様式 G-2

共同利用実施報告書（研究実績報告書）
（一般共同研究）

１．課題番号　　２０１４－G－１５

２．研究課題名（和文、英文の両方をご記入ください）

和文：　爆発的火山噴火の数値モデル開発と噴流実験による検証

英文：　Development of a numerical model of explosive-type volcano eruptions and its verification with free jet experiments.

３．研究代表者所属・氏名　　室蘭工業大学・齋藤務

（地震研究所担当教員名）　小屋口剛博

４．参加者の詳細（研究代表者を含む。必要に応じ行を追加すること）

氏名	所属・職名	参加内容
齋藤　務	室蘭工業大学・教授	研究統括およびデータ解析と考察
廣田 光智	室蘭工業大学・准教授	実験の実行とデータ解析と考察
Srisha Rao	室蘭工業大学・博士研究員	実験及び数値解析ならびにデータ解析と考察
浅野 慎吾	室蘭工業大学・修士	実験及び数値解析

５．研究計画の概要（申請書に記載した「研究計画」を 800 字以内でご記入ください。変更がある場合、変更内容が分かるように記載してください。）

平成 22～25 年度の一般共同研究、“爆発的火山噴火における火口近傍での噴流構造に関する研究”及び“爆発的火山噴火の数値モデル開発と噴流実験による検証”において，火山噴火時の噴流構造と火口形状の関連を調べるための数値計算プログラム，およびアセトン PLIF 法を含む光学可視化法による実験装置の開発を行い，代表的な火口形状による噴流構造について研究した。本年度の共同研究申請では，これまでの研究成果を受け，噴流への周辺大気の巻き込み量を計測する実験装置の開発を行うことを目的とする。火口付近における周辺大気の巻き込みは、火砕流の発生や噴流の挙動に大きく関連するため、噴火の形態や火口形状との関連において詳しく研究する必要がある。PIV 法による周辺大気の巻き込み速度を得る計測系の開発と、噴出気体と大気の乱流混合過程の観察が主な研究項目となる。本研究は爆発的火山噴火における噴煙モデルの構築と検証に必要な基礎データとなる。

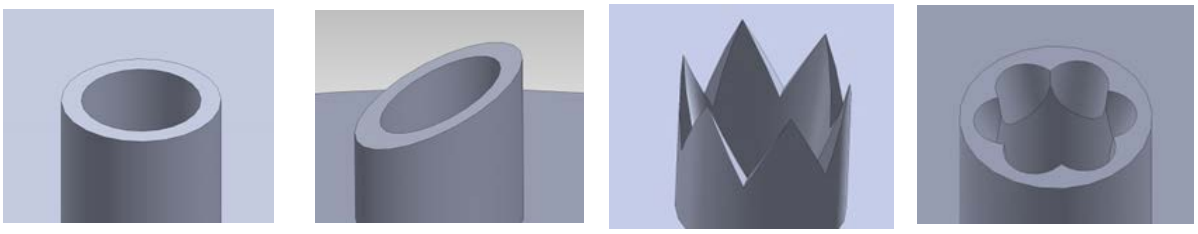
本研究は，地震研究所数理系研究部門における火山噴煙モデルの開発研究と相補的に関連して進めており，室内実験による検証について中心的役割を分担している。また，共通の実験結果に対して，室蘭工業大学と地震研でそれぞれ用いている数値解析法を比較する事によって，効率的に両数値モデルを改良できる事が期待される。

上記の数値コード共同開発の為の情報交換に加え，数値計算結果の検証として，地震研究所所有の火口近傍における野外観測データを利用する．また，必要に応じて地震研究所の計算機システムを利用する。

６．研究成果の概要（図を含めて１頁で記入してください。）

キーワード（3~5 程度）：**不足膨張噴流、乱流混合、アセトン PLIF、ミー散乱、CFD**

爆発的火山噴火において、火口付近における大気の巻き込み量は噴出する火山ガスと周囲大気の間に形成される乱流せん断層の様子に大きく左右されると考えられる。火口付近での噴出ガスの振る舞いが火口形状にどのように依存するかを調べるため、図１に示す４つの代表的形状のノズルによる噴流の形態を実験および数値計算によって観察し考察した。



(a) Conical Nozzle　(b) Beveled Conical Nozzle　(c) Serrated Nozzle　(d) ESTS Nozzle

Fig. 1 Four different geometries of jet nozzle.

図１で、(a)は単純な円筒形状、(b)は出口を斜めにしたもの、(c)は出口を鋸状にしたもの、(d)はノズル出口内面を斜めにくぼみをつけたもので、ここでは ESTS ノズル(Elliptic Sharp Tipped Shallow Lobe nozzle)と呼ぶ事にする。これら 4 種類のノズルに対し圧力比を６にして得られる噴流を、図２に示すアセトン PLIF 法で可視化した画像を図３に示す。アセトン PLIF 法は非常に時間分解能の高い光学可視化方法であり、本実験に適しているが、昨年度報告済みであるので詳細は省略する。また、図３の(a)～(d)は図１の(a)～(d)のノズルにそれぞれ対応する。乱流混合の度合いを評価する手段の一つとして

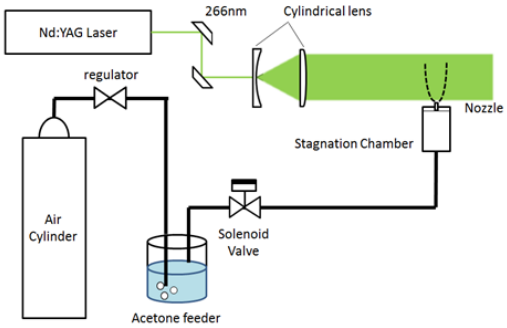
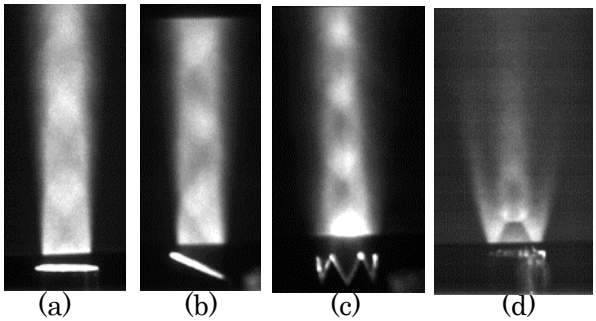


Fig. 2 Experimental set up for acetone PLIF

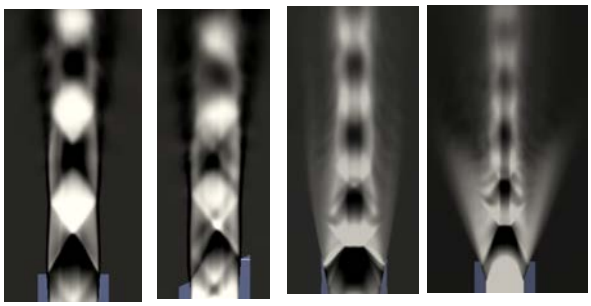


(a)　(b)　(c)　(d)

Fig. 3　Acetone PLIF images of free jet.

噴流と周囲大気の境界となるせん断層の厚さを比べてみると、ノズル(a)から(d)の順に境界層が厚くなっている事が観察され、混合効果もこの順に大きくなっている事が伺える。

実験結果を裏付け、さらに乱流せん断層の形成過程を詳しく考察するための数値計算を行った。宇宙航空研究開発機構（JAXA）が開発した計算コード FaSTAR を用いて 3 次元計算を行った結果を図３の実験結果(a)～(d)にそれぞれ対応させて図４に示す。数値計算と実験画像との一致はおおむね良好であり、数値計算においても今回考察した 4 つのノズルの中では ESTS ノズルがもっとも混合効率が良い事が分かった。さらに、ノズル出口近傍の流れ場を詳細に観測することによって、それぞれのノズル形状での乱流混合層の形成過程を調べる事ができた。



(a)　(b)　(c)　(d)

Fig. 4 Jet structures obtained by CFD

７．研究実績（論文タイトル、雑誌・学会・セミナー等の名称、謝辞への記載の有無）

学術論文

（１）大塚輝人、齋藤務、吉川典彦、“爆発事故定量評価のための Bursting Sphere の数値解析とスケール則“、安全工学、Vol.53、No.5、pp. 310-316、(謝辞記載：無)

国際会議発表

（２）T. Saito, “Shock wave studies and CFD”, Proc. of the 16th National Symposium on Shock Wave, July 16-18 洛陽(中国), pp.2-6 (2014), (謝辞記載：無)

国内会議発表

（３）浅野慎吾、Srisha Rao、齋藤務、廣田光智, “複雑形状ノズルによる超音速自由噴流の実験及び数値解析的研究”、平成 26 年度衝撃波シンポジウム講演論文集（USB 配布：論文番号 1B1-4)、平成 27 年 3 月 9-11 日　群馬県渋川市伊香保温泉、(謝辞記載：無)

（４）Srisha Rao、齋藤務、廣田光智, “ダクト内圧縮性混合層の研究”、平成 26 年度衝撃波シンポジウム講演論文集 (USB 配布 : 論文番号 1A3-2)、平成 27 年 3 月 9-11 日群馬県渋川市伊香保温泉、(謝辞記載：無)

論　文

爆発事故定量評価のための Bursting Sphere の数値解析とスケール則

大塚輝人[†]・齋藤　務[††]・吉川典彦[†††]

衝撃波の伝播を精度よく計算できる Random-Choice 法を用い，高圧球状容器の破裂によって形成される爆風の大気圧中での減衰過程を解析した．高圧ガスの内部エネルギを基準にした爆発特性長を用い，Sachs のスケールによって，（爆風過圧力／大気圧）と無次元距離の関係を表す減衰曲線を得た．しかし，産業災害としての爆発の多くは，爆燃によって引き起こされる低い爆発過圧での容器の破裂に対応しており，Sachs のスケールに基づく事故評価は誤差が大きくなる．（初期衝撃波圧力／大気圧－1）・（容器体積）$^{1/3}$ を特性長とした Rankine-Hugoniot スケールを提案し減衰曲線を新たに得た．この減衰曲線は収斂し，実際の爆発災害の多くに定量評価が可能となる．2つのスケール則の適用範囲について検討した．

キーワード：Blast Curve, Sachs' Scale, Rankine-Hugoniot, Deflagration

1. はじめに

爆発は，発生した装置と建屋を破壊するだけでなく，周辺にまで被害を及ぼす．爆発の周囲への被害は，破片の飛散と爆風による破壊の二通りを考慮する必要がある．爆風は古くから研究されてきた．火薬類などの開放空間での爆発は，理想点爆発とみなせることが分かっており，比較的良好な再現性を示す実験が行われてきた[1]．また，理論的にも爆発に寄与するエネルギと周囲圧力を用いて距離と爆風圧力を無次元化した，いわゆる Sachs' Scale によって，爆発する物質の種類や量によらない単一の爆風曲線が得られており，実験の結果との対応も良好である．この爆風曲線は，適切に扱うことによって爆発物のエネルギと爆心からの距離を用いて被害の評価が可能であるため，被害予測や爆発災害の調査等において利用することができる．

