

水素爆発の危険度定量評価

大塚 輝人

目次

第1章	序論	1
1.1	水素爆発	1
1.2	爆風	2
1.3	爆燃と爆ごう	2
1.4	労働災害における爆発	4
1.4.1	東ソー株式会社 南陽事業所[18]	5
1.4.2	三井化学株式会社岩国大竹工場[19]	5
1.4.3	日本触媒姫路製造所[20]	6
1.4.4	三菱マテリアル四日市工場[21]	6
1.5	爆風評価の必要性	7
1.5.1	リスク評価	7
1.5.2	災害調査	8
1.6	本研究の目的	9
第2章	爆風評価に関する既往の研究	13
2.1	概要	13
2.2	爆ごうを伴う爆発による爆風	13
2.2.1	基本的な考え方	13
2.2.2	爆ごうを伴う水素爆発における影響範囲予測の例	16
2.3	爆燃による爆風	17
2.4	数値計算による評価	19
2.5	まとめ	22
第3章	破裂による爆風[1]	28
3.1	概要	28
3.2	Random-Choice 法による Bursting Sphere の数値計算	28
3.2.1	Random-Choice 法	28
3.2.2	Bursting Sphere の数値計算	28
3.3	結果と考察	30
3.3.1	系の大きさと計算格子の影響	30

3.3.2	Sachs のスケール則	31
3.3.3	Rankine-Hugoniot スケール	31
3.3.4	爆発を模擬した計算	33
3.3.5	特性長間の比較	33
3.3.6	爆燃での水素爆発における破裂の影響範囲予測	33
3.4	まとめ	35
第 4 章	開放空間における爆燃による爆風 [1] – [4]	46
4.1	概要	46
4.2	実験装置と測定システム [1] – [4]	46
4.3	半開放条件における爆風 [1]	48
4.3.1	高速度時系列画像及び爆風圧測定結果	48
4.3.2	Tang-Baker 爆風曲線による等価火炎伝播速度評価	49
4.3.3	爆燃実験規模に関する考察	51
4.4	完全開放条件における爆風 [2] – [4]	52
4.4.1	差分画像相関法	52
4.4.2	二値化画像法との比較	53
4.4.3	差分画像相関法による結果	55
4.4.4	Strehlow モデルによる解析	56
4.4.5	Sachs のスケール則 [11] の不適合性	59
4.4.6	火炎伝播速度を用いたスケール則	60
4.5	開放空間爆燃による水素爆発における影響範囲予測の例	62
4.6	まとめ	63
第 5 章	爆発特性長の推定 [1] – [3]	94
5.1	概要	94
5.2	衝撃波の伝達速度と爆風曲線を用いた到着時間の構成 [1][2]	94
5.3	爆風到着時間差の比による爆発特性長の推定	96
5.3.1	爆ごうを伴う爆発の場合	96
5.3.2	破裂の場合	97
5.4	爆風到着時間差の比の測定 [3]	99

5.4.1	実験装置	99
5.4.2	結果	100
5.5	爆発災害の記録装置	101
5.6	まとめ	102
第6章	結論	114
6.1	概要.....	114
6.2	各章の要約	114
6.2.1	第1章の要約	114
6.2.2	第2章の要約	115
6.2.3	第3章の要約	115
6.2.4	第4章の要約	116
6.2.5	第5章の要約	116
6.3	むすび	117
	謝辞.....	118

Nomenclatures

A, B, C	Fitting parameter
E_0	Energy of the explosion [J]
\bar{I}	Scaled Impulse [-]
I	Impulse [m]
M	Mach number of the blast or the flame front [-]
M_m	Maximum Mach number of the flame front [-]
\bar{P}	Scaled pressure [-]
R	Distance from the explosion center [m]
\bar{R}	Scaled distance [-]
R_0	Initial radius of the explosion [m]
R_s	Specific length [m]
R_{RH}	Specific length of Rankine-Hugoniot scale [m]
R_{SS}	Specific length of Sachs scale = $(E_0/p_0)^{1/3}$ [m]
R_{ST}	Specific length of Strehlow scale [m]
V_0	Initial volume of the explosion [m ³]
c_0	Ambient sound speed [m/s]
c_1	Sound speed in an initial unburst sphere [m/s]
e	Internal energy [J/kg]
p	Pressure of the blast [Pa]
p_0	Ambient pressure [Pa]
p_1	Pressure in initial unburst sphere [Pa]
p_2	Pressure of the incidental shock [Pa]
p_{\max}	Maximum pressure of the blast [Pa]
Δr	Displacement of a flame edge [pixel]
Δt	Arrival time difference of the blast and the sound [s]
Δt_s	Time difference for brightness subtraction [s]
Δt_d	Time difference for image correlation [s]

t_s	Arrival time of the blast [s]
u	Particle velocity [m/s]
β	Expansion Ratio [-]
γ_0	Specific heat ratio of ambient atmosphere [-]
γ_1	Specific heat ratio of an initial unburst sphere [-]
γ'	Specific heat ratio of burnt mixture at constant pressure [-]
ρ	Density [kg/m ³]
ρ_e	Energy density [J/m ³]
ρ_0	Density of ambient atmosphere [kg/m ³]
ρ_1	Density in an initial unburst sphere [kg/m ³]

第1章 序論

1.1 水素爆発

2011年3月11日の東日本大震災は、地震・津波による未曾有の被害を与えるものであった。しかし、その後続く宮城県気仙沼や千葉県市原での火災、さらには福島第一原子力発電所における爆発による被害も看過できるものではない。福島第一原子力発電所における爆発は、冷却機能を失ったために過熱した燃料棒を構成するジルコニウムと水との反応によって水素が生成され、その水素が、同じく過熱により発生した設計圧の2倍におよぶ水蒸気圧により、一緒に格納容器から漏れ出し建屋へ充満したところ、何らかの着火源によって爆発へ至ったものとされている[1]–[3]。

水素は次世代燃料の一つとして期待され、燃料電池や水素エンジン搭載の自動車が研究開発され、水素供給ステーションの試験的運用[4]や、量産型水素燃料電池車の販売も始まり、注目を集めている。一般社会への普及に際しては、製造・運搬・貯蔵のインフラを整備し、コストや安全性の問題点を解決することが必要である。特に、1983年スウェーデンのストックホルム市街地で起きた水素爆発事故[5]をみても、市街地での水素ステーションの設置には、爆発事故災害の危険性評価と安全対策について十分に検討する必要があることがわかる。過去の研究結果に基づいて水素-空気の爆発基本特性についてまとめた報告[6][7]から、水素は燃焼速度が大きく[8][9]（当量比1.8で層流燃焼速度約3 m/s、他の炭化水素燃料は0.数 m/s）、また、他の燃料に比べて、混合気の可燃範囲がモル分率4 vol%~75 vol%と広く、最小着火エネルギーも 10^{-2} mJのオーダーと小さい[8]ことから、静電気によるスパークなどで容易に着火し爆発に至る可能性がある。水素は他の炭化水素燃料と比べて、極めて爆発しやすい燃料であり、危険性が高いといえる。

今後、多量の水素を取り扱う貯蔵施設や製造プラントが、昨今国際的に深刻な問題となっているテロなどの犯罪の標的にされる可能性もあり水素の爆発について正しい理解とその影響評価は急務である。

1.2 爆風

爆発は、圧力の開放による圧力波をもって定義付けることができる。したがって圧力容器が壊れるような場合も一種の爆発と考えることができ、厳密には化学反応を伴わないものを物理的爆発、化学反応を伴うものを化学的爆発と呼ぶが、前者を単に破裂、後者を爆発と呼ぶことが多い。

物理的爆発とは、蓄積された圧力が何らかのきっかけで容器破壊を引き起こし開放される場合を指す。例えば圧力容器が傷などで所定の圧力に耐えられず破壊される場合や、炎天下で気温の上昇が容器内の圧力上昇を引き起こして破壊に至るような現象である。また、水蒸気爆発や平衡破綻型の爆発も物理的爆発の一種である。高圧を蓄えた密閉状態の容器が破裂すると、内外の圧力差を駆動力として圧力波が発生する。

化学的爆発は、火薬にみられるような分子の分解や、化学プラントにおける反応暴走、可燃性物質の燃焼によって引き起こされることが多い。いずれの場合も反応によるガス生成物の他に、液相からの蒸発や、燃焼では 1000 °C を超える温度上昇が、容器内部の圧力上昇を後押しする。密閉容器内で化学的爆発が発生し、引き続いて容器の破壊が起きれば、物理的な爆発と同様に圧力波が発生する。そればかりか、化学的爆発では化学反応による圧力の上昇が開口からの圧力の減少に比べて速い場合、密閉度が低くとも容器を破壊することがあり、さらには完全に開放された条件であっても、圧力上昇の元となる反応生成物と温度上昇がピストンのように働いて周囲の気体を押し出すため、圧力波が発生しうる。

いずれの場合でも発生した圧力波は、爆風と呼ばれる。爆発が一度発生すると、爆風や密閉容器の破壊に伴う内容物の放散など、当該施設のみならず近隣へ極めて大きな影響を与えるため、発生した場合の爆風過圧を予測することは極めて重要である。

1.3 爆燃と爆ごう

先に述べた化学的爆発は、その反応の伝播速度によって大きく二つに分類される。伝播速度が音速を超えない場合を爆燃(deflagration)と呼び、音速を超え

る場合を爆ごう (detonation) と呼ぶ[11]。燃焼で発生した圧力上昇は、音波として周囲へ伝わるため、圧力によるエネルギーは音速で散逸する。しかし、伝播速度が音速を超える場合、圧力上昇のエネルギーは散逸せず、燃焼反応面に集中することになる。そのため、爆ごうでは爆燃に比して数倍の圧力が発生する。

また、容器内で爆発が発生した場合、爆燃では初めに破損した部分から圧力波が音速でエネルギーを散逸させるため、破損部分が大きく裂けることはあっても、それ以上の破壊は起こりにくく、爆風もその裂け目から発生するのみである。しかし爆ごうでは、より速く燃焼が容器全体を駆け巡るため、容器の破壊も裂けるだけでは済まず、粉々の小さな破片となりその破片が超音速で飛散しえる上、爆ごうが継続している最中爆ごう波の波頭では圧力の減衰がないため被害は甚大となる。さらに、衝撃波の反射はその非線形な振る舞いから、音波の反射で見られるような進行波と反射波の重なりによって生じる 2 倍の圧力では済まず、単純な衝撃波反射を想定した場合、単原子分子で 6 倍、二原子分子で 8 倍の反射圧を生じる可能性を持つ[10]。

以上のような背景から、産業において爆発を防ぐことは重要であるが、爆ごうの発生は絶対に避けなければならない。爆発が爆燃として始まった後に、様々な原因によって加速して爆ごうに至る場合がある。火炎を加速する原因は多数あり、例えば、既反応と未反応の境界である火炎面は、乱れによって細かく折りたたまれたような状態になると実質的な面積が増えるため、反応速度が増し火炎伝播を加速させる。したがって、伝播経路に流れが乱されるような物体があることで、火炎は乱流火炎と呼ばれる状態になり、より速く伝播する。しかし、乱れの原因となる物体がありすぎると、流れ自体を阻害し火炎伝播を遅くする。管内において管の断面積に対して邪魔板の面積の割合を **Blockage Ratio** と呼び、火炎伝播が乱れて加速する挙動は、その値に基づき研究されている[12]。開放空間中でメタンやエタン火炎を障害物によって加速させて爆ごうへの遷移を試みた実験が行われており[13][14]、開放空間においても障害物など火炎伝播を加速させる要因がある場合は危険である。ただし、障害物のない完全な開放空間では、火炎の加速による爆ごうへの遷移は容易に生じない[9]とされる。したがって安全対策として、障害物や密閉空間の完全除去による爆ごう発生の

回避を図ることが可能である。

ただし、爆ごうへの転移が抑止できるとしても、爆燃による爆風過圧はなお存在するため、過圧による影響範囲の予測は重要である。爆燃の場合は、容器や集塵器等の閉鎖・半閉鎖空間が始めに破壊される状況によって大きく異なる。爆燃で発生する圧力上昇を完全に抑え込めれば破損が軽微で済むが、大規模な設備で爆発圧力を上回る耐圧性能を持たせることは、受圧面が大きくなるため困難になる。壊さないことを前提にするのとは逆に、大規模な設備において爆燃による機器の破損を軽減する手法として容器等に圧力放散口と呼ばれる脆弱部を設け、わずかな圧力上昇によって敢えてその脆弱部を破壊させ、圧力を放散することで本体内の圧力上昇を抑える方法が用いられている[15]。しかしながら、例えば水素-空気等の同じ物質であっても、爆燃になるか爆ごうになるかは、混合比のみならず、着火エネルギー、伝播経路等によって異なるため、各状況における検討が必要である。ただし、三次元的な広がりを持つ空間で爆ごうを引き起こす最小の着火エネルギーについては、参考文献[16]によって分かっており測定方法も確立している。

1.4 労働災害における爆発

一度爆発が発生するとその影響は設備内に留まらず、周辺にも影響をおよぼす。先に挙げた福島原子力発電所の水素爆発については、その後の放射性物質の漏えいの影響が深刻であるため、爆発自体の被災状況については事故調査報告書にはほとんど触れられていない[1]-[3]。無論これは爆風影響がなかったことを示すわけではなく、周囲の建屋に深刻な影響を及ぼしているものの、被災状況が整理できなかつたことを意味している。

その後も、化学産業を中心に爆発災害は頻発し、近隣に家屋の破損、住民の怪我などの被害を及ぼしたことから、経済産業省、総務省消防庁、厚生労働省の関係3省は「石油コンビナート等における災害防止対策検討関係省庁連絡会議」[17]を立ち上げ、2014年にその報告書を取りまとめ業界団体等に災害防止に向けた取り組みを進める要請をした。以下では「石油コンビナート等における災害防止対策検討関係省庁連絡会議」の発足の元となった東ソー株式会社南

陽事業所、三井化学株式会社岩国大竹工場、日本触媒姫路製造所の3つの災害と、発足後発生した三菱マテリアル四日市工場の災害について、事故調査報告書から労働災害にみられる爆発の原因と影響について以下に挙げる。従来研究されてきた爆ごうを伴う爆発に類する災害は三菱マテリアル四日市工場のみであり、残りの三つは容器破裂と、開放された可燃物の爆燃による爆発で、爆ごうを伴う爆発は労働災害にはまれである。

1.4.1 東ソー株式会社 南陽事業所[18]

2011年11月13日、山口県周南市にある東ソー株式会社南陽事業所第二塩化ビニルモノマー製造施設において、漏洩爆発火災災害が発生した。本災害は、ほぼ丸1日にわたり炎上するとともに、死者1名の人的被害が発生した。

この災害は、エチレンから塩化ビニルモノマーを精製するプラントにおいて、初期工程での緊急放出弁の故障に端を発して、プラントの全行程の緊急停止と縁切りが行われた際、還流槽内で塩化ビニルモノマーと塩酸とが鉄鏝を触媒として反応暴走を起こしたものである。その結果、槽の耐圧1.9 MPaG以上に達して破裂、爆発、炎上したとされている。反応の解析から、2 MPaGを超えたのち10秒で10 MPaGに至ることが判明している。爆発は少なくとも2回発生しており、そのうち一つは槽の破裂であると考えられる。

1.4.2 三井化学株式会社岩国大竹工場[19]

2012年4月22日、山口県玖珂郡にある三井化学株式会社岩国大竹工場レゾルシン製造施設において、爆発火災災害が発生した。本災害では、ほぼ15時間にわたり、火災が発生するとともに死者1名及び負傷者25名の人的被害を出した。

この災害は、レゾルシンの製造過程で、原料のメタジイソプロピルベンゼンに空気をバブリングして中間生成物ジヒドロパーオキシドに転化させる際に蒸気発生プラントの不具合によって、緊急停止措置で窒素バブリングに切り替えられたものを、インターロックを手動で切って窒素バブリングを止めたことによってジヒドロパーオキシドが暴走的に分解したことに起因する。この時、

容器は、設計耐圧の 0.8 MPa に対して、マンホールのボルト破断の状態からそれを大幅に上回る 8 MPa まで上昇して破裂したものである。この災害でもビデオ映像から破裂後火球を伴う 2 度目の爆発が発生していることも確認されている。爆風がどちらの爆発に起因するものであるかまでは不明であるが、負傷者のうち 14 名は周辺住民であり、主に爆風によって破損した窓ガラスにより受傷したものである。

1.4.3 日本触媒姫路製造所[20]

2012 年 9 月 29 日、兵庫県姫路市の株式会社日本触媒 姫路製造所 アクリル酸製造施設において、アクリル酸中間タンク (V-3138) の爆発・火災災害が発生し、死者 1 名、負傷者 36 名の人的被害が発生した。

この災害は、アクリル酸中間タンクへ冷却コイルよりも液面が高い状態で液溜めをしたにも関わらず、循環用のポンプを稼働しなかったため、冷却コイルよりも高い位置のアクリル酸が二量化し加熱されていき、中間タンクのき裂に伴い平衡破綻による破裂を経て何らかの着火源により爆発が起きたものである。中間タンクのき裂は構造解析から 0.24~0.29 MPa で発生し、飛散物距離から最終的な爆発の圧力は 0.45~0.64 MPa であったと報告されている。爆発の規模は Trinitrotoluene を基準とした TNT 当量で 1~3 kg 程度であった。

1.4.4 三菱マテリアル四日市工場[21]

2014 年 1 月 9 日、三菱マテリアル株式会社四日市工場において、高純度多結晶シリコン製造施設の工程内にある第 6 水素精製設備から取り外した水冷熱交換器の開放洗浄作業中に爆発火災災害が発生し、死者 5 名、負傷者 13 名の人的被害が発生した。当該災害では、横倒しにした水冷熱交換器の上部カバーを外した瞬間に内部で爆発が発生して、爆風によって飛んだ上部カバーの直撃で 4 名が死亡、また爆風自体によって周辺で作業していた 1 名が死亡、8 名が打撲捻挫等被災した。

爆発の原因は、クロロシランポリマーが低温で加水分解した物質が爆発したためである。これまでその性状の知られていなかったクロロシランポリマーの

低温加水分解生成物が、TNT の 30%程度 of 爆発性を有すること、また衝撃感度も高くなることが示された。爆ごう性については調べられていないため、爆ごうを伴った爆発か否かの結論を付けることはできないが、この災害の原因となったクロロシランポリマーの低温加水分解生成物は火薬に近い性状を持っているといえる。20～30 m 離れた周辺設備の窓ガラスの破損状況から参考文献[22]の爆風曲線を用いて災害を解析した結果、TNT 換算で 0.2～7 kg の爆発に相当するとしている。ただし、参考文献[21]の爆風圧は 1,3,5-Trinitroperhydro-1,3,5-triazine を主剤とした C-4 爆薬の実験結果について得られた式をそのまま使っているため、C-4 爆薬と TNT の威力差を加味すると、もう少し薬量評価は大きくなる。

1.5 爆風評価の必要性

火薬類など爆ごうを起こしやすい物質の開放空間での爆発は、理想的な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[23]。また、理論的にも爆発に寄与するエネルギー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 のスケール則によって、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ーと爆心からの距離を用いて爆風過圧の評価が可能であるため、家屋の破損を予測することや爆発災害の調査等において利用することができる。爆風曲線をこのように用いることが、産業現場やひいては一般社会において有用である理由を以下では述べる。

1.5.1 リスク評価

リスク評価では、ハザードの大きさと発生確率を知ることが重要である。数値流体力学(Computational Fluid Dynamics :CFD)の計算においては、可燃性物質の分布、着火位置の情報が不可欠であり、比較的单純な爆発災害を想定した場合であっても、詳細であるがゆえに初期状態の微細な違いに応じて爆風過圧の発生の状況は変化する。したがって、爆発のハザード評価では爆風の減衰

曲線を用いて大局的にハザードの大きさを把握し、CFD 計算によって数例のケーススタディを行うことで現象を把握する使い方が望ましい。CFD による計算を行わなければならない例としては、爆風を受ける物体の形状によって圧力集中を生じる可能性がある場合が挙げられる。

また、爆風の減衰曲線は通常爆心方向に垂直な方向で測定されているので、爆心方向を向いた窓などでは反射を考慮する必要がある。爆ごうによる爆風の衝撃波では、音波と異なり非線形に反射圧がでることを考慮しておく必要がある。文献[24]では衝撃波反射を考慮した爆風圧の計算結果も掲載されている。

1.5.2 災害調査

Enrico Fermi は、マンハッタン計画の核爆発の実験において、爆風の到達時に離れた一片の紙が地面に落ちるまでの間に爆風によって運ばれた距離から、核爆発のエネルギーを算出した[25]。少ない情報から目的の値を概算する、俗に Fermi 推定と呼ばれる例である。この例にみられるように、爆発の評価手法を利用すれば、事前予測としてのみならず、発生した爆発について重要な情報を得ることができる。すなわち、起因物質と爆発に寄与した量についての情報である。

爆発災害調査において、当該現場の記録から、取り扱っていた物質の中で爆発する可能性がある物とその量に爆風の減衰曲線を適用して家屋などの破損状況を説明する。ただし、粉じん爆発として知られるように、微細化した物が空气中に均一に分散されれば、ほとんど全ての可燃物は爆発するため、考慮すべき物質は多岐に渡る。ただし、粉じん爆発のような燃焼反応が可燃物質と空気中の酸素の反応に起因する爆発では、空気の量によってそのエネルギー密度が決定されるため、物質自身のエネルギーのみから算出してはならない。また、ある地点の家屋などの破損状況から、爆風の強さ、すなわち雰囲気圧力に対する過圧を推定し、爆発に寄与したエネルギー量を算出することが可能であるため、このエネルギー量が、物質の燃焼量から求めたエネルギーと適切に一致する条件を考えなければならない。

例えば、建屋内で爆発があり、当該建屋の他にも近隣の建屋が爆風によって

破壊されていたとする。近隣建屋の破損状況がほぼ等しい二つの爆発、すなわち TNT 換算量が等しい爆発だったとしても、エネルギー密度の高い火薬の爆発と、気相での爆発を比較すれば、火薬では爆心に近い部分でより高い圧力を発生させるため、爆発が発生した建屋内の被害は大きくなる。そのため、火薬の爆発と気相の爆発では被害状況が大きく異なり、そこから凝縮相での爆発なのか、気相部分での爆発なのかを区別することが可能である[26]。

1.6 本研究の目的

本章では爆発災害を根絶することは難しく、発生すれば近隣へ影響を及ぼすため、爆発による被害を予測しておくことが社会的に重要であることを述べてきた。本論文は、爆発による被害の内、爆風過圧による家屋などの破損に焦点を当て、爆風過圧を正しく予測する手法について水素の爆発を例にとって数値計算と爆発実験によって論じたものである。

論文の構成は以下の 6 章から成っている。

第 1 章は序論であり、本研究の目的とその内容を記している。爆発の定義から始め、一般に言われる燃焼による爆発の位置づけ、労働災害における爆発の被害例を示し、それらを防ぐあるいは防護するためには爆風評価が不可欠であることを述べ、社会的な必要性を論じた。その上で本研究の内容を概述し、その位置付け、役割などを明らかにしている。

第 2 章では、爆ごうを伴う爆発の爆風曲線に関する研究に立脚した従来の爆風研究を理論、計算、実験についてまとめる。その上で、爆燃による爆風を破裂の場合を含めて検討し、加味すべき内容を明示する。

第 3 章では、破裂による爆風を、不連続面を含む流れを精度良く計算できる Random-Choice 法を用いて数値計算を行った結果から論じ、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。また、建屋等で爆燃が起きた場合に比較的低い圧力で破壊が起きた場合についても、破裂と同様に扱うことができることを示す。

第 4 章では、開放空間における爆燃による爆風を高速度ビデオ撮影と爆風測

定を同時に行った結果から爆燃に適用すべき爆風曲線を提案する。実験は風船につめた水素-空気混合気を、風船を割らずに着火する半開放条件と、割った直後に着火する完全開放条件との実験に分けて考察した。特に完全開放実験では、高速度ビデオによる映像から、野外での実験ゆえ避けられない背景の写りこみを避ける手法としてデジタル画像の差分処理と、また、従来の二値化法でははっきりしない火炎面を捕らえるために画像相関法とを利用し、組み合わせて差分画像相関法として火炎伝播速度測定を行った結果から、火炎伝播挙動が顕著に圧力波に影響を及ぼすことを示す。

第5章では、爆発時の爆風の到達時間を基に、爆発の規模を正しく推定するための手順を第3章、第4章の結果を踏まえて検討する。ここでは爆風の到達時間を理論的に計算した上で、爆発規模を推定するための手順を示す。その結果を爆ごうを伴う爆発について行った実験結果に適用して手法の有効性を示す。

第6章は結論である。各章で得られた知見を要約し、また、爆風評価をする際に爆発を爆ごう、破裂、爆燃の3種に分類する必要性についてまとめ、結びとしている。

参考文献

- [1] 東京電力福島原子力発電所事故調査委員会報告書(2012).
- [2] 東京電力福島原子力発電所における事故調査・検証委員会報告書(2012).
- [3] 福島原子力事故調査報告書(2012).
- [4] 文部科学省科学技術政策研究所科学技術動向研究センター. (2003). 水素エネルギーの最前線, 工業調査会, 244-249.
- [5] Venetsanos, A. G., Huld, T., Adams, P., & Bartzis, J. G. (2003). Source, dispersion and combustion modelling of an accidental release of hydrogen in an urban environment. *Journal of hazardous materials*, 105(1), 1-25.
- [6] 吉川典彦, & 斎藤寛泰. (2004). 水素ステーション爆発危険性評価と安全対策—現状と展望, *エコインダストリー*, 9(10), 51-60.
- [7] 吉川典彦. (2005). 水素爆発の基本特性と危険性評価に関する最近の研究. *水素利用技術集成*, 2, 259-270.
- [8] Kwon, O. C., & Faeth, G. M. (2001). Flame/stretch interactions of premixed hydrogen-fueled flames: measurements and predictions. *Combustion and Flame*, 124(4), 590-610.
- [9] Liu, D. D. S., & MacFarlane, R. (1983). Laminar burning velocities of hydrogen-air and hydrogen-air · steam flames. *Combustion and Flame*, 49(1), 59-71.
- [10] 生井武文, & 松尾泰. (1983). 衝撃波の力学. コロナ社.
- [11] 平野敏右. (1983). ガス爆発予防技術. 海文堂. 62.
- [12] Lee, J. H., Knystautas, R., & Freiman, A. (1984). High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H₂-air mixtures. *Combustion and flame*, 56(2), 227-239.
- [13] 小川勇治, 近藤俊文, & 滝史郎. (1985). 開放空間中での火炎の加速と爆ごうへの遷移の実験. *日本機械学会論文集 B 編*, 51(470), 3421-3425.
- [14] 小川勇治, & 滝史郎. (1989). メタン酸素混合気の開放空間中での火炎爆ごう遷移. *日本機械学会論文集 B 編*, 55(513), 1454-1457.

- [15]産業安全研究所. (2005). 爆発圧力放散設備技術指針(改訂版). TR-No38.
- [16]Matsui, H., & Lee, J. H. (1979, December). On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. In Symposium (International) on Combustion (Vol. 17, No. 1, pp. 1269-1280). Elsevier.
- [17]石油コンビナート等災害防止 3 省連絡会議 3 省共同運営サイト, http://www.fdma.go.jp/neuter/topics/fieldList4_16.html , (2015-07-17).
- [18]南陽事業所 第二塩化ビニルモノマー製造施設爆発火災事故調査対策委員会報告書(2012).
- [19]三井化学株式会社岩国大竹工場レゾルシン製造施設事故調査委員会報告書 (2012).
- [20]株式会社日本触媒姫路製造所アクリル酸製造施設爆発・火災事故調査報告書(2013).
- [21]三菱マテリアル株式会社四日市工場高純度多結晶シリコン製造施設爆発火災事故調査報告書(2014).
- [22]大野友則編著. (2011). 基礎からの爆発安全工学. 森北出版.
- [23]Baker, W.E. Explosions in Air. (1973). University of Texas Press.
- [24]Mizukaki, T., Miura, A., & Takayama, K. (2004). Experimental simulation of large-scale explosion using a micro-charge explosion (I)- Behavior of shock waves in a complicated closed-space. Science and Technology of Energetic Materials, 65, 180-188.
- [25]Los Alamos National Laboratory. The trinity test. http://www.lanl.gov/history/story.php?story_id=13 . (2012-01-04).
- [26]Chemical Safety Board. (2004). West Pharmaceutical Services Dust Explosion and Fire. <http://www.csb.gov/west-pharmaceutical-services-dust-explosion-and-fire/> . (2015-07-18).

第2章 爆風評価に関する既往の研究

2.1 概要

本章では、従来の爆発物の爆風影響の研究を基礎とする爆風曲線を元に、水素爆発の評価方法についてまとめる。また、本来爆ごうを伴う爆発の理論に当てはまらない、破裂と開放空間における爆燃による爆風を対比し、爆燃については、理論的に火炎伝播速度が重要な要素であるにもかかわらず、爆発災害の規模予測には直接的に用いられておらず、TNT 収率に代表される経験的なパラメータによって説明がされてきたこと、また、漏洩量、漏洩時間、着火位置などが指定された場合であれば数値計算による検討も可能であることも併せて示す。

2.2 爆ごうを伴う爆発による爆風

2.2.1 基本的な考え方

爆ごうを伴う爆発による爆風は、爆発に使われたエネルギーの $1/3$ 乗に比例することが知られている[1]。また、極座標下の音響学的な理論から圧力波のエネルギーが過圧の 2 乗で評価されるのに対して圧力波の伝播によって圧力波面が距離の 2 乗で増加するため、爆風エネルギーが爆風波面にとどめられると考えれば、爆風の過圧は距離の逆数に比例する。したがって、最も単純に距離 R 離れた位置での爆風の最大圧力 p [Pa] を、エネルギー E_0 [J]、雰囲気圧力 p_0 [Pa] で表せば式(2-1)のようになる。

$$p - p_0 \propto \frac{\sqrt[3]{E_0}}{R} \quad (2-1)$$

爆ごうを伴う爆発による爆風は衝撃波として伝播するため、前述の簡単な式に対して修正が必要になる。伝播を表す方程式を解析的に解くには漸近的な解法によらざるを得ないが、少なくとも解の存在は証明されている[2]。比較的容易に得られる近似解からは、爆発の遠方に相当する距離では前述の式(2-1)に漸

近し、距離が短いところでは距離の 3 乗に反比例して減衰することが示されている [3]。また、中間の距離を含めて補間する様々な実験式が提唱されている [4]。

爆風の減衰曲線について、現在最も標準的な取り扱い方法は、爆風過圧を周囲雰囲気圧力で除して無次元化し、距離を Sachs の特性長 R_{SS} [m]

$$R_{SS}=(E_0/p_0)^{1/3} \quad (2-2)$$

で除して無次元化した基礎方程式を、数値計算によって解いて得られた爆風の減衰曲線を用いる手法である [3]。図 2-1 に、文献 [3] にある爆風の減衰曲線を示した。点爆発に模し得る爆ごうを伴う爆発による爆風は、前記の Sachs のスケール則と呼ばれる無次元化によって、この爆風の減衰曲線に収れんする。したがって、爆発のエネルギーと雰囲気圧力が決定されれば、ある距離における爆風圧力を評価することが可能である。

雰囲気圧力を大気圧で仮定した場合に、図 2-1 に示した爆風の減衰曲線が、どのようになるかを示したのが図 2-2 である。図 2-2 では、横下軸が $m/J^{1/3}$ という変則的な単位の換算距離を対数尺で表している。この単位は、3 乗することによって m^3/J となり、エネルギー密度の単位 J/m^3 の逆数を表している。任意の爆風の距離依存性が図 2-1 の曲線で表されると仮定するなら、球状の爆発物の半径を R_0 [m]、エネルギー密度を ρ_e [J/m^3] として、式(2-2)は

$$R_0/R_{SS} p_0^{1/3} = (4\pi\rho_e/3)^{-1/3} \quad (2-3)$$

と変形でき、あるエネルギー密度 ρ_e をもつ物質の爆発では、そのエネルギー密度に係数 $4\pi/3$ をかけた値の $1/3$ 乗の逆数が示す、 $m/J^{1/3}$ 単位の換算距離から爆風が発生するものと考えることができる。したがって、従来の Sachs のスケール則からは、爆風の減衰曲線上で、物質の違いは爆風の始点の違いとして解釈され、その始点から爆風の減衰曲線をたどることで、爆発による近隣での爆風圧力を見積もることができ、家屋の破壊について予測できる。その始点よりも爆心側については、爆風の減衰曲線は情報を与えないが、定常爆ごうであれば爆心か

ら爆ごうの終点まで定圧であると考えて良い。図 2-2 では左辺が下軸、右辺が上軸を表しており、上軸はエネルギー密度に $4\pi/3$ をかけた値をとり、Pentolite のエネルギー密度 8.48 GJ/m^3 [3]を破線で、当量比 1 の水素－空気混合気のエネルギー密度を水素の燃焼熱 241.8 kJ/mol [5]及び $25 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 101.325 kPa として計算した 2.92 MJ/m^3 を点線で、エネルギー密度と爆風開始点の関係例として同時に示した。

図 2-1 の爆風曲線を利用すると、問題は全て爆発に寄与したエネルギーの評価に還元され直感的にも分かりやすく、爆発の規模を端的に表すのに都合がよい。実際に起きた家屋の破損等から爆風過圧を推定してこのエネルギー量で表せば、起きた災害の爆発規模を比較することができる。爆発の規模を爆薬量、一般には TNT 換算量として表すのはこのためである。起きた爆発の評価として爆風波面でのエネルギーの保存を仮定しているため、TNT 換算量が等しい二つの爆発において中心からの距離 A での爆風過圧が同一であるなら、より離れた距離 B における爆風過圧は同一となるため、同程度の爆風を与える爆発を表すのに TNT 換算量を用いることは全く問題ない。問題は、与えられた物質が TNT と比較してどの程度の威力で爆発するか、爆ごうを伴わない場合には事前にわからないことである。文献[6]では、開放空間における気体の爆発について 100 件におよぶ実際の爆発災害が表としてまとめられている。そのうち 22 件については TNT 収率と物質質量、または TNT 収率と複合要素(物質質量と熱量と可燃範囲と最大火炎伝播速度の積で単位は $\text{MWm}\%$)とをプロットした図が掲載されている。二つの図はいずれも大きく分散しており、統一的な見解や予見性を示すことはできない。物質と TNT との換算係数である TNT 収率が不明な以上、リスク評価においても、災害調査で原因物質の量を評価するにも TNT 換算量は意味をなさない。これまで開放空間中でメタンやエタン火炎を障害物によって加速させて爆ごうへの遷移を試みた実験[7][8]や、国内外の幾つかの研究グループによって水素－空気混合気爆発の大規模な野外実験が行われている[9]－[11]が、爆ごうを起こすに足るエネルギーを最初から与える、いわゆる直接起爆の場合を除いて、開放空間で爆ごうに至った例はほとんどない。ただし、直接起爆した場合は、水素空気混合気においても文献[11]に見られるとおり、5.2、37、

300 m³のいずれのスケールの結果も、図 2-1 の爆風の減衰曲線上にプロットされる。しかし、直接起爆に必要なエネルギーに足りない 10 J の電気着火では、300 m³の大きさでも、自発的に爆ごうへ転移することではなく、11%の Blockage Ratio となるよう円柱列を設置した場合には、爆風が弱くなることが確認されている。水素空気の爆発について、電気着火の結果と爆発物を用いた直接起爆の場合、文献[9]で 5.2、37 m³、文献[11]で 300 m³が比較できる。電気着火の結果は爆発物を用いた直接起爆の場合と比較して、最も近い位置の圧力センサで2桁過圧が小さく、その後の減衰も緩慢であることが分かる。すなわち等しい量の水素空気混合気を爆発させる場合でも、爆ごうを伴う爆風の結果を用いて爆燃を説明することは基本的にできない。

2.2.2 爆ごうを伴う水素爆発における影響範囲予測の例

図 2-1 の爆風の減衰曲線は、無次元化された換算距離 2.5 以上の遠方でも式(2-1)で表されるよりも若干速く減衰するため、ここでは式(2-4)

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{A}{(R/R_s)^B} \quad (2-4)$$

