

11-1

改増
No. 58.6.22

Date 58.2.5

波吸収、動係軽減法の制御方式に関する覚書 別所

概要

頁
0-123

1. 波吸収問題 (I, 浅水波の場合) 1
2. " (II, 深水波のフラツツ式) 7
3. 移動重量による制振台 14
4. " " 横ゆれ制御 17
5. F_{in} による " 20~24

- 附録 A 原点の波高の観測によって他の点の波高を推測する事 A-1~4
- 附録 B 直流電流による電磁系制御方式の動作特性 B-1~2
- 補遺 非最小位相推移系 C-1~6

58.7.3

概要

Milgram (J.F.M. vol. 43, 1970) は有限水深の水槽でフラップ式造波機を用いて、その前方で検出した波高情報を用いて入射波を吸収する方法の理論を示し、実験的に確かめている。

この方法で次の問題は造波機の前方で検出した波高から造波機の所での波高を推定する事が可能かどうかであり、内藤等は有限水深ならば 概ん実用的に可能であるが、深水には不可能であることを示した。

この点に関しては 附録 A で述べるように工夫によっては近似的に可能であろうが、水波理論の成果を

利用すれば、造波機の所の波高を測ってそれを
（局部にも推定可能なことから）
制御に使っても同じであるし、またその方が実際的である。

また、ここで来れば波高を測るよりは、造波機の運動やそれに働く力の方がもっと容易に測れるのでそれを利用する方が望ましく、Salter はそのような消波装置を製作しているという。

さて逆時向運動を考えればこの向の関係は明白で、
 今逆時向に働く水の力を P 、動きを z とし、逆時向の時
 $P = \Sigma w \dot{z}$ (逆時向運動とすれば、
 ならば、は吸牧の時 $P = - \Sigma w \dot{z}$ であるから、
 そのように P と z を保てばはは吸牧される。(§2)

もう一つの問題は一般にこのような所望の運動を
 させる為にはフィードバック制御を用いるが、フィードバック
 制御は予測不可能な外乱に対し有効な制御法で
 あつて上式の関係では未知要素は何もなく、只單に
 P と z の関係を与えられた関係 (Σw は理論計算によつて
 実験によつても求められる) で結びつければよいのである
 から、制御系の機械的電気的インピーダンスを
 調整する事によつて容易に目的を達する事が出来る。

つまり制御系の電気的特性を含めて考えるならば
 フィードバック制御に頼る必要はない事になる。

このような観点から、^{船などの}動揺軽減法を見直して見ると
 従来は専らフィードバック手法に基づいて動揺を
 小さくする事を考えているが、この方法では

動揺振巾を小さくすることは出来るが、それを0にするには制御系のゲインを ∞ にしなければならぬと言う難点がある。

しかし上述の場合のように制御要素(フィンなど)に働く力とその運動振巾の向のインピーダンスを調整して動揺を止める事が可能ならば、直接動揺振巾をフィードバックしないのでそのような困難は与えられる。

考えて見ると受動型の横ゆれどめタニクではその力学的インピーダンスを調整して効果を出している筈でこの考えの方向にあり、さらに^(能動的)制御によって、

すべての周波数で最適インピーダンスに係る事が出来るならばより有効な装置が出来るであらう。

第3, 4, 5ではそのような試みについて述べる。

1. 波反射问题 (I) (深水波)

浅水波が x に入射し左端の
垂直壁が左右に $\pm a$ だけ
変動して2の波を吸収するとしてよう。

入射波の振幅は

$$\psi_I(x) = A(\omega) e^{iKx + i\omega t} \quad (1.1)$$

121 $K = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega/c$, $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}}$

入射波の速度 $v^0 = 2$ ミヤル ϕ_E は

$$\phi_I(x) = \frac{g}{i\omega} \quad \eta_I(x) = \frac{gA}{i\omega} e^{ikx + i\omega t} \quad (1,2)$$

反射波は $\psi_R = A(\omega) e^{-ikx + i\omega t}$, (1.3)

$$\phi_R = \frac{g}{i\omega} \psi_R = \frac{gA}{i\omega} e^{-ikx + i\omega t} \quad (1.4)$$

— 力となる $\frac{1}{2} \rho v^2$ の運動による示度 $\theta = \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{A}{\rho g h}$ である。

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{x=a} = \frac{1}{\sigma} e^{iait} \quad , \quad \quad \quad (1.5)$$

(これは筋肉微分) 有る故

$$\phi = \frac{3}{iK} e^{-iKx + i\omega t}, \quad \dots (1.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \frac{i\omega}{g} \times \frac{\ddot{z}}{ik} e^{-ikx + i\omega t} \\ &= \frac{\ddot{z}}{g} e^{-ikx + i\omega t} \end{aligned} \right\} (1.7)$$

反射波が消えるためには

$$\dot{\xi} = -\frac{g}{c} A(\omega), \quad (1.8)$$

これらを加えて合せると 音波のポテンシャルは入射波のすのけだけになる。

そこで更替めて (1.2) に (1.8) を代入すると

$$\phi_E(0) = \frac{gA}{i\omega} e^{i\omega t} = -\frac{c\dot{\xi}}{i\omega} e^{i\omega t}$$

となり (1.5) を代入すると

$$\phi_E(0) = +\frac{c}{i\omega} \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{x=0}.$$

$$\text{or } \frac{\partial \phi_E}{\partial t} = i c \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (1.9)$$

これは Sommerfeld の放射条件で波が^{無限}に遠くへ進むことを示している。

結局 (1.8) のように $\dot{\xi}$ を動かせばよく、又 境界条件の水面変位は (1.1) で与えられる、

$$\eta(0) = A(\omega) e^{i\omega t}, \quad (1.10)$$

から

$$\dot{\xi}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\xi}(\omega) e^{i\omega t} d\omega = -\frac{g}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{i\omega t} d\omega = -\frac{g}{c} \eta(0, t), \quad (1.11)$$

関数記号は $\omega - pl$ と $\omega - pl$ の同じにしたが、 $\omega - pl$

のは ~~変数~~ 関数記号 ω を入れて区別してある。

一方圧力の変動分は、明らかに

$$p(t)|_{x=0} = + \rho g \eta(t)|_{x=0} \quad (1.12)$$

であるから (1.11) は又

$$\dot{\eta} = \frac{-1}{\rho c} p(t)|_{x=0} \quad (1.13)$$

浅水波は音波と同じく分散性がなく、 c を

音速とすると上式は音波でも成立し、これは

音波が^{完全}透過するためには音響インピーダンス

が (ρc) であればよいという法則と同じである。

もう一言で (1.11) のように水面変位を検出に

を制御しても良いし、又圧力あるいは壁の全圧力

を検出しても定数が増えるだけで同じである。

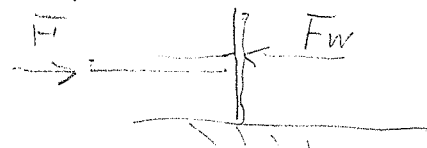
さて今は (1.11) による車とし、壁にラックと

ピニオンを介して制御モーターで制御する

車にしよう。(この場合エネルギーを吸収するので)

