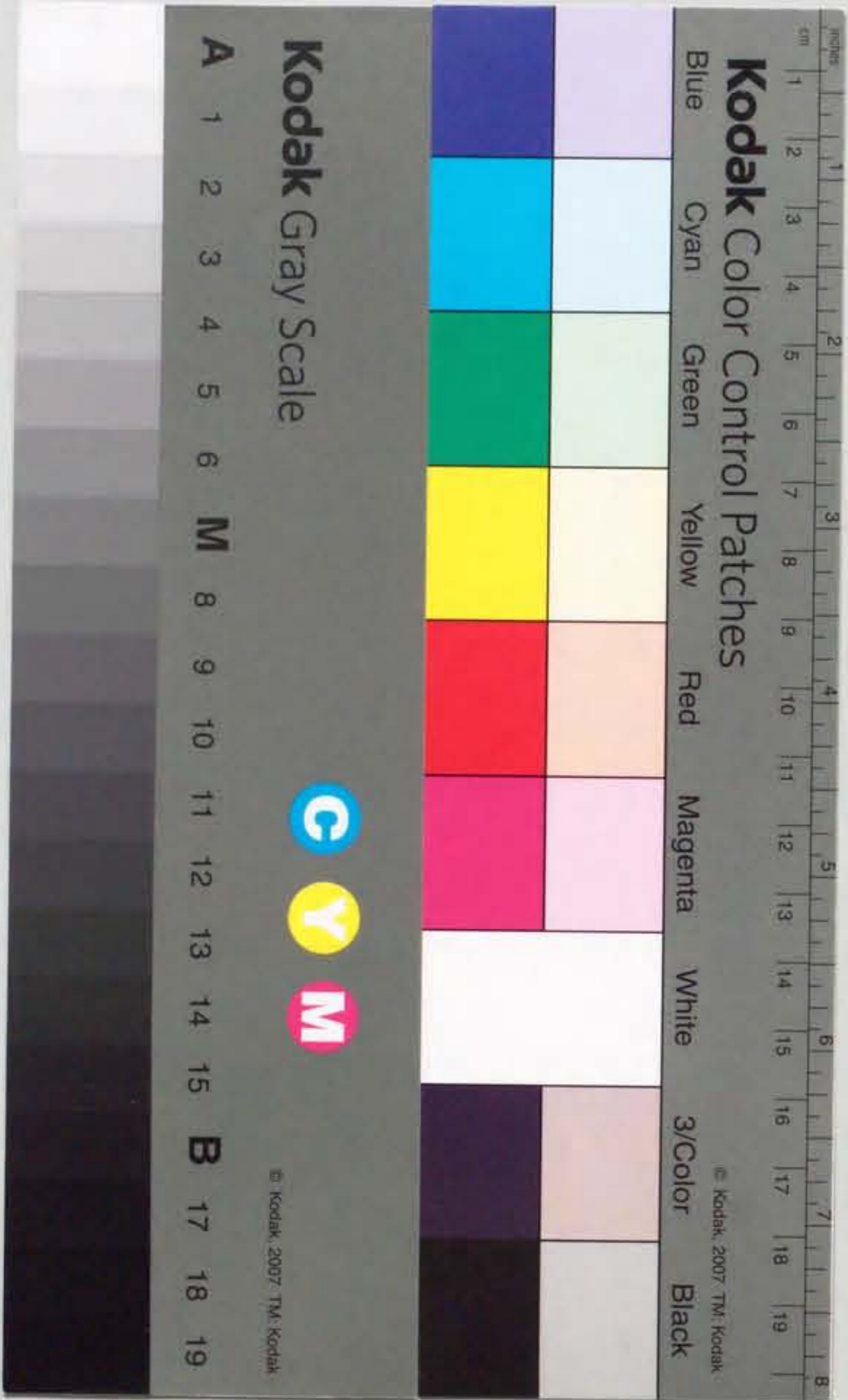


極超音速自由飛行体周りの燃焼波

笠原 次郎



①

博士論文

極超音速自由飛行体周りの燃焼波

名古屋大学 工学研究科 航空宇宙工学専攻

笠原 次郎

指導教官 藤原 俊隆 教授

論文概要

本論文は、著者が名古屋大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻 博士課程にて行った、極超音速自由飛行体周りの燃焼波に関する実験研究をまとめたものである。

1. はじめに

1960年代から1970年代にかけて、極超音速飛行体周りに発生する弓状衝撃波によって、水素-空気（または水素-酸素）混合気の燃焼を誘起する多くの実験的研究が行われた。これ等の実験により、水素-空気混合気では、弓状衝撃波下流において燃焼領域の非定常周期運動が発見され、水素-酸素混合気では、衝撃波波面と燃焼領域が強く相互作用する斜めデトネーションが観測された。前者の振動燃焼に対して当時行われた解析は、淀点流線上の1次元流において波（圧力波、接触不連続面）の相互作用を解析的に解く、というものであった。この比較的簡単な解析によって、良く説明できる現象も有ったが、説明できない現象も多く有った。後者の斜めデトネーションに関しては、当時、本格的な解析は行われなかった。

近年における計算機流体力学（CFD）の発達は、簡単な解析モデルでは説明できなかった振動燃焼現象を明らかにし、斜めデトネーションの解析も可能にしつつある。CFDの発達により、極超音速飛行体周りにおける振動燃焼現象や斜めデトネーションの数値的な研究が、活発化してきているにもかかわらず、実験的な研究はそれ程活発に行われていないのが実状である。我々は近年のエレクトロニクス技術の進展に伴う画像計測器の高性能化に着目し、より高精度の実験データによる振動燃焼と斜めデトネーションの物理解明を目的として、実験的研究を進めた。本論文では、高速度コマ撮りカメラを用いて、斜めデトネーションや振動燃焼を連続的に観測した結果について報告する。

今後の応用として本研究は、現在開発が進められているラム加速器（Ram Accelerator）や、斜めデトネーションエンジン（Oblique Detonation Wave Engine）の安定動作にとって不可欠であり、またCFDにおける燃焼モデルの発展にとっても重要である。

2. パリステックレンジの高性能化と燃焼観測容器の開発

パリステックレンジ装置の高性能化を行った。フリーピストンの側面にテフロンテープを巻き換えることで圧縮管のピストンの機密性を格段に改善した。またステンレス隔膜の厚み0.2 mmが最も最適な破膜厚であることが分かった。これらの高性能化により本研究で必要とされる飛行体の射出速度条件3 km/sを達成した。

酸素-水素系混合気を保持するため燃焼観測容器には、内径（直径）140 mm、肉厚10 mmのステンレス円筒管を使用し、容器の安全性を確認した。またパリステックレンジ、燃焼観測容器、シュリーレン光学系及び排気容器の4要素を適切に観測システムとして構成した。また、シュリーレン法で流れ場を可視化し、高速度コマ撮りカメラで現象を時間分解するマルチフレーム・シュリーレン法を採用し、目標とする時間空間分解能を備えたフレーミング画像を

獲得した。

3. 振動燃焼の観測実験（窒素で希釈した空気-水素混合気の場合）

水素-空気混合気に飛行体を突入させた場合の実験結果を示した。実験では4個のパラメータ、即ち(1)飛行体速度、(2)飛行体先端形状、(3)飛行体胴体径、(4)混合気初期圧を変化させて、燃焼形態の変化を包括的に調べた。以下では、観測された燃焼の形態について整理し、変化させた4個のパラメータに対する燃焼形態の依存性について述べ、振動燃焼の発生機構を考察する。

3-1 燃焼形態の整理 本実験で観測された燃焼形態は5種に分類する事ができる。通常振動 (Normal Cell Oscillation) と高周波振動 (High frequency Cell Oscillation) (高周波振動は通常振動の約1/2振動周期を持つ燃焼セルの振動である)。これら2種の燃焼セル振動モードとは別に、それ等の包絡面が振動する包絡面振動 (Envelope Oscillation) が存在する。この包絡面振動は先の2振動を伴って存在し、それ等との組み合わせによって、2種類の燃焼形態を形成する。また、振動しない定常燃焼が1形態観測された。

1960年代から1970年代にわたり欧米で行われた研究では、極超音速飛行体周りに発生する振動燃焼形態は2種に大別されていたが、本研究によって、極超音速飛行体周りに発生する振動燃焼の形態は、3種の基本モード (燃焼セルの通常振動、高周波振動、およびこれ等の包絡面振動) から構成される5形態 (振動しない場合を含む) に整理される事が明らかになった。特に高周波振動と包絡面振動が合成された1燃焼形態は、本実験で初めて観測されたものである。

3-2 飛行体速度による燃焼形態の変化 本実験条件において、振動燃焼が起るための限界飛行体速度は1.7 km/s程度である事が分かった。燃焼セルの振動に関しては、飛行体速度が増すと振動周期が短くなる傾向が有る。包絡面の振動は、1.8 (±0.1) km/sの限られた飛行体速度領域でのみ観測された。

3-3 飛行体先端形状による燃焼形態の変化 円錐先端形状の飛行体を2種類と、半球先端形状の飛行体を1種類用いた。頂角76度の円錐先端飛行体では、燃焼領域が飛行体後方に観測されたが、非定常振動は観測されなかった。頂角120度の円錐先端飛行体および半球先端飛行体では、飛行体先端部で衝撃波が離脱して、何れの場合にも非定常振動燃焼が観測された。この理由であるが、振動燃焼の原因となる波 (圧縮波、接触不連続面) が飛行体先端近傍で往復運動する為の特性距離が、衝撃波付着条件下の頂角76度の円錐飛行体では極めて小さく、他の2条件では十分大きいと想定されたと考えられる。

3-4 飛行体胴体直径による燃焼形態の変化 飛行体胴体直径が12 mmの場合は、10 mmの場合に比べて、燃焼セルの振動周期がやや長い。これは燃焼セルの振動に関して、1次元的な衝撃波と燃焼領域との距離だけでなく、飛行体表面に沿う方向における波の伝播・相互作用も、影響している事を示唆している。

3-5 混合気初期圧による燃焼形態の変化 振動燃焼セルが発生する為の限界初期圧が

0.60 atmだと分かった。

3-6 振動燃焼発生機構の考察 実験結果の連続写真と松尾らの数値解析との比較から、観測された振動燃焼の発生機構は、(i)微小擾乱により、飛行体先端近傍の超音速領域で、強い燃焼が爆発的に起る。(ii)爆発的燃焼が燃焼波として、弓状衝撃波に沿って下流へ伝播する。燃焼波は発熱を伴い高温部を生成するから、その開始面は密度不連続面となり、前面の弓状衝撃波直後に反応誘起距離を隔てて位置する。(iii)燃焼波は弓状衝撃波に沿って下流へ伝播するが、3次元的な膨張に伴う減衰効果により、やがて弓状衝撃波から分離する。(iv)弓状衝撃波から分離した燃焼波は、温度低下により反応を弱め半径方向への膨張を中止し、飛行体側面を流れに乗って下流へ移動する。実験で観測されたのはこの燃焼波 (密度不連続面) である。包絡面振動の1波長は、擾乱によって誘起された比較的強い1個の燃焼波に相当し、(v)その中に存在する燃焼セルは、弱い燃焼波によって誘起された密度不連続面に相当する。

4. 斜めデトネーションの観測実験（窒素希釈を行わない水素-酸素混合気場合）

希釈剤 (窒素) を含まない、水素-酸素当量混合気を用いることで、水素分子、酸素分子密度を高め、反応誘起距離を減少させ、平面 (曲面) 的な広がりを持つデトネーション波を発生させた。飛行体先端形状を錐頭円柱形状とし、円錐先端の全開き角 ϕ を60度から180度 (円柱形状) まで変化させた。混合気の初期圧力は0.10 atm から0.50 atm まで変化させた。

4-1 燃焼形態の整理 観測された燃焼形態は4種類に分類される。デトネーション波を伴わない離脱弓状衝撃波形態及び付着弓状衝撃波形態、斜めデトネーション波とOverdriven デトネーション波から成る斜めデトネーション形態、斜めデトネーション波と弓状衝撃波から成るストローハット形態である。

4-2 デトネーション波の発熱量と定常性 発生した斜めデトネーション波の波面後方の反応領域での発熱量は、理論的な1次元CJデトネーション波の発熱量の20%以内、多くの場合10%以内であることがデトネーション極線解析からわかった。このことは、実験で観測された斜めデトネーション波がCJデトネーション波と伝播方向を除き、極めて近い状態にあることを示している。またマルチフレーミング写真及び離れた2点における写真観測によって92.5 μ sにわたり斜めデトネーション波は定常状態にあることが確かめられた。

4-3 混合気初期圧の燃焼への影響 混合気初期圧に、斜めデトネーションが発生するためのしきい圧が存在することが実験的に確かめられた。しきい圧以下では、衝撃波後方の反応誘起距離が増大するために、反応によってデトネーション波を維持できないと考えられる。

4-4 デトネーション波生成のための最小曲率半径の存在 反応遅れ距離で無次元化した、斜めデトネーション波の最小の曲率半径は、10であることが実験的に確かめられた。

目次

第1章 緒論		1
1-1	航空宇宙工学と衝撃波誘起燃焼	1
1-1-1	衝撃波誘起燃焼とデトネーション波	1
1-1-2	衝撃波誘起燃焼の航空宇宙工学への応用	1
1-2	衝撃波誘起燃焼に関する過去の研究	6
1-2-1	振動燃焼の研究	6
1-2-2	斜めデトネーションの研究	9
1-3	研究の目的と論文の構成	10
1-3-1	研究の目的	10
1-3-2	論文構成	11
	参考文献	12
第2章 バリステックレンジの高性能化と燃焼観測容器の開発		14
2-1	はじめに	14
2-2	バリステックレンジ	15
2-3	フリーピストンの高性能化実験	17
2-4	ランチチューブ内における飛行体加速過程の高性能化	18
2-5	燃焼観測容器の開発	23
2-6	マルチフレーム・シュリーレンシステム	26
2-7	まとめ	30
	参考文献	31
第3章 衝撃波誘起水素燃焼の研究：振動燃焼の発生		32
3-1	はじめに	32
3-2	実験条件	33
3-3	実験結果と考察	34
3-3-1	燃焼形態の整理	34
3-3-2	飛行体速度による燃焼形態の変化	37
3-3-3	飛行体先端形状による燃焼形態の変化	39
3-3-4	飛行体胴体直径による燃焼形態の変化	41
3-3-5	混合気初期圧による燃焼形態の変化	41
3-3-6	振動燃焼発生機構の考察	44
3-4	まとめ	49
	参考文献	50

第4章 衝撃波誘起水素燃焼の研究：斜めデトネーション波の発生		52
4-1	はじめに	52
4-2	デトネーション極線解析 (polar curve analysis)	55
4-2-1	まえがき	55
4-2-2	2次元定常斜めデトネーション波モデル	55
4-2-3	ランキンユゴニオ解析	57
4-2-4	β - θ デトネーション極線 (polar curve)	60
4-2-5	1次元垂直CJデトネーションの場合の発熱量	62
4-3	実験条件	68
4-3-1	混合気	68
4-3-2	飛行体	70
4-4	実験結果と考察	71
4-4-1	混合気初期圧力 p_1 と飛行体先端の 開き角 ϕ を変えた場合の燃焼形態の変化	71
4-4-2	斜めデトネーション発生のための限界初期圧	79
4-4-3	斜めデトネーション発生のための限界先端開き角	81
4-4-4	斜めデトネーションの発熱量	83
4-4-5	定常性の観測と高空間分解能写真	85
4-4-6	壁面反射実験	90
4-4-7	ストローハット形態における 斜めデトネーション波の最小の曲率半径	93
4-5	まとめ	96
	参考文献	98
第5章 結論		99
	謝辞	104
	業績目録	106
	付録	108

第1章 緒論

1-1 航空宇宙工学と衝撃波誘起燃焼

1-1-1 衝撃波誘起燃焼とデトネーション波

衝撃波誘起燃焼とは、衝撃波を用いて可燃性気体を燃焼させる燃焼のことをいう。その燃焼過程は、図1-1を用いて以下のように説明できる。一次元の平面衝撃波が可燃性気体中 (Combustible Gas) を伝播すると、その気体は断熱的に圧縮され温度が上昇する。この圧縮と温度上昇によって気体中の高エネルギー分子の衝突周波数が増加し、その結果、化学反応が開始され衝撃波面から着火遅れ距離 (Induction Zone 領域に相当) 離れた位置で化学エネルギーが放出 (Heat-Release Zone 領域に相当) される。図1-1で示すように Shock Wave Front から Heat-Release Zone までを衝撃波誘起燃焼 (Shock-Induced Combustion) とよび、この燃焼領域が一体となって自発的に伝播するときに限り、この構造をデトネーション波と呼ぶ。

デトネーション波が定常的に自走するには、下流の擾乱が上流へ伝わらないことが必要である。この条件は Heat-Release Zone の後面が音速面、その後流が超音速となることに相当し、この時のデトネーション波の伝播速度は重要な特性速度であり、CJ (チャップマン・ジュゲ) 速度と呼ばれている。

本実験では、図1-2に示すように、物体を極超音速で可燃性気体中に射出することにより衝撃波を生成し、衝撃波誘起燃焼およびデトネーション波を発生させた。

1-1-2 衝撃波誘起燃焼の航空宇宙工学への応用

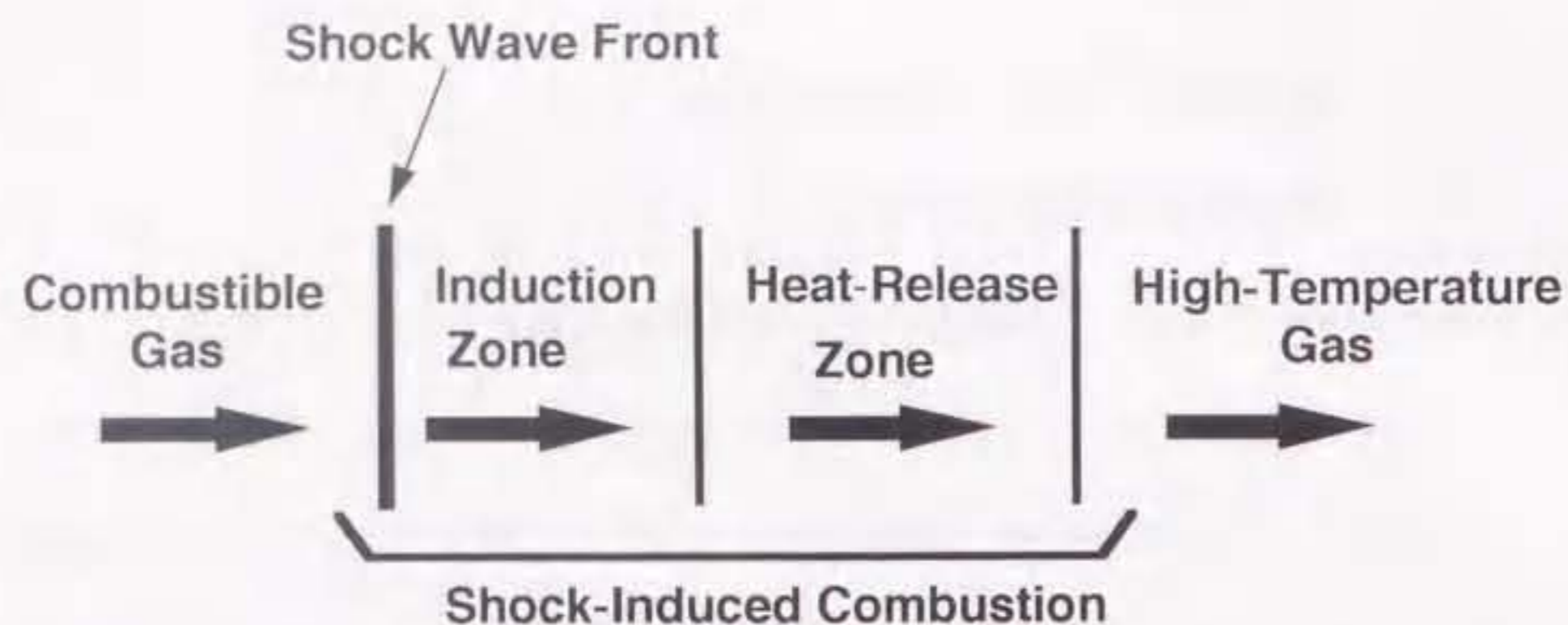


図1-1 1次元の衝撃波誘起燃焼

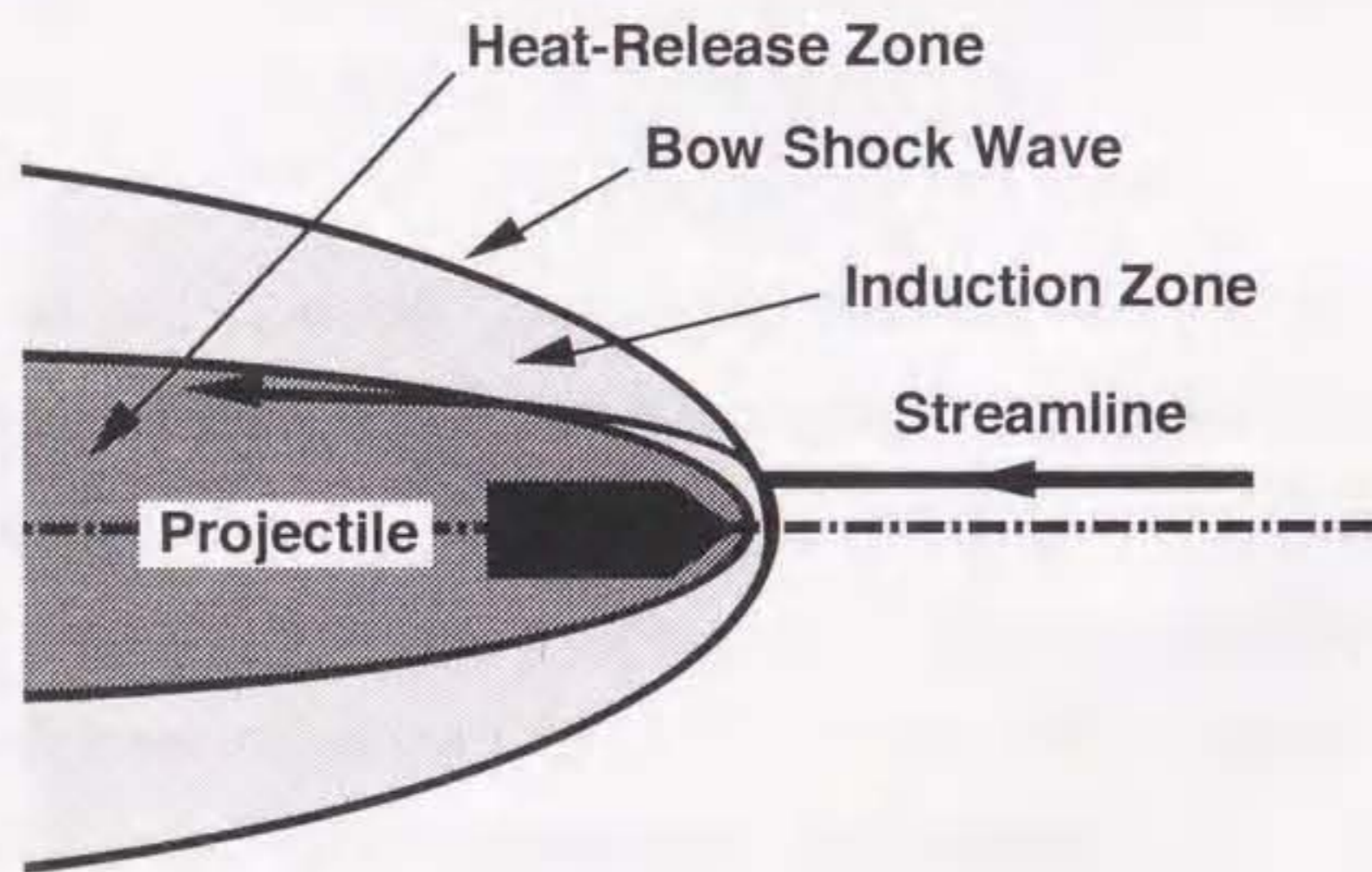


図1-2 極超音速飛行体による衝撃波誘起燃焼

(1) スクラムジェットエンジン

スクラムジェットエンジン (Supersonic Combustion Ramjet Engine) とは、図1-3に示すように空気取り入れ口 (Inlet) に流入する極超音速の空気流れを斜め衝撃波で圧縮、加熱したのち、ストラット (Strut) から噴出した燃料を混合させ、流れが超音速のまま燃焼器 (Combustor) にて着火、燃焼させるエンジンのことである¹⁾。流れを亜音速まで減速せずに燃焼を行うため、空気取り入れ口での流れの総圧損失が少ないのが特徴である。スペースプレーンなどの次世代の極超音速飛行体のために用いられる最も高効率なエンジンとして現在開発が続けられている²⁾。

このエンジンにおいては衝撃波および、その反射衝撃波によって流入空気を加熱圧縮する。効率のよい安定した燃焼の実現のためには、衝撃波と燃焼領域の相互作用について十分に研究しておく必要がある。

(2) ラム加速器

ラム加速器 (Ram Accelerator)^{3, 4)}とは、図1-4および、図1-5に示すように、可燃性気体を封入した円筒管内を飛行体が超音速で飛行し、飛行体に付着した円錐状の衝撃波および、それが円筒管の壁面と反射した結果できる衝撃波によって周囲の可燃性気体を燃焼させ、飛行体の推力を得る装置である。飛行体の後部で着火するため、その高圧により飛行体は前方への推力を得る。一部の研究者は否定的だが、理論的には第2宇宙速度 (11.2 km/s) 以上の射出速度を得ることが可能と唱えられており、核廃棄物等を地球の重力圏外に破棄する装置として研究が進められている。現在 2.7 km/s (加速管内径 38 mm, 加速管長さ16 m, 飛行体質量約 80 g, ワシントン大学) の射出速度が報告さ

れている⁵⁾。この速度では月の衛星軌道からの離脱には十分である。また現時点での現実的な応用として地球から打ち上げる化学ロケットの第1段の代わりに低コストの打ち上げ装置や、大型極超音速飛行体の発射装置として用いられることが期待されている。

現在は、主に図1-3に示した熱閉塞モード (Thermal Choking Mode) の研究が行われている。このモードは飛行体の飛行速度が可燃性気体のCJデトネーション速度より小さい場合に達成される。可燃性気体が反射衝撃波及び垂直衝撃波を通過後に亜音速流れとなる。その後着火、発熱し流れを加速する。飛行体後方のある位置で流れは音速に達し熱閉塞状態となる。このモードでは、デトネーション波を伴わないために、実現が容易であるが、飛行体がCJデトネーション速度を越える飛行速度を持つことは不可能である。

図1-4に示したSuper Detonative Modeは、CJデトネーション速度を越える飛行速度を達成するためのモードである。このモードでは、斜めデトネーションを飛行体後方部周りに定常的に発生させる必要がある。斜めデトネーションによって、流れは超音速のまま加熱され亜音速には減速し得ない。

スクラムジェットエンジンにしてもラム加速器にしても、斜め衝撃波や斜めデトネーション波が最も基本的な要素として利用される。また、いずれの装置でも、それら波動は円錐などの3次元的な形状を持つ。また壁面で反射した後に着火する形態をとる。このことからこれら装置の開発には、3次元的な広がりを持つ衝撃波やデトネーション波の発生形態、及び壁面での反射後の着火の安定性などが問題となる。

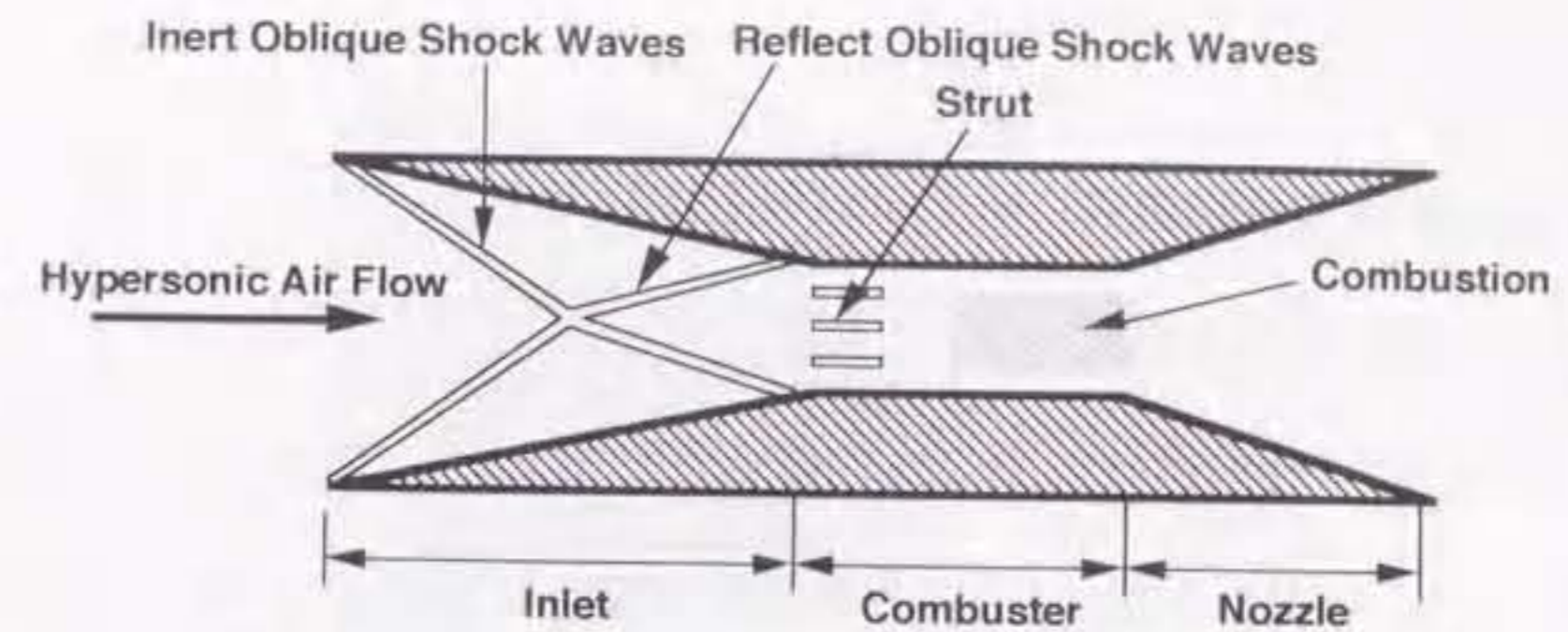


図1-3 スクラムジェットエンジンの概念図

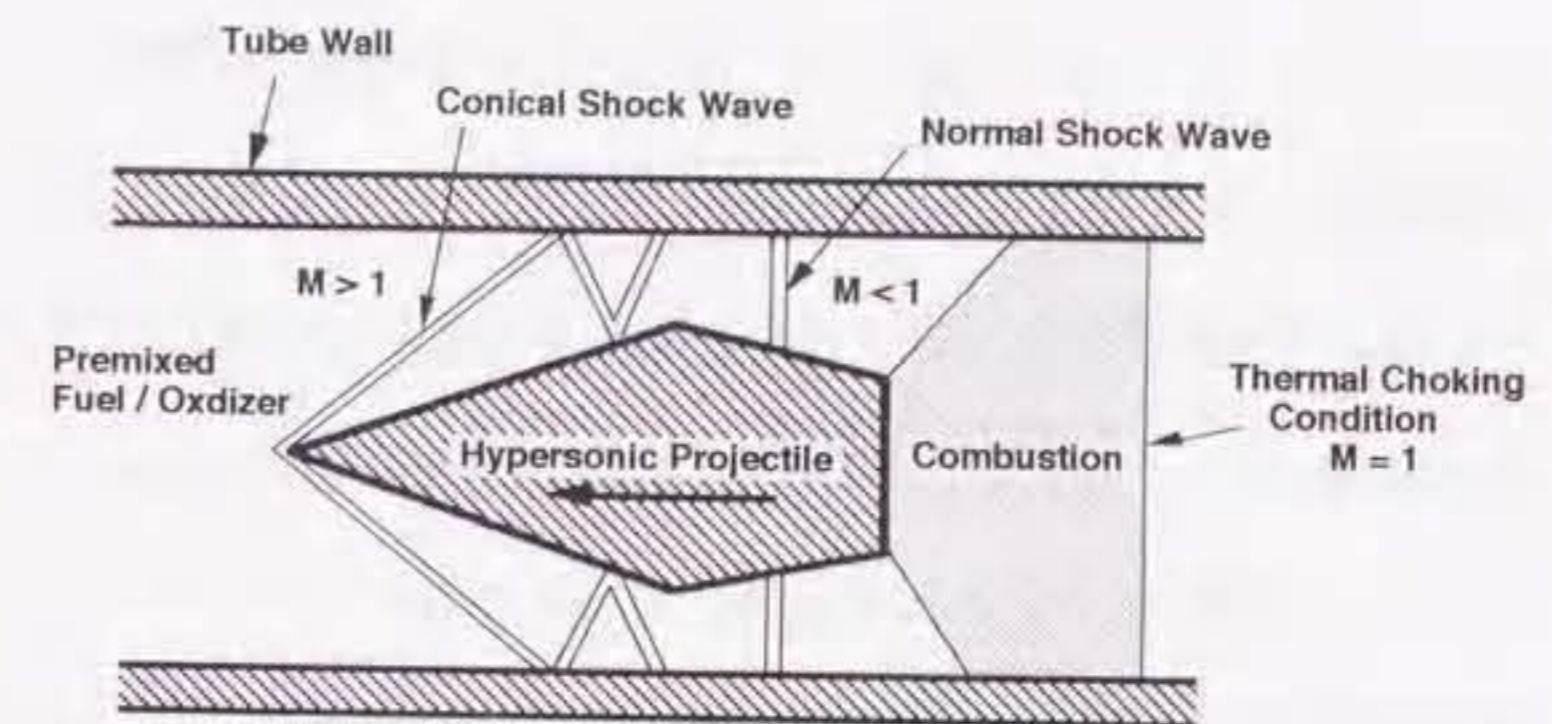


図1-4 ラム加速器の概念図1
(Thermal Choking Mode)

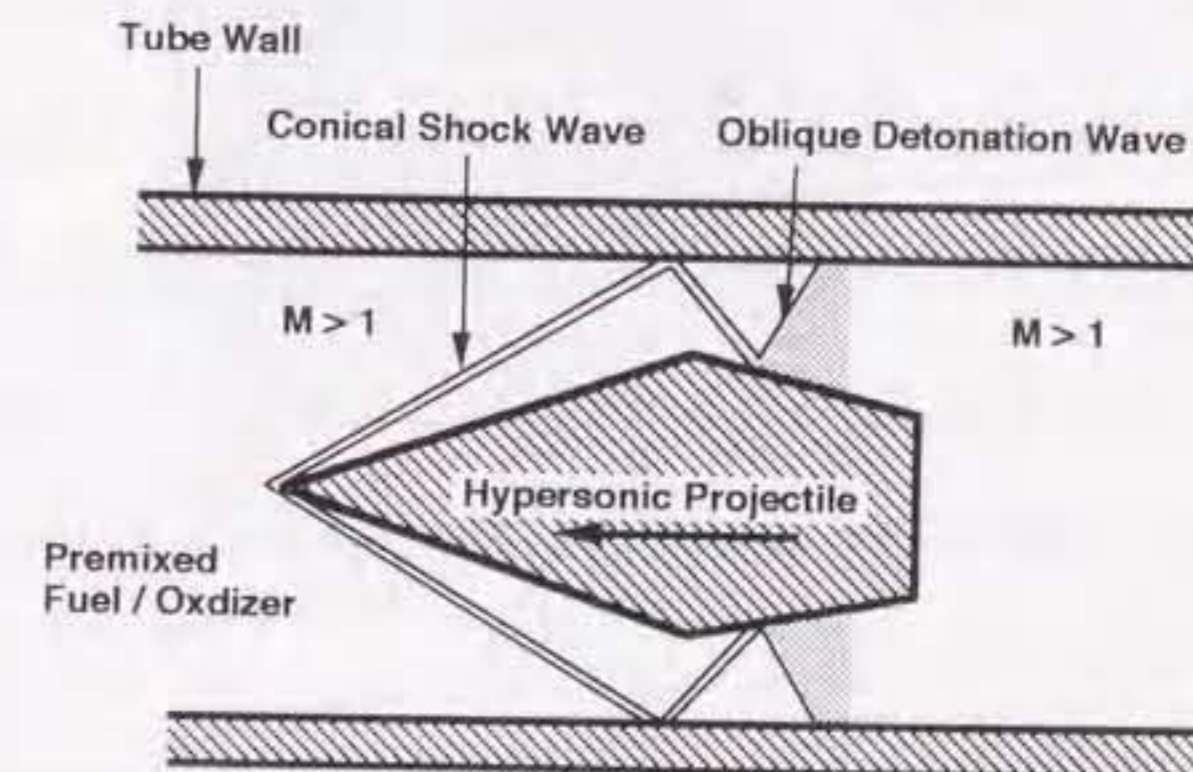


図1-5 ラム加速器の概念図2
(Super Detonative Mode)

1-2 衝撃波誘起燃焼に関する過去の研究

1-2-1 振動燃焼の研究

1960年代から1970年代にかけて、極超音速飛行体周りに発生する弓状衝撃波によって、水素-空気（または水素-酸素）混合気の燃焼を誘起する多くの実験的研究が行われた^{6,9)}。これらの実験はダムケラー数の比較的小さい場合に相当し、デトネーション波とはならない長い反応遅れ距離の衝撃波誘起燃焼を観測している。多種の混合気に対して飛行体の頭部が鈍頭形状で、その速度が混合気のCJデトネーション速度に近い時、弓状衝撃波下流の燃焼領域において非定常周期運動が発生するのが発見された。その現象は、図1-6に示すRegular Regimeと図1-7に示すLarge Disturbance Regimeの二つに分類される（命名は創始者を尊重して原名を用いることにした）。いずれも反応開始領域は周期的に振動し、燃焼領域がセル状に分割されている。Regular Regimeでは、この各セルの形がほぼ等しく規則的に生成されているのに対して、Large Disturbance Regimeでは、セルの大きさは不規則で、かつそれぞれのセルはRegular Regimeのものよりも大きい。実験的に観測されたこれら振動燃焼に対して、当時行われた解析は、図1-8に示すようなよどみ点流線上の1次元流を考えて、図1-9に示すように衝撃波と圧力波と接触不連続面の相互作用を解析的に解く、というものであった。この簡単な解析によって、Regular Regimeは比較的良く説明できたものの、Large Disturbance Regimeは説明できなかった。

近年における計算機流体力学（CFD）の発達は、簡単な解析モデルでは説明できなかったLarge Disturbance Regimeを、よどみ点流線上のある一点で周期

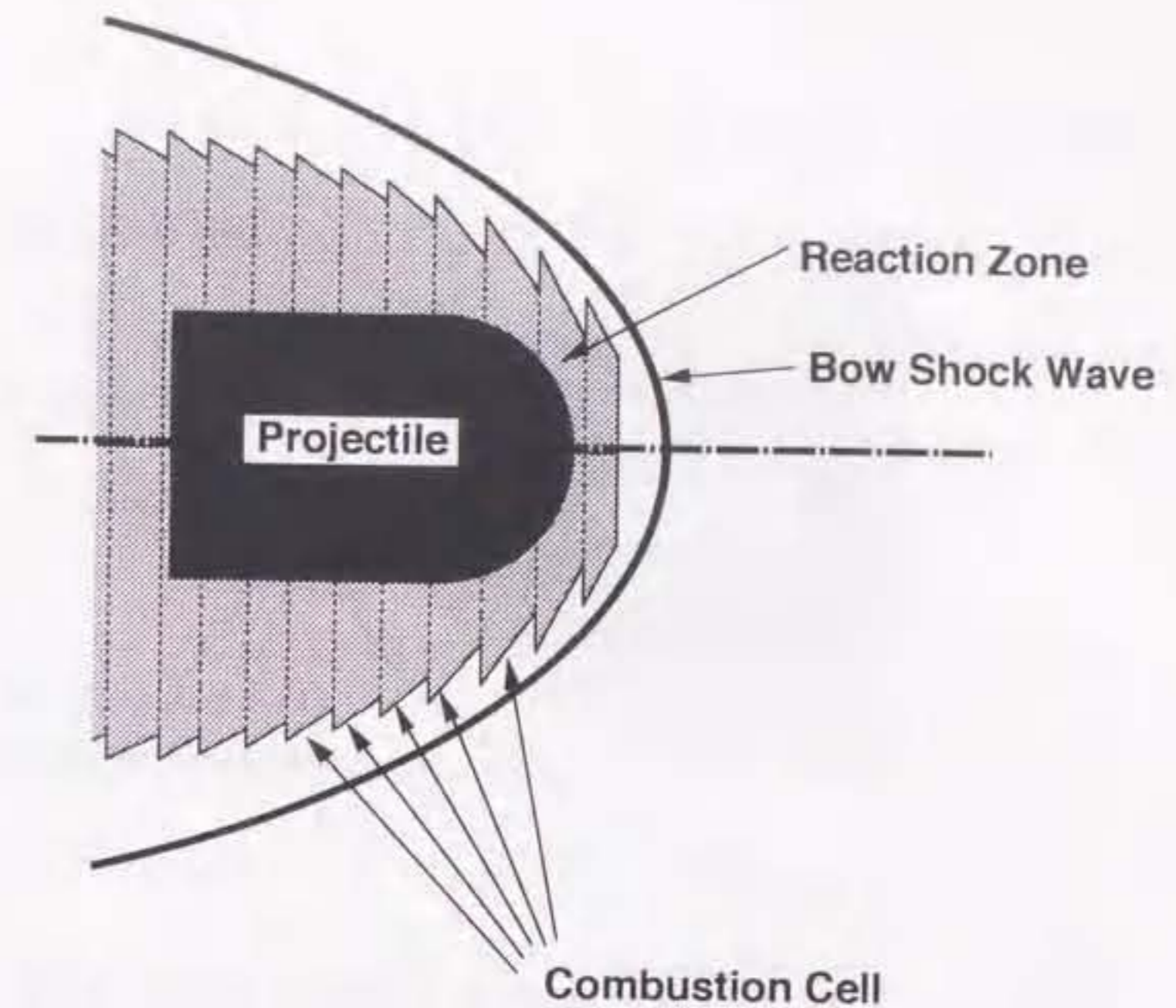


図1-6 Regular Regime
高周波数、規則振動様式

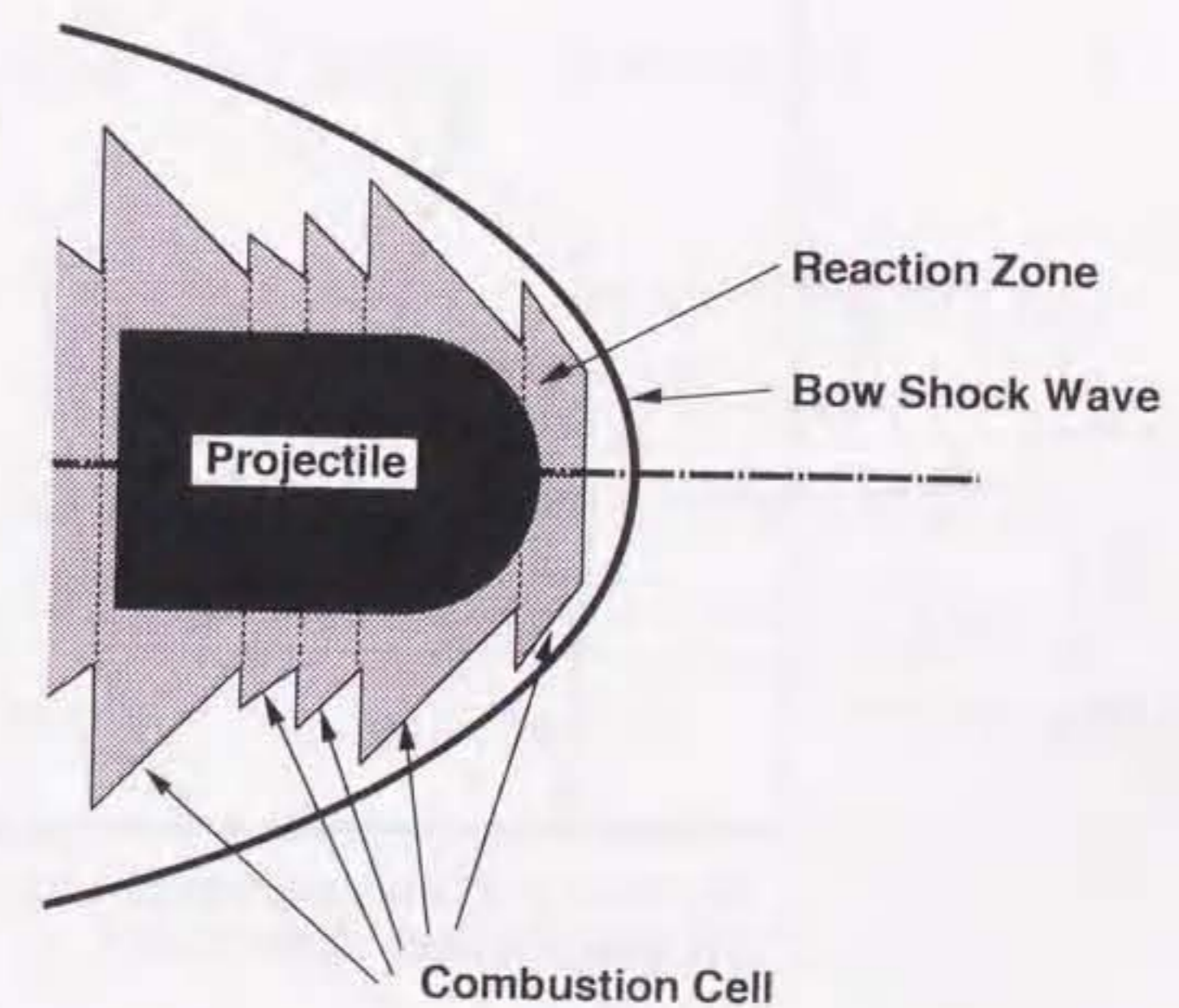


図1-7 Large Disturbance Regime
低周波数、不規則振動様式

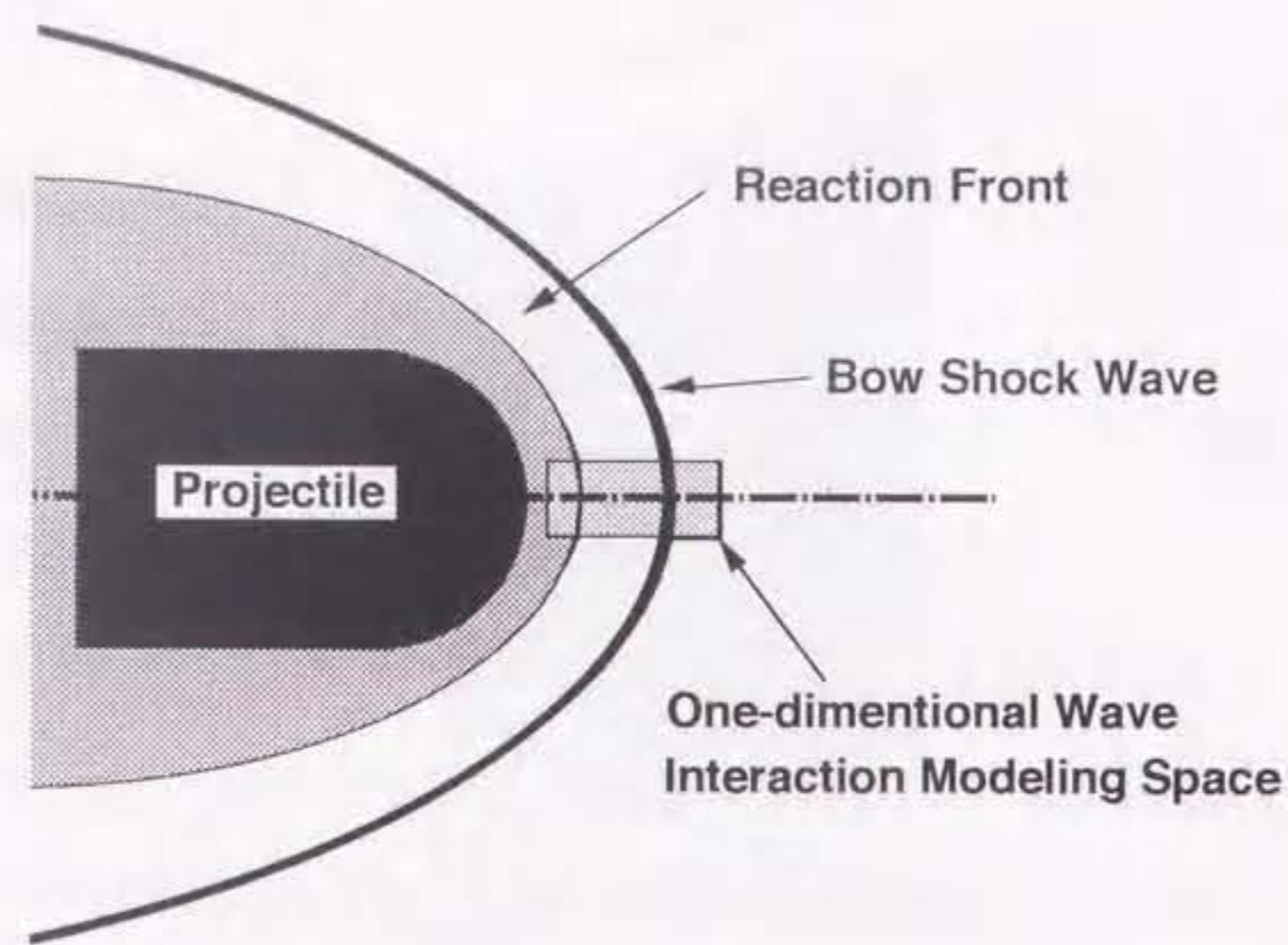


図1-8 よどみ点流線まわりにおける
波動相互作用モデルの適用空間

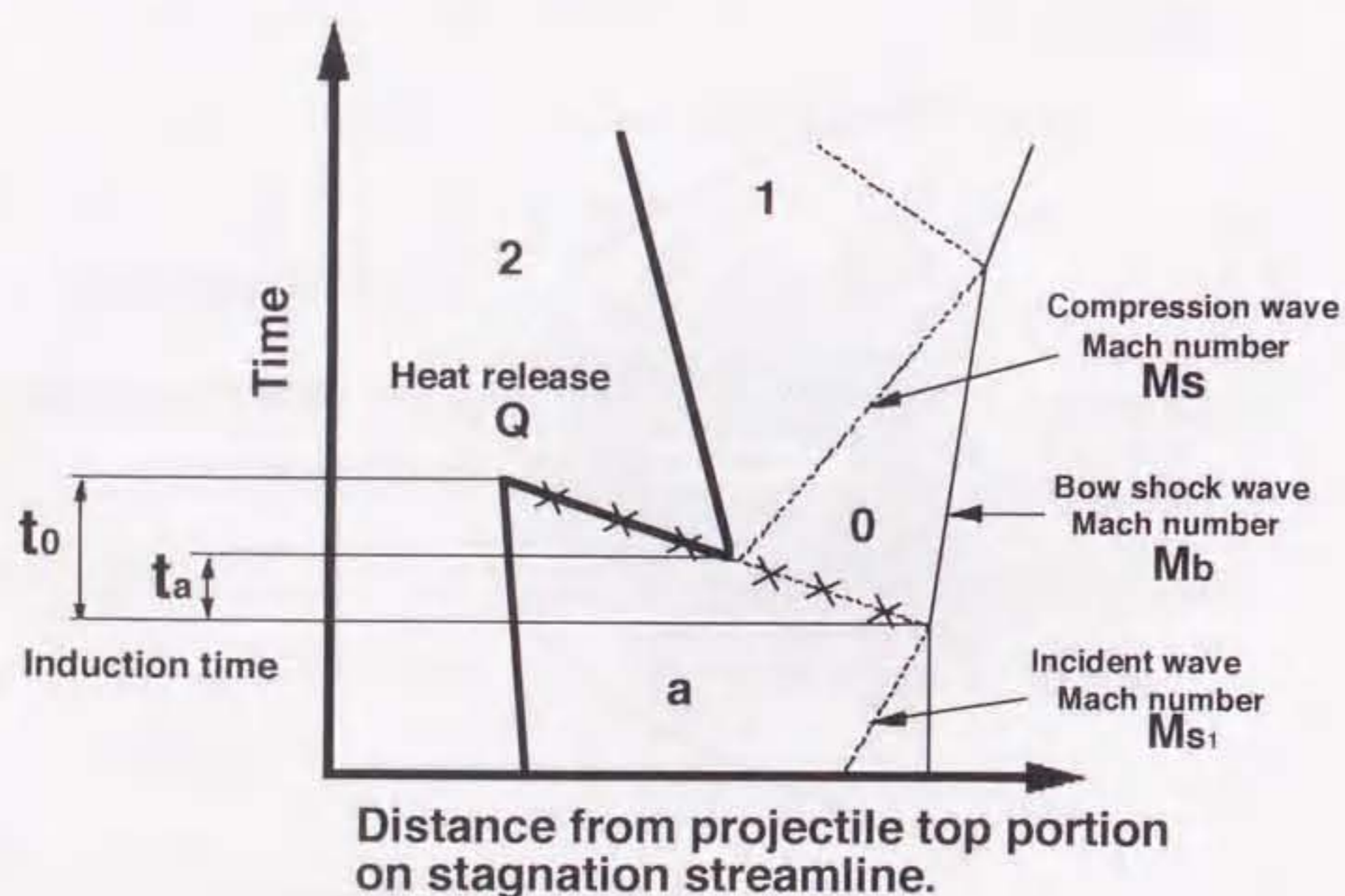


図1-9 よどみ点流線まわりにおける
波動の相互作用のダイアグラム

的に発生するデトネーション波とその減衰を、衝撃波と圧力波と接触不連続面の相互作用を、考慮することで説明づけようとしている^{10,14)}。このようにCFDの発達により、極超音速飛行体周りにおける振動燃焼現象の数値的な研究が再び活発化してきているにもかかわらず、実験的な研究はそれほど行われていないのが実状である。

