



形態)。ダムケラー数が増大すると、飛行体先端部分から周期的な爆発が発生し、先端部で衝撃波と発熱反応との強い相互作用が観測されるようになる(振動燃焼形態)。これ以後、定常燃焼形態と振動燃焼形態を合わせて衝撃波誘起燃焼と呼ぶことにする。さらにダムケラー数が高くなると爆発による衝撃波と発熱反応の強い相互作用は飛行体先端部分にとどまらず、半径方向に拡がり、斜めC-Jデトネーション波を形成するに至る。この斜めC-Jデトネーション波は自発的で、後方からの希薄波の影響を受けにくいので、飛行体から半径方向に離れた位置でも減衰(湾曲)することは少ない。つまりほぼ円錐形状の波面を広域に形成するとされる(斜めデトネーション波形態)。

低ダムケラー数の衝撃波誘起燃焼の場合、つまり弓状衝撃波の後流側に発熱反応領域が定常または振動して形成される場合については多くの研究がなされてきた。Ruegg and Dorsey<sup>7)</sup>は、直径19.94mmの球形飛行体を水素空気混合気に突入させ、飛行体周りの流れをシャドウグラフ法とシュリーレン法によって可視化し、飛行体弓状衝撃波後方での発熱反応領域を可視化した。観測された衝撃波誘起燃焼は2つに分類され、それらは上述した反応領域が滑らかな弓形となる定常燃焼形態と振動燃焼形態であった。さらにAlpert and Toong<sup>6)</sup>によると振動燃焼形態は、振動の種類によって(燃焼領域の飛行体半径方向への広がり方と振動周期のばらつき方によって)「規則的形態(regular regime)」と「大規模擾乱形態(large-disturbance regime)」に分類されることが分かった。Lehr<sup>8)</sup>も同様な現象を観測したが、彼はさらにC-J速度前後の衝撃波誘起燃焼についても議論した。Lehrによって撮影されたシャドウグラフ写真は極めて高い分解能であるため、後の文献に頻繁に引用されている。近年ではKasahara, et al.<sup>9, 10)</sup>により、この2つの振動燃焼形態(規則的形態と大規模擾乱形態)は重なりあう場合があることが示された。規則的形態に対して、McVey and Toong<sup>11)</sup>は1次元よどみ点流線上で、衝撃波、圧縮波、希薄波、接触不連続面、発熱反応領域との相互作用を考慮し、モデル化を試みた。Alpert and Toong<sup>6)</sup>は大規模擾乱形態についてMcVey and Toongのモデルの拡張を試みた。最近ではMatsuo and Fujiwara<sup>12)</sup>, Matsuo and Fujii<sup>13)</sup>らが、数値解析を用いることで飛行体表面の影響等を考慮し、反応領域と衝撃波の相互作用がより強い場合のモデル化を行っている。

高ダムケラー数の斜めデトネーション波形態の場合は、1972年にLehr<sup>8)</sup>によるものがあるが、本格的な研究は最近になってからである。Kasaharaら<sup>13)</sup>は現象の混合気初期圧力依存性と円錐先端飛行体の円錐開き角

への依存性を調べ、斜めC-Jデトネーション波の発生形態の分類を行った。Higgins<sup>14)</sup>らは観測容器壁面で通過衝撃波の圧力履歴を観測することで、このデトネーション波の着火限界を実験的に示した。理論的研究は主としてデトネーション波の発生限界に対して行われており、例えば、Lee<sup>15)</sup>らはプラスト波の理論を用いてデトネーション波の着火限界を半経験的に示した。

衝撃波誘起燃焼の研究は振動燃焼メカニズムに着目した研究が大部分をしめる。斜めデトネーション波形態の研究はここ10年ほどで活発化してきているが解明されていないことが多い。そこで、本誌では、衝撃波誘起燃焼については包括的に、斜めデトネーション波形態については、最も典型的な現象についての研究成果を報告する。

また、近年のラム加速器等の開発研究において、飛行体が隔膜を破る時の燃焼現象に与える影響が重大であることが分かってきた<sup>16)</sup>。このため本誌の最後では、隔膜のデトネーション波への影響についての研究成果を示す。

なお、波の前面を見やすくするため、Fig. 3を除く全てのシュリーレン像とOHの自発光像は濃淡を反転している(ネガ)。このため、図中の飛行体の像は白色となる。

## 2. 衝撃波誘起燃焼(低ダムケラー数の場合)

以下の議論のために、振動燃焼の各部位を示す用語を、Fig. 2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発熱反応領域(Reaction Zone)と呼び、Fig. 2では灰色で示されている。実験

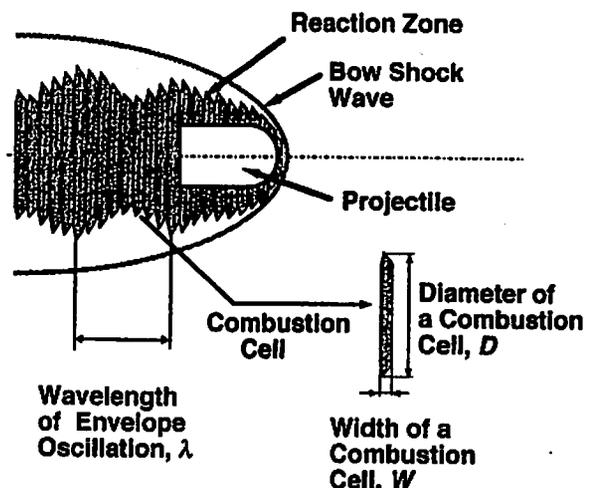


Fig. 2 Structure of oscillating combustion

結果を見ると、発熱反応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。発熱反応領域は、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(Fig. 2で $\lambda$ を波長とする振動)。この振動は発熱反応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30mm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 $\lambda$ )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。

