

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

90°曲管における H₂/O₂ デトネーションの流体力学的効果に関する数値解析
Numerical Analysis of Fluid Dynamic Effects on H₂/O₂ Detonation in 90-degrees Bent Pipe坪井 伸幸^{1*}・阿達 聡²・林 光一²・山田 英助²・内田 正宏³・藤森 俊郎³・須田 俊之³TSUBOI, Nobuyuki^{1*}, ADACHI, Satoshi², HAYASHI, A.Koichi², YAMADA, Eisuke², UCHIDA, Masahiro³,
FUJIMORI, Toshiro³, and SUDA Toshiyuki³¹ 九州工業大学大学院工学研究院 〒804-8550 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1
Kyushu Institute of Technology, 1-1 Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu, Fukuoka, 804-8550, Japan² 青山学院大学大学院理工学研究科 〒252-5285 神奈川県相模原市中央区淵野辺 5-10-1
Aoyama Gakuin University, 5-10-1 Fuchinobe, Chuo-ku, Sagami-hara, Kanagawa, 252-5285, Japan³ 株式会社 IHI 〒235-8501 神奈川県横浜市磯子区新中原町 1
IHI Corporation, 1, Shin-Nakahara-Cho, Isogo-Ku, Yokohama, Kanagawa, 235-8501, Japan

2009年6月22日受付; 2010年4月20日受理/Received 22 June, 2009; Accepted 20 April, 2010

Abstract : Numerical simulations of stoichiometric H₂/O₂ detonation in 90-degrees bent pipe were performed with a detailed chemical reaction model at initial pressure P₀=0.1 MPa. The scales of pipe were changed two and three times similarly to understand the scale effects on propagation of detonation through the bent section. The results show that the scale effects are small except 2nd peak along the extrados under the present conditions as well as the shock wave propagating in the air-filled bent pipe reported by Edwards et al. As the detonation propagates through the bent section, the Mach reflection near the extrados appears twice and the transverse detonation is formed to collide on the intrados with maximum pressure of 6-8 P_{CJ}. The cell effects on the total impulse are small though the propagation mechanism changes through the bent section. The detonations through the bent section are re-initiated without quenching and they are independent of the cell effects.

Key Words : Detonation, Numerical simulation, Hydrogen, Detailed chemical reaction model, Bent pipe

1. 緒言

可燃性気体である水素は、一般に燃料および様々な目的に応じて広く利用されている。しかし、水素の利用はその利便性と共、空気(酸素)と混合することにより他の可燃性ガスよりも爆発的な燃焼反応を起こすという危険性をはらんでいる。そのため、事故につながった場合、その被害は極めて甚大なものとなる。実際の事故事例として、国内外で沸騰水型原子炉 BWR (Boiling Water Reactor) での配管破断事故が報告されている[1]。事故における着火要因などのメカニズムは詳細に特定されておらず、再発防止のために様々な研究によってその解明が求められている。

上記のような事故で見られた配管の破断については、デトネーションが伝播したものによると思われるが、配管の

なかでも多く見られる 90 度曲がった管(エルボ)の内部を伝播するデトネーションの伝播について研究している例はそれほど多くない。たとえば、衝撃波がエルボ内部を伝播する現象については、Edwards や Nettleton らが実験的に詳しく調べている[2,3]。それによると、空気で充填された曲がった管内を伝播する衝撃波とその流動現象は、管の半径を r 、管の中心線の曲率半径を R とすると、エルボ腹側(内径側)の曲率半径とエルボ背側(外径側)の曲率半径の比である $(R-r)/(R+r)$ で整理することが可能であると示している。また、デトネーションに関しては、Edwards や Nettleton らが、デトネーション特有のセルの存在が曲管内の伝播挙動に与える影響を実験的に調べている[4-6]。Liang らもエルボにおける表面圧力計測を詳細に行っている[7]。しかし、デトネーションの場合は、衝撃波伝播の場合と同様にスケール効果がエルボの背/腹側の曲率半径の比で整理できるとは明確に示されていない。また、デトネーション特有のセルの影響も十分に明らかにされていない。

* Corresponding author. E-mail: tsuboi@mech.kyutech.ac.jp

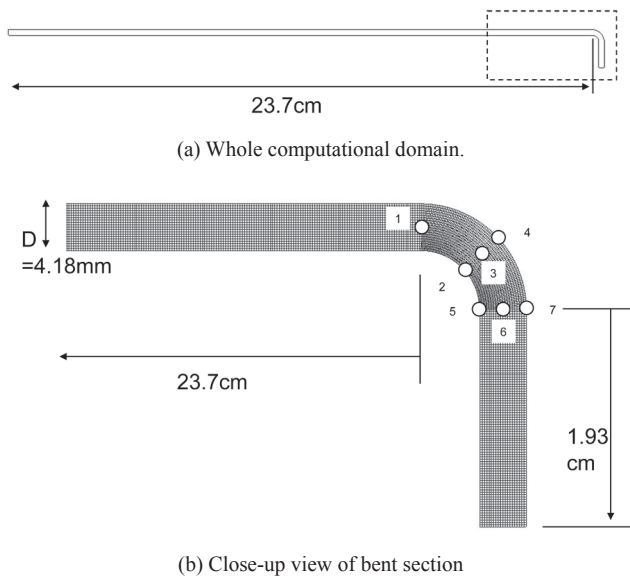


Fig.1 Computational grid and location of pressure measurement. A grid points for every ten points is plotted.

本研究では、エルボ内部を伝播する H_2/O_2 デトネーションの伝播挙動を調べるために数値解析を行い、衝撃波構造などの流体力学的効果について評価を行ったので報告する。

2. 数値解析法

支配方程式として化学種の質量保存を含む圧縮性 Euler 方程式を用いた。化学種に関しては H_2 , O_2 , O , H , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O の 8 化学種を考慮した。また、混合気体を理想気体とした状態方程式を扱っている。

計算法の概要としては、対流項に Harten-Yee の non-MUSCL modified-flux type TVD scheme [8], 生成項に point implicit method を用いた。時間積分は Strang type の時間分割法により、二次精度で陽的に解いた。また、定圧比熱は JANAF Table をもとにしている。詳細反応モデルは 9 化学種 18 素反応を持つ Petersen and Hanson model [9] を使用した。なお、酸水素予混合気であるため、このモデルの三体反応で使われている N_2 は考慮されていない。詳細は文献 10 を参照されたい。

計算の手順としては、1次元の解析を行い、格子解像度を定める。次に、1次元の解析結果を初期条件として、2次元直管の解析を行う。その後、2次元直管の結果を初期条件として2次元曲管の解析を行った。1次元解析では、左の境界を壁とし、圧力を 38 atm、温度を 1400 K の直接起爆により開始し、右へ伝播するようにした。着火領域の大きさは、 $\Delta x = 10.4 \mu m \times 190$ 点とし、格子幅が変化してもほぼ同様の着火領域とした。1次元解析における計算格子の解像度は、デトネーション現象の再現性と計算コストの両面を考慮して決定した。具体的には、酸水素予混合気にお

Table 1 Simulation conditions for $p_0=0.1$ MPa and $T_0=300$ K in straight tubes.

Case	Channel width D, mm	Grid size, μm	Number of grid points	CFL number
1	2.09	$\Delta x=\Delta y=10.4$	20001x201	0.9
2	4.18		20001x401	
3	6.27		20001x601	
4	4.18	$\Delta x=5.2,$ $\Delta y=10.4$	40001x401	

Table 2 Simulation conditions for $p_0=0.1$ MPa and $T_0=300$ K in bent tubes.

