

Poisson比を考慮した津波波源に関する一考察 (仮題)

藤澤 康雄\*\*・金田 義行\*\*・津久井啓介\*\*・後藤 智明\*・

1. はじめに

津波初期波形の計算は、地震による海底地盤の鉛直変位の評価が最も重要である。海底地盤変位の評価で重要な点は、断層パラメータ (断層長さ、幅、変位量、すべり角、傾斜角、走向) の高精度の推定法、また、断層変位解析手法の高精度化である。従来より、断層モデルは地震波データより推定されているが、実際の津波の痕跡である検潮記録を用いた逆伝播解析から得られる津波初期波源 (断層モデル) とは、一般的に後者の方が大きくなる傾向にある。この要因としては、各々の観測データの精度の違いの他に、地震波の伝播時間・振幅を用いた直接的な断層モデルの解析結果と深部の断層変位によって生じる海底地盤の変位から推定される間接的な解析手法の違いが挙げられる。断層変位解析法では、海底地盤の鉛直変位を弾性理論を用いて近似的に求めることができる。一般的には地殻の Poisson比を0.25と仮定した Mansinha-Smylieの計算法で求めている。そこで、本研究では、この Poisson比を変化させることにより、すなわち、地盤の剛性を変えることによって海底地盤の鉛直変位にどのような変化があるのか、また、断層パラメータの傾斜角、すべり角及び断層深さなど、どのようなパラメータが地盤の鉛直変位に影響があるのかを数値計算により考察した。さらに、この結果を用いて津波解析を行い津波初期波源、津波時系列波形などを検討して考察を加えた。

2. Poisson比を考慮した海底地盤変位計算の概要

2.1 計算概要

半無限弾性体において任意の閉曲面Σにおけるくいちがい量を与えることによる周辺の変位評価は Fig.-1の断層モデルを用いて、Volterraの式(1)を基本に Steketee (1958), Maruyama (1966)らによって研究が行われてきた。

$$u_i = \int_{\Sigma} \Delta u_j \left[ \sigma_{jk} \lambda \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} + \frac{\partial u_k}{\partial \xi_i} \right) \right] \nu_k ds \quad (1)$$

実際の有限な断層のずれに対する周辺の変位の計算は、(1)式を積分することになる。Mansinha, Smylie (1971)は、この積分計算を弾性定数λ, μをλ=μとすることにより、積分を容易にした。実際、津波解析ではこの Mansinha, Smylieの提案した変位評価式を用いている。

しかしながら、Mansinha, Smylieが用いたλ=μの仮定は、半無限弾性体の物性特性の1つである Poisson比 (λ/2 (λ+μ)) を0.25としていることに他ならない。この仮定

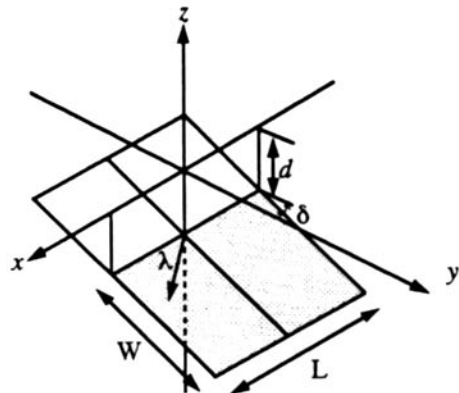


Fig.-1 Fault model and coordinate system

\*東海大学工学部土木工学科

\*\*(株)大林組技術研究所

は、震源近傍の地殻深部ではほぼ問題がないと考えられるが、海底付近の軟岩堆積層内の変位評価へ適用する場合には、必ずしも適切な仮定とは言えない。したがって、Poisson比をパラメータとした周辺の変位評価を行う必要がある。

有限断層に対して、Poisson比を任意に与える変位計算手法は、Sato, Matsu'ura (1973), Iwasaki, Sato (1979)らによって研究がなされている。これらの研究によるPoisson比を考慮した変位を(2)式に示す。

$$u_x(\xi, \eta) = -\frac{D}{2\pi} \left[ \sin \lambda \cdot \left\{ \frac{q}{R} + S_1 \sin \delta \cos \delta \right\} + \cos \lambda \cdot \left\{ \frac{(x+\xi)q}{R_0} + T - S_2 \sin \delta \right\} \right]$$

$$u_y(\xi, \eta) = -\frac{D}{2\pi} \left[ \sin \lambda \cdot \left\{ \frac{qA}{R_1} + T \cos \delta + S_2 \cos \delta \sin \delta \right\} + \cos \lambda \cdot \left\{ \frac{q(R \cos \delta + A)}{R_0} + (C + S_1) \sin \delta \right\} \right]$$

$$u_z(\xi, \eta) = -\frac{D}{2\pi} \left[ \sin \lambda \cdot \left\{ \frac{qB}{R_1} + T \sin \delta + S_3 \cos \delta \sin \delta \right\} + \cos \lambda \cdot \left\{ \frac{q(B - R \sin \delta)}{R_0} - S_4 \sin \delta \right\} \right] \quad (2)$$

