M-24-1

昭和　年　月　日

浮遊式波消装置の可能性について

1. はじめに

2. 理論

3. 種々の場合

4. 結び

附録

昭和　年　月　日

1. はじめに　原理

水の波を消す方法として考えられるものは、

A) 波のエネルギーを他のエネルギー（~~一般には~~）に転換して波を小さくする。

B) 波を反射（散乱）させて所望の場所に波色が入りこまないようにする。

の2つであろう。

Aの代表的なものはビーチ式消波装置であってこの場合反射波を小さくすると言う意味の波消しである。この場合波のエネルギーは渦および熱エネルギーに転換される事になる。

しかしこのエネルギーを系外に引き出して仕事をさせても波のエネルギーを小さくする事が出来る。

これは波力発電のアイデアであるがこのように考えて来るとこのアイデアは逆に見れば波消し装置として利用出来る事がわかる。

又実験　は水槽端にフラップ式の造波機をおき境界を制御して波を消す事に成功し、この際動力が得られる事を示した。

又 Wu は水中翼（にて作動する）が波のエネルギーを吸収可能な事を数値的に示した。

Bの代表的なものは防波堤であって波のエネルギーはほとんどそのまま反射されるがこの方式ではしかし堤そのものにかかる力は大海原を考えれば非常に大きく従って建設も大変である。

このような経済性の面から浮遊式の防波装置が考えられる訳であるが A項の原理を

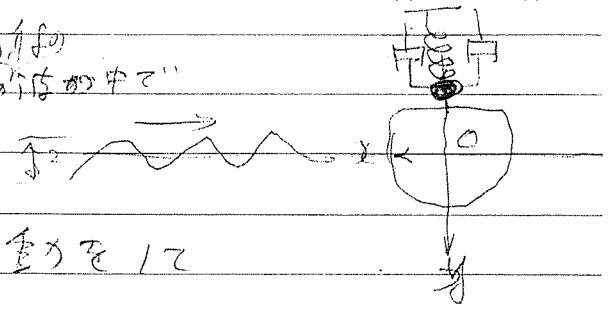
昭和　年　月　日

考えると　これは　直接波力の利用に
つながって来る事になる。
つまりもし波のエネルギーを全部例えば電力
に転換出来たとするともはや反射波も入射波
もあり得ないのでこれは理想的な消波
構造となる。
このような機能から言えばこれは消波というより
吸収構造である。
この実際に使われる水泳プールのコース・ロープ
等の消波機構についてはあまり文献がないよう
なのでそれらの理論を含めて、以下2次元問
題として取扱って見る。

昭和　　年　　月　　日

2. 理論

~~[illegible]~~ 波高が2の波が中で



~~[illegible]~~ 物体が原点を中心に振幅 X, Y, Θ の単弦運動をしているとする。

反射波の振巾を A_R、透過波の振巾を A_T とすると A(20)式により

$$A_T + A_R = \frac{H_2^{+}(K)}{H_2^{-}(K)} + 2iKY H_2^{+}(K)$$

$$A_R - A_T = \frac{H_1^{+}}{H_1^{-}} + 2iK\{X H_1^{+}(K) + \Theta H_3^{+}(K)\} \qquad (2.1)$$

一方振幅 X, Y, Θ は運動方程式から求められるから今左右対称な物体を考えるとして

$$KY = \frac{H_2^{+}(K)}{C_2'}$$

$$KX = \frac{D_1}{\Delta} \qquad (2.12)$$

$$K\Theta = \frac{D_3}{\Delta}$$

等が得られる。

従って例えば

$$KY = \frac{-1}{2iH_2^{+}} \quad \text{つまり} \quad C_2' = -2i|H_2^{+}|^2, \qquad (2.3)$$

~~[illegible]~~ する事が出来るならば

$$A_T + A_R = 0, \qquad (2.4)$$

となる。

(2.3)は(33)によって図のような系を空中に考える事が出来れば A(33)によって

$$\nabla + f_{zzc} + \delta_2 = (B+\Sigma)/K$$

$$\mu_2 = 1 \qquad (2.5)$$

とすればよい。

しかし X, Θ は [illegible] とすると (2.5), (2.7) で [illegible] とおくと

$$\frac{H_1^{+}}{H_1^{-}} + 2iK\{X H_1^{+} + \Theta H_3^{+}\} = \frac{H_1^{+}}{H_1^{-}}\left(1 + \frac{2i\Delta_s}{\Delta_c + i\Delta_s}\right) = \left(\frac{\Delta_c + i\Delta_s}{\Delta_c - i\Delta_s}\right)\frac{H_1^{+}}{H_1^{-}} \qquad (2.6)$$

昭和　年　月　日

これは ~~この部分は~~ 波は仕事をしていてその仕事率は Y方向の速度で失う波のエネルギーに等しい事を意味する。

その仕事率は

$$W = \frac{1}{2} N_2 |\dot{Y}|^2 = \frac{\rho\omega^3}{2} |Y|^2 |H_2^+|^2 = \frac{\rho g^2}{8\omega} = \frac{E_W}{2},$$

但し $E_W = \frac{\rho g}{4} \cdot V_W = \frac{\rho g^2}{4\omega}$, $V_W = \frac{\lambda}{T} = g/\omega$ (2.7)

で E_W は入射波の波力率である。

つまり入射波の半分のエネルギーは吸収された事になるから残っているのは後の半分でそれは(2.4)によって $A_T = -A_R$ であるから明らかに

$$|A_R| = |A_T| = \frac{1}{2} \quad \text{— — —} \quad (2.8)$$

で与えなければならない。これは(2.4)と(2.6)~~に矛盾する~~からそうなる。

θ を考える必要がなければ x 方向にも ~~[illegible]~~ 同様にして後の半分のエネルギーを反射する事になる。

一般には所謂のような前提のもとに

$$\left.\begin{aligned} \beta_1 &= 1 \\ \mathrm{Re}\{C_1' C_3' - (C_{13}')^2\} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad \cdots \quad (2.9)$$

のもとに $A_R - A_T = 0$, — — (2.10)