Case	Channel width D, mm	Grid size ^{*1} , μm	Number of grid points	CFL number
5	2.09	$\Delta x=\Delta y=10.4$	23271x201	0.9
6	4.18		26560x401	
7	6.27		29815x601	
8	4.18	$\Delta x=5.2,$ $\Delta y=10.4$	53119x401	
9 ^{*2}	4.18	$\Delta x=\Delta y=10.4$	6560x401	

*1:Grid sizes in straight section

*2:Propagating shock case

ける水素の半反応距離[11]である $41.8 \mu m$ の 1/33 である $1.3 \mu m$ を基準格子とし、デトネーションの伝播速度、von Neumann spike の圧力の値をほぼ捉えることと、計算上の不安定が大きく現れないようにすることを条件として、できるだけ格子解像度を低くして管のチャンネル幅のスケールを上げる方法をとった。ZND (Zel'dovich von Neumann Doering) 理論から算出した着火遅れ時間も水素の半反応距離とほぼ同じ値である。従って、デトネーションのセルの存在による影響については、3.4 節で述べる。1次元解析における格子点数は 6 万点である。また、2次元直管及び2次元曲管の計算条件と計算格子点数を表 2, 3 に示す。通常2次元直管の計算は、衝撃波座標系により格子点数を節約して解析を行うが、波面背後の rarefaction wave が波面通過後の圧力分布に大きく影響する。従って、本解析では静止座標系でかつ長い計算領域の計算格子を使用した。曲管の形状は、曲率半径比を JIS 規格のロングエルボの中心断面と同一とした。図 1 に、2次元計算における 90°曲管を模擬した格子形状と圧力測定位置を示す。全体の計算領域を図 1(a) に、波線で囲まれた領域を図 1(b) に示す。この図はチャンネル幅 $D=4.18$ mm (case 6) のものであるが、曲管までの直線部分はチャンネル幅 D によらない。曲管までの直線部分が長い理由は、波面が曲管を通過した後の

Table 3 Physical value for CJ condition.

p ₀ , MPa	p _{CJ} , MPa	T _{CJ} , K	D _{CJ} , m/s	p _{VN} , MPa
0.1	1.89	3681	2840	3.29

rarefaction wave をあらかじめすべて計算領域中に含めるためである。また、曲管の解析では、高圧縮部となることから計算上の不安定性を回避するために、エルボ背側の格子幅は直管部の格子幅の 75 % にしている。したがって、エルボ背側の格子解像度は直管部の格子幅よりも高くなっている。境界条件は、2次元の解析ではすべて管の出口のみ流出境界とし、それ以外の管の左端を含む境界はすべて断熱滑り壁とした。従って、左端からは膨張波が通常発生するが、rarefaction wave 背後の静止領域が左端の境界条件と接するため、この解析では膨張波は発生しない。未燃気体は、化学量論混合比 H₂/O₂ 混合気体とし、初期圧力 P₀ = 0.1 MPa, 初期温度 T₀ = 300 K で静止気体を初期条件とした。また、スケールの影響を議論するために表 2, 3 に示すように管径を最も小さい形状の 2 倍 (case 6), 3 倍 (case 7) にした解析も行い、その影響を評価した。さらに、格子解像度の影響を見るために表 2 の case 8 に示すような伝播方向の解像度を他のケースに比べて 2 倍にした解析も実施した。最後に、曲管内を移動する衝撃波の挙動との比較を行うために、0.1 atm, 300 K の空気が充填された場合で、衝撃波前後の圧力比がデトネーションの圧力比 p_{CJ}/p₀ と等しいマッハ数 4.04 の解析も、表 2 に示す case 9 として行った。衝撃波背後の物理量はランキン-ユゴニオの関係式より得た。なお、衝撃波伝播速度をデトネーションと一致させる場合、衝撃波マッハ数が 8.18, 衝撃波前後の圧力比が 77.9 と大きくなりすぎるため、比較の対象とはしていない。そして、エルボまでの直管の距離は case 9 以外は概ね 0.2 m としている。形状のスケールを 2 倍, 3 倍に上げてエルボの背/腹側の曲率半径の比については (R-r)/(R+r) = 0.559 と一定であり、この値は Edwards ら[4]では 0.5 及び 0.71, Liang ら[7]では 0.6 と比べると同程度となっている。

また、表 3 に参照値としての CJ 状態の物理量を示す。ここで、添字 CJ は Chapman-Jouguet 状態の値を、添字 VN は von Neumann spike における値を示す。p_{VN} は参考文献 [12]に従って計算した。

3. 計算結果および考察

3.1. 1次元解析結果

デトネーション速度における格子依存性について、図 2 に示す。Δx = 1.3 μm の場合は、燃焼面と衝撃波面の距離が変動することによる周期的な振動が発生し、やがて燃焼面と反応面が離れてデトネーションが維持できなくなる。この格子より粗い格子では振動は起きず、CJ 速度 (2840 m/s)

になる。1次元は本質的には不安定であるため、格子が粗い場合は過大な数値粘性によって伝播速度一定になることがよく知られている[13]。また、Δx = 20.8 μm 以上では、CFL 数が急激に低下する傾向にあった。従って、1次元解析がほぼ安定に行えると思われる格子幅は Δx = 10.4 μm (水素の半反応距離の 1/4) までであると判断した。なお、圧力についてはデトネーションの波面におけるピーク値は、p_{VN} の 85 % 程度の値になっているものの、通常配管構造強度に及ぼす影響に関しては瞬間的な p_{VN} よりもその背後の rarefaction wave を含めた力積が重要であることから、2次元計算では Δx = 10.4 μm を採用した。

3.2. 2次元直管解析結果

1次元解析の結果をそのまま使って2次元曲管の解析を行う場合、計算格子が多いために計算負荷が高くなる。そこで、2次元直管の解析を行ってから2次元曲管の解析を行う方法をとった。通常の2次元デトネーションの計算の場合、初期擾乱を入れてセルを発生させるが、今回の解析では格子が非常に粗いことから初期擾乱を入れてもセルは明確に見えないことを確認している。図 3 に case 2 の瞬間的な管中央の圧力分布を示す。Case 1,3 については case 2 と同様である。

3.3. 2次元曲管解析結果

この節では流体力学的効果に着目して、スケールを変化させた場合の最大圧力履歴や瞬間的な圧力分布や力積、エルボ内部を伝播するデトネーションの衝撃波構造などについて議論する。

(a) 最大圧力履歴

最大圧力履歴を図 4 に、また壁面の最大圧力履歴を図 5 に示す。図 5 の横軸は管の中心線に沿った距離 s (エルボが開始する位置を原点) を管のチャンネル幅 D で無次元化している。エルボ背側で 2 回圧縮され、エルボ腹側では逆に膨張した後で強い圧縮となる傾向が確認される。また、図 4 よりエルボ背側で圧縮されて生じた高圧領域がエルボ腹側の 90°曲がった箇所へ衝突していることも示されている。このとき、図 5(a) に示すとおり、エルボ腹側に最大圧力が記録されている。この詳細は後述する瞬間圧力分布にも示されている。なお、最大圧力はエルボの背側で CJ 圧力の 2.5 倍、腹側で 6~8 倍となっており、背側の二つめのピークを除いてスケールの効果はあまり見られない。また、背側の二つめのピークが強くなる理由については、Mach stem がエルボ背側と干渉することで 2 回目の Mach 反射が強くなり、図 6 に示される transverse shock が強くなったためであると思われる。

(b) エルボ内部の瞬間的な伝播構造

図 6 にエルボ内部のデトネーションの波面の瞬間的な密度分布を示す。Case 5~7 はいずれも類似の衝撃波構造を有している。エルボに入射したデトネーションは、概ね 27°の膨張波の影響をエルボ腹側で受けて膨張し、やがて衝

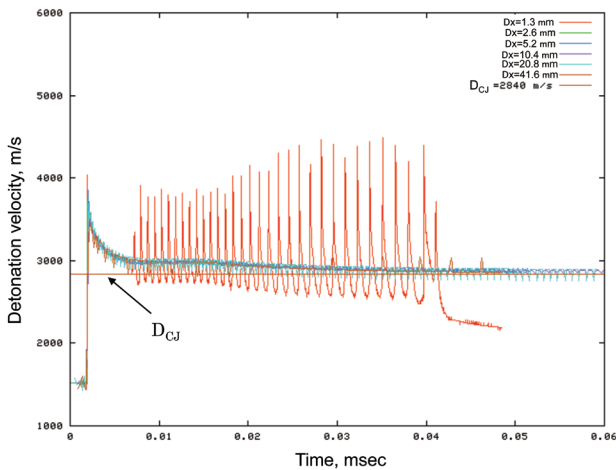


Fig.2 Instantaneous detonation velocity for various grid resolutions in one-dimensional simulations.

