

琉球大学学術リポジトリ

多孔スロートが遷音速ディフューザに及ぼす影響

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2008-03-31 キーワード (Ja): キーワード (En): Compressible flow, Shock wave, Boundary layer, Porous throat, Pressure fluctuation 作成者: 屋我, 実, 永井, 實, 富田, 教夫, 芳賀, 剛, 宮良, 透, Yaga, Minoru, Nagai, Minoru, Tomita, Norio, Haga, Tsuyoshi, Miyara, Tooru メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/5456

多孔スロートが遷音速ディフューザに及ぼす影響

屋我 実^{*} 永井 實^{*} 富田 教夫^{**}
芳賀 剛^{***} 宮良 透^{*}

Effects of Porous Throat on Transonic Diffuser

Minoru YAGA^{*} Minoru NAGAI^{*} Norio TOMITA^{**}
Tsuyoshi HAGA^{***} Tooru MIYARA^{*}

Abstract

The effects of the porous throat on a transonic diffuser were investigated experimentally by wall static pressure measurements and by schlieren optical observations. The porous throat consists of a wall with 126 holes and a cavity underneath it so that the flow around the shock wave can circulate through the porous wall. The results show that no shock wave was observed at 80% of the porous region from the throat and that the pressure fluctuations in the transonic diffuser were greatly reduced by the porous throat. According to the frequency analysis, the frequency range attenuated by the porous region is between about 700 Hz and 1kHz and the frequencies lower than 700 Hz have still remained.

Key words : Compressible flow, Shock wave, Boundary layer, Porous throat, Pressure fluctuation

1. まえがき

一般に遷音速流れとは流れ場に超音速流れと亜音速流れが同時に存在する流れをいい、数学的にはその支配方程式は双曲型と椭円型の二つの型が共存するため解析的に解くことは非常に困難であることが良く知られている¹⁾。さらに実際の流れでは超音速から亜音速に減速する際に物理量が不連続的に変化するいわゆる衝撃波が発生し、これが壁面に発達した境界層と干渉するため流れ場はかなり複雑になる。例えば、このような干渉が翼面上で発生すると境界層ははく離しその影響で衝撃波の位置が流れ方向に変動するため、翼の揚抗力性能及び非定常特性に対し大きな問題を引き起

す。また内部流れではターピン翼列内や遷音速ディフューザ内などで発生し、機器の効率を悪化させる原因となる。従来このような問題を解決するため干渉直前の境界層を制御し、はく離を遅らせる方法として境界層の吸い込み、境界層の吹き出し、あるいはボルテックスジェネレータ等が考案されている²⁾。しかし、これらいずれの方法もその制御を行うための新たなパワーが必要であったり、それ自体が抵抗となるなどの問題があった。そこで翼面上におけるこのような衝撃波に付随する問題を解決するため、NASA Langley Research CenterのD.BushnellとR.Whithcombはパッシブコントロールによる境界層制御を提案した。

受理：1995年5月12日

本研究の一部は平成6年3月機会学会中国四国支部第32期総会・講演会にて発表済み

* 機械システム工学科 Dept. of Mechanical Systems Eng., Fac. of Eng.

** 日立製作所 (株) Hitachi,Ltd.

*** 大学院工学研究科機械工学専攻 Graduate Student, Fac. of Eng.

^{*}琉球大学医学部 Fac. of Medicine

パッシブコントロールの基本的概念は、衝撃波と境界層の干渉領域付近に多孔壁とキャビティを設け衝撃波の下流から上流へ、すなわち圧力の高い領域から低い領域へ流れを生ぜしめることである。このような流れが生じると衝撃波下流の流れはキャビティに吸い込まれることになり、境界層のはく離が抑制される。またその上流ではキャビティから多孔壁を通した吹き出しによって境界層が持ち上げられるため、流れが緩やかに圧縮され衝撃波直前のマッハ数が減少し衝撃波による全圧損失が小さくなる。Raghunathanらはさらに詳細な研究を行い以上のような効果に加え、パッシブコントロールが翼の非定常特性に対しても効果があると報告している⁹。一方、当初翼面のみに適用されていたパッシブコントロールを内部流れにおける擬似衝撃波に適用した例が近年にいくつか報告されており^{10,11}、それによるとパッシブコントロールによって擬似衝撃波による全圧損失が小さくなり、その振動が改善されたと述べている。しかしいずれの報告も擬似衝撃波のようなかなり高いマッハ数におけるパッシブコントロールを扱っており、低マッハ数におけるパッシブコントロールについては言及していない。このような低マッハ数で発生する衝撃波は遷音速ディフューザで観察され、それに關していくつかの研究がなされているが^{12,13}、これを積極的に制御した例はあまりない。そこで本研究では、この遷音速ディフューザに発生する衝撃波を制御するため、そのスロート近傍を多孔スロートにし衝撃波の振る舞いや流れ場の圧力変動を調べ、多孔スロートが遷音速ディフューザに及ぼす影響について調べた。なお、本論文で使用される記号は文章中で説明する。

2. 実験装置と方法

実験装置の概略図を図1に示す。圧縮機によって貯氣槽に蓄えられた高圧乾燥空気は集合洞で一旦よどみ点状態に回復した後、供試ディフューザを経て大気へ開放される。測定部に取り付ける供試ディフューザはキャビティを有した多孔スロートと、比較のために通常のスロート(本報ではこれを多孔スロートに対して固体壁と呼ぶ)の2種類を用いた。この2種類のディフューザの寸法はいずれも半径500mm、幅25mm、スロート高さ10mmの2次元円弧ディフューザである。また流れ場の光学観察は図の破線で示される範囲をキセノンスパークを用いたシュリーレン法により行った。さらに流れ場の壁面静圧は図2に示すように側壁に設けた

