

# 非定常圧力特性による1:2長方形断面柱の ギャロピング現象の評価

## EVALUATION OF GALLOPING OF 1:2 RECTANGULAR CYLINDER BY ITS UNSTEADY PRESSURE CHARACTERISTICS

山 田 均\*・宮 田 利 雄\*\*

By Hitoshi YAMADA and Toshio MIYATA

The heaving aeroelastic responses of rectangular cylinders are well known as vortex-induced oscillation and galloping. But these responses are not always observed separately. The response of a 1:2 rectangular cylinder in higher winds above  $U_{cr}$  ( $=1/S_{ci}$ ), concerned in this paper, is this case. And it was considered as a "mixed-type" response. This paper shows that two aerodynamic forces, self-induced one and vortex-exciting one, which induce this response, can be estimated independently by their unsteady pressure characteristics. Consequently we result that this response should be classified not as a mixed-type response, but as a galloping response.

### 1. ま え が き

空気流、風による空気力学的な振動現象は、橋梁のほか、送電線、あるいは各種構造物の部材などで経験される現象である。これらの現象を設計上の安全性からの要求で検証、確認する必要があるとき、最もよく用いられる手法は、検証すべき模型を気流中にばねで弾性的に支持して作用空気力に対応した振動応答振幅を観測する、いわゆる自由振動実験である。この実験手法は、作用空気力に対し、弾性支持振動系に応じて決まる機械的アドミッタンスを介して振動応答を調べるため、作用空気力の特性を外乱の影響を少なく調べることができる有効な手法である。しかしながら、もう1つの方法である作用空気力を直接とらえる非定常空気力測定実験手法と同じく、模型に作用する空気力全体を結果としてとらえる立場に立つ限りは有効であるが、空気力の生成の過程・発生機構を調べるには無力であり、単に、これら2つの手法に従って空気力発生機構を議論することは、空力現象の外郭にとどまる場合が多い。最近、これらの従来の手法に加え、模型周辺流をタンデム型熱線流速計で直接

測定した報告<sup>1)</sup>や模型表面に作用する圧力を測定した報告<sup>2)~4)</sup>が行われ、空気力生成の過程に新たな情報が与えられるようになってきた。

ところで、ある断面が与えられて、自由振動実験手法に基づいて振動応答を調べると、この応答を特徴づけるパラメーターである質量・減衰パラメーター、すなわちスクルートン数  $(S_c = \frac{2m}{\rho BD} \delta_s)$  に対し非一様な挙動変化を示す振動応答が得られることがある。こうした特徴ある挙動をさらに分析して調べようとする、何か別のアプローチがなければ、なかなか核心にせまることができないのがふつうである。さて、ここで振動中の模型に作用する非定常圧力分布特性を知ることができると、空気力の生成の過程、およびその特性と物体周辺流との関係がわずかながらも明らかになると期待でき、振動応答のみからの推測に新たな情報を加えることになる。そして、単に奇妙であった振動応答挙動についても、その理解に展望が開けることになる。

本論文ではこの間の事情を述べることとして、断面比1:2の長方形断面柱のたわみ振動応答の奇妙な挙動について考えてみることにする。自由振動実験で得られる1:2長方形断面柱の振動応答では、振動発生程度に関係するスクルートン数の大小により、非一様な挙動変

\* 正会員 工修 横浜国立大学助手 工学部  
(〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台 156)

\*\* 正会員 工博 横浜国立大学教授 工学部 (同上)

化が観測される。この振動応答の特性を、振動中の模型に作用する圧力分布特性をもとにした議論により明らかにしようとするものである。

## 2. 実験手法および解析手法

実験に用いた風洞は、測定部の寸法（高さ×幅）が、 $1.8\text{ m} \times 1.1\text{ m}$  のエッフェル型風洞であり、高さ  $75\text{ mm}$  の模型を入れた状態の閉塞率は  $4.2\%$  であった。本実験が行われた際の  $R_0$  数は、模型高を代表長として、 $2.0 \times 10^4$  程度であった。

### (1) 実験に用いた模型の概要

自由振動実験と非定常圧力測定実験とは、同寸法ながら異なる2体の模型を用いた。振動応答を記述するパラメータのスクルートン数の定義から明らかなように、自由振動実験に用いる模型は、作用する空気力の特性を鋭敏に振動応答に反映させ得るように、可能な限り軽量化することが望ましいとの理由によるものである。模型諸元は、長さ  $l=105\text{ cm}$ 、幅  $B=150\text{ mm}$ 、高さ  $D=75\text{ mm}$  の  $1:2$  長方形柱で、自由振動実験における振動系全体の質量は  $M_{eq}=3.97\text{ kg}$  であった。

