

浅海域における海震について

清 川 哲 志*

1. はじめに

兵庫県南部地震の際に、操業中の漁船がスクリューに何かが絡まったようなぐらりとした揺れを感じたと言われる。これは地震動が海中を伝わって海面上の船舶を揺らしたもので、浅海域における海震とも言うことができる。従来は、外洋の深い所を航行中の船舶が突如として激しい揺れを感じる現象を海震と呼んでおり、遠方まで伝播し、高振動数の揺れであること等に特徴がある。この現象は、清川ら (1989) により、流体の圧縮性による進行波モードの発生と関連づけてメカニズムが解明された。海震を伝える圧縮性進行波モードは大水深かつ高振動数の場合に発生する。したがって、今回神戸で漁船が感じた揺れは、揺れた地点が浅海域であったことから、従来言われている海震とはまったく異なるメカニズムで発生したと考えられる。しかし、表面波、実体波等の伝播メカニズムが異なっている地盤が揺れる現象を地震と呼ぶように、これも広い意味での海震と呼ぶべきであろう。メガフロートのように、大規模浮体を浅海域に係留し、海上空港、その他の便に供しようという構想が近年急に現実味を帯びてきた。この場合、その設計に当たっては、浅海域での海震による外力とそれによる構造物の応答を把握する必要があることが、今回の兵庫県南部地震によって示されたと言えよう。

本論文では、まず、速度ポテンシャル理論に基づき深海域と浅海域を包含する海震の速度ポテンシャルを導く。清川 (1995) も海震の3次元速度ポテンシャルを導いているが、波源 (断層) が十分に離れたところにあると仮定して導かれている。ところが、兵庫県南部地震の場合のように浮体のすぐ近傍 (あるいは真下) に波源がある場合があり、そのような場合については現在のところ海震ポテンシャルの解析的な表現は示されていない。本論文ではそのような場合も考慮に入れた海震ポテンシャルを示し、これを用いた数値計算により浅海域での海震の伝播特性等基礎的な特性を明らかにした。そして、従来の深海域で発生する海震と比較しながら浅海域での海震の特徴を明らかにしている。

2. 解析理論

(1) 問題の定義

図-1 に示すように一定水深 h の海域があり、この海底面上に幅 B 、長さ L の矩形の波源 (例えば断層) があるものとする。座標系は図中に示したように、静水面上に x, y 軸、鉛直上向きに z 軸をとって定義する。流体は、非粘性でかつその運動は非回転とするが、圧縮性を有するものとする。この流体運動は速度ポテンシャルによって記述でき、ここではそれを周波数領域で $\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$ とおく。ここで、 ω は角振動数、 i は虚数単位 ($=\sqrt{-1}$)、 t は時間である。

このとき問題は速度ポテンシャルの空間部分 $\phi(x, y, z)$ に関する次のような境界値問題として定式化される。

$$L[\phi]=0 \quad (\text{in } \Omega) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\partial\phi/\partial z - v\phi = 0 \quad (v \equiv \omega^2/g) \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\partial\phi/\partial z = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\partial\phi/\partial z = V_0 \quad (\text{on } S_W) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $L[]$: 3次元 Helmholtz 演算子 ($\equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2 + \omega^2/c^2$)、 c : 水中音速、 V_0 : 波源の振動速度複素振幅。

式 (1) は流体領域 Ω 内部で圧縮性流体が満足すべき支配方程式で、3次元 Helmholtz 方程式、式 (2) は自由表面 S_F 上で表面波が満足すべき運動学的・力学的条件、式 (3) は海底面 S_B における不透過条件、式 (4) は波源面 S_W における波源と流体の連続条件である。式 (4) からわかるように、波源の鉛直方向の凹凸は水平の空間スケールに比べて無視できる程度に小さいと仮定している。 $\phi(x, y, z)$ はこれらの他に無限遠方では外向きの