となるから丁度(2.5), ~~(2.4)~~ を満足するからいい

$$A_T = A_R = 0, \quad \text{— —} \quad (2.11)$$

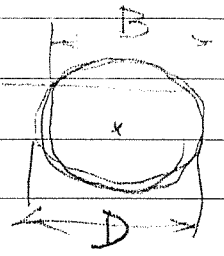
となる。

なお $A_R = 0$ ならば漂流力も 0 になる。

昭和　年　月　日

3. ~~種々の場合の考察~~

i) ~~円柱~~ 部分没水円柱



原点を円柱中心にとれば θ は考えなくともよい。

y-方向の条件は $(2.5)^2$ 簡単に実現出来よう。

$$K = \frac{\omega^2}{g} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{B + S_2}{\nabla(1+k_2) + \delta_2} \quad \cdots\cdots (3.1)$$

これは防波堤無し周波数で ~~最も~~ この系の固有周期でもある。

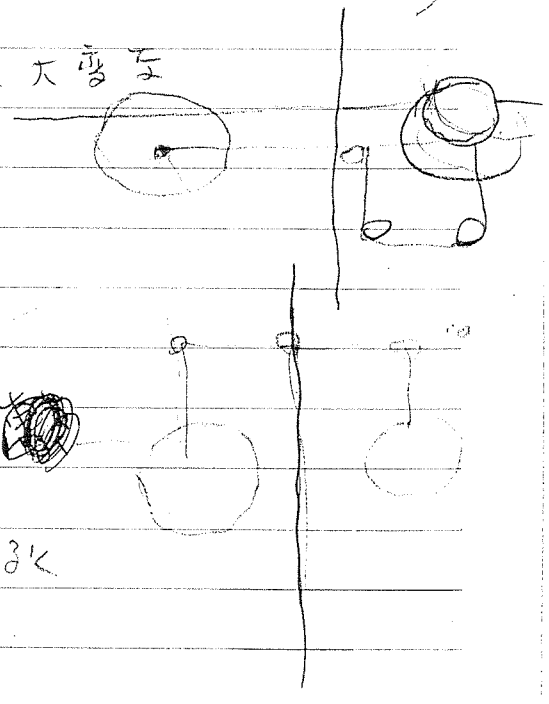
最もこの場合上下動浸水面が変るので非線型の復原力成分があるので厳密的に検討する必要がある。

~~半径~~ ($B = D$) 円筒 ~~とする~~ で、$S_2, \delta_2 \approx 0$, $k_2 \ll 1$ とすると

$$\frac{\lambda}{2\pi} \fallingdotseq \frac{2 \times \frac{\pi}{2}\left(\frac{D}{2}\right)^2}{D} = \frac{\pi}{4} D \quad \cdots\cdots (3.2)$$

であるから $\lambda = 100\,m$ とすると $D \fallingdotseq \frac{4\lambda}{\pi^2} \fallingdotseq 40\,m$ の程度となる。

x-方向には復原力がないので錨索としてつけなければならない。y方向と θ 方向と同じになるので、この復原力としては静的復原力と同じ程度のものになる。



このような復原力をつけるには大変な錨索がいるならば y方向の錨索だけ施して 2段、3段に錨索する事も考えられる。

なお波のパワーは ~~2次元から~~ 単位幅当の波について

$$E_W = \frac{\rho g^2 \sqrt{\lambda}}{4\omega} = \frac{\rho g^2 \sqrt{\lambda}}{4\sqrt{2\pi g}} = \frac{\rho g}{4}\sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$$

であるから $\lambda = 100\,m$, 波高 $2\,m$ とすると

$$\frac{E_W}{75} \fallingdotseq 30\ \text{H.P.}/m$$

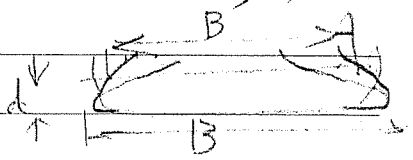
の程度である。

$\int x^2 dx$ $\frac{2m}{3}$

昭和　年　月　日

ii) 後

x－方向の弾力によって出る波が Ball による物より充分小さいならば Ball については



$$\cancel{\nabla x^2(1+\delta_3)+\delta_3} =$$

$$K = \frac{\nabla m + \delta_3}{\nabla x^2(1+\delta_3)+\delta_3} \quad , \quad \cdots \quad (3.3)$$

$\delta_3, \delta_3 \fallingdotseq 0$, $\delta_3 \fallingdotseq 1$,

$$\nabla m = \sqrt{GM} = \sqrt{OH} = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} x^2 dx = \frac{2}{3}\left(\frac{B}{2}\right)^3 = \frac{B^3}{12}$$

$$\nabla x^2 = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} x^2 dx = \frac{2}{3}\left(\frac{B}{2}\right)^3 = \nabla \cdot \frac{B^2}{12}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} = K \fallingdotseq \frac{\frac{B^3}{12}}{\nabla \cdot \frac{B^2}{12}} = \frac{1}{d}\left(\frac{B}{B}\right)^3 \quad , \quad \cdots (3.4)$$

この式から見れば 与えられた K に対して d を小さくする為には B/B を小さくとって半没体としなければならない。

一方 y－方向にはやはり半没体としたほうがよく その時は 1)項と同様にして、

$$K \fallingdotseq \frac{B'}{2Bd} \fallingdotseq \frac{1}{2d}\left(\frac{B'}{B}\right) \quad , \quad \cdots \quad (3.5)$$

となるから 両式を等置すると

$$\left(\frac{B'}{B}\right)^2 = \frac{1}{2} \quad , \quad B' = \frac{1}{\sqrt{2}}B \fallingdotseq .7B \quad (3.6)$$

を得る。

このような様で 今の目的には部分没水体が良いように思われる。非線型性については実験的検討が必要であろう。

従って波を全部消すことは出来ず、~~理論のように~~
理想的に行っても半分である。
~~とかこのなは~~ 又 $A_R=0$ ならば $A_T=1$, $A_T=0$ ならば $A_R=0$
であるような設計も可能である。　　昭和　年　月　日