あるから速度制御可能な発電機と考えるべきであらう)

さて造波機の運動を記述する為に水圧 F_w を求めよう。



$$F_w = p \times B h = \rho g B h \eta(0, t) =$$

$$= \rho g B h [\eta_1 + \eta_R + \eta] = \rho g B h \left[2A(\omega) + \frac{c}{g} \ddot{\xi} \right], \quad (1.14)$$

こゝに B は水槽の中とす。

造波機の質量を m とするとこれを動かすに必要な力 F は

$$F = F_w + m \ddot{\xi} \quad , \quad (1.15)$$

すなわち F を $\ddot{\xi}$ の関数として表す。これを直流マシーンで駆動するとしよう。

は消し条件 (1.8) を (1.14) 等に代入すると (B.8) より

$$V = F_w + m \ddot{\xi} + \sum M \ddot{\xi} = \rho g B h A(\omega) + [Z_M + i \omega m] \ddot{\xi} A.$$

$$= [\rho g B h - \frac{g}{c} (Z_M + i \omega m)] A(\omega) \quad , \quad (1.16)$$

特に入射波が正弦波であるならば、
同周波数の

$$Z_M = -\frac{i g}{\omega} + \rho c B h \quad , \quad h = \omega^2 m \quad (1.17)$$

とすれば $V=0$ の時上式は満たされる。

とすれば造波機にバネ (長) をつけて固定させ、

質量 m — $(\rho c B h)$ をつけた系である。

一般には (1.16) の $A(\omega)$ 、従って $\gamma(x, t)$ を推定し得るのではない。

結局、媒質から x だけ離れた所で測定をばらばらと原点のばらばらの間には反射波がなくなるのは

$$\gamma(x, t) = \gamma(x, t - \frac{x}{c}) \quad (1.18)$$

なる関係があるから、これを代入すればよい。

しかし最も直接的で測定しやすい量は F ときがある。

(1.14), (1.15) より

$$F = 2\rho g B h A(\omega) + \rho c B h \dot{z} + m \ddot{z}, \quad (1.19)$$

であるから、 F と z の測定から $A(\omega)$ が求められる。

そこで F を使って制御する本を考えよう。(Salter 式)

上式に (1.8) を代入すると

$$F = m \ddot{z} - \rho c B h \dot{z}, \quad \text{or } \ddot{z} = \frac{-F}{\rho c B h - i\omega m} \quad (1.20)$$

(1.8) に代入すると

$$\begin{aligned} V &= F - \frac{F Z_M}{\rho c B h - i\omega m} = F \left(1 - \frac{Z_M}{\rho c B h - i\omega m} \right), \\ &= \frac{1}{\omega} [Z_M + i\omega m - \rho c B h], \end{aligned} \quad (1.21)$$

つまり制御電圧に比例する V を得ようとして上式の両係数になるように調整すればよい。

実際上は ωF から計算する方が良策と考えられるが Z_M は近似的に

$$Z_M \doteq i\omega M + R_M, \quad R_M: \text{抵抗} \quad (1.22)$$

のように置かれるとすると (1.21) の後の式は瞬時電圧

$$V(t) = (M+m)\ddot{x}(t) + (R_M - PCBR)\dot{x}(t), \quad (1.23)$$

のように簡単になる。

$V(t)$ が発振しないためには

$$R_M \geq PCBR, \quad (1.24)$$

なる条件が必要であり、また $\dot{x}(t)$ の成分がないので

ドリフトするおそれがあり、そのためには送付機に
ばねを付けた方が良さそう。

2. 波吸収問題 (II, 深水中におけるフラップ式)

水槽端のフラップ式造流機の水速度ポテンシャルは

$$\phi(x, y) = \int_{-h}^0 \sigma(y') S(x-x', y, y') dy', \quad (2.1)$$

$$S = \frac{1}{2\pi} \log \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{e^{ky} \cos kx dk}{k^2 - K + \mu i}, \quad (2.2)$$

$$\sigma(y) = +2\frac{\dot{\zeta}}{\zeta} (c+y), \quad \text{for } 0 > y > -h, \quad (2.3)$$

$$S \xrightarrow{x \gg 1} \frac{1}{2\pi i} e^{ky - iKx}, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega^2}{g}, \quad (2.4)$$

$$\phi \xrightarrow{x \gg 1} \frac{+\frac{2}{3} \dot{\zeta} c^2}{2\pi i} H(K) e^{ky - iKx}, \quad (2.5)$$

$$H(K) = \frac{+1}{\frac{2}{3} \dot{\zeta} c^2} \int_{-h}^0 \sigma e^{ky} dy = +\frac{2}{\dot{\zeta} c^2} \int_{-h}^0 \left(1 + \frac{y}{h}\right) e^{ky} dy$$

$$= +\frac{2}{K \dot{\zeta} c^2} \left[1 - \frac{1 - e^{-Kh}}{Kh}\right], \quad (2.6)$$

$$\eta = \frac{i\omega}{g} \phi \xrightarrow{x \gg 1} \frac{+\omega \dot{\zeta} c^2 \frac{2}{3}}{2\pi g} H(K) e^{-iKx}, \quad (2.7)$$

$$\text{また} \quad \phi(0, y) = -\frac{2}{3} \dot{\zeta} c^2 \overline{H(K, y)}, \quad (2.8)$$

$$\overline{H(K, y)} = -2 \int_{-h}^0 \left(1 + \frac{y'}{h}\right) S(0, y, y') \frac{dy'}{h}, \quad (2.9)$$

また

$$\eta(0) = -\frac{i\omega \dot{\zeta} c^2 \frac{2}{3}}{g} \overline{H(K, 0)}, \quad (2.10)$$

一方散乱問題は簡単に入射波を

$$\begin{aligned}\phi_L(x, y) &= \frac{g}{i\omega} A(\omega) e^{ikx}, \\ \eta_L(x) &= A(\omega) e^{ikx},\end{aligned} \quad (2.11)$$

