

北秋田海岸における日本海中部地震津波の計算に関する検討

後 藤 智 明*

1. 序

東北日本海沿岸一帯に猛威を振った日本海中部地震津波はなだらかな海岸線に面する秋田県峰浜村の海岸で T.P. 14 m を越す遡上高を示した¹⁾。この海岸は 1/200 程度の遠浅海岸であり、来襲した津波が比較的短周期であったため、ソリトン分裂あるいは波状段波として発達したことが従来の津波とは異った結果をもたらした。

現在、波源域の津波を正確におさえることができると、数値計算法で沿岸域の津波の挙動をかなりの精度で再現できることが知られている。しかし、日本海中部地震津波のような短周期の津波の計算は難しい。これは、鉛直加速度を考えた運動の式（非線型分散波理論）の計算手法や砕波の計算モデルに問題が残されているためである。また、短周期の津波の計算には空間格子の寸法を十分に小さくする必要があり、新たに使用する計算機の能力上の問題点もおこってくる。

本研究では、相田²⁾の断層モデルを初期値とする計算を従来の浅水理論を用いた方法で行い、北秋田海岸の日本海中部地震津波へ応用する際の問題点およびその適用限界を検討する。同時に、非線型分散波理論を用いた計算結果と比較検討を行う。

2. 浅水理論を用いた計算

(1) 計 算 法

計算は北秋田海岸を含む約 270 km × 200 km の領域を 4 種類に分け、リープフロッグ法で行っている。空間格子長は 2.43, 0.81, 0.27, 0.09 km である。図-1 に計算領域と水深分布を示す。水深分布は等水深線を用いて表されており、数字は km 単位の T.P. 0 m から測った水深である。外枠の座標は格子点の番号を表す。

図-2 に初期波形を表す。図は空間水位分布に関するもので、実線が等水位線、小数点第一位の数字が等水位線の水位、小数点第二位の数字が水位の極大または極小値を表す。数字はすべて m 単位である。極大・極小値の位置は小数点の位置である。この初期波形は相田²⁾の

東傾斜低角段層 Model 10 のパラメータを用いた計算結果である。また、本計算では瞬時に断層運動が終了するものと仮定している。従って、地震と津波が同時に発生することになる。

(2) 計 算 結 果

空間水位分布に関する計算結果を図-3 から図-6 に示す。図-4, 5, 6 は 0.09 km 格子領域に関するものである。

相田の波源モデルは 2 枚の断層面を持ち複雑であるが、北側の断層のくい違い量が南側のものに比べ小さいため津波発生後 6 分程度で完全に一山一谷の波になることがわかる。