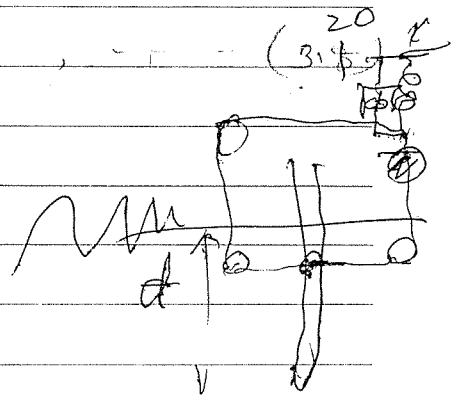
iii) 垂直入射

今度は y-方向の境界によって波が起きない場合
である。　　$A_R + A_T = 1$　　(3.19)

~~この場合は反射波が小さくて普通では無視出来て安全と言ってよい~~
~~が今は $\sigma_{11}>0$ となる場合とする。~~

単に $\sigma_1=\sigma_{13}=\delta_1=\delta_3=0$ とおく

$$\nabla\kappa^2(1+k_{23}) = \frac{\nabla m}{k} + \frac{f_{13}^2}{\nabla + f_{11}}, \quad \cdots (3.20)$$



$$k \doteqdot \frac{\nabla m}{\nabla\kappa^2(1+k_{23}) - \frac{f_{13}^2}{\nabla + f_{11}}}$$

$k_3=1$, $\frac{f_{13}^2}{\nabla+f_{11}} = \frac{\nabla}{2}\times\frac{d^2}{4}$

$$\nabla\kappa^2 = \nabla\frac{d^2}{12}$$

とおくと

$$k \doteqdot \frac{\nabla m}{\frac{d^2}{6} - \frac{d^2}{8}} = \frac{24m}{d^2}, \quad \cdots (3.21)$$

$$\lambda = \frac{\pi d^2}{12m}$$

$\xrightarrow{k\to\infty} \frac{1}{k}$　(3.22)

すなわち $\lambda=100$ cm, $d=10$ cm とすれば $\frac{1}{k} = \frac{\pi}{12} \doteqdot \frac{1}{4}$ m
とすればよい。　~~力の第力点の位置は~~ $l_w \underset{k\to 0}{\doteqdot} \frac{\sigma_{11}+k_1 l_1}{1+k_1} \doteqdot \frac{l_1}{4}$ $(l_1 \doteqdot \frac{l}{2})$

~~しかし~~ この時は過減衰のようなものであるので
実験的に検討する必要がある。
つまり過減衰のようなものが臨界減衰より
大きいとすると実の波を消すには逆に仕事を
供給してやらねばならない事になる。

~~この方法は実験的にどこかをピボットする~~
~~のが効果がある。~~
~~その時はピボットその所の変位の大きさは~~
~~と出ればよい。~~
~~大体似たようなもの~~

[illegible]

[illegible] $A_R = 0$ [illegible] A_R [illegible]

$$A_R = iH_1^+ + iK(x-l_0)$$

$$H_1^+ = \frac{H_{1s}^+}{H_1^+}$$

$$K(x-l_0) = \frac{\Lambda_s}{(1+p)\Delta H_1^+} \quad \Delta : \Delta_0 \text{ [illegible]} \quad , \cdots \cancel{(3.23)}$$

$$\therefore A_R = \frac{iH_{1c}^+}{H_1^+} + \frac{i\Lambda_s H_1^+}{(1+p)\Delta H_1^+} \quad \cdots\cdots (3.23)$$

[illegible] A_R [illegible]

$$\frac{1}{(1+p)\Delta} = \frac{i H_{1s}^+}{H_1^+} \quad , \text{ [illegible]}$$

$$\frac{1}{(1+p)\Delta} = \frac{H_{1c}^+}{H_1^+} \quad , \text{ [illegible]}$$

[illegible] $\Delta = \Delta_c - i\Delta_s = |\Delta| e^{i(\delta+\pi)}$ [illegible]

$$H_1^+ = H_{1c}^+ + iH_{1s}^+ = |H_1^+| e^{i(\alpha+\pi)} \text{ [illegible]}$$

$$\alpha = \tan^{-1} \left| \frac{H_{1s}^+}{H_{1c}^+} \right| \quad \cdots\cdots$$

[illegible]

$$H_{1c}^+ = -|H_1^+| \cos\alpha \, , \; iH_{1s}^+ = -i\sin\alpha$$

$$\frac{1}{H_1^+} = i e^{-i(\pi+\delta)} = -i\sin\alpha \, e^{i(\delta+\alpha)} = \sin\alpha \, e^{i\alpha} \quad \text{[illegible]} \; \delta = 0$$

$$\frac{1}{(1+p)\Delta} = i\cos\alpha \, e^{-i\alpha} \quad \text{[illegible]}$$

昭和　年　月　日

これらの三つの方式はすべて系の固有周期を波の周期に同調させ、その時の振幅を系外に仕事をしない時の半分になるように系外の ~~damper~~ 減衰を調節すると言う事である。

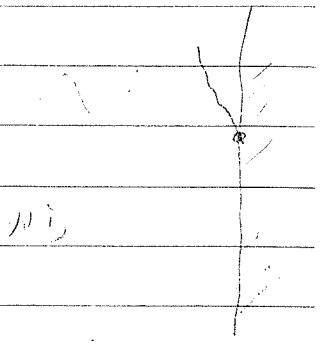
だから実験的には物体の固有周期を波の周期に一致するように調節して ~~まず~~ 波のやさしい系外の減衰器のもとで揺らせ、それから減衰を徐々に強くして行って丁度振幅が前の半分になるようにすれば波は透過しないであろう。

従って透過波の振幅をその目安として用いる事も出来よう。

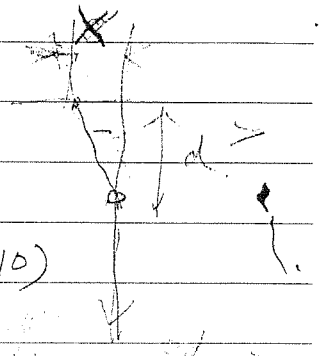
昭和　年　月　日

iv) 造波機型式

この場合について研究された例で今迄の場合と大分異なり
まず整流装置は全部に亙り時々大きかった
$A_7 = 0$
と H_7 波の $H_7^+ = 1$, $H_7^- = 0$.



