

# 碎波段波衝突による衝撃波力について\*

IMPULSIVE FORCE ON WALLS DUE TO THE COLLISION OF A BORE

松富英夫\*\*

By Hideo MATSUTOMI

An analytical procedure is developed for predicting the time-dependent impulsive force on vertical walls due to the collision of a bore. The impulsive force is estimated by using Cumberbatch's theory which treats the problem of a water wedge striking a wall. The comparison of the theoretical and experimental results shows that the present theory well estimates the total impulsive force and maximum impulsive pressure when the depth of water in the downstream region of the bore is sufficiently small compared with the height of the bore front.

*Keywords : impulsive force, bore, dam-break flow, tsunami*

## 1. まえがき

ドライ・ベッド上のサーリング・フロント衝突による構造物などへの衝撃波力評価に関する理論的研究として、Crossの研究<sup>3)</sup>が代表としてある。彼の研究は、陸上週上津波を対象とした、ゲート急開流れのサーリング・フロントにCumberbatch理論<sup>4)</sup>を適用したものである。その結果の有用性も実験値との比較により確認されている。

一方、下流側水深を有する碎波段波衝突による衝撃波力の理論的推定を試みた研究例はほとんどない。同じく、津波を対象としたゲート急開流れの碎波段波にCumberbatch理論を適用した、Crossの研究が挙げられる程度である。しかし、その研究にても完全に理論的なわけではない。衝撃波力評価の際に必要とされる段波の水面形（正確には水面勾配と水深）や段波移動速度などに実験値が用いられている。それらの理論的推定がまだ困難な研究の進捗状況であったためである。

本研究は、著者が対象段波の水面形や移動速度などの

理論的推定を可能にしたので<sup>5)</sup>、その理論をCrossの考えに適用することで、碎波段波衝突による衝撃波力の完全な理論的推定を試みようとするものである。

その理論結果の妥当性は実験値との比較により検討される。しかし、全衝撃波力の経時変化に関する既往の実験データは1つしかない。このデータが精度よいものかどうかは検討結果の信頼性に關係する。検討結果の信頼性を高めるには、多くの実験データとの比較・検討が不可欠と思われる。また、今後のこの種の研究の発展のためにも、利用できる実験データの蓄積は重要である。そのため、新たに実験を行い、理論結果の妥当性を検討することにする。実験データの提供ということも本研究の目的の1つである。

## 2. 理 論

本研究は、図-1に示すように、初期下流側水深と流速を有する場合のゲート急開流れの碎波段波が鉛直壁に衝突するときで、静水圧が支配的となるない、段波衝突後の比較的短い間での波力を対象とする。すなわち、全体からみれば小さい全静水圧と碎波段波のもつ運動量が力積に変換されたときの全圧力（一般に、この全圧力を衝撃波力とよぶ）との合力を対象にする。本研究ではこの合力を全波力または全衝撃波力とよんでいる。

\* 本論文は文献1)と2)の内容を有機的にまとめ、考察を加えたものである。

\*\* 正会員 工修 秋田大学助手 鉱山学部土木工学科  
(〒010 秋田市手形学園町1-1)

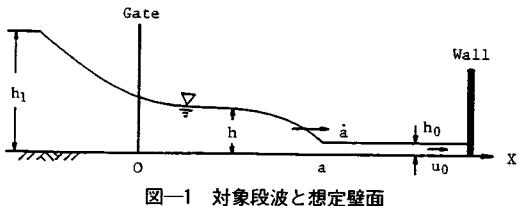


図-1 対象段波と想定壁面

Cross に従えば、Cumberbatch 理論を用いて、対象段波衝突による全（衝撃）波力  $F$  は近似的に次式で推定される<sup>3)</sup>。

$$F = \frac{1}{2} \rho g h^2 + C_F \rho u^2 h \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$C_F = 1 + (\tan \theta)^{1.2} \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $\rho$ ：水の密度、 $g$ ：重力加速度、 $h$  と  $u$ ：おのの衝突壁がないときの壁の据えられる位置での入射段波の全水深と断面平均水平方向水粒子速度、 $\tan \theta (> 0)$ ：水面勾配、 $C_F$ ：force coefficient とよばれるもので<sup>4)</sup>、式（2）は Cumberbatch 理論の近似として Cross により導かれたものである。式（1）の右辺第1項が静水圧項、第2項が運動量が力積に変換されたときの全圧力項である。水面勾配にかかっている指数 1.2 はその近似の程度により多少変化し得るものである。

本来ならば、Cumberbatch 理論は下流側水深を有する段波には適用できない。段波内部の流況は Cumberbatch 理論で想定されている（ドライ・ベッド上の流れの）流況と異なるからである。しかし、本研究例のように、段波下流側水深  $h_0$  が段波波高に比べて十分に小さい場合は（図-3, 8, 9, 10 参照）、下流側水深有無による流れ先端部での流況の差はさほど大きくないものと考えられる。本研究で示される方法は、段波下流側水深が段波波高に比べてかなり小さい場合にのみ、適用可能なものである。

全波力の経時的变化は、式（1）と（2）から判断されるように、衝突壁がないときの壁の据えられる位置での入射段波の時々刻々の水深、水面勾配と流速が与えられれば、推定可能となる。本研究ではその水深と水面勾配をおのの著者の水深に関する次の理論式<sup>5)</sup>；

