

小特集 原子・分子過程によって支配されるプラズマの複雑性と構造形成

3. レーザー生成プラズマの電離ダイナミクスと構造

3.1 デトネーションにおける構造形成とレーザー駆動デトネーション

遠藤 琢磨

広島大学 大学院工学研究科機械システム工学専攻

(原稿受付：2008年3月23日)

デトネーションとは、広義には、衝撃波とそれに伴う流体加熱領域とが一体となって媒質中を伝播する現象である。流体加熱機構には化学燃焼や核燃焼、あるいはレーザー加熱などがある。通常、単にデトネーションと言うときには化学燃焼によって駆動される場合を指す。化学燃焼駆動デトネーションに関しては、既に多くのことがわかっている。特に、化学反応の分子過程に強く依存する独特の構造が波面に現れることは広く知られている。本稿では、デトネーション波面の不安定性と構造形成について紹介するとともに、レーザー駆動デトネーションを研究する意義を述べ、また、最近の実験結果を紹介する。

Keywords:

detonation, laser, plasma, instability, structure formation

3.1.1 はじめに

デトネーションとは、元来、化学燃焼の分野で使われる用語であり、簡単に言えば、最も激しい爆発の際の燃焼モードを指す。デトネーションと呼ばれる燃焼モードは、19世紀末頃には既に知られていた[1]。日本語では「爆轟」と表記することもあるが、近年では片仮名でデトネーションと表記することが多く、本稿ではデトネーションと表記する。

デトネーションについては、標準的な流体力学の教科書で扱われることも多いが、通常、その1次元的な(平面波的な)描像が検査体積を使った解析とともに示される程度に過ぎない[2]。ところが、実際のデトネーションの波面は流体力学的に不安定で、化学燃焼が駆動するデトネーションが平面波的な構造を保ったまま伝播することはなく、波面は化学反応の分子過程を反映するような特徴的な構造を示す[3]。

本稿では、まず、デトネーションの1次元的なモデルを示す。次に、デトネーションの1次元的な構造が不安定になる機構を定性的に説明し、化学燃焼が駆動するデトネーションの波面に現れる特徴的な構造を紹介する。その上で、高温のプラズマが関与するレーザー駆動デトネーションを研究する意義を述べ、最後にレーザー駆動デトネーションに関する最近の実験結果を紹介する。

3.1.2 デトネーションの1次元モデル

デトネーションとは、広義には、衝撃波とそれに伴う流体加熱領域とが一体となって媒質中を伝播する現象である。その1次元的な(平面波的な)構造のモデルを図1に

示す。図1では、デトネーションは左から右に伝播している。通常、波面に乗った座標系を用い、左向きの流速を正として流れを議論する。デトネーションの先端には衝撃波が存在する。デトネーション前方の流体は、実験室系でのデトネーション伝播速度に等しい速さで衝撃波に流入する。流体は、衝撃波を通過する際に衝撃加熱を受ける。デトネーションにおいて重要な第一の点は、デトネーション先端での衝撃加熱がデトネーション内部での流体加熱をトリガーするという点である。例えば、化学燃焼の場合であれば、衝撃加熱によって化学反応がトリガーされ、まず、分子の分解反応が始まる。その後、分解反応によって活性な化学種の濃度が高まってくると、反応は再結合フェーズに移行し、流体は急激に加熱される。加熱された流体は、周囲の流体を押しながら膨張しつつ流れ、その影響の一部は衝撃波にまで伝わり、先頭衝撃波の伝播を維持する。これが、デトネーションにおいて重要な第二の点である。すなわち、先頭の衝撃波と下流の流体加熱領域とが双方向的に影響し合うことにより、デトネーションの伝播が維持される。

デトネーションは、流体のレーザー加熱によっても駆動されることが知られている[4-6]。レーザー駆動デトネーションでは、図2に示すように、デトネーションの上流側からレーザーが入射する。デトネーションの上流は電離していない中性ガスであり、入射レーザーの強度は、上流の中性ガスがブレイクダウンしない程度に低くなければならない。このとき、デトネーション上流では、レーザーの吸収は起こらない。先頭衝撃波が十分強く、自由電子が発生するほどの衝撃加熱が起こるとき、先頭衝撃波を通過した

3. Ionization Dynamics and Structures in Laser Produced Plasmas 3.1 Structure Formation in Detonations and Laser-Driven Detonations

