

2次元滑走板の理論

別冊

目次

頁

1. 速度ポテンシャル等

1

2. 逆流水

6

3. 可逆定理

8

4. 抵抗

13-16

5. 最適船型

17

6. 結論と検討事項

22-24

附録A 核周流

A-1~3

" B 非線形補正

B-1~2

" C 高圧の逆做値

C-1~4

" D 浸水長分変化による

D-1

概要

浸水長および姿勢の変化を考慮に入れた
二次元滑走板の理論を展開し、最適形状を
定める手順について考察する。

浸水長の変化を直接導入する試みは煩雑で
かつ積分不能などの難点がある。理論に
鈴木のアプローチに従い、前端に吹出し特異点を
おいて、その強さか0となるよう逐次計算によって
浸水長を定めるものとする。

この特異性は元来、二次元理論で言う線積分項
の内の吹出し項であり、alternativelyは2重吹出項
を採り出すことも出来るが、それ以前に試みた浸水長
変化を表わす特異性となっている。それらは一点に
集中した圧力によるもので、前述のような難点を生ずる
訳である。

これを導入して以前試みたように逆流れと
可逆定理を導き問題を整理する。

1. 速度ポテンシャル, 境界条件等

複素速度ポテンシャルを $f(z)$ とし

$$f(z) = \phi(x, y) + i\psi(x, y), \quad (1.1)$$

$$u - iv = -\frac{df}{dz}, \quad (1.2)$$

一様流速 $U=1$, 密度 $\rho=1$ とすると水面では

$$\phi_x - k\psi = \begin{cases} 0 & \text{for } |x| > 1 \\ -p & \text{for } |x| < 1 \end{cases} \quad (1.3)$$

($k = g/U^2$)

水面上昇量 η は

$$\psi|_{y=0} = -\eta, \quad (1.4)$$

滑走板の下面では

$$\psi|_{y=0} = -[f(x) + \tau x + h], \quad \text{for } |x| < 1, \quad (1.5)$$

こゝに $f(x)$ は滑走板のオラセント, τ はトリム, h は上昇量とする。

複素速度ポテンシャル $f(z)$ のようにおこう。
解析関数 A の W を使って

$$f(z) = \phi + i\psi = \int_{-1}^1 \rho(\xi) W(z, \xi) d\xi + i\alpha [S'(z, 1) + iT], \quad (1.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \int_{-1}^1 \rho(\xi) S(z, \xi) d\xi + \alpha T'(z, 1) \\ \psi &= \int_{-1}^1 \rho(\xi) T(z, \xi) d\xi + \alpha S'(z, 1) \end{aligned} \right\} (1.17)$$

$$\begin{aligned}
 \phi_x \Big|_{y \rightarrow \infty} &\approx \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{y}{[x-z]^2 + y^2} p(z) dz + K \int p T dz + \alpha T_x' \\
 &= -p(x) + K \cdot [2\psi + \alpha S'] + \alpha T_x' \\
 &= K\psi - p(x) + \alpha S(\alpha-1) \quad , \quad \dots \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \psi_x \Big|_{y \rightarrow \infty} &= \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p(z)}{x-z} dz - K \int p S dz + \alpha KT(x, 1) \quad , \quad \dots \\
 &= \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p dz}{x-z} - K\phi + \frac{\alpha K}{\pi} \log|x| \quad , \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

(1.8) 右辺の第3項は $x=1$ における $\sin \alpha$ による圧力分布であつて、この影響で ψ は (1.7) から $x=1$ で α だけ jump する。

(1.5) の境界条件を (1.7) の2式に代入すれば、境界積分方程式となり、クツタの流出条件

$$p(-1) = 0 \quad (1.10)$$

を附加すると解は一義的に定まる。

これらの解を次のように定義しよう。

$$\left. \begin{aligned}
 \int_{-1}^1 p_f(z) T(x, z) dz &= -f(x) - h_f, \\
 \int_{-1}^1 p_c(z) T(x, z) dz &= -x - h_c,
 \end{aligned} \right\} (1.11)$$

p_f, p_c は共にクツタの条件を満たすものとし、

揚力 L , モーメント (距上げ) M は,

$$L = \int_{-1}^1 p(x) dx, \quad M = \int_{-1}^1 p x dx, \quad (1.20)$$

であるから

$$\left. \begin{aligned} \frac{L_f}{M_f} &= \int_{-1}^1 \left[p_f(x) - \frac{h_f}{h\alpha} p_\alpha \right] dx \left(\frac{1}{x} \right) \\ \frac{L_c}{M_c} &= \int_{-1}^1 \left[p_c - \frac{h_c}{h\alpha} p_\alpha \right] dx \left(\frac{1}{x} \right) \\ \frac{L_\alpha}{M_\alpha} &= \frac{1}{h\alpha} \int_{-1}^1 p_\alpha dx \left(\frac{1}{x} \right) \end{aligned} \right\} (1.21)$$

とすれば

$$\left. \begin{aligned} L &= L_f + \tau L_c + h L_\alpha \\ M &= M_f + \tau M_c + h M_\alpha \end{aligned} \right\} (1.22)$$

と書ける。

揚抗については 前端に 吸込 α α が あり と するに 従って の 揚抗

$$D_p = \int_{-1}^1 p \frac{\partial \psi}{\partial x} dx, \quad (1.23)$$

に 運動量 損失 揚抗

$$D_M = -p \alpha U, \quad (1.24)$$

を加えれば よう ように 見える。

$$D = D_p + D_M, \quad (1.25)$$

無限級数の和

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{p(n)} e^{-iK(x-n)} + 2i\alpha e^{-iK(x-1)}$$

$$\int_{-1}^1 p(z) e^{iKz} dz = H(K)$$

$$f(z) = 2H(K) e^{-iKx} + 2i\alpha e^{-iK(x-1)}$$

$$y = \frac{1}{2i} (f - \bar{f}) = \frac{1}{2} (H + i\alpha e^{iK} - \bar{H})$$

2. 逆流れ

- 逆流れを逆に正流れを考えると。

$$-\tilde{\rho}_x + k\tilde{\psi} = \begin{cases} 0 & |x| \geq 1 \\ -\tilde{\rho} & |x| < 1 \end{cases} \quad (2.1)$$