### (2) 非定常圧力分布測定実験の概要

振動している物体に作用する空気力は非定常空気力、静止している物体に作用する空気力を定常空気力と称することになり、作用空気圧力についても振動している物体に作用する空気圧力を非定常圧力、静止している物体に作用する空気圧力を定常圧力と称することとする。非定常圧力の測定は、模型中央の横断面周囲の表面上に、相互干渉のないように適当な間隔で、適当な径の圧力検出孔を設け、これらの圧力検出孔からの圧力変化をピニルチューブを介して模型外の微差圧計に導いて行った。断面周囲の多点測定には市販のスクアナを用いた。風洞内に設置したピトー静圧管より導いた静圧を基準圧とした微差圧計の出力に対し、その動圧によって無次元化することとした。使用した微差圧計システムは、スクャニバルブ PDCR-4D、感度  $6.9 \times 10^2\text{ Pa}$  ( $0.1\text{ psid}$ ) とセトラ 237、感度  $6.9 \times 10^2\text{ Pa}$  ( $0.1\text{ psid}$ ) を用いて構成されている。微差圧計を使用する場合、周辺温度による影響を受け、大きな温度ドリフトを生ずることがある。この影響を排除するため、本実験では実験施設全体に温度の均衡状態を実現するように努めた。また、圧力孔からチューブを介して圧力測定をするとき、長いチューブを用いると、圧力波の伝播のため減衰および位相遅れが生ずることが知られている<sup>9), 10)</sup>。本実験では、これに対して比較的短いチューブ長（約  $1.0\text{ m}$ ）を用い、また対象とした圧力波変動の振動数が低いこと（ $2 \sim 3\text{ Hz}$ ）から、特別な補正を行う必要がないと判断した。

### (3) 非定常圧力の解析手法

非定常圧力は、従来の非定常空気力測定手法と同じく特定の風速の気流の下で正弦波状の変位を強制的に模型に与え、生ずる空気圧力としてとらえている。解析手法も非定常空気力解析手順に準じている。まず測定した変位と圧力記録をそれぞれフーリエ級数に展開し、強制変位振動数に対応する成分を抽出する。そして、その振幅を非定常圧力の振幅  $|C_P|$ 、および変位を基準とした圧力変動の位相遅れを位相差  $\beta$  とした。さらに、変位比例成分  $C_{PR}=|C_P| \times \cos \beta$  とそれと  $90^\circ$  位相が異なる変位速度比例成分  $C_{PI}=|C_P| \times \sin \beta$  を求めた。また同時に、圧力の時間平均  $C_P$ 、圧力の変動分  $C_{Prms}$  を求めた。変位速度比例成分  $C_{PI}$  は、系の運動方程式の粘性減衰項の係数に対応し、作用空気圧力がなす仕事の正負を示す量で、発生する振動現象が、非定常圧力を測定した変位振幅以上に、またはそれ以下に成長・減衰することに密接に関連している。

## 3. 1:2 長方形断面柱のたわみ自由振動応答

$1:2$  長方形断面柱の自由振動応答は、国内外で数多くの報告がすでになされている<sup>7)~9)</sup>。この長方形角柱は、その断面寸法比（高さ：幅）が、 $1:2.8$  で知られるいわゆる完全剝離型断面と再付着型断面を区別する境界を与える断面寸法比より少し小さい断面形状を示し、いくつかの点で双方の型の特性を併せ持っている。したがって、たわみ自由振動応答では、それぞれの断面に生ずる特徴的な現象が観測されることがわかる。図-1 に示すように、換算風速  $U_r \left( = \frac{U}{fD} \right) = 5$  付近の風速領域で、応答振幅が孤立したピークをなす渦励振が生じ、カルマン渦との共振風速  $U_{cr} (= 1/S_f, S_f: \text{ストローハル数})$  付近の  $U_r \approx 12$  より高い風速領域では、風速とともに振幅が大きくなるギャロピングが生じている。このうち、前者の渦励振は、 $1:3, 1:4$  等の断面寸法比をもち流れ方向により偏平な長方形柱、そして斜張橋等によくみられる偏平な箱桁で発現が知られる空力現象と同じものである<sup>10)</sup>。いうならば、いわゆる再付着型とされる物体