ENDO Takuma

author's e-mail: takumaendo@hiroshima-u.ac.jp

流体は逆制動放射によりレーザーを吸収するようになる。逆制動放射によるレーザーの吸収係数 κ は

$$\kappa \propto \frac{z^2 n_e n_i}{T_e^{3/2} \sqrt{1 - (n_e/n_{cr})}} \quad (1)$$

(z, n_e, n_i, T_e, n_{cr} は、各々、イオンの価数、電子密度、イオン密度、電子温度、入射レーザーの臨界電子密度) であるから、流体の電離が進行するにつれてレーザーの吸収係数が非線形に増大し、定性的には、図2のような流れになるものと考えられる。

さて、図1のような流れが波面に乗った座標系において定常流れであるとする。このとき、検査体積の前面をデトネーションよりも十分上流の位置に、検査体積の後面をデトネーション内部の任意の位置(ただし、先頭衝撃波内部を除く)に設定すると、検査体積前面(添え字1)と検査体積後面(添え字なし)との間に次の3式が成り立つ。

$$\rho_1 u_1 = \rho u \equiv j > 0 \quad (2)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p + \rho u^2 \quad (3)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} u_1^2 + q_{ext} = h + \frac{1}{2} u^2 \quad (4)$$

ここで、 $\rho, u, j, p, h, q_{ext}$ は、各々、質量密度、流速、質量流束の大きさ、圧力、比エンタルピー、外部加熱源か

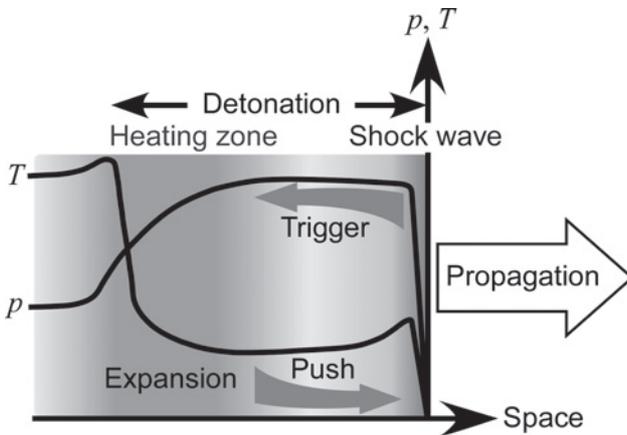


図1 デトネーションの1次元(平面波)モデル。

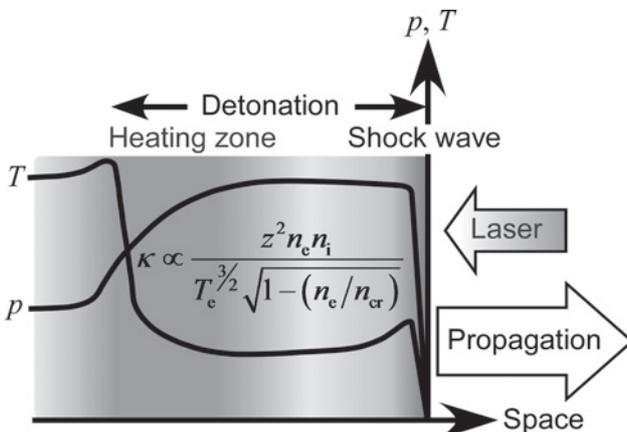


図2 レーザー駆動デトネーションの1次元(平面波)モデル。

らの単位質量あたりの加熱量であり、これらの式は、各々、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則を表す。

式(2)~(4)から u_1, u を消去すると、次式を得る。

$$e - e_1 - \frac{1}{2}(v_1 - v)(p_1 + p) = q_{ext} \quad (5)$$

ここで、 v, e は、各々、比体積、比内部エネルギーである。流体の圧力と比体積とを決めると流体の比内部エネルギーが決まるならば、 q_{ext} を固定して考えると、式(5)は $v-p$ 平面上の1本の曲線を表す。また、検査体積後面をデトネーション後面に一致させ、輸送現象による検査体積からのエネルギー損失を無視すると、

$$q_{ext} = \frac{S_L}{j} \quad (6)$$

(S_L は入射レーザーのエネルギー流束) と書けるから、式(5)は次のように書かれる。

$$e - e_1 - \frac{1}{2}(v_1 - v)(p_1 + p) = \frac{S_L}{j} \quad (7)$$

ここで、式(2)(3)より、

$$j = \sqrt{\frac{p - p_1}{v_1 - v}} \quad (8)$$

と書けるから、入射レーザーのエネルギー流束 S_L を固定して考えると、式(7)も $v-p$ 平面上の1本の曲線を表す。この曲線をレーザー駆動デトネーションのユゴニオ曲線という。デトネーションのユゴニオ曲線は、デトネーションの伝播速度が様々に変化するときのデトネーション後面の状態の集合である。レーザー駆動デトネーションのユゴニオ曲線の例を図3に示す(「Detonation」と記されている曲線)。ユゴニオ曲線は、始点(v_1, p_1)から接線がひけるとき、その接点が表す状態では流速が音速に等しいという性質を