を仮定して補間し被害を与える距離を推算してみる。 R_s は爆発の特性長を表し Sachs のスケール則では R_{ss} であり、 A 、 B は爆発の減衰曲線を最小二乗法で補間した場合のパラメータである。無次元化された換算距離 2.5 以降のデータを用いてパラメータを決定すると、パラメータ $A=0.294$ 、 $B=1.15$ を得ることができる。その結果、爆風圧力が雰囲気圧力の 0.01 倍、すなわち大気圧下でガラス窓が破壊されると考えられる 1 kPa[12]に相当する換算距離は 21 であることが計算できる。エネルギー密度から求まる初期半径の無次元化された換算距離が 0.2 であることから、初期半径のおおよそ 100 倍が被害を与える影響範囲と推測できる。地表面での爆発では地面の反射効果によっておよそ 2 倍のエネルギーによる爆発に相当するとして評価すれば[13]、2 の立方根倍により初期半径の 129 倍の距離が被害を与える影響範囲にあたる。

2.3 爆燃による爆風

爆ごうしない物質について、TNT 収率という概念を用いてエネルギーの解放率の問題と考えることで、図 2-1 の減衰曲線を適用する方法[1]が広く用いられている。また、爆発を等級分けし、その等級における類似の減衰曲線を適用する手法[14]も用いられている。爆ごうを伴う爆発について、完全に爆発しきらない場合もありえ、その場合には正しい取扱いと考えることができる。しかし 2.2.1 項で示したとおり、爆燃の爆風について、爆風過圧の大きさを TNT 収率を通して事前に知ることはできず、かつ、その減衰の傾向も爆ごうを伴う爆発の爆風と異なる。本来 Sachs のスケール則による爆風の減衰曲線は、爆ごうを伴う爆発についてのみ適用可能であり、爆風の発生過程の異なる爆燃に適用するのは問題がある。そもそも爆ごうでは、爆ごう波が爆発する物質と雰囲気との接触面で透過衝撃波を発生させて爆風を形成するのに対して、爆燃による爆風は、燃焼によって周囲空気が押されることが原因となって形成されるものであり、その形成過程は Taylor による膨張球面(Expanding sphere)による研究によって明らかにされている[15]。その研究からは、膨張球面の膨張速度に明確に依存する結論が得られている。したがって爆風の強さは火炎球の広がる速さ、すなわち火炎の伝播速度に依存するはずである。例えば開放空間における水素-空気の爆燃では、爆風の強さは、爆発に寄与するエネルギーのみならず、その火炎伝播速度に強く依存することが理論[16]-[20]上、示されている。文献[9]では、火炎伝播速度についての考察がなされている。水素空気爆燃の爆風は 5.2、37 m³と比べて 300 m³の場合、火炎伝播距離が長くなることから、乱流が強くなり火炎伝播速度が加速したため、前者で 44m/s であった伝播速度が、70 m/s になり爆風が強くなったと結論付けている。ただし、この火炎伝播速度は混合気を保持する構造物内に設置されたイオン電流検知器の位置と反応時間から得られた平均値である。乱流を火炎加速の理由としている以上、最も乱れるのは混合気を保持する構造物の破壊によるものと考えられるので、その直後の速度計測がなされていないことは問題である。また、火炎の伝播速度を過圧力ピークと対応づけるとすれば、伝播速度もピーク値を用いるべきで、ある

区間の平均速度で評価することにも問題がある。理論上はピストンの加速度にも形成される圧力波が依存することが分かっているが、爆燃を対象とする場合、爆燃の定義から火炎の伝播速度は音速を超えないため、加速度がマイナスになった時点で、最大過圧は音速で周囲へ伝わるため火炎面から離れていく。この意味でも、伝播速度のピーク値を知ることは重要になる。無論その火炎伝播速度を含めて TNT 収率を選ぶ、あるいは爆発を等級分けすることも考えうるが、予測と言う観点からは火炎伝播速度を層流燃焼速度等から推測して評価を行うべきである。先に述べたとおり、TNT 収率を用いる手法は爆発の尺度として用いる分にはある程度有効であるが、事前の検討として TNT 収率を決定しておくことはほとんど不可能である [6]。

また、開放空間における爆燃による爆風は、ほぼ音波として伝播する点も、爆ごうに関する爆風とは伝播自体異なる。近距離においては、この衝撃波の有無で図 2-1 の爆風の減衰曲線が適用可能かを判断することができる。ただし、爆燃の火炎伝播によって顕著に爆風が形成されるには、数十 m/s 以上の火炎伝播速度が必要であり、一般に乱流燃焼を仮定しても、空気中でこの速度を達成する物質は多くない。

密閉空間で爆燃が起きた場合には、爆燃では火炎が音速より遅いため、火炎伝播している時間の中で、圧力波は密閉空間内部で反射を繰り返して平均化し、ほぼ均一に圧力が上昇していくと考えられ、爆発のエネルギーは一度密閉空間の圧力上昇という形で蓄えられる。特殊な耐圧構造を持っていない工場設備や建物は、比較的低い圧力上昇で破壊されるが、その時、先に示したとおり圧力上昇として一度蓄えられたエネルギーが解放されることで爆風が形成され、その後開放空間における火炎伝播として再度爆風を形成する。爆発災害において、最も発生しやすいのは、このタイプの爆発である。厳密には爆風は 2 度放出されるが、開放空間の場合で説明したとおり、火炎伝播で爆風が形成される伝播速度を持つ混合気は稀であり、始めの爆風の方が問題となる場合が多い。したがって、この場合爆風の過圧による影響範囲を予測するには、構造物、設備の耐圧に依存するため、破壊圧力を織り込む必要がある。

破裂時のエネルギー評価を比較検討したのが文献[21]である。爆風に寄与する

エネルギーを(1)高圧時の内部エネルギーと低圧時の内部エネルギーの差、(2)破裂時の内部ガスの接触面が準静的に外部へなす仕事すなわち断熱膨張、(3)等温膨張による仕事の3種類をとって検討されている。いずれのエネルギーも、爆風への寄与は1/3乗でしかないため、大きな差はないが、文献[21]中では(1)の内部エネルギーによる評価を用いて、爆風曲線を無次元化して議論している。破裂時のガスの挙動を考えると、(2)の断熱膨張も(3)の等温膨張も起こりえないことは明白であるが、(1)の内部エネルギーの差を用いる根拠も同様にあいまいである。それでも、高圧の極限においては、破裂は点爆発に近くなるため、爆風の振る舞いも爆発物のそれに漸近していることは注目に値する。

2.4 数値計算による評価

爆ごうや密閉空間における爆燃によってどの程度の圧力が出るかは、化学平衡を仮定した上で物質の熱力学関数から計算することが可能である。著名な計算コードとしては、NASAが開発したCEA[22]や、産業技術総合研究所のAISTJAN[23]が挙げられる。特にAISTJANでは経験的な爆風の減衰曲線による爆風強度の計算も可能となっており、利用価値が高い。計算機の能力がそれほど高くなかった時代にあっても爆風に関する数値計算は行われていたが、前記平衡計算に爆薬のような超高压下でも使用に耐えうる状態方程式などの改良を加えて、より詳細な計算が行われている[24]。

数値流体力学(Computational Fluid Dynamics: CFD)が、近年の計算機の高速度を受けて、爆発についても実用的になりつつある。研究レベルでは、既に大規模の爆発であっても、詳細な計算を行うことが可能である。

計算機資源が無尽蔵にあり、無期限に時間を使えるならば、Navier-Stokes方程式の下、微細な渦までを再現するDirect Numerical Simulation(DNS)と呼ばれる手法で、燃焼反応を素反応レベルで計算することができるが、実際には時間と精度とのトレードオフを常に吟味する必要がある。密閉空間で爆燃が起きて設備が破壊される例を考えると、まず、元のNavier-Stokes方程式について、計算格子を用いて計算するためには微分項を離散化式で近似する必要がある。爆発は定常状態ではないので時間積分する必要があるが、各々にいくつも

の手法の選択肢が存在する。また、DNS を用いるには、Reynolds 数の $9/4$ 乗に比例する計算格子密度が必要であるが、このレベルの格子を一般の工場設備等に適用するには膨大な格子点数が必要となるため、通常は格子の解像度以下の渦について適切な仮定を置く Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)[25]や Large Eddy Simulation (LES)[26]などの乱流モデルを導入して計算に用いる格子点数を減らすことが行われる。爆燃では、燃焼反応が進む速度と圧力波が進む速度とが大幅に異なるため、各々についてあらかじめ適切な計算格子を設定する必要がある。計算格子自身についても、六面体による構造格子としてとることで主流方向とそれ以外の方向とを弁別して数値誤差の拡散を防ぐか、あるいは四面体、五面体等を用いて設備や構造物の形を再現する精度を上げるかの選択肢がある。

反応について濃度依存はもちろんのこと、温度、圧力の依存をどの程度取り込むか、反応の関与する物質の数をどの程度にするかを考慮する必要がある。さらには、設備の破壊をどう模擬するか、破壊された設備の破片についてどう扱うか等々といった問題までである。以上のように、典型的な爆発現象であっても、詳細に見ると莫大な組み合わせが存在する。

爆風に注目した場合、層流燃焼速度を用いた一段階の反応モデルを用いて、乱流モデル内の乱れの強さを表す変数の関数をかけて火炎伝播速度の増速を再現することが行われている。しかしこの増速への乱流強さの関与については、ある程度実験値と対応させることがあらかじめ必要になるため、適用を困難にしている[27]。

CFD において、爆発自体、すなわち燃焼反応を評価せずに、可燃物質の拡散のみを計算するだけでも、着火可能な空間範囲を明確化できる。その拡散状況に基づいて、危険区域のゾーン分け[28]を行い、リスクアセスメントに供することができる。この拡散については、拡散物質の単位量に対する重さと、拡散定数等のみで計算を進めることができるため、比較的容易でかつ実験との対応もつけやすい。

爆ごうによる爆風、あるいは破裂による爆風では、先頭衝撃波を伴うが、CFD が計算格子を用いて計算を行う関係上、衝撃波位置の解像度は計算格子に依存

する。また、衝撃波では圧力が不連続であるが、格子上では鈍った形になりやすく、さらには不連続点の数値的な不安定性から衝撃波周辺の値に誤差を生みやすい。不安定性を避けるために、高次微分を利用した人工粘性と呼ばれる項を付け加える手法[29]や、一次元系に限られるが衝撃波の伝播に確率過程を取り入れた **Random-Choice** と呼ばれる手法[30]が開発されており、衝撃波の取り扱いには注意が必要である。

CFD を行うソフトウェアとして、**CFX**[31]、**FLUENT**[31]、**STAR-CD**[32]が汎用の商用ソフトとして広く流通している。これらソフトウェアでは爆発に限らず、広汎な反応性流体の計算が可能であり、マニュアル、**Best-Practice** 等が充実しているので、先に挙げた数々の計算手法・モデルについても詳しい。また、商用ソフトであるためサポートも期待できる。**CFX** と **FLUENT** は、両方とも **ANSYS** 社のソフトウェアであり、同社はターボ系の回転機器における流体のシミュレーションについては **CFX**、反応性流体に関しては **FLUENT** を勧めているが、現在両者は統合に向けて開発が進められている。爆燃に特化したソフトウェアとしては **AutoReaGas**[31]が挙げられる。**AutoReaGas** では爆燃と爆風の計算とを別個に行うことで、先に挙げた不具合を避けており、爆風に関しては **Euler** 方程式を用い、爆燃については **Navier-Stokes** 方程式へ乱流の **RANS** モデルとして広く用いられている $k-\epsilon$ モデルと各可燃物質の反応データベースとを併用することで計算している。

非商用の汎用流体ソフトウェアとしては、**OpenFOAM**(Open source Field Operation And Manipulation) [33]が挙げられる。**OpenFOAM** は GNU のライセンス下で公開されており、その名のとおり流体に限らず場の方程式を数値的に解くためのパッケージである。そのため、電磁気学や経済学の支配方程式についても解くことができる。必要な部分をコンパイルしつつ使う形なので、使用するには物性値や反応の情報他にプログラミングの知識を要求され、また、形状の作成と計算格子の作成、計算結果の表示には別ソフトウェアを利用する必要がある。最近では、**DEXCS for OpenFOAM**[34]として、仮想化技術に基づいて、**OpenFOAM** と形状作成等の必要なソフトウェア一式をインストールした **LINUX** のイメージファイルが作成され、公開されている。このイメージフ

ファイルを用いれば、仮想化された PC のプラットフォームを提供するソフトのみ計算機にインストールすることで、物性値や反応速度についての情報は依然必要であるものの数値流体計算環境が整う。現時点では爆発に適用された事例は限られているが、今後の展開には大いに期待できる。

2.5 まとめ

計算機の進歩とオープンソースの流れによって、数値計算による爆発シナリオの検証が比較的容易になってきている。しかし、爆燃における重要な要素である火炎伝播速度を正確に評価するには至っておらず、実験結果を用いてモデルを調整し、そのモデル上で濃度等のパラメータを振ることで一連の情報を得ることが行われている。また、計算機の進歩した今でも複数の濃度分布や着火位置などの条件で計算を行い、結果を大局的に見ることは、計算負荷が高く難しい。一方、爆ごうを伴う爆発に関する爆風の減衰曲線を利用した従来の爆発災害の評価方法では、TNT 収率を基準としての事後の評価には有用であるものの、事前評価において TNT 収率を得ることはほとんど不可能である。一般的な気相での爆発災害が、漏洩、滞留、混合、着火、内圧上昇による破裂、開放空間での火炎伝播の加速が一連の流れとして続いて起こることを考えれば、破裂と火炎伝播の加速とを、それぞれ爆ごうを伴う爆発の爆風とは別の方法で評価する必要がある。いずれのアプローチからも、爆燃に関する爆発災害評価には火炎伝播と爆風圧力の詳細な同時測定が望まれていることを示している。

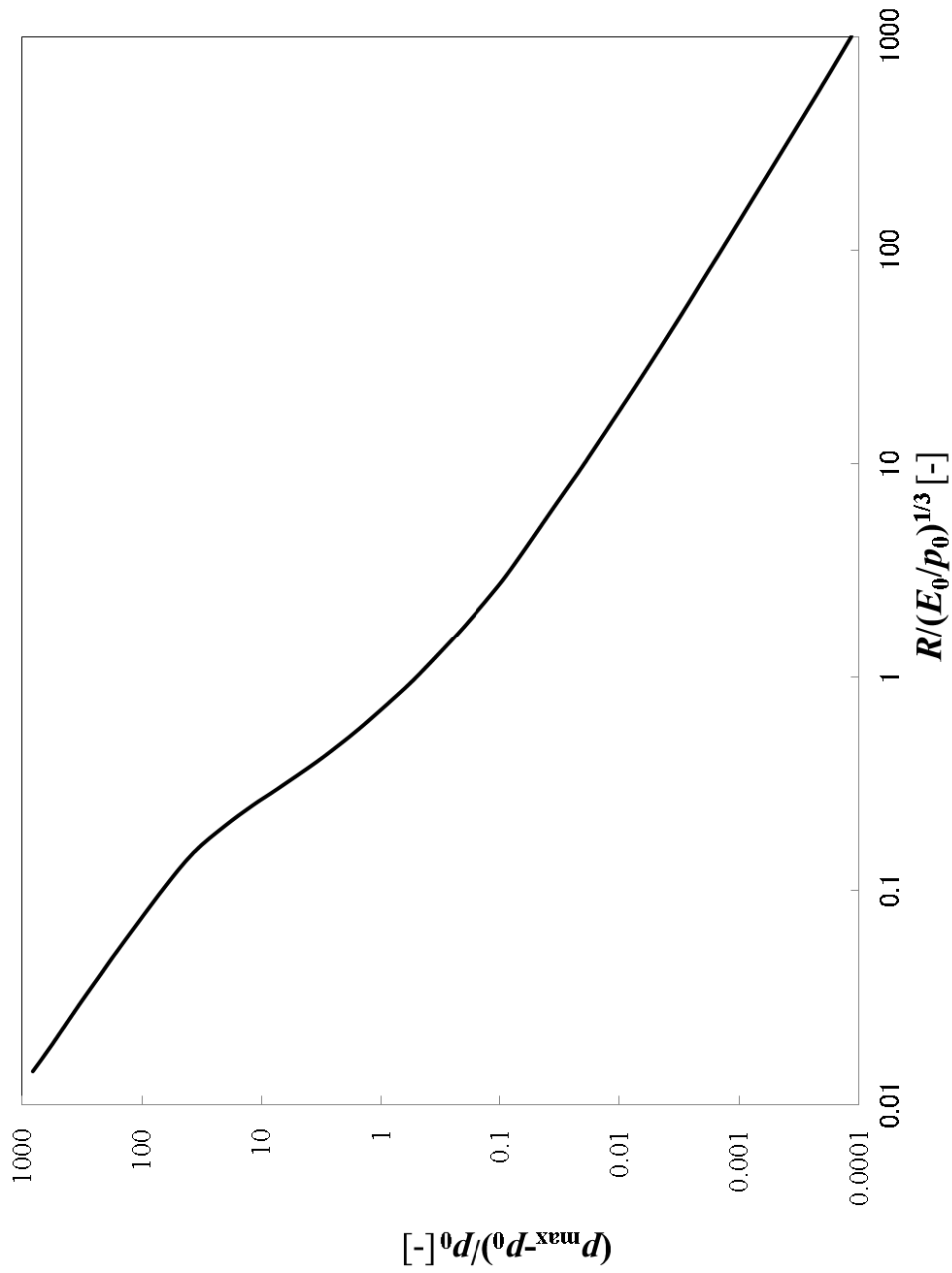


Figure2-1 The blast curve[3].

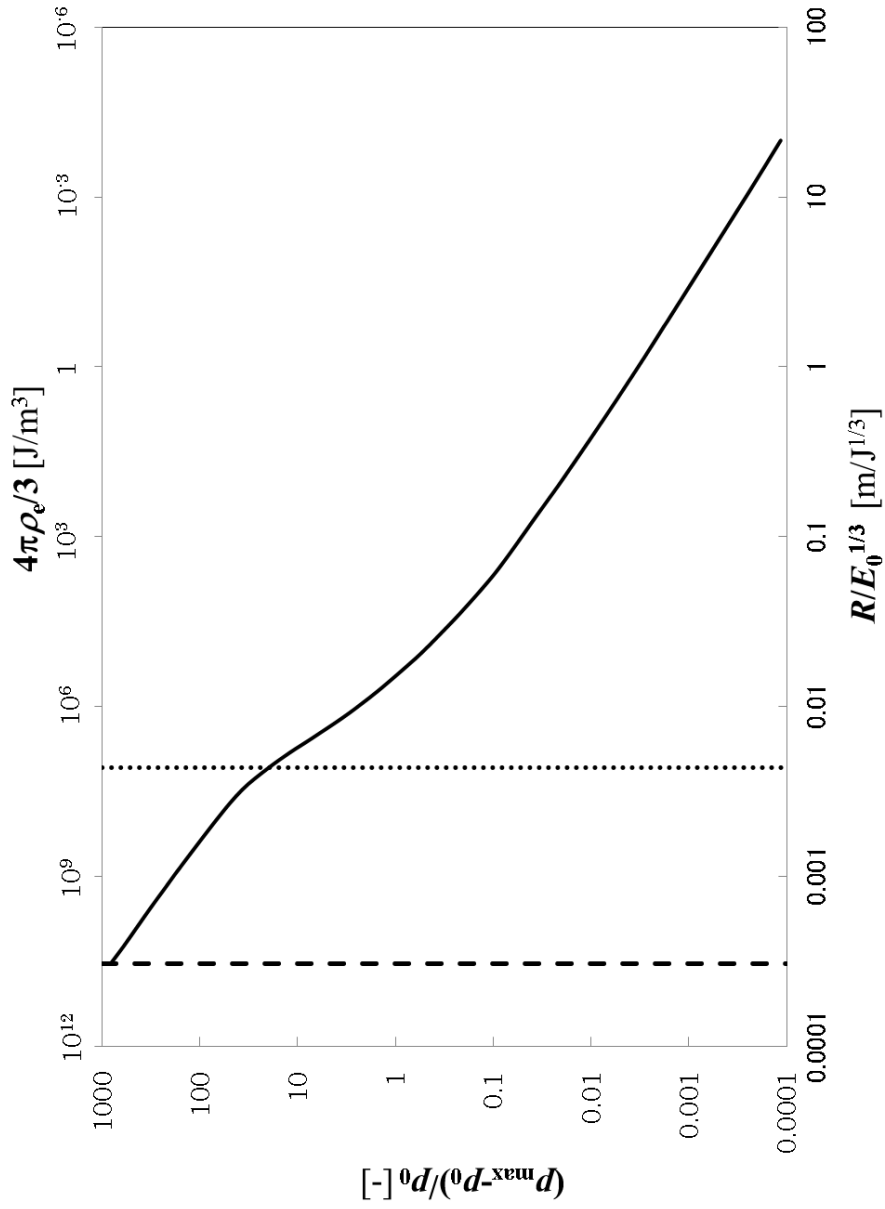


Figure2-2 Modified Blast Curve with energy densities. (pentolite:dashed line and hydrogen-air stoichiometric mixture:dotted line in atmospheric pressure=101.325kPa)

参考文献

- [1] Strehlow, R. A., & Baker, W. E. (1976). The characterization and evaluation of accidental explosions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2(1), 27-60.
- [2] 桜井明, & 新井勉. (1982). 爆風方程式の解の存在. 日本流体力学会誌 「ながれ」, 1(1), 80-90.
- [3] Baker, W.E. *Explosions in Air*. (1973). University of Texas Press.
- [4] 中山良男, 吉田正典, 角舘洋三, 飯田光明, 石川昇, 薄葉州, 青木勝敏, 加藤一茂, 酒井洋. (1989). 超高压起爆法による推進薬の爆発 -2-TNT 換算薬量について. *工業火薬*, 50(2), 88-92.
- [5] 水谷幸夫. (1995). 燃焼工学. 森北出版. 40.
- [6] Guban, K. (1979). Unconfined vapor cloud explosions. *Gulf*. 39.
- [7] 小川勇治, 近藤俊文, & 滝史郎. (1985). 開放空間中での火炎の加速と爆ごうへの遷移の実験. *日本機械学会論文集 B 編*, 51(470), 3421-3425.
- [8] 小川勇治, & 滝史郎. (1989). メタン酸素混合気の開放空間中での火炎爆ごう遷移. *日本機械学会論文集 B 編*, 55(513), 1454-1457.
- [9] 佐藤保和. (2005). 水素の爆燃野外実験, *安全工学*, 44(6) 407-411.
- [10] 中山良男. (2005). 水素爆発を事例研究とした大規模野外爆発実験. *安全工学*, 44(6) 412-420.
- [11] Groethe, M., Merilo, E., Colton, J., Chiba, S., Sato, Y., & Iwabuchi, H. (2007). Large-scale hydrogen deflagrations and detonations. *International Journal of Hydrogen Energy*, 32(13), 2125-2133.
- [12] 大野友則, 藤本 一男, 飯田 光明, 藤掛 一典, 別府 万寿博, 染谷 雄史 (2011). 基礎からの爆発安全工学 構造物の耐爆設計の基礎. 森北出版.
- [13] 火薬学会編. (1999). エネルギー物質ハンドブック. 共立出版. 177.
- [14] Van den Berg, A. C. (1985). The multi-energy method: a framework for vapour cloud explosion blast prediction. *Journal of Hazardous Materials*, 12(1), 1-10.

- [15] Taylor, G. I. (1946). The air wave surrounding an expanding sphere. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and physical sciences, 186(1006), 273-292.
- [16] Strehlow, R. A., Luckritz, R. T., Adamczyk, A. A., & Shimpi, S. A. (1979). The blast wave generated by spherical flames. Combustion and flame, 35, 297-320.
- [17] Wiekema, B. J. (1980). Vapour cloud explosion model. Journal of Hazardous Materials, 3(3), 221-232.
- [18] Baker, Q. A., Tang, M. J., Scheier, E. A., & Silva, G. J. (1996). Vapor cloud explosion analysis. Process Safety Progress, 15(2), 106-109.
- [19] Baker, Q. A., Doolittle, C. M., Fitzgerald, G. A., & Tang, M. J. (1998). Recent developments in the Baker - Strehlow VCE analysis methodology. Process Safety Progress, 17(4), 297-301.
- [20] Tang, M. J., & Baker, Q. A. (1999). A new set of blast curves from vapor cloud explosion. Process Safety Progress, 18(4), 235-239.
- [21] Strehlow, R. A., & Ricker, R. E. (1976). The blast wave from a bursting sphere. Loss Prevention, 10, 115-121.
- [22] Gordon, S., & McBride, B. J. (1996). Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program.
- [23] 田中克己 . (2011). 可燃性気体の燃焼特性 . 産業技術総合研究所 <http://riodb.ibase.aist.go.jp/ChemTherm/aistjan.html> . (2012-01-04).
- [24] 田中克己, 吉田正典, 角館洋三, 飯田光明, 中山良男, 青木勝敏, 石川昇, 藤原修三: TNT の地表爆発における爆風の数值解析, 工業火薬, 47(5), 271-276.
- [25] Frolov, S. M., Basevich, V. Y., Smetanyuk, V. A., Belyaev, A. A., & Paskan, H. J. (2006, September). Oxidation and combustion of fuel-rich N-butane-oxygen mixture in a standard 20-liter explosion vessel. In

- ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics, Egmond aan Zee, The Netherlands, September 5-8, 2006. Delft University of Technology; European Community on Computational Methods in Applied Sciences (ECCOMAS).
- [26] Piomelli, U. (1999). Large-eddy simulation: achievements and challenges. *Progress in Aerospace Sciences*, 35(4), 335-362.
- [27] Tomizuka, T., Kuwana, K., Mogi, T., Dobashi, R., & Koshi, M. (2013). A study of numerical hazard prediction method of gas explosion. *International Journal of Hydrogen Energy*, 38(12), 5176-5180.
- [28] IEC/ EN60079-10:2009 (2009). Explosive atmospheres. Classification of areas. Explosive gas atmospheres
- [29] Caramana, E. J., Shashkov, M. J., & Whalen, P. P. (1998). Formulations of artificial viscosity for multi-dimensional shock wave computations. *Journal of Computational Physics*, 144(1), 70-97.
- [30] Saito, T., & Glass, I. I. (1984). Application of random-choice method to problems in gasdynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 21, 201-247.
- [31] アンシス・ジャパン株式会社, <http://ansys.jp> , (2015-07-17).
- [32] 株式会社シーディー・アダプコ・ジャパン: <http://www.cd-adapco.co.jp/ja/products/star-cd> , (2015-07-17).
- [33] OpenFOAM Foundation: The open source CFD toolbox. <http://www.openfoam.com/> , (2015-07-17).
- [34] DEXCS Official Wiki, <http://dexcs.gifu-nct.ac.jp/pukiwiki/index.php> , (2015-07-17).

第3章 破裂による爆風[1]

3.1 概要

産業災害における爆発は、建屋や設備内での漏洩着火、反応暴走に起因するものが多い。その結果、発生する気体と熱とによって建屋もしくは設備内の圧力が上がり、その圧力が破裂の形で開放されて爆風が形成される。本章では爆風の形成過程が、従来の爆ごうによる爆風と大きく異なるにもかかわらず、図2-1の爆風曲線を適用することの問題点と、それを補う破裂における爆風の評価方法について、数値計算結果から検討する。

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

3.2.1 Random-Choice 法

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つである。Random-Choice 法では、格子点上の各変数の時間発展を、個々の計算格子点間の 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]。

3.2.2 Bursting Sphere の数値計算

本研究では、式(3-1)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。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial R} + 2H_I = 0 \quad (3-1)$$

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

ρ :密度 u :粒子速度 p :圧力 e :内部エネルギー

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ーが、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。図 3-1 に Bursting Sphere の初期状態と破裂直後の圧力分布を示した。すなわち、初期半径 R_0 [m]、内圧 p_1 [Pa]、密度 ρ_1 [kg/m³]の均一な球形容器内部と雰囲気圧力 p_0 [Pa]、雰囲気密度 ρ_0 [kg/m³]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 1000 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、許容できる時間内で計算を終えられる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付近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。延長した計算領域は未だ爆風の影響を受けていない領域であるため、初期の周囲条件をそのまま適用した。図 3-2 は計算格子の延長についての概念図である。図 3-2 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。

また、単純な破裂に加えて、容器内の爆燃を模した計算も行った。容器内の爆燃を模した計算では、火炎伝播に伴い圧力波が容器内を何度も往復し、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とを仮定して、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** の問題として扱った。図 3-3 に模式図を示した。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。

全ての計算で、圧縮した気相、未燃予混合気、周囲雰囲気との比熱比は全て 1.4 とし、極座標 1 次元系について行った。

3.3 結果と考察

3.3.1 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、25 °C の空気の球から、1 気圧、25 °C 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 10000 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図 3-4(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 50000 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。

さらに、図 3-4 に **Bursting Sphere** の初期半径を 1 m に変更して、2 m 10000 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 m 100000 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、図 3-4 中(a)と(c)との比較によって(a)の計算格子のサイズには余裕があることが、(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よいことが分かる。図中の各グラフは区別できないほど近接しているため、表 3-1 にいくつかの点での値を整理して示した。

3.3.2 Sachs のスケール則

本項では、(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 10000 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。図 3-5 に、計算過程で記録された圧力の最大値を p_{\max} とし、爆発のエネルギーを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ーの差[5]を採用した Sachs の特性長

$$R_{SS} = \left(\frac{(p_1 - p_0)V_0}{(\gamma_1 - 1)p_0} \right)^{1/3} \quad (3-2)$$

を適用した計算結果を示した。図には文献[6]にある爆薬の爆風曲線も一緒に示した。ここで γ_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、爆ごうを伴う爆発の爆風曲線に漸近していく。逆に初期圧が低くなればなるほど理想的な爆ごうを伴う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) 家屋等の破損状況から、距離－爆風過圧の関係を得る。
 - 2) 図 3-5 を用いて、爆発特性長 R_{SS} を計算する。
 - 3) 爆発特性長から、エネルギーを計算して、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ー値を評価すれば、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ー全てが爆風へ関与しなかったと考えて、TNT 収率等を用いて説明されてきた。

3.3.3 Rankine-Hugoniot スケール

前項の結果は、内部エネルギー以外の、例えば断熱膨張による外部仕事等のエネルギー評価を用いても、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(3-2)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[7](3-3)(3-4)が、理論上曲率に依存せずに成立する[8]。文献[4]ではヘリウムの Bursting Sphere に適用した例が紹介されている。 γ は比熱比、 c 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(3-3)(3-4)から得られる破裂直後の衝撃波圧 p_2 を用いた式(3-5)で定義される爆発の特性長を新たに導入する。

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma_0 M^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \left[1 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_0 + 1} \frac{c_0}{c_1} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right]^{\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \quad (3-3)$$

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{2\gamma_0 M^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \quad (3-4)$$

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

式(3-5)は、衝撃波過圧を従来どお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。

図 3-6 は、図 3-5 と同じデータに新たな特性長として式(3-5)を利用したものである。図 3-6 の各条件における爆風の減衰曲線は、長距離側で若干剥離するが、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、図 3-6 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。図 3-6 には、初期圧 1.1 気圧の結果から最小二乗法を用いて R に反比例するとして比例定数を有効数字一桁で表した結果得られた式 (3-6) のグラフも同時に示した。

$$\frac{P_{\max} - P_0}{P_0} = 0.6 \frac{R_{RH}}{R} \quad (3-6)$$

3.3.4 爆発を模擬した計算

表 3-2 に計算された初期条件を示した。図 3-7 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。図 3-6 と同様に式 (3-6) で表したグラフも示してあるが、図 3-6 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。

3.3.5 特性長間の比較

Sachs のスケール則の特性長と Rankine-Hugoniot の特性長を直接比較したものが図 3-8 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 20 °C 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 のスケール則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。

3.3.6 爆燃での水素爆発における破裂の影響範囲予測

破裂では、いつ容器破壊が起きるかが重要な要素であり、内圧上昇がごく小さい値で破壊した場合、無限に小さな圧力波を想定することができ、したがっ

て、破裂における最小の影響範囲は初期半径と等しいと考えられる。逆に爆燃を想定した場合で最も強い爆風を与えるのは、定容燃焼がほぼ完全に終了した状態で、ちょうど容器が破壊される場合である。定容燃焼の諸特性は断熱平衡計算[9]によって計算することができ、その物性から空気への衝撃波を計算できる。温度 25 °C、大気圧 101.325 kPa で当量比 1 の場合で、破裂直後の衝撃波圧は 516 kPa になる。したがって式(3-5)から Rankine-Hugoniot の特性長と初期半径は $R_0/R_{RH}=(4\pi/3 \times (516/101.325-1))^{1/3}=0.388$ が得られる。式(3-6)から爆風過圧がガラス窓を破壊するとされる 1kPa とする初期圧の 0.01 倍になるのは、換算距離 60 の時なのでこの場合、初期半径の 155 倍の距離が被害を受ける影響範囲である。前章と同様に地面効果として 2 の立方根倍すれば、初期半径の 195 倍の距離が被害を受ける影響範囲になる。これは、単純に爆ごうを伴う爆発として爆風曲線を利用した前章の結果 129 よりも大きい値となっているが、試みに爆ごうを仮定して断熱平衡計算により同様に透過衝撃波を計算すると、破裂直後の衝撃波圧は 1.472 MPa となり、先ほどと同様に計算すれば $R_0/R_{RH}=(4\pi/3 \times (1472/101.325-1))^{1/3}=0.260$ となり、地面効果を考えない場合で初期半径の 230 倍、考えた場合で 290 倍の影響範囲になる。本来は前章の結果の 129 倍と先の 290 倍は、当量比 1 の水素空気混合気の爆ごうによる爆風を見積もったものであることから一致すべき値であるが、破裂直後の衝撃波圧が高い場合には爆風圧力は図 3-6 に見られるように式(3-6)よりも速く減衰するため過大に見積もったものだと考えられる。

最後に最も影響範囲が大きい場合を想定してみる。水素が風船内を準静的に定圧燃焼して膨張しきったところで、風船が破れ爆ごうに転移するような場合である。定圧燃焼についても断熱平衡計算が可能であり、膨張比 6.97 を得ることができる。膨張比から初期半径は 1.91 倍に膨らんだのち、先に計算した爆ごうによる爆風が発生するものとすれば、初期半径の $1.91 \times 290=555$ 倍の影響範囲が得られる。この計算では爆ごうの発生時のオーバードライブや、爆ごうへの転移面での反射衝撃波などを一切考慮しておらず、先の議論と同様に減衰を過少に見積もっている。

3.4 まとめ

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 のスケール則が成り立たず、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。したがって、爆風被害の予測や爆発災害の調査において、建屋などの混合気を滞留させた構造物の耐圧が、断熱定容燃焼で考えられる圧力よりも低い場合は、少なくとも爆発初期の破裂現象について、構造物の耐圧から得られる爆風を見積もる必要がある。

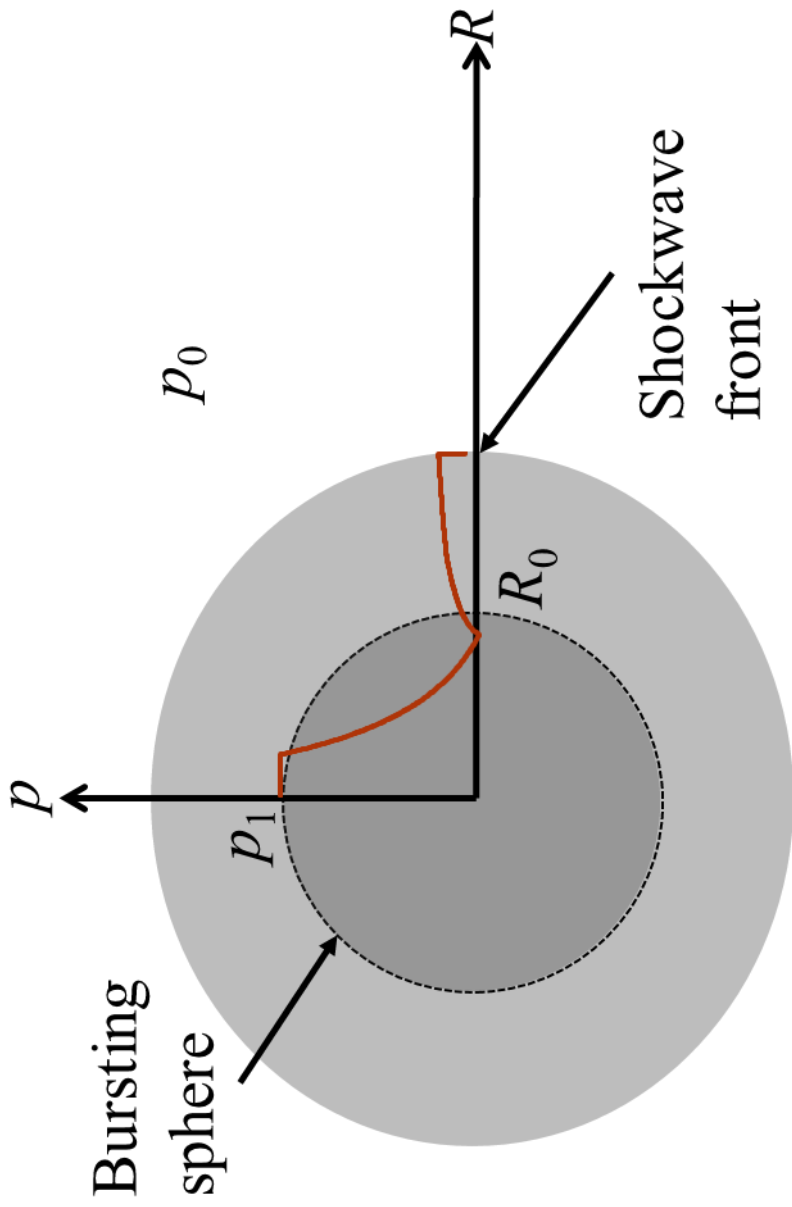


Figure3-1 A schematic diagram of the bursting sphere. Initially, high pressure gas (dark gray area) was filled in a fragile sphere (dotted line). After the fragile sphere burst, the pressure wave (light gray area) was developed into the ambient space. The brown solid line shows a typical pressure profile after burst in distance ($=R$) and pressure ($=p$) axis.

