

京都大学工学部	正員	工博	小西一郎
京都大学工学部	正員	工博	白石成人
京都大学工学部	学員	工修	○松本 勝

§1. 概説

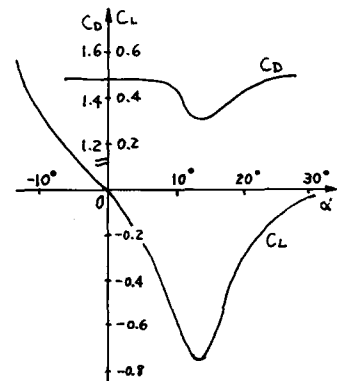
従来、箱型断面特に正方形断面を有する構造物の耐風応答に関する研究は、G. V. Parkinson や M. Novak 等数多くの研究者により行なわれている。これらの研究は主として構造物に作用する静的空気力の特性を動的空気力に適用し、主として Galloping 現象をとらえようとしている。今回はまず、風洞実験結果を示し次に Navier-Stokes 方程式を用いて正方形断面回りの流れの様子を調べようとするものである。

§2. 風洞実験結果

風洞は京都大学工学部土木教室のエッフェル型風洞を用い、模型は $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ のアクリル樹脂製の二次元模型を用いて実験を行なった。

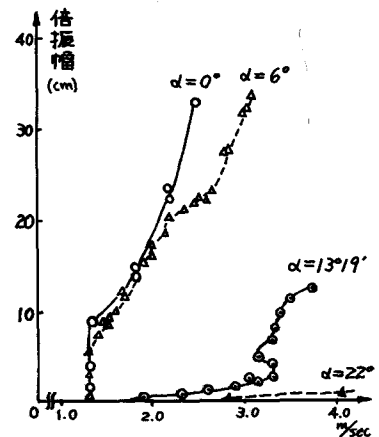
(i) 静的実験結果

静的実験結果を図-1に示す。迎え角 13° 付近で抗力係数 C_D は急激に減少し、揚力係数 C_L は peak となる。これは $\alpha = 13^\circ$ で、edge で一人剥離した空気流が再び正方形の側面にくっつき、側面上の圧力が物体を押しつける圧力になるためと思われる。

(図-1) $C_L, C_D - \alpha$ 曲線

(ii) 動的実験結果

水平迎え角をパラメータとして風速-倍振幅の関係を(図-2)に示す。この図からわかるように $\alpha = 0^\circ$ のときばかりめ応答は最も敏感となり迎え角が大きくなるに従って鈍感となる。 $\alpha = 0^\circ$ と $\alpha = 6^\circ$ ではばかりめ応答にあまり顕著な差異は認められず、0 発振の風速は完全に一致している。しかし $\alpha = 13^\circ/19^\circ$ になると急激にばかりめ応答の様子は異なり、小さくなると共に Parkinson 等のいう非線型性が顕著に現われているのは興味深い。なお、この現象の解析も今後の課題の一つであろう。



(図-2) 風速-倍振幅図

§3. Navier-Stokes 方程式による正方形断面回りの流れの解析

二次元流の Navier-Stokes 方程式は、無次元化された flow function ψ と vorticity ω により次

のように表わすことができる。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{R} \nabla^2 \omega, \quad \omega = \nabla^2 \psi \quad (1)$$

但し $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, R ; Reynolds 数

式(1)を差分方程式に直して次式を得る。

$$\begin{aligned} \omega(I, J) = & \left\{ B^2/2(A^2+B^2) \right\} \{ \omega(I+1, J) + \omega(I-1, J) \} + \left\{ A^2/2(A^2+B^2) \right\} \{ \omega(I, J+1) \\ & + \omega(I, J-1) \} + \{ ABB/8(A^2+B^2) \} \{ \{ \psi(I+1, J) - \psi(I-1, J) \} \{ \omega(I, J+1) - \omega(I, J-1) \} \\ & - \{ \psi(I, J+1) - \psi(I, J-1) \} \{ \omega(I+1, J) - \omega(I-1, J) \} \} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \psi(I, J) = & \left\{ -A^2 B^2/2(A^2+B^2) \right\} \omega(I, J) + \left\{ B^2/2(A^2+B^2) \right\} \{ \psi(I+1, J) + \psi(I-1, J) \} \\ & + \left\{ A^2/2(A^2+B^2) \right\} \{ \psi(I, J+1) + \psi(I, J-1) \} \end{aligned} \quad (3)$$