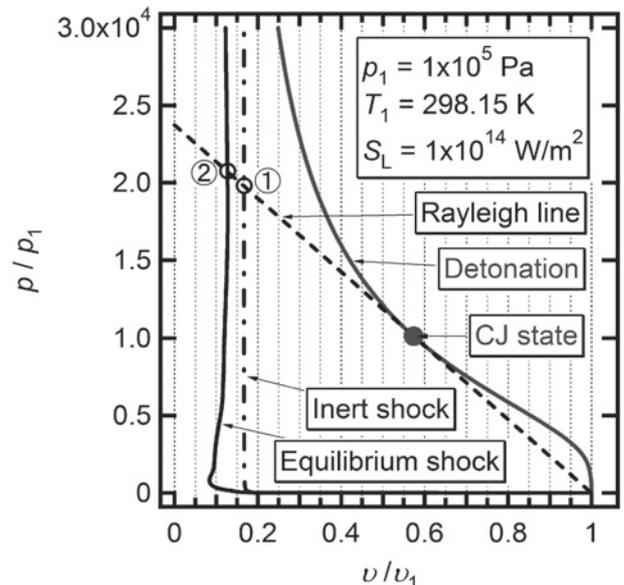


図3 検査体積による解析から得られる結果。

もち、その接点は Chapman-Jouguet (CJ) 点と呼ばれ、CJ 点がデトネーション後面の状態を表すようなデトネーションは CJ デトネーションと呼ばれる。通常、デトネーションの下流 (図 1 ではデトネーションの左側) には希薄波が付き従っており、この希薄波がデトネーション内部に侵入できないための条件がデトネーション後面が CJ 点に対応していることである。したがって、定常伝播するデトネーションは、通常、CJ デトネーションである。CJ 点は、ユゴニオ曲線上で j が最小になる点として求めることができる。化学燃焼駆動デトネーションでは、測定されるデトネーション伝播速度は、通常、計算された CJ デトネーション速度と数%以内で一致する。

式 (8) は、次のようにも書ける。

$$p = -j^2(v - v_1) + p_1 \quad (9)$$

上式は、 v - p 平面上において、始点 (v_1, p_1) を通る傾き $[-j^2]$ の直線を表す。この直線は Rayleigh 線と呼ばれ、質量保存則と運動量保存則とのみから得られる。したがって、定常デトネーション内部の (粘性の効果が重要で運動量保存則を式 (3) のように書けない先頭衝撃波内部を除いた) 流体の状態は、必ず Rayleigh 線上になければならない。また、式 (5) において $q_{\text{ext}} = 0$ とすれば、いわゆる衝撃波断熱曲線となる。図 3 には、CJ デトネーションに対応した Rayleigh 線、および不活性な衝撃波 (分子が衝撃波を通過する際に新しい自由度の励起も分解反応も全く起こらないような衝撃波) と衝撃波後面で局所熱力学平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium: LTE) が成立するような衝撃波とに対する衝撃波断熱曲線も示した。レーザー駆動デトネーション内部における流体の状態については、先頭衝撃波直後の状態は不活性衝撃波の衝撃波断熱曲線と Rayleigh 線との交点①で表され、衝撃加熱された流体が熱化される (熱力学的な平衡状態に向かう) につれて交点①から交点②に向かって Rayleigh 線上を左上方向に移動し、その途中で自由電子が生成されるとレーザー加熱され始めて Rayleigh 線上を右下方向に移動し、レーザー加熱が終了したときに CJ 点に達するものと考えられる。重要な点は、加熱過程で流体の圧力が低下することである。

3.1.3 デトネーション波面の不安定性と構造形成

図 4 を使い、デトネーション波面が流体力学的に不安定となる機構を定性的に説明する。まず、全く乱れのない定常平面デトネーションとして、図 4 上図のようなデトネーションを考える。デトネーションの伝播方向は「下から上」である。流れ場は、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則を全て満たすように自己調整され、自己無撞着な流れ場となる。流体加熱領域で膨張しながら流れる流体が先頭の衝撃波を駆動する効率は、この自己無撞着な流れ場決まる。