各記号は次のように定義する。λ, はすべり角を表している。

$$\begin{aligned} \kappa &= \mu / (\lambda + \mu) \\ p &= y \cos \delta - d \sin \delta \\ q &= -y \sin \delta - d \cos \delta \\ E &= (p + d / \sin \delta - \eta) \\ R &= ((x + \xi)^2 + E^2 + q^2)^{1/2} \\ A &= E \cos \delta - q \sin \delta \\ B &= -E \sin \delta - q \cos \delta \\ C &= \kappa \log_e (R + E) \\ F &= (R^2 - E^2)^{1/2} \\ R_0 &= R(R + E) \\ R_1 &= R(R + x + \xi) \end{aligned}$$

$$T = \tan^{-1} \{ (x + \xi) E / q / R \}$$

$$S_1 = \kappa (A / (R + B) / \cos \delta) - C - C_1 \sin \delta / \cos \delta$$

$$S_2 = -\kappa (x + \xi) / (R + B) / \cos \delta + C_2 \sin \delta / \cos \delta$$

$$S_3 = 2 \kappa \tan^{-1} \{ (F^2 + q \cos) E / (R + F) - F \sin \delta \} / (x - \xi) / \cos \delta / \cos \delta$$

$$S_4 = (\kappa \log_e (R + B) + C \sin \delta) / \cos \delta$$

ここで、もし  $\delta = \pi / 2 (= 90^\circ)$  なら、

$$S_1 = (\kappa (E / R + E) + A^2 / (R + E)^2 - C) / 2$$

$$S_2 = -\kappa (x + \xi) A / (R + E)^2 / 2$$

$$S_3 = -\kappa (x + \xi) A / (R + E)$$

$$S_4 = -\kappa A / (R + E)$$

とする。また記号 || は、以下を意味する。

$$\begin{aligned} u(\xi, \eta) || &= u(L/2, d / \sin \delta) \\ &\quad - u(L/2, d / \sin \delta + W) \\ &\quad - u(-L/2, d / \sin \delta) \\ &\quad + u(-L/2, d / \sin \delta + W) \end{aligned}$$

ここで、Mansinha, Smylie による変位の式は(2)式中の  $\kappa$  を  $\kappa = 0.5$  としたものと等価である。

(2) 式中の  $x, y, z$  方向の各成分の構成要素には、Poisson比に依存する  $\kappa$  を用いた  $S_i$  項が含まれていることが分かる。

本研究では、上記(2)式を用いて Poisson比をパラメータとした変位評価を行う。

## 2.2 計算条件

計算に用いた断層パラメータ、計算条件及び津波解析条件は次の通りである。

### 1) 断層パラメータ

(a) 断層長さ 100km, 幅 50km

(b) 深さ 2km

(断層深さの影響を見るために深さを、2, 4, 6, 8, 10, 20kmの6ケースで計算した)

(c) 食い違い 4m

### 2) 計算条件

(a) Poisson比 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45, 0.48の6ケース

(b) 傾斜角 (Dip angle) 0度~90度及びすべり角 (Slip angle) 0度~90度、それぞれ10度ピッチの組み合わせ。

100ケース。

(c) 上記の条件を用いて合計600ケース。

### 3) 津波解析条件

(a) 解析方法 線形長波理論（領域周辺境界 無反射自由透過境界）

(b) 領域 500km x 500km

(c) 水深 2,000m（一定水深）

### 3. 結果及び考察

解析結果の整理は、傾斜角（Dip angle）を10度毎に、縦軸に隆起側の最大変位及び沈降側の最大変位を、横軸にすべり角（Slip angle）とし、Poisson比を変えた場合をグラ

フに示した。また、この解析結果の中から最も鉛直変位に変化のある傾斜角60度、すべり角30度の組み合わせを例にとり津波解析を行った。その時のPoisson比0.25と0.48の津波波源の平面パターンを示し、各計測点での時系列波形を示した。