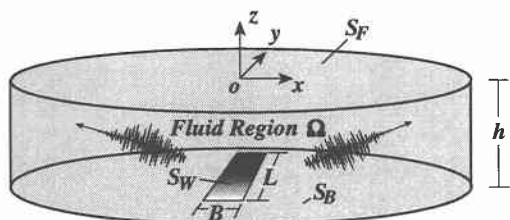


図-1 海震の波源と記号および座標系の定義

進行波成分しか存在し得ないという放射条件を満足する必要がある。

(2) グリーン関数

この境界値問題を解くにあたって、圧縮性流体中の点源の振動による波動の解であるグリーン関数を用いる。このグリーン関数は、流体の圧縮性に伴う進行波成分の発生、および自由表面の振動に伴う表面波の発生を考慮したもので、次式で表わされる。

$$G = \frac{i(k_0^2 - v^2)}{2\{h(k_0^2 - v^2) + v\}} \cosh k_0(h + \zeta) \cdot \cosh k_0(h + z) H_0^{(1)}(\lambda_0 R) \\ + \sum_{n=1}^s \frac{i(k_n^2 + v^2)}{2\{h(k_n^2 + v^2) - v\}} \cos k_n(h + \zeta) \cdot \cos k_n(h + z) H_0^{(1)}(\lambda_n R) \\ + \sum_{n=s+1}^{\infty} \frac{(k_n^2 + v^2)}{\pi\{h(k_n^2 + v^2) - v\}} \cos k_n(h + \zeta) \cdot \cos k_n(h + z) K_0(\lambda_n R) \quad (5)$$

ただし、 k_0 は波数、 $k_n (n=1, 2, \dots, k_1 < k_2 < \dots)$ は固有値で、これらは次式の実正根として求められる。

$$k_0 \tanh k_0 h = -k_n \tan k_n h = v \quad (6)$$

また、 $H_0^{(1)}$ ：第1種0次のハンケル関数、 K_0 ：第2種0次の変形ベッセル関数である。引数の R は次に示すように点源 (ξ, η, ζ) と流体内部の点 (x, y, z) との水平距離である。

$$R = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \quad (7)$$

また、 λ_n は式の煩雑さを避けるために導入したパラメーターで、次式によって定義される。

$$\lambda_n^2 \equiv \omega^2/c^2 \pm k_n^2 \quad (8)$$

ただし、複号は $n=0$ のとき正、 $n \neq 0$ のとき負をとるものとする。式(8)の右辺が負となる場合には、 λ_n は虚数となるので $\lambda_n = i\lambda'_n$ と置いて実数パラメーター λ' を定義している。

また、総和記号中の s は式(8)の右辺を正とする最大の整数 n を表わす。水深、振動数の条件によっては、このような整数 n がない場合もあり、そのときは式(5)の右辺第2項は消え、第1項と第3項のみとなる。

このグリーン関数(5)は、次の境界値問題の解として、著者が導いたもので、導出法の詳しくは参考文献を参照されたい(清川, 1995)。

$$L[G] = -\delta(x - \xi)\delta(y - \eta)\delta(z - \zeta) \quad (\text{in } \Omega) \quad (9)$$

$$\partial G / \partial z - vG = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad (10)$$

$$\partial G / \partial z = 0 \quad (\text{on } S_B \cup S_W) \quad (11)$$

ここに、 δ ：ディラックのデルタ関数。

(3) 海震の速度ポテンシャル

速度ポテンシャル ϕ およびグリーン関数 G に対し、拡

張されたグリーンの定理を流体領域 Ω に適用する。

$$\iiint_{\Omega} \{G \cdot L[\phi] - \phi \cdot L[G]\} dV \\ = \iint_S \left\{ G \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial G}{\partial n} \right\} dS \quad (12)$$

ここで、左辺は領域 Ω における体積分で $dV = d\xi d\eta d\zeta$ である。 S は S_F, S_B, S_W 等の領域 Ω を囲む境界面全体を表わす。また、 n による微分は、境界面における法線方向微分を表わす。

式(12)で、速度ポテンシャルに関する式(1)～(4)、グリーン関数に関する式(9)～(11)とそれぞれに対する放射条件を考慮すると、左辺の被積分関数第1項は式(1)により0となり、第2項は式(9)により $\phi(x, y, z)$ になる。また、右辺の面積分はそれぞれの境界条件を適用すると S_W 以外では互いに打ち消しあって0となる。したがって、海震の速度ポテンシャルの積分表示式が次のように求められる。

$$\phi(x, y, z) = - \iint_{S_W} V_0(\xi, \eta) \cdot G(x, y, z; \xi, \eta, -h) d\xi d\eta \quad (13)$$

