20 圖を得た。水銀と變性酒精について行つたものは第 21 圖である。共に第 19 圖と同様の性質が認められる。

l 及び f と $\sqrt{h}$ との曲線を引くと第 22 圖となる。又 l 及び f と t との曲線も第 5 圖と同様に得られる(第 23 圖)。

第 22 圖

第 23 圖

最後に小さな問題に迄一一丁寧な御高教を賜はり、勵ましを與へられた故寺田寅彦先生の靈に厚く御禮を申上る。又拙稿の御閲讀を頂きし藤原咲平先生と代讀をして下された高橋喜彦氏に心より感謝申上る。

風に直角に二本の棒を並べ置くと、棒の受くる抵抗と 相互距離の關係に就て*

黒 田 重 義

1. 緒 言 2. 實驗に使用せし材料 3. 實驗の裝置及び實驗の結果 4. 棒の風壓
5. 棒の間隔の變化に伴ふ渦の形狀 6. 風の方向に於ける棒の振動の運動方程式 7. 結 語

1. 緒 言

風洞中に同型同大なる二本の棒を風の方向に直角に並べ置き、棒の間隔を風の方向に變へながら風上にある棒の風壓と、風下にある棒の風壓と、及び二本をボルトで結合したものの風壓とを各場合につきて測定した。且つ棒の變化に伴つて振動の有様が如何に變化するかを觀察した。それに依れば二本を結合し一組にした時のものに就ては、間隔が最も小さきときは振動が小さく安定なるも或る範圍を過ぎ次の範圍に入れば急激に振動が増加し甚だしく不安定となる。又其の範圍を過ぐれば漸次振動が衰へ安定状態に復す。他方これを風壓に見るに棒の間隔の増加につれて風壓は必ずしも増加せずして一旦は減じ或る極小値を作つてそれより順次が増す。その増し方も一樣ならずして或るところは急激に増し或るところは緩やかに増す。かく棒の間隔の増しに對し種々の特異性の場所が存在することが判明したるにつき、その説明を明らかにする爲め棒を煙りの流線風洞の中に入れて棒のまわりを流るゝ流線の模様を寫眞に撮つて見た。これ等を應用する事に依つて如何

* S. Kuroda: On the Relation between the Resistance received by Two Rods and Their Relative Positions when They are set Vertically in the Air Current.

なる建築物が如何なる状態に置かるれば、其等の建築物の内の一つが普通受ける風圧の一倍以上の風圧を受けるものであるか、又は相互距離が如何なるとき建築物が激突的の力を受け危険なるものであるかと云ふことが知れる。尙此の理を推し進めることに依つて三個以上の建造物が風の中で受ける風圧なり振動なりも容易に推知される。

この研究は航空鐵塔、高壓送電用鐵塔、鐵柱等の設計をするにあたり其の基準となる可き正面風壓係數を定むる爲め試みたる基本實驗である⁽¹⁾が、此の論文を應用することに依つて橋梁設計の風壓係數も出すことを得べく橋脚の流水の抵抗等も推知し得るものである。

2. 實驗に使用せし材料

本實驗は航空研究所發動機部にある口徑 1.2 米のゲツチンゲン型風洞で行つた。そして實驗に用ひし材料は次の四種類である。

FIG 1

FIG 6

FIG 11

FIG 12

FIG 2

FIG 7

FIG 13

FIG 3

FIG 8

FIG 14

FIG 4

FIG 9

FIG 15

FIG 5

FIG 10

FIG 16

(1) 拙著「鐵塔の風壓力に就て」航空研究所、第百十九號。

(イ) 正四角柱棒	$50^{\text{mm}} \times 50^{\text{mm}}$	長さ 1200 ^{mm}
(ロ) 平板棒	$50^{\text{mm}} \times 6^{\text{mm}}$	" "
(ハ) 山形鋼棒	$50^{\text{mm}} \times 60^{\text{mm}} \times 6^{\text{mm}}$	" "
(ニ) 丸形棒	直径 50^{mm}	" "

