

II-441

海震(Seaquakes)のシミュレーション

清水建設(株) 大崎研究室 正員 清川哲志

1. はじめに

航行中の船舶が突如として激しく揺れ、時に航行不能に陥る海震(Seaquakes)という現象がある。船関係者には古くから知られていたが、最近になって浮遊式海洋構造物等の絡みから再び注目されている。海震の特徴の一つとして波源からかなりの遠方(数百キロメートル)まで伝播する点が上げられる。しかし、従来の理論はこれを説明することができなかった。

これに対し著者は、流体圧縮に伴って選択的(高振動数、大水深)に発生する進行波が重要な役割を果たしているとして理論を導き、数値計算によってそれを確かめた¹⁾。これは、圧縮性流体中の波動のグリーン関数を用いて境界積分方程式を導き、波源を境界要素に分割して数値的に解くものであった。また、数値計算は周波数特性のみについて行っており、実際の海震をシミュレーションしたわけではなかった。

本報告では、波源の厚さが幅に比べて無視できる場合について、流体運動を支配する速度ポテンシャルの厳密解を導く。そして、それを用いて圧力強度の周波数伝達関数を求め、これと地震波記録をフーリエ変換することによって得られるフーリエスペクトルの積によって海震の応答フーリエスペクトルを求める。最後に、この逆フーリエ変換により海震の時刻歴波形を求める。

2. 理論の概要

基礎方程式は、圧縮性流体中の速度ポテンシャルに関する鉛直2次元ヘルムホルツ方程式で、これに、①自由表面上で圧力が0

②海底面で不透過 ③波源上で流体速度と波源の運動速度が一致 ④無限遠方では外向き進行波のみ という境界条件が課せられる。この速度ポテンシャルを対応するグリーン関数は、前報に示したように固有関数展開を用いた級数形で求められる。図-1に示すように波源が $z=-h$ 上、 $-a \leq x \leq a$ にあるものとする、海底面で $\partial G/\partial z=0$ であるから、波源の振動速度を $\partial \phi/\partial z = -i\omega z_0$ (i :虚数単位、 ω :角振動数、 z_0 :波源の鉛直変位振幅)としたとき、速度ポテンシャルはグリーン関数を用いて次式のように表すことができる。

$$\phi(x, z) = \int_{S_W} \left(\frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) dx = i\omega z_0 \int_{-a}^{+a} G dx \quad (1)$$

ただし、 ϕ :海震による流体運動を支配する速度ポテンシャル、 i :虚数単位、 ω :角振動数、 z_0 :波源の鉛直変位振幅である。 G はグリーン関数で、積分は図-1に示した波源上で行う。

グリーン関数は、次式で与えられる¹⁾。

$$G(x, z; \xi, \zeta) = \sum_{n=1}^s (i\lambda_n h) \sin k_n \zeta \sin k_n z e^{i\lambda_n |x-\xi|} + \sum_{n=s+1}^{\infty} (1/\lambda_n' h) \sin k_n \zeta \sin k_n z e^{-\lambda_n' |x-\xi|} \quad (2)$$

ここに、 (ξ, ζ) :ソース点を表すパラメタ、 k_n ($n=1, 2, \dots$)、 λ_n ($n=1, 2, \dots, s$)、 λ_n' ($n=s+1, s+2, \dots$)は次式で定義される定数。ただし、 c は水中音速。また、 s は次式の λ_n^2 の右辺を正とする最大の整数。

$$k_n^2 = (2n-1)\pi/2h \quad \lambda_n^2 = \omega^2/c^2 - \{(2n-1)\pi/2h\}^2 \quad \lambda_n'^2 = \{(2n-1)\pi/2h\}^2 - \omega^2/c^2 \quad (3)$$

式(1)に式(2)を代入して積分すると、任意点における速度ポテンシャルの厳密解が次式のように得られる。

$$\phi(x, z) = \begin{cases} i\omega z_0 \left\{ \sum_{n=1}^s (-1)^n (2i/\lambda_n^2 h) \sin \lambda_n a \sin k_n z e^{i\lambda_n |x|} + \sum_{n=s+1}^{\infty} (-1)^n (2/\lambda_n'^2 h) \sinh \lambda_n a \sin k_n z e^{-\lambda_n' |x|} \right\} & (|x| > a) \\ i\omega z_0 \left\{ \sum_{n=1}^s (-1)^n (2i/\lambda_n^2 h) \sin k_n z (e^{i\lambda_n a} \cos \lambda_n x - 1) + \sum_{n=s+1}^{\infty} (-1)^n (2/\lambda_n'^2 h) \sin k_n z (1 - e^{-\lambda_n' a} \cosh \lambda_n' x) \right\} & (|x| < a) \end{cases} \quad (4)$$

3. 数値シミュレーション

本解析では、周波数領域の解析結果を用いて時刻歴応答波形をシミュレーションしているが、その流れを示すと図-2のように表される。以下に示す数値シミュレーションは、水深 $h=1000\text{m}$ 、波源の幅 $B=1000\text{m}$ 、水中音速 $c=1500\text{m/s}$ として行ったものである。

図-3は入力加速度 100gal に対して得られた波圧の周波数伝達関数の一例で、観測点は水深 5m 、 $x=0\text{m}$ (A点)、 500m (B点)、 1000m (C点)である。周波数ポイントは、 $0.01\text{Hz} \sim 10\text{Hz}$ までを 0.05Hz 刻みで計算してあ

