OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす音波の影響
Author(s)	岡本, 覚
Citation	大阪大学, 1980, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/612
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす音波の影響

昭和 55年2月

岡　本　　覚

目次

記号表

第1章 緒言 1
1.1 熱伝達に及ぼす主流部乱れの影響に関する研究の現状と本研究の位置づけ 1
1.2 本研究の目的と内容 5
1.3 本研究の意義 7

第2章 実験装置および測定方法 10
2.1 実験装置と測定用機器 10
2.1.1 風胴 10
2.1.2 測定部ダクト 11
2.1.3 局所熱伝達率測定用円柱 12
2.1.4 加熱円柱近傍後流の測定装置 13
(i) 熱線流速計と抵抗線温度計 13
(ii) 実時間相関器とフーリエ変換器 15
2.2 測定方法 16
2.2.1 音場の測定 16
2.2.2 局所熱伝達率の測定 17
2.2.3 近傍後流の測定 18
(i) 速度と温度の同時測定 18
(ii) 速度変動と温度変動の周波数 20

第3章 軸に直角方向に照射した音波が加熱円柱表面から気流中への熱伝達率に及ぼす影響 21
3.1 はじめに 21

3.2 実験方法 21
3.2.1 流れの場に付加する音場の測定 22
3.2.2 流れ場および温度場の測定 24
3.3 実験結果および検討 24
3.3.1 測定部内に生じた音場 24
3.3.2 円柱表面の熱伝達率に及ぼす音波の影響 25
(i) 音波を付加しない時の円柱表面の熱伝達率 26
(ii) 音波を付加した時の円柱表面の熱伝達率 28
3.3.3 円柱まわりの圧力分布 28
3.3.4 円柱近傍後流に及ぼす音波の影響 31
(i) 音波の付加による流れの場の影響 31
(ii) 加熱円柱後流内の温度分布に及ぼす音波の影響 34
3.4 まとめ 34

第4章 軸方向に照射した音波が非加熱円柱からのうず流出に及ぼす影響 36
4.1 はじめに 36
4.2 実験方法 36
4.3 実験結果および検討 39
4.3.1 円柱まわりの圧力分布および円柱後流軸上の変動速度 39
4.3.2 うず流出周波数 42
4.3.3 音響周波数ならびに音場 45
4.3.4 せん断層の拡散 48
4.3.5 円柱軸方向の変化 50
4.4 まとめ 53

第5章　軸方向に照射した音波が加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす影響　55
5.1　はじめに　55
5.2　実験方法　55
5.3　実験結果および検討　58
5.3.1　音響周波数の決定とその整理　58
5.3.2　熱伝達率の一般的特性　60
5.3.3　せん断層の拡散　62
5.3.4　近傍後流の三次元特性　67
5.4　まとめ　70

第6章　軸に直角方向に照射した音波が加熱円柱近傍後流に及ぼす影響　72
6.1　はじめに　72
6.2　実験方法　73
6.3　実験結果および検討　74
6.3.1　加熱円柱表面の圧力分布　74
6.3.2　せん断層の拡散　76
6.3.3　加熱円柱後流内の熱拡散　81
6.3.4　近傍後流速度場の三次元的特性　83
6.4　まとめ　84

第7章　結言　86

参考文献　88

謝辞　90

付録　91

記号表

A : 定数
A_o : 定数
B : 定数
c : 比熱
C_d : 円柱の形状抵抗係数
C_p : 円柱表面圧力係数 $=(p-p_\infty)/\{(1/2)\rho U_\infty^2\}$
C_{pb} : $\theta = 180^\circ$ で定義した背圧係数
d : 円柱直径
E : オーバ・オールの乱れエネルギ
E' : 定温度形熱線流速計からの出力
$e_1(t)$: 時刻 t とともに不規則に変動する量
$e_2(t)$: 時刻 t とともに不規則に変動する量
E_f : u_f による乱れエネルギ
E_{2f} : u_{2f} による乱れエネルギ
E_l : リニアライザの出力電圧
f : 周波数
f_a : 音波の周波数
f_s : うず流出周波数
f_t : 遷移波の周波数
g : 比例定数
j : 虚数単位
K : うず度の輸送量
k : 比例定数
L_f : 乱れのスケール
m : 定数
Nu : 局所ヌセルト数 $= \alpha \cdot d/\lambda^*$
$\overline{Nu}$: 平均ヌセルト数
$\overline{Nu_o}$: 主流が乱れを含まない時の平均ヌセルト数

P : 進行波音場
p : 円柱表面静圧
p_∞ : 主流静圧
Pr : プラントル数
$R_{11}(\tau)$: $e_1(t)$の自己相関関数
$R_{12}(\tau)$: $e_1(t)$と$e_2(t)$の相互相関関数
Re : レイノルズ数 $= U_\infty d / \nu$
Re^* : ν^*を使ったレイノルズ数 $= U_\infty d / \nu^*$
S : 定在波音場
$S(f)$: パワースペクトル密度
SPL : 音圧レベル
St : ストローハル数 $= f_s \cdot d / U_\infty$
T : 時刻
$\overline{T}$: 時間平均温度
Ta : 熱線温度
$\overline{T_f}$: 膜温度 $= (\overline{T_w} + T_\infty) / 2$
Tu : 主流部乱れの強さ $= \sqrt{\overline{u^2}} / U_\infty$
$\overline{T_w}$: 加熱円柱壁温
T_∞ : 主流温度
ΔT : 加熱円柱壁温と主流温度の差 $= \overline{T_w} - T_\infty$
t : 時間
t : オーバ・オールの変動温度
t_f : 周波数fを有した変動温度
t_{2f} : 周波数$2f$を有した変動温度
$\overline{U}$: 時間平均速度
$\overline{U_1}$: せん断層内縁における時間平均速度
$\overline{U_2}$: せん断層外縁における時間平均速度
U_∞ : 主流速度
u : オーバ・オールのx方向の変動速度
u_a : 音波を付加した時のx方向の変動速度

u_f : 周波数 f を有した x 方向の変動速度
u_{2f} : 周波数 $2f$ を有した x 方向の変動速度
V_∞ : 熱線流速計の直流出力電圧
v : オーバ・オールの y 方向の変動速度
v_a : 音波を付加した時の y 方向の変動速度
w : オーバ・オールの z 方向の変動速度
w_a : 音波を付加した時の z 方向の変動速度
x, y, z : 座標系
α : 局所熱伝達率
θ : 円柱前方岐点から測った角度
λ : 熱伝導率
λ^* : 膜温度 $\overline{T}_f$ での熱伝導率
μ : 粘性係数
ν : 動粘性係数
ν^* : 膜温度 $\overline{T}_f$ での動粘性係数
ρ : 密度
τ : 遅延時間
Φ : $Re \times Tu$ により決定される関数
Ψ : L_f / d により決定される関数
ω : 角周波数 $= 2\pi f$
$\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$: x, y, z 方向の単位ベクトル

添字

max : 最大値を表わす
m : 最大値をとる時の値
o : 音響的かく乱を加えない時の値
v : 音響的かく乱を加えた時の値

第1章 緒言

1.1 熱伝達に及ぼす主流部乱れの影響に関する研究の現状と本研究の位置づけ

熱エネルギの有効利用が大きな課題としてクローズ・アップされてきた今日，熱交換器のような各種の工業的装置における熱的な設計がより厳密な検討を要求されており，熱伝達率もより実際に即した値の決定が必要になって来ている．しかし，多数の基礎的な研究は必ずしも実際の装置における条件の下で行われてはおらず，これを実際の場合に適用するためには，これらの条件に対する考慮が必要である．

主流に含まれる乱れの影響もその一つであり，従来の熱伝達に関する理論的研究は，主流部乱れの影響は考慮していないのが普通であり，また実験的研究も，十分に整流された乱れの少ない装置での結果である．しかし，実際の装置における流れは，必ずしも乱れの少ない場合ばかりではなく，むしろかなり乱れの多い，しかも複雑な乱れを含む流れにおける熱伝達と見られる場合が多い．したがって，現実の流れに対しては，主流部乱れが熱伝達にいかなる影響を与えるかを明確にし，さらにその機構を解明する必要がある．

現在までのところ主流部乱れの影響を取り扱ったいくつかの実験的研究ならびに理論的研究が遂行されており，かなりの結果が発表されている．本研究では，主流部乱れの中に置かれた物体のうちでその幾何学的形状が簡単な円柱を選び，その流動および熱伝達を問題にする．

流れに直交して置かれた円柱全表面から気流中へ

の熱伝達に及ぼす主流部乱れの影響について，最初に系統立てて広範に研究したのは，Van der Hegge Zijnen[1]であろうと思われる．彼は，主流部乱れの影響を乱れの強さTuとスケールL_fのみによって規定し，次式によって熱伝達率と関係付けた．

$$\overline{Nu}/\overline{Nu_0} = 1.0 + \Phi(Re\cdot Tu)\,\Psi(L_f/d) \qquad (1.1)$$

ここで，$\overline{Nu}$は主流部乱れがある場合の平均ヌセルト数，$\overline{Nu_0}$は主流が乱れを含まない場合の平均ヌセルト数で，Reはレイノルズ数である．また，ΦとΨは，それぞれ$Re\cdot Tu$とL_f/dにより経験的に決定される関数である．

その後，円柱まわりの平均熱伝達率が主流部乱れの増加によって著しく上昇し30～50%の増加を示すこと，ならびにその増加の割合は主流部乱れの小さいほど著しいことが，Commingo[2]その他により報告された．さらに，Kestinら[3]が細線により遷移位置やはく離位置を固定して行った実験によっても，やはり平均熱伝達率は主流部乱れの増加によって著しく上昇し，遷移位置などの移動の影響のみならず，層流熱伝達あるいは乱流熱伝達そのものに主流部乱れが影響を与えることを示した．

このような局所熱伝達率の変化は，Giedt[4]その他多くの研究者によっても明らかにされている．Giedtは，円柱の臨界レイノルズ数よりやや低い値で実験を行った．それによると，局所熱伝達率において，層流熱伝達領域では主流部乱れの増加によってNuが一様な上昇を示し，前方岐点でその増加の割合は最大で，θの増加とともに増加割合がやや減少していく傾向にある．乱流熱伝達領域においても，乱れによる局所熱伝達率の増加が見られる．また，

はく離領域においても同様の傾向にあり，主流部乱れによる熱伝達率の増加の程度は，層流領域，乱流領域，はく離領域の順に小さくなっていく．

Sebanら[5]も同様の観察を行っており，主流の乱れは二つの影響をもつことを示した．すなわち，第一は乱流境界層への遷移や境界層のはく離が早く生じて物体のまわりの流れが変わることであり，第二は層流境界層領域の伝熱増加，乱流およびはく離領域の伝熱特性の変化である．

層流境界層域の局所熱伝達においては，種々の解法（例えば，壁温一定条件で得られたMerk[6]の近似解法）が見出されている．層流域に対する主流部乱れの影響の原因について，Kestinら[7]ならびにKayalar[8]は，主流部乱れによって円柱前方岐点付近からGörtler型の縦うずが発生するモデルを提案し，この三次元的かく乱によって層流域の熱伝達率が上昇することを理論的に示し，実験値とのかなり良好な一致を得ている．

一方，円柱はく離領域の熱伝達についての理論的解析としては，低レイノルズ数（$Re < 100$）の円柱の場合について，連続の式とNavier—Stokesの式およびエネルギの式から，適当な初期条件と境界条件のもとで大型電子計算機を用いて数値解を得る方法[9]がある．

実用的なレイノルズ数範囲（$10^3 \leqq Re \leqq 10^6$）において，モデル化による取扱いとしては，Ranz[10]が非定常性を考慮した非定常熱伝導式より出発する「断続的熱浸透モデル」を提案している．このモデルを円柱全表面に対して適用したのが佐野・西川[11]，P. S. Virk[12]である．いずれもレイノルズ数$Re \geqq 10^3$

で実験値との差異は著しく大きい．乙竹[13]は，円柱前面に層流または乱流境界層理論を適用し，背面は断続的熱浸透モデルを適用して解析を行っている．これらのモデルは，はく離流の熱伝達現象を説明するモデルとしては興味あるものであるが，実験結果と比較した場合適当なものとはいいがたい．

最近，Spalding[14]は一次元的乱れ運動エネルギ平衡モデルにより，円柱はく離域の平均熱伝達に対する理論解析を試みている．しかし，含まれる数多くの後流構造に関連した仮定に対する実験的裏付けの不足のため，定量的には十分な結果を与えていない．

このように，円柱前方層流境界層領域の熱伝達に及ぼす主流部乱れの影響については，理論的ならびに実験的研究がかなり遂行されてある程度の知見が得られており，その機構もほぼ解明されてはきたが，しかしながら，はく離領域の熱伝達に及ぼす主流部乱れの影響については，理論的解析の困難さがあり，実験的解析に頼らざるを得ないのが現状のようである．

一般に，風胴によって発生される格子乱流は，三次元のかなり広い周波数スペクトル幅をもつ複雑な乱れであるが，はく離領域の熱伝達に影響を及ぼす乱れの性質を単純化し，現象を微視的に解析するために，かく乱の粒子運動はできるかぎり一次元的で，一定の周期をもつことが好ましい．一方で，主流部乱れとある意味において関連性あるいは同様な効果を示すものとして，流体や物体に音波や振動を与えるやり方が考えられ実行されている[15]

以上の観点から，本研究では，亜臨界域の流れに直交した加熱円柱表面から気流中への熱伝達とりわ

け背面熱伝達に及ぼす主流部乱れの影響のメカニズムを解明する一助とするため，円柱まわりの流れに音波を照射して，従来ほとんど注目されていなかった加熱円柱近傍後流の形成過程と関連させるという視点から，はく離域の熱伝達機構の実験的解析を行うことにする．

1．2　本研究の目的と内容

本研究においては，流れに直交して置かれた加熱円柱表面から気流中への熱伝達率に及ぼす音響的かく乱の影響を明らかにすることを目的として，円柱まわりの局所熱伝達率分布と圧力分布の測定，加熱円柱近傍後流の速度場と温度場，ならびにそれらの三次元特性の測定を行った．

最初に第2章では，実験に使用された装置および測定方法をまとめておいた．すなわち，実験装置としては主に，一様流を得る装置として風胴，および一様流に直角方向の粒子速度を有した音波を発生させるための測定部ダクト，ならびに局所熱伝達率測定用円柱の構造について述べる．

また，測定装置としては，加熱円柱近傍後流の変動する速度と温度の同時測定の必要性から，熱線流速計と抵抗線温度計とを組合せた装置について述べ，さらに速度および温度の信号を解析するデータ処理装置としての実時間相関器とフーリエ変換器について簡単に触れる．

測定方法については，測定部ダクト内に発生させた音場，および局所熱伝達率分布の測定法，ならびに二線式プローブを使用した速度と温度の同時測定法とそのデータ処理方法について述べる．

次に第3章では，主流と円柱軸に直角方向に照射した音波が，加熱円柱表面から気流中への熱伝達率に及ぼす影響について実験した結果について述べる．

すなわち，特定の周波数を持つ音波が，加熱円柱の強制対流熱伝達に及ぼす影響を調べるために，レイノルズ数が5000～20000の範囲で実験的解析を行い，次の結論を得た．表面の熱伝達率は，ある特定周波数の音波の付加により影響を受け，その場合円柱背部で著しい増加が見られた．また，後流内に形成されるうず領域の円柱への接近が，はく離域の熱伝達率増加の機構に重要な役割を果すことを確かめた．

第4章では，主流に直角方向でかつ円柱軸方向に照射した音波が，非加熱円柱からのうず流出に及ぼす影響について述べる．

すなわち，非加熱円柱まわりの流れに円柱軸方向の音響的かく乱を加えた場合について，円柱からのうず発生と音響との干渉，特にスパン方向の流れの変化を実験的に調べ，次の結論を得た．円柱軸方向の音響的かく乱は，軸に直角方向のかく乱と同様の効果を与え，うず糸を三次元的形状から二次元的形状へと変化させる．また，うず発生に影響を及ぼす音波の周波数は，せん断層内の遷移波の周波数に関係したものであり，その音波の強さには，臨界値が存在することを確かめた．

第5章では，主流に直角方向でかつ円柱軸方向に照射した音波が，加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす影響について述べる．

すなわち，流れに直交する加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす軸方向音響的かく乱の効果に関す

る実験的解析から，背面熱伝達率の増加機構と近傍後流の形成過程ならびにその三次元特性および加熱の影響を明らかにした．また，うず発生に影響を及ぼす音波の周波数は，膜温度の物性値を使ったレイノルズ数に対して等温流の場合と同様に整理され，特に低レイノルズ数範囲において，*thermoacoustic streaming* と類似の現象が生ずることを示した．

さらに第6章では，主流と円柱軸に直角方向に照射した音波が，加熱円柱近傍後流に及ぼす影響について述べ，さらに，取扱われる物性値について検討を加える．

すなわち，第3章で明らかになった音響的かく乱の付加によるはく離領域熱伝達率の増加の効果を説明し，かつ膜温度の動粘性係数を使ったレイノルズ数の妥当性を検討する目的で，二次元加熱円柱まわりの圧力分布および近傍後流の速度分布と温度分布ならびにそれらの三次元特性などを測定した．その結果，円柱加熱の影響とその時の音響的かく乱の効果が明らかとなり，さらに速度分布とその三次元特性の面から，膜温度の動粘性係数を使ったレイノルズ数の有効性が検証された．

最後に第7章においては，第3章から第6章までに得られた結果を結論としてまとめておく．

1．3　本研究の意義

円柱のはく離域の流動と熱伝達に関し，数多くの実験的研究が行われてきたが，しかし，円柱の後流に形成されるカルマンうずによる流れの非定常性や，背面近傍の流体力学的挙動の複雑さのため，大部分の測定値は時間平均的な値であった．すなわち，時

間平均の熱伝達率を時間平均の圧力分布，抗力係数，時間平均速度などから議論している．

実用面からは，円柱背面の時間平均の熱伝達率は，レイノルズ数，背圧係数，後流幅，抗力係数などから与えることができる[16]．しかし，はく離領域の熱伝達機構の解明あるいは理論的解析における流れのモデル化の点からも，はく離領域における流れの非定常性について調べることは意義がある．そのためには，はく離領域における速度および温度について動的計測を行わねばならない．

一方，近年の流体機械の大形化や高速化に伴って，振動・騒音問題が技術上の大きな問題としてクローズ・アップされており，流れにより誘起される振動ならびに騒音に関して各方面から興味が持たれている[17]．この振動および騒音は，気流中に置かれた物体の後方に発生するうずに起因する場合が多く，特に円柱後方に発生するカルマンうずは古くから研究対象となっている．

また，熱交換器内では，管群後流に発生するうずとダクト内のガス気柱の固有振動数が一致するとき共鳴現象が生じ，ダクト内に圧力定在波が発生し，この圧力波が騒音および振動を引き起こすことはよく知られている[18]．しかし，騒音および振動が，熱伝達にいかなる影響を及ぼすかについては十分にわかってはおらず，最近になってようやく，この分野の研究が盛んに行われるようになってきた[19]．

一般に，音波や振動の熱伝達への影響に関する非定常熱伝達の分野は，主流部乱れが熱伝達に及ぼす影響とも関連して興味深いものであるが，熱交換器やガスタービンなどの熱流体装置の中で実際に起こ

る現象として，工業的にも重要な位置を占めている．しかしながら，現在のところ，熱音響的な非定常現象に関連した詳しい情報はきわめて少ない．

このような現状において，今まで理論的にも実験的にも解析が困難であった加熱円柱はく離領域について，熱伝達率，圧力，速度および温度に関する詳細な資料を提出することはきわめて意義深いことと考えられる．さらに，本研究のために使用された測定技術のうちで，二線式プローブを用いた変動する速度と温度の同時測定の技術，ならびにデータの統計的処理方法などは，伝熱，流体および燃焼の計測分野に広範な応用が期待されるものと思われる．

第2章　実験装置および測定方法

2．1　実験装置と測定用機器

2.1.1　風胴

本実験に使用された風胴は，図2－1に示す吐出式風胴である．風胴送風機は，2 kW の直流分巻電動機，または 3.7 kW の三相誘導電動機によって駆動される遠心型である．風胴吐出口における風速 U_∞ は，可変抵抗器または無段変速機による送風機回転数と送風機の気流吸込口におけるオリフィス制御により，約 1 m/s から 20 m/s まで連続的に変化させることができる．

風胴吐出口は 250 × 200 mm の長方形断面を有する．風胴気流乱れの減少をはかり，かつ測定部断面における乱れ強さの分布を一様にするために，測定部上流には整流格子（Honey comb），4枚の金網，ならびに絞り比 4：1 を有するノズルが設けられている．

流れの中に置かれる円柱位置は風胴吐出口の下流 70 mm，または 115 mm である．測定に用いた風速範囲は，$U_\infty \fallingdotseq 4 \sim 21$ m/s である．円柱設置位置における流れに直角な断面内での，これらの気流の乱方

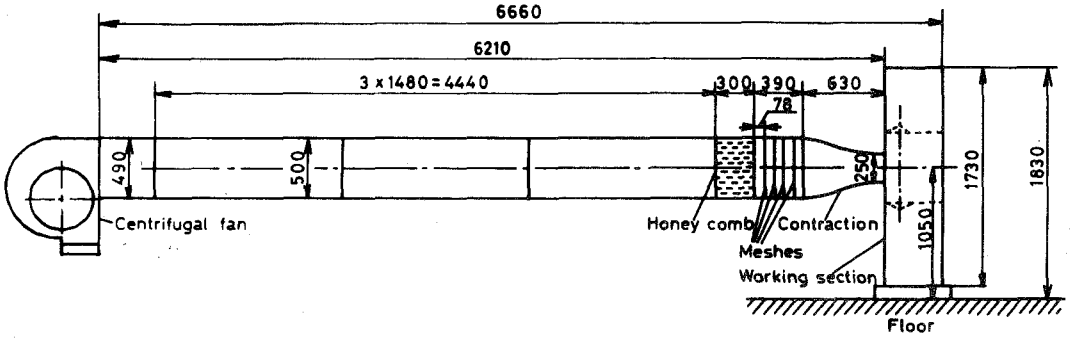


図2－1　風胴概略図

向の平均速度分布ならびに乱れ強さ分布は，$-90\,mm < z < 90\,mm$の範囲にわたってほぼ一様であり，この時の乱れ強さは大略0.4%以下であった．

2.1.2 測定部ダクト

加熱円柱まわりの流れの場に音場を重ね合わせた結果として生ずる熱伝達率と近傍後流の変化を測定するために，風胴吐出口には図2-2に示す測定部ダクトを取付ける．実験に用いられた円柱は直径18mmの局所熱伝達率測定用と直径10mmの近傍後流測定用の2種類であり，これらは測定部ダクト内部で水平および鉛直に設置される．

流れの場に与える音場は，測定部ダクトの上下に置かれた有効直径180mmの10W（最大）コーン形スピーカによって作られる．これらの2個のスピーカの間隔は，いろいろな周波数の定在波音場を作るため，流れに直角な線上において250mmから1200mmまで変化できる．

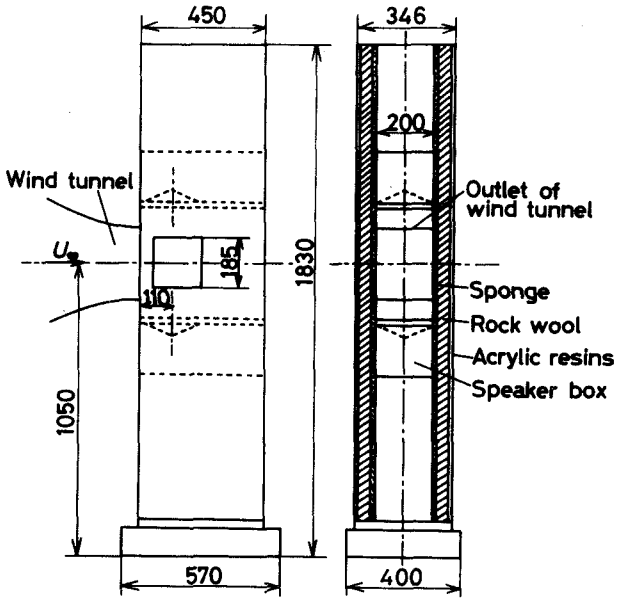
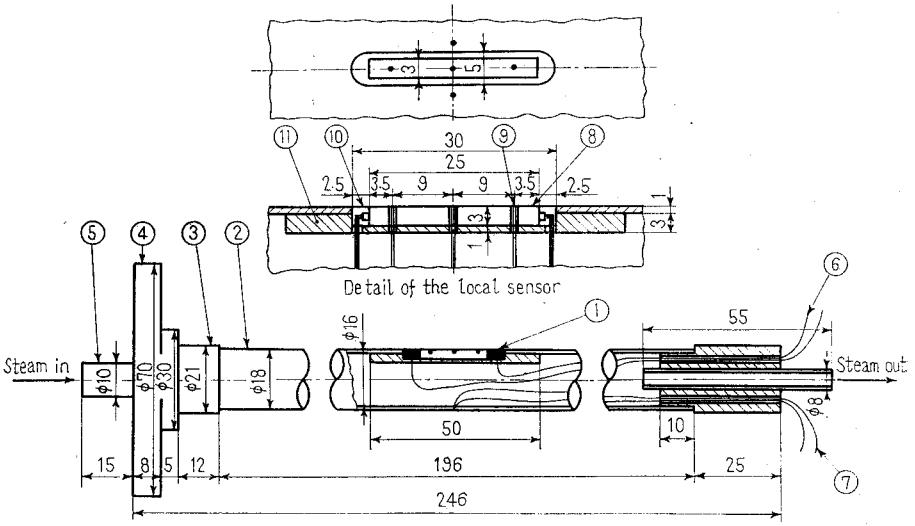