#### 3.1 傾斜角とPoisson比をパラメータとした場合の鉛直変位

Fig.-2~9に、傾斜角0度~90度とPoisson比をパラメータにした隆起側最大変位と沈降側最大変位を示す。

Fig.-2, 3より、傾斜角0度の場合にはすべり角及びPoisson比の変化にほとんど影響されず、地盤の鉛直変位はほぼ一定である。

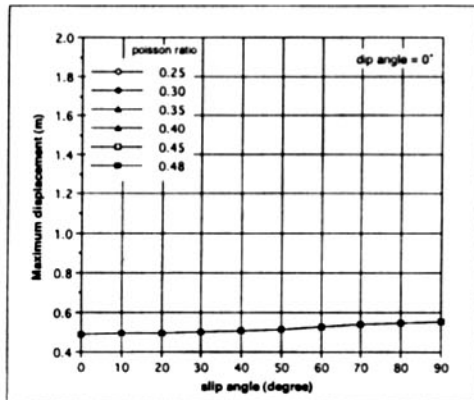


Fig.-2 Maximum displacements at dip angle 0°

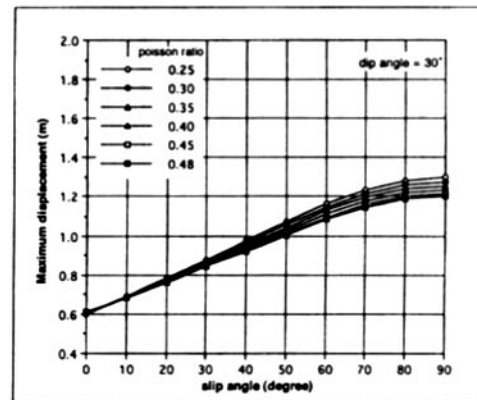


Fig.-4 Maximum displacements at dip angle 30°

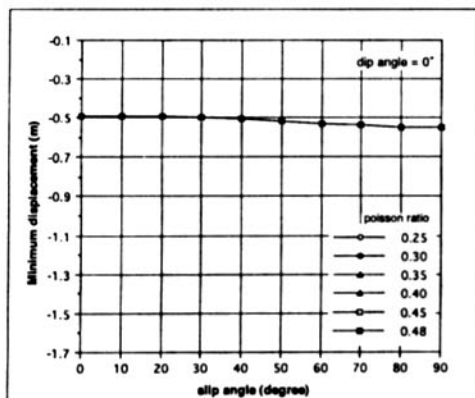


Fig.-3 Maximum displacements at dip angle 0°

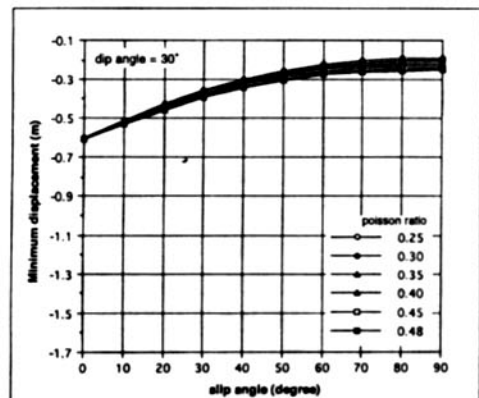


Fig.-5 Maximum displacements at dip angle 30°

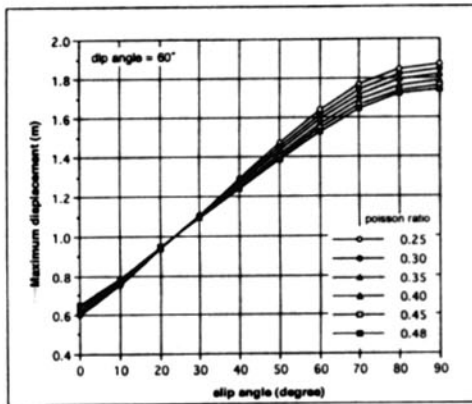


Fig.-6 Maximum displacements at dip angle 60°

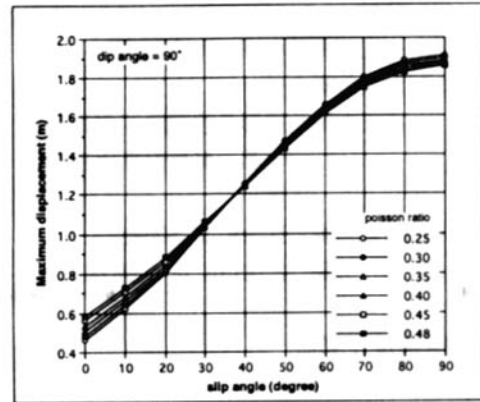


Fig.-8 Maximum displacements at dip angle 90°

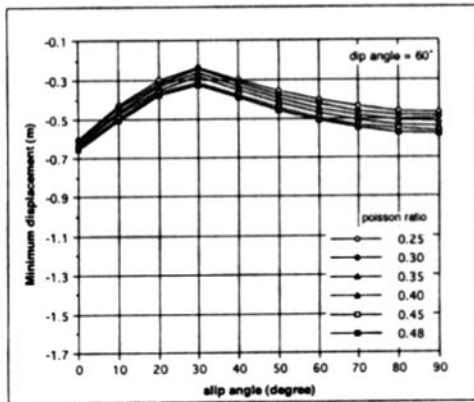


Fig.-7 Maximum displacements at dip angle 60°

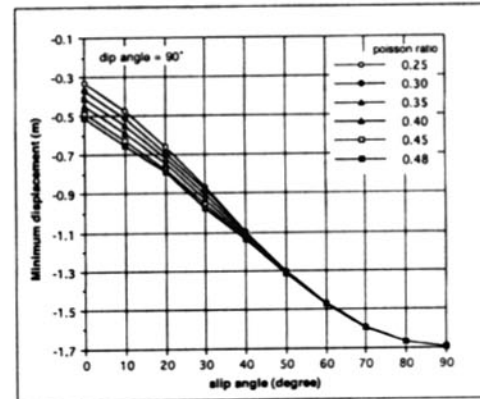


Fig.-9 Maximum displacements at dip angle 90°

Fig.-4, 5では、傾斜角30度の場合には、どちらの変位もすべり角が大きくなると右肩上がりに鉛直変位は増大する。また、Poisson比で見るとすべり角30度より以上になるとPoisson比の違いによる差が見られるが、Poisson比が小さい方が鉛直変位が大きく、Poisson比が大きくなるほど（地盤がゆるくなるほど）小さくなる傾向にある。

Fig.-6, 7は、傾斜角60度の場合である。Fig.-6によれば、隆起側の鉛直変位はすべり角の増加と共に右肩上がりに増加する。特にすべり角20度では、Poisson比の変化に係わらず変位量は一定となる。Fig.-7の沈降側変位は、すべり角30度をピークにするような傾

向にあり、各すべり角毎の変位量はほぼ同じ割合となった。また、Poisson比の変化に対しては、0.25が大きく0.48が小さくなる傾向である。Poisson比の違いによる変位の変化量は、すべり角90度で隆起側変位1.72~1.86mであり、0.14mの変化程度である。また、沈降側変位は、すべり角30度で-0.36~-0.46mで、0.1mの変化である。

Fig.-8, 9は、傾斜角90度の場合で、Fig.-8の隆起側変位ではすべり角の増加と共に鉛直変位も増加する。また、すべり角40度を境に40度以下ではPoisson比が大きい順に変位も大きくなる。すべり角40度以上では逆に、Poisson比が小さい順に変位が大きくなる現

