

3次元波動場のグリーン関数の合理的な 算定法とその波浪境界値問題への適用性

愛媛大学工学部 正会員 中村孝幸

1. まえがき

重力式海洋プラットフォームなど大型の3次元海洋構造物に作用する波力や構造物まわりの波変形の算定は、構造物と波との干渉効果を重視した回折波理論に基づき行われてきている。このような回折波理論に基づく解析法としては、3次元波動場のグリーン関数を核関数とする湧き出し分布法やグリーンの公式によるものなどが、取り扱う未知量の数が少なく済むことなどから著名である。しかしながら、これらの解析法で現れる3次元波動場のグリーン関数やその法線微分値には、各種の特異関数が含まれていることから、その算定法は非常に複雑で算定労力も大きなものとなっている。事実、Garrison¹⁾やHogbenら²⁾などにより紹介されている従来の方法では、これら関数の特異性が重要となる範囲に対して積分型表示のグリーン関数を、またその他の範囲では級数型表示のものを用いるなど複雑となっている。この理由としては、級数型表示のグリーン関数が積分型のものに比較して算定効率や精度の面で優れるものの、含まれる特異関数の取り扱いおよびその実際的な算定法が知られていないことが挙げられる。そしてこのため、特異点およびその付近では、より多くの演算時間を必要とし、しかも算定精度で劣る積分型のグリーン関数の使用を余儀なくされているものである。

ここでは、大型構造物まわりの波変形や作用波力の算定など、いわゆる3次元波浪境界値問題の解析法の確立を目的として、特に従来において不確定なままとなっていた3次元波動場のグリーン関数およびその法線微分値の合理的な算定法を簡潔な級数型表示のグリーン関数に基づき明らかにし、その適用性について検討するものである。

2. 回折波ポテンシャルの算定法

2. 1 解析モデルおよび入射波の定義

解析の対象にしたモデルは、図-1に示すものである。すなわち、一定水深 h の流体場に3次元の任意形状物体が固定されており、これに図中に示すような角度方向から、平面波が作用する場合を考える。流体は、非圧縮性の完全流体とし、構造物まわりの波動運動は微小振幅波理論により表現できるものとする。

このような仮定に基づくと、入射波の水面変動 η_1 は、次式で定義できる。

$$\eta_1(x, y, t) = (H/2) \text{Real}[\exp\{i(k_x x + k_y y - \omega t)\}] \quad (1)$$

ここに、 $\text{Real}[\]$: []の中の実数部を採ることを意味する。また、 i : 虚数単位、 H : 入射波の波高、 (k_x, k_y) : 進行波モードの波数 $k (=2\pi/L, L$: 波長)の x, y 成分で、図-1中の入射波の作用角度 θ を用いて次式のように表される。

$$(k_x, k_y) = (k \cos \theta, k \sin \theta) \quad (2)$$

また、 ω : 角振動数 $(=2\pi/T, T$: 周期)で、上記の進行波モードの波数 k と次式の関係がある。

$$\omega^2 h / g = kh \tanh(kh) \quad (3)$$

ここに、 g : 重力加速度である。

そして、式(1)に対応する入射波の速度ポテンシャル ϕ_1 は、式(4)のように表せる。

$$\phi_1(x, y, z, t) = \text{Real}[-(igH/2\omega)\phi_1(x, y, z) \exp(-i\omega t)] \quad (4)$$

ここに、 ϕ_1 : 右辺の先頭の項 $[-(igH/2\omega)]$ で無次元化した入射波の速度ポテンシャルの複素振幅に相当する量で、次式で定義されるものである。

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \exp\{i(k_x x + k_y y)\} \quad (5)$$

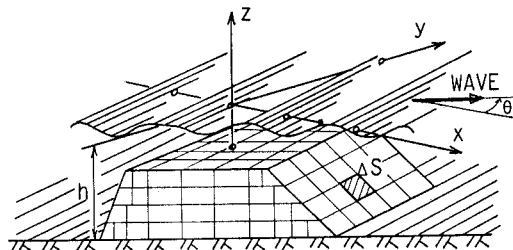


図-1 座標系および解析モデル

2. 2 回折波の速度ポテンシャル

物体まわりの回折波の速度ポテンシャル ϕ_D は、式(4)の入射波のそれに類似させて式(6)のように表すことができる。

$$\phi_D(x, y, z; t) = \text{Real}[-(igH/2\omega)\phi_D(x, y, z) \exp(-i\omega t)] \quad (6)$$

