

剥離せん断層の刺激による
構造物の渦励振制御

比江島 慎二

剥離せん断層の刺激による 構造物の渦励振制御

1996年2月

比江島 慎二

論文要旨

剥離せん断層の刺激による構造物の渦励振制御

比江島慎二

吊橋、斜張橋などの長大橋梁あるいは送電鉄塔、煙突、タワー、高層ビルなどの土木・建築構造物は空力的に鈍い (bluff) 断面形状をしており、多くの場合、物体表面から流れが剥離し、剥離した境界層 (剥離せん断層) から巻き上がった渦による変動空気力や、剥離せん断層と物体振動との相互作用により生じる非定常空気力の作用によって空力弾性振動 (フラッター、渦励振など) が発生する。これらの構造物まわりの流れは剥離をとまなうため、航空機翼などの流線形状物体のようなポテンシャル流に基づく理論的解析が困難である。そのため構造物の設計をする際には各構造物断面ごとに風洞実験が行われ、その空力安定性が検討されているのが実状である。また剥離をとまなう複雑な流れのために、空力弾性振動の特性や発生メカニズム自体に不明な点も多く、その解明が構造物の耐風設計あるいは空力弾性振動の制振を行ううえでの重要な課題である。

物体表面から剥離して生じる剥離せん断層は、その厚さ方向に急激な速度変化をとまなう流れであり、その速度変化等がある条件を満たすとき流体力学的に不安定となる。この不安定性によって、剥離せん断層は音響などの微小な外乱にさえも敏感に反応し容易に特性が変化する。航空の分野では、音響による攪乱が物体まわりの剥離せん断層内で増幅され物体まわりの流れを変化させる効果を利用して、静止翼まわり流れの剥離構造の制御や定常空気力特性を改善する試みがなされている。音響のような周期的な攪乱が剥離せん断層に送られると、剥離せん断層内には音響攪乱と同じ周波数成分の微小な変動 (変動の種) が発生する。発生した微小変動は剥離せん断層の移流不安定性により流下とともに増幅され、やがては孤立渦に巻き上がり翼まわりのフローパターンを変化させることができる。その結果、翼の定常空気力特性が改善されるのである。静止円柱まわりの流れについても同様の音響付加実験が行われており、音響刺激により境界層の剥離直後に生じた小スケールの渦が、下流に生じるカルマン渦の形成過程に変化を与えることなどが報告されている。なおこのような音響攪乱による物体まわりの流れ制御を効果的に行うためには、剥離せん断層内におい

て最も増幅されやすい変動の周波数と同じ周波数の音響を付加することが必要であり、その周波数は通常、物体後流に形成されるカルマン渦放出周波数より数倍～数十倍程度高い。

一方、音響などの攪乱が物体まわりの流れの特性を変化させる効果を用いて、物体の空力弾性振動を制御しようとする試みもなされている。例えば、航空機翼のフラッター振動の応答速度や応答変位を音響攪乱にフィードバックし、フラッター振動数と同じ周波数の音響を翼まわり流れへ付加することによって、フラッター発生の限界風速を上昇させるなどの効果を得ているものがある。この場合は翼まわりで流れは剥離しておらず、ポテンシャル流に近い流れのもとで翼の下流端の不安定性をフィードバックアルゴリズムに基づいて音響により刺激し、伴流の流れの変化によってフラッターの要因となる非定常空気力を変化させている。しかし土木・建築構造物のような剥離せん断層が要因となるような空力弾性振動に対して、音響を用いて制振した例は見られない。

本論文は、土木・建築構造物のように物体まわりで流れの剥離をとめない、その剥離せん断層が要因となって生じる空力弾性振動に対し、音響などの周期的攪乱を剥離流れに付加することによって制御することを試みた。制御法としては、剥離せん断層内で最も増幅されやすい周波数の音響攪乱(周期的攪乱)を付加し、付加した攪乱を剥離せん断層の不安定性を利用して効率的に増幅させることにより、物体まわり流れの特性ならびに物体に作用する空気力特性を変化させる。そして、その制御効果、制御特性および制御メカニズムについて検討した。最も典型的な空力弾性振動である円柱の渦励振を制御対象とし、風洞実験および数値流体解析により検討した。

本論文は全5章より構成されており、それぞれ以下のような内容について論じている。

第1章では、序論として空力弾性振動についての概要やその原因となる物体まわりの流れの不安定性、さらに流れの不安定性を利用した音響による流れ制御について述べている。

第2章では、風洞実験を通して、比較的応答振幅の小さい円柱の渦励振に対する音響の効果および制振特性について論じている。応答振幅の小さい渦励振について検討したのは、音響の効果がより顕著に現れるようにするためである。ラウドスピーカにより円柱まわりの流れに付加した音響は、単一周波数とし、およそ100Hz～1kHzの範囲で検討した。円柱の渦励振制御に最も効果の高い音響周波数は、剥離せん断層内に存在する遷移波と呼ばれる微小変動の周波数に近いことが判明した。これは遷移波の周波数付近の攪乱が剥離せん断層内で最も増幅されやすいことが原因と考えられる。

また制振効果は、無音響時の渦励振の応答振幅の大きさに依存し、無音響時の応答振幅が大きいほど制振効果は低下する。しかし無音響時の応答振幅が大きい場合でも、音響の強さを大きくすることで制振効果を高められることが明らかとなった。

第3章では、音響攪乱を円柱表面上の2点における周期的湧き出し・吸い込み（周期的攪乱）に置き換えて有限要素法による数値流体解析を行い、周期的攪乱付加時の円柱まわりの流れや渦励振特性の変化について検討するとともに、風洞実験との比較をとおして渦励振の制振メカニズムについて論じている。静止円柱に対する解析では、遷移波の周波数付近の周期的攪乱の付加が、円柱まわりの流れの特性を変化させるのに効果的であることが明らかとなった。さらに渦励振に対する効果を検討したところ、やはり遷移波周波数付近の周期的攪乱を付加するとき応答振幅が低減されるなどの顕著な効果が見られた。しかし応答振幅が最大となる風速やそれより高い風速域では渦励振を低減できる反面、それより低い風速域では渦励振が増幅される結果となった。このような渦励振の応答振幅の変化には、遷移波周波数付近の周期的攪乱付加による後流渦放出周波数の増加が要因となっていることが判明した。すなわち解析で扱った渦励振は後流渦による強制振動的性質が強かったため、遷移波周波数付近の周期的攪乱付加による後流渦放出周波数の増加が、後流渦放出周波数を円柱との共振振動数から遠ざけるように働くときは応答振幅は低減し、共振振動数に近づけるように働くときは応答振幅が増幅されたと考えられる。風洞実験では、渦励振の応答振幅が最大となる風速よりも低い風速域でも応答振幅の低減効果が得られており、解析結果とは多少異なる傾向が見られた。風洞実験の渦励振がある程度、自励振動的な性質を有していたことが、解析での強制振動的な性質を有する渦励振とは異なる傾向を示した原因の1つであると考えられる。しかし、その他にも音響付加により渦放出の2次元性が乱される効果などが原因である可能性も考えられ、今後さらに検討する必要がある。

第4章では、第3章の数値シミュレーションから得られた静止円柱まわりの平均速度分布に対し線形安定性解析を行い、流れ場の不安定性の観点から、周期的攪乱が円柱まわりの流れ場へ与える効果について論じている。剥離せん断層中で最も増幅率の高い周波数について線形安定性解析より得られた結果は、BloorやWeiが実験から予測した遷移波周波数とほぼ一致し、遷移波が剥離せん断層の不安定性から生じるという従来からの予測を解析的に裏付けた。数値シミュレーションで渦励振特性を変化させる原因とされた、遷移波周波数付近の周期的攪乱付加による後流渦放出周波数の

増加は、円柱後流の主流方向速度分布の変化にともなう円柱後流部の不安定性の変化が原因であることが明らかとなった。

第5章は、本論文の結論であり、各章で得られた主な知見を総括して述べるとともに、今後の研究課題を示している。

以上、本論文は、円柱まわりに形成される剥離流れを音響攪乱などの微小攪乱によって刺激し、剥離流れの特性を変化させることによって円柱の渦励振を制御する手法について一連の議論を行ったものである。この手法は、より小さな制御エネルギーで効率的に物体まわりの流れが変化させられるように、物体まわりの剥離流れの不安定性を最大限に利用することにより付加した微小攪乱を剥離せん断層内で増幅させる。したがって適切な制御を行うためには、物体まわりの流れの不安定性についても十分に検討する必要がある。さらにこのような物体まわりの流れの不安定性に関する検討をとおして、不明な点の多い物体の空力弾性振動の特性や発生メカニズムについても、将来何らかの手がかりが得られるものとする。

目 次

第1章 序論.....	I-1
1. 1 建設構造物の空力弾性振動.....	I-1
1. 2 剥離せん断層の不安定性.....	I-3
1. 3 音響による流れの制御.....	I-5
1. 4 本論文の目的および構成.....	I-7
参考文献 (第1章)	I-9
図表 (第1章)	I-12
第2章 音響による円柱渦励振制御の風洞実験.....	II-1
2. 1 はじめに.....	II-1
2. 2 風洞実験の概要.....	II-3
2. 3 実験結果および考察.....	II-5
2. 4 まとめ.....	II-11
参考文献 (第2章)	II-12
図表 (第2章)	II-14
第3章 円柱まわり流れの周期的湧き出し・吸い込みによる制御の有限要素解析	III-1
3. 1 はじめに.....	III-1
3. 2 解析条件および解析モデル.....	III-3
3. 3 有限要素法の定式化および解析手順.....	III-7
3. 4 静止円柱まわりの流れの解析.....	III-14
3. 5 渦励振に対する周期的攪乱の効果.....	III-20
3. 6 風洞実験との比較.....	III-22
3. 7 まとめ.....	III-25

参考文献 (第3章)	III-28
------------------	--------

図表 (第3章)	III-31
----------------	--------

第4章 線形安定性理論による円柱まわりの流れの安定性評価.....	IV-1
-----------------------------------	------

4.1 はじめに.....	IV-1
---------------	------

4.2 線形安定性理論.....	IV-2
------------------	------

4.3 解析結果および考察.....	IV-7
--------------------	------

4.4 まとめ.....	IV-11
--------------	-------

参考文献 (第4章)	IV-12
------------------	-------

図表 (第4章)	IV-13
----------------	-------

第5章 結論.....	V-1
-------------	-----

謝辞

第1章

序論

1. 1 建設構造物の空力弾性振動

吊橋、斜張橋などの長大橋梁あるいは送電鉄塔、煙突、タワー、高層ビルのような塔状構造物は、非常にフレキシブルな構造をしており、風と構造物の相互作用によるいわゆる空力弾性振動がしばしば問題となる。1940年にアメリカで起こった Tacoma Narrows 橋（中央径間長 853m）の落橋事故は、橋桁断面まわりの流れと橋桁自体の振動との相互作用によって生じる自己励起的な空力弾性振動が原因とされており、空力弾性振動が時には構造物を崩壊させるほどの破壊力を有することを示している。

構造物の空力弾性振動は、大きく3つのタイプに分類される（表1.1）。1つは構造物自身の運動によって生じた負減衰力が、構造物の振動を自励的に増幅させるフラッターと呼ばれる現象である。フラッターはその特性に応じてさらに、曲げフラッター（ギャロッピング）、ねじれフラッター、曲げねじれ連成フラッターおよびその他（送電線等で発生するウエイク励起フラッター等）に分類される。フラッターは自励的な振幅の増幅作用により、瞬時に構造物を崩壊に導く危険があるため耐風設計にあたっては第一義的な検討項目とされる。先の Tacoma Narrows 橋の場合も、ねじれフラッターが崩壊の原因とされている。2つめの空力弾性振動のタイプとして構造物から剥離した渦の作用によって、構造物が振動する渦励振と呼ばれる現象がある。渦励振はその発生機構によって、構造物後流に周期的に放出されるカルマン渦によるもの（カルマン渦励振）と、構造物前縁エッジから剥離する渦によるもの（前縁剥離渦励振）に分類される¹⁾。前者はカルマン渦の放出周波数と構造物の固有振動数とが一致する風速付近で発生し、渦励振の応答振幅が小さい場合は周期的なカルマン渦放出による強制振動的な性質が強いが、応答振幅が大きくなると物体自身の運動に起因する

自励振動的な性質を有するようになる。また応答振幅が大きくなると、渦放出周波数が物体振動数に引き込まれるいわゆる lock-in 現象なども生じる。後者の渦励振は、矩形断面などの前縁エッジから剥離したせん断層と後縁エッジとの衝突によるエッジトーン的なフィードバック作用によって物体周辺流れに特定周波数の渦が励起し²⁾、物体振動との干渉によって自励的に渦励振を発生すると考えられている。渦励振は限定振幅振動であり、瞬時に構造物の破壊につながる恐れは少ない。しかし渦励振の発生風速域が比較的低いことから頻繁に出現して疲労破壊を起こしたり、また構造物内の人間に対して心理的・生理的不快感を与える可能性がある。3つめの空力弾性振動のタイプはパフティング（あるいはガスト応答）で、上流側構造物の後流の乱れや接近流に含まれる乱れなどによって強制的に引き起こされる不規則振動である。

土木・建築構造物は空力的に鈍い (bluff) 断面形状をしており、多くの場合、物体表面からの流れの剥離をとめない、物体周辺に剥離せん断層を形成する。したがって航空機翼などの流線形状物体まわり流れのようなポテンシャル流に基づく理論的解析が困難であるため、構造物の設計をする際には各構造物断面ごとに風洞実験が行われ、その空力安定性が検討されているのが実状である。また剥離をとまなう複雑な流れのために、空力弾性振動の特性や発生メカニズム自体に不明な点も多く、その解明が構造物の耐風設計あるいは制振を行ううえでの重要な課題である。

1. 2 剥離せん断層の不安定性

剥離せん断層は、その厚さ方向に急激な速度変化をともなう流れであり、その速度変化等がある条件を満たすとき流体力学的に不安定となる。この不安定性によって剥離せん断層は物体振動やその他の外乱に対して敏感に反応し、そのような刺激が加えられると物体周辺の流れの特性が容易に変化させられることが知られている³⁾。

剥離せん断層の不安定性を示す典型的な例として空力音がある。例えば、図 1.1 に示したキャビティ（くぼみ）付近の流れでは、上流側エッジから剥離せん断層が発達し、それが下流側エッジへ衝突して圧力変動（音響）を生じ、その圧力変動は上流にフィードバックして剥離せん断層を刺激する。流体力学的に不安定な剥離せん断層は小さな圧力変動の刺激にも容易に反応して新たな攪乱を生じ、その攪乱が流下して下流側エッジに衝突するときさらに大きな圧力変動を発生する。そして再び上流にフィードバックしてさらに大きな攪乱を生じる。このように剥離せん断層は、上流エッジから下流エッジまで渦が移流する時間 t_c と下流エッジで発生した圧力変動が音速で上流エッジまでフィードバックされるまでの時間 t_f を合わせた時間 $T (= t_c + t_f)$ を 1 周期とする間隔で、下流からの圧力変動による刺激を受けて攪乱を増幅し、キャビティの寸法に依存した単一周波数の非常に大きな音響を発生することになる。音響と剥離せん断層の自励的相互作用によって生じるこのような現象は空力音響と呼ばれ、しばしば高速鉄道や車両の走行時に発生する。

また空力音は、土木・建築の分野でも強風が吹く日の橋梁高欄⁴⁵⁾や高層住宅⁴⁶⁾などで観測されることがある。写真 1.1 および図 1.2 は橋梁高欄などでよく見られる平板列構造物において発生する空力音について、われわれが行った風洞実験⁷⁰⁾である。この実験では、風向に対して平板列を角度 θ で置いたときキーンという高い純音性の空力音が発生し、図 1.2(b) に示すように、その周波数は風速の増加とともにステップ状に増加した。この空力音は、それぞれの平板の上流側のエッジから剥離したせん断層と下流側のエッジとの間で、前述のキャビティで生じる空力音に類似した現象が生じ（図 1.2(c,d)）、その圧力変動が平板列の間の空間を特性長とする音響モードに共鳴することによって大きな音響を発生する。図 1.2(b) の各ステップの周波数は、この音響モードの周波数に相当すると考えられる。

上述のような空力音以外にも、剥離せん断層が巻き上がって生じた渦が要因となって発生する渦

励振や、剥離せん断層と物体振動との相互作用により生じた非定常空気が要因となるフラッターなどの空力弾性振動の特性も、このような剥離せん断層の不安定性が深く関わっていると考えられる。しかし剥離せん断層の不安定性と空力弾性振動との関係についてはまだ不明な点が多く、剥離せん断層の不安定性やその特性を明らかにすることより、土木・建築構造物の空力弾性振動の特性、さらには発生メカニズムの解明に重要な手がかりが得られると考えられる。

1.3 音響による流れの制御

航空の分野では、音響による攪乱が物体まわりの不安定な剥離流れを刺激し、その特性を変化させる効果を利用して、静止翼の剥離構造の制御や定常空気力特性を改善する試みがなされている⁹⁾⁻¹⁰⁾。剥離を生じている翼まわりの流れを音響により刺激すると、剥離せん断層内には音響攪乱と同じ周波数成分の微小な変動(変動の種)が発生する。発生した微小変動は剥離せん断層の移流不安定性により下流とともに増幅され、やがては孤立渦に巻き上がり翼まわりのフローパターンを変化させることができる。その結果、翼の定常空気力特性を改善することができる。図1.3の例¹⁰⁾は翼まわり流れへの音響刺激により翼表面近くに巻き上がった渦(渦のスケールは翼弦長の1/8程度)が、外部流れから翼表面付近の流れへの運動量の輸送を促進し境界層の剥離を遅らせている様子を示している。静止円柱まわりの流れについても同様の音響付加実験¹⁷⁾⁻²⁰⁾が行われており、音響刺激により境界層の剥離直後に生じた小スケールの渦が、下流に生じるカルマン渦の形成過程に変化を与えることなどが報告されている(図1.4)。なおこのような音響攪乱による流れ制御を効果的に行うためには、剥離せん断層内において最も増幅されやすい変動の周波数と同じ周波数の音響を剥離流れに付加することが必要であると考えられる。静止翼の場合、最も増幅されやすい変動の周波数は、翼まわりの境界層の速度分布に対する線形安定性解析(非粘性、平行流近似)において増幅率が最も高くなるような周波数にほぼ一致することが報告されている⁹⁾。また静止円柱の場合、後流に形成されるカルマン渦放出周波数より数倍～数十倍程度高い周波数の音響が、円柱まわりの流れの特性を変化させるのに最も効果的であることが実験によって示されている¹⁷⁾⁻²⁰⁾。

一方、空力弾性振動の制御に音響攪乱を適用した例はあまり見られないが、Huang²⁵⁾、Lu and Huang²⁶⁾、Lu, Pan and Yeh²⁷⁾などが翼のフラッターの応答速度や応答変位を翼の内側あるいは外側に設置されたラウドスピーカにフィードバックし、フラッター振動数と同じ周波数の音響攪乱として翼まわり流れへ付加することによって、フラッター発生の限界風速を上昇させるなどの効果を得ている。この場合は翼まわりで流れは剥離しておらず、ポテンシャル流に近い流れのもとで翼の下流端の不安定性をフィードバックアルゴリズムに基づいて音響により刺激し、伴流の流れの変化によって翼に作用する非定常空気力を変化させている。また Matsumoto²⁸⁾らは、静止した橋桁断面模型まわりの流れに音響(周波数 f_s)を付加したとき、桁に作用する変動圧力のパワースペクトル値がピークとなる

無次元風速 ($U/(f_s D)$) が桁の渦励振開始無次元風速 ($U/(f_0 D)$, f_0 は模型固有振動数) とほぼ一致することを示し、音響付加が橋桁の渦励振の特性の把握に有効であることを報告している。しかし土木・建築構造物で見られる空力弾性振動のように、剥離せん断層が原因となる空力弾性振動に対して音響を用いて制振を試みた例は見られない。本研究では、土木・建築構造物のように物体まわりで流れの剥離をとめない、その剥離せん断層が原因となって生じる空力弾性振動に対し、音響あるいは音響に類似した微小な周期的擾乱が剥離せん断層内で増幅され物体まわりの流れを変化させる効果を利用して、これを制御することを試みる。なおフィードバック制御は行わず、物体まわりの流れを効率よく変化させられるように、剥離せん断層内で最も増幅されやすい周波数の周期的擾乱(音響)を物体まわりの流れに付加することにより制振を試みる。

なお、このような物体まわりの流れを能動的に変化させ空力弾性振動を制御する手法としては、音響を用いる以外に、構造物の上流側隅角部でローターを回転させることにより流体を加速し流体の剥離を遅らせる²⁹⁾、物体表面からジェットを噴出し流体の再付着を促進する³⁰⁾、物体振動の位相にあわせて物体表面よりゲートを出し物体まわりの流れを擾乱する³¹⁾などがある(図1.5)。また物体まわりの流れのエネルギーを制振に利用する手法として、構造物に取り付けられた補助翼を能動的に動かすことによって、構造物に作用する空気力と逆位相の空気力を発生させる制振法³²⁾³³⁾(図1.6)なども注目されている。いずれの制振法も、今後、構造物の高層化・長大化に対し、従来の断面形状変化による空力安定化の方法(図1.7³⁴⁾)に加えて、より効果的な空力弾性振動の制御法として期待される。

1. 4 本論文の目的および構成

振動する物体まわりの流れを音響あるいは音響に類似した微小攪乱を用いて変化させることが可能ならば、従来の制振方法に比べてより小さな制振エネルギーによって、より効率的に空力弾性振動を制御できる可能性がある。本論文は、音響などの微小攪乱により剥離せん断層内に生じた攪乱が剥離せん断層の不安定性によって流下とともに増幅され、増幅した攪乱によって物体まわりの流れの特性が変化させられる効果を、流れの剥離が要因となって生じる空力弾性振動の制御に応用し、その制御効果、制御特性および制御メカニズムについて検討したものである。なおフィードバック制御は行わず、物体まわりの流れを効率よく変化させられるように、剥離せん断層内で最も増幅されやすい周波数の周期的攪乱（音響）を物体まわりの流れに付加することにより制振を試みる。最も典型的な空力弾性振動である円柱の渦励振を制御対象とし、風洞実験および数値流体解析により検討した。また、このような物体まわりの流れの不安定性に関わる現象の解明を通して、不明な点の多い空力弾性振動の特性やその発生メカニズムについても、何らかの手がかりが得られるものと考えている。

本論文は全5章より構成されており、それぞれ以下のような内容について論じている。

第1章では、序論として空力弾性振動についての概要やその原因となる物体まわりの流れの不安定性、さらに流れの不安定性を利用した音響による流れ制御について述べている。

第2章では、風洞実験を通して、円柱模型の渦励振に対する音響の効果および制振特性について論じている。具体的には、渦励振制御に効果のある音響周波数の特性、制振効果に与える音響の強さの影響および無音響時の渦励振応答振幅の大きさが制振効果に与える影響などについて検討している。

第3章では、円柱表面上の2点における周期的湧き出し・吸い込み（周期的攪乱）により剥離せん断層を刺激する数値流体解析をALE有限要素法により行い、周期的攪乱付加時の円柱まわりの流れや渦励振特性の変化および制振メカニズムについて論じている。解析ではまず、静止円柱まわりの流れに周期的攪乱を付加し、周期的攪乱の周波数の変化による空気力特性や流れ場の変化について詳細に検討する。次に、渦励振を発生している円柱まわりの流れに周期的攪乱を付加し、制振特性について風洞実験結果と比較するとともに、制振メカニズムについて考察する。

第4章では、線形安定性理論により、流れ場の安定性の観点から、音響などの周期的攪乱が円柱まわりの流れ場へ与える効果について論じる。

第5章は、本論文の結論であり、各章で得られた主な知見を総括して述べるとともに、今後の研究課題を示している。

参考文献 (第1章)

- 1) 白石, 松本: 渦励振の発生機構と応答評価
- 2) 中村, 中島, 渡辺: 偏平な構造断面中の渦励振—曲げ振動—, 九州大学応用力学研究所所報, 第59号, pp.67-78, 1983.
- 3) 浅井, 西岡: 前縁剥離流の受容性, ながれ, 10, pp.35-46, 1991.
- 4) 加来, 山下: アルミ高欄からの騒音発生, 日本騒音制御工学会技術発表会講演論文集, pp.129-132, 1982.
- 5) 柴田, 森: 橋梁高欄からの発生騒音に関する実験的考察, 第17回日本道路会議論文集, pp.736-737, 1987.
- 6) 須田, 吉岡: 超高層集合住宅における風騒音の特性, 日本風工学会誌, No.63, pp.59-60, 1995.
- 7) 比江島, 嶋田, 木村, 藤野, 野村: 平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究, 日本風工学会誌, No.55, pp.111-112, 1993.
- 8) Kimura, K., Fujino, Y. and Hiejima, S.: An experimental study on aerodynamic noise from handrails of flat plate cascades, *Proceedings of the 9th International Conference on Wind Engineering*, Vol. 5, 1995.
- 9) 浅井, 西岡, 古本: 翼面上剥離泡流れの音波に対する応答, 日本航空宇宙学会誌, 第42巻第485号, pp.395-402, 1994.
- 10) 西岡, 浅井, 古本: 渦の音響励起による翼の失速制御, 日本航空宇宙学会誌, 第43巻第492号, pp.53-58, 1994.
- 11) Ahuja, K. K. et al.: Control of turbulent boundary layer flows by sound, *AIAA Paper* No. 83-0726, 1983.
- 12) Ahuja, K. K. and Burrin, R. H.: Control of flow by sound, *AIAA Paper* No. 84-2298, 1984.
- 13) Hsiao, F. B.: Control of wall-separated flow by internal acoustic excitation, *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 8, pp.1440-1446, 1990.
- 14) Zaman, K. B. M. Q. et al.: Effect of acoustic excitation on the flow over a low-Re airfoil, *J. Fluid Mech.*, Vol. 182, pp.127-148, 1987.
- 15) Zaman, K. B. M. Q. and McKinzie, D. J.: Control of laminar separation over airfoils by acoustic excitation,

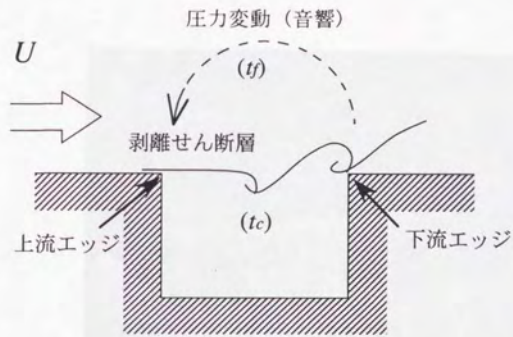
- AIAA Journal*, Vol. 29, No. 7, pp.1075-1083, 1991.
- 16) Zaman, K. B. M. Q. : Effect of acoustic excitation on stalled flows over an airfoil, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 6, pp.1492-1499, 1992.
- 17) Hsiao, F. B. et al : Experimental study of an acoustically excited flow over a circular cylinder, *Transport Phenomena in Thermal Control* (ed. G. J. Hwang), pp.537-546, New York: Hemisphere, 1989.
- 18) Hsiao, F. B. and Shyu, J. Y. : Influence of internal acoustic excitation upon flow passing a circular cylinder, *Journal of Fluids and Structures*, 5, pp.427-442, 1991.
- 19) Peterka, J. A. and Richardson, P. D. : Effect of sound on separated flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, part 2, pp.265-287, 1969.
- 20) Sheridan, J. et al. : The Kelvin-Helmholtz instability of the separated shear layer from a circular cylinder, *Proc. of IUTAM Symp. on Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities*(ed. H. Eckelmann et al.), pp.115-118, Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- 21) Zobnin, A. B. and Sushchik, M. M. : Influence of a high-frequency sound field on vortex generation in the wake of a cylinder, *Sov. Phys. Acoust.*, 35(1), Jan.-Feb., pp.37-39, 1989.
- 22) 岡本, 廣瀬, 安達: 円柱からの渦流出に及ぼす音波の影響 (円柱軸方向に音響的かく乱を加えた場合), 日本機械学会論文集 (B編), 46巻405号, pp.813-820, 1980.
- 23) 岡本 寛: 円柱からの渦流出に及ぼす音響の干渉 —円柱軸に直角方向に音響的かく乱を加えた場合—, 空気調和・衛生工学会論文集, No. 44, pp.1-10, 1990.
- 24) 山中, 安達: 円柱からの渦発生に及ぼす音響の干渉, 日本音響学会誌, 27巻5号, pp.246-256, 1971.
- 25) Huang, X. Y. : Active control of aerofoil flutter, *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 8, pp.1126-1132, 1987.
- 26) Lu, P. and Huang, L. : Flutter suppression of thin airfoils using active acoustic excitations, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 12, pp.2873-2881, 1992.
- 27) Lu, P., Pan, D. and Yeh, D. : Transonic flutter suppression using active acoustic excitations, *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 4, pp.694-702, 1995.
- 28) Matsumoto, M. et al. : Judgement of vortex-induced oscillation characteristics of bluff bodies by applied sound, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 52, pp.229-235, 1994.

- 29) 久保, 安田, 加藤: 境界層加速による正方形角柱の耐風制振法, 構造工学論文集, Vol. 37A, pp.989-994, 1991.
- 30) 岡南, 橋口, 矢野: Jet による空力安定化効果に関する基礎的研究, 第11回風工学シンポジウム論文集, pp.79-84, 1990.
- 31) 日下部, 佐藤, 関谷: アクティブコントロールによるフラッター制振に関する実験的研究, 第13回風工学シンポジウム論文集, pp.431-436, 1994.
- 32) 小林, 永岡: 吊橋のフラッターの能動的制御, 第11回風工学シンポジウム論文集, pp.103-106, 1990.
- 33) Wilde, K., Masukawa, J., Fujino, Y., and Bhartia, B.: Active control of flutter instability of bridge deck, *Proceedings of the First World Conference on Structural Control*, Vol. 1, 1994.
- 34) 土木学会構造工学委員会振動制御小委員会編: 振動制御コロキウム PART.A 構造物の振動制御, pp.20, 1991.

図 表 (第1章)

表1.1 構造物の空力的不安定振動の分類

現 象	現象発生機構
ギャロッピング	構造物の運動による非定常空気がもたらす自励振動
ねじれフラッター	
曲げねじれフラッター	
渦励振	後流の非定常性による変動空気がもたらす振動 自励振動的性質も有する
パフエッティング	接近流の乱れによる変動空気がもたらす強制振動



1 周期 $T = t_c + t_f$

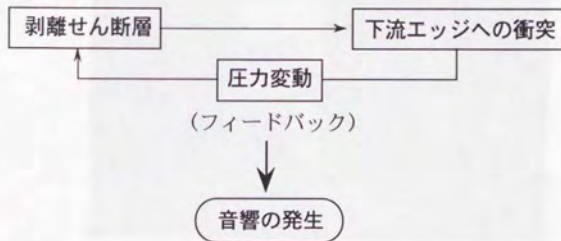


図1.1 空力音響

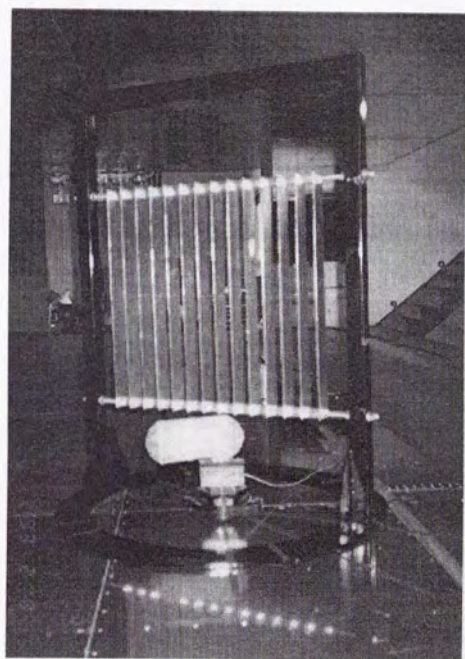
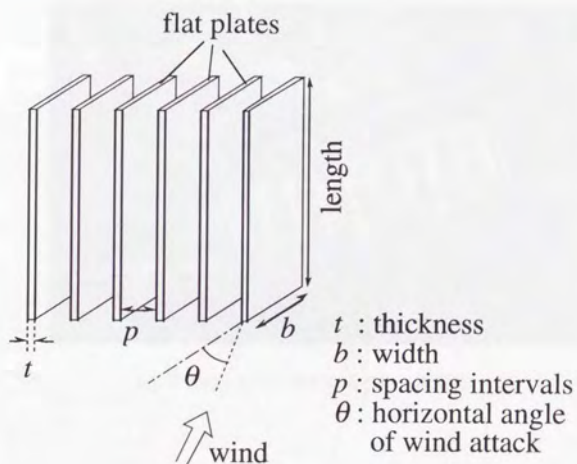
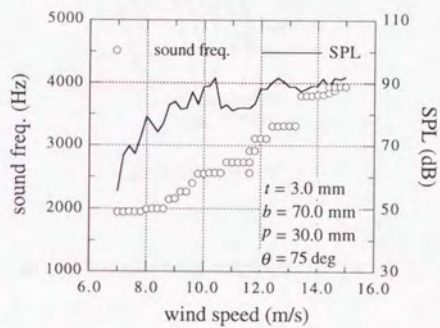


写真1.1 平板列の空力音の測定の様子（風洞実験）

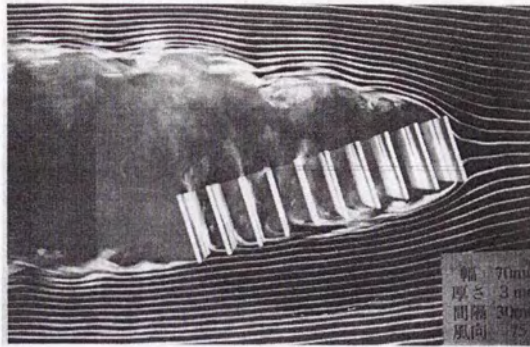


(a) 平板列構造

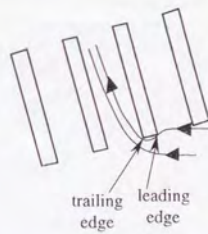


(b) 空力音の周波数および音圧レベル

図1.2 平板列の空力音の風洞実験



(c) 平板列まわりの流れの可視化 (煙風洞)



(d) 空力音の発生源

図 1.2 平板列の空力音の風洞実験 (つづき)

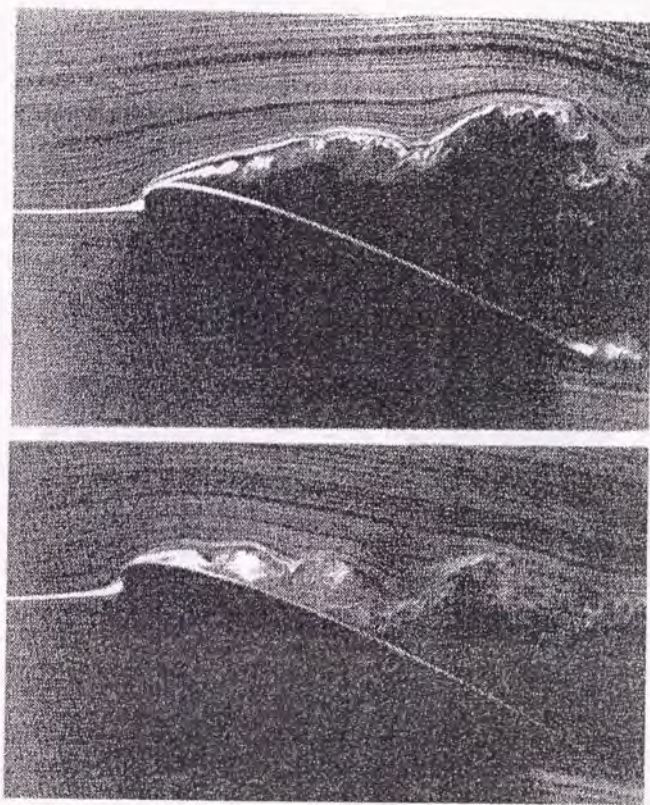


図1.3 音響による翼まわり流れの剥離制御¹⁰⁾ (上: 音なし, 下: 100Hzの音響付加)

