

水路幅による浅水航走波の変化と非定常性

小林 豪毅*・谷本 勝利**・倉田 克彦***

1. はじめに

浅い水路における航走波の大きな特徴は船の前方に現れるソリトンと波形パターンにおける非定常性である。そうした浅水航走波に関し、谷本ら (1999, 以降前報という) は幅の比較的狭い矩形断面水路を対象としてソリトンの波高や周期について検討し、数値計算結果が Ertekin ら (1985) の実験結果とよく合うことを示した。

しかし、実際の水路においてこのようなソリトンが観察されるのは稀で、船の後方の波(後続波)が卓越することが多い。これは船が通常限界速度より小さい速度で航行するためであるが、限界速度に近い条件であってもソリトンが発達するには十分な航走距離が必要となることにもよる。一方、無限に広い水域においては、浅水であってもソリトンは発生せず、定常状態が存在すると考えられる。このようなソリトンの発達や非定常性を含めて、航走波は水路幅によって大きく変化する。

本研究は数値計算により浅水航走波の基本的性質を明らかにすることを目的として実施したものであり、水路幅の影響を中心に検討を行う。また、後続波が卓越する条件における非定常性や数値計算の適用性についても、倉田ら (1983) の実験条件を対象に検討する。

2. 数値計算法

数値計算は前報と同様に船の境界を移動させながら Boussinesq 方程式により波の伝播を計算するものである。ただし、基本式としては比較的水深の大きい条件に対する拡張性を考慮し、Madsen and Sørensen (1992) による式を採用した。水深変化を考慮した基本式は次のように表される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$
$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \zeta}{\partial x}$$

$$= \left(\beta + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 Q_x}{\partial t \partial x^2} + \frac{\partial^3 Q_y}{\partial t \partial x \partial y} \right) + \beta g h^2 \left(\frac{\partial^3 \zeta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x \partial y^2} \right) + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) + \beta g h^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \partial y} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

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

ここに、 ζ は水位、 Q_x 、 Q_y はそれぞれ x (船の進行方向)、 y 方向 (船の進行方向と直角方向) の線流量、 t は時間、 h は静水深、 D 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。

船が x 方向に速さ U で進行する場合の船舶境界条件は次式で与えられる。

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

ここに、 S は船の没水横断面積であり、前報と同じく放物線分布としている。

数値計算においては、急発進の影響がないよう、1 船長分の距離を滑らかに加速して所定の船速に達するようにする。ただし、急発進と緩発進で結果に大きな違いはなく、ごく初期の段階を除いてこれの影響は小さい。水路側壁は完全反射とし、航走線に対して対称なケースについては領域の半分のみを計算を行う。

3. 計算結果と考察

3.1 ソリトンの発生と水路幅等の影響

(1) 船の前方の波 (先駆波) の航走距離による変化
最初に船の前方に発生する波について検討する。計算は Ertekin ら (1985) による曳航実験の条件を対象として

* 正 会 員 工 修 (株)東京久栄 技術センター
** フェロー 工 博 埼玉大学教授 工学部建設工学科
*** フェロー 工 博 東洋建設(株) 鳴尾研究所

おり、模型船の船長 L_s は 1.52 m, 船幅 B_s は 0.23 m である。ただし、本研究では $h=0.1$ m, 喫水 $d=0.05$ m のケースのみを対象とする。図-1 は水路幅 B が 4.88 m ($B/L_s=3.21$) のケースについて、船の出発地点から 30 m 離れた地点における航走線上の水位の時間変化を示したものである。このとき、水深フルード数 F_h は 1.0, すなわち、限界速度の条件となる。横軸 t は船首が通過した時を 0 としており、船の前方に先駆波としてソリトンが発生している。このようなソリトンは船首付近のかき分けによる押し波が、船の進行とともに二次元化することにより発生する。