ここに、 ϕ_D ：上記の ϕ_1 と同様な無次元化手法に基づく無次元回折波ポテンシャルの複素振幅である。

そしてこの ϕ_D は、湧き出し分布法によると、図-1に示すような波動場のグリーン関数 G を核関数として式(7)のように表現できる。

$$\phi_D(x, y, z) = \iint_S f_D(X, Y, Z) G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (7)$$

ここに、 S ：物体の没水表面、 (X, Y, Z) ：湧き出し関数の G を分布させる S 上の座標、 f_D ：湧き出し強さの分布関数で後述する物体表面での不透過条件を用いて決定できる。また、 (x, y, z) ：没水表面 S を含む流体中の任意点の座標である。

式(7)中の3次元波動場のグリーン関数 G は、既にWehausenら³⁾により紹介されているように、その級数型の表現式が式(8)で、また積分型の表現式が式(9)で各々与えられる。

$$G(x, y, z; X, Y, Z) = \frac{i}{2} \frac{(k^2 - \nu^2)}{\{(k^2 - \nu^2)h + \nu\}} \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+Z)\} H_0^{(1)}(kr) \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{(k_n^2 + \nu^2)}{\{(k_n^2 + \nu^2)h - \nu\}} \cos\{k_n(h+z)\} \cos\{k_n(h+Z)\} K_0(k_n r) \quad (8)$$

$$G(x, y, z; X, Y, Z) = \frac{1}{4\pi R} + \frac{1}{4\pi \hat{R}} \\ + \text{P.V.} \int_0^{\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{(\mu + \nu) \exp(-\nu h) \cosh\{\mu(h+z)\} \cosh\{\mu(h+Z)\}}{\mu \sinh(\mu h) - \nu \cosh(\mu h)} J_0(\mu r) d\mu \\ + \frac{i}{2} \frac{(k^2 - \nu^2) \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+Z)\}}{\{(k^2 - \nu^2)h + \nu\}} J_0(kr) \quad (9)$$

ここに、 $H_0^{(1)}$ ：次数0の第1種ハンケル関数、 K_0 ：次数0の変形された第2種ベッセル関数、 J_0 ：次数0の第1種ベッセル関数、 ν ：沖波相当波数($=\omega^2/g$)、 k_n ：減衰定常波モードの波数で、次式を解いて求められる。

$$\omega^2 h/g = -k_n h \tan(k_n h) \quad (10)$$

また、 r 、 R 、 $\hat{R}$ は、着目している流体中の任意点 (x, y, z) と没水表面上の湧き出し点 (X, Y, Z) との間の距離に関する諸量で、次式で定義されるものである。

$$r = \sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2}, \quad R = \sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2 + (z-Z)^2}, \quad \hat{R} = \sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2 + (z+Z+2h)^2} \quad (11)$$

2. 3 湧き出し強さの分布関数 f_D

湧き出し強さ f_D は、物体の没水表面での不透過条件を表す次式を解いて決定できる。

$$\partial \phi_D(x, y, z) / \partial n(x, y, z) = \iint_S f_D(X, Y, Z) \{ \partial G(x, y, z; X, Y, Z) / \partial n(x, y, z) \} dS(X, Y, Z) \\ = -\partial \phi_I(x, y, z) / \partial n(x, y, z) \quad \text{on } S \quad (12)$$

2. 4 中央点近似法に基づく離散化方程式

上記したような積分方程式の解は、任意形状の物体を対象にして解析的に求めることが一般に困難である。このため、没水表面 S を有限個の微小な面積要素 ΔS_j ($j=1 \sim J$)に分割し、これら面要素に対する離散化方程式に変換して近似的に解を求めることが行われる。離散化手法として、面要素内における湧き出し強さを一定と仮定し、その重心点を代表点とする中央点近似法を採用すると、式(7)、(12)の離散化表示は、それぞれ式(13)、(14)のように導ける。

$$\phi_D(x, y, z) = \sum_{j=1}^J f_D(X_j, Y_j, Z_j) \beta(x, y, z; X_j, Y_j, Z_j) \quad (13)$$

$$\sum_{j=1}^J f_D(X_j, Y_j, Z_j) \alpha(x_i, y_i, z_i; X_j, Y_j, Z_j) = -\frac{\partial \phi_I(X_i, Y_i, Z_i)}{\partial n(X_i, Y_i, Z_i)} \quad \text{on } S \quad (i=1 \sim J) \quad (14)$$

ここに、 β 、 α は、それぞれ G および $\partial G / \partial n$ の面要素にわたる積分量をあらわし、式(15)、(16)で定義されるものである。

$$\beta(x, y, z; X_j, Y_j, Z_j) = \iint_{\Delta S_j} G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (15)$$

$$\alpha(x_i, y_i, z_i; x_j, y_j, z_j) = \iint_S \frac{\partial G(x_i, y_i, z_i; x, y, z)}{\partial n(x_i, y_i, z_i)} dS(x, y, z) \quad (16)$$