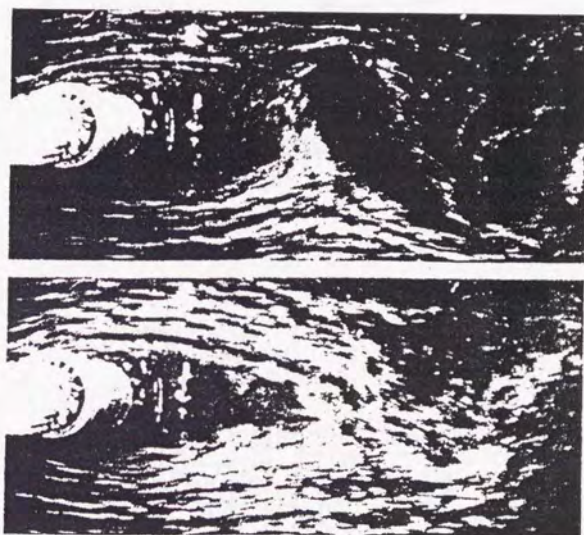
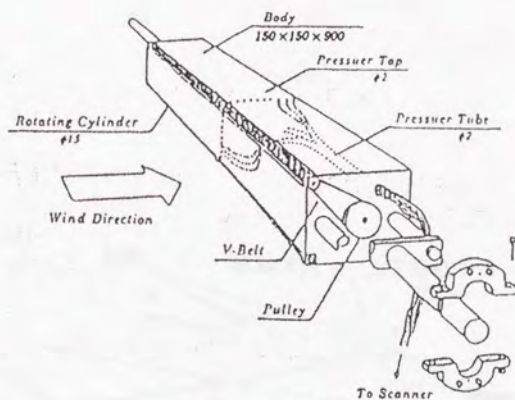
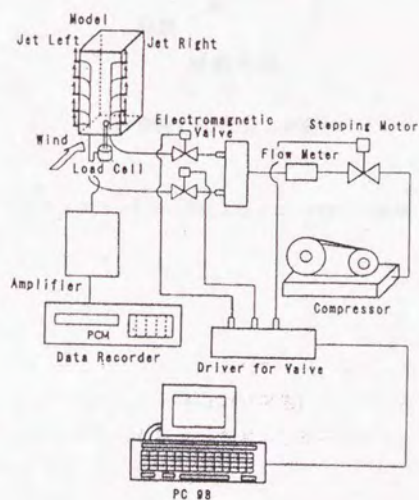


図1.4 音響によるカルマン渦の変化¹⁸⁾ (上: 音なし, 下: 200Hzの音響付加)

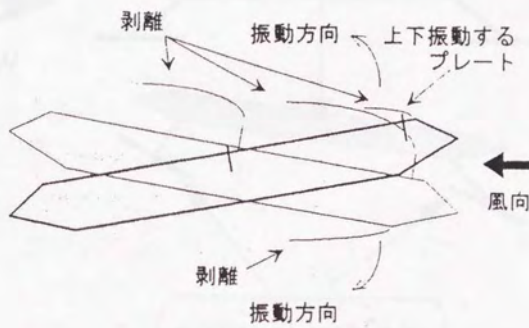


(a) ローターによる制振法²⁹⁾



(b) ジェットによる制振法³⁰⁾

図1.5 アクティブコントロールによるフローパターン制御



(c) 振動ゲートによる制振法³¹⁾

図1.5 アクティブコントロールによるフローパターン制御 (つづき)

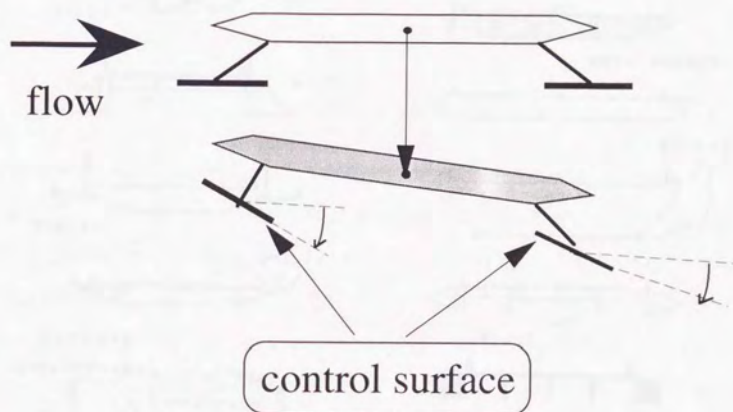
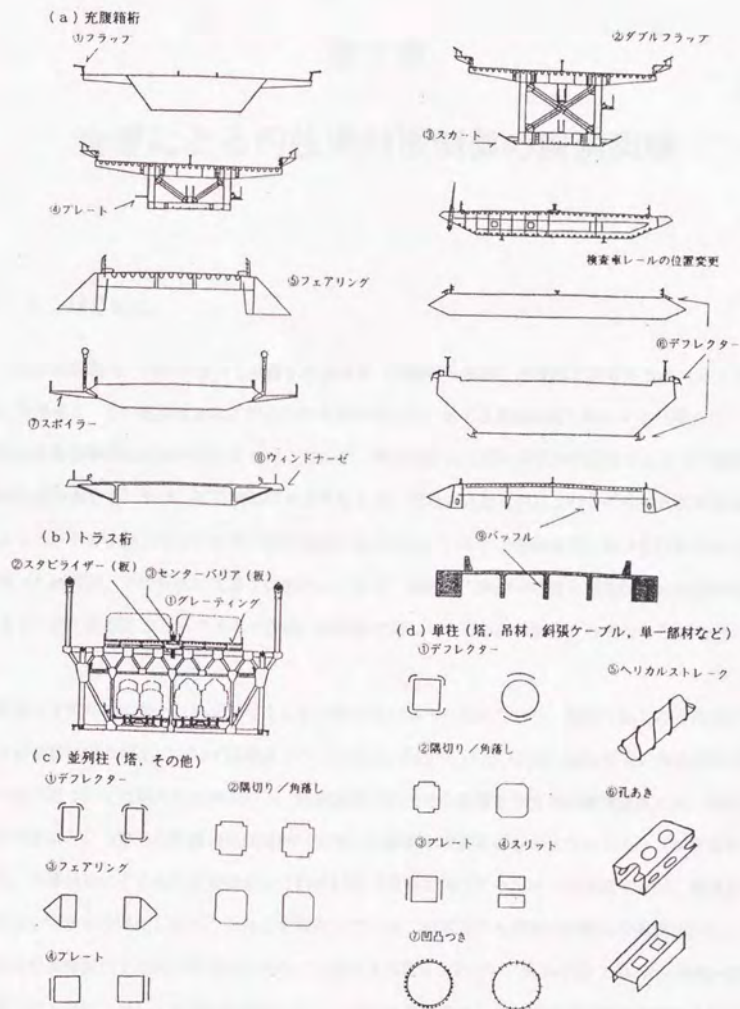


図1.6 補助翼による空力アクティブ制御³²⁾³³⁾



第2章

音響による円柱渦励振制御の風洞実験

2.1 はじめに

円柱の渦励振は、円柱表面から剥離した境界層（剥離せん断層）が後流で交差する渦（カルマン渦）を形成し、その放出周波数と円柱の固有振動数とが一致する風速付近で発生する（図2.1）。渦励振の応答振幅が比較的小さいときは、カルマン渦放出による変動空気が励振力となって強制振動的な渦励振を生じるが、応答振幅が大きくなると、円柱の運動と円柱まわりの流体との相互作用によって非定常空気が生じ自励振動的性質が強くなる。いずれの振動特性の場合も円柱まわりの剥離せん断層が、その発生に大きな役割をしており、剥離せん断層の特性を音響などの周期的攪乱によって変化させることができるならば、渦励振に対しても何らかの影響を与えることが期待できる。

既往の音響付加実験は、静止円柱まわりの流れについて行われており、振動円柱まわりの流れに対する音響付加の効果については検討されていない。山中¹⁾らは $Re = 1800 \sim 5600$ 付近の静止円柱まわりの流れについて音響付加実験を行い、後流渦発生に大きな影響を与える音響周波数には、後流渦放出周波数と、剥離せん断層の乱流遷移に関係した擾乱の周波数付近の2つのグループが存在すること、音響付加により渦発生位置がより円柱に近づき渦の持つエネルギーも増加するが、渦発生周波数はわずかに変化しないことなどを報告している。岡本ら²⁾も同様の音響付加実験を行い、音響により後流渦の2次元性が高められることなどを報告している。一方、Zobnin ら³⁾は $Re = 2000 \sim 3000$ 付近で静止円柱に対して音響付加実験を行い、渦放出周波数の4倍程度の周波数の音響により渦の空間的相関性が強まり、逆にその前後の周波数の音響では渦の空間的相関性が弱まり渦放出周波数も変化すると述べている。また Hsiao ら⁵⁾は音響を円柱の外部から付加するのではなく、円柱の内部

から円柱表面のスロットを通して流れの中に放出し、静止円柱に作用する定常空気力や渦放出周波数を変化させるのに成功している。

本章では渦励振を発生している円柱の周辺流れに音響を付加する風洞実験を行い、音響による円柱の渦励振の制振可能性について検討する。また円柱の渦励振抑制に効果のある音響周波数や、音響の強さと制振効果の関係などについて考察を加える。

2.2 風洞実験の概要

2.2.1 実験装置

実験は吸込み式エッフェル型の低風速風洞内において行った。風洞上部から見た風洞内実験装置の概略を図2.2に、風洞下流からの実験装置の概観を写真2.1に示す。座標系は気流方向を x 、円柱模型の軸方向を z 、それらに直交する方向を y として原点は円柱模型スパン中央断面中心にとった。風洞内は仕切り壁によって、模型を設置する測定用風路（幅450mm、高さ1800mm）と音響を発生するためのスピーカ設置部とに分離した。測定用風路内の境界層の発達を抑えるため、仕切り壁の上流先端部をくさび状に鋭くとがらせた。また模型の上流には2枚の整流用スクリーンを設けた。測定用風路内の気流の一様性を確認するため、円柱位置において平均風速 \bar{U} と乱れ強さ I_u ($= (u_{r.m.s.}/\bar{U}) \times 100(\%)$)、 $u_{r.m.s.}$ は速度変動の r.m.s 値、 \bar{U} ($\approx 5.6\text{m/s}$) は測定用風路内のピトー管位置での主流流速) の分布を熱線風速計によって測定した結果を図2.3に示す。なお各測定点でのデータサンプリングは、ローパスフィルタ 700Hz、サンプリング周波数 2kHz、サンプリング時間 300sec で行った。模型端部付近では乱れの強さが大きくなるが、全体的におよそ2%以内に乱れの強さを抑えることができた。

円柱模型および音響発生用スピーカ部の概略を図2.4に示す。模型（総重量 989gf）は直径 D が 100mm、スパン400mmの亚克力製の円柱で、両端にはエッジを鋭くとがらせた直径400mmのバルサ製の端板を取り付けた。後流の2次元性を確保するには端板の直径を円柱直径の8倍以上とすることが必要⁷⁾という報告もあるが、端板を大きくしすぎるとスピーカから発生した音が端板で遮られてしまい音の効果が出にくいこと、測定用風路内の境界層発達を抑えるなどして測定用2次元風路に2次端板としての役割を持たせておける程度2次元性は確保されていると考えられることなどから今回は上記寸法の端板を使用した。模型は平行な2枚のリン青銅製の板バネにより片端だけを支持し他端は自由とした。なお板バネは取り付け台と端板のそれぞれに剛結しているため、模型はロッキングを起こさず鉛直方向 (y 軸方向) に並進振動する。音響は風洞内仕切り壁に設置した直径400mmのコーン形スピーカ（フォステクス社製FW405）によって円柱軸方向 (z 軸方向) に発生させた。なおスピーカから発生した音が端板で遮られるのを防ぐため、スピーカの中心を円柱模

型の中心軸から185mm下流にずらして設置した。またスピーカ前面はステンレス製のスクリーンで覆い、スピーカ面の凹凸によって気流が乱されるのを防いだ。

2. 2. 2 測定方法

測定方法の概略を図2.5に示す。模型の変位は端板に取り付けたターゲットの動きをレーザー変位計（オムロン社製 3Z4M-J12）でとらえ、ローパスフィルタで110Hz以上の周波数成分を除去し、FFTアナライザで周波数解析を行った。またレーザー変位計でとらえた信号は、A/D変換（サンプリング周波数：500Hz、サンプリング時間：300sec）してr.m.s値を求め、このr.m.s値に $\sqrt{2}$ を乗じたものを渦励振時の振幅として定義した。周波数発生器によって発生させた単一周波数の信号はオーディオアンプ（Panasonic社製 RAMSA）で増幅してスピーカに入力した。なおスピーカに入力される信号がスピーカの許容量を超えないように電圧計によって監視した。また模型の構造減衰は電磁ダンパーを用いて連続的に変化できるようにした（写真2.2）。

2. 3 実験結果および考察

2. 3. 1 無音響時の渦励振特性および音響付加時の風洞内の音場

実験では固有振動数の異なる2種類の模型（固有振動数 f_n はそれぞれ 10.1Hz および 5.9Hz）を用い、対数構造減衰率を $\delta = 0.039, 0.044, 0.053, 0.069$ の4通りに変化させた。それぞれの模型について音響を付加しないときの換算風速-無次元振幅図を図2.6に示す。図中、 A_0 は無音響時の渦励振応答振幅、 U はピトー管位置での風速、 D は円柱直径を示す。また黒くプロットした点は渦励振の応答振幅が最大となった点である。

模型を設置した状態で無風時にスピーカによって音響を発生させ、風洞内の円柱模型付近に生じる音場の一部を測定したのが図2.7である。図中のいずれの周波数の音響もスピーカへの入力パワーを 78.1Watt として発生させた。風洞壁や模型の存在によって音響モードを生じ（図2.7(b)）、風洞内の音場性状が複雑に変化している様子がうかがえる。一般にこのような音響を用いる場合、風洞の天井と床、壁と壁、天井と模型表面、ハニカムと風洞吹き出し出口などの間を特性長とする音響モードが発生し⁸⁾、その固有周波数域では風洞内音響の強さが著しく大きくなることがある。さらに音響を円柱の片側だけから放射することによる円柱軸方向の音場の非一様性（図2.7(a)）や端板付近での音響の回折現象によって、模型周辺の音場の性状はより複雑に変化する。音場の特性が渦励振の制御にどのように影響するかは明らかでないが、渦励振制御に効果のある音響周波数の特性については風洞内の音場に依存しないことを別途行った予備実験⁹⁾（使用した風洞寸法が高さ 1.9m、幅 16.0m で測定部側面が一部開放型となっており形成される音場も異なる）との比較で確認している。また同じ音響周波数であれば形成される音響モード形状も同一であるので、付加する音響周波数を一定に保持した状態で音響の強さを変化させれば、音響モードの存在の有無に関わらず制振効果に与える音響の強さの効果も検討できると考えられる。

ところで音響を加える方向は、風洞内の仕切り壁に設置したスピーカから円柱軸方向に加える以外に、スピーカを風洞天井あるいは風洞床に設置して円柱軸直角方向から加えることも考えられる。しかしこの方法ではスピーカと円柱模型との距離がより遠くなってしまい模型付近で十分な音響パワーが得られないこと、また静止円柱に対する実験ではどちらの方向からの音響付加でも効果の特

性に変化がないことが報告されていること³⁾などから、本実験では円柱軸方向から音響を加えることにした。また模型両側からスピーカで音響を加える方が大きな音響パワーを得ることができるが、静止円柱に対する実験³⁾では、片側および両側からの音響付加による効果の特性にそれほど大きな違いは認められていないことから、本実験では片側からの音響付加とした。

2. 3. 2 渦励振に効果のある音響周波数

スピーカへの入力パワー P_a を78.1Wattで一定（模型近傍での音圧レベルは音響周波数によって異なるが105dB～130dB程度）とし、付加する音響の周波数 f_a を100Hz～1kHzの範囲で変化させたときの各風速域での渦励振応答振幅の変化を、模型固有振動数 $f_n = 10.1\text{Hz}$ 、対数構造減衰率 $\delta = 0.053$ のもとで測定した結果を図2.8に示す。なお制振効果の指標として、以下に定義する渦励振振幅の低減率 γ を用いた。

$$\gamma = \left(1.0 - \frac{A_a}{A_0} \right) \times 100 \quad (\%) \quad (2.1)$$

ここで、 A_a ：音響付加時の渦励振応答振幅、 A_0 ：音響を付加しないときの渦励振応答振幅である。各ケースとも付加する音響の周波数によって制振効果は異なり、それぞれ制振効果が最も高くなる音響周波数が存在する。図には振幅の低減率の最も高かった音響周波数が矢印で示してあり、いずれのケースも渦励振振動数（10.1Hz）の40倍程度の周波数（390Hz～460Hz）付近に最も低減率の高い音響周波数が集中している。図2.9はその低減率の最も高かった周波数の音響を加えたときの渦励振応答振幅の時刻歴である。もともと応答振幅の小さい無次元風速 $U/(f_n D) = 5.25$ の付近では、音響を付加しないときは乱れの影響のためか間断的に渦励振が生じているが、音響を付加したときはほぼ完全に渦励振が抑えられているのが分かる。また応答振幅がより大きくほぼ定期的に渦励振が生じている風速域では、音響の付加により渦励振の発生が間断的なものに変化し、平均的な振幅が抑えられている。なお音響付加により渦励振が抑制されても間断的に渦励振が発生しているのは、主流に含まれる乱れの影響と思われるが、このような非定常性のある応答振幅の評価としてはサンプリング時間を長くする（本実験では300sec程度とした）ことで対処している。

次に、固有振動数 $f_n = 5.9\text{Hz}$ の模型を対数構造減衰率 δ を0.039, 0.044, 0.053, 0.069の4通りに変

化させ、それぞれの渦励振応答最大時（図 2.6(b)の黒マーク）において音響を付加したときの結果を図 2.10 に示す。この場合も制振効果の高い周波数帯域は渦励振振動数よりかなり高い周波数（150Hz ~ 190Hz 付近）に存在しており、対数構造減衰率による違いはあまり見られない。図中の矢印は、応答振幅の低減率の最も高かった音響周波数である。また図 2.11 はそれぞれの対数構造減衰率において応答振幅の低減率が最も高かった音響周波数を加えたときの応答振幅の時刻歴である。

上記の2種類の模型を用いた実験では、渦励振に効果のある音響周波数は、いずれも渦励振振動数の数十倍のオーダーの周波数付近（固有振動数 $f_n = 10.1\text{Hz}$ のときは 400Hz 付近、 $f_n = 5.9\text{Hz}$ のときは 200Hz 付近）に存在しており、渦励振発生時の無次元風速域や模型の構造減衰の違いによる変化はほとんど見られない。すなわち渦励振に効果のある音響周波数は、無音響時の渦励振応答振幅の大きさには影響を受けず、模型固有振動数の違いすなわちレイノルズ数の違い（ $f_n = 10.1\text{Hz}$ のときは $Re = 22000$ 、 $f_n = 5.9\text{Hz}$ のときは $Re = 38000$ ）に影響を受けると考えられる。そこでさまざまな模型固有振動数あるいは風速域のもとで行った予備実験⁹⁾のデータとともに、渦励振制御に最も効果のある音響周波数を横軸をレイノルズ数 Re としてプロットしたのが図 2.12 である。図の縦軸は最も効果の高かった音響周波数 f_a^* をそれぞれの模型固有振動数 f_n で無次元化してある。なお図中には、Wei¹⁰⁾と Bloor¹¹⁾が音響などを付加しない状態の静止円柱まわりの剥離せん断層において自然発生する遷移波と呼ばれる微小変動の周波数 f_t を測定し、静止円柱の渦放出周波数 f_s で無次元化した値も示してある。実線と破線はそれぞれ Wei および Bloor の遷移波周波数の測定結果から得られた回歸曲線であり、それぞれ次式で表される。

Wei の式（実線）

$$\frac{f_t}{f_s} = \left(\frac{Re}{470} \right)^{0.87} \quad (2.2)$$

Bloor の式（破線）

$$\frac{f_t}{f_s} = 0.1Re^{0.5} \quad (2.3)$$

従来の静止円柱に対する音響付加実験¹¹⁻¹⁴⁾によれば、静止円柱まわりの流れにこれらの遷移波と呼ばれる微小変動の周波数付近の音響を付加することによって、後流渦や円柱に作用する定常空気力特

性が効果的に変化させられると報告されている。今回の渦励振制御の実験において最も効果の高かった音響周波数はほぼ Wei の示した関係式(2.2)上に分布しており、渦励振制御に対しても静止円柱の場合と同様、遷移波周波数付近の音響により剥離せん断層を刺激することが効果的であると判断できる。

遷移波は円柱表面から剥離した剥離せん断層が層流から乱流へ移行する際、乱れに先立って現れる正弦波状の微小変動のことである。この微小な変動は最初規則正しい正弦波状をしており振幅も小さいが、下流に進むにつれて振幅が増大し、やがては正弦波形から乱流の不規則波形へと連続的に移行することが知られている^{10)~15)}。一般に剥離せん断層内の微小擾乱

$$\hat{v} = \phi(y) \exp[i(\alpha x - \sigma t)] \quad (2.4)$$

の挙動は以下の Orr-Sommerfeld 方程式によって記述される¹⁶⁾。

$$\left(U - \frac{\sigma}{\alpha} \right) \left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \right) \phi - \frac{d^2 U}{dy^2} \phi = \frac{1}{i \alpha Re} \left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \right)^2 \phi \quad (2.5)$$

ここには α は実数で波数を表し、 σ は複素数で実部 σ_r が周波数、虚部 σ_i が時間的増幅率を表す。式(2.5)は同次の境界条件のもとで固有値問題を構成し、与えられた (α, Re) および速度分布 $U(y)$ に対し固有値 σ と固有関数 $\phi(y)$ を定める。擾乱は $\exp(\sigma t)$ で時間的に消長するので、流れは増幅率 σ_i が正の擾乱に対し不安定となる。円柱まわりの剥離せん断層に生じる遷移波も、気流中に自然に含まれる乱れなどの外乱により生じた微小な変動が、剥離せん断層の速度分布により決定されるこのような固有の不安定性によって増幅され発生すると考えられる¹⁷⁾。なかでも最も増幅率の高い周波数の変動が選択的に増幅され、遷移波などの不安定波を生じると考えられる。静止円柱に対する可視化実験¹⁰⁾⁽²⁾⁽¹³⁾では、円柱表面から剥がれたせん断層内に遷移波が自然発生する様子などもとらえられている。遷移波の周波数に近い周波数の音響を人工的に付加することにより流れが変化する現象も、音響によって流れ中に生じた擾乱が剥離せん断層の増幅効果によって増幅され、全体の流れに影響を与えるほどの変動に成長するのが原因であると考えられる。

ところで今回の実験で渦励振に効果のあった音響周波数は、Bloor の遷移波周波数の予測値よりも Wei の遷移波周波数の予測値に近い値を示した。従来の静止円柱に対する音響付加実験^{11)~14)}では、静止円柱まわりの流れや定常空気力特性を変化させるのに効果的な音響周波数は、Bloor の予測値に近

い値を示しているものもある。剥離せん断層内の遷移波の測定値について、Wei は Bloor との比較において以下のことを指摘している。すなわち Bloor のように熱線風速計により剥離せん断層内の遷移波周波数を測定しようとする場合、後流渦放出にともなう剥離せん断層の上下振動により、ある位置に固定された熱線風速計の先端部は常に剥離せん断層内にあるとは限らず、剥離せん断層部を出入りし断続的に遷移波を感知することになる。このような検出信号の断続性により、スペクトル解析結果は影響を受け、本来の遷移波周波数とは異なる値の遷移波周波数が観測される可能性があるとしている。なお Wei は可視化実験を行い、1 周期の後流渦放出で剥離せん断層内に形成される遷移波の数を数えることにより、遷移波周波数の予測式を導いている。しかし遷移波の形成過程は、円柱端部の条件や円柱のアスペクト比、あるいは Re 数などの実験条件によって変化する可能性もあり、現状では一概にどちらの遷移波周波数の予測値が正しいとも言えない。いずれにせよ、剥離せん断層内で最も増幅されやすい周波数の音響で流れを刺激することが円柱の静止・振動にかかわらず空力特性を変化させるのに効果的であると考えられる。

また渦励振時の物体振動数と同じ周波数を有する音響の効果については、別途予備実験⁹⁾において固有振動数 15.6Hz の円柱模型を用いて検討した。結果の一例（対数構造減衰率 $\delta=0.019$ 、無次元風速 $U/(f_p D)=5.13$ 、スピーカへの入力パワー $P_a=50.0\text{Watt}$ ）を図 2.13 に示す。図は模型固有振動数付近の低周波数の音響の効果に分かりやすいように横軸を対数でとってある。遷移波周波数に近いと思われる 800Hz 付近の音響に比べ、物体振動数と同じ 15.6Hz 付近の音響（図の矢印）では渦励振に対する効果はほとんど得られていない。なお山中ら¹⁾も静止円柱における音響付加実験において、後流渦放出周波数付近の音響は遷移波周波数付近の音響ほどの効果はないという結果を示している。しかし、静止円柱後流渦の信号を円柱下流に設置した熱線風速計でとらえてスピーカにフィードバックし、その音響を円柱まわりの流れに付加したり^{18),19)}、音響を円柱内部から円柱表面の細いスリットを通して円柱周辺流れに放出し外部からの音響付加よりも効率的に流れに刺激を与える²⁰⁾などして、後流渦放出周波数の音響を静止円柱周辺の流れ制御に利用したいいくつかの既往の研究成果もある。今回の実験や山中らの実験では、フィードバック制御等の特別な音響付加方法を用いていないため、後流渦放出周波数の音響ではあまり効果が得られなかった可能性もある。また本実験で発生した 15Hz 程度の低周波数の音響は、発生できたとしても高周波数の音響に比べ 20dB 程度もパワーが低いことも効果が得られない原因の 1 つであると考えられる。

2. 3. 3 制振効果に与える無音響時の応答振幅の影響および音響の強さの効果

固有振動数 $f_n = 10.1\text{Hz}$ (図 2.6(a)) の対数構造減衰率 $\delta = 0.053$ のケースの渦励振に対し、各風速域において最も効果の高い $390\text{Hz} \sim 460\text{Hz}$ の音響を付加したときの応答振幅の変化を図 2.14 に示す。いずれの風速域も音響付加により応答振幅が低減され、スピーカへの入力パワー P_a を大きくするほど高い制振効果が得られている。このうち図中に矢印で示した無音響時の応答振幅が最大となる風速 (U_1)、応答振幅最大時風速より低い風速 (U_2)、応答振幅最大時風速より高い風速 (U_3) の 3 風速域について縦軸を応答振幅の低減率 γ にして音響の効果を比較してみると、3 風速域のなかで無音響時の振幅が最大となる風速 (U_1) の振幅の低減率が最も低いのが分かる (図 2.15)。無音響時の振幅が最大となる風速域では、物体振動がまわりの流れに及ぼす影響が強いため音響の効果が現れにくいのが原因と考えられる。

そこで対数構造減衰率 δ を変化させることによって無音響時の応答振幅の最大値 (以下 $A_{o,max}$ と記述する) をさまざまに変化させ、音響による制振効果に与える $A_{o,max}$ の影響を検討したのが図 2.16 である。なお図の各ケースの $A_{o,max}$ は図 2.6 の黒マークに対応する。またいずれのケースも最も効果の高い音響周波数すなわち $f_n = 10.1\text{Hz}$ の模型では 420Hz 、 $f_n = 5.9\text{Hz}$ の模型では 150Hz ($\delta = 0.039, 0.044$ のとき) および 190Hz ($\delta = 0.053, 0.069$ のとき) の音響を付加した。スピーカへの入力パワー P_a が同じときと比較すると、やはり対数構造減衰率 δ が小さい (すなわち $A_{o,max}$ が大きい) ほど制振効果が低下する傾向が見られる。しかしいずれの場合も P_a の増加とともに振幅の低減率 γ も増加しており、このことは $A_{o,max}$ が大きい場合でも音響の強さを十分に大きくすれば制振効果を高められることを示唆する。

2. 4 まとめ

音響擾乱を用いた円柱の渦励振制御について、風洞実験によりその効果を確認するとともに以下の知見が得られた。

- (1) 円柱の渦励振に対し制振効果の高い音響周波数は、無音響時の渦励振の応答振幅には影響されず、渦励振を生じているときのレイノルズ数に依存する。
- (2) 円柱の渦励振に対し制振効果の高い音響周波数は、Wei が静止円柱において求めた遷移波周波数の予測値とほぼ一致した。すなわち剥離せん断層の不安定性により最も増幅されやすい擾乱成分と同じ周波数の音響を剥離流れに付加することが、渦励振制御に最も効果的であると考えられる。
- (3) 渦励振振動数と同じ周波数付近の音響付加では、円柱の渦励振に対する制振効果はほとんど得られなかった。
- (4) 音響による渦励振の制振効果は無音響時の応答振幅の大きさに依存し、無音響時の応答振幅が大きいほど制振効果は低下する。しかし無音響時の応答振幅が大きい場合でも、音響の強さを大きくすることで制振効果を高めることができた。

参考文献 (第2章)

- 1) 山中, 安達: 円柱からの渦発生に及ぼす音響の干渉, 日本音響学会誌, 27 巻 5 号, pp.246-256, 1971.
- 2) 岡本, 廣瀬, 安達: 円柱からの渦流出に及ぼす音波の影響 (円柱軸方向に音響的かく乱を加えた場合), 日本機械学会論文集 (B編), 46 巻 405 号, pp.813-820, 1980.
- 3) 岡本 覚: 円柱からの渦流出に及ぼす音響の干渉 —円柱軸に直角方向に音響的かく乱を加えた場合—, 空気調和・衛生工学会論文集, No. 44, pp.1-10, 1990.
- 4) Zobnin, A. B. and Sushchik, M. M. : Influence of a high-frequency sound field on vortex generation in the wake of a cylinder, *Sov. Phys. Acoust.*, 35(1), Jan.-Feb., pp.37-39, 1989.
- 5) Hsiao, F. B. et al : Experimental study of an acoustically excited flow over a circular cylinder, *Transport Phenomena in Thermal Control* (ed. G. J. Hwang), pp.537-546, New York: Hemisphere, 1989.
- 6) Hsiao, F. B. and Shyu, J. Y. : Influence of internal acoustic excitation upon flow passing a circular cylinder, *Journal of Fluids and Structures*, 5, pp.427-442, 1991.
- 7) Kubo, Y. et al. : The role of end plates in two dimensional wind tunnel tests, *Proc. of JSCE*, No. 368/I-5, pp.179-186, 1986.
- 8) Parker, R. : Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Calculations of resonant frequencies, *J. Sound Vib.*, 5(2), pp.330-343, 1967.
- 9) 松本孝矢: 音響付加による渦励振制御, 東京大学卒業論文, 1994.
- 10) Wei, T and Smith, C. R. : Secondary vortices in the wake of circular cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol. 169, pp.513-533, 1986.
- 11) Bloor, M. S. : The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 19, pp.290-304, 1964.
- 12) Gerrard, J. H. : The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, Vol. 288, pp.351-382, 1987.
- 13) Kourta, A. et al. : Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 181, pp.141-161, 1987.

- 14) Braza, M. et al. : Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder, *Phys. Fluids*, A., Vol. 2, No. 8, pp.1461-1471, 1990.
- 15) Braza, M. et al. : Prediction of certain transition characteristics in the wake of a circular cylinder in free and forced flow, *Proc. of IUTAM Symp. on Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities*(ed. H. Eckelmann et al.), pp.279-284, Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- 16) 巽 友正, 後藤金英: 流れの安定性理論, 産業図書, 1976.
- 17) 西岡通男他: カルマン渦形成領域における攪乱増幅特性, *ながれ*, 10, pp.269-276, 1991.
- 18) Ffowcs Williams, J. E. and Zhao, B. C. : The active control of vortex shedding, *Journal of Fluids and Structures*, 3, pp.115-122, 1989.
- 19) Roussopoulos, K. : Feedback control of vortex shedding at low Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 248, pp.267-296, 1993.
- 20) Huang, X. Y. : Suppression of vortex shedding from a circular cylinder by internal acoustic excitation, *Journal of Fluids and Structures*, 9, pp.563-570, 1995.