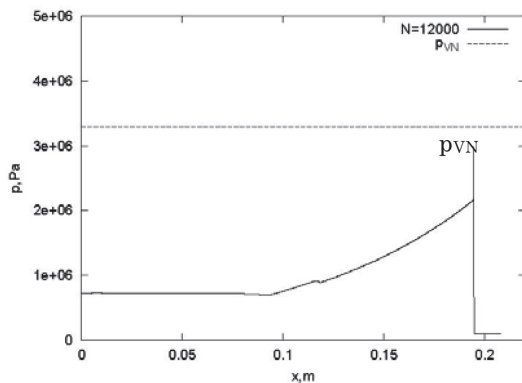
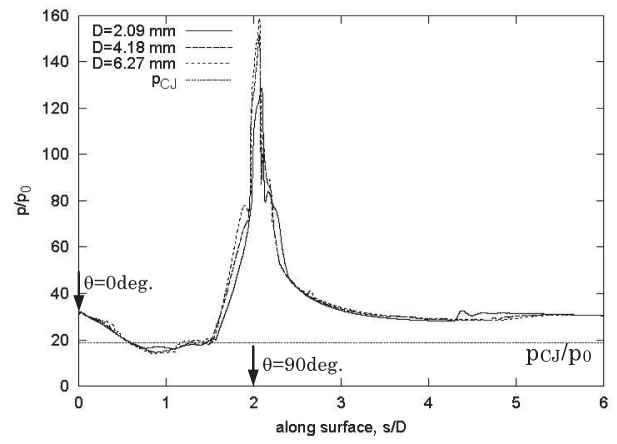
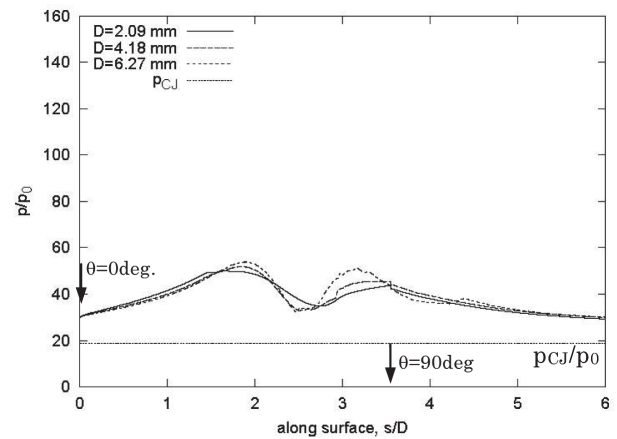


Fig.3 Instantaneous pressure profiles along tube center for two-dimensional straight tube ($D=4.18$ mm (Case 2)).



(a) Intrados



(b) Extrados

Fig.5 Maximum pressure history along wall for case 5, 6, and 7.

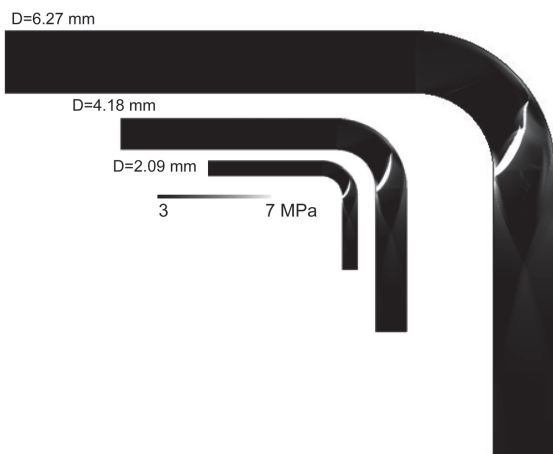


Fig.4 Comparison of maximum pressure history for case 5, 6, and 7.

撃波面が燃焼面と分離し始める。エルボ背側では 45° 程度回ってから後に Mach 反射形態が生じ、さらに進行すると transverse detonation がエルボ腹側へ伝播する。この transverse detonation はデトネーション限界で見られるもの

であり、特に spin detonation でも発生する[10]。また、エルボ背側にも transverse shock が発生し、transverse detonation がエルボ腹側に衝突した際に生じる transverse shock と共にエルボより先の直管を伝播する。このような傾向は、図 6 に示すとおりスケールにあまり関係なく、共通している。なお、今回の解析から分かったことは、transverse detonation は強い爆発が起爆となって発生したのではなく、図 6 の case 5 の A に示されるように、Mach 反射形態の 3 重点を基点に徐々に未燃ガスを消費しながら発達していることである。そして、図 6 の case 7 では、B に示されるように強い垂直衝撃波が基点となって爆発し、transverse detonation が発生している様子が見えてくる。

図 7 に曲管内を伝播するデトネーションの伝播構造の概要を示す。これらは図 6 に示されているものをわかりやすく示したものである。デトネーションが曲管を伝播すると、エルボ外側で強い圧縮を受けて Mach 反射が発生し、後にエルボ腹側へ transverse detonation が伝播する。この transverse detonation は、エルボ腹側で生じた未燃ガスの領域を消費するように伝播する。一方で、エルボ背側では壁

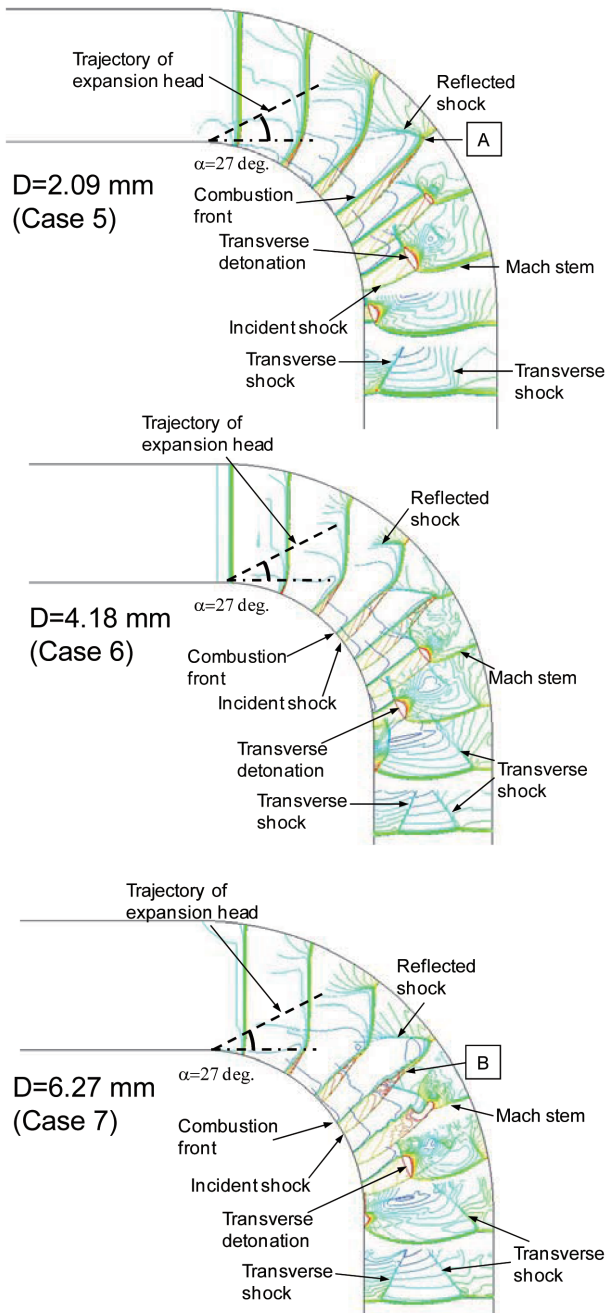


Fig.6 Comparison of instantaneous density contours near bent section for case 5, 6, and 7.

