

接線方向上昇速度, $K(x, t)$ は無次元関数, s は水平版下面の静水面上の高さである. 時間 t は乱されないとしたときの波面が上昇しつつ最初に下面にあたった時を 0 とする. 衝撃圧成分は楔状の剛体の水面への落下モデルにおける表現に準じたもので, $K(x, t)$ をいかに与えるかが問題となる. 静圧成分は実験結果に基づいて, 乱されないとしたときの水平版下面上の波面高の 0.7 倍に相当するものとして与えた. 実際には負の揚圧力も生じるが, 値はそれ程大きくなく無視している.

(2) 衝撃圧に対する基本的考え方

簡単のために, 図-3 に示しているように十分に重い楔状剛体が水面へ落下する場合のモデルについて説明する. このときの衝撃圧は式 (2) において v_n を楔の落下速度 V_N に, x を楔の頂点を 0 とする x' に置き換えたかたちで表わされる. 衝撃圧係数 $K(x', t)$ は場所および時間の関数であるとともに, 水面と楔の底面とのなす角 β の関数であり, β がある程度大きい場合および $\beta=0^\circ$ の場合についての研究がある^{3), 4), 6)}. 著者らのモデルにおいてはこれら既往の研究を参考にして, β の範囲を三つに分け $K(x', t)$ を次のように与えることにした.

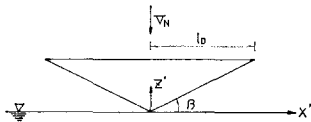


図-3 楔の落下

(a) $\beta \geq \beta_a$: 空気層の介在の影響が無視できる領域.

この領域では Wagner⁴⁾ による衝撃圧係数に修正係数 α を乗じた式 (4) のかたちで与え, これを Wagner 型の衝撃圧係数と呼ぶ.

$$K_\alpha(x', t) = \alpha \left\{ \frac{\pi \cot \beta}{\sqrt{1 - (x'/b)^2}} - \frac{(x'/b)^2}{1 - (x'/b)^2} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \frac{x'}{l_D} < \frac{x'}{b} \leq \left(\frac{x'}{b} \right)_p \\ = \alpha \left(\frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \right) \frac{b/x' - 1}{(b/x')_p - 1}, \\ \left(\frac{x'}{b} \right)_p < \frac{x'}{b} < 1 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに,

$$b = V_N t \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$V_N = \frac{\pi}{2} V_N \cot \beta \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$(x'/b)_p = (1 - 4 \tan^2 \beta / \pi^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

であり, $(b/x')_p$ は $(x'/b)_p$ の逆数, l_D は楔の半幅である.

図-4 の (a) にこの状態での衝撃圧の場所的分布を示してあるが, 点 P で表わしている接水位置は楔の没水に伴う排水効果のため静水面より高くなり, x' 方向に V_H

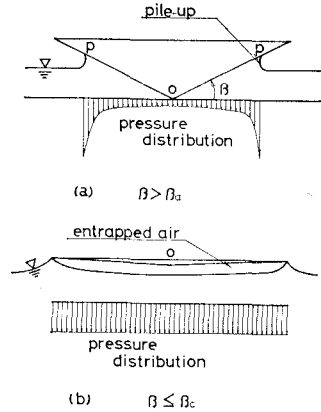


図-4 楔の落下による衝撃圧

で進行する. 衝撃圧のピーク値はこの P 点付近で生じる. $x'=0$ においては一定で, これらの点に対する衝撃圧係数はそれぞれ式 (8), (9) のようになる.

$$K_{ap}(\beta) = \alpha \left(\frac{\pi^2}{4} \cot^2 \beta + 1 \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$K_{a0}(\beta) = \alpha \pi \cot \beta \quad \dots\dots\dots (9)$$

(b) $\beta \leq \beta_a$: 接水時に空気層が閉じ込められる領域.

