

噴流による渦放出周波数の制御

新井紀夫*、嶋田圭介*

Active Control of Vortex Shedding Frequency by a Jet

by

Norio ARAI and Keisuke SHIMADA
Tokyo Noko University

ABSTRACT

The control method of the vortex shedding frequency by a jet is investigated numerically, in which it is spouted out from the rear surface of the body. Especially, an emphasis is put on the control effect of vortex shedding frequency and of hydraulic forces. The three dimensional Navier-Stokes equations are solved. The Reynolds number is 10,000. Results are summarized: (1)When the jet speed exceeds some values, the body oscillation can be prevented effectively. (2)The three dimensionality of the flow has a strong influence on the hydraulic forces. (3)The control effect of the jet is that the mutual interaction between the wake and the jet increases the length of the vortex formation region and decreases the hydraulic forces.

1. はじめに

流れの中に置かれた鈍頭物体まわりの流れは剝離流となる。剝離による周期的な渦放出が主因となって物体表面上に変動圧力が誘起され物体振動が発生する。特に、物体の固有振動数と渦放出周波数が一致すると共振現象が発生し、物体に多大な被害をもたらす恐れがある。従って、周期的に放出される渦を積極的・効率的に制御できれば、工学的に大変有用である。^{1,2)}

物体背後から噴流を噴出させ、後流との相互干渉効果を利用することによって放出渦を積極的且つ効果的に制御できる可能性がある。この考えによれば、スプリッタ板による制御法のように後流中に新たに構造物を設置する必要がなく、もし効

果があれば工学的に有為となりうる。

本研究の目的は、正方形角柱の背後から後流中に噴流を噴出させる制御法の効果を2次元及び3次元計算によって調べることである。特に、渦放出周波数及び角柱に作用する流体力の制御効果に着目する。さらに、噴流の制御効果の主要因を明らかにする。

2. 解析方法

基礎方程式は、非圧縮性 Navier-Stokes 方程式とその発散をとることによって得られる圧力の Poisson 方程式である。Navier-Stokes 方程式の対流項には3次精度の風上差分である Kawamura-

*東京農工大学工学部

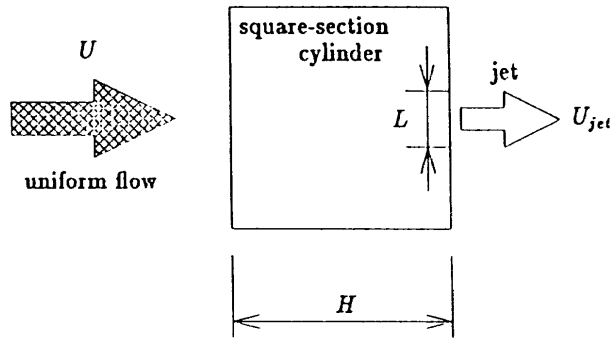


図1. 正方形角柱と噴流

Kuwahara スキーム³⁾を適用し、他の空間微分項は2次精度の中心差分で離散化を行う。得られた差分方程式は、SOR法によって解かれる。

計算は、図1に示すような正方形角柱まわりの流れについて行った。図において、角柱の1辺の長さ： $H = 1.0$ 、噴流口の幅： $L = 0.06H$ 、一様流速： $U = 1.0$ 、である。また、 U_{jet} は噴流の平均流速であり、 U_{jet}/U を0.0～3.0に変化させた。レイノルズ数 Re は10000である。

2. 1 境界条件

(a) 噴流口を除く角柱表面

速度は、角柱表面において $\mathbf{u} = 0$ とする。圧力は、1格子外側における値を0次外挿 ($\partial p / \partial n = 0$) とする。

(b) 噴流口

噴流の速度分布として、2次元ポアズイユ流れを適用する。その速度分布を $u(y)$ とすると、微分方程式は次のようになる。

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = Re \frac{dp}{dx} \quad (1)$$

ここで、上式は角柱の1辺の長さと同様流速で無次元化している。この式を次の境界条件

$$y = \pm \frac{L}{2} \text{ で } u = 0 \quad (2)$$

$$y = 0 \text{ で } u = \frac{3}{2} U_{jet} \quad (3)$$

を用いて解く。ここで、 L は噴流口の幅で、 U_{jet} は噴流の平均流速である。従って、速度分布および圧力勾配は次のようになる。

$$u(y) = \frac{3}{2} U_{jet} \left[1 - \left(\frac{2y}{L} \right)^2 \right] \quad (4)$$

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{12 U_{jet}}{Re L^2} \quad (5)$$

