

5. 数値計算による開放空間における爆燃の爆風の検証

大塚輝人*

5. A Computational Verification for Deflagration Blast in Open Space

by Teruhito OTSUKA*

Abstract; When the speed of energy release, such as the flame velocity and expansion speed, is much greater than the ambient sound speed, such as in a high explosive's detonation or a detonation of unconfined vapor, all released energy is concentrated on the shock surface. Therefore, the Sachs' scaling law could well explain the effects in these cases.

However, it requires an enormous amount of energy to initiate the detonation of an unconfined vapor cloud and air mixture, and this is unlikely to happen. The greatest difference between a high explosive explosion and gaseous deflagration, is the burning speed which contributes to the generation of a blast. In the case of a vapor cloud deflagration, the burning velocity is not fast enough to apply blast theory. The TNT equivalence ratio is typically used for fixing this difference. There is arbitrariness about the TNT equivalence ratio because of an uncertainty of the burning velocity. In addition, some reports include all vapor and gas leakages in the blast estimation. Therefore, they also included the vapor and gas that leaked during the early stage, and were thinned to be lower than the minimum explosion concentration by diffusion. This makes the TNT equivalence more unclear.

In this paper, it was simulated that the hydrogen-air mixture deflagration with $k-\epsilon$ and Eddy-Break-Up as turbulent and combustion model. The simulation showed that the small differences of the ignition delay give the large influence to the energy estimation, almost 10 times without considering burning velocity variance which leads to the low reproducibility of the explosion experiments.

Keywords; Deflagration, Blast, $k-\epsilon$, Eddy-Break-Up

1. はじめに

フロンガスの使用禁止により、市販スプレー缶の噴射剤として、また冷蔵庫やエアコンの冷却・加熱サイクル用として、液化石油ガス(LPG)やジメチルエーテル(DME)などの可燃性ガスが使用されるようになった。一方で、環境対策や省エネルギーの面でリサイクルが推奨されており、その結果小型ガス容器の破裂・引火・爆発が頻発している。

密閉された空間での爆発による災害は、これまで多くの研究者により研究されてきた。これら災害に対しては封じ込め、あるいは圧力放散口が対策方法

として確立されつつある。また、開放空間における爆発に関しても、火薬類などで燃焼速度が音速を超える爆発、いわゆる爆ごうを起こす物質（例えば火薬類）については、比較的良好な再現性を示す実験が行われてきた¹⁾。数値計算もその実験結果を支持¹⁾しており、爆発する物質の種類によらない単一の爆風曲線が得られている。この爆風曲線を適切に扱うことにより、爆発物のエネルギーと爆心からの距離から、周囲への影響、特に被害の評価が可能である。

一方、燃焼速度が音速を超えない、いわゆる爆燃について、エネルギーの放出速度が反応系に大きく依存するため、爆風の評価は極めて難しい。反応系

* 化学安全研究グループ Chemical Safety Research Group

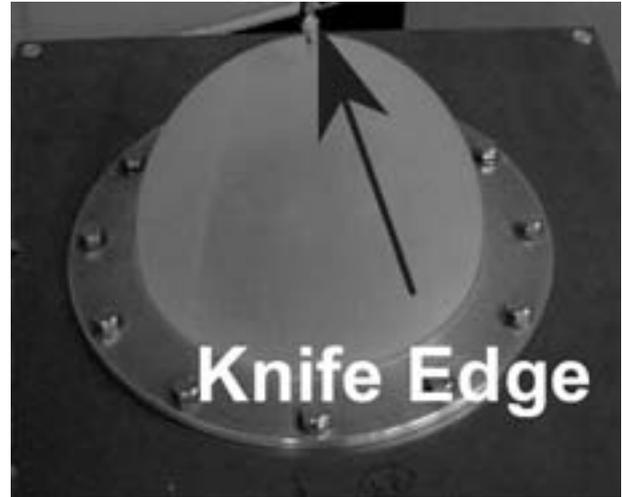
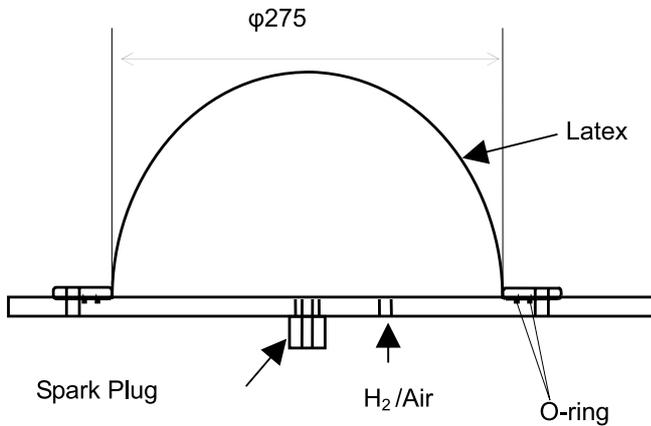


