

浮遊式海洋構造物の挙動推定

Prediction of Behaviour of Floating Offshore Structures

木 下 健*
Takeshi KINOSHITA

石油用の洋上プラットフォームや海上空港のような浮遊式海洋構造物を作る場合、位置保持が主要な課題の一つとなる。近年のこの分野の研究動向を、二次波力、係留系の非線形復原力、減衰力と付加質量、最大極大値の予測にわけて解説する。特にラディエーション・ディフラクション流体力の漸近解の重要性と、長周期減衰力と付加質量の複雑さ、それと確率密度の非正規性を強調する。

浮遊式海洋構造物たとえば石油掘削、生産用のプラットフォーム等の運動推定は近年その精度を上げている。係留浮体の挙動は通常の船舶と異なり各種の非線形性を含んでいる。まず良く知られている様に波浪外力として線形波力のほかに、要素波の角周波数の差の周波数の二次波力が前後揺、左右揺、船首揺の同調による大振幅運動（長周期運動）を引き起こす。水線面積の小さな浮体の場合は上下揺、横揺、縦揺の同調を引き起こすこともある。要素波の角周波数の和の周波数は緊張係留浮体の上下揺、横揺、縦揺の同調を引き起こす。次の非線形性として係留系による復原力があげられる。これは浮体の自励振動の原因となったり、分岐解を持つ運動やカオス運動を引き起こす。また、この非線形性は係留系の設計に重要な最大極大値に大きな影響を持つ。三番目の非線形性は運動方程式の係数、すなわち付加質量と減衰力に関するものである。通常の船舶の場合は運動の周波数と、流線形であることから造波による項が主要となり、横揺減衰力を除きこれらの流体力は運動周波数には依るものの、線形となる。しかし係留浮体の場合、粘性流体力と二次波力による力が主要となる。四番目にこれらの非線形により係留浮体の運動が正規分布から大きくずれ、最大極大値の予測が困難になる。

1. 二 次 波 力

まず第一の問題、二次波力の計算は近年盛んに行われている。Eatock Taylor ら¹⁾は Molin²⁾の扱った直立円柱の問題を再び扱い、二次ポテンシャルを陽に求める事なくグリーンの定理により水面上の積分に置き換える方法を論じ、その効率よい求積法を示している。さらに Eatock Taylor ら³⁾は二次の波圧分布を、そして Wu⁴⁾は水平没水円柱の二次反射波と二次透過波も二次ポテン

シャルを計算する事なく得られることを示している。松井⁵⁾は任意形状に適用できるハイブリッド有限要素法を示し、セミサブの長周期漂流力の場合、前後揺や左右揺よりも横揺で二次ポテンシャルが重要となる事を示している。松井ら⁶⁾は計算のみならず緊張係留垂直円柱の規則波中の応答を計測し理論を検証するとともに、二次ポテンシャルの寄与が大きい事を示している。また増田ら⁷⁾はコーン型浮体について計算と実験を行い、二次波力は舷側傾斜影響が大変大きい事を示している。

海洋構造物の場合、波とともに流れ又は前進速度が共存する場合も大変重要となる。さきに述べた二次波力による減衰力は前進速度による波漂流力の変化に起因するため、この減衰力（波漂流減衰力と呼ばれている。）は微小前進速度での波浪中抵抗増加（すなわち波漂流力）の速度に対する傾きより得られる。Zhao ら⁸⁾、柏木ら⁹⁾は物体近傍と遠方領域に分割し、前者にはランキンソースを、後者には一様流れ場のグリーン関数を分布させるハイブリッド型の解法を提案している。Huijsmans¹⁰⁾、肥後ら¹¹⁾はソース強さおよびグリーン関数を、流れが遅いとして摂動展開し、この抵抗増加を求めた。松井ら¹²⁾は速度ポテンシャルを摂動展開することにより流れが不在の場合のグリーン関数のみを用いて垂直円柱について一次、二次流体力を求めている。特に二次の流体力は側壁影響を強く受けるので、実験を行う際に注意を要する¹³⁾。