図 表 (第2章)

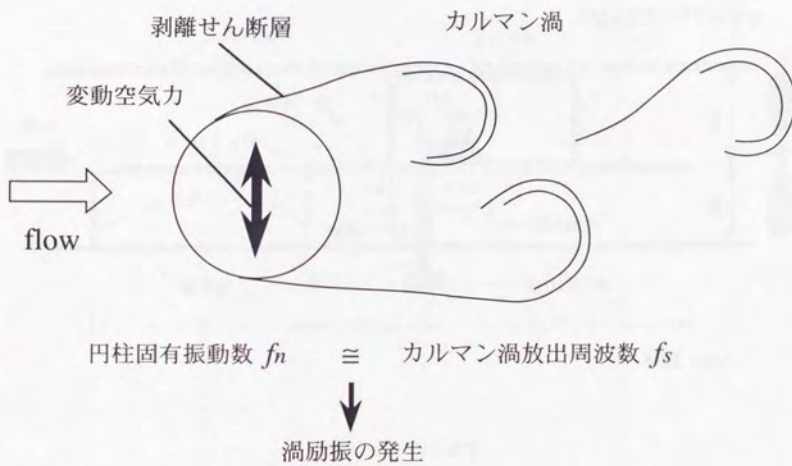


図2.1 渦励振の発生機構

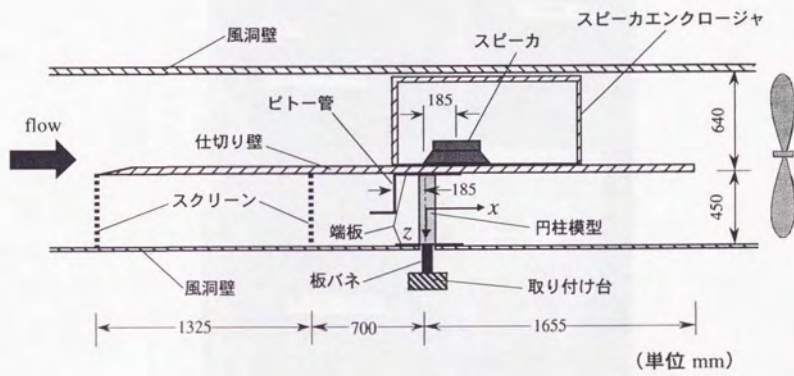


図2.2 風洞内平面図

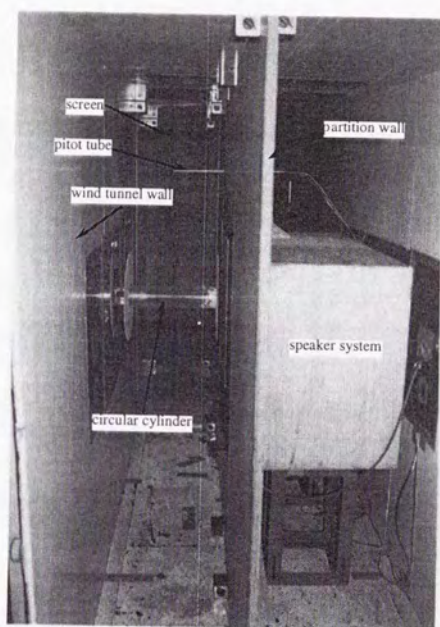


写真2.1 風洞内下流側から見た実験装置

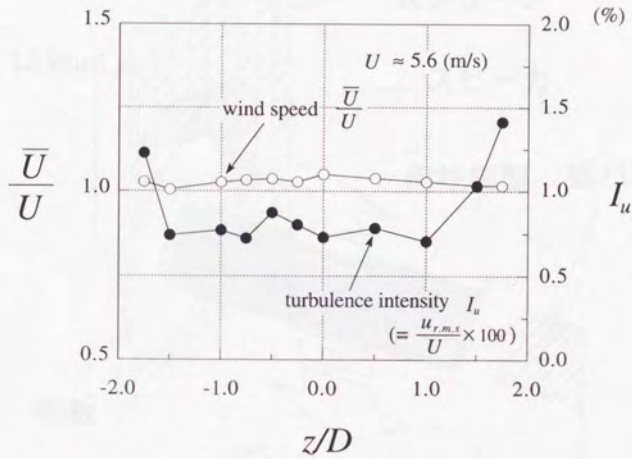


図2.3 円柱位置における平均風速・乱れ強さの z 方向分布（無音響時）

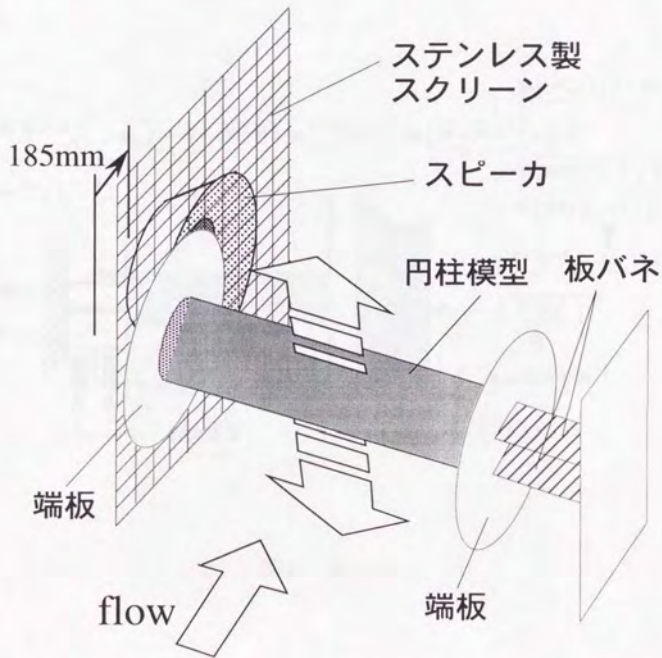


図2.4 円柱模型およびスピーカ

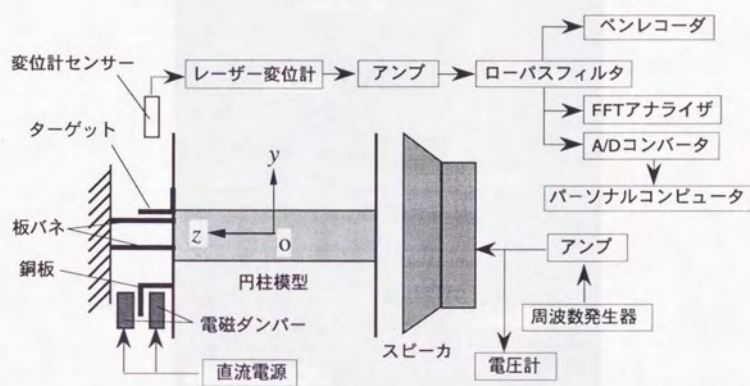


図2.5 測定方法

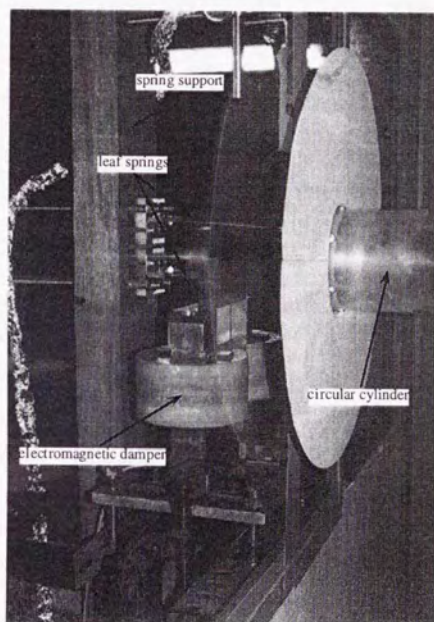
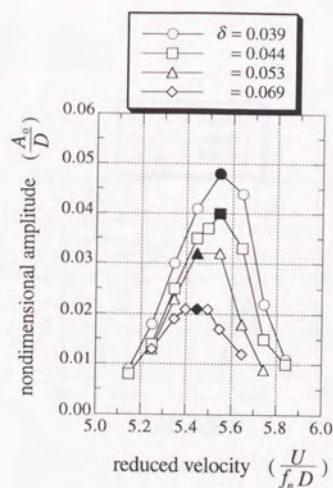
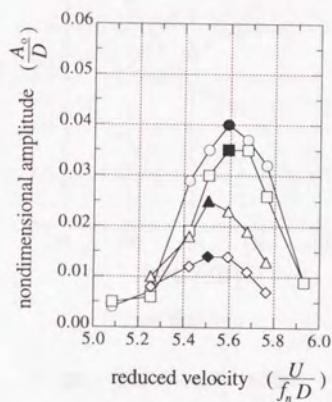


写真2.2 電磁ダンパー

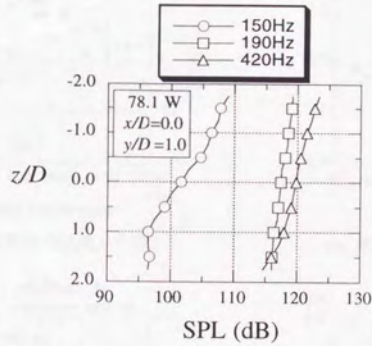


(a) 円柱固有振動数 $f_n = 10.1 \text{ Hz}$

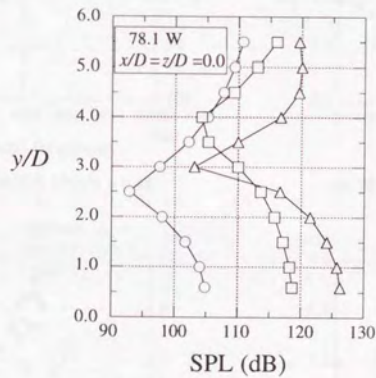


(b) 円柱固有振動数 $f_n = 5.9 \text{ Hz}$

図2.6 各対数構造減衰率 δ における換算風速-無次元応答振幅図 (無音響時)



(a) 円柱軸方向



(b) 鉛直方向

図2.7 風洞内の音場 (無風時)

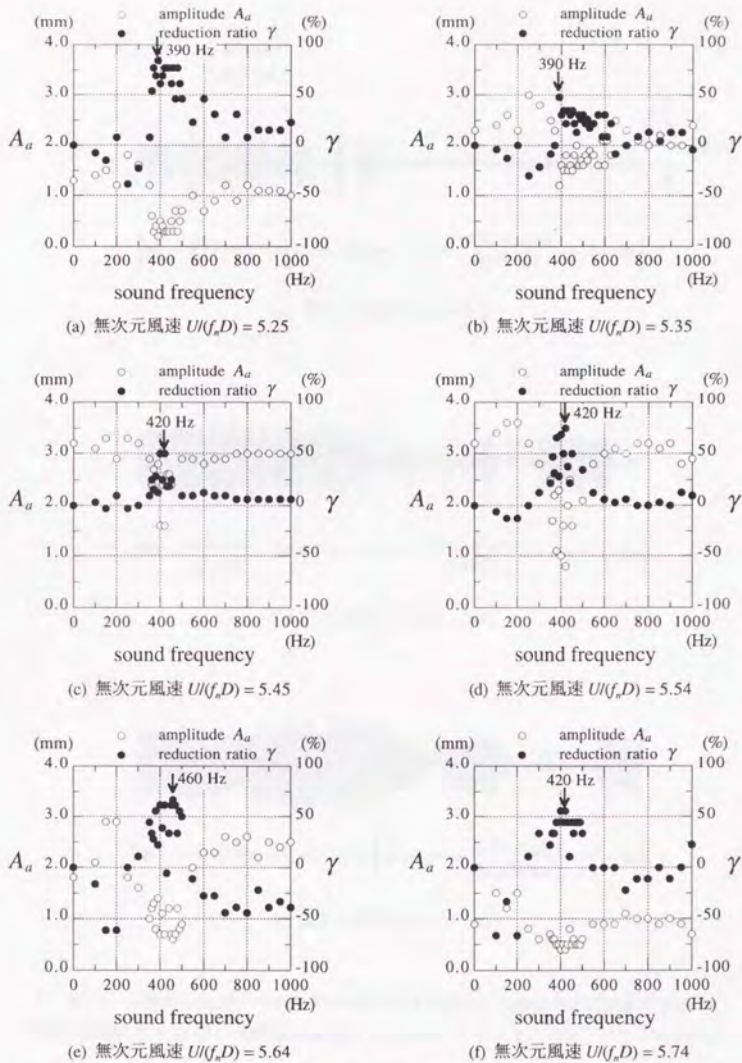
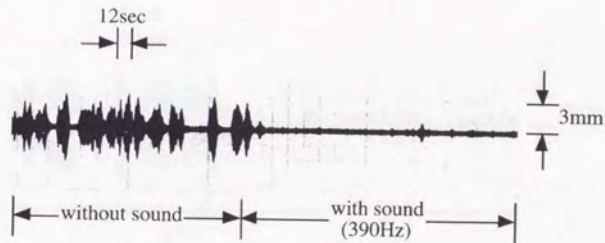
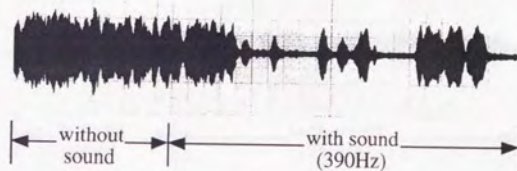


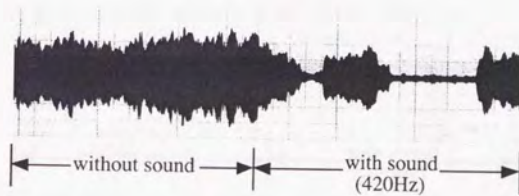
図2.8 各無次元風速での音響周波数による応答振幅 A_a および振幅の低減率 γ の変化
(固有振動数 $f_n = 10.1\text{Hz}$, 対数構造減衰率 $\delta = 0.053$, スピーカ入力パワー $P_a = 78.1\text{Watt}$)



(a) 無次元風速 $U/(f_n D) = 5.25$



(b) 無次元風速 $U/(f_n D) = 5.35$

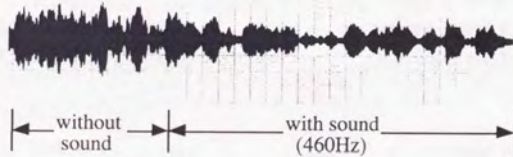


(c) 無次元風速 $U/(f_n D) = 5.45$

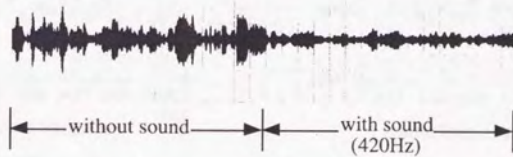
図2.9 各無次元風速での時刻歴から見た音響付加による渦励振応答振幅の変化
(固有振動数 $f_n = 10.1\text{Hz}$, 対数構造減衰率 $\delta = 0.053$, スピーカ入力パワー $P_a = 78.1\text{Watt}$)



(d) 無次元風速 $U/(f_n D) = 5.54$



(e) 無次元風速 $U/(f_n D) = 5.64$



(f) 無次元風速 $U/(f_n D) = 5.74$

図 2.9 各無次元風速での時刻歴から見た音響付加による渦励振応答振幅の変化 (つづき)
(固有振動数 $f_n = 10.1\text{Hz}$, 対数構造減衰率 $\delta = 0.053$, スピーカ入力パワー $P_a = 78.1\text{Watt}$)

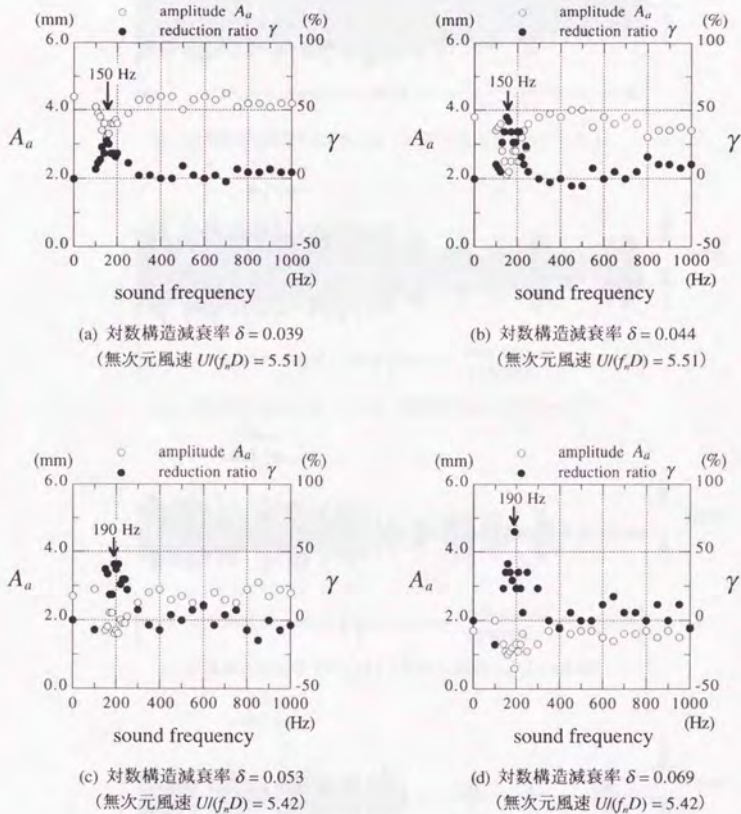


図2.10 各対数構造減衰率での音響周波数による応答振幅 A_a および振幅の低減率 γ の変化
(渦励振応答最大時, 固有振動数 $f_n = 5.9\text{Hz}$, スピーカ入力パワー $P_a = 78.1\text{Watt}$)

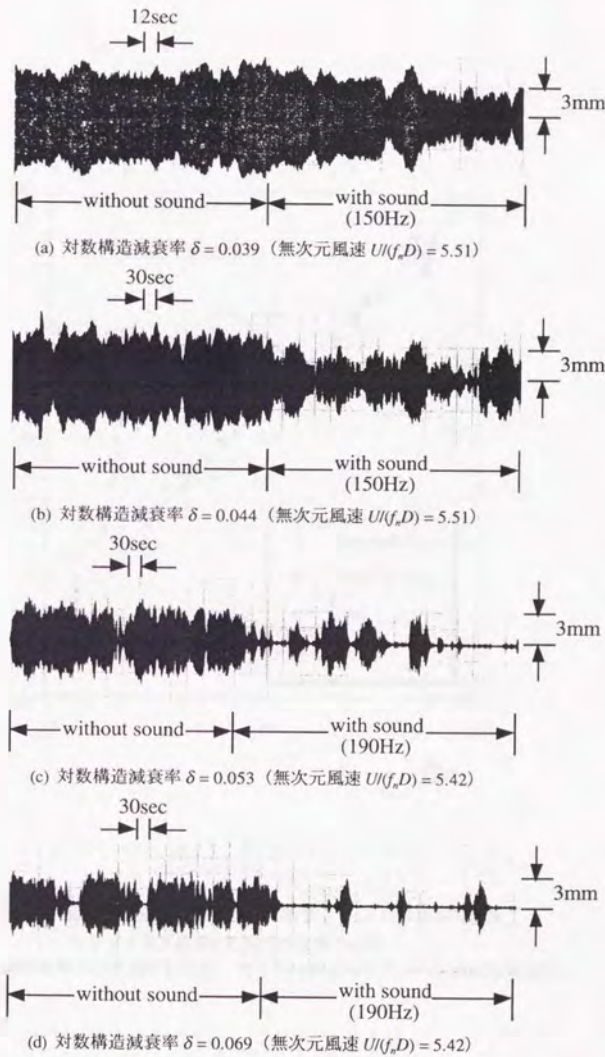


図2.11 各対数構造減衰率での時刻歴から見た音響付加による渦励振応答振幅の変化
(渦励振応答最大時, 固有振動数 $f_n = 5.9\text{Hz}$, スピーカ入力パワー $P_a = 78.1\text{Watt}$)

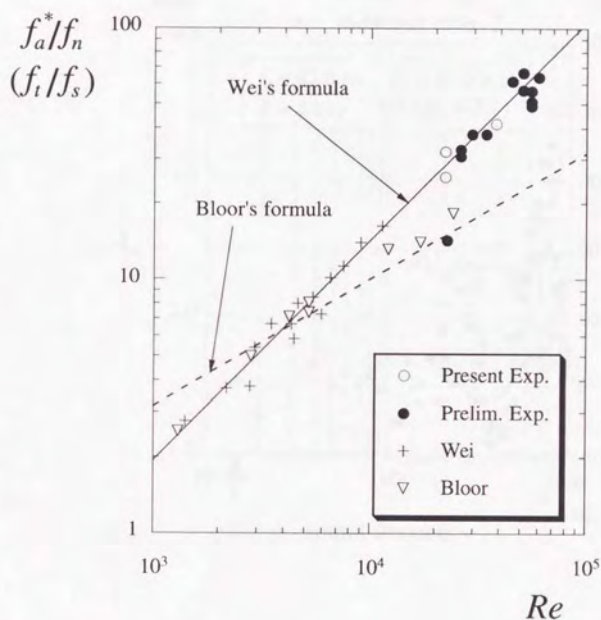


図2.12 渦励振に効果のある音響周波数 f_a^* および遷移波周波数 f_s のレイノルズ数 Re に対する変化の比較
(f_a^* : 渦励振時の円柱固有振動数, f_s : 円柱静止時のカルマン渦放出周波数)

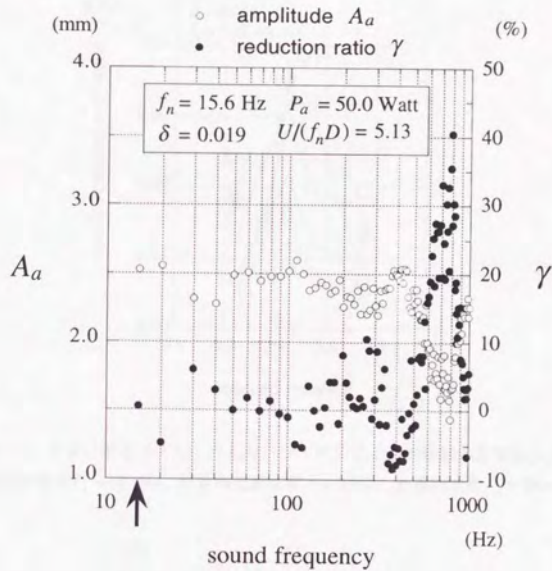


図2.13 渦励振動数に近い周波数を有する音響の効果⁹⁾

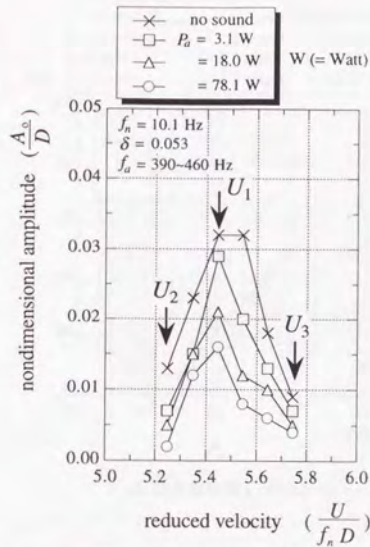


図2.14 音響の強さ（スピーカ入力パワー P_a ）による渦励振応答振幅 A_a の変化
（固有振動数 $f_n = 10.1$ Hz, 対数構造減衰率 $\delta = 0.053$, 音響周波数 $f_a = 390-460$ Hz）

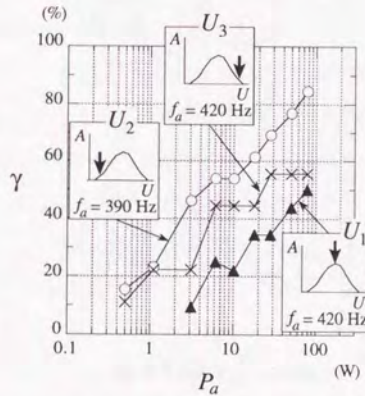


図2.15 振幅の低減率 γ から見た3風速域での音響の効果の比較（ P_a ：スピーカ入力パワー）

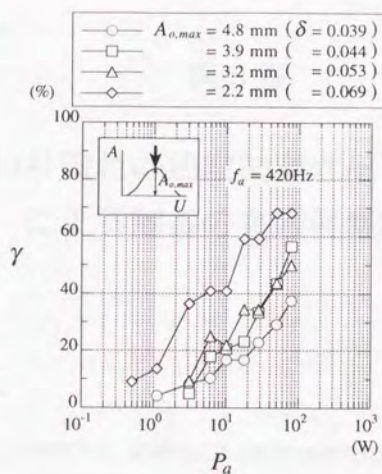
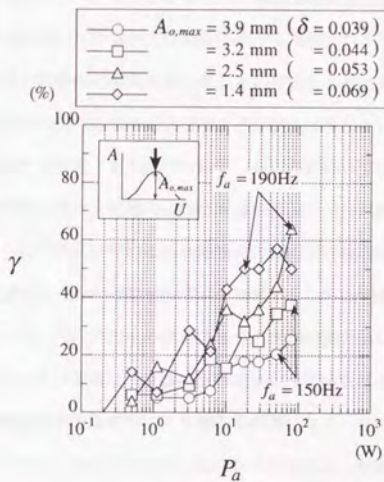

 (a) 固有振動数 $f_n = 10.1 \text{ Hz}$

 (b) 固有振動数 $f_n = 5.9 \text{ Hz}$

 図2.16 振幅の低減率 γ に与える無音響時の応答振幅 $A_{\sigma, \max}$ の影響および音響の強さ (スピーカ入力パワー P_a) 増大による振幅の低減率 γ の改善

第3章

円柱まわり流れの周期的湧き出し・吸い込み による制御の有限要素解析

3. 1 はじめに

前章の風洞実験による検討では、音響付加による剥離せん断層刺激によって円柱の渦励振を制御する手法の有効性を確認し、剥離せん断層内に存在する遷移波の周波数付近の音響が円柱の渦励振制御に最も効果があることなどが明らかとなった。遷移波周波数付近の音響擾乱が効果がある理由は、このような擾乱が剥離せん断層内では最も不安定で増幅されやすく、増幅された擾乱によって円柱後流渦の放出特性が効率的に変化させられるためであると考えられる。しかしこのような音響の付加により円柱まわりの流れに具体的にどのような変化が生じているのか、そしてそのような流れの変化が渦励振の特性の変化とどう結びついているのかについては明らかになっていない。そこで本章では数値流体解析により、音響のような周期的擾乱が円柱まわりの剥離流れに与える影響について検討するとともに、擾乱付加による剥離流れの変化が円柱の渦励振特性の変化とどう関連しているかについて考察する。なお剥離せん断層を刺激するための周期的擾乱としては、風洞実験のような音響擾乱は用いず、円柱表面上の2点における周期的湧き出し・吸い込みを導入した。解析において音響擾乱を用いない理由は、音響の挙動を扱おうとすれば圧縮性を考慮する必要があるため流体密度などの未知変数が方程式中に入り解析が煩雑になる、音速での現象をとらえるために時間積分間隔を非常に小さくとらなければならないなどの解析上の不都合が生じるためである。

物体まわりの流れの検討に数値流体解析を使用することの長所としては、

- 物体まわりの流れについて高解像度な情報が得られ、物体まわりの流れ全体の様子を詳細に把握することが可能

- 流れに付加する周期的擾乱の周波数、位相、強さ、付加する位置、擾乱源の個数などの設定条件の変更が比較的容易
- などが挙げられる。逆に短所は、
- 高レイノルズ数の解析などで要素分割数が大きくなり、計算規模が大きくなると多大な計算時間および容量を必要とする
- 3次元解析は多大な計算容量および計算時間を必要とするため、3次元的な現象の追跡が困難などである。

遷移波は剥離せん断層内で発達するに伴い3次元性を帯びるという報告⁹⁾があり、数値流体解析において遷移波の挙動を忠実に追跡するには厳密には3次元解析を行う必要があると思われる。しかし現時点では、周期的擾乱による渦励振特性の変化の原因が、剥離せん断層中での擾乱の発達により後流渦放出の2次元性が乱されるなどの3次元的な現象が起因しているのか、あるいは発達した擾乱による運動量輸送効果により剥離点が移動するなどの2次元的な範囲での流れの変化が主要因となっているのか明らかではない。また膨大な計算容量および計算時間を必要とする3次元解析では、周期的擾乱の効果を検討するために、量的あるいは質的に十分なデータを得られない可能性がある。そこで本解析では2次元解析を行うこととし、2次元現象の範囲での円柱まわりの流れの変化および渦励振特性の変化との関連性について検討する。

解析では、まず静止円柱まわりの流れを解析し、各周波数の周期的擾乱による円柱まわりの流れの変化や変動空気力の変化について詳細に調べる。次に円柱の渦励振に周期的擾乱を付加したときの流れを解析し、各周波数の周期的擾乱が渦励振特性に与える影響について検討するとともに、円柱周辺流れの変化との関連性について考察する。また風洞実験結果と比較し、音響擾乱付加による渦励振の特性変化のメカニズムについて議論する。なお数値解析法としては、将来的に橋梁などの複雑な断面形状の構造物まわりの流れにも対処できることを考慮し、複雑な断面形状への対応が比較的容易な有限要素法を用いることにした。

3. 2 解析条件および解析モデル

3. 2. 1 解析対象レイノルズ数とメッシュ分割

本解析では、剥離せん断層から乱流への遷移に関わる不安定現象を取り扱うため、LES (Large Eddy Simulation) などのいわゆる乱流モデルを用いず、直接シミュレーション (Direct Numerical Simulation) を行う。直接シミュレーションの場合、厳密に言えば流れの中に存在する大スケールの渦から小スケールの渦までのすべてのスケールの変動を表現できる解析メッシュ、すなわち局所的に層流と見なし得るほど細かい分解能を有する解析メッシュを用いる必要がある。例えば解析メッシュの節点数として3次元で $Re^{9/4}$ (Re はレイノルズ数)、2次元の場合で $Re^{6/4}$ 程度必要であるとされており²⁾、 Re 数が大きくなるにつれて膨大な計算容量を必要とすることになる。さらに本解析では物体と流れの連成振動を取り扱うため、時間ステップごとにマトリクスを書き換えることになり、たとえスーパーコンピュータを駆使したとしても多大な計算容量および計算時間を要する。このような理由から、本解析では、前章の風洞実験のような数万オーダーの高 Re 数の解析は行わず、おもに遷移現象が生じ始めると考えられる $Re=2000$ において解析することにした。なお $300 < Re < 3.8 \times 10^5$ の亜臨界域と呼ばれる Re 数領域では、ストローハル数一定、層流剥離など円柱まわりの流れの特性はほぼ一定の性状を示すことが知られており³⁾、 $Re=2000$ 程度の解析でも定性的には風洞実験とはほぼ同様な流れの特性を再現できると考えられる。

Braza ら⁴⁾⁵⁾⁶⁾は、数千から数万程度の Re 数に対し表 3.1 に示すような規模の格子を用いて、静止円柱の剥離せん断層に形成される遷移波について解析した。Braza らの例を参考として、本解析では四辺形要素の数が 13754 の有限要素メッシュ (13961 節点) を用いることにした (図 3.1)。剥離せん断層の複雑な挙動をとらえるために、円柱周辺のメッシュは細かく分割し、円柱に近いほどメッシュの厚さが薄くなるように円柱中心に対して放射状に設定した。円柱表面に接するメッシュの半径方向の厚さは円柱直径を 1 として 0.005 である。これは剥離点付近で境界層内に 5~10 要素が入る程度の厚さである。また円柱の後流部は比較的粗いメッシュを設定し、計算機への負担を軽減した。

3. 2. 2 流れに付加する周期的攪乱について

音響の波長は、それによって剥離せん断層中に励起されると考えられる不安定波の波長のスケールに比べ桁違いに大きい。例えば、前章の風洞実験では渦励振制御に効果のあった 200Hz-400Hz 付近の周波数の音響は波長にして 1m-2m 程度に相当するのに対し、この周波数の音響によって剥離せん断層中に励起されると考えられる不安定波の波長はおよそ音響波長の 1/100 程度のオーダーではない。空間スケールの大きい音波が、桁違いにスケールの小さい変動を流れ場に発生させるメカニズムは、近年、境界層や剥離せん断層における音の受容性^{7,14)}の問題としてその実体が明らかにされつつある。それによれば、物体表面の剥離点近傍の流れのように激しい空間変化により強い変動圧力勾配場を生じる場所では音の強い受容性が期待され、そのような場所において音響と同じ周波数でしかも剥離せん断層の不安定波と同じ波長成分を含む変動（‘変動の種’）が生じるということである。このような変動の種が、剥離せん断層の不安定性によって流下とともに増幅され、円柱後流流れを変化させると考えられる。

音響の影響を解析中に忠実に取り込むためには、圧縮性を考慮した基礎方程式のもとで上記の音の受容性を再現する必要がある。しかし圧縮性を考慮した場合、流体密度などの未知変数が方程式中に入るなどして解析が煩雑になったり、音速での現象をとらえるために時間積分間隔を非常に小さくとらなければならないなどの解析上の不都合が生じる。そこで本解析では、受容性の現象の追跡は行わず、直接、解析中に‘変動の種’として人工的に速度変動を導入することによって音響攪乱に類似した効果を考慮する。具体的には図 3.2 に示すように、よどみ点からの角度 ϕ_0 をなす円柱表面上の 2 点における周期的に変動する湧き出し・吸い込みを仮定する。昆沙賀ら¹⁵⁾は、同様の手法を静止円柱まわりの流れに適用し、円柱まわりの流れや円柱に作用する定常空気力の変化を数値解析により検討している。このような周期的湧き出し・吸い込みは音響による効果を忠実に再現しているわけではないが、特定周波数の周期的攪乱を剥離せん断層内に送り込み、それが剥離せん断層内で流下とともに増幅され円柱後流に変化を与えることが期待され、音響を付加した場合と同等な効果を有すると考えられる。なお周期的湧き出し・吸い込みによる変動流速 v_a は U_a を周期的攪乱の振幅、 f_a を周期的攪乱の周波数として次式で表す。

$$v_a = U_a \sin(2\pi f_a t) \quad (3.1)$$

ただし、本解析では円柱表面上2点における周期的攪乱の周波数、位相、強さは等しいすなわち対称攪乱とする。

3. 2. 3 物体と流れの連成振動 (ALE法)

一般に、流体の運動を支配する方程式はEuler的立場あるいはLagrangeの立場で記述される。Eulerの方法は‘場’の方法と呼ばれ、任意の時刻の空間の各点 \mathbf{x} での流体の物理量を求め、その値から流れの様子を知る方法である。つまり、空間に固定されたメッシュの各点 \mathbf{x} における物理量 f を、座標 \mathbf{x} と時間 t の関数 $f(\mathbf{x}, t)$ として記述する。この方法では、空間に固定されたメッシュ上の節点について解析を行うので、解析対象領域を物理量 f を求める必要がある範囲に限って扱えばよいという利点がある。その反面、流体の解析の際にNavier-Stokes方程式に移流項があらわれ数値不安定の要因になるという欠点がある。また境界が移動するような問題では、空間に固定されたメッシュの節点での解析を行うこの方法は厳密には適用することができない。

一方、Lagrange的方法是流体が粒子の集まりであると考え、各々の粒子の運動を記述する方法である。すなわち、ある時刻 $t=t_0$ に座標 \mathbf{a} にあった粒子の任意の時刻 $t=t$ でのある物理量 $f(\mathbf{a}, t)$ を求めることによって流れについて調べる。有限要素法ではメッシュが流体粒子とともに移動し、常に時刻 $t=t_0$ に座標 \mathbf{a} にあった粒子について解析することになる。Lagrangeの方法の利点としては、Navier-Stokes方程式にEulerの方法では存在する移流項が現われず解析が容易である、各流体粒子の移動に伴いメッシュを变形させるため境界が移動するような問題にも適用しやすいなどが挙げられる。その反面、流体粒子が複雑に運動するような問題では、メッシュの過度のゆがみによって解析不可能になる。また一様流中の構造物まわりの流れを扱うような問題では、流体粒子の移動する領域は広範囲に及び、解析は事実上不可能である。

物体と流体が連成し境界が常に移動するような問題を解析する場合、Euler法とLagrange法の両者の欠点を補うような解析手法が必要となる。そこで本解析ではArbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE)法¹⁶⁾を使用した。ALE法はEuler法とLagrange法の中間の立場をとる方法で、メッシュがLagrange法のように各流体粒子とともに動くのではなく、物体との境界や自由表面の運動などに関連づけて任意に設定される(図3.3)。そのため、境界の移動に伴って格子や要素を变形させる必要があるが、変形の仕方を自由に設定できるので過度のゆがみを回避することができる。またこの方法によれば、

物体周辺の領域では物体と境界上の節点を境界の運動とともに動かすことによって Lagrange 的立場をとり、物体から遠く離れた領域に対しては節点を固定して Euler 的立場をとるといった解析が可能となり、メッシュ移動に伴う各時間ステップでのマトリクスの書き換えを物体周辺の領域だけに限定して計算時間を節約することができる。本解析で用いたメッシュ(図3.1)の場合、円柱中心に対して放射状に配置された円柱周辺部のメッシュ(184×69)が円柱とともに移動する変形メッシュであり、その後流に配置されたメッシュ(46×23)が円柱移動とは関係なく固定された非変形メッシュである。変形メッシュの節点の移動速度は、円柱表面上では円柱の重心速度と等しく、変形メッシュ領域の最外縁ではゼロ、その中間の領域は線形的に変化するように設定した。なお物体の渦励振に ALE 法を適用した例としては野村らの一連の研究¹⁷⁾¹⁸⁾¹⁹⁾²⁰⁾がある。

3. 3 有限要素法の定式化および解析手順

3. 3. 1 有限要素方程式

非圧縮性 Navier-Stokes 方程式に前節で述べた ALE 法を適用すると

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho(u_j - \hat{u}_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho b_i \quad (3.2)$$

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3)$$

と表現される。ここで、 ρ は流体密度、 μ は粘性係数、 u_i は流速、 τ_{ij} は応力テンソル、 p は圧力、 b_i は物体力であり、 \hat{u}_i はメッシュ速度（節点の移動速度）、 δ_{ij} はクロネッカのデルタである。 $\hat{u}_i = 0$ すなわちメッシュが空間に固定されているならば、式(3.2)は通常の Euler 記述の Navier-Stokes 方程式に一致する。また連続条件は

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

と表現され、これらの方程式を流速線形、圧力一定の混合補間要素を用いて、Streamline Upwind/Petrov-Galerkin 法 (SUPG 法)²¹⁾により離散化すると次式が得られる。

$$M\mathbf{a} + N(\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}})\mathbf{v} - G\mathbf{p} = \mathbf{f} \quad (3.5)$$

$$G^t \mathbf{v} = \mathbf{0} \quad (3.6)$$

ここで \mathbf{v} は節点流速ベクトル、 $\hat{\mathbf{v}}$ はメッシュ速度のベクトル、 \mathbf{a} は節点加速度ベクトル、 \mathbf{p} は要素圧力のベクトル、 \mathbf{f} は物体力および境界における流体力からなるベクトルである。また、 \mathbf{M} は質量マトリクス、 \mathbf{G} は勾配に関するマトリクスであり、 $N(\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}})$ は対流項、粘性項および人工粘性に関するマトリクスを便宜的にまとめて表したもので移流速度 $\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}}$ の関数である。