面がまだ凹型であるために垂直衝撃波から再度 Mach 反射に移行し、曲管部が終了した後に transverse shock として伝播する。衝撃波のみが伝播する場合には、この 2 回目の Mach stem は発生しない[2,3]。また、3.5 節でも述べるが、本解析でも空気中を衝撃波が伝播する場合は 2 回目の Mach stem は生じない。その理由は、(i) 衝撃波伝播の場合は、図 20 に示すように背側の Mach stem が前方に大きく湾曲するが、デトネーション伝播の場合は壁面にほぼ垂直であること (ii) 波面背後の圧力比が、衝撃波伝播の場合は約 32 倍に対してデトネーション伝播の場合は約 45 倍であ

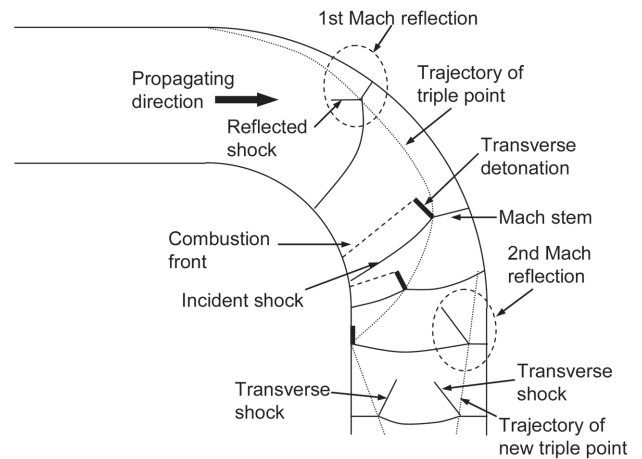


Fig.7 Schematic figure of detonation propagating in bent tube.

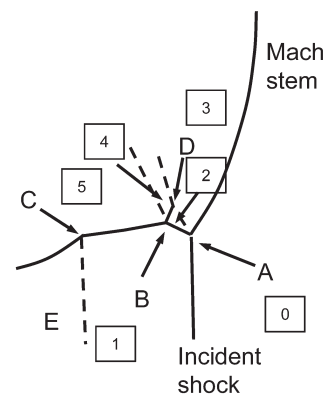


Fig.8 Schematic figure near detonation front. AB, BD reflected shock wave, BC transverse detonation, AD contact surface, and CE reaction front, respectively.

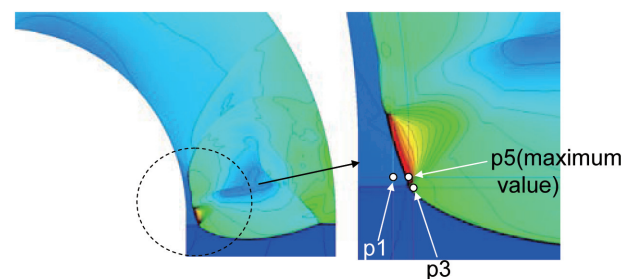
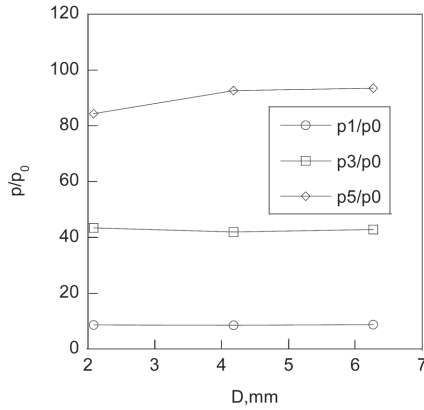


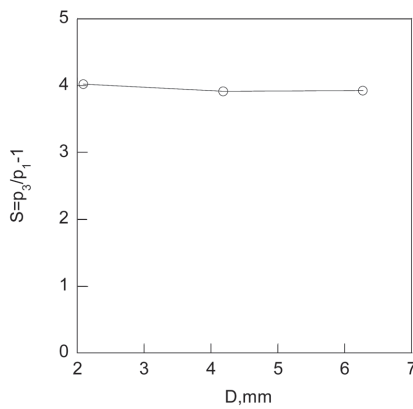
Fig.9 Measured points of pressure p₁, p₃, and p₅ shown in Fig.10. This results are case 7.

るの二つが原因であると思われる。

図 8 にエルボ腹側に transverse detonation が衝突する直前の衝撃波構造を示す。また、図 9 に示されるような、transverse detonation が壁面に衝突する直前における p₁ (incident shock 背後), p₃ (Mach stem 背後), p₅ (transverse detonation 背後の最大値) について図 10(a) に示す。管幅 D を大きくしても、p₁, p₃ は大きく変化しない。また、transverse detonation 背後の圧力 p₅ は最も小さい管幅を除い



(a) Pressure ratio behind detonation front



(b) Transverse wave strength S behind detonation front

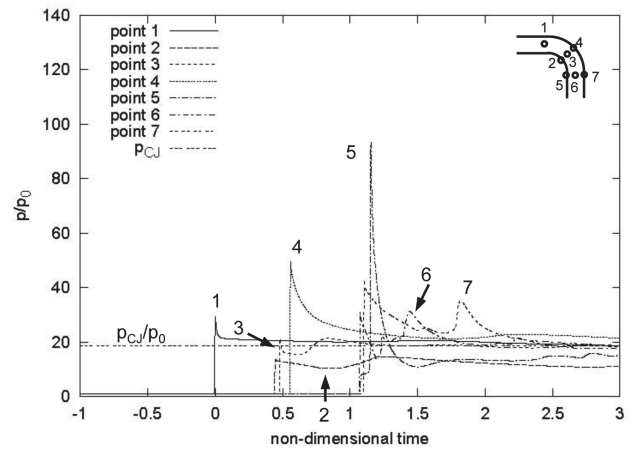
Fig.10 Scale effects on pressure and transverse wave strength behind detonation front for case 5, 6, and 7.

