

# 直接起爆による酸水素爆轟波の爆轟限界近傍における数値解析

朝原誠\*†, 林光一\*, 坪井伸幸\*\*

\*青山学院大学理工学部 〒252-5258 神奈川県相模原市中央区淵野辺 5-10-1  
Phone : 042-759-6215

†Corresponding author : asahara@me.aoyama.ac.jp

\*\*九州工業大学大学院工学研究院 〒804-8550 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1

2011年12月28日受付 2013年10月5日受理

## 要旨

予混合気中での直接起爆による爆轟の開始条件を明確にすることを目的とした実験が行われ、起爆エネルギーやエネルギー密度によって爆轟領域が整理されてきた。しかし、これらの爆轟限界は着火方法や気体種などの実験環境に依存する。その理由として、任意の条件を固定し、ある特定の条件のみを変化させた実験が困難であることがあげられる。そこで、理想的な起爆条件を仮定した2次元数値解析においてパラメータを整理し、爆轟条件の明確化を試みた。その結果、爆轟となった条件と爆風となった条件が存在し、それぞれの条件を整理することで、起爆領域の半径と圧力の関数となる爆轟限界曲線が得られ、初期条件によって決定する臨界起爆エネルギーの存在が実証された。また、微量のエネルギー差であっても、爆轟限界曲線を越えて爆轟波になった場合と越えずに爆風波となった場合では、起爆して数10 $\mu$ sec後の衝撃波面の圧力が10倍以上も異なり、爆轟の危険性が再確認された。さらに、数値解析において、臨界領域で観測されている準定常伝播形態を再現することができた。準定常伝播は爆轟限界近傍において、微小な擾乱を起源とした局所爆発が衝撃波全面に広がることで、爆轟が開始すると考えられる。

## 1. 緒言

化石燃料に替わる代替エネルギーとして水素の将来的な需要拡大が見込まれている。しかし、水素は①拡散しやすい、②可燃領域が広い、③着火しやすいという性質上、爆発の危険性が高い。過去に海外の水素ステーションや化学プラントにおける水素配管において水素の爆発事故が報告されている。また、原子力発電所においても、水が分解されて生成された水素が爆発する事故が起きている。浜岡原子力発電所の配管破断事故(2001年)<sup>1)</sup>や福島第一原子力発電所の爆発事故(2011年)<sup>2)</sup>などが水素の爆発事故だと報告されている。このように、水素は反応しやすくエネルギーを回収しやすい物質である一方で、爆発事故の危険性が高く、取扱いには十分な注意が必要である。

水素を始めとする可燃性予混合気体の爆発の多くは爆燃と爆轟に分類される。爆燃は可燃性予混合気中を音速以下の速度で伝播する爆発である。一方、爆轟は可燃性予混合気中を音速以上の速度で伝播する爆発であり、衝撃波と燃焼波が相互に干渉した結果、爆燃波面よりも高温、高圧となる。そのため、爆燃による爆発事故に比べ、爆轟による爆発事故が起きた場合の被害規模は大きい。爆轟による爆発事故の防止を目的とした安全工学的な観点より、大きな被害が予想される爆轟の開始条件の把握は重要である。

爆轟の開始は爆燃-爆轟遷移のような間接起爆と直接起爆に分類できる。直接起爆による爆轟は点爆源からの開始が一般的であり、この場合、曲率を持った波面が伝播する発散爆轟波となる。発散爆轟波はZel'dovichら<sup>3)</sup>の実験によって初めて報告され、爆風波と反応特性時間の関係から直接起爆の開始に必要な最小起爆エネルギー(臨界起爆エネルギー)の存在が指摘された。その後、Bachら<sup>4),5)</sup>が実験によって臨界起爆エネルギーを調査し、実際の直接起爆にはZel'dovichらの理論よりも大きい起爆エネルギーが必要であることを報告した。さらに彼らは起爆エネルギー $E_s$ と臨界起爆エネルギー $E_c$ の関係から超臨界領域、臨界領域、亜臨界領域の3つの領域を示した。超臨界領域では $E_s$ が $E_c$ よりも大きく、起爆による強い衝撃波が反応を誘起することで爆轟となる。臨界領域では $E_s$ が $E_c$ 付近の値であり、反応面と衝撃波が数mm離れて伝播する準定常状態<sup>6),7)</sup>の後、衝撃波後方の一点における局所爆発が周方向に広がることで爆轟となる。亜臨界領域では $E_0$ が $E_c$ よりも小さく、反応面が衝撃波面から分離し、膨張衝撃波が伝播に伴い減衰する。Leeら<sup>8)-10)</sup>はZel'dovichらの理論を基礎に数々の臨界起爆エネルギーの算出方法を提案した。Leeらの式<sup>10)</sup>には、臨界領域における準定常状態が含まれており、初期圧力、CJマッハ数、セルサイズから臨界起