式(14)は、(J×J)のマトリックス方程式で、これを解くことにより没水表面S上での湧き出し強さ f_0 が決定できる。また、この f_0 を式(13)に代入することにより、流体中の任意点での ϕ_0 が求められる。

3. 級数型表示のグリーン関数に基づく β の算定法

3. 1 グリーン関数に含まれる特異性

減衰定常波モードの成分を表す式(8)の右辺第2項の無限級数和を G_E とし、これを近似的に算定することを考える。いま、この級数の n 番目の項を $(G_E)_n$ と定義すると、これは十分に大きな n に対して次式で示す $(G_E)_n$ で近似できる。

$$(G_E)_n = (1/\pi h) \cos\{n\pi(h+z)/h\} \cos\{n\pi(h+Z)/h\} K_0(n\pi r/h) \quad (17)$$

なお、この誘導に際しては、減衰定常波の波数 k_n が十分に大きな n に対して

$$k_n \simeq n\pi/h \quad (18)$$

で近似できることを利用してある。

式(17)の $(G_E)_n$ を一般項とする無限級数和 G_{EA} は、解析的に求めることができ、式(19)～(21)のように導ける。

$$G_{EA} = G_{ES} + G_{ER} \quad (19)$$

$$G_{ES} = \frac{1}{2\pi h} \{ \gamma_0 + \log(r/4h) \} + \frac{1}{4\pi R} + \left[\frac{1}{4\pi \hat{R}} \right] \quad (20)$$

$$G_{ER} = \frac{1}{4\pi h} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(r/h)^2 + \{2\ell - (z-Z)/h\}^2}} + \frac{1}{\sqrt{(r/h)^2 + \{2\ell + (z-Z)/h\}^2}} - \frac{1}{\ell} \right] \\ + \frac{1}{4\pi h} \left[\sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(r/h)^2 + \{2\ell - (z+Z+2h)/h\}^2}} + \frac{1}{\sqrt{(r/h)^2 + \{2\ell + (z+Z+2h)/h\}^2}} - \frac{1}{\ell} \right] \right. \\ \left. + \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(r/h)^2 + \{2\ell - (z+Z)/h\}^2}} + \frac{1}{\sqrt{(r/h)^2 + \{2\ell + (z+Z)/h\}^2}} - \frac{1}{\ell} \right] \right] \quad (21)$$

ここに、 γ_0 はオイラー定数、 R は次式で定義されるものである。

$$\hat{R} = \sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2 + (z+Z)^2} \quad (22)$$

また、式(20)、(21)中の上側と下側の表現は、それぞれ $R < \hat{R}$ および $R > \hat{R}$ のときに採るものとする。

式(20)に見られるように、 G_E には対数型と逆数型の特異関数が含まれ、例えば $(x, y, z) \approx (X, Y, Z)$ となるような条件下で G_E の収束性が悪くなることが予測できる。したがって、このような条件下では、 G_E を有限項までの級数和で近似的に求めることができず、式(19)の結果を利用した算定が是非必要となる。そして、このような方法に基づく G_E の算定式は、式(23)のように導けよう。

$$G_E = \sum_{n=1}^{N_0} (G_E)_n - \sum_{n=1}^{N_0} (G_{EA})_n + G_{EA} \quad (23)$$

ここに、 N_0 は式(18)の k_n についての近似が成立する最小の n の値で、実際計算では1%以下の相対誤差で式(18)が成立する n の値を採用した。

一方、式(8)の右辺第1項の進行波モードの成分にも特異関数が含まれており、これは kr が十分に小さなおき、ハンケル関数が次式のように近似できることからわかる。

$$H_0^{(1)}(kr) \simeq 1 + 2i \{ \log(kr/2) + \gamma_0 \} / \pi \quad (24)$$

また、同様な対数型の特異関数は、式(23)に現れる変形された第2種ベッセル関数にも含まれており、これはその引数が十分に小さな場合、次式のような近似が成立することから知れる。

$$K_0(\xi) \simeq -\{ \log(\xi/2) + \gamma_0 \} \quad (25)$$

以上の検討から、3次元波動場のグリーン関数 G には、湧き出し点と流体中の着目点との間の立体距離に関する逆数型の特異関数および同様の2点の間の平面距離に関する対数型の特異関数の2種類が含まれていることがわかる。そして、積分型表示の G と比較すると、式(9)の表示では対数型の特異関数は陽には現れず、無限積