衝撃波誘起燃焼の場合の実験条件をTable 1にまとめる。実験条件は図番号毎に記し、混合気の初期温度を $T_0$ 、飛行体速度を $V_p$ 、飛行体マッハ数を $M_p$ とした。なお、混合気成分比を水素-空気当量混合比( $2H_2+O_2+3.76N_2$ )とし、混合気初期圧は $p_0 = 0.75$  (atm)とした。また飛行体の直径は10mmである。

## 2.1 燃焼形態の整理

観測された燃焼形態は5種に分類することができる。観測された5種の形態をFig. 3にまとめる。Fig. 3中の黒点(Fig. 5では白点)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2mmで、それら相互の距離は水平、垂直方向ともに20mmである(Fig. 5も同様)。燃焼セルの「通常振動(Normal Cell Oscillation)」とは、Fig. 3(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、Fig. 3(c)に示されるものである。この高周波振動はFig. 3(a)に示される通常振動の約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

Table 1 Experimental conditions of shock-induced combustion

Fig. No.	Projectile noise shape	$T_0$ [K]	$V_p$ [km/s]	$M_p$
* 3 (a)	Hemisphere	301.1	$1.98 \pm 0.05$	4.84
* 3 (b)	Hemisphere	300.9	$1.78 \pm 0.02$	4.35
* 3 (c)	Hemisphere	295.1	$1.92 \pm 0.02$	4.74
* 3 (d)	Hemisphere	300.9	$1.76 \pm 0.02$	4.30
* 3 (e)	Hemisphere	295.9	$1.75 \pm 0.02$	4.31
5 (a)	Cone-76°	304.2	$2.38 \pm 0.07$	5.78
5 (b)	Cone-120°	304.7	$2.31 \pm 0.06$	5.61
* 5 (c)	Hemisphere	305.3	$2.03 \pm 0.07$	4.92

\*Standard condition : Hemisphere 10 mm diameter projectile and 0.75 atm initial gas pressure.

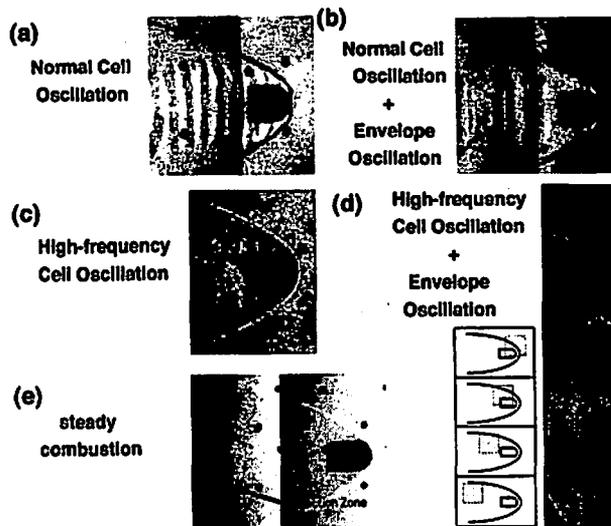


Fig. 3 Five combustion modes of oscillating combustion

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Fig. 3(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、Fig. 3(b), (d)に示される燃焼形態を形成する。また、Fig. 3(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。

緒言で触れた、規則的形態(Regular Regime)は高周波かつ小振幅の規則的な振動形態で、Fig. 3(c)がこれに対応する。大規模擾乱形態(Large Disturbance Regime)は低周波かつ大振幅の振動形態で、Fig. 3(a), (b)がこれに相当する。本研究によって新たにFig. 3(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。

## 2.2 飛行体速度による燃焼形態の変化

Fig. 4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1.58km/sおよび1.73km/sの場合に観測された。Fig. 4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1.7km/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ある。包絡面の振動は、1.8( $\pm 0.1$ ) km/sの限られた飛行体速度領域でのみ観測された。

Fig. 4に示すように、同一速度領域で通常振動と高

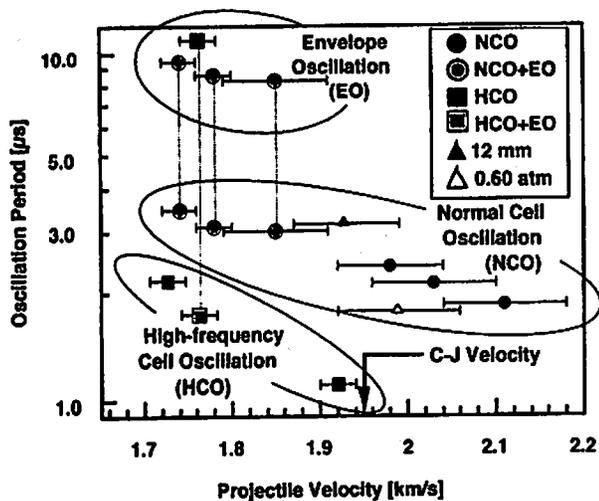


Fig. 4 The dependence of oscillation periods on the projectile velocity. Except  $\blacktriangle$  and  $\triangle$ , data plots on this graph are for the case of standard conditions.  $\blacktriangle$  is a plot for the case of 12-mm diameter and  $\triangle$  is a plot for the case of 0.60-atm initial gas pressure. Error on vertical direction is smaller than the symbol size.

