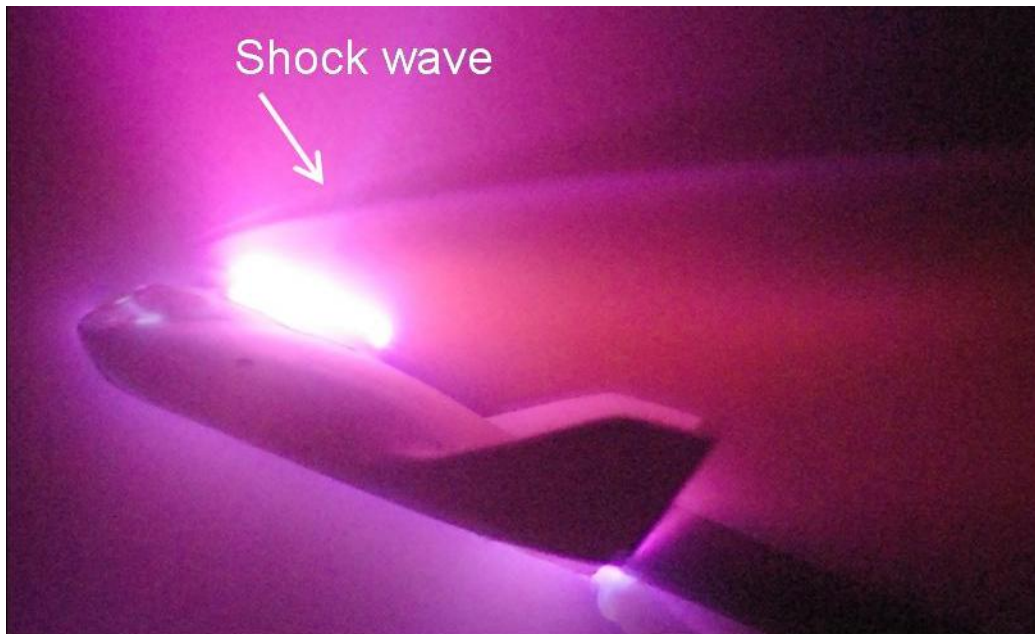


Figure 5.6 : Shock wave around Lifting-Body (Angle of attack : 20 °)



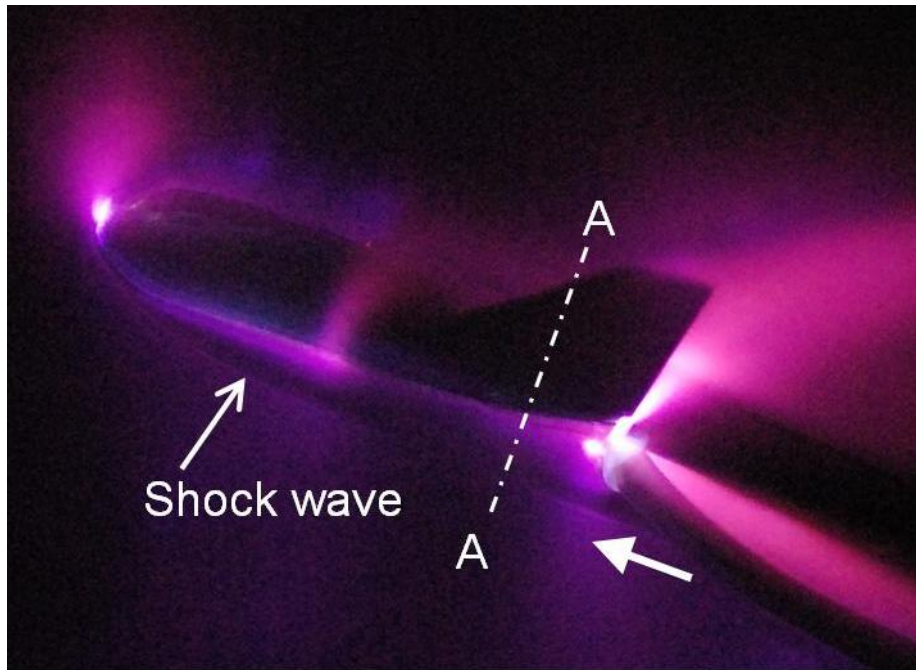


Figure 5.7 : Shock wave around Lifting-Body (Angle of attack :  $20^\circ$  )