とすれば、反射波は明らかに

$$\begin{aligned}\phi_R(x, y) &= \frac{g}{i\omega} A(\omega) e^{-ikx}, \\ \eta_R(x) &= A(\omega) e^{-ikx},\end{aligned} \quad (2.12)$$

したがって反射波が消える場合には、(2.7)と(2.12)より

$$\frac{\omega k^2}{2\pi g} H(K) = A(\omega), \quad -\frac{1}{2} = \frac{+2\pi g A(\omega)}{\omega k^2 H(K)}, \quad (2.13)$$

この段階で $x=0$ に戻ると

$$-\frac{1}{2}(t) = + \frac{g}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega)}{H(K)} e^{i\omega t} d\omega, \quad (2.14)$$

$x=0$ における水面変位は (今は入射波だけだから)

$$\eta(0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{i\omega \frac{|x|}{g} + i\omega t} d\omega, \quad (2.15)$$

$K = \frac{\omega |x|}{g}$ と書いてあるのは ω が η の変数の位相

すべて x の負方向に進むとする為である。

それ故 局部波がなくなる所で $\eta(\xi, t)$ を測る
 ことにすると

$$-\dot{\xi}(t) = + \frac{2\pi g}{h^2} \int_{-\infty}^{\infty} \eta(\xi, \tau) M(t-\tau) d\tau, \quad (2.16)$$

2-12
$$M(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega|t|} e^{i\omega t}}{H(k)} d\omega, \quad (2.17)$$

これが Milgram の考えてあるが $M(t)$ は $t < 0$ の所で
 一般には 0 でないと考えられるので $\eta(\xi, t)$ の 振動の値を
 必要になり、具合が悪い。

そこで フラツフ° の所で 水面変位を測ることにする。

(2.10) に (2.13) を代入すると

$$\eta(0, \omega) = + \frac{2\pi A(\omega) F(k, 0)}{H(k)} + 2A(\omega), \quad (2.18)$$

を得から、これと (2.13) から $A(\omega)$ を消去すると

$$-\dot{\xi}(\omega) = \frac{\pi g \eta(0, \omega)}{\omega h^2 [\pi F + H]}, \quad (2.19)$$

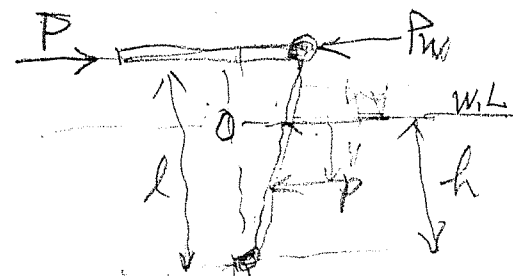
2-12 戻すと

$$\dot{\xi}(t) = - \int_{-\infty}^{\infty} \eta(0, \tau) L(t-\tau) d\tau, \quad (2.20)$$

$$L(t) = \frac{g}{2\pi h^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{\omega \left[F(k) + \frac{H(k)}{\pi} \right]} d\omega, \quad (2.21)$$

となるが この $L(t)$ が $t < 0$ で 0 となるか どうかは よくわから
ないし、測定量としては 水位 より は 力 または 造波板の
変位の方が 具合がよいので 前節のように Salter 式
で 考えて 見よう。

先ず右図のような場合に
ラックの先端に働く 水 の 力 P_w を
求めよう。



$$\begin{aligned} P_w &= \int_{-h}^0 \dot{p}(y) (h+y) dy = \rho i \omega \int_{-h}^0 \phi(0, y) (h+y) dy \\ &= -\rho i \omega \frac{1}{3} h^2 \int_{-h}^0 F(k, y) (h+y) dy, \quad (2.22) \end{aligned}$$

より

$$F(k, y) = F_c + i F_s$$

$$F_c = -2 \int_{-h}^0 \left(1 + \frac{y'}{h}\right) S_c(0, y, y') \frac{dy'}{h}$$

$$F_s = \frac{1}{\pi h^2} \int_{-h}^0 (h+y) e^{ky} dy \int_{-h}^0 e^{ky'} (h+y') dy'$$

$$= \frac{h^2}{4\pi} H^2(k)$$

(2.23)

今 (2.22) を

$$P_W = +\frac{1}{3} Z_W, \quad (2.24)$$

と仮定

$$Z_W = R_W + iX_W,$$

$$R_W = \frac{\rho \omega h^4}{4\pi L} H^2(k), \quad (2.25)$$

$$X_W = -\frac{\rho \omega h^4}{L} \int_{-h}^0 F_c(h+y) dy,$$

一方 入射波と反射波に 50% は

$$P_{WD} = 2 \frac{\rho g A(\omega)}{L} \int_{-h}^0 L (h+y) dy = \frac{\rho g L^2}{L} A(\omega) H^2(k), \quad (2.26)$$

附録 B のように 制御 すると エネルギーは力 P は

建造物の インピーダンスを Z とすると

$$P = P_{WD} + (Z_W + \frac{1}{3}) \dot{Z}, \quad (2.27)$$

$$Z_M \dot{Z} + P = V, \quad (2.28)$$

(2.13) の 条件を 入れると

$$P_{WD} = \frac{-\rho g h^4}{L} H^2 \times \frac{\omega h^2}{2\pi g} \dot{Z} = -\frac{\rho \omega h^4}{2\pi L} H^2 \dot{Z} = -2R_W \dot{Z}, \quad (2.29)$$

$$\therefore P = (Z_W + \frac{1}{3} - 2R_W) \dot{Z} = (\frac{1}{3} - \overline{Z}_W) \dot{Z}, \quad (2.30)$$

ここで $\overline{Z}_W$ は 複素共役値とする。

(2.28) に 代入 して

$$V = (Z_M - \overline{Z}_W + \frac{1}{3}) \dot{Z} = \left(\frac{Z_M - \overline{Z}_W + \frac{1}{3}}{\frac{1}{3} - \overline{Z}_W} \right) P, \quad (2.31)$$

制御についての注意は前節と同じである。

水面変位を検出して制御する方式の内特に造波機の前方での変位を利用する場合は附録Aに示すような予測の困難さがあり、それは $\frac{1}{s}$ となる遅延の性質 (最小位相遅移系 *Minimum phase shift system* でない) に関係している ので このような成分をなくする事が肝要であろう。

また 造波機の所要変位量がわかったとしても制御系の動特性も大切な要素であるから、これも含めて最終的な制御量を求める方がより望ましく、上述のように その方がむしろ簡単になるように見える。