これは、境界値問題(1)～(4)に対する厳密解である。波源面の複素速度振幅 $V_0(\xi, \eta)$ が地震学の断層理論等によって与えられれば、右辺の被積分関数は全て既知であるから、式(13)の積分を実行することで任意点の海震ポテンシャルを決定することができる。ただし、この積分を常に厳密に行うことは困難と思われるので、その場合、積分を和分に置き換えた次式によって求めれば十分であろう。

$$\phi(x, y, z) = - \sum_{m=1}^M V_0(\xi_m, \eta_m) \cdot G(x, y, z; \xi_m, \eta_m, -h) \cdot \Delta_m \quad (14)$$

ここに、 M は波源の要素分割数、 (ξ_m, η_m) は m 番目の波源要素中心座標、 Δ_m は要素面積である。

(4) 波源の振幅が一定の場合

ここで、式(14)を簡単にするため、速度振幅 $V_0(\xi, \eta)$ が波源上で一定と仮定すると、次式が得られる。

$$\frac{\phi(x, y, z)}{-V_0} \\ = i \frac{(k_0^2 - v^2)}{2\{h(k_0^2 - v^2) + v\}} F_0(x, y) \cosh k_0(h + z) \\ + \sum_{n=1}^s \frac{i(k_n^2 + v^2)}{2\{h(k_n^2 + v^2) - v\}} F_n(x, y) \cos k_n(h + z) \\ + \sum_{n=s+1}^{\infty} \frac{(k_n^2 + v^2)}{\pi\{h(k_n^2 + v^2) - v\}} F_n(x, y) \cos k_n(h + z) \quad (15)$$

ここに、 $F_n(x, y) (n=0, 1, \dots)$ は次式で定義される x と y の関数である。

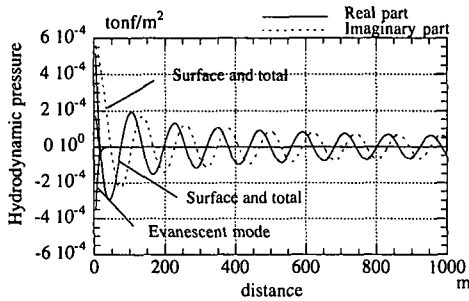
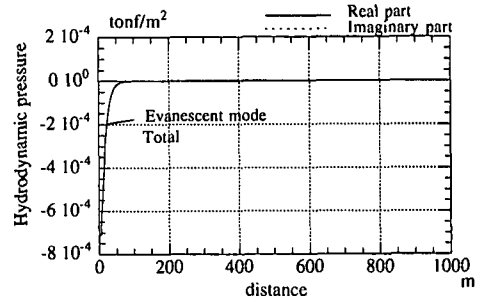
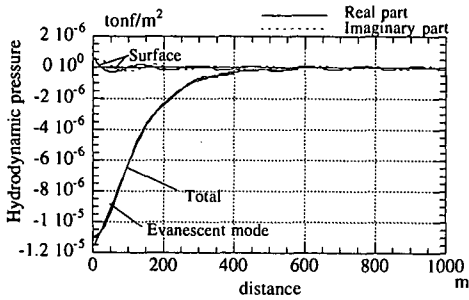
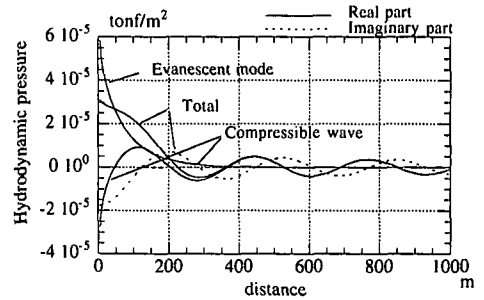
(a) $h=20$ m, $f=0.1$ Hz(c) $h=200$ m, $f=0.1$ Hz(b) $h=20$ m, $f=5.0$ Hz(d) $h=200$ m, $f=5.0$ Hz

図-2 単位波源による動水圧各成分の比較

$$F_n(x, y) = \begin{cases} \sum_{m=1}^M H_0^{(1)}(\lambda_n R_m) \cdot \Delta_m & (n=0, 1, \dots, s) \\ \sum_{m=1}^M K_0(\lambda_n R_m) \cdot \Delta_m & (n=s+1, s+2, \dots) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ただし、式中の R_m は式(7)で ξ, η の代わりに要素中心座標 ξ_m, η_m を用いて計算される観測点 (x, y, z) と要素中心 $(\xi_m, \eta_m, -h)$ との水平距離である。

