

河川における航走波について — 直立護岸水路に対する数値計算 —

SHIP-GENERATED WAVES IN A RIVER — NUMERICAL SIMULATION FOR CHANNELS RESTRICTED BY VERTICAL WALLS —

谷本勝利¹・中村廣昭²・小林豪毅³

Katsutoshi TANIMOTO, Hiroaki NAKAMURA and Hidetaka KOBAYASHI

¹正会員 工博 埼玉大学教授 工学部建設工学科 (〒338-8570 浦和市下大久保255)

²正会員 前埼玉大学講師 工学部建設工学科 (〒338-8570 浦和市下大久保255)

³正会員 工修 (株) 東京久栄 技術開発部 (〒333-0866 川口市鶴ヶ丸6906-10)

Ship-generated waves in a shallow and narrow channel like a river are greatly different from those in a deep open water. In the present paper, ship-generated waves in the channel restricted by vertical walls have been studied by numerical simulations together with data measured in laboratories and fields. Boussinesq type equations are applied to simulate the generation and propagation of waves by a sailing ship. A slender ship is assumed to give the moving boundary condition for the sailing ship. A remarkable feature of the ship-generated waves is the appearance of solitons ahead of the sailing ship. The simulated heights of soliton agree well with laboratory data by Ertekin et al. (1985). The maximum wave heights in the train of ship-generated waves are also investigated and compared with laboratory data by Kurata et al. (1983) and field data observed newly in the Shingashi river. The height of ship-generated waves is greatly varied by the depth Froude number and the blockage coefficient.

Key Words : Ship-generated wave, river channel, Boussinesq type equation, numerical simulation, field observation, depth Froude number, soliton

1. はじめに

近年, 交通渋滞の緩和や輸送エネルギー節減などの観点から, 河川舟運復興の気運が高まり, 荒川などにおいて水上バスが定期就航しているほか, リバーステーションなどの整備, 船舶通航方法の検討などが行われるようになった¹⁾. そうした舟運における水理的課題の一つは高速化した船舶による航走波の河川堤防・護岸への作用である. 特に, 多自然型川づくりにおいて, ヨシを水辺に植栽する場合など, 航走波は低水護岸の平水時における主要な外力の一つとなる.

そうした航走波に関する研究はこれまで主として船舶工学の分野で行われているが, そこでは造波抵抗が主たる関心事であり, 河川のように狭くかつ浅い水路における水辺での航走波の性質についてはあまり明らかにされていない. そのため, 本研究は, 平水時の河川堤防・護岸の計画・設計・維持管理における新しい外力要因とし

ての浅水航走波について, 直立護岸で仕切られた水路を対象とした数値計算により, その基本的性質を明らかにすることを目的としたものである. 特に, 両岸が直立護岸の新河岸川で現地観測を行って, 航走波の実態を把握するとともに, 数値計算との比較を試みている.

2. 数値計算の方法

数値計算はBoussinesq型の基本式を, 船の擾乱に相当する湧き出しと吸い込みを分布させた移動境界のもとに, 数値的に解いていくものである. PeregrineによるBoussinesq型の式²⁾を基本式として, 矩形断面水路に適用した計算は既に示したところである^{3), 4)}. 本論文では, 水深が比較的深い場合にも適用可能なMadsenら⁵⁾による次の式を基本式とし, 水路幅方向に水深変化がある場合の計算も行う.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ &= \left(\beta + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 Q_x}{\partial t \partial x^2} + \frac{\partial^3 Q_y}{\partial t \partial x \partial y} \right) \\ &+ \beta g h^3 \left(\frac{\partial^3 \xi}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \xi}{\partial x \partial y^2} \right) \\ &+ h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) \\ &+ h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial x} \right) \\ &+ \beta g h^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial y} \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_y^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \xi}{\partial y} \\ &= \left(\beta + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 Q_x}{\partial t \partial x \partial y} + \frac{\partial^3 Q_y}{\partial t \partial y^2} \right) \\ &+ \beta g h^3 \left(\frac{\partial^3 \xi}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 \xi}{\partial y^3} \right) \\ &+ h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial y} \right) \\ &+ h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) \\ &+ \beta g h^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