象が見られる。Fig.-9の沈降側変位は、すべり角の増加と共に変位も大きくなり、Poisson比が小さい順に変位は増加し、すべり角50度以上ではPoisson比の影響はなく一定の変位を示す。

以上の結果より、鉛直変位が一番大きい傾斜角60度、すべり角30度の組み合わせを代表例として、考察を加える。

### 3.2 傾斜角60度、すべり角30度の場合の各変位と絶対変位

Fig.-10には、両縦軸に隆起側と沈降側の変位を、横軸にPoisson比とした場合の最大変位を示す。図によると、隆起側変位はPoisson比が大きくなると変位は小さくなり、

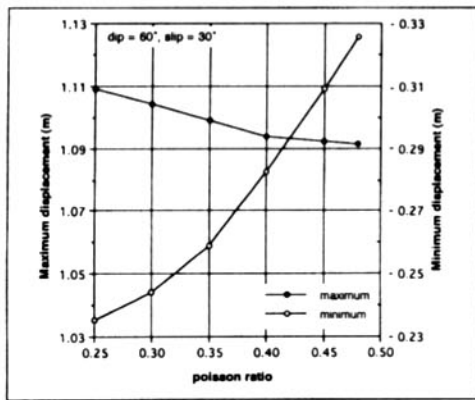


Fig.-10 Maximum and minimum displacements at dip angle 60°, slip angle 30°

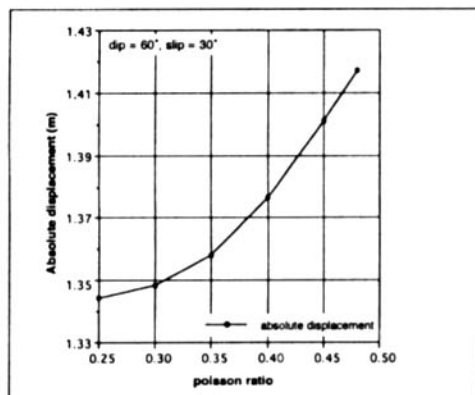


Fig.-11 Absolute displacements at dip angle 60°, slip angle 30°

沈降側変位は逆に大きくなるのが分かる。その変化量は隆起側変位は数cm程度でほとんど変化は無く、沈降側で約10cm程度である。また、Fig.-11によると、絶対変位はPoisson比の増加に伴い大きくなるが、その変化量は7 cm程度である。

以上の結果から判断すると、Poisson比を変えることにより、海底地盤の鉛直変位に与える影響は微少であり、隆起側変位で最大14 cm程度、沈降側変位で最大10cm程度である。

また、本論では結果を示していないが、断層深さをパラメータとして計算した場合も、深さの違いによる海底地盤の鉛直変位にはほとんど影響の無いことを確認した。

### 3.3 津波解析結果

次に、傾斜角60度、すべり角30度を断層パラメータとし、Poisson比を0.25と0.48の両極端の場合を例として、津波解析を行い津波初期波形及び津波伝播パターン、時系列波形について考察する。

Fig.-12は、津波解析条件に基づき、解析領域と断層位置及び時系列計測位置を示したものである。

Fig.-13, 14はPoisson比0.25と0.48の場合の津波初期波源とその伝播の様子を10分間隔で示したものである。両図を比較すると、当然Poisson比が異なるので津波初期波形のパターンが異なる。Poisson比0.25と0.48を比