式(15)の右辺第1項が表面波成分、第2項の級数部分が圧縮性進行波成分を表している。また、第3項は減衰散乱波成分 (evanescent mode) を表わしている。第1項と第3項は水深と振動数にかかわらず必ず存在するが、第2項で表わされた圧縮性進行波成分の発生は、式(8)の右辺を正とする整数 n が存在する場合のみで、水深と振動数の組み合わせによって決まる。そして、発生個数 s は、水深が深いほど、また振動数が高いほど多い (清川ら, 1989)。したがって、水深が浅い場合には、振動数が相当高くなければ圧縮性進行波成分は発生しないことになる。

(5) 動水圧

式(14)あるいは式(15)によって海震のポテンシャル ϕ が求められると、動水圧 p は線形化されたベルヌーイの定理から、 $p = -\rho \partial \phi / \partial t = i \rho \omega \phi$ によって求められる。ただし、 ρ は流体密度である。式(15)をこの動水圧の算

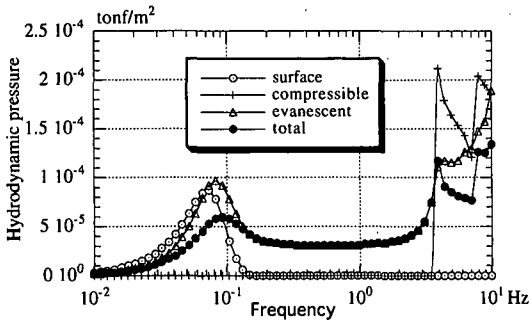
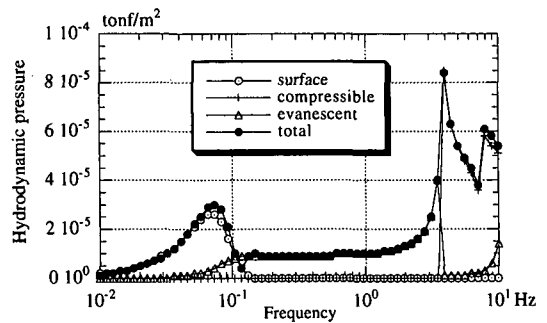
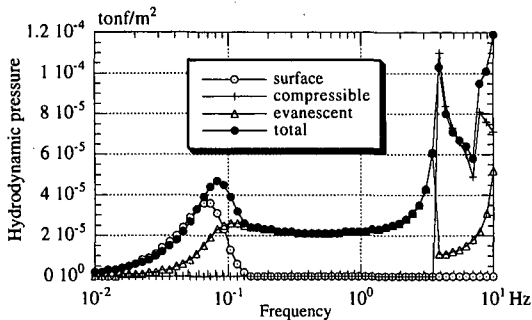
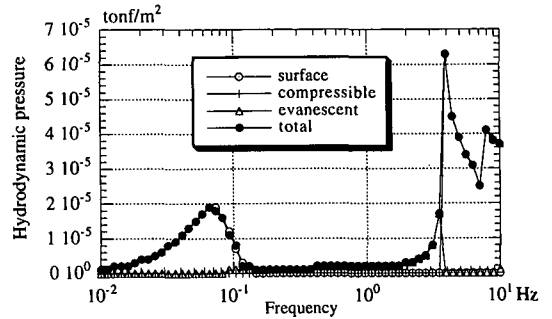
定式に代入すると、動水圧式の右辺に $V_0 \omega$ が掛ることになる。 $V_0 \omega$ は加速度振幅であるから、動水圧は加速度振幅に比例し、単位加速度振動に対する動水圧 P は、式(15)の右辺に流体密度 ρ を乗じることにより求められることがわかる。

以上により、海震に伴って発生する動水圧の周波数伝達関数を求めることができる。さらに、実際の地震動に対応する動水圧の時刻歴等の時間領域の解は、得られた周波数伝達関数と地震動のフーリエスペクトルの積、すなわちフーリエ応答スペクトルをフーリエ逆変換することによって簡単に求められる (清川, 1990)。