$$\tilde{\psi}|_{y=0} = \tilde{\rho} \quad (2.2)$$

境界条件は

$$\tilde{\psi}|_{y=0} = f(x) + \tilde{T}x + \tilde{h} \quad (2.3)$$

$$\tilde{\rho} = -\int_{-1}^1 \tilde{\rho} \tilde{S} d\tilde{z} \quad (2.4)$$

$$\tilde{\rho} = -\int_{-1}^1 \tilde{\rho} \tilde{T} d\tilde{z}$$

$$\tilde{S} = -k\tilde{T} = \dots$$

$$\tilde{S} + i\tilde{T} = \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-iKR}}{R - K + \mu i} dR \quad (2.5)$$

$$= S + iT - 2e^{-iKz}$$

(A.2) の関係は同じ。

流れの対称性から $\tilde{\rho}^*(x) = \tilde{\rho}(x)$ とし。

$$\tilde{\rho}^*(x) = \tilde{\rho}(-x) \quad \text{偶関数} \quad \tilde{\rho}^*(x) = \tilde{\rho}(x) \quad (2.6)$$

$$\tilde{\rho}^*(x) = -\tilde{\rho}(-x) \quad \text{奇関数} \quad \tilde{\rho}^*(x) = -\tilde{\rho}(x)$$

今

$$\psi = -\eta = \int_{-1}^1 p_T d\tilde{z}, \quad (2.7)$$

$$\tilde{\psi} = \eta = -\int_{-1}^1 \tilde{p}_T d\tilde{z}$$

とあわせて (2.5) より

$$\begin{aligned} \eta &= -\int_{-1}^1 \tilde{p}_T [T + 2\mu_0 K(x-\tilde{z})] d\tilde{z} \\ &= -\int_{-1}^1 \tilde{p}_T d\tilde{z} - 2 \left(\tilde{H}_c \mu_0 Kx - \tilde{H}_s \omega_0 Kx \right) \end{aligned}$$

とあわせて (2.7) を1式と辺々かき足して、

$$\int_{-1}^1 (p - \tilde{p}) T d\tilde{z} = 2 \tilde{H}_c \mu_0 Kx - 2 \tilde{H}_s \omega_0 Kx, \quad (2.8)$$

とあわせて、

$$\int_{-1}^1 \begin{pmatrix} P_{dc} \\ P_{ds} \end{pmatrix} T d\tilde{z} = \begin{pmatrix} \omega_0 Kx \\ \mu_0 Kx \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

とあわせて

$$p - \tilde{p} = 2 \tilde{H}_c P_{ds}(x) - 2 \tilde{H}_s P_{dc}(x), \quad (2.10)$$

但し、

$$\tilde{H} = \tilde{H}_c \leftarrow i \tilde{H}_s = \int_{-1}^1 \tilde{p} e^{-ikx} dx, \quad (2.11)$$

で (2.6) の変換係数である。\$\eta\$ が even ならば、

$$\tilde{H}(k) = \int_{-1}^1 p(x) e^{-ikx} dx = \int_{-1}^1 p(x) e^{+ikx} dx = H(k) \quad (2.12)$$

odd ならば

$$\tilde{H}(k) = -H(k)$$

また \$P_{dc}, P_{ds}\$ は \$k\$ の奇関数ではあるが、

3. 可逆定理.

境界積分方程式 (1.7) より

$$\psi = -\psi = \int_{-1}^1 p(z) T(x-z) dz + \alpha S'(x-1), \quad (3.1)$$

ここで $\tilde{p}(x)$ をかけた積分すると $[z' \rightarrow z \text{ for } |z| < 1, z \rightarrow -0]$

$$-\int_{-1}^1 \tilde{p}(x) \psi dx = \int_{-1}^1 p(z) dz \int_{-1}^1 \tilde{p}(x) T(x-z) dx + \alpha \int_{-1}^1 \tilde{p}(x) S'(x-1) dx,$$

$$T(x) = \tilde{T}(x) \text{ for } x < 1, \quad S'(x-1) \underset{x < 1}{=} S(x-1) = -\tilde{S}(1-x)$$

$$-\int_{-1}^1 \tilde{p} \tilde{T} dz = \tilde{\psi} = \tilde{\psi} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \quad (3.2)$$

$$\int_{-1}^1 \tilde{p} \tilde{S} dz = -\tilde{\phi}$$

$$\int_{-1}^1 \tilde{p}(x) \psi dx = \int_{-1}^1 p \tilde{\psi} dx + \alpha \tilde{\psi}(1), \quad (3.3)$$

次に (1.9) の形では

$$\psi_x = -\psi_x = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p}{x-z} dz - K \int_{-1}^1 p S \frac{(x-z)}{z} dz + \alpha K T(x-1), \quad (3.4)$$

ここで \tilde{p} をかけた積分すると

$$-\int_{-1}^1 \tilde{p} \psi_x dx = \int_{-1}^1 p dz \left[\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\tilde{p} dx}{x-z} - K \int_{-1}^1 \tilde{p} S(x-z) dz \right] + \alpha K \int_{-1}^1 \tilde{p} T(x-1) dx,$$

$$= + \int_{-1}^1 \tilde{p} \tilde{\psi}_x dx + \alpha K \tilde{\psi}(1) = + \int_{-1}^1 \tilde{p} \tilde{\psi}_x dx - \alpha K \tilde{\psi}(1), \quad (3.5)$$

$(\frac{1}{x-z})$ の積分は $\int_{-1}^1 \frac{\tilde{p} dx}{x-z}$ の条件 $p(-1) = p(1) = 0$ が成り立つと成立する。

$$\left. \begin{aligned}
 p(x) &= \frac{c + d \cos \theta}{\kappa \theta} + \sum b_n \kappa^n n \theta \\
 \tilde{p} &= \frac{\tilde{c} + \tilde{d} \cos \theta}{\kappa \theta} + \sum \tilde{b}_n \kappa^n n \theta
 \end{aligned} \right\} (3.6)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p dz}{x-z} = -d + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos n \theta$$

$$I = \frac{1}{\pi^2} \int_{-1}^1 \tilde{p} dx \int_{-1}^1 \frac{p dz}{x-z} = \frac{1}{\pi^2} \left[\int_0^{\pi} [-d + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos n \theta] [\tilde{c} + \tilde{d} \cos \theta + \sum \tilde{b}_n \kappa^n n \theta] d\theta \right]$$