と言うのは $\frac{1}{s}$ まで 考えないで P を測定して (2.30) の関係を満たすように z を制御してもよい誤差が

その時 右辺のインピーダンスの相移成分は 負である (造波機にダンパーをつければ別) ．
場合が多いと考えられるので z は発散するおそれがあるからである。

なお透過率として動く時は、 (2.27) の $R_{in} = R$ に代えて、 (2.28) に代えて、

$$V = (Z_M + Z_W + j) \dot{X} \quad (2.32)$$

得られる $\dot{X}$ の変位 X のフーリエ変換 $A(\omega)$ は (2.4) より

$$X \rightarrow A(\omega) e^{-iKX}$$

$$A(\omega) = \frac{\omega h^2}{2\pi g} \dot{X} H(K) \quad (2.33)$$

故

$$A(\omega) = \frac{\omega h^2 H(K)}{2\pi g (Z_M + Z_W + j)} V(\omega) \quad (2.34)$$

これ故 既知の V を (電源電圧) 加えて $\dot{X}$ を起し

ると $A(\omega)$ を測定すれば (2.32) , (2.33) から, H および $(Z_M + Z_W + j)$ がわかる。

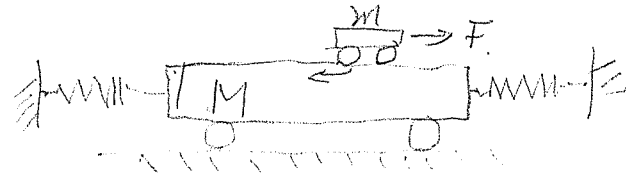
また (2.25) より H がわかれば R_W がわかるので $-Z_W$ が計算出来, (2.31) のインピーダンスがわかる。

つまり造作性能の周波数応答 (またはインパルス応答) を調べておけば 消波のための制御度数が求められる。

なお 16" の最終にふれたように電圧と V の関係も実験的に決められる。

3 移動質量による制御台

大きな質量 M の台が外力 W を受けて振動するのを



質量 m のトロツコの車輪を附録 B のようなモーターで制御してその振動を止める事を考えよう。

台の変位を $x(t)$, トロツコの台に対する相対変位を $y(t)$ とし, その車輪は滑らないものとする。

トロツコに働く力を F とすると 台には $-F$ の力が働く。

運動方程式は 台については

$$M\ddot{x} + Kx = W - F, \quad (3.1)$$

トロツコ については

$$m(\ddot{x} + \ddot{y}) = F, \quad (3.2)$$

モーターについては 附録 B より

$$Z_M \dot{y} + F = V, \quad (3.3)$$

$x \approx 0$ になった時は

$$F = m\ddot{y}, \quad (3.4)$$

でこの時

$$F = W, \quad (3.5)$$

である。

(3.4)を (3.3)に代入すると

$$V = (Z_M + i\omega m)\dot{y} = (1 + \frac{Z_M}{i\omega m})F, \dots (3.6)$$

Fは $\dot{y}$ ^{容易に} 測定可能な量であるから、このような制御は可能であろう。

モーターをなくし ($V=0, Z_M=0$), m にバネをつけて外力の周波数と同調させれば、2重振子でトロツコ固有周波数と外力と一致した場合となり、教科書に見られる通り、その時点の振動はなくなる。

この方式の欠点は他の固有周波の所で大きくゆれる事で、横ゆれ制止タック等では減衰を附加して最適に調整する。

今の方式ではトロツコを移動させる事で常に台を静止させようとするものである。

この時モーターの負す仕事率は ^{振ゆは} (実効値として)

$$Re[V\dot{y}] = Re[Z_M + i\omega m]\dot{y}\dot{y} = R_M|\dot{y}|^2, (3.7)$$

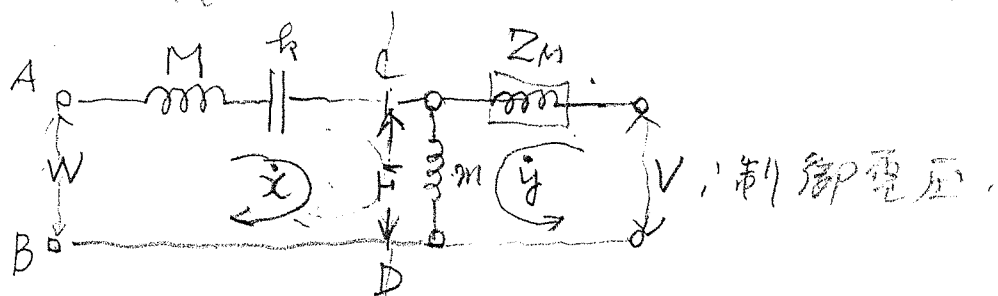
R_M は Z_M の抵抗成分

となるからモーター系の抵抗成分によるものだけ

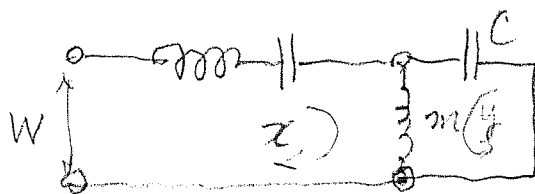
となっている。

即ち トロッコの運動は減衰なし となっていて 2重振子の 制振条件に一致している。

これを電気回路図に対応させると



2重振子では $V=0$ で Z_M のかわりに バネ C をつけて



上図において CD 向の電圧が F であるから、これが W に等しい時 $x=0$ となる。

(3.6) は $x=0$ の条件で 結果として $F=W$ となる。

そこで V を (3.6) のように選ぶと F は (3.4) となり, それを (3.2) に代入すると

$$m\ddot{x} = 0, \quad \dots \quad (3.7)$$

となるから, その解は

$$x(t) = a + bt, \quad a, b \text{ 定数}, \quad (3.8)$$

となり 振巾は無限に大きくなり, (3.5) は成立たなくなる。

これを防ぐためには

$$F = m\ddot{y} - kx - n\dot{x}, \quad \dots \quad (3.9)$$

としておくと (3.2) から

$$m\ddot{x} + n\dot{x} + kx = 0, \quad \dots \quad (3.10)$$

となって, 減衰振動だけ残るから, n を充分大きくとって
おけばよい。

その時は

$$V = (Z_M + i\omega M)\dot{y} - kx - n\dot{x}, \quad \dots \quad (3.11)$$

としておけばよい。この時

$$F = W - [M\ddot{x} + kx], \quad \dots \quad (3.12)$$

右辺の x には

(3.10) の解を代入したものとなるから, (3.10) の自由

振動を除き (3.5) が成立つ。

◎ 以下の諸節の意義等でも この事は同様である。

この制御法では(3.6)の $Z_M + i\omega m$ を求めるには前同様
(3.1)において $W=0$ とし, (3.3)の V を与えて, x, y を求め
る試験電圧によって次のように求められる。