3. 数値計算と考察

(1) 単位波源からの寄与

式(15)、(16)からわかるように、波源域のある部分からの海震ポテンシャルへの寄与分は、波源の水深および振動数等が決まれば、その部分と観測点の水平距離、および観測点の水深のみの関数となる。したがって、単位面積を有する波源の振動によるポテンシャルを水平距離と水深の関数として求め、それによる動水圧の特性を調べることによって、海震の基本的な特性を理解することが可能である。そこで、水深および振動数をパラメータとして単位波源 (= 波源の面積が単位面積) による動水圧を距離の関数として表わして見たのが図-2である。

(a) $x=5\text{ m}$ (c) $x=100\text{ m}$ (b) $x=50\text{ m}$ (d) $x=200\text{ m}$ 図-3 各観測点における動水圧各成分の周波数応答特性 ($h=100\text{ m}$)

水深 h は、それぞれ 20 m と 200 m、振動数は 0.5 Hz と 5 Hz である。図中横軸は波源中心からの水平距離、縦軸は動水圧である。また、動水圧値は振動振幅を一定 (= 1 m) とした場合の水面 ($z=0\text{ m}$) における計算結果で、実線は実部を、点線は虚部を表わしている。

図中の (a) から、水深が浅くかつ振動数が低い場合 ($h=20\text{ m}$, $f=0.1\text{ Hz}$) には、動水圧は表面波によるものが支配的で、減衰散乱波成分の影響は波源の極く近傍のみであることがわかる。この場合、圧縮性進行波成分は発生していない。次に水深が同じで振動数が高い (b) を見ると、表面波の影響が消え、減衰散乱波成分のみとなることがわかる。この場合もまだ圧縮性進行波成分は発生していない。図の (c) は水深が比較の深く、振動数が低い場合 ($h=200\text{ m}$, $f=0.1\text{ Hz}$) で、極く僅かな表面波の影響があるが、減衰散乱波成分が支配的である。ただし、水深 20 m の場合に比較して値は 1 オーダ小さい。また、この場合も圧縮性進行波成分の発生はない。(d) は水深が 200 m で、振動数を 5 Hz とした場合の結果であるが、表面波の影響は 0 で、減衰散乱波と圧縮性進行波成分が卓越している。また、波源の近傍では減衰散乱波が支配的であることがわかる。

(2) 動水圧の周波数応答特性

図-3 は水深 100 m の単位波源による動水圧の周波数

特性を示したもので、横軸は振動数、縦軸は動水圧の値の絶対値を示している。この場合も振動振幅を一定 (= 1 m) としている。図中 (a)~(d) は、波源中心からの水平距離 d が、5 m, 50 m, 100 m, 200 m の場合の結果を示したもので、いずれも水面 ($z=0\text{ m}$) における各動水圧成分をプロットしてある。図より、表面波成分が卓越するのは 0.1 Hz 以下の領域で、この領域では圧縮性進行波成分の発生はない。また、比較的低振動数領域から減衰散乱波成分の影響が見られ、振動数が高くなる程、影響が大きくなっている。しかし、(d) の結果からわかるように、波源中心から 200 m 離れると既にその影響は無視できる程小さくなっている。また、この例では 4 Hz 以上で圧縮性進行波成分が発生している。しかし、この例でもわかるように、表面波と圧縮性進行波とは、それぞれ卓越する振動数領域が明らかに異なっている。ここでは、両者を同じグラフ上にプロットできるように水深を 100 m としたが、水深がさらに浅くなると、圧縮性の影響が現れる振動数領域がさらに高振動数側に移行するので、両者の影響が併存する可能性が少なくなる。水深 20 m では圧縮性の影響が現れるのは数十ヘルツ以上なので、この水深で浮体が地震によって揺れるとしたら、浮体が波源の直上でない限り、表面波による揺れであると言えそうである。この場合、動揺強制力の振動数