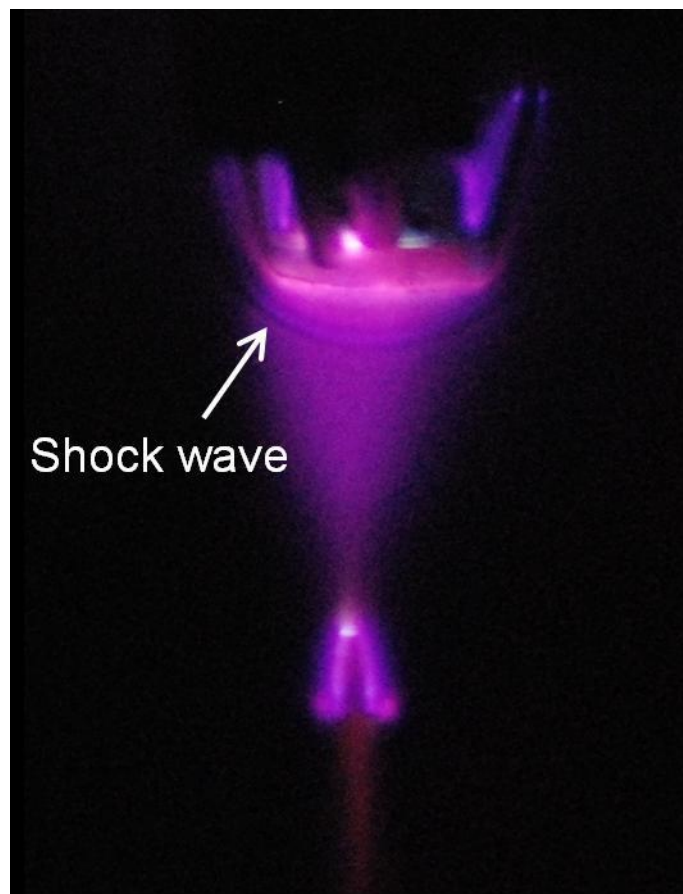


Figure 5.8 : Shock wave around Lifting-Body (Angle of attack :  $20^\circ$  , Back shot)

### 5.2.2 横すべり角が $0^\circ$ 、 $10^\circ$ 、 $20^\circ$ の場合

Figure 5.9 に導電性テープを貼付した実験模型を示す。導電性テープは、実験模型の先端付近から模型測方に模型後方まで貼り付けられている。陰極となる針状電極は、模型の下方に固定してある。電極間距離は  $4 \sim 5\text{cm}$  程度である。

横すべり角が  $0^\circ$  の場合は、模型周辺の流れ場はほぼ上下対称であるため、下方のみの衝撃波の可視化を行った。横すべり角が  $10^\circ$ 、 $20^\circ$  の場合は、模型周辺の流れ場は上下非対称になるが、あまり流れにさらされない側の衝撃波パターンは模型先端付近から生じる弓形衝撃波の中に入ると考えられるため、より流れにさらされ、模型と衝撃波の離脱距離が短くなると考えられる側の可視化を行った。

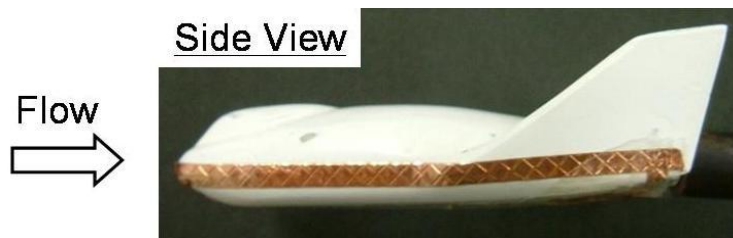


Figure 5.9 : Lifting Body Model

#### ・横すべり角 $0^\circ$

Figure 5.10 に横すべり角が  $0^\circ$  のときの極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。これは模型前方のみ、後方のみで可視化できた二枚の画像を合成した画像であり、模型のサイズが同じになるように編集してある。

模型周辺の弓形衝撃波が、衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により可視化されていることがわかる。模型先端のよどみ点付近では弓形衝撃波の離脱距離が小さいが、それより後方は模型先端付近で生じた弓形衝撃波の中に入っている。そのため、最も空力加熱の厳しい点は模型先端のよどみ点付近であると考えられる。