ここに、 ξ は水位、 Q_x 、 Q_y はそれぞれ x （船の進行方向座標軸）、 y （船の進行方向と直角方向の座標軸）方向の線流量、 t は時間、 h は静水深、 $D (= h + \xi)$ は全水深、 g は重力加速度、 β は分散項の補正係数で1/15としている。

船舶は細長い船（slender ship）⁹⁾を仮定して、船舶境界として次式のように与える。

$$Q_y = \pm \frac{1}{2} U \frac{dS}{dx} \quad (\text{船の位置で}) \quad (4)$$

ここに、 U は船の航走速度、 S は船舶の没水横断面積であり、本研究では次のように放物線近似で与える。

$$S(x_s) = S_0 \left\{ 1 - \left(\frac{2x_s}{L_s} \right)^2 \right\}, \quad -1 \leq \frac{2x_s}{L_s} \leq 1 \quad (5)$$

ここに、 S_0 は船舶中央での没水横断面積、 L_s は船の長さ（垂線間長を用いる）、 x_s は船の中央からの距離である。 S_0 は中央横断面積係数 α を用いて次のように表される。

$$S_0 = \alpha B_s d \quad (6)$$

ここに、 B_s は船幅、 d は喫水である。

Boussinesq型方程式の離散化にはMadsenら³⁾に倣ってADI法を用い、空間的には水位と線流量を交互に配したスタッガード・メッシュを用いる。計算は静水状態を初期状態とし、計算領域は水路の両端境界からの擾乱が影響しないよう十分長くとる。水路壁面は完全反射とする。

なお、浅水航走波を支配する重要なパラメータである水深フルード数 F_h とブロック係数（blockage coefficient） C_b の定義は次式のとおりである。

$$F_h = U / \sqrt{gh_s} \quad (7)$$

$$C_b = S_0 / S_w \quad (8)$$

ここに、 h_s は航走水深、 S_w は水路断面積である。

3. 直立護岸水路での浅水航走波の性質

(1) ソリトンの発生と水路幅等による変化

完全反射の護岸を有する水路における浅水航走波の大きな特徴は船の前に発生するソリトンと航走波のパターンの非定常性であるが⁴⁾、非定常性についての議論は別の機会に譲る。

最初に、Ertekinら⁷⁾による曳航実験の条件を対象として、ソリトンについて論じる。模型船の長さ L_s は1.52m、幅 B_s は0.23mである。喫水 d は実験では3種に変化させているけれども、本論文では $d=0.05$ mの条件のみを対象とする。この場合、中央横断面積係数 α は0.98である。水路幅 B は1.22m、2.44、4.88mの3種であり、いずれも船は水路幅中央を航走する。水深 h は0.10～0.15mの範囲で変化しているが、ここでは、 $h=0.10$ mのみを対象とする。なお、Ertekinらの実験によるソリトンの波高や周期に関しては、既に谷本らがPeregrineの式を用いて計算を行っている³⁾。本論文においては、前述したようにMadsenらによる式を用いて計算した結果を示すけれども、ソリトンの波高や周期の値は、本条件の場合、ほとんど変わらない。

まず、静水中を船が走り始めてからの航走波の発達の様子を水路幅4.88mの例について示す。水深フルード数は1.0すなわち限界速度（critical speed）の条件である。