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{b}_n \kappa^n n \theta \kappa \theta &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{b}_n (\cos(n-1)\theta - \cos(n+1)\theta) \\
 &= \frac{1}{2} \left[\sum_{n=2}^{\infty} \tilde{b}_{n-1} \cos n \theta - \sum_{n=2}^{\infty} \tilde{b}_n \cos n \theta \right] = \sum_{n=2}^{\infty} \tilde{b}_{n-1} \tilde{b}_n
 \end{aligned}$$

$$\therefore I = -d\tilde{c} + \frac{d}{2} \tilde{b}_1 + \frac{\tilde{d}}{2} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} b_n \tilde{b}_{n+1} - \frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} b_n \tilde{b}_{n-1}$$

$$\therefore \tilde{I} = \frac{1}{\pi^2} \int_{-1}^1 p dx \int_{-1}^1 \frac{\tilde{p} dz}{x-z} = -\tilde{d}c - \frac{\tilde{d}}{2} b_1 + \frac{b_1}{2} d + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} b_n \tilde{b}_{n+1} - \frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} b_n \tilde{b}_{n-1}$$

$$\therefore I + \tilde{I} = -(d\tilde{c} + \tilde{d}c) = -\frac{1}{4} \left\{ (c-d)(\tilde{c}+\tilde{d}) + (\tilde{c}-\tilde{d})(c+d) \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 p \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{\sigma}{\theta} \\
 \xrightarrow{x \rightarrow -1} \frac{\delta}{\theta}
 \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned}
 \tilde{p} \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{\tilde{\sigma}}{\theta} \\
 \xrightarrow{x \rightarrow -1} \frac{\tilde{\delta}}{\theta}
 \end{aligned} \right\} (3.7) \quad \left. \begin{aligned}
 c &= -\frac{1}{2} (\sigma\tilde{\delta} - \tilde{\sigma}\delta) \\
 d &= \frac{1}{2} (\sigma\tilde{\delta} + \tilde{\sigma}\delta)
 \end{aligned} \right\} (3.8)$$

উদাহরণ

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma &= c+d, \quad \delta = c-d \\
 \tilde{\sigma} &= \tilde{c}-\tilde{d}, \quad \tilde{\delta} = c+d
 \end{aligned} \right\}$$

$$\therefore c = \frac{\sigma+\delta}{2}, \quad d = \frac{\sigma-\delta}{2}, \quad \tilde{c} = \frac{\tilde{\sigma}+\tilde{\delta}}{2}, \quad \tilde{d} = \frac{\tilde{\delta}-\tilde{\sigma}}{2}$$

よって、かつたの条件が成立する場合は (3.7) で定義される
 σ, δ を使って

$$-\int_{-1}^1 \tilde{p}' \eta_x dx = -\frac{\pi}{2} (\sigma \tilde{\delta}' - \tilde{\sigma}' \delta) + \int_{-1}^1 \tilde{p} \eta_x dx - \alpha K \tilde{\eta}'(1), \quad (3.9)$$

と因子 α によって明らかになる。かつたの条件が満たされる (3.5) の右辺は

(3.9) から生ずる揚力 L によって

$$L = \int_{-1}^1 \tilde{p} dx = -\int_{-1}^1 \tilde{p}' \eta_x dx + \frac{\pi}{2} (\sigma \tilde{\delta}' - \tilde{\sigma}' \delta) + \alpha K \tilde{\eta}'(1), \quad (3.10)$$

\tilde{p}' は $\tilde{p}_x = 1$ の解とする。よって $\tilde{\delta}' = 0$ かつたの条件を満たす δ と $\sigma = 0$ ならば

$$L = -\int_{-1}^1 \tilde{p}' \eta_x dx + \alpha K \tilde{\eta}'(1), \quad (3.10')$$

また $\alpha = 0$ ならば

$$L = -\int_{-1}^1 \tilde{p}' \eta_x dx = \int_{-1}^1 \tilde{p}'(x) \eta_x(-x) dx, \quad (3.10'')$$

$$M = \int_{-1}^1 \tilde{p} x dx = + \int_{-1}^1 \tilde{p}' \eta_x dx = \frac{\pi}{2} (\sigma \tilde{\delta}' - \tilde{\sigma}' \delta) + \alpha K \tilde{\eta}'(1), \quad (3.11)$$

例1 $\tilde{p}'(x)$ は $\tilde{p}_x = -1/x$, $\tilde{p} = \frac{1}{2}(1-x^2)$ の解, (3.12)
 でかつたの条件を満たす δ と σ とする。

よって (3.10') を満たすならば

$$M = \int_{-1}^1 \tilde{p}' \eta_x dx - \alpha K \tilde{\eta}'(1) \quad (3.11')$$

式 (12) の

$$L_a = \frac{1}{h_a} \int_{-1}^1 \tilde{P}_a dx = \frac{K \tilde{P}_a(1)}{h_a} = \frac{K}{h_a} (h_T + 1),$$

$$M_a = \frac{1}{h_a} \int_{-1}^1 \tilde{P}_a x dx = -\frac{K \tilde{P}_a(1)}{h_a} = -\frac{K h_c}{h_a},$$

(3.13)

式 (3.10'), (3.11') より一般に次の関係が成り立つ

$$L = -\int_{-1}^1 \tilde{P}_T f_x dx + \tau L_T + (h - \tau h_T - h_f) K (h_T + 1), \quad (3.14)$$

$$= -\int_{-1}^1 \tilde{P}_T f_x dx - K h_f (h_T + 1) + \tau (L_T - K h_T (h_T + 1)) + h K (h_T + 1),$$

$$L_T = -\int_{-1}^1 \tilde{P}_T dx = \int_{-1}^1 \tilde{P}_T dx, \quad (3.14')$$

$$M = \int_{-1}^1 \tilde{P}_c f_x dx + \tau M_T - (h - \tau h_T - h_f) K h_c$$

$$= \int_{-1}^1 \tilde{P}_c f_x dx + K h_f h_c + \tau (M_T + K h_T h_c) - h K h_c, \quad (3.15)$$

$$M_T = \int_{-1}^1 \tilde{P}_c dx = + \int_{-1}^1 \tilde{P}_c x dx, \quad (3.15')$$

(3.9) において \tilde{P}_0 を $\tilde{\psi} = 1$: out. の解と ~~し~~ し, 発端の α は次の通り

$$\int_{-1}^1 \tilde{P}_0 \tilde{T} dz = -1,$$

の解とすると,

$$-\int_{-1}^1 \tilde{P}_0 \tilde{\psi}_x dx = -\frac{\pi}{2} \sigma \tilde{\delta}_0 - \alpha K, \quad \alpha = \frac{h_f - h_f - T h_f}{-h_f}, \quad (3.16)$$