$\xi \leq x \leq \xi_0$  で

$$h = 2\sqrt[3]{\beta} \cos \frac{\varphi}{3} + \frac{2}{3g} S_s(\dot{a}-U)^2 \frac{a-\xi}{a-x} \quad \dots \dots \dots (3)$$

$$\beta = \sqrt{-\frac{m^3}{27}}, \quad \cos \varphi = -\frac{q}{2\beta},$$

$$m = -\left\{ \frac{4}{3g^2} S_s^2(\dot{a}-U)^4 \left( \frac{a-\xi}{a-x} \right)^2 \right. \\ \left. - \frac{4}{g} S_s(\dot{a}-u_0)(\dot{a}-U)h_0 \sqrt{\frac{a-\xi}{a-x}} \right. \\ \left. + \frac{2}{g} (\dot{a}-u_0)^2 h_0 + h_0^2 + \frac{2}{g} KU^2(a-x) \right\},$$

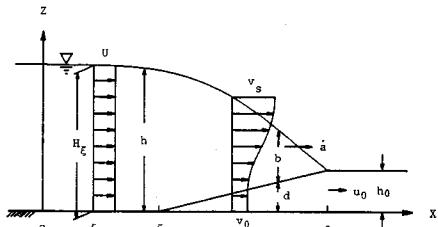


図-2 段波先端モデルと記号

$$q = -\frac{2}{3g} S_s(\dot{a}-U)^2 \frac{a-\xi}{a-x} \left[ \frac{8}{9g^2} S_s^2(\dot{a}-U)^4 \right. \\ \left. + \left( \frac{a-\xi}{a-x} \right)^2 - \frac{4}{g} S_s(\dot{a}-u_0)(\dot{a}-U)h_0 \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{a-\xi}{a-x}} + \frac{2}{g} (\dot{a}-u_0)^2 h_0 + h_0^2 \right. \\ \left. + \frac{2}{g} KU^2(a-x) \right] + \frac{2}{g} \frac{S_2}{S_1^2} (\dot{a}-u_0)^2 h_0^2,$$

$$S_1 = \frac{1}{12}(4+A), \quad S_2 = \frac{1}{5} + \frac{A}{15} + \frac{A^2}{105},$$

$$S_s = 1 - \frac{S_2}{S_1^2},$$

$\xi_0 \leq x \leq a$  で

$$h \left( \frac{S_2}{S_1^2} \frac{h}{h-d} - 1 \right) (v_0 - \dot{a})^2 + 2 h_0 (\dot{a} - u_0) \\ \cdot \left( \frac{S_2}{S_1^2} \frac{h}{h-d} - 1 \right) (v_0 - \dot{a}) + \frac{S_2}{S_1^2} \frac{(\dot{a}-u_0)^2}{h-d} h_0^2 \\ + \frac{g}{2} h^2 - (\dot{a}-u_0)^2 h_0 - \frac{g}{2} h_0^2 \\ - KU^2 \left( 1 - \frac{d}{h_0} \right) (a - \xi) = 0 \quad \dots \dots \dots (4)$$

とそれらを空間微分して得られる式；

$\xi \leq x \leq \xi_0$  で

$$\tan \theta = -\frac{\partial h}{\partial x} \\ = -\frac{2}{3} \beta^{-2/3} \frac{\partial \beta}{\partial x} \cos \frac{\varphi}{3} \\ + \frac{2}{3} \beta^{1/3} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \sin \frac{\varphi}{3} - \frac{2}{3g} S_s(\dot{a}-U)^2 \frac{a-\xi}{(a-x)^2} \\ \dots \dots \dots (5)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial x} = \left( -\frac{m}{12} \right)^{1/2} \left\{ \frac{8}{3g^2} S_s^2(\dot{a}-U)^4 \frac{(a-\xi)^{1/2}}{(a-x)^3} \right. \\ \left. - \frac{2}{g} S_s(\dot{a}-u_0)(\dot{a}-U)h_0 \frac{(a-\xi)^{1/2}}{(a-x)^{3/2}} - \frac{2}{g} KU^2 \right\},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{2\beta} \left( 1 - \frac{q^2}{4\beta^2} \right)^{-1/2} \left[ -\frac{2}{3g} S_s(\dot{a}-U)^2 \right. \\ \left. \cdot \frac{a-\xi}{(a-x)^2} \left\{ \frac{24}{9g^2} S_s^2(\dot{a}-U)^4 \left( \frac{a-\xi}{a-x} \right)^2 \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{6}{g} S_s(\dot{a}-u_0)(\dot{a}-U)h_0 \left( \frac{a-\xi}{a-x} \right)^2 \right\} \right. \\ \left. + \frac{2}{g} (\dot{a}-u_0)^2 h_0 + h_0^2 \right\} - \frac{q}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial x} \right],$$

$\xi_0 \leq x \leq a$  で

で評価することにする。ここで、 $x$ ：ゲート位置を原点とし、下流方向を正とする水平距離座標、 $a$ ：段波先端位置、 $\xi$ ：段波後端位置、 $\xi_0$ ：コア領域終端位置、 $\dot{a}$ ：段波先端移動速度、 $U$ ：段波後端での断面平均水平方向水粒子速度、 $v_0$ ：底面での水粒子速度、 $u_0$ ：初期のゲート下流側での断面平均水粒子速度、 $d$ ：コア厚、 $K$ ：抵抗係数、 $A$ ：段波内の水平方向水粒子速度の鉛直分布に関する定数である。また、流速  $u$  には、近似的に  $x = \xi$  での流速  $U$  ( $\approx \dot{a}$ ) を採用することにする。これは、波力評価に用いている Cumberbatch 理論が、ドライ・ベッド上の波形不变な（流れ方向に流速一様で、流速=流れ先端移動速度となる）流れの衝突に対するものであることによる。