図のごとく振巾 X のフラップ式造波機を考えると



$$H^+(K) = \int_0^d (d-y)\, e^{-Ky}\, dy \quad \cdots (3.10)$$

よって $A_R = 1 + iKXH^+(K)$, $\cdots (3.11)$

$A_R = 0$ となるには

$$X = -\frac{1}{iKH^+(K)} \begin{cases} \xrightarrow{K\to 0} \dfrac{1}{iKd^2} \\ \xrightarrow{K\to\infty} \dfrac{1}{2id} \end{cases} \quad (3.12)$$

$$= -\frac{2d}{K} + \frac{2}{K^2}(1-e^{-Kd}) \begin{cases} \xrightarrow[K\to 0]{} -d^2 \\ Kd - \frac{K^2d^2}{2} \xrightarrow[K\to\infty]{} -\frac{2d}{K} \end{cases}$$

一方フラップに働く水圧は

$$P = \rho g \int_0^d (\phi_0 + \phi_7)\, dy = 2\rho g \int_0^d e^{-Ky}\, dy = \frac{2\rho g}{K}(1-e^{-Kd}) \quad \cdots (3.13)$$

$$W = \int_0^d X\, dy = -\frac{(a)\, 2\rho g (1-e^{-Kd})}{K} = +\frac{2E_W}{K}\frac{(1-e^{-Kd})}{Kd - \frac{1}{2}(1-e^{-Kd})}$$

(3.13)

昭和　年　月　日

$$p = 2\rho g e^{-Ky} \int_0^d \rho(d-y)\,dy = 2\rho g \int_0^d (d-y)e^{-Ky}\,dy$$

$$= -\rho g H^{+} \quad (3.13)$$

$$W = \int_0^d \rho K(d-y)\,dy = \rho K H^{+} d \quad (3.14)$$

$$= \frac{\rho g}{2} \times \omega\left(-\frac{1}{KH^{+}}\right) \times H^{+2} = \frac{\rho g \omega}{2K} = \frac{\rho g^2}{2\omega}$$

$$= 2E_w$$

$$p = -\rho g H^{+}$$

$$\omega X = -\frac{\omega}{KH^{+}} = \frac{\rho g^2}{\omega \rho} \quad (3.16)$$

$$-\omega^2 M X = -\rho H^{+}$$

よっていえばよい

事がわかる

[illegible]

昭和　年　月　日

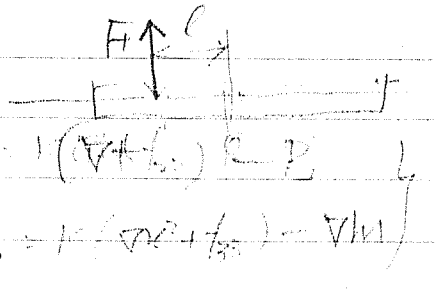
V) 幾（ナ）

以上の方法では beam と wall の2つの運動に対し各個に適当な damping をかけねばならないがこれはまとめて一つにかけるべきであろう。

よりよくと云ふ考え方のは大変であるが次の方法によって完全に解が求められる。（金物によって）

「波の問題では時間項を含んだ運動が存在した。」

つまり今の問題ではまず幾のある点を（基準点として）強制的に（所望の周期で）振動させて見る。忠着力板の位置が中心からずれて来ると beam の出す波と wall のだす波は（はを右対称だが）左右反対向きであるから位相の差がうまく合えば一方の側には波がなくて片方だけ波が出来る場合がある。



つまり運動方程式は

$$\left.\begin{aligned} C_2 Y &= F \\ C_3 \theta &= lF \end{aligned}\right\} \qquad (3.19)$$

$$C_2 = i\left(\nabla + f_{22}\right) - \nabla\nu$$

$$C_3 = i\left(\nabla^2 + f_{33}\right) - \nabla\nu$$

とすれば生じて行く波の振幅は、右と左の方向に

$$\left.\begin{aligned} A^+ &= iK\{Y H_2^+ + \theta H_3^+\} \\ A^- &= iK\{Y H_2^- + \theta H_3^-\} = iK\{Y H_2^+ - \theta H_3^+\} \end{aligned}\right\} \qquad (3.20)$$

よって右左の方向に波が出て行かない為の条件は

$$A^+ = 0, \quad Y H_2^+ = \theta H_3^+, \qquad (3.21)$$

式(3.19)から

$$l C_2 Y = C_3 \theta, \qquad (3.22)$$

でなければならないから

$$l C_2 H_3^+ = C_3 H_2^+, \qquad (3.23)$$

$$l = \frac{H_2^+}{H_3^+} \frac{\nabla K^2 + f_{33} - \nabla\nu/K}{\nabla + f_{22} - \nu/K}$$

$$\begin{cases} \text{又出て来ない様にするとすると} \\ A'=1, \quad Y=\dfrac{1}{2iKH_2^+}, \quad B=\dfrac{1}{2iKH_3^+} \end{cases} \qquad (3.23)$$

よって　$F=\dfrac{C_2}{2iKH_2^+}=\dfrac{C_3}{2iKH_3^+}$ (3.24)

でなければならない。

$$\frac{H_3^+(K)}{H_2^+(K)} \xrightarrow[K\to 0]{} \frac{-iK\nabla\overline{OM}}{B-K(H\text{あり})\nabla}$$

であるから

$$l \xrightarrow[K\to 0]{} \frac{1}{\overline{OM}}\left(K^2+\frac{l}{\nabla}-\frac{m}{R}\right) \qquad (3.25)$$

となるので l が real であるのは real の同軸線の時である事がわかる

$$l \xrightarrow[K\to 0]{} \frac{|H_3^+|^2}{\nabla\overline{OM}} \longrightarrow K^2\nabla\overline{OM}=\frac{K^2B^3}{12} \qquad (3.26)$$

$H=10^{11}$, $B=10^{11}$ とすると $(\approx 10^3)$ m の程度である。

さて上の定理に従って時間を逆にすると色の矛盾から入って来る波はこの管に吸収されるような境界であり波は生ずる。

そこで l 点に分波は $-F^*$ なる波が働くとして境界の方程式は

$$\left.\begin{aligned} KC_2Y+F^* &= H_2^+ \\ KC_3B+F^* &= H_3^+ \end{aligned}\right\} \qquad (3.27)$$

