

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

入射衝撃波背後での壁面強制点火により生じるデフラグレーションからデトネーションへの遷移過程

Deflagration to Detonation Transition by Forced Ignition near the Wall behind an Incident Shock Wave

石原 咲子^{1*}・石井 一洋¹・片岡 秀文²ISHIHARA, Sakiko^{1*}, ISHII, Kazuhiro¹, and KATAOKA, Hidefumi²¹ 横浜国立大学 大学院工学府/工学研究科 〒240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5
Yokohama National University, 79-5 Tokiwadai, Hodogaya-ku, Yokohama, Kanagawa, 240-8501, Japan² 大阪府立大学 大学院工学研究科 機械系専攻 〒599-8531 堺市中区学園町 1-1
Osaka Prefecture University, 1-1 Gakuen-cho, Naka-ku, Sakai, Osaka, 599-8531, Japan

2014年1月20日受付; 2014年7月21日受理/Received 20 January, 2014; Accepted 21 July, 2014

Abstract : For deflagration to detonation transition (DDT), several explanations on initiation have been given. Nevertheless, the knowledge on DDT is still insufficient for predicting where and when detonation occurs. In order to improve the reproducibility, an ethylene oxygen mixture was ignited forcibly by spark discharge behind an incident shock wave near the wall. The process of flame development was visualized by Schlieren imaging and analyzed by drawing several wave element trajectories on the shock waves ahead of the flame. As a result of varying the timing of spark discharge, detonation initiation was promoted as the boundary layer Reynolds number Re_{ign} increases. For Re_{ign} of more than 5.0×10^6 , DDT was caused at $45 \pm 10 \mu s$. The processes of flame development were classified as Mode 1 and 2, which denote Re_{ign} of less than transition Reynolds number and more than it, respectively. Although the times for detonation initiation were markedly different in Mode 1 and 2, it was found that the both flame developments were similar. The accelerated flame near the wall propagates in upstream direction along the wall, resulting in approaching the shock wave front. This makes the shock stronger by coalescing of numerous compression waves. As the strengthened shock compresses the unburned gas, the flame was more accelerated, so that at the position where the flame front reached the shock front detonation initiation occurred. The difference of flame development between Mode 1 and 2 was observed in the initial stage in particular in the early $20 \mu s$. Detonation initiation was caused at the position where following three conditions were satisfied: (1) A local Mach number reaches 2.4. (2) The flame front approaches and reaches the shock front ahead of it. (3) A concavity is generated on the flame/shock front, compressing the unburned gas coming into the point.

Key Words : Detonation, DDT, Shock wave, Boundary layer

1. 緒言

管内に予混合気を充填して閉管端で点火すると、初めにデフラグレーション波が伝播するものの、波面の加速後にデトネーション波へと遷移することがある。このデフラグレーションからデトネーションへの遷移はDDT (Deflagration to Detonation Transition) と呼ばれている。DDT過程は、Urtiew & Oppenheim [1]によって鮮明なシュリーレン画像に初めて取められ、その後も多くの実験的・数値的な研究[2-8]が行われてきた。しかしながら、DDTの開始機

構や開始の場の条件は未だ不明な点が多く、DDTが生じる場所を定量的に予測できるまでには至っていない。DDT開始機構や開始の条件が把握できれば、その知見を基にして安全上の防爆対策に役立てることができる。また、近年盛んに研究されているPDE (Pulse Detonation Engine) [9]やRDE (Rotating Detonation Engine) [10]といったデトネーション・エンジンにおける起爆性能向上へと応用することができるとも考えられている。

DDT過程では、点火により生じた火炎はやがて乱流火炎へ遷移するが、火炎の加速により生じた火炎前方の先行衝撃波により未燃混合気の圧力・温度が上昇する。この未燃混合気中で生ずる局所爆発を核としてデトネーションが生

* Corresponding author. E-mail: ishihara-sakiko-wg@ynu.jp

成される。このとき、先行衝撃波のマッハ数は2~3程度であり、その背後での反応誘導時間を考えれば、先行衝撃波のみで局所爆発を誘起するには衝撃波の強さが足りない。このことに関して、LeeらはSWACER (Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release) 機構[11,12]を提唱している。SWACER機構はデトネーション開始を説明する有力な考えであるが、著者らの知る限りでは実験的に検証された例はない。これは、デトネーション開始現象が高速でかつ狭い領域で生じ、またデトネーション開始点は事前の予測が困難であるため、空間分解能良く未燃混合気の温度分布を計測することが困難であることに困っている。また、同一条件で実験を繰り返してもデトネーションが生ずる時刻、位置にばらつきが見られることが多い。その理由として乱流火炎伝播自体の再現性に難があり、先行衝撃波の形成位置、強さが変動するためと考えられる。

本研究では、デトネーション開始の再現性を高めるために、衝撃波管を用いて入射衝撃波背後の可燃性混合気に対して壁面で強制点火を行った。すなわち DDT 過程における先行衝撃波の役割を入射衝撃波で置き換え、強制点火によって火炎を任意のタイミングで生み出すことで、デトネーション開始の時間的・空間的再現性を高めることを目論んだものである。さらに強制点火により生じた火炎の伝播ならびにデトネーション生成の様子を、高速度シュリーレン写真に収め、画像解析から DDT が開始する条件について検討を行った。

2. 実験装置および実験方法

本研究では図1に示す衝撃波管を用いた。これは内径50 mm、長さ3020 mmの高圧部と、高さ40 mm×幅20 mmの矩形断面を有する長さ4700 mmの低圧部とから構成されており、高圧部と低圧部はアルミニウム製の隔膜で仕切られている。低圧部には同じ矩形断面を有する長さ620 mmの試験部が設けられている。試験部の上部には p1 から p4 までの4つの汎用圧力変換器が配置されており、p2 と p3 の間には電極が設けられている。隣り合う汎用圧力変換器および電極の間隔はそれぞれ80 mmである。電極は図2に示すように火花間隔が1 mmの同心円電極であり、管内壁とフラッシュマウントになるように設置されている。これにより試験部内の流れを乱さずに可燃性混合気中で火花放電を行うことができる。点火には放電時間が数百 ns の容量火花放電を用いた。このとき火花エネルギーがデトネーション遷移に及ぼす影響を調べるため、印加電圧は10 kV一定として点火回路のコンデンサ容量を220 pF~680 pFの間で変化させた。実験ごとに放電電流と放電電圧を記録し、それらの時間履歴出力値の積を時間積分して火花エネルギーを算出した。点火回路中のサイラトロンによるエネルギー損失は、コンデンサに蓄えられるエネルギーの24% [13]と見積もることができる。したがって残りの76%が火花エネルギーとして利用できることを考え、使用したエネル

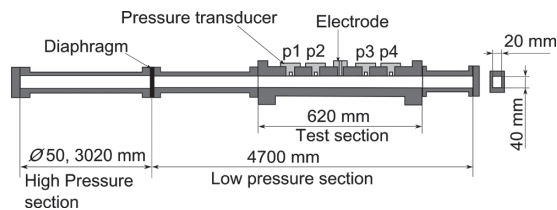


Fig.1 Schematic figure of shock tube.