Verhagen⁶⁾ が示したように, $\beta=0^\circ$ の場合には空気の圧縮流動による気圧変化に伴って水面が変形し, 空気層が閉じ込められて接水以前から空気の圧縮による衝撃圧が働く. β が 0° に近い限界値 β_a より小さい場合にはこうした現象が生じると考え, このときの衝撃圧係数を式 (10) で与える.

$$K(x', t) = K_{ap}(\beta) \frac{\tau_a + t}{\tau_a}, \quad \left. \begin{array}{l} 0 < x' < l_D, -\tau_a \leq t \leq 0 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

すなわち, 衝撃圧係数は 図-4 の (b) に示しているように場所的に一様とし, $t=\tau_a$ での 0 から $t=0$ でのピーク値 $K_{ap}(\beta)$ まで直線的に変化する前傾の三角形とする. 作用時間 τ_a は Wagner 型による全力積が保持されるものとして, 式 (11) で与える.

$$\tau_a = \frac{2}{l_D} \int_0^{l_D} \int_0^{l_D/V_H} K_\alpha(x', t) dt dx' / K_{ap}(\beta) \quad \dots\dots\dots (11)$$

(c) $\beta_a < \beta < \beta_a$: 空気層の影響が無視できないけれども閉じ込めるには至らない領域.

これは (a) から (b) への遷移領域であり, 図-5 に示しているように, Wagner 型衝撃圧が空気層の圧縮効果によりピーク・カットされ, その力積分が時間的に前へ移行すると考える. この場合の衝撃圧はピーク値のみが場所的に同じである.

以上, 楔状剛体の水面落下に対して基本的考え方を説明したが, 次に波面の衝突による衝撃圧の取り扱いについて述べる.

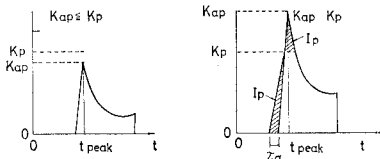


図-5 Wagner モデルの修正

(3) 進行波による衝撃圧の算定

ドルフィン上部工のように全体として進行波の場合の中にある水平版の場合の座標系を既に示したように 図-1 のようにとり、入射波の波面 $\eta(x, t)$ が $x=0$ において上昇しつつ $\eta=s$ となる時刻を $t=0$ とする。この $\eta=s$ における波面の接線と水平版のなす角を β 、入射波の波形において $\eta=s$ の点から波峰点までの水平距離を l_w とする。

この状態を水面に落下する楔状物体のモデルに置き換えると、 $x=0$ 、 $z=s$ を原点とし時計回り方向に β だけ回転した座標系 (x', z') において、 x' を水面とし z' の負の方向に落下するモデルとなる。 $K(x', t)$ はこうした置き換えにより (2) と同じように与える。ただし、

$$V_N = c \sin \beta \quad \dots\dots\dots (12)$$

である。衝撃圧の作用時間 τ_e は接水点 $x=l_D$ に達するまでか、 l_D が長い場合には波峰が $x=0$ に達した時までとした。すなわち、この τ_e と衝撃圧の作用範囲 l_D' は

$$\tau_e = \min \left\{ l_D / V_N, \frac{\pi}{2} l_w / V_N \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$l_D' = \min \left\{ l_D, \frac{\pi}{2} l_w \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる。したがって、(2) において l_D の代わりに式 (14) による l_D' を用いる。また、 x' を x に座標変換したとしても K の値に大差ないので $K(x', t)$ をそのまま $K(x, t)$ と見なすことにした。

式 (2) における v_n は波面であることを考慮して式 (15) のように与える。

$$\left. \begin{aligned} v_n &= \frac{d\eta(\pi x/2, t)}{dt} \cos \beta, & \beta > \beta_c \\ &= V_N: \text{const.}, & \beta \leq \beta_c \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

