

I-A 190

円柱まわり流れの線形安定性解析

九州大学 正会員 比江島 慎二 東京大学 正会員 木村 吉郎
東京大学 フェロー 藤野 陽三 日本大学 正会員 野村 卓史

1. まえがき

音響攪乱を円柱周辺流れに付加し円柱まわりの剥離せん断層の不安定性を刺激することによって、円柱の渦励振が抑制されることが著者らの行った風洞実験[1]によって示された。また音響の代わりに、円柱表面上の2点に設けた周期的湧き出し・吸い込みにより円柱周辺流れを刺激する数値流体解析[2]においても、風洞実験と同様に剥離せん断層の不安定性に関わる周波数の攪乱の付加が、円柱後流の渦放出特性などを変化させるのに効果が高いことが明らかとなった。このような周期的攪乱の付加による円柱周辺流れの特性変化は、円柱周辺の剥離流れが本来不安定であり、音響・周期的攪乱のような外乱に対して容易にその挙動が変化することが原因である。そこで本研究では、線形安定性理論[3]により円柱周辺流れの不安定性を定量的に解析し、流れの不安定性の面から周期的攪乱付加が円柱周辺流れに及ぼす影響について検討する。

2. 線形安定性理論

Navier-Stokes 方程式中の流速成分を時間平均成分($\bar{u}$)と変動成分($\hat{u}$)に分離し、変動成分($\hat{u} = \tilde{u}(y)\exp(i\alpha x - \sigma t)$)を取り出して線形化すると、線形安定性解析の基礎方程式である Orr-Sommerfeld 方程式が導かれる。なお粘性の影響が小さい場合は、Orr-Sommerfeld 方程式の粘性項が無視され、以下の Reyleigh 方程式が得られる[3]。

$$\left(\bar{U} - \frac{\sigma}{\alpha}\right) \left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2\right) \tilde{v} - \frac{d^2 \bar{U}}{dy^2} \tilde{v} = 0 \quad (1)$$

ただし、 σ は実数で変動流速の角周波数、 α は複素数で実部(α_r)は変動流速の主流(x)方向の波数、虚部の正負を逆にしたもの($-\alpha_i$)は変動流速の主流方向の空間的増幅率、 $\tilde{v}$ は主流直角(y)方向の変動流速のフーリエ振幅、 $\bar{U}$ は主流方向平均流速である。式(1)は固有値問題を構成し、与えられた σ 、 $\bar{U}(y)$ に対し固有値 α と固有関数 $\tilde{v}(y)$ を定める。変動は $\exp(-\alpha_r x)$ で空間的に消長するので、流れは増幅率 $-\alpha_i$ が正に対し不安定となる。

3. 解析結果

円柱近傍の流れには2つの不安定性が存在する。1つは付加した周期的攪乱を流下とともに増幅させる剥離せん断層の不安定性であり、もう1つは円柱後流に交番渦を形成する後流の不安定性である。前者の不安定性によって増幅した攪乱が円柱後流の不安定性に何らかの変化を与えることにより、後流渦の放出特性が変化したり、渦励振特性に影響を及ぼしたりすると考えられる。

まず剥離せん断層の不安定性について線形安定性解

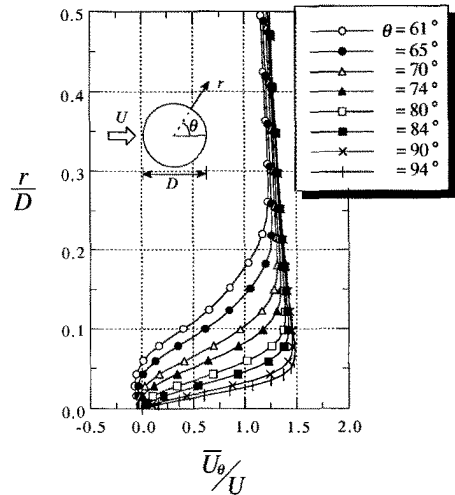


図-1 円柱境界層の円周方向平均流速 $\bar{U}_\theta$ の分布[2]

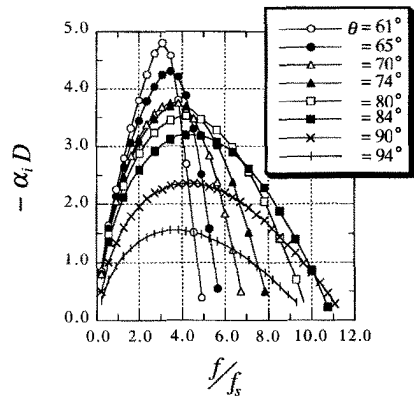


図-2 円柱境界層における空間的増幅率 $-\alpha_i$

析を行った。図-1は数値流体解析[2]から得られた剥離せん断層付近の円周(θ)方向平均流速 $\bar{U}_\theta$ の分布($Re = 2000$)である。円柱上の各位置における $\bar{U}_\theta$ 分布に対し、式(1)を固有値解析した結果が図-2である。縦軸は無次元の空間的増幅率を表しており、空間的増幅率が最大となる周波数が、剥離せん断層内で最も不安定となる周波数を示す。円柱上の位置によって空間的増幅率が最大となる周波数が異なるが、およそ $f_a f_s = 3.0 \sim 4.5$ (f_s は数値流体解析[2]より求めた攪乱を付加しないときの後流渦放出周波数)付近に最大値が存在している。数値流体解析[2]では、 $f_a f_s = 4.0 \sim 4.5$ 付近の周期的攪乱が剥離せん断層内での増幅率が最も高いことを確認しており、線形安定性解析結果とほぼ一致する。