一方、物体（2次元剛体と仮定した円柱）の運動方程式は、重心で定義された並進2成分 δ_1, δ_2 および回転成分 θ からなる変位ベクトル $\boldsymbol{\delta}$ 、速度ベクトル $\dot{\boldsymbol{\delta}}$ 、加速度ベクトル $\ddot{\boldsymbol{\delta}}$ 、物体重心に加わる外力ベクトル \mathbf{X} 、質量、減衰、剛性のマトリクスを $\mathbf{m}, \mathbf{c}, \mathbf{k}$ として用いて次式で表される。

$$m\ddot{\delta} + c\dot{\delta} + k\delta = X \quad (3.7)$$

3. 3. 2 境界条件による変数の分離

一般に物体と流れの連成振動問題を有限要素法で解析する場合、流れ解析の対象領域の境界は図3.4に示すような3種類の境界、すなわち流速の規定される境界 Γ_u 、トラクションが規定される境界 Γ_p 、流体と物体の境界 Γ_b に分けられる。このうち Γ_u と Γ_p は空間に固定されているが、 Γ_b は物体の移動とともに変動し時間の関数となる。有限要素方程式の節点変数ベクトルの成分のうち、流体の占める領域および境界 Γ_b 上に存在する節点変数を添字 α で表し、境界 Γ_u および Γ_b 上の節点変数をそれぞれ $\beta\gamma$ で表すと、式(3.5)、式(3.6)はそれぞれ以下になる。なお記号 () は、その成分が既知であることを意味する。

$$\begin{bmatrix} M^{\alpha\alpha} & M^{\alpha\beta} & M^{\alpha\gamma} \\ M^{\beta\alpha} & M^{\beta\beta} & M^{\beta\gamma} \\ M^{\gamma\alpha} & M^{\gamma\beta} & M^{\gamma\gamma} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a^\alpha \\ \bar{a}^\beta \\ a^\gamma \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} N^{\alpha\alpha} & N^{\alpha\beta} & N^{\alpha\gamma} \\ N^{\beta\alpha} & N^{\beta\beta} & N^{\beta\gamma} \\ N^{\gamma\alpha} & N^{\gamma\beta} & N^{\gamma\gamma} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} v^\alpha \\ \bar{v}^\beta \\ v^\gamma \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} G^\alpha \\ G^\beta \\ G^\gamma \end{bmatrix} p = \begin{Bmatrix} \bar{f}^\alpha \\ f^\beta \\ f^\gamma \end{Bmatrix} \quad (3.8)$$

$$\begin{bmatrix} G^{\alpha'} & G^{\beta'} & G^{\gamma'} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} v^\alpha \\ \bar{v}^\beta \\ v^\gamma \end{Bmatrix} = 0 \quad (3.9)$$

また、物体表面 Γ_b 上の節点変数と物体の重心で定義された諸量との関係は次のようになる。

$$\text{適合条件: } v^\gamma = T^\gamma \dot{\delta} + v^s, \quad a^\gamma = T^\gamma \ddot{\delta} + A \dot{\theta}^2 + a^s \quad (3.10)$$

$$\text{つり合い条件: } X + T f^\gamma = 0 \quad (3.11)$$

ここで v^s 、 a^s はそれぞれ物体表面上に導入された周期的擾乱の変動流速および変動加速度を表すベクトルであり、周期的擾乱を導入する節点に対応する成分は式(3.1)および式(3.1)の微分で表される値を有し、周期的擾乱を導入しない節点に対応する成分は0となる。 T は物体の重心と物体表面の各節点の間の幾何学的な関係を表すマトリクスであり以下になる¹⁷⁾。

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & \cdots & 0 & 1 & \cdots & 0 & 1 \\ -L_{y1} & L_{x1} & -L_{y1} & L_{x1} & -L_{yR} & L_{xR} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

$$\begin{Bmatrix} L_{xi} \\ L_{yi} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{io} \\ y_{io} \end{Bmatrix} \quad (3.13)$$

なお、 x_{io}, y_{io} は物体の変位が0のときの物体表面上の節点 i ($i = 1, R$) の座標を表す。また式(3.10)の $A \dot{\theta}^2$ の項は有限変位時に現れる加速度の高次項であり、マトリクス A は以下のように表現される。

$$A = \begin{bmatrix} -L_{x1}, -L_{y1}, \dots, -L_{xR}, -L_{yR} \end{bmatrix}^T \quad (3.14)$$

メッシュ速度は物体から離れて行くにしたがって減少する分布とすることが自然であり、各境界上で以下の条件を満たすものとする。

$$\hat{v} = v^{\gamma} = T^{\gamma} \hat{\delta} \text{ on } \Gamma_b, \quad \hat{v} = 0 \text{ on } \Gamma_a \cup \Gamma_f \quad (3.15)$$

次に、式(3.8)の第3行と式(3.11)から X を表し、式(3.7)に代入すると物体に関する方程式が以下のように表現される。

$$m \ddot{\delta} + c \dot{\delta} + k \delta = -T \left\{ M^{\alpha} M^{\beta} M^{\gamma} \right\} \begin{Bmatrix} a^{\alpha} \\ \bar{a}^{\beta} \\ a^{\gamma} \end{Bmatrix} + \left\{ N^{\alpha} N^{\beta} N^{\gamma} \right\} \begin{Bmatrix} v^{\alpha} \\ \bar{v}^{\beta} \\ v^{\gamma} \end{Bmatrix} - G^{\gamma} p \quad (3.16)$$

3. 3. 3 時間積分法 (Predictor-Corrector 法)

数値流体解析では離散化された物体と流体の連成した有限要素方程式を時間積分することにより、各時間ステップでの解を求めていく。時間積分法には多くの手法²²⁾が提案されているが、本解析では粘性の低い流体解析においても数値的安定性の良好な Predictor-Corrector 法¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²¹⁾を使用する。Predictor-Corrector 法は、時刻 t_n から t_{n+1} ($= t_n + \Delta t$) への1ステップの時間積分が以下の3段階からなる計算過程で構成される。なお第2段階および第3段階は2回以上繰り返す必要があり、本解析では繰り返し回数 $I=2$ とした。また $\gamma_e \geq 1/2$, $\gamma \geq 1/2$, $\beta \geq 1/4$ は時間積分の精度と安定性を制御するパラメータで、物体運動に関する γ と β は Newmark 公式のものである。Nomura ら¹⁹⁾は数値解析による検討の結果、 $\gamma_e \neq \gamma$ の場合は数ステップで解が発散してしまうこと、したがって $\gamma_e = \gamma$ とし、加速度と速度の関係を流体と物体とで同じにする必要があると述べている。よって本解析では、 $\gamma_e = \gamma = 0.55$, $\beta = (\gamma + 1/2)^2/4$ とした。また時間積分間隔は無次元時間間隔 $\Delta t^* = U \Delta t / D = 0.01$ とした。ただ

し、 U は流入流速、 D は円柱直径を表す。

第1段階 (predictor) : $i = 0$

[流体]

$$a_{n+1}^{\alpha(i)} = 0 \quad (3.17)$$

$$v_{n+1}^{\alpha(i)} = v_n^\alpha + \Delta t(1 - \gamma_v)a_n^\alpha \quad (3.18)$$

$$p_{n+1}^{(i)} = p_n \quad (3.19)$$

[物体]

$$\ddot{\delta}_{n+1}^{(i)} = 0 \quad (3.20)$$

$$\dot{\delta}_{n+1}^{(i)} = \dot{\delta}_n + \Delta t(1 - \gamma)\ddot{\delta}_n \quad (3.21)$$

$$\delta_{n+1}^{(i)} = \delta_n + \Delta t\dot{\delta}_n + \frac{1}{2}\Delta t^2(1 - 2\beta)\ddot{\delta}_n \quad (3.22)$$

第2段階 (solution) : $0 \leq i \leq I-1$

加速度増分 $\Delta a^{\alpha(i)}$ 、 $\Delta \ddot{\delta}^{(i)}$ と圧力増分 $\Delta p^{(i)}$ を計算する。詳細については後述する。

第3段階 (corrector) : $0 \leq i \leq I-1$

[流体]

$$a_{n+1}^{\alpha(i+1)} = a_{n+1}^{\alpha(i)} + \Delta a^{\alpha(i)} \quad (3.23)$$

$$v_{n+1}^{\alpha(i+1)} = v_{n+1}^{\alpha(i)} + \gamma_v \Delta t \Delta a^{\alpha(i)} \quad (3.24)$$

$$p_{n+1}^{(i+1)} = p_{n+1}^{(i)} + \Delta p^{(i)} \quad (3.25)$$

[物体]

$$\ddot{\delta}_{n+1}^{(i+1)} = \ddot{\delta}_{n+1}^{(i)} + \Delta \ddot{\delta}^{(i)} \quad (3.26)$$

$$\dot{\delta}_{n+1}^{(i+1)} = \dot{\delta}_{n+1}^{(i)} + \gamma \Delta t \ddot{\delta}^{(i)} \quad (3.27)$$

$$\delta_{n+1}^{(i+1)} = \delta_{n+1}^{(i)} + \beta \Delta t^2 \ddot{\delta}^{(i)} \quad (3.28)$$

第2段階の計算の詳細

(a) 運動方程式の残差の計算

第 i 回目の繰り返し計算の近似値によって、流体および物体の運動方程式の残差はそれぞれ以下
 のようになる。ただし、 Γ_b 上の流体速度 \mathbf{v}^γ および流体加速度 \mathbf{a}^γ は、式(3.10)より得られる。

[流体]

$$\mathbf{R}_{n+1}^{\alpha(i)} = \bar{\mathbf{f}}_{n+1}^\alpha - \left[\mathbf{M}^{\alpha\alpha} \mathbf{M}^{\alpha\beta} \mathbf{M}^{\alpha\gamma} \right]_{n+1}^{(i)} \begin{Bmatrix} \mathbf{a}^\alpha \\ \bar{\mathbf{a}}^\beta \\ \mathbf{a}^\gamma \end{Bmatrix}_{n+1}^{(i)} - \left[\mathbf{N}^{\alpha\alpha} \mathbf{N}^{\alpha\beta} \mathbf{N}^{\alpha\gamma} \right]_{n+1}^{(i)} \begin{Bmatrix} \mathbf{v}^\alpha \\ \bar{\mathbf{v}}^\beta \\ \mathbf{v}^\gamma \end{Bmatrix}_{n+1}^{(i)} + \mathbf{G}_{n+1}^{\alpha(i)} \mathbf{p}_{n+1}^{(i)} \quad (3.29)$$

[物体]

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{n+1}^{(i)} = & -\mathbf{m}_{n+1}^{(i)} \ddot{\delta}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{c} \dot{\delta}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{k} \delta_{n+1}^{(i)} \\ & - \mathbf{T}_{n+1}^{(i)} \left(\left[\mathbf{M}^{\gamma\alpha} \mathbf{M}^{\gamma\beta} \mathbf{M}^{\gamma\gamma} \right]_{n+1}^{(i)} \begin{Bmatrix} \mathbf{a}^\alpha \\ \bar{\mathbf{a}}^\beta \\ \mathbf{a}^\gamma \end{Bmatrix}_{n+1}^{(i)} + \left[\mathbf{N}^{\gamma\alpha} \mathbf{N}^{\gamma\beta} \mathbf{N}^{\gamma\gamma} \right]_{n+1}^{(i)} \begin{Bmatrix} \mathbf{v}^\alpha \\ \bar{\mathbf{v}}^\beta \\ \mathbf{v}^\gamma \end{Bmatrix}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{G}_{n+1}^{\gamma(i)} \mathbf{p}_{n+1}^{(i)} \right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

(b) 仮の加速度増分の計算

次式を解いて、非圧縮条件を満足していない、仮の加速度増分を求める。

[流体]

$$\bar{\mathbf{M}}_{n+1}^{\alpha(i)} \Delta \mathbf{a}^{\alpha*(i)} = \mathbf{R}_{n+1}^{\alpha(i)} \quad (3.31)$$

[物体]

$$\bar{\mathbf{m}}_{n+1}^{s(i)} \Delta \ddot{\delta}^{s(i)} = \mathbf{r}_{n+1}^{(i)} \quad (3.32)$$

ただし

$$\Delta \mathbf{a}^{\alpha*(i)} = \Delta \mathbf{a}^{\alpha(i)} - \bar{\mathbf{M}}_{n+1}^{\alpha(i)-1} \mathbf{G}_{n+1}^{\alpha(i)} \Delta \mathbf{p}^{(i)} \quad (3.33)$$

$$\Delta \ddot{\delta}^{*(i)} = \Delta \ddot{\delta}^{(i)} - \bar{m}_{n+1}^{*(i)-1} G_{n+1}^{\gamma(i)} \Delta p^{(i)} \quad (3.34)$$

ここで \bar{M} は M の lumped mass を表し、 \bar{M}^a はその内、加速度成分 a^a に対応する部分マトリクスを意味している。また、

$$\bar{m}^* \equiv m^* + \Delta t \gamma c + \Delta t^2 \beta k \quad (3.35)$$

は Newmark 公式を適用することにより得られるマトリクスである。

lumped mass を導入したのは、後述する圧力に関する連立一次方程式の係数マトリクスのスパース性を確保するためである。なお、(a)の残差ベクトルの計算においては、精度の低下を防ぐために元の consistent mass マトリクスを用いている。

(c) 圧力増分に関する連立一次方程式の計算

流速場に連続条件を課すことによって、圧力増分に関する連立一次方程式を得る。まず連続条件式(3.9)に式(3.10)を代入すると次式ようになる。

$$G_{n+1}^{\alpha(i)^T} v_{n+1}^{\alpha(i+1)} + G_{n+1}^{\gamma(i+1)^T} \left(T_{n+1}^{(i+1)^T} \dot{\delta}_{n+1}^{(i+1)} + v_{n+1}^s \right) = -G_{n+1}^{\beta(i+1)^T} \bar{v}_{n+1}^{\beta} \quad (3.36)$$

これに式(3.24), (3.27)を代入し、さらに式(3.33), (3.34)を用いると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & G_{n+1}^{\alpha(i)^T} \left[v_{n+1}^{\alpha(i)} + \gamma_v \Delta t \left(\Delta a^{\alpha(i)} + \bar{M}_{n+1}^{\alpha(i)-1} G_{n+1}^{\alpha(i)} \Delta p^{(i)} \right) \right] \\ & + G_{n+1}^{\gamma(i)^T} \left[T_{n+1}^{(i)^T} \left\{ \dot{\delta}_{n+1}^{(i)} + \gamma \Delta t \left(\Delta \ddot{\delta}^{*(i)} + \bar{m}_{n+1}^{*(i)-1} T_{n+1}^{(i)} G_{n+1}^{\alpha(i)} \Delta p^{(i)} \right) \right\} + v_{n+1}^s \right] = -G_{n+1}^{\beta(i)^T} \bar{v}_{n+1}^{\beta} \end{aligned} \quad (3.37)$$

ただし、1回の繰返し計算に伴う有限要素の変形は無視できるものと仮定し、マトリクス $G^{(i+1)}$ を $G^{(i)}$ で置き換えている。これより圧力増分に関する次の連立一次方程式を得る。

$$K_{n+1}^{(i)} \Delta p^{(i)} = - \left[G^{\alpha^T} G^{\beta^T} G^{\gamma^T} \right]_{n+1}^{(i)} \left\{ \begin{array}{c} v_{n+1}^{\alpha(i)} + \gamma_v \Delta t \Delta a^{\alpha(i)} \\ \bar{v}_{n+1}^{\beta} \\ T_{n+1}^{(i)^T} \left(\dot{\delta}_{n+1}^{(i)} + \gamma \Delta t \Delta \ddot{\delta}^{*(i)} \right) + v_{n+1}^s \end{array} \right\} \quad (3.38)$$

ここで

$$K_{n+1}^{(i)} = \gamma_v \Delta t G_{n+1}^{\alpha(i)^T} \bar{M}_{n+1}^{\alpha(i)-1} G_{n+1}^{\alpha(i)} + \gamma \Delta t G_{n+1}^{\gamma(i)^T} T_{n+1}^{(i)^T} \bar{m}_{n+1}^{*(i)-1} T_{n+1}^{(i)} G_{n+1}^{\gamma(i)} \quad (3.39)$$

上記の連立一次方程式を解くことによって圧力増分 Δp を求め、さらに式(3.33), (3.34)より加速度増分の補正值 $\Delta a^{(i)}$ および $\Delta \ddot{\delta}^{(i)}$ を求めて、第3段階 (corrector) へ進む。なお連立一次方程式の解法

には、計算容量および計算時間の節約の面で有効と思われるスカイライン法を使用した。

3. 4 静止円柱まわりの流れの解析

3. 4. 1 周期的攪乱を付加しないときの静止円柱まわりの流れ解析

静止円柱まわりの流れの特性の概略を知るために、周期的攪乱を付加しない状態の流れを解析した。解析対象領域の境界条件等を図 3.5 に示す。なお円柱表面はすべりなしの条件とし、上流境界は一樣流速、下流境界はトラクション・フリー、側方境界はスリップ境界とした。円柱は上流境界から $6.5D$ (D は円柱直径で本解析では 10.0cm) 下流の位置に固定し、円柱断面中心を座標の原点、流れ方向を x 、流れ直角方向を y とした。 u 、 v はそれぞれ x 、 y 方向の流速である。なお解析領域の要素分割は図 3.1 に示したとおりである。

$Re = 2000$ のある時刻における流れ図、等圧力線図、等渦度線図を図 3.6 に示す。円柱後流にいわゆるカルマン渦が周期的に放出されている様子がとらえられているのが分かる。カルマン渦の放出により、円柱には図 3.7(a) のように変動揚力が作用する。なお C_L は変動揚力係数である。図 3.7(b) は無次元継続時間 $T^* = UT/D = 250$ (T は継続時間、 U は流入流速で $Re = 2000$ のとき 26.4cm/sec) の C_L の時系列から求めたパワースペクトルであり、パワースペクトルに見られる 0.55Hz 付近のピークがカルマン渦放出周波数 f_s に相当すると考えられる。これよりストローハル数 $St (= f_s D/U)$ は 0.208 程度となり、 $Re = 2000$ 付近の実験値 (図 3.8²³⁾) に近い。また図 3.9 の $Re = 2000$ の円柱に作用する変動抗力係数 C_D の平均値から定常抗力係数 \bar{C}_D を求めると、 $\bar{C}_D = 1.49$ となり図 3.10 の実験値³⁾ よりも多少大きめの値となる。一般に本解析のような 2 次元の流れの解析では、風洞実験と異なり後流渦の放出の 2 次元性が完全に保たれているため、抗力や揚力が実験値よりも大きめに算出される傾向がある。

3. 4. 2 静止円柱の空気力特性や後流渦放出周波数に与える周期的攪乱の効果

次に、静止円柱まわりの流れに図 3.2 に示したような円柱上の 2 点における周期的攪乱を与え、周期的攪乱の周波数が円柱まわりの流れや円柱に作用する空気力の特性に与える影響を検討した。境界条件等は前述の周期的攪乱を付加しないときと同様である。なお $Re = 2000$ において、前章で示した $We_i^{24)}$ の式から得た遷移波周波数の周期的攪乱 (攪乱周波数 $f_i = 1.93\text{Hz}$ 、攪乱強さ $U_g = 0.1U$ 、

U は流入流速) を, 円柱上での付加位置 $\phi_a = 60^\circ\sim 120^\circ$ で変化させて流れに付加したところ, $\phi_a = 70^\circ\sim 90^\circ$ の位置での擾乱付加が変動抗力や変動揚力に与える効果が大きいことが分かった (図 3.11)。これは剥離点が上流よみ点からの角度 $\phi = 80^\circ$ 付近に存在し, 剥離点付近の流れが周期的擾乱に対し敏感に反応するためと考えられる。したがって本解析ではこれ以後, すべての周期的擾乱の付加位置 $\phi_a = 80^\circ$ として解析する。また擾乱の強さは, 周期的擾乱の効果ができるだけ顕著に現れるようにやや大きめに設定することとし, 昆沙賀ら¹⁵⁾の解析も参考として $U_a = 0.1U$ とする。

$Re = 2000$ において, 前章の風洞実験で示した Wei²⁴⁾の式による遷移波周波数の予測値 $f_f = 1.93\text{Hz}$ および Bloor²⁵⁾の式による遷移波周波数の予測値 $f_f = 2.45\text{Hz}$ に等しい周波数の周期的擾乱を加え, 変動空気力の特性の変化を調べた。比較として擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数 $f_s = 0.55\text{Hz}$ に等しい周波数の周期的擾乱も付加した。それぞれの擾乱を付加したときの時系列を図 3.12 に, 無次元継続時間 $T^* = 150$ の時系列から求めたパワースペクトルを図 3.13 に示す。Wei の遷移波周波数の擾乱 ($f_a/f_s = 3.51$) の場合, 後流渦放出周波数 (変動揚力パワースペクトルが最大となるときの周波数) はほとんど変化せず, 変動抗力・変動揚力パワースペクトルのピーク値が減少し, r.m.s. 値が数%程度低減される。一方 Bloor の遷移波周波数の擾乱 ($f_a/f_s = 4.45$) の場合は, 渦放出周波数が 1.1 f_s 程度に上昇するという特徴を示し, 変動抗力の r.m.s. 値は 4%程度減少するものの変動揚力の r.m.s. 値は 4%程度増加している。後流渦放出周波数の擾乱 ($f_a/f_s = 1.00$) の場合, 渦放出周波数は変化しないが, 変動抗力・変動揚力ともやや広帯域のスペクトルとなる。これはパワースペクトルの算定の際に, 周期的擾乱を加え始めてから定常状態に至るまでの過渡状態を含んで計算している影響と思われる。

同様に $f_a/f_s = 0.00$ (擾乱なし) ~ 9.09 の周波数の擾乱を静止円柱まわりの流れに付加する解析を行い, 変動抗力係数 C_D と変動揚力係数 C_L の r.m.s. 値 $C_{D,rms}$, $C_{L,rms}$, 定常抗力係数 \bar{C}_D および変動揚力のパワースペクトル値が最大となる周波数 f_{peak} (周期的擾乱付加時の後流渦放出周波数に相当) の変化についてまとめた結果を図 3.14 に示す。なお $C_{D,rms}$, $C_{L,rms}$ はそれぞれ C_D および C_L の定常成分を取り除いたパワースペクトルの $fff_s = 0.0 \sim 48.0$ の周波数領域の面積から求めており, それぞれ周期的擾乱を加えないときの r.m.s. 値 $C_{D0,rms}$, $C_{L0,rms}$ で無次元化してある。 \bar{C}_D は C_D の無次元継続時間 $T^* = 250$ の時系列の平均値から求めた。また f_{peak} は擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数 $f_s = 0.55\text{Hz}$ で無次元化している。図によれば $f_a/f_s = 4.45$ (Bloor の遷移波周波数) 付近の周

期的攪乱において \bar{C}_D や f_{peak} が大きく変化し、この周波数付近の攪乱が静止円柱まわりの流れを変化させるのに効果的であることが確認できる。またそれ以外にも、後流渦放出周波数の2倍および4倍程度の周波数に相当する $f_a/f_s = 1.82, 4.09$ 付近の周期的攪乱によって、 \bar{C}_D , f_{peak} それから $C_{D,rms}$, $C_{L,rms}$ に大きな変化が生じているのが分かる。これらの周波数が効果がある原因は、円柱表面上の2点における周期的攪乱がお互い同時に湧き出し、同時に吸い込むといういわゆる“対称攪乱”であるためである。すなわち後流渦放出周波数の2倍や4倍などの偶数倍の周波数の攪乱は、片方の剥離せん断層から後流渦が放出されるときに円柱表面から攪乱が湧き出す（あるいは吸い込む）と、他方の剥離せん断層から後流渦が放出されるときも必ず攪乱が湧き出す（あるいは吸い込む）ような位相の関係となり、2つの剥離せん断層からの渦放出に対して常に同じ位相の刺激を剥離せん断層に与える。これに対し後流渦放出周波数の1倍や3倍などの奇数倍の周波数の攪乱は、片方の剥離せん断層から後流渦が放出されるとき常に湧き出し、他方から後流渦が放出されるとき常に吸い込むというように、2つの剥離せん断層からの渦放出に対してそれぞれ位相の異なる刺激を与えることになる。したがって偶数倍の周波数の攪乱は、奇数倍の周波数の攪乱よりも効果的に円柱まわりの剥離流れを変化させることができると考えられる。接近流がある特定の周波数の変動を有するいわゆる脈動流 (pulsating flow) 中に置かれた物体に関する研究²⁶⁾²⁷⁾²⁸⁾²⁹⁾によると、一様流中の静止物体の後流渦放出周波数の2倍あるいは4倍の周波数の脈動流によって、物体まわりの剥離せん断層が刺激を受け、後流渦の脈動流への同期現象や物体に作用する空気力の変化が生じることが報告されている。本解析で用いたような対称攪乱は、このような脈動流が物体まわりの流れに与える影響と同様な効果を有すると考えられる。

3. 4. 3 静止円柱まわりの流れに与える周期的攪乱の効果

静止円柱に作用する空気力や後流渦放出周波数を変化させるのに効果的であった $f_a/f_s = 1.82$ (後流渦放出周波数の2倍付近), 3.51 (Weiの式による遷移波周波数), 4.09 (後流渦放出周波数の4倍付近), 4.45 (Bloorの式による遷移波周波数)の各周期的攪乱、それから比較のために $f_a/f_s = 1.00$ (後流渦放出周波数)の周期的攪乱を付加したときの円柱まわりの流れの変化についてより詳細に検討し、静止円柱の空気力特性の変化との対応関係について考察する。

図3.15に周期的攪乱による円柱表面の定常圧力係数 C_p の分布の変化を示す。なお C_p は円柱表面

上の各点での圧力係数の時系列（無次元継続時間 $T^* = 250$ ）の平均値として求めた。周期的攪乱を付加しない場合、定常圧力係数 C_p が最低となる $\phi = 76.3^\circ$ 付近が剥離点に相当する。 $f_a/f_s = 3.51$ （Wei の遷移波周波数）の攪乱を付加した場合は定常圧力分布にほとんど変化がなかったが、 $f_a/f_s = 4.45$ （Bloor の遷移波周波数）の攪乱を付加した場合は、円柱背部での圧力が低下し剥離点も $\phi = 80.2^\circ$ 付近に後退する。図 3.14 の $f_a/f_s = 4.45$ （Bloor の遷移波周波数）の攪乱による定常抗力 $\overline{C_D}$ の増加は、このような円柱背部での圧力の低下が原因である。岡本³⁰⁾も静止円柱まわりの流れへの音響付加実験において、遷移波周波数付近の音響付加によって剥離が遅れるとともに円柱背部の圧力が低下することを報告しており、本解析結果と定性的に一致する。なお $f_a/f_s = 4.45$ に近い $f_a/f_s = 4.09$ の攪乱による定常抗力の増加も同様に、円柱背部での圧力低下によって生じている。また $f_a/f_s = 1.82$ の攪乱の場合はこれらとは逆に、円柱背部での圧力が増加するため定常抗力が減少している。ただし $f_a/f_s = 1.82$ の場合は、剥離点の移動はほとんど生じていない。 $f_a/f_s = 1.00$ （後流渦放出周波数）の攪乱の場合は円柱表面圧力の分布特性はほとんど変化しなかった。

次に、上記 5 種類の周期的攪乱を付加したときの円柱後流の変化について調べた。円柱後流部の主流方向（ x 方向）平均流速 \overline{U} および主流直角方向変動流速の r.m.s. 値 v_{rms} の $x/D = 1.0$ における主流直角方向（ y 方向）への分布を図 3.16 および図 3.17 に示す。なお \overline{U} および v_{rms} は、それぞれ主流方向流速 u の無次元継続時間 $T^* = 150$ の時系列の平均値、主流直角方向流速 v の無次元継続時間 $T^* = 150$ の時系列の r.m.s. 値として求めた。 $f_a/f_s = 4.45$ （Bloor の遷移波周波数）の攪乱や $f_a/f_s = 4.09$ の攪乱付加により円柱後流部での \overline{U} の速度欠損が減少しており、この速度欠損の減少が図 3.15 の円柱背部での圧力低下あるいは図 3.14 の定常抗力 $\overline{C_D}$ の増加の原因になっていると考えられる。またこのとき v_{rms} は増加しており、図 3.14 で後流渦の強さの増加により変動揚力 $C_{L,rms}$ が増加することに対応している。逆に $f_a/f_s = 1.82$ の攪乱の場合は、円柱後流部での \overline{U} の速度欠損の増加が円柱背部での圧力増加あるいは定常抗力 $\overline{C_D}$ の減少の原因となっている。この場合は v_{rms} は減少しており、図 3.14 での $C_{L,rms}$ の減少に対応している。図 3.18 は $y/D = 0.0$ 上の \overline{U} および v_{rms} の主流方向（ x 方向）への分布を示す。 $f_a/f_s = 4.45$ （Bloor の遷移波周波数）の攪乱や $f_a/f_s = 4.09$ の攪乱を付加した場合は後流全体にわたり速度欠損が減少し、 $f_a/f_s = 1.82$ の攪乱の場合は逆に速度欠損が増加している様子が分かる。また v_{rms} が最大となる x 位置は後流渦形成位置の目安となるが、 $f_a/f_s = 4.45$ の攪乱付加の場合はこの x 位置がより円柱に近づき、 $f_a/f_s = 1.82$ や $f_a/f_s = 3.51$ （Wei の遷移波周波数）の攪乱を付加

した場合は円柱から遠ざかる。なお $f_a/f_s = 1.00$ の攪乱の場合は、 \bar{U} , v_{rms} の両分布とも大きな変化はみられなかった。

さらに円柱表面近傍の剥離せん断層の流れの変化についても検討した。図 3.19～図 3.21 は上記と同様な 5 種類の周期的攪乱を付加したときの接線方向 (θ 方向) の平均流速 \bar{U}_θ の円柱表面から半径方向 (r 方向) への分布である。いずれの \bar{U}_θ も θ 方向流速の無次元継続時間 $T^* = 150$ の時系列の平均値として求めた。 $f_a/f_s = 4.45$ (Bloor の遷移波周波数) の攪乱や $f_a/f_s = 4.09$ の攪乱付加により、円柱表面近くでの平均流速 \bar{U}_θ が増加し境界層が薄くなっているのが分かる。この平均流速 \bar{U}_θ の増加は図 3.22～図 3.24 に示すように、 $f_a/f_s = 4.45$ や $f_a/f_s = 4.09$ の周期的攪乱の付加により円柱表面近くでの流速の変動成分が強まり、主流から円柱表面近くの流れへの運動量の輸送が促進されることが原因であると考えられる。 $f_a/f_s = 4.45$ (Bloor の遷移波周波数) の攪乱は、他の周波数の攪乱に比べ剥離せん断層内では最も不安定で増幅されやすいため円柱表面近傍の流速の変動成分が発達したと推測される。逆に $f_a/f_s = 1.82$ の攪乱の場合は、円柱表面近傍の流速の変動成分が減少することにより接線方向の平均流速 \bar{U}_θ が減少している。なお $f_a/f_s = 1.82$ の攪乱付加による円柱表面近傍の流速の変動成分の減少は、おもに後流渦の強さの低下が原因であると考えられる。

3. 4. 4 周期的攪乱による静止円柱まわりのフローパターンの変化

上記と同じ $f_a/f_s = 1.82$ (後流渦放出周波数の 2 倍付近), 3.51 (Wei の式による遷移波周波数), 4.09 (後流渦放出周波数の 4 倍付近), 4.45 (Bloor の式による遷移波周波数), 1.00 (後流渦放出周波数) の 5 種類の周期的攪乱を静止円柱まわりの流れに付加したときのフローパターンの変化について検討した。各周期的攪乱を付加したときの円柱後流の流れ線と圧力分布について、後流渦放出のほぼ 1 周期分の変化を示したのが図 3.25～図 3.30 である。

周期的攪乱を付加しない場合 (図 3.25), 例えば流れ線の時刻 $t = 428.6523$ で下側のせん断層から後流渦が巻き上がる時、上側のせん断層にはすでに次の後流渦の種ともいべき小さな渦が発生している。この小さな渦は円柱表面に沿って流下とともに成長し、下側のせん断層に生じた同じ回転方向を持つ小スケールの渦と合体して新たな後流渦として巻き上がる。このような渦の成長の繰り返しにより、円柱後流には規則的に交番する後流渦 (カルマン渦) を生じる。

周期的攪乱を付加したとき最も対照的なフローパターンを示すのは、 $f_a/f_s = 4.45$ (Bloor の式によ

る遷移波周波数)の攪乱と1.82(後流渦放出周波数の2倍付近)の攪乱を付加した場合である。 $f_a f_s$
 $= 4.45$ の場合、流線図から分かるように、後流渦の種となる渦の初期段階での発達早い、これは
 $f_a f_s = 4.45$ の攪乱成分が剥離せん断層内で増幅されて大きな変動を生じ、後流渦の種となる渦の形
成を促進したためと思われる。また流下とともにこの渦が発達する段階において、 $f_a f_s = 4.45$ の場
合は $f_a f_s = 1.82$ の場合よりも円柱表面の近くを通して発達し、大スケールの渦を形成した後、 $f_a f_s$
 $= 4.45$ の場合は反対側のせん断層のより近くまで進入している。図3.22～図3.24において $f_a f_s = 4.45$
の攪乱による変動速度の増加は、後流渦の強さの増加の他にこのような円柱表面近くを通る渦の発
達にも起因していると考えられる。また等圧力線図では、 $f_a f_s = 4.45$ の攪乱を付加した場合は、渦
がより円柱表面近くを発達しながら流下するために円柱背面での圧力が低下し、 $f_a f_s = 1.82$ の攪乱
を付加した場合は逆の現象が生じている様子が示されている。このような $f_a f_s = 4.45$ の攪乱による
円柱背面での圧力の低下や $f_a f_s = 1.82$ の攪乱による円柱背面での圧力の増加は、図3.15の円柱表面
の $f_a f_s = 4.45, 1.82$ の攪乱による圧力係数の変化と対応する。

3. 5 渦励振に対する周期的攪乱の効果

前節と同じ $f_a/f_s = 1.82$ (後流渦放出周波数の2倍付近), 3.51 (Weiの式による遷移波周波数), 4.09 (後流渦放出周波数の4倍付近), 4.45 (Bloorの式による遷移波周波数) の4種類の周期的攪乱について, $Re=2000$ の一様流中の円柱の渦励振に対する制振効果について解析する。なお比較のため, $f_a/f_s = 1.00$ (後流渦放出周波数) の周期的攪乱についても解析する。境界条件等も前節の静止円柱の場合と同様である。円柱の単位長さあたりの質量 m は前章の風洞実験の円柱模型の場合と同じ $m = 24.725$ (g/cm) とし, 風洞実験でのスクリーン数 $Sc = 28.4$ と一致させるために減衰係数 $c = 2.01966$ (dyn·sec/cm²) とした。また円柱のバネ定数 $k = 295.271$ (dyn/cm²) とし, 円柱の固有振動数 f_n と周期的攪乱を加えないときの静止円柱の後流渦放出周波数 f_s ($= 0.55\text{Hz}$) を一致させている。