3. 實驗裝置及び實驗の結果

實驗は各種の棒につき次の場合の測定を行つた。

- (1) 一本の棒を風の方に直角に置き風壓を測定した。
- (2) 二本の棒を風の方に直角に並べ置き棒の間隔を變じながら前棒⁽¹⁾のみの風壓を測定した。二本の棒の間隔を變ぜしむる爲めに風洞測定室の兩側に小レールを備へ付け、後棒の兩端より出したる支へ棒が、その小レール上を滑る如く裝置した。
- (3) 二本の棒の内、後棒のみに風壓を測定した。このときは前棒を上記小レール上を滑らした。
- (4) 二本の棒を結合して二本の棒に受ける風壓を測定した。此のとき二本の棒の間隔を變ぜしむる爲めに棒の兩側に各一本の長さボルトを通しナツトで固定させた。

以上の方法に依つて風速を10米より30米の間を五つに分ち夫々風壓を測定した。然れ共 Fig. 1 より 4 迄のものは風速 20 米の場合に付前記材料の風壓圖である。その他の風速についても全く同様の形を得た。Fig. 1 は材料(イ)によるもの、Fig. 2 は材料(ロ)によるもの、Fig. 3 は材料(ハ)によるもの、Fig. 4 は材料(ニ)によるものである。圖に於て横軸は二本の棒の間隔(前棒の後面より後棒の前面までの距離)にして縦軸はその時の風壓を以て表はしたもので

Fig. 17

(1) 以下風上にある棒を前棒と云ひ、風下にある棒を後棒と云ふ。

ある。

4. 棒の風壓

大きく示したる Fig. 17 は正四角柱棒の風壓と棒の相互距離との關係圖である。但し Fig. 17 に於て距離零とあるは前棒と後棒の各前面が重なりし時の間隔を零としたものである。而して間隔の零から 50 耗までは實際測定しなかつたのであるが、四角柱を削りて接近せしむるか或は何等か他の方法にて重ねつゝ實測したならば點線の如くなる可しとしたものである。

Fig. 17 を見るに前棒にありては間隔が 50 耗、即ち二個の棒が隙間なく接近して居る時は風壓最大にして此の間隔が増すにつれて風壓は次第に減少す。而して C' に於て極少に達しその値は少しの變化もなく D' まで繼續する。此の極小の値は Fig. 5 の如く棒の後方に金屬板を適當に離して置き、その風壓を測定した時の値 β に等しい。棒の後方に金屬板を置きし時の風の流線は Fig. 5 の如く棒の後方に渦が對稱渦となつて生ずるものなるが Fig. 17 の $C'-D'$ までのときに於ても前棒と後棒との中間に、これと同型の對稱渦が生じることが知れる。尙このことに就ては後に詳論する。 D' を過ぐれば風壓は急激に大となり單獨棒の風壓 α に全く等しくなる。即ちこゝに於て前棒は後棒の影響を全く受けることがなくなり、前棒を包む氣流の状態は單獨棒の状態に殆ど等しくなつたのである。

次に後棒については横軸が 50 耗附近（即ち棒の間隔零の附近）では寧ろ風上に引き付けられて風壓は負となる。これは前棒と後棒との外側を流るゝ風速度 v_1 が大なる爲めに棒の間にある空氣の氣壓 p_1 がベルヌーリーの法則

$$\frac{1}{2}\rho v_1^2 + p_1 = C \quad (C \text{ は常數}) \quad (1)$$

により小となり、後棒が前方に引き付けらるるのである。それが間隔を増すに従つて v_1 が小となり、(1) から p_1 が大となる。依つて風壓は Fig. 17 の $B''C''$ の如く負の値より零となり、零から正の壓力となる。即ち風の方向に流されだす。尙間隔を増すにつれて風壓は愈々増加する。而して前棒と後棒の中間に對稱渦を生ずる $C''D''$ のところでは風壓が急激に増加し、その終の點 D'' を過ぎれば風壓は單獨棒の風壓 α に向つて双曲線を描きつゝ收斂して行く。

