

琉球大学学術リポジトリ

超音速ダクト流れと多孔壁を有するロッドおよび噴流との干渉に関する研究

メタデータ	言語: 出版者: 山本健司 公開日: 2021-12-15 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 山本, 健司, Yamamoto, Kenji メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/8807

超音速ダクト流れと多孔壁を有するロッドおよび噴流との
干渉に関する研究

平成19年度

琉球大学大学院

理工学研究科

生産エネルギー工学専攻

山本 健司

目 次

記号

第1章	序論	1
1. 1	本研究の背景	1
1. 2	本研究の目的	2
1. 3	本論文の構成	2
第2章	超音速混合に関する従来の研究	3
第3章	吹出し式風洞実験装置および実験方法	6
3. 1	ノズルの設計	6
3. 2	実験装置	12
3. 3	圧力測定法	14
3. 4	光学観察法	14
3. 5	実験手順	14
第4章	数値解析法	18
4. 1	基礎方程式について	18
4. 2	MUSCL 法	30
4. 3	Roe の近似リーマン解法	32
4. 4	CFL 条件	34
4. 5	時間進行法	35
4. 6	Bohning/Doerffer モデル	35
4. 7	計算格子	37
4. 8	境界条件の取り扱い	39
第5章	多孔壁およびキャビティを有する超音速ダクト流れにおける衝撃波の挙動	46
5. 1	風洞圧力比による衝撃波の位置の変化	46
5. 2	壁面静圧の変化	49
5. 2. 1	測定部下流ディフューザ A の場合	49
5. 2. 2	測定部下流ディフューザ B の場合	49
5. 2. 3	多孔領域での圧力変化	52
5. 3	衝撃波の位置によるキャビティ内の流れについて	53
5. 4	実験および数値計算の比較	55
5. 5	まとめ	55
第6章	ロッドおよび噴流が流れ場に与える影響	57
6. 1	風洞圧力比による衝撃波の位置の変化	57
6. 1. 1	ロッドによる影響	57
6. 1. 2	噴流による影響	59

6. 1. 3	同一風洞圧力比による比較	60
6. 2	壁面静圧の変化	61
6. 2. 1	ロッドによる影響	61
6. 2. 2	噴流による影響	62
6. 3	ロッドおよび噴流によるへさき衝撃波の影響	63
6. 4	噴流配置 111 の始動衝撃波について	65
6. 5	まとめ	67
第7章	多孔壁およびへさき衝撃波の影響	68
7. 1	1本のロッドおよび噴流を設置した場合	68
7. 2	2本のロッドおよび噴流を主流に対しスパン方向に設置した場合	72
7. 3	3本のロッドおよび噴流を主流に対しスパン方向に設置した場合	76
7. 4	3本のロッドおよび噴流を主流に対し流れ方向に設置した場合	80
7. 5	キャビティ側への吸い込みについて	84
7. 6	ロッドおよび噴流による全圧損失について	85
7. 7	ロッドおよび噴流前後の圧力差について	86
7. 8	まとめ	87
第8章	結論	89
	参考文献	92
	謝辞	94

主な記号

本論文で用いた主な記号は下記の通りである.

[無次元量]

a	:	音速
e	:	エネルギー
f	:	CFL数
p	:	圧力
t	:	時間
u	:	X方向速度
v	:	Y方向速度
w	:	Z方向速度
x	:	X座標方向距離
y	:	Y座標方向距離
z	:	Z座標方向距離
E_i	:	X方向非粘性ベクトル
E_v	:	X方向粘性ベクトル
F_i	:	Y方向非粘性ベクトル
F_v	:	Y方向粘性ベクトル
G_i	:	Z方向非粘性ベクトル
G_v	:	Z方向粘性ベクトル
Q	:	従属変数ベクトル
T	:	温度
X	:	噴流に対して垂直な方向の座標
Y	:	噴流軸を含む面に対して垂直な方向の座標
Z	:	噴流方向の座標
ρ	:	密度
γ	:	比熱比

[有次元量]

- a^* : 臨界速度 [m/s]
 T^* : 臨界温度 [K]
 P_0 : よどみ点圧力 [Pa]
 h : 代表長さ (ダクト部入り口の高さ) [m]

無次元化の方法を以下に示す。また、変数上部の“ \sim ”は有次元量を示す

$$\begin{aligned}\rho &= \tilde{\rho} / \tilde{\rho}^*, \quad u = \tilde{u} / \tilde{a}^*, \quad v = \tilde{v} / \tilde{a}^*, \quad w = \tilde{w} / \tilde{a}^*, \\ e &= \tilde{e} / (\tilde{\rho}^* \tilde{a}^{*2}), \quad p = \tilde{p} / (\tilde{\rho}^* \tilde{a}^{*2}), \quad t = \tilde{t} / (\tilde{L} / \tilde{a}^*), \\ \lambda &= \tilde{\lambda} / (\tilde{\rho}^* \tilde{a}^{*3} \tilde{L} / \tilde{T}^*), \quad T = \tilde{T} / \tilde{T}^*, \\ x &= \tilde{x} / \tilde{h}, \quad y = \tilde{y} / \tilde{h}, \quad z = \tilde{z} / \tilde{h}\end{aligned}$$

第1章 序論

本論文はダクト内を超音速で流れる主流に対し、その下壁面を多孔壁とキャビティにし、それに垂直なロッドおよび噴流を設置した場合の流れ場について実験および数値計算によって調べた成果を取りまとめたものである。

本章では、本研究の背景と目的および本論文の構成について述べる。

1. 1 本研究の背景

ダクト内を流れる超音速流れの主流に対し、何らかの混合物を注入する流れ場は、近年特に注目されているスクラムジェットエンジンの燃料混合⁽¹⁾⁻⁽²⁾や、溶射における溶射粒子の混合⁽³⁾⁻⁽⁴⁾、あるいは自動車の塗装における塗装剤の混合⁽⁵⁾などが挙げられる。まず、超音速流れの主流に対し、噴流を噴射するような流れ場では圧縮性特有の拡散作用低下からダクト内に十分に拡散するのに時間がかかることがわかっている。また主流の絶対速度が超音速であることから極めて大きいために混合する前に混合物が下流に流される問題があった。そのうえ、噴射する際に衝撃波を伴うために衝撃波と境界層の干渉が起こる。超音速混合に関しては上記に示したような様々な問題点が挙げられる。これらに対して超音速混合促進については、様々な混合促進方法が報告されている⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾。例えば、超音速流と平行に混合物を噴射する方法があり、燃料混合の際には圧力損失が低く、噴出流の運動量が推進に寄与するという利点がある。また、流れに、くさびや壁面にランプ型インジェクタを設置し、斜め衝撃波を発生させ、それらの下流から噴流を噴射する方法や後ろ向きステップを用いたものがある。その他では、壁面形状やノズル内部形状を変化させる方法も研究されている。しかしながら、平行噴射方式では、単純な形状ではせん断層における混合効果だけしか利用できない。また、流れ場に対し、物体の挿入や断面積の急激な変化を伴うことで、圧力損失が発生することは避けられない。そこで、本研究では上述の手法以外に損失を軽減するために図 1.1 に示すような多孔壁を用いた混合促進方法を提案する⁽¹⁰⁾⁻⁽¹¹⁾。これは、壁面から直接噴射する噴流の周りを多孔キャビティとし、その噴流自身による圧力分布の変化により、主流とキャビティ間で流れの交換を発生させ、パッシブコントロールにより圧力損失の低減と混合促進を同時に試みる手法である。

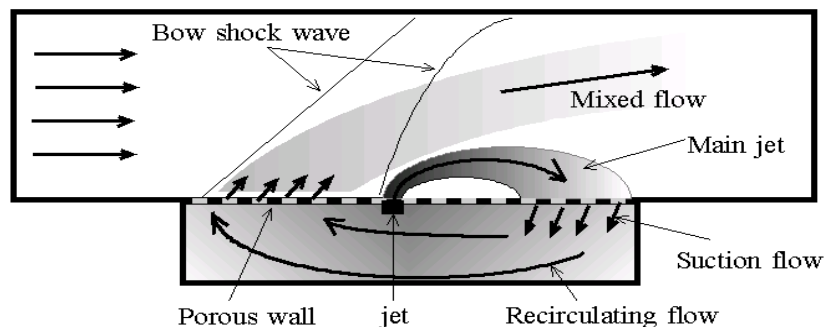


Fig.1.1 Schematic diagram of flow pattern to enhance the mixing between supersonic main flow and normal jet

1. 2 本研究の目的

本研究は、先述のような観点から、超音速ダクト流れに対し、多孔壁とキャビティを設置し、噴流を噴射することで噴流、多孔壁および発生するへさき衝撃波の干渉が噴流周辺の低速領域や死水領域に滞在する流れを吸い込み、はく離による損失を低減すると同時に上流側へ吹き出す作用があると考え、噴流を多孔領域上に設置した場合の流れ場を明らかにするため実験および数値計算を行った。実験では噴流の数やその位置、あるいは配置が流れに及ぼす影響を調べるため、上下壁面上の壁面静圧分布、シュリーレン法による可視化を行った。さらに、圧力分布および主流とキャビティ間を流出入する質量流量についても3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解くことにより比較検討した。

1. 3 本論文の構成

本論文は8章から構成されている。

第2章では、超音速混合に関する従来の研究について述べる。

第3章では、本研究で用いた実験装置、実験手法および事件手順に関する記述である。本実験は圧縮機により圧縮された高圧乾燥空気を用いた大気吹き出し式風洞を用いて行った。圧力測定にはスキヤニバルブを用いた。可視化にはシュリーレン法を採用した。

第4章では、本論文で用いた数値解析法について記述する。基礎方程式は三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、空間離散化には MUSCL 法を用い、時間積分には Runge-Kutta 法を用いた。

第5章では、多孔壁およびキャビティを有する超音速ダクト流れにおける衝撃波の挙動について記述する。

第6章では、多孔領域にロッドおよび噴流が流れ場に与える影響について記述する。

第7章では、多孔壁およびへさき衝撃波の影響について記述する。

第8章では、結論について記述する。

第2章 超音速混合に関する従来の研究

本章では、超音速混合に関する研究についての従来の研究結果を整理し、様々な超音速混合促進について明らかになった点と不明な点を述べ、解決すべき問題点を明らかにする。

第1章でも述べたようにダクト内を流れる超音速流れの主流に対し、何らかの混合物を注入する流れ場は、近年特に注目されているスクラムジェットエンジンの燃料混合⁽¹⁾⁻⁽²⁾や、溶射における溶射粒子の混合⁽³⁾⁻⁽⁴⁾、あるいは自動車の塗装における塗装剤の混合⁽⁵⁾などが挙げられる。特にスクラムジェットエンジンの燃料混合に関する超音速混合の研究は様々な方向が検討されている。次世代の宇宙往還機用エンジンとして注目されているスクラムジェットエンジンであるが、その開発における問題点の1つとして、燃焼室に超音速で流入する空気流と燃料流との混合の問題である。それは圧縮性の増大とともに、流れの安定性は急激に増大する、すなわち圧縮性特有の拡散作用低下である。流れの拡散作用が低下すると、乱流混合の抑制が起こるため、流れ全体に燃料が広がらないためにうまく主流と混合されず、その後の燃焼過程の悪化につながる。

また主流の絶対速度が超音速流であることから極めて大きいために混合前に混合物が下流に流される問題もあった。その他には、噴流を直接壁面から噴射する場合、 $\text{He}^{(12)}$ らが指摘しているように噴流の主流に対する貫通距離、すなわち噴流がいかに主流の中心部まで到達するかという問題などがある。

そこで様々な混合促進のためのデバイスがこれまで数多く提案されてきた。大まかには、流れ場に対し、断面積を変化させ、下流側で混合物を噴射する方法、物体を挿入し、超音速流と並行に混合物を噴射する方法、壁面形状やノズル内部形状を変化させる方法など、3種類がある。

まず、断面積を変化させる方法であるが、これは後ろ向きステップを用いる方法である。後ろ向きステップを用いることで、流れが急拡大をし、衝撃波が発生する。それにより、流れを少し減速させることや再循環領域を発生させることで、下流側に噴流を設置し、噴射させると流れに対する噴流の貫通高さが高くなることがあげられる。 $\text{AlI}^{(13)}$ が報告しているように、壁面から直接噴射した場合、噴流の直前にへさき衝撃波が発生し、噴流は主流の流れに曲げられ、噴射直後に斜めに傾きすぐに下流へと流されるという結果である。しかし、後ろ向きステップを用いることで、再循環領域とステップ角から発生する斜め衝撃波により、貫通高さが大きくなっており、混合効果は通常噴射の5倍という結果である。しかしながら、流れの断面積に対して、ステップの高さにより、影響範囲が異なり、急拡大は圧力損失が大きいこともある。また再付着点が下流側へ移動することで混合領域が流れ方向に長くなることで装置自体が大きくなることもあげられる。

次に、物体を挿入し、超音速流と並行に混合物を噴射する方法である。超音速流と並行に燃料を噴射する方法は、噴流による圧力損失が低く、噴出流の運動量が推進に寄与する利点があり、現在のところ実機への採用候補として検討されている。しかし、並行噴射方式の場

合、単純な形状ではせん断層における混合効果だけしか利用できないため混合が十分に行われずに問題が指摘されている。そこで多くの場合、下流側の形状を変化させることで流れ方向渦を発生させ、利用する方法が広く用いられている。

荒木⁽¹⁴⁾・⁽¹⁵⁾らが報告しているように、流れ方向渦を導入する方法として、ローブ型、ランプ型などの三次元形状をもったトレーリングエッジを用いる方法、トレーリングエッジに貼り付けた電極からのグロー放電を用いる方法などが知られており、いずれの方法においても圧縮性せん断層の混合が促進されることが確認されている。トレーリングエッジの形状に正弦曲線型を用いることで、直線型トレーリングエッジではスパン方向渦のみであったが、スパン方向渦と流れ方向渦が共存して形成される。またトレーリングエッジの形状を変化させることで、渦の強さを増大させることができ、スパン方向および流れ方向に混合物が拡散していることがわかる。

その他では、須浪⁽¹⁶⁾らは縦渦を利用する方法として、2枚の複葉ストラットを用いた方法を報告している。これは挿入するストラットの下流側が上下に対し交互に角度を持っているために、縦渦を発生することができるものである。また、それがスパン方向に複数あることで縦渦同士の干渉も起こり、より流れの乱流化を促進させる方法である。ストラットの先端を鋭くすることで、物体を流れ場に挿入することで発生する衝撃波を弱める工夫をほどこしている。縦渦が下流方法まで持続することで混合物の主流に対する拡散を促進させることに成功している。

また Houwing⁽¹⁷⁾らは、同様の方法で縦渦を発生させた後、下流側において新たに発生させた斜め衝撃波通過させることで、拡散を増進させることや流れの向きをコントロールする方法を報告している。ただし、物体の挿入や断面積の急激な変化を伴うことで、圧力損失が発生することは避けられないので、衝撃波による圧力損失の低減方法を考える必要がある。

次に壁面形状やノズル内部形状を変化させる方法である。山根⁽¹⁸⁾らの報告によると、ダクト中央に設置していた並行噴射方式のように壁面にランプ型インジェクタを設置し、発生する衝撃波下流から流れに並行に噴射する方法であるが、主流と噴出流により形成されるせん断層により、渦が成長し、周りの主流空気を巻き込むことで混合促進に寄与すると報告している。またランプ型インジェクタ直後に斜め衝撃波発生装置を用いることで Houwing⁽¹⁷⁾ら同様に拡散を促進させることを試みている。

これに対し、Honig⁽¹⁹⁾らはランプ型インジェクタから少し離れた下流側で対向面から斜め衝撃波を発生させる衝撃波を通過させることで、噴出流を拡散させる方法を提案している。

いずれの場合も、縦渦により混合促進を行った上でより拡散を促進させる方法に衝撃波を用いている。これら以外に、西岡⁽²⁰⁾・⁽²¹⁾、浅井⁽²²⁾・⁽²³⁾らは噴流下流側に、キャビティを設置し、キャビティを過ぎる高速流が激しい振動を励起し、その振動により発生する強い音波によって、拡散を促進させることを提案している。

並行噴射方式の場合は、縦渦の影響により混合が促進されることが確認されているが、衝撃波やキャビティによる振動などの方法を使用し、より拡散および混合を促進させる方法はまだ完全には解明されていない。

壁面形状ではなく、噴流のノズル内部形状を変化させる方法としては、単一噴口ではなく、

スリット噴射による方法⁽²⁴⁾や、円形や矩形ではなく複雑な形状による方法⁽²⁵⁾などがあげられる。スリット噴射の場合、多量の燃料を注入することができ、三次元的な要因が小さいため比較的単純な流れ場となることや、噴射角を容易に変更することができる。

上記までに示すとおり、混合促進については様々な方法が考案され、研究されている。しかしながら、断面積の急拡大や物体を挿入することによる圧力損失が発生することは避けられない。また噴射形状を変化させる方法は噴出流の拡散がしづらいため、拡散に必要な下流側への距離が長いため、問題である。

そこで本研究は壁面から噴射する噴流周りを多孔キャビティとし、その噴流自身による圧力分布の変化により、主流とキャビティ間で流れの交換を発生させ、圧力損失の低減と混合促進を同時に試みる手法⁽¹⁰⁾⁻⁽¹¹⁾である。従来、衝撃波のパッシブコントロールは遷音速翼面上に発生する制御方法として考案され、その他では内部流れにおける擬似衝撃波や垂直衝撃波による圧力勾配の緩和や振動に伴う圧力変動の減少などに応用されている⁽²⁶⁾。また超音速インテークに発生する衝撃波制御にも応用され、研究されている。その他では管内に物体を挿入することで発生する斜め衝撃波の壁面への入射による境界層との干渉の受動的制御⁽²⁷⁾などの応用範囲は様々である。

本研究のような応用例は報告されておらず、圧力損失の低減と混合促進を同時に試みる手法は有用であると考え、噴流によって発生する衝撃波下面を多孔壁とすることで、主流とキャビティ間で流れの交換を発生させ、流れ場に対しどのような影響を与えるかについて実験的・数値計算的に解明していくことを目的としている。

第3章 吹き出し式風洞実験装置および実験方法

本章では、実験装置および実験方法について説明する。

3.1 ノズルの設計

本研究における混合促進方法は、第1章で述べた流れモデルのようにダクト内を流れる超音速の主流に対して、垂直噴流を噴射することにより発生する3次元なへさき衝撃波前後の圧力差を利用することに注目している。そこで測定部ではそのほかの影響をさけるために一様な超音速流れの主流が必要である。実験では超音速流れを発生させるためにラバルノズルを使用することで、スロート部から流れを加速し、一様な超音速流れの主流を作る。

ラバルノズルとは、スウェーデンの技術者ド・ラバル (de Laval) が蒸気タービンの研究中发现した超音速流を得るための管路で、途中にスロートをもつ縮小拡大管である。図3.1に示すように気体をよどみ点の速度 U_0 の静止状態から断面積を A から A_t と縮小させることで、亜音速である気体は速度が U から U_t と連続して加速される。そして最小断面積であるスロート部でチョークし、マッハ数 $M_t=1.0$ となる。音速となった気体は断面積を拡大することにより加速されるという圧縮性流体の性質をもつ。それゆえに徐々に断面積 A_t から A' 、 A_e と拡大することによって超音速まで加速させることができる。

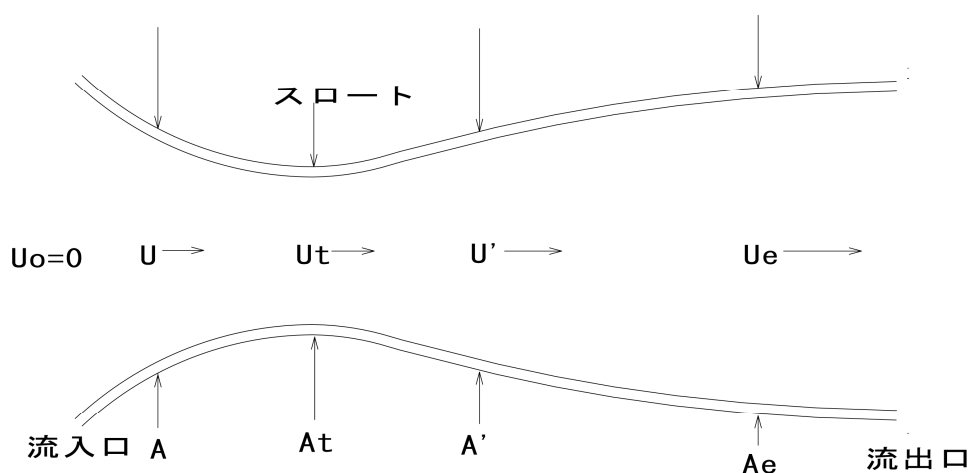


Fig.3.1 Laval nozzle

ノズルの設計にはプラントル・マイヤー流れにおける弱い有限の波による計算法を使用した。

プラントル・マイヤー流れとは、図 3.2 に示すような AB 面に沿うマッハ数 M_1 、速度 V_1 の一様な超音速流れが有限の角 θ だけ曲げられ、マッハ数 M_2 、速度 V_2 の一様な流れになるような、曲面壁に沿う二次元定常超音速等エントロピー流れのことである。

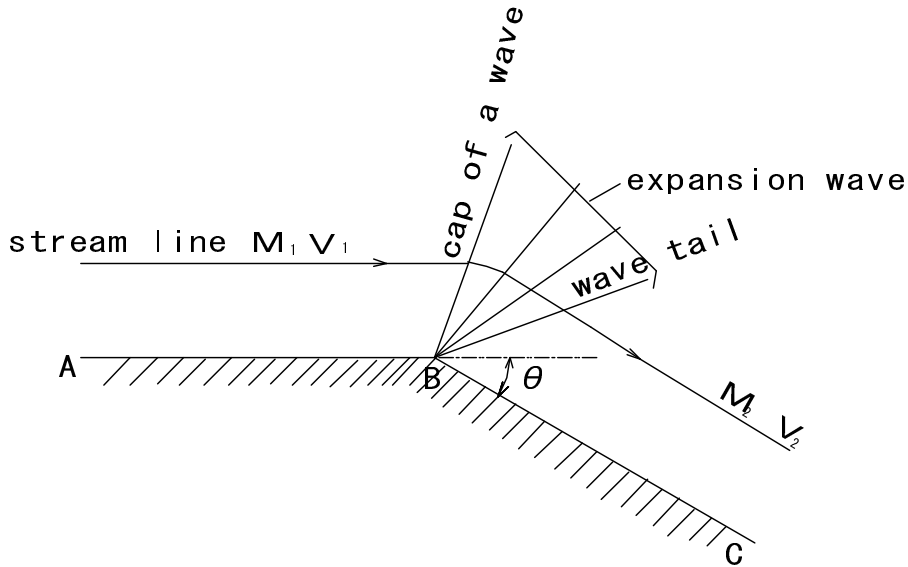


Fig.3.2 Prandtl-Meyer flow

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2 - 1)} - \tan^{-1} \sqrt{M^2 - 1} \quad (3.1)$$

プラントル・マイヤー関数を式(3.1)に示す。

プラントル・マイヤー関数 ν とは、図 3.2 に示すプラントル・マイヤー流れのように膨張波や圧縮波によって、流れが等エントロピー的に曲げられる時の流れの轉向角 θ とマッハ数 M の関係を示すものである。

プラントル・マイヤー関数 ν は、マッハ数の関数であり、膨張波を伴う流れ場においてマッハ数からその場合の流れの轉向角度がわかる。よって、プラントル・マイヤー流れにおいて主流の速度を加速させる場合に流れ場の解析に必要である。

次に弱い有限の波による計算法について示す。

設計に使用した弱い有限の波による計算法とは、「弱い波の強さは、他の波と交差しても変わらない。」⁽²⁸⁾という定理を基にしている。ここで、波とは断面積の拡大によって発生する膨張波であり、膨張波の強さとは流れ方向に対して転向角 $\cdot\cdot$ 、流れを曲げているかどうかで定義できる。ここでは波の強さを転向角によって表現する。図3.3に示す線 ξ は上面からの膨張波で、線 η は下面からの膨張波である。線 ξ と線 η は流れを幾つもの小室と呼ばれる膨張波で囲まれた領域を作る。各々の小室の状態は横切った線 ξ と線 η の数を加えることによって得られる。小室の中の流れは一様流であるが、お互いの小室の間には速度差がある。転向角 $\cdot\cdot$ が大きい強い波であると各々の小室の領域が大きくなり、小室間での速度差に大差が生じ、連続した流れを表すことができなくなる。ゆえに弱い有限の波による計算法では弱い波または転向角 $\cdot\cdot$ が小さいものでなければ連続した流れ場を表現することはできない。ここで、線 ξ の数を m 個、線 η の数を n 個とし、拡大するすべての壁面の転向角 $\Delta\theta$ を1度とし、すべての波の強さが等しい場合以下の式が成り立つ。

プラントル・マイヤー関数 $v - v_1 = m + n$ (3.2)

$\theta - \theta_1 = m - n$ (3.3)

式(3.2), (3.3)を各々の小室について適応することでノズル内の流れ場全体を計算することができる。

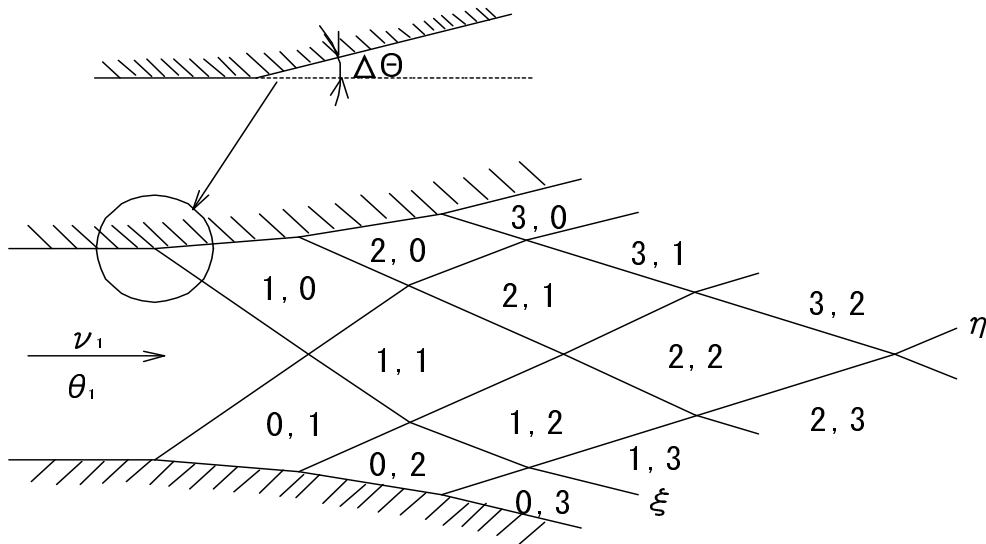


Fig.3.3 Expansion wave

ノズルはノズルの中心線において対称であるから設計は上半分のみ行った。以下に手順を示す。実験では測定部においてマッハ数 $M=2.2$ 程度の超音速流れの主流が必要である。そこでスロート部のマッハ数1.0から測定部までにマッハ数 $M=$ 約2.2まで加速させるという条件で設計した。プラントル・マイヤー流れ（比熱比 $\gamma=1.4$ ）においてマッハ数2.2のとき、プラントル・マイヤー関数 ν は $\nu=31.73$ (deg)である⁽²⁸⁾。ノズル流出口では断面積を拡大することによって発生する膨張波が図3.4に示すように反射してきたものを相殺しなければ壁面で反射してしまう。そこで相殺するために初期膨張部で広げた角度と同じ角度相殺領域の壁面を縮めなければならない。ゆえに拡大角の合計=縮小角の合計となるから、スロート部から偏角の合計を $\nu=31.73$ (deg)から31.73度とすると、スロート部から拡大させる壁面の最大角度 θ_{\max} は $\theta_{\max}=1/2\nu$ となる。ゆえに最大拡大角は $\theta_{\max}=$ 約16度となる。

図3.4の拡大図に記してある初期膨張部は、各頂点で等しい偏角を持つ折れ線に分けるという条件下で初期膨張部の長さ及び形を任意に決定できる。ここでは偏角2度を用いる。初期膨張部において対応する壁の偏角の最大拡大角は $\theta_{\max}=$ 約16度であるから、偏角2度とすると8つの折れ線から描くことができる。各折れ線の頂点から膨張波の傾き角は、弱い有限の波による計算法にある膨張波によって分けられる各々の小室のマッハ線の傾きを利用する。図3.4の拡大図ある膨張波Aによって分けられた小室①、②を例にとって説明する。小室①は式(3.2)からマッハ線の角度は 90° なる。また小室②は式(5.1.2)からマッハ線の角度は 60° なる。膨張波Aの傾きは隣接する二つの小室のマッハ線の間値となるので、膨張波Aの傾き $=75^\circ$ となる。このようにすべての膨張波に関して適応していくことによって描くことができる。ノズルの中心線において対称なノズルはノズル上下面から発生した膨張波の中心線上での交差は、中心線からの反射とできる。図3.4のように反射波は下流部に伝わる。

図3.4に示す相殺領域では、初期膨張部において偏角2度で8つの折れ線で8回にわけて拡大を行ったので、膨張波の強さが偏角2度であるから中心線から反射してきた反射波を相殺するために各波との交点で壁を2度ずつ曲げることにより反射波を相殺する⁽²⁸⁾。これは弱い有限の波による計算法において、発生した膨張波の強さは膨張波同士交差しても変化しないという定理があり、同じ強さすなわち同じ角度壁面を曲げると波を打ち消すことができる。そうすることにより、最後の反射波の後では、壁は中心線と平行となり、下流の測定部ではマッハ数 $M=2.2$ の一樣流れになる。これらの手順から設計した形状を図3.5に示す。そして初期膨張部の8点と相殺領域の反射波との交点8点により決定した16点の座標を表3.1に示す。

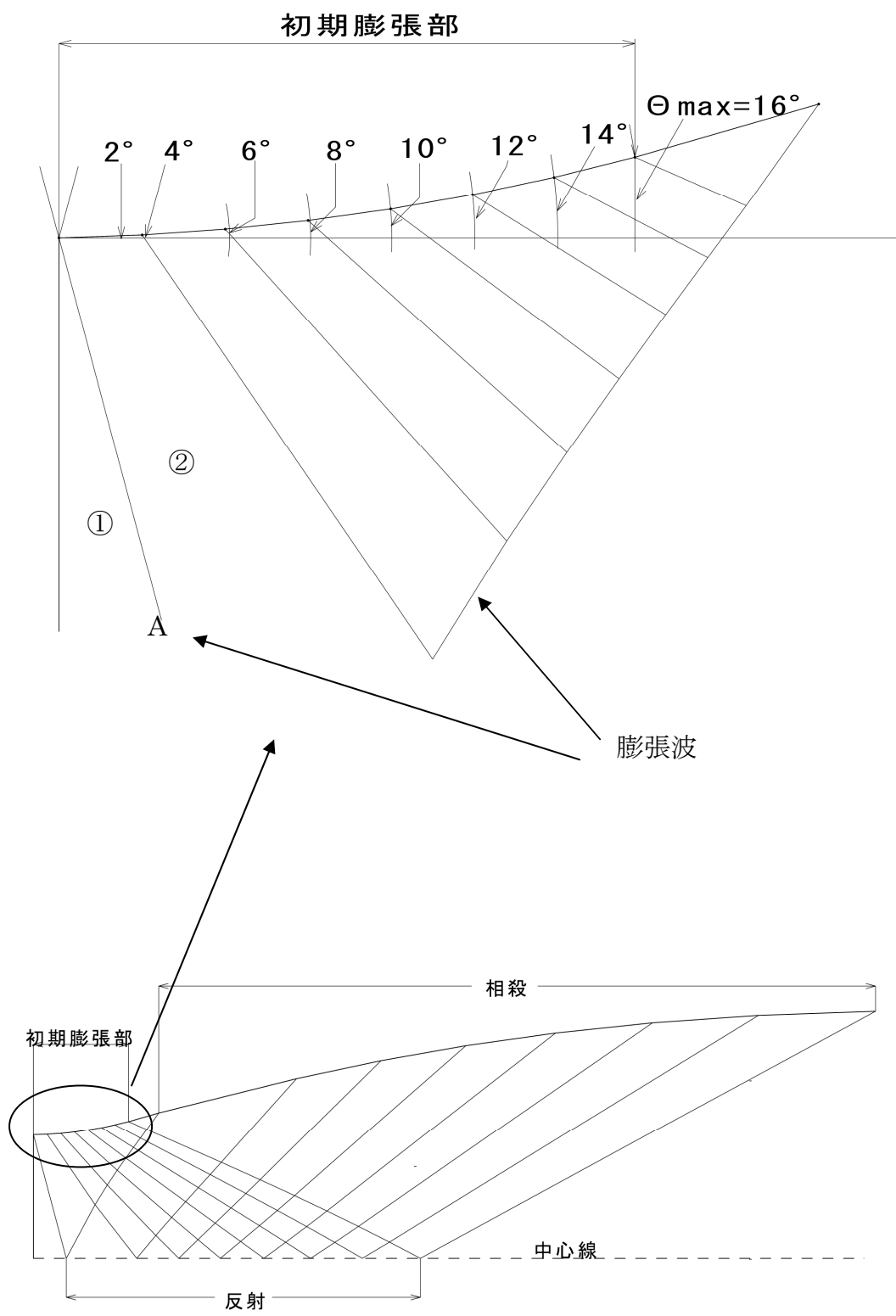


Fig.3.4 Design of supersonic speed nozzle

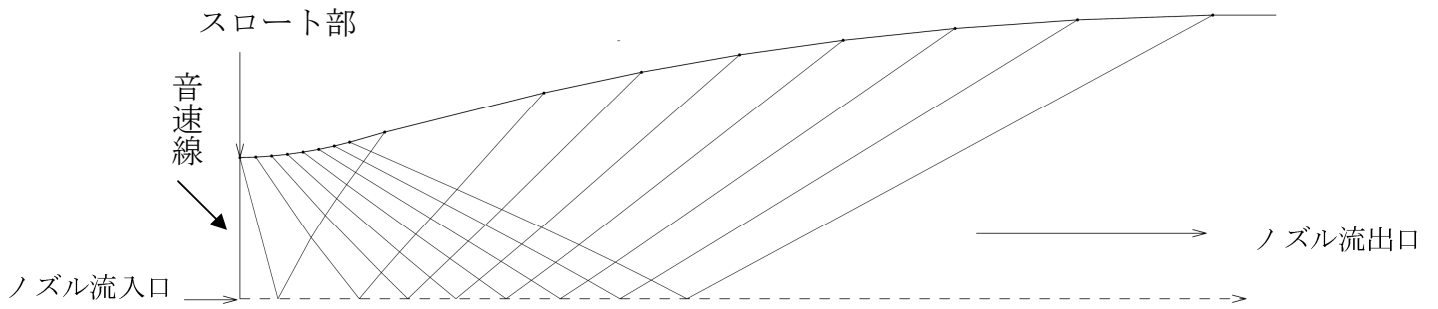


Fig.3.5 Nozzle

Table 3.1 Gridpoints of nozzle

頂点位置	1	2	3	4	5	6	7	8
X座標(mm)	0.00	0.28	0.58	0.87	1.15	1.44	1.72	2.01
Y座標(mm)	2.50	2.51	2.53	2.56	2.60	2.65	2.71	2.78
頂点位置	9	10	11	12	13	14	15	16
X座標(mm)	2.73	5.32	7.03	8.75	10.56	12.50	14.63	16.97
Y座標(mm)	2.98	3.62	3.98	4.28	4.53	4.73	4.88	4.96