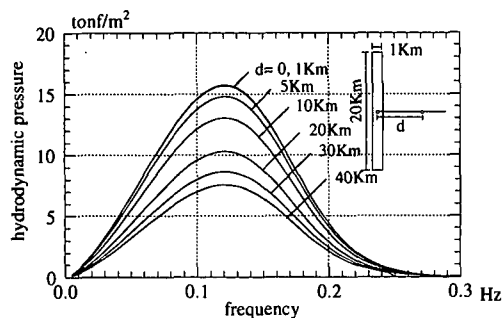


図-4 水深 20m, 幅 1km, 長さ 20km の波源による表面波卓越領域での動水圧特性

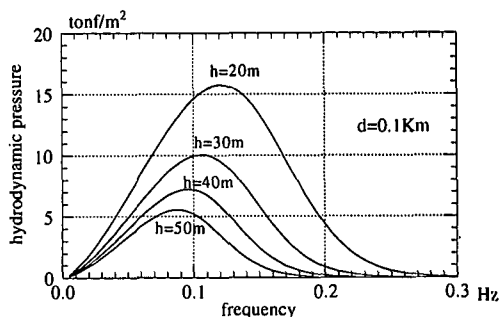


図-5 波源の水深の違いによる動水圧特性の比較

が通常の見震と比べずっと低い場合、長周期の動揺を検討する必要がある。

(3) 表面波卓越領域での動水圧の振動数特性

図-4 は幅 1km, 長さ 20km の波源が水深 20m の海底上にある場合の各観測点における動水圧の低振動数側の振動数特性を示したものである (観測点は波源長軸に直交し、波源中心を通る軸上に配してある、図中の数値は波源中心からの距離)。ただし、波源は単位振幅で鉛直振動している。この動水圧はほぼ表面波成分によるものであるが、図からわかるように、観測点にかかわらずピーク振動数が等しい (同一表面波によるから当然ではある)。動水圧がピーク値を持つことは、波源の規模・形状と水深によって決まる表面波の固有振動数の存在を示唆している。実際、これらを変化させるとピーク振動数も変化する。図-5 は波源の大きさを同じにして、水深を変化させて動水圧の特性を見たものであるが、図から水深が深くなるにつれて動水圧のピークが低振動数側にずれることがわかる。したがって、浅海域では、浮体の固有振動数の他に外力としての動水圧の固有振動数にも注意する必要があると言える。

4. 結 語

本論文では、表面波の発生を考慮した圧縮性流体中の 3 次元波動のグリーン関数を用いて海震の速度ポテンシャルを求めた。本研究では、これを用いた数値計算により、浅海域における海震の特性を調べた。この結果以下のような結論を得た。水深が浅くかつ振動数が低いと動水圧は表面波によるものが支配的で、減衰散乱波成分の影響は波源の極く近傍のみに限られる。また、圧縮性

進行波の発生はほとんどないと考えられる。しかし、表面波成分の影響は振動数が高くなると急激に小さくなり、0.5 Hz 以上では 0 と考えてよい。そして、圧縮性の影響が現れる数十ヘルツまでの振動数領域では、波源のごく近傍 (数百メートル以内) を除いて海震の影響はまったくないと言ってよい。水深が深くなるにつれ表面波の影響は相対的に小さくなり、圧縮性の影響がでてくる。水深 100m では、表面波成分の影響が 0.15 Hz 以下に現れる一方、圧縮性進行波の影響が 4 Hz 以上に現れるため、地震によっては低振動と高振動が結合した動水圧を発生することになる。さらに深くなると圧縮性進行波成分のみが支配的になり、このときは表面波のエネルギーは 0 となる。表面波による動水圧のピーク振動数は先に述べたように、波源、水深によって決まり、これらは浮体の設置場所により自ずと決まるので、設計にあたって浮体の固有振動数が動水圧のピークからずれるようにする等の配慮が必要と思われる。

本論文で示した解析法により、浅い場合も含め、海底の振動による海震現象の解析が可能となった。今後は、地震学の成果を取り入れ、海震ポテンシャルをより現実的な形で表現していくとともに、著者が示してきた海震の理論を実測によって確かめたいと思っている。

参 考 文 献

- 清川哲志・稲田 裕 (1989): Seauakes の発生メカニズムについて, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 734-738.
- 清川哲志 (1992): 海震による浮体の高振動数動揺について, 海岸工学論文集, 第 39 巻 (2), pp. 816-820.
- 清川哲志 (1995): 海震の 3 次元伝播特性, 海岸工学論文集, 第 42 巻 (2), pp. 826-830.
- Baba, E. (1987): A study on the effect of seauakes on a floating body, 日本造船学会論文集, 162 号, pp. 90-98.