周波振動の両者が観測された<sup>6,7,9,10)</sup>。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確定されない。しかし、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方法(隔膜の影響)などにあると考えられている<sup>6,10)</sup>。隔膜の影響については4節で触れる。

C-J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、複数の実験的研究<sup>8,11)</sup>で確かめられている。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。C-J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解釈されている<sup>6,8)</sup>。

### 2.3 飛行体先端形状による燃焼形態の変化

典型的な3例をFig. 5に示す。Fig. 5(a), (b)は円錐先端形状の飛行体を用いた場合で、Fig. 5(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[Fig. 5(a)]は付着衝撃波条件に、頂角120度の飛行体[Fig. 5(b)]は離脱衝撃波条件に、各々相当する。

頂角76度の円錐先端飛行体[Fig. 5(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、振動燃焼の原因となる波

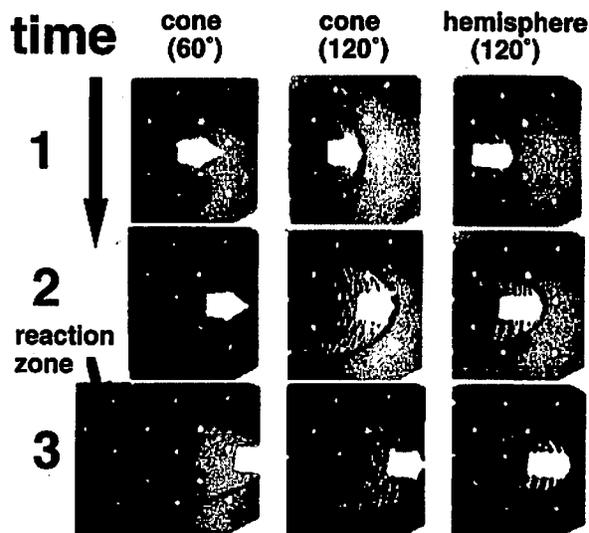


Fig. 5 Dependence of the combustion phenomena on the projectile nose shape. (a) cone (76 deg.), (b) cone (120 deg.) and (c) hemisphere. The interframe time was 5.0  $\mu$ s.

(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、付着衝撃波の場合は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[Fig. 5(b)]および半球先端飛行体[Fig. 5(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. 斜めデトネーション波形態(高ダムケラー数の場合)

斜めデトネーション波形態を発生させた実験条件を述べる。飛行体は直径10mmの錐頭円柱形状で、円錐の全開き角 $\alpha$ は文中で特に断らない限り $120.9 \pm 0.2$ 度である。飛行体の材質はポリエチレンである。飛行体速度 $V_p$ は文中、ないしは表で示す(以下の $p_0$ 、 $T_0$ についても同様)が、概ね2.9km/sから4.2km/sの範囲内である。混合気は当量比 $\phi$ が $0.99 \pm 0.1$ の水素-酸素予混合気を用いた。なお、実験の手順上、モル分率で2%未満の窒素の残存の可能性があるが、これを無視した。混合気初期圧 $p_0$ は概ね0.10atmから0.52atmの範囲内である。混合気初期温度 $T_0$ は概ね294Kから303Kの範囲内(室温)である。

Fig. 6に典型的な実験条件での飛行体まわりの流れのシュリーレン写真を示す。実験条件は $T_0 = 302.1 \pm 0.4$ (K)、 $p_0 = 0.506 \pm 0.003$ (atm)、 $V_p = 3.71 \pm 0.24$ (km/s)である。Fig. 6右下の5角形の白色部分が、図に対して右方向を向いて飛行している錐頭円柱飛行体である。Fig. 6中で、縦方向と横方向とに等間隔に並んでいる白色の点は、直径1mmの円形マーカーで15mm間隔で並んでいる。以後の図でも同様である。Fig.



