

大型 2 次元水槽での非線形分散波の伝播

今村 文彦*・富澤 大**

1. はじめに

浅海域での波浪変形や津波伝播に対する非線形分散波理論の必要性は現在までの研究(樫木ら, 1985; 長尾ら, 1985)により明らかにされているが, 多くの検討は 1 次元問題に限られている. 2 次元問題を波向線間での 1 次元問題に帰着する手法(安田・鶴飼, 1987)も提案されているが, 日本海中部地震津波で話題になった Edge Bore や Mach Stem など扱うには限界がある.

本研究では, 斜め入射した一周期波を対象に大型 2 次元水槽での水理実験を行い, 詳細な波形を測定することにより, 非線形分散波の 2 次元伝播の特性について考察する. さらに, 2 次元 Boussinesq の式を基礎式とした数値計算を実施して水理実験との比較検討を行い, その実用性の検証を行う. 最後に, 伝播途中で生じた Mach Stem の発生過程や伝播に及ぼす影響について検討する.

2. 大型 2 次元水槽実験

(1) 実験装置及び条件

図-1 に示す伝播方向 (x 方向) 54 m, 幅方向 (y 方向) 14.75 m の大型平面水槽で水理実験を行った. この水槽では, 測定開始点から始め 50 cm の一定水深が続き, $x=23.5$ m には 1/10 勾配斜面があり, その後 30 cm の一定水深となる. 図-2 中の $x=5.5$ m に示した波形のように, 周期 10 秒の引きから始まる一周期の波を, 水

路進行方向に対し約 20° 左側に傾かせて造波させた. これにより, 水路左側壁で Mach Stem を観測できる可能性がある. 波形変化を抵抗線式波高計により水深 50 cm 水平床上で 24 点, 水深 30 cm 水平床上で 240 点において測定した.

(2) 時間波形と第 1 波の諸量の変化

図-1 中の測線 A, B において得られた時間波形を図-2, 3 に示す. 2 つの波形を比較すると, 伝播特性の異なることが分かる. 測線 A では, 主峰があくまで大きく, 第 2 波の波高の増加はあまり見られない. $x=17.5$ m 付近で第一の分裂波が生じ, 1/10 斜面を通過した後に第二の分裂波が発生する. これに対し, 測線 B では伝播始めから主峰の後方に分裂波が存在し, 伝播に伴い主峰の波高は低下して第 2 波の波高増幅が顕著になっている.

図-4 には伝播に伴う第 1 波の諸量の変化を示す. 前面波形勾配とは 図-5 に定義するように, 最初の谷と山の高低差を両者間の水平距離で除したものである. 言うなれば, 第一の山の前面の水面勾配に対応する量である.