分の項に含まれることが推察できる。

なお、 $\partial G / \partial n$ については、上記までのGの結果を法線微分することで求められるが、この場合特異関数として新たに3次元的な2重湧き出し関数や平面2次元的な2重湧き出し関数加わることに注意する必要がある。

3. 2 β の実際的な算定法

3次元波動場のグリーン関数Gには、上述したように各種の特異関数が含まれるため、その面要素にわたる積分を実行する際にも注意を要する。ここでは、被積分関数のGが面要素内で急変するか否かに着目して、以下の2つの場合に分けて算定する方法を採用した。

i) 特異点およびその近傍での算定法：この場合、Gに含まれる特異関数は積分領域内で発散するなど急変するため、単に ΔS を乗じるような数値積分で算定すると誤差が大きくなる。このため、特異関数については、解析的な積分を介した算定により、残りの非特異関数については台形公式などの数値積分により近似算定する方法を用いた。この算定式の概略は、式(19)～(25)の結果を参照すると式(26)のように導ける。

$$\begin{aligned} \beta(x, y, z; X_j, Y_j, Z_j) = & \frac{i}{2} \frac{(k^2 - \nu^2)}{\{(k^2 - \nu^2)h + \nu\}} \cosh\{k(h+Z)\} \cosh\{k(h+Z)\} \\ & \times [\{H_0^{(1)}(kr) - (2i/\pi) \log(r)\} \Delta S_j + (2i/\pi) \int \Delta S_j \log(r) dS] \\ & + \frac{N_0}{n^2-1} \frac{(k_n^2 + \nu^2)}{\pi \{(k_n^2 + \nu^2)h - \nu\}} \cos\{k_n(h+Z)\} \cos\{k_n(h+Z)\} [\{K_0(k_n r) + \log(r)\} \Delta S_j - \int \Delta S_j \log(r) dS] \\ & - \frac{N_0}{n^2-1} \frac{1}{\pi h} \cos\{n\pi(h+Z)/h\} \cos\{n\pi(h+Z)/h\} [\{K_0(n\pi r/h) + \log(r)\} \Delta S_j - \int \Delta S_j \log(r) dS] \\ & + \frac{\{r_0 - \log(4h)\} \Delta S_j}{2\pi h} + \int \Delta S_j \log(r) dS + \frac{1}{4\pi} \int \Delta S_j \left[\frac{1}{R} + \frac{1}{R \text{ or } R_p} \right] dS + G_{ER} \Delta S_j \quad (26) \end{aligned}$$

ここに、2重積分で示す項は、解析的な積分により算定することを表す。なお、 $(x, y, z) = (X, Y, Z)$ となるような特異点では、式(24)、(25)の関係が精度よく成立することから、上式中の[]内は、単に解析的な積分項のみを用いて算定すればよい。

ii) 特異性が現れない条件下での算定法：湧き出し点と流体中の着目する点との間の距離が大きくなると、上述したような特異関数は、積分領域の面要素内でほとんど変化しない。このため、特異関数の積分は、十分な精度でもって数値積分により近似算定できる。また、このような方法によると、式(26)中の[]内の補正項は不要で、ハンケル関数や変形された第2種ベッセル関数のみが残ることになる。

しかしながら、このような条件下では、3. 1で述べたように G_E の級数の収束性がよいことから、式(26)のような厳密な算定を必ずしも必要とせず、従来よりの有限級数和で近似して、数値積分により算定するという方法を用いても十分な算定精度が期待できる。しかもこのような近似算定法の方が、上述したような方法に比較して演算時間が少なくすむなどの利点がある。

一方、 α についても、特異関数の挙動に着目して上記したような2つの条件の場合に分離して算定することができる。この際、特異点近傍の条件下では、3次元的な湧き出し関数や水平2次元的な湧き出し関数についても解析的な積分を介した算定が必要になることを付記しておく。

4. 算定結果

4. 1 鉛直円柱についての解析的な算定結果との比較

図-2は、鉛直円柱の水平波力 F_x に関するMacCamyらの解析結果⁴⁾と本研究による算定結果との比較を、 kr_B (r_B :円柱の半径)による変化で示す。図中では、次式で定義される無次元波力で表示してある。

$$F_x^* = F_x / (\rho g h r_B^2 / 2) \quad (27)$$

ここに、 ρ : 流体密度である。

この算定は、円柱の没水表面を計120個の等面積の四辺形パネルに分割して行ったもので、一つの面積要素の平方根と半径との比 $\sqrt{\Delta S} / r_B$ は、約0.3になっている。そして、図中では、数値算定結果の