圧力孔よりスロート下流15mm、30mm、60mm及び集合洞で測定し、スロートにおける圧力はデフューザに埋め込んだセンサにより測定した。測定に用いたセンサは半導体小型圧力変換器(豊田工機製、PMS5-1H固有振動数50kHz)でその信号を直流増幅器で増幅した後AD変換器(Contec社製、AD12-16D(98)H)を介してコンピュータに取り込んで処理した。

次に多孔スロートとキャビティの詳細図を図3に示す。多孔領域はスロートからその下流30mmまで、そこにスロートでの深さが13mmのキャビティを設け、衝撃波がこの領域に位置するとその圧力差によって流れがキャビティを通して衝撃波の下流から上流へ流れる

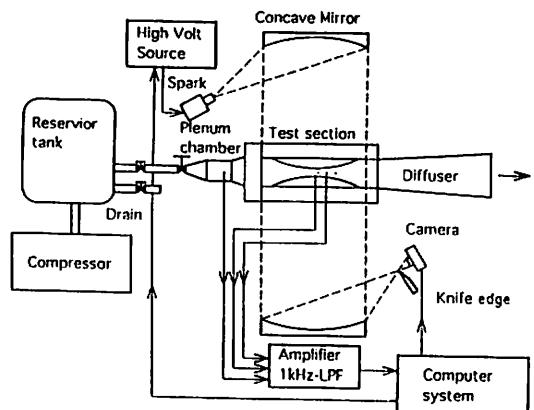


Fig.1 Schematic diagram of experimental facility

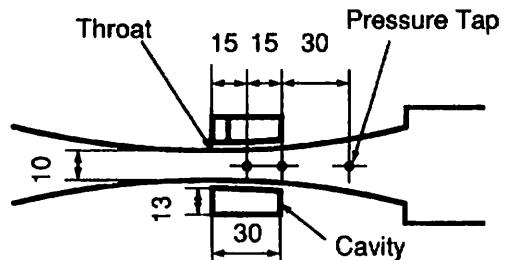


Fig.2 Test diffuser

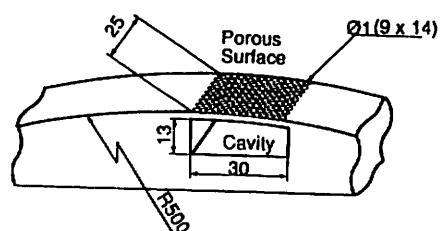


Fig.3 Porous throat

ようになっている。多孔領域を30mmとしたのは、松尾らの報告¹⁰を基に上記デフューザの幾何形状より1次元理論で計算される流れのマッハ数が1.48となる位置としたため、これは衝撃波の安定性に関し基準となる重要なパラメータとなるためである。また多孔スロートの孔は直径1mmで、流れ方向に14個、スパン方向に9個、合計片側で126個開けられている。多孔領域の面積に対する孔の面積の比いわゆる空隙率はRaghunathanらの報告¹⁰を基に11.4%とした。またChenらが¹¹衝撃波の振動に付随する遷音速ディフューザ内の主な圧力変動は高々数百Hz程度と報告していることを考慮しエイリアシングを防ぐため、センサーからの信号をカットオフ周波数1kHzのローパスフィルタを通して、サンプリング周波数10kHzで2048個のデータをコンピュータに取り込んだ。尚、測定部の圧力は同時

に2点しか測定できないため、以下の方法によって各風洞圧力比における圧力変動を測定した。まず予め測定したい風洞圧力比をコンピュータに入力しておき、その設定圧力比と実験中コンピュータによってリアルタイムで計算した圧力比の差がほぼ0になるようにバルブを操作して集合洞圧力を調整する。そして設定圧力比と実際の圧力比がほぼ0になった時に各センサからの信号を約0.2秒間取り込む。この操作をセンサを固定した状態で、風洞圧力比が1から0.01きざみで2まで行い、さらにこの操作をセンサの位置を変えて繰り返す。そうすることによって、各風洞圧力比において各測定点での圧力変動がすべて測定できることになる。また光学観察においても同様に、観察したい圧力比をコンピュータに予め入力し、それと実験中の圧力比がほぼ一致した時にコンピュータからカメラと光源