陸地に向う津波はコの字形に開いた北秋田海岸へその主峰が伝播する。日本海中部地震津波の被害が他の東北

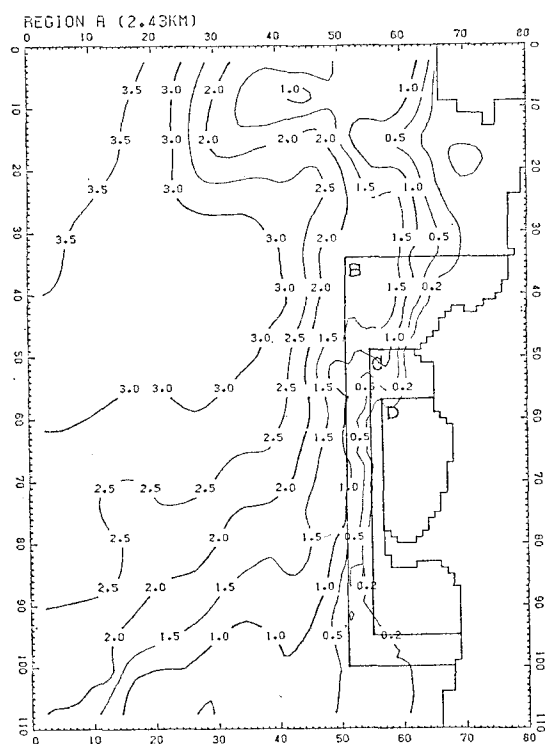


図-1 計算領域と水深分布

* 正会員 工博 東北大学助手 工学部土木工学科

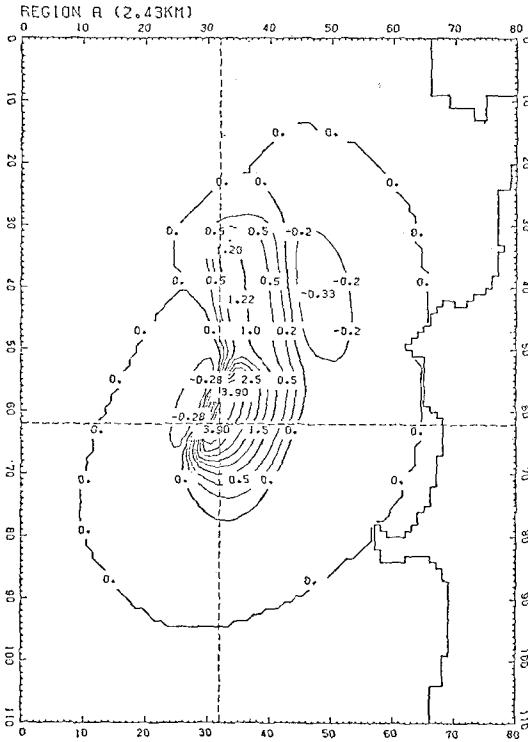


図-2 初期波形

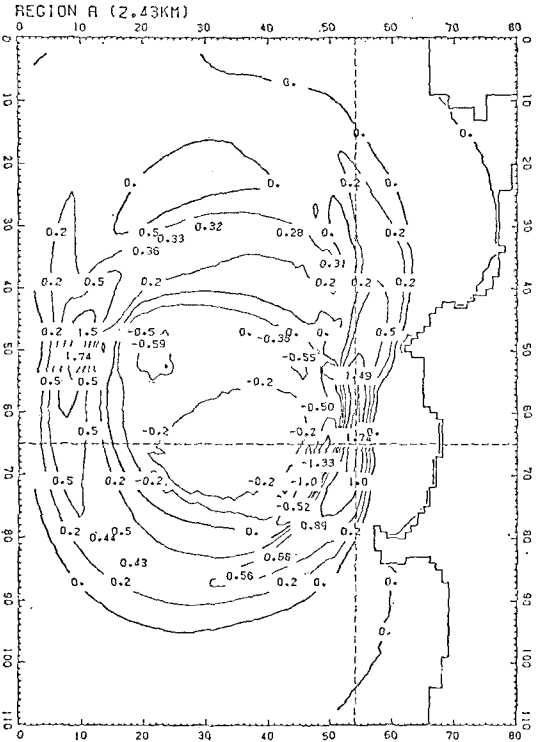


図-3 津波発生後6分

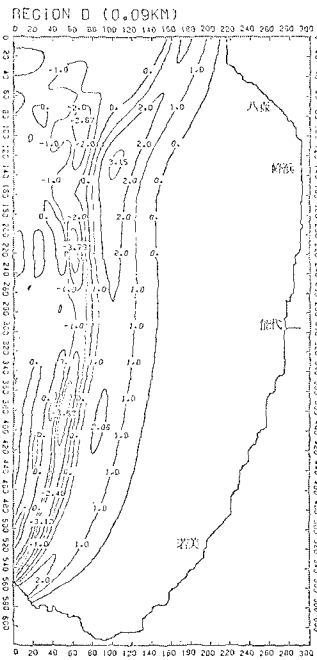


図-4 津波発生後15分

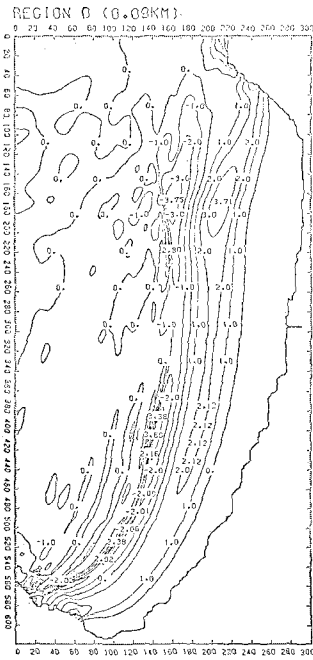


図-5 津波発生後21分

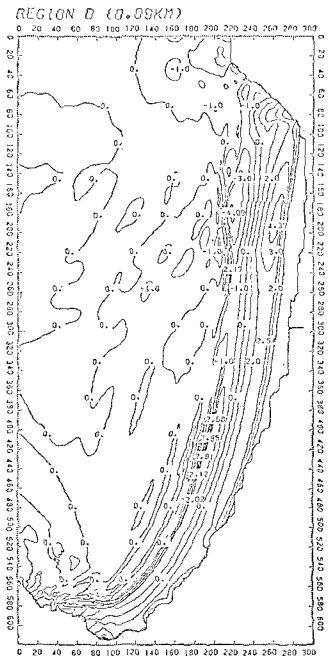


図-6 津波発生後26分

地方の海岸に比べ北秋田海岸が大きかったことがこの様子を見るだけでも想像できる。

北秋田海岸に入射した津波の最大の峰は峰浜村の海岸へ向う。ここでも基本的には一山一谷の波である。この海岸は遠浅であるため、進行と共に波が前傾化し、最終的には段波風の波頭をもつものになる。峰浜村の海岸前面の水深 15 m 程度の所で津波波高は約 4.4 m である。