3. 2 実験装置

本研究で用いた実験装置の配置を図3.6に示す。本実験で用いた風洞は吹き出し式である。実験装置は大別すると1. 空気圧縮部, 2. 貯気槽, 3. 集合洞, 4. 測定装置, 5. ノズル部, 6. 測定部, 7. 噴流用集合洞により構成される。以下にそれぞれについて説明する。

1. 空気圧縮部

送風部は、パッケージ型スクリーコンプレッサ（神戸製鋼社製）を使用した。吸入使用条件は大気圧であり、大気温度は 2°C ～ 40°C の範囲である。また、モータの出力は 37kW である。

2. 貯気槽

貯気槽は空気槽（神鋼機器工業社製）を使用する。内容積 1.0m^3 、最高使用圧力 $9.9\text{kg}/\text{cm}^2$ である。

3. 集合洞

材質は砲金（耐圧性、耐摩耗性、耐食性がよく機械的性質が良い）の円管を用い、外径 160mm 、内径 100mm 、全長 446mm である。また、集合洞内には、貯気槽からの圧縮空気を整流するための直径 $\phi 130\text{mm}$ 、厚さ 5mm の銅製の整流板を使用し、直径 $\phi 3\text{mm}$ 、ピッチ 4.5mm の整流格子を設けた。

4. 測定装置

(1) 半導体小型圧力変換器

集合洞側面に取り付けてあり、それぞれの圧力に応じた電圧が得られ、それらをコンピュータでAD変換し風洞圧力比 P_0/P_b を算出する。なおセンサの換算値は $981[\text{kPa}] / 161.6[\text{mV}]$ である。

(2) シュリーレン装置

高圧電源（カトウ光研社製）、キセノンスパーク光源（カトウ光研社製、発光時間約 $2\mu\text{sec}$ ）、凹面鏡（イトウ光研社製）、ナイフエッジ、デジタルカメラ（Nikon社製D100）から構成されている。

(3) スキャニバルブ（多点圧力計測器）

ダクト上下壁面の中心線上の圧力分布測定は、スキャニバルブ（大手技研社製）を使用し、ダクト上下壁面での圧力に応じた電圧が得られコンピュータでAD変換する。最大48点で計測が可能である。センサの換算値は $700[\text{kPa}] / 74.7[\text{mV}]$ である。

5. ノズル部

ノズル部の概略図を図3.5に示す。使用したのは軸対称二次元ラバルノズルであり、スロート部高さ $h=5\text{mm}$ 、ノズル出口高さ $h_e=10\text{mm}$ であり、スロートからノズル出口までの距離は 18.5mm である。

スロート部から流入した流れが加速され、ノズル出口において設計マッハ数 $M=2.2$ の超音速流れとなる。

6. 測定部

測定部はノズル出口以降の部分の指しており、ダクト、ダクト下面の多孔壁、キャビティ、噴流およびロッドがある。また図 3.7 にそれぞれ上下面の概略図を示す。ダクトはノズル出口から上下ともに広がり角 1 度を持たせてある。材質は砲金である。

ダクト下部の形状は、長さはスロート部から 165.5mm 、スパン方向の幅は 30mm であり、スロートから 35mm の位置にキャビティを設置している。キャビティの上面は多数の孔が開いた多孔壁となっている。孔の数はスパン方向×流れ方向に $14\times 11=154$ 個設置しており、直径は 1mm 、孔の中心間距離は 2mm となっている。

キャビティ内には、内径 1mm のステンレスパイプが 5 本設置している。これは、噴流を噴射する場合に使用する。また、その位置からロッドを突き出す場合に使用している。ロッドは直径 1mm の鉄工で、壁面からの突き出し高さは 4mm である。

側壁については、ダクトの両側を厚さ 10mm のアクリル平板ではさんである。

ダクト下流側に設置しているディフューザの半径を $R=100\text{mm}$ の場合を Diffuser A、 $R=200\text{mm}$ の場合を Diffuser B とする。

7. ロッドおよび噴流の配置について

図 3.8(a)~(e)にロッドおよび噴流の配置図を示す。本論文での配置は 5 種類であり、ロッドおよび噴流を一切設置しない場合を(a)000、多孔領域中央に一つ設置する場合を(b)010、スパン方向に二つ設置する場合を(c)020、スパン方向に三つ設置する場合を(d)030、最後に流れ方向と並行に三つ配置する場合を(e)111 と表記する。ロッドおよび噴流ともに設置表記は同じである。

8. 噴流用集合洞

貯気槽から主流とは別に分岐させ、エアレギュレータにより圧力調整し、その後、流入させるための噴流噴射用の集合洞である。先端部に直径 1mm の孔を 6 カ所あけてあり、測定部に接続することで噴流を噴射するものである。本論文でのエアレギュレータ圧は 0.5MPa である。

3. 3 圧力測定法

ダクト上下壁面の壁面静圧測定には、図3.9(a)と図3.9(b)に示す通りに壁面静圧孔を下面キャビティ側ではそれぞれ11点および15点に対し、上面では中心線上に11点および20点、合計22点および35点の設けている。同じ風洞圧力比において、静圧孔の圧力をスキヤニバルブ（多点圧力測定器）で順次切り替えながら測定した。これにより、ダクト上下壁面における中心線上の圧力分布を測定した。

3. 4 光学観察法

本実験において流れ場の様子を可視化するためにシュリーレン法を用いた。実験ではあらかじめ撮影したい風洞圧力比 P_0/P_b を測定用コンピュータに入力しておき、手動によるバルブの開閉により風洞圧力比を調整する。コンピュータは風洞圧力比を常に監視し、設定した値になると、コンピュータからスパーク光源とデジタルカメラに信号を出し、自動的に撮影する。またこれと同時に上下壁面での圧力分布の測定を行い、写真に対応した圧力分布のデータを測定している。

3. 5 実験手順

実験は以下に示す手順で行った。

- (1) コンプレッサにより0.7MPaまで圧縮された高圧・乾燥空気はドライヤ、フィルタを通して貯気槽に貯えられる。
- (2) 手動によるバルブの開閉によりバルブを介し集合洞内に流入する。
- (3) 集合洞内において一旦よどみ点状態に回復した後、ノズルによって加速され測定部を通過して大気中に放出される。
- (4) 集合洞内におけるよどみ点圧力 P_0 と大気圧 P_b の風洞圧力比 $P_0/P_b=2.00\sim 4.0$ の間を手動バルブにより増加させながら、あらかじめ設定をしていた圧力比になるとコンピュータより信号が発信されシュリーレン写真を撮影する
- (5) また同時に圧力センサ側にも信号が行き、ダクト上下壁面の中心線上の圧力分布も測定する。
- (6) 同一風洞圧力比ごとに38回繰り返す。

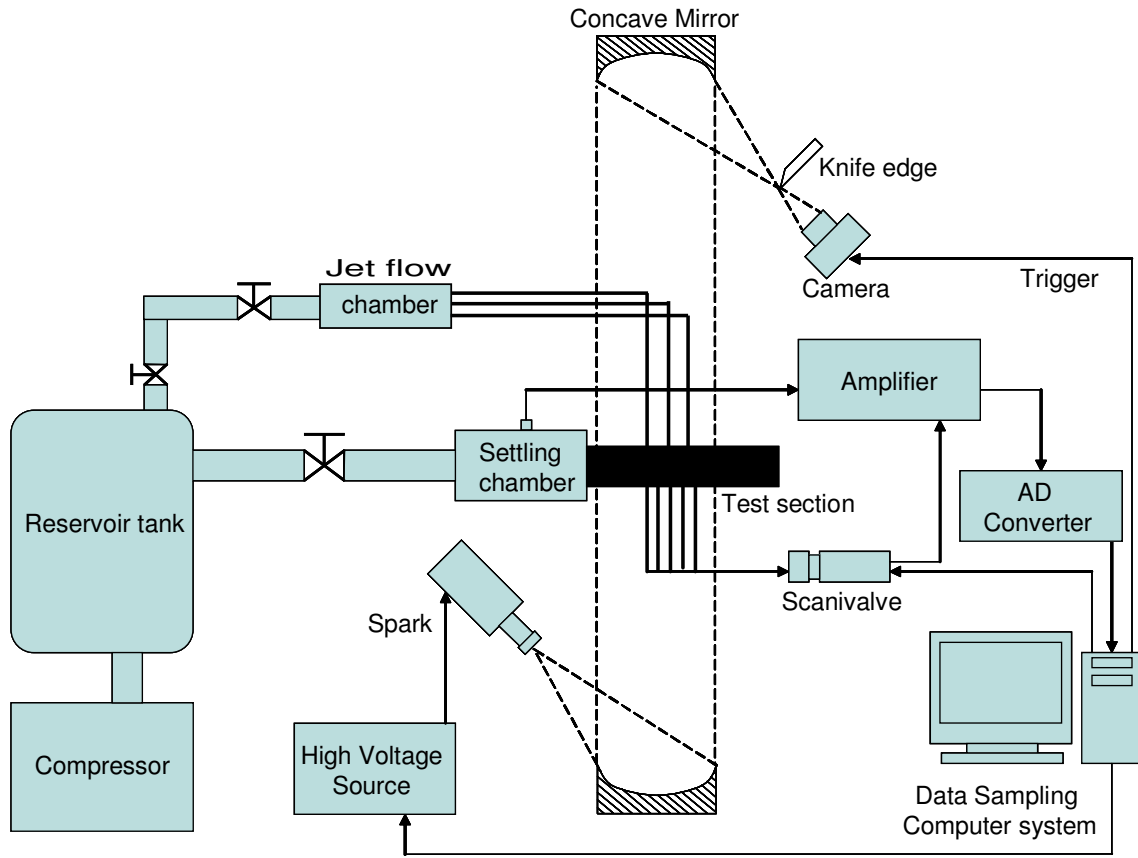


Fig.3.6 Experimental apparatus

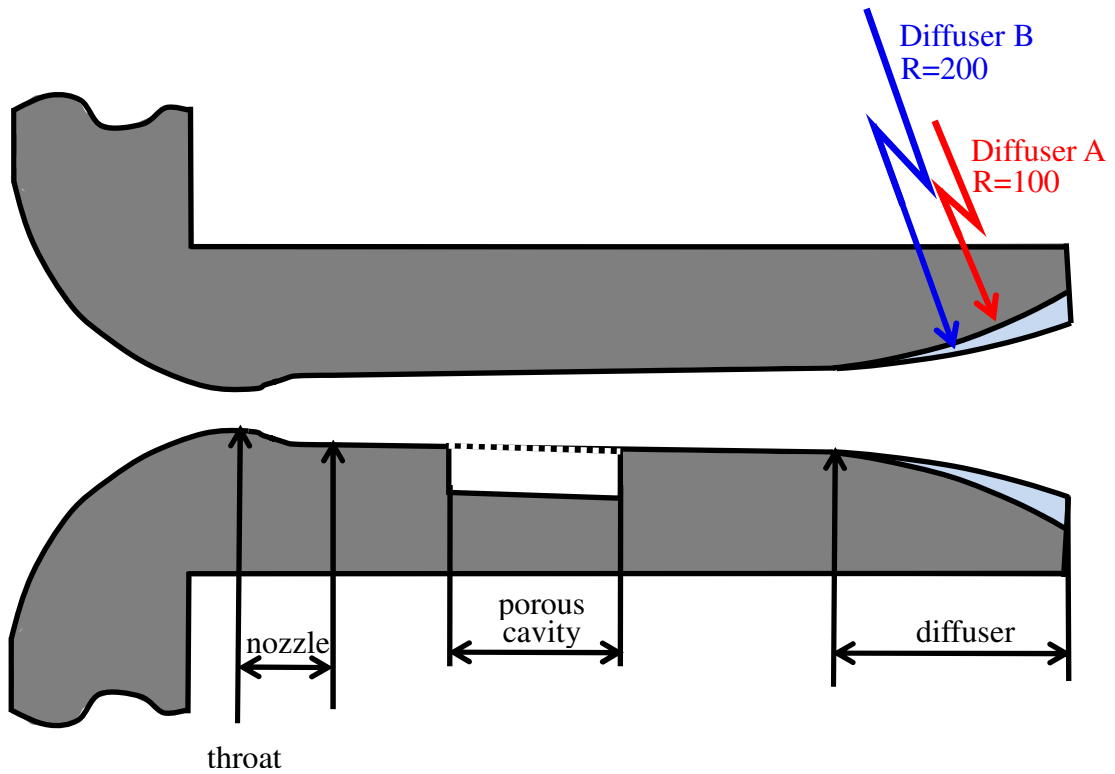


Fig.3.7 Test section

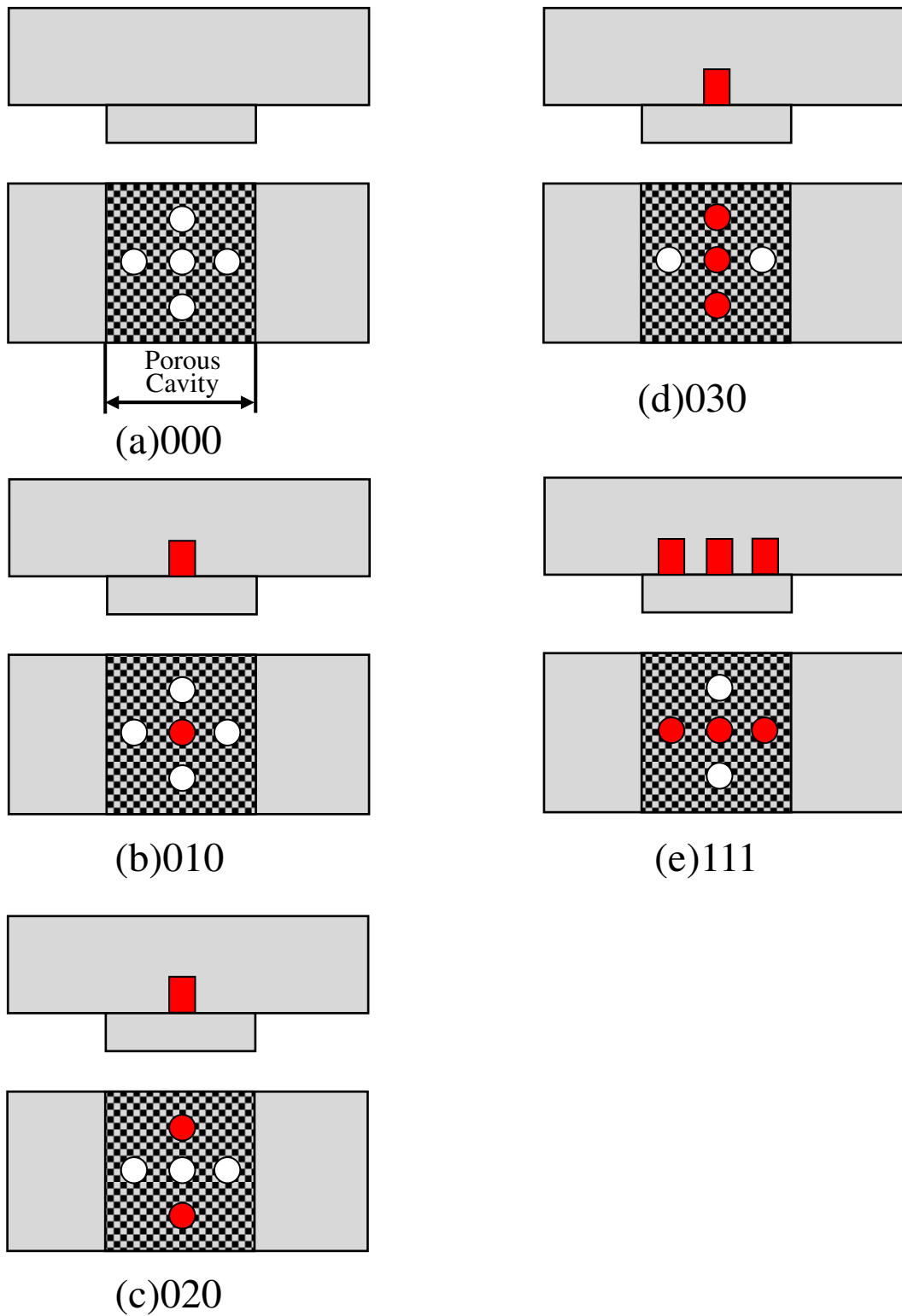
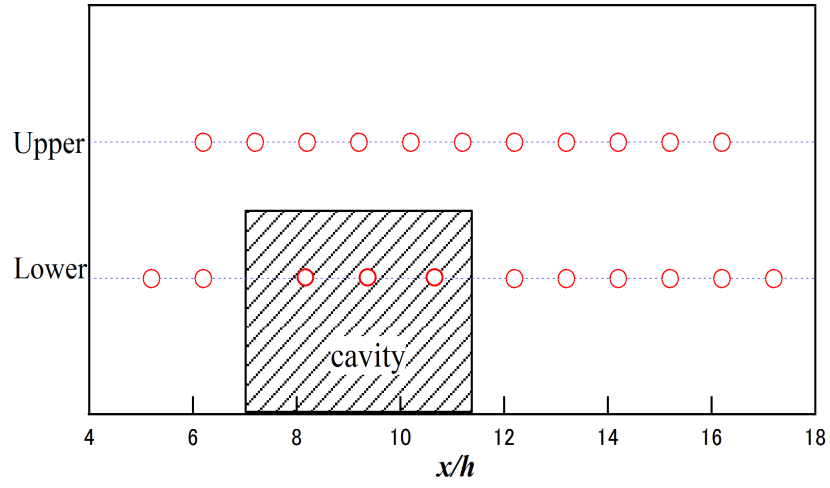
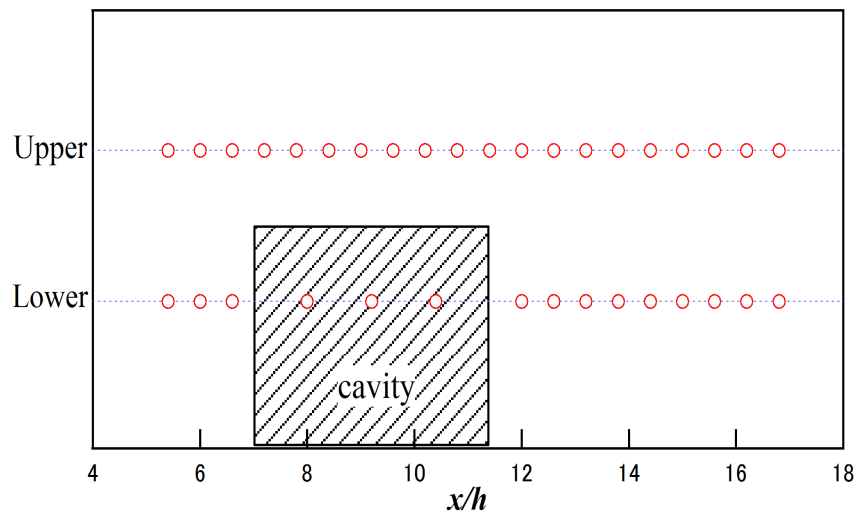


Fig.3.8 Rods and Jets positions



(a) Diffuser A



(b) Diffuser B

Fig. 3.9 Arrangement of static pressure holes

第4章 数値解析法

本章ではダクト内を超音速で流れる主流に対し、その下壁面を多孔壁とキャビティにし、それに垂直なロッドおよび噴流を設置した場合の流れ場の数値解析法について述べる。4.1節では基礎方程式となる3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式や座標系、およびメトリックス・ヤコビアンについて説明する。

4.1 基礎方程式について

4.1.1 解析の座標系

本計算では複雑な形状まわりの流れ場を解析できるようにするため物理空間における時間依存の座標系を計算空間の固定座標系へ変換し一般曲線座標系⁽²⁹⁾の上で数値計算を行う。ゆえに物理空間 (x, y, z) を計算空間 (ξ, η, ζ) へと座標変換する。

$$\left. \begin{aligned} x &= x(\xi, \eta, \zeta; \tau) \\ y &= y(\xi, \eta, \zeta; \tau) \\ z &= z(\xi, \eta, \zeta; \tau) \\ t &= \tau \end{aligned} \right] \quad (4.1)$$

4.1.2 変換の Jacobian

変換(4.1)より

$$(\partial/\partial\xi, \partial/\partial\eta, \partial/\partial\zeta, \partial/\partial\tau) = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z, \partial/\partial t) \cdot \tilde{J} \quad (4.2)$$

ここで、 \tilde{J} は変換(4.1)の Jacobian 行列、以下、BFC(Boundary Fitted Coordinate)計算格子の生成に係わる(4.1)の変換は逆変換を有する滑らかな写像であるとする。すなわち \tilde{J} は滑らかな正則行列；

$$\tilde{J} = \frac{\partial(x, y, z, t)}{\partial(\xi, \eta, \zeta, \tau)} = \begin{bmatrix} x_\xi & x_\eta & x_\zeta & x_\tau \\ y_\xi & y_\eta & y_\zeta & y_\tau \\ z_\xi & z_\eta & z_\zeta & z_\tau \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

ここで、時間に依存しない変換部分を行列 J で表現すると

$$J = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(\xi, \eta, \varsigma)} = \begin{bmatrix} x_\xi & x_\eta & x_\varsigma \\ y_\xi & y_\eta & y_\varsigma \\ z_\xi & z_\eta & z_\varsigma \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

したがって,

$$\tilde{J} = \begin{bmatrix} j & x_\tau \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad x_\tau = \begin{bmatrix} x_\tau \\ y_\tau \\ z_\tau \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

(4.2)の逆変換は,

$$(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z, \partial/\partial t) = (\partial/\partial \xi, \partial/\partial \eta, \partial/\partial \varsigma, \partial/\partial \tau) \cdot \tilde{j}^{-1} \quad (4.6)$$

ここで, \tilde{j}^{-1} は変換(4.1)の逆変換の Jacobian 行列を表し,

$$\tilde{j}^{-1} = \frac{\partial(\xi, \eta, \varsigma, \tau)}{\partial(x, y, z, t)} = \begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_z & \xi_t \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z & \eta_t \\ \varsigma_x & \varsigma_y & \varsigma_z & \varsigma_t \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

(4.4)と同様に, 時間に独立な変換部分の Jacobian に関し,

$$\tilde{j}^{-1} = \frac{\partial(\xi, \eta, \varsigma)}{\partial(x, y, z)} = \begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \varsigma_x & \varsigma_y & \varsigma_z \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

と置けば,

$$\tilde{j}^{-1} = \begin{bmatrix} \tilde{j}^{-1} & \Xi_t \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \Xi_t = \begin{bmatrix} \xi_t \\ \eta_t \\ \varsigma_t \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

従って, (4.5)と(4.9)の2式から,

$$\tilde{J} \cdot \tilde{j}^{-1} = \begin{bmatrix} J & x_\tau \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J^{-1} & \Xi_t \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I & J\Xi_t + x_\tau \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

故に,

$$\Xi_t = -J^{-1} \cdot X_\tau \quad (4.11)$$

4.1.3 変換のメトリック

Jacobian 行列(4.3), あるいはその逆行列の各成分を, 変換のメトリックと言う. ここでは, 以下の数値計算に現れる逆変換のメトリックスを具体的に表記しておく.

$$|J| = x_\xi(y_\eta z_\varsigma - z_\eta y_\varsigma) + y_\xi(z_\eta x_\varsigma - x_\eta z_\varsigma) + z_\xi(x_\eta y_\varsigma - y_\eta x_\varsigma) \quad (4.12)$$

$$\left[\begin{array}{l} \xi_x = (y_\eta z_\varsigma - z_\eta y_\varsigma) / |J| \\ \eta_x = (y_\varsigma z_\xi - z_\varsigma y_\xi) / |J| \\ \varsigma_x = (y_\xi z_\eta - z_\xi y_\eta) / |J| \\ \xi_y = (z_\eta x_\varsigma - x_\eta z_\varsigma) / |J| \\ \eta_y = (z_\varsigma x_\xi - x_\varsigma z_\xi) / |J| \\ \varsigma_y = (z_\xi x_\eta - x_\xi z_\eta) / |J| \\ \xi_z = (x_\eta y_\varsigma - y_\eta x_\varsigma) / |J| \\ \eta_z = (x_\varsigma y_\xi - y_\varsigma x_\xi) / |J| \\ \varsigma_z = (x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta) / |J| \end{array} \right] \quad (4.13)$$

次に時間 t に関する変換メトリックスは, (4.11)式より,

$$\left[\begin{array}{l} \xi_t \\ \eta_t \\ \varsigma_t \end{array} \right] = - \left[\begin{array}{ccc} \xi_x & \xi_y & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \varsigma_x & \varsigma_y & \varsigma_z \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} x_\tau \\ y_\tau \\ z_\tau \end{array} \right] \quad (4.14)$$

従って,

$$\left. \begin{aligned} \xi_t &= -\xi_x x_\tau - \xi_y y_\tau - \xi_z z_\tau \\ \eta_t &= -\eta_x x_\tau - \eta_y y_\tau - \eta_z z_\tau \\ \zeta_t &= -\zeta_x x_\tau - \zeta_y y_\tau - \zeta_z z_\tau \end{aligned} \right] \quad (4.15)$$

4.1.4 基礎方程式

3次元の非定常圧縮性粘性流れの場を支配する Navier-Stokes 方程式は、物理空間のデカルト座標において式(4.16)式のように表される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (4.16)$$

ここで、

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

は流束ベクトル、また E, F, G は非粘性および粘性流束ベクトルで、

$$E = E_i - E_v \quad F = F_i - F_v \quad G = G_i - G_v \quad (4.18)$$

非粘性流束 E_i , F_i , G_i および粘性流束 E_v , F_v , G_v はそれぞれ次のように表される。

$$E_i = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \end{bmatrix} \quad (4.19a)$$

$$F_i = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \end{bmatrix} \quad (4.19b)$$

$$G_i = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uv \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{bmatrix}, \quad G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} - q_z \end{bmatrix} \quad (4.19c)$$

ここで、 ρ は流体密度、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の速度成分、 e は全エネルギーおよび圧力、また、応力テンソルと熱流束ベクトルの各成分は次のように表される；

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{yy} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ \tau_{zz} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ \tau_{xy} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

$$\left. \begin{aligned} q_x &= -k \frac{\partial T}{\partial x} \\ q_y &= -k \frac{\partial T}{\partial y} \\ q_z &= -k \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (4.21)$$

圧力 P 、密度 ρ 、速度成分 u, v, w と全エネルギー e 、および温度 T との関係は、

$$e = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) \quad (4.22)$$

$$T = \frac{P}{\rho R} \quad (4.23)$$

ここで、 γ は比熱比、 R は気体定数を表す。また、(4.20)、(4.21)式中の μ と k はそれぞれ流体の分子粘性係数、熱伝導率を表す。

次に、物理空間で記述された基礎式(4.16)～(4.21)を、4.1.1 で述べた変換により、一般曲線

座標系上へ写し，計算空間上での表記に改める．座標変換(4.1)式により，基礎式(4.16)は次のように書き換えられる；

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= \xi_t \frac{\partial U}{\partial \xi} + \eta_t \frac{\partial U}{\partial \eta} + \varsigma_t \frac{\partial U}{\partial \varsigma} + \frac{\partial U}{\partial \tau} \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= \xi_x \frac{\partial E}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial E}{\partial \eta} + \varsigma_x \frac{\partial E}{\partial \varsigma} \\ \frac{\partial F}{\partial y} &= \xi_y \frac{\partial U}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial U}{\partial \eta} + \varsigma_y \frac{\partial U}{\partial \varsigma} \\ \frac{\partial G}{\partial z} &= \xi_z \frac{\partial G}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial G}{\partial \eta} + \varsigma_z \frac{\partial G}{\partial \varsigma} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

両辺に変換の Jacobian $|J|$ [(4.12)式]を掛け辺々加えると，

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} (|J|U) + \frac{\partial}{\partial \xi} \{ |J| \xi_t U + |J| \xi_x E + |J| \xi_y F + |J| \xi_z G \} \\ & + \frac{\partial}{\partial \eta} \{ |J| \eta_t U + |J| \eta_x E + |J| \eta_y F + |J| \eta_z G \} \\ & + \frac{\partial}{\partial \varsigma} \{ |J| \varsigma_t U + |J| \varsigma_x E + |J| \varsigma_y F + |J| \varsigma_z G \} \\ & = \left\{ |J|_\tau + \frac{\partial}{\partial \xi} (|J| \xi_t) + \frac{\partial}{\partial \eta} (|J| \eta_t) + \frac{\partial}{\partial \varsigma} (|J| \varsigma_t) \right\} U \\ & + \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} (|J| \xi_x) + \frac{\partial}{\partial \eta} (|J| \eta_x) + \frac{\partial}{\partial \varsigma} (|J| \varsigma_x) \right\} E \\ & + \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} (|J| \xi_y) + \frac{\partial}{\partial \eta} (|J| \eta_y) + \frac{\partial}{\partial \varsigma} (|J| \varsigma_y) \right\} F \\ & + \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} (|J| \xi_z) + \frac{\partial}{\partial \eta} (|J| \eta_z) + \frac{\partial}{\partial \varsigma} (|J| \varsigma_z) \right\} G \end{aligned} \quad (4.25)$$

(4.13)式で示したメトリックスの性質を使い(4.25)式右辺の変形を行うと{ }内の各項はすべてゼロになることがわかる．したがって，次のような強制保存の表式が得られる．

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial z} = 0 \quad (4.26)$$

ここで，

$$\left. \begin{aligned} \hat{U} &= |J| \cdot U \\ \hat{E} &= |J| \cdot (\xi_t U + \xi_x E + \xi_y F + \xi_z G) \\ \hat{F} &= |J| \cdot (\eta_t U + \eta_x E + \eta_y F + \eta_z G) \\ \hat{G} &= |J| \cdot (\varsigma_t U + \varsigma_x E + \varsigma_y F + \varsigma_z G) \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

こうして導かれた一般曲線座標系上の Navier-Stokes 方程式(4.26)式を非粘性および粘性の流

束に分離して表記すると、

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{E}_i - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{F}_i - \hat{F}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{G}_i - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} = 0 \quad (4.28)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \hat{E}_i &= |J| \cdot (\xi_t U + \xi_x E_i + \xi_y F_i + \xi_z G_i) \\ \hat{E}_v &= |J| \cdot (\xi_x E_v + \xi_y F_v + \xi_z G_v) \\ \hat{F}_i &= |J| \cdot (\eta_t U + \eta_x E_i + \eta_y F_i + \eta_z G_i) \\ \hat{F}_v &= |J| \cdot (\eta_x E_v + \eta_y F_v + \eta_z G_v) \\ \hat{G}_i &= |J| \cdot (\zeta_t U + \zeta_x E_i + \zeta_y F_i + \zeta_z G_i) \\ \hat{G}_v &= |J| \cdot (\zeta_x E_v + \zeta_y F_v + \zeta_z G_v) \end{aligned} \right] \quad (4.29)$$

(4.19)式を代入して各流束の成分表示を行うと、次のようになる；

$$\hat{U} = |J| \cdot \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

$$\hat{E}_i = |J| \cdot \begin{bmatrix} \rho \hat{u} \\ \rho u \hat{u} + \xi_x P \\ \rho v \hat{u} + \xi_y P \\ \rho w \hat{u} + \xi_z P \\ (e + P) \hat{u} - \xi_t P \end{bmatrix}, \quad \hat{u} = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \quad (4.31a)$$

$$\hat{F}_i = |J| \cdot \begin{bmatrix} \rho \hat{v} \\ \rho u \hat{v} + \eta_x P \\ \rho v \hat{v} + \eta_y P \\ \rho w \hat{v} + \eta_z P \\ (e + P) \hat{v} - \eta_t P \end{bmatrix}, \quad \hat{v} = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \quad (4.31b)$$

$$\hat{G}_i = |J| \cdot \begin{bmatrix} \rho \hat{w} \\ \rho u \hat{w} + \zeta_x P \\ \rho v \hat{w} + \zeta_y P \\ \rho w \hat{w} + \zeta_z P \\ (e + P) \hat{w} - \zeta_t P \end{bmatrix}, \quad \hat{w} = \zeta_t + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \quad (4.31c)$$