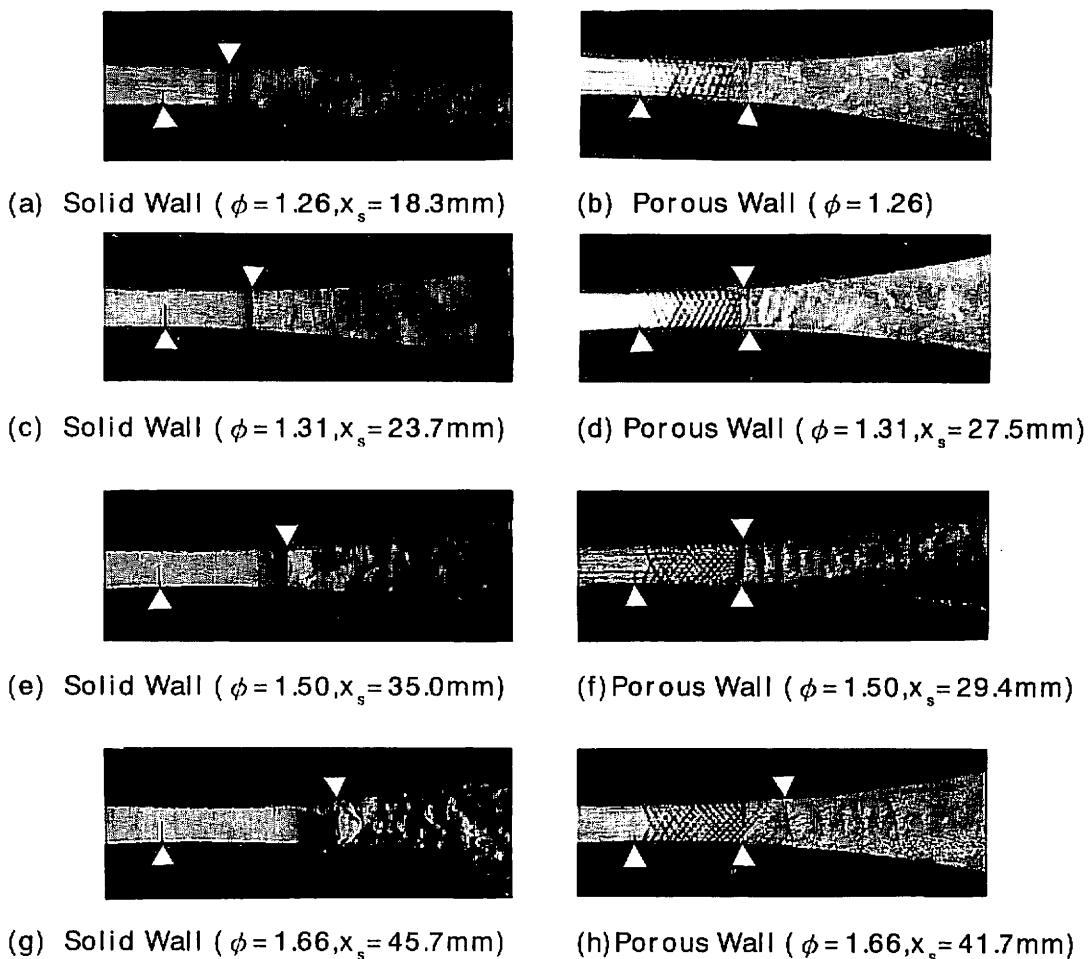


Fig.4 Typical schlieren photographs

へ信号を送りシュリーレン写真を撮影した。

3. 実験結果と考察

3. 1 光学観察

ディフューザ内の流れ場の様子を光学観察した代表的なシュリーレン写真の例を図4(a)～(h)に示す。図中上向きの三角はスロートの位置および多孔領域の下流端を示し、下向きの三角は衝撃波の位置を示している。なお、固体壁の写真でスロートに見える垂直な直線はスロートの位置を示したマークである。図4(a),(b)はそれぞれ固体壁、多孔スロートの場合を示し風洞圧力比 ϕ がいずれも約1.26の場合である。図4(a)には、スロート下流約18.3mmに垂直衝撃波が観察できる。この衝撃波は、境界層と干渉しているが、足元で境界層の厚さが増しているだけで大きなく離は生じていない。一方図4(b)の多孔スロートには多孔領域上の孔より発生したじょう乱による多数のマッハ波が観察され、この領域が超音速となっていることがわかる。しかし、この図4(b)には衝撃波が確認されず固体壁に比べ多孔スロートでは衝撃波の発生が遅れることがわかる。次の図4(c),(d)は、ともに風洞圧力比 ϕ が約1.31の場合で、図4(c)の衝撃波は図4(a)の場合に比べ明確な衝撃波が約23.7mmに確認でき、衝撃波は下流に移動し強くなっていることがわかる。図4(d)では多孔領域の後縁付近の約27.5mmに衝撃波が観察できるが、図4(c)に比べ極めて弱い衝撃波であることがわかる。さらに風洞圧力比 ϕ を高くした約1.50の場合を図4(e),(f)に示す。図4(c),(d)に比べ風洞圧力比が高いためいずれの場合も衝撃波は下流に

移動しており衝撃波と境界層の干渉が強くなっていることがわかる。特に図4(f)の多孔スロートの場合の衝撃波は下流に4本の衝撃波を伴ったものであり、図4(d)の場合とはかなり異なっている。また先頭衝撃波の足元ではなく離が生じておりはく離した流れが下流部の有効断面積をかなり減少させていることが確認できる。図4(g),(h)は風洞圧力比 ϕ がともに約1.66の場合である。いずれの場合も衝撃波は境界層と激しく干渉しているが、衝撃波下流の様子はかなり異なっていることがわかる。図4(g)の固体壁は図4(e)の場合よりも衝撃波下流の乱れが強くなっているが、確認できる衝撃波は一本である。これに対し図4(h)の多孔スロートでは図4(f)の場合より先頭衝撃波に続く衝撃波の数が増え写真では5本確認できる。さらに先頭衝撃波と第2衝撃波の間隔が広がっていることがわかる。これは図4(f)より先頭衝撃波の強さが増し、衝撃波下流の圧力上昇が強くなつたためと思われる。