即ち (3.1) で $W=0$ とし, (3.2) を代入すれば

$$[-\omega^2(M+m) + K]x = \omega^2 y, \quad \dots (3.13)$$

(3.3) からは

$$(Z_M + i\omega m) \dot{y} + m \ddot{x} = V, \quad (3.14)$$

よって $\frac{y}{x} = \frac{K}{\omega^2} - (M+m), \quad \dots (3.15)$

で (3.14) から

$$Z_M + i\omega m = \frac{V + \omega^2 m x}{\dot{y}}, \quad \dots (3.16)$$

実際には V は (B.5), (B.9) で与えられ, 電気回路
の定数値が関係しているので (3.3) で $\dot{y}=0$ とし, あらかじめ
電圧 E をかけて F を測定しておけばよい。
 V と E の関係である。

このとき $\dot{y}=0$ ならば (3.2) より $F = m \ddot{x}$ なので $\ddot{x}$ を測定するの
も一法である。

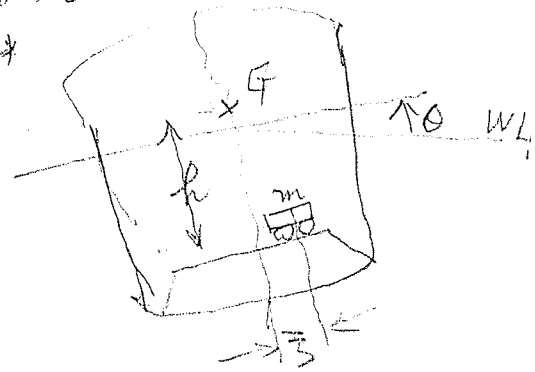
4. 移動重量による横揺れ制御

前節の方式を横揺れに適用して見よう。

これは Thompson^{*} によって試されたと言う。

運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} \ddot{x} + Z_{15} \ddot{\theta} &= V_1 - F \\ Z_{55} \ddot{\theta} + Z_{51} \ddot{x} &= V_5 - hF \end{aligned} \right\} (4.1)$$



x : sway, θ : 傾角,

Z_{ij} : 機械的インピーダンス.

V_j : 浮力強制力

F : トロツコに働く船体に対して水平方向の力

$$F = m\left(\ddot{z} + \ddot{x} + h\ddot{\theta}\right) + mg\left(\theta + \frac{z}{h}\right), \dots (4.2)$$

m : トロツコの質量.

(船の重心から)

h : トロツコの重心までの垂直距離

制御モーターの運動方程式は

$$Z_M \ddot{z} + F = V \quad \dots (4.3)$$

$\theta = 0$ とすれば (4.2) は

$$\left. \begin{aligned} F &= m\ddot{z} + m\ddot{x} \\ z &= a\left(\omega m - \frac{mg}{\omega h}\right) \end{aligned} \right\} (4.4)$$

^{*} J.H. Chadwick ; T.SNAME, vol. , 1955

これを (4.3) に代入して、

$$\begin{aligned} V &= (\Sigma_{11} + \delta) \dot{\Sigma} + m \ddot{x} \\ &= F + \frac{\Sigma_M}{\delta} (F - m \ddot{x}) = F \left(1 + \frac{\Sigma_M}{\delta}\right) - \frac{m \Sigma_M}{\delta} \ddot{x}, \quad (4.5) \end{aligned}$$

したがって F は $\dot{\Sigma}$ と $\ddot{x}$ を測定すれば制御電圧は求まる。

この時 (4.1) より

$$F = V_1 - \Sigma_{11} \dot{x} = \frac{1}{R} [V_5 - \Sigma_{51} \dot{x}], \quad \dots (4.6)$$

$$\text{よって} \quad (R \Sigma_{11} - \Sigma_{51}) \dot{x} = R V_1 - V_5, \quad \dots (4.7)$$

よって (4.6) より

$$F = V_1 - \frac{\Sigma_{11} (R V_1 - V_5)}{R \Sigma_{11} - \Sigma_{51}} = \frac{V_5 \Sigma_{11} - V_1 \Sigma_{51}}{R \Sigma_{11} - \Sigma_{51}}, \quad (4.8)$$

一方 (4.1) から $\dot{x}$ を消去すると

$$\left(\Sigma_{55} - \frac{\Sigma_{51} \Sigma_{15}}{\Sigma_{11}} \right) \dot{\theta} = (V_5 - \frac{\Sigma_{15}}{\Sigma_{11}} V_1) + F \left(\frac{\Sigma_{15}}{\Sigma_{11}} - R \right), \quad (4.9)$$

この式で $\dot{\theta} = 0$ とすると上式 (4.8) が得られる。

したがって F から 横ゆれモメント $(V_5 - \frac{\Sigma_{15}}{\Sigma_{11}} V_1)$ が求められる。

さて近似的に湾 強制 モーメントは

$$W \delta \overline{GM} \theta_w, \quad \theta_w = k a = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (4.10)$$

ここで a は Z_{11} は Z_{11} に等しいと考えると

(4.8) から

$$F \doteq \frac{W}{k} \delta \overline{GM} \theta_w, \quad (4.11)$$

一方 (4.7) から a の近似値は

$$a \doteq \frac{V_1}{Z_{11}} = k a = \frac{k}{K} \theta_w, \quad (4.12)$$

ここで $k \leq 1$ と考えられる。

よって (4.4) から

$$F \doteq \left(-\omega^2 m + \frac{mg}{k} \right) \xi + \frac{km\omega^2}{K} \theta_w, \quad (4.13)$$

(4.11) と 等置すると

$$\left[\frac{W \delta \overline{GM}}{k} - \frac{km\omega^2}{K} \right] \theta_w \doteq \left(\frac{g}{k} - \omega^2 \right) m \xi, \quad (4.14)$$

ω が小さいとして 右の第 2 項を 無視すると

$$W \delta \overline{GM} \theta_w \doteq mg \xi, \quad (4.15)$$

一例として

$$W = 2,562 \text{ ton}, \quad \overline{GM} = 1.33 \text{ m}, \quad \xi = 5 \text{ m}, \quad g = 9.8$$

$$mg = 60 \text{ ton}$$

とすると

$$\theta_w \doteq \frac{60 \times 5}{48 \times 2,562 \times 1.33} = 0.11$$

となつて $\theta_w \doteq 6^\circ$ 位まで 制御可能となる。

5. FINによる横ゆれ制御

横ゆれ安定フィンによる制御は一般にロール角をフィードバックしている。

Chadwick^(前出)ではフィンの揚力を測定しているか、やはりその揚力をロール角を小さくするように制御している。

そこで前節までの方法を考えて見よう。

今はフィンには sway 方向の運動によりモーメントは働かないと考えられるので、従来使われている運動方程式を考えよう。

$$\Sigma \dot{\theta} = W \sin \theta_w + M, \quad \dots (5.1)$$

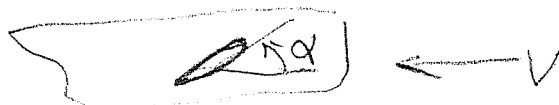
$$\Sigma = (i\omega I + N - i\frac{W_m}{\omega}), \quad \delta: \text{有効傾斜係数}$$