二本を結合した棒の受ける風壓は上の前、後二本の棒の風壓を加したるものに等しく、Fig. 17 $ABCDE$ がそれである。

これを平板棒 (Fig. 6)、山形鋼 (Fig. 7)、丸形棒 (Fig. 8) について見るも同様の形の風壓曲線を得る。

5. 棒の間隔の變化に伴ふ渦の形狀

二本の棒の間隔の變化に伴ふ渦の形狀を見るには、風洞内に煙りを流し、その煙で風の流線を作

製し、その線の變化の様子を見るのが最もよい。それが爲めに著者は航空研究所にある栖原、佐藤兩氏の煙り流線風洞を用ひて實驗し、且つそれを寫眞に撮つた。圖版第四 No. 1, 2, 3, 4 は棒の間隔が小なる時の正四角柱棒の流線寫眞である。これによると前方より來た風の流線は前棒の前面に於て上下に分れ後棒の後方に於て再び合流して後方に流れ去り、その間に空氣の激みに依る橢圓形を作る。今その橢圓を Fig. 9 *abcd* とせば *abcd* の内部は空氣の激みによる死水領域である。且つその周囲の流線を見れば流線はこの死水領域が固體の橢圓形の物質にて置き換へられしものと全く同一の形態をなす。故に二本の棒にて作製する橢圓形の死水領域にあたる風壓も之と同一の固體よりなる橢圓形にあたる風壓も同一なりと見做すことが出来る。而して二本の棒は全く此の死水領域中に存するが故にこの橢圓形の抵抗が、即ち棒の抵抗なりとす可きである。然るに橢圓の抵抗 R は橢圓の形狀に依る風壓 R_1 と、風が橢圓の表面を摩擦することに依つて生ずる摩擦抵抗 R_2 との和である。即ち $R = R_1 + R_2$ である。 R_1 は橢圓の露風面積 (Fig. 9 *bd*) と離心率の大きさに關係し露風面積が大なれば、それに比例して大なる可く、又離心率が大なれば、それに反比例して R_1 は小となる。又摩擦抵抗 R_2 は表面の廣狹に依り増減する。故に露風面積同一なる廻轉橢圓體の時でも Fig. 10 の如く極小値を有することゝなる。

今圖版第四 No. 1, 2, 3, 4 の激みの橢圓を解析的に考察するに、橢圓柱面座標 u, v を風の方角 x と風に直角上方座標 y との xy 平面座標の交りを考ふるに (z は棒の方角なるが、 z 方向には變化なきものと見做し得るが故に、これを xy 平面の二次元問題として研究せば)

$$u_1 + iv_1 = \cosh^{-1} \frac{x + iy}{c_1} \dots\dots\dots (3)$$

或は $x + iy = c_1 \cosh(u_1 + iv_1) \dots\dots\dots (4)$

故に $x + iy = c_1 \cosh u_1 \cos v_1 + ic_1 \sinh u_1 \sin v_1$

故に $x = c_1 \cosh u_1 \cos v_1, \quad y = c_1 \sinh u_1 \sin v_1$

v_1 を消去すれば

$$\frac{x^2}{(c_1 \cosh u_1)^2} + \frac{y^2}{(c_1 \sinh u_1)^2} = 1 \dots\dots\dots (5)$$

u_1 を一定なりとすれば (5) は橢圓の式となる。但し c_1 は $\sqrt{(c_1 \cosh u_1)^2 - (c_1 \sinh u_1)^2} = c_1$ なるが故に橢圓の中心より焦點に到る距離である。而して u_1 は c_1 の函數なりと見、棒の間隔が變化すれば従つて c_1 は變化し従つて u_1 も變化するものと假定するのである。圖版第四 No. 1, 2, 3, 4 に依つて見るに棒の間隔を増して 1 より 2 に移りしとき橢圓の長軸の變化の差 $c_2 \cosh u_2 - c_1 \cosh u_1$ と中心より焦點までの變化の差 $c_2 - c_1$ とは略し等しい。即ち c_1 が c_2 に増したるとき u_1 が u_2 に減小して此の二つの差が略し等しくなるものと考へ得る。然して $\cosh u$ の値が少しく小となりしもそれに相當する u に於ける $\sinh u$ の減少率は遙に大となるが故に、第二の橢圓の短軸 $c_2 \sinh u_2$