となり $h_i = h_f + T h_c$ とすると σ が決まる。

(3.5) において

$$\tilde{\psi}^2(x) = -\int_{-1}^1 \tilde{P} \tilde{T} dz - \tilde{\psi} \tilde{S}''(z, 1),$$

$$\tilde{S}'' = \tilde{S} + \frac{\sigma}{\pi},$$

(3.17)

とあわせて

$$-\int_{-1}^1 \tilde{P} \tilde{\psi}_x dx = \int_{-1}^1 \tilde{P} \tilde{\psi} dz - \alpha K \left[\tilde{\psi}(1) + \frac{\sigma \tilde{S}'(1)}{2} \right], \quad (3.18)$$

\tilde{P} と \tilde{P} とすると, $\tilde{P} = \tilde{P}$ とすると,

$\tilde{P} = \tilde{P}$ とすると, $\tilde{P} = \tilde{P}$ とすると,

4. 抵抗

(3.4)に p を加え7種分すると (3.8) の上の式を改めて

$$D_p = \int_{-1}^1 p' \eta_x dx = \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K |H(K)|^2 - \alpha K \int_{-1}^1 p(x) T(x-1) dx,$$

$$K\psi(1) = -\alpha U(1+0)$$

よって

$$\int_{-1}^1 p T(x-1) dx = \int_{-1}^1 p T(1-x) dx + 2 \int_{-1}^1 p(x) \sin K(x-1) dx$$

$$= \left[\psi(1) - \frac{3\alpha}{2} \right] - 2 (H_s \cos K - H_c \sin K)$$

$$|H'|^2 = |H + i\alpha e^{iK}|^2 = (H_c - \alpha \sin K)^2 + (H_s + \alpha \cos K)^2$$

$$= H_c^2 + H_s^2 + \alpha^2 - 2\alpha(H_c \sin K + H_s \cos K)$$

と整理

$$D_p = \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K |H'(K)|^2 - K\alpha^2 - \alpha K \left(-\frac{U(1+0)}{K} - \frac{3}{2}\alpha \right)$$

$$= \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K |H'(K)|^2 + \frac{K}{2} \alpha^2 + \alpha U(1+0), \quad (4.1)$$

これに (1.24) の D_H を加える

$$D_T = D_p + D_H = -\alpha(1-U) + \frac{K}{2} \alpha^2 + \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K |H'(K)|^2, \quad (4.2)$$

よって 中1項は 噴出 $U\alpha$ に 噴流 $(1-U)$ があたる際の 圧力が γ であり
 中2項は 青銅水圧 $(\frac{K}{2} \times \alpha)$ に よる力

中3項は 従来の 飛沫抵抗

中4項は 造沫抵抗 となる。

さて p を (1.18) のように表現すると

$$p(x) = p_f'(x) + \tau p_\tau' + h p_\alpha' \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} D_p &= \int_{-1}^1 p(f_x + \tau) dx = \tau L + \int_{-1}^1 f_x (p_f' + \tau p_\tau' + h p_\alpha') dx \\ &= \int_{-1}^1 f_x p_f' dx + \tau \left\{ L + \int_{-1}^1 f_x p_\tau' dx \right\} + h \int_{-1}^1 p_\alpha' f_x dx; \quad (4.4) \end{aligned}$$

一方 (1.22) より

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\Delta} [(L - L_f') M_\alpha - (M - M_f') L_\alpha] \\ B &= \frac{1}{\Delta} [(M - M_f') L_\tau' - (L - L_f') M_\tau'] \\ \Delta &= L_\tau' M_\alpha - L_\alpha M_\tau' \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} A &= L + \int_{-1}^1 p_\tau' f_x dx \\ B &= \int_{-1}^1 p_\alpha' f_x dx \end{aligned} \quad (4.6)$$

よって

$$D_p = \int_{-1}^1 p_f' f_x dx + \frac{1}{\Delta} [(L - L_f') (A M_\alpha - B M_\tau') - (M - M_f') (A L_\alpha - B L_\tau')] \quad (4.7)$$

さて船形をかえなくて重心位置、つまり M を変化させる時上式から抵抗は ' M に比例' しているので極小、極大はなく、直線的に变化するから比例定数

$$-\frac{1}{\Delta} (A L_\alpha - B L_\tau')$$

が「正らば」Mは負、つまりトリムは小さい程、それが負なら「大きい程」。

結局 最適トリム (極小化を与えるという意味での) は常に 0 になる。

左が「小さい」輸送量を一定とした場合の「場合」である。次に 最小抵抗問題 を考えよう。

左が (4.2) に おいて ^{右に} 1 次項 は 1 次 の 量 である。 $\alpha = 0$ とする事が 必ず 必要 である。 ($\alpha > 0, \alpha < 0$ は 考えない)

$\alpha = 0$ とすると

$$D_T = D_D = \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K|H|^2, \quad (4.8)$$

となり、飛距離と送流の両抵抗 0 2 となる。

(3.16) より

$$\sigma = \frac{2}{\pi \delta_0} \int_{-1}^1 \tilde{P}_0 \eta_x dx = \frac{2}{\pi \delta_0} \int_{-1}^1 \tilde{P}_0 (f_x + T) dx, \quad (4.9)$$

$$H(k) = - \int_{-1}^1 \tilde{P}_a(x) \eta_x dx = - \int_{-1}^1 \tilde{P}_a(x) (f_x + T) dx, \quad (4.10)$$

④ $\tilde{P}_a(x)$ は $\tilde{P}(x) = e^{ikx}$ の 解 で $\tilde{P}_a(1) = 0$ となる。

となる。

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_f + T \sigma_t \\ H = H_f + T H_t \end{cases} \quad (4.11)$$

とすると

$$\begin{aligned}
 D_p &= \frac{\pi}{4} (\sigma_f^2 + 2\tau \sigma_f \sigma_T + \tau^2 \sigma_T^2) + K [|H_f|^2 + \tau (H_T \bar{H}_f + \bar{H}_T H_f) + \tau^2 |H_c|^2] \\
 &= \frac{\pi}{4} \sigma_f^2 + K |H_f|^2 + \tau^2 \left\{ \frac{\pi}{4} \sigma_T^2 + |H_T|^2 \right\} \\
 &\quad + 2\tau \left\{ \frac{\pi}{4} \sigma_f \sigma_T + K (H_T \bar{H}_f + \bar{H}_T H_f) \right\} \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