波が消える為には

$$Y=\frac{i}{2KH_2^+}, \quad B=\frac{i}{2KH_3^+}$$

でなければならないが上式から

$$F^*=H_2^+-\frac{iC_2}{2KH_2^+}=\frac{\overline{C_2}}{2iH_2^+} \qquad (3.28)$$

$$lF^*=H_3^+-\frac{iC_3}{2KH_3^+}=\frac{\overline{C_3}}{2iH_3^+}$$

~~これは~~ ~~(3.23)に等しく~~ ~~$C_2=2$ と置かれると~~ ~~$F^*=-\overline{F}$~~

$$\therefore \quad l=\frac{C_3H_2^+}{C_2H_3^+}$$

l は real なので

そうすれば (3.21) に等しいこの l と等しい。

これを ~~[illegible]~~ 求める式 (3.2 の l は (3.21) の l と等しく、~~[illegible]~~

又　$F^*=-\overline{F}$ (3.29)

となっていることがわかる。

さて ℓ 点の条件は $\gamma+\ell\beta$ であり

$$\frac{F^*}{\gamma+\ell\beta} = \frac{\bar{C}_0}{\frac{1}{\gamma+\ell\beta}\left(\frac{1}{\gamma+\ell\beta} + \frac{\bar{C}_0 i}{\omega K H_0^2}\right)} = \frac{-\bar{C}_0}{1+i\frac{\ell\beta}{H_0}}$$

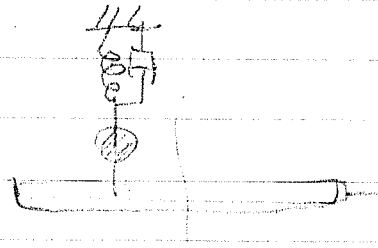
$$= \frac{-\bar{C}_0\bar{C}_0}{\bar{C}_0+i\ell\bar{C}_0} \equiv C,$$

できるだけ ℓ 点の値に比例して $F^*=C(\gamma+\ell\beta)$ なるように
働らくようにすればよい。

$K\to 0$ の場合は (3.24) のような計算になるが

$$C \xrightarrow[K\to 0]{} \frac{-K(1+i\ell\omega)V + B\ell - iK|H_0|^2}{1+i\cdot K\cdot\ell\omega} \quad (3.27)$$

$$\longrightarrow -\bar{C}_2$$



できるだけ (3) のような力が系を加えるようにすると、その制御は小さくてすむから
時間と同調する ℓ のみでよいはずである。
ここで ℓ が real のときは時間と同相で ℓ が imag のときは時間と $\frac{\pi}{2}$ 位相差がある。
一方 ℓ が real であるのは roll の固有振動点でまるはずだけれども、それのような組合せを見出すのが
最大の問題であろう。

$$\frac{(H_2^+)^2}{C_2} \quad \frac{H_2^+}{2H_2^+} \qquad C_1 = 2|H_2^+|^2$$

$$\omega N =$$

$$M\ddot{Y} + N\dot{Y} + K$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T N\dot{Y}^2\,dt = \frac{1}{2}\cdot N|\dot{Y}|^2 = \frac{\omega^2}{2} N|Y|^2$$

$$= \frac{\rho}{2}\omega^3 |Y|^2 |H_2^+|^2 = \frac{\rho\omega^3}{8K_1^2} = \frac{\rho g^2}{8\omega}$$

$$= \frac{\pi g}{4K} \times \cancel{\omega} = \frac{\pi g^2}{4\omega^2}$$

$$V_W = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega^2}{g\pi} = \frac{\omega^3}{2\pi g}$$

$$= \frac{(\omega)}{2\pi} = \frac{g}{\omega}$$

$$\frac{\pi}{4} \times \rho g (1)^2 \cdot V_W = \frac{\rho g}{4}\frac{g}{\omega}$$

$$\lambda =$$

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\omega^2}{g}$$

$$\lambda$$

[illegible]

実験には各種[illegible]が揃っている[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]事がわかった。

文[illegible]部の[illegible]

[illegible]が大きい

[illegible]つき、[illegible]のような[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

~~[illegible]~~

[illegible]

[illegible]

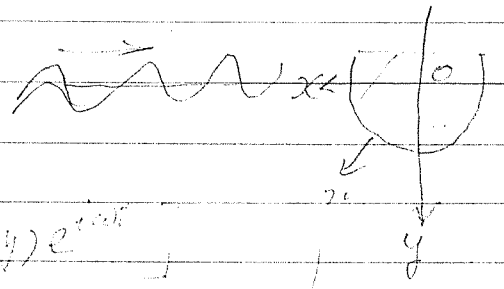
[illegible]

[illegible]

[illegible]

昭和　年　月　日

A. 附録



座標軸を図のようにとる。

速度ポテンシャル $\Phi = \mathrm{Re}\{\varphi(x,y)e^{i\omega t}\}$

圧力を $p = \mathrm{Re}\{p(x,y)e^{i\omega t}\}$ (1)

水面変位を $H(x,t) = \mathrm{Re}\{\eta(x)e^{i\omega t}\}$

とすると $p(x,y) = \rho i\omega\varphi(x,y)$ (2)

$$i\frac{\omega}{g}\varphi(x,0) = \eta(x), \quad (3)$$

$$K\varphi(x,0) + \varphi_y(x,0) = 0, \quad (4) \quad K = \frac{\omega^2}{g}$$

入射波を

$$\eta_0(x,t) = \mathrm{Re}\{a e^{iKx+i\omega t}\} \quad (5)$$

$$\Phi_0(x,y,t) = \mathrm{Re}\left\{\frac{ig\alpha}{\omega}\varphi_0(x,y)e^{i\omega t}\right\}$$

$$\varphi_0(x,y) = e^{-Ky+iKx} \quad (6)$$

$$\varphi_n(x,y) = \frac{\partial\varphi_0}{\partial n}$$

$$\varphi(x,y) = i\omega\sum_{j=1}^{4} X_j\,\phi_j(x,y) \quad (7)$$

ただし $X_1 \equiv X,\ X_2 \equiv Y,\ X_3 = \Theta,\ X_4 = 1/K$

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial n} = -i\omega X_j\frac{\partial x_j}{\partial n} \quad (8)$$