Fig. 6 Typical oblique detonation waves around a hypersonic projectile

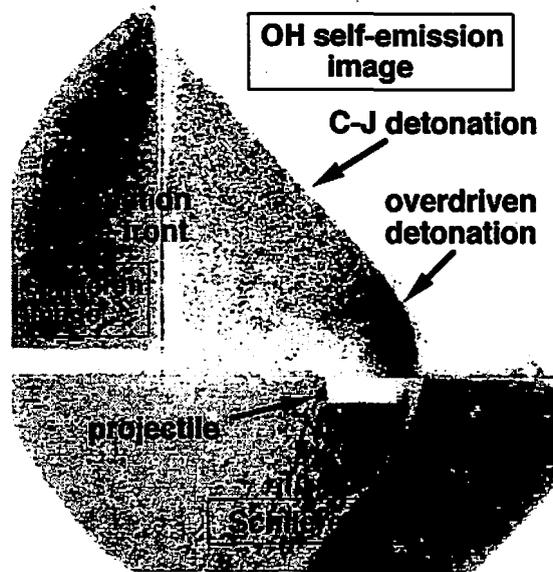


Fig. 7 OH radical self-emission observation

6からまず分かることは、飛行体先端から衝撃波が発生しFig. 6の左上に向かって衝撃波面が伸びていることである。よどみ点近傍で、この衝撃波は飛行体の進行方向に対して垂直となっている。飛行体から10mm程度離れた位置までは、衝撃波は湾曲した弓状衝撃波となっている。飛行体から10mm程度以上離れた位置では、衝撃波は直線状に伸びている。ただし現象は、ほぼ軸対称だと考えられるので、この直線状に見える衝撃波は、円錐面と同じ曲率分布の曲面から成る。以下の節(3.1)(3.2)で、この衝撃波がデトネーション波であることを示す。

### 3.1 デトネーション波での化学反応

化学反応が生じている領域をOHラジカルの自発光観測法によって確認した(Fig. 7)。これは燃焼によって生成するOHラジカルからの波長306nmの紫外光を、干渉フィルターを用いて選択的に結像する手法である。Fig. 7はOHラジカルの自発光像(右上)とシュリーレン像(左から下にかけて)を同時撮影した写真である。実験条件は  $T_0 = 295.9 \pm 0.4$  (K),  $p_0 = 0.501 \pm 0.003$  (atm),  $V_p = 3.76 \pm 0.19$  (km/s)であり、ゲートCCDカメラの露光時間は200nsである。このFig. 7から、シュリーレンによる衝撃波の密度変化が観測された位置と、OHの自発光が観測された位置は、飛行体の最先端位置で一致し、またFig. 7左上端で一致している。つまり、このFig. 7はデトネーション波の全領域において衝撃波と発熱反応領域が一致していることを示しており、観測された波面が確かにデトネーション波であることを示している。

また先端部分でのOHラジカルの自発光の光量は飛

行体から離れた位置のそれに比べて大きいことが分かる。この結果から、先端付近のデトネーション波は飛行体のピストン作用が効いているoverdrivenデトネーション波だと考えられる。

### 3.2 C-Jデトネーション速度

直線状に見える衝撃波の波面垂直方向速度を調べた。この時の波面の垂直方向伝播速度  $V_n$  は現象が定常だとして、飛行体速度  $V_p$  とデトネーション角(衝撃波角)  $\beta$  を用いることで、 $V_n = V_p \sin \beta$  として算出した。

Fig. 8は、混合気初期圧を横軸に、直線状に見える衝撃波の垂直方向伝播速度を縦軸にとったグラフである。実線は、1次元デトネーション後方の音速点での

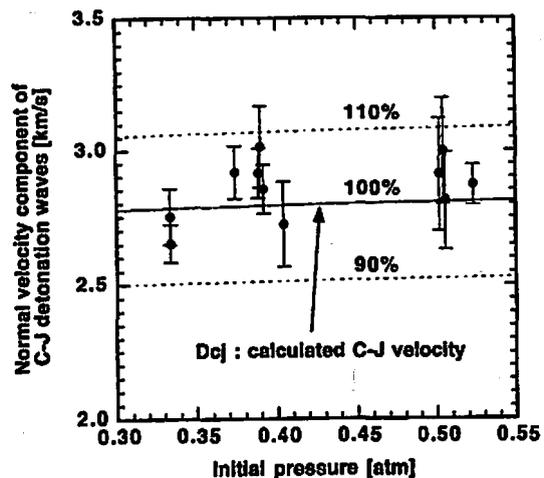


Fig. 8 Normal velocity component of oblique detonation waves

状態が熱的、化学的な平衡であることを仮定した場合の計算によるもので、この圧力領域では、デトネーション管実験での結果とも良く一致することが知られている。Fig. 8から、直線状に見える衝撃波として観測された波面の垂直方向伝播速度は、1次元のC-Jデトネーション波と±10%以内で、よく一致した。

### 3.3 飛行体が生成する斜めデトネーション波の発生機構

Fig. 9に、飛行体の周りに発生するデトネーション波の空間的な構造を示す。Fig. 9は、現象を軸対称として、ひとつの半径方向(上半分)のみ取り上げたものである。以下で、飛行体周りに発生するデトネーション波を飛行体近傍から離れる方向に波面に沿って4つの領域に分割して議論する。パラメータ  $\beta_1$ ,  $\beta_{CJ}$  については後でのべる。

#### (i) strong overdriven detonation wave (SO-DW)

飛行体前面からのピストン作用が強く働く領域で、波面後方の流れは亜音速まで減速される領域 ( $M_2 < 1$ ,  $M_{n2} < 1$ ) である。よどみ点前方ではデトネーション角(衝撃波角)  $\beta$  は直角 ( $90^\circ$ ) となり、デトネーション波前後で、流れの方向は変化しない。よどみ点近傍では、デトネーション角が直角に近く、デトネーション波前後での流れの方向変化は小さい。よって波面後方の流れは、飛行体表面に沿うことで方向が変化し、圧縮、加速され、やがて音速点を越えて超音速となる。