次に、粘性流束成分については、

$$\hat{E}_v = |J| \cdot (\xi_x E_v + \xi_y F_v + \xi_z G_v)$$

$$= |J| \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ \mu(\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)u_\xi + \frac{\mu}{3}\xi_x(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) + \hat{E}_v 1 \\ \mu(\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)v_\xi + \frac{\mu}{3}\xi_y(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) + \hat{E}_v 2 \\ \mu(\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)w_\xi + \frac{\mu}{3}\xi_z(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) + \hat{E}_v 3 \\ (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2) \left\{ \frac{\mu}{2}(u^2 + v^2 + w^2)_\xi + \kappa T_\xi \right\} + \frac{\mu}{3}(\xi_x u + \xi_y v + \xi_z w)(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) \\ + u\hat{E}_v 1 + v\hat{E}_v 2 + w\hat{E}_v 3 + \kappa(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)T_\eta + \kappa(\xi_x \varsigma_x + \xi_y \varsigma_y + \xi_z \varsigma_z)T_\varsigma \end{bmatrix} \quad (4.32)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \hat{E}_v 1 &= \frac{\mu}{3}\xi_x(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) + \frac{\mu}{3}\xi_x(\varsigma_x u_\varsigma + \varsigma_y v_\varsigma + \varsigma_z w_\varsigma) \\ &\quad + \mu(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)u_\eta + \mu(\xi_x \varsigma_x + \xi_y \varsigma_y + \xi_z \varsigma_z)u_\varsigma \\ &\quad + \mu(\xi_y \eta_x - \xi_x \eta_y)v_\eta + \mu(\xi_y \varsigma_x - \xi_x \varsigma_y)v_\varsigma \\ &\quad + \mu(\xi_z \eta_x - \xi_x \eta_z)w_\eta + \mu(\xi_z \varsigma_x - \xi_x \varsigma_z)w_\varsigma \end{aligned} \quad (4.32a)$$

$$\begin{aligned} \hat{E}_v 2 &= \frac{\mu}{3}\xi_y(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) + \frac{\mu}{3}\xi_y(\varsigma_x u_\varsigma + \varsigma_y v_\varsigma + \varsigma_z w_\varsigma) \\ &\quad + \mu(\xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x)u_\eta + \mu(\xi_x \varsigma_y - \xi_y \varsigma_x)u_\varsigma \\ &\quad + \mu(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)v_\eta + \mu(\xi_x \varsigma_x + \xi_y \varsigma_y + \xi_z \varsigma_z)v_\varsigma \\ &\quad + \mu(\xi_z \eta_y - \xi_y \eta_z)w_\eta + \mu(\xi_z \varsigma_y - \xi_y \varsigma_z)w_\varsigma \end{aligned} \quad (4.32b)$$

$$\begin{aligned} \hat{E}_v 3 &= \frac{\mu}{3}\xi_z(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) + \frac{\mu}{3}\xi_z(\varsigma_x u_\varsigma + \varsigma_y v_\varsigma + \varsigma_z w_\varsigma) \\ &\quad + \mu(\xi_x \eta_z - \xi_z \eta_x)u_\eta + \mu(\xi_x \varsigma_z - \xi_z \varsigma_x)u_\varsigma \\ &\quad + \mu(\xi_y \eta_z - \xi_z \eta_y)v_\eta + \mu(\xi_y \varsigma_z - \xi_z \varsigma_y)v_\varsigma \\ &\quad + \mu(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)w_\eta + \mu(\xi_x \varsigma_x + \xi_y \varsigma_y + \xi_z \varsigma_z)w_\varsigma \end{aligned} \quad (4.32c)$$

$$\begin{aligned}
\hat{F}_v &= |J| \cdot (\xi_x E_v + \xi_y F_v + \xi_z G_v) \\
&= |J| \cdot \left[\begin{array}{c} 0 \\ \mu(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2)u_\eta + \frac{\mu}{3}\eta_x(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) + \hat{F}_v 1 \\ \mu(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2)v_\eta + \frac{\mu}{3}\eta_y(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) + \hat{F}_v 2 \\ \mu(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2)w_\eta + \frac{\mu}{3}\eta_z(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) + \hat{F}_v 3 \\ (\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2) \left\{ \frac{\mu}{2}(u^2 + v^2 + w^2)_\eta + \kappa T_\eta \right\} + \frac{\mu}{3}(\eta_x u + \eta_y v + \eta_z w)(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \\ + u\hat{F}_v 1 + v\hat{F}_v 1 + w\hat{F}_v 1 + \kappa(\eta_x \varsigma_x + \eta_y \varsigma_y + \eta_z \varsigma_z) \Gamma_\varsigma + \kappa(\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y + \eta_z \xi_z) \Gamma_\xi \end{array} \right] \quad (4.33)
\end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned}
\hat{F}_v 1 &= \frac{\mu}{3}\eta_x(\varsigma_x u_\varsigma + \varsigma_y v_\varsigma + \varsigma_z w_\varsigma) + \frac{\mu}{3}\eta_x(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) \\
&\quad + \mu(\eta_x \varsigma_x + \eta_y \varsigma_y + \eta_z \varsigma_z)u_\xi + \mu(\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y + \eta_z \xi_z)u_\xi \\
&\quad + \mu(\eta_y \varsigma_x - \eta_x \varsigma_y)v_\xi + \mu(\eta_y \xi_x - \eta_x \xi_y)v_\xi \\
&\quad + \mu(\eta_z \varsigma_x - \eta_x \varsigma_z)w_\xi + \mu(\eta_z \xi_x - \eta_x \xi_z)w_\xi \quad (4.33a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{F}_v 2 &= \frac{\mu}{3}\eta_y(\varsigma_x u_\varsigma + \varsigma_y v_\varsigma + \varsigma_z w_\varsigma) + \frac{\mu}{3}\eta_y(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) \\
&\quad + \mu(\eta_x \varsigma_y - \eta_y \varsigma_x)u_\xi + \mu(\eta_x \xi_y - \eta_y \xi_x)u_\xi \\
&\quad + \mu(\eta_x \varsigma_x + \eta_y \varsigma_y + \eta_z \varsigma_z)v_\xi + \mu(\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y + \eta_z \xi_z)v_\xi \\
&\quad + \mu(\eta_z \varsigma_y - \eta_y \varsigma_z)w_\xi + \mu(\eta_z \xi_y - \eta_y \xi_z)w_\xi \quad (4.33b)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{F}_v 3 &= \frac{\mu}{3}\eta_z(\varsigma_x u_\varsigma + \varsigma_y v_\varsigma + \varsigma_z w_\varsigma) + \frac{\mu}{3}\eta_z(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) \\
&\quad + \mu(\eta_x \varsigma_z - \eta_z \varsigma_x)u_\xi + \mu(\eta_x \xi_z - \eta_z \xi_x)u_\xi \\
&\quad + \mu(\eta_y \varsigma_z - \eta_z \varsigma_y)v_\xi + \mu(\eta_y \xi_z - \eta_z \xi_y)v_\xi \\
&\quad + \mu(\eta_x \varsigma_x + \eta_y \varsigma_y + \eta_z \varsigma_z)w_\xi + \mu(\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y + \eta_z \xi_z)w_\xi \quad (4.33c)
\end{aligned}$$

$$\hat{G}_v = |J| \cdot (\zeta_x E_v + \zeta_y F_v + \zeta_z G_v)$$

$$= |J| \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ \mu(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)u_\zeta + \frac{\mu}{3}\zeta_x(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) + \hat{G}_v 1 \\ \mu(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)v_\zeta + \frac{\mu}{3}\zeta_y(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) + \hat{G}_v 2 \\ \mu(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)w_\zeta + \frac{\mu}{3}\zeta_z(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) + \hat{G}_v 3 \\ (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) \left\{ \frac{\mu}{2}(u^2 + v^2 + w^2)_\zeta + \kappa T_\zeta \right\} + \frac{\mu}{3}(\zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w)(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) \\ + u\hat{G}_v 1 + v\hat{G}_v 1 + w\hat{G}_v 1 + \kappa(\zeta_x \xi_x + \zeta_y \xi_y + \zeta_z \xi_z)T_\xi + \kappa(\zeta_x \eta_x + \zeta_y \eta_y + \zeta_z \eta_z)T_\eta \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

ここで,

$$\begin{aligned} \hat{G}_v 1 &= \frac{\mu}{3}\zeta_x(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) + \frac{\mu}{3}\zeta_x(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \\ &\quad + \mu(\zeta_x \xi_x + \zeta_y \xi_y + \zeta_z \xi_z)u_\xi + \mu(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)u_\eta \\ &\quad + \mu(\zeta_y \xi_x - \zeta_x \xi_y)v_\xi + \mu(\zeta_y \eta_x - \zeta_x \eta_y)v_\eta \\ &\quad + \mu(\zeta_z \xi_x - \zeta_x \xi_z)w_\xi + \mu(\zeta_z \eta_x - \zeta_x \eta_z)w_\eta \end{aligned} \quad (4.34a)$$

$$\begin{aligned} \hat{G}_v 2 &= \frac{\mu}{3}\zeta_y(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) + \frac{\mu}{3}\zeta_y(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \\ &\quad + \mu(\zeta_x \xi_y - \zeta_y \xi_x)u_\xi + \mu(\zeta_x \eta_y - \zeta_y \eta_x)u_\eta \\ &\quad + \mu(\zeta_x \xi_x + \zeta_y \xi_y + \zeta_z \xi_z)v_\xi + \mu(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)v_\eta \\ &\quad + \mu(\zeta_z \xi_y - \zeta_y \xi_z)w_\xi + \mu(\zeta_z \eta_y - \zeta_y \eta_z)w_\eta \end{aligned} \quad (4.34b)$$

$$\begin{aligned} \hat{G}_v 3 &= \frac{\mu}{3}\zeta_z(\xi_x u_\xi + \xi_y v_\xi + \xi_z w_\xi) + \frac{\mu}{3}\zeta_z(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \\ &\quad + \mu(\zeta_x \xi_z - \zeta_z \xi_x)u_\xi + \mu(\zeta_x \eta_z - \zeta_z \eta_x)u_\eta \\ &\quad + \mu(\zeta_y \xi_z - \zeta_z \xi_y)v_\xi + \mu(\zeta_y \eta_z - \zeta_z \eta_y)v_\eta \\ &\quad + \mu(\zeta_x \xi_x + \zeta_y \xi_y + \zeta_z \xi_z)w_\xi + \mu(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)w_\eta \end{aligned} \quad (4.34c)$$

4.1.5 粘性項の評価

本計算においての有効粘性係数 μ_c 評価は,

$$\mu_c = \mu_t + \mu \quad (4.35)$$

ここで, μ_t ; 渦粘性係数 μ ; 分子粘性係数 である.

4.1.6 分子粘性係数の算出

分子粘性係数 μ は温度の関数で, Sutherland^{(30),(31)}の公式より算出される.

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{(T_\infty + C)}{(T + C)} \quad (4.36)$$

4.1.7 渦粘性係数の算出

本計算において渦粘性係数 μ_t は 0 方程式モデルである Baldwin-Lomax モデル⁽³²⁾により評価してある. このモデルの長所として境界層の端を計算する必要が無く, 乱流スケールを境界層内の渦分布から計算する.

境界層の中を 2 つの層に分けると, 壁側にあたる内層と残りの外層に分けることができ, 内層では壁の影響を強く受け, 外層では後流のように上流の側からの履歴を持つ.

渦関数 F を渦度のモーメントとして次のように定義する.

$$F(y) = y|\omega|D \quad (4.37)$$

ここで, ω は渦度, D は Van Driest の減衰関数である. Van Driest の減衰関数を以下に示す.

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right), y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} = y\sqrt{\tau_w / \rho_w} / \nu_w \quad (4.38)$$

ここで, A^+ は 26, y^+ は壁からの無次元化された距離を表す壁座標で, μ_t は摩擦速度 $u_\tau = \sqrt{(\tau_w / \rho_w)}$ である.

渦粘性係数は長さのスケールと速度のスケールの積から次のように与えられる.

$$\mu_{li} = \rho l^2 |\omega|, \quad l = \kappa y D \quad \text{for } y \leq y_c \quad (4.39)$$

$$\mu_{t0} = KC_{cp} \rho F_{wake} \beta \left(\frac{C_{kelb} y}{y_{max}} \right) \quad \text{for } y \leq y_c \quad (4.40)$$

y は壁からの距離で, y_c は $\mu_{li} = \mu_w$ となる最も近い壁からの距離である. 内層では Prandtl-van Driest の混合の式が使われる. ρ は密度で, C_{cp} は Baldwin と Lomax によって導入された付加定数で 1.6 である. また, C_{kelb} は 0.3, κ は Karman 定数で 0.42, K は Clauser 定数で 0.0168 である. γ_{itm} は Klebanoff の間欠関数で以下の式で表される.

$$\gamma_{itm} \left(\frac{C_{kclb} y}{y_{max}} \right) = 1 / \sqrt{1 + 5.5 \left(\frac{C_{kclb} y}{y_{max}} \right)^6} \quad (4.41)$$

μ_{10} にあられる F_{wake} は,

$$F_{wake} = \min \left(y_{max} F_{max}, \frac{C_{wk} y_{max} u_{diff}}{F_{max}} \right), u_{diff} = u_{max} - u_c \quad (4.42)$$

である. ここで F_{max} は式(4.37)の F の最大値で境界層内に限られる. C_{wk} は 0.25 で, u_{diff} は最大流速 u_{max} と, $y=y_c$ における流速 u_c との差である. 長さのスケールは, 内層では $l (= \kappa yD)$, 外層では y_{max} である.

4.2 MUSCL法

本計算では空間離散化に Van Lee (1979)によって開発された MUSCL(monotone upstream-centered scheme for conservation laws)法^{(33),(34)}を用いた。これは高次精度化するための手法で、Godunov スキームを改良したものである。簡単に説明すると Godunov スキームは Euler 方程式の初期値問題を、各セル内で一定（区分的定数関数）となる初期値を与え厳密に解くものであり、スキームは1次精度で TVD 安定である。MUSCL 法は各セル内を直線で近似（区分的1次関数）することにより2次精度に改良したものである。

本計算ではセル内を曲線で近似することにより、3次精度とした。

この MUSCL 法について説明する。1次精度風上差分法が TVD 条件を満たす（この条件を満足させるスキームは、不連続面のところで振動せず安定な解となる）ことに注目して、 $j+1/2$ の右と左の物理量 u の状態 (u_L , u_R) を、取り囲むいくつかの位置での物理量 u_{j-2} , u_{j-1} , u_j , u_{j+1} などから内挿によって決め、それを用いて数値流束を計算する。内挿に流束制限関数を導入しないときは、単純な高次精度の風上差分法となるが、流束制限関数を内挿の過程に導入することで、TVD 条件を満たす方法とすることができる。

差分表示を次のようにするとすれば、

$$\delta_j u = \frac{1}{2}(u_{j+1} - u_{j-1}) \quad \delta_j^2 u = u_{j+1} - 2u_j + u_{j-1} \quad (4.43)$$

セル境界での物理量は

$$\begin{aligned} (u_L)_{j+1/2} &= u_j + \frac{1}{2}\delta_j u + \frac{\kappa}{4}\delta_j^2 u = u_j + \frac{1}{4}(1-\kappa)(u_j - u_{j-1}) + \frac{1}{4}(1+\kappa)(u_{j+1} - u_j) \\ (u_R)_{j+1/2} &= u_{j+1} - \frac{1}{2}\delta_{j+1} u + \frac{\kappa}{4}\delta_{j+1}^2 u = u_{j+1} + \frac{1}{4}(1-\kappa)(u_{j+1} - u_j) + \frac{1}{4}(1-\kappa)(u_{j+2} - u_{j+1}) \end{aligned} \quad (4.44)$$

となる。L と R は境界の左、右の値を意味する。第1項はすでに述べたように1次精度に相当する。より多くの点でのデータを利用していくことで近似精度が上がっていく。1次精度と高次精度を使い分けるために、 ε なるパラメータを導入して式(4.44)を次のように書き換える。

$$\begin{aligned} (u_L)_{j+1/2} &= u_j + \frac{\varepsilon}{4}[(1-\kappa)(u_j - u_{j-1}) + (1+\kappa)(u_{j+1} - u_j)] \\ (u_R)_{j+1/2} &= u_{j+1} - \frac{\varepsilon}{4}[(1+\kappa)(u_{j+1} - u_j) + (1-\kappa)(u_{j+2} - u_{j+1})] \end{aligned} \quad (4.45)$$

$\kappa = -1$ の場合は片側のみを利用した外挿となっていて、

$$\begin{aligned} (u_L)_{j+1/2} &= u_j + \frac{\varepsilon}{2}(u_j - u_{j-1}) \\ (u_R)_{j-1/2} &= u_{j+1} - \frac{\varepsilon}{2}(u_{j+2} - u_{j+1}) \end{aligned} \quad (4.46)$$

このように表される．高次精度，すなわち $\varepsilon = 1$ のとき，これが2次精度の完全風上法となっていることは， $j - 1/2$ の項を作って差分を表示してみると容易にわかる．同様に， $\kappa = 0$ の場合は，風上側に風下側の1点を加えた2次精度の形となる． $\kappa = 1$ では，セル境界の値は，両側のセル平均の代数平均となっても，もはやセル間には不連続が存在しなくなる．このように内，外層の係数を選ぶことで1次から3次までの精度の内挿法が定義できる．本計算では，次のように u_L ， u_R を置いた．

$$\begin{aligned}(u_L)_{j+1/2} &= u_j + \frac{1}{4}[(1-\kappa)\Delta_- + (1+\kappa)\Delta_+]_j \\ (u_R)_{j+1/2} &= u_{j+1} - \frac{1}{4}[(1-\kappa)\Delta_+ + (1+\kappa)\Delta_-]_{j+1}\end{aligned}\tag{4.47}$$

ただし， $(\Delta_+) = u_{j+1} - u_j$ ， $(\Delta_-) = u_j - u_{j-1}$ である．ここでは簡単のために制限関数を入れていないが，TVD的な解を得ようとするならば， u_L ， u_R の表示式に制限関数を導入することが必要である．例えば，minmod limiter を導入する場合には (Δ_+) ， (Δ_-) の代わりに

$$\bar{\Delta}_+ = \text{minmod}(\Delta_+, b\Delta_-)\tag{4.48}$$

$$\bar{\Delta}_- = \text{minmod}(\Delta_-, b\Delta_+)$$

を用いればよい．ここでは b は κ の関数で

$$b = \frac{3-\kappa}{1-\kappa}\tag{4.49}$$

と定義される．

本計算で用いた制限関数は slope limiter と呼ばれる Van Albada の limiter， s で，その s を利用する場合の式(4.47)は

$$\begin{aligned}(u_L)_{j+1/2} &= u_j + \frac{s}{4}[(1-\kappa s)\Delta_- + (1+\kappa s)\Delta_+]_j \\ (u_R)_{j+1/2} &= u_{j+1} - \frac{s}{4}[(1-\kappa s)\Delta_+ + (1+\kappa s)\Delta_-]_{j+1}\end{aligned}\tag{4.50}$$

と書き換えられる．ここで s と κ は次のように定義される．

$$s = \frac{2\Delta_+\Delta_- + \varepsilon}{(\Delta_+)^2 + (\Delta_-)^2 + \varepsilon} \quad (\varepsilon = 10^{-6})$$

$$\kappa = \begin{cases} -1 & : \text{Fully upwind} \\ 1 & : \text{Central difference} \\ 1/3 & : \text{3rd-order upwind biased} \end{cases} \quad (4.51)$$

4.3 Roe の近似リーマン解法

リーマン問題とは任意の双曲線の連立方程式に対して考えることのできる古典的な初期値問題である．具体的に言うと，衝撃波管のように，ある不連続な物理量が存在し，次の瞬間にこの不連続を解消するような波動と流れが発生するものとして，その流れの解を求める問題を言う．これを数学的にあるいは数値的手法により解く方法をリーマン解法という．そして Roe⁽³⁵⁾はリーマン問題自身を近似して解く方法を開発した．この Roe の近似リーマン解法は， $j+1/2$ の値として，密度の平方根を重みとして付けて平均した値を用いる．この平均値を用いてヤコビ行列を計算する．これにより，線形近似化されたリーマン問題が与えられる．2次元の Euler 方程式の場合，Roe の平均は

$$\rho_{ave} = \sqrt{\rho_L \rho_R} \quad u_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_L} u_L + \sqrt{\rho_R} u_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}} \quad (4.52)$$

$$v_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_L} v_L + \sqrt{\rho_R} v_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}} \quad H_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_L} H_L + \sqrt{\rho_R} H_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}$$

ただし

$$a_{ave}^2 = (\gamma - 1) \left(H_{ave} - \frac{1}{2} u_{ave}^2 \right) \quad (4.53)$$

この近似リーマン解法を用いて，Roe は非線形スカラー方程式に対する1次の風上差分を非線形のシステムの方程式に拡張した．近似リーマン解法は流束ベクトルの差が波の位相速度の符号によって分離されるので，流束差分法 FDS(flux difference splitting)とも呼ばれる．このスキームでの1次精度の数値流束は

$$E_{j+1/2} = \frac{1}{2} \left[E_{j+1} + E_j - |A|_{j+1/2} (U_{j+1} - U_j) \right] \quad (4.54)$$

と書ける．上式左辺の $|A|_{j+1/2}$ は，

$$|A|_{j+1/2} = R_{j+1/2} |\Lambda|_{j+1/2} R_{j+1/2}^{-1} \quad (4.55)$$

で表される．右辺の $j+1/2$ の添え字の量は，Roe の平均を用いて評価される．この $|A|_{j+1/2}$ は

流束ヤコビアン行列である．行列 $|\Lambda|_{j+1/2}$, $R_{j+1/2}$, $R_{j+1/2}^{-1}$ の要素を決定すると．
x 方向流束ヤコビアン行列

$$|\Lambda|_{j+1/2} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\gamma-1}{2}q^2 - u^2 & -(\gamma-3)u & -(\gamma-1)v & -(\gamma-1)w & (\gamma-1) \\ -uv & v & u & 0 & 0 \\ -uw & w & 0 & u & 0 \\ -\mu \frac{e}{\rho} + (\gamma-1)uq^2 & \gamma \frac{e}{\rho} - \frac{\gamma-1}{2}(2u^2 + q^2) & -(\gamma-1)uv & -(\gamma-1)uw & \mu \end{bmatrix} \quad (4.56)$$

x 方向右固有行列

$$R_{j+1/2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ u-c & 0 & 0 & u & u+c \\ v & 0 & c & v & v \\ w & -c & 0 & w & w+c \\ H-cu & -wc & vc & \frac{1}{2}q^2 & H+cu \end{bmatrix} \quad (4.57)$$

x 方向左固有行列

$$R_{j+1/2}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}\left(b_1 + \frac{u}{c}\right) & -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{c} + b_2u\right) & -\frac{1}{2}b_2v & -\frac{1}{2}b_2w & \frac{1}{2}b_2 \\ \frac{w}{c} & 0 & 0 & -\frac{1}{c} & 0 \\ -\frac{v}{c} & 0 & \frac{1}{c} & 0 & 0 \\ 1-b_1 & b_2u & b_2v & b_2w & -b_2 \\ \frac{1}{2}\left(b_1 - \frac{u}{c}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{1}{c} - b_2u\right) & -\frac{1}{2}q^2v & -\frac{1}{2}q^2w & \frac{1}{2}b_2 \end{bmatrix} \quad (4.58)$$

となる．ただし，

$$H = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2}, \quad q^2 = u^2 + v^2 + w^2, \quad b_1 = \frac{1}{2}q^2 \frac{\gamma-1}{c^2}, \quad b_2 = \frac{\gamma-1}{c^2} \quad (4.59)$$

である．

さて，圧縮波と膨張波の挙動には大きな違いがある．圧縮の勾配を急にする非線形機構は膨張の場合には当てはまらない．ガスの膨張は膨張波が集まるのではなくて，むしろ発散し，勾配をゆるめる傾向をもつ．したがって，膨張波はその通過後の流動特性値の勾配をさらに減少させるので，衝撃波のように最終的に落ち着くべき形態をとらない．すなわち，膨張衝撃波が起こることはありえない．ところが，Roe のスキームを用いると，この非現実的な膨

張衝撃波を捉えることがある。そこでこの状況を避けるために、エントロピ条件を満足させるようにしなければならない。エントロピ条件とは熱力学の第2法則より導かれる条件で、衝撃波のところでエントロピが増大することを物理的に表している。エントロピ条件は保存関係式、状態方程式、熱力学の第2法則を用いて導かれ

$$a_L > c > a_R \quad (4.60)$$

と記述できる。ここで c は不連続面（衝撃波）の伝播速度、 a_L と a_R はそれぞれ不連続面の左側と右側の特性線に沿って伝わる波の位相速度である。そしてエントロピ条件は不連続面に特性線が吸収されることを表している。よって圧縮波の場合衝撃波は形成されるが、膨張波の場合衝撃波は形成されない。

そこで、以下の Harten-Hymann の修正特性速度を導入する。

$$|a_{1/2}|_m = \begin{cases} |a_{1/2}| & (|a_{1/2}| \geq \varepsilon) \\ \frac{1}{2} \left\{ \frac{|a_{1/2}|^2}{\varepsilon} + \varepsilon \right\} & (|a_{1/2}| < \varepsilon) \end{cases} \quad (4.61)$$

$$\varepsilon = \max[0, a_{1/2} - a, a_1 - a_{1/2}]$$

これによってエントロピ条件は満足される。

4.4 CFL 条件

数値的な情報が1回の計算サイクルで隣接するセルを飛び越えて離れたセルに移動することがあってはならない。これは、 Δt が大き過ぎるか、セル寸法が小さ過ぎるかのいずれかである。そのような現象を防止する数値的手法がある。これは CFL(Courant-Friedrichs-Lewy)条件⁽³¹⁾を満たすことである。CFL 条件とはガスの絶対温度と圧力波の速度（音速）の和に Δt を乗じた値が格子寸法 Δx より大きくなってはいけないという条件、すなわちすべての j に対して

$$\Delta t = f \cdot \text{Min} \left(\frac{\Delta x}{a_j + |u_j|} \right) \quad (4.62)$$

を満たすことである。ここで f は CFL 数(CFL number)と呼ばれ、 $f < 1$ でなければならない。

4.5 時間進行法

CFL 条件で求めた Δt について考えてみる. 3次元において時間積分 Δt は時間進行方向法に基づいて用いられている.

ある時間 t の状態量から新しい時刻 $t + \Delta t$ の状態量が計算できれば, これを繰り返し用いることにより任意の時刻の状態量が計算できる. このような計算方法を時間進行法(time marching method)という. 非定常流れの計算はこのような時間進行法によって行われる. 流体の非定常流れを解析する運動方程式は

$$\frac{\partial V}{\partial t} = f(v) \quad (4.63)$$

の形に書くことができる. ここで $f(v)$ は $v, \nabla v, \nabla^2 v \dots$ 等の関数で運動方程式の右辺に等しい. 式(4.63)の運動方程式に関して前進差分すると,

$$V^{n+1} = v^n + \Delta t f^n \quad (4.64)$$

と書ける. ここで, $t = n \Delta t, f^n = f(v^n)$ である. この差分は最も簡単で前進 Euler 法と呼ばれる. 前進 Euler 法の精度は Δt の 1 次オーダーである. また陽解法であるために時間刻み Δt を極めて小さい値, 例えば 10^{-7} 程度に選ばないと誤差が累積し, 解が不安定となる.

4.6 Bohning / Doerffer モデル

多孔壁の小孔を通過する流れについては Doerffer⁽³⁶⁾らの実験によって求められた経験式を用いる. 以下に示す式から多孔平板の上下面に作用する圧力の差 dp により誘起され, 孔を通過する流れのマッハ数 M_h を求めることができる. この式を多孔壁の各孔に用いることで孔の状態量を算出する. 多孔壁に適用した B/D モデルを図 4.1 に示す.

$$\frac{dP}{P_0} = M_h^{0.55} \left[\left(\frac{1}{1.2} \right)^{0.55} + b(BM_h)^{\frac{1}{a}} \right] \quad (4.65)$$

$$B = \frac{|\tau_w|}{\rho_h u_h^2} \quad a = 1.52 \quad b = 25$$

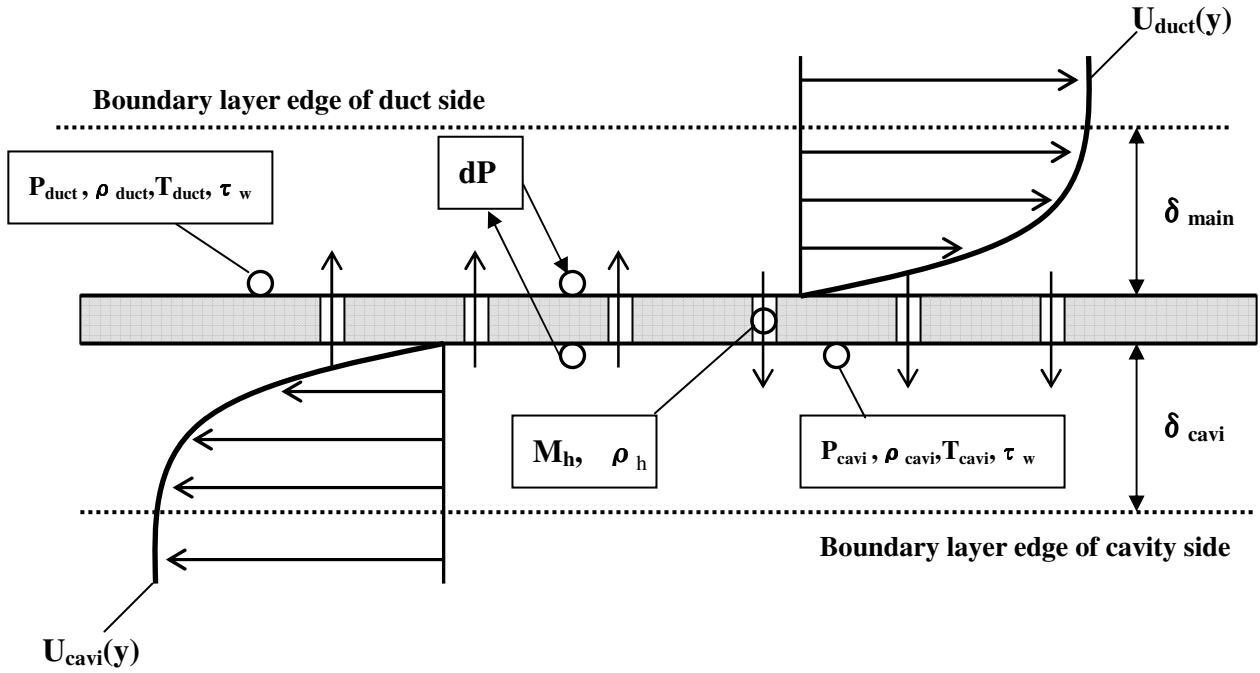


Fig.4.1 Flow configuration and definitions of B/D model

主流またはキャビティ内の流れによって発達した多孔壁面上の境界層の厚さを δ_{duct} , δ_{cavi} としたときその境界層内にはそれぞれの流れの静圧 P_{duct} , P_{cavi} が作用するものとし、それらの静圧は境界層からの影響を受けず、孔部分を含む壁近傍に一定に作用するものとする。したがって孔を通過する流れは平板の上下に作用する静圧の差によって誘起されマッハ数 M_h で流れる。そのときの孔の上下に作用する圧力の差 dp は

$$dp = \begin{cases} P_{duct} - P_{cavi} & (P_{duct} > P_{cavi}) \\ P_{cavi} - P_{duct} & (P_{duct} < P_{cavi}) \end{cases} \quad (4.66)$$

と表される。

このとき孔の中の密度 ρ_h は孔に流入する側の密度を適用するものとする。ダクト側の壁面密度を ρ_{duct} , キャビティ側の壁面密度を ρ_{cavi} とすると孔の中の密度 ρ_h は

$$\rho_h = \begin{cases} \rho_{duct} & (P_{duct} > P_{cavi}) \\ \rho_{cavi} & (P_{duct} < P_{cavi}) \end{cases} \quad (4.67)$$

と表される。

また(4.65)式中の壁面せん断力 τ_w は孔を通過する流れに影響を与える重要な要素である。せん断力が通過する流れの流出側に存在する場合には孔を通過する流れに対し及ぼす影響

は確認されていないが、流出側に存在する場合には孔に向かう流れを妨げる働きをし、その流入量に変化を与える。したがって孔の流入側に多孔平板に沿う流れが存在する場合には孔の流入側のせん断力 τ_w を考慮する必要がある。また、このときの粘性係数は流入側壁面の温度を用いて算出するものとする。

4.7 計算格子

本計算に用いた計算格子を図 4.2 に示す。計算格子数はダクト領域が $41 \times 33 \times 111$ であり、キャビティ領域が $61 \times 33 \times 24$ である。ダクト領域は主流の加速のためのノズル部分と検査領域である矩形ダクト部分により構成され、検査領域は主流の閉そくを防止するために上下面にそれぞれ広がり角 1 度を取っている。ノズル出口部 ($x/h=3.6$) ではその断面がアスペクト比 3.0 となっており、その高さを h として代表長さとする、流れ方向の長さは $11h$ 、スパン方向長さは $3h$ となる。座標系は図に示してあり、上下壁に近づくにつれて格子間隔が細くなるようにしている。キャビティ内の格子は主流の壁近傍における最小の格子と同じ幅で深さ方向に 60 格子分で、流れ方向およびスパン方向には主流の格子と同じ形状である。また多孔領域は $x/h=7.0$ から 11.4 の範囲であり、図中では孔の部分を黒く塗りつぶしてある。また多孔壁の孔はすべて 1 グリッドとし、孔は 1 グリッドおきに設置するものとする。

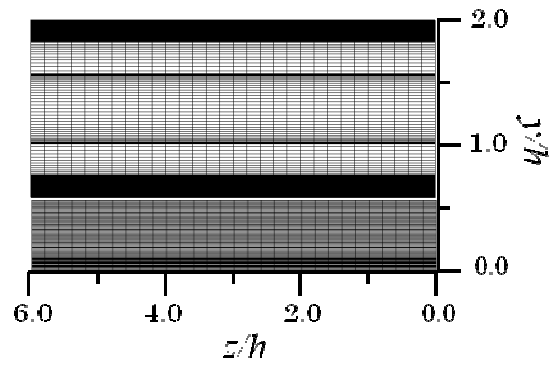
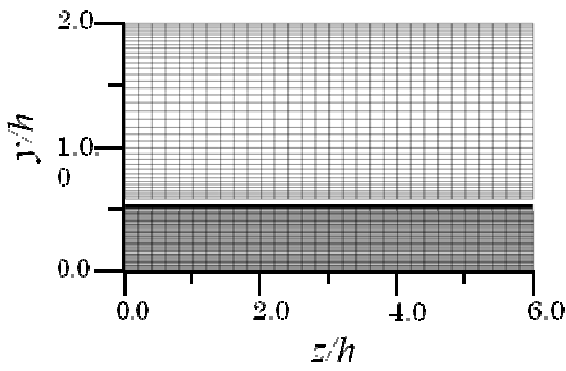
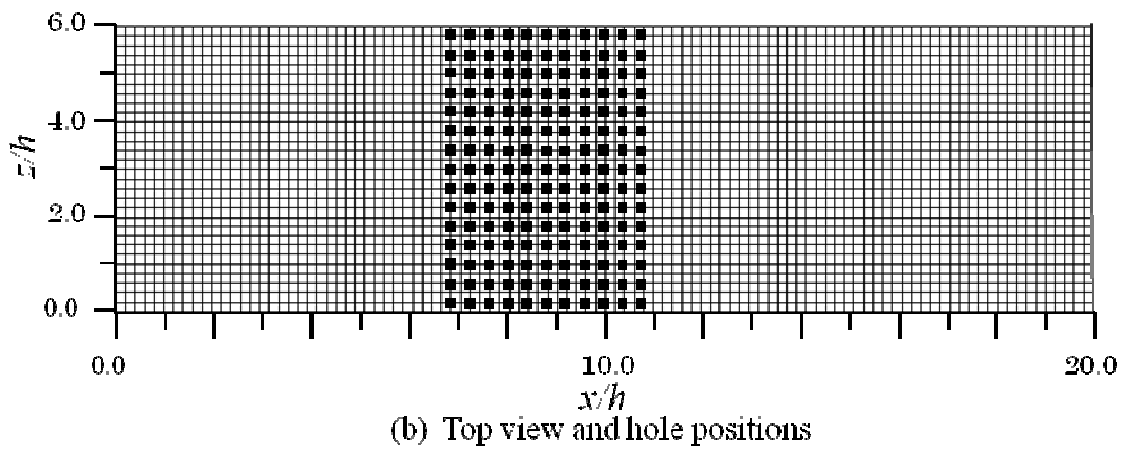
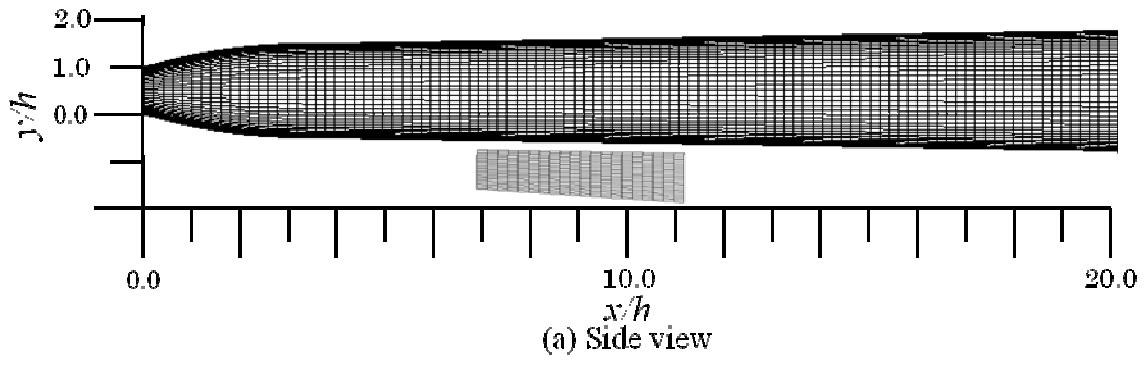


