スプラッシュを考慮した簡便な衝撃圧解析

正員 大 坪 英 臣* 正員 福 村 勝**

Simplified Analysis of Impact Pressure Taking Account of Splash

by Hideomi Ohtsubo, Member Masaru Fukumura, Member

Summary

When ships cruise through rough sea, hull-bottom and deck-flare region are subjected to high impact pressure due to slamming. In ship's structural design, wave impact is an essential phenomenon and correct estimation of this impact pressure is very important. Theoretical prediction of the above impact load for simple but primitive wedge-entry model has been carried out by different authors since the first half of this century. However, in solving wedge entry problem by B. E. M., it is necessary to determine the self-similar free surface taking account of splash.

In the present analysis, expressing the effect of splash on impact pressure by the velocity of water at splash root and the volume of splash and approximating the shape of free boundary surface, a simplified method of determination of the shape of free surface is proposed. For small values of deadrise angle, the above impact pressure distribution over the wedge, calculated by the above proposed method, tallies fairly well with Wagner's theoretical values. However, for higher values of deadrise angle, present analysis is very close to Hughes' numerical results.

1 緒 言

船舶の波浪衝撃現象の基本である楔形物体の水面衝撃問題は、von Kármán¹⁾, Wagner²⁾を始め多くの研究者によって研究が行われてきたが、近年、Dobrovolskaya³⁾や Hughes⁴⁾によって、スプラッシュを含む厳密な計算例が示された。また谷澤⁵⁾は、衝撃角度が 10° 以下の範囲についてもスプラッシュを考慮した計算を行い、それらの計算によって、正確な衝撃圧の解析にはスプラッシュの影響の考慮が不可欠であることが分かった。しかし、それぞれ、衝撃角度の限定や、自由表面形状の決定に計算時間がかかるなどの問題があり、構造設計者が簡単に行える計算ではない。

境界要素法を用いて衝撃圧を計算する場合、境界である自由表面形状を決定することが大きな問題となる。自由表面形状の決定は、自由表面条件を満たすように形状を逐次修正して行うが、境界要素計算と形状修正の繰り返しには収束までに時間がかかり、また収束の安定性も問題となる。特に衝撃角度が小さい場合、非常に薄いスプラッシュ自由表面を取扱うことは、形状の修正が難しくなるだけでなく、形状自体境界要素法にあまり適さない。

そこで本論文では、自由表面形状の決定を容易にするために、自由表面の形状を近似し、スプラッシュ自由表面を取扱わずに、スプラッシュの根元に速度の条件を与えた簡便な衝撃圧解析法を提案する。最後に本計算値と Wagner²⁾ の理論値、Hughes⁴⁾ の計算値との比較検討を行い、本計算法の有効性について論ずる。

2 自由表面

Fig. 1 のように、軸対称な 2 次元の楔形物体が速度 v_0 で静止した水面に突入する。静止水面を x 軸、楔の対称軸を y 軸にとり、楔が水面に突入する時刻を $t=0$ として、問題の対称性より右半分について考える。

問題を簡単にするために、水中での楔の落下速度を一定とし、流体は非粘性・非圧縮、また流体内部は非回転

Fig. 1 Co-ordinate system of physical plane

* 東京大学工学部船舶工学科

** 東京大学大学院工学系研究科

Fig. 2 Co-ordinate system of non-dimensional plane

流れであるとする。

定速落下の場合、重力を無視すると、楔まわりの流れは相似であり、水面の形状は相似形を保つ（自己相似）。よって、時刻 t 、楔の落下速度 v_0 、没水深さ $h(=v_0 t)$ を用いて、次のような無次元化を行うことができる。

横軸 x 、縦軸 y

$$\xi = x/h = x/(v_0 t), \quad \eta = y/h = y/(v_0 t)$$

速度ポテンシャル $\Phi(x, y, t)$

$$\phi(\xi, \eta) = \Phi(x, y, t)/(v_0^2 t)$$

以後の記述は、無次元化表示を用いて行う。

無次元化表示を用いると、自由表面上の速度の垂直および接線方向成分は、それぞれ次のように表わされる⁹⁾ (Fig. 2)。

$$\text{垂直方向成分} \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = \xi n_\xi + \eta n_\eta \quad (1)$$

$$\text{接線方向成分} \quad \frac{\partial \phi}{\partial s} = \xi n_\eta - \eta n_\xi - s \quad (2)$$