#### (ii) weak overdriven detonation wave (WO-DW)

飛行体前面からのピストン作用が領域 (i) ほど強くなく、波面は斜めとなり、波面後方の流れは超音速 ( $M_2 > 1$ ) となるが、その垂直方向成分は亜音速まで減

速される ( $M_n < 1$ ) 領域である。この領域内では、飛行体肩部からの希薄波がデトネーション波に到達し始め、デトネーション波は著しく減衰し、大きな湾曲を示す。

デトネーション波後面で流れが音速になる時のデトネーション角を  $\beta_1$  とし、この点で領域 (i) と領域 (ii) とを区切る。

#### (iii) quasi C-J detonation wave (QCJ-DW)

飛行体肩部からの希薄波によって弱められたデトネーション波は、それに伴って、デトネーション角が徐々に減少し、波面後方の速度は増加し、波面に垂直方向の速度成分はやがて音速に到達する ( $M_{n2} = 1$ )。この時、音速点から後方の影響は受けにくくなり、波は自走的なC-Jデトネーション波となる。ただし、軸対称3次元流れでは、希薄波の影響は皆無ではなく、また、波面が曲率を有するための波の発散もあり<sup>17)</sup>、結果として、この領域での波面の垂直伝播速度は、混合気固有のC-Jデトネーション速度より若干遅くなる(準C-J状態)。

この領域でのデトネーション角は、2次元のC-J斜めデトネーションの場合のデトネーション角  $\beta_{CJ}$  より若干小さくなる。

#### (iv) C-J detonation wave (CJ-DW)

デトネーション波面が飛行体から十分離れるにつれて、希薄波の特性曲線は波面と限りなく平行に近くなり、希薄波の影響は無視できるほど弱くなる。加えてデトネーション波の曲率も減少し、波面の垂直伝播速度は気体固有のC-Jデトネーション速度と等しくなる。この領域でのデトネーション角は、2次元のC-Jデトネーションの場合と等しいデトネーション角  $\beta_{CJ}$  となる。

### 3.4 希薄波の観測

飛行体近傍の希薄波は(3.3)でも述べたように、デトネーション波の構造に影響を与える。Fig. 10にシャドウグラフ法で観測された飛行体まわりの希薄波を示す。実験条件は  $T_0 = 302.6 \pm 0.4$  (K),  $p_0 = 0.502 \pm 0.003$  (atm),  $V_p = 3.89 \pm 0.28$  (km/s) である。Fig. 10では、希薄波が3本の白色の線として可視化されている。

希薄波の波頭の線 (Fig. 10の最も右側の希薄波の線) がデトネーション波に到達する部分を見ると、その到達点以遠でも、デトネーション波の湾曲が続いている。また、到達点以遠のデトネーション波の前面の形状には乱れが見られる。これがデトネーション波が自走的な場合に現れる3重点の連なる前面形状だとすると、希薄波はデトネーション波面後方の流れを加速し、音速面を形成することで、デトネーション波を自走的にしていると考えられる。

飛行体先端部付近のデトネーション波の後方では、デトネーションのセル構造の跡に似た密度変化の縞が

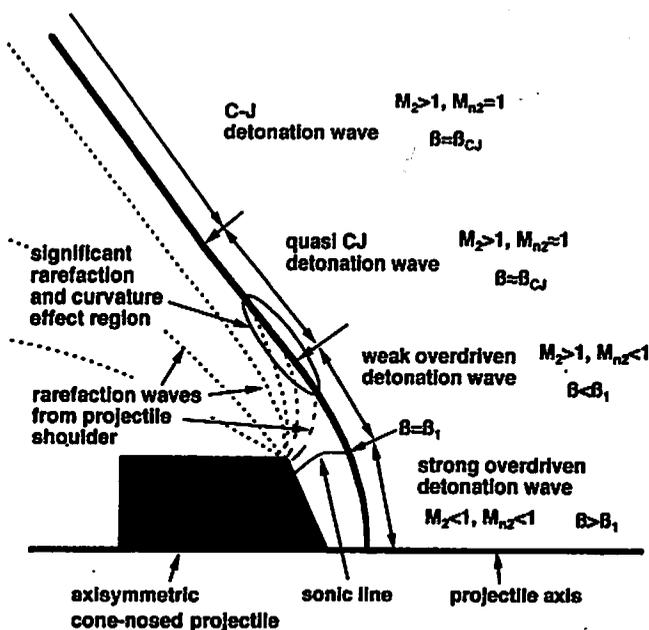


Fig. 9 Structure of steady-state oblique detonation wave around hypersonic projectile

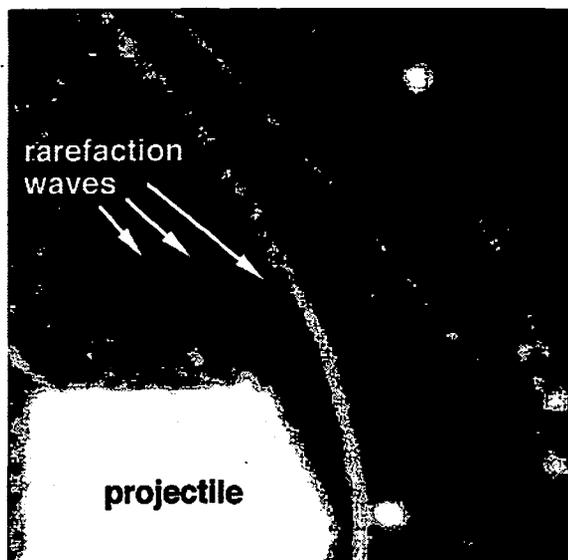


Fig. 10 Rarefaction waves from projectile shoulder (Shadowgraph picture)