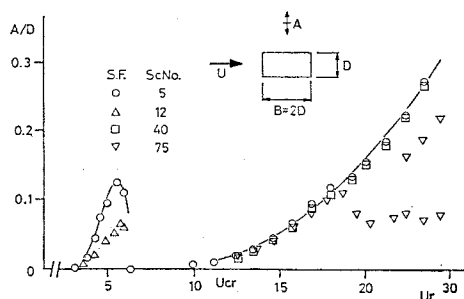


図-1  $1:2$  長方形断面柱のたわみ自由振動応答（全域）  
（気流は一様流、振動応答振幅は r.m.s. 値の  $\sqrt{2}$  倍）

によくみられる空力現象である。他方、後者のギャロピングは、正方形断面柱にも発生することはよく知られていて<sup>11)</sup>、完全剝離型の物体に発生する空力現象の典型的なものといえる。

以上のように、1:2 長方形断面柱には2つの型の振動が発現するのであるが、以下に述べる議論では、後者の現象の発生にのみ着目することとする。発生する振動応答を少し詳しくみてみると、 $U_r \approx 12$  付近から風速を高くするにつれ振幅を大とするが、先に若干ふれたようにスクルーション数に対して複雑な挙動を示すことが特徴的である。ここでは、振動応答はスクルーション数に対し、連続的な応答挙動変化を示さず、ある特定のスクルーション数を境界として振動応答の挙動が全く別のものとなるようにみえる。スクルーション数の小さい範囲では、スクルーション数の変化に対する振動応答の反応は非常に鈍であり、常に  $U_{cr}$  付近より始まる一つの曲線上を風速の変化とともにたどるように観測される。また、このとき、振動応答に一樣な定常振幅が得られず、小振幅より非常に激しいピート状の振幅が観測されることが特徴的である。一方、スクルーション数が境界となるある値より大きい場合には、当然、スクルーション数の小さい場合の応答振幅より大きくなることはない（上述の一つの応答曲線を越すことはない）ものの、 $U_{cr}$  付近から始まりある範囲でピークをなす振動領域とそれより高風速側で風速とともに大きくなる振動領域とに分離され、スクルーション数の小さい場合に得られた応答挙動とは全く様相を異とする（図-2）。前者のピークをなす振動応答はカルマン渦との共振風速に近いところで起こることもあり、多分にカルマン渦放出に起因する渦励振の性質をもつと推察されており、 $U_{cr}$  付近から生ずるこれら一連の振動応答を渦励振からギャロピングへ続いて代わるものとみる見方の根拠となっている<sup>3), 8), 12)</sup>。後者の風速とともに大きくなる振動応答は、限界スクルーション数より大きい値に対してはむしろ素直で、スクルーション数を大とするにつれ徐々に発振風速を高風速側へ移動させるのみで

ある。

このように、 $U_{cr}$  付近から生ずる 1:2 長方形断面柱のたわみ振動応答は、スクルーション数に対応して、次の2つの特徴にまとめて考えられる。

(1) スクルーション数がある限界値より小さいとき、その変化に対する振動応答の反応は非常に鈍であり、風速変化とともに常に1つの限界カーブをたどる。

(2) スクルーション数がある限界値より大きいとき、上述の1つの限界カーブをたどって連続しているようにみえた振動応答領域が、2つの領域に分離される。

以下、この2つのタイプの振動応答特性について、非定常圧力の特性に基づきより詳細な検討を加えることとする。

#### 4. たわみ振動の非定常圧力特性による評価

##### (1) 全般的に

非定常圧力分布測定の結果を、換算風速  $U_r$  と無次元振幅  $A/D$  により調べ直してみると、圧力変動に卓越する振動数成分、および振動応答を記述することになる非定常圧力の  $C_{PI}$  特性から、図-3 のように3つの領域に区分けすることができる。すでに述べたように、非定常圧力は、正弦波的に強制加振変位を加えて測定し、これと同位相成分と直交する成分とに分離することによって特性を評価するものであるため、強制加振振動数以外の振動数成分の存在による影響は陽には考慮されない。そこで、圧力変動において卓越する成分を調べるため、圧力変動時系列のパワースペクトルを得ることにより考慮することとした。その結果、ごく小さい振幅時には例外もあるが、図-3 で示す I, II の領域では、全風速、振幅域にわたり、圧力変動に変位振動数成分のみが卓越する、いわゆる Locking-in 現象が生じている。一方、III の領域では、任意の風速、振幅で、カルマン渦放出に伴うストローハル数により示される振動数成分と変位振動数成分の2つの成分が卓越して混在する非 Locking-in 領域であることがわかる（図-4）。