図 3.31 に示すように円柱の渦励振応答振幅がほぼ定常に達するまで, 周期的攪乱を付加しない状態の解析を行った。応答振幅がほぼ一定となった時刻 503.7798 sec において, それぞれの周期的攪乱の付加を開始した。 $f_a/f_s = 3.51$ (Weiの式による遷移波周波数) の攪乱では渦励振応答振幅に対する効果はほとんど得られなかったが (図 3.32(c)), $f_a/f_s = 4.45$ (Bloorの式による遷移波周波数) の攪乱では渦励振を制振することができた (図 3.32(e))。図 3.14(a) の静止円柱に対する周期的攪乱付加では, $f_a/f_s = 3.51$ (Weiの遷移波周波数) の攪乱は変動揚力を低減する効果すなわち後流渦の強さを弱める効果があり, $f_a/f_s = 4.45$ (Bloorの遷移波周波数) の攪乱はむしろ後流渦の強さを強める効果があることから, 周期的攪乱付加による後流渦の強さの低下が渦励振制御に関与しているとは考えにくい。むしろ図 3.14(c) の $f_a/f_s = 4.45$ (Bloorの遷移波周波数) の攪乱を付加したときのような後流渦放出周波数の増加が, 渦励振制御の原因となっていると考えられる。 $f_a/f_s = 4.45$ の攪乱と同じく後流渦放出周波数を増加させる効果のある $f_a/f_s = 4.09$ の攪乱の場合も, やはり渦励振の応答振幅は低減されている (図 3.32(d))。また後流渦放出周波数を減少させる効果のある $f_a/f_s = 1.82$ の攪乱の場合は, 渦励振の応答振幅が増幅されており (図 3.32(b)), 後流渦放出周波数の増加する $f_a/f_s = 4.09$ や $f_a/f_s = 4.45$ の攪乱の場合とは渦励振に対し逆の効果を有することが分かる。

そこで $f_a/f_s = 1.82, 4.09, 4.45$ の攪乱を付加した場合の後流渦放出周波数の変化が渦励振制御特性の変化の要因となっていることを確認するため, 周期的攪乱を付加する代わりに流入流速 (レイノルズ数 Re) を変化させることによって, 後流渦放出周波数を変化させ渦励振応答振幅の変化を調べ

た。図 3.33 に $Re = 1900, 2037, 2218$ における渦励振応答振幅の時系列（周期的攪乱なし）の変化を示す。なお $Re = 1900, 2037, 2218$ での静止円柱の後流渦放出周波数は、それぞれ $Re = 2000$ で $f_v/f_s = 1.82, 4.09, 4.45$ の攪乱を加えたときの静止円柱の後流渦放出周波数 $0.52, 0.56, 0.61\text{Hz}$ とほぼ等しい。周期的攪乱を付加したときの図 3.32(b)(d)(e) の応答振幅の変化と流入流速を変化させたときの図 3.33(a)(b)(c) の応答振幅の変化の特性はよく対応しており、周期的攪乱付加による渦励振特性の変化が、後流渦放出周波数の変化によって生じていることを支持する。

3. 6 風洞実験との比較

円柱表面上の2点から周期的攪乱を付加したときの円柱渦励振に関する数値解析結果を、風洞実験における円柱渦励振の音響付加実験結果と比較し考察する。

3. 6. 1 渦励振制御に効果のある攪乱周波数

風洞実験では、円柱まわりの剥離せん断層内に存在する遷移波の周波数に近い周波数の音響攪乱が、円柱の渦励振制御に効果があった。図 3.32で示したように、数値解析の場合も風洞実験の場合と同様に、遷移波周波数に近い周波数の周期的攪乱を付加したとき渦励振を抑制することができた。しかし風洞実験の場合は Bloor と Wei の2種類の遷移波周波数の予測値のうち、Wei の予測値に近い音響攪乱を付加したとき渦励振の制振効果が得られたのに対し、数値解析の場合は、Bloor の予測値付近の周期的攪乱付加で制振効果が得られた。遷移波は流れの乱流遷移に関わる不安定波であり、風洞実験 ($Re > 2.0 \times 10^4$) と数値解析 ($Re = 2.0 \times 10^3$) の場合とで扱ったレイノルズ数のオーダーが異なることなどが原因の1つと考えられる。また風洞実験では円柱スパン方向に流れの3次元性が生じるのに対し、数値解析では周期的攪乱を加えた場合でも完全に2次元性が保たれていることなども何らかの影響を及ぼしている可能性がある。いずれにせよ前章の風洞実験でも述べたように、Wei と Bloor とで遷移波周波数の測定値が異なる理由自体明らかになっておらず、この原因については今後さらに検討していく必要がある。

また数値解析の場合、円柱の後流渦放出周波数の2倍や4倍付近の周期的攪乱も渦励振の制振特性を変化させるのに効果があった。これは静止円柱まわりの流れ解析結果でも見られたように、円柱表面上の対称攪乱の位相と後流渦放出の位相との一致により生じる円柱周辺の剥離流れの変化に起因していると考えられる。しかし風洞実験では、後流渦放出周波数の2倍や4倍付近の周波数の音響を付加しても渦励振特性は変化していない。このことは風洞実験における音響攪乱が、数値解析で仮定したような対称攪乱になっていないことを示している。

3. 6. 2 周期的攪乱による渦励振の制御メカニズムについて

数値解析結果によれば、遷移波周波数付近の周期的攪乱の付加による後流渦放出周波数の増加が、

渦励振特性の変化の要因となっていることが示唆された。図 3.34 の風洞実験結果においても、渦励振制御に効果の高かった音響周波数付近（図中の矢印）で円柱の渦励振振動数 f_b が増加する傾向が示されており、遷移波周波数付近の音響擾乱付加により後流渦放出周波数が増加することを示唆する。

解析した渦励振は比較的応答振幅が小さく、共振風速付近で応答振幅が最大値をとるなど、円柱後流渦による強制振動的性質が強い。そのため渦励振応答振幅の大小は、後流渦放出周波数が円柱との共振振動数に近いかそうでないかに依存する。遷移波周波数付近の周期的擾乱を付加した場合は後流渦放出周波数が増加するが、そのとき後流渦放出周波数が共振振動数から遠ざかるように働けば渦励振応答振幅は低減され、共振振動数に近づくように働けば応答振幅は増幅することになる。例えば、図 3.32 のように後流渦放出周波数が共振振動数にほぼ一致する風速域では、遷移波周波数付近の周期的擾乱を付加すると後流渦放出周波数が共振振動数より増加することになるため応答振幅は低減する（図 3.32(d)(e)）。後流渦放出周波数が共振振動数よりも高い風速域においても同様に、遷移波周波数付近の周期的擾乱は後流渦放出周波数を共振振動数より遠ざけるように働くため応答振幅は低減すると考えられる。しかし後流渦放出周波数が共振振動数より低い風速域では、後流渦放出周波数が遷移波周波数の周期的擾乱付加により増加し共振振動数に接近するため、応答振幅は増幅してしまうことが予想される。図 3.35 の解析結果は、このような低い風速域 ($Re=1700$) において後流渦放出周波数を増加させる効果のある $f_{u1}=1.93\text{Hz}$, 2.27Hz の 2 種類の周期的擾乱（いずれも遷移波周波数付近の擾乱）を付加するとやはり応答振幅が増加することを示している。なお風洞実験では、このような低風速域でも音響付加により制振効果が得られている。

本解析で扱った渦励振は応答振幅が小さいため、周期的な後流渦放出による強制振動的性質が強かった。しかし応答振幅がさらに大きい渦励振では、物体自体の運動により生じる非定常的な空気が支配的となり、自励振動的な性質が強くなると考えられる。そのような渦励振では、後流渦放出周波数が物体振動数に引き込まれるいわゆる lock-in 現象をとまったり、共振風速よりも高い風速域で応答振幅が最大となるなど、応答振幅の小さい強制振動的な渦励振とは異なる特性を呈するようになる。前章の風洞実験の場合も同様な渦励振の応答特性を示しており、ある程度自励的な性質を有していたことが予想される。自励的な性質を有する渦励振に対する周期的擾乱の効果については、強制振動的性質の強い渦励振に対する効果と必ずしも同じでない可能性があり、今後、応答振

幅が大きく自励的性質の強い渦励振に対する解析を行い、さらに検討する必要がある。

その他に、周期的攪乱（音響）の付加により後流渦放出の2次元性が乱される効果が、風洞実験における円柱の渦励振特性の変化の要因となっている可能性もある。Wei²⁴⁾は静止円柱まわりの流れの可視化によって、周期的攪乱を加えない自然状態において円柱まわりの剥離せん断層中の遷移波はその発達とともに円柱スパン方向に3次元性を帯びることを報告している。すなわち人為的に遷移波付近の周期的攪乱を剥離せん断層に送り込むことにより、この攪乱成分の剥離せん断層内での発達を促進させ、後流渦放出の2次元性を乱すことによって渦励振を低減できる可能性がある。本解析は2次元での計算であり、このような3次元的な流れの変化は追跡できていない。また Davidら³¹⁾の静止円柱の水中実験では、周期的攪乱の強さによって円柱まわりの流れに与える効果が変化することが報告されており、周期的攪乱の強さも制振メカニズムを検討する上で重要な要因であると考えられる。

3.7 まとめ

円柱表面上の2点に設けた周期的な湧き出し・吸い込み（周期的攪乱）により一様流中の円柱まわりの剥離流れを刺激する数値シミュレーションを有限要素解析により行い、静止円柱に作用する空気力や円柱まわりの流れの変化、それから円柱の渦励振に対する制振効果について検討した。また音響による円柱の渦励振制御の風洞実験結果と比較し、その類似点や相違点、それから渦励振の制振メカニズム等について考察した。

$Re=2000$ 付近の一様流中において、静止円柱まわりの流れに単一周波数の周期的攪乱を付加する解析の結果、以下のような知見が得られた。

- (1) Wei や Bloor の遷移波周波数の予測値付近の周期的攪乱を静止円柱まわりの流れに付加することにより、静止円柱まわりの流れの特性を効果的に変化させることができた。特に、Bloor の遷移波周波数の周期的攪乱を付加した場合は、剥離せん断層内の流速の変動成分の増加により剥離せん断層が薄くなり剥離点が下流側に移動する、後流渦の巻き込みが円柱のより近くで生じるため後流部の速度欠損が減少し円柱背部の圧力が低下する、後流渦放出周波数が増加するなどの顕著な変化が見られた。Bloor の遷移波周波数の攪乱を付加したときのフローバターンによれば、後流渦の形成段階での発達促進がこれらの流れの変化の原因となつていと考えられる。なお Wei の遷移波周波数の攪乱を付加した場合は、流れの特性に大きな変化は見られなかったが、変動揚力を低減する効果があることが分かった。
- (2) 遷移波周波数の周期的攪乱以外に、後流渦放出周波数の2倍や4倍付近の周期的攪乱も静止円柱まわりの流れの特性を変化させるのに効果があった。これは円柱表面上の対称攪乱の位相と後流渦放出の位相との一致により生じる円柱まわりの剥離流れの変化に起因していると考えられる。同様の現象は既往の脈動流中の物体まわりの流れに関する研究においても確認されている。なお後流渦放出周波数の2倍の周波数の攪乱を付加した場合は、剥離せん断層が厚くなる、後流渦の巻き込みが下流側に移動するため後流部の速度欠損が増加し円柱背部の

圧力が増加する、後流渦放出周波数が減少するなど、Bloorの遷移波周波数の擾乱を付加したときと逆の現象が生じた。

$Re=2000$ 付近の静止円柱まわりの流れの特性を変化させるのに効果のあった $f_0/f_s=1.82$ (後流渦放出周波数の2倍付近), 3.51 (Weiの式による遷移波周波数), 4.09 (後流渦放出周波数の4倍付近), 4.45 (Bloorの式による遷移波周波数) の周期的擾乱および比較のための $f_0/f_s=1.00$ (後流渦放出周波数) の周期的擾乱を付加し、円柱の渦励振に対する制振効果について解析した結果、以下の知見が得られた。

- (3) 風洞実験結果と同様、遷移波周波数付近の周期的擾乱が渦励振特性を変化させるのに効果が高かった。しかし風洞実験結果では Wei の遷移波周波数の音響擾乱を付加したときに効果が高かったのに対し、数値解析の場合は Bloor の遷移波周波数の周期的擾乱を付加したときに効果が高く、効果のある擾乱の周波数に多少異なる傾向が見られた。この原因については、実験と解析でのレイノルズ数の相違、実験における流れの3次元性の存在などが考えられる。
- (4) 数値解析で検討したような応答振幅が小さく強制振動的性質が強い渦励振の場合、遷移波周波数付近の周期的擾乱を付加すると、渦励振の応答振幅が最大となる風速やそれより高い風速域では応答は低減できるが、それらより低い風速域では応答は増幅してしまうことが明らかとなった。これは遷移波周波数付近の周期的擾乱が後流渦放出周波数を増加させる効果を有するため、後流渦放出周波数が共振振動数から離れるように作用する場合は応答振幅は低減するが、共振振動数に近づくように作用する場合は応答振幅が増幅されることに起因する。一方、風洞実験の渦励振の場合はある程度自励的性質を有していると思われ、音響付加による渦励振メカニズムが必ずしも数値解析の場合と同じでない可能性がある。
- (5) 後流渦放出周波数の2倍や4倍付近の周波数の周期的擾乱の付加も、渦励振の応答特性を変化させるのに効果があった。前者の場合は渦励振応答は増幅され、後者の場合は渦励振応答は低減された。これらの周波数の擾乱が効果があった原因は、静止円柱まわり流れの解析の

場合と同様に、円柱表面上の対称攪乱の位相と後流渦放出の位相との一致により生じる円柱まわりの剥離流れの変化に起因する効果によると考えられる。なお後者は遷移波周波数に近かったことも制振効果が得られた理由の1つであると考えられる。風洞実験では、これらの周波数の音響を付加してもほとんど渦励振に対する効果は得られておらず、実験における音響攪乱が数値解析で仮定したような対称攪乱ではないことを示している。

参考文献 (第3章)

- 1) Wei, T and Smith, C. R. : Secondary vortices in the wake of circular cylinders, *J. Fluid Mech.* , Vol. 169, pp.513-533, 1986.
- 2) 谷一郎編 : 乱流, 第4章, 丸善, 1980.
- 3) 岡内, 伊藤, 宮田 : 耐風構造, 第3章, 丸善, 1977.
- 4) Braza, M., Chassaing, P. and Ha Minh, H. : Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, vol. 165, pp.79-130, 1986.
- 5) Braza, M., Chassaing, P. and Ha Minh, H. : Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder, *Phys. Fluids. A.*, Vol. 2, No. 8, pp.1461-1471, 1990.
- 6) Braza, M. et al. : Prediction of certain transition characteristics in the wake of a circular cylinder in free and forced flow, *Proc. of IUTAM Symp. on Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities*(ed. H. Eckelmann et al.), pp.279-284, Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- 7) 西岡通男 : トルミーン・シュリヒティング波動から壁乱流へのプロセス, 日本航空宇宙学会誌, 第37巻第421号, pp.61-69, 1989.
- 8) 日本流体力学会編 : 流体力学の世界, 朝倉書店, 1990.
- 9) 浅井, 西岡 : 前縁剥離流の受容性, ながれ, 10, pp.35-46, 1991.
- 10) 浅井, 西岡 : 前縁剥離泡流れの外乱に対する応答, 第20回乱流シンポジウム講演論文集, pp.138-143, 1988.
- 11) Nishioka, M., Asai, M. and Yoshida, S. : Control of flow separation by acoustic excitation, *AIAA Journal*, Vol.28, No.11, pp.1909-1915, 1990.
- 12) Nishioka, M. and Morkovin, M. V. : Boundary-layer receptivity to unsteady pressure gradients: experiments and overview, *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp.219-261, 1986.
- 13) Goldstein, M. E. and Hultgren, L. S. : Boundary-layer receptivity to long-wave free-stream disturbances, *Ann. Rev. Fluid Mech.* 21, pp.137-166, 1989.
- 14) 西岡通男 : 境界層の受容性, 京大数理解析研究所講義録 569, pp.53-70, 1985.

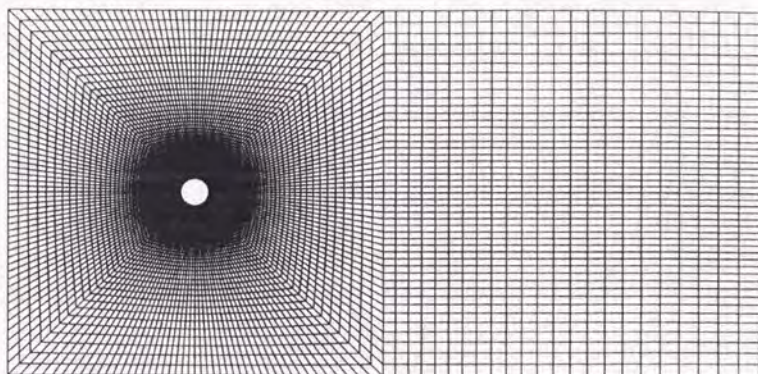
- 15) 昆沙賀, 井上: 円柱まわりのはく離流れの人工制御, 第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp.411-414, 1993.
- 16) Hirt, C. W., Amsden, A. A. and Cook, J. L.: An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds, *J. Comp. Phys.*, Vol. 14, pp.227-253, 1974.
- 17) 野村, 飯島: ALE法に基づく粘性流体と構造との相関問題の有限要素解析手法, 土木学会論文集, No.416/I-13, pp.285-294, 1990.
- 18) 野村卓史: ALE有限要素法による流れ・構造連成解析への予測子・修正子法の適用と計算過程に関する技法, 土木学会論文集, No.455/I-21, pp.55-63, 1992.
- 19) Nomura, T. and Hughes, T. J. R.: An arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for interaction of fluid and a rigid body, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 95, pp.115-138, 1992.
- 20) Nomura, T.: Finite element analysis of vortex-induced vibrations of bluff cylinders, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 46 & 47, pp.587-594, 1993.
- 21) Brooks, A. N. and Hughes, T. J. R.: Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations, *Comput. Meths. Appl. Mech. Engrg.*, Vol.32, pp.199-259, 1982.
- 22) 土木学会構造工学委員会耐風設計研究小委員会耐風工学数値実験分科会編: 構造工学シリーズ 5 風工学のための流れの数値シミュレーション法入門, 1992.
- 23) Blevins, R.D.: *Flow-Induced Vibration*, 2nd ed., Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
- 24) Wei, T and Smith, C. R.: Secondary vortices in the wake of circular cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol. 169, pp.513-533, 1986.
- 25) Bloor, M. S.: The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 19, pp.290-304, 1964.
- 26) Barnes, F. H. and Grant, I.: Vortex shedding in unsteady flow, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 11, pp.335-344, 1983.
- 27) Clement, R. R.: On locked vortex shedding in a flow with perturbations parallel to the main stream, *J. Sound and Vibration*, 40(4), pp.563-565, 1975.

- 28) 岡南, 白石, 松本: 変動風中における充腹断面の定常空気力について, 日本風工学会年次研究発表会講演梗概集, pp.35-36, 1983.
- 29) 松本勝, チャールス・ナイスリー, フリードリッヒ・メナーハ: 非定常流れの中での矩形断面の流れのパターンと空力特性について, 第8回風工学シンポジウム論文集, pp.263-270, 1984.
- 30) 岡本 覚: 円柱からの渦流出に及ぼす音響の干渉 — 円柱軸に直角方向に音響的かく乱を加えた場合 —, 空気調和・衛生工学会論文集, No. 44, pp.1-10, 1990.
- 31) David, R. et al. : The response and symmetry properties of a cylinder wake subjected to localized surface excitation, *J. Fluid Mech.*, Vol.234, pp.71-96, 1992.

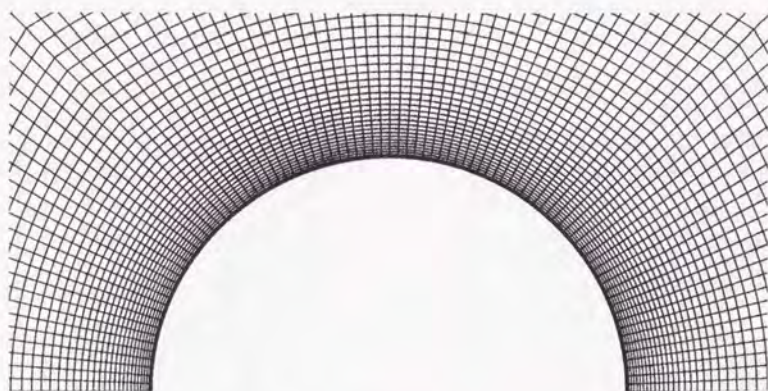
図 表 (第3章)

表3.1 Braza ら⁴⁾⁵⁾⁶⁾の用いた計算格子数

Re	Grids
2000	122×86
3000	122×86
5000	162×106
10000	162×106
20000	222×139
30000	222×139



(a) 解析対象領域全体



(b) 円柱近傍

図3.1 有限要素メッシュ

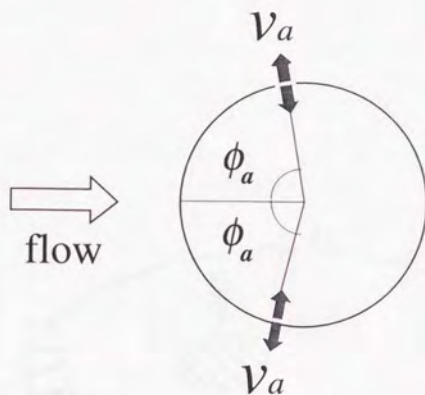
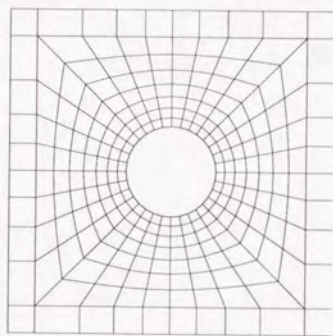
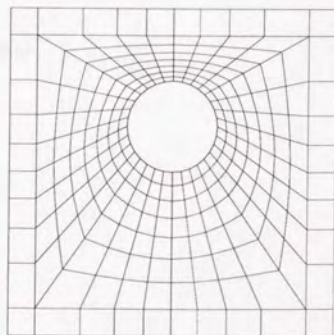


図3.2 周期的攪乱



(a) 変形前



(b) 変形後

図3.3 物体移動に伴うメッシュ変形

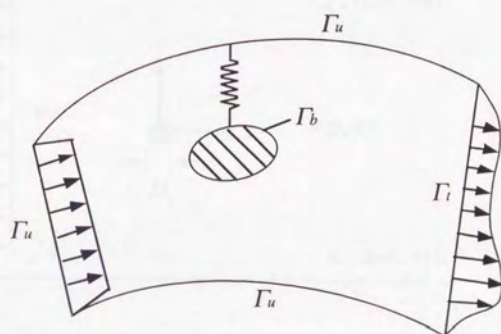
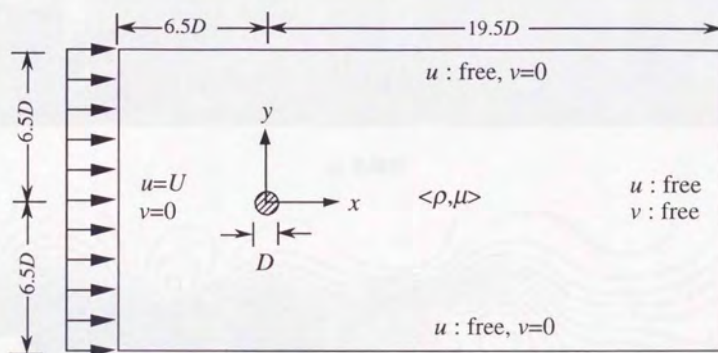


図3.4 境界の種類



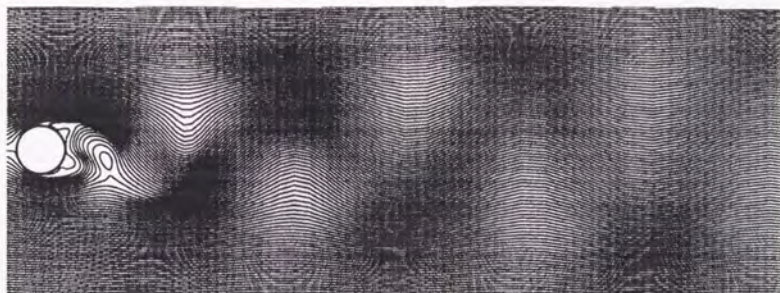
流体密度 : $\rho = 1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$

粘性係数 : $\mu = 1.71 \times 10^{-4} \text{ g/(cm} \cdot \text{s)}$

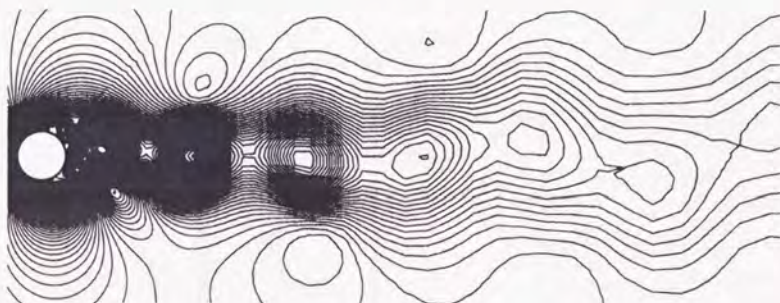
円柱直径 : $D = 10 \text{ cm}$

流入流速 : $U = 26.4 \text{ cm/s}$ (at $\text{Re} = 2.0 \times 10^3$)

図3.5 解析対象領域の境界条件およびその他のパラメータ



(a) 流線図

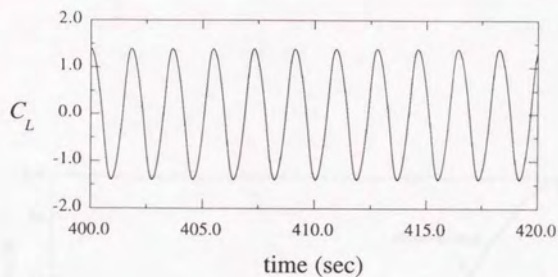


(b) 等圧力線図

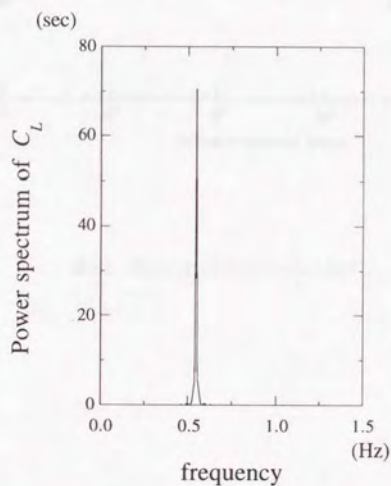


(c) 等渦度線図

図3.6 静止円柱まわりの流れの様子 ($Re = 2000$, 周期的攪乱なし)



(a) 時刻歴



(b) パワースペクトル

図3.7 静止円柱に作用する変動揚力 C_L ($Re = 2000$, 周期的攪乱なし)

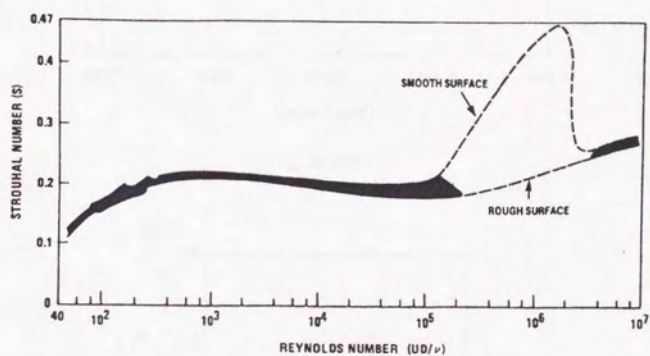
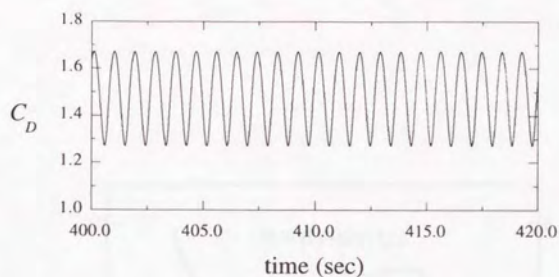
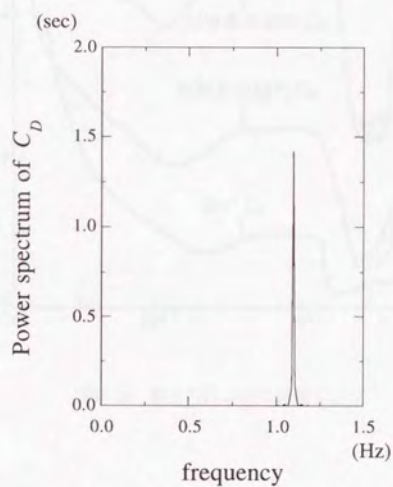


図3.8 静止円柱のストローハル数²³⁾



(a) 時刻歴



(b) パワースペクトル

図3.9 静止円柱に作用する変動抗力 C_D ($Re = 2000$, 周期的攪乱なし)

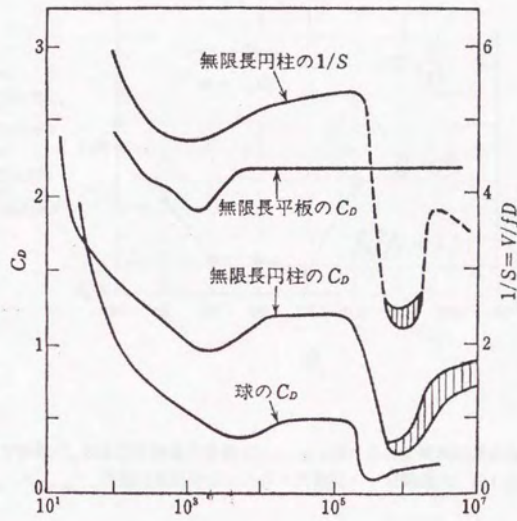


図3.10 静止円柱の抗力係数 C_D ³⁾

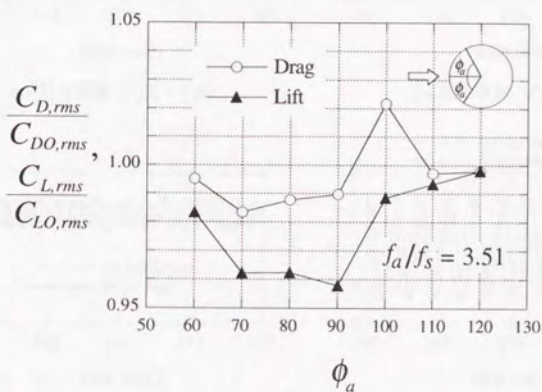


図3.11 変動抗力係数 C_D および変動揚力係数 C_L の r.m.s. 値に及ぼす周期的擾乱付加位置の影響 ($C_{D0,rms}$ ($C_{L0,rms}$): 周期的擾乱がないときの変動抗力 (変動揚力) の r.m.s. 値)

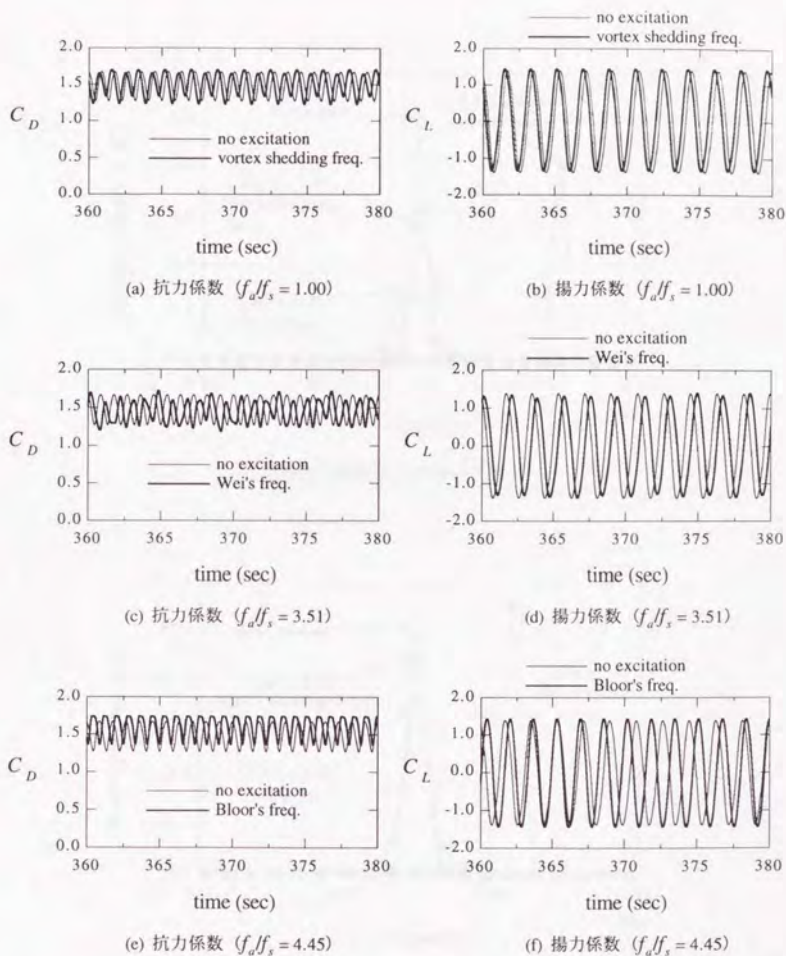
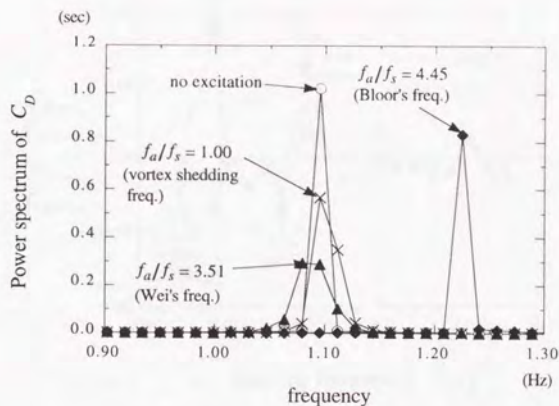
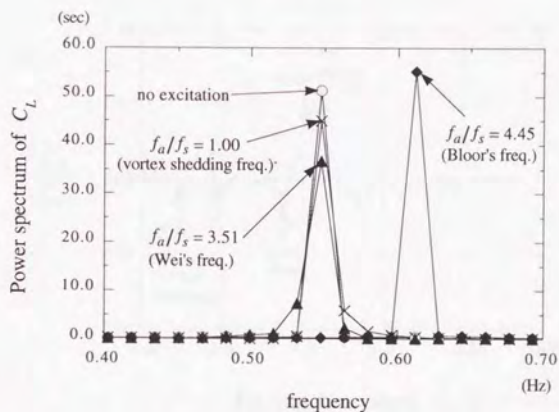


図3.12 静止円柱に周期的攪乱を加えたときの変動空気力の時系列の変化
 f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz)

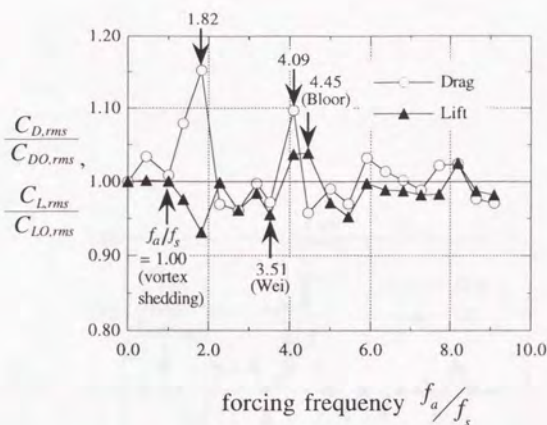


(a) 変動抗力係数 C_D のパワースペクトル

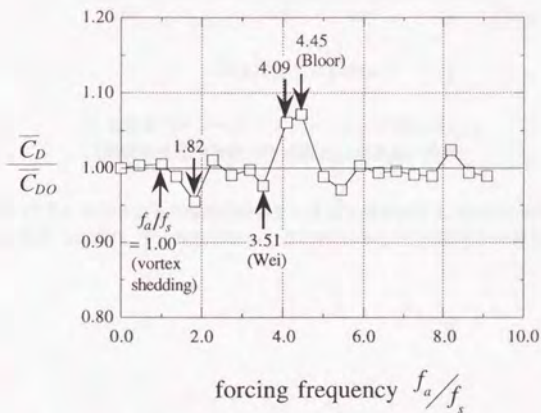


(b) 変動揚力係数 C_L のパワースペクトル

図3.13 静止円柱に周期的擾乱を加えたときの変動空気の力のパワースペクトルの変化 (f_a : 付加擾乱の周波数, f_s : 擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