爆エネルギーを概算することができる。しかし、この式の解を得るためには、起爆モデルを簡略化した代償として実験から得られたセルサイズを必要とする。一方、実験から得られる臨界起爆エネルギーは細線爆発、レーザー起爆、電気火花などの開始方法によって異なる値を持つことが報告されている<sup>4)</sup>。そこで、単位時間に単位体積へと与えられるエネルギー、すなわちパワー密度で整理することで、起爆方法に因らない臨界値を得る方法が提案されている<sup>5)</sup>。しかし、臨界パワー密度も実験条件によって異なる値を示した。これは、実験における多くのパラメータが現象に関与しているからだと考えられる。そこで、数値解析によってパラメータを整理することで臨界起爆エネルギーを算出する研究が行われている。He<sup>11), 12)</sup>は1次元数値解析による爆轟条件の解明を試み、臨界半径  $R_c$  と臨界速度  $D_c$  を定義することで以下の知見を得た。非定常性の弱い（活性化エネルギーが小さい）条件では、臨界半径  $R_c$  に達した衝撃波が臨界速度  $D_c$  以上で伝播していれば爆轟となる。しかし、非定常性の強い（活性化エネルギーが大きい）条件では、臨界半径  $R_c$  に達した衝撃波の伝播速度が臨界速度  $D_c$  以上であっても爆轟にならない。さらに、Eckettら<sup>13)</sup>は非定常性が爆轟波の減衰に影響していることを示し、Ngら<sup>14)</sup>は反応誘導距離と実験によるパラメータを用いた半経験式から臨界起爆エネルギーを示した。しかし、彼らの半経験式では臨界領域での多次元的な爆轟開始過程を説明することはできない。

1次元数値解析では、爆轟開始過程を示すことができないが、多次元数値解析を行うことで、多次元的な伝播挙動に起因する爆轟限界が明確になると期待できる。直接起爆による発散爆轟波の2次元数値解析は、WattとSharpe<sup>15)</sup>、NirasawaとMatsuo<sup>16)</sup>、市川と松尾<sup>17)</sup>によって1段階総括反応モデルを用いて行われ、Jiangら<sup>18)</sup>によって2段階反応モデルを用いて行われた。WattとSharpeは直交格子で解像度を変化させた直接起爆の解析を行い、解像度が低い場合には規則的なセル模様となり、解像度が高い場合には実験で得られるセル模様に似た不規則なセル模様となることを示した。NirasawaとMatsuoは円筒格子と直交格子を用いて直接起爆の解析を行い、円筒格子の場合では1次元的な波面構造となり、直交格子の場合には数値擾乱の影響で多次元的な波面構造となることでセル模様が現れることを示した。また、市川と松尾はWattとSharpeよりもさらに格子解像度を向上させることで、Vasil'evとTrotsyuk<sup>19)</sup>が実験から示したセル数と伝播距離の関係を再現した。また彼らは、半反応距離内に10点以上の格子点を確保した場合、爆発初期における衝撃波圧力の挙動が漸近することを示した。この結果より、直交格子を用いた発散爆轟波の数値解析には半反応距離内に10点以上の格子点を配置する必要があると考えられる。さらに、葦澤と松尾<sup>20)</sup>は一定の起爆領域における圧力を変えることで起爆エネルギーを変化させ、超臨界領域、臨界領域、亜臨界領域の現象を数値解析で示した。前述したように、これらの2次元数値解析では、化学反応に1段階総括反応モデルもしくは2段階反応モデルが使用されてきた。しかし、このような簡略化された反応モデルでは、実験で得られるセル模様を詳細反

応モデルほど厳密に再現することはできない<sup>21)</sup>。

本稿では、詳細反応モデルを用いた直接起爆による発散爆轟波の2次元数値解析を行い、可燃性予混合気中での直接起爆による爆轟限界を示す。爆轟限界を示すパラメータとして、葦澤と松尾が示した起爆領域の圧力変化に加え、起爆領域の大小に注目し、起爆エネルギーと爆轟波の開始の可否を明確にすることを目的とする。

## 2. 理論

同じエネルギー量であっても、短時間に狭い領域にエネルギーを与えた場合と、長時間に広い領域にエネルギーを与えた場合では、発生する衝撃波の強さは異なる。二次元における無次元起爆エネルギー  $\tilde{E}_s$  を、半反応距離  $L_{1/2}$  で無次元化した起爆領域の半径と、標準領域の圧力  $p_0$  で無次元化した起爆領域の圧力  $\tilde{p}_s$  を用いて

$$\tilde{E}_s = \frac{\pi \tilde{r}_s^2 \tilde{p}_s}{(\gamma - 1)}, \quad \tilde{r}_s = r_s / L_{1/2}, \quad \tilde{p}_s = p_s / p_0 \quad (1)$$

とする<sup>15)</sup>。ここで、半反応距離  $L_{1/2}$  は衝撃波から  $H_2$  の質量分率がCJ状態の半分になるまでの距離を示す反応特性距離である<sup>22)</sup>。起爆領域の半径を半反応距離  $L_{1/2}$  で、起爆領域の圧力を標準領域の圧力  $p_0$  で無次元化することで、標準領域に存在する可燃性予混合気体の条件（当量比、初期圧力、初期温度等）に依存しない起爆エネルギーを定義することができる。さらに式(1)を用いて、臨界起爆エネルギー  $\tilde{E}_c$  は

$$\tilde{E}_c = \frac{\pi \tilde{r}_c^2 \tilde{p}_c}{(\gamma - 1)} \quad (2)$$

と示される。下付き「c」は臨界状態を表している。この式から、臨界起爆エネルギー  $\tilde{E}_c$  は  $\tilde{r}_c$  と  $\tilde{p}_c$  の関数となることがわかる。ここで、単位時間当たり単位面積に与えられたエネルギーをパワー密度<sup>5)</sup>とすると、無次元パワー密度  $\tilde{U}_s$  はエネルギー供給時間と起爆領域の面積を用いて

$$\tilde{U}_s = \frac{\tilde{E}_s}{\tilde{S} \cdot \Delta t} \quad (3)$$

と示される。エネルギー供給時間は条件を煩雑にするため、ある特性時間に一樣なエネルギーを与える理想的なエネルギー供給モデルを仮定する。したがって、式(3)で示される無次元パワー密度は、単位面積当たり与えられるエネルギー（比エネルギー）と同意である。