上式を座標変換して p_η を求めると次のようになる。

$$p_\eta = -\frac{12 U_{jet} x_\eta}{Re L^2} \quad (6)$$

(c) 遠方境界

速度に関しては、流入側で一様流を与え、流出側では1格子内側における値を0次外挿 ($\partial \mathbf{u} / \partial n = 0$) する。圧力は、一様流の値を与える。

(d) スパン方向

スパン方向の境界条件は周期条件とした無限長の角柱を想定する。

3. 結果及び考察

(1) 流体力の時間的変化

抗力係数 C_D と揚力係数 C_L の時間変化を図2 (2次元) 及び図3 (3次元) に示す。2次元計算の場合、 U_{jet}/U が小さいときは両係数とも周期的に大きく変動し、細かな変動も常時見られ、時折周期性が崩れることがある。 $U_{jet}/U = 2.5$ になると、周期性はほとんど見られなくなり、噴流が弱い場合に比べて流体力の時間的変化に大きな相違が認められる。3次元計算の場合、 U_{jet}/U が小さいときは C_L は規則的に変動しており、周期性が明確である。また、2次元計算において見られたような周期性の崩れや細かな変動は全く存在しない。これは、物体壁面から発生する2次元性の強い小さな渦が3次元効果により拡散してしまうためと思われる。 U_{jet}/U が大きくなると、変動の様子が著しく変わり、 C_L の周期性は完全に崩れ、変動幅はかなり狭くなる。また、2次元計算結果における細かな変動は存在せず、全体的に緩やかな

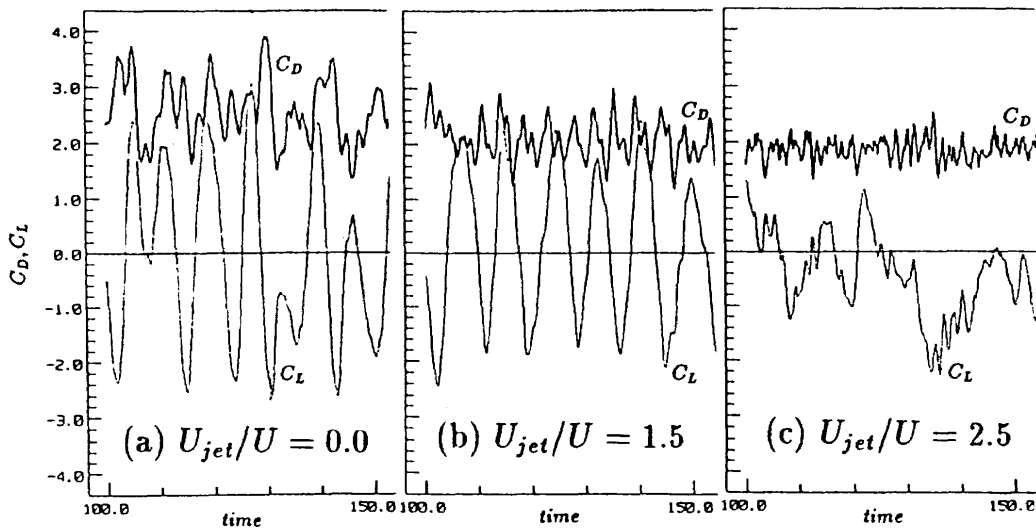


図2. C_D と C_L の時間変化 (2次元計算)

