

アーチ型ゲートの耐風性に関する研究

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
 京都大学大学院 学生員 工修 宇都宮英彦
 京都大学大学院 学生員 〇辻 勝成

I. まえがき

土木構造物の耐風安定性については従来吊橋構造に限りれていた感があるが、現在大阪府安治川河口に建設中のアーチ型防潮水門のように大スパンのゲート等の場合になると、同様にその耐風性状が重要な問題になると考えられる。筆者等は先づ、この問題を検討するために Theodorsen 関数を用いた平板に作用する空気を適用して解析を試みたが、必ずしも良い結果が得られなかった。ここでは更に検討を進め、Quasi-Steady 理論を用いて行った結果を報告する。

II. 擬定常空気力による解析

Theodorsen 関数を用いた理論解は実験値よりもかなり大きな限界風速を与え、危険側の値となるため適当ではない。従ってここでは Quasi-Steady 理論による空気を適用して解析を進めることにする。

部令模型の振動方程式は鉛直変位 y 、捻れ角と θ とすると、

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{y} + ky + L &= 0 \\ I\ddot{\theta} + kb^2\theta + M &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに m : 質量, k : バネ定数, I : 慣性モーメント, L, M は揚力, トルクモーメントで次式によって与えられる。

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{1}{2}\rho U^2 c \frac{dC_L}{d\theta} \left[\theta + \frac{1}{U} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{U} \left(\frac{3}{4}c - y_0 \right) \frac{\partial \theta}{\partial t} \right] \\ M &= \frac{1}{2}\rho U^2 c^2 \left\{ -\frac{c\pi}{8U} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \left(\frac{\pi}{2} - \frac{1}{4} \right) \frac{dC_L}{d\theta} \left[\theta + \frac{1}{U} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{U} \left(\frac{3}{4}c - y_0 \right) \frac{\partial \theta}{\partial t} \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ρ : 空気密度, U : 風速, c : 部令模型幅員, y_0 : leading edge から重心軸までの距離, C_L : 揚力係数

式(2)を(1)に代入し y, θ を $y = A e^{\lambda t}$, $\theta = B e^{\lambda t}$ とおくと

$$\left. \begin{aligned} [m\lambda^2 + \frac{1}{2}\rho U c L \frac{dC_L}{d\theta} \lambda + k] A + [\frac{1}{8}\rho U c^2 L \frac{dC_L}{d\theta} \lambda + \frac{1}{2}\rho U^2 c L \frac{dC_L}{d\theta}] B &= 0 \\ -[\frac{1}{8}\rho U c^2 L \frac{dC_L}{d\theta} \lambda] A + [I\lambda^2 - \frac{1}{8}\rho U c^3 L \left(-\frac{\pi}{2} + \frac{1}{4} \frac{dC_L}{d\theta} \right) \lambda + (kb^2 - \frac{1}{8}\rho U^2 c^2 L \frac{dC_L}{d\theta})] B &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

この特性方程式は次のように入った 4 次式になる。

$$\begin{aligned} m I \lambda^4 &+ \left[\frac{1}{8} m \rho U c^3 L \left(\frac{1}{4} \frac{dC_L}{d\theta} - \frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{2} \rho U c L I \frac{dC_L}{d\theta} \right] \lambda^3 + \left[m (kb^2 - \frac{1}{8} \rho U^2 c^2 L \frac{dC_L}{d\theta}) \right. \\ &+ k I + \frac{\pi}{2} \rho^2 U^2 c^2 L \frac{dC_L}{d\theta} \lambda^2 + \left[\frac{1}{2} \rho U c L \frac{dC_L}{d\theta} kb^2 + \frac{1}{8} \rho U c^3 L \left(\frac{\pi}{2} - \frac{1}{4} \frac{dC_L}{d\theta} \right) k \right] \lambda \\ &+ \left. \left[k (kb^2 - \frac{1}{8} \rho U^2 c^2 L \frac{dC_L}{d\theta}) \right] \right] = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

振動が動的に安定であるかは Routh の判別式を用いて調べる。この場合限界状態と定める式は次のようになる。

$$\frac{1}{2} \rho U^2 C_L^2 \left(\frac{1}{8} \rho C_L^2 \frac{dC_L}{d\alpha} I \frac{dC_L}{d\alpha} + m C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right) \left\{ \left(\frac{dC_L}{d\alpha} I + m C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right) \right\} - (m - \frac{\pi}{8} \rho C_L^2) \left\{ \frac{dC_L}{d\alpha} b^2 + C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right\} \left\{ b^2 + \frac{dC_L}{d\alpha} I + m C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right\} \times \left\{ \frac{dC_L}{d\alpha} b^2 + C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right\} (I + m b^2) - k b^2 \left\{ \frac{dC_L}{d\alpha} I + m C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right\}^2 - k m I \left\{ \frac{dC_L}{d\alpha} b^2 + C^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{16} \frac{dC_L}{d\alpha} \right) \right\}^2 = 0 \quad (5)$$