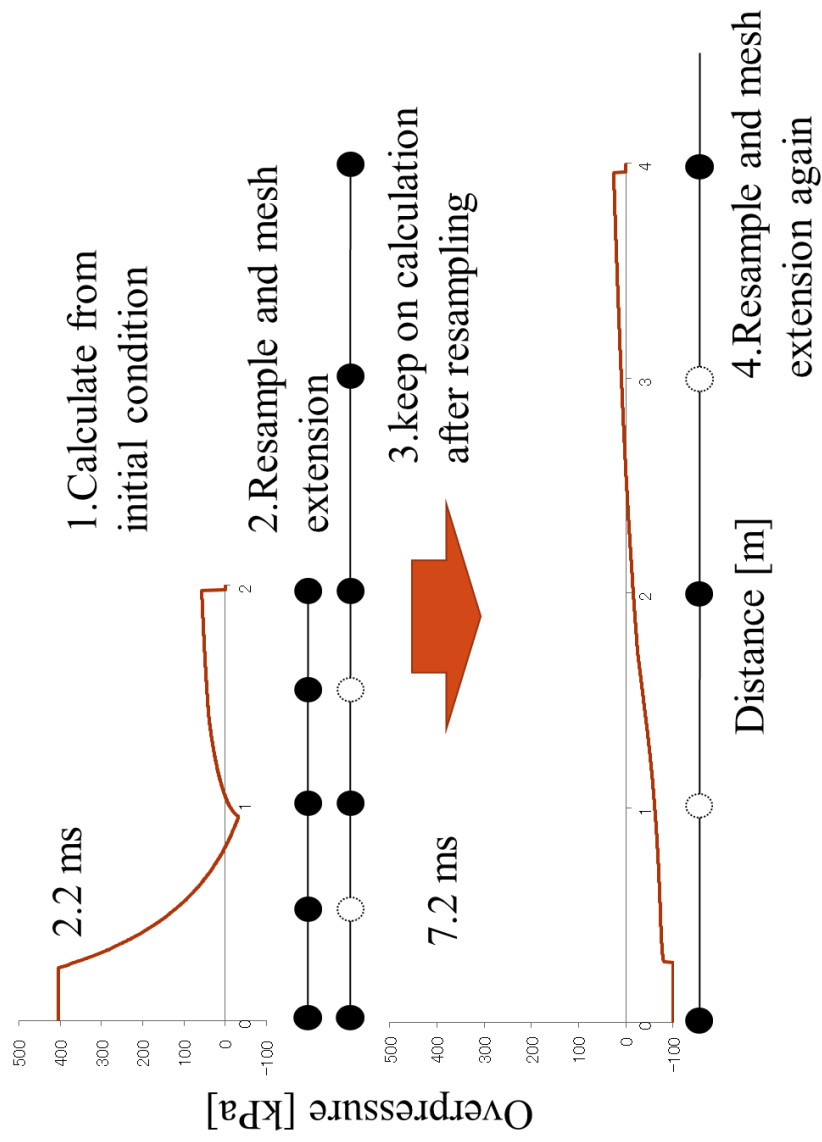


Figure 3-2 A conceptual diagram of the calculation with mesh elongation. In the upper diagram, the mesh size with 0.5 was employed for detailed calculation. In the lower diagram, the points at 3 and 4 were introduced and the points at 0.5 and 1.5 were omitted for further calculation.

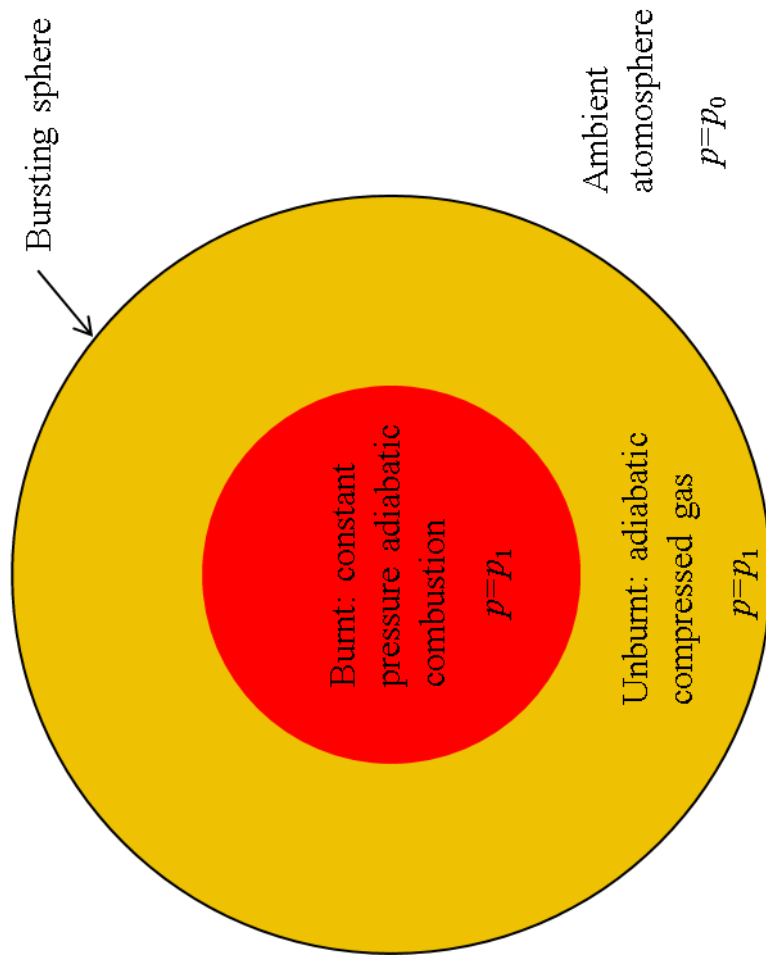


Figure3-3 Schematic diagram of an initial condition for the bursting sphere with combustion.

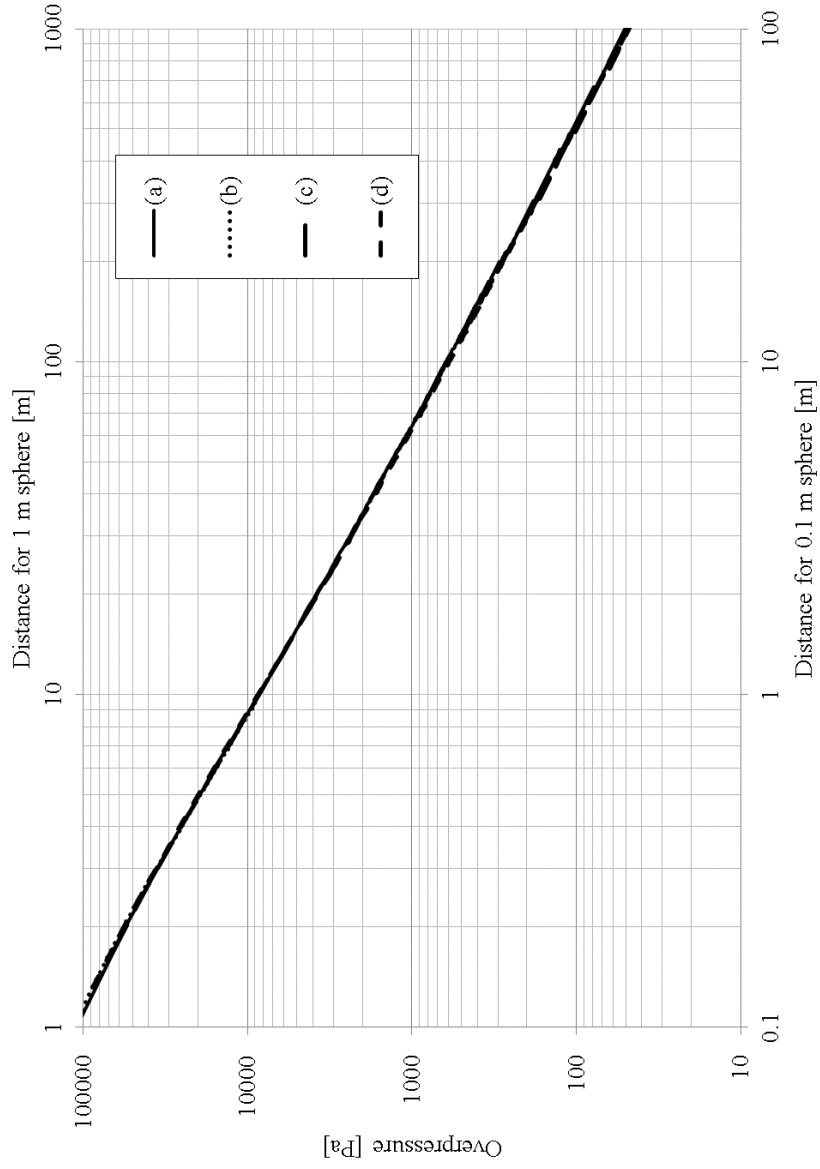


Figure3-4 The calculated blast records with various initial radii(= R_0) and mesh sizes(= d). (a) $r_0=0.1\text{m}$, d was varied from 0.02 mm to 20.48 mm for the elongation. (b) $R_0=0.1\text{m}$, $d = 0.02$ mm. (c) $R_0=1\text{m}$, d was varied from 0.2 mm to 204.8 mm for the elongation. (d) $R_0=1\text{m}$, d was varied from 0.02 mm to 20.48 mm for the elongation.

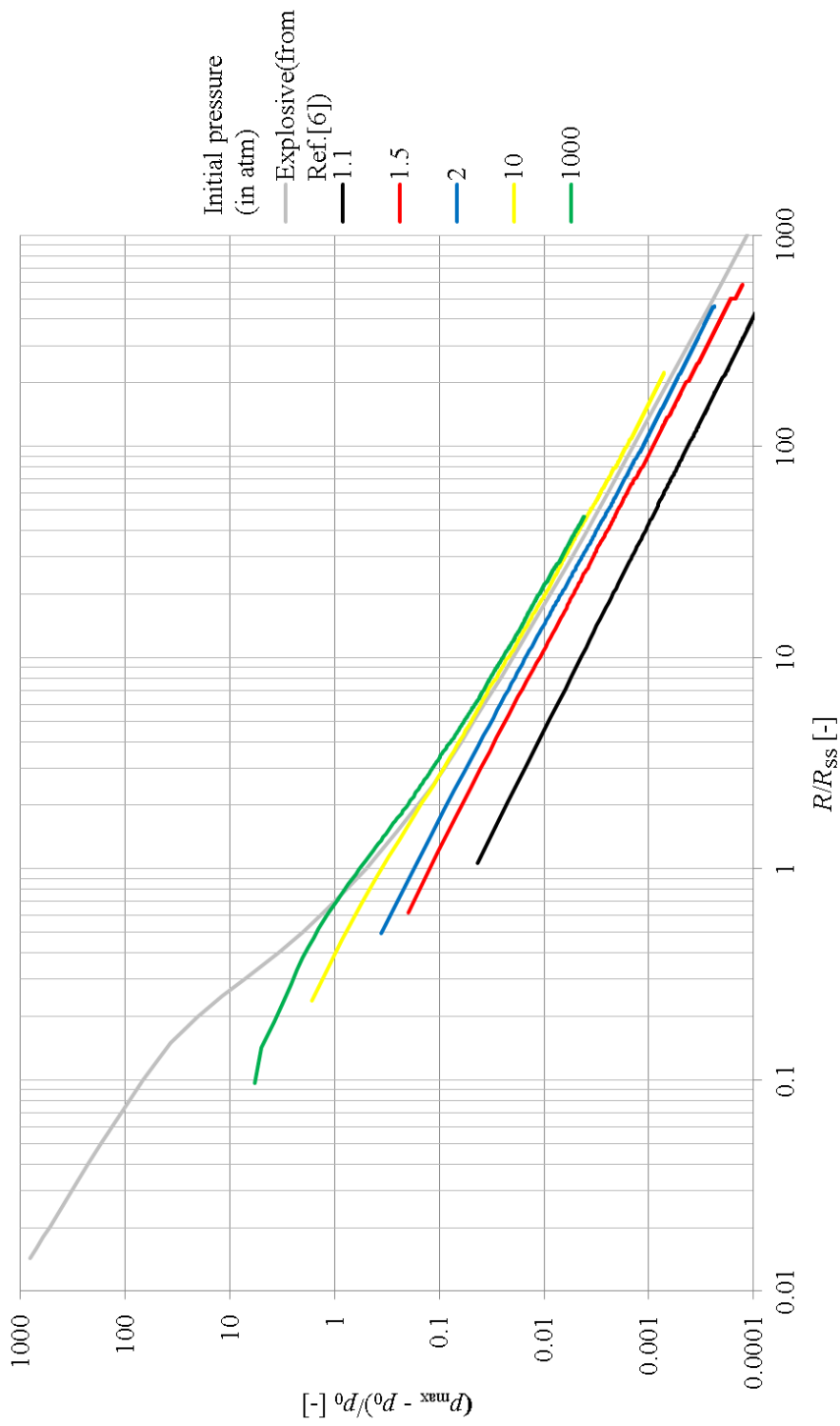


Figure 3-5 Sachs' scaled blast pressure records.

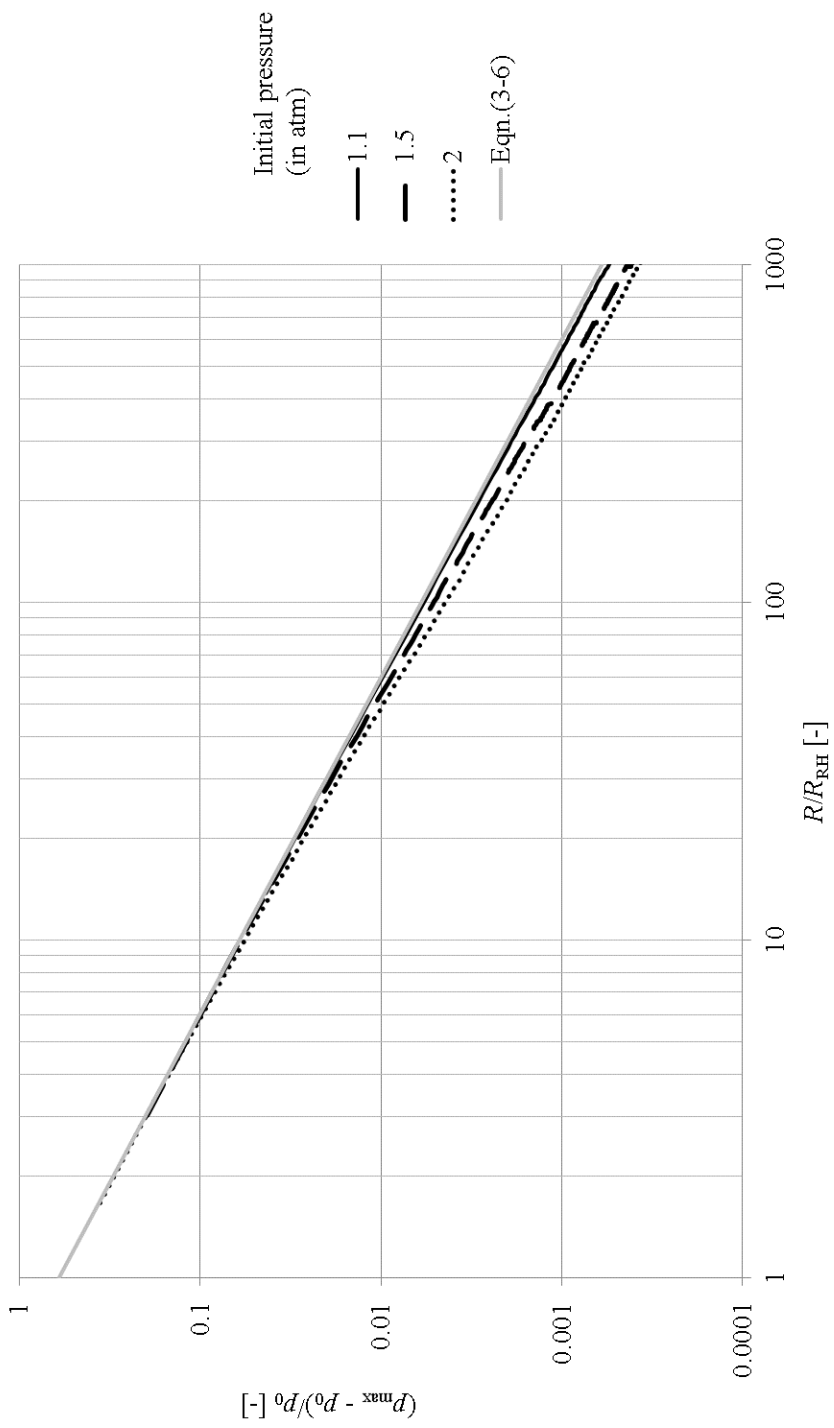


Figure 3-6 Rankine-Hugoniot scaled blast pressure records.

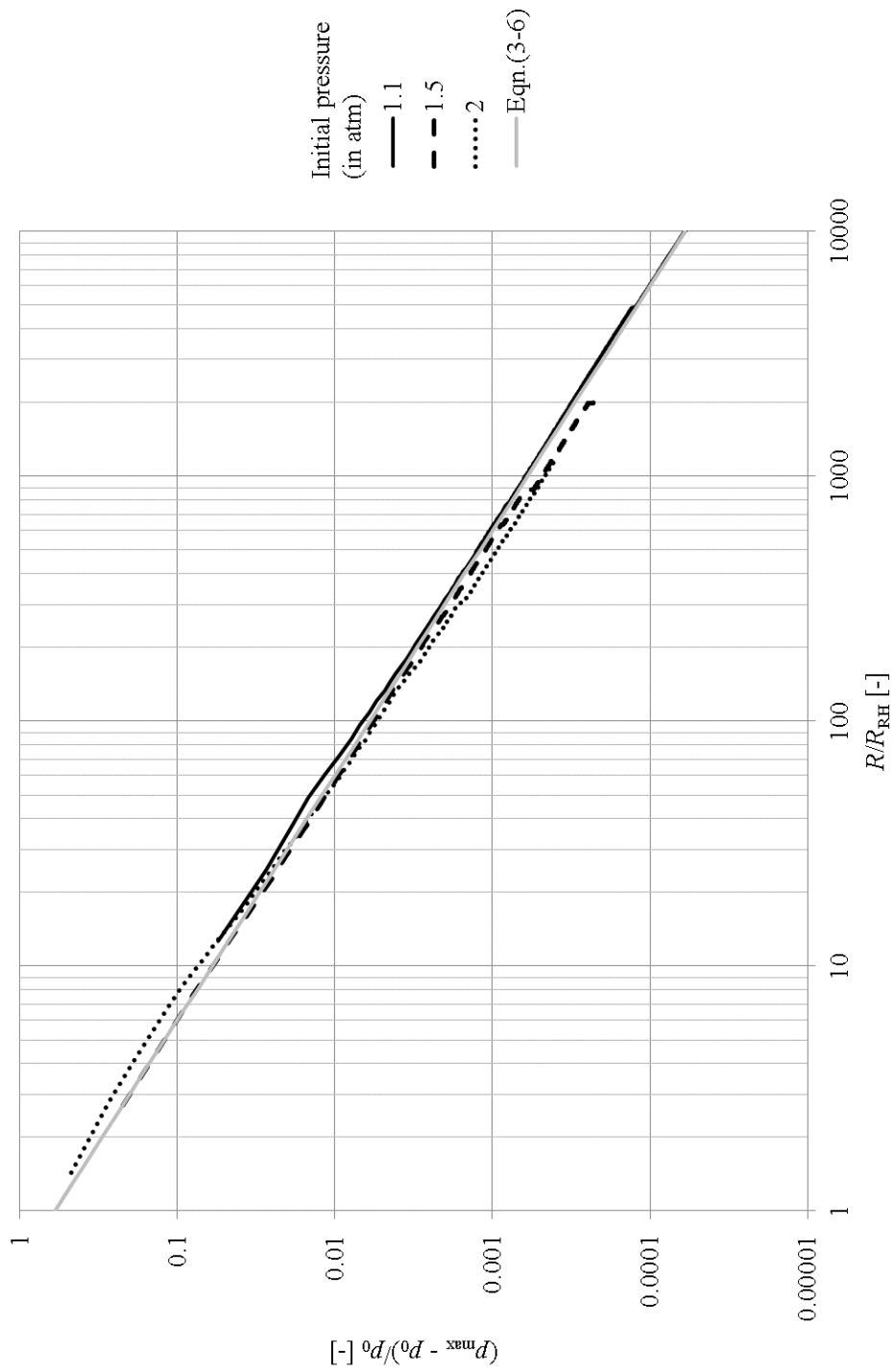


Figure 3-7 The calculated blast from the early stage of hydrogen-air mixture explosions.

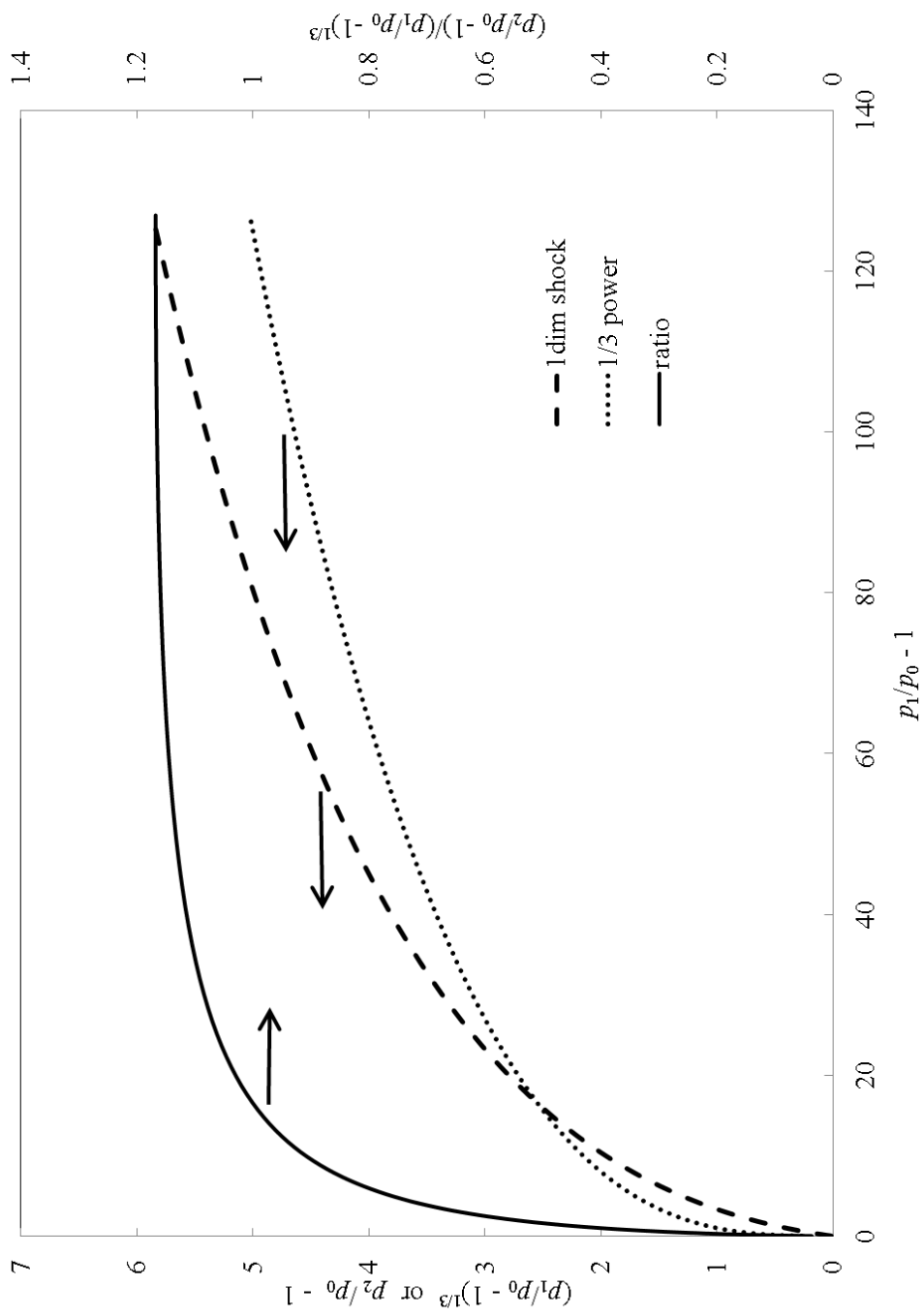


Figure3-8 Comparison between Sachs' scale(=1/3 power) and Rankine-Hugoniot scale(=1 dim shock).

Table3-1 Blast pressure records. (a)~(d) are same in the Fig.3-4.

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

Table3-2 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

参考文献

- [1] 大塚輝人, 齋藤務, 吉川典彦. (2014). 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 53(5). 310-316.
- [2] Glimm, J. (1965). Solutions in the large for nonlinear hyperbolic systems of equations. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 18(4), 697-715.
- [3] Chorin, A. J. (1976). Random choice solution of hyperbolic systems. *Journal of Computational Physics*, 22(4), 517-533.
- [4] Saito, T., & Glass, I. I. (1984). Application of random-choice method to problems in gasdynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 21, 201-247.
- [5] Strehlow, R. A., & Ricker, R. E. (1976). The blast wave from a bursting sphere. *Loss Prevention*, 10, 115-121.
- [6] Baker, W.E. *Explosions in Air*. (1973). University of Texas Press. 156.
- [7] 生井武文, & 松尾泰. (1983). 衝撃波の力学. コロナ社.
- [8] Doering, W., and G. Burkhardt, 1949. Contributions to the Theory of Detonation, TR No. F-TS-1 227-1 A, Wright-Patterson AFB, Ohio.
- [9] Gordon, S., & McBride, B. J. (1996). Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program.

第4章 開放空間における爆燃による爆風[1]–[4]

4.1 概要

爆発災害が発生する際、破裂が起きた後には、未燃で残った物質が大気中に開放されてそこを燃焼が伝播して爆風を発生させることが多い。爆燃の場合には、火炎の伝播速度が音速を超えないため、火炎の前方に広い圧力波の領域を作る。定常伝播火炎に関しては、その圧力の分布は Taylor[5]による数値解や Strehlow[6]によるモデルによって示すことができる。それらの結果は、エネルギーに加えて、火炎の伝播速度が重要な要因となることを示しており、爆風過圧力に影響を与える点が爆ごうによる爆風とは異なる。実際の爆発事故の調査においては、火炎伝播速度の情報を得ることが極めて困難であるため、スケール則に基づく爆燃事故の定量評価は、爆ごうの場合と比べて正確さが劣る[7]。

本章では、爆風圧力測定に加えて、高速度ビデオカメラの画像を用いて火炎伝播を観察し、水素–空気混合気を充填した 0.15 m^3 と 1.4 m^3 の風船の爆燃実験を行いその結果を爆燃の伝播速度を考慮した爆風曲線について適用し、実験規模への依存について考察する。

4.2 実験装置と測定システム[1]–[4]

図 4-1 に爆燃実験装置の概略を示す。装置はステンレス製の円筒で、市販の大型ゴム風船を上部に取り付け、ホースバンドで固定できるようになっている。図中(a)、(b)は、それぞれ、縦直径約 1.5 m (1.4 m^3)、および縦直径約 0.65 m (0.15 m^3) の風船を取り付けるための実験装置である。 1.4 m^3 の実験の場合、ボンベから供給される水素及び空気は、高圧大流量用のレギュレータバルブ(千代田精機、GS-140 型)によって減圧され、マスフローコントローラ (Brooks Instruments、Model 5853S) で流量を調整後、混合用チャンバ、電磁バルブを経て装置上面に設けられた供給孔から風船内に充填される。一方、 0.15 m^3 の場合には、大流量での充填を要しないため、圧力容器内で水素と空気を予混合したものを供給した。いずれの場合も、火炎の可視化のため、モル分率で 0.1% 程度

のアセチレンを混合気中に含ませた。風船内に充填した混合気は、混合気中心位置までの長さのロッドの先端部に設けたスパークギャップによって火花点火される。混合気の点火を確実にを行うため、コンデンサバンク（8 kV、5000 pF、放電エネルギー 160 mJ）を点火のエネルギー供給源として用いた。

開放空間における水素－空気予混合気の爆燃規模を定量評価するために、高速度画像撮影に加え、発生する爆風圧と爆発音の大きさを同時にモニタリングした。図 4-2 に測定システムの概略を示す。半開放条件においては手動で、完全開放条件では電動のカッターナイフによってゴム風船が破膜されたことを He-Ne レーザと光センサによって検知してパルスディレイジェネレータ（Stanford Research Systems、Model DG535）を起動し TTL 信号を発生させた。その TTL 信号によってコンデンサバンクを駆動して火花点火を行うとともに、高速度デジタルビデオカメラ（Photron、Fastcam-APX RS）による画像撮影、及びオシロスコープ（横河電機、DL750）による圧力センサ（Ch1～Ch4:Kistler 4045A2, Ch5,6:PCB 113A24, Ch7,8:PCB M106B50, Ch9: PCB 137A23）からの信号の取り込みを開始する。高電圧から測定装置を保護するため、二段の電磁リレー経由で駆動しているので、測定開始からスパークが起こるまでの間に 10～20 ms 程度の不均一な遅れがある。完全開放実験で、風船膜は破れ始めてから、おおむね球面を保ちながら縮み、1.4 m³ の場合、数十 ms で縮みきる。レーザの経路は風船のほぼ中央を通り水平に設けてあるため、上述の着火遅れによって、風船の破膜過程の終了とほぼ同時に着火される。したがって、火炎伝播に対して、破膜時に誘起される乱れ以外に風船膜自体が影響を及ぼすことはない。

圧力センサの取り付け位置は全実験条件で混合気を中心高さとした。火炎からの熱対策のため、文献[8]によって検討されているものと同様なステンレス製の円盤形マウントの中心部にアタッチメントを介してセンサを取り付けた。圧力センサは微小孔を介して爆風圧を検知する。気体の充填のための電磁バルブの開閉、破膜操作、及び点火は、爆心から 30 m 離れた地点ですべて遠隔操作によって行った。圧力センサの設置距離と種類は表 4-1 のとおりである。

また、爆発音の最大音圧レベルは、同じく爆心から 30 m 離れた地点 (0.15 m³ の条件では 15 m : 画像撮影も同様) に設置した騒音計 (小野測器、積分型精密騒音計 LA-1250) によって Flat 特性で測定した。

画像撮影の際のフレームレートは 3000 fps で一定とし、有効画素数 1024×1024 ピクセル、1024 階調 (10 bit) のグレースケール画像を取得する。オシロスコープには、取り込みデータ長の 10 % 程度のプレトリガをかけ、爆風圧の立ち上がりを実確にとらえられるようにした。オシロスコープのサンプリング周波数は、10 kHz、20 kHz、及び 50 kHz に適宜切り替えて測定した。

実験は (独) 宇宙航空研究開発機構の能代多目的実験場で実施した。

4.3 半開放条件における爆風[1]

4.3.1 高速度時系列画像及び爆風圧測定結果

実験条件をまとめて表 4-2 に示す。表中には参考のために、水素-空気混合気の層流燃焼速度 S_L [9]も合わせて示した。爆燃過程の時系列画像例を図 4-3 に、各圧力センサによって測定された爆風過圧力の時間履歴を図 4-4 に示す。それぞれ、充填当量比 $\phi = 1.0$ 、1.8、及び 3.0 について示しており、図中に表示されている時刻はトリガがかけられた時刻からの経過時間である。いずれの条件でも、爆心から風船内部を伝播した火炎がゴム膜に到達して膜を破り、大気中へと開放される様子が分かる。1.4 m³ の条件では、Test No.5 のように、破膜時に風船が風等の影響によって若干傾いてしまう場合もあったが、異なる方向で測定した圧力データを比較したところ、本実験では観測された圧力値にそれ程大きな差は認められなかった。しかし、厳密には圧力測定の際の誤差要因になり得る。圧力波形は、図 4-4 に示すように、いずれの条件でも、正圧のピークの後に負圧のピークをもつ典型的な爆風圧曲線である。爆心からの距離によりピーク値が減衰する様子が分かる。また、ピーク値は、充填当量比により異なっている。

破膜時、量論以下の濃度では内部の水素はほぼ消費されているが、量論より濃い条件では球状火炎の内部に余剰水素があると考えられる。水素濃度が大きくなると火炎が広がった後に下方から空気を巻き込みながら上昇するファイアボールが形成された。これは、球状火炎内部に残存する余剰水素が上昇しなが

ら周囲空気を巻き込んで燃焼することによる。例えば、図 4-3 中、Test No.10 の 75 ms 後の火炎は、その後は図 4-5 に示したような上昇するファイアボールとしてしばらく空間中に存在した。ただし、図 4-3 と図 4-4 の対比から分かるように、本実験の場合、ファイアボールの形成時刻が爆風過圧力の観測されている時刻に比べてかなり遅いため、ファイアボールは爆風過圧力の発生に寄与していないと考えられる。

爆風過圧力と充填混合気濃度の関連性について検討するために、各濃度条件における最大爆風過圧力の減衰特性を図 4-6 に示す。多少のばらつきはあるものの、爆風圧は距離にほぼ逆比例して減衰する。0.15 m³、1.4 m³いずれの体積でも、 $\phi = 0.7$ (No.1, 6)と $\phi = 3.0$ (No.5, 10)の条件で圧力が低く、 $\phi = 1.0 \sim 2.0$ の条件で高い爆風過圧力が測定されている。 $\phi = 1.0$ (No.2, 2', 7)は、充填した水素と空気中の酸素が理論上過不足なく反応できる条件であり、熱発生量が最も大きくなるため爆風過圧力が大きくなると考えられる。 $\phi = 0.7$ や $\phi = 3.0$ では、破膜までに燃焼する水素の量が少ないため圧力は小さい。燃焼した水素量のみ注目すれば、破膜するまでに燃焼した量が少ないほど爆風過圧力は低いことになるが、 $\phi = 1.0$ より燃焼水素量が少ないはずの $\phi = 1.8$ (No.3', 8)や $\phi = 2.0$ (No.4, 9)の条件で高い圧力が測定されている。この要因としては、水素が $\phi = 1.8$ 付近で燃焼速度の最大値をもつ[9][10]ことがあげられる。すなわち、風船内部で火炎が高速で伝播したことに起因する圧力上昇の影響が大きかったと考えられる。このことから、爆燃に関与した水素量だけではなく、火炎伝播速度や燃焼速度も爆風圧に重要な因子であることが確認できる。なお、爆風過圧力が小さかった前述の $\phi = 0.7$ と $\phi = 3.0$ の条件は燃焼速度も小さい濃度条件である。また、図 4-7 に示す騒音計の爆発音圧レベルは、125~135 dB のレンジであり、爆風過圧力の大きい $\phi = 1.0$ 、1.8、2.0 の条件が大きな値を示している。