1-2-2 斜めデトネーションの研究

ダムケラー数が大きい、水素-酸素混合気を用いた場合、飛行体前方の波面は図1-10で示すような斜めデトネーション波と Overdriven デトネーションで構成されたものとなる。このような、飛行体の弓状衝撃波によって誘起される斜めデトネーション波を可視化した観測結果は、著者の知る限りにおいて Lehr⁷⁾の実験で1ショットのみ報告されている。実験結果が乏しいのは、極超音速飛行体の射出技術、またそれともなう高温高圧ガスの操作安全性および、爆発性の混合気取り扱い、観測部の安全性等に難題が多くあったためであろう。

しかし最近では、Desbordesら¹⁵⁾によって、2種類の可燃性混合気(異なるCJデトネーション速度を持つ)を極薄フィルムで仕切って保持し、一方に着火しデトネーション波を発生させ、フィルムを2次元くさびの上面形に広げながら極超音速で伝播させ、もう一方に2次元の斜めデトネーションを発生させるという可視化実験が行なわれている。この実験では、デトネーション極線を用いた解析が行われ、波面がデトネーション波となる圧力、速度条件を求めている。

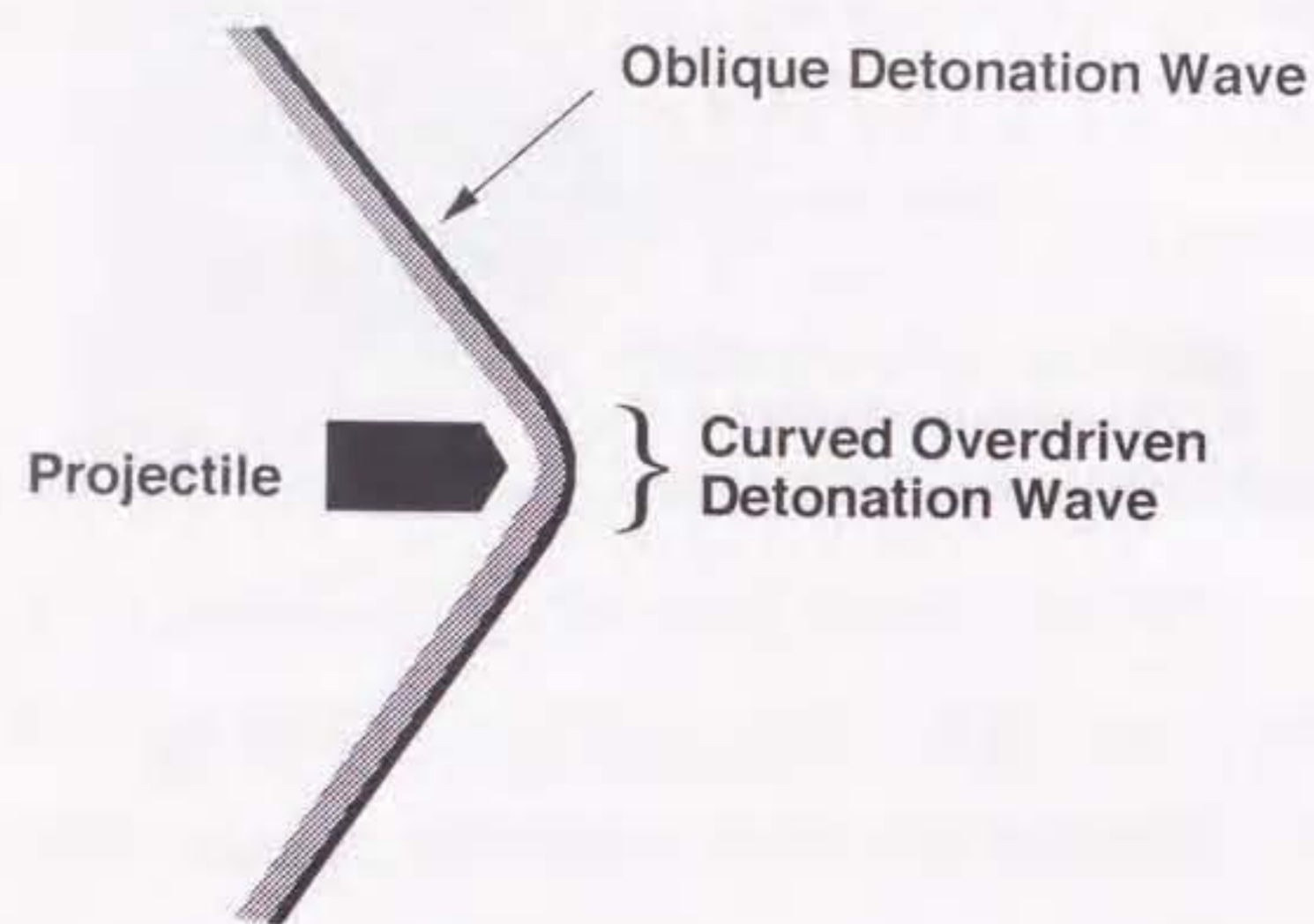


図 1-10 斜めデトネーションの発生形態

1-3 研究の目的と論文構成

1-3-1 研究の目的

本研究の目的は、極超音速自由飛行体周りにおける衝撃波誘起燃焼の着火特性と安定性を実験的に解明することである。この背景としては1-1節で述べたように、衝撃波誘起燃焼を用いた推進機構開発がある。それらの開発には特に着火位置とその安定性、デトネーション波の発生条件と燃焼形態と安定性に関する基礎的な知識が不可欠である。

目的を達成するために、本研究でとった具体的な方法は3つである。まず

(1) バリステックレンジの高性能化とマルチフレーム観測システムの開発。これにより研究に不可欠な極超音速飛行体を発射するバリステックレンジ装置を十分な性能に高性能化することができた。また、高速度コマ撮りカメラを用いて、斜めデトネーションや振動燃焼を連続的に観測するための装置の開発を行った。

(2) 振動燃焼の観測。前節で述べたように、今日再び振動燃焼の実験的研究の必要性が高まってきている。振動燃焼を時間分解した情報や、振動の発生位置である飛行体先端部分のよどみ点付近の詳しい情報が求められている。そのため、飛行体速度、飛行体先端形状、飛行体胴体径、混合気初期圧を変化させて、振動燃焼の形態変化を包括的に調べた。さらに、飛行体先端部を拡大撮影して、その振動燃焼の発生する過程を捉えることを試みると共に、報告されている最新の数値解析結果と比較することで、発生過程を考察した。

(3) 斜めデトネーションの観測。初期混合気圧力と、飛行体先端形状を変化させることによってダムケラー数と、先端衝撃波の曲率を変化させ、燃焼の発生形態を調べ、斜めデトネーションの発生条件を考察した。

1-3-2 論文構成

すでに第1章にて、研究の概略を述べた。第2章はバリステックレンジの高性能化とマルチフレーム観測システムの開発について書く。第3章では振動燃焼の観測、第4章では斜めデトネーションの観測について報告する。最後の第5章はまとめの章とした。

第1章 参考文献

- 1) 鎮西信夫, 升谷五郎: スクラムジェットマッハ4~25を目指してー,
日本航空宇宙学会誌, 第35巻, 第400号, 1987年, pp. 241-252.
- 2) 平岩徹夫, 櫻中登, 荻田丈士, 他: ラムジェットエンジン試験設備,
日本航空宇宙学会誌, 第44巻, 第512号, 1996年, pp. 499-506.
- 3) Hertzberg, A., Bruckner, A. P. and Bogdanoff, D. W. : Ram Accelerator : A New
Chemical Method for Accelerating Projectiles to Ultrahigh Velocities, AIAA J.,
Vol. 26, 1988, pp. 197-203.
- 4) Higgins, A. J., Knowlen, C. and Bruckner, A. P. : An Investigation of Ram
Accelerator Gas Dynamic Limits, AIAA Paper 93-2181, 29th Joint Propulsion
Conference and Exhibit, June 1993, Monterey, CA, USA.
- 5) 佐宗章弘: ラム加速器一管の中を走るラムジェット, 日本航空宇宙学会誌,
第43巻, 第503号, 1995年, pp. 741-742.
- 6) Ruegg, F. W. and Dorsey, W. W. : A Missile Technique for the Study of Detonation
Waves, J. Res. National Bureau of Standards-C, 66C, 1962, pp. 51-58.
- 7) Lehr, H. F. : Experiments on Shock Induced Combustion, Astronautica Acta,
Vol. 17, 1972, pp. 589-597.
- 8) McVey, J. B. and Toong, T. Y. : Mechanism of Instabilities of Exothermic
Hypersonic Blunt-Body Flows, Comb. Sci. and Technol., Vol.3, 1971, pp. 63-76.
- 9) Alpert, R. L. and Toong, T. Y. : Periodicity in Exothermic Hypersonic Flows about
Blunt Projectiles, Astronautica Acta, Vol. 17, 1972, pp. 539-560.
- 10) Matsuo, A. and Fujiwara, T. : Numerical Investigation of Oscillatory Instability in
Shock-Induced Combustion Around a Blunt Body, AIAA J., Vol.31, 1993,
pp. 1835-1841.

- 11) Matsuo, A., Fujii, K. and Fujiwara, T. : Flow Features of Shock-Induced
Combustion Around Projectile Traveling at Hypervelocities, AIAA J., Vol. 33,
1995, pp. 1056-1063.
- 12) Matsuo, A., Fujii, K. and Fujiwara, T. : Computational Study of Unsteady
Combustion Around Projectiles with Emphasis on the Large-Disturbance
Oscillation, AIAA Paper 94-0764, 1994.
- 13) Matsuo, A. and Fujii, K. : Computational Study of Large-Disturbance Oscillation in
Unsteady Supersonic Combustion Around Projectiles, AIAA J., Vol. 33, 1995,
pp. 1828-1835.
- 14) Matsuo, A. and Fujii, K. : Examination of the Improved Model for the Unsteady
Combustion Around Hypersonic Projectiles, AIAA paper 95-2565, 1995.
- 15) Desbordes, D., Hamada, L., and Gueraud, C. : Supersonic H₂-air Combustion
Behind Oblique Shock Waves, Shock Waves, Vol. 4, 1995, pp. 339-345.

第2章 バリスティックレンジの高性能化と 燃焼観測容器の開発

2-1 はじめに

飛行体周りの衝撃波によって可燃性予混合気に斜めデトネーションを誘起させるための必要条件は、その飛行体の射出速度が混合気の持つCJデトネーション速度（例えば水素-酸素当量混合気で、初期条件が300 K, 1.0 atmの場合、2.8 km/s）以上となることである。よって飛行体はバリスティックレンジによって少なくとも3 km/s程度まで加速される必要がある。

名古屋大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻の所有するバリスティックレンジ (Ballistic Range) は1989年に建造され、それ以後、高性能化の研究が行なわれている。現在では、最軽量の飛行体では5 km/s、また本研究で用いた飛行体で3 km/s以上の射出速度を安定して得ることが確認されている。2-2節でバリスティックレンジの作動を説明し、2-3節と2-4節では、その高性能化において最も重要な技術的な改善点を示した。

燃焼波の観測には可燃性混合気を封入するための燃焼観測容器の開発が不可欠である。この燃焼観測容器は爆発的な燃焼（本実験で観測した最大の容器内圧は、水素-酸素混合気を0.50 atmに用意した場合に発生したデトネーション波の圧力で、その圧力波形の最大値は23 atm、半値時間幅は30 μ sであった）に耐える観測窓を持ち、またバリスティックレンジのシステム内に組み込むことが可能でなければならない。2-5節において燃焼観測容器の開発について述べる。

また、燃焼容器内を極超音速で飛行する飛行体まわりの流れを可視化することは容易ではない。本研究ではシュリーレン法で流れ場を可視化し、高速度コマ撮りカメラで現象を時間分解する「マルチフレーム・シュリーレン法」を採用した。その手法については2-6節で述べる。

2-2 バリスティックレンジ

名古屋大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻の所有するバリスティックレンジ¹⁾の各部の名称及び寸法を図2-1に示す。この装置は、加速管 (Launch Tube) 内で超高压ヘリウムガスによって飛行体 (Model) を極超音速まで加速する。この時必要となる超高压ヘリウムガス (10^2 atm ~ 10^3 atm) は静的に準備することは困難である。そこで、大きな質量を有するフリーピストン (Free Piston) を高速作動させ、その慣性力でヘリウムガスを圧縮して動的な高压を作成する。ヘリウムガスの圧縮過程が行われるのが圧縮管 (Pump Tube) である。また、フリーピストン (Free Piston) を駆動するにはコンプレッサーで圧縮した50 atmの実験室内空気を用いている。

バリスティックレンジの作動は、開放用ピストン (Quick Piston) を電磁バルブ (SV1) で開放し、貯気槽 (Reservoir) 内の空気を圧縮管内に開放することで開始される。このフリーピストンの駆動方式は、本実験装置では高压空気の膨張で行っているが、火薬式のものもある。また、図2-1では、開放用ピストン (Quick Piston) のシリンダー後方にはサブピストン (Sub Piston) が配してあるが、実験の後半 (第4章でのショットに対応する) では、より安定した作動を得る為に、このピストンを取り外し、開放用ピストン (Quick Piston) を電磁バルブ (SV1) に直接接続した。

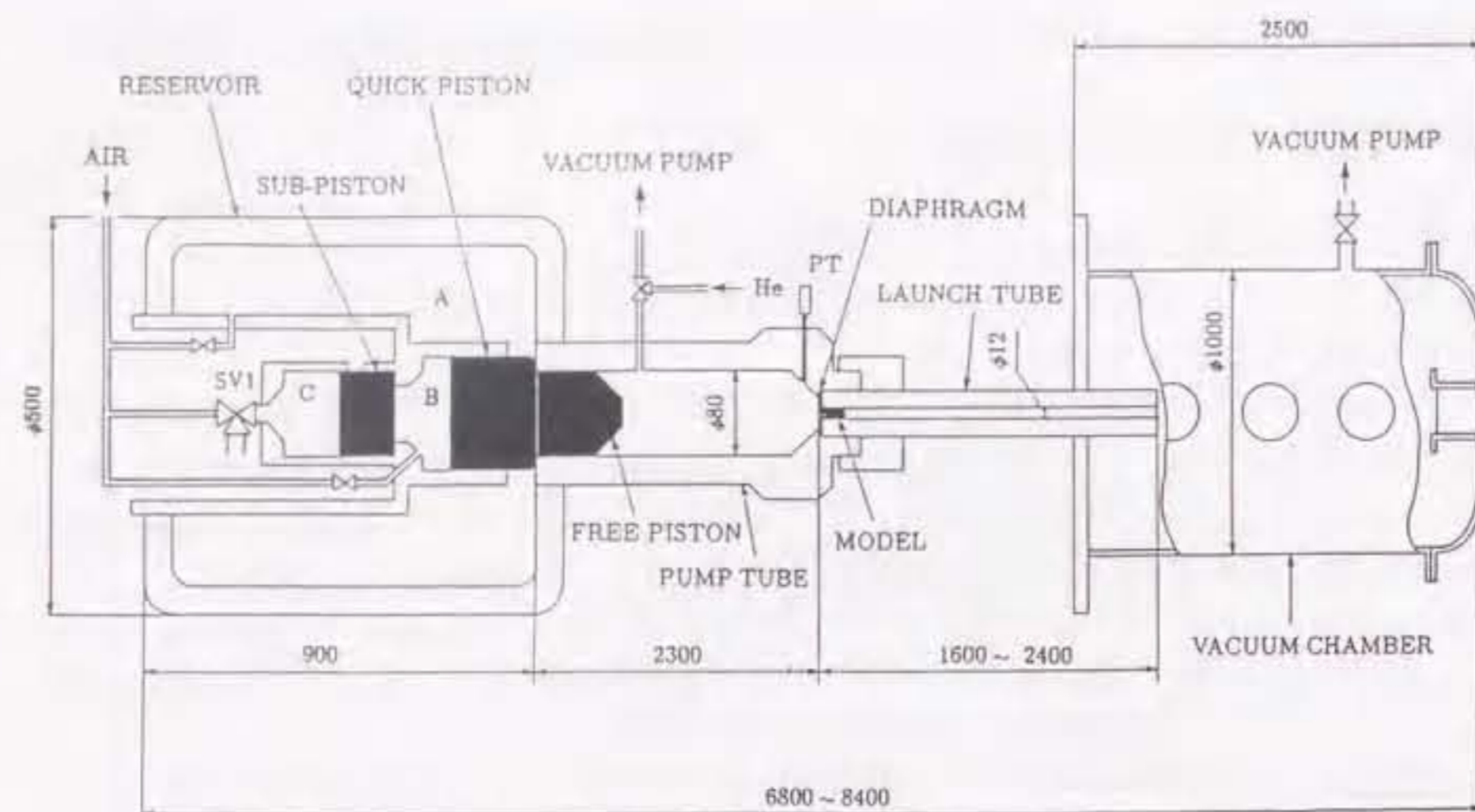


図 2-1 バリスティックレンジ全体図

ヘリウムガスがフリーピストンで圧縮され、ある程度の圧力になると圧縮管 (Pump Tube) 前方のステンレス製隔膜 (Diaphragm) は破膜し、飛行体の加速が開始される。飛行体は加速管 (Launch Tube, 内径 10, 12 mm 長さ 1.6 m) 内で極超音速まで加速され、燃焼観測容器内に射出される。その後飛行体は真空チャンバー (Vacuum Chamber) 内に既燃ガスともども排出され真空チャンバーの壁面に衝突することで回収される。

飛行体の材質はポリエチレンとアルミニウム合金を用いた。それぞれの形状については第 3 章と第 4 章の各実験条件で示した。フリーピストンの材質はポリエチレンと軟鉄である。質量の重いピストンの方が飛行体の射出速度は高くなる。これは質量の大きいピストンの方が、ヘリウムガスの膨張過程でのガス

からフリーピストンにする仕事が小さいためである。ただし軟鉄製のピストンは塑性変形が残存し使用回数が制限され、ポンプチューブに詰まる可能性がある。よって、必要な飛行体速度に対し、最適なピストンの材質を選択する。3 km/s 程度までの射出速度はポリエチレン製のピストンで達成できることが確認されたので、本実験では主にポリエチレン製のピストンを用いている。

2-3 フリーピストンの高性能化実験²⁾

バリスティックレンジの標準的な使用条件 (貯気槽の初期圧力が 50 atm, 圧縮管の初期ヘリウム圧が 1.2 atm~2.0 atm) で、圧縮管先端で測定された、圧力の時間履歴を図 2-2 に示した。ただし、この場合、フリーピストンの影響のみを観測するためにステンレス隔膜の破膜が行われないように設定した。そのため図 2-2 中の圧力履歴は左右対称となっている。この図が示すように圧縮されたヘリウムガスは瞬時的 (圧力値の半値時間幅で 500 μ s) だが最高 3700 atm (断熱変化を仮定すると温度は 7500 K) に達する。この高压 (高温) ヘリウムはフリーピストン側面を融解 (ポリエチレンの熱変形温度 394 K) する。そのままフリーピストンを使用した場合、その側面での機密性は回を追うごとに悪化する。図 2-3 に圧縮管とフリーピストンの間隙をショットごとに測定した結果を示した。この図から 1 ショットあたりの融解量は、フリーピストンの直径で 0.062 mm に相当することがわかった。

上記のフリーピストンの側面融解への対策として、ピストンの側面にショットごとにテフロンテープを巻き換える方法を採用した。ピストン作動時には側面に張り付けたテフロンテープのみを融解させ、作動後にテープを巻き換えることによって絶えずピストンの外径を適切な長さに保つというものである。結

果、フリーピストン圧縮過程の機密性を一定に保つことが可能となった。

図2-4に圧縮管前端における初期圧力と最大圧力の関係をテフロンテープを巻き付ける以前と、巻き付けた後の場合について示した。初期圧が1.2 atmの場合、テフロンテープを巻き付けると最高圧力が3倍以上に増加するのがわかる。このことはテフロンテープを用いることが、機密性を一定に保つことに役立つのみならず、機密性それ自体をも向上させていることを示している。

2-4 ランチチューブ内における飛行体加速過程の高性能化³⁾

加速管内を飛行体が加速する過程をマイクロ波定在波法⁴⁾を用いて観測し、その加速を悪化させる原因を調査した。加速管をマイクロ波の導波管とみな

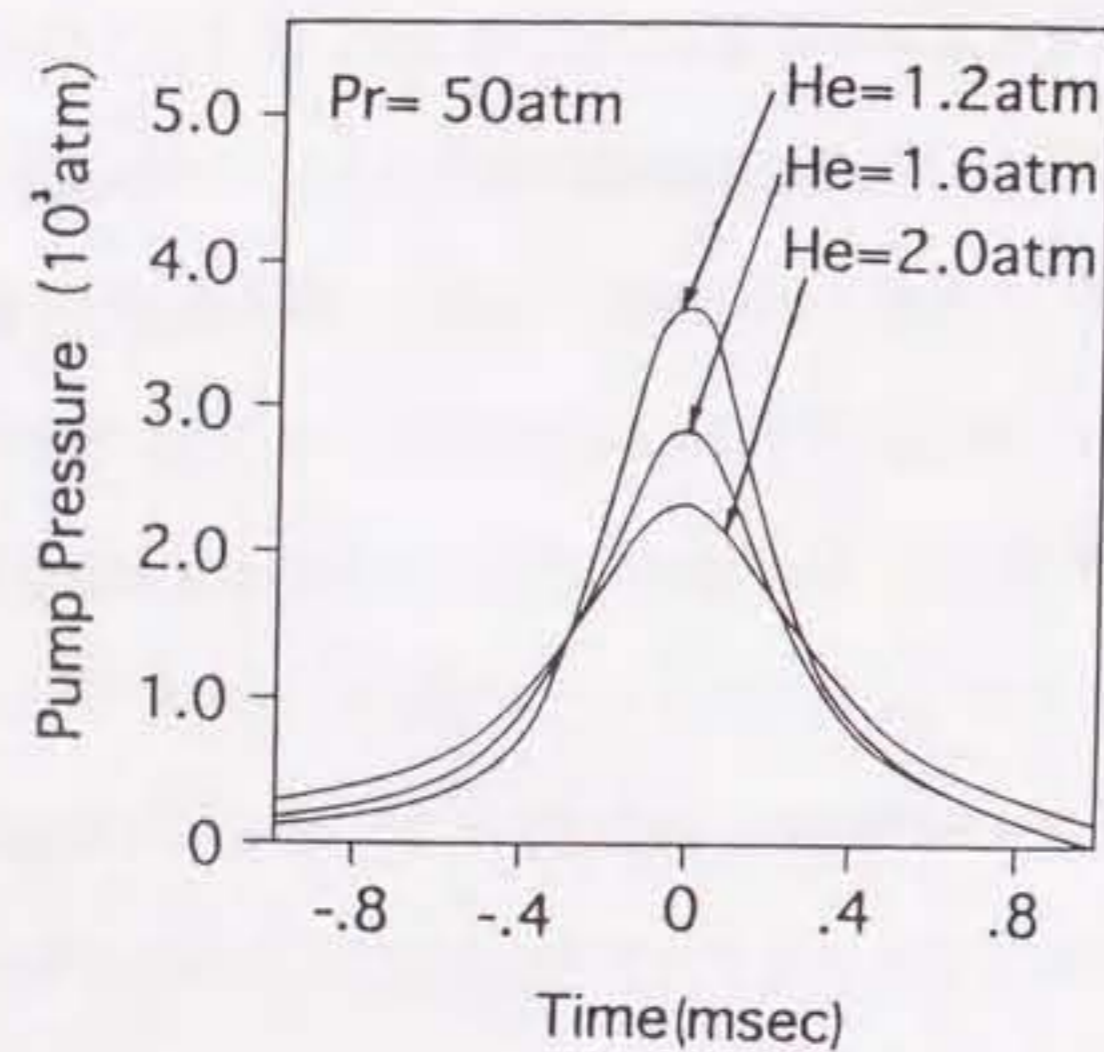


図2-2 圧縮管前端の圧力履歴

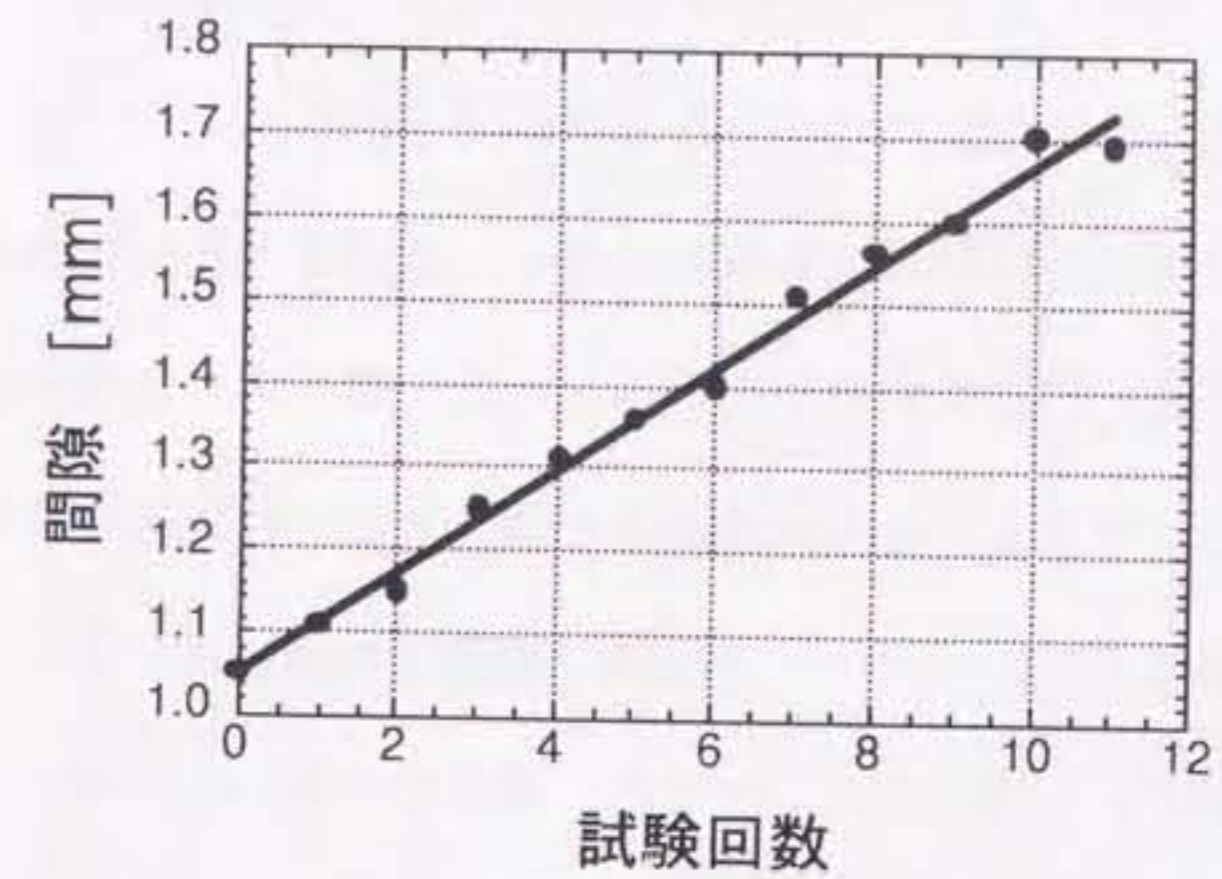


図2-3 圧縮管とフリーピストンの間隙

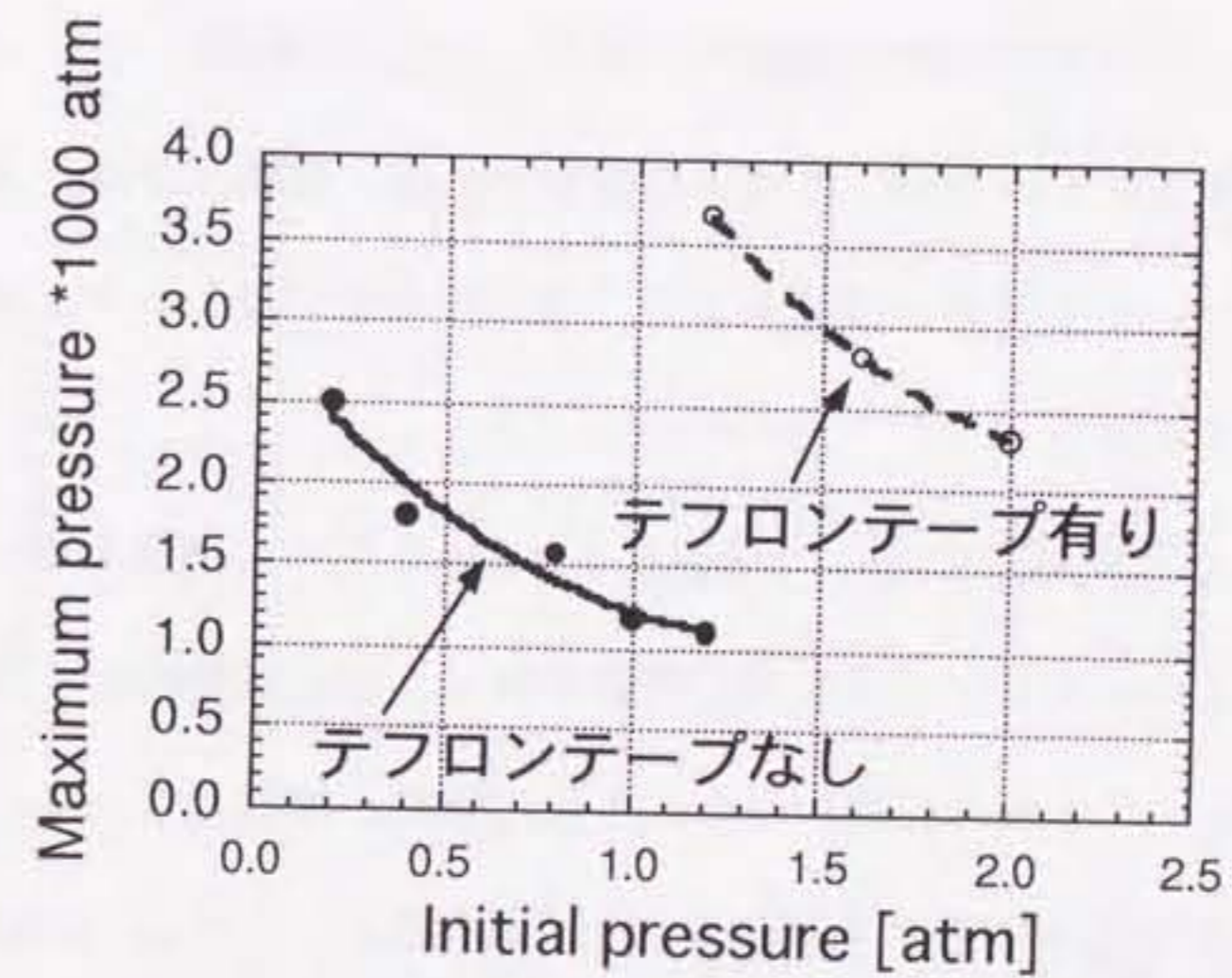


図2-4 圧縮管前端の初期圧力と最大圧力

し、マイクロ波の定在波をその管内に発生させ、射出口での定在波の位相の変化を、飛行体の移動とともに観測することで、飛行体の加速管内での速度履歴を得た。その結果を図2-5に示す。図中の円形シンボルが各計測点である。この図から加速が滑らかに行われていることが確認された。

図2-6で示した加速管前端の圧力履歴に対し、加速管入り口の流れが定常で閉塞状態にあると仮定し特性曲線を用いることで、飛行体の加速の理論的な速度履歴を得ることができる。その理論曲線を図2-5中に実線で示した。この理論曲線と測定値の差は、ステンレス隔膜の破膜圧が高いほど大きく、破膜圧が低いほど小さいことが分かった。つまり、破膜圧が高いと、飛行体の射出速度は、理論値にくらべて大きく下回ることとなる。また、図2-7に示すように高い破膜圧（厚み0.3 mmの隔膜）で飛行体を射出した場合、飛行体が加速中に受けた損傷片だと思われる物体が飛行体周りに同時に撮影されている。逆に、図2-8に示すように低い破膜圧（厚み0.2 mmの隔膜）では、そのような損傷片は観測されていない。これらの結果から高い破膜圧では、飛行体の初期加速過程において飛行体が損傷を受け、飛行体側面で激しいガス漏洩を起こしていると考えられる。

0.1 mm, 0.2 mm, 0.3 mm, 0.4 mm, 0.6 mm, 1.0 mmの厚みの隔膜を用いて実験を行ったが、0.3 mm以上では飛行体の損傷が激しく加速が悪化し、また0.1 mmでは、十分なヘリウム気体の圧縮が行われる前に隔膜が破膜してしまい、飛行体の射出速度はより低下することが分かった。結果的に、0.2 mmが最も最適な（損傷なく、かつ最も高速の飛行体を射出する）破膜厚であることが分かった。

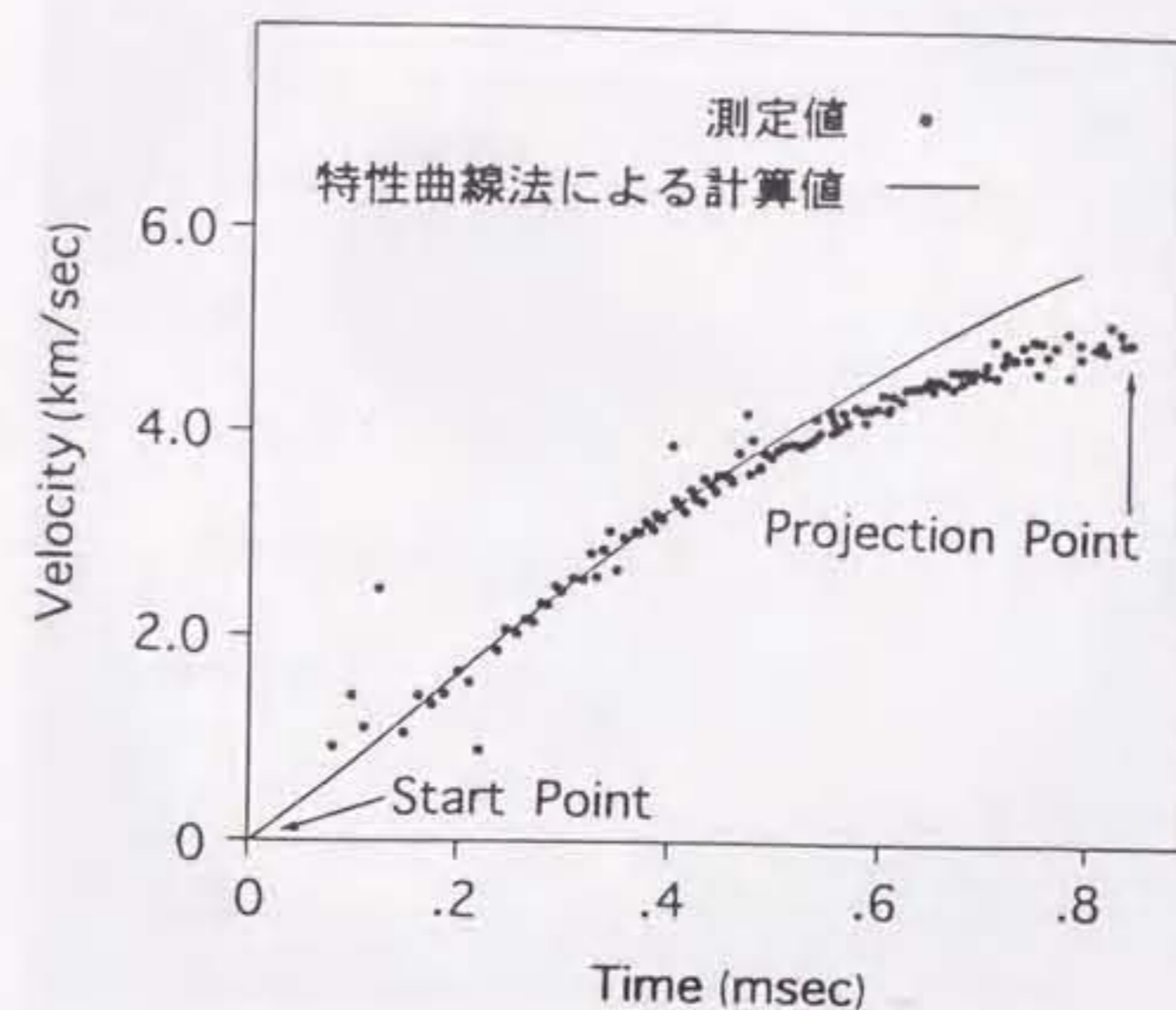


図2-5 飛行体の加速管内での速度履歴

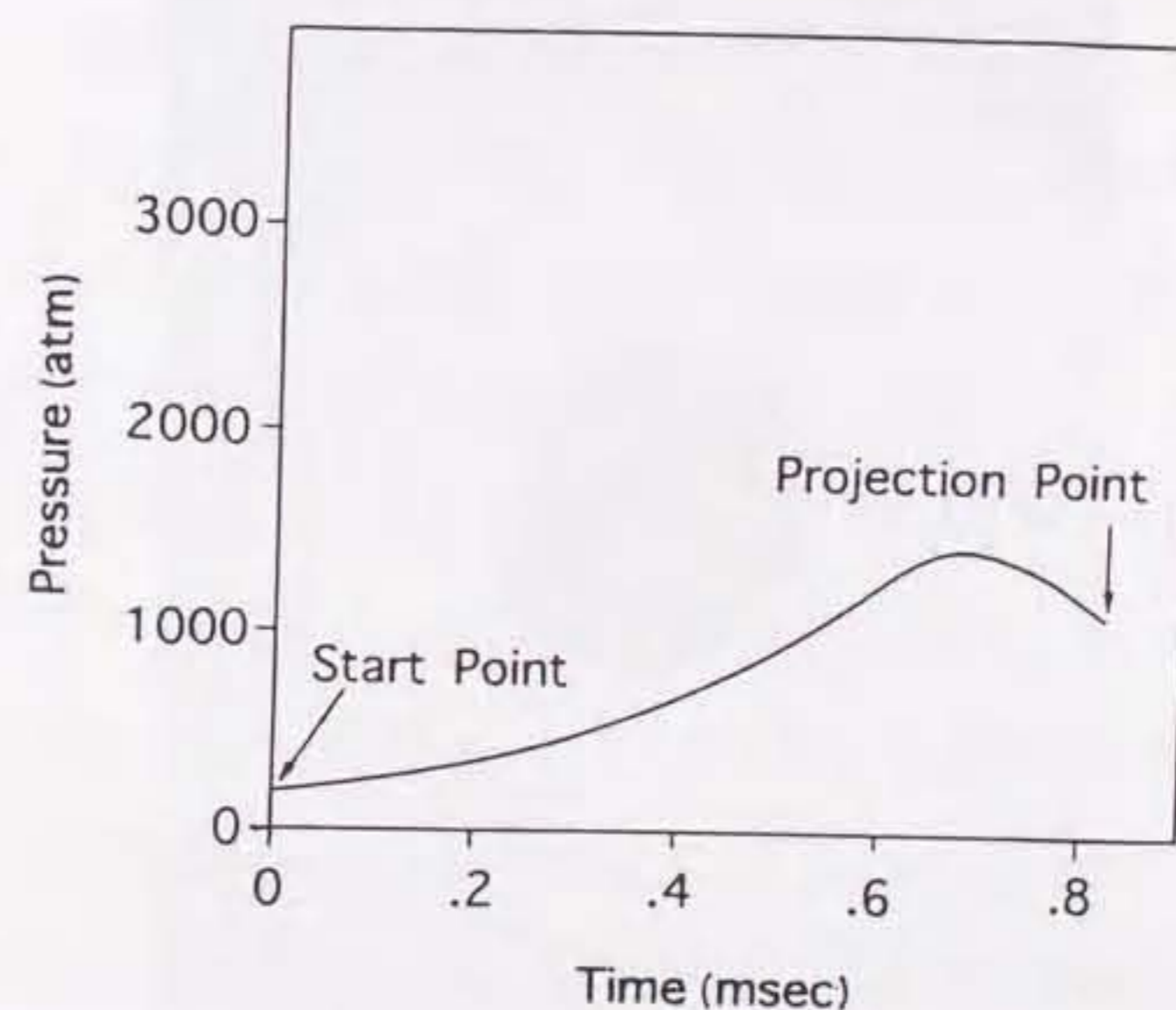


図2-6 加速管前端での圧力履歴

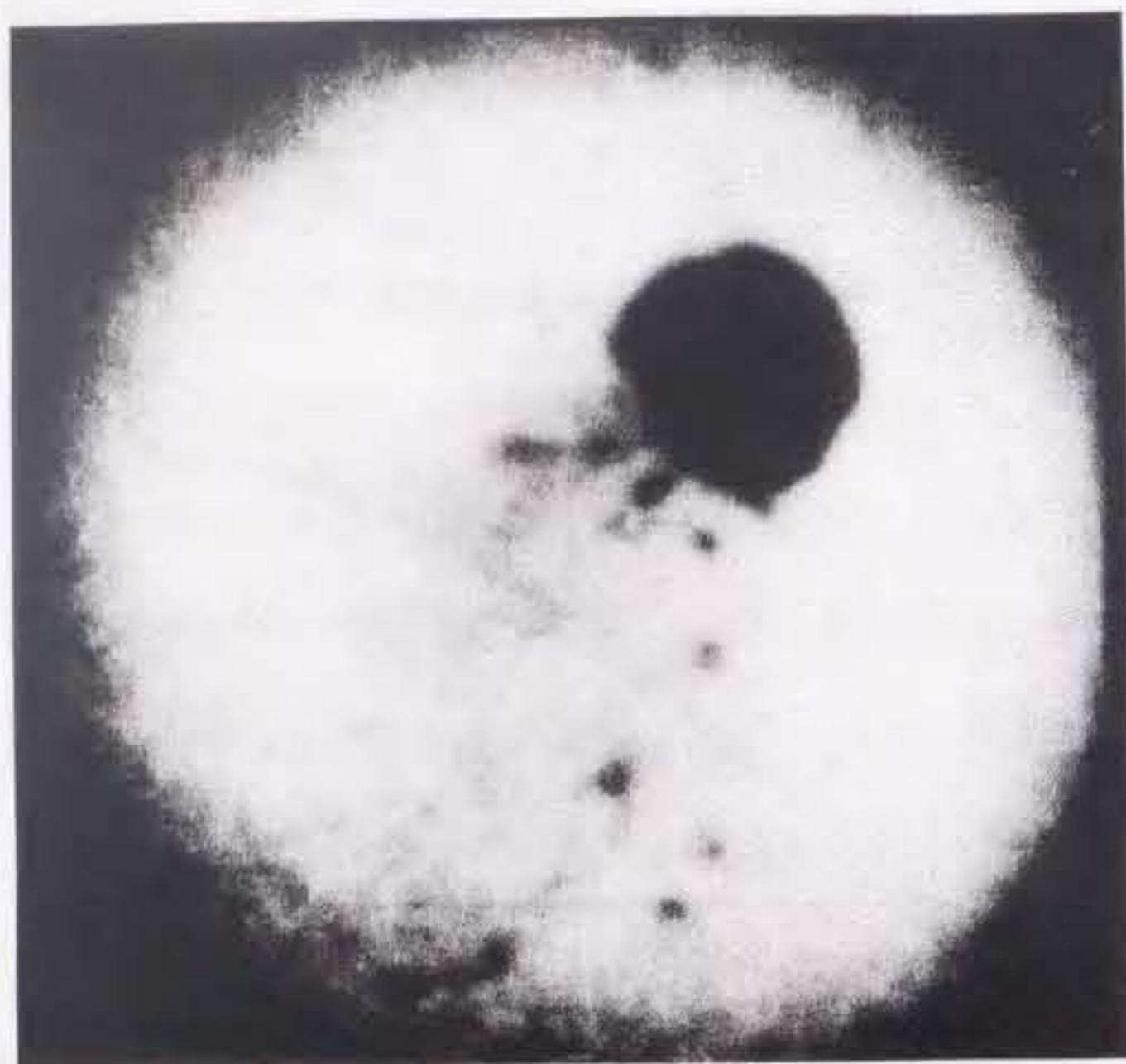


図 2-7 0.3 mm の隔膜を用いて射出した飛行体



図 2-8 0.2 mm の隔膜を用いて射出した飛行体

2-5 燃焼観測容器の開発⁵⁾⁻⁷⁾

水素-空気（水素-酸素）混合気を保持する燃焼観測容器には、内径（直径）140 mm、肉厚 10 mm のステンレス円筒管を使用した。図 2-9 に設計図を示した。管軸に垂直でかつ水平面内に直径 90 mm の 2 対の観測窓を設けた。窓にはめ込んだガラスは、材質が強化パイレックスで、直径 140 mm、厚さ 30 mm である。燃焼観測容器の理論耐圧は 500 atm である。初期圧が 0.5 atm の水素-酸素混合気にデトネーション波が発生した場合、容器壁面は 23 atm の圧力を 30 μ s にわたり、受けることが確認されている。この程度の初期圧ならば容器の耐圧は十分といえる。また、200 ショットにわたる実験で容器の安全性は確認された。

混合気の入力口は 2 カ所設けてある。圧力ゲージ用のポートは容器の上壁に 6 カ所、下壁に 1 カ所配置した。燃焼観測容器とバリスティックレンジのランチチューブは回転フランジ（10K150A）で接続されている。また、容器と真空チャンバーはテーパ型の管を挟んでフランジ（10K150A）に接続している。窓は容器中心に対して非対称に配置している。燃焼観測容器側のフランジ構造は両端とも同一であり、容器方向を反対にしても接続可能である。これらによって反対方向に容器を接続することで死角となる観測領域が減少する。

図 2-10（概観写真）、図 2-11（構成図）で示すようにバリスティックレンジ（Ballistic Range System）と燃焼観測容器（Combustion Chamber）、流れ場を可視化するシュリーレン光学系（Schlieren System）及び、飛行体と既燃ガスを排出する排気容器（Vacuum Chamber）の 4 要素が接続されている。飛行体はバリスティックレンジから射出され燃焼容器内に入射した後、それ自