まず、先頭衝撃波の一部が周囲よりも少しだけ速く伝播し、図 4 下図の A のように凸状になったとする。このとき、A の下流部分では、周囲に比べて誘導距離が短くなり、A' のように流体加熱領域が周囲に比べて前方に移動する。こ

のとき、凸状となった衝撃波の A 部分は、波面の発散効果により弱まろうとする。一方、その下流部分では、A' の部分の圧力はその周囲の圧力に比べて低く、横方向から圧縮力を受けることになり、他の部分に比べて膨張し難くなり、結果として、A' の部分は、A の部分の衝撃波を周囲に比べて高効率で駆動することとなり、A の凸状部分をさらに前方に押し出そうとする。衝撃波面の発散効果による安定化機構に流体加熱領域の不安定化機構が勝れば、この擾乱は成長する。

今度は、先頭衝撃波の一部が周囲よりも少しだけ遅く伝播し、図 4 下図の B のように凹状になったとする。このとき、B の下流部分では、周囲に比べて誘導距離が長くなり、B' のように流体加熱領域が周囲に比べて後方に移動する。このとき、凹状となった衝撃波の B 部分は、波面の収束効果により強まろうとする。一方、その下流部分では、B' の部分の圧力はその周囲の圧力に比べて高く、横方向にも膨張することになり、他の部分に比べて膨張しやすくなる。結果として、B' の部分は、B の部分の衝撃波を周囲に比べて低効率で駆動することとなり、B の凹状部分をさらに後方に引き下げようとする。衝撃波面の収束効果による安定化機構に流体加熱領域の不安定化機構が勝れば、この擾乱は成長する。

以上が、デトネーション波面が流体力学的に不安定となる機構の定性的な説明である。なお、デトネーション波面の線形安定性については、1960年代に Erpenbeck によって詳細に議論された [7-10]。平面波デトネーションが横方向の擾乱に対して安定であるとは、横方向の擾乱の全ての波長について安定であるということであり、そうでない場合は、全て不安定である。化学燃焼駆動デトネーションに関する過去の多くの実験によれば、実際の CJ デトネーションは全て不安定である。

化学燃焼駆動デトネーションでは、波面の不安定性はすぐに非線形となり、定常伝播しているデトネーションの波面には、その発生方法にかかわらず、可燃性混合気の初期状態で特性長が決まるような、特徴的な構造が現れる。そ