Fig.1 Experimental Set-up by Saitoh et.al.
 斎藤等による実験の図

を無視して、燃焼速度のみをパラメータとした理論、数値計算²⁻⁶⁾は存在するが、実験的な評価法は確立したとは言えない。実際に見られる災害に関する調査の面やリスクアセスメントの面からも、小型ガス容器などを開放空間で扱うときの適切な危険性評価を下すためには爆風の推算が必須であるが、一貫した説明はなされていない。⁷⁾

本研究では、従来のTNT収率と呼ばれる値による爆ごうの爆風曲線を利用した爆燃の爆風評価の問題点を再現性のある数値計算の結果を用いて検証した。

2. 計算モデルと計算手法

Fig.1に斎藤等による水素空気系5.4Lの室内爆燃実験⁸⁻⁹⁾の図を示した。この実験はナイフエッジを用いて、Latex膜を破り、Latex自身が縮むのをレーザーによって検出し、混合気に着火する方式で行われた。本研究の計算では、この実験をFig.2のように高さ方向と水平方向の2軸を用いた二次元系で火炎が届く可能性のある部分(水平r,高さh<400mm)を5mmのメッシュでとって再現した。400mm以上の部分は、r,h<4000mmまで徐々に伸びるメッシュ用い、壁面から反射する音波の影響を避けた。この条件で、火炎部分は約20ms程度、反射波の影響を受けずにすむ。Latexの収縮はモデル中に設定した厚さを持たない壁を一枚ずつ、着火点から見て等角速度になるように消去して再現した。

計算は数値流体計算コードCFX-4.4を用い、乱流

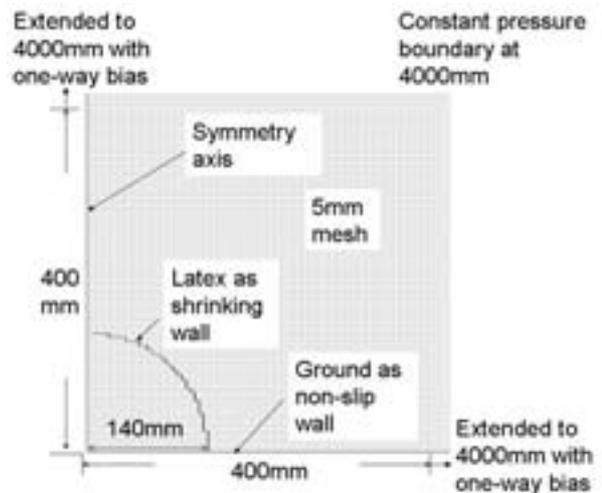


Fig.2 Mesh condition for calculation.
 計算に利用したメッシュ

モデルにk-ε、燃焼モデルにEddy-Break-Upを採用して行った。等量比1.8で最大層流燃焼速度3.5m/s¹⁰⁾、爆発上限75vol%を用い、下限界については上方伝ばのみ起こる4vol%ではなく、通常の意味での爆発が起こる8vol%を用いた。

初期温度は293K、初期圧力は101.3kPa、Latex膜内の初期圧力は斎藤等の実験の実測値から107.3kPaとした。初期混合気濃度は等量比1.0で固定し、計算では着火のタイミングのみをパラメータとした。また、水素の拡散係数 $6.91 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ による拡散と、重力加速度 9.8 m/s^2 も考慮した。粘性係数については

