



Title	音波による水噴流の制御に関する研究
Author(s)	木村, 一郎
Citation	大阪大学, 1983, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/34
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

音波による水噴流の制御に関する研究

1 9 8 3

木 村 一 郎

音波による水噴流の制御に関する研究

目 次

第 1 章	序 章	1
1.1	はじめに	1
1.2	従来の研究状況	2
1.2.1	基礎研究	3
(1)	二次元噴流	3
(2)	軸対称噴流	5
(3)	付着噴流	6
1.2.2	応用研究	6
(1)	付着形素子	7
(2)	乱流形素子	7
(3)	偏向形素子	8
1.3	本論文の目的と構成	8
	参考文献	10
第 2 章	噴流速度の制御	14
2.1	緒 論	14
2.2	実験装置および方法	16
2.3	噴流速度分布に及ぼす音波の影響	21
2.3.1	噴流中心流速	21
2.3.2	噴流速度分布	26
(1)	流れ方向における変化	26
(2)	噴流モデルとの比較	27
2.3.3	拡散係数	29

2. 4.	音波周波数とノズル出口平均流速に基づく	
	音波感応域における考察	32
2. 4. 1	音波感応域の傾向	32
2. 4. 2	音圧の影響	36
2. 4. 3	ノズル断面形状の影響	39
2. 5	結 論	47
	参 考 文 献	48
第 3 章	音波による乱れの挙動の統計的解析	49
3. 1	緒 論	49
3. 2	実験装置および方法	51
3. 3	乱れの挙動からの考察	53
3. 3. 1	乱れ強さの流れ方向への変化	53
3. 3. 2	乱れの周波数スペクトル	55
3. 3. 3	音波と乱れの相互相関	63
3. 3. 4	乱れの成長および減衰	68
3. 4	結 論	73
	参 考 文 献	75
第 4 章	付着噴流の制御	76
4. 1	緒 論	76
4. 2	実験装置および方法	78
4. 3	音波による付着噴流の静的挙動	82
4. 3. 1	ノズルー側壁構成条件による影響	82
	(1) 曲線側壁の場合	82
	(2) 短い直線側壁の場合	84
4. 3. 2	フローパターンの変化	86
	(1) 曲線側壁の場合	86

(2) 短い直線側壁の場合	91
4.4 受流口要素をもつ基本構成素子の音波による動的挙動	96
4.4.1 出力圧応答波形	96
(1) 曲線側壁の場合	96
(2) 短い直線側壁の場合	98
4.4.2 応答時間の確率モデル	98
4.4.3 応答時間の統計的推測からの考察	105
(1) 曲線側壁の場合	105
(2) 短い直線側壁の場合	113
4.5 結 論	120
参 考 文 献	122
第 5 章 総 括	123
謝 辞	127

使 用 記 号

- A : 音波信号の振幅
 AR : アスペクト比
 B : 音波と等しい周波数の流速乱れ信号の振幅
 $b_{1/2}$: 半 値 幅
 D : オフセット
 $F(t)$: 応答時間の確率分布関数
 $f(t)$: 応答時間の確率密度関数
 f_s : 音波周波数
 g : $= 20 \log (\overline{u_f^2} / \overline{u_n^2})^{\frac{1}{2}}$
 H : ノズル高さ
 $I(u)$: 乱れ強さ ($= \sqrt{\overline{u^2}} / U$)
 L : 直線側壁の長さ
 L_1, L_2 : ノズル拘束板の長さ と 幅
 ℓ_E : 入口長さ (inlet length)
 m : 尺度のパラメータ
 $n(t)$: 音波周波数に等しい乱れ以外の乱れ成分
 $p(t)$: 受流口での出力圧信号
 R : 曲線側壁の半径
 $R(\tau)$: 規準化相互相関関数
 Re : レイノルズ数
 R_p : 相関値 ($= R(\tau_p)$)
 St : ストローク数
 SPL : 音圧レベル

$s(t)$: 音波信号

t : 時間

t_a : 出力圧信号が初期値の 90 % に下がるまでに要する応答時間

t_s : 出力圧信号が最終値の 10 % に達するまでの応答時間

U : 流速の時間平均

U_c : 噴流中心流速

U_{cn} : 音波を作用させない状態での噴流中心流速

U_{cm} : $U_0 = 2.38 \text{ m/s}$ のときの噴流中心流速

U_{c0} : ノズル出口での噴流中心流速

U_0 : ノズル出口平均流速

u : 流速の変動成分

u_f : 作用させた音波と等しい周波数の乱れ成分

u_n : 音波を作用させない場合の全周波数範囲を含む乱れ成分

W : ノズル幅

W_c : ノズル出口から側壁までの距離

X : ノズル出口から噴流中心線に沿う距離

X_0 : ノズル出口から仮想原点までの距離

(X_r, Y_r) : 受流口の中心位置

Y : X 軸に直角方向の距離

α : 形のパラメータ

$\beta(t)$: 瞬間切り換え率

γ : 位置のパラメータ

θ : 噴流偏向角

ν : 動粘性係数

- σ : 拡散係数
- τ : 遅延時間
- τ_a : 出力圧信号が初期値の 90 % から 10 % まで下がるに要する応答時間
- τ_s : 出力圧信号が最終値の 10 % から 90 % に達するまでの応答時間
- τ_p : 音波信号が流速乱れ信号に変換されるに要する時間
- τ_t : 音波によって噴流内に導入された乱れの流れ方向への伝播時間
- $\Delta\tau$: 遅延時間 τ の分解能
- $\phi_{su}(\tau)$: 音波信号と流速乱れ信号の相互相関関数
- $\phi_s(\tau)$: 音波信号の自己相関関数
- $\phi_u(\tau)$: 流速乱れ信号の自己相関関数
- ω_s : 音波の角周波数

第 1 章 序 章

1.1 はじめに

20 世紀になって近代工業の大規模化に伴い、流体のメカニズムが複雑で高度な制御を可能にした。それ以来、流体制御技術は発展を続け、特に最近では、例えば産業用ロボットに代表されるメカニカルオートメーション、石油、製鉄、化学などのプロセス工業、自動車、船舶、航空機などの交通機関、発電所、污水处理装置、水道、ガスなどの公共機関、人工心臓などの医療機器、宇宙および海洋開発関係など、広範囲にわたる分野で利用されている。

将来の科学技術の急速な発展が予想されるいま、この技術の有用性はますます高まると思われる。また、様々な分野での要求の多様化に対処するためには、種々の制御技術の特長を生かした役割分担が必要であると共に、応用分野拡大のためにも、特徴ある機能をもつ多種多様の流体制御技術の開発が望まれる。

特に、噴流、渦などの流体特有の現象を利用した、新しい流体制御技術として発展したフルイディクスは、エレクトロニクスと対比できるような増幅・論理の機能をもつと共に、耐環境性、防爆性、信頼性などの優れた特長をもつことから、その発展が期待され、計測・制御システムへの応用を目的として噴流、管路などの基礎研究および素子、センサ、回路などの応用研究が盛んに行われ、すでに実用化されたものも多い。

最近、アメリカでは層流形素子による流量計¹⁾、レートセンサ²⁾、特殊な環境下での通話システムへの応用³⁾、西欧では渦流形素子を用いた核燃料再処理プラント用ポンプや下水流量調節弁などの大流量制御技術であるパワーフルイディクス⁴⁾、東欧では側壁付着形素子をアクチュエータとして用いる、心臓手術の際のバイパス血液循環システム⁵⁾、中国では流体発振器による眼球硝子体切除手術に用いるカッター⁶⁾、そして日本ではコアンダ効果のエアコンへの応用⁷⁾、などとエレクトロニクスの追随でなく、流体素子技術の特色をうまく利用した実用研究が次々に発表された。

さらに、流体を利用する技術分野が非常に広いことから、新しい技術の発展に

対応した対象を積極的に見い出そうという動き^{8), 9)}もあり、特にセンサやパワーフルイディクスの分野でのこの技術の有用性は大きいと考えられる。

このような流体制御技術の応用分野の一つとして、海洋開発に関連する技術への応用がかねてから期待されていた。特に我が国のような周囲を海で囲まれた小さな島国においては、資源、エネルギー、空間の利用における海洋開発は重要課題であることはいうまでもないことで、一步一步の新しい技術の積み重ねが必要である。

このような人間が到達し難い厳しい環境下では遠隔制御技術が海水中における計測・制御の手段として、きわめて重要な意味をもつと考えられる。しかし、空気中での遠隔制御に用いられる電磁波は、水中では減衰がきわめて大きく、現在水中では、減衰が小さい音波が主に活用されている。

また、海洋開発関連技術に関する最大の障害は水深による巨大な水圧であるが、噴流の挙動を利用した流体制御技術は、その動作原理から水深の影響を受けない。しかも、噴流は流体素子の基本要素の一つであるばかりか、海中移動体のジェット推進^{10), 11)}にも用いられる。

このような観点から、音波による水中での水噴流の挙動を明確にし、その遠隔制御の可能性を検討することが、応用分野拡大のための新しい流体制御技術の開拓の面からも急務であると考えられる。しかし、現状では、この種の基礎的資料が不足しているため、いまだに実用化の手がかりが得られていない。

一般に、噴流はそれ自体と周囲条件とが同一流体である場合と相異なる流体である場合とに分けることができるが、ここでは上述の問題点を考慮し、次節において、空気を含めた音波による同一流体中に噴出する噴流のみに着目し、その基礎と応用に関する従来の研究状況を明らかにし、それらの問題点を指摘する。

1.2 従来の研究状況

音波による噴流の挙動は、つぎのような見地から重要であると考えられる。

a) 流体素子における耐環境性の立場から考えると、音波は外部ノイズとして扱われ、アナログ素子では精度上、そしてデジタル素子では誤動作の原因とな

る。

b) 音波を制御媒体とすれば、流体素子の遠隔制御あるいはセンサなどが可能である。

c) 噴流の挙動それ自体を利用すれば、船におけるサイドスラストのような効果が得られるので、水中物体の遠隔制御の可能性はある。

d) スピーカを電気信号で駆動することを利用すれば、インターフェイス機器として重要な電気一流体変換器にもなる。

このような立場から、本節では噴流および付着噴流に及ぼす音波の影響の基礎研究とその流体素子としての応用研究について、従来のものの概要を述べる。

1.2.1 基礎研究

1854年にLe Conteがガス燈の炎がチェロの音に応答して、ゆらぐ現象を観察したのが、噴流に及ぼす音波の影響の最初の報告であるといわれている。それ以来、これらの問題は流体力学および音響学における分野での興味ある問題として研究されてきた。また、最近問題となったフルイディクスの立場からも基礎研究が進められた。

ここでは、特に注目されている、これまでの研究を二次元噴流、軸対称噴流および付着噴流に分けて、それらの概要を説明する。

(1) 二次元噴流

フルイディクスの代表的素子である噴流偏向形素子と側壁付着形素子の基本原理とみなされる点は、それぞれ制御噴流による主噴流の偏向と切り換えである。一般に、素子は平板で上下拘束されており、その噴流は矩形断面ノズルから噴出する二次元噴流である。したがって、音波による二次元噴流の挙動を明確にすることは、噴流ひいては流体素子を音波によって効果的に制御するために重要な課題である。

これまでの研究では、層流から乱流への遷移のメカニズムを明らかにするために、空気を対象とした二次元噴流の安定性および遷移過程を検討した報告^{12), 13)}がある。

それらの実験において、流れの中に弱い速度変動を誘起させるための手段として音波が用いられた。この問題に対し、Sato¹²⁾は、音波周波数が噴流の中に自然に存在する速度変動の周波数に一致するとき、特に乱れ強さの変化が顕著であるという興味ある結果を報告している。

また、Sato と Sakao¹³⁾は噴流の半値幅 b と噴流中心流速 U_c によるレイノルズ数 $R_b (= U_c b / \nu)$ と無次元化された角周波数 $\omega (= 2 \pi f b / U_c)$ に基づく領域で、理論的な中立安定曲線を実験値と比較し、噴流の拡がりを考慮した場合、平行流の結果よりもよく合うことを指摘した。

しかし、これらの研究では、その目的が流れの遷移の追究ゆえに、自然に存在する乱れを極力抑えており、初期乱れ強さは 0.1 % 以下である¹²⁾。一方、噴流を利用した流体素子での初期乱れ強さは、大型素子の場合 1 ~ 2 %¹⁴⁾であり、本研究でも第 2 章で示すように約 2 % である。それゆえ、ここで対象としている噴流を利用した新しい流体制御技術の実用化に対しては、その適用性に疑問が残る。

フルイディクスの分野における応用を考慮して、二次元空気噴流を対象とした基礎的研究を行ったのは Fine¹⁵⁾、Roffman と Toda¹⁶⁾ および筆者ら¹⁷⁾である。

Fine¹⁵⁾は噴流の感応域が低レイノルズ数（ほぼ 200 ~ 400）で低ストローハル数域（ほぼ 0 ~ 0.1）に位置することを指摘した。

Roffman と Toda¹⁶⁾は高レイノルズ数（4350, 8700）での最大感応周波数は一定であり、この原因は実験装置の共鳴条件に起因するとし、逆に低レイノルズ数域（2500 以下）では最大感応周波数とレイノルズ数とは比例関係にあるという、高レイノルズ数の場合の結果と相反する結果を得た。

また、筆者ら¹⁷⁾はカルマン渦発生法により噴流内に特定の周波数の乱れ成分を加えた場合について検討し、その周波数あるいは倍調波の音波の影響を強く受けることを実証した。これは前述の Sato の結果¹²⁾に類似している。

このように、結果はそれぞれ異なるが、音波周波数（またはストローハル数）と噴流速度（またはレイノルズ数）のある感応条件を選べば、噴流速度分布を音波によって大きく制御できることが実証されたことで、上述の研究は評価されるものである。しかし、感応周波数条件の違いの原因を明らかにするには、データ

が不足している。

水中での二次元水噴流については、空気噴流の場合に比較して研究例がきわめて少ないが、Chanaud と Powell¹⁸⁾ はダイヤフラムを機械的に振動させることにより、約 6.7 Hz までの低周波数の攪乱を低レイノルズ数の噴流に作用させ、その安定性を調べ、実験的に中立安定曲線を得た。しかし、その周波数範囲が非常に低周波数域に限定されているため、音波による水噴流の挙動を理解するには不十分であり適用性に乏しい。

(2) 軸対称噴流

一般に、流体素子のうちで乱流形素子は、多くの場合、軸対称噴流が用いられる。この素子は入力によって主噴流が層流から乱流へ遷移することを利用したものである。したがって、入力として音波を用いて層流噴流を乱し乱流噴流へ移行させれば、音波制御式の乱流形素子が可能となる。

流体力学的には、空気を用いた Becker と Massaro¹⁹⁾、Vlasov と Ginevsky²⁰⁾ の研究がある。

Becker と Massaro¹⁹⁾ は、レイノルズ数 10^4 以下では、レイノルズ数に対する最大感応周波数の特性が階段上の周波数選択性を示し、これらのうち、最も低い音波周波数はヘルムホルツの式から計算されたノズルの共鳴周波数にはほぼ一致することを指摘した。この傾向は、前述の二次元噴流の結果の一部¹⁶⁾ に一致する。

この研究は音波によって噴流を効果的に制御するためのノズル形状の設計指針を与えたことで、フルイディクスへの適用が可能であり、その意味で評価できる。

Vlasov と Ginevsky²⁰⁾ はレイノルズ数 6.5×10^3 から 5.2×10^5 の範囲での乱流噴流について検討し、つぎのような非常に興味深い結果を得た。

a) ストローハル数 0.2 から 1 の範囲では、乱れが増加し、噴流中心流速は減少する。

b) 比較的低レイノルズ数 (6.5×10^3) では、ストローハル数 1 から 5 の範囲で、逆に乱れが減少し、噴流中心流速は増加する。

前述(1)の Fine¹⁵⁾ は軸対称噴流についても検討し、その感応周波数域は 50 ～

4,000 Hz にわたることを実験的に示した。

以上のように結果がそれぞれ異なるのは二次元噴流の場合と同様である。

(3) 付着噴流

付着噴流に及ぼす音波の影響については、そのほとんどがフルイディクスを対象としたものである。このような研究の中で、直線側壁を用いたのは Weinger²¹⁾, Belsterling と Martinez²²⁾ および筆者ら¹⁷⁾である。いずれも音波条件（音圧，周波数）によって付着点距離が変化することを実証しているが、音波の作用によって切り換わる付着形素子を目標とするならば、非付着噴流から付着噴流あるいはその逆のような大きな変化が必要であろう。

付着噴流に及ぼす音波の影響について、最初に系統的に検討したのは Rockwell と Toda²³⁾である。彼らは円弧状の曲線側壁を用いて、レイノルズ数域によって音波による付着噴流の挙動が異なることを実証した。しかも、音波周波数とレイノルズ数条件によっては、非付着噴流から付着噴流への大きな変化が得られ、直ちに流体制御技術に適用できる。しかし、逆の付着噴流から非付着噴流への変化は得られていない。

一方、Chang²⁴⁾らは、音響学の分野において、円柱壁面に沿って流れる空気噴流（レイノルズ数 1.44×10^4 ）について検討した。しかし、その音波による変化が壁面からの剝離点が移行するだけの小さなものであるので、本研究のような立場での実用化は困難である。

以上、付着噴流に関しては、すべて空気噴流を対象としており、本研究の第4章で述べる以外には、水噴流を対象とした研究はみあたらない。

1.2.2 応用研究

ここでは流体素子のうち特に具体的には、噴流の挙動を利用した付着形素子と乱流形素子および偏向形素子に関する研究に分けて説明する。

(1) 付着形素子

流体素子を制御噴流でなく音波で制御しようと最初に試みたのはGotttron²⁵⁾ (1964年)であろう。翌年には、Unfried²⁶⁾も音波によって側壁付着形素子を切り換えることが可能であることを実証した。

これらの初期の研究は音波によってデジタル素子の制御が可能であることを示しているが、素子の幾何学的条件が不明確であると共に、切り換えのメカニズムに対する検討が不足している。

その後、1.2.1項で述べたように、原点に返って側壁付着形素子の基本である付着噴流に関する基礎研究が行なわれたのは、それだけ音波によって効果的に制御するための条件および現象の解明が難しい問題であることを示唆しているように思われる。

(2) 乱流形素子

この基本原理は音波による層流噴流から乱流噴流への移行のみであるから、付着噴流ほど複雑な現象ではなく、応用例も多い。

音波による乱流形素子の基本特性を検討したのは、Bell²⁷⁾、野本、島田、石井²⁸⁾そしてRankinとSridhar^{29, 30)}である。

Bell²⁷⁾は数種類の素子を用いて、実験的に音波感応域を求め、野本ら²⁸⁾は周波数、ノズルダクト間隔および供給圧の条件を変えて、その特性を調べた。

RankinとSridhar^{29, 30)}は円筒で遮蔽された乱流形素子の基本的特性を詳細に調べ、最大感応周波数が遮蔽部の共鳴周波数に一致することを指摘した。

Beeken^{31), 32)}はエッジトーン発振器と乱流形素子からなるフルイディク・イヤ (Fluidic Ear) と呼ばれる超音波センサの興味ある応用例として、フォトセルの音響的アナロジー、精密な位置測定のためのフルイディク干渉計、電一空変換器などを報告した。

河村と樽谷^{11), 33)}は、フルイディクスによる海中移動体の方向制御系に関する研究の一環として、前述の空気圧用開発されたフルイディク・イヤを超音波追尾用センサとして用い、水中でも超音波に感応することを実証した。これはまだ安定性、

信頼性のうえで問題があるが、海洋開発関連技術への最初の試みとして注目に値する。

(3) 偏向形素子

フルイディクスを対象とした基礎的研究は、そのほとんどが音波を外部ノイズとして扱う耐環境性対策の立場もうたっているが、特にその角度から検討したのは、Koppen と Franke³⁴⁾である。彼らはジェットあるいはロケットエンジンの構成要素として偏向形比例素子が用いられることを考慮し、それらに似た周波数スペクトルをもつ音源を用いて素子の特性を調べ、音波（ノイズ）によって入力抵抗が増加することを指摘した。

1.3 本論文の目的と構成

前節で述べたように、従来の研究では噴流を音波によって効果的に制御するための条件およびその挙動のメカニズムの解明などの基礎研究が不十分であり、まして水噴流に関して利用しうる資料はほとんどないのが現状である。

そこで、本研究では水中での音波による水噴流の制御の可能性、ならびにその挙動の要因を明確にすることにより、流体制御要素に対する基礎技術の一つの土台を固め、応用範囲の拡大をはかることを目的とする。

図1-1に本論文の研究内容の主な流れ図を示す。第1章の序章につづき、第2章では音波による二次元水噴流の基本的挙動を実証するために、特に噴流速度分布に及ぼす影響を実験的に検討する。さらに、ノズル出口平均流速と音波周波数に基づく音波感応域から、噴流を音波によって効果的に制御するために必要な音波、流れならびに構成などの諸条件の明確化を進める。

第3章では、音波による二次元水噴流の挙動の基本的現象を解明するために、音波による乱れの挙動を統計的手法を用いて検討する。

以上の基本特性を基に、第4章では実用化の布石として、まず音波による付着噴流の静的挙動について調べる。つぎに、受流口要素をもつ基本的構成素子の制御の可能性について検討を試みると共に、その応答時間の統計的推測から、音波

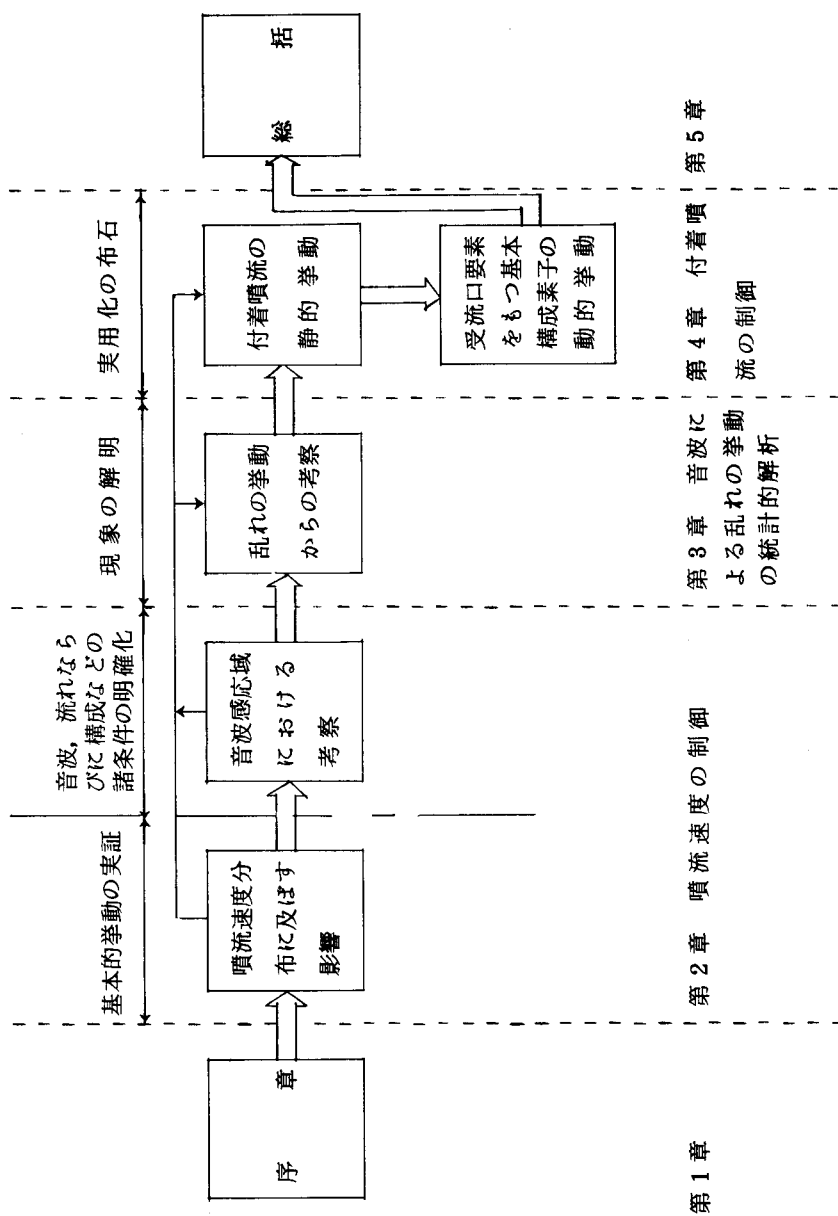


図 1-1 研究内容の主な流れ図

による付着水噴流の動的挙動の基本的現象を考察する。

最後に第 5 章では、以上を総括し、本研究で得られた重要な結果をまとめると共に、今後の展望について述べる。

参 考 文 献

- 1) S. Kumar and C. Sivaran : An LPA Flowmeter for Hydraulic Fluids, Proc. ASME 20th Anniversary of Fluidics Symposium, Chicago, 23/30 (1980).
- 2) C. L. Abott and T. B. Tippets : Development of an Electro-fluidic Rate Sensor Using a Laminar Jet to Sense Rate, Proc. ASME 20th Anniversary of Fluidics Symposium, Chicago, 65/72 (1980).
- 3) T. M. Drzewiecki : A Fluidic Audio Intercom, Proc. ASME 20th Anniversary of Fluidics Symposium, Chicago, 89/94 (1980).
- 4) 和田 : 最近のフルイデックス — ヨーロッパでの見聞を中心に一機械の研究, 32-2, 41/45 (1980).
- 5) K. Gorzynska and Z. Wanski : Fluidic Power Element in Bypass Blood Circulatory Device, Proc. 8th Jablonna Fluidics Conference, Bucharest, 2-6.8 (1980).
- 6) Y. O. Chen, L. H. Yu, Z. Q. Hua and P. D. Li : Fluidically Controlled Vitreous Infusion-Suction-Cutter, Proc. ASME 20th Anniversary of Fluidics Symposium, Chicago, 9/11 (1980).
- 7) M. Nawa, Y. Takahashi, N. Sugawara and H. Hanafusa : Fluidic Air Deflecting Devices for Air Conditioners, Fluidics Quarterly, 13-1, 47/58 (1981).
- 8) 宮田他 : フルイデックスに関連のある流体利用技術 (その1), 油圧と空気圧, 11-5, 263/268+281 (1980).
- 9) 高森他 : フルイデックスに関連のある流体利用技術 (その2), 油圧と空気圧, 12-1, 15/21 (1981).
- 10) たとえば, 合田 : 海洋工学入門, 講談社 (1969).
- 11) 河村, 樽谷, 福沢 : フルイデックスによる海中移動体の方向制御系, 第8回フルイデックスシンポジウム講演論文集, B 3, 86/90 (1973).

- 12) H. Sato : The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet, J. Fluid Mech., 7-1, 53/84 (1960).
- 13) H. Sato and F. Sakao : An Experimental Investigation of the Instability of a Two-Dimensional Jet at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., 20-2, 337/352 (1964).
- 14) R. W. Gray and J. L. Shearer : Effects of Upstream Disturbances on the Spreading of Large Fluid Amplifier-Type Jets, Trans. ASME, Ser. D, 53/60 (1971).
- 15) J. E. Fine : Schlieren Observation of the Effects of Sound Injected into the Power Nozzle of a Helium-into-Air Jet, Proc. Fluid Amplification Symposium, 4, 17/27 (1965).
- 16) G. L. Roffman and K. Toda : A Discussion of the Effects of Sound on Jets and Fluoric Devices, Trans. ASME, Ser. B, 91-4, 1164/1167 (1969).
- 17) 木村, 米持, 野中 : 二次元噴流におよぼす音波の影響について, 第10回フルイディクスシンポジウム講演論文集, A 3, 11/16 (1975).
- 18) R. C. Chanaud and A. Powell : Experiments Concerning the Sound-Sensitive Jet, J. Acoust. Soc. Am., 34-7, 907/915 (1962).
- 19) H. A. Becker and T. A. Massaro : Vortex Evolution in a Round Jet, J. Fluid Mech., 31-3, 435/448 (1968).
- 20) Y. V. Vlasov and A. S. Ginevsky : Acoustic Effect on Aerodynamic Characteristics of a Turbulent Jet, Air Force Systems Command Foreign Technology Division, FTD-MT-24-232-68 (1968).
- 21) S. D. Weinger : The Effects of Sound on a Reattaching Jet at Low Reynolds Numbers, Proc. Fluid Amplification Symposium, 4, 29/46 (1965).
- 22) C. A. Belsterling and E. Martinez : Fluidics at Giannini/Conrac, Fluidics Quarterly, 1-1, 57/70 (1968).

- 23) D. O. Rockwell and K. Toda : Effects of Applied Acoustic Fields on Attached Jet Flows , Trans. ASME, Ser. D, 93-1, 63/73 (1971).
- 24) P. K. Chang, M. J. Casarella and W. J. Keltnhofer : Effects of Sound on the Incompressible Jet Flow over a Curved Wall (Coanda Flow), J. Acoust. Soc. Am., 42-4, 908/909 (1967).
- 25) R. N. Gotttron : Acoustic Control of Pneumatic Digital Amplifiers, Proc. Fluid Amplification Symposium, 1-2, 279/292 (1964).
- 26) H. H. Unfried : Experiment and Theory of Acoustically Controlled Fluid Switches, Proc. Fluid Amplification Symposium, 2-1, 113/127 (1965).
- 27) A. C. Bell : The Turbulence Amplifier, Static and Dynamic Characteristics, Fluidics Quarterly, 7-4, 1/52 (1975).
- 28) 野本, 島田, 石井 : 超音波流体制御素子について, 第1回純流体素子シンポジウム資料, 41/46 (1966).
- 29) G. W. Rankin and K. Sridhar : An Investigation of the Dynamic Response of an Acoustically Controlled Turbulence Amplifier, Proc. 6th Cranfield Fluidics Conference, B-1 (1974).
- 30) G. W. Rankin and K. Sridhar : Static Characteristics of Shrouded Acoustically Controlled Turbulence Amplifiers, Trans. ASME, Ser. I, 98-3, 476/482 (1976).
- 31) B. B. Beeken : An Acoustic Fluidic Sensor for Use in Industrial Applications, Fluidics Quarterly, 2-3, 53/61 (1969).
- 32) B. B. Beeken : Long-Range Fluidic Acoustic Sensor, Fluidics Quarterly, 5-2, 18/30 (1973).
- 33) 河村, 樽谷 : フルイディクスによる海中移動体の方向制御系 (第2報)
— フルイディク超音波センサー, 機械技術研究所所報, 33-5, 13/23 (1979).

- 34) E. C. Koppen, Jr. and M.E. Franke : Effects of Environmental Noise on Vented Proportional Amplifiers, Proc. 3rd Cranfield Fluidics Conference, L-1, (1968).

第2章 噴流速度の制御

2.1 緒 論

音波が水噴流に影響を及ぼすとすれば、ある過程を経て、最終的に噴流速度の変化として現われるであろう。しかし、これらの現象はノズル形状や流れの状態などの条件とそれに対応する音波の条件により異なると共に、噴流の流れ方向の各位置によって、その変化には相違があると推察される。したがって、水噴流を音波によって効果的に制御するためには、その基本的挙動としての音波による噴流速度の変化を十分に把握すると共に、その目的に対応した最適な条件を選定することが必要である。

しかし、第1章で述べたように、従来の噴流に関する研究では感応周波数一つをとってみても、矛盾あるいは相反する結果が得られており、特に水噴流については利用しうる基礎的資料が極端に不足している現状である。

そこで本章では、二次元水噴流を対象に音波によるその基本的挙動を把握し、さらに音波、ノズル出口流速およびノズルの幾何学的構成などの諸条件を明確化することを目的とする。

図2-1に本章の構成の流れ図を示す。まず本節の緒論につづき、2.2節では実験装置の概要およびその方法について述べる。

2.3節では、音波による噴流の基本的挙動を実証するために、音波周波数と噴流中心流速の関係を示し、さらにその傾向をより明確にするために、可視化によるフローパターンの変化を観測すると共に、音波による噴流速度分布の流れ方向の変化について実験的に検討する。

特に噴流速度分布については、Görtlerの噴流モデルと比較検討し、噴流の拡散係数の変化について考察することにより、噴流速度分布の相似性を検討すると共に、音波の作用により得られる水噴流の挙動の諸現象を解明する糸口をさぐる。

2.4節では、噴流のノズル出口平均流速とそれに対応する音波周波数との関係から音波感応域を実験的に求め、その傾向を考察すると共に、音圧およびノズル断面形状の影響について、特に音波感応域の比較から検討する。これにより、水

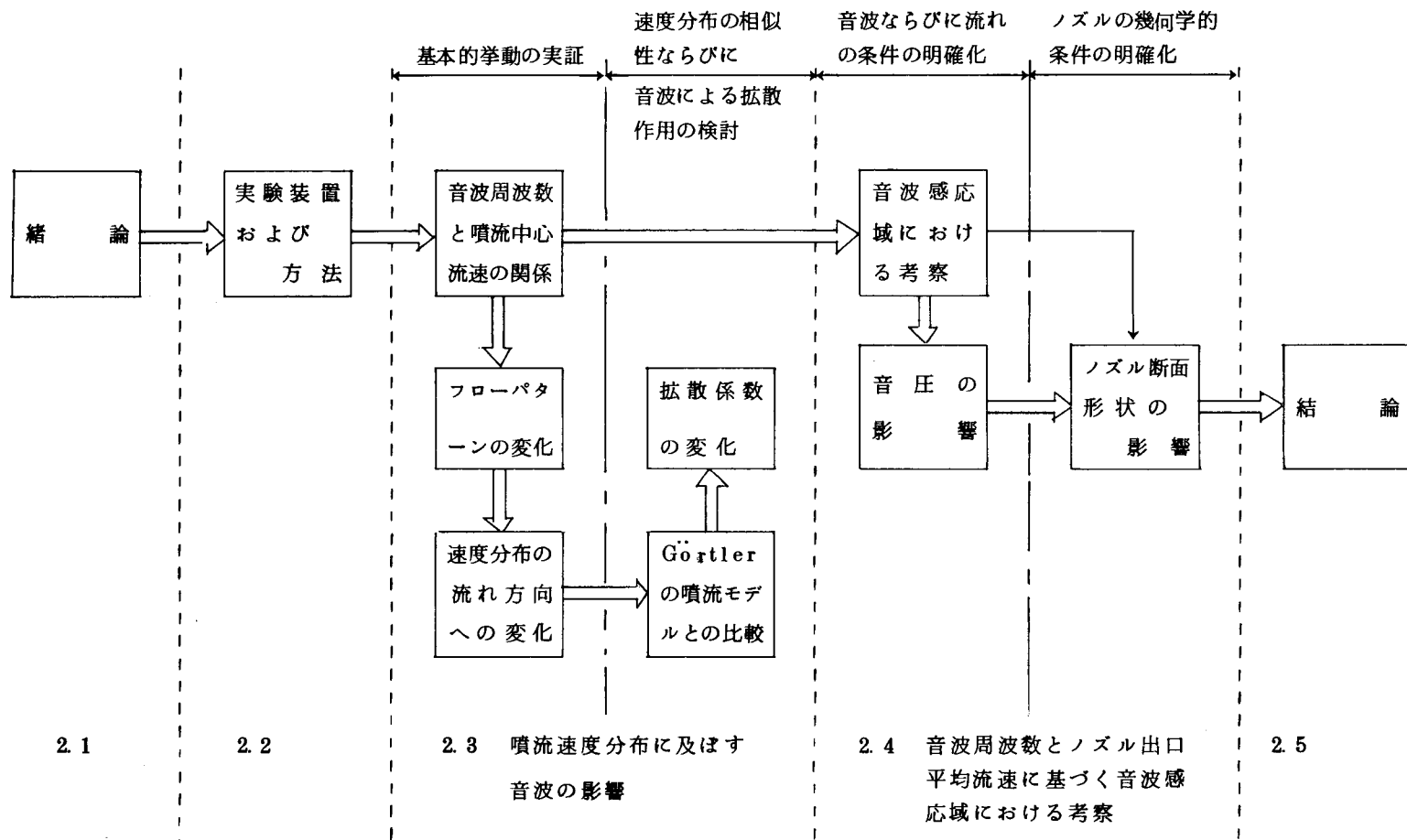


図 2-1 第 2 章の流れ図

噴流を音波によって効果的に制御するための音波，流れの条件およびノズルの幾何学的構成条件の明確化をはかる。

最後に 2.5 節では，本章で得られた結果を総括して述べる。

2.2 実験装置および方法

図 2-2 に実験装置の概要を示す。ただし，上の図は実験装置を上から見たものである。供試ノズルはアクリル樹脂製の水槽（ $720 \times 1,000 \times 510\text{mm}^3$ ）内水深 220mm （ノズル中心軸から水面までの距離）のところに設置し， $L_1 = 730\text{mm}$ ， $L_2 = 300\text{mm}$ の板で上下拘束している。

作動流体として水を用い，脈動を抑制するため，いったん容積 45 l の貯蔵タンクにためる。このタンクに一定の空気圧力（約 300 kPa ）をかけることにより，加圧水を供試ノズルに送る。なお，流量はあらかじめ校正されたロータメータにより測定した。また，水面を一定に保つために水槽の一方の壁に水面高調節用堰を設けてあるので，オーバーフローした水は外へ流出する。

水中スピーカは発振器（ファンクション・ジェネレータ）とパワーアンプで駆動した。また，図示のように，噴流に対し音波が垂直に作用し，しかも X 軸上では，ノズル出口での音圧が最大となるようにスピーカを設定した。

これは，音波をノズル出口付近の小さな領域に局所的に作用させたときのみ，噴流は感応的であるという報告¹⁾を参考にし，音波を最も効果的に噴流に作用させるためである。しかも，本論文の第 3 章の音波と乱れの相互相関からも，音波は噴流の各点に同時に影響を与えるのではなく，音波の作用により上流の噴流内に生成された乱れが流れ方向へ伝播することが実証されている。

なお，このスピーカの最大出力の音圧レベル（SPL）は実測周波数範囲（ $180 \sim 2,000\text{ Hz}$ ）内で 130 dB （基準音圧 $20\text{ }\mu\text{Pa}$ を 0 dB とする）以上であった。

水中スピーカは水槽の壁に固定してあるが，その振動が水槽に伝わり噴流に影響を及ぼすことを避けるため，水槽とスピーカの固定部にゴムをはさみ，防振効果をはかった。

また，噴流に影響を及ぼす音波周波数でスピーカを駆動し，その前面にスポン

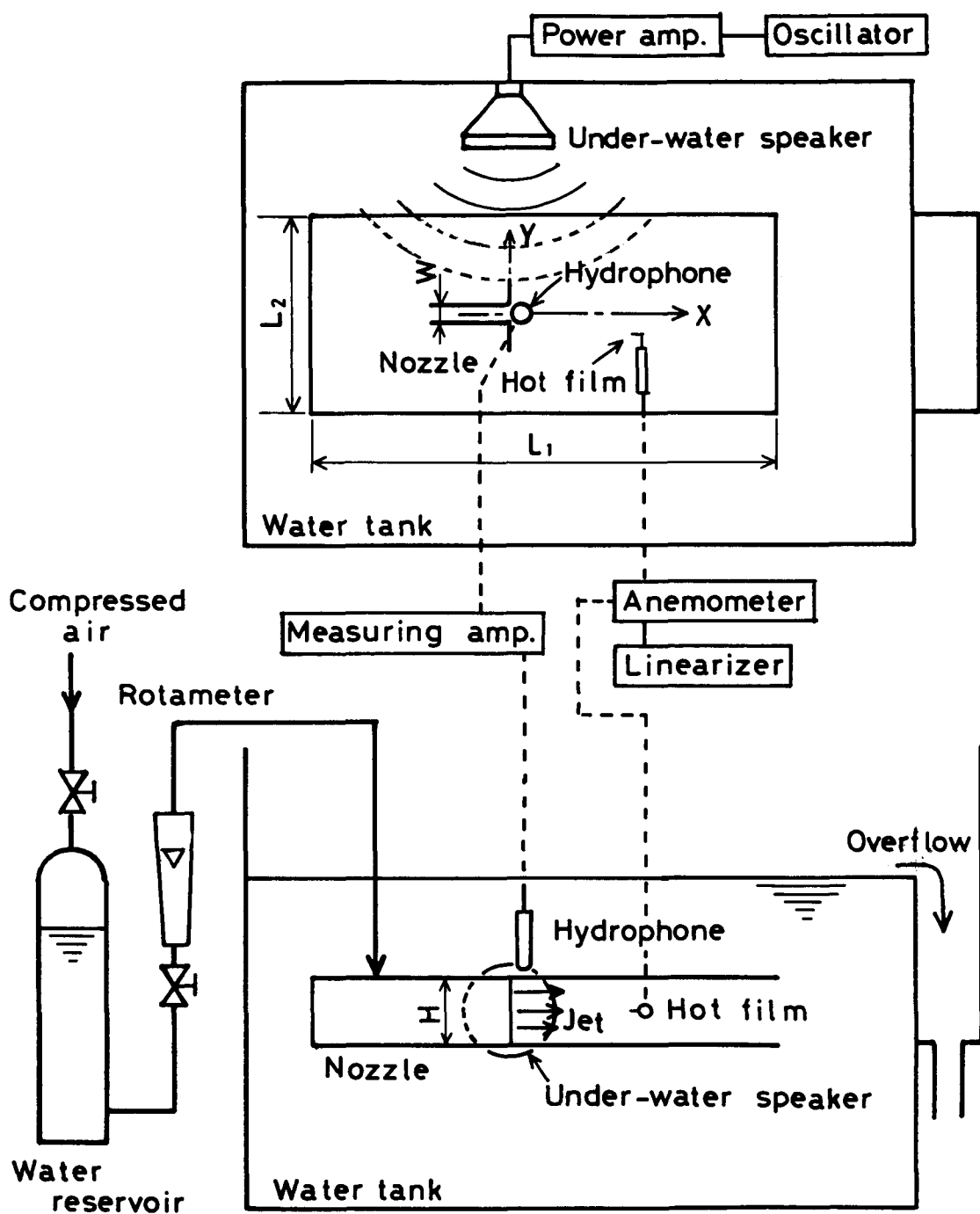


図2-2 実験装置の概要

ジを設定した。これにより，その周波数の音波を吸収させ，スピーカを駆動していても音波が噴流に作用しない状態で，その影響を調べた結果，噴流は音波を作用させない場合と同じであり，振動の影響がないことを確めた。

音圧は図示のように，ノズル出口付近の一定位置（上側拘束板の上方）に設けた水中マイクロホン（ハイドロホン）により測定した。なお，この設定位置と流れのない状態でのノズル出口付近の位置との SPL の差は実測周波数範囲内で 1 dB 以内であった。その程度の音圧の差は特性にはほとんど影響を及ぼさないが，ノズル出口付近の位置での音圧が一定となるように調整した。

本実験では，スピーカの性能上，各周波数で得られる最大音圧の実測周波数範囲内での最低値が $SPL = 130$ dB であること，および 2.4.2 項（音圧の影響）で述べるように 130 dB 以下の条件では $SPL = 130$ dB で，音波感応域は最も広く，音波の影響も強いことを考慮し，第 2 章から第 4 章を通して音圧の実験条件は主に $SPL = 130$ dB とした。