次に、衝撃波の位置 x_s と風洞圧力比 ϕ の関係を図5に示す。図の縦軸はスロートから衝撃波までの距離 x_s で、横軸は風洞圧力比 ϕ である。また図中の山線は集合洞から衝撃波までの流れを等エントロビ流れとし、衝撃波を垂直衝撃波、衝撃波下流のディフューザ効率 η_{sub} を仮定した場合の衝撃波の位置を示している。図より固体壁の場合、スロート近傍で衝撃波が発生する風洞圧力比 ϕ は約1.17である。この衝撃波はスロート上流にも確認されかなり不安定な挙動をしていることがわかる。このような衝撃波はスロートにおける流れが完全にチョークする前に発生したものであると考えられる。一方、多孔スロートの場合は固体壁より高い風洞圧力比約1.25で、多孔領域上のスロート下流約25mmに発生していることがわかる。衝撃波の発生が高い風洞圧力比で、その位置もかなり下流であるのは多孔スロートの影響であると思われる。すなわち、スロートの下流に発生した衝撃波は多孔スロートを通した吸引込みの効果により衝撃波の強さが弱められ消滅したと考えられる。そして風洞圧力比が高くなり多孔スロート上に存在できるだけの強さを持つ衝撃波が多孔領域の後縁付近に現れると考えられる。また多孔領域上に発生する衝撃波はかなり不安定であり風洞圧力比を一定にした状態でも写真撮影のタイミングにより衝撃波が確認されるものとできないものがあり、多孔領域上に存在できるだけの十分な強さを持っていないと考えられる。風洞圧力比が高くなると固体壁、多孔スロートともに衝撃波は下流に移動しているが、ディ

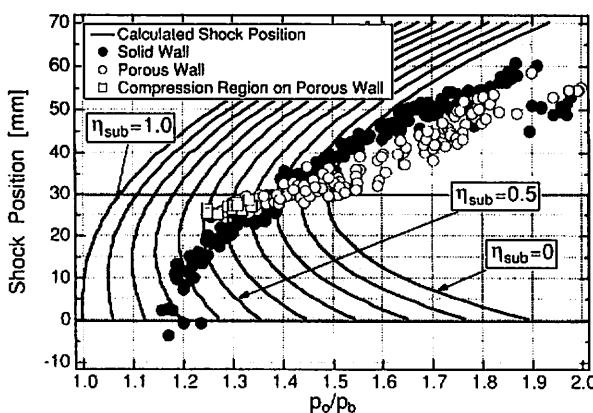
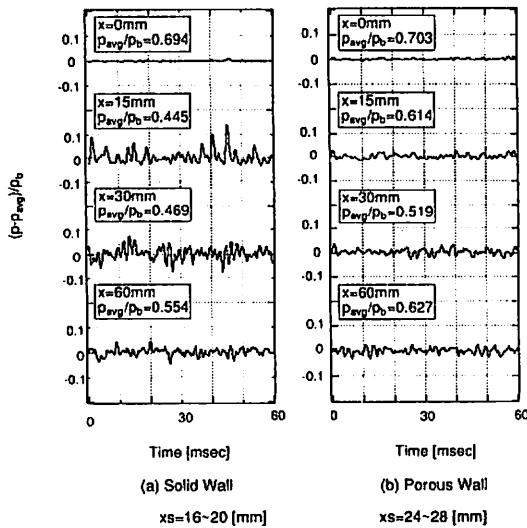
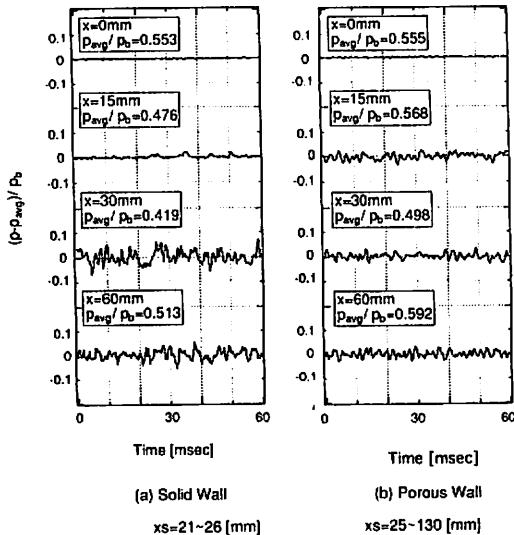


Fig.5 Relations between shock position and pressure ratio

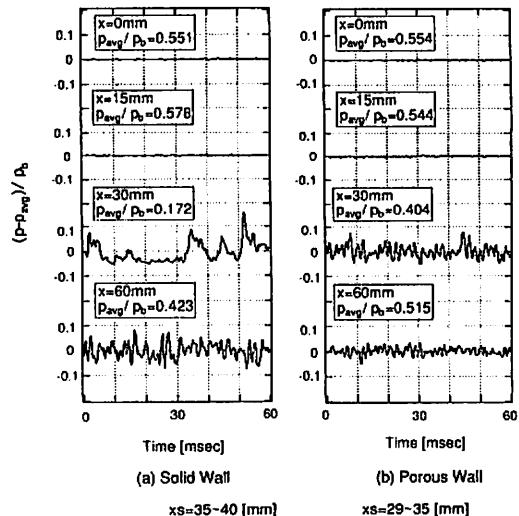
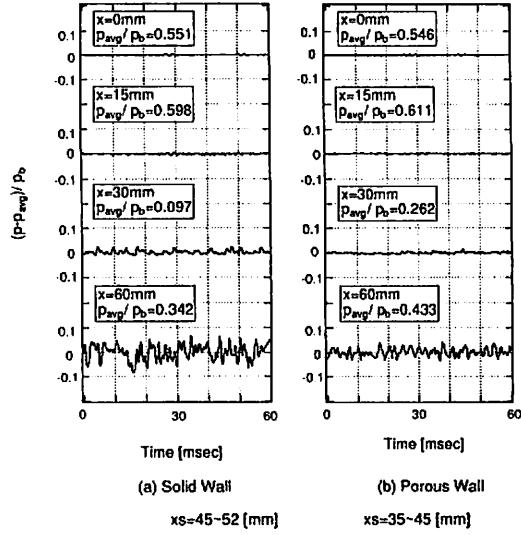
フューザ効率はどちらの場合も小さくなっていることがわかる。ここでディフューザ効率が0以下になる実験点が存在しているが、これは実際の流れ場は粘性やその他の影響を受け衝撃波上流が等エントロピ流れではなく、その下流もはく離しているなどの理由で風洞圧力比の増加にもかかわらず衝撃波が下流へ移動しないためと考えられる。また、いずれの衝撃波もストロート下流30mm以内に位置している場合のディフューザ効率 η_{sub} は同じ風洞圧力比でどちらも同じ値をとることがわかる。これより境界層のパッシブコントロール