しかし，実際の爆発事故では，燃料－酸化剤混合気が建屋内で爆燃する場合が多く，理想点爆発の爆風曲線を直接利用した爆風評価では過剰に爆風圧を見積もってしまうことが指摘されている．本研究では，種々の初期条件で，高圧ガス容器の破裂による爆風の減衰過程を数値解析し，実際の爆発事故に直接適用できる評価方法を新たに提唱する．

2. Random-Choice 法による Bursting Sphere の数値計算

Glimm[2] によって考案され Chorin[3] によって反応性流体の数値解析に適用された Random-Choice 法は，一次元双曲型偏微分方程式の数値解法の一種である．Random-Choice 法では，格子点上の各変数の時間発展を，個々の計算格子間の Riemann 問題として扱い，得られた格子点間に分布する解の中から乱数によって選ばれた代表値を格子点上の変数値として定義する手法である．衝撃波や接触面のような不連続性を持つ流れの問題に対して，解の数値粘性による平滑化やアンダー／オーバーシュートを持たないことがこの計算法の特徴の一つである[4]．本研究では，式（1）に示した1次元球対称オイラー方程式に Random-Choice 法を適用して，高圧ガス球状容器の破裂によって形成される爆風の減衰過程の計算を行った．

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial F}{\partial r}+2H_I=0 \qquad (1)$$

$$U=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ E\end{bmatrix},\ F=\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ (E+p)u\end{bmatrix},\ H_I=\frac{1}{r}\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2\\ (E+p)u\end{bmatrix},\ E=\rho\left(e+\frac{1}{2}u^2\right)$$

ρ：密度　u：粒子速度　p：圧力
e：内部エネルギー

2014年1月17日　原稿受付，2014年8月25日　受理
† （独）労働安全衛生総合研究所 化学安全研究グループ：〒204-0024 清瀬市梅園 1-4-6
E-mail：ohtsuka@s.jniosh.go.jp
†† 室蘭工業大学大学院 工学研究科：〒050-0071 室蘭市水元町 27-1
††† 名古屋大学大学院 工学研究科：〒464-8603 名古屋市千種区不老町

Bursting Sphere では，球形容器内を高圧に保った状態から，球形容器の外壁が一瞬にして消え去るような状況を想定し，圧力によって内部に蓄えられたエネルギが，外壁の消滅によって圧力波として外部に伝わっていく現象を扱う．ガラス容器の破壊や，風船の破裂等が比較的近い現象である．**Fig.1** に Bursting Sphere の初期状態と破裂直後の圧力分布を示した．

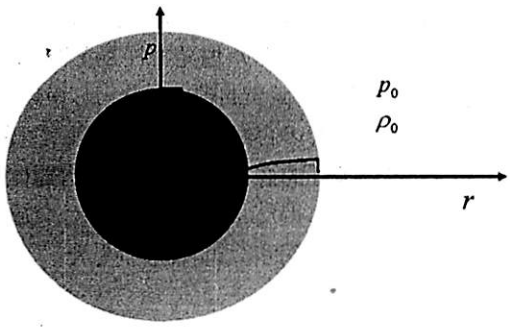


Fig.1　A Schematic diagram of the bursting sphere. Initially, high pressure gas (dark gray area) was filled in a fragile sphere (dotted line). After the fragile sphere burst, the pressure wave (light gray area) was developed into the ambient space. The solid line shows a typical pressure profile after burst in distance (= r) and pressure (= p) axis.

すなわち，初期半径 r_0，内圧 p_1，密度 ρ_1 の均一な球形容器内部と雰囲気圧力 p_0，雰囲気密度 ρ_0 を隔てていた球面が $t = 0$ になくなり，周囲へ衝撃波が，中心には希薄波が伝播してゆく過程である．

本研究では初期半径の 1 000 倍程度までの爆風伝播を計算するので，初めから最終的に圧力波が到達する全ての距離にわたって計算を行うと爆風の到達前の計算領域では無用の計算が発生し，かつ，初期の球面自体の解像度が悪くなることが予想される．そこで，十分な解像度を持った格子で計算を開始して爆風が計算領域の端部まで来た時点で計算を中断し，結果の格子点上の物理量を二点おきに読み直した上で，計算領域を二倍にすることで，格子点数を固定したまま計算の効率化と初期の解像度の確保の両方を試みた．**Fig.2** は計算格子の延長についての概念図である．Fig.2 では 5 点を距離 2 に配したメッシュを用いて始めに計算を行い，その衝撃波が距離 2 に近づいた時点で，倍の距離 4 に 5 点を配したメッシュに切り替えて計算を継続したことを模している．なお計算は全て極座標 1 次元系について行ったものである．

3. 結果と考察

3.1　系の大きさと計算格子の影響

始めに格子の延長方法の妥当性を調べた．初期状態が 5 気圧，半径 0.1 m，298.15 K の空気の球から，1 気圧，298.15 K の大気中を圧力波が伝播する系について，0.2 m の計算領域に 10 000 の格子点を用いた計算格子から出発し，前述の手法によって計算領域を 512 倍の 102.4m まで延長したときの最大過圧と実距離の関係を **Fig.3** (a) に示した．図中には，同じ初期条件の下で 1 m の計算領域に対して格子点数 50 000 を割り当てて計算格子のサイズを変更せずに行った計算結果 (b) も示した．(a) と (b) の比較から結果はほぼ一致しており，1 m までの範囲で延長によって計算結果が変化しないことが確かめられた．

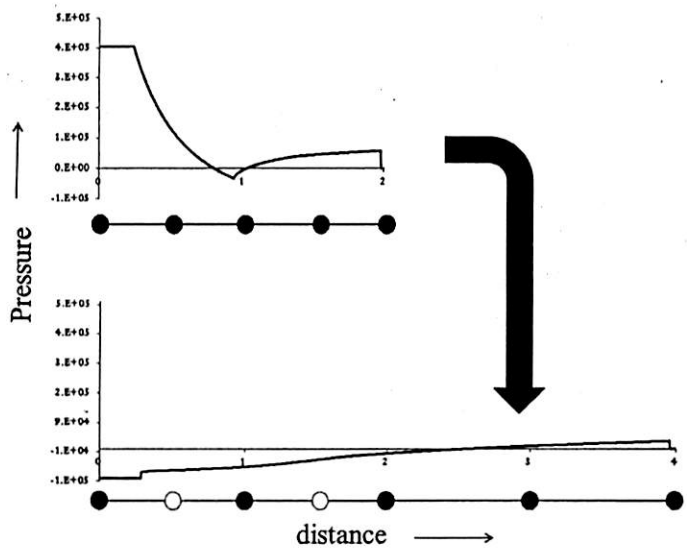


Fig.2　A conceptual diagram of the calculation with mesh elongation. In the upper diagram, the mesh size with 0.5 was employed for detailed calculation. In the lower diagram, the points at 3 and 4 was introduced and the points at 0.5 and 1.5 was omitted for further calculation.

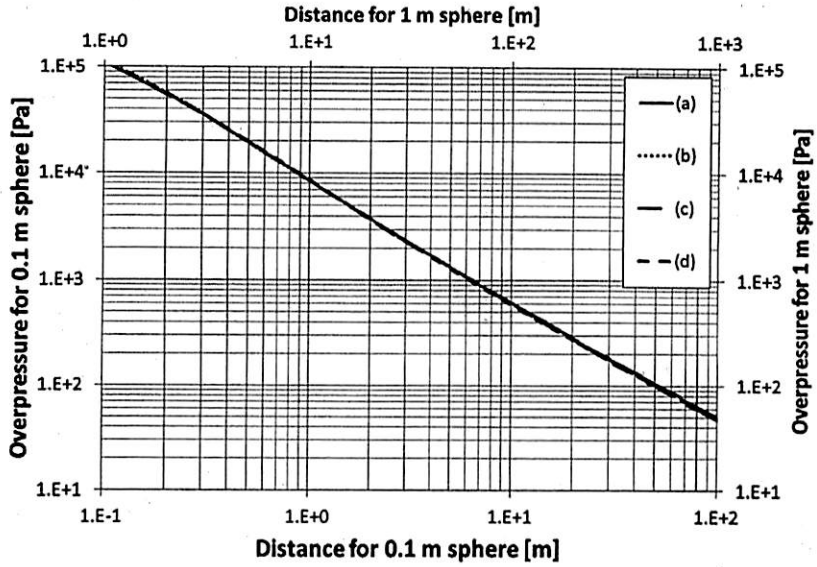


Fig.3 The calculated blast records with various initial radii ($=r_0$) and mesh sizes ($=d$). (a) $r_0=$ 0.1m, d was varied from 0.02 mm to 20.48 mm for the elongation. (b) $r_0=$ 0.1m, $d=$ 0.02 mm. (c) $r_0=$ 1m, d was varied from 0.2 mm to 204.8 mm for the elongation. (d) $r_0=$ 1m, d was varied from 0.02 mm to 20.48 mm for the elongation.

さらに，Fig.3 に Bursting Sphere の初期半径を 1 m に変更して，2 m10 000 点から延長を利用した計算結果（c）と，同じく初期半径 1 m に対し 2 m100 000 点から延長を利用した計算結果（d）を示した．1 m の Bursting Sphere については上側の軸によって横軸としており，上軸は下軸のちょうど 10 倍になるようにした．こちらの結果もほぼ一致しており，Fig.3 中（a）と（c）との比較によって（a）の計算格子のサイズには十分な余裕があることが，（a）と（d）の比較によって系の大きさに関しての相似則が成立しているとみなして良いことが分かる．図中の各グラフは区別できないほど近接しているため，**Table 1** にいくつかの点での値を整理して示した．

3.2 Sachs のスケール則

本節では，（a）と同じ条件，半径 0.1 m の Bursting Sphere に対して計算領域 0.2 m 10 000 点で計算を開始し，計算領域を延長して，初期圧力を変化させた場合の計算結果について考察する．**Fig.4** に，爆発のエネルギとして，破裂前の容器内気体について，理想気体の等温圧縮前後の内部エネルギの差を採用し，特性長

$$R_0=\left(\frac{(p_1-p_0)V_0}{p_0(\kappa_1-1)}\right)^{1/3} \qquad (2)$$

を適用した計算結果を示した．図には文献 1 にある爆薬の爆風曲線も一緒に示した．ここで κ_1は内部気体の比熱比，V_0は初期体積である．初期圧が高くなればなるほど，点爆発に近くなり，爆薬の爆風曲線に漸近してゆく．逆に初期圧が低くなればなるほど理想的な点爆発からは離れていき，弱い爆風となる．その結果，従来の災害調査として爆発規模の推定では，

1) 被害状況から，距離ー爆風過圧の関係を得る．
2) Fig.4 を用いて，爆発特性距離を計算する．
3) 爆発特性距離から，エネルギを計算して，爆発に関与した燃料量等を推算する．

という手順になるが，先に述べたとおり内圧上昇の低

Table 1 Blast pressure records. (a)～(d) are same in the Fig. 3.