は第一の橢圓の短軸 $c_1 \sinh u_1$ の値よりは小となるのが常である。圖版第四 No. 1, 2, 3, 4 に依つて死水領域の橢圓の長軸の長さ、短軸の長さを測定し比較して見るに長軸が膨大するに反して短軸は縮小して居り、全體の傾向として (5) 式に依つて表される數値が Fig. 17 の ABC 曲線に合致し、且つ Fig. 10 の曲線に合致せるを知る。

次に Fig. 17 の CD 曲線の部を見るに、橢圓の原點を Fig. 16 の a に移せば (5) は次の如くなる。

$$y^2 = \frac{(c_n \sinh u_n)^2}{(c_n \cosh u_n)^2} (2xc_n \cosh u_n - x^2) \dots\dots\dots (7)$$

d を焦點より長徑の頂點までの長さとするれば

$$d + c_n = c_n \cosh u_n \dots\dots\dots (8)$$

(8) に $c_n = \sqrt{(c_n \cosh u_n)^2 - (c_n \sinh u_n)^2}$ を代入すれば

$$(c_n \sinh u_n)^2 = 2dc_n \cosh u_n - d^2 \dots\dots\dots (9)$$

(9) を (7) に代入すれば

$$y^2 = \left(2d - \frac{d^2}{c_n \cosh u_n} \right) \left(2x - \frac{x^2}{c_n \cosh u_n} \right) \dots\dots\dots (10)$$

となる。今棒の間隔を大にして橢圓の長徑を大となしたるものとすれば $\frac{d^2}{c_n \cosh u_n}$ も $\frac{x^2}{c_n \cosh u_n}$ も共に非常に小となるが故に之を省略し、(10) は結局

$$y^2 = 4dx \dots\dots\dots (11)$$

となる。即ち流線に依つて生じたる橢圓は Fig. 11 の如き拋物線となる。然れども空氣には粘性が有るが故に拋物線の流線は無限の平行線となることなく幾何も進行せずして渦卷の線となる。且つ此の渦卷の線即ち渦動線は兩側の全體を加へたるものが零となる可きであるから Fig. 12 の $\alpha\beta\beta'\alpha'\gamma'\gamma\alpha$ の内域が零となる可きである。即ち渦動は常に前棒の前面より等距離の所に大き相等しく、方向反對なる二つが並びて流れて居るのである。換言すれば渦動は x 軸に對して鏡像的對稱渦である。そして渦は押し流されながら生長する。後棒の風壓は主として此の對稱渦の衝擊によるものなるが故に、渦の生長の大きさが後棒の風壓となり、二本の結合せる棒の風壓の曲線となる。

今渦の生長を見んに、渦は生長する場、即ち棒の間隔が大となればそれにつれて渦も大となり得べく且つ Fig. 13 の $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow \dots$ の如く渦の生れ初めの時と 5, 6 の如く上、下の渦が生長しきつて場内にて押し合ふ様になりしときとが渦の生長鈍きものとすれば