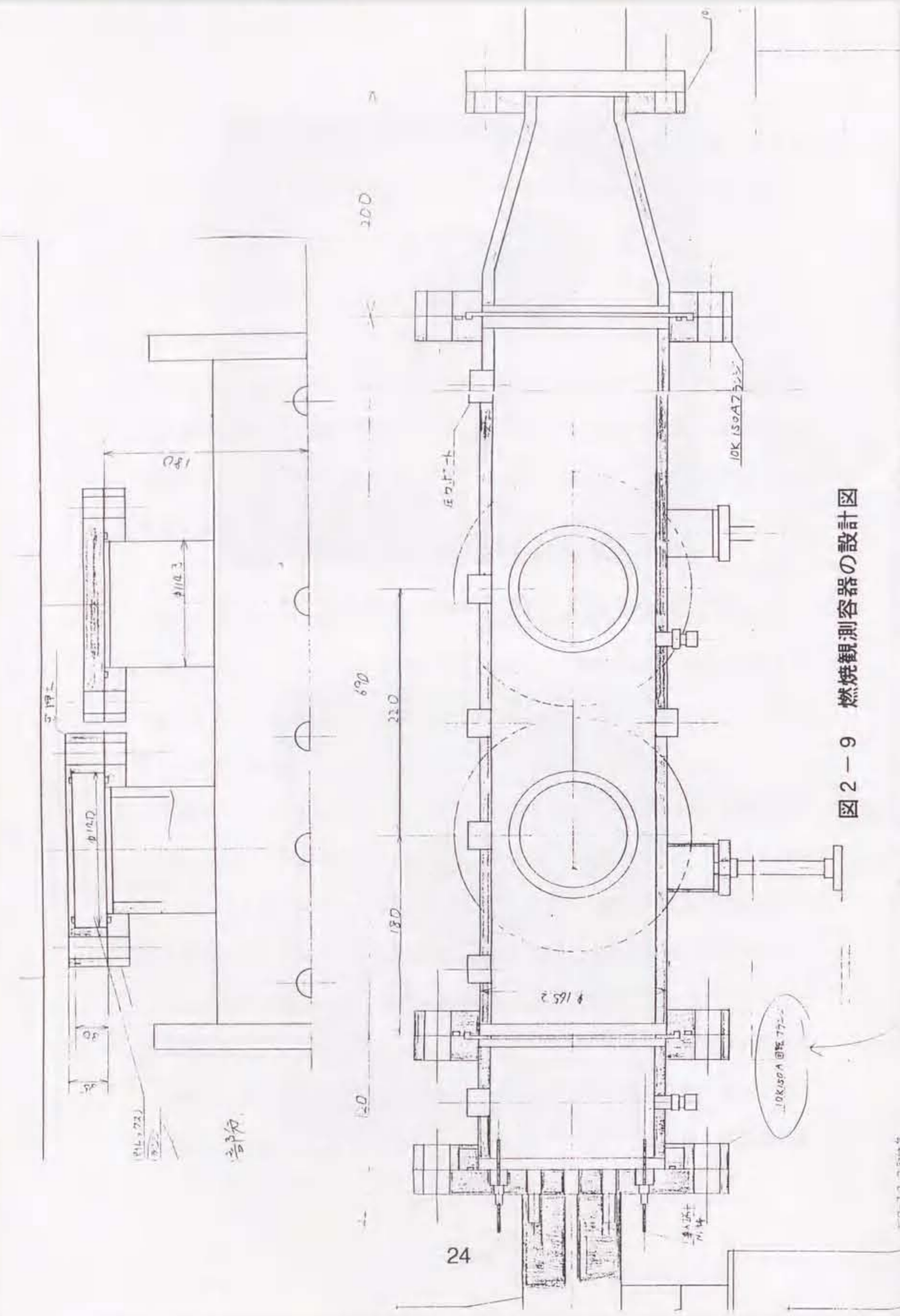


図 2-9 燃焼観測器の設計図

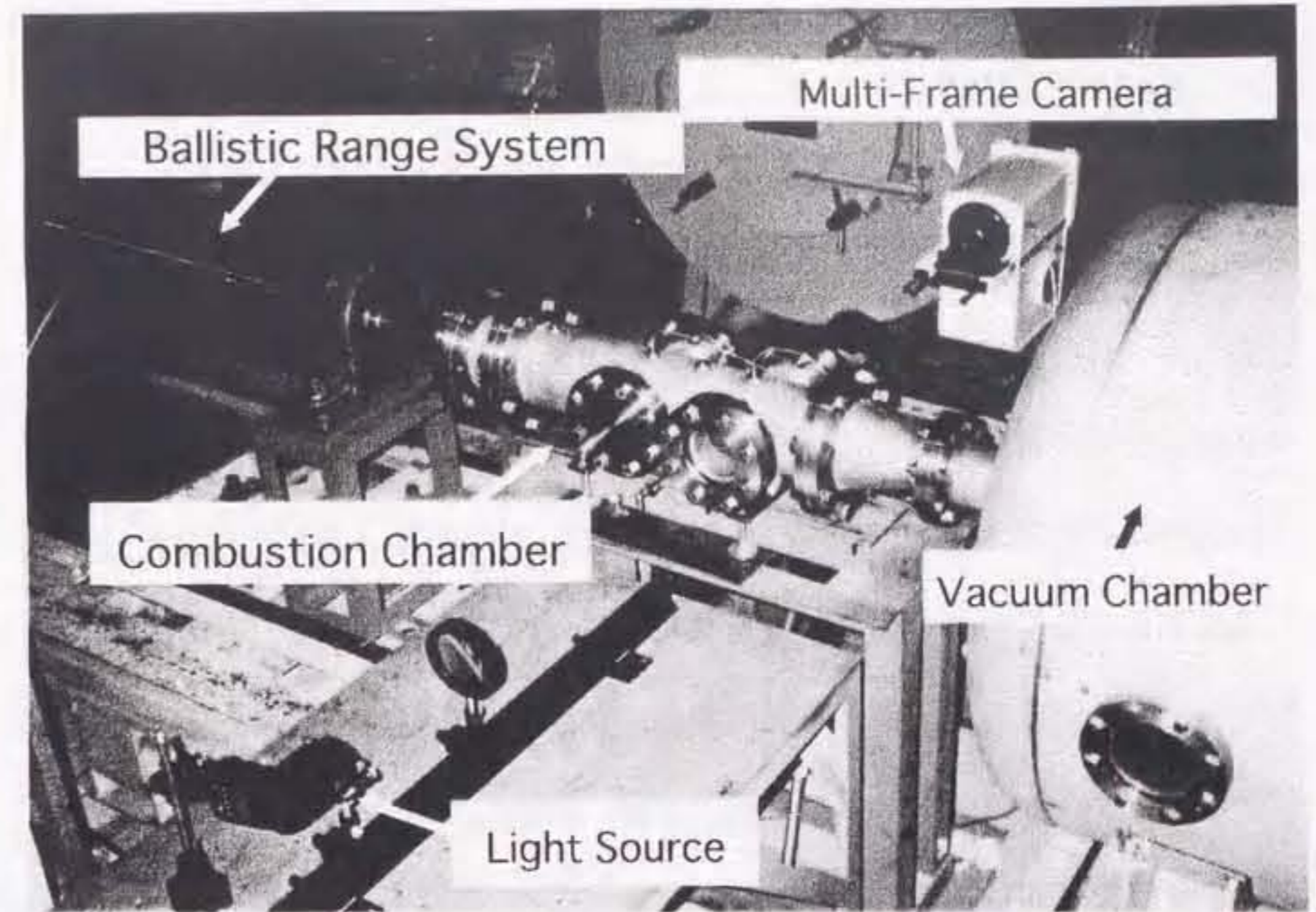


図 2-10 実験装置の概観写真

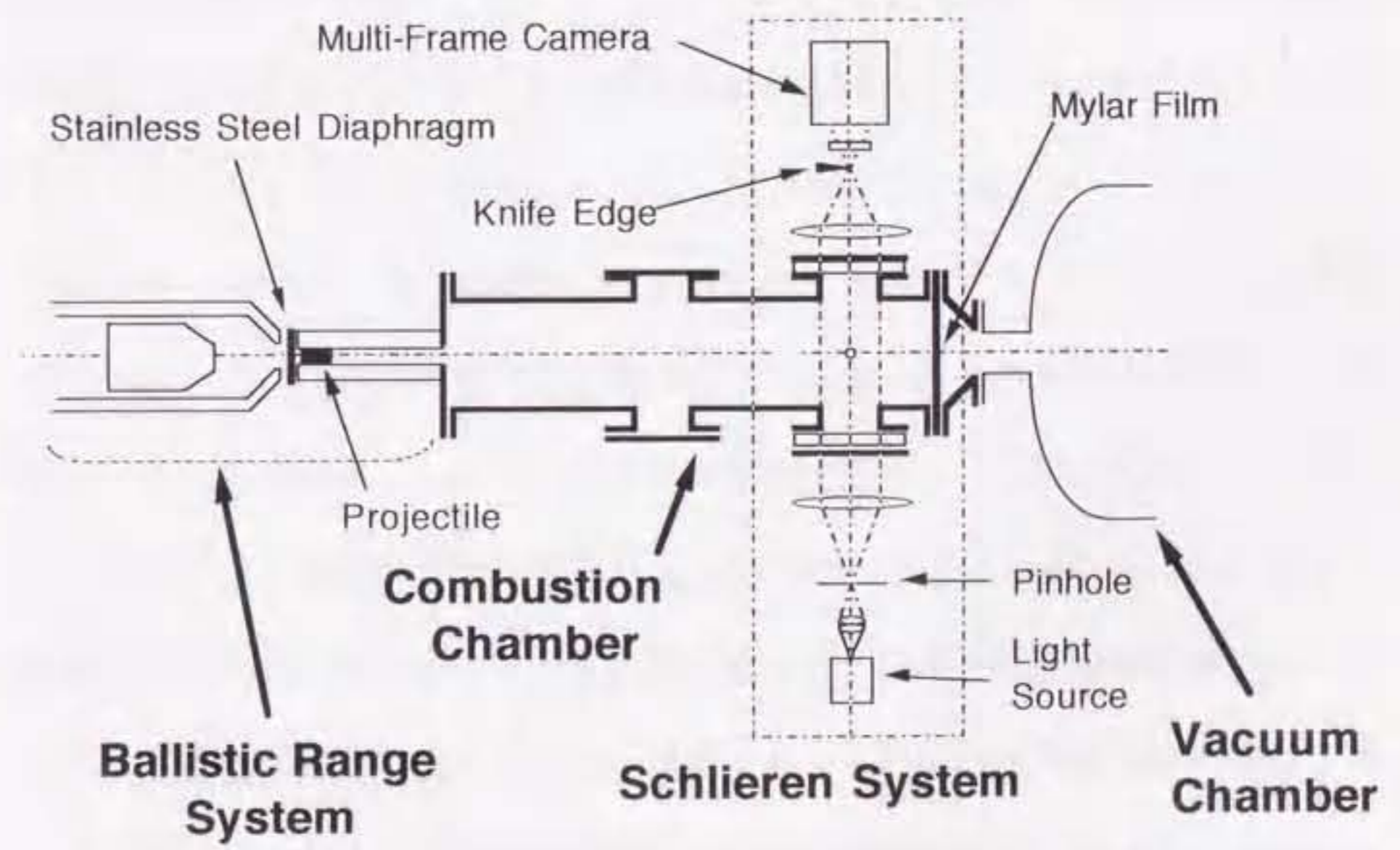


図 2-11 実験装置の構成図 (Top View)

身が誘起する弓状衝撃波によって、容器内壁に配置したピエゾ圧力ゲージ

(KISTLER 603B) に、トリガ信号を発生させる。飛行体はトリガ信号から約 100 μ s 後に観測窓部を通過し、ここでシュリーレン光学系による流れ場観測が行われる。飛行体は観測窓部を通過した後、燃焼容器の後端部に張られたマイラー隔膜を破り排気容器に回収される。

排気容器は直径 1 m の円筒管で、容積は 2 m³ である。排気容器は約 100 Pa の低真空状態に保たれており、飛行体によるマイラー隔膜破膜と同時に高压燃焼ガスを吸い込み、燃焼容器を長時間高压にさらさない役割を果たす。飛行体によるマイラー隔膜破膜から、飛行体が排気容器内の壁面へ衝突して回収される迄の全作動時間は約 10 ms である。

2-6 マルチフレーム・シュリーレンシステム⁵⁾⁷⁾

マルチフレーム・シュリーレンシステムを図 2-12 に示した。まず、システムの作動を示す。飛行体がバリステックレンジから射出され燃焼観測容器内に入射した後、それ自身が誘起する弓状衝撃波によって、容器内壁に配置したピエゾ圧力ゲージ (KISTLER 603B) に、トリガ信号を発生させる。トリガ信号は、チャージアンプ (KISTLER 5011A) で増幅され、オシロスコープに出力、ないしは遅延発生器 (STANFORD RESEARCH SYSTEMS DG 535) に伝達され、そこから光源 (菅原研究所 (株) MF-80, キセノンランプ) と高速度コマ撮りカメラ (HADLAND PHOTONICS IMACON 790 または NAC FS501S) に各遅延時間後に発信される。この場合の遅延時間の設定は、飛行体が観測領域を通過する時刻にあわせてカメラに発信する信号の遅延時間を設定し、その撮影時間にあわせて光源への信号の遅延時間を設定する。光源が十分な光度に

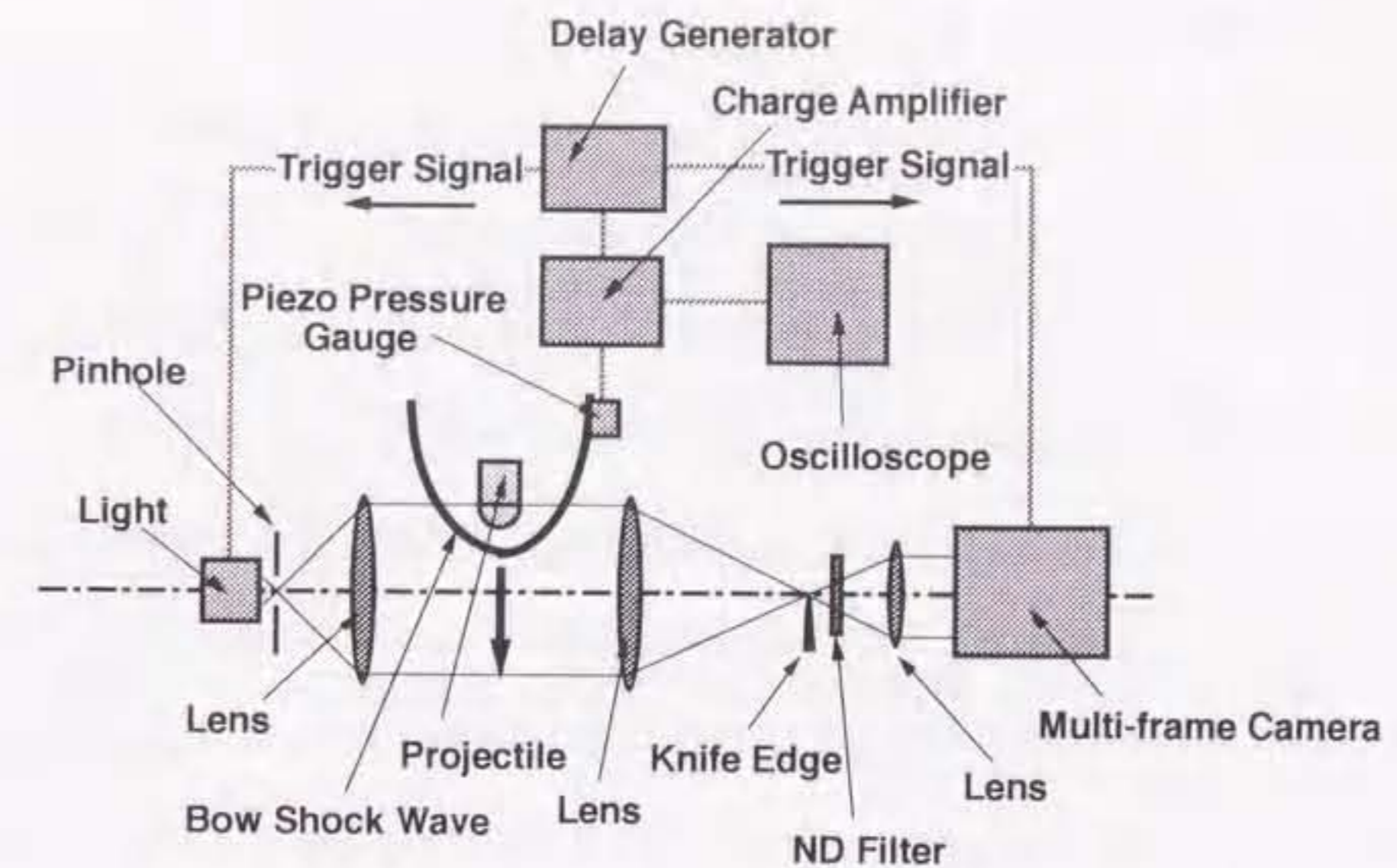


図 2-12 マルチフレーム・シュリーレンシステム

達するまでの時間は 50 μ s であり、その後の発光時間は 1000 μ s である。特に光源が十分な光度に達するまでの時間を考慮して遅延時間を設定することが重要である。

飛行体まわりの流れ場の可視化にはシュリーレン光学系を用いている。図 2-12 に示すように、光源から放射光は、直径 2 mm のピンホールを通過し、球面レンズ (直径 150 mm, 焦点距離 350 mm) によって、平行光線となる。その平行光線は、観測領域を通過後再び球面レンズ (直径 150 mm, 焦点距離 500 mm) によって集光される。集光面はピンホール像の結像面に相当し、ここにナイフエッジを図 2-12 に示した向き及び反対向きに配置した。その後、光は減光フィルター (KENKO ND 2, 4, 4, 8 の組み合わせ) を用いて光量

調整され、カメラの対物レンズ（直径50 mm，焦点距離 80 mm）を通過し，高速度コマ撮りカメラに入射する。

図2-13を用いて高速度コマ撮りカメラ（IMACON 790）の原理を説明する。カソード-アノード間に17 kVの電圧をかけ，フォーカスコーン（Focus Cone）で電子ビームを結像する。シャッタープレート（Shutter Plate）とアパーチャープレート（Aperture Plate）でシャッターを構成し。補正プレート（Revision Plate）とシフトプレート（Shift Plate）で電子ビームを偏向し各フレーム（コマ）を構成する。蛍光面（Fluorescent Plate）直後にはポラロイドフィルム（FUJI 3000 または POLAROID 667）が装填されている。感光後のポラロイドフィルムをスキャナー（HEWLETT PACKARD SCANJET 3C）で取り込みパソコン（Macintosh Performa 575）で画像処理した後に結果を出力する。

代表的な撮影条件は，露出時間 $1 \mu\text{s}$ ，フレーム間隔 $5 \mu\text{s}$ であり，その撮影例を図2-14に示した。この時の物理的な条件は，常温の水素-空気当量混合気 0.75 atm 中に速度 2.8 km/s 極超音速飛行体を突入させている。本論文中で挙げたフレーム写真では，コマの時間順は必要があれば，白抜きの番号によって示した。しかし必ずしも図2-14のような配置ではなく，必要に応じて各コマの並びは変えてある。なお，写真中の黒点は画像の絶対位置を知るためのマーカーである。マーカー直径は 2 mm で，それら相互の距離は水平，垂直方向ともに 20 mm である。

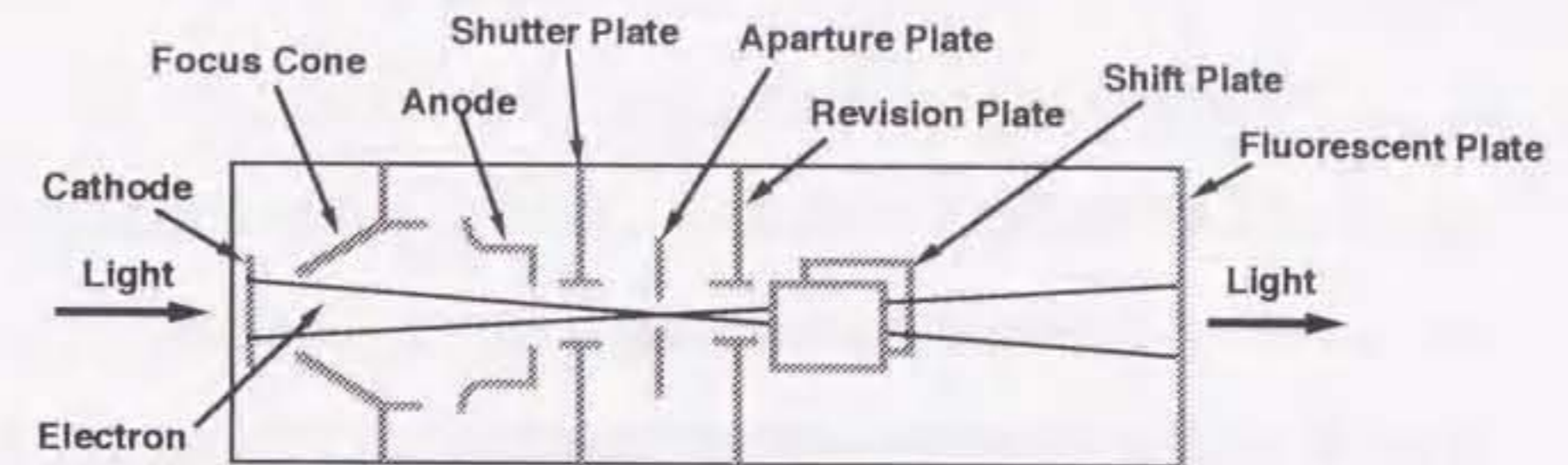


図2-13 高速度コマ撮りカメラの原理（IMACON 790）

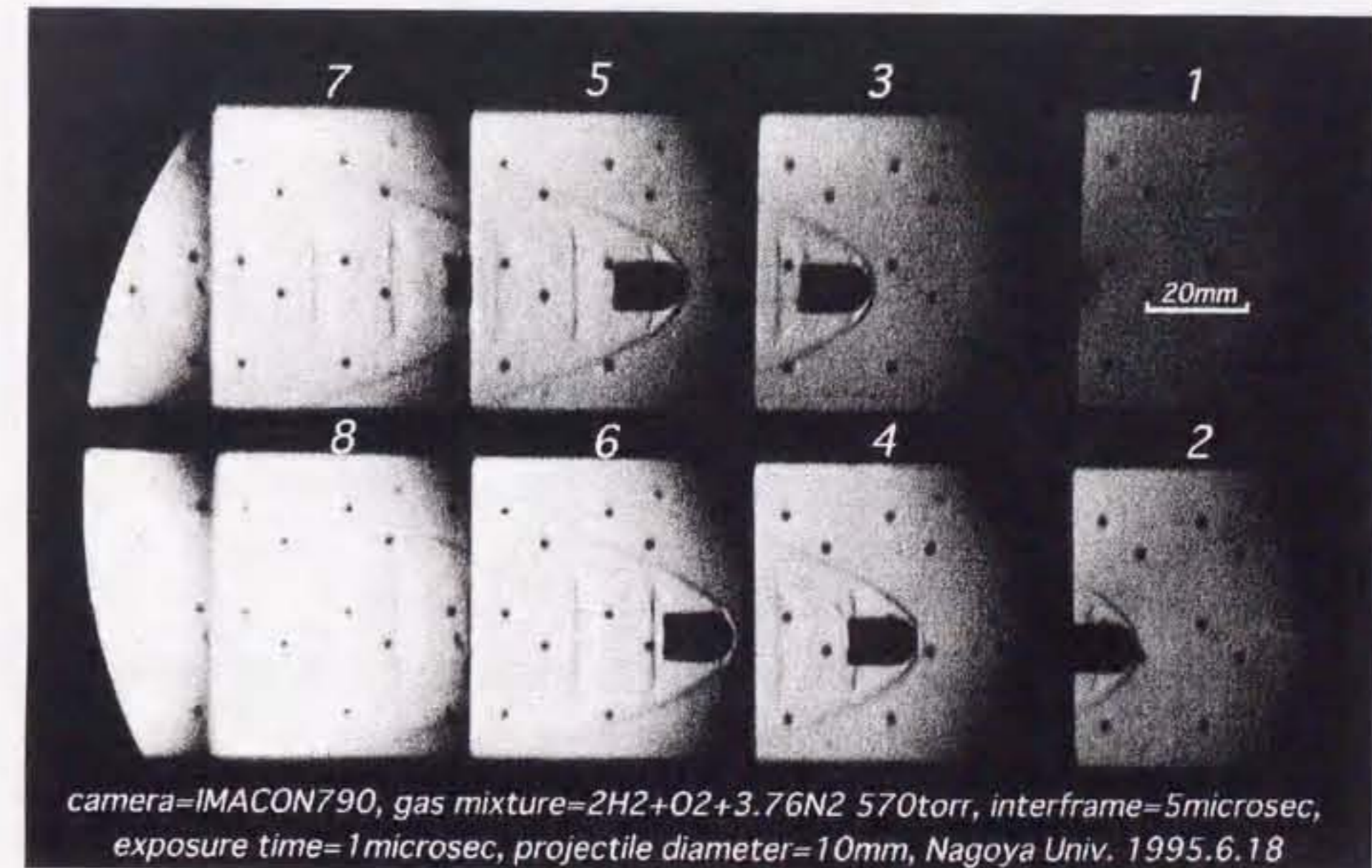


図2-14 典型的なマルチフレームシュリーレン画像

2-7 まとめ

名古屋大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻所有のバリステックレンジ装置の高性能化を行った。フリーピストンの側面にテフロンテープを巻き換えることで圧縮管のピストンの機密性を格段に改善した。またステンレス隔膜の厚みは 0.2 mm が最も最適であることが分かった。これらの高性能化により本研究で必要とされる飛行体の射出速度条件 3 km/s を達成した。

水素-酸素系混合気を保持するため燃焼観測容器には、内径（直径）140 mm、肉厚 10 mm のステンレス円筒管を採用し、容器の安全性を確認した。またバリステックレンジ、燃焼観測容器、シュリーレン光学系及び排気容器の 4 要素を適切に観測システムとして構成した。また、シュリーレン法で流れ場を可視化し、高速度コマ撮りカメラで現象を時間分解する「マルチフレーム・シュリーレン法」を採用し、目標とする時間空間分解能を備えたフレーミング画像を獲得した。

第2章 参考文献

- 1) 張新宇, 辺見真, 佐宗章弘, 藤原俊隆: バリステック・レンジによる極超音速流実験 (第1報) 画像観測及びその処理方法: 日本航空宇宙学会誌, Vol. 41, 1993, pp. 81-87.
- 2) 小紫公也, 笠原次郎, 矢野修二郎, 藤原俊隆: バリステックレンジの性能評価 I (圧縮過程), 平成4年度衝撃波シンポジウム, 東北大学, 1993.
- 3) 笠原次郎, 矢野修二郎, 小紫公也, 高岡秀年, 藤原俊隆: バリステックレンジにおける飛行体加速過程の実験解析, 平成5年度衝撃波シンポジウム, 千葉大学, 1994.
- 4) 久野直樹: バリステックレンジの性能計算その他, 名古屋大学大学院工学研究科修士論文, 1990.
- 5) 笠原次郎, 堀井孝弘, 矢野修二郎, 藤原俊隆: 極超音速飛行体まわりの斜めデトネーションの実験研究, 平成6年度衝撃波シンポジウム, 横浜国立大学, 1995.
- 6) 笠原次郎, 堀井孝弘, 矢野修二郎, 藤原俊隆, 松尾寿明: $H_2-O_2-N_2$ 斜めデトネーションの可視化, 日本航空宇宙学会年会, 航空宇宙技術研究所, 東京, 1995.
- 7) 笠原次郎, 堀井孝弘, 藤原俊隆, 遠藤琢磨, 高速度カメラを用いた斜めデトネーションの可視化実験: 第27回流体力学講演会, 各務原, 岐阜, 1995.

第3章 衝撃波誘起水素燃焼の研究： 振動燃焼の発生

3-1 はじめに

本章では極超音速飛行体周りに発生する弓状衝撃波によって、水素-空気混合気を衝撃波誘起燃焼させる実験を行った。この種の実験は過去にも報告されていて¹⁾⁴⁾、飛行体周りの振動燃焼の発生機構が研究されている。しかし、複雑な現象である Large Disturbance Regime 等の発生原因はいまだ解明されていない。また、近年における計算機流体力学 (CFD) の発達は、それら複雑な現象に取り組みつつある⁵⁾⁹⁾が、検証に必要な実験的データは不足している。

よって私は、本実験では4つのパラメータ、即ち (1) 飛行体速度、(2) 飛行体先端形状、(3) 飛行体胴体径、(4) 混合気初期圧を変化させて、燃焼形態の変化を包括的に調べ、また、高速度コマ撮りカメラを用いることで振動燃焼を連続的に観測し、現象を時間分解し、非定常問題を扱った数値解析結果とも、多面的に比較検討し得る実験データを獲得した。また、振動燃焼の発生位置だと考えられ、最も興味のある飛行体先端部近傍に対しては拡大撮影を行った。

以下では、先ず実験装置・条件について述べた後、観測された燃焼の形態について整理する。その後、変化させた4つのパラメータに対する燃焼形態の依存性について議論し、最後に実験の結果と松尾らの数値解析結果との対比に基づき、振動燃焼の発生機構を考察する。

3-2 実験条件

実験条件を表3-1にまとめる。実験条件は後掲の図番号毎に記した。共通の実験条件は、混合気成分比を水素-空気当量混合比 ($2\text{H}_2+\text{O}_2+3.76\text{N}_2$) とした事である。また混合気の初期温度は室温であり、これもほぼ一定である。なお標準条件(Standard Condition)を、半球先端形状、10 mm 直径飛行体、0.75 atm の混合気初期圧と定め、この条件を多く使用した。

表3-1 実験条件

Fig. No.	Projectile Nose Shape	Projectile Velocity [km/s]	Shock Mach No.	Projectile Diameter [mm]	Initial Gas Pressure [atm]	Initial Gas Temperature [K]
* 4(a)	Hemisphere	1.98 ± 0.05	4.84	10.00	0.75	301.1
* 4(b)	Hemisphere	1.78 ± 0.02	4.35	10.00	0.75	300.9
* 4(c)	Hemisphere	1.92 ± 0.02	4.74	10.00	0.75	295.1
* 4(d)	Hemisphere	1.76 ± 0.02	4.30	10.00	0.75	300.9
* 4(e)	Hemisphere	1.75 ± 0.02	4.31	10.00	0.75	295.9
6(a)	Cone(76 deg.)	2.38 ± 0.07	5.78	10.00	0.75	304.2
6(b)	Cone(120 deg.)	2.31 ± 0.06	5.61	10.00	0.75	304.7
* 6(c)	Hemisphere	2.03 ± 0.07	4.92	10.00	0.75	305.3
* 7(a)	Hemisphere	2.03 ± 0.07	4.92	10.00	0.75	305.3
7(b)	Hemisphere	1.93 ± 0.07	4.68	12.00	0.75	305.2
8(a)	Hemisphere	2.00 ± 0.06	4.86	10.00	0.50	303.8
8(b)	Hemisphere	1.99 ± 0.06	4.83	10.00	0.60	305.0
* 8(c)	Hemisphere	2.03 ± 0.07	4.92	10.00	0.75	305.3
* 10	Hemisphere	1.76 ± 0.02	4.30	10.00	0.75	300.9

* 標準条件 : hemisphere, 10-mm diameter, 0.75-atm initial gas pressure.

3-3 実験結果と考察

以下の議論のために、振動燃焼の各部位を示す用語を、図3-1のスケッチを用いて説明する。飛行体によって誘起された弓状衝撃波 (Bow Shock Wave) で着火温度以上に加熱された混合気が、反応誘起時間後に発熱反応を開始した後の領域を燃焼領域 (Reaction Zone) と呼び、図3-1では灰色で示されている。実験結果を見ると、燃焼領域が縦縞状の区画に、すなわち密度の不連続面で仕切られたセルに分割されている。その1セルを燃焼セル

(Combustion Cell) と呼ぶ。燃焼領域は、この燃焼セルが複数個集まった全体を指す。実験の結果、燃焼セルの直径が周期的に変化する形態が観測された (図3-1で λ を波長とする振動)。この振動は燃焼領域包絡面の振動であり、包絡面振動 (Envelope Oscillation) と呼ぶ。以下で「燃焼セルの幅」と述べる際、それは飛行体後端より後方30 mm 以内で計測されたセルの幅の最大値を指す。また「振動周期」は、振動の特性長 (燃焼セルの幅 W または包絡面振動の波長 λ) を、飛行体から見た燃焼セルの伝播速度で割った値とする。

3-3-1 燃焼形態の整理

本実験で観測された燃焼形態は5種に分類する事ができる。観測された5種の形態を図3-2にまとめる。写真中の黒点は画像の絶対位置を知るためのマーカーである。マーカー直径は2 mm で、それら相互の距離は水平、垂直方向ともに20 mm である。以下、シュリーレン写真中における黒点は全て同様である。燃焼セルの「通常振動 (Normal Cell Oscillation)」とは、図3-2(a)に示されるものである。燃焼セルの「高周波振動 (High-frequency Cell Oscillation)」とは、図3-2(c)に示されるものである。この高周波振動は図3-2(a)に示され

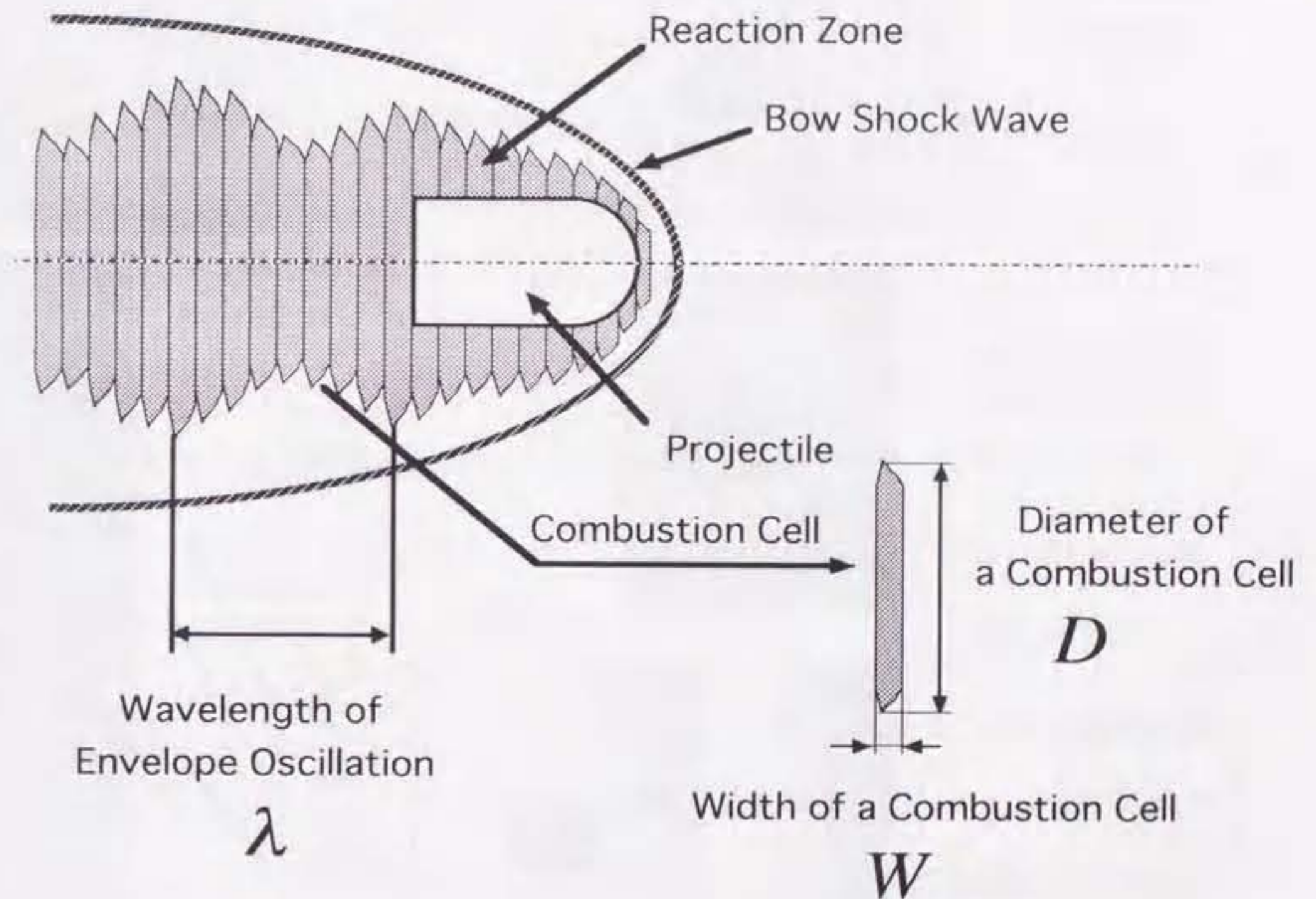


図3-1 振動燃焼の各部位の用語説明

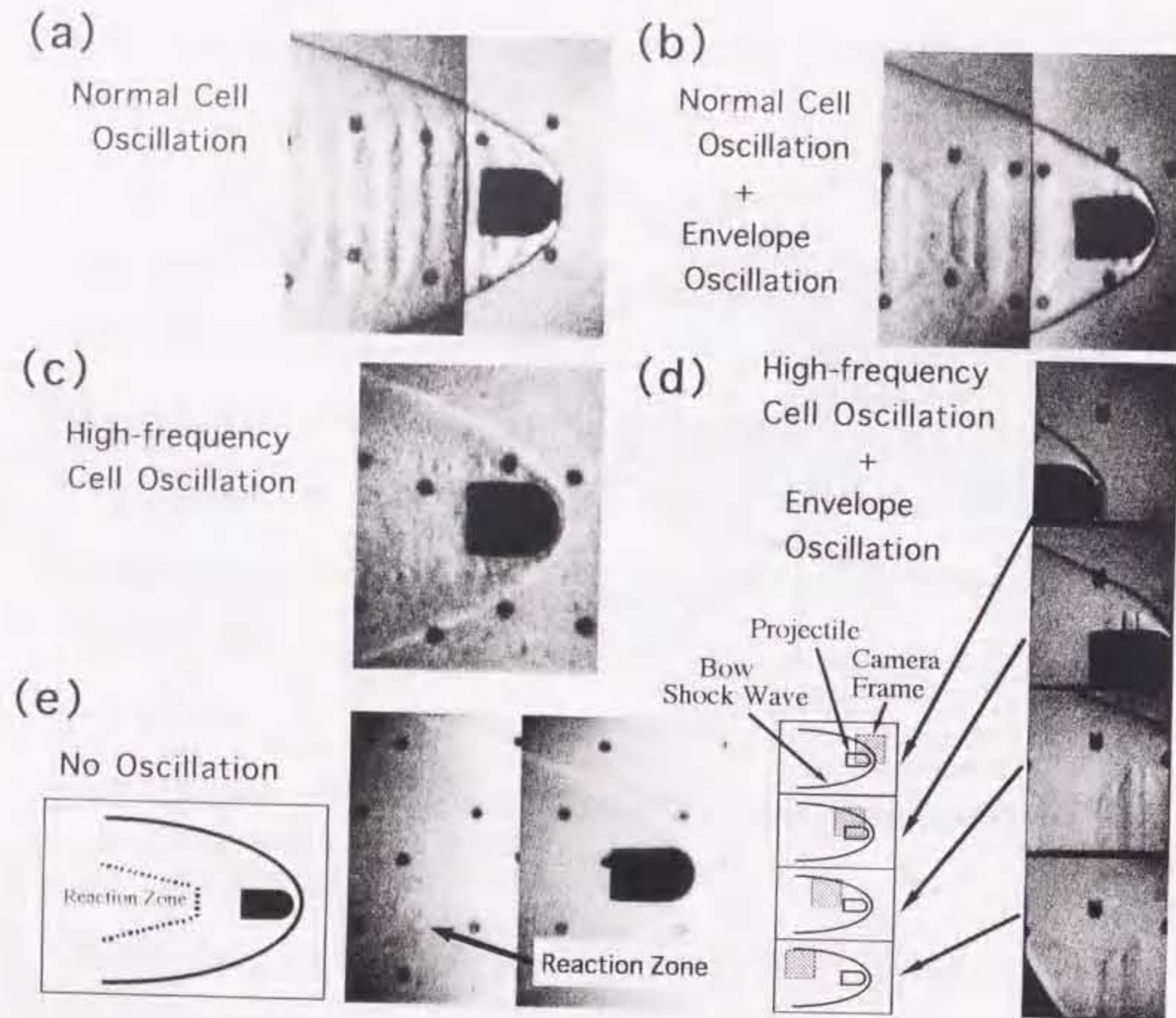


図3-2 本実験で観測された5つの燃焼形態

- (a) 燃焼セルの通常振動のみが存在する燃焼形態
- (b) 燃焼セルの通常振動と包絡面の振動とが存在する燃焼形態
- (c) 燃焼セルの高周波振動のみが存在する燃焼形態
- (d) 燃焼セルの高周波振動と包絡面の振動とが存在する燃焼形態
- (e) 振動が存在しない燃焼形態

る通常振動の約1/2の周期を持つ燃焼セルの振動である。これら2種の燃焼セル振動モードとは別に、それらの包絡面が振動する包絡面振動 (Envelope Oscillation) が存在する。包絡面振動は図3-2(a), (c)に示される燃焼セルの振動を伴って存在し、それらとの組み合わせによって、図3-2(b), (d)に示される燃焼形態を形成する。また、図3-2(e)に示すような、振動しない定常燃焼も観測された。この場合、燃焼領域は図中で示すように、飛行体の後方20mmでかつ直径程度の領域から、衝撃波の広がり方とほぼ平行に後方に広がっている。

1960年代から1970年代にかけて欧米で行われた研究では、極超音速飛行体周りに発生する振動燃焼形態は2種に大別されていた⁴⁾。1つは規則的形態 (Regular Regime) と呼ばれるもので、これは高周波かつ小振幅の規則的な振動形態で、図3-2中の(c)がこれに対応する。他の1つは大規模擾乱形態 (Large Disturbance Regime) と呼ばれるもので、これは低周波かつ大振幅の振動形態で、図3-2中の(a), (b)がこれに相当する。本研究によって新たに図3-2(d)に示した振動燃焼形態の存在が示され、極超音速飛行体周りに発生する振動燃焼の形態は3種の基本モード (燃焼セルの通常振動、高周波振動、およびこれらの包絡面振動) から構成される5形態 (振動しない場合を含む) に整理される事が明らかとなった。

3-3-2 飛行体速度による燃焼形態の変化

図3-3に振動周期および振動モードの飛行体速度依存性を示す。振動の無い燃焼は飛行体速度が1.58 km/s および 1.73 km/s の場合に観測された。図3-3から、本実験条件において、振動燃焼が起るための臨界飛行体速度は1.7

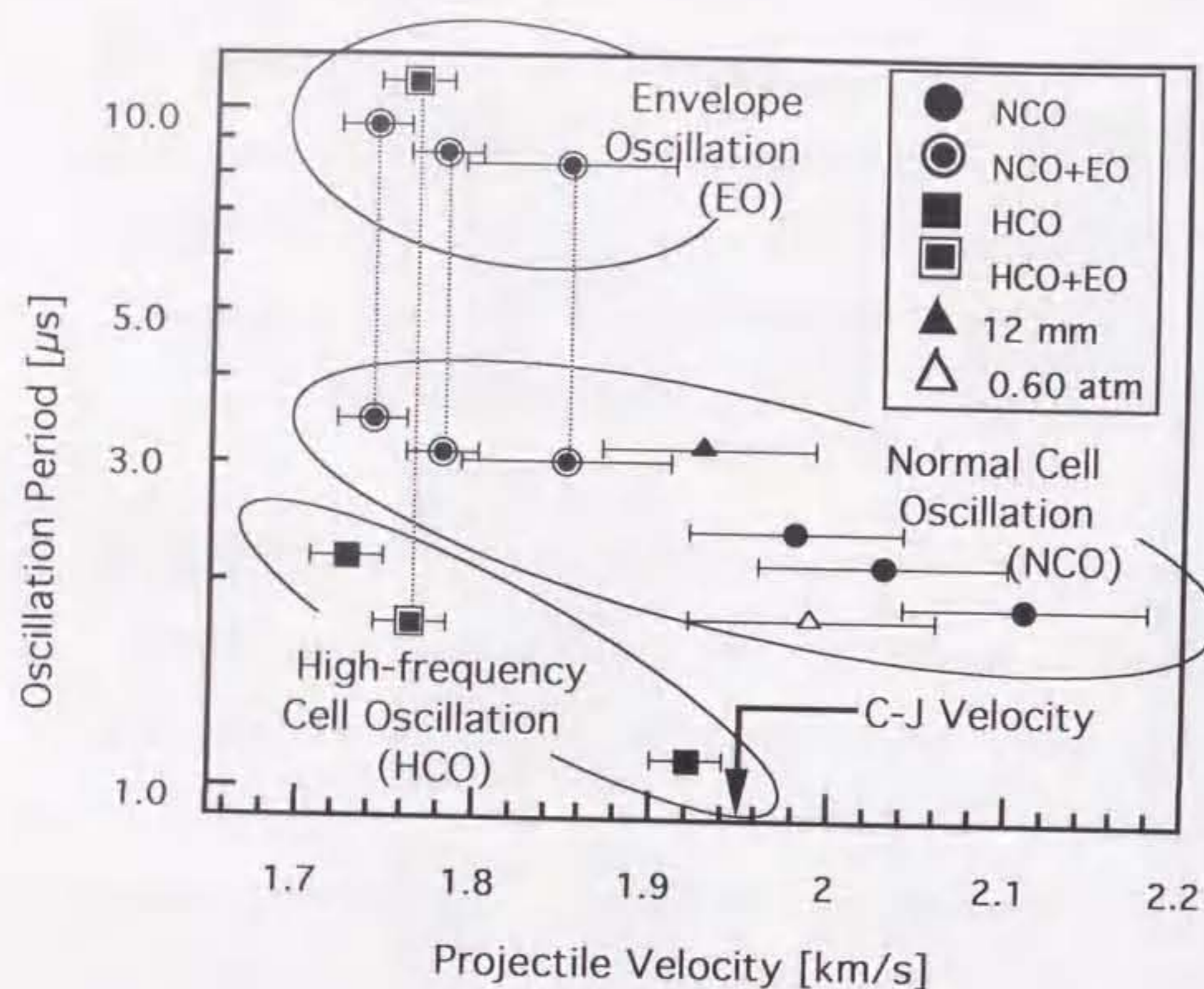


図3-3 振動周期および振動モードの飛行体速度依存性

図中のデータは▲と△を除いて標準条件 (hemisphere, 10-mm diameter, 0.75-atm initial gas pressure) で得られたものである。▲で示したデータは直径が12 mmの場合を示し、△で示したデータは初期圧が0.6 atmの場合を示す (その他の条件は標準条件と同じである)。縦軸方向の誤差はシンボルの大きさ以下である。振動の無い燃焼は飛行体速度が1.58 km/s および 1.73 km/s の場合に観測された。

km/s 程度である事がわかる。燃焼セルの振動周期に関しては、飛行体速度が増加すると振動周期が短くなる傾向が有る。包絡面の振動は、1.8 (±0.1) km/s の限られた飛行体速度領域でのみ観測された。

図3-3に示すように、同一速度領域で通常振動と高周波振動の両者が観測された。本実験結果のみからは燃焼セルの振動が通常振動になるか高周波振動になるかを支配する要因は明らかでない。現段階で我々は、その要因が実験的に制御が難しい初期条件、たとえば、飛行体頭部の仕上げ精度や、飛行体加速過程におけるよどみ点近傍での初期擾乱の発生、などにあると考えている。振動形態を決定している要因を明らかにするためには、今後、さらに空間分解能を上げた観測や分光計測等を実験に導入していく必要があると考えている。

CJ 速度以上では、高周波振動は観測されていない。この事実は、過去の実験的研究でも確かめられている^{2),4)}。速度が増加すると、衝撃波と燃焼領域の間の圧縮波と希薄波が往復するための距離が短くなり、振動周期は短くなる。CJ 速度を越えた速度領域になると、振動周期が観測不可能なほど短くなるため、高周波振動 (規則振動) は観測されていない、とLehr²⁾やAlpertら⁴⁾は解釈している。

3-3-3 飛行体先端形状による燃焼形態の変化

典型的な3例を図3-4に示す。図3-4(a), (b) は円錐先端形状の飛行体を用いた場合で、図3-4(c) は半球先端形状の飛行体を用いた場合である。頂角は円錐頂点の全開き角である。非反応性気体中の円錐周り流れを考えると、円錐先端頂角76度の飛行体 [図3-4(a)] は付着衝撃波条件に、頂角120度の飛行体 [図3-4(b)] は離脱衝撃波条件に、各々相当する。

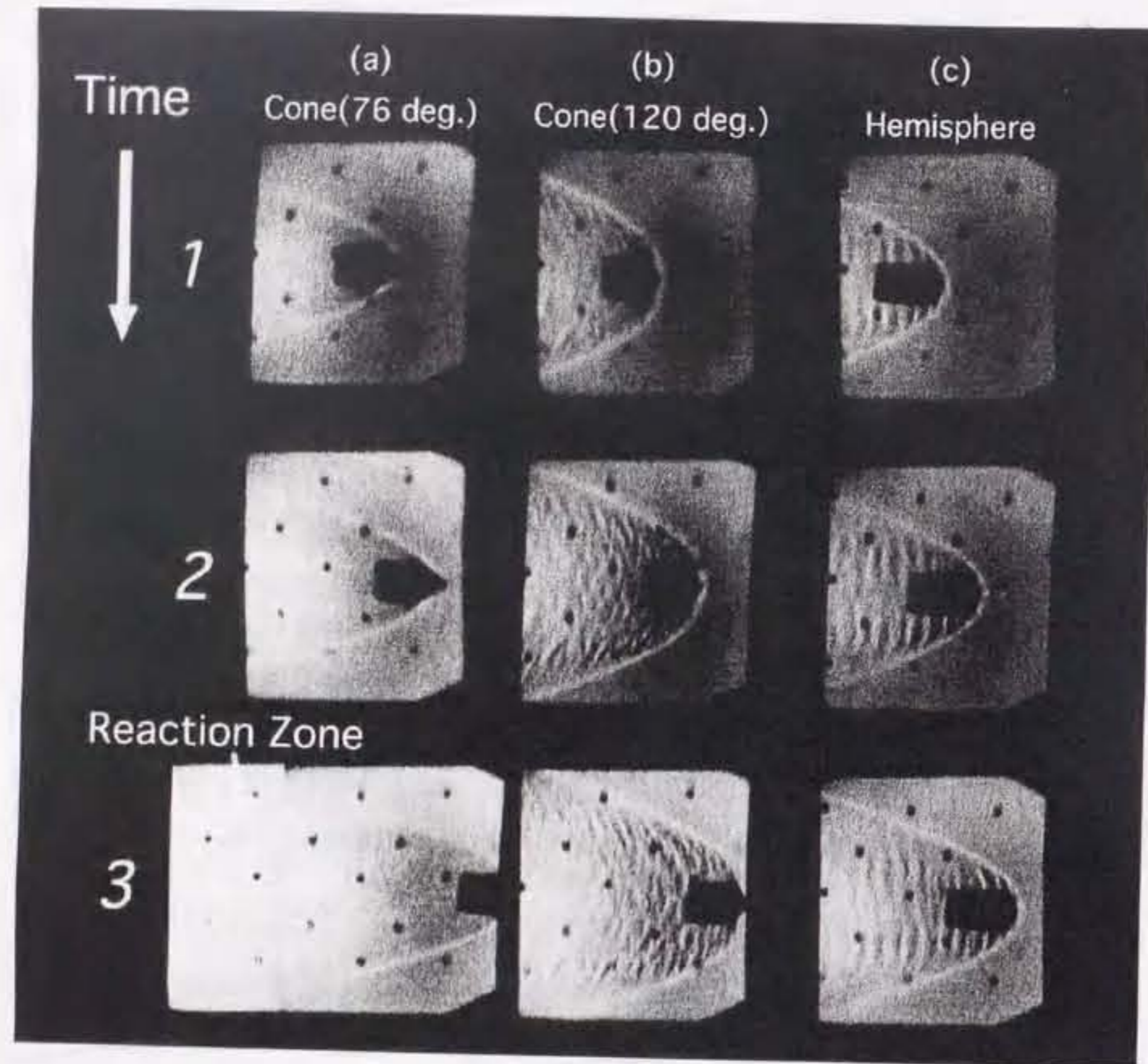


図3-4 飛行体先端形状を変えた場合の燃焼形態の変化
 (a) 円錐 (頂角76 deg), (b) 円錐 (頂角120 deg),
 (c) 半球。フレーム間の時間間隔は $5.00 \mu\text{s}$ 。
 (a) の第3フレームは第4フレームとの合成である。