図2-2 測定部ダクト

測定部側壁はアクリル樹脂板から成り，この側壁における音の反射を防ぎ，また一様流に直角方向の粒子速度を有した音波を発生させるため，測定部側壁の内面には，厚さ50mmのロック・ウールと厚さ15mmのスポンジがはられている．

2.1.3 局所熱伝達率測定用円柱

局所熱伝達率測定用円柱は，外径18.0mm，内径16.0mmの銅の円管から作られており，内部に大気圧下の水蒸気を通過させて加熱できるようになっている．図2－3に示すごとく，円管表面のみぞに電気加熱のできる長方形銅棒を設置し，銅棒を円管内壁面でベークライト平板により固定し支持して内部の蒸気から断熱する．また，銅棒壁と円管表面との間の裂けめにエポキシ系接着剤を詰めて，両者間の熱移動を阻止して十分な断熱状態を作り，外形が完全な円周になるように旋盤仕上げした後表面を紙や



① Local sensor
② Copper tube
③ Bakelite support
④ Protractor scale
⑤ Pyrex tube
⑥ Heater leads
⑦ Thermocouple leads
⑧ Copper heater
⑨ Thermocouple junction
⑩ Epoxy resin
⑪ Bakelite insulator

図2－3 局所熱伝達率測定用円柱

すりでみがいてある．銅棒内部に直径0.5㎜の加熱用カンタル線を1本通し，また表面温度を測定するために素線径0.1㎜の銅・コンスタンタン熱電対を長手方向に10㎜間隔で3箇所に埋め込んだ．その際熱電対の接合部が銅棒表面上にくるように取付けには十分注意した．

円管表面温度測定用の熱電対は，円柱中央断面内の周上（120°間隔で3箇所）に埋め込まれ，接合部と円管壁面が同一面内にあるように内部から接着剤で固定した．銅円管の両端にベークライトのサポートを取付け，その外周のベアリングにより回転可能で，かつサポートに蒸気導入のためのパイレックス管をそう入できるようにした．また，ベークライトサポートの一方に取りはずしが可能な全周分度盤（1/10°の角度変化まで読取り可能）を取付けてあり，円柱の回転角がわかる．

2.1.4 加熱円柱近傍後流の測定装置

(1) 熱線流速計と抵抗線温度計

加熱円柱近傍後流の変動する速度と温度の同時測定には，定温度型熱線流速計（DISA 55M01）と定電流型抵抗線温度計（KANOMAX MODEL 1016）とを組合せ，両者の出力を相互に電気的に補償して，速度と温度の変動を分離する方法を用いた[20]．

定温度型熱線流速計による気流の平均速度と乱れの測定は，加熱された熱線を気流中に置くとき，気流の冷却作用による熱線からの放熱量をサーボ増幅器による熱線電流の調整によって補い，常に気流と熱線との温度差を一定に保つことによって行われる．熱線はホイートストン・ブリッジの一つのアームの

抵抗としてそのブリッジを構成し，流速計の出力電圧はこのブリッジ間の電圧を示す．

定電流型抵抗線温度計の測定原理は，発熱が無視できる程度の微弱な一定電流を金属細線（抵抗線）に流しておいて，細線の電気抵抗が気流温度の変化によって変わることを利用して温度を検知するものである．測定回路は，高感度ブリッジ直流増幅器，抵抗温度センサの時定数を補償する微分回路から成っている．

気流の速度と温度をU_∞とT_∞とし，流速計の直流出力電圧をV_∞，熱線温度をT_a，AとBおよびmを定数とすれば，熱線流速計の出力はKingの式から，

$$V_\infty^2 = (A + B \cdot U_\infty^{1/m})(T_a - T_\infty) \qquad (2.1)$$

が得られる．リニアライザ（KANOMAX MODEL 1013）と抵抗線温度計との組合せにより，気流温度の一次の温度補償演算，

$$E' = \frac{V_\infty^2}{T_a - T_\infty} \qquad (2.2)$$

が行われる．式(2.1)と(2.2)から，リニアライザによって式(2.1)の逆関数演算が行われ，次式のごとく出力が直線化される．

$$E_{lin} = (E' - A)^m \cdot g \qquad (2.3)$$

ここで，E_{lin}はリニアライザの出力電圧，gは比例定数である．実際には，気流温度が100 ℃以上になると，Aの値は気流の物性変化により変わるため，これを近似的に補正して，Aの温度補償を行う二次補償演算，

$$A = A_0 - k \cdot T_\infty \qquad (2.4)$$

が行われる．

一般に，気流変動は三次元的で，$(\bar{U}+u)\vec{i}+v\vec{j}$

$+w^2$ と書ける．一本の熱線からなるI型熱線プローブでは，熱線をその軸が流れに直角に置くとき，気流の冷却作用は主として合速度 $\{(\bar{U}+u)^2+v^2+w^2\}^{1/2} \fallingdotseq \bar{U}+u$ によるため，近似的に $\bar{U}$ 方向（流れ方向）の変動 u のみを測定できる．一方，u，v，w は，主流に対して45°傾斜した二本の熱線をクロスさせたX型熱線プローブ（DISA 55P 61）によって測定できる．

(ii) 実時間相関器とフーリエ変換器

時間と場所の関数として変化する不規則現象において，それらの周期性の検出，ならびに二つの現象間の相互関係を調べるため，実時間相関器（日本無線製，NJZ－260A）とフーリエ変換器（日本無線製，NJZ－273A）を用いた．

一般に，時刻 t とともに不規則に変動する量 $e_1(t)$ の自己相関関数を $R_{11}(\tau)$ とすると，

$$R_{11}(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T e_1(t)\cdot e_1(t+\tau)\,dt \qquad (2.5)$$

によって計算される．ここに，τ は二つの現象の起こる時間間隔を表わし，遅延時間と呼ばれる．自己相関関数からわかる一つの重要なことは，そのランダムデータに内在する周期性を明らかにすることであるが，ランダムデータが周期的であると，その自己相関関数は減衰する周期関数となる．その周期とパワの強さを明確に表示するためにはフーリエ変換を行えばよい．

$$S(f)=\int_{-\infty}^{\infty} R_{11}(\tau)\cdot e^{-i\omega\tau}\,d\tau \qquad (2.6)$$

で与えられる $S(f)$ は自己パワースペクトル密度と呼ばれる．ここで，$\omega=2\pi f$ で f は周波数である．

また，二つの変動$e_1(t)$と$e_2(t)$の相互相関関数$R_{12}(\tau)$は，

$$R_{12}(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T e_1(t)\cdot e_2(t+\tau)\,dt \qquad (2.7)$$

によって計算される．

実際の多目的実時間相関器では，ディジタル方式によってデータ処理が行われており，観測されたランダムデータをサンプリングし，A－D変換してこれを蓄積して種々のτの値に対する相関関数の値を計算することができる．出力は適当なタイミングでディジタル信号として，その時点までの計算結果を表示でき，またD－A変換して直接アナログ式の記録計に描かせたり，オシロスコープ上に計算結果を順次繰り返し表示できる．また，フーリエ変換器と接続されて，パワースペクトル密度の実時間表示も可能である．

2．2　測定方法

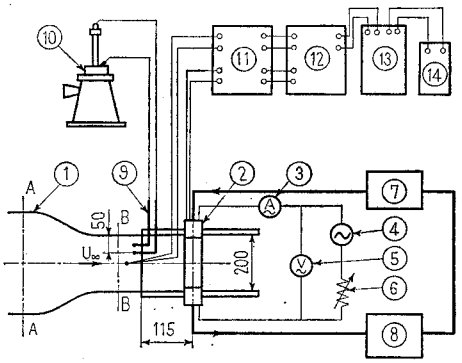
2.2.1　音場の測定

加熱円柱まわりの流れに付加する音場の種類として，進行波音場および定在波音場が用いられた．進行波音場は，円柱下方または上方290 mmに置かれた1個のスピーカにより放射される音波から作られ，定在波音場は，測定部ダクト上下に置かれた2個の同形のスピーカにより放射される，互いにその位相を180°ずらした音波から作られた．定在波音場のときには，$y=0$がその定在波の音圧分布における音圧の節，すなわち音響粒子速度分布における粒子速度の腹にくるように2個のスピーカ間の距離を調節した．

風胴気流が存在する場合のダクト内部に発生した音場の音圧レベルSPLは，測定部前縁から120 mmと250 mm離れた測定部側壁において，流れに対して直角方向に並んだ直径6.0 mmの圧力孔列に，コンデンサマイクの先端をそう入して測定された．また，流れに音波を付加した時に生ずる気流乱れua，va，waはX型熱線プローブによって測定された．

2.2.2 局所熱伝達率の測定

局所熱伝達率の測定方法を図2－4に示す．局所熱伝達率測定用円柱②はボイラ⑦から発生した蒸気により，円管表面全体にわたって壁温一定（ほぼ100 ℃）に加熱される．同時に銅棒表面温度が円管表面温度に等しくなるようにスライダック⑥により入力電圧を調節し，その際の銅棒への供給電力を電圧計⑤および電流計③によって測定する．また，円管表面温度，銅棒表面温度ならびに気流温度は，



① Wind tunnel
② Test cylinder
③ Amperemeter
④ Power supply (A.C.100 V)
⑤ Voltmeter
⑥ Variable resistance
⑦ Boiler
⑧ Condenser
⑨ Pitot tube
⑩ Betz type manometer
⑪ Cold junction bottle
⑫ Selector switch
⑬ Potentiometer
⑭ Galvanometer

Section AA : 500×400 mm
Section BB : 250×200 mm

図2－4 局所熱伝達率の測定方法

銅・コンスタンタン熱電対によって冷接点冷却器⑪および切換スイッチ⑫を介してポテンショメータ⑬と検流計⑭で測定される．

一方，気流速度は標準ピトー管⑨とベッツマノメータ⑩によって所要のレイノルズ数Re^*に対応した流速に調節される．円柱上流の近寄り流れの円柱軸方向の流速分布は側壁近傍を除いてほぼ一様であり，また円柱まわりの圧力分布の測定から二次元性を検討した．測定円柱を気流中に置いて熱的定常状態に達した後では，銅棒の長手方向に取付けた3個の熱電対によってその表面温度を測定すると，温度はすべて0.01℃の誤差以内でほぼ等しくなった．よって銅棒の軸方向熱伝導の影響は無視され，温度場も二次元的とみなしてよい．

測定では円柱を5度ないし10度おきに回転し，音波の付加による熱伝達率の変化を明らかにするために比較すべき一つの角度における測定を，交互に音波を付加そして除去することによって互いに一組として引き続いて行った．測定中気流温度は0.1℃以下で一定であった．伝達熱量を求めるに際して，銅棒から円筒とベークライト板への熱伝導損失を無視し表面からの熱ふく射損失だけを考慮した．

2.2.3 近傍後流の測定

(i) 速度と温度の同時測定

加熱円柱近傍後流の速度分布と温度分布の同時測定のブロック線図を図2－5に示す．熱線と抵抗線はともに円柱軸に平行であり，熱線は直径5μm，長さ1.25mmのプラチナメッキタングステン線（DISA 55 P11）で，熱線温度は約200℃である．抵

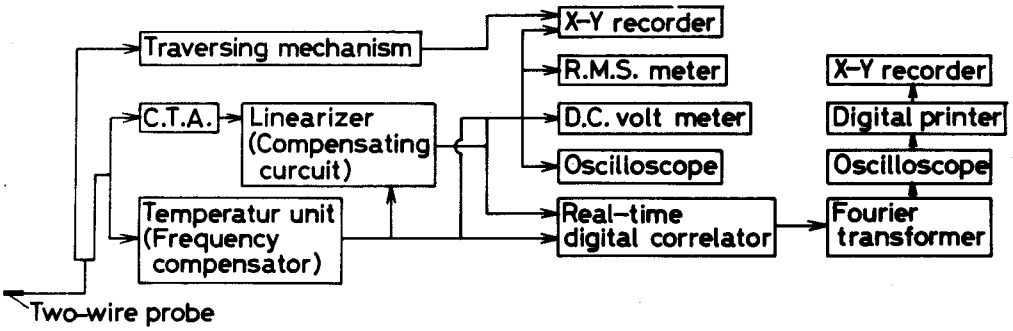


図2－5　加熱円柱近傍後流の速度と温度の同時測定のブロック線図

抗線は直径1 μm，長さ0.4 mmのプラチナ線（DISA 55P31），または直径5 μm，長さ1.25 mmのプラチナメッキタングステン線（DISA 55P11）で，1 mAの電流で作動させた．

定温度型熱線流速計と抵抗線に温度補償回路を用いた場合に，図2－6の検定用加熱風胴を使用して行った速度の検定結果の例を図2－7に示す．気流温度T_∞は23～44 ℃の間で変化している．補償しない場合は気流温度の変化の影響を受けて速度の検定曲線は大きくずれている．しかし，補償回路を通った後の出力電圧E_{lin}は温度の影響を受

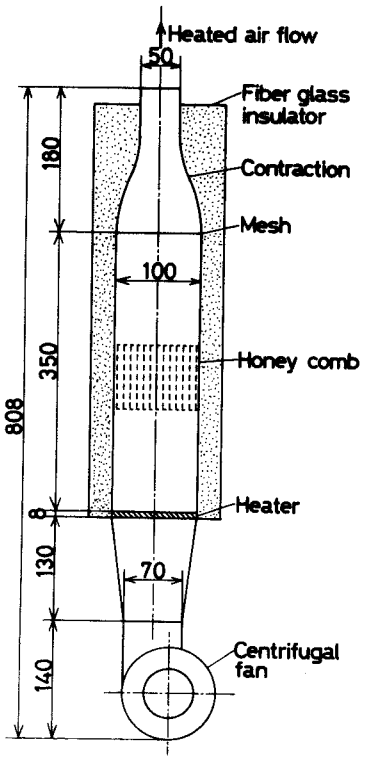


図2－6　検定用の加熱風胴

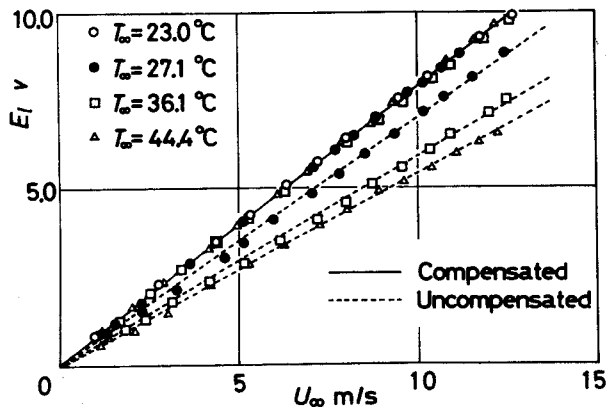


図2－7　速度の検定曲線

けずにきれいにまとまり，所期の速度と温度の分離が行われたことを示している．この回路では，一般に温度側の周波数特性が微分器の性能で定まるので速度側よりも悪くなるが，約3 kHzまでの速度と温度の乱れを測定できることを確認した．

(ii) 速度変動と温度変動の周波数

速度変動と温度変動の周期性を検出し，その周波数とパワの強さを測定するために変動の自己相関関数ならびにパワースペクトル密度を求めた．

気流がランダムな成分のみから成る変動の自己相関関数は十分に大きい遅延時間τに対して0となるが，周期的成分を含む場合のそれは大きいτに対しても0とならない．よって，変動中に含まれたSN比の低い周期的成分も，その自己相関関数を解析することによって検出できる．さらに，その周波数を測定するために，自己相関関数をフーリエ変換することによって，周波数軸上にパワースペクトルを表示した．

第3章　軸に直角方向に照射した音波が加熱円柱表面から気流中への熱伝達率に及ぼす影響

3.1　はじめに

近年，流れに直交して置かれた円柱まわりの流れに音響的かく乱を加え，種々の流れの機構，特に円柱からのうず発生と音響との干渉に関する研究が報告され，そして音波による円柱後流遷移の制御に関する可能性が示された[21][22]．そこで本章では，山中らの研究結果に基づいて音波によって後流制御を行った場合円柱まわりの熱伝達の変化を調べることを目的とした．

すなわち，特定の周波数を持つ音波が一様流中に置かれた水平な加熱円柱からの熱伝達率に及ぼす影響を調べるために，レイノルズ数 Re^{*} = 5000～20000 の範囲に対して実験的研究を行った．加える音波の周波数と音圧レベルを種々変化させた時円柱まわりの局所熱伝達率を詳細に測定し，さらに熱伝達率に大きな変化が見られたはく離領域について，速度分布と温度分布を測定して，そのフローパターンの変化から音響周波数と後流内に形成されるうずの様相，ならびにはく離域の熱伝達特性との関連について検討を加えた[23]．

3.2　実験方法

実験装置の概略ならびに座標系を図3－1に示す．実験に用いる円柱は局所熱伝達率測定用と静圧測定用の2種類で，流れの二次元性を保つために測定部ダクトの両側壁を貫いて固定されている．

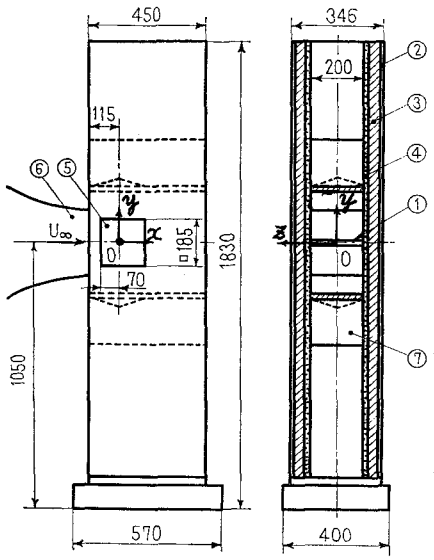


図3-1 実験装置

3.2.1 流れの場に付加する音場の測定

円柱まわりの流れのレイノルズ数Re^*は，5000，11000，15000および20000の4種類である．これらの流れの場に対する音場による影響を測定するに際して，4種類のRe^*に対する音場の条件を同一にするため，各Re^*において音波の付加によって生じたy方向気流乱れの相対的強さ$\sqrt{v^2}/U_\infty$をおおよそ0.25％と0.30％との間にくるように調節した．

一方，気流中に置かれた円柱から発生するうずは円柱表面からはがれた境界層が不安定なために下流に進むにつれて巻き込んで発生する．円柱より層流はく離した境界層は始め層流に保たれるが，後方に進むにつれて乱流へと遷移する．この乱流への遷移に先がけて流れの中には遷移波と呼ばれる比較的規則正しい速度変動が現われる[24]．Bloorによればこの遷移波の周波数f_tはレイノルズ数Reの関数として

表わされ，$Re = 10^3 \sim 10^5$ の範囲では，

$$f_t / f_s = 0.1\, Re^{1/2} \qquad (3.1)$$

の関係がある．また，山中らは円柱からのうず発生に及ぼす音響の干渉機構について研究し，次のような結論を得た．すなわち，うず発生に大きい影響を与える音響の周波数には，うず発生周波数と円柱表面からはがれた境界層の層流から乱流への遷移に関係した遷移波の周波数を中心とした二つのグループがあり，そして前者に比べて後者はうず発生により大きい影響を与える．これらの音響による干渉の結果うず発生位置はより円柱に近づき，そしてうずの持つエネルギも増加するが，しかしうず発生周波数はわずかしか変化しない[21]．ここでは Bloor ならびに山中らの研究結果を考慮して，流れの場に付加する音波の周波数 f_a として2種類の周波数，すなわち

(1) 自然のうず発生周波数 f_s（f_s グループ）

(2) 遷移波に関係した周波数 f_t（f_t グループ）

を選んだ．自然のうず発生周波数 f_s は Re により異なるが，

$$St = f_s \cdot d / U_\infty \qquad (3.2)$$

によって無次元化すると，Roshko によれば $Re = 10^3 \sim 10^5$ の範囲ではほぼ一定で 0.20 となる[25]．本実験の測定結果によれば，$Re^* = 5000$，11000，15000 および 20000 に対してストローハル数 St はそれぞれ 0.206，0.202，0.198 および 0.196 であった．よって流れに付加する音波の周波数 f_a として測定によって得られた f_s の値，およびこの f_s の値を使って式(3.1)から求めた f_t の値を用いた．

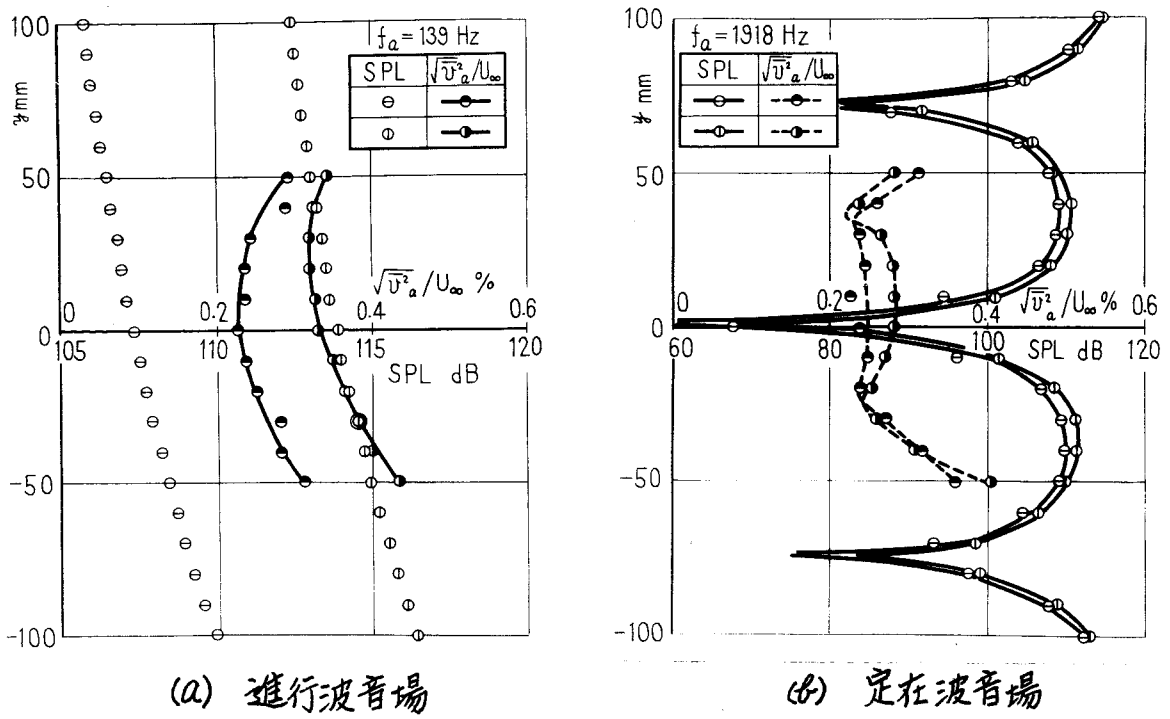
3.2.2　流れ場および温度場の測定

円柱後方の流れ場における平均速度$\bar{U}/U_\infty$と変動速度$\sqrt{u^2}/U_\infty$はI型熱線プローブと熱線流速計からの出力信号をリニアライザに通してディジタルボルトメータ（直流分）とrms計（交流分）によって測定される．測定は円柱を加熱しない，すなわち，常温円柱のもとで熱線プローブをその移動装置のバーニア付きスケールによりx方向，y方向とも1/100 mmまで移動して行われた．これとは別に円柱内部に大気圧下の蒸気を通して円柱壁温をほぼ100 ℃に加熱し，その後流にできる温度場（温度T）を抵抗線（直径5 μm）温度計で測定した．流れ場ならびに温度場の測定とも音波の付加による影響を明らかにするために，比較すべき一つのプローブ位置における測定を交互に音波を付加そして除去することによって，互いに一組として引き続いて行った．

3．3　実験結果および検討

3.3.1　測定部内に生じた音場

円柱軸中央断面内の円柱位置（$x=0$）における音圧レベルSPLの分布とその時の気流のy方向乱れの相対的強さ$\sqrt{v_a^2}/U_\infty$の分布の測定結果の一例を図3－2に示す．一般に音波の伝播によって生じた気流の乱れは三次元的となる．しかし，進行波音場ならびに定在波音場とも，音波の付加によってy方向の気流乱れv_aが大きく増加したのに対して，x方向ならびにz方向の乱れu_a，w_aはわずかに増加しただけであった．よって音波の付加による乱れ運動は，y方向の一次元方向だけに限定して扱って良いと思われる．また，これらの音場の円柱軸方向（z方向）