4.3.2 Tang-Baker 爆風曲線による等価火炎伝播速度評価

規模の異なる爆発現象において観測された爆風過圧力やインパルスを系の特性値で無次元化して、相似則（スケール則）が成り立つかを調べることで

きる。スケール則が成立すれば、例えば、同じスケール換算距離における爆風過圧力は等しくなる[11]。

測定された爆風過圧力に対して、スケール則の適用を試みる。スケール則は複数提案されているが[11]、本研究では、爆風圧の解析によく用いられる Sachs のスケール則を用いて、最大爆風過圧力及び正圧インパルスが無次元化する。最大爆風過圧力($p_{\max} - p_0$) [Pa]、正圧インパルス I [Pa·s]は式(4-1)、(4-2)のように無次元化される[11] [12]。

$$\bar{P} = \frac{p_{\max} - p_0}{p_0} \quad (4-1)$$

$$\bar{I} = \frac{I c_0}{E_0^{1/3} p_0^{2/3}} \quad (4-2)$$

ここで、 p_0 は大気圧 (= 101325 Pa)、 c_0 は周囲環境の音速 (≈ 343 m/s)、 E_0 [J]は爆燃によって開放されるエネルギー (241.8 kJ/mol[13]) である。式(4-3)に示すように、実距離 R は爆発の特性長(E_0/p_0)^{1/3} で無次元される。

$$\bar{R} = \frac{R}{(E_0/p_0)^{1/3}} \quad (4-3)$$

また、正圧インパルス I は、正の爆風過圧力が測定される時刻 $t_1 \sim t_2$ 間の過圧力の時間積分であり、式(4-4)で定義される。

$$I = \int_{t_1}^{t_2} (p - p_0) dt \quad (4-4)$$

エネルギー量 E の算出に対しては、充填水素全量での見積もりと、前項で検討したように破膜までに燃焼したと考えられる水素量に対する見積もりの二通りを試みた。最大爆風過圧力の結果を図 4-8(a),(b)に、インパルスを図 4-8(c),(b)に示す。図中には、Tang と Baker が解析した固定座標系に相対的な火炎マッハ

数 $M_f = 0.2$ 及び 0.35 の爆風の減衰曲線[12]の概形も示した。図中(a)と(b)、(c)と(d)の比較から分かるように、充填混合気濃度が量論及び希薄の場合、エネルギー量の見積もりは両者で同じになるために同一の点となる。一方、 E を破膜までの燃焼量とする場合、過濃の条件では同じ爆風過圧力とインパルスに対して水素量を少なく見積もるので、換算距離が大きくなり、爆風被害が大きくなる側へこれらを評価することになる。しかし、いずれのエネルギー量の見積もりにおいても、 0.15 m^3 及び 1.4 m^3 の結果はともに、ほぼ $M_f = 0.2$ 及び 0.35 の間とその近傍にあり、爆燃規模としては、Tang と Baker が解析したこの速度レンジにある伝播火炎によるものと同等の爆発威力を有するものであったことを示す。ただし、 0.15 m^3 の条件の無次元爆風過圧力 (No.6~10) は、燃焼速度が高い $\phi = 1.8$ や 2.0 においても、全体的にやや小さな値である。原因としては、混合気体積が小さく、風船内部で火炎が十分に加速できなかったためと考えられる。

4.3.3 爆燃実験規模に関する考察

本実験の結果を、これまでに本実験の数倍から数千倍の規模で行われた類似の実験における結果[14]~[21]と比較する。文献から得た最大爆風過圧力の値を、充填水素量によって算出したスケール換算距離を横軸にとってプロットし、図 4-9 に示す。図 4-8 の本実験の結果との比較を容易にするために、Tang と Baker の $M_f = 0.2$ 及び 0.35 の爆風の減衰曲線[12]を示してある。これらの実験における混合気の初期形状は直方体又は近似的に半球状であり、球状混合気を用いた本実験の結果との比較のためには開放エネルギー量を 2 倍程度と見積もらなければならないとされる[22]。そこで、式(4-3)における E の値を、実際に充填した水素全量から計算される低発熱量及びその 2 倍の値としたものをそれぞれ図 4-9(a)、(b)に示した。エネルギー量の見積もりを 2 倍にする場合、式(4-3)よりスケール換算距離はおよそ $2^{-1/3} \approx 0.79$ 倍になるため、図 4-9(b)に示したように、各実験点はスケール換算距離が小さくなる方向、すなわち水平方向に左へシフトしている。

図 4-9 からわかるように、 5.2 m^3 から 2094 m^3 の規模で行われた各実験の無

次元爆風過圧力は、Tang と Baker の $M_f=0.2$ 及び 0.35 の爆風の減衰曲線[12] 付近にある。これを図 4-8(a)と比較すると、本実験の規模で得られた結果とほぼ同じ範囲であり、スケール則の適用のもとでは類似の傾向が得られている。したがって、本研究で行ったスケール程度の爆燃実験でも、開放空間を想定した爆発被害予測が行えると考えられる。

4.4 完全開放条件における爆風[2]–[4]

4.4.1 差分画像相関法

本研究では高速度デジタルビデオカメラの撮影画像から火炎伝播速度を求めるために、差分画像相関法を用いた。図 4-10 はその概略を示しており、以下はその説明である。

実験において取得した高速度デジタルビデオカメラの画像には、実験装置自体や、野外実験であるために背景などが入る。画像内において、移動している火炎の像以外は不要なデータであり、火炎伝播速度を求めるためには大きな障害となる。そこで、任意の時間間隔(Δt_s)を持った高速度デジタルビデオカメラの二枚の画像間で輝度の引き算を行って、 Δt_s の間に移動したもののみが現れる差分画像 (図 4-10 中の **Brightness subtracted image**) を作成した。直近の画像同士の差分を取ることで、火炎エッジの移動のみを抽出できるだけでなく、光の加減の変化、カメラ感度の安定性、風などによる反射光の揺らぎなどの影響を抑えることができる。

次に、別の時間差(Δt_a)を隔てて得られた二つの差分画像(A, B)について、時間の早い方の差分画像 A から火炎のエッジ付近を含む部分画像(a)を選び出した上で、a と B との相互相関関数を計算し、B の上で a と最も似通った火炎位置 (相関値 0.8 以上) を算出した。この時得られる画像の移動量 Δr を相関に利用した時間差 Δt_a で除すことで、火炎伝播速度を得ることができる。時間間隔 Δt_s は移動する火炎が見える最小値に、 Δt_a は移動量 Δr が 10 ピクセル程度となるように調整した。相互相関関数をガウス関数で近似することで 1 ピクセル以下の移動量を決定しているため、有効数字 2 桁以上で伝播速度を得ることができた。本手法では、最初の火炎エッジ付近の位置決定に恣意性が残るが、

後は全てが自動的に決定される。

4.4.2 二値化画像法との比較

図 4-11 は、 0.15 m^3 、当量比 1.0 の実験における破膜の検出から 26 ms の時点での高速度ビデオカメラの画像と、そこから 0.333 ms の時間間隔で作成した差分画像とを並べて示したものである。差分画像では、破裂して飛んで行く風船膜の切れ端と伝播している火炎のみが抽出されている。このことから、差分画像が、移動する火炎のみを適切に検出していることが確認できる。

火炎伝播速度を測定する場合に、画像輝度にしきい値を設けて火炎の移動を追跡する方法が使われることがある。しかし、しきい値を設ける方法では、図 4-11 のように元の画像、差分画像の両者ともに火炎の各位置で輝度が大きく異なっている場合、火炎の位置毎にしきい値を適切に変更する必要がある。我々の実験で観測された火炎は、乱流火炎となる場合がほとんどであり、統一のしきい値を設けることは困難であった。また、伝播に伴って火炎がその形状を変える場合には、ある時刻における火炎位置が次の時刻にどの位置に移動したかについての判断は、何らかの評価基準を設けない限り、客観性を欠くものになる。一方、差分画像相関法では最大相関値を示す部分を追跡するため、変化が時間に対して滑らかであれば、そのような問題は起こらない。また、画像の輝度が各部分で異なっていたとしても、相互相関関数はその部分画像の輝度自身には大きく依存することはないので問題とはならない。ただし、相関法によって得られた速度は、部分画像全体に対して平均化された速度となることには注意が必要であり、本研究では、各部分画像全体の平均移動速度をさらに 4 つ程度の部分画像について平均をとって火炎伝播速度を算出している。

図 4-12 は、二値化画像法と差分画像相関法による処理を比較したものである。図には、火炎エッジ付近の輝度が画像内の位置によらず、一定に近かった当量比 1.0、 1.4 m^3 の条件で得られた画像を示した。図中、画像(a)、(b)は、火炎面積を計算するため二値化処理をしたもの、(c)は差分画像、(d)は原画像である。図の画像では 1024 階調での画像輝度値を 4 で割って 256 階調に換算した輝度スケールで、輝度 50-150 においてその画素数が一定値となったため、(a)

は 50 のしきい値を設け、輝度の高い火炎の部分を白で示した画像であり、(b) は同じく輝度 150 のしきい値を設けたものである。(a)と(b)を比較すると、同じ二値化処理でも、しきい値の違いから火炎面積の評価自体に大きな違いが生じていることが分かる。適切なしきい値を設けるために、ガンマ補正に代表されるように、画像の濃淡を調整する輝度補正を用いることが考えられる。しかし、輝度補正は、輝度の順列を損なわないように、単調増加関数を用いて輝度を補正する手法である。したがって、二値化処理の前に輝度補正を行ったとしても、しきい値を同じ単調増加関数によって変換することで、二値化した画像は結果的に同じものとなる。結果として輝度補正自体の効果は失われるため、しきい値の適切な選択という問題を解決できない。それに対して、差分画像(c)では、輝度の大きさの変化のみを抽出したものであるため、移動する火炎エッジ付近の領域に相当する部分が強調され、より鮮明に火炎伝播を捕らえることができる。

図 4-13 は、各々の手法によって得られた火炎伝播速度を比較したものである。火炎面積を用いる手法では、面積を π で割り平方根を取ることで等価円半径を求め、ある時刻における半径とその前後の時刻における半径の計 3 点を直線近似することで火炎伝播速度を計算した。図中の凡例に示したしきい値は、図 4-12 と同じく 256 階調換算での値を示している。一方、図 4-13 中の差分画像相関法で得られた伝播速度は、0.667 ms の時間間隔で差分をとり、4 か所の火炎エッジ付近領域を捕捉して、1 ms の時間間隔で画像相関処理を行った際に得られた速度値の平均値、すなわち、4 方向の伝播速度を平均した値の時間変化である。

火炎発光が実験装置などに反射した光が画像内に入り込む場合、反射光と火炎との区別は難しいため、反射光の影響が見られない時刻に限って比較している。火炎が球形であり、観測される火炎発光が光路の積分値であるため、半径が大きくなるにつれて、火炎エッジ領域付近での半径方向の輝度勾配は大きくなる。したがって、高いしきい値を利用した場合、面積の増加速度は過剰に見積もられることとなり、図 4-13 の結果からもそれが見てとれる。図 4-13 によれば、火炎エッジ領域付近における画像輝度の位置依存性が低い場合において

は、しきい値を適切に選ぶことで、面積による手法でも差分画像相関法と同等の伝播速度を与えるようにも見える。しかし、適用条件が限定されることや、得られた値が適切な値であるかどうかの評価が難しいという問題が生じている。

4.4.3 差分画像相関法による結果

図 4-14 に、 0.15 m^3 において最大の火炎伝播速度を示した当量比 2.0 の圧力履歴と火炎伝播速度履歴を示す。破膜自体の影響、破膜装置や風船の支持台の存在等によって、火炎伝播は等方的にはならない。しかし、ほぼ同距離に設置した Ch4 と Ch7 の圧力データの比較からも分かるように、圧力波の方向依存性は小さいと考えられる。火炎伝播によって形成された圧力は、音速で全ての方向に伝わるため、火炎伝播の不均一性が緩和されたものと考えられる。全ての実験において、図 4-14 の例のように、火炎伝播速度はピークを持ち、伝播履歴の中に明確な加速期と減速期が存在する。また、火炎伝播速度の最大値は、火炎が最大到達距離のほぼ $2/3$ 程度の位置にあるときに観測されており、火炎伝播速度が最大となった直後に最大過圧力が観測されている。

本報の爆燃実験の条件と結果を表 4-3 にまとめた。表中の火炎伝播速度は、前項で述べたように、4 か所程度の火炎エッジ付近領域を差分画像相関法によって追跡して得た伝播火炎速度の平均値を示している。各実験において記録された最大の火炎伝播速度は、膨張率を考慮して計算すると、層流燃焼速度[9]の数倍に対応する燃焼速度となる。水素の当量比間で比較すると、最も速い火炎伝播速度を与えたのは、 1.4 m^3 では初期当量比 3.0、 0.15 m^3 では 2.0 であり、最大層流燃焼速度を与える 1.8 よりも濃く、その最大速度は 100 m/s （火炎伝播マッハ数約 0.3）程度である。半開放条件での実験では、火炎伝播マッハ数 0.35 で示される Tang-Baker の爆風曲線程度の過圧力を与えたことから考えると若干低めの伝播速度であった。破膜せずに着火した場合、火炎面が破膜を引き起こすため、火炎面の直近で混合気を強く乱すことで伝播速度が若干大きくなったものと考えられる。

図 4-15 は 1.4 m^3 における 1.0 での結果から、火炎エッジの平均位置と、各圧力センサが最大過圧を示した時刻を各々の圧力センサの位置に従ってプロッ

トしたものである。図には、7つのセンサから得られた7点を直線で近似した線と、最大火炎伝播速度を示した点から火炎伝播を維持した場合の位置を示す直線も示した。圧力センサから得られた最大過圧力の伝播速度は約 330 m/s を示し、ほぼ音速に等しい。また、最大過圧力の伝播を示す直線と火炎エッジの位置との交点は、最大火炎伝播速度を示す点に等しくなった。このことから、最大過圧力は、最大火炎伝播速度を与えている火炎エッジから発せられた圧力波であることが分かる。

混合気組成・風船初期体積等の測定条件と、圧力測定・火炎伝播速度の測定結果を表 4-3 にまとめた。図 4-16 は、高速度ビデオカメラによる観察結果とその画像の解析から得られた火炎伝播速度を観測された圧力波形とともに示した一例である。記録は破膜の検知をもって時刻 0 としており、No.5 は破膜から 21.6 ms 経過後に着火した場合の実験結果である。この爆風には、衝撃波による急峻な圧力上昇をもたず、圧縮波過圧部分の後方に負圧部分を伴う波形を示す。図 4-16 には最大火炎伝播速度を示した 50.0 ms、圧力センサが負圧を示し始めた 58.7 ms、その中間の 54.3 ms と 58.7 ms から等間隔に後の 63.0 ms 時点での高速度デジタルビデオカメラの映像も同時に示した。58.7 ms から 63 ms にかけて火炎が上部へ伸長する現象が見られるが、この部分の火炎伝播は始めの正圧の発生には寄与していないことが分かる。

4.4.4 Strehlow モデルによる解析

4.4.3 項で示したとおり、最大過圧は最大火炎伝播速度を示す時点で発生しているため、火炎伝播速度が過圧の発生に大きく寄与していると考えられる。そこで以下では三次元球面定常火炎伝播が誘起する圧力波について検証し、スケール則を導くためのパラメータを検討する。

Strehlow によれば、三次元球面定常火炎伝播が誘起する圧力波は、以下の式で表される。

$$p - p_0 = \frac{2p_0\gamma_0 M_p^3}{1 - M_p^2} \left(\frac{c_0 t}{R} - 1 \right) \quad (4-5)$$

$$M_p = \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^{1/3} M_f \quad (4-6)$$

ここで、 p は爆風の圧力、 p_0 は周囲圧力、 γ_0 は周囲気体の比熱比、 c_0 は周囲気体の音速、 R は中心からの距離、 t は時間、 M_f は火炎伝播速度を周囲気体の音速で除したマッハ数であり、 β は燃焼前後の密度比、すなわち膨張率である。

このモデルは、火炎面が周囲気体を押している状況を、火炎面背後に仮想した球状膨張ピストン表面に押されるとして、ポテンシャル流近似解として得られた[5]。 M_p は球状膨張ピストン表面のマッハ数である。このモデルにおける圧力波は、音速で伝わる爆風の先頭と火炎面の間で形成され、圧力分布は火炎面の直前で最大値をとる。最大過圧力は以下の式(4-7)で与えられる。

$$p_{\max} - p_0 = \frac{2p_0\gamma_0\left(1 - \frac{1}{\beta}\right)M_f^3}{1 - \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^{2/3}M_f^2} \left(\frac{1}{M_f} - 1\right) \quad (4-7)$$

式(4-7)は $M_f \ll 1$ の時、分母 ≈ 1 、後ろの括弧内 $\approx 1/M_f$ となるため M_f^2 に比例する。このモデルから計算される圧力履歴の一例を図 4-17 に示す。このモデルでは定常火炎伝播を想定しているため、直線的に圧力が上昇しており、また火炎面が到着するまで圧力上昇を続けるが、実験では着火点から 2.49 m の位置に火炎が到着することはない。火炎伝播が減速した場合の圧力の振る舞いについては、Strehlow のモデルでは記述されていない。

実験で得られた最大過圧と火炎伝播速度の関係をみるために、横軸に最大火炎伝播速度、縦軸に 2.49 m における最大過圧を取り実験結果をプロットしたものを図 4-18 に示した。図から明らかに火炎伝播速度が大きい時、形成される過圧の最大値も大きくなることが分かる。Strehlow のモデルと実験とを比較するために、図 4-18 には $\beta = 6$, $\gamma_0 = 1.4$, $p_0 = 101 \text{ kPa}$ から計算される式(4-7)の値を実線で示した。実験値では実験毎に膨張率と火炎面から最大過圧が発生する位置が異なる。最大過圧の位置が火炎面から離脱を開始すると、同時に最大

加圧の値も減少し始めるので、式(4-7)による計算値と比較するには注意が必要である。そこで膨張率の変動が無視でき、各規模の実験において圧力波の減衰が定数倍であると仮定して、実験結果に合うよう調整した定数を式(4-7)の右辺にかけた結果も図 4-18 に示した。速度変動する火炎に対しても式(4-7)を用いた評価が適用できることが分かる。

式(4-5)からはある一定の距離における圧力の時間履歴も計算できる。そのため、インパルスに相当する積分を解析的に行うことができる。距離 R に音速 c_0 で圧力波が到達してから、火炎面が到着するまでの時間について積分すると、

$$I = \int_{\frac{R}{M_f c_0}}^{\frac{R}{c_0}} \frac{2p_0 \gamma_0 M_p^3}{1 - M_p^2} \left(\frac{c_0 t}{R} - 1 \right) dt = \frac{p_0 \gamma_0 \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) M_f^3}{1 - \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^{2/3} M_f^2} \frac{R}{c_0} \left(\frac{1}{M_f} - 1 \right)^2 \quad (4-8)$$

となる。

Strehlow のモデルは、定常伝播火炎に関するものである。ただし、文献[6]の最後に示されているとおり、火炎伝播が加速した場合の数値計算の結果においては、最大火炎伝播速度が主に過圧に影響するとされている。また、図 4-18 からも、最大火炎伝播速度のマッハ数 M_m に依存することが分かっている。そこで、速度によるスケールパラメータとして以下の二つの無次元量を提案する。

$$f(M_m) = \frac{2\gamma_0 \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) M_m^3}{1 - \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^{2/3} M_m^2} \left(\frac{1}{M_m} - 1 \right) \quad (4-9)$$

$$g(M_m) = \frac{\gamma_0 \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) M_m^3}{1 - \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^{2/3} M_m^2} \left(\frac{1}{M_m} - 1 \right)^2 \quad (4-10)$$

式(4-9)、(4-10)は各々最大過圧とインパルスに対するスケールパラメータである。

距離に関しては、気体の爆燃に適した形として膨張率と燃焼後の比熱比の変化を考慮に入れた、下記の式で示される Strehlow のモデルを採用する[6]。

$$R_{ST}^3 = V_0 \left(\frac{\gamma'}{\gamma'-1} \beta - \frac{\gamma_0}{\gamma_0-1} \right) \quad (4-11)$$

ここで、 γ_0, γ' は各々未燃ガスと既燃ガスの比熱比、 V_0 は初期ガスの充填体積である。 γ_0 は常温における二原子分子なので 1.4 とし、 γ' は定圧燃焼の断熱計算による値を用いた。上記の R_0 は、燃焼による球状火炎面の広がりの特徴づける特性長であり、単純なエネルギーに比べて火炎面が外側の気体を押す状況をより捉えられる。

4.4.5 Sachs のスケール則[11]の不適合性

図 4-19 は実験結果を通常爆風解析で用いられる Sachs のスケールパラメータによってプロットしたものである。Sachs のスケール則では、爆発圧力を周囲圧力によって、また、距離を式(4-12)に示す周囲圧力 P_0 とエネルギー E から計算される特性長 R'_0 によって除して無次元化したものである。

$$R_{SS} = \sqrt[3]{E_0 / p_0} \quad (4-12)$$

距離のスケールに用いるエネルギー E は、混合気の初期状態から定められる量であり、爆燃時の正味エネルギー開放量を考慮していない。過濃混合気条件では、余剰水素の発熱は爆風伝播に比べて遅い現象であるため、風船に充填された水素量ではなく、充填空気（酸素）量による制限から計算された値を用い、余剰水素の発熱量による影響をエネルギー E の計算から排除した。実際の実験では、爆燃時における未燃混合気から周囲へ、及び周囲空気の既燃ガスへの拡散と混合によって、水素の燃焼量が増大することは明らかである。各実験において、距離が短ければ強い圧力波が記録されることが分かるが、全体を通して見るとプロットは大きく分散しており、統一的な結論を下すことは難しい。余剰水素を考慮したエネルギー E_0 を用いて、特性長 R_{SS} を計算しても、分散している傾

向は変わらない。

4.4.6 火炎伝播速度を用いたスケール則

ここまでに記述したパラメータ β 、 γ' 、 V_0 、 R_{ST} 、 R_{SS} 、 M_m の値を、表 4-3 に示した実験 No.1~10 に対応して、表 4-4 に示す。図 4-20 に速度スケールを行った最大過圧と距離との関係を示した。図 4-19 と図 4-20 の比較によって速度によるスケールが有効であることが分かる。速度によるスケールから、火炎面の届かない位置において、無次元距離に対する無次元最大過圧の減衰曲線の式が得られた。

$$(p_{\max} - p_0) / p_0 / f(M_m) = A(R_{ST} / R)^{0.73} \quad (4-13)$$

ここで、 $A=0.31$ である。距離に関する指数 0.73 は実験によって得られた経験的な値である。ここで提唱するスケール則で用いる式(4-9)では、式(4-7)同様に、 M_m が小さい時には M_m^2 に比例する特性をもつ。文献[23]では、流体力学的不安定性による乱流火炎の伝播挙動を理論的にモデル化して、燃焼速度の 8/3 乗、初期半径の 5/3 乗、観測距離の -1 乗に比例するスケール則を得ているが、同様に整理すれば式(4-9)(4-11)(4-13)から、伝播速度が小さいところで 2 乗に、初期半径の 0.73 乗に、観測距離に -0.73 乗に比例するモデルとなっている。著者らによる破膜なしの実験における高速度デジタルビデオカメラの連続写真図 4-3 に見られるように、火炎は風船が破れた瞬間に大きく乱れ、輝度が急激に上がる。この輝度の変化は燃焼速度の増加に起因するものである。式(4-9)によるスケールでは、実測した火炎伝播速度を用いて、破膜による乱れが火炎伝播に与える影響も取り入れている

図 4-21 に速度によるスケールを行った正圧インパルスと距離との関係を示した。図 4-21 のプロットでは 1.4 m^3 及び 0.15 m^3 のいずれの大きさの実験においても、当量比が 0.7、1.0 の拡散によって破膜直後から希薄側の混合気となる条件と 1.8、2.0、3.0 の燃料過濃条件の二組に分かれた形になっている。プロットが希薄側と過濃側で分かれていることから、拡散の影響が考えられる。拡散と混合により濃度が増加したことによって燃焼速度が変わることに関して

は、火炎伝播速度によるスケールで折り込み済みである。以下では火炎の伝播を 1)着火から最大火炎伝播速度を記録するまで、2)最大火炎伝播速度を記録してから減速し火炎面前方に負圧が発生するまで、3)負圧が発生して以降と大きく3つに分けて考察する。ただし、2)と3)との境界は火炎の減速度に強く依存するため、明確に切り分けることは困難であるが、通常火炎面が混合気の端まで伝播した時とほぼ同時と考えられる。図 4-16 において時間帯の例を示せば、1)は 21.6 ms から、50 ms まで、2)は 50 ms から約 58 ms まで、3)はそれ以降が各々に相当する。風船を割ってから元の混合気と周囲空気との接触面は、拡散によって徐々にぼやけていくが、その影響は主に 2)の時間帯に現れる。したがって 1)の時間帯の最後の挙動に影響を受ける最大過圧は拡散の影響を受けにくい、インパルスの計算には 2)の時間帯に発生する圧力波を含むため、拡散の影響を強く受ける。また、初期過濃混合の実験では、3)の時間帯に火炎自体への周囲空気の拡散、及び対流による周囲空気と火炎との混合によって余剰水素が燃焼するが、時間的に見ても爆風にはほとんど影響を与えない。さらに、2)の時間帯の火炎伝播は、今回提案したインパルスに関するスケールパラメータには入っていないことから、拡散の影響が、図 4-20 よりも図 4-21 で顕著に現れたものと考えられる。この点を補正するためには、実験値でのインパルスの計算を、モデルに合わせて最大過圧を与えるまでとする方法が考えられる。しかし、爆風被害を予測する観点から爆風を受ける材料の粘弾性について考える時、インパルスは材料の粘性に対する変位に対応する指標として解釈でき、その変位は最大過圧を記録後も正圧である限り増す。したがって、実験の結果を被害予測に利用するにはインパルスの評価は始めの正圧部分全体について積分を取らなければならない。

No.5 の実験における火炎面について $x - t$ 線図を図 4-22 に示した。火炎面の位置、膨張率及び初期体積から計算された初期半径を用いて、拡散がない場合の混合気と周囲空気との接触面の位置を計算したものを図中に点線で示した。拡散がないと仮定すると火炎面と接触面は 1.27 m で交わる。さらに、接触面から内外両側への拡散の影響範囲を概念的に図示した。この図から、1)の時間帯には拡散の影響が少なく最大過圧へは拡散の影響が少ないこと、2)の時間帯

では火炎が拡散の影響範囲下を主に伝播しインパルスの計算にはこの時間帯の圧力波が含まれること、3)の時間帯には負圧が発生するため以降の燃焼による圧力波への影響がほとんどないことを説明できる。

さらに、2)の時間帯における拡散について、当量比 1.0 以下の希薄側では、拡散と混合によって火炎自体の膨張率は減少するが、周囲気体側に拡散していった水素によって火炎の到達距離は伸びるため、相反する効果によって実際の特長は両者のバランスによって決定される。それに対し過濃側では、拡散と混合によって膨張率が大きくなり、到達距離も伸びる。その結果、拡散と混合を考慮せずに初期条件から特長を算出した場合、過濃側では必ず過小評価することになる。図 4-21 で特長は、インパルス自体と距離の両方のスケールに関わり、その過小評価によってプロットは右上方向へずれると考えられ、実際、希薄側に比較して過濃側のプロットは右上方向に離れている。プロットから 0.7、1.0 の燃料希薄条件と 1.8、2.0、3.0 の燃料過濃条件の各々について、過圧と同様に火炎面の届かない位置において無次元化したインパルスの無次元距離に対する以下の減衰曲線が得られた。

$$I c_0 / (p_0 R_{ST} g(M_m)) = B(R_{ST} / R)^C \quad (4-14)$$

B は希薄側で 0.11、過濃側で 0.24 であり、 C は希薄側で 0.66、過濃側で 0.67 である。

4.5 開放空間爆燃による水素爆発における影響範囲予測の例

半開放条件と開放条件の結果得られた爆風の評価法から、近隣家屋の一般的な窓ガラスが破壊される爆風圧力として 1 kPa を目安として水素の爆発を評価してみる。4.3 節、4.4 節で見てきたとおり、水素の爆発の場合火炎伝播速度の影響で当量比が 1.0 よりも大きい混合気で爆風圧力は最大を迎える。当量比 2.0、火炎伝播のマッハ数 0.35 を想定すると、半開放条件では図 4-8 の実験結果から換算距離 10 のところで、常圧に対して爆風圧力 1kPa 程度を記録する。したがって、水素の燃焼熱 241.8 kJ/mol から当量比 2(空气中水素濃度 45.6 vol%)の

エネルギー密度は大気圧 101.325 kPa 25°Cで $0.456 \times 101325 \times 241.8 / 8.31 / 298.15 = 4.51 \text{ MJ/m}^3$ であるため、Sachs のスケール則から $R/(2 \times 4.51 \times 4\pi R_0^3/3/0.101325)^{1/3} = 10$ を得る。ここでは地面効果として 2 倍[22]を入れており、図 4-8(b)に相当する評価をしているため、 $R/R_0 = 10 \times (2 \times 4.51 \times 4\pi/3/0.101325)^{1/3} = 72$ となり、初期半径の 72 倍の位置で家屋被害が発生すると考えられる。

一方完全開放条件の結果からは、 $\gamma_0 = 1.4$ として CEA による断熱平衡計算の結果から $\beta = 6.12$ 、 $\gamma = 1.25$ が得られるため、式(4-9)から $f(0.35) = 2 \times 1.4 \times (1 - 1/6.12) \times 0.35^3 / (1 - (1 - 1/6.12)^{2/3} \times 0.35^2) \times (1/0.35 - 1) = 0.209$ が得られ、式(4-11)と式(4-13)から $0.01/0.209 = 0.31 \times ((4\pi R_0^3/3 \times (1.25/(1.25 - 1) \times 6.12 - 1.4/(1.4 - 1)))^{1/3}/R)^{0.73}$ となるので、 $R/R_0 = 63$ を得る。

半開放条件と完全開放条件との比較結果からは、半開放条件の方が 15 %ほど長い距離として、被害を大きく見積もる結果となった。これは、半開放実験では風船のゴム膜の破裂が遅く拡散が少ない可能性がありかつ一度風船内に圧力を保持したのちの爆風であること、また、風船が割れることによって増速する可能性と火炎伝播速度のマッハ数 0.35 での見積もりが図 4-8 のとおり上限であることから説明できる。

以上の見積もりは、観測された最大の爆風を与える条件下での見積もりである。したがって、より濃い水素濃度の混合気が拡散して薄まりゆくような場合、初期半径が大きくなることに相当するため、注意が必要である。そのような場合でも、水素の場合であれば浮力により上部方向への対流発生の影響のほうが大きく、敷地の広さ方向へ初期半径が大きくなる影響は少ないと考えられ、被害が大きくなるようなことは発生しにくい。

4.6 まとめ

市販の大型ゴム風船を用いた水素－空気混合気の野外爆燃実験を行い、以下の主要な知見を得た。

半開放実験からは以下のとおりである。

(1)量論及び層流燃焼速度が最大値をとる混合気濃度（水素モル分率 30 %およ

び 43 %付近) では、ともに爆風過圧力、インパルス、及び騒音レベルが大きくなる。

(2)スケール則が適用できることが確認できた。すなわち、本研究の実験規模でも爆発被害予測が可能であり、比較的小規模でも効率的な開放空間での爆発被害予測が可能となる実験手法を確立できた。

(3) 水素爆燃による爆風は、参考文献に見られる爆風をすべて比較しても Tang-Baker の解析結果の火炎伝播速度マッハ数 0.35 の爆風曲線を超えない。

完全開放実験については以下のとおりである。

(1)差分画像相関法によって、火炎伝播速度を恣意性の少ない手法で、精度良く求めることができる。

(2)0.15 m³、1.4 m³の両者において、ほぼ 100 m/s の最大火炎伝播速度が観測された。火炎の膨張率を考慮して計算した燃焼速度は、層流燃焼速度に比べて数倍の燃焼速度に相当する。

(3)最大過圧力は最大火炎伝播速度を与える火炎エッジによって生成され、そこから発せられた圧力波は音速で伝播する。

(4)爆燃によって形成される最大過圧は、100 m/s 以下の火炎伝播速度領域では火炎伝播のマッハ数の二次関数として振る舞う。

(5)Strehlow のモデルから得られた火炎伝播速度に依存するスケールパラメータを導入することで、最大過圧については、混合気の初期体積や当量比などの実験条件に依存しない距離の 0.73 乗に比例定数 0.31 で反比例する単一の爆風曲線を得た。

(6)過濃側で特性長を過小評価している可能性があるため、過濃側混合気への爆風曲線の適用には注意が必要である。

(7)インパルスについては、スケールされた距離の約 0.67 乗に反比例する爆風曲線を得た。ただし、その比例定数は最大火炎伝播速度を記録した後の火炎の挙動に影響を受けているため、実験によって得られた 0.11 から 0.24 の間であると考えられる。

また、二つの実験をとおして、最も過酷と思われる混合器条件下で、爆風過圧が雰囲気圧力の 0.01 倍になるのは、混合器初期半径の半開放条件で 72 倍、完

全開放条件で 63 倍という結果が得られた。

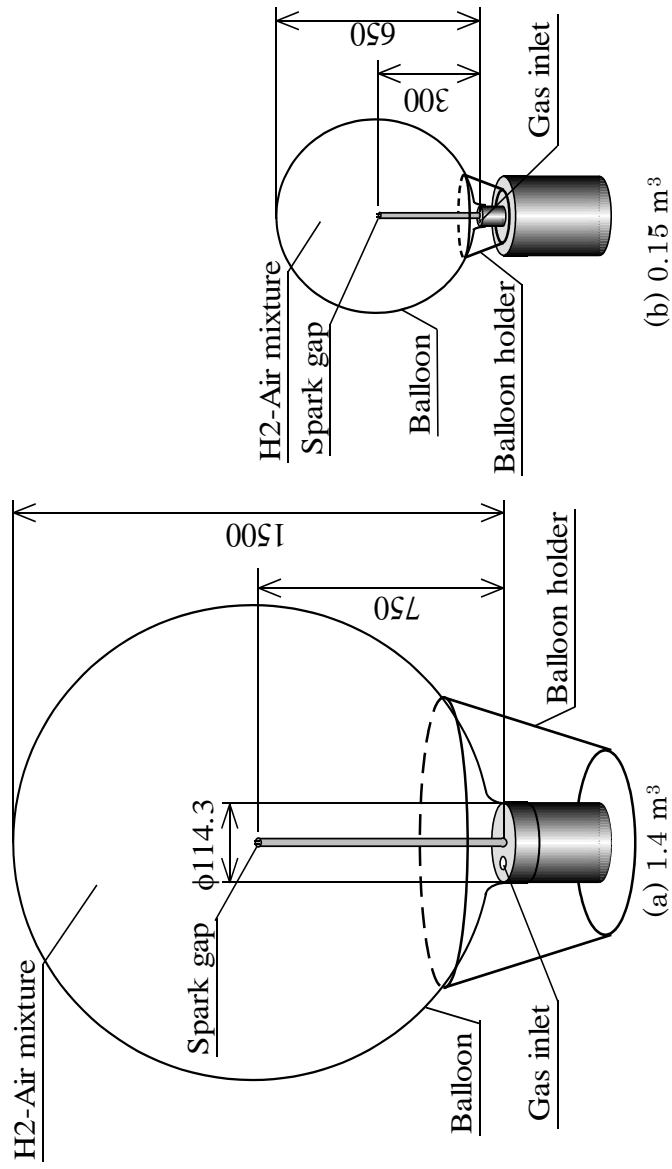
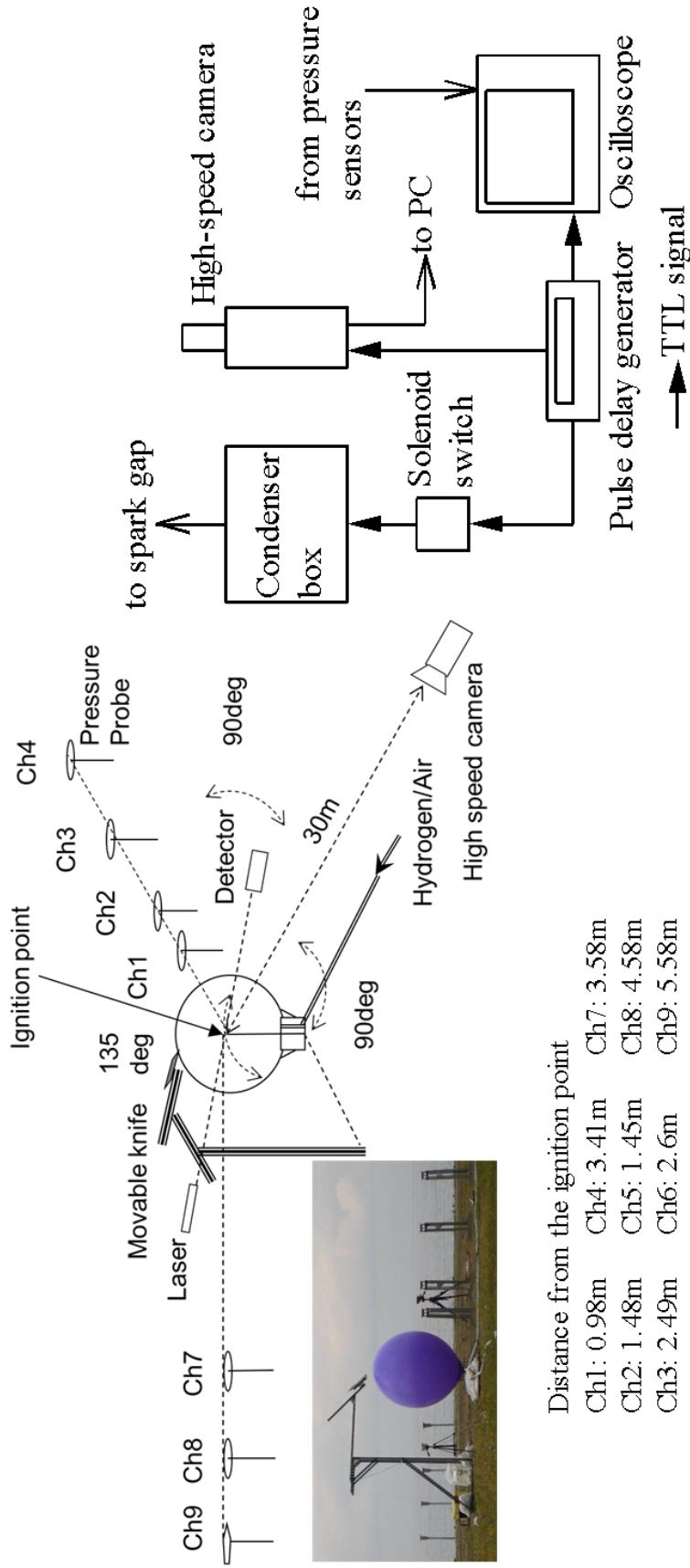


Figure4-1 Experimental apparatus.