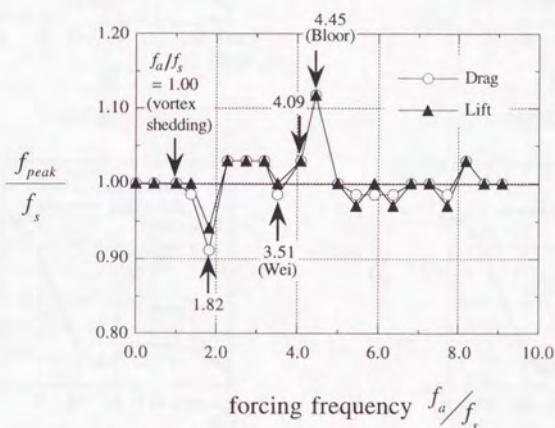


(a) 変動抗力係数 C_D と変動揚力係数 C_L の r.m.s. 値
 $(C_{D0,rms}, C_{L0,rms})$: 周期的擾乱がないときの変動抗力係数(変動揚力係数)の r.m.s. 値



(b) 定常抗力係数 \bar{C}_D
 (\bar{C}_{D0}) : 周期的擾乱がないときの定常抗力係数

図3.14 静止円柱の空気力や後流渦放出周波数に及ぼす周期的擾乱周波数の効果
 $(f_a$: 付加擾乱の周波数, f_s : 擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))



(c) 変動揚力パワースペクトルのピーク周波数 f_{peak}
(周期的攪乱付加時の後流渦放出周波数に相当)

図 3.14 静止円柱の空気力や後流渦放出周波数に及ぼす周期的攪乱周波数の効果 (つづき)
(f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

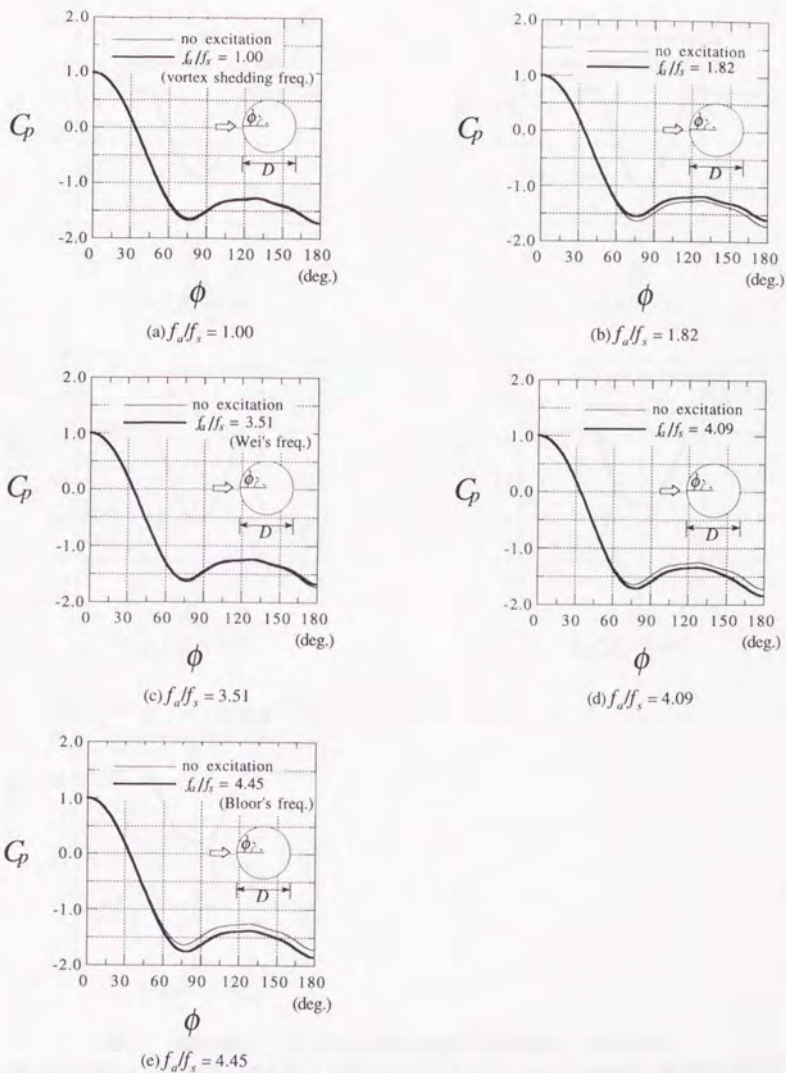


図3.15 周期的攪乱による静止円柱圧力分布の変化
 $(f_a$: 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

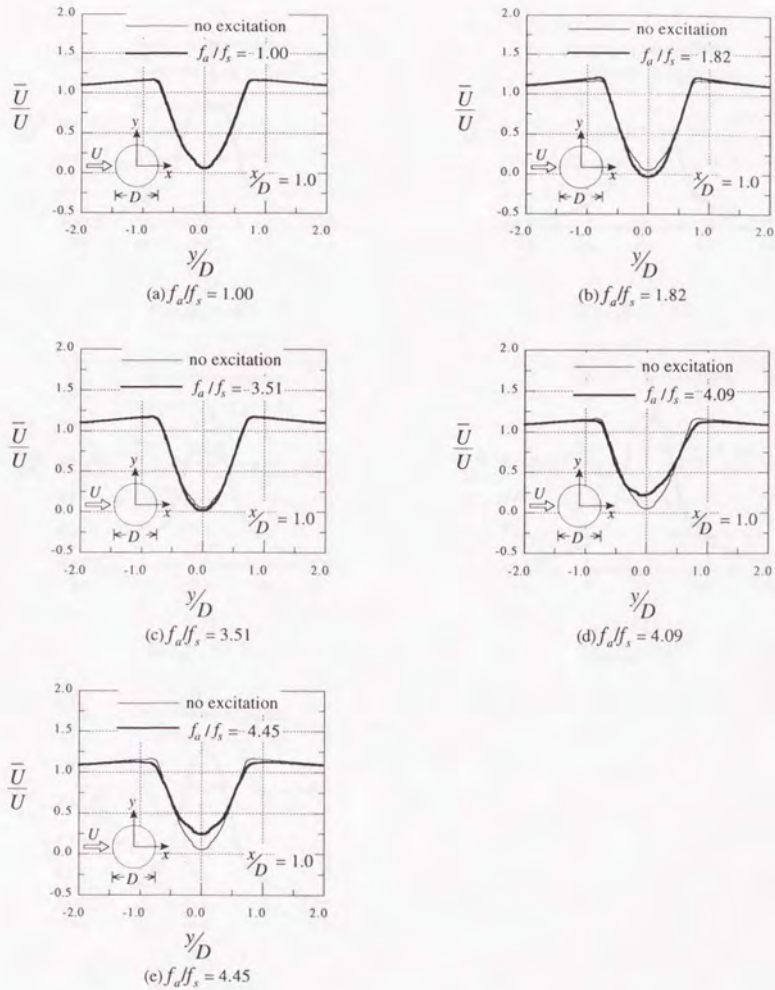


図3.16 周期的攪乱による主流方向平均流速 \bar{U} 分布の変化 ($x/D = 1.0$)

(U : 流入流速, f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

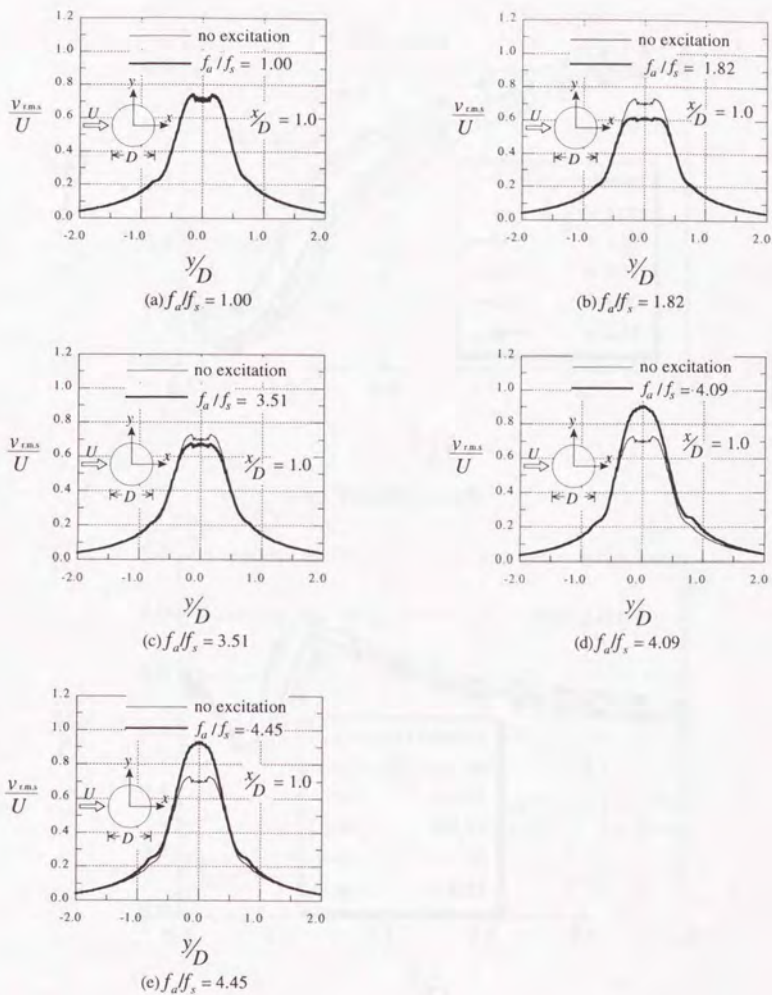
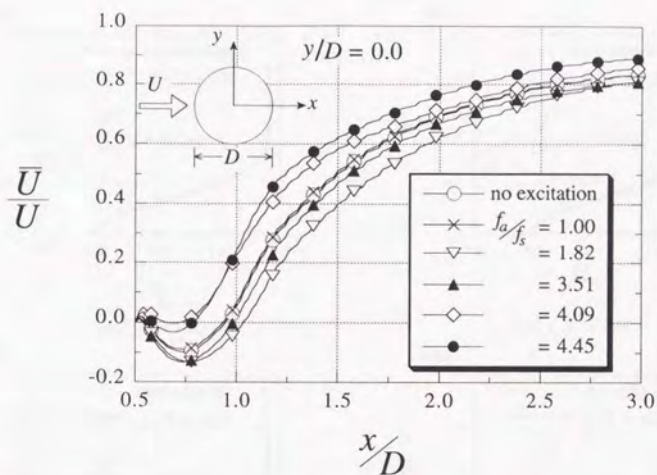
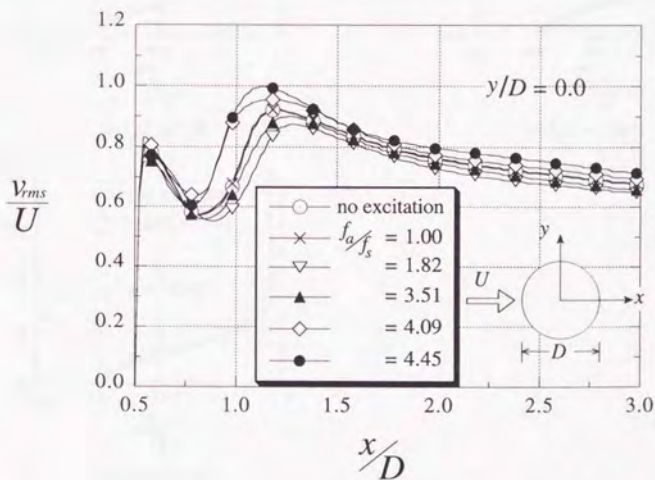


図3.17 周期的攪乱による主流直角方向変動流速 v_{rms} 分布の変化 ($x/D = 1.0$)
 (U: 流入流速, f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))



(a) 平均流速 \bar{U} の分布



(b) 変動流速の r.m.s. 値 v_{rms} の分布

図3.18 平均流速 \bar{U} および変動流速の r.m.s. 値 v_{rms} の流れ方向への分布 ($y/D = 0.0$)

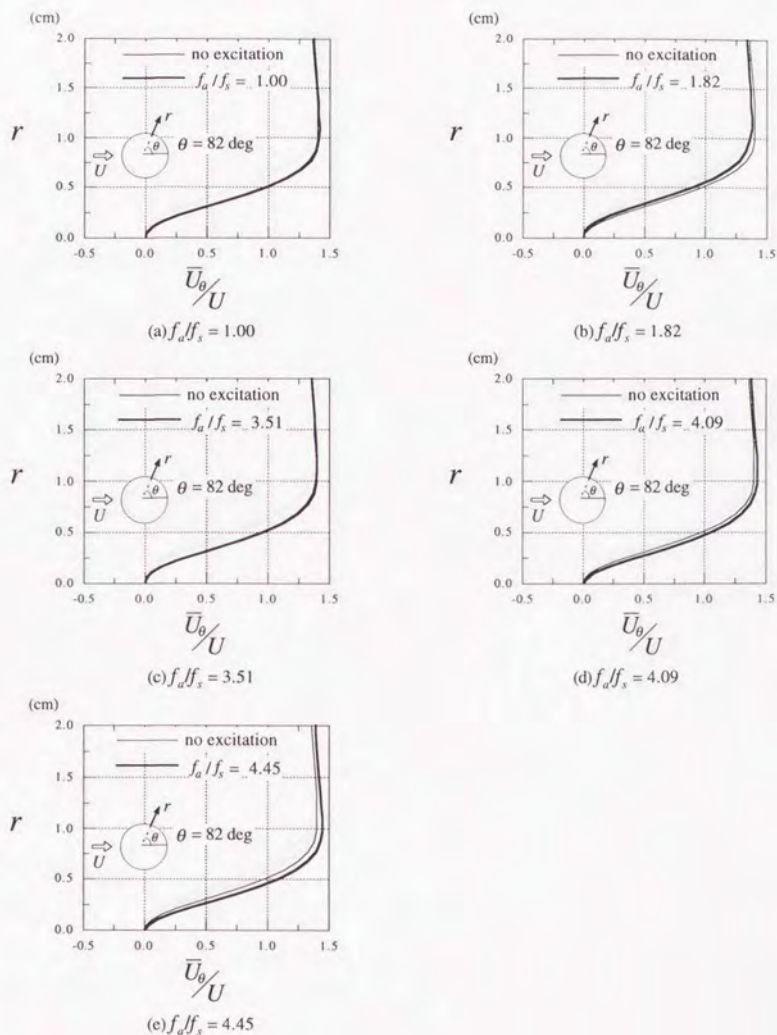


図3.19 周期的攪乱による円周方向平均流速 \bar{U}_θ 分布の変化 ($\theta = 82^\circ$)
 (U: 流入流速, f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

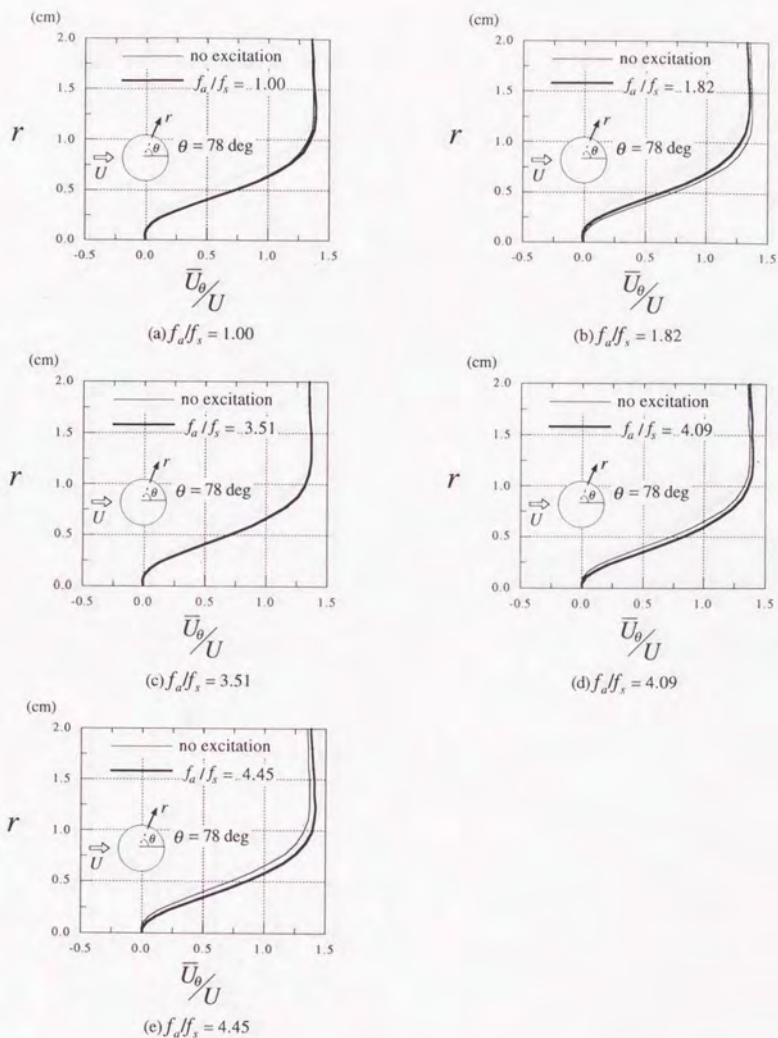


図3.20 周期的擾乱による円周方向平均流速 \bar{U}_θ 分布の変化 ($\theta = 78^\circ$)
 (U : 流入流速, f_a : 付加擾乱の周波数, f_s : 擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

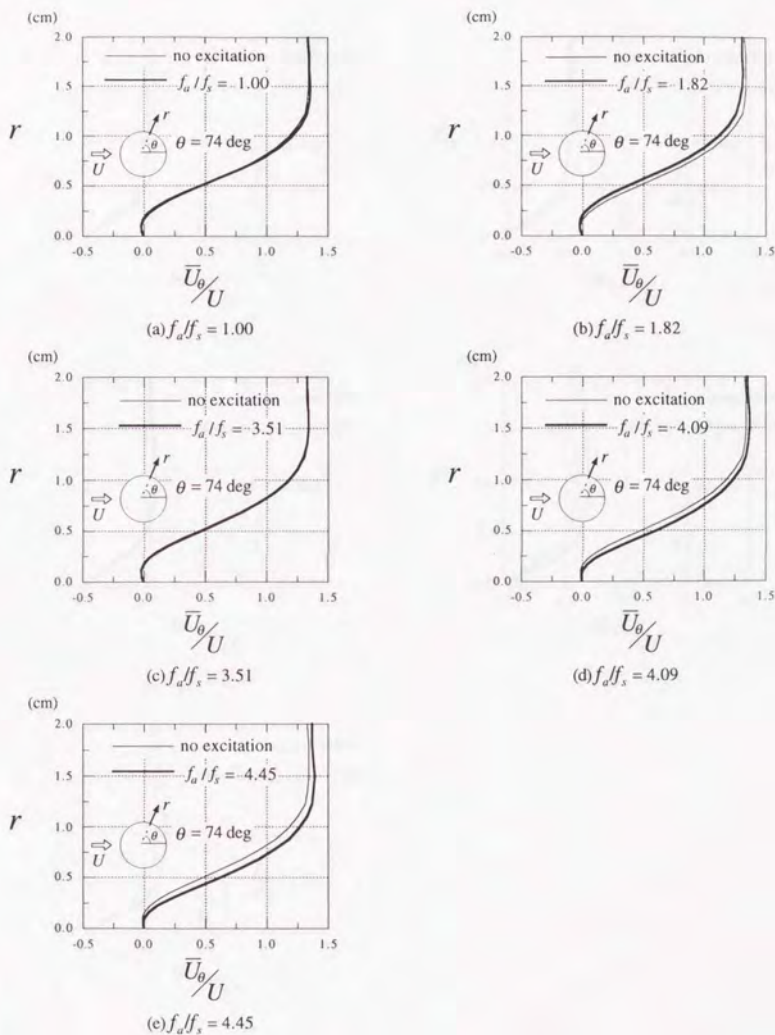


図3.21 周期的攪乱による円周方向平均流速 \bar{U}_θ 分布の変化 ($\theta = 74^\circ$)
 (U : 流入流速, f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

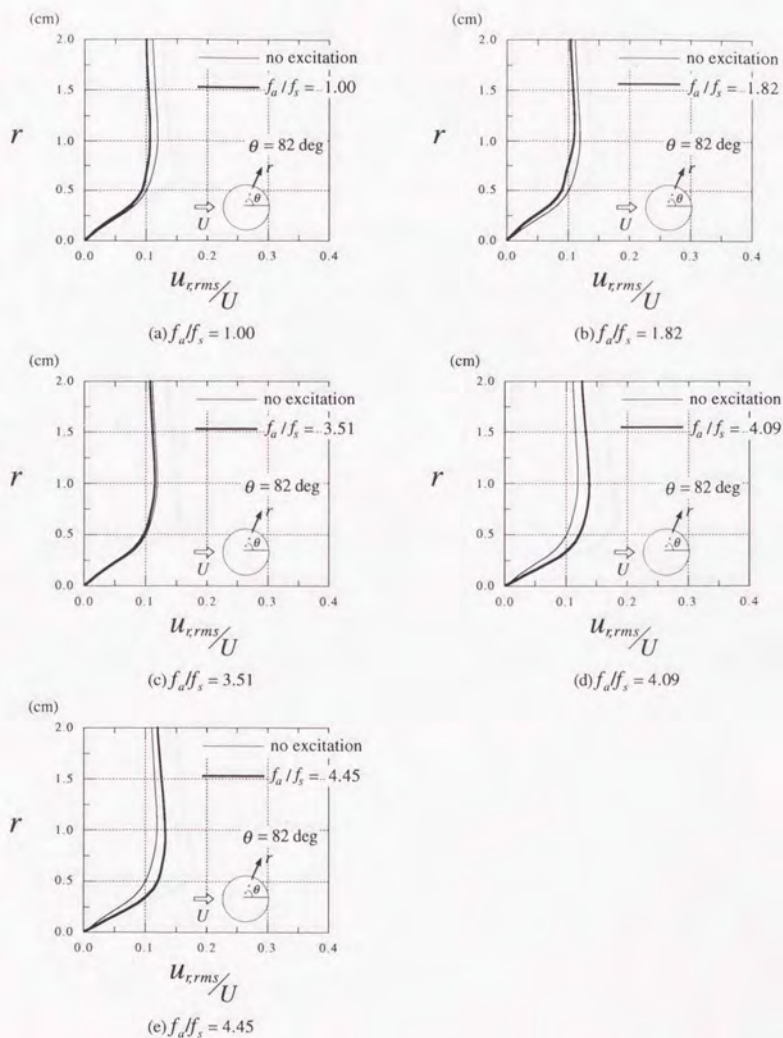


図3.22 周期的攪乱による半径方向変動流速 u_{rms} 分布の変化 ($\theta = 82^\circ$)
 (U : 流入流速, f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

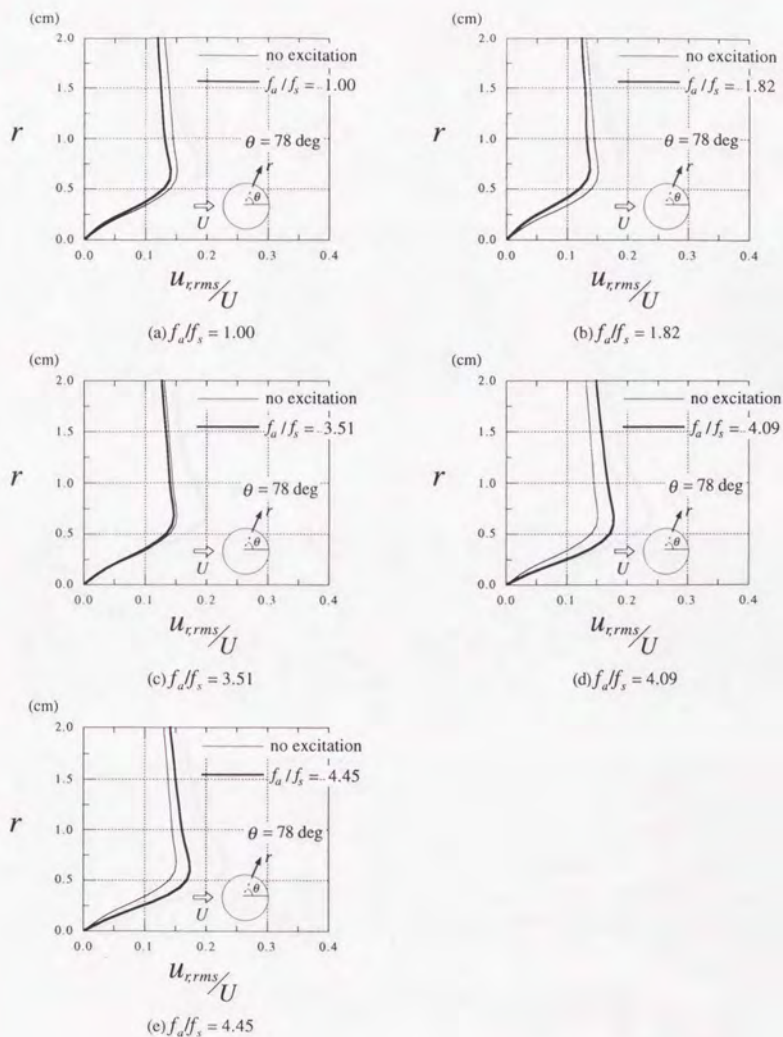


図3.23 周期的攪乱による半径方向変動流速 $u_{r,rms}$ 分布の変化 ($\theta = 78^\circ$)
 (U : 流入流速, f_d : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

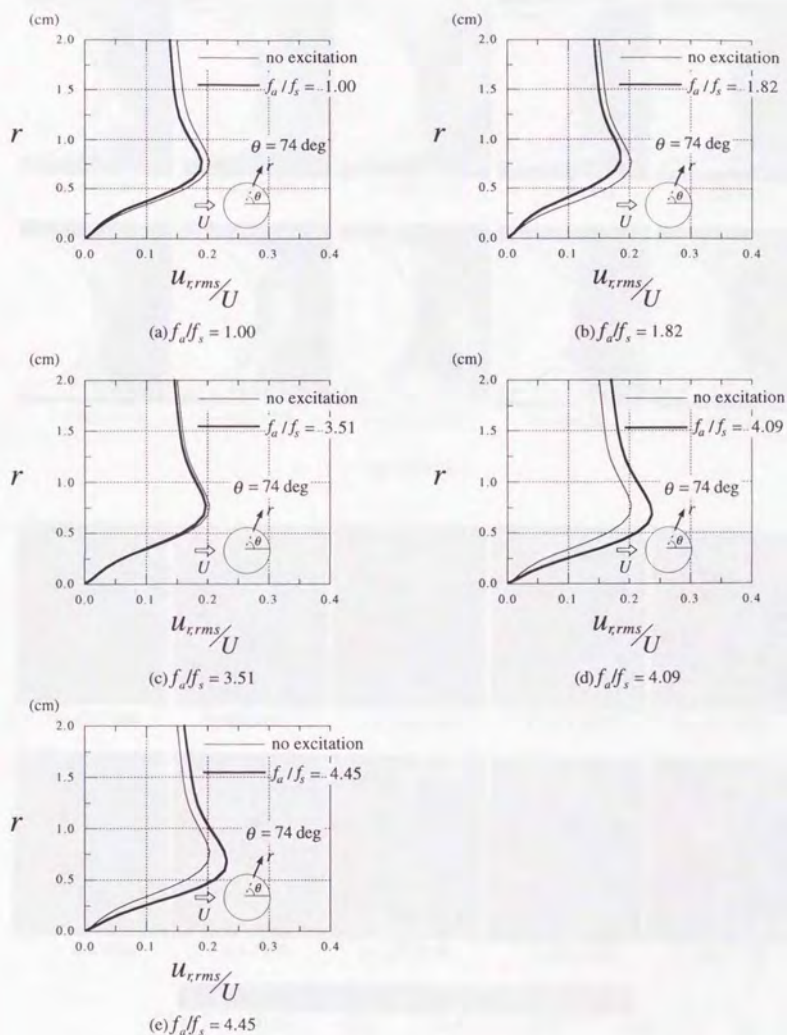
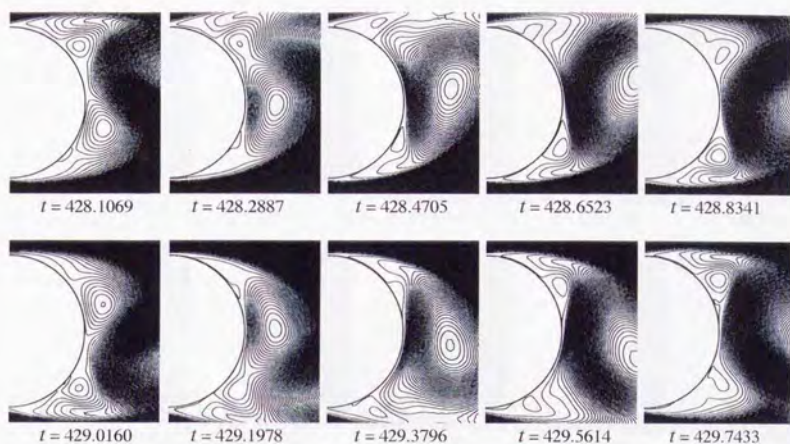
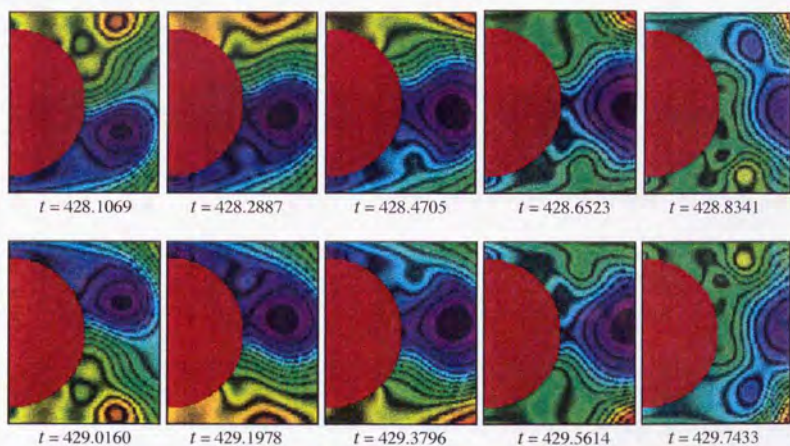


図3.24 周期的攪乱による半径方向変動流速 u_{rms} 分布の変化 ($\theta = 74^\circ$)
 (U : 流入流速, f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

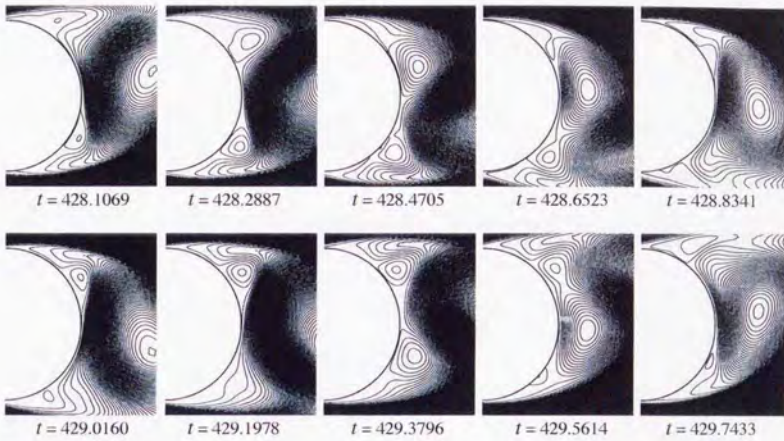


(a) 流線図

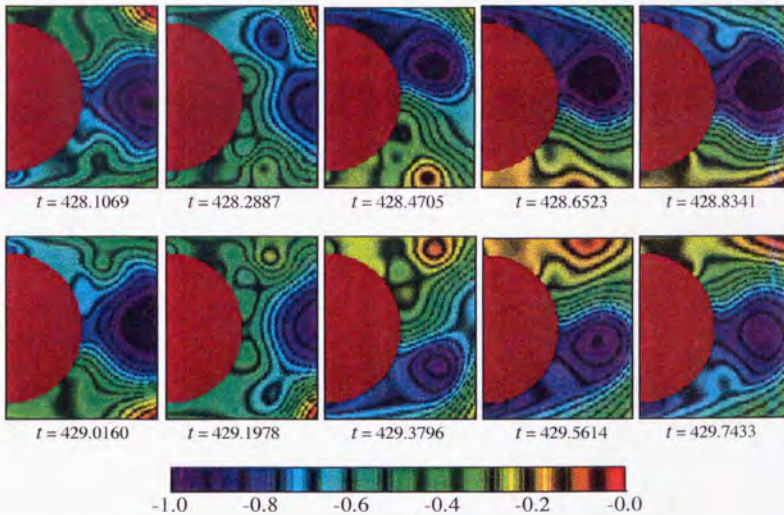


(b) 等圧力線図

図3.25 後流渦放出の1周期のフローパターン（周期的攪乱なし）

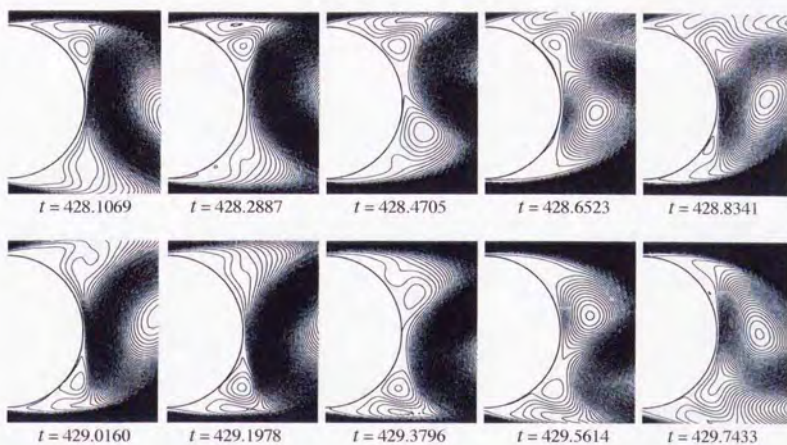


(a) 流線図

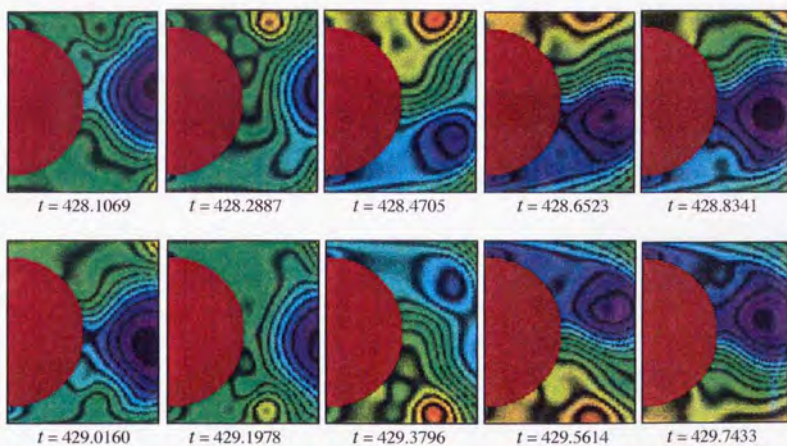


(b) 等圧力線図

図3.26 後流渦放出の1周期のフローパターン ($f_d/f_s = 1.00$)