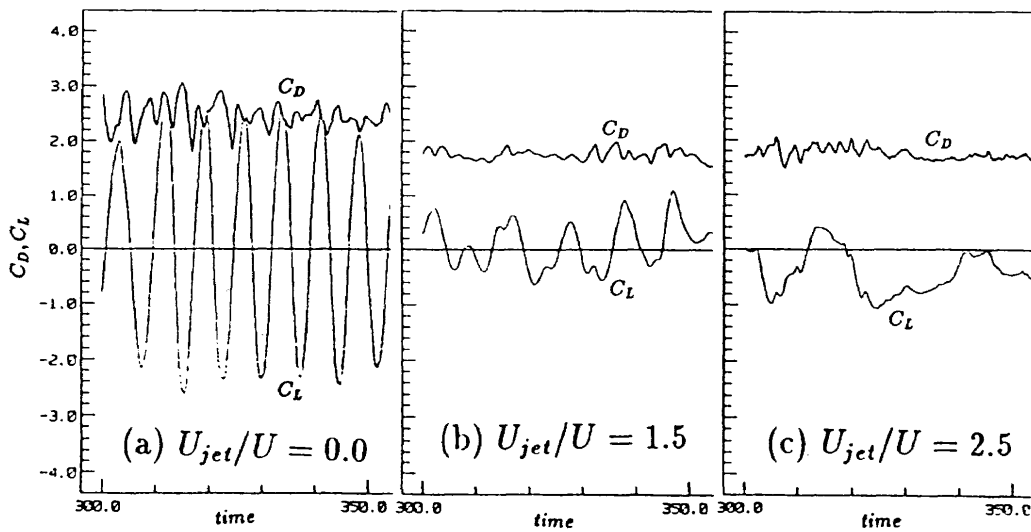


図3. C_D と C_L の時間変化 (3次元計算)

変化を示す。これはスパン長さの影響であると思われる。

(2) 揚力係数 C_L のパワースペクトル

揚力係数の時間変化をFFTによってスペクトル解析を行った結果を図4、5に示す。なお、スペ

クトル分布において、パワーが最大値をとる位置が渦放出周波数にあたる。2次元計算の場合(図4)は $U_{jet}/U = 2.5$ において、一方、3次元計算の場合(図5)は $U_{jet}/U = 1.5$ 以上になると、ピーク値が確認できないことが分かる。

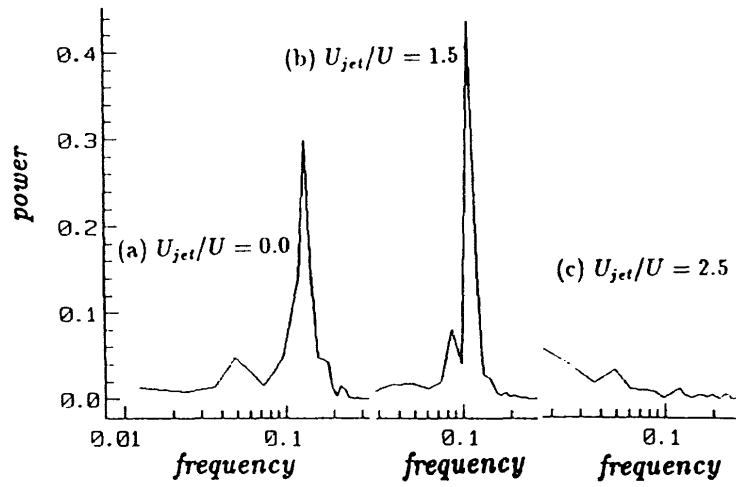


図4. C_L のパワースペクトル (2次元計算)

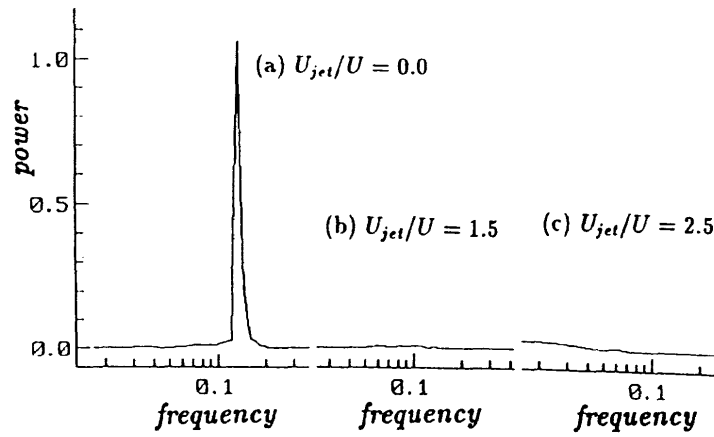


図5. C_L のパワースペクトル (3次元計算)