以上が従来の計算法による結果の簡単な説明である。以下、現地を目撃談¹⁾をふまえてこの計算法の問題点を列挙する。

① この方法ではビデオや目撃談で伝えられているようなソリトン分裂をおこす津波を計算で再現することはできない。ただし、計算結果を見ると水深 30 m 程度までは波の前傾化が著しくなく、この浅水理論を用いた計算法で十分と思われる。

② 図-5 の若美町の沖合の波形を見ると、極大極小値が多数現われるのに気付く。これは北秋田海岸に入射して来た津波は一山一谷の波だけでなく、その背後に波長の短い急峻な波があり、この短波長の波が数値ギブス振動をおこすためである。この数値的な小振動を取り除くにはスムージングを用いれば良いが、むやみかけると津波の主体である一山一谷の波高減衰をひきおこす可能性がある。

③ この計算結果では、第 1 波峰が若美町の海岸へ到達するのが地震発生後 28 分頃である。目撃者の証言では地震発生後 10 数後であり、両者の間には 10 分程度の差がある。この 10 分程度の差は八森町能代市の目撃談とも一致する。この証言が正しいものと考え、従来の断層の位に副次的な断層あるいは大陸棚斜面における崩壊れ等の存在というように波源をもう一度考え直してみる必要性もある。

3. 非線型分散波理論を用いた計算

(1) 計算法

ここでは非線型分散波理論を用いた一次元伝播計算を行い、従来の浅水理論による計算結果と比較する。

本研究で用いた非線型分散波理論は Peregrine の式³⁾と著者の提案した式⁴⁾である。両式共に斜面による反射を考慮したものである。

水平方向の断面平均流速を u 、静水面から水位変動を η 、静水深を h 、全水深を D 、 g 重力加速度を g とおくと Peregrine の式は

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

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uM) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & = \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3(hu)}{\partial x^2 \partial t} - \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} \dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

で表される。ここで、 M は線流量を表し、 $M=uD$ である。

著者の提案した式は Peregrine の式に比べ分散項に有限振幅性を考えたもので、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uM) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & = D \left[\frac{\partial}{\partial t}(A) + \frac{\partial}{\partial x}(uA) + B \right] \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

である。ここで、

$$\begin{aligned} A &= \frac{D^2}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + D \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{M}{2} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \\ B &= D \frac{\partial \eta}{\partial x} \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\} \\ & \quad + \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} \cdot \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + u^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \end{aligned}$$

である。

計算は陰差分法とし、計算点の配置はリーブフロッグ法と同じにする。これは、津波の計算には従来よくリーブフロッグ法が用いれており、リーブフロッグ法との互換性を考えたからである。与えられた波の変形に伴ない、線型、浅水理論そして非線型分散波理論と支配方程式をスムーズに変えていくことができる。

計算は浅水理論を用いた二次元伝播計算から北秋田海岸の最大波峰の伝播経路を一次元水路と見なし、郡震発生後 15 分の結果を初期値として行っている。一次元伝播の計算と二次元伝播計算とを直接比較することはできないので、浅水理論を用いた一次元伝播計算も行っている。一次元伝播の空間格子長は 30 m である。

(2) 計算結果

図-7 に Peregrine の式を用いた計算結果と浅水理論の計算結果との比較を示す。実線が Peregrine の式による計算結果、丸印が浅水理論の結果である。波峰前面の波形がなだらかなうちは両者の差はほとんどみられない。波峰前面が急になると Peregrine の式による計算結果は分裂をおこす。分裂をおこしはじめる点の水深は約 25 m である。

図-7 の最終結果を拡大して描いたものが図-8 である。計算の空間格子長が大きかったため、波形がノコギリ状となっている。分裂後の波長は 100~150 m 程度である。

図-9 は著者の提案した式を用いた計算と浅水理論による計算との比較である。著者の提案した式の結果は図-7 の Peregrine の式によるものに比べ分裂波高が小さめのものとなる。