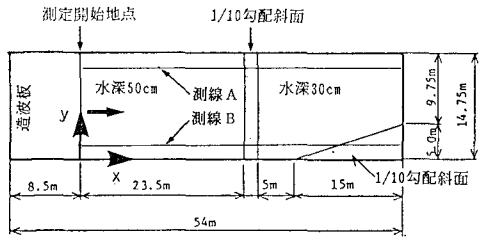


図-1 大型 2 次元水槽の概略

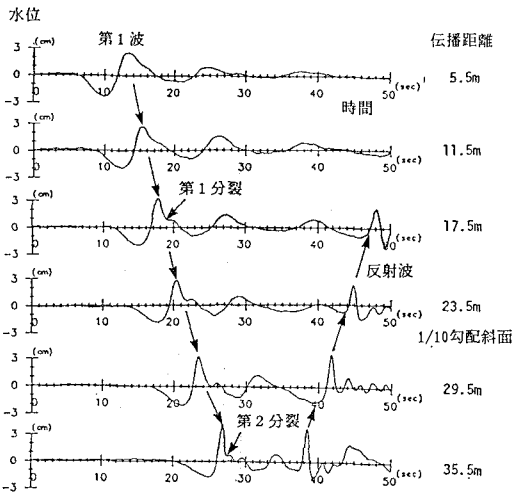


図-2 測線 A での時間波形の変化

* 正員 工博 東北大学助手 工学部土木工学科

** 正員 工修 清水建設(株)

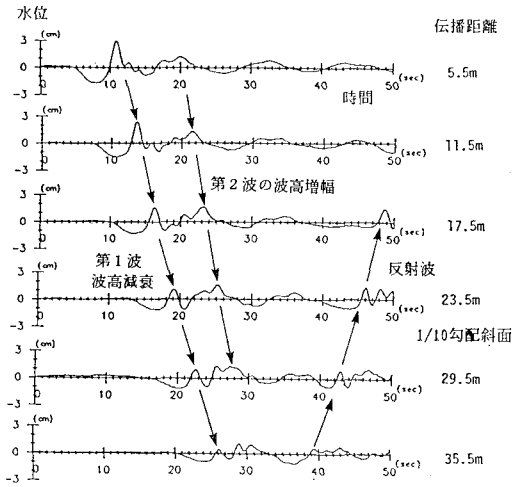


図-3 測線Bでの時間波形の変化

図に示すように、波高水深比および前面波形勾配とも測線Aでは徐々に大きくなり、1/10勾配斜面を通過後に急激に増加する。ただし、 $x=35.5\text{ m}$ では第2の分裂波の発生により値が若干低下している。これは、波高水深比が0.15、前面波形勾配が0.04付近で生じている。一方、水深波長比の変化は斜面手前で、測線Aで0.02、測線Bで0.03のほぼ一定値をとる。測線Bでは造波直後から水深波長比が大きく、分散性が効く状態であったことが分かるが、これだけで伝播特性の違いの説明は

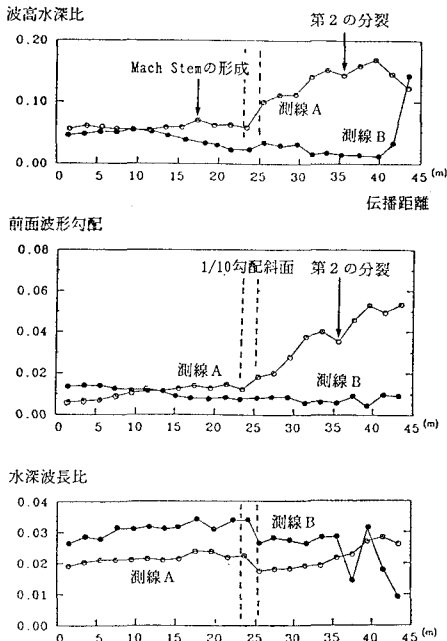


図-4 第1波の諸量

難しく、4. で検討する Mach Stem の存在が大きく影響するようである。

3. 数値計算との比較検討

(1) 数値計算の方法

数値計算の基礎式は、(1)式から(3)式に示す2次元の Boussinesq の式であり、非線形分散波理論の中で1次のオーダーの分散効果を含むものである。本計算では簡便のため分散項中の斜面効果を除いている(分散項中の水深変化は無いものとする)。その理由は、長尾ら(1985)によると、斜面に於いても分散項中の水深の効果は微小であり、水深一定としても、その誤差は数パーセント以内であることによる。以下の式には、海底摩擦項は含まれていないが、等流近似の仮定から、Manning の粗度係数を用いて表し、数値計算を実施している。連続の式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

運動の式 (x 方向)

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MM}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ = \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} - \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3 (M/h)}{\partial t \partial x^2} \\ + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial x \partial y} - \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3 (N/h)}{\partial t \partial x \partial y} \quad (2) \end{aligned}$$

運動の式 (y 方向)