Distance [m]	(a) [Pa]	(b) [Pa]	Distance [m]	(c) [Pa]	Distance [m]	(d) [Pa]
0.210	52485	53852	–	–	–	–
0.415	24234	24006	–	–	–	–
0.620	15194	14867	–	–	–	–
0.824	10765	10591	–	–	–	–
1.03	8204	–	10.7	7845	10.5	8144
10.0	617	–	100	615	100	590
100	50	–	1000	48	1000	48

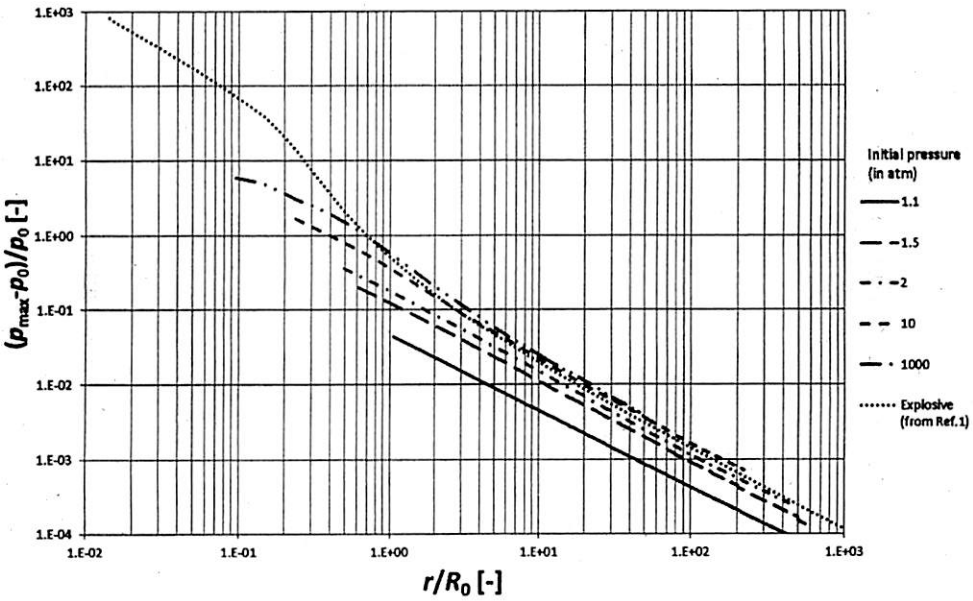


Fig.4　Sachs' scaled blast pressure records.

い弱い爆発において，実際の爆風圧は Sachs スケールによって表される爆風曲線の圧力よりも低くなるため，そのまま当てはめると換算距離を大きく見積もってしまう．その換算距離と実距離から，爆発に関与したエネルギ値を評価すれば，過小評価につながる．この現象は，爆発起因物質のエネルギ全てが爆風へ関与しなかったと考えて，TNT 換算率等を用いて説明されてきた．

3.3　Rankine-Hugoniot スケール

前節の結果は，内部エネルギ以外の，例えば断熱膨張による外部仕事等のエネルギ評価を用いても，ほとんど同様の結果になる．すなわち問題の根源は初期圧力が小さい時に，式（2）で表される Sachs の特性長が過大に評価されていることであり，実用的にはこのことが TNT に換算した時のずれを生んでいる．したがって初期圧力が小さい，弱い爆発に対応する爆風には異なる特性長を導入する必要がある．

球面の破裂によって生成する衝撃波の強さを見積もることを考えた場合，衝撃波管の実験で適用される Rankine-Hugoniot の関係式[5]（3）（4）が成立する．κ は比熱比，a は音速，Mは衝撃波のマッハ数を表し，添え字は 0：周囲，1：初期球面内を表している．そこで，式（3）（4）から得られる破裂直後の衝撃波圧p_2を用いた式（5）で定義される爆発の特性長を新たに導入する．

$$\frac{p_1}{p_0}=\frac{2\kappa_0 M^2-(\kappa_0-1)}{\kappa_0+1}\left[1-\frac{\kappa_1-1}{\kappa_0+1}\frac{a_0}{a_1}\left(M-\frac{1}{M}\right)\right]^{-\frac{2\kappa_1}{\kappa_1-1}} \quad (3)$$

$$\frac{p_2}{p_0}=\frac{2\kappa_0 M^2-(\kappa_0-1)}{\kappa_0+1} \quad (4)$$

$$R_{RH}=\frac{p_2-p_0}{p_0}\sqrt[3]{V_0} \quad (5)$$

式（5）は，衝撃波過圧を従来通りに無次元化したうえで，先に見たとおり相似側が成り立つことから初期球面の大きさを体積の 3 乗根で代表したものである．

Fig.5 は，Fig.4 と同じデータに新たな特性長として式（5）を利用したものである．Fig.5 の各条件における爆風の減衰曲線は，長距離側で若干剝離するが，ほぼ単一の曲線に収斂しており，初期圧が低い部分での Rankine-Hugoniot の特性長の有効性を示すものである．産業界で起こる爆発の内，封じ込めの措置がなされていない装置や建屋の耐圧は 1 気圧に満たない．その結果，比較的弱い過圧が発生した時点で破壊が始まり，破壊部分から爆風が発生して周囲へと広がっていく．つまり，Fig.5 に示したような低い圧力における破裂が爆風の根源となりうる．Fig.5 には，初期圧 1.1 気圧の結果から最小二乗法を用いて関数 a/rで近似して a を有効数字一桁で表した結果得られた式（6）のグラフも同時に示した．

$$\frac{p-p_0}{p_0}=0.6\frac{R_{RH}}{R} \quad (6)$$

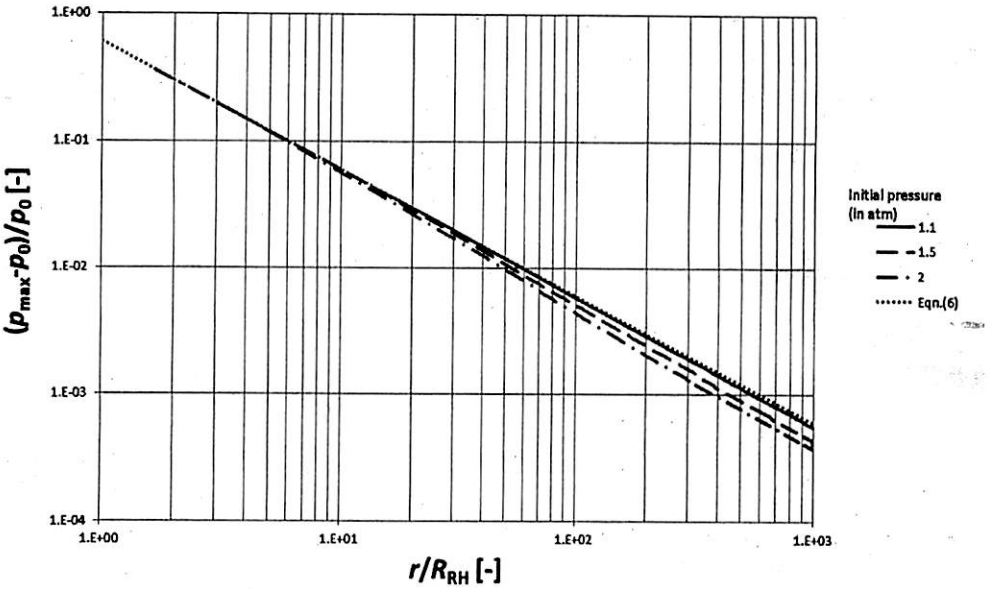


Fig.5 Rankine-Hugoniot scaled blast pressure records.

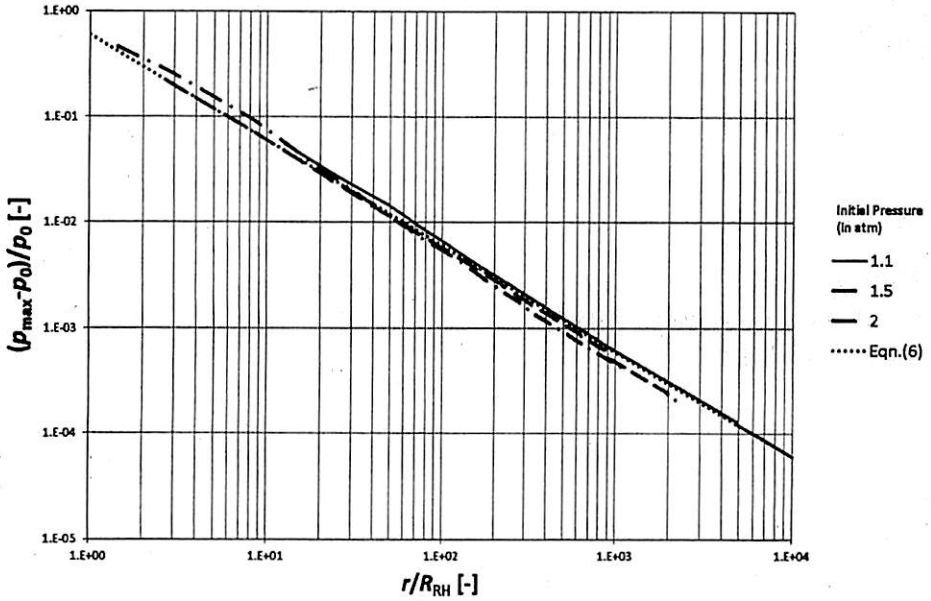


Fig.6 The calculated blast from the early stage of hydrogen-air mixture explosions.