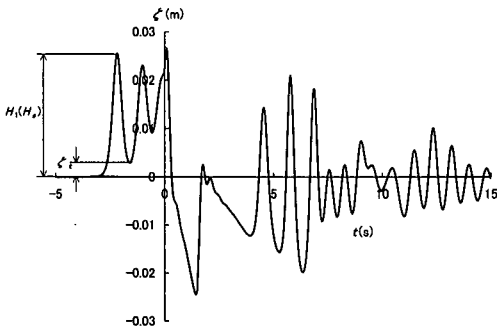


図-1 航走波の時間変化

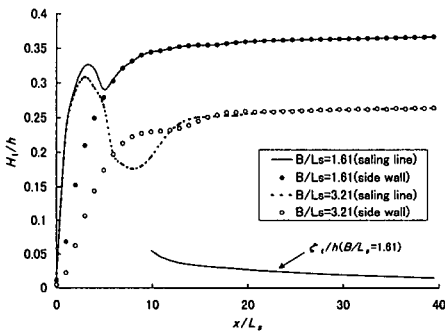


図-2 押し波の高さの変化

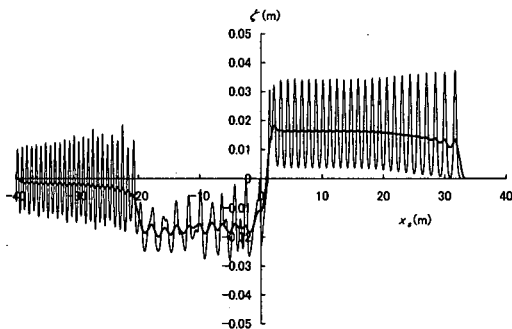


図-3 航走線上の水位分布

図-2 は水深フルード数 F_h が 1.0 のケースについて、航走開始地点からの距離 x を横軸にとって、場所ごとの第一波目の最高水位 H_1 を示したものである。ソリトンが発生している場合には、この H_1 がソリトンの高さ H_s に相当する。航走線 (sailing line) 上での最高水位を線で、水路側壁 (side wall) における最高水位を点で示しており、両者が一致しているところでは水路と直角方向に波峰線が揃っている。つまり、船の前方に発生する押し波が二次元化し、やがてソリトンとなって伝播していくことを意味している。たとえば、 $B/L_s=3.21$ の x/L_s が 20 以上の場所では、第 1 波はほぼ完全に二次元化しており、その高さはその後もわずかに変化しているけれども、一定値に近づく傾向を示している。なお、同図には $B/L_s=1.61$ のケースについて、図-1 に示した ζ_c もプロットしているが、 ζ_c は H_1 の増大に対応するように低下している。これは先駆波が二次元化した後もソリトンとして完全には安定化しておらず、より安定な形に変形を続けていることを意味している。

前報で指摘したように、水路幅が比較的に狭い場合には船の前方に次々とソリトンが発生し、航走波は定常状態に達しない。図-3 は幅が $B/L_s=1.61$ の条件で、船が走り始めてから十分長時間 (180 s) 後の航走線上の水位分布を例示したものである。船の前方には多数のソリトンが発生し、船の後方はその質量を補うように水位の低下が顕著となっている。なお、図中には航走波を平均化した水位も示している。平滑化がまだ十分ではないけれども、狭い水路においては、船の航行により前方に水量が偏ることが確認できる。また、これくらいの時間がたつと、第 1 波目の ζ_c はほとんど 0 となっている。

(2) 水路幅によるソリトンの変化

図-4 は押し波が二次元化するのに要する航走距離 D_s の水路幅による変化を示したものである。 $F_h=0.8$, 1.0 の 2 ケースについての例であるが、いずれのケースについても水路幅が広くなるにつれて二次元化するのに必要な航走距離が長くなることを示している。ただし、二次元化は第 1 波の波峰線が完全に直線化し、かつ波峰線上の最大水位と最小水位の差が最大水位の 1% 以下に達したときと判定している。

図-5、図-6 には同様のケースについて、それぞれソリトンの高さ H_s 、伝播速度 C_s を示している。ソリトンの高さは、水路幅が広いほどエネルギーが航走線と直角方向に広がり、高さが小さくなることがわかる。ただし、前述したように、第 1 波の高さは二次元化した後も変化するけれども、その変化は小さいため、ここではほぼ一定値と見なせる時点での高さをソリトンの高さとしている。なお、図中には Ertekin らの実験結果もプロットしているが、同様の傾向を示している。一方、図-6 は数値計

算によるソリトンの伝播速度 C_s を点で、Laitone(1961)の理論式による結果を線で示したものである。両者はよく一致しており、船の前方に発生している波がソリトン化していることを例証している。

(3) 非対称水路等の場合

これまででは一定水深の水路の中央を船が航行する場合であったが、次にやや複雑な条件を対象としてソリトン

の発達の様子を示す。図-7は $B/L_s=3.21$, $F_h=1.0$ のケースについて、船が側壁から水路幅の1/3の地点を航行する場合の計算結果である。船が走り始めてから60s後の航走波のパターンであるが、この場合にも押し波は二次元化し、最終的には船が水路中央を航行した場合と同様のソリトンとなって船の前方を伝播する。ただし、二次元化するまでの航走距離は水路中央を航行した場合の3.4倍であり、非対称性のためソリトン化するのに長い伝播距離を必要としている。