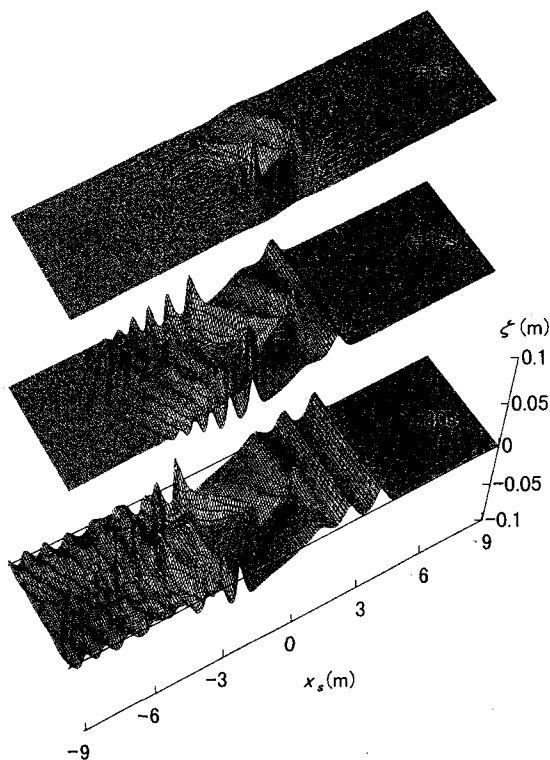


図-1 航走波の発達

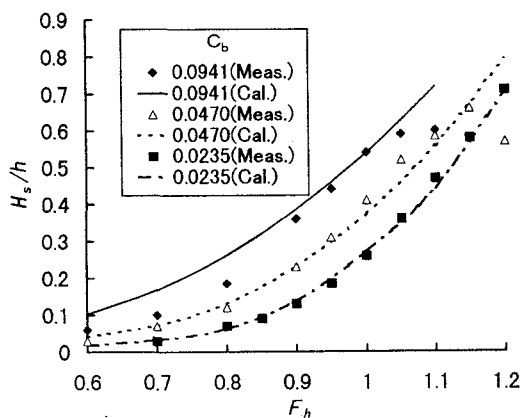


図-2 水深フルード数によるソリトン波高の変化

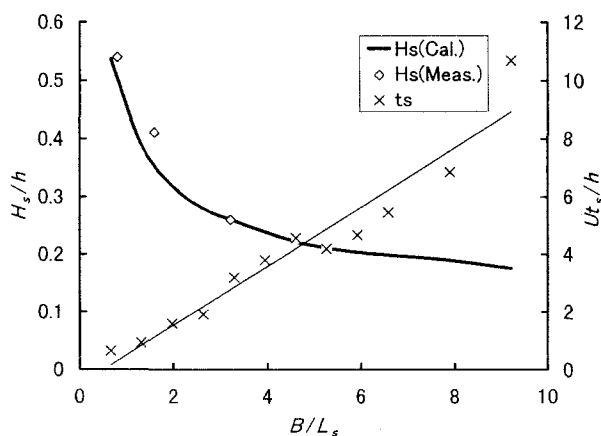


図-3 水路幅によるソリトン波高の変化

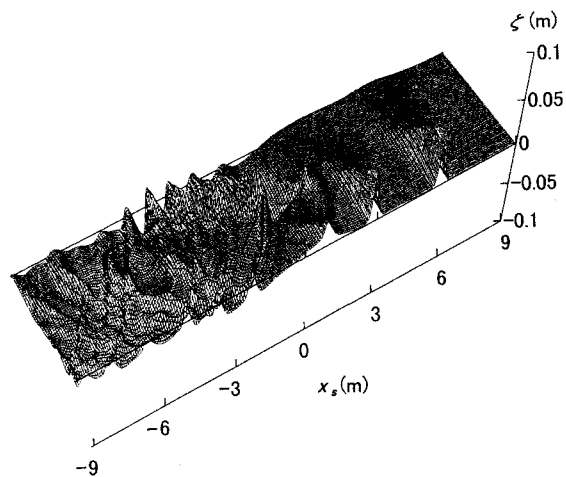


図-4 水路幅方向に水深変化がある場合

図-1は計算開始後5, 15, 30 sの航走波のパターンを示したものである。船を中心とした前後9m区間のみを示している。船の進行とともに、船の前の波が次第に2次元化してソリトンとなり、その数が増えていく様子が認められる。こうしたソリトンは船の航走線が水路幅の中央でなくても発生することを確認している⁴⁾。