次に、非定常圧力に関して、速度比例成分  $C_{PI}$  につ

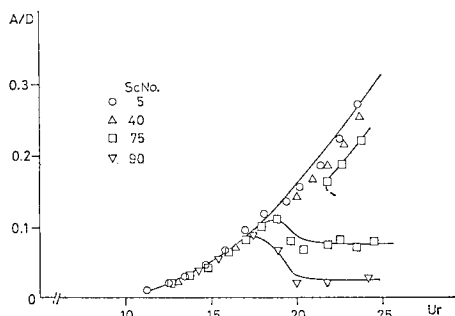


図-2 ギャロピング領域でのたわみ振動応答  
(気流は一様流、振動応答振幅は r.m.s. 値の  $\sqrt{2}$  倍)

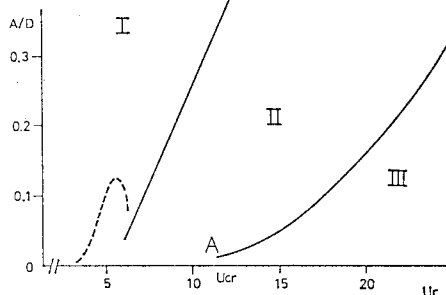
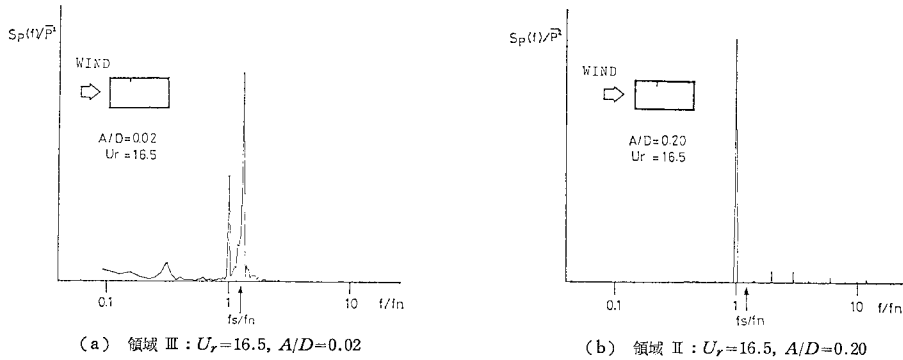


図-3 非定常圧力特性による振動応答領域の分割



(a) 領域 III :  $U_r=16.5, A/D=0.02$

(b) 領域 II :  $U_r=16.5, A/D=0.20$

図-4 領域 II と III での圧力変動パワースペクトル

(ここで、 $f_s$  : カルマン渦放出振動数 ( $f_s = S_f \cdot \frac{U}{D}$ ),  $f_n$  : 強制変位振動数)

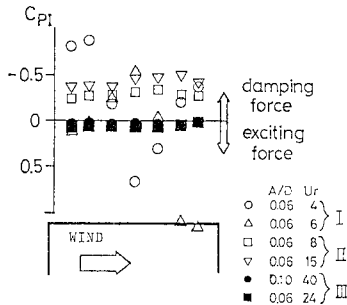


図-5 領域 I, II, III での速度比例成分  $C_{PI}$  の分布

いて考えてみることにする(図-5)。定義上、 $C_{PI}$  が正のときは気流から正の仕事がされること、負のときは気流に対し仕事をするることになり、それぞれ加振力、減衰力に対応することになる。領域 I, II, III の3つの領域での特性の違いで注目されるのは、I, II の領域と III の領域での  $C_{PI}$  特性の大きな違いである。この特性によれば、I, III の領域では、上下面の風上側に必ず減衰力として作用する部分があるのに対し、III の領域では前縁から始まり側面全体に加振力としての作用がみられることがわかる。領域 I と II との違いは、前縁付近より伸びる減衰力部分の長さの違いである。領域 II では側面全体で減衰力を示すのに対し、領域 I の場合は、側面中央付近より後縁にかけて加振力を示す部分が存在するようになる。これは、主流流速と振動周期との関係が大きな影響を与えて生ずると考えられ、事実、領域 I でもより低い風速領域では、その側面上の空気力構成に変化が生ずることとなる。

以上のような理由で3つの領域に区別できるのであるが、たわみ振動応答においてスクルートン数の小さいときに  $U_{cr}$  付近より立ち上がる限界カーブは、上述の領域 II と III との境界である曲線 A-B (図-3) にほぼ一致する。したがって、前述のスクルートン数の変化に対す

る自由振動応答の挙動特性の変化は、すべて III の領域内で生じていることになり、振動応答は時間平均的には II の領域には決して入り込むことはないことを非定常圧力特性から知ることができる。