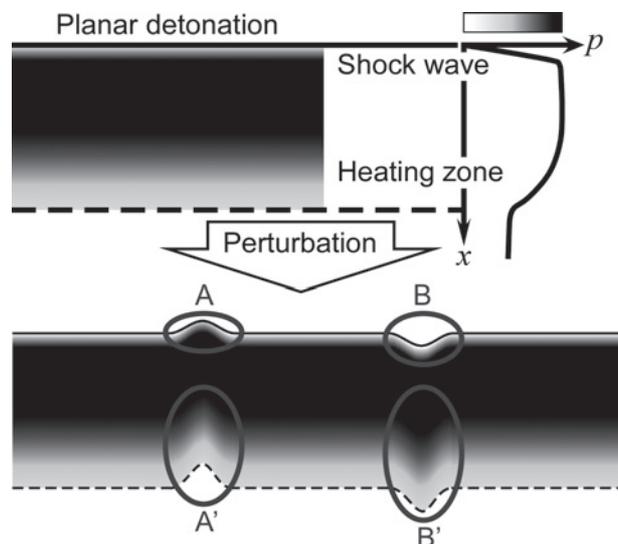


図 4 デトネーション波面の流体力学的な安定性。

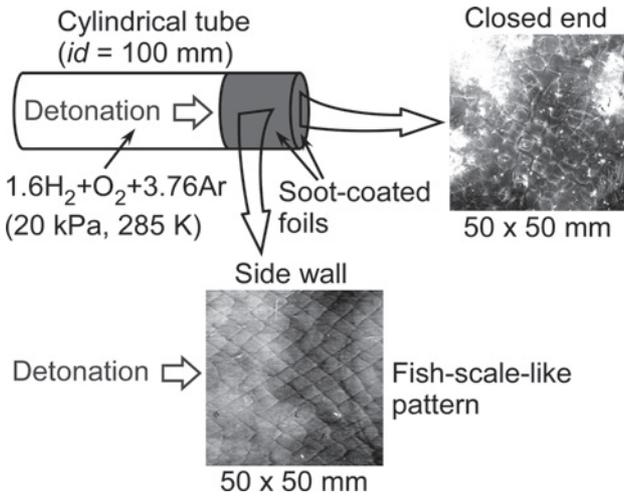


図5 化学燃焼デトネーションの波面に現れる特徴的な構造。

の例を図5に示す。図5は、円筒管内に定常伝播するデトネーションを発生させ、その円筒管の側面と終端面にすす(煤)をつけたステンレス板を設置し、その板上のすすがデトネーションによって部分的に削り取られてできた模様(すす膜模様という)を示している。終端面で得られたすす膜模様は、デトネーションの波面が細かな多くの面に分割されている様子を示している。また、側面で得られたすす膜模様には、魚のうろこのような特徴あるパターンが現われている。この魚のうろこのような特徴あるパターンは、衝撃波面上に存在する衝撃波三重点の軌跡であることがわかっている。

衝撃波面の2次元の様子を図6に模式的に示す。デトネーションの先頭衝撃波は、いくつものプラスト波が並んだものと解釈される。衝撃波面上で、ほぼ等間隔で微小爆発が起こったとする。微小爆発が起こった個々の位置からは、プラスト波が周囲に広がる。プラスト波の一部はデトネーションの先頭衝撃波に重なり、衝撃波を加速する。そして、衝撃波とプラスト波とが重なった部分の両端には衝

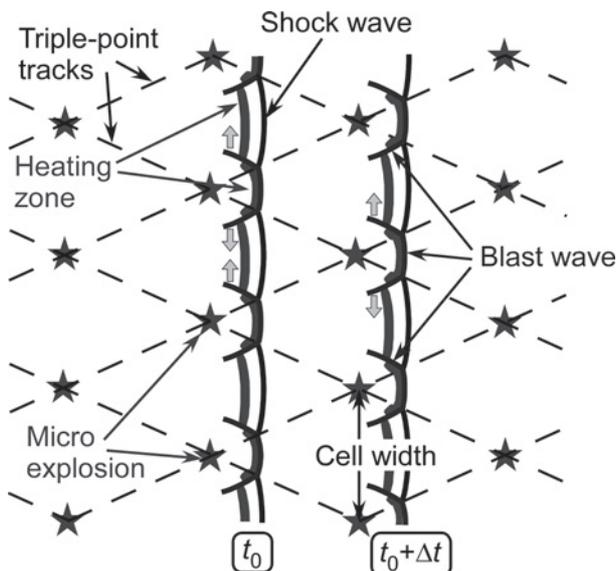


図6 デトネーション波面構造の2次元的なモデル。

撃波三重点ができ、それらの両脇のプラスト波(衝撃波に重ならなかった部分)は、衝撃波面に沿って横方向に伝播していく(図6における時刻 t_0 の様子)。衝撃波面に沿って横方向に伝播していくプラスト波の一部(これを横波と呼んでいる)は、やがて、衝撃波面に沿って逆方向から伝播してくる別の横波と衝突し、衝撃波面上において新たな微小爆発を引き起こす。先ほどの微小爆発で生まれたプラスト波は伝播とともに波面の発散効果で弱まるが、新たな微小爆発が衝撃波面上ではほぼ等間隔で起こることになるので、弱まったプラスト波と新たなプラスト波とが役割を交代することになる(図6における時刻 $t_0 + \Delta t$ の様子)。このようにして、衝撃波面上において、ほぼ等間隔で微小爆発が次々に起こると、衝撃波三重点の軌跡は魚のうろこ状の模様を描く。このような、魚のうろこ状のすす膜模様において、衝撃波面上における微小爆発位置の間隔は「セル幅」と呼ばれ、化学燃焼駆動デトネーションの性質を議論する際の重要な特性長になっている。セル幅は1次元(平面波)モデルにおける先頭衝撃波と流体加熱領域との距離の数十倍であることが知られ、セル幅の値やセル幅の不均一さは、化学反応の分子過程に強く依存し、デトネーション発生 の容易さ等とも深くかかわっている。