ソリトンは伝播とともに波形を変えることはなく、その第1波目の高さをソリトンの波高と定義し、 H_s と表記する。図-2は計算と実験によるソリトンの波高を示したものである。ここに、 H_s は水深 h で割って無次元化し、横軸には水深フルード数をとっている。

このように、ソリトンの波高は水深フルード数およびブロック係数が大きいほど大きくなり、計算結果は実験結果とよく合っている。ただし、ブロック係数が大きく、かつ水深フルード数が大きい場合には、実験では碎波が生じるのに対し、計算ではそれを考慮していないため、違いが生じている。

一方、図-3は水深フルード数を1.0に固定して、水路幅を系統的に変化させたときの、ソリトン化するのに要する航走時間 t_s とソリトンの波高の変化を無次元化して示したものである。水路幅が広くなるにつれて、ソリトン化するのに要する航走時間が長くなり、ソリトンの波高は小さくなっていくことが確認できる。

これまで、水深が一定すなわち矩形断面水路におけるソリトンについて述べたが、次に水路幅方向に水深変化がある場合の計算例を示す。図-4は $B=4.88$ mで、水深が水路幅方向に0.05mから0.15mまで直線的に変化する場合の計算開始60 s後の航走波のパターンである。船は水路幅中央を、その水深に対し限界速度で航走する条件の例である。図の右側が浅く、左側が深いが、この場合においても、船の前には高さは異なるものの、波峰線が側壁に直角に揃ったソリトンが現れることが確認できる。これらのことから、船の前の波がソリトン化するのは水路側壁におけるマッハ反射が原因であ

るといえる。

(2) 後続波の最大波高

以上、船の前に発生するソリトンについて述べた。しかしながら、実際の河川などの条件の場合、顕著なソリトンが発生することは稀で、船の後方の波（後続波）が問題となることが多い。そのため、ソリトンが顕著に発達しないような水路幅が比較的広い条件での航走波について、倉田ら⁸⁾の実験条件を対象として検討する。

実験は幅が約6.7m、長さが約40mの水路で行われたもので、カーフェリー(3,624総トン、模型縮尺1/60)を対象としている。模型船の諸元は、 $L_s=1.367\text{m}$ 、 $B_s=0.243\text{m}$ 、 $d=0.098\text{m}$ である。中央横断面積係数 α は不明であるが、谷本ら⁴⁾の検討による0.62の値を用いる。船速 U は $0.56\sim 1.88\text{m/s}$ 、水深 h は $0.146\sim 0.246\text{m}$ の範囲で変化している。航走波は船の初期位置から16m地点で、航走線から直角方向に0.5m間隔で6点(G1～G6)で測定されている。

図-5、6に実験および計算による航走波のG1、G2、G3での時間波形を示している。水深は0.183m、水深フルード数は0.85の例である。ただし、実験の0.01mのスケールは標準スケールで、キャリブレーションの値はやや小さく0.0085m程度である。実験と計算による波形を比較すると、最初に押し波、引き波が現れて、その後周期の短い波が続くというパターンは合っているものの、細部では違いが認められる。しかしながら、後で示すように最大波高については比較的よく合っている。

このような時間波形に見られるように、航走波は航走線からの距離によって変化する。図-7は航走線からの距離による最大波高の変化を、 $h=0.146\text{m}$ 、 $F_h=0.91$ について例示したものである。計算値は単調減少でないものの、実験値とよく合っている。距離の大きいところで増加傾向が現れるのは側壁からの反射波の影響である。側壁は図の横軸の値で2.45の位置にある。

航走波の最大波高 $H_{\max}$ ⁹⁾は船速が限界速度を超えるかどうかによって傾向が変化する。図-8は水深フルード数による測点G3での最大波高の変化を例示したものである。ただし、計算値は最小水深と最大水深の条件についてのみ示している。これから、最大波高は実験値、計算値ともに、水深フルード数が1程度までは増大し、それ以上では頭打ちあるいは減少の傾向になっている。両者を比較すると、水深フルード数が1付近では計算値が小さく、1以上の領域で実験値の減少が大きい傾向にある。これは、計算では碎波現象を考慮していないことによる。