Fig.6.1 Wall pressure fluctuations for $\phi = 1.26$ Fig.6.2 Wall pressure fluctuations for $\phi = 1.31$

がディフューザ効率に与える影響は小さいと考えられる。

3. 2 壁面静圧変動

図6.1～図6.4にストロート及びストロート下流15, 30, 60mmの位置における壁面静圧変動の代表的な例を示す。図の縦軸は変動圧力 p からその平均値 p_{avg} を引いた値を背圧 p_b で無次元化したもので、原点を縦にずらしており、横軸は時間である。また図の(a),(b)はそれぞれ固体壁、多孔ストロートの場合を示しており、参考のため圧力変動の平均値を背圧で割った値も記入して

Fig.6.3 Wall pressure fluctuations for $\phi = 1.50$ Fig.6.4 Wall pressure fluctuations for $\phi = 1.66$

ある。図6.1は風洞圧力比 ϕ が1.26の場合であり、図5によるとこのとき衝撃波は固体壁の場合約16~20mmの範囲に、多孔スロートの場合は約24~28mmの範囲に存在している。しかるに、いずれの場合も超音速領域にあると思われる測定位置 $x=15\text{mm}$ においても圧力は変動している。これは固体壁では衝撃波の振動の影響が境界層内の亜音速部分を通して上流へ伝播したためであり、多孔スロートの場合は衝撃波が下流端近くに位置しており、衝撃波下流の流れがキャビティを通り上流へ吹き出しているため、その影響が $x=15\text{mm}$ の位置に現れていると思われる。図6.2は風洞圧力が約1.31の場合で、この時の衝撃波の存在する範囲は図5より固体壁の場合約21~26mm、多孔スロートの場合約25~30mmである。したがって固体壁では衝撃波が $x=15\text{mm}$ の測定点より下流にあるため圧力変動はほとんどなっており、この点における流れが完全な超音速になっていることがわかるが、それより下流の位置における圧力はまだかなり変動している。一方多孔スロートの場合の図6.2(b)では、 $x=15\text{mm}$ における圧力変動の

振幅は固体壁のそれに比べ大きいが、 $x=30, 60\text{mm}$ では多孔スロートの方が小さくなっている。これは多孔スロートにより衝撃波の振動自体は抑制されているが、衝撃波よりかなり上流 $x=15\text{mm}$ の領域までその影響が及んでいることを示している。次に図6.3は風洞圧力比が約1.50の場合で、このときの衝撃波は固体壁及び多孔スロートの場合でそれぞれ約35mm~40mm及び約29mm~35mmの範囲に存在している。図より、いずれの場合も $x=15\text{mm}$ では圧力変動がほとんどなく、流れが完全な超音速になっていることがわかる。また固体壁の場合 $x=30\text{mm}$ で圧力変動がスパイク状に急激に増加している部分があるが、これは変動している衝撃波が上流へ近づき、衝撃波下流の高い圧力の影響が測定点に及んだためと考えられる。図6.4は風洞圧力比が約1.66で、衝撃波は固体壁、多孔スロートの場合についてそれぞれ約45mm~52mm、35mm~45mmの範囲にあり、多孔スロートでは多孔領域より下流に衝撃波が位置している。このことよりいずれの場合も $x=0, 15, 30\text{mm}$ における圧力変動はほとんどなくこの領域が完全に

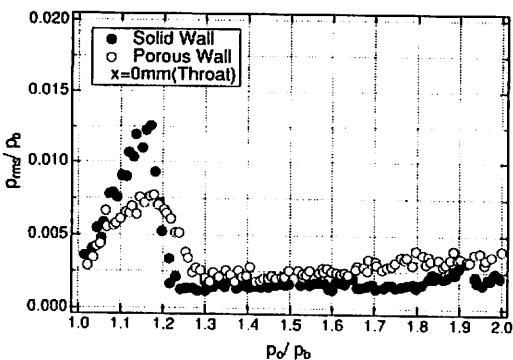


Fig.7.1 Variations of root mean square of pressure fluctuations at throat

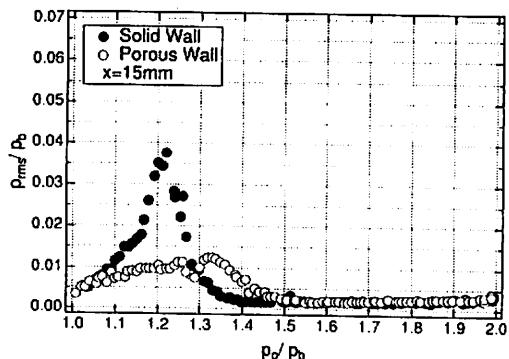


Fig.7.2 Variations of root mean square of pressure fluctuations at $x=15\text{mm}$