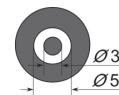


Fig.2 Top view of concentric electrode.

ギー値はこれ以下の値を採用し、1.7 mJ~16 mJであった。なお、本実験条件では火花放電により直接起爆することはなかった。

試験気体には当量比1.2のエチレン-酸素混合気を用い、初期圧力25 kPa、室温にて低圧部に混合気を充填した。隔膜の破断により試験部に進行する入射衝撃波背後の混合気に、火花放電による強制点火を行った。入射衝撃波のマッハ数 M_s は 2.3 ± 0.3 とし、入射衝撃波が電極を通過してから放電を行うまでの時間を制御することで、入射衝撃波から点火位置までの距離 L を変化させ、デトネーション生成に及ぼす影響を調べた。

また試験部の側壁にはすすを塗布し、すす膜上に現れるデトネーションセルを含めたすす膜模様を取得した。火炎伝播の様子とデトネーション生成を可視化する際には、側壁を窓ガラスに変更してシュリーレン撮影を行った。撮影には高速度カメラ (ULTRA Cam HS-106E, ナックイメーজテクノロジー) を使用した。

3. 結果および考察

3.1. デトネーション遷移開始に要する時間

図3に試験部に取り付けた圧力変換器により取得した圧力履歴の一例を示す。同図は、圧力変換器 p1 の位置を $x=0$ とし、入射衝撃波が p1 を通過した時刻を $t=0$ とした $x-t$ 線図を表している。火花放電位置である $x=160$ mm から、火花放電時刻における入射衝撃波の位置までの距離を L と定義する。火花放電後、デトネーション波面の到達を表す急激な圧力上昇が p3, p2, p4, p1 の順に見られる。これら圧力の急激な上昇時刻から外挿して、DDTが生じた位置および時間を $x-t$ 線図から求めることができる。図3に示すように、点火時刻からデトネーションが生成するまでに要した時間を Δt と定義する。

入射衝撃波の通過後、試験部には流れが生ずるとともに壁面には境界層が形成される。本実験では壁面で火花点火を行っているため、火花放電により生じた火炎核の発達は、壁面付近に存在する境界層の影響を受けると考えられる。

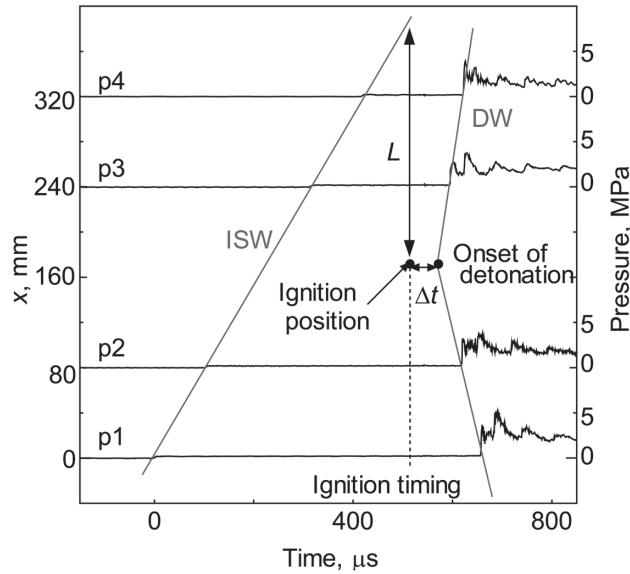


Fig. 3 $x-t$ diagram and pressure history. ISW: incident shock wave front, DW: detonation wave front, L : distance from the incident shock wave to the ignition position, Δt : period of time for detonation initiation.

衝撃波背後に生じる境界層レイノルズ数 Re は次式で与えられる[14].

$$Re = (V_s - u_2) \frac{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1\right)^2}{\frac{\rho_2}{\rho_1} \nu_2} L \quad (1)$$

ここで V_s は入射衝撃波速度, u_2 は実験室座標における入射衝撃波背後の流れの速度, ρ_1 と ρ_2 は入射衝撃波面前後の気体の密度, ν_2 は衝撃波背後の気体の動粘度を表している. 点火時, 点火位置における境界層レイノルズ数 Re_{ign} を式 (1) から算出し, デトネーションが開始する時刻 Δt に及ぼす影響を調べた結果を図 4 に示す. 境界層レイノルズ数 Re_{ign} の増加に伴い, デトネーションが生じるまでに要する時間 Δt が減少することがわかる. さらに, およそ $Re_{ign} = 8.0 \times 10^5$ を境に Δt の変化の様子が異なっている. すなわち $Re_{ign} \leq 8.0 \times 10^5$ の場合, Δt は Re_{ign} の増加とともに著しく減少している. 一方 $Re_{ign} \geq 8.0 \times 10^5$ では, Re_t の増加とともに Δt が減少する傾向は変わらないものの, その減少は緩やかであり, とくに $Re_{ign} \geq 5.0 \times 10^6$ の範囲では Δt は $45 \pm 10 \mu s$ に収まっている. Hartunian らの実験結果 [14,15]によると, 入射衝撃波背後の層流境界層が乱流境界層へと遷移が開始するレイノルズ数 Re_t は, 衝撃波マッハ数 $M_s \approx 1$ のとき $Re_t \approx 5 \times 10^5$ であり, $M_s \approx 9$ のとき $Re_t \approx 4 \times 10^6$ である. Hartunian らの結果から, 本研究で用いた入射衝撃波マッハ数 $M_s = 2.3 \pm 0.3$ における境界層遷移レイノルズ数 Re_t は, $5.4 \times 10^5 \sim 8.4 \times 10^5$ の範囲にあると見積もられ, この値は図 4 において Δt の変化の様子が異なる $Re_{ign} = 8.0 \times 10^5$ と整合している. 層流境界層から乱流境界

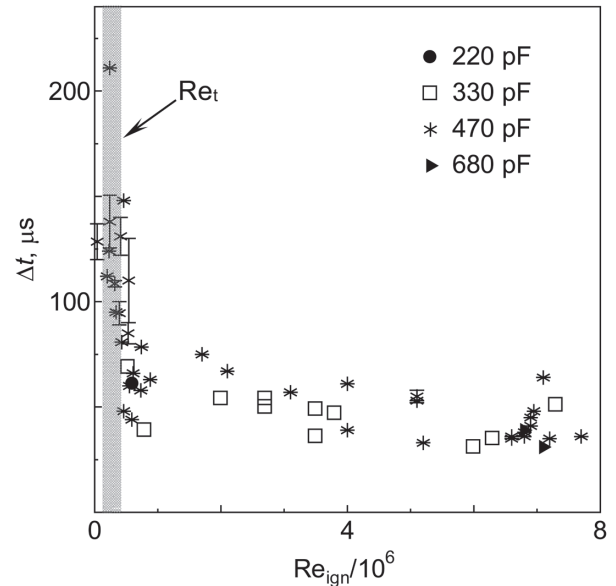


Fig. 4 Variation of the period of time to initiate detonation for various boundary Reynolds number at the ignition position. Closed circle, open square, asterisk, closed triangle denote capacitance of 220 pF, 330 pF, 470 pF, and 680 pF used for spark discharge, respectively. Hatching region indicates the region of transition Reynolds number Re_t .