多方向波の場合も長波頂波と全く同様に波体力を求める事ができるが、二次波力の計算量が通常二桁増えるので計算例は極めて少ない。Nwogu ら⁴⁾は256周波数、32方向の二次応答関数を二次ポテンシャルを含めて計算し、実験も行い比較し、彼らの用いたバージの場合、 $\cos 2\theta$ の方向分布の時、前後方向の平均変位で50%、標準偏差で30%、長波頂波に比べて減少したと報告している。

*東京大学生産技術研究所 第2部

バージやセミサブの場合、二次ポテンシャルは長周期動揺にあまり寄与しないので、それを除いて趙ら¹⁵⁾は計算している。Kim ら¹⁶⁾はさらに簡略化し狭帯式のスペクトルを仮定して二次応答関数の非対角成分を対角成分で代用し、主波進行方向が二つの場合 (bi-modal wave) の計算を行い、二つの主方向が反対の場合に、同じ場合の数倍もの長周期漂流力が生じる事があるという驚くべき結果を示している。

二次波力の計算では一次の流体力が正確に求められている必要がある。垂直円柱や球のような簡単な形状の場合は計算精度や実験値との比較が十分になされているが、セミサブや TLP のようなより複雑な形状の場合は計算精度に問題があるとされている^{17), 18)}。この様な観点からより精度の高い効率の良い計算法が待たれる。従来の特異点分布法は特異点強さをパネル上で一定と仮定しているためパネル間で強さに不連続を生じているし、四角形のパネルの場合は曲面をうまく覆いきれない。特異点強さがパネル上で変化することを取り入れるためにはパネル内でグリーン関数と形状関数の積を積分する必要がある。Liu ら¹⁹⁾はその積分を極座標を利用して特異性を取り除き 9 節の二次要素を用いると従来の方法をより大幅に効率よく精度の高い計算ができることを示している。一方、松井ら²⁰⁾は物体近傍ではグリーン関数として最も簡単なランキンソースを用い、遠方領域では固有関数展開を利用するハイブリッド法を提案し、二次のアイソパラメトリック要素を用いた場合に大変効果的である事を示している。

この様に精度良い計算法が開発されてきているが有限個のパネルで複雑な形状を表現する場合、短波長で必ず限界が生ずる。また十分に短波長あるいは高周波での流体力が必要となることは多い。すなわち係留系の復原力の強い非線形性等を取り入れるためには時間領域の計算をする事になり、その場合は原理的には全周波数の流体力が必要になる。そこで高周波の漸近解が必要となる。任意形状の三次元物体に働くラディエーション、ディフラクション流体力の漸近解はまだ得られていないが、Bao ら²¹⁾の示した造波減衰力についての漸近解はこの視点から注目に値するので結果を紹介する。すなわち造波減衰力係数 b_{ij} は

$$b_{ij} = \frac{2\rho\omega}{U_{oi}U_{oj}(ka)^n} \mathcal{E} \int_{C_0} W_i(\sigma) \overline{W_j(\sigma)} d\sigma \quad (1)$$

ここで \mathcal{E} は実数部を意味し、 C_0 は水線、 ρ は水の密度、 ω は角周波数である。 n は C_{ij} が共に垂直モードの時は 4、共に水平モードの時は 2、垂直モードと水平モードの時は 3 である。

$$W(\sigma) = \begin{cases} \frac{a^2 f_{yy}^*}{f_\tau^*} [U_0 - \Psi_{0y}] & \text{heave} \\ \frac{a^2}{f_\tau^*} [\Omega_0 (f_z^* - x_0 f_{yy}^*) - \Psi_{0y} f_{yy}^*] & \text{roll} \\ \frac{a^2}{f_\tau^*} [\Omega_0 (x_0 f_{yy}^* - f_x^*) - \Psi_{0y} f_{yy}^*] & \text{pitch} \\ \frac{a U_0 f_z^*}{f_\tau^*} & \text{sway} \\ \frac{a U_0 f_x^*}{f_\tau^*} & \text{surge} \\ \frac{a \Omega_0}{f_\tau^*} [x_0 f_x^* - x_0 f_z^*] & \text{yaw} \end{cases} \quad (2)$$

