(昭和36年5月造船協会春季講演会において講演)

没水回転楕円体の造波抵抗について

正員 別 所 正 利*

On the Wave making Resistance of Submerged Prolate Spheroids

By Masatoshi Bessho, *Member*

Summary

The author carried out the resistance test of prolate spheroids having the length-breadth ratio nearly 4, 6 and 8 at various immersion, and compared their residual resistance with the wave-making resistance calculated theoretically.

The values calculated by the first approximation theory are very lower than those from experiments, these difference may be explained in their character by the second approximation theory based on the perturbation method. But in our stage of the approximation, the calculated values are still far from correspondence with experimental values. Therefore he seeks and tries to explain these difference with the idea of the equivalent immersion, that is, these discrepancy is correspond to the condition shallower (or deeper) in the immersion. This correction in quantity is almost constant in high speed, and seems to give a fairly good estimation in other case.

1 緒 言

著者は前に一度回転楕円体の抵抗試験を行なつて¹⁾ 計算と比較して見たが総括的な結論を得るに至らなかつたので今度は幅長さ比の異なる3種の模型を作り種々の深度で抵抗を測定した。計算に関しては前回の方法では特に低速で煩雑になりすぎるので、まず物体近傍の perturbation velocity を計算して、これから近似的に境界条件を満たすような速度ポテンシャル、造波抵抗を求めて見た。

このようにして定性的には計算が実験値に近づくことを確かめることができるが、なお且つその間の相違は大きく今後の研究に俟たなければならない。

2 理 論

z 軸を単位速度の一樣流れの上流方向に正、 x 軸を垂直値上方に正とする右手座標系を考え原点を水面下 f で物体の中心に置き速度ポテンシャルを ϕ と書けば水面条件を満足する解は次のようになる²⁾。

$$\phi = x + \phi_1 + \phi_2, \quad (1)$$

$$\phi_1(P) = \iint_S \frac{\sigma(Q)}{r(P, Q)} dS_Q, \quad (2)$$

$$\phi_2(P) = -\lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} F(K, t) \frac{K \cos^2 t + K_0 + \mu i \cos t}{K \cos^2 t - K_0 + \mu i \cos t} e^{-2fK + Kz + iK\varpi} dK dt, \quad (3)$$

ただし $P \equiv (x, y, z)$, $Q \equiv (x', y', z')$, $r(P, Q) = \overline{PQ}$, $\varpi = x \cos t + y \sin t$, $K_0 = g/(\text{速度})^2$, S は物体表面, σ は吹出し分布とする。又

$$F(K, t) = \iint_S \sigma(P) e^{Kz - iK\varpi} dS_P, \quad (4)$$

境界条件は n を外向法線として

$$\partial \phi / \partial n|_S = 0, \quad (5)$$

原稿受付 昭和35年12月20日

* 防衛大学

ϕ_1 のみでこの条件を満足する解は回転楕円体の場合よく知られていて³⁾ (以下これを第1近似と呼ぶ), 長短軸半径を各 a, b , 焦点距離を c とするとその焦点間に次の分布を与えればよい。

$$\sigma(x) = 2Ax, \quad c \geq x \geq -c, \quad (6)$$

$$\frac{1}{A} = \frac{4c}{ab^2} - 2 \log \left(\frac{a+c}{a-c} \right), \quad A \doteq \frac{b^2}{4c^2} \doteq \frac{b^2}{4a^2}, \quad (7)$$

これを (4) に入れて F_0 とかくと

$$F_0(K, t) = 2A \int_{-c}^c e^{-iKx \cos t} x dx = -iAc^2 K \cos t \int_{-c}^c \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) e^{-iKx \cos t} dx, \quad (8)$$

この後の式は前式を部分積分したもので2重吹出し分布による表現と見ることもできる。このような第1近似値をとつたときに (3) 式による ϕ_2 が物体表面に誘起する速度 (以下 perturbation velocity と呼ぶ) を打消すように表面に新しい吹出しを置けばよいことになる。この吹出しは厳密に積分方程式の解として決まるものである。いま幅が十分狭く、且つ左右対称である場合はその横切面内で

$$\partial \phi_2 / \partial x = \text{const}, \quad \partial \phi_2 / \partial y = 0, \quad \partial \phi_2 / \partial z = \text{const}. \quad (10)$$