見える。この縮はほぼデトネーション波と垂直方向に伸びているのがわかるが、希薄波と交差した部分に着目すると、その縮は希薄波との交差後は不明瞭になるか、または角度が変化している。縮の角度の変化は希薄波による流れの加速を表しているものと考えられる。

### 3.5 飛行体が生成する斜めデトネーション波の特性と依存性

QCJ-DWの形成過程における壁面の影響は重要ではないことが実験から確かめられている。また、飛行体が生成する斜めデトネーション波は距離259mm(飛行時間では約70 $\mu$ s)にわたり、定常状態であることが観測されている。

Fig. 11に混合気の初期圧力と飛行体先端開き角に対し飛行体まわりに定常な斜めデトネーション波の発生の有無を示した。黒丸記号が発生した場合を、白丸記号が発生しなかった場合を表す。この結果から、飛行体先端開き角が大きく、混合気初期圧力が高い場合にデトネーション波が発生することが分かる。飛行体先端開き角が大きくなると、飛行体が気体になす仕事率が大きくなり、気体により多くのエネルギーが与えられる。また混合気初期圧が高くなると反応誘導距離が短くなる。これらの効果により、Fig. 11の右上方のパラメータ領域において、デトネーション波が発生しやすくなる。十分に飛行体先端開き角が大きく混合気初期圧力が高い場合には、飛行体先端部分で十分強いoverdrivenデトネーション波が発生し、それらは半径方向に伝播することによる減衰効果に打ち勝ち、飛行

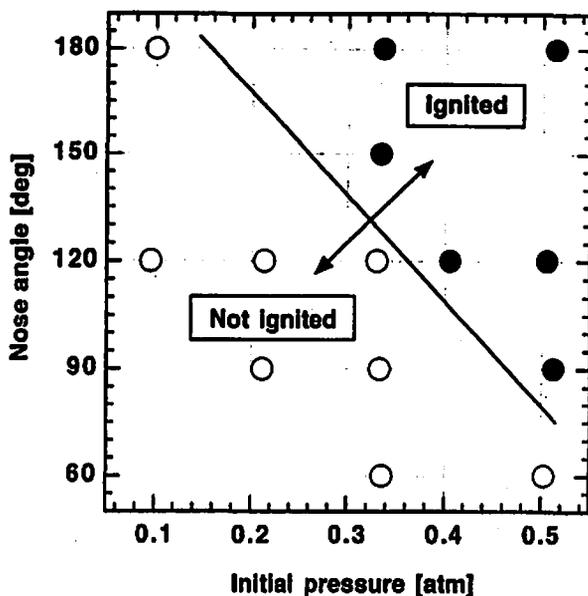


Fig. 11 The dependence of detonation ignition on the initial gas pressure and the nose angle of a projectile

体から十分離れた位置においてC-Jデトネーション波へと変化する。つまりこのような場合に、飛行体周りに定常斜めデトネーション波が発生する。

### 4. 隔膜通過後の非定常な現象(中間的なダムケラー数の場合)

本節では、中間的なダムケラー数の場合、飛行体が隔膜を通過した後に、飛行体周りに非定常な衝撃波とデトネーション波が発達する様子を調査する。

#### 4.1 実験結果

Fig. 12に飛行体先端の隔膜からの距離 $L$ を変えて撮影した(撮影位置を変化させた)結果を示す。この写真から飛行体が隔膜を通過した後のデトネーション波の非定常な伝播が分かる。Table 2にFig. 12の実験条件をまとめた。斜めデトネーション形態が発生した場合(3節)と混合気の初期圧力 $p_0$ を除き同じ実験条件である。混合気の初期圧力 $p_0$ はダムケラー数を中間的にするために、0.2atmから0.33atmとした。

Fig. 12(a)は $L=35$ (mm)の位置での写真で、フレーム内に隔膜が白い縦縞として写し込まれている。マイラー膜の厚みは12 $\mu$ mであるが、膜の歪みから写真中では7mmほどの白線状に写っている。Fig. 12(a)において、飛行体先端近傍(半径方向7mm以内)では弓状の衝撃波が発生し、その外側にはほぼ垂直な衝撃波(半径方向7mm以上15mm以内)が観測されている。垂直状の衝撃波から紙面左方向(隔膜側)へは、半径方向に曲線状にひろがりつつある弱い衝撃波が連なっている。これは隔膜手前で発生した衝撃波が、隔膜での