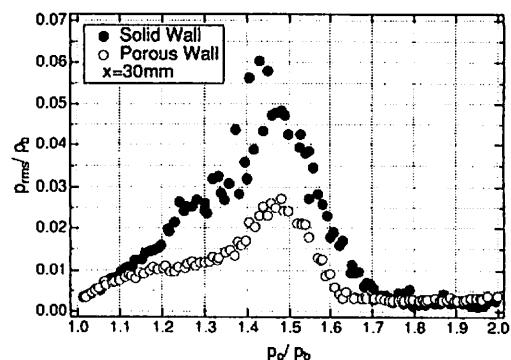


Fig.7.3 Variations of root mean square of pressure fluctuations at $x=30\text{mm}$

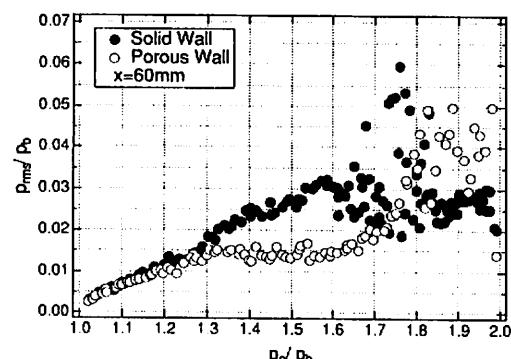


Fig.7.4 Variations of root mean square of pressure fluctuations at $x=60\text{mm}$

超音速になっていることがわかる。また $x=60\text{mm}$ では、この点が衝撃波より下流にあるため、衝撃波の影響で圧力は変動しているが、その大きさは、多孔スロートの方が固体壁より小さいことがわかる。これはキャビティを通した流れの循環の影響ではなく、多孔スロートの孔が衝撃波と干渉する境界層に対しじょう乱を与える、これが干渉を安定化したためと考えられる。

3.3 圧力変動の二乗平均値

各測定位置における圧力変動の大きさを明らかにするため、各圧力変動の二乗平均値を風洞圧力比に対しプロットしたものを図7.1～7.4に示す。図の縦軸は圧力 P の二乗平均値を背圧 P_0 で無次元化したもので、横軸は風洞圧力比 μ を示しており、黒丸は固体壁の場合、白丸は多孔スロートの場合である。図7.1

より、固体壁でスロートにおける圧力の二乗平均値が最大となるのは、風洞圧力比が約1.18～1.19の範囲で、これは図5より衝撃波が発生し始める値に一致している。この二乗平均値がピークとなる風洞圧力比は多孔スロートとほぼ一致しているが、その時の大きさは固体壁に比べると約60%減少している。またピーク後の多孔スロートの方が緩やかに減少している。これは固体壁では流れがチョークすると風洞圧力比の増加とともに衝撃波が下流に移動しその影響は急激に減少するのに対し、多孔スロートの場合は風洞圧力比がある程度大きくなってしまっても、スロート下流の影響がスロートへ影響を及ぼすためである。次に図7.2より $x=15\text{mm}$ における圧力変動は多孔スロートにおける二乗平均値の最大値が固体壁のそれに比べ著しく減少しており、多孔スロートの効果がきわめて顕著に現れている。また

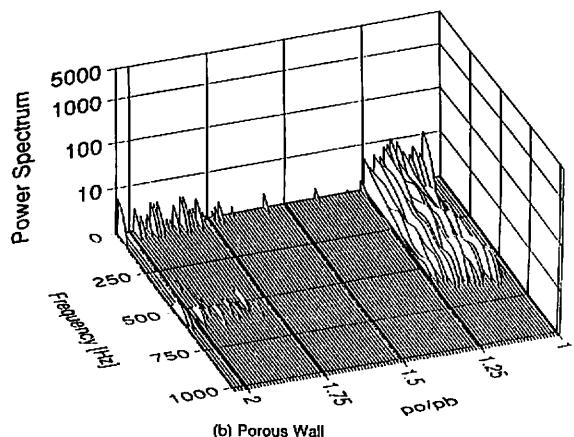
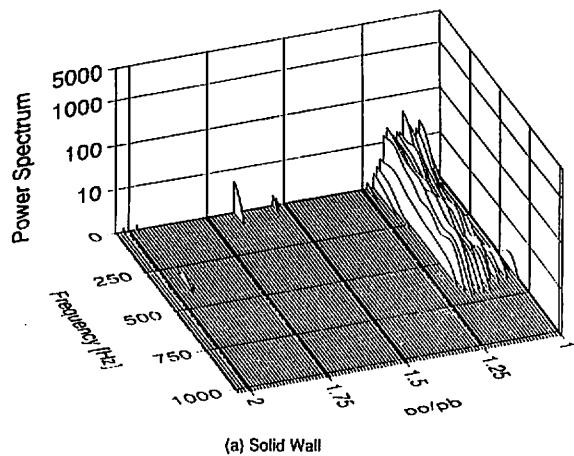