頂角76度の円錐先端飛行体 [図3-4(a)] では、燃焼領域が飛行体後方に観測されたが、非定常振動は観測されなかった。この理由は、付着衝撃波の場合は、振動燃焼の原因となる波 (圧縮波、接触不連続面) が飛行体先端近傍で往復運動するための距離が存在しないからと考えられる。頂角120度の円錐先端飛行体 [図3-4(b)] および半球先端飛行体 [図3-4(c)] では、飛行体先端部で衝撃波が離脱していて、いずれの場合にも非定常振動燃焼が観測された。

3-3-4 飛行体胴体直径による燃焼形態の変化

図3-5(a), (b)に、飛行体胴体直径が10, 12 mm の場合の、実験結果を示す。燃焼セルの振動周期は $2.00 \mu\text{s}$ と $2.78 \mu\text{s}$ で、これらの結果は図3-3中にも示した。図3-3からわかるように、飛行体胴体直径が12 mm の場合は、10 mm の場合に比べて、燃焼セルの振動周期がやや長い。これは燃焼セルの振動に関して、1次元的な衝撃波と燃焼領域との距離 (Induction Length) だけでなく、飛行体表面に沿う方向における波の伝播・相互作用も、影響している事を示唆している。

3-3-5 混合気初期圧による燃焼形態の変化

図3-6(a), (b), (c)に、混合気初期圧が0.50, 0.60, 0.75 atm である場合の実験結果を示した。初期圧が最低である0.50 atm の場合 [図3-6(a)] には、振動燃焼が観測されなかったが、初期圧0.60 atm以上の図3-6(b) (0.60 atm) と図3-6(c) (0.75 atm) においては、振動燃焼が観測された。初期圧0.60 atmの場合 [図3-6(b)] における燃焼セルは、初期圧0.75 atm の場合 [図3-6(c)] に比べると不明瞭である。詳しく述べると、初期圧0.60 atmの場合 [図3-6(b)] の第1, 第2コマでは、初期圧0.75 atmの場合 [図3-6(c)]

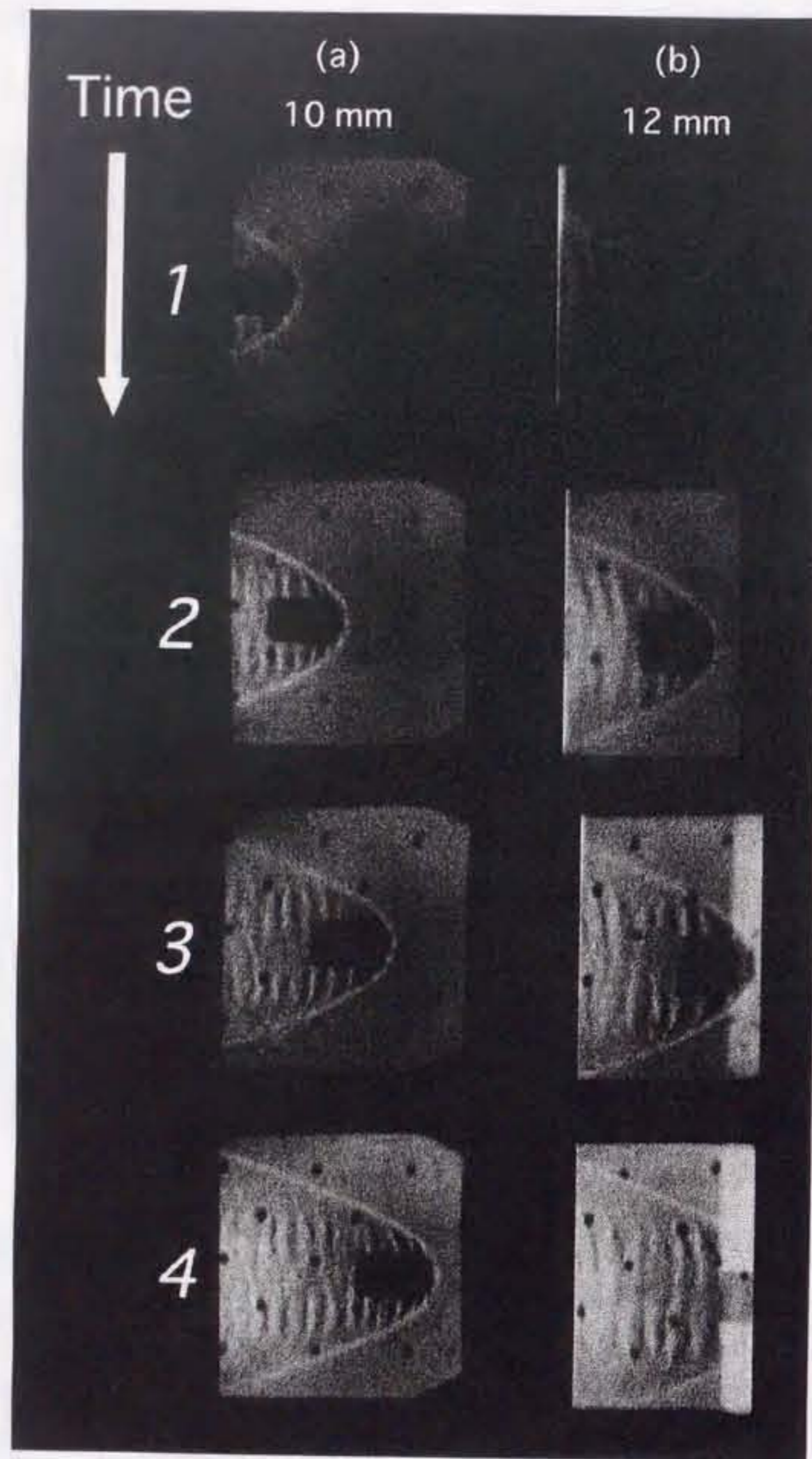


図 3-5 飛行体胴体直径を変えた場合の燃焼形態の変化
 (a)10 mm, (b)12 mm。
 フレーム間の時間間隔は 5.00 μ s。

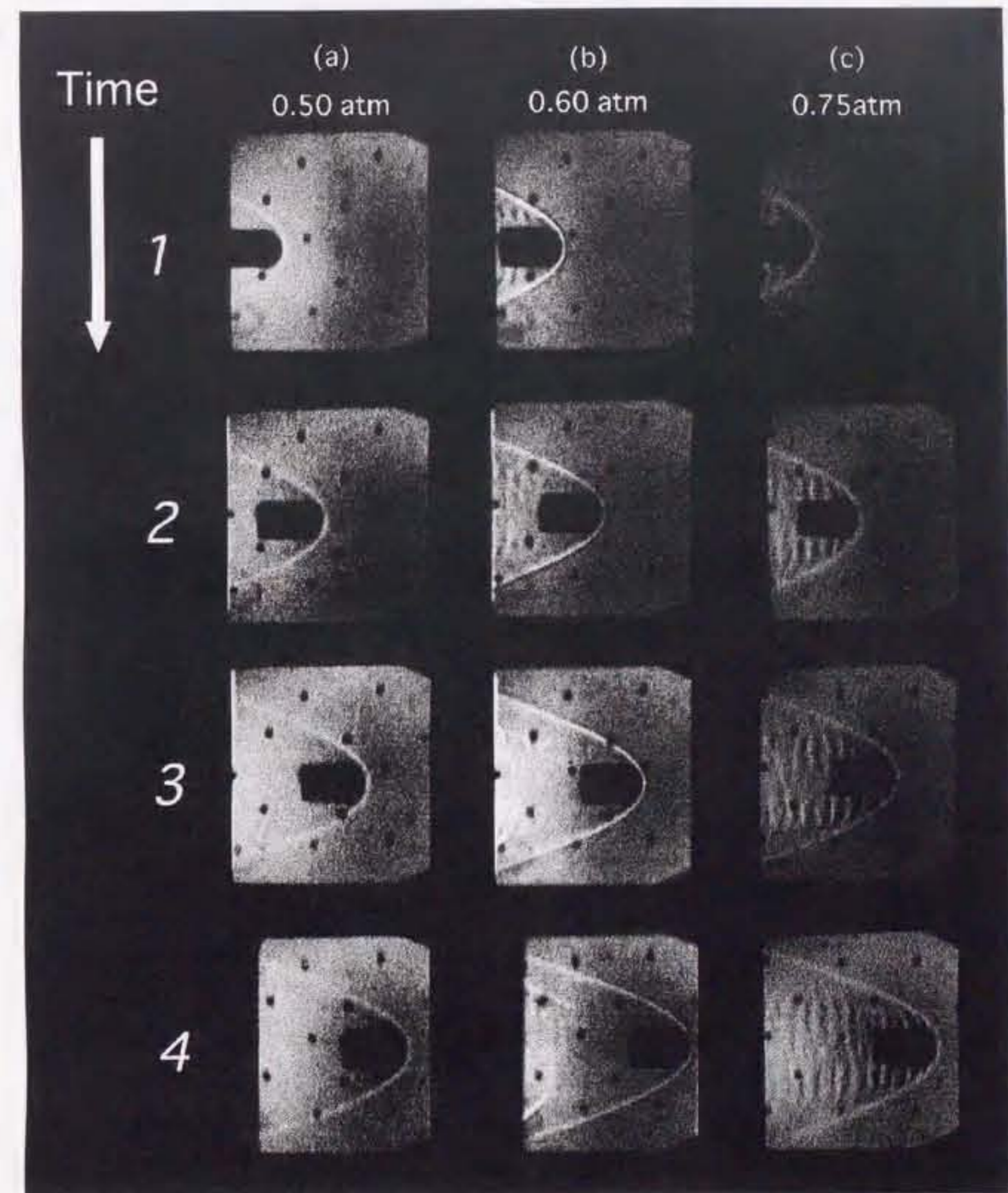


図 3-6 混合気初期圧を変えた場合の燃焼形態の変化
 (a) 0.50 atm, (b) 0.60 atm, (c) 0.75 atm。
 フレーム間の時間間隔は 5.00 μ s。

の第1, 第2コマと, ほぼ同寸法の燃焼セル幅と直径 (振動周期はやや短い: 図3-3参照) が観測されているが, 密度変化については前者の方が小さく不明瞭である。初期圧0.60 atmの場合 [図3-6(b)] の第3, 第4コマでは, 燃焼セルを明瞭に判別する事ができない。

以上より, 初期圧0.60 atm [図3-6(b)] という条件は, 振動燃焼セルが発生するための限界初期圧近傍であるか, または本実験配置でそれを観測するための観測限界 (シュリーレン法では, 画像の明暗は密度勾配の絶対値に比例するため, 平均密度が低過ぎると, 画像の明暗が観測できない) に近いと推定される。

3-3-6 振動燃焼発生機構の考察

図3-7に松尾らの数値解析結果⁹⁾を, 図3-9に実験結果を示す。この数値解析の計算条件は, 水素-空気当量混合気 ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$), 初期圧0.50 atm, 初期温度300 K, 飛行体直径20 mm, 飛行体速度1.76 km/sである。これらの条件と図3-9に示した実験条件とで異なるのは, 飛行体直径 (実験では10 mm) と混合気初期圧 (実験では0.75 atm) である。図3-7で重要な事は, 弓状衝撃波面近傍で爆発的に発生した燃焼波が, 弓状衝撃波の波面に沿って外向きに伝播している事である。図3-7中の燃焼波について詳述すると, その構造はCJデトネーションに含まれる3重衝撃波の生成・消滅と類似している。図3-7中で, 1に見られる衝撃波3重点構造は, 2に示されるように下流に伝播し, やがて8, 9, 10に見られるように新しい3重点が生成され, 徐々に下流に流されるという周期運動を繰り返す。3重点付近の構造は, 前方弓状衝撃波をマッハ反射, 後方弓状衝撃波を入射衝撃波, 物体方向に伸び

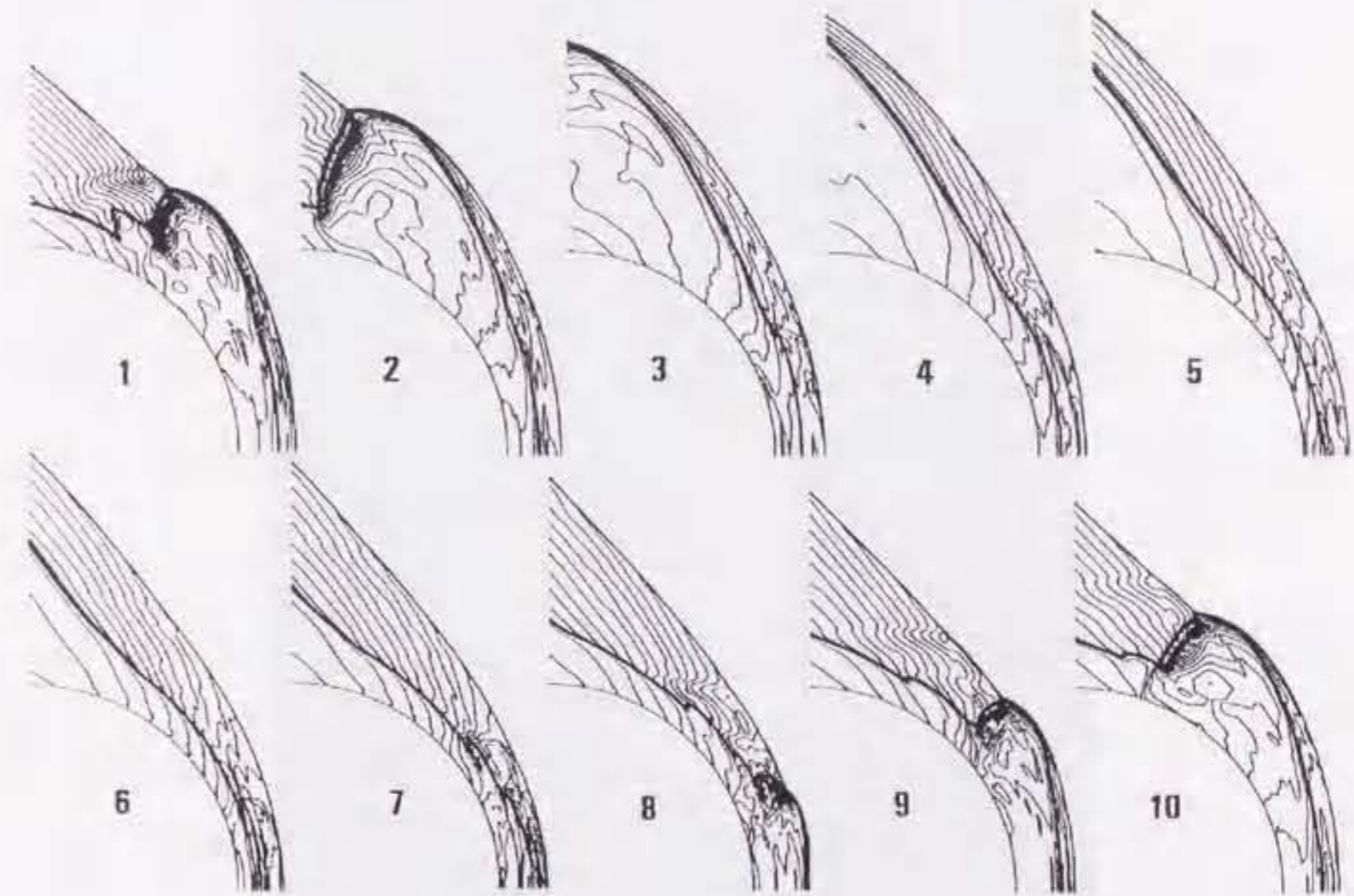


図3-7 松尾ら(文献9)の数値計算による
振動燃焼の時間発展 (等密度線表現)

飛行体速度1.76 km/s, 飛行体直径20 mm,
混合気種 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$, 混合気初期圧0.50 atm,
混合気初期温度300 K, フレーム間の時間間隔 $2.0 \mu\text{s}$ 。



図3-8 実験で観測された振動燃焼の時間発展
フレーム間の時間間隔は $7.00 \mu\text{s}$ 。

る短い有限長衝撃波を反射衝撃波と解釈すれば良い。マッハ衝撃波後方には、ある反応誘起距離を介して反応開始面（接触不連続面）が存在し、この反応誘起距離は3重点に近づくに従って零に近減少する；その様子は、CJ デトネーションに含まれる3重点構造と同一である。

図3-8に示される実験結果において、第1コマで淀点流線近傍で発生した大きな密度勾配（図中の飛行体先端と弓状衝撃波との間の暗い部分）が観測されている。続く第2コマでは、飛行体胴体側面に2個の密度不連続面が見られ、更に第3コマでは、飛行体後縁後方で包絡面が振動するという燃焼セル振動が見られる。以上の数値解析結果と実験結果との対比から、観測された振動燃焼の発生機構は、図3-9の模式図（番号は以下の説明番号に対応する）を用いて以下のように説明される：

(i) 微小擾乱により、飛行体先端近傍の亜音速領域で、強い燃焼が爆発的に起る。（本実験、図3-8の1コマ目と松尾らの計算、図3-7の6~8）

(ii) 爆発的燃焼が燃焼波として、弓状衝撃波に沿って下流に伝播する。燃焼波は発熱を伴い高温部を生成するから、その開始面は密度不連続面となり、前面の弓状衝撃波直後に反応誘起距離を隔てて位置する。（松尾らの計算、図3-7の9~10と1~2）

(iii) 燃焼波は弓状衝撃波に沿って下流へ伝播するが、3次元的な膨張に伴う減衰効果により、やがて弓状衝撃波から分離する（適当な条件が満足され、燃焼波が弓状衝撃波に付着し続け得れば、斜めデトネーション波形成へ移行するだろう）。（本実験、図3-8の2コマ目）

(iv) 弓状衝撃波から分離した燃焼波は、温度低下により反応を弱め半径方向

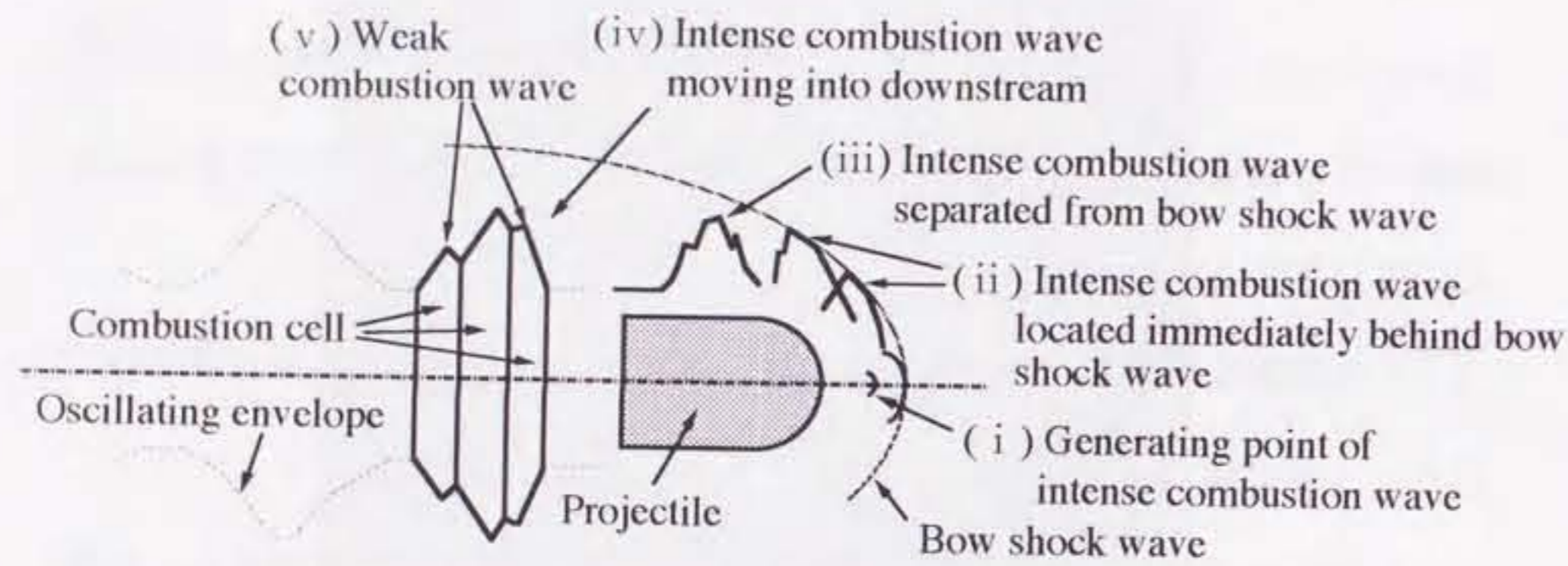


図 3-9 振動燃焼発生機構の模式図

への膨張を中止し、飛行体側面を流れに乗って下流へ移動する。実験で観測されたのはこの燃焼波（密度不連続面）である。包絡面振動の1波長は、擾乱によって誘起された比較的強い1個の燃焼波に相当し、（本実験、図3-8の3コマ目）

（v）その中に存在する燃焼セルは、弱い燃焼波によって誘起された密度不連続面に相当する。（本実験、図3-8の3コマ目）

3-4 まとめ

飛行体を極超音速で水素-空気混合気中に入射させ、飛行体周りの流れ場をコマ撮りシュリーレン法によって観測した。飛行体速度、飛行体先端形状、飛行体直径、混合気初期圧を変化させ、それらの変化に伴う燃焼形態の変化を包括的に調べた。4種類の振動燃焼形態が観測され、それらは3種類の基本振動モードから構成される事が明らかになった。本実験結果と松尾、藤井、藤原の数値解析結果とを比較する事により、観測された振動燃焼の発生機構が明らかになった。

第3章 参考文献

- 1) Ruegg, F. W. and Dorsey, W. W. : A Missile Technique for the Study of Detonation Waves, J. Res. National Bureau of Standards-C, 66C, 1962, pp. 51-58.
- 2) Lehr, H. F. : Experiments on Shock Induced Combustion, *Astronautica Acta*, Vol. 17, 1972, pp. 589-597.
- 3) McVey, J. B. and Toong, T. Y. : Mechanism of Instabilities of Exothermic Hypersonic Blunt-Body Flows, *Comb. Sci. and Technol.*, Vol.3, 1971, pp. 63-76.
- 4) Alpert, R. L. and Toong, T. Y. : Periodicity in Exothermic Hypersonic Flows about Blunt Projectiles, *Astronautica Acta*, Vol. 17, 1972, pp. 539-560.
- 5) Matsuo, A. and Fujiwara, T. : Numerical Investigation of Oscillatory Instability in Shock-Induced Combustion Around a Blunt Body, *AIAA J.*, Vol.31, 1993, pp. 1835-1841.
- 6) Matsuo, A., Fujii, K. and Fujiwara, T. : Flow Features of Shock-Induced Combustion Around Projectile Traveling at Hypervelocities, *AIAA J.*, Vol. 33, 1995, pp. 1056-1063.
- 7) Matsuo, A., Fujii, K. and Fujiwara, T. : Computational Study of Unsteady Combustion Around Projectiles with Emphasis on the Large-Disturbance Oscillation, *AIAA Paper 94-0764*, 1994.
- 8) Matsuo, A. and Fujii, K. : Computational Study of Large-Disturbance Oscillation in Unsteady Supersonic Combustion Around Projectiles, *AIAA J.*, Vol. 33, 1995, pp. 1828-1835.
- 9) Matsuo, A. and Fujii, K. : Examination of the Improved Model for the Unsteady Combustion Around Hypersonic Projectiles, *AIAA paper 95-2565*, 1995.

第4章 衝撃波誘起水素燃焼の研究： 斜めデトネーションの発生

4-1 はじめに

この章では、窒素による希釈を行わない水素-酸素当量混合気に極超音速飛行体を突入させた場合に生じる衝撃波誘起燃焼について報告する。

前章では、希釈剤（窒素）を添加した水素-空気混合気を用いた場合の結果を示した。この混合気を用いた場合（初期圧 0.75 atm，飛行体速度が混合気の CJ デトネーション速度 (D_{Cj}) の前後），振動燃焼の発生に伴い，局所的にデトネーション波は観測されたものの，平面的なデトネーション波は観測されなかった。混合気の初期温度が室温で初期圧 0.75 atm では，水素分子と酸素分子の密度が低く，その結果，飛行体前方の誘起弓状衝撃波から発熱反応が開始されるまでの距離（反応誘起距離）が長い。デトネーション波の形成には，誘起弓状衝撃波後方の亜音速領域で発熱反応に伴い，発生する圧縮波または衝撃波の前方伝播（飛行体から誘起衝撃波への方向）により誘起衝撃波を強め，このことによってさらに反応自体を促進するという誘起衝撃波と反応領域の強い相互作用が不可欠である。長い反応誘起距離は，この相互作用を弱め，誘起弓状衝撃波と反応領域が分離することを意味する。第3章の結果はこの場合に相当し，観測された飛行体前方に発生している弓状衝撃波が，先端の変形部分を除いて，反応を伴わない場合の衝撃波条件と同一の状態にあるとよい。本章では，希釈剤（窒素）を含まない，酸素-水素当量混合気を用いることで，水素分子と酸素分子との密度を高め，反応誘起距離を減少させ，平面

（曲面）的な広がりをもつデトネーション波を発生させた。

本章の主な目的は，デトネーション波が発生するための飛行体先端形状と混合気の初期圧力を求めること，また発生したデトネーション波そのものの物理状態を明らかにすることである。

飛行体は錐頭円柱形状とし，円錐先端の全開き角 ϕ を変化させた。反応を伴わない空気 ($\gamma=1.4$) が，本実験と同様の流入マッハ数 (4.97~5.63) を有する場合の定常円錐流れ場の衝撃波の離脱条件は 108 度~111 度となる¹⁾。本実験では開き角を 60 度から 180 度（円柱形状）まで変化させ，付着衝撃波条件と離脱衝撃波条件を生成し，付着と離脱の燃焼への影響を調べた。混合気の初期圧力は 0.10 atm から 0.50 atm まで変化させた。この値を選択した理由は，過去に初期圧 0.24 atm で極超音速飛行体周りのデトネーション波が確認されていること²⁾，管内でのデトネーション波の伝播が混合気初期圧 0.2 atm 以上で確実に観測されていること³⁾が挙げられる。

発生したデトネーション波の状態を明らかにするために，第3章と同様にマルチフレーム・シュリーレン法による観測で，波面形状を観測した。これによりデトネーション波の波面と流れの流入方向の成す角度，デトネーション角 β を観測した。もし，発生したデトネーション波が，3次元的な曲率が十分小さくフラットであり，1次元の CJ デトネーションの伝播速度に近いとするとそのデトネーション波の伝播速度 D_{Cj} (CJ デトネーション速度) と飛行体の飛行速度 V_1 には $D_{Cj} = V_1 \sin \beta$ の関係が成り立つ。本研究では計測されたデトネーション角 β を用いて2次元の斜めデトネーション極線で解析を行い，飛行体による誘起衝撃波で生成されるデトネーション波が上述の1次元の CJ デトネ

ーションの状態に近似しているか否かについて調べた。

さらにデトネーション波の飛行体に対する定常性をマルチフレーム写真及び2点に配した観測領域での測定から調査した。また、飛行体の飛行軸線から17 mmの距離に幅15 mmの壁面を配し、飛行体誘起衝撃波、またはデトネーション波の反射波の観測を行った。

第4章は5つの節から構成される。この4-1節では本章の概要を示し、4-2節においては解析に用いた2次元定常流れに対するデトネーション極線解析法について述べる。4-3節では実験条件について述べる。4-4節では実験結果を示し、考察を行う。4-5節はまとめの節とした。

4-2 デトネーション極線解析 (polar curve analysis)

4-2-1 まえがき

斜めデトネーションを解析するためにデトネーション極線解析^{5,7)}を用いる。この解析モデルは、斜め衝撃波の極線解析におけるエネルギー方程式に、発熱反応項を付加したものである。このため、流れのデトネーション波面に対して垂直方向の波面前後の速度成分の関係は、ユゴニオ解析で得られる1次元の垂直デトネーションでの波面前後での関係と等しい。またデトネーション波面に対して平行な方向の速度成分はデトネーション波面の前後で変化しない。

このデトネーション極線解析法では、定常な2次元斜めデトネーション波の解は3つに分類される。それは(1) Strong (波面後方の流れは亜音速で、かつその流れのデトネーション波面に対して垂直な成分も亜音速)、(2)

Weak Overdriven (波面後方の流れは超音速でかつ、その流れのデトネーション波面に対して垂直な成分は亜音速)、(3) Weak Underdriven (波面後方の流れは超音速でかつ、その流れのデトネーション波面に対する垂直成分も超音速)である。ただし、厳密には(2)のWeak Overdriven解では部分的に波面後方流れが亜音速になる領域が存在する。本実験結果とこれらの解と対応させることで、波面後方の流れの状態、発熱量を決定することができる。

4-2-2 2次元定常斜めデトネーション波モデル

まず以下の仮定を導入する。(1)座標系は2次元直交座標系とする。(2)定常流れである。(3)非粘性流れである。(4)熱伝導は無視する。(5)気体は熱的、熱量的に完全ガスとする。(6)化学反応は1ステップ、1次、アレニウス型、非可逆のA→B反応とする。(7)外界との熱交換は無

視する。

2次元非粘性定常流れにおける、質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、熱的状态方程式、熱量的状态方程式、化学反応速度の方程式に対し以下の無次元化を行う。

$$x = \frac{x_*}{\frac{M_0 \sqrt{p_0 / \rho_0}}{\kappa_{A0}}}, \quad y = \frac{y_*}{\frac{M_0 \sqrt{p_0 / \rho_0}}{\kappa_{A0}}}, \quad \rho = \frac{\rho_*}{\rho_0}$$

$$u = \frac{u_*}{M_0 \sqrt{p_0 / \rho_0}}, \quad v = \frac{v_*}{M_0 \sqrt{p_0 / \rho_0}}, \quad p = \frac{p_*}{M_0^2 p_0}$$

$$e = \frac{e_*}{M_0^2 p_0 / \rho_0}, \quad \Theta = \frac{E_{A*}}{p_0 / \rho_0}, \quad q = \frac{q_*}{p_0 / \rho_0}, \quad \lambda = Y_B$$

$$T = \frac{R_* T_*}{M_0^2 p_0 / \rho_0}$$

ここで、添字*は有次元量を示し、添字0はデトネーション波上流の自由流条件(有次元)を示す。x, y 直交座標系におけるx方向速度をu, y方向速度をvとした。κ_Aは化学反応における頻度因子、E_A, Θは化学反応の活性化エネルギー、Y_BはB分子のモル分率。λは反応進行度である。この無次元化によって得られた方程式系を以下に示す。

(1) 質量保存式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (4-1)$$

(2) 運動量保存式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial x} p = 0 \quad (4-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) + \frac{\partial}{\partial y} p = 0 \quad (4-3)$$

(3) エネルギー保存式

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho v \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right] = 0 \quad (4-4)$$

(4) 熱的状态方程式

$$p = \rho T \quad (4-5)$$

(5) 熱量的状态方程式

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} - \lambda q \epsilon \quad (4-6)$$

(6) 化学反応のレート方程式

$$u \frac{\partial}{\partial x} \lambda + v \frac{\partial}{\partial y} \lambda = (1 - \lambda) \exp \left(-\frac{\epsilon \Theta \rho}{p} \right) \quad (4-7)$$

(7) 自由流状態

$$\rho = 1, \quad u = \sqrt{\gamma}, \quad v = 0, \quad p = \epsilon, \quad \lambda = 0 \quad (4-8)$$

ここで、ε = 1/M₀²である。

4-2-3 ランキンゴニオ解析

図4-1で示すように、検査体積と直交座標系をとり、上流条件を1、下流条件を2とする。また図4-2中にデトネーション波の波面への流入、流出ベクトルの定義を示した。流入速度ベクトルV₁とデトネーション波面の成す小さい方の角をデトネーション角βと定義し、また流入速度ベクトルV₁と流出速度ベクトルV₂のなす角の小さい方を流れの偏向角θと定義した。また、これらの

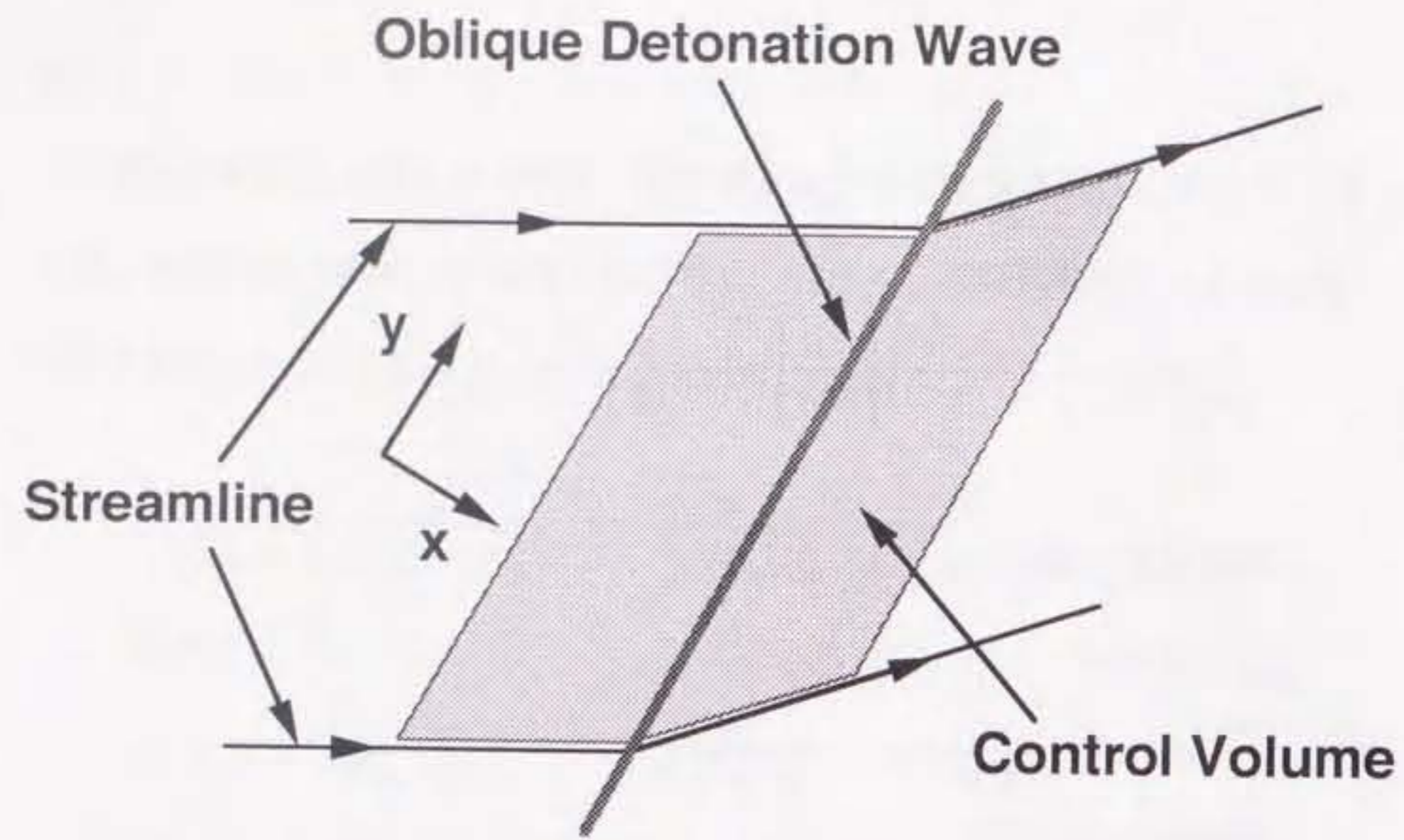


図4-1 検査体積

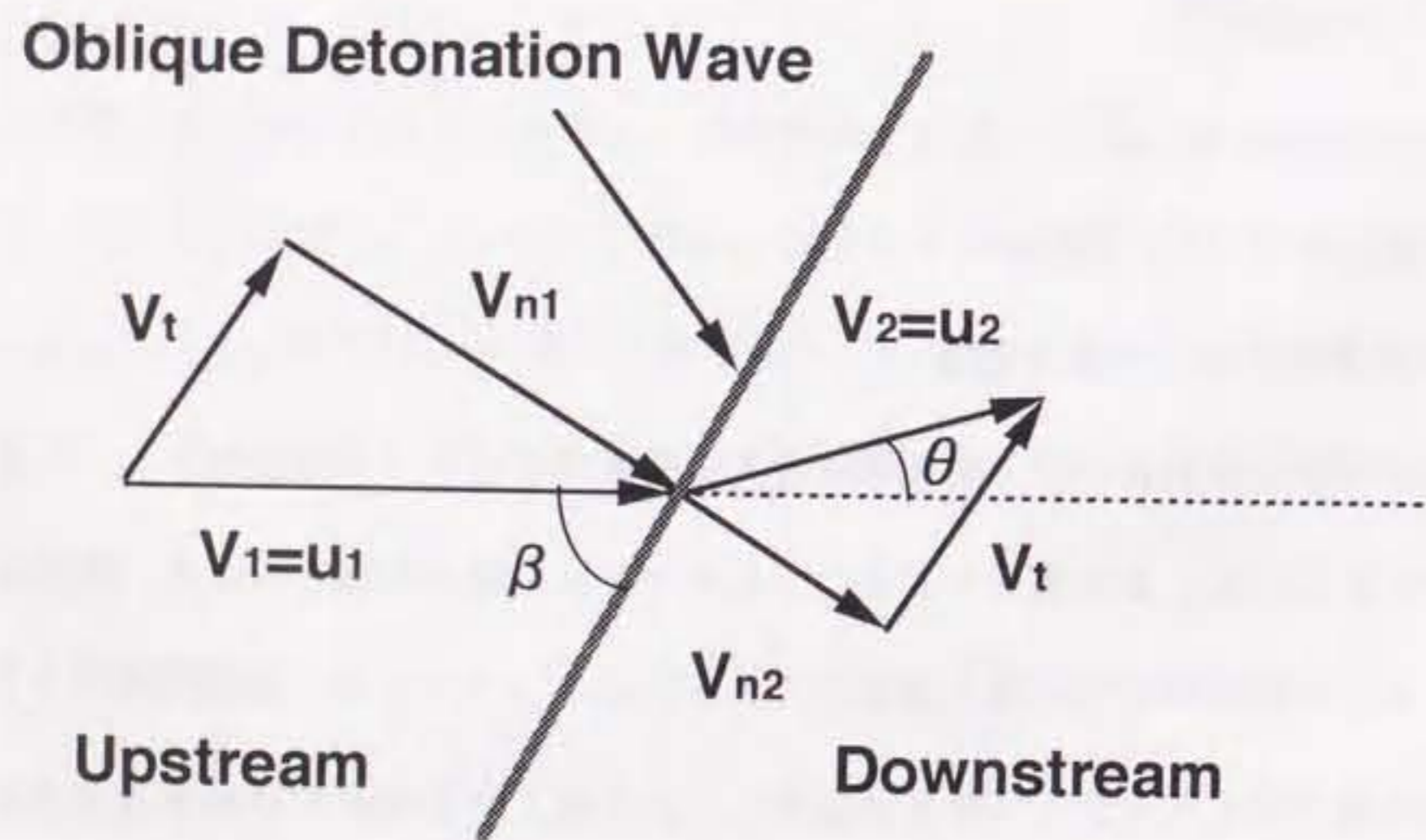


図4-2 速度ベクトルの定義

速度ベクトルが満たす幾何学的関係より、以下の式が成り立つ。

$$V_{n2} = u_2 \sin \beta - v_2 \cos \beta \quad (4-9)$$

$$u_1 \cos \beta = u_2 \cos \beta + v_2 \sin \beta \quad (4-10)$$

以上の結果を4-2-2で得られた方程式系に対して適用する。すると以下の関係式群が導かれ斜めデトネーション波の全ての後方条件が、デトネーション角 β および後方条件の一つ（たとえば流れの偏向角 θ ）のパラメータを決定することによって計算が可能となる。

$$X = \tan \theta \quad (4-11) \quad Y = \tan \beta \quad (4-12)$$

とすると

$$u_2 = \frac{\sqrt{\gamma}}{1+XY} \quad (4-13) \quad v_2 = \frac{\sqrt{\gamma}X}{1+XY} \quad (4-14)$$

$$p_2 = \varepsilon + \frac{\gamma XY}{1+XY} \quad (4-15) \quad \rho_2 = \frac{Y(1+XY)}{Y-X} \quad (4-16)$$

$$M_2^2 = \frac{Y}{Y-X} \frac{1+X^2}{\varepsilon + (\varepsilon + \gamma)XY} \quad (4-17)$$

$$M_{n2}^2 = \frac{Y}{1+Y^2} \frac{Y-X}{\varepsilon + (\varepsilon + \gamma)XY} \quad (4-18)$$

$$X = \frac{[(1-\varepsilon-c_3)Y^2 - \varepsilon] \pm \sqrt{[Y^2 - \varepsilon(Y^2+1)]^2 - c_3(\gamma+1)Y^2(Y^2+1)}}{Y[(c_3+2\varepsilon+\gamma-1)Y^2 + (2\varepsilon+\gamma+1)]} \quad (4-19)$$

$$\text{ただし } c_3 = 2\varepsilon \frac{\gamma-1}{\gamma} q \lambda_2 \quad (4-20)$$

(4-19) で X が重根となるのは $Z=Y^2$ とし

$$Z = \frac{\varepsilon(c_4 - \varepsilon \pm \sqrt{c_4^2 - 1})}{1 + \varepsilon^2 - 2\varepsilon c_4} \quad (4-21)$$

$$\text{ただし } c_4 = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma} q \lambda_2 + 1 \quad (4-22)$$

のときでこの時Xは

$$X = \frac{(1 - \varepsilon - c_3)Z - \varepsilon}{\sqrt{Z}[(c_3 + 2\varepsilon + \gamma - 1)Z + (2\varepsilon + \gamma + 1)]} \quad (4-23)$$

となる。

4-2-4 β - θ デトネーション極線 (polar curve)

(4-11, 12), (4-19)を用いると, あるマッハ数 M に対して, デトネーション角 β と流れの偏向角 θ の間をプロットすることができる。図4-3にプロットの一般的な形状を示し, 波面後方流れのマッハ数とグラフ中の領域の対応関係を示す。横軸に流れの偏向角 θ , 縦軸にデトネーション角 β をとった。図中の曲線はデトネーション極線である。反応進行度 λ を 0.25 間隔にとっている。 $\lambda = 0.0$ となる一番外側の曲線は, 反応を含まない斜め衝撃波の極線となり, $\lambda = 1.0$ となる最も内側の極線は反応が完了した場合の極線である。図中に与えた λ は反応が進行した割合を示すパラメータである。一般的にはデトネーション波面後方で反応が終了した状態 (平衡状態) の発熱量を 1 とする。本研究では発生した斜めデトネーション場合と同一の初期圧力, 温度条件で発生する 1次元の平面 CJ デトネーションの発熱量を 1 とした。詳細な定義は次節 4-2-5 にゆずる。本節中の λ は, 反応が終了した状態で 1 となるものとする。

方程式群を満たす解は, $\lambda = 0.0$ の極線と $\lambda = 1.0$ の極線によって囲まれた領

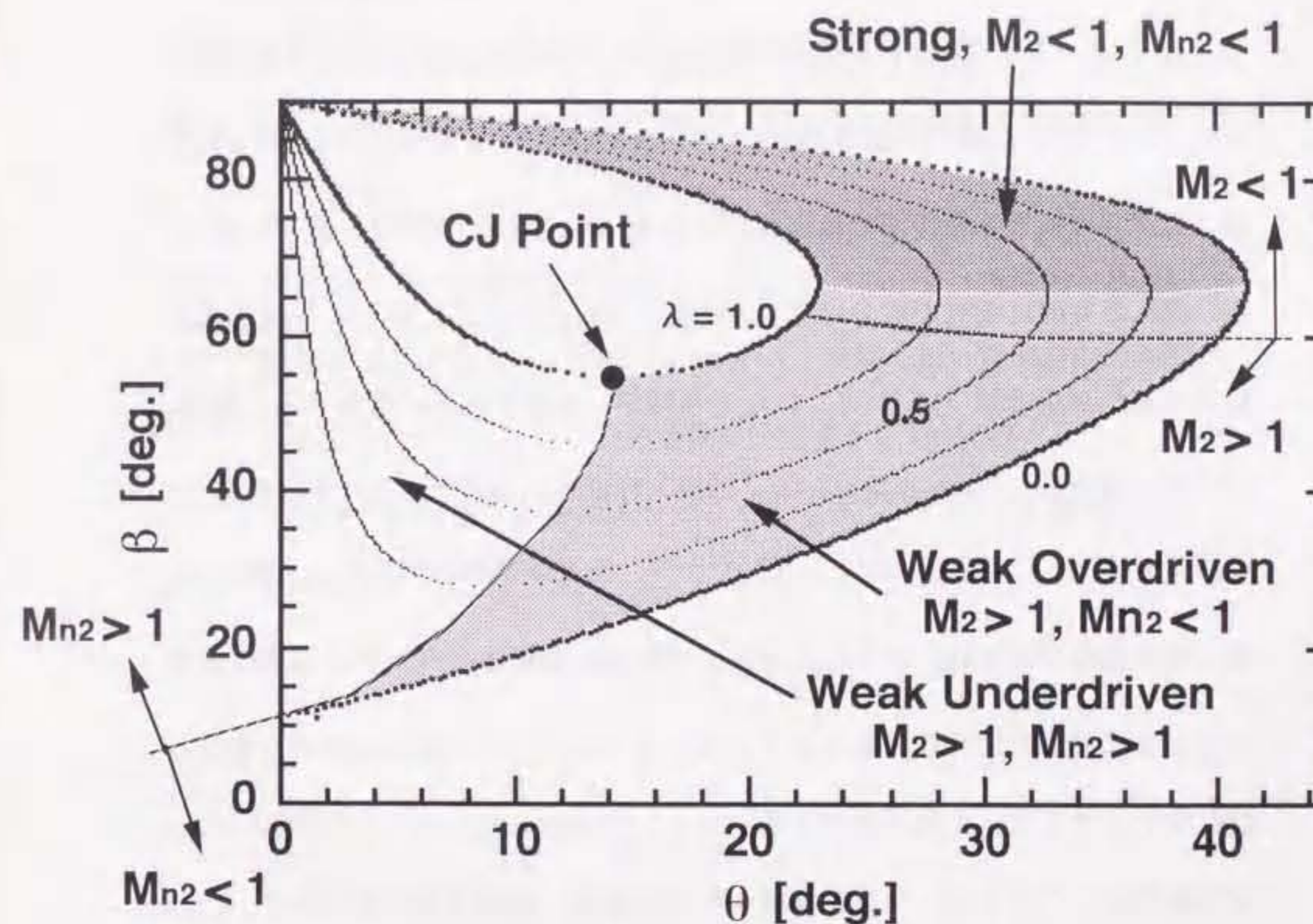


図4-3 デトネーション極線説明図

域となる。図4-3では、その領域をさらに濃淡（濃い網掛け、薄い網掛け、網掛けなし）表示で、3つに分類して示してある。濃い網掛け部分は、Strongの解で、その領域中の β と θ を満たすような流れでは検査体積後面では流れは亜音速 ($M_2 < 1$) で、また検査体積後面の流れの波面に垂直な成分も亜音速となる ($M_{n2} < 1$)。薄い網掛け部分は、Weak Overdrivenの解である。この領域の大部分は検査体積後面では流れは超音速 ($M_2 > 1$) であり、検査体積後面の流れの波面に垂直な成分は亜音速である ($M_{n2} < 1$)。ただし、検査体積後面の流れが亜音速 ($M_2 > 1$) になる領域が一部分であるが存在する。網掛けのない領域は、Weak Underdrivenの解と呼ばれる領域で、ここでは検査体積後面では流れは超音速 ($M_2 > 1$) であつ、検査体積後面の流れの波面に垂直な成分も超音速 ($M_{n2} > 1$) となる。しかし、発熱反応のみでは衝撃波通過後の亜音速流れを超音速には加速できないことから、この解は物理的な意味を持たない。さて次に1次元のデトネーションにおけるCJ (チャップマン・ジュゲ) 条件はこのデトネーション極線上でどの位置に相当するのかわを示す。CJ条件は検査体積後面が音速面となることに対応する。斜めデトネーションの場合では $M_{n2} = 1$ となる点である。実際には、その音速面以降は希薄波領域となり、音速面までの発熱量が反応による全発熱となる。よって、図4-3中に示した「CJ Point」が、音速条件 ($M_{n2} = 1$) を満たし、反応が終了する点であり、この条件を満たす。

4-2-5 1次元垂直 CJ デトネーションの場合の発熱量

CJ デトネーションにおける伝播速度と、その音速面までの発熱量は、混合気

とその初期状態を指定すると一意に決定することができる。今回の斜めデトネーション解析では、このCJ デトネーションの発熱量を基準値として用いるので、ここで以下のように定義する。

過去に、本実験で用いた混合気と同一の初期状態におけるCJ デトネーション速度 (D_{cj}) は測定されている³⁾。これは、混合気の初期温度と初期圧力の関数で表すことができる。また、あるデトネーション速度 (D_{cj}) を決めると、一次元、定常のユゴニオ解析を用いることで、デトネーション波後面 (音速面) までの発熱量が計算できる。これらのことから、実験で用いた混合気の初期状態に対するCJ デトネーションでの発熱量を決定することができる。

まず、混合気の初期温度と初期圧力に対するCJ デトネーション速度 (D_{cj}) は次の実験式で与えられる。

$$D_{cj}(p_1, T_1) = m_0 + m_1 p_1 + m_2 p_1^2 + m_3 p_1^3 + m_4 p_1^4 + m_5 p_1^5 + (a - b p_1)(283 - T_1) / 90 \quad (4-24)$$

ここで

m0	2259.3
m1	2213.5
m2	-3968
m3	3714.9
m4	-1694.1
m5	295.38
a	53.923
b	-21.004

なお、この実験式の適用範囲は以下のとおり

$$282 \text{ K} \leq T_1 \leq 373 \text{ K}$$

$$0.263 \text{ atm} \leq p_1 \leq 1.447 \text{ atm}$$

この実験式は H. B. Dixon の実験³⁾で測定された値を用いている。この測定は初期温度 10 °C と 100 °C に対し、初期圧を 200 torr から 1500 torr まで変化させて当量比の水素-酸素混合気の D_{cj} を測定したものである。この実験点である初期温度 10 °C の 6 点の D_{cj} 値に対して 5 次の多項式近似を行った。その多項式の計算値と 100 °C での D_{cj} 値の差を温度の 1 次関数とし、その係数を最小二乗法で求めて、この関数を温度補正項 (4-24 式の右端の項) とした。

