

大陸棚上における津波のソリトン分裂波に関する碎波モデル

松山昌史¹・池野正明²・榊山 勉³・武田智吉⁴

津波のソリトン分裂現象と分裂波の碎波限界を正確に評価するために、非線形分散波理論に基づく数値計算モデルの碎波モデルの改良を行った。従来のモデルを実験結果に適用したところ、ソリトン分裂波の碎波波高を過小評価する場合があること、分裂波と同程度の振幅の引波が先行する場合に、碎波が遅れて発生すること、この2点が明らかになった。そこで、ソリトン分裂波の発達を指標として水位波形の曲率に着目したパラメータを提案するとともに、実験結果に基づき碎波限界の水表面流速波速比を大きく設定した。この結果、ソリトン分裂波の碎波波高及び碎波水深の再現性が向上した。

1. はじめに

津波が遠浅の海岸を伝播する場合に、その波峰が分裂することがあり、波状段波やソリトン分裂と呼ばれている。1983 年日本海中部地震において津波のソリトン分裂が初めて確認された(首藤, 1984)。分裂波は周期 10 秒程度で、波高増幅した後に碎波するために、波力が大きくなることがある(池野ら, 2005, 2006)。また、碎波時には、底面流速も大きくなり、砂移動現象に対しても影響する可能性がある。以上のことから、ソリトン分裂した波の碎波水深や碎波波高を正確に評価することは、津波評価を行う上で重要である。

これまで、津波のソリトン分裂とその碎波を扱った数値計算については、佐藤(1995)、岩瀬ら(2001)、Iwase(2004)があげられる。碎波限界の指標として、いずれも水表面水平流速 u_s と波速 c の比 u_s/c が採用されている。佐藤(1995)は、風波の実験結果を基に u_s/c が 0.4~0.8 の間で碎波するとした。また、岩瀬ら(2001)は、孤立波を 3/20 勾配の斜面で急激に浅水変形させた後に水平床で分裂・碎波する実験結果を基に、碎波限界の u_s/c は 0.59 であるとした。一方、松山ら(2005)は、一様勾配下で浅水変形・分裂・碎波を再現するために、大陸棚を模擬した無ひずみ実験を行った。その結果、碎波限界時の u_s/c は、0.5~1.2 の間に分布し、従来提案されている値より大きい傾向にあることを明らかにした。

そこで本研究では、松山ら(2005)の実験結果を基に、非線形分散波理論に基づく従来の数値計算モデル(岩瀬ら, 2001)の課題を抽出し、改良を加えた。

2. 碎波モデルの改良

(1) 実験の概要

実験は図-1 に示す水路を用いて行われた。長さ 205

m, 幅 3.4 m, 深さ 6.0 m の大型造波水路に、縮尺 1/150 の大陸棚模型を設置した。大陸棚上の一様勾配を 1/200, 1/150, 1/100 の 3 種類変化させて、それぞれ実験を行った。造波信号は正弦波 1 波長分の波形を再現するものを用いた。水路全体に 5~20 m 間隔で水位を測定し、さらに碎波限界を調べるために、碎波発生地点周辺では 0.2 m もしくは 0.4 m 間隔で水位を測定した(松山ら, 2005, 2006)。座標系は、図-1 に示すように汀線を 0 として沖側に向かって x 方向正とする。

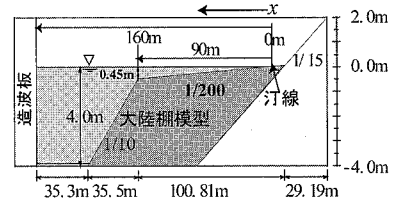


図-1 実験水路の概要 (地形勾配 1/200)

(2) 基本となる数値計算モデル

岩瀬ら(2001)にならい、Madsen-Sørensen 型の分散項(Madsen ら, 1997)を用いた非線形分散波モデルを用いる。連続式と運動方程式はそれぞれ下記のように表される。

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^3}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M |M| \\ = \frac{2}{3} h^2 \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + \frac{1}{15} gh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right) + (\nu_\alpha + \nu_\beta) \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (2)$$