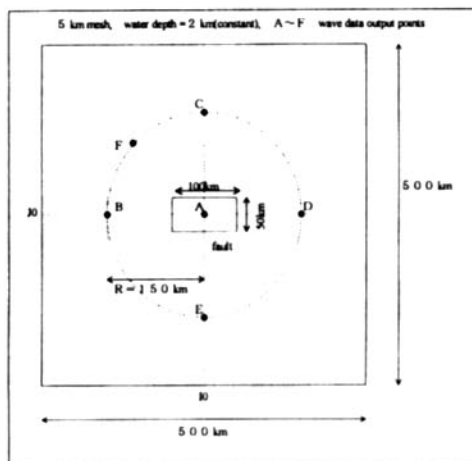


Fig.-12 Tsunami calculation area

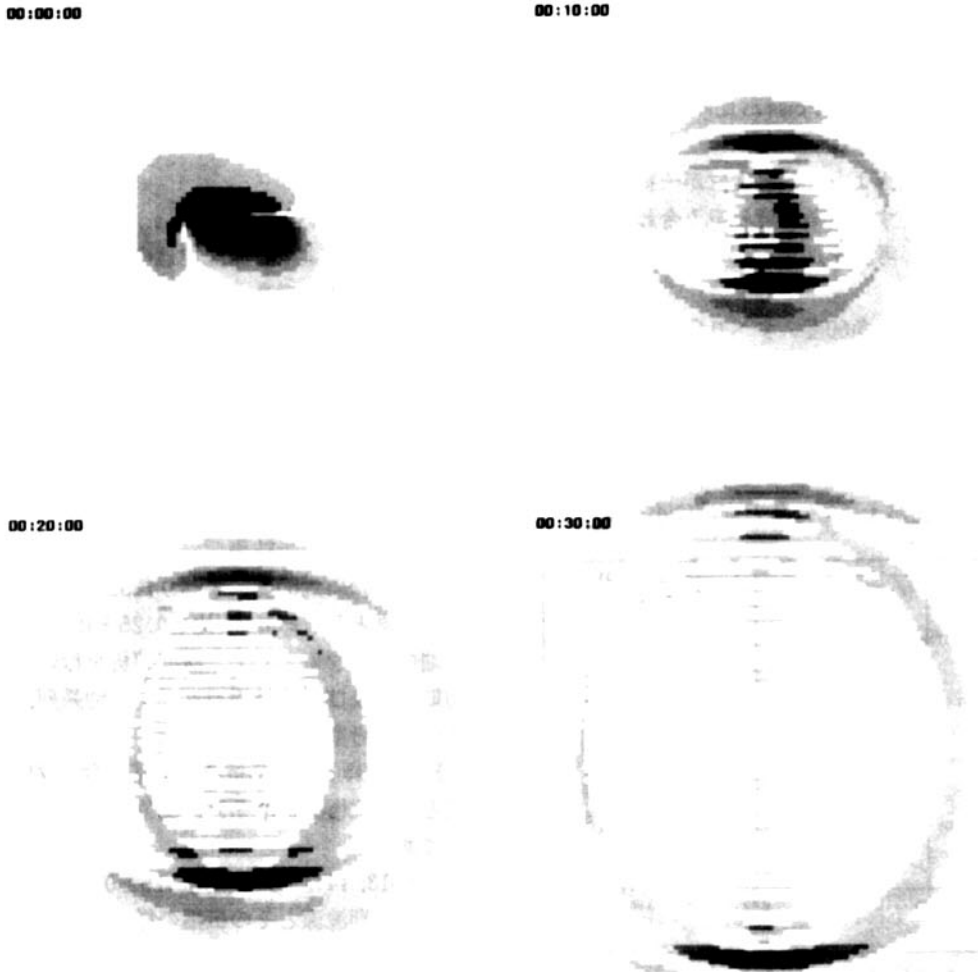


Fig.-13 Simulated patterns of tsunami (Poisson ratio 0.25, Mansinha-Smylie)

べると、0.48の方が沈降側の変位が広く、大きくなり、隆起側変位はさほど変化しないことが分かる。これによる伝播も0.48の方が沈降側の波形がそのまま伝播するが、0.25の方は20分以降では隆起側の波形が追いつき隆起側波形が伝播することが分かる。

Fig.-15は、Poisson比0.25と0.48の津波初期波形の断面、Fig.-12の断層面の中心A点の短軸断面を示したものである。両者ほぼ同じ波形を示しており、極端な違いは見られない。Poisson比0.25の変位が0.48の変位より若干大きくなっている。

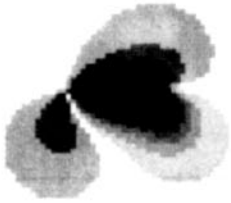
次に、Fig.-16～21に、Fig.-12に示したA～Fの各点における津波時系列波形を示す。

各点の時系列結果は、津波の初期波形の比較と同様にPoisson比の違いによる鉛直変位の違いはあまり見られない。津波の周期にしても然したる変化も見えない。ただし、断層面45度方向のF点での波形は、津波初期波形に差があるため若干変位に差が出ている。

以上津波解析の面からもPoisson比の違いによる海底地盤の鉛直変位の違いは、差ほど明確にはならなかった。

実際の海底地盤を考えれば、断層から海底面までの地殻は当然単一のものではなく、多層堆積構造を成しており、各層の特性を考慮した変位の解析法の開発が必要であることは明白であろう。

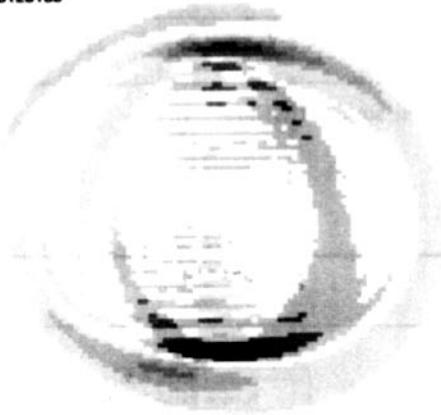
00:00:00



00:10:00



00:20:00



00:30:00

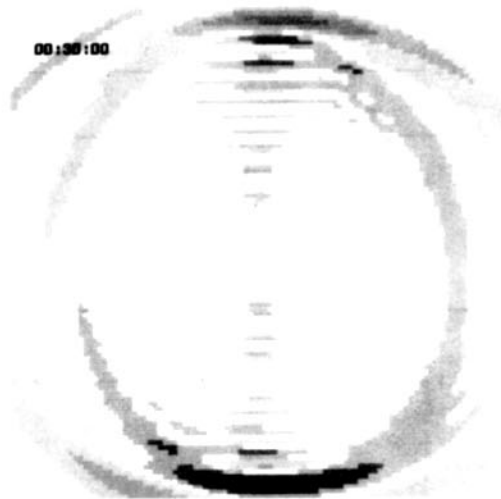


Fig.-14 Simulated patterns of tsunami (Poisson ratio 0.48)

#### 4. 結 論

Poisson比を変えることにより、海底地盤の鉛直変位にどの程度影響するのか、Sato-Matsu'ura, Iwasaki-Satoらの変位計算法を用いて検討し、次のような結論を得た。

1) Poisson比を変えることにより、地盤の鉛直変位は傾斜角とすべり角をパラメータとしてすべり角が大きくなるとその変位は増加するが、変位量としては10cm程度である。