(a) Location of the measurement instruments
(b) Signal flow

Figure4-2 Measurement system.

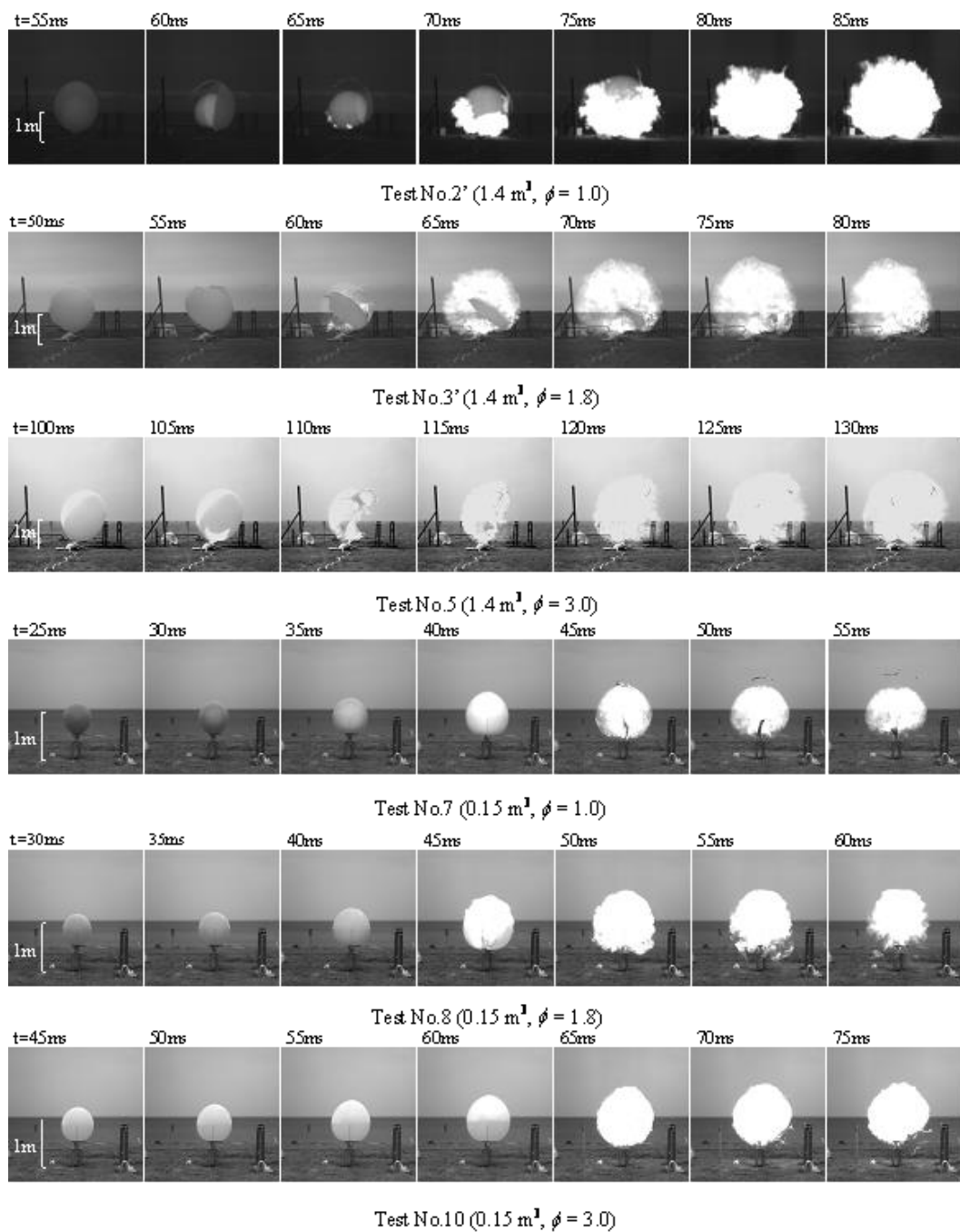


Figure4-3 Time-series images of the hydrogen-air deflagrations.

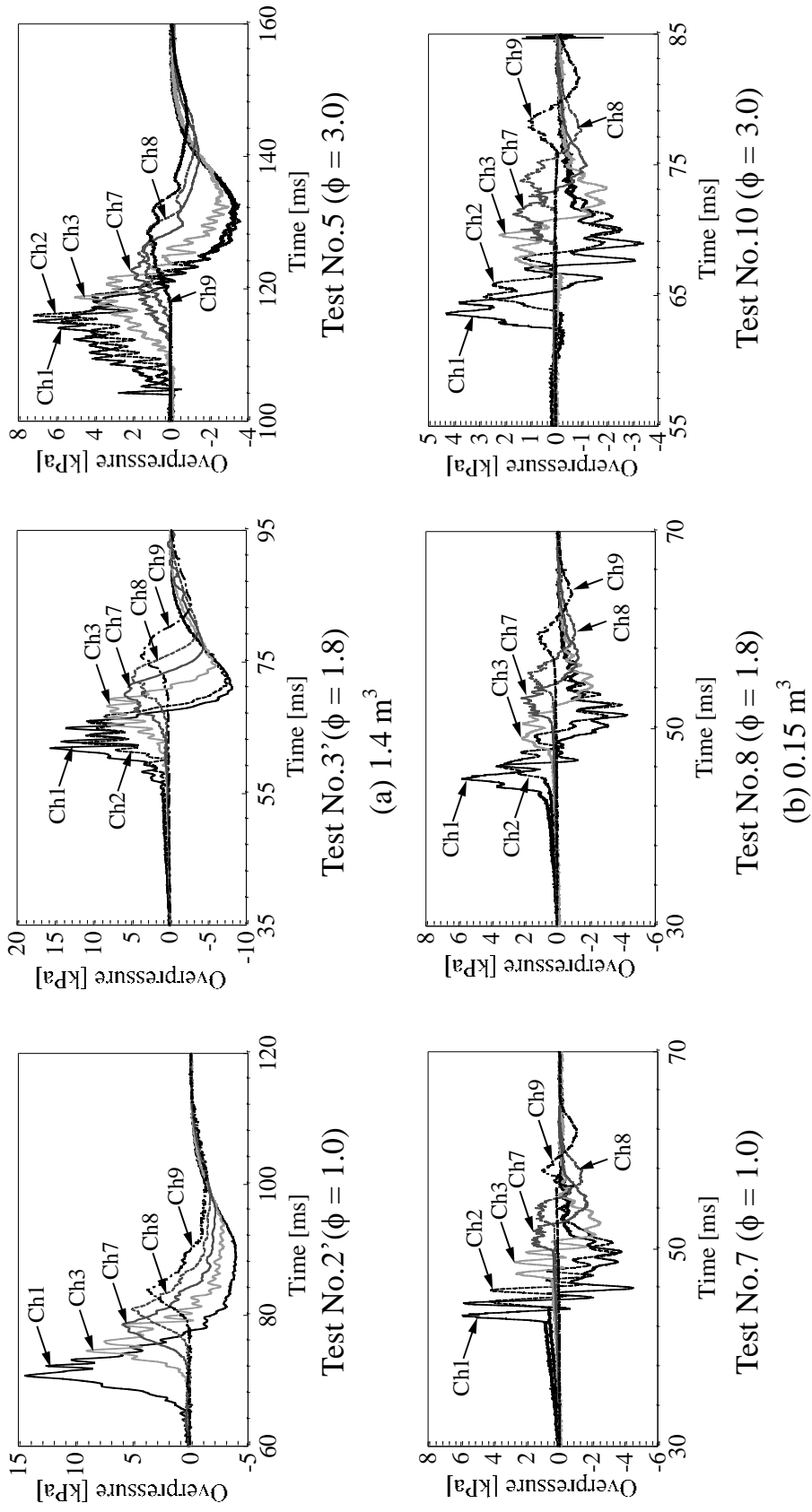
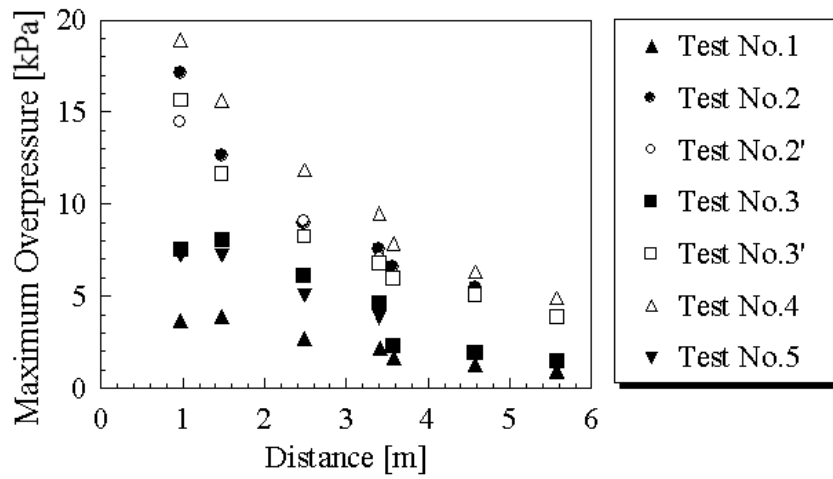


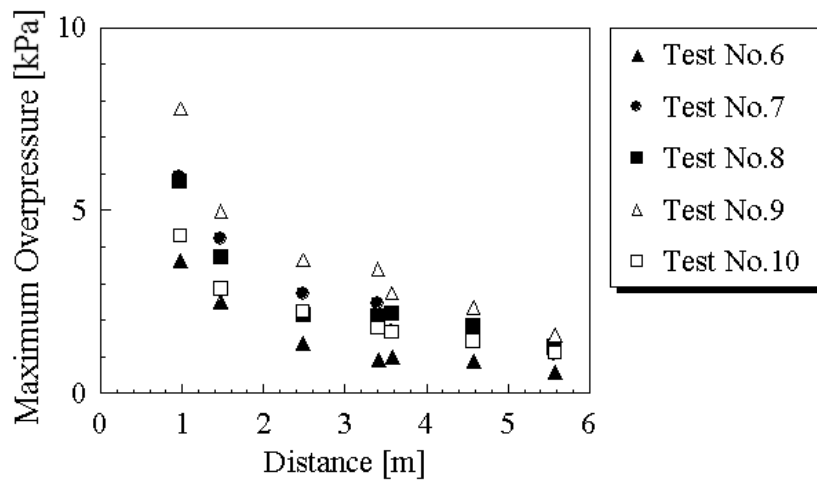
Figure 4-4 Time histories of the overpressures.



Figure4-5 Ascending fireball (Test No.10, t = 159 ms)



(a) 1.4 m³



(b) 0.15 m³

Figure4-6 Decay of the maximum overpressures.

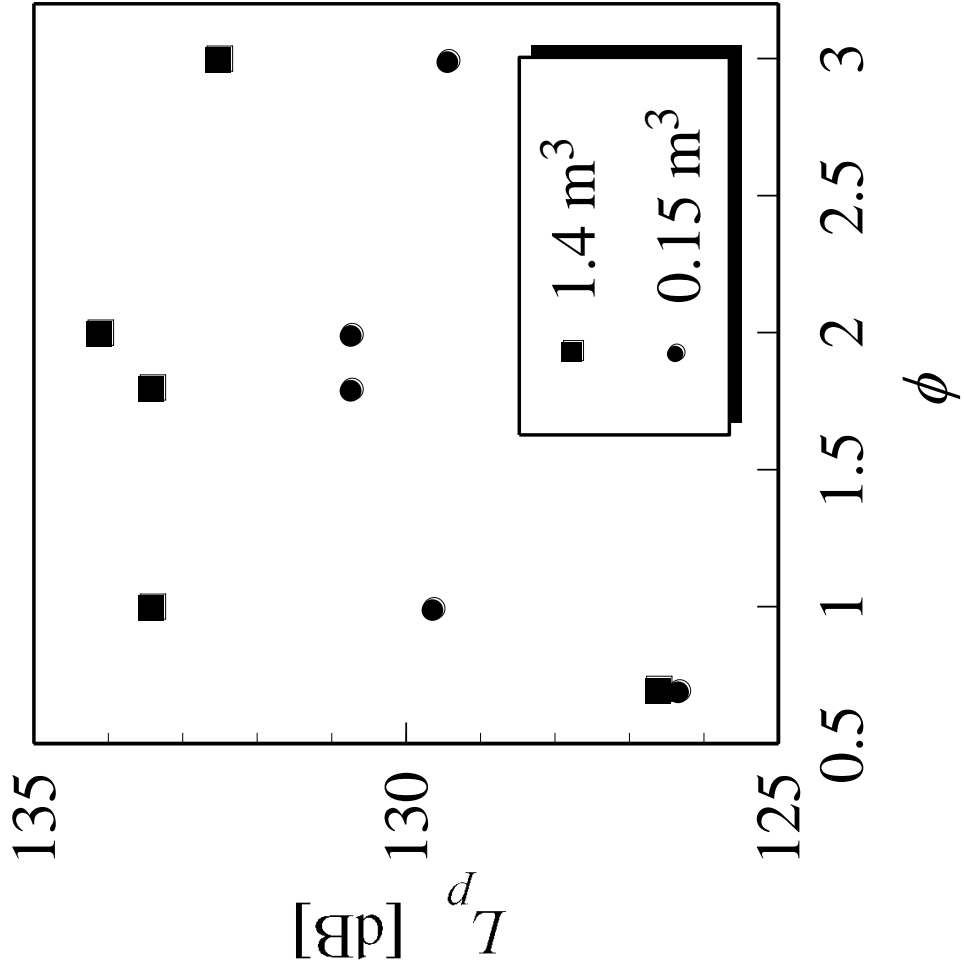


Figure4-7 Maximum sound pressure level.

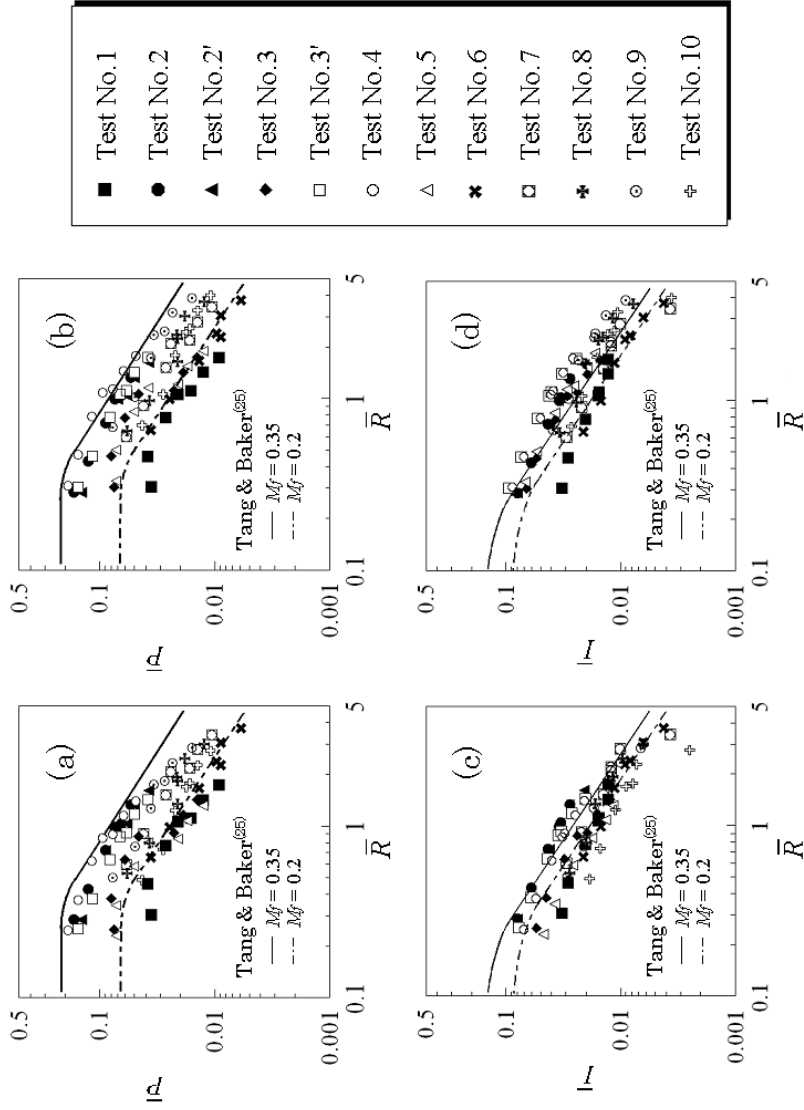


Figure 4-8 Sachs' scaling law, (a), (b) scaled positive overpressure vs. scaled distance, (c), (d) scaled positive impulse vs. scaled distance. Released energy E_0 is estimated by total amount of charged hydrogen in (a) and (c), and by amount of initially burned hydrogen in (b) and (d), respectively.

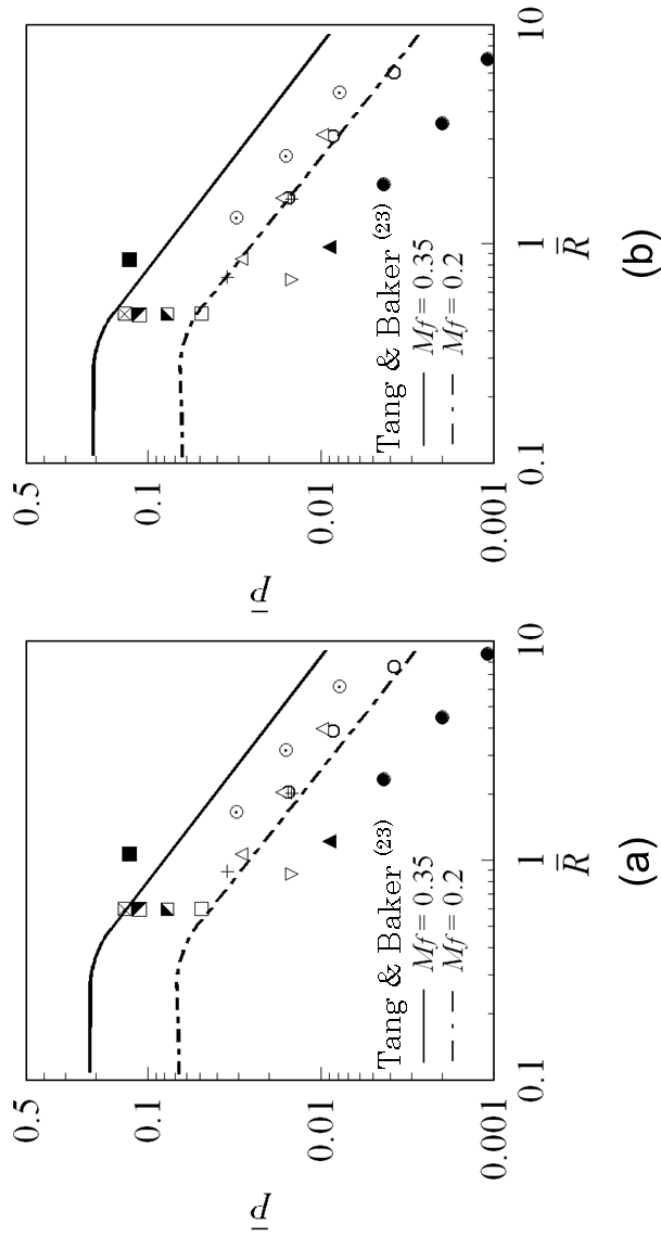
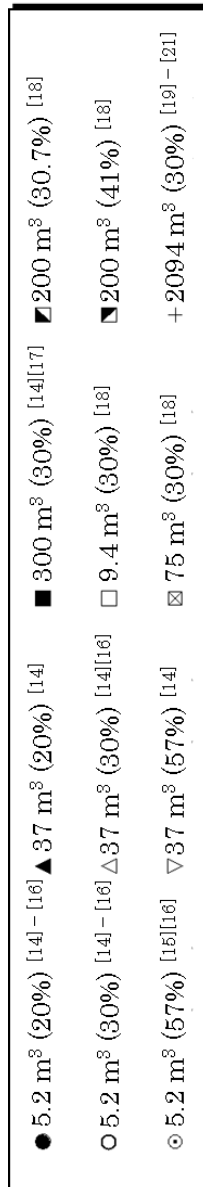


Figure4-9 Comparison of scaled positive overpressures obtained by larger scale deflagration experiments. Released energy E_0 is estimated by total amount of charged hydrogen in (a), and by double amount of charged hydrogen in (b), respectively.

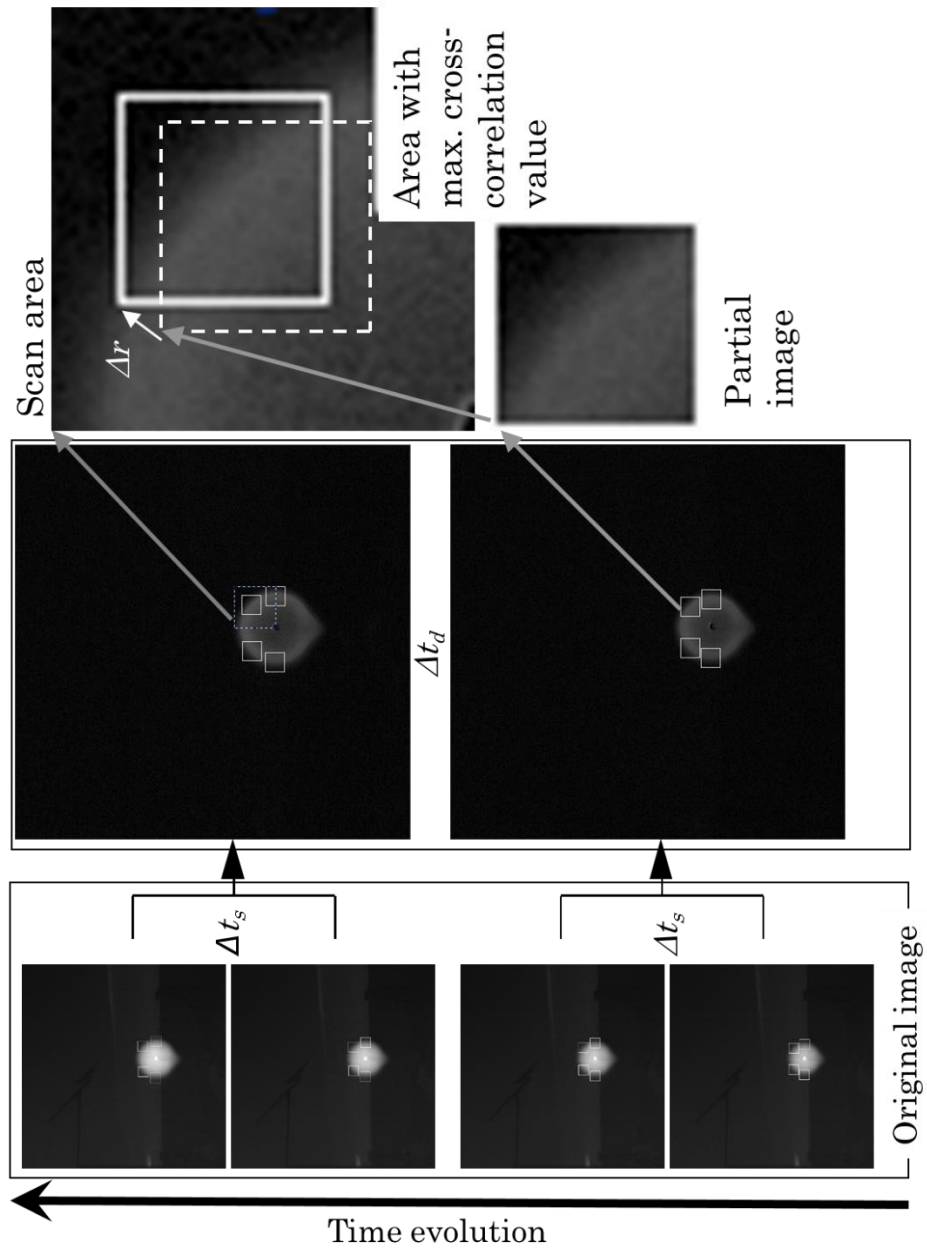


Figure4-10 Image velocimetry using brightness subtraction procedure.

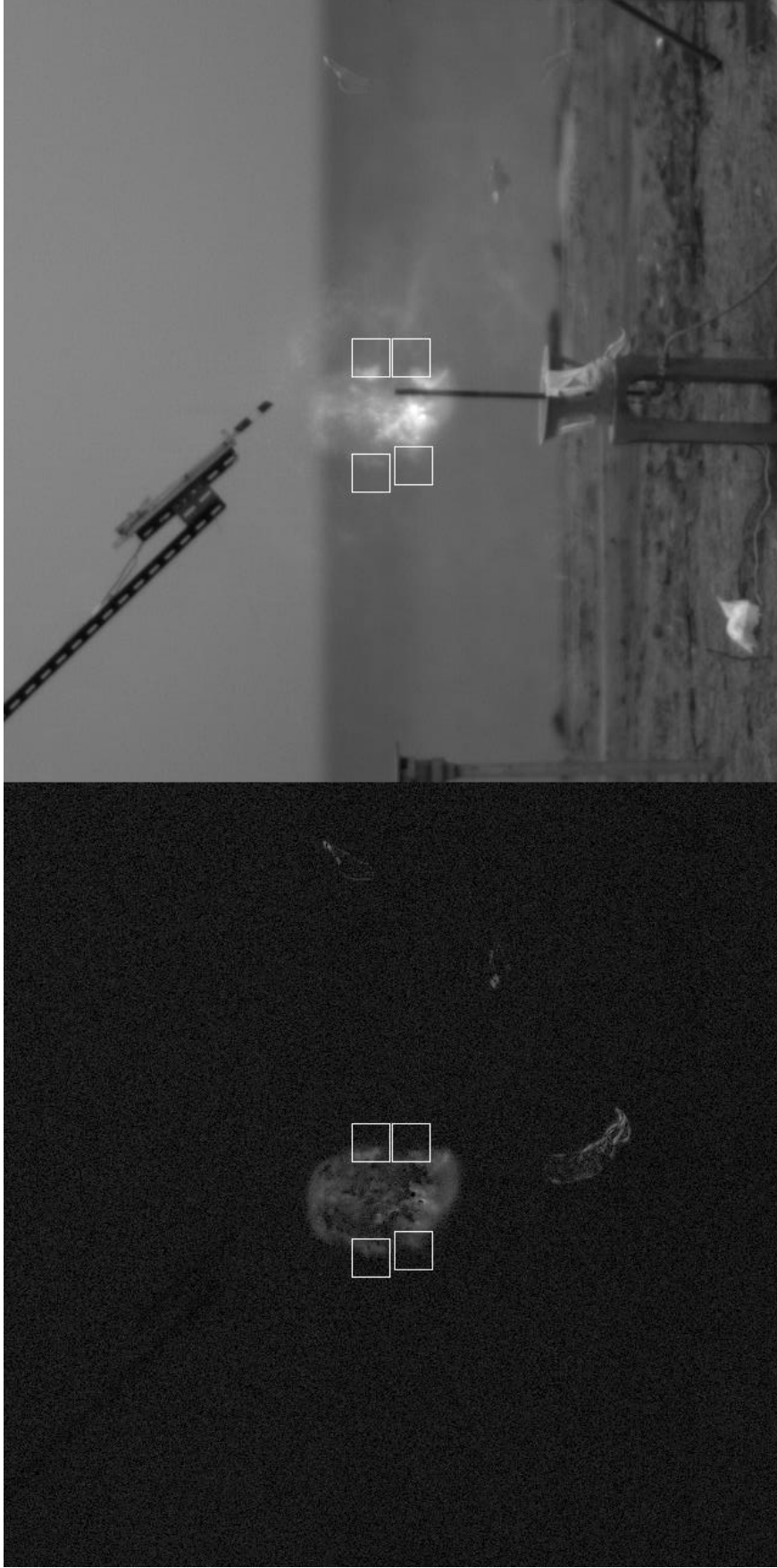


Figure4-11 Typical image and subtracted image. (Equivalence Ratio 1.0, 0.15 m³, 26 ms after balloon rupture)

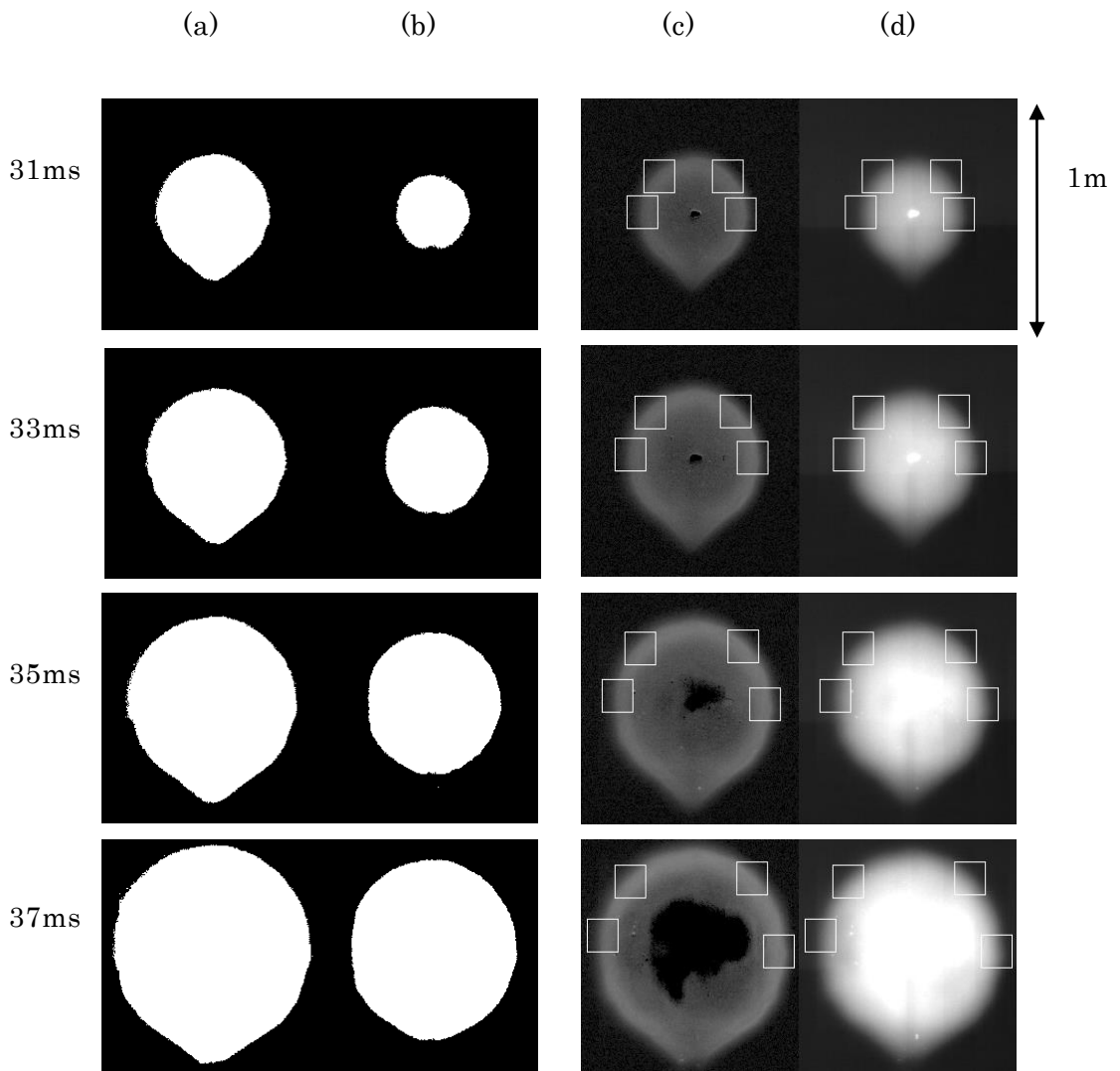


Figure4-12 Flame propagation (a),(b)binarized image with threshold =50, 150 in 256 depth, (c)subtracted image (d)original image in 256 depth (Equivalence Ratio 1.0, 1.4 m³)

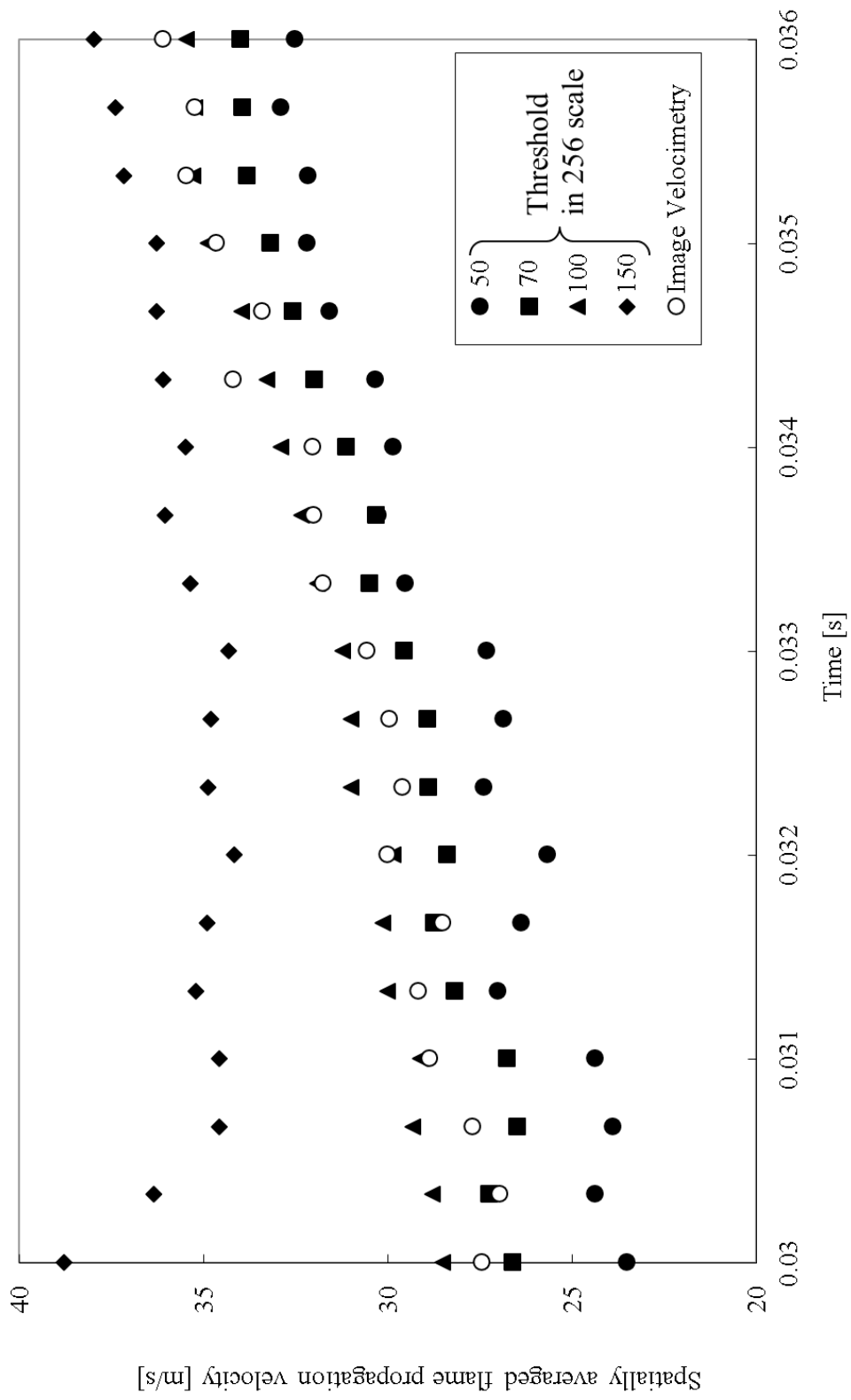


Figure4-13 Flame propagation velocity profile.