以上の計算結果をまとめると次のようになる。

① 浅水理論を用いた計算結果は Peregrine の式を用

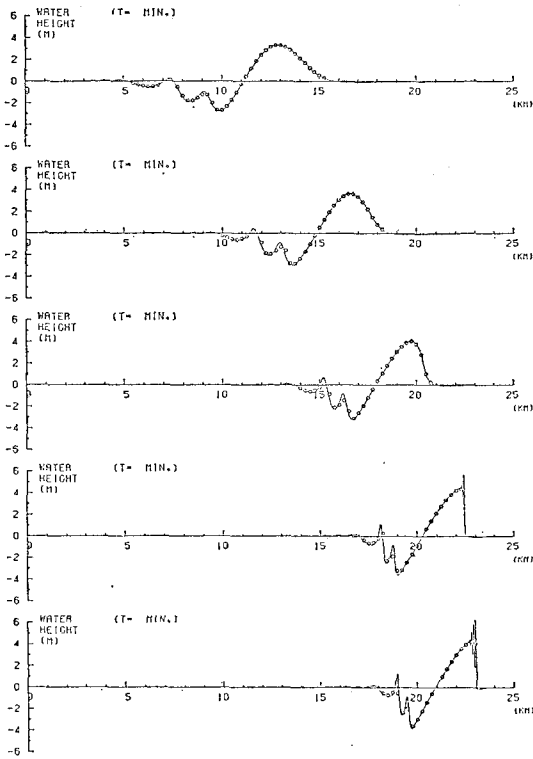


図-7 Peregrine の式を用いた計算結果

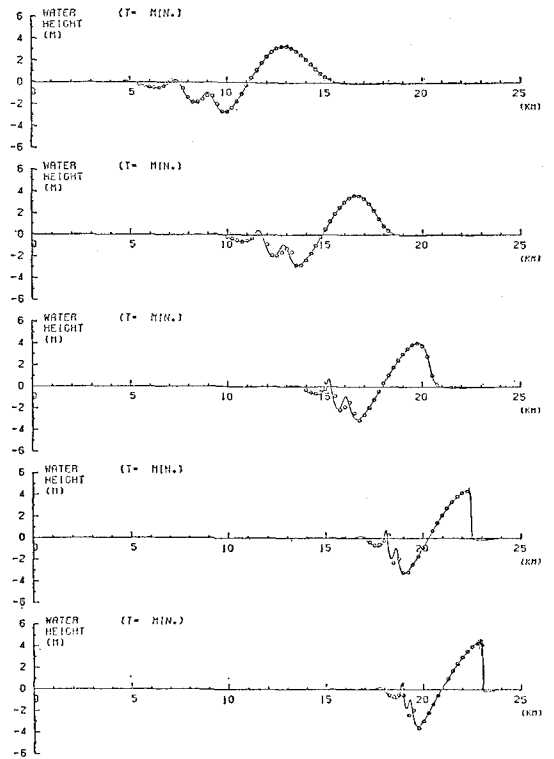


図-9 非線型分散項を考慮した式による計算結果

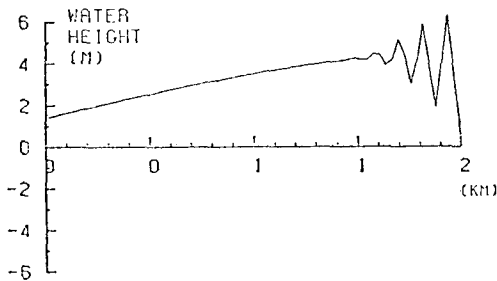


図-8

いたものに比べ波高で 20% 以上の過小評価となる。これは浅水理論では分裂およびその後の波峰増幅が再現されないことによる。ただし、分裂するのは波先の部分であり、分裂波峰が十分に発達する余裕がないことから判断すると、陸上遡上高だけを問題とするなら浅水理論による計算でも大きな誤りはないと思われる。

② 本計算では分裂後の波長は 100~150 m 程度である。従って、空間格子長としては 10 m 以下のものを採用するのが望しい。従って、ここで行った計算は空間格子が粗く、波高減衰のあるものになっている可能性がある。

③ Peregrine の式と著者の提案した式との差は分散

項の評価に起因する。その結果、Peregrine の式を用いた計算結果の方が波高増幅の大きいものになる。どちらが良いかについては水理実験との比較により決定しなければならない。

4. 結 び

相田の断層モデルを初期値とする計算を行い、計算上の問題点について検討を行った。主要な結論としては、水深 30 m 程度までは浅水理論で十分であること、30 m 以浅は 10 m 以下の空間格子を用いた非線型分散理論を使う必要があることである。

謝辞：この研究を行うにあたり、東北大学工学部首藤伸夫教授には多くの助言を賜わった。ここに記して厚く謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 首藤伸夫：秋田県北部海岸における日本海中部地震津波，第31回海岸工学講演会論文集，1984。
- 2) 相田 勇：1983 年日本海中部地震津波の波源数値モデル，地震研究所集報，Vol. 59, 1984。
- 3) Peregrine, D.H.: Long waves on a beach, JFM, Vol. 27, Part 4, 1967。
- 4) 後藤智明：アーセル数の大きい場合の非線型分散波の方程式，土木学会論文集（投稿中）。