## 3. 計算法

### 3.1 基礎方程式

爆轟波の数値解析は、化学反応による化学種の変化を考慮した流体の基礎方程式を必要とする。しかし化学反応の解析は、非反応性流体の解析に比べて空間及び時間の間隔を大きくとることができないため、膨大な計算コストがかかる。一般的な燃焼計算では、拡散や熱伝導の効果は大きい、爆轟波は音速の5倍以上の速度で伝播するため、拡散による熱移動と熱伝導による熱流束を無視して差支えない。さらに伝播速度が速いため、後流の影響が少ないこと

**Table 1** Each coefficient in the polynomial expression of the temperature.

	$a_{1i}$	$a_{2i}$	$a_{3i}$	$a_{4i}$	$a_{5i}$	$a_{6i}$	$a_{7i}$
H <sub>2</sub>	3.0172281e+1	0.88777912e-3	-0.25767118e-6	0.53895544e-10	-0.45914741e-14	-0.9368732e+3	-0.17584120e+1
O <sub>2</sub>	0.325248821e+1	0.13058732e-2	-0.49629683e-6	0.10165240e-9	-0.79663144e-14	-0.10235836e+4	0.57751164e+1
O	0.28063956e+1	-0.55153963e-3	0.32797643e-6	-0.78048938e-10	0.66494386e-14	0.29176829e+5	0.35329500e+1
H	0.2501706e+1	0.44689446e-15	-0.34801365e-18	0.98627573e-22	-0.92216057e-26	0.25489817e+5	-0.46008683e+0
OH	0.37882016e+1	-0.67413256e-3	0.79813467e-6	-0.22767644e-8	0.20492525e-13	0.36435184e+4	0.68024710e+0
HO <sub>2</sub>	0.3449150e+1	0.33062160e-2	-0.12868533e-5	0.23232337e-9	-0.15522042e-13	0.13534376e+4	0.68028889e+1
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	0.36294506e+1	0.59789522e-5	-0.24676792e-5	0.47963193e-9	-0.35300644e-13	-0.17707943e+5	0.56721327e+1
H <sub>2</sub> O	0.37199834e+1	0.10936956e-2	0.31652569e-6	-0.16872305e-9	0.17920633e-13	-0.30265156e+5	0.11801086e+1

から粘性項も無視した。したがって、本解析には化学種の質量保存式を加えた圧縮性Euler方程式(4)を用いた。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{S}$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_N \end{pmatrix} \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (e+p)u \\ \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_N u \end{pmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ (e+p)v \\ \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_N v \end{pmatrix} \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_1 \\ \vdots \\ \dot{\omega}_N \end{pmatrix} \quad (4)$$

本解析では化学反応に8化学種を考慮しているため、方程式の数は12個となる。 $u$ は $x$ 方向の速度、 $v$ は $y$ 方向の速度、 $e$ は気体の全エネルギー、 $i$ は化学種を表す番号、 $\rho_i$ は $i$ 番目の化学種の密度、 $\dot{\omega}_i$ は質量ベースでの反応速度を表している。このとき気体の全エネルギー $e$ は

$$e = \sum_{i=1}^N \rho_i h_i - p + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (5)$$

となる。ここで、 $h_i$ は $i$ 番目の化学種の比エンタルピー、 $N$ は計算に用いた化学種の数(本研究では $N=8$ )を表している。このとき、未知数は $\rho, u, v, T, p$ と8個の $\rho_i$ の13個であるが式は12本である。連立方程式を閉じるため、さらに1つの方程式を必要とする。そこで、爆轟波の現象を熱的に完全であると近似し、熱的完全気体の状態方程式

$$p = \rho \bar{R} T = \sum_{i=1}^N \rho_i R_i T = \sum_{i=1}^N \rho_i \frac{R}{W_i} T \quad (6)$$

を用いる。このとき、 $\rho_i$ は質量分率 $Y_i$ を用いて

$$Y_i = \frac{\rho_i}{\rho} \quad (7)$$

と示される。また、 $R_i$ は $i$ 番目の化学種の気体定数を表し、分子量 $W_i$ と一般気体定数 $R$ を用いて

$$R_i = \frac{R}{W_i} \quad (8)$$

と示される。以上より爆轟波を近似的に解析することが可能となる。

式(4)における化学種のエンタルピー $h_i$ は次のように扱

われる。式(6)では爆轟波を熱的完全気体として近似したが、比熱比 $\gamma$ の温度依存が大きいと、熱量的完全気体ではない。そこで、各化学種の定圧比熱 $C_{p,i}$ を温度の5次関数として多項式

$$\frac{C_{p,i}}{R_i} = a_{1i} + a_{2i} T + a_{3i} T^2 + a_{4i} T^3 + a_{5i} T^4 \quad (9)$$

で近似する。ここで、エンタルピー $h_i$ 、エントロピー $s_i$ は

$$h_i = h_i^0 + \int_{T_0}^T C_{p,i} dT \quad s_i = h_i^0 + \int_{T_0}^T \frac{C_{p,i}}{T} dT \quad (10)$$

となるため、式(9)(10)より

$$\frac{h_i}{R_i T} = a_{1i} + \frac{a_{2i}}{2} T + \frac{a_{3i}}{3} T^2 + \frac{a_{4i}}{4} T^3 + \frac{a_{5i}}{5} T^4 + \frac{a_{6i}}{6} \quad (11)$$

$$\frac{s_i}{R_i} = a_{1i} \ln T + a_{2i} T + \frac{a_{3i}}{2} T^2 + \frac{a_{4i}}{3} T^3 + \frac{a_{5i}}{4} T^4 + a_{7i} \quad (12)$$