ただし、 s ：スプラッシュ先端からの自由表面長さ

n_ξ, n_η ：自由表面外向き法線ベクトル $\bar{n}$ の方向余弦

ここで、(2) 式を s で積分すると次式が得られる。

$$\phi = (\xi^2 + \eta^2 - s^2)/2 = (r^2 - s^2)/2 \quad (2')$$

ところで自由表面条件は、無次元化によってそれぞれ次のように表わされ⁹⁾、

力学的条件

$$\frac{\partial \phi}{\partial s} = \xi n_\eta - \eta n_\xi - \sqrt{\xi^2 + \eta^2} - 2\phi \quad (3)$$

運動学的条件

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \xi n_\xi + \eta n_\eta \quad (4)$$

(4) 式は (1) 式と同式であり、(2) 式と (2') 式から s を消去すれば (3) 式が得られることから、自己相似自由表面は自由表面条件を満足することが分かる。

次に、自己相似自由表面の自由表面長さは、時刻によらず一定であり⁹⁾、自己相似自由表面は以上の性質をもつことが分かっているが、その形状を理論的に導くことはできない。

3 計 算 法

境界要素法を用いて自己相似自由表面形状を求め、楔面上に発生する衝撃圧を計算する。

自由表面形状を求める方法を以下に示す。

(I) 自由表面形状を仮定する。

(II) 仮定した自由表面形状を境界として、境界要素計算を行う。

(III) 仮定した自由表面が、自由表面条件(1)、(2)式を満たすかどうかをチェックする。

(IV) 自由表面条件を満足するまで自由表面形状を修正し、(II)、(III)の手順を繰り返す。

しかし、スプラッシュを含む自由表面全領域にわたる形状の微妙な修正には、自己相似自由表面に収束するまでに膨大な計算時間を必要とすることから、ここでは、形状の近似とスプラッシュの取扱いの簡単化を用いて、全体の計算を簡単にする方法について考える。

3.1 自由表面形状の近似

自由表面形状の修正や、静水面上の体積、自由表面長さの計算を容易にするために、次のような自由表面形状の近似を行う。

○スプラッシュ自由表面の大部分を直線とする。

○スプラッシュ以外の盛り上がり部分の自由表面形状は Wagner²⁾ の自由表面に相似として、次式で表わされる形状を用いる (Fig. 3)。

$$\eta = A \cdot \{(\xi/c) \arcsin(c/\xi) - 1\} \quad (5)$$

ただし、Wagner の自由表面形状は、

$$\eta = (\xi/c) \arcsin(c/\xi) - 1 \quad (6)$$

であり、修正係数 A は次式で表わされる。

$$A = (c \tan \beta - 1 - \Delta)/(\pi/2 - 1) \quad (7)$$

ここで、 c ：接水幅、 β ：衝撃角度

Δ ： η 方向スプラッシュ根元厚さ

(5) 式で表わされる形状は、スプラッシュを表現できていない Wagner の自由表面 (6) 式に対して、 $\xi = c$ (接水幅) において η 方向スプラッシュ厚さ Δ を考慮

Fig. 3 The model of splash region and free surface

し、スプラッシュ体積分だけ自由表面の盛り上がり小さくなるように、修正係数 A を掛けた形状である。

3.2 スプラッシュの取扱いの簡略化

スプラッシュは薄いことから、スプラッシュ自由表面を境界として取扱うことは境界要素法になじまず、また要素数・計算時間の点からも得策ではない。そこでスプラッシュの形状を直接取扱わずに、スプラッシュの根元を境界とし、スプラッシュが衝撃圧に及ぼす影響を、スプラッシュ厚さ、根元での速度、およびスプラッシュ体積で表現することを考える。

スプラッシュ自由表面は、先端からそのほとんどの部分が直線と仮定でき、自己相似から自由表面の直線部分では速度が一定となる。またスプラッシュ自由表面の根元付近の曲線部分では、(1)、(2) 式より、接線と ξ 軸との成す角が大きくなるにつれて自由表面上の速度の ξ 方向成分は小さくなることから、スプラッシュの根元上 ($\xi=c$) でも ξ 方向速度が一定の領域と、下方へ行くにつれて ξ 方向速度が小さくなる領域があると近似する。

そこで、 ξ 方向速度に関して、 η 方向スプラッシュ根元厚さ Δ を速度一定領域厚さ Δ_1 と速度変化領域厚さ Δ_2 とに分け、速度の変化を線形近似することにする。