次に水路幅方向に水深変化がある場合について検討する。例として、幅が4.88mで水深が0.125mから0.075mまで幅方向に直線的に変化する水路を考える。図-8はこの水路の中央を船が限界速度で航行したときの計算結果であり、図-7と同じく船が走り始めてから60s後の航走波のパターンである。この場合にも水路側壁と直角方向に波峰線の揃ったソリトンが発生している。ただし、幅方向に一定の伝播速度となるように、水深変化に対応して高さを変化している。

最後に、無限に広い水域に対応するものとして、水路側壁の外側にエネルギー吸収帯を設けて消波とした場合の結果を示す。図-9は $F_h=1.0$ のケースについて、船が

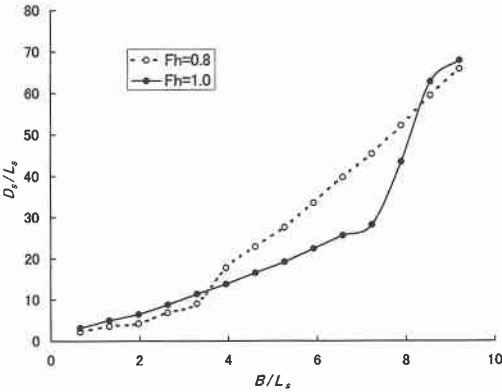


図-4 押し波が二次元化するのに要する航走距離

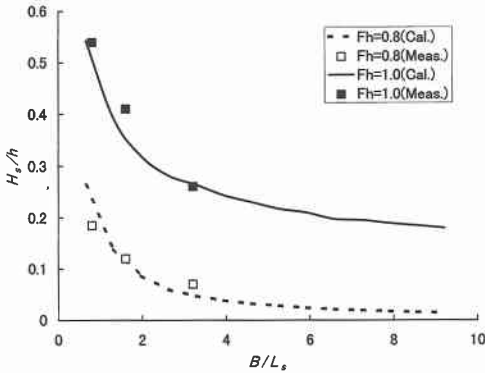


図-5 ソリトンの高さの変化

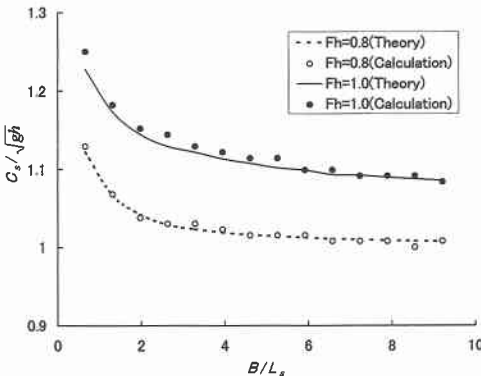


図-6 ソリトンの伝播速度の変化

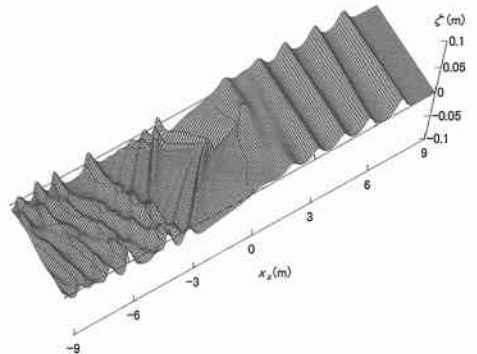


図-7 航走波のパターン (航走線が非対称の場合)

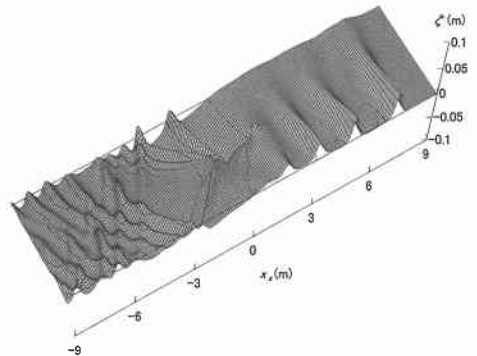


図-8 航走波のパターン (幅方向に水深が変化する場合)

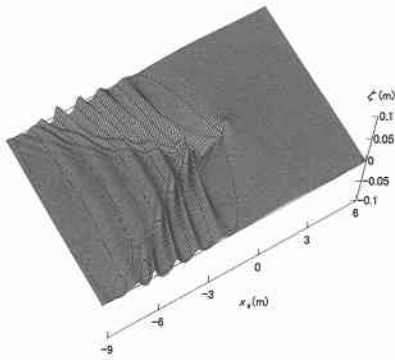


図-9 航走波のパターン (側壁が消波の場合)