(2) スクルートン数の小さいときの振動応答挙動

自由振動応答の項で示したように、スクルートン数の小さいとき、その大きさに対する振動応答の反応は非常に鈍であり、風速の変化とともに1つの限界カーブをたどり大きくなる。スクルートン数は、その定義  $S_c = \frac{2m}{\rho BD} \delta_s$  より明らかなように、分子にあたる  $2m \times \delta_s$  の示す構造減衰力と分母の  $\rho BD$  の示す模型柱の排除空気質量、いかえれば空気力との比を物理的な意味として示している。したがって、スクルートン数の大小は、ある特定の与えられた空気力に対して、空力現象としての振動の発生が困難か容易かの度合を示しているといえよう。ところで、発生する現象の応答振幅に着目するならば、作用する空気力が振幅の素直な連続関数となっている場合に限り、スクルートン数の大小と発生する応答振幅の小大の対応が見出されることになる。領域 II と III での非定常圧力の速度比例成分  $C_{PI}$  の特性(図-5)を考慮すると、上述のスクルートン数に関する応答振幅の図式があてはまらないことは容易に推測できる。領域 II と III との間では、空気力は劇的な変化を生じ、片や減衰力を片や加振力を不連続に構成しているのである。したがって、仮に領域 III で生じた振動が発達して振幅を大きくし、領域 II に入ったとしても、一転して減衰し、振幅を小さくすることになる。スクルートン数の大小により振動の発達する速さ(これは空力減衰との合算結果の小大にかかわる)は異なっても、スクルートン数がある値より小さな値であれば、領域 II と III との境界に応答振幅は落ちつくことになる。このような振動応答が、スクルートン数の大小ではなく空気力の不連続性が存在するために生ずるとする考え方は、たわみ振動応答の I

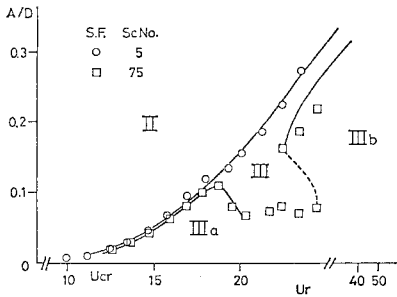


図-6 スクルートン数による振動応答挙動変化  
(気流は一様流, 振動応答振幅は r.m.s. 値の  $\sqrt{2}$  倍)

つの特徴であった激しいビート状の応答波形が得られることによっても裏付けられる。すなわち、このビート状の応答波形は、振幅に対する作用力の特性が不連続であるときによくみられるオーバーシュート、アンダーシュートの繰り返しであり、振動している物体の周辺流れに関してみれば、領域 II と領域 III のそれぞれの流れ場の間でヒステリシスを描いているとの見方に結びつけられよう。

(3) スクルートン数の大ききなときの振動応答挙動

スクルートン数がある限界値より大きくなると、それまで 1 つの限界カーブをたどって全風速領域で連続して生じていたたわみ振動応答が、2 つの領域に分離されるようになることがこのときの振動応答挙動の特徴であった。図-6 に示すように、便宜上、スクルートン数が大となるにつれ分離される 2 つの領域の低風速側を III<sub>a</sub>、高風速側を III<sub>b</sub> と称することにする。低風速側の III<sub>a</sub> 領域の振動応答は、応答曲線の形状、およびカルマン渦放出振動数と振動系の固有振動数とが一致するいわゆる限界風速  $U_{cr}$  の近くで生じることから、カルマン渦により駆動される渦励振振動とみなし得、他方、III<sub>b</sub> の領域のものをギャロピングととらえられていることはすでに述べたとおりである。このような振動応答のみられるこの領域 III は、カルマン渦放出振動数成分の空気力と変位振動数成分である自励空気力が分離して混在する非 Locking-in 領域で、作用外力としての空気力を評価するときには、おのおのの成分についての評価が必要である。

自励空気力成分、すなわち本研究で定義している非定常圧力に基づいて振動応答振幅を推定するには、変位速度比例成分  $C_{PI}$  を断面全周について積分、合成した  $\Sigma C_{PI}$  と、振動応答の発生しやすさを示し、運動方程式の減衰項を代表するスクルートン数との関係を明らかにすることにより可能となる。すなわち、

$$M_{eq}\ddot{u} + C\dot{u} + Ku = \frac{1}{2}\rho U^2 \times A_1 \times \left( L_R(U_r, A/D) \times \frac{u}{|u|} + \Sigma C_{PI}(U_r, A/D) \times \frac{\dot{u}}{|\dot{u}|} \right) \dots\dots(1)$$