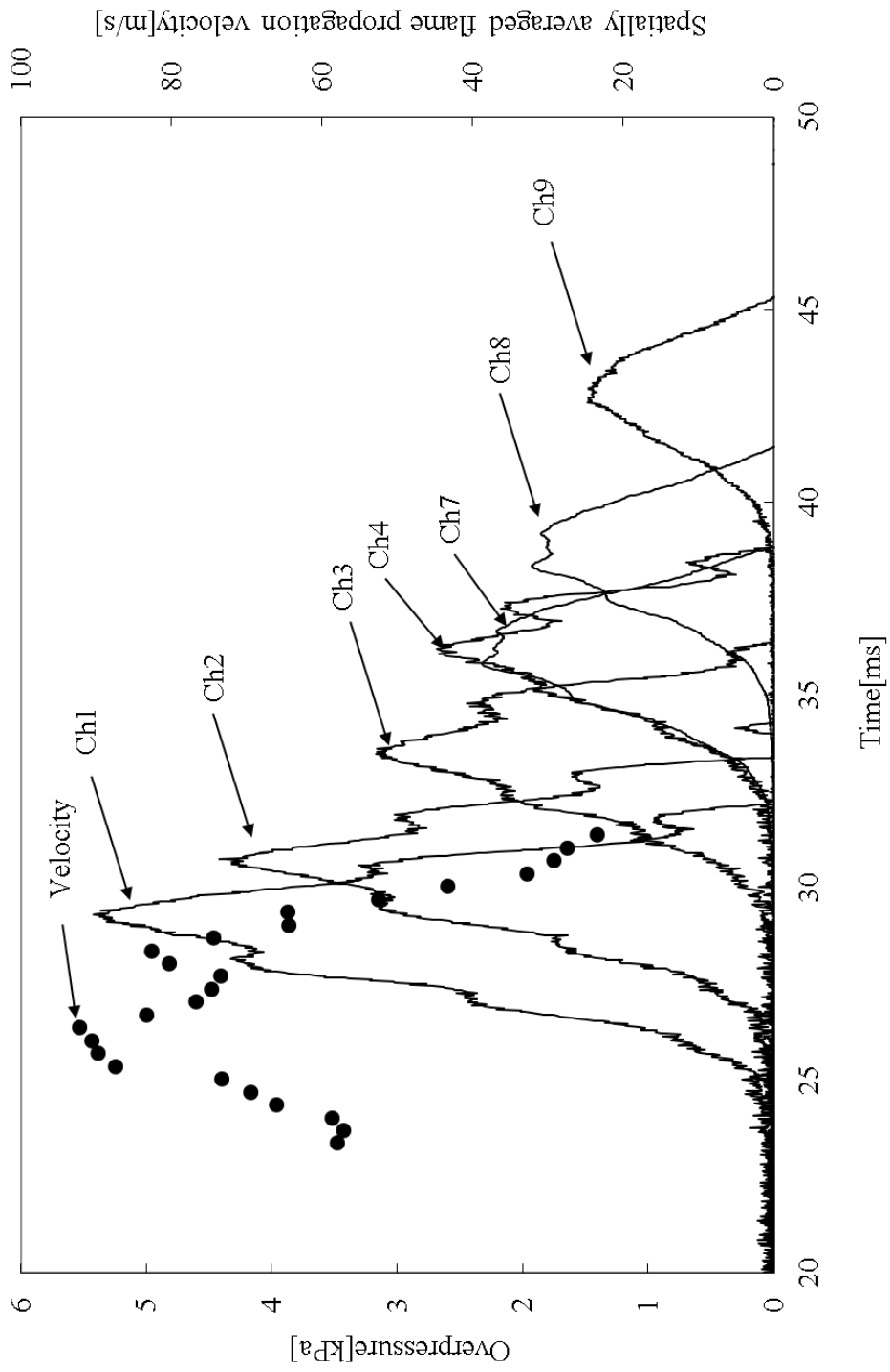


Figure4-14 Flame propagation velocity and overpressure records. (Equivalence ratio 2.0, 0.15 m³)

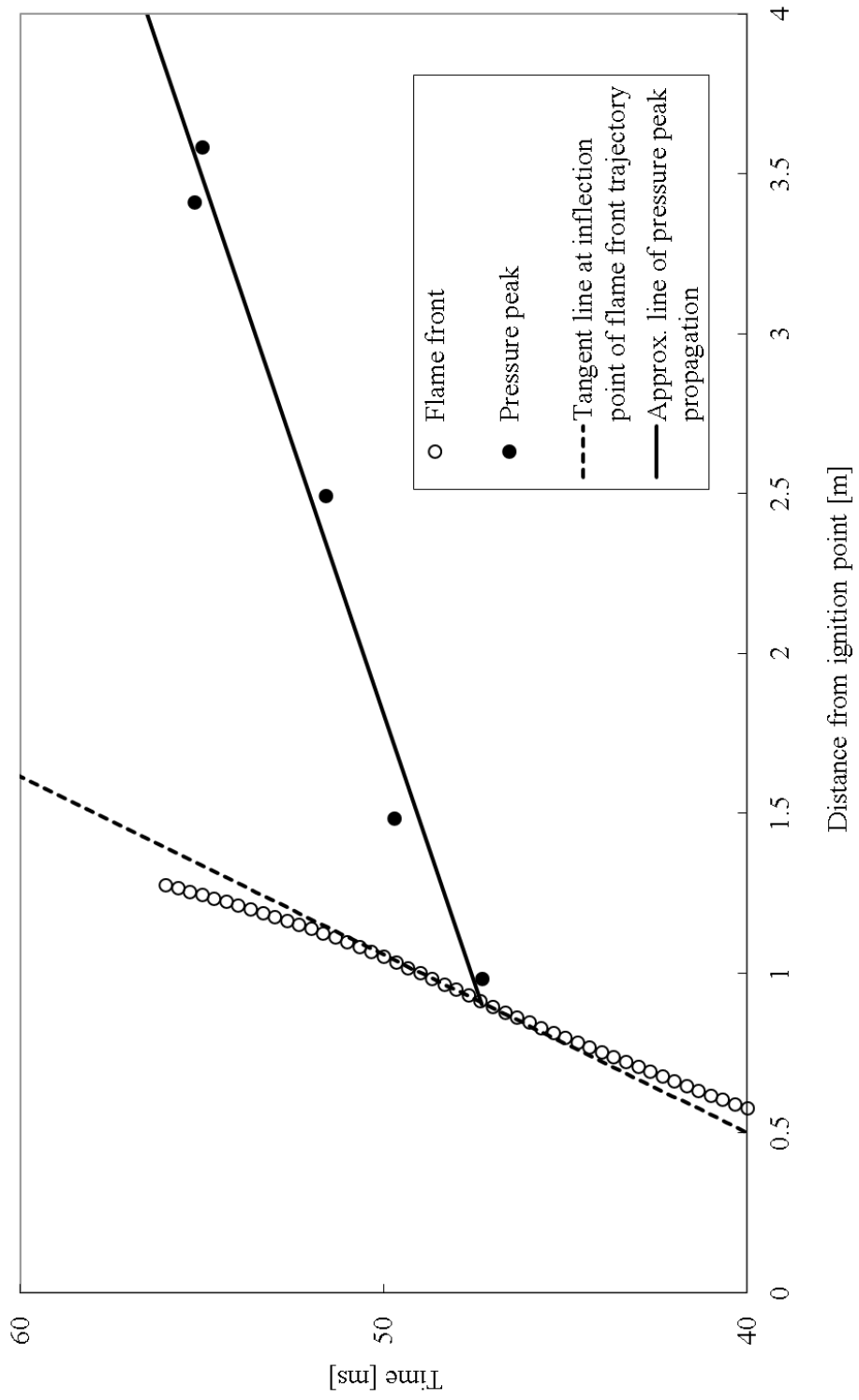


Figure 4-15 x-t diagram of the propagating flame edge and the peak pressure

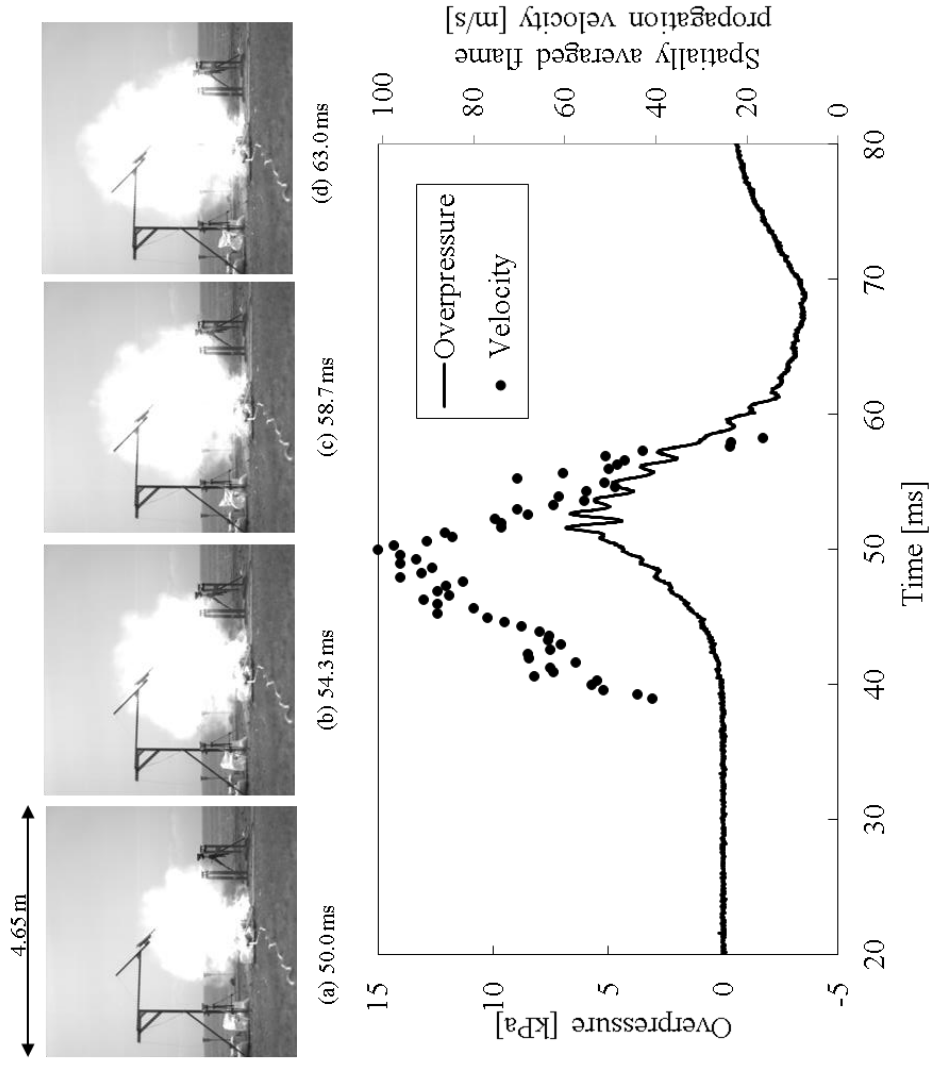


Figure4-16 Pressure and flame propagation velocity records of the experiment of No.5 (equivalence ratio=3.0) at 2.49 m with photographs of high speed digital video camera

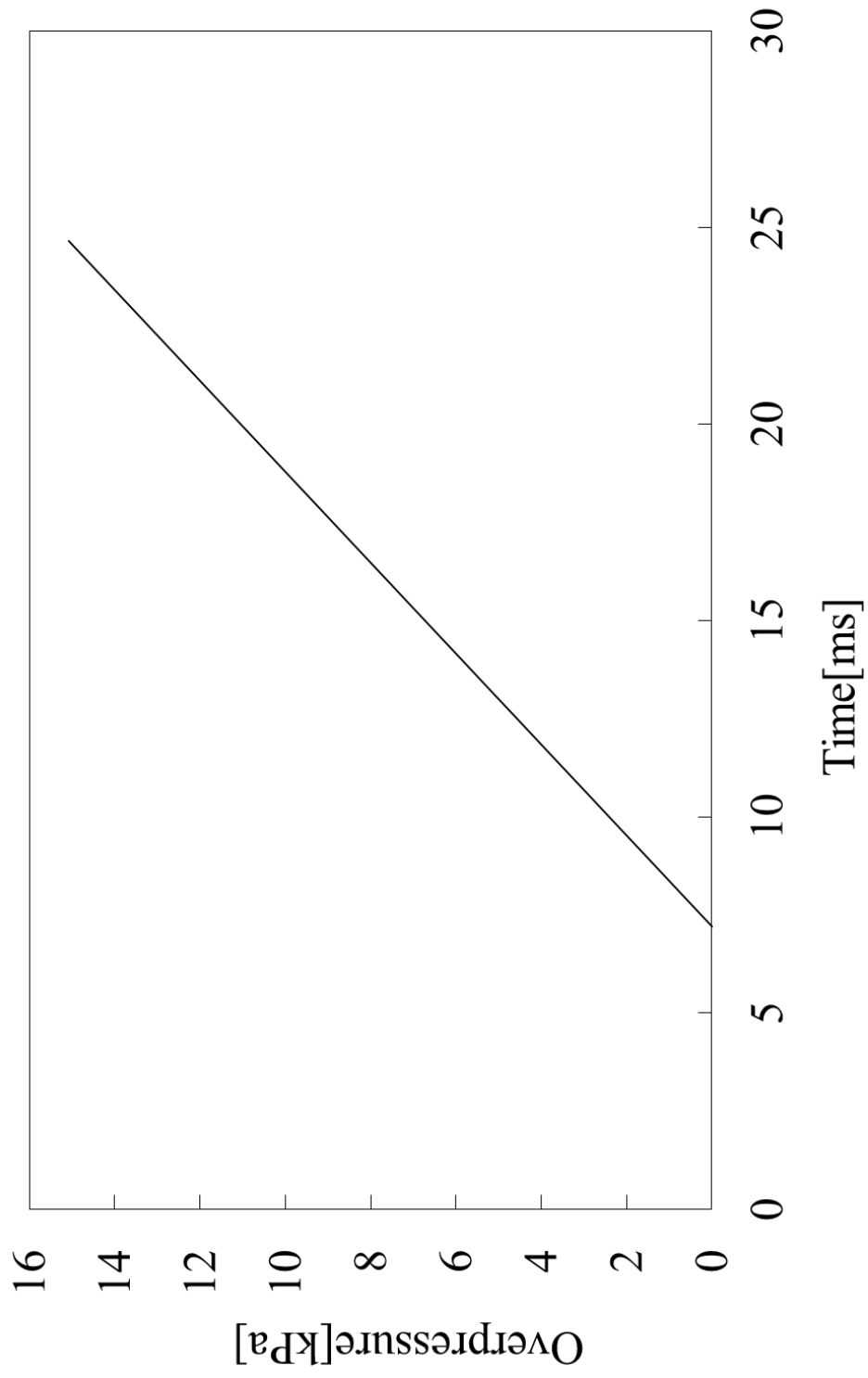


Figure4-17 Calculated pressure by eqn.(1) under the same condition of Fig.1($M_f=0.292$, $g_0=1.4$, $b=5.37$ and $P_0=101$ kPa at $r=2.49$ m).

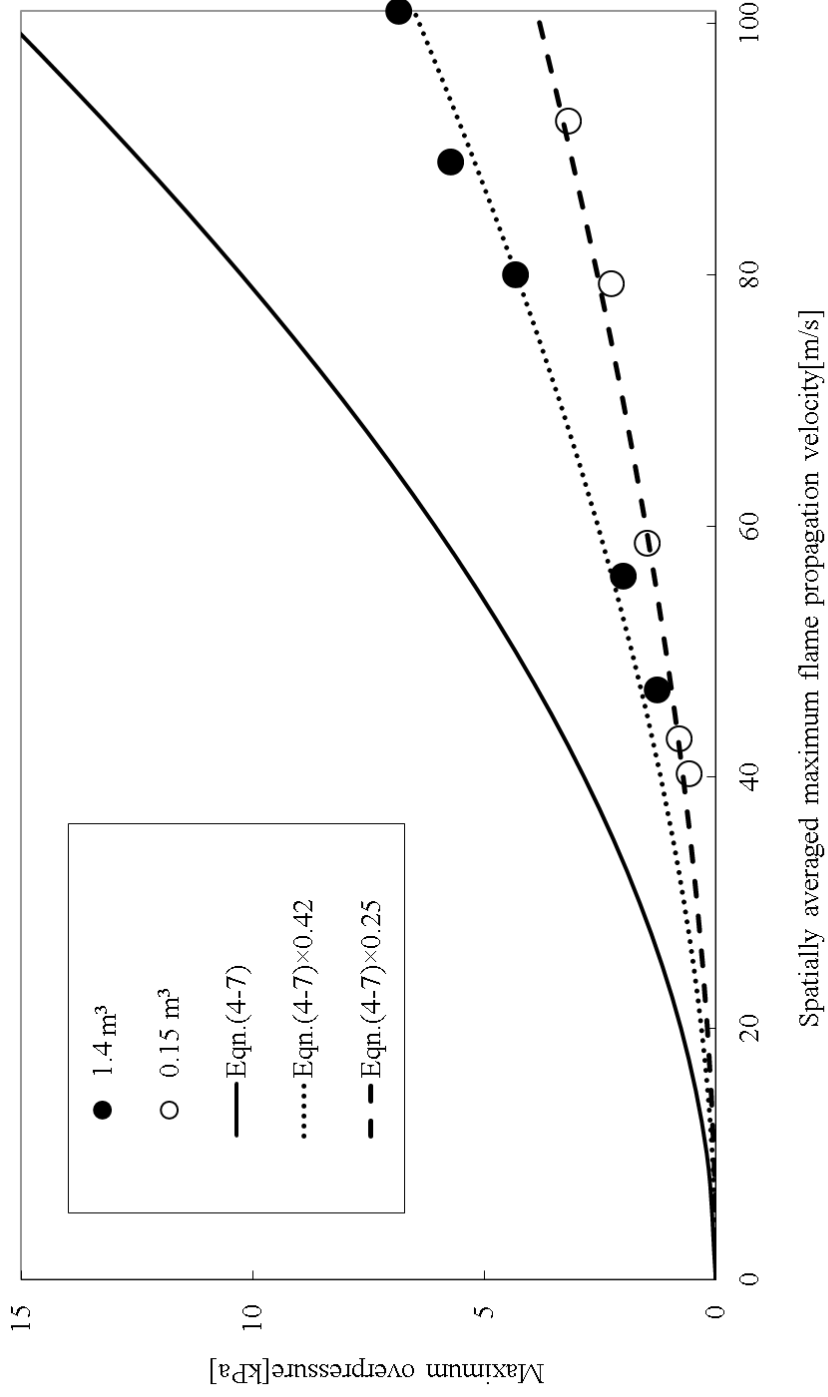


Figure4-18 Maximum overpressure at 2.49m and flame propagation velocity. Eqn.(3) was calculated with $a_0=345$ m/s, $g_0=1.4$, $b = 6$ and $P_0=101$ kPa.

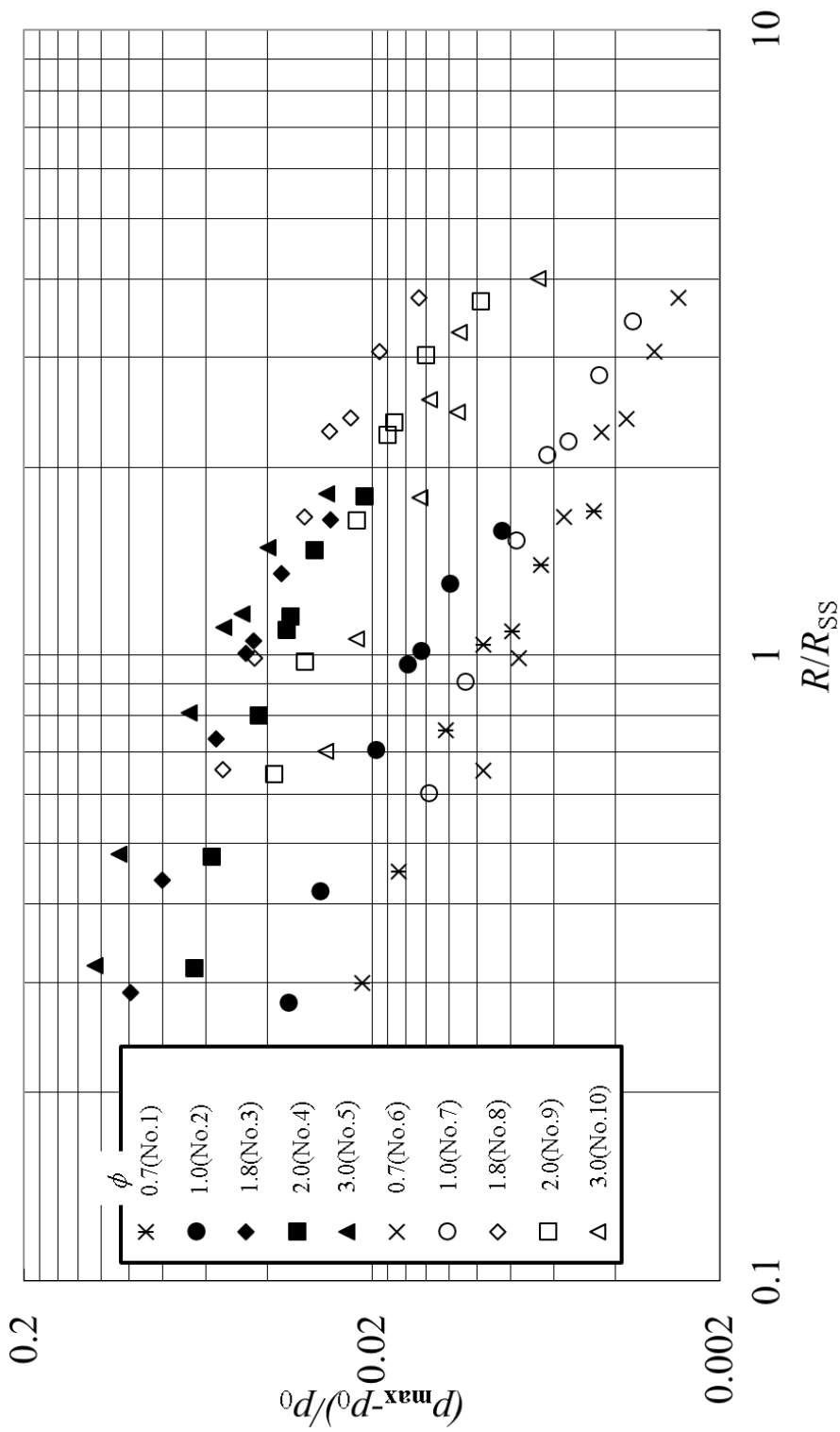


Figure4-19 Relationship between distance and maximum overpressure in Sachs' scale. Equivalence ratio ϕ from 0.7 to 3.0 with 0.15 m³ and 1.4m³ balloon.

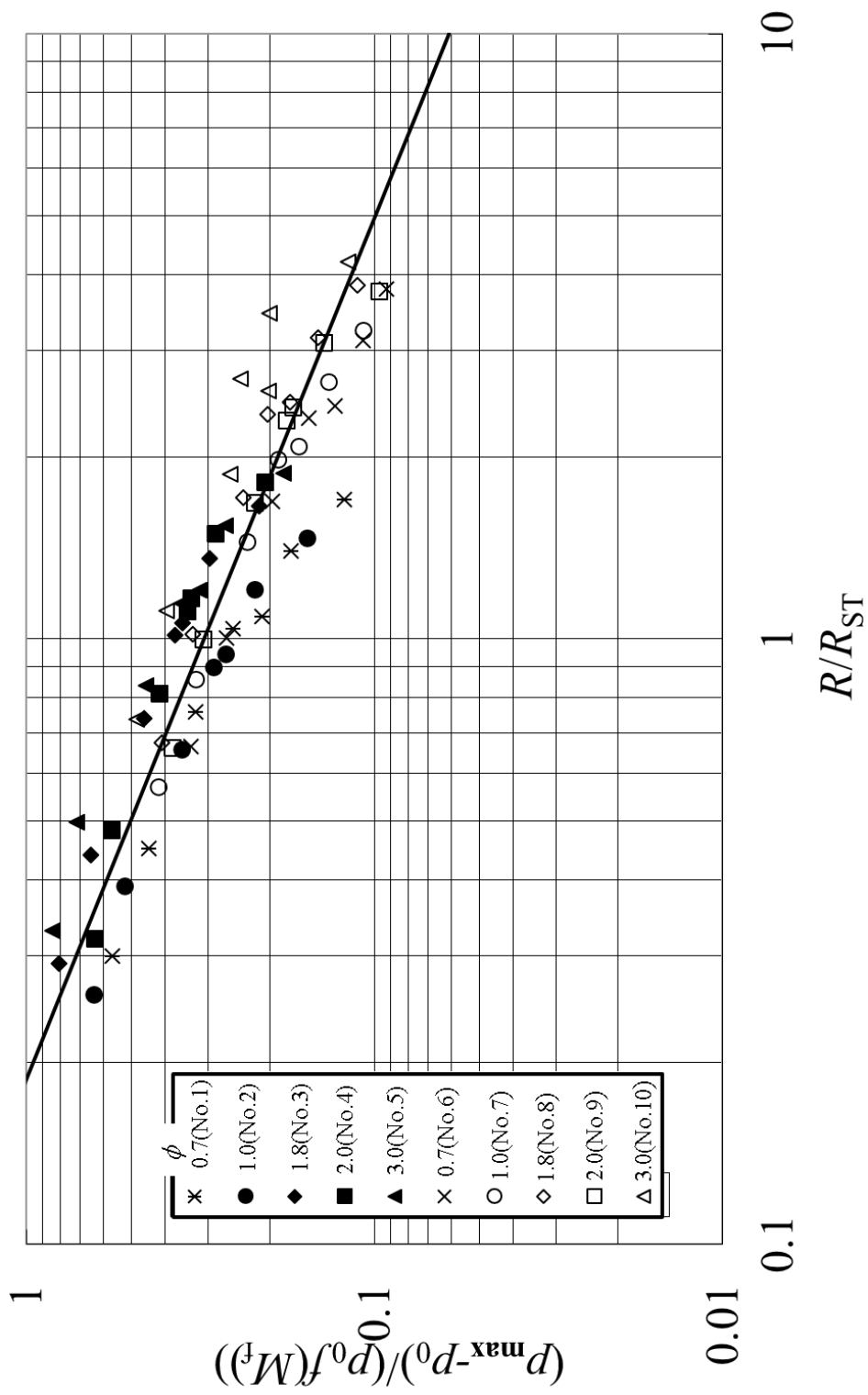


Figure4-20 Relationship between distance and maximum overpressure in Mach number scale. Equivalence ratio ϕ from 0.7 to 3.0 with 0.15 m³ and 1.4m³ balloon. Solid line shows 0.31 $(R_d/R)^{0.73}$.

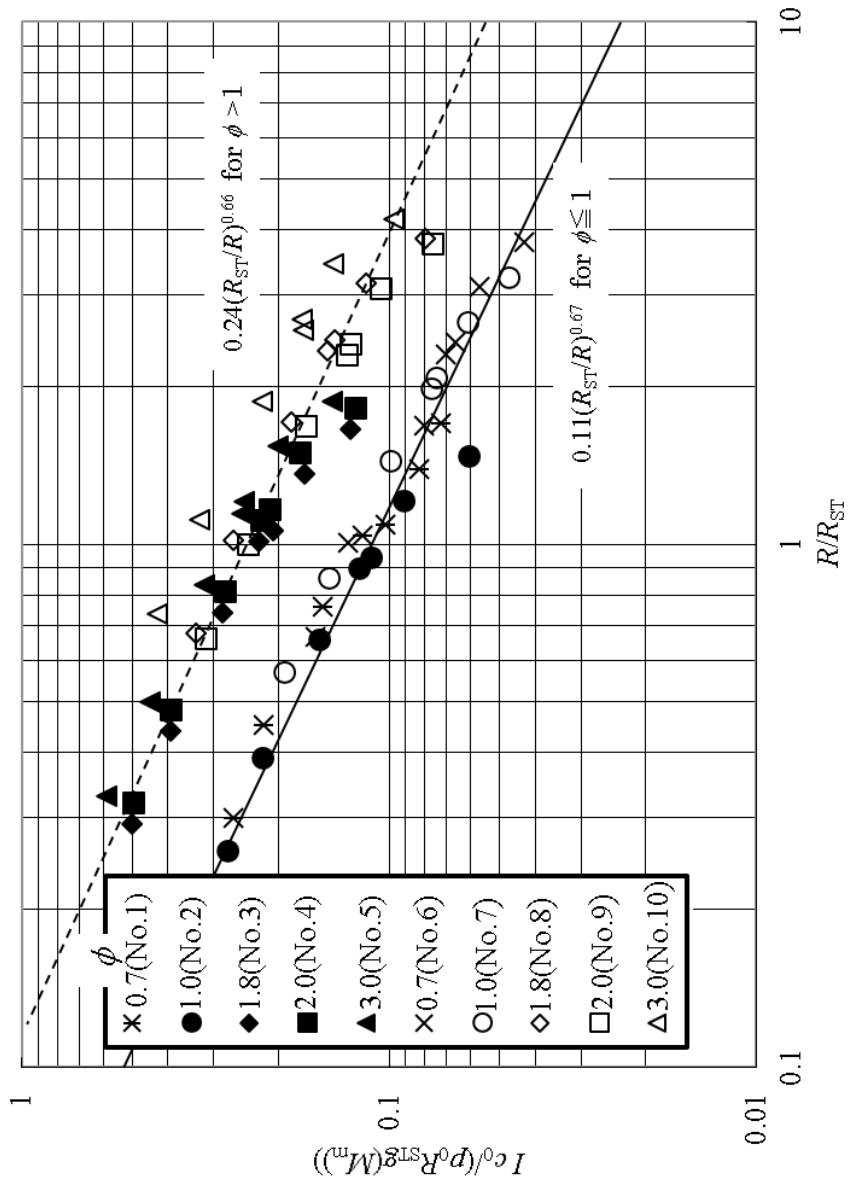


Figure4-21 Relationship between distance and positive impulse in Mach number scale. Equivalence ratio ϕ from 0.7 to 3.0 with 0.15 m³ and 1.4m³ balloon.

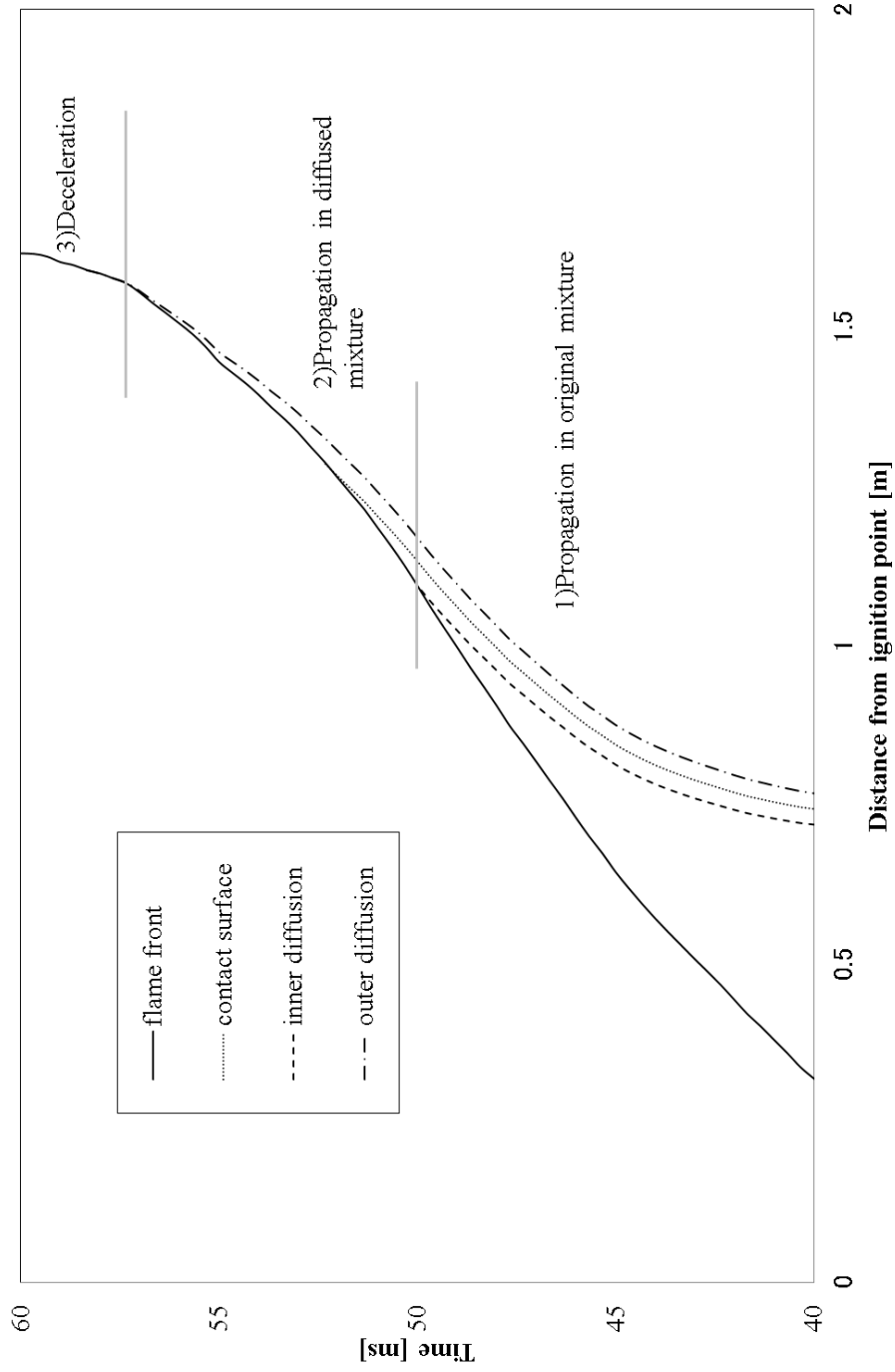


Figure4-22 x-t diagram of No.5. Contact surface was calculated by flame front position and expansion ratio. Two diffusion lines are conceptual.