(3) 流れの影響

河川においては流れがあり、船が流れを遡る場合（逆流）と下る場合（順流）とでは航走波の大きさも異なる。そのため、Ertekinらの実験条件に戻って、順流と逆流の場合の計算結果を示す。図-9は $B=4.88\text{m}$ で、流速 $V=$

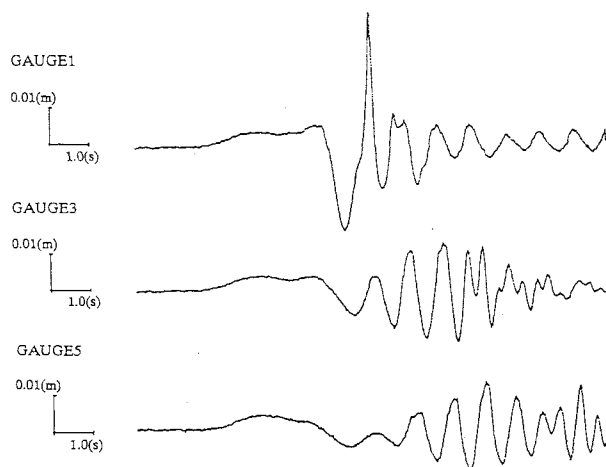


図-5 実験による航走波の時間波形

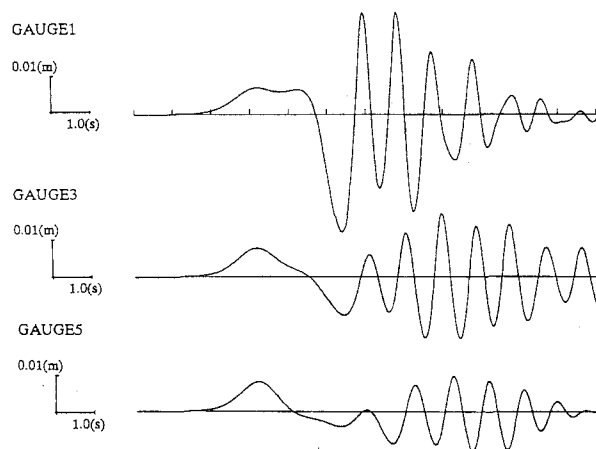


図-6 計算による航走波の時間波形

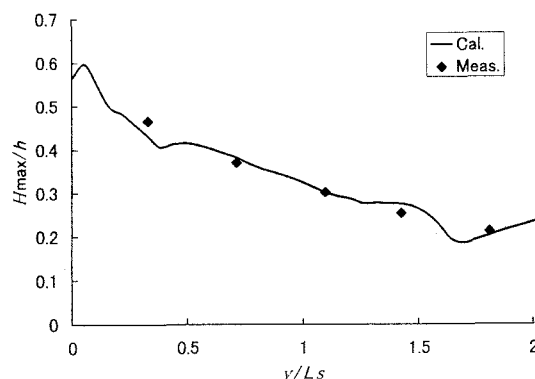


図-7 航走線からの距離による変化

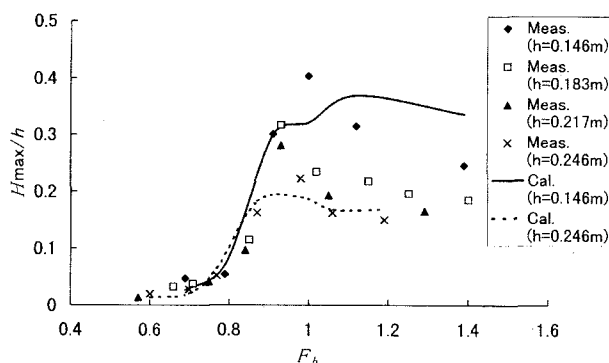


図-8 水深フルード数による最大波高の変化

$\pm 0.10\text{m/s}$ （+が順流，-が逆流）の流れがある場合の時間波形を示したものである。船速 U は 0.90m/s と同じであるが，流れによって航走波は大きく異なることがわかる。流れを考慮したときの相対フルード数は順流の場合 0.81 ，逆流の場合 1.01 である。なお，流れは線流量に換算し，領域内に一様に与えている。