のようにして高次の項を無視できるものと仮定すると表面分布を中心線上に集めて x, y, z 各軸方向の2重吹出しに置き換えることができる。一方 (9) に A の近似値を入れると微小長さ dx 当り

$$c^2 A \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) dx \doteq \frac{1}{4\pi} \left\{ \pi b^2 \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) dx \right\}, \quad (11)$$

であつてこの右辺括弧の中はこの微小部分の体積となつている。即ち単位速度について体積の $1/4\pi$ の2重吹出しを置けば近似的に境界条件を満足することになるから、これを上の場合に適用すれば (10) 式から y 方向は不要で、 x, z 方向にそれぞれ

$$\frac{\pi b^2}{4\pi} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) dx, \quad \frac{\pi b^2}{4\pi} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) dx, \quad (12)$$

とおけば近似的に perturbation velocity を打消すことができる。この場合種々疑問は生ずるが、一応これで満足することにして (7) の近似式を使つて (8) 式に似せて書けば F 函数の修正量 F_1 は

$$F_1(K, t) = c^2 A \int_{-c}^c \left\{ -iK \cos t \frac{\partial \phi_2}{\partial x} + K \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right\} \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) e^{-iKx \cos t} dx, \quad (18)$$

となり、これを (8) の第2式と加え合わせば、第2近似の F 函数は

$$F_0(K, t) + F_1(K, t) = c^2 A \int_{-c}^c \left\{ -iK \cos t \left(1 + \frac{\partial \phi_2}{\partial x}\right) + K \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right\} \left(1 - \frac{x^2}{c^2}\right) e^{-iKx \cos t} dx, \quad (19)$$

のように書ける。

これから造波抵抗は²⁾

$$R_w = 16\pi\rho K_0^2 \int_0^\pi |F_0(K_0 \sec^2 t, t) + F_1(K_0 \sec^2 t, t)|^2 e^{-2K_0 f \sec^2 t} \sec^3 t dt, \quad (20)$$

(19) 式を入れて計算すると、係数の形で

$$K_w = \frac{R_w}{16\pi\rho A^2 c^2} = B + 16A(C+D) + 64A^2(E+2F+G), \quad (21)$$

$$B\left(r, \frac{f}{2c}\right) \doteq K_{w,0} = r^2 \int_{-\gamma}^{\gamma} \int_{-\gamma}^{\gamma} \left(1 - \frac{\xi^2}{r^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{r^2}\right) P_{-5}\left(\xi - \eta, \frac{2f\gamma}{c}\right) d\xi d\eta, \quad r = K_0 C, \quad (22)$$

$$C\left(r, \frac{f}{2c}\right) = r^2 \int_{-\gamma}^{\gamma} \int_{-\gamma}^{\gamma} \left(1 - \frac{\xi^2}{r^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{r^2}\right) \psi_x(\xi) P_{-5}\left(\xi - \eta, \frac{2f\gamma}{c}\right) d\xi d\eta, \quad (23)$$

$$D\left(r, \frac{f}{2c}\right) = r^2 \int_{-\gamma}^{\gamma} \int_{-\gamma}^{\gamma} \left(1 - \frac{\xi^2}{r^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{r^2}\right) \psi_z(\xi) P_{-6}\left(\xi - \eta, \frac{2f\gamma}{c}\right) d\xi d\eta, \quad (24)$$

$$E\left(r, \frac{f}{2c}\right) = r^2 \int_{-\gamma}^{\gamma} \int_{-\gamma}^{\gamma} \left(1 - \frac{\xi^2}{r^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{r^2}\right) \psi_x(\xi) \psi_x(\eta) P_{-5}\left(\xi - \eta, \frac{2f\gamma}{c}\right) d\xi d\eta, \quad (25)$$