スプラッシュ自由表面の直線部分での ξ 方向速度成分は、

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = c + d$$

であり、自由表面の接線が ξ 軸に垂直となるスプラッシュ根元下端では、 $n_\xi=1$, $n_\eta=0$ であるから、運動学的自由表面条件 (1) 式より、 ξ 方向 (垂直方向) 速度成分はその点の ξ 座標、すなわち接水幅 c に等しくなる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \frac{\partial \phi}{\partial n} = c$$

ここで、楔面上のスプラッシュに接する $\xi \geq c$ の領域では、衝撃圧がほぼ 0 に等しいことから³⁾、楔面上での速度を一定と近似すると、根元での ξ 方向速度一定領域では

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = c + d$$

とおくことができる。よって、スプラッシュ根元上 ($\xi=c$) での ξ 方向 (垂直方向) 速度の変化を線形近似すれば、速度分布は次のように表わされる (Fig. 4)。

・速度一定領域 ($0 \leq c \tan \beta - 1 - \eta \leq \Delta_1$)

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = c + d \quad (8)$$

・速度変化領域 ($0 \leq c \tan \beta - 1 - \Delta_1 - \eta \leq \Delta_2$)

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = c + d \{ \eta - (c \tan \beta - 1 - \Delta_1 - \Delta_2) \} / \Delta_2 \quad (9)$$

それより、根元からスプラッシュへの流量 q は、

Fig. 4 Close up of the splash root

$$q = (\Delta_1 + \Delta_2/2)d \quad (10)$$

と表わされ、自己相似によってスプラッシュ体積 V は、

$$V = (\Delta_1 + \Delta_2/2)d/2 \quad (11)$$

と表わされる。

3.3 自由表面形状の仮定法

一つの自由表面形状を仮定するための条件としては、

(i) 体積一定条件

静水面 (ξ 軸) を境に、静水面下の楔の没水体積と、静水面上の流体の体積は等しい。

(ii) 自由表面長さ一定条件

自己相似自由表面の自由表面長さは一定である。の二つの条件があり、上で述べた問題の簡単化によって、(i)、(ii) の条件は、それぞれ次のように定式化することができる。

スプラッシュの自由表面長さを l とし、その ξ 方向長さを d とすると、(Fig. 3 参照)

(i) 体積一定条件

$$\begin{aligned} \frac{1}{2 \tan \beta} &= \frac{1}{2} \left(c - \frac{1}{\tan \beta} \right) (c \tan \beta - 1) + \frac{1}{2} \left(\Delta_1 + \frac{\Delta_2}{2} \right) d \\ &+ \int_c^\infty A \{ (\xi/c) \arcsin(c/\xi) - 1 \} d\xi \\ \therefore \frac{2 \tan \beta}{\pi - 2} c^2 - \frac{\pi + (\Delta_1 + \Delta_2)(4 - \pi)}{\pi - 2} c + \left(\Delta_1 + \frac{\Delta_2}{2} \right) d &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

(ii) 自由表面長さ一定条件

$$l + \int_c^R \sqrt{1 + \left(\frac{d\eta}{d\xi} \right)^2} d\xi = R \quad (13)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \eta &= A \cdot \{ (\xi/c) \arcsin(c/\xi) - 1 \} \\ A &= \{ c \tan \beta - 1 - (\Delta_1 + \Delta_2) \} / (\pi/2 - 1) \end{aligned}$$

であり、 R は

$$\eta \Big|_{\xi=R} = 0, \quad \frac{d\eta}{d\xi} \Big|_{\xi=R} = 0$$

である十分大きな値とする。

ここで、スプラッシュ自由表面長さ l は曲線部の長さを考慮する必要があるが、その長さを推定することが難しいことから、スプラッシュ厚さ Δ ($=\Delta_1 + \Delta_2$) を底辺

とする三角形の一辺の長さとして近似すると、 l と d の関係は次のように表わされる。

$$d = \cos \beta \{ -(\Delta_1 + \Delta_2) \sin \beta + \sqrt{l^2 - (\Delta_1 + \Delta_2)^2 \cos^2 \beta} \} \quad (14)$$

よって、条件式数 2 に対し未知数 4 (c, l, Δ_1, Δ_2) となり、スプラッシュ根元厚さ Δ_1, Δ_2 を設定すれば、自由表面形状を一つ仮定することができる。つまり、2つのパラメータ Δ_1, Δ_2 の修正によって、自由表面形状の修正が可能ということである。