Fig.4.2 Grid structure

4.8 境界条件の取り扱い

流れの問題を数値的に求める場合、まず対象としている流体すなわち連続体を有限差分メッシュに離散化する。連続体の中央にある点を「メッシュ点」と呼び、小さな四角形を「セル」と言う。流れの有限差分解はメッシュ点で定義され、メッシュ点で定義され、メッシュ点をもとに方程式が導出され、対象としている領域における全てのメッシュ点上の数値が求められる。図4.3に x 、 y 方向の2次元のメッシュ系を示した。(a)は固定壁に沿って(k)番目のメッシュがとられている。これは第1メッシュ系と呼ばれている。(b)は(k - 1)番目と(k)番目の中央に固定壁が設定されている。これは第2メッシュ系と呼ばれている。

これらのメッシュ系では、境界条件の取り扱いがそれぞれ異なってくる。本計算では第2メッシュ系を用いた。

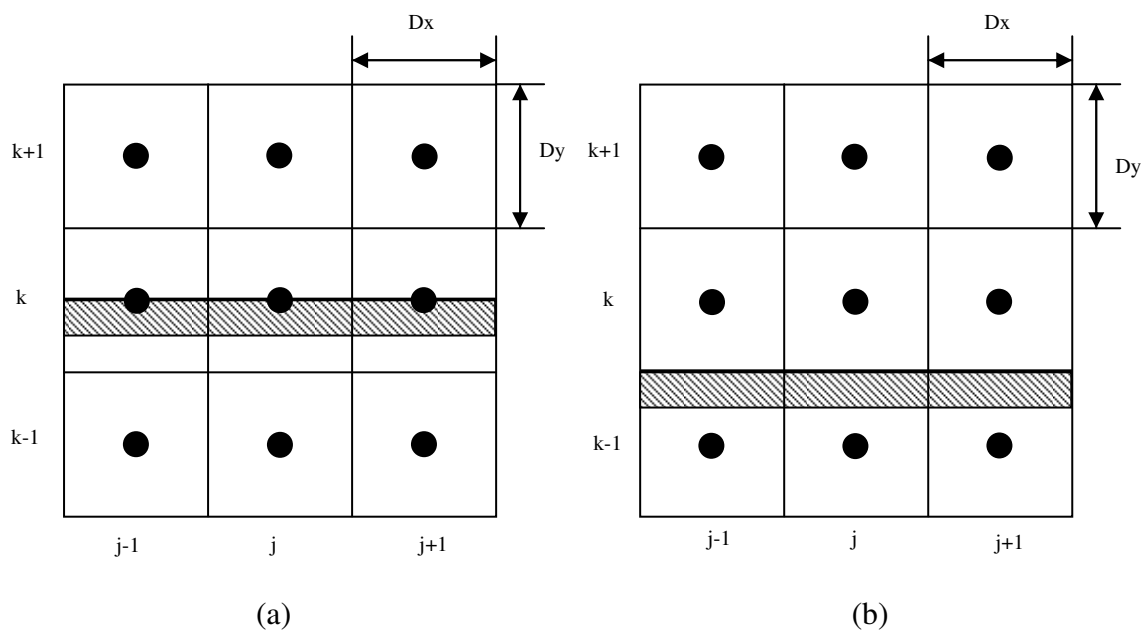
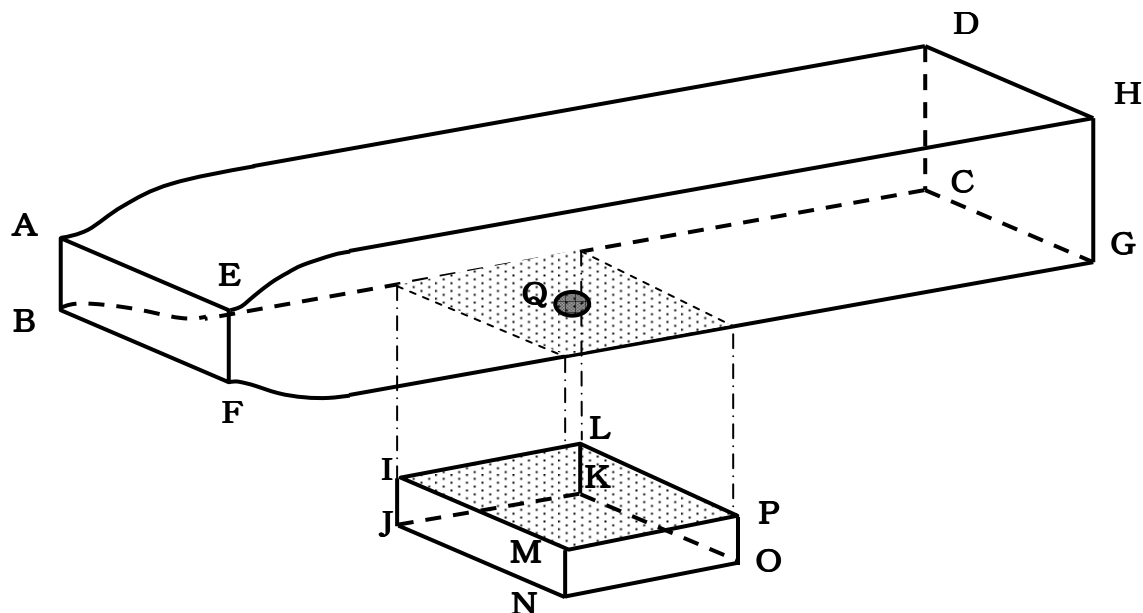


Fig.4.3 Type of mesh

図 4.4 は本計算で用いた計算領域の幾何学的形状を示したものである。また、境界条件は表に示されるように取り扱った。



A B C D E F G H I J K L M N O P	滑り条件
A E H D B F G C I M N J L P O K	滑りなし条件
D H G C	圧力固定条件 流出条件
A E F B Q	チョーク条件
I M P L	多孔壁条件 (B/D モデル)

Fig.4.4 Geometrical shape of calculation regions

(a) 流出条件

図 4.5 に流出条件のモデルを示す. これは多様な取り扱いがあるが, 一般的に用いられる 1 次外挿を示す. (下添字 U は上方境界, B は下方境界, L は左側境界, R は右側境界)

$$\begin{aligned} \sigma_U &= \sigma_{U-1} , & \sigma_B &= \sigma_{B+1} \\ \sigma_L &= \sigma_{L-1} , & \sigma_R &= \sigma_{R+1} \\ (\sigma &= \rho , u , v , w , e) \end{aligned} \tag{4.68}$$

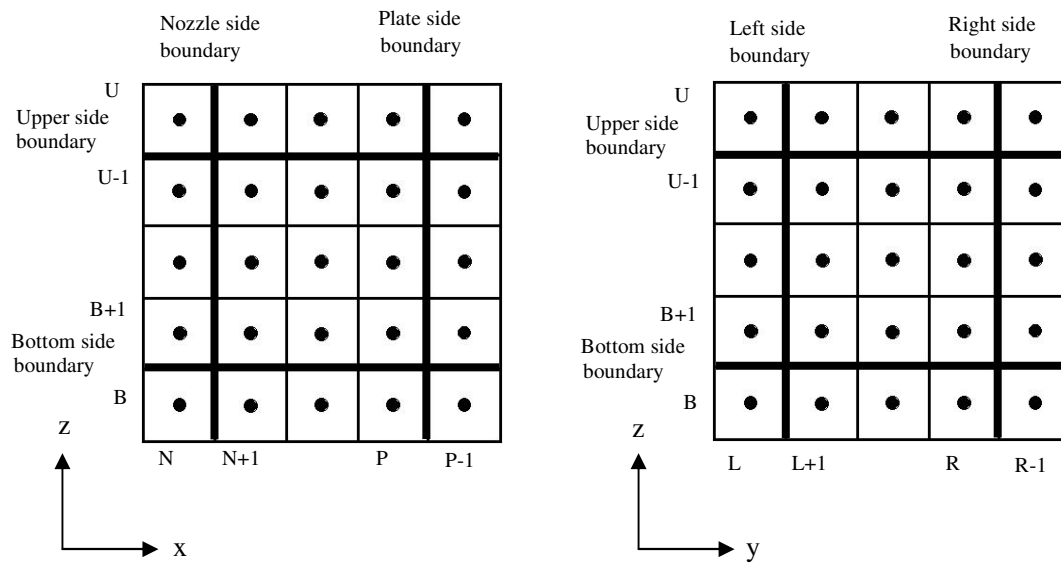


Fig.4.5 Free boundary condition

(b) 圧力固定条件

流出条件の設定は、物理的には本質的な困難を伴う。これは解析したい領域より後流となるため、理論解のような確実にわかっている結果を使うことができないことによる。例えば、系の圧力が下がって逆流を生じ、流出境界が「流入」となってしまう場合がある。特に、本研究のような3次元問題になると複数の流出境界があるのでこのようなことが起こりやすい。よって、圧力については境界で発散しないように境界条件を設定しないといけない。本研究では、流出境界のマッハ数が亜音速なら1次外挿を、超音速なら $e+3/2$ と $e+1/2$ の圧力傾度から式(4.69)を用いて境界圧力を求めた。図4.6に圧力固定条件のモデルを示す。

$$flag = 0.5(\text{sign}(1.0, (mach - 1.0)) + 1.0) \quad (4.69)$$

$$P_N = flag \times e_{N+1/2} + (1.0 - flag)e_{N+3/2}$$

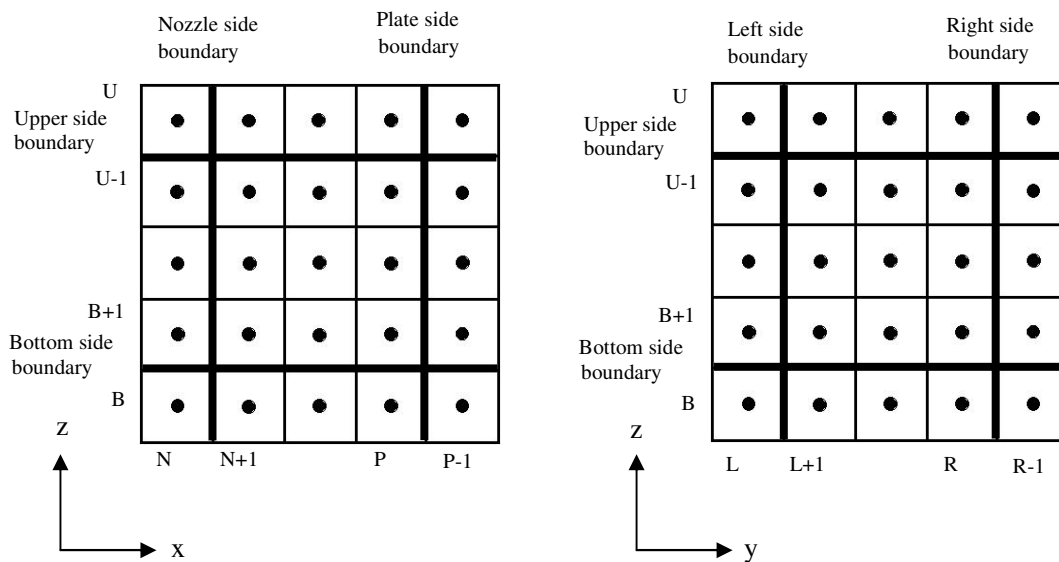


Fig.4.6 Pressure fix condition

(c) ノンスリップ条件

図 4.7 にノンスリップ条件のモデルを示す. ノンスリップ条件とは, 流体が壁面に固着している状態を言う. 通常壁は静止しているので, 流体も壁面上では $W_{\text{plate}}=0$, $V_{\text{plate}}=0$, $U_{\text{plate}}=0$ は速度 0 となる. 故に, 以下のような滑りなしの境界条件が示される.

$$\begin{aligned} W_P &= -W_{P-1} & V_P &= -V_{P-1} & U_P &= -U_{P-1} \\ \sigma_P &= \sigma_{P-1} & (\sigma &= \rho, e) \end{aligned} \quad (4.70)$$

ここで x 方向速度 U, y 方向速度 V, z 方向速度 W, 密度 ρ , エンタルピ e である. このように境界条件を設定すると U, e などの点 P における変数値は新しい時刻で通常の内点を求める差分方程式から計算される.

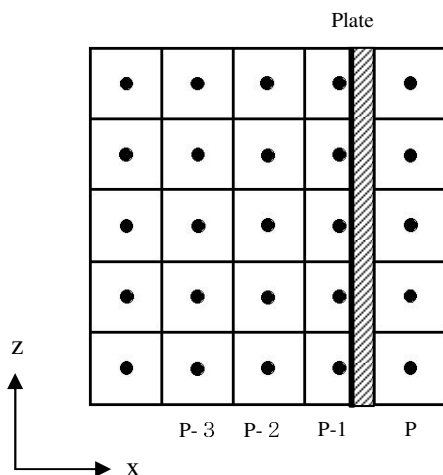


Fig.4.7 Non-Slip wall condition

(d) スリップ条件

図 4.8 にスリップ条件のモデルを示す. 第 2 メッシュ系ではセル・エッジに沿って壁面が設定され, 壁面から数えて最初のセル中心の点 P - 1 は $\Delta x/2$ だけ壁面から離れ, 仮想点 P は壁面の内側に $x/2$ だけ離れて置かれる. 壁面で接線方向の勾配を 0 とするので, $\partial W / \partial n = 0$, $\partial V / \partial n = 0$, $U_{\text{plate}} = 0$ となる. それなので, 以下のような境界条件が示される.

$$\begin{aligned} W_P &= W_{P-1} & V_P &= V_{P-1} & U_P &= -U_{P-1} \\ \sigma_P &= \sigma_{P-1} & (\sigma &= \rho, e) \end{aligned} \quad (4.71)$$

ここで x 方向速度 U, y 方向速度 V, z 方向速度 W, 密度 ρ , エンタルピ e である. このように境界条件を設定すると U, e などの点 P における変数値は新しい時刻で通常の内点を求める差分方程式から計算される.

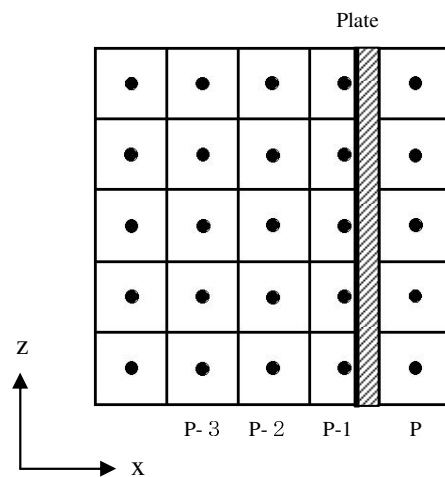


Fig.4.8 Slip wall condition

(e) チョーク条件

図 4.9 にスリップ条件のモデルを示す. ノズルの出口で流体がチョーク状態になるようにする. (下添字 c はチョーク状態の各物理量)

$$\sigma_N = 2\sigma_c - \sigma_{N+1} \quad (4.72)$$

($\sigma = \rho, u, v, w, e$)

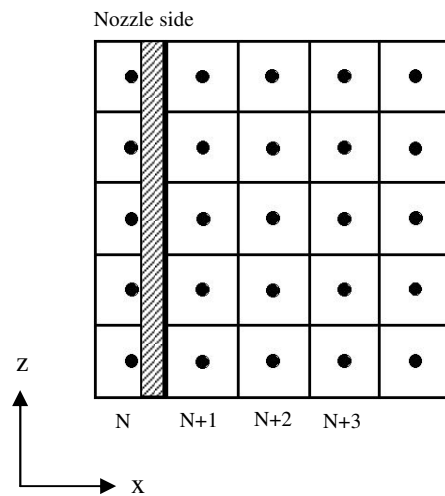


Fig.4.9 Choking condition

(f) 多孔壁条件

壁面で静止した流れに対して孔を通過する流れの影響を与えることで吸い込み吹き出し流れとする. したがって孔部分の境界条件はノンスリップ条件と孔を通過する流れの境界条件の両方を与え, 壁の部分にはノンスリップ条件のみとなる. 孔を通過する流れの状態量については Bohning / Doerffer モデルの式 (4.65) から算出する.

第5章 多孔壁およびキャビティを有する超音速ダクト流れにおける

衝撃波の挙動

本章では、多孔壁およびキャビティを設置した超音速ダクト流れに対し、各風洞圧力比における衝撃波の挙動について説明する。ディフューザ曲率半径の違いによる影響についても説明する。5.1節は衝撃波の位置の変化、5.2節は壁面静圧分布、5.3節は始動衝撃波の影響、5.4節は実験および数値計算の比較についてである。

5.1 風洞圧力比による衝撃波の位置の変化

ラバルノズルに接続された広がり角を持ったダクト内に発生する始動衝撃波は風洞圧力比の増加と共に下流へ移動することはよく知られている。そこで、多孔領域がそのダクト途中にあると、そこに始動衝撃波が位置した場合、衝撃波前後の圧力差によって流れが発生する。いわゆるパッシブコントロールの作用が生じる。このように、管内の衝撃波の位置と圧力分布には密接な関係があることがわかっている。そこで、各風洞圧力比において衝撃波がどの位置に存在するかを知ることは重要であるため、シュリーレン法により可視化した。図5.1にシュリーレン写真を示す。

図5.1(a)~(d)まではディフューザAを使用した場合、5.1(e)~(h)までをディフューザBを使用した場合の結果を示す。Aはディフューザ曲率半径 $R=100(\text{mm})$ であり、Bは $R=200(\text{mm})$ である。図中の白い矢印は本論文で定義される始動衝撃波の位置を示している。

図5.1(a)~(d)から風洞圧力比を増加させると始動衝撃波が下流へと移動していることがわかる。また図5.1(e)~(h)においても同一風洞圧力比でもディフューザAとは異なる位置ではあるが、同様な傾向を示している。それぞれの写真により流れ場を見ていくと、図5.1(a)から始動衝撃波が多孔壁上に位置しているのが確認できる。これにより多孔領域中央部より発生しているせん断流れから、多孔壁を通してキャビティとダクトの間で流れが発生していると考えられる。また、多孔領域上流端では多孔から生じるマッハ波が観察される。これらのことから多孔領域中の下流から上流への流れが発生していると考えられる。

図5.1(b)では、さきほどよりも風洞圧力比が増加したため、衝撃波の位置は下流側へ移動しており、多孔壁上に位置していることがわかる。図5.1(a)の場合と同様にキャビティとダクトの間に流れが発生していることが確認できる。

次に、さらに風洞圧力比を増加させると図5.1(c)および(d)のように完全に始動衝撃波が多孔領域よりも下流側に位置し、多孔壁はほとんど超音速領域となっている。また多孔から生じるマッハ波が観察される。図5.1(e)は(a)と同様の圧力比であるが、(b)と同様な位置に衝撃波が確認できる。

また図 5.1(f)~(h)においても(b)~(d)と比べ、図 5.1(e)と(b)と同様の傾向となっている。これらから、ディフューザ A よりもディフューザ B の方がディフューザ効率の改善により、同一風洞圧力比でも始動衝撃波が下流側に移動することが確認できた。そこで可視化写真から各風洞圧力比における始動衝撃波の位置を測定した。

図 5.2 は縦軸：スロートからの距離，横軸：風洞圧力比とする各風洞圧力比において 38 枚ずつ撮影した写真から始動衝撃波の位置を読み取り示したものであり、各シンボルは同一圧力比である 38 枚の平均の衝撃波位置を示し、振動幅も同時に示している。丸いシンボルがディフューザ A，四角いシンボルがディフューザ B の結果である。

図 5.1 から確認していたように、図 5.2 からディフューザ A よりもディフューザ B の方が、どの風洞圧力比においても下流側に位置していることがわかる。ディフューザ A の場合は、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.65$ 以降で多孔領域を始動衝撃波が完全に抜けることがわかるが、ディフューザ B の場合は、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.50$ で下流側に位置することがわかる。ディフューザ A に比べ、ディフューザ B の場合は、各風洞圧力比における衝撃波位置の振動幅が小さくなっていることが確認できる。

ここで、ディフューザ A および B に関して、衝撃波の振動幅が大きいのは平均の衝撃波の位置が多孔壁に近い風洞圧力比の場合である。これは、図 5.1 から確認したように、始動衝撃波が多孔領域上に位置する場合、多孔壁を通してキャビティとダクトの間で流れが発生するため、パッシブコントロールの作用から多孔領域での流れ場の圧力分布が変化するために起こると考えられる。そこで、圧力分布から流れ場を解析する。

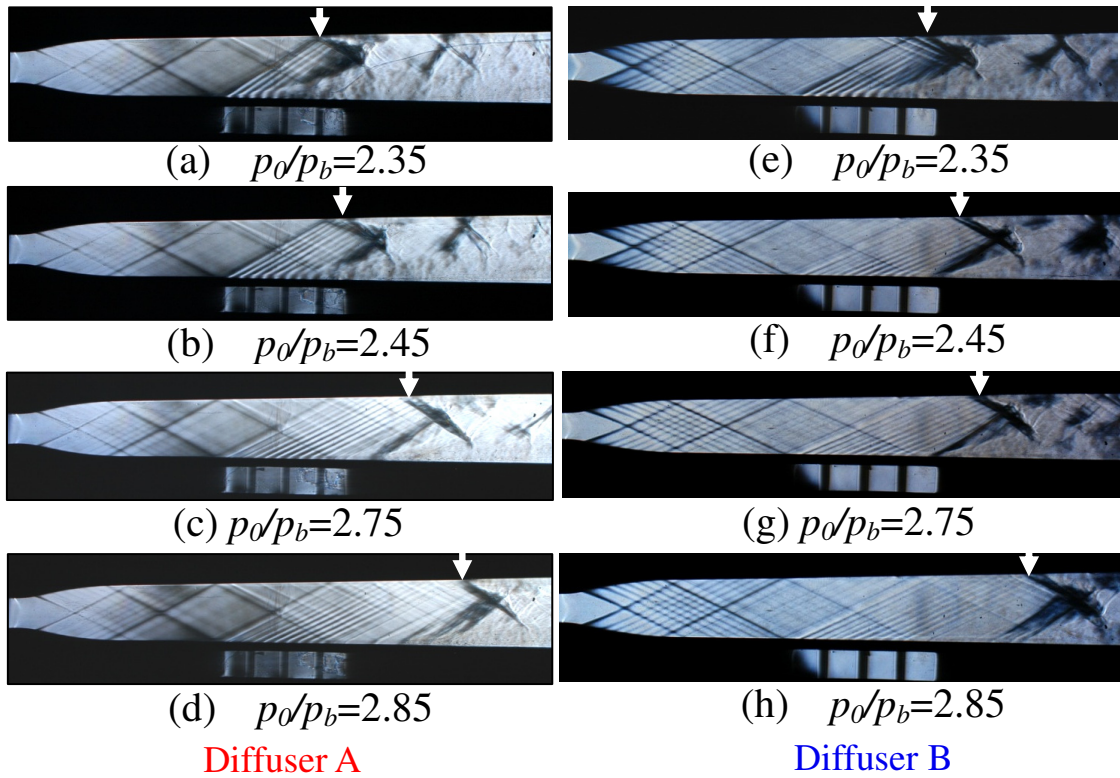


Fig.5.1 Typical schlieren photographs for 000

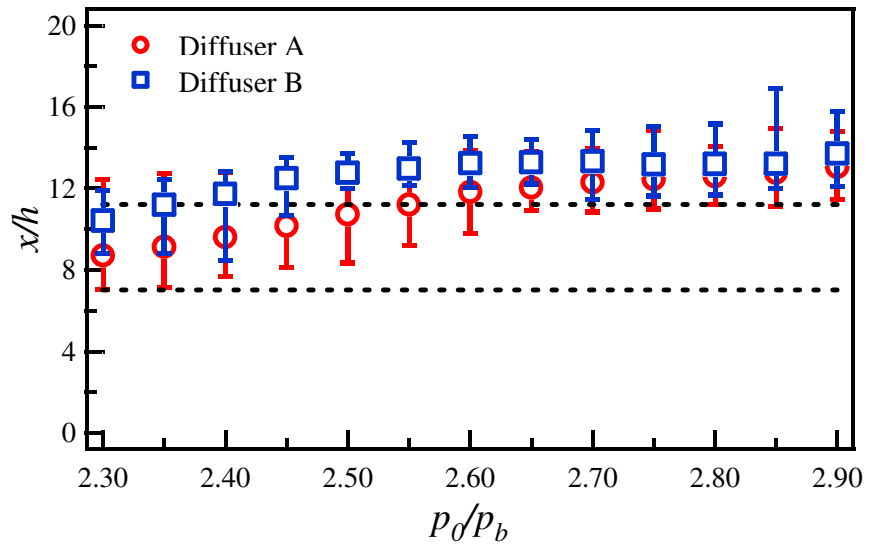


Fig.5.2 Relation between shock position and pressure ratio for Diffuser A and B

5. 2 壁面静圧の変化

5. 1 節では衝撃波の位置による流れ場に対する影響を述べてきた。前節から、始動衝撃波の位置によって流れ場が変化していることが確認されており、多孔壁上では特に多孔壁を通してキャビティとダクトの間で流れが発生するために、圧力分布が重要となる。

5. 2. 1 測定部下流ディフューザ A の場合

図 5.3 および図 5.4 に風洞圧力比 $p_0/p_b=2.35$ と $p_0/p_b=2.75$ のシュリーレン写真と上下壁面圧力分布を示す。白抜きのシンボルはいずれの条件でも上壁面で、塗りつぶしたものは下壁面の圧力分布を示す。これらは始動衝撃波がそれぞれ多孔領域上に位置する場合と下流側に位置する場合である。

図 5.4 の風洞圧力比 $p_0/p_b=2.35$ の場合の圧力分布から衝撃波の下流側から圧力が上昇しているのがわかる。衝撃波直後から徐々に下流側へいくほど圧力が上昇しており、 $x/h=12.2$ で最大値となっていることがわかる。衝撃波を中心に衝撃波上流側は低圧で、下流側は高圧となっていることがわかる。したがって、図 5.3(a) から確認できるようなキャビティ内へのダクトからの流れの発生と下流から上流へと流れが発生することが圧力分布からも言える。

これに対し、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.75$ の場合、多孔壁上は完全に超音速流れとなっているために、圧力分布からも $x/h=7.0$ 以降の値が下流側へいくほど徐々に減少していることが確認できる。これはダクトが広がり角 1 度を持っているためだと考えられる。また多孔壁上流端からの強いマッハ波が確認できなくなるほど弱まっていることがわかる。

5. 2. 2 測定部下流ディフューザ B の場合

図 5.5 および図 5.6 に風洞圧力比 $p_0/p_b=2.35$ と $p_0/p_b=2.75$ のシュリーレン写真と上下壁面圧力分布を示す。白抜きのシンボルはいずれの条件でも上壁面で、塗りつぶしたものは下壁面の圧力分布を示す。

これらは始動衝撃波がそれぞれ多孔領域上に位置する場合と下流側に位置する場合である。ディフューザ A の場合に比べ、少し下流側に始動衝撃波が位置するがどのように、衝撃波下流側から徐々に下流にいくほど圧力が上昇しており、 $x/h=12.2$ で最大値となっていることがわかる。

風洞圧力比 $p_0/p_b=2.35$ の場合、上壁面側の圧力分布は衝撃波下流域で増減を繰り返しながら上昇することが確認できた。また下壁面側では直線的な増加を示すことがわかった。下壁面圧力分布から多孔壁上で大きな圧力上昇が確認されることからキャビティ内への流れの発生が圧力分布からもわかる。

風洞圧力比 $p_0/p_b=2.75$ の場合から、衝撃波が多孔領域から十分離れた下流側に位置するほど圧力分布が衝撃波上流では単調減少、下流では単調増加することがわかった。

これらのことから、圧力分布と衝撃波の位置には対応関係があることから圧力分布から衝

撃波の位置を推察することができることが確認できた。キャビティとダクトの間の流れの発生を特に下流から上流への流れの発生を確認するには多孔領域内下流の点の圧力を測定することで確認することができると考え、風洞圧力比を変化させた際の壁面圧力値の変化を調べた。

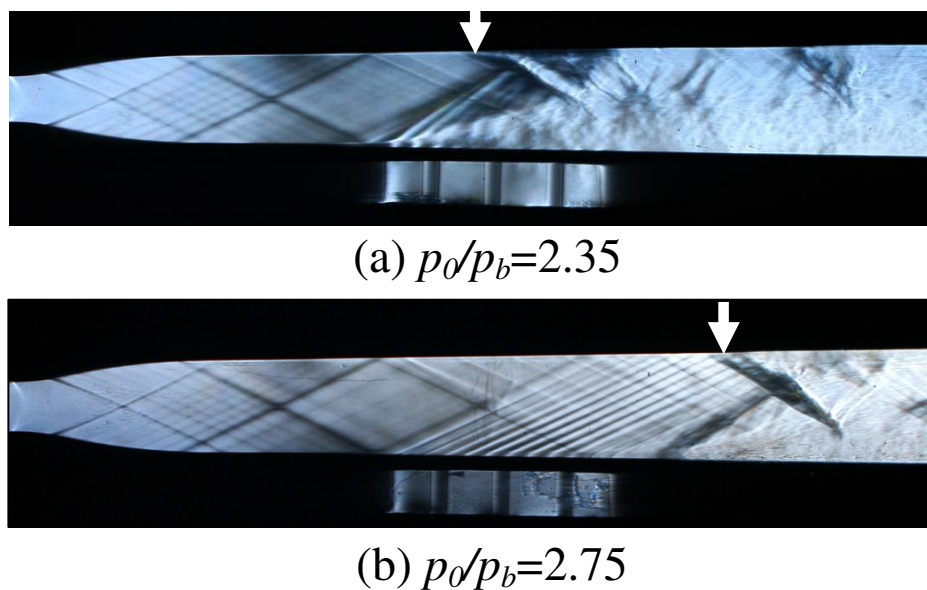


Fig.5.3 Typical schlieren photographs for Diffuser A

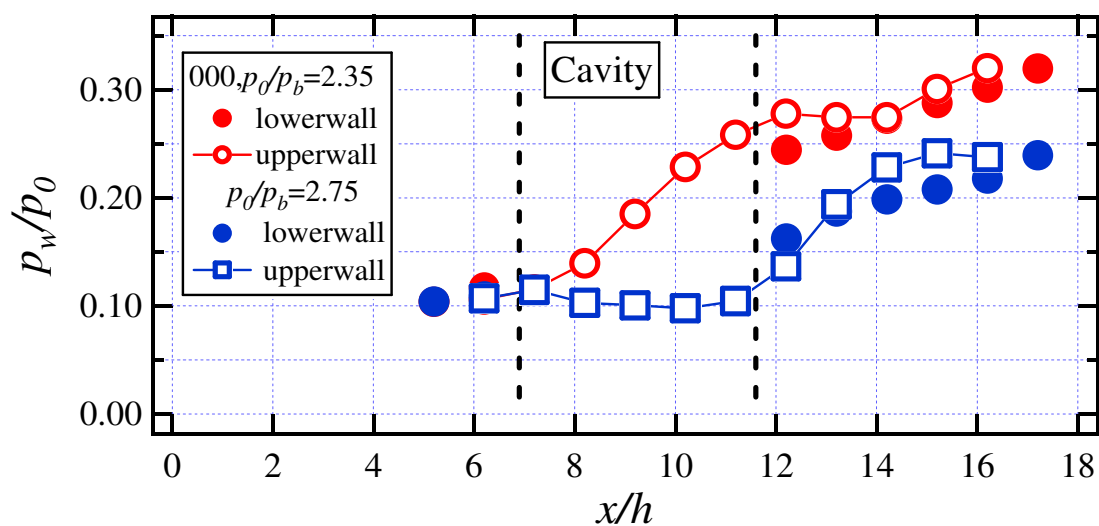
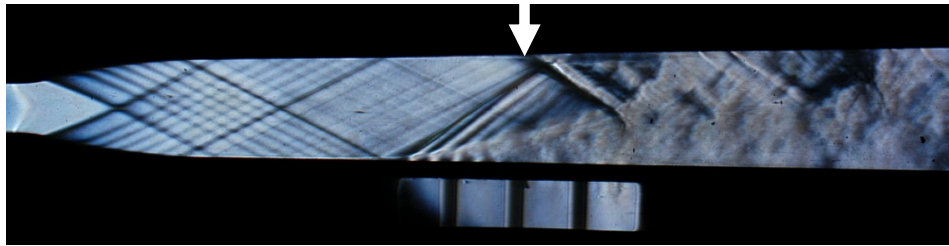


Fig.5.4 Pressure distribution along center line on the wall at $p_0/p_b=2.35$ and 2.75