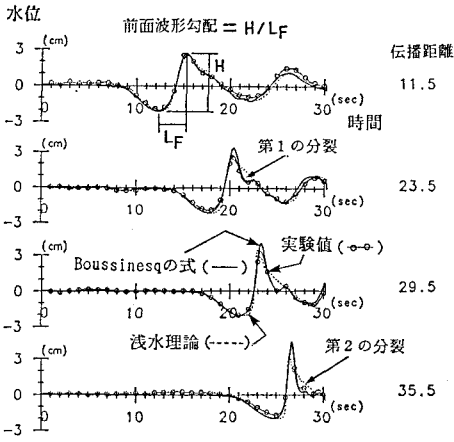
$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{NM}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{NN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ = \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial y^2} - \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3 (N/h)}{\partial t \partial y^2} \\ + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial y \partial x} - \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3 (M/h)}{\partial t \partial y \partial x} \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、 x, y : 水平座標、 t : 時間座標、 η : 静水面からの水位変動量、 M, N : x, y 方向線流量、 h : 静水深、 D : 全水深 ($D=h+\eta$)、 g : 重力加速度

数値計算は、Madsen・Mei(1969)の実験に対応する1次元問題で基礎検討の後、2次元問題に拡張させた(富澤ら, 1989)。基礎式は時間微分を持つ分散項を含むため、陰解法による Crank-Nicholson タイプの差分スキームを採用した。水位・流量は従来の津波計算法との接続を考慮し、1/2メッシュずらせた staggered タイプの計算点を考えた。なお、計算時間の短縮のため、収束性の早い S.O.R. 法を用いて iteration を行っている。分散項の重要性を明確にするため、この項を考慮していない浅水理論による数値計算も併せて実施した。

(2) 計算値と実験値との比較

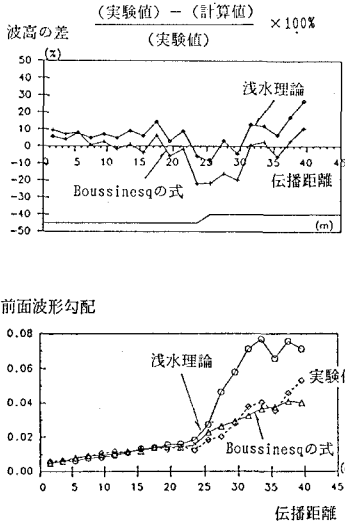
まず始めに、測線Aでの時間波形の比較を図-5に示す。これらより、実験および Boussinesq の式による



図—5 時間波形の計算値と実験値との比較(測線 A)

波形には、 $x=11.5$ m 付近から主峰後方に分裂が生じ始め、斜面が存在する $x=23.5$ m では顕著に分裂波が認められ、両者の一致は良好である。これに対し、浅水理論には分裂現象は殆どなく、伝播につれ波高の減少する傾向が見られる。これは、浅水理論に分散項が考慮されていないこと、また移流項を風上差分する際に導入された数値粘性が波形の前傾化とともに影響したためである。

次に、波高の相対誤差および前面波形勾配の比較を図—6 に示す。全体的に浅水理論は過小評価であり、特に斜面を登った後にそれが顕著となる。Boussinesq の式では、斜面上とその直後を除き比較的良好な一致を示している。最大誤差は、浅水理論では 30% 程度であるのに対し、Boussinesq 計算では 10% 程度、斜面部では 20



図—6 波高の相対誤差と前面波形勾配の比較(測線 A)

% である。斜面部での誤差は、主に分散項中の斜面の効果であると考えられる。また、ここでは突然現れる斜面により発生した反射波にも影響されると考えられるが、誤差の原因は検討課題である。

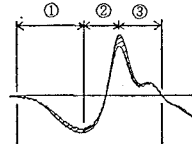
前面波形勾配を見ると、斜面の開始点 ($x=23$ m) から浅水理論の波形勾配が過大になっていることが分かる。斜面の手前では、非線形性が小さいため波形勾配も小さく、分散効果の有無による違いは見られないが、斜面を乗り越えた後すなわち前面波形勾配が 0.02 を越えると、非線形性が大きく作用することになり分散効果の有無による差が生じてくる。この分散効果は非線形効果による前傾化を抑制する性質を持つからである。一方、Boussinesq の式の計算は実験値とほぼ一致する結果であり、非線形性と分散性が実験値に対し良好に再現されていると考えられる。