3.1.4 レーザー駆動デトネーションを研究する意義

化学燃焼駆動デトネーションでは、実際に発生するデトネーションは常に不安定であり、実際の波面には化学反応の分子過程を反映する独特の構造が現れ、また、その構造の特性長はデトネーション発生 の容易さ等を判断するときの重要な手掛かりとなる。化学反応駆動デトネーションでは、その温度は高々4000 K程度であり、プラズマは関与しない。一方、レーザー駆動デトネーションでは、デトネーション内部においてプラズマが主役となる。デトネーション内部でプラズマが主役を演ずるときの波面の安定性については、ほとんどわかっていない。図7は、デトネーション内部でプラズマが主役を演ずるときの様子を模式的に示したものである。デトネーション内部に高温プラズマが存在すると、プラズマ中では平均自由行程の長い電子や光子が生成される。平均自由行程の長い電子や光子は、大きな拡散的な影響をデトネーション内部に及ぼすであろう。ま

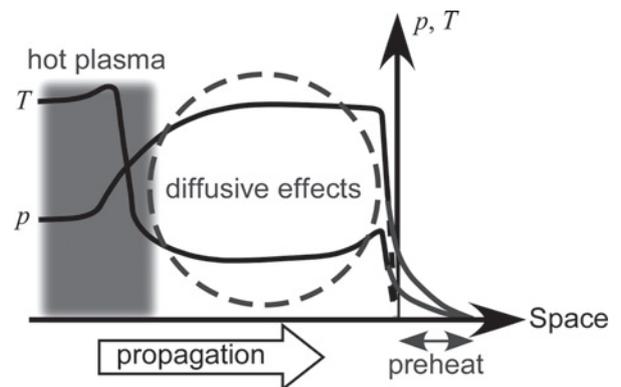


図7 デトネーションにおける高温プラズマの影響。

た、平均自由行程の長い電子や光子は、先頭衝撃波前方の流体を先行加熱するであろう。こうした、化学燃焼駆動デトネーションの場合には考慮しなくてよかった輸送の効果は、デトネーション波面を安定化する可能性がある。このような、プラズマがデトネーションの安定性に及ぼす影響を調べるための一つの方法が、レーザー駆動デトネーションにおける波面の安定性を研究することである。そうした知見は、星の中で起こる核燃焼デトネーション[11]や高利得慣性核融合で起こる核燃焼デトネーション[12]の研究に対し、計算機シミュレーションを通じて活かされるものと思われる。

3.1.5 レーザー駆動デトネーションに関する最近の実験結果

2006(平成18)年度から大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの大型レーザーを外部ユーザーも使うことができるようになった。これを機に、レーザー駆動デトネーションの実験を開始した。実験では、激光 XII 号ガラスレーザーシステム[13]の HIPER 照射システム[14]を使用した。実験条件および実験配置を図8に示す。窒素ガス中

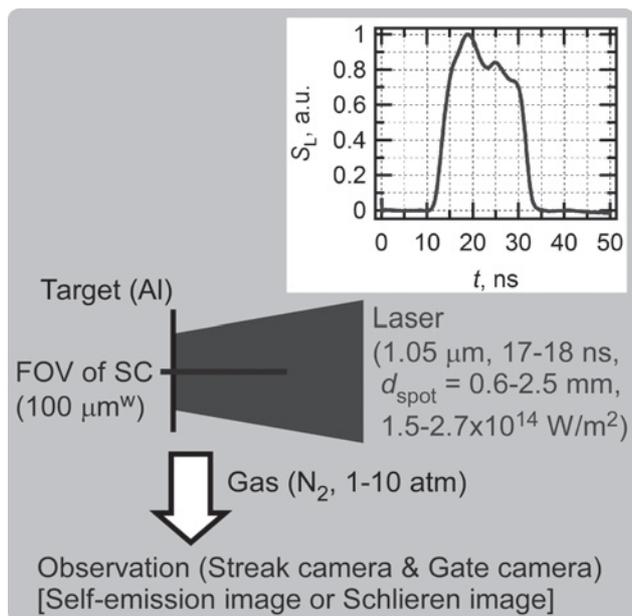


図8 レーザー駆動デトネーションの実験条件および実験配置。

のアルミニウム平板ターゲットをレーザーで照射し、ターゲット上に生成されたプラズマを発生源として、窒素ガス中にレーザー駆動デトネーションを伝播させた。計測は、照射レーザーの軸に対して真横からストリークカメラ(SC)とゲートカメラ(GC)とを用いて行った。観測したのは可視光領域の自発光像あるいはYAGレーザーの2倍高調波を光源としたシュリーレン像である。