Fig.8.1 Power spectrum of wall pressure fluctuation at throat

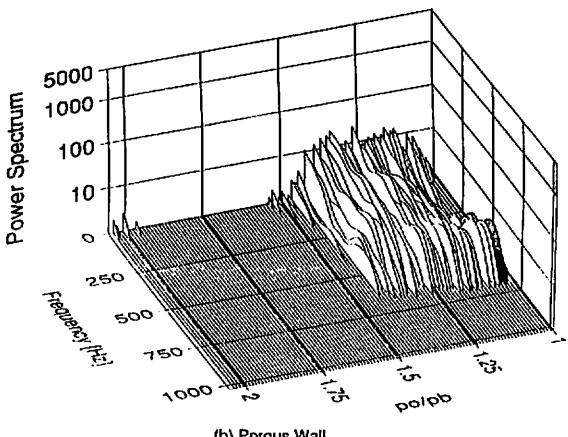
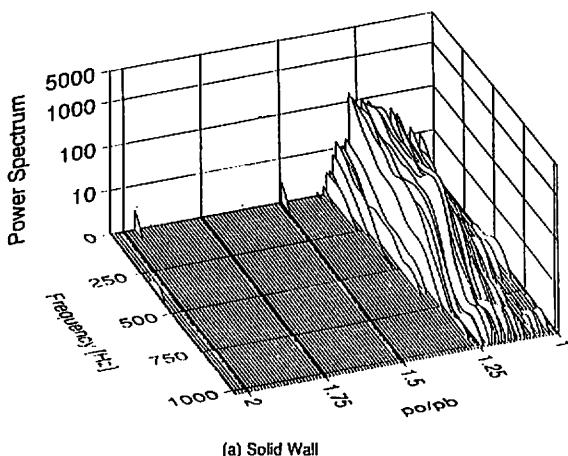


Fig.8.2 Power spectrum of wall pressure fluctuation at $x=15\text{mm}$

多孔スロートにおいて風洞圧力比が約1.26から1.30の範囲で二乗平均値が急激に減少しているが、これは図5で示した多孔スロート上に圧縮領域が観察される範囲と一致しており、この風洞圧力比の範囲において、特に多孔スロートの効果が現れているといえる。図7.3は $x=30\text{mm}$ における二乗平均値の変化を示しており、この位置は多孔領域の下流端に一致している。この場合も二乗平均値の最大値は固体壁に比べ多孔スロートの場合約50%減少している。また圧力比が約1.7以上ではどちらの値もほぼ一致しており、この時は $x=30\text{mm}$ において多孔スロートの効果がほとんどないと言える。

一方 $x=60\text{mm}$ における二乗平均値を示した図7.4では、固体壁の場合風洞圧力比が約1.6まで単調に増加し、それより大きい圧力比ではかなりばらついている。

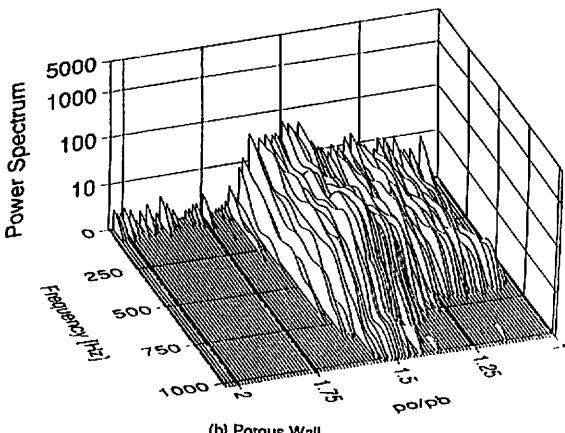
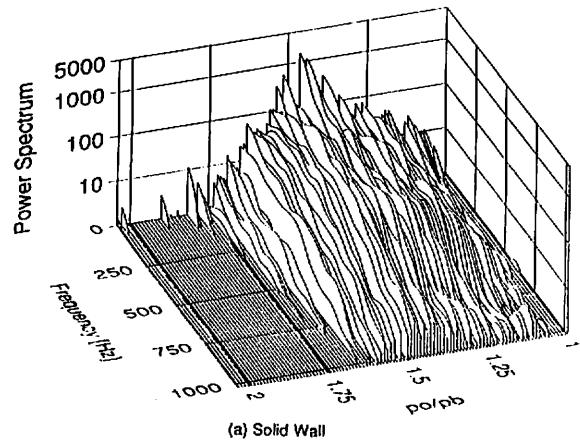


Fig.8.1 Power spectrum of wall pressure fluctuation at throat

これに対し、多孔スロートの場合は風洞圧力比約1.3まで増加した後、約1.6までほぼ一定の値を取り、それ以上でわずかに増加した後固体壁同様かなりばらついている。このように風洞圧力比が約1.7以上でばらつくのは、衝撃波と境界層の干渉によりはく離した流れが $x=60\text{mm}$ の位置においてかなり激しく変動しているためと考えられる。またこの圧力比の範囲では、遷音速ディフューザ内に存在する衝撃波はもはや一本の垂直衝撃波とはなり得ず、複数の衝撃波で構成されるいわゆる擬似衝撃波となっている。

3.4 静圧変動の周波数解析

図8.1～図8.4に各圧力測定点における圧力変動のFFT法によるスペクトル解析の結果を示す。図のZ軸はパワースペクトルを対数で表した値、X軸は風洞

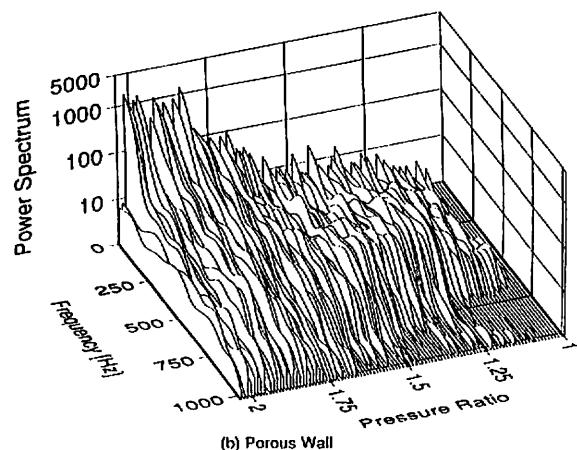
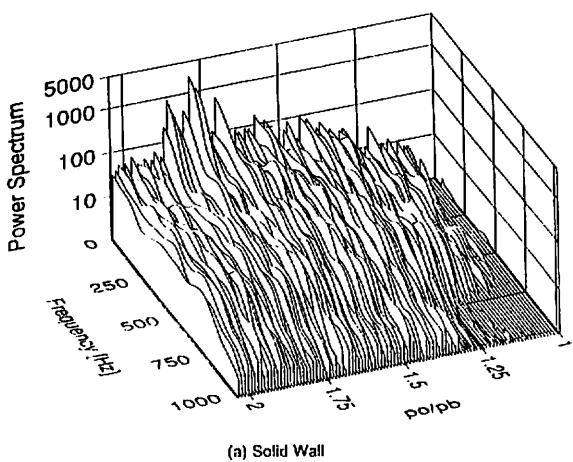