但し I, J は格子の交点を示す index であり, A, B は x, y 方向の格子間隔を表わす。

式(2), (3)を次の境界条件〔(図-3)参照〕のもとで解けばよい。

〔境界条件〕

物体表面

対称軸

物体表面より遠地

$$\begin{aligned} x = \pm a, |y| \leq a \quad \Rightarrow \quad & \begin{cases} \psi = 0 \\ \omega = \nabla^2 \psi \end{cases} & x = 0 \quad \Rightarrow \quad & \begin{cases} \psi = 0 \\ \omega = 0 \end{cases} & x = x_\infty, y = y_\infty \quad \Rightarrow \quad & \begin{cases} \psi = y_\infty \\ \omega = 0 \end{cases} \\ y = \pm a, |x| \leq a \end{aligned}$$

今回は格子交点を 6236 個, 格子間隔を 0.1×0.1 とし, 最初に ω, ψ を適当な値に仮定し, くり返し計算により ω, ψ の収束解を得た。(図-4)は Reynolds 数が 40 とするときの結果を示す。この図より次のことが判明する。

① 流速 $= 0$ ($\psi = 0$) という流線は正方形

の前後 edge で剥離し, 約正方形の一辺の長さの 3 倍まで続いている。

② 正方形断面の前面に非常に小さい ψ の負の値となる。つまり弱い渦がでる。

③ vorticity ω については, 流れの平行な表面に最も大きな値が主になる。

次に, Navier-Stokes 方程式を極座標 (r, θ) で表わし, 更に $r = e^{\xi}$ なる

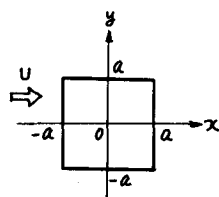
変換した後上述と同様にして差分方程式を求めることができる。更に係数比較より, 係数の小さい項を省略することにより次式を得る。現在はこの近似式を用いて迎角を有する場合についての計算を進行中である。

$$\omega(I, J) = \{ ABB/16(A^2+B^2) \} \{ \{ \psi(I+1, J) - \psi(I-1, J) \} \{ \omega(I, J+1) - \omega(I, J-1) \} - \{ \psi(I, J+1) - \psi(I, J-1) \} \{ \omega(I+1, J) - \omega(I-1, J) \} \} \quad (4)$$

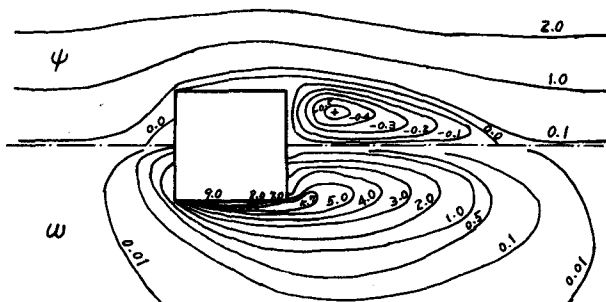
$$\psi(I, J) = \left\{ \frac{1}{A^2} \right\} \{ \psi(I+1, J) + \psi(I-1, J) \} + \left\{ \frac{1}{B^2} \right\} \{ \psi(I, J+1) + \psi(I, J-1) \} \quad (5)$$

最後に, 今後の課題として振動状態にある正方形断面の同様の解析も重要であると思われる。

参考文献 A.E. Hamielec, J.D. Rall "Numerical Studies of Viscous Flow around Circular Cylinders" the Phy. of Fluid Vol. 12, 1969



(図-3) 座標系



(図-4) Flow Func. & Vorticity 分布図 ($R=40$)