(4) 重複波による衝撃圧の算定

横棧橋のように水平版岸側が直立壁となっている場合には重複波となり、この場合の座標系は 図-2 に示したとおりである。図中の (a) は波面が直立壁側からあたる場合、(b) は沖側からあたる場合である。重複波の条件下では、乱されないとしたときの波面と水平版下面の交点における V_N や β が x によって変化する。この変化を時々刻々そのまま取り入れることはいたずらに複雑とし、実際のでない。そのため、波面が上昇しつつあたる間の平均的な値を用いることにし、式 (16)、(17) で定義することにした。

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\tan^{-1} \frac{s - \eta_{10}}{x_1} + \tan^{-1} \frac{\eta_{01} - s}{x_1} \right) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\left. \begin{aligned} V_N &= \frac{1}{2} \frac{\eta_{01} - \eta_{10}}{t_{11} - t_{00}} \cos \beta, & t_{11} \neq t_{00} \\ &= \frac{1}{x_2} \int_0^{x_2} v_n dx, & t_{11} = t_{00} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに、

$$x_1 = \min \{ l_D, l_w \} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$x_2 = \min \left\{ \frac{2}{\pi} l_D, l_w \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

であり、 l_w は重複波形の最大水位 $\eta_{\max}(x)$ ($\beta > 0$ のとき) あるいは最小水位 $\eta_{\min}(x)$ ($\beta < 0$ のとき) と $z=s$ との交点の x 座標、 t_{00} は $x=0$ で波面が上昇しつつ $\eta=s$ となる時刻、 t_{11} は $x=x_2$ で $\eta=s$ となる時刻、 η_{10} は $\eta(x_2, t_{00})$ 、 η_{01} は $\eta(0, t_{11})$ 、 v_n は $t=t_{11}=t_{00}$ での波面の鉛直上昇速度である。

図-2 の (a) のように $x=0$ から波面が衝突するときには β は正の値、(b) のように $x=x_1$ から衝突するときには負の値となる。すなわち、 $\beta < 0$ は波面があたる瞬間において幾何学的に空気を閉じ込める状態を表わす。時間 t については $\beta > 0$ に対しては $t=t_{00}=0$ 、 $\beta < 0$ に対しては $t=t_{11}=0$ とおく。

こうした状態を水面へ落下する物体のモデルに置き換えると、(a) の場合には進行波の場合と同様に凸状楔の落下モデル、(b) の場合には凹状楔の落下モデルに相当する。このように定義した β や V_N により進行波の場合と同じく $K(x, t)$ や $p_i(x, t)$ を求める。ただし、 $\beta < 0$ の領域は $\beta \leq \beta_c$ の領域であり、力積は $|\beta|$ に対する Wagner 型の力積と等しいとした。

なお、 α 、 $K_{ap}(\beta)$ 、 β_a 、 β_c は進行波および重複波による波圧測定結果により、次のように決めた。

$$\alpha = (1 - \sin \beta)^4 \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$K_{ap}(\beta) = \min \{ 250, 5.85 \cot(3.74 - 0.958\beta) \} \quad \dots\dots\dots (21)$$

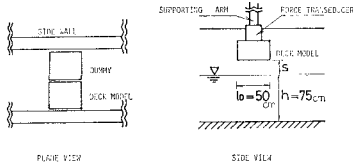
$$\beta_a = 4.77^\circ, \beta_c = 1.33^\circ \quad \dots\dots\dots (22)$$

3. 上部工に働く全揚圧力の実験結果との比較

(1) 実験の方法

実験に用いた水路は長さ 160 m、幅 1 m、深さ 1.5 m の長水路で、模型は造波板から 100 m の位置に設けた。上部工模型は 図-6 に示しているように、水路幅方向に 2 個並びとし、そのうち 1 個を測定用とした。この測定上部工は水路方向の長さ l_D が 50 cm、高さ 30 cm、幅 52.5 cm のアクリル製で、重さ 20.4 kg である。揚圧力の測定は六分力計により、模型を取りつけた状態で固有振動数 85 Hz、減衰率 2.5% である。