3.4 爆発を模擬した計算

容器内の爆燃では，火炎伝播に伴い圧力波が容器内を何度も往復する．火炎が伝播する前方の未燃混合気は断熱圧縮されて容器内の瞬時圧力分布は一様になり，時間の経過と共に上昇する．この様子を既燃ガス部分，未燃予圧縮部分，周囲空気の3層からなる Bursting Sphere の問題ととらえれば，同様の計算で爆風の評価が可能である．

当量比1の水素－空気混合気の爆発が半径 0.1m の容器内で起きた場合を想定して，計算では指定した圧力に対して，既燃部分に定圧燃焼の平衡計算を行い，未燃予混合気部分は断熱圧縮を仮定して各々密度を計算し，全体の密度が燃焼前の混合気と等しくなるように，容器内の火炎面位置を設定して破裂前の初期条件とした．**Table 2** に計算された初期条件を示した．未燃予混合気の比熱比は 1.4 とした．

Fig.6 は各々の初期条件に対して計算された爆風の最大過圧の履歴に，Rankine-Hugoniot の特性長を適用した結果である．Fig.5 と同様に式（6）で表したグラフも示してあるが，Fig.5 との間にほとんど差は見られない．発生する爆風は混合気の予圧縮によるものであり，平均分子量も初期温度も異なるが，単一の曲線によって爆風が評価できることを示している．

Table 2 Initial conditions for the blast calculation of hydrogen-air mixture explosions

Pressure [kPa]	202.65	151.9875	111.4575
Temp. of Unburnt Mixture [K]	363	335	306
Density of Unburnt Mixture [kg/m^3]	1.404	1.143	0.916
Density of Burnt Mixture [kg/m^3]	0.248	0.186	0.137
Flame Position [m]	0.078	0.067	0.043
Burnt ratio [−]	0.137	0.065	0.012
Temp. of Burnt Mixture [K]	2396	2388	2379

3.5 特性長間の比較

Sachs' scale と Rankine-Hugoniot scale 各々の特性長を直接比較したものが **Fig.7** である．計算には酸素について比熱比 1.4 として，初期温度を 293.15 K としたモデルを用いた．注目すべきは特性長の比である．初期過圧と周囲圧の比が高い部分ではほぼ一定値であるが，小さい方では 0 に向かって減少していく．これは Sachs の特性長が減少するよりも速く Rankine-Hugoniot の特性長が 0 に収束することを示している．すなわち初期圧力比が 10 程度以下の弱い爆発について Sachs' scale では特性長が大きく見積もられてしまい，従来の爆風曲線から，その特性長を用いて爆風過圧を見積れば，過大に評価されてしまうことが分かる．

4. おわりに

本研究では，低い爆発過圧での容器破裂に伴う爆風が，元々爆風曲線を大きく下回った強さしか持たないため，従来の Sachs' scale が成り立たず，Rankine-Hugoniot の関係式から導かれる特性長が有効であることを示した．爆風被害の予測や爆発災害の調査において，1）断熱燃焼計算もしくは小規模実験による最高到達圧の見積もりと，2）装置あるいは家屋の耐圧を見積もりとを行い，3）両者の中で，低い方の圧力に対応する Rankine-Hugoniot の特性長を算出して，4）爆風の強さを見積もるという手法が有効になる．

参考文献

1) Baker W. E., Explosions in air, (1973) , University of Texas press.
2) J. Glimm, Solution in the Large for nonlinear hyperbolic systems of equations, Comm. Pure Appl. Math., 18, pp.697-715. (1965)
3) A. J. Chorin, Random choice solution of hyperbolic system, J. Comp. Phys., 22, pp.517-533. (1976)
4) T. Saito and I. I. Glass, Application of random choice method to problems in gasdynamics, Prog. Aerospace Sci. Vol.21 pp. 201-247. (1984)
5) 生井　武文，松尾　泰，衝撃波の力学，(1983) ，コロナ社

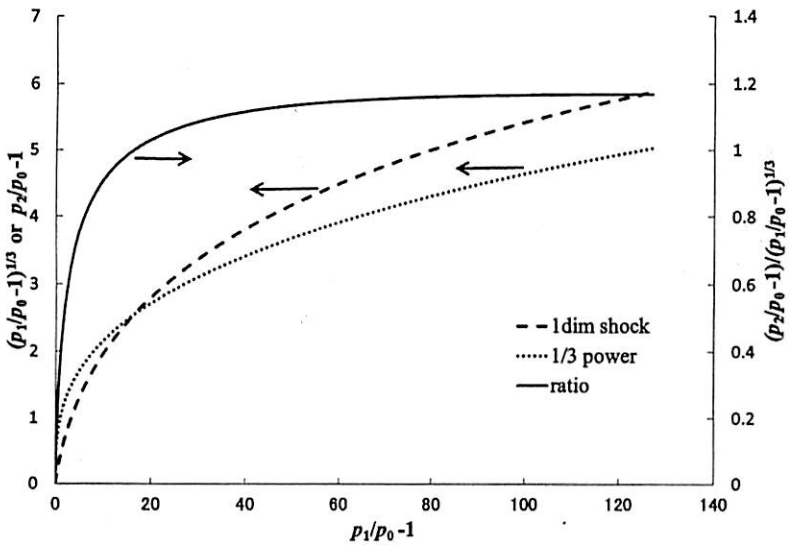


Fig.7 Comparison between Sachs' scale (= 1/3 power) and Rankine-Hugoniot scale (= 1 dim shock).

Numerical Analysis and Scaling Law of Blast Waves Generated by Bursting Spheres for Quantitative Evaluation of Accidental Explosions

by Teruhito Otsuka †, Tsutomu Saitoh †† *and* Norihiko Yoshikawa ††

The blast formed by the burst of a high-pressure spherical container was analyzed using the Random-Choice method which can calculate propagation of a shock wave with sufficient accuracy. The explosion characteristic length on the basis of the internal energy of high pressure gas is used for the normalization with the Sachs' scale. However, many of explosions as an industrial disaster correspond to the burst of the container in the low explosion overpressure caused by deflagration, and, as for the accident evaluation based on the scale of Sachs, an error becomes large. The new characteristic length, Rankine-Hugoniot scale, was proposed, and the blast curve was newly obtained. It converges and the quantitative evaluation of this blast curve becomes possible at many of actual explosion disasters. The scope of two scale rules was examined.

Key words : Blast Curve, Sachs' Scale, Rankine-Hugoniot, Deflagration

† Chemical Safety Research Group, National Institute of Occupational Safety and Health, Japan: 1-4-6, Umezono, Kiyose, Tokyo, 204-0024, Japan
†† Division of Aerospace Engineering, Muroran Institute of Technology: Mizumoto-cho 27-1, Muroran, Hokkaido, 050-8585, Japan
††† Graduate School of Engineering, Nagoya University :Furocho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan
ohtsuka@s.jniosh.go.jp

文章编号：CSTAM2014-P19-0002

Shock wave studies and CFD

Tsutomu Saito
Department of Aerospace Engineering, Muroran Institute of Technology,
27-1 Mizumoto-cho Muroran, 050-8585 Hokkaido Japan

Abstract: Computational fluid dynamics is a powerful means of almost all areas of research and development. It is especially so for gasdynamics and numerical simulations provide us much information for understanding complex high speed flows and wave interactions. Some of our recent research subjects are introduced in the talk showing how experiments and CFD are used.

1. Introduction

Computational Fluid Dynamics (CFD) is now considered as one of the most important and powerful ways of investigating complex high speed flow phenomena. This is due to great advances in computer technologies both in its hardware and software. Twenty years ago, a three dimensional (3D) unsteady shock interaction problem with 8 million (200 x 200 x 200) computational cells was possible to run only on the most powerful supercomputer at that time [1-3]. We are now able to run similar problems on a local PC cluster system without any difficulties and its resolution is equivalent or even better compared to experimental flow visualization images. As to software, several commercial and open-source numerical codes are available and accumulating good record of their applications to many research field as well as practical subjects.

In what follows, some of recent research activities at author's laboratory are introduced showing how experimental and numerical (CFD) works are combined to investigate shock wave related research topics.

2. Computer systems

Although we have access to large computer systems of government HPC (High Performance Computing) centers, we usually use our own computer systems installed in our lab. We believe local computer systems are much more convenient for code development than those HPC systems that are shared with many other users. We have mini-supercomputer Cray XD1; two chassis with 24 Processing Elements (PE)s, and two PC cluster systems. One of the cluster system has 128 GB distributed memories and 50 PEs, which has the theoretical performance of 1 Tera-FLOPS. The other system has 64 GB distributed memory and 24 PEs [4]. Considering the number of users, we can efficiently work with these systems.

3. Experimental facilities

Experiments of our shock wave studies are carried out by utilizing two diaphragmless shock tubes and suction type wind tunnel. One of the shock tubes has 75x150mm rectangular cross section and the other ha circular cross section of 100 mm diameter [5-6]. We can generate shock Mach numbers up to 1.7 to 2.

depending on the driver gas. For experiments with higher flow Mach number, we install a nozzle inside the shock tube and generate flow Mach number of 3.

Different types of flow visualization method are employed. Those include Schlieren and shadowgraph methods, double exposure laser holographic interferometry, acetone PLIF (Plane Laser Induced Fluorescence). The Background Oriented Schlieren (BOS) method is also used. The experimental setup of BOS is very simple and fine adjustments of optical systems are not necessary. However, the data processing of BOS requires much computational treatments.

4. Some results

Two research subjects that are carried out recently are shown here. These demonstrates, more or less, what can be done with in-house computer systems.

4-1 Shock focusing in a hemispherical implosion chamber

The initiation and propagation of a detonation wave in a hemispherical chamber and the imploding shock wave that is the reflection of the generated detonation wave at the chamber wall are numerically investigated [7]. The 20cm-diameter hemispherical cavity is filled with a gas mixture of hydrogen and oxygen at 13 to 68 bar. The gas mixture is ignited at the geometrical center using an exploding wire, which generates a strong shock wave. The shock wave soon becomes an outgoing detonation wave and propagates toward the hemispherical chamber wall, Fig.1 (a), (b). The detonation wave reflects at the wall as an imploding shock wave (Fig.1 (c)). The imploding shock wave increases its strength as it converges and finally reflects at the center generating extreme conditions of high pressures/temperatures in a small, limited region near the implosion focus (Fig.1(d)).

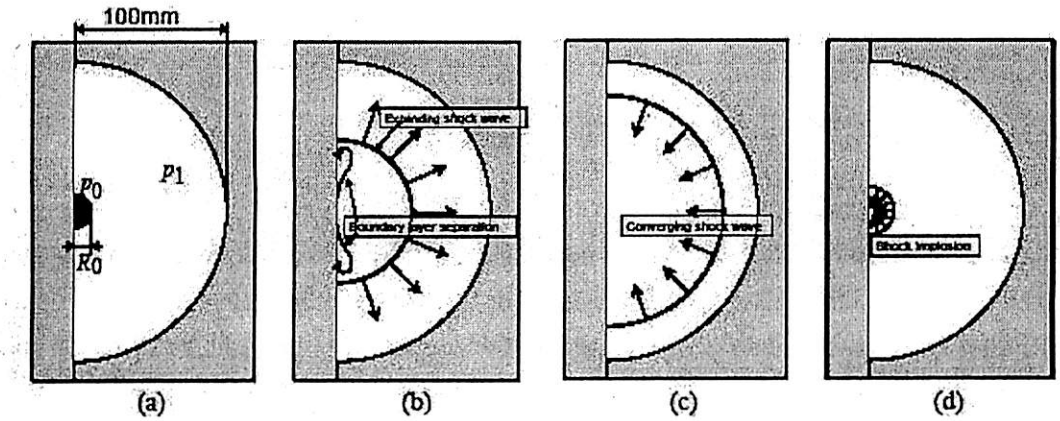


Figure 1. Operation of hemispherical detonation chamber.