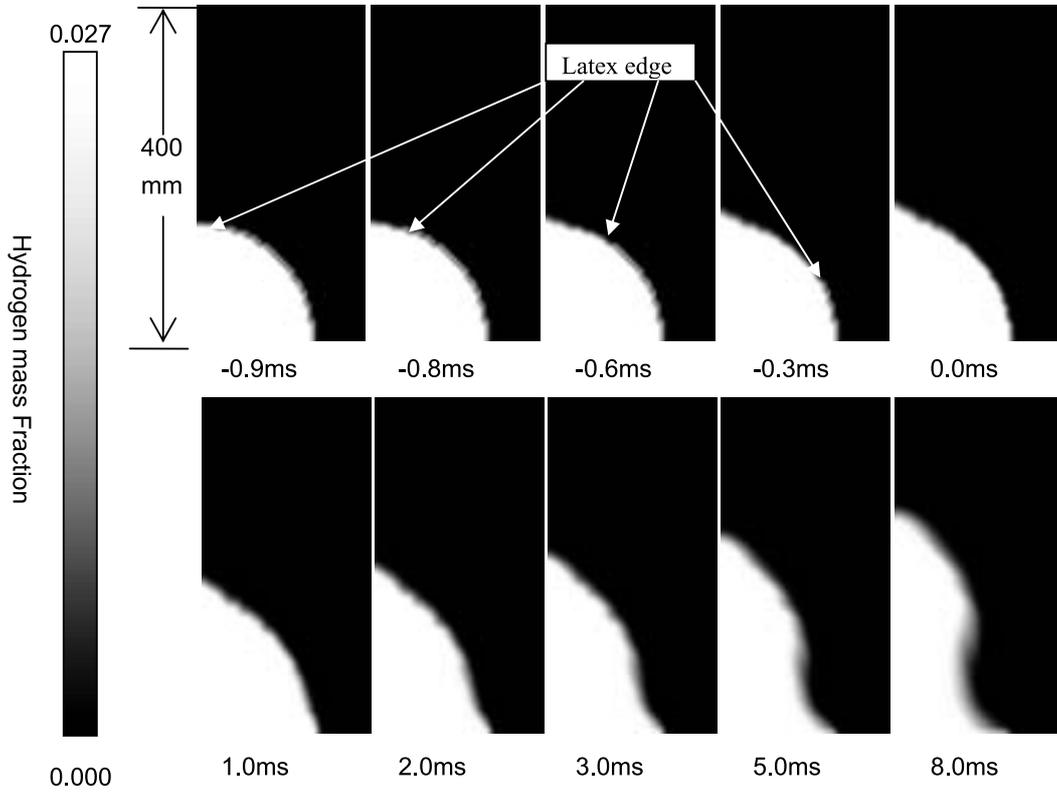


Fig.3 Calculation of mixture diffusion and flow sequence caused by latex rupture.
破膜による混合気の拡散と流れの計算