と近似できる。式(10)中の $h_i^0$ は $i$ 番目の化学種の標準生成エンタルピー( $T_0=0K$ を基準温度としたエンタルピー)を表している。多項式(9)(11)(12)の係数 $a$ は、JANAF table<sup>23)</sup>から得られる $C_{p,i}, h_i, s_i$ の値に対し、100~5000Kの温度範囲で最小二乗法によって得られた値を用いた。この値をTable 1に示す。

### 3.2 解析手法

圧縮性Euler方程式(4)の生成項はpoint implicit methodによって解かれ、H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>の反応にはPetersen and Hanson<sup>24)</sup>のモデルが使用された。このモデルはH<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O, H, OH, HO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>Oの計8化学種、18素反応から構成されており、H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>の三体反応による解離-再結合反応に圧力依存項を含んだ非Arrhenius型の速度係数が含まれている。その結果、H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>の高圧燃焼において実験との良い一致が示される。時間積分にはStrangの時間分割法<sup>25)</sup>が用いられた。対流項はAUSMDV scheme<sup>26)</sup>が用いられ、高次精度化を行うために、2次精度のMUSCL法<sup>27), 28)</sup>で内挿された。制限流束法にはShuen limiter<sup>29)</sup>が用いられた。

計算領域はFigure 1に示されるような長方形領域とし、標準領域と原点近傍に起爆領域を配置した。計算領域の圧力および温度はFigure 2のように分布させた。計算領域は、格子点数が10001×4001とした( $x_{\max} = 500L_{1/2}$ ,  $y_{\max} =$

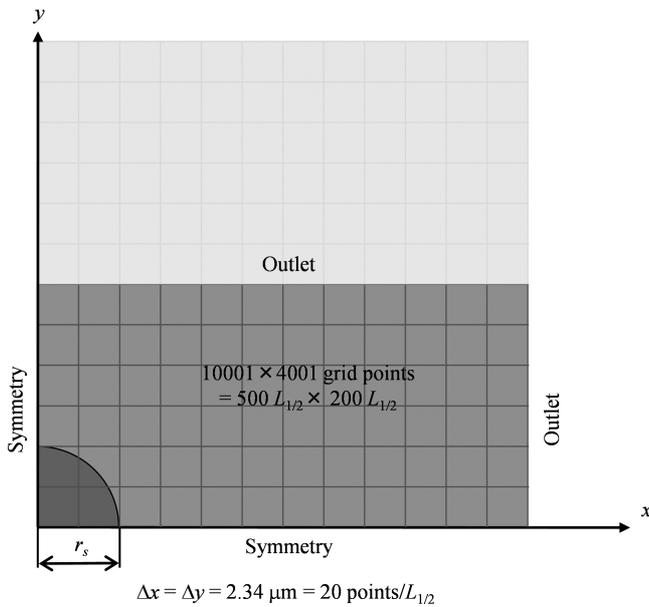


Figure 1 Computational domain. The size of domain is  $500L_{1/2} \times 200L_{1/2}$ .

$200L_{1/2}$ )。計算領域の  $y$  方向を小さくし、長方形領域 ( $x_{\max} > y_{\max}$ ) とした理由は計算コスト削減のためであり、 $x$  方向と  $y$  方向の長さが等しい正方形領域 ( $x_{\max} = y_{\max}$ ) の結果と比較しても、同程度の結果が得られたことから、計算領域の縮小による境界条件の影響はないと考えられる。境界条件は、Figure 1 で示される  $x, y$  軸を対称軸として取り扱った。一方、標準領域の上方及び右端は解放空間とし、流出条件を用いた。格子幅は半反応距離  $L_{1/2}$  に 20 点とした ( $\Delta x = \Delta y = 0.05L_{1/2}$ )。標準領域の圧力と温度を 0.1 MPa, 300K とし、当量比  $\phi = 1.0$  の  $H_2/O_2$  静止予混合気体で充たした。この条件で化学非平衡計算を行った結果、半反応距離は  $L_{1/2} = 46.8\mu\text{m}$  となった。起爆領域は、半反応距離  $L_{1/2}$  で無次元化した起爆領域の半径  $\tilde{r}_s = r_s/L_{1/2}$  と標準領域の圧力  $p_0$  で無次元化した起爆領域の圧力  $\tilde{p}_s = p_s/p_0$  を Table 2 のように与えることで起爆エネルギーを変化させ、その結果を比較した。

#### 4. 結果及び考察

Table 2 の条件で 2 次元数値解析を行い、得られた最大圧力履歴を Figure 3 に示す。最大圧力履歴は爆轟波面（もしくは爆風波面）の圧力推移を表している。それぞれの条件における最大圧力履歴は、case a1 のようなセル模様（鱗状の模様）が描かれているものと、case a4 のように目立った模様が見られないものに分類できる。ここで、最大圧力履歴からセル模様が確認できる条件を爆轟波が伝播した条件と判断する。判断の困難な条件においては、温度分布から衝撃波面と反応面の位置を確認し、爆轟かどうかを判断できる。Figure 3 における横軸は起爆領域の無次元半径  $\tilde{r}_s$  の二乗を、縦軸は起爆領域の無次元圧力  $\tilde{p}_s$  を示している。起爆領域の無次元半径  $\tilde{r}_s$  が大きいほど、起爆領域の無次元圧力  $\tilde{p}_s$  が小さい条件でセル模様が確認できる。

Figure 3 から爆轟限界が予測できるが、さらに厳密な限界線を示すために限界線近傍の計算条件 (a3.5:  $\tilde{r}_s = 10$ ,  $\tilde{p}_s = 150$ , b3.5:  $\tilde{r}_s = 12$ ,  $\tilde{p}_s = 130$ , c3.5:  $\tilde{r}_s = 14$ ,  $\tilde{p}_s = 130$ ,