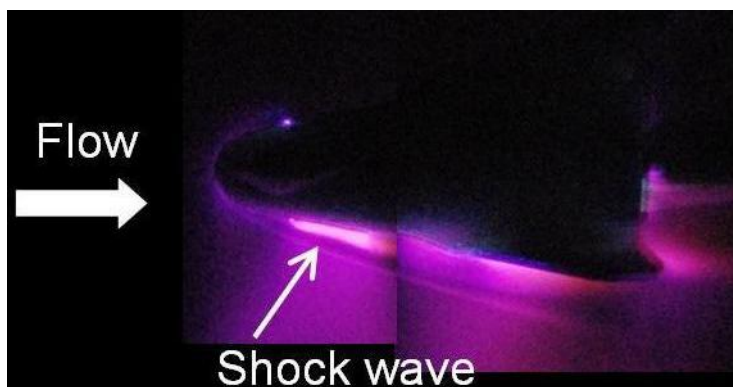


Figure 5.10 : Shock wave around Lifting-Body (Yaw Angle :  $0^\circ$ )

#### ・横すべり角 $10^\circ$

Figure 5.11 に横すべり角が  $10^\circ$  のときの極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。これは模型前方のみ、後方のみで可視化できた二枚の画像を合成した画像であり、模型のサイズが同じになるように編集してある。

模型周辺の弓形衝撃波が、主に、衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により可視化されていることがわかる。模型先端のよどみ点付近、および翼の前縁付近で弓形衝撃波の離脱距離が小さいことがわかる。特に翼の前縁付近は、模型先端から生じた弓形衝撃波と翼から生じた衝撃波の二つの衝撃波により、衝撃波 衝撃波干渉が生じ、局所的に非常に大きい空力加熱の上昇を生じる可能性がある[3]。したがって、翼の前縁付近での熱対策が必要であるといえる。また、Figure 5.10 と比較して、弓形衝撃波との離脱距離が全体的に小さくなっている。

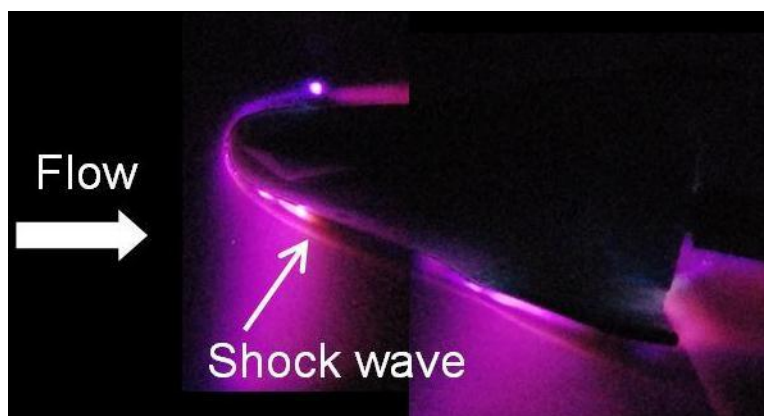


Figure 5.11 : Shock wave around Lifting-Body (Yaw Angle :  $10^\circ$ )

#### ・横すべり角 $20^\circ$

Figure 5.12 に横すべり角が  $20^\circ$  のときの極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。これは模型前方のみ、中央のみ、後方のみで可視化できた三枚の画像を合成した画像であり、模型のサイズが同じになるように編集してある。

模型周辺の弓形衝撃波が、主に、衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により可視化されていることがわかる。模型先端のよどみ点付近の離脱距離が最も小さいが、Figure 5.10 や Figure 5.11 と比較して、全体的にさらに離脱距離が小さくなっている。このときも横すべり角が  $10^\circ$  の時と同様に、特に翼の前縁付近は、模型先端から生じた弓形衝撃波と翼から生じた衝撃波の二つの衝撃波により、衝撃波 衝撃波干渉が生じ、局所的に非常に大きい空力加熱の上昇を生じている可能性がある[3]。したがって、翼の前縁付近での熱対策が必要であるといえる。

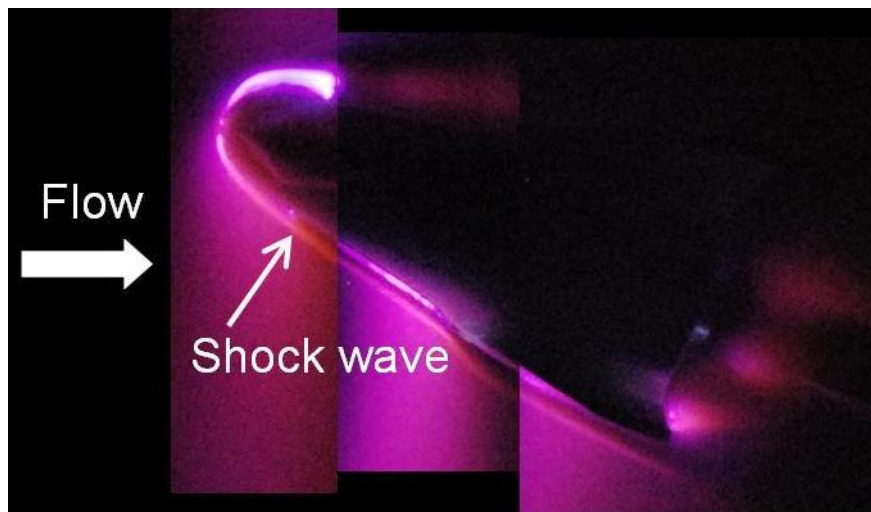


Figure 5.12 : Shock wave around Lifting-Body (Yaw Angle : 20 °)