U_0 , Ω_0 は振幅、 a は代表長さ、 $f^*(x, y, z) = 0$ は水線形状を表わし、 x_0 , z_0 は水線の座標である。 (x, y, z) は直角座標であり、 τ は物体表面から法線方向に立てた座標である。ここに表れる Ψ_0 は水面の逆鏡像の物体のまわりのポテンシャルであり、数値的に容易に得られる。

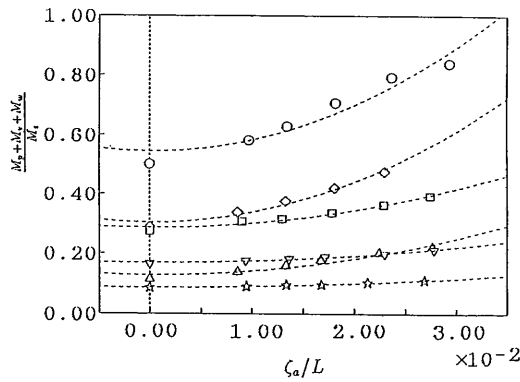
2. 係留系の非線形復原力

第二の非線形性、すなわち係留系による復原力の非線形による自励振動について、Jiang ら²²⁾は風、波、潮流下の一点係留システムの時系列シミュレーションの例を示しており、Virgin ら²³⁾は非線形力学の一般論の立場から論じている。しかしこれらはまだ現象の説明にとどまっており合理的な工学的手法として設計に役立つ段階ではないように見える。

3. 減衰力と付加質量

第三の非線形性、減衰力と付加質量に関しては木下²⁴⁾が詳しく解説している。要点は以下のとおりである。減衰力として、船型浮体の前後揺以外では波漂流減衰力とともに粘性減衰力も大きな寄与をする。その粘性減衰力は静水中を長周期で運動する時のものでなく、波粒子の運動や波周期での浮体運動により変化する。変化の仕方は浮体運動の振幅と周期、入射波の振幅と周期の組み合わせによるため今後の研究に待つところが大きい。小寺山ら²⁵⁾、木下ら²⁶⁾、菊ら²⁷⁾の研究がある。波漂流減衰力の時間変動の影響も忘れてはならない。Krafft ら²⁸⁾は波漂流減衰力の二次応答関数を実験からクロスバースペクトル解析で求めている。浮体自身の減衰力に加えて係留索による減衰力も無視できない事が多いので注意を要する²⁹⁻³¹⁾。

付加質量でも粘性減衰力と同様に渦放出による成分が考えられる。また波漂流減衰力に対応する波漂流付加質量もあるかも知れない。すなわち波漂流減衰力は入射波



ω=7.0(rad/s), K_c=1.047					
the least squares error parabola					
mark	model	R_c(×10 ⁻⁴)	mark	model	R_c(×10 ⁻⁴)
○	semi-submersible	7.160	▽	column	7.160
◇	column brace	6.927	△	brace	7.218
□	column lowerhull	6.578	☆	lowerhull	7.218

Fig. 1 Ratio of low frequency added mass in waves to mass of the semi-submersible model
—wave amplitude dependence—

高に対しては自乗に比例するものの運動速度に対しては線形の減衰力である。したがって因果律より波高の自乗に比例する付加質量の存在が予測される。この場合、入射波は場の条件になっている。実際、波浪中の長周期強制動揺試験より、あるセミサブでは入射波高とともに大幅に付加質量が増大する事がわかっている³²⁾。その一例を Fig. 1 に示す。縦軸は強制動揺試験により得られた前後揺の付加質量をセミサブの質量で無次元化した量であり、横軸は波振幅と横型長の比である。このセミサブは高木ら¹⁷⁾の扱ったものと同じものである。

4. 最大極大値の予測

最大極大値の予測は係留系の設計上きわめて重要となるが、以上の非線形性のすべてを取り入れることは大変難しい。最も汎用性があり厳密な扱いは、白色雑音により加振された応答としてとらえ、マルコフ過程論を利用し、推移確率密度に対する Fokker-Planck-Kolmogorov 方程式を解くことである。しかしこの多変数の非線形連立確率微分方程式の解は数多く知られている訳でなく、数値的に解くことになる。まだ実際の計算例はないが今後精力的に研究されるべき分野であろう³³⁾。