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial n} = -\frac{\partial x_j}{\partial n}$$

$$\frac{\partial\phi_4}{\partial n} = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial n}$$

$$\frac{\partial\phi_4}{\partial n} = -\frac{\partial\phi_0}{\partial n}$$

$$x_1 \equiv x,\quad x_2 = y,\quad \frac{\partial x_3}{\partial n} = y\frac{\partial x}{\partial n} - x\frac{\partial y}{\partial n}, \quad \cdots (9)$$

$|x| \gg 1$ のとき

$$\varphi(x,y) \to i H^{\pm}(k) e^{\pm iky}, \quad \cdots (9)$$

$$H^{\pm}(k) = \int \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi \frac{\partial}{\partial n}\right) e^{\mp iky} ds, \quad \cdots (10)$$

$$\varphi = \varphi_c + i\varphi_s, \quad \cdots (11)$$

とおくと

$$H_{c,s}^{\pm}(k) = \int \left(\frac{\partial \varphi_{c,s}}{\partial n} - \varphi_{c,s} \frac{\partial}{\partial n}\right) e^{\mp iky} ds, \quad \cdots (12)$$

(9)式は φ が y の偶函数ならば

$\varphi(x,y) = \varphi(-x,y)$ ならば (対称)

$$H_j^{+}(k) = H_j^{-}(k), \quad j=1,2$$

$\varphi(x,y) = -\varphi(-x,y)$ ならば (反対称)

$$H_j^{+}(k) = -H_j^{-}(k), \quad j=1,3 \quad \cdots (14)$$

一般的には (反対称成分)

$$H_4^{+}(k) = H_{4c}^{+}(k) + i H_{4s}^{+}(k)$$

$$H_4^{-}(k) = \overline{H_4^{+}(k)} + i \overline{H_{4s}^{+}(k)} \quad \cdots (15)$$

$$H_3^{+}(k) = \ln H_1^{+}(k), \quad \ln \text{は}\ln\text{の主値}$$

$$H_4^{+}(k) = \frac{H_{2s}^{+}}{H_2^{+}} - \frac{\overline{H_{1s}^{+}}}{\overline{H_1^{+}}}, \quad \cdots (17)$$

$$H_4^{-}(k) = \frac{H_{2s}^{+}}{H_2^{+}} + \frac{\overline{H_{1s}^{+}}}{\overline{H_1^{+}}}, \quad \left(\overline{H_{1s}^{+}} = -H_{1s}^{+}\right)$$

[illegible]

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \phi}{\partial y} dx = \frac{\partial \phi}{\partial y} \int dx = \frac{\partial \phi}{\partial y} \cdot \lambda$$

$$\longrightarrow ik \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j H_j^{+}(k) e^{+ikx}$$

で与えられる。この時の入射波

$$A_I = ik \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j H_j^{-}(k) \qquad (13)$$

透過波は

$$A_T = 1 + ik \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j H_j^{+}(k) \qquad (14)$$

(13), (14) [illegible]

$$A_R - A_T = -1 + i(H_4^{+} + H_4^{-}) + 2i(H_5^{+} + H_5^{-})$$

$$A_T + A_R = \frac{H_2^{+}}{H_1^{+}} + [illegible]$$

$$A_R - A_T = \frac{H_1^{+}}{H_1^{+}} + [illegible]$$

$$1 + i(H_4^{+} + H_4^{-}) = 1 - \frac{2H_3^{+}}{H_1^{+}} = \frac{H_2^{+}}{H_1^{+}}$$

$$1 + i(H_6^{+} - H_6^{-}) = \frac{H_1^{+} + iH_5^{+}}{H_1^{+}} = \frac{-H_1^{+}}{H_1^{+}}$$

$$\left(\because H_{16}^{+} = -H_{16}^{-} \right)$$

昭和　年　月　日

[illegible]

[illegible]メソッドは、[illegible] $f_{ij}e^{i\omega t}$ [illegible]ら[illegible]ない $(i,j=1,2,3)$

$$F_{ij} = -\int_C p_i \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds = -\rho i\omega \int_C \phi_i \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds$$

$$-\rho\omega^2 X_i \int_C \phi_i \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds + \rho\omega^2 X_i f_{ij} \qquad (5\text{-}1)$$

$$f_{ij} = \int \phi_i \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds = -\int \phi_i \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds = f_{ji}, \quad (1\text{-}9)$$

[illegible]

$$E_j = -\int (p_0 + p_7) \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds = -\rho i\omega \int (\varphi_0 + \varphi_7) \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds$$

$$= \rho g a \int (\varphi_0 + \varphi_7) \frac{\partial \chi_j}{\partial n}\, ds = -\rho g a H_j^{+}(k), \quad (1\text{-}10)$$

$$\int \phi_0 \frac{\partial \chi_j}{\partial n} = \int \chi_j \frac{\partial \phi_0}{\partial n}$$

$$= -\int \phi_0 \frac{\partial \chi_j}{\partial n} = -H_j^{+}(k), \quad (2\text{-}1)$$

[illegible]

$$-\omega^2 M X = F_{(1)} + E_1 + F_1$$

$$-\omega^2 \theta + W\overline{GM}\,\theta = F_{(3)} + E_3 + F_3 \qquad (5\text{-}9)$$

$$-\omega^2 M Y + \rho g B Y = F_{(2)} + E_2 + F_2$$

$\overline{GM}$

F_j $(j=1,2,3)$ は [illegible] から加わる力とする

[illegible]

$\frac{V}{g} = M = \rho\nabla$, $I = \rho\nabla K^2$ とおく

$$-K(\nu + f_{11})X - K f_{13}\theta = -H_1^+(K) + F_1/\rho g$$

$$\{-K(\nabla K^2 + f_{33}) + \nabla m\}\theta - K f_{31} X = -H_3^+ + F_3/\rho g \qquad (6)$$

$$\{-K(\nu + f_{22}) + B\}Y = -H_2^+ + F_2/\rho g.$$

[illegible]

[illegible] F_j [illegible], X, Y, θ [illegible]

$$F_1 = (K\delta_1 - s_1 - i\mu_1)Y + K(\delta_{13} + i\beta_{13})\theta$$

$$F_2 = (K\delta_2 - s_2 - i\mu_2 K)Y \qquad \left(\frac{s_{13}}{K}\right)$$

$$F_3 = (K\delta_3 - s_3 - i\mu_3 K)\theta + K(\delta_{13} - i\beta_{13})X$$

δ_j, β_j は [illegible]

s_j は [illegible] であるから [illegible]