実験の水利条件は、水深 $h=75$ cm、周期 $T=2.21$ sec、



図—6 ドルフィン上部工の模型

表—1 測定に用いた波

周期 T (sec)	2.21	Stokes 波の波長 L (cm)	562.4	水深 h (cm)	75
波高* H (cm)	平均	最大	最小	標準偏差	
	28.6	29.6	27.4	0.74	
波頂高* η_{max} (cm)	平均	最大	最小	標準偏差	Stokes 波
	17.5	18.4	16.0	0.82	18.15

* 測定波数は第17波から第26波の10波

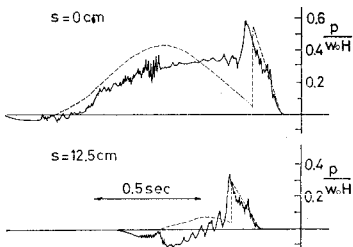
波高 $H=28.6$ cm の一種で、揚圧力の測定は造波板からの再反射波のない範囲で10波とした。表—1に測定板の諸元をばらつきの程度を含めて示しておいた。同表には Stokes 波の第3次近似理論による波頂高 η_{max} 、波長 L も示してある。

静水面と模型下面とのクリアランス s は 0, 1.25, 2.5 5, 7.5, 10, 12.5, 16 cm の 8 ケースである。実験は7回繰り返すのを原則とし、 $s=5$ cm の場合には 27 回実施した。

(2) 実験結果

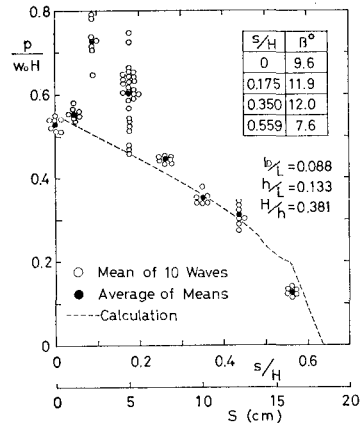
ドルフィン上部工に波が作用するときには接水面が波速より早く進行し、上部工の後端から水塊が噴出するのが特徴である。また周期波であるために前の波による波面の乱れが次の波面の衝突時まで影響することがあり、必ずしも模型がない場合の入射波の波形で衝突しているのではないと思われる。

図—7 は $s=0$ cm と 12.5 cm の場合の揚圧力の測定例であり、同図に点線で示したのは算定式による値である。衝撃力の作用時間は $s=0$ cm の場合、算定値の 0.127 sec に比べ測定例は 0.16 sec とやや長いが、 $s=12.5$ cm ではほぼ同じである。静的揚圧力は算定式では負の揚圧力を考慮してないことなどにより、ややその形状が測定例と合わないようである。

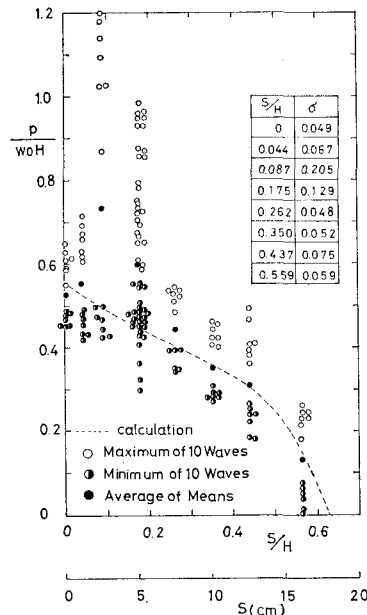


図—7 揚圧力の測定例 ($s=0, 12.5$ cm)