τ について微分をとり 0 とおくと

$$2\tau \left(\frac{\pi}{4} \sigma_f \sigma_T + K (H_T \bar{H}_f + \bar{H}_T H_f) \right) + 2 \left\{ \frac{\pi}{4} \sigma_f \sigma_T + K (H_c \bar{H}_f + \bar{H}_c H_f) \right\} = 0$$

この式を代入すると

$$D_p = \frac{\pi}{4} \sigma_f^2 + K |H_f|^2 + \tau \left(\frac{\pi}{4} \sigma_f \sigma_T + K (H_c \bar{H}_f + \bar{H}_c H_f) \right) \quad (4.13)$$

$$\tau = - \frac{\frac{\pi}{4} \sigma_f \sigma_T + K (H_c \bar{H}_f + \bar{H}_c H_f)}{\frac{\pi}{4} \sigma_c^2 + K |H_c|^2}$$

今、 $H_f = 0$ とすると
簡潔の為に

$$D_p = \frac{\pi}{4} \sigma_f^2 - \frac{\sigma_f}{\sigma_c} = \frac{\pi}{4} \left(\sigma_f - \frac{2}{\pi \sigma_c} \right)^2 - \frac{4}{\pi \sigma_c^2} \quad (4.14)$$

となり D_p の極小値は負となるがこれはありえない。

このようにして D_p の最小値は 0 以外になく、この時それは極値と存らぬ。

よって、 H_f を小さくする以外に振幅を小さくする方法は無い。

5. 最適船型

今 フールド数 $0.5 \sim 1.0$ の間で最も抵抗の少ない船型又は姿勢について考えよう。

先ず"抵抗は先端特異性 α ($\alpha > 0$)に比例するから、これは0の方が望ましい。

そこで $\alpha = 0$ としよう。

姿勢は船体重量 W とそのモーメント M_w から

$$\left. \begin{aligned} W &= \int_{-1}^1 \rho dx = L_f + \tau L_\tau, \\ M_w &= \int_{-1}^1 \rho x dx = M_f + \tau M_\tau, \end{aligned} \right\} (5.1)$$

$$\left. \begin{aligned} (L_f) \\ (M_f) \end{aligned} \right\} = \int_{-1}^1 P_f(x) dx, \quad \left. \begin{aligned} L_\tau \\ M_\tau \end{aligned} \right\} = \int_{-1}^1 P_\tau dx, \quad (5.2)$$

から定まる。

先ず"式1からトリアタは

$$\tau = \frac{W - L_f}{L_\tau}, \quad \dots (5.3)$$

が与えられ、式2から

$$\tau = \frac{M_w - M_f}{M_\tau}, \quad (5.4)$$

と与えられるから、両式が共に成立つためには M_w つまり重心位置は次式で決まってしまう。

$$\frac{M_W}{M_T} = \frac{M_f}{M_T} + \frac{W - L_f}{L_T} \quad (5.5)$$

このように重心を選んだ時 抵抗 D は

$$\begin{aligned} D &= \int_0^L \rho \eta_x dx = \int_0^L \rho f_x dx + \tau W \\ &= \int_0^L \rho_f f_x dx + \tau (W - \tilde{L}_f) \quad (5.6) \end{aligned}$$

$$\int_0^L \rho_f f_x dx = - \int_0^L \rho_f dx = -\tilde{L}_f \quad (5.7)$$

(5.3) を代入すると

$$D = \int_0^L \rho_f f_x dx + \frac{1}{L_T} (W - L_f)(W - \tilde{L}_f) \quad (5.8)$$

f が偶関数ならば $\tilde{L}_f = L_f$ であるから大抵常に $\tilde{L}_f \neq L_f$ としてよからう。

そうすると右辺第2項は通常に正 ($L_T > 0$) となるので結局 $\tau = 0$ が最適と云ってよ。

この時

$$D = \int_0^L \rho_f f_x dx \quad (5.9)$$

この抵抗は造流抵抗と所謂飛沫抵抗となり

先ず飛沫抵抗は前後端で ρ_f が 0 となれば

又は有限値

なくなり、逆波抵抗はコッチン度数が小さくなるほど小さくなり、二次元では常に0にできる。

その際にはまず

$$p(x) = (\sigma_{xx} + K^2 \sigma(x)) \quad (5.10)$$

とおき $\sigma(\pm 1) = \sigma_x(\pm 1) = 0$

とおくと コッチン度数は0となるので逆波抵抗はなくなる。

そのような σ として、

$$\sigma_n(x) = \frac{1}{2n} \left[\frac{\sin(n-1)\theta}{n-1} - \frac{\sin(n+1)\theta}{n+1} \right], \quad n \geq 2, \quad x = \cos \theta \quad (5.11)$$

が考えられ、これは以下のようになります

$$P_n(x) = K^2 \sigma_n(x) + \frac{\cos n \theta}{2\theta}, \quad n \geq 2 \quad (5.12)$$

$$\int_{-1}^1 P_n(x) dx = \begin{cases} \frac{\pi}{\theta} K^2, & \text{for } n=2 \\ 0, & \text{for } n \geq 3 \end{cases} \quad (5.13)$$

これを組合せると両端で圧力を0とする事が出来、飛沫抵抗もなくなる事が出来るが (5.13) から揚力は $K^2 (= \frac{1}{2F_n})$ に比例するので、 θ レード数が大きくなると大抵小さくなる。

最も簡単な例は

$$p(x) = P_2(x) - P_4(x) \quad (5.14)$$

$$\left(\frac{L'}{\rho \frac{1}{2} U^2} \right) = L = \int_{-1}^1 p(x) dx = \frac{\pi}{\theta} K^2$$

滑走面形状は (1.7) 式に (5.10) を代入して

$$\eta(x) = \int_{-1}^1 p(\xi) T(x, \xi) d\xi = \left[\sigma(\xi) T(x, \xi) - \sigma \frac{dT(x, \xi)}{d\xi} \right]_{-1}^1 + \int_{-1}^1 \sigma(\xi) \left\{ \frac{d^2 T}{d\xi^2} + K^2 T \right\} d\xi$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T}{d\xi^2} + K^2 T &= + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} (k+K) \cos k(x-\xi) dk \\ &= \frac{1}{\pi(x-\xi)^2} + \frac{K}{\pi \sqrt{(x-\xi)^2 + 4^2}} \end{aligned}$$

$$\therefore \eta(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\sigma(\xi) d\xi}{(x-\xi)^2} + K \sigma(x) \quad (5.15)$$

$$\eta(x) = K \sigma(x) + \frac{\cos \eta \theta}{\pi} \quad (5.16)$$

$L (= \Omega)$ は実務問題で $F_r = 1$ で 0.1 の程度を
 考えているので、それを代入して (5.14) の p に対応する σ を
 考えて見ると、曲面の曲がりはいさぐさ大きくなるように思われる。
 少くとも現実的ではないので、高速度では
 造形抵抗が小さくなる事を考えて、飛沫抵抗
 がゼロになるよう、圧力が前縁でもゼロになるようにして造形抵抗
 がなるべく小さくなるように考えるべきであろう。