2) Poisson比の違いによる変位は、隆起側変位より沈降側変位の方が大きく現れる。

3) 傾斜角60度、すべり角30度の断層パラメータによる津波初期波源(鉛直変位)は、

明確な差が現れない。津波波源のパターンには、沈降側変位の増加に伴うパターンの違いが見られる。

4) 津波時系列波形についても、あまり明確な差は見られない。津波周期も Poisson比の違いによる変化は見られない。

基本的には、Poisson比を均一的に変えることで、海底地盤の鉛直変位を増加させることは出来なかった。今後は、実際の地盤を構成している多層堆積構造を考慮した地盤変位の解析法による研究を実施する予定である。

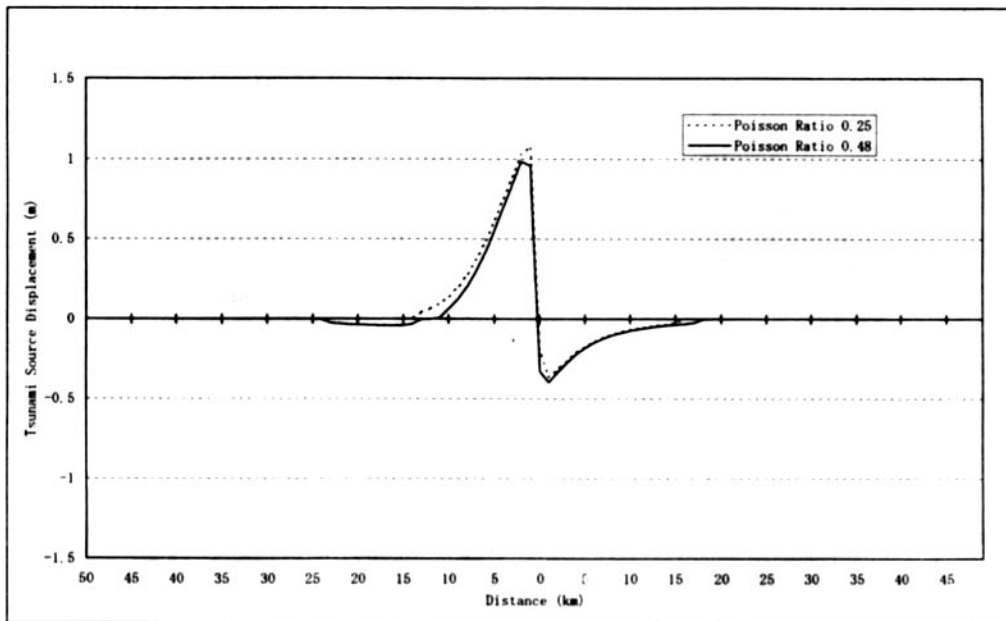


Fig.-15 Cross section of tsunami source (IO line)

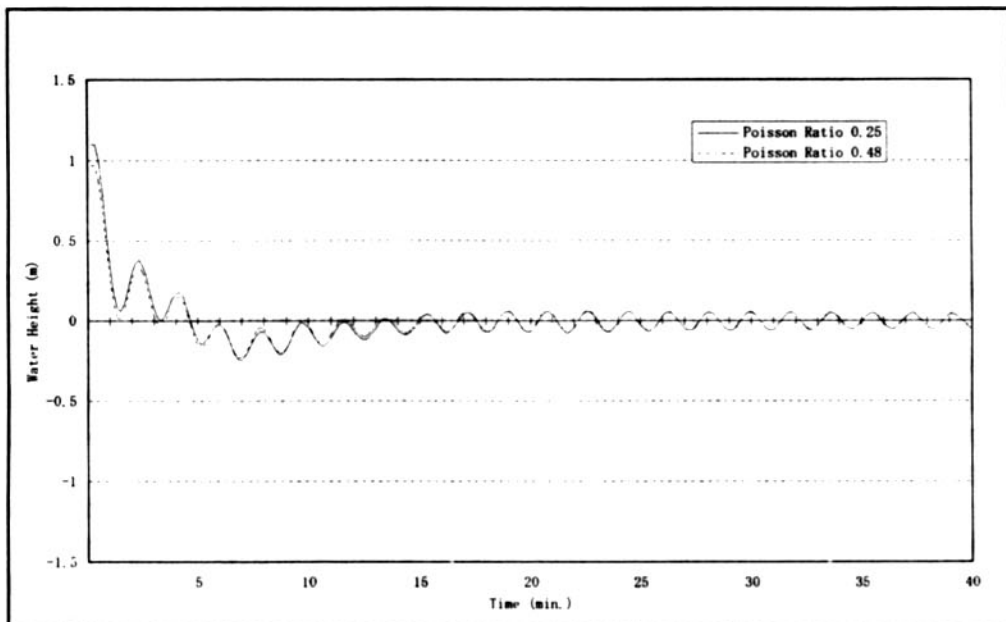


Fig.-16 Time series of tsunami (point A)