著者の水面形推定法における段波のモデル化では、水平方向水粒子速度の鉛直分布を考慮している<sup>5)</sup>。  $u$ として、段波各点（段波が移動していることより、このようにも表現される）での断面平均流速を採用するのが、理論的に整合性がある。事実、全衝撃波力に関しては、その方が段波の立ち上がり部分で実験値によりよく一致する。しかし、著者のモデルでは、段波先端に近づくにつれて、 $u$ が単調減少的に  $u_0$ （ $\ll \alpha$ ）に近づき、波圧も単調減少的に小さくなる（ピークをもたない）という不合理を生じる。理論的に整合性のある方法を採用するには、Madsen and Svendsen のような<sup>6)</sup>、段波先端で  $v_s = u_0$  とならない、より厳密な段波モデルを採用する必要があろう。ここで、 $v_s$  は水表面での水平方向水粒子速度で、彼らの場合、 $u_0 = 0$  である。

とはいうものの、波力評価に Cumberbatch 理論を用いていることを考えると、本研究のように水面勾配を正確に求め、段波内全体で流速（段波移動速度に近いもの）が同じというモデルの方がよいかもしれない。対象段波の場合 ( $\theta < 45^\circ$ )、式 (1) の静水圧項は小さいと考え

ると（次章（1）節の計算例で示される），水面勾配の推定精度次第で，全波力は倍程度に変化し得るものである。これについては、文献3)の図-7を参照されたい。

本研究では、 $A$ の値として2.0を採用している。 $a$ ,  $\xi$ や $\eta$ などの評価方法については、文献5)を参照されたい。また、対象段波の水面形推定における段波のモデル化と式中の諸記号については、図-2を参照されたい。

ところで、式(6)は段波先端( $x=a$ )で0/0の不定形となる。このままでは段波衝突時の全衝撃波力や衝撃波圧を評価することができない。本理論ではこのときに最大衝撃波圧を生じ(たとえば、図-3(c)参照)，その評価は非常に重要である。そこで、不定形の極限値を得る手法でその解を求めるところにする。その結果として、次式が得られる。

ここで、添字  $x=a$  は段波先端での値であることを表わす。

### 3. 解の適用性

本理論の実際問題への適用性について、実験結果との比較を通して検討することにする。

### (1) 既往実験値との比較

波力の実験は難しいものもあるが、特に本研究対象の段波衝突による波力の実験例は少ない。入射段波条件や全波力の経時変化などもはっきりしている実験値としては、Cross のものが利用できる程度である。それも、一実験値の利用ができるだけで、初期ゲート上流側水深  $h_1 = 0.366$  m,  $h_0 = 0.006$  m,  $u_0 = 0$  m/s, 底面勾配  $i = 0.002$  の条件のもとで得られたものである。ただし、段波衝突直後に発生する最大衝撃波圧に関しては、福井らのものが利用できる<sup>7)</sup>。そこでまず、Cross の実験値と福井らの実験値や実験式との比較により、本研究で示された理論的手法の妥当性を検討することにする。

図-3(a) は入射段波水位の経時変化の比較を示したものである。ゲート地点からの距離  $x=4.7$  m でのものである。水位の立ち上がり始めをともに時間の原点 ( $t=0$ ) としてある。理論値は段波を進行させ、想定壁面位置での水位変化を求めたものである。抵抗係数として