次に、あるデトネーション速度に対する発熱量を以下にのべるユゴニオ解析で求める。1 次元定常加熱流れの基礎式は、上流を添字 1、下流を添字 2 で示すと、

$$\text{質量保存式} \quad \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (4-25)$$

$$\text{運動量保存式} \quad p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (4-26)$$

$$\text{エネルギー保存式} \quad CpT_1 + \frac{1}{2}u_1^2 + q = CpT_2 + \frac{1}{2}u_2^2 \quad (4-27)$$

となる。なお、気体は熱的、熱量的に完全気体とし、 $Cp = \gamma R / (\gamma - 1)$ となり、上流と下流で一定の値とした。この 3 式より、以下に示すレイリー線とユゴニオ曲線を示す式を得る。

$$\text{レイリー線} \quad \frac{p}{p_1} = (1 + \gamma M_1^2) - \gamma M_1^2 \frac{v}{v_1} \quad (4-28)$$

$$\text{ユゴニオ曲線} \quad \frac{p}{p_1} = \frac{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \frac{v}{v_1} + \frac{2q}{p_1 v_1} \right)}{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{v}{v_1} - 1 \right)} \quad (4-29)$$

この (4-28)、(4-29) 式を用いると $p-v$ 面にレイリー線とユゴニオ曲線が図 4-4 のようにかける。初期条件 (図中の点 1) に対して発熱量 q および、初期状態 u_1 を変化させると、レイリー線とユゴニオ曲線の交点または接点は変化するが、物理的に有意な交点は図中の a-j 間 (強いデトネーション)、j 点 (CJ デトネーション)、c-k 間 (弱いデフラグレーション)、k 点 (CJ デフラグレーション) のみに持つことができる。CJ デトネーションの場合は j 点に相当し、ここでは、デトネーション波の後方流れは波面に対し音速になっている。つまり、発熱により熱閉塞状態にある。この音速状態では、後方からの希薄波はデトネーション波に追いつくことができず、定常なデトネーション波が存在可能である。この 1 次元モデルによる CJ デトネーションの伝播速度と、実験的に求めた伝播速度はかなりの精度で一致することが知られている。

この CJ 条件では、j 点でユゴニオ曲線とレイリー線が接することから発熱量を求めることができる。既に記したように、ある初期混合気圧 p_1 を選ぶと、その初期圧に対する CJ デトネーション速度 D_{cj} が観測されている。この速度 D_{cj} が決まるとレイリー線が決定されて、このレイリー線に接するユゴニオ曲線が一意に決まる。そしてこのユゴニオ曲線の持つ発熱量が求める CJ デトネーション波面の後面 (発熱反応の終了した熱閉塞面) での発熱量であり、このような手順で求めた発熱量を以下 q_{cj} とする。またこの q_{cj} で無次元化した発熱量を反応進行度として $\bar{\lambda}$ と定義する。未反応状態ではもちろん $\bar{\lambda} = 0$ である。

以上述べた事柄をまとめ、斜めデトネーション波の後端流速が波面に対して音速であると仮定した場合、斜めデトネーション波の反応進行度 $\bar{\lambda}$ を決定する

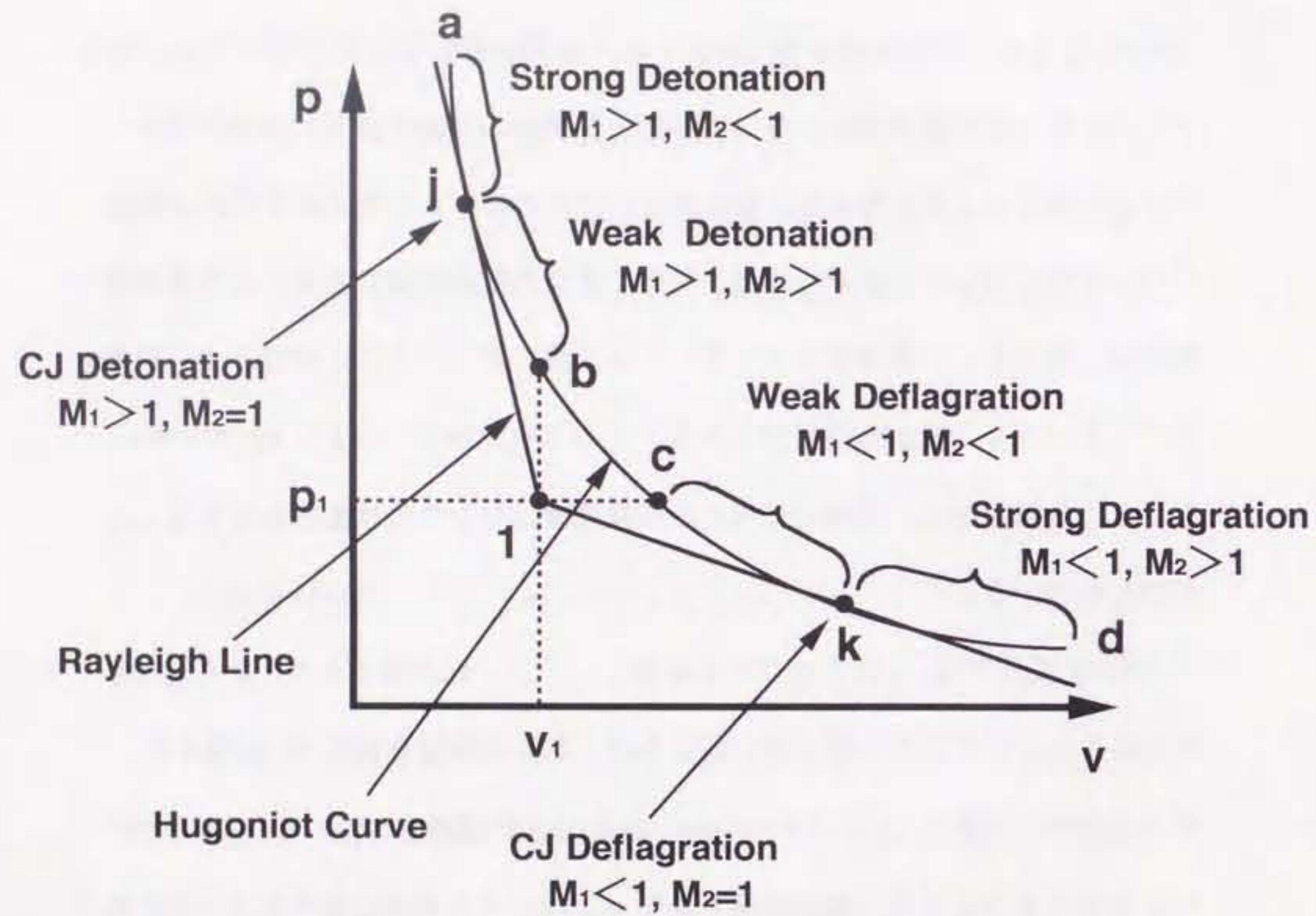


図 4-4 レイリー線とユゴニオ曲線

手順を示す。実験結果より、読みとる値は、斜めデトネーション角 β と飛行体速度 u_1 である。

- (1) 初期圧力、初期温度、飛行体速度 u_1 より、CJ デトネーション速度 D_{cj} と発熱量 q_{cj} を 4-2-5 で示した手順に従って得る。
- (2) 初期温度、飛行体速度 u_1 および発熱量 q_{cj} から、 $\bar{\lambda}$ を変化させた場合の $\beta - \theta$ 平面でのデトネーション極線 (図 4-3) を書く。
- (3) 実験結果より、デトネーション極線 (図 4-3) のデトネーション角 β を決定する。
- (4) $\beta - \theta$ 平面で、 $\beta =$ 一定の直線と極線の接点を決定する。
- (5) その点は斜めデトネーション波の後端流速が音速に達した点であり、式群 (4-1-1) から (4-2-2) を用いて各物理量や反応進行度 $\bar{\lambda}$ を決定する。

4-3 実験条件

実験条件を表4-1にまとめた。変化させたパラメータは混合気の初期圧と飛行体先端形状である。他の条件はそれぞれの測定量の誤差内(4-3-1, 4-3-2で示す)において一定に保った。

4-3-1 混合気

(1) 混合比：混合気種は当量比の水素-酸素である。用いたガスの純度は、酸素で99.5%，水素99.99999%である。これらを混合槽内で酸素2気圧+水素4気圧=計6気圧に保ち12時間以上おいてから実験に用いた。混合時に用いた圧力ゲージは長野計器製のブルドン管型圧力計(GA16-231)で、精度はJIS 0.5級である。混合時の圧力比の相対誤差として、この圧力計の器差0.5%を採用した。

(2) 初期圧力：0.10 atm から 0.50 atm まで変化させた。この0.10 atm という値は、管内で発生する酸水素斜めデトネーションの下限値以下である可能性があるとの予想から決定した。また、0.24 atm で飛行体によって生成されたデトネーション波が確認されている²⁾ためである。この初期圧に関する誤差は、使用した長野計器製のブルドン管型圧力計(GA36-241)が保証する器差3.8 torr，及び混合気充填前の真空度測定時での器差7.6 torr，(1)で示した混合比の誤差0.5%を考慮すると、以下の表4-2のように与えられる。

NO.	SHOT	先端形状φ [deg.]	初期圧P1 [atm]	初期温度T1 [K]	飛行体速度V1 [km/s]	デトネーション角β [deg.]	波面垂直速度Vn1 [km/s]	追従衝撃波速度Vs [km/s]	相対速度Vr [km/s]
1	128	120	0.330	301.4	2.86 ± 0.06	68.0 ± 2.2	2.65 ± 0.07		
2	130	120	0.500	301	2.73 ± 0.05	87.4 ± 3.2	2.73 ± 0.05		
3	131	120	0.500	301	2.83 ± 0.07	81.6 ± 1.1	2.80 ± 0.07		
4	134	120	0.200	301	2.83 ± 0.07	75.2 ± 2.3	2.74 ± 0.07		
5	137	120	0.400	301.6	2.91 ± 0.14	83.4 ± 0.8	2.89 ± 0.14		
6	138	120	0.100	301.1	2.83 ± 0.05			2.77 ± 0.08	-0.06 ± 0.08
7	140	60	0.330	300.4	2.96 ± 0.07				
8	141	180	0.330	299.4	2.89 ± 0.08	69.7 ± 3.1	2.71 ± 0.09		
9	142	90	0.330	299.9	2.81 ± 0.13			3.01 ± 0.09	0.20 ± 0.13
10	143	150	0.330	300.4	2.82 ± 0.08	74.8 ± 0.9	2.72 ± 0.08		
11	145	hem.	0.330	300.1	2.91 ± 0.09				
12	146	60	0.500	300.1	2.98 ± 0.07				
13	147	90	0.500	300.0	2.80 ± 0.13	86.1 ± 0.8	2.79 ± 0.13		2.79 ± 0.06 -0.19 ± 0.07
14	148	180	0.100	300.0	2.84 ± 0.06				2.75 ± 0.06 -0.09 ± 0.06
15	149	180	0.500	300.0	2.75 ± 0.05	85.2 ± 2.2	2.74 ± 0.05		
16	151	120	0.330	299.6	2.81 ± 0.08	71.9 ± 2.4	2.67 ± 0.08		
17	152	90	0.330	299.2	2.93 ± 0.06	68.2 ± 5.0	2.72 ± 0.11		
18	153	90	0.200	298.9	2.93 ± 0.07				

表4-1 実験条件

表4-2 初期圧力とその誤差

初期圧力 [atm]	初期圧誤差 [atm]	水素分圧誤差 [atm]	酸素分圧誤差 [atm]
0.100	0.011	0.000	0.000
0.200	0.011	0.001	0.001
0.330	0.011	0.001	0.001
0.400	0.011	0.001	0.001
0.500	0.011	0.002	0.002

(3) 初期温度：初期温度は実験室の室温を用いた。飛行体の射出5分以内の時刻に室温を測定し、その平均値をとった。実験装置は、名古屋大学大学院航空宇宙工学専攻、機械航空実験棟1階にある。大型風洞が多数配置され、室内容積の大きい共同実験室内にあり室温は安定している。室温と、燃焼チャンパー内の混合気の初期温度の差は、混合気充填後5分以上経過すると、0.1 K以下であることが予備実験の結果確認されている。本実験は1996年の8月から9月にかけて行われ、室温の値は 300.2 ± 1.4 Kであった。

4-3-2 飛行体

(1) 形状：錐頭円柱形状の飛行体を用いた。胴体部分はいずれも円柱形状である。直径はすべて10.00 mm。全長は10 mmから15 mmである。先端の円錐形状の全開き角は60度から180度まで変化させた。全開き角180度の飛行体は円柱形状の飛行体に相当する。

(2) 材質：飛行体材質は高密度ポリエチレンである。飛行体質量は約1 gである。高密度ポリエチレンは高い衝撃強度を持ち、かつ密度が 0.95 g/cm^3 と小さくガス銃に用いられる小型飛行体の材質として適した特性を持っている。

(3) 射出速度：全てのショットにおける射出速度の最確値は

$2.82 \pm 0.11 \text{ km/s}$ 内にある。

4-4 実験結果と考察

4-4-1 混合気初期圧力 p_1 と飛行体先端の円錐開き角 ϕ を変えた場合の燃焼形態の変化

混合気初期圧力 p_1 を0.10 atmから0.50 atmに変化させ、飛行体先端の開き角 ϕ を60度から180度まで変化させた場合の燃焼形態の変化を図4-5に示した。なお、図4-5に示した各ショット及び表4-1で挙げた全ショットの、連続フレーミング写真を巻末の付録としてまとめた。得られた燃焼形態は図4-5中の枠線で示したように4種類に分類できる。図4-6にはその4つの燃焼形態の模式図を示した。また図4-7から図4-10にかけて、それぞれの形態の代表的な場合のシェリーレン写真（シングルフレーム(a)とマルチフレーム(c)）と圧力観測結果から得られた燃焼容器の上部壁面での衝撃波検出位置(b)を示した。なお、この衝撃波の検出位置を示した図では、写真観測領域の外の衝撃波形状を推定し点線で示した。図4-7から図4-9では、写真中のデトネーション波を直線的に延長した。図4-10では、弓状衝撃波を2次曲線として延長し、その曲線と、衝撃波検出位置から直線的に発生していると仮定した場合の斜めデトネーション波（直線）とを接続させた。

まず、(1) 離脱弓状衝撃波形態 (Detached Bow Shock Wave Type) は混合気初期圧力が最も低い0.10 atmの時に発生した。この形態は図4-7(a)に示すように、燃焼を伴わない離脱した弓状衝撃波と飛行体後方をほぼ同一速度で

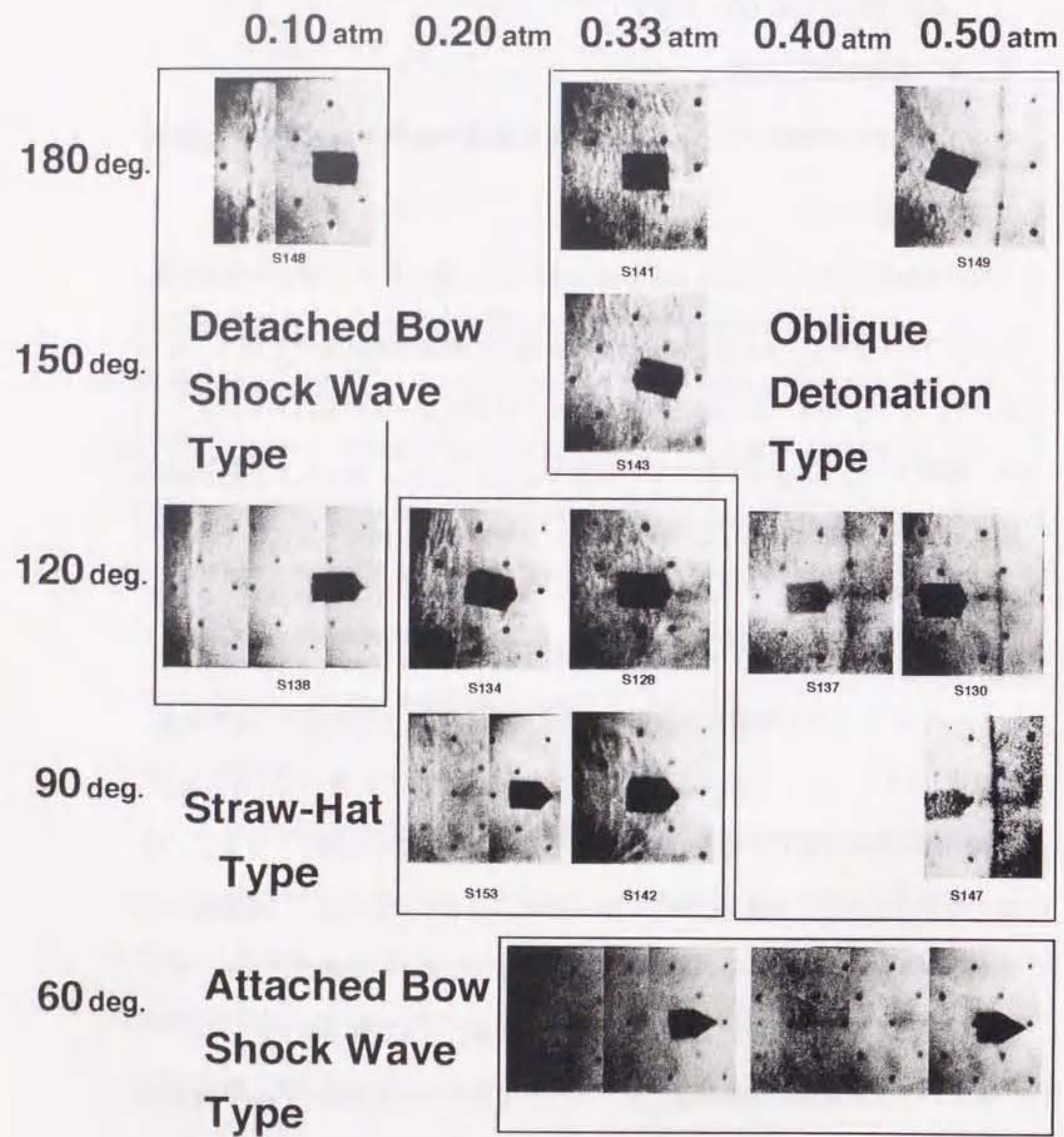


図 4 - 1 1 衝撃波の形態の分類

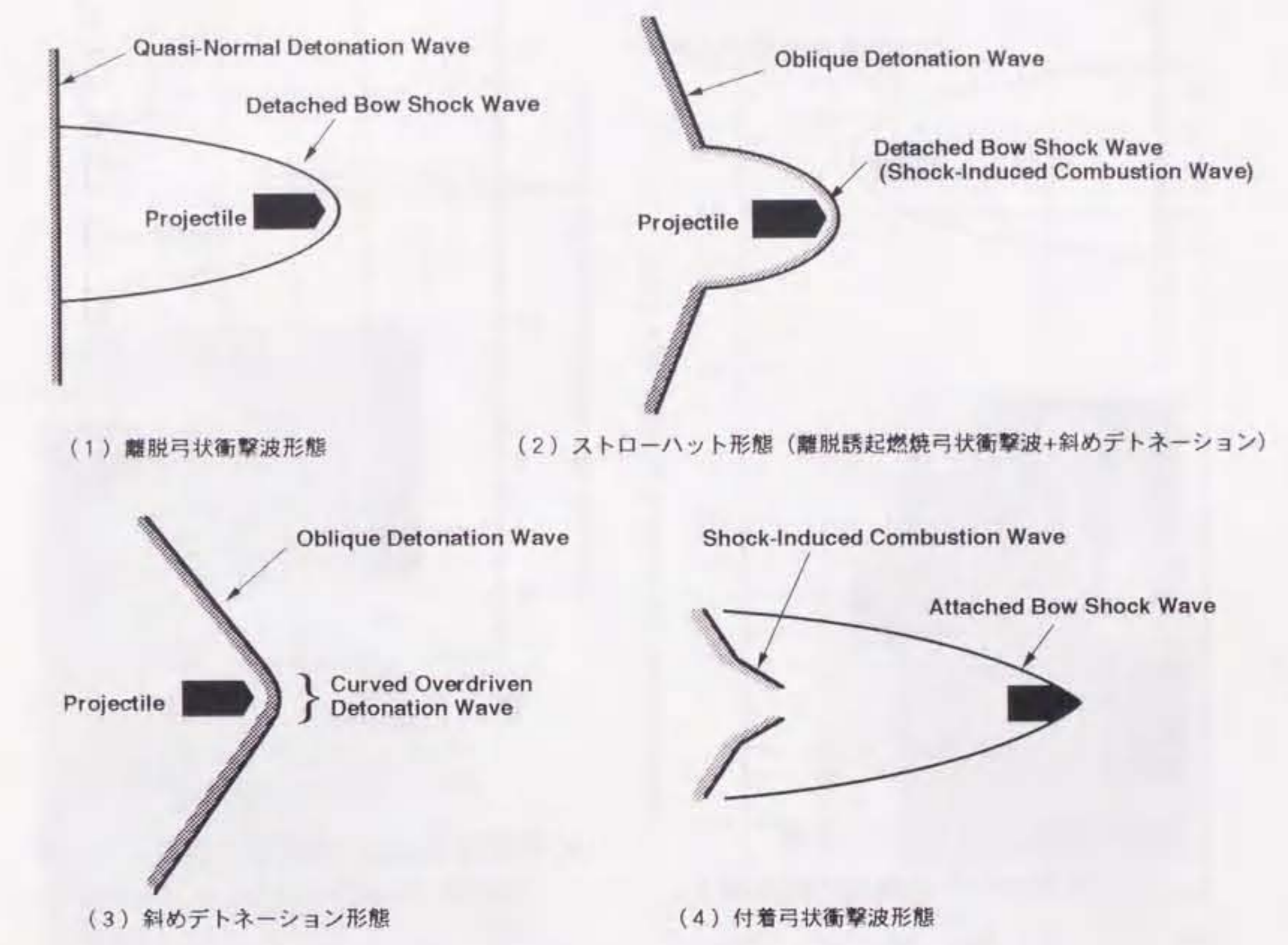
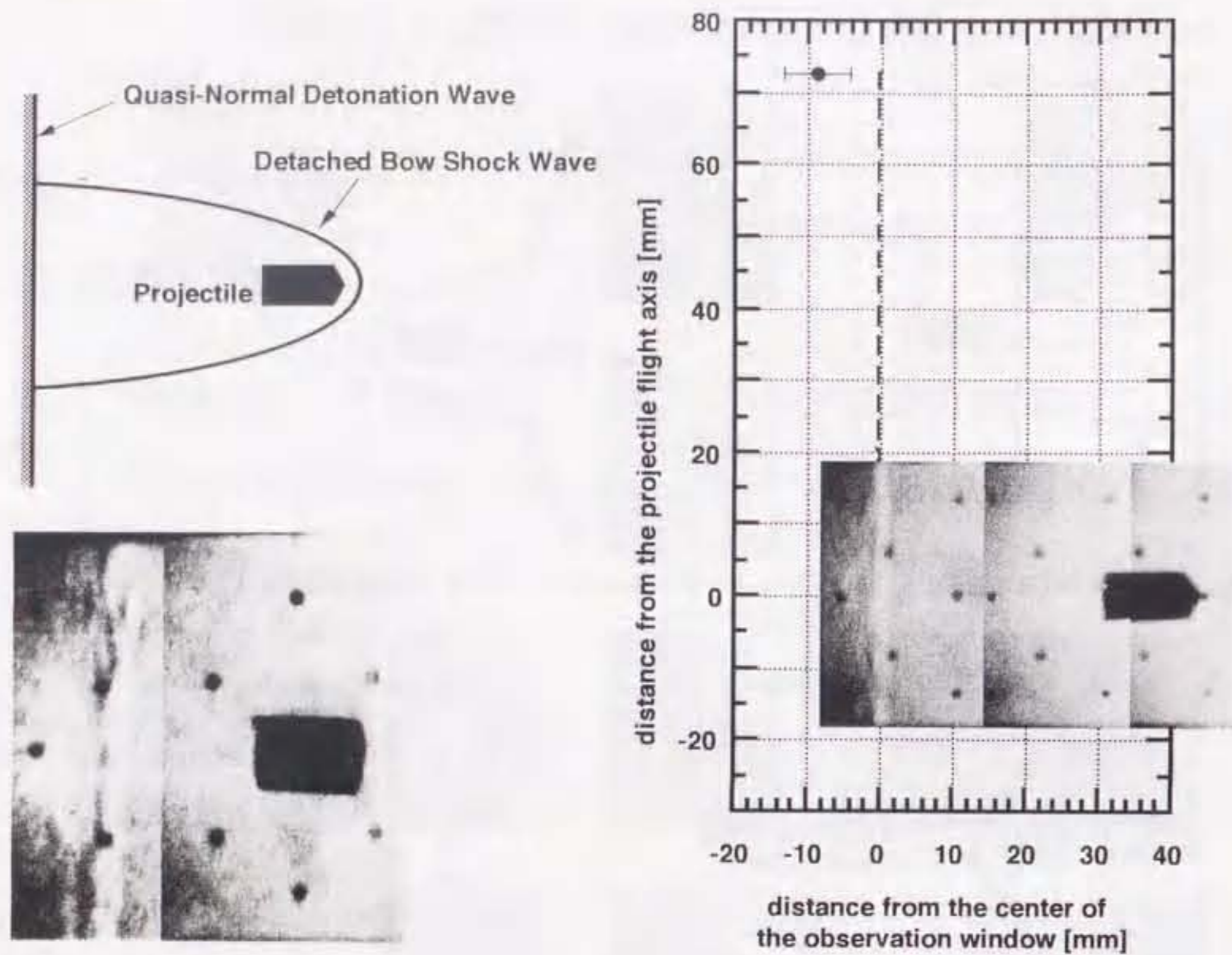
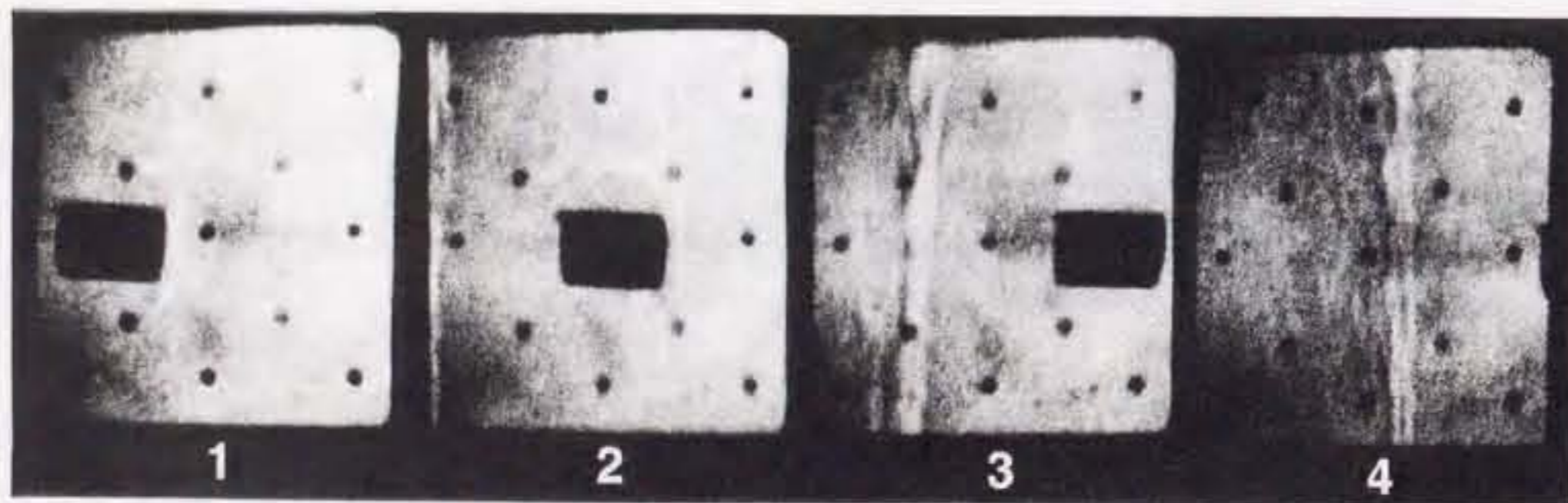


図 4 - 6 燃焼形態の 4 分類



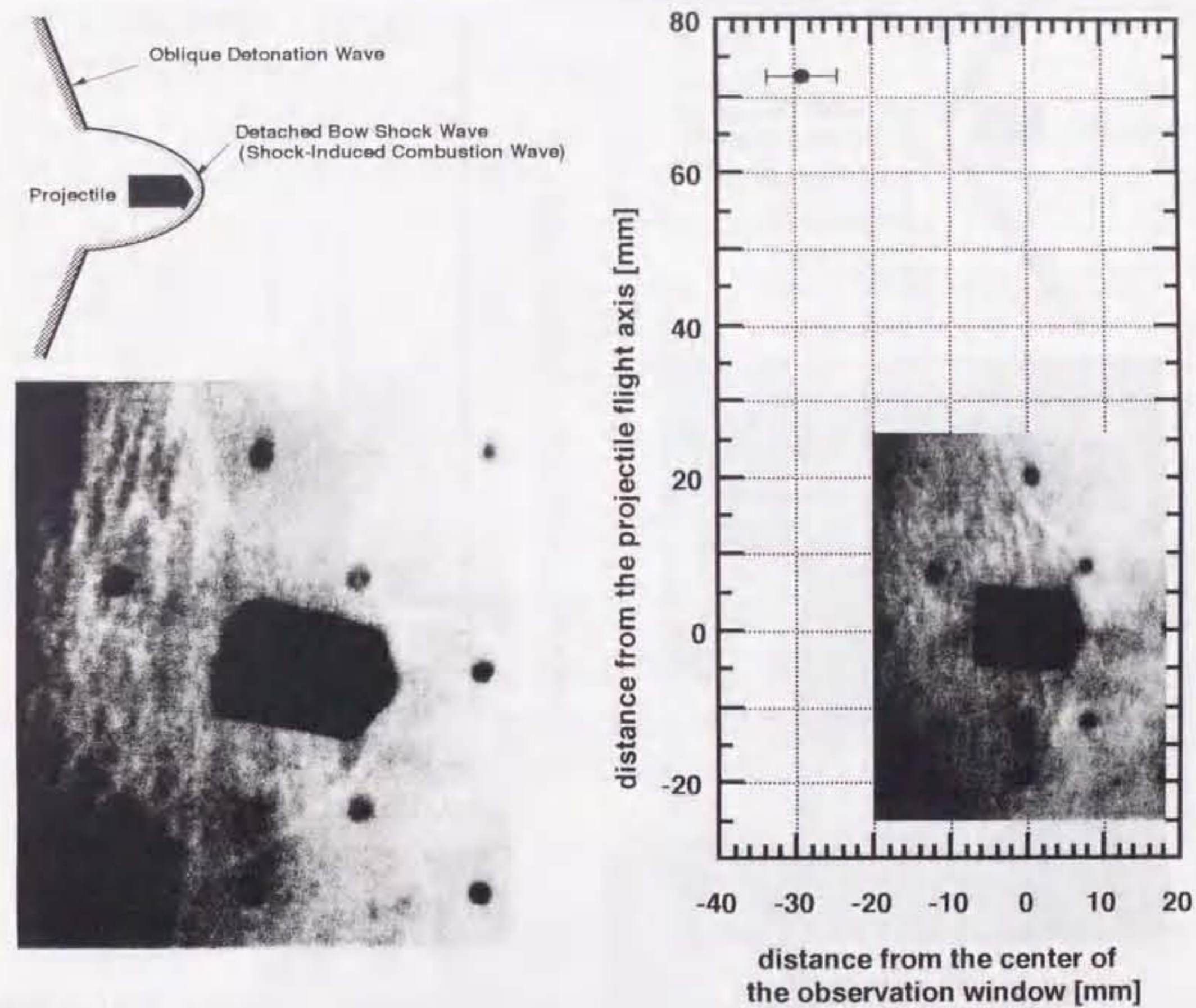
(a) 模式図とシュリーレン写真
(S128, $P_1=0.10$ atm, $\phi=180$ deg.)

(b) 燃焼容器壁面で衝撃波を検知した位置
(S138, $P_1=0.10$ atm, $\phi=120$ deg.)



(c) フレーミングシュリーレン写真
(S128, $P_1=0.10$ atm, $\phi=180$ deg.)

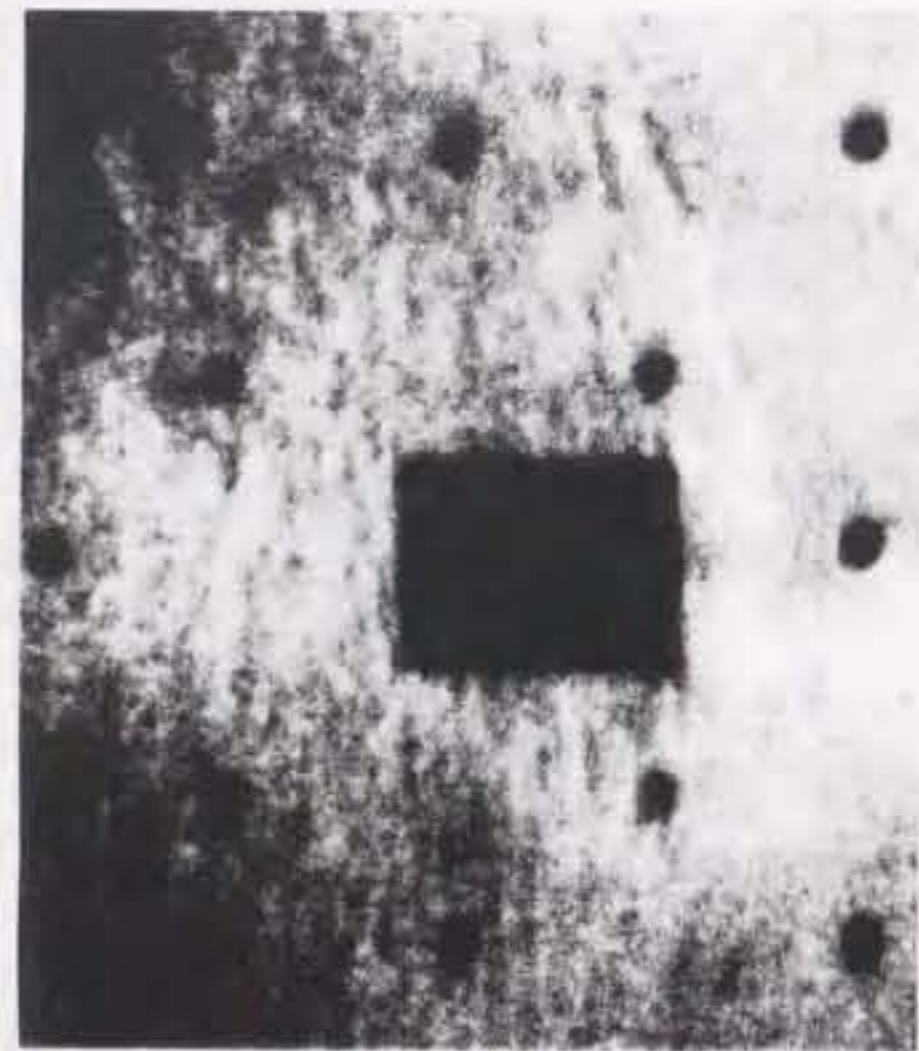
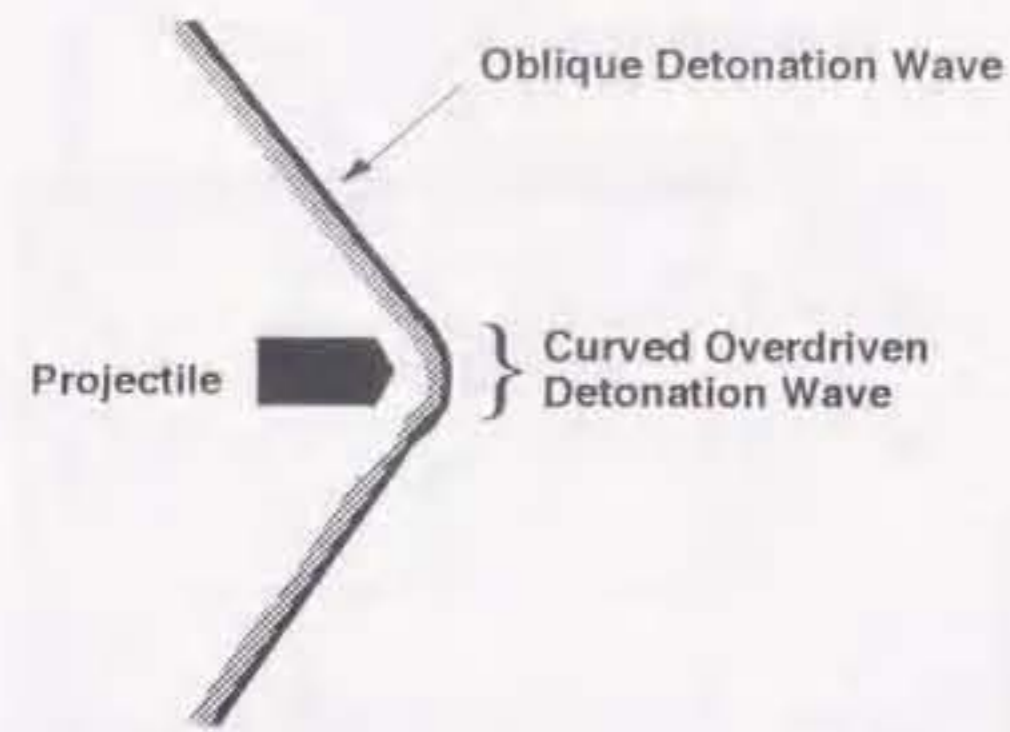
図 4-7 離脱弓状衝撃波形態



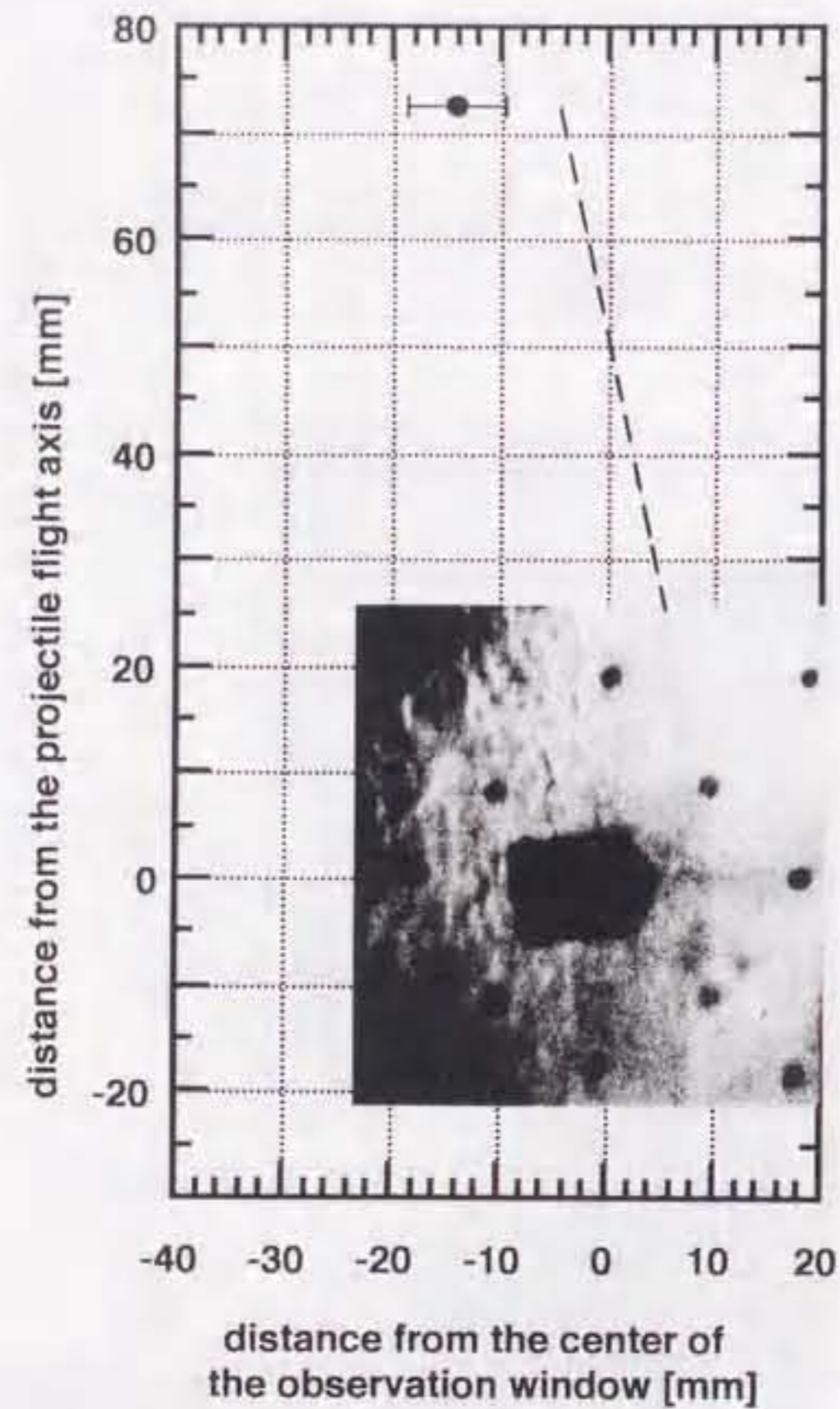
(a) 模式図とシュリーレン写真
(S134, $P_1=0.20$ atm, $\phi=120$ deg.)

(b) 燃焼容器壁面で衝撃波を検知した位置
(S128, $P_1=0.33$ atm, $\phi=120$ deg.)

図 4-8 ストロウハット形態

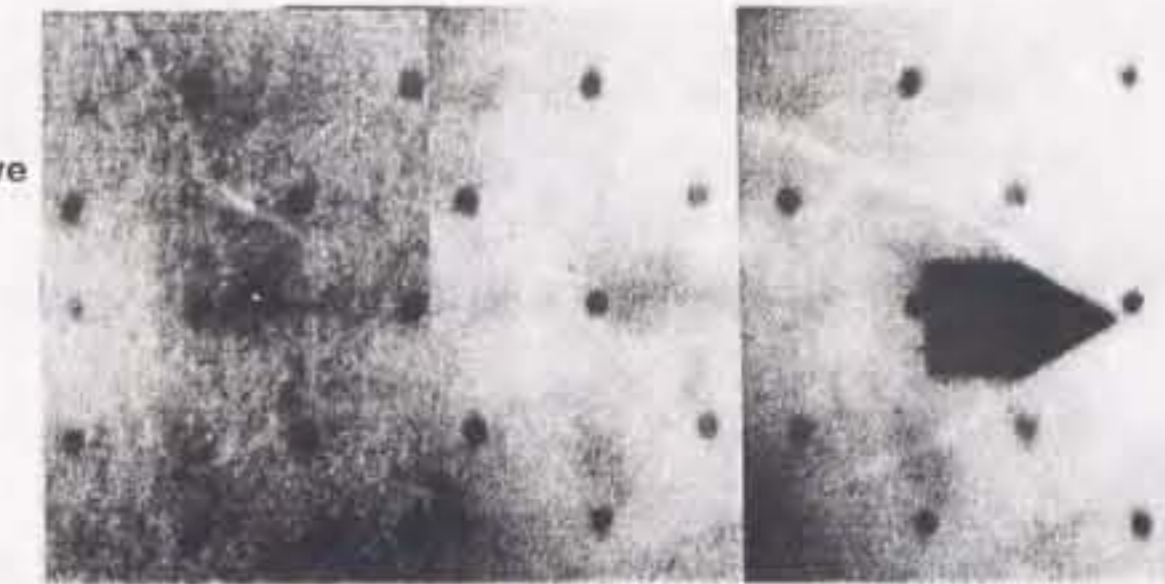
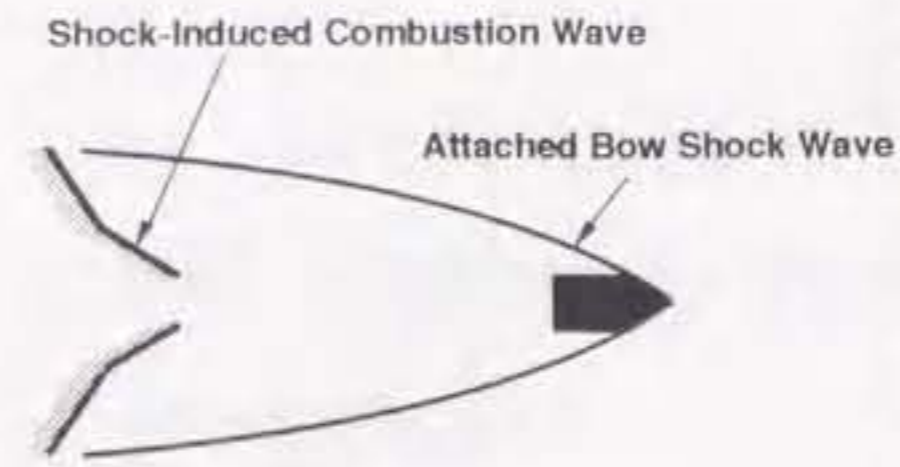


(a) 模式図とシュリーレン写真
(S141, $P_1=0.33$ atm, $\phi=180$ deg.)

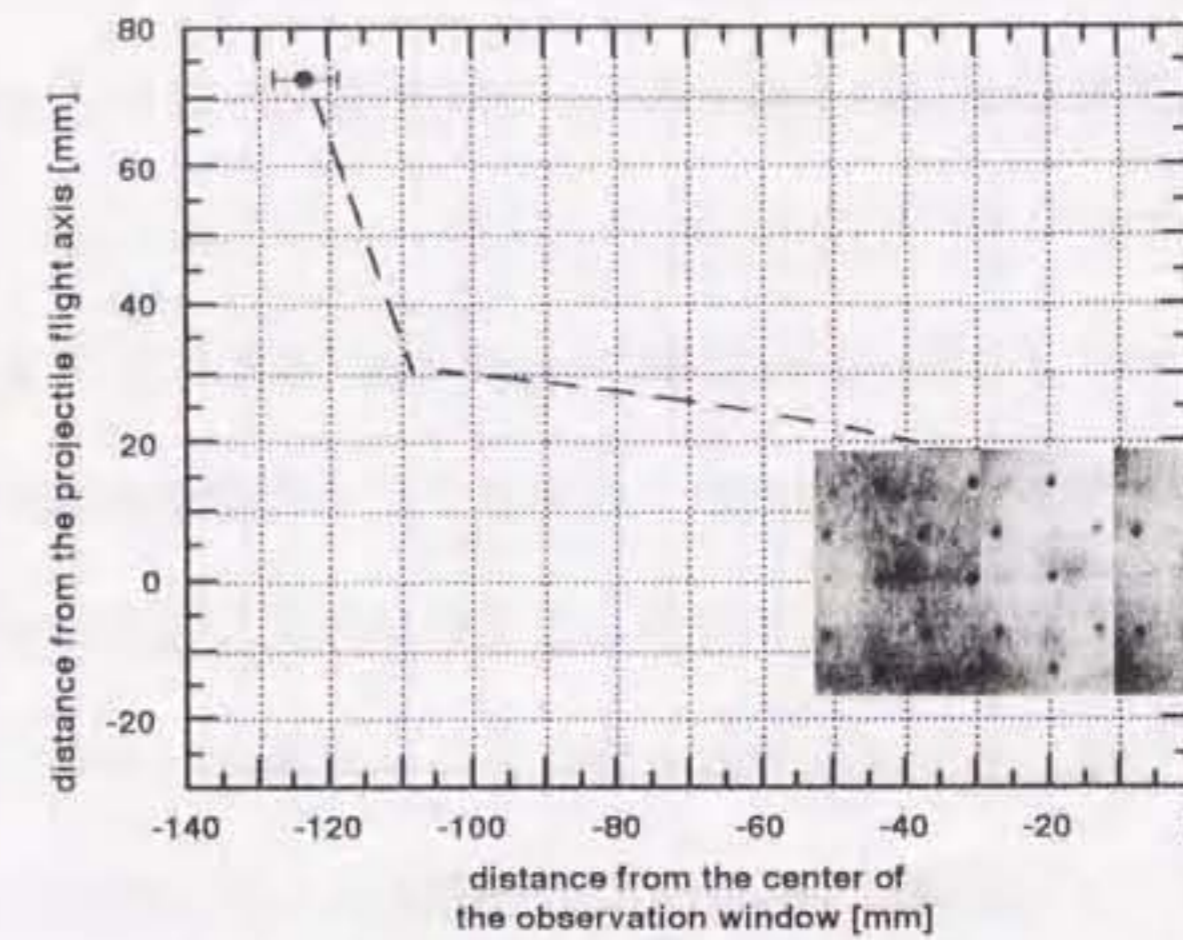


(b) 燃焼容器壁面で衝撃波を検知した位置
(S131, $P_1=0.50$ atm, $\phi=120$ deg.)

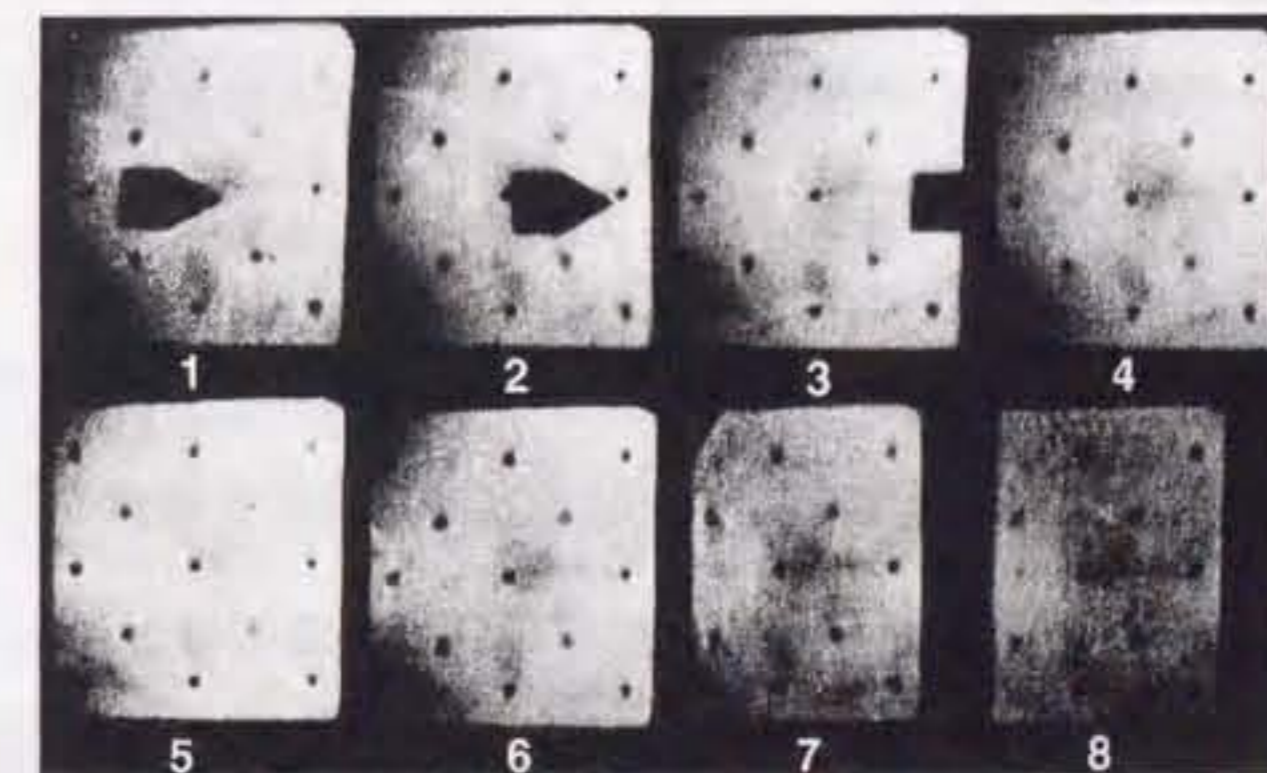
図4-9 斜めデトネーション形態



(a) 模式図とシュリーレン写真
(S146, $P_1=0.50$ atm, $\phi=60$ deg.)