典型的なデータを図9に示す。図9に示したデータは、窒素ガスの初期圧が6気圧の場合のものである。シュリーレン像のGCデータから、衝撃波面にはマクロには平面波的部分が十分に残っていることがわかる。自発光像のSCデータからは、デトネーションの伝播速度がわかる。伝播速度について、実験結果とCJデトネーション速度との比較を図10に示す。図10には、レーザー照射のスポット径とターゲットの厚さも示した。非常に薄いターゲットを使用しても実験結果には影響がなく、アルミニウムのターゲットはレーザー駆動デトネーションを発生させるきっかけを作っているに過ぎないことがわかる。また、レーザー照射のスポット径を大きく変化させても伝播速度にはあまり影響がなかった。測定された伝播速度は、CJデトネーション速度と定性的には良く一致した。定量的な不一致の原因は、いまのところ不明である。計算されたデトネーション後面における温度(T_{CJ})と平均的なイオンの価数($z_{av,CJ}$)を図11に示す。レーザー加熱されたプラズマの温度は5-30 eV程度、平均的なイオンの価数は2-5程度と見積もら

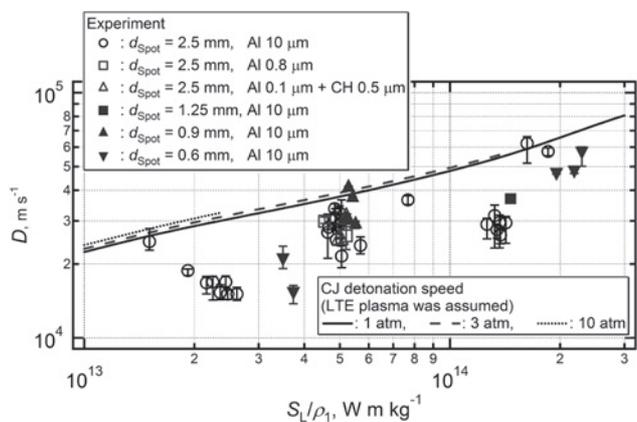


図10 レーザー駆動デトネーションの伝播速度。

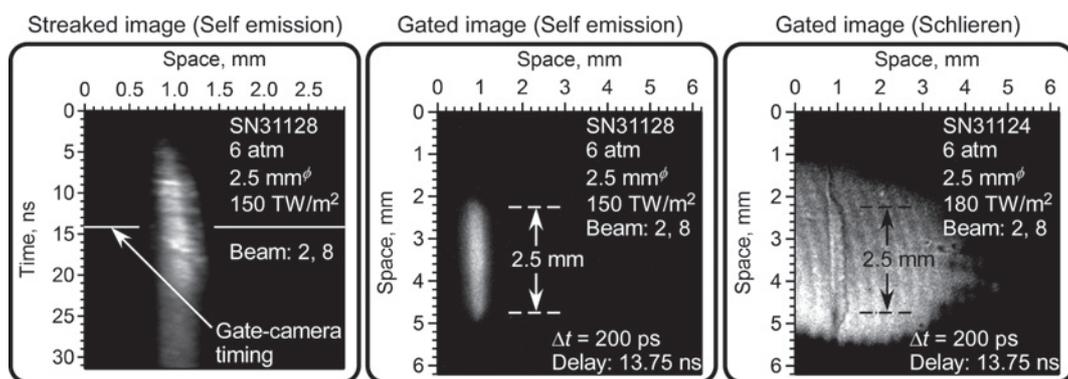


図9 レーザー駆動デトネーションの典型的な実験データ。

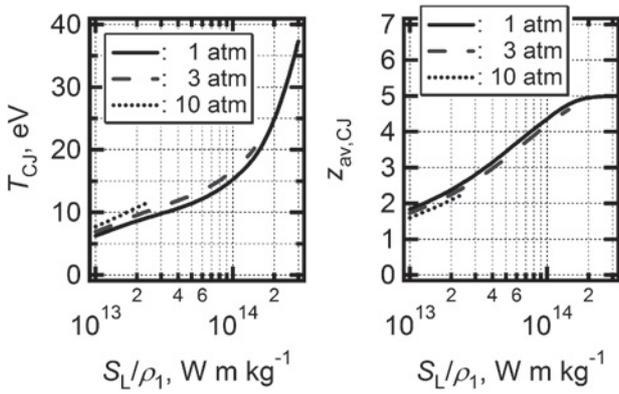


図11 レーザー駆動デトネーション後面における温度とイオンの平均価数（計算値）。

れる。

図9に示したシュリーレン像のGCデータからは、衝撃波面に細かな凸凹が存在することがわかる。この衝撃波面の凸凹は、窒素ガスの初期圧が低い場合の方がより顕著であった。図12および図13に、初期圧が1気圧の場合のシュリーレン像のGCデータを示す。図13には、波面上の位置を見やすくするための補助線を破線で書き加えた。図13からわかるように、衝撃波面の凸凹は伝播とともに変化している可能性が高い。同一ショットで異なる時刻のデータを取得し、この点を明らかにすることが直近の最重点課題である。