$$\frac{\partial E}{\partial t} = k'E(\eta - E) \dots\dots\dots (12)$$

なる式を得。此處に E は渦の大きさ、 η は渦が生長したる最大時の値なりとする。又 k' は比例常數である。(12) を解けば

$$(t-t_1)\eta k = \log \frac{E}{\eta - E} \dots\dots\dots (13)$$

或は

$$e^{(t-t_1)\eta k} = \frac{E}{\eta - E} \dots\dots\dots (14)$$

渦は風の爲めに同一の速度にて流さるゝものとすれば x と t とは一次的に比例するが故に (13) 或は (14) の t の代りに x を代入して

$$e^{(x-x_1)\eta k} = \frac{E}{\eta - E} \dots\dots\dots (15)$$

となる。これは Fig. 17 の CD 曲線とよく一致する。

渦が生長の最大値に近くなるときは、即ち Fig. 17 の D の邊では渦は岡田氏の同性渦の反撥の法則に依つて對稱渦の一つは他を相反撥して渦の場から追ひ出すに及ぶ (Fig. 13 の 7)。然る時は氣流の釣合が破れて、より安定なるカルマン型の二列平行渦列となる。圖版第四 No. 5 は一つが他を反撥するところの寫眞である。

かくてカルマンの渦列が棒と棒との間を満すに及べば前棒と後棒の相互關係は全く無くなり、前棒の風壓は急激に増加して一樣なる風の中にある單獨棒の風壓と全く同一となり、後棒の風壓は前面にカルマンの渦列の流れを受けたる單獨棒のものとなる。然しカルマン渦列は渦が発生してより時間が経過するにつれ強さが老衰するが故に、後棒の風壓は渦の流れる時間、即ち x の増しと共に一樣なる流れの中の風壓に近づく。圖版第四 No. 6, 7, 8 は煙の流線寫眞によりカルマン渦の強さが x の増しと共に老衰する有様を示す寫眞である。此の部の後棒の風壓は Fig. 14 にある如く交互に並ぶカルマン渦の中間を流るゝ正弦曲線形の氣流による風壓と、渦の流れが激突する爲めに起る風壓とが相和して現はれるものである。而して渦の中間を流るゝ空氣の速さは風速度 v に等しきも、氣流は渦の強さに比例して屈曲せしめられるが故に、風壓として現はるゝ力は、この氣流の x 方向の分速度のみの作用による可く、又渦の流さるゝ速度もこの氣流の x 方向の分速度の大きさに比例するのであるが故に、渦が強ければ風壓は小であり、渦が老衰して氣流を屈曲せしむる割合を弱むれば風壓は大となる。即ち風壓は渦の強さに反比例するのである。然してカルマン渦列は渦の發生後如何なる割合に老衰するかを見んに、渦の中心より r にある渦の強さ ω は⁽¹⁾

$$\omega = \frac{Ca^2}{a^2 + vt} e^{-\frac{r^2}{4(a^2 + vt)}} \dots\dots\dots (16)$$

であるから、渦が発生後 t 秒の後、 r が R である範囲内の渦の全體の強さ K は

$$K = 2\pi \int_0^R \omega r dr = \frac{2\pi Ca^2}{a^2 + vt} \int_0^R e^{-\frac{r^2}{4(a^2 + vt)}} r dr \dots\dots\dots (17)$$

但しこゝに v は動粘性係數、 R は棒の幅、 C も a も共に常數である。故に (17) より

(1) 寺澤寛一博士「渦の老衰に就て」航空研究所報告 4, 航空研究所雜錄 第二號。

$$K = 4a^2(1 - e^{-\frac{\lambda^2}{4(2+vt)}}) \dots\dots\dots (18)$$

(18) は t を横軸に, K を縦軸にして圖示すれば Fig. 15 の如くなる. 依つて棒の風壓は之れに反比例する双曲線となり, Fig. 17 の DE 曲線となる.

以上は正四角柱棒の場合につき説明せしも, 平板銅棒, 山形銅棒及び丸形棒についても全く同様の理論が成立ち, 又煙りの流線寫眞に於ても全く同様の渦の順序を得る. 圖版第五, 第六 No. 9 より No. 29 まだがそれである.

6. 風の方向に於ける棒の振動の運動方程式

上に述べし如く二本の棒を並べその間隔を變化するときは, 間隔の區間により風壓の様式が三様となるが, この爲めに棒が如何なる振動を誘致さるゝかを考へて見る.