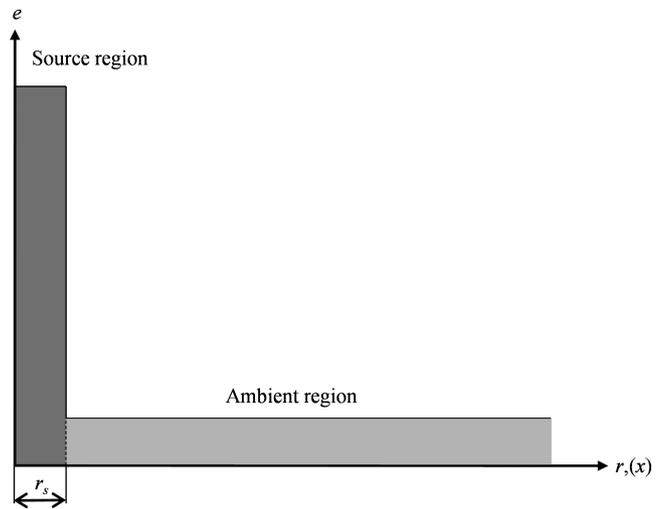


Figure 2 Initial condition in present simulations. The dark and bright grey zones are the source region and ambient region, respectively.

Table 2 Initial condition of source region in present study.

ケース	a1	a2	a3	a4
$r_s/L_{1/2}$	10	10	10	10
$p_s/p_0$	200	180	160	140
ケース	b1	b2	b3	b4
$r_s/L_{1/2}$	12	12	12	12
$p_s/p_0$	180	160	140	120
ケース	c1	c2	c3	c4
$r_s/L_{1/2}$	14	14	14	14
$p_s/p_0$	180	160	140	120
ケース	d1	d2	d3	d4
$r_s/L_{1/2}$	16	16	16	16
$p_s/p_0$	160	140	120	100
ケース	e1	e2	e3	e4
$r_s/L_{1/2}$	18	18	18	18
$p_s/p_0$	160	140	120	100
ケース	f1	f2	f3	f4
$r_s/L_{1/2}$	20	20	20	20
$p_s/p_0$	140	120	100	80

d3.5:  $\tilde{r}_s = 16$ ,  $\tilde{p}_s = 110$ , e3.5:  $\tilde{r}_s = 18$ ,  $\tilde{p}_s = 110$ , f2.5:  $\tilde{r}_s = 20$ ,  $\tilde{p}_s = 110$ ) において解析を行った結果を Figure 4 に示す。Figure 4 の横軸および縦軸は Figure 3 と同様である。図中の「○」は爆轟波が伝播した条件を表し、「×」は爆轟波が伝播を維持できずに衝撃波面と反応面が分離して伝播する条件を示している。この結果から爆轟領域と爆風領域の 2 つの領域に分類できる。さらに、Figure 4 の横軸と縦軸を対数で表示すると、爆轟限界線は直線で得られる (Figure 5)。以上のように、Figure 4 の爆轟限界は反比例曲線を、Figure 5 の爆轟限界は直線を描くことから