てほぼ一定になっている。すなわち、スケールを増加させても、基本的にはあまり大きな変化は見られない。

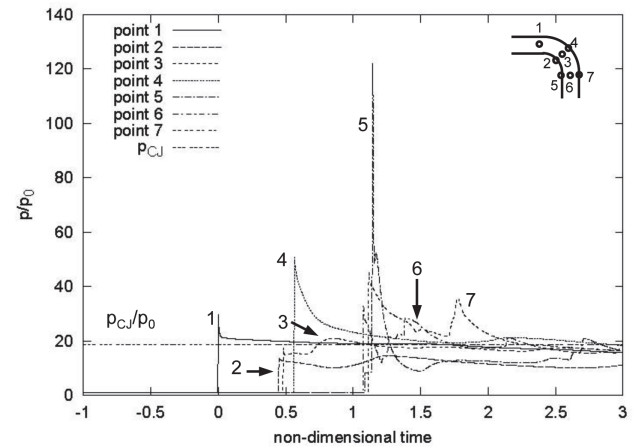
横波強さ $S = (p_3/p_1) - 1$ [14] についても、図 10(b) に示す。直管内を伝播するデトネーションの場合では、概ね 1.5 以下であり[15]、伝播限界付近で現れるスピンドレトネーションでも 1 前後である[16]。それらと比較すると、曲管を通過後、横波強さ S は 3.5~4 になる。その理由は、エルボ腹側の圧力が強い膨張によって、直管に比べて半分以下になっているためである。また、横波強さ S にもスケールの影響があまり見られないことがわかる。

(c) エルボの各点における圧力分布及び圧力の時間積分

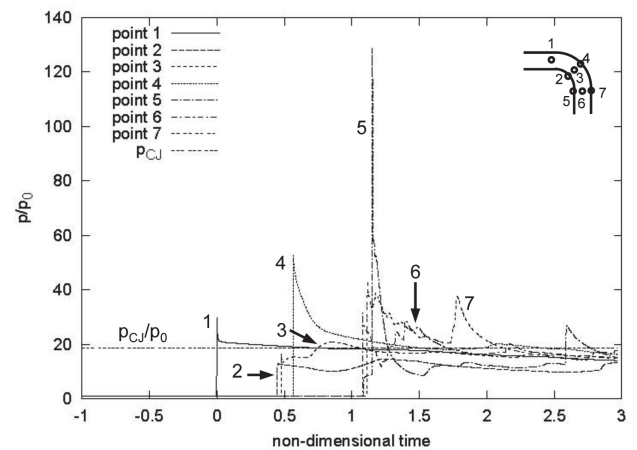
図 1 に示す圧力計測位置における圧力時間履歴を図 11 に示す。横軸の時間はデトネーションがエルボに到達した時刻 t_0 を原点、実時間を t として、エルボの開始位置から終了位置までの中心線の距離 L と CJ 速度 D_{CJ} を用いて $\bar{t} = (t - t_0)/(L/D_{CJ})$ と無次元化したものを用いている。エルボの背側 (point 4) で CJ 圧力の 2.5 倍、エルボの腹側 (point 5) で CJ 圧力の 4~6 倍のピークを示している。エルボの腹側 (point 5) で最大となる理由は、前節でも述べたように transverse detonation がエルボの腹側に衝突するためである。



(a) D=2.09 mm (case 5)



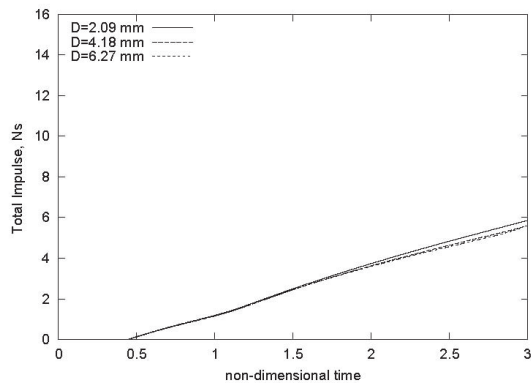
(b) D=4.18 mm (case 6)



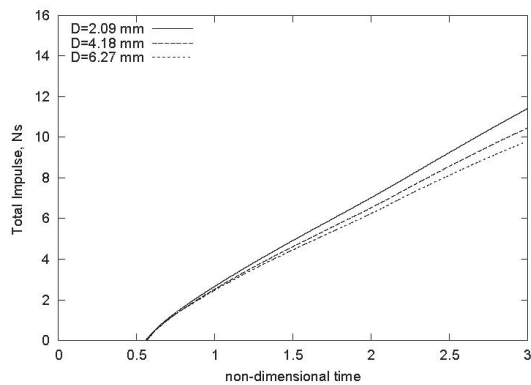
(c) D=6.27 mm (case 7)

Fig.11 Instantaneous pressure history at each location.

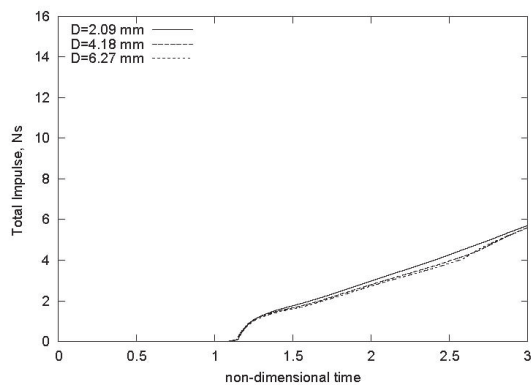
図 12 に壁面における圧力の時間積分 (total impulse) を示す。縦軸については、圧力は初期圧力 p_0 との差分の時間積分を表示している。その際、スケール比を除いている。すなわち、 $\int (p - p_0) dt / M$ とし、 $D = 2.09, 4.18, 6.27$ mm の場



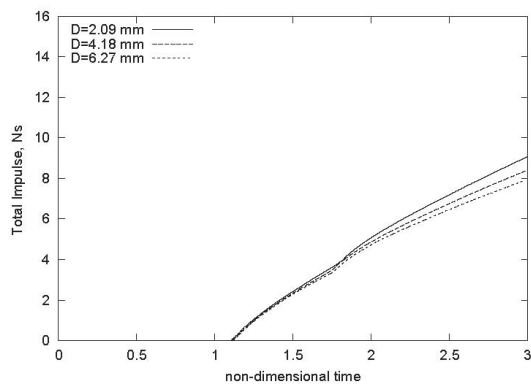
(a) Point 2 (intrados)



(b) Point 4 (extrados)

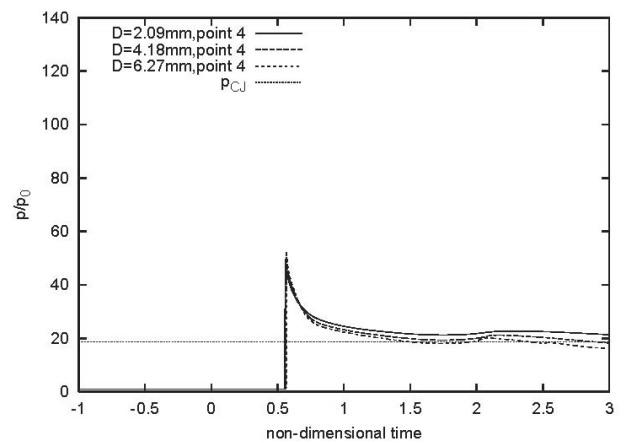


(c) Point 5 (intrados)

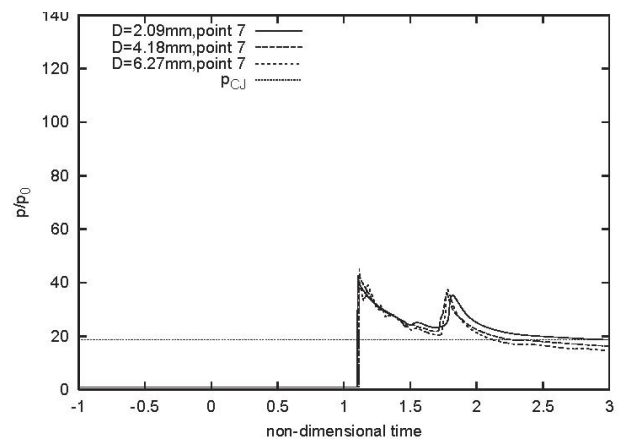


(d) Point 7 (extrados)

Fig.12 Time history of total impulse at each point for case 5, 6, and 7.