$$F\left(r, \frac{f}{2c}\right) = r^2 \int_{-\gamma}^{\gamma} \int_{-\gamma}^{\gamma} \left(1 - \frac{\xi^2}{r^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{r^2}\right) \psi_x(\xi) \psi_z(\eta) P_{-6}\left(\xi - \eta, \frac{2f\gamma}{c}\right) d\xi d\eta, \quad (26)$$

$$G\left(r, \frac{f}{2c}\right) = -r^2 \int_{-\gamma}^{\gamma} \int_{-\gamma}^{\gamma} \left(1 - \frac{\xi^2}{r^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{r^2}\right) \psi_z(\xi) \psi_z(\eta) P_{-7}\left(\xi - \eta, \frac{2f\gamma}{c}\right) d\xi d\eta, \quad (27)$$

$$\phi_x(\tau x) = \frac{1}{8A} \frac{\partial}{\partial x} \phi_2(x, 0, 0), \quad \phi_z(\tau x) = \frac{1}{8A} \frac{\partial}{\partial z} \phi_2(x, 0, 0), \quad (28)$$

これは第1近似の perturbation velocity である。これは(3)に(8)を入れて

$$\begin{aligned} \phi_2(x, 0, z) = 2A \int_{-c}^c \frac{x'dx'}{\sqrt{(x-x')^2 + (2f-z)^2}} + 8K_0A \int_{-c}^c x'dx' \{ O_{-2}^{(1)}(K_0x-x', K_02f-z) \\ + q_{-2}(K_0x-x', K_02f-z) \}, \end{aligned} \quad (29)$$

を微分すれば計算できる。この右辺第1項は水面を固体壁($\tau=\infty$)と見なしたときの値であつて又 $\tau=0$ 即ち、重力のない自由表面の場合はこの符号を逆にしたものになる。

なお、ここに出て来る函数はそれぞれ次の定義による⁴⁾。

$$P_n(x, t) = Re. (-i)^{n+1} \int_0^{\pi/2} e^{-t\sqrt{ec^2u + i\sqrt{ec}u}} \cos^n u du, \quad (30)$$

$$O_n^{(1)}(x, t) = \lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{(-i)^n}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-kt + ikx \cos u} \cos^{n+2} u}{R \cos^2 u - 1 + \mu i \cos u} dk du, \quad (31)$$

$$q_n(x, t) = Re. \frac{(-i)^n}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} e^{-Kt + ikx \cos u} \cos^{n+2} u dk du, \quad (32)$$

また微分すれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} P_n(x, t) &= P_{n-1}(x, t), & \frac{\partial}{\partial t} P_n(x, t) &= P_{n-2}(x, t), \\ \frac{\partial}{\partial x} O_n^{(1)}(x, t) &= O_{n-1}^{(1)}(x, t) + q_{n-1}(x, t), & \frac{\partial}{\partial t} O_n^{(1)}(x, t) &= O_{n-2}^{(1)}(x, t) + q_{n-2}(x, t), \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

3 計 算

前節の式によつて造波抵抗を計算するためにはまず $P_n, O_n^{(1)}$ を知らなければならないから、 $P_n(x, t)$ は $n=1 \sim -7, x=0 \sim 16, t$ は $\frac{x}{10}$ より大きい範囲で必要に応じ $0 \sim 6$ まで、 $O_n^{(1)}(x, t)$ は $n=-1, -2, -3, x, t$ は上と略同し範囲で数表を作つたが相当な量にのぼるのでここでは割愛する。

この表を使つてまずシンプソン則による数値積分で perturbation velocity を計算して第1図に示した。この図からわれわれの範囲では水面は鏡像と見なすのは危険であることがよく判る。しかしながら全体として見るときは低速になるに従つて急速に波打ちながら鏡像近似値に近づいて行く様子がはつきり見える。

つぎに造波抵抗を計算するためにまず $B \sim G$ の諸函数を各式から直接数値積分によつて求めた。

なお B は P 函数表から直接代数演算によつても求められ且つこれは第1近似値でもあるからこれを既存の G. Weinblum⁵⁾ の表と比較した結果略々4桁まで一致していることを確かめた。その他の積分値については試算の結果によれば低速で精度がわるく最高ではば10%程度の誤差がありうる。これらを第1表に示す。これらの結果を使つて実験に使つた模型について抵抗を計算すると第2図のごとくなる。