θ_w : 波傾斜, W : 排水量

M は Fin による復原モーメントである。

船速を V , フィン面積を A_f , 揚力係数 C_L , 傾斜角を α とするとフィンの揚力 L は

$$L = \frac{\rho}{2} A_f V^2 \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \alpha_w, \quad \dots (5.2)$$



α_w は γ 線の 対水 相対迎角 とする。

$$\alpha_w = \alpha - \frac{B_F}{2V} \dot{\theta}, \quad B_F: \gamma\text{-線の左右間隔, (5.3)}$$

波長が大きい場合は波の影響は左右同方向

であり、 $-\dot{\alpha}_w$ ^{上式より} は両舷で符号が異なり

だけであるから、揚力を測定する時左右の

平均値をとる事とすれば、それによる分は打消(合う)。

結局 平均の意では

$$L = A \left(\alpha - \frac{B_F}{2V} \dot{\theta} \right), \quad \dots (5.4)$$

$$M = B_F L, \quad (5.5)$$

$$A = \frac{\rho}{2} A_f V^2 \frac{\partial C_L}{\partial \alpha}, \quad (5.6)$$

さて $\dot{\theta} = 0$ とすると

$$L = A \alpha, \quad \dots (5.7)$$

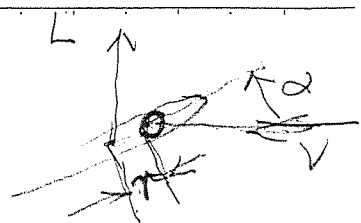
で (5.1) から

$$B_F L = -W \sin \theta_w, \quad \dots (5.8)$$

ここで制御としては L を測定して (5.7) となるよう

α を制御すればよい。

そこで α の制御系を例によって
次のように考えよう。



$$Z_A \dot{\alpha} + Q = V, \quad \dots (5.9)$$

2.12 Q は フィンの軸に働くトルクで 図のよう
考えれば

$$Q = rL, \quad \dots (5.10)$$

(5.7) を (5.10), (5.9) に代入すれば、制御電圧に比例
量 V は

$$V = Z_A \dot{\alpha} + rA\alpha = \left(\frac{i\omega Z_A}{A} + r \right) L, \quad \dots (5.11)$$

と与えられる。

あるいは L のかわりに Q をとれば

$$V = \left(\frac{i\omega Z_A}{rA} + 1 \right) Q, \quad \dots (5.12)$$

とも書ける。

つまりトルクを測定して Feed back してもいい。

Q は L に比べて小さく、また直線性にも問題が

あると考えられるので やはり L を測定する方が
良いであろう。

従来の方法では (5.9) の V を求める

$$V = K_1 \theta + K_2 \dot{\theta} + K_3 \ddot{\theta} \equiv K \ddot{\theta} \quad \dots (5.13)$$

と 12-12 角に比例させる。

すると

$$\sum_A \dot{\alpha} + rA \left(\alpha - \frac{B_F}{2V} \dot{\theta} \right) = K \ddot{\theta} \quad \dots (5.14)$$

となり

$$\alpha = \left(\frac{K + \frac{rAB_F}{2V}}{rA + i\omega ZA} \right) \ddot{\theta} \quad \dots (5.15)$$

(5.4) に A を代入すると

$$L = A \left(\frac{K + \frac{rAB_F}{2V}}{rA + i\omega ZA} - \frac{B_F}{2V} \right) \ddot{\theta} \quad \dots (5.16)$$

さらに (5.1) に代入すると

$$\ddot{\theta} = W \delta m \theta_w / \left[Z + AB_F \left(\frac{K + \frac{rAB_F}{2V}}{rA + i\omega ZA} - \frac{B_F}{2V} \right) \right] \quad (5.16)$$

Chadwick の方法では 最適の揚力 L_c を

$$L_c = Z_c \ddot{\theta} \quad \dots (5.17)$$

のようにする 制御を $(L - L_c)$ に比例して、与える

$$V = k(L - L_c) \quad \dots (5.18)$$

の如くにする

すると (5.9) より

$$Z_A \dot{\alpha} + (r-k)A(\alpha - \frac{B_F}{2V} \dot{\theta}) = -k Z_c \dot{\theta}, \quad \dots (5.19)$$

$$\therefore \alpha = \left[\frac{A(r-k) \frac{B_F}{2V} - k Z_c}{i\omega Z_A + (r-k)A} \right] \dot{\theta}, \quad \dots (5.20)$$

$$L = A \left[\frac{(r-k) \frac{AB_F}{2V} - k Z_c}{i\omega Z_A + (r-k)A} - \frac{B_F}{2V} \right] \dot{\theta}, \quad (5.21)$$

$$\therefore \dot{\theta} = \frac{W_8 m \dot{\alpha}_w}{Z - AB_F \left[\frac{(r-k) \frac{AB_F}{2V} - k Z_c}{i\omega Z_A + (r-k)A} - \frac{B_F}{2V} \right]} \quad (5.22)$$

となって、(5.16)と比較すると、(5.16)では $\gamma' = K$ を変えて特性改善をするのに対し (5.22) では k と Z_c の2つを変更出来る事になっている。

この形から見れば"形式的には"両者の差はあまりないように見える。

附録A 原点の高さの観測によって他の点の高さを推測

今 x の正方向に進む波の振巾が次式で与えられる
としよう。

$$\zeta(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{-i\frac{\omega|\omega|}{g}x + i\omega t} d\omega, \quad \dots (A.1)$$

$$\text{但し } A(-\omega) = \overline{A(\omega)}$$

原点の波振巾は

$$\zeta(0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad \dots (A.2)$$

それ故

$$W(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{\omega|\omega|}{g}x + i\omega t} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos(Kx - \omega t) d\omega, \quad (A.3)$$

$$K = \omega^2/g$$

なる変数を導入すると

$$\zeta(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \zeta(0, \tau) W(x, t - \tau) d\tau, \quad \dots (A.4)$$