(b) 燃焼容器壁面で衝撃波を検知した位置
(S146, $P_1=0.50$ atm, $\phi=60$ deg.)



(c) フレーミングシュリーレン写真
(S146, $P_1=0.50$ atm, $\phi=60$ deg.)

図4-10 付着弓状衝撃波形態

追従するデトネーション波からなる。ここで、飛行体を追従するデトネーション波はほぼ平面的である。これは、図4-7(b)で示される容器壁面での衝撃波検出位置が、シェリーレン写真でとらえたデトネーション波のほぼ直上にあること、および図4-7(c)の4コマ目の離脱弓状衝撃波とデトネーション波の交点で、デトネーション波が垂直を保ちながら交わっていることから言える。飛行体前方の離脱した弓状衝撃波に燃焼が伴わないのは、混合気初期圧が0.10 atm では着火遅れ距離が大きいためである。この距離の定量的な考察は次節4-4-3にゆずる。

(2) ストローハット形態 (Straw-Hat Type) は、直後に反応を伴う離脱弓状衝撃波と斜めデトネーションが接続した形態で、その衝撃波形状がストローハット (麦わら帽子) に似ていることからこう名付けた。この形態は、混合気の初期圧力領域及び飛行体先端開き角領域において、前述の(1) 離脱衝撃波形態と、次に示す(3) 斜めデトネーション形態との中間の領域に発生する。そして、(1) と(3) の両方の特徴 (離脱した弓状衝撃波と斜めデトネーション) を持つ形態である。図4-8(a) に代表的な写真を示す。この形態では、飛行体前方に離脱した弓状衝撃波が存在し、その衝撃波直後で燃焼が開始されている。また、その弓状衝撃波の広がりが飛行体軸線から20 mm 程度に達する位置で斜めデトネーションに接続し、この波はCJ速度にはほぼ等しい垂直方向伝播速度を持つ。また、図4-8(b) に示すように、このデトネーション波は燃焼容器の上部壁面まで、ほぼ直線的に延びているものと考えられる。

(3) 斜めデトネーション形態 (Oblique Detonation Type) は、混合気の初期圧と、先端開き角が十分大きい場合に発生した。この形態では、図4-9(a)

で示すように、ストローハット形態のような離脱弓状衝撃波とデトネーション波の接続点は存在せず、斜めデトネーションとそれに滑らかに接続する飛行体前方の弓状の Overdriven デトネーション波から成る。

(4) 付着弓状衝撃波形態 (Attached Bow Shock Wave Type) は、飛行体の先端開き角 ϕ が最も小さい60度の場合に発生した。この角度では、衝撃波は飛行体先端部で付着し、衝撃波直後の温度、圧力上昇は離脱した場合の衝撃波に比べて著しく小さく、衝撃波直後では着火しない。しかし、図4-10(a) に示すように飛行体後方60 mm 離れた位置で燃焼波が観測されている。また、図4-10(b)の燃焼容器壁面での衝撃波検出位置が、付着弓状衝撃波の2次曲線の外挿線より明らかに上方にあることが示されている。このことから、燃焼波と付着弓状衝撃波は観測された領域より後方で相互作用し、その結果できた波面が付着弓状衝撃波より大きく広がっていることが予想される。

4-4-2 斜めデトネーション発生のための限界初期圧

図4-11で示すように、横軸に混合気初期圧、縦軸に飛行体先端開き角をとったグラフ上に燃焼形態をプロットした。この図より、初期圧と飛行体先端開き角にそれぞれ斜めデトネーションの発生のための、しきい値が存在することがわかる。そのしきい値が存在する理由を本節と次節で考察する。まず混合気の初期圧力については、このしきい圧以下では、衝撃波後方の圧力、温度条件による反応誘起距離が増大し、デトネーションを維持できないと考えられる。そこで、1次元ZNDモデルによるデトネーション波を仮定した場合の反応誘起距離を計算した。実験で測定された常温のCJデトネーション速度³⁾と垂直衝撃波関係式を用いて、衝撃波通過直後の点 (ノイマン点) での圧力 p_2 、温

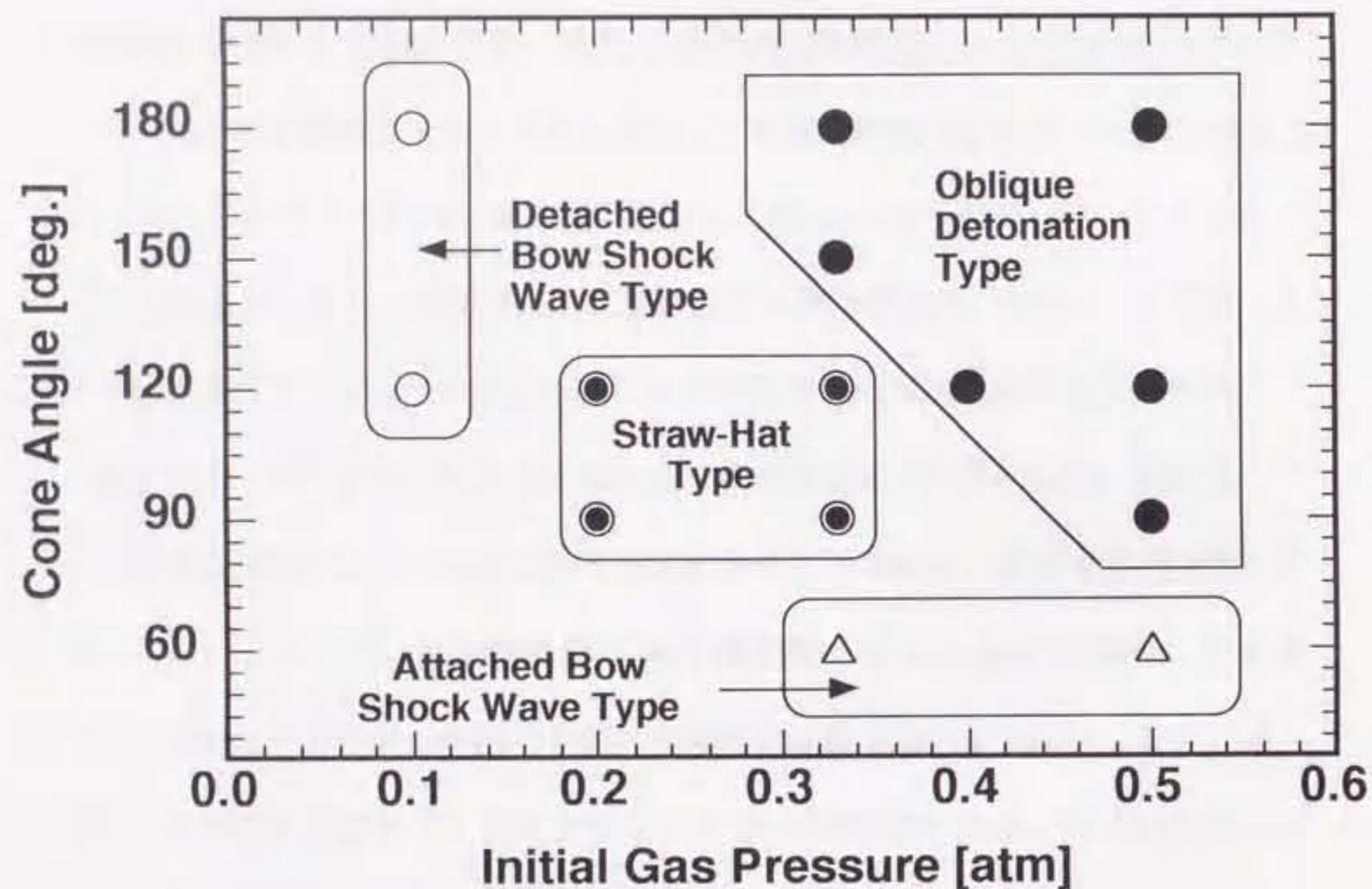


図4-11 燃焼形態の分布

度 T_2 , 流速 u_2 を計算した。得られた圧力 p_2 , 温度 T_2 に対し, 一定圧力, 一定温度での反応計算を行い反応遅れ時間を計算し, 流速 u_2 を用いて反応遅れ距離を計算した。用いた反応計算コードは燃焼工学ハンドブック⁹⁾に付属しているコードを用いた。水素-酸素混合気に関しては9成分, 20素反応を考慮している。なお, 反応誘起時間の定義は水素分子のモル分率が半減するまでの時間とした。この計算の結果得られた混合気の初期圧に対する反応誘起距離を図4-12に示した。この図から, 反応誘起距離は初期圧力が0.10 atmでは6.1 mmと著しく大きくなるのがわかる。これは, 初期圧力が減少するにつれて, デトネーションの伝播速度が減少し, それにともなって衝撃波直後の温度が減少, さらに温度に対して指数関数的に反応誘起時間が増加するため, 結果著しい反応誘起距離の増大をもたらすためである。

この計算結果より, 反応誘起距離の著しい増大によって, デトネーションを保持できなくなり, 初期混合気のしきい値が現れることになると考えられる。

4-4-3 斜めデトネーション発生のための限界先端開き角

図4-5で示した衝撃波形態の分類より, 円錐先端開き角が60度の場合には付着衝撃波形態となっていて, 衝撃波直後に反応領域が存在しない。これは衝撃波が付着することによって, 飛行体先端のごく一部を除いて衝撃波が弱くなりデトネーション波を生成するには反応誘起距離が大きすぎるためである。ただし, 図4-10(a)で示したように飛行体後方60 mmでは誘起された燃焼波が観測されている。また, 飛行体先端部では, 一部とはいえ強い衝撃波が生成されているのであるが, その部分では極めて大きな曲率を持つ波面となり, 波

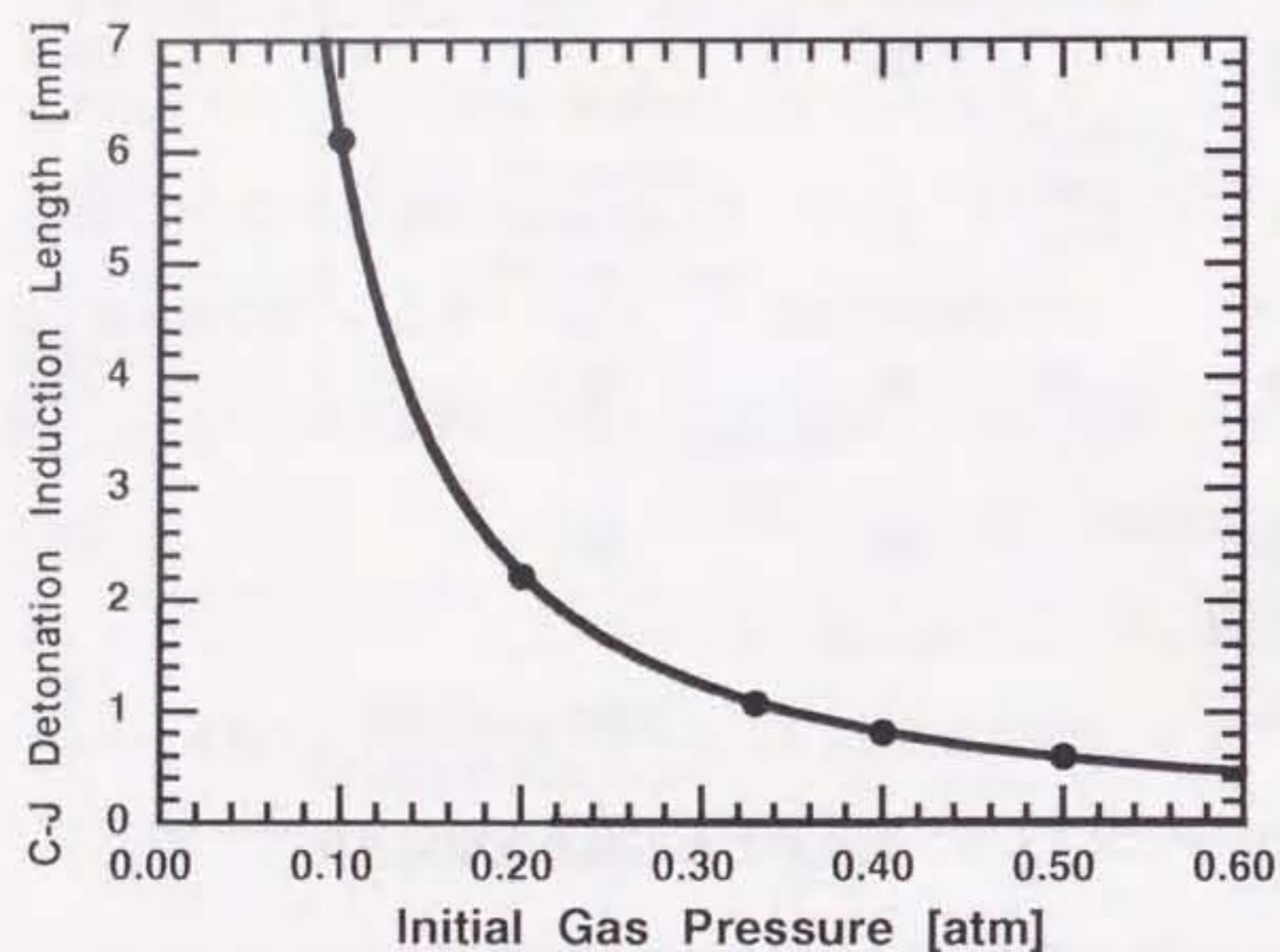


図 4-12 混合気初期圧と反応誘起距離の関係

面の散逸効果によりデトネーション波に発達することはできない。

Taylor と Maccoll らの用いた方法¹⁰⁾で、 $\gamma=1.405$ (一定) とした場合の化学反応による発熱のない定常円錐流れの解を得ることができる。これから、衝撃波が離脱するための飛行体先端の開き角は、本実験の条件下 (飛行体速度 2.8 km/s, 300 K) では、110 度となる。しかし、本実験の飛行体先端の開き角が 90 度の場合において (2) ストローハット形態または (3) 斜めデトネーション形態が観測され、離脱した弓状衝撃波となる場合が確認されている。よって、本実験での条件下の燃焼を伴った場合では、衝撃波が離脱するための飛行体開き角は 90 度より小さい条件となると考えられる。

4-4-4 斜めデトネーションの発熱量

斜めデトネーションが発生した場合 (図 4-11 の、ストローハット形態と斜めデトネーション形態の場合) では、4-2 節で示したデトネーション極線解析法を用いて斜めデトネーション波の後端音速面での発熱量が計算できる。図 4-13 に横軸に初期圧力、縦軸に CJ デトネーションでの発熱量を 1 とした反応進行度 $\bar{\lambda}$ をとったグラフを示した。図 4-14 には横軸にデトネーション角 β 、縦軸には図 4-13 と同様の反応進行度 $\bar{\lambda}$ をとった場合のグラフを示した。全点の最確値が、CJ デトネーションの発熱量の 20% 以内に収まること が示され、多くの場合 10% 以内に値が収まっている。つまり、実験で観測された斜めデトネーション波は、ほぼ CJ デトネーションの状態であるとみなしてよい。また、発熱量は混合気の初期圧にも、デトネーション角 β にも依存しない。特にデトネーション角 β に依存しないということは、この速度領域 (β 領域) では、デトネーション波の曲率が十分大きく CJ デトネーションと同様

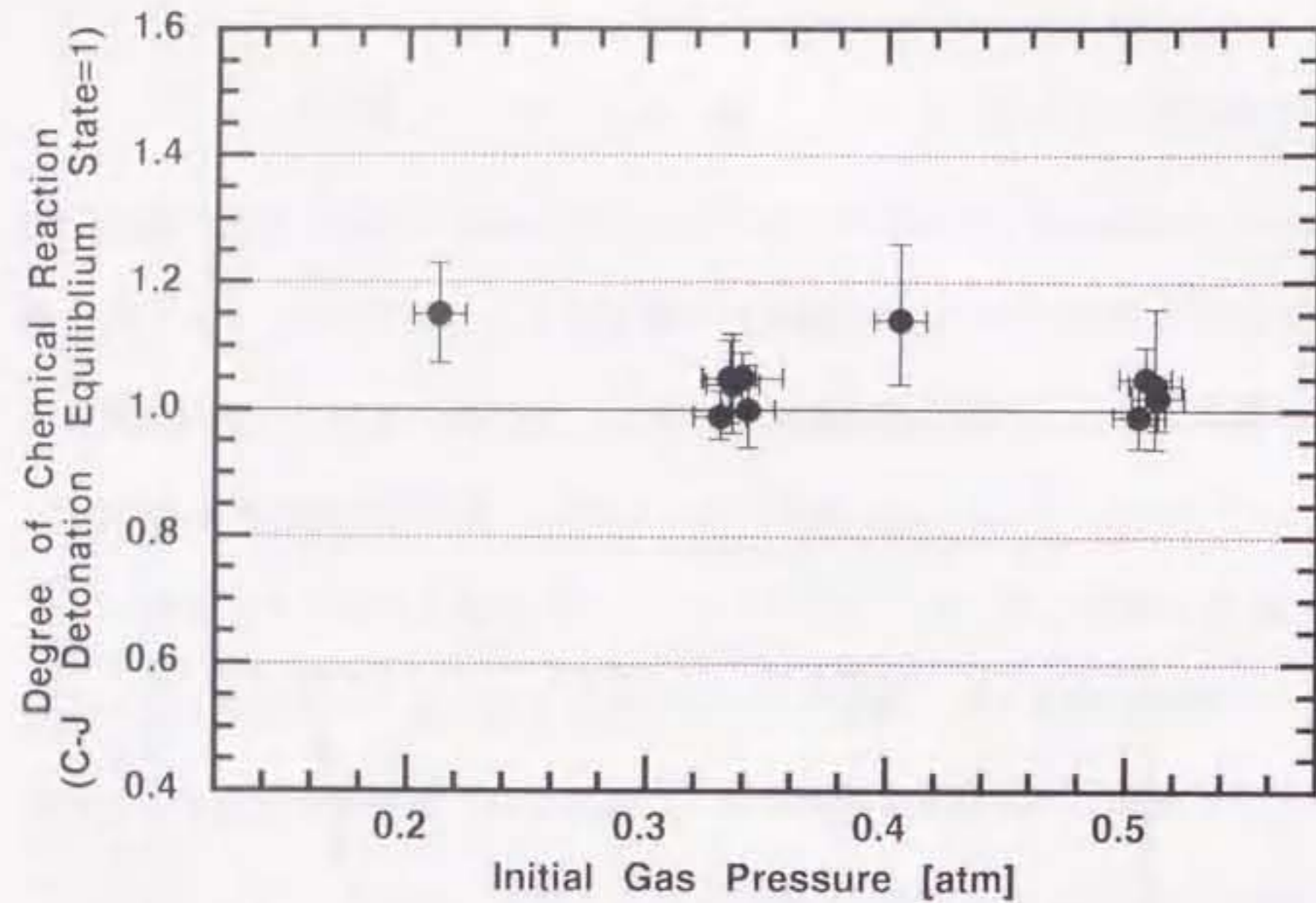


図 4-13 混合気初期圧と反応進行度の関係

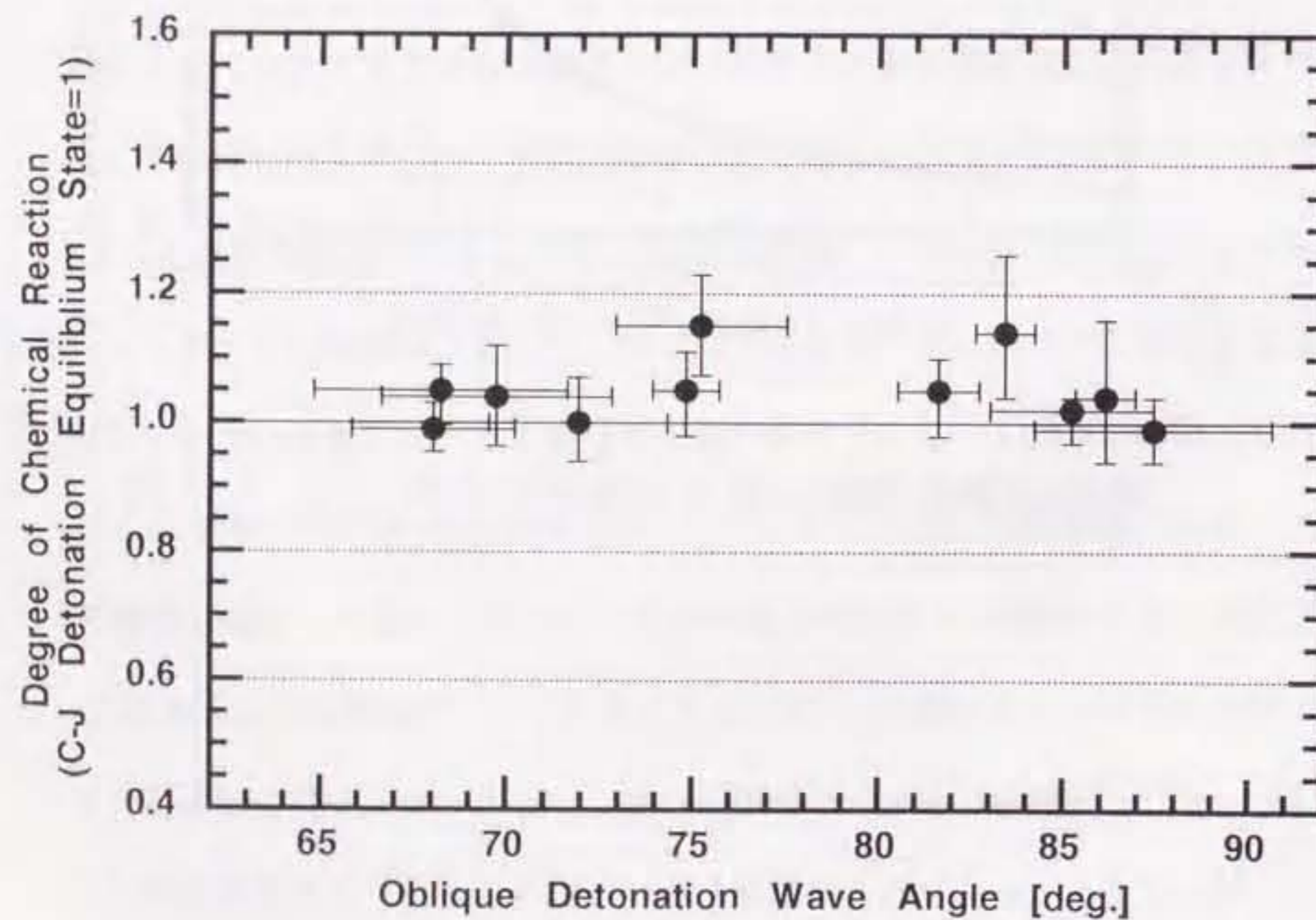


図 4-14 デトネーション角と反応進行度の関係

の平面的で、3次元的な散逸効果が小さいことを意味する。

図4-5で、混合気初期圧が0.50 atmで斜めデトネーションが発生している場合(S149, S130, S147)はデトネーション波はほぼ垂直となっているが、これはCJデトネーション速度と飛行体速度がほぼ等しいためである。なお、図4-13において混合気の初期圧が0.20 atmの点で、発熱量が大きめになっているが、これはこの初期圧でのCJデトネーションの速度は実験値の外挿値として与えられていて、精度が低いとみられる。また同じく混合気の初期圧が0.40 atmの点でエラーが大きいのは、このショットでは飛行体を捕捉したフレームが1枚のみだったので、飛行体速度に大きな誤差が含まれるためである。

4-4-5 定常性の観測と高空間分解能写真

この節では、斜めデトネーション及び、ストローハット形態における弓状衝撃波の定常性を確認するための実験結果と、高分解能写真によってストローハット形態を捉えた実験結果を報告する。

(1) マルチフレーミング写真での定常性の確認

図4-15に斜めデトネーション形態を捉えたマルチフレーム写真を示した。この写真はS151の結果で、実験条件は混合気の初期圧力が0.33 atm、先端開き角が120度、飛行体速度は2.81 km/sであった。マルチフレーミング写真で計測可能な観測領域は、縦横45 mmの正方形で、この領域を飛行体が通過する時間は16 μ sである。この観測時間内では、誤差範囲以上の非定常性は確認されなかった。

(2) 二つの観測窓での定常性の確認

図4-16に2カ所の観測窓で捉えた斜め detonation 形態のシェリーレン写真を示した。2カ所の観測窓を用いることで観測領域は260 mm に広がることとなる。図4-16の左の写真(S173)はパリスティックレンジの射出口に近い第1観測窓で、右の写真(S151)は第2観測窓で捉えたものである。実験条件は共に混合気の初期圧力が0.33 atm, 先端開き角が120度, 飛行体速度が2.81 km/s である。なお, 本研究においてS173 以外は全て射出口から遠い方の第2観測窓を用いた結果である。

さて, 二つの窓で捉えた結果は, いずれも斜め detonation 形態を示している。このことから, すでに第1観測窓で, 斜め detonation 形態が発生していることが分かる。また, 第2観測窓でも同一の形態が観測されていることから二つの観測窓にまたがる領域間, 92.5 μ s (飛行体速度を一定だと仮定し) にわたって現象は定常であることになる。この結果より, 飛行体がパリスティックレンジの射出口を出た後, 極めて早い段階(射出してから時間が107 μ s, 距離が300 mm) で定常な斜め detonation 現象を引き起こし, それを保持していることがわかる。

(3) 高分解能写真によってとらえたストローハット形態

ストローハット形態を詳細に観測するために, 高い空間分解能を得ることのできるマルチフレーミングカメラ ULTRA NAC (NAC製 FS501S) を用いた観測実験を行った。その結果で, 連続写真を図4-17 (2.8km/s, 0.33 atm, 120度) に, シングル写真だが最も明瞭に現象をとらえた写真を図4-18 (2.95 km/s, 0.33 atm, 120度) に示す。両方の写真では, より明瞭にストローハット

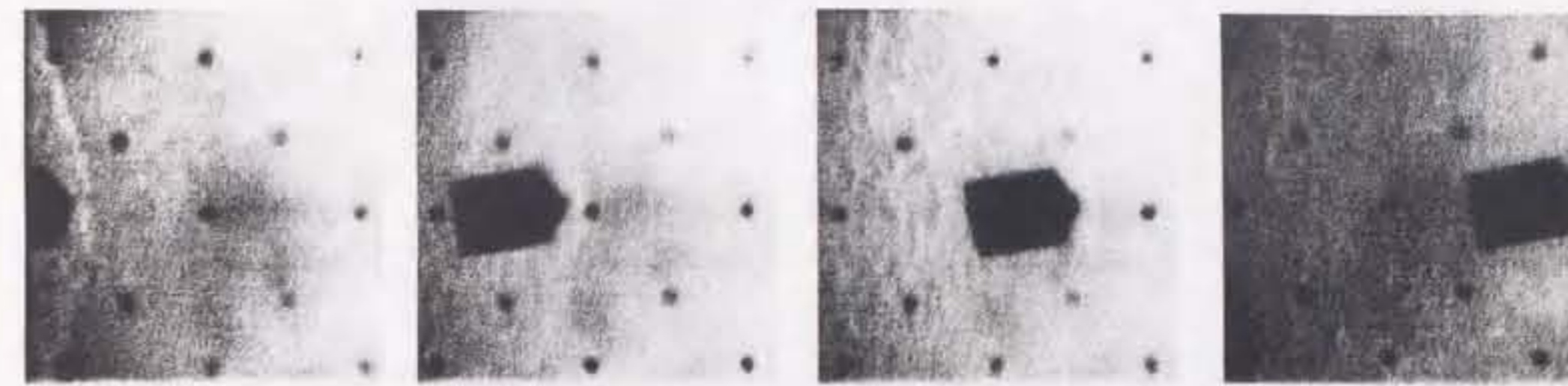


図4-15 マルチフレーム写真での定常性の確認

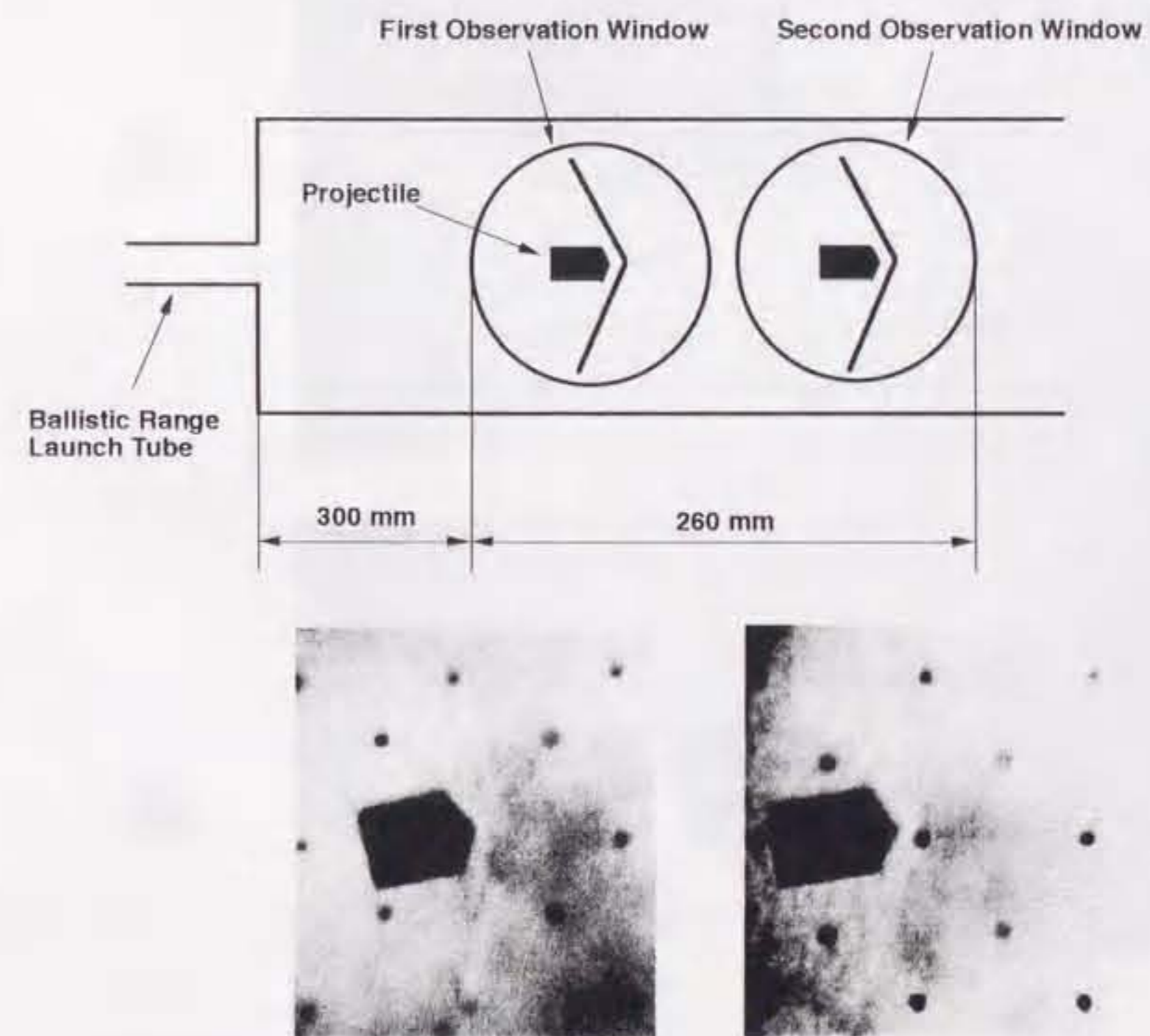


図4-16 2カ所の観測窓での定常性の確認

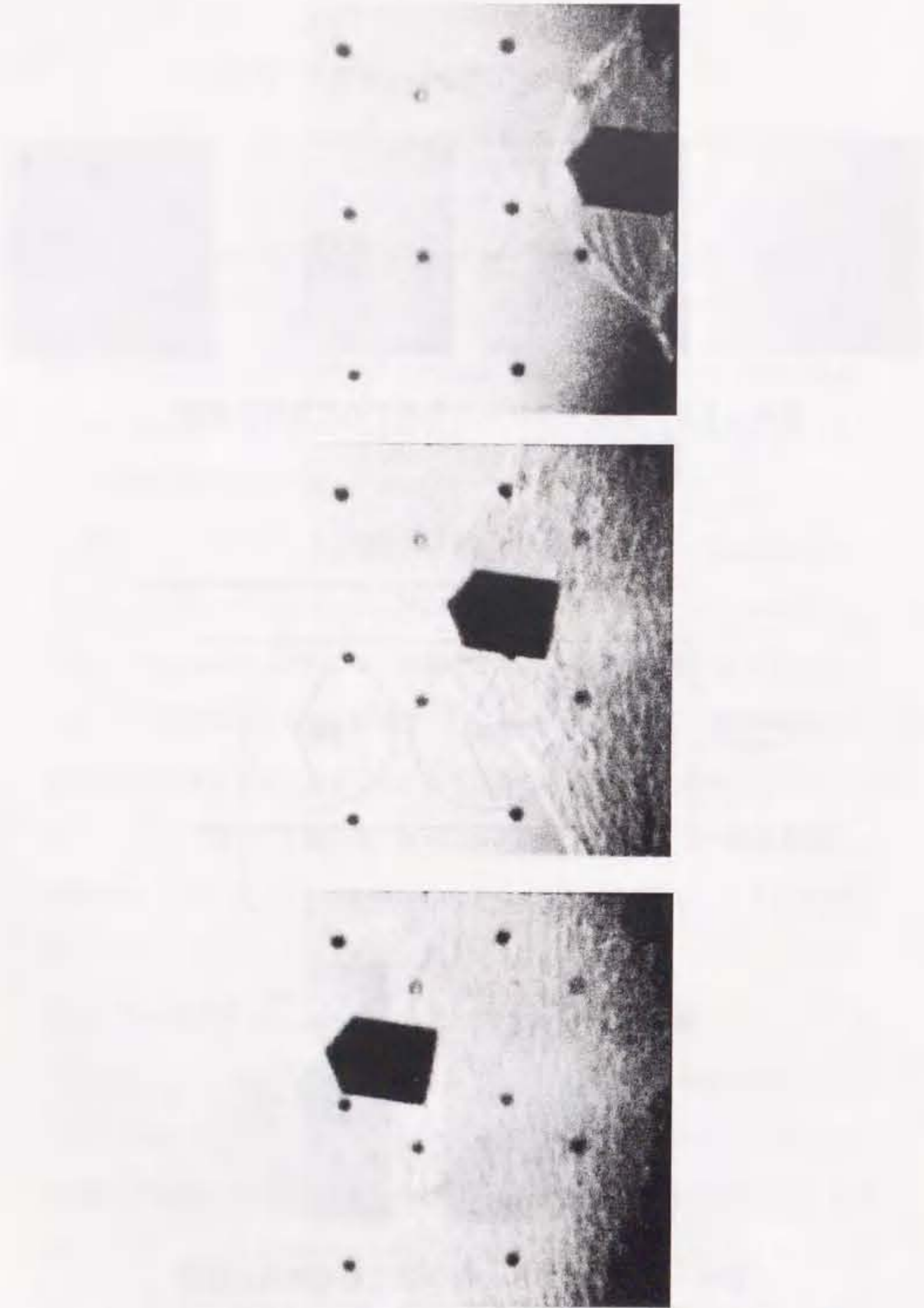


図 4-17 高空間分解能の写真で捉えたストローハット形態
(マルチフレーム)

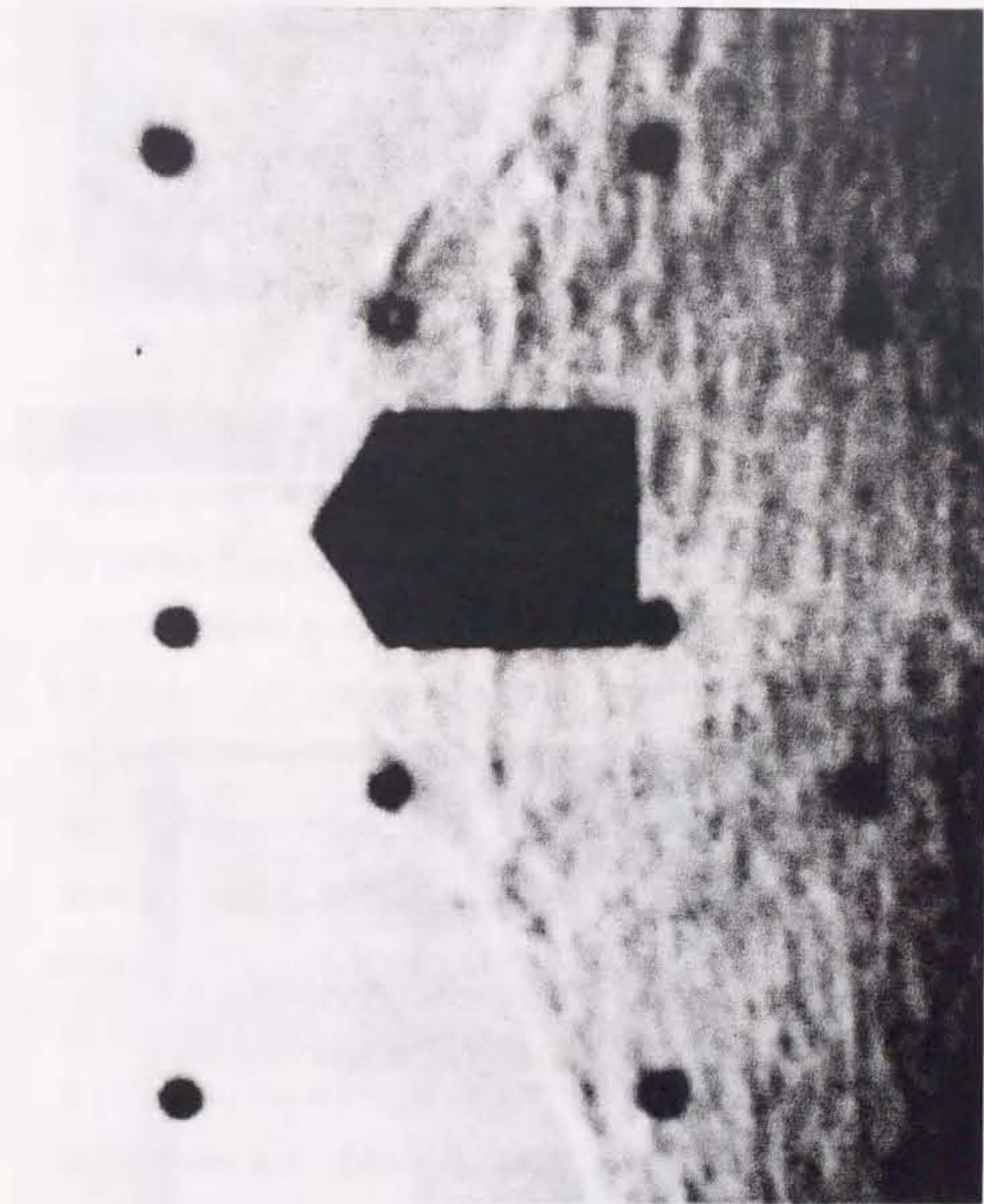


図 4-18 高空間分解能の写真で捉えたストローハット形態
(シングルフレーム)

形態を捉えることができた。図4-17でも、マルチフレーム写真で観測した領域内ではストローハット形態が定常であることが確認された。

4-4-6 壁面反射実験

この節では、斜めデトネーションの壁面での反射を観測した結果を報告する。図4-19に示すような、幅15 mm の壁面を飛行体の飛行軸線から17 mm の位置に配置し、弓状衝撃波ないしは斜めデトネーションの壁面での反射を観測した。

図4-20 (S170) は初期混合気圧 0.50 atm、飛行体先端開き角 60度の場合で、付着衝撃波形態が発生している。この図では不明瞭であるが反射衝撃波が観測されている。図4-21 (S171) は初期圧 0.1 atm、先端開き角 120度の場合で、離脱衝撃波形態が生成している。この場合初期圧が低いため、反射衝撃波の密度変化は空間分解できなかった。図4-22 (S172) は初期圧 0.5 atm、先端開き角 120度の場合であり、斜めデトネーション形態が発生している。デトネーション波後方で反射衝撃波は確認できなかった。この場合はデトネーション波面は壁面に対して垂直に近いので、波面後方の流れは図4-3の斜めデトネーションの Strong の解に相当し亜音速であるため、反射衝撃波が生成しえないと考えられる。また、この場合、コマ毎に、壁面付近でのデトネーション角は徐々に大きくなっている。フレームのゆがみの影響を十分考慮しても、角度は増大している。これは、斜めデトネーション波と壁面の反射位置が特に高温高圧となり、波面の速度が増すためだと考えられる。

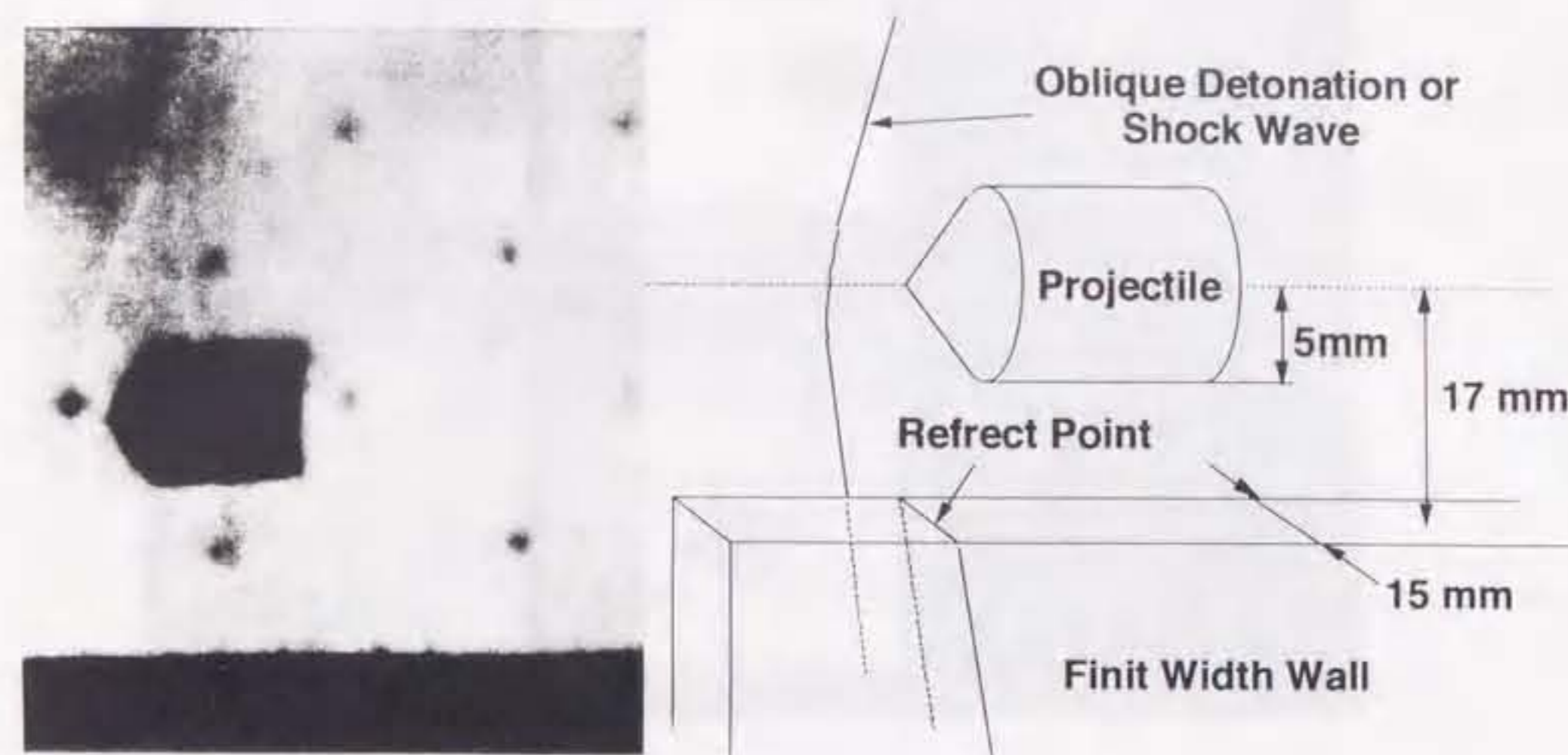


図4-19 斜めデトネーションの反射の実験

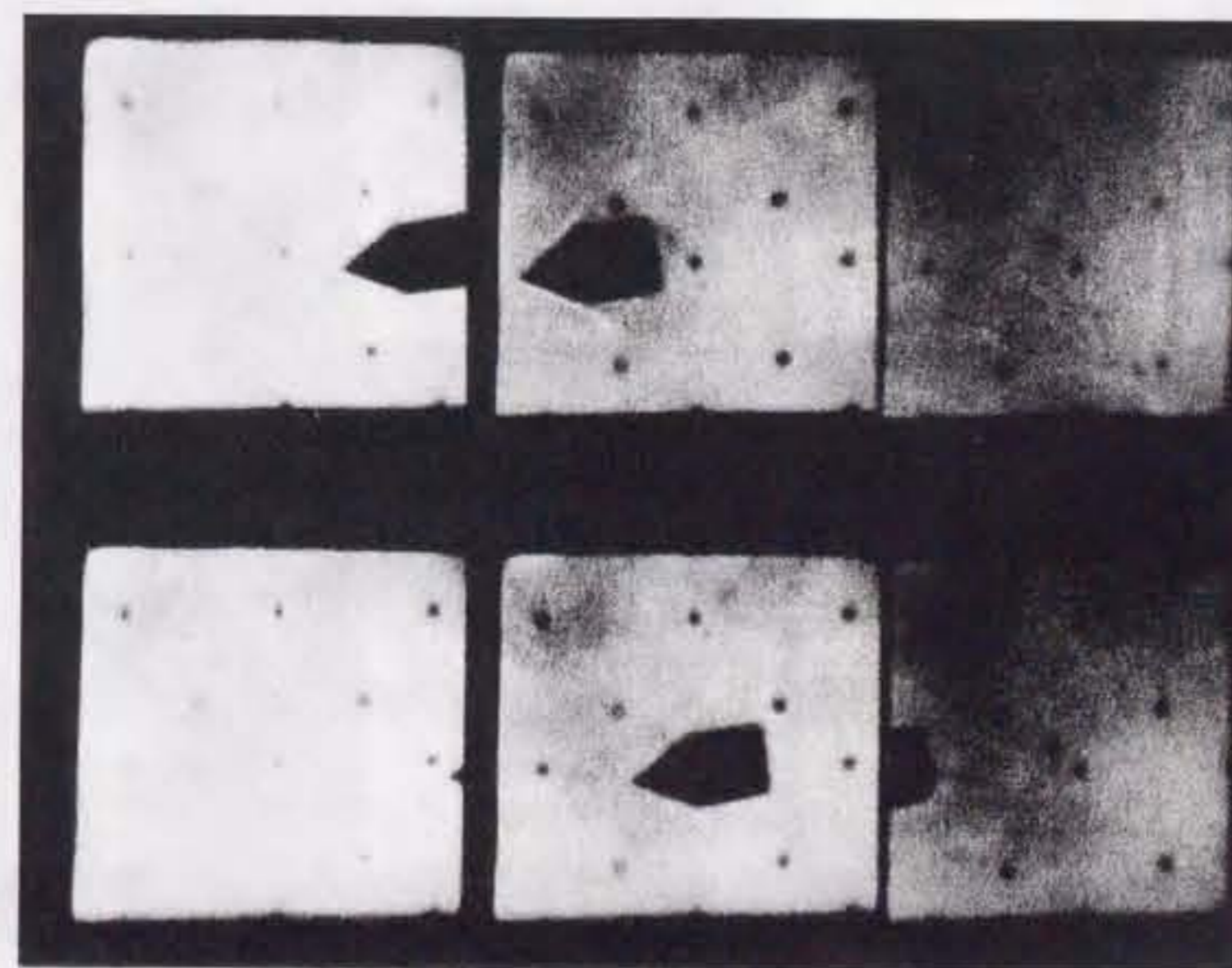


図4-20 壁面反射実験
開き角60度、初期混合気圧 0.5 atm

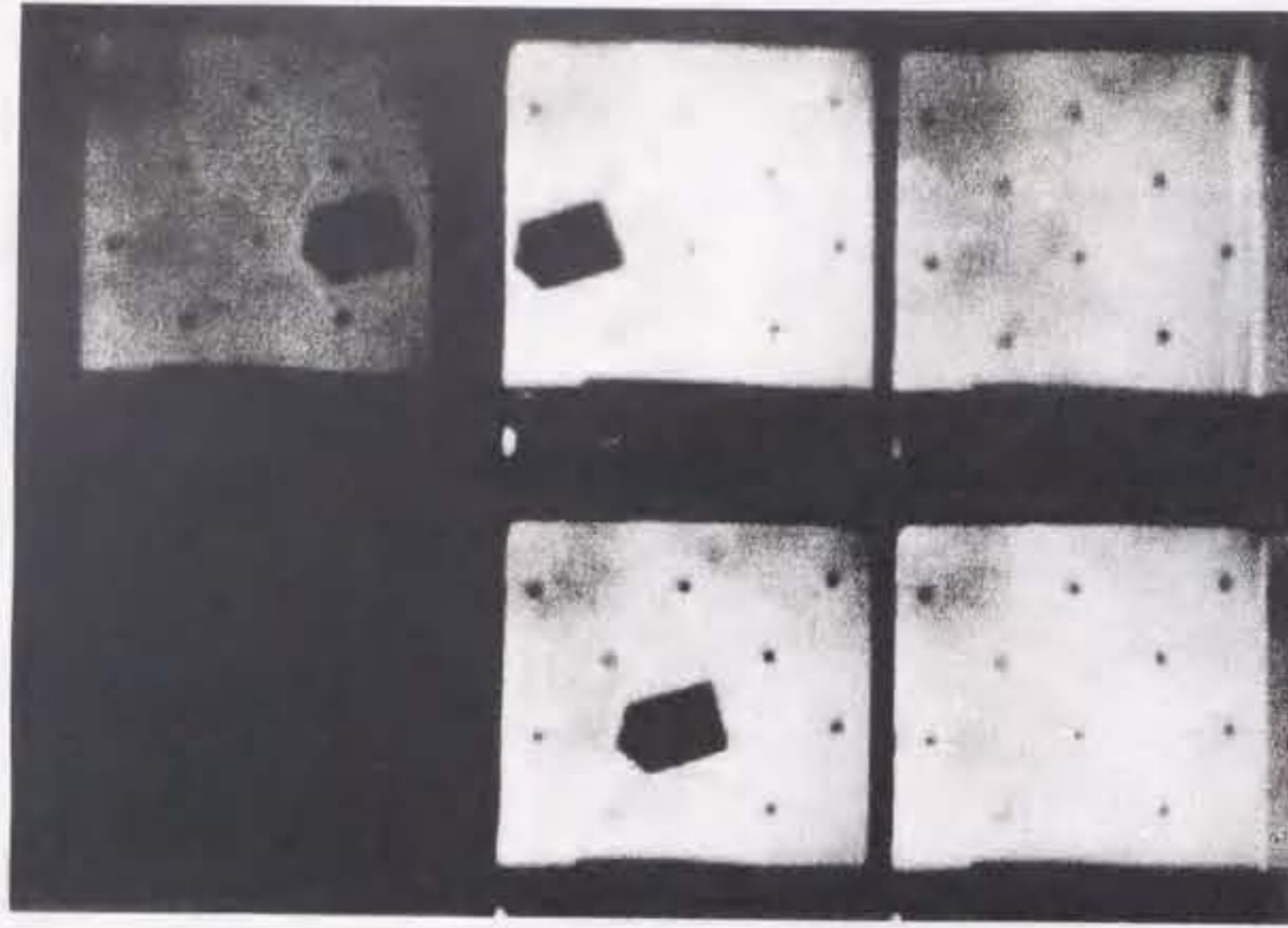


図4-21 壁面反射実験
開き角120度、初期混合気圧 0.1 atm

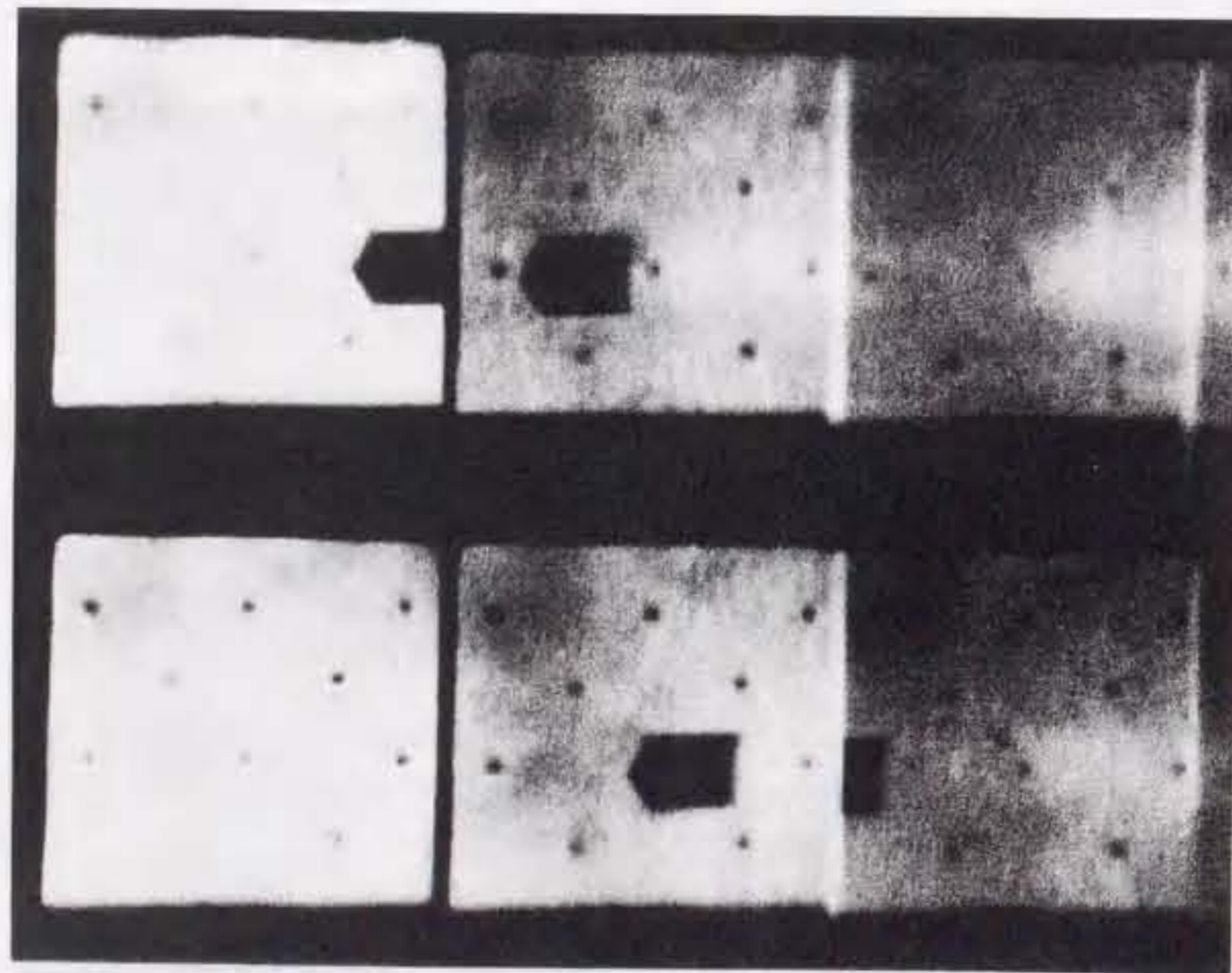


図4-22 壁面反射実験
開き角120度、初期混合気圧 0.5 atm

4-4-7 ストローハット形態における斜めデトネーション波の

最小の曲率半径

ストローハット形態における斜めデトネーション波部分の最小の曲率半径を計測した。図4-23で示す曲率半径 R がその値である。円錐面をなす斜めデトネーション波部分の中で、最小の曲率半径を有する位置である。図4-24に混合気初期圧と、最小の曲率半径の関係を示した。ただし曲率半径は、斜めデトネーション波での反応遅れ距離で無次元化している。図4-24中の R_{max} は観測領域が有限であることから得られる上限境界であり、 R_{min} は斜めデトネーションの曲率半径が飛行体半径以下になり得ないことから導かれる下限境界である。図4-24から、最小の曲率半径 R は、10であることがわかる。