It is known that the extreme conditions are attained only at the very last moment of the shock focusing and, to obtain a reasonable performance, it is necessary for the converging shock wave to be stable and retain its hemispherical shape as much as possible during its converging process.

The wave propagation and interactions had already been studied experimentally before. However, due to nature of the experimental facility, direct flow visualization inside the chamber had been impossible. Numerical simulations, therefore, is quite useful to understand the complex time evolution of flow field. The effects of the boundary layer and the non-uniformity of the flow field behind the detonation wave on the imploding-shock stability are specifically interested in the subject.

Caring out a series of computational simulations and examining the results such as shown in Fig.2, it was found that the effect of boundary layer developed on the flat base plate is more significant than the effects of the non-uniformities behind the detonation wave. The boundary layer developed on the chamber wall and its separation destroys the spherical symmetry in the flow field and shifts the focal point upward along the axis of symmetry.

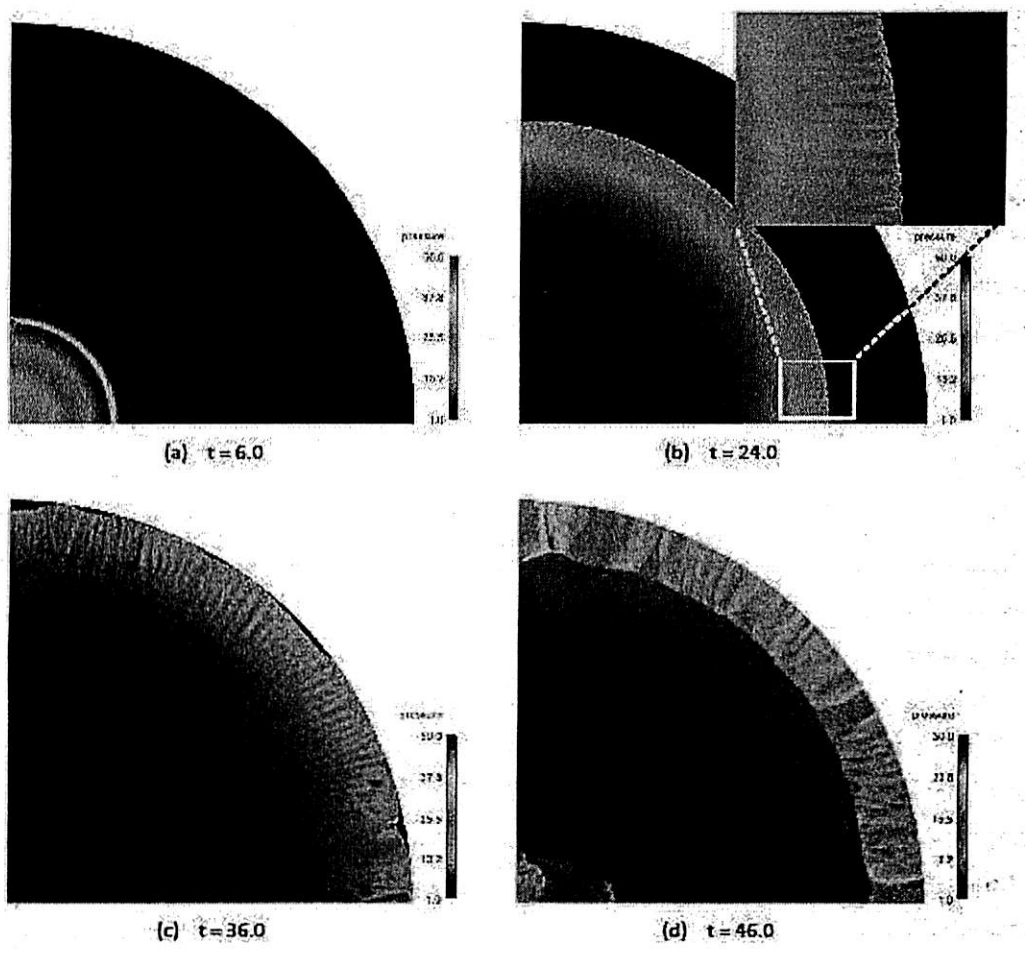


Fig. 2 Generation of detonation and its reflection as an imploding shock wave.

4-2 Weak shock attenuation due to molecular vibrational relaxation

Shock waves in the near field of an aircraft flying at supersonic speeds attenuate while propagating in the atmosphere. The explosive sound of the shock wave, commonly known as a sonic boom, is also called an N-wave, because its pressure history is shaped like the letter N. Although the shock front thickness of an

N-wave is very thin near the aircraft, it increases due to molecular vibrational relaxation while it propagates in the air.

The rise time, which is the time required for the N-wave to go from atmospheric pressure to its peak overpressure, is often used for evaluating the shock front thickness. The actual rise time of the sonic boom measured on the ground is significantly longer and often several orders of magnitude greater than that expected from the mechanisms of viscous and heat conduction losses alone [8]. The effect of relaxation due to the molecular vibrational excitation of oxygen and nitrogen in the atmosphere has been suggested as the cause of this anomaly [9, 10]. It is known that the degree of annoyance felt by a human being with a sonic boom depends on the rise time and the peak overpressure. Since next-generation low-noise supersonic aircraft has been studied intensively in recent years, accurately predicting the extent of weak shock wave attenuation has become increasingly important.

The objective of the study is to investigate the attenuation of the N-wave by taking into account molecular vibrational relaxation. The characteristics of attenuation with oxygen and nitrogen molecules are examined by frequency analysis.

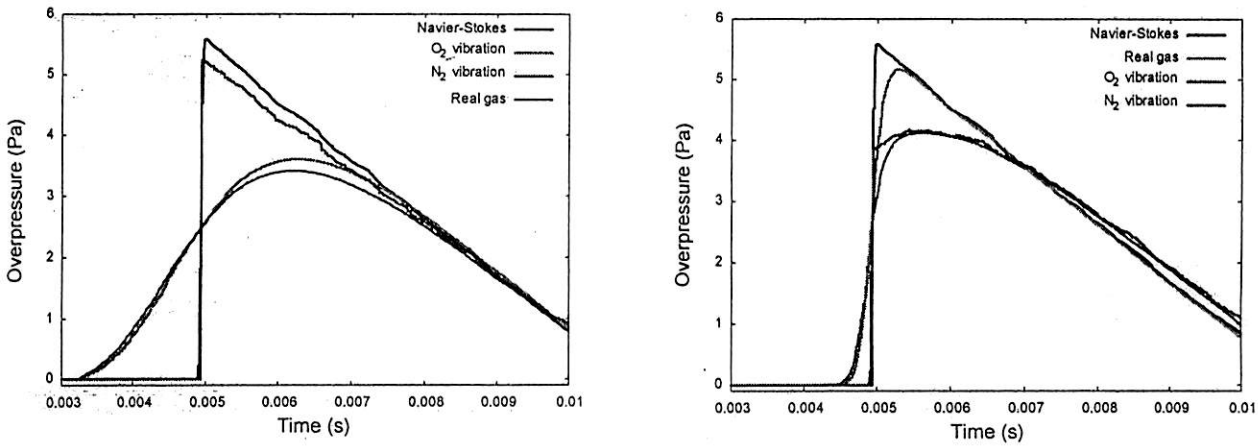


Fig. Effects of molecular vibrational relaxations with different humidities.

Numerical calculations of the N-wave caused by the explosion of a unit mass TNT were carried out. The attenuation due to molecular vibrational relaxation was examined by the Random Choice Method (RCM) and a method using frequency analysis. The results from the two different numerical methods were compared and indicated good agreement between them for relaxation due to oxygen molecules. The dependence of the attenuation on different molecular species and on relative humidity, which was difficult to investigate by the RCM alone, was clarified through the use of frequency analysis, and the effectiveness of frequency analysis in predicting attenuation of the N-wave was demonstrated[11].

5. Summary

It has been noticed for a long time that CFD is a powerful means of investigating various shock wave phenomena as well as other science and engineering problems. The hardware cost of computer systems is significantly reduced while its performance keeps increasing, we can now carry out simulations with

reasonably good resolutions even with handmade local computer systems. We still have to resort to a large computer systems when 3D problems are needed to be solved, but for most gasdynamic problems, these local systems are enough and convenient to use. A couple of more examples of utilizing CFD in the studies of shock wave are demonstrated in the presentation.

6. References

[1] T. Kitamura, Tohoku University Master Thesis, (1994)

[2] M. Taniguchi, T. Saito, T. Kinoshita, K. Takayama, N. Fujii, Volcano Vol. 39, No.6, pp.257-266 (1994)

[3] S. Hayakawa, T. Saito, H. Babinsky, K. Takayama, Proc. of the Japan Shock Wave Symposium, March 14-16, Tokyo, pp.311-314 (1996)

[4] K. Hatanaka, Muroran Institute of Technology Ph.D. Thesis (2013)

[5] T. Yano, K. Hatanaka, T. Saito, Proc. of the 29th International Symposium on Shock Waves, University of Wisconsin-Madison Memorial Union, July 14-19 (2013)

[6] C. Ishikawa, K. Hatanaka, M. Hirota, T. Saito, Proc. of the Japan Shock Wave Symposium, March 13-15, Kitakyushu International Conference Center, pp.213-214 (2013)

[7] K. Hatanaka, T. Saito, K. Takayama, Shock Waves, Vol.22, pp.567-578 (2012)

[8] D. Pierce, D. J. Maglieri, J. Acoust. Soc. Am. 51(2C), pp. 702–721 (1972)

[9] H. E. Bass, R. Raspet, J. Acoust.Soc. Am. 64(4), pp.1208–1210 (1978)

[10] J. P. Hodgson, J. Fluid Mech. 58(01), 187–196 (1973)

[11] K. Hatanaka, T. Saito, Shock Waves, Vol.21, pp.121-129 (2011)

複雑形状ノズルによる超音速自由噴流の実験及び数値解析的研究

○浅野真吾，ラオ スリシャ，齋藤務，廣田光智（室蘭工業大学）

Experimental and Numerical Studies of Supersonic Free Jets from Complex Geometry Nozzles

ASANO Shingo, Srisha M.V. RAO, SAITO Tsutomu , HIROTA Mitsutomo
Dept. Aerospace, Muroran Institute of Technology, 27-1 Mizumoto-Cho, Muroran-City, Hokkaido, 050-8585 Japan

Abstract

Supersonic free jets generated by four different nozzles are investigated. The acetone plane Laser Induced Fluorescence method is used to visualize vertical and horizontal cross-sections of each jet. Three dimensional numerical simulations are also carried out and the results are compared with the experimental data. Discussions are carried out from the view point of turbulent mixing at the free jet shear layers.