次に円柱近傍の流れに周期的攪乱を付加したときの円柱後流の不安定性の変化について検討した。図-3は剥離せん断層内での増幅率が高い周波数の攪乱($f_a f_s = 4.45$)、後流渦放出周波数の2倍付近の周波数の攪乱($f_a f_s = 1.82$)を付加したときおよび周期的攪乱がないときの円柱後流での主流(x)方向平均流速 $\bar{U}$ の分布($Re = 2000$)の数値流体解析結果[2]を示している。数値流体解析によれば、 $f_a f_s = 4.45$ は後流渦放出周波数を増加させる効果、 $f_a f_s = 1.82$ は後流渦放出周波数に複数の成分を生じる効果を有することが分かっている。なおそれぞれの $\bar{U}$ 分布は、主流直角(y)方向の変動流速が最大となる x 位置付近のものとした。また図中の実線は、それぞれの流速分布の回帰曲線であり、これらの回帰曲線に対して式(1)の固有値解析を行った。結果を図-4に示す。周期的攪乱を付加しないときは $f_a f_s = 1.0$ 付近に空間的増幅率の最大値があり、後流で最も不安定となる周波数 f_s で後流渦が放出されることを示している。 $f_a f_s = 4.45$ の攪乱の場合は、

空間的増幅率が最大となる周波数が $f_a f_s = 1.13$ に増加しており、数値流体解析[2]での後流渦放出周波数 $f_a f_s = 1.11$ にほぼ一致する。すなわち $\bar{U}$ 分布の変化に伴う後流の不安定性の変化が、 $f_a f_s = 4.45$ の攪乱付加による後流渦放出周波数の増加の要因となっている。一方、 $f_a f_s = 1.82$ の攪乱の場合も $\bar{U}$ 分布は変化しているが、空間的増幅率が最大となる周波数は攪乱を付加しない場合($f_a f_s = 1.0$)とほとんど変化していない。数値流体解析[2]によれば、 $f_a f_s = 1.82$ の攪乱は剥離せん断層内での増幅率が低く、剥離せん断層内であり成長できないことが分かっている。したがって $f_a f_s = 1.82$ の攪乱は後流の不安定性に対し、最も不安定となる周波数を変化させる程の強い影響を与えることができないと考えられる。なお $f_a f_s = 1.82$ の攪乱は後流渦放出周波数の2倍調波に近いため、むしろ後流域での増幅率が高いことが分かっており、 $f_a f_s = 1.82$ の成分と $f_a f_s = 1.0$ の成分が後流域において非線形干渉することにより後流渦放出周波数に複数の成分を生じると考えられる。

＜参考文献＞ [1]比江島他：土木学会論文集，No.525/I-33，pp.171-179，1995。 [2]比江島他：第9回数値流体力学シンポジウム講演論文集，pp.415-416，1995。 [3]巽，後藤：流れの安定性理論，産業図書，1976。

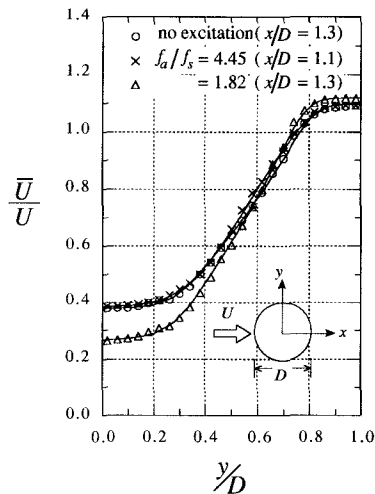


図-3 円柱後流の主流方向平均流速 $\bar{U}$ の分布[2]
(実線は回帰曲線)

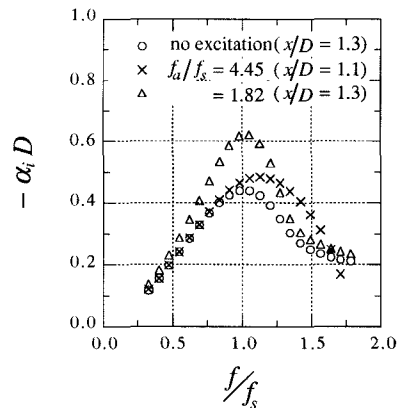


図-4 円柱後流における空間的増幅率 $-\alpha_i$