層へは瞬間的に遷移するわけではなく, 軸方向に一定の長さの遷移領域を伴う. 遷移領域中は層流, 乱流が混在しているとされており, この領域中で境界層がどのような状態にあるかを知るのは困難であり, また遷移領域の長さに関しても定かではない. しかしながら図 4 より, 同じ境界レイノルズ数に対して Δt のばらつきが大きい $Re_{ign} \leq 1.0 \times 10^6$ の場合境界層は層流および遷移領域中とみなせる. 一方, Mirels & Mullen は遷移レイノルズ数 Re_t の 5 倍以上のレイノルズ数の領域では十分に乱流境界層とみなすことができるとしている[14]. 本研究では $5Re_t = 2.7 \times 10^6 \sim 4.2 \times 10^6$ なので, Re_{ign} が十分大きく境界層が乱流とみなせる場合, 境界層内部の壁面点火によって再現性良くデトネーション遷移を実現可能なことがわかる.

なお, 図 4 は火花放電に用いたコンデンサの静電容量ごとにデータをプロットしているが, 220 pF~680 pF の範囲では, コンデンサの静電容量を変化させても同一の Re_{ign} に対する Δt に顕著な影響は見られなかった. 火花放電により衝撃波が生じると考えられるが, Ishii ら[16]は火花放電電極から 8 mm の位置に反射板を設置して実験を行い, 反射衝撃波のマッハ数を可視化画像より 1.00 と求めた. このとき使用した火花エネルギーは 219 mJ であり, 本研究で用いた火花エネルギー (16 mJ 以下) よりも高いエネルギーであった. したがって, 本実験装置の流路内の奥行き幅 (20 mm) と使用した火花エネルギー値より, 火花放電によって生じた衝撃波はデトネーション生成に影響を及ぼさない程度のものであるといえる.

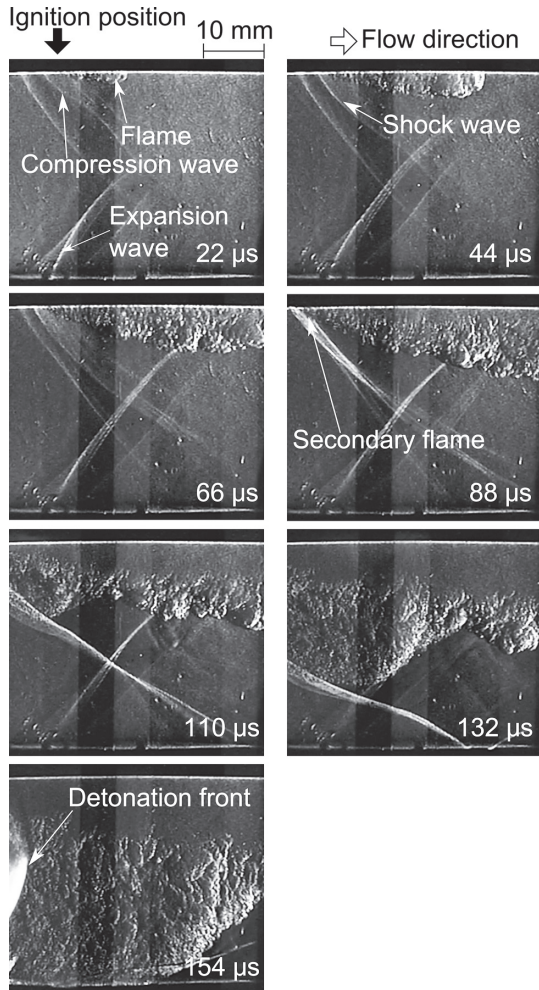


Fig.5 Schlieren images of flame development and detonation front in Mode 1. The time at the right bottom in each image denotes period of time from the ignition timing. $L = 32 \text{ mm}$, $Re_{ign} = 4.6 \times 10^5$, $\Delta t = 148 \mu\text{s}$.

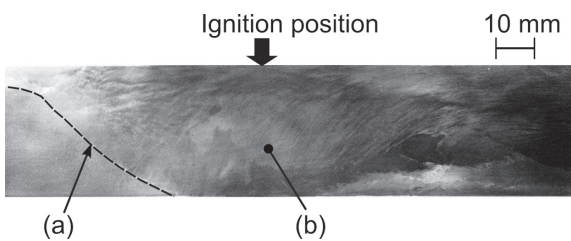


Fig.6 Soot record in Mode 1. $L = 22 \text{ mm}$, $Re_{ign} = 2.4 \times 10^5$, $\Delta t = 211 \mu\text{s}$. (a) Curve: imprint of shock wave. (b) Downstream area of curve (a): imprint of reaction zone.

3.2. デトネーション遷移開始過程の可視化

前節で述べたように、遷移レイノルズ数を境として Δt は著しく変化することがわかった。本節では、遷移レイノルズ数前後の境界層レイノルズ数に対してシュリーレン画像とすす膜模様を用いてそれぞれの条件下でのデトネーション遷移開始過程の比較を行う。境界層レイノルズ数が遷移レイノルズ数以下、以上の場合をそれぞれモード1、モード2とし以下に述べる。

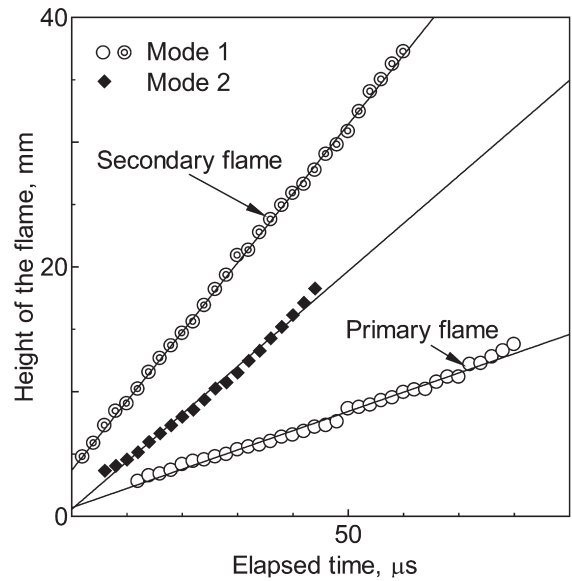


Fig.7 Comparison of propagation rate of the flame in vertical direction. Solid lines represent linear fits. The velocities are 154 m/s, 555 m/s and 382 m/s for the primary flame in Mode 1, the secondary flame in Mode 1 and the flame in Mode 2, respectively.