(a) 進行波音場　　(b) 定在波音場

図3－2　測定部内に生じた音場（$U_\infty \fallingdotseq 12.5$ m/s，ただしSPLは$U_\infty = 0$での値）

の音圧はスピーカ振動面の近傍を除いてほとんど一様であり，さらに音波の付加による気流乱れのz方向の分布もダクト壁近傍を除いてほぼ一様であった．図3－2に示された音圧レベルは風胴気流の静止時，すなわち$U_\infty = 0$において測定された結果である．しかし，スピーカから放射される周波数f_aの音波のダクト内部の音圧レベルは風胴気流が存在する場合のダクト内部での暗騒音の音圧レベルよりも十分高く，かつこの音圧レベルは風胴気流の存在の有無によって変化しなかった．よって$U_\infty = 0$で測定されたSPLを気流が存在するときにも使うことができる．

3.3.2　円柱表面の熱伝達率に及ぼす音波の影響

単一周波数の音波を流れに付加した場合としない

場合とについて円柱表面の局所熱伝達率分布を測定し，局所熱伝達率 α をヌセルト数 $Nu = \alpha \cdot d / \lambda^*$ の無次元形で表現した．ここで，λ^* は空気の熱伝導率であり，円柱表面温度 T_w と気流温度 T_∞ の算術平均値に対する値をとるものとする．試験円柱を10°おきに回転して供給電力を測定し，360°で初めの位置にもどるが，θの対称の位置では計器の読みはその誤差範囲内で全く一致する場合が多い．よって，測定は円柱の上半面（$0° \leqq \theta \leqq 180°$）だけに限定し，下半面（$180° \leqq \theta \leqq 360°$）については行わなかった．また本実験の R_e^* の範囲で，実質上自然対流の影響は無いと思われる．

(i) 音波を付加しない時の円柱表面の熱伝達率

最初に音波を付加しない時の円柱表面の局所熱伝達率を測定した．

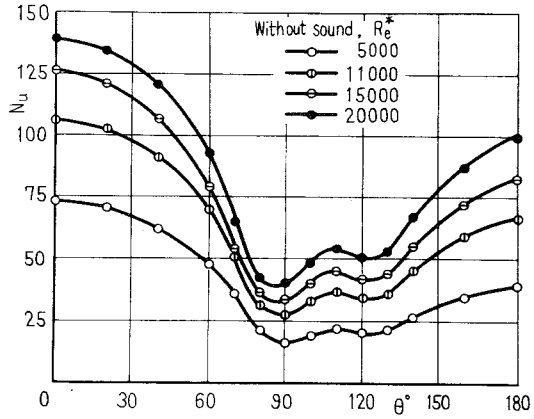


図3－3　音波を付加しない時の円柱まわりの局所ヌセルト数 Nu 分布

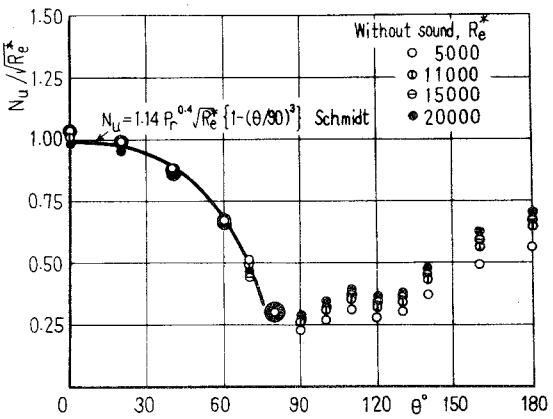


図3－4　音波を付加しない時の円柱まわりの局所ヌセルト数 $Nu/\sqrt{R_e^*}$ 分布

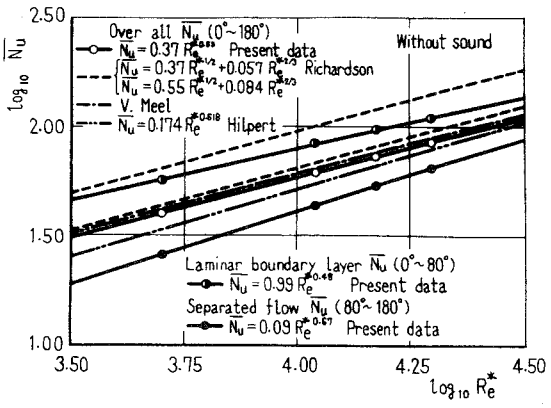


図3－5　音波を付加しない時の層流域，はく離域および全領域の平均ヌセルト数 $\overline{Nu}$

図3－3に4種類のRe^*をパラメータにとって示す．これらのRe^*の範囲では円柱前方の層流境界層領域（$0° \leqq \theta \leqq 80°$）についてNuは前方岐点（$\theta = 0°$）から$\theta = 80°$あたりで最小値をとるまで単調に減少しており，そしてはく離領域（$80° \leqq \theta \leqq 180°$）については，Nuは$\theta = 90°$あたりから再び増大し始めて$\theta = 110°$あたりで一つの極大値をとり，その後円柱面に沿って比較的なめらかに増加して後方岐点（$\theta = 180°$）で最大値をもつに至る．次に，Re^*の影響を省くためにNuをRe^*で除して整理した結果を図3－4に示す．後方はく離領域での実験点はかなりばらつくものの，前方層流境界層領域では一応良いまとまりを示している．試作した局所熱伝達率測定用円柱の精度を確かめるため，同図には表面加熱条件の等しい（円柱壁温一定）Schmidt－Wenner[26]の実験式が示されている．この式と円柱前面での測定結果とは比較的良く一致しており，試作円柱においては壁温一定の境界条件が満たされていると考えられる．図3－3で得られたNuの値を$\theta = 0° \sim 180°$の範囲にわたって数値積分（$\overline{Nu} = \int_0^{180} Nu\, d\theta \,/\, \int_0^{180} d\theta$）し，平均ヌセルト数$\overline{Nu}$の値を求めて他の研究者の結果と比較したのが図3－5である．同図には前方層流域の$\overline{Nu}$ならびに後方はく離域の$\overline{Nu}$のRe^*依存性も示されている．前方層流域では$\overline{Nu}$はRe^*のほぼ1/2乗に比例し，後方はく離領域での$\overline{Nu}$はRe^*の2/3乗に比例して変化することがわかる．つまり前方層流域および後方はく離域の$\overline{Nu}$はそれぞれ，

$$\overline{Nu} = 0.99\, Re^{*0.48}, \quad \overline{Nu} = 0.09\, Re^{*0.67} \qquad (3.3)$$

の関係がある．また，全平均（$0° \leqq \theta \leqq 180°$）ヌセルト数$\overline{Nu}$は式(3.3)の層流域およびはく離域の平均ヌ

セルト数の和として与えられ，

$$\overline{Nu} = (80/180)\cdot(0.99\,Re^{*0.48}) + (100/180)\cdot(0.09\,Re^{*0.67})$$
$$= 0.44\,Re^{*0.48} + 0.05\,Re^{*0.67} \quad (3.4)$$

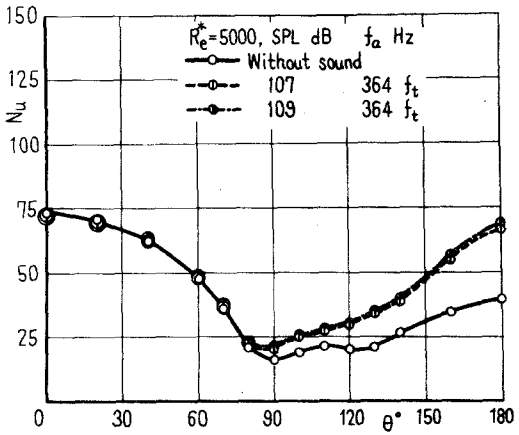
となる．式(3.4)は，Richardsonの式[27]およびHilpertの与えた式[28]ならびにvan Meel[29]の実測値とかなり良く一致している．

(ii) 音波を付加した時の円柱表面の熱伝達率

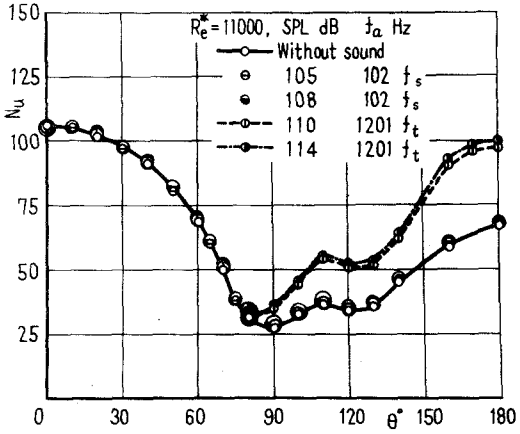
流れの場に音波を付加した時の円柱表面の局所熱伝達率の結果を図3－6に示す．図3－6では，4種類のRe^*の場合について音場，すなわち音圧レベルSPLと音波の周波数f_aとをパラメータにとってNuが表示されている．Nuの分布は音波の付加によって影響を受け，音波を加えない場合に比べて，円柱背部，すなわちはく離領域でNuは高くなっているが，前方層流域ではほとんど変化していない．また，Nuの分布に及ぼす音波の影響については，SPLが大きくなるほどさらにf_sグループよりもf_tグループの音波による方がより著しいといえる．たとえば図3－6(b)においては，Nuがf_sグループ($f_a = 102$ Hz)の音波よりもf_tグループ($f_a = 1201$ Hz)の音波の付加によってはく離領域で大きく増加しているのが見られる．図3－7は円柱全域($0° \leqq \theta \leqq 180°$)における平均ヌセルト数$\overline{Nu}$に及ぼす音波の影響を$Re^*$に対して示したものである．音波の付加により$\overline{Nu}$は増加し，$Re^* = 5000$で約20 %増大するが，$Re^*$が大きくなるにつれてその増加率は小さくなっていく．

3.3.3 円柱まわりの圧力分布

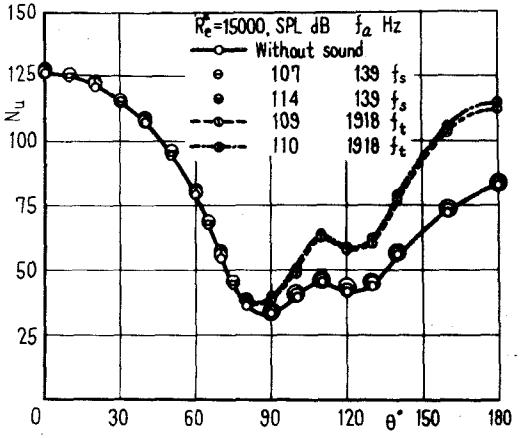
円柱まわりの圧力分布の測定結果($Re = 15000$)を



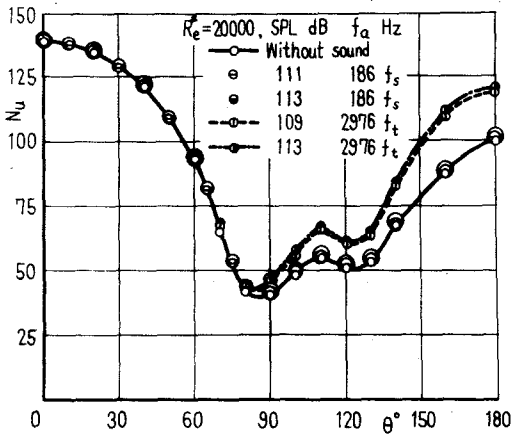
(a) $R_e^* = 5000$



(b) $R_e^* = 11000$



(c) $R_e^* = 15000$



(d) $R_e^* = 20000$

図3－6　円柱まわりの局所ヌセルト数Nu分布に及ぼす音波の影響

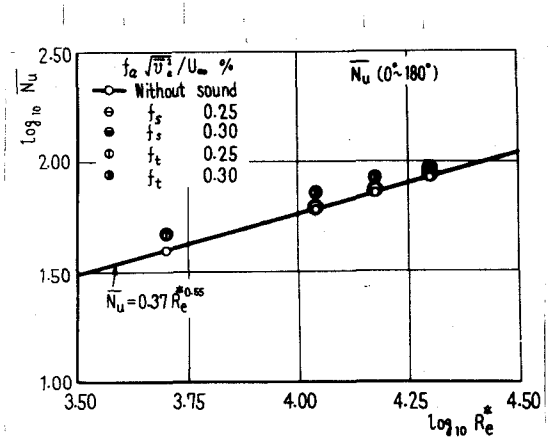


図3－7　円柱全領域の平均ヌセルト数 $\overline{Nu}$ に及ぼす音波の影響

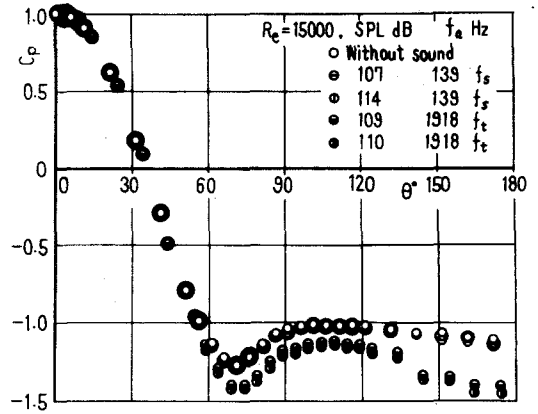


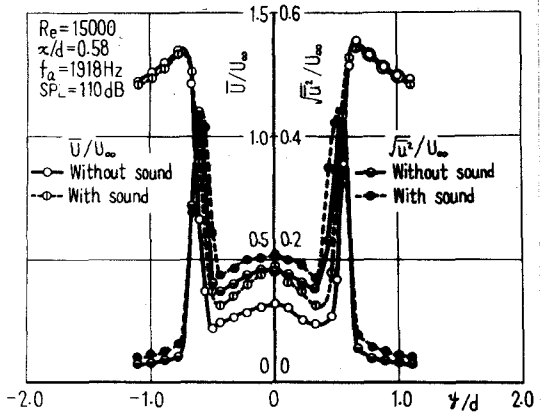
図3－8　円柱まわりの圧力分布（$Re=15000$）

図3－8に示す．円柱まわりの圧力分布は音波の付加によって影響を受け，円柱背部の圧力は音波を加えない場合よりも低くなっており，これから円柱に作用する形状抵抗の増加が予想される．また，円柱表面の圧力係数C_pに及ぼす音波の影響はSPLが大きいほど，さらにf_aグループよりもf_bグループの音波による方がより著しいことがわかる．

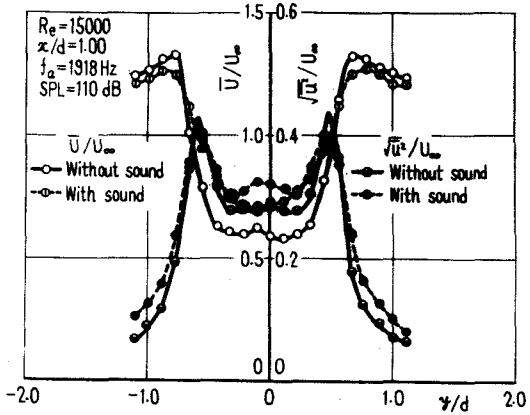
3.3.4 円柱近傍後流に及ぼす音波の影響

(i) 音波の付加による流れの場の影響

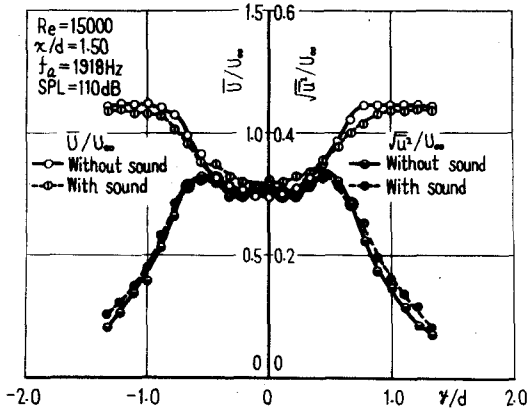
円柱背部で熱伝達率が増大したのは音波の付加によって円柱背部の流れ，すなわち後流の状態が変化したためと考え，常温円柱後流の平均速度と変動速度の分布を測定した．図3－9は$Re = 15000$における代表的なx/dの位置でのy方向の平均速度ならびに変動速度の分布を示したものである．図3－10は$y/d = 0$におけるx方向の平均速度ならびに変動速度の分布を示したものである．付加された音場は$f_a = 1918$ Hz（f_bグループ）でSPL = 110 dBである．図では音波を付加しない場合を実線で音波を付加した場合を破線で示してある．図3－9および3－10より流れのせん断層の領域からうず発生の見られる領域における流れの場の様子を示すために，円柱後方における等しい平均速度$\bar{U}/U_\infty$の位置を連続的に結んだ等平均速度$\bar{U}/U_\infty$線図，ならびに等しい変動速度の位置を結んだ等変動速度$\overline{u'}/U_\infty$線図をそれぞれ図3－11および3－12に示す．図3－11および3－12においても音波を加えない場合を実線で，音波を付加した場合を破線で示してある．図3－11および3－12から判断すれば，音波による流れへの干渉の



(a) $x/d = 0.58$



(b) $x/d = 1.00$



(c) $x/d = 1.50$

図3-9　円柱後流におけるx方向平均速度ならびに変動速度のy方向分布（$Re = 15000$，$f_a = 1918$ Hz，SPL = 110 dB）

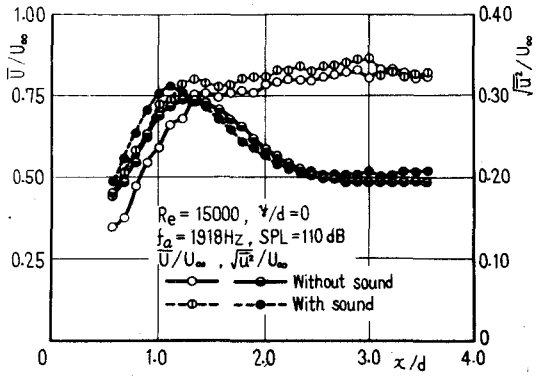


図3-10 円柱後流軸上のx方向平均速度ならびに変動速度分布 ($Re = 15000$, $f_a = 1918$ Hz, SPL = 110 dB)

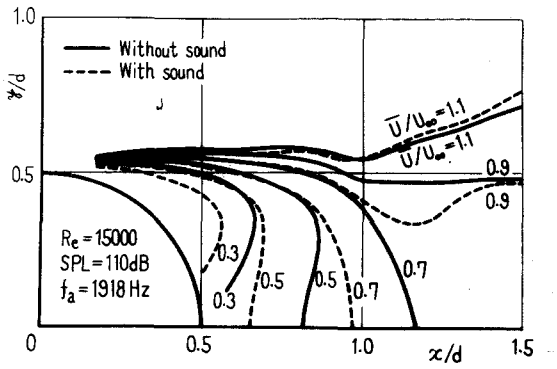


図3-11 等平均速度 $\bar{U}/U_\infty$ 線図 ($Re = 15000$, $f_a = 1918$ Hz, SPL = 110 dB)

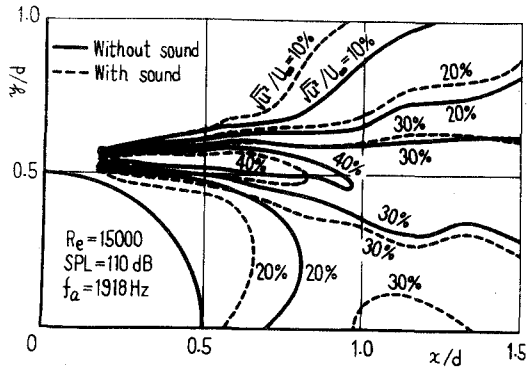


図3-12 等変動速度 $\sqrt{u^2}/U_\infty$ 線図 ($Re = 15000$, $f_a = 1918$ Hz, SPL = 110 dB)

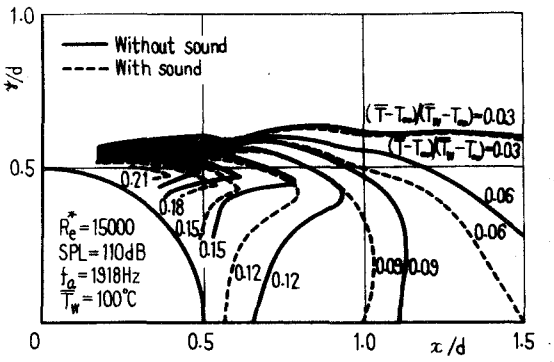


図3-13 等平均温度 $(\bar{T}-T_\infty)/(\bar{T}_w-T_\infty)$ 線図 ($Re^* = 15000$, $f_a = 1918$ Hz, SPL = 110 dB, $\bar{T}_w = 100$ °C)

有無にかかわらず流れの一般的様子に変化はないが，しかし音波による干渉を受けた流れの場では円柱表面からはがれたせん断層の巻き込みがより円柱近くで起こり，かつせん断層の拡散が早められることがわかる．

(ii) 加熱円柱後流内の温度分布に及ぼす音波の影響

流れ場の測定と同様に，x軸上の各位置でy方向に熱抵抗線プローブを移動させて温度分布を求めた．これらの結果により加熱円柱後方の温度場の等しい温度の位置を連続的に結んだ等温度$(T-T_\infty)/(\overline{T}_w-T_\infty)$線図を図3－13に示す．図3－13では音波を加えない場合を実線で，音波を加えた場合を破線で示してある．同図から音波の付加の有無にかかわらず温度分布の一般的様子に変化はないが，音波を加えることによってあたかも等温度線が円柱背面に押しつけられたような分布を呈し，これより温度境界層内の分布の温度こう配が大きくなり，この領域で熱伝達率が増大したことがわかる．以上より音波による流れへの干渉によって，円柱表面からはがれたせん断層内の層流から乱流への遷移が早められてせん断層が厚くなり，そしてうず発生位置も前進する結果，円柱背面近くの流速が大きくなって温度境界層厚さが薄くなり，背面熱伝達率が増大したものと思われる．

3．4　まとめ

特定の周波数を持つ音波が一様流中に置かれた水平な加熱円柱からの熱伝達に及ぼす影響を調べるた

めに，Re^*が5000～20000の範囲に対して実験的研究を行い，次の結論を得た．

(1) 円柱表面の熱伝達率は音波の付加により影響を受けうる．そして本実験のSPLの範囲内では，遷移波に関係した周波数（f_tグループ）の音波は$\overline{Nu}$に大きな影響を及ぼすが，それに比較して自然のうず発生周波数（f_sグループ）の音波はわずかしか影響を及ぼさない．

(2) f_tグループに対しては，特に円柱背部（はく離領域）でNuの大きな増加が見られ，そしてSPLを大きくするとNuは増加する．

(3) 後流内に形成されるうず領域の円柱への接近は，はく離域の熱伝達率増加の機構に重要な役割を果たす．

第4章　軸方向に照射した音波が非加熱円柱からのうず流出に及ぼす影響

4．1　はじめに

一般に，円柱まわりの流れ，特に近傍後流は三次元的であるといわれているが[30][31]，三方向乱れのうちとりわけ円柱の軸方向の乱れ成分がこの三次元的近傍後流に何らかの影響を及ぼすことが予想される．しかし，円柱まわりの流動および熱伝達の研究では現象を二次元的にとらえたものが大部分であり，三次元性，すなわち円柱軸方向の乱れの効果に着目した研究はきわめて少ないと思われる．

そこで本章では，非加熱円柱まわりの流れに円柱軸方向の音響的かく乱を加えた場合について，スパン方向の流れの変化，特に円柱からのうず発生と音響との干渉を調べ，そして熱伝達の実験を行う際の基礎的情報を得ることを目的とした．すなわち，円柱近傍の後流を主に熱線流速計と相関計を用いて実験的に解析し，うず流出過程に基づく変動速度の等動とその周波数に及ぼす影響ならびにスパン方向の変化を明らかにして，従来の研究結果[21][23]と比較検討した[32]．

4．2　実験方法

実験装置の概略ならびに座標系を図4－1に示す．実験に用いられた円柱は直径が10mmの銅管で，風胴吐出口から下流へ70mmの位置において，軸方向の音響的かく乱を得るために鉛直に設置されている．ここで，円柱両端をスピーカ振動面にできるだけ接近させてあり，上下のスピーカが最も接近した

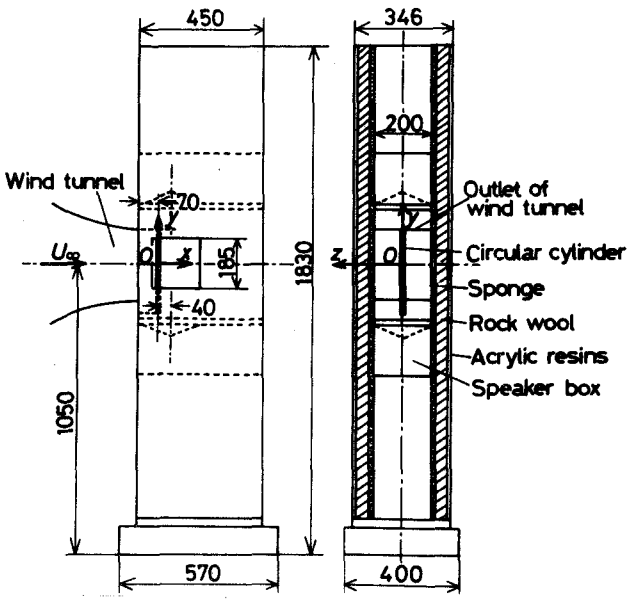


図4－1　実験装置

状態でスパン長さは400 mmである．円柱端部の影響を調べるために，風胴吐出口　の上壁面（$y = +125$ mm）あるいは下壁面（$y = -125$ mm）の高さの位置で円柱に円形端板（直径120 mm）を取付けることができるようになっている．