$$\tilde{r}_s^2 \tilde{p}_s = \text{const.} \quad (12)$$

となる。したがって、式(2)および式(12)より、伝播領域に存

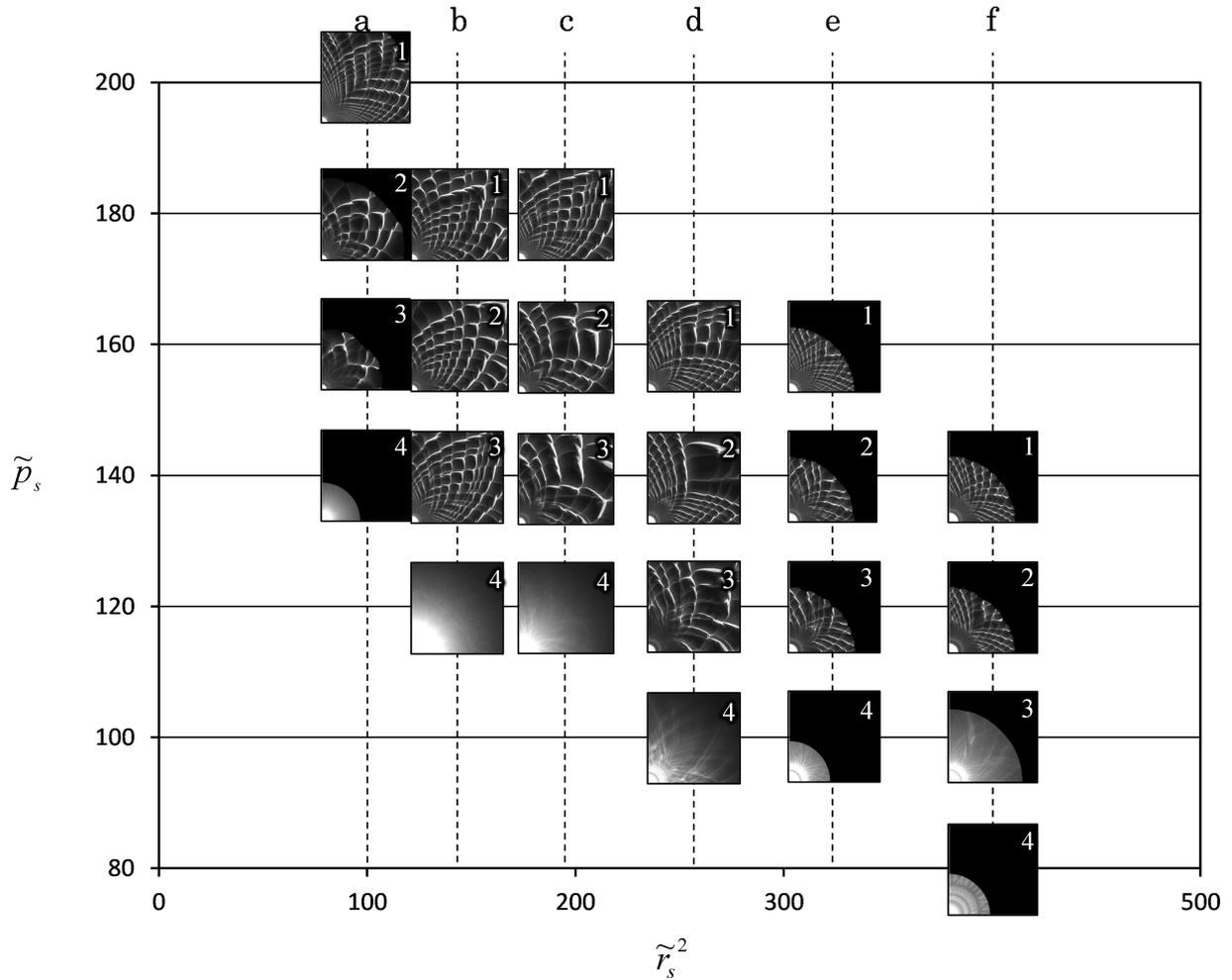


Figure 3 Maximum pressure histories on the profile of source pressure plotted against radius of source region.

在する気体の条件（圧力，温度，当量比など）によらず一定の無次元臨界起爆エネルギー  $\tilde{E}_c$  が存在することがわかる。このとき，無次元臨界起爆エネルギーは  $\tilde{E}_c = 244 \times 10^3$  となり，Ngら<sup>14)</sup>の  $Q = 8.33, \delta = 0.891$  の条件における無次元臨界起爆エネルギーと近い値が得られた。

Figure 6 は case c2, c3, c3.5, c4 および c3.75 :  $\tilde{r}_s = 15$ ,  $\tilde{p}_s = 130$  における最大圧力履歴を示している。Case c1~c3.75 は 0.1~14.0MPa の圧力範囲で，case c4 は 0.1~4.0MPa の圧力範囲で示されている。Figure 6 から case c1~c3.5 の最大圧力履歴からほぼ同サイズのセル模様を確認することができる。爆轟波面の局所圧力は case c1~c3.5 とともに 14 MPa ( $140p_0$ ) 以上にまで達する瞬間が存在し，爆轟波面は平均圧力が一定のまま伝播する。しかし，衝撃波面と反応面が離れる（爆轟波が伝播を維持できない）case c4 では，爆風波の伝播に伴って衝撃波面の圧力が減衰している。case c1 と case c3.5 の起爆領域の初期圧力差は 5MPa ( $50p_0$ ) であるが，セル模様および圧力分布に大きな違いは確認できなかった。しかし，case c3.5 と case c4 の起爆領域の初期圧力差は，1MPa ( $10p_0$ ) 程度であるにも関わらず，伝播形態も衝撃波面の圧力分布も大きく異なる。この結果から，爆轟限界付近における初期条件の微小な変化により，燃焼形態は連続的に変化するのではなく，爆轟限界を境界に爆燃波か爆轟波かによって全く異なる特性を示すことがわかる。したがって，臨界起爆エネルギーを把握

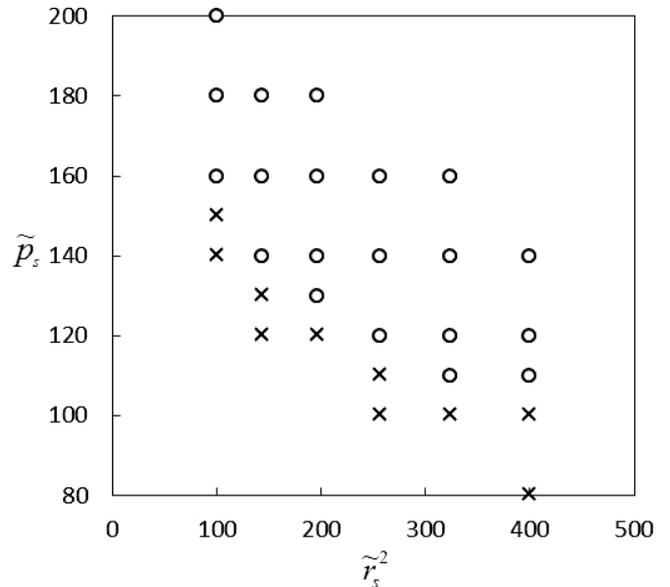


Figure 4 Profile of source pressure plotted against radius of source region. The open dots show the detonation case. The crosses show the non-detonation (blast) case.