即ち真速では造波抵抗は

$$D_w = K |H|^2,$$

$$H = \int_{-1}^1 \rho_f e^{iKx} dx \doteq L_f \quad *$$

$$C_{Dw} = \left(\frac{D_w}{\rho \frac{L}{2} V^2} \right) = D_w \doteq K L_f^2, \quad \frac{C_{Dw}}{C_L} \doteq K C_L \quad (5.17) \quad \text{丸腰?}$$

今は上述のように $K = \frac{1}{2L} = 0.5$ で $C_L = 0.1$ 程度と考えているので $D_w \doteq \frac{1}{2} C_L$ 程度となる。

飛沫抵抗をなくするのは 船尾は $p \propto \sin \theta$ のような

圧力を生ずるか、あるいは (4.9) 等により

$$\int_{-1}^1 \tilde{p}_0 f_x dx = 0, \quad (5.18)$$

のように f_x を選べばよい。

$$* \quad H \doteq \int_{-1}^1 \rho_f \left(1 - \frac{K^2 x^2}{2} \right) dx = L_f - \frac{K^2}{2} \int_{-1}^1 \rho_f x^2 dx.$$

$$= L_f \left(1 - \frac{K^2}{2} r^2 \right), \quad r^2 = \frac{1}{L_f} \int_{-1}^1 \rho_f x^2 dx.$$

となる故、 r が「大きい」つまり船首端に揚力を集中させれば「させる」程造波抵抗は小さくなる。

つまりと船尾の曲がりも大きくなる

6. 結論と検討事項

i) 浸水長と姿勢の変化を考慮した二次元滑走板の理論を立てる為には前端に吹出特定点を設けてそれを媒介とする逐次計算法を考へる。

これは模型的には船首板が垂直で沈下、浮上により浸水長が変化しないと仮定する事に相当すると考えられる。

ii) 与えられた排水量、重心に對し、トリム、ジニケエツは可逆定理によつて、甲板およびキャムバー付滑走板の2種の圧力分布を求めておけば後は与えられた滑走板のオフセットを与えただけで計算出来る。^附

iii) 姿勢の準静的不安定条件としてポロロジック速度が予測出来そうであるが、その速度は浸水長だけから定まる。

iv) 2の特定点の導入によつて運動量損失抵抗、水頭抵抗が従来の飛沫抵抗、造波抵抗に附加される。

v) 最適船型はホーホジニダを越さない (最高速度が
最高速度の制限となる) で 前端吹出しなく、かつ
前後端で圧力0の船型となる。

vi) 造体抵抗0の船型もあるがそれは曲がりかた
大きすぎるように見える。

vii) 抵抗はトリムが1辺式であるので 最適トリム
はなく、従ってトリムは出来るだけ小さく止め、
排水量はできるだけ Camber による揚力
によって支えるのが望ましい。

以上の結論を踏まえて次の訂算を実施する。

なお排水量を $W = \rho g V$ とすると finess ratio は

$$\frac{W}{\rho g L_{WL}^2} = \frac{V}{L_{WL}^2} = \delta = \frac{de}{L_{WL}} \quad de: \text{等価吃水}$$

$$C_L = \frac{W}{\frac{\rho}{2} L_{WL} V^2} = 2\delta / F_{WL}^2, \quad F_{WL} = \frac{V}{\sqrt{g L_{WL}}}$$

また長波に到達しないフルード数

$$F_\lambda = \frac{V}{\sqrt{g \lambda}} = F_{WL} \delta^{1/2}$$

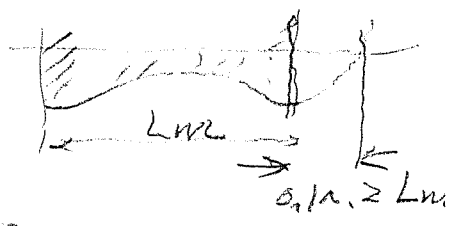
で 図2示の範囲は $F_{WL} = 0.5 \sim 1.0$, $\delta = 0.1$ 前後。

i) 平板滑走板.

実験と比較し上述の速度, 排水量の範囲で非線型修正の可能性を検討する。

ii) (5.14)の飛沫なし, 波なしの底面形状を計算する。これは右図のように仮定する。

これに図のように $0.1 \sim 0.2 L$ の船首をつけて加えて全速度で姿勢等計算する。



また重心を前後にずらしを計算する。

iii) 単純に Camber をつけた船型に

前項同様船首部をつけて, 軽量の

重心位置で姿勢, 圧力, 抵抗を計算する。



v) 以上の計算による抵抗値 D/W を \sqrt{V} ベースで整理して最適船型を探す。

明録 A 核函数

$$W = S(s+iT) = \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-ikx}}{k-iK} dk \quad (A.1)$$

$$\left(\frac{d}{ds} + iK\right)(S+iT) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-ikx} dk = \frac{e^{-ikx}}{\pi i} \quad (A.2)$$

$$\frac{dS}{dx} - KT = \frac{e^{-ikx}}{\pi(x^2+y^2)}$$

$$\frac{dT}{dx} + KS = \frac{x}{\pi(x^2+y^2)}$$

Handbook 4.2.3.2

$$S+iT = \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-ikx}}{k-iK} dk \quad x > 0$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-kx}}{k+iK} dk + 2e^{-iKx} \quad x < 0 \quad (A.3)$$