第一の非線形、二次波力による長周期運動の確率密度については復原力、付加質量、減衰力による運動系が線形と仮定した場合は、一次と二次の複合した応答について Γ 分布近似法により精度よく求められる³⁴⁾。すなわち応答が

$$X(t) = \int g_1(\tau) \zeta(t - \tau) d\tau$$

$$+ \int g_2(\tau_1, \tau_2) \zeta(t - \tau_1) \zeta(t - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (3)$$

と書ける時、X(t) の確率密度は

$$p_x(x) = \begin{cases} f(\theta_1, \theta_2; \nu_1, \nu_2) \int_0^\infty (z+x - \delta_1 + \delta_2)^{\frac{\nu_1}{2}-1} z^{\frac{\nu_2}{2}-1} e^{-az} dz \cdot \exp\left(-\frac{x - \delta_1 + \delta_2}{2\theta_1}\right), & x \geq \delta_1 - \delta_2 \\ f(\theta_1, \theta_2; \nu_1, \nu_2) \int_0^\infty (z-x + \delta_1 - \delta_2)^{\frac{\nu_2}{2}-1} z^{\frac{\nu_1}{2}-1} e^{-az} dz \cdot \exp\left(\frac{x - \delta_1 + \delta_2}{2\theta_2}\right), & x < \delta_1 - \delta_2 \end{cases} \quad (4)$$

where

$$f(\theta_1, \theta_2; \nu_1, \nu_2) = \frac{1}{(2\theta_1)^{\frac{\nu_1}{2}} (2\theta_2)^{\frac{\nu_2}{2}} \Gamma\left(\frac{\nu_1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\nu_2}{2}\right)},$$

$$a = \frac{1}{2\theta_1} + \frac{1}{2\theta_2} \quad (5)$$

$$\theta_i = \frac{4 \sum \lambda_i^3 + 3 \sum \lambda_i c_i^2}{4 \sum \lambda_i^2 + 2 \sum c_i^2}$$

$$\frac{\delta_i}{2} = \sum \lambda_i - \frac{(2 \sum \lambda_i^2 + \sum c_i^2)^2}{4 \sum \lambda_i^3 + 3 \sum \lambda_i c_i^2} \quad (6)$$

$$\frac{\nu_i}{2} = \frac{2(2 \sum \lambda_i^2 + \sum c_i^2)^3}{(4 \sum \lambda_i^3 + 3 \sum \lambda_i c_i^2)^2}$$

ここで λ_i は以下の積分方程式の固有値であり c_i は固有関数から得られる。なお θ₁, δ₁, ν₁ は正の固有値に関しての和であり、θ₂, δ₂, ν₂ は負の固有値に関しての和である。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{S_\zeta(\omega_1) S_\zeta(\omega_2)} G_2(\omega_1, -\omega_2) \Psi_j(\omega_2) d\omega_2 = \lambda_j \Psi_j(\omega_1) \quad (7)$$

$$c_j = \int_{-\infty}^{\infty} G_1(\omega) \sqrt{S_\zeta(\omega)} \overline{\Psi_{k_j}(\omega)} d\omega \quad (8)$$

$$G_1(\omega) = \int_\tau g_1(\tau) e^{-i\omega \tau} d\tau \quad (9a)$$

where

$$G_2(\omega_1, \omega_2) = \int_{\tau_1} \int_{\tau_2} g_2(\tau_1, \tau_2) e^{-i\omega_1 \tau_1 - i\omega_2 \tau_2} d\tau_1 d\tau_2 \quad (9b)$$

そして $S_{\xi}(\omega)$ は両サイドで定義された海洋波スペクトルである。この近似を用いて高瀬ら³⁶⁾は長周期運動の統計値に対する連成運動と二次ポテンシャルの影響を調べ、セミサブの場合、弛緩係留でも緊張係留でもこれらの影響は小さいことを示している。