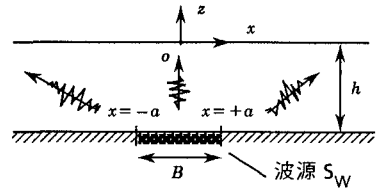


図-1 座標系の定義

図から、周波数伝達関数はすどいピークを持つのがわかる。これは水中音波が海底面と自由表面の間で共振するため、水中音波の波長を L とすると、 $h=(2n-1)L/4$ ($n=1,2,\dots$) となるときに生じる。このとき、式(2)を変形して見れば簡単にわかるように、 $\lambda_n=\lambda'_n=0$ となるため、速度ポテンシャル(4)は無限大に発散する。しかし、ここでは離散点で伝達関数を求めているため、図-3のように有限値に収まっている。したがって、ここで得られた伝達関数は見かけの減衰を含んでいると解釈することができる。

図-4は、関東地震(1923)のときに観測された加速度波形を示したもので、今回これを入力波とした。図-5に各観測点における波圧の時刻歴応答波形を示す。上から順にA点、B点、C点の結果を示している。各々の観測点における最大波圧は、それぞれ3.56、2.04、1.17tonf/m²である。紙面の関係で図は省略するが、非圧縮流体とした場合、それぞれ0.56、0.45、0.26tonf/m²であった。さらに、 $x=2000$ mでは圧縮性流体の場合の1.09tonf/m²に対し、非圧縮流体では0.06tonf/m²と減衰が大きい。さらに、 $x>3000$ mとなると非圧縮流体では0になるが、圧縮性流体の場合は2000mの場合とオーダは同じで、減衰することはない(観測点の位置によって振動する)。これは、流体の圧縮性によって発生する進行波成分によって流体運動が伝播するためである。図-5の解析結果で特徴的なのは、高振動成分が卓越していることで、海震に関して報告されていること²⁾と合致している。今回は、波圧の時刻歴応答シミュレーションのみで、船体動揺解析は行わなかったが、得られた波圧の時系列が船体に作用した場合、かなりのショックが感じられるであろうことは疑いない。

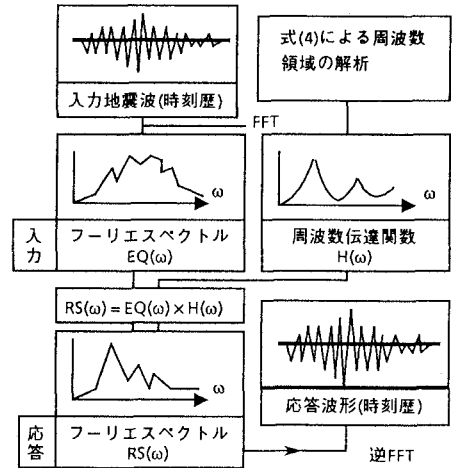


図-2 数値シミュレーションの方法

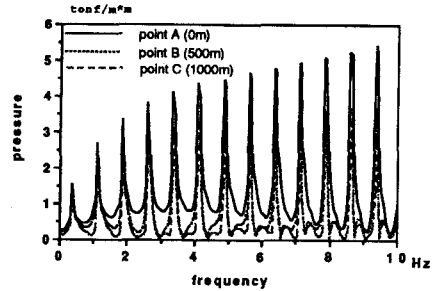


図-3 波圧の周波数伝達関数

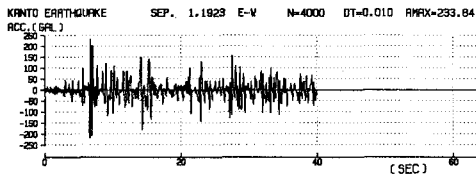


図-4 入力地震波加速度波形

4. おわりに

海震の時刻歴シミュレーションにより、現在得られている知見と一致する結果が得られた。しかし、今回用いた厳密解は、共振点で発散するので、今後、減衰を考慮した理論を導く必要がある。また、船体動揺シミュレーションも今後の課題である。

参考文献

- 1) 清川哲志・稲田 裕 (1989): seaquakes 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.
- 2) 浜村健治 (1987): 海上は免震か? - 海震の調査, 船の科学, vol.40, pp.58-61.

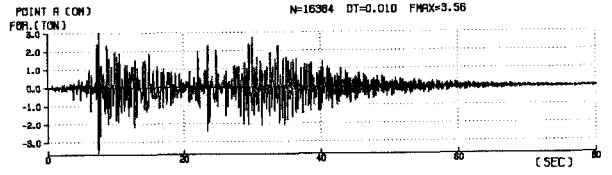
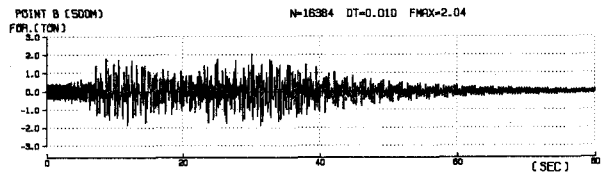
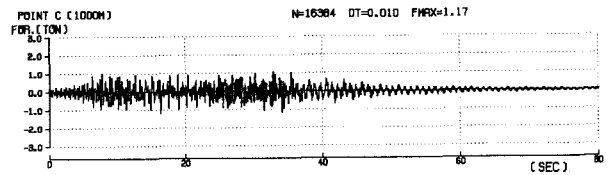

 (a) A点 ($x=0$ m)

 (b) B点 ($x=500$ m)

 (c) C点 ($x=1000$ m)

図-5 各観測点における波圧の時刻歴応答波形