Handbook 4.2.3.2

$$g(kx) + if(kx) = \int_0^{\infty} \frac{t+i}{1+t^2} e^{-kxt} dt = \int_0^{\infty} \frac{t+iK}{t^2+K^2} e^{-kxt} dt$$

$$S+iT(x) = \frac{1}{\pi} [f(kx) - ig(kx)] \quad x > 0 \quad (A.4)$$

$$S+iT = \frac{1}{\pi} [-f(k|x|) + ig(k|x|)] + 2e^{+iK|x|} \quad x < 0$$

$$g + if \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \left\{ \gamma + \frac{1}{2} \ln kx - \frac{\pi i}{2} \right\} e^{-ikx}$$

$$S+iT \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{1}{\pi i} \left\{ \gamma + \frac{1}{2} \ln kx - \frac{\pi i}{2} \right\} e^{-ikx} \quad (A.5)$$

$$S+iT \xrightarrow{x \rightarrow -0} \frac{1}{\pi i} \left\{ \gamma + \frac{1}{2} \ln k|x| + \frac{\pi i}{2} \right\} e^{ikx} + 2e^{iK|x|}$$

$$S+iT = S+iT - \frac{i}{\pi} \log x$$

No. A-2

Date

$$\left. \begin{aligned} S &\xrightarrow{x \rightarrow +0} \frac{1}{2} \\ &\xrightarrow{x \rightarrow -0} -\frac{1}{2} + 2 \end{aligned} \right\} AS = -1$$

$$T \xrightarrow{x \rightarrow \pm 0} \frac{1}{\pi} (\delta + \log|x|)$$

(A.6)

$x \gg 1$

$$S+iT \rightarrow \frac{1}{i\pi} \left[\frac{1}{-iKx} + O\left(\frac{1}{x^2}\right) \right] = \frac{1}{\pi Kx} + O\left(\frac{1}{x^2}\right)$$

(A.7)

$x \ll -1$

$$S+iT \rightarrow -\frac{1}{\pi K|x|} + 2e^{-iKx}$$

$$\left. \begin{aligned} S' &= S + \frac{\theta + \pi}{\pi} \\ T' &= T - \frac{1}{\pi} \log x \end{aligned} \right\} \text{(A.8)}$$

$$\left. \begin{aligned} T_{xx} + K^2 T_y &= 0 \\ T_{xy} + K T_y' + \frac{K\theta}{\pi x^2} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} S_x' - K T &= 0 \\ T_x' + K S &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(A.9)}$$

$$\left. \begin{aligned} T_y' - K T &= 0 \\ -S_y' + K S &= 0 \end{aligned} \right\}$$

$$S_y' = K \left(S - \frac{\theta + \pi}{\pi} \right)$$

$$\left. \begin{aligned} S' &\xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{3}{2} \quad (\text{修正}) \\ T' &\xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} (\delta + \log K) \end{aligned} \right\} \text{(A.10)}$$

$$\left. \begin{aligned} S' &\xrightarrow{x \gg 1} 1 \\ T' &\xrightarrow{x \gg 1} \frac{\log x}{\pi} \end{aligned} \right\} \text{(A.10')}$$

$$S+iT = \frac{RK}{\pi i} \int_0^\infty \frac{e^{-ikx}}{k-K} dk + e^{-iKx}$$

$$S = -\frac{RK}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin kx dk}{k-K} + \cos Kx$$

$$T = -\frac{RK}{\pi} \int_0^\infty \frac{\cos kx dk}{k-K} - \sin Kx$$

(A.11)

$$\tilde{S} + i\tilde{T} = \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-iKz}}{k-K+i\mu} dk = \frac{\text{P.V.}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-iKx}}{k-K} dk - e^{-iKx}$$

$$\tilde{S}(x) = -\frac{\text{P.V.}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin kx}{k-K} dk - \cos Kx = -S(-x)$$

$$\tilde{T}(x) = -\frac{\text{P.V.}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos kx}{k-K} dk + \sin Kx = T(-x)$$

$$\tilde{T}_x(x) = -K \tilde{S}(x) + \frac{1}{\pi x} = K S(-x) + \frac{1}{\pi x} = -\tilde{T}_x(-x)$$

=

附録 B 非線形補正

物体下面の圧力 p はベルヌーイの定理により

$$\frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \{ (U+u)^2 + v^2 \} + g\eta = \frac{U^2}{2}$$

$$\frac{p}{\rho} = uU - g\eta - \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad (\text{B.1})$$

線形理論の圧力 p_L は上式中の線形項としてあり

$$\frac{1}{\rho} p_L = uU - g\eta, \quad (\text{B.2})$$

よって、補正項 p_c とすると

$$p = p_L + p_c, \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{1}{\rho} p_c = \frac{1}{2} (u^2 + v^2) = \frac{u^2 + v^2 \eta^2}{2}, \quad (\text{B.4})$$

$$\therefore v = -U \eta_x, \quad \dots \dots (\text{B.5})$$

あるいは (B.2) を使って

$$\frac{1}{\rho} p_c = \frac{U^2}{2} \eta_x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{p_L}{\rho U} + g\eta \right)^2$$

$$= \frac{g\eta}{\rho U^2} p_L + \frac{1}{2} \left(\frac{p_L}{\rho U} \right)^2 + \frac{g^2 \eta^2}{2U^2} + \frac{U^2}{2} \eta_x^2, \quad (\text{B.4}')$$

U あるいは p_L は一般には変端付近で $1/\epsilon$ の特異性を有するから p_c は積分不可能である。

しかし いづれにしても $P_2 > 0$ であるので 常に $p > P_2$ となり、真の圧力は線形圧力より大きい。

従って 例えば 真の揚力は 線形解の揚力より小さくなるので 線形解を使って求められるトリム沈下量は 特にフルード数の小さい所で 小さな値となる事になる。

それ故 (B.4) によって 補正する方が 望ましいが、上述の通り 理論的には積分不可能なので 工合が悪い。

もし 圧力 p の実験値があったとすると 真の線形理論値 P_2 と較べるには P_2 を補正する事は可能である。

同様な意味で 計算値の u から (B.4) によって P_2 を計算し、 u を積分しても (数値は不安定であろうか) よいと考えられる。

附録C 高次の近似値

$$\psi(x) = -\zeta(x) = \int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi + \alpha S'(x-1) \quad (C-1)$$

$$k \rightarrow 0 \quad -\frac{k|x|}{2} \quad -kx + \frac{k|x|}{2}$$

$$T(x) \doteq \frac{1}{\pi} \left\{ \gamma + \log k + \log|x| \right\} \begin{cases} -\frac{k}{2}|x| & \text{for } x > 0 \\ \frac{3}{2}k|x| & \text{for } x < 0 \end{cases} \quad (C-2)$$

$$S'(x) \doteq \frac{3}{2} - \frac{k|x|}{\pi} (\gamma - 1 + \log k|x|) \quad \text{for } x < 0 \quad (C-3)$$

$$\log|x-3| = -\log 3 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n\theta \cos n\vartheta}{n} \quad \left. \begin{array}{l} x = 3 \cos \theta \\ 3 = \cos \vartheta \end{array} \right\}$$

$$\zeta \quad p(\xi) = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos n\vartheta \quad (C-4)$$