運動系の非線形を取り入れる方法として Donley ら³⁶⁾は確率的等価二次過程化を提案し、TLP について時系列計算と比較している。平均値、標準偏差については良い結果を得ているが、歪度等の高次モーメントについては限界がある。高次モーメントに適用できるものとして、Naess³⁷⁾は従来の確率的等価線形化が、自乗誤差の最小化であるのに対し、 n 乗誤差を最小化する等価線形化を提案しているが、 n の選び方に問題が残る。

5. 結 び

ここ 2, 3 年の海洋構造物の応答推定の新しい成果のうち重要と思うものを中心に多少の主観を交えて研究動向を述べてみた。
(1992年6月30日受理)

参 考 文 献

- 1) Eatock Taylor, R. et al., Applied Ocean Research 1987, 9 (1), p 19.
- 2) Molin, B., Applied Ocean Research, 1979, 1 (4), p 197.
- 3) Eatock Taylor, R. et al., Applied Ocean Research 1989, 11 (4), p 183.
- 4) Wu, G.X., Applied Ocean Research, 1991, 13 (2), p 58
- 5) Matsui, T., J. Offshore Mech. Arctic Eng., 1989, (111), p 223.
- 6) 松井徹哉他, 日本造船学会論文集, 1991, (169), p 151.
- 7) 増田光一他, 日本造船学会論文集, 1991, (170), p 289.
- 8) Zhao, R. et al., Proc. 5th Int. Conf. on Behav. Offsh. Strnct. (BOSS '88), 1988.
- 9) Kashiwagi, M. et al., 日本造船学会論文集, 1988, (164).
- 10) Huijsmans, R.H.M., Proc. 16th Conf. on Naval Hydrodyn., 1986.
- 11) 肥後靖他, 日本造船学会論文集, 1987, (163).
- 12) 松井徹哉他, 日本造船学会論文集, 1991, (170), p 277.
- 13) Hearn, G.E. et al., J. Offshore Mech. Arctic Eng. 1991, (113), p 297.
- 14) Nwogu, O. et al., J. Offshore Mech. Arctic Eng., 1991 (113), p37.
- 15) 趙孝濟他, 関西造船協会誌, 1992, (217), p 145.
- 16) Kim, M.H. et al., Applied Ocean Research, 1989, 11 (1), p 2.
- 17) Takagi, M. et al., Ocean Eng., 1985, 12 (1), p 45.
- 18) Eatock Taylor, R. et al, Ocean Eng., 1986, 13 (5), p 449.
- 19) Liu, Y.H. et al., Int. J. Offshore Polar Eng., 1991, 1 (1), p 8.
- 20) Matsui, T. et al., Proc. 1st Pacific/Asia Offshore Mech. Sym. 1990, (2), p 271.
- 21) Bao, W. et al., to appear in Applied Ocean Research.
- 22) Jiang. T. et al., J. Offshore Mech. Arctic Eng., 1990, (112), p 83.
- 23) Virgin, L.N. et al., J. Offshore Mech. Arctic Eng. 1990, (112), p127.
- 24) Kinoshita, T., Int. J. Offshore Polar Eng., 1991, 1 (4), p 270.
- 25) 小寺山巨他, 日本造船学会論文集, 1986, (159), p145.
- 26) 木下健他, 東京大学生産技術研究所報告, 1990, 35 (5).
- 27) 菊孝志他, 関西造船協会誌, 1991, (216), p 101.
- 28) Krafft, M.J. et al., Int. J. Offshore-Polar Eng., 1991, 1(3), p 235.
- 29) 木下 健他, 日本造船学会論文集, 1983, (154).
- 30) Huse, E. et al., OTC paper 6137, 1988.
- 31) Nakamura, M. et al., Ocean Eng, 1991, 18 (4), p 283.
- 32) Kinoshita, T. et al., Proc. 9th Offshore Mech. Arctic Eng., 1990.
- 33) 木下 健他, 日本造船学会誌, 1987, (699), p 100.
- 34) Kinoshita, T. et al., Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, 1991, p 221.
- 35) 高瀬悟他, 日本造船学会論文集, 1991, (170), p 299.
- 36) Donley, M.G. et al., J. Offshore Mech. Arctic Eng. 1991, (113), p 148.
- 37) Naess, A. et al., Int. J. Offshore Polar Eng. 1991, 1 (4), p 264.