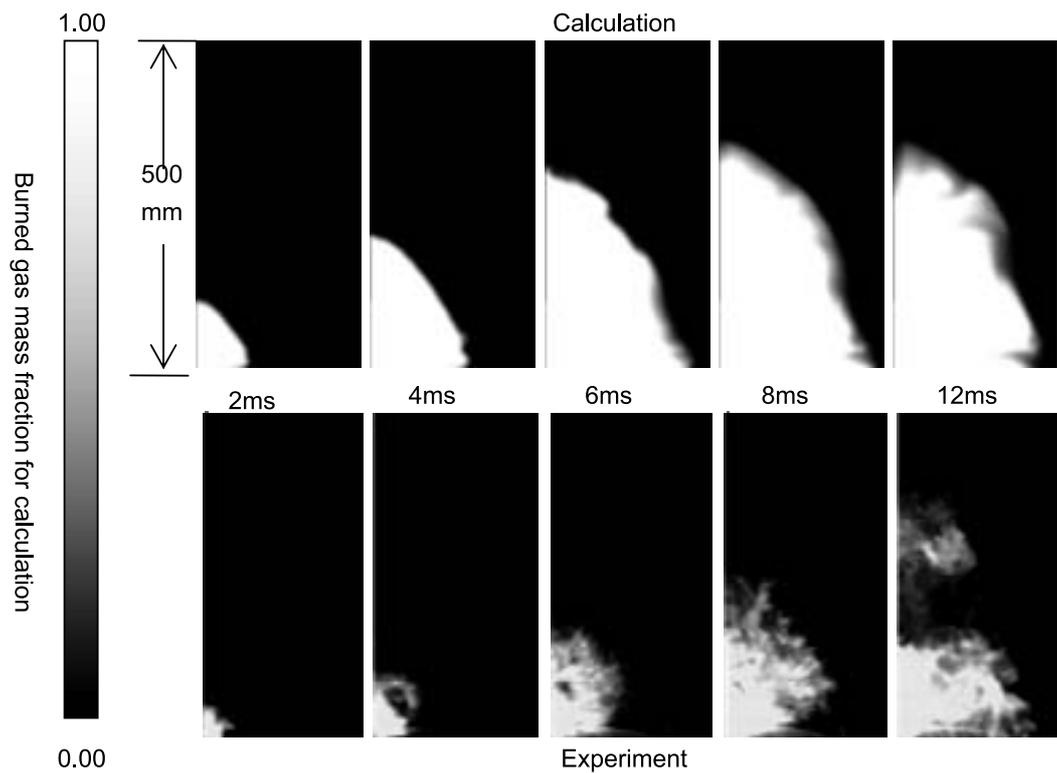


Fig.4 Comparison between calculation and experiment.
計算と実験の比較

空気の値を利用している。

3. 結果と考察

Fig.3に、着火せずに破膜を模擬した後の拡散の計算結果を示した。空気との混合気で、水素の質量分率0.027は当量比1.0に相当する。Latexが全て消去された0.0msの時点で、混合気と雰囲気との接触面、対称軸周りに上向きで30m/s近い流れが誘起された。計算モデルでは重力も考慮されているが、誘起された速度のうち混合気と雰囲気との密度差に働く浮力による加速分は重力加速度×密度比×時間で表されるため、開口終了時点では0.1m/sに満たない。したが

って、この30m/sにおよぶ流れは初期の圧力差によってもたらされたものである。誘起された流れは、徐々に速度を下げながら混合気を上方へ移動させる。破膜の終了後の数msの間で、混合気は初期の高さ140mmからほぼ倍の高さまで到達するとともに、横からの空気の流れも誘起されるため、水平方向には徐々に細くなっていく。また、拡散によって混合気と空気との境界面で濃度勾配は小さくなっている。

破膜が終わった時点で着火した時の水素の質量分率と上坂⁹⁾による実験の結果の比較をFig.4に示した。発光は既燃ガスからのものと考えられる¹¹⁾ため、計算結果は既燃ガスの質量分率を示した。計算結果では、火炎伝ば速度が実験よりも多少速いものの、火炎は大きく上方に偏平し、40cm程度の高さまで到達することなどについて良い一致を得ている。破膜による混合気の噴出を考慮しない計算では、火炎は等方的に広がるのみで、このような偏平は見られなかった。浮力について、破膜の時点で誘起される速度と同じように比較すれば、火炎温度での膨張により密度は初期の1/10、時間は10ms程度となるが、それでも浮力が与える影響は、この実験において非常に小さいと言える。計算では6msで画像の横幅200mm強を伝播しているの、平均伝ば速度は35m/s程度である。