ここに、 t : 時間, x : 距離, η : 水位, M : 線流量, h : 静水深, D : 全水深 ($=h+\eta$), n はマンニングの粗度係数である。 ν_α と ν_β はそれぞれ人為増幅項と碎波減衰項

1 正会員 工修 (財)電力中央研究所 地球工学研究所
2 正会員 工博 (財)電力中央研究所 環境科学研究所
3 正会員 工博 (財)電力中央研究所 地球工学研究所
4 正会員 工修 東京電力(株) 原子力技術・品質安全部

からなる碎波モデルの各係数で、岩瀬ら (2001) が提案した。図-2 に示すように、 v_a は H/h (H : 波高) が 0.6 を越えてから碎波前までに負の値を与えて波を増幅させ、それ以外の領域では 0 とする。 v_b は碎波限界から H/h が 0.55 を下回るまでに正の値を与えて、碎波減衰を起し、それ以外は 0 とする。碎波限界の u_s/c を γ とすると、 $\gamma=0.59$ とした。

数値計算法は二段階混合差分法を用いた (岩瀬ら, 2001)。図-1 に示す領域の内、 $x=-10\sim 80$ m を計算領域とした。境界条件は沖側の $x=80$ m については、入射波条件として、実験で計測された水位変動を入力した。計算格子幅は分裂波の幅 (波谷間) が $0.5\sim 1.0$ m であることから 0.025 m とし、計算時間間隔は 0.0125 秒である。マンニングの粗度係数 n は 0.025 とした。陸上部分については、分散項を除いた非線形長波方程式を適用した。

(3) 数値計算モデルの適用性

図-3 に、 $1/200$ 地形勾配に造波周期 20 秒、片振幅 0.03 m (以下, No.024) の条件で造波した計算結果を示す。ソリトン分裂については、実験では第一波押波の先端及び、その後の引波端部に発生したが、どちらもその再現性は良い。碎波については、実験においては $ch10$ ($x=30.8$ m) 近傍で押波第一波の碎波が開始され碎波波高は 0.144 m である。しかし、計算では 0.08 m と過小評価となる。これは、碎波限界指標 γ が 0.59 と小さく、計算において $ch10$ では既に碎波後で波高が減衰したためである。

また、引波後部の分裂波については、計算では碎波が遅れて発生し、波高の減衰も遅れる。 $ch10$ ($x=30.8$ m) の点線で囲まれた範囲では、計算による水位や流速は過大評価となる。このように、引波が先行する場合には、碎波の判定が遅れて碎波減衰が小さくなる。これは、(a) 人為増幅高及び碎波の終了について、波高水深比 H/h を基準に与えていること、及び (b) 碎波モデルの拡散係数が水位 η に比例すること、これら 2 点が原因

と考えられる。すなわち、引波端部の分裂波の場合には、分裂波の先端が静水位より低い。このために、波高 H を正確に見積もるには空間波形を解析する必要があるが、数値計算上は煩雑な処理になるために、水位 η を代用する。このために、分裂波の波高を小さく見積もるために、碎波の開始が遅れる結果になる、また、碎波後の拡散係数が水位 η に比例するため、引波後の分裂波の波峰水位が低く、碎波減衰の効果も低くなる可能性が高い。

以上のことから、従来のモデル (岩瀬ら, 2001, Iwase, 2004) を本研究の実験に適用した場合に、第一波の碎波波高を過小評価すること、引波端部の分裂波については碎波が遅れて発生することが明らかになった。

(4) 碎波モデルの改良

以上の問題点を踏まえて、碎波モデルの改良を行った。概要を図-4 に示す。主な改良点は以下の 3 点である。

a) 人為増幅開始のパラメータ

ソリトン分裂が発生した時に、分裂波発生を検知し、

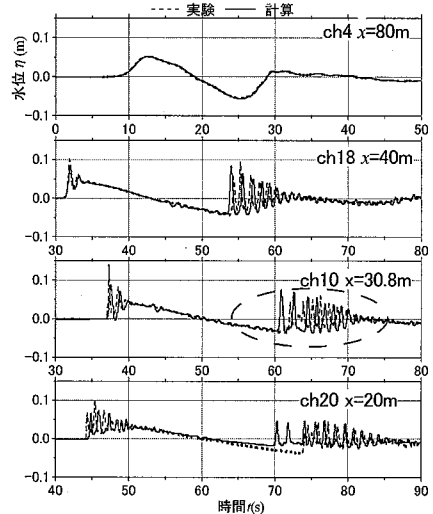


図-3 従来の数値計算モデルによる数値計算と実験の比較 (No.024)