(a) $p_o/p_b=2.35$



(b) $p_o/p_b=2.75$

Fig.5.5 Typical schlieren photographs Diffuser B

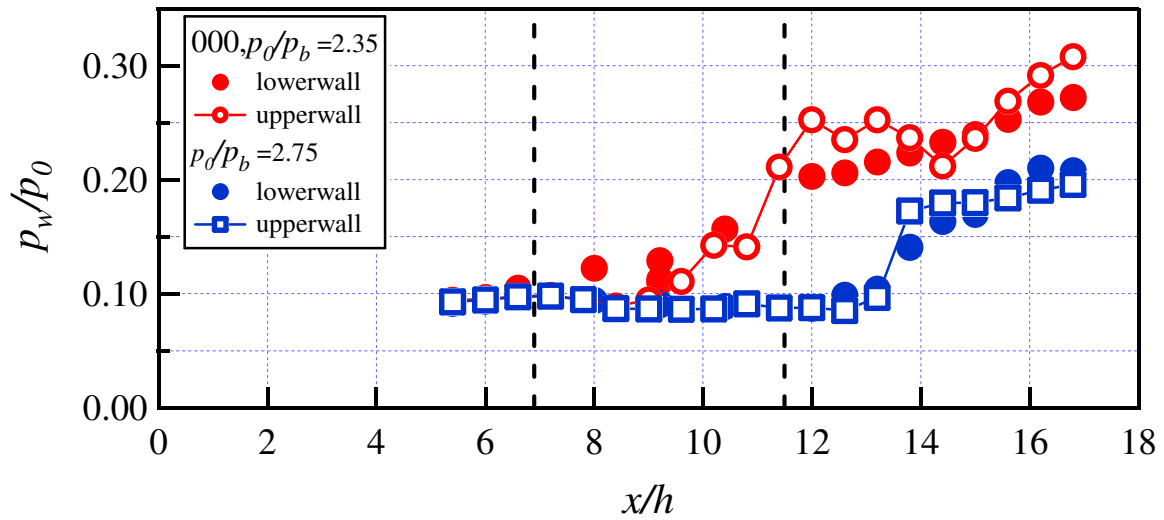


Fig.5.6 Pressure distribution along center line on the wall at $p_o/p_b=2.35$ and 2.75

5. 2. 3 多孔領域での圧力変化

衝撃波の位置によって壁面圧力分布が異なり、特に衝撃波が多孔領域に位置する場合は圧力分布が急激に上昇していることがわかった。そこで、多孔領域内下流点である圧力測定点 $x/h=10.2$ において風洞圧力比を変化させた際の壁面圧力値の変化を図 5.7 に示す。横軸は風洞圧力比、縦軸は壁面圧力比である。

図 5.7 から風洞圧力比を徐々に増加させていくと壁面圧力値が徐々にさがっていることがわかる。ディフューザ A ($R=100$) の場合、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.30$ を最大値とし $p_0/p_b=2.55$ まで減少し、 $p_0/p_b=2.55$ からほぼ一定値をとっていることから、 $p_0/p_b=2.55$ で衝撃波が多孔壁上よりも下流に位置することがわかる。

また $p_0/p_b=2.40$ から $p_0/p_b=2.45$ に変化する際に急激に減少していることがわかる。またディフューザ B ($R=200$) の場合、 $p_0/p_b=2.30$ から $p_0/p_b=2.35$ の間に起こるはディフューザ効率の違いによる始動衝撃波の位置の違いによるものだと考えられる。これは 5.1 節の図 5.2 の始動衝撃波とも傾向が一致する。

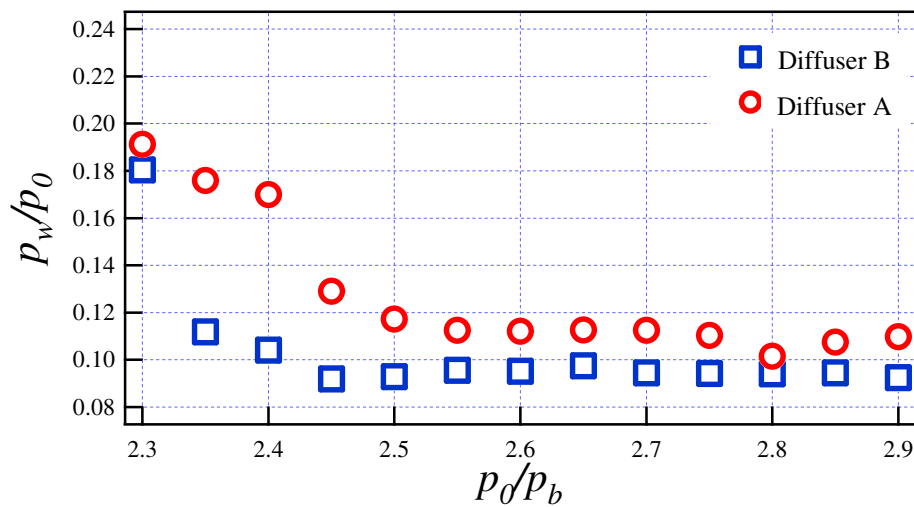


Fig.5.7 Variations of pressure at $x/h=10.2$ with pressure ratio for 000

5. 3 衝撃波の位置によるキャビティ内の流れについて

前節まではシュリーレン写真や圧力分布から風洞圧力比の違いによる始動衝撃波の位置の違いについて述べてきた。ただ、キャビティ内の流れについては実験による測定を行っておらず、キャビティ内の流れはわからない。そこで、数値計算により多孔壁上に衝撃波が位置する場合と十分下流側に位置する場合について確認する。

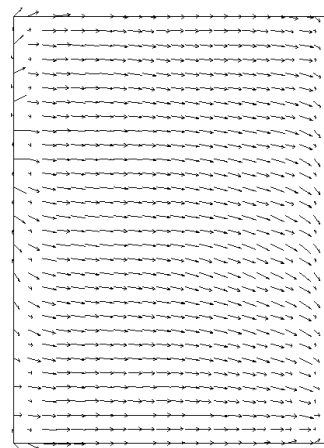
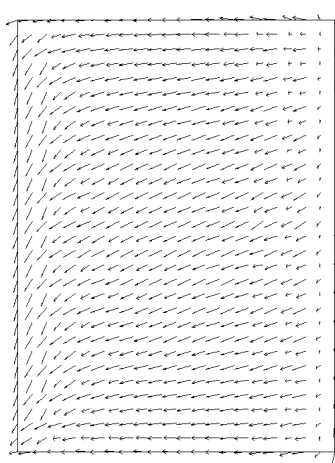
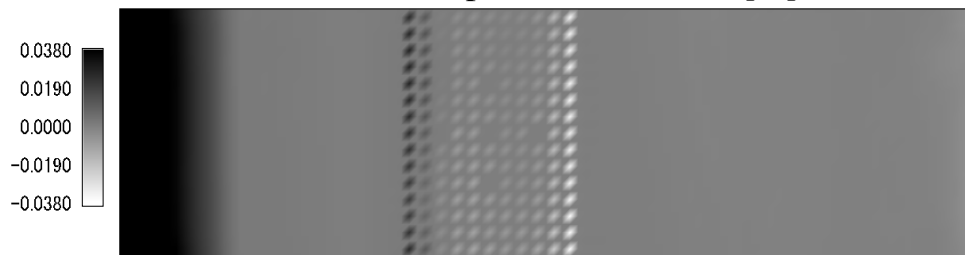
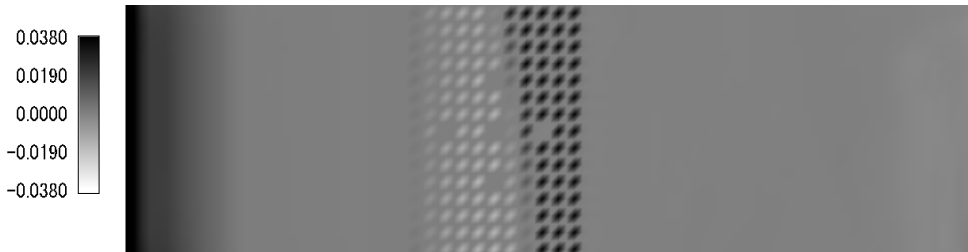
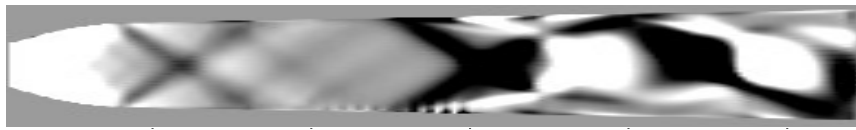
その結果を図 5.8(a)~(f)に示す。図(a)および(c)は、コンピューターシュリーレン、(b)および(d)は下壁面上における速度の Y 軸方向成分をグレイスケールでカラーバーともに示す。また図(e)および(f)は上面から見たキャビティ内のベクトル線図を示す。

図(a)から始動衝撃波が多孔壁上位置していることが確認できる。シュリーレン写真では確認できなかったが、強い衝撃波の下流に膨張領域と続いて圧縮領域と続いていることが確認できる。これから、始動衝撃波が擬似衝撃波になっていることが考えられる。

また擬似衝撃波となっていることが図 5.4 および 5.6 で風洞圧力比 $p_0/p_b=2.35$ の場合に衝撃波下流側での圧力分布が傾向としては右肩上がりで増加しつつ振動している原因だと考えられる。

図 5.8(b)から多孔壁上の速度成分を確認すると、衝撃波下流側でダクトからキャビティへの流れが発生していることがわかる。それに対し、衝撃波上流側ではキャビティからダクトへの流れが発生していることがわかる。衝撃波を境にキャビティに対して吸い込みと吹き出しの領域が分かれていることから始動衝撃波がもたらす衝撃波前後の圧力差が流れを発生させていることがわかる。その際の図(e)のベクトル線図からキャビティ内において下流から上流へと流れが発生していることが確認できる。

次に、図 5.8(c)から衝撃波が多孔領域よりも下流に位置することが確認できる。図(d)から衝撃波が下流にある場合は、多孔壁上流端近くの領域でダクトからキャビティへの流れが、またそれ以外の領域ではキャビティからダクトへの流れが発生していることが確認できる。その際の図(f)のベクトル線図からキャビティ内の流れは上流から下流へと発生していることがわかる。



(e) Vector distribution in cavity by top view for $p_0/p_b=3.60$

(f) Vector distribution in cavity by top view for $p_0/p_b=7.00$

Fig.5.8 Relation between starting shock position and pressure ratio

5. 4 実験および数値計算の比較

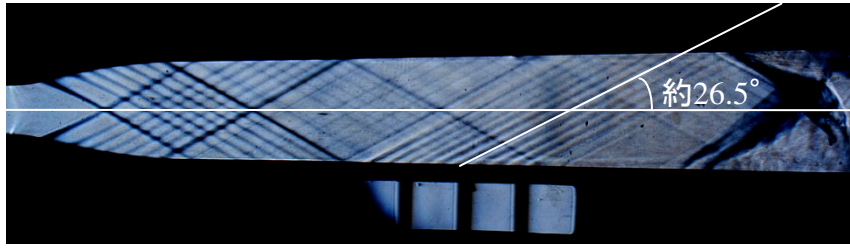
この節では実験装置の設計, 実験結果および数値計算の結果を比べることで実験および数値計算の確かさを検証したものである. 図 5.9 には(a)はシュリーレン写真, (b)は実験装置の形状を示し, (c)はそれぞれのマッハ数分布, (d)はそれぞれの圧力分布を示す. 図(a)の記入してある角度 26.5° とは多孔壁中央の孔から発生したマッハ波の角度を写真から測定したものであり, (c)のマッハ数分布の値と比べるための角度である.

図 5.8(c)において, 四角いシンボルは設計断面積から算出したマッハ数, 青線は計算結果, 実験結果を三角のシンボル, そして丸いシンボルは写真から算出したマッハ数をそれぞれ示している. 設計断面積から算出したマッハ数については境界層の影響を考慮していないため, 最もマッハ数が高いと考えられる. 実験結果では若干設計されたものマッハ数よりも減少していることがわかる. また写真から算出したマッハ数が実験値とほぼ一致する. さらに計算結果についても実験結果とほぼ一致していることが確認できた. 次に, 図 5.8(d)の圧力分布であるが, 四角いシンボルは設計壁面圧力, 赤線は計算結果, そして丸いシンボルは実験結果を示す. 実験結果および計算結果ともに設計値よりも若干高い値をとっていることが確認できる. こちらも境界層の発達したために, 断面積が減少し, マッハ数の減少と共に圧力が増加したことが原因であると考えられる. また圧力分布においても実験結果および計算結果がほぼ一致することがわかった.

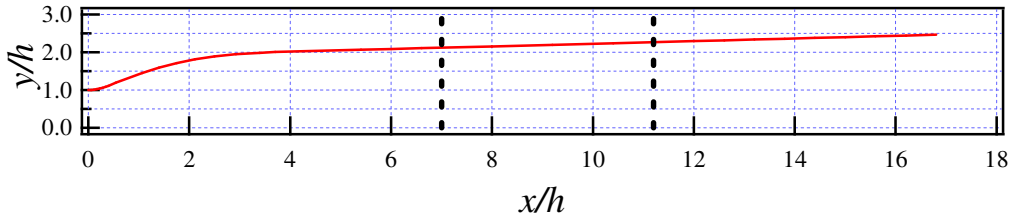
5. 5 まとめ

ダクト流れにおいて, 風洞圧力比を増加させるとスロートでチョークし, その後スロート下流に発生した衝撃波が圧力比の増加とともに下流へと移動する. その途中で多孔壁とキャビティを設置した場合, 衝撃波が多孔領域に位置した場合, 衝撃波前後の圧力差によって流れが生じる. このような流れ場において, 風洞圧力比を変化させた場合の流れ場について実験および計算を行った. 得られた結果は以下の通りである.

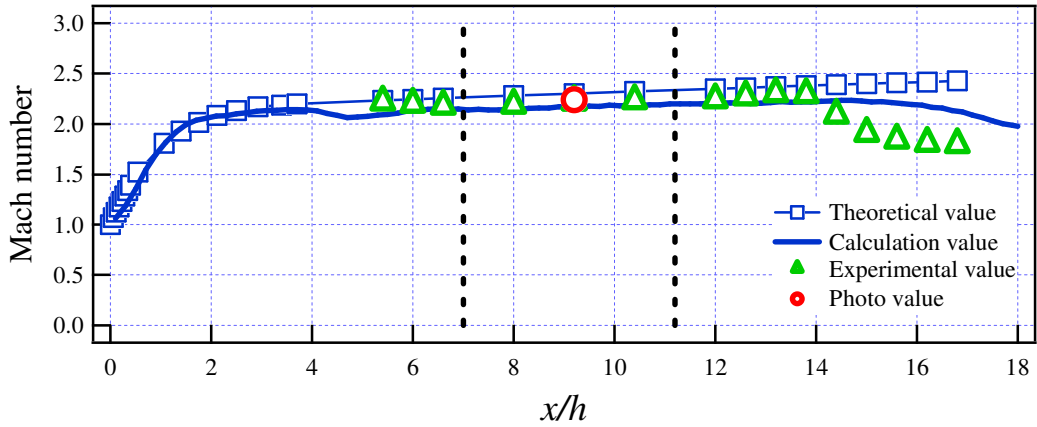
- 1) 風洞圧力比を増加させていくと, 同一風洞圧力比においてもある程度衝撃波の位置に振動しながら, 下流へと衝撃波が移動することがわかった.
- 2) 測定部下流ディフューザ曲率半径を $R=100$ から 200 と変更することによって, ディフューザ効率が上がり, 同一風洞圧力比の場合, 衝撃波の位置が下流側へ移動することがわかった.
- 3) 多孔領域内に衝撃波が位置する場合, 衝撃波前後の圧力差により, パッシブコントロールの作用から衝撃波の位置の振動幅が大きくなることがわかった.
- 4) 数値計算の結果から, 多孔壁上に衝撃波が位置する場合, 多孔領域において衝撃波下流側からキャビティへの吸い込み流れが, また衝撃波上流側からはダクトへの吹き出し流れが発生し, キャビティ内では下流から上流への流れが発生することがわかった.
- 5) また多孔領域より下流側に衝撃波が位置する場合, 上記とは異なり, キャビティ内では上流から下流への流れが発生することがわかった.



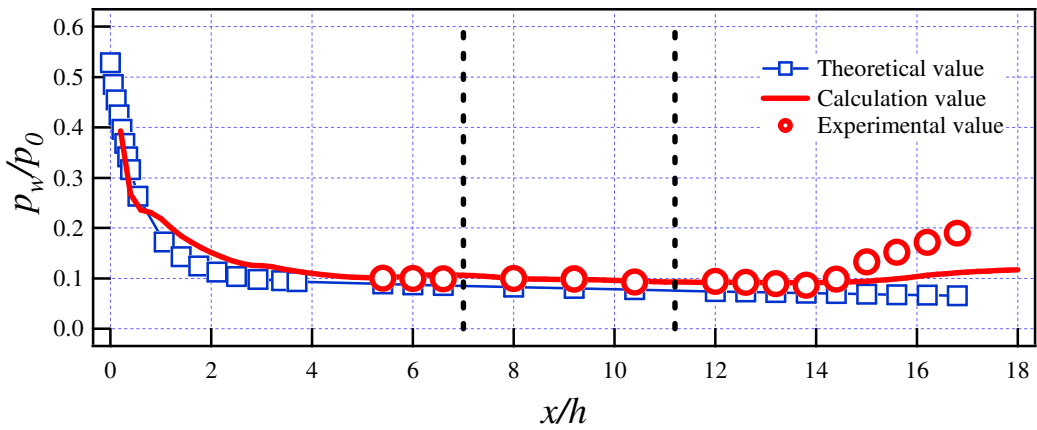
(a) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=3.00$



(b) Shape of experimental apparatus



(c) Mach number distribution



(d) Pressure distribution

Fig.5.9 Comparison between calculations and experiments for 000

第6章 ロッドおよび噴流が流れ場に与える影響

本章では、多孔壁上にロッドおよび噴流を設置し、風洞圧力比やロッドおよび噴流の数や配置を変化させ、流れ場に対する影響について述べる。6.1節は、風洞圧力比による衝撃波の位置の変化、6.2節は壁面静圧の変化、6.3節はロッドおよび噴流によるへさき衝撃波の影響、6.4節は噴流配置111の始動衝撃波について、6.5節はまとめである。

6.1 風洞圧力比による衝撃波の位置の変化

第5章では、多孔壁のみを設置した場合について述べてきたが、多孔壁上にロッドおよび噴流を設置することで、多孔壁上の圧力分布に影響を与え、流れ場を変化させることを目的としている。そこで、ロッドおよび噴流を設置したことでどのような影響が与えられたかを確認するために、風洞圧力比による衝撃波の位置の変化について測定した。

6.1.1 ロッドによる影響

図6.1に各ロッド設置パターンによる始動衝撃波の位置の変化を示す。丸いシンボルは多孔壁中央部に1本ロッドを設置する場合であり、以後010と表記する。四角いシンボルは多孔壁中央部に流れ方向に対し、スパン方向に2本設置する場合であり、以後020と表記する。上三角シンボルは多孔壁中央部に流れ方向に対し、スパン方向に3本設置する場合であり、以後030と表記する。下三角シンボルは多孔壁上中心線上に流れ方向と同様に3本設置した場合であり、以後111と表記する。

図6.1からそれぞれのパターンにおいて、風洞圧力比が増加すると衝撃波が下流側へ移動することは一致するが、衝撃波の位置は異なっている。ロッドパターン010、020および030の場合はスロートからのロッドの距離は $x/h=9.2$ であるため、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.30\sim 2.40$ までの間はほぼ同じ位置に衝撃波が確認できるが、 $p_0/p_b=2.45$ からロッドの設置数が大きいほど、上流側に位置することが確認できる。これは、ロッドにより発生するへさき衝撃波がロッドの数だけ発生することからへさき衝撃波同士の干渉により大きな衝撃波となり、流れを妨げるために起こると考えられる。

また $p_0/p_b=2.55$ を境にほぼ020および030は同位置に存在する傾向を持つ。また111の場合は最初のロッドが $x/h=8.2$ と他のパターンよりも上流にあるために、最初のへさき衝撃波が上流で発生することで多孔壁上の広範囲に影響を与えることから、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.75$ まで増加しない限り衝撃波が下流側に移動しないことがわかった。010および111のブロックageは同一で020、030とスパン方向に増やすほどにブロックageも大きくなることから、ブロックageが大きくなると衝撃波が下流に移動しづらくなることがわかった。しかしながら、ロッドと多孔壁との相対位置の違いが最も影響することがわかった。

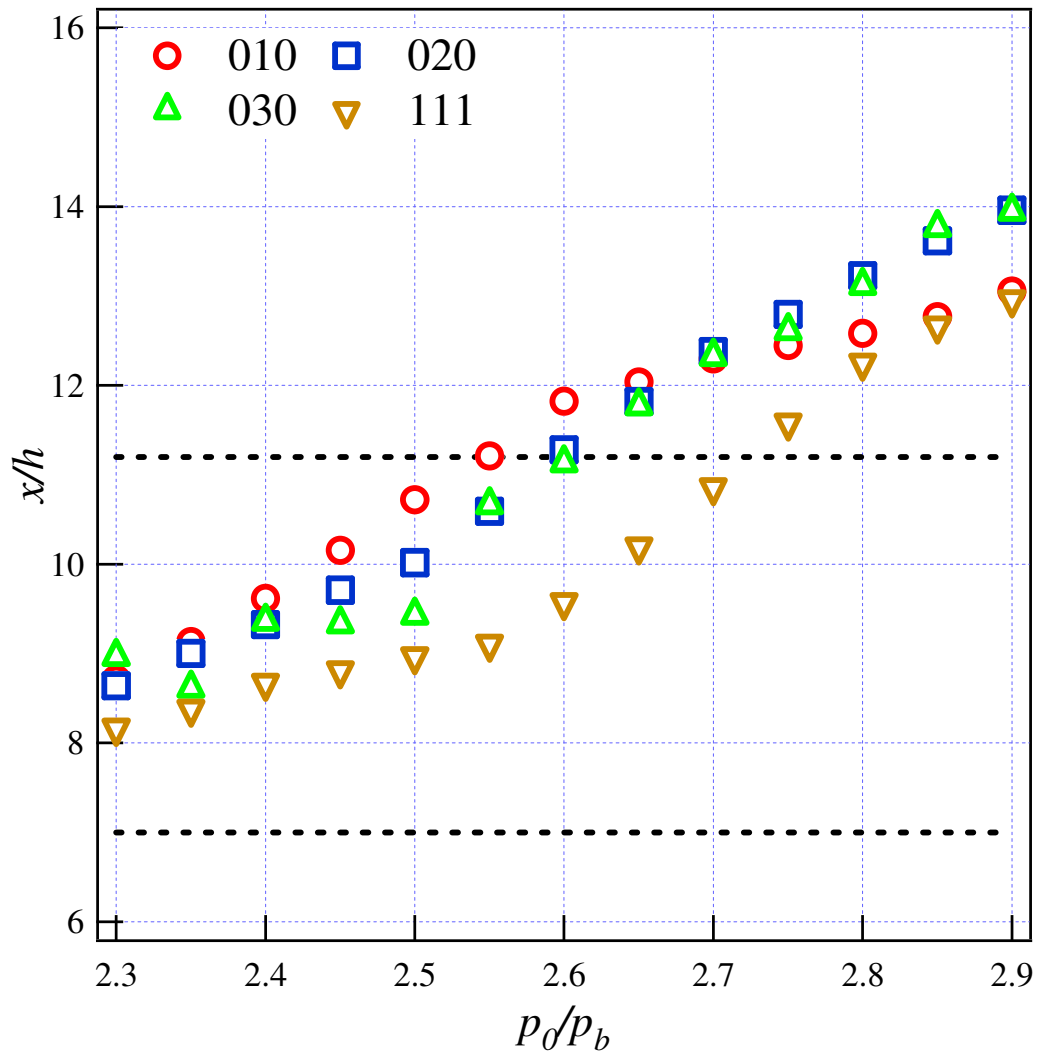


Fig.6.1 Relation between shock position and pressure ratio for Rods

6. 1. 2 噴流による影響

前小節ではロッドを設置した場合に風洞圧力比の増加によって移動する衝撃波の位置について述べた。この小節では、ロッドではなく、噴流をロッドと同一の配列とした場合に風洞圧力比の増加による衝撃波の位置の変化について述べる。図 6.2 に各噴流設置パターンによる始動衝撃波の位置の変化を示す。各シンボルについては図 6.1 と同様である。

すべての噴流設置パターンにおいて風洞圧力比 $p_0/p_b=2.55$ 以降はほぼ同位置に衝撃波が位置していることがわかる。風洞圧力比 $p_0/p_b=2.55$ 以前の範囲では、同一風洞圧力比の場合、010 が最も上流側に位置していることがわかる。また次に 030, 020 そして 111 の順である。ロッドの際は 010, 020 および 030 と設置本数が増加するごとに上流側に位置する傾向であった、噴流の場合も 020 および 030 の場合は同様の傾向である。また 111 の場合は、ロッドの場合と異なり、最も下流側に位置する結果となっている。

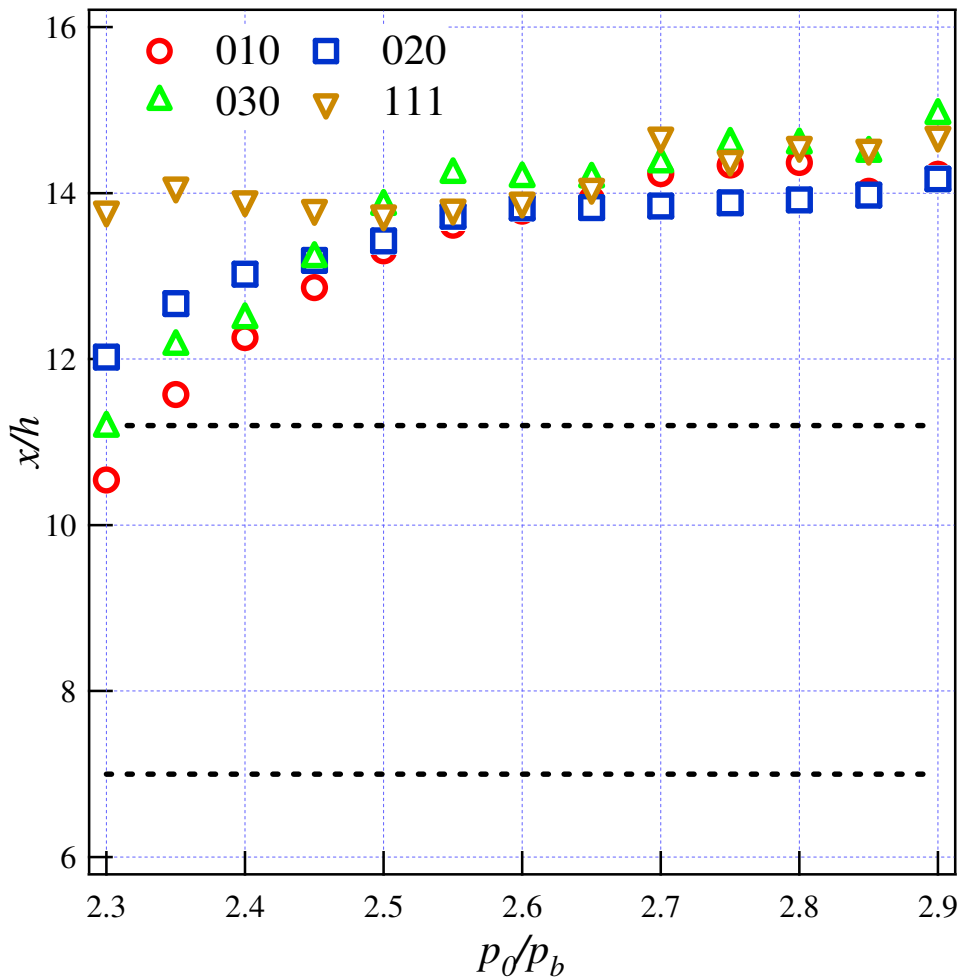


Fig. 6.2 Relation between shock position and pressure ratio for Jets

6. 1. 3 同一風洞圧力比による比較

図 6.3 に同一風洞圧力比 $p_0/p_b=2.30$ におけるロッドと噴流パターンの違いによる衝撃波の位置の変化を示す。丸いシンボルがロッド、四角いシンボルが噴流の場合を示す。

噴流の場合がロッドの場合に比べて、すべての設置パターンにおいて、下流側に位置することがわかる。ロッドの場合は、すべての配置パターンで多孔領域内に位置することがわかる。ロッドの場合は、ロッド自体が固体であり、ダクト中心高さまでであるため、常にブロッキングの影響がでること、主流に対し妨げとなり始動衝撃波が上流側に位置すると考えられる。また噴流の場合は、噴流自体が気体であり、主流に対し、貫通高さが大きくないために下流側へ移動することができると考えられる。

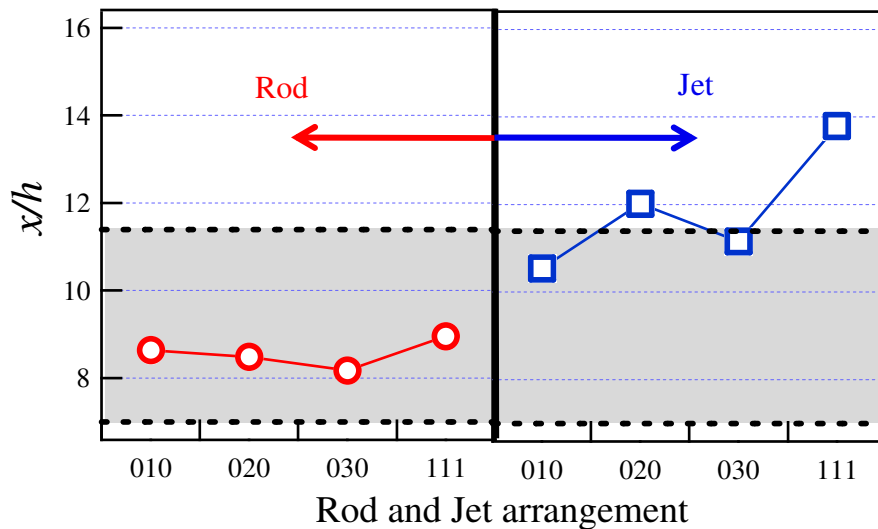


Fig.6.3 Relation between shock position and position of rods and Jet at $p_0/p_b=2.30$

6. 2 壁面静圧の変化

ロッドおよび噴流を設置することで、多孔壁上の流れ場が変化していることは衝撃波の位置からもわかる。そこで、多孔壁上の圧力分布に影響を及ぼしていることが考えられる。多孔壁上での流れで重要である衝撃波下流側の壁面圧力を風洞圧力比の変化によってどのように変化するかは重要である。そこで第5章でも示した $x/h=10.2$ における壁面圧力について述べる。

6. 2. 1 ロッドによる影響

図 6.4 に 000, 010, 020 および 030 のロッドパターンにおいて $x/h=10.2$ での壁面圧力値の風洞圧力比による変化を示す。なお、111 の場合は $x/h=10.2$ にロッドが設置されているために測定はできないので、記載していない。図 6.4 は縦軸：壁面圧力値、横軸：風洞圧力比となっており、シンボルは図中の通りである。

風洞圧力比 $p_0/p_b=2.30$ では前節で示したように始動衝撃波が上流に位置することから衝撃波下流となっているためにすべてのパターンにおいて高い値となっている。風洞圧力比の増加とともに壁面圧力値が減少していることがわかる。

またすべてのパターンにおいて風洞圧力比 $p_0/p_b=2.65$ 以降は一定の値をとっていることからそれぞれの値が各パターンにおける衝撃波後の壁面圧力値である。図から 010 の値が一番小さいことが確認できる。また 030 の値が一番大きいことがわかる。

したがって、ロッドをスパン方向に増加させることで衝撃波後の圧力を上昇させることができることがわかった。

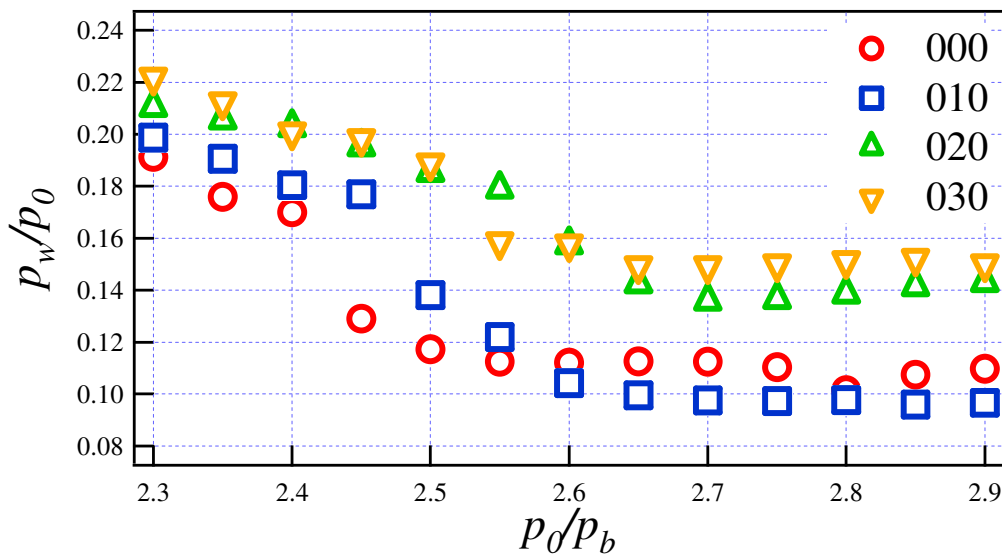


Fig.6.4 Variations of pressure at $x/h=10.2$ with pressure ratio for Rods

6. 2. 2 噴流による影響

図 6.5 に 000, 010, 020 および 030 の噴流パターンにおいて $x/h=10.2$ での壁面圧力値の風洞圧力比による変化を示す。なお、ロッドの場合と同様に、111 の場合は $x/h=10.2$ に噴流が設置されているために測定はできないので、記載していない。図 6.5 は縦軸：壁面圧力値，横軸：風洞圧力比となっており，シンボルは図中の通りである。

ロッドの場合に比べて衝撃波の下流側への移動が低い風洞圧力比から起こるために風洞圧力比 $p_0/p_b=2.30$ での壁面圧力値が低いと考えられる。また風洞圧力比 $p_0/p_b=2.45$ 以降において値がほぼ一定になっていることから，それぞれの値が各パターンにおける衝撃波後の壁面圧力値である。

噴流の場合も 010 が最も値が小さく，030 が最も大きくなることから同様に噴流の数をスパン方向に増加させた場合，衝撃波後の壁面圧力値は大きくなるのがわかる。また，ロッドの場合に比べて，010 の圧力値が小さいことが確認できる。また 030 の場合の圧力値もロッドに比べ，小さいことから固体によるへさき衝撃波の発生よりも気体によるへさき衝撃波の方が弱いことがわかる。