Fig.5は、着火遅れ0,4,8msに対する、着火点から300mmの位置での圧力履歴と、各々について爆風が負圧を示す寸前における水素質量分率分布である。圧力履歴には1msあたり9波長、したがって9kHz程度のゆがみが見えるが、これは扁平格子までの距離400mmと音速約340m/sとによる何らかの共鳴が数値的に起きているものと考えられる。しかしながら、火炎面が混合気の端に到達した時間前後に、最大圧力と負圧への変化が起きていることは共通している。水平方向の混合気の厚さは、先に述べた理由により時間の経過につれて薄くなっていくため、着火遅れが大きくなるにつれて、混合気と空気との接触面まで火炎が伝ばする時間が、短くなっている。また、Fig.5 c)では、上部に混合気が残っている。この混合気のエネルギーが始めの正圧を与える爆風に影響を及ぼすことはない。存在する全ての混合気が爆風に影響を及ぼすわけではないというのは、着火位置が偏心している場合についても同様である。しかしながら、通常の爆風理論ではエネルギーは1/3乗でしか影響を及ぼさない。Fig.5 c)の場合で残っているのは元の量の約1/3であるが、 $(1-1/3)^{1/3} \approx 0.87$ となり、計算された圧力の倍率0.5を説明できない。定常火炎

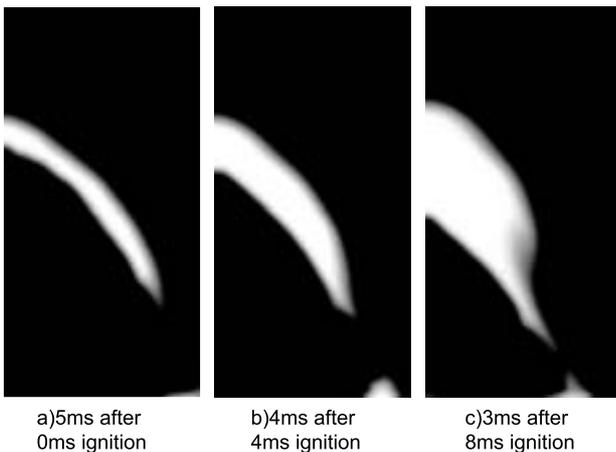
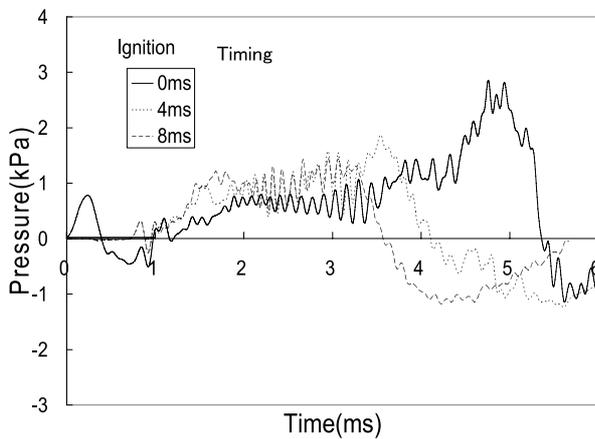


Fig.5 Pressure records and hydrogen concentration just before negative pressure arrival at r=300mm (ignition delay 0,4,8ms).