図5にモード1のデトネーション遷移開始過程のシュリーレン画像を示す。このとき $L = 32 \text{ mm}$, $Re_{ign} = 4.6 \times 10^5$ であった。シュリーレン画像右下の時刻は火花放電時を0としている。画面中央の下側からは装置内壁の凹凸による膨張波が生じているが、火炎やデトネーションの生成、伝播には影響しない。火花放電後、生じた火炎は下流方向へ伝播するが、火炎の上流側では火炎前面に複数の圧縮波が上流方向へ伝播するのが観察される。それらは重なり合い、最も上流側に位置する波面が画像上で白くはつきりと観察される $44 \mu\text{s}$ には衝撃波へと遷移しているとみられる。 $66 \mu\text{s}$ には壁面付近の火炎面が、徐々に上流方向へと伝播し始め、火炎面から衝撃波面との距離が縮まっていく。この間も多数の圧縮波が生成されてひとつに重なっていき、 $88 \mu\text{s}$ には衝撃波が強められる。上流方向へと壁面に沿って伝播していた上壁面付近の火炎面は衝撃波面に接近し、その衝撃波面を押しよすようにさらに伝播する。衝撃波面に火炎面が最も接近した部分から新たな火炎の拡がりが見られ、この部分の火炎を本研究では二次火炎 (secondary flame) と呼ぶこととし、これ以前にすでに伝播している火炎を一次火炎 (primary flame) と呼ぶこととする。二次火炎が出現し始めてから $22 \mu\text{s}$ の $110 \mu\text{s}$ では、二次火炎は同画像中の一次火炎面と同程度の垂直方向の幅を有している。さらに $132 \mu\text{s}$ には流路の高さの半分以上の幅にまで広がっている。このように、二次火炎は一次火炎に比べ、垂直方向への拡がりの方が速いことが画像から読み取れる。シュリーレン画像中において、上壁面から一次ないし二次火炎面の、垂直方向の長さをもっとも長い点までの距離 (火炎高さと呼ぶこととする。) の時間履歴を図7に示す。横軸は経過時間とし、二次火炎については $88 \mu\text{s}$ を生成開始、すなわ

ち経過時間 0 とおいた。また図 7 には後節で述べるモード 2 の場合の結果も含めている。一次火炎, 二次火炎ともに火炎高さは時間に比例して増加すると近似できた。入射衝撃波背後の流れは軸方向にのみ存在する一次元流れと考えられるから, 火炎は垂直方向に一定速度で伝播するというこの結果は妥当であるといえる。図 7 中の近似直線の傾きは一次, 二次火炎それぞれにおいて 154 m/s, 555 m/s となり, 二次火炎の垂直方向の伝播速度は一次火炎の約 3.6 倍に達するとわかった。

図 5 において, 二次火炎が視野内を覆うほど伝播した 154 μ s に上流側からデトネーション波が視野内に出現している。画像からデトネーション下流方向伝播速度を見積もり, これと $x-t$ 線図から求めた上流方向伝播速度を用いてデトネーションが開始した時刻を外挿すると, Δt は 148 μ s と求められた。図 6 に, 図 5 とほぼ同じ条件である $L = 22$ mm, $Re_{ign} = 2.4 \times 10^5$ での実験で取得したすす膜模様を示す。シュリーレン画像の視野外にあたる, 点火位置よりも上流側に曲線 (a) がのび, それを境にして下流領域一帯に雲状の跡 (b) が見られる。これらは側壁面付近において, デトネーション波がそれぞれ衝撃波面および火炎を追い越した痕跡であると考えられ, シュリーレン画像からみとれる状況に合致している。点火位置より上流側では衝撃波面と火炎面が密着しており, 下流側ではそれらが離れている様子もシュリーレン画像と同様であった。

モード 1 のデトネーション過程では, 壁面付近の火炎前方の衝撃波が二次火炎の生成に重要な役割を果たしたと考えられる。上壁付近では他の部分と比較して衝撃波面が火炎面に近い位置で生成され, 強められる。火炎面が上流方向へ伝播してこの衝撃波面に非常に接近したのち, その接近している部分から二次火炎が生じた。二次火炎はさらに衝撃波を強め, 視野外においてデトネーション遷移を引き起こしている。火炎前方の圧縮波・衝撃波の挙動を考察するため, シュリーレン画像から, 各時刻の圧力波面の位置を取得し, その伝播の様子を解析した。デトネーション遷移が生ずる火炎の上流側について, 衝撃波の伝播挙動を図 8 に示す。横軸を点火位置からの水平距離, 縦軸を上壁面からの距離として座標軸を設定した。また, 上壁面付近の点線は次式[17]を用いて求めた境界層の外縁を示す。

$$\delta = 0.22L^{0.8} \left(\frac{\mu_1}{\rho_1 V_s} \right)^{0.2} \quad (2)$$

ここで δ , μ_1 はそれぞれ境界層厚さ, 衝撃波入射前方の気体の粘性係数を表す。図 8 では火花放電時刻を時間原点として 14 μ s から 148 μ s までの衝撃波面の伝播の様子を示しているが, この間の境界層厚さの変化は流路高さに比べて無視できるほど小さい。境界層内の速度分布は 1/7 乗則に従うとし, 境界層外部の主流中の流れは一次元であるとみなした。火花放電時刻から 14 μ s において, 点火位置付近の境界層厚さは約 0.8 mm と見積もられる。したがって図 8 のように, 本解析中 (14 μ s 以降) の (a) から (e) は常に境界