さて、仮に上記の最小曲率半径が一定値を持つとし、燃焼形態が斜めデトネーション形態か、ストローハット形態かのいずれかであるとする（本実験の場合は、混合気初期圧が0.20 atm 以上で、飛行体先端開き角が90度以上）と、飛行体直径の変化に対して衝撃波形状は、図4-25のように変化するものと予想される。飛行体の直径が最も大きい（1）の場合を除き飛行体の軸線から一定距離はなれた位置で斜めデトネーションと弓状衝撃波が接続することになる。今までの4分類と関連づけると飛行体の十分大きな（1）と（2）が斜めデトネーション形態であり、飛行体が小さい（3）と（4）の場合ではストローハット形態である。また飛行体速度を大きくすると同じ直径でも、弓状衝撃波の各部の空間曲率半径が小さくなるので、（2）の形態が（3）の形態となる。本実験で、0.5 atm ではすべて斜めデトネーション形態が観測されているが、これは初期圧力が0.33 atm にくらべて高い分、弓状衝撃波の反応性が高

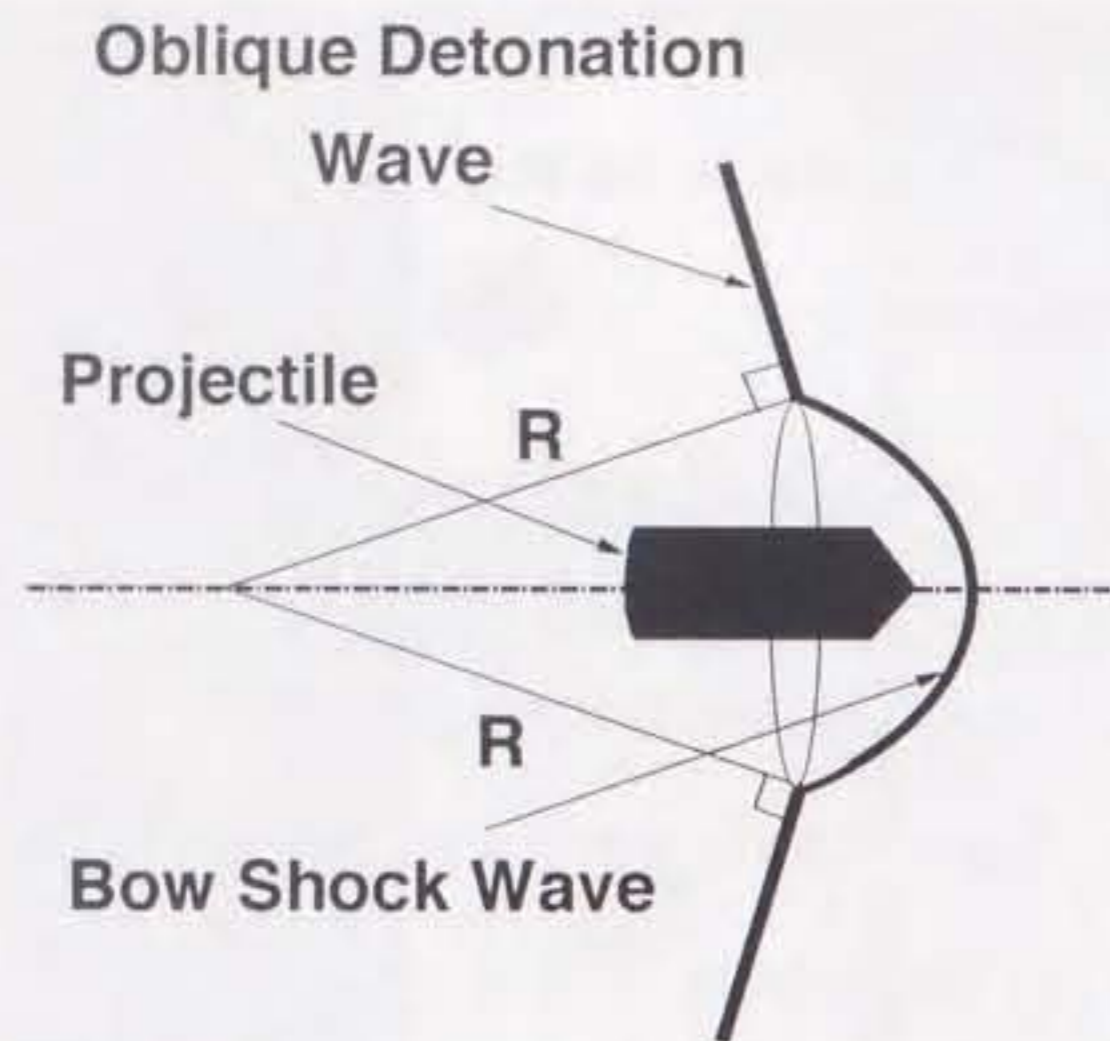


図4-23 斜めデトネーション発生のための最小空間曲率半径の定義

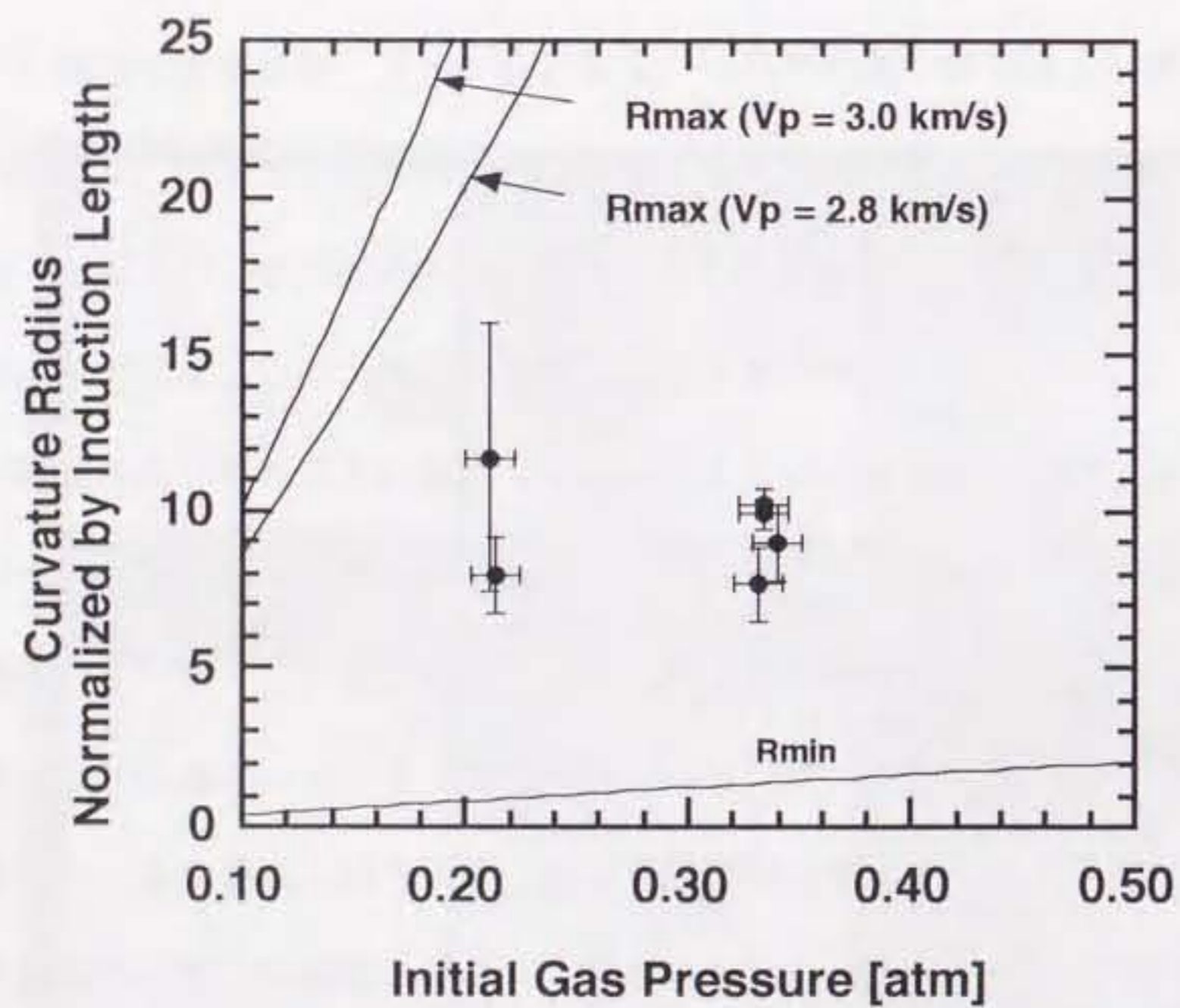


図4-24 Straw-Hat Type における混合気初期圧と、反応遅れ距離で無次元化した曲率半径との関係

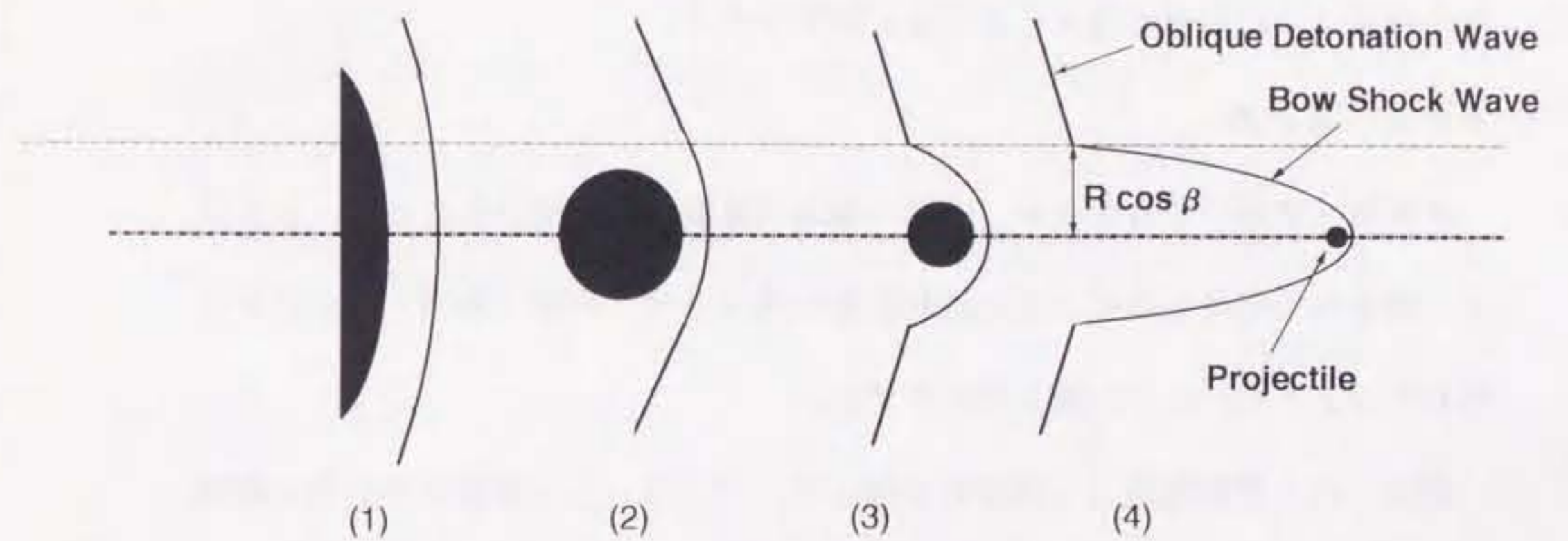


図4-25 飛行体直径を変化させた場合の現象の変化

まり曲率半径が大きくなって結果(3)のようなストローハット形態ではなく(2)のような斜めデトネーション形態となったと考えることができる。また、飛行体の直径が大きくなることと飛行体の円錐開き角が大きくなる(鈍くなる)ことは同じ効果を生じることになる。このことからストローハット形態が発生している初期圧が0.33 atmの場合、飛行体の円錐開き角が180度にくらべて120度、90度と小さくなるにつれて、弓状衝撃波と斜めデトネーションの接続点での屈曲が増大することに説明がつく。

4-5 まとめ

希釈剤(窒素)を含まない、水素-酸素当量混合気を用いることで、水素分子、酸素分子密度を高め、反応誘起距離を減少させ、平面(曲面)的な広がりを持つデトネーション波を発生させた。

観測された燃焼形態は4種類に分類され、デトネーション波を伴わない離脱弓状衝撃波形態及び付着弓状衝撃波形態、斜めデトネーション波とOverdrivenデトネーション波から成る斜めデトネーション形態、斜めデトネーション波と弓状衝撃波から成るストローハット形態が観測された。

発生した斜めデトネーション波の波面後方の反応領域での発熱量は、理論的な1次元CJデトネーション波の発熱量の20%以内、多くの場合10%以内であることがデトネーション極線解析からわかった。このことは、実験で観測された斜めデトネーション波がCJデトネーション波と伝播方向を除き、極めて近い状態にあることを示している。またマルチフレーミング写真及び離れた2点における写真観測によって92.5 μ sにわたり斜めデトネーション波は定常状態にあることが確かめられた。

混合気初期圧に、斜めデトネーションが発生するためのしきい圧が存在することが実験的に確かめられた。ストローハット形態において、反応遅れ距離で無次元化した、斜めデトネーション波の最小の曲率半径は、10であることが実験的に確かめられた。

第4章 参考文献

- 1) Anderson Jr., J. D.: Modern Compressible Flow, McGraw-Hill Book Company.
- 2) Lehr, H. F.: Experiments on Shock Induced Combustion, *Astronautica Acta*, Vol. 17, 1972, pp. 589-597.
- 3) Dixon, H. B.: *Phil. Trans. Roy. Soc.* A184, 97, 1893; A200, 315, 1903.
- 4) 武石晃郎, 笠原次郎, 遠藤琢磨, Leblanc, J. E., 藤原俊隆: 酸素-水素予混合気への極超音速飛行体突入による斜めデトネーション波の発生, 日本航空宇宙学会中部関西支部秋期合同講演会, 名城大学, 1996.
- 5) Poweres, J. M. and Gonithier, K. A.: Reaction Zone Structure for Strong, Weak Overdriven, and Weak Underdriven Oblique Detonations, *Phys. Fluids A4* (9), 1992.
- 6) Poweres, J. M. and Stewart, D. S.: Approximate Solutions for Oblique Detonations in the Hypersonic Limit, *AIAA J.*, Vol. 30, 1992, pp. 726-736.
- 7) Endo, T., Leblanc, J. E., Kasahara, J. and Fujiwara, T.: Fundamental Studies of Hypersonic Combustion Waves for Ram Accelerators, *Proceedings of the Second International Workshop on RAM Accelerators (RAMAC II)*, Seattle, WA, 1995.
- 8) Lewis, B. and Friauf, J. B., *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 52, pp. 3905, 1930.
- 9) 日本機械学会編: 燃焼工学ハンドブック, 日本機械学会, 1995.
- 10) Taylor, G. I., and J. W. Maccoll: The Air Pressure on a Cone Moving at High Speed, *Proc. Roy. Soc. (London) ser. A*, Vol. 139, 1933, pp. 278-311.

第5章 結論

1. バリステックレンジの高性能化と燃焼観測容器の開発

名古屋大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻所有のバリステックレンジ装置の高性能化を行った。フリーピストンの側面にテフロンテープを巻き換えることで圧縮管のピストンの機密性を格段に改善した。またステンレス隔膜の厚みは 0.2 mm が最も最適であることが分かった。これらの高性能化により本研究で必要とされる飛行体の射出速度条件 3 km/s を達成した。

酸素-水素系混合気を保持するため燃焼観測容器には、内径 (直径) 140 mm, 肉厚 10 mm のステンレス円筒管を採用し、容器の安全性を確認した。またバリステックレンジ, 燃焼観測容器, シュリーレン光学系及び排気容器の4要素を適切に観測システムとして構成した。また, シュリーレン法で流れ場を可視化し, 高速度コマ撮りカメラで現象を時間分解する「マルチフレーム・シュリーレン法」を採用し, 目標とする時間空間分解能を備えたフレーミング画像を獲得した。

2. 振動燃焼の観測実験 (窒素で希釈した空気-水素混合気の場合)

飛行体を極超音速で水素-空気混合気中に入射させ, 飛行体周りの流れ場をコマ撮りシュリーレン法によって観測した。実験では4個のパラメーター, 即ち (1) 飛行体速度, (2) 飛行体先端形状, (3) 飛行体胴体径, (4) 混合気初期圧を変化させて, 燃焼形態の変化を包括的に調べた。以下では, 観測された燃焼の形態について整理し, 変化させた4個のパラメーターに対する燃焼形態の依存性について述べ, 振動燃焼の発生機構を考察した。

2-1 燃焼形態の整理 本実験で観測された燃焼形態は5種に分類する事ができる。通常振動 (Normal Cell Oscillation) と高周波振動 (High-frequency Cell Oscillation) (高周波振動は通常振動の約1/2振動周期を持つ燃焼セルの振動である)。これら2種の燃焼セル振動モードとは別に、それ等の包絡面が振動する包絡面振動 (Envelope Oscillation) が存在する。この包絡面振動は先の2振動を伴って存在し、それ等との組み合わせによって、2種類の燃焼形態を形成する。また、振動しない定常燃焼が1形態観測された。

1960年代から1970年代にわたり欧米で行われた研究では、極超音速飛行体周りに発生する振動燃焼形態は2種に大別されていたが、本研究によって、極超音速飛行体周りに発生する振動燃焼の形態は、3種の基本モード (燃焼セルの通常振動、高周波振動、およびこれ等の包絡面振動) から構成される5形態 (振動しない場合を含む) に整理される事が明らかになった。特に高周波振動と包絡面振動が合成された1燃焼形態は、本実験で初めて観測されたものである。

2-2 飛行体速度による燃焼形態の変化 本実験条件において、振動燃焼が起るための臨界飛行体速度は1.7 km/s 程度である事が分った。燃焼セルの振動に関しては、飛行体速度が増すと振動周期が短くなる傾向が有る。包絡面の振動は、1.8 (±0.1) km/s の限られた飛行体速度領域でのみ観測された。

2-3 飛行体先端形状による燃焼形態の変化 円錐先端形状の飛行体を2種類と、半球先端形状の飛行体を1種類用いた。頂角76度の円錐先端飛行体では、燃焼領域が飛行体後方に観測されたが、非定常振動は観測されなかった。頂角120度の円錐先端飛行体および半球先端飛行体では、飛行体先端部で衝撃

波が離脱して、何れの場合にも非定常振動燃焼が観測された。この理由であるが、振動燃焼の原因となる波 (圧縮波、接触不連続面) が飛行体先端近傍で往復運動する為の特性距離が、衝撃波付着条件下の頂角76度の円錐飛行体では極めて小さく、他の2条件では十分大きいためだと考えられる。

2-4 飛行体胴体直径による燃焼形態の変化 飛行体胴体直径が12 mm の場合は、10 mm の場合に比べて、燃焼セルの振動周期がやや長い。これは燃焼セルの振動に関して、1次元的な衝撃波と燃焼領域との距離だけでなく、飛行体表面に沿う方向における波の伝播・相互作用も、影響している事を示唆している。

2-5 混合気初期圧による燃焼形態の変化 振動燃焼セルが発生する為の限界初期圧が0.60 atmだと分かった。

2-6 振動燃焼発生機構の考察 実験結果の連続写真と松尾らの数値解析との比較から、観測された振動燃焼の発生機構は、(i) 微小擾乱により、飛行体先端近傍の亜音速領域で、強い燃焼が爆発的に起る。(ii) 爆発的燃焼が燃焼波として、弓状衝撃波に沿って下流に伝播する。燃焼波は発熱を伴い高温部を生成するから、その開始面は密度不連続面となり、前面の弓状衝撃波直後に反応誘起距離を隔てて位置する。(iii) 燃焼波は弓状衝撃波に沿って下流へ伝播するが、3次元的な膨張に伴う減衰効果により、やがて弓状衝撃波から分離する (適当な条件が満足され、燃焼波が弓状衝撃波に付着し続け得れば、斜めデトネーション波形成へ移行するだろう)。(iv) 弓状衝撃波から分離した燃焼波は、温度低下により反応を弱め半径方向への膨張を中止し、飛行体側面を流れに乗って下流へ移動する。実験で観測されたのはこの燃焼波 (密度不連続

面)である。包絡面振動の1波長は、擾乱によって誘起された比較的強い1個の燃焼波に相当し、(v)その中に存在する燃焼セルは、弱い燃焼波によって誘起された密度不連続面に相当する。

3. 斜めデトネーションの観測実験(窒素希釈を行わない水素-酸素混合気場合)

希釈剤(窒素)を含まない、水素-酸素当量混合気を用いることで、水素分子、酸素分子密度を高め、反応誘起距離を減少させ、平面(曲面)的な広がりを持つデトネーション波を発生させた。飛行体先端形状を錐頭円柱形状とし、円錐先端の全開き角 ϕ を60度から180度(円柱形状)まで変化させた。混合気の初期圧力は0.10 atm から0.50 atm まで変化させた。

3-1 燃焼形態の整理 観測された燃焼形態は4種類に分類される。デトネーション波を伴わない離脱弓状衝撃波形態及び付着弓状衝撃波形態、斜めデトネーション波とOverdriven デトネーション波から成る斜めデトネーション形態、斜めデトネーション波と弓状衝撃波から成るストローハット形態である。

3-2 デトネーション波の発熱量と定常性 発生した斜めデトネーション波の波面後方の反応領域での発熱量は、理論的な1次元CJ デトネーション波の発熱量の20%以内、多くの場合10%以内であることがデトネーション極線解析からわかった。このことは、実験で観測された斜めデトネーション波がCJ デトネーション波と伝播方向を除き、極めて近い状態にあることを示している。またマルチフレーミング写真及び離れた2点における写真観測によって92.5 μ s にわたり斜めデトネーション波は定常状態にあることが確かめられた。

3-3 混合気初期圧の燃焼への影響 混合気初期圧に、斜めデトネーションが発生するためのしきい圧が存在することが実験的に確かめられた。しきい圧以下では、衝撃波後方の反応誘起距離が増大するために、反応によってデトネーション波を維持できないと考えられる。

3-4 斜めデトネーション波の最小の曲率半径 ストローハット形態において、反応遅れ距離で無次元化した斜めデトネーション波の最小の曲率半径は、10であることが実験的に確かめられた。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始御指導、御鞭撻を承りました藤原俊隆教授に深厚なる謝意を表します。本研究を通じて細かな御指導、ご助言を頂いた遠藤琢磨助教授、吉川典彦助教授に心からの謝意を表します。論文の査読や、ゼミを通じて、ポイントを指摘して頂いた梅村章教授に深く感謝いたします。

実験装置に関して、日本キスラー（株）、（株）大澤商会、（株）NAC、（株）十合、（有）笹野商店、三弘アルバック（株）、文部省核融合科学研究所、榊田創氏（通産省電子技術総合研究所）から多大の御協力を頂き、心から感謝します。実験の遂行にあたり御協力頂いた小紫公也講師、加藤勇夫技官、坪井淳技官、斉藤彰技官、矢野修二郎君、高岡秀年君、堀井孝浩君、武石晃郎君、堀場理仁君、黒田宏規君、神谷哲介君、佐藤晃浩君、森田哲也君、高橋末雄技官、立花一志技官に感謝します。

有意義な議論を頂いたジョセフ・レブラン助手、白石裕之助手、松尾亜紀子助手（慶応義塾大学）、飯田光人助手、篠田昌久氏、宮坂武志氏、村上桂一氏、小川博之氏、チョウ・シクン氏、アリ・モハマッド氏、チョウ・ハウエン氏、森幸生氏、三澤哲也君に感謝します。

本研究の遂行にあたり、多大な御協力を頂いた、加藤壽津子事務官、山岸慶子事務官、神田かほる秘書、太田律子秘書、筒井亜希子秘書、加藤陽子秘書、伊藤正道君、杉山剛君、中里展之君、百瀬好二君、吉田智昭君、岩崎文哉君、漆原英智君、春日洋裕君、西村和基君、松川恵子君、ミン・ティン君に感謝します。

業績目録

I. 学会誌等

- | | | |
|---|--|--|
| 1. 極超音速飛行体周りに形成される非平衡衝撃波層からの輻射熱伝達に関する実験及び解析 | 日本航空宇宙学会誌,
42巻, 487号, pp. 503-509
(1994) | 小紫公也, 笠原次郎,
矢野修二郎, 藤原俊隆 |
| 2. Radiation in a Hypersonic Shock Layer Generated Around a Projectile | Shock Waves Journal,
Vol.5, pp.217-224,
(1995) | K. Komurasaki,
J. Kasahara, S. Yano,
T. Fujiwara |
| 3. 極超音速飛行体がつくる水素-空気混合気内の非定常燃焼と斜めデトネーション | 日本航空宇宙学会誌,
45巻, 517号, pp. 102-109
(1997) | 笠原次郎, 堀井孝浩,
遠藤琢磨, 藤原俊隆 |
| 4. 極超音速飛行体まわりにおけるCO-O ₂ -H ₂ 予混合気体の非定常燃焼に関する実験的研究 | 日本機械学会論文集B1編,
(印刷中, 1997年3月,
63巻, 607号に掲載) | 堀井孝浩, 笠原次郎,
遠藤琢磨, 藤原俊隆 |

II. 国際会議

- | | | |
|--|---|---|
| 1. Fundamental Studies of Hypersonic Combustion Waves for Ram Accelerators | The Second International Workshop on RAM Accelerators (RAMAC II),
Seattle, USA, (1995) | T. Endo,
J. E. Leblanc,
J. Kasahara,
T. Fujiwara |
| 2. Multi-Frame Observation of Hypersonic Shock-Induced Combustion Wave | RAN95, Nagoya, Japan,
(1995) | T. Horii, J. Kasahara,
T. Endo, T. Fujiwara |
| 3. Experimental Observation of Unsteady H ₂ -O ₂ Combustion Phenomena Around Hypersonic Projectiles Using a Multi-Frame Camera | The 26th International Symposium on Combustion,
Naples, Italy, (1996) | J. Kasahara, T. Horii,
T. Endo, T. Fujiwara |

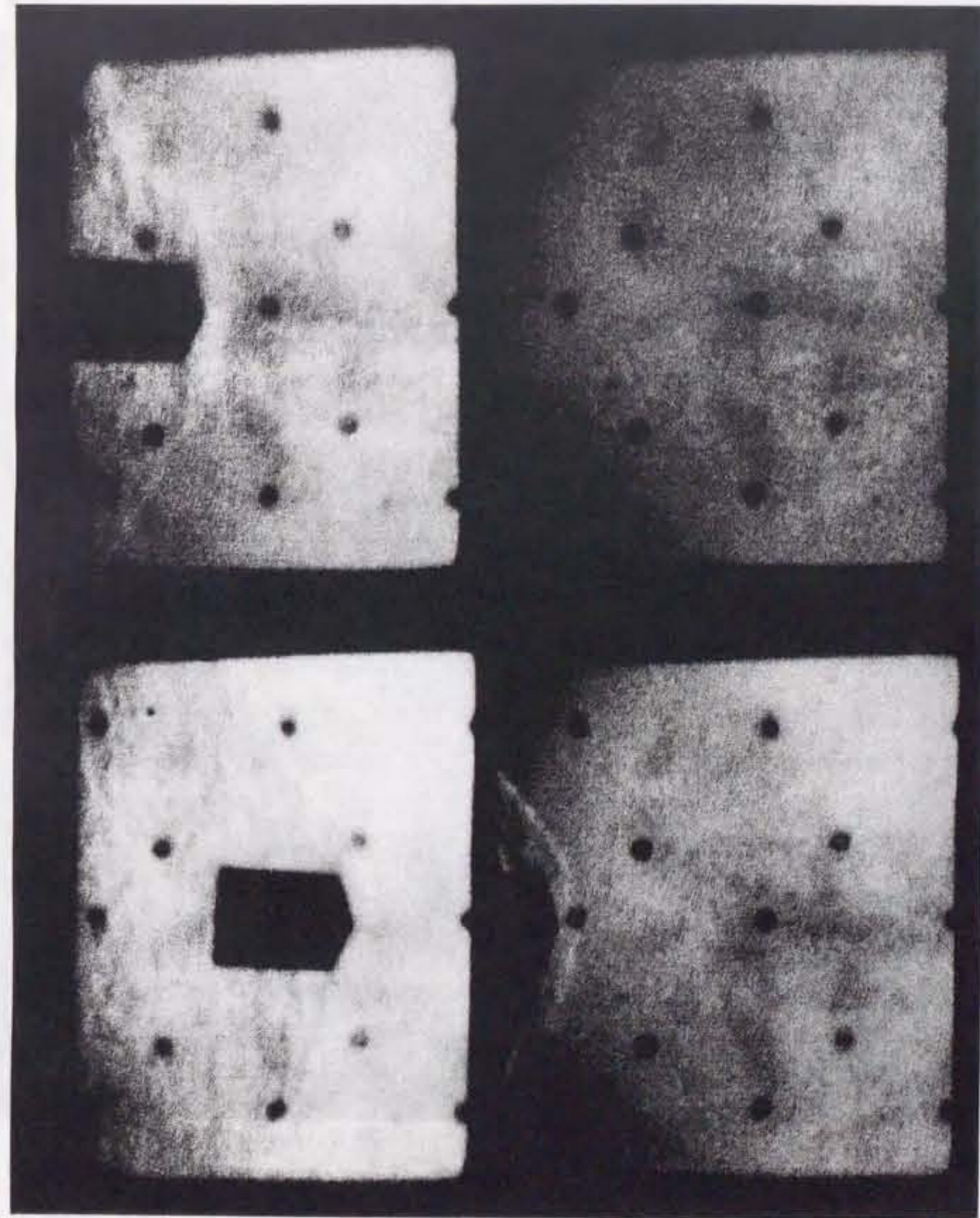
III. 国内会議

(著者が発表したもののみ)

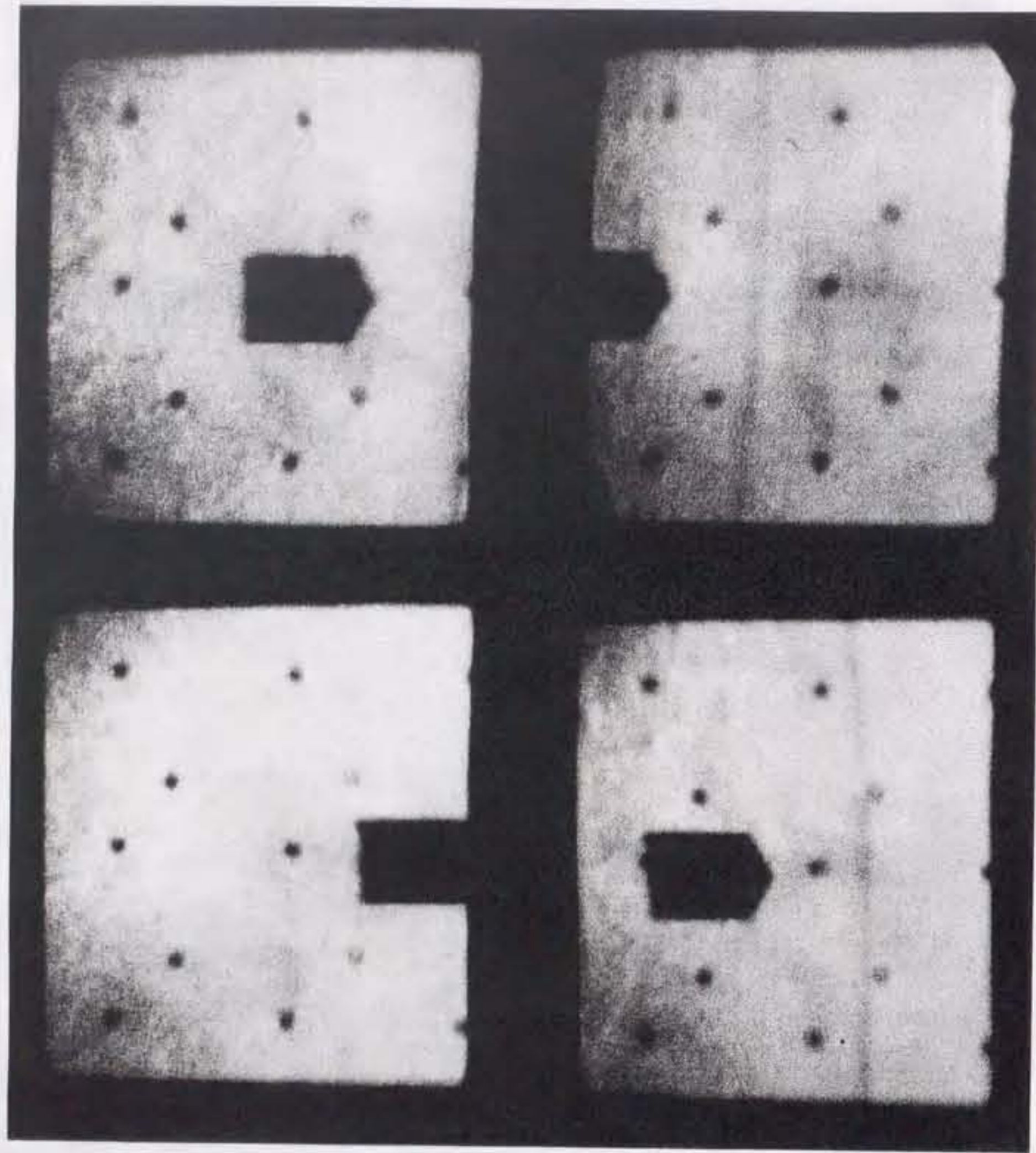
- | | | |
|---|------------------------------------|--|
| 1. パリステティックレンジの性能評価II (飛行体の加速過程) | 平成4年度衝撃波シンポジウム, 東北大学, 1993 | 笠原次郎, 小紫公也,
矢野修二郎, 藤原俊隆 |
| 2. パリステティックレンジにおける飛行体加速過程の実験解析 | 平成5年度衝撃波シンポジウム, 千葉大学, 1994 | 笠原次郎,
矢野修二郎,
小紫公也, 高岡秀年,
藤原俊隆 |
| 3. 極超音速飛行体まわりの斜めデトネーションの実験研究 | 平成6年度衝撃波シンポジウム, 横浜国立大学, 1995 | 笠原次郎, 堀井孝弘,
矢野修二郎, 藤原俊隆 |
| 4. H ₂ -O ₂ -N ₂ 斜めデトネーションの可視化 | 日本航空宇宙学会年会, 航空宇宙技術研究所, 東京,
1995 | 笠原次郎, 堀井孝弘,
矢野修二郎,
藤原俊隆, 松尾寿明 |
| 5. 高速度カメラを用いた斜めデトネーションの可視化実験 | 第27回流体力学講演会,
各務原, 岐阜, 1995 | 笠原次郎, 堀井孝弘,
藤原俊隆, 遠藤琢磨 |

付録 図4-5に示した写真の連続フレーミング写真

- ・全てフレーム間隔は $5\mu\text{s}$ 、露出時間は $1\mu\text{s}$ 。
- ・頁左下の記号が「1-S128-0.33-120」とある場合、
「付録1頁目-SHOT 128-初期圧 0.33 atm
-錐頭飛行体の先端開き角が120度」であることを示す。
(開き角の箇所が HEM.とある場合は球頭飛行体を示す)