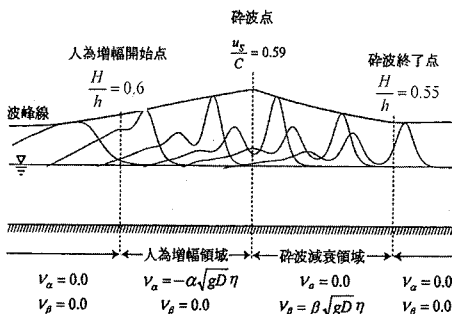


図-2 岩瀬ら (2001) における碎波モデルの概要

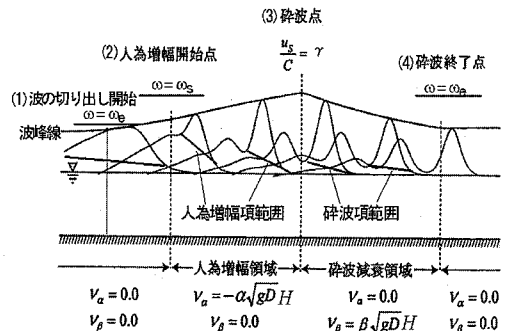


図-4 改良した碎波モデルの概要

ある一定以上の値になると、人為増幅項を付加する必要がある。この分裂波を検知するためのパラメータについて検討した。種々のパラメータを試した結果、式(3)に示す水面流速波速比と平均流速波速比の差であるパラメータ ω を用いた場合に安定的に分裂波の発生を検知できることがわかった。

$$\omega = \frac{u_s}{c} - \frac{\bar{u}}{c} \dots\dots\dots (3)$$

ω は、水表面水平流速が、水深方向に平均した水平流速 $\bar{u}$ からのずれを波速で無次元化したものであり、周期が短くなると ω は大きくなる。藤間(1986)によると u_s は下記の式で表される。

$$u_s = \bar{u} - \frac{D^2}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \dots\dots\dots (4)$$

式(3)に式(4)と進行波を仮定した $\bar{u} = C\eta/D$ を代入し、 $\partial D/\partial x = 0$ を仮定とすると、水位分布を基に算出可能な次式を得る。

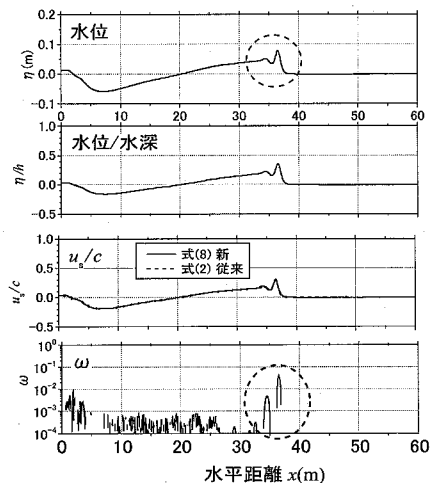
$$\omega = -\frac{D}{3} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \dots\dots\dots (5)$$