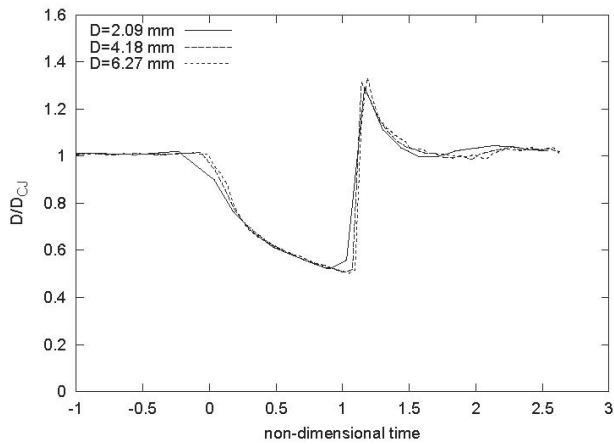
(a) Point 4 (extrados)



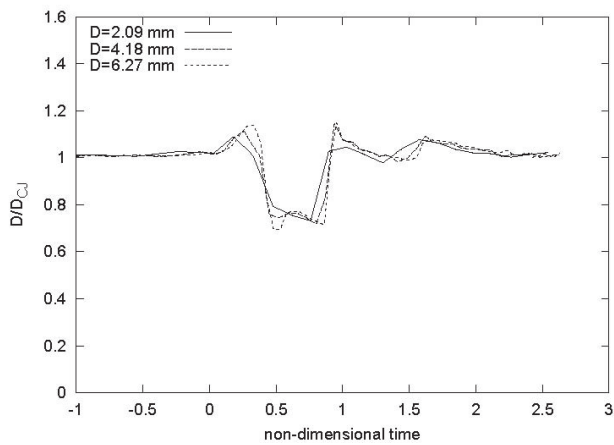
(b) Point 7 (extrados)

Fig.13 Comparison of instantaneous pressure history at points 4 and 7.

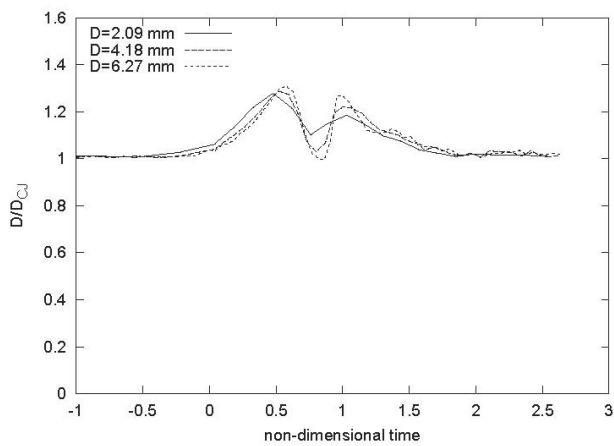
合にそれぞれ $M = 1, 2, 3$ としている。横軸は図 11 と同じである。図 12 より、エルボの腹側の points 2, 5 についてはほとんどスケールの効果は見られない。また、エルボの背側の points 4, 7 ではスケールが上がると若干傾斜が緩やかになる傾向がある。そして無次元時間が 3 の時に 15 % 程度の低下があり、減少する量もスケールが上がる毎に小さくなる。このことから、スケールが上がるほど、スケールの効果が小さくなる傾向が見られる。この points 4, 7 における圧力時間履歴の比較を図 13 に示す。スケールがもっとも小さい case 5 は、無次元時間が 3 の時で case 7 より圧力が 3 割ほど高くなっている。ここでは示さないが、points 2, 7 では違いはこれほど大きくないが、同様の傾向が現れている。エルボに入射するデトネーションの背後の rarefaction wave の圧力分布はどのケースもほぼ同じであることから、特に圧縮される背側では有次元としての曲率半径が若干影響したものと思われる。すなわち、曲率半径が小さくなるケースほど、デトネーションが通過後の圧力が高くなり、これは力積の勾配に影響したものと考えられる。



(a) Intrados



(b) Center



(c) Extrados

Fig.14 Instantaneous detonation velocity along wall for case 5, 6, and 7.

(d) デトネーション速度

図14にエルボの腹側、中央、背側に沿ったデトネーション伝播速度の時間履歴を示す。横軸の無次元時間の定義は、図11と同じである。腹側では強い膨張により、燃焼面と

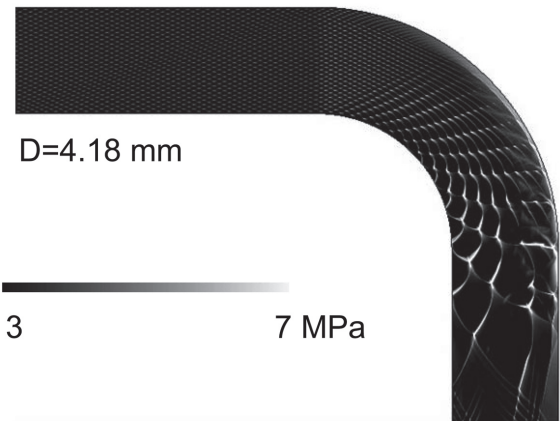
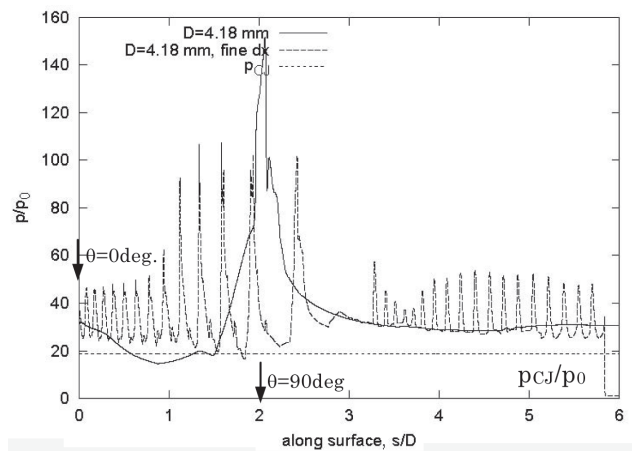
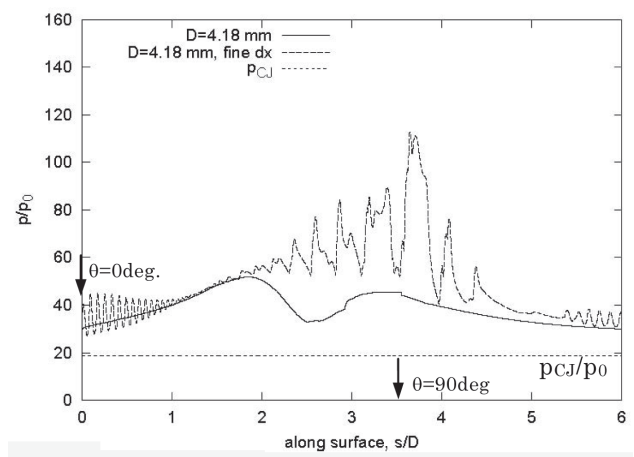


Fig.15 Maximum pressure history for case 8.



(a) Intrados



(b) Extrados

Fig.16 Comparison of maximum pressure histories along wall for case 6 and 8.