[illegible]

$$\left.\begin{aligned} C_1' X + C_{13}'\theta &= H_1^+/K \\ C_3'\theta + C_{31}' X &= H_3^+/K \end{aligned}\right\}$$

$$C_2' Y = H_2^+/K \qquad (7)$$

$$C_1' = \nu + f_{11c} + \delta_1 - s_1/K - i(|H_1^+|^2 + \mu_1)$$

$$C_3' = \nabla K^2 + f_{33c} + \delta_3 - s_3/K - \frac{\nabla h_1}{K} - i\{|H_3^+|^2 + \mu_3\}$$

$$C_2' = \nu + f_{22c} + \delta_2 - (B + s_2)/K - i\{|H^+|^2 + \mu_2\}$$

$$C_{13}' = f_{13c} + \delta_{13} \left(-\frac{s_{13}}{K}\right) - i\{H_1^+\overline{H_3^+} + \beta_{13}\}$$

$H_1^+(K) = F_1(K) + \ldots$

$\mu_j = \beta_j|H_j^+|^2$, $\mu_{13} = \beta_{13} H_1^+ \overline{H_3^+}$, (7)

$$K\gamma = \frac{H_3^+}{C_3^+}$$

$$K\gamma = \frac{i}{(M\beta_2)\overline{H_2^+}}$$

$$\delta_1 \quad \gamma_{22}\delta + \delta_2 = \text{[illegible]}$$

ここで θ を消去するためには X と θ との比だけが必要である。

$$K\gamma = \frac{D_1}{\Delta}$$

$$K\theta = \frac{D_3}{\Delta}$$

$$\Delta = C_1'C_3' - C_{13}'^2$$

$$D_1 = C_3'H_1^+ - C_{13}'H_3^+$$

$$D_3 = C_1'H_3^+ - C_{13}'H_1^+$$

ところで $\beta_1 = \beta_2 = \beta_0$

とおいて D_1, D_3 は real である。

従って $\frac{X}{\theta} = \frac{D_1}{D_3} = l$ imaginary

l が imaginary であるためには Δ が imaginary

$$\Delta = C_1'C_3' - C_{13}'^2 = 0 \qquad (38)$$

すなわち $l_{11}\{C_1'C_3' - C_{13}'^2\} = C_1'(C_3'H_3^+ + C_3'H_1^+) - 2C_{13}'H_1^+H_3^+$

$$K\theta = \frac{i(l_{11}C_1' - C_{13}')\overline{H_1^+}}{(M\beta_1)\overline{H_1^+}\{l_{11}C_1'C_3' - C_{13}'^2\}}$$

$$K\gamma = \frac{i(C_3' - l_{11}C_{13}')}{(M\beta_1)\overline{H_1^+}\{\quad''\quad\}} \qquad (39)$$

$$KXH_1^+ + K\theta H_3^+ = \frac{i\overline{H_1^+}}{(M\beta_1)\overline{H_1^+}}, \qquad (40)$$

昭和　年　月　日

$$XH_1^2 + EH_3^2 = 0$$

$$= XH_1^2 + EH_1^2 \cdots$$

$$\cancel{F_3 = l F_1}$$

それを $F_3 = l F_1$ とおくと (27)(36) ~~とおく仮定(37)の値~~ から

sway と roll は完全独立でない運動であるから

以上の議論では このような damping は ある 点に 働く 拘束 ~~おける力で~~ 上 ~~体系~~ 与えてやればよい。

$$l\delta_1 = \delta_{13}, \quad l\delta_{13} = \delta_3, \quad \delta_3 = l^2\delta_3$$

$$l s_1 = s_{13}, \quad l s_{13} = s_3 \qquad s_3 = l^2 s_1 \qquad \cdots (41)$$

$$l\mu_1 = \mu_{13}, \quad l\mu_{13} = \mu_3, \quad \mu_3 = l^2\mu_1 \qquad (l>0)$$

$$\beta_3 |H_3|^2 = \beta_1 l^2 |H_1|^2 \qquad \cdots (42)$$

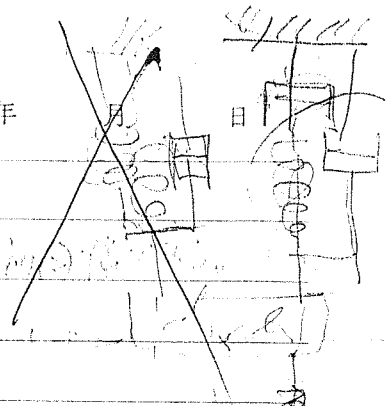
$$\frac{\beta_3}{\beta_1}\left(\frac{l}{l_w}\right)^2 = \frac{\beta_3}{\beta_1} = 1$$

$$l = l_w \qquad \cdots (43)$$

を 掛ける。 ~~これは~~

$$F_1 = (K\delta_1 - s_1 - iK\mu_1)(X + \cancel{H_1}) \qquad \cdots (44)$$

であるから $y = l_w$ の点 に ~~そうすれば~~ 働く ~~力~~ 力 となりその大きさは



次に sway が無視しうる場合について考えよう。
ぜい θ と Y に相関がなければ簡単であるが、前の例のように
うごいた例のように相関があるとしよう

そうすると

$$F_2 = (K\delta - S - i\mu)(Y + l\theta)$$
$$F_3 = l F_2 \qquad (44)$$

(35)(36)は

$$\therefore \quad C_2' Y + C_{23}' \theta = H_2^+/K$$
$$C_3' \theta + C_{23}' Y = H_3^+/K \qquad (45)$$

$$C_2' = \nabla + f_{2c} + \delta - \frac{1}{K}(B + S) - i\{|H_2^+|^2 + \mu\} \qquad (46)$$
$$C_3' = \nabla x^2 + f_{3c} + l^2\delta - \frac{1}{K}(\nabla M + l^2 S) - i\{|H_3^+|^2 + \mu l^2\}$$
$$C_{23}' = (\delta - \frac{S}{K} - i\mu)l$$