棒の振動は風の方向の縦の振動と之に直角なる横の振動とに分解して研究されるのであるが, 横の振動に就ては二本の棒が並び居る場合なる此の論文の如きに於ては左程大でないと思ふのと, 尙之れについて研究中であるから, 次には縦の振動のみを論ずることとする.

棒の間隔が小なるとき, 即ち流線が二本の棒を包みて橢圓を形成する部 (Fig. 17 ABC の部) にありては二本の棒は棒で作られた橢圓形の死水領域中に包含されて居り, 橢圓と共に振動して居るのであるから, この橢圓の風壓及び振動が棒の風壓となり又安定度となるのである. 今橢圓内に含まるゝ物質の質量を M , 橢圓の表面と風の摩擦係数を μ , 棒の彈性係数を E , 橢圓の風壓を F_1 とすれば, 次の方程式を得.

$$M \frac{d^2x}{dt^2} = -\mu \frac{dx}{dt} - Ex + F_1 \dots\dots\dots (19)$$

$\frac{\mu}{M} = 2\lambda$, $\frac{E}{M} = n^2$, $\frac{F_1}{M} = f_1$ とすれば (19) は

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\lambda \frac{dx}{dt} + n^2x = f_1 \dots\dots\dots (20)$$

(20) の解として次式を得. 但し $\omega = \sqrt{n^2 - \lambda^2}$

$$x = A_1 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \epsilon_1) + \frac{f_1}{n^2} \dots\dots\dots (21)$$

A_1, ϵ_1 は積分常數である. 右邊の第一項は時間と共に指數函數的に減衰する. 随つて少時の時間の經過後には第一項は消え第二項のみが残る. 即ち此の場合には振動は暫くで消へ棒は

$$x = \frac{f_1}{n^2} = \frac{F_1}{E} \dots\dots\dots (22)$$

だけ吹き撓められて振動することもなく安定なる状態にて靜止する.

次に生長する對稱渦の生じて居る部に於ては, 前棒は一定の風壓を受け, 後棒は前棒の直後に成生した渦が流されながら發育生長して後棒に到達し後棒に壓力を及ぼすものなるが故に, その風壓

は渦の尖端が後棒の前面に到着した時はじめて生じ、漸次その力を増し渦が過ぎ去つたとき、壓力が一時に消失するものである。その壓力と時間との關係を圖示すれば Fig. 16 の如くなる。依つて Fig. 16 をフーリエ級數に展開すれば次の如くなる。

$$y = F' - \frac{2}{\pi} \left\{ \cos t + \frac{\cos 3t}{3^2} + \frac{\cos 5t}{5^2} + \dots \right\} + \left\{ \sin t - \frac{\sin 2t}{2} + \frac{\sin 3t}{3} - \dots \right\} \dots (23)$$

故に運動の方程式は

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = -\mu \frac{dx}{dt} - Ex + F_2 - \frac{2}{\pi} \left\{ \cos t + \frac{\cos 3t}{3^2} + \frac{\cos 5t}{5^2} + \dots \right\} + \left\{ \sin t - \frac{\sin 2t}{2} + \frac{\sin 3t}{3} - \dots \right\} \dots (24)$$

前項の如くに置き換へれば

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\lambda \frac{dx}{dt} + n^2 x = f_2 - \frac{2}{\pi M} \left\{ \cos t + \frac{\cos 3t}{3^2} + \frac{\cos 5t}{5^2} + \dots \right\} + \frac{1}{M} \left\{ \sin t - \frac{\sin 2t}{2} + \frac{\sin 3t}{3} - \dots \right\} \dots (25)$$

(25) を解けば

$$x = A_2 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \epsilon_2) + \frac{f_2}{n^2} - \sum_s \frac{f_s}{\sqrt{\omega^2 + 4p_s^2 \lambda^2}} \cos(p_s t - \alpha_s - \tan^{-1} \frac{2p_s \lambda}{\omega}) + (-)^{(n'-1)} \sum_s' \frac{f_s'}{\sqrt{\omega^2 + 4p_s'^2 \lambda^2}} \sin(p_s' t - \alpha_s' - \tan^{-1} \frac{2p_s' \lambda}{\omega}) \dots (26)$$