着火遅れ0,4,8msの場合の圧力履歴と負圧になる直前の水素の分布

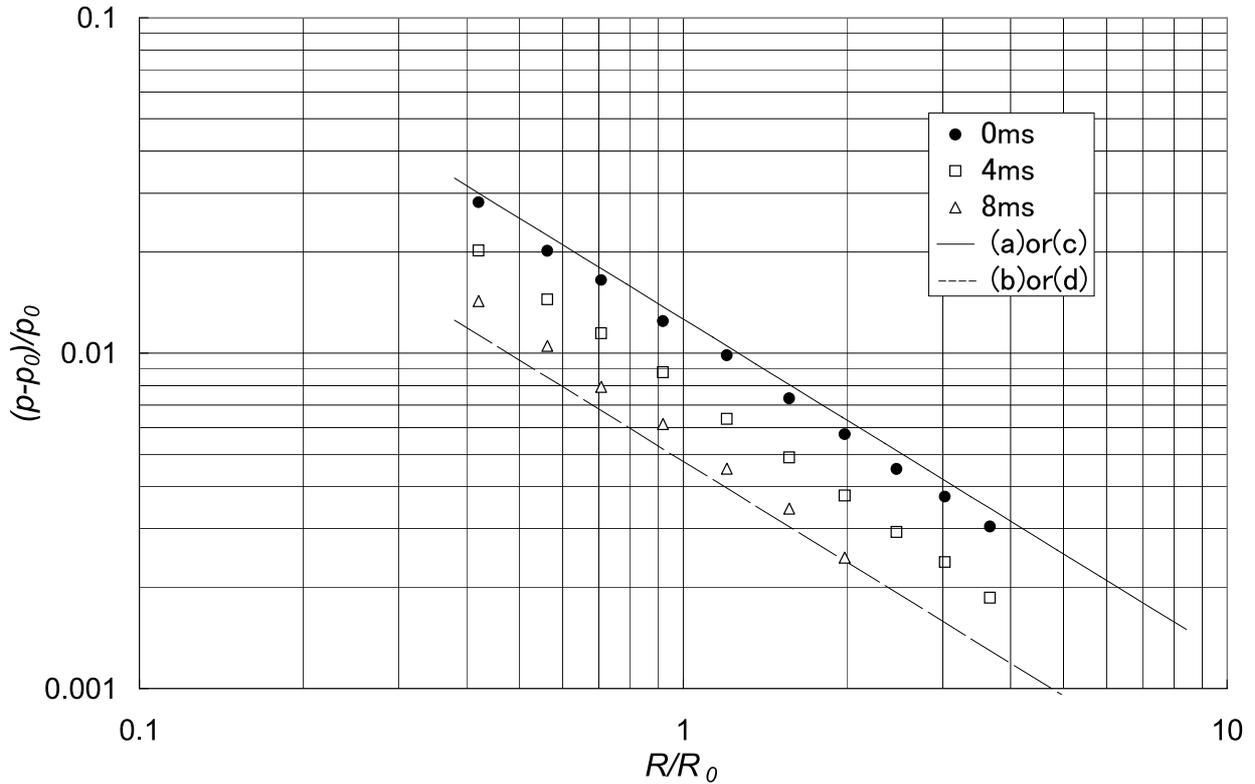


Fig.6 Sachs' scaled overpressure and balst curves estimated by Eq.(1) with (a) $E=35.6\text{kJ}, M_f=0.125$, (b) $E=35.6\text{kJ}, M_f=0.075$, (c) $E=180\text{kJ}, M_f=0.100$, (d) $E=10\text{kJ}, M_f=0.100$.
Sachsのスケール則による最大圧力のプロットと、式(1)による爆風曲線

伝ばではポテンシャル流の考え方から、火炎伝ば速度が周囲音速よりも十分に小さい場合、火炎面の直前の未燃混合気の爆風圧力は以下の式で見積もられることが知られている⁵⁾。

$$\Delta p = \frac{2p_0 \gamma M_f^3 (1 - \beta^{-1})}{1 - M_f^2 (1 - \beta^{-1})^{2/3}} (M_f^{-1} - 1) \quad (1)$$

ここで、 Δp は爆風による圧力上昇、 p_0 は雰囲気初期圧、 γ は比熱比、 M_f は静止気体に対する伝ば速度を雰囲気音速で割ったマッハ数、 β は燃焼による膨張率である。この式から、火炎のマッハ数が十分小さい場合発生する圧力は二次式と見なせ、大きくなるにしたがって一次式に漸近していくことがわかる。着火遅れ0, 4msの爆風圧のピーク手前で圧力上昇率が上がるのは、Latexの破膜を受けて、Latex膜があった場所周辺に流れの乱れがあり、火炎が乱れの強い部分を通過するときに伝ば速度が上がったものと考えられる。Latex膜に起因する乱れは時間とともに収まっていくため、着火遅れが大きくなった8msで、圧力の急激な上昇は見られなくなる。Sachs則にしたがって、 $r=0.3, 0.4, 0.5, 0.65, 0.85, 1.1, 1.4, 1.75, 2.15, 2.6\text{m}$ で距離をエネルギーから計算される