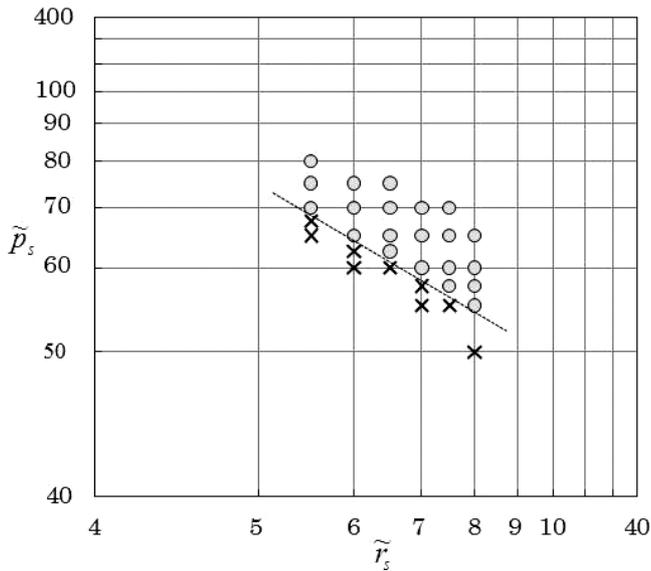


Figure 5 Profile of source pressure plotted against radius of source region. The  $x$ - and  $y$ -axes are logarithmic scale.

し、爆発発生時の爆轟波開始を防ぐことで、被害を縮小することができる。

また、Figure 5 の case c3.75 の最大圧力履歴から、 $x$  軸境界で局所爆発が起き、横波が周方向に伝播する結果が得られた。局所爆発が起きた理由としては、周方向に伝播する圧縮波が  $x$  軸境界で干渉することにより、局所的に温度および圧力が上昇して着火条件を満たしたからだと考えられる。この局所爆発は  $x$  軸境界条件が起因とするものの、超臨界領域における準定常伝播形態を良く再現している。この起爆条件によって得られる衝撃波後方の状態はかろうじて局所爆発が発生しない条件となっているが、微小擾乱をきっかけとして反応が衝撃波面全体へと広がる。このような準定常伝播形態が観測された実験は 1960 年代のものが多く、伝播領域の条件を一定に保つ技術が不十分であった結果、非対称な周方向に伝播する圧縮波が発生することで、このような伝播形態を示したのではないのかと考えられる。爆発事故を想定した場合、伝播領域の条件は厳密に一定ではないので、このような準定常伝播形態は起こり得る。

5. 結言

起爆エネルギーを変化させて  $H_2/O_2$  円筒爆轟波の数値解析を行い、解析結果の比較を行った。その結果、爆轟限界曲線を得ることができ、起爆条件によって決定する臨界起爆エネルギーの存在を確かめることができた。本解析で得られた臨界起爆エネルギーは  $Ng$  (14) が 1 次元数値解析によって得た臨界起爆エネルギーと近い値になった。また、爆轟限界を跨いだ現象は全く異なる特徴を持っており、連続的な変化ではないことが確認できた。

謝辞

本研究の一部は科研費 (21-9133) の援助を受けて行ったものである。また計算は JAXA スーパーコンピュータシステム JSS システムおよび大阪大学大規模計算機システム

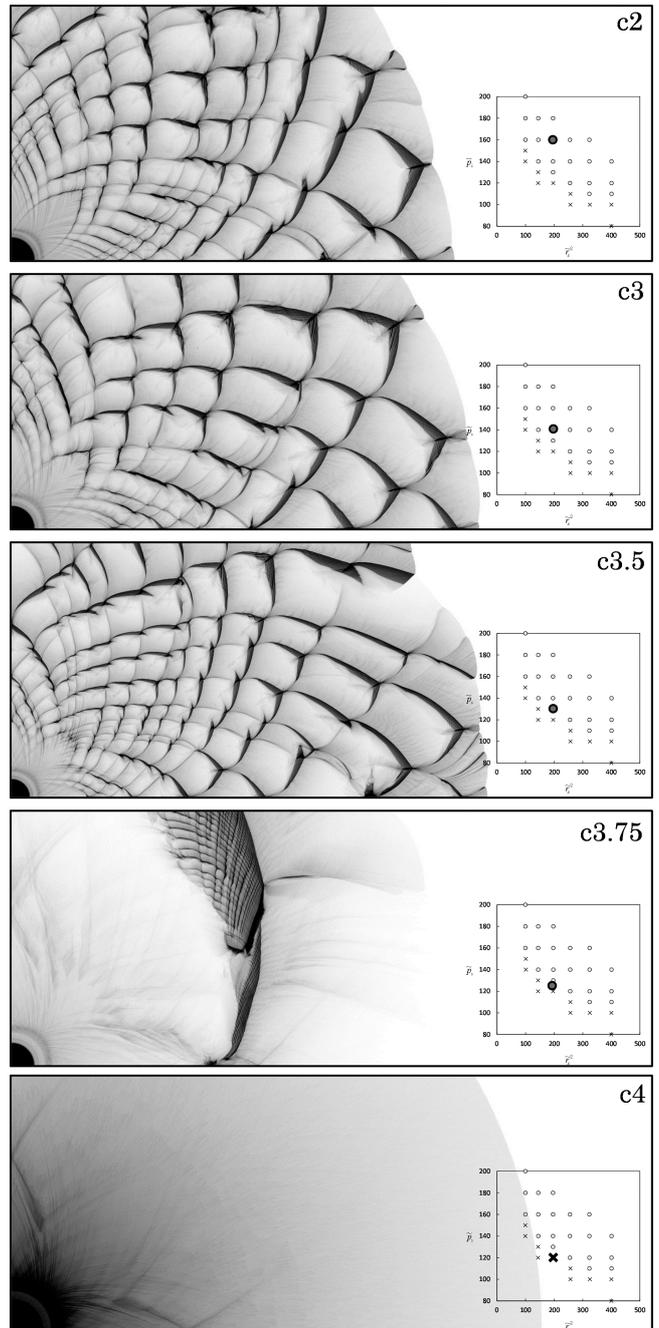


Figure 6 Maximum pressure histories in the case of c2, c3, c3.5, c3.75 and c4. Pressure range is from 0.1 to 14.0 MPa in the case of c2, c3, c3.5 and c3.75. Pressure range is from 0.1 to 4.0MPa in the case of c4. Lighter area is low pressure and darker area is high pressure.