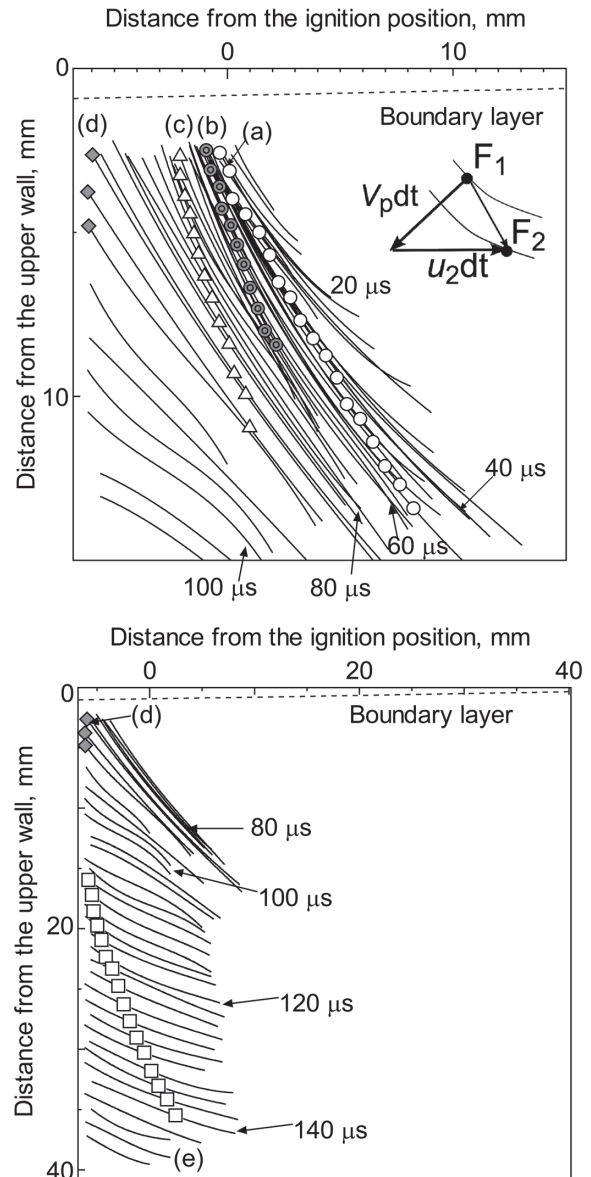


Fig.8 Wave motions and trajectories of wave positions (a)–(e). $L = 32$ mm, $Re_{ign} = 4.6 \times 10^5$, $\Delta t = 148 \mu$ s. Top: from 14 μ s to 104 μ s. Bottom: from 78 μ s to 148 μ s. F_1 , F_2 : wave front, V_p : wave velocity normal to a wave front, u_2 : flow velocity behind the incident shock wave. Wave position (a)–(e) represent nearest point to the upper wall on each wave in the Schlieren images at 22 μ s, 44 μ s, 66 μ s, 88 μ s and 110 μ s.

層の外部, すなわち主流中に位置すると考えられる。図 8 中の模式図のように, 波面 F_1 のある波面要素は, 伝播速度を V_p とすると, 時刻 dt 後には波面に垂直方向に $V_p dt$ の距離を移動する。同時に流れがあるために波面は下流方向に流される。すなわち流れの速度を u_2 とすると, 上記の波面要素は $u_2 dt$ の距離を下流方向に移動する。同時にこの波面要素は, 時刻 dt 後には波面 F_2 上に存在しなくてはならない。シュリーレン写真から波面位置を取得して, F_1 上のある波面要素に対して, 時刻 dt 後に波面 F_2 上に位置するような速度 V_p を求めることができる。このようにして

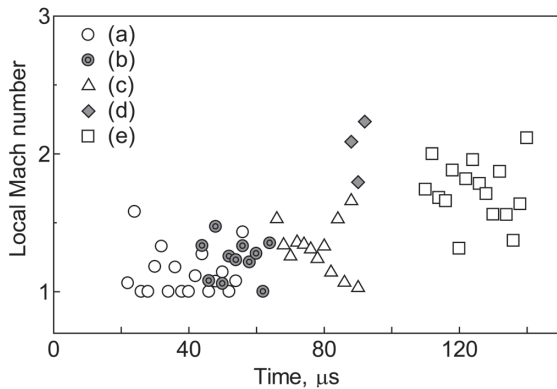


Fig.9 Local Mach number histories at various wave positions.
 $L = 32 \text{ mm}$, $Re_{ign} = 4.6 \times 10^5$, $\Delta t = 148 \mu\text{s}$.

求めた V_p から波面の強さを評価することができる。図 8 では壁面付近に存在した各波面要素 (a)-(e) が、時間経過とともに主流によって流されながらどのような軌跡を描いて移動するか調べた。波面要素 (a)-(e) は、図 5 の画像に対応した時刻 ($22 \mu\text{s}$, $44 \mu\text{s}$, $66 \mu\text{s}$, $88 \mu\text{s}$, $110 \mu\text{s}$) において、各波面上で、画像上でもっとも上壁面に近い点を採用した。図 9 には (a) から (e) の波面位置における波面移動速度の局所マッハ数履歴を示す。(a) は $24 \mu\text{s}$ において局所マッハ数 1.6 を得た。その後は (a) に加えて (b) も局所マッハ数 1 から 1.5 の間の値で伝播していく。上流方向へ火炎が壁面に沿って伝播し始める $66 \mu\text{s}$ に、(c) で局所マッハ数は 1.5 をとる。 $80 \mu\text{s}$ まではマッハ 1.3 程度で伝播し、 $84 \mu\text{s}$, $86 \mu\text{s}$ では徐々に加速して局所マッハ数 1.5, 1.7 となった。この時刻において波面要素 (c) はすでに壁面から 10 mm 程度離れた場所に位置しているが、(c) よりも壁面に近い部分では衝撃波同士が重なり合って強め合い、より局所マッハ数が大きいのと考えられる。事実 $88 \mu\text{s}$ (二次火炎の生成時刻とみられる。) にもっとも上壁面付近に位置する (d) では、局所マッハ数 2.1 を得た。このとき、火炎は $86 \mu\text{s} - 88 \mu\text{s}$ 間に実験室座標系において絶対速度 1380 m/s で上流方向に伝播していた。これは、局所マッハ数としては 3.3 に達する。二次火炎生成後 (d) では 1.8, 2.2 とこれまでの (a)-(c) よりも高いマッハ数で伝播していく。二次火炎に押されるようにも伝播する衝撃波上の (e) でも、局所マッハ数は 1.3 から 2.1 の間をとる。上壁面付近では衝撃波がより強められていると考えられるので、視野の外ではさらに高い局所マッハ数を記録したと考えられる。火花放電により生じた初期の火炎に比べて発達した二次火炎が伝播することにより、前方の衝撃波がさらに強められ、デトネーションが引き起こされるとわかった。

次に、モード 2 のデトネーション遷移開始過程のシュリーレン画像を図 10 に示す。このとき $L = 480 \text{ mm}$, $Re_{ign} = 6.9 \times 10^6$ であった。図 7 にも示したように、 $20 \mu\text{s}$ において、すでに垂直方向の火炎の幅はモード 1 の $22 \mu\text{s}$ のそれよりも大きい。よって画像上での火炎の占める面積が大き