但し

$$f_s = \frac{2}{\pi M}, \quad \frac{2}{3^2 \pi M}, \quad \frac{2}{5^2 \pi M}, \dots$$

$$f_s' = \frac{1}{M}, \quad \frac{1}{2M}, \quad \frac{1}{3M}, \dots$$

$$p_s = 1, 3, 5, 7, \dots$$

$$p_s' = 1, 2, 3, \dots$$

である。

(26) の右邊第一項は前記の如く風が構造物に當れば少時にして零に收斂するものなるが、第三項及び第四項は、その項中に必ず $n \neq p_s$ の如きもの即ち $\omega \neq 0$ のものある可く、又一般に λ は小なるが故に λ^2 は殆ど零に等しかる可く、こゝに選擇共振の現象を誘致し振動の振幅が甚だ大となる。故にこの部分は不安定なる振動をなす。

次に二列並行渦が棒の間隔に出来る部にありては、カルマン渦が風壓を増減せしむる原因なるがゆへに風壓の力は餘弦函数的となり、その運動方程式は

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = -\mu \frac{dx}{dt} - Ex + F_3 + F'' \cos \theta t \dots (27)$$

或は
$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\lambda + n^2x = f_3 + f''\cos\theta t \dots\dots\dots (28)$$

となる。この式を解けば

$$x = A_3 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \epsilon_3) + \frac{f_3}{n^2} + \frac{f''}{\sqrt{\omega^2 + 4\lambda\theta}} \cos\left\{\theta t - \tan^{-1} \frac{2\theta\lambda}{\omega}\right\} \dots\dots\dots (29)$$

(29) は n が θ に非常に接近せる特別の場合の外は一般に直に共振しない。但し暴風時に吹く如く風の速さが刻々に異なるものにありてはそれにつれて θ が刻々に變化する故に速に共振を起すところの率も大なる場合もある。其他風が常に一定にても時間が餘程長く經過すれば次第に振幅が増大し不安定なる振動をなすに到るものである。

7. 結 語

以上に依つて二個の並立せる二本の棒にありては風の方に對し棒の間隔が小なる所にては風壓も振動も小さく甚だ安定なるも其の間隔が露風面積の 5 倍から 10 倍位のものは風壓も相當に大きく且つ振動も甚だしく不安定である。殊に 8 倍から 10 倍の邊のものは風壓も大きく振動も大きく最も不安定である。それより間隔が増せばその増しに比例して風壓は増すが振動は反對に漸次減少してゆくが故に再び安定なものとなる。

此の應用は甚だ廣いものであつて風壓を受くる總てのものに應用することが出来る。例へば谷間の如く殆ど風向が一方向に限られたる地形にありては一軒の家の風下に接近して家を建て増すことは風上の家の風壓を増すこととなり、又風上の家の幅の 8~10 倍の距離に在る家は絶えず風の爲めに振動を受けて緩み易きこととなる。其他防風林、防風壁の大きさに對し保護物の位置が適當の處にあると否とで寧ろ反對の結果となる。本研究は航空鐵塔、高壓送電用鐵塔、鐵柱等の設計に於ける風壓係數を定むる爲めの基礎實驗として始めたものであることは緒言にも書いて置いたが、鐵塔の風壓の大きさと振動による安定とを考慮に入れて鐵塔の正面風壓係數を如何に決定すべきかと云ふ問題も之から判明して来る。尙風の中に雨を交へた時の二本の棒の風壓及び振動については目下研究中であるが後の機會に發表する考へである。

本文を草するに當り寺澤寛一先生、藤原咲平先生、眞島正市先生、佐藤直藏技師方の御懇篤なる御教示にあづかつた。又發表するにあたり岡田武松先生、田中敬吉先生には甚大なる御好意を賜つた。深く感謝するものである。