一般に第2近似はフルード数 $F=0.6$ 近辺から高速では第1近似より小さくそれ以下では大きくなる。また $F=0.3$ 近辺では位相が低速にずれて来る。これらの事実は定性的には実験値と第1近似値との差異を十分説明するものである。なお計算についてはできる限り自動計算機を使用した。

4 実 験

模型諸元、実験状態等は第2表に示す通りであつて長さ幅比の違う3箇の回転楕円体(木製、フタル酸系樹脂塗装)について深度を変えて抵抗試験を行なつた。模型支持装置は東大水槽の没水体試験用のもの⁶⁾を用い、乱流促進法としては船首から30mmの所および船長の5%後方に5mm間隔にピンを打つた。

深度は実験上の都合で全部統一できなかったのは残念である。

このようにして得られた測定値から別箇に測定した模型支持スオードの固有抵抗を差引いて全抵抗係数 $C_t = R_t / \left(\frac{\rho}{2} S V^2 \right)$ (S は浸水表面積、 V は速度)を求めると第4図が得られる。

$\frac{f}{2c}$	γ	B	C ₂	D ₂	C ₂ + D ₂	E ₂	F ₂	G ₂	E ₂ + 2F ₂ + G ₂
0.10	1	2.98325	-1.020	-2.990	-4.010	1.522	4.969	19.116	30.576
	2	5.28772	2.198	4.377	6.575	31.487	22.590	22.088	98.755
	3	2.72363	5.784	8.773	14.557	32.194	45.692	78.553	202.131
	4	0.37467	0.516	0.066	0.582	25.899	38.309	60.790	163.307
	5	0.62448	-1.874	-2.270	-4.144	15.247	18.971	25.061	78.250
	6	0.64185	0.872	1.094	1.876	9.974	12.103	15.192	49.372
	7	0.13767	0.428	0.977	1.404	7.322	9.178	11.620	37.298
	8	0.10996	-0.468	-0.551	-1.019	3.707	4.335	5.104	17.481
0.15	1	1.74674	-0.327	-0.775	-1.102	0.202	0.677	2.577	4.113
	2	3.04356	0.956	1.087	2.043	4.385	3.272	2.782	13.711
	3	1.35914	1.556	2.268	3.824	3.609	5.152	7.960	21.873
	4	0.11865	0.208	0.227	0.435	2.109	2.965	4.242	12.281
	5	0.17898	-0.251	-0.315	-0.566	0.620	0.767	0.961	3.115
	6	0.17245	0.035	0.051	0.086	0.171	0.201	0.245	0.818
	7	0.02749	0.030	0.040	0.070	0.096	0.130	0.177	0.533
	8	0.01592	-0.0195	-0.0248	-0.0443	0.0340	0.0433	0.0558	0.1764
0.20	1	1.12127	-0.113	-0.233	-0.346	0.039	0.133	0.513	0.818
	2	1.79562	0.416	0.401	0.817	0.772	0.599	0.508	2.478
	3	0.69223	0.452	0.633	1.085	0.498	0.687	0.986	2.858
	4	0.04368	0.058	0.071	0.129	0.223	0.301	0.411	1.236
	5	0.05380	-0.0382	-0.0491	-0.0873	0.0371	0.0470	0.0599	0.1910
	6	0.04747	-0.00033	0.00130	-0.00163	0.00321	0.00366	0.00450	0.01503
	7	0.00602	0.00195	0.00326	0.00521	0.00137	0.00222	0.00367	0.00948
0.25	1	0.76178	-0.0391	-0.0798	-0.1189	0.0088	0.0328	0.1327	0.2717
	2	1.08253	0.189	0.170	0.359	0.161	0.129	0.111	0.530
	3	0.35615	0.140	0.188	0.328	0.080	0.106	0.144	0.436
	4	0.01713	0.0145	0.0190	0.0335	0.0240	0.0332	0.0461	0.1365
	5	0.01674	-0.00601	-0.00838	0.01439	0.00264	0.00364	0.00501	0.01493
	6	0.01324	-0.000391	-0.000311	0.000702	0.000079	0.000095	0.000118	0.000387
0.50	1	0.16272	0.00167	-0.00070	0.00097	0.00006	0.00018	0.00087	0.00129
	2	0.10308	0.00354	0.00320	0.00674	0.00020	0.00018	0.00016	0.00072
	3	0.01392	0.000622	0.000709	0.001331	0.000029	0.000033	0.000039	0.000134