く、ほぼ同時刻において火炎伝播がモード 1 よりも促進されていることがわかる。図 7 より、モード 2 の近似直線の傾きは 382 m/s で、モード 1 の一次火炎以上二次火炎未満の垂直方向伝播速度であるとわかった。火炎前方には $20 \mu\text{s}$ においてすでに衝撃波が存在しているとみなすと、全体的に衝撃波面と火炎面との距離は近いが、モード 1 と同様、上流側では流れに逆行して伝播するため、下流側よりもさらに距離が近い。 $20 \mu\text{s}$ において壁面付近で火炎面が前方の衝撃波面に接近し、ほとんど接するようになる。 $24 \mu\text{s}$ で火炎前面に新たな圧縮波が生成され、火炎面と衝撃波面は一旦離れる。 $32 \mu\text{s}$ には圧縮波が重なり合い、衝撃波面が強められる。 $36 \mu\text{s}$ では、壁面付近にて再び衝撃波面と火炎面が近接する。衝撃波面と火炎面との間の未燃気体中には複数の圧縮波が存在しているのが $40 \mu\text{s}$ の画像から読み取れる。 $44 \mu\text{s}$ にはこの部分の未燃気体を一度に消費するように火炎が伝播し、火炎面と衝撃波面とが密着して波面上にくぼみのような部分を生じる。その $2 \mu\text{s}$ 後にはくぼみの中心からデトネーションバブルが生じている。これよりデトネーションが生成された時刻は火花放電から $45 \mu\text{s}$ 後とわかる。 $x-t$ 線図より求めた Δt は $41 \mu\text{s}$ であり、シュリーレン写真から求められた値と概ね一致している。なお、このときの圧力波形の立ち上がり時刻から求めたデトネーションの上流、下流方向伝播速度は、それぞれ CJ 速度に入射衝撃波背後の流れの速度を加減した値に近くなっていた。

図 11 は $L = 465 \text{ mm}$, $Re_{ign} = 6.6 \times 10^6$ で、図 10 と類似した実験条件で取得したすす膜模様である。同図では曲線 (a) が存在し、その内部に雲状の領域 (b) が存在する。これらはモード 1 のすす膜模様と同様、衝撃波面と火炎をデトネーション波が追い越した跡と考えられ、上流側にあたる左半分において火炎面と圧縮波面が密着していた様子も読み取れる。しかしながら、すす膜模様上ではくぼみに相当する痕跡は確認できなかった。これは、シュリーレン光学系のピントは流路中心に合わせている一方、すす膜は壁面上における現象を記録しているため、デトネーションバブルが流路中心付近で生じたためであると考えられる。

図 12 に、図 10 のシュリーレン写真から読み取った火花放電後 $10 \mu\text{s}$ から $44 \mu\text{s}$ の衝撃波の波面形状を、図 13 には (A) から (E) の波面位置における局所マッハ数履歴を示す。波面要素 (A), (C)-(E) は図 10 のシュリーレン写真と対応させ、 $20 \mu\text{s}$, $24 \mu\text{s}$, $28 \mu\text{s}$, $32 \mu\text{s}$ の衝撃波面上において、画像上でもっとも上壁面に近い点を採用し、その挙動を追った。また、(B) は $44 \mu\text{s}$ において波面上のくぼみに到達する点を採用した。点火時、点火位置における境界層の厚さは (2) 式を用いて 5.2 mm と見積もられる。シュリーレン写真の撮影時間内における境界層厚さの変化は、図 8 で示した場合と同様に流路高さに比べ無視できるほど小さい。図 12 において、 $20 \mu\text{s}$ で火炎面が衝撃波面に接近しながら上流へ伝播する際、壁面付近の波面の局所マッハ数は (A) で 1.8 をとり、 $22 \mu\text{s}$ には (A), (B) で 1.9 にまで上昇している。

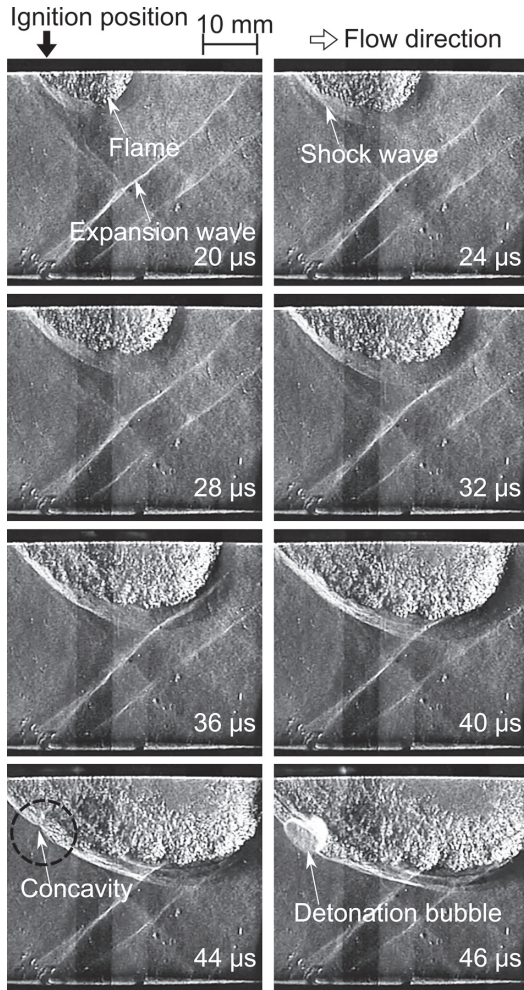


Fig.10 Schlieren images of flame development and detonation initiation in Mode 2. The time at the right bottom in each image denote period of time from the ignition timing. $L = 480$ mm, $Re_{ign} = 6.9 \times 10^6$, $\Delta t = 45 \mu s$.

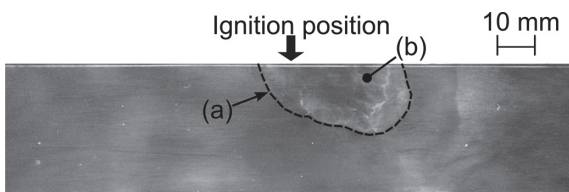


Fig.11 Soot record of Mode 2. $L = 465$ mm, $Re_{ign} = 6.6 \times 10^6$, $\Delta t = 36 \mu s$. (a) Curve: imprint of shock wave. (b) Inside area of curve (a): imprint of reaction zone.