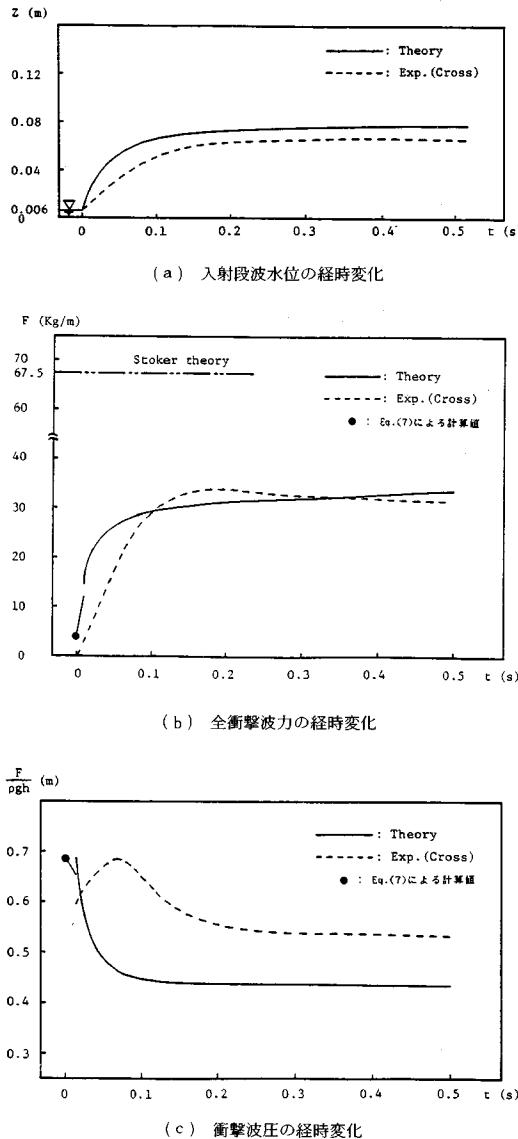


図-3 既往実験値と理論値の比較

は、Cross の与えた Chézy の流速係数  $C_h$  ( $=98$ ) から換算 ( $K=g/C_h^2 \approx 0.001$ ) されたものを採用している。想定壁面位置を通過した後の段波の水面形と先端移動速度  $a$  は変わらないと仮定して、 $t=0$  での空間波形を移動させたときの水位変化もほぼ同じ結果となった。この図によると、理論値の方が全般的に実験値より大きい。特に、 $t=0.2$  sまでの水位の立ち上がり過程には大きな違いが認められる。この理由として、i) 実験での  $h_0$  の評価の正確性、ii) 気泡を含んだ流れに対する波高計の応答性や、iii) 実験値は排水のことを考えて緩い斜面上で得られたものであるが、理論値は水平床として評価されている、などが考えられる。特に、i) の段波

下流側水深は段波水深に大きな影響を及ぼすものである。これらの点については、次節の本研究実験値との比較において簡単に考察する。

図-3(b) は全波力の経時変化の比較を示したものである。ゲート地点からの距離  $x \approx 5.1$  m でのものである。図には、段波衝突後鉛直方向に投げ出された流体塊が落下してきたときに生じる、波力の増大部分までは示されていない。その部分は研究対象外の波力だからである(次節参照)。この図によると、理論値と実験値は比較的よく一致している。ちなみに、全波力のほぼ一定となっている、 $t=0.4$  s前後での理論における全静水圧の全波力に占める割合は 10% 程度である。

本理論では、コア領域終端点(図-2 の  $x=\xi_0$ )での水面勾配が食い違っているため、波力もその点で食い違いをみせる。しかし、その大きさは最大全波力からみれば、無視できる程度であることが図-3(b) から判断される。図中には、Stoker 理論<sup>8)</sup>で評価される全静水圧も合わせて示されている。ただし、壁面衝突開始時の段波と同一水理条件を有する理想的定常段波が、壁面に衝突して、完全反射するときのものである。Stoker 理論で評価される全静水圧は、段波衝突直後の短い間に形成される全衝撃波力よりもかなり大きいようである。衝撃的な全波力の評価には、本研究の方法がより合理的であると判断される。さらに、図中には段波先端衝突時の水面勾配として、式(7)を用いて評価した全衝撃波力が黒丸で示されている。この値は、 $t=0$  のときの段波先端( $x=a$ )近傍での水深と水面勾配を用いて評価された波力から、外挿して求めたものとほぼ同じであった。

図-3(c) は衝撃波圧  $p$  の経時変化の比較を示したものである。ゲート地点からの距離  $x \approx 5.1$  m でのものであるが、段波水深に関する実験値は 4.7 m でのものを使っている。ここで、衝撃波圧は、全波力  $F$  と段波水深  $h$  を用いて、 $p/\rho g = F/\rho gh$  で定義されている。実際の段波衝突後の衝撃波力の作用範囲は、流体塊が鉛直方向に投げ出されるため、入射段波水深幅よりも広い<sup>4)</sup>。たとえば、次節で述べる  $h_1=0.45$  m の実験では、入射段波水深  $h \approx 0.13$  m のとき、作用範囲(投げ出された流体塊の先端高さ)は約 0.4 m であった。ただし、投げ出された流体塊部分での衝撃波力は小さいこと<sup>4)</sup>、この波圧の定義での理論値と実験値の比較に問題はないことを断っておく。この図によると、発生時刻に差がみられるが、理論と実験の最大衝撃波圧  $p_m$  (理論値は図中の黒丸) はほぼ同じ値を示している。しかし、ほぼ一定となる  $t=0.1$  s 以後での理論波圧は過小評価の傾向にある。これは主に、図-3(a) からも判断されるように、その領域での両者間の段波水位差に起因しているものと推定される。

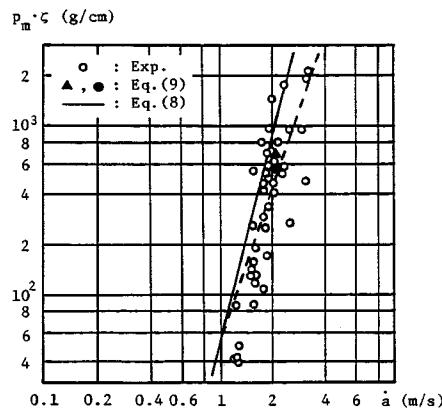


図-4 最大衝撃波圧に関する既往結果との比較

図-4は図-3(c)に示された理論による最大衝撃波圧(黒丸)と最大衝撃波圧に関する福井ら<sup>7)</sup>の実験式および実験値との比較を示したものである。図中、白丸が実験値で、黒丸(黒三角)が理論値、すなわち式(9-a)(式(9-b))で評価されたものである。この場合の理論値は、段波下流側水深が非常に小さいので(約0.006m),断面平均的な衝撃波圧(本研究の衝撃波圧が $F/h$ で定義されていることによる)と考える必要はない。また、図中の実線が福井らの実験曲線で、鉛直壁に対する彼らの実験式は次式である。

$$p_m \zeta = 0.51 \frac{\rho}{g} \dot{a}^4 \quad \dots \dots \dots (8)$$

ここで、 $\zeta$ は入射段波波高で、本研究では $H_t - h_0$ に相当する。 $H_t$ は $x = \xi$ での全水深である。図-4によると、式(8)は実験値に対して少し大きめの値を与えるようである。実験係数である波圧係数(0.51)がもう少し小さく評価されてもよいように思われる。図中の破線は福井らの論文<sup>7)</sup>の図-14中に示されている実験曲線である。こちらの方が、式(8)の実線に比べて、実験値と的一致度がよい。破線は段波伝播速度 $\dot{a}$ のほぼ3乗に比例している。