前回の報告⁷⁾では、衝撃角度 β を $\beta \leq 10^\circ$ 程度の小さい範囲に限定した上で、スプラッシュの形状を厚さ一定とし、スプラッシュの速度を一定、すなわち $\Delta_2 = 0$ とした。またスプラッシュ厚さは、Logvinovich⁶⁾ による β が小さい場合のスプラッシュの運動エネルギーから得られた δ

$$\delta = \pi / (8c) \quad (c: \text{接水幅}) \quad (15)$$

を、スプラッシュ体積が Logvinovich のその 2 倍になることを考慮して、

$$\Delta = \delta / 2 = \pi / (16c)$$

であるとし、盛り上がり自由表面の自由表面長さを無視して接水幅 c を求め、自由表面形状を決定した。

今回、 β が大きい場合にも適用できるように、スプラッシュ厚さを変数として、盛り上がり自由表面の自由表面長さを取扱い、境界要素法を用いて自由表面形状を決定する。また、計算の安定と時間の短縮を図って、スプラッシュの形状は自由表面長さ l を直線で近似する以外取扱わずに、スプラッシュの根元において速度の条件を与え、速度一定領域厚さ Δ_1 、速度変化領域厚さ Δ_2 を導入し、 Δ_1, Δ_2 の修正によって、自由表面形状の修正を可能にした。

なお、前報における計算には精度上若干の修正を要する箇所があったことを付記しておく。

3.4 境界要素法の適用

今回、盛り上がり自由表面上の境界条件は、形状の近似による影響（特に傾きによる影響）を小さくするために、力学的自由表面条件（2'）式を与え、計算結果が運動学的自由表面条件（1）式を満足するかどうかをチェックした。

支配方程式および境界条件は以下の通りである（Fig. 5）。

・支配方程式

$$\text{領域内: } \nabla^2 \phi = 0 \quad (16)$$

・境界条件

スプラッシュ根元（Fig. 4 参照）

速度一定領域 ($0 \leq c \tan \beta - 1 - \eta \leq \Delta_1$)

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = c + d \quad (17)$$

Fig. 5 Boundary conditions

速度変化領域 ($0 \leq c \tan \beta - 1 - \Delta_1 - \eta \leq \Delta_2$)

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = c + d \{ \eta - (c \tan \beta - 1 - \Delta_1 - \Delta_2) \} / \Delta_2 \quad (18)$$

$$\text{盛り上がり自由表面: } \phi = (\xi^2 + \eta^2 - s^2) / 2 \quad (19)$$

$$\text{楔面: } \frac{\partial \phi}{\partial n} = -\cos \beta \quad (20)$$

$$\text{対称面 } (\xi = 0): \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (21)$$

$$\text{無限遠方 } (r = R): \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (22)$$

3.5 自由表面形状の修正

運動学的自由表面条件（1）式を満足するようにパラメータ Δ_1, Δ_2 を修正するのであるが、修正のアルゴリズムを容易にするために、二つの自由表面条件から得られた（23）式を用いることにする。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \xi - s n_\eta \quad (23)$$

これは、盛り上がり自由表面上の速度の ξ 方向成分 $\partial \phi / \partial \xi$ が、自由表面長さ s が大きくなるにつれて単調に減少する性質を利用するためである。

そこで、まず Δ_1 を固定し、 Δ_2 を変化させ、盛り上がり自由表面上の $\partial \phi / \partial \xi$ が、境界条件であるスプラッシュ根元下端での $\partial \phi / \partial \xi = \partial \phi / \partial n = c$ よりも大きい領域をスプラッシュ厚さに取込み、 s が大きくなるにつれて $\partial \phi / \partial \xi$ が滑らかに小さくなるような Δ_2 を求める。

次に、盛り上がり自由表面上の $\partial \phi / \partial \xi$ を（23）式と比較して、計算結果の方が大きい場合、全スプラッシュ厚さ $\Delta (= \Delta_1 + \Delta_2)$ を大きく、逆に計算結果の方が小さい場合、 Δ を小さく修正する。（10）式より、流出量一定のまま Δ を大きくするには、 Δ_1 を小さく、 Δ_2 を Δ_1 の修正量の 2 倍だけ大きくすればよく、したがって、（23）式と比較して、