Fig.8.2 Power spectrum of wall pressure fluctuation at $x=15\text{mm}$

圧力比 ϕ 、Y軸は周波数である。図の(a),(b)はそれぞれ固体壁、多孔スロートを表している。図8.1(a),(b)はスロートにおける圧力変動のスペクトル分布である。図8.1(a),(b)共に顕著な卓越周波数は認められないが、多孔スロートのスペクトルの絶対値が固体壁に比べかなり小さくなっている。またそれぞれの場合の圧力変動に含まれる周波数成分の最大値は固体壁の場合約730Hz、多孔スロートの場合約650Hzとなっており、多孔スロートとキャビティによってわずかに高周波成分が減衰していることがわかる。図8.2(a),(b)はスロート下流15mmの位置におけるスペクトル分布で、両図の比較より多孔スロートとキャビティにより約700Hzから1kHzの高周波成分が著しく減衰していることがわかる。固体壁の場合 $x=15\text{mm}$ では風洞圧力比が約1.25の時、衝撃波がちょうど圧力測定点付近にあるためかなり高周波まで観測されている。これに対し、多孔スロートの場合圧縮領域が $x=15\text{mm}$ より下流にあるため、その振動の影響はキャビティを通して伝るため、これがダンパーの役割をして比較的高周波域が減衰したと考えられる。図8.3に示す圧力測定位置が30mmにおいても $x=15\text{mm}$ の場合と同様高周波成分がかなり減衰しているが、多孔スロートの場合風洞圧力比が約1.4より大きくなると衝撃波は多孔領域より下流に移動するため、多孔スロート及びキャビティの影響は小さくなり高周波成分が現れている。またいずれの圧力比においても多孔スロートのスペクトルの大きさは固体壁に比べてかなり小さくなっている。次に $x=60\text{mm}$ における圧力変動のスペクトル分布を図8.4に示す。図8.4(a),(b)より風洞圧力比が約1.7までは多孔スロートのスペクトルの高周波成分が固体壁に比べ減衰しているが、その減衰している範囲は他の測定位置に比べ狭くなっている。これはこの測定位置が多孔領域よりかなり下流にあるため、多孔スロートとキャビティの影響を受けにくく、多孔スロートの孔からでた擾乱が衝撃波直前の境界層に達し、これが衝撃波の振動の高周波成分を抑制したためであると考えられる。

4. 結論

本論文では翼面上に適用されるパッシブコントロールに用いられるキャビティを遷音速ディフューザのスロート近傍に適用し、これが衝撃波の振る舞いや流れ場の圧力変動に及ぼす影響を光学観察および流れ場の圧力変動から調べた。得られた結果を要約すると以下

の通りである。

- (1) 多孔領域上にマッハ波が現れている状態で多孔領域の下流端付近に圧縮領域が存在する圧力比の範囲は約1.24から1.33で、この圧縮領域が流れの変動特性に極めて有効に作用することが確認された。
- (2) 多孔スロートを用いることにより圧力変動の二乗平均値はスロート、スロート下流15mm, 30mm, 60mmのすべての位置で減少し、特に $x=15\text{mm}$ では66%減少した。このことより多孔スロートが流れ場の変動を抑制するのに極めて有効であることがわかった。
- (3) 多孔スロートは遷音速ディフューザ内に存在する圧力変動の中で約700Hzから1kHzの周波数域に対し減衰効果があることが確認できた。

参考文献

- (1) 松尾、圧縮性流体力学、(1994)、理工学社、p.236.
- (2) 生井・井上、粘性流体の力学、(1981)、理工学社、p.137.
- (3) S. Raghunathan and D.G. Mabey, Passive Shock-Wave/Boundary-Layer Control on a Wall-Mounted Model, AIAA J., Vol.25, No.2 (1987), pp.275-278.
- (4) D.C. McCormick, Shock/Boundary-Layer Interaction Control with Vortex Generators and Passive Cavity, AIAA J., Vol.31, No.1 (1993), pp.91-96.
- (5) 望月・他3名、境界層のパッシブコントロールが擬似衝撃波に及ぼす影響、日本機会学会論文集(B編), Vol.59, No.567(1993), pp.3445-3451.
- (6) G.E.A. Meier, Shock Induced Flow Oscillations, AGARD Proceedings on Flow Separation, No.168(1974).
- (7) C.P. Chen, et al., Shock-Wave Oscillations in a Transonic Diffuser Flow, AIAA J., Vol. 17, No.10(1979), pp.1076-1083.
- (8) 松尾・他3名、遷音速ディフューザの研究(第1報、二次元円弧ディフューザにおける衝撃波の挙動)、日本機会学会論文集(B編), Vol.52, No.481(1986), pp.3171-3175.
- (9) 松尾・他3名、遷音速ディフューザの研究(第2報、衝撃波の安定性に関する理論的検討)、日本機会学会論文集(B編), Vol.53, No.487(1987), pp.678-682.