流速の検出にはホットフィルム流速計を用い，リニアライザにより直線化を行った。ホットフィルム・プローブは微動装置によって， X ， Y 方向に移動可能である。

また，流れ現象の全体の様子を観察するため，市販の水溶性インクを用いて流れの可視化を行った。水性インクの注入管として内径 1mm の注射針をノズル出口の両側に設置した。なお，噴流に攪乱を与えないように，水性インクの入ったヘッドタンクの高さあるいはコックの開度を適当に調節して，水性インクを噴流中に流出させた。

図 2-3 は上述の水中マイクロホン設定位置での暗騒音（back ground noise）を示す。すなわち，これは音波を作用させない状態での音圧レベルである。横軸はノズル出口平均流速 U_0 で，縦軸は音圧レベル（SPL）である，流れのない状態（ $U_0 = 0$ ）では $SPL = 74.5$ dB であり， U_0 の増加に伴い，噴流のノイズや水槽からのオーバーフローの音などのため，わずかに音圧は増大するが $U_0 = 2.0$ m/s で，たかだか $SPL = 80$ dB である。

本実験では主に $SPL = 130$ dB としているので，50 dB もの差がある上に，

2.4.2 項（音圧の影響）で述べるように 110 dB 以下の音圧では噴流にはほとんど影響を及ぼさない。したがって、本実験での暗騒音は十分小さいと考えられる。

図 2-4 は流れのない状態で、ノズル出口から噴流中心線（ X 軸）に沿って水中マイクロホンで測定した音圧分布の一例を示す。ただし、水中マイクロホンの外径が 21mm と大きいため、測定位置 X はその中心を示す。また、音波周波数 f_s は本研究で用いた 190 Hz、450 Hz および高い周波数として 1,000 Hz を任意に選んだ。

図 2-2 に示したように水中スピーカの中心は Y 軸と一致しているので、音圧はノズル出口で最も大きく、 X 方向に行くにつれ徐々に小さくなる。一般に、この

ような水槽内では、音源からの直接音と、水槽の壁、水面および供試ノズルなどからの反射音とが重畳した複雑な音場である。しかし、この噴流中心線上の範囲内では、音圧の変動は小さいことがわかる。特に $X \leq 50\text{mm}$ （ノズル幅 $W = 1.0\text{mm}$

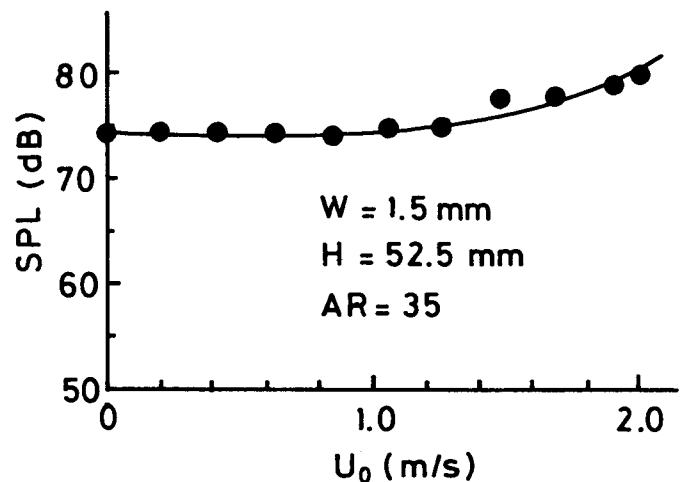


図 2-3 水槽内の暗騒音

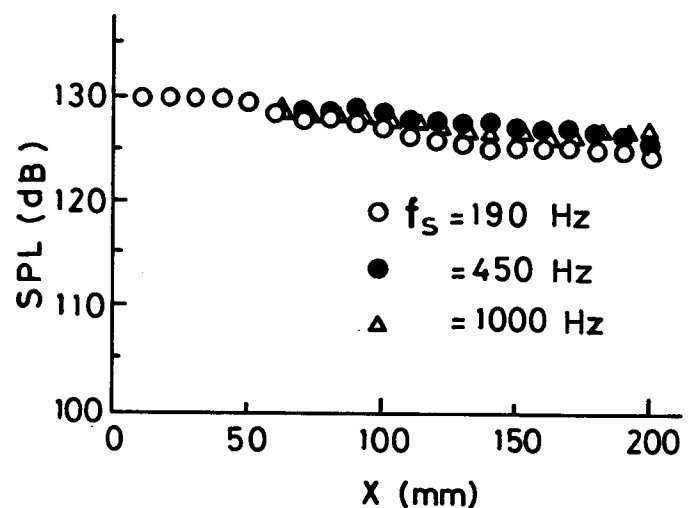


図 2-4 噴流中心線上の音圧分布

では $X/W \leq 50$)では、音圧の差は1 dB以内である。このことは音波の影響を強く受ける上流での音圧はほとんど一定であるばかりか、噴流が拡がり噴流中心流速が十分小さくなる下流域(図2-9の噴流速度分布および図2-23の噴流中心線上の速度減衰を参照)に至るまではほぼ一定であることを示している。

図2-5は供試ノズルの形状を示す。本実験ではノズル断面形状の影響を検討

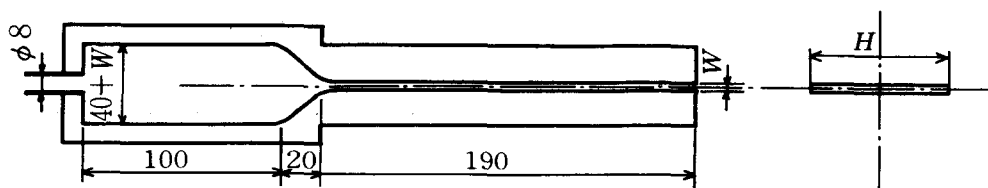


図2-5 供試ノズルの形状

するために、ノズル幅 W が同じでノズル高さ H が異なる場合、 H が同じで W が異なる場合、アスペクト比 AR が同じで W と H の両方が異なる場合を考慮し、表2-1に示すような4種を選定した。なお、ノズル出口での速度分布が十分発達して、その形が変らないように、ノズル平行部の長さは十分長くとり190mmとした。

Schlichting²⁾によれば、二次元流路の層流流れの放物線速度分布を形成するまでの入口長さ(inlet Length) ℓ_E は次式で与えられる。

$$\ell_E = 0.04 U_0 W^2 / \nu \quad (2-1)$$

ただし、 ν は動粘性係数である。

次節に示すように、噴流が音波の影響を受ける範囲内で ℓ_E が最大となるのは $U_0 = 2.0 \text{ m/s}$ 、 $W = 1.5 \text{ mm}$ であるから、 $\ell_E \doteq 180 \text{ mm}$ となる。本実験条件での

表2-1 供試ノズルの断面形状条件

W (mm)	H (mm)	AR
1.0	70.0	70
2.0	70.0	35
1.0	35.0	35
1.5	52.5	35

ノズル平行部は190mmであるから、図2-6に示すように、ノズル出口での流れは二次元Poiseuille流れをな

しており、その速度分布は中心に最大値をもつ放物線である。なお、 U_{c0} はノズル出口での噴流中心流速である。

本実験でのノズル出口平均流速 U_0 の範囲はほぼ $0.6 \sim 2.4 \text{ m/s}$ (W を代表長さにとると、レイノルズ数 $Re \doteq 500 \sim 3,000$)、音波周波数 f_s の範囲は $180 \sim 2,000 \text{ Hz}$ である。

なお、本実験に用いた計測機器の仕様を表2-2に示す。

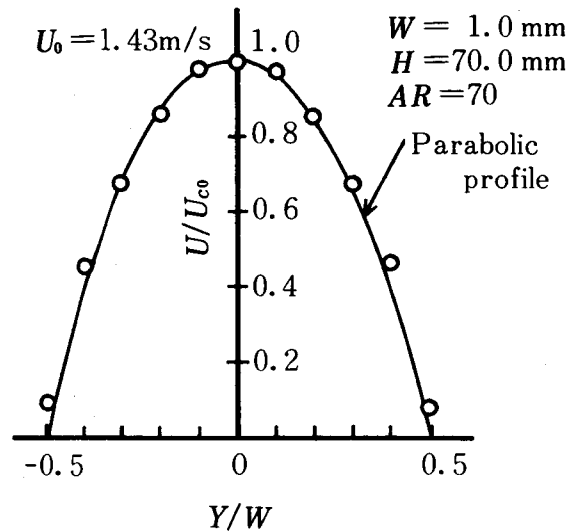


図2-6 ノズル出口速度分布

2.3 噴流速度分布に及ぼす音波の影響

2.3.1 噴流中心流速

図2-7は音波周波数 f_s に対する無次元化した噴流中心流速 U_c/U_{cn} の傾向を示す。ここに U_{cn} は音波を作用させない状態での噴流中心流速である。また、音圧レベル (SPL) は 130 dB 一定とし、ノズル出口平均流速 U_0 は音波の影響の特に顕著な範囲内のものを例示した。図中のパラメータ X/W は測定位置を示す。

上流の $X/W = 3.0$ では、実測周波数範囲内で音波の影響はみられない。しかし、 $X/W = 8.0$ では、 400 Hz 以下の音波の作用により、 $U_c/U_{cn} < 1$ 、すなわち噴流中心流速が減少する。

$X/W = 9.7$ では $f_s < 330 \text{ Hz}$ で、 $X/W = 8.0$ と同様、噴流中心流速の減少がみられるが、 $330 \text{ Hz} < f_s < 700 \text{ Hz}$ では逆に $U_c/U_{cn} > 1$ 、すなわち音波の作用により噴流中心流速が増加する。 $X/W = 9.7$ の測定位置は、この傾向が

表 2-2 実験に用いた機器の仕様

水中マイクロホン	ブリュエル・ケアー社 Type 8101, 周波数範囲: 0.1 Hz ~ 125 kHz (-10 dB), 受音感度: -65.8 dB re 1 V per Pa (513 μ V/Pa)
計測用増幅器	ブリュエル・ケアー社 Type 2606, 周波数範囲: 2 Hz ~ 200 kHz, 測定範囲: 10 μ V ~ 300 V RMS FSD
水中スピーカ	東亜特殊電機 UW-301, 周波数範囲: 50 Hz ~ 20 kHz 許容入力: 30 W
パワーアンプ	自作, IC (サンケン SI-1020G) を使用
ファンクション・ジェネレータ	YHP 3310B, 周波数範囲: 0.0005 Hz ~ 50 kHz
ホットフィルム・プローブ	日本科学工業 1233W, 1212-20W, 1212-60W
熱線流速計	日本科学工業 1チャンネル基本計測システム 7106 (電源ケースモニタ 1008, CTA ユニット 1010, リニアライザ ユニット 1013, RMS ボルトメータ 1015) 周波数特性: ~100 kHz (100 m/s 時) リニアライズ出力 = 5 μ m タングステンセンサプローブにより空気流測定時, 最大加熱電流: 1.2 A 流速換算 水 20 m/s = 半球形フィルム センサプローブによる
微動装置	理科精機 F-204B型, 左右 500mm, 上下 200mm, 1/20 バーニヤ付, 2方向回転目盛付
ロータメータ	東京流機工業 FLO-PL-18型, 液体 1 ~ 10 l/min

最も顕著な位置である。

これに反し、音波の作用により噴流中心流速が減少する場合は、より上流 ($X/W = 8.0$) で影響が顕著である。

さらに下流の $X/W = 18.0$ では、音波の影響は $X/W = 9.7$ の位置よりも小さくなる。

ここで噴流中心流速が増加する場合のピークの音波周波数は 360 Hz であるが、 $X/W = 8.0$ では、この周波数の音波の作用により、わずかに噴流中心流速が減少していることがわかる。すなわち、測定位置によって音波の

噴流に及ぼす影響は全く逆の効果を示す。この現象については 2.3.2 項以降でより詳しく述べる。

なお、噴流中心流速が減少する場合の最大感応周波数はスピーカの性能上の制約を受けるため不明である。

これらの傾向から特に注目すべきことは、音波の作用により噴流中心流速が増加することである。一般に、噴流は音波の正・負の圧力変動によって乱され、速度分布が拡がるため噴流中心流速は減少する傾向にある。^{1),3),4)}

しかし、第 1 章で述べたように、Vlasov ら⁵⁾は軸対称空気噴流（ノズル直径を

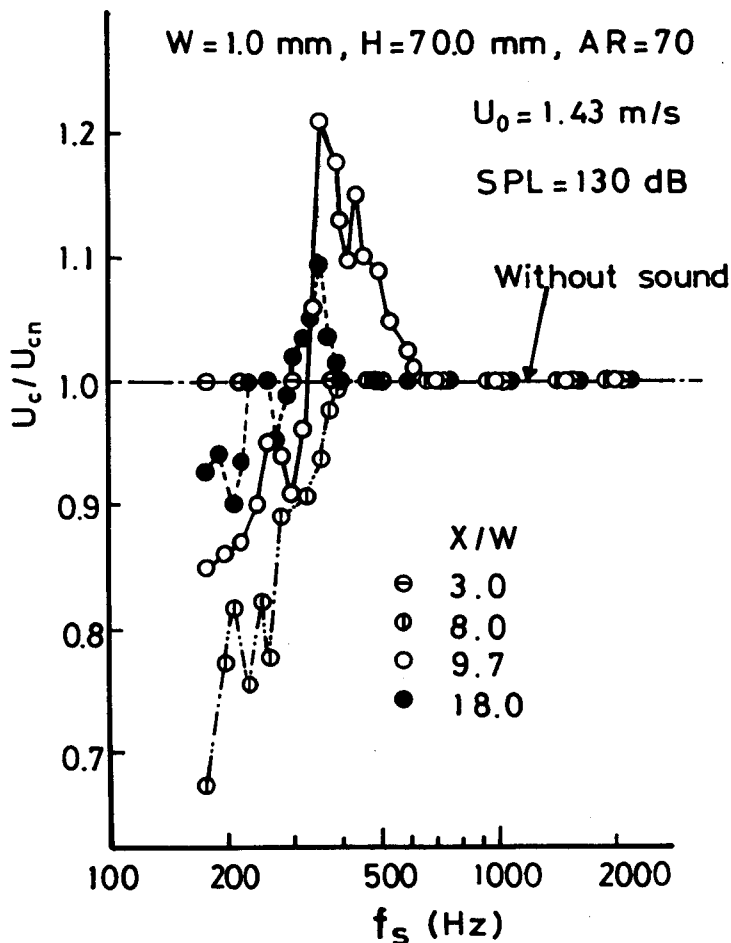


図 2-7 音波周波数と噴流中心流速の関係

代表長さとして、 $Re = 6.5 \times 10^3 \sim 5.2 \times 10^5$) を対象に音波の影響を検討し、低ストローハル数 ($St = 0.2 \sim 1$) では乱れの増加、噴流中心流速の減少、そして高ストローハル数 ($St = 1 \sim 5$) では逆に、乱れの減少、噴流中心流速の増加を実証し、この現象に対し、二つの定性的説明を与えている。

その一つはつぎのような過程に基づく。

- 1) Townsend の自由せん断流を対象とした実験結果によれば、乱流は二重構造の渦、すなわち、そのエネルギーの大部分を含む比較的小さい渦と、非乱流流体を巻き込む作用をする比較的大きな渦とから成る。
- 2) 高い周波数の音波によって、小さい渦は砕かれて、さらに小さくなる。
- 3) そのため、媒質の粘性の役割が強められる。
- 4) その結果、噴流中の混合作用が弱められるため、乱れが抑えられ、噴流中心流速は増加する。

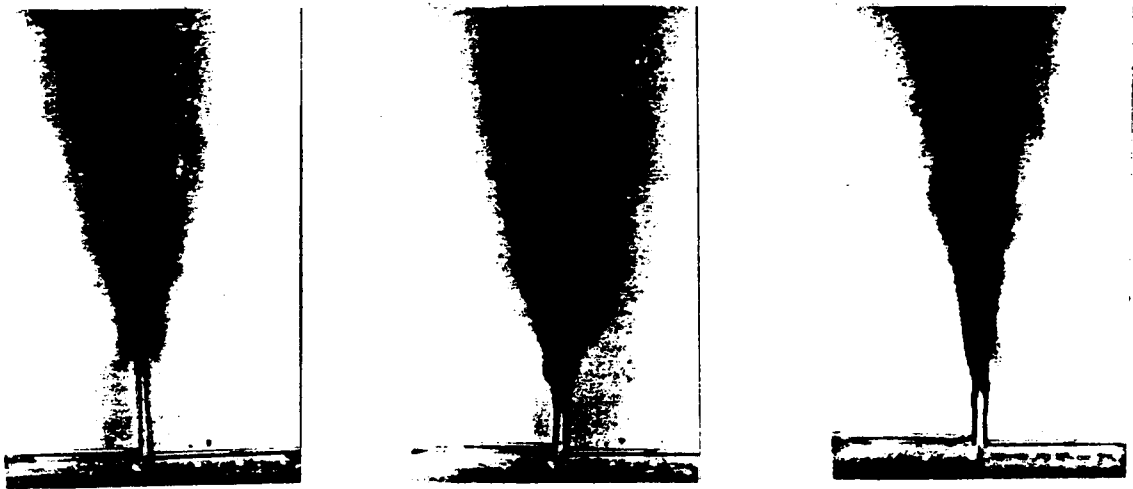
もう一つはつぎのような過程に基づく。

- 1) よく知られているように、乱流のエネルギーは大きなスケールの渦から、階段的に、より小さなスケールの渦へと伝達され、最後に粘性の影響が支配的となる最小のスケールの渦に伝達され、熱として散逸すると解釈されている。つまり乱流エネルギーの伝達はカスケード的に行われる。
- 2) このカスケード的過程が比較的高い周波数の音波によって破壊され、エネルギーの伝達はある小さなスケールの渦から始まる。
- 3) その結果、もはや大きなスケールの渦からエネルギーを吸収することはなく、粘性の影響が支配的となる。
- 4) そのため、乱流の混合作用は弱められ、噴流中心流速は増加する。

しかし、これらの説明は乱れや渦そのものに着目した実験から得られたものでないので、説得力に乏しい。しかも、これが高レイノルズ数の軸対称噴流を対象としているのに対し、本研究では低レイノルズ数の二次元噴流であるため、本質的に同じ現象であるとはいえず、本章で得られた現象については、次章において、乱れの統計的解析から詳細に検討を加えることにする。

図 2-8 は水性インクを用いた可視化により得られた噴流パターンの音波によ

る影響を示したものである。



Without sound

$f_s = 200 \text{ Hz}$

$f_s = 450 \text{ Hz}$

$W = 1.0 \text{ mm}$, $H = 70.0 \text{ mm}$, $AR = 70$

$U_0 = 1.43 \text{ m/s}$, $SPL = 130 \text{ dB}$

図 2-8 音波による噴流パターンの変化

音波を作用させない場合、ノズルから噴出する流れは層流から乱流への遷移点^(注1)では拡がらないで、遷移点よりも下流では急激に拡がることがわかる。 $f_s = 200 \text{ Hz}$ は音波の作用により噴流中心流速が減少する場合で、音波の作用により遷移点は上流へ移行し、しかも噴流は乱され、下流へ大きく拡がっている。

これに対し、 $f_s = 450 \text{ Hz}$ は音波の作用により噴流中心流速が増加する場合で、音波の作用により遷移点は上流へ移行するにもかかわらず、噴流の下流への拡がりが抑えられることがわかる。これは噴流中心流速が増加することを裏付けている。

(注1) 2.4 節の音波感応域で示すように、音波の影響を受ける噴流のノズル出口での流れの状態は層流である。

2.3.2 噴流速度分布

(1) 流れ方向における変化

2.3.1 項の傾向をより明確にするために、図2-9は音波の作用による噴流内

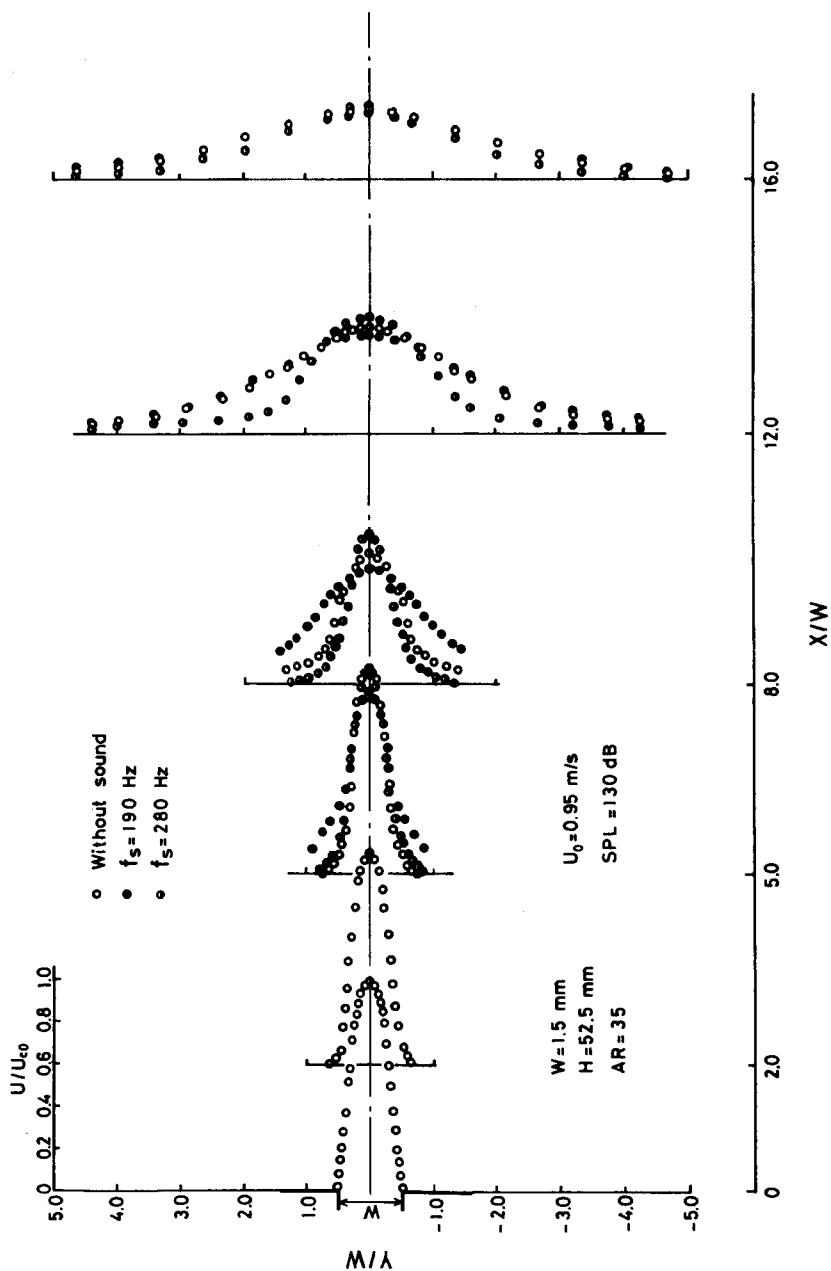


図2-9 音波による噴流速度分布の変化

の速度分布の変化の一例を示す。ここで U_{c0} はノズル出口での噴流中心流速である。^(注2)

$f_s = 190 \text{ Hz}$ は音波の作用により噴流中心流速が減少する場合で、上流 ($X/W = 0, 2.0$) では、その速度分布には音波の影響が全くみられない。しかし、 $X/W = 5.0$ では音波の作用により噴流は乱され、噴流速度分布は拡がり、噴流中心流速は減少する。

$X/W = 8.0$ では、その傾向はさらに顕著になる。しかし、さらに下流 ($X/W = 12.0$) では、音波の影響は弱くなり、 $X/W = 16.0$ になると、その影響は極めて小さくなる。

これに対し、 $f_s = 280 \text{ Hz}$ は音波の作用により噴流中心流速が増加する場合で、上流 ($X/W = 0, 2.0$) では、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ の場合と同様、音波の影響はみられない。しかし、 $X/W = 5.0$ では音波の作用により噴流中心流速がわずかに減少し、速度分布もわずかに拡がっていることがわかる。

$X/W = 8.0$ では、逆に噴流中心流速は増加し、音波を作用させない場合に比べ、より鋭い形状の速度分布になる。この傾向は図 2-8 の噴流パターンの結果に一致している。

さらに下流 ($X/W = 12.0$) でも、その影響は残っているが、 $X/W = 16.0$ になると影響はさらに小さくなる。

以上のように、音波によって噴流速度を制御できることが実証されたが、その影響の度合いは噴流の各位置で異なる。噴流が層流状態の初期領域および完全に発達した乱流噴流の領域では音波の影響は小さい。しかし、その間の層流噴流から乱流噴流への遷移点付近で音波の影響が顕著であるといえる。

(2) 噴流モデルとの比較

上記の結果をもとに推定された近似的な噴流パターンを図 2-10 に示す。

(注2) ノズル出口では、噴流は音波の影響を受けないので、音波の作用のいかににかかわらず U_{c0} は変らない。

噴流はノズル出口から流れ方向の遷移点までは、ほぼ層流状態であり、その後急激に拡がり完全に乱れた乱流噴流へと移行する。遷移点に至るまでの噴流はほと

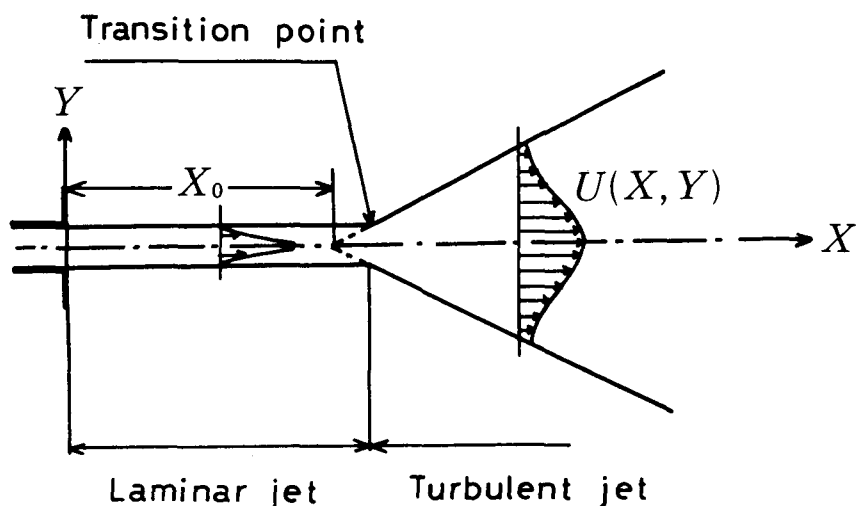


図 2-10 噴流パターンのモデル

んど拡散せず、かつ音波による影響は小さい。

これに対し、噴流中心流速が増加する場合の音波の影響が顕著な領域は音波を作用させない状態での遷移点付近、あるいは、その下流の乱流噴流領域である。

また、噴流中心流速が減少する場合のその領域は音波を作用させない状態での遷移点よりも上流に位置する。しかし、音波の作用により遷移点は上流へ移行するため、その位置での噴流は乱流状態であると考えられる。そこで、乱流噴流モデルと比較し、この噴流の速度分布に関する相似性について検討する。

乱流噴流モデルは、これまでに数多く提案されている⁶⁾が、ここでは一般的に利用され、さらに過去の比較データの多いGörtlerのモデル⁷⁾を用いる。しかし、このモデルはノズル幅零で出口流速無限大の場合に相当するものであるのに対し、本実験におけるノズル幅、ノズル出口流速は有限で、しかもノズル出口近傍では乱流噴流ではない。そこで、従来の場合⁶⁾(ノズル出口速度分布が一様な乱流噴

流)と異なり, 仮想原点を図示のように, ノズル出口より下流に考える。

したがって, Görtler の式をつぎのように表す。

$$U = U_c \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\sigma Y}{X - X_0} \right) \quad (2.2)$$

ここに, σ は拡散係数, X_0 はノズル出口から仮想原点までの距離である。

上式より, 半値幅 $b_{1/2}$ (流れ方向のある位置 X で, $U = U_c/2$ となる Y の値)

$$b_{1/2} = \frac{\operatorname{sech}^{-1} \sqrt{\frac{1}{2}}}{\sigma} \cdot (X - X_0) \quad (2.3)$$

で与えられる。したがって, 上式を用いると, (2.2) 式は,

$$\frac{U}{U_c} = \operatorname{sech}^2 \left(\operatorname{sech}^{-1} \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \frac{Y}{b_{1/2}} \right) \quad (2.4)$$

と表せる。

図 2-11 は (2.4) 式による Görtler の速度分布モデルと本実験の実測結果との比較を示す。

図(a)は音波を作用させない場合で, Görtler の速度分布モデルとよく一致している。

図(b)は音波を作用させた場合で, わずかに速度分布はひずんでいるが, ほぼ相似な速度分布である。

2.3.3 拡散係数

前項において, 噴流の速度分布の相似性が示されたので, ここでは噴流の拡散状態を表す因子である拡散係数 σ の変化から, 前項で得られた音波による噴流速度分布の変化を考察する。ここで注意すべきことは, (2.2), (2.3) 式から明らかなように, σ が大きいほど拡散作用が小さく, 噴流の拡がりも小さいことである。

(2.3) 式より, σ はつぎのようになる。

$$\sigma = \operatorname{sech}^{-1} \sqrt{\frac{1}{2}} \frac{X - X_0}{b_{1/2}} \doteq 0.882 \frac{X - X_0}{b_{1/2}} \quad (2.5)$$

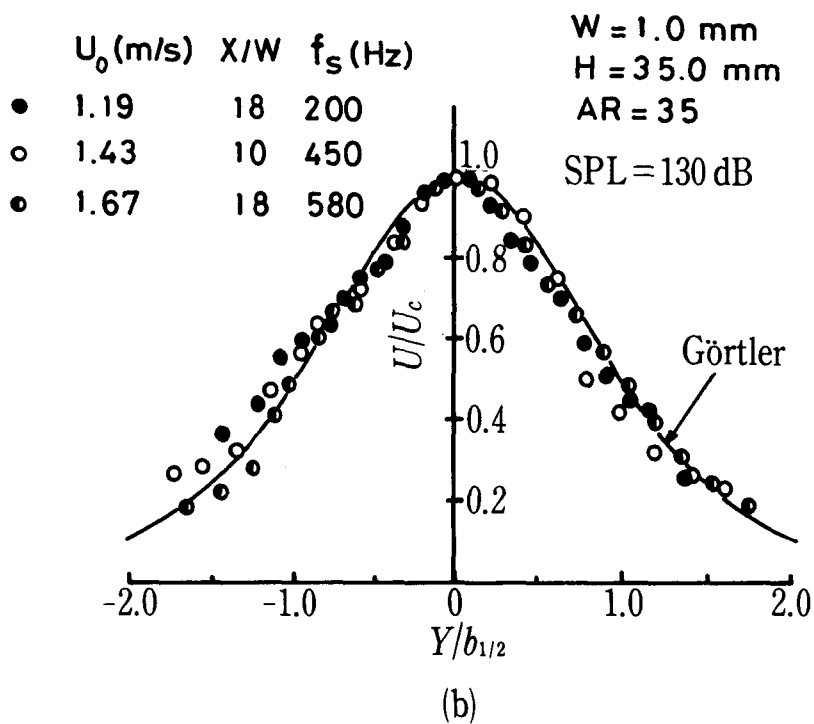
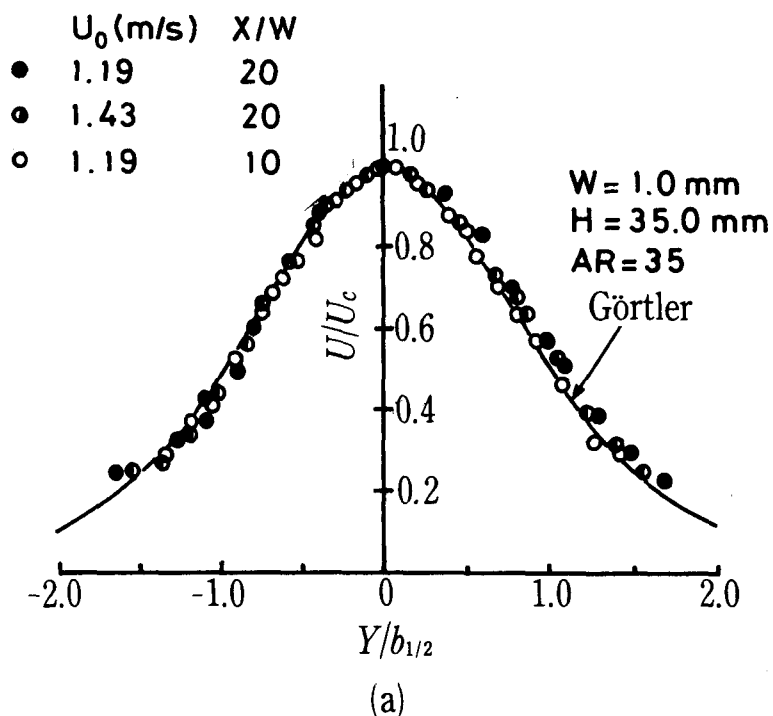


図 2 - 11 Görtler 分布との比較

ここで、流れ方向のある位置 X で測定された噴流速度分布から σ を算出するためには、上式から明らかなように、 X_0 を決定しなければならない。しかし、 X_0 は流れの状態やノズル形状などで異なる。そこで、 $b_{1/2}$ と X との関係は (2.3) 式で表されるので、音波の影響が微小となり、しかも $b_{1/2}$ と X が比例する領域での直線関係 (音波を作用させない場合) を X 軸まで延長し、その交点から X_0 を求めた。

図 2-12 は音波による σ の流れ方向への変化を示す。ここで、 X_0 の値は音波の影響の小さい領域から求めたもので、音波の作用にかかわらず、一定 ($X_0/W = 5.5$) である。

音波を作用させない場合の σ の傾向は、 $X/W \leq 9$ において流れ方向に徐々に増加するが、 $X/W = 10$ 付近で一時急激に減少した後、再び増加し、 $X/W \geq 13$ で一定 ($\sigma \doteq 2.9$) となる。

ここで、仮想原点の近傍で σ の値が小さいのは、Görtler の噴流モデルでは仮

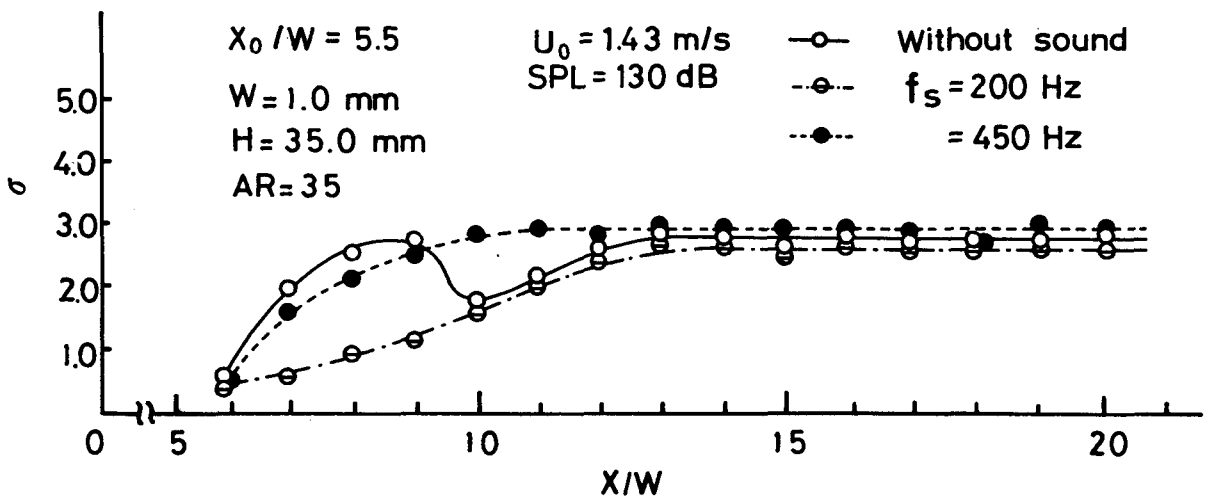


図 2-12 音波による拡散係数の変化

想原点での噴流幅を零と考えて、 σ は算出されるので、仮想原点の近傍では噴流が急激に拡がったようになるためである。また、 $X/W = 10$ 付近での σ の急激な減少は層流噴流から乱流噴流への移行に伴う激しい拡散作用によるものであると考えられる。

これに対し $f_s = 200 \text{ Hz}$ では、 σ は流れ方向に徐々に増加し、 $X/W \geq 13$ では一定 ($\sigma \doteq 2.7$) となる。しかも、音波による噴流内の拡散作用の増大のため、流れ方向のほぼ全域にわたり、音波を作用させない場合に比べて、小さい値をとる。また、音波の影響 (噴流中心流速の減少) が特に顕著に現われるのは、遷移点 ($X/W = 10$ 付近) のすぐ上流の $6 < X/W < 10$ であることがわかる。

$f_s = 450 \text{ Hz}$ では、音波を作用させない場合のような σ の急激な変化はなく、流れ方向へ単調に増加し、 $X/W \leq 9$ において、 σ は音波を作用させない場合よりも小さな値をとるが、 $X/W \geq 10$ では逆に大きくなり、 $X \geq 11$ で一定値 ($\sigma \doteq 3.0$) をとる。すなわち、特定の周波数の音波に対し、噴流は音波を作用させない場合よりも連続的に、しかも緩やかに拡がるため、特に遷移点付近およびそのすぐ下流 ($9 < X/W < 12$) で噴流中心流速の増加という現象が強く現れる。

この傾向は、図 2-8 の噴流パターンおよび図 2-9 の噴流速度分布の流れ方向における変化で説明したように、音波の作用により噴流中心流速が増加する場合でも、遷移点は上流へ移行し、いったん、上流では噴流中心流速が減少することを裏付けている。

本実験で得られた σ の値を従来の研究結果と比較してみると、たとえば、木下ら⁸⁾ の拘束水噴流 ($Re \doteq 6.3 \times 10^4$) における $\sigma \doteq 8.2$ 、また Reichardt の $\sigma \doteq 7.67$ ⁷⁾ など、本実験で得られた値はかなり小さい。これは層流から乱流へ遷移する噴流の拡散作用が非常に大きなものであることを示している。

2.4 音波周波数とノズル出口平均流速に基づく音波感応域における考察

2.4.1 音波感応域の傾向

前節では、音波の及ぼす影響が噴流の流れ方向の各位置で異なり、音波による噴流中心流速の増加と減少は、それぞれ層流噴流から乱流噴流への遷移点付近とそのすぐ下流および、すぐ上流付近で、特に顕著に現れることを実証した。

しかし、ノズル出口平均流速の変化に対し、当然、遷移点の位置も異なるので、

音波感応域を求めるにはノズル出口平均流速に応じて測定位置を選定する必要がある。そこで、ここでは、特に音波の作用により噴流中心流速が増加する現象に重点をおき、その最も顕著となる位置を測定位置に選ぶ。

図2-13は上述の測定位置 X/W とノズル出口平均流速 U_0 の関係を示す。このように測定位置は U_0 の増加と共に上流へ移動する。これは U_0 の増加に伴い、噴流内の乱れ成分が増大するため、層流噴流から乱流噴流への遷移点の位置が上流に移行することによると

考えられる。

この測定位置 X/W における音波周波数 f_s に対する無次元化した噴流中心流速 U_c/U_{cn} の傾向を図2-14に示す。ただし、音圧レベル(SPL)は130dB一定である。

前節のノズル出口平均流速一定で測定位置をパラメータとした場合(図2-7)と同様、低周波数域では噴流中心流速の減少($U_c/U_{cn} < 1$)、

相対的に高周波数域では噴流中心流速の増加($U_c/U_{cn} > 1$)がみられる。

噴流中心流速が減少する場合、音波周波数の上限は、 U_0 が0.83, 1.07, 1.43 m/sと増加するにつれ、それぞれ200, 250, 380 Hzと高周波側へ移動する。また、噴流中心流速が増加する場合も同様に、 U_0 の増加に伴い、その感応周波数範囲はそれぞれ200~300 Hz, 250~420 Hz, 390~600 Hz,そしてそのピーク周波数は、それぞれ250, 330, 430 Hzと高周波側へ移動する。

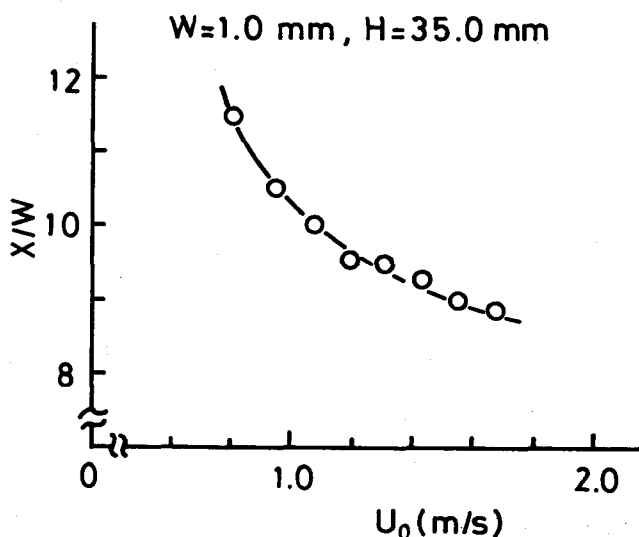


図2-13 ノズル出口平均流速と測定位置の関係

一般に、噴流の流速乱れ成分のピーク周波数はノズル出口平均流速の増加に伴い大きくなる。^{3), 9)} それゆえ、二次元空気噴流を対象とした筆者らの報告⁴⁾でのカルマン渦発生法により噴流に特定の周波数の乱れを与えた場合の音波周波数との対応関係と同様、この現象が噴流のもつ乱れの周波数成分と音波との何らかの相互作用に起因するものであると推定できる。

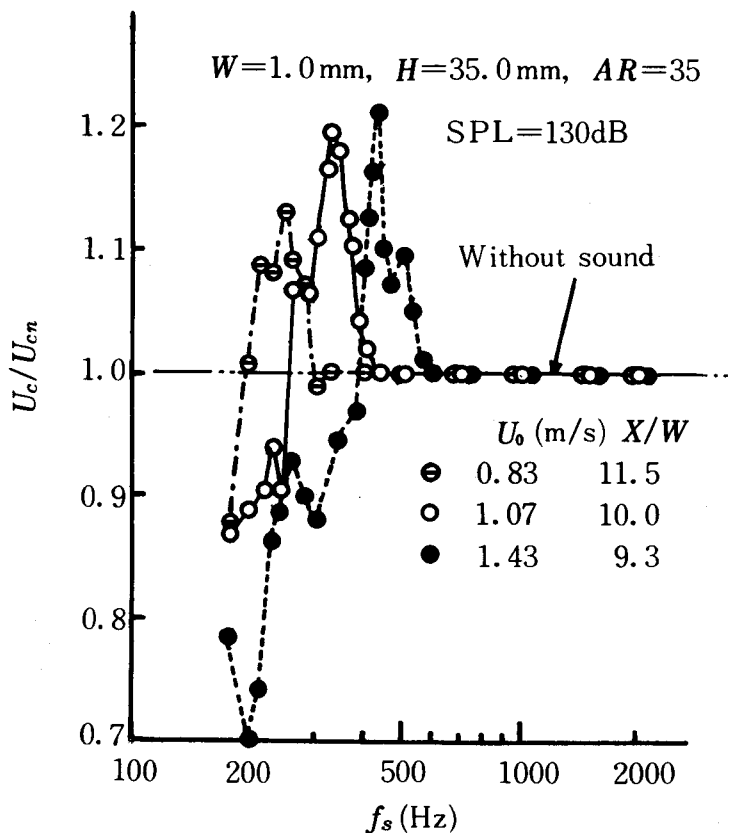


図 2-14 音波周波数と噴流中心流速の関係

この両者に基づく音波感応域を示したのが図 2-15 である。この領域は f_s を 10 Hz ごと、 U_0 を 0.12 m/s ごとに変化させることにより求めた。図中の斜線は音波の作用により噴流中心流速が 5 % 以上変化する領域を示す。ここで、 $f_s = 180\text{ Hz}$ の一点鎖線はスピーカの性能上での下限値である。