特性距離 $R_0=(E/p_0)^{1/3}$ で正規化したものを横軸に、流体計算で得られた各点での最大圧力を雰囲気初気圧で正規化したものを縦軸にして、着火遅れ時間0,4,8msの結果をプロットしたものがFig.6である。なお、プロットを正規化する際のエネルギーEは、着火遅れによらず、初期充填量から計算された35.6kJを用いた。爆風圧力は、エネルギーの面からも、乱れによる火炎伝ば速度の面からも着火遅れが大きくなるにつれて小さくなる。図には、式(1)によって見積もられた圧力が、混合気の端点に達した後、着火点からの距離に反比例して減衰してゆくことを考慮した直線を加えてある。この直線は、計算結果を上下にはさむことで、実験の不確定性を評価している。計算には $p_0=101.3\text{kPa}$ 、 $\gamma=1.4$ 、 $\beta=7$ を用いた。圧力の変化の理由を主として伝ば速度に求めた場合、エネルギーをプロットと同じく35.6kJとして、伝ば速度は上限側で(a) $M_f=0.125$ 、下限側で(b) $M_f=0.075$ となった。したがって伝ば速度は、25~42m/s程度に相当し、Fig.4の図から大まかに算出した速度に符合する。この火炎伝ば速度が、水素空気系で等量比1.0の混合気の予混合層流燃焼速度と膨張率から計算される値に対して、数倍となることは、乱れが爆風

圧力の形成に強く影響していることを裏付けている。

条件(a),(b)のマッハ数の中間を取って $M_f=0.10$ として、エネルギーを変化させた結果、上限側で(c) $E=180\text{kJ}$ 、下限側で(d) $E=10\text{kJ}$ となり、エネルギーは一桁の幅をもって見積もられることになってしまい、妥当ではあるが、非常にあいまいな結果となる。

4. おわりに

以上見てきたとおり、爆風評価においては、その初期条件の違いが、結果に大きな差異を生む可能性がある。

これまで、多くの災害に関して爆風評価を行う際に、TNT当量をもって爆発の大きさを見積もっていたが、本来は爆ごうを起こす物質にのみ用いられるべき概念である。TNT当量の考え方は、火薬類などに限らず気体であっても、実際に爆ごうが起こる場合、あるいは、一旦密閉系で爆発が起こり、その密閉系が壊れることで爆風を生じるような場合であれば、災害を引き起こした原因物質の量を見積る非常に良い手段であることは間違いない。

しかしながら、同様の考え方を開放空間における爆燃の災害に、TNT収率を用いて適用した場合、そのエネルギー評価は極めて不確定な結果に終わる。開放空間における爆発被災状況から、可燃物量などを見積もる際には、伝ば速度を加味した圧力評価を行うべきであり、その伝ば速度が観測される乱流燃焼速度の範囲になるかどうかを検討すべきである。

参考文献

- 1) Baker W E, Explosion in air, University of Texas press, (1973).
- 2) Taylor G I, Proc.Roy. Soc. A186, p.273-292 (1946).
- 3) Kuhl L, Kamel M M and Oppenheim A K, Fourteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, p.1201 (1973).
- 4) Guirao C M, Bach G G and LEE J H, Combustion and flame Vol.27, p.341 (1976).
- 5) Strehlow R A, Luckritz R T, Adamczyk A A and Shimpi S A, Combustion and flame Vol.35, p.297 (1979).
- 6) Wiekema B J, Journal of Hazardous Material vol.3, p.221 (1980).
- 7) Gungan K, Institution of chemical engineers, p27, (1978).
- 8) Saitoh H, Uesaka N, Ohtsuka T, Mizutani T, Morisaki Y, Matsui H and Yoshikawa N, Proceedings of ICDERS 2005, Paper ID209 (2005)
- 9) 上坂直人,名古屋大学修士論文,(2003)
- 10) Qin X., Kobayashi H., Niioka T., Experimental Thermal and Fluid Science 21, pp.58-63 (2000)
- 11) A.G.Gaydon, Spectroscopy and combustion theory, London, Chapman & Hall, p.29(1948)
(平成18年12月29日受理)