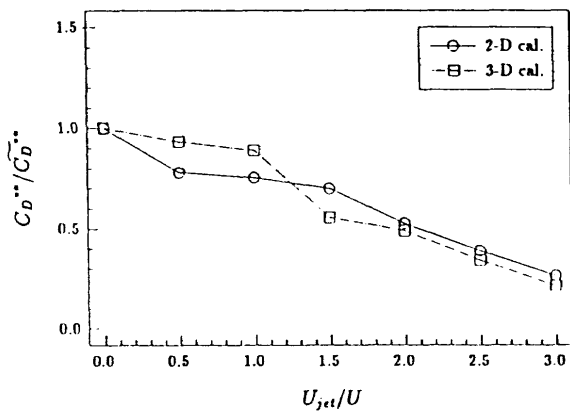


図6. 時間平均抗力係数

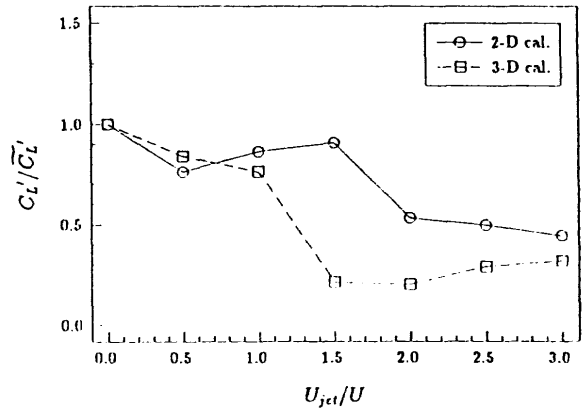


図7. 揚力係数の RMS 値

(3) 流体力及びパワースペクトルの代表値

流体力の時間変化のグラフとパワースペクトル分布図から得られる種々な特性値を図6～8に示す。ここで各値は $U_{jet}/U = 0.0$ の値で無次元化されている。時間平均抗力係数 C_D^* は噴流の運動量による推進力を考慮にしている。図6を見ると、全体的にどちらの計算の場合も噴流が強くなるにつれて、直線的に減少している。揚力係数のRMS値 C_L' のグラフを図7に示す。2次元計算においては $U_{jet}/U = 1.5 \sim 2.0$ にかけて、3次元計算においては $U_{jet}/U = 1.0 \sim 1.5$ にかけて大きく値が減少している。渦放出周波数 f のグラフを図8に示す。 $U_{jet}/U = 0.5$ でやや小さくなるものの、1.0で再び回復し、1.5で減少する。 $U_{jet}/U = 2.0 \sim 3.0$ では、 C_L のパワースペクトル図において、明確なピーク値を確認できないので、値を記していない。2次元計算の場合には、 $U_{jet}/U = 1.5$ より大きいときに噴流の渦放出周波数の制御効果が現れると言える。3次元計算の場合、 $U_{jet}/U = 0.0$ および

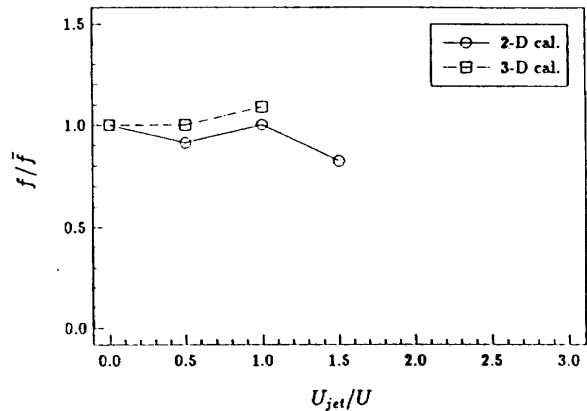


図8. 渦放出周波数

0.5 は同じ値であるが、 1.0 になると、やや大きくなる。 1.5 以上になると、渦放出周波数は見あたらなくなる。よって、3次元計算場合には、 $U_{jet}/U = 1.0$ より大きいときに制御効果が現れると言える。2次元計算と3次元計算とを比較すると、 $U_{jet}/U = 1.5$ 近傍でそれらの相違が最も顕著になる。

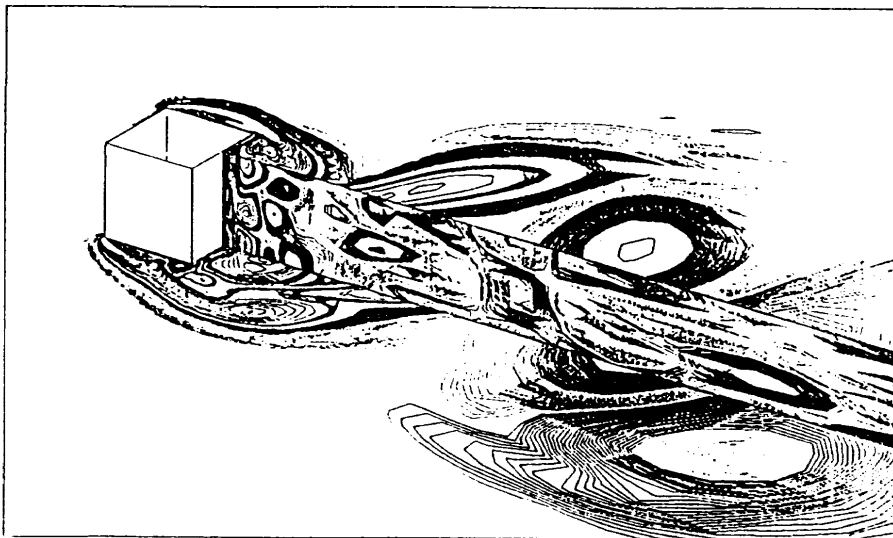


図9. 等渦度線図 (3次元計算)