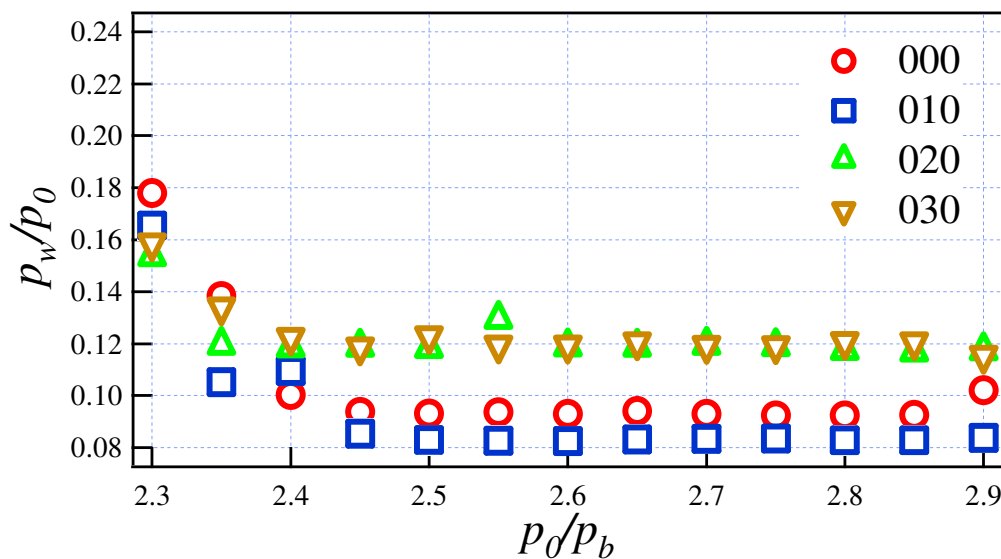


Fig. 6.5 Variations of pressure at $x/h=10.2$ with pressure ratio for Jets

6. 3 ロッドおよび噴流によるへさき衝撃波の影響

超音速流れに対し、ロッドおよび噴流を設置することへさき衝撃波が発生する。本研究はへさき衝撃波を多孔壁上で発生させることで衝撃波前後の圧力差を利用することを目的としている。そこで多孔壁上を完全に超音速流れとした場合の発生するへさき衝撃波の様子について以下に示す。

図 6.6 はそれぞれロッドおよび噴流を設置した場合に発生するへさき衝撃波を可視化したシュリーレン写真を示す。白い矢印はへさき衝撃波の上壁面への入射位置を示す。また図 6.7 はそれぞれのロッドおよび噴流パターンによるへさき衝撃波の入射位置と上壁面の壁面圧力の最大値を示す。縦軸には壁面圧力値、横軸にはスロートからの距離を示す。同一のシンボルは同一配置を示す。

図 6.6(a)~(h)よりそれぞれ、へさき衝撃波が発生している様子が確認できる。図(a)~(d)の場合は、ロッドの先端から湾曲した形で上壁面に入射していることが確認できる。スパン方向のロッドの数を増加させるとそれぞれのへさき衝撃波が干渉するためか、よりはっきりとした確認できる。また多孔領域下端近くに黒い湾曲した形の領域が確認できる。また入射したへさき衝撃波が上壁面で反射している。ロッドの本数が増加するほど多孔壁に近い下壁面に到達していることから反射波が始動衝撃波に影響を及ぼしていると考えられる。それらに比べ、流れ方向に3本設置している 111 はそれぞれからへさき衝撃波の発生を確認できるが、下流側へいくほどへさき衝撃波の角度が小さくなっていることがわかる。

図 6.7 においてロッドの場合、010 および 030 の場合が最も上流側に入射することがわかる。020 はそれよりも下流で、111 は中央から入射したへさき衝撃波によって上昇した壁面圧力値が大きかったため最も下流側に位置している。また上昇する壁面圧力値は 030 の場合が最も大きく最も小さい場合の 111 に比べ、約 1.6 倍である。

次に噴流の場合である。図 6.6(e)~(g)まではスパン方向に噴流の数を増加させたそれぞれの結果である。へさき衝撃波が 010 の場合は噴射して直後に主流に流されてロッドの場合に比べて鋭角に発生していることがわかる。また図(f)および(g)に比べ、衝撃波が弱い様子が確認できる。噴流の数を増加させるにつれ、へさき衝撃波の形状がはっきりと確認できるようになっていることから、ロッドの際と同様に衝撃波同士の干渉によって強くなっていることがわかる。それらに比べ、111 の場合は先頭のへさき衝撃波ははっきりと確認できるが下流側にいくにつれ、確認しづらくなっている。

また2番目の衝撃波は先頭に比べて垂直に噴射している噴流を確認でき、ダクト途中からへさき衝撃波が発生しているように見える。また最下流側にある噴流は2番目よりもより高く噴射しており、その後、へさき衝撃波が発生していることが確認できる。したがって、流れ方向に3本並べる場合、前の衝撃波の影響により、流れが妨げられることによって噴流の貫通高さが大きくなることがわかる。

次に図 6.7 の入射位置と壁面圧力値についてであるが、ロッドの場合と同様に 030 の場合が最も大きな値となっており、最も小さい 010 に比べて約 1.4 倍である。しかしながら、ロッドによる圧力上昇に比べると共に小さな値となっている。また全体的に噴流はロッドと

同一の位置から噴射しても、入射位置がより下流側となっていることから、主流により噴流が流されることでへさき衝撃波が鋭角となるからであり、これに伴い入射角が変わることから圧力上昇の値も小さくなると考えられる。

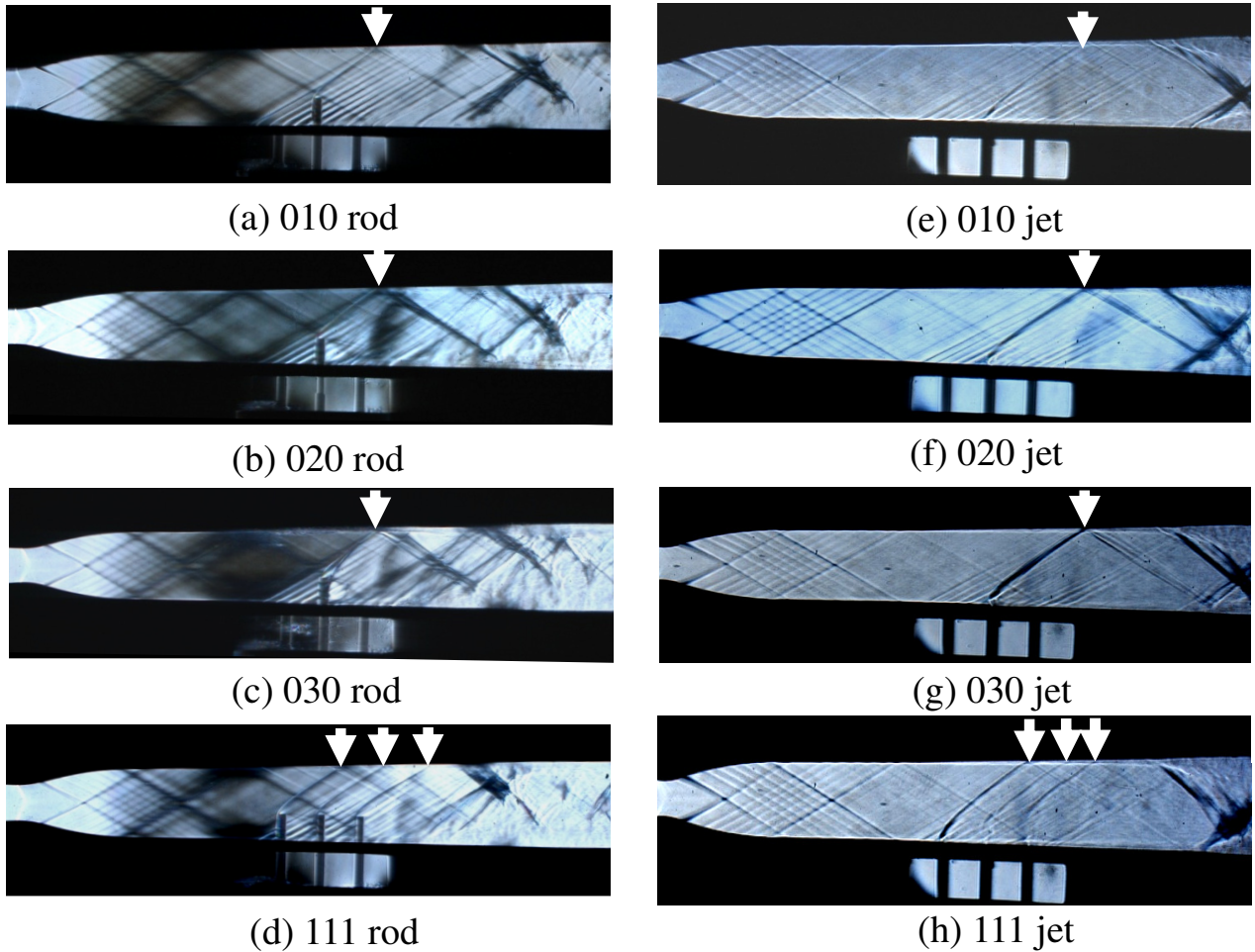


Fig.6.6 Typical schlieren photographs for Rods and Jets at $p_0/p_b=2.9$

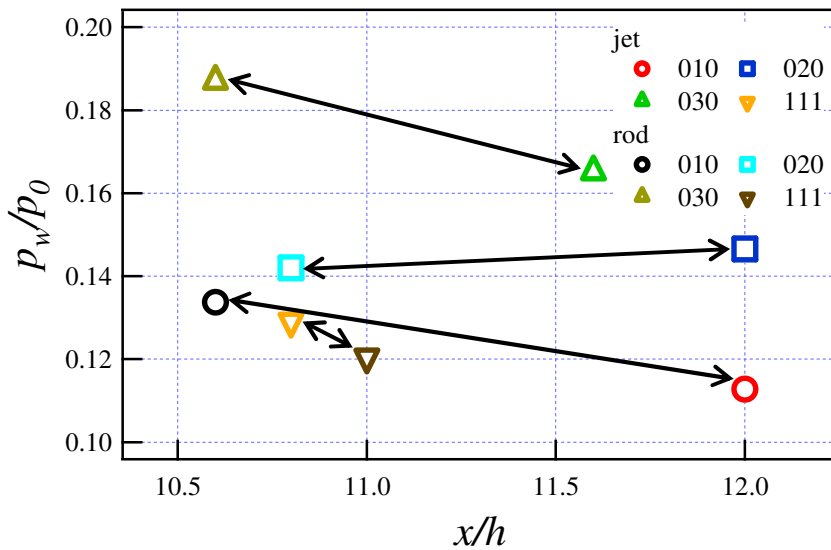


Fig.6.7 Relation between incidence point and position of Rods and Jets at $p_0/p_b=2.9$

6. 4 噴流配置 111 の始動衝撃波について

6. 1 節において、噴流を噴射した際の噴流配置による始動衝撃波の位置について述べたが、噴流配置 111 の場合において、他のパターンに比べて、本研究において最も低い風洞圧力比である $p_0/p_b=2.30$ において始動衝撃波が多孔領域よりも下流側に位置する結果であった。そこで、より低い風洞圧力比から確認し、どの状態で下流側へ移動するかを確認した。図 6.8 に各風洞圧力比での衝撃波の位置を、図 6.9 にシュリーレン写真を示す。縦軸はスロートからの位置、横軸は風洞圧力比である。

図 6.8 において、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.00$ では、始動衝撃波の位置は、 $x/h=8.2\sim 12.0$ の広い範囲に振動していることがわかる。また風洞圧力比 $p_0/p_b=2.00$ から圧力比を増加させると $p_0/p_b=2.15$ までは多孔壁上に位置していることがわかる。それ以上に圧力比を増加させると $p_0/p_b=2.20$ 以降は多孔領域よりも下流側に移動することが確認できた。

また始動衝撃波が多孔領域から抜けると同一風洞圧力比の場合、衝撃波位置の振れ幅が小さいことがわかる。上記の場合のシュリーレン写真において図 6.9(a)~(c)から、それぞれ最上流側にある噴流から発生しているへさき衝撃波が確認できる。また上流から 2 つ目によるへさき衝撃波も確認できるが、最下流の噴流位置は始動衝撃波下流となるため、確認できないことがわかった。

これらに対し、図 6.9(d)は始動衝撃波が多孔壁下流に位置するため、三つの噴流の直前にへさき衝撃波が発生していることが確認できる。それぞれの噴流間の距離よりもそれぞれのへさき衝撃波が入射している位置の距離が小さいことがわかる。

以上のことから、噴流配置 111 の場合は、風洞圧力比 $p_0/p_b=2.20$ で始動衝撃波が多孔壁下流に位置することがわかった。これの原因としては、最上流の噴流によるへさき衝撃波の影響により、背後の噴流の主流に対する貫通高さが二つ目、三つ目と下流に行くほどに大きくなっていることから、多孔壁とそれぞれの噴流の影響により、多孔壁上が第 2 スロートとなり、衝撃波のみ込みが起こり、低い風洞圧力比でも多孔壁よりも下流側へ移動すると考えられる。スパン方向に噴流を 2 本、3 本と増加させた 020 および 030 では、噴流の貫通高さが同一であるため、起こらないと考えられる。

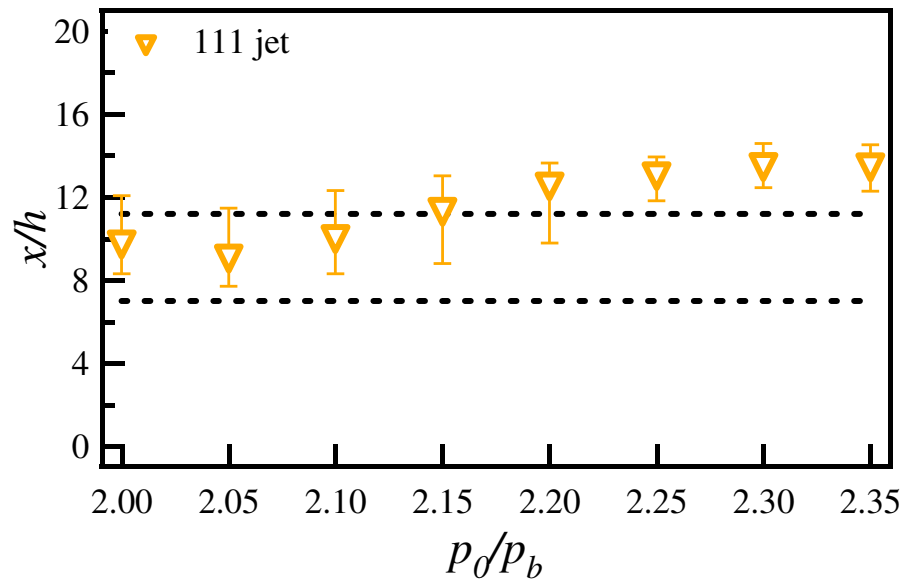


Fig.6.8 Relation between shock position and pressure ratio for 111

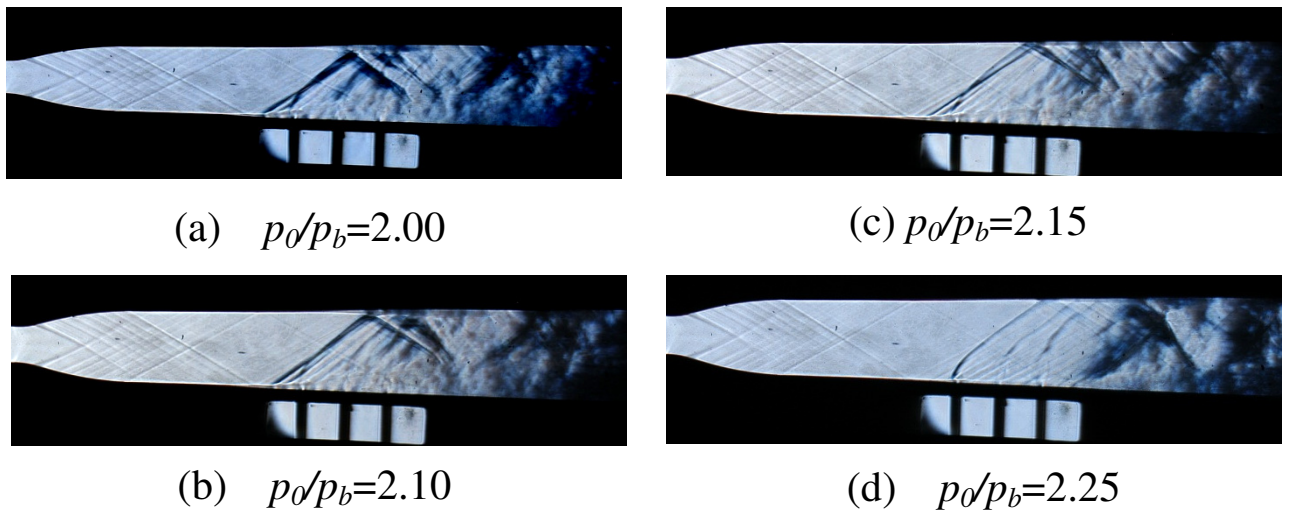


Fig.6.9 Typical schlieren photographs for 111

6. 5 まとめ

多孔壁上にロッドおよび噴流を設置した場合、主流の影響により、直前に三次元的なへさき衝撃波が発生する。へさき衝撃波前後では圧力差が発生し、また上壁面に入射することによる影響も生じる。その他にも始動衝撃波とへさき衝撃波の干渉も考えられる。このような流れ場において、ロッドと噴流の違い、配置や数を変化させることでそれぞれが流れ場に与える影響について調べた。得られた結果は以下の通りである。

- 1) ロッドを設置した場合、風洞圧力比を増加させ、始動衝撃波をロッド設置位置よりも下流に移動させるとロッドより、へさき衝撃波が発生することが確認できる。
- 2) ロッドの設置数が大きいほど、ロッドによるブロックageが大きくなるため、同一風洞圧力比において、始動衝撃波が上流側に位置することがわかった。
- 3) ロッド配置 111 はロッドにおけるブロックageは 010 と同じではあるが、最も始動衝撃波が上流に位置しやすい配置であり、ロッドと多孔壁の相対位置が上流であるほど流れ場に与える影響が大きいことがわかった。
- 4) 噴流を設置した場合、ロッドの場合と同様に始動衝撃波が噴流設置位置よりも下流に位置すると噴流の直前からへさき衝撃波が発生することが確認できる。
- 5) ロッドと同様に、噴流の設置数が大きいほど、同一風洞圧力比の場合、始動衝撃波が上流に位置する傾向をとることがわかった。
- 6) ロッドの場合と異なり、噴流配置 111 の場合が、最も低い風洞圧力比でも多孔領域より十分下流側に始動衝撃波が位置することがわかった。
- 7) 同一風洞圧力比の場合、ロッドはロッド自体が固体であり、ダクト中心高さまでであるため、常にブロックageの影響により、妨げとなるために噴流の場合よりも上流側に始動衝撃波が位置し、噴流の場合は噴流自体が気体であり、主流に対し、貫通高さが大きくないために下流側へ移動する。
- 8) ロッドおよび噴流の配置において、020 および 030 では直後の下壁面 $x/h=10.2$ の圧力が高くなることが確認できた。
- 9) ロッドおよび噴流の設置数をスパン方向に増加させた場合、発生するへさき衝撃波同士の影響によって強くなることがわかる。
- 10) へさき衝撃波が入射した位置の上壁面圧力は増加することがわかる。
- 11) へさき衝撃波が入射したことによる壁面圧力の上昇はロッドの場合、030 が最も大きく、最も小さい 111 の場合に比べ、約 1.6 倍である。
- 12) また噴流の場合は、030 の場合が最も大きな値となっており、最も小さい 010 に比べ、約 1.4 倍であり、ロッドに比べると圧力上昇は小さいことがわかる。
- 13) 噴流配置 111 の場合、最上流の噴流によるへさき衝撃波の影響により、背後の噴流の主流に対する貫通高さが二つ目、三つ目と下流に行くほどに大きくなっていることから、多孔壁とそれぞれの噴流の影響により、多孔壁上が第 2 スロートとなり、衝撃波のみ込みが起り、低い風洞圧力比でも多孔壁よりも下流側へ移動すると考えられる。

第7章 多孔壁およびへさき衝撃波の影響

第5章では多孔壁を設置することでダクト内流れに及ぼす影響について、第6章では多孔壁上にロッドおよび噴流を設置し、各風洞圧力比において衝撃波の挙動について調べてきたが、本章では多孔領域上を超音速状態とし、多孔壁およびへさき衝撃波のみの影響について実験および数値計算の結果から流れ場を解析する。7.1節は1本のロッドおよび噴流を設置した場合、7.2節は2本のロッドおよび噴流を主流に対しスパン方向に設置した場合、7.3節は3本のロッドおよび噴流を主流に対しスパン方向に設置した場合、7.4節は3本のロッドおよび噴流を主流に対し流れ方向に設置した場合、7.5節はキャビティ側への吸い込みについて、7.6節はロッドおよび噴流による全圧損失について、7.7節は噴流前後の圧力差について述べる。

7.1 1本のロッドおよび噴流を設置した場合

図7.1および7.2に1本のロッドおよび噴流を設置した場合の実験結果および計算結果を示す。図(a)は上下壁面中心線上の圧力分布であり、丸いシンボルおよび四角いシンボルはそれぞれ下壁面および上壁面の実験結果、点線および実線はそれぞれ下壁面および上壁面の計算結果を示す。図(b)はシュリーレン写真、(c)はコンピューターシュリーレン、(d)は下壁面上における速度のY軸方向成分をグレイスケールでカラーバーともに示す。紙面に対し、手前から向こう側へ向かう流れを示す。図(e)は、上から見たキャビティ内のベクトル線図、(f)は下壁面上のベクトル線図と等密度面である。また図(a)において、黒塗りのシンボルはへさき衝撃波による壁面圧力の上昇点を示している。

ロッドを1本挿入した場合、図7.1(a)の圧力分布において、ロッドによるへさき衝撃波の影響は上壁面への入射による圧力上昇として確認できるが計算値ではあまり上昇していない。ただし、上昇点近傍以外の点では実験および計算結果は比較的一致している。これは計算格子数が十分でなく、流れの中に発生する衝撃波を十分にとらえることができないため、圧力があまり上昇していないと考えられる。ダクトがノズル出口から広がり角1度を持っているために、上流から下流へいくにつれ、圧力分布が低くなっていることが確認できる。

次に、図7.1(b)では、多孔領域上流端より発生する衝撃波とロッド先端より発生する衝撃波が確認できる。これら2つの衝撃波が上壁面上でほぼ同じ位置に入射していることより、この点における壁面圧力の上昇があると考えられる。

これに対し、計算結果を示す図7.1(c)ではロッド先端より発生する衝撃波が確認できるが、多孔領域上流端より発生する衝撃波は確認できない。ただし、図7.1(d)に示す多孔壁面を通る流れの様子はへさき衝撃波の形状に対応していると考えられ、ロッドの上流側周辺で強いキャビティへの吸い込み流れがあることが確認できる。これに対し、ロッド下流側では死水領域による圧力低下のため、キャビティからの吹き出しがあると考えられる。へさき衝撃波が発生したことにより、多孔壁上でキャビティへの吸い込み流れとキャビティからの吹き出

し流れが発生していることがわかった。

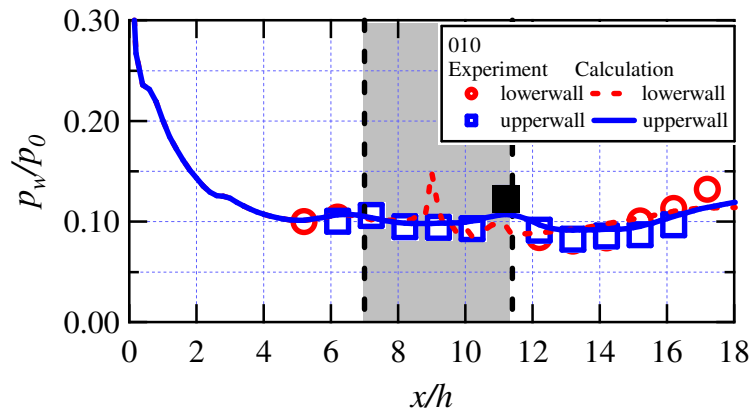
そこで、その際のキャビティ内のベクトル線図を図 7.1(e)に示す。(e)からキャビティ内の流れの向きは、図 7.1(d)で示された吸い込み領域から流入した流れが吹き出し領域へと流れていることを示している。吸い込まれた流れは、へさき衝撃波の形状のように広がっている。またロッド下流の死水領域に向かって強い流れが発生していることがわかる。またダクト内における密度の等値面を示す図 7.1(f)より、三次元的なへさき衝撃波の発生を確認できる。下壁面近傍ではへさき衝撃波の形状に沿って流れていることが同時に示しているベクトル線図で確認できる。図 7.1(f)より、へさき衝撃波が側壁に到達していることから、図(b)の $x/h=13.0$ に見られる湾曲した圧縮領域はへさき衝撃波と側壁の干渉によって発生したものであることがわかる。

次に、噴流を 1 本噴射した場合である。図 7.2(a)~(f)にそれぞれ示す。図 7.2(a)の圧力分布において、上下壁面共に全域で実験結果および計算結果は一致していることがわかる。また上壁面の圧力上昇の点が下流側に移動していることがわかる。

図 7.2(b)のシュリーレン写真からロッドに比べて、へさき衝撃波の入射位置が下流側にあることが確認できる。これは噴流の主流に対する貫通高さが小さいため、へさき衝撃波の角度が鋭角となったためであると考えられる。また図 7.2(c)の計算結果でもほぼ同一の位置に入射していることが確認できる。

図 7.2(d)から多孔壁上の吸い込み領域が増加していることからロッドに比べてへさき衝撃波の形状が異なると考えられる。噴流直後の吹き出し領域もスパン方向に広がっていることがわかる。ロッドに比べ、噴流の場合はへさき衝撃波がスパン方向に広く発生している。図 7.2(e)からその際のキャビティ内のベクトル線図から、吸い込み領域からの流れが三つの吹き出し領域へと流れが発生しており、やはり噴流直後の死水領域への流れが大きいことがわかる。また図 7.2(f)からへさき衝撃波の発生角度がロッドに比べ、鋭角になっており、スパン方向に広いことが確認できる。また下壁面近傍のベクトル線図から流れが側壁側への流されていることがわかる。

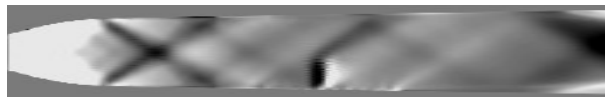
ロッドと噴流ともに一本設置した場合、へさき衝撃波の発生により、多孔壁上において、キャビティ内への吸い込み領域とキャビティからの吹き出し領域が発生し、流れが発生する。またロッドおよび噴流直後には死水領域が発生し、低圧となるために、吹き出し領域が発生し、キャビティ内では、死水領域への強い流れが発生することがわかった。へさき衝撃波の上壁面への入射による圧力上昇も小さいために、一本では不十分であることがわかる。



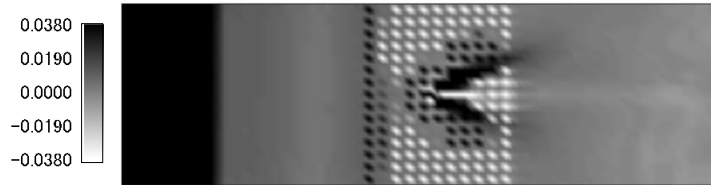
(a) Pressure distribution



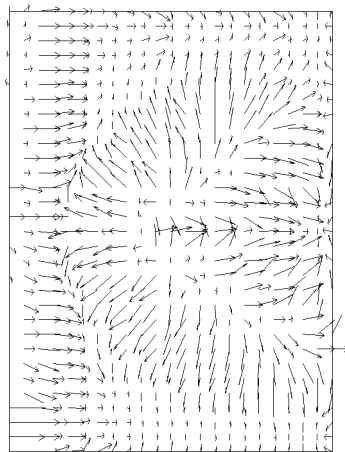
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=4.00$



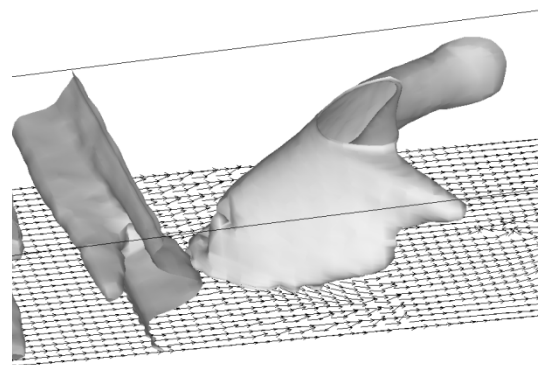
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall

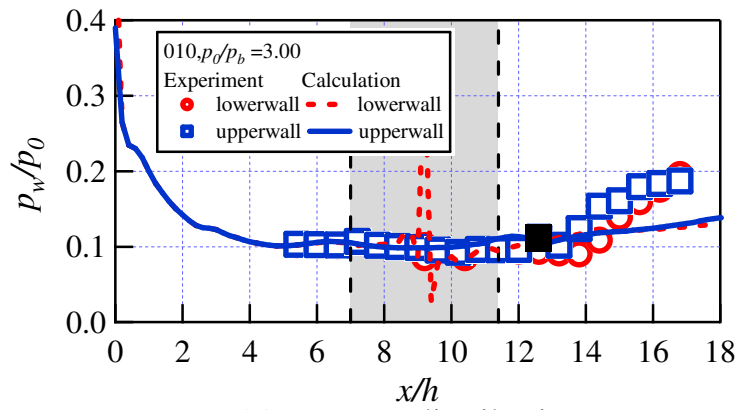


(e) Vector distribution in cavity by top view



(f) Vector distribution on bottom and density contour

Fig.7.1 Comparison between calculations and experiments for 010



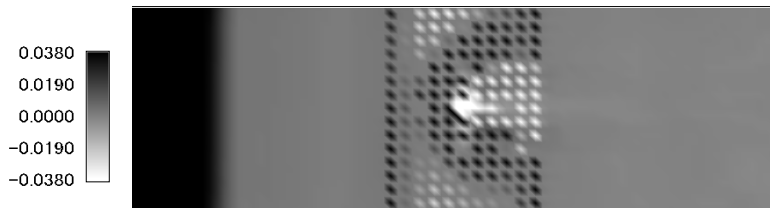
(a) Pressure distribution



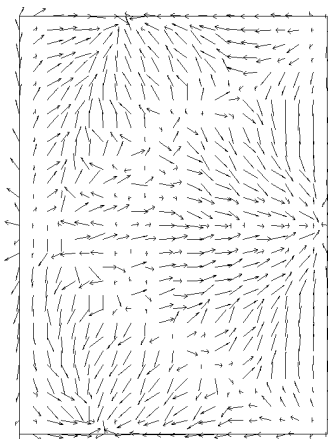
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=3.00$



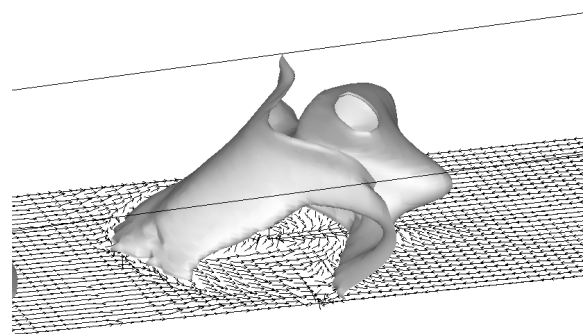
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall



(e) Vector distribution in cavity by top view



(f) Vector distribution on bottom and density contour

Fig.7.2 Comparison between calculations and experiments for 010

7. 2 2本のロッドおよび噴流を主流に対しスパン方向に設置した場合

図 7.3 および 7.4 に 2 本のロッドおよび噴流をスパン方向に設置した場合の実験結果および計算結果を示す。図(a)は上下壁面中心線上の圧力分布であり、丸いシンボルおよび四角いシンボルはそれぞれ下壁面および上壁面の実験結果、点線および実線はそれぞれ下壁面および上壁面の計算結果を示す。図(b)はシュリーレン写真、(c)はコンピューターシュリーレン、(d)は下壁面上における速度の Y 軸方向成分をグレイスケールでカラーバーともに示す。紙面に対し、手前から向こう側へ向かう流れを示す。図(e)は、上から見たキャビティ内のベクトル線図、(f)は下壁面上のベクトル線図と等密度面である。また図(a)において、黒塗りのシンボルはへさき衝撃波による壁面圧力の上昇点を示している。

2本のロッドを設置した場合、図 7.3(a)の圧力分布からロッド 1 本の場合と同様の位置で上壁面での圧力上昇が確認できる。またすぐ下流の点も上昇している。それに対し、ロッド 1 本の場合では見られなかったが、下壁面のロッド下流点においても圧力上昇が見られる。計算結果においても同様の傾向であることがわかる。

図 7.3(b)のシュリーレン写真から多孔領域上流端より発生する衝撃波とロッド先端より発生する衝撃波が確認できる。へさき衝撃波は一本の場合に比べ、よりはっきりと確認できることから強い衝撃波となっていることが考えられる。また先ほどはなかった $x/h=11$ に湾曲した圧縮領域が見られる。

計算結果である図 7.3(c)においても、へさき衝撃波がよりはっきりと確認できる。図 7.3(d)の多孔壁上の流れの向きを確認すると、二つのロッド設置位置に発生する二つのへさき衝撃波の形状に沿ってキャビティへの吸い込み領域が確認できる。多孔壁中央部は二つのへさき衝撃波が干渉しあうために広範囲で吸い込み領域が形成されている。特徴的なのはへさき衝撃波の形状に沿った領域のみで吸い込みが起こり、ロッド下流およびへさき衝撃波上流側は吹き出し領域となっており、ロッド一本の場合での多孔壁上流からの吸い込みは発生していない。

その際のキャビティ内のベクトル線図図 7.3(e)から二つのへさき衝撃波が干渉した領域からの吸い込みが強く、上流へと向かう流れとロッド下流の死水領域へと向かう流れの二つが発生していることがわかる。図 7.3(f)から二つのへさき衝撃波が多孔壁下流中央で干渉して一つの大きな衝撃波となっていることがわかる。また側壁との距離が近いために 1 本の場合に比べて、上流側で側壁と干渉している様子が見られ、それが $x/h=11$ で見られた湾曲した圧縮領域であると考えられる。

次に、噴流を二つ設置した場合である。図 7.4(a)~(f)にそれぞれ示す。

図 7.4(a)の圧力分布からロッドに比べて下流側ではあるが同様な上壁面での圧力上昇が見られる。その際の圧力上昇点は噴流一本の場合と同じ位置である。また下壁面においてもロッドに比べて小さいが圧力上昇を確認できる。

図 7.4(b)のシュリーレン写真から発生するへさき衝撃波が確認できる。また $x/h=12$ 近傍に若干であるが湾曲した圧縮領域が確認できる。その他、噴流一本では見られなかったが、上壁面で反射している衝撃波を確認することができる。

図 7.4(c)の計算結果においても、一本の場合に比べて、はっきりとしたへさき衝撃波が確認でき、上壁面で反射している様子も見られる。噴流とロッドでは発生するへさき衝撃波がスパン方向に広がるという違いがあった。