上式は水位の空間に関する2階微分を全水深で無次元化した式であり、 ω は無次元化した曲率に比例する。No.024のケースに関して、水位 η 、 η/h 、 ω の空間分布を図-5に示す。(a) 50秒後に $x=35\text{m}$ 付近で分裂が開始している((a)の水位に丸で示す)が、その時に ω は 10^{-2} のオーダーまで大きくなる((a)の ω に丸で示す)、この分裂波が成長して碎波が近づくと、 ω は 10^{-1} のオーダーになる。また、(b) 60秒後には、 $x=20\text{m}$ 付近でも分裂し始め、 ω は 10^{-2} のオーダーになる。しかし、この時に η/h は0.2程度と小さく、分裂波を検知して、人為増幅項を与えることができない。このように、津波が分裂を開始すると、 ω は大きくなり、碎波前には 10^{-1} のオーダーまで大きくなるという性質を持つ。また、引き波が先行する分裂波についても、検知することができる。以上のことから、 ω は分裂を検知するパラメータとして有望である。そこで、 $\omega \geq 0.01$ で分裂波が既に発生しているとし、 $\omega = \omega_s$ で、人為増幅項を与えることとした。なお、碎波は、 $\omega < \omega_e = 0.01$ で終了すると判定した。

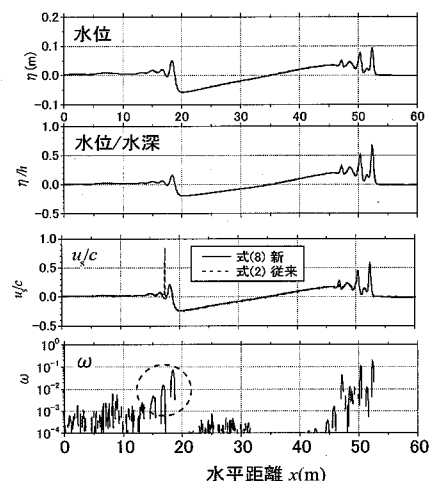
b) 拡散係数の改良

図-4に示すように人為増幅項及び碎波減衰項の係数として、水位 η ではなく、分裂波の波高 H を用いる。

$$\nu_a = -\alpha \sqrt{gDH} \dots\dots\dots (6)$$



(a) 計算開始 50 秒後



(b) 計算開始 60 秒後

図-5 ソリトン分裂から碎波に至る過程における、 η/h 、 u_s/c 、 ω の空間波形 (No.024)

$$\nu_B = \beta \sqrt{gDH} \dots\dots\dots (7)$$

波高 H は波峰から両側に向かって、水面勾配と曲率をそれぞれ計算し、曲率が正(下に凸)で水面勾配が0.01より小さくなる地点を分裂波の端部とした。各端部の水位から各波高を算出し、大きい値を分裂波の波高 H とした。岩瀬(2001)にならい、 β は0.23、各端部では拡散係数が不連続にならないように補正した。

c) 碎波限界指標の見直し

碎波限界 γ は松山ら(2005, 2006)によると0.5~1.2の範囲で、岩瀬ら(2001)の0.59より大きい傾向にある。そこで最適値をパラメータスタディで決定することとした。また、 u_s/c は、松山ら(2005, 2006)

が提案した下記の式を用いて評価する。

$$\frac{u_s}{c} = \frac{\eta}{D} - \frac{h}{3D} \left\{ D \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - 2 \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right\} \dots \dots \dots (8)$$

式(8)は、式(2)から算出する方法(佐藤 1995, 岩瀬ら 2001)に比べて水位と水深のみを用いるので簡易で安定性が高い。図-5の各3段目に、式(8)、及び式(4)を孤立波の波速で除した(岩瀬ら, 2001) u_s/c を比較した。両者はほぼ一致しており、式(8)による算出が有効であることを示している。

3. パラメータスタディ

改良した碎波モデルにおいて、 ω_s, α, γ の3つのパラメータについて、実験データを基に、碎波水深と碎波波高に関してパラメータスタディを行い、再現性の高い値を決定した。対象としたケースを表-1に示す。碎波限界時の水位を測定できなかった場合は、対象ケースから外した。

表-1 パラメータスタディの対象ケース

造波周期(秒)	造波振幅(m)	地形勾配		
		1/200	1/150	1/100
20	0.005	○	○	○
	0.01	○	○	○
	0.02		○	○
	0.03	○	○	○
40	0.01		○	○
	0.02		○	○
	0.03		○	○
	0.04		○	○
	0.09	○	○	○
60	0.005	○	○	
	0.01	○	○	○
	0.02	○	○	○
	0.03	○	○	○
	0.04	○	○	○