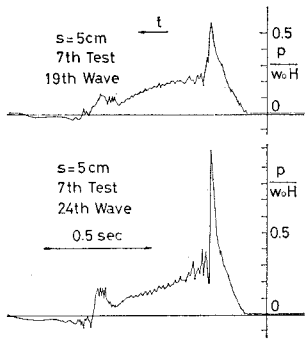
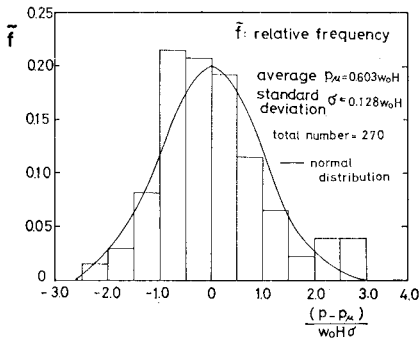
図—8 は 1 回の測定で得られた 10 波の衝撃力の平均値を、クリアランスを横軸にとって示したものである。黒丸で示したのは全体の平均値である。また同図には算定式によるピーク値を示しておいた。図—9 は 1 回の測定で得られた 10 波の衝撃力の最大値および最小値を示すものである。また図中の表は $p/w_0 H$ で示した標準偏差である。 $s=0, 1.25, 7.5, 10, 12.5, 16$ cm では比較的算定値に一致している。またこのときの測定結果の範囲も平均値の $\pm 25\%$ 程度であり、標準偏差 σ も $0.05 w_0 H$ 程度である。しかしながら $s=2.5$ cm や 5 cm では測定結果のばらつきが大きく、その平均値も算定値より大きくなる。これは主に、前の波による波面の乱れが強く影響を及ぼすためと思われる。図—10 は $s=5$ cm の場合の衝撃力の値が平均的な場合と最大値に近い場合の測定



図—8 揚圧力の測定値(平均値)と算定値



図—9 揚圧力の測定値(最大値と最小値)

図—10 揚圧力の測定例 ($s=5\text{ cm}$)

図—11 揚圧力の測定値の度数分布図

例である。衝撃力が作用し始める時にはその値はほぼ等しいが、衝撃力が作用し終るあたりでは下の例の方がかなり大きくなっている。

$s=5\text{ cm}$ の場合は 27 回、計 270 波の測定を行なった。

図—11 はその度数分布で、比較的正規分布に近い形状を示しているといえよう。また 270 波の中間値は $0.59 w_0 H$ で平均値より小さい。

4. あとがき

以上、水平版下面に働く揚圧力の算定法およびドルフィン上部工に働く全揚圧力の実験結果との比較例を示した。揚圧力は著しく衝撃性を帯びたものであり、実験データはかなりばらつくけれども、進行波による揚圧力についてはほぼ平均的な値を推定するものと言える。

本稿においては示すことができなかったが、重複波条件の場合にはさらに変動が顕著となり、直立壁との間で空気が抜けるかどうかによっても値が変化する。本算定法提案の基礎とした重複波条件による波圧測定実験は気密とは言えずある程度の空気の逃げを許容したものである。今後、こうした構造条件による衝撃圧の変化を調べるとともに、変動の主因と考えられる波面の乱れの影響の定量的検討、さらに不規則波による揚圧力の解明を行なって耐波設計法の検討を進めていきたい。

参 考 文 献

- 1) 谷本勝利・高橋重雄：水面付近の矩形水平版に作用する水平波力，第24回海講論文集，pp. 372～376，1977。
- 2) Bagnold, M. R. A.: Interim report wave-pressure research, Jour. of Inst. of Civil Eng., Vol. 12, pp. 201～230, 1939.
- 3) Von Karman: The impact on seaplane floats during landing, NACA, TN321, pp. 1～8, 1929.
- 4) Wagner, H.: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 12, Heft 4, pp. 193～215, 1932.
- 5) 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和：水平版に働く揚圧力に関する研究，港研報告，Vol. 17, No. 2, 1978.
- 6) Verhagen, J. H. G.: The impact of a flat plate on a water surface, Jour. of Ship Res., pp. 211～223, 1967.