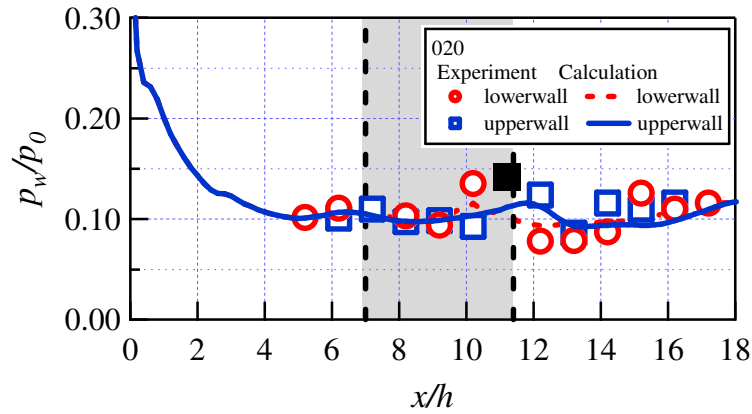
そこで二つの場合での多孔壁上での吸い込みの様子を図 7.4(d)で確認すると、噴流設置位置よりも上流での吸い込み領域がロッドの場合に比べ、増加していることがわかる。スパン方向に広いへさき衝撃波になるために、側壁近傍での吸い込み領域の範囲が広がっていることがわかる。ロッドの場合と同様に、二つのへさき衝撃波が多孔壁中央で干渉していることによる吸い込み領域が発生しているが、ロッドの場合に比べ下流側まで持続していないことがわかる。また噴流であるため、噴流直後の死水領域が広く、吹き出し領域が上流側に比べてはっきりと確認できる。

図 7.4(e)のキャビティ内のベクトル線図からロッドの場合と同様に上流側へと向かう流れと死水領域へと向かう 2 つの流れが発生しているが、ベクトル線図から死水領域へと向かう流れの方が強いことがわかる。

図 7.4(f)において、へさき衝撃波がスパン方向に広く存在していることがわかる。その際に、噴流設置位置上流側からへさき衝撃波同士が干渉していることが見られるので、多孔壁近傍では一つの大きな衝撃波と同様な影響を受けていることが考えられる。

ロッドと噴流ともに二本設置した場合、へさき衝撃波の上壁面への入射による圧力上昇が一本に比べ大きくなり、多孔壁上において、より広範囲のキャビティ内への吸い込み領域とへさき衝撃波前後から吹き出し領域が発生し、キャビティ内で上流へと向かう流れと下流の死水領域へと流れる二つの流れが発生する。へさき衝撃波が二つ発生し多孔壁下流中央で干渉するため、干渉する位置で強い吸い込み流れが発生することがわかる。

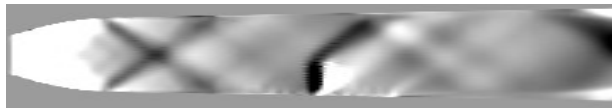
パッシブコントロールの効果では、主流と逆向きの流れをキャビティ内に発生させるものであるが、ロッドおよび噴流の上流から死水領域である下流に流れが発生しているため、二本設置では十分でないといえる。ただし、一本の場合に比べ、へさき衝撃波前後の圧力差の増加など一定の成果はあることは確認できた。



(a) Pressure distribution



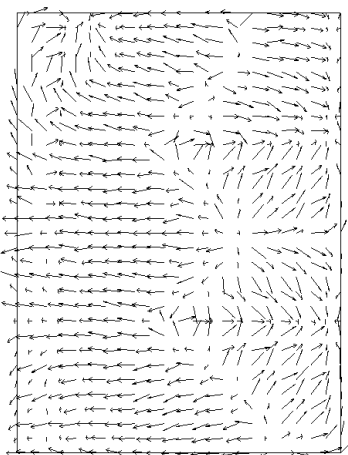
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=4.00$



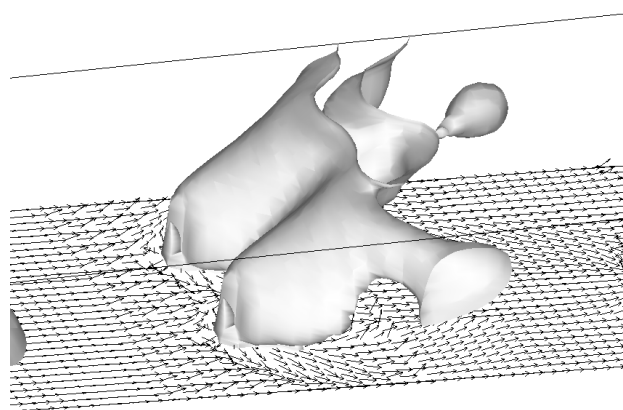
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall

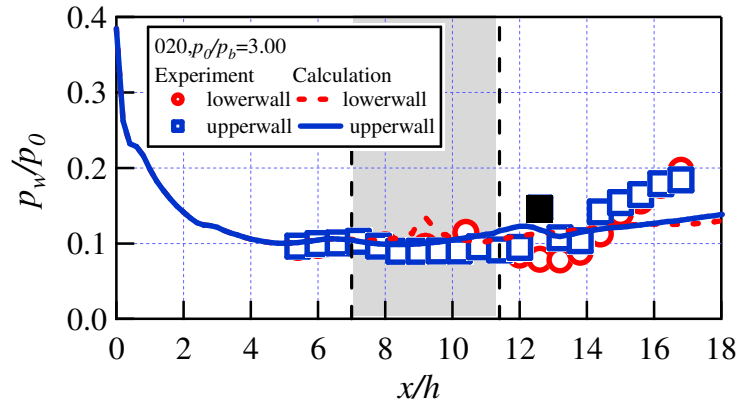


(e) Vector distribution in cavity by top view

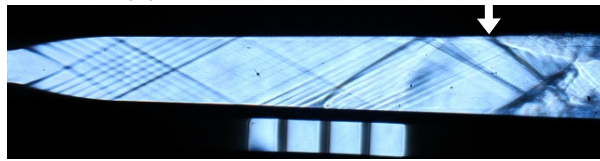


(f) Vector distribution on bottom and density contour

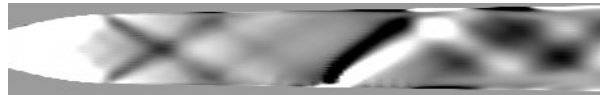
Fig.7.3 Comparison between calculations and experiments for 020



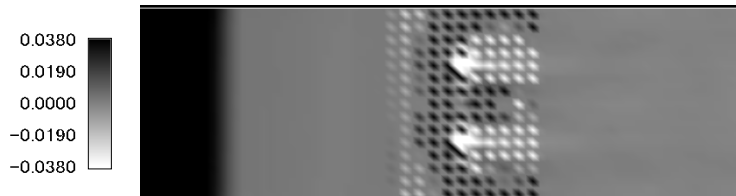
(a) Pressure distribution



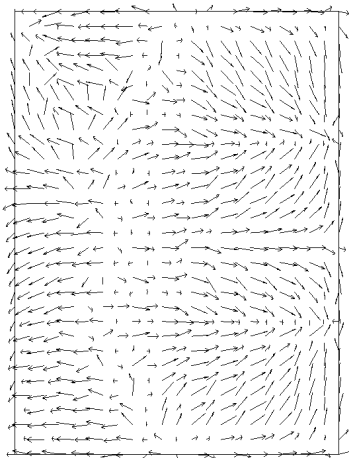
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=3.00$



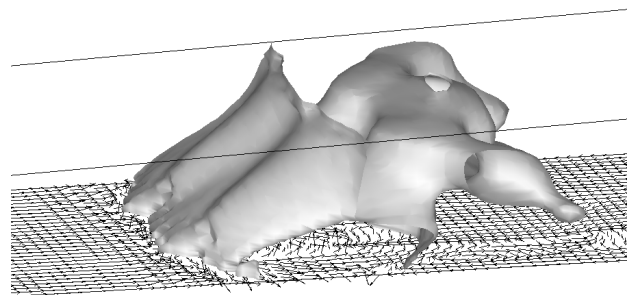
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall



(e) Vector distribution in cavity by top view



(f) Vector distribution on bottom and density contour

Fig.7.4 Comparison between calculations and experiments for 020

7. 3 3本のロッドおよび噴流を主流に対しスパン方向に設置した場合

図 7.5 および 7.6 に 3 本のロッドおよび噴流をスパン方向に設置した場合の実験結果および計算結果を示す。図(a)は上下壁面中心線上の圧力分布であり、丸いシンボルおよび四角いシンボルはそれぞれ下壁面および上壁面の実験結果、点線および実線はそれぞれ下壁面および上壁面の計算結果を示す。図(b)はシュリーレン写真、(c)はコンピューターシュリーレン、(d)は下壁面上における速度の Y 軸方向成分をグレイスケールでカラーバーとともに示す。紙面に対し、手前から向こう側へ向かう流れを示す。図(e)は、上から見たキャビティ内のベクトル線図、(f)は下壁面上のベクトル線図と等密度面である。また図(a)において、黒塗りのシンボルはへさき衝撃波による壁面圧力の上昇点を示している。

三本のロッドを設置した場合、図 7.5(a)の圧力分布から上壁面での大きな圧力上昇が確認できる。また下壁面の多孔壁上においても大きな圧力上昇も確認でき、上下壁面ともに二本のロッドの場合よりも圧力上昇値は大きいことがわかる。計算結果においても同様の傾向となっている。

図 7.5(b)のシュリーレン写真から今まで最もはっきりとしたへさき衝撃波が確認でき、側壁との干渉による湾曲した圧縮領域もはっきりとしている。また上壁面に入射した後、反射し下壁面に到達し、圧力上昇をもたらしていることも確認できる。計算結果である図 7.5(c)においても、へさき衝撃波がよりはっきりとした形状であり、これまでに比べ、流れに垂直方向に広がったへさき衝撃波が発生するため、より強くなっていると考えられる。

図 7.5(d)からスパン方向に広がった形で吸い込み領域が発生していることがわかる。二本のロッドに比べ、三本の場合はお互いの間隔が近いために、へさき衝撃波が干渉する位置が上流側に移動している。また中央のロッド下流にできる死水領域がへさき衝撃波同士の干渉によって無くなっていることがわかる。このことから図 7.5(a)の多孔壁上での圧力上昇が起こったと考えられる。

図 7.5(e)のキャビティ内のベクトル線図から吸い込まれた流れが上流へと向かう流れと下流へと流れる二つの流れが発生しているが、二本の場合に比べ、下流側の死水領域へと大半が流れるといった偏った流れではないことがわかる。また図 7.5(f)から三つのへさき衝撃波が大きな一つの衝撃波となっている様子が見られる。スパン方向全体に広がって発生しており、側壁に到達している位置は図 7.5(b)において確認できる湾曲した圧縮領域と一致する。

次に噴流をスパン方向に三本設置した場合である。図 7.6(a)~(f)にそれぞれ示す。

図 7.6(a)の圧力分布から上壁面および下壁面共に圧力上昇が確認できる。また上壁面の圧力上昇点が今までよりも上流側に移動していることがわかる。計算結果より、上壁面において圧力上昇のピーク点近傍の値が高くなっていることがわかる。

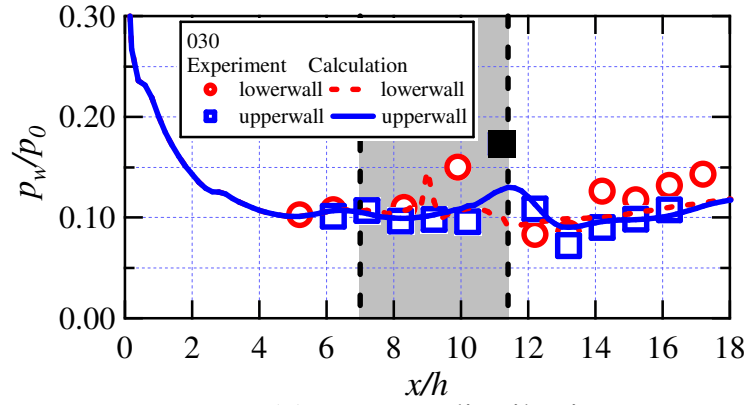
流れ場の様子としては図 7.6(b)のシュリーレン写真からへさき衝撃波の上壁面への入射位置が今まで比べて上流側へ移動していることがわかる。ロッド同様、へさき衝撃波自体がはっきりと見えることから強い衝撃波が発生していると考えられる。それに伴い衝撃波の発生角度が大きくなっていることが考えられる。また $x/h=12.0$ 付近にはっきりとした湾曲した圧縮領域を確認することができる。

計算結果である図 7.6(c)において、噴流の場合において今までで最もはっきりとしたへさき衝撃波を確認することができる。噴流近傍の多孔壁上では噴射に伴う膨張領域を見ることができる。また境界層が発達していることから上壁面に入射することで入射位置周辺がはく離を起こしている可能性がある。下壁面においても圧力分布に影響を与えている可能性がある。図 7.6(d)を見てみると、広い範囲に吸い込み領域が発生していることがわかる。ロッドの場合と同様に中央の噴流下流側に死水領域が発生していない様子が確認できる。また噴流下流にも吸い込み領域が発生していることがわかる。ただし、中央以外の噴流下流域では吹き出し領域が広がっている。その際のキャビティ内のベクトル線図である図 7.6(e)から噴流よりも上流で吸い込まれた流れはキャビティ内上流に向かって流れ上流から吹き出す流れとなっていることがわかる。また噴流設置位置よりも下流側から吸い込まれた流れは噴流下流の死水領域へと向かう流れになっていることがわかる。

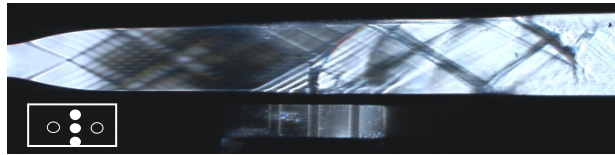
ダクト側では、図 7.6(f)からわかるように、多孔壁上の流れが乱れていることが多孔壁近傍のベクトル線図から確認できる。また発生しているへさき衝撃波が三次元よりもダクト内スパン方向全域に存在する二次元的な衝撃波となっていることがわかる。その上、密度の等値面で示されているように他の配置に比べ多孔壁下流まで影響範囲が広いことがわかる。

三本のロッドおよび噴流を設置した場合、発生するへさき衝撃波はスパン方向に広がり二次元的なへさき衝撃波となり、多孔壁上において広い範囲の吸い込み領域を発生させることがわかった。へさき衝撃波が上壁面に入射することで起こる圧力上昇の今まで最大であり、下壁面においても衝撃波直後の圧力が高くなることがわかった。強い衝撃波が発生するために上壁面に入射した後も反射し、再度下壁面に入射し圧力分布に影響を与えることがわかった。実験結果では確認できないが、計算結果において圧力上昇点近傍で逆流が発生していることから、境界層のはく離の可能性があり、注意する必要がある。

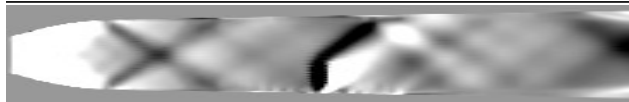
多孔壁上の吸い込み領域に関して、ロッドや噴流の下流は死水領域の影響で吹き出し領域となるが、中央のロッドおよび噴流の下流のみ吸い込み領域となるのが三本の場合の特徴である。一つの大きなへさき衝撃波を発生させることで、衝撃波下流側の多孔壁から流れを吸い込ませ、上流へ向かう流れを発生させることはできたが、上壁面への入射によるはく離の可能性や下流側まで影響範囲が広いために流れ場に対する影響が大きいと考えられる。



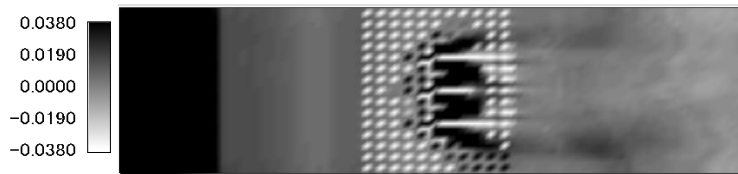
(a) Pressure distribution



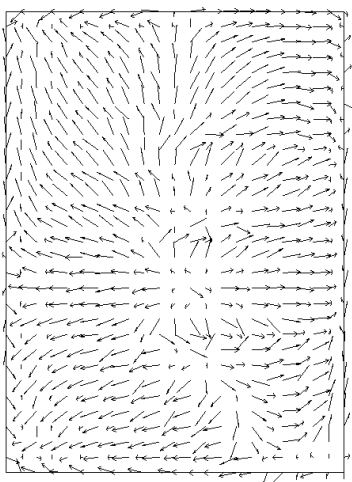
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=4.00$



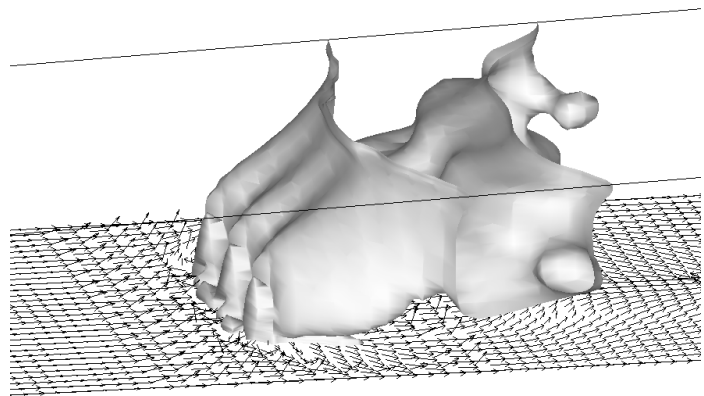
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall

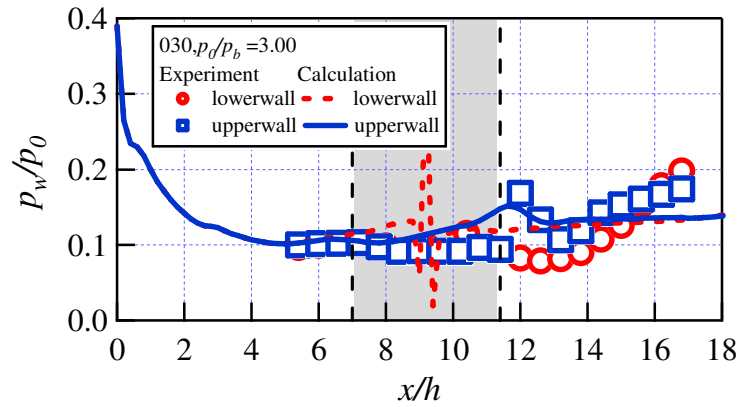


(e) Vector distribution in cavity by top view



(f) Vector distribution on bottom and density contour

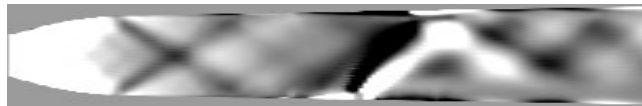
Fig.7.5 Comparison between calculations and experiments for 030



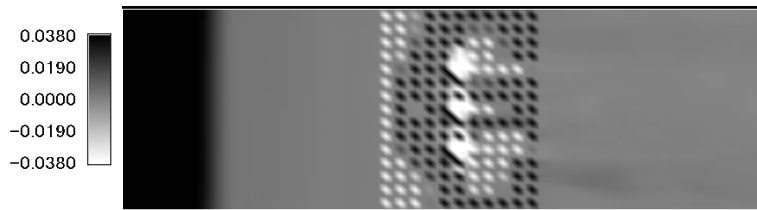
(a) Pressure distribution



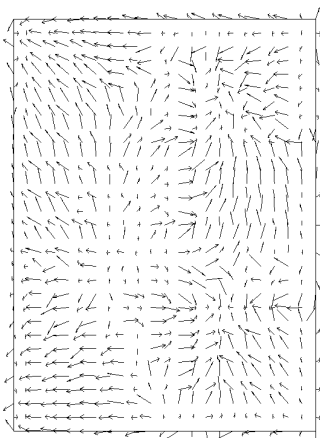
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=3.00$



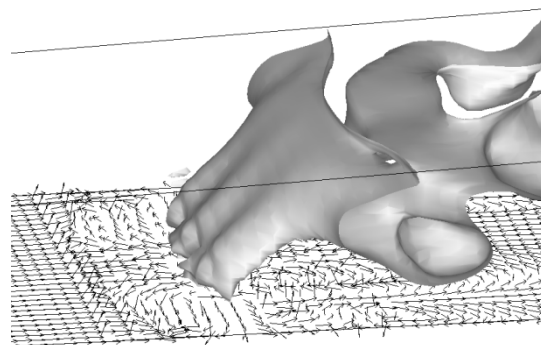
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall



(e) Vector distribution in cavity by top view



(f) Vector distribution on bottom and density contour

Fig.7.6 Comparison between calculations and experiments for 030

7. 4 3本のロッドおよび噴流を主流に対し流れ方向に設置した場合

図 7.7 および 7.8 に 3 本のロッドおよび噴流を流れ方向に設置した場合の実験結果および計算結果を示す。図(a)は上下壁面中心線上の圧力分布であり、丸いシンボルおよび四角いシンボルはそれぞれ下壁面および上壁面の実験結果、点線および実線はそれぞれ下壁面および上壁面の計算結果を示す。図(b)はシュリーレン写真、(c)はコンピューターシュリーレン、(d)は下壁面上における速度の Y 軸方向成分をグレイスケールでカラーバーとともに示す。紙面に対し、手前から向こう側へ向かう流れを示す。図(e)は、上から見たキャビティ内のベクトル線図、(f)は下壁面上のベクトル線図と等密度面である。また図(a)において、黒塗りのシンボルはへさき衝撃波による壁面圧力の上昇点を示している。

流れ方向に三本のロッドを設置する目的は、ロッド下流側にできる死水領域内にさらにロッドを挿入し、その周辺の圧力を上昇させ、下流から上流へ流れを発生させるためである。図 7.7(a)の圧力分布からロッドのへさき衝撃波による壁面静圧において、先頭と 2 番目のロッドによる上昇が見られるが、3 番目の最後のロッドによる影響はほとんどないことがわかる。これは、下流になるにしたがい、その上流側の死水領域にあるロッドの影響があまり現れないことを意味している。

図 7.7(b)からロッドからそれぞれへさき衝撃波が発生しているのが確認できる。また圧力分布には影響が見られなかった 3 番目のロッドによるへさき衝撃波も確認できることから 3 番目のロッドから何らかの弱いじょう乱は発生していると考えられる。

図 7.7(c)の計算結果からも下流にしたがい、へさき衝撃波が弱くなっていることがわかる。しかるに、図 7.7(d)に示す多孔壁上の流れは、今までの配置よりも上流側に最初のロッドがあるために最初のロッドのよるへさき衝撃波の形状の沿って吸い込み領域が広がっていることがわかる。また先頭のロッド直後に黒い領域を示すキャビティ内への吸い込みが発生しており、2 番目のロッドにより、先頭のロッドの死水領域で流れが影響を受けていると予想される。2 番目と 3 番目のロッドの間では同様なことは起きていないことがわかる。これは 3 番目のロッドによるへさき衝撃波が弱いために死水領域に対するロッドの影響も弱いからだと考えられる。

図 7.7(e)のキャビティ内のベクトル線図から、キャビティ内の流れは全体的には上流から下流へと向かう流れとなっていることがわかる。また図 7.7(d)との対比により、3 番目のロッド下流からの吹き出しが強いためにキャビティ内のベクトル線図も上流から下流への流れを示している。

図 7.7(f)からロッド一本を設置した場合と同様の形状をしていることがわかる。これは本数を増加させてはいるが、スパン方向の断面に対するブロックageはロッドを一本設置した場合と同様であり、先頭のロッドと多孔壁の相対位置が変化しただけであるため、発生するへさき衝撃波はこのような形状となると考えられる。

次に流れ方向に三本の噴流を設置した場合である。図 7.8(a)~(f)にそれぞれ示す。

図 7.8(a)の圧力分布から $x/h=11.2$ および 13.2 に二つの大きな圧力上昇点を確認でき、その二点の間の上壁面圧力も若干上昇していることがわかる。これはロッドの場合とは異なる。

図 7.8(b)からそれぞれの噴流により発生するへさき衝撃波が確認できる。また下流になるにしたがい、へさき衝撃波が弱まっている様子が見られる。先頭の噴流によるへさき衝撃波は他の配置と同様に壁面近傍から湾曲しているが、2 番目の噴流は主流に対する貫通高さが高くなっており、少し多孔壁から離れた位置からへさき衝撃波が確認できる。さらに、3 番目の噴流は2 番目よりも貫通高さが大きくなっており、より多孔壁から離れた位置でへさき衝撃波が発生していることがわかる。それらによってロッドの場合は上壁面への入射位置が等間隔であったのに対し、設置位置が下流にいくにしたがって、噴射位置から入射位置までの距離が近くなっていることからへさき衝撃波の発生角度が大きくなっていると考えられる。

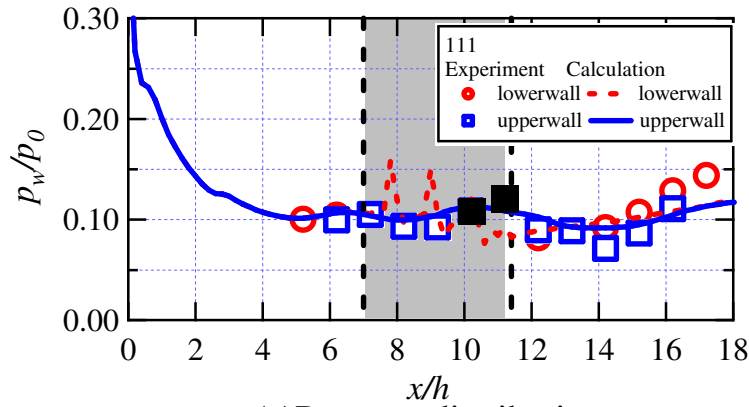
上述のことから、上壁面への入射位置が変わり圧力分布において上昇点が異なると考えられる。図 7.8(c)からも下流になるにしたがい、へさき衝撃波が弱くなっていることがわかる。また噴流の貫通高さも大きくなっていることが確認できる。図 7.8(d)からロッドの場合と同様に先頭の噴流によるへさき衝撃波の形状に沿って吸い込み領域が確認できる。また先頭の噴流直後に黒い領域を示すキャビティ内への吸い込みが発生しており、2 番目の噴流により、先頭の噴流の死水領域で流れが影響を受けていると予想される。

これに対し、吹き出し領域は大きく三カ所に存在し、3 番目の噴流の下流側には死水領域が広がっていることがわかる。図 7.8(e)からキャビティ内の中央は上流から下流へと向かう流れであり、側壁に近い領域では、下流から上流へと向かう流れであることがわかる。図 7.8(f)から先頭の噴流と多孔壁の相対位置が近いために噴流直前の孔が少ないためにスパン方向への吸い込み領域の範囲は一本の場合に比べ、先頭の噴流周辺は小さいが下流にいくにしたがって多孔領域全域に広がっていることがわかる。

三本のロッドおよび噴流を流れ方向に沿って配置した場合、へさき衝撃波が三つ発生し、それぞれが上壁面に入射することで圧力上昇をもたらす。特に噴流の場合は先頭の噴流によるへさき衝撃波の影響により、2 番目の噴流の貫通高さが高くなり、最下流の3 番目の噴流もより高くなることで、発生するへさき衝撃波の形状が異なることがわかった。

ロッドや噴流の下流に発生する死水領域の範囲に違うロッドや噴流が設置されていることから、その周辺の圧力が上昇し、吹き出し領域ではなく吸い込み領域へと変化させることができた。ただし、下流側ではへさき衝撃波が弱くなるため、3 番目のへさき衝撃波の影響は弱いと考えられる。多孔壁上の吸い込み領域は先頭のロッドおよび噴流によってほぼ決まっていることから、上流側で発生する衝撃波の影響が最も大きいことがわかる。

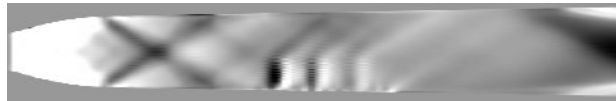
噴流の場合において、キャビティ内で下流から上流へと向かう流れを発生させることができた。



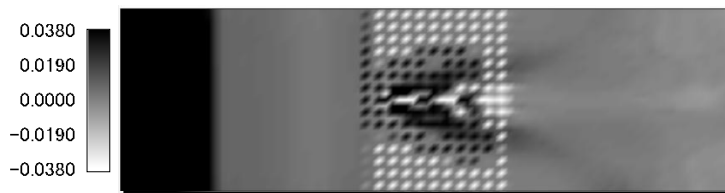
(a) Pressure distribution



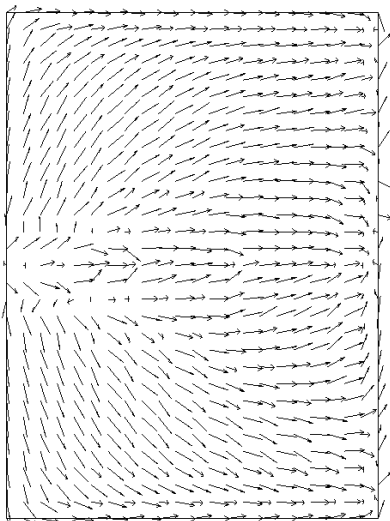
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=4.00$



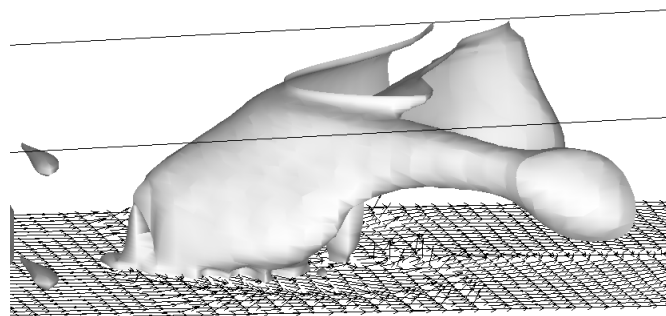
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall

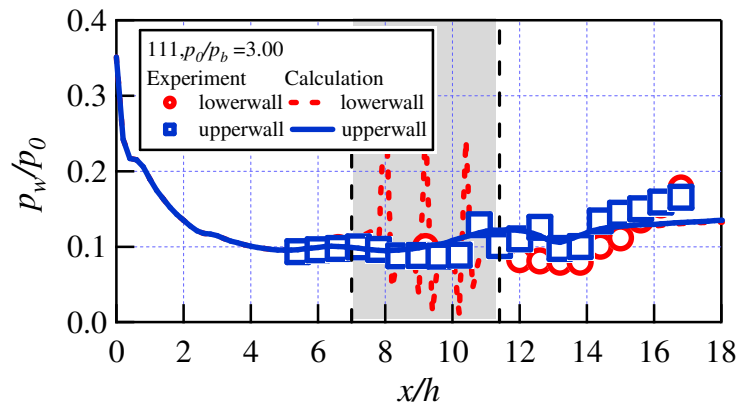


(e) Vector distribution in cavity by top view

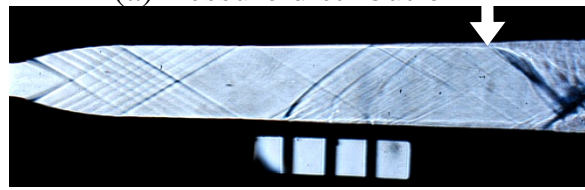


(f) Vector distribution on bottom and density contour

Fig.7.7 Comparison between calculations and experiments for 111



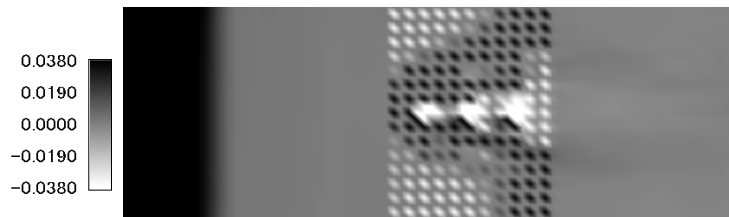
(a) Pressure distribution



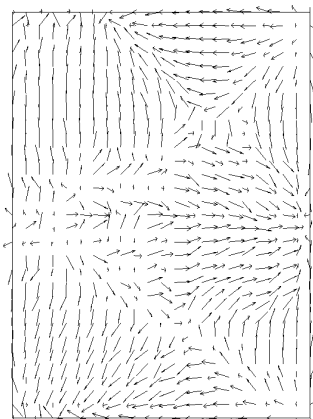
(b) Typical schlieren photograph for $p_0/p_b=3.00$



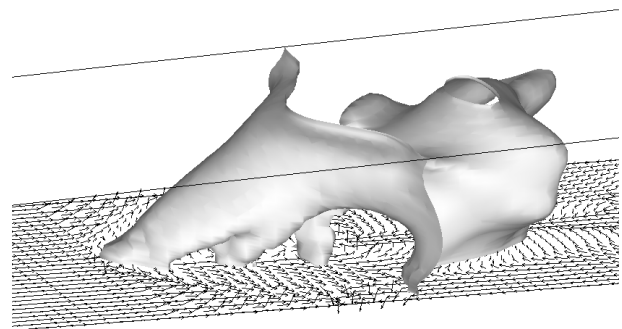
(c) Calculated computer schlieren for $p_0/p_b=7.00$



(d) Calculated velocity component normal to bottom wall



(e) Vector distribution in cavity by top view



(f) Vector distribution on bottom and density contour

Fig.7.8 Comparison between calculations and experiments for 111

7. 5 キャビティ側への吸い込みについて

前節までにそれぞれの配置によって多孔壁上のダクトからキャビティへの吸い込み流れとキャビティからダクトへの吹き出し流れの領域について述べた。へさき衝撃波の影響により、吸い込み領域が異なり吸い込み量も異なることが考えられる。混合に関する観点からはキャビティ内への吸い込み量は重要である。そこで、多孔壁を介して主流とキャビティ間を流出入する質量流量は前述の Doerffer-Bohning モデルで評価していることより、各ロッドおよび噴流の配置による定量的な比較を行った。定常状態においては、主流とキャビティ間を流出入する質量流量の総和は 0 であるが、本計算では主流からキャビティへ流入する流れが重要と考え、これらの総和の変化を図 7.9 に示す。なお、これら質量流量はチョーク状態を基準とした無次元量としてある。

図 7.9 からロッドおよび噴流を設置した場合、多孔壁のみ用いた場合よりも 2 倍以上の吸い込み量を発生させることができることがわかる。ロッドと噴流ともに設置数を増加させると質量流量が増加することがわかる。またロッドと噴流では吸い込み量は 010 の場合を除いて噴流の方が多いたことがわかった。これは、へさき衝撃波が先述の結果より噴流の場合の方がスパン方向に広く発生するため吸い込み領域が増加したためであると考えられる。