(3) 詳細な波形の比較

さらに、詳細な波形の差を検討する。そのため、図—7 に示すように 1 周期を、①引き波開始から極小値まで、②極小値から極大値(最大波高)まで、③最大波高からゼロクロスダウンまで、の 3 領域に分割する。①では引き波に、②では主峰の前面波形勾配に、③では主峰後方に生じる分裂波に、それぞれ関連した差を調べることになる。

波形の相対誤差：

$$\frac{\sum |(実験値) - (計算値)|}{\sum |(実験値)|} \times 100\%$$



図—7 波形の差の定義

実験値と 2 つの計算値との差を比較した結果が図—8 である。実線が Boussinesq の式、点線が浅水理論による計算結果との差である。①では両者の違いはほとんどなく、後方の短周期波による分散効果の影響は先端の引き波までは及んでいない事が分かる。図—5 の $x=11.5$ m や 35.5 m の実験による静水位を見ると分かるように、①の主な差の原因は静水位測定誤差によるものと考えられる。この誤差は同じ地点でも時間により異なるため、簡単な補正は難しい。②、③では両者の違いは大きく、浅水理論による誤差は Boussinesq の式による差と比較して、2 から 3 倍の値を示す。両者の②における波形差の傾向としては、斜面上付近で大きく、その後若干小さくなるが、再び $x=35$ m を超えた辺りから差は増

加する。これに対し、浅水理論による③での波形差は斜面位置に関わらず一定増加する。また、Boussinesqの式による③での波形差は②での波形差と同様な傾向を示すが、再び増加する位置が②での波形差の場合より早く $x=30\text{ m}$ 付近（第2波目の分裂波の発生付近）となる。

4. Mach Stem の影響

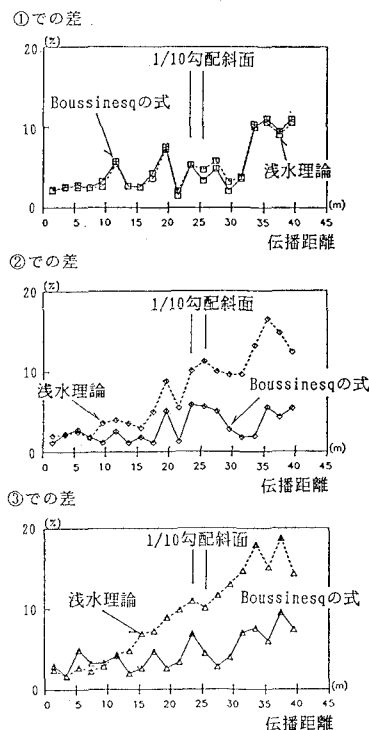
図一2, 3にある伝播過程の違いは、水路左側壁面で生じた Mach Stem およびその反射波に影響されたものと考えられる。測線 A では、まず主峰が壁面境界に衝突し、波高を増加させ Mach Stem を形成した。この時に生じた反射波が幅方向に横断し、測線 B での主峰後方の分裂波と合体した。この様子を計算結果から得られた図一9に示す。この現象が伝播特性の差を誘発したものと思われる。

Mach Stem の発達形態を観測し、図一10に示すように波高、進行波の交差角 (α)、反射波の交差角 (β) の変化を捉えた。波高は Mach Stem の最大水位、交差角は側壁の垂直方向に対し波峰線がなす角度である。宇多ら (1988) の実験では入射波の方向は水槽に直角方向とし、途中にある傾斜を持つ鉛直壁を設けているのに対し、本実験は入射波方向に角度を持たせているため、進行波・反射波の交差角が変化するという結果となった。これは、図一9