#### ・横すべり角をとる場合の考察

Figure 5.10 ~ Figure 5.12 の結果を比較しやすいように、Figure 5.13 に左半分が横すべり角 0 ° のときの結果である Figure 5.10、右半分が横すべり角 10 ° のときの結果である Figure 5.11 の図を示し、Figure 5.14 に左半分が横すべり角 10 ° のときの結果である Figure 5.11、右半分が横すべり角 20 ° のときの結果である Figure 5.12 の図を示す。

Figure 5.13 に関して、横すべり角が 0 ° のときに比べ 10 ° の場合、機体周りの衝撃波の離脱距離が小さくなっていることがわかる。特に離脱距離が小さくなっている翼前縁部の衝撃波の離脱距離を調べたところ、

横すべり角が 0 ° のとき : 横すべり角が 10 ° のとき = 3 : 1

という結果が得られた。

Figure 5.14 に関して、横すべり角が 10 ° のときに比べ 20 ° の場合、さらに機体周りの衝撃波の離脱距離が小さくなっていることがわかる。特に離脱距離が小さくなっている胴体中央部の衝撃波の離脱距離を調べたところ、

横すべり角が 10 ° のとき : 横すべり角が 20 ° のとき = 3 : 2

という結果が得られた。



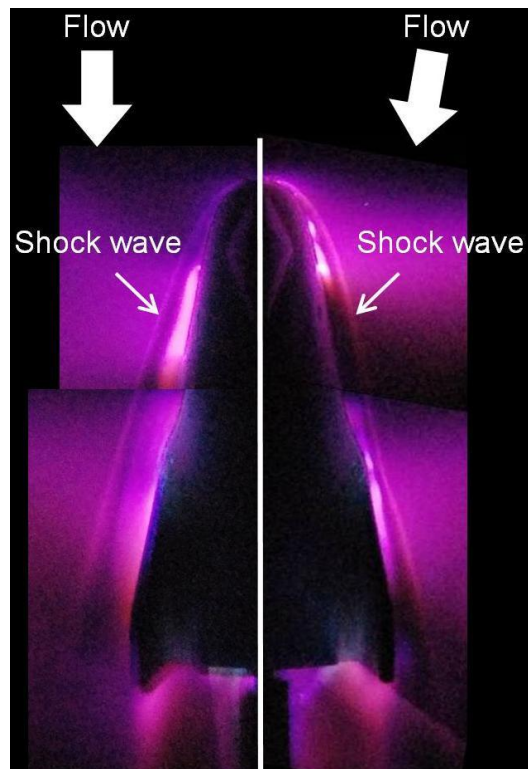


Figure 5.13 : Flow Field Comparison (Yaw Angle [Left : 0 ° , Right : 10 ° ])

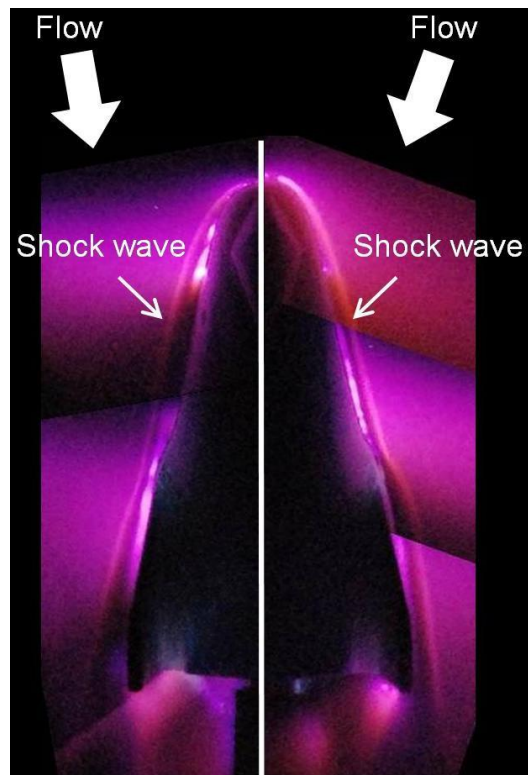


Figure 5.14 : Flow Field Comparison (Yaw Angle [Left : 10 ° , Right : 20 ° ])