図示のように、噴流中心流速が増加する領域（右下りの斜線の領域）は U_0 の増加に伴い高周波数側に移動する。しかも、最大感応周波数（ U_c/U_{cn} が最大値をとる音波周波数）はほぼ領域の中央に存在し、 U_0 に比例して増加する。

噴流中心流速が減少する領域（右上りの斜線の領域）は U_0 の増加に伴い高周波数側へ広がっている。この場合、下限の音波周波数ならびに最大感応周波数はスピーカの性能上、不明であるが、180 Hz 以下の周波数の音波の影響をも受け

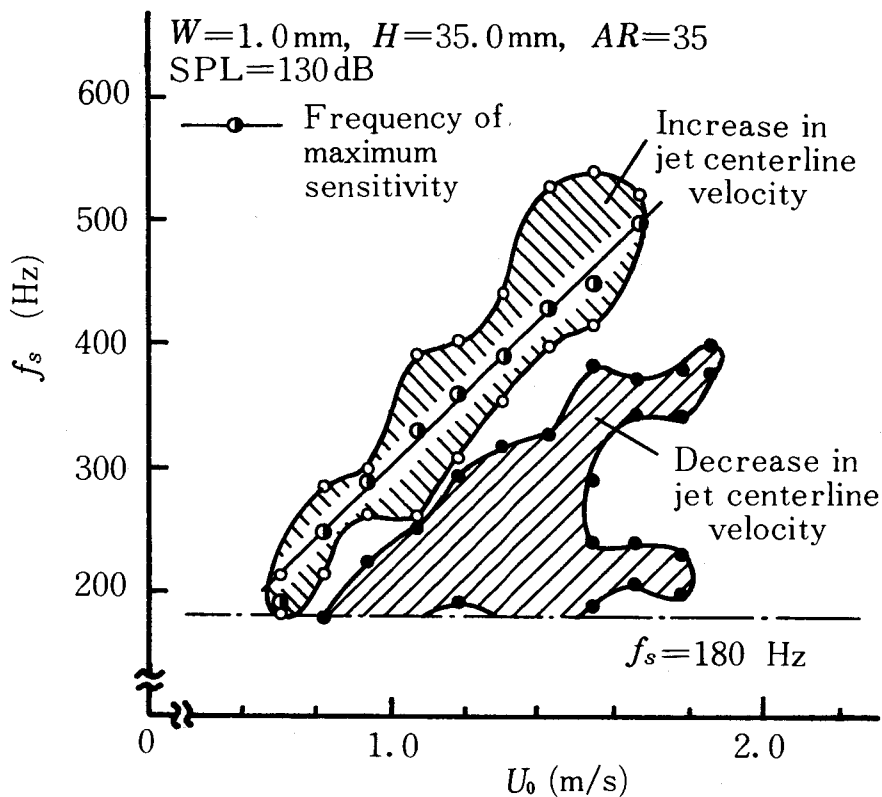


図 2-15 音波感応域

るであろうことは、図の傾向から判断しても、明らかである。

この音波感応域をノズル幅 W を代表長さとするストローハル数 $St (= f_s W / U_0)$ に換算すると、噴流中心流速が増加する領域はほぼ $0.25 \sim 0.35$ ，その減少する領域は 0.25 以下である。これに対し，前節で述べた Vlasov⁵⁾ らの軸対称乱流空気噴流の場合は，それぞれ $1 \sim 5$ ， $0.2 \sim 1$ で，感応域は必ずしも一致しない。

つぎに，ノズル出口平均流速 U_0 の限界について述べる。図から $U_0 < 0.7$ m/s では，本実験の実測周波数範囲内の音波の影響はみられないが，その傾向から判断して，より低周波数の音波の影響を受けるであろうと推定される。

一方，音波感応域における U_0 の上限はほぼ 1.7 m/s 付近である。こゝで，

図 2-16 にノズル出口

近傍 ($X/W = 2$) での

U_0 に対する無次元化し

た噴流中心流速 U_c/U_{cm}

の傾向を示す。ただし、

U_{cm} は $U_0 = 2.38 \text{ m/s}$

のときの噴流中心流速で

ある。 $U_0 = 1.7 \sim 1.8$

m/s にかけては、 U_0 の

増加に対し噴流中心流速

はわずかに減少し、その

後再び増加する。これは

噴流速度分布の形が急変

したためと考えられる。すなわち、 $U_0 = 1.7 \text{ m/s}$ 付近で層流から乱流への遷移が起こったものと判断できる。

このように音波感応域での U_0 の上限とノズル出口付近での層流から乱流への遷移が起こる U_0 の値が一致することから、ノズル出口付近ですでに完全に乱流噴流になると音波の影響を受けにくいといえる。なお、実測周波数範囲内では遷移域に近い層流の状態で、音波に感応する周波数範囲が広いことがわかる。

2.4.2 音圧の影響

前項までは音圧一定 ($\text{SPL} = 130 \text{ dB}$) の実験条件での結果を示している。しかし、作用する音圧の大きさがある限度を超えると、正負の大きな圧力変動が噴流に作用するため、噴流は音波周波数に依存せず乱されると考えられる。したがって、音波により噴流中心流速が減少する場合には、音圧が大きいほど影響が大であると推察されるが、噴流中心流速が増加する場合には、音圧が噴流の挙動にどのように影響を及ぼすかが問題となる。

図 2-17 は音圧レベル SPL に対する無次元化した噴流中心流速 U_c/U_{cn} の

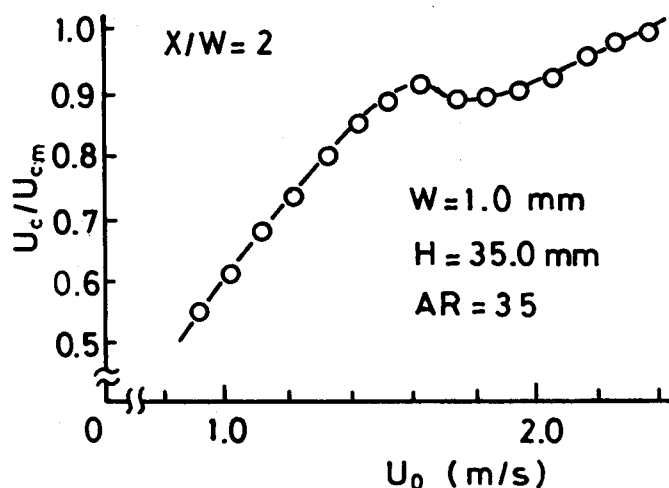


図 2-16 ノズル出口平均流速に対する
噴流中心流速の傾向

変化を示す。なお、ノズル出口平均流速は一定 ($U_0 = 1.19$ m/s) で、測定位置は図 2-13 で示したように、音波の作用により噴流中心流速が増加する現象が最も顕著となる位置 ($X/W = 9.5$) である。また、選択した音波周波数は、図 2-15 の音波感応域から明かなように、音波 (SPL = 130 dB) の作用により噴流中心流速が減少する領域内の $f_s = 200$ Hz, 増加する領域内の $f_s = 360$ Hz, およびその両方の中間の領域, すなわち音波の影響が小さい領域内の $f_s = 300$ Hz である。

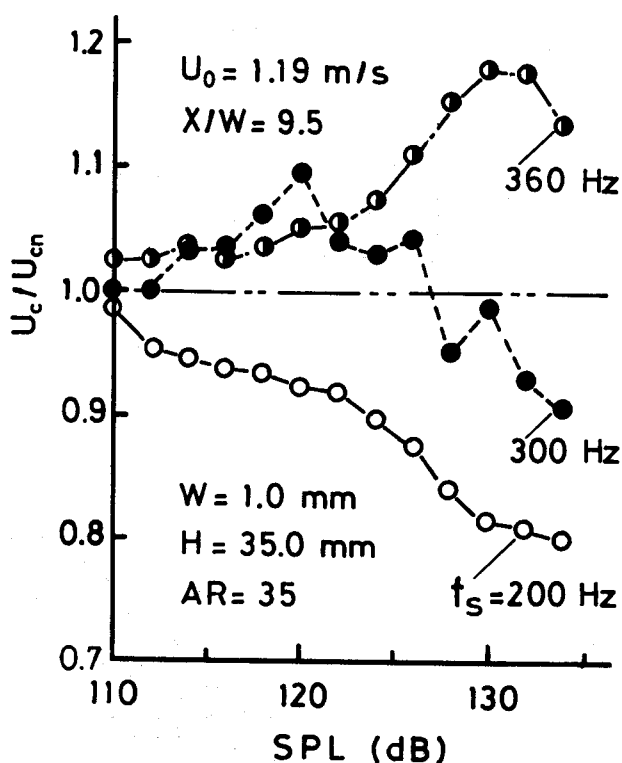


図 2-17 音圧と噴流中心流速の関係

$f_s = 200$ Hz では、上述の推察通り、音圧の増加に伴い、噴流はより強く乱され、噴流中心流速は徐々に減少する傾向にある。

これに対し $f_s = 360$ Hz では、SPL = 110 dB でも、わずかに音波の作用による噴流中心流速の増加 ($U_c/U_{cn} > 1$) がみられ、SPL > 120 dB では徐々に、その傾向は強くなる。そして、SPL = 130 dB で U_c/U_{cn} はピークをとり、それ以上音圧を増加すると、 U_c/U_{cn} は減少し始める。

$f_s = 300$ Hz では、SPL = 110 dB で音波の影響はほとんどみられない。しかし、音圧の増加に伴い U_c/U_{cn} は増大し、SPL = 120 dB でピークをとる。すなわち、SPL = 120 dB 付近では音波の作用により噴流中心流速が増加する。ところが、SPL > 120 dB では徐々に減少し、ついには逆に $U_c/U_{cn} < 1$ となり、音波の作用により噴流中心流速は減少することになる。

以上の結果，音圧により音波感応域が異なることが予想される。

そこで，図 2-18 に音圧の違いによる音波感応域の比較を示す。音圧 (SPL)

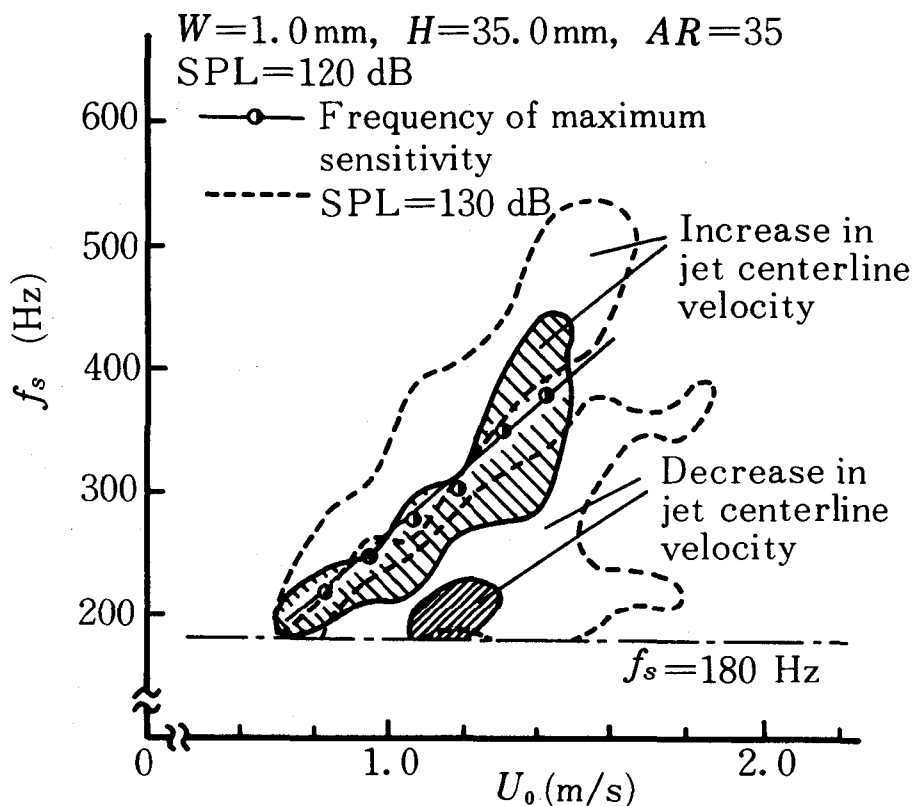


図 2-18 音波感応域 (音圧の影響)

はスピーカの性能上，実測周波数全域にわたって得られる最大音圧レベル $SPL = 130\text{ dB}$ (破線内)と比較するため，ここでは $SPL = 120\text{ dB}$ (斜線部)を選定した。ただし，両方の領域とも，図 2-15 と同様，音波の作用により噴流中心流速が 5% 以上変化する領域である。

図の傾向から， $SPL = 120\text{ dB}$ では，音波により噴流中心流速が減少する領域 (右上りの斜線部) は $SPL = 130\text{ dB}$ の場合と比較して，当然の結果として，極端に狭くなっている。この傾向は，音波の作用により噴流中心流速が減少する

現象が音圧が大きいほど効果的であるのみならず、影響を受ける音波周波数とノズル出口平均流速の条件の範囲が広いことを意味している。

これに反して、音波により噴流中心流速が増加する領域（右下りの斜線部）の大きさは、 U_0 が大きい場合（ほぼ $1.5 \sim 1.7 \text{ m/s}$ ）の一部分を除いて、ほとんど変化しない。この傾向から、音波の作用により噴流中心流速が増加する現象が音波の強さによるものでなく、音波によって噴流内に拡散を抑制する周波数成分をもつ乱れが生じることに起因するものと推定される。

また、噴流中心流速が増加する場合の音波感応域は、音圧の減少により全体的に低周波数側へ移行する。これはこの現象を起こす周波数範囲を音圧によって変えることが可能であることを意味している。さらに、その最大感応周波数は、図 2-15 の $\text{SPL} = 130 \text{ dB}$ の場合と同様、 U_0 にほぼ比例して増加するが、やはり低周波数側へシフトしている。

このような音圧によって感応周波数域が変わる現象が何に起因するかについては、この章の段階では説明するに十分な特性が得られていないので、次章の乱れの統計的解析において詳細に検討を加えることにする。

2.4.3 ノズル断面形状の影響

ここでは 2.2 節の表 2-1 に示した 4 種類のノズル断面形状について、その特性を比較検討し、音波により水噴流を効果的に制御するための設計指針を与えることを目的とする。

図 2-19 はノズル幅 W の影響の一例（ノズル高さ H は同じで 70 mm ）を示す。横軸は音波周波数 f_s で、縦軸は無次元化した噴流中心流速 U_c/U_{cn} である。

$W = 1.0 \text{ mm}$ の場合には、音波の影響がみられるのに対し、 $W = 2.0 \text{ mm}$ の場合には実測周波数範囲内で音波の影響がみられない。この傾向はノズル出口平均流速、測定位置そして音圧レベル（ $\text{SPL} \leq 130 \text{ dB}$ ）のいかににかかわらず同様であった。しかし、後述の $W = 1.5 \text{ mm}$, $H = 52.5 \text{ mm}$ のノズルは音波の影響を受けることから、音波の影響を受けるノズル幅にはある限界値が存在すると考えられる。

図 2-20 は同一ノズル出口平均流速（ $U_0 = 1.19 \text{ m/s}$ ）、同一音圧レベル

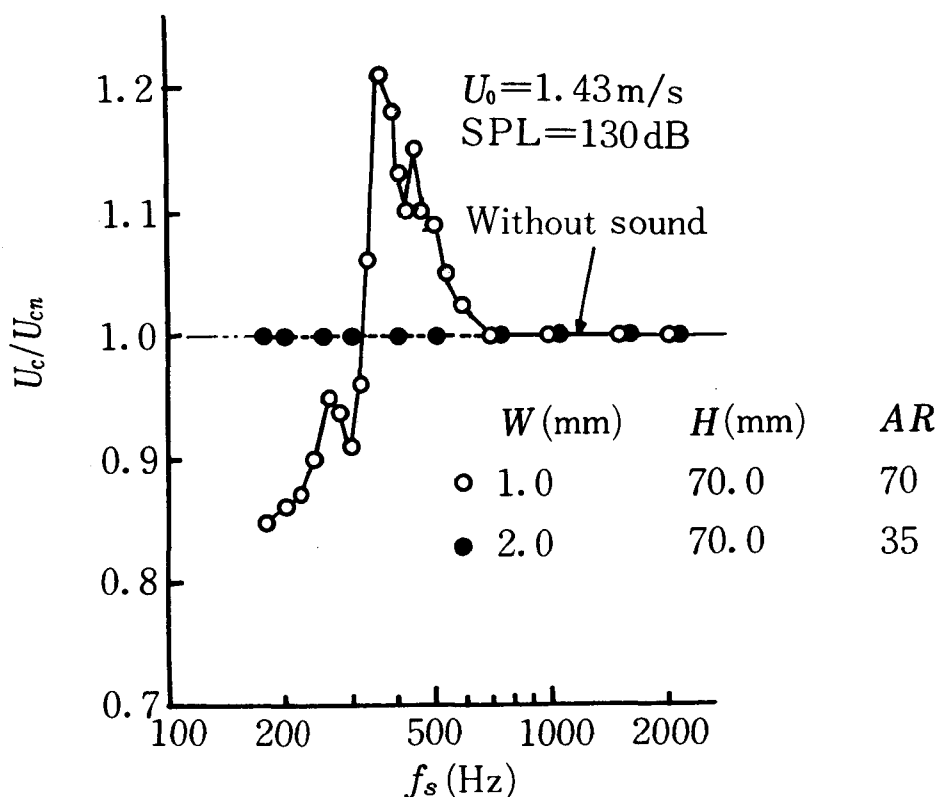


図 2-19 音波周波数と噴流中心流速の関係
(ノズル幅の影響)

($\text{SPL}=130\text{dB}$) 条件下での、音波の影響がみられない $W=2.0\text{mm}$ 、 $H=70.0\text{mm}$ の場合を除く残りの 3 種のノズル断面形状の比較を示す。ただし、測定位置は音波により噴流中心流速が増加する現象が最も著しい位置である。

音波の作用により噴流中心流速が増加する U_c/U_{cn} のピークに注目すると、 $W=1.0\text{mm}$ 、 $H=70.0\text{mm}$ のノズルが音波の影響を最も強く受け、 $W=1.0\text{mm}$ 、 $H=35.0\text{mm}$ のノズルの場合に音波の影響は最も小さい。すなわち、ノズル高さが大きいほど、音波の影響は大であるといえる。また、音波の作用により噴流中心流速が減少する場合も、増加する場合も、それぞれ感応範囲は、ノズル断面形状の違いにかかわらず、ほぼ同じ周波数域であることがわかる。

そこで、図2-21は音波の影響を受ける3種のノズルについての音波感応域を示す。これは、図2-15と同様、音波により噴流中心流速が5%以上変化する領域である。図(a)は音波の作用により噴流中心流速が増加する領域、図(b)は噴流中心流速が減少する領域を示す。

いずれの場合もノズル断面形状の違いにかかわらず同じ領域部分が存在する。これは噴流を音波によって効果的に制御するためには、音波周波数とノズル出口平均流速が最も重要な条件であることを示している。

また、図(a)で特に注目すべきことは、 W または AR が同じである場合、いずれも H が大きいくほど音波感応域が広いことである。これにより音波による噴流の挙動はノズル高さの影響が大であるといえる。

図2-22は噴流に及ぼす音波の影響の度合いの各ノズルの比較を示す。

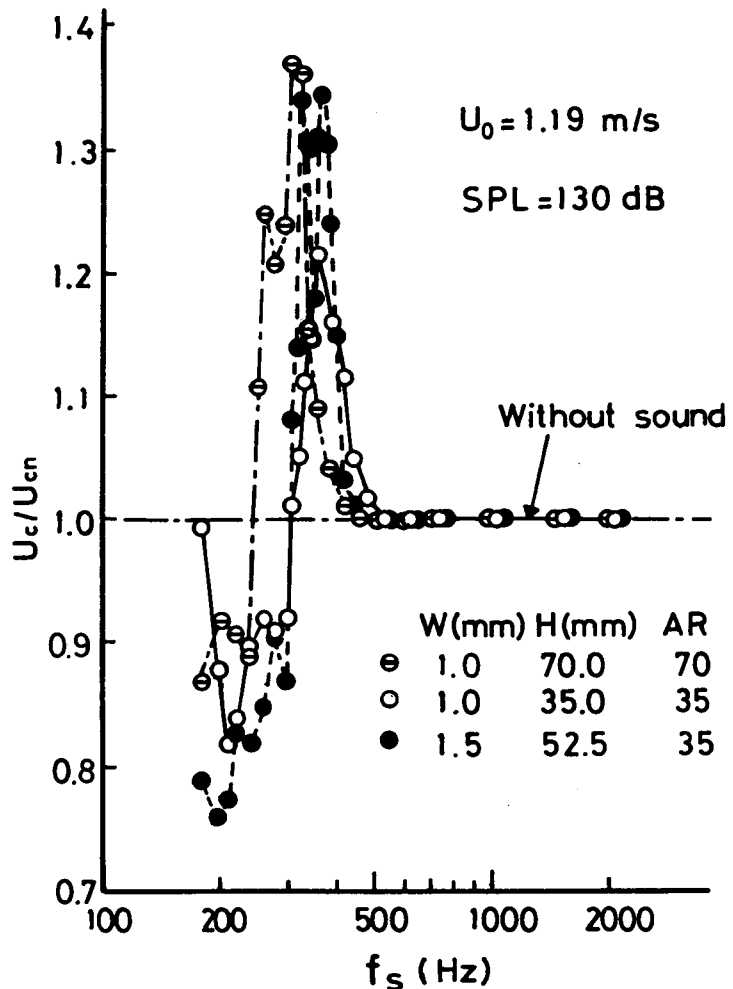


図2-20 音波周波数と噴流中心流速の関係
(ノズル断面形状の影響)

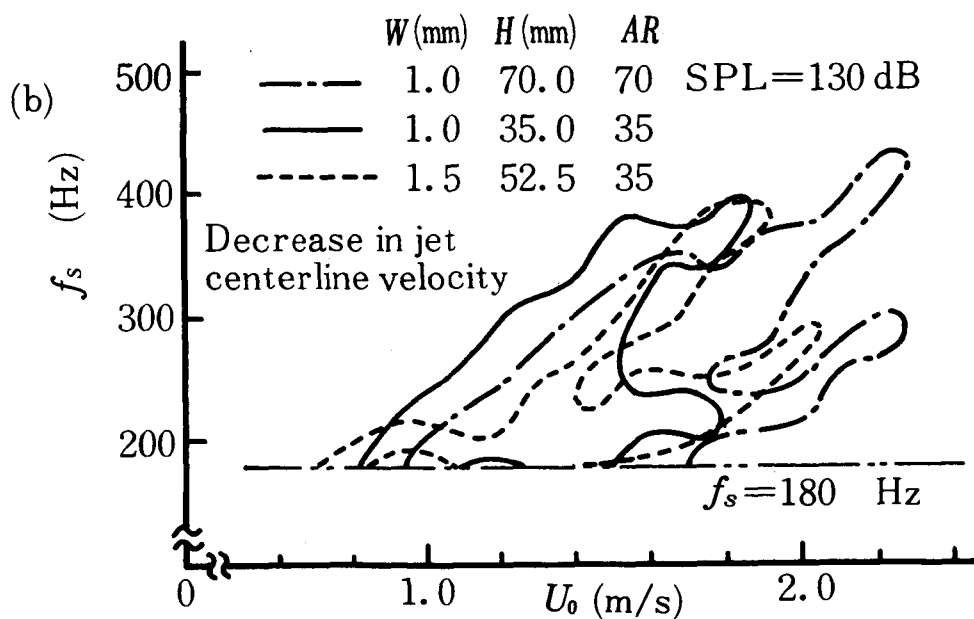
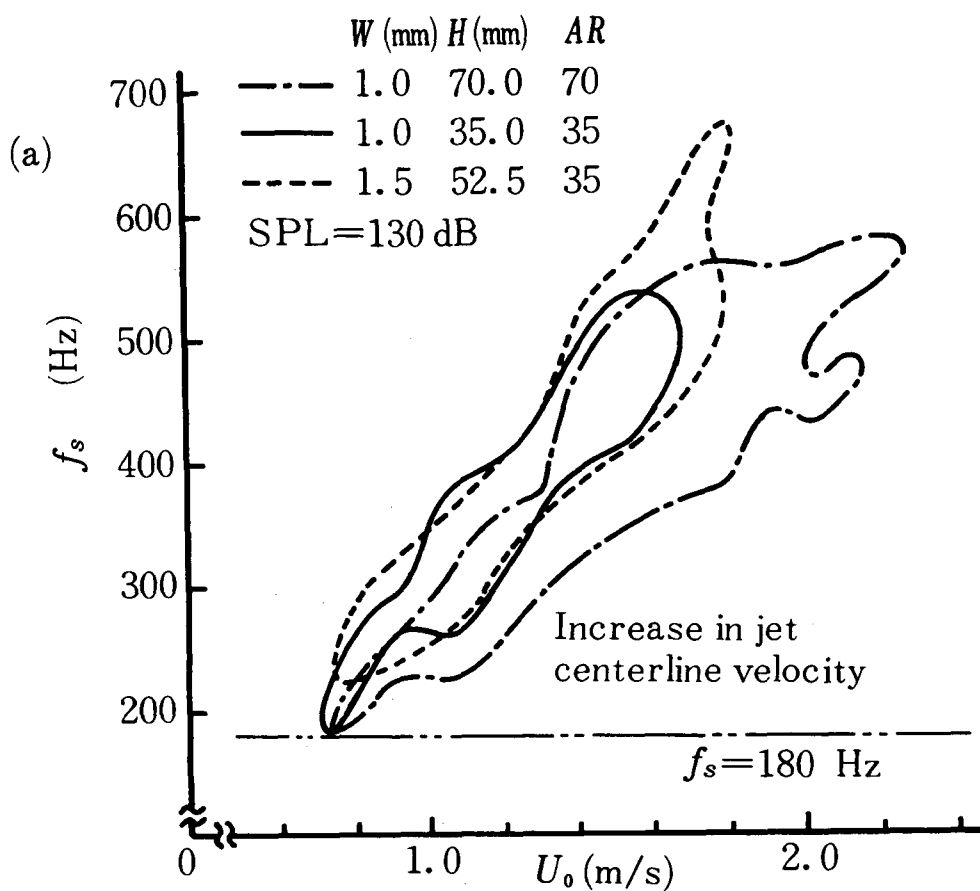


図 2-21 音波感応域 (ノズル断面形状の影響)

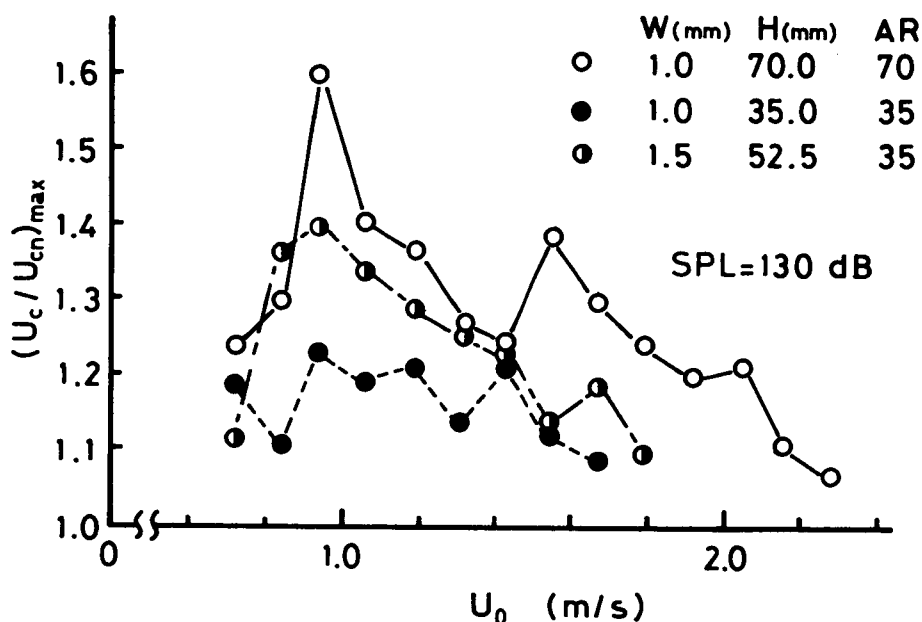


図 2-22 音波による噴流中心流速の最大値

音波の作用により噴流中心流速が減少する場合はスピーカの性能上、低周波数域が限定されるため、最大感応周波数は不明確である。そこで、音波の作用により噴流中心流速が増加する場合のみを図示する。横軸はノズル出口平均流速 U_0 で、縦軸は無次元化した噴流中心流速の最大値 $(U_c/U_{cn})_{max}$ ，すなわち最大感応周波数での U_c/U_{cn} の値を示す。

図から、ノズル幅 W ，アスペクト比 AR のいかんにかかわらず、ノズル高さ H が大きいほど、音波の作用による噴流中心流速の増加の度合いがほぼ大きいことがわかる。また、多少変動はあるけれども、 $U_0 > 1.0$ m/s では U_0 の増加に伴い、影響の度合いが小さくなる傾向にある。この傾向は、図 2-21 (a) の音波感応域での U_0 の増加に伴い感応周波数範囲が広がるのと同様の傾向である。

つぎに、音波の影響を受ける流れ方向の領域について考察する。図 2-23 は音波による無次元化した噴流中心流速 U_c/U_{c0} の流れ方向への変化を示す。なお、 U_{c0} は音波を作用させない場合のノズル出口での噴流中心流速である。ここで、

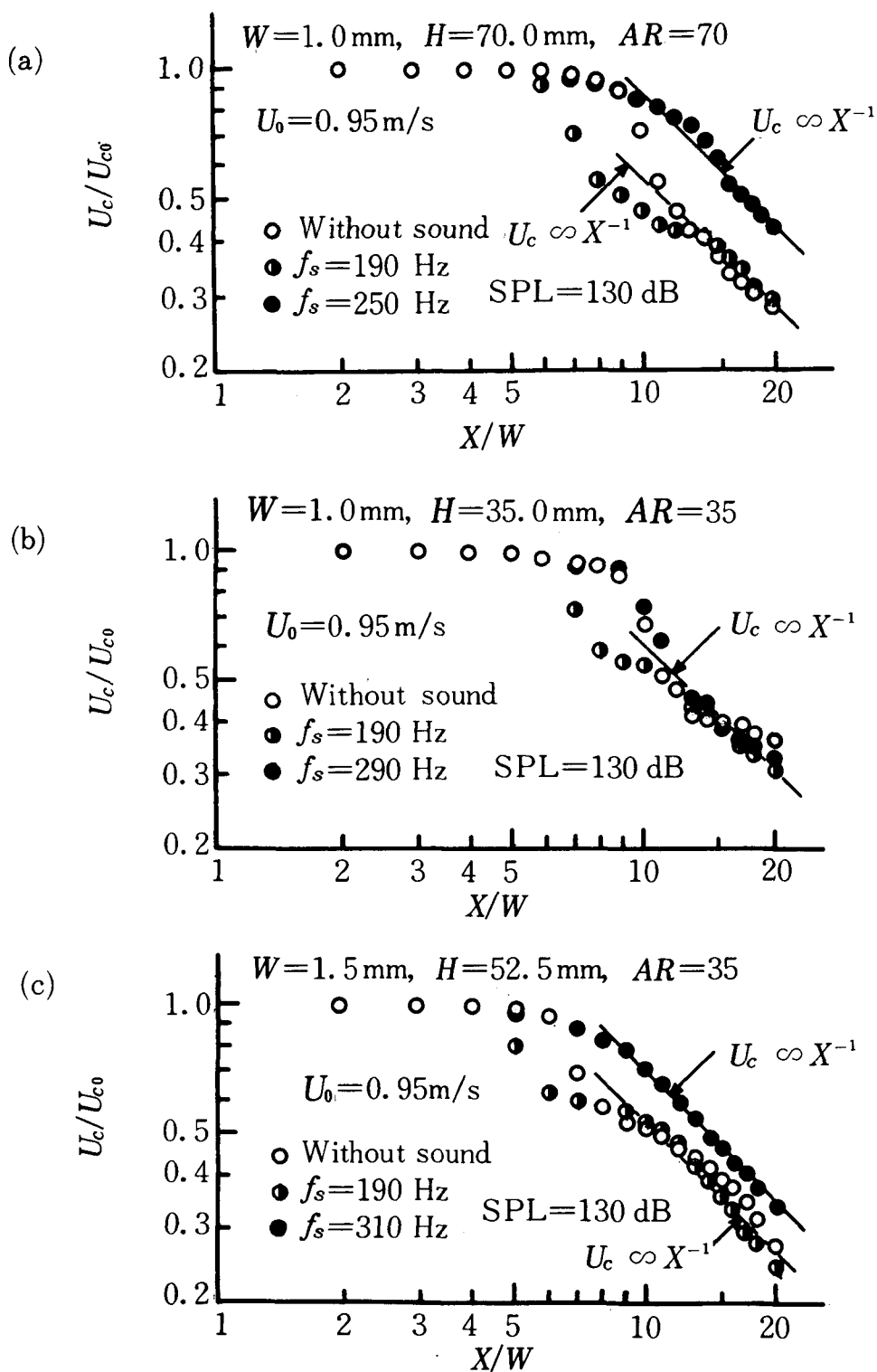


図 2-23 音波による噴流中心流速の流れ方向への変化

図(a), (b), (c)ではノズル断面形状の条件が異なる。

ノズル出口平均流速の条件 $U_0 = 0.95 \text{ m/s}$ は、図2-22に示したように、噴流中心流速が増加する場合の音波の影響の度合いが最大のものである。また、音波周波数の条件は、そのときの最大感応周波数 $f_s = 250 \text{ Hz}$ [図(a)], 290 Hz [図(b)], 310 Hz [図(c)]である。すなわち、図(a), (b), (c)のそれぞれは最大感応条件での結果である。なお、噴流中心流速が減少する場合は最大感応周波数が不明確なため、音波の影響が顕著な音波周波数条件として、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ 一定とした。

図(a), (b), (c)のいずれの条件でも、下流側での U_c の流れ方向への減衰はノズル出口からの距離 X に逆比例する。この傾向は軸対称乱流噴流の場合と同じであり、二次元乱流噴流（距離の平方根に逆比例して減少）¹⁰⁾ の場合よりも急激な勾配で速度減衰する。しかも、特に音波を作用させない場合および音波の作用により噴流中心流速が減少する場合には、遷移点付近でさらに急激な勾配で減衰する。これは層流から乱流へ遷移する噴流の拡散作用が非常に大きなものであることを示しており、2.3節の拡散係数の変化についての考察を裏付けている。

また、図2-9の音波の作用による噴流速度分布の流れ方向の変化で示したと同様、音波の作用によって噴流中心流速が減少する場合には、音波の作用しないときの噴流中心流速が減少し始める点（遷移点）よりも上流から噴流中心流速は減衰し始める。

これに対し、音波の作用により噴流中心流速が増加する場合には、遷移点上流（図(a)では $X/W = 7 \sim 8$ ，図(b)では $X/W = 7$ ，図(c)では $X/W = 5$ 付近）で、音波の作用により噴流中心流速はわずかに減少し、逆に下流では噴流中心線上の速度減衰の勾配が音波を作用させない場合よりも小さいため、噴流中心流速の増加がみられる。

図(a) ($W = 1.0 \text{ mm}$, $H = 70.0 \text{ mm}$) では、音波を作用させない場合に対して、音波の作用により噴流中心流速が減少する領域 ($f_s = 190 \text{ Hz}$ の場合) は遷移点の上流から下流にかけて、ほぼ $X/W = 6 \sim 13$ にわたっている。逆に噴流中心流速が増加する領域 ($f_s = 250 \text{ Hz}$ の場合) は主に遷移点の下流の $X/W \geq 9$ であり、かなり広い領域にわたって音波の影響を受ける。

図(b) ($W = 1.0\text{ mm}$, $H = 35.0\text{ mm}$)では図(a)と比較して明らかに音波の影響を受ける流れ方向の領域は狭く、 H が大きいほうが影響を受ける流れ方向の領域が広い。

図(c) ($W = 1.5\text{ mm}$, $H = 52.5\text{ mm}$)では、図(b)と同じアスペクト比であるが、噴流中心流速が減少する領域 ($f_s = 190\text{ Hz}$ の場合) はほぼ同程度であり、噴流中心流速が増加する場合 ($f_s = 310\text{ Hz}$ の場合) は、より広い領域にわたって音波の影響を受ける。

これらの傾向から、音波の影響を受ける流れ方向の領域に関しても、音波感応域における考察と同様、ノズル高さの影響が大であるといえる。

以上、ノズル断面形状の影響を検討したが、これらはノズル断面形状の影響というよりも、厳密にはノズル断面形状変化に伴う流動状態の変化によるものであると考えられる。そのような流動状態の変化として、ノズル出口での初期乱れ強さの変化、ノズル幅による単位深さ当りの流体エネルギーの変化、そしてノズル高さによる上下拘束板での境界層厚さの割合の変化などをあげることができる。

初期乱れ強さが違えば、ノズル出口での層流から乱流への遷移レイノルズ数や層流噴流から乱流噴流への遷移点の位置が異なるであろう。また、音響エネルギーに対する噴流の運動エネルギーの割合により、当然音波が噴流に及ぼす度合いは異なるであろう。そして、上述の結果からノズル高さの影響が大きいこと、および小さなアスペクト比をもつ層流要素子が騒音の大きい厳しい環境下で応用されている¹¹⁾ことから、上下拘束板での境界層の厚さのノズル高さに対する比も一つの要因であると考えられる。

このように、様々な要因が考えられると共に、ノズル形状の影響などをも考慮すると、さらに現象は複雑化するので、それらの影響の結果が何に起因するかを解明することは非常に難しいと考えられる。

そこで本研究では、素子を構成する幾何学的条件に関しては、これ以上に立ち入らないことにする。しかし、実際に音波に感応する流体制御機器を設計する場合には、上に述べたノズル断面形状の影響の結果は、その要因が何であれ、重要な設計指針の一つに成りうると思われる。

2.5 結 論

本章では、音波による二次元水噴流の挙動に関して、噴流速度分布を対象に、その基本的現象について検討し、さらにノズル出口平均流速と音波周波数との関係における音波感応域について検討した。

これらの結果を要約すると、つぎのようになる。

1) 音波による水噴流の挙動はノズル出口平均流速と音波周波数に依存し、しかも音波の作用により噴流中心流速が増加する場合と、逆に減少する場合の2通りの現象の存在を実証した。

2) 流れ方向の各位置で、噴流速度分布に対する音波の影響が異なり、特に音波の作用により噴流中心流速が増加する場合、上流ではわずかに噴流中心流速は減少し噴流速度分布もわずかに拡がるのに対し、下流では逆に噴流中心流速は増加し噴流速度分布は鋭い形状になることを実証した。

3) Görtlerの噴流モデルと比較することにより、音波の作用により噴流速度分布はわずかにひずむが、ほぼ相似性を保つことを示した。また、流れ方向の拡散係数で整理することにより、特に音波による噴流速度分布の変化は、層流噴流から乱流噴流への移行に伴う激しい拡散作用に関係することを実証した。

4) ノズル出口平均流速と音波周波数に基づく音波感応域における考察から、ノズル出口平均流速の増加に伴い、音波感応周波数範囲は高周波数側に移行することを実証した。

5) 音圧の違いによる音波感応域を比較することにより、 $SPL = 120\text{ dB}$ の音波の作用により噴流中心流速が減少する領域の大きさは $SPL = 130\text{ dB}$ と比較して極端に小さくなり、逆に噴流中心流速が増加する領域の大きさは、ほとんど変化せずに、領域は低周波数側へ移行することを実証した。

6) ノズル断面形状の影響を主に音波感応域と噴流中心線上の速度減衰から検討し、特にノズル高さの影響が大であることを実証した。

参 考 文 献

- 1) G. L. Roffman and K. Toda : A Discussion of the Effects of Sound on Jets and Fluoric Devices, Trans. ASME, Ser. B, 91-4, 1164/1167 (1969).
- 2) H. Schlichting : Boundary Layer Theory, 4th ed., 171, McGraw - Hill (1955).
- 3) H. Sato : The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet, J. Fluid Mech., 7-1, 53/84 (1960).
- 4) 木村, 米持, 野中 : 二次元噴流におよぼす音波の影響について, 第10回フルィディクスシンポジウム講演論文集, A3, 11/16 (1975)
- 5) Y. V. Vlasov and A. S. Ginevsky : Acoustic Effect on Aerodynamic Characteristics of a Turbulent Jet, Air Force Systems Command Foreign Technology Division, FTD-MT-24-232-68 (1968).
- 6) たとえば, 原田, 尾崎 : 流子工学, 72, 養賢堂 (1969).
- 7) H. Schlichting : Boundary Layer Theory, 4th ed., 605, McGraw - Hill (1955).
- 8) 木下, 大島 : 水噴流の側壁付着現象, 計測自動制御学会論文集, 10-5, 611/616 (1974).
- 9) 米持, 木村 : 純流体素子構成に基づくノイズの研究, 計測自動制御学会論文集, 11-5, 515/520 (1975).
- 10) H. Schlichting : Boundary Layer Theory, 4th ed., 596, McGraw - Hill (1955).
- 11) T. G. Sutton : Consideration and Application of the Use of Fluidics in Aerospace Control, Proc. ASME 20th Anniversary Fluidic Symposium, Chicago, 73/80 (1980).