吸い込み量を増加させる点からはスパン方向に設置数を増やすことで流量を増加させることができる。また流れ方向に三本設置した 111 では先頭のへさき衝撃波がスパン方向に設置した場合よりも上流側から発生するためと他のロッドおよび噴流により死水領域の一部が吸い込み領域となったために質量流量は増加している。

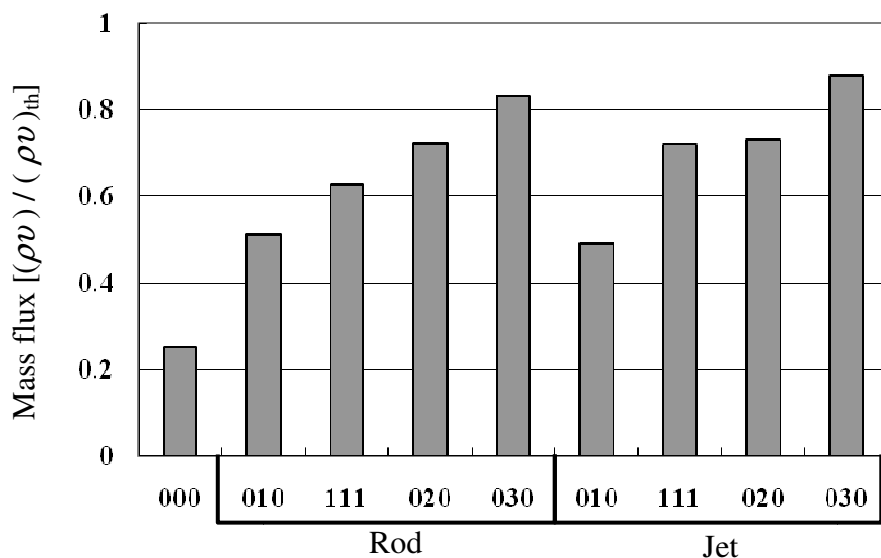


Fig.7.9 Relation between suction mass flux and position of Rods and Jets for $p_0/p_b=7.00$

7. 6 ロッドおよび噴流による全圧損失について

前節でロッドおよび噴流の数や配置方法で吸い込み質量流量が変わることを確認したが、これらのロッドおよび噴流による圧力損失も考慮する必要がある。そこで、主流の流れがほぼ一様で始動衝撃波の影響がないと考えられる断面 $x/h=14.4$ における計算されたマッハ数を用いて全圧 p_0 を求め、これを断面にわたって平均し、上流よどみ点圧力との比をロッドおよび噴流の配置に対して図 7.10 に示す。

図 7.10 において、ダクト内に多孔壁のみを設置した 000 を基準とし、000 よりも圧力損失が増加した場合は値が減少して示される。まず、ロッドを設置した場合は、いずれの場合もロッドがない場合に比べ全圧は減少していることがわかる。またロッド一本の場合と流れ方向と平行にロッド三本を並べた場合は全圧損失がほぼ等しいことがわかる。ロッドを二本、三本とスパン方向に増加させた場合、全圧損失は大きくなり、前節において最もキャビティへの質量流量が最大となるロッド三本が最も大きいことがわかる。

これらに対し、噴流を設置した場合であるが、ロッドに比べ、いずれの場合も圧力損失が大きいことがわかる。噴流を一本、二本、三本と増加させると微少ではあるが、三本の場合が最も大きな圧力損失となっていることがわかる。

噴流の場合は、最も大きな圧力損失が発生した配置は 111 であることがわかる。ロッドと噴流では固体と気体という違いがあり、噴流の場合はロッドに比べ発生するへさき衝撃波の形状がスパン方向に広がり、また下流方向に長く発生することから下流域まで与える影響が大きいため、ダクト内において圧力損失が大きくなると考えられる。その際、噴流配置 111 ではその他の配置よりも下流に噴流があるためにこのような結果となったと考えられる。

ロッドの数を増加させ、吸い込みの質量流量を増加させるとそれに対応して圧力損失も大きくなることがわかる。噴流の場合は噴流自体の流れ場に対する影響が大きいため、下流域まで影響が続くことがわかる。

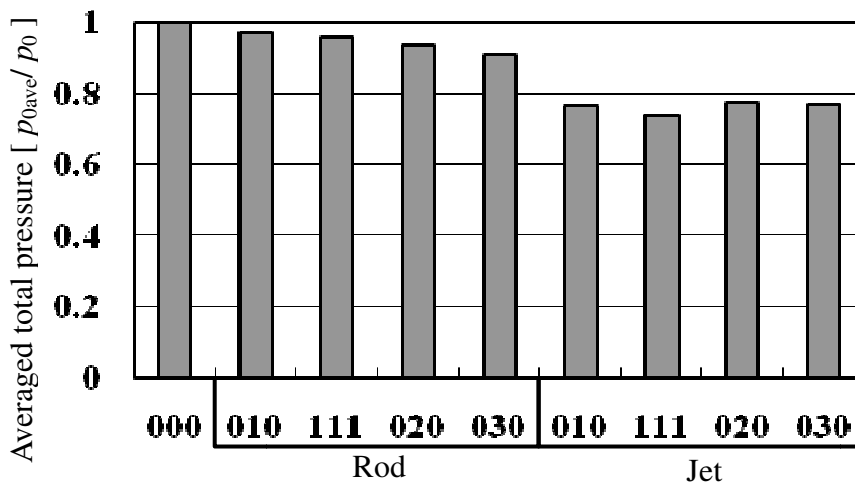


Fig.7.10 Relation between averaged total pressure loss and position of Rods and Jets at $x/h=14.4$ for $p_0/p_b=7.00$

7. 7 ロッドおよび噴流前後の圧力差について

ロッドおよび噴流を設置することで多孔壁上にへさき衝撃波を発生させることで衝撃波前後の圧力差を利用すること目的としている。そこで、ロッドおよび噴流設置位置 $x/h=9.2$ の前後 $x/h=8.2$ および 10.2 の多孔壁中心線上の壁面圧力を測定し、へさき衝撃波前後の多孔壁面上における二点の圧力差を求めた。その結果を図 7.11 に示す。壁面圧力差は $x/h=10.2$ の値から $x/h=8.2$ の値を引いたもので、壁面圧力差が正の場合を赤色で、負の場合を青色で示す。

図 7.11 から多孔壁のみを設置した場合はダクトに対しノズル出口から広がり角 1 度をもうけてあるため、下流にいくほど断面積が増加していることからマッハ数が増加するので、壁面静圧は下流側が低くなり、壁面圧力差は負の値をとると考えられる。

ロッド一本設置した場合は、下流側の測定点がロッドの死水領域内にあるため、圧力が下がることから多孔壁のみの場合よりも、大きく負の値となると考えられる。またロッドを 2 本、3 本と増加させると衝撃波下流側の圧力が増加していることがわかる。先述の節でロッド二本の場合はちょうどへさき衝撃波同士が干渉している位置であるため、圧力が高くなったと考えられる。またロッド三本の場合は最大の正の圧力差となっているが、三つのへさき衝撃波が 2 次元的な衝撃波となるために、下流域の圧力が高くなったからだと予想される。

これらに対し、噴流の場合は、噴流一本の場合が最も大きな負の圧力差となっている。また噴流二本設置した場合が最も大きな正の圧力差であり、噴流三本の場合はその次である。先述の結果から噴流下流側の死水領域がロッドに比べ、広いため一本の場合はより低い圧力になったと考えられる。

以上のことから、噴流下流側に死水領域が発生した場合、下流側の圧力が低くなる。またへさき衝撃波同士の干渉する位置では圧力が高くなる。2 次元的なへさき衝撃波が発生した場合、衝撃波下流側の圧力が高くなることがわかった。

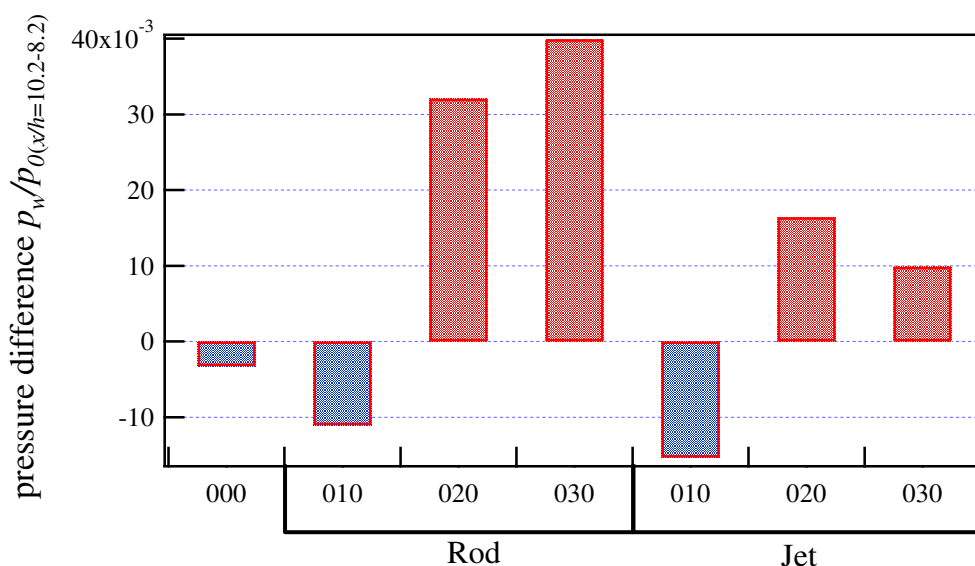


Fig.7.11 Relation between pressure difference and position of Rods and Jets for $p_0/p_b=4.00$

7. 8 まとめ

多孔壁を超音速流れとし、ロッドおよび噴流を設置して、配置や数を変化させることで流れ場に与える影響について調べた。

ロッドおよび噴流を設置するとその直前からへさき衝撃波が発生することで多孔壁上の圧力分布が変化し、吸い込み領域や吹き出し領域が発生することがわかった。発生したへさき衝撃波はロッドや噴流の違いや配置数によって異なるが、上壁面に入射すると値に違いはあるものの圧力上昇をもたらす。ロッドや噴流を設置した下流側はへさき衝撃波が発生すると死水領域が発生し、圧力が低くなり、周りとの圧力分布からキャビティからの吹き出しが起こる場合が見られる。それらは図 7.1 および 7.2 に示す通りに、ロッドおよび噴流の下流側が吹き出し領域となっている。

また一つのへさき衝撃波では、多孔壁近傍の衝撃波下流の圧力が増加せず、へさき衝撃波の形状に沿って吸い込み流れが発生しているが下流から上流への流れを発生させることはできなかった。

そこで図 7.3 および 7.4 に示すようにスパン方向に二本設置し、圧力差の増大および多孔壁に対する影響範囲の拡大をはかった。

まず、へさき衝撃波の強さを強くすることができ、上壁面へ入射した際の圧力上昇も増加した。また多孔壁近傍の衝撃波下流における壁面圧力も増加させることができた。ただし、死水領域は発生しており、衝撃波同士が干渉した場合、壁面圧力も増加する結果である。この際のキャビティ内の流れは多孔壁中央から吸い込まれた流れが上流と下流へ流れる二つの流れが発生していることがわかった。しかしながら、衝撃波下流から上流への流れは発生していなかった。けれども、多孔壁近傍の衝撃波下流における壁面圧力を増加させることはできた。よって、図 7.5 および 7.6 に示すように三本設置し、それぞれの設置間隔を小さくし、より衝撃波同士の干渉を起こすことで死水領域および衝撃波下流における壁面圧力の増加を考えた。それらによって、二次元的なへさき衝撃波が発生し、衝撃波下流の圧力が増加した。また上壁面に入射した際の壁面圧力上昇も大きくなった。

多孔壁中央に設置されたロッドおよび噴流の死水領域に関しては圧力を上昇させることができた。多孔壁上でも吸い込み領域が増加し、下流から上流への流れも一部であるがキャビティ内の流れに発生させることができた。ただし、衝撃波自体が強くなるために上壁面でははく離を起こす可能性がある。

最後にロッドおよび噴流の死水領域に直接ロッドや噴流を設置することでその領域の圧力を上昇させる方法を考え、図 7.7 および 7.8 に示した。その結果、死水領域の圧力は上昇し、吸い込み流れを発生させることができた。

以上、四つの配置について実験および計算を行ったが、多孔壁を通過する質量流量は、設置数をスパン方向に増加させると増加し、その際の下流側の圧力損失は、質量流量の増加とともに増加することがわかった。ただし、流れ方向に三本設置した 111 は質量流量は増加するが圧力損失は 010 の場合とあまりかわらないことがわかった。

したがって、圧力損失はブロッケーの影響が大きいと考えられる。それにより、発生す

るへさき衝撃波の大きさが変わるため、断面に対する影響範囲が異なるからであると考えられる。

また、ロッドと噴流では固体と気体の違いから、噴流の場合がへさき衝撃波がスパン方向に広く広がることで結果が少し異なる。特に流れ方向に設置している 111 は噴流の貫通高さが増えるため、流れ場が変化すると考えられる。

第8章 結 論

超音速で流れる主流に対し，その下壁面を多孔壁とキャビティとし，それに垂直なロッドおよび噴流を設置した場合の流れ場について実験的・数値的に調べた．得られた結論は以下の通りである．

1, 多孔壁およびキャビティを有する超音速ダクト流れにおける衝撃波の挙動

- (1) ダクト流れにおいて風洞圧力比の増加と共に始動衝撃波は，下流へと移動するが，同一風洞圧力比においてもある程度衝撃波の位置は振動しながら，下流へと移動していることが観察された．
- (2) 測定部下流ディフューザ半径を $R=100$ から 200 と変更することによって，ディフューザ効率がよくなり，下流へと衝撃波が移動しやすくなることがわかった．
- (3) 多孔壁上に衝撃波が位置する場合，衝撃波前後の圧力差により，パッシブコントロールの作用から衝撃波の位置の振動幅が大きくなることがわかった．
- (4) 数値計算の結果から多孔壁上に衝撃波が位置する場合，キャビティ内へ衝撃波下流から吸い込み流れが，また衝撃波上流側からはダクトへの吹き出しながらが発生し，キャビティ内では下流から上流への流れが発生することがわかった．
- (5) 上記に対し，多孔領域よりも下流側に衝撃波が位置する場合，キャビティ内では上流から下流への流れが発生することから多孔壁上の圧力分布により流れが変わることが確認できた．

2, ロッドおよび噴流が流れ場に与える影響

- (1) ロッドを設置した場合，始動衝撃波がロッド設置位置よりも下流に位置する場合はロッド設置位置では超音速流れとなり，へさき衝撃波が発生することが確認できた．
- (2) ロッドおよび噴流の設置数をスパン方向に増加させた場合，増加したことでロッドおよび噴流によるブロッキングが大きくなるため，同一風洞圧力比において，始動衝撃波の位置は異なり，上流側に位置することがわかった．
- (3) ロッド配置 111 はロッドによるブロッキングは 010 と同様であるが，最も始動衝撃波が上流に位置する配置であり，これらからロッドが多孔壁との相対位置が上流であるほど流れ場に与える影響が大きいことがわかった．
- (4) ロッドの場合とは異なり，噴流配置 111 の場合は，最も低い風洞圧力比でも多孔領域よりも十分下流側に始動衝撃波が位置することがわかった．これは最上流の噴流によるへさき衝撃波の影響により，背後の噴流の主流に対する貫通高さが二つ目，三つ目

と下流に行くほど大きくなっていることから、多孔壁とそれぞれの噴流の影響により多孔壁上で第2スロートのような効果がおき、衝撃波のみこみが起こり、低い風洞圧力比でも多孔壁よりも下流側へ移動すると考えられる。

- (5) 同一風洞圧力比の場合、ロッドはロッド自体が固体であり、ダクト中心高さまでであるため、常にブロッケージの影響により、流れに対し妨げとなるために噴流の場合よりも上流側に始動衝撃波が位置し、噴流の場合は噴流自体が気体であり、主流に対し、貫通高さが大きくないために下流側へと移動することがわかった。
- (6) ロッドおよび噴流の設置するをスパン方向に増加させた場合、発生するへさき衝撃波同士の干渉によって強くなる。その際、へさき衝撃波が入射することによる上壁面圧力の上昇がロッドの場合、030が最も大きく最も小さい111の場合に比べ、約1.6倍の値であり、噴流の場合は、同じく030が最も大きな値であり、最も小さい010に比べ、約1.4倍となるが、ロッドに比べると噴流がもたらす圧力上昇は小さいことがわかる。

3、多孔壁およびへさき衝撃波の影響

- (1) ロッドおよび噴流を設置するとその直前からへさき衝撃波が発生することで多孔壁上の圧力分布が変化し、吸い込み領域や吹き出し領域が発生することが確認できた。
- (2) ロッドや噴流を設置した下流側はへさき衝撃波が発生すると死水領域が発生し、圧力が低くなり、周辺の圧力分布からキャビティからの吹き出しが起こる場合が見られる。
- (3) 1本のロッドおよび噴流によって発生したへさき衝撃波が入射する上壁面近傍では、実験と計算ともに値に差があるものの圧力が上昇することが確認された。また計算によると、ロッドおよび噴流下流の扇状の領域で吹き出しのみが確認されており、主流のキャビティへの吸い込みによる死水領域の減少という観点からは1本では変わらないことがわかった。
- (4) スパン方向に二本、三本と設置数を増加させた場合、発生するへさき衝撃波同士が干渉することによって衝撃波の強さを強くすることができ、衝撃波下流の圧力を高くすることができたことで衝撃波前後の圧力差が増大することがわかった。また多孔壁に対する影響範囲も広範囲となった。
- (5) スパン方向に二本設置した場合は、多孔壁中心線上の圧力を増加させることができたが、死水領域の減少に関してはあまり変わらなかった。しかしながら三本設置した場合は、多孔壁中央に設置したロッドおよび噴流による死水領域を減少させ、吸い込み領域とすることができた。
- (6) スパン方向に発生するへさき衝撃波の数を増加させると、発生間隔や側壁との距離によって2次元的な衝撃波となり、一つの大きな衝撃波となり、衝撃波前後の圧力差が増加することが確認できた。
- (7) 設置数の増加により、多孔壁上での吸い込み領域の増加し、キャビティ内への流入する質量流量は比例的に増加するが、キャビティ内の流れの向きに関しては吸い込まれ

た流れが、下流へ向かう流れと上流に向かう流れの二つの向きが存在していることが観察された。

- (8) ロッドおよび噴流をスパン方向に三本配置した場合、本報告で最も強いへさき衝撃波が発生するため、流出入する質量流量は最大となるが、これによる全圧損失も最大となる。またへさき衝撃波の上壁面への入射による圧力上昇によりその近傍でははく離が発生する可能性がわかった。したがって、へさき衝撃波を強くすることにより、質量流量を増大させる場合は注意が必要である。
- (9) 流れ方向に平行にロッドを3本配置した場合、上壁面上におけるへさき衝撃波入射による圧力上昇は上流側2本のロッドによるもののみ確認された。ただし、実験では、最下流に位置する3番目のロッドの影響は見られないが、計算によるとロッドすぐ下流で吸い込み領域が生じており、3本目のロッドが重要であることがわかった。またこの時の全圧損失は1本の場合とほぼ同じである。したがって、圧力損失はブロッキングの影響が大きいと考えられる。
- (10) 流れ方向に平行に噴流を3本配置した場合、上壁面上におけるへさき衝撃波入射による圧力上昇はロッドの場合とは異なり、上流と下流にそれぞれ確認でき、その間は全体的に少し上昇していることが確認された。実験および計算ともに2番目、3番目と下流にいくほど主流に対する噴流の貫通高さが高くなっており、発生するへさき衝撃波が角度も大きくなっていることがわかる。また計算によると噴流下流で吸い込み領域が生じているが、3番目の噴流による影響は弱まっていることがわかる。
- (11) ロッドと噴流では固体と気体の違いから、ロッドの場合に対し、噴流の場合はへさき衝撃波の発角度が鋭角となり、入射位置も下流側に移動する。またへさき衝撃波がスパン方向に広く広がることが観察された。衝撃波前後の圧力差に関しては多孔壁から離れているにもかかわらず、ロッドの場合の方が前後の圧力差は大きくなり、噴流の場合は小さいことが確認できた。
- (12) ロッドや噴流を設置して、多孔壁上の圧力分布に影響を与えることで流れを発生させることができることがわかった。配置は重要であり、へさき衝撃波同士の干渉を利用する際に配置による影響は大きい。またロッドと噴流の違いによる影響は、衝撃波前後の圧力差、入射による圧力上昇、圧力損失の増大などがあげられるが、配置による傾向はかわらないことが確認できた。そこで、ロッドと噴流を組み合わせることでより効率の良い配置が可能であると考えられる。
- (13) 噴流の主流に対する貫通高さを増加させるために、へさき衝撃波下流側から噴射することで貫通高さを変化させることができる可能性が確認された。

参考文献

- (1) Rogers, R.C. et al., Experimental Supersonic Combustion Research at NASA Langley, *AIAA Paper 98-2506*, (1998).
- (2) Kodera, M. et al., Numerical Study on the Supersonic Mixing Enhancement using Streamwise Vortices, *AIAA Paper 2002-5117*, (2002).
- (3) Mingheng, L. et al., Modeling and control of HVOF thermal spray processing of WC-Co coatings, *Power Technology*, 156, 2005, pp.177-194.
- (4) 清水・榎, 高速フレイム溶射法とその応用, 溶射技術, (1995-5), 75.
- (5) 小野・姫野, 自動車設計に関わる流体問題と日産自動車における空力分野の CFD について, 数値流体力学会誌, 8 巻, 4 号, (2000), pp.167-179.
- (6) Amakusa, K. et al., Mixing of Twin Supersonic Swirling Jets Injected from a Ramp, *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.52, No.600, 2004, pp.16-22., in Japanese
- (7) Sakima, F. et al., Correlation between Mass Flux Fluctuation of Hydrogen Concentration in 2-D Air-Hydrogen Supersonic Mixing Layer, *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol.47, No. 158, 2005, pp.262-267.
- (8) Kyung, M.K. et al., Numerical study on supersonic combustion with cavity-based fuel injection, *Heat and Mass Transfer*, vol.47, 2004, pp.271-286.
- (9) Edwards, J.R. et al., Simulation of Injection of Supercritical Methane / Ethylene Mixtures into Nitrogen, *AIAA Paper 2003-4267*, 2003.
- (10) Yaga, M. et al., Numerical Simulation of Supersonic Mixing Enhancement with Porous Cavity, *AIAA-Paper 2003-3461*, 2003
- (11) Yaga, M. and Oyakawa, K., Device and Method for Supersonic mixing enhancement for SCRAM Jet Engine, *Published Patent Application 2002-054504*, 2002., in Japanese
- (12) He, F. et al., The interaction between a Sonic Jet injected normal into Supersonic Cross Flow and Boundary Layer, *Proceedings of the 41th Hokkaido Branch Meeting of the Japan Society of Mechanical Engineers*, No. 012-1(2001-9), pp.260-261., in Japanese
- (13) Mohammad Ali, Toshi Fujiwara, Joseph E. Leblanc, Influence of main flow inlet configuration on mixing and flameholding in transverse injection into supersonic airstream, *International Journal of Engineering Science*, Vol.38, 2000, pp.1161-1180.
- (14) 荒木幹也, 大阪淳, 今村幸, 津江光洋, 河野通方, 流れ方向渦の導入が圧縮性二重せん断層の発達に及ぼす影響, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.53, No.615, 2005, pp.174-181.
- (15) 荒木幹也, 大阪淳, 今村幸, 津江光洋, 河野通方, 圧縮性せん断層の発達に及ぼす曲線型トレーリングエッジの効果, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.53, No.620, 2005, pp.408-413.
- (16) 須浪徹治, 徳永英紀, 西岡通男, 超音速縦渦列間の干渉を用いた超音速混合の制御, ながれ, Vol.20, 2001, pp.316-324.
- (17) Frank Houwing, Alexis Bishop, Matthew Gaston, Jodie Fox, Paul Danehy, Neil Mudford, Simulated-fuel-jet/

shock-wave interaction, Proceedings of the 23rd International Symposium on Shock waves, 2001, pp.1716-1723.

- (18) 山根 善行, 澤口 誠一, 安藤 安則, 麻生 茂, 福田 正大, ランプ型インジェクタにより形成される超音速混合層と斜め衝撃波の干渉に関する研究, 第13回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, Vol.30, 1996, pp.81-86.
- (19) R.Honig, D.Theisen, R.Fink, R.Lachner, G.Kappler, D.Rist, Experimental Investigation of a Scramjet model combustor with Injection through a Swept Ramp using Laser-Induced fluorescence with tunable excimer lasers, Twenty-sixth Symposium International on Combustion/The Combustion Institute, 1996, pp.2949-2956.
- (20) 西岡通男, 浅井智広, 坂上昇史, 白井幸次, 超音速キャビティ流の振動機構に関する考察 第1報 圧縮波の発生と伝播の過程, ながれ, Vol.21, 2002, pp.280-294.
- (21) 西岡通男, 浅井智広, 坂上昇史, 白井幸次, 超音速キャビティ流の振動機構に関する考察 第2報 振動周波数予測式の提案, ながれ, Vol.21, 2002, pp.368-378
- (22) 浅井智広, 西岡通男, 超音速キャビティ流の振動機構に関する実験的研究, ながれ, Vol.22, 2003, pp.131-145.
- (23) 浅井智広, 西岡通男, 超音速キャビティ流の振動機構に関する理論的研究, ながれ, Vol.22, 2003, pp.147-156.
- (24) 井上慶, 河野慎吾, 麻生茂, スリット噴射による二次元超音速混合流れ場における噴射角の与える影響, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.54, No.627, 2006, pp.137-143.
- (25) 石部哲史, 松尾亜紀子, 多目的遺伝的アルゴリズムを用いた超音速燃料器燃料噴射口形状の最適化, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.51, No.591, 2003, pp.169-174
- (26) 望月博昭, 宮里義昭, 古川祐治, 松尾一泰, 境界層のパッシブコントロールが擬似衝撃波の振動に及ぼす影響, 日本機械学会論文集B編, Vol.59, No.567, 1993, pp.3445-3451.
- (27) 斎田暢三, 富塚曜, 斜め衝撃波/境界層の干渉の受動的制御, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.50, No.581, 2002, pp.223-230.
- (28) リーマン・ロシュコ著, 玉田琬訳, 気体力学, 吉岡書店, (2000), pp.327-334.
- (29) Fuji-RIC/ α FLOW理論説明書・解析データ一覧、富士総合研究所解析技術部第2部
- (30) 大宮司久明・他2名、乱流の数値流体力学 —モデルと計算法—、東京大学出版会、(1998)
- (31) 棚原隆彦、CFD 数値流体力学、アイピーシー、(1993)
- (32) David C Wilcox, Turbulence Modeling for CFD -Second Edition-, DCW Industries, (1998)
- (33) 大宮司・山本、圧縮性オイラー方程式の解法に適する陰的時間進行法、日本機会学会論文集、B, vol. 52, No.473, (1986), pp248-254.
- (34) 山本・他2名、非定常圧縮性オイラー方程式の四次精度MUSCL差分スキーム、日本機会学会論文集、B, vol. 59, No.557, (1993), pp43-48.
- (35) P. L. Roe, Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, JOURNAL OF COMPUTATIONAL PHYSICS 43, (1981), pp.357-372
- (36) Piotr P. Doerffer · Rainer Bohning, Modeling of perforated plate aerodynamics performance Aerosp. Sci. Technol. 4, (2000), pp.525-534.

謝 辞

本論文を書き終えるにあたり、私をこれまで支えていただいた研究室の人たちに感謝を申し上げます。

屋我実 教授，学部1年次の頃からお忙しい中，最先端の世界を常に見せて頂き，私が自分のやりたいことができるように導いて頂きました．3年次の後半からこの研究室に配属になり，基本的なことから熱心に教えて頂き，また可能な限り様々な体験をさせて頂きました．修士の二年間では，国内発表や初めての国際会議での発表という他の学生が経験できないことをたくさんさせて頂きました．学部以上の体験をさせて頂きました．また博士課程へ進学を希望した私に博士課程の厳しさや意義について教えていただき，それでも進学したいといった私に全力で応援するといってくださった一言を残りの3年間ずっと支えにしてきました．博士課程での生活は今までよりも内容も密度も濃く，実際，非常に修士までの生活とは比べものにならないほどの経験をさせていただきました．現在の自分があるのも屋我先生の支えがあればこそと，感謝しても表現できないぐらいです．9年間をともに過ごした経験は自分の人生の中で最も大事な，そして貴重な時間でした．さらに，就職活動では他の誰よりも親身にそして全力でご助力していただき，無事に希望の進路に進めます．すべてにおいて，ありがとうございました．これからもよろしくお願いします．

北九州市立大学，松尾一泰 教授，屋我教授の恩師でもあり，また圧縮性流体力学を勉強するきっかけとなった著書を書かれた方というつながりがありましたが，学会でお会いする度に発表を見て頂き，またその度にアドバイスをしていただきました．沖縄という遠いところでもありますが，博士論文の副査をお願いしたときに快く引き受けていただき，ありがとうございました．研究自体に対するアドバイスや研究以外の考え方など大変勉強になりました．公聴会の際も的確なアドバイスや様々なお話が聞けて今後の人生に対し重要な糧となります．この度はありがとうございました．

野底武浩 教授，学部の頃から講義でお世話になり，うまく質問ができない私にも非常に丁寧に説明をしていただきました．また現象についても様々な考え方を教えて頂きました．修士課程の際も修士論文の副査をお受け頂き，その際も非常に丁寧に読んでいただき，有益なアドバイスをしていただきました．また博士論文の際もお忙しいところ，副査を引き受けていただき，ありがとうございました．

親川兼勇 教授，同じ研究室ではありますが，研究分野が異なる私にも毎日のようにお声をかけて頂きました．また研究で行き詰まった際には，的確なアドバイスをいただき，何度救われたかわかりません．博士課程に進学したいと

考えたときに親身に相談にのっていただき、その上、たくさんの励ましのお言葉もいただき、心の支えとなりました。自分が将来の進路に悩んだときも、様々な道を示していただき、柔軟な考え方をすることができるようになりました。沖縄の父のように感じられました。ありがとうございました。

瀬名波出 准教授、学部生の頃から同じ部屋にいるということや世代が近いということもあり、気軽に話をしていただき、研究や私生活など様々な相談にのっていただきました。自分たちが相談してやりたいことを率先してご助力していただき、研究環境を整えていただいたことは心から感謝しております。普段から優しく接して頂きありがとうございました。

大城 成栄 技術職員、大城さんには学部生の頃に初めて実験装置を作成する頃から実際に作成するものと図面の違いについてご指導頂きました。いつも難しいお願いをしていましたが、様々なアイデアをだしていただき、完璧な精度で実験装置を作成して頂いて、実験を行っていてもスムーズでした。今私のテーマが結果を残せているのも大城さんのおかげだと思います。そして、設計から作成まで一貫してご指導していただいたおかげで、物作りの大事さや重要さについて改めて気づかされました。ありがとうございました。

沖縄工業高等専門学校 松田昇一 助教、研究室に初めて配属された時からお世話になりました。最も世代が近く、趣味もあうことから公私ともにお世話になりました。沖縄高専で勤務されることになってからも、共同研究者としても様々なアドバイスやご迷惑もおかけしましたが、いつも笑顔で私たちに接していただき、研究に関しても新しい発見のきっかけをいただき、感謝しております。また沖縄高専で非常勤講師をしていたときには相談にのっていただいて、大きな心の支えとなりました。ありがとうございました。

博士課程 福岡寛 君、君には最初の学部1年次から友達となり、公私ともにお世話になりました。一緒に受けた講義や誘ってくれて体験したバレーボールや、ビーチバレーなど今まで経験したことないことを経験させてくれました。一緒に行った離島ツアーも忘れられない体験です。いつも一緒に研究室も同じく配属され、ともに研究し、つらいときも楽しいときも経験しました。研究室ではともにがんばることで切磋琢磨でき、私一人ではなしえなかつたであろうことを経験することができました。博士課程に進む際も応援してくれ、くじけそうなきにいつも励ましてくれ、誰よりも心の支えとなりました。同じく博士過程に進学し9年間も一緒だとは思いませんでしたよ。今の私があるのはすべて君のおかげだといっても過言ではないと思います。感謝してもしきれないぐらいです。先に修了しますが、いつでも相談してください。あと1年間頑張ってくださいね。今までありがとう、そしてこれからもよろしくお願いします。

中村直樹 殿、博士課程に進学したときから時を同じくして大学院に入学し

てきたときは正直びっくりしました。物理学科出身ということもあり、機械科では経験しなかったことをもたらしてくれ、とても刺激になりました。一緒に実験して朝までがんばったことや初めて論文が掲載されたときは自分のことのように喜んでくれたし、助けもしてくれて感謝しています。こんな自分に最後までついてきてくれてありがとうございます。

比嘉博之 君，研究室改革期に4年次として配属されてきた最初の学年で，こちらの試行錯誤にも協力的でまた持ち前の雰囲気でも和ましてくれました。大学院に進学してからは持ち前の能力を発揮して同研究室の院生として刺激をいただきました。いろんな話ができたとし、私を慕ってくれてありがとう。研究に対するひたむきな姿や周りの人を気遣う心配りなど感心していました。マツダにいても、がんばってください。

峰秀樹 君，変革期2期目にはいつてきたときに，こんなに優秀な学生が機械科にいるとはと第一印象に思ったことを今でも覚えています。とても感受性や豊かでも喜び騒いだ記憶は忘れられないです。バイトも一緒にやって研究ではいつも一生懸命で私たちのことを気遣い，心配りをしてもらっていたので，感謝してもしきれないです。今のような心を持って後一年間がんばってください。

上地裕介 君，研究室に配属される前からサークルなどでまじめな子だなあと思っていました。研究室でもとに研究をしていたときは能力の高さに驚きを覚えたことを今でも覚えています。実験班を支えるポジションから時には厳しい言葉も言いましたが，私たちの意図をくみ取り，行動してくれるところはすごいと思います。今のような心を持って後一年実験班の長としてがんばってください。

研究室でもとに過ごした6年間で出会ったすべての人に感謝しております。今はみんな様々な道に進みがんばっている姿を時折見せてくれることから私自身研究活動ががんばることができたと思っています。ありがとうございます。

私事ですが，18才で親元を離れ，学部，修士，博士と進学する私を普段より最大の援助して頂いた両親や祖母，兄には感謝しております。家族の支援がなくては決して研究活動に集中することはできなかつたと思います。この場を借りて感謝を伝えたいと思います。ありがとうございます。

最後に改めて研究室で出会った皆さんに感謝の言葉を伝えたいと思います。ありがとうございます。おのこの歩む道に光が差し続けることを祈ります。これからもお互いに刺激し合い，切磋琢磨できるように9年間の研究生活で培った経験を糧に頑張っていきたいと思っています。

ありがとうございます。

2008年2月 山本健司