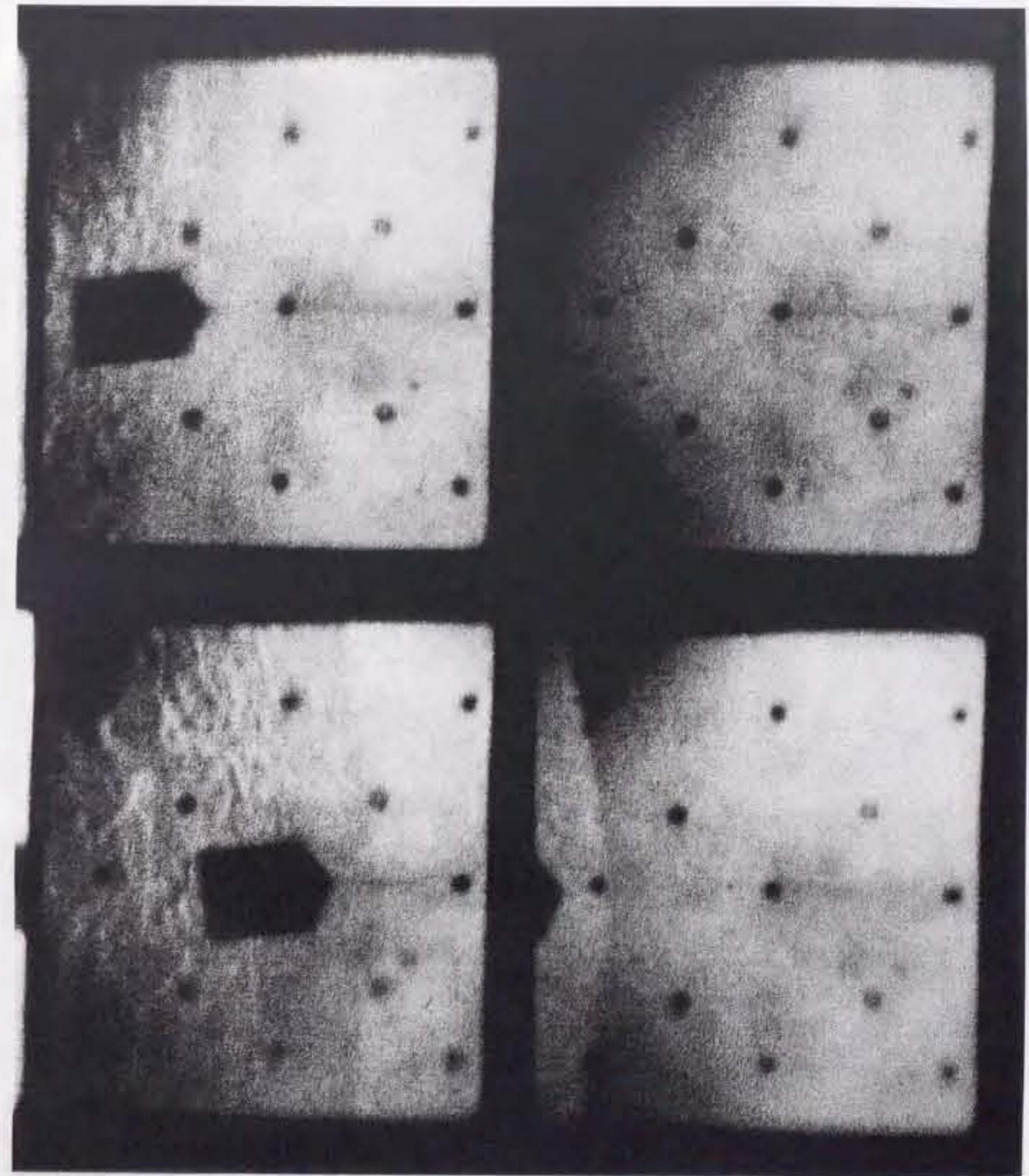


1-S128-0.33-120



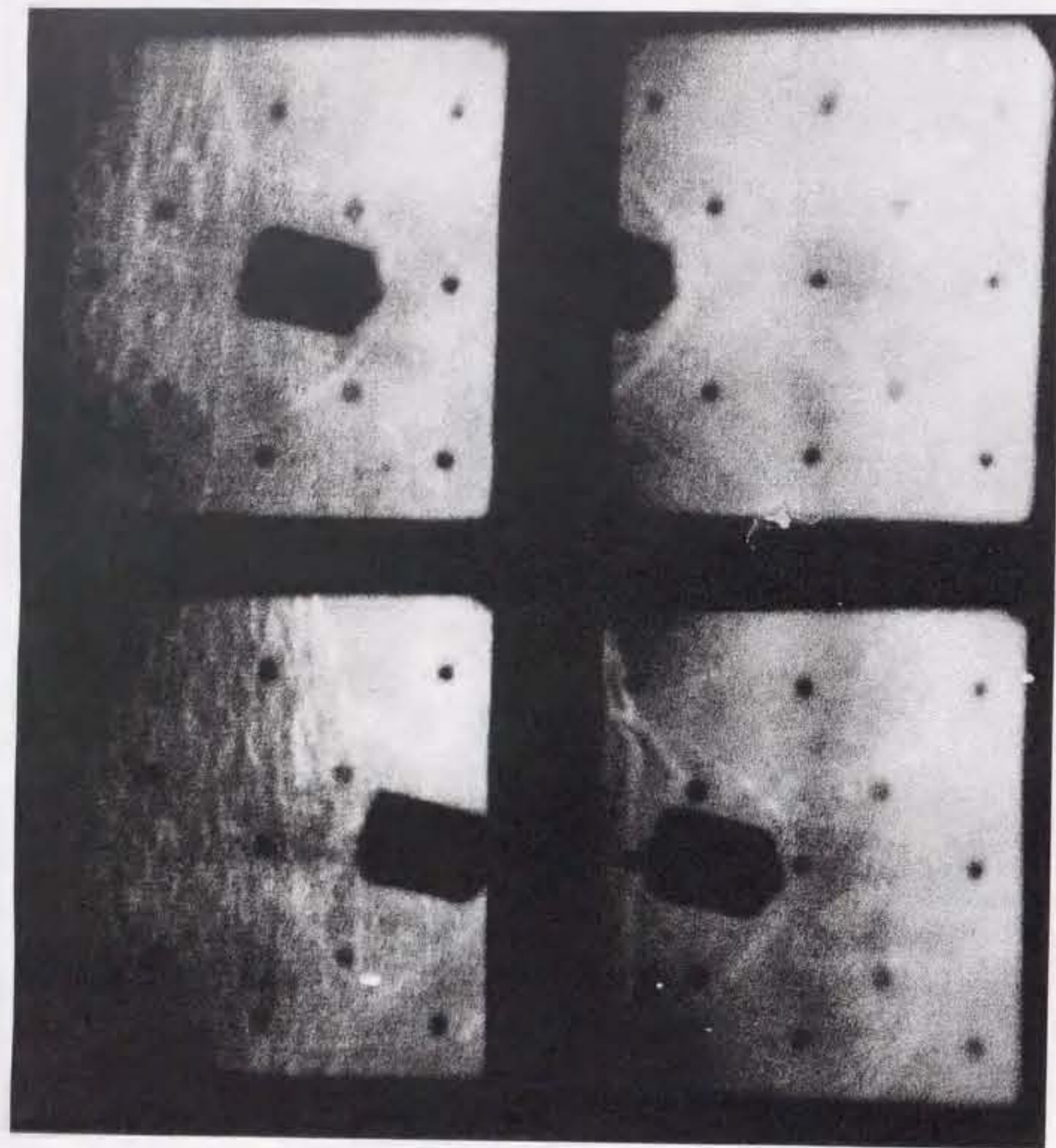
2-S130-0.5-120

110



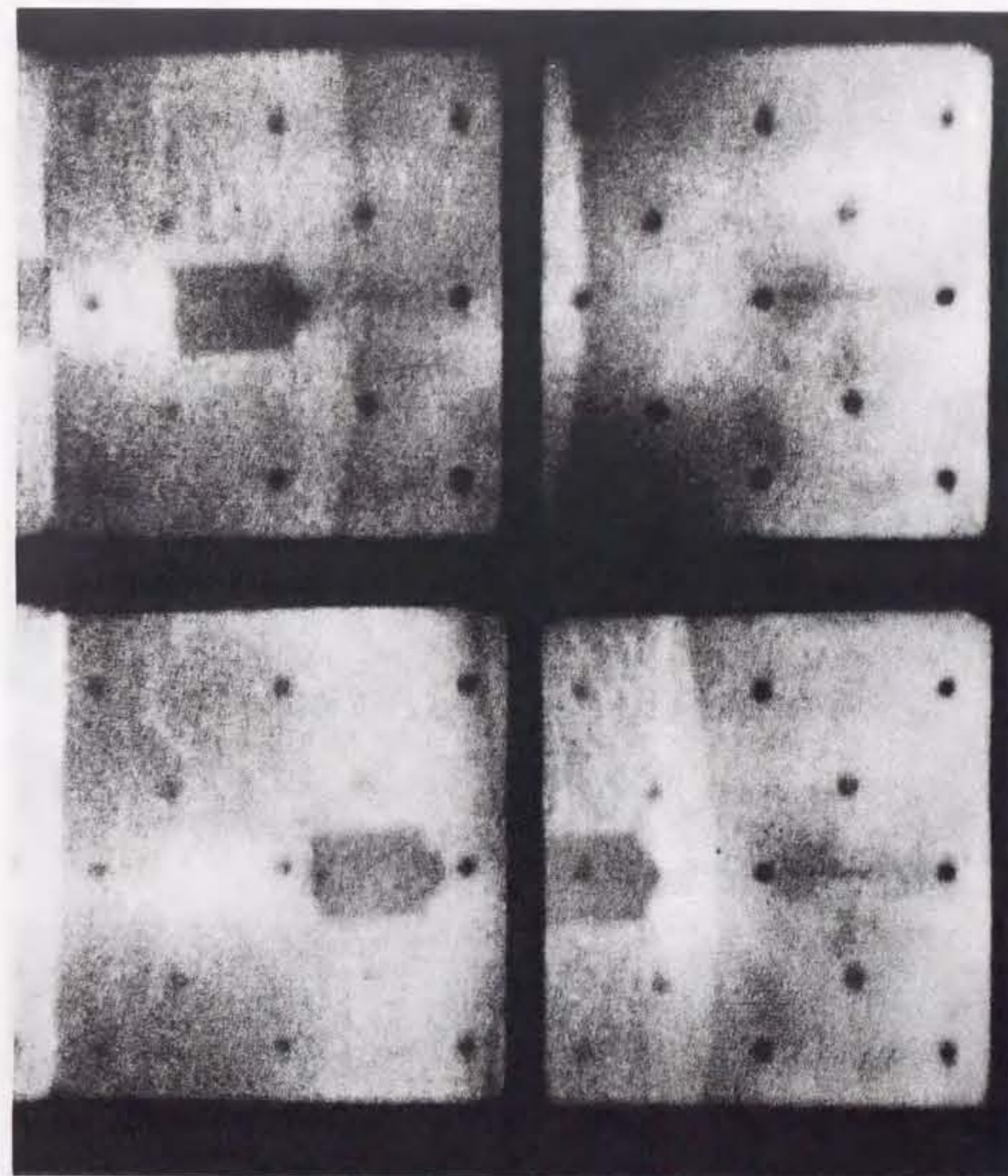
3-S131-0.5-120

111



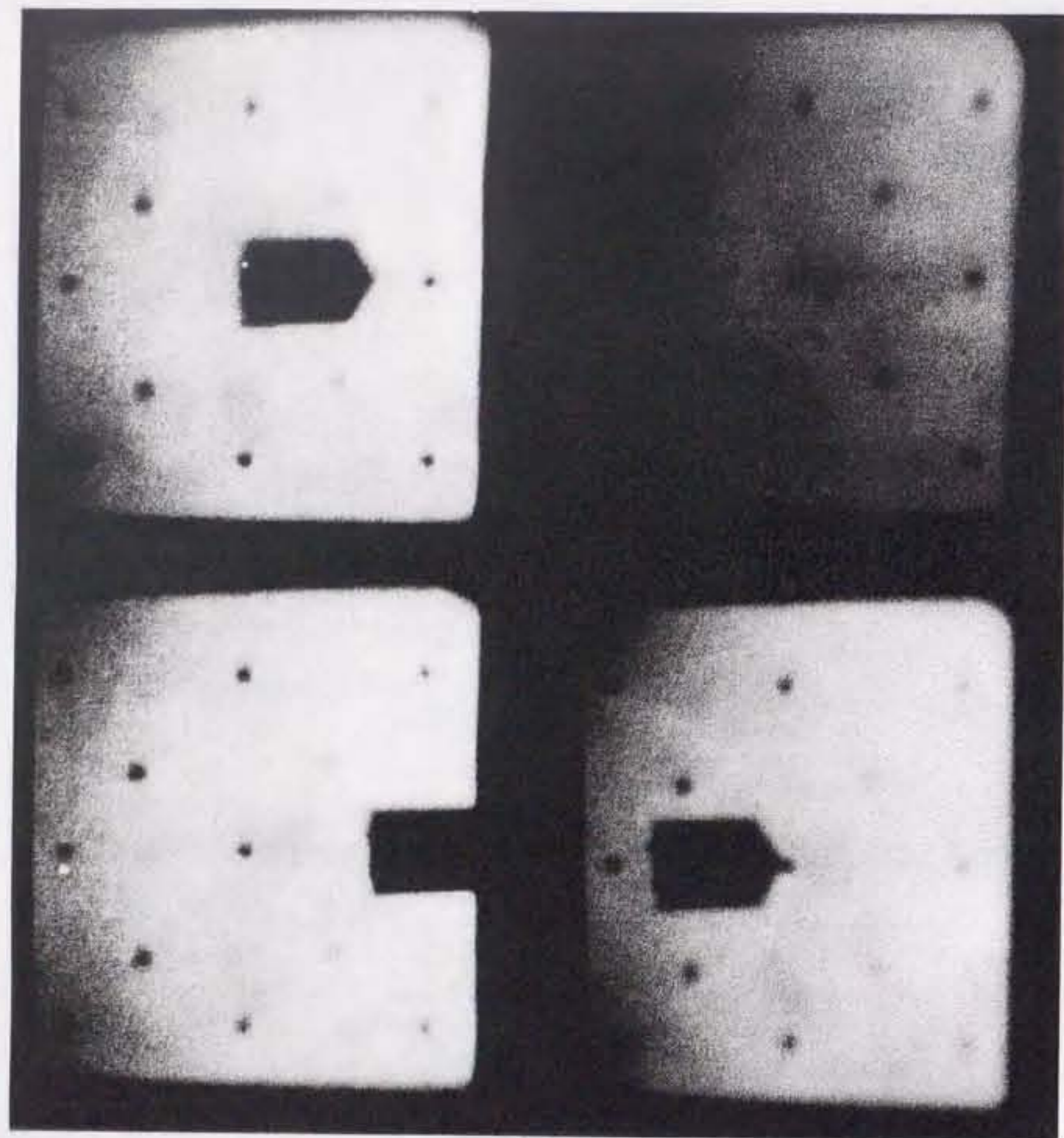
4-S134-0.2-120

112



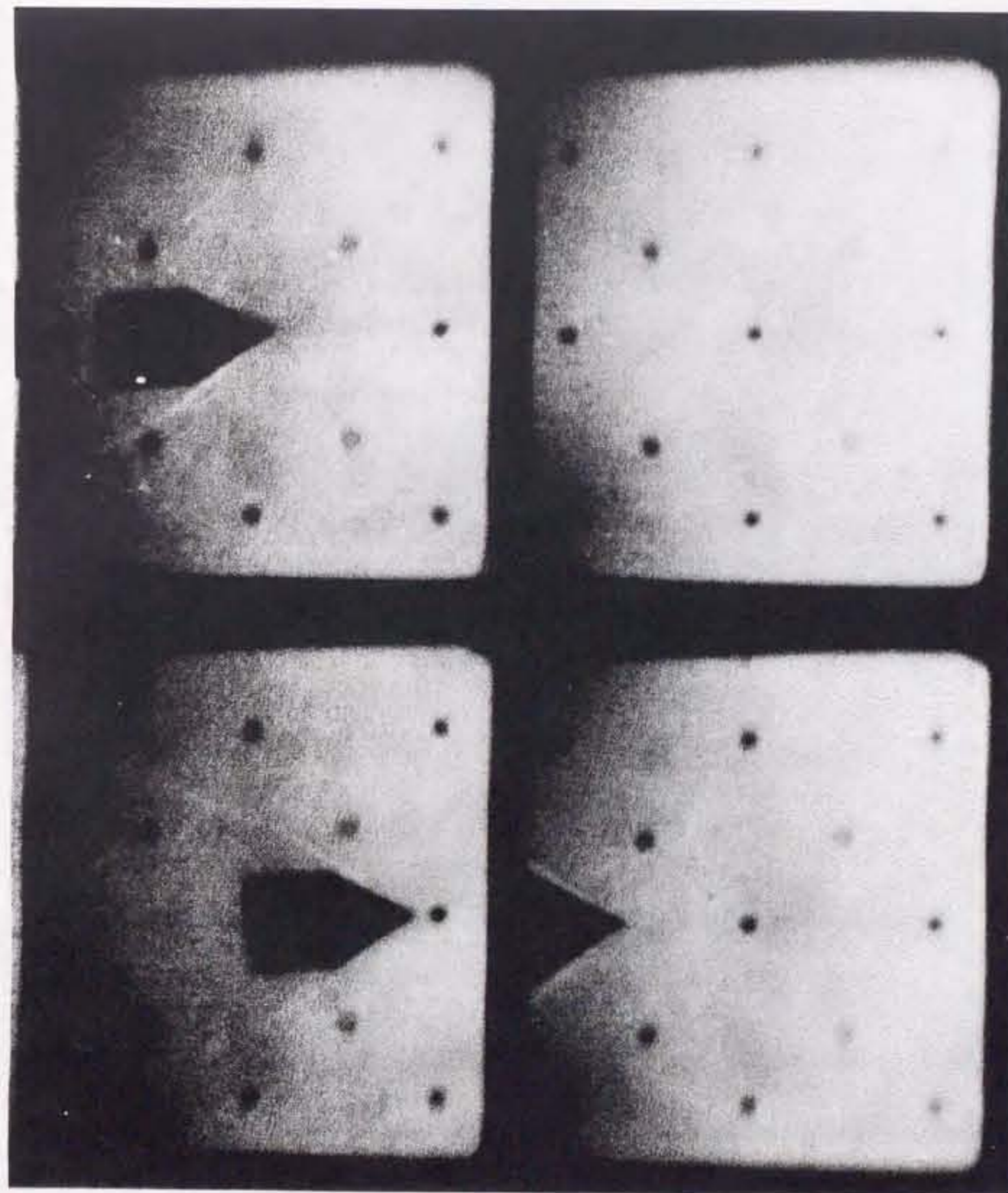
5-S137-0.4-120

113



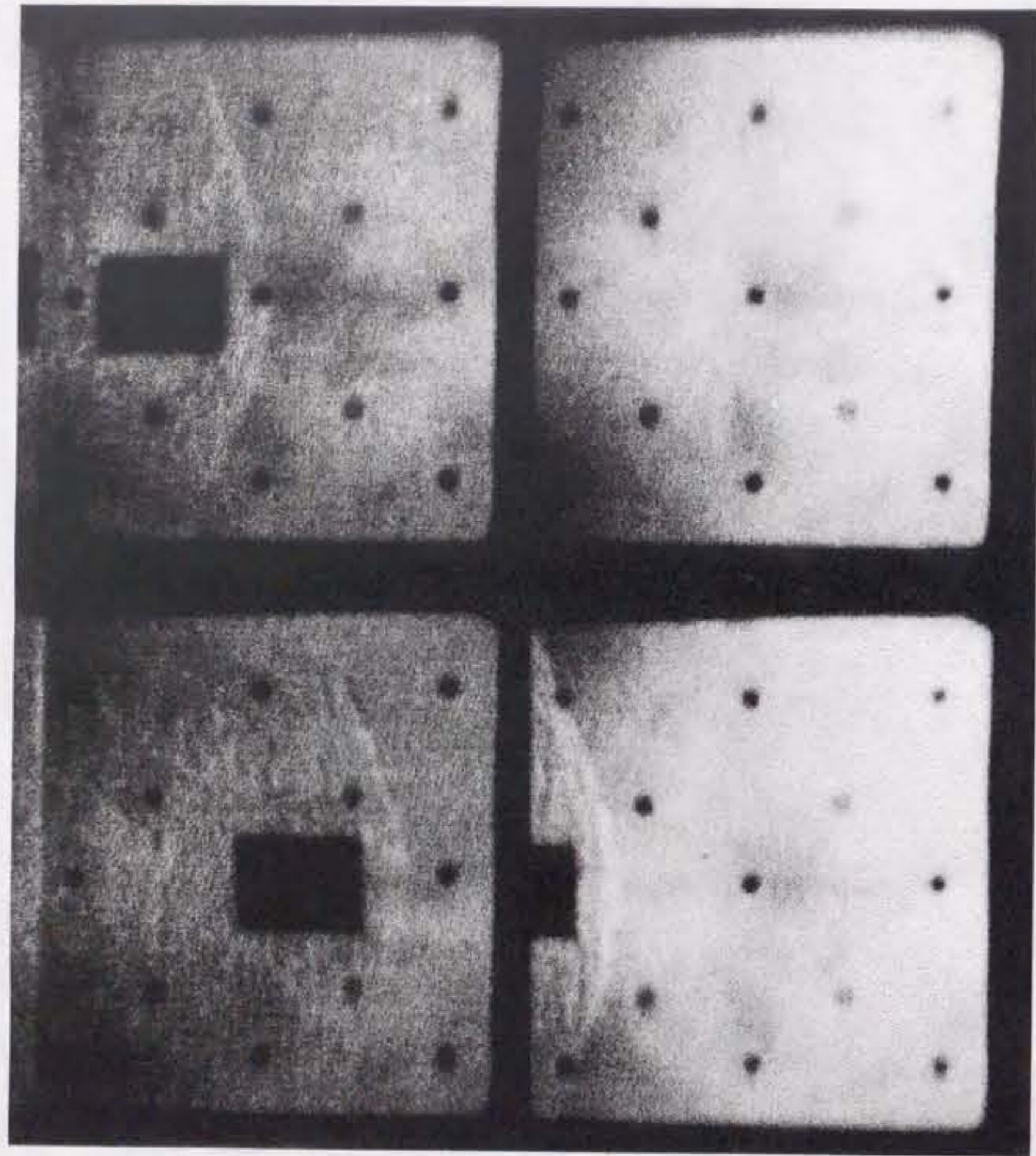
6-S138-0.1-120

114



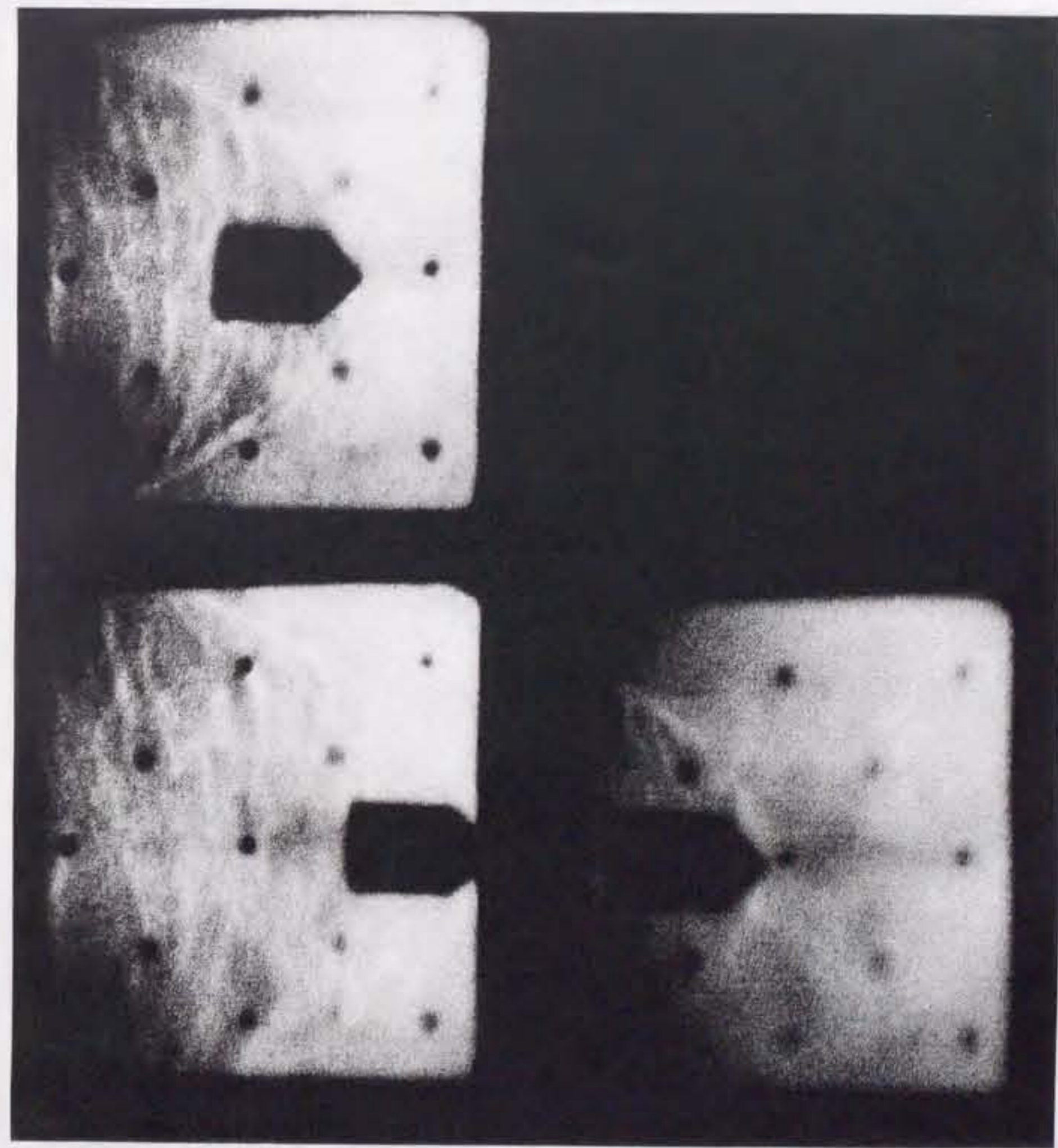
7-S140-0.33-60

115



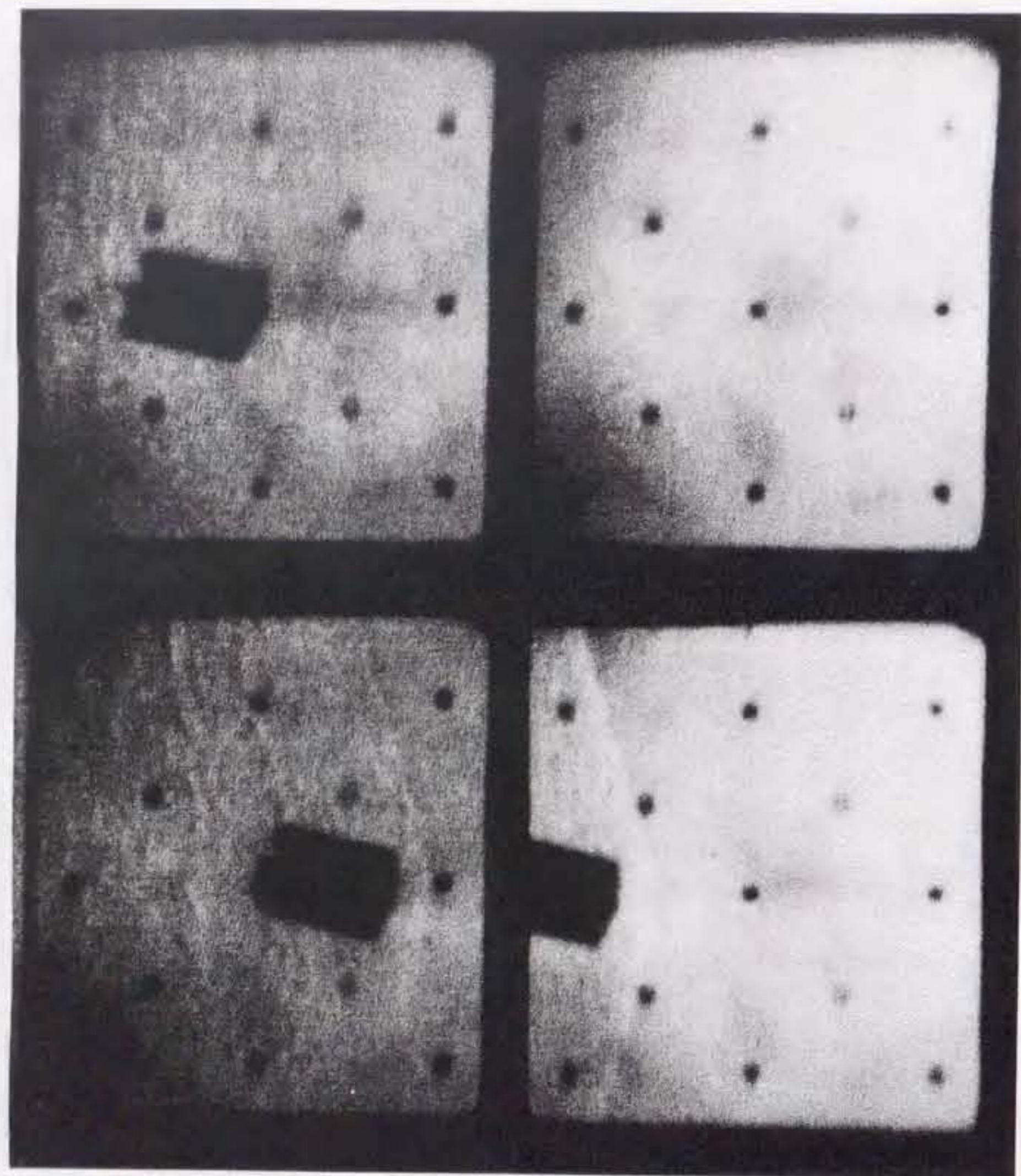
8-S141-0.33-180

116



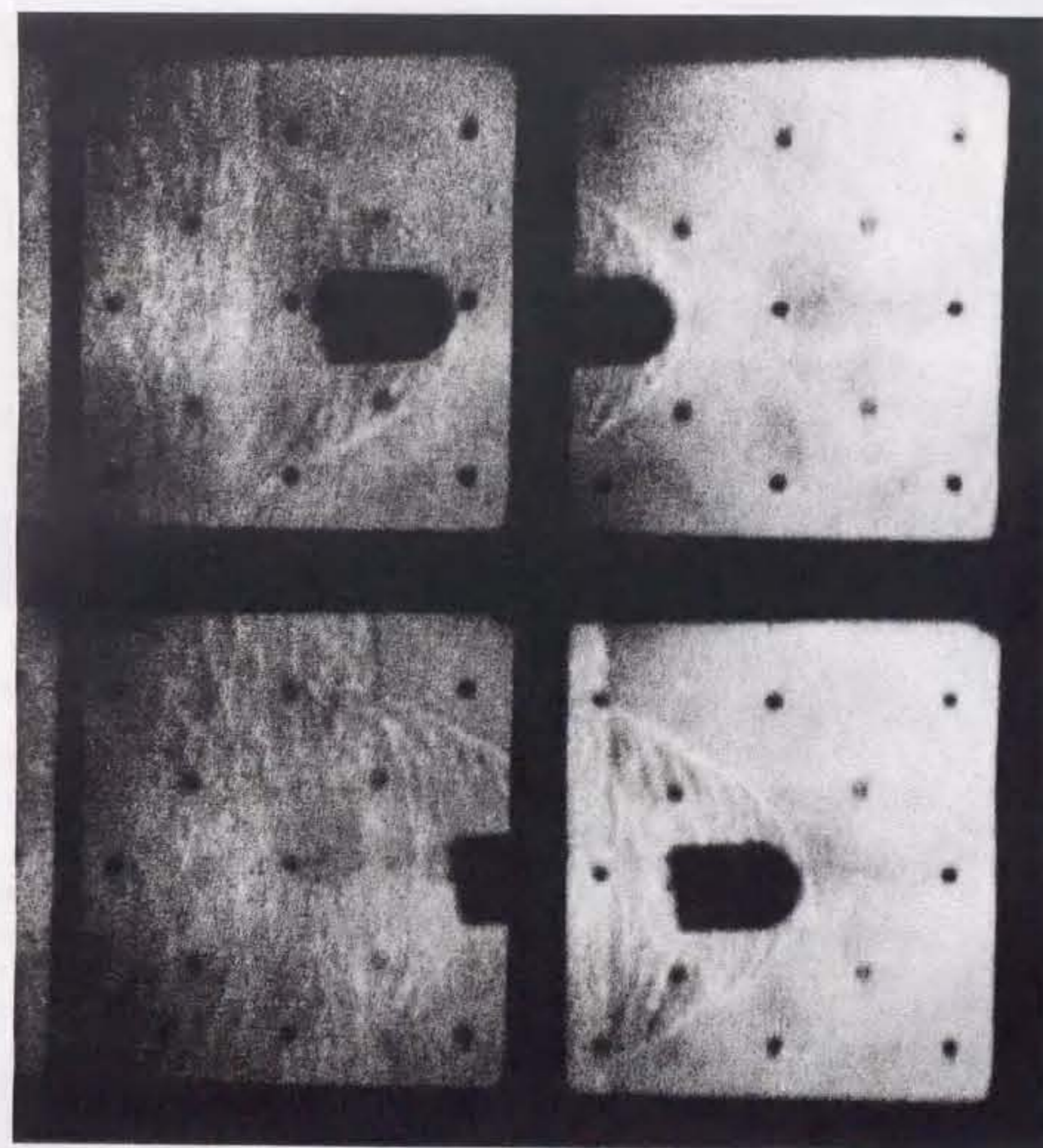
9-S142-0.33-90

117



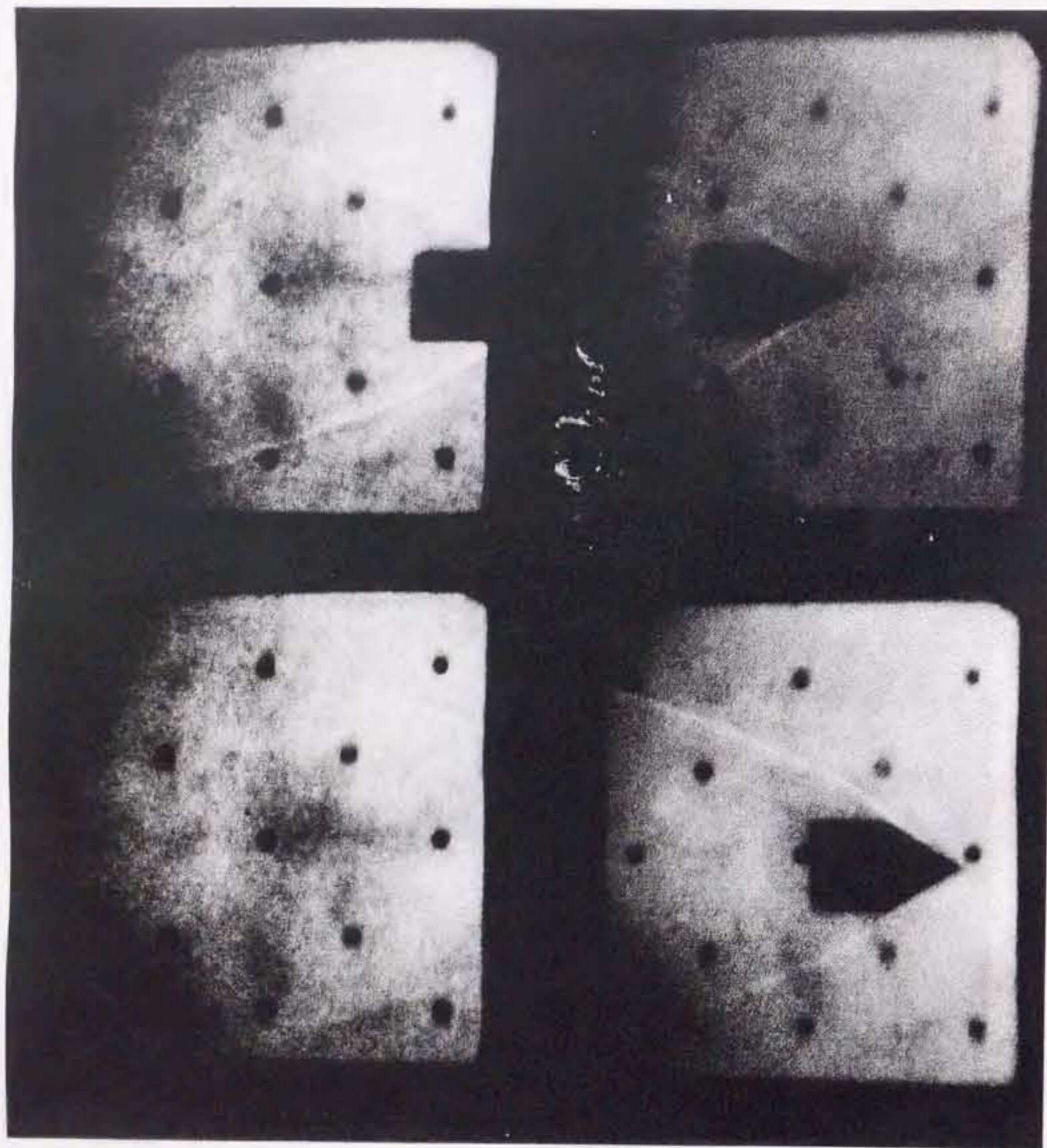
10-S143-0.33-150

118



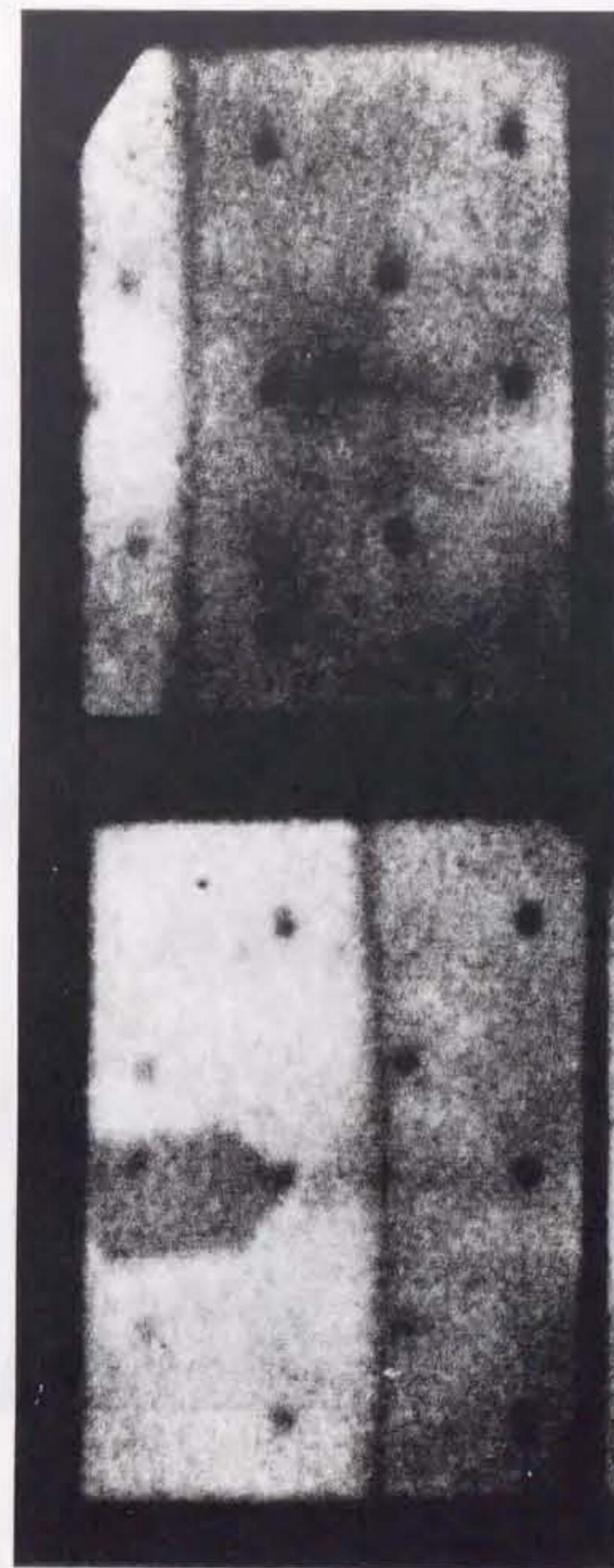
11-S145-0.33-HEM.

119



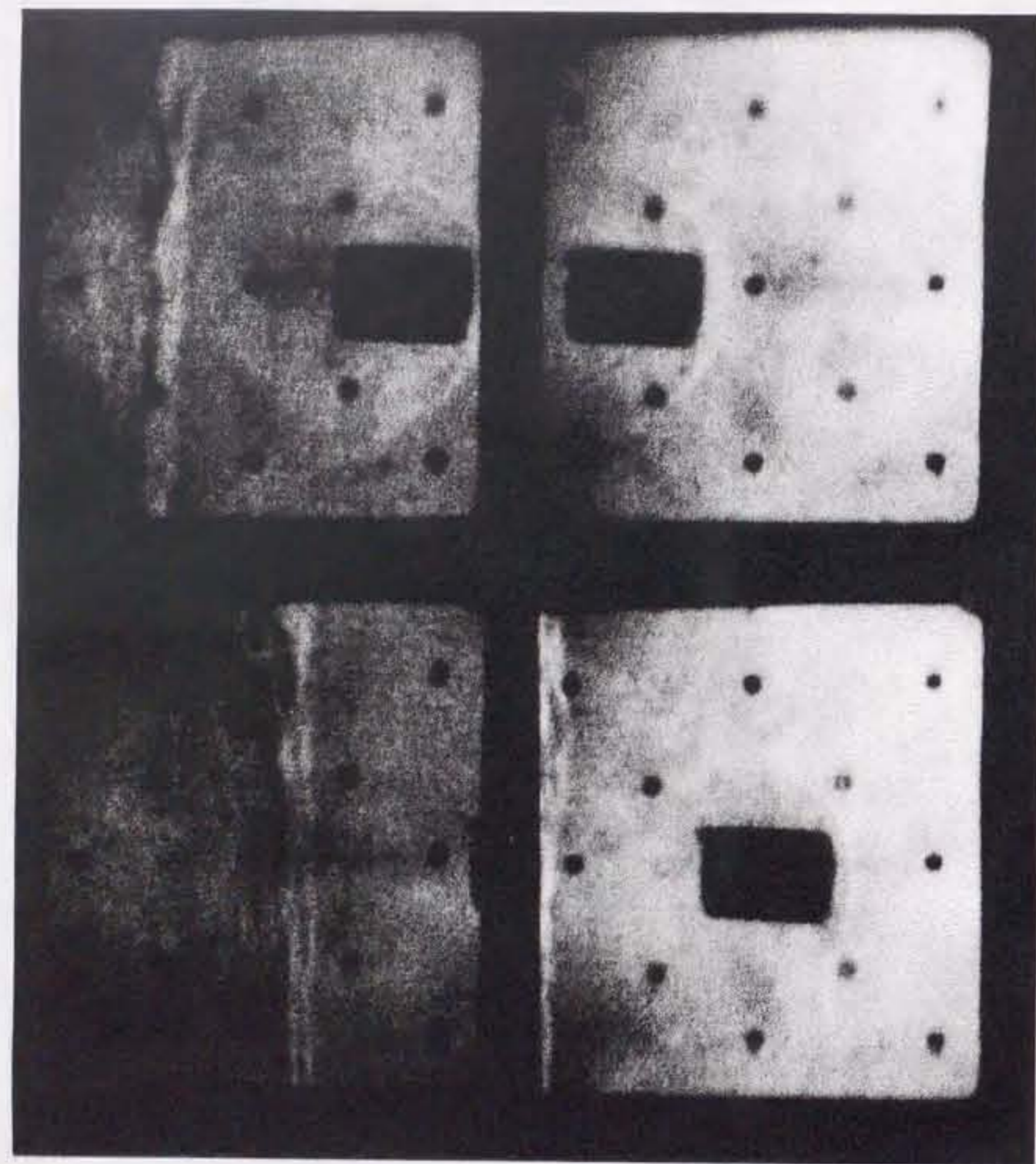
12-S146-0.5-60

120



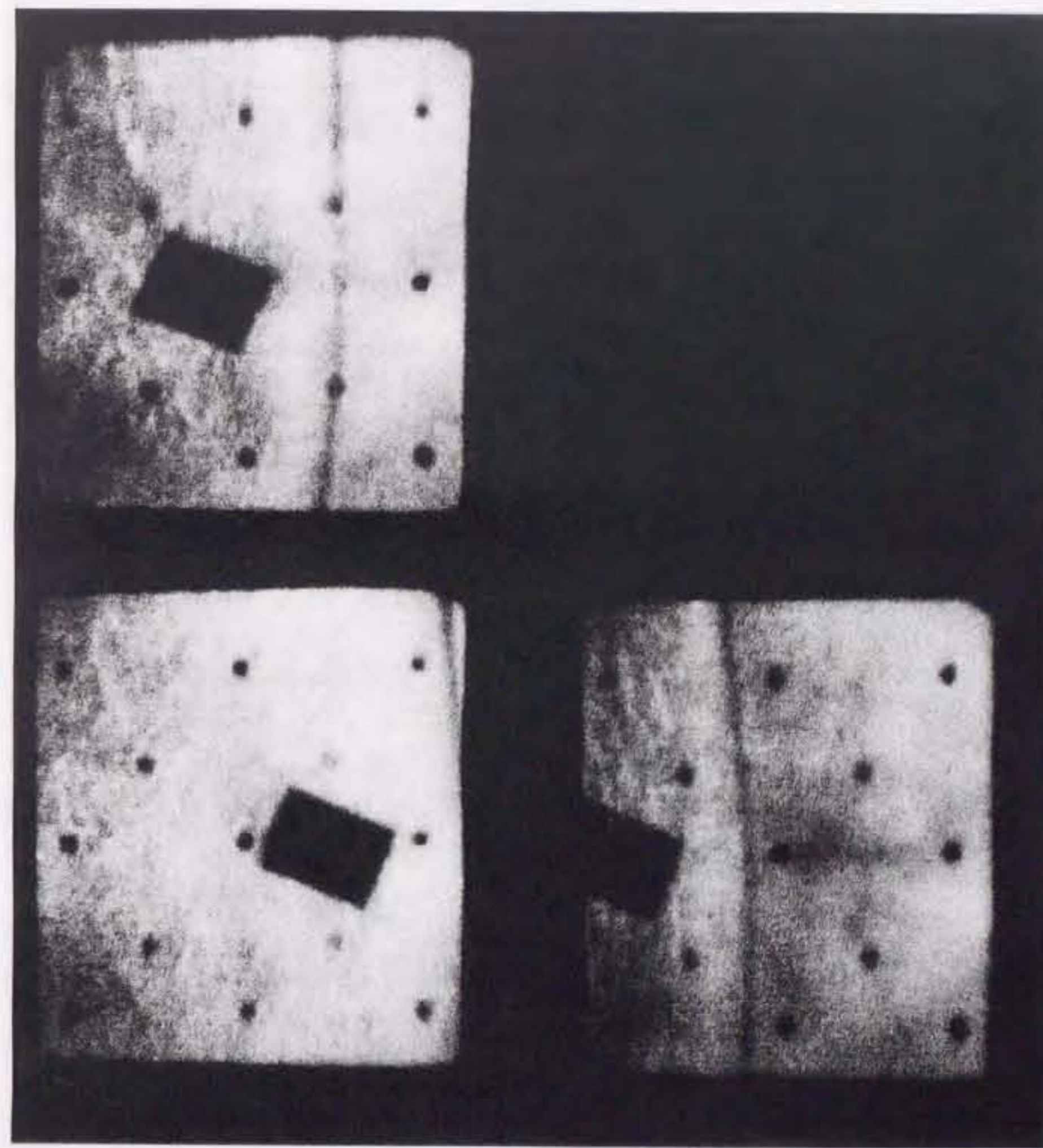
13-S147-0.5-90

121



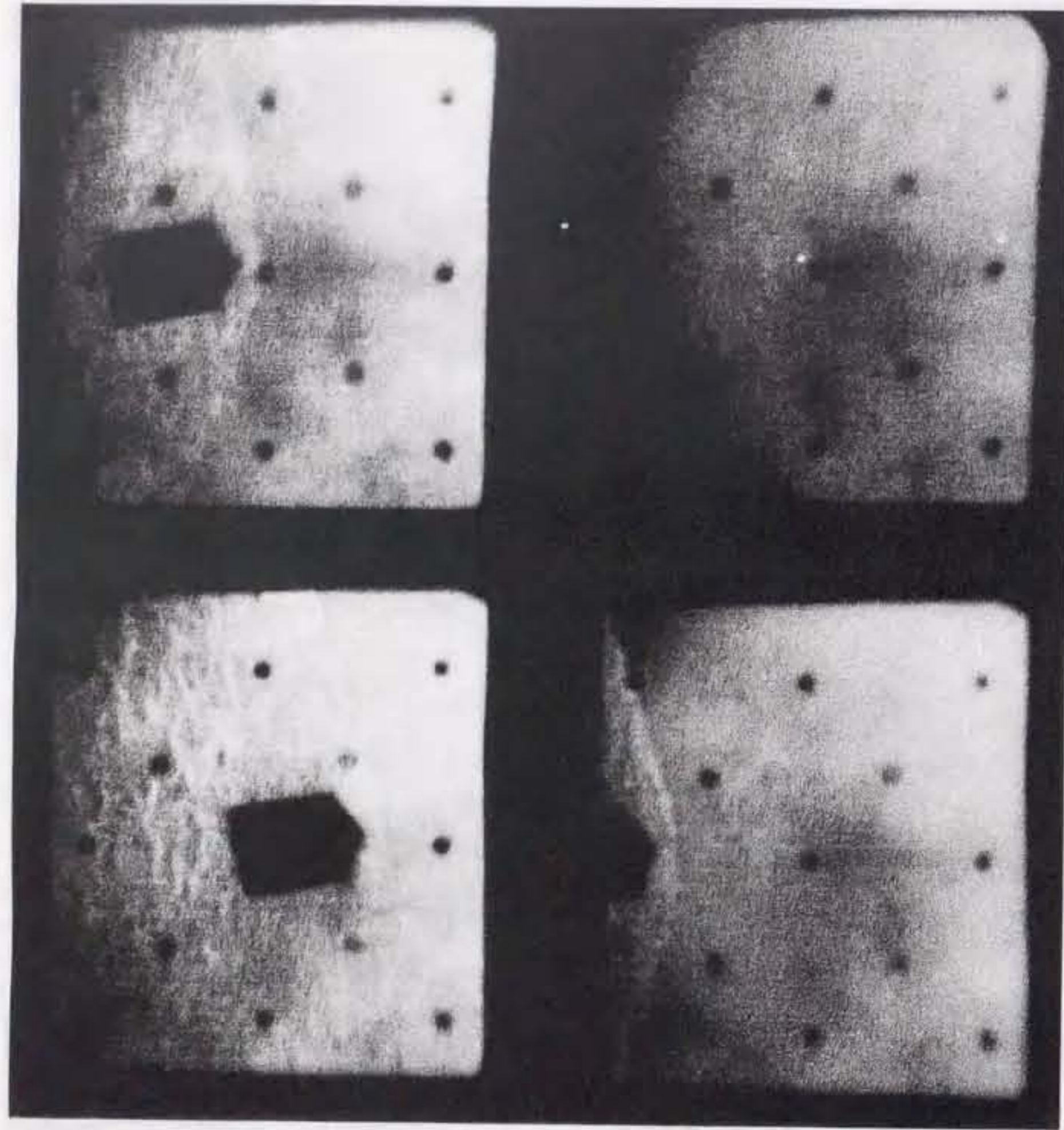
14-S148-0.1-180

122



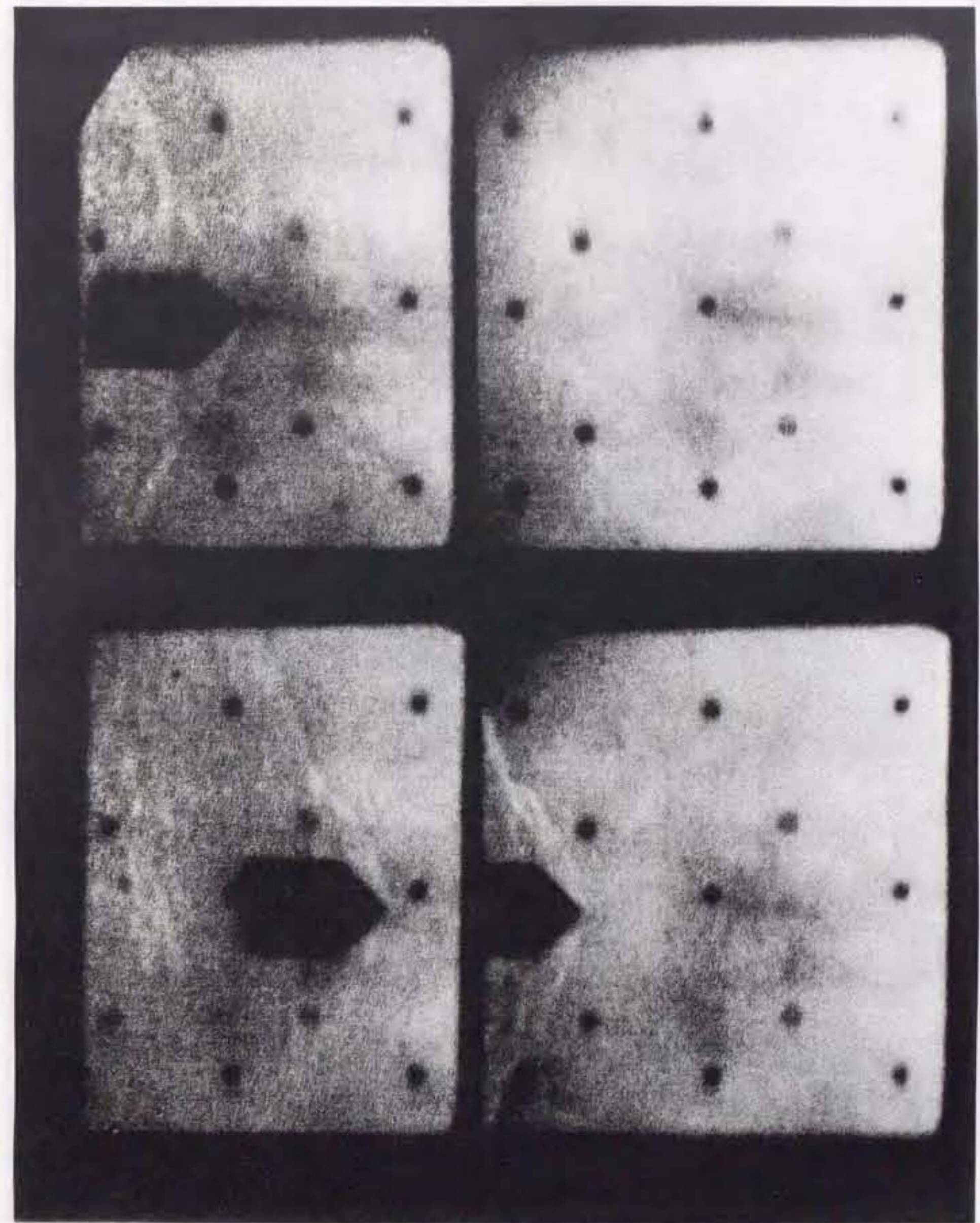
15-S149-0.5-180

123



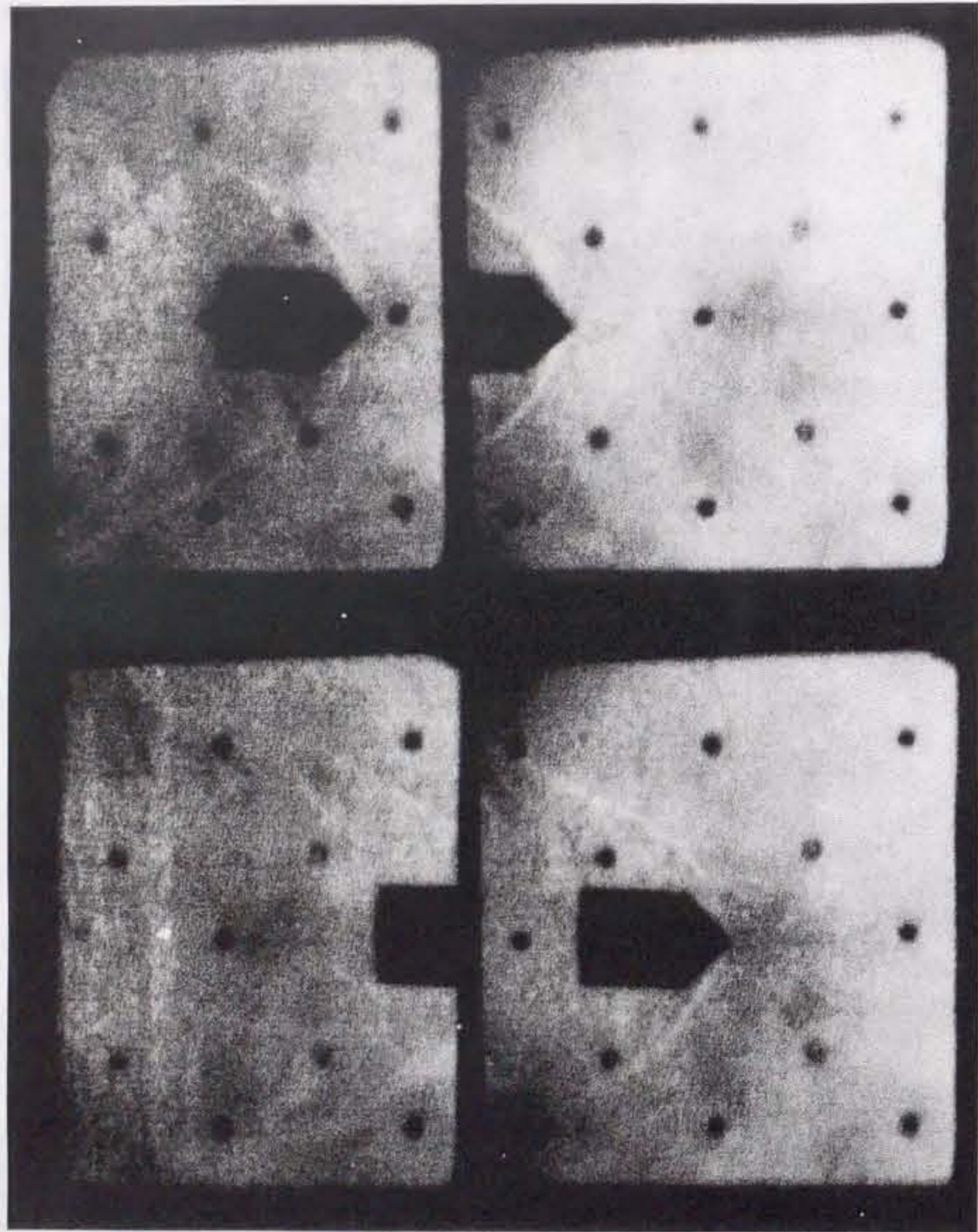
16-S151-0.33-120

124



17-S152-0.33-90

125



18-S153-0.2-90