式(8)に相当する本研究の理論式は次式である。

$$p_m \zeta \approx F_{x=a} \left( \frac{H_t}{h_0} - 1 \right)$$

$$= \rho [1 + (\tan \theta)_{x=a}^{1/2} (H_t - h_0) U^2] \dots \dots \dots (9-a)$$

$$\approx \rho [1 + (\tan \theta)_{x=a}^{1/2} (H_t - h_0) \dot{a}^2] \dots \dots \dots (9-b)$$

ここで、式(9-a)から式(9-b)への近似は、段波下流側水深が段波波高に比べて非常に小さいと想定したことである。福井らの実験での最大衝撃波圧は段波下流側の静水面位置で生じているので、式(1)の静水圧項は無視されている。ちなみに、本理論計算例でのその全静水圧の全衝撃波力に対する割合は1%以下である。

図-4によると、理論値は式(8)の実験式による推定

値に比べてかなり小さめ(約1/2)である。しかし、実験値と比べると、ほぼ妥当なところに位置しており、本理論の実際問題への有用性が伺われる。

## (2) 本研究実験値との比較

利用できる既往の実験値は非常に少ない。同一地点での入射段波水位と全衝撃波力の経時変化に関する実験データは皆無である。また、それら実験値の精度も不明である。実験データの提供(蓄積)ということも含め、本理論の妥当性に関する検討結果の信頼性を高めるためにも、実験を行う必要がある。

実験に使用した水路は高さ0.5m、幅0.3m、長さ11.0mの水平に設置された鋼製矩形水路で、水路下流側の10m部分が両面ガラス張りのものである。ガラスの片面には、経時的流れ先端位置と空間波形読み取りのため、5cm間隔のメッシュが刻まれている。ゲートとして、手動の引き揚げ式のもの(塩化ビニール樹脂製で、厚さ12mm)が用いられた。水路下流端から6mのところに位置している。ゲート下流側水深調節のため、水路下流端に取り外し可能な堰も取り付けられた。また、波力測定には、受圧板付きのしっかりと固定できる、L型鋼棒が用いられた。受圧板は塩化ビニール樹脂製で、その諸元は10×295×500mmである。L型鋼棒の諸元は断面40×70mm、固定時水平部長さ550mm、鉛直部長さ970mmである。この波力計の固有振動数は、受圧板を取り付けた状態で、約27Hzである。波力の評価には、防水ひずみゲージで鋼棒鉛直部のひずみを測定し、それを力に換算する方法が取られた。つまり、全波力の測定が行われた。実験装置の概要を図-5に示す。

上述の波力測定法では、波力計のキャリブレーションが問題となる。合波力の作用点が時間的に移動するからである。本研究ではそれを、ばね秤(秤量50kg)を用い、全衝撃波力ピーク値付近(ほぼ一定値となるt=0.4s付近、図-8(b), 9(b)と10(b)を参照)の合波力(静水圧を除く)の作用点に対してのみ行った。つまり、

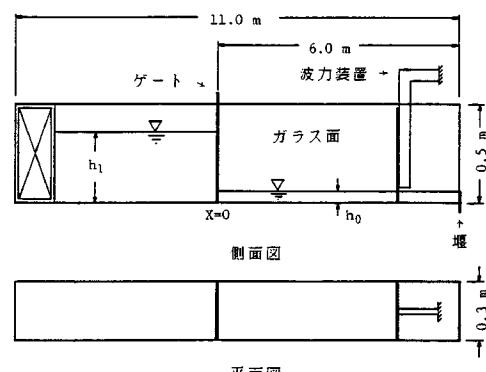


図-5 実験装置

り、前節の衝撃波圧の定義から想像つくように、衝撃波圧は底面から入射段波水位まで等分布的に働くと考え、衝突壁がないときの、全衝撃波力ピーク時付近での入射段波水深の1/2点に対して行った。この結果のみを用いて波力を評価すると、ピーク前の波力が過大評価されることになる。しかし、作用点をその移動範囲内( $z=10 \sim 66$  mm)で変えてキャリブレーションを行ったところ、本波力計では高々数%であることを確認した。図-6にキャリブレーション結果例( $h_0=0.02$  m,  $h_1=0.4$  m)を示す。合波力の作用点は底面から64 mmのところである。縦軸は載荷力で、横軸はペン・レコーダー記録紙上の変位量である。図中の前面・後面はひずみゲージの貼り付けられたL型鋼棒(受圧板の取り付けられた鉛直部)の側面を示す。上流側が前面で、下流側が後面である。前面と後面の結果はほぼ同じで、直線性也非常によい。他の実験ケースでのキャリブレーション結果も同じであった。

実験ケースは、 $u_0$ と $h_0$ をおのおの零と0.02 mに固定し、 $h_1$ を0.35 m, 0.40 m, 0.45 mとした3ケースである。ただし、測定は各ケースとも、ゲート下流 $x=3.87$  mと5.05 mの2か所で行われた。