$$\Delta = C_2' C_3' - (C_{23}')^2 = C_{2c} C_{3c} - \{|H_3^+|^2 + \mu l^2\}\{|H_2^+|^2 + \mu\} - \{(\delta - \frac{S}{K})^2 + \mu^2 l^2\}$$
$$- i\left[C_{3c}(|H_2^+|^2 + \mu) + C_{2c}(\mu l^2 + |H_3^+|^2) - 2C_{23c}\mu l\right] \qquad (47)$$

$$KY = \frac{D_2}{\Delta}$$
$$K\theta = \frac{D_3}{\Delta} \qquad (48)$$

$$D_2 = C_3' H_2^+ - C_{23}' H_3^+ = C_{3c} H_2^+ - C_{23c} H_3^+ - i\{(|H_2^+|^2 + \mu l^2) H_3^+ - \mu l H_3^+\} \qquad (49)$$

$$D_3 = C_2' H_3^+ - C_{23}' H_2^+ = C_{2c} H_3^+ - C_{23c} H_2^+ - i\{(|H_2^+|^2 + \mu) H_3^+ - \mu l H_2^+\}$$

特に
$$\mu = \beta |H_2^+|^2$$
$$H_3^+ = i l H_{k2}^+ \qquad (47)$$

$$\frac{K\{\overline{OM} - l_1 k_1\}}{\beta B k - K(1 - k_2)}$$

昭和　　年　　月　　日

とそれぞれ $\left(C'_{2c} C'_{3c} - (C'_{23c})^2 - (1+2\beta)\, l^2 |H_2^+|^4 \right.$

$= \left\{ (C'_{3c} + l^2 C'_{2c})(1+\beta)|H_2^+|^2 - 2\beta C'_{23c} l \right\} |H_2^+|^2$

$D_2 H_2^+ + D_3 H_3^+ = C'_{3c} (H_2^+)^2 + C'_{2c} (H_3^+)^2 - 2 C'_{23c} H_2^+ H_3^+$

$- i \left[(1+\beta) l^2 (H_2^+)^2 - 2\beta l^2 (H_2^+)^2 + (1+\beta) |H_2^+|^2 (H_3^+)^2 - \beta l H_2^+ H_3^+ \right]$

$= (H_2^+)^2 \left[C'_{3c} - l^2 C'_{2c} - 2\beta l^2 - 2 i l C'_{23c} \right]$

$C'_{23c} = 0$ のとき　　$= 2l \, i C_{23}$

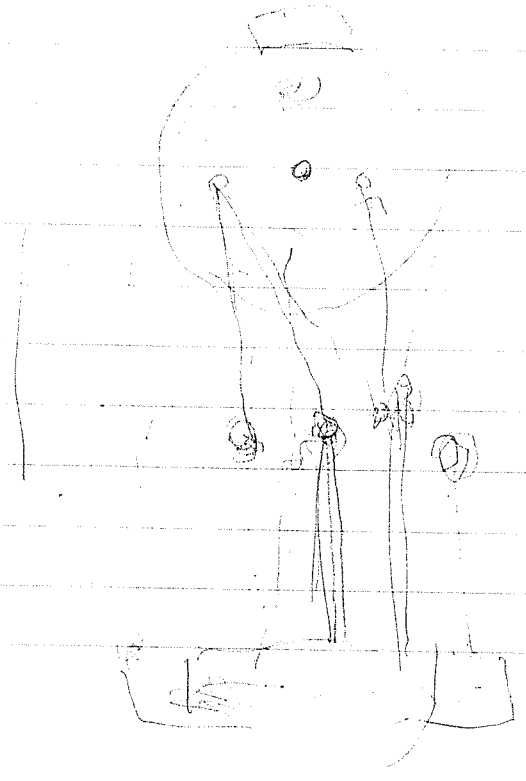
$C'_{2c} = \frac{(1+2\beta) l^2 \alpha^2}{C'_{3c}}$　　$1+2\beta = \frac{C'_{3c} C'_{2c}}{l^2 \alpha^2}$　　$\alpha = |H_2^+|^2$

$C'_{3c} - l^2 C'_{2c}$　　$C'^2_{3c} + (1+2\beta) l^4 \alpha^2$

$C'_{3c} - l^2 C'_{2c} - 2\beta \alpha l^2$　　$C'^2_{3c} - 2\beta \alpha l^2 C'_{3c} - (1+2\beta) l^4 \alpha^2$

$(C'_{2c} - \beta l^2)^2 - \beta^2 l^4 \alpha^2 (1+2\beta)^2$

$(C'_{2c} - \alpha l^2)(C'_{2c} + \alpha l^2) - (1+2\beta) \alpha l^2$



$$\phi = 2\int_0^d (d-y')\, S(x-x', y+y')\, dy'$$

$$\left.\frac{\partial \phi}{\partial x}\right|_{x=+0} = -(d-y)$$

$$S = \int_0^\infty \frac{1}{\sigma^2} \ln \frac{r_1}{r_2} - \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{e^{-k(y+y')}}{k+\mu i} \cos k(x-x')\, dk$$

$$\mathcal{L}S = i e^{-k(y+y')} \cos k(x-x')$$

$$\phi_s(x,y) = 2\int_0^d (d-y') e^{-k(y+y')} \cos kx\, dy' = -e^{-ky} H^+(k)$$

$$H^+(k) = -2\int_0^d (d-y) e^{-ky}\, dy$$

$$\phi \xrightarrow[x \gg 1]{} i H^+(k) e^{-ky - ikx}$$

$$\int_0^d (d-y)\phi_s(0,y)\, dy = \frac{1}{2}\left|H^+(k)\right|^2$$

$$\phi_c(0,y) = 2\int_0^d (d-y')\left[\ln\left|\frac{y-y'}{y+y'}\right| - \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \quad \right] dy'$$

$$\frac{\rho g \cdot g T}{8\pi \times 75} = \frac{10^4}{24 \times 75} \times T = \frac{10 \times T}{18}$$

$$= 30$$

$$F_c = \frac{h_1}{h_2^3} + \frac{h_1}{s+c^2} \times 981 \times 10^3 \qquad V_w = \frac{\lambda}{T}$$

$$= \mathrm{kg/sec.}$$

$$\frac{\omega^2}{g} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\frac{2\pi}{T} = \omega = \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}} \qquad T = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}} = \sqrt{\frac{6.28 \times 10}{10}}$$

$$= 8$$