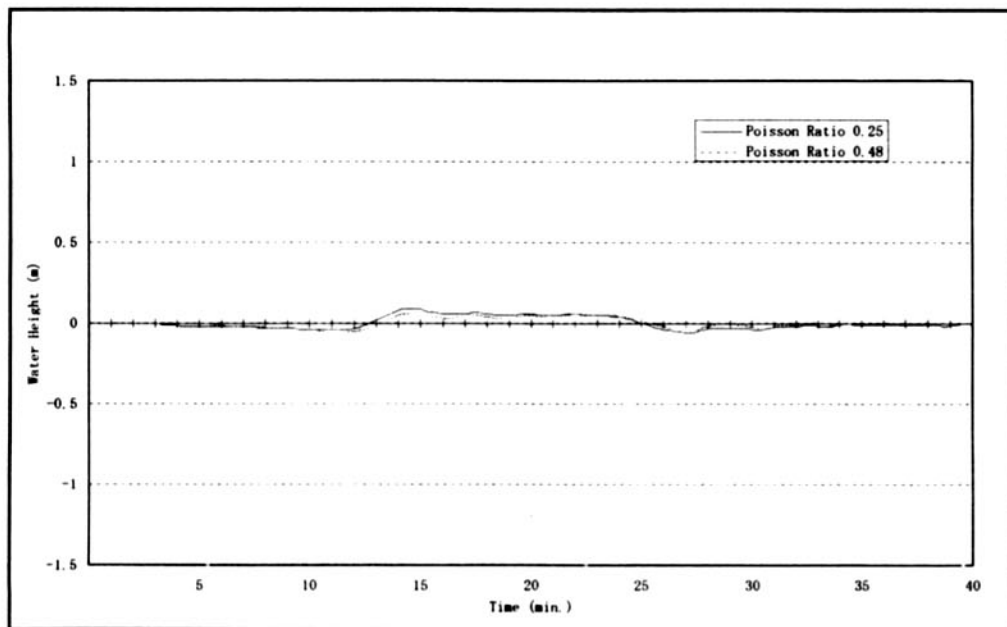


Fig.-17 Time series of tsunami (point B)

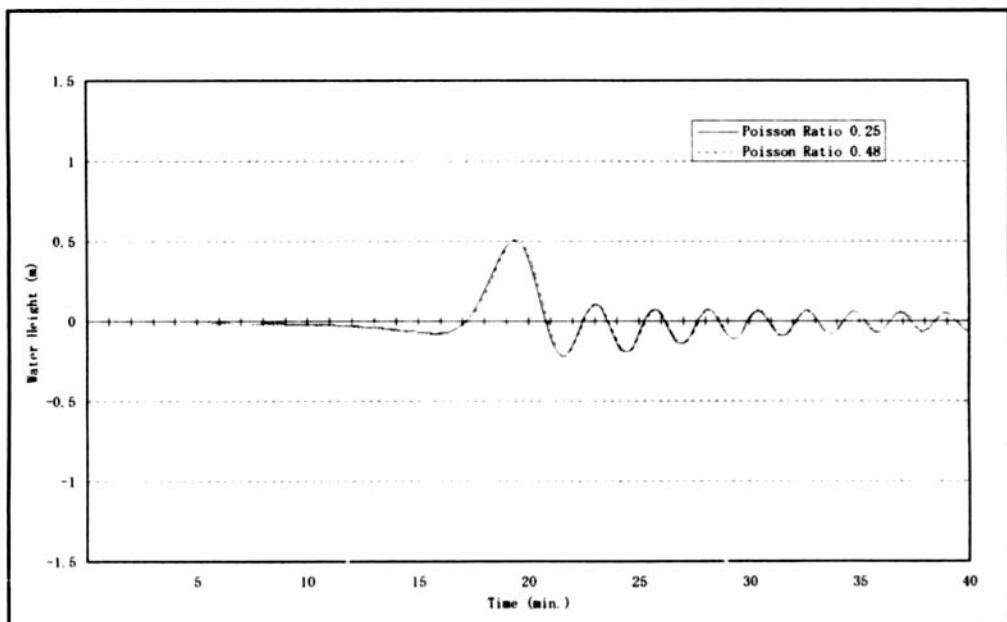


Fig.-18 Time series of tsunami (point C)

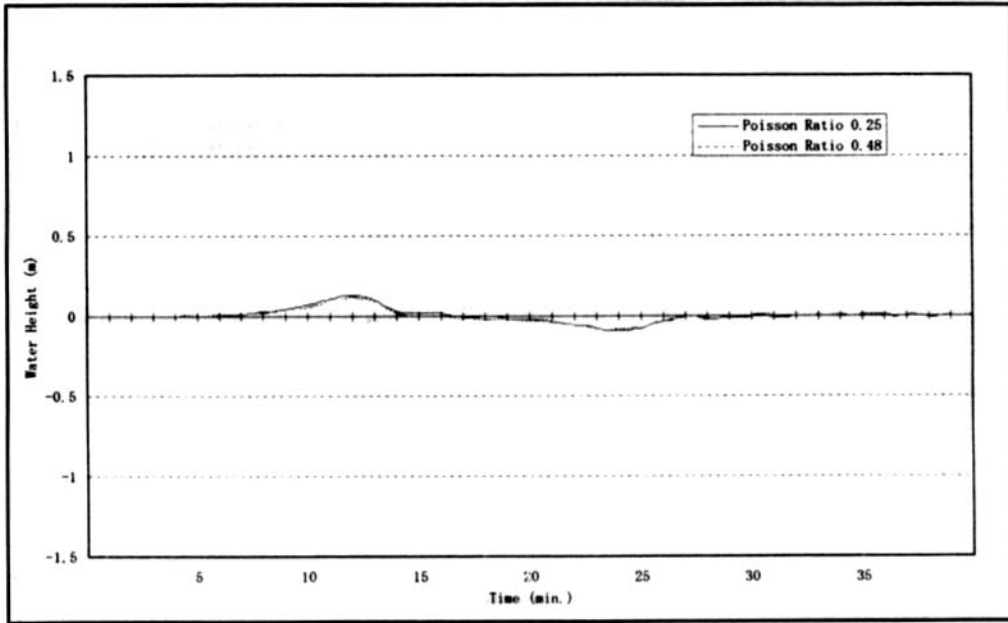


Fig.-19 Time series of tsunami (point D)