Table4-1 Properties of pressure transducers.

Channel Number	1	2	3	4	7	8	9	
Company	Kistler	Kistler	Kistler	Kistler	PCB	PCB	PCB	
Model number	4045A2	4045A2	4045A2	4045A2	M106 B50	M106 B50	137A23	
Range(gauge pressure in kPa)	Max	101	101	101	101	35	35	345
	Min	-101	-101	-101	-101	-35	-35	-101
Resolution(Pa)	-	-	-	-	0.48	0.48	69	
Distance(m)	0.98	1.48	2.49	3.41	3.58	4.58	5.58	
Direction(deg from camera with counter clockwise)	90	90	90	90	225	225	225	

Table 4-2 Experimental condition.

Test No.	Volume [m ³]	Equivalence ratio: ϕ	H ₂ mole fraction [%]	S_L [m/s]
1	1.504	0.7	22.7	1.23*
2	1.399	1.0	29.6	2.13*
2'	1.401	1.0	29.6	2.13*
3	1.417	1.8	43.1	2.86
3'	1.403	1.8	43.1	2.86
4	1.400	2.0	45.7	2.81*
5	1.394	3.0	55.8	2.16
6	0.15	0.7	22.7	1.23*
7	0.15	1.0	29.6	2.13*
8	0.15	1.8	43.1	2.86
9	0.15	2.0	45.7	2.81*
10	0.15	3.0	55.8	2.16

S_L : laminar burning velocity.

*: estimated by interpolation of Table 1 in Ref.[9].

Table4-3 Records of the maximum flame propagation velocity and the maximum overpressure.

Experiment run No.		No.1	No.2	No.3	No.4	No.5
Equivalence ratio, ϕ		0.7	1.0	1.8	2.0	3.0
Mixture volume(m ³ in 273.15K, 1atm)		1.400	1.242	1.478	1.535	1.462
Temperature (K)		297.5	294.4	297.3	294.3	297.0
Atmospheric pressure (kPa)		101.61	101.47	101.59	101.52	101.62
Max. velocity(m/s)		47	56	89	80	101
Maximum overpressure (kPa)	at 0.98 m	2.17	3.53	10.05	6.60	12.72
	at 1.48 m	1.71	2.87	8.13	5.90	10.83
	at 2.49 m	1.25	1.98	5.71	4.30	6.83
	at 3.41 m	0.97	1.60	4.67	3.58	5.42
	at 3.58 m	0.81	1.47	4.44	3.49	4.80
	at 4.58 m	0.66	1.22	3.71	2.97	4.04
	at 5.58 m	0.47	0.86	2.68	2.14	2.74
Experiment run No.		No.6	No.7	No.8	No.9	No.10
Equivalence ratio, ϕ		0.7	1.0	1.8	2.0	3.0
Mixture volume(m ³ in each condition)		0.149	0.149	0.149	0.149	0.149
Temperature (K)		294.7	295.7	295.1	294.7	295.1
Atmospheric pressure (kPa)		101.17	101.19	101.18	101.17	101.18
Max. velocity(m/s)		40	43	79	92	59
Maximum overpressure (kPa)	at 0.98 m	0.97	1.39	3.87	5.42	2.74
	at 1.48 m	0.77	1.09	3.16	4.42	2.25
	at 2.49 m	0.57	0.78	2.24	3.17	1.47
	at 3.41 m	0.44	0.63	1.83	2.68	1.15
	at 3.58 m	0.37	0.55	1.75	2.33	1.38
	at 4.58 m	0.31	0.45	1.42	1.93	1.14
	at 5.58 m	0.27	0.36	0.99	1.48	0.68

Table4-4 Parameters of experimental runs.

	No.1	No.2	No.3	No.4	No.5	No.6	No.7	No.8	No.9	No.10
β	5.97	6.93	6.28	6.16	5.37	6.01	6.88	6.31	6.13	5.38
γ'	1.24	1.18	1.25	1.25	1.28	1.24	1.18	1.25	1.25	1.28
V_0 (m ³)	1.597	1.526	1.677	1.354	1.615	0.149	0.149	0.149	0.149	0.149
R_{ST} (m)	3.28	3.81	3.37	3.08	2.98	1.47	1.73	1.49	1.45	1.33
R_{SS} (m)	3.28	3.53	3.39	3.11	3.08	1.50	1.63	1.52	1.50	1.40
M_m	0.136	0.163	0.257	0.232	0.292	0.117	0.125	0.230	0.268	0.170
$f(M_m)$	0.038	0.054	0.123	0.102	0.148	0.028	0.033	0.101	0.131	0.056
$g(M_m)$	0.168	0.196	0.248	0.236	0.252	0.108	0.116	0.169	0.180	0.137

参考文献

- [1] 斎藤寛泰, 大塚輝人, 水谷高彰, 森本薫, 岩佐樹, 清水奈緒, 成尾芳浩, 松井英憲, 稲谷芳文, 吉川典彦. (2007). 大型ゴム風船を用いた水素-空気爆燃の野外実験 (スケール則に基づく適正混合気体積の評価). 日本機械学会論文集 B 編, 73(728), 1099-1106.
- [2] Otsuka, T., Saitoh, H., Mizutani, T., Morimoto, K. and Yoshikawa, N. (2007). Hazard evaluation of hydrogen-air deflagration with flame propagation velocity measurement by image velocimetry using brightness subtraction. *J. Loss Prevention*. 20 427-432.
- [3] 大塚輝人, 斎藤寛泰, 森本薫, 水谷高彰, 岩佐樹, 清水奈緒, 成尾芳浩, 松井英憲, 稲谷芳文, 吉川典彦. (2009). 差分画像相関法による水素-空気爆燃速度の解析と爆風圧の評価. 日本機械学会論文集 B 編, 75(753), 1190-1196.
- [4] 大塚輝人, 斎藤寛泰, 吉川典彦. (2010). 水素-空気爆燃における火炎伝播速度と爆風圧力のスケール則. 日本機械学会論文集 B 編, 76(772) 2249-2257
- [5] Taylor, G. I. (1946). The air wave surrounding an expanding sphere. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and physical sciences*, 186(1006), 273-292.
- [6] Strehlow, R. A., Luckritz, R. T., Adameczyk, A. A., & Shimpf, S. A. (1979). The blast wave generated by spherical flames. *Combustion and flame*, 35, 297-320.
- [7] Guggenbuehl, K., *Unconfined Vapour Cloud Explosions*, Institution of chemical engineers, p27, (1978).
- [8] 西田啓之, 堀口貞茲, 茂木俊夫, 金東俊, & 中山良男. (2006). 水素/空気予混合気の爆風圧の計測 : 熱影響低減の検討. 日本機械学会論文集 B 編, 72(715), 784-789.

- [9] Kwon, O. C., & Faeth, G. M. (2001). Flame/stretch interactions of premixed hydrogen-fueled flames: measurements and predictions. *Combustion and Flame*, 124(4), 590-610.
- [10] Liu, D. D. S., & MacFarlane, R. (1983). Laminar burning velocities of hydrogen-air and hydrogen-air + steam flames. *Combustion and Flame*, 49(1), 59-71.
- [11] Baker, W.E. *Explosions in Air*, (1973), University of Texas Press.
- [12] Tang, M. J., & Baker, Q. A. (1999). A new set of blast curves from vapor cloud explosion. *Process Safety Progress*, 18(4), 235-239.
- [13] 水谷幸夫. (1995). 燃烧工学. 森北出版. 40.
- [14] 佐藤保和. (2005). 水素の爆燃野外実験, *安全工学*, 44(6) 407-411.
- [15] New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO). Annual Report 2001 (NEDO-WE-NET-0102), (2002), 129-130.
- [16] New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO). Annual Report 2002 (NEDO-WE-NET-0202), (2003), 271-276 and appendix 7.
- [17] Groethe, M., Merilo, E., Colton, J., Chiba, S., Sato, Y., & Iwabuchi, H. (2007). Large-scale hydrogen deflagrations and detonations. *International Journal of Hydrogen Energy*, 32(13), 2125-2133.
- [18] 中山良男. (2005). 水素爆発を事例研究とした大規模野外爆発実験. *安全工学*, 44(6) 412-420.
- [19] Leyer, J. C., Desbordes, D., Saint-Cloud, J. P., & Lannoy, A. (1993). Unconfined deflagrative explosion without turbulence: experiment and model. *Journal of hazardous materials*, 34(2), 123-150..
- [20] Drenckhahn, W. and Koch, C., Transition from Slow Deflagration to Detonation, *Safety and Thermal Water Reactors: Proceedings of a Seminar on the Results of the European Communities' Indirect Action Research Programme on Safety of Thermal Reactors (Brussels)*, (1985), pp.223-240, Graham and Trotman, London.

- [21]Molkov, V. V., Makarov, D. V., & Schneider, H. (2007). Hydrogen-air deflagrations in open atmosphere: large eddy simulation analysis of experimental data. *International Journal of Hydrogen Energy*, 32(13), 2198-2205.
- [22]火薬学会編. (1999). エネルギー物質ハンドブック. 共立出版. 177..
- [23]Dobashi, R., Kawamura, S., Kuwana, K., & Nakayama, Y. (2011). Consequence analysis of blast wave from accidental gas explosions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2), 2295-2301.

第5章 爆発特性長の推定[1]–[3]

5.1 概要

第3章、第4章で見たとおり、爆発による爆風評価は、従来の爆ごうを伴う爆発として表されるもののほかに、破裂と開放空間における爆燃の3つに分類して考える必要がある。爆発過圧の推定には、災害の発生状況に応じて先の3種の爆発のどれに相当するのかを検討する必要がある。

一方、爆発原因の調査において、爆発の跡から3種の爆発のどれに相当するかを検討する必要がある。3種の爆発の中で、爆ごうを伴う爆発、破裂については衝撃波の発生を伴う点が、開放空間における爆燃と異なる。本章では衝撃波の理論に基づいて、その到着時刻の記録から爆発が衝撃波を伴ったものだった場合に、爆ごうを伴う爆発によるものか、それとも破裂によるものか、そしてその各々の場合で爆発の特性長を推定するための手法について述べる。

5.2 衝撃波の伝達速度と爆風曲線を用いた到着時間の構成[1][2]

コンポジション C-4 火薬を用いた爆風に対して、箔スイッチを用いた爆風到着時間の計測から爆発の過圧を推定する補間式が文献[4]で述べられているが、ここでは理論的に到着時間を計算し、音波との差に注目する手法について検討する。音波と衝撃波の最大の違いは、圧力波形に不連続点を含むか否かであるが、伝達速度も異なる。衝撃波は、通常の音波よりも速く伝達することが理論上示されており、周囲音速に対する伝達速度比マッハ数 M と比熱比 γ_0 と衝撃波圧力 p 、周囲圧力 p_0 は式(5-1)によって関係付けられる[5]。

$$\frac{p}{p_0} = \frac{2\gamma_0 M^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \quad (5-1)$$

本章では衝撃波と音波の到着時間差に着目して爆風の発生メカニズムについて検討する。爆発後圧力波の到着時間が音速によって計算される値に等しければ、その爆発は開放空間における爆燃であり爆風は火炎の速度に依存する。

それに対して、爆風の到着時間が音速で計算される値よりも速い場合には、衝撃波を伴っているため爆ごうを伴う爆発、又は破裂のどちらかで評価されなければならないことを意味する。以下では衝撃波を伴う場合について、より詳細に検討する。

参考文献[6]では、爆ごうを伴う爆発の圧力と同時に、到着時間も算出している。参考文献[6]の表から到着時間の差を計算した結果を図 5-1 に示した。残念ながら、音波の到着時刻との差をとると無次元化距離 80 程度の部分で明らかに誤差が見られる。

そこで、衝撃波の距離に対する過剰圧の変化を式(2-4)で仮定して、到着時間を計算することを考える。式(2-4)は参考文献[6]にある従来の爆ごうを伴う爆発の場合でも、第 3 章の破裂の場合でも R_s 、 A 、 B の値を適切にとることによって、適用することが可能である。式(5-1)と式(2-4)を連立することで、 M を距離の関数として表すことが出来る。

$$M = \sqrt{\frac{A(\gamma_0 + 1) / 2\gamma_0 + (R / R_s)^B}{(R / R_s)^B}} \quad (5-2)$$

$C = A(\gamma_0 + 1) / 2\gamma_0$ としてこの式を用いて伝達速度の逆数を距離で積分すると

$$t_s = \frac{1}{c_0} \int_{R_0}^R \sqrt{\frac{(x / R_s)^B}{C + (x / R_s)^B}} dx \quad (5-3)$$

となり、衝撃波の到着時間が計算できる。ここで c_0 は音速[m/s]を表す。式(5-3)は $B = 1$ の場合に解析的に積分することが可能で、積分変数を $\tau = \sqrt{\frac{x / R_s}{C + x / R_s}}$ に変換

して、

$$t_s = \frac{CR_s}{c_0} \left[\frac{1}{2} \log \left(\frac{1-\tau}{1+\tau} \right) + \frac{\tau}{1-\tau^2} \right]_{\tau=\sqrt{\frac{R_0/R_s}{C+R_0/R_s}}}^{\tau=\sqrt{\frac{R/R_s}{C+R/R_s}}} \quad (5-4)$$

を得ることができる。第3章で見たとおり式(3-6)は $B=1$ であるため、破裂の場合はこの式を直接使うことができる。しかし参考文献[6]について、無次元化距離 2.5 以降の爆風過圧を式(2-4)によって最小二乗法で補間した場合、図 5-2 に示すように $B=1.15$ となるため、解析的な式ではなく、数値積分による必要がある。図 5-2 には参考文献[6]の爆風圧データに対して、最小二乗法で得られたパラメータ $A=0.294$ 、 $B=1.15$ について式(5-3)を数値積分して算出した到着時間から音波の到着時間を引いた値も示した。

5.3 爆風到着時間差の比による爆発特性長の推定

5.3.1 爆ごうを伴う爆発の場合

爆ごうを伴う爆発、破裂のどちらのケースでも爆発の強さの違いは、特性長によって表される換算距離の初期半径で示すことができる。

爆ごうを伴う爆発の場合は、主に爆ごうする物質の違いによって初期半径が異なり、それを端的に表したものが、図 2-2 に示した物質のエネルギー密度の線である。今、火薬類については換算距離 0.01423 から、ガスの混合気については換算距離 0.2 から爆風が発生したとして、衝撃波を伴った爆風の到着時間 t_s を参考文献[6]の表及び 5.2 節の結果を用いて計算し、その到着時間と音波の到着時間 t_a の差を改めて衝撃波の到着時間 t_s で割った値を図示したのが図 5-3 である。周囲大気圧を 101.325 [kPa]とした場合、初期半径の換算距離 0.01423 は、 1.01325×10^5 [Pa]/(4 π /3)/(0.01423)³= 8.4×10^9 N/m²=8.4 GJ/m³に相当し、同様に初期半径の換算距離 0.2 は 3.0 MJ/m³に相当する。三桁に及ぶエネルギー密度の大きな違いに対して、得られた到着時間の差の比は、ほとんど同じ曲線を描く。得られた到着時間の差の比の曲線がどのように利用できるかを示すため、爆発の発生時刻とある距離離れた地点での爆風到着時刻が記録できたとして、その記録と周囲音速から算出される爆風到着時刻の差の比が 0.01 であっ

た場合を考える。図 5-3 から、右軸 0.01 から時間差の比のグラフへ水平に線を引き、その交点から当該位置での換算距離が約 85 であることが分かる。また、換算距離 85 に対応する爆風過圧は大気圧下で 0.1kPa を若干超える値となることが示せる。この換算距離に対応する実際の距離を 1 km とした場合、爆発のエネルギーは 165 MJ に相当する。以上のように、爆ごうを伴う爆発の場合には、ほとんど爆発物に依存しない到着時間差の比によって爆発における諸元を算出することが可能である。

5.3.2 破裂の場合

破裂の場合も式(3-6)を用いて、爆ごうを伴う爆発と同様の議論を行うことができる。図 5-4 には、図 3-7 に加えて、特性長 R_{RH} を音速 c_0 で除して特性時間 R_{RH}/c_0 で爆風到着時間を無次元化し、スケールされた初期半径 R_0/R_{RH} を 1 とした場合を例として、式(5-4)を計算したものを右軸を用いて示した。爆風の減衰とともに、 M も小さくなり 1 に近づく。音波が初期半径 R_0 から測定位置 R まで伝わるのに必要な時間は $(R-R_0)/c_0$ で表される。この音波が到着する時間 t_a と、式(5-4)で表される爆風の到着時間 t_s との差を音波が到着する時間で除して得られる比

$$1 - \frac{t_s c_0}{R - R_0} = 1 - \frac{C R_{RH}}{R - R_0} \left[\frac{1}{2} \log \left(\frac{1 - \tau}{1 + \tau} \right) + \frac{\tau}{1 - \tau^2} \right]_{\tau = \sqrt{\frac{R/R_{RH}}{C+R/R_{RH}}}}^{\tau = \sqrt{\frac{R_0/R_{RH}}{C+R_0/R_{RH}}}} \quad (5-5)$$

を計算し、図 5-5 に示した。爆風によって破壊が考えられる範囲として大気圧下で過圧 0.6~60 kPa を想定すると、対応する Rankine-Hugoniot Scale による換算距離は 0.01~1 程度になる。この範囲を上限として破裂が発生した場合を想定して式(5-5)に従って様々な初期半径で計算を行ってみると、爆ごうを伴う爆発で示されたような、単一の曲線にはならず、初期半径の大きさに影響を受けたものとなる。したがって、爆ごうを伴う爆発の場合に述べたような簡単な対応で爆発の諸元を算出することはできない。これは爆ごうを伴う爆発では

産業災害で見られるような過圧範囲の爆風影響を及ぼす距離が十分に遠方と考えることができるのに対して、破裂の場合には遠方と考えることができないということに対応する。ただし、以下の理由から実測された比に対して、最小の換算距離を決定することが可能である。観測者の距離 R が破裂の初期半径 R_0 に極めて近い場合を想定すると、式(5-5)の第二項は式(5-4)の微分にほかならず、式(5-4)の被積分関数となる。このため破裂の極近傍においても、問題としている比は有限の値をとり、その有限値よりも小さい比を示すような観測は起こらない。この限界を示す線も $R=R_0$ のラベルを付けて図 5-5 に示した。これよりも小さい比を示すような観測は起こらないということは、換言すれば、測定された時間の比に対して観測位置のスケールされた距離が図 5-5 の $R=R_0$ の線よりも左に来ることはないということである。

以上を踏まえて、破裂における爆風の到着時間差の比による Rankine-Hugoniot scale の距離スケール R_{RH} の推算手順は次のようになる。

- (1) 距離から音波の到着時間を計算する。
- (2) 爆風の到着時間を計測する。
- (3) (1)と(2)で得られた時間の差を(1)の結果で除して比を計算する。
- (4) 得られた比から換算距離の最小値を図 5-5 から求め、換算距離の最大値は適当な値を仮定する。
- (5) 換算距離範囲の端点と実距離から R_{RH} の範囲を算出する。
- (6) 初期半径と R_{RH} から図 5-5 の中で用いる曲線範囲を絞り込む。
- (7) 絞り込まれた範囲の曲線を用い、再度時間比との関係から換算距離の範囲を決定する。
- (8) 得られた新しい換算距離範囲を用いて、(5)から繰り返す。

この手順によって距離スケール R_{RH} を決定でき、そこから爆発の過圧を推定できる。図 5-5 には、点線で手順(4)~(8)の一回分について示した。

(4)における最大値の見積もりは、初期半径の換算距離が(4)求めた換算距離の最小値を越えると、与えられた到着時間の差の比に該当する換算距離が存在しないことになるため、最大の換算距離は、求めた最小の換算距離の R/R_0 倍以下にできる。

5.4 爆風到着時間差の比の測定[3]

5.4.1 実験装置

ここでは比較的簡単な装置を用いて、実際の爆風の到着時間を測定してその差の比を計算し、爆風強度との関係を実験的に検証することを考える。破裂に関する爆風の評価法を適用できる範囲は、爆ごうを伴う爆発に比べて初期圧が低くしなければならず、実験に大規模の容器を必要とするため、ここでは爆ごうを伴う爆発についての検証を行った。

図 5-6 に本研究で用いた爆発実験装置の全体図を示した。装置は机上に横置きした 2 m の 25A 配管の一方を封鎖してスパークプラグを設置し内部の混合気に着火できるようにした物である。他端は、シリコングリースによってアルミホイルを接着することで、内部混合気が外部に漏えいしないようにし、着火爆発時には抵抗なく爆風が開放されるようにした。両端から 100 mm ずつ離れたバルブの一方から可燃混合気を導入して他方から内部の気体を押し出させることを一定時間（5 秒程度）各実験前 2 回行い、内部の気体を置換した。爆発させる混合気として水素-空気量論混合気(29.6 vol%)を用いた。着火された混合気は、内部に設置された Shchelkin wire によって乱され、直ちに爆ごうに転移して、2 m を伝播する間に定常伝播する爆ごうとなる。配管にはイオンプローブを設置し、電圧 25 V をかけたイオンプローブ内の電極の間が既燃ガスとなった際に導通が起こることを利用して、火炎の到着を確認した。開放端から着火端に向かって、100、500、900 mm の位置に PCB 社の圧力センサを、500、900、1100 mm の位置にはイオンプローブを配置して爆ごう波伝播速度を測定し、伝播速度がほぼ一定となっていることを確認した。爆ごう波の開放端通過時刻を $t=0$ とおき、開放端から配管と 90 度方向の所定の距離(0.25、1.00、2.50 m)に設置したペンシルタイプの PCB 社圧力センサ (137A23) が衝撃波を記録した時間を t_s とした。圧力センサの設置距離を周囲温度から算出される音速で除して音の到着時間 t_a とし、その値と先の t_s との差 Δt を t_s で除して得られる値が、本研究で必要となる時間差の比である。

5.4.2 結果

250 mm 離れた位置での圧力の計測結果と管内のセンサの信号を図 5-7 に示した。圧力センサに関しては感度がまちまちであるが、イオンプローブ共々、到着時刻からは爆ごうが定常であることが読み取れる。水素空気混合気の当量比=1.0 について CEA[8]の計算によって得られる爆ごうの伝播速度 1965.8 m/s には及ばないが、いずれの実験でも管内では 1900 m/s 程度の伝播速度を示した。

図 5-3 をさらに実用的にするため、換算距離を経由せずに換算圧力とガス爆発による時間差の比とを直接対応させて図 5-8 に示した。図 5-8 上には実験で得られた爆風到着時間差の比に対する爆風の換算圧力も同時に示した。最も爆風到着時間差の比が大きいところでは、理論的に予測される値とずれているが、これはセンサ直径や時間測定における誤差が相対的に大きいためだと考えられる。実用的には窓ガラスの破壊が始まる 1~10 kPa に相当する換算圧力 0.01~0.1 で理論と実験値がよく合っている。

この時、図 5-3 のガス爆発による爆風到着時間差の比の理論値を用いて、実験データをプロットしたのが図 5-9 である。ここでは大気圧から爆風に参与したエネルギーをパラメータとしてデータ点と理論値が一致するように 0.27 kJ の値を用いた。図 5-9 から実験時の実距離 2.5m は換算距離 18 に相当し、Sachs の特性長は $2.5/18 = 0.14$ m である。無論この値は、 $(270/101325)^{1/3}$ から算出される値と等しい。2 m の配管内の水素-空気混合気量から計算されるエネルギー量は 3.57 kJ であるが、その 7.6 %程が衝撃波面に乗って解放されたものである。

同じデータに、破裂による爆風の特性長推算法を適用した場合を以下では考える。実距離 2.5 m での爆風到着時刻差の比は平均で 0.0337 である。この値は、衝撃波到着時間 t_s と音波の到着時間 t_a の差 Δt を t_s で割るのではなく、 t_a で割った値である。この値から 5.3.2 項の手順に従って、計算したのが表 5-1 である。6 回の繰り返し計算によって、爆風到着時刻差の比の平均 0.0337 に対応する換算距離は 31.2 で収束した。この際、爆風の初期半径は管の半径 0.014 m として計算した。換算距離から爆風圧は 2 kPa になり、実測値のほぼ倍の値に

なった。これは 3.3.6 で計算したとおり、爆ごうからの透過衝撃波が強いため、本来減衰が-1 乗よりも速いにもかかわらず、式(3-6)を適用したため発生したと考えられる。また、計算される Rankine-Hugoniot の特性長は 0.08、式(3-6)から初期半径に相当する換算距離 0.175 で計算される爆風圧力は 0.34 MPa となる。

5.5 爆発災害の記録装置

5.4.2 項では圧力センサを用いて、爆風圧と爆風到着時刻を同時測定したが、図 5-8 を用いれば爆風圧は爆風到着時刻の測定から計算可能である。具体的には 5.4.2 項で見たような手順によって換算距離とスケールパラメータを計算し、式(2-4)に 5.2 節で得たパラメータ $\alpha=0.294$ 、 $\beta=1.15$ を代入して換算距離 2.5 以上の地点での爆風圧を計算することができる。また、初期半径が決めにくくとも多点で計測することで、最も確からしい初期半径を推測することが可能である。

以上から、爆発災害の記録装置としては爆風の到着時間を記録できればよい。もっとも単純な構成としては、マイク装置を何らかの記録計へ接続したもので目的は達成できる。同じ記録計へ多点での測定が可能であれば、より確実である。通常の PC のマイク端子でも 44.1 kHz のサンプリングレートを持っており、時間分解能としてはその逆数、0.02 ms となる。また、昨今ハイRezと呼ばれる、より高周波数での録音も可能である。

また、東日本大震災時の福島第一原子力発電所のように、爆発の瞬間をとらえた映像がある場合、映像の撮影レートが 29.97 fps のインターレースであるとするなら、約 60 fps で各時点の画像を取得することが可能で、爆発を判断する時間的誤差として期待値 1/120 s が与えられる。 $t=0$ に、この期待値程度の誤差が含まれているので、有効数字二けたを得るため爆風到着時間は 0.8 s より大きいことが期待され、常温の音速が 340 m/s であることから 270 m 以上離れた位置での観測点として設置することが望ましい。

5.6 まとめ

本章では、爆風の到着時間に着目して、爆発規模を推定する手法について検討した。開放空間での爆燃からの爆風は音波として伝わることから、音速と比べることによって、爆ごうを伴う爆発や破裂からの爆風と区別が可能である。そのため、衝撃波の伝達速度に着目して、爆ごうを伴う爆発と破裂からの爆風の理論的な取り扱いを整理し、爆ごうを伴う爆発の爆風の実験結果を用いて検証した。その結果以下のことが分かった。

(1) 衝撃波の理論と、爆風過圧の近似式を用いることで、爆風の到着時間から爆発の特性長を推定することが可能である。

(2) 爆ごうを伴う爆発の爆風で、爆風到着時間と音波の到着時間との差を爆風到着時間で除した比は、爆発する物質の種類にほとんど依存しない。

(3) 破裂による爆風では、爆風到着時間と音波の到着時間との差を音波の到着時間で除した比は、初期半径の換算距離に依存する。ただし、繰り返し計算によって実際の計測値から爆発の特性長を求めることは可能である。

(4) 爆ごうを伴う爆発の爆風については、実験の結果から、爆風到着時間と音波の到着時間との差を爆風到着時間で除した比により正しく爆風過圧を見積もることができる。

(5) 爆ごうを伴う爆発の爆風について、破裂の場合の爆発特性長推算法を適用した場合、過圧を過大に見積もる可能性がある。これは推算方法の前提として、爆発の種類をあえて違えたためで、当然の結果である。逆に、一致しないことを以て爆ごうを伴う爆発と破裂とを区別することが可能になる。

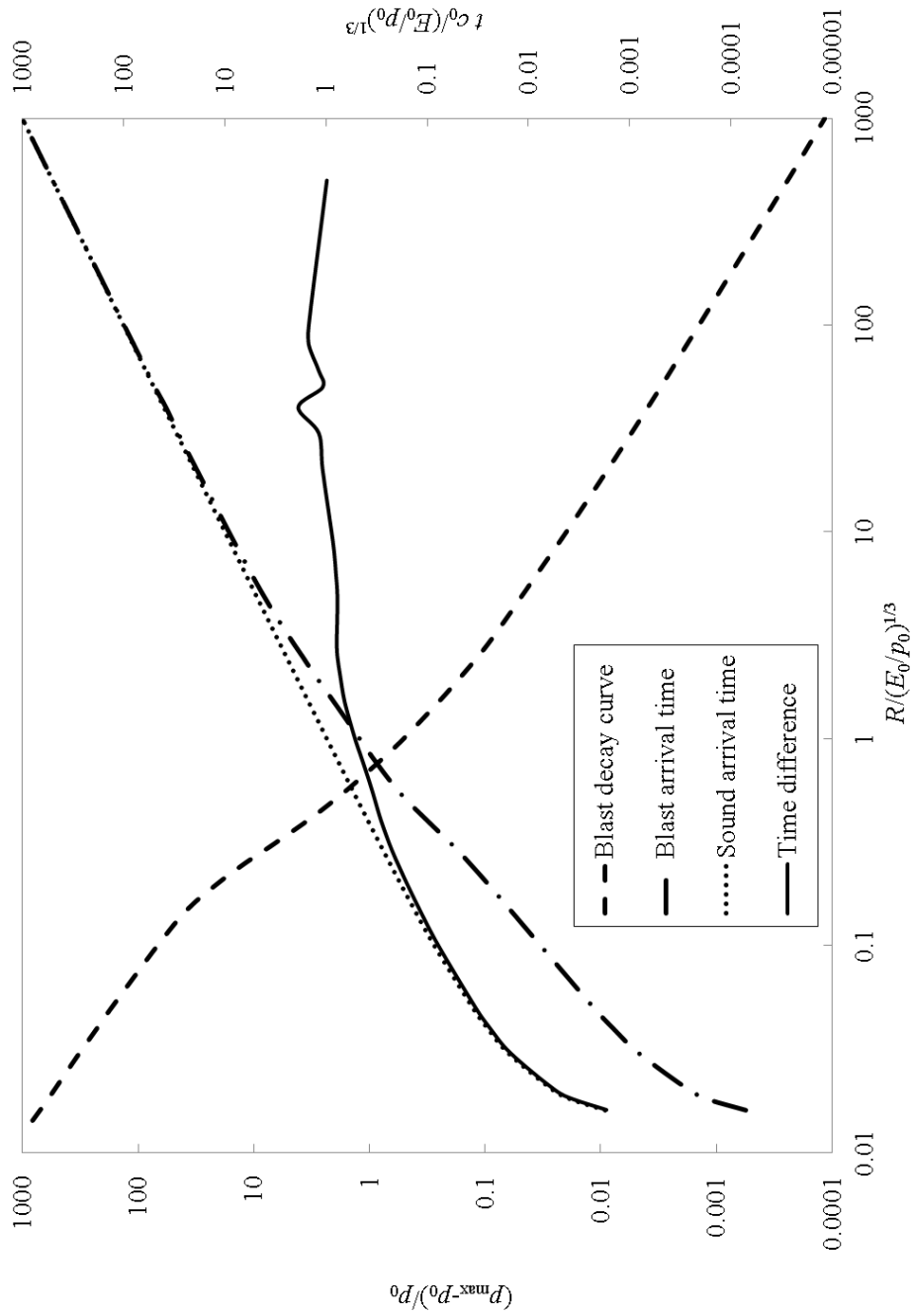


Figure5-1 The blast decay curve and time difference of the blast and sound from Ref. [6] .

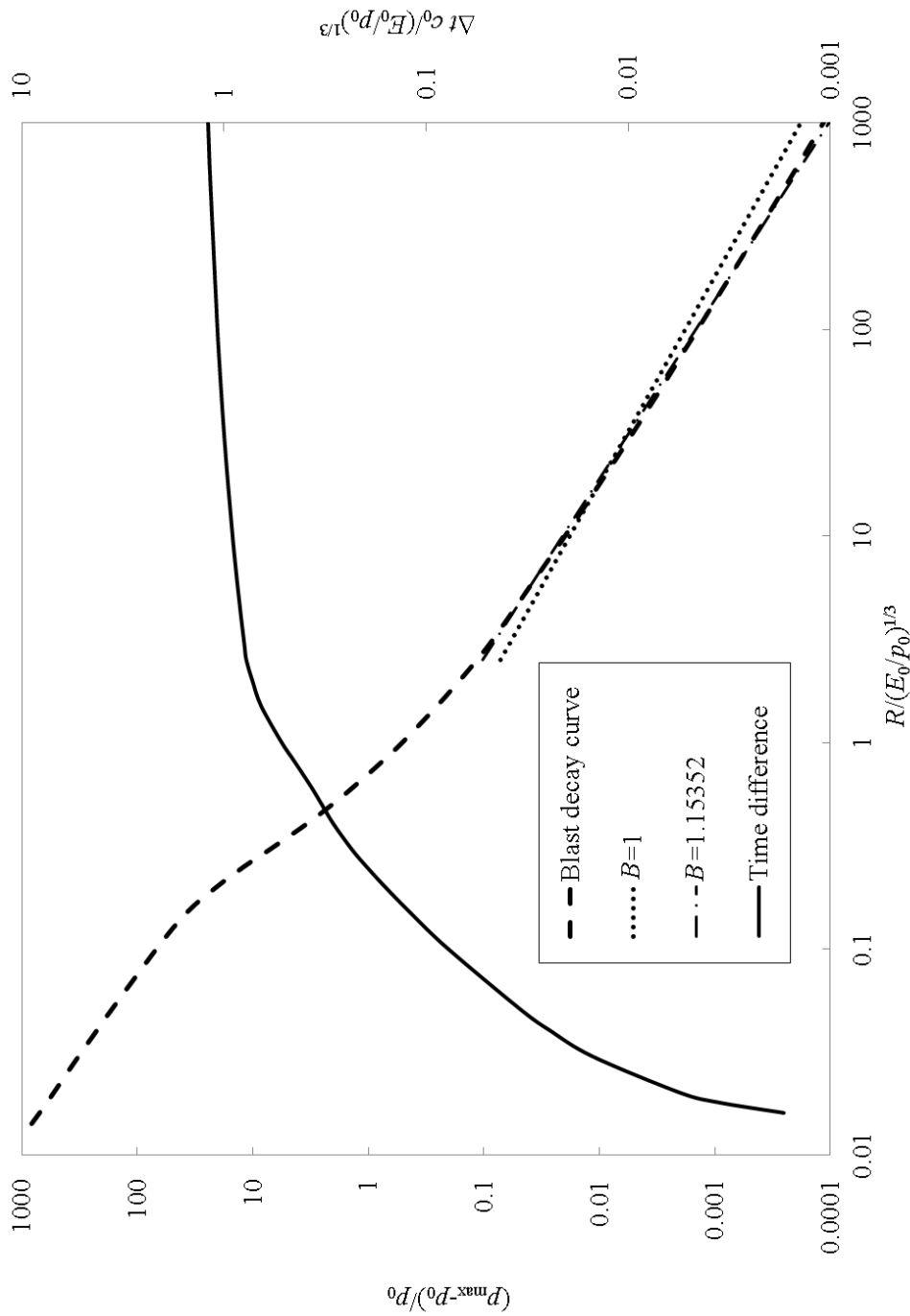


Figure 5-2 The blast decay curve and time of blast arrival with the approximated function.