30 μs までは (A)-(D) の局所マッハ数は 1.3 付近を推移し, 32 μs で 1.5 まで上昇する. シュリーレン画像より, 火炎が再度上流へ伝播し始め衝撃波が強められたためであると考えられる. 34 μs には上壁面に近いほど局所マッハ数が高く, (E) は 1.8 をとる. 上壁面からもっとも遠い位置にある (A) と (B) は, このときちょうど境界層の外縁付近, さらにシュリーレン画像から, 衝撃波が特に強められて白く見えている位置付近に存在するも, 局所マッハ数は 1.4 と他の要素よりも低い値をとる. しかしながら次の 36 μs に

は他の要素同様に局所マッハ数 1.8 付近に急激に上昇する. 38 μs でいずれの波面要素も局所マッハ数が減少するが, 40 μs で (C)-(E) が 1.7 から 1.9 まで再び微増する. 一方 (A) と (B) の局所マッハ数はさらに減少するものの, 最終的に 42 μs で 2.4 にまで到達する. このとき (C)-(E) も 2.4 以上の値をとった. くぼみより壁面に近い側である (C)-(E) で, くぼみおよびそれより下流側の (A), (B) においてよりも大きな値の局所マッハ数であったにもかかわらず, デトネーションは局所マッハ数 2.4 の (B) の位置で生じた. (B) を境に火炎面および火炎面と密着した衝撃波面のくぼみに挟まれた未燃気体は, 火炎面に両側から挟まれる形になっているため, 局所的に二方向からの圧縮を受けたと考えられる.

(B) においてくぼみを無視したときの, デトネーション開始直前における, 波面背後の未燃気体の温度, 圧力を見積もる. 入射衝撃波背後の温度・圧力すなわち T_2 と P_2 を初期状態とし, 気体の種類は試験気体と同じとして, そこに垂直衝撃波が 44 μs における (B) での速度で進行したとすると, その波面背後は約 860 K, 12 atm 程度と見積もれる. 反応モデルに USC_Mech2 [18] を用い, 混合気の着火遅れ時間を計算した結果, 数百 μs のオーダーであることがわかり, 本研究の結果とは相いれない. 着火遅れ時間が 10 μs 以下となるには 1400 K 以上, 数十 atm が必要と見積もられる. くぼみの部分に取り込まれた未燃気体が二方向から圧縮され, 温度, 圧力ともに波面解析から得られた値の 2 倍の値に達したと仮定すると 1 μs 以下の着火遅れ時間を得, 実験結果と一致する.

4. 火炎伝播モード

いずれのモードにおいても, 火炎前方の衝撃波が強められたのち壁面付近の火炎面は上流方向に加速伝播し, 前面の衝撃波面に接近する. Urtiew & Oppenheim [1] の研究を始めとした一般的な DDT の実験では, 可燃性混合気を充填した管内を火炎が下流方向へ伝播し, DDT が生じるというものである. 本研究中においては, DDT は上流方向に伝播した火炎を起点として生じているものの, 加速伝播する火炎の火炎面付近から DDT が生じた, という点で一般的な DDT と共通しているとみなせる.

モード 2 では, モード 1 と比較して上流側へと伝播する部分の火炎とその他の部分との違いはあまり明確に確認できないが, 可視化画像および衝撃波の局所マッハ数の時間履歴から, 壁面付近の加速火炎の出現の過程がモード 1 における二次火炎のそれと類似していることがわかる. よって, 本研究における火花点火からデトネーション開始までの過程はモード 1, モード 2 ともに同様であり, モードの差は明確な二次火炎が生成するかどうかであるといえる. モード 2 においても火炎は上壁面にそって上流へ伝播しており, くぼみ部分の上流側が二次火炎でないとは言いつれない. 明確な二次火炎の有無には, 一次火炎の伝播速度が影響していると思われる. 一次火炎の伝播速度が小さけれ

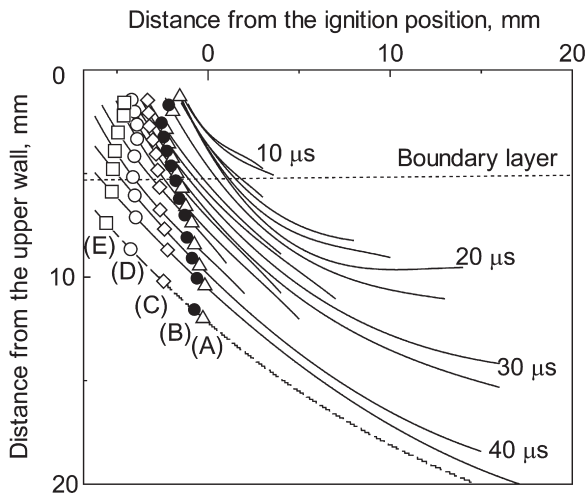


Fig. 12 Wave motions from $10 \mu\text{s}$ to $44 \mu\text{s}$ and trajectories of wave positions (A)–(E). $L = 480 \text{ mm}$, $Re_{\text{ign}} = 6.9 \times 10^6$, $\Delta t = 45 \mu\text{s}$. Wave position (A), (C)–(E) represent nearest point on each wave to the upper wall in the Schlieren images at $20 \mu\text{s}$, $24 \mu\text{s}$, $28 \mu\text{s}$ and $32 \mu\text{s}$. Wave position (B) corresponds to the concavity at $44 \mu\text{s}$.

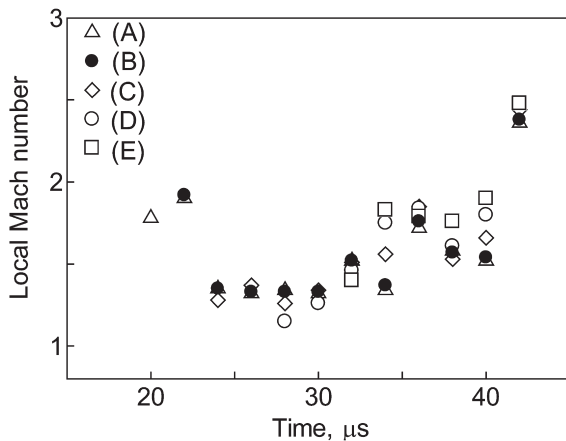


Fig. 13 Local Mach number histories at various wave positions. $L = 480 \text{ mm}$, $Re_{\text{ign}} = 6.9 \times 10^6$, $\Delta t = 45 \mu\text{s}$.