第1表 補助函数表

この値から乾教授の方法⁶⁾でヒューズ式をもとにして摩擦抵抗を差し引いて剰余抵抗を得、これを造波抵抗と見なすことにした。この点については境界層および摩擦後流がつくる波および支持フォードの波と主船体の波の干渉による造波抵抗の変化が気にかかるので近似的に考察した(附録 1, 2) 結果は今考えている範囲ではほぼ考えなくてよいことが判つた。

第2図 (その3) 造波抵抗曲線 (計算値)

第2図 (その4) 造波抵抗曲線 (計算値)

第2図 (その1) 造波抵抗曲線 (計算値)

第2図 (その2) 造波抵抗曲線 (計算値)

第2表 模型諸元および実験状態

表2 元型モデル及び実験状態

[illegible]

第4図(その1) 実抵抗係数曲線

第4図(その2) 実抵抗係数曲線

第4図(その3) 実抵抗係数曲線

5 摩擦抵抗

上述の方法で推定した摩擦抵抗をヒューズの基本式に対する増加率 K の値で整理すると第5図が得られる。ここで制限水路影響は谷口、田村の式⁷⁾で修正してある。これらの値を水上船の値に比べると大体首肯し得る値であることが判る。また RED-4 については浅くなると K の値が大きくなる傾向があるがこれは円筒については既に指摘された^{8),9)} ように形状抵抗に起因するものと考えられる。他の模型ではこの点よく判らないが、これらはまた造波抵抗分をどれだけに見積るかによつて決つてくるので多分に任意性が含まれてきている訳である。なお、

RED-4 で圧力抵抗を測定した結果¹⁰⁾ によればその値はヒューズ式からの増加分のほぼ全量にあたる。また剰余抵抗を求めるに当つて Amsberg¹¹⁾ 等のように形状抵抗分をレイノルズ数に無関係に差引く考えもあるが深度が浅くなると造波抵抗が大きいので、どちらにしてもその差は僅かなものである。

6 計算値との比較

こうして得られた剰余抵抗(造波抵抗)を第1近似値と比較すると第6図が得られる。このとき矢張造波抵抗の制限水路影響が問題になるので簡単のために水槽の幅深さ比を3:2として計算した結果第3図が得られた¹²⁾。この量は深い所で予想外に大きいものであつたが、これは今考えている範囲が高速であるから当然であろう。しかしこの点は今後の実験上並びに計算上注意を要する点であると思われる。

第6図 (その1) RED-4

第3圖 制限水路影響修正係数

第6圖 (その2) RED-6

第6図(その3) RED-8

 第7図(その1) 相当深度修正値
第1近似値に対する値

 第7図(その2) 相当深度修正値
第2近似値に対する値

第7図(その3) 相当深度修正値

第6図の第1近似値はこうにして得られた値である。第2近似値は図が混乱するので記していないがその大体は第3図に見られるごとくであつて実験値と第1近似値の略々中間にはいる。即ちわれわれの計算値はなお且つ実験値を量的に十分説明することはできない。しかし計算の過程を検討して見るとさらに近似度を高めれば十分説明できるように推測できる。又このとき同時に前述のごとく制限水路影響をもよく検討しなければならないと考えられる。

しかしながら第2近似値は一応定性的に納得の行く説明を与えるのでこの段階で実験値と計算値との間に対応をつけるために船体半幅の β 倍だけ深度が浅くなつたと同じ効果で両者の差が説明できると仮定してこれを相当深度と呼ぶことにしよう。

これを第2近似値(制限水路影響を修正して)の深度に対するクロスカーブから求めると深度修正量が求まり、第7図その2, その3が得られる。この図から低速を除けば(低速および深度の大きい所では抵抗値が小さ