流れのレイノルズ数Reは2500（$U_\infty \fallingdotseq 3.9$ m/s）と4500（$U_\infty \fallingdotseq 6.8$ m/s）の2種類で，円柱軸方向の音響的かく乱の付加による流れの変化を調べるために，加える音波の周波数と音圧レベルを種々変化させた時スパン中央断面内における円柱まわりの圧力分布（静圧孔は直径0.3 mm）ならびに後流の平均速度分布と変動速度分布などを測定した．後流の測定では，単一のI型熱線プローブ，定温度形流速計増幅器，リニアライザによって得られる情報をX－Yレコーダに入れ，自動プローブトラバース装置（送り速度は0.1～5 mm/s）の出力と連動させて記録した．さらに，円柱後方のせん断層内の流れの速度変

動の周期性を調べるために，I型熱線プローブによって検出された変動による出力信号を実時間相関器とフーリエ変換器に入力して周波数パワースペクトルを求めた．測定装置のブロック線図を図4－2に示す．

円柱軸方向の変化の測定について述べる．x方向変動速度$\overline{u^2}$が円柱後流軸上分布において最大値，すなわち$(\overline{u^2})_{max}$をとる位置を$(x/d)_m$，そして$\overline{u^2}$のz方向分布において最大値をとる位置を$(z/d)_m$とする．しかるに，図4－3に示すごとく$(x/d, y/d, z/d) = \{(x/d)_m, 0, (z/d)_m\}$の位置に一つのI型熱線プローブを固定し，他方のプロー

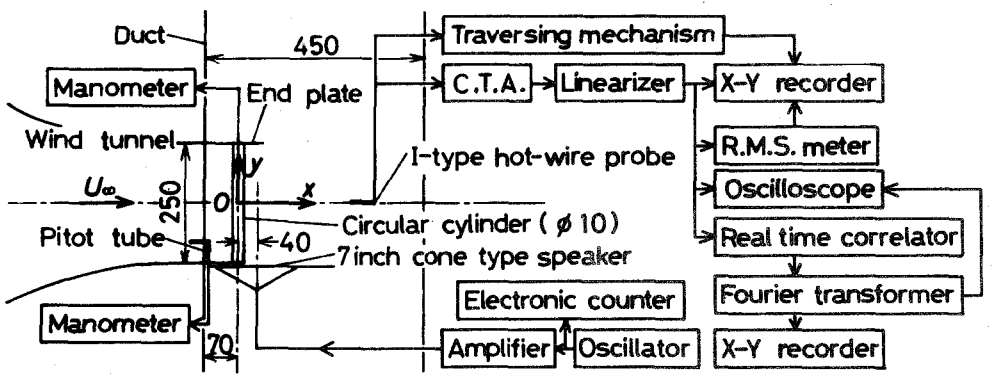


図4－2　円柱近傍後流の測定ブロック線図

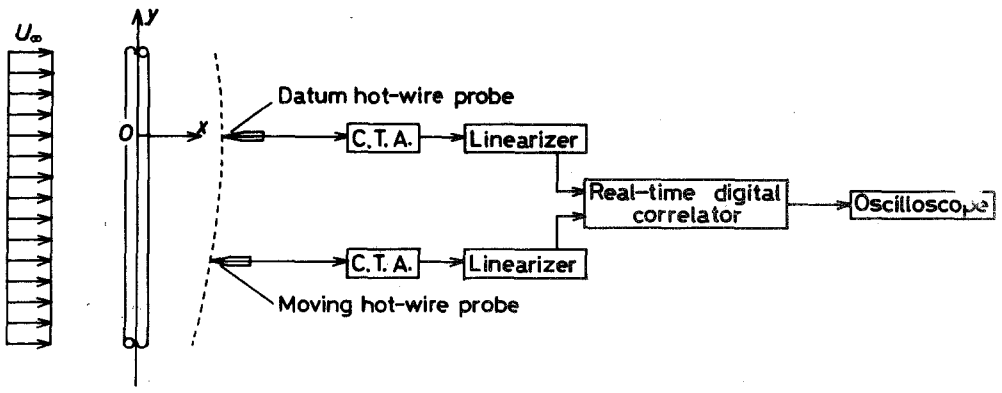


図4－3　相互相関測定のブロック線図

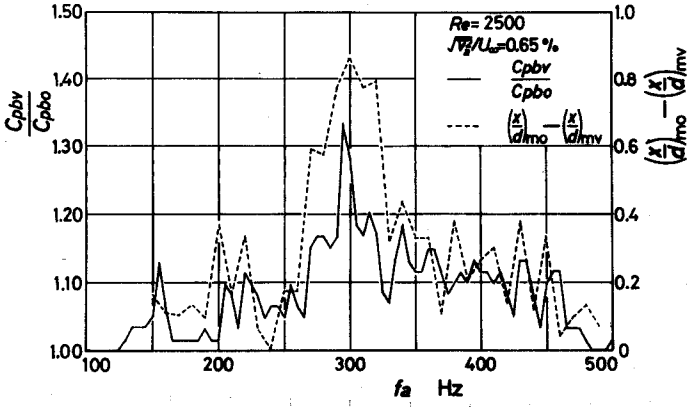
プローブを $z/d = (z/d)_m$ かつ y/d が一定のもとで x 方向に移動させて二つのプローブ間で相互相関関数を測定する．そして周期的変動速度の位相が一致した点を求めて，y/d のいくつかの位置でこの測定を行い，これらの点を y 方向に結んだ曲線を求めた．

4．3　実験結果および検討

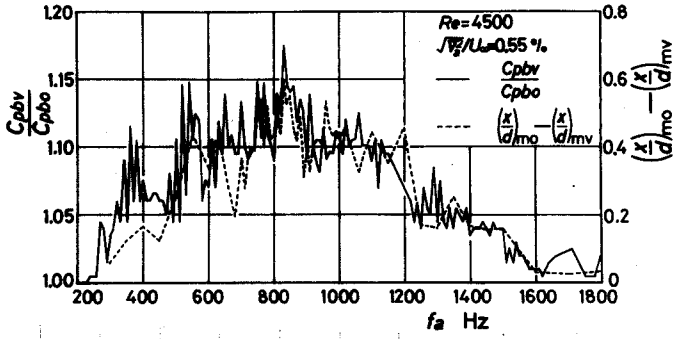
以下4.3.1～4.3.4に示す結果はすべて，端板無しの場合にスパン中央位置（$y = 0$）で測定されたものである．

4.3.1　円柱まわりの圧力分布および円柱後流軸上の変動速度

付加する音波の周波数 f_a の影響を調べるために，$(x/d)_m$ および背圧係数 C_{pb} を円柱後方の流れの変化に対する尺度として用いる．文献(21)と同様にあらかじめ白色雑音場の影響を調べ，次に，5 Hz おきにまたは10 Hz おきに単一周波数の進行波音場を加えて $(x/d)_m$ ならびに C_{pb} への影響を調べ，その結果を図4－4に示す．ただし，添字0は音響的かく乱を加えない場合を，v は加えたことを意味し，スパン中央位置での音圧レベル（v_a）は110 dBで一定に保ってある．後に示すように，音響による干渉によってカルマンうずの強さが増大し発生位置も円柱に接近するために，近傍後流の変動速度が増加して背圧を低下させる．これらの現象の変化を $(x/d)_{mo} - (x/d)_{mv}$ ならびに C_{pbv} / C_{pbo} で表わす．図4－4より2種類の Re において C_{pbv} / C_{pbo} および $(x/d)_{mo} - (x/d)_{mv}$ は f_a に対して同様な変化の様子を示すことがわかる．



(a) $Re = 2500$



(b) $Re = 4500$

図4－4　C_{pb}と$(x/d)_m$に及ぼすf_aの影響

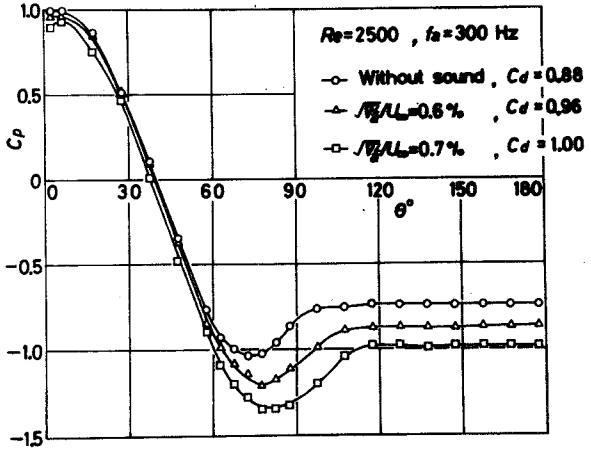


図4－5　円柱まわりの圧力分布
（$Re = 2500$）

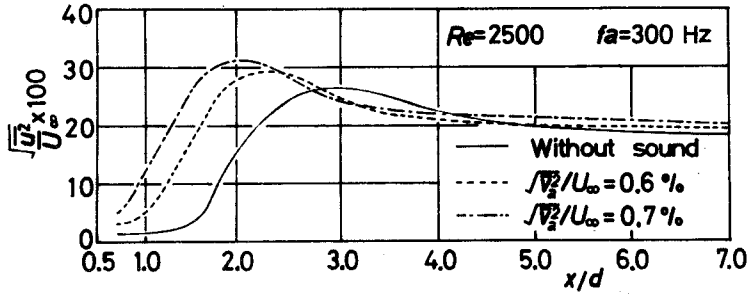
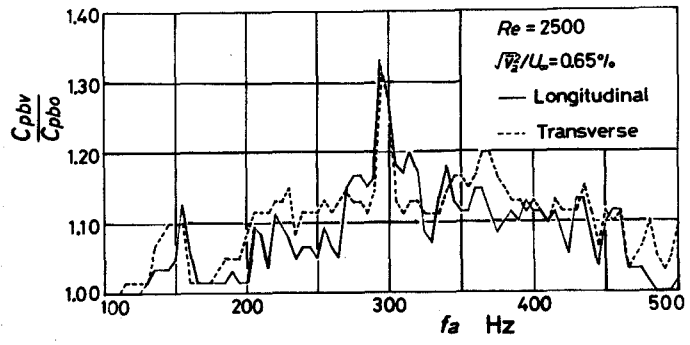


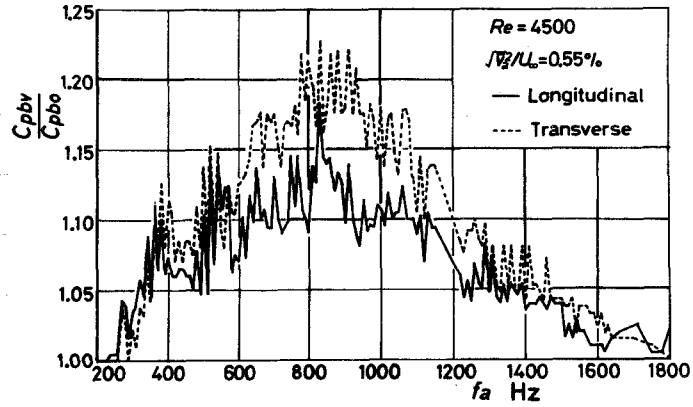
図4－6　円柱後流軸上のx方向変動速度分布（$Re = 2500$）

すなわち，f_aに対する$C_{pb\upsilon}$ / C_{pb0}および$(x/d)_{m0}$ − $(x/d)_{m\upsilon}$への影響は同一でなく，大きい影響を与えるf_aを中心として広い周波数範囲にわたった分布が存在する．その中心周波数は$Re = 2500$では$f_a = 300\,Hz$，$Re = 4500$では$f_a = 800\,Hz$前後の値である．一例として，$Re = 2500$の場合に$f_a = 300\,Hz$の音響を付加した時の，円柱まわりの圧力分布と後流軸上の変動速度に生じる変化をそれぞれ図4−5と4−6に示す．同図においては，C_pと$\sqrt{}/U_\infty$は2種類の$\sqrt{}_a/U_\infty$をパラメータにとって示されている．図4−5からC_pは音響の付加によって影響を受け円柱背部の圧力は音響を加えない場合よりも低くなっており，これから円柱に作用する形状抵抗が約1割程度増加することがわかる．また，明らかに音響の付加により円柱表面からの流れのはがれが数度遅れ，ちょうど乱流格子により乱れを与えた場合のような現象が生じている．

一方，円柱軸に直角方向に音響を加えた場合との比較を図4−7に示すが，ほぼ同程度の効果が得られ，その中心周波数も一致した．また，静止した円柱のうず流出周波数f_sの近傍の周波数で流れに直角方向に円柱を並進振動させた時に，f_sが強制振動の周波数に同期してしまう現象，いわゆるlock − in現象が起こることが知られている[33][34]．しかし，本実験結果によればf_s（$Re = 2500$で$f_s = 75\,Hz$，$Re = 4500$で$f_s = 137\,Hz$）の近傍の周波数の音響を付加してもストローハル数Stはほぼ0.2の一定値を取り，lock − in現象は顕著に現われない．



(a) $Re = 2500$



(b) $Re = 4500$

図4－7　C_{pb}に及ぼすf_aの影響

4.3.2　うず流出周波数

図4－8は$Re = 4500$の$x/d = 1.25$，$z/d = 0.66$において，$f_a = 800$ Hzを中心とした周波数（$f_a = 650 \sim 950$ HzでSPLは110 dB以下）の音響を付加した時の周波数パワースペクトルである．音響を加えない自然の場合の図からわかるように，137 Hzの卓越したピークのうず流出周波数f_sのほかにこれよりも高周波で広範囲（500～1000Hz）の微弱な一群の変動が存在している．これら一群の変動は，せん断層内の流れの層流から乱流への遷移の際に出現する遷移波の発達によって生じたものと思われる．f_aの音響を加えるとf_sのピークの高さが増大するがその周波

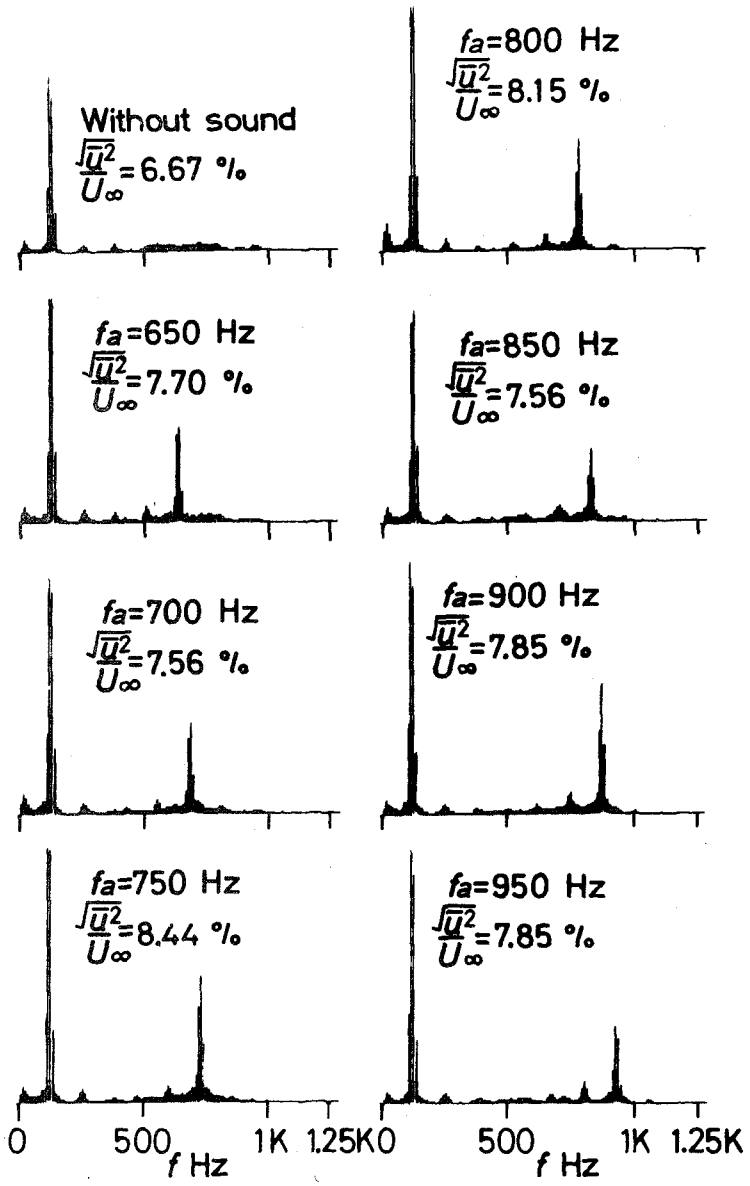


図4－8　速度変動の周波数パワースペクトル密度分布に及ぼす音響周波数の影響
（R_e = 4500, x/d = 1.25, y/d = 0, z/d = 0.66）

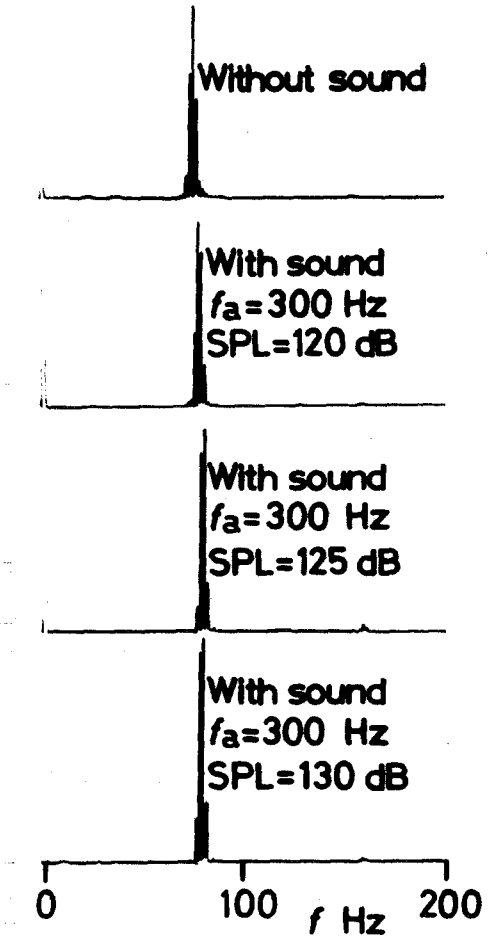


図4－9　速度変動の周波数パワースペクトル密度分布に及ぼす音圧レベルの影響
($Re = 2500$, $x/d = 4.0$, $y/d = 0$, $z/d = 0.5$)

数はほとんど変化せず，かつ付加したf_aで明瞭なピークが出現する．したがって，これらの音響による干渉の結果，せん断層内の流れを人工的に遷移させることにより遷移波の出現をより早めることができる．

以上述べた結果は，円柱スパン中央位置でのSPLが高々110 dBを越す程度の比較的弱いかく乱の場合であった．しかるに，SPLが120 dBから130 dB程度の比較的強いかく乱を加えた場合に，f_sがいかなる影響を受けるかを調べる．図4－9は，$Re = 2500$において円柱近傍後流内の代表的な周波数パワースペクトルを表わす．SPLは，スパン中央位置において120 dB以上の値である．図4－9から音響の付加によりf_sは約3 Hz増加することがわかる．このf_sの増加は，約120 dB以下の値ではほとんど見られなかったが，120 dB以上の値で急に現われその後は130 dBあたりまでSPLを増加させてもわずかしか変化しないようである．この臨界のSPLは，Re，f_a，およびかく乱の方向などにより異なるものと思われる．本実験結果によれば，この音圧レベルの振幅依存性，すなわち非線形効果は主流の影響の弱い低Re領域で顕著に現われることがわかった．

4.3.3 音響周波数ならびに音場

前節の結果により，円柱からのうず流出過程に最も大きな影響を与える音響は遷移波の周波数に関係したものであることがわかったが，これらの音響周波数f_aをf_sで割って無次元化し，Reの関数として表わしたのが図4－10である．山中・安達[21]によって円柱軸に直角方向の音響を加えて得られた結果なら

びにBloor[24]やRichardson[35]らによって得られた遷移波の周波数f_tの結果も図中に示す。

Richardson[35]らは円柱表面から層流はく離したせん断層の対縁で見られるf_tよりもわずかに低い周波数を持つ速度変動が外的に付加された音響的かく乱と反応することを指摘しているが，本実験ならびに山中らの結果からもf_aがf_tよりもわずかに低い値をとることが確認された．図中，実線で示したBloorの関係式は，

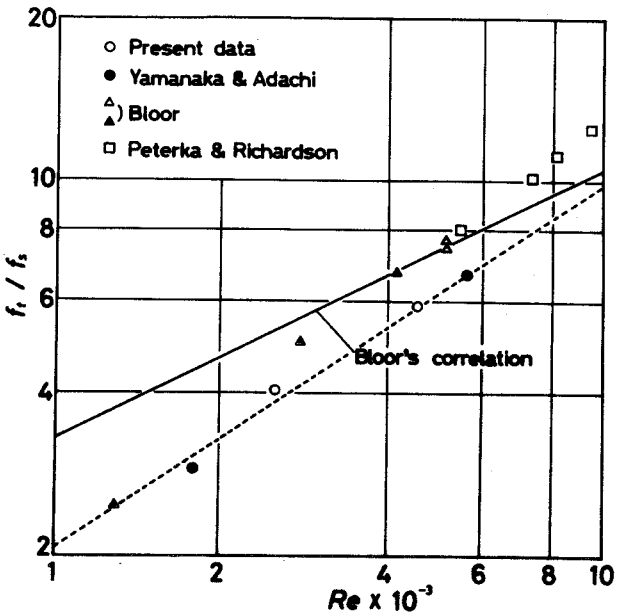


図4－10　音響周波数および遷移波周波数

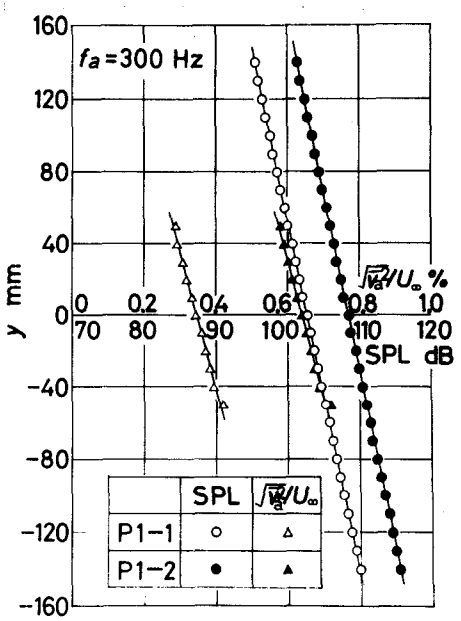
$$f_t / f_s \simeq 0.1\, Re^{0.5} \tag{4.1}$$

であり，また，本実験結果は

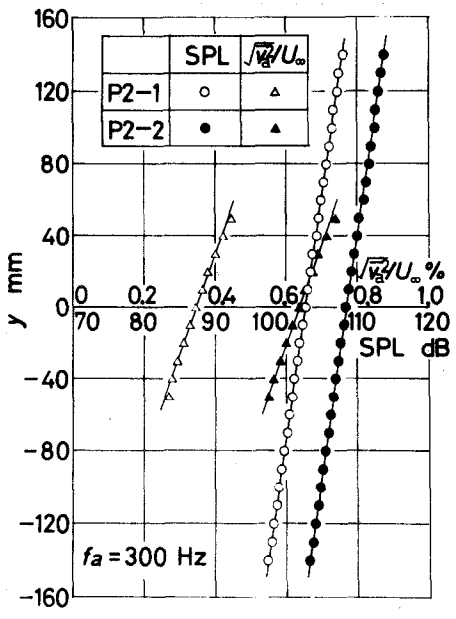
$$f_a / f_s \simeq 0.017\, Re^{0.69} \tag{4.2}$$

で整理でき破線で示す．

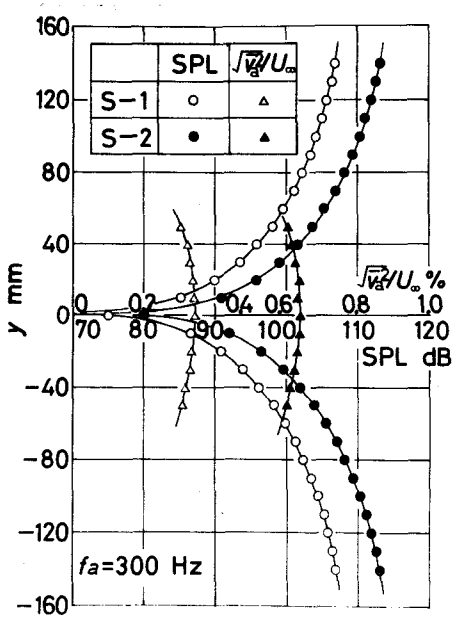
$Re = 2500$の円柱軸方向の変化を調べるために図4－11に示すような3種類の音場を測定部内に作った．同図は円柱中心軸上におけるSPLとその時の気流のy方向乱れの相対的強さ$\sqrt{u^2}/U_\infty$のy方向分布の測定結果であり，P1（図4－11(a)）およびP2（図4－11(b)）はそれぞれダクトの下方（$y = -290$ mm）および上方（$y = +290$ mm）のスピーカ1個のみを用いた進行波音場を表わし，S（図4－11(c)）は上下のスピーカ2個を用いた定在波音場を表わす．ここで，付加した音響周波数は$f_a = 300$ Hzである．