3.1.6 おわりに

デトネーションについて、その1次元的な(平面波動的な)描像、および、その流体力学的不安定性に起因して発生する波動内部の原子・分子過程を反映した独特の波面構造について解説した。また、近年実験的な研究を開始したレーザー駆動デトネーションについて、その研究の意義と最近の実験結果とを紹介した。レーザー駆動デトネーションの流体力学的不安定性に関する研究は始まったばかりであり、さらなる実験データの蓄積と計算機シミュレーションを使った現象の詳細な理解とが必要である。こうした研究が超新星爆発や高利得慣性核融合の研究に役立つことを期待している。

謝辞

本稿に記したレーザー駆動デトネーションに関する実験結果は、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターとの共同研究によって得られたものである。また、レーザー駆動デトネーションに関する実験を開始するにあたって、広島大学の「晝馬研究基金支援金」の援助を受けた。ここに記し、謝意を表す。

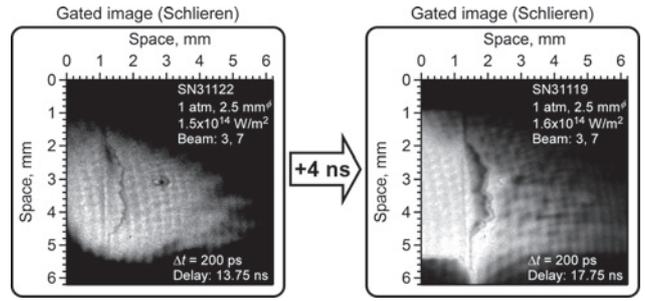


図12 レーザー駆動デトネーションにおける衝撃波形状の変化。

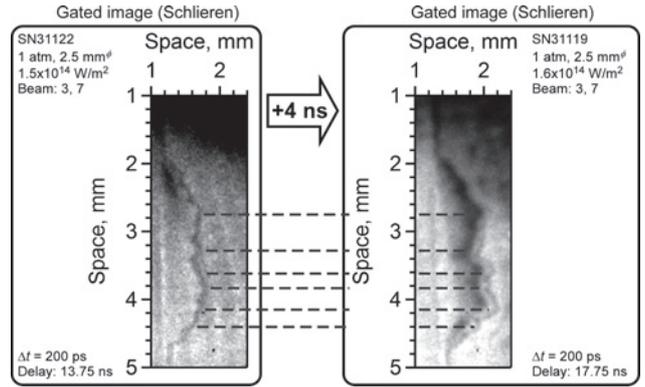


図13 レーザー駆動デトネーションにおける衝撃波形状の変化(拡大図)。

参考文献

- [1] W. Fickett and W.C. Davis, *Detonation* (Dover Publications, Inc., Mineola, 1979) Chap. 1.
- [2] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Fluid Mechanics 2nd ed.* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1989) Chap. 14.
- [3] W. Fickett and W.C. Davis, *Detonation* (Dover Publications, Inc., Mineola, 1979) Chap. 7.
- [4] S.A. Ramsden and P. Savic, *Nature* **203**, 1217 (1964).
- [5] Ya.B. Zel'dovich and Yu.P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Dover Publications, Inc., Mineola, 1966) Chap. 5.
- [6] Yu.P. Raizer, *Laser-Induced Discharge Phenomena* (Consultants Bureau, New York, 1977).
- [7] J.J. Erpenbeck, *Phys. Fluids* **5**, 604 (1962).
- [8] J.J. Erpenbeck, *Phys. Fluids* **7**, 684 (1964).
- [9] J.J. Erpenbeck, *Phys. Fluids* **8**, 1192 (1965).
- [10] J.J. Erpenbeck, *Phys. Fluids* **9**, 1293 (1966).
- [11] F.X. Timmes *et al.*, *Astrophys. J.* **543**, 938 (2000).
- [12] P. Gauthier, F. Chaland and L. Masse, *Phys. Rev. E* **70**, 055401(R) (2004).
- [13] C. Yamanaka *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics* **17**, 1639 (1981).
- [14] N. Miyanaga *et al.*, *18th IAEA Fusion Energy Conference* (Sorrento, Italy, Oct. 2000) Paper No. IAEA-CN-77/IFP/14.