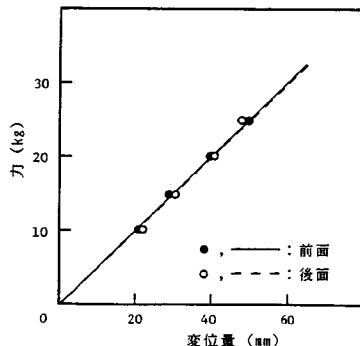


図-6 波力計のキャリブレーション  
( $h_0=0.02$  m,  $h_1=0.4$  m)

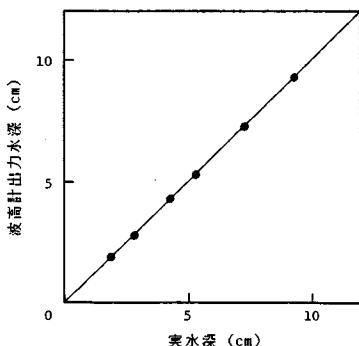


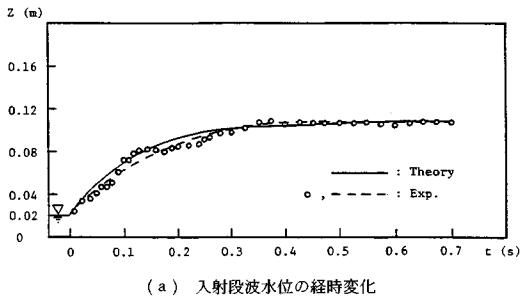
図-7 波高計のキャリブレーション

測定項目は全波力、段波衝突前後の壁面近傍での水面形、衝突壁前面0.4 mと1 mでの入・反射段波の時間波形、衝突壁を取り除いたときの壁の据えられる位置での入射段波の空間と時間波形である。段波衝突前後の壁面近傍での水面形の測定は、段波衝突後にCumberbatch理論で想定されているような水面形となるかどうかの確認、鉛直方向に投げ出された流体塊の挙動の確認などのために行われた。衝突壁前面での入・反射段波の時間波形の測定は、Stoker理論<sup>8)</sup>で予測される反射段波水深の妥当性の確認などのために行われた。これらの測定には、上述の波力測定装置のほかに、モーター・ドライブ・カメラ(約5コマ/秒)と容量式波高計が用いられた。波高計の使用に際し、線形応答に必要な水深確保のため、底面下に箱を設ける<sup>9)</sup>などという特別な細工はなされていない。図-7に波高計のキャリブレーション結果を示す。本実験ケースのように、常に $h \geq 0.02$  mとなる場合では、直線性が非常によいことが判断される。全波力と段波水位の経時変化の記録には、ペン・レコーダーを用いた。

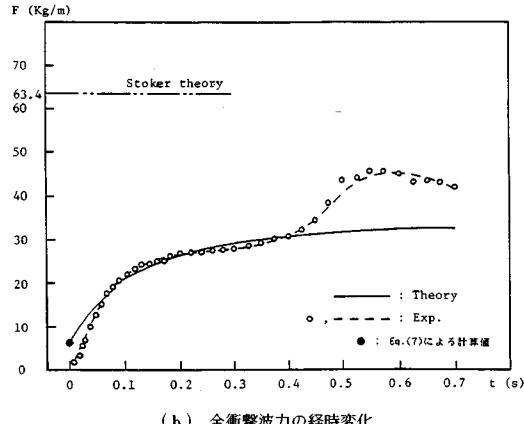
図-8(a), (b)と(c)に、 $h_1=0.35$  m,  $h_0=0.02$  m,  $x=5.05$  mでの入射段波水位、全衝撃波力と衝撃波圧の経時変化に関する実験値(白丸)と理論値(実線)の比較を示す。ここで、理論における抵抗係数 $K$ は、従来の滑面開水路抵抗則での水深に、Stoker理論<sup>5), 8)</sup>より計算される理想段波水深を用いて推定されている。その値はおよそ0.002である。以下の理論計算でのそれも、すべて同じ方法で推定されている。滑面水路に対して、この方法が有効であることは確認済みである<sup>5)</sup>。また、衝撃波圧に関する実験値は、入射段波水位と全衝撃波力の均された時間波形から評価されている。図-8(a)と(b)中の破線がその均され、採用された時間波形で、以下の図でも同じである。これは、同一段波で、しかも同一地点でのそれらの実験値が得られないことによる便法である。図-8(b)中の二点鎖線と黒丸、(c)中の黒丸はおのおの図-3(b)と(c)中のそれらと同じものを表わす。ちなみに、本実験での反射段波水深(段波反射時の全静水圧といつてもよい)は、Stoker理論で予測されるそれより若干小さめの傾向であった。

図-9と10の(a), (b), (c)はおのおの( $h_1=0.40$  m,  $h_0=0.02$  m,  $x=5.05$  m)と( $h_1=0.45$  m,  $h_0=0.02$  m,  $x=5.05$  m)での入射段波水位、全衝撃波力と衝撃波圧の経時変化に関する実験値と理論値の比較を示したものである。残りの他のケースについては、文献2)を参照されたい。