ただし、 $A_1 = B \times l$

と定式化が可能であるから、領域 III 内で、換算風速  $U_r$  と無次元振動幅  $A/D$  に関して得られる  $\Sigma C_{PI}(U_r, A/D)$  をもとに、適当なスクルートン数の下でこの式を解けばよい。一方、カルマン渦放出に關係する揚力変動に対する振動応答は、変動揚力係数  $C_{Lrms}$  を用いることにより、式 (1) の右辺の外力項を強制渦力に置き換えた強制振動解として得られることになる。もつとも、このときも模型柱がカルマン渦放出振動数で振動することによる付加自励空気力  $L_n(A/D)$  が作用することはいうまでもない。カルマン渦放出に起因する強制外力は、

$$L_s(U_r) = \frac{1}{2}\rho U^2 \times A_2 \times \sqrt{2} C_{Lrms} \times \exp(i\omega_s t)$$

ただし、 $\omega_s = 2\pi S_t \frac{U}{D}$ ,  $A_2 = D \times l$

と書ける。また、付加自励空気力の方は、ある換算風速  $U_r$  での応答振幅  $A/D$  を考えると、そのときの振動応答が  $f_s = \frac{\omega_s}{2\pi}$  の振動数で得られるので、換算風速は  $U_{rs} = \frac{U}{f_s D} = 1/S_t$  と書き直される。したがって、 $U_r = 1/S_t$  での非定常圧力分布特性により、

$$L_n(A_s/D) = \frac{1}{2}\rho U^2 \times A_1 \times \left( L_R(1/S_t, A_s/D) \times \frac{u}{|u|} + \Sigma C_{PI}(1/S_t, A_s/D) \times \frac{\dot{u}}{|\dot{u}|} \right)$$

と書ける。よって、

$$M_{eq}\ddot{u} + C\dot{u} + Ku = L_s(U_r) + L_n(A_s/D) \dots\dots(2)$$

の解を求めれば、カルマン渦に起因する振動応答振幅 ( $A_s$ ) が定められることになる。

自励空気力による応答曲線群を式 (1) により求めるとスクルートン数について図-7 のようになる。合算された  $\Sigma C_{PI}$  値の換算風速と無次元振幅をパラメータとする微妙な変化が、結果として特有の換算風速と応答振幅との関係をもたらすことになる。この場合もその例外ではなく、 $\Sigma C_{PI}$  の変化特性により領域 III が領域 III<sub>a</sub> と領域 III<sub>b</sub> とに分離されるようになったとみることができる。図-7 からわかるように、限界的なスクルートン数を越える大きなスクルートン数をとるようにな

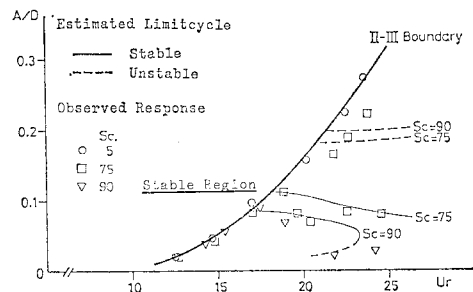


図-7  $\Sigma C_{PI}$  より推定される応答曲線  
(気流は一様流)

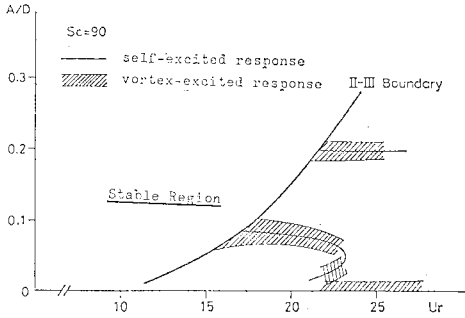


図-8 自励空気力とカルマン渦力との合算振動応答  
(異なる振動数で得られるそれぞれの解の合算)

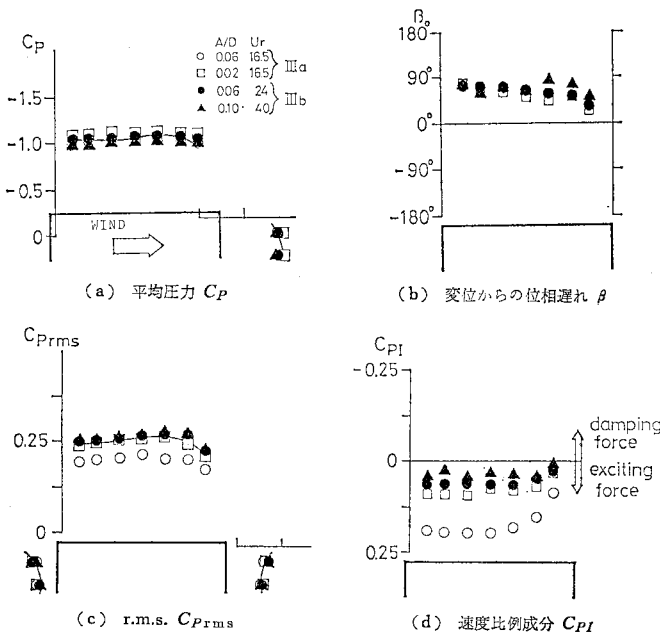


図-9 領域内 III の非定常圧力特性 (実線は静止時のもの)