走り始めてから 300 s 後の航走波のパターンを示したものである。十分長い航走距離にもかかわらず、船の前方にソリトンは発生していない。これは側壁による反射がなければソリトンは発生しないということを例示している。波形パターンについては、いまだ航走距離とともに変化を続けているが、船を中心に変常化しつつある。

以上の結果より、ソリトンの発生は押し波が側壁においてマッハ反射（たとえば、森屋ら、1995）され、水路側壁と直角方向に波峰線が揃うことが原因であるといえる。したがって、どのように水路幅が広くとも、水深フルード数が 1 に近い場合には船の前方にソリトンが発生する。しかし、水路が広い場合にはそれだけ長い航走距離を必要とし、かつソリトンの高さは小さくなる。

3.2 水路幅が比較的に広い場合の後続波の非定常性

船速が限界速度に近い場合には、前出の図-1 のように最高水位はソリトンの高さに一致し、押し波に続く水位低下部に最低水位が現れる。しかし、船速が限界速度に近いのは稀で、最高水位と最低水位は後続波に現れる場合が多い。このような後続波が卓越する場合の例として、倉田らの実験条件を対象として数値計算の適用性および航走波の非定常性について検討する。

倉田らの実験は幅が約 6.7 m、長さが約 40 m の水路で行われており、模型船の諸元は $L_s=1.36$ m, $B_s=0.243$ m, $d=0.098$ m である。計算に必要な船の中央における没水横断面積 S_0 は不明であるため、谷本ら (2000 a, b) に従い $S_0 = \alpha B_s d$ と表し、中央横断面積係数 α を 0.62 とする。実験は水深を 0.146~0.246 m、船速を 0.56~1.88 m/s に変化させて行われており、航走波は船の出発位置から 16 m 離れた地点において、航走線から直角方向に 0.5 m 間隔で 6 台の波高計により測定されている。

図-10 に時間波形の一例として、航走線から 1.5 m 離れた位置における実験結果と計算結果を示す。水深および船速の条件はそれぞれ 0.146 m および 1.09 m/s で、このとき水深フルード数は 0.91 である。計算結果は実験

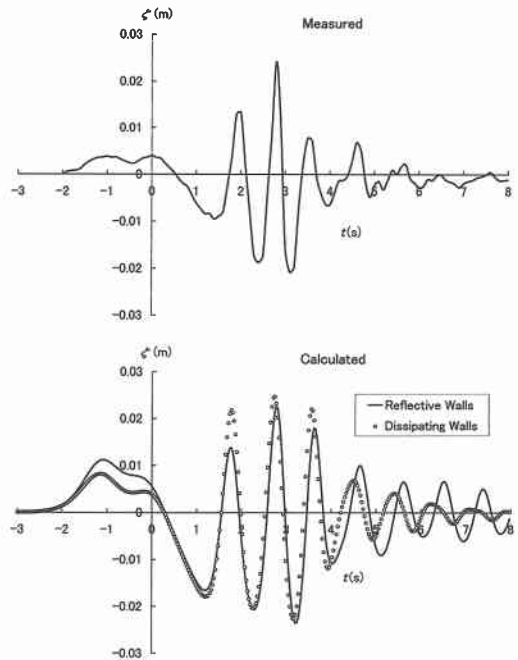


図-10 時間波形の比較

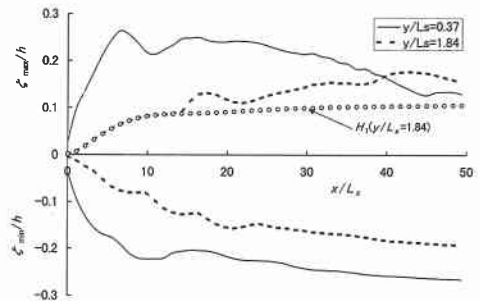


図-11 最高水位および最低水位の変化

結果と比較すると、波形はやや異なるものの、押し波に次いで水位が低下した後に周期の短い波が続くという浅水航走波の基本的な性質を再現している。航走距離が短いためソリトン化はしていないが、十分長い距離を船が進行した場合には、ソリトンが形成される。なお、計算結果のうち点で示した波形は側壁を消波 (dissipating walls) とした場合の結果である。これについては後述する。

後続波が卓越する条件における航走波の非定常性を調べるため、場所ごとの最高水位、最低水位を示したのが図-11 である。図中には第 1 波目の最高水位を点で示してあるが、これはソリトン化への過程を表している。このように最高水位および最低水位のみを見ても一定値とならず、航走波は非定常であることがわかる。図-12 は