4. 現地観測による航走波

(1) 現地の条件と観測方法

観測で対象としたのは新河岸川で，航走波の観測地点は，隅田川との合流点を起点として約 480m 上流にある志茂橋から，さらに約 450m 上流の岩淵橋までの間のほぼ中間点の左岸である。この辺は兩岸ともに直立護岸で，幅 50m の直線状の水路となっている。水深は幅方向に変化し，図-10に示しているように，右岸がAP下 3.2m と深く，左岸が 0.5m と浅い。志茂橋・岩淵橋間ではほぼ同じような水深である。船は後述するように水深の大きい右岸寄りを航行するので，水路幅方向に非対称性が強い。

測定は， 2m 用の容量式波高計を護岸に固定し，水位の変化を記録する方法によった。このとき，波高計の見通し線上を船首および船尾が通過する瞬間をトリガー信号機で発信し記録した。船首・船尾間の長さを，通過する時間で割ることによって，船速を算出している。

観測時の水位は東京都による志茂橋での観測値を用いた。河川流速は測定されていないので，荒川・新河岸川・隅田川の水路網に対し，1次元不定流の数値計算を行って，観測時の流速を推定した。数値計算における上流境界は荒川・新河岸川ともに笹目橋水位観測所に，下流境界は荒川は南砂町水位観測所，隅田川は霊岸島水位観測所において，いずれも観測水位を与えている。図-11に1999年8月6日の航走波観測地点での水位 ζ ，流量 Q_x ，平均流速 V の変化を例示している。水位については近傍の志茂橋での観測値も示してあるが，計算値はそれによく合っている。航走波の観測は11時頃であるので，その時の平均流速を読み取ると下流に向かって 0.16m/s と推定できる。

(2) 観測対象船舶

観測で対象とした船舶は東京水辺ライン大回りコースに就航している「さくら」，「あじさい」，「こすもす」である。このうち，さくらとあじさいは同型であり，本論文ではさくらに統一する。さくらの垂線間長は 24.00m ，型幅は 6.00m ，満載喫水は 1.005m で，総トン数は 53トン である。一方，こすもすは，垂線間長 28.11m ，型幅 7.00m ，満載喫水 1.10m ，総トン数 76トン とさくらより大きい。