(4) 流れ場の様子

図9に $U_{jet}/U = 0.0$ における等渦度線図 (3次元計算) を示す。スパン方向に平行な後流中心上の断面を見ると、流れ場の複雑な3次元構造が明確に示されている。図10に2次元計算における等渦度線図を示す。 $U_{jet}/U = 0.0$ および 1.5 の

場合、角柱背後で放出渦が巻き込んで大きく成長している様子が分かる。しかし、 2.5 になると、渦の規模がかなり縮小し、小さな渦が数多く放出され、後流の幅が狭くなっている。また、噴流口から生じた渦が放出渦と干渉し、物体より離れた下流で巻き込んでいる。図11に3次元計算におけ

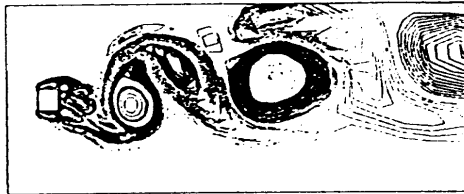
(a) $U_{jet}/U = 0.0$ (b) $U_{jet}/U = 1.5$ (c) $U_{jet}/U = 2.5$

図10. 等渦度線図 (2次元計算)

る等渦度線図を示す。これらの図は、スパン中央における断面図である。 $U_{jet}/U = 0.0$ においては、2次元の場合と同様に放出渦が角柱背後で成長している。しかし、 $U_{jet}/U = 1.5$ になると2次元計算の場合と大きな相違が現れ、放出渦は物体より離れた下流において巻き込み、噴流口からの渦と干渉している。また、後流の幅が狭くなる傾向にある。 $U_{jet}/U = 2.5$ でも、 $U_{jet}/U = 1.5$ で見られたような様子を呈し、強い噴流の場合には、後流中心に沿って噴流の壁が生じ、物体近傍における放出渦どうしの干渉が阻害される。この干渉はかなり下流において行われることになり、背面への再付着は起こりにくい。そのために、干渉が発生するまでの時間が長くなるので、渦放出周波数は低減することになる。

4. 結論

正方形角柱の背後より噴流を噴出させる制御法の効果を調べるために、2次元計算および3次元

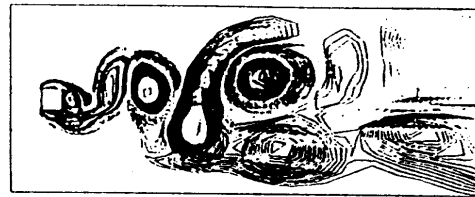
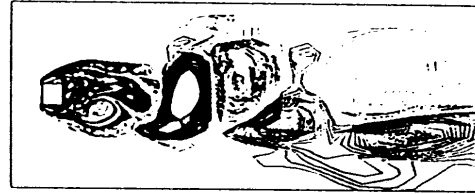
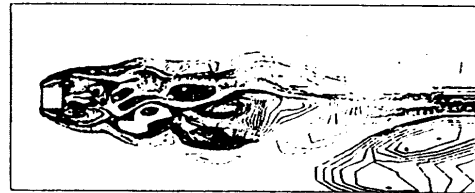
(a) $U_{jet}/U = 0.0$ (b) $U_{jet}/U = 1.5$ (c) $U_{jet}/U = 2.5$

図11. 等渦度線図 (3次元計算、断面図)

計算を行い、次の結果を得た。

- (1) 噴流の流体力低減効果はかなり大きい。その効果は3次元流の方が顕著である。
- (2) U_{jet}/U がある値を越えると急激にその効果が現われる。
- (3) 噴流の制御効果は、噴流と後流との干渉により渦形成領域の長さが増加し、且つ、流体力を低減させることが主因となっている。

以上のことより、噴流の流速を適切に調整することにより、流れ場を制御し得ることが示された。

REFERENCES

1. Roshko, A., NACA TN 3169 (1954).
2. Arai, N. and Tani, T., *Proc. of the Int. Cong. on Recent Developments in Air and Structure Borne Sound and Vibration*, pp.501-508 (1990).
3. Kawamura, T. and Kuwahara, K., AIAA Paper 84-0340 (1984).