### 5.3 ボディフラップを設置した場合の流れ場の観察

リフティングボディ形状の飛行体が実際に極超音速飛行する場合、揚力を得るために大迎角で飛行する必要がある。このとき、ピッチングモーメントのバランスをとるために、機体後方にボディフラップが必要になる。ここでは、模型の迎角を  $20^\circ$  に設定し、ボディフラップの高さを 3mm、5mm、10mm(模型底面とボディフラップのなす角度はそれぞれ  $11.3^\circ$ 、 $18.4^\circ$ 、 $33.7^\circ$ )と変化させて行った実験結果について述べ、ボディフラップが流れ場へ与える影響に関して考察を行う。

#### ・ボディフラップの高さ 3mm

Figure 5.15 に高さが 3mm のボディフラップを設置した極超音速飛行体模型を示す。ボディフラップは、斜辺でない辺が 3(または 5、10)mm  $\times$  15mm の直角三角形を底面とした高さ 24mm の三角柱であり、ケミカルウッドで製作した。これを模型後方底面に両面テープで接着し、実験を行った。陰極となる針状電極は、模型の下方に固定してある。電極間距離は基本的に 4 ~ 5cm 程度である。

Figure 5.16 に高さが 3mm のボディフラップを設置した極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。判断が難しいが、おそらく衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により、衝撃波が可視化されていることがわかる。この模型先端から生じている衝撃波の内側にボディフラップがある。Figure 5.16 と Figure 5.7 の模型下方の衝撃波の離脱距離や角度を比較したが、一致することが確認できた。

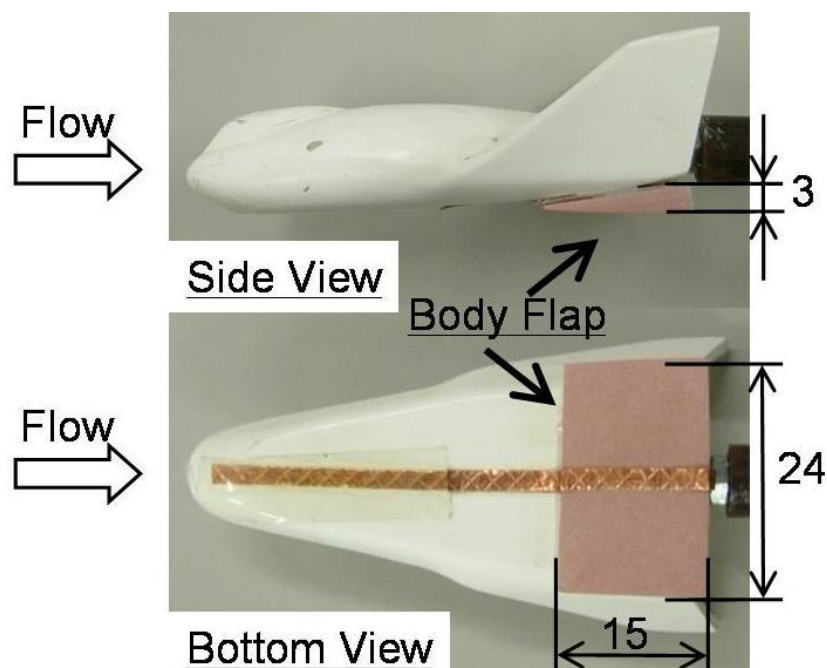


Figure 5.15 : Lifting-Body model with Body Flap (Unit : mm)

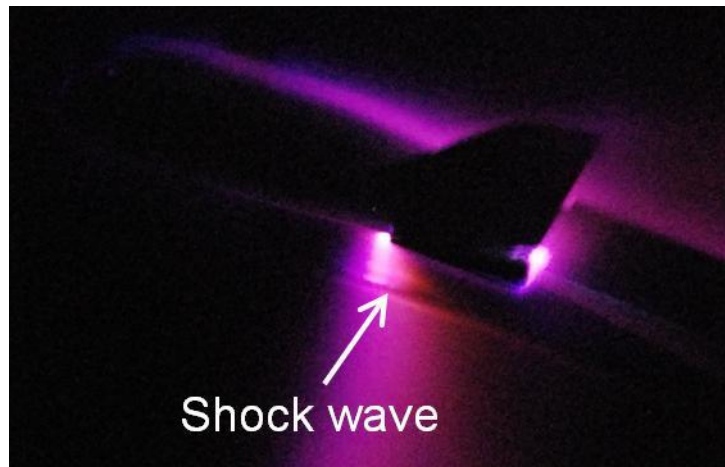


Figure 5.16 : Shock wave around Lifting-Body with Body Flap (3mm)