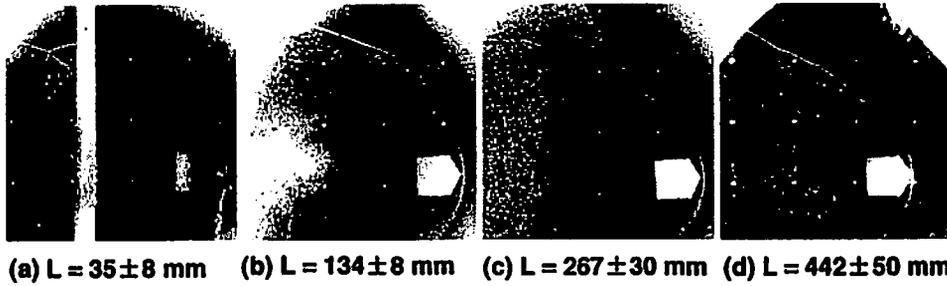


Fig. 12 The dependence of the shock and detonation waves on the flight length from the diaphragm location,  $L$

Table 2 Experimental conditions of Fig.12

	$T_0$ [K]	$p_0$ [atm]	$V_p$ [km/s]
(a)	$299.1 \pm 0.4$	$0.203 \pm 0.003$	$3.64 \pm 0.13$
(b)	$299.6 \pm 0.4$	$0.335 \pm 0.003$	$3.29 \pm 0.13$
(c)	$301.1 \pm 0.4$	$0.334 \pm 0.003$	$3.27 \pm 0.07$
(d)	$302.6 \pm 0.4$	$0.334 \pm 0.003$	$3.66 \pm 0.23$

回折によって、弱められたものであり、回折衝撃波 (diffracted shock wave) である。

Fig. 12 (b) は  $L = 134$  (mm) の位置での写真で、飛行体先端近傍 (半径方向 15mm 以内) では弓状の衝撃波が発生し、その外側に斜めデトネーション波 (半径方向 15mm 以上 30mm 以内) が観測されている。斜めデトネーション波から紙面左方向 (隔膜側) へは、回折衝撃波が連なっている。斜めデトネーション波の液面には、尖りのある微小な斜め衝撃波構造が重なっている。その尖りの方向は飛行体が破膜した位置からみて放射方

向である。よって、この構造が破膜時の衝突によって発生した微小な固体の飛散によるものと考えられ、微小な斜め衝撃波構造は、多数の固体まわりに発生した微小な円錐状の衝撃波 (ほぼマッハ波) が重なったものと考えられる。

Fig. 12 (c) は  $L = 267$  (mm) の位置での写真で、飛行体先端付近 (半径方向 20mm 以内) では弓状の衝撃波が発生し、その外側に斜めデトネーション波 (半径方向 20mm 以上) が観測されている。

Fig. 12 (d) は  $L = 442$  (mm) の位置での写真で、飛行体まわりに弓状の衝撃波が発生している。フレームの左端に縦の密度勾配が可視化されているが、これは弓状の衝撃波が斜めデトネーション波に接続した環状の線を真横から見たものだと考えられる。

#### 4.2 隔膜通過後の衝撃波とデトネーション波の履歴

4.1 節の結果から考えられる、飛行体周りに発達する衝撃波とデトネーション波の破膜からの距離履歴を Fig. 13 に示した。破膜直後 Fig. 13 (a) の位置では、デトネーション波は膜の飛散物との相互作用によって垂直伝播速度が増加し、見かけ上のデトネーション波の

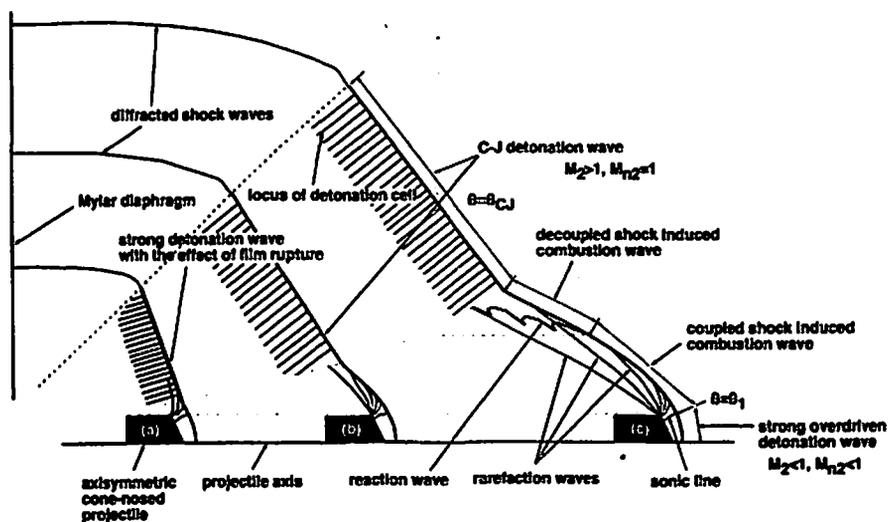


Fig. 13 History of detonation and shock waves around hypersonic projectile

伝播速度はC-J速度より大きくなり、デトネーション角は $\beta_{CJ}$ より大きくなる。Fig. 13(b)の位置では、飛散物による相互作用が減少し、デトネーション波の伝播速度はほぼC-J速度となり、デトネーション角は $\beta_{CJ}$ となる。このFig. 13(b)の位置のデトネーション波は飛行体側の弓状衝撃波(または弓状デトネーション)部分によって波面を成長・維持している。その後デトネーション波はC-J速度で伝播するが、このデトネーション波を維持している飛行体側の弓状衝撃波(または弓状デトネーション)の垂直伝播速度が小さくなることで、C-J波の成長・維持が困難となり、デトネーション波と弓状衝撃波とが接続する点は、著しく飛行体から離れていく。最終的に飛行体周りには、衝撃波誘起燃焼の形態となる。