第 3 章 音波による乱れの挙動の統計的解析

3.1 緒 論

前章では、音波周波数に対する噴流中心流速の変化ならびに音波による噴流速度分布の流れ方向の変化について実験的に検討し、音波によって噴流速度を制御できることを実証した。

さらに、噴流のノズル出口平均流速とそれに対応する音波周波数の関係から音波感応域を実験的に求め、二次元水噴流を音波によって効果的に制御するために必要な諸条件を明確にした。

しかし、前章で得られた基本的挙動については、いまだに不明確な点が多い。

音波の作用により噴流中心流速が減少する場合、音波によって噴流が乱されるのであるから、音波を正弦波状の圧力変動の外乱と考えれば、現象は一応理解できるように思われる。しかし、これだけでは前章で指摘した、この現象に対する音波の周波数依存性を説明することはできない。

これに対し、音波の作用により噴流中心流速が増加する場合、一般にそれは常識に反した現象であると考えられるので、そのメカニズムの説明はさらに難解である。

ところが、前章における音波感応域の特性から、これらの現象が噴流のもつ乱れの周波数成分と音波との何らかの相互作用に起因すると推定した。また、噴流の拡散係数の傾向からも、これらの現象が遷移点付近の拡散作用に関係することを実証したが、この拡散作用も乱れの挙動と大きな関係をもつと考えられる。

このような遷移域における乱れの挙動に関する従来の研究としては、二つの平行流が合流する自由噴流境界¹⁾および伴流²⁾での検討例がある。しかし、これらは流れの場が異なり、かつ初期乱れ強さは 0.01 % ときわめて小さく限定されているため、ここで対象としている流体制御技術の実用化に対しては、その適用性に乏しい。

そこで本章では、前章で得られた音波による水噴流の挙動の基本的現象のメカニズムを解明することを目的とし、図 3-1 に示す構成順序にしたがって検討を

進める。

つぎの3.2節では乱れの統計的処理に必要な実験装置の概要とその方法について述べる。

また3.3節では、音波の作用による乱れの基本的挙動を流れ方向への乱れ強さの傾向から検討し、その傾向から噴流を層流域、遷移域および乱流域の3領域に

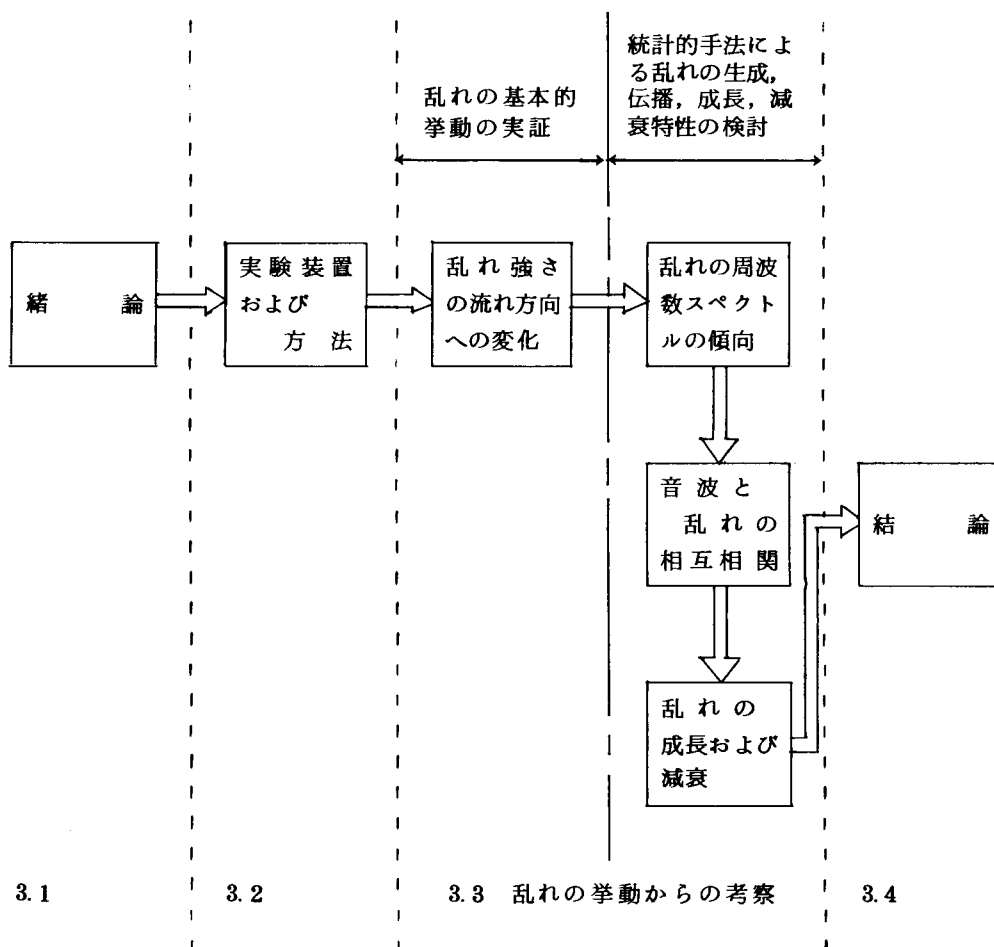


図 3-1 第 3 章の流れ図

大別し、スペクトル分析および相関法などの統計的手法を用いて、それぞれの領域での乱れの生成、伝播、成長、減衰ならびに音波と乱れの相互関係などについて

て検討することにより，前章で実証した音波による二次元水噴流の挙動に伴う諸現象の機構を探る。

最後に 3.4 節の結論において，上述の結果から音波の作用により噴流中心流速の変化に至る過程を推論する。

3.2 実験装置および方法

水槽と供試ノズル，ノズルへの水供給系，音波発振源としての水中スピーカ，音圧測定用の水中マイクロホンおよび流速測定用のホットフィルム流速計などによる実験装置の構成は前章と同じである。

本実験では，特に音波による乱れの挙動を統計的に解析するために，実時間スペクトル分析器により流速乱れのパワースペクトル密度を，また実時間デジタル形相関計により音波と流速乱れの相互相関関数を求めた。それらの結果はオシロスコープ上で観測し，カメラを用いて写真に記録した。なお，実時間スペクトル分析器および実時間デジタル形相関計の仕様は表 3-1 に示す通りである。

表 3-1 実験に用いた機器の仕様

実時間スペクトル分析器	日本科学工業 SAI-51B，積分器内蔵， 周波数スケール（11 段）：0～20 Hz，0～50 Hz， 0～200 Hz，0～500 Hz，0～1 kHz，0～2 kHz， 0～5 kHz，0～10 kHz，0～20 kHz，0～50 kHz， 0～1 MHz，ダイナミックレンジ：54 dB 以上，ノイズ レベル：フルスケールから -60 dB
実時間デジタル形 相関計	TEAC C-110 型，信号遅延時間の増分（ $\Delta\tau$ ）： 0.2 ms～20 s または 2 ms～200 s， 信号遅延時間の数：100 点

図 3-2 は音波周波数 f_s とノズル出口平均流速 U_0 に基づく、本章での供試ノズル（ノズル幅 $W = 1.5\text{ mm}$ ，高さ $H = 52.5\text{ mm}$ ）の音波感应域を示す。前章に示したように図中の実線および破線で囲まれた領域は音波の作用により噴流中心流速が 5 % 以上変化する領域である。

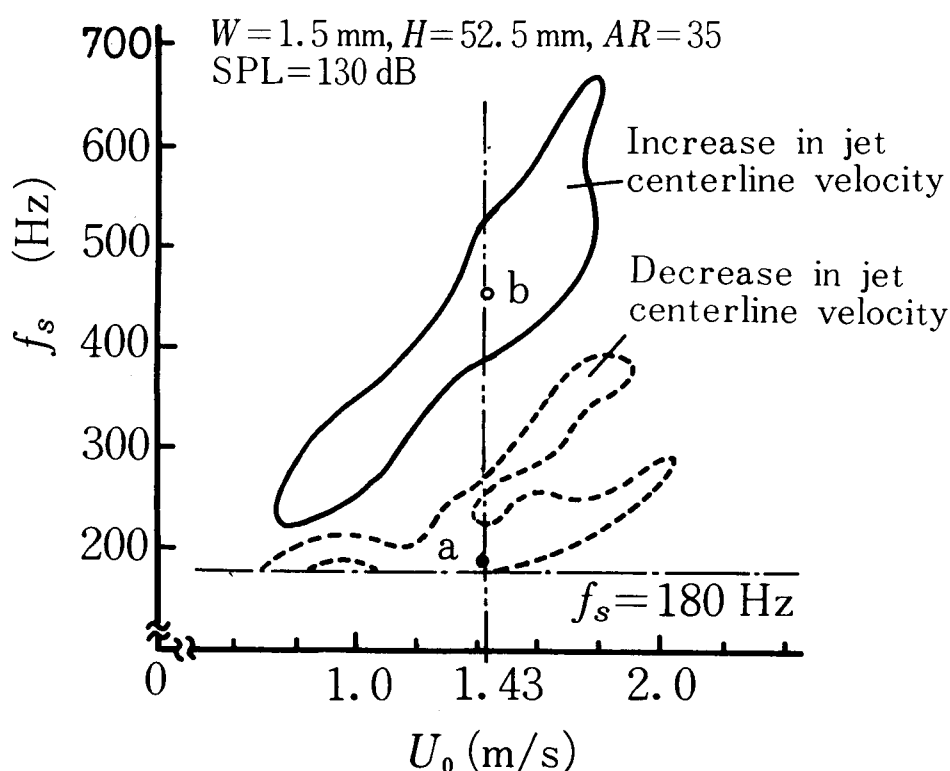


図 3-2 音波感应域

音波の作用による乱れの挙動を検討するための実験条件としては、図中の二点鎖線で示すように、領域のほぼ中央付近で、かつ音波の影響も顕著な場合として、 $U_0 = 1.43$ m/s，また音波周波数 f_s は噴流中心流速が減少する場合に 190 Hz（図中の a 点），増加する場合に 450 Hz（b 点）を選択した。ここでは、特に

音波の作用による乱れのパワースペクトル密度の変化を比較し易くするため、 U_0 を比較的大きくとることにより、両者の周波数の差を大きくした。

3.3 乱れの挙動からの考察

3.3.1 乱れ強さの流れ方向への変化

図3-3は音波の作用による噴流中心線上の乱れ強さ $I(u)$ の流れ方向 X/W への変化を示す。ここに $I(u)$ はつぎのように表される。

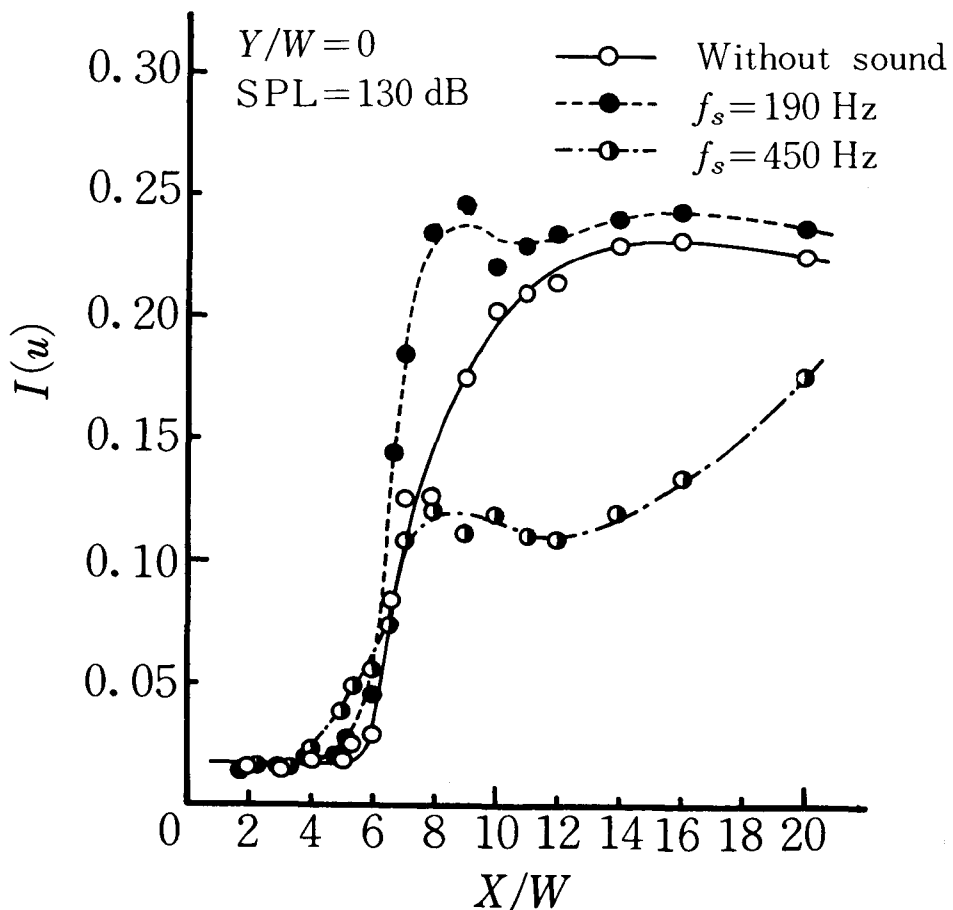


図3-3 音波による乱れ強さの変化

$$I(u) = \frac{(\overline{u^2})^{1/2}}{U} \quad (3.1)$$

なお、 u は流速の変動成分、 U は流速の時間平均である。また、音波を作用させない場合の初期乱れ強さ（ノズル出口での乱れ強さ）は約 2% であった。この値は、流体素子に関する従来の研究結果^{3)~5)}では 1~2% であることから、実用上適用可能なものであると考えられる。

音波を作用させない場合の $I(u)$ の傾向は $X/W < 5$ で一定であるが、 $5 < X/W < 14$ では急激に増加し、 $X/W > 14$ で再びほぼ一定となる。

前章での噴流速度分布の変化をもとに推定された近似的パターンでは、便宜上、遷移点を境として層流域と乱流域に大別したが、この乱れ強さの傾向から判断すると、層流域と乱流域の間に遷移域が存在すると考えるほうが妥当である。

この結果から、音波を作用させない場合に、層流域は $X/W < 5$ 、遷移域は $5 < X/W < 14$ 、乱流域は $X/W > 14$ と判断することができる。

$f_s = 190 \text{ Hz}$ では、 $X/W > 5$ で $I(u)$ は急激に増加し、音波を作用させない場合と比較して、 X/W の全測定範囲で大きな値をとり、特にその傾向は遷移域の初期 ($X/W \div 8$ 付近) で顕著となる。

これに対し、 $f_s = 450 \text{ Hz}$ では、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ の場合よりも上流から $I(u)$ の増加が始まるため、 $X/W < 7$ では音波を作用させない場合よりも大きな値をとる。しかし、逆に $X/W > 7$ では遷移域での $I(u)$ の急増が抑えられ、音波を作用させない場合と比較して小さな値をとる。この傾向は遷移域と乱流域の境界付近 ($X/W \div 13$) で特に顕著である。

これらの傾向は前章での音波の作用による噴流速度分布ならびに拡散係数の変化の傾向を裏付けている。すなわち、音波の作用により乱れ強さが大きくなれば、音波を作用させない場合と比較して噴流中心流速が減少し、噴流速度分布は拡がると共に、拡散係数の値は小さくなる。逆に、音波の作用により乱れ強さが小さくなれば、音波を作用させない場合と比較して、噴流中心流速は増加し、噴流速度分布は狭まり鋭い形状になると共に、拡散係数の値は大きくなる。

ここで、音波を作用させた場合の $I(u)$ の傾向に注目すると、いずれも一度ピーク ($X/W \div 8$) をとり、その後減少して再び増加する。このような傾向は Crow らによる報告⁶⁾ (空気を対象とした軸対称乱流噴流をノズルの上流に設置されたスピーカにより、ストローハル数 $St = 0.3$ で励起した場合、噴流は最大の影響を受け、その拡がり著しく増大する) にもみられる。

Crow ら⁶⁾ は、この傾向が音波により噴流内に生成される基本周波および高調波の乱れ成分の成長から減衰への傾向に起因することを実証した。すなわち、基本周波および倍調波の乱れ強さが流れ方向のある位置で最大値をとるため、すべての周波数成分を含む乱れ強さもその位置で極大値を示す。

本実験の場合にも、次節で示すように、音波の作用により噴流内に多くの周波数の乱れが生成されるので、上述の傾向は、それらの乱れ成分の流れ方向への成長から減衰への傾向の重ね合わせによるものであると考えられる。

3.3.2 乱れの周波数スペクトル

図3-4は層流域内での流速乱れのパワースペクトル密度を示す。ここで、縦軸は音波を作用させない場合の流速乱れ成分の二乗平均値を基準値 (0 dB) としたデシベル表示である。

音波を作用させない場合、 $X/W = 2, 4$ 共に顕著な周波数成分はみあたらない。これに対し、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ の音波を作用させると、 $X/W = 2$ では 190 Hz の周波数成分がかすかにみられる程度であるが、 $X/W = 4$ では、その周波数の乱れの存在が一目瞭然となる。

$f_s = 450 \text{ Hz}$ の音波を作用させると、 $X/W = 2$ においても 450 Hz の周波数成分がはっきりとみられ、 $X/W = 4$ に至ると、その周波数成分が大きく成長していることがわかる。しかも、基本周波 (450 Hz) の倍調波 (900 Hz) および $1/3$ 調波 (150 Hz)、 $2/3$ 調波 (300 Hz) の乱れが発生し始めることがわかる。

このように、音波の作用による噴流中心流速の減少 ($f_s = 190 \text{ Hz}$) および

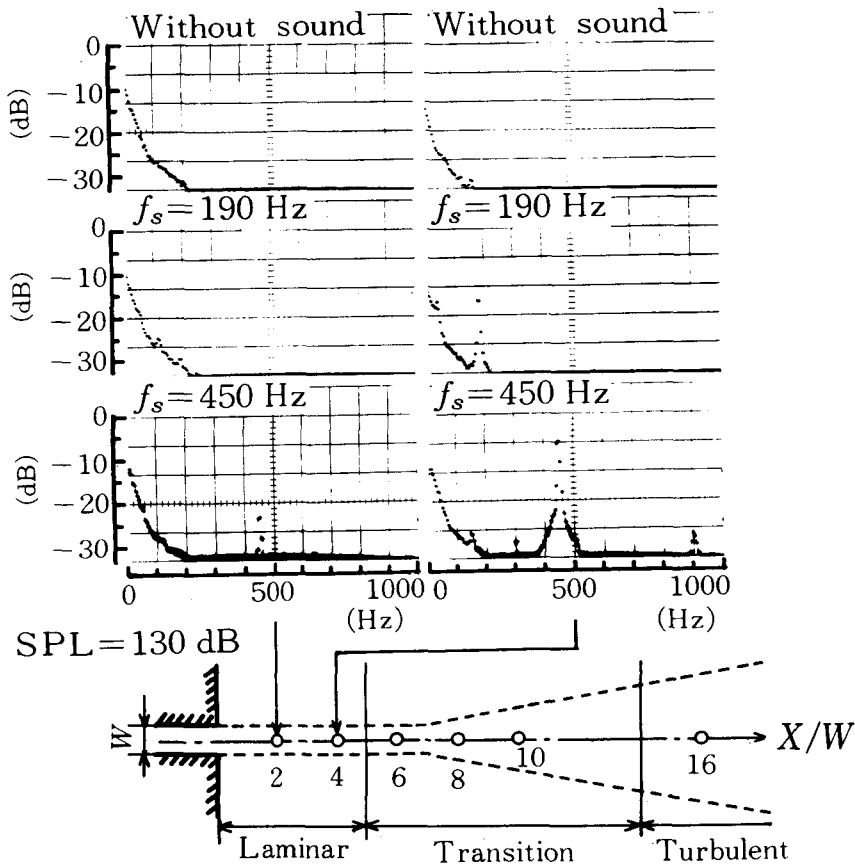


図 3-4 流速乱れのパワースペクトル密度（層流域）

増加（ $f_s = 450$ Hz）のいずれの場合にも，音波の作用により，それぞれ音波と等しい周波数の乱れが新たに噴流内に発生し，その周波数の乱れは流れ方向へ成長する。この傾向は層流域において音波が流速乱れに変換されることを示している。

図 3-5 は遷移域における流速乱れのパワースペクトル密度を示す。

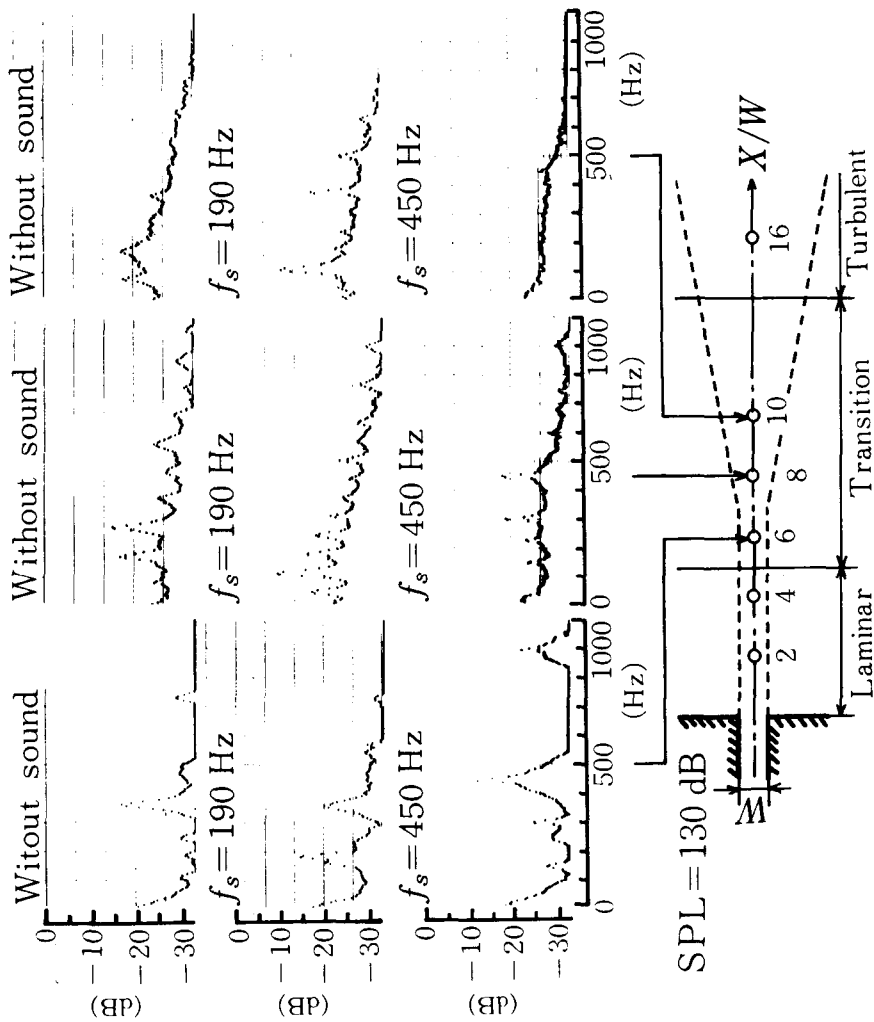


図 3-5 流速乱れのパワースペクトル密度（遷移域）

音波を作用させない場合を層流域（図 3-4）と比較すると，スペクトルは特定の周波数でピークをもつ分布となり，その分布は高周波側まで広がる。 $X/W = 6$ では 360 Hz ， $X/W = 8$ では 170 Hz および 280 Hz ， $X/W = 10$ では 80

Hz, 170 Hz に特に強いピークが存在するほかに, 小さなピークの存在もみられる。このように遷移域においては流れ方向へのスペクトルの移り変わりが激しいことがわかる。

これに対し $f_s = 190$ Hz の場合, $X/W = 6$ では 190 Hz の乱れが顕著に現われていることを除いては, 音波を作用させない場合に比較して, スペクトル分布に大きな変化はみられない。

しかし, $X/W = 8$ では, 190 Hz のほかに倍調波 (380 Hz), 3 倍調波 (570 Hz), 4 倍調波 (760 Hz) がみられ, それ以外にも多数のピークが存在する。特に 110 Hz のピークは 190 Hz よりも顕著である。また, 音波を作用させない場合にみられた乱れの顕著な成分 (170 Hz, 280 Hz など) が抑制されている。

その結果, 前章で示したように遷移域では噴流速度分布も変化するが, その乱れの周波数スペクトルは, 音波を作用させない場合のスペクトルと比較して, 全く違ったものとなる。

以上のような非線形的な現象は Miksad¹⁾ の剝離流や Sato²⁾ の伴流の報告にみられる非線形干渉とよばれるものである。ここでは, それらの報告に比べて, 非常に大きな初期乱れ強さをもつにもかかわらず, 同様な非線形干渉が生じるところに大きな意味があると考えられる。

$X/W = 10$ では, $X/W = 8$ のスペクトルと比較して, ピークの数が減少し, 特に 190 Hz のピークは弱まると共に, 高周波成分が消えている。

$f_s = 450$ Hz の場合, $X/W = 4$ (図 3-4) ですでに分数調波, 倍調波の発生がみられたけれども, $X/W = 6$ および 8 では 450 Hz の乱れのほかに, 分数調波 (150 Hz, 225 Hz, 300 Hz) および倍調波 (900 Hz) の乱れがより顕著となる。また, ここで特に注目すべきことは, $X/W = 6$ ですでに, 音波を作用させない場合にみられた特に顕著な周波数成分 (360 Hz) が抑制され, そのピークが消え去っていることである。

このように $f_s = 450$ Hz の場合, $f_s = 190$ Hz の場合と比較すると, より上流で非線形干渉が現れている。これは層流域 (図 3-4) でみられたように, 450 Hz の乱れの発生が 190 Hz の乱れの発生よりも早く始まり, その乱れが下流

へ成長し、非線形干渉が生じるに十分な強さに早く達するためであると考えられる。

$X/W = 10$ では、 $X/W = 6$ および 8 でみられた基本周波およびその倍調波、分数調波のピークはなくなり、連続的なスペクトルとなっている。

このような乱れ
の非線形干渉に基
づく乱れの周波数
成分の変化により、
図示の $X/W = 6$
および 8 から明ら
かなように、遷移
域の初期における
乱れは、音波を作
用させない場合に
比べて、 $f_s = 190$
Hz の場合には相
対的に低周波数側、
逆に $f_s = 450$ Hz
の場合には高周波
数側に分布する。
そして、遷移に伴
い新たな乱れを発
生するが、図の顕
著な周波数成分に
着目すると、高周
波数になるほど流
れ方向への乱れの
減衰が大きいこと

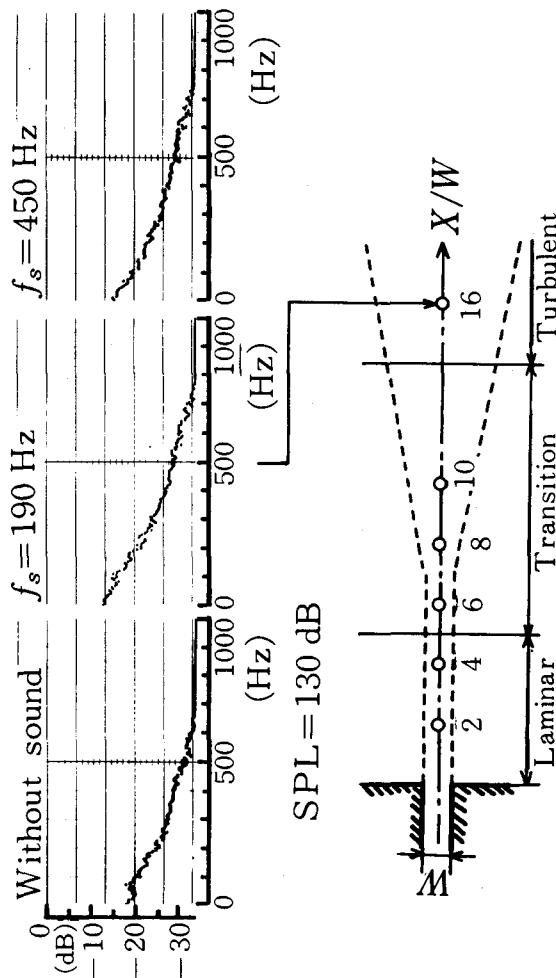


図 3-6 流速乱れのパワースペクトル密度（乱流域）

がわかる。

その結果、音波を作用させない場合と比較して、特に $f_s = 190 \text{ Hz}$, $X/W = 8$ では、明らかに低周波数の乱れが増大し、逆に $f_s = 450 \text{ Hz}$, $X/W = 10$ では、乱れが全体的に抑えられている。これらの現象はそれぞれ音波による噴流中心流速の減少、増加を裏付けていると共に、図3-3の乱れ強さの傾向と一致している。

これらのことから、遷移域における非線形干渉は音波による水噴流の挙動の要因の一つであると考えられる。

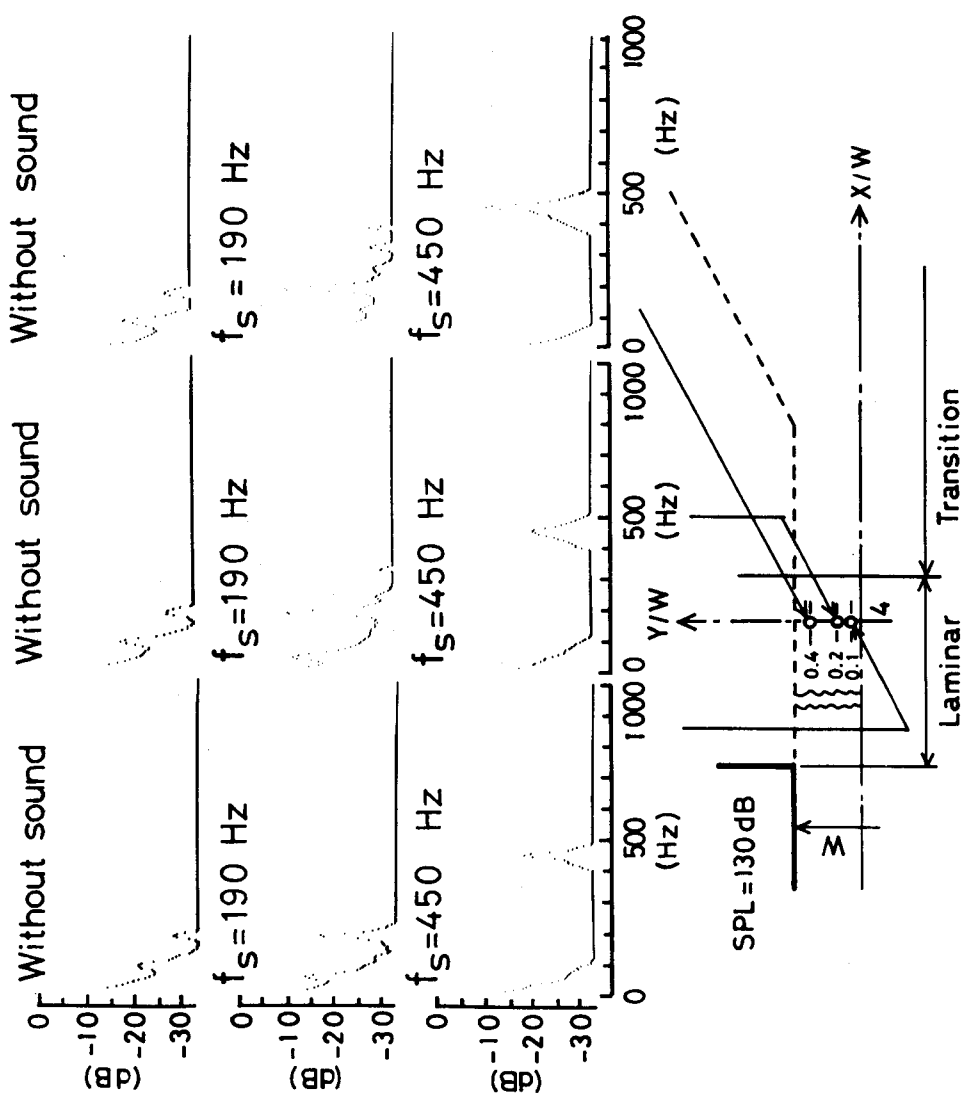


図3-7 流速乱れのパワースペクトル密度 (層流域Y方向)

図 3-6 は乱流域での乱れのパワースペクトル密度を示す。音波の作用によるスペクトルには顕著な変化はみられない。この傾向は、乱流域では遷移域での特定の周波数にピークをもつ分布から連続的な分布へと移行することを示している。このようなスペクトル分布の移行は、層流から乱流への遷移の過程であると考えられる。

図 3-7 は層流域内 ($X/W = 4$) での音波の作用による Y 方向での流速乱れのパワースペクトル密度の変化を示す。音波を作用させない場合、噴流中心 (図 3-4) ではみられなかったが、二つの特定の周波数成分のピーク (80 Hz および 170 Hz) がみられる。

これに対し $f_s = 190$ Hz では、音波を作用させない場合にみられた、その二つのピークは抑制され、噴流中心から離れるにしたがって、多くのピークがみられるようになり、 $X/W = 0.4$ では倍調波 (380 Hz) まで現れる。すなわち $f_s = 190$ Hz の場合、噴流中心 (図 3-4) でみられなかった非線形干渉が噴流の外側では、すでに始まっていることを示す。

$f_s = 450$ Hz では、音波を作用させない場合にみられた乱れのピークは抑制されているが、190 Hz の場合とは逆に、噴流中心 (図 3-4) でみられた倍調波、分数調波の発生はみられない。

図 3-8 は遷移域内の $X/W = 6$ における Y 方向のパワースペクトル密度の変化を示す。音波を作用させない場合、噴流中心 (図 3-5) と比較すると、 $X/W = 0.2$ ではスペクトルに大きな変化はみられないが、 $X/W = 0.4$ および 0.6 でのスペクトルは特定の周波数にピークをもつ分布である。しかし、それらのピーク周波数は 80 Hz, 170 Hz, 260 Hz, 350 Hz のように 90 Hz の等間隔であり、噴流中心付近 ($X/W = 0.2$) のスペクトルとは全く違ったものであることがわかる。また、その主成分も、より低周波数側に位置している。

これに対し $f_s = 190$ Hz では、層流域 (図 3-7) と同様、噴流中心 (図 3-5) よりも外側で、190 Hz の乱れが顕著であり、しかも $X/W = 0.4$ では 3 倍調波 (570 Hz), $X/W = 0.6$ では 4 倍調波 (760 Hz) の乱れまで確認される。

これらの高調波成分は、噴流中心 (図 3-5) の $X/W = 8$ で 4 倍調波まで確

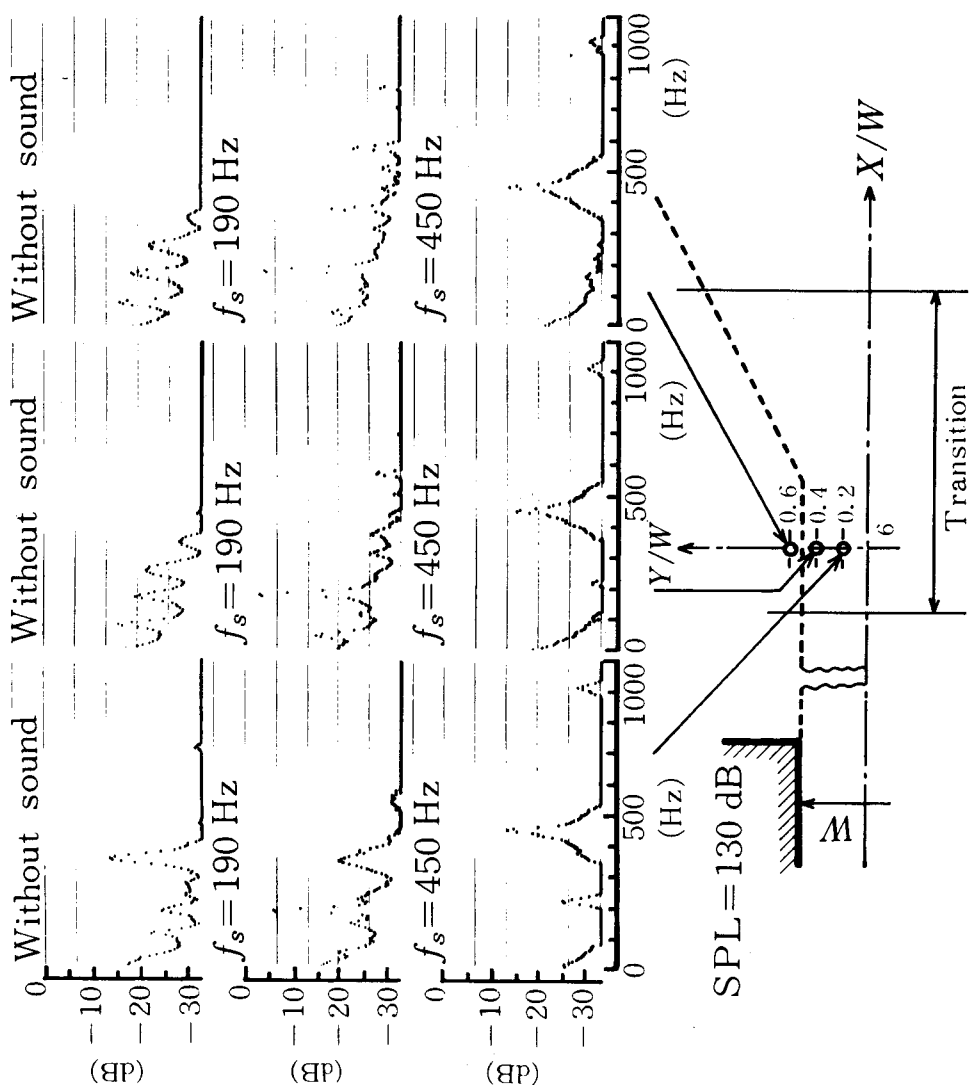


図 3-8 流速乱れのパワースペクトル密度（遷移域 Y 方向）

認められていると共に、ほかの主なピーク周波数（50 Hz，110 Hz など）も同じであることから、上流（ $X/W = 6$ ）のせん断層付近の乱れ成分が拡散により噴流中心まで伝播すると考えられる。

また、音波を作用させない場合、80 Hz，170 Hz の乱れ成分が $X/W = 6$ の噴流中心ではみられないで、 $X/W = 8$ および 10 の噴流中心で確認される（図 3-5）。それらの乱れ成分が図示のせん断層付近（ $Y/W = 0.4$ ， 0.6 ）および層流域の外側（図 3-7）でみられる。これも上述と同様の原因によると考えられる。

ところで、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ の音波の作用による乱れの抑制効果は噴流中心付近 ($X/W = 0, 0.2$) では顕著でない。しかし、外側 ($X/W = 0.4, 0.6$) では、音波を作用させない場合にはっきりとみられた 80 Hz , 170 Hz , 260 Hz , 350 Hz のピークは抑制され、確認できない。

$f_s = 450 \text{ Hz}$ では、噴流中心から離れるにつれ、特に分数調波、倍調波の乱れが小さくなり、しかも音波を作用させない場合にみられた低周波数にピークをもつ乱れは抑制されている。

図 3-7, 図 3-8 のせん断層付近での乱れの周波数スペクトルから、噴流中心流速が減少する音波周波数 (190 Hz) では、噴流中心から離れるにつれて、基本周波以外の周波数成分が多くなることがわかる。これに対し、噴流中心流速が増加する音波周波数 (450 Hz) では基本周波数の乱れのみとなる。しかも、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ の場合には低周波数の成分が特に顕著となる。一般に、噴流中心よりも、せん断層付近での乱れが外側の静止流体をまき込み、拡散作用を促進すると考えられる。それゆえに、このような音波周波数によるせん断層付近 ($X/W = 0.4, 0.6$) でのスペクトル分布の違いから判断して、特に低周波数の乱れが噴流の拡散作用に大きく影響を及ぼすものと考えられる。

3.3.3 音波と乱れの相互相関

前項の乱れの周波数スペクトルから、音波の作用により噴流の層流域および遷移域では音波と等しい周波数の乱れの存在が明らかとなった。さらに、音波による噴流の挙動を明確にするために、その乱れの伝播の様子を知ることは重要であると思われる。そこで、ここでは相関法を用いて音波と噴流内各点での乱れとの相関関係を調べることにする。

図 3-9 は相関法の原理を示す。図に示すような時刻 t における音波信号 $s(t)$ と流速乱れ信号 $u(t)$ の対を考える。音波は純音であるため、 $s(t)$ は正弦波であり、また $u(t)$ は音波によって導入された音波と等しい周波数の変動を含むので、それぞれつぎのように表される。

$$s(t) = A \sin \omega_s t \quad (3.2)$$

$$u(t) = B \sin \omega_s (t - \tau_p) + n(t) \quad (3.3)$$

ここで、 ω_s は音波の角周波数、 A 、 B はそれぞれ音波信号およびそれと等しい周波数の流速乱れ成分の振幅、 τ_p は音波信号が乱れ信号に変換されるに要する位相遅れ時間、そして $n(t)$ は音波周波数に等しい乱れ以外の乱れ成分を示す。ただし、噴流内で自ら発生する音波周波数に等しい乱れは十分小さいとする。

$s(t)$ と $n(t)$ とは相関が無いので、両者の相互相関関数

$\phi_{su}(\tau)$ は (3.2)、(3.3) 式から、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} \phi_{su}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T s(t) u(t+\tau) dt \\ &= \frac{AB}{2} \cos \omega_s (\tau_p - \tau) \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここに、 τ は遅延時間であり、上式のように相互相関関数は τ に対し正弦波となる。

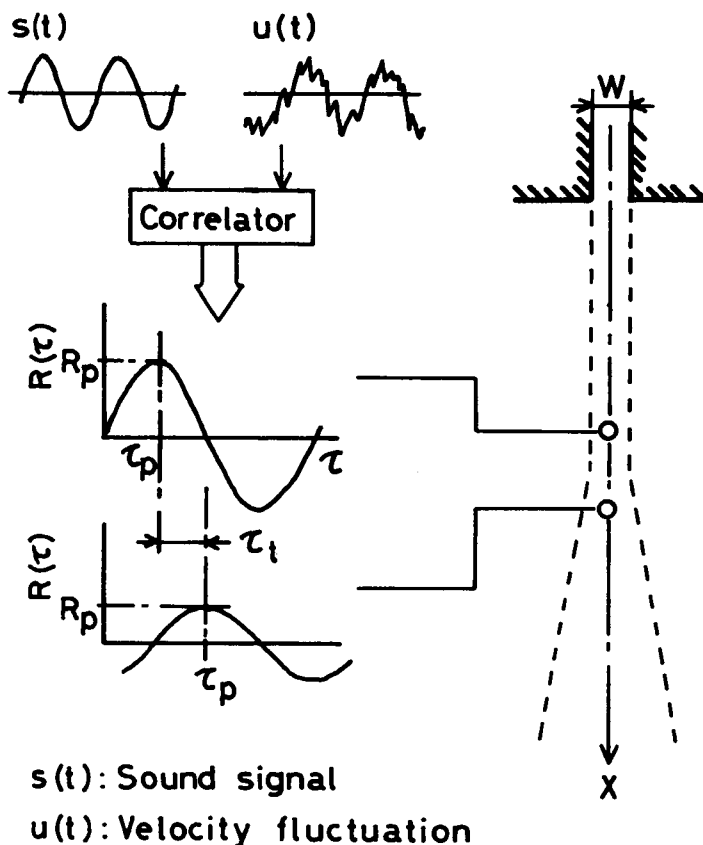


図 3-9 相関法の原理

一般に、(3.4) 式の規準化相互相関関数 $R(\tau)$ は次式で与えられる。

$$R(\tau) = \frac{\phi_{su}(\tau)}{\sqrt{\phi_s(0) \phi_u(0)}} \quad (3.5)$$

ここで、 $\phi_s(\tau)$ 、 $\phi_u(\tau)$ はそれぞれ $s(t)$ 、 $u(t)$ の自己相関関数で、 $\phi_s(0)$ 、 $\phi_u(0)$ はそれぞれの二乗平均値に等しい。よって (3.5) 式は

$$R(\tau) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{n^2(t)}{B^2/2}}} \cos \omega_s (\tau_p - \tau) \quad (3.6)$$

と表せる。ここで、図示のように $R(\tau)$ は $\tau = \tau_p$ のときに最大値をとり、その相関値を R_p とすると

$$R_p = R(\tau_p) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{n^2(t)}{B^2/2}}} \quad (3.7)$$

となる。上式から $\overline{n^2(t)} = 0$ のとき $R_p = 1$ 、 $B = 0$ のとき $R_p = 0$ となる。すなわち、音波信号が流速乱れに変換され、噴流内の流速乱れがほかの周波数成分をもたないならば、相関値は 1 となり、流速乱れの中に音波信号に等しい周波数成分が無ければ、相関値は 0 となる。