写真-1にこすもす上り（上流方向）の航走状況を示しているが，航走線は常に水深の大きい右岸寄りであ

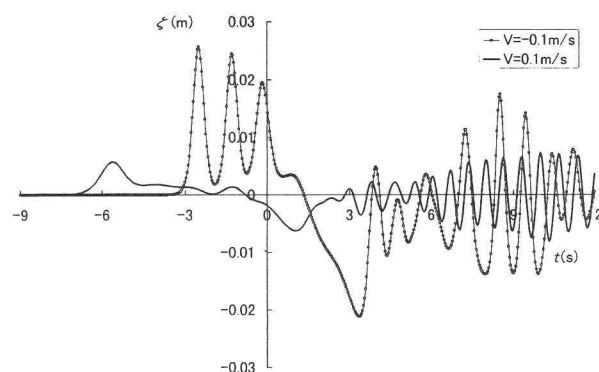


図-9 逆流・順流の場合の時間波形

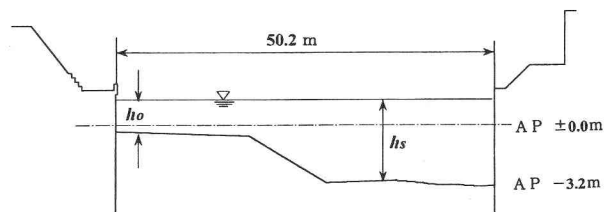


図-10 水路断面図

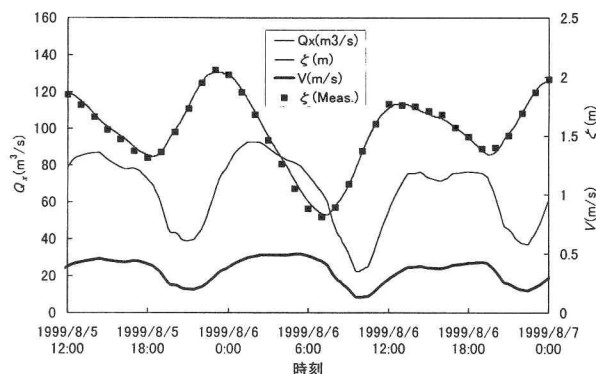


図-11 観測水位と不定流の数値計算結果

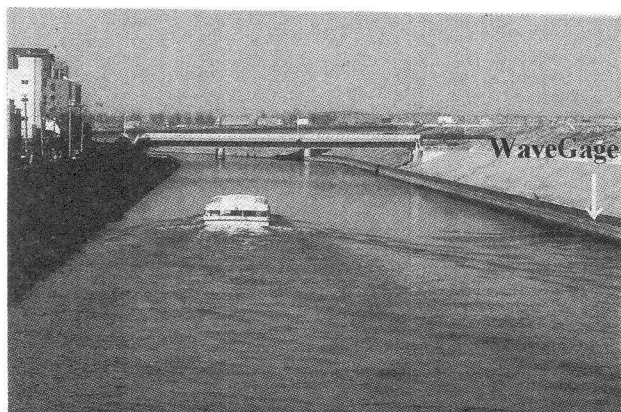


写真-1 観測地点を航走するこすもす上り

り，本論文では左岸から $0.7B$ の距離とみなしている。

(3) 航走波の観測記録

航走波は1998年12月18日から1999年12月24日にかけて，左岸だけで18の記録を得ることができた（右岸で6個の記録を得ているが，本論文では対象としない）。そのう

ち、1999年12月10日さくら下り（下流方向、船速 $U=5.6\text{m/s}$ ）の記録の例を図-12に示す。横軸の時間は船首が波高計の見通し線に到達した時を0としている。航走波の時間波形は現地観測においても、最初の押し波、引き波の後、周期の短い波が続くという変化を示している。この場合の航走水深 h_s に対するフルード数は0.85（相対フルード数0.78）で、最大波高は1.25mである。なお、本観測全体での水深フルード数は0.55～0.85（相対フルード数は0.48～0.80）の範囲であり、最大波高は0.16～1.26mである。河川における航走波の最大波高を測定した例としては、福岡ら¹⁰⁾による荒川での観測があるが、最大波高は0.13～0.23mであり、今回の観測のほうがはるかに大きい。これは水路条件や船舶の航走条件の違いによる。

(4) 相対フルード数による最大波高の変化

図-13は横軸に航走水深に対する、河川流を考慮した相対フルード数をとって、観測による最大波高をプロットしたものがある。図中、さくらを対象とした出発点から400および600mでの計算結果（流れなし）を示してあるけれども、計算結果は観測値の変動の平均的関係を表している。ただし、観測時の航走位置での水深は3.8～4.9mと変化しているが、計算ではそれらの平均である4.4mを与えている。横断方向の水深変化は考慮している。また、船の中央横断面積係数 α は0.8としている。

6. むすび

本論文において、数値計算や既往の実験結果ならび新たに行った現地観測結果により、直立護岸水路での航走波の基本的性質を検討した。直立護岸水路における浅水航走波の大きな特徴の一つは船の前に現れるソリトンである。ソリトンは水路や航走線が非対称であっても発生するが、ソリトン化するためには十分な航走時間（航走距離）を必要とする。そのため、種々の条件が複雑に変化する実際の水路では顕著なソリトンが発生することは稀であり、後続波の最大波が問題となる。数値計算による最大波高は実験や現地観測による値の変動の平均的な関係を与えており、河川堤防や護岸の平水時の設計において、十分実用に耐えるものである。ただし、実際において時に生じる砕波についてはまだ計算に取り入れている。また、本方法は任意断面形状の水路に適用可能であるが、河岸が斜面であるときに生じる遡上についてはまだ考慮しておらず、砕波とともに今後の課題である。