第8図 H. Amsberg 等の実験値

くてあまり信用できない) 深度速度等に関してはほぼ一定の値を得る。同様にして第1近似値からの同様な修正量 β' を求めると第7図その1のごとくやつてよく似た曲線を得る。この図から一般の回転体でも第1近似値が深度ごとに計算してあれば大体の推定値を求めることができる。Amsberg 等の実験¹¹⁾には計算値も入れてあるので RED-8 の値を使って推定すると第8図の点線が得られ、ほぼ実験値を説明できることが判る。もちろんこの場合船型がかなり異なるのでこの推定値にはかなりの幅があり得る。最後に第6図に前回の実験値¹⁾ および Weinblum の実験値¹³⁾ (RED-8 と相似で長さ 4m) をプロットして見たがともに今回の実験値とよく一致している。

7 結 論

われわれは長さ幅比約 4, 6, 8 の 3 箇の回転楕円体模型を作り各種の深度で抵抗試験を行ない、一方造波抵抗を perturbation 法によつて第 2 近似まで求めて、それと比較した結果次の結論を得た。

i) 造波抵抗のほとんどない所でヒューズ式を基にしてそれからの摩擦抵抗増加率 K を求めた所はほぼ妥当な値を得た (第 5 図)。

ii) その K を使つて全抵抗から剰余抵抗を求め、それを造波抵抗と見なすことはいま考えている範囲では妥当であると思われる (付録 1, 2)。

iii) 造波抵抗係数の第 1 近似値と第 2 近似値との差は実験値との差を定性的によく説明するがまだかなり差が残る (第 2, 6 図)。

iv) そこでこの差を実質的に幾分深度が浅くなるために起るものと見なして相当深度修正と云う考えで以て差当り実験値と計算値との対応をつけて見た (第 7 図)。

v) この修正量は低速を除けば速度および深度に関してあまり大きくは変らないでほぼ幅に対して一定の値を保つ (第 7 図)。

この修正値を使つて幅長さ比の同じ他の回転体の第 1 近似値から実験値を大体推定できるようである (第 8 図)。

終りに当つて、この実験計算は次の人々の多大なる御援助によつて始めて可能であつたことを記しここに深甚なる謝意を表するものであります。

実験——東京大学抵抗水槽の諸氏、防衛庁技術研究本部目黒試験水槽の諸氏。

実験および解析——防衛大学、水野俊明、宮川 清並びに研修生森口悦次氏。

また実験計算計画にあたつて終始御教示下さつた東京大学乾教授、生産技研田宮教授、並びに実験に種々御便宜を計つて頂いた目黒水槽菅野部長には格別の謝意を捧げるものであります。

参 照 文 献

- 1) 著者, 造船協会論文集 第 98 号 (昭和 31 年 2 月)
- 2) T. H. Havelock, Proc. Roy. Soc. Vol. 138 (1932)
- 3) T. H. Havelock, Proc. Roy. Soc. Vol. 131 (1931)
- 4) 著者, 大学院研究報告 (昭和 30 年 3 月)
- 5) G. Weinblum, D. W. Taylor Model Basin Report 758 (May 1951)
- 6) 乾 崇夫他, 造船協会論文集 第 99 号 (昭和 31 年 7 月)
- 7) 谷口 中, 他, 西部造船会々報 第 9 号 (1955)
- 8) 西山哲男, 造船協会論文集 第 104 号 (昭和 34 年 1 月)
- 9) 湯浅他, 防衛大学校卒業論文 (昭和 32 年 3 月)
- 10) 白石, 他同上 (昭和 34 年 3 月)
- 11) H. Amtsberg 他, Schiffstechnik, 5. Band. (Sept. 1958)
- 12) 南崎他, 防衛大学校卒業論文 (昭和 35 年 3 月)
- 13) G. Weinblum 他, Schiffbau, 37 Jahrg. (1936)
- 14) J. Okabe and T. Jinnaka, Rep. Res. Inst. for Fluid Eng., Kyūshū Univ., Vol. 7, No. 1 (Sept. 1950)