さて、図示のように、流れ方向に沿った二点において、それぞれ音波信号と流速乱れ信号の相互相関関数を求めるとする。もし、音波が噴流の各点に同時に影響を与えるならば、流れ方向の各点での正弦波の相互相関関数の位相にずれはないが、音波によって噴流内に導入された乱れが流れ方向へ伝播するならば、図示のように、その伝播時間 τ_f に相当するだけ位相はずれると考えられる。

図 3-10 は $f_s = 450 \text{ Hz}$ の場合の音波信号 $s(t)$ と層流域の各点における流速乱れ信号 $u(t)$ との相互相関関数を示す。ここに、 $\Delta \tau$ は遅延時間 τ の分解能である。すなわち、 $\Delta \tau = 0.2 \text{ ms}$ は相関の棒グラフの間隔が 0.2 ms であること

を示す。(3.4)

式で示したように、相互相関関数は正弦波である。

図から各点での相関には位相のずれがみられると共に、相関値 R_p はノズル出口付近 ($X/W = 2$) では 0.24 と小さく、流れ方向に増大し、層流域の終わり ($X/W = 5$) では 0.92 と非常に大きくなる。すなわ

ち、音波は噴流の各点に同

時に影響を与えるのではなく、音波の作用により噴流内に導入された乱れが流れ方向へ成長しながら伝播する。この傾向は $f_s = 190 \text{ Hz}$ の場合も同様であった。なお、位相差 τ_t から計算した乱れの伝播速度は $1.3 \sim 1.5 \text{ m/s}$ であり、 U_0 に近い値を示した。

図 3-11 は遷移域での $f_s = 190 \text{ Hz}$ の場合の相互相関関数を示す。なお、図

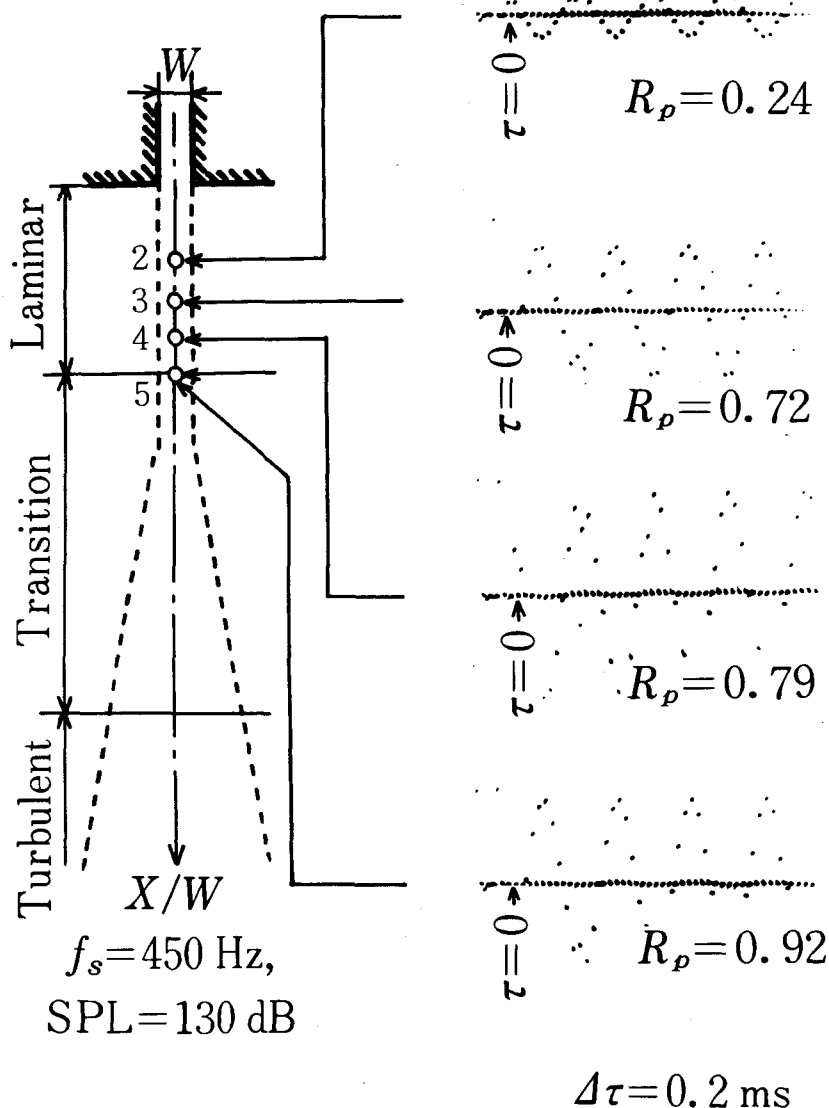


図 3-10 音波と乱れの相互相関関数 (層流域)

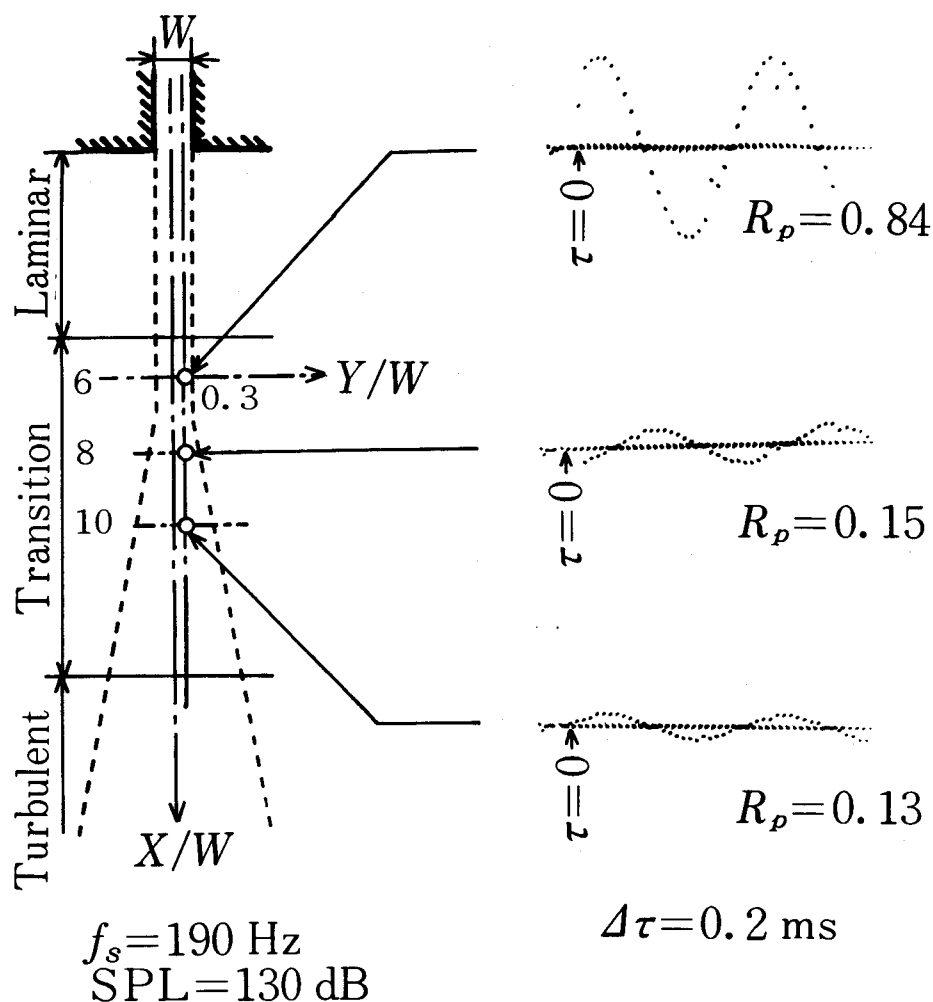


図 3-11 音波と乱れの相互相関関数（遷移域）

3-7, 図 3-8 の周波数スペクトルで示したように, 190 Hz の乱れは噴流中心よりも, 中心から離れた位置で顕著となるので, ここでは $X/W = 0.3$ の位置での相関をとった。

図示のように, 位相のずれは層流域と同様であるが, 相関値 R_p は逆に流れ方向へ減少している。しかも, その値は $X/W = 6$ では 0.84 と音波信号と流速乱れ信号の間には大きな相関があるが, $X/W = 8$ では 0.15 と急激に減少している。

すなわち、層流域で音波により生成され、流れ方向に成長した、音波周波数に等しい乱れは、遷移域では流れ方向へ減衰しながら伝播する。しかも、遷移域の初期では、前項で述べたように、非線形干渉による倍調波、分数調波の発生ならびに他の周波数の乱れの抑制効果のために、音波信号と流速乱れ信号の相関は急激に弱くなる。この傾向は $f_s = 450 \text{ Hz}$ の場合も同様であった。また、伝播速度は噴流の急激な拡散作用によって噴流中心付近の速度が減少するため、層流域よりも小さくなる。

なお、乱流域では図 3-7 の周波数スペクトルから推定されるように無相関であった。

3.3.4 乱れの成長および減衰

3.3.2, 3.3.3 項において、層流域では作用させた音波と等しい周波数の乱れ成分が生成さ

れ、流れ方向へ成長しながら伝播し、遷移域では、その乱れは流れ方向へ減衰しながら伝播することを実証した。

ここでは、音波による乱れの挙動について、さらに詳細に検討を進めるため、

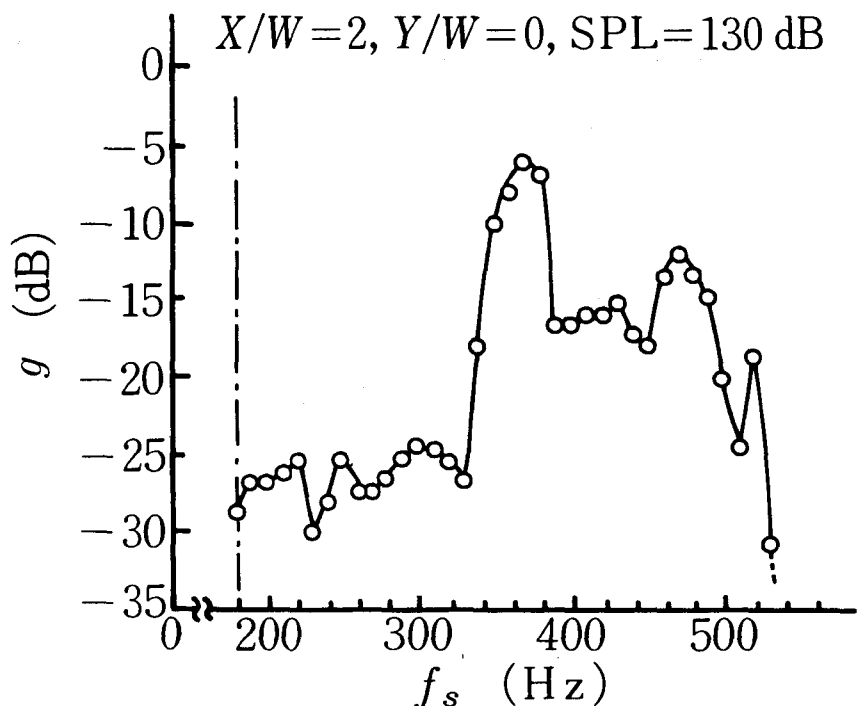


図 3-12 音波と等しい周波数の乱れ成分の強さと音波周波数の関係

層流域初期において音波が流速乱れに変換される機構の周波数応答特性ならびにその乱れの流れ方向への成長，減衰特性について考察する。

図 3-12 は層流域において，作用させた音波と等しい周波数の乱れ成分 u_f の強さ（他の周波数の乱れ成分は含まない）と音波周波数 f_s の関係を示す。ここで，縦軸 g は

$$g = 20 \log \frac{(\overline{u_f^2})^{1/2}}{(\overline{u_n^2})^{1/2}} \quad (3.8)$$

ただし， u_n は音波を作用させない場合の全周波数範囲を含む乱れ成分である。

層流域では，図 3-4 の周波数スペクトルで示したように，音波と等しい周波数の乱れが生成されるが，図示のように帯域フィルタと同様の傾向を示し，その周波数範囲には限界が存在する。下限はスピーカの性能上の限界（図の一点鎖線の $f_s = 180 \text{ Hz}$ ）のため不明であるが，上限はほぼ 530 Hz であり，これは図 3-2 の音波感応域の $U_0 = 1.43 \text{ m/s}$ の上限の周波数とほぼ一致する。すなわち，噴流が音波の影響を受けるためには，音波が噴流内の乱れに変換されることが必要である。

図から，ほぼ 330 Hz を境として， g は低周波数で小さく，高周波数域では相対的に大きいことがわかる。 $f_s = 330 \text{ Hz}$ は，音波感応域（図 3-2）において，音波の作用により噴流中心流速が 5% 以上増加する領域と減少する領域の間の中間領域，すなわち音波の影響の小さな領域のほぼ中央に位置している。

この図 3-12 と図 3-2 の両者の傾向から，音波によって噴流内に生成される音波と等しい周波数の乱れの強さが大きい場合に噴流中心流速の増加，小さい場合に噴流中心流速の減少という現象が現れることがわかる。

これは，前項の遷移域での周波数スペクトル（図 3-5）の $X/W = 6$ の場合に述べたように，非線形干渉が $f_s = 190 \text{ Hz}$ では現れていないが， $f_s = 450 \text{ Hz}$ では，すでに始まっていることに関係づけられる。すなわち， $f_s = 450 \text{ Hz}$ の場合には，噴流中心での，その周波数の乱れの成長が著しいので，非線形干渉は早く起こると考えられる。

図3-12は単一周波数の音波に対する噴流内に生成される、その周波数の乱れ成分の大きさを表している。これに対し図3-13は、ある周波数帯域をもつ音波を作用させた場合の層流域内でのパワースペクトル密度を示す。

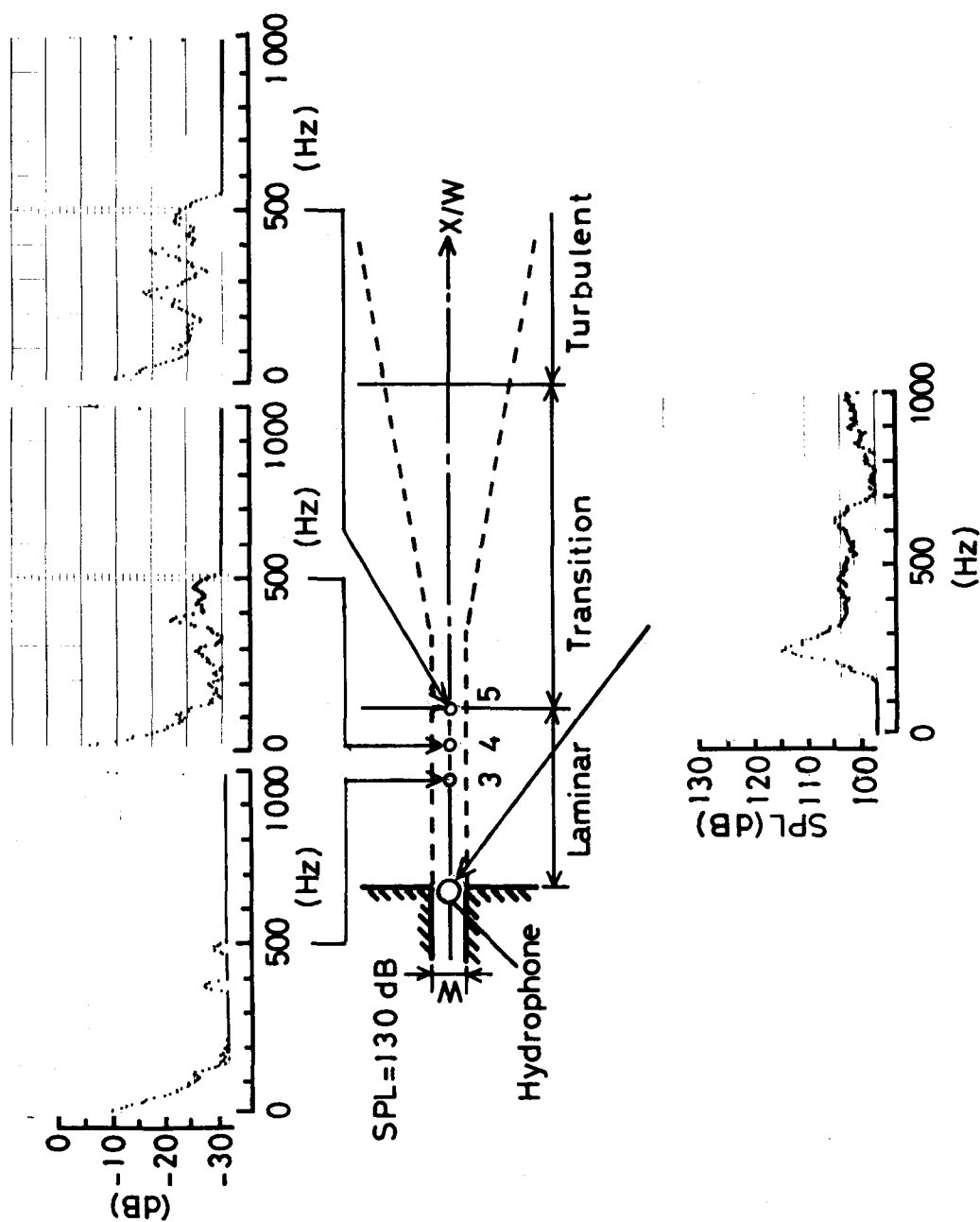


図3-13 帯域制限雑音に対する流速乱れのパワースペクトル密度

図の下側のスペクトルは水中マイクロホンで測定した音波の周波数スペクトルである。これは雑音発生器による帯域制限白色雑音（0～5,000 Hz にわたって、一様な大きさの成分をもつ雑音）を用いたものであるが、水中スピーカの周波数特性のため、250 Hz 付近にピークをもち、300～650 Hz でほぼ平坦なスペクトルである。

これに対する乱れの周波数スペクトルに注目すると、 $X/W = 3$ の場合、音波は250 Hz 付近で最大のパワーをもつにもかかわらず、370 Hz、480 Hz 付近の乱れが噴流内に選択的に生成されることがわかる。これらの周波数は図3-12の顕著なピークの周波数にはほぼ一致している。そのうえ、 $X/W = 4$ の場合、他の周波数の乱れもみられるが、特に300 Hz から500 Hz にかけての傾向は図3-12の特性と類似している。また、 $X/W = 5$ では、音波のピーク周波数250 Hz 付近の乱れが顕著となっているけれども、300～500 Hz の乱れ成分も、 $X/W = 3, 4$ と同様の傾向で、さらに成長していることがわかる。

このような傾向は、層流域における音波による乱れの発生がほぼ線形であることを意味するので、Sato²⁾が二つの主な周波数をもつ音波が伴流での遷移を早めるのに非常に有効であることを実証したように、二つ以上の周波数成分をもつ音波を作用させることにより、さらに効果的に噴流を制御できることも考えられる。

しかし、単一周波数の場合でも遷移域での非線形干渉のため、現象は複雑であるので、ここでは、さらに複雑化する二つ以上の周波数の場合は取り扱わないことにする。

ここで、2.4.2 項の「音圧の影響」での結果について考察する。

図3-12、図3-13で示したように、最も成長率の高い周波数は370 Hz 付近であり、二番目に成長率の高いのは470 Hz 付近である。図3-12の場合、単一周波数で音圧は $SPL = 130$ dB であるのに対し、図3-13の場合、全周波数範囲での積分した音圧が $SPL = 130$ dB であるから、個々の周波数成分の音圧はさらに小さい（例えば、370 Hz と470 Hz 付近では共に $SPL \div 105$ dB である）。それにもかかわらず、上述のように両者の傾向は一致しているので、音圧によって図3-12の特性の形は変わらないと考えられる。

一方、図 3-2 の音波感応域に示すように、 $U_0 = 1.43 \text{ m/s}$ では 470 Hz 付近が噴流中心流速が増加する領域内にあるのに対し、 370 Hz 付近は影響の小さい中間領域内にある。このことから、音圧レベル $\text{SPL} = 130 \text{ dB}$ では、 470 Hz 付近の音波を作用させると、層流域でのその周波数の乱れが、遷移域において他の周波数の乱れを効果的に抑制するに適度な成長を遂げるのに対し、 370 Hz の音波では、すでに層流域初期において音波によって誘起される、その周波数の乱れが強過ぎるため、効果的な乱れの抑制が得られないと考えられる。そこで音圧を小さくすれば、 370 Hz 付近でも効果的な乱れの抑制が得られ、噴流中心流速の増加が顕著になると推察できる。

このように考えると、2.4.2 項での結果、すなわち音圧レベルを 130 dB から 120 dB に減少すると感応周波数領域が低周波数側へ移行することが理解される。

つぎに、作用させた音波と等しい周波数の乱れ成分 u_f を (3.8) 式による g ^(注3) で表し、その流れ方向への変化、すなわち乱れの成長および減衰を示したのが図 3-14 である。この測定範囲 ($X/W \leq 10$) は乱れの周波数スペクトルにおいて、作用させた音波と等しい周波数成分のピークが明確である範囲で、下流 ($X/W > 10$) では不明確となる。

図示のように、層流域では $f_s = 190 \text{ Hz}$ 、 450 Hz のいずれの場合も、作用させた音波と等しい周波数の乱れは直線的に増加する。すなわち、音波の作用により噴流の初期領域内に生成された乱れ成分は、層流域内では流れ方向へ指数曲線的に成長しながら伝播する。

しかし、遷移域に入ると乱れの成長は終わり、流れ方向に乱れの減衰が始まる。ここで、噴流中心 ($X/W = 0$) に注目すると、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ では $X/W = 6$ 付近、 $f_s = 450 \text{ Hz}$ では $X/W = 4 \sim 5$ で乱れの直線的増加は終わる。これらの位置は、図 3-4、図 3-5 の乱れの周波数スペクトルから明らかなように、非線形干渉が始まる位置と一致する。

さて、 $f_s = 190 \text{ Hz}$ と 450 Hz の遷移域での乱れの減衰に注目すると、その傾

(注3) u_n は $X/W = 2$ での値である。

きは $X/W = 0$,

0.3 のいずれ
の場合も, f_s
= 450 Hz のほ
うが急である
ことがわかる。

また。3.3.2
項の乱れの周
波数スペクト
ル(図3-5)

の傾向から,
遷移域での顕
著な周波数成
分に注目する
と, 高周波数
になるほど流
れ方向への乱
れの減衰が大
きいことを指
摘した。これ

らの結果から,
音波周波数に
よる噴流中心

流速の変化の違いは遷移域での乱れの減衰の程度に起因していることは明らかで
ある。

3.4 結 論

音波による二次元水噴流の挙動の基本的現象の解明を目的として, ここでは乱

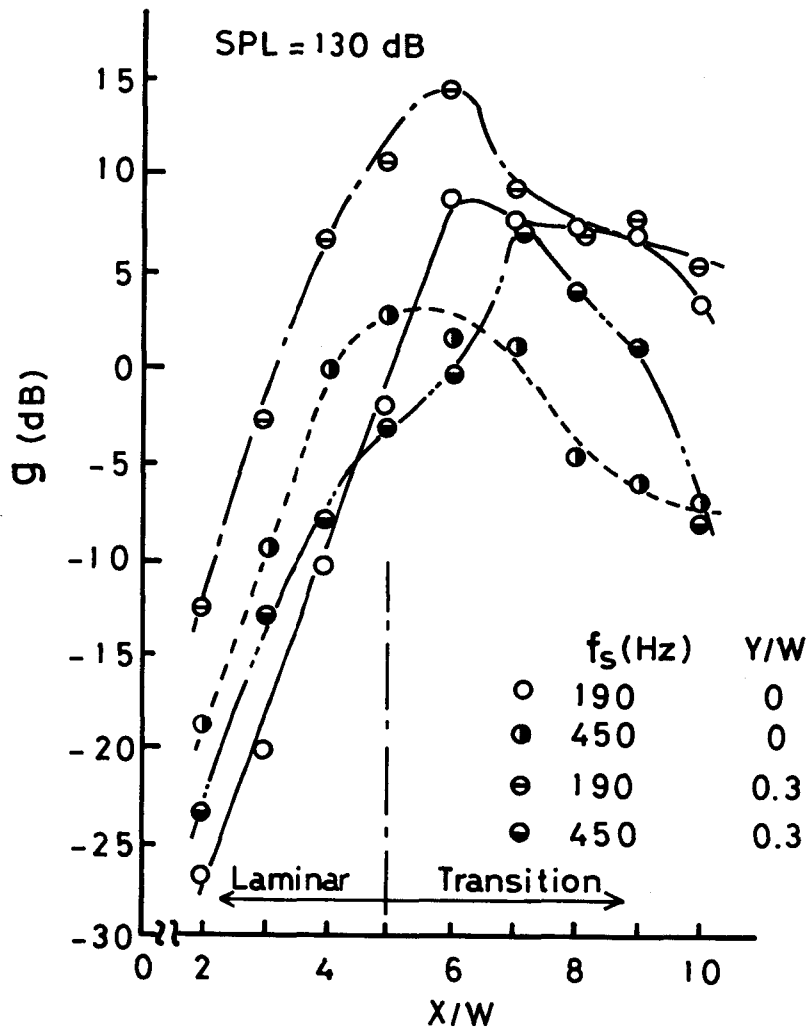


図3-14 乱れの成長と減衰

れの挙動を相関関数およびパワースペクトル密度などの統計的手法を用いて検討した。

その結果、音波の作用による噴流中心流速の変化は主につぎのような過程に基づくと考えられる。

1) ある周波数範囲の音波の作用により、ノズル出口付近の層流域初期では、音波と等しい周波数の乱れが生成される。また、その乱れは層流域内では成長しながら流れ方向へ伝播する。

2) 遷移域では、その乱れの成長は終わり、音波周波数に対し、分数調波、倍調波などの乱れの発生ならびに他の周波数成分の乱れの抑制という二つの非線形干渉が現れる。

3) 非線形干渉に基づく乱れの周波数成分の変化により、音波を作用させない場合と比較して、遷移域の初期における乱れは、音波周波数の違いにより、相対的に高周波数側（噴流中心流速の増加）および低周波数側（噴流中心流速の減少）に分布する。

4) 遷移域での流れ方向への乱れは、高周波数になるほど早く減衰する。したがって、乱れが高周波数側に分布する場合には、音波の作用により乱れが減少、噴流中心流速が増加し、また乱れが低周波数側に分布する場合には、逆に乱れが増加し噴流中心流速が減少すると推測される。

参 考 文 献

- 1) R. W. Miksad : Experiments on Nonlinear Interactions in the Transition of a Free Shear Layer, J. Fluid Mech., 59-1, 1/21 (1973).
- 2) H. Sato and H. Saito : Artificial Control of the Laminar-Turbulent Transition of a Two-Dimensional Wake by External Sound, J. Fluid Mech., 84-4, 657/672 (1978).
- 3) R. W. Gray and J. L. Shearer : Effects of Upstream Disturbances on the Spreading of Large Fluid-Amplifier-Type Jets, Trans. ASME, Ser. G, 53/60 (1971).
- 4) T. Wada, et al. : The Switching of Wall Attachment Fluidic Devices, Proc. 2nd Inter. JSME Symposium, 3, 171/180 (1972).
- 5) 米持, 木村 : 純流体素子構成に基づくノイズの研究, 計測自動制御学会論文集, 11-5, 515/520 (1975).
- 6) S. C. Crow and F. H. Chapagne : Orderly Structure in Jet Turbulence, J. Fluid Mech., 48, Part 3, 547/591 (1971).

第 4 章 付着噴流の制御

4.1 緒 論

音波による二次元水噴流の挙動について、すでに第 2 章、第 3 章において、その基本的現象を明らかにし、音波による水噴流制御の可能性を実証した。しかし、それらの現象の実用化をはかるためには、さらに音波による付着噴流の挙動を明確にすることが必要である。

第 1 章で述べたように、従来、系統的にまとまり、しかも実用的な結果が得られたこの種の研究はきわめて少ない。このうち、Rockwell ら¹⁾は空気噴流を対象に曲線側壁への付着現象に及ぼす音波の影響を四つのレイノルズ数領域に分けて、実験的に考察した。しかし、その主な挙動は噴流が音波によって乱され側壁へ付着する場合に限定される。

前章までに述べたように、音波によって乱れを抑え噴流中心流速を増加させる現象を考慮すると、逆に音波によって噴流を側壁から完全に剝離させることも可能であることが推察できる。

さて、ここで音波による付着噴流の挙動を検討するにあたって注意すべきことは、二次元噴流における音波周波数、ノズル出口平均流速などの感応条件は第 2 章で、すでに得られているが、どのような側壁形状を選択するかという問題である。

一般的には、側壁は曲線側壁と直線側壁に分けることができる。前者への付着噴流は主に壁面に沿って流れるのに対し、後者へのそれは噴流と側壁の間に付着渦領域が存在する。このように、曲線側壁と直線側壁の場合とでは、付着噴流の構造に相違がある。

そこで本章では、基本的形状の曲線側壁および直線側壁を対象に、音波による付着水噴流制御の可能性を検討することを目的とし、図 4-1 に示す構成順序にしたがって検討を進める。

つぎの 4.2 節では実験装置とその方法について説明し、特にそれぞれの側壁形状の選択理由を述べる。

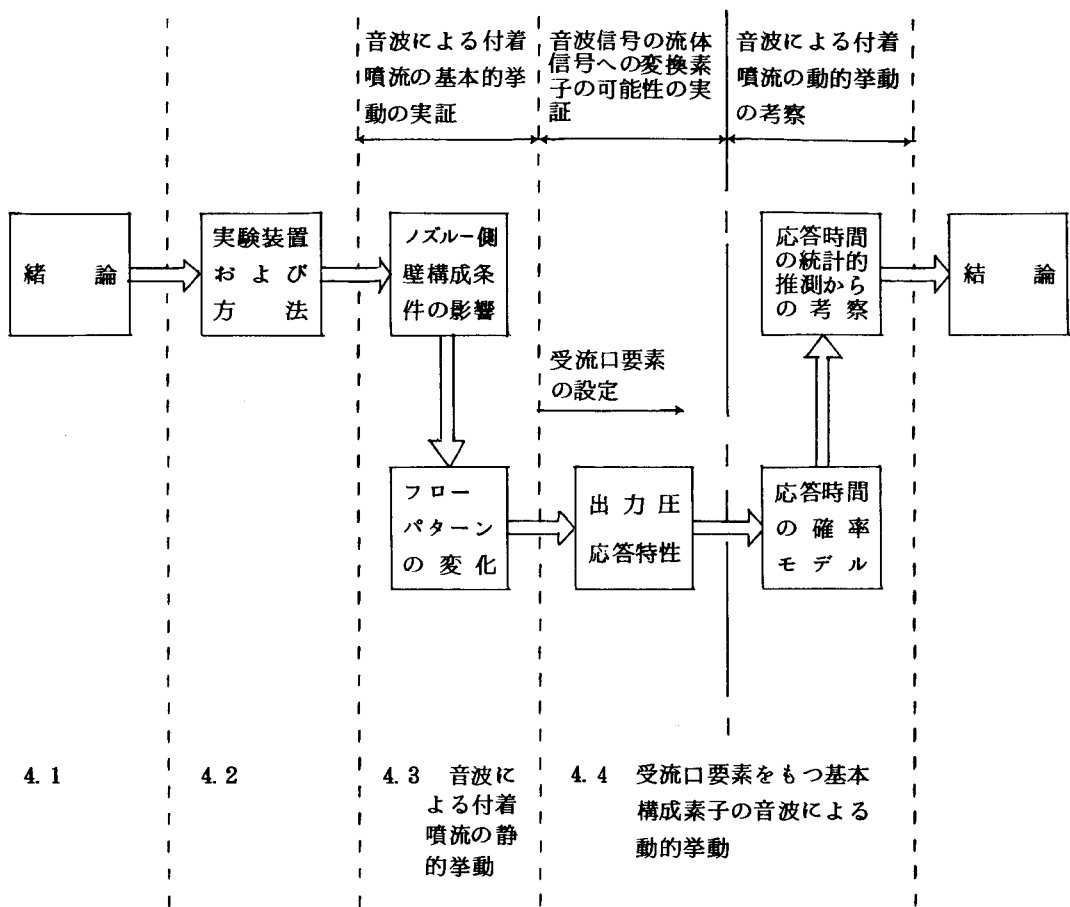


図 4-1 第 4 章の流れ図

4.3 節では、音波による付着水噴流の基本的挙動を実証するために、ノズル側壁構成条件の影響を音波の作用による噴流偏向角の変化から検討する。そして、その結果から選択された一定のノズル側壁構成条件のもとで、音波によるフローパターンの変化を噴流中心線の軌跡および可視化による噴流パターンとして捉え、その基本的挙動を明らかにする。

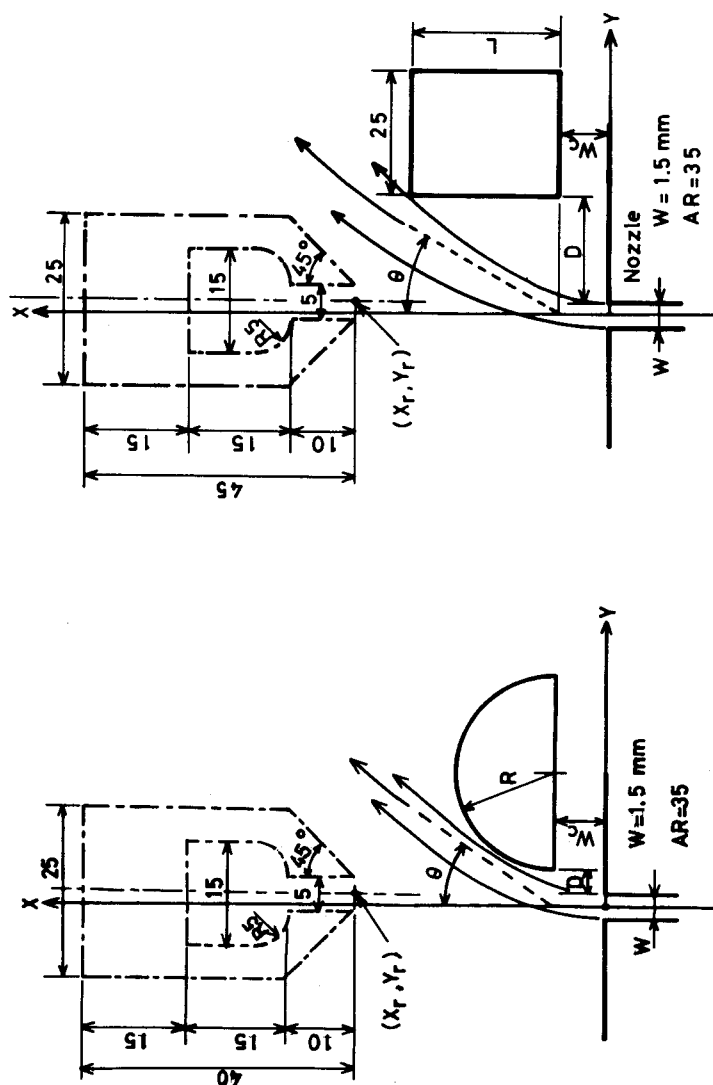
つぎに 4.4 節では、前節で得られた音波による噴流の側壁付着現象を、音波に感応する流体制御素子として利用することの可能性を検討するために、噴流の流れの場に受流口を設定し、音波入力に対するこの基本構成素子の過渡応答を実験的に調べる。そして特に、その応答時間に確率モデルをあてはめることにより、

統計的推測を行い、音波による付着水噴流の動的挙動を考察する。

最後に4.5節の結論では、本章で得られた結果を総括して述べる。

4.2 実験装置および方法

実験装置の構成は第2章(図2-2)と同じであるが、本章では図4-2(a), (b)に示すような2種の側壁を設けた。



(a) 曲線側壁の場合
図4-2 供試要素の基本構成
(b) 短い直線側壁の場合

図(a)は曲線側壁の場合で、その最も基本的なものとして、図示のような円弧状の側壁を用いた。

その半径 R の決定に際しては、前述の Rockwell ら¹⁾の研究結果を参考にした。
すなわち、円弧形状の曲線側壁の構成^(注4)で、レイノルズ数が低い場合には噴流は側壁から完全に剝離しており、レイノルズ数を増加していくと、あるレイノルズ数 Rec で噴流は急激に側壁へ付着し、それ以上増加させても噴流は付着した状態を保つ。

しかし逆に、レイノルズ数を減少していくと、噴流は前述の Rec で剝離せずに、それよりも小さいレイノルズ数 Reb で剝離する。このように付着噴流はレイノルズ数に対するヒステリシス特性を示し、音波の影響が大きいのは Rec 以下のレイノルズ数であることが報告されている。

さらに、Rockwell らは 4 種類の半径の異なる側壁を用いて検討し、 R/W が大きくなるにつれて、 Reb 、 Rec 共に小さくなることを実証した。

そこで本実験では、以上の結果と後述のノズル出口平均流速条件を考慮し、 $R/W = 9.5$ とした。

図(b)は直線側壁の場合の基本構成を示す。

一般に、側壁長さが十分長い直線側壁の場合、付着渦領域と壁面に沿う流れの両方の存在のため、音波の作用によって、付着噴流を完全に剝離させ、非付着噴流とすることは困難であると考えられる。しかし、側壁長さが、それが十分に長い場合の付着点よりも短くなると、噴流は側壁端に固着し、壁面に沿って流れない傾向にある。²⁾

松宮ら³⁾はそのような短い直線側壁に対する噴流付着現象に関し、噴流の付着、非付着の状態が共に安定であり、パルス状の制御流などにより、任意の一方の状態を選択できる双安定領域の存在を実証した。そして、側壁傾斜角 0° と 15° の場合について、無次元化した側壁長さ L/W とオフセット D/W に基づくグラフ上に、その領域を示した。このような領域が低レイノルズ数においても存在すれば、

(注4) 図4-2(a)に示す $Wc = 0$ 、 $D = 0$ の構成条件の場合。

音波による直線側壁での付着噴流制御の可能性もあると思われる。

そこで本実験では、以上の結果を参考にすると共に、層流噴流は乱流噴流よりも付着しにくいことをも考慮し、側壁長さ L は、それが十分に長い場合の付着距離よりも短い場合として、 20mm ($L/W \div 13.3$)とした。なお、側壁傾斜角は 0° とした。

実験は、曲線側壁および直線側壁の場合共に、ノズル出口から側壁までの距離 W_c とオフセット D をパラメータにとり、噴流偏向角 θ および噴流中心線をホットフィルム流速計により求めた。

ここで θ は、可視化による噴流パターンから判断して、曲線側壁の場合、 $X = W_c + 6W$ の位置での Y 方向の最大流速点と $X = W_c$ 、 $Y = 0$ の点を結ぶ直線と X 軸とのなす角、そして直線側壁の場合、 $X = W_c + L$ の位置での Y 方向の最大流速点と $X = W_c$ 、 $Y = 0$ の点を結ぶ直線と X 軸のなす角として定義する。

また、直線側壁の場合には、噴流中心線のほかに噴流境界の目安として $1/10$ 流速線（最大流速の $1/10$ の流速点の軌跡）をも測定した。

つぎに、音波信号を流体信号に変換するために、図4-2の一点鎖線で示す、 X 、 Y 方向に移動可能な受流口部を噴流の流れの場に設けた。この受流口の中心位置は図示のように点(X_r, X_r)で表す。受流口幅は 5mm ^(注5)で、出力負荷状態は閉鎖の場合を取り扱う。

過渡応答を調べるため、ゲート信号が正の期間だけ音波信号が発生するように制御した。それに対応する受流口の出力圧信号を半導体小形圧力変換器で検出し、その応答波形の記録にはペン書きオシログラフを用いた。なお、半導体圧力変換器の校正にはゲッチング型マノメータを用いた。

本章の実験で新しく用いた機器の仕様を表4-1に示す。

供試ノズルはノズル幅 $W = 1.5\text{mm}$ 、ノズル高さ $H = 52.5\text{mm}$ 、アスペクト比 $AR = 35$ で、図4-3はその音波感応域である。図中の実線（音波の作用により噴

(注5) 受流口幅は1, 3, 5, 7, 10, 15mmの幅で予備実験を行い、安定性、出力圧を考慮し決定した。

表 4-1 実験に用いた機器の仕様

インク書きオシログラフ	三栄測器 8 S 51 形, チャンネル数: 4 ch, 周波数特性: DC ~ 70 Hz (10 mm P-P), 記録紙送り速度 1 mm/min ~ 250 mm/s
半導体小形圧力変換器	豊田工機 PMS-5M 0.5 H, 測定範囲: $-0.5 \sim 0.5 \text{ Kg/cm}^2$ 固有振動数: 10 kHz 以上
半導体圧力変換器用増幅器	豊田工機 AA 1130, 最大感度: 2000 倍, 周波数特性: DC ~ 10 kHz, 直線性: 0.5 % 以内
ゲッチング型マノメータ	理化精機 F 210, 測定範囲: $0 \sim 1000 \text{ mm Aq}$, 精度: $1/20 \text{ mm}$

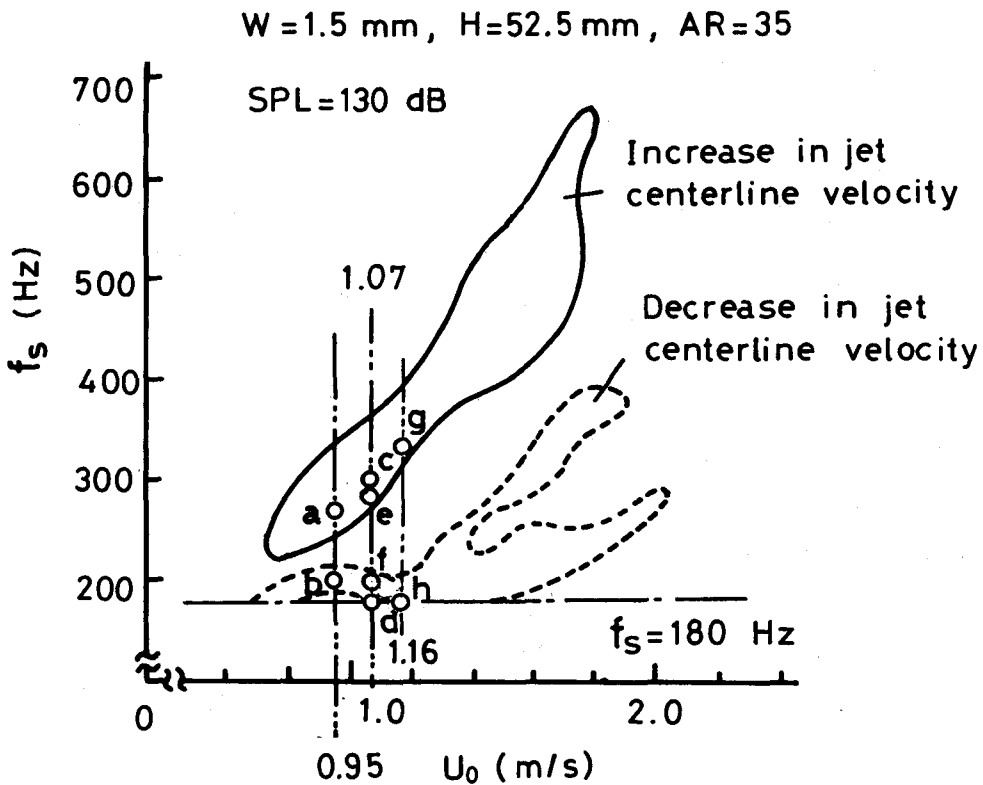


図 4-3 音波感応域での実験条件

流中心流速が増加)および点線内領域(噴流中心流速が減少)は、いずれも音波の作用により噴流中心流速が5%以上変化する領域である。

実験条件としては図中の二点鎖線で示すように、曲線側壁の場合、受流口部のない場合には $U_0 = 0.95 \text{ m/s}$, $f_s = 270 \text{ Hz}$ (図中の a 点)および $f_s = 200 \text{ Hz}$ (b 点), 受流口部のある場合には $U_0 = 1.07 \text{ m/s}$, $f_s = 300 \text{ Hz}$ (c 点)および $f_s = 180 \text{ Hz}$ (d 点)を選択した。