上式から限界フラッター風速 U が求まる。なお式中の $\frac{dC_L}{d\alpha}$ の値は三合力試験から求める。

G. V. Parkinson は同様の Quasi-steady 理論によって定常流中の galloping の問題を解析している。これは鉛直振動の方程式と

$$m \ddot{y} + r \dot{y} + k y = F \quad (6)$$

とし、 $F = C_F \rho U^2 c d/2$, $L = C_L \rho U^2 c d/2$, $D = C_D \rho U^2 c d/2$, すなわち $C_F = (C_L + C_D \tan \alpha) \mu c d$ として外力を与えた。ここで C_L , C_D は三合力試験による静的な実験曲線から、 $C_L = a_0 - a_1 \alpha + a_2 \alpha^2$, $C_D = b_0 - b_1 \alpha^2 + b_2 \alpha^4$ とおいて係数を近似する。これらを (6) に代入して無次元化すると

$$\ddot{Y} - \epsilon (1 - P \dot{Y} - Q) \dot{Y} + Y = 0 \quad (7)$$

$\dot{Y} = \frac{1}{2} \dot{\alpha}$, ϵ, P, Q : 非線型減衰パラメーター

この解を $Y = \bar{Y} \sin(T + \theta)$ と仮定すると ϵ が小さいければ $\bar{Y}$ は T の変化と共にゆっくりと変る、これを (7) に代入して

$$\dot{Y} = \frac{\epsilon \bar{Y}}{2} \left\{ (1 - P \dot{Y} \cos^2 \theta - Q \dot{Y} \cos^2 \theta) \bar{Y} \cos^2 \theta \cdot d\theta = \frac{\epsilon \bar{Y}}{2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} P \dot{Y}^2 - \frac{5}{8} Q \dot{Y}^4 \right\} \right. \quad (8)$$

従って風速と振中、振中と T の関係はそれぞれ、次のようにおめられる。

$$\bar{Y}_{steady} = U \left\{ -\frac{3P}{5C} + \left[\left(\frac{3P}{5C} \right)^2 + \frac{3A}{5C} \left(1 - \frac{3P}{5C} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$\epsilon T = \ln \left[\frac{\bar{Y}^2 / (\bar{Y}_0^2 - \bar{Y}^2)}{\bar{Y}_0^2 - \bar{Y}_i^2} \right] \left(\frac{\bar{Y}^2 - \bar{Y}_0^2}{\bar{Y}_0^2 - \bar{Y}_i^2} \right) \left(\frac{\bar{Y}_0^2 - \bar{Y}_i^2}{\bar{Y}_0^2 - \bar{Y}_i^2} \right) \quad (10)$$

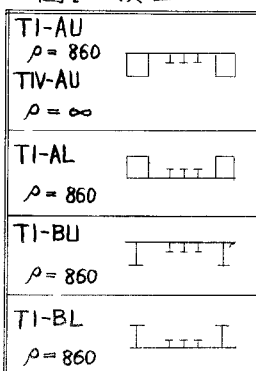
III 考察.

式(4)による計算値と風洞によるフラッター実験から求めた限界風速を表1に示す。対象となった模型は図1の通りである。限界フラッター風速は $dC_L/d\alpha$ の値が小さい程大きくなり安全になることか合る。実験値に比べて計算値は安全側に出ており、実験値は平均理論と Quasi-steady 理論の中間の値ととるようである。三合力試験によるデータを用いて galloping を論じることは、この一連の実験では不可能であった。すなわち上下方向の自由振動は $(\frac{dC_L}{d\alpha} + C_D)$ の値が負の場合に生じるのであるが、ここでは迎角の小さい領域では全て正であった。実験は現在なお継続中であり、追って得られた結果は当日発表する。

表1 限界フラッター風速

模型形式	b	U_{cr} (計算値) (m/s)	$\frac{dC_L}{d\alpha}$	U_{cr} (実験値) (m/s)
TI-AU	30	4.376	4.24	6.066
	35	5.823		7.483
	40	7.600		8.294
TI-AL	30	4.312	4.20	6.066
	35	5.822		6.812
	40	6.502		7.043
TI-BU	30	5.380	4.01	6.573
	35	6.024		7.483
	40	7.130		8.672
TI-BL	30	4.256	4.30	6.000
	35	5.278		6.928
	40	6.202		7.394
TIV-AU	30	3.394	5.38	5.060
	35	3.986		5.657
	40	4.480		5.933

図1 模型



(参考文献) 1. Y. Fung, "The Theory of Aeroelasticity", John Wiley, 1955.

2. G. V. Parkinson & J. D. Smith, "The Square Prism as an Aerelastic Non-linear Oscillator", Journal of the Royal Aeronautical Society, 1964, Vol. XXII.