(a) 進行波音場



(b) 進行波音場



(c) 定在波音場

図4−11 測定部内に生じた音場（$U_\infty \fallingdotseq 3.9$ m/s，ただし SPL は $U_\infty = 0$ での値）

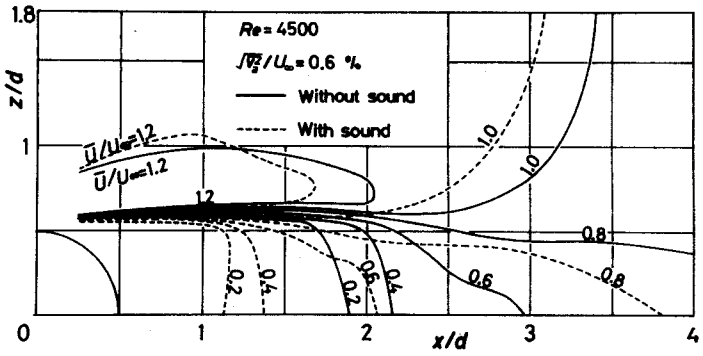
4.3.4　せん断層の拡散

円柱近傍の後流の等平均速度 $\bar{U}/U_\infty$ 線図ならびに f_s を有した周期的等変動速度 $\sqrt{u_{f}^2}/U_\infty$ 線図と $2f_s$ を有した $\sqrt{u_{2f}^2}/U_\infty$ 線図を図4－12（$Re = 4500$）の実線で示す．円柱近傍などでは瞬間的な流れの向きが必ずしも主流のそれとは等しくはないので，測定値は厳密には円柱軸と平行な熱線流速計の出力電圧を流速に換算したものというべきであろう．$Re = 2500$ と 4500 において一般的に流れの様子は類似的であったが，$Re = 4500$ の流れの方がより円柱に近い場所から乱れの発達が生じる．一方，$Re = 4500$ の流れにおいてうず流出過程に最も大きな影響を与える周波数の進行波音場を付加した結果を同図の破線によって表わす．これらの図から判断すれば文献(21)の結果と同様に，音響による流れへの干渉の有無にかかわらず流れの一般的様子に変化はないが，しかし音響による干渉を受けた流れの場では円柱表面からはがれたせん断層の巻き込みがより円柱近くで起こり，かつせん断層の拡散が早められることがわかる．

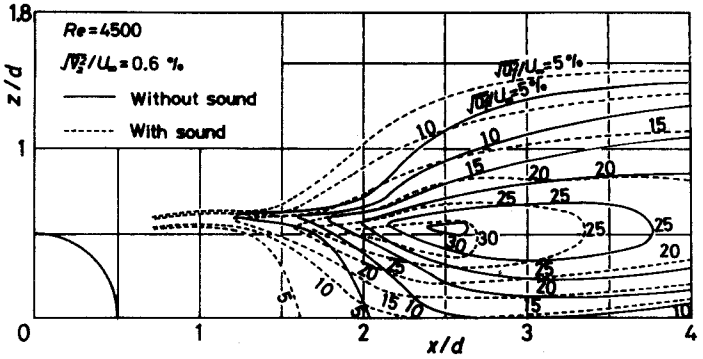
z/d と $\bar{U}/U_\infty$ の分布から，単位時間あたりの流れに直角な断面を通過する流れのせん断層のうず度の輸送量 K は，

$$K = \int_1^2 (\bar{U}/U_\infty)\{\partial(\bar{U}/U_\infty)/\partial z\}\,dz$$
$$= (\bar{U}_2^2 - \bar{U}_1^2)/2U_\infty^2 \qquad (4.3)$$

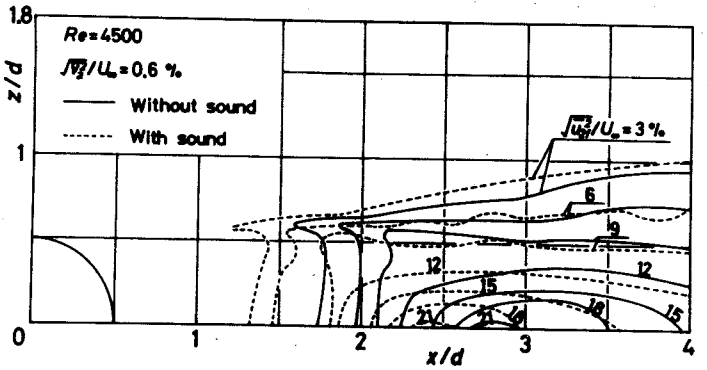
である．ここで，積分範囲1と2はせん断層の内，外縁を示し，そして $\bar{U}_1$ と $\bar{U}_2$ はそれぞれにおける平均速度である．$Re = 4500$ の流れの各 x 断面における K を図4－13に示す．K は円柱近くでは高くそしてある x/d（図中矢印）より直線的に急減する．一方，円柱近傍の流れの乱れエネルギ E を，



(a) 等平均速度 $\overline{U}/U_\infty$ 線図



(b) 周期的等変動速度 $\sqrt{\overline{u_f^2}}/U_\infty$ 線図



(c) 周期的等変動速度 $\sqrt{\overline{u_{ef}^2}}/U_\infty$ 線図

図4-12 せん断層の拡散 ($Re = 4500$)

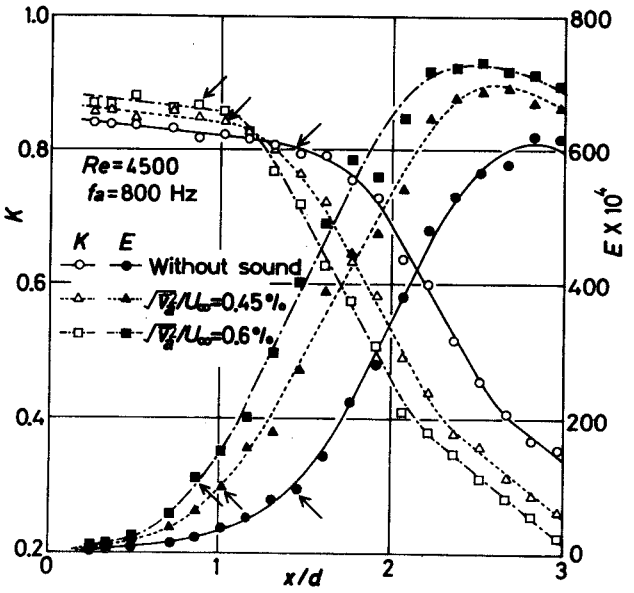


図4－13　うず度の輸送量Kと乱れエネルギE（Re＝4500）

$$E = \int_0^\infty \overline{u^2} / U_\infty^2 \, d(z/d) \qquad (4.4)$$

と定義し，Eの成長をKとともに図4－13に示す．これらの結果，Eは円柱近くでは低くそしてKの急減する位置とほぼ同じ位置（図中矢印）より直線的に下流方向への距離とともに急増し，あるx/dにおいて最大値E_{max}に達する．Eの成長はうずへの成長過程を表わしていると考えられ，E_{max}に達するx/dの断面ではうずに関係したエネルギが最大になるので，この位置がうず発生位置の目安になると考えられる．同図より音響による流れへの干渉の結果，E_{max}は約2割程度増加し，E_{max}の位置ならびにEの急増する位置とKの急減する位置とが約1/2d ほど円柱に近づくことがわかる．

4.3.5　円柱軸方向の変化

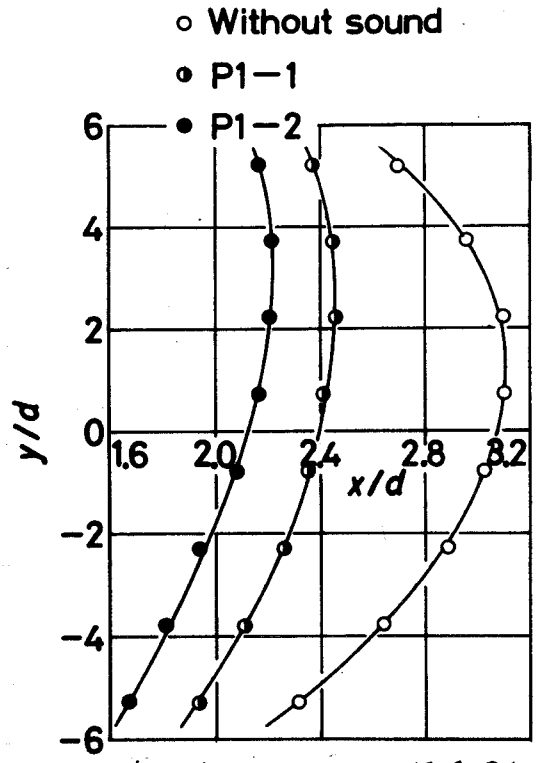
f_sは，$x/d = (x/d)_m$，$z/d = (z/d)_m$かつ－6

$\leqq y/d \leqq 6$についてはほぼ一定であった．この範囲においてRe＝2500のときスパン方向に$(\overline{v^2})_{max}$の位置を結んだ曲線を図4－14に示す．同図の(a)，(b)は図4－11(a)に，(c)と(d)は図4－11(b)と(c)にそれぞれ対応する．図4－14(a)は円柱の上端のみに直径120mmの円形端板を取り付けた場合であり，(b)～(d)は端板が無い場合である．

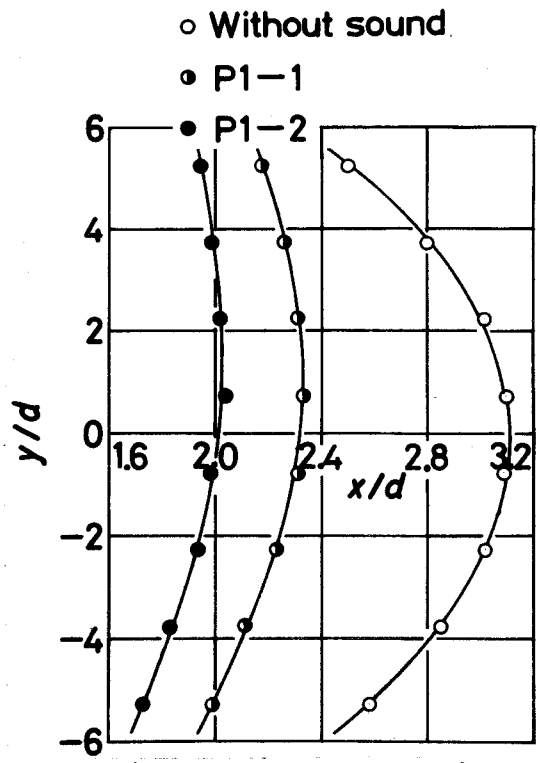
円柱軸方向に$(\overline{v^2})_{max}$の位置を結んだ曲線は定性的には時間平均的なうず糸の形状とみなすことができるため，図4－14はうず糸形状の変化を表わしていると考えられる．うず糸は円柱軸に対して角度を持っており，そして進行波音場の場合には音響の付加によりそのうず糸の位置は円柱に接近し，かつその形状は円柱軸に平行になろうとする傾向がある．しかし，定在波音場の場合にはそれらの傾向はさほど顕著には現われない．また，付加した上記の音場に関する限り，SPLが大きいほどその効果は顕著であった．

一般に，二次元のうず糸が三次元のかく乱によって振動されると，うず糸自身の誘導作用によって次第に変形されるということが報告されている[36]．音場の無い時主流中には不均一な小さな乱れが存在するが，この三次元の乱れならびに円柱端部の影響によりうず糸が変形されたと考えられ，そして音場の付加によって生じる周期性のあるかく乱によって円柱後方の流れ場を三次元的流れ場から二次元的流れ場へ変化させるということは注目に値する．

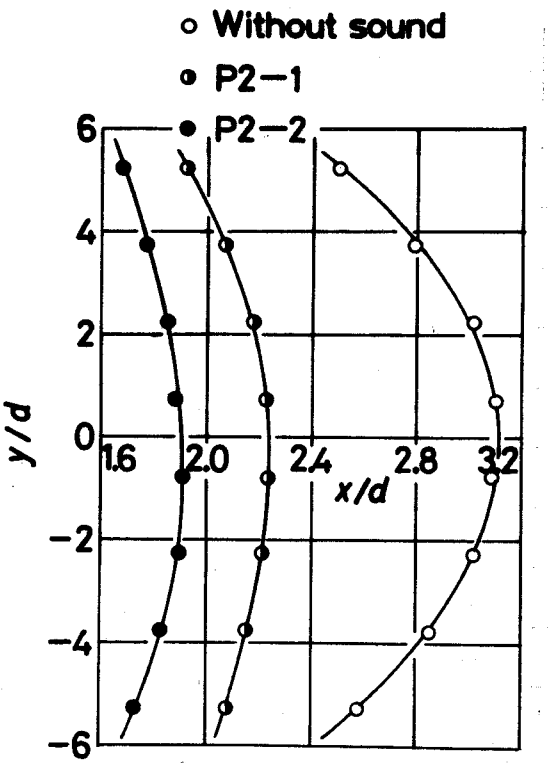
うず糸を三次元的形状から二次元的形状へ変化させるということは，一様流中で流れに直角方向に円柱を並進振動させた時[34][37]と同様であり，さらに円



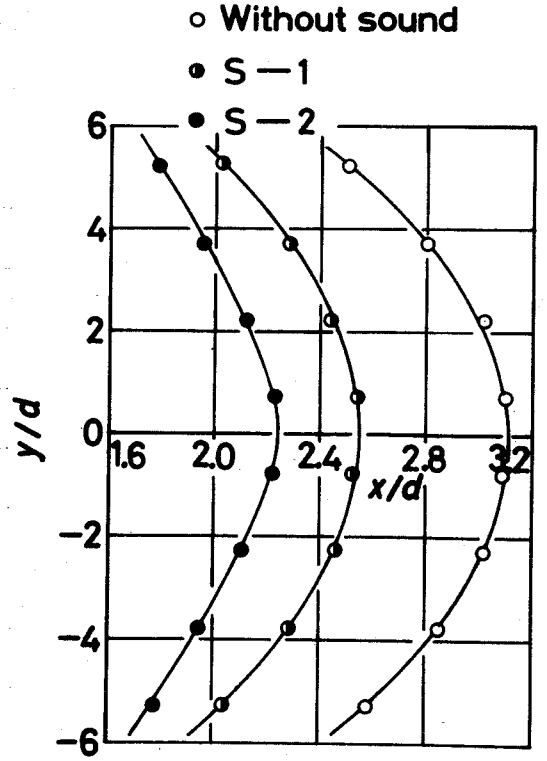
(a) 端板有り，進行波音場P1
（図4−11(a)）を付加



(b) 端板無し，進行波音場P1
（図4−11(a)）を付加



(c) 端板無し，進行波音場P2
（図4−11(b)）を付加



(d) 端板無し，定在波音場S
（図4−11(c)）を付加

図4−14 最大乱れ位置$(x/d)_m$におけるうず糸形状（$Re = 2500$）

柱軸に直角方向の音響的かく乱を加えた時にも同様の結果が得られたが，この場合には特に円柱軸方向のかく乱の場合ほどその効果は顕著には現われなかった．また，円柱上部の端板の存在によりうず糸形状の上下の非対称性が助長されるが，円柱両端をダクト側壁で支持した場合には円柱近傍流れのスパン方向の対称性および二次元性はかなり良好であったことを指摘しておく．以上 $Re = 2500$ の場合について述べた円柱軸方向の流力特性は定性的には $Re = 4500$ の場合にも見られた．

4．4　まとめ

$Re = 2500$ と 4500 の円柱まわりの流れに円柱軸方向の音響的かく乱を加えた場合に，円柱からのうず流出過程に及ぼす影響を実験的に解析し，その流れ特性に関して次の点が明らかになった．

(1) 円柱軸方向の音響的かく乱は，軸に直角方向のかく乱と同様の効果を与える．すなわち，音響による干渉の結果，円柱表面からの境界層のはく離が数度ほど遅れ，せん断層内の流れはより円柱に近い位置で層流から乱流への遷移が起ってせん断層の厚化が促進され，そしてうず発生位置は約 $1/2\,d$ 程度円柱に接近し，うずの持つエネルギも約2割ほど増加して円柱の形状抵抗は1割程度増加する．

(2) 円柱軸方向の音響的かく乱および軸に直角方向のかく乱は，ともに円柱後方のうず糸を三次元的形状から二次元的形状へと変化させる効果を有する．

(3) 円柱からのうず流出過程に最も大きな影響を

与える音響の周波数f_aは，円柱表面からはがれたせん断層内の流れの層流から乱流への遷移の際に出現する遷移波の周波数f_tに関係したものであるが，f_aはf_tよりもわずかに低い値を示す．

(4) うず流出過程に影響を及ぼす音響的かく乱の強さSPLには臨界値が存在し，臨界値以下のSPLではうず流出周波数f_sはほとんど変化しないが，臨界値以上のSPLではf_sは数Hz程度増加する．この音圧の影響は低Re領域で顕著に認められる．

第5章　軸方向に照射した音波が加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす影響

5．1　はじめに

本章では，亜臨界域における加熱円柱まわりの流れに軸方向の音響的かく乱を加えた場合に，第4章で明らかにした近傍後流の一般的流力特性の結果をふまえて主に背面の熱伝達特性を調べた．

すなわち，特定の周波数を持つ円柱軸方向の音波が一様流中に鉛直に置かれた加熱円柱からの熱伝達率に及ぼす影響を調べるために，レイノルズ数Re^*＝5000～20000の範囲に対して詳細な測定を行い，そして一般的な主流部乱れを与えた結果[38][39]ならびに円柱軸に直角方向の音波を加えた場合の結果[23]と比較した．さらに熱伝達率が著しく増大したはく離領域における現象の変化を説明するために，加熱円柱近傍後流の変動する速度と温度を直接同時に測定することにより，加熱の影響ならびに音響的かく乱の効果を実験的に解析した．これらの結果に基づいて，加熱円柱からのうず流出過程とはく離域の熱伝達特性との関連について検討を加えた[40]．

5．2　実験方法

実験装置の概略ならびに座標系を図5－1に示す．風胴出口より70mm下流に加熱円柱を鉛直に設置した．音場の発生法および測定法は，第3章および第4章と同様であり，同じ形態の進行波と定在波音場が用いられた．加熱円柱としては直径18mmの局所熱伝達率測定用と直径10mmの近傍後流測定用の2種類が用いられ，ともにスパン全長が400mm，伝

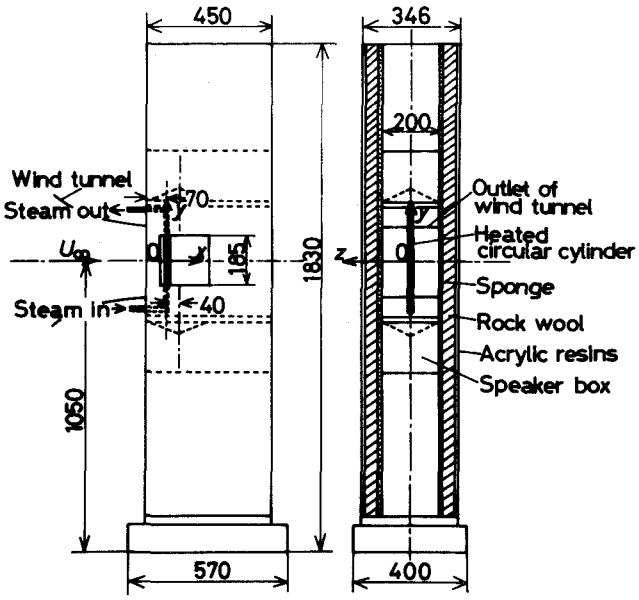


図5－1　実験装置

熱面長さが300 mmの銅管で大気圧蒸気の凝流により管壁温度は一様（ほぼ100 ℃）になっている．

加熱円柱近傍後流の変動する速度と温度の同時測定に用いられた二線式プローブの配置を図5－2に示す．速度分布と温度分布は，流速計と温度計の出力をそれぞれ自動プローブトラバース装置の出力と連動させてX－Yレコーダに記録し，同時に実時間相関器とフーリエ変換器によって変動の周波数パワスペクトルを求めた．また，円柱軸方向における時空相互相関の測定は第4章と同様にして，最大乱れ$(\overline{u^2})_{max}$の位置に基準用の二線式プローブを固定し，移動用の二線式プローブを特定のyの位置でx方向に移動させて速度変動相互相関と温度変動相互相関を測定し，それぞれの周期的変動の位相が一致した点を求めた．そのブロック線図を図5－3に示す．

測定は温度差ΔTが約80 ℃のもとで，音響周波数f_aとその強さ$\sqrt{u_a^2}/U_\infty$および音場の形態を種々変化させ

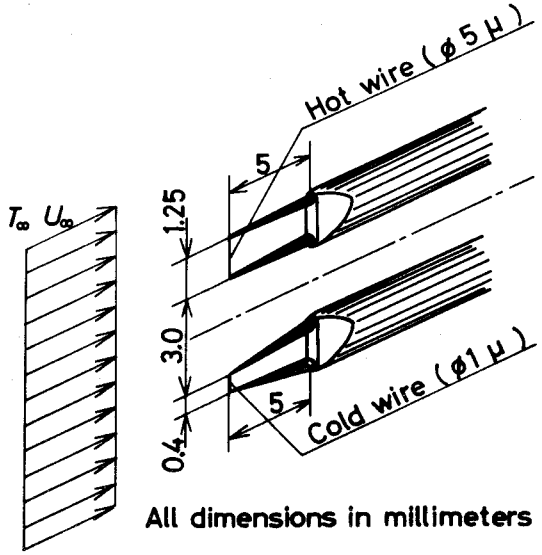


図5－2　二線式プローブの配置

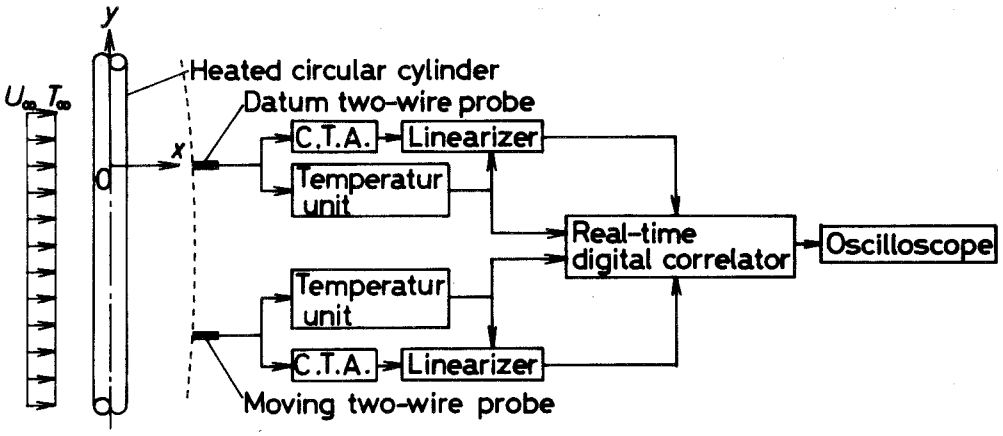


図5－3　相互相関測定のブロック線図

表5－1　実験条件（熱伝達率測定）

$Re^*=\frac{U_\infty d}{\nu^*}$	U_∞ m/s	fa Hz	SPL dB	Sound field	$\sqrt{\overline{v^2}}/U_\infty$ %
5000	5.24	Without sound			0.18
		290	118.7	P	0.68
11000	11.52	Without sound			0.14
		976	117.3	S	0.57
15000	15.71	Without sound			0.12
		1552	117.9	S	0.55
20000	20.94	Without sound			0.09
		2418	118.6	S	0.52

表5－2　実験条件（近傍後流測定）

$Re^*=\frac{U_\infty d}{\nu^*}$	U_∞ m/s	fa Hz	SPL dB	Sound field	$\sqrt{\overline{v^2}}/U_\infty$ %
2069 (Heated)	3.9	Without sound			0.28
		270	122.2	P&S	0.80
2500 (Isothermal)	3.9	Without sound			0.28
		300	122.2	P&S	0.80
3607 (Heated)	6.8	Without sound			0.17
		690	121.5	P&S	0.71
4500 (Isothermal)	6.8	Without sound			0.17
		800	121.5	P&S	0.71

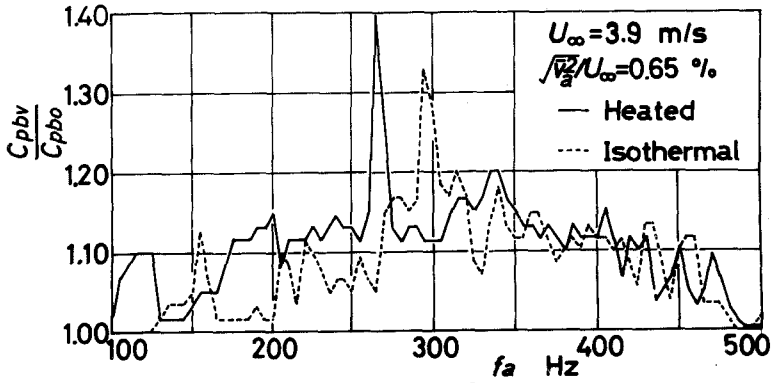
て行われた．実験条件をまとめて表5－1と5－2に示すが，5.3.3と5.3.4の結果は$U_\infty = 3.9$ m/sで，第4章の図4－11(a)に示された音場を付加して得られた．ただし，表中のf_aの値は後述の式(5.1)から求められたものである．