ると、領域 III 内に不安定なリミットサイクルが現われ、低風速側 III<sub>a</sub> の領域の振動応答と高風速側の III<sub>b</sub> の振動応答に分離される状況がよく追跡できる。一方、カルマン渦放出による渦力に起因する振動応答振幅を 図-7 の結果との線型和として仮に示すと、図-8 のようになる。この効果が陽な形で現われる範囲で、共振風速  $U_{cr}$  に近い領域 III<sub>a</sub> での振動応答振幅には大きく寄与するものの、一方の自励空気力により生ずる振動応答振幅に比べればなお小であることがわかる。このため、渦力の振動応答振幅全体への直接的な寄与は小さく、結局、領域 III での振動応答特性を支配するものは、 $\sum C_{PI}$  値の換算風速と無次元振幅に関する変化特性が第一義的なものであると考えられる。

さらに、領域 III の中では、種々の非定常圧力特性において性格を一にする結果が得られている (図-9)。変

位との位相差  $\beta$  は前縁付近から後縁に至るまでほぼ同様であること、平均圧力  $C_p$  の分布、変位速度比例成分  $C_{PI}$  の分布、および圧力変動の R.M.S. 値  $C_{Prms}$  の分布などについてもそれぞれ領域内で共通する特徴がみられる。非定常圧力特性、言い換えれば、作用空気力の変位振動数成分について、領域 III 内にあつては常に共通した特性を示すということは領域 III<sub>a</sub> でも領域 III<sub>b</sub> でも同じ現象が生じることを示しているといえよう。また、この領域 III での平均圧力  $C_p$  分布が静止時のそれと一致する特性 (図-9) から、振動時にあつても平均的には静止時と同じ周辺流場が再現されていることが示唆される。したがって、静止時と同様な形状、形態で存在する周辺流場が振動により変形を受け、その結果励振空気力が生ずるとする、いわゆる準定常理論の基本的発想と同じメカニズムで変位振動数に関する圧力変動は生じていると考えられる。

以上のような点をふまえると、領域 III で発生する現象はすべて、ギャロピングと特性を一にするものとしてとらえることができ、スクルートン数により分離される振動応答挙動は、混在していた異なる現象が分離したものではなく、同一現象の空気力特性の変化の結果であるとみることができ

る。さて、カルマン渦力の振動応答振幅への直接の寄与は小さいことを示したが、図-10 で示すように、領域 III<sub>a</sub> では、カルマン渦放出振動数  $f_s$  成分と変位振動数  $f_n$  成分とが、圧力波形中に同程度、しかも  $f_s$  と  $f_n$  が接近して存在し、うなり状の波形となっている。一方、 $f_s$  が  $f_n$  より非常に大きくなる III<sub>b</sub> の領域では、圧力波形の内、 $f_s$

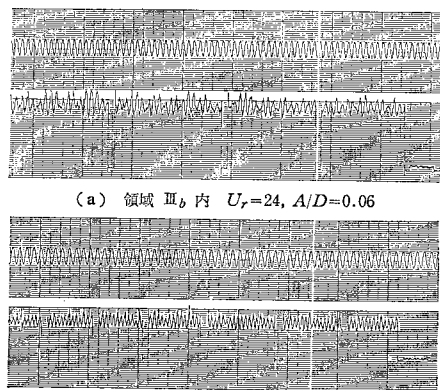


図-10 領域 III 内で得られた非定常圧力波形記録  
(上段：変位，下段：圧力)

成分が卓越し  $f_n$  成分はこれに埋もれてしまっている。 $f_n$  と  $f_s$  それぞれの振動数成分の圧力変動が混在することは、振動による周辺流場の変形と後流へのカルマン渦列放出による周辺流場の変形が、それぞれの振動数とともに生ずることと同義である。このため、振動数  $f_s$  での流れの変形と振動数  $f_n$  での流れの変形が同程度混在し、 $f_s$  と  $f_n$  もごく近い領域 III<sub>a</sub> では、特に、 $f_n$  に起因する現象と  $f_s$  に起因する現象が、単純な線形和として存在するとは考えにくい。そこには何らかの非線形な相互干渉が存在すると考えられるのである。このこと、および領域 II と III との間で大きな空気力の特性変化をもたらした原因（ここでは特に言及していない）が、 $\Sigma C_{PI}(U_r, A/D)$  値の特性に少なからぬ影響を与えていることが予測でき、上述の議論についてもいくばくかの修正を要することになるかもしれない。しかし、この点については今後の研究を待つこととしたい。