とおくと

$$\int_{-1}^1 p T d\xi = a_0 \left(\gamma + \log \frac{k}{2} \right) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{n} \cos n\theta + k \sum_{n=1}^{\infty} a_n \int_0^{\pi} \cos n\theta \left[\frac{1 \cos \theta - \cos \vartheta}{2} - (\cos \theta - \cos \vartheta) \right] d\vartheta \quad (C-5)$$

$$S'(x-1) \doteq \frac{3}{2} - k(1 - \cos \theta) \left[\gamma - 1 + \log \frac{k}{2} \pm 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n\theta}{n} \right] = \frac{3}{2} - k \left(\gamma - 1 + \log \frac{k}{2} \right) + 2k \cos \theta + k \cos \theta \left(\gamma - 1 + \log \frac{k}{2} \right) \quad (C-6)$$

$$\int p T d\xi \doteq a_0 \left(\gamma + \log \frac{k}{2} + \frac{\pi}{2} k - k\pi \cos \theta \right) + a_1 \left[+ \frac{\pi}{2} k - \left(1 + \frac{16}{3\pi} k \right) \cos \theta \right] \quad (C-5')$$

与す" (C.5)で $O(K)$ の正負を省用すると.

$\eta(x) = x$ として, α の正負が定まれば

$$-h_C - x = a_0 \left(\gamma + \beta \frac{K}{2} \right) \pm a_1 \cos \theta$$

$$a_1 = 1, \quad \text{かつ他の条件から } a_0 = a_1 = 1, \quad \left\{ \begin{array}{l} (C.7) \\ \end{array} \right.$$

$$\therefore h_C = - \left(\gamma + \beta \frac{K}{2} \right), \quad L_C = \int_1^{\gamma} dx = \pi \quad \left\{ \begin{array}{l} \underline{h_C = -h_C} \\ \end{array} \right.$$

$$\eta(x) = \frac{1}{2}(1-x^2) = \sin^2 \theta = \frac{1 - \cos 2\theta}{2}$$

$$-h_C - \frac{1 - \cos 2\theta}{2} = a_0 \left(\gamma + \beta \frac{K}{2} \right) - \frac{a_2}{2} \cos 2\theta$$

$$-1 - a_2 = -\frac{1}{2}, \quad a_0 = -a_2 = \frac{1}{2}$$

$$h_C = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left(\gamma + \beta \frac{K}{2} \right), \quad L_C = \frac{\pi}{2}$$

$$2h_C = -1 + \beta K$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (C.8) \\ \underline{h_C = h_C} \end{array} \right.$$

α を $\frac{\pi}{2}$ に入ると " (C.9) "

$$-h_\alpha = a_0 \left(\gamma + \beta \frac{K}{2} + \frac{\beta}{\pi} K - \pi K \cos \theta \right)$$

$$+ a_1 \left(\frac{\pi}{2} K - \sqrt{1 + \frac{16}{3\pi}} K \cos \theta \right)$$

$$+ \frac{3}{2} - K \left(\gamma - 1 + \beta \frac{K}{2} \right) + K \cos \theta \left(\gamma + 1 + \beta \frac{K}{2} \right)$$

$$a_0 = a_1$$

$$\therefore -h_\alpha = -\frac{3}{2} + K \left(\gamma - 1 + \beta \frac{K}{2} \right) - a_0 \left(\gamma + \beta \frac{K}{2} + \left(\frac{\beta}{\pi} + \frac{1}{2} \right) K \right)$$

$$-a_0 \left(-\pi K - 1 - \frac{16}{3\pi} K \right) + K \left(\gamma + 1 + \beta \frac{K}{2} \right) = 0$$

$$a_0 = K \left(\frac{\gamma + 1 + \beta \frac{K}{2}}{1 + \left(\pi + \frac{16}{3\pi} \right) K} \right), \quad L_\alpha = \pi a_0 \quad (C.9)$$

不规则值

Lat

c-y

| K | a_0 | h_a | a_0/h_a |
|--------|---------|---------|-----------|
| 0.0100 | -0.0355 | -1.7233 | 0.0206 |
| 0.0200 | -0.0552 | -1.8184 | 0.0304 |
| 0.0300 | -0.0687 | -1.8790 | 0.0366 |
| 0.0400 | -0.0782 | -1.9214 | 0.0407 |
| 0.0500 | -0.0850 | -1.9526 | 0.0435 |
| 0.0600 | -0.0897 | -1.9764 | 0.0454 |
| 0.0700 | -0.0928 | -1.9951 | 0.0465 |
| 0.0800 | -0.0947 | -2.0102 | 0.0471 |
| 0.0900 | -0.0955 | -2.0228 | 0.0472 |
| 0.1000 | -0.0956 | -2.0336 | 0.0470 |
| 0.2000 | -0.0737 | -2.1115 | 0.0349 |
| 0.3000 | -0.0391 | -2.1992 | 0.0178 |
| 0.4000 | -0.0044 | -2.3102 | 0.0019 |
| 0.5000 | 0.0279 | -2.4394 | -0.0114 |

予行録D 浸氷長の變化 120117

ある速度について種々の長さの平板および canlon 板の滑走板の逆流圧力を計算しておいたとすると可逆定理 (3.10'), (3.11') に よつて, 与えられた滑走面の オフセットの微係数 α を与えるだけで τ_{14} と α は定まる。

それ故 $\alpha = 0$ とする浸氷長を求めるには 同式で $\alpha = 0$ とおき 両式が成立つように浸氷長^{と τ_{14}} を變化させてゆけばよい。

この方法で浸氷長の變化が小さいとして座分をとると前の理論になり曲がない。

そこで α が求められ直前で $\tilde{\tau}_T(1)$ の正負に応じて (これは (3.13) からわかるように ホーホイング速度によつて符号が変る), あるいはそれが正ならば α だけ氷長を減らした時の氷線長をとつて計算を繰返す方法等を考えないと 3次元計算では 單なる試行錯誤法では收拾がつかないだろう。