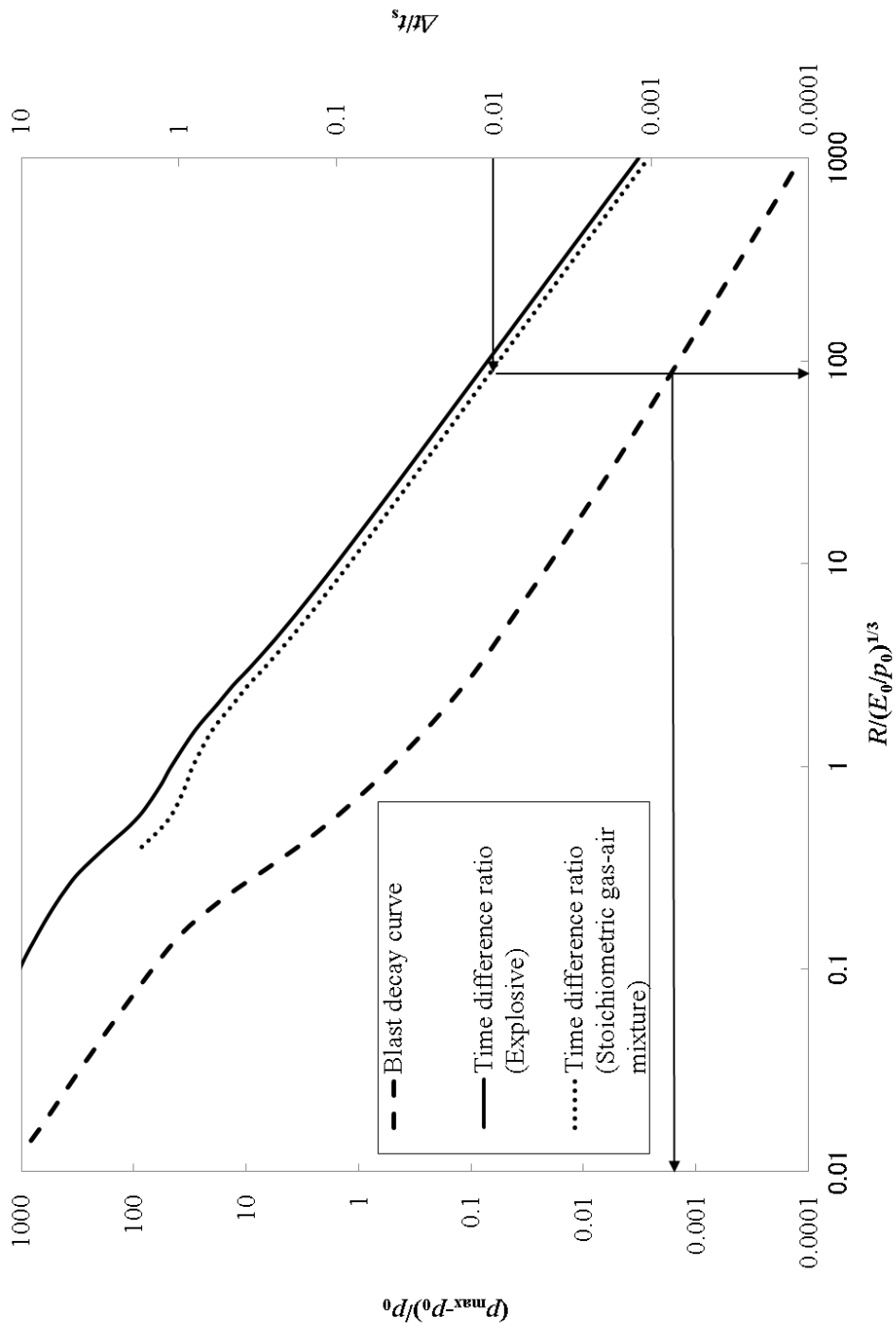


Figure5-3 The blast decay curve and the ratio of the time difference.

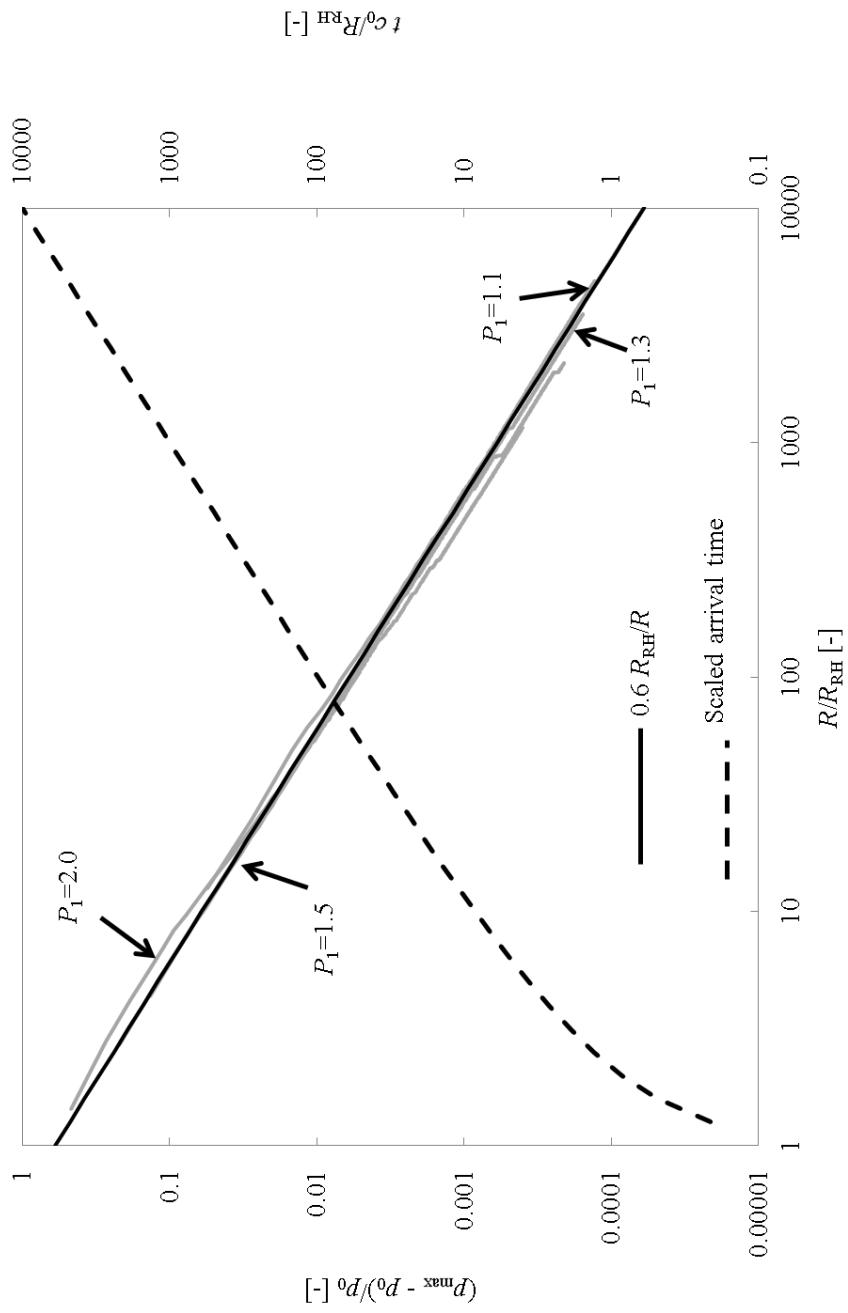


Figure5-4 The blast decay curve and the blast arrival time with Rankine-Hugoniot scale.

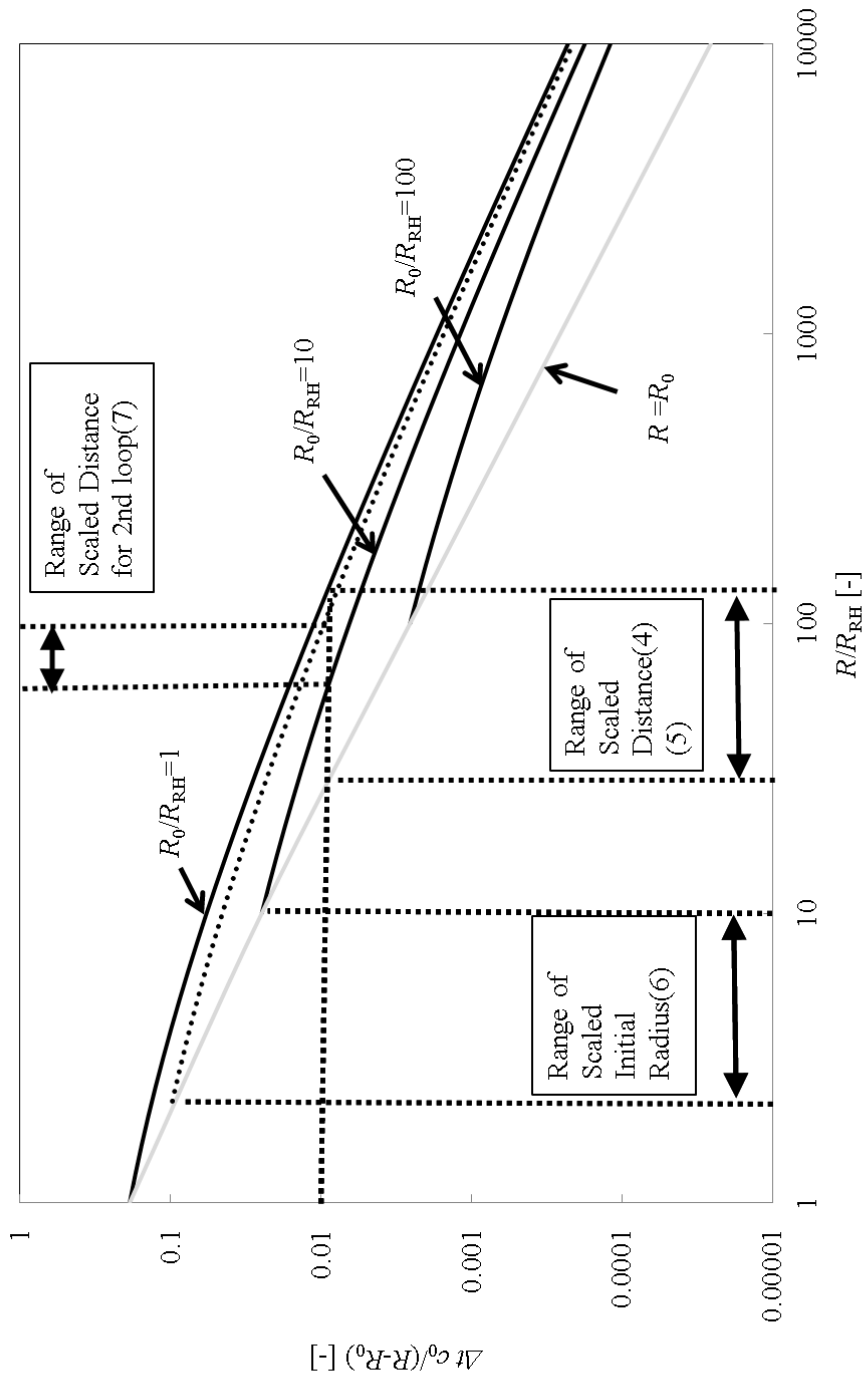


Figure5-5 the ratio of the time difference and the blast arrival time with several initial radii.

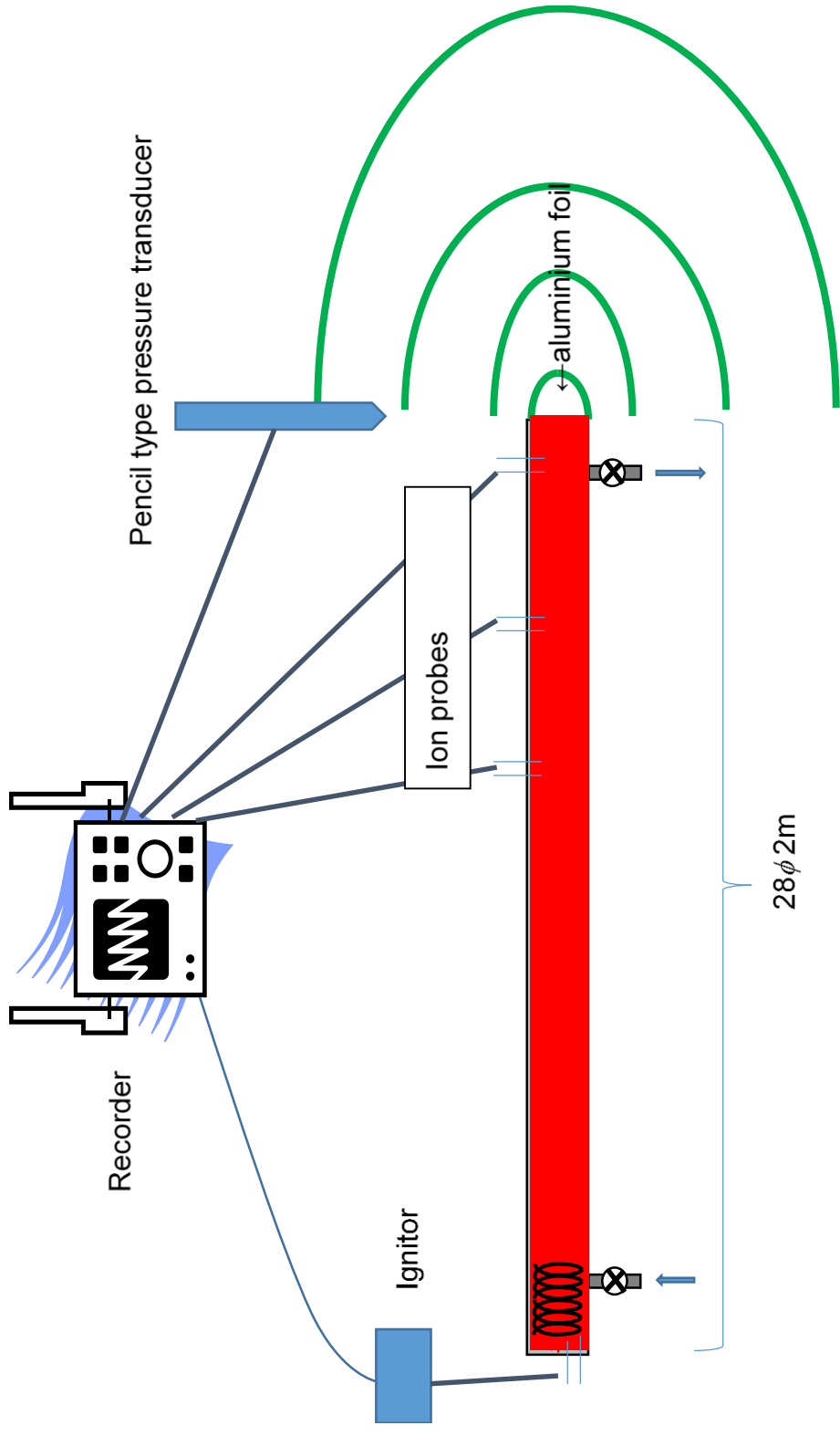


Figure 5-6 An experimental set up for time difference measurements of the blast from detonations of stoichiometric mixtures of hydrogen-air in the 28 mm diameter 2 m long pipe.

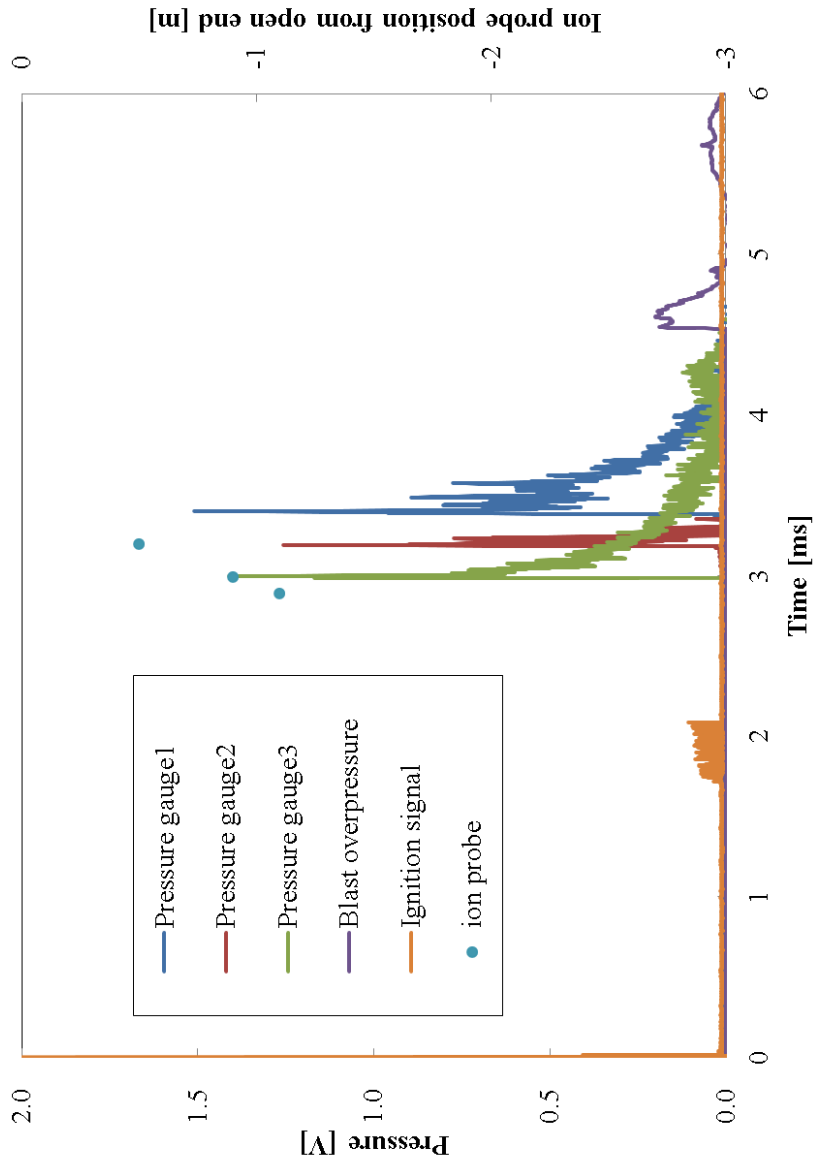


Figure5-7 Typical pressure records of an experiment.

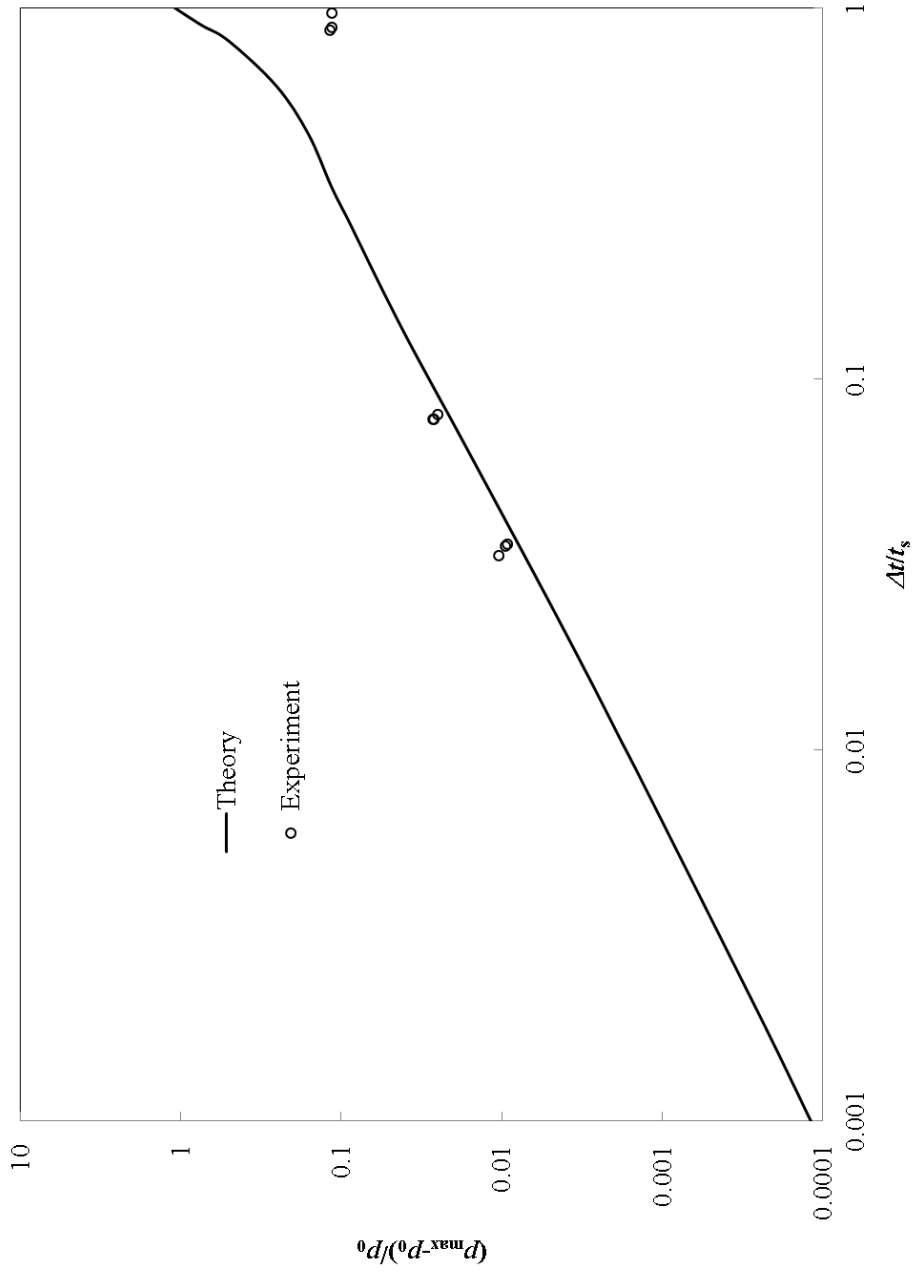


Figure 5-8 The time difference ratio and the blast overpressure. The theoretical data are from Figure 5-3.

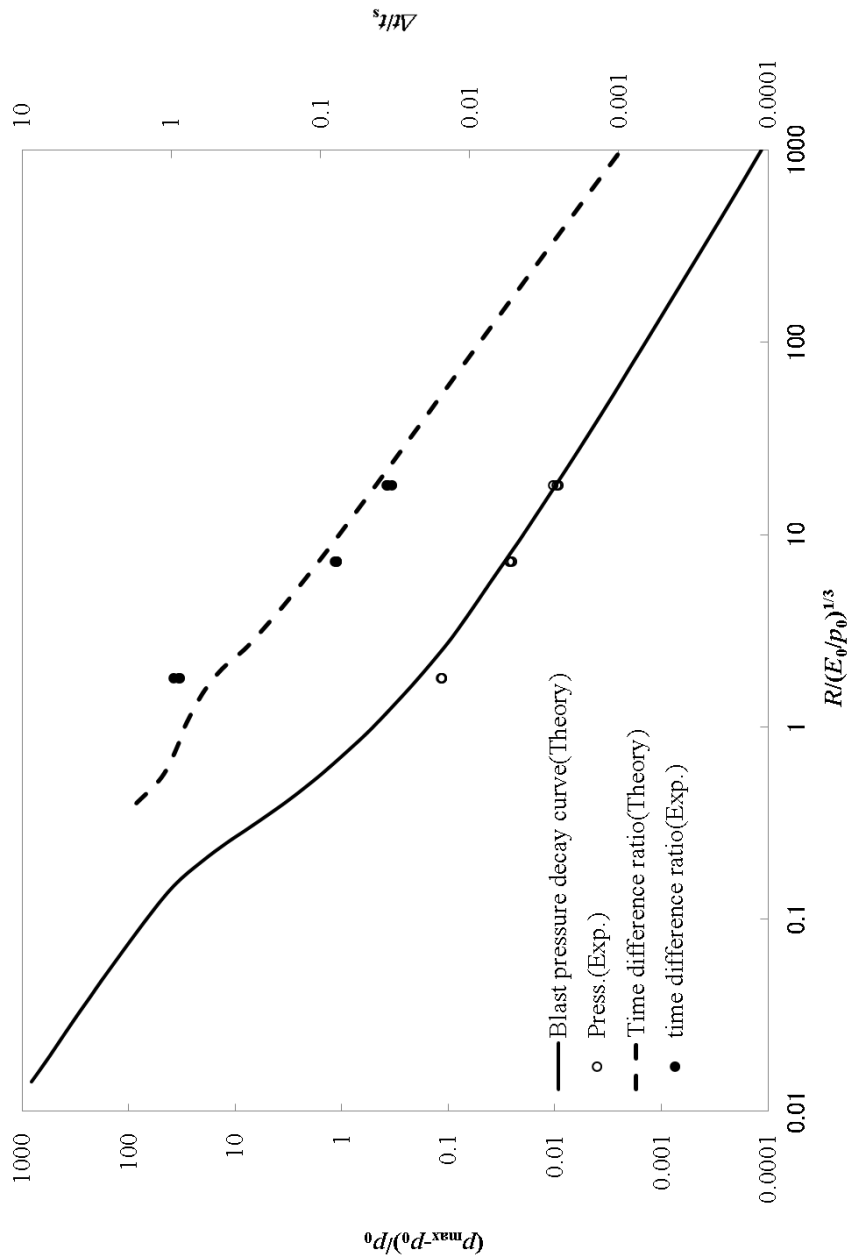


Figure5-9 The blast decay curve and the ratio of the time difference with experimental results. The theoretical data are from Figure 5-3.

Table5-1 An iteration calculation analysis of the experimental result as the bursting sphere blast.(time difference ratio=0.0337 at 2.5 m from 0.014 m radius pipe)

Iteration		R/R_{RH}	τ	t_s (ms)	ratio
1	min R	7.245	-	-	-
	max R	1293.756	-	-	-
	min R_0	0.041	0.270	0.007	-
	max R_0	7.245	-	-	-
2	min R	7.245	0.966	6.452	-
	max R	34.039	0.993	32.859	0.0337
	min R_0	0.041	0.270	0.007	-
	max R_0	0.191	0.520	0.070	-
3	min R	30.913	0.992	29.757	0.0337
	max R	34.092	0.993	32.912	0.0337
	min R_0	0.173	0.502	0.061	-
	max R_0	0.191	0.520	0.070	-
4	min R	30.908	0.992	29.752	0.0337
	max R	31.226	0.992	30.067	0.0337
	min R_0	0.173	0.502	0.061	-
	max R_0	0.175	0.504	0.062	-
5	min R	31.194	0.992	30.035	0.0337
	max R	31.226	0.992	30.067	0.0337
	min R_0	0.175	0.504	0.062	-
	max R_0	0.175	0.504	0.062	-
6	min R	31.194	0.992	30.035	0.0337
	max R	31.197	0.992	30.039	0.0337
	min R_0	0.175	0.504	0.062	-
	max R_0	0.175	0.504	0.062	-

参考文献

- [1] Otsuka, T., & Yoshikawa, N. (2011). Evaluation of accidental explosions based on blast arrival time. Asia Pacific Symposium on Safety 2011.
- [2] 大塚輝人, 齋藤務, 吉川典彦. (2011). 爆風の到着時間差による弱い爆発の評価. 第44回安全工学研究発表会.
- [3] 大塚輝人, & 吉川典彦. (2012). 爆風到着時間による爆発規模推定に関する実験的研究. 第45回安全工学研究発表会.
- [4] 工藤雅孝, 山田達雄, & 風間守. (2003). 爆風到達時間から評価した小薬量爆薬の爆発特性. 日本鑑識科学技術学会誌, 8(1), 49-58.
- [5] 生井武文, 松尾泰, 衝撃波の力学,(1983), コロナ社
- [6] Baker, W.E. Explosions in Air. (1973). University of Texas Press.
- [7] Tang, M. J., & Baker, Q. A. (1999). A new set of blast curves from vapor cloud explosion. Process Safety Progress, 18(4), 235-239.
- [8] B. J. McBride and S. Gordon., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium and Applications: Part II. NASA RP 1311." National Aeronautics and Space Administration (1996).

第6章 結論

6.1 概要

本論文は、水素による爆発災害における爆風過圧の影響範囲の予測・評価を行うことを目的として、研究の主題を爆風の発生過程に立ち戻って検討したものである。その結果から、爆発を爆ごうを伴う爆発、破裂、開放空間における爆燃の3種に分類して評価する必要性を論じ、その各々について水素空気混合気を対象に爆風過圧の影響範囲を、爆発の特性長と爆風曲線の組み合わせによって考察した。これまで、爆ごうを伴う爆発によって語られてきた爆風の評価に対する問題点を明確にし、爆風発生過程の推定を含めた爆発の特性長の推算による爆風過圧の評価手法についても提案し考察した。

本章は、本論文のまとめとして、各章で得られた知見を要約するとともに、従来の爆風評価の取り扱いに対して、破裂、開放空間における爆燃について新たに区分けすることの利点をまとめてむすびとした。

6.2 各章の要約

6.2.1 第1章の要約

第1章は序論であり、本研究の目的と内容を記している。爆発現象の定義を見た後、爆風による被害の発生について、東日本大震災に続いて起きた福島第一原子力発電所の水素爆発に端を発して、労働災害に見られる爆発を概観した。その結果から以下のことを示した。

- (1)労働災害における爆発は、従来研究されてきたようなエネルギー物質による爆ごうを伴う爆発がまれであり、貯槽の破裂後、内容物と空気の混合による爆燃の連鎖が多い。
- (2)爆発評価がリスク評価と災害調査にとって重要な要素である。
- (3)TNT 換算量に代表される爆発規模の比較は、起きてしまった爆発災害には有効であるものの、事前評価には用いることはできず、災害調査においても爆発に寄与した量との比較も熱量比を TNT 収率として事後に計算する後付けの説明になってしまう。

6.2.2 第2章の要約

第2章では、爆発研究の既往の研究を俯瞰し、従来の爆ごうを伴う爆発による評価方法を確認した後、開放空間における爆燃の爆風被害について、爆ごうを伴う爆発の説明を用いることの不適合さを説明し、昨今の計算機の高速化による数値流体計算の可能性を述べた。その結果から以下のことを示した。

- (1)爆ごうを伴う爆発による爆風が、Sachs のスケール則により単一の爆風曲線で表されるのであれば、爆発物の違いは単に爆風の発生距離の違いに還元される。
- (2)上記爆風の発生距離は、爆発した物質のエネルギー密度に直結している。
- (3)水素爆発を従来の爆ごうを伴う爆発による評価方法で評価した場合、初期混合気半径の129倍の被災距離が想定される。
- (4)爆燃による爆風は、理論上火炎伝播速度に大きく影響を受ける。したがって火炎伝播速度と爆風過圧の同時測定が必須である。
- (5)数値流体計算ではシナリオ一つ一つの検討にならざる得ない以上、リスクを大局的にとらえるにも、災害調査において着火位置や拡散状況の不確かさから計算機上で災害を再現することも難しい。

6.2.3 第3章の要約

第3章では、破裂による爆風を直接的に扱う方法について、Random-Choice法による数値計算結果から検討した。その結果から以下のことを示した。

- (1)破裂時の圧力が高い極限では、爆ごうを伴う爆発の爆風曲線に収れんする。
- (2)逆に破裂時の圧力が低い場合には、爆ごうを伴う爆発の爆風曲線と異なり、低い爆風圧を実際には与える。したがって、爆ごうを伴う爆発の爆風曲線で評価すると爆風圧に関して過大評価になる。
- (3)新たに Rankine-Hugoniot のスケール則を導入することで、破裂時の圧力が低い極限で単一の爆風曲線に収れんする。
- (4)Rankine-Hugoniot のスケール則の特性長を Sachs のスケール則の特性長と比較することで(1)、(2)の説明が可能である。

(5)水素爆発を Rankine-Hugoniot のスケール則で評価した場合、初期混合気半径の 1~195 倍の被災距離が想定される。

6.2.4 第 4 章の要約

第 4 章では、開放空間における爆燃による爆風を直接的に扱う方法について、風船に混合気を詰めて爆発させる実験を通して、半開放条件においては Tang-Baker の解析に、完全開放条件については Strehlow の解析に従って検討した。その結果から以下のことを示した。

(1)半開放条件での実験から水素爆燃による爆風は、参考文献に見られる爆風をすべて比較しても Tang-Baker の解析結果の火炎伝播速度マッハ数 0.35 の爆風曲線を超えない。

(2)開放条件では、差分画像相関法によって、火炎伝播速度を恣意性なしにとらえることができる。

(3)爆風は最大火炎伝播速度を記録した部分で発生し、音波として伝わる。

(4)火炎伝播速度を取り込んだ Strehlow のスケール則を導入することで、爆燃に関する爆風曲線を得ることができる。

(5)得られた評価方法から水素爆発を評価すると、半開放条件で初期混合気半径の 72 倍、完全開放条件で 63 倍の被災距離が想定される。

6.2.5 第 5 章の要約

第 5 章では、爆風の到達時間に着目して、爆発の特性長を見積もる手法について検討した。その結果以下のことを示した。

(1)爆ごうを伴う爆発の爆風では、爆風到着時間と音波の到着時間との差を爆風到着時間で除した比は、爆発する物質の種類にほとんど依存せず、到着時間から爆発の特性長を見積もることが可能である。

(2)破裂による爆風では、爆風到着時間と音波の到着時間との差を音波の到着時間で除した比は、初期半径の換算距離に依存するが反復計算によって爆発の特

性長を見積もることが可能である。

(3)爆ごうを伴う爆発の爆風の到着時間を測定する実験結果に、爆ごうを伴う爆発での爆発の特性長推算法を適用した結果、爆風過圧に関して良好な一致をみた。

(4) 爆ごうを伴う爆発の爆風の到着時間を測定する実験結果に、破裂での爆発の特性長推算法を適用した結果、過圧が過大に見積もられた。これは推算方法の前提として、爆発の種類をあえて違えたためで、逆に、一致しないことを以て爆ごうを伴う爆発と破裂とを区別することが可能になる。

6.3 むすび

従来の爆風評価方法は、爆ごうを伴う爆発を基礎として、TNT 収率を適用することで爆発災害等に適用されてきた。しかし、爆風の発生過程が爆ごうを伴う爆発と異なる、破裂、開放空間における爆燃では過大な評価に陥りがちであり、TNT 収率を極端に小さく見積もる結論になってしまう。本論文では発生過程を詳細に検討するとともに、従来の研究を踏まえて正しく評価する方法について述べた。その結果を利用することで、水素爆発について爆風過圧が大気圧の 0.01 倍を超える影響範囲について、爆ごうが考えられる場合で初期半径の 129 倍、破裂では容器耐圧に応じて 1~195 倍、開放空間における爆燃については 63 倍の被害範囲が考えられることを示すことができた。

謝辞

本研究は吉川典彦教授と十年を超えて研究をご一緒させていただいている中の一部を、爆風評価の観点からまとめたものです。今この謝辞を記すにあたって、感謝を表すための言葉をいくつも胸中に探して浮かべるものの、そのどれもが十分には程遠く思いますが、足りない分は今後の仕事にてお返しできればと考え、ここに感謝の意を記させていただきます。

芝浦工大齋藤寛泰准教授とも、先生が名古屋大学吉川研の助手として赴任された際から現在に至るまで、やはり十年を超えて研究をご一緒させていただいております。第4章の研究は、吉川先生と齋藤先生との実験と議論に費やした血と汗とお酒の結実でもあります。本当にありがとうございます。

また、上記お二人に引き合わせていただいた松井英憲博士へ感謝いたします。松井博士は、私が研究所に職を得た際、初めての直属の上司として、右も左もわからない状態からご指導いただきました。私が爆発に関して何かと言えるようになったのは、当時のご指導のおかげです。

室蘭工大齋藤務教授には、吉川先生にご紹介いただき Random-Choice 法による衝撃波伝播のプログラムをご提供いただきました。本研究の第3章は、鈍りも歪も発生しない、齋藤先生のプログラム無しには有効な議論ができませんでした。ありがとうございました。

研究を一緒にしてくれた名古屋大学の学生たちにも謝意を示させていただきます。特に柘植覚君には第3章の発端となる現象の相談を受けたことから破裂の研究が始まったこともあり、また、櫻木健二君にはこの論文の印刷・提出に大いに助けてもらいました。

最後に妻乃里子と娘るりこへの感謝をここに記し、むすびとさせていただきます。妻乃里子は本論文についても、全くの専門外にも拘わらず校正を引き受けてくれました。娘るりこは私が仕事をする意義を強くしてくれました。おとうさんは、これからもがんばるよ。