衝撃波面が離れ、CJ速度の50%にまで低下したのち、transverse detonationの衝突によりCJ速度の1.3倍で再駆動する。管中央では同様に強い膨張によりCJ速度の70%に低下するが、再駆動した後は概ねCJ速度で伝播する。背

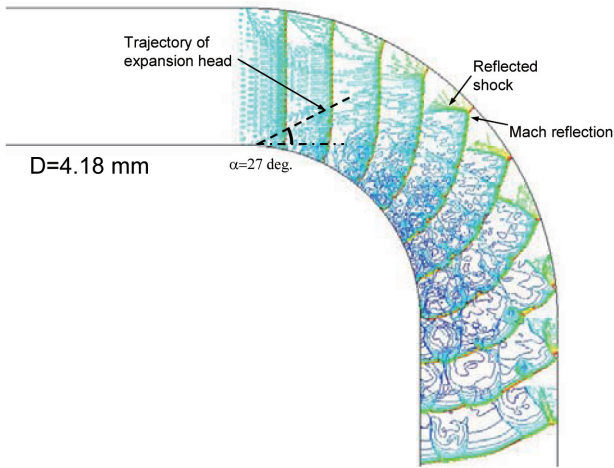
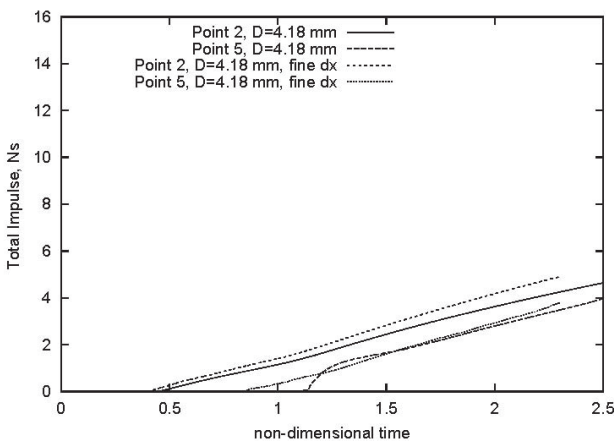
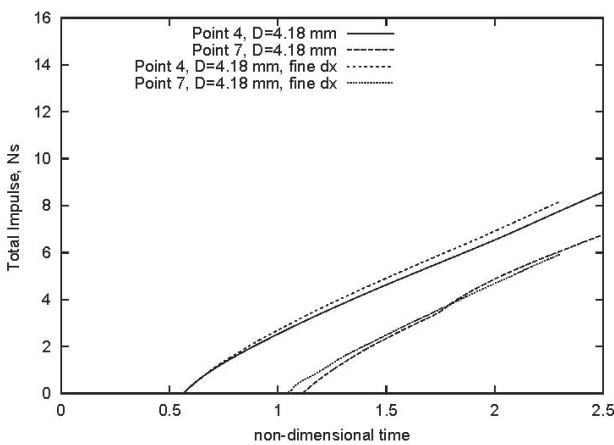


Fig.17 Instantaneous density contours near bent section for case 8.



(a) Points 2, 5 (intrados)



(b) Points 4, 7 (extrados)

Fig.18 Comparison of time history of total impulse at each point for case 6 and 8.

側では圧縮により CJ 速度の 1.3 倍まで加速した後, transverse detonation が腹側へ伝播するために一旦 CJ 速度まで減速する. しかし, transverse wave が腹側に衝突することにより CJ 速度の 1.2 倍まで瞬間的に加速し, その後

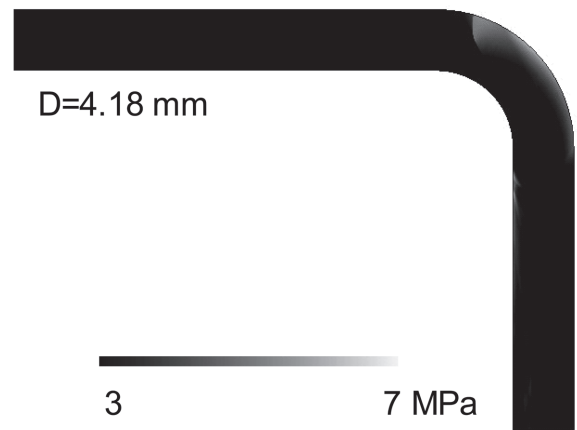


Fig.19 Maximum pressure history for case 9.

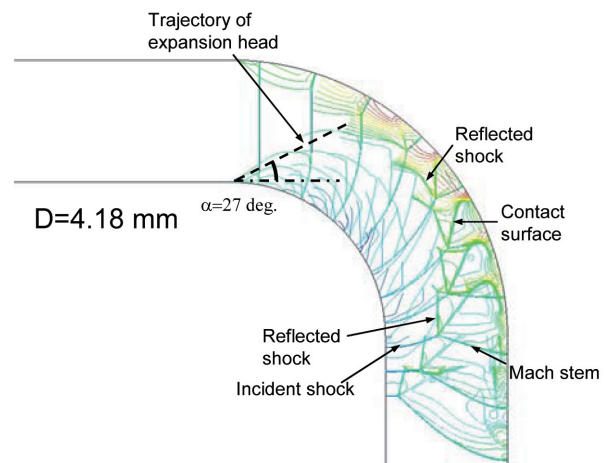


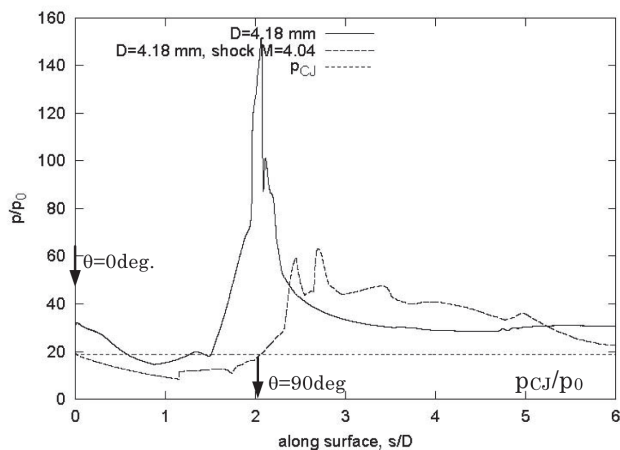
Fig.20 Instantaneous density contours.

CJ 速度に減速して伝播する. これらの傾向は図 14 における比較に示されるように, スケールにあまり依存しないことが分かる.

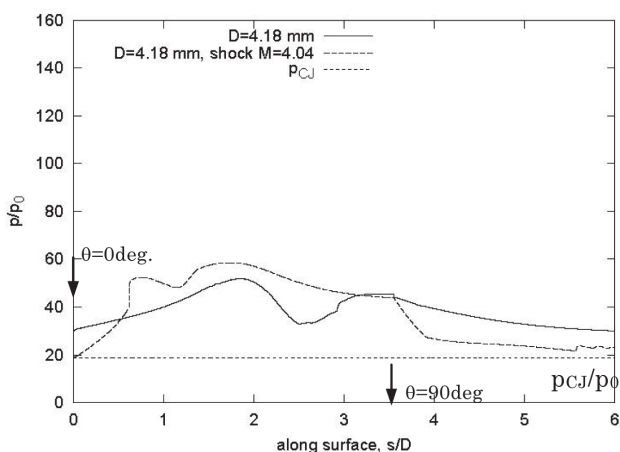
3.4. 2次元曲管解析におけるデトネーションのセルの影響

曲管内を伝播するデトネーションにおける格子解像度の影響について示す. 表 3 の case 8 に示されるように, 伝播方向の解像度を case 6 の倍にし, セルが現れるような条件で解析を行った.

最大圧力履歴を図 15 に示す. また, エルボ腹側および背側の最大圧力履歴を図 16 に示す. 比較のために, 図 16 には case 8 の半分の格子解像度である case 6 の結果も示す. 図 15 より, 直管部で小さなセルが現れていることが分かる. 図 15 にも示されるように, デトネーションが曲管に入射すると, デトネーションの背側で圧縮されてセルが不鮮明になり, 腹側では強い膨張のためにセルが大きくかつ明確になる. 曲管部を通過すると, 大きくなったセルは小さなセルに分割される様子も図 15 に見られる. 図 16 に示す壁面に沿った最大圧力履歴より, 腹側 (図 16(a)) で



(a) Intrados



(b) Extrados

Fig.21 Comparison of maximum pressure histories along wall for case 6 and 9.