碎波を開始する場所に関する誤差として、碎波水深に関する誤差 er_h を下記のように定義する。

$$er_h(\omega_s, \alpha, \gamma) = \frac{1}{N} \sum_i \left| \frac{h_{br \exp} - h_{br \text{cal}}}{h_{br \exp}} \right| \dots \dots \dots (9)$$

ここに、 $h_{br \exp}$ と $h_{br \text{cal}}$ は、実験と計算における各ケースの碎波水深、 N はケース数である。次に、碎波波高 H_b に関する誤差 er_η を下記のように定義する。

$$er_\eta(\omega_s, \alpha, \gamma) = \frac{1}{N} \sum_i \left| \frac{H_{br \exp} - H_{br \text{cal}}}{H_{br \exp}} \right| \dots \dots \dots (10)$$

ここに、 $H_{br \exp}$ と $H_{br \text{cal}}$ は、実験と計算における碎波

する各ケースの碎波波高である。この2つの誤差に関する2乗和の平方根 err を以下のように定義し、これが小さくなるようにパラメータスタディを行った。

$$err(\omega_s, \alpha, \gamma) = \sqrt{(er_h)^2 + (er_\eta)^2} \dots \dots \dots (11)$$

その結果より、以下の値を用いて計算した場合、誤差 err が最も小さく、これらの値を採用することとした。

$$(\omega_s, \alpha, \gamma) = (0.03, 0.09, 0.85)$$

詳細については松山ら(2006)を参照されたい。

図-6に改良した数値計算モデルを No.024 に適用した結果を、実験結果と共に示す。ch10において第一波分裂波の碎波波高について、従来モデルから大きく改善し、実験結果に近づいた。また、第一波押波後に引波が先行するソリトン分裂の碎波について、従来モデルにおける碎波の遅れが解消され、波形の再現性が改善された。造波周期 60 秒、片振幅 0.02 m のケース(以下、No.063)について図-7に示す。第一波押波の先端で発生するソリトン分裂波についても、再現することに成功した。

図-8, 9に、上記パラメータを採用した時の、碎波水深と碎波波高の誤差の分布をそれぞれ示す。碎波水深については、10%以内の誤差で推定した割合が87%となった。碎波波高については、10%以内の誤差で推定した割合が84%、その中で計算結果が実験値を上回ったもの、すなわち過大評価したものを加えると97%の割合(10%以上の過小評価は1ケースのみ)となった。本研究による数値計算モデルを用いれば碎波水深と碎波波高を10%程度の誤差の範囲で推定することができる。

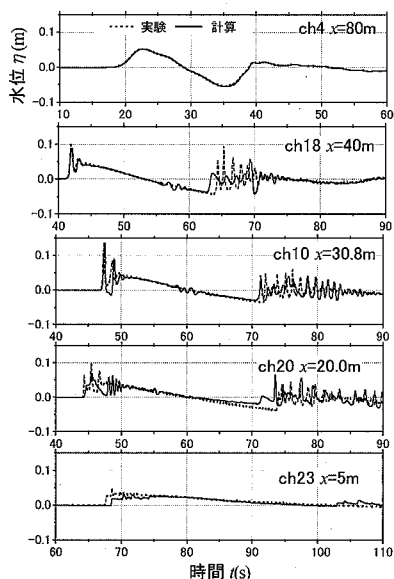


図-6 改良したモデルによる数値計算と実験の結果比較 (No.024)

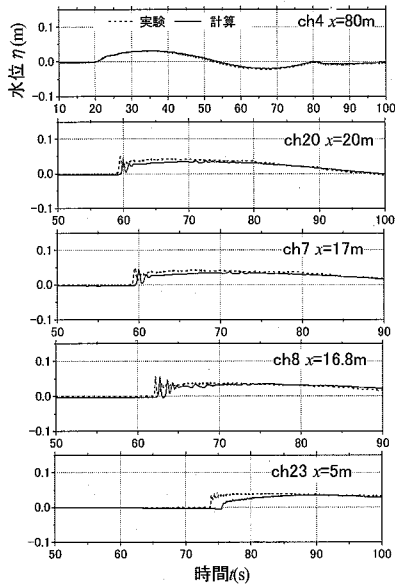


図-7 改良したモデルによる数値計算と実験の結果比較 (No.063)