と表わされるが、ここで W は $(t - \tau)$ が零の時だけ
0ではないので、 $\zeta(0, t)$ の t より大きい、つまり未来の
高さからわかること $\zeta(x, t)$ が推定出来ない。

これは重力が分散性を示すためであって
本質的な性質故、これは本来不可能な事

あると考へらるから、それは"逆に"どれだけの情報があれば"推定可能"であろうか。

一般に氷の運動は初期条件と境界条件によつて与えられる。

今の場合、何には" $t=0$ における自由表面上の" $\eta(x,0)$, $\frac{\partial \eta}{\partial t}(x,0)$ "がわかっているれば"以後の運動は一義的に定まる。

しかしこれでは今の目的には全く不適当。

そこで近似的に考へて、原点の近傍をとり、 x 点に到達する時が (A.1) となるようにし、その近傍の運動から x を推定する事を考へて見よう。

x が充分大きいと、周波数面で (2.7) の漸近展開があるから、今は少し $2\pi i\omega \geq 1$ の範囲の定義をからせて

$$M(x,t) \underset{x \gg 1}{\sim} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) e^{-i\omega|g| x + i\omega t} d\omega, \quad \text{--- (A.5)}$$

と表わされるから、今

$$\eta(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{A(\omega)}{f(\omega)} \right] f(\omega) e^{-i \frac{c(\omega)}{f(\omega)} x + i \omega t} d\omega, \quad (A.5)$$

と書き直して

$$H(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega)}{f(\omega)} e^{i \omega t} d\omega, \quad (A.6)$$

伝達関数を定義すると

$$\eta(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau) M(x, t - \tau) d\tau, \quad (A.7)$$

となるから、

(A.4)は $f=1$ とした特別の場合であって、

このときは

$$W(x, t) \xrightarrow{x \gg 1} O\left(\sqrt{\frac{2}{2\pi x}}\right), \quad (A.8)$$

なので x を充分大きくとらなると精度が悪くなる。

結局 $M(x, t)$ が $x < 0$, $x \gg 1$ で速やかに小さく

なるように $f(\omega)$ を選べばよい。

その際には 低周波成分と高周波成分を小さくしておけばよい。

例として

$$f(\omega) = \frac{i\omega}{c\omega^2 + d^2}, \quad (A.9)$$

$$M(x, t) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\omega^2 + a^2} \tilde{L}^{i\omega(x-t) + i\omega t} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega}{\omega^2 + a^2} \sin(\omega(x-t)) d\omega, \quad \text{--- (A.10)}$$

$$M(x, t) \xrightarrow{\lambda \gg 1} O\left(\frac{1}{x}\right)? \quad O\left(\frac{1}{x^{\frac{3}{2}}}\right)$$

となり, (A.8) に較べると少し改善される。

このため (A.6) は

$$\begin{aligned} H(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \left[-i\omega + \frac{a^2}{i\omega} \right] \tilde{L}^{i\omega t} d\omega \\ &= -\frac{\partial \psi(0, t)}{\partial t} + a^2 \int_{-\infty}^t \psi(0, \tau) d\tau, \quad \text{--- (A.11)} \end{aligned}$$

この $H(t)$ は 一般化としては $A(\omega)$ に $1/f(\omega)$ のフィルターをかけたものと考えればよい。

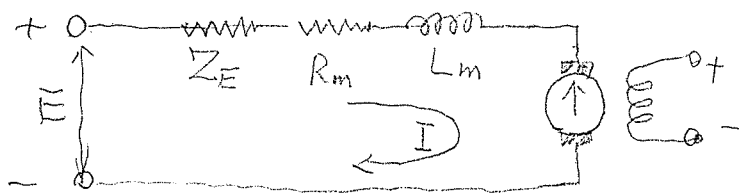
この見地からは (A.9) のように ω の下半面に pole を有しているのて 望ましくないだろう。

$f(\omega)$ とは 実際のフラット式造波機をとるとすると (2.7) より

$$\left. \begin{aligned} f(\omega) &\xrightarrow{\omega \rightarrow 0} O(\omega^{\frac{3}{2}}) \\ &\xrightarrow{\omega \gg 1} O(1) \end{aligned} \right\} \quad \text{(A.12)}$$

となっており, 高周波は速くなくなるであろうからこの程度で考えてよいであろう。

附録 B 直流他励磁電機子制御モーターの動作特性



運動方程式は電機子回転角 θ とすると

$$-J\omega^2\theta + i\omega D\theta + \tau_L = k_T I, \quad (B.1)$$

一方回路を流れる電流は

$$I = \frac{E - i\omega k_v \theta}{R_m + Z_E + i\omega L_m}, \quad (B.2)$$

こゝに

J : 電機子の回転慣性モーメント

D : " の機械的減衰係数

τ_L : トルク

k_T : 電機子に単位電流が流れる時のトルク

k_v : 1 rad/sec の回転による電機子誘起電圧

E : 電源電圧

R_m : 電機子の内部抵抗

L_m : " インダクタンス

Z_E : 外部の負荷 インピーダンス

(B.2) を (B.1) に代入して整理すると

$$Z'_M \dot{\theta} + \tau_L = V, \quad (B.3)$$

$$\text{但し } \dot{\theta} = i\omega \theta$$

$$Z_M' = \frac{J}{T_M (1 + i\omega T_A + \frac{Z_E}{R_M})} + D + i\omega J, \quad \dots (B.4)$$

$$V' = \frac{k_T E}{R_M + Z_E + i\omega L_M} = \frac{J E}{T_M k_V (1 + \frac{Z_E}{R_M} + i\omega T_A)} \quad (B.5)$$

$$\text{従って} \quad T_M = \frac{R_M J}{k_T k_V}, \quad T_A = \frac{L_M}{R_M} \quad (B.6)$$

本式の中ではラック & ピニオン機構を介して使う車を
考えているので その スローク を $\dot{\phi}$, ウェスト, 歯車半径を
 r とすると

$$\dot{\phi} = r \dot{\theta}, \quad \tau_L = r F \quad (B.7)$$

であり, (B.3) のかわりに

$$Z_M \dot{\phi} + F = V, \quad \dots (B.8)$$

の形で使う車とする。

$$\left. \begin{aligned} \text{よって} \quad Z_M &= Z_M' / r^2 \\ V &= V' / r, \end{aligned} \right\} \quad \dots (B.9)$$

なお (B.4) の J は 歯車の慣性モーメントとする。

補遺 非最小位相推移系

附録Aのような問題が現われるのは、(A.3)の関数 W が $t < 0$ で値を持つ、つまり深氷波では事前過度現象 (Anticipatory transients) が存在するためである。