なお、本研究を行うにあたり、建設省荒川下流工事事務所および上流工事事務所、東京都建設局河川部、(財)東京都公園協会水辺事業課から河川データや船舶データをいただくとともに、観測に際して便宜を受けた。ここ

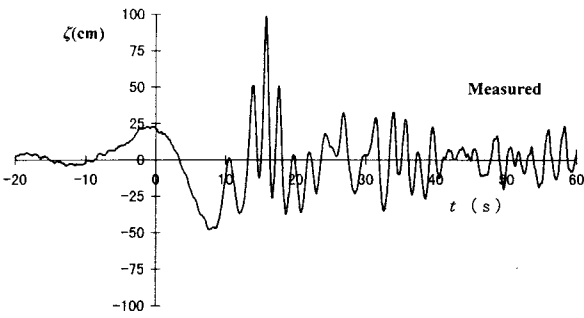


図-12 航走波の記録

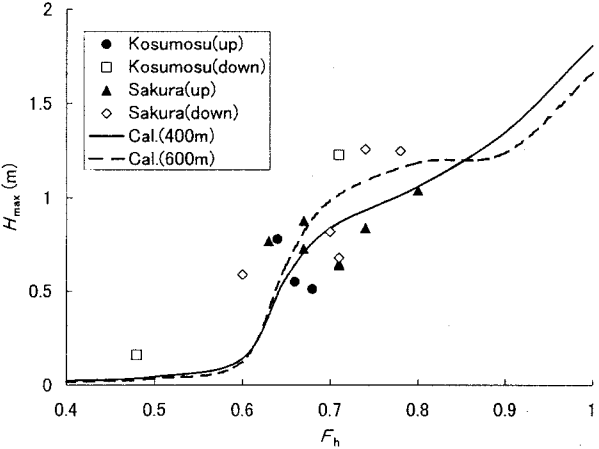


図-13 相対フルード数による最大波高の変化

に記して、心より感謝申し上げる次第である。

参考文献

- 1) 建設省荒川下流工事事務所：荒川羅針盤，2000.
- 2) Peregrine, D.H.: Long waves on a beach, *J. Fluid Mech.*, **27**, 815-827, 1967.
- 3) 谷本勝利，小林豪毅，Vu Thanh Ca：矩形断面水路における浅水航走波の数値計算，*海岸工学論文集*，**46**, 61-65, 1999.
- 4) 谷本勝利，小林豪毅，倉田克彦，今野博史：浅水航走波の数値計算，*海洋開発論文集*，**25**, 2000(印刷中).
- 5) Madsen, P.A. and Sørensen, O.R.: A new form of Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Part 2. A slowly-varying bathymetry, *Coastal Eng.*, **18**, 183-204, 1992.
- 6) Chen, X.N. and Sharma, S.D.: A slender ship moving at a near-critical speed in a shallow channel, *J. Fluid Mech.*, **291**, 263-285, 1995.
- 7) Ertekin, R.C., Webster, W.C. and Wehausen J.V.: Ship-generated solitons, *Proc. 15th Symp. Nav. Hydrodyn.*, 347-364, 1985.
- 8) 倉田克彦，小田一記，平井住夫：第30回海岸工学講演会論文集，598-602, 1983.
- 9) Johnson, J.W.: Ship waves in navigation channels, *Proc. 6th Conf. on Coastal Eng.*, 666-690, 1958.
- 10) 福岡捷二，甲村謙友，渡辺明英，三浦央晴：船が造る波のエネルギーを減衰させる河岸ヨシ原の効果，*水工学論文集*，**36**, 713-715, 1992.

(2000.4.17受付)