ば、それを補うかのように、強められた衝撃波により伝播速度が数倍大きい二次火炎が生成され、デトネーション生成につながる。

また、二次火炎が生成するまでの時間はデトネーション開始時間 Δt の差につながる。前節で示した例においてモード 2 でも二次火炎が生じているとみなすと、火炎前方の衝撃波が強められて二次火炎が生じる時間は、モード 1 で $88 \mu\text{s}$ 、モード 2 では $32 \mu\text{s}$ 程度を要したとわかる。火花放電時刻から $20 \mu\text{s}$ 程度まででモード 1 と 2 を比較すると、シュリーレン画像から火炎の伝播の様子がすでに異なっているとわかり、図 7 から一次火炎とモード 2 の火炎の垂直方向伝播速度が 2 倍以上異なることがわかった。モード 1 においては、火花放電時、点火位置における境界層が層流もしくは乱流への遷移状態にある場合であり、火炎伝播の初期段

階において、火炎はあまり乱されることなく上壁面に沿って伝播する。火炎前方の衝撃波と火炎面との距離は上流側では比較的近いが、下流側に行くにつれ開いていき、さらには衝撃波は弱まっていく。一方、モード 2 ではすでに境界層が乱流であり、火花放電後初期段階から火炎前方の衝撃波は半球状の火炎を囲むように存在し、数十 μs 後にデトネーション遷移が開始する。図 5 に示したモード 1 の場合、火花放電時、点火位置の境界層レイノルズ数 Re_{ign} は 4.0×10^5 であったが、二次火炎が生じ始めたのは境界層レイノルズ数が $Re \approx 1.0 \times 10^6$ まで増加した後であった。したがって、モード 1 における二次火炎は、境界層が層流から乱流へと遷移し始めるに伴い壁面付近に位置する火炎が乱され、単位時間あたりの発熱量が増加して生じたとも考えられる。モード 2 は強制点火時においてすでに境界層が十分発達し乱流であるとみられるため、火花放電で生じた火炎は境界層内部で乱されて単位時間あたりの発熱量が上昇し、モード 1 よりも早期に上流への加速伝播が開始したと考えられる。

5. 結言

入射衝撃波背後のエチレン-酸素混合気中に、壁面で火花放電による強制点火を行い、デトネーション遷移を開始させた。入射衝撃波から点火位置までの距離が増加するほど、デトネーション開始に要する時間は減少することが分かった。また入射衝撃波背後の境界層の境界層レイノルズ数が 5.0×10^6 以上の場合、 $45 \pm 10 \mu\text{s}$ でのデトネーション遷移を実現できた。層流境界層から乱流境界層への遷移レイノルズ数以下、以上の場合をそれぞれモード 1、モード 2 として、強制点火により生じた火炎の伝播とデトネーション遷移の過程を可視化した。画像を基に火炎前方の衝撃波の波面挙動の解析を行った。

いずれのモードにおいても、火炎前方の衝撃波が強められたのち壁面付近の火炎面が上流方向に加速伝播し、前面の衝撃波面と接近、壁面付近に加速火炎が出現し、前方の衝撃波がさらに強められ、デトネーションが生成された。衝撃波による加熱により壁面付近に新たに生じた、上流方向に加速伝播する火炎を、本研究では二次火炎と名付けた。これに対し火花放電により生じた初期の火炎を一次火炎と名付けた。モード 1 においては一次・二次火炎で垂直方向の伝播速度が異なり、二次火炎は一次火炎の垂直伝播速度の 3.6 倍の速度で伝播していた。モード 2 では明確な二次火炎は見られず、一次火炎自体がモード 1 の一次火炎の 2 倍以上の垂直伝播速度をもっていた。モード 1 ではデトネーション開始に要する時間 Δt がモード 2 の場合よりも長くなるのは、二次火炎が生成するまでに時間を要するためであることがわかった。モード 1 においては、火花放電時、点火位置における境界層が層流もしくは遷移状態であり、火炎伝播の初期段階において、火炎はあまり乱されることなく壁面に沿って伝播する。しかしモード 2 ではすで

に境界層が乱流であり, 火花放電で生じた火炎は境界層内部で乱されるため, 単位時間当たりの発熱量が火花放電点火後短時間で上昇し, モード 1 よりも早く二次火炎が生成された. 入射衝撃波マッハ数 2.3 ± 0.3 を用いた本研究において, 以下の 3 つの条件を満たす入射衝撃波背後の未燃気体中において DDT が開始するとわかった.

- (i) 火炎前方に圧縮波から遷移した衝撃波が存在し, その波面上の局所マッハ数が 2.4 に達する.
- (ii) 火炎面と圧縮波から遷移した衝撃波面とが密着するほど接近する.
- (iii) 火炎面および衝撃波面の密着した部分にくぼみが生じ, くぼみの中に取り込まれた未燃気体が局所的に強い圧縮を受ける.

謝辞

本研究の一部は科学研究費 (挑戦的萌芽研究 課題番号 23656536) の補助を受けた. また本研究を実施するにあたって, シュリーレン写真撮影においてナックイメージテクノロジー株式会社の協力を得た. ここに記して謝意を表す.

References

1. Urtiew, P.A., Oppenheim, A.K. *Proc. R. Soc. London. A.* 295, 13-28 (1966).
2. Laderman, A.J., Oppenheim, A.K. *Proc. Roy. Soc. London A.* 268, 153-180 (1962).
3. Meyer, J.W., Urtiew, P.A., Oppenheim, A.K. *Combust. Flame.* 14, 13-20 (1970).
4. Thomas, G., Bambrey, R. *Shock Waves.* 12, 13-21 (2002).
5. Oran, E.S., Gamezo, V.N. *Combust. Flame.* 148, 4-7 (2007).
6. Kuznetsov, M.S., Alekseev, V.I., Matsukov, I., Dorofeev, S.B. *Shock Waves.* 14, 205-215 (2005).
7. Liberman, M.A., Ivanov, M.F., Kiverin, A.D., Kuznetsov, M.S., Chukalovsky, A.A., Rakhimova, T.V. *Acta Astronaut.* 67, 688-701 (2010).
8. Fukuda, M., Dzieminska, E., Hayashi, A.K., Yamada, E., Tsuboi, N. *Shock Waves.* 23, 191-200 (2013).
9. Bussing, T., Pappas, G. *AIAA Pap.* 94-0263. (1994).
10. Kindracki, J., Wolański, P., Gut, Z. *Shock Waves.* 21, 75-84 (2011).
11. Lee, J.H.S., Moen, I.O. *Prog. Energy Combust. Sci.* 6, 359-389 (1980).
12. Lee, J.H.S., Knystautas, R., Yoshikawa, N. *Acta Astronaut.* 5, 971-982 (1987).
13. Kono, M., Hatori, K. *Eighth Int. Conf. Gas Discharges Their Appl.* 500-503 (1985).
14. Mirels, H., Mullen, J.F. *Phys. Fluids.* 7, 1208-1218 (1964).
15. Hartunian, R.A., Russo, A.L., Marrone, P.V. *J. Aerosp. Sci.* 27, 587-594 (1960).
16. Ishii, K., Shimomura, H., Tsuboi, T. *Proc. SPIE 4183, 24th Int. Congr. High-Speed Photogr. Photonics.* 599-608 (2001).
17. Fay, J.A. *Phys. Fluids.* 2, 283-289 (1959).
18. Wang, H., You, X., Joshi, A.V., Davis, S.G., Laskin, A., Egolfopoulos, F., Law, C.K.: USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H₂/CO/C₁-C₄ Compounds., http://ignis.usc.edu/Mechanisms/USC-Mech II/USC_Mech II.htm.