#### ・ボディフラップの高さ 5mm

Figure 5.17 に高さが 5mm のボディフラップを設置した極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により、衝撃波が可視化されている。模型下方の衝撃波(衝撃波 1)は模型先端から生じていると考えられる。ボディフラップが 3mm のときと同様に、Figure 5.17 と Figure 5.7 の模型下方の衝撃波の離脱距離や角度を比較したが、ほぼ一致することが確認できた。しかし、Figure 5.17 では、ボディフラップ付近で衝撃波が曲がっていることが確認できる。これは、極超音速流がボディフラップとぶつかることにより、そこから別の衝撃波(衝撃波 2)が生じているためであると考えられる。衝撃波 衝撃波干渉が生じると、局所的に空力加熱が大きくなりその部分が高温になる[3]と考えられるため、実際にボディフラップを設置する場合は先端から生じる離脱衝撃波(衝撃波 1)の中に入るようにすべきである。

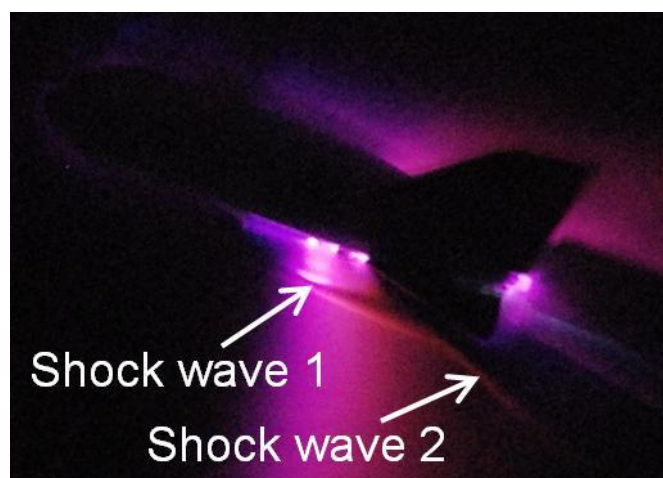


Figure 5.17 : Shock wave around Lifting-Body with Body Flap (5mm)



#### ・ ボディフラップの高さ 10mm

Figure 5.18 に高さが 10mm のボディフラップを設置した極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により、衝撃波が可視化されている。模型下方の衝撃波(衝撃波 1)は模型先端から生じていると考えられる。ボディフラップが 3mm、5mm のときと同様に、Figure 5.18 と Figure 5.7 の模型下方の衝撃波の離脱距離や角度を比較したが、ほぼ一致することが確認できた。また、ボディフラップが 5mm のときの Figure 5.17 と比較して、極超音速流がボディフラップとぶつかることにより生じた別の衝撃波(衝撃波 2)との衝撃波 - 衝撃波干渉の影響が顕著である。そのため、高さが 5mm のボディフラップを設置した場合と比較して、より空力加熱が大きく、より高温になると考えられる[3]。したがって、高さが 5mm のボディフラップを設置したときと同様に、実際にボディフラップを設置する場合は先端から生じる離脱衝撃波(衝撃波 1)の中に入るようにすべきである。