5．3　実験結果および検討

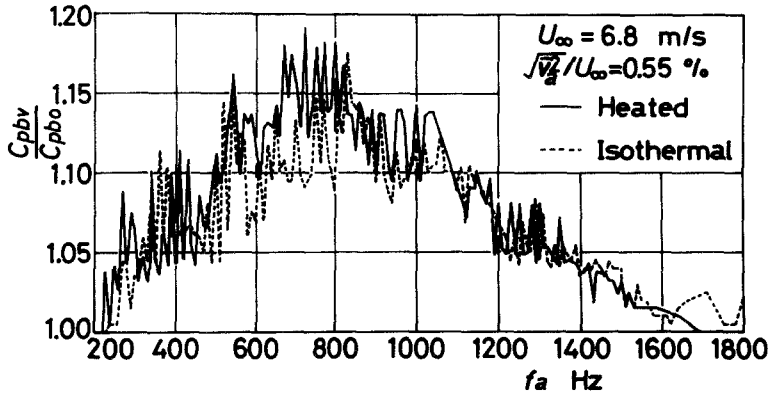
5.3.1　音響周波数の決定とその整理

音響による干渉によって円柱背後のカルマンうずの強さが増大し発生位置も円柱に接近するために，近傍後流の変動速度が増加して背圧を低下させる[32]．音響周波数f_aの決定に際して円柱加熱の影響を調べるために，背圧係数C_{pb}を近傍後流の変化に対する尺度として用いる．第4章と同様に白色雑音場と単一周波数の進行波音場によるC_{pbv}/C_{pbo}への影響を調べその結果を図5－4に示す．ここで，添字0は音響的かく乱を加えない場合を，vは加えたことを意味し，そして実線は加熱の場合で破線は非加熱の場合の結果[32]である．2種類の主流速においてf_aに対するC_{pbv}/C_{pbo}の関係は加熱と非加熱の場合で類似的であるが，$(C_{pbv}/C_{pbo})_{max}$を与えるf_aは加熱の影響により低周波数側へずれる．そのf_aは，$U_\infty = 3.9$ m/sにおいて加熱で約270 Hz，等温で300 Hzであり，また$U_\infty = 6.8$ m/sにおいて加熱で約690 Hz，等温で800 Hzである．

周波数分析によって加熱の場合にも等温と同様にはく離直後のせん断層内で高周波の正弦波状速度変動（$U_\infty = 3.9$ m/sで$f_t = 160 \sim 330$ Hz，$U_\infty = 6.8$ m/sで$f_t = 380 \sim 980$ Hz），いわゆる層流から乱流への遷移波が観察される．これらは等主流速で観察され



(a) $U_\infty = 3.9$ m/s



(b) $U_\infty = 6.8$ m/s

図5－4 C_{pb}に及ぼすf_aの影響

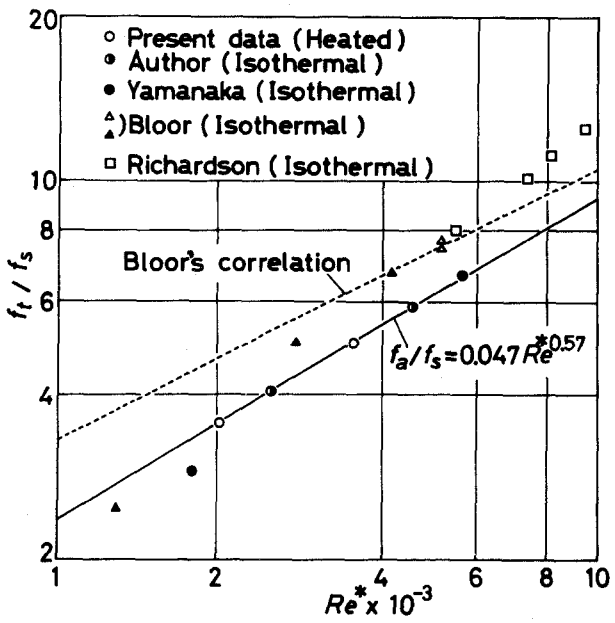


図5－5 音響周波数および透物波周波数

た等温流の遷移波周波数（$U_\infty = 3.9$ m/s で $f_t = 200$ ～370 Hz，$U_\infty = 6.8$ m/s で $f_t = 480$ ～1090 Hz）よりも低めの値を与える．

したがって，加熱円柱からのうず流出過程に最も著しい影響を与え得る音響は，等温の場合と同様に f_t に関係したものであることが類推され，これらの f_a をその時のうず流出周波数 f_s で割って無次元化し，ν^* を使った Re^* の関数として図5－5に示す．同図には，等温の場合に得られた第4章の結果および円柱軸に直角方向の音波を照射して得られた山中ら[21]の結果ならびに Bloor[24] や Richardson ら[35]により得られた f_t の結果も示されている．加熱の場合において軸方向に音波を照射して得られた結果は，同じく等温流の結果[32]とともに Re^* に対して，

$$f_a / f_s = 0.047\, Re^{*0.57} \qquad (5.1)$$

で整理できてこれを実線で示す．また，Bloor の関係式[24]は，

$$f_t / f_s \simeq 0.1\, Re^{*0.5} \qquad (5.2)$$

で表わされる．

5.3.2 熱伝達率の一般的特性

音響を付加した場合としない場合とについて円柱表面の局所熱伝達率分布を測定し，局所熱伝達率 α をヌセルト数 $Nu = \alpha \cdot d / \lambda^*$ の無次元形で表現し図5－6に示す．音響を付加しない場合本実験の Re^* 範囲では，円柱前方の層流境界層領域（$0° \leqq \theta \leqq 80°$）の Nu は前方岐点（$\theta = 0°$）からはく離点近傍（$\theta = 80°$）で最小値をとるまで単調に減少しており，また，はく離領域（$80° \leqq \theta \leqq 180°$）の Nu は $\theta = 90°$ あたりから再び増大し始めて $\theta = 110°$ あたりで一つの極大値を

とり，その後円柱面に沿って比較的なめらかに増大して後方岐点（$\theta = 180°$）で最大値をもつに至る．これらのNu分布の一般的特性は音響を付加しても類似的であるが，しかし，はく離域のNuは著しく増大し特に後方岐点のNuと$\theta = 110°$の極大値の増加が顕著である．一方，前方域では音響の影響はほとんどなく，Nuはわずかに増加するだけである．

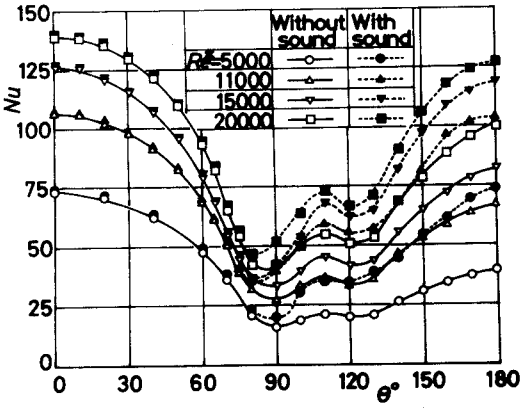


図5－6　局所熱伝達率分布

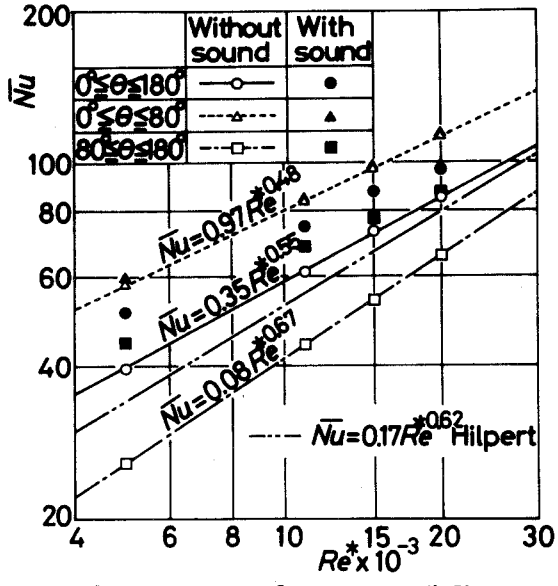


図5－7　平均熱伝達率

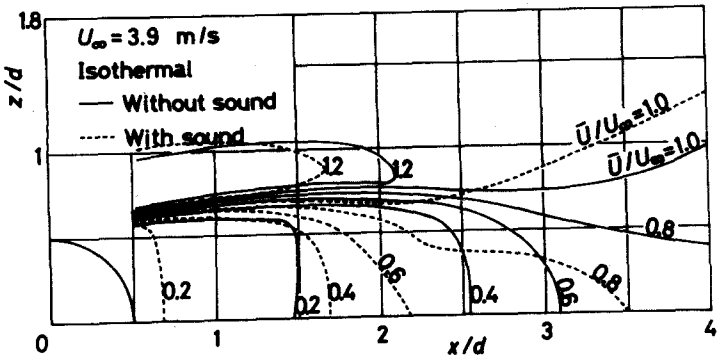
各領域におけるNu分布を数値積分して平均値を求め，これらを図5－7に示す．前方域$\overline{Nu}$はRe^*のほぼ1/2乗に比例し，はく離域$\overline{Nu}$はRe^*の2/3乗に依存する．音響の付加によって前方域$\overline{Nu}$はRe^*によらずわずかに増加するだけであるが，はく離域$\overline{Nu}$は著しく増加し，$Re^* = 5000$のときに最も大きく70％もの増加が得られる．はく離域$\overline{Nu}$の増加により全域（$0° \leqq \theta \leqq 180°$）$\overline{Nu}$も増加し，本実験の$Re^*$範囲で14～28％の増加が得られたが$Re^*$が増大するにつれて$\overline{Nu}$の増加率は低下する．以上述べたNu分布に及ぼす音響の影響は，円柱軸に直角方向の音波を照射して得られた結果[23]（$Re^* = 5000 \sim 20000$の範囲で，$\overline{Nu}$は約10～20％増加した．）とその一般的傾向がほぼ一致する．また，音場の形

態（進行波と定在波）による本質的な差異は何ら認められず，音響的かく乱の強さ（音圧）の影響により第3章の結果と同程度の変化が生じた．

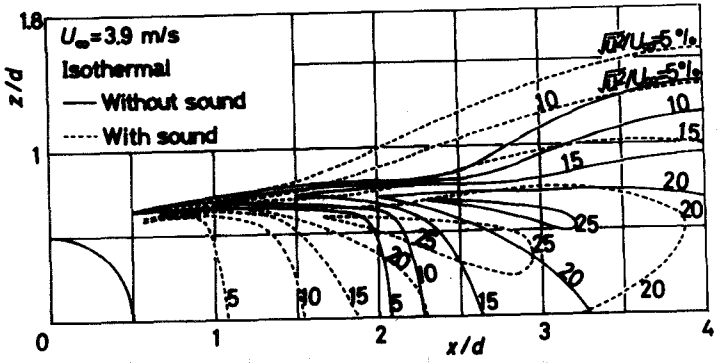
一般に，主流部乱れの影響ははく離域よりも前方層流域でより著しく現われ，乱れ強さを増大させることにより前方域で50%もの熱伝達率の増加が得られている[38][39]．しかし，はく離域に及ぼす影響については，後方岐点でのNu増加は見られるものの一般にその傾向は研究者らにより一致していない．一方，流体力学的には主流乱れの増加により背圧係数の低下ならびにはく離点の後退などが報告されており，音響の付加によっても類似の現象が見られた[32]．熱伝達の上からは1%以下の主流乱れ強さであれば乱れそのものによる影響は無視できるといわれているが，しかし本実験のように$\sqrt{u^2}/U_\infty = 0.52 \sim 0.80$%の音響的かく乱に対してもはく離域Nuは著しく増加する．したがって，乱れの大きさのみからは背面熱伝達の増加機構の理解は得られず，音波が加熱円柱近傍後流の形成過程に及ぼす乱れの役割ならびにそのメカニズムを細かく議論しなければならないと思われる．

5.3.3 せん断層の拡散

非加熱の円柱近傍後流を図5－2の二線式プローブを用いて測定した等平均速度$\overline{U}/U_\infty$線図と等変動速度$\sqrt{u^2}/U_\infty$線図を図5－8の実線で示す．これらは単一のI型熱線プローブで測定した結果[32]とほぼ一致する．次に，円柱加熱の場合の速度線図を図5－9に，また等平均温度$(\overline{T}-T_\infty)/(\overline{T}_w-T_\infty)$線図と等変動温度$\sqrt{t^2}/(\overline{T}_w-T_\infty)$線図を図5－10の実線

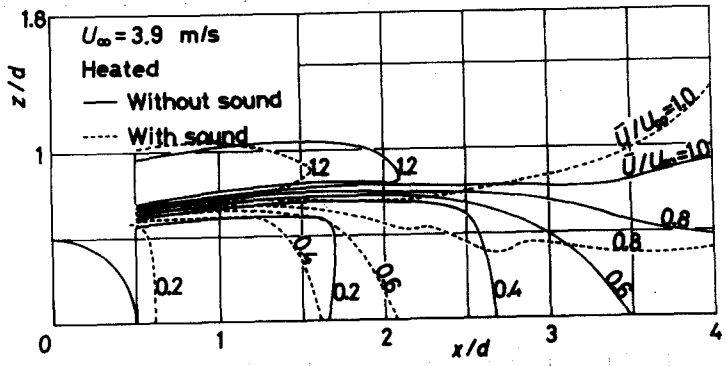


(a) 等平均速度 $\bar{U}/U_\infty$ 線図

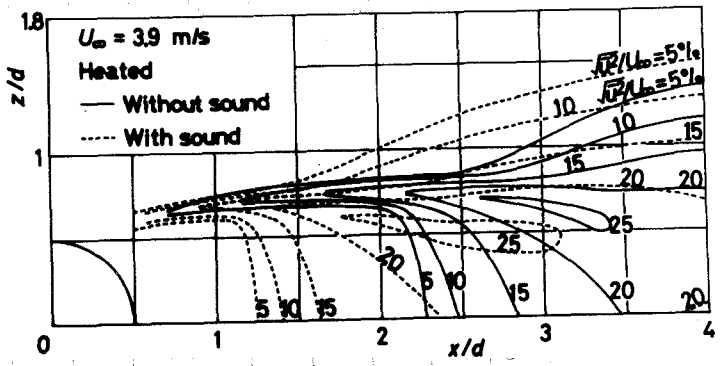


(b) 等変動速度 $\sqrt{u^2}/U_\infty$ 線図

図 5－8　せん断層の拡散（等温，U_∞ = 3.9 m/s）

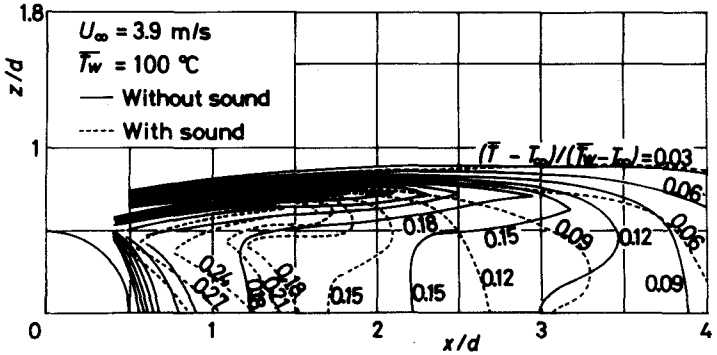


(a) 等平均速度 $\bar{U}/U_\infty$ 線図

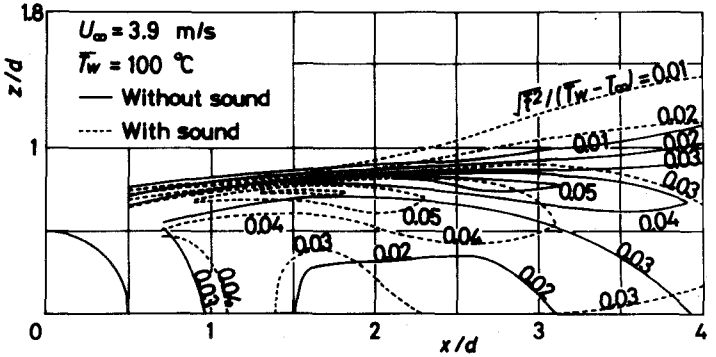


(b) 等変動速度 $\sqrt{u^2}/U_\infty$ 線図

図 5－9　せん断層の拡散（加熱，U_∞ = 3.9 m/s）



(a) 等平均温度 $(\overline{T}-T_\infty)/(\overline{T}_w-T_\infty)$ 線図



(b) 等変動温度 $\sqrt{T^2}/(\overline{T}_w-T_\infty)$ 線図

図5-10 せん断層の熱拡散 ($\overline{T}_w$ = 100 ℃, U_∞ = 3.9 m/s)

でそれぞれ示す．加熱と等温の流れでは，一般にその流れのパターンは類似的であるが，しかし円柱加熱におけるせん断層内の乱れは等温流に比べてその発達が遅れ，等$\overline{U}/U_\infty$線図からもわかるように円柱背部の死水域の大きさもわずかに大きくなる．

一方，加熱と等温の流れに対してそれぞれのRe^*における中心周波数の音響を付加した結果を図5－8～図5－10の破線によって表わす．加熱の場合には，等温の場合と同様に音響による流れへの干渉の有無にかかわらず流れの一般的様子に変化はないが，しかし音響の付加によりはく離せん断層の巻き込みがより円柱近くで起こり，かつせん断層の拡散が早められることがわかる．

単位時間当りの流れに直角な断面を通過するせん断層のうず度の輸送量Kと乱れエネルギEを第4章の式(4.3)ならびに(4.4)と同様に定義し，これらの結果を図5－11に示す．音響を付加しない場合には，加熱の影響によりE_{max}の位置ならびにKの急減する位置（図中矢印）とEの急増する位置（図中矢印）とが円柱から遠ざかるが，そのE_{max}の値は等温のE_{max}とほぼ等しい．これらの位置はともに音響の干渉によってより円柱に接近しE_{max}の値もより増大されるが，この音響による効果は等温よりも加熱の方が顕著に現われる．

第4章において，近傍後流内のuのうちでf_s成分のu_fと$2f_s$成分のu_{2f}が支配的であることを述べたが，温度変動もの周波数分析の結果からも，もは死水域における比較的低い周波数変動を除いて大半をf_s成分のt_fと$2f_s$成分のt_{2f}によって占められていることがわかる．また，オシロスコープの波形観察

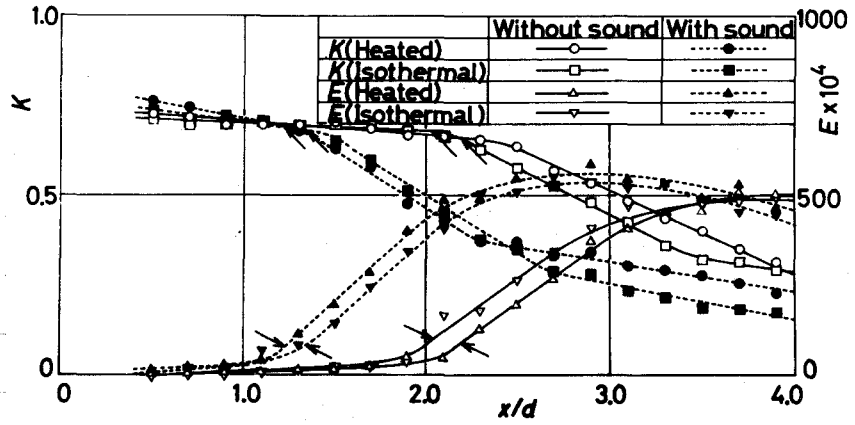


図5－11　うず度の輸送量Kと乱れエネルギE
(U_∞= 3.9 m/s)

から，速度変動波形の山の正の部分が温度変動波形の谷の負の部分に対応し，逆に速度変動波形の谷の部分が温度変動波形の山の部分に対応しており，ちょうどu_fとt_fの周期はほぼ180°位相がずれて相互に強く関連していることがわかる．

図5－9と図5－10および周波数分析の結果から，はく離せん断層が下流に進むにつれてその拡散が促進され，u_fとt_fの値も急増しそれらの分布も後流軸上にまで広がる．この時には後流軸上のu_{2f}とt_{2f}も急増し，円柱上下肩から流出するうずの作用によって後流軸上のある点を中心としたu_{2f}とt_{2f}の分布が出現する．音響を付加するとせん断層内のu_fとt_fは増加し，したがって，後流軸まわりのu_{2f}とt_{2f}の分布もより円柱近くで顕著に現われるようになる．

以上の結果により，軸方向の音響的かく乱の効果は，(1)前方層流境界層のはく離の遅れ，(2)はく離せん断層内の流れの層流から乱流への遷移位置の前進，(3)乱流はく離せん断層の厚化の促進，(4)乱流はく離せん断層の円柱壁面への接近，(5)うず形成領域長さ

の減少，(6)せん断層内の流れのうず度輸送効果による乱れエネルギの増大（後流うずへのエネルギ供給）である．したがって，これら一連の近傍後流の形成過程に及ぼす音響的かく乱の役割によってはく離域熱伝達率の増加，とりわけ後方岐点のNuと$\theta=110°$の極大値の増大がもたらされたものと考えられる．

5.3.4 近傍後流の三次元特性

第4章では，非加熱円柱からのうず流出過程における三次元的特性に及ぼす軸方向音響的かく乱の効果を明らかにした．本節では，近傍後流の三次元特性に及ぼす円柱加熱の影響について述べる．軸方向に配列された二線式プローブによって測定された最大乱れ位置におけるうず糸の形状を図5－12に，また，その位置での速度変動の周波数パワースペクトルを図5－13に示す．等温流のうず糸形状は，2本のI型熱線プローブによって測定されたうず糸形状[32]とほぼ一致する．音響を付加しない場合には，円柱の加熱によって等温流よりもうず糸形状の三次元的変形が助長されるが，音響の付加によりうず糸の円柱への接近とともに，その三次元的変形から二次元的形状へ

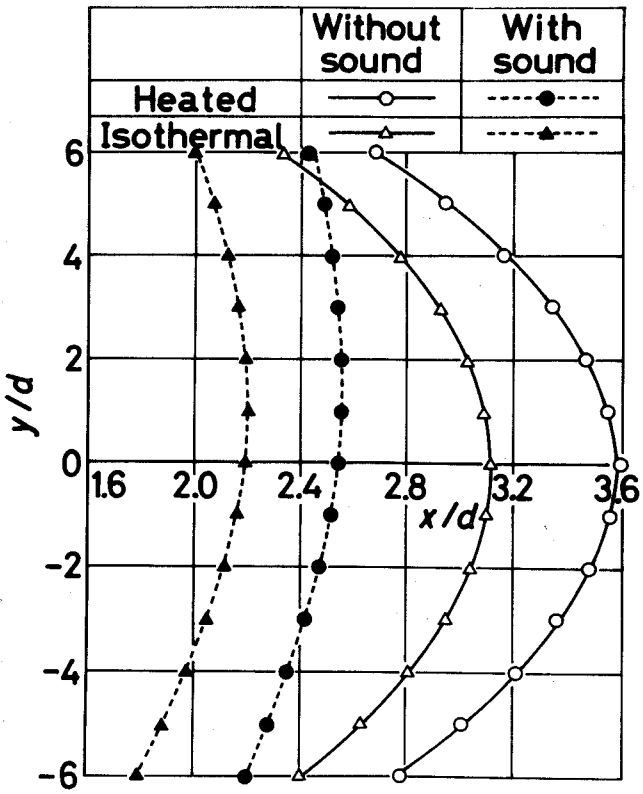
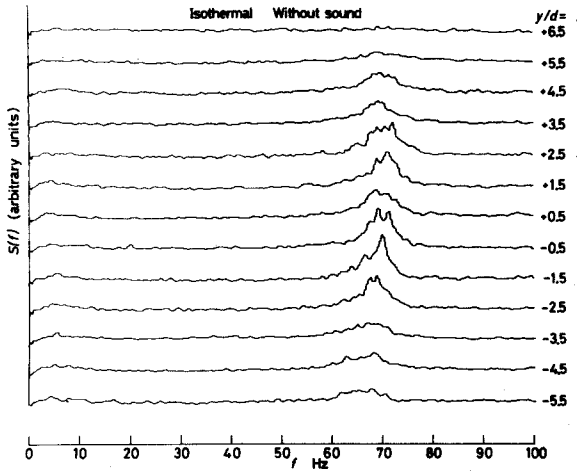
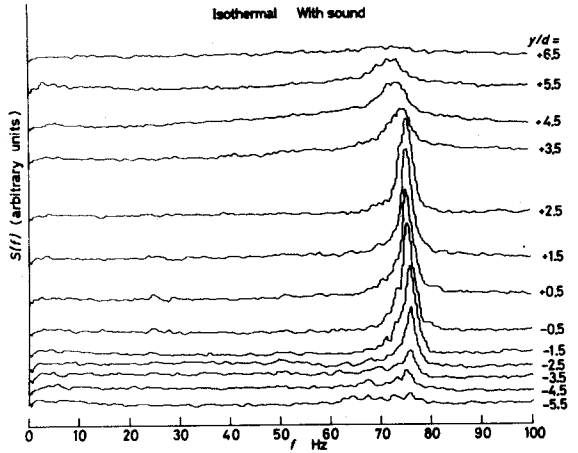