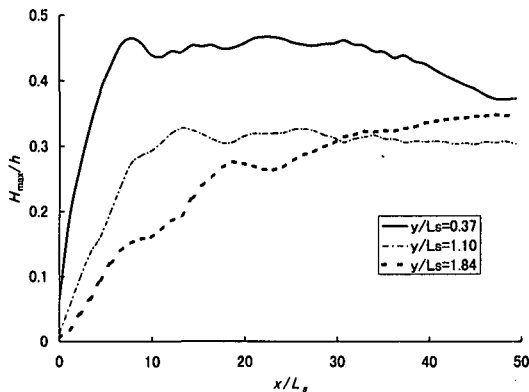


図-12 最大波高の変化

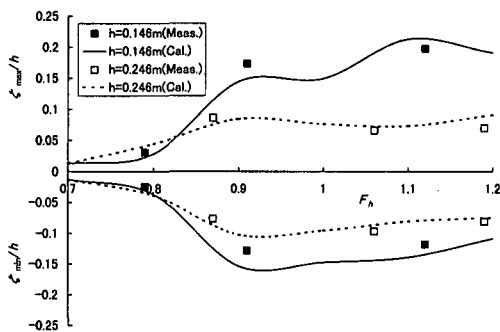


図-13 フルード数による最高水位および最低水位の変化

同様の条件について距離による最大波高の変化を示したものである。航走波の最大波高はゼロアップクロスおよびゼロダウンクロスの両方で定義した波高のうち最大のもので定義している（たとえば、Johnson, 1958）。最大波高についても当然ながら一定値に収束せず、距離によって変化している。

倉田らの実験は $x/L_s = 11.8$ での測定であり、航走距離が短いために水路側壁の影響は小さいと考えられる。前出の図-10 に側壁を消波とした場合の時間波形を示したけれども、特に最大波高は完全反射の場合と大差ない。このような水路側壁の影響が小さい条件における $y/L_s = 1.10$ での F_h と $\xi_{\max}$, $\xi_{\min}$ の関係を例示したのが図-13 である。計算結果と実験結果は同様の傾向を示している。

4. む す び

本研究では、水路における浅水航走波の数値計算を行

い、水路幅による航走波の変化と非定常性について検討した。その結果、ソリトンの発生は水路側壁におけるマッハ反射が原因であり、その発達に水路幅が大きく影響することを示した。限界速度に近い条件では、水路幅が広い条件でもソリトンが発生し、航走波は航走距離とともに変化し続ける。ただし、矩形断面水路を一定速度で航行するという理想的な条件に対しても、押し波が側壁を感知してソリトン化するには十分な航走距離を必要とするため、実際の水路で顕著なソリトンが発生することは稀である。本計算モデルはこのような後続波が卓越するような条件に対しても適用可能である。

以上述べたように、浅水域における航走波は複雑でとらえにくい現象であるため、種々の条件に適用可能な数値シミュレーションによる検討が有効な手段となる。今後は碎波や遡上を取り入れ、実際の水路における航走波の性質について検討していく予定である。

なお、本研究を進めるにあたり、大阪市立大学小田一紀教授ならびに角野昇八教授には実験結果のデータを提供いただいた。ここに記して、心よりお礼を申し上げる次第である。

参 考 文 献

- 倉田克彦・小田一紀・平井住夫 (1983): 浅海水路中の航走波の特性および繋留船舶に及ぼすその影響, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 598-602.
- 谷本勝利・小林森毅・Vu Thanh Ca (1999): 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, 第46巻, pp. 61-65.
- 谷本勝利・小林森毅・倉田克彦・今野博史 (2000a): 浅水航走波の数値計算, 第25回海洋開発論文集, pp. 375-380.
- 谷本勝利・中村廣昭・小林森毅 (2000b): 河川における航走波について—直立隠岸水路に対する数値計算—, 河川技術に関する論文集, 第6巻, pp. 369-374.
- 森屋陽一・菊池正行・松立博樹・水口 優 (1995): 浅海域における周期波のマッハ反射について, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 6-10.
- Ertekin, R. C., W. C. Webster and J. V. Wehausen (1985): Ship-generated solitons, Proc. 15th Symp. Nav. Hydrodyn., pp. 347-364.
- Johnson, J. W. (1958): Ship waves in navigation channels, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., pp. 666-690.
- Laitone, E. V. (1961): The second approximation to cnoidal and solitary waves, J. Fluid Mech., Vol. 9, pp. 430-444.
- Madsen, P. A. and Sørensen (1992): A new form of Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Part 2. A slowly-varying bathymetry, Coastal Eng., Vol. 18, pp. 183-204.