付録 1 摩擦伴流の造波抵抗に及ぼす影響

境界層の排水量厚さに相当するだけ物体がふくらんだと考えればこの外側の流れの速度ポテンシャルを近似することができる¹⁴。が実際には大変な手間を要するし一方境界層は船尾付近で厚くなるだけだから、大体目安をつけるために、今は楕円体の後の焦点における点吹出しで代表させて見よう。この吹出し σ_f による推力は摩擦による抗力に一致すべきであらうから抵抗係数 C_f , 速度を単位にとつて

$$4\pi\rho\sigma_f = \frac{1}{2}\rho SC_f, \quad \therefore \sigma_f = \frac{S}{8\pi} C_f, \quad (1)$$

さて本文 (4) からこの吹出しによる F 函数 ΔF は

$$\Delta F(K, \theta) = \sigma_f e^{i p}, \quad p = r \sec \theta, \quad K = K_0 \sec^2 \theta, \quad (2)$$

本文 (8) から本体の F は第 1 近似で

$$F_0(K, \theta) = \frac{4 i A c^2}{p} \left(\cos p - \frac{\sin p}{p} \right), \quad (3)$$

となるゆえ本文 (20) から

$$\frac{R_w}{16 \pi \rho A^2 c^2} = B \left(r, \frac{f}{2c} \right) - 8 \alpha r P_{-2}(2r, 2K_0 f) - 8 \alpha \{ P_{-1}(0, 2K_0 f) - P_{-1}(2r, 2K_0 f) \} \\ - 4 \alpha^2 r^2 P_{-3}(0, 2K_0 f), \quad (4)$$

ただし,

$$\alpha = \sigma_f / 2 A c^2 \approx \pi a c_f / 4 b.,$$

を得る。いま考えている範囲では $r > 1$ で且つ α は明らかに $a/b \approx 8$ で最も大きく、また $c_f < 0.005$ 程度であるから $\alpha r < 1$ となり (5) 式右辺の B 以外の項では第 2 項がほぼ支配的要素である。 P_{-2} の数表によつてそれを計算すると次のごとくなつて B に比してはほぼ省略できることが判る。最も低速では B に対する比率は大きくなるが今の場合没水体であるからそのような所で B 自身が急激に減少し、実的な意義は薄くなる。

γ	1	2	3	4	5
$-8 \alpha \gamma P_{-2}$	0.076	-0.111	0.021	0.042	-0.036

ただし RED-8, $f/2c = 0.125$, $c_f = 0.005$ とする。

付録 2 模型支持スオードの造波抵抗におよぼす影響

簡単のためにスオードを丁度模型中央に垂直に立つている、2重吹出しで置換えて見よう。その単位長さ当りの強さ μ は

$$\mu = \frac{w}{4\pi} \quad (1)$$

ただし w はスオード断面積、今の場合幅 18mm, 弦長 118mm のレンズ形で $w \approx 1,416 \text{ mm}^2$, これが $z=b$ から水面までであるものとすると同節同様にして

$$\Delta F = -\frac{i p w}{4 \pi K c} (e^{K r} - e^{K b}), \quad (2)$$

したがつて、また前節同様にして抵抗を求め得るが、この内スオード自身の固有抵抗は測定の際差引いてあるから問題にならない。そこで本体の抵抗と干渉分 (ΔR とする) が残つて、それは

$$\frac{\Delta R}{16 \pi \rho A^2 c^2} = -2 \alpha r \left\{ P_{-1}(r, K_0 f) - P_{-1}(r, K_0 2f - b) - \frac{1}{r} P_0(r, K_0 f) + \frac{1}{r} P_0(r, K_0 2f - b) \right\} \quad (3)$$

ただし,

$$\alpha = w / \pi b^2,$$

となる。これは P 函数の性質上深度が浅くなると大きく、また前節同様右辺第 2 項までとつて数値例を示すと次のごとくなつて前節の場合よりまた小さいので、略々省略し得る。

γ	1	2	3	4	5
(3) の前 2 項	0.008	0.012	0.015	0.002	-0.012

ただし RED-8, $f/2c = 0.125$