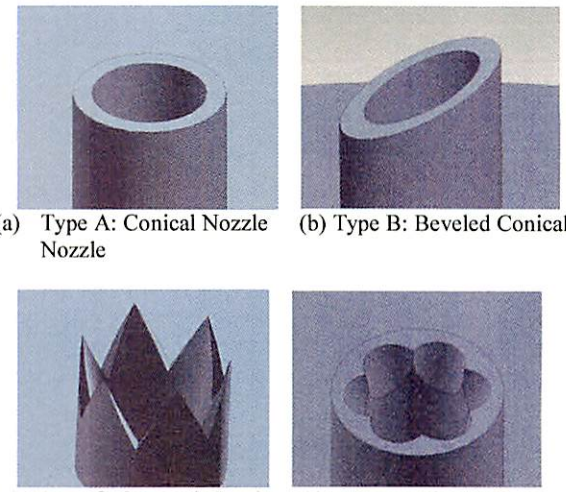
Key Words : Supersonic Jet Flow, Compressible Mixing Layer , Boundary Layer, Streamwise Vortex, Planar Laser Induced Fluorescence, ESTS Nozzle

1. 研究背景

噴流における混合促進は，古くから拡散や騒音問題に関係して幅広い分野で研究がなされている重要な研究課題である．例えば航空機用エンジンに取り込まれる大気は高速であるため，そこに導入される燃料との混合距離を短くする事は，推進系の小型化，軽量化にとって非常に重要な工学的研究課題である．また，爆発的火山噴火においては，大量の固体粒子を含んだ高密度で高温の噴出ガスが噴煙として上空に舞い上がるか，あるいは噴火時の上向き運動量を喪失後に自重で落下して火砕流となるかは，噴火ガスと大気の混合様式に大きく依存する事が知られており，噴流の周囲気体との混合過程は火山防災上非常に重要な研究課題となっている[1]．

混合流体間の接触面積の増加により混合は促進する．亜音速噴流の場合，噴流のせん断領域に発生する周方向の周期的な大規模渦構造（横渦）と流れ方向に軸を持つ縦渦の発生により周囲大気との混合が進む[2]．しかしながら超音速噴流においては，圧縮性効果により乱流混合領域での横渦形成が抑制されて[3]混合が進みにくくなることが知られている．そこで，混合を促進させるため，燃料噴射孔の数を増やしたり燃料噴射角度を最適化したりする基本的な方法のほか，衝撃波入射や非円形ノズル断面形状の利用により，せん断層の不安定を誘起して混合を促進させる[4]など様々な方法が提案されている．

本研究では，乱流領域においても比較的安定な性質をもつ縦渦[5][6]を誘起する 2 つのモデルを含めた，4 種類のノズルを製作し，これらにより作られる超音速自由噴流に対して，アセトン平面レーザ誘起蛍光法（アセトン PLIF）による可視化実験と，3 次元数値流体計算（CFD）による流れ場の数値模擬を行って，噴流せん断層における乱流混合過程の定性的・定量的考察を行った．



(a) Type A: Conical Nozzle Nozzle (b) Type B: Beveled Conical
(c) Type C: Serrated Nozzle (d) Type D: ESTS Nozzle

Fig.1 Nozzle geometries

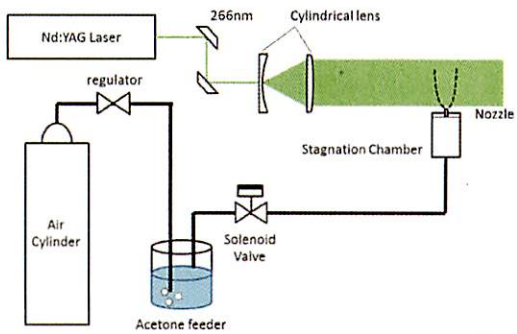


Fig.2 Experimental Setup of Acetone PLIF

2．実験装置

2-1 噴流ノズル

図 1 に本研究で使用した 4 種類のノズル形状を示す．スロートの断面直径は 5mm で共通である．Type A (Conical Nozzle) は，高さ 8mm 出口直径 D=6mm の適正膨張円形ノズルである．Type B (Beveled Conical Nozzle) は，Type A の先端部を 20° の角度で斜めにカットしたものであり，高さ 4mm から 8mm にわたる出口部分で

の流れの状態は不足膨張から適正膨張に変化する．Type C (Serrated Nozzle)は Type A のノズルに均等な間隔で切れ込みがあり図 1 (c) のように 6 つの爪をもつ．Type B と同じく切れ込みの深さによるノズルの膨張区間の違いにより，異なる条件の噴流が交互に現れる．Type D (ESTS Nozzle)は，Type A のノズルを，直径 2.7mm の円形でノズル内側に 20° の角度をつけてくりぬいた形状であり，ノズルの傾斜に差をつくりだすことで膨張率の違いを出している．

2-2　アセトン PLIF

PLIF 法は薄いシート状レーザを照射することにより励起されたアセトンの微小蛍光を捕らえる手法であり，流れ場に影響を与えずに瞬間の任意断面を撮影できるため，非定常流れ場の観測に都合がよい．図 2 に PLIF 法の概要を示す．

噴出気体として乾燥空気を高圧ボンベから供給する．乾燥空気は途中アセトンフィーダでアセトンを添加されたのち，よどみ室で圧力比を 6 に保ちながらノズルを通して大気へ噴出される．光源は，Nd:YAG レーザ（LotisTII 製，LS-2137；10HzPilse）の第四高調波（266nm）を用い，円筒レンズを通して 0.5mm のシート状にしてアセトンを添加した噴流に照射する．アセトンから発せられる蛍光は，バンドパスフィルタ（AsahiSpectra 製，DP），UV レンズ（Hamamatsu 製，A4869；f=50mm，F3.5），イメージインテンシファイア（Hamamatsu 製，M7971-51；MCP 2 枚）を通して CCD カメラ（Hamamatsu 製，C8484-05C；1024×1024）で記録する．レーザ発振およびイメージインテンシファイアと CCD カメラの同期はパルスジェネレータ（Stanford Research Systems 製，DG535）によって行う．

可視化は噴流の垂直及び水平断面に対して行った．垂直断面の撮影は，ノズル出口とカメラの高さを同じにして行ったが，水平断面の撮影では，ノズル表面で反射したアセトン蛍光がカメラに入り込みノイズになることを避けるため，噴流の鉛直下方向に少し角度をつけた位置より撮影を行った．

3．数値解析結果および考察

3-1　数値解析条件

Type A から D までの 4 つのノズルについて 3 次元数値流体解析を行った．計算ソルバには，宇宙航空研究開発機構（JAXA）を中心に開発が進められた FaSTAR（圧縮性流体用高速計算ソルバ）を用いた．支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用い，乱流モデルは入れずに計算した．対流項の計算には ASUM+-up スキームを，時間積分には GMRES 法，空間勾配の計算には Green-Gauss の定理を用いて，対象セルおよび隣接セルの値からセル表面の値を近似し，セル内勾配を算出する手法を用いた．計算格子の作成には PointwiseV17.1R2（VINAS 製），境界条件の設定に GridgenV15（VINAS 製）を使用した．

各ノズルとも総計算セル数 800 万程度とし，ノズル出口近傍での最小格子幅は 10μm で作成した．また，Type A, B, D についてはすべて構造格子で作成したが，Type C はノズル形状の複雑さから 800 万の構造格子に加えて形状の特に複雑な部分を 200 万セルの非構造格子で作成した．また数値計算にも，実験装置と同様，ノズル上流側に淀み室を設けており，可視化実験と同じ 6 気圧を，淀み室の初期条件および境界条件として与えた．

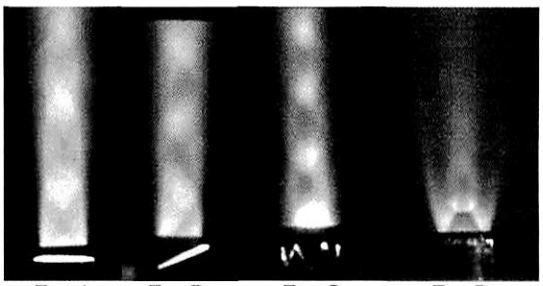
3-2　可視化による混合評価

4 タイプのノズル A, B, C, D それぞれついて垂直断面における平均化した PLIF 画像を図 3 に示し，図 4 に平均化した数値解析による密度分布の可視化画像を示す．

図 5 はノズル出口からの距離 2mm, 5mm, 10mm における噴流水平断面の平均化した PLIF 画像を示す．図 6 は PLIF の実験と同じ高さにおける CFD による密度分布の可視化画像を示す．

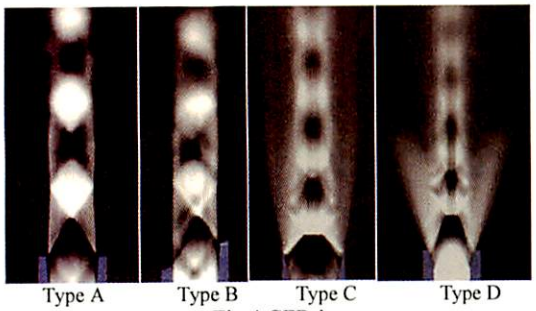
垂直断面における CFD の可視化画像を PLIF 可視化画像と比較すると，ショックセル構造をよく再現できている．一方水平断面形状に大きな特徴をもつ Type C と Type D における，数値計算における密度分布を PLIF 画像と比較すると，6 本のメインの凸部分は再現できているが，その長さに違いがある．又，数値解析で示されている細かい突起は実験では見る事ができていない．PLIF 法で観測する蛍光は非常に微弱であるため，これらの細部を観測する事は非常に難しいと考えている．