短い直線側壁の場合には、受流口部の有無にかかわらず、主に $U_0 = 1.07 \text{ m/s}$, $f_s = 280 \text{ Hz}$ (e 点)および $f_s = 200 \text{ Hz}$ (f 点)とし、さらに現象を詳細に検討するために、 $U_0 = 1.16 \text{ m/s}$, $f_s = 330 \text{ Hz}$ (g 点)および $f_s = 180 \text{ Hz}$ (h 点)の条件を付加的に用いた。^(注6)

4.3 音波による付着噴流の静的挙動

4.3.1. ノズルー側壁構成条件による影響

(1) 曲線側壁の場合

図4-4は音波の作用によるノズルー側壁構成条件に対する噴流偏向角 θ の変化を示す。ただし、この特性は D/W を連続的に変化させたのではなく、 D/W , W_c/W の各ノズルー側壁構成条件をあらかじめ設定した後、噴流を流し、音波を作用させた結果である。

図(a) ($W_c/W = 0$) の場合、 D/W が小さい条件では、音波の有無にかかわらず、噴流は側壁に付着した状態で、ある偏向角をもつが、 D/W がある値を超えると、側壁から完全に剝離した非付着噴流 ($\theta \doteq 0$) となる。

図から、音波を作用させない場合および $f_s = 270 \text{ Hz}$ では、 $D/W \geq 0.5$ で、 $f_s = 200 \text{ Hz}$ では $D/W \geq 0.9$ で非付着噴流となることがわかる。すなわち、 $f_s = 270 \text{ Hz}$ では音波の影響はみられないが、側壁を $0.4 < D/W < 0.9$ の範囲の条件に設定すると、 $f_s = 200 \text{ Hz}$ の音波の作用により、 θ は 0° からある値

(注6) いずれの条件も付着噴流の変化に及ぼす影響の顕著な場合であるが、一般に流速が大きくなると影響が現れにくい傾向がある。

(付着の状態)へ変化するので、噴流は側壁へ付着することがわかる。

図(b) ($W_c/W=4.0$) の場合、 D/W に対する θ の傾向は図(a)と同様であるが、 $0.4 < D/W < 0.9$ の範囲では $f_s = 270$ Hz, $0.4 < D/W < 1.2$ の範囲では $f_s = 200$ Hz の音波の作用により噴流は側壁へ付着する。

$f_s = 270$ Hz の場合、噴流は音波の作用により、乱れが抑えられ噴流中心流速が増加するので、常識的には噴流は付着しないと考えられる。しかし、第2章、第3章で示したように、噴流中心流

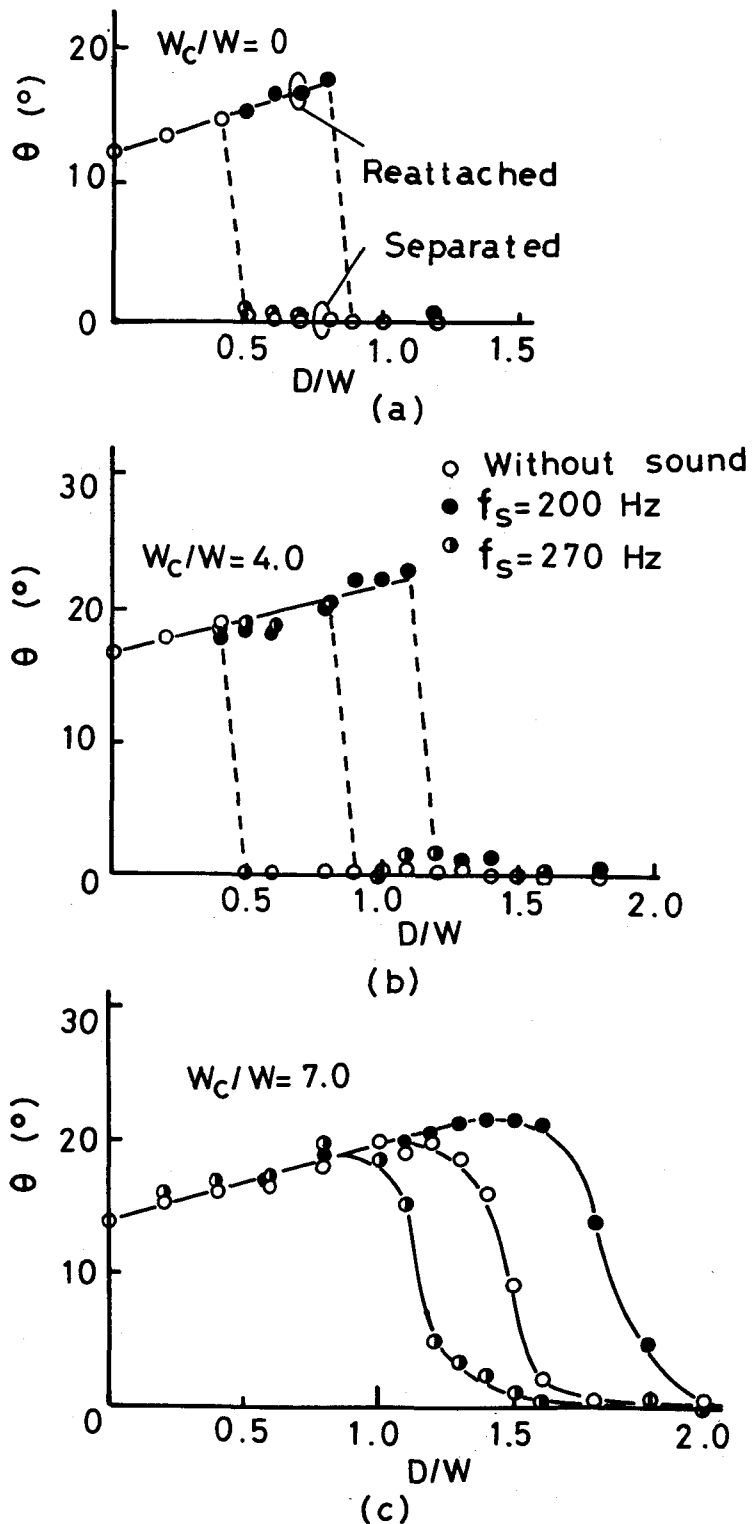


図4-4 音波による噴流偏向角の変化(曲線側壁の場合)

速が増加する場合でも、遷移点のすぐ上流では、音波を作用させない場合に比較して、いったん噴流中心流速が減少し、噴流速度分布が拡がると共に、乱れ強さが増加する。したがって、側壁が遷移点のすぐ上流に位置する場合には、噴流中心流速が増加する音波周波数でも、噴流は側壁へ付着するものと考えられる。

図(c) ($W_c/W = 7.0$) の場合には、図(a), (b) でみられたような θ の急激な変化はなく、 D/W がある値以上になると徐々に $\theta = 0$ に近づく。

音波を作用させない場合よりも、 $f_s = 200\text{Hz}$ では D/W の大きな値、 $f_s = 270\text{Hz}$ では D/W の小さな値から、噴流は徐々に側壁から剝離し始める。その結果、 $f_s = 200\text{Hz}$ の場合、 $D/W = 1.6$ 付近で、音波の作用により噴流は乱され側壁へ付着する。

ここで特に注目されるのは、 $D/W = 1.3$ 付近の構成条件で $f_s = 270\text{Hz}$ の音波の作用により、噴流が側壁から完全に剝離し非付着噴流になることである。これは音波の作用により噴流の乱れが抑えられ、噴流中心流速が増加するため、従来の研究^{1), 5)~7)}ではみられなかった現象である。しかし、前章までに得られた、音波による噴流の特性から予想された結果である。

また、 $D/W = 1.5$ 付近では、音波を作用させない場合、 θ はある偏向角をもち、噴流は偏向状態にあるが、 $f_s = 200\text{Hz}$ の音波の作用により側壁へ付着し、逆に $f_s = 270\text{Hz}$ では、完全に側壁から剝離して非付着噴流になることがわかる。

(2) 短い直線側壁の場合

図4-5はノズル側壁構成条件に対応する音波の作用による噴流偏向角 θ の変化を示す。 $f_s = 200\text{Hz}$ の音波の作用により、図(a) ($W_c/W = 0$) では $9.0 < D/W < 10.0$ 、図(b) ($W_c/W = 2.0$) では $7.0 < D/W < 10.0$ の構成条件で、噴流は側壁へ付着することがわかる。

ここで、曲線側壁の場合との傾向の相違は、音波の影響を受ける D/W の値が大きいことと非付着の状態でも $\theta = 0$ とならないで、側壁側へわずかに偏向していることである。これは曲線側壁の場合よりも、噴流が側壁の影響を強く受けていることを示す。

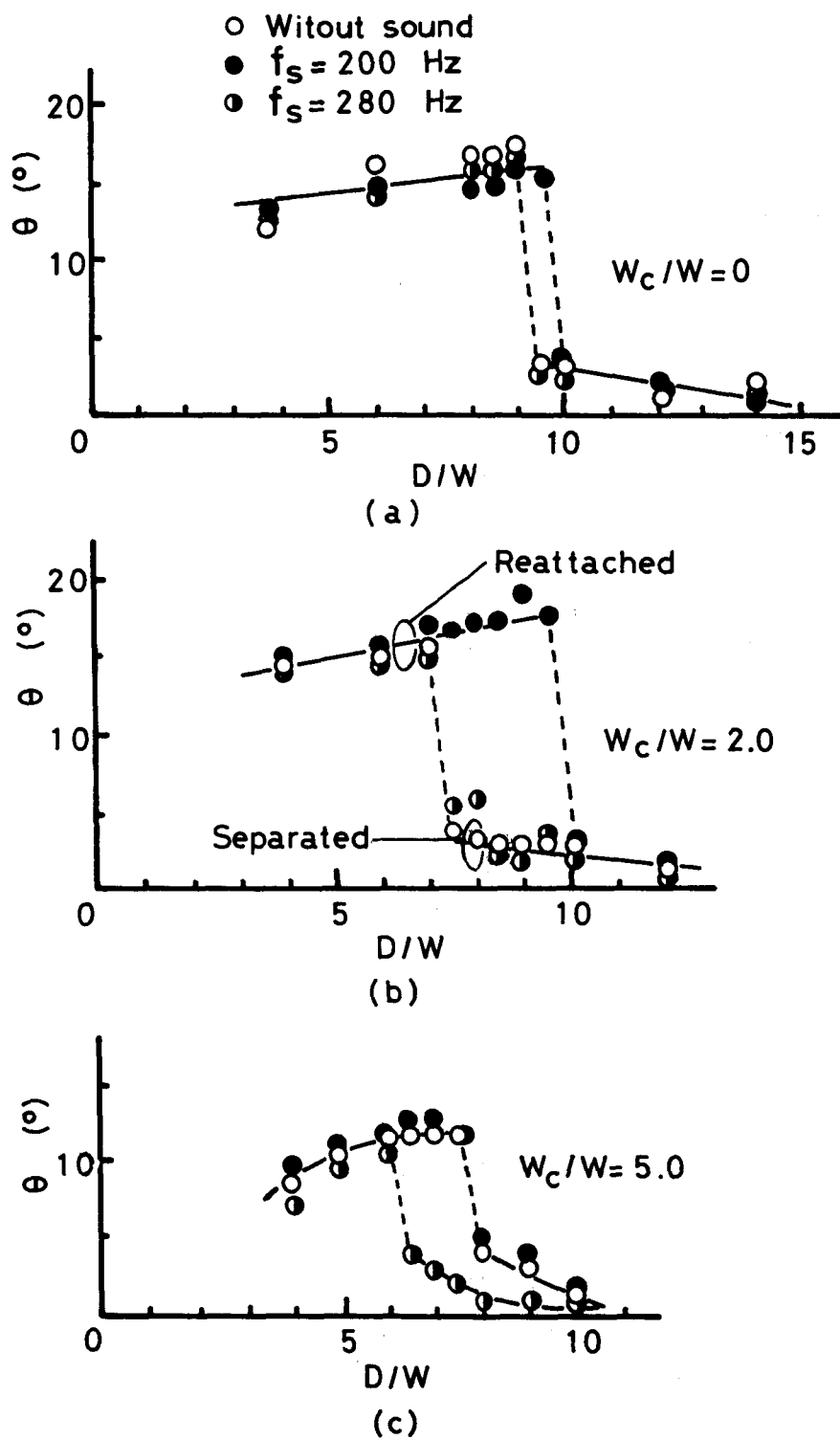


図 4-5 音波による噴流偏向角の変化 (短い直線側壁の場合)

また、曲線側壁の場合（図4-4(b)）には噴流中心流速が増加する音波周波数（ $f_s = 270 \text{ Hz}$ ）で、噴流は側壁へ付着したが、この場合にはその現象は得られなかった。^(注7) この傾向から、音波の作用により噴流が側壁へ付着する現象に対して、短い直線側壁の場合、付着渦領域を形成する側壁長さの全領域が大きな役目を果たすのに対し、曲線側壁の場合、噴流に最も接近した側壁端付近だけが特に大きな役目を果たすと考えられる。

音波の作用により噴流中心流速が増加する場合でも、噴流は遷移点上流で、いったん乱される。そこで、その位置付近に曲線側壁の端があるときには、音波の作用により噴流は側壁へ付着するであろう。

図(c)（ $W_c/W = 5.0$ ）では、 $6.0 < D/W < 8.0$ の構成条件で、 $f_s = 280 \text{ Hz}$ の音波の作用により、噴流は乱れが抑えられ、側壁から完全に剝離し非付着噴流になることがわかる。この注目すべき傾向は曲線側壁の場合と同様である。

4.3.2 フローパターンの変化

(1) 曲線側壁の場合

前項の結果をもとに、ノズル側壁構成条件を一定に取った場合における音波の作用による噴流中心線の変化例を図4-6、その可視化による噴流パターンを図4-7に示す。ここで、図4-6の(a), (b), (c)はそれぞれ図4-7の(a), (b), (c)の写真に対応する。

図(a)（ $W_c/W = 0$, $D/W = 0.6$ ）では、

- 1) 音波を作用させない場合、噴流は非付着の状態にある。
- 2) $f_s = 200 \text{ Hz}$ の音波を作用させると、噴流は乱され側壁へ付着する。
- 3) 音波を取り去っても、噴流は付着の状態を保つ。

これは音波の作用により、安定な付着の状態に移行したためであろう。すなわち、 $W_c/W = 0$ であるから、まき込まれる流体の場が制限を受け、しかも小さい

（注7） W_c/W の条件を変えても、この傾向は同じであった。

ながらもオフ
セット (D/W
 $= 0.6$) があ
るため、小さ
な付着渦領域
が存在する。
その結果、付
着は安定な状
態となるため、
音波を取り去
っても、噴流
はもとの状態
へ戻らないと
考えられる。

図(b) ($W_c /$
 $W = 4.0$,
 $D/W = 1.0$)
では、

1) 音波を
作用させない
場合、噴流は
非付着噴流で
ある。

2) $f_s =$
200 Hz の音
波の作用により、噴流は側壁へ付着する。

3) 音波を取り去ると、図(a)の場合と異なり、噴流は側壁から剝離し非付着流
に戻る。

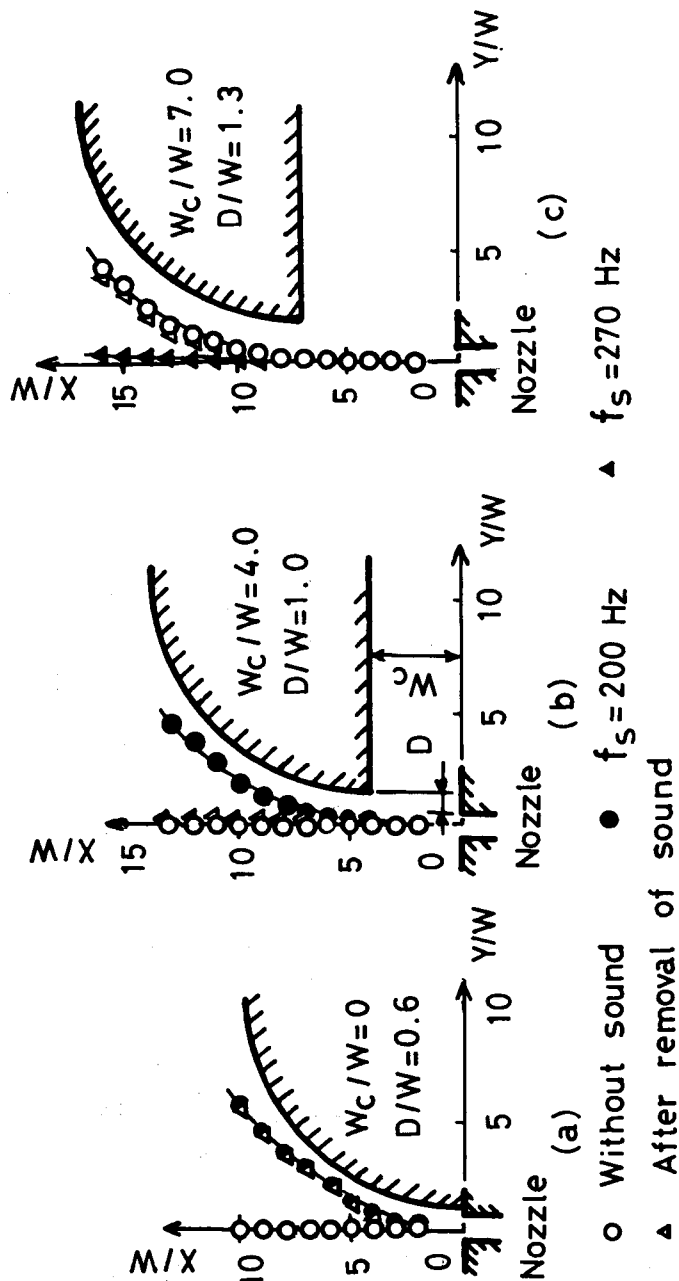


図4-6 音波による噴流中心線の変化
(曲線側壁の場合)

図(a)の場合
とは逆に、
 $W_c/W \approx 0$
で、まき込ま
れる流体の場
が制限を受け
ないので、特
に D/W の大
きな範囲 (0.8
 $< D/W < 1.2$)
での付着の状
態は図(a)の場
合ほど安定で
ないため、音
波を取り去る
と、もとの状
態へ戻るもの
と考えられる。

図(c) ($W_c/W = 7.0$,
 $D/W = 1.3$)
では、

1) 音波を
作用させない
場合、噴流は
側壁へ付着し
ている。

2) $f_s =$

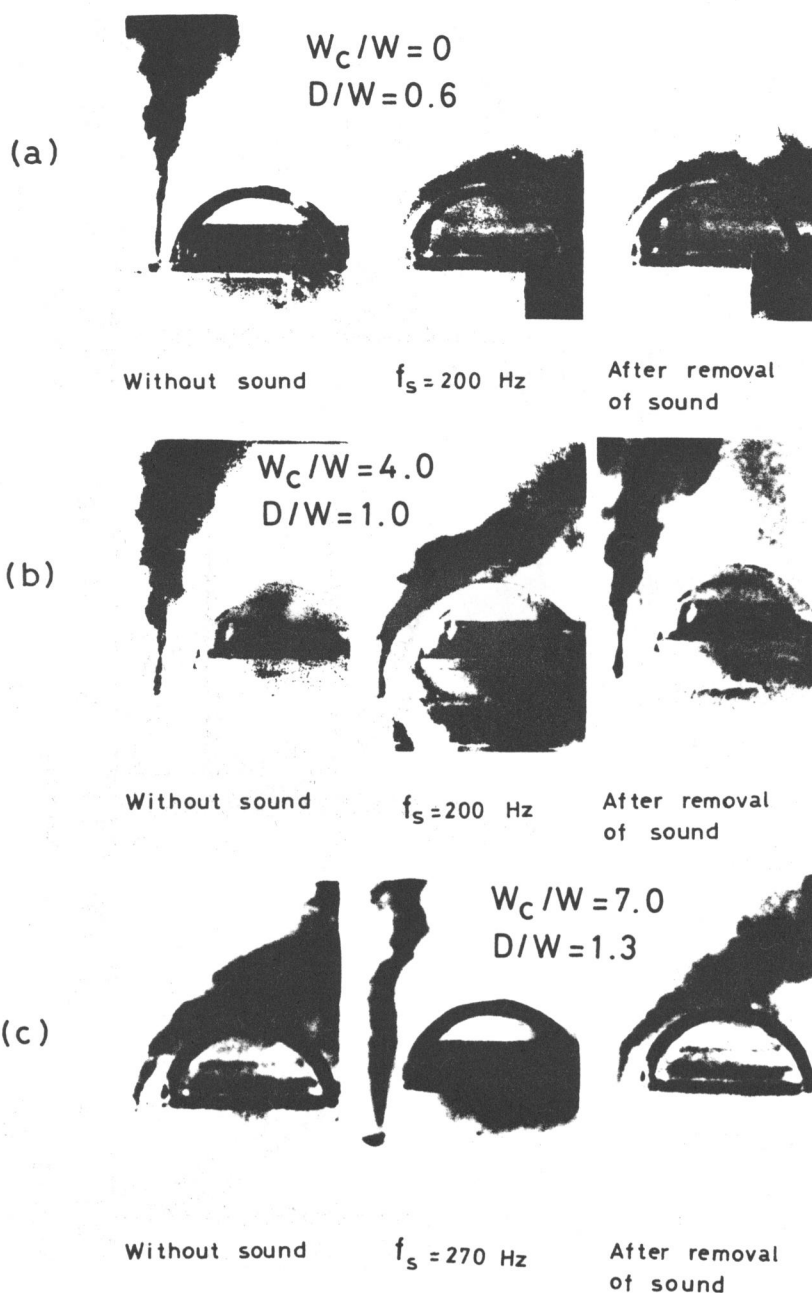


図4-7 音波による噴流パターンの変化
(曲線側壁の場合)

270 Hz の音波の作用により，噴流は乱れが抑えられ，側壁から剝離し非付着噴流になる。

3) 音波を取り去ると，噴流は再び側壁へ付着する。

以上のように，音波による付着噴流の挙動には，構成ならびに音波の条件により三つの異なる基本的現象が存在する。これは音波によって切り換えが可能なデジタル素子の実用化の可能性を示している。

図 4-6，図 4-7 における各ノズル側壁構成条件での流動状態から，上述の三つの現象の相違を検討するために，図 4-8 にノズル出口平均流速 U_0 の連続的变化に対する噴流偏向角 θ の傾向を示す。図(a)，(b)，(c)の構成条件は，それぞれ図 4-6，図 4-7 の (a)，(b)，(c)に対応する。

なお，図の矢印は U_0 を低流速から徐々に増加していく場合と，逆に高流速から徐々に減少していく場合のそれぞれの方向を示す。

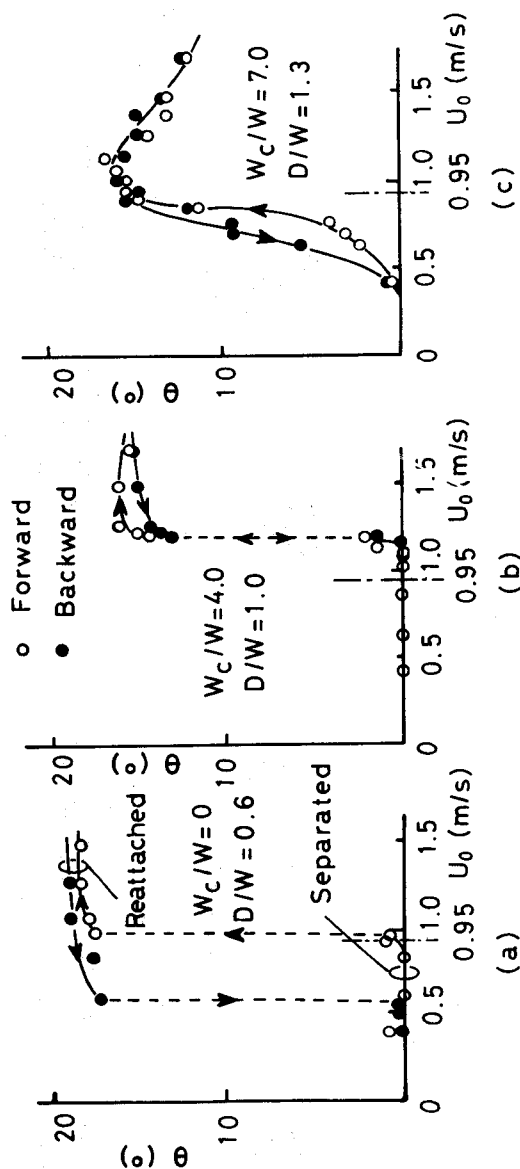


図 4-8 ノズル出口平均流速と噴流偏向角の関係
(曲線側壁の場合)

図(a)では、 U_0 を連続的に増加すると、 $U_0 \div 0.97 \text{ m/s}$ で噴流は側壁に付着し、逆に U_0 を連続的に減少すると、付着状態を保っていた噴流は、 $U_0 \div 0.97 \text{ m/s}$ ではもとに戻らないで、 $U_0 \div 0.60 \text{ m/s}$ について剝離し非付着噴流になる。この付着のヒステリシス特性から、本実験での流速条件($U_0 = 0.95 \text{ m/s}$)では、噴流は付着、非付着の二つの安定な状態を維持しうることが明らかである。

これから、図4-6、
図4-7の(a)の音波を作用させない場合は一つの安定な状態(非付着)であり、 $f_s = 200 \text{ Hz}$ の音波を作用させると、もう一つの安定な状態(付着)へ移行することは明らかである。これは、音波を取り去っても、もとの状態へ戻らないという噴流の挙動を裏付けている。

図(b)では、(a)のようなヒステリシスはみられない。すなわち、本実験での流速条件($U_0 = 0.95 \text{ m/s}$)では、一つの安定な非付着の状態のみが存在する。そこで、図4-6、図4-7の(b)に示すように、音波を取り去ると

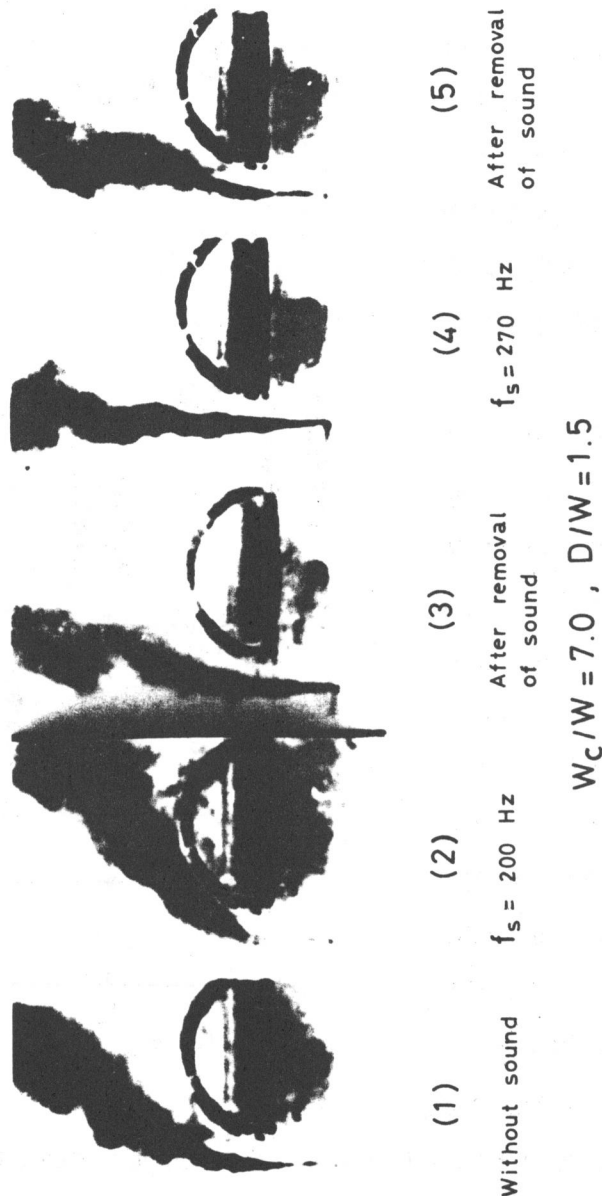


図4-9 音波による噴流パターンの変化
(曲線側壁の場合)

噴流は付着の状態を維持できなくなり、側壁から剝離して非付着噴流に戻る。

図(c)では、(a)、(b)とは異なり、 U_0 の変化に伴い、 θ は連続的に変化する。すなわち、付着と非付着の明確な二つの状態だけでなく、その間に位置する偏向の状態が存在する。したがって、流動状態の微小な変化で噴流偏向角は変化すると考えられる。

そこで、噴流中心流速を増加させる音波の作用により、付着状態の噴流 ($U_0 = 0.95 \text{ m/s}$) は、乱れが抑制されることによる流動状態の変化によって、図4-6、図4-7の(c)に示すように、側壁から剝離し非付着流になると考えられる。

図4-9は、図4-4(c)の説明で述べた音波周波数の違いにより、まったく逆の噴流挙動がみられる構成条件 ($W_c/W = 7.0$, $D/W = 1.5$) での噴流パターン例を示す。

- 1) 音波を作用させない場合、噴流は偏向状態にある。
- 2) $f_s = 200 \text{ Hz}$ の音波の作用により、噴流は乱されて側壁へ付着する。
- 3) この音波を取り去ると、噴流は偏向状態へ戻る。
- 4) $f_s = 270 \text{ Hz}$ の音波を作用させると、噴流は乱れが抑えられるため、噴流は完全に剝離し非付着噴流になる。
- 5) この音波を取り去ると、噴流は再び偏向状態へ戻る。

以上のように、この構成条件では、音波周波数を変化することにより、噴流を三つの状態に制御可能であることを示しており、これは注目すべき現象であると考えられる。

(2) 短い直線側壁の場合

図4-10は4.3.1項の結果をもとに、一定のノズル側壁構成条件での音波の作用による噴流中心線および1/10流速線で表されたフローパターンの変化例を示す。また、図4-11は水性インクを用いた可視化により得られた噴流パターン例で、(a)、(b)、(c)は図4-10の(a)、(b)、(c)に対応する。

図(a) ($W_c/W = 0$, $D/W = 9.3$) では、

- 1) 音波を作用させない場合、噴流は非付着の状態にある。

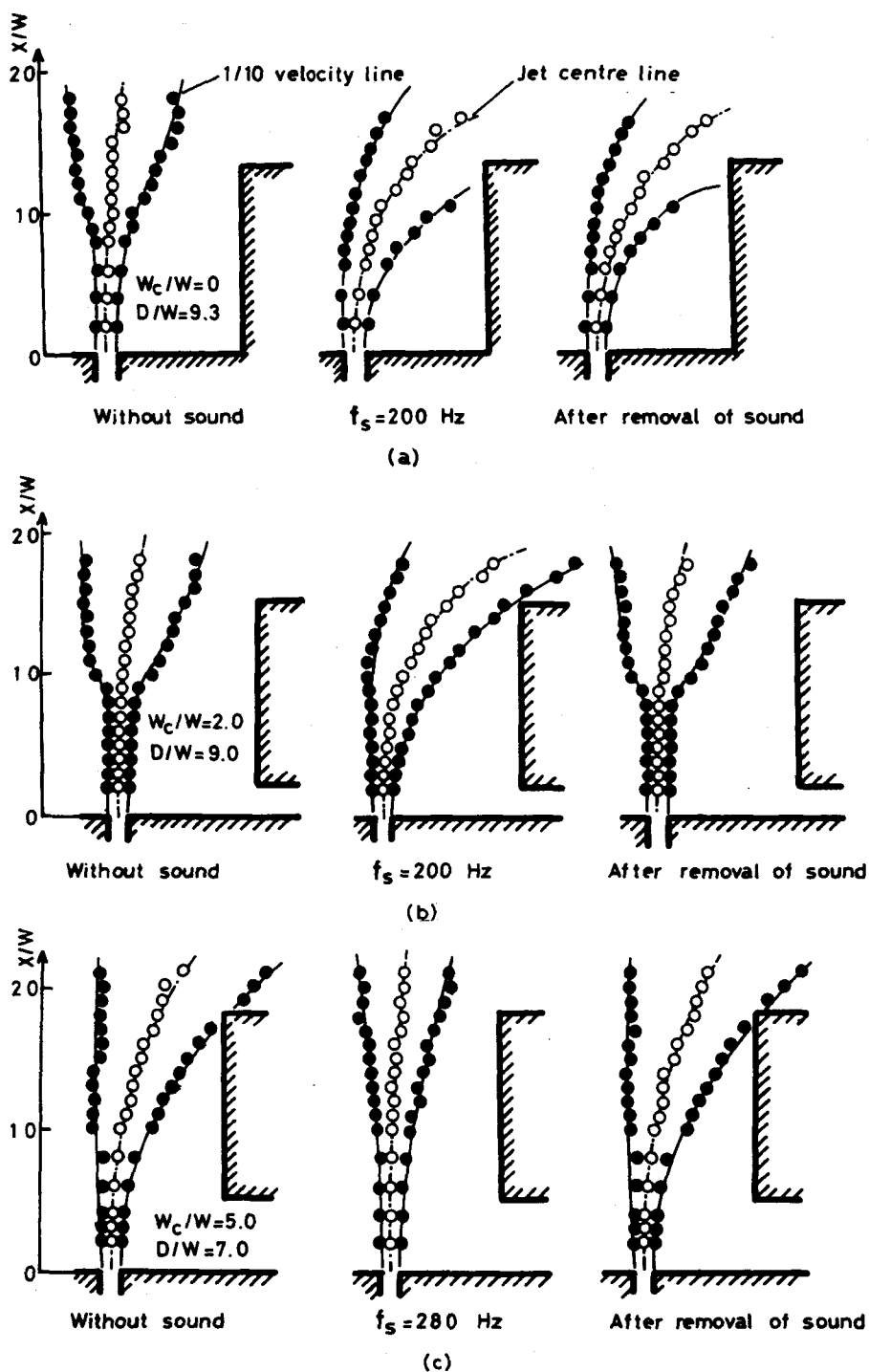


図4-10 音波によるフローパターンの変化
(短い直線側壁の場合)

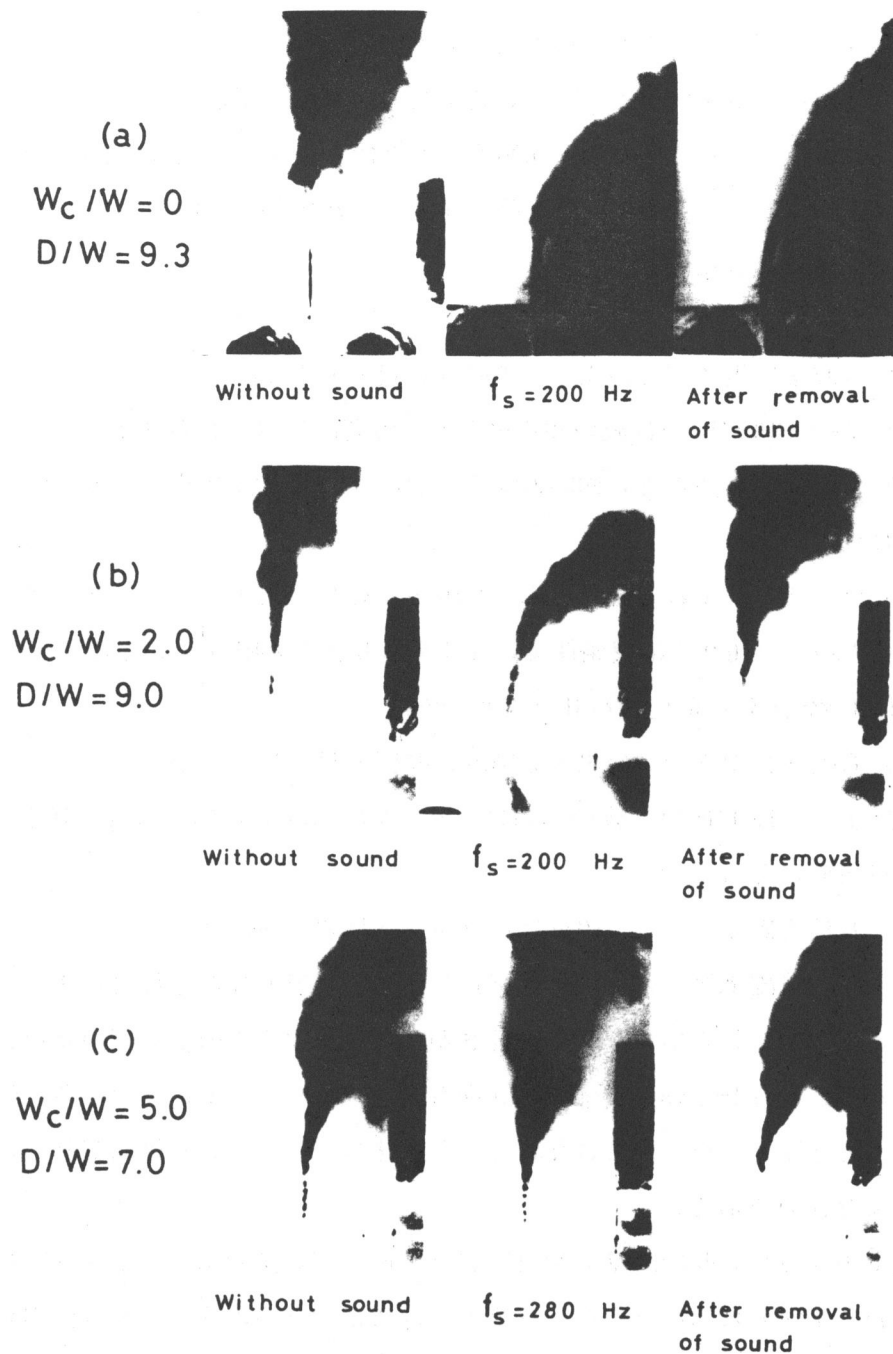


図 4-11 音波による噴流パターンの変化
 (短い直線側壁の場合)

2) $f_s = 200 \text{ Hz}$ の音波を作用させると、噴流は乱され側壁へ付着する。

3) 音波を取り去っても、噴流は付着の状態を保つ。

これは、音波の作用により噴流が安定な非付着の状態から、もう一方の安定な付着の状態へ移行したもので、松宮ら³⁾が指摘した双安定領域 ($Re = 3 \times 10^4$) と同様の傾向が、本実験のような低レイノルズ数条件 ($Re \doteq 1400$) でも存在することが実証された。

図(b) ($W_c/W = 2.0$, $D/W = 9.0$) では、

1) 音波を作用させない場合、噴流は非付着である。

2) $f_s = 200 \text{ Hz}$ の音波の作用により、噴流は側壁へ付着する。

3) 音波を取り去ると、図(a)の場合と異なり、噴流は側壁から剝離し、非付着噴流に戻る。

これは、まき込まれる流体の場が制限を受けないため、 $W_c/W = 2.0$ では $8.0 < D/W < 10.0$ の構成条件で、音波を取り去ると噴流はもとの状態へ戻る。

図(c) ($W_c/W = 5.0$, $D/W = 7.0$) では、

1) 音波を作用させない場合、噴流は側壁へ付着している。

2) $f_s = 280 \text{ Hz}$ の音波の作用により、噴流は乱れが抑えられ、側壁から剝離し非付着流になる。

3) 音波を取り去ると、噴流は再び側壁へ付着する。

ここで、噴流境界の目安として測定した $1/10$ 流速線から付着状態の噴流に注目すると、いずれの場合も、側壁長さが十分短くなると噴流は壁端に固着する傾向があるという Brown の指摘²⁾と同様の傾向を示している。すなわち、付着噴流はほとんど壁面に沿って流れないことを意味しており、これは曲線側壁の場合との大きな違いである。

以上のように、曲線側壁の場合と同様、短い直線側壁においても音波による付着噴流の挙動には構成ならびに音波の条件により三つの異なる基本的現象が存在することがわかる。

図4-10、図4-11の場合と同じノズル側壁構成条件での噴流の状態から上述の三つの現象の相違を検討するために、図4-12に音波を作用させない場

合のノズル出口平均流速 U_0 に対する噴流偏向角 θ の傾向を示す。図の(a), (b), (c)の構成条件は、それぞれ図4-10, 図4-11の(a), (b), (c)に対応する。

図(a)では、 U_0 を連続的に増加させると、 $U_0 \div 1.60 \text{ m/s}$ で噴流は側壁に付着し、つぎに U_0 を連続的に減少すると、 $U_0 \div 0.43 \text{ m/s}$ まで噴流は付着の状態を維持する。^(注8)このヒステリシス特性から、本実験での流速条件($U_0 = 1.07 \text{ m/s}$)

では、噴流が付着、非付着の二つの安定な状態を維持しうる双安定領域³⁾に相当し、図4-10, 図4-11の(a)の噴流の挙動を裏付けている。

図(b)では、 θ は行きと戻りで、わずかな違いがみられるが、ほぼ一定で 0° に近い値をとる。すなわち、この流速範囲内($0.35 \text{ m/s} < U_0 < 2.15 \text{ m/s}$)では、噴流は唯一の安定な状態が非付着であり(単安定)、 U_0 の変

(注8) この場合、

$U_0 < 0.43 \text{ m/s}$ の噴流の状態は不安定であり、付着、非付着の判別が難しい。

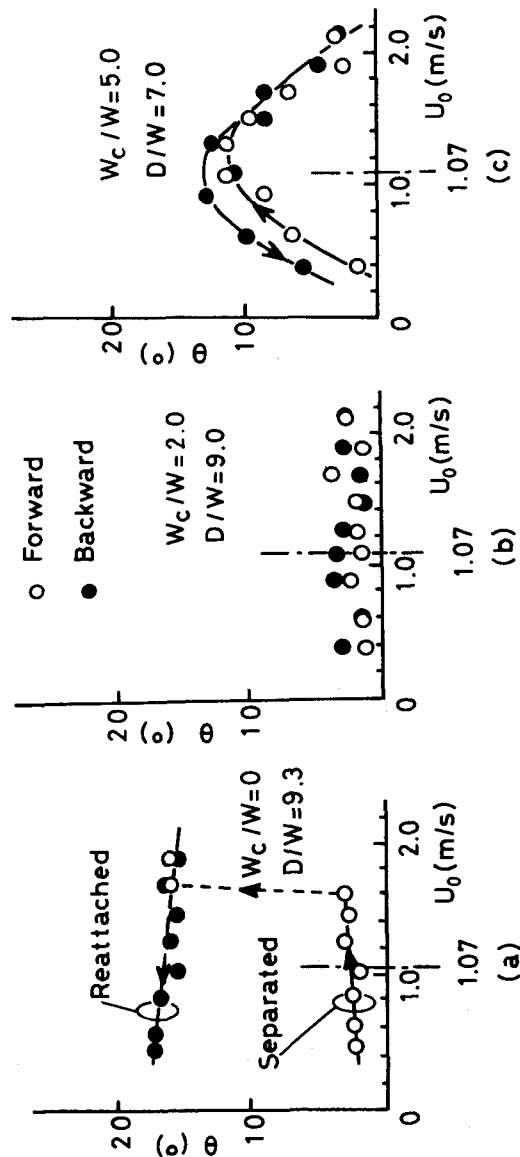


図4-12 ノズル出口平均流速と噴流偏向角の関係
(短い直線側壁の場合)