## 5. 結 言

(第1, 第2)ダムケラー数が小さい場合には衝撃波と燃焼帯が飛行体先端部分で周期的に強く相互作用する、振動燃焼形態が発生することを観測し、その形態が5つに分類されることを示した。(第1, 第2)ダムケラー数が大きい場合、極超音速飛行体周りに発生する典型的な定常デトネーション波が発生することを確認し、その発生機構を提案した。混合気の初期圧力への依存性、飛行体先端開き角への依存性等を観測し、提案した発生機構と矛盾する点がないことを確認した。(第1, 第2)ダムケラー数が中間的な場合には、飛行体が隔膜を通過した直後に、飛行体周りに非定常的に発達する衝撃波とデトネーション波を観測した。

名古屋大学大学院工学研究科の吉川典彦助教授、Joseph E. Leblanc助手、堀井孝浩君、武石晃郎君、黒田宏規君、大久保隆弘君、西出幸司君、八幡大介君から御協力を頂いた。本研究の費用の一部は、文部省科学研究費補助金(特別研究員奨励費No. 9701969)を使用した。ここに記して感謝の意を表する。

## 文 献

- 1) 鎮西信夫, 升谷五郎, 日本航空宇宙学会誌, 35, 241(1987)
- 2) 平岩徹夫, 櫻中登, 荻田丈士, 他, 日本航空宇宙学会誌, 44, 499(1996)
- 3) A.Hertzberg, A.P.Bruckner and D.W.Bogdanoff, AIAA J., 26, 195(1988)
- 4) J.M.Powers, "Combustion in High-Speed Flows", p345(1994), Kluwer Academic Publishers, Netherlands
- 5) A.Matsuo and K.Fujii, 32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-96-3137(1996)
- 6) R.L.Alpert and T.Y.Toong, Astronautica Acta, 17, 539(1972)
- 7) F.W.Ruegg and W.W.Dorsey, J.Res. National Bureau of Standards-C, 66C, 51(1962)
- 8) H.F.Lehr, Astronautica Acta, 17, 589(1972)
- 9) J.Kasahara, T.Horii, T.Endo and T.Fujiwara, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, 2903(1996)
- 10) 笠原次郎, 堀井孝浩, 遠藤琢磨, 藤原俊隆, 日本航空宇宙学会誌, 45, 102(1997)
- 11) J.B.McVey and T.Y.Toong, Combustion Sci. and Technol., 3, 63(1971)
- 12) A.Matsuo and T.Fujiwara, AIAA J., 31, 1835(1993)
- 13) J.Kasahara, A.Takeishi, H.Kuroda, M.Horiba, K.Matsukawa, J.E.Leblanc, T.Endo and T.Fujiwara, "Ram Accelerators", eds. K.Takayama and A.Sasoh, p263(1998), Springer Verlag, Heidelberg
- 14) A.J.Higgins, 33rd Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA-97-3179(1997)
- 15) J.H.S.Lee, Progress in Astronautics and Aeronautics, 173, 293(1997)
- 16) J.Maemura, S.Hirakata, A.Sasoh, K.Takayama, and J.Falcovit, "Ram Accelerators", eds. K.Takayama and A.Sasoh, p205(1998), Springer Verlag, Heidelberg
- 17) J.Yao and D.S.Stewart, Combustion and Flame 100, 519(1995)

# Shock-induced combustion and detonation waves around hypersonic projectiles

Jiro KASAHARA\*, Takuma ENDO\*\* and Toshitaka FUJIWARA\*\*

Projectiles were fired at hypersonic speeds into stoichiometric  $H_2$ -Air and  $H_2$ - $O_2$  pre-mixed mixtures. The flowfield around the projectiles was visualized using a shadowgraph and a Schlieren technique with a gated CCD camera and a multi-frame camera. We made a comprehensive study of shock-induced combustion and detonation waves around hypersonic projectiles. In the case of a  $H_2$ -Air mixture (low Damköhler number), we could categorize the combustion cells into five modes composed of three fundamental modes (Normal Cell Oscillation, High-frequency Cell Oscillation, and Envelope Oscillation). The other two consist of the Envelope Oscillation superimposed on each the normal and high-frequency modes. The mode where the Envelope Oscillation is combined with the High-frequency Cell Oscillation was observed for the first time in the present experiment. In the case of a  $H_2$ - $O_2$  mixture (high Damköhler number), a steady-state detonation wave was generated around the projectile. The whole detonation wave was classified into four parts, based on the flow Mach number behind the wave front : (i) strong overdriven detonation wave, (ii) weak overdriven detonation wave, (iii) quasi C-J detonation wave, and (iv) C-J detonation wave. It has been found that the rarefaction wave generated at the projectile shoulder has a significant effect on the structure of the detonation wave. We show the evolution this phenomenon as a function of the projectile flight length from the diaphragm location.

(\*Muroran Institute of Technology, Muroran 050-8585, Japan

\*\*Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan)