

深海域における波数分散効果が近地津波の伝播に及ぼす影響に関する考察

岩瀬浩之¹・後藤智明²・藤間功司³・飯田邦彦⁴

¹正会員 株式会社エコー 沿岸デザイン本部環境水工部 (〒 221-0052 神奈川県横浜市神奈川区栄町 10-35)

²正会員 工博 東海大学教授 工学部土木工学科

³正会員 工博 防衛大学校助教授 システム工学群建設環境学科

⁴正会員 工修 東海大学助教授 工学部土木工学科

代表的な既往津波を対象とした数値解析から、深海域の波数分散効果が近地津波の伝播に及ぼす影響について考察した。水深 200m 点の波形比較および初期水位分布に対するスペクトル解析から、近地津波であっても波数分散効果が無視できない津波があることを示した。さらに、波数分散効果の影響を定量的に表す指標値を定義し、数値解析において分散項の考慮が必要となる条件値を定めると共に、代表的な断層パラメータ諸量と波源の平均水深から指標値を簡便に算出できる評価式を導いた。また、海底地盤の変動時間が波数分散効果に及ぼす影響について検証し、その限界時間が約 1 分程度であることを示した。最後に、1983 年日本海中部地震津波を対象とした実地形計算から深海域における分散効果が浅海域へ及ぼす影響について考察した。

Key Words : near field tsunami, dispersion effect, index of dispersion effect

1. はじめに

波数分散効果が津波の伝播に与える影響についての研究としては、1983 年日本海中部地震津波を機に浅海域を対象としたソリトン分裂波に対する実験・研究が数多く行われている。しかし、深海域における波数分散効果の影響についての研究は少ない。その理由のひとつに、対象が深海域であるため有意な測定結果が皆無であることが挙げられる。

理論的には、Kajiura¹⁾が時間に関するグリーン関数を利用して津波第一波峰の波数分散効果による減衰特性に関して検討している。この理論によると近地で発生した津波の第一波峰の減衰は、2 次元伝播問題で伝播時間の $-1/6$ 乗に関係し、大きな減衰とはならない。また、首藤²⁾は Kakutani の式³⁾から波数分散効果の影響を定量的に評価し、伝播距離が短い近地津波ではその影響が小さく無視できることを示している。ただし、Kajiura は一定水深と矩形波源を仮定し、首藤は正弦波を対象としたものであるため、これらの結果をそのまま現実の津波問題に当てはめることには多少の問題が残る。

深海域における波数分散効果は、初期水位分布を構成するフーリエ成分波の相対的な大きさ (波数分布) によって左右される。したがって、被害をもたらすような津波は高角の逆断層タイプのものが多いことを勘案

すると、たとえ近地津波であっても津波の波数分散効果は無視できるとは限らない。深海域における波数分散効果は、津波第 1 波の水位減衰、波長の伸長および分散波列の生成として表れる。これらの諸効果は、沿岸域における津波の増幅現象である共振特性のみならず浅海域における津波のソリトン分裂現象に決定的な影響を及ぼす。したがって、深海域における波数分散効果は無視できない近地津波が、どのような条件の津波なのかを把握し、その影響を正當に評価することは沿岸域の防災計画の策定上重要なことである。

そこで、本研究では深海域における波数分散効果が近地津波の伝播に及ぼす影響について、過去に発生した近地津波を用いた数値解析から考察する。南海道沖、三陸沖、日本海における代表的な既往の近地津波 5 つを対象に、水深 200m 点の波形比較および初期水位に対するスペクトル解析から、たとえ近地津波であっても波数分散効果が無視できない津波があることを示す。さらに、深海域における波数分散効果の影響を定量的に表す指標値を新たに定義し、数値解析において分散項の考慮が必要となる条件値を定めると共に、代表的な断層パラメータ諸量と波源の平均水深から簡便に算出できる評価式を導く。また、海底地盤の変動の継続時間の違いが波数分散効果に与える影響について検証する。最後に、1983 年日本海中部地震津波を対象に深海域における波数分散効果が浅海域へ及ぼす影響につ

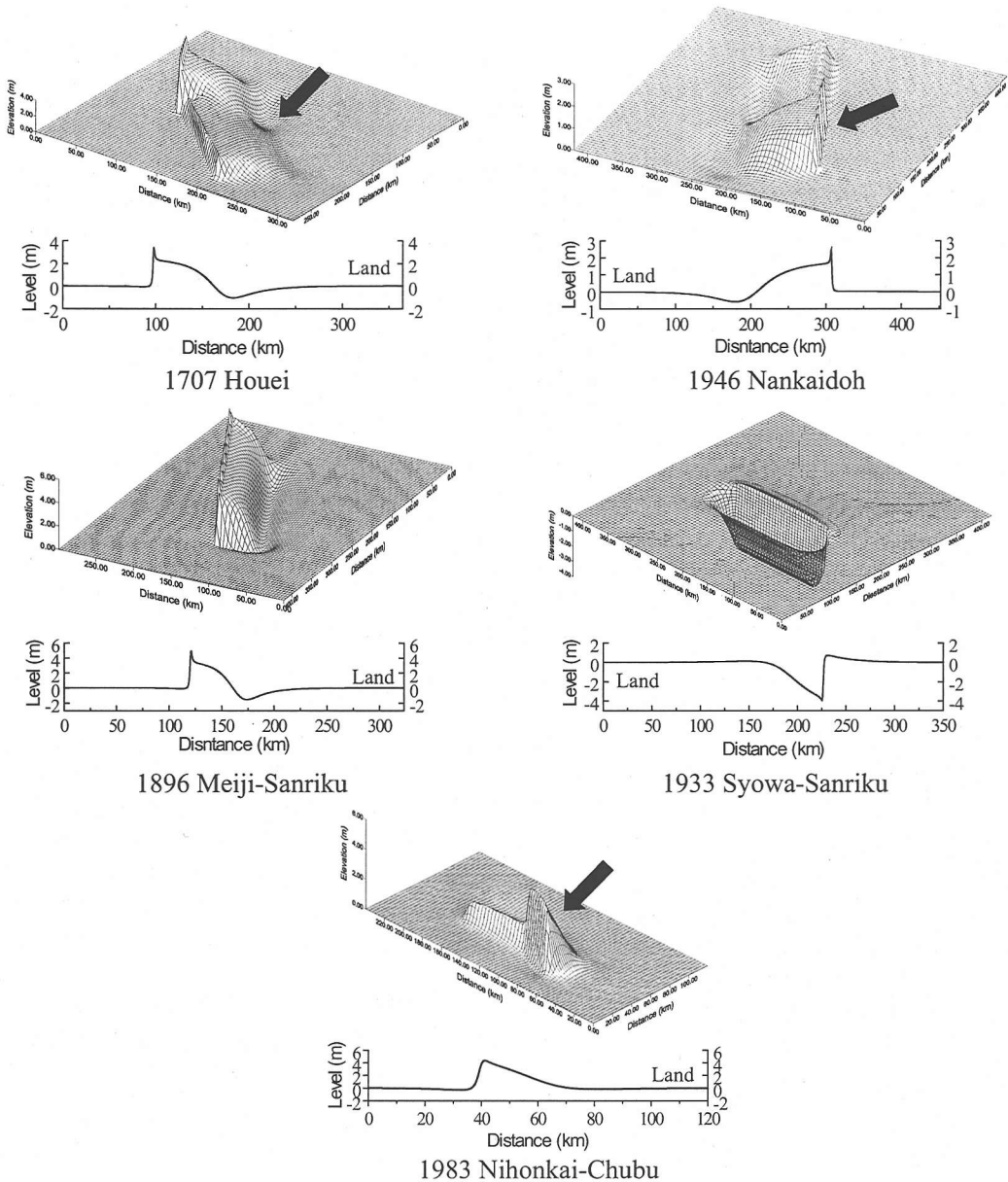


Fig.1 Initial tsunami profiles of 5 major tsunami-genic earthquakes and their cross sectional profile in the fault width direction

いて考察する。

2. 解析方法

(1) 代表津波の初期水位分布

一般に、津波の初期水位分布は、静的断層パラメータから Manshinha and Smylie の方法⁴⁾により求められた海底の地盤変位とする。本研究でも同様の方法で初期水位分布を求め、短軸方向に関する1次元伝播解析を

利用して深海域における波数分散効果を考察する。その際、断層パラメータにより様々な初期水位分布が考えられるが、特に重要視すべきは、沿岸域に甚大な被害をもたらした巨大津波であろう。津波防災対策の策定にあたり、それらの津波の断層パラメータを参考にすることが多いからである。そこで、ここでは南海道沖、三陸沖および日本海の3つの海域での代表的な5つの大規模津波に対して検討を行う。南海道沖としては1707年宝永地震津波⁵⁾および1946年南海道地震津

Table 1 Fault parameters of 5 major tsunami-genic earthquakes and mean water depth.

Tsunami name	d (km)	δ (°)	λ (°)	L (km)	W (km)	U (cm)	\bar{h} (m)
1707 Houei	1	20	90	140	80	700	1000
1946 Nankaidoh	1	20	104	120	120	500	1000
1896 Meiji-Sanriku	1	20	58	210	50	1250	2000
1933 Syowa-Sanriku	1	45	270	185	50	660	2500
1983 Nihonkai-chubu	2	40	90	40	30	760	2500

波⁵⁾, 三陸沖として1896年明治三陸地震津波⁶⁾および1933年昭和三陸地震津波⁶⁾, そして日本海として1983年日本海中部地震津波⁷⁾の合計5種類である。

Fig.1 はそれぞれの波源の水位鳥瞰図と波源短軸方向の水位断面図(三陸沖を除く津波に関しては, 図中矢印の示す波源を対象)を示したものである。なお, 主な断層パラメータ(断層深さ d , 断層面傾斜角 δ , すべり角 λ , 走行方向長 L , 傾斜方向長 W , すべり量 U)および波源域の平均水深 \bar{h} をTable 1に示す。特に, 昭和三陸および日本海中部地震津波は比較的高角な断層モデルであり, 昭和三陸津波は正断層モデルである。

(2) 支配方程式

津波の波数分散効果を考慮するには, 非線形分散波理論による支配方程式を使用すればよい。なお, 今村⁸⁾は遠地津波の数値計算で, 線形長波理論による支配方程式と空間格子および時間間隔の組み合わせによる数値分散性を利用して波数分散性の代替えとする方法を提案している。この方法を用いれば波数分散効果を含む津波の伝播が効率良く計算することが可能である。しかしながら, この方法では, 方向的な分散特性を持つことが知られ, 計算格子に対して 45° 方向の分散性の効果が弱く評価される⁹⁾。通常, 近地津波における計算格子は南北および東西方向の直交座標系によって定義されるが, 日本海中部地震津波の様に津波の指向性の強い波源短軸方向が格子に対して 45° 方向に向く場合が存在する。よって, ここでは波数分散効果を正しく評価するため, 一次近似の波数分散項を含むPeregrineの式¹⁰⁾を使用する。Peregrineの式(以下, 本論文では非線形分散長波式と呼ぶ)の波数分散性は, 高周波領域へ行くに従って微小振幅波理論に比べ強くなることが知られている¹¹⁾。比較的高周波帯まで微小振幅波理論と一致する分散項の型がMadisen and Sørensen¹²⁾によって提案されているが, 津波計算にそのまま適用するには問題点が残っていることを見上¹³⁾が示唆している。

鉛直方向に積分された連続式と波数分散項を含む

Peregrine 式は以下のように表される。

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

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

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

ここで, η は水位, h は静水深, D は全水深, g は重力加速度, M , N はそれぞれ x , y 方向の線流量を示す。また, 碎波, 海底摩擦項および水平拡散項は対象が深海域を伝播する波であること, コリオリ力は近地津波を対象としていることにより本計算モデルでは無視する。

(3) 数値計算方法

本数値計算では, 上記の支配方程式を著者ら¹⁴⁾が提案した2段階混合差分法を用いて計算する。一般に, 非線形項(移流項)を含む支配方程式を差分化する場合, 計算の安定性から非線形項は1次精度の風上差分を採ることが多いが, 原ら¹⁵⁾は非線形項および分散項を含む支配方程式で陰的解法を採用するときには, 非線形項に2次精度の中央差分を採っても安定した計算が行えることを示している。よって, 本計算でも非線形項に2次精度の中央差分を採用する。よって, 連続の式の差分表示は以下の様になる。

$$\begin{aligned} \eta_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} &= \eta_{i,j}^{k-\frac{1}{2}} + [h_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} - h_{i,j}^{k-\frac{1}{2}}] \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\Delta x} [M_{i+\frac{1}{2},j}^k - M_{i-\frac{1}{2},j}^k] - \frac{\Delta t}{\Delta y} [N_{i,j+\frac{1}{2}}^k - N_{i,j-\frac{1}{2}}^k] \end{aligned} \quad (4)$$

一方運動の式は, x 方向を示すと1段目は M^* を計算分割値とした陽的差分式,

$$M_{i+\frac{1}{2},j}^* = M_{i+\frac{1}{2},j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} gD_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} [\eta_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - \eta_{i,j}^{k+\frac{1}{2}}] \quad (5)$$

となる。2 段目は以下に示す陰的差分式を使用する。

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\Delta t} \left[M_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} - M_{i+\frac{1}{2},j}^* \right] \\
& + \frac{1}{4\Delta x} \left[\left(\frac{M_{i+\frac{3}{2},j}^k}{D_h} \right) M_{i+\frac{3}{2},j}^{k+1} - \left(\frac{M_{i-\frac{1}{2},j}^k}{D_t} \right) M_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \right] \\
& + \frac{1}{4\Delta y} \left[\left(\frac{(M_{i+\frac{3}{2},j}^k)^2}{D_h} \right) - \left(\frac{(M_{i-\frac{1}{2},j}^k)^2}{D_t} \right) \right] \\
& = \frac{h^2}{3} \frac{1}{\Delta t \Delta x^2} \left[\left(M_{i+\frac{3}{2},j}^{k+1} - 2M_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} + M_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \right) \right. \\
& \quad \left. - \left(M_{i+\frac{3}{2},j}^* - 2M_{i+\frac{1}{2},j}^* + M_{i-\frac{1}{2},j}^* \right) \right] \\
& + \frac{h^2}{3} \frac{1}{\Delta t \Delta x \Delta y} (A - B) \\
& - \frac{\Delta x^2}{12} (1 - K_x^2) \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} - \frac{\Delta x \Delta y}{12} K_y^2 \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial x \partial y} \quad (6)
\end{aligned}$$

$$D_h = \frac{1}{2} [D_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} + D_{i,j}^{k+\frac{1}{2}}]$$

$$D_t = \frac{1}{2} [D_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + D_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}]$$

$$A = N_{i+1,j+\frac{1}{2}}^k - N_{i,j+\frac{1}{2}}^k + N_{i+1,j-\frac{1}{2}}^k - N_{i,j-\frac{1}{2}}^k$$

$$B = N_{i+1,j+\frac{1}{2}}^{k-1} - N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-1} + N_{i+1,j-\frac{1}{2}}^{k-1} - N_{i,j-\frac{1}{2}}^{k-1}$$

$$K_x = \sqrt{gD} \frac{\Delta t}{\Delta x}$$

$$K_y = \sqrt{gD} \frac{\Delta t}{\Delta y}$$

ここで、 x 方向の移流項には中央差分が採用されている。また、右辺の最後の 2 つの項は、1 段目で生じる第一次近似の数値分散を抑制するために加えた誤差抑制項である。 K_x 、 K_y は、クーラン数を表す。なお、 y 方向についても同様に差分化を行う。

(4) 波数分散効果の計算精度

深海域における津波は、非線形性が無視可能なため微小振幅波理論で記述することができる。ここでは微小振幅波理論を真値とし、使用した支配方程式の深海域における波数分散効果の特性を 1 次元伝播解析から検証する。微小振幅波理論による計算には、高速フーリエ変換を利用した有限複素フーリエ解析を利用する。水平床における有限複素フーリエ解析による水面変動 $\eta(x, t)$ は、

$$\eta(x, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{A_n}{2} \left[e^{ik_n(x-c_n t)} + e^{ik_n(x+c_n t)} \right] \quad (7)$$

と表される。ここで、 N は初期空間波形のデータ総数、 n は成分モード、 A_n は各成分モードに対する複素フーリエ係数である。また、 c_n は各成分における微小振幅波理論の波速、

$$c_n = \sqrt{\frac{g}{k_n} \tanh k_n h} \quad (8)$$

を表し、各成分の波数 k_n は

$$k_n = \frac{2\pi n}{N\Delta x} \quad (9)$$

であり、 Δx はデータ間隔である。

本研究で用いた非線形分散長波式の深海域における波数分散特性を確認するため、水深 1000m 毎に水平床伝播計算を実施し、微小振幅波理論との比較を行う。同時に波数分散効果を含まない非線形長波式の計算結果との比較も示す。比較計算に使用した津波初期波形は日本海中部地震津波である。これは、5 つの代表津波の中でも最も波長の短い初期波形であり、波数分散効果の影響が最も顕著に表れると予想されるためである。空間格子長は、5km 程度までの後続する分散波列の波長が十分再現可能な様に空間格子を $\Delta x = 100\text{m}$ とし、時間間隔を $\Delta t = 0.05\text{s}$ とする。

Fig.2 は、近地津波における波源域から 200m 水深点までの平均的な距離を考え、津波が約 50km 伝播した時の空間波形を示したものである。図中の各表示は微小振幅波理論（白丸）、分散項を含む非線形分散長波式（実線）、分散項を含まない非線形長波式（破線）による計算結果を示す。

第 1 波に限れば、いずれの水深においても水位の空間分布はよく一致している。一方、後続する分散波列に関しては、水深 1000m、2000m のケースでは第 2 波以降の分散波列もよく一致している。しかしながら、3000m 程度の水深では微小振幅波理論との分散関係に多少差が生じることから分散波列の再現精度が劣る。特に、第 3 波以降の分散波列は、波数分散効果が過大に見積もられる（すなわち、分散波の間隔が広がる）傾向にあり、4000m 程度の水深では、第 3 波目の分散波が微小振幅波理論に比べ半波長程後退するなど、その影響が大きいと言える。これは本研究における非線形分散長波式では、波数分散性が強いこと、すなわち、各成分波の波速が過小評価で、しかも高周波成分ほど誤差が大きくなることに起因している。よって、今回用いた数値計算の分散項の形は、水深が 3000m 程度の海域を対象する場合には後続する分散波列の周期が過大に計算される特性を持つが、水深が 2000m 程度の水深では比較的良好な精度を有していると判断できる。

一方、非線形長波式による計算結果では、波数分散効果による波高減衰を表現することはできず、特に水深が 2000m を越える海域での津波は波数分散効果による波高の減衰や波長の伸長現象が著しい為、微小振幅波理論との差が大きくなる。ゆえに、日本海中部地震津波のように波源水深が 2000m を越え、かつ比較的短い波長の津波に対しては、深海域における波数分散効果は無視できず、数値解析において分散項を考慮した計算が必要と考えられる。

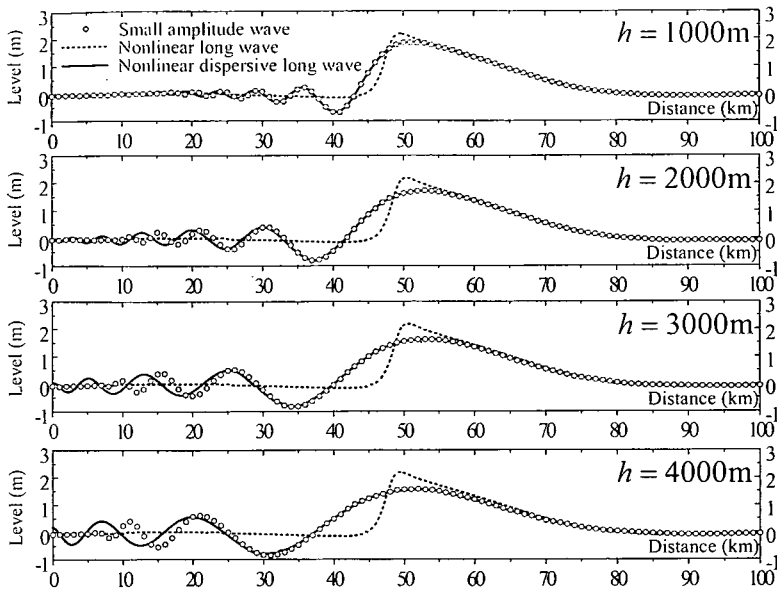


Fig.2 Computed tsunami profiles generated by the 1983 Nihonkai-chubu earthquake by several constant water depth

3. 深海域の波数分散効果

上記の結果を踏まえ、先に示した代表的な津波5つの断面初期波形 (Fig.1) を用い、沿岸津波高と相関性が比較的良好と考えられている200m水深地点¹⁶⁾での津波高と周期の関係から深海域における波数分散効果の影響について考察を行う。海底地形はそれぞれの津波に関して波源領域から沿岸部を簡易的な地形に近似し、1次元伝播解析を行う。Fig.3は、左側に各代表津波の初期波形分布 (数字は最大水位) および水深分布を、右側に水深200m地点における時間波形 (数字は第1波の最大・最小水位) を示したものである。時間水位を示す図中で、太線は非線形分散波長波式、細線は非線形長波式による計算結果を示している。なお、計算条件は、空間格子を $\Delta x = 100\text{m}$ 、時間間隔を $\Delta t = 0.05\text{s}$ とする。

Fig.3より、波数分散効果による第1波の波高減衰、第1波の波長伸長、分散波列の形成などが確認できる。第1波の最高水位は、どの津波でも非線形長波式にくらべ約20%程度減衰しており、津波による大きな違いは見られない。しかし、第1波の波長伸長率や、第1波に対する後続の分散波の大きさに関しては、津波による違いが大きい。そこで、波谷から波谷 (昭和三陸は波峰から波峰) までを周期と定義した場合、各津波における周期伸張率および周期比について考察する。

宝永および南海道地震津波のように波長が長く低角な断層タイプで比較的浅い水深で発生した津波では、非

線形長波式に比べ、非線形分散長波式の第1波の周期伸張率 (波数分散効果の考慮による周期伸張量) は、それぞれ6%および1%となる。一方、昭和三陸地震津波および日本海中部地震津波のように初期波形の波長が比較的小く波形勾配の大きな津波や平均的な波源水深が3000mを越える明治三陸津波に着目すると、宝永や南海道地震津波と比較して波数分散効果の影響が顕著に現れている。すなわち、明治三陸、昭和三陸および日本海中部地震津波における周期伸張率は、それぞれ19%、25%および17%となり、宝永や南海道地震津波に比べ、かなり大きな値となる。

また、波数分散効果によって生じた分散波列の第1波の周期と第2波の周期比 (第1波に対する第2波の大きさ) に着目すると、宝永および南海道地震津波では、それぞれ10%および9%であるのに対し、明治三陸、昭和三陸および日本海中部地震津波では、それぞれ、27%、34%および35%となる。これらの結果から、明治、昭和三陸および日本海中部地震津波は、波数分散効果の影響が大きな津波であると思われる。ただし、ここで使用した初期波形分布は、深海域において波数分散効果を考慮しないで決定したものであり、波形の精度としては多少の問題が残っている。しかしながら、各津波に対する波数分散効果の相対的な影響割合は同じである。よって、三陸地震津波や日本海中部地震津波の深海域における波数分散効果は無視することができない可能性があり、数値解析において波数分散項を考慮した計算が必要と考えられる。

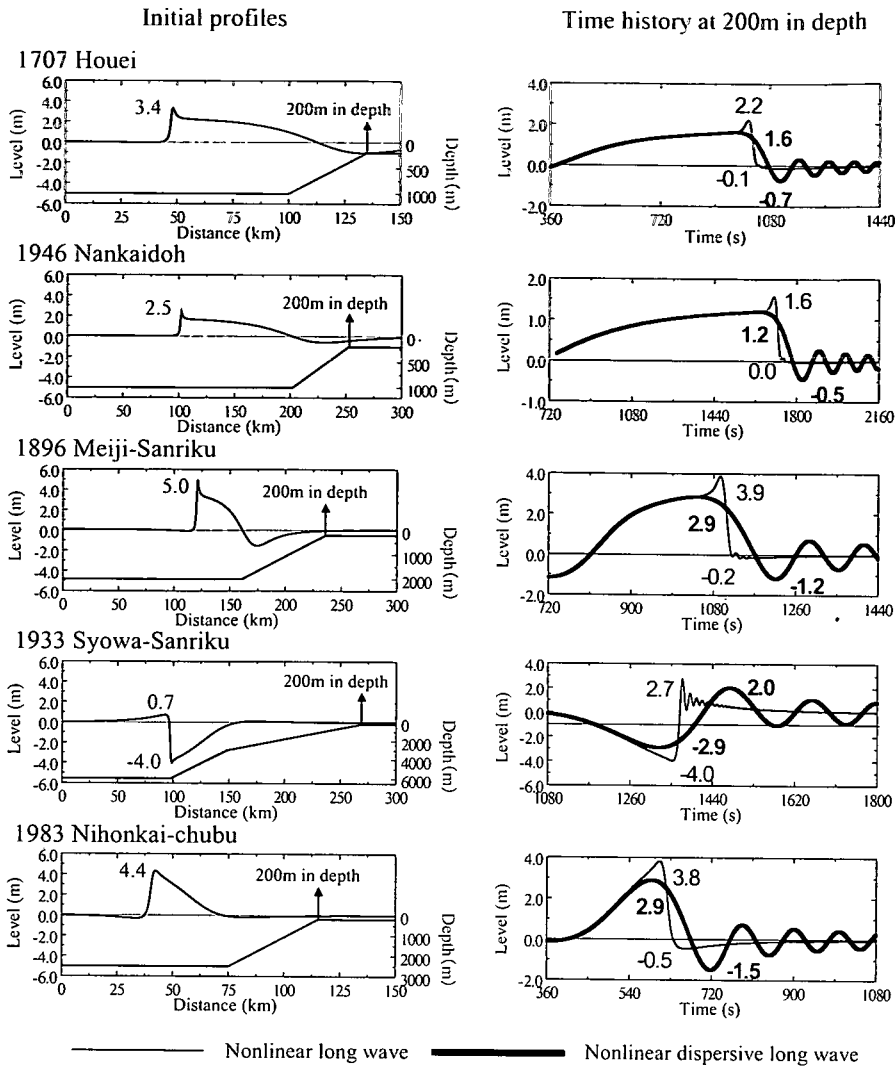


Fig.3 The initial tsunami profiles (left) and computed time histories of tsunami height at the point of 200m depth (right)

(1) 初期水位スペクトルと波数分散効果

以上の結果から、深海域における津波の波数分散特性は初期水位分布および津波が発生する平均的な水深に大きく左右されることが分かる。ここでは、初期水位分布の短軸方向における断面波形のスペクトル解析から、深海域における波数分散効果の影響を考察する。Fig.(1)は、それぞれの代表津波における短軸方向の断面波形からフーリエ変換を用い、面積が1となるように規格化されたパワースペクトル $P^*(k)$ を示したものである。また、Fig.(1)は、同パワースペクトルを各津波波源の平均的な水深を考慮し、横軸を相対水深 kh として採り直したものである(左軸と対応)。また、同時に

線形分散関係(●印・右軸と対応)を描いた。Fig.(1)から、宝永地震津波や南海道地震津波の持つエネルギーの波数分布は波数分散効果の影響が相対的に小さい場所、すなわち、線形長波理論の波速 ($c_0 = \sqrt{gh}$) と微小振幅波理論による波速 ($c_s = \sqrt{(g/k) \tanh kh}$) の比 (c_s/c_0) が1.0に近い領域に集中していることが分かる。そのため、ほぼ線形長波理論に従って伝播し、Fig.3で示した様に波数分散効果の影響は少ない結果を得ることとなる。しかしながら、三陸地震や日本海中部地震では比較的広い波数帯にエネルギーが分散しているため、深海域における波数分散効果を無視することはできず、水位の大幅な減衰や波長の伸長、分散波列の生

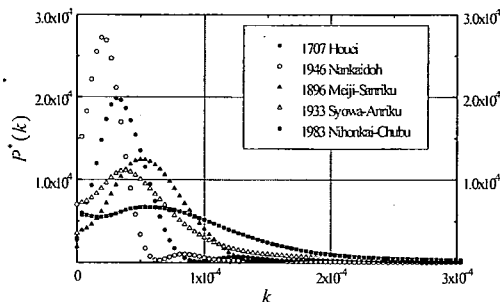


Fig.4 Normalized power spectra of the cross sectional tsunami profiles shown in Fig.1

成が顕著に生じる。ゆえに、初期水位分布のスペクトル解析を行うことにより、その津波が持つ深海域における波数分散効果の影響度をフーリエ成分波の分布として把握することができる。

(2) 波数分散効果指標 I_D の定義

1次元伝播計算およびスペクトル解析から、波源水深の深い明治三陸地震津波、波源水深が比較的深くかつ波形勾配の大きい昭和三陸地震津波や日本海中部地震津波の初期水位分布を有する津波では、深海域における波数分散効果が無視できない可能性があることが分かった。ここでは、初期波形分布のスペクトル解析から深海域における波数分散効果の影響度を定量的に与える指標値を定義する。

津波の波数分散効果は初期水位分布と波源水深に大きく影響されることから、深海域での波数分散効果の大きさの目安となるような量として、波源短軸方向における1次元断面の波形パワースペクトル $P^*(k)$ と分散関係式による1次モーメントによって定義される量 ΔE を考える。すなわち、 ΔE を

$$\begin{aligned} \Delta E &= \int_0^{+\infty} \left[\frac{c_0 - c_s}{c_0} \right] P^*(k) dk \\ &= \int_0^{+\infty} P^*(k) dk - \int_0^{+\infty} \left(\frac{c_s}{c_0} \right) P^*(k) dk \quad (10) \end{aligned}$$

と定義する。右辺第1項は規格化パワースペクトルの定義からその値は1であり、第2項の積分計算内のカッコ値は分散関係式を使うことができるので、式(10)は以下のように書き改められる。

$$\Delta E = 1.0 - \int_0^{+\infty} \sqrt{\frac{\tanh kh}{kh}} P^*(k) dk \quad (11)$$

ここで、 \bar{h} は初期波源域の平均水深である。式(11)は、全ての成分波のエネルギーが線形長波式の波速 (c_0) で

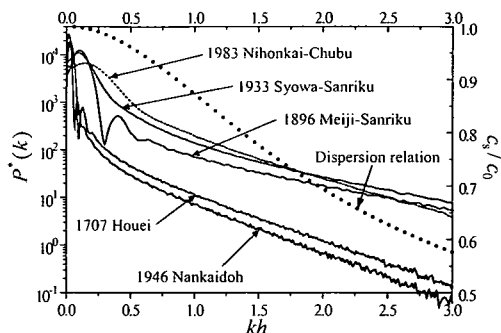


Fig.5 Normalized power spectra and the dispersion relation of the small amplitude surface wave theory

Table 2 Index of dispersion effect, I_D for each tsunami

Tsunami name	I_D
1707 Houei	0.28
1946 Nankaidoh	0.17
1896 Meiji-Sanriku	1.66
1933 Syowa-Sanriku	1.72
1983 Nihonkai-chubu	2.15

進行すると仮定した場合の津波エネルギーフラックスと各成分波のエネルギーが微小振幅波理論の波速 (c_s) に従って進行すると仮定した場合の津波エネルギーフラックスとの間の誤差に関連した量を示している。よって、式(11)を、深海域における波数分散効果の影響の大きさを表す指標値 I_D (Index of Dispersion effect) として以下のように定義する。

$$I_D = \Delta E \times 100 \quad (12)$$

以上の式を用いて5つの代表津波の I_D の結果を Table 2 に示す。宝永地震津波や南海道津波地震の様に平均水深が浅く低角な断層モデルでは I_D の値は小さい。一方、比較的波源水深が大きい明治三陸地震津波や高角断層モデルである三陸地震津波や日本海中部地震津波では前者の津波にくらべ大きな値となる。なお、断層パラメータ自身が高々3桁程度の有効数字しかもたないと思われること、波源での平均的な水深を使っていることなどから、 I_D の有効桁数も2桁から3桁程度であると考えられる。そのため、Table 2 では I_D の値として小数点以下2位までを示した。

(3) I_D と波数分散効果

ここでは、深海域における津波に対する波数分散効果の考慮を判断できるような I_D の条件について考察

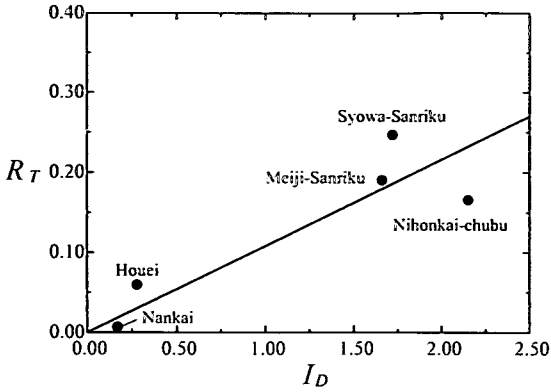


Fig.6 Comparison of the ratio of leading wave period computed by nonlinear long wave equation and nonlinear dispersive long wave equation at the point of 200m depth

する。

Fig.6は、先に示した周期伸張率(R_T)と I_D の関係を示したものである。ここで、日本海中部地震津波が三陸地震津波にくらべ、 I_D では上回っているものの、周期誤差として下回っている原因としては、水深分布や伝播距離が考えられる。日本海中部地震津波の伝播距離は、Fig.3から明治三陸地震津波にくらべ約0.7倍であり、昭和三陸地震津波にくらべ約半分と短い。本研究で定義された I_D は、伝播距離が考慮されていないため、直接的にその影響を考慮することができない。そのため、 I_D の小さい三陸地震津波にくらべ、周期誤差が小さくなったものと考えられる。水深分布や伝播距離に関しては、問題が複雑になるため今回の研究では考慮していないが、第1波に対する非線形長波式と非線形分散長波式の周期伸張率が10%以上となることを境に波数分散効果の考慮を判断すれば、 I_D の条件はおおむね $I_D \geq 1$ となる。

(4) 断層パラメータと I_D の関係

初期波源に対するスペクトル解析や式(12)を介さず、断層パラメータや波源の平均的な水深から直接 I_D の値が算出できれば実用上大変便利である。そこで、既往津波波源の深海域における波数分散効果を簡便に算出できるように、代表的な断層パラメータ諸量と I_D との関係を考察する。波源短軸方向の初期波形に大きく関与すると考えられる断層パラメータとして傾斜角 δ と断層幅 W を選び、波源平均水深 \bar{h} の変化に伴う初期波形の I_D の計算を行う。もちろん、震源深さ d 、すべり量 U やすべり角 λ も I_D に影響を及ぼすが、 I_D を決める大きな要因は波形勾配のような要素と波源平均水深で

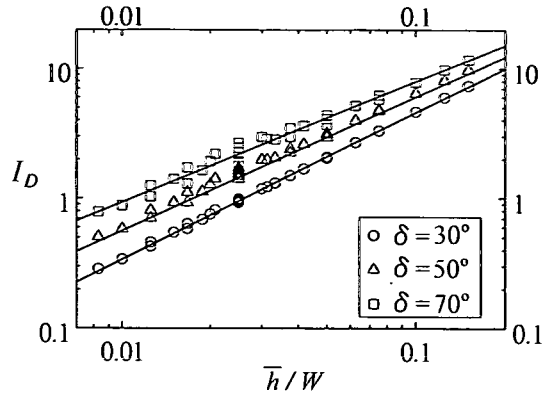


Fig.7 Relation between \bar{h}/W and I_D

あり傾斜角 δ や断層幅 W に比べれば相対的に影響が小さい。また、多くのパラメータを考慮することは評価式を複雑化する。よって、 I_D が過小評価にならないよう断層深さは $d = 0\text{km}$ とし、すべり角 λ の影響は傾斜方向成分のすべり量 $U_\lambda = U \sin \lambda$ から対象とした津波の平均値 $U_\lambda = 700\text{cm}$ を利用する。

Fig.7は比較的高角な傾斜角 δ ($^\circ$)として30, 50, 70を対象に、断層幅を20kmから120km、波源平均水深 \bar{h} を1000mから3000mの範囲での \bar{h}/W と I_D の値の関係を示したものである。図中の直線は、 $\delta = 30, 50, 70$ に対するものであり、

$$I_D = \alpha (\bar{h}/W)^\beta \quad (13)$$

$$\begin{cases} \alpha = 10^{1.76+0.001\delta} \\ \beta = 1.28 - 0.005\delta \end{cases} \quad (14)$$

で定義される式である。ただし、 I_D 自体の有効桁数が高々3桁であることから、式(13)の α 、 β の有効桁数もまた3桁であると解釈すべきである。したがって、式(14)における傾斜角 δ による小数点以下第3位の値に実用上の意味はなく、 δ の作用は定数1.76および1.28の小数点以下第1位と第2位の値の補正に限られる。すなわち、傾斜角 δ の数値のうち、10の位の変化のみが α 、 β に反映される。以上の評価式を用いることにより、代表的な断層パラメータである傾斜角 δ 、断層幅 W および波源平均水深 \bar{h} から簡易的に既往津波の近似的な I_D を算出することができる。得られた結果と $I_D \geq 1$ の条件を使うことにより、深海域における波数分散効果を無視できず、支配方程式に分散項を考慮する必要があるか否かを判定することが可能となる。

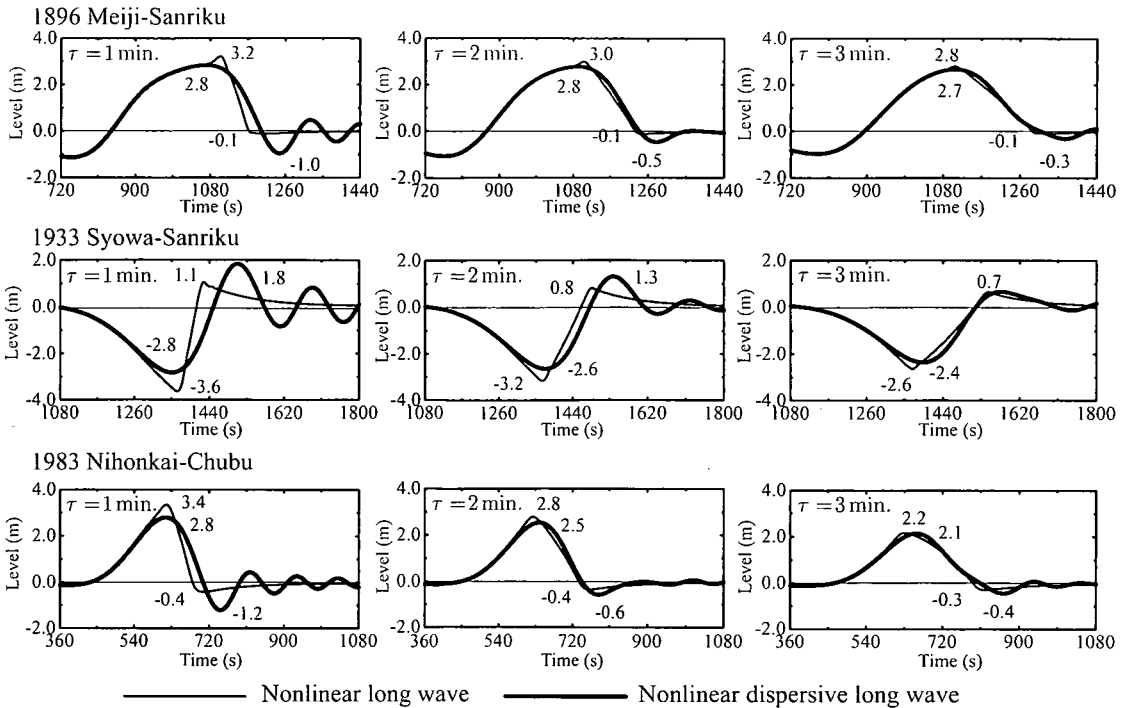


Fig.8 The effect of fault movement time τ on the computed time histories of tsunami height of 1983 Meiji-Sanriku, 1933 Showa-Sanriku and 1983 Nihonkai-chubu earthquake tsunami at the point of 200m depth

(5) 海底地盤の変動時間と波数分散効果

一般に、津波計算では地震による海底地盤の永久変位量をそのまま水位として与える方法で行う。実際の地盤運動では数秒から100秒程度の変動時間 τ を有することが知られているが、津波発生時の変動としては瞬時に海上面に変化が生じた場合と殆ど差がないことが確認されているためである¹⁷⁾。但し、この結果は波数分散効果を考慮していない結果である。ここでは、深海域で波数分散効果が無視できないと判断された三陸および日本海中部地震津波の3つの初期波形を対象に、海底地盤の変動時間 τ と波数分散効果の関係を1次元伝播解析から検証する。なお、海底地盤の変位量は、変動時間に対して線形的に与える簡易的な方法を用い、海底地盤の変動時間は、1, 2, 3分とする。

Fig.8は、Fig.3における水深200m地点の時間波形を τ の違いによる非線形形長波式と非線形形分散長波式の結果を示したものである。図中細線は非線形形長波式、太線は非線形形分散長波式による結果を表している。同図から、 τ が大きくなるにつれて高周波成分の発生が抑えられるため、波数分散効果の影響は小さくなり、後続する分散波列の生成が抑えられる様子が確認できる。 $\tau=1$ 分の場合、 $\tau=0$ 分の時と比べ小さいものの、波高減衰や第1波の波長伸長および分散波列の形成など $\tau=0$ と同様の波数分散効果が表れている。第1波周期の伸長

率に関しては、 $\tau=0$ 分の70から80%程度である。一方、 $\tau=2$ 分、3分の場合は、 $I_D \geq 1$ でも波数分散効果の影響は小さくなり、第1波周期の伸長率は $\tau=0$ 分の10%以内と小さい。したがって、 τ が1分程度までの地震では、 $I_D \geq 1$ であれば波数分散効果を考慮すべきであると判定して良いと考えられる。逆に、 τ が2分以上になるような非常に変動時間が長い地震に関しては、 $I_D \geq 1$ であっても波数分散効果を考慮する必要はない。

4. 浅海域へ及ぼす波数分散効果

(1) 日本海中部地震津波の波数分散効果

実地形による日本海中部地震津波を対象とした非線形形長波式および非線形形分散長波式による平面伝播解析から、水深200mおよび50m点の出力波形として深海域における波数分散効果が浅海域へ及ぼす影響について考察する。また、浅海域を伝播する津波を対象に、水深200m点から汀線までの代表的な直線距離を結んだ1次元伝播問題として非線形形分散長波式による数値計算からソリトン分裂波の生成過程としての考察を行う。なお、平面伝播に関しては深海域が対象であり、1次元伝播に関してはソリトン分裂波の発生差異を対象とするため、砕波および陸上遡上は考慮しないものとする。

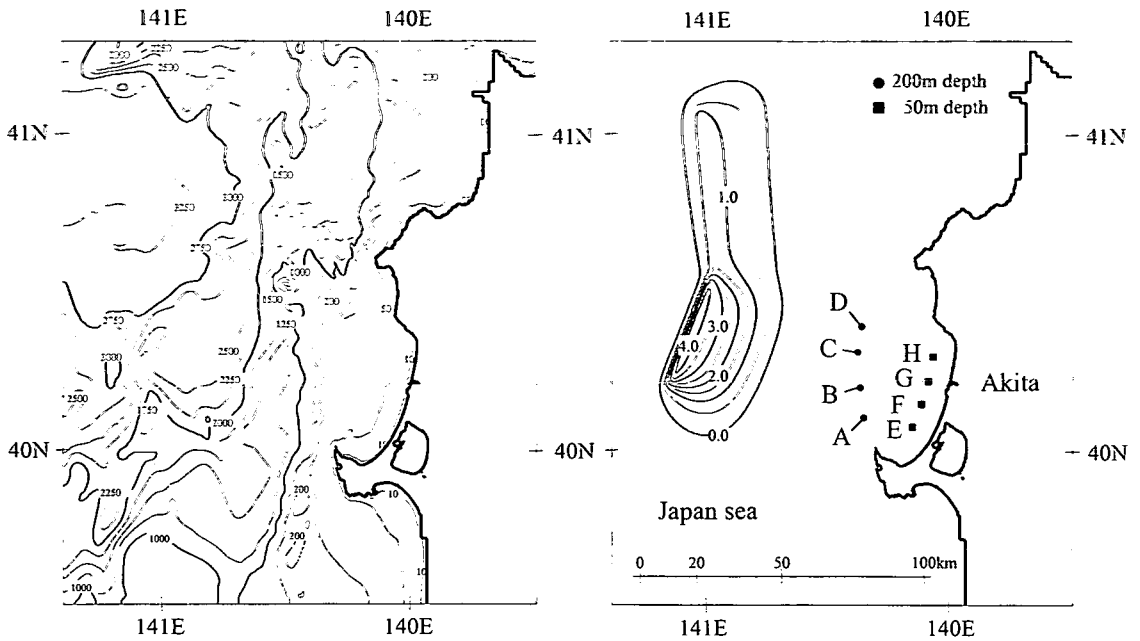


Fig.9 Water depth contour (left) and the initial tsunami profile and output points (right) for the numerical simulation of 1983 Nihonkai-chubu earthquake tsunami

(2) 代表水深点での波形差異

平面伝播解析の計算領域（水深分布，初期波源）および代表水深点の水位出力点位置を Fig.9 に示す。全ての計算領域に対して計算格子を $\Delta x = 200\text{m}$ とし，時間間隔を $\Delta t = 0.2\text{s}$ とする。また，図中●印は水深 200m 地点，■印は水深 50m 地点の時間水位出力地点を示しており，合計 8 つの代表水深点における時間波形の比較から深海域の波数分散効果の影響について考察を行う。

Fig.10 は代表水深点における時間的な水位変化を示したものである。水深 200m 地点の時間水位から，非線形分散長波式による計算結果（太線）は非線形長波式の計算結果（細線）に比べ波数分散効果の影響により後続する分散波列が表現され，津波第 1 波の水位は減衰し波長が長くなる傾向が出ている。特に波源短軸方向にある 200m 水深点の点 A，B や 50m 水深点の点 F，E では，他の点に比べその影響が顕著に現れた結果となる。この様子は Fig.11 に示す 10 分後の津波鳥瞰図からも見られ，波源短軸方向で生成した分散波列が北秋田海岸南部へ向け伝播して行く様子が確認できる。また，点 F では第一波峰に比べ第二波峰の水位が高くなる。これは，後述する分散波列によって生じる第二波峰のソリトン分裂波の影響である。以上のことから北秋田海岸南部の沿岸域へ向かう津波は，深海域の波数分散効果の影響を大きく受けた津波が伝播したと考えられる。

(3) 第一波峰のソリトン分裂

藤井ら¹⁸⁾は浅海域へ入射する津波波形によってソリトン分裂波の生成過程が大きく異なることを示している。そこで，浅海域へ入射する津波波形の違いによるソリトン分裂の発生差異を，平面伝播解析から得られた水深 200m 地点での水位出力を境界条件とした 1 次元伝播解析として考察する。対象とする 1 次元伝播の方向は深海域の波数分散効果が最も大きく作用する波源短軸方向の点 B と点 F を結ぶ B-F 方向（北秋田海岸南部ライン）および本津波において最大遡上高約 15m を記録した点 C と点 H を結ぶ C-H 方向（北秋田海岸北部ライン）とする。Fig.12 は B-F および C-H から直線的に汀線までの断面水深分布を示したものである。距離にして北秋田海岸南部ラインは北秋田海岸北部ラインに比べ約 4km 程短い。また，計算条件は，空間格子を $\Delta x = 5.0\text{m}$ ，時間間隔を $\Delta t = 0.1\text{s}$ とする。

また，既往波源を用いた数値解析では，深海域で波数分散効果を考慮することにより従来の非線形長波式による計算結果に比べ，沿岸域における津波高が過小評価される可能性がある。この場合，深海域にて波数分散効果を考慮した波源同定が必要となるが，実用的には困難である。そこで，最も簡単に津波高を上げる手法の一つとして，断層パラメータにおけるすべり量の修正が挙げられる。そこで，すべり量の傾斜方向成分 U_s を，点 B および C の水位で非線形長波式による計算結果と同じになるように修正して得られた水位データ

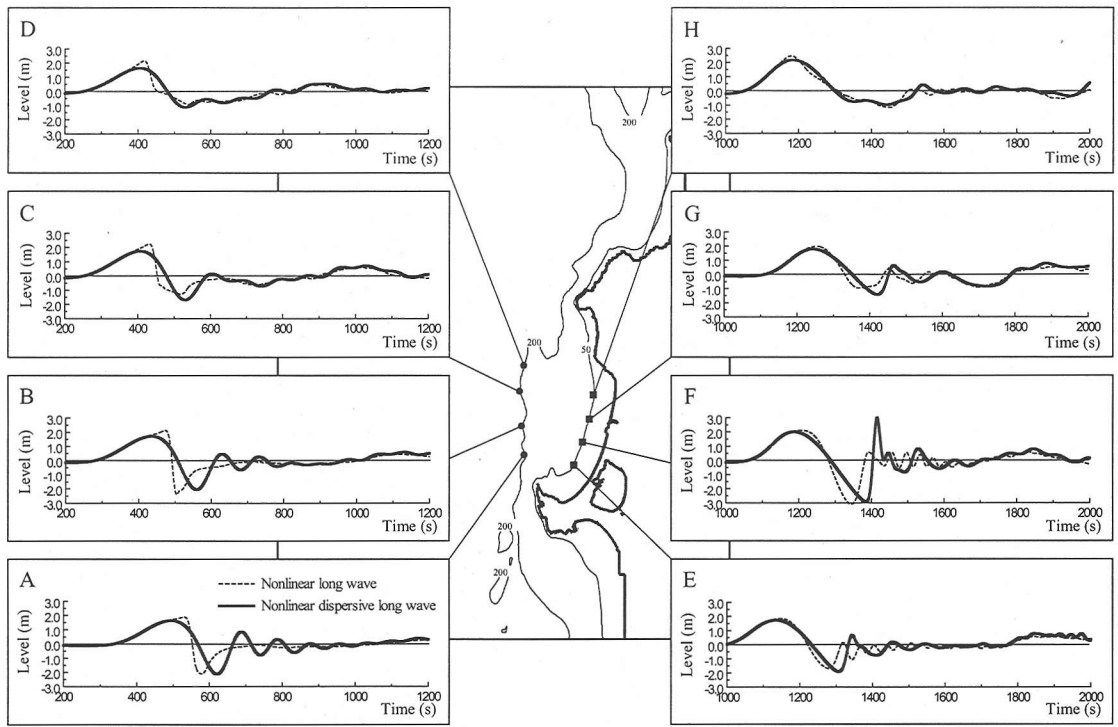


Fig.10 Time histories of simulated tsunami heights at the points A - D (200m depth) and E - F (50m depth)

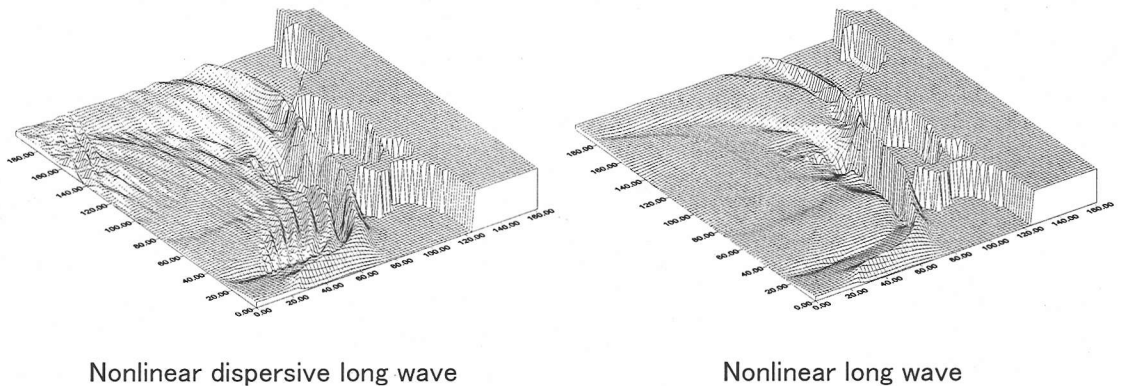


Fig.11 Computed tsunami profiles, by the nonlinear dispersive long wave equation (left) and the nonlinear long wave equation (right)

も含め考察する。よって、200m水深点における入射波形の違いとしては、既往波源による平面伝播計算で非線形長波式を用いた場合 (Case 1), 非線形分散長波式を用いた場合 (Case 2) および修正波源による平面伝播計算で非線形分散長波式を用いた場合 (Case 3) である。なお、入力波形の違いを Fig.13 に示す。

a) 既往波源によるソリトン分裂波

北秋田海岸南部ライン (B-F) および北秋田海岸北部ライン (C-H) の汀線からの水深分布および距離と入射波形を Case 1 および Case 2 とした場合の津波の空間波形を Fig.14 に示す。図中、 t は津波発生後の経過時間を示している。深海域で波数分散効果を受ける Case 2 は波高減衰が生じることから、波高減衰を受け

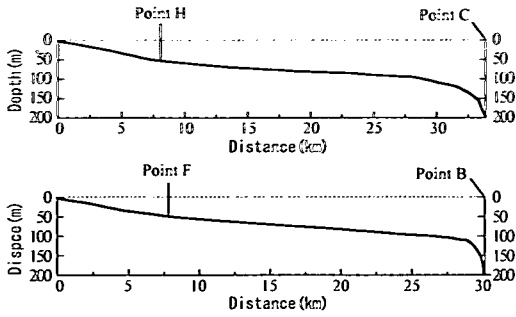


Fig.12 Distribution of water depth along the line B - F and C - H

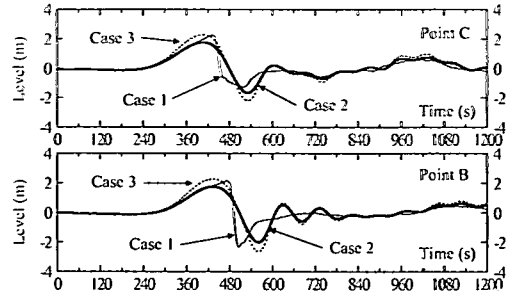


Fig.13 Time histories of tsunami height at the points B and C

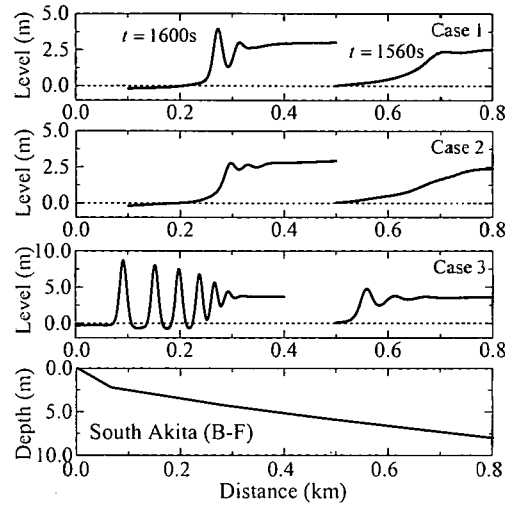
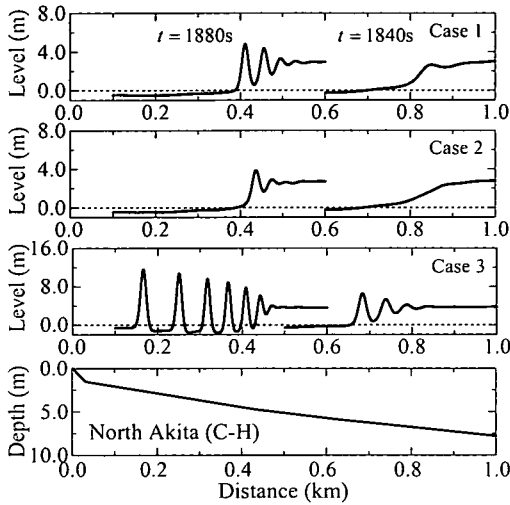


Fig.14 Computed tsunami spatial profiles along the lines C - H (left) and B - F (right) for these cases (Case1 : incident waves computed by nonlinear wave equation. Case2 : incident waves computed by nonlinear dispersive long wave equation. Case3 : incident wave computed by nonlinear dispersive long wave equation with modified initial profile.)

ない Case 1 よりもさらに浅い海域でソリトン分裂を生成する。そのため Case 2 を入射波形とした場合にはソリトン分裂波は Case 1 と比較して低い状態で陸上へ達し、遡上高も低く見積もられる可能性がある。また、北秋田海岸北部ライン (C-H) では、長谷川ら¹⁹⁾によって津波が集中することが示されている。したがって、1次元伝播計算では屈折による津波の集中は表現できないことから、実際の現象としては1次元伝播解析による結果よりも深い水深点でソリトン分裂波が生じることが予想される。

b) 修正波源によるソリトン分裂波

同様に、Fig.14 中に Case 3 を入力波形とした場合の結果を示す。Case 3 を入力波形とした場合では、Case 1 と入射最大波高で同等であるにも関わらず Case 1 よりも深い水深点でソリトン分裂が生じている。故に、Case 3

の増幅率は Case 1 に比べ大きく、遡上高も大きく見積もられる。これは、Case 1 に比べ Case 3 の最大水位点が波形前方へ移動し、その分だけソリトン分裂を起こすタイミングが早まったためであると考えられる。すなわち、日本海中部地震津波では水深 200m で非線形長波式による水位と同じであれば、深海域で波数分散効果を受けた場合の方がソリトン分裂を起こしやすいと言える。なお、いずれも第1分裂波の波長は約 50m 程度であり、分裂波を再現するためには格子間隔を最低でも 10m 以下と設定することが望ましい。

この様に、浅海域のソリトン分裂にとって入射波形は極めて重要な要素である。深海域の津波伝播を精度良く再現することは、ソリトン分裂を議論する上で必要不可欠であり、波数分散効果を含む波源同定や平面伝播計算を含め、さらなる検討が必要である。

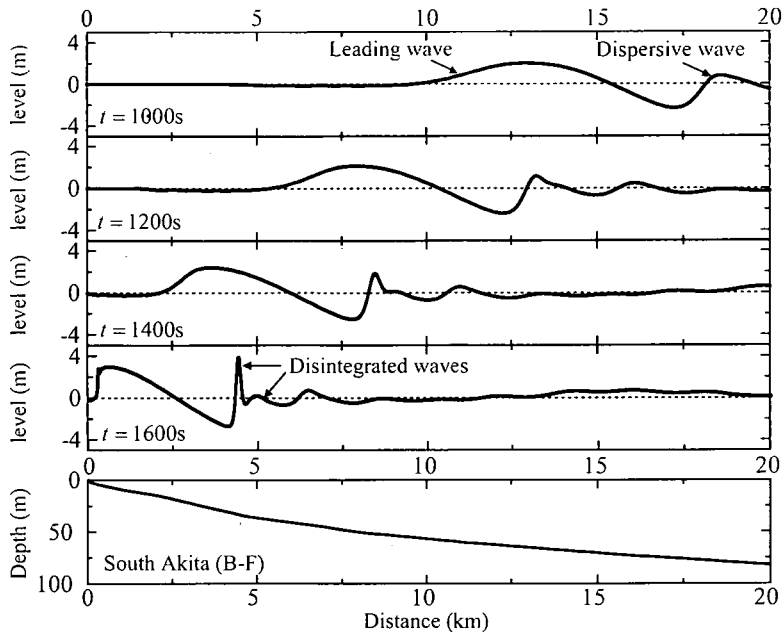


Fig.15 Disintegrated waves of dispersion wave along the line B - F

(4) 分散波列によるソリトン分裂

Fig.10における水深50m点Fでの時間水位において、第一波峰の水位を大きく超える第二波峰が見られる。そこで、Case2を入力波形とした直線B-F上の分散波列の伝播の様子に着目した。Fig.15は分散波列の伝播計算の結果と水深分布を示したものであり、 t は経過時間を示す。深海域の波数分散効果によって生じた分散波列は、第一波峰に比べ水深が70mと比較的深い地点から分裂を始め、水深50m地点では第一波峰の水位を大きく超えることが確認できる。もちろん、砕波による波高の減衰はあるが、波源短軸方向への津波伝播では深海域で発生した分散波列がソリトン分裂を生じ、第一波峰の水位を超える場合があり注意をしなければならない。

以上のように、浅海域での津波の伝播を精度良く再現をするためには深海域からの津波入射波形に大きく依存をする。沿岸構造物への波力評価や土砂堆積問題を精度よく再現するためにはソリトン分裂波の波形再現も十分な精度を保たなければならない。またソリトン分裂を起こす津波では砕波を考慮する必要があり、砕波のタイミングを上手く計算上に表現するためにも深海域からの入射波形を正しく表現することは重要であり、日本海中部地震津波では深海域における波数分散効果を考慮した波源モデルの検討も必要である。

5. おわりに

深海域における波数分散効果が近地津波の伝播に及ぼす影響について、代表的な5つの近地津波を用いた数値解析から考察した。その結果、宝永・南海道地震津波を対象とする数値計算では深海域での波数分散項を無視することが可能であるが、三陸・日本海中部地震津波を対象とした数値計算では深海域でも分散項を考慮する必要があることを示した。また、深海域における波数分散効果の影響を定量的に表す指標値 I_D の定義から、ほぼ $I_D \geq 1$ であるような初期水位を有する津波を対象とする数値計算では深海域でも分散項を考慮する必要があることを示し、代表的な断層パラメータ諸量と波源平均水深から簡便に I_D を算出できる評価式を導いた。さらに、海底地盤の変動時間が波数分散効果に及ぼす限界はおおよそ1分程度であることを示した。日本海中部地震津波を対象とした伝播解析では、深海域の波数分散効果が浅海域へ入射する津波の伝播に与える影響は大きく、その影響がソリトン分裂波の生成に大きく関与すると共に、波源短軸方向では分散波列がソリトン分裂によって第一波峰の水位を超える場合があることを示した。もちろん、使用した波源モデルが波数分散効果を考慮していないことや、浅海域では1次元伝播解析に限定したことから、そのまま現地津波へ適用するには多くの問題が残っており、津波伝播計算を精度良く再現するためにも非線形分散長波式を支

配方程式とした現地津波計算に適用できる実用的な津波計算モデルの開発が望まれる。

謝辞： 本研究を行うにあたり、岩手県立大学首藤伸夫教授から多くの貴重な御助言を頂いた。また、本研究は科学研究助成金（代表：後藤智明，課題番号：12650520）によって行われた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) Kajiwara, K.: The Leading Wave of a Tsunami, *Bulletin of the Earthquake research Institute*, Vol. 41, pp.535-571, 1963.
- 2) 首藤伸夫：津波の計算における非線形項と分散項の重要性，第 23 回海岸工学講演会論文集，pp.432-436, 1976.
- 3) Kakutani, T.: Effect of an uneven bottom on gravity waves, *J. Phy. Soc. Japan*, Vol. 30, No. 1, pp.272-286, 1967.
- 4) Mansinha, L. and Smylie, D. E. : The displacement fields of included faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 61, pp.1433-1440, 1971.
- 5) 相田 勇：南海道沖の津波の数値計算，東京大学地震研究所彙報，Vol. 56, pp.713-730, 1981.
- 6) 相田 勇：三陸沖の古い津波シミュレーション，東京大学地震研究所彙報，Vol. 52, pp.71-101, 1977.
- 7) 相田 勇：1983 年日本海中部地震津波の波源数値モデル，東京大学地震研究所彙報，Vol. 59, pp.93-104, 1984.
- 8) 今村文彦：数値計算による予警報の可能性に関する研究，東北大学博士論文，p.161, 1989.
- 9) 佐山順二，今村文彦，後藤智明，首藤伸夫：外海域における津波の高精度計算法に関する検討，第 34 回海岸工学講演会論文集，pp.177-181, 1987.
- 10) Peregrine, D. H. : Long waves on a beach, *J. F. M.*, Vol. 27, Part 4, pp.815-827, 1967.
- 11) 立川敬士，後藤智明，榎部昌太郎：非線形分散波理論を用いた数値解析の高精度化の検討，海岸工学論文集，第 43 巻，pp.1-5, 1996
- 12) Madisen, P.A. and Sorensen, O.R.: A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Part 2, A slowly-varying bathymetry, *Coastal Eng.*, Vol.18, pp.183-204, 1992.
- 13) 見上敏文，岩瀬浩之，藤間功司，後藤智明：ブシネスク方程式のソリトン解について，海岸工学講演会論文集，第 47 巻，pp.351-355, 2000.
- 14) 岩瀬浩之，見上敏文，後藤智明：非線形分散波理論を用いた実用的な津波計算モデル，土木学会論文集，No. 600/II-44, pp.119-124, 1998.
- 15) 原 信彦，岩瀬浩之，後藤智明：非線形分散波理論に関する多段階混合差分スキームの提案，海岸工学講演会論文集，第 45 巻，pp.26-30, 1998.
- 16) 相田 勇：200 m 等深線上の津波波形と浸水高，地震 第 2 輯，第 30 巻，第 1 号，pp.11-24, 1977.
- 17) Aida, I. : Numerical Experiments of the Sea Bottom, *Bull. Earthq. Res. Dnst*, Vol.47, pp.849-862, 1969.
- 18) 藤井直樹，大森政則，高尾 誠，金山 進：津波の流速計算に関する研究，海岸工学講演会論文集，第 44 巻，pp.291-295, 1997.
- 19) 長谷川憲一，鈴木孝夫，稲垣和夫，首藤伸夫：津波の数値実験における格子間隔と時間積分間隔に関する研究，土木学会論文集，No. 381/II-7, pp.111-120, 1987.

(2000. 10. 18 受付)

THE DISPERSION EFFECT ON THE PROPAGATION OF TSUNAMI IN DEEP SEA REGION

Hiroyuki IWASE, Chiaki GOTO, Koji FUJIMA and Kunihiko IIDA

From the numerical analysis for historical tsunamis, the dispersion effect on the propagation of tsunami in deep sea was investigated. Tsunami time-histories at the point of 200m in depth and spectrum analysis on the initial wave profiles showed that the dispersion effect in deep sea region should be considered even for near field tsunami. The index of dispersion effect considering the spectrum of initial wave profile and the water depth was obtained to determine the critical value where the dispersion term should be taken into account in the simulation. The empirical quation to estimate the index by using the fault parameters and the mean depth in tsunami source was also considered. From numerical simulation considering sea bottom motion, it was shown that the raising time of sea bottom motion affects the dispersion if it is less than 1min. Examinations were carried out on the effect of dispersion in deep sea area on the tsunami behavior in shallow water region for the case of 1983 Nihonkai-chubu tsunami.