・計算結果の方が大きい場合、 Δ_1 を小さく

・計算結果の方が小さい場合、 Δ_1 を大きく

修正し、再び Δ_2 の修正を行い、 Δ_1, Δ_2 を収束させる。

3.6 圧 力

最後に圧力は、次式で与えられる。

$$\frac{P}{1/2\rho v_0^2} = -2\left(\phi - \frac{\partial\phi}{\partial\xi}\xi - \frac{\partial\phi}{\partial\eta}\eta\right) - \left\{\left(\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right)^2\right\} \quad (24)$$

ただし、 ρ : 流体の密度

3.7 計算手順

計算の流れを以下に示す。

- 1) 初期値 Δ_1, Δ_2 を与える。
- 2) (12), (13) 式から c, l を求め、自由表面形状を仮定し、境界条件を計算する。
- 3) 境界要素法で Laplace 方程式を解く。
- 4) 求めた自由表面上の速度 $\partial\phi/\partial\xi$ に関して、 $\partial\phi/\partial\xi = c$ よりも大きな領域をスプラッシュ厚さに取り込み、 s が大きくなるにつれて単調に減少するように Δ_2 を修正し、2), 3) の手順を繰り返す。
- 5) 自由表面条件 (23) 式を満足するまで Δ_1 を修正し、2)~4) までの手順を繰り返す。
- 6) 楔面上の圧力分布を計算する。

4 計算結果および考察

4.1 スプラッシュ厚さおよび自由表面形状

Fig. 6 に、スプラッシュ体積 V ((11) 式) に関するスプラッシュ厚さ $\Delta' = \Delta_1 + \Delta_2/2$ を、横軸に衝撃角度 β をとって示す。理論値には、 $\beta \rightarrow 0$ のときのスプラッシュの運動エネルギーから体積を計算して得られた Logvinovich⁹⁾ によるスプラッシュ厚さ δ ((15) 式) に、Wag-

Fig. 6 Comparison of the splash thickness

Fig. 7-1 The free surface, $\beta=15^\circ$

Fig. 7-2 The free surface, $\beta=30^\circ$

Fig. 7-3 The free surface, $\beta=45^\circ$

ner⁸⁾ による接水幅 $c = \pi/(2 \tan \beta)$ を代入した次式を用いている。

$$\delta = \tan \beta/4 \quad (25)$$

Fig. 6 において、理論値 δ ((25) 式) が信頼できる β が小さい範囲で、計算値 Δ' は理論値 δ によく合っていることから、比較すべき適当な理論値のない β が大きい範囲においても、ある程度の Δ' の妥当性を保証することができる。

次に、Fig. 7-1, 7-2, 7-3 に $\beta=15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ における自由表面形状を示す。縦軸に η 、横軸には $\xi \tan \beta$ をとっている。図中、点線は Wagner の自由表面形状 ((6) 式) である。なお、スプラッシュ部分の破線は、全スプラッシュ根元厚さ $\Delta (= \Delta_1 + \Delta_2)$ と直線で長さを近似した自由表面長さを表わし、正確なスプラッシュ形状やスプラッシュ体積を示すものではない。

Fig. 7-1 の $\beta=15^\circ$ の場合、盛り上がり自由表面は、ほぼ Wagner の自由表面と重なり、スプラッシュ体積分だけわずかに Wagner のそれよりも盛り上がり小さくなっている。Fig. 7-1 から 7-3 へと、 β が大きくなるにつれ、スプラッシュ厚さが大きくなり、盛り上がり Wagner の自由表面よりも小さくなっていることが分かる。この両者の盛り上がり差の部分の体積がスプラッシュ体積である。

スプラッシュが非常に薄い $\beta < 15^\circ$ の範囲では、盛り上がりはほとんど Wagner の自由表面に一致し、谷澤⁹⁾ による計算に見られる β が十分小さい場合に接水幅が Wagner ($\pi/(2 \tan \beta)$) よりも小さくなる現象は見られなかった。これは、盛り上がり自由表面を Wagner の自由表面に相似とした近似法による影響と考えられるが、自由表面長さ一定条件も大いに関係しているものと思われる。

4.2 楔面上の圧力分布

Fig. 8-1 から 8-8 に衝撃角度 $\beta=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ における楔面上の衝撃圧分布を示す。縦軸には無次元化した圧力係数 $P/(1/2\rho v_0^2)$ をとり、横軸に ξ をとっている。本計算法による計算結果を $\bigcirc$ で示し、比較のために、Wagner の自由表面を境界と