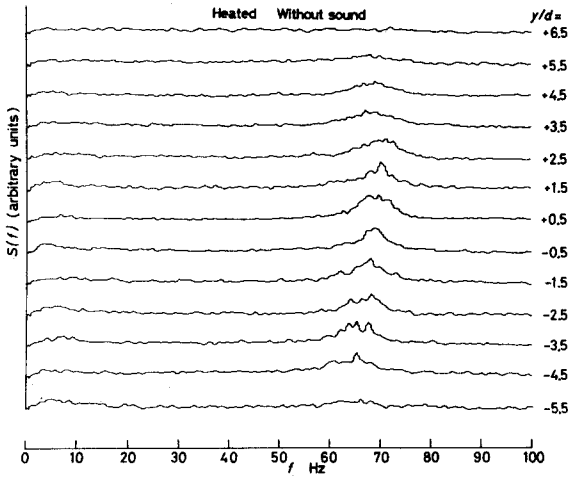
図5－12 最大乱れ位置$(x/d)_m$におけるうず糸形状（$U_\infty=3.9$ m/s）



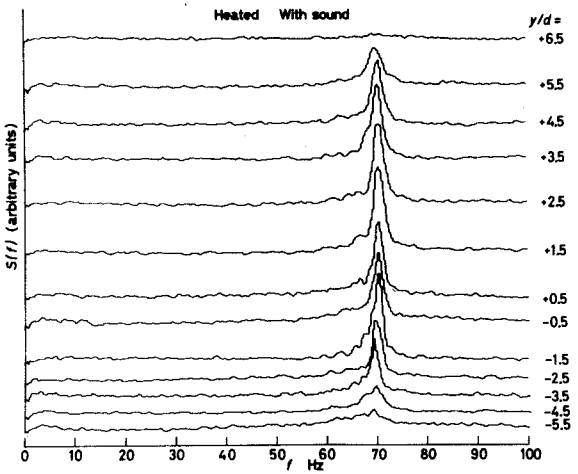
(a) 等温，音場なし



(b) 等温，音場あり



(c) 加熱，音場なし



(d) 加熱，音場あり

図5-13 最大乱れ位置 $(x/d)_m$ における速度変動の周波数パワースペクトル密度分布 ($U_\infty \fallingdotseq 3.9$ m/s)

の変化が見られる．これらの現象は，5.3.3節で考察した後流うずへのエネルギ供給の促進効果という二次元的現象の三次元的側面であると解釈できるため，うず糸が二次元的に変形する効果は背面の熱伝達率増加に寄与するものと考えられる．

主流に乱れが含まれる場合にはうず糸の三次元的変形がさらに助長され，乱れの大きなものほどうずに基づく軸方向の速度変動の相関長さが減少することが報告されている[41]．しかし，円柱をそのうず流出周波数の近傍の周期で並進振動させる時にも本実験結果と類似の現象が見られる[37]ことから，近傍後流の三次元的特性に及ぼす音響ならびに振動の効果と主流乱れの効果には相反する特徴的な差異が認められる．また，速度乱れ最大位置での温度変動の信号は，その位置での速度変動の周期と180°位相がずれたものとして検出されるが，二つの温度変動の相互相関測定によって同位相の位置を円柱軸方向に連ねた曲線は，加熱円柱のうず糸形状とほぼ一致した．

次に，f_sの三次元特性について考察する．図5-13から，音響を加えない場合には加熱の影響によってf_sは等温の場合より約2Hz減少し，パワのピークの高さも減少してその分散が広がる傾向が見られる．三次元的には，等温ならびに加熱の場合においてスパン中央でf_sのピークが最大となり，両端部で最小になる傾向が見られるが，その中心周波数のスパン方向の一様性ならびに対称性は加熱よりも等温の場合で良好である．次に音響を加えると，f_sは加熱で約2Hz，等温で約4Hz増大し，中心周波数のスパン方向の一様性と対称性はかなり改善される．

音響的かく乱の付加によるf_sの増加は，第4章で

指摘された音圧レベルの振幅依存性，すなわち非線形効果に基づくもので，この現象は主流の影響の弱い低Re^*領域で顕著に現われた．類似の現象は，最初Fandら[42]によって自然対流の場で見出されたもので，thermoacoustic streaming（熱音響流）として知られている※が，彼らはこの流れが低Re^*範囲の強制対流の場でも生ずることを指摘した．しかるに，本実験の低Re^*範囲の強制対流の場においてもthermoacoustic streamingと類似の現象が見られ，そしてうず流出周波数の増加によって熱量輸送が促進されると考えられる．

5．4　まとめ

流れに直交する加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす軸方向音響的かく乱の効果に関する実験的解析から次の点が明らかになった．

(1) 加熱円柱からのうず流出過程に最も著しい影響を与える音響周波数は，はく離せん断層内に現われる遷移波の周波数に関係したものであり，ν^*を使ったRe^*に対して整理すれば，等温の場合とほぼ同様になる．

(2) 1%以下の乱れ強さの軸方向音響的かく乱は円柱背面熱伝達率を著しく増加させるが，前面熱伝達率にはほとんど影響を与えない．この効果は，軸に直角方向の音響的かく乱の効果とほぼ一致する．

(3) 加熱円柱近傍後流の形成過程とその三次元的特性に及ぼす軸方向音響的かく乱の効果は，乱流

※　巻末の付録を参照

はく離せん断層の厚化の促進とその円柱壁面への接近，およびうず形成領域長さの減少ならびに後流うずへのエネルギ供給の促進とそれに伴うずの二次元的な変形であり，これらは円柱背面の熱伝達率増加の機構に重要な役割を果たす．

(4) 円柱加熱によってはく離せん断層内の速度変動の発達が遅れて，うず流出周波数は数Hz程度減少する．また，周期的な温度変動は主に加熱円柱からのうず流出に基づくものであり，周期的な速度変動と強い関連がある．

(5) 本実験の低Re^*範囲の強制対流の場では，軸方向音響的かく乱の付加によって，*thermoacoustic streaming* と類似の現象が生ずる．

第6章　軸に直角方向に照射した音波が加熱円柱近傍後流に及ぼす影響

6.1　はじめに

一般に熱伝達を伴う流れにおいて，熱伝達率や摩擦係数の推定あるいは整理をする場合などで代表的な物性値を選ぶ場合，どのようなものを代表値とするかが大きな問題である．通常は，簡単な平均値的なものを用いている場合が多い．強制対流における，このような物性値は，粘性係数μ，熱伝導率λ，密度ρ，比熱cであり，これらは温度と圧力の関数であるが，多くの場合温度による変化が大きい．

本章で問題とする亜臨界域の加熱円柱まわりの速度場および温度場を，忠実に表わすことのできる物性値を見出す目的でなされた研究は，きわめて少ないと思われる．特に，加熱円柱近傍後流の速度分布およびその三次元的特性の面から，膜温度の動粘性係数を使ったレイノルズ数の妥当性について検討したものはほとんどないようである．

一方，第3章においては，主流と円柱軸に対して直角方向の粒子運動を有した特定周波数の音響が，加熱円柱からの熱伝達に及ぼす影響を調べるために，亜臨界域の範囲に対して実験的研究を行い，音響的かく乱が円柱まわりの平均熱伝達率に少なからぬ影響を与えることを報告した．この場合，特別な条件の時を除けば，時間平均熱伝達率は円柱前面で音響的かく乱の無い時とほとんど変化はないが，はく離点近傍およびはく離域においては，音響的かく乱の影響が顕著に現われる．

はく離領域におけるこの効果を説明し，かつ膜温

度の動粘性係数を使ったレイノルズ数の有効性を検討する目的で，本章では，二次元加熱円柱まわりの圧力分布および近傍後流の速度場と温度場ならびに速度場の三次元的特性などを測定することにより，円柱加熱の影響とその時の音響的かく乱の効果を実験的に解析した．

6．2　実験方法

実験装置の概略ならびに座標系を図6－1に示す．流れの場に付加される音響は，測定部ダクト上下のコーン形スピーカによって与えられ，流れおよび円柱軸に直角方向の粒子速度を有する単一周波数の進行波音場ならびに定在波音場をダクト内に発生させる．実験に用いられた加熱円柱は，直径10 mm，長さ300 mmの銅管で，大気圧蒸気で加熱され管壁温度は一様（ほぼ，100 ℃）になっており，流れの二次元性を保つために，測定部ダクトの両側壁を貫いて一様流中に水平に固定されている．

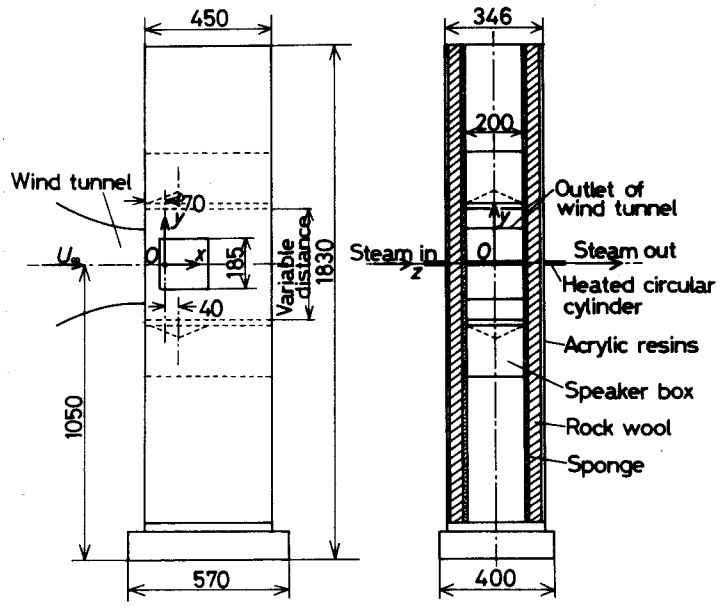


図6－1　実験装置

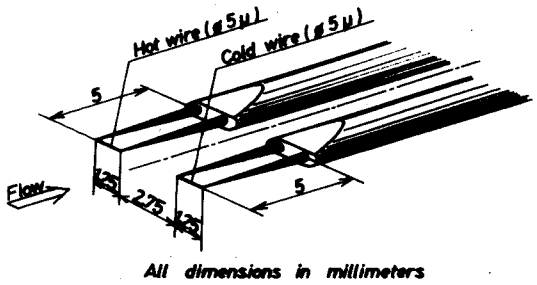


図6－2　二線式プローブの配置

表6－1　実験条件

$Re^*=\frac{U_\infty d}{\nu^*}$	U_∞ m/s	f_a Hz	SPL dB	Sound field	$\sqrt{\overline{v^2}}/U_\infty$ %
2500 (Isothermal)	3.9	Without sound			0.28
		300	122.2	P&S	0.80
2500 (Heated)	4.7	Without sound			0.28
		380	124.6	P&S	0.80
4500 (Isothermal)	6.8	Without sound			0.17
		800	121.5	P&S	0.71
4500 (Heated)	8.5	Without sound			0.17
		1000	123.2	P&S	0.71

加熱円柱近傍後流の変動する速度と温度の同時測定，ならびにその三次元性の測定は，第5章と同様の方法で行われた．そのときに使用された二線式プローブの配置を図6－2に示す．また，実験条件を表6－1のように定めた．

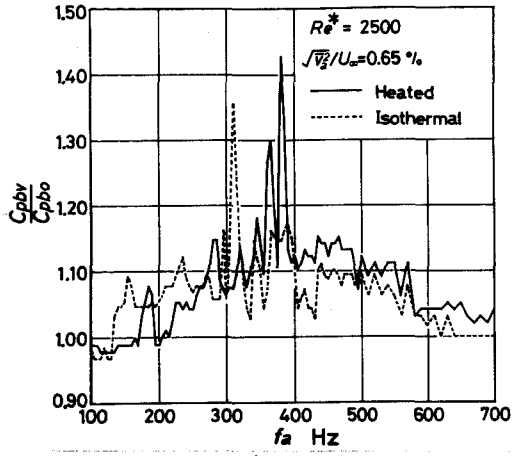
6．3　実験結果および検討

測定部内に生じた音場の形態ならびにその時の気流の乱れの相対的強さの分布は，前章までの結果と同様であるので省略する．

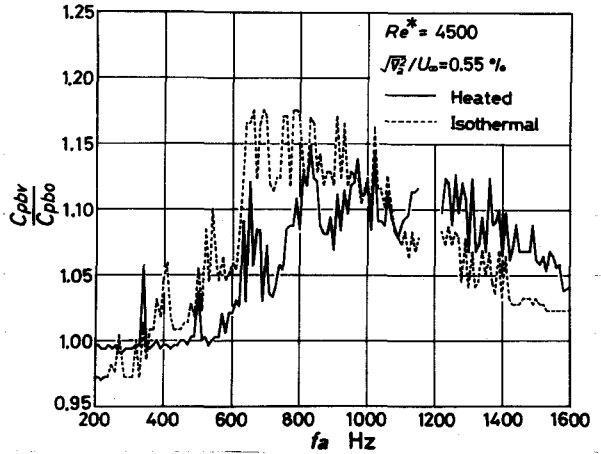
6.3.1　加熱円柱表面の圧力分布

加熱円柱からのうず流出過程に最も著しい影響を与える音響周波数f_aを見出すために，第5章と同様の方法で加熱円柱の背圧係数に及ぼす影響を，白色雑音場ならびに単一周波数の進行波音場について調べた．音響的かく乱の付加による背圧係数の減少する割合を$C_{pb\sigma}/C_{pb0}$で表わし，単一周波数の進行波音場についての結果を図6－3の実線で示す．第4章で得られた非加熱円柱，すなわち等温流についての結果も破線で表わし，図中に示す．

同図から，加熱円柱からのうず流出過程に最も大



(a) $R_e^* = 2500$



(b) $R_e^* = 4500$

図6-3 C_{pb}に及ぼすf_aの影響

きな影響を及ぼす中心の音響周波数は，ほぼ$f_a = 380$ Hz前後であるが，等温流の場合のそれは，ほぼ$f_a = 300$ Hz前後であることがわかる．この中心周波数のずれを除けば，2種類のR_e^*において，加熱と等温のC_{pbv}/C_{pbo}の値は，両者の場合でほぼ等しい．すなわち，加熱と等温でR_e^*を一致させたときには，加熱の場合も等温の場合とほぼ同程度の影響を受けることが示唆される．

この提示を裏付けるために，$R_e^* = 4500$の場合の円柱表面の圧力分布に対する測定結果を図6－4に示す．図6－4から明らかなように，加熱ならびに等温の円柱においては，音響的かく乱の付加により背圧が減少しており，したがって，円柱の抵抗係数は増大する．形状抵抗係数C_dは，音場を付加しない場合において，加熱で$C_d = 0.93$，等温で$C_d = 0.92$であり，音場を付加した場合には，加熱で$C_d = 1.00$，等温で$C_d = 1.01$であった．

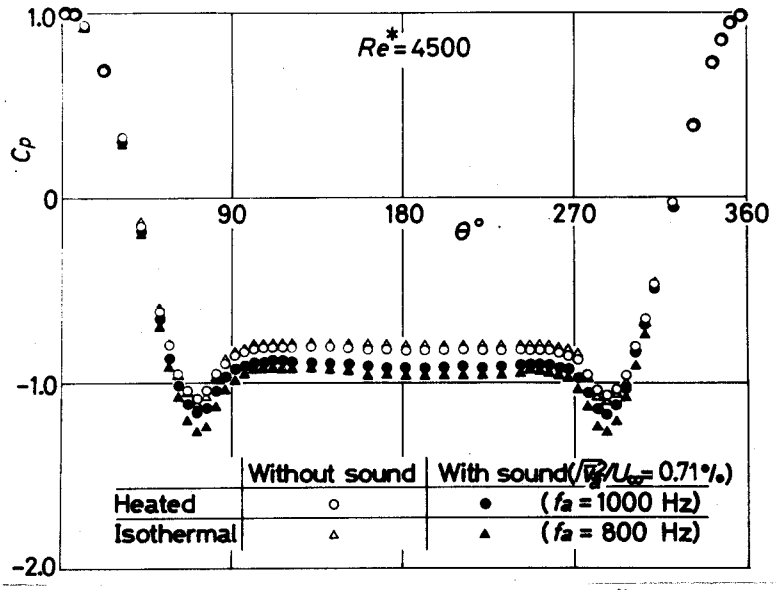


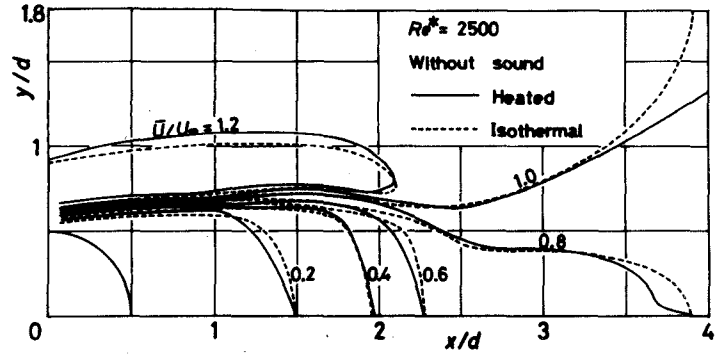
図6－4　円柱まわりの圧力分布（$Re^*=4500$）

6.3.2　せん断層の拡散

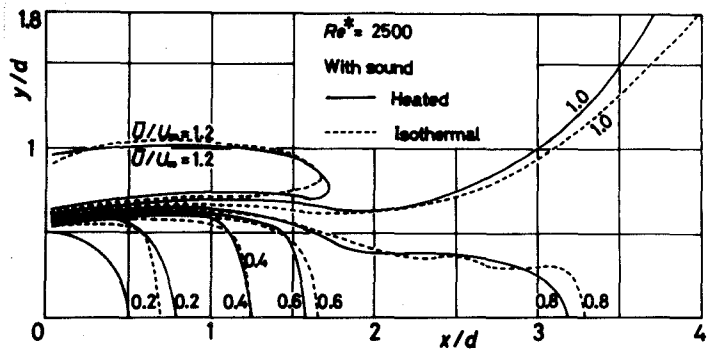
$Re^*=2500$の加熱円柱近傍後流の等平均速度$\overline{U}/U_\infty$線図，オーバ・オールの等変動速度$\sqrt{u^2}/U_\infty$線図，周期的等変動速度$\sqrt{u_f^2}/U_\infty$線図ならびに$\sqrt{u_{2f}^2}/U_\infty$線図において，音場を付加しない場合の結果を図6－5～6－8の(a)に，また，音場を付加した場合の結果を図6－5～6－8の(b)にそれぞれ示す．図6－5～6－8において，加熱の結果を実線で，等温の結果を破線で示してある．

音場を付加しない場合には，各等速度線図において，加熱の結果と等温の結果は，ほぼ一致する．また，音場の付加によって，加熱の場合には等温の場合と同様な影響を受け，両者の結果もほぼ一致するといえる．

加熱円柱近傍後流に及ぼす音響的かく乱の影響に対する定性的な傾向について述べたが，それらの効果をもっと明瞭に定量的に示すために，近傍後流の流れの流体力学的な諸量，すなわち，せん断層のう

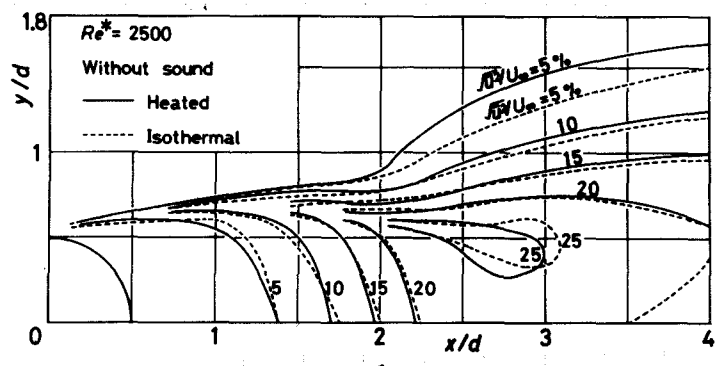


(a) 音場なし

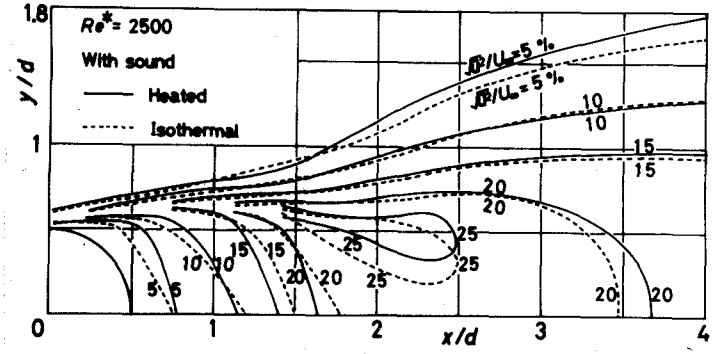


(b) 音場あり

図 6 - 5 等平均速度 $\overline{U}/U_\infty$ 線図 (Re^* = 2500)

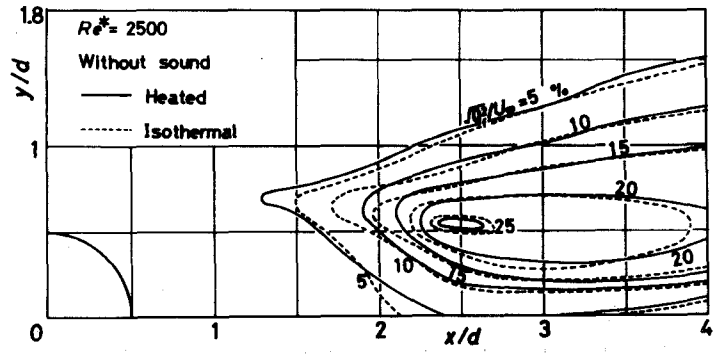


(a) 音場なし

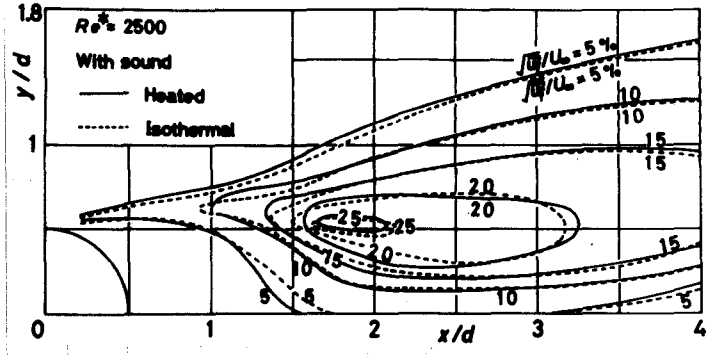


(b) 音場あり

図 6 - 6 等変動速度 $\sqrt{u^2}/U_\infty$ 線図 (Re^* = 2500)

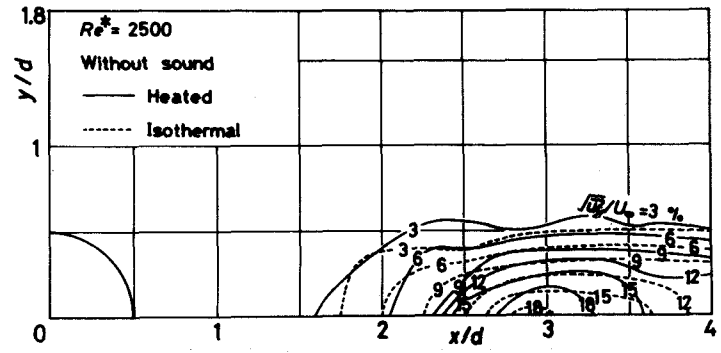


(a) 音場なし

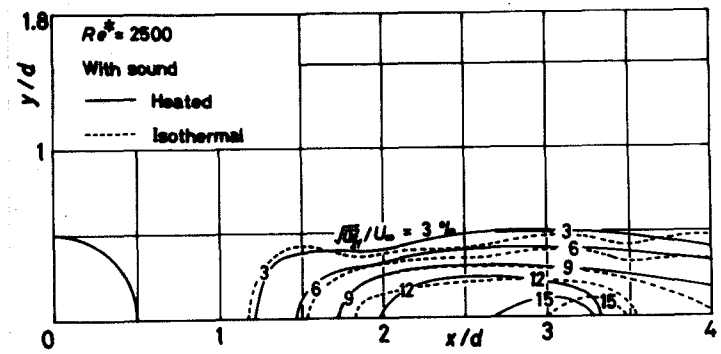


(b) 音場あり

図6－7　周期的等変動速度 $\sqrt{u_f^2}/U_\infty$ 線図（$Re^*=2500$）



(a) 音場なし



(b) 音場あり

図6－8　周期的等変動速度 $\sqrt{u_f^2}/U_\infty$ 線図（$Re^*=2500$）

ず度の輸送量Kと周期的な乱れエネルギ（$E_f + E_{zf}$）を求めた．

まず，y/dと$\bar{U}/U_\infty$の分布から，単位時間あたりの流れに直角な断面を通過する流れのせん断層のうず度の輸送量Kは，

$$K = \int_1^2 (\bar{U}/U_\infty)\{\partial(\bar{U}/U_\infty)/\partial y\}dy = (\bar{U}_2^2 - \bar{U}_1^2)/2U_\infty^2 \qquad (6.1)$$