せん断層（領域）の厚みの増加は流体間の接触面積の増大を意味し，混合が促進されているものとみなす事ができる．そこで可視化画像から噴流せん断層の厚みを判断し，混合効率を定性評価することができる．PLIF と数値解析結果から各ノズルを比較すると，最も混合が促進されているのが Type D (ESTS Nozzle)，2 番目が Type C (Serrated Nozzle)である．Type C と Type D の 2 つの水平断面画像の可視化から，ノズルの膨らんだ部分から速度をもって噴流外側に突き出る腕が 6 本確認できる．最も混合の大きい Type D について，CFD による水平断面のベクトル分布を示した図 7 をみると，腕と腕の間に流れ方向に軸を持つ縦渦が誘起されていて，それらの縦渦が周囲大気を巻き込むことによって混合は大きく促進される． Type B では，ノズル長さの非対称性が噴流内部にジグザグなショックセル構造を形成する．噴流に非対称をつくりだすことで，せん断層の不安定を誘起して混合を促進することができる．可視化画像からは判断しにくいが Type B の方が Type A よりもわずかに混合領域の厚みが増して混合が促進されている事が予測される．



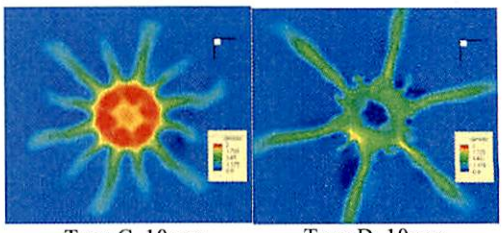
TypeA　TypeB　TypeC　TypeD

Fig.3 Acetone PLIF images



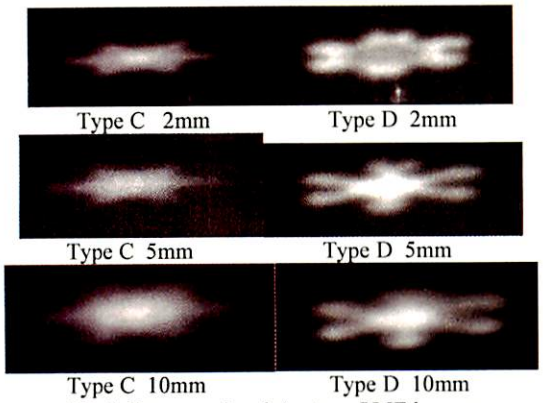
Type A　Type B　Type C　Type D

Fig.4 CFD images



Type C 10mm　Type D 10mm

Fig.6 Cross-sectional CFD images

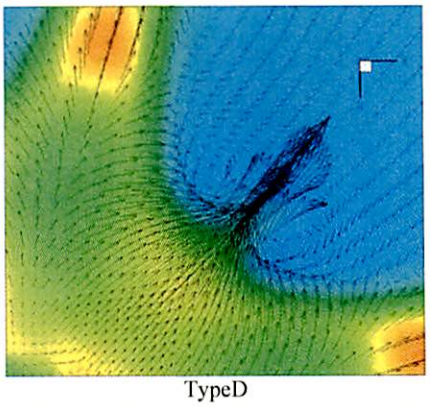


Type C 2mm　Type D 2mm

Type C 5mm　Type D 5mm

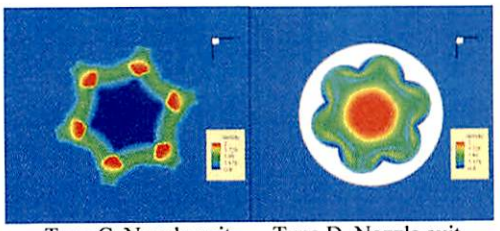
Type C 10mm　Type D 10mm

Fig.5 Cross-sectional Acetone PLIF images

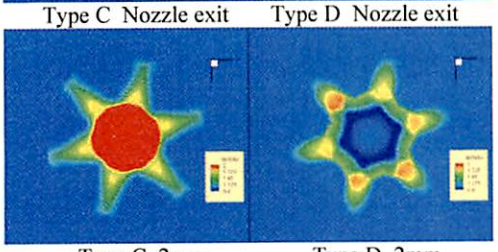


TypeD

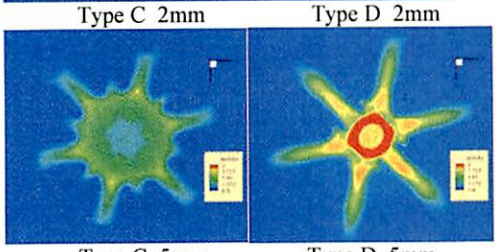
Fig.7 Cross-sectional velocity vector distribution at 10mm above Nozzle exit from CFD



Type C Nozzle exit　Type D Nozzle exit



Type C 2mm　Type D 2mm



Type C 5mm　Type D 5mm

参考文献

[1] 小屋口剛博，「火山噴火のダイナミクス」，ながれ 30 (2011)

[2]豊田国昭，「噴流の渦」，ながれ 24 (2005)

[3]前川博，渡辺大輔，「圧縮・非圧縮性混合層乱流の“秩序”構造」，ながれ 23 (2004)

[4]宇佐美勝，手島光司，「DSMC 法による星型断面を持つ超音速自由噴流の分子シミュレーション」，第 14 回数値流体力学シンポジウム

[5]木田重雄，「乱流要素渦」，数理解析研究所講究録 1141 巻 193-197 (2000)

[6]Srisha M.V. Rao, G. Jagadeesh, 「Novel supersonic nozzles for mixing enhancement in supersonic ejectors」, Applied Thermal Engineering (2014)

ダクト内圧縮性混合層の研究

○ラオ スリシャ，浅野真吾，廣田光智，齋藤務（室蘭工業大学）

Investigations on Confined Compressible Mixing Layers

RAO, Srisha M.V., ASANO, Shingo, HIROTA Mitsutomo and SAITO Tsutomu
Muroran Institute of Technology, Muroran, Hokkaido, 0508585, Japan.

Abstract

We study compressible mixing layers within the confines of a rectangular duct using experimental and numerical methods. The mixing layer is subjected to various pressure gradients, both inherent in the flow system and also imposed externally by using inserts placed within the test section. The effects of these pressure gradients are studied with respect to changes in shock system and its interaction with the mixing layer. This is a canonical flow problem that has applications in many internal compressible flow situations such as supersonic inlets, supersonic ejectors and air-breathing engines. The mixing layer is formed by using a contoured centerbody within a suction type wind tunnel of height 70 mm, generating M_1=2.0 and M_2=1.5 on either sides of the mixing layer. An 8° wedge and an isentropic compression ramp, with thickness of 5 mm are used as inserts that impose pressure gradients onto this mixing layer. Numerical studies are conducted using the Fluent and OpenFOAM CFD tools.

Key Words : Compressible Mixing Layer, Shocks, Pressure Gradient Effects .

1.Introduction

Compressible turbulent mixing layers are critical in the operation of numerous engineering devices like the supersonic ejector, scramjet engines, supersonic intakes to name a few. The internal gasdynamics of such devices involve complex shocks, shear layers and their interactions. A thorough understanding of these phenomena at a fundamental level for various flow scenarios is yet to be accomplished, which motivates these detailed studies into the compressible mixing layer. From numerous studies on template compressible mixing layers [1,2], it is established that the shear layer growth rate is reduced due to compressibility effects, in comparison to incompressible mixing layers. These studies have used a canonical turbulent mixing layer with test section walls designed in such a fashion that the overall pressure gradient on the mixing layer is as small as possible[1,2]. However, in actual applications, the mixing layer is subjected to a wide range of pressure gradients that are imposed both due to flow dynamics as well as due to changes in the geometry of the flow passage. Besides, the mixing layer is subjected to interactions with shockwaves crisscrossing the flow path. A particular example is the supersonic ejector, where unsteady shock oscillations have been observed in the primary jet caused due to the interaction of shocks with the mixing layer and dynamics of the primary and secondary flows confined within the ejector duct [3]. To explain in brief, a supersonic ejector pumps a secondary flow by means of momentum and energy augmentation with a primary supersonic jet within a varying area duct. The device is completely governed by entrainment and mixing between the two flows and the gasdynamics associated with their interactions in a confined duct. The primary supersonic flow is responsible for entertainment of the secondary flow due to the suction it can generate within the ejector passage. However, the supersonic jet boundary responds to the shock-expansion system inherent in a supersonic jet. Correspondingly, the secondary flow which is confined between the primary flow and the duct is also affected. Hence, the mutual interaction of these flows imposes pressure gradients on the mixing layer and may accentuate the unsteady shock oscillations that develop within the primary jet. However, to achieve a fundamental understanding of such complex flows, it is necessary to study a template compressible mixing layer on which various pressure gradients can be imposed. This forms the main objective of this work, where in a compressible mixing layer formed between two flows of Mach number 2 and 1.5 is studied. External pressure gradient is imposed upon the mixing layer by using inserts placed on the walls of the test section. Numerical and experimental investigations are conducted. Flow is visualized using schlieren and pressure measurements are carried out in the duct. CFD tools such as Fluent and OpenFOAM are used to compute the flow field. Inferences from these studies help to gain a better insight into the response of confined compressible mixing layers to the influence of varying cross-sectional area and imposition of pressure gradients.

Details of the experimental setup and numerical computations are given here. Few representative numerical results are also explained. Further elaboration of the results achieved during the study will be presented at the conference.

2. Experimental Setup

An existing suction type wind tunnel is suitable modified such that a mixing layer is formed between two co-flows of M_1=2.0 and M_2=1.5, in the test section. This is achieved by using a contoured centerbody that is designed using the method of characteristics such that it generates a uniform M_1=2 flow on one side and M_2=1.5 flow on the other. A schematic of this arrangement is shown in Figure 1.

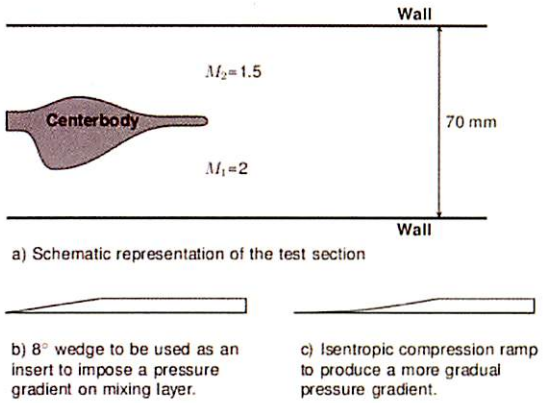


Figure 1: A schematic representation of the flow setup used for studies on the compressible mixing layer.

A straight rectangular duct of length 540 mm and height 70 mm with a contoured centerbody placed at the beginning of the duct is used to produce the required mixing layer in the test section. The flow is from left to right. The centerbody is 250 mm long, and the mixing layer develops from the end of the centerbody. Therefore, the rest of the duct forms the test section for observing the flow phenomena. The test section has BK-7 glass windows of length 200 mm on either side which allow optical access for schlieren flow visualization. When pressure measurements are performed one of the windows is replaced with an acrylic window containing pressure ports. Standard Z-type schlieren arrangement is used to visualize the flow.