この事は 過渡氷波の理論と実験からよく知られている事で、 $x=0, t=0$ でインパルス波を発生させるには $t < 0$ から氷面は動いていなければならぬ事を示してあり、特に因果律に反するという訳ではない。

電気回路論的に考えれば $W(0, t) [(A.1)]$ から $W(x, t)$ を推定する事は ω -面では $A(\omega)$ に $e^{-i\omega x / c}$ なる Filter をかける事である。

所で $|e^{-i\omega x / c}| = 1$ であるから ゲインは不変で位相がどんどん遅れる Filter である。

一般に位相遅れは時間領域での遅れを生むから入力に見えては $W(0, t)$ に対し出力 $W(x, t)$ は時間遅れを持つ。

(A.3) 式で $W(x, t) \equiv 0$ for $t < -t_d$,

とすれば (A.4) は

$$r(x, t) = \int_{-\infty}^{t+td} r(\tau) W(x, t-\tau) d\tau, \quad (C.1)$$

となり、ねたがり 時間遅れがあると見てよい。

$e^{-i(\omega/\omega_0)x}$ のように ω -面の下半面で凸則でないような系は非最小位相系と呼ばれている。

我々の場合はコッチェン函数も何れも (2.4) に見る通り一般には $e^{\frac{\omega_0 y \pm i \omega_0 x}{\omega}}$ の因子を含み、またこの場合は常に正、つまりゲインは変るけれど位相が変化しないので非最小位相系である。

それ故 (2.16) のような表現は (2.20) のようにして尚且つ理論的には時間遅れを含む。

このような位相遅れは進相回路 (微分回路) を入れて補償すればよいわけで (A.9), (A.10) はそれに相当している。

さてこのような系では Kramers-Kronig の関係は成立しない、それ故 コッチェン函数については一般に成立しない。

所で 集中定数系では 非最小位相推移系は一般に次のように 最小位相推移系 P と 移相分 Q

この Cascade 系合で表わされる。

$$F(\omega) = P(\omega)Q(\omega), \quad |Q(\omega)| = 1, \quad (C-2)$$

しかし今ここで現われる関数についてはこれは不可能のように見える。(無限遠点および虚軸に特異性があるため)

そのかわりにこの分離は可能である。

今

$$\left. \begin{aligned} G(\omega) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(u) du}{\omega - u - \mu i} \\ G^*(\omega) &= + \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(u) du}{\omega - u + \mu i} \end{aligned} \right\} \mu \rightarrow +0 \quad (C-3)$$

とすると $G(\omega)$ は ω の下半面で G^* は上半面で正則である。

$$\text{これから} \quad F(\omega) = G(\omega) - G^*(\omega), \quad (C-4)$$

が得られるから、 F は ω の上半面で正則な部分と下半面で正則な部分の差で表わされ、従って

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega = g(t) - g^*(t), \quad (C-5)$$

$$\left(\begin{array}{l} g(t) \\ g^*(t) \end{array} \right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\begin{array}{l} G(\omega) \\ G^*(\omega) \end{array} \right) e^{i\omega t} d\omega \quad (C-6)$$

$$\left. \begin{aligned} g(t) &= 0 & \text{for } t < 0 \\ g^*(t) &= 0 & \text{for } t > 0 \end{aligned} \right\}$$

と得る。

$$\text{つまり} \quad \left. \begin{aligned} f(t) &= f(t) & \text{for } t > 0 \\ &= -f^*(t) & \text{for } t < 0 \end{aligned} \right\} (C.7)$$

このようにして 圧を測って 造波板の運動を制御する方法
では、^{かりに} 波スペクトル分布 $A(\omega)$ がわかっても (2.13) のように コツチン
関数が Filter とはいは入ってくるので 時間遅れを生じ
具合がわるい。 ^{この点} 動揺制御についても 同じである。

そこで 力を測れば どのような心配は ないだろうか。

簡単の 爲に (2.30) で $\ddot{z}$ を省略, あるいは 造波板に 僅く水
圧のみをえる, とすると

$$\left. \begin{aligned} P &= -\sum_w \ddot{z} \\ \text{を反転し} \quad \ddot{z}(t) &= \int_{-\infty}^t \dot{p}(\tau) K_w(t-\tau) d\tau, \\ K_w(t) &= \frac{-1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{\sum_w} A\omega \dots \end{aligned} \right\} (C.8)$$

$$\text{つまり} \quad K_w(t) = 0 \quad \text{for } t < 0$$

は 成立つ だろうか。

先づ この 逆 (2.24) は

$$\left. \begin{aligned} P &= \sum_w \ddot{z} \\ \ddot{z}(t) &= \int_{-\infty}^t \ddot{z}(\tau) L_w(t-\tau) d\tau, \end{aligned} \right\} (C.9)$$

$$L_w(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{Z_w(\omega)} d\omega \quad (C.9)$$

$$L_w(t) = 0 \quad \text{for } t < 0$$

は典型的な初期値問題であるから成立つと考えてよい。
 この積分が安がるのは Z_w の抵抗分 R_w はコッチン関数の
 絶対値の自乗であるから上述のように非最小位相移系
 になるおそれがあるが、高周波ではコッチン関数の
 漸近展開は一般に $\omega^{-2n} \exp(-i\omega^2 B)$ の形であるので
 この絶対値の自乗をとると移相成分が打消し合う結果
 そう言う事がなくなるのであろう。

実際 Kotel'nikov によって数値計算的にも Kramers-Kronig
 の関係が成立する事が確かめられているので、その心配
 はないと考えてよい。

さて $L_w(t)$ は実数であるから又次のように書ける

$$L_w(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{Z_w(\omega)} d\omega$$

それ故

$$K_w(t) = -L_w(-t) \quad , \quad (C.10)$$

$$\text{つまり} \quad K_w(t) = 0 \quad \text{for } t > 0$$

となつて (C.8) は成立しない事になる。

これは (C.8) の関係は抵抗が負となっているから当然と
言える。当然である。

それ故 (2.30) のように (透過板にダンパーをつけて

$$\operatorname{Re}(z - \bar{z}w) > 0$$

とするか、(2.28) の制御系にダンピングをつけておけば
発散する事はないと考えられる。

この制御系では結果 $\dot{z}$ (2.19) を測定して (2.31) で
 V を決める事でこれは問題ないだろう。

その結果として (2.30) の関係が得られるわけであるが
(C.8) に問題があるとするならば P を測定して制御する
よりは $\dot{z}$ の方が良いのかもしれない。