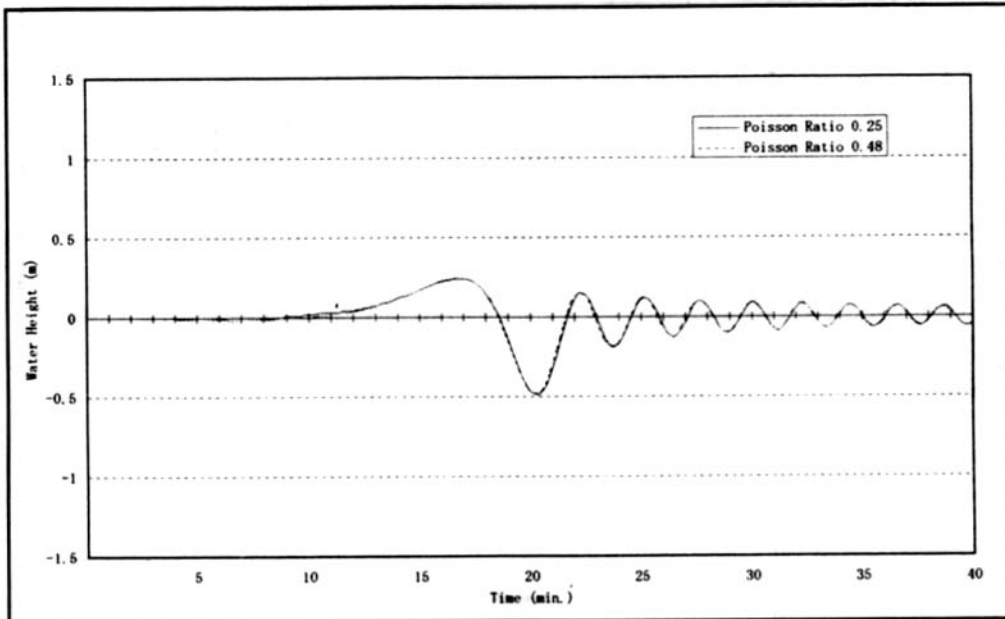


Fig.-20 Time series of tsunami (point E)

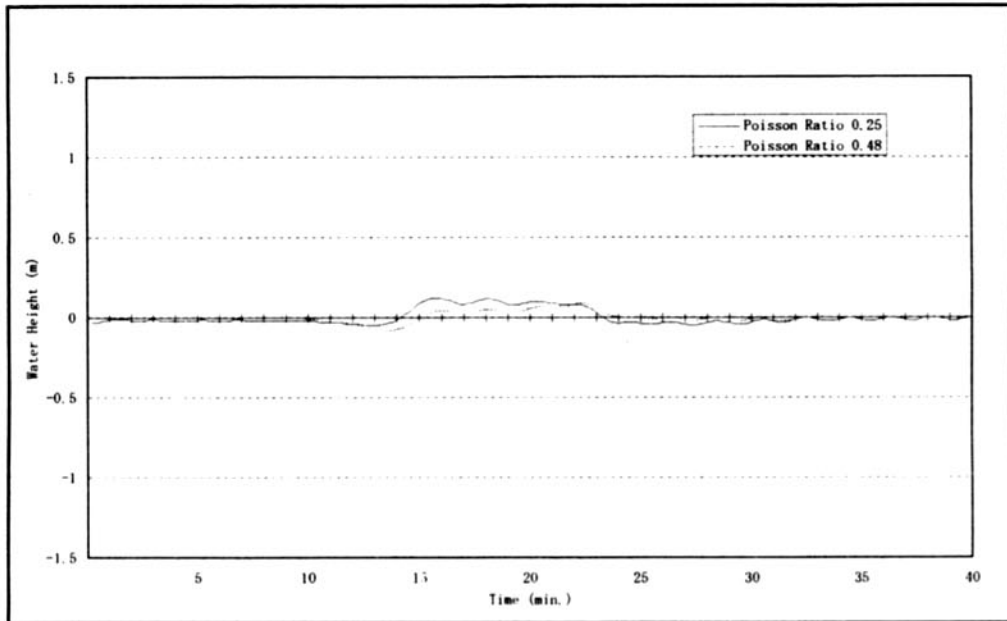


Fig.-21 Time series of tsunami (point F)

## 参 考 文 献

- 1) Steketee, J. A., On Volterra's dislocations in a semi-infinite elastic medium, *Can. J. Phys.*, 36, pp.192-205, 1958
- 2) Maruyama, T., Statistical elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium., *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 42, pp. 289-368, 1964
- 3) Mansinha, L. and D. E. Smylie, The displacement field of inclined faults, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 61, pp.1433-1440, 1971
- 4) Sato, R. and M. Matsu'ura, Static deformations due to the fault spreading over several layers in a multi-layered medium. Part I. Displacement, *J. Phys. Earth*, 21, pp.227-249, 1973
- 5) Iwasaki, T. and R. Sato, Strain field in a semi-infinite medium due to an inclined rectangular fault, *J. Phys. Earth*, 27, pp. 285-314, 1979