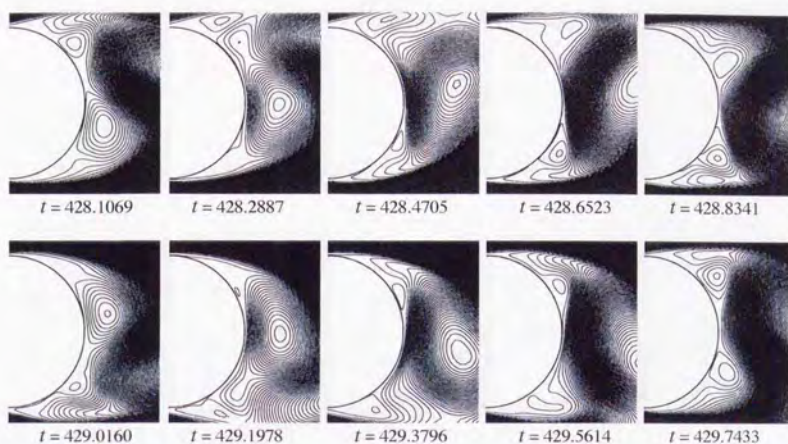


(a) 流線図

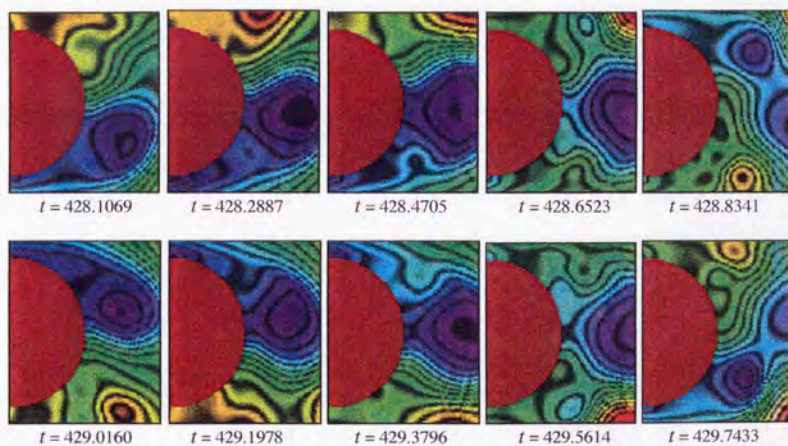


(b) 等圧力線図

図3.27 後流渦放出の1周期のフローパターン ($f_a/f_s = 1.82$)

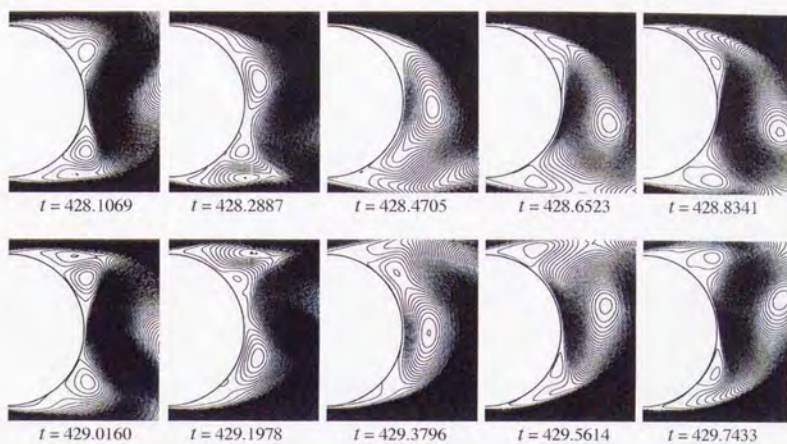


(a) 流線図

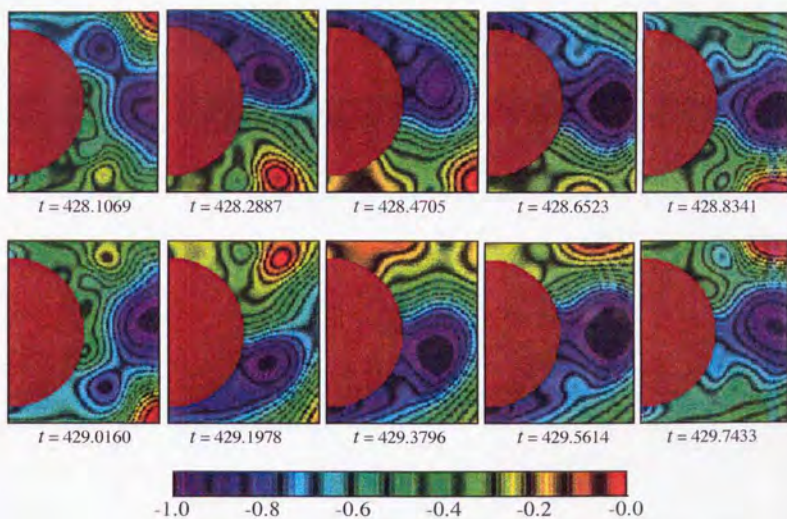


(b) 等圧力線図

図3.28 後流渦放出の1周期のフローパターン ($f_o/f_s = 3.51$)

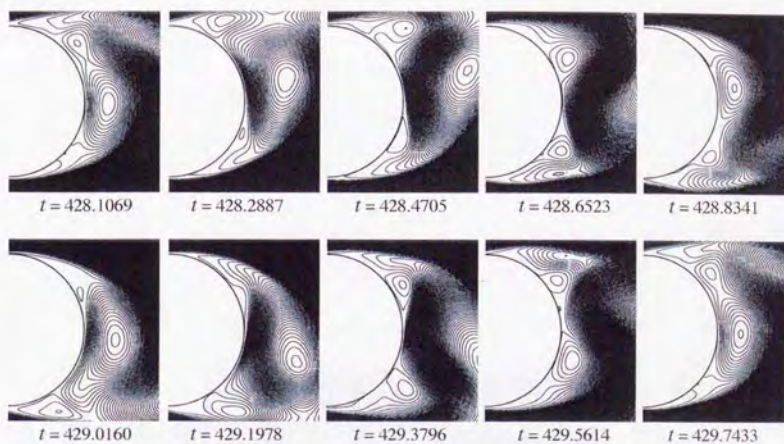


(a) 流線図

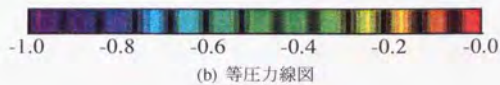
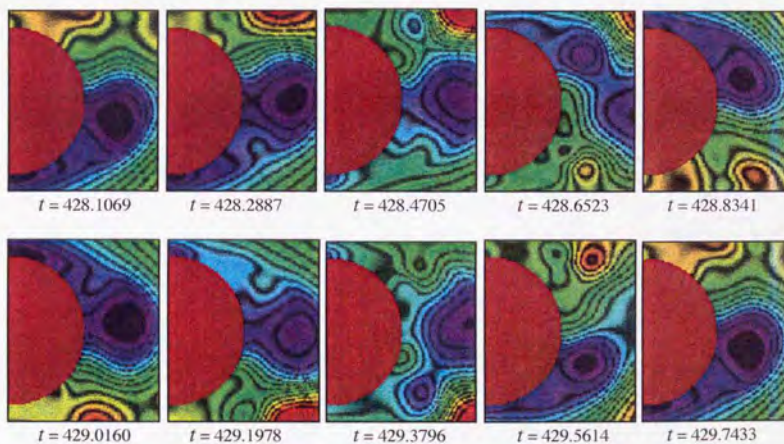


(b) 等圧力線図

図3.29 後流渦放出の1周期のフローパターン ($f_d/f_s = 4.09$)



(a) 流線図



(b) 等圧力線図

図3.30 後流渦放出の1周期のフローパターン ($f_d/f_s = 4.45$)

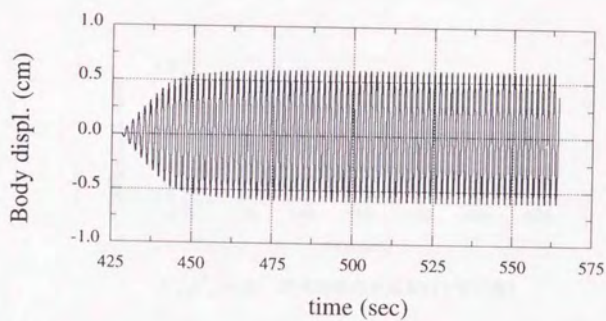
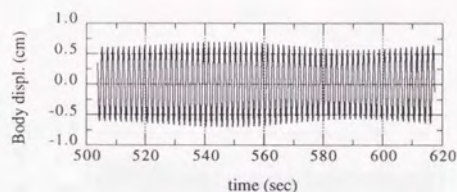
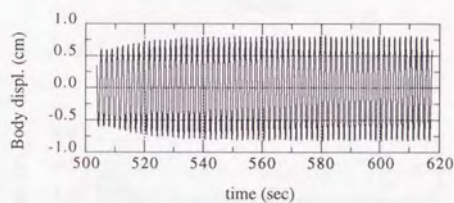


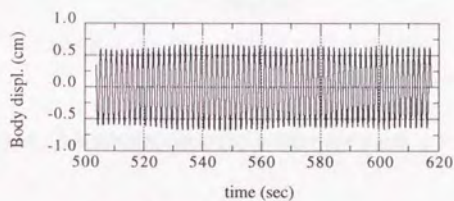
図3.31 渦励振応答振幅の発達の様子 ($Re = 2000$, $U/(f_s D) = 4.8$, 周期的攪乱なし)



(a) $f_d/f_s = 1.00$ (後流渦放出周波数)

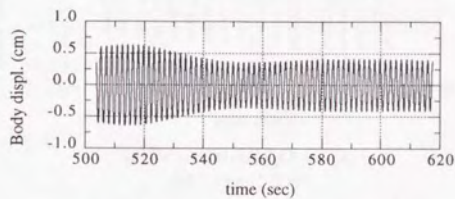


(b) $f_d/f_s = 1.82$ (後流渦放出周波数の2倍付近)

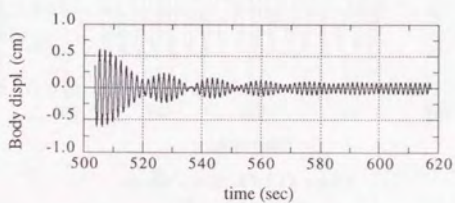


(c) $f_d/f_s = 3.51$ (Wei の式による遷移波周波数)

図3.32 各周期的攪乱の渦励振応答振幅に及ぼす効果

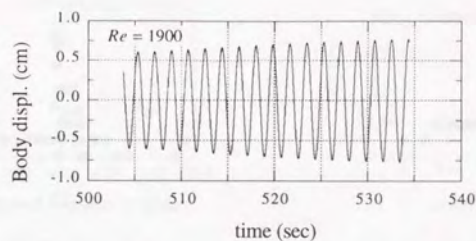


(d) $f_a/f_s = 4.09$ (後流渦放出周波数の4倍付近)

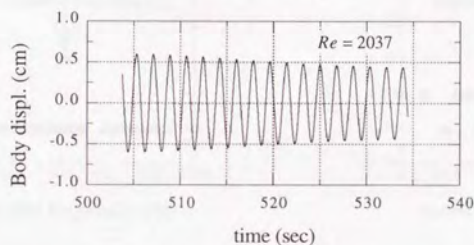


(e) $f_a/f_s = 4.45$ (Bloorの式による遷移波周波数)

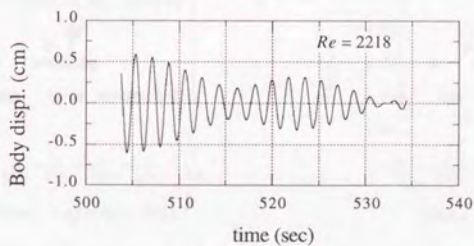
図 3.32 各周期的攪乱の渦励振応答振幅に及ぼす効果 (つづき)



(a) $Re = 1900$ ($U/(f_a D) = 4.54$)
(図 3.32(b)に対応)



(b) $Re = 2037$ ($U/(f_a D) = 4.89$)
(図 3.32(d)に対応)



(c) $Re = 2218$ ($U/(f_a D) = 5.32$)
(図 3.32(e)に対応)

図 3.33 各風速域における渦励振応答振幅の変化 (周期的攪乱なし)

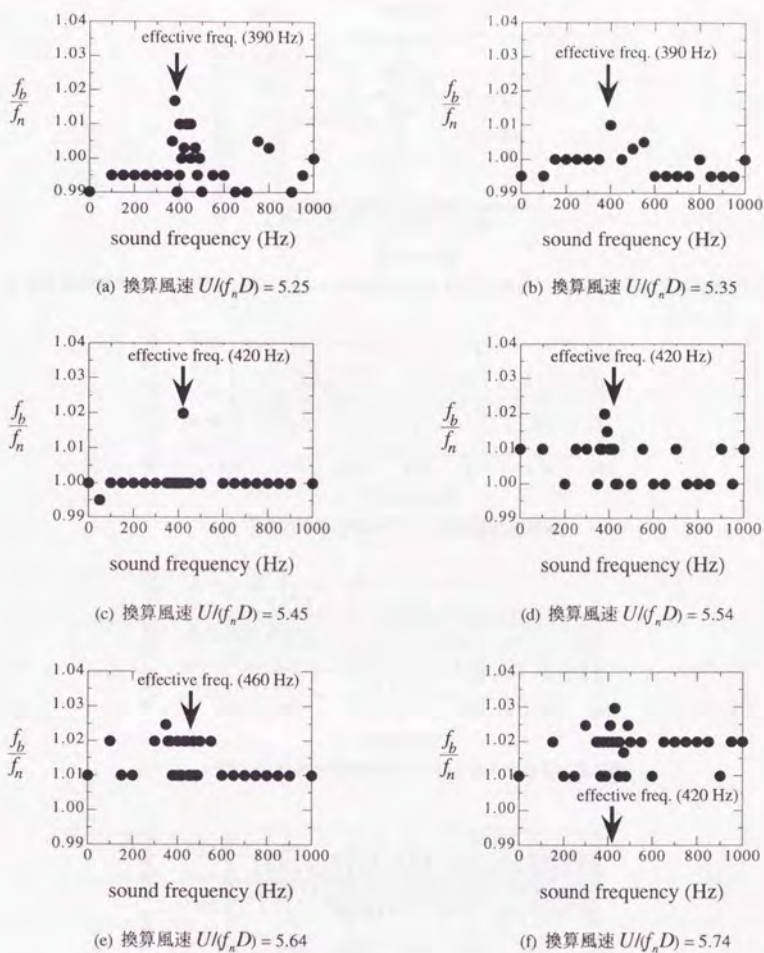
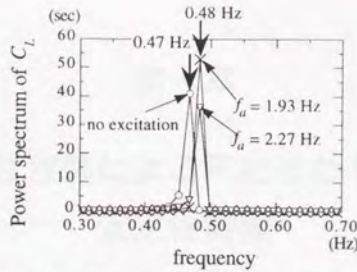
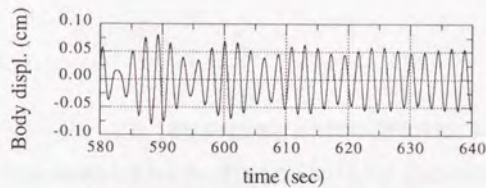


図3.34 遷移波周波数付近の音響付加による渦励振振動数の増加（風洞実験，減衰定数 $\xi = 0.053$ ）

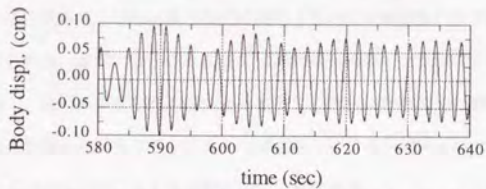
(f_b : 円柱渦励振振動数, f_n : 円柱固有振動数 ($= 10.1\text{Hz}$))



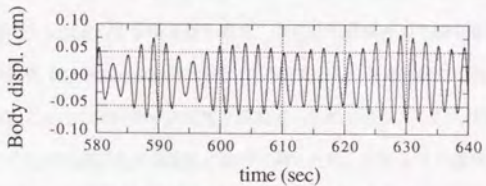
(a) 遷移波周波数付近の周期的擾乱 ($f_a = 1.93\text{Hz}, 2.27\text{Hz}$) による静止円柱の後流渦放出周波数の変化



(b) 周期的擾乱がないときの渦励振応答振幅



(c) $f_a = 1.93\text{Hz}$ の周期的擾乱を付加したときの渦励振応答振幅



(d) $f_a = 2.27\text{Hz}$ の周期的擾乱を付加したときの渦励振応答振幅

図3.35 渦励振応答が最大となる風速より低風速域での周期的擾乱の効果 ($Re = 1700$)

第4章

線形安定性理論による円柱まわりの流れの 安定性評価

4. 1 はじめに

前章の数値シミュレーションでは、遷移波周波数付近の周期的攪乱付加による円柱の後流渦放出周波数の変化が、円柱の渦励振特性の変化の要因となっていることが明らかとなった。このような周期的攪乱付加による円柱まわり流れの変化には2つの不安定性、すなわち遷移波の形成に関連する剥離せん断層の不安定性および後流渦の形成に関連する円柱後流部流れの不安定性が重要な役割をしていると考えられる。本章では、このような周期的攪乱付加による円柱まわりの流れの変化のメカニズムについて、流れの不安定性の観点から検討し、円柱まわりの流れを変化させるのに効果のある周期的攪乱と剥離せん断層の不安定性との関係ならびに周期的攪乱による円柱後流部の不安定性の変化が後流渦の放出特性に与える影響について考察する。

円柱まわりの流れの不安定性は、線形安定性解析⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾によって検討する。線形安定性解析とは、Navier-Stokes 方程式から流速の定常項を取り除き、さらに流速変動の2次の項を無視することにより得られる線形方程式 (Orr-Sommerfeld 方程式) を基礎式とし、与えられた主流方向の平均流速分布に対する固有値解析によって流れの不安定性を解析する手法である。この方法は、境界層流、噴流⁽⁶⁾、剥離流⁽⁷⁾⁽⁸⁾、伴流⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾などの流れの不安定性の検討に用いられ、対象とする流れにおいて最も不安定となる変動の周波数特性などを知ることができる。本章では、前章の数値シミュレーションより得られた静止円柱後流の平均速度分布および剥離せん断層付近の平均速度分布に対し線形安定性解析を行い、周期的攪乱付加による円柱まわりの流れの不安定性の変化について検討する。

4. 2 線形安定性理論

実際に円柱まわりの流れの安定性を検討する前に、まず線形安定性理論の基礎式である Orr-Sommerfeld 方程式について述べる。

速度ベクトル $\mathbf{u} = (u, v, w)$ 、圧力 p 、流体密度 ρ 、動粘性係数 ν とすると非圧縮性・粘性流体の連続の式および Navier-Stokes 方程式は以下のように表現される。

$$\text{連続の式:} \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\text{Navier-Stokes 方程式:} \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (4.2)$$

$$\text{ただし,} \quad \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (4.3)$$

いま、座標 $\mathbf{x} = (x, y, z)$ の一点における速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ 、圧力 $p(\mathbf{x}, t)$ を、それぞれの時間平均値 ($\bar{}$) とそれからの変動量 ($\hat{}$) との和として表せば、

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) + \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t), \quad p(\mathbf{x}, t) = \bar{p}(\mathbf{x}) + \hat{p}(\mathbf{x}, t) \quad (4.4)$$

となり、これらを上記の連続の式(4.1)および Navier-Stokes の方程式(4.2)に代入すると

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} (\nabla \bar{p} + \nabla \hat{p}) + \nu (\nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \nabla^2 \hat{\mathbf{u}}) \quad (4.6)$$

が得られる。いま、 \mathbf{u} 、 p のそれぞれの平均値からの変動が小さい場合を考えれば、式(4.6)の左辺における $(\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}}$ の項は、他の諸項に比べより高次であるから無視できる。さらに式(4.5)、(4.6)の時間的平均を取れば、

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (4.7)$$

$$(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} \quad (4.8)$$

となり、これらを式(4.5)、(4.6)において $\hat{\mathbf{u}}$ に関して二次の項を省略したものからそれぞれ引き去れば、

$\hat{\mathbf{u}}, \hat{p}$ に対する線形方程式

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0 \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} + \nu \nabla^2 \hat{\mathbf{u}} \quad (4.10)$$

が得られる。

ここで、解析対象とする流れ場は近似的に平行流であると仮定して、平均流を以下のように表現する。

$$\bar{\mathbf{u}} = \bar{U}(y), \quad \bar{v} = \bar{w} = 0 \quad (4.11)$$

また、方程式(4.9), (4.10)の $\hat{\mathbf{u}}, \hat{p}$ についての線形性から、任意波形の擾乱 $\hat{\mathbf{u}}, \hat{p}$ を構成する調和成分の各々がやはり、式(4.9), (4.10)の解であることが容易に分かる。したがって、一般に任意波形の微小擾乱を考えるかわりに、その x, z 座標に関する Fourier 成分の一つ

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{u}}(x, t) \\ \hat{p}(x, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{u}}(y) \\ \tilde{p}(y) \end{pmatrix} \exp[i(\alpha_x x + \alpha_z z - \sigma t)] \quad (4.12)$$

だけを取り扱えば十分である。ここに、 $i = \sqrt{-1}$, α_x, α_z は複素数で、実部はそれぞれ擾乱の x, z 軸方向の波数を表し、虚部はそれぞれ擾乱の x, z 軸方向の空間的増幅率を表す。また、 σ は実数で擾乱の角周波数を表す。方程式(4.9), (4.10)に式(4.11), (4.12)を代入すれば、 $\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{p}$ に対する次のような方程式が得られる。

$$i\alpha_x \tilde{\mathbf{u}} + \frac{d\tilde{\mathbf{v}}}{dy} + i\alpha_z \tilde{\mathbf{w}} = 0 \quad (4.13)$$

$$\begin{cases} -i\sigma \tilde{\mathbf{u}} + i\alpha_x \bar{U} \tilde{\mathbf{u}} + \frac{d\bar{U}}{dy} \tilde{\mathbf{v}} = -\frac{i\alpha_x}{\rho} \tilde{p} + \nu \left[\frac{d^2 \tilde{\mathbf{u}}}{dy^2} - (\alpha_x^2 + \alpha_z^2) \tilde{\mathbf{u}} \right] \\ -i\sigma \tilde{\mathbf{v}} + i\alpha_x \bar{U} \tilde{\mathbf{v}} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\tilde{p}}{dy} + \nu \left[\frac{d^2 \tilde{\mathbf{v}}}{dy^2} - (\alpha_x^2 + \alpha_z^2) \tilde{\mathbf{v}} \right] \\ -i\sigma \tilde{\mathbf{w}} + i\alpha_z \bar{U} \tilde{\mathbf{w}} = -\frac{i\alpha_z}{\rho} \tilde{p} + \nu \left[\frac{d^2 \tilde{\mathbf{w}}}{dy^2} - (\alpha_x^2 + \alpha_z^2) \tilde{\mathbf{w}} \right] \end{cases} \quad (4.14)$$

これらの連立方程式から、 $\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{w}}, \tilde{p}$ が容易に消去できて、その結果 $\tilde{\mathbf{v}}$ に対する一つの方程式

$$\begin{aligned}
 \left(\bar{U} - \frac{\sigma}{\alpha_i} \right) \left[\frac{d^2 \bar{v}}{dy^2} - (\alpha_i^2 + \alpha_z^2) \bar{v} \right] - \frac{d^2 \bar{U}}{dy^2} \bar{v} \\
 = \frac{v}{i \alpha_i} \left[\frac{d^4 \bar{v}}{dy^4} - 2(\alpha_i^2 + \alpha_z^2) \frac{d^2 \bar{v}}{dy^2} + (\alpha_i^2 + \alpha_z^2) \bar{v} \right]
 \end{aligned} \quad (4.15)$$

が得られる。ここに、円柱の直径 D と流入流速 U をとり、これらに関して次のような無次元量をつくる。

$$\begin{aligned}
 x^* &= \frac{x}{D}, & y^* &= \frac{y}{D}, & z^* &= \frac{z}{D}, \\
 \tau^* &= \frac{U}{D} t, & U^* &= \frac{\bar{U}}{U}, & \varphi^* &= \frac{\bar{v}}{U}, \\
 \alpha^* &= \alpha_i D, & \beta^* &= \sqrt{\alpha_i^2 + \alpha_z^2} D, & \sigma^* &= \frac{\sigma D}{U}, \\
 Re &= \frac{UD}{v}
 \end{aligned} \quad (4.16)$$

これらの無次元量を用いると、式(4.15)は以下のように表現される。

$$\left(U^* - \frac{\sigma^*}{\alpha^*} \right) \left(\frac{d^2}{dy^{*2}} - \beta^{*2} \right) \varphi^* - \frac{d^2 U^*}{dy^{*2}} \varphi^* = \frac{1}{i \alpha^* Re} \left(\frac{d^2}{dy^{*2}} - \beta^{*2} \right)^2 \varphi^* \quad (4.17)$$

この方程式が、Orr-Sommerfeld 方程式であり、線形安定理論において中核的役割を演ずる基礎方程式である。さらに2次元の場合、 $\beta^* = \alpha^*$ となり、Orr-Sommerfeld 方程式は以下ようになる。

$$\left(U^* - \frac{\sigma^*}{\alpha^*} \right) \left(\frac{d^2}{dy^{*2}} - \alpha^{*2} \right) \varphi^* - \frac{d^2 U^*}{dy^{*2}} \varphi^* = \frac{1}{i \alpha^* Re} \left(\frac{d^2}{dy^{*2}} - \alpha^{*2} \right)^2 \varphi^* \quad (4.18)$$

また、レイノルズ Re が大きくなり粘性の影響が無視できる場合は、式(4.18)の右辺は無視され、以下のような Reyleigh 方程式となる。

$$\left(U^* - \frac{\sigma^*}{\alpha^*} \right) \left(\frac{d^2}{dy^{*2}} - \alpha^{*2} \right) \varphi^* - \frac{d^2 U^*}{dy^{*2}} \varphi^* = 0 \quad (4.19)$$

流れが不安定となるためには、この式において、主流の速度分布に変曲点 ($d^2 U^* / dy^{*2} = 0$ の点) の存在することが必要である。このような不安定性を変曲点不安定と呼び、噴流、自由せん断層、剥離せん断層、物体後流などの流れにおいて生じる。円柱まわりの剥離せん断層に発生する遷移波

や円柱の後流渦もこのような変曲点不安定が原因であると考えられる。

式(4.19)は与えられた σ^* および $U^*(y^*)$ に対し固有値 α^* と固有関数 $\varphi^*(y^*)$ を定める。本解析では、 σ^* を実数、 α^* を複素数とする手法¹²⁾を用いるが、この場合、 α^* の実部 α_r^* が波数を表し、虚部の符号を変えた $-\alpha_i^*$ が空間的増幅率を与える。攪乱は $\exp(-\alpha_r^* x^*)$ で空間的に消長するので、流れは増幅率 $-\alpha_i^*$ が正の攪乱に対し不安定となる。

円柱まわりの剥離せん断層のように半無限領域 $0 \leq y^* < \infty$ を占める流れの場合、流れの領域は実質的に $U^*(y^*)$ の分布に変化が存在する層 $0 \leq y^* \leq y_0^*$ とその外側のほとんど $U^*(y^*)$ の分布に変化がない層 $y^* > y_0^*$ に分けられる。 $y^* > y_0^*$ では式(4.19)の左辺第2項は無視できるため、 $y^* > y_0^*$ における式(4.19)の2つの特解は、

$$\varphi_1^*(y^*) = \exp[-\alpha^* y^*], \quad \varphi_2^*(y^*) = \exp[\alpha^* y^*] \quad (4.20)$$

で与えられる。このうち境界条件 $\varphi^*(\infty) = 0$ を満足するのは φ_1^* である。一方、 $0 \leq y^* \leq y_0^*$ における解は、

$$\varphi^*(y^*) = Af_1(y^*) + Bf_2(y^*) \quad (4.21)$$

で与えられる。ここに A と B は任意定数で、 $f_1(y^*)$ と $f_2(y^*)$ は式(4.19)の2つの独立解である。この $\varphi^*(y^*)$ と $\varphi_1^*(y^*)$ が解析的に接続するには、 $y^* = y_0^*$ において、

$$\begin{cases} \varphi^*(y_0^*) = \varphi_1^*(y_0^*) \\ \varphi^{*'}(y_0^*) = \varphi_1^{*'}(y_0^*) \end{cases} \quad (4.22)$$

が満足されればよい。この式に $\varphi^*(y^*)$ と $\varphi_1^*(y^*)$ を代入すると、

$$\begin{cases} Af_1(y_0^*) + Bf_2(y_0^*) = \exp[-\alpha^* y_0^*] \\ Af_1'(y_0^*) + Bf_2'(y_0^*) = -\alpha^* \exp[-\alpha^* y_0^*] \end{cases} \quad (4.23)$$

となる。これから A と B を求めると、

$$\begin{cases} A = \frac{f_2'(y_0^*) + \alpha^* f_2(y_0^*)}{f_1(y_0^*)f_2'(y_0^*) - f_1'(y_0^*)f_2(y_0^*)} \exp[-\alpha^* y_0^*] \\ B = -\frac{f_1'(y_0^*) + \alpha^* f_1(y_0^*)}{f_2'(y_0^*) + \alpha^* f_2(y_0^*)} A \end{cases} \quad (4.24)$$

となるから, $0 \leq y^* \leq y_0^*$ における $\varphi_1^*(y^*)$ は

$$\varphi_1^*(y^*) = A \left\{ f_1(y^*) - \frac{f_1'(y_0^*) + \alpha^* f_1(y_0^*)}{f_2'(y_0^*) + \alpha^* f_2(y_0^*)} f_2(y^*) \right\} \quad (4.25)$$

で与えられる. したがって境界条件 $\varphi_1^*(0) = 0$ から, 固有値方程式,

$$f_1(0)f_2'(y_0^*) - f_1'(y_0^*)f_2(0) + \alpha^* \{f_1(0)f_2(y_0^*) - f_1(y_0^*)f_2(0)\} = 0 \quad (4.26)$$

が導かれる. 実際の解析では,

$$f_1(0) = 1, \quad f_1'(0) = 0 \quad (4.27)$$

あるいは

$$f_2(0) = 0, \quad f_2'(0) = 1 \quad (4.28)$$

の境界条件のもとで $y^* = 0$ から $y^* = y_0^*$ まで Rayleigh 方程式(4.19)を直接積分し, 得られた解が上記の固有値方程式を満足するような固有値 α^* を求める.

また, 円柱後流部流れのような平均流が x 軸に関して対称な流れを解析するには, $y^* > 0$ の領域のみを考慮すればよく, 上記と同様な定式化のもとで, 境界条件 $\varphi_1^{**}(0) = 0$ を付与することによって, 固有値方程式,

$$f_1'(0)f_2'(y_0^*) - f_1'(y_0^*)f_2'(0) + \alpha^* \{f_1'(0)f_2(y_0^*) - f_1(y_0^*)f_2'(0)\} = 0 \quad (4.29)$$

が得られる. あとは同様に, Rayleigh 方程式(4.19)を直接積分し, 得られた解が上記の固有値方程式を満足するように固有値 α^* を定める.