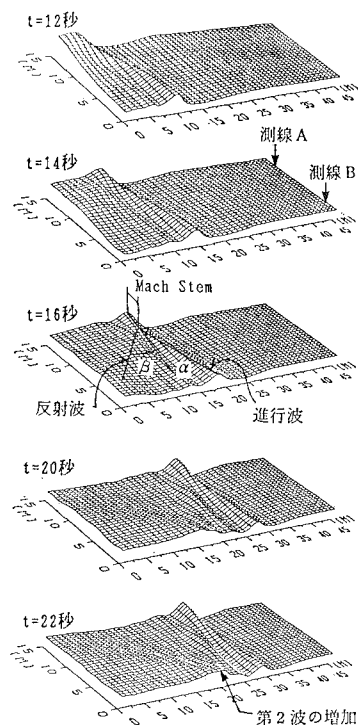
中の右側側壁でも波峰線が側壁に垂直になろうとするためである。交差角の変化は $t/T_0=0.8$ ($T_0=6.0$ 秒) 程度で小さくなり、ここでの Mach Stem の諸量(波高、領域の広がり角度)は Melville (1980) および宇多ら (1988) による結果と一致する。従って、進行波の交差角の変化を知れば、従来の Melville (1980) の結果により Mach Stem の広がりや波高を求めることが出来るであろう。この変化は、伝播距離や初期の進行波交差角と関係を持つものと考えられるが、本実験では交差角が1ケースのみであるため、検討することはできない。

5. おわりに

本研究では幅方向に伝播形態の異なる2つの波形を比較した。この差は、初期の波長水深比の違いだけでなく、側壁付近で形成された Mach Stem の影響が大きい。次に、数値計算との比較を行い、Boussinesqの式による数値モデルにより2次元伝播でも良好に実験値を再現することが出来た。前面波形勾配が0.02を越えると分散項を取り入れた計算が必要となる。最後に、Mach Stem の発達を調べ、本実験のように斜めに入射させる場合には、進行波・反射波の交差角が変化するという特性を示した。この変化を検討するには、入射角や水路幅を変えた実験を行う必要がある。



図一8 各場所での波形の差(測線 A)



図一9 伝播過程に対する Mach stem の影響

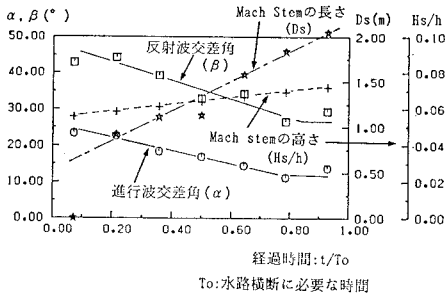


図-10 Mach stem の諸量の変化

謝 辞: 本研究では東北大学首藤伸夫教授より多くの助言を受けた。本実験を行う際には、当時東北大学大学院生であった佐山順二氏（東京電力（株））に協力頂いた。また、本論文の公表にあたり小川記念基金の補助を受けた。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 宇多高明・小俣篤・横山揚久 (1988): 斜面上を進行する非線形長波の2次元変形に関する実験報告書, 土木研究所資料 2627号.
- 榎木亨・李宗燮・出口一郎・松山章 (1985): 非線形分散波理論による波浪変形および海浜流の数値モデルについて, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 238~242.
- 富澤大・今村文彦・首藤伸夫 (1989): 非線形分散波理論の数値計算と大型水槽実験との比較, 第44回土木学会年次学術講演会, pp. 748~749.
- 長尾昌朋・後藤智明・首藤伸夫 (1985): 非線形分散波の数値計算, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 114~118.
- 安田孝志・鵜飼亮行 (1987): 津波の伝播に伴う波形とスペクトルの変化, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 187~191.
- Melville, W. K. (1980): On the Mach reflexion of a solitary wave, J. Fluid Mech., Vol. 98, Part 2, pp. 285~297.
- Madsen, O. S. and C. C. Mei (1969): The transformation of a solitary wave over an uneven bottom, J. Fluid Mech., Vol. 39 Part 4, pp. 781~791.