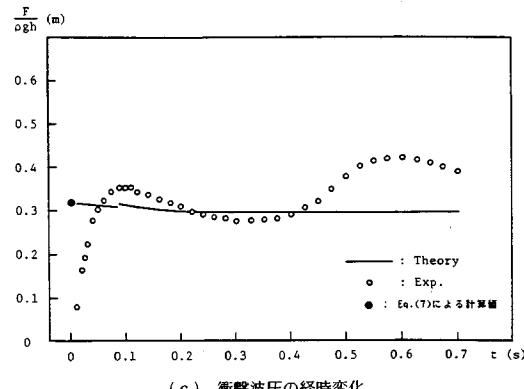
図-8, 9と10によると、入射段波水位の経時変化に関する理論値と本実験値の一致度は、Crossの実験値のときと比較して(図-3(a)参照)、よくなっている。特



(a) 入射段波水位の経時変化



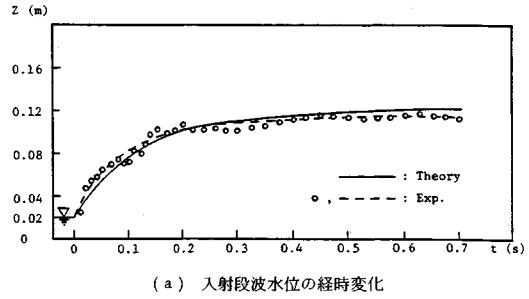
(b) 全衝撃波力の経時変化



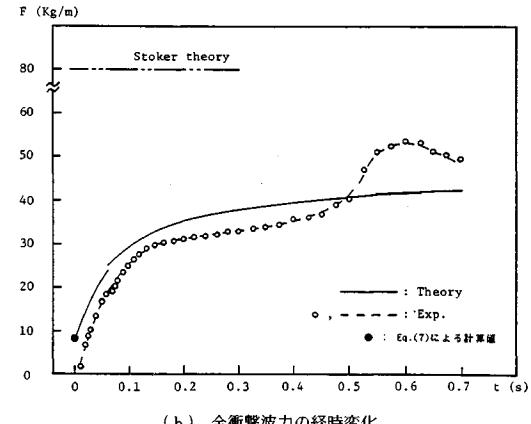
(c) 衝撃波圧の経時変化

図-8 実験値と理論値の比較 ( $h_1=0.35$  m,  $x=5.05$  m)

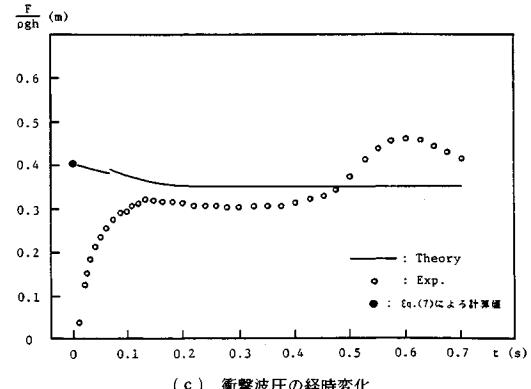
に、 $h_1=0.35$  m と  $0.40$  m の場合は、 $t=0.2$  sまでの水位の立ち上がり過程もよく一致している。理論値と Cross の実験値との不一致は、気泡などのあまり含まれない、ほぼ一定段波水深となる領域でも大きい。 $h_0=0.01$  m、その他は既述の条件と同一条件での付加実験を行ったところ、これと同じ傾向の結果が得られた。Cross の実験値は、ゲート下流側水深が約  $0.006$  m という非常に小さな条件で得られたものである。波高計の線形応答に必要な水深確保などという、特別な細工はなされていない（本実験でも同じ）。理論値と Cross の実験値との不一致は、主に波高計出力の線形性が十分に保た



(a) 入射段波水位の経時変化



(b) 全衝撃波力の経時変化

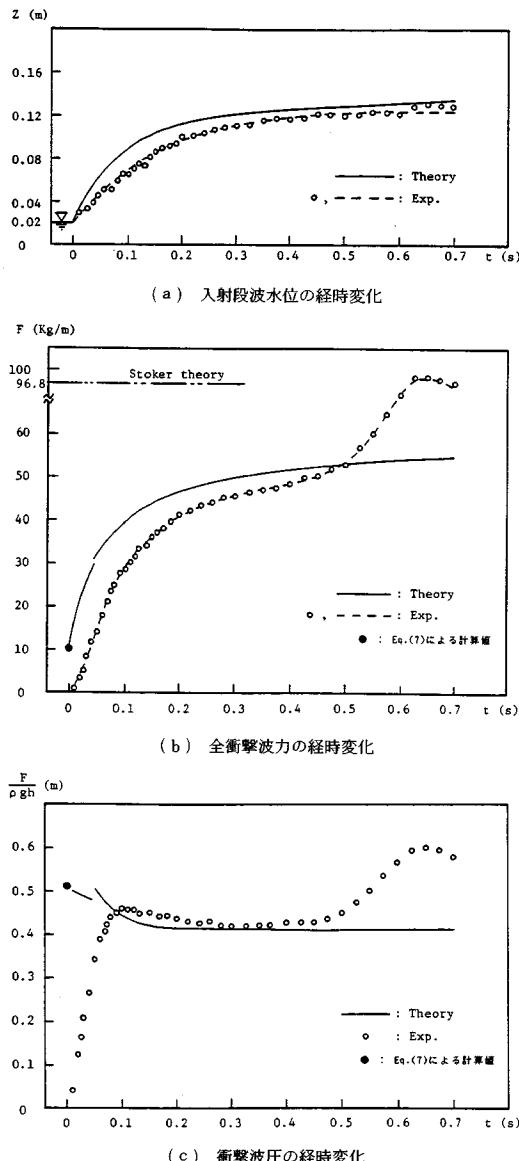


(c) 衝撃波圧の経時変化

図-9 実験値と理論値の比較 ( $h_1=0.40$  m,  $x=5.05$  m)