化に対し安定である。

ところが一方では，音波の作用により，図4－10，図4－11の(b)に示したように，本流速条件($U_0 = 1.07 \text{ m/s}$)で噴流は側壁へ付着する。

これは音波によって乱される度合いが U_0 の増加による乱れの増大の度合いよりも大きいことを意味し，音波を取り去ると，非付着の状態がより安定であるため，もとの状態へ戻ると考えられる。

図(c)では，(a)，(b)とは異なり， U_0 の変化に伴い， θ は連続的に変化する。すなわち，図4－8(c)の曲線側壁の場合と同様，付着，非付着の状態のみでなく，その間に位置する偏向の状態が存在し，噴流の流速と乱れの状態の微小な変化で，噴流偏向角は変化すると考えられる。

本流速条件($U_0 = 1.07 \text{ m/s}$)では，噴流は θ がほぼ最大になる付着状態であるため，乱れを抑え噴流中心流速を増加させる音波条件では，図4－10，図4－11(c)に示すように，付着噴流は側壁から剝離し非付着噴流になる。

4.4 受流口要素をもつ基本構成素子の音波による動的挙動

本節では，噴流の流れの場に受流口部を設定し，音波信号を流体圧力信号に有効に変換できる素子の可能性を確かめると共に，その応答時間の統計的推測から，前節で明らかにした音波による噴流の挙動の基本的3現象について，その動的挙動を比較考察する。

4.4.1 出力圧応答波形

(1) 曲線側壁の場合

図4－13は出力圧の応答波形例を示す。上から，ゲート信号，水中マイクロホンで測定された音波信号そして残りの三つは受流口での出力圧の応答波形である。図示のように，ゲート信号がオンの間，音波は噴流に作用している。ここで，応答波形(a)，(b)，(c)は，実験条件は異なるが，それぞれ図4－6，図4－7の(a)，(b)，(c)の3現象に対応する。

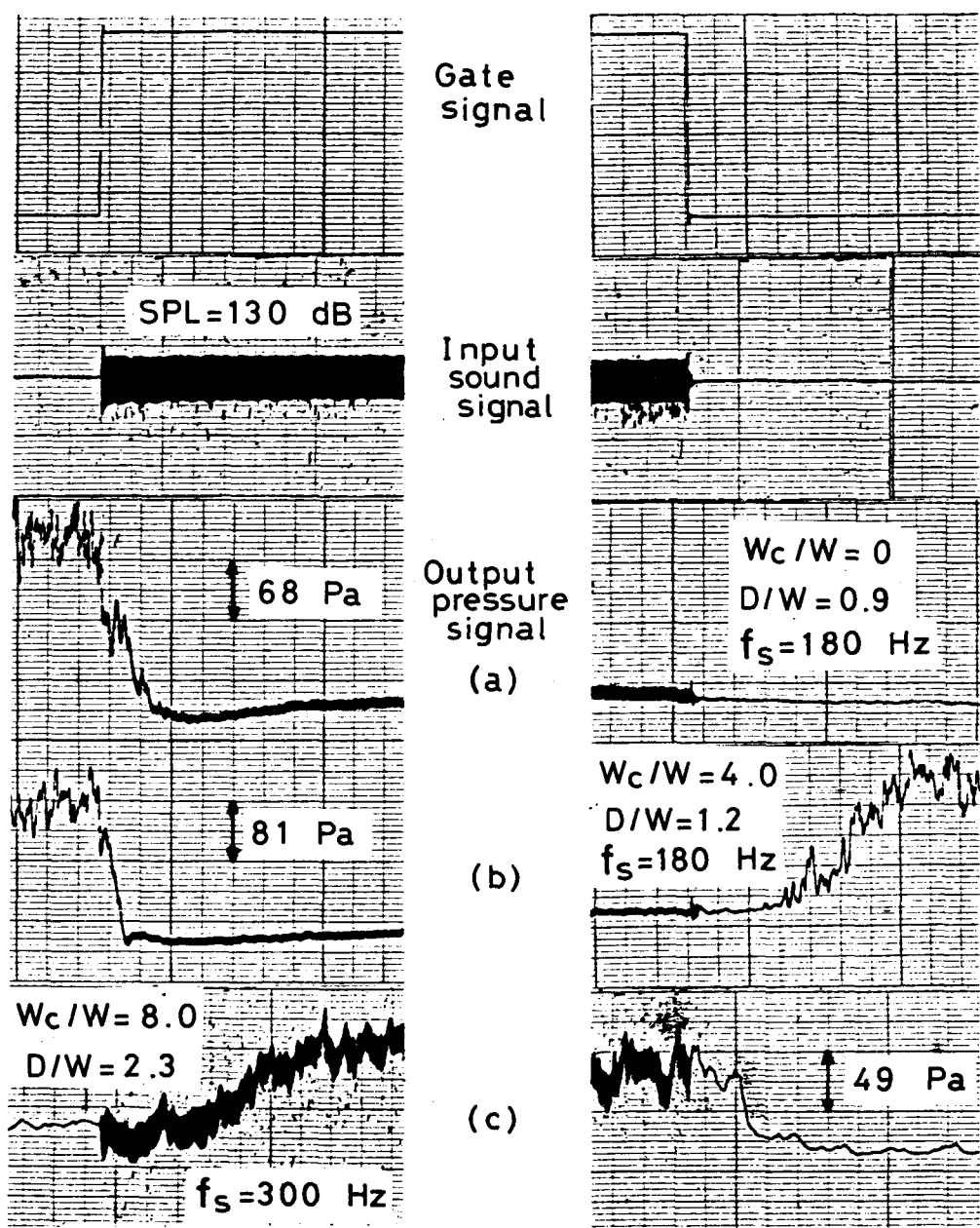


図 4-13 音波入力に対する出力圧の過渡応答波形
(曲線側壁の場合)

なお、受流口位置(X_r/W , Y_r/W)は噴流の安定性と出力圧の大きさを考慮し、(a)、(b)の条件では(23, 0)、(c)の条件では(40, 2)としたので、噴流が付着の状態では出力圧は0で、完全に側壁から剝離した状態で出力圧が現れる。

図(a)の条件では、音波の作用により噴流は側壁へ付着し、音波を取り去っても噴流は付着の状態を保つため、音波信号が入ると出力圧は減少し0に近づき、音波信号を切っても0を維持する。ここで、出力圧0の状態は噴流を流さない状態での受流口内の圧力に等しい。

これに対し、図(b)の条件では、音波の作用により噴流は側壁へ付着し、音波を取り去ると噴流は側壁から剝離し、もとの非付着噴流に戻るため、(a)と同様、音波信号が入ると出力圧は減少するが、音波信号を切ると、逆に、再び出力圧が上昇し、出力信号が現れる。

図(c)の条件では、音波の作用により噴流は側壁から剝離し非付着流になり、音波を取り去ると噴流は再び側壁へ付着するため、(a)、(b)の場合とは逆に、音波信号が入ると出力信号が現れ、音波信号を切ると出力信号がなくなる。

以上のように、音波の有無を3通りの流体圧力信号に変換できることが示された。

(2) 短い直線側壁の場合

図4-14は出力圧の応答波形例を示す。ここで、応答波形(a)、(b)、(c)は、それぞれ図4-10、図4-11の(a)、(b)、(c)に対応する。なお、受流口位置(X_r/W , Y_r/W)は、曲線側壁の場合と同様、噴流の安定性と出力圧の大きさを考慮し、(a)、(b)の条件では(30, 4)、(c)の条件では(40, 1)とした。

これらの傾向は曲線側壁の場合と同じであり、短い直線側壁の場合にも、このように音波の有無を3通りの流体圧力信号に変換できることが示された。

4.4.2 応答時間の確率モデル

前項において、音波入力に対して、受流口要素をもつ基本構成素子の出力圧の過渡応答を得た。しかし、これらの応答時間は噴流自体の不規則な乱れ、および

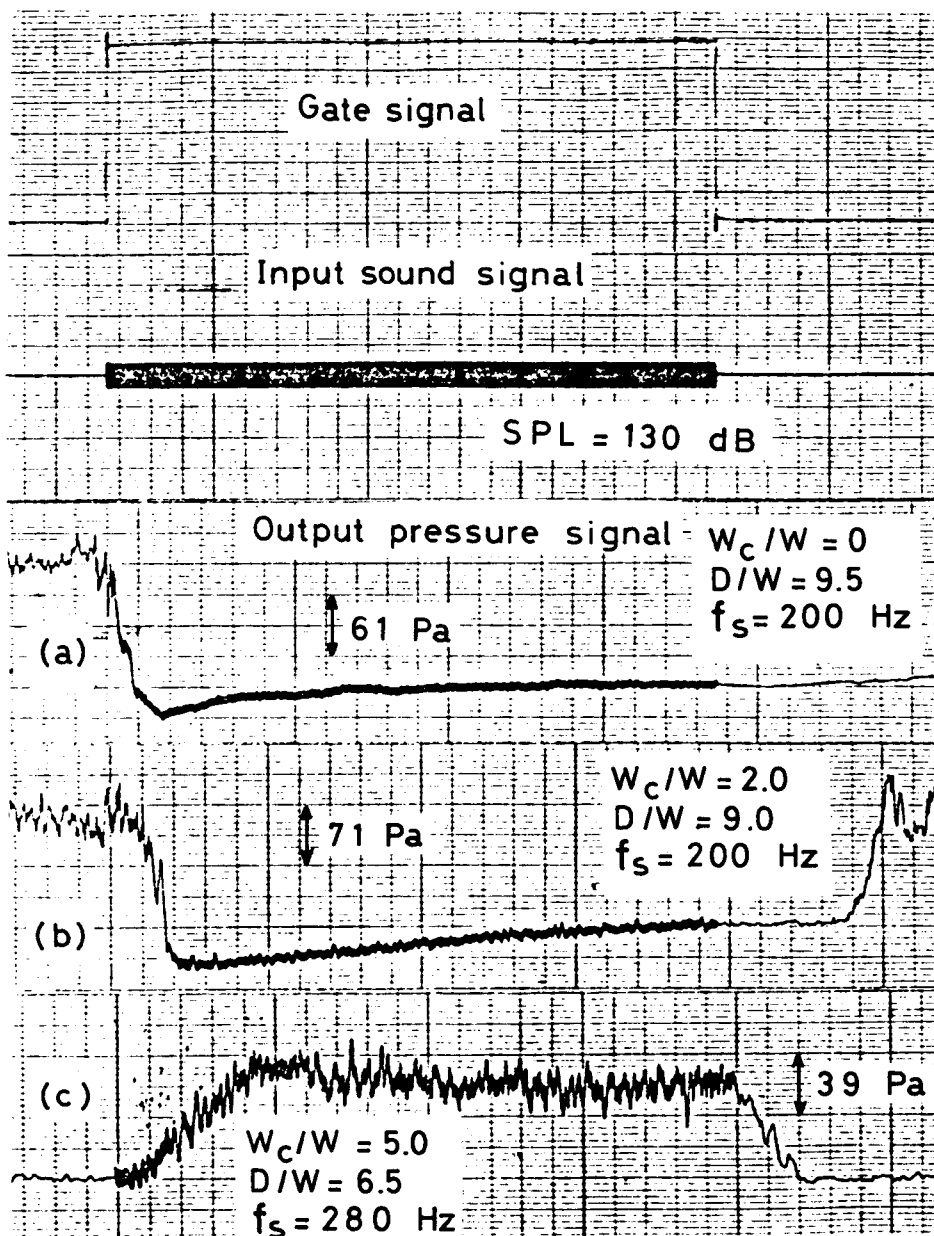


図 4 - 14 音波入力に対する出力圧の過渡
 応答波形 (短い直線側壁の場合)

噴流と構成要素の干渉などの影響のため不確定的である。

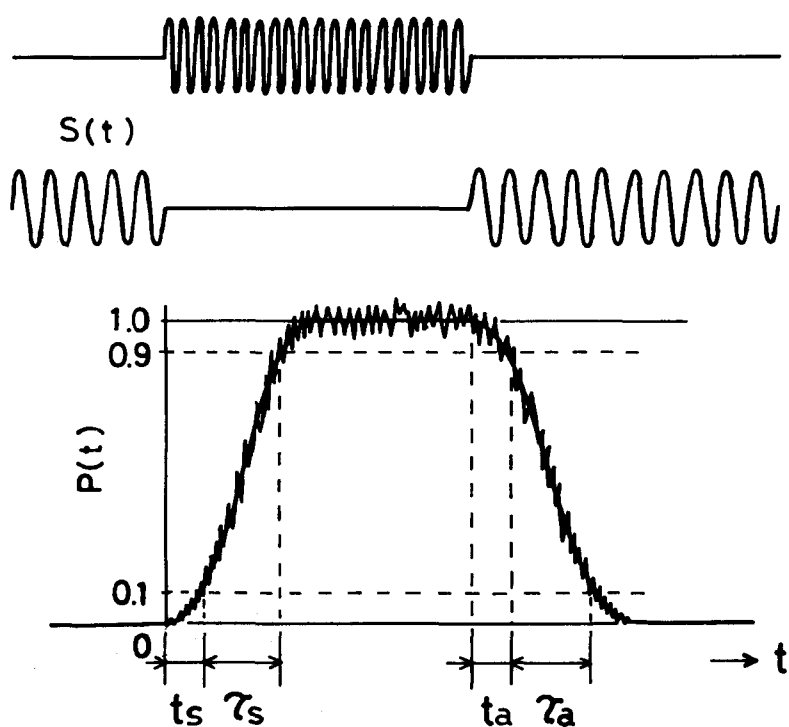
現実には、噴流と噴流の相互作用で切り換わる側壁付着形素子の切り換え遅れ時間には、測定値のばらつきが存在することが知られている。^{8), 9)}

ここでは、音波と噴流の相互作用であるが、当然、その応答時間には、測定値のばらつきが問題となると考えられ、統計的検討が必要となる。

そこで、各実験条件で30回の実験を繰り返し、それらの実測データに確率モデルをあてはめ、統計的推測を行い、音波による付着噴流の動的挙動を考察する。

図4-15は、ここでの応答時間の定義を示す。音波信号 $s(t)$ が入り、出力信号 $p(t)$ が下

がる場合(図4-13, 図4-14の(a), (b)), もしくは音波信号を切り、出力信号が下がる場合(図4-13, 図4-14の(c))に、 t_a は $p(t)$ が初期値の90%に達するまでの時間で、 τ_a は初期値の90%から10%までに要する時間である。



$S(t)$: Input sound signal

$P(t)$: Output pressure signal

図4-15 応答時間の定義

また、音波

信号が入り，出力信号が上がる場合（図4-13，図4-14の(c)），もしくは音波信号を切り，出力信号が上がる場合（図4-13，図4-14の(b)）に， t_s は音波に対するステップ応答の最終値の10%に達するまでの時間で， τ_s は最終値の10%から90%まで変化するに要する時間である。

t_a ， τ_a は音波の有無の急激な変化に対し，非付着噴流が付着噴流に移行する過程に伴う応答時間で， t_a は噴流が側壁に向かって，偏向し始めるまでの遅れ時間を意味し，音波入力に対する噴流の即応性の目安となる。 τ_a は噴流が偏向し始めてから，噴流が受流口から離れるまでに要する時間であり， τ_a が小さいほど噴流の偏向速度が大きいと考えられる。

t_s ， τ_s は音波の有無の急激な変化に対し，付着噴流が側壁から剝離し非付着噴流に移行する過程に伴う応答時間である。 t_s は噴流が側壁から剝離し，噴流の端が受流口に到達するまでに要する時間を意味し， t_a と同様，即応性の目安となる。 τ_s は噴流の端が受流口に到達してから，噴流中心が受流口中心に近い位置まで到達するに要する時間で，これも τ_a と同様，噴流の偏向速度の目安になると考えられる。

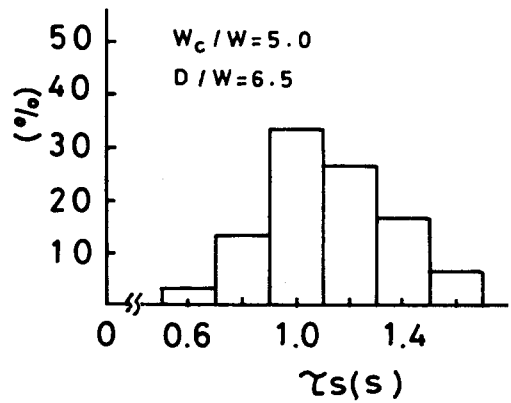
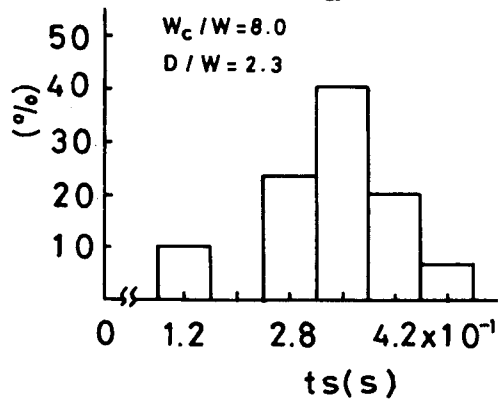
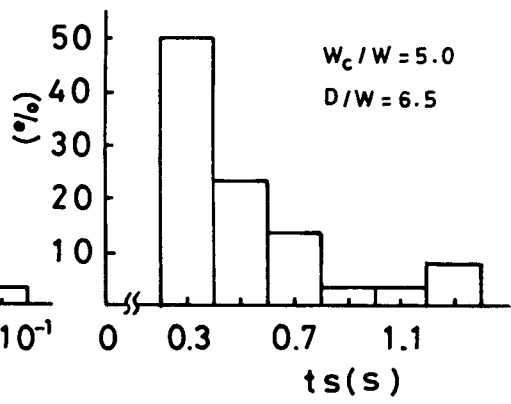
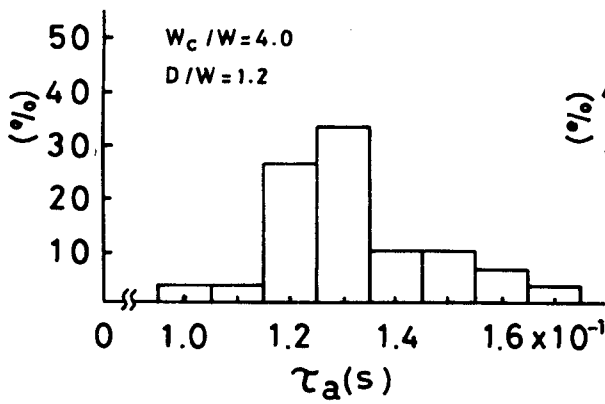
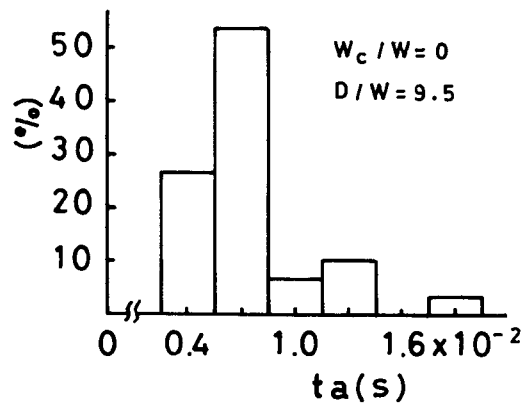
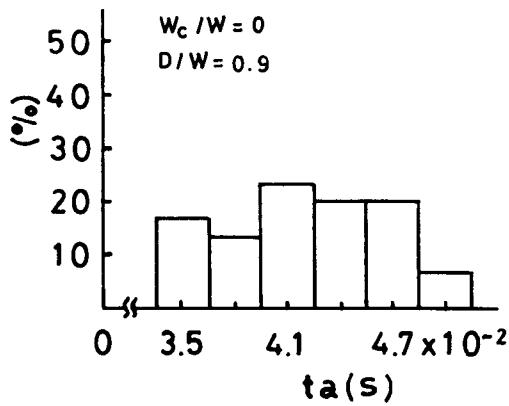
図4-16は応答時間のヒストグラムの数例を示す。このように実測データのヒストグラムは，曲線側壁および短い直線側壁のそれぞれの場合あるいは応答時間の種類にかかわらず対称な分布や，非対称なひずんだ分布と多種多様である。

そこで，確率モデルを選定するにあたって，その条件は多種多様の形の分布に適合すると共に解析的に取り扱いやすいことである。そのような条件を満足する確率モデルとして，ここではWeibull分布^{10), 11)}を選択した。

この確率密度関数 $f(t)$ は，つぎのように表される。

$$f(t) = \begin{cases} \frac{m}{a} (t - \gamma)^{m-1} \exp \left\{ -\frac{(t - \gamma)^m}{a} \right\}, & t \geq \gamma \\ 0 & , \quad t < \gamma \end{cases} \quad (4.1)$$

また，確率分布関数 $F(t)$ は



(a) Curved wall

(b) Short flat wall

図4-16 応答時間のヒストグラム

$$F(t) = \int_{-\infty}^t f(t) dt = 1 - \exp \left\{ - \frac{(t - \gamma)^m}{\alpha} \right\} \quad , \quad t \geq \gamma \quad (4.2)$$

となる。ここに、 $\alpha (> 0)$ は尺度のパラメータ、 $m (> 0)$ は形のパラメータ、 $\gamma (> 0)$ は位置のパラメータと呼ばれる。

図4-17は m をパラメータとしたWeibull分布の確率密度関数 $f(t)$ ($\alpha=1$, $\gamma=0$ の場合)を示す。図から明らかであるように、 $f(t)$ のグラフは $m > 1$, $m = 1$, $m < 1$ のときに、それぞれ異なった形の分布となり、Weibull分布が図4-16に示した多種多様のヒストグラムに対応できることがわかる。

さて、(4.2)式から

$$\log \log \frac{1}{1 - F(t)} = m \log(t - \gamma) - \log \alpha \quad (4.3)$$

となり、左辺 $\log \log [1 / \{1 - F(t)\}]$ と右辺の $\log(t - \gamma)$ は直線関係となる。

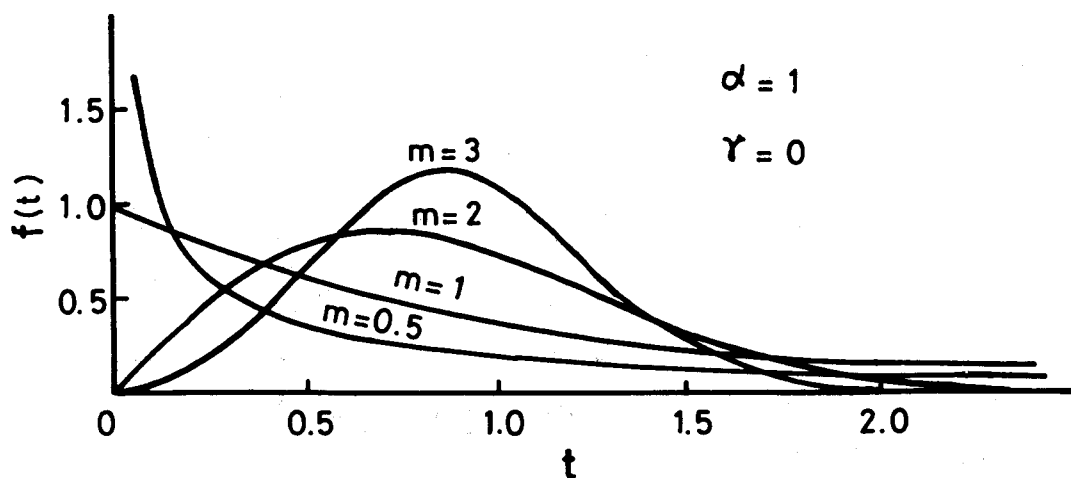


図4-17 Weibull分布の確率密度関数

この関係に実測データをプロットした一例を図4-18に示す。実線は実測値に対し、最小二乗法により、あてはめられた直線であり、これより母集団のWeibull分布のパラメータ m および α の推定値が求められる。

しかし、この場合、位置のパラメータ γ はあらかじめ推定されていることが必要である。 γ は分布の始まりを表すので、実測データの始まりの値より小さい。そこで、0から実測データの始まりの値までを20分割し、それぞれの値を γ に定め、上述の方法で、それらの γ に対応する m 、 α の推定値を求める。

つぎに、後述するWeibull分布の適合性を調べるための χ^2 検定¹²⁾を行い、それぞれの m 、 α 、 γ の組み合わせでの分布と実測データの偏差平方和に相当する χ^2 の値を計算する。そ

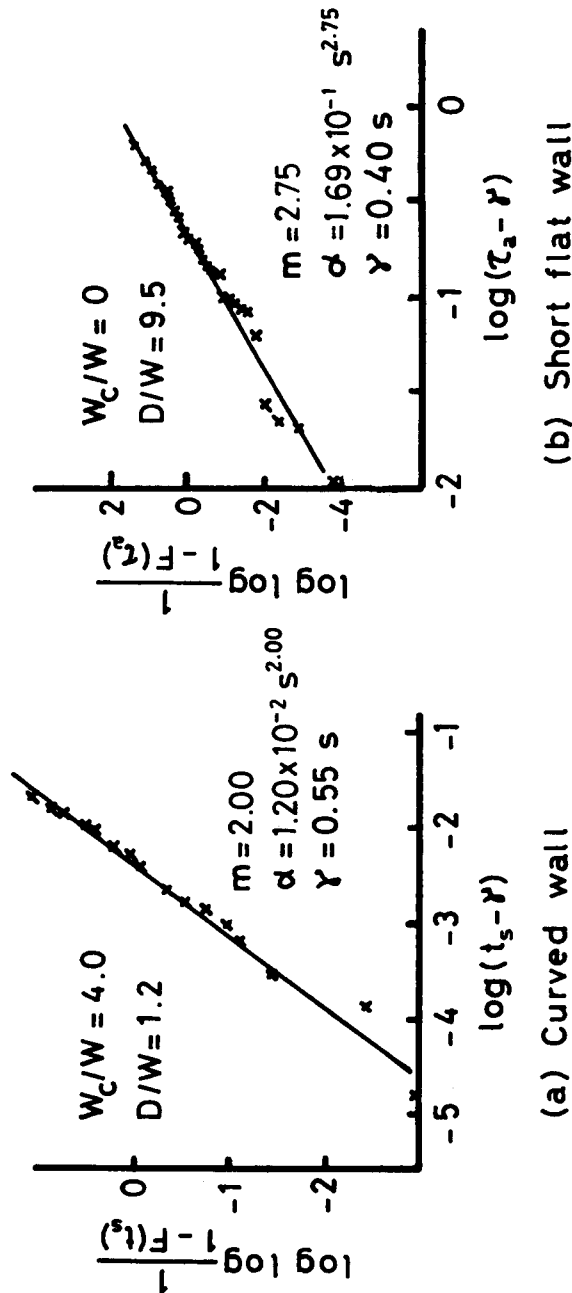


図4-18 Weibull分布のパラメータ推定

して、その中で χ^2 の値が最小である値を γ の推定値とした。

図4-19は応答時間のヒストグラムの一例とそれにあてはめられた理論的度数曲線を示す。実線は上述の方法により求められたパラメータの推定値を用いて計算されたWeibull分布の理論的度数曲線を示す。また比較のため、正規分布の理論的度数曲線を一点鎖線で示す。このようにWeibull分布は度数分布の形状をよく表している。

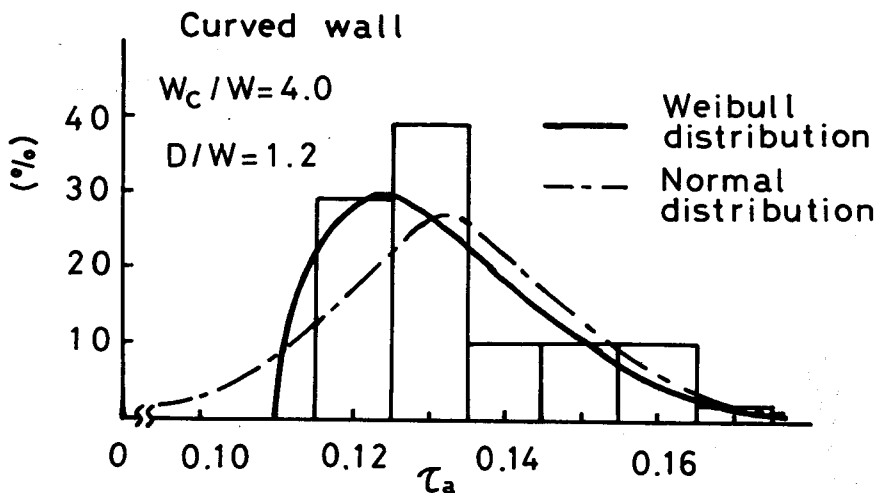


図4-19 応答時間のヒストグラムとあてはめられたWeibull分布の理論的度数曲線

しかし、推論の妥当性を保証するためには、適合の良さを確率論的に検定することが必要である。ここでは、 χ^2 検定¹²⁾を用いて、すべての実験条件について、有意水準5%を選び、「母集団分布がWeibull分布である」という仮説を検定した結果、すべて採択された。

4.4.3 応答時間の統計的推測からの考察

(1) 曲線側壁の場合

図4-20の実線は実測データから得られるパラメータの推定値を用いて計算された各応答時間の確率分布関数を示す。

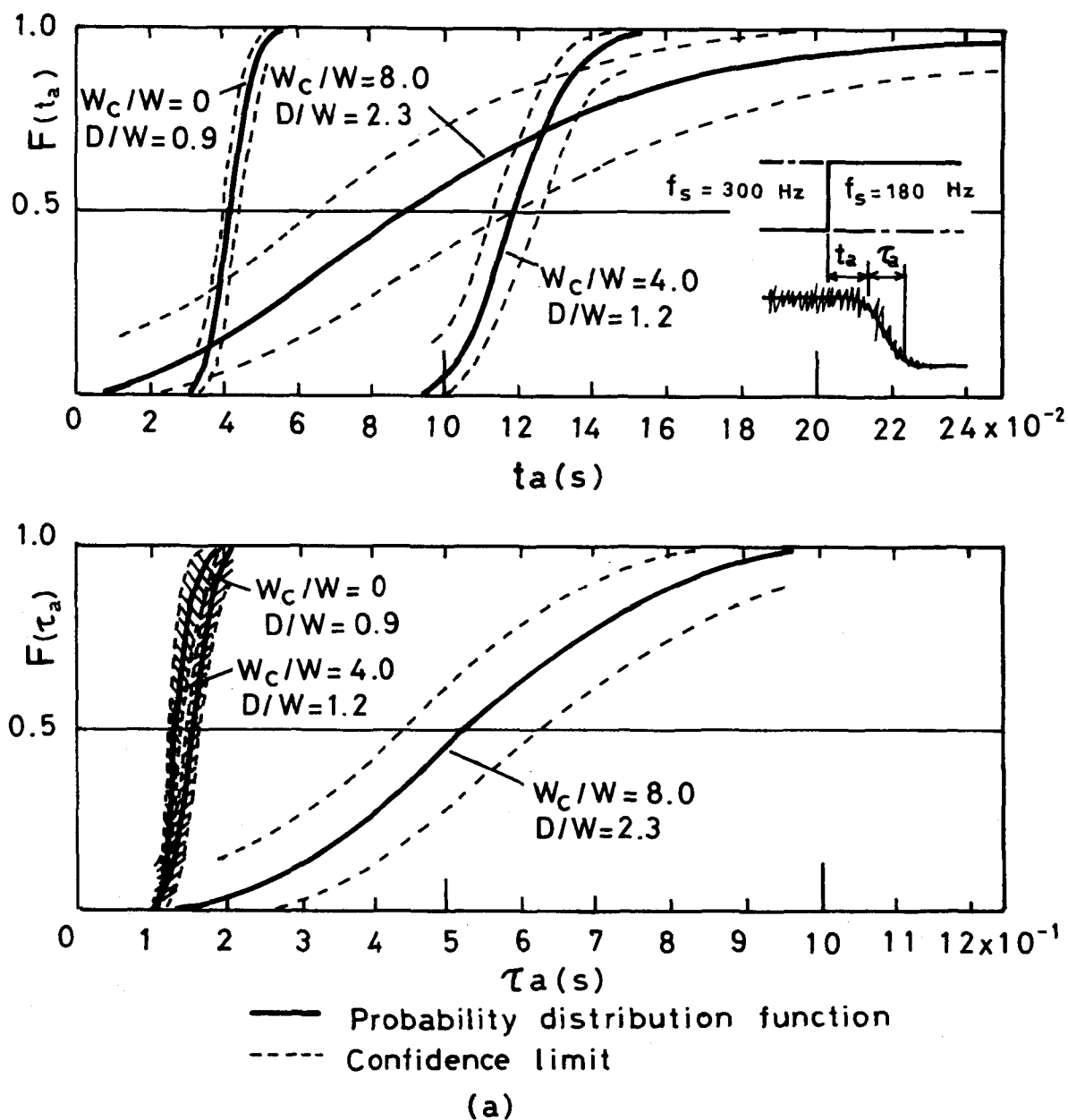
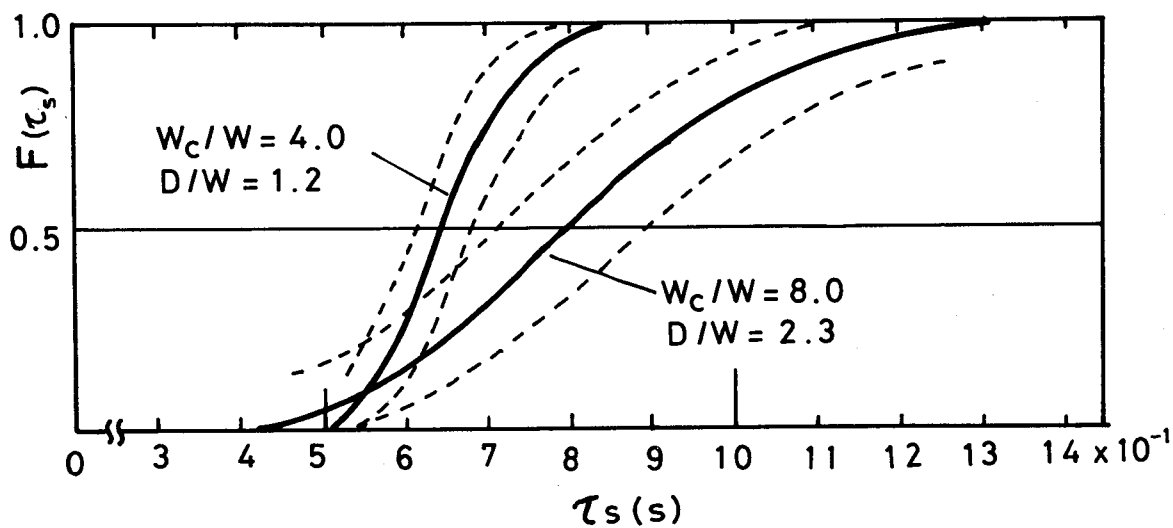
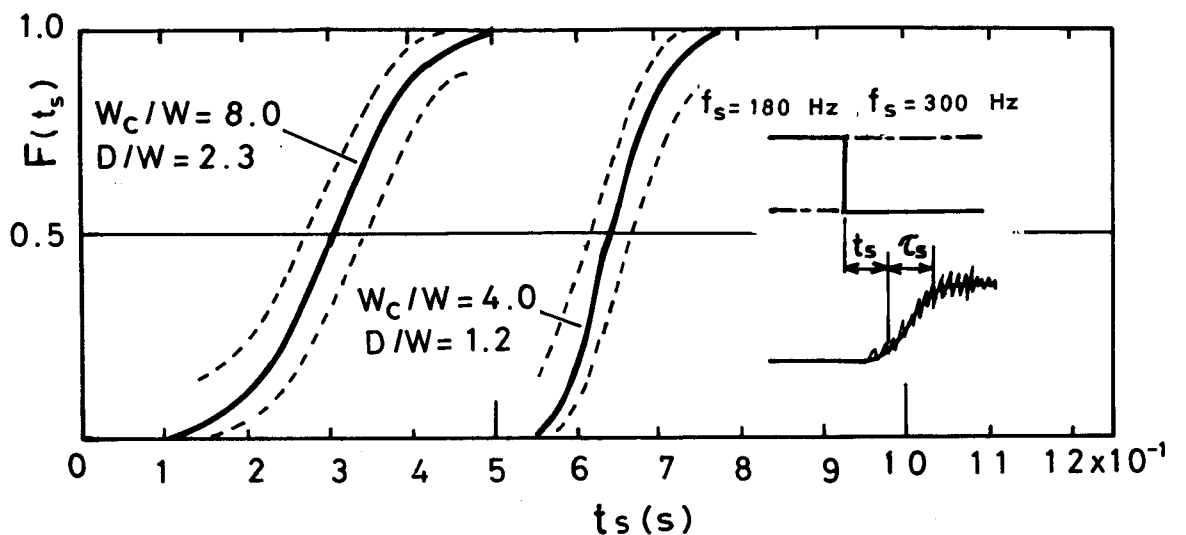


図4-20 応答時間の確率分布関数
(曲線側壁の場合)

図(a)は音波の有無の急激な変化に対し、噴流が側壁へ付着する場合で、 $W_c/W = 0, 4.0$ では音波 ($f_s = 180 \text{ Hz}$) が入ったとき、 $W_c/W = 8.0$ では音波 (f_s



(b)

図 4 - 20 応答時間の確率分布関数
(曲線側壁の場合)

＝ 300 Hz) を切ったときに、図 4-13 から明らかなように、スイッチ・オフとなる。

図(b)は音波の有無の急激な変化に対し、噴流が側壁から剝離する場合で、 $Wc/W = 4.0$ では音波 ($f_s = 180 \text{ Hz}$) を切ったとき、 $Wc/W = 8.0$ では音波 ($f_s = 300 \text{ Hz}$) が入ったときに、スイッチ・オンとなる。

これらの確率分布関数は、ある実測データ (30 個のデータ) から得られた推定値であって真の値ではない。したがって、真の値が確率論的にどのような範囲にあるかを推定することが必要である、図の破線は信頼水準 95 % を選んだときの信頼限界を示す。すなわち、真の値は 95 % の確率で、この区間内に存在すると予想される。

この信頼区間を狭くするには、実測データの数を増せばよいが、それだけ多くの労力を要する。本実験での実測データの数 30 個は、図の信頼区間から判断して、各条件での音波による付着噴流の動的挙動の違いについて考察するには、妥当であると考えられる。

図(a)では、 $Wc/W = 0$ と 4.0 は共に音波 ($f_s = 180 \text{ Hz}$) により噴流が乱され側壁へ付着する場合で、応答時間 t_a は $Wc/W = 0$ のほうが明らかに短い。これは音波が入ってから、噴流が偏向し始めるまでの時間が短いことを意味している。

この両者のノズル側壁構成条件による付着噴流の構造の根本的相違は、 $Wc/W = 0$ の場合、前節で述べたように、付着噴流はほとんど壁面に沿って流れるけれども、噴流と側壁との間に小さな付着渦領域が形成されるのに対し、 $Wc/W = 4.0$ の場合、そのような付着渦領域の形成は、難しいことである。よって、この場合、低圧渦領域の形成が応答時間 t_a の大きさに、大きな影響を与えていると解釈できる。

応答時間 τ_a は $Wc/W = 0$ と 4.0 の両者に大きな差はないけれども、 t_a の場合

(注9) 真の分布が $F(t)$ である母集団からの標本の第 i 番目の大きさのデータを t_i とするとき、 $y_i = F(t_i)$ はベータ分布に従うという事実に基づき、信頼限界は計算される。

(注10)
とは逆に、 $Wc/W = 4.0$ のほうがわずかに短い。これは根本的には噴流の偏向速度には大きな違いがないと思われるが、わずかに $Wc/W = 4.0$ のほうが噴流の偏向が速いことを意味し、噴流と側壁との相対的な位置関係が影響していると思われる。

また、応答時間 t_a の場合、そのばらつきは $Wc/W = 4.0$ のほうが大きいのに対し、 τ_a の場合はほぼ同じである。 $Wc/W = 4.0$ の場合、 $Wc/W = 0$ の場合よりも側壁は下流に位置するため、側壁沿いの噴流内の乱れが大きく、ばらつきの傾向は、その乱れによる不規則性によるものと思われる。

すなわち、噴流が音波によって乱され、側壁に向かって偏向し始めるまでは、この乱れによる不規則性が大きな影響を及ぼすが、いったん偏向し始めると、その影響は小さいと考えられる。

$Wc/W = 8.0$ の条件は音波 ($f_s = 300 \text{ Hz}$) の作用により非付着の状態にある噴流が音波を切ることにより再び付着する場合で、応答時間 t_a 、 τ_a のいずれも、ばらつきが大きい。

このばらつきの傾向はつぎのように説明される。

図4-4、図4-8の傾向から明らかであるように、 $Wc/W = 0, 4.0$ の場合、オフセット D/W およびノズル出口平均流速の変化に対し、噴流は明確な付着あるいは非付着の状態だけが存在する。これに対し、 $Wc/W = 8.0$ の場合、付着と非付着の間に位置する偏向の状態が存在し、流動状態やノズル側壁構成条件の微小な変化により噴流偏向角が変化する。

このように、 $Wc/W = 8.0$ の場合、外乱に対し不安定な状態である。しかも、前章の音波による乱れ強さの流れ方向の変化(図3-3)から判断して、側壁は遷移域あるいは乱流域に位置するため、側壁に沿った噴流内の乱れは大きいと考えられる。したがって、その乱れによる不規則性が外乱として働くため、ばらつきが大きくなると推定される。

(注10) この τ_a の両者は、斜線で信頼区間を区別しているように、95%以上の確率で有意な差がある。

図(b)では、 $W_c/W = 4.0$ は音波($f_s = 180 \text{ Hz}$)を切ることにより、また $W_c/W = 8.0$ は音波($f_s = 300 \text{ Hz}$)を入れることにより、噴流が側壁から剝離する場合で、噴流の状態は異なるけれども、応答時間 t_s は $W_c/W = 8.0$ のほうが短く、逆に τ_s は $W_c/W = 4.0$ のほうが短い。

これは、 $W_c/W = 4.0$ のほうが噴流の偏向速度が大きいにもかかわらず、噴流が側壁から剝離し、噴流の端が受流口に到達するまでの時間は、 $W_c/W = 8.0$ のほうが短いことを意味しているので、明らかに $W_c/W = 8.0$ のほうが剝離しやすいことを示している。この傾向は噴流の状態と前章で説明した、ノズル側壁構成条件の違いによる付着の安定性に依存すると考えられる。