は case 8 の最大値が case 6 に比べて 30 % 程低下するものの、背側 (図 16(b)) では逆に約 2 倍に増加している。このように、最大圧力履歴については、セルが存在する場合はセルがない場合に比べて大きく変化する。

曲管を通過する際の衝撃波構造を図 17 に示す。背側で反射衝撃波を有する Mach 反射が発生する点については図 6 の case 6 ($D = 4.18 \text{ mm}$) と同じである。しかし、セルが腹側にも存在するために、case 6 で見られたような大きな transverse detonation は case 8 では見られない。

このように、瞬間的な圧力や壁面最大圧力履歴は格子解像度の向上とセルの存在により、大きく結果が変わる。しかし、図 18 に示す壁面における各点の圧力の時間積分から、腹側の point 2 では約 10 % の違いが見られるものの、points 4, 5, 7 では 5 % 以下の違いしか現れていない。このことは、Pulse Detonation Engine (PDE) の性能評価でもセルの有無がほとんど影響しないこととほぼ同じである[17]。すなわち、管の破断に強く影響する力積に関しては、格子

解像度を高めてセルが現れるような解析を行わなくても概ね推算できることを意味する。その理由は、デトネーション波面の強い瞬間的な圧力変動よりも、その背後の rarefaction wave の寄与の方が、積分量としての力積では支配的であるためである。

本解析では、計算時間とメモリの都合からこれ以上高い解像度で計算することはできなかったが、今後はより解像度の高い格子を用いてセルの影響をさらに検討する必要があると思われる。その一方で、特に今回のようにセルが解像できないほど粗い格子を用いた場合、その計算結果はセルが管の直径に比較して十分小さい場合のものとして解釈できる。

3.5. 2次元曲管解析における衝撃波伝播との比較

最後に、衝撃波が曲管に入射した場合の結果との比較を行う。入射マッハ数は、2章でも述べたとおり、4.04 であり、入射衝撃波前後の圧力比をデトネーションの CJ 圧力と初期圧力の比と一致させている。

図 19 に最大圧力履歴を示す。図 4 とは大きく異なり、主に背側で圧力が上昇していることが分かる。また、図 20 にも示されるように、Mach 反射が背側でみられるものの、図 6 で見られたような、曲管から直線部になったときに見られる transverse shock は発生していない。そして、Mach stem の形状も図 6 と大きく異なり、前方へ湾曲する。このように、曲管を衝撃波が伝播するケースはデトネーションが伝播する場合と比較して大きく異なっていることが分かる。それは、図 21 に示される壁面の最大圧力履歴をみても、最大値が現れる位置、全体的な傾向が全く違うことが分かる。

今回の解析では、JIS 規格のロングエルボの中心断面形状に絞って解析を行った。そのなかで、計算結果の検証として公知の定量的な実験データが不足しているために十分検証ができない問題がある。Liang ら[7]の実験では、エルボの形状の詳細は示されているがエチレン/酸素混合気で行っており[18]、水素酸素予混合気の場合とは異なっている。また、杉村[19]はアセチレン/酸素混合気、初期圧力を変えてセルの大きさが伝播に与える影響を調べている。そしてセルが大きくなるほど特に膨張部ではセル構造が消失する結果を示している。今回の解析で得られたセルが現れる結果 (図 15) は、定性的にはこの傾向と一致する。今後は数値解析と実験の両面で、定量的な比較を行いつつ、曲がった管内を伝播するデトネーション伝播の挙動を明らかにする必要があると考える。

4. 結言

本研究ではエルボ内部におけるデトネーションの伝播挙動に関して、流体力学的効果を明らかにするために数値解析を実施した。その結果、以下の知見が得られた。

- ・エルボ背側で圧縮されたデトネーションから transverse

- detonation が発生し, エルボ腹側に衝突することが確認された. そのときの最大圧力は CJ 圧力の 6~8 倍に達する. エルボ背側では CJ 圧力の 2.5 倍であった.
- デトネーション伝播速度に関しては, エルボ腹側では強い膨張により CJ 速度の 50 % にまで低下し, transverse detonation の衝突により CJ 速度の 1.3 倍となって再駆動することが確認された. エルボ背側では最大で CJ 速度の 1.2 倍であった.
 - エルボ腹側と背側の曲率半径の比が同じであれば, 積分量の力積についてはエルボの腹側ではスケールの効果は小さかった. また, エルボの背側ではスケールが上がる と無次元時間 3 の時に 15 % の低下が見られ, 減少する量もスケールが上がる毎に小さくなった.
 - 曲管内を伝播するデトネーションの衝撃波構造については, スケールの影響はあまり見られなかった. しかし, 衝撃波のみの伝播とは異なり, Mach 反射が 2 回現れた.
 - Transverse detonation がエルボ腹側に衝突する直前の圧力に関して, 入射衝撃波背後と Mach stem 背後の圧力, transverse detonation 背後の圧力及び横波強さはスケールの依存性は小さかった.
 - セルが現れる格子解像度で計算を行った結果, 曲管部で格子が粗い結果と同様に Mach stem が現れたものの, 今回行った case 8 の格子解像度では transverse detonation は見られなかった. しかし, セルの有無が積分量の力積に与える影響については, 腹側で最大で約 10 %, 背側では 5 % 以下と小さいことが示された.
 - 衝撃波伝播の場合とデトネーション伝播の場合を比較した結果, 曲管部で Mach stem が発生する点については同じであったが, 壁面上の最大圧力履歴では大きく異なった.
 - 本計算条件では, 概ね格子幅が 10.4 μm (水素の半反応距離の 1/4) で von Neumann spike を捉え, かつ安定に計算が可能であることを示した. ただし, セルを有するデトネーションの解析では水素の半反応距離の 1/30 以上は必要である.

References

1. 原子力・安全保安院, “中部電力 (株) 浜岡原子力発電所 1 号機における配管破断事故について”, 2002
2. Fearnley, P. and Nettleton, M.A., 4th International Symposium Loss Prevention and Safety Promotion Process, E34 (1983).
3. Edwards, D.H., Fearnly, P., and Nettleton, M.A., *Journal of Fluid Mechanics* 132: 257-270 (1983).
4. Edwards, D.H., Fearnley, P., Thomas, G.O., and Nettleton, M.A., 1st Spec. Meeting (Int.) Comb. Inst., French Section, Comb. Inst.: 431-436 (1981).
5. Edwards, D.H., Thomas, G.O., and Nettleton, M.A., *Archivum Combustions* 3: 65-76 (1983).
6. Thomas, G.O., Williams, R.LI., *Shock Waves* 11: 481-492 (2002).
7. Liang, Z., Curran, T., and Shepherd, J.E., 26th International Symposium on Shock Waves: Paper 3210 (2007).
8. Yee, H.C., NASA TM-89464 (1987).
9. Petersen, E.L. and Hanson, R.K., *J. Propulsion Power* 15: 591-600(1999).
10. Tsuboi, N., Eto, N., Hayashi, A.K., *Combustion and Flame* 149: 144-161 (2007).
11. Sumann, M.A., AIAA paper 1994-3101 (1994).
12. <http://www.galcit.caltech.edu/EDL/public/32bitChemkinPC/znd/>
13. Tsuboi, N., Asahara, M., Eto, K., Hayashi, A.K., *Shock Waves* 18(4): 329-344 (2008).
14. Strehlow, R.A., and Biller, J.R., *Combustion and Flame* 13: 577-582 (1969).
15. Inaba, K., Matsuo, A., and Tanaka, K., *Trans. Jpn Soc. Aero. Space Sci.* 47: 249-255 (2005).
16. Tsuboi, N., Asahara, M., Eto, K., and Hayashi, A.K., *Shock Waves* 18: 329-344 (2009).
17. Tangirala, V.E., Dean, A.J., Tsuboi, N., Hayashi, A.K., AIAA 2007-1245, 2007.
18. Liang, Z., Curran, T., and Shepherd, J. E., California Institute of Technology Report FM2006.008 (2006).
19. 杉村忠良, 名城大学理工学部研究報告 : 179-186(1979)