れていなかったためでないかと思われる（本実験での波高計のキャリブレーション結果については図-7を参照）。

全衝撃波力の経時変化に関する本実験値は、Cross の実験値と同じ傾向を示している。ただし、どれも単調増加しており、Cross の実験値でのような緩いピークはみられない（図-3(b) 参照）。 $t=0.5$  s付近での立ち上がりは、段波衝突後鉛直方向に投げ出された流体塊が落下してきたときに生じるものである。同じような立ち上がりは Cross の実験値でもみられる<sup>3)</sup>。ただし、その相対的大きさは本実験値に比べて少し小さい。本研究では、

図-10 実験値と理論値の比較 ( $h_1=0.45\text{ m}$ ,  $x=5.05\text{ m}$ )

この立ち上がり前までの波力を衝撃波力としている。実験値と理論値の一一致度も比較的よい。以上より、全衝撃波力に関する Cross の実験値はほぼ妥当なものと判断されよう。

衝撃波圧の経時変化に関する本実験値は、Cross の実験値と全体的に同じ傾向を示している。しかし、最大衝撃波圧への立ち上がりが少し緩めの傾向にある。最大値の理論との一致度も、Cross の実験値のときと比べ、あまりよくない。この理由の 1 つに、本実験で動ひずみ測定器の感度を落とし過ぎ、全衝撃波力の立ち上がりが緩慢になっていることが考えられる。その他として、実験

データの整理方法の問題（均されたデータを用いて評価していること）などが考えられよう。

以上、本研究理論の妥当性の検討を行った。碎波段波衝突による最大衝撃波圧や全衝撃波力の評価は工学上非常に重要である。本章(1)・(2)節での検討結果より、本研究理論の実際問題への有用性が確認されたと判断してよい。

#### 4. む す び

ゲート急開流れの碎波段波衝突による衝撃波力の一理論的推定法を示した。波力実験を行い、その推定法の妥当性の検討と利用できる実験データの提供を試みた。既往実験データとの比較・検討もなされた。本研究で得られた主要な結論は次のとおりである。

(1) 本研究対象段波衝突による全衝撃波力は本研究の方法で比較的精度よく推定できる。

(2) 断面平均的衝撃波圧も、最大値とその後の平坦部での値に関しては、本研究の方法で比較的精度よく推定できる。

(3) 本理論では、コア領域終端点 ( $x=\xi_0$ ) での水面勾配が不連続なため、全衝撃波力や衝撃波圧もその点で食い違いをみせる。しかし、その大きさは全体からみれば小さく、本研究の方法の有用性を損なうものではない。

(4) 全衝撃波力に関する Cross の実験値はほぼ妥当なものと判断される。

(5) 同一地点での入射段波水位と全衝撃波力の経時変化に関する実験データの提供がなされた。それらの均された時間波形を用いて、衝撃波圧の経時変化に関するデータの提供もなされた。ただし、最大衝撃波圧に関しては、あまり精度よい結果が得られていない。

**謝 辞**：本研究を遂行するにあたり、東北大学工学部 首藤伸夫教授と秋田大学鈴山学部 浅田 宏教授より有益なるご助言、ご意見を賜った。ここに記して両先生に深甚なる感謝の意を表する。また、理論解析と実験に助力頂いた本学卒業生 橋岡善治君と栗田純次君にも感謝の意を表する。なお、本研究は昭和 62 年度文部省科学研究費自然災害特別研究(1)(研究代表者：首藤伸夫教授)と奨励研究(A)により行われたことを付記する。

#### 参 考 文 献

- 1) 松富英夫・浅田 宏・橋岡善治：碎波段波衝突による波力の一評価方法、第 34 回海講論文集、pp. 522~525、1987.
- 2) 松富英夫：碎波段波衝突による波力に関する実験、東北大学工学部津波防災実験所研究報告、第 5 号、pp. 15~31、1988.

- 3) Cross, R. H. : Tsunami surge forces, Proc. ASCE, Vol. 93, WW4, pp. 201~231, 1967.
- 4) Cumberbatch, E. : The impact of a water wedge on a wall, J. F. M., Vol. 7, pp. 353~374, 1960.
- 5) 松富英夫：下流側水深を有するダム破壊流れ先端部の水面形, 土木学会論文集, No. 375-II-6, pp. 161~170, 1986.
- 6) Madsen, P. A. and Svendsen, I. A. : Turbulent bores and hydraulic jumps, J. F. M., Vol. 129, pp. 1~25, 1983.
- 7) Fukui, Y., Nakamura, M., Shiraishi, H. and Sasaki, Y. : Hydraulic study on tsunami, Coastal Eng. in Japan, Vol. 6, pp. 67~82, 1963.
- 8) Stoker, J. J. : Water Waves, Interscience Publishers, Inc., New York, 1957.
- 9) たとえば, 松富英夫:津波のサージング・フロント, 土木学会論文集, No. 375-II-6, pp. 231~239, 1986.  
(1988.2.15・受付)