また、 $W_c/W = 8.0$ では、図(a)と同様、応答時間のばらつきが大である。

つぎに、音波による噴流の動的切り換え挙動を考察するための尺度として、瞬間切り換え率 $\beta(t)$ ^(注11)なるものを導入する。ここで、 $\beta(t)$ は(4.1)、(4.2)式から、つぎのように表される。

$$\beta(t) = \frac{f(t)}{1 - F(t)}$$

$$= \begin{cases} \frac{m}{a} (t - \gamma)^{m-1}, & t \geq \gamma \\ 0, & t < \gamma \end{cases} \quad (4.4)$$

上式から明らかであるように、図4-21に示す、応答時間 t_a 、 t_s に対する瞬間切り換え率は、音波の状態が変化して、ある時間 t_a あるいは t_s 経過したときに、つぎの単位時間の間に、 t_a の場合には噴流が受流口から側壁へ切り換わり始める確率、 t_s の場合には噴流が側壁から剝離し受流口へ切り換わる確率を意

(注11) 信頼性の分野では、瞬間故障率と呼ばれる。

味する。

また、(4.4)式から、 $m > 1$ のとき、 $\beta(t)$ は t の増加に伴い増大し、時間の経過と共に切り換わりやすくなることを示す。 $m < 1$ のときには、 t の増加に伴い減少し、早い時間で切り換えが完了し、時間がたってから切り換わる場合は

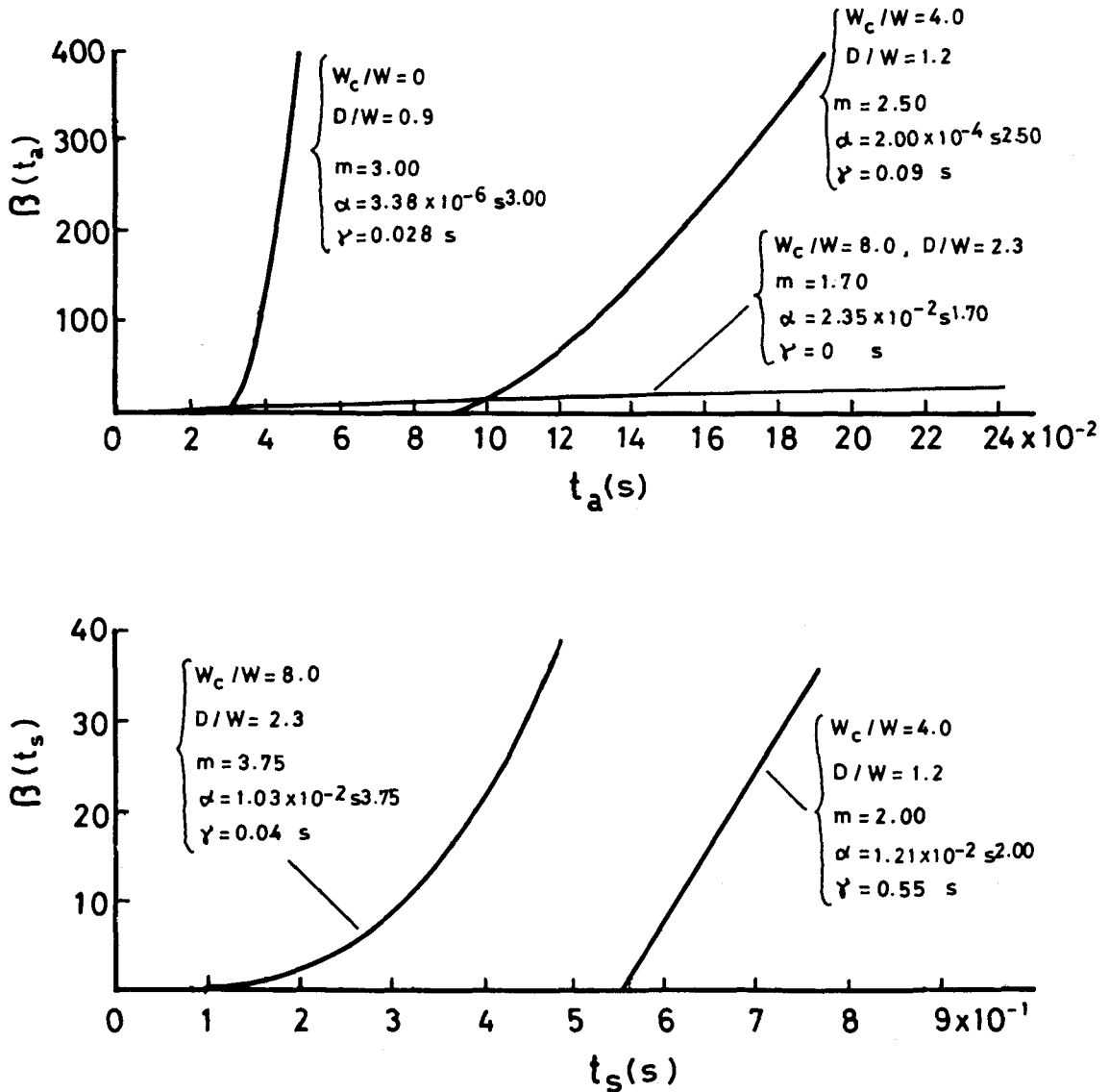


図4-21 瞬間切り換え率
(曲線側壁の場合)

少なくなる。 $m = 1$ のときには、(4.1)式から明らかなように、指数分布となり、 $\beta(t)$ は一定で、切り換え過程は全く偶発的なものとなる。

図から、 t_a の場合、 $W_c/W = 0$ の条件では $t_a > 0.028 \text{ s}$ で、 $\beta(t_a)$ は急激に増大する。これは音波が噴流に作用してから 0.028 s までの時間は、噴流が乱され噴流幅が拡がると共に、小さな付着渦領域が形成される過程であり、その後、それらの現象に伴う噴流の付着力が非常に強いいため、短時間で噴流は側壁へ切り換わり始めることを示している。

これに対し、 $W_c/W = 4.0$ の条件では $t_a > 0.09 \text{ s}$ で、 $\beta(t_a)$ は $W_c/W = 0$ の場合よりも、ゆるやかに増大する。すなわち、音波が噴流自体に影響を及ぼすまでの時間およびその影響の度合いは $W_c/W = 0$ の場合と変わらないと考えられるので、この場合、 $W_c/W = 0$ の場合と比べて、噴流と側壁との相対的な位置関係の違いにより、噴流が側壁へ付着し始めるに十分な付着力が生じるまでに時間がかかると共に付着力自体も弱いことを示している。

$W_c/W = 8.0$ の条件では、 $\beta(t_a)$ は時間の経過と共に、前二者よりも一段とゆるやかな勾配で増加するが、 $W_c/W = 0$ の場合よりも早い時間($t_a > 0 \text{ s}$)から始まる。これは、音波を切ると、音波の作用により非付着の状態にあった噴流の乱れが増加し、この条件では、前章で述べたように、流動状態の微小な変化で噴流偏向角は変化すると考えられるため、すぐに噴流は側壁へ切り換わる条件は整うが、付着力はきわめて弱いことを意味している。

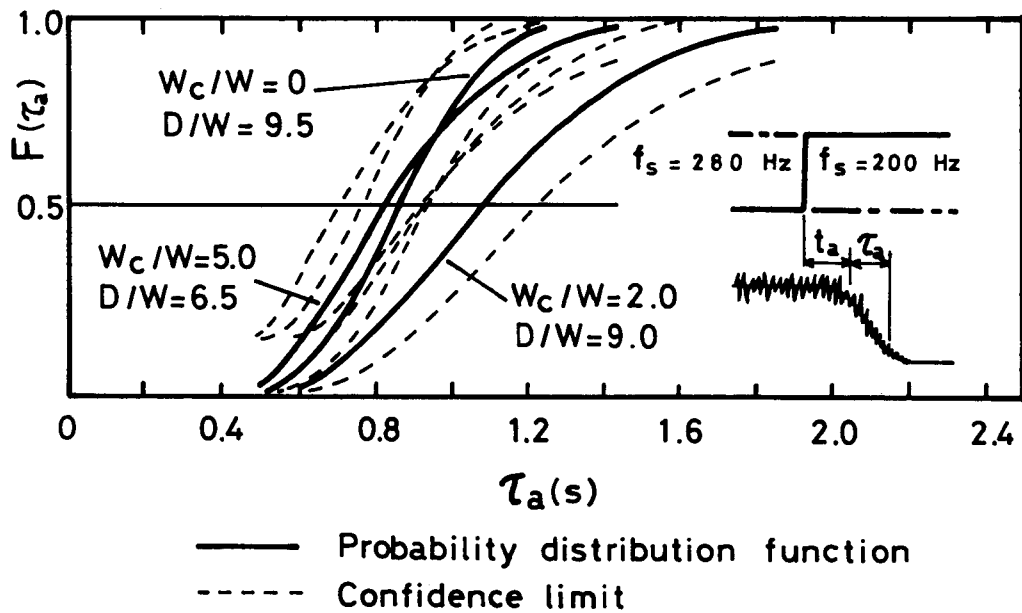
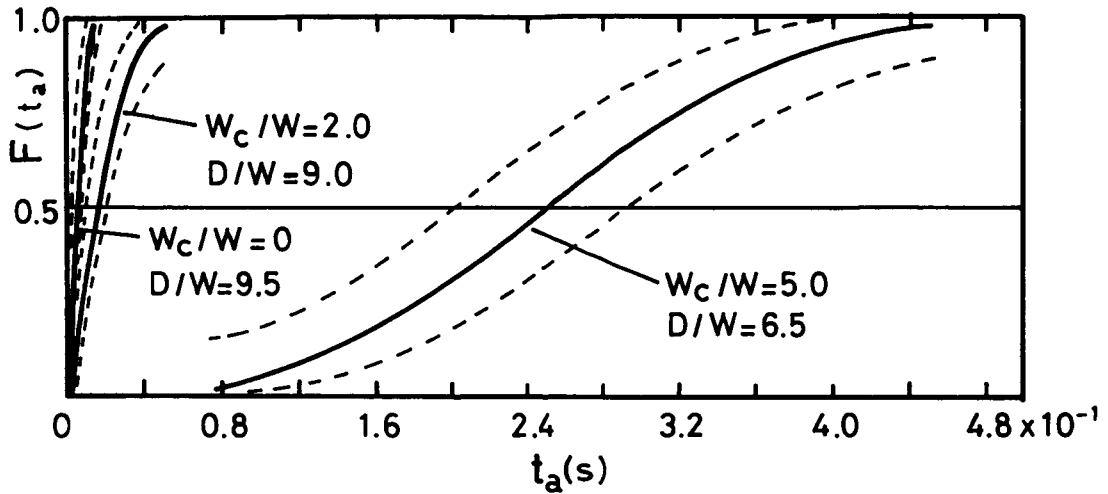
応答時間 t_s の場合、 $\beta(t_s)$ は t_s の増加と共に、 $W_c/W = 4.0$ では $t_s > 0.55 \text{ s}$ で増大するのに対し、 $W_c/W = 8.0$ では、それよりはるかに早い時間($t_s > 0.04 \text{ s}$)から増大し始める。

$W_c/W = 4.0$ の条件では、音波を切ると、付着状態の噴流の乱れが小さくなり、付着力が徐々に弱まり、その後、噴流を側壁から剝離させ、非付着噴流にしようとする力(非付着力と呼ぶことにする)が急に強くなると考えられる。

これに対し、 $W_c/W = 8.0$ の条件では、音波を入れると、噴流の乱れが抑えられ、流動状態の変化により、 t_a の場合に述べたと同様の原因で、噴流はすぐに側壁から受流口へ切り換わる条件が整うと考えられる。

(2) 短い直線側壁の場合

図4-22の実線は実測データから得られるパラメータの推定値を用いて計算

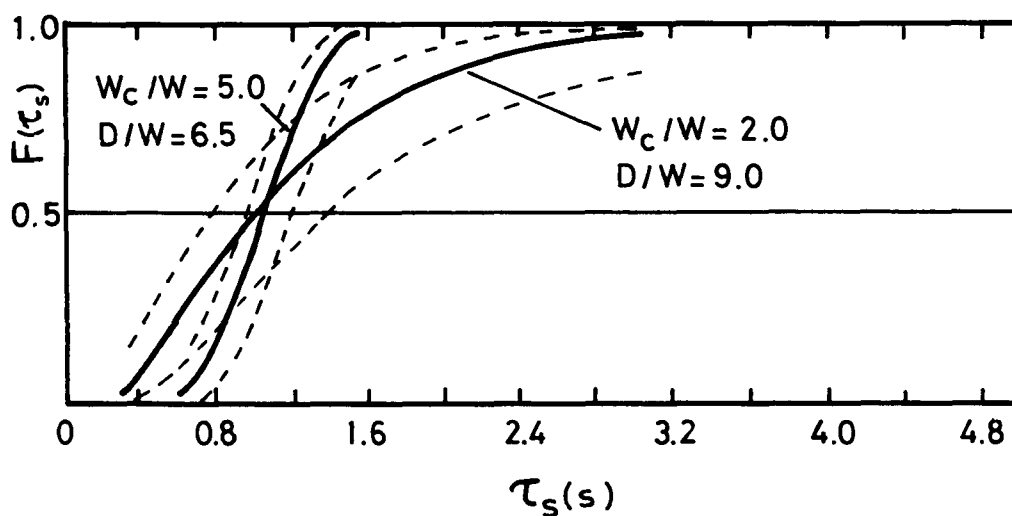
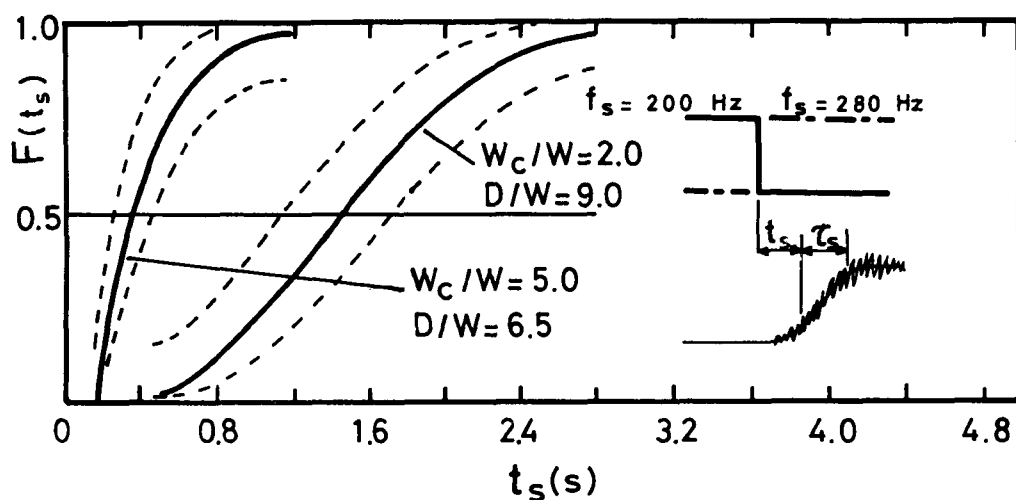


(a)

図4-22 応答時間の確率分布関数
(短い直線側壁の場合)

された応答時間の確率分布関数，破線は信頼水準 95 % に選んだときの信頼限界を示す。

図(a)の場合， $W_c/W = 0, 2.0$ では音波 ($f_s = 200 \text{ Hz}$) が入ったとき， $W_c/W = 5.0$ では音波 ($f_s = 280 \text{ Hz}$) を切ったとき，噴流は側壁へ付着するため，



(b)

図 4 - 22 応答時間の確率分布関数
(短い直線側壁の場合)

受流口部の出力信号は下がり，スイッチ・オフとなる。

応答時間 t_a は， $Wc/W = 0$ の場合に最も短く，音波が入ってから噴流が側壁へ向かって偏向し始めるまでの時間が短いことを示している。

短い直線側壁の場合には，図4-10に示したように，すべてのノズルー側壁構成条件で付着渦領域が形成される。よって， $Wc/W = 0$ と 2.0 の応答時間 t_a の傾向はノズルー側壁構成条件による付着渦領域の形成の違いに起因すると考えられる。

$Wc/W = 5.0$ の場合は音波を切ったときであるから，付着渦領域の形成の違いのみならず，流動状態が $Wc/W = 0$ ， 2.0 と異なることも影響していると考えられる。

$Wc/W = 5.0$ の場合に，ばらつきが大きいのは，曲線側壁の場合と同様，側壁の位置による乱れの大きさと，前章（図4-12(c)）で説明した，流動状態に対する噴流の偏向状態の不安定性によると思われる。

応答時間 τ_a の場合， $Wc/W = 0$ と 5.0 を比較すると，確率分布関数はお互いの信頼区間内にあり， $Wc/W = 2.0$ の場合にも応答時間に大きな差はない。また，ばらつきも， t_a の場合と異なり，大きな差はない。

これを t_a の傾向と合せて考えると，音波が作用してから噴流が偏向し始めるまでの時間は異なるが，噴流偏向速度には大きな違いがなく，しかも，いったん噴流が偏向し始めると，上述の乱れの強さや偏向状態の不安定性の影響は小さいことを意味している。

図(b)の場合， $Wc/W = 2.0$ では音波 ($f_s = 200 \text{ Hz}$) を切ったとき， $Wc/W = 5.0$ では音波 ($f_s = 280 \text{ Hz}$) が入ったときに，噴流は側壁から剝離するため，出力信号は上がり，スイッチ・オンとなる。

応答時間 t_s は $Wc/W = 5.0$ のほうが短く， τ_s は，ばらつきは異なるが，その平均値に大きな差がない。すなわち， $Wc/W = 5.0$ のほうが剝離しやすいことを意味している。これは，曲線側壁の場合と同様，ノズルー側壁構成条件の違いによる付着の安定性および音波周波数の違いによる乱れの強さに依存すると考えられる。

図4-23は応答時間 t_a , t_s の瞬間切り換え率 $\beta(t)$ を示す。 t_a の場合、 $W_c/W=0$ の条件では、音波が入るとすぐに、 $\beta(t_a)$ は急激に増大し、まき込まれる流体の場が制限を受ける付着渦領域による付着力が非常に大きいことを示している。

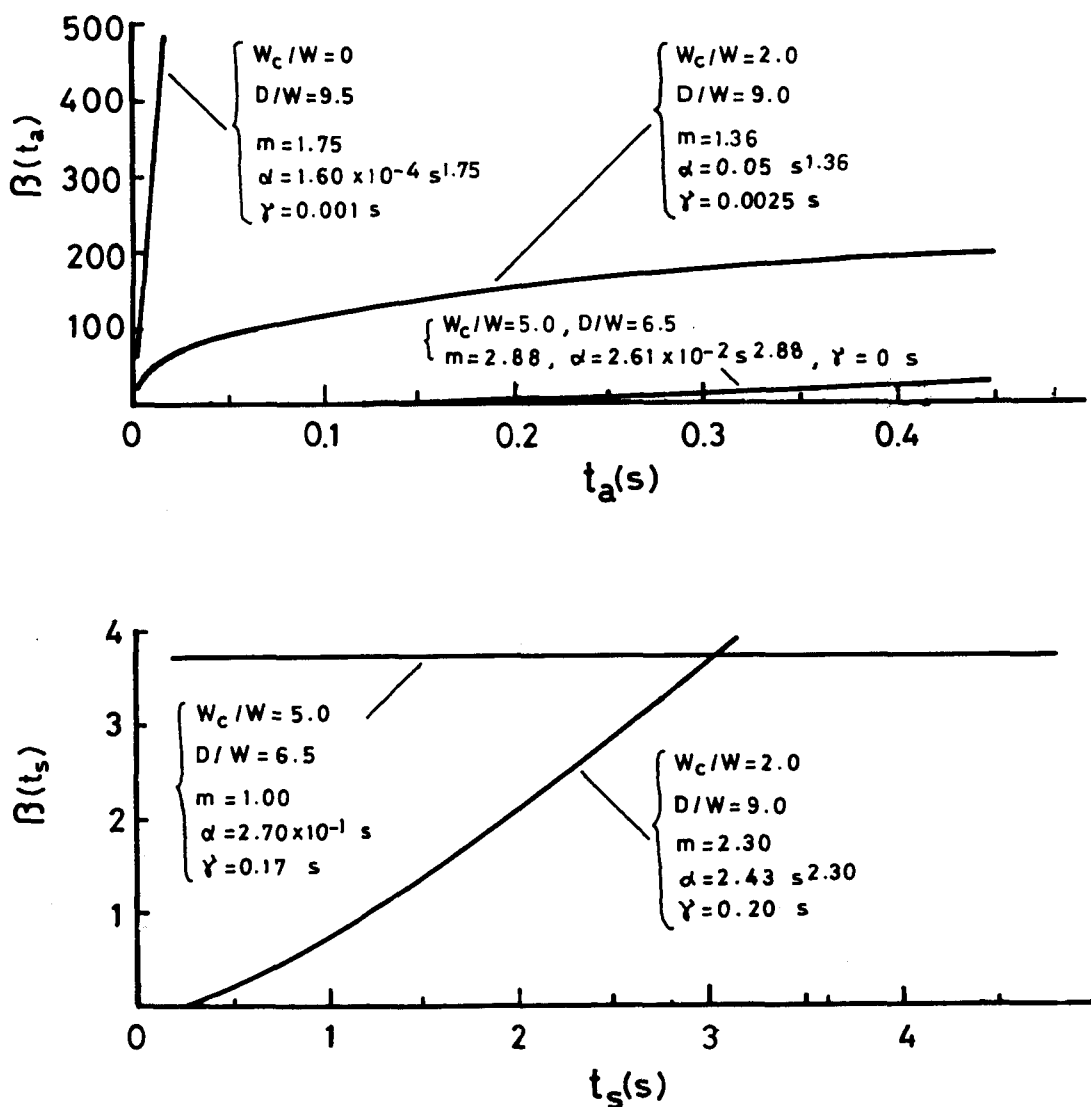


図4-23 瞬間切り換え率
(短い直線側壁の場合)

これに対し、 $W_c/W = 2.0$ の条件では、 $\beta(t_a)$ は時間の経過と共にゆるやかに増大し、まき込まれる流体の場が制限を受けない付着渦領域では、付着力が $W_c/W = 0$ の場合よりも弱いことがわかる。

$W_c/W = 5.0$ の条件では、 $W_c/W = 0, 2.0$ と比較すると、時間の経過に伴う $\beta(t_a)$ の増加は非常にゆるやかである。すなわち、 $\beta(t_a)$ の始まりは早いで、音波を切ってから、噴流幅の拡がりや乱れの増加による、噴流を側壁へ付着させるに十分な低圧渦領域の形成に要する時間は非常に短いけれども、付着力はきわめて弱いことを示している。

応答時間 t_s の場合、 $W_c/W = 2.0$ の条件では、 $\beta(t_s)$ は $t_s > 0.20$ s で時間 t_s の増加と共に増大する。すなわち、音波を切ると時間の経過と共に噴流は側壁から、ますます剝離しやすくなることを意味している。

一方、 $W_c/W = 5.0$ の条件では、 $\beta(t_s)$ は $t_s > 0.17$ s で時間に対し一定である。この場合、形のパラメータ $m = 1.00$ で、前節で説明したように、これは指数分布に一致する。

瞬間切り換え率が一定であるということは、この事象が偶発的に生起することを意味している。すなわち、音波が入ると、噴流は乱れが抑制され、まき込み作用が減少するので、付着渦領域内の圧力が上昇し、ある平衡状態に達する。そのあと、乱れの不規則性がトリガとなって、噴流は側壁から剝離すると考えられる。

ここに曲線側壁の場合との付着噴流の構造の違いがよく表れていると思われる。すなわち、曲線側壁の場合、付着噴流は、音波の作用によりその乱れが抑えられることにより、下流から剝離し始め、それが徐々に上流へ移行し、最後に円弧状の端まで到達し、流れは完全に側壁から剝がれ、非付着噴流になると考えられる。

これに対し、短い直線側壁の場合、付着噴流は壁端にのみ固着し、壁面に沿って流れないから、付着渦領域内の低圧が噴流を側壁に付着させておく主な因子である。そこで、音波の作用により付着噴流の乱れが抑えられ、付着渦領域内の圧力が上昇し、ある切り換えレベル以上になると、一気に噴流は側壁から剝離し、非付着噴流になると考えられる。

以上のように、音波を入れることにより、付着噴流が側壁から剝離し、非付着噴流になる過程は曲線側壁と短い直線側壁とでは異なることが明らかである。

ただし、短い直線側壁の場合に、その過程が必ず偶発的になるとは言えないと考えられる。なぜなら、音波の作用による噴流内の乱れの抑制が強く、付着渦領域内の圧力の上昇がある切り換えレベルを完全を超してしまうような条件であれば、 $m > 1$ となり、事象は偶発的とならないであろう。

実際に、図4-24の $W_c/W = 5.0$ の場合に示すように実験条件が変わると、 $m = 2.36 > 1$ となり、その事象は偶発的でないことがわかる。

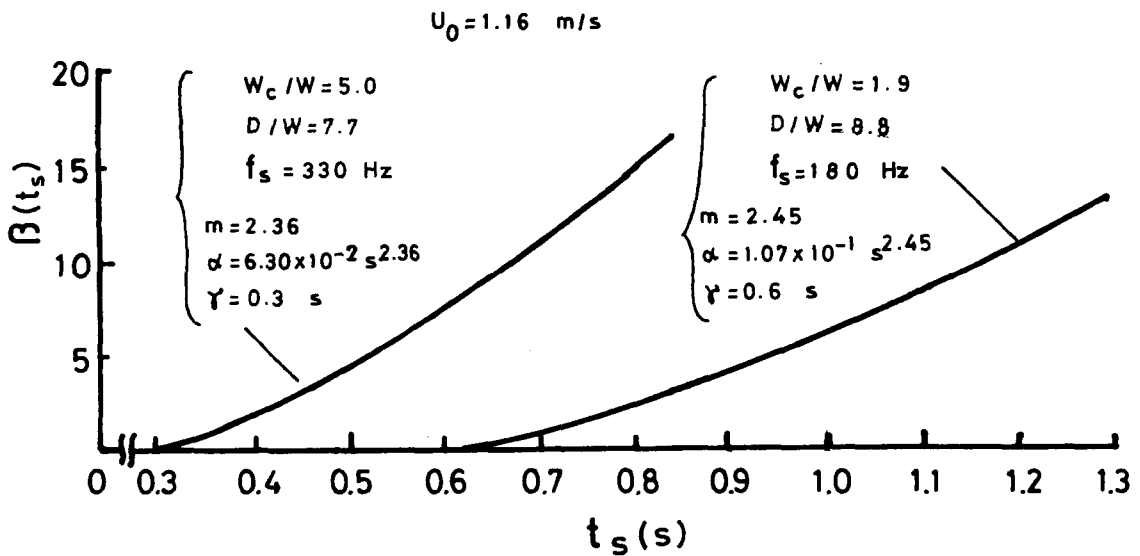


図4-24 瞬間切り換え率
(短い直線側壁の場合)

そこで、短い直線側壁の場合には、その事象が偶発的になりうる場合があると解釈するほうが正しいであろう。

それなら、逆に音波の作用により噴流が側壁へ付着する場合にも、その事象が偶発的となりうることが考えられる。

図4-25は図4-23とは実験条件が異なる場合の瞬間切り換え率 $\beta(t_a)$ を示す。なお、パラメータは音圧レベルで、当然 $SPL = 130\text{ dB}$ では $SPL = 120\text{ dB}$ よりも噴流は強く乱され、噴流中心流速の減少も著しい。^(注12)

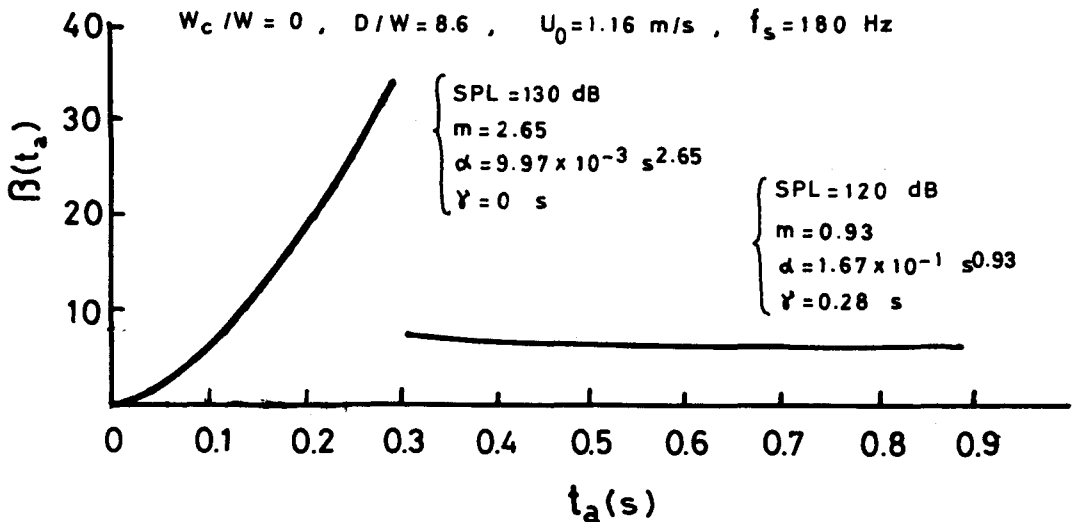


図4-25 瞬間切り換え率
(短い直線側壁の場合)

図示のように、 $SPL = 130\text{ dB}$ では $m = 2.65 > 1$ であるのに対し、 $SPL = 120\text{ dB}$ では $m = 0.93$ で、 $\beta(t_a)$ は時間の経過と共にわずかに下がるが、 $m = 1$ に近い値を示し、ほぼ一定である。

すなわち、音波が入ると噴流は乱され、噴流と側壁との間の圧力がまき込み作用の増大によって低くなる。 $SPL = 130\text{ dB}$ では、まき込み作用が強く、その領域での圧力はある切り換えレベルより十分低くなるが、 $SPL = 120\text{ dB}$ では、

(注12) 噴流中心流速の減少の割合は、 $SPL = 130\text{ dB}$ では約30%であるのに対し、 $SPL = 120\text{ dB}$ では約10%である。

まき込み作用が弱いので、その切り換えレベルよりも、わずかに高い圧力で、ある平衡状態に達し、そのあと乱れの不規則性がトリガとなって、噴流は側壁へ切り換わると考えられる。

以上、応答時間の統計的推測から、曲線側壁と短い直線側壁の場合における、音波による付着噴流の動的挙動の相違を明確にすることができた。

また、側壁形状をどのように変えても、現象的には、ここで述べた曲線側壁、短い直線側壁あるいはそれらの組み合わせと考えられるので、本節の結果から、その音波による付着噴流の動的挙動を物理的に把握することは可能であると思われる。

4.5 結 論

音波による付着水噴流の挙動を曲線側壁および短い直線側壁を対象に、噴流偏向角およびフローパターンの変化から検討すると共に、噴流の流れの場に受流口を設定することにより、特にその応答時間の統計的推測から現象を考察した。これらの結果を要約するとつぎのようになる。

1) 付着噴流の挙動は音波、流動ならびにノズル側壁構成条件に依存し、基本的に三つの現象が存在する。すなわち、

(a) 音波の作用により非付着噴流が付着噴流になり、音波を取り去っても付着の状態を保つ現象。

(b) 逆に、もとの非付着噴流に戻る現象。

(c) 付着噴流が音波の作用により、側壁から完全に剝離し非付着噴流になる現象。これは特に注目される新しい現象である。

2) 短い直線側壁の場合の噴流の状態は、曲線側壁の場合と異なり、非付着の状態でも噴流は側壁の影響を強く受ける。しかも、付着噴流は壁端に固着し、ほとんど壁面に沿っては流れない。

3) 上述の三つの現象を利用した音波信号を流体圧力信号に変換する素子の可能性を実証した。

4) 応答時間の統計的推測から、音波による付着噴流の動的挙動に影響を及ぼ

す重要な因子は、低圧渦領域の形成、噴流内の乱れの不規則性および付着状態の安定性である。

5) 特に音波が入ることにより、付着噴流が側壁から剝離し非付着噴流になる過程は、曲線側壁と短い直線側壁の場合とでは異なる。

曲線側壁の場合、音波の作用により付着噴流の乱れが抑えられることにより、その剝離は下流から上流へ移行し、最後に流れは完全に側壁から剝がれ、非付着噴流となる。

これに対し、短い直線側壁の場合、音波の作用により付着噴流の乱れが抑えられ、付着渦領域内の圧力が上昇し、あるレベル以上になると、噴流は一気に側壁から剝離し、非付着噴流になるため、付着渦領域内の圧力の上昇が弱い条件ではこの過程は偶発的になりうる。

参 考 文 献

- 1) D. O. Rockwell and K. Toda: Effects of Applied Acoustic Fields on Attachend Jet Flows, Trans. ASME, Ser. D, 93-1, 63/73(1971)
- 2) F. T. Brown: A Combined Analytical and Experimental Approach to the Development of Fluid-Jet Amplifiers, Trans. ASME, Ser. D, 86-2, 175/184(1964).
- 3) 松宮, 木村: 有限長側壁への噴流付着現象, 計測自動制御学会論文集, 15-4, 513/518 (1979).
- 4) 原田, 尾崎: 流子工学, 208, 養賢堂(1969).
- 5) P. K. Chang, M. J. Casarella and W. J. Kelnhofner: Effects of Sound on the Incompressible Jet Flow over a Curved Wall (Coanda Flow), J. Acoust. Soc. Am., 42-4, 908/904 (1967).
- 6) S. D. Weinger: The Effects of Sound on a Reattaching Jet at Low Reynolds Numbers, Proc. Fluid Amplification Symposium, 4, 29/46 (1965).
- 7) C. A. Belstering and E. Martinez: Fluidics at Giannini/Conrac, Fluidics Quarterly, 1-1, 57/70 (1968).
- 8) 花房, 宮田: 側壁付着形素子の切換え圧力の精度に関する研究, 日本機械学会論文集, 41-343, 884/890 (1975).
- 9) 原田, 小山, 兼浦: 付着形素子の切換え遅れ — 主として管路の影響について —, 計測自動制御学会論文集, 13-5, 495/501 (1977).
- 10) W. Weibull: A Statistical Distribution Function of Wide Applicability, Trans. ASME, Ser. E, 18-3, 293/297 (1951).
- 11) たとえば, 真壁: ワイブル確率紙の使い方 — 信頼性のための統計的解析 —, 日本規格協会(1980).
- 12) たとえば, E. クライツィグ: 確率・統計入門, 88, 倍風館 (1972).

第 5 章 総 括

近年，広範囲にわたる分野での要求の多様化に対処するために，特徴ある機能をもつ新しい流体制御技術の開発が期待されている。

本研究は，この点に注目して，音波によって水噴流を制御するための基礎的資料を得て，流体制御技術の応用分野の拡大をはかり，実用化への布石とすることを目的としたものである。

本研究の結果，各章の結論はそれぞれの章の終わりに述べたが，本章では，これらを総合した立場からの結論を，つぎのように項目別にまとめて述べる。

1) 音波による二次元水噴流の基本的挙動の実証

第 2 章においては噴流速度，第 3 章においては乱れ強さに及ぼす音波の影響を検討した。それらの結果をまとめて，音波による二次元水噴流の基本的挙動を列挙すると，つぎのようになる。

1. 1) 相対的に低周波数の音波の作用により，噴流は乱され，層流噴流から乱流噴流への遷移点は上流へ移行し，噴流中心流速は減少すると共に，噴流速度分布は広がる。この傾向は特に遷移点のすぐ上流付近で著しい。

1. 2) 相対的に高周波数の音波の作用により，遷移点は上流に移行し，音波を作用させない場合の遷移点のすぐ上流では，噴流は乱され，噴流中心流速はわずかに減少し，噴流速度分布もわずかに広がる。しかし，下流では逆に，噴流内の乱れが抑制され，噴流中心流速は増加し，噴流速度分布は狭まり鋭い形状の分布になる。

以上のように，音波により水噴流を制御できることを明らかにした。特に，音波周波数によって上述 1. 1)，1. 2) の全く逆の現象が生じることは注目に値することであると考ええる。

2) 音波，流れならびにノズル断面形状などの感応条件の明確化

水噴流を，上述の 1) で述べたように，効果的に制御するために必要な諸条件については，第 2 章で特に音波周波数とノズル出口平均流速に基づく音波感応域から検討し，つぎの諸点を明らかにした。

2.1) 音波による水噴流の挙動はノズル出口平均流速と音波周波数に強く依存し、しかもノズル出口平均流速の増加に伴い、噴流中心流速が増加する領域(1.2)の現象)は高周波数側に移行すると共に、噴流中心流速が減少する領域(1.1)の現象)の上限も高周波数側に移行する。

また、ノズル出口付近ですでに完全に乱流噴流になると音波の影響を受けにくい。

2.2) 音圧の影響により音波感応域は変化する。音波の作用により噴流中心流速が減少する場合、音圧レベル $SPL = 120 \text{ dB}$ での音波感応域の広さは、 $SPL = 130 \text{ dB}$ の場合と比較して極端に狭くなる。

これに対して、音波の作用により噴流中心流速が増加する場合、音波感応域の広さは $SPL = 120 \text{ dB}$ と 130 dB とでは、ほとんど変化しない。しかし、 $SPL = 120 \text{ dB}$ の場合の感応域は全体的に $SPL = 130 \text{ dB}$ の場合よりも低周波数側に位置する。

2.3) ノズル断面形状の影響を音波感応域と噴流中心線上の速度減衰から検討した結果、特にノズル高さの影響が大である。

3) 音波による二次元水噴流の挙動の基本的現象の解明

第2章において、Görtler の噴流モデルと比較検討し、噴流の拡散係数の流れ方向への変化について考察することにより、音波による噴流速度分布の変化は層流噴流から乱流噴流への移行に伴う激しい拡散作用に関係することを実証した。これと2.1)の音波による水噴流の挙動の周波数依存性とを考慮すると、音波による水噴流の挙動は乱れの挙動と大きな関係をもつと考えられた。

そこで、第3章において、統計的手法を用いて、音波の作用による乱れの生成伝播、成長、減衰ならびに音波と乱れの相互関係について検討した。

その結果、上述1)で述べた、音波の作用による噴流中心流速の変化に至る主な過程をつぎのように推論した。

3.1) 噴流の層流域内では、感応周波数範囲の音波の作用により、音波と等しい周波数の乱れが生成され、成長しながら流れ方向へ伝播する。

3.2) 遷移域初期では、その乱れの成長は終わり、音波周波数に対し、分数調

波，倍調波などの乱れの発生および他の周波数成分の乱れの成長抑制という二つの非線形干渉が現れる。

3.3) 上述の非線形干渉の結果，音波を作用させない場合と比較して，遷移域の初期における乱れの周波数スペクトルは，噴流中心流速が増加する音波周波数では相対的に高周波数側，噴流中心流速が減少する音波周波数では相対的に低周波数側に分布する。

3.4) 遷移域での流れ方向の乱れは高周波数になるほど早く減衰する。したがって，音波を作用させない場合よりも，乱れが相対的に高周波数側に分布する場合には，音波の作用により，乱れが減少し噴流中心流速が増加する。逆に，乱れが相対的に低周波数側に分布する場合には，音波の作用により，乱れが増加し噴流中心流速が減少する結果となる。

また，第3章で得られたスペクトル分析などの実験結果は層流から乱流への遷移機構の追究のための資料にもなるであろう。

4) 音波による付着水噴流の挙動の実証

第2章，第3章において，音波による二次元水噴流の挙動の基本的現象を明らかにし，音波による水噴流制御の可能性を実証した。

そこで，第4章では，実用化の布石として，まず音波による付着水噴流の静的挙動を，曲線側壁と短い直線側壁を対象に検討した。その結果の要点をつぎに述べる。

4.1) 音波による付着水噴流の挙動には，音波，流れならびにノズル側壁構成条件の違いによって，基本的につぎの三つの異なる現象が存在する。

- (a) 音波の作用により非付着噴流が側壁へ付着し，音波を取り去っても付着の状態を保つ現象。
- (b) 逆に，音波を取り去ると，もとの非付着噴流に戻る現象。
- (c) 付着噴流が音波の作用により，側壁から完全に剝離し，非付着噴流になる現象。

特に，(c)は注目に値する新しい現象であり，このように音波によって付着水噴流を制御できることが明らかとなった。

4.2) 噴流の状態は側壁形状によって異なる。短い直線側壁の場合、非付着の状態でも噴流は側壁の影響を強く受け、しかも付着噴流は壁端に固着し、ほとんど壁面に沿って流れない。

第4章では、さらに噴流の流れの場に受流口部を設定することにより、特にその応答時間の統計的推測から、音波による付着水噴流の動的挙動を考察した。これらの結果を要約すると、つぎのようになる。

4.3) 上述4.1)の三つの現象を利用した、音波信号を流体圧力信号に変換する流体素子の可能性を実証した。

4.4) 音波による付着水噴流の動的挙動に影響を及ぼす主要な因子は、付着渦領域の形成、噴流内の乱れの不規則性および付着状態の安定性である。

4.5) 音波による付着水噴流の動的挙動は曲線側壁と短い直線側壁とは異なる。短い直線側壁の場合には、付着渦領域が噴流の挙動の重要な因子である。そのため、音波の作用による噴流の側壁への付着および剥離のいずれの場合にも、付着渦の成長あるいは減衰の後、乱れの不規則性がトリガとなって、噴流は切り換わる場合がある。そのような場合の過程は偶発的になる。

以上のように、本研究では、音波による水噴流の挙動について実験的に検討を加え、その制御の可能性を実証することにより、所期の目的を達することができた。と同時に、それらの現象に関し、多くの有益な新しい知識を得た。これらの成果は、それぞれの環境条件および用途に応じた実用化に対する指針を明確に示えたと考えられ、本研究は新しい流体制御技術開発の試金石となりえたであろうと思われる。

このように、音波によって水噴流の方向を制御できることが明らかとなったので、今後、噴流自体による推進力を利用することにより、音波による水中物体の遠隔制御などに応用できれば、本研究で得られた資料はさらに有用であると考えられる。

謝

辞

本研究を遂行するにあたり，終始直接御指導いただきました神戸大学工学部教授 米持政忠 先生には，日頃からの師恩とともに，ここに深く感謝の意を表します。

また，本論文をまとめるにあたり，その機会を与えられ，公私ともに多大の御支援と適切な御助言をいただきました大阪大学工学部教授 森川敬信 先生に心から深甚なる謝意を表します。

さらに，御多忙の中，懇篤な御校閲と有益な御示唆をいただきました大阪大学工学部教授 近江宗一 先生，同基礎工学部教授 今市憲作 先生，同工学部教授 三宅 裕 先生に深く感謝いたします。

また，実験遂行にあたって，多大の協力をいただいた野中公男，横部祐二，片山光庸，長峯 卓，伊丹 博，内藤正史，若井 治，小松規秀，加藤 明，西岡統吾，木下裕文，太田 明，田中聖也の諸君に深く感謝いたします。

また，水中スピーカの提供をうけた東亜特殊電機㈱に厚くお礼申し上げます。

なお，本研究の一部は，昭和 52 年度，昭和 55 年度の二度にわたる文部省科学研究費（奨励研究 A）の補助により行われたものである。ここに記して感謝の意を表します。