を利用した。ここに記して感謝の意を表する。

引用文献

- 1) Investigation Report on Pipe Rupture Incident at Hamaoka Nuclear Power Station Unit-1, Nuclear and Industrial Safety Agency (NISA) and Ministry of Economy, Trade and Industry (METI), (2002)
- 2) Tokyo electric power company, "Accident analysis report of Fukushima Daiichi first nuclear power plant", [http://www.tepco.co.jp/cc/press/betu11\\_j/images/111202c.pdf](http://www.tepco.co.jp/cc/press/betu11_j/images/111202c.pdf), (accessed : 18-July-2014)

- 3) Y. B. Zel'dovich, S. M. Kogarko and N. N. Simonov, Sov. Phys. Tech. Phys., 1689–1713 (1956)
- 4) G. G. Bach, R. Knystautas, and J. H. Lee, 12<sup>th</sup> Symp. (Int.) on Combustion, 853–864 (1969)
- 5) G. G. Bach, R. Knystautas, and J. H. Lee, 13<sup>th</sup> Symp. (Int.) on Combustion, 1097–1110 (1970)
- 6) J. H. S. Lee, Ann. Rev. Phys. Chem., 28, 75–104 (1977)
- 7) D. H. Edwards, G. Hooper, J. M. Morgan and G. O. Thomas, J. Phys. D., 853–864 (1978)
- 8) J. H. Lee and K. Ramamurthi, Combust. Flame, 27, 331–340 (1976)
- 9) J. H. Lee and R. Knystautas, AIAA J., 7, 312–317 (1969)
- 10) J. H. S. Lee, Ann. Rev. Fluid Mech., 16, 311–336 (1984)
- 11) L. He and P. Clavin, J. Fluid Mech., 277, 227–248 (1994)
- 12) L. He and P. Clavin, Combust. Flame, 104, 401–418 (1996)
- 13) C. A. Eckett, J. J. Quirk, and J. E. Shepherd, J. Fluid Mech., 421, 147–183 (2000)
- 14) H. D. Ng and J. H. Lee, J. Fluid Mech., 476, 179–211 (2003)
- 15) S. D. Watt and G. J. Sharpe, J. Fluid Mech., 522, 329–356 (2005).
- 16) T. Nirasawa and A. Matsuo, 21<sup>st</sup> ICDERS, 217 (2007)
- 17) T. Ichikawa and A. Matsuo, The 64<sup>th</sup> Proceedings of Symposium (Japanese) on Combustion, 64–65 (2008) (in Japanese)
- 18) Z. Jiang, G. Han, C. Wang, and F. Zhang, Combust. Flame, 156, 1653–1661 (2009)
- 19) A. A. Vasil'ev and A. V. Trotsyuk, Combust. Expl. Shock Waves, 39, 80–90 (2003)
- 20) T. Nirasawa and A. Matsuo, The Proceedings of Symposium on Shock Waves in Japan, 121–124 (2007) (in Japanese)
- 21) B. D. Taylor, D. A. Kessler, V. N. Gamezo and E. S. Oran, AIAA paper, 0979 (2012)
- 22) M. A. Sussman, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 1994–3101 (1994)
- 23) D. Stull and H. Prophet, JANAF thermochemical tables, 2nd ed. NSRDS-NBS37 (1971)
- 24) E. L. Petersen and R. K. Hanson, J. Prop. Power., 15, 591–600 (1999)
- 25) G. Strang, SIAM J. Numer. Anal., 5, 506–517 (1968)
- 26) Y. Wada and M. Liou, AIAA paper, 94–0083 (1994)
- 27) B. van Leer, J. Comp. Phys., 43, 357–372 (1981)
- 28) B. van Leer, J. Comp. Phys., 23, 276–299 (1977)
- 29) J. S. Shuen, J. Comp. Phys., 99, 233–250 (1992)

---

---

## Numerical simulation on H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> detonation induced by direct initiation near detonation limits

Makoto Asahara<sup>\*†</sup>, A. Koich Hayashi<sup>\*</sup>, and Nobuyuki Tsuboi<sup>\*\*</sup>

In order to prevent an accidental explosion by detonation it is necessary to clarify detonation limit and to comprehend its ignition condition. In the past experimental studies were performed to understand critical initiation energy and critical energy density and to propose detonation limit by initiation energy and energy density. However extracting dominant parameters for detonation continuation is difficult because various experimental conditions to compare for detonation continuation are not definitely consistent. Therefore these parameters will be put in order by numerically analyzing 2D direct initiation of detonation in oxyhydrogen mixture assuming ideal ignition conditions, and will be clarified for detonation limits. As a result, it is found that there exist the conditions for detonation and explosion. These conditions are organized to obtain a detonation limit curve which is quite similar curve shown by Watt and Sharpe. The obtained detonation limit curve is found to be a function of a radius and pressure of initial source region and to give a prediction of the critical source energy for detonation with those initial conditions. Additionally a local explosion is predicted near the x-axis boundary under a quasi-steady state condition because of a disturbance there and this type of local explosion was observed by Bach et al.

**Keywords** : detonation limit, direct initiation, initiation energy, diverging detonation

\*Aoyama Gakuin University, 5–10–1, Fuchinobe, chuo, Sagamihara, kanagawa 252–5258, JAPAN  
Phone : +81–42–759–6215

†Corresponding author : asahara@me.aoyama.ac.jp

\*\*Kyushu Institute of Technology, 1–1 Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu-shi, Fukuoka 804–8550