## 5. ま と め

たわみ振動応答が、作用する空気力の特性と振動系のもつ減衰力の特性とを併せた結果であることは、ごく自明のことである。このたわみ振動応答を詳細に理解する上で、非定常圧力の特性から与えられた情報はいまままで異なる見方を与え、大いに有効な方法であることを示した。1:2長方形断面柱でみられた限界風速  $U_{cr}$  より高風速側の領域でのスクルーション数に対する振動応答の奇妙な挙動は、まさしく空気力の特性を明確に反映した結果であることが非定常圧力分布特性から判明した。本論文で得られた結論は、以下の2点に要約される。

(1) スクルーション数がある限界値より小さいとき、振動応答がある特定の限界カーブに停留することは、そのカーブより低風速側の領域では、空気力の特性により振動応答が存在し得ないためである。その限界カーブを境界にして、振動応答を記述する空気力の断面周囲の分布特性、特に圧力変動の変位との位相差分布が全く異なり、低風速側では減衰力として、高風速側では加振力として作用するような構成になっている。

(2) スクルーション数がある限界値より大きいとき、たわみ振動応答が2つの領域に分離されて出現するのは、非定常空気力特性の反映した結果である。すなわち、元来異なる現象が連続して生じていたものが、スクルーション数を大とすることにより境界が現われて2つの領域に分離されたものではなく、発現する現象はどちら

も自励振動としてのギャロピングである点で同一のものである。ところが、この応答を支配する自励空気力の風速と振幅の特性により、結果として2つの領域の振動応答に分離されることとなったものである。このとき、カルマン渦に起因する渦力の振動応答振幅への寄与は小さいことが確かめられる。

謝 辞：本論文にかかわる実験は、東京大学工学部土木工学科のエッフェル型風洞で行ったものであり、東京大学工学部 伊藤 学教授の援助、助言なしでは成し得なかったものである。また、住友重機械工業（株）宮崎正男氏には、多くの点で議論を重ね、助言を受けた。ここに付記し深甚なる謝意を表わしたい。

## 参 考 文 献

- 1) 溝田武人, ほか: 一様流にある0.4~1.5角柱まわりの剝離流れと流体力の変化について, 第7回風工学シンポジウム論文集, pp. 75~82, 1982年12月.
- 2) Miyata, T., et al.: Pressure distribution measurements for wind induced vibrations of box girder bridges, Proc. 6th Int. Conf. on Wind Engg., 1983年3月.
- 3) 小林紘士: 風による長大橋の限定振動に関する研究, 大阪大学学位論文, pp. 7~105, 1978年11月.
- 4) 長尾文明, ほか: 渦励振に及ぼす矩形断面形状の影響, 土木学会第37回年次学術講演会概要集, pp. 471~472, 1982年10月.
- 5) 谷 一郎, ほか: 流体力学実験法, 岩波書店, pp. 152~161, 1977年12月.
- 6) Irwin, H.P.A.H., et al.: Correction of distortion effects caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures, J. Industrial Aerodynamics, pp. 93~107, Vol. 5, 1979年.
- 7) Novak, M.: Galloping and vortex induced oscillations of structures, Proc. 3rd Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures (Tokyo), pp. 799~809, 1971年.
- 8) 鷲津久一郎, ほか: 箱型模型の空力弾性特性に関する風洞実験, 構造物の耐風性に関する第4回シンポジウム論文集, pp. 191~198, 1976年12月.
- 9) Nakamura, Y., et al.: Unsteady lifts and wakes of oscillating rectangular prisms, Proc. ASCE, EM 6, pp. 855~871, 1975年12月.
- 10) 山田 均, ほか: たわみ振動する角柱の周辺圧力分布, 第6回風工学シンポジウム論文集, pp. 185~191, 1980年11月.
- 11) Parkinson, G.V., et al.: On the aeroelastic instability of bluff cylinders, Trans. ASME, Vol. 83, pp. 252~258, 1961年.
- 12) Wawzonek, M.A., et al.: Combined effects of galloping instability and vortex resonance, Proc. 5th Int. Conf. on Wind Engg. (Colorado), pp. 673~684, 1979年7月.

(1983.7.15・受付)