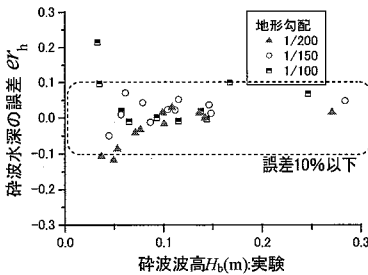


図-8 碎波水深に関する数値計算の誤差の分布

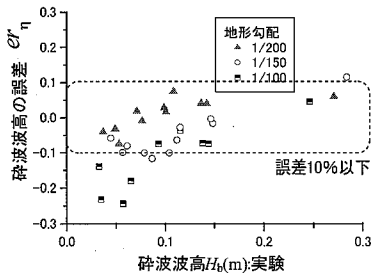


図-9 碎波波高に関する数値計算の誤差の分布

ルの課題を抽出し、以下の改良を加えた。

- (1) ソリトン分裂波の発達と碎波終了の指標として水位波形の曲率に着目したパラメーター ω を提案した。
 - (2) 人為増幅項と碎波減衰の拡散係数について、碎波の波峰水位が 0 に近い場合にも有効に作用するように、波高に比例する係数とした。
 - (3) 実験の成果を反映して、実験結果を基にパラメータスタディを行い、碎波モデルのパラメーターを決定した。
- これらの改良により、実験の分裂波の碎波水深と碎波波高の再現性が、従来のモデルと比較して向上した。

最後に、本研究は、電力九社と日本原子力発電株式会社および電源開発株式会社による電力共通研究（津波評価手法の高度化研究）の中で実施した成果の一部であることを付記するとともに、(社) 土木学会原子力土木委員会津波評価部会（主査 首藤伸夫 岩手県立大学元教授）の委員や先生方に、研究成果をご審議頂き有益な助言を賜りました。

参考文献

- 池野正明・松山昌史・榊山勉・柳沢賢(2005)：ソリトン分裂と碎波を伴う津波の防波堤に作用する波力評価に関する実験的研究，海岸工学論文集，第52巻，pp. 751-755。
- 池野正明・松山昌史・榊山勉・柳沢賢(2006)：模型実験に基づく碎波を伴うソリトン分裂津波の波力評価，電力中央研究所報告，研究報告 V05009，p.22。
- 岩瀬浩之・深沢雅人・後藤智明(2001)：ソリトン分裂波の碎波変形に関する水理実験と数値計算，海岸工学論文集，第48巻，pp. 306-310。
- 佐藤慎司(1995)：波の分裂と碎波を考慮した津波の数値計算，海岸工学論文集，第42巻，pp. 376-380。
- 首藤伸夫(1984)：秋田県北部海岸における日本海中部地震津波，海岸工学講演会論文集，第31巻，pp. 247-251。
- 藤間功司・後藤智明・首藤伸夫(1986)：非線形分散波式の精度の検討，土木学会論文集，第369号/II-5，pp. 223-232。
- 松山昌史・池野正明・榊山勉・柳沢賢・藤井直樹(2005)：大陸棚上におけるソリトン分裂した津波の碎波に関する無ひずみ模型実験，海岸工学論文集，第52巻，pp. 241-245。
- 松山昌史・池野正明・榊山勉・武田智吉(2006)：大陸棚上における津波のソリトン分裂と碎波に関する研究，電力中央研究所報告書，研究報告 N05045，p.21。
- Iwase, H. and F. Imamura (2004)：A new tsunami numerical simulation with Boussinesq-Type equations applied for the 1983 Nihonkai-Chubu Earthquake tsunami, Proc. APAC2003 Makuhari, Japan, pp. 12-13。
- Madsen, P.A., O. R. Sørensen, and H. A. Schaffer (1997)：Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq model. Part I. Model Description and cross-shore motion of regular waves, Coastal Engineering, vol.32, pp.255-287。

4. 結 論

実験結果を基に、既存の非線形分散波の数値計算モデ