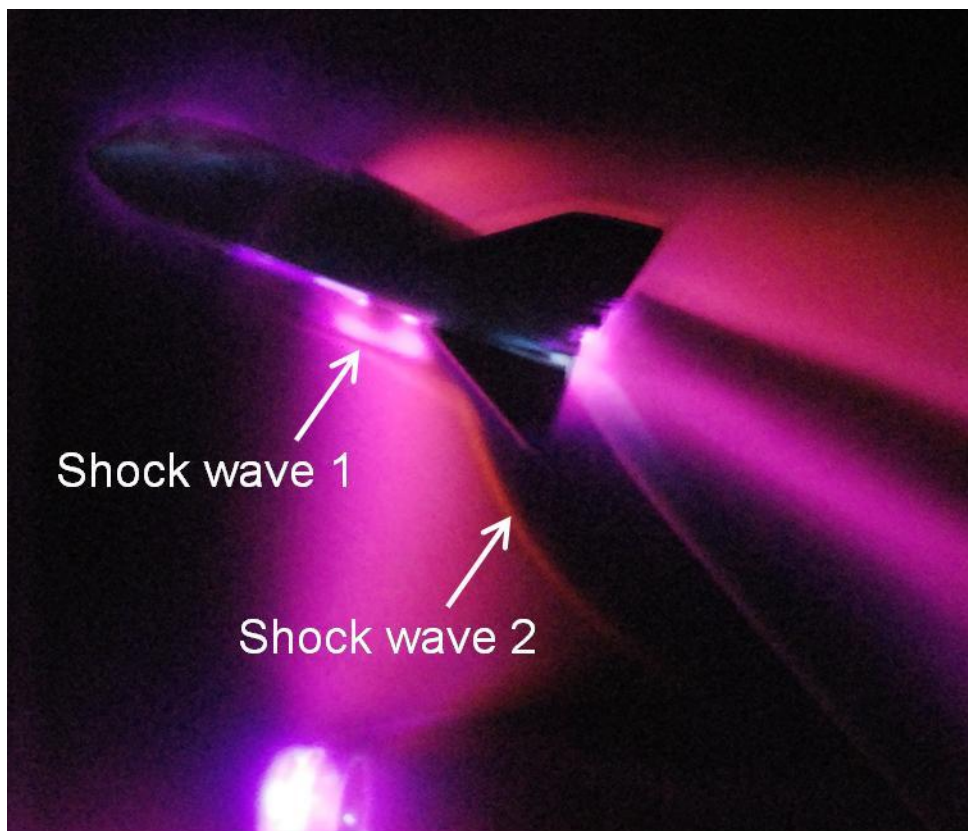


Figure 5.18 : Shock wave around Lifting-Body with Body Flap (10mm)

## 5.4 ボディフラップが損傷した場合の流れ場の観察

これまで 5.2 では大きな姿勢角をとった場合の流れ場の観察、5.3 ではボディフラップを設置した場合の流れ場の観察に関して述べた。ここでは、これまで述べてきた衝撃波パターン解析の応用として、衝撃波の干渉の影響でボディフラップが損傷したというシナリオを想定し、ボディフラップを削り、迎角を  $20^\circ$  に設定した模型周りの流れ場を調べ、考察を行う。

Figure 5.19 に高さが 10mm で傷がついたボディフラップを設置した極超音速飛行体模型を示す。傷は、Figure 5.18 で極超音速流がボディフラップにぶつかり、衝撃波 衝撃波干渉が生じ、局所的に高温になっている[3]と考えられる部分を中心につけられている。陰極となる針状電極は、模型の下方に固定してある。電極間距離は基本的に 4 ~ 5cm 程度である。

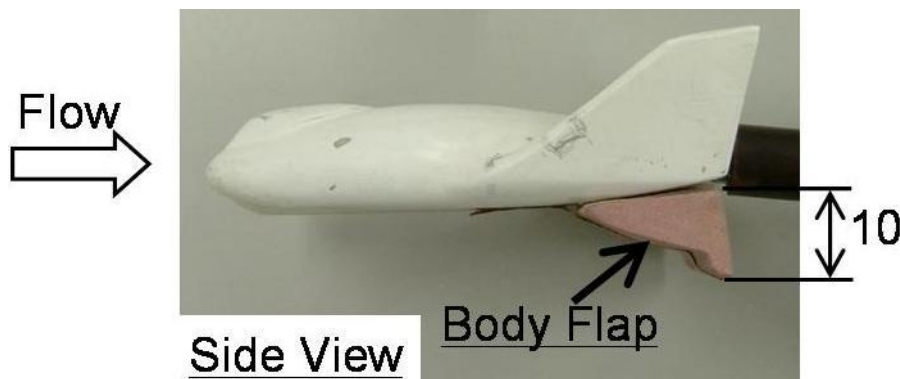


Figure 5.19 : Lifting-Body model with Damaged Body Flap (Unit : mm)

Figure 5.20 に高さが 10mm のボディフラップを設置した極超音速飛行体周りに生じた衝撃波の可視化結果を示す。上図が Figure 5.18 と同様の図であり、下図が衝撃波 衝撃波干渉により損傷したボディフラップを設置した場合である。いずれも比較のため、等倍にしてあり、衝撃波が変化している部分、すなわち衝撃波 衝撃波干渉が生じている部分付近に、白線を引いてある。

上図は衝撃波部分の発光強度が大きい第二放電法[5]により、また下図は衝撃波の前後で発光強度が異なる第一放電法[4]により、衝撃波が可視化されている。模型先端から生じていると考えられる模型下方の衝撃波(衝撃波 1)に関して、いずれの図も模型との離脱距離や角度に関してはほぼ一致していることが観察できる。また、いずれも極超音速流がボディフラップとぶつかることにより生じた別の衝撃波(衝撃波 2)との衝撃波 衝撃波干渉についても観測できる。しかし、衝撃波 2 が生じている位置に関して、損傷がある場合のほうがより模型後方に生じている。これは、ボディフラップが損傷したことにより、極超音速流とぶつかる部分が後方へ移動したためである。損傷がない場合に比べ、白線と衝撃波 2 と