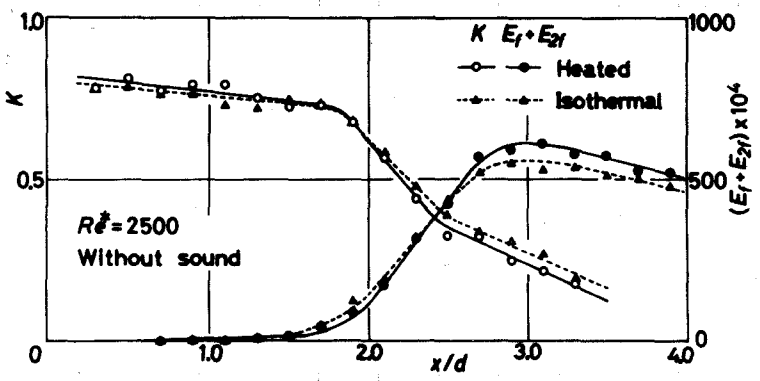
である．ここで，積分範囲1と2は，せん断層の内，外縁を示し，そして$\bar{U}_1$と$\bar{U}_2$は，それぞれにおける平均速度である．

一方，加熱円柱近傍の流れに直角な断面内における乱れエネルギのオーバ・オールE，ならびに周期的な乱れエネルギE_fとE_{zf}を無次元形で表わし，

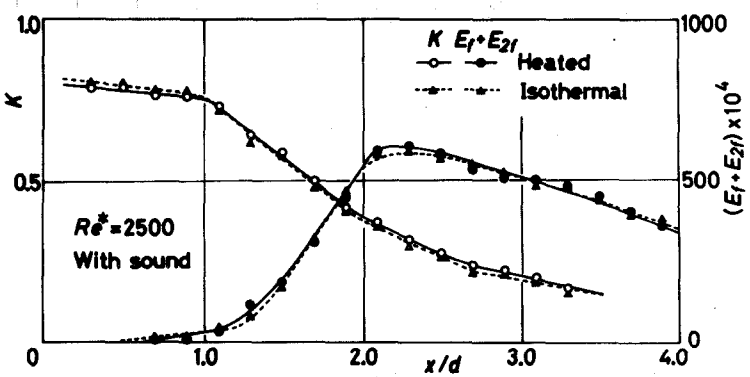
$$\left.\begin{aligned} E &= \int_0^\infty \frac{\overline{u^2}}{U_\infty} d\left(\frac{y}{d}\right) \\ E_f &= \int_0^\infty \frac{\overline{u_f^2}}{U_\infty} d\left(\frac{y}{d}\right) \\ E_{zf} &= \int_0^\infty \frac{\overline{u_{zf}^2}}{U_\infty} d\left(\frac{y}{d}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (6.2)$$

を定義する．

音場を付加しない場合の各x断面におけるKと（$E_f + E_{zf}$）を図6－9の(a)に示し，音場を付加した場合の結果を図6－9の(b)に示す．また，図6－9において，加熱の結果を実線で，等温の結果を破線で示してある．図6－9より，音響による流れへの干渉の結果，Kならびに（$E_f + E_{zf}$）は，加熱の場合にも等温の場合と同程度の影響を受け，音響を加えない場合と同様に，加熱の結果と等温の結果はほぼ一致する．



(a) 音場なし



(b) 音場あり

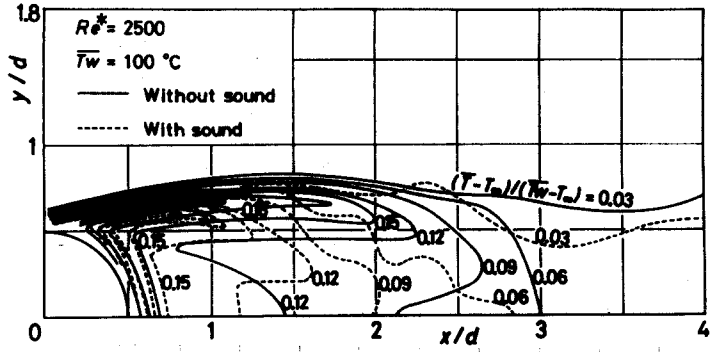
図6－9　うず度の輸送量Kと乱れエネルギ（E_f+E_{zf}）（$Re^*=2500$）

6.3.3 加熱円柱後流内の熱拡散

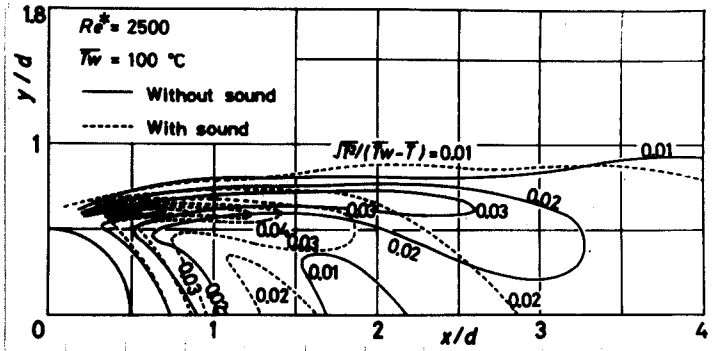
加熱円柱近傍後流内の速度と温度を同時に測定し，その局所平均温度$\overline{T}$を円柱壁温$\overline{T_w}$と気流温度T_∞で無次元化し，$(\overline{T}-T_\infty)/(\overline{T_w}-T_\infty)$で表現した等平均温度線図を図6－10(a)に示す．また，壁温と局所平均温度の差に対する相対的な温度変動の強さのオーバ・オール$\overline{t^2}/(\overline{T_w}-\overline{T})$の等変動温度線図を図6－10(b)に示す．周波数$f$を有した変動温度$t_f$ならびに$2f$成分の変動温度$t_{2f}$の相対的な強さをそれぞれ$\overline{t_f^2}/(\overline{T_w}-\overline{T})$および$\overline{t_{2f}^2}/(\overline{T_w}-\overline{T})$と表わし，それらの周期的等変動温度線図をそれぞれ図6－10の(c)と(d)に示す．図6－10では，音響的かく乱を加えない場合を実線で，加えた場合を破線で示してある．

時間平均熱伝達に関する限り，音響的かく乱の付加によって円柱背面上の温度境界層厚さが薄くなり，背面熱伝達率が増大するという定性的な説明は，図6－10(a)から与えられる．しかし，円柱背面のようにうず流出に基づくはく離ならびにうずによる熱量輸送などの非定常な熱伝達の現象を理解する上で，うず流出周波数を有した温度変動の挙動を知ることは重要である．

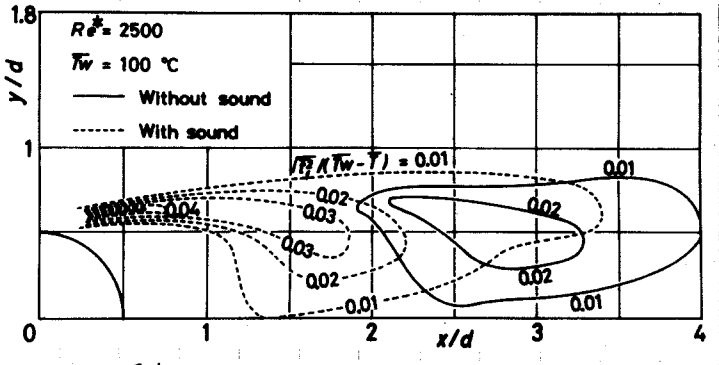
周期的な変動温度の分布を，周期的な変動速度の分布と対応させて議論することにする．流れに直角な断面内のせん断層内における周期的変動速度u_fと周期的変動温度t_fは，せん断層内の流れの平均速度$\overline{U}/U_\infty \fallingdotseq 0.5$付近において最大値$(u_f)_{max}$および$(t_f)_{max}$を示す．図6－7の等周期的変動速度$\overline{u_f^2}/U_\infty$線図と図6－10(c)の等周期的変動温度$\overline{t_f^2}/(\overline{T_w}-\overline{T})$線図からわかるように，加熱円柱表面からはがれた直後の幅の狭いせん断層内には，$\overline{u_f^2}/U_\infty$と$\overline{t_f^2}/(\overline{T_w}-\overline{T})$



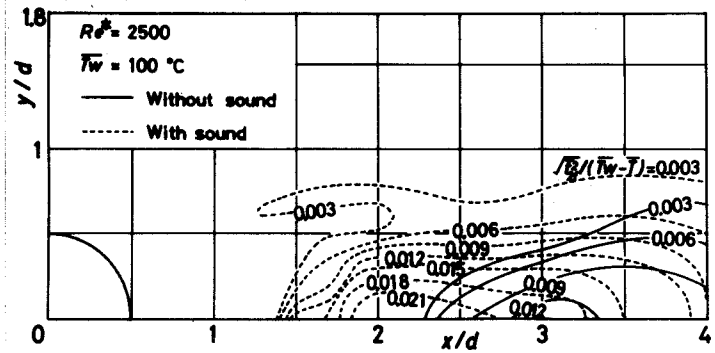
(a) 等平均温度 $(\overline{T}-T_\infty)/(\overline{T_w}-T_\infty)$ 線図



(b) 等変動温度 $\sqrt{\overline{t^2}}/(\overline{T_w}-\overline{T})$ 線図



(c) 周期的等変動温度 $\sqrt{\overline{t_f^2}}/(\overline{T_w}-\overline{T})$ 線図



(d) 周期的等変動温度 $\sqrt{\overline{t_{2f}^2}}/(\overline{T_w}-\overline{T})$ 線図

図 6-10 せん断層の熱拡散 ($\overline{T_w}$ = 100 °C, Re^* = 2500)

の分布が集中しているが，その$(u_f)_{max}$ならびに$(t_f)_{max}$は低い．しかし，下流に進むにつれてせん断層の拡散が促進され，$(u_f)_{max}$ならびに$(t_f)_{max}$も急増し，$\overline{u_f^2}/U_\infty$の分布と$\overline{t_f^2}/(T_w-T)$の分布も後流軸上にまで広がる．

したがって，このときには，加熱円柱後流軸上の変動速度$\overline{u_f^2}/U_\infty$と$\overline{t_f^2}/(T_w-T)$も急増し，はがれ直後のせん断層内で見られるような平均速度U/U_∞の著しく高い勾配も消滅し，うずの発生が近いことがわかる．図6－8と図6－10(d)に示されるように，円柱上下肩から現われるうずの作用によって，加熱円柱後流軸上のある点を中心とした等$\overline{u_f^2}/U_\infty$線ならびに$\overline{t_f^2}/(T_w-T)$線が顕著になる

一方，$Re^*=2500$の流れに対して音響的かく乱を付加した結果，音響による流れへの干渉の有無にかかわらず，速度場ならびに温度場の一般的様子に変化はないが，しかし音響による干渉を受けた流れの場では，せん断層の拡散が早められて，流れの各断面におけるせん断層内のu_fとt_fは増加する．したがって，図6－8と図6－10(d)に示されるように，後流軸まわりの等$\overline{u_f^2}/U_\infty$線と等$\overline{t_f^2}/(T_w-T)$線もより加熱円柱近くで顕著に現われる．

6.3.4 近傍後流速度場の三次元的特性

円柱からのはく離せん断層は，うず形成領域において明確な個性を持ったうずに成長し，下流に流出する．このうずは粘性および乱れの作用によって拡散するとともに，うず糸の三次元的変形が生ずるために，うずに基づく速度変動振幅は下流方向に減少する．本実験では，軸方向に配列された2本の二線

式プローブを用いて，最大乱れ位置におけるうず糸の形状を測定し，その結果を図6－11に示す．

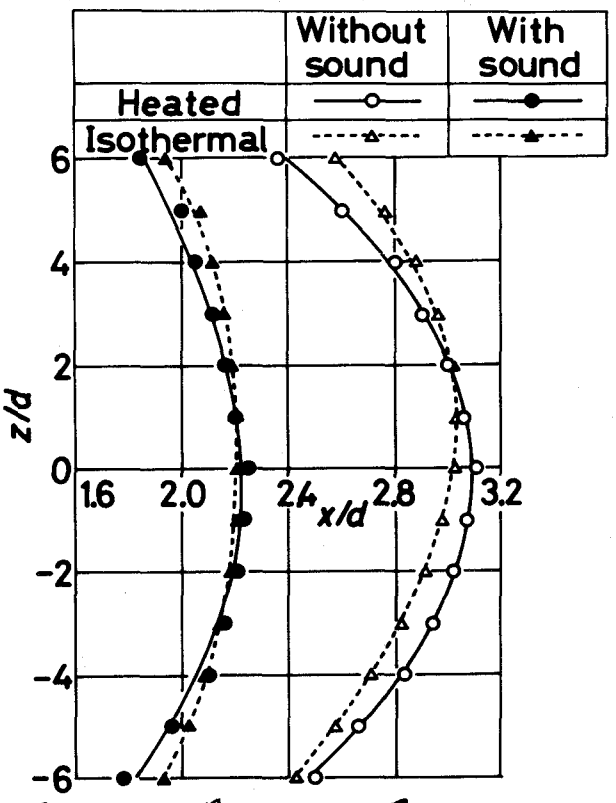


図6－11　最大乱れ位置（x/d）$_m$ におけるうず糸形状（Re^*= 2500）

図6－11から，円柱両端部をダクト側壁で支持した場合にも，うず糸形状は円柱軸に対して角度をもっていることがわかる．円柱軸に直角方向の音響的かく乱の付加によっても，軸方向の音響的かく乱の効果と同様に，加熱および等温の場合でうず糸の円柱への接近とともに，三次元的形状から二次元的形状へと変化する傾向が見られる．また，音響の付加の有無にかかわらず，加熱と等温の場合でそれらのうず糸の形状ならびに位置がほぼ一致していることがわかる．

6．4　まとめ

流れに直交する加熱円柱近傍後流に及ぼす軸に直角方向の音響的かく乱の効果に関して，変動する速度と温度を同時に測定することにより，次のことがわかった．

(1) 加熱円柱まわりの圧力分布，近傍後流の速度分布およびその三次元性については，膜温度の動粘性係数を使ったレイノルズ数に対して整理すれ

ば，等温の場合とほぼ同様になる．
(2) 加熱円柱後流内で見られる周期的な温度変動は，主に加熱円柱からのうず流出に基づくものであり，周期的な速度変動とその位相がほぼ180°ずれており，互いに強く関連している．
(3) 加熱円柱近傍後流の形成過程とその三次元的特性に及ぼす軸に直角方向の音響的かく乱の効果は，軸方向音響的かく乱の効果とほぼ一致する．

第7章 結言

本論文は，亜臨界域（$Re^* = 2500 \sim 20000$）の流れに直交した加熱円柱から気流中への熱伝達，とりわけ背面熱伝達が，音波の照射によってどのような影響を受けるかを，実験的に研究したものである．

円柱前方層流境界層領域については，その流動ならびに熱伝達も理論的解析によって良い結果が得られている．しかしながら，本研究が主に対象としたはく離領域の流れと熱伝達は，現在のところ理論的解析が困難な領域であって，実験的解析を行う意義が大きい．

実験は，主流に直角方向で円柱軸方向ならびに軸に直角方向に音響的かく乱を付加して行われ，その時の加熱円柱まわりの熱伝達率と圧力分布，ならびに近傍後流の速度場と温度場などが測定された．その結果，次の結論が得られた．

(1) 加熱円柱まわりの流動と熱伝達に及ぼす，軸に直角方向の音響的かく乱の効果と軸方向の音響的かく乱の効果は，ほぼ一致する．

(2) 加熱円柱からのうず流出過程に最も著しい影響を与える音響の周波数は，加熱円柱表面からはがれたせん断層状の流れの層流から乱流への遷移の際に出現する遷移波の周波数に関係したものである．

(3) 1%以下の乱れ強さの特定周波数を有する音響的かく乱は，円柱背面熱伝達率を著しく増加させるが，前面熱伝達率にはほとんど影響を与えない．

(4) 加熱円柱近傍後流の形成過程とその三次元的

特性に及ぼす音響的かく乱の効果は，はく離点の後退，乱流はく離せん断層の厚化の促進とその円柱壁面への接近，およびうず形成領域長さの減少ならびに後流うずへのエネルギ供給の促進とそれに伴ってうず糸を三次元的形状から二次元的形状へと変化させることであるが，これらは円柱背面の熱伝達率増加の機構に重要な役割を果たす．

(5) 円柱加熱によって，はく離せん断層内の速度変動の発達が遅れて，うず流出周波数は数Hz程度減少する．また，周期的な温度変動は，主に加熱円柱からのうず流出に基づくものであり，周期的な速度変動と強い関連がある．

(6) 本実験の低レイノルズ数範囲の強制対流の場では，あるレベル以上の強さの音響的かく乱の付加によって，thermoacoustic streaming と類似の現象が生ずる．

(7) 加熱円柱からのうず流出過程に最も著しい影響を与える音響周波数，円柱まわりの圧力分布，近傍後流の速度分布およびその三次元性については，膜温度の動粘性係数を使ったレイノルズ数に対して整理すれば，等温の場合とほぼ同様になる．

参考文献

(1) Van der Hegge Zijnen, B.G., Appl.Sci.Res., A. 7 (1958), 205.

(2) Commings, E.W. et al, Ind.Engng.Chem., 40-6 (1948), 1076.

(3) Kestin, J.and Maeder, P.F., NACA TN, 4018 (1957).

(4) Giedt, W.H., J.Aero.Sci., 18-11 (1951), 725.

(5) Seban, R.A., Trans.ASME, Ser. C, 82-2 (1960), 101.

(6) Merk, H.J., J.Fluid Mech., 5-3 (1959), 460.

(7) Kestin, J.and Wood, R.T., J.Fluid Mech., 44-3 (1970), 461.

(8) Kayalar, L., Forsch. Ing.-wes., 35-5 (1969), 157.

(9) 岡島・ほか2名，機講論，No. 208（昭44－4），93．

(10) Ranz, W.E.,化学工学, 26-6(昭37), 746.

(11) 佐野・西川，化学工学，28－11（昭39），956．

(12) Virk, P.S., Trans. ASME, Ser. C, 92-1 (1970), 206.

(13) 乙竹，化学工学，32－1（昭43），61．

(14) Spalding, D.B., J.Fluid Mech., 27-1 (1967), 97.

(15) Fand, R.M.and Cheng, P., Int. J.Heat & Mass Transf., 6-7 (1963), 571.

(16) 松和田・ほか3名，機論，42－360（昭51－8），2481．

(17) Naudascher, E.(ed.), Flow-Induced Structural Vibrations, (1974), Springer.

(18) 小林・船川，機誌，82－728（昭54－7），720．

(19) 森・徳田，機論，36－289（昭45－9），1510．

(20) 菱田・ほか2名，機論，43－365（昭52－1），225．

(21) 山中・安達，音響誌，27－5（昭46－5），246．

(22) 山中・安達，音響誌，27－12（昭46－12），611．

(23) 安達・ほか2名，機論，45－390（昭54－2），241．

(24) Bloor, S., J. Fluid Mech., 19-2 (1964), 290.

(25) Roshko, A., NACA TR, 1191 (1954).

(26) Schmidt, E.and Wenner, K., Forsch. Ing.-wes., 12-2 (1941), 65.

(27) Richardson, P.D., Chem.Engrs.Sci., 18-3 (1963), 149.

(28) Hilpert, R., Forsch. Ing.-wes., 4-5 (1933), 215.

(29) van Meel, D.A., Int.J. Heat & Mass Transf., 5-8 (1962), 715.

(30) Gerrard, J.H., J.Fluid Mech., 25-1 (1966), 143.

(31) 加藤・安達，航宇誌，24－270（昭51－7），333．

(32) 岡本・ほか2名，機論，46－405（昭55－5），掲載予定．

(33) Bishop, R.E.D.and Hassan, A.Y., Proc.Roy.Soc.Lond., Ser. A, 277-32 (1964), 51.

(34) Koopmann, G.H., J.Fluid Mech., 28-3 (1967), 501.

(35) Peterka, J.A.and Richardson, P.D., J.Fluid Mech., 37-2(1969), 265.

(36) Hama, F.R., Phys.Fluids., 6-4 (1963), 526.

(37) Toebes, G.H., Trans.ASME, Ser. D, 91-9 (1969), 493.

(38) Kestin, J., Advances in Heat Transf., vol.3 (1966), 1, Academic Press.

(39) Boulos, M.I.and Pei, D.C.T., Canad.J.Chem.Engng., 51-12 (1973), 673.

(40) 岡本・ほか2名，機論投稿予定．

(41) 有江・ほか3名，機構論，No．780－11（昭53－8），37．

(42) Fand, R.M.and Kaye, J., Trans.ASME, Ser. C, 83-2 (1961), 133.

(43) MarchmanⅢ, J.F., AIAA J., 15-7 (1977), 907.

(44) 滝塚・八田，第7回日本伝熱シンポジウム講演論文集（昭45－5），21．

謝辞

本研究は大阪大学基礎工学部機械工学教室で行われたものである．

この研究を通じて，終始貴重な御助言と有益な御討論をいただき，懇切な御指導を賜わった廣瀬達三大阪大学教授，ならびに安達勤筑波大学教授に慎んで感謝の意を表する．

また，暖かい激励と御援助の数々を賜わり，貴重な御助言をいただいた今市憲作大阪大学教授，さらには貴重な御研究の時間を割いて本論文を懇切丁寧に御検討下さり数々の有益，貴重な御助言をいただいた角谷典彦大阪大学教授，ならびに伊藤龍象大阪大学教授に深く感謝する．

実験およびデータ整理については，上杉一夫氏，安達美智雄氏，石川雅広氏，および広田岳史氏ら当時本学部学生であった諸氏，ならびに本学部四年生伊藤昌伸氏の御協力に負うところ大であった．厚く感謝する．

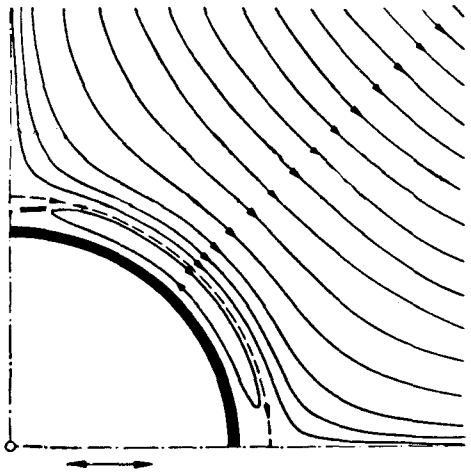
最後に，実験装置の製作にあたって御援助をいただいた村上芳則大阪大学助手，ならびに山口文雄大阪大学技官の二氏の御好意に感謝する次第である．

付 録

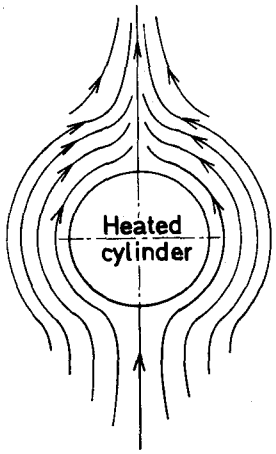
Thermoacoustic streaming について

Fand 5[42] は水平円柱の軸に直角に音波をあてて，熱伝達率の定量的な測定を行った．これは，円柱直径18 mm，振動数1100～6120 Hz，温度差0～140 °C，音の強さ（SPL）0～151 dBの範囲で定常音波，進行音波を付加し水平円柱まわりの自然対流における熱伝達への影響について完全吸音室内で実験されたものであるが，140～142 dB以上の音の強さで熱伝達率は著しく増加した．この理由は次のように考えられる．静止した粘性流体中で等温円柱が微小振幅の並進振動をする場合，あるいは平面音波が進行している流体中に静止した等温円柱があってその音の波長が円柱の直径よりも大きい場合には，図A－1に示すように円柱のまわりには周期的な粘性流れが生ずるのみならず，変動の非線形的な効果によって二次的な定常流れが生ずる*．次に円柱を加熱して，図A－2のような自然対流の流れを生じさせると，第一に図A－1に示すような内側のうず運動は伝熱面のごく近くで乱流熱輸動の効果を示しだす．第二に図A－1に示すような外側のstreamingが円柱の上面で図A－2の示す上向きの流れとぶつかり，うずを生ずる作用をしてこれが流れのはく離をうながし熱伝達率を増加させる．第三に図A－2の円柱の下半分では，図A－1の下半分の円柱近くの上向き流れが重なって対流を促進し熱伝達を増加させる．

* Schlichting, H., Boundary-Layer Theory, 6th edition, 414, McGraw-Hill.



図A－1　振動する円柱まわりに生ずるstreaming



図A－2　水平円柱まわりの自然対流の流線

このように音波による熱伝達の増大は，音波のない場の流れに変化をあたえ，うず流れを生ずると同時に全体の流れを乱すために生ずることが明白である．後にFand らはこのうず流れ，すなわち流れに直角な円柱の後に生ずるカルマンうずのように円柱の上部の二つのうずの発達によって特長づけられる流れを煙を用いて観察し，thermoacoustic streamingと名付けた．

一方，本実験ではある強さ以上の音波の照射によってうず流出周波数が増加するが，この音波の照射によるうず流出過程を促進させる効果が現象的に見た場合にthermoacoustic streaming と類似であることから，うず流出周波数の増加によって熱量輸送が促進されることが考えられる．