4. 3 解析結果および考察

4. 3. 1 円柱の剥離せん断層の線形安定性解析

前章の数値シミュレーション ($Re=2000$) で得られた円柱の表面近傍の流れに対し線形安定性解析を行い、遷移波の形成あるいは付加擾乱の増幅過程に関与すると考えられる円柱まわりの剥離せん断層の不安定性について検討する。

図4.1(a)は静止円柱まわり流れの数値解析結果 (無次元継続時間 $T^*=250$) より求めた円周方向平均流速 \bar{U}_θ であり、円柱表面上の各位置 (θ 位置) における半径方向 (r 方向) への分布を示している。なおここに示した \bar{U}_θ は周期的擾乱を付加していない場合の解析結果である。各 θ 位置での \bar{U}_θ 分布に対し、線形安定性解析した結果が図4.1(b)(c)である。図4.1(b)の縦軸は無次元化した空間的増幅率を表す。空間的増幅率が最大となる周波数は、いずれの \bar{U}_θ 分布の場合も $ff_s=3.0\sim 4.5$ (f_s は周期的擾乱を付加しないときの静止円柱の後流渦放出周波数で $Re=2000$ において 0.55 Hz) 付近に分布しており、 $Re=2000$ における Bloor の遷移波周波数の予測値 ($ff_s=4.45$) や Wei の遷移波周波数の予測値 ($ff_s=3.51$) に近い。このことは、風洞実験などで観測される遷移波が、流れの中に含まれる自然擾乱成分のうち剥離せん断層内での増幅率が高い成分が選択的に増幅されることによって発生することを裏付ける。したがって遷移波周波数付近の周期的擾乱を人工的に流れに付加した場合も、剥離せん断層内で容易に増幅されるため、円柱まわりの流れや渦励振の特性を変化させるのに効果が高いと考えられる。前章の数値解析において、 $ff_s=4.45$ 付近の周波数の擾乱が、円柱周辺流れの特性や渦励振の特性を変化させるのに効果が高かったのも、剥離せん断層内での高い増幅率が原因であると考えられる。

そこで $ff_s=4.45$ 付近の擾乱の剥離せん断層内での増幅率がその他の擾乱に比べ高いことを確認するため、前章の静止円柱の数値シミュレーション ($Re=2000$) から得られた円柱近傍の変動流速パワースペクトルにもとづき、 $f_sff_s=1.00$ (後流渦放出周波数), 1.82 (後流渦放出周波数の2倍付近), 3.51 (Weiの式による遷移波周波数), 4.09 (後流渦放出周波数の4倍付近), 4.45 (Bloorの式による遷移波周波数) の5種類の周期的擾乱の剥離せん断層内での増幅特性を比較検討した。

図4.2～図4.7は剥離せん断層内の4ヶ所の測定点において、周期的擾乱を付加しない場合および

それぞれの周期的擾乱を付加した場合の主流直角方向 (y 方向) の変動流速 v の時系列 (無次元継続時間 $T^* = 250$) から求めたパワースペクトルである。4ヶ所の測定点 (測定点 1, 2, 3, 4) は、それぞれ $x/D = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ の各断面内において v の r.m.s. 値が最大となる y 位置を選んだ。図中のパワースペクトルのそれぞれのピーク値には f_a/f_s の値を示してあるが、周期的擾乱を付加したときはそれぞれの擾乱の周波数 f_a に対応する位置にパワースペクトルのピークが生じているのが分かる。これらの擾乱成分に対応するピーク周波数 f_a におけるパワースペクトル値とその両隣の周波数 $f_a \pm 0.008\text{Hz}$ におけるパワースペクトル値で囲まれる面積から変動流速の r.m.s. 値 $v_{a,rms}$ を求め、測定点 1 の $v_{a,rms}$ に対する各測定点の $v_{a,rms}$ の比率を示したのが図 4.8 である。任意の測定点 m の変動流速 $v_m(x_m, y_m, t) = \phi(y_m)\exp[i(\alpha x_m - \sigma t)]$ とおくと、 $y_1 \sim y_4$ はほとんど一定であるから、

$$\frac{v_m}{v_1} = \frac{\exp[i\alpha x_m]}{\exp[i\alpha x_1]} = \frac{\exp[i\alpha(x_1 + \Delta x_m)]}{\exp[i\alpha x_1]} = \exp[i\alpha \Delta x_m] = \exp[-\alpha_i \Delta x_m] \exp[i\alpha_r \Delta x_m] \quad (4.30)$$

となり、この絶対値の対数をとると、

$$\ln \left| \frac{v_m}{v_1} \right| = -\alpha_i \Delta x_m \quad (4.31)$$

と表現される。したがって図 4.8 の各曲線の傾きは、無次元の空間的増幅率 $-\alpha_i D$ を表すことになる。図によれば、やはり前章の数値シミュレーションで渦励振制御に効果のあった $f_a/f_s = 4.45$ (Bloor の遷移波周波数) の擾乱やそれに近い $f_a/f_s = 4.09$ の周波数の擾乱が、剥離せん断層内で最も増幅されやすいことが分かる。図の曲線の傾きから概算すると、これらの擾乱の場合、無次元の空間的増幅率 $-\alpha_i D$ にして 5.0 程度であり、線形安定性解析より得られた図 4.1(b) の増幅率の最大値にオーダー的に近い。またその他の周期的擾乱を付加した場合 ($f_a/f_s = 1.82$ を除く) や周期的擾乱を付加しない場合には、下流するにしたがって増幅率が下がる傾向があるのに対し、 $f_a/f_s = 4.45, 4.09$ の擾乱の場合は、下流部までほぼ一定の高い増幅率が保たれている。ただし $f_a/f_s = 1.82$ の擾乱の場合は、剥離せん断層上流部 (測定点 1, 2, 3 付近) では増幅率が低く、剥離せん断層下流部 (測定点 3, 4 付近) で増幅率が高くなるという特徴を示す。これは $f_a/f_s = 1.82$ の擾乱成分が、剥離せん断層の不安定性よりもむしろ円柱後流部の不安定性によって増幅されやすいことを示唆する。

4. 3. 2 円柱後流の線形安定性解析

前章の数値シミュレーションでは、周期的擾乱の付加による円柱の後流渦放出周波数の変化が渦励振特性の変化の要因であることが明らかとなった。そこで、特に渦励振特性の変化に効果の高かった $f_a f_s = 4.45$ の周波数 (Bloor の遷移波周波数) の擾乱を円柱周辺流れに付加したときの円柱後流部の不安定性の変化について検討する。また $f_a f_s = 4.45$ の周波数の擾乱とは逆に、後流渦放出周波数を減少させる効果のある $f_a f_s = 1.82$ の周波数の擾乱を付加したときの円柱後流部の不安定性についても比較検討する。

前章の数値シミュレーション ($Re=2000$) より得られた静止円柱後流部の主流方向 (x 方向) 平均流速 $\bar{U}(y)$ の分布 (図 4.9(a)) に対し、線形安定性解析を行った。周期的擾乱を付加しない場合および $f_a f_s = 4.45, 1.82$ の周波数の擾乱を付加する場合のいずれの $\bar{U}(y)$ 分布も、無次元継続時間 $T^* = 250$ の数値解析結果より求めた。なお解析対象とした円柱後流部の $\bar{U}(y)$ 分布は、 $y/D = 0.0$ 上における主流直角方向変動流速 v の r.m.s. 値がほぼ最大となる x 位置付近のものである。すなわち周期的擾乱を付加しない場合は $x/D = 1.3$, $f_a f_s = 4.45$ の周波数 (Bloor の遷移波周波数) の擾乱を付加した場合は $x/D = 1.1$, $f_a f_s = 1.82$ の周波数の擾乱の場合は $x/D = 1.3$ である。また各 y 位置における $\bar{U}(y)$ のプロット点は、数値シミュレーションから得られる各メッシュの節点流速を線形的に補間することによって求めているため、あまり滑らかにつながらない。そこで表 4.1 に示す $p_1 - p_8$ をパラメータとして、

$$\frac{\bar{U}}{U} = p_1 - \frac{p_2}{1 + p_3 \exp[p_4 + p_5 y + p_6 y^2 + p_7 y^3 + p_8 y^4]} \quad (4.32)$$

の形式の回帰曲線をあてはめた (図 4.9(a) の実線)。なお $p_1 - p_8$ のパラメータの決定には、非線形最小 2 乗法の 1 つである Levenberg-Marquardt 法を使用した。

それぞれの周期的擾乱を付加したときの $\bar{U}(y)$ 分布の回帰曲線に対する線形安定性解析の結果を図 4.9(b)(c) に示す。図 4.9(b) の周期的擾乱を付加しないときの解析結果によれば、空間的増幅率が最大となる周波数すなわち円柱後流で最も不安定な周波数は $f f_s = 1.0$ 付近となっており、後流渦放出周波数 f_s が円柱後流で最も不安定となる周波数に一致することを示している。言い換えれば、円柱の後流渦は後流で最も不安定となるような周波数によって放出される。 $f_a f_s = 4.45$ の周波数 (Bloor

の遷移波周波数)の擾乱を付加する場合は、増幅率が最大となる周波数は $f/f_s = 1.13$ となり、後流で最も不安定な周波数が1割程度増加する。この周波数は、前章の数値シミュレーションで $f_a/f_s = 4.45$ の周期的擾乱を付加したときの静止円柱の後流渦放出周波数 $f/f_s = 1.11$ とほぼ一致しており、円柱後流の不安定性の変化が後流渦放出周波数の増加の原因となっていることを示している。このような後流部の不安定性の変化は、剥離せん断層内で増幅した周期的擾乱が剥離点を後流側に移動させる効果などにより、後流部の主流方向平均流速分布が変化するのが原因である。一方 $f_a/f_s = 1.82$ の周期的擾乱を付加した場合は、増幅率が最大となる周波数は周期的擾乱を付加しない場合とほとんど変化しておらず、後流部の不安定性は周期的擾乱付加によって変化しない。したがって前章の数値シミュレーションで $f_a/f_s = 1.82$ の周期的擾乱付加により後流渦放出周波数が減少したのは、円柱後流部の不安定性の変化が原因ではない。

$f_a/f_s = 1.82$ の周波数の擾乱付加により後流渦放出周波数が減少する原因を探るため、前章の数値シミュレーション結果より、周期的擾乱付加時の静止円柱に作用する変動揚力 C_L のパワースペクトルについて調べた(図4.10)。なお図のパワースペクトルは、無次元継続時間 $T^* = 150$ の C_L の時系列より求めた。図によれば、 $f_a/f_s = 1.82$ の周波数の擾乱を付加した場合、0.52Hzに相当する後流渦放出周波数成分の他に、0.48Hzの後流渦放出周波数成分なども生じているのが分かる。 $f_a/f_s = 1.82$ の周波数の擾乱成分は剥離せん断層内よりもむしろ円柱後流部で増幅される傾向があり(図4.8)、後流部で増幅された $f_a/f_s = 1.82$ の擾乱成分が、周期的擾乱を付加しないときの後流渦放出周波数成分($f_s = 0.55\text{Hz}$)と非線形干渉することによって複数の後流渦放出周波数成分を発生したと考えられ、このことが後流渦放出周波数の減少の要因になっている。

4. 4 まとめ

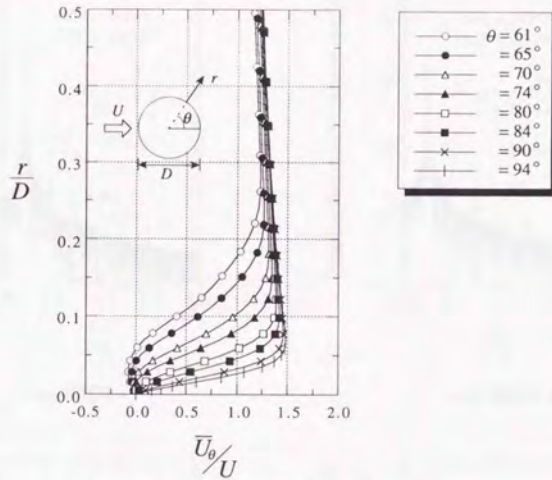
静止円柱まわりの流れに存在する2つの不安定性、すなわち剥離せん断層の不安定性および後流部の不安定性について線形安定性解析を行い、円柱まわりの流れを変化させるのに効果のある周期的攪乱と剥離せん断層の不安定性との関係、周期的攪乱による円柱後流部の不安定性の変化と後流渦放出周波数の変化との関係について検討した。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) 剥離せん断層中で最も増幅率の高い周波数について線形安定性解析より得られた結果は、Bloorや Wei が実験から予測した遷移波周波数とほぼ一致し、遷移波が剥離せん断層の不安定性から生じるという従来からの予測を解析的に裏付けた。
- (2) 数値シミュレーションで渦励振特性を変化させる原因とされた、遷移波周波数付近の周期的攪乱付加による後流渦放出周波数の増加は、円柱後流の主流方向速度分布の変化にともなう円柱後流部の不安定性の変化が原因である。

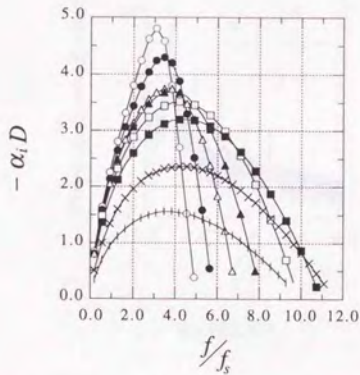
参考文献 (第4章)

- 1) 巽, 後藤: 流れの安定性理論, 産業図書, 1976.
- 2) 巽 友正: 乱流, 槇書店, 1962.
- 3) 後藤金英他: 流れの空間安定性理論, 京都大学数理解析研究所講究録 569, 1985.
- 4) 日本流体力学会編: 流体力学の世界, 朝倉書店, 1990.
- 5) 谷一郎編: 乱流, 第2章, 丸善, 1980.
- 6) Mattingly, G. E. and Criminale, W. O. : Disturbance characteristics in a plane jet, *Phys. Fluids*, Vol. 14, pp.2258-2264, 1971.
- 7) Michalke, A. : On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 23, pp.521-544, 1965.
- 8) Nishioka, M., Asai, M. and Yoshida, S. : Control of flow separation by acoustic excitation, *AIAA Journal*, Vol.28, No.11, pp.1909-1915, 1990.
- 9) Mattingly, G. E. and Criminale, W. O. : The stability of an incompressible two-dimensional wake, *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp.233-272, 1972.
- 10) Nakaya, C. : Instability of the near wake behind a circular cylinder, *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 41, pp.1087-1088, 1976.
- 11) Wazzan, A. R., Okamura, T. T. and Keltner, G. : Spatial stability of incompressible two-dimensional Gaussian wake in steady viscous flow, *Phys. Fluids*, Vol. 16, pp.1368-1370, 1973.
- 12) Gaster, M. : On the generation of spatially growing waves in a boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 22, pp.433-441, 1965.

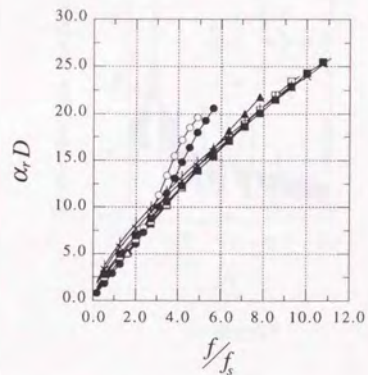
図表(第4章)



(a) 円柱境界層の円周方向平均流速 \bar{U}_θ の分布

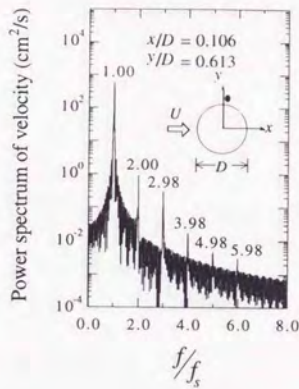


(b) 空間的増幅率 $-\alpha_i$

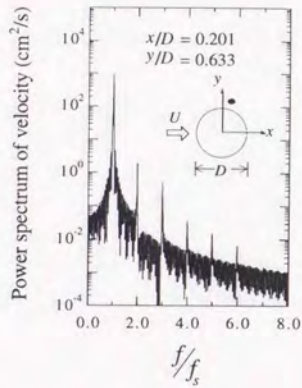


(c) 波数 α_r

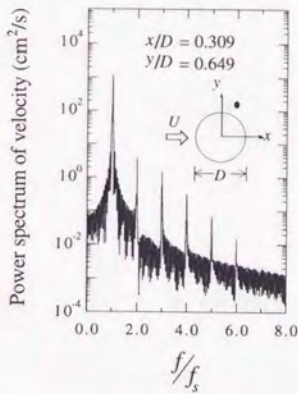
図4.1 円柱の剥離せん断層の不安定性 ($Re=2000$)
(f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))



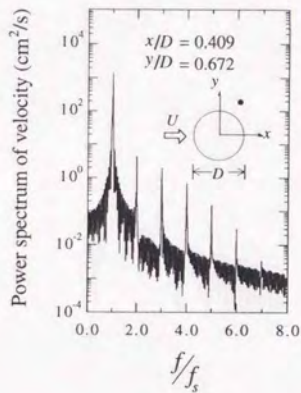
(a) 測定点 1



(b) 測定点 2



(c) 測定点 3



(d) 測定点 4

図4.2 静止円柱の剥離せん断層内の変動流速のパワースペクトル (周期的擾乱なし)
(f_s : 擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

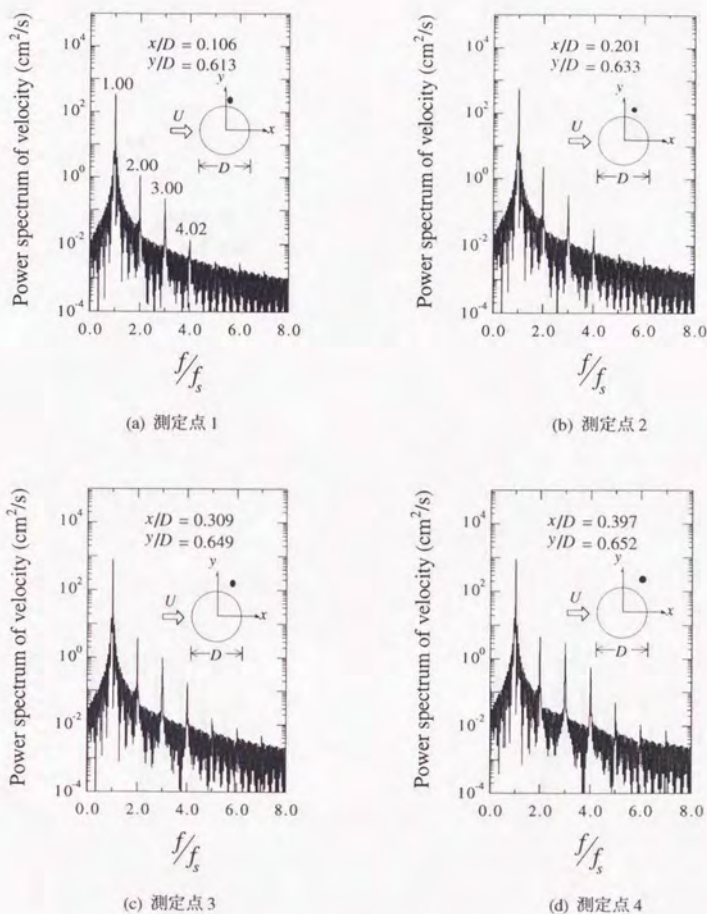
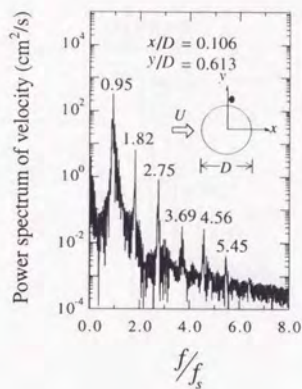
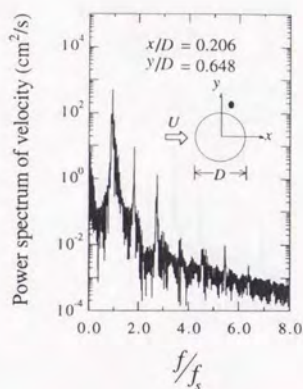


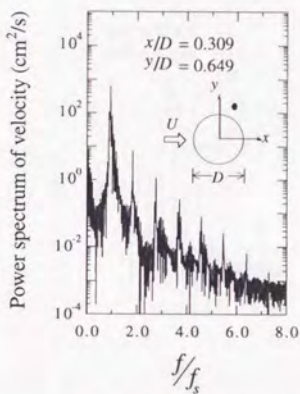
図4.3 静止円柱の剥離せん断層内の変動流速のパワースペクトル ($f_d/f_s = 1.00$)
(f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))



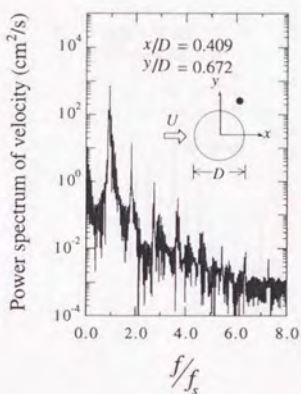
(a) 測定点 1



(b) 測定点 2



(c) 測定点 3



(d) 測定点 4

図4.4 静止円柱の剥離せん断層内の変動流速のパワースペクトル ($f_a/f_s = 1.82$)
(f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

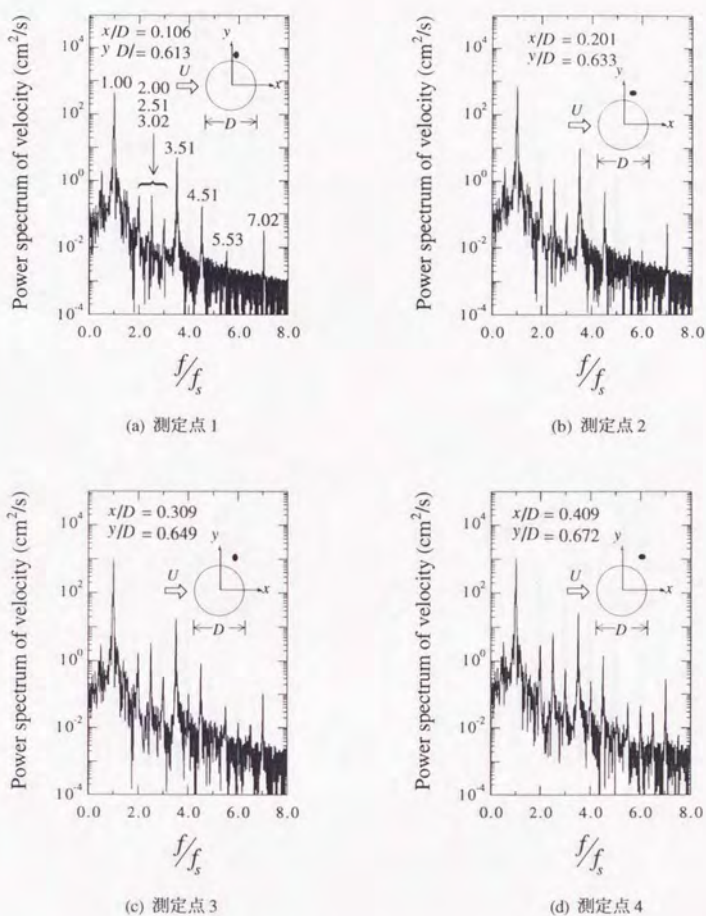
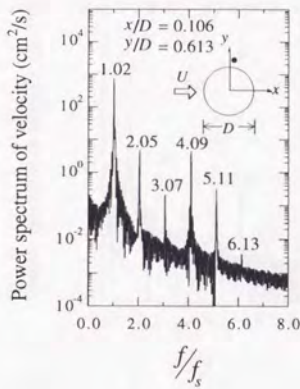
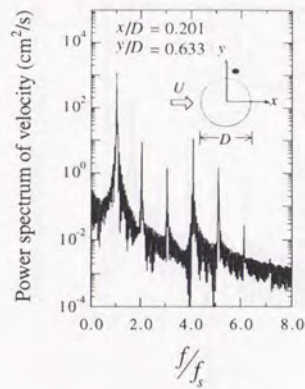


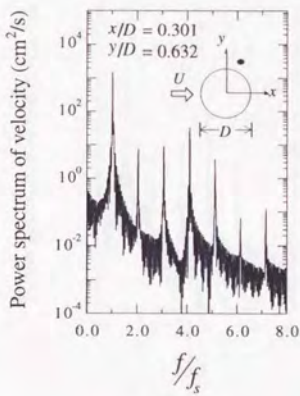
図4.5 静止円柱の剥離せん断層内の変動流速のパワースペクトル ($f_a/f_s = 3.51$)
(f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))



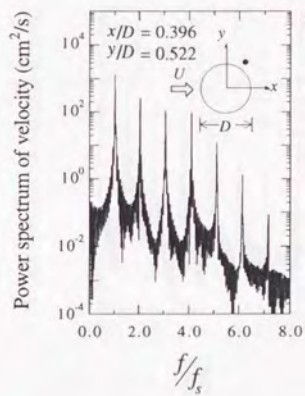
(a) 測定点 1



(b) 測定点 2

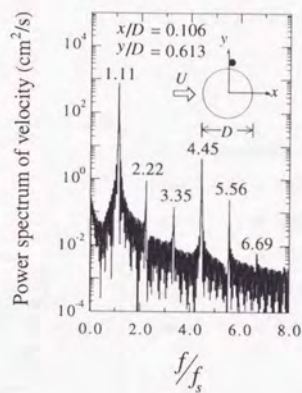


(c) 測定点 3

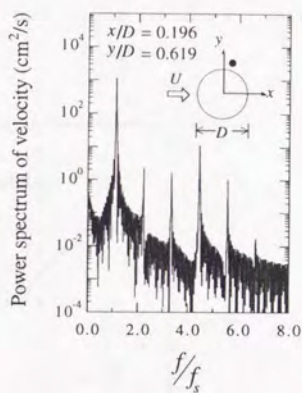


(d) 測定点 4

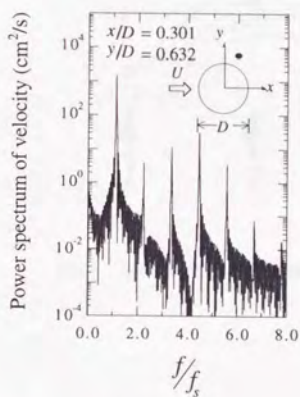
図4.6 静止円柱の剥離せん断層内の変動流速のワースペクトル ($f_a/f_s = 4.09$)
(f_s : 擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))



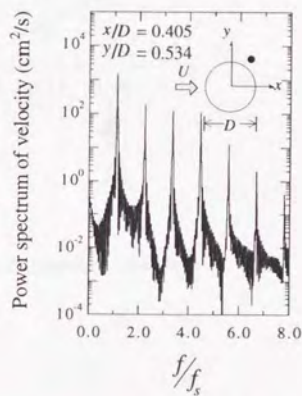
(a) 測定点1



(b) 測定点2



(c) 測定点3



(d) 測定点4

図4.7 静止円柱の剥離せん断層内の変動流速のパワースペクトル ($f_a/f_s = 4.45$)
(f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

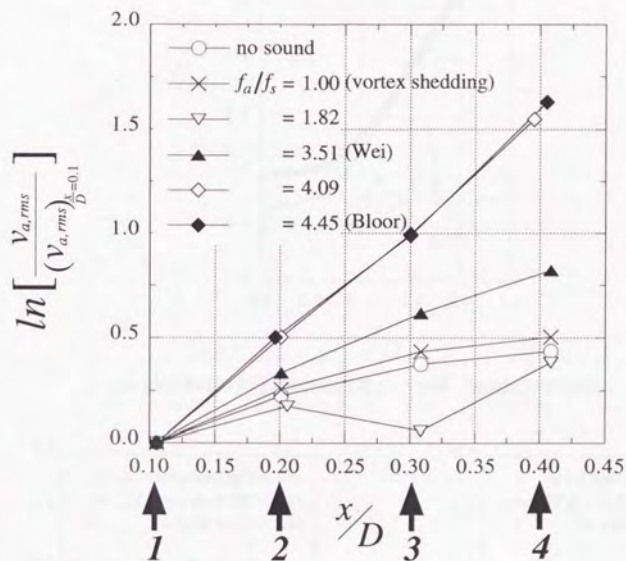
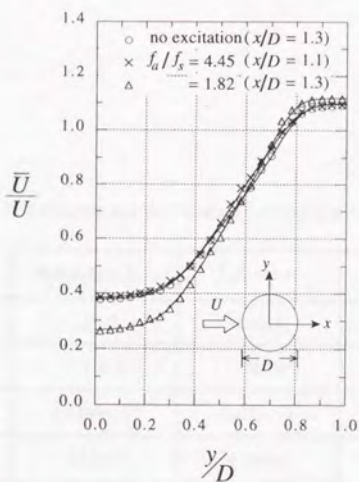
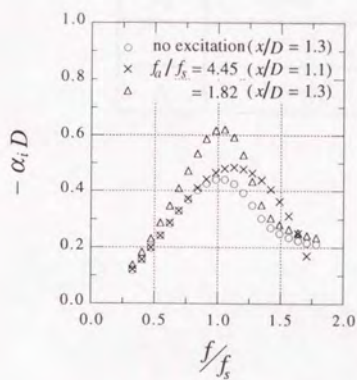


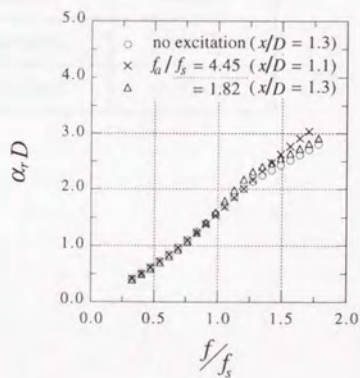
図4.8 各周期的攪乱の円柱剥離せん断層内での増幅特性 ($Re=2000$)



(a) 円柱後流の主流方向平均流速 \bar{U} の分布 (実線は回帰曲線)



(b) 空間的増幅率 $-\alpha_i$



(c) 波数 α_r

図4.9 円柱の後流部の不安定性 ($Re=2000$)
(f_s : 擾乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

表4.1 円柱後流の主流方向平均流速 \bar{U} の回帰曲線のパラメータ値

	周期的攪乱なし	$f_a/f_s = 4.45$	$f_a/f_s = 1.82$
p_1	1.0971	1.1011	1.1187
p_2	0.71912	0.72039	0.85556
p_3	6.6406×10^{-4}	4.0015×10^{-3}	3.9703×10^{-3}
p_4	0.35977	0.38940	-2.1080×10^{-3}
p_5	1.2931	0.29059	0.45221
p_6	0.26563	0.40347	0.49660
p_7	-0.084167	-0.080142	-0.11576
p_8	6.1496×10^{-3}	5.0153×10^{-3}	7.9581×10^{-3}

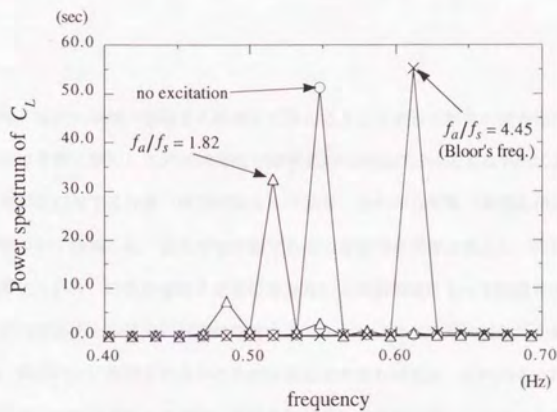


図4.10 静止円柱に周期的攪乱を加えたときの変動揚力係数 C_L のパワースペクトル (f_a : 付加攪乱の周波数, f_s : 攪乱がないときの静止円柱の後流渦放出周波数(0.55Hz))

第5章

結論

本論文では、流れの剥離（剥離せん断層）が原因となって生じる物体の空力弾性振動に対し、音響攪乱あるいは音響に類似した周期的攪乱を物体まわりの流れに付加する手法による制御の可能性、物体まわりの流れに対する音響（周期的攪乱）の効果、それから音響（周期的攪乱）による制御メカニズム等について議論した。基本的な断面である円形断面を制御対象とし、円柱の渦励振に対する音響の効果について、特性の概略を振動模型を用いた風洞実験によって把握した。さらに音響攪乱の代わりに円柱表面上の2点に周期的な湧き出し・吸い込み（周期的攪乱）を導入して有限要素解析を行い、静止円柱に作用する空気力や円柱まわりの流れの変化、それから円柱の渦励振に対する制振効果について検討するとともに、風洞実験結果との比較を通して制御メカニズムについて考察した。また有限要素解析より得られた円柱まわりの流れに対し線形安定性解析を行い、音響（周期的攪乱）が流れに与える影響と円柱まわり流れの不安定性との関係について検討した。本研究において得られた主な結論は以下のとおりである。

音響による円柱渦励振制御の風洞実験より得られた結論：

- (1) 円柱の渦励振に対し制振効果の高い音響周波数は、無音響時の渦励振の応答振幅には影響を受けず、渦励振発生時のレイノルズ数に依存する。
- (2) 円柱の渦励振に対し制振効果の高い音響周波数は、Wei が静止円柱において求めた遷移波周波数の予測値とほぼ一致した。すなわち剥離せん断層の不安定性により最も増幅されやすい攪乱成分と同じ周波数の音響を剥離流れに付加することが、渦励振制御に最も効果的であると考えられる。
- (3) 渦励振振動数と同じ周波数付近の音響では、円柱の渦励振に対する制振効果はほとんど得ら

れなかった。

- (4) 音響による渦励振の制振効果は無音響時の応答振幅の大きさに依存し、無音響時の応答振幅が大きいかほど制振効果は低下する。しかし無音響時の応答振幅が大きい場合でも、音響の強さを大きくすることで制振効果を高めることができた。

周期的な湧き出し・吸い込みによる円柱まわりの流れ制御の有限要素解析より得られた結論：

- (1) 静止円柱に対する解析では、WeiやBloorの遷移波周波数の予測値付近の周期的攪乱を静止円柱まわりの流れに付加することにより、静止円柱まわりの流れの特性を効果的に変化させることができた。特に、Bloorの遷移波周波数の周期的攪乱を付加した場合は、剥離せん断層内の流速の変動成分の増加により剥離せん断層が薄くなり剥離点が下流側に移動する、後流渦の巻き込みが円柱のより近くで生じるため後流部の速度欠損が減少し円柱背部の圧力が低下する、後流渦放出周波数が増加するなどの顕著な変化が見られた。Bloorの遷移波周波数の攪乱を付加したときのフローパターンによれば、後流渦の形成段階での発達促進がこれらの流れの変化の原因となっていると考えられる。なおWeiの遷移波周波数の攪乱を付加した場合は、流れの特性に大きな変化は見られなかったが、変動揚力を低減する効果があることが分かった。
- (2) 風洞実験結果と同様、遷移波周波数付近の周期的攪乱が渦励振特性を変化させるのに効果が高かった。しかし風洞実験結果ではWeiの遷移波周波数の音響攪乱を付加したときに効果が高かったのに対し、数値解析の場合はBloorの遷移波周波数の周期的攪乱を付加したときに効果が高く、効果のある攪乱の周波数に多少異なる傾向が見られた。この原因については、実験と解析でのレイノルズ数の相違、実験における流れの3次元性の存在などが考えられる。
- (3) 応答振幅が小さく強制振動の性質が強い渦励振の場合、遷移波周波数付近の周期的攪乱を付加すると、渦励振の応答振幅が最大となる風速やそれより高い風速域では応答は低減できるが、それらより低い風速域では応答は増幅してしまうことが明らかとなった。これは遷移波周波数付近の周期的攪乱が後流渦放出周波数を増加させる効果を有するため、後流渦放出周波数が共振振動数から離れるように作用する場合は応答振幅は低減するが、共振振動数に近づくように作用する場合は応答振幅が増幅されることに起因する。一方、風洞実験の渦励振

の場合はある程度自励的性質を有していると思われ、音響付加による渦励振メカニズムが必ずしも数値解析の場合と同じでない可能性がある。

- (4) 後流渦放出周波数の2倍や4倍付近の周波数の周期的擾乱の付加も、渦励振の応答特性を変化させるのに効果があった。前者の場合は渦励振応答は増幅され、後者の場合は渦励振応答は低減された。これらの周波数の擾乱が効果があった原因は、円柱表面上の対称擾乱の位相と後流渦放出の位相との一致により生じる円柱まわりの剥離流れの変化に起因する効果によると考えられる。同様の現象は既往の脈動流中の物体まわりの流れに関する研究においても確認されている。なお後者は遷移波周波数に近かったことも制振効果が得られた理由の1つであると考えられる。風洞実験では、これらの周波数の音響を付加してもほとんど渦励振に対する効果は得られておらず、実験における音響擾乱が数値解析で仮定したような対称擾乱ではないことを示している。

線形安定性理論による円柱まわりの流れの安定性評価より得られた結論：

- (1) 剥離せん断層中で最も増幅率の高い周波数について線形安定性解析より得られた結果は、BloorやWeiが実験から予測した遷移波周波数とほぼ一致し、遷移波が剥離せん断層の不安定性から生じるという従来からの予測を解析的に裏付けた。
- (2) 数値シミュレーションで渦励振特性を変化させる原因とされた、遷移波周波数付近の周期的擾乱付加による後流渦放出周波数の増加は、円柱後流の主流方向速度分布の変化にともなう円柱後流部の不安定性の変化が原因である。

最後に、今後、音響（周期的擾乱）付加による物体まわりの流れの制御法に関して検討すべき課題を以下に示す。

- (1) 自励振動的性質が強い円柱渦励振の制御メカニズムの解明

数値解析で検討した渦励振は後流渦による強制振動的性質が強かったが、風洞実験の場合はある程度、自励振動的性質を有することが示唆された。自励振動的性質を有する渦励振の場合、音響（周期的擾乱）付加による後流渦放出周波数の変化を要因とする制振メカニズム以外に、音響（周期的擾乱）付加により後流渦放出の2次元性が乱される効果や、円柱に作

用する空気力のうち円柱振動にともなう自励的成分が低減される効果などが制振メカニズムとして考えられる。前者の検討には3次元の数値解析を行う必要があるが、現在の計算機能力ではその検討はかなり困難である。解析アルゴリズムを検討する余地はあるが、風洞実験によって3次元的な流れの特性の変化を測定する方が賢明であると思われる。また後者の制振メカニズムについては、渦励振の応答振幅をさらに大きくすることにより自励振動的性質を強めれば、2次元の数値解析においても検討することができる。なお本制御法は、円柱まわりの流れの不安定性と密接に結びついており、その制御メカニズムの解明をととして、円柱の渦励振自体の発生メカニズムや特性についても多くの手がかりが得られるものとする。

(2) 円柱以外の断面や渦励振以外の空力弾性振動への本手法の適用

本研究で検討した、音響あるいは周期的攪乱付加による物体まわりの流れ制御は、円形断面以外でも剥離をとまなう流れであれば効果が期待できる。したがって土木・建築構造物で多く見られる矩形や六角形断面などについても、本制御法の効果について検討することは有用である。また渦励振以外の空力弾性振動、例えば剥離をとまなうフラッターなどにも効果を期待できる。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、全般にご指導頂きました東京大学 藤野陽三教授に対し心より感謝の意を表します。同教授には公私にわたり、時には厳しく、時には暖かく、ご助言と励ましを頂きました。

本論文をまとめるにあたり、東京大学 東原紘道教授には振動制御あるいは数値解析の立場から、同 神田順助教授には風工学の立場から、そして同 河原能久助教授には数値流体解析の立場からさまざまなご意見およびご指導を頂きました。それから数値流体解析において貴重なご助言を賜った日本大学 野村卓史助教授、研究遂行の上で直接的な指導をして下さった東京大学 木村吉郎講師にも深く謝意を表します。

また研究に行き詰まったときにもお互い励まし合い、あるときには夜通し語り明かした橋梁研究室の学生の方々、研究室の生活環境をいつも整え、研究のしやすい生活の場を提供して下さいた秘書の方々にも感謝いたします。

最後に、大学での10年間、経済的に、それから精神的にも支えてくれた両親および親族の方々、日々の生活の中で陰ながら支えてくれた妻に感謝します。