のなす角が小さくなっているため、この部分での極超音速流の運動量の変化は小さくなっていると考えられるが、それでもやはり衝撃波 衝撃波干渉が生じているため、この部分で局所的に空力加熱が大きくなり高温になる[3]ため、損傷が進むと考えられる。

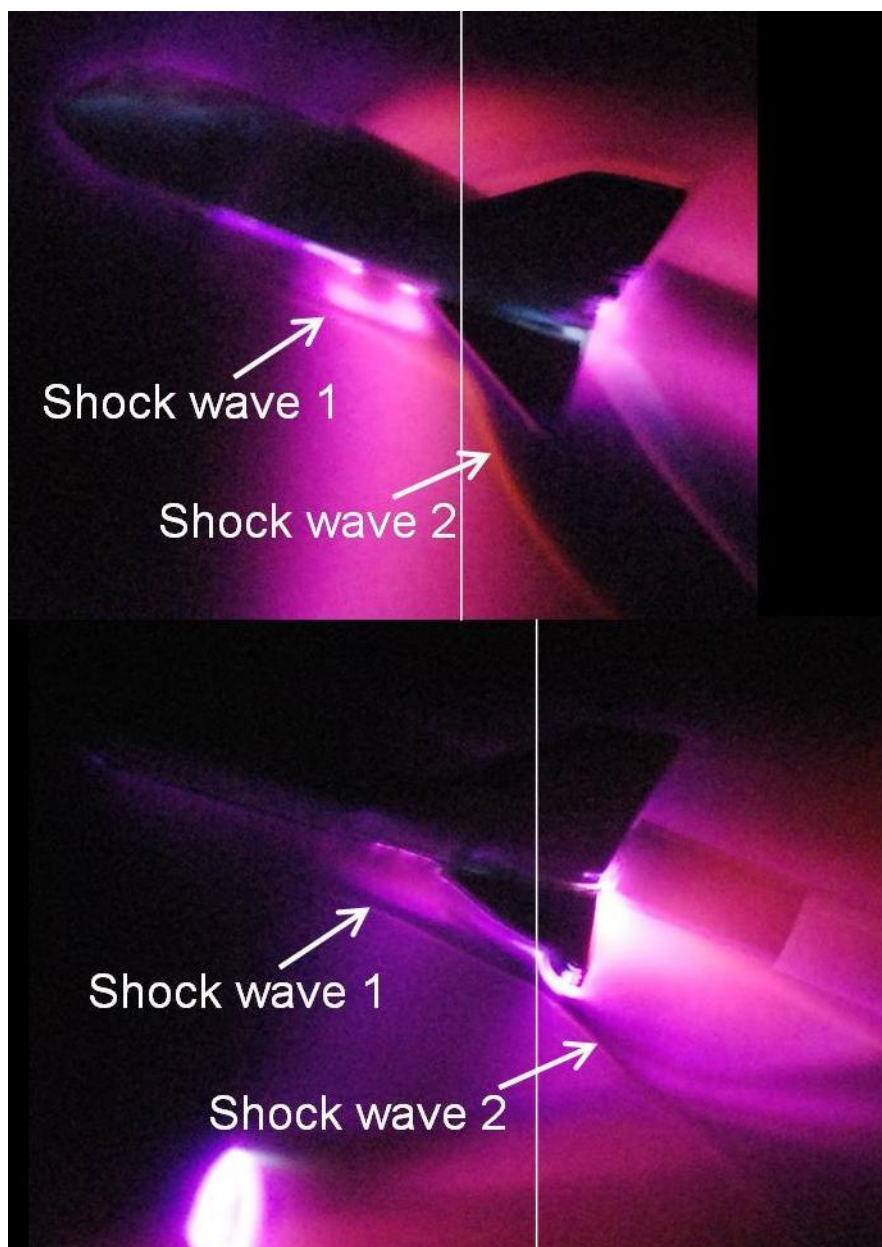


Figure 5.20 : Shock wave around Lifting-Body  
(above : with Body Flap (10mm) , below : with Damaged Body Flap (10mm))

今回は衝撃波パターン解析の応用として、ボディフラップの損傷を例として取り上げたが、同様にして翼の前縁部が損傷した場合など、さまざまなシナリオ検証が可能である。