Fig. 8-1 Pressure distribution over the wedge, $\beta=5^\circ$ Fig. 8-2 Pressure distribution over the wedge, $\beta=10^\circ$ Fig. 8-3 Pressure distribution over the wedge, $\beta=15^\circ$ Fig. 8-4 Pressure distribution over the wedge, $\beta=20^\circ$ Fig. 8-5 Pressure distribution over the wedge, $\beta=30^\circ$ Fig. 8-6 Pressure distribution over the wedge, $\beta=40^\circ$ Fig. 8-7 Pressure distribution over the wedge, $\beta=45^\circ$ Fig. 8-8 Pressure distribution over the wedge, $\beta=60^\circ$

し、境界条件を $\phi=0$ として境界要素計算を行ったスプラッシュを考慮していない計算結果を×で示してある。また、実線は Wagner の理論値を示す。なお、Wagner の圧力分布は、次式で与えられる。

$$\frac{P}{1/2 \rho v_0^2} = \frac{\pi}{\tan \beta \sqrt{1 - (\xi/c)^2}} - \frac{(\xi/c)^2}{1 - (\xi/c)^2} \quad (26)$$

また、Fig. 8-7 の $\beta=45^\circ$ の場合には、破線で示し

たホドグラフ法による Hughes⁴⁾ の計算結果とも比較した。

Fig. 8-1 より、 $\beta=5^\circ$ の場合、二通りの計算結果は、それぞれ Wagner の理論値とほとんど一致し、スプラッシュによる影響は見られないが、 β が大きくなるにつれ計算値は楔面全体で Wagner よりも小さくなり、スプラッシュを考慮した方が小さくなる度合が大きくなり、特

に接水幅付近の圧力の下がり方にスプラッシュの影響が顕著に現われている。

最大衝撃圧は、 $\beta=5^\circ, 10^\circ$ において、Wagner の最大値にほぼ等しい計算結果が得られ、 β が大きくなるにつれて最大圧力値は Wagner のそれより小さくなり、 $\beta=45^\circ$ で 20% 程度小さい。また、 $\beta=45^\circ$ 前後を境にして、最大衝撃圧の発生する位置が、接水幅近傍から楔先端 ($\xi=0$) へと移ることが分かり、この移動は Wagner の理論値 (約 57.5°) よりも小さい角度で起きている。

Fig. 8-7 の $\beta=45^\circ$ の場合、本計算値は Hughes⁴⁾ の計算値にも非常によく合い、 β が大きい範囲においても本計算法が有効であることが証明される。

5 結 論

自由表面の近似、スプラッシュの取扱いの簡略化によって、自己相似自由表面形状を求めるアルゴリズムを簡便にした本計算法を用いて、楔形物体の水面衝撃時における楔面上の衝撃圧を計算した。その結果、衝撃角度 $\beta=5^\circ$ において Wagner の理論値に一致し、 $\beta=45^\circ$ で Hughes の計算値によく合うことから、本計算法が少なくとも $\beta \geq 5^\circ$ の広い範囲で有効であり、簡便ながら精度が高く、実用的であることを確かめた。

なお、この手法にさらなる検討を加えることによって、自己相似が成立しない曲率を有する物体の落下問題への適用へと発展しうる可能性があると考えられる。

参 考 文 献

- 1) Th. von Kármán : The Impact on Seaplane Floats during Landing, NACA, TN 321 (1929), 1-8.
- 2) V. H. Wagner : Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, ZAMM, Bd 12 (1932), 193-215.
- 3) Z. N. Dobrovolskaya : On Some Problems of Similarity Flow of Fluid with a Free Surface, J. of Fluid Mech., Vol. 36 (1969), 805-829.
- 4) O. F. Hughes : Solution of the Wedge Entry Problem by Numerical Conformal Mapping, J. of Fluid Mech., Vol. 56 (1972), 173-192.
- 5) 谷澤克治 : 境界要素法による楔の着水問題の相似解, 関西造船協会誌, 第 196 号 (昭和 60 年 3 月).
- 6) G. V. Logvinovich : Hydrodynamics of Free-Boundary Flows, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem 1972.
- 7) 大坪英臣, 河野好秀 : 楔形物体の水面衝撃時に発生する圧力の最大値について, 日本造船学会論文集, 第 157 号 (昭和 60 年 6 月).