The wind tunnel is operated in suction mode, with a large vacuum tank located downstream of the test section. The vacuum tank is evacuated to 0.1 bar and then a valve that separates the tank from the wind tunnel is opened. Air from the ambient is sucked through the wind tunnel. The pressure ratio established is about 10 which is sufficient to generate supersonic flow of Mach number 2.0 and 1.5, hence the development of the compressible mixing layer in the test section.

3. Numerical Computation

CFD studies are carried out using Fluent and OpenFOAM softwares. While Fluent is a commercial software from Ansys, OpenFOAM is an open source set of libraries and applications for CFD. Comparison of results obtained from both the platforms to understand the predictive capabilities of one vis-a-vis the other is also one of the aims of this exercise.

The density based solver of Fluent is used to solve 2D compressible RANS equations over a rectangular grid. The grid is refined close to regions such as boundary layers and shear layers. Studies on different grids show that the results are grid converged for a mesh having 0.5 million cells. The k-omega SST turbulence model is used for modeling turbulence. Flow and turbulence quantities are solved up to second order of accuracy using the implicit solver. Interfacial fluxes are computed using standard Roe-scheme.

In OpenFOAM, the rhoCentralFoam application is used to solve 2D RANS equations with k-omega SST turbulence model. The flow equations are discretized using the Kurganov-Tadmor scheme. Both flow and turbulence are computed to second order of accuracy. Care is taken that the grid used is equivalent and has the same metrics such as first cell distance from the wall as the mesh used in Fluent simulations.

The boundary conditions are just two pressure conditions since a suction type wind tunnel setup is used. At the inlets the pressure is set to ambient 1 bar, while at the outlet, the pressure is kept at 0.1 bar giving a pressure ratio of 10 across the tunnel. This pressure ratio is sufficient to establish the desired supersonic flows in the test section.

4. Results and Discussions

The comparitive results obtained from CFD computations using Fluent and OpenFOAM are presented in this paper.

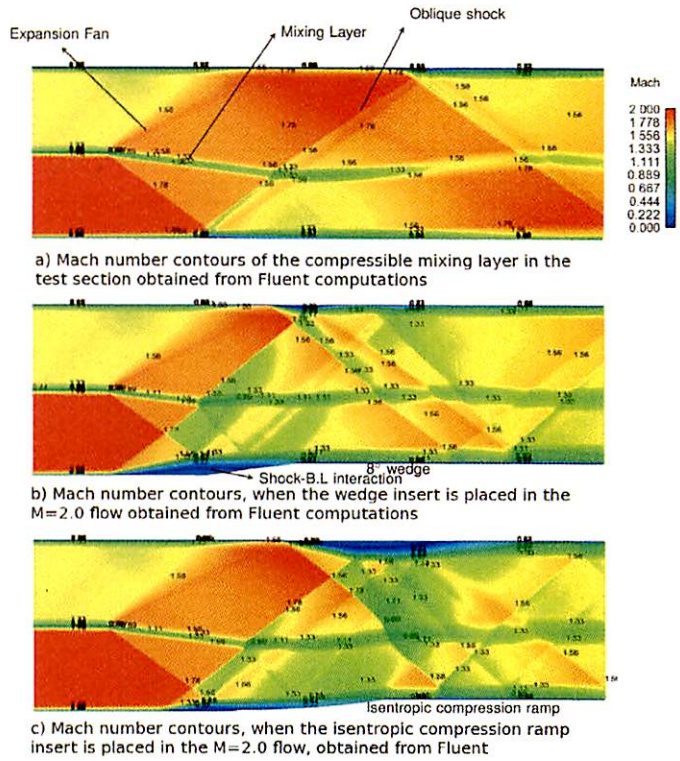


Figure 2: CFD results for three cases – a) the plain mixing layer, b) a wedge placed in M_1=2.0 side, c) isentropic compression ramp placed in M_1=2.0 side, using Fluent solver.

Figure 2 contains the Mach number contours obtained from Fluent for three different cases of the compressible mixing layer within the rectangular duct. Case 1 – is a plain mixing layer formed between M_1=2.0 and M_2=1.5. In Case 2 – 8° wedge with a thickness of 5 mm is placed in the M_1=2.0 flow at the bottom wall, 15 mm downstream from the end of the centerbody. The wedge generates a shock that should impinge on the mixing layer and affect the flow within the duct. 5 mm thickness is small in comparison to the height of the duct thus the insert should not produce a drastic area change that can significantly alter the core flow. In Case 3 – an isentropic surface produces a gradual change in height of the insert to 5 mm. This also imposes a gradual adverse pressure gradient on the mixing layer.

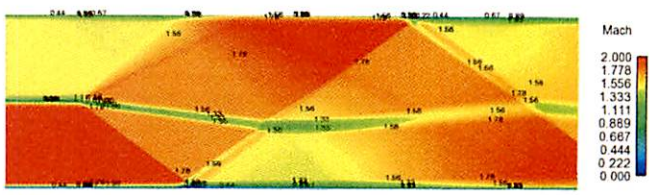
Figure 2a) shows the details of the flow formed in the test section. A pressure imbalance exists across the mixing layer. the pressure is lower at the M_1=2.0 side while it is higher along M_2=1.5. This results in the development of an oblique shock in M_1=2.0 and an expansion fan at M_2=1.5. Consequently it is observed that the mixing layer has turned towards M_1=2.0. The oblique shock is reflected off the bottom wall and is transmitted through the mixing layer. Thickening of the mixing layer downstream of the shock interaction is observed which is possibly due to enhanced mixing produced due to shock-vorticity interactions in the mixing layer. Minor shock boundary layer interactions are also observed along the walls of the tunnel, which generate a system of compression waves. Thus either sides of the mixing layer face higher and lower pressures alternatively as the mixing layer boundary responds to the interactions with shock and expansion waves.

In Figure 2b) it can be observed that the wedge indeed produces an oblique shock, but there is a strong shock-boundary layer interaction region which causes the shock to be located much upstream of the duct. There is shock-shock interaction between the lip shock and the wedge shock. Under these conditions, the shock interaction with the mixing layer happens much upstream than in Case 1, and it produces a small pocket of subsonic flow which then accelerates downstream. Weak compression waves are replaced by weak oblique shocks generated by the shock-boundary layer interaction. These waves are transmitted through the mixing layer and then interact with the boundary layer at the opposite wall producing local pockets of shock-boundary layer interaction.

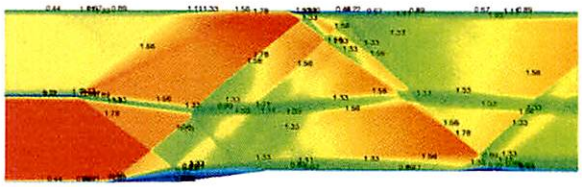
In Figure 2c), the pressure gradient is more gradual along the bottom wall hence a very strong oblique shock seen in Case 2 is not produced. Enhanced interaction between the lip shock and the boundary layer at the tip of the isentropic surface is observed. The flow turn is also much gradual and M_1=2.0 flow is not seen to be much affected by the insert. However, the pressure gradient does produce changes to the mixing layer development which in turn applies an adverse pressure gradient on the top wall. This now caused boundary layer separation and high degree of upstream influence due to the separation at the top wall. This is an interesting scenario, since the changes at the bottom wall has produced significant effects on the flow at the top wall due to the interaction effects of the mixing layer. The longer region of pressure gradient produces a much larger separation bubble on the top wall.

Thus, it can be easily observed that pressure gradients not only just affect the mixing layer but in confined spaces can have significant effect on the wall boundary layer as well. The resulting interaction can further affect the development of mixing layers in such flows. Besides the shear dominated regions like the mixing layer and the boundary layer, relatively inviscid regions of the flow are affected due to turns of the mixing layer as it responds to interactions with shock or expansion system. Both shock-mixing layer and shock-boundary layer interactions are unsteady processed. The effects of this unsteadiness on the shock in particular and the flow in general have to be understood.

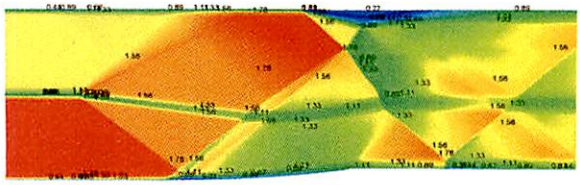
Figure 3 shows the results obtained from OpenFOAM for all the three different cases at exactly the same conditions that were used in Fluent simulations.



a) Mach number contours of the compressible mixing layer obtained from OpenFOAM computations



b) Mach number contours, when a wedge insert is palced in the M=2.0 flow, obtained from OpenFOAM computations



c) Mach number contours, when an isentropic compression ramp insert is palced in the M=2.0 flow, obtained from OpenFOAM

Figure 3: CFD results for three cases – a) the plain mixing layer, b) a wedge placed in M_1=2.0 side, c) isentropic compression ramp placed in M_1=2.0 side, using OpenFOAM solver.

OpenFOAM results are in good overall agreement with the results from Fluent, but small differences in the wave structure can be easily seen when comparing the two figures. The boundary layer separation bubbles appear less in OpenFOAM results compared to Fluent. This may be produced due to inherent differences in manner of discretization (Kurganov-Tadmor scheme produce lesser numerical dissipation compared to Roe scheme), minor differences in the grid and the application of the turbulence model.

A better understanding of the flow will be achieved through experimental investigations. Then it is possible to comment on the relative predictability of the two solvers also.

4. Conclusions and Future Work

We have studied a template compressible mixing layer under three different conditions, 1) a plain mixing layer, 2) a wedge insert placed in the M_1=2.0 flow to produce a sharp gradient through an oblique shock impinging on the mixing layer, 3) an isentropic surface placed in M_1=2.0 flow to produce a gradual pressure gradient on the mixing layer. Numerical results obtained from Fluent and OpenFOAM have been discussed. They show that pressure gradients affect not only development of mixing layer, but cause significant alterations to the boundary layers at the walls and inviscid flows as well. Considerable unsteadiness is to be expected. Minor differences have been observed in the results from Fluent and OpenFOAM, which may be caused due to

differences in the solvers, grid or implementation of turbulence model.

Experimental studies are underway which will throw further light into this complex flow scenario. These results shall be discussed at the conference.

5. References

[1] Dimitri Papamoschou and Anatol Roshko (1988), The Compressible Turbulent Shear Layer: an Experimental Study. Journal of Fluid Mechanics, 197

[2] N. T. Clemens and M. G. Mungal (1995), Large scale structure and entrainment in the supersonic mixing layer. Journal Of Fluid Mechanics, 284.

[3] Srisha M V Rao and Gopalan Jagadeesh (2014) Observations on the non-mixed length and unsteady shock motion in a two dimensional supersonic ejector. Physics of Fluids, 26.