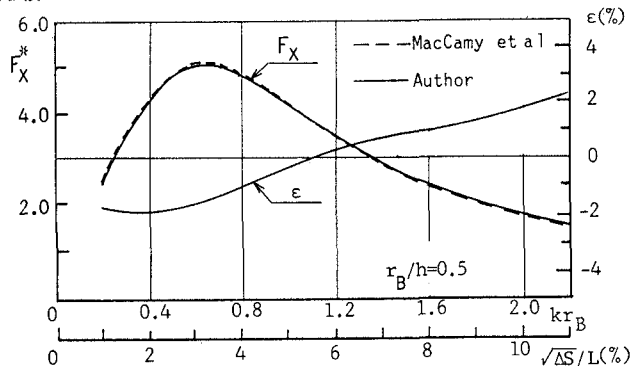


図-2 鉛直円柱に作用する水平波力の解析解との比較 (総パネル数 $J = 120$)

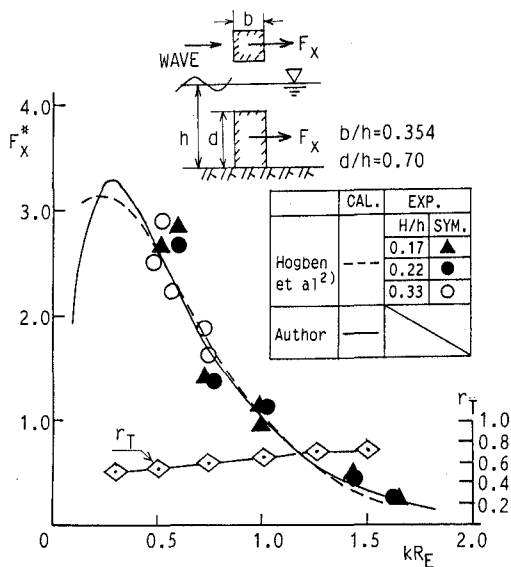


図-3 没水式の正方角柱に作用する水平波力
(Hogbenら²⁾の結果との比較)

解析結果に対する相対誤差 ε の $\sqrt{S}/L$ (L : 波長) による変化についても検討できるようにしてある。この図より、 F_x の数値算定結果と解析的な算定結果とは、2~3%程度の誤差の範囲内で一致しており、本研究で開発した数値解析法が有効なものであることがわかる。

また、このような数値解析法では、四角形パネルの一辺の長さを波長の1割程度以下にすれば、十分に精確な算定が行えるものと言えよう。なお、Garrison⁵⁾によっても、級数型と積分型の両グリーン関数を用いる算定法に基づき上記と同様の算定条件下で数値算定誤差 ε が求められているが、この場合 ε は4~7%の範囲にあることが報告されており、本研究の算定法による算定誤差より大きくなっている。

4. 2 従来の結果との比較

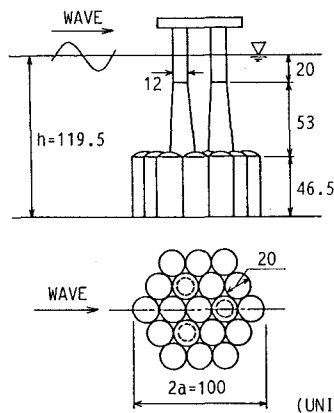
1) 没水式の正方角柱: 図-3は、Hogbenら²⁾による没水式の正方角柱に作用する水平波力 F_x の実験結果および算定結果と本研究の数値算定結果との比較を示す。図中では、次式で定義される無次元水平波力 F_x^* で表してある。

$$F_x^* = F_x / (\rho g h r_E^2 / 2)$$

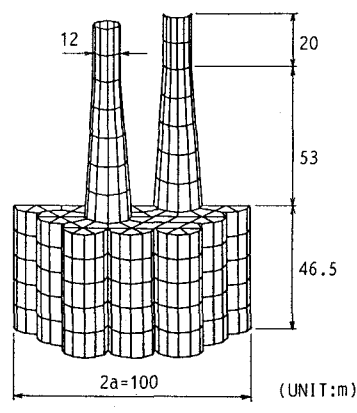
(28)

ここに、 r_E : 正方角柱と同じ断面積を有する円柱の半径に相当する量で、正方角柱の一辺の長さを b とすると $r_E \approx 0.564b$ の関係がある。

なお、Hogbenらの算定結果は、従来の積分型と級数型の両グリーン関数を用いる方法によるものである。また、本研究の算定結果は、正方角柱の没水表面を、最小周期の波に対して3.1で明らかにした基準が満足される



(a) 概略図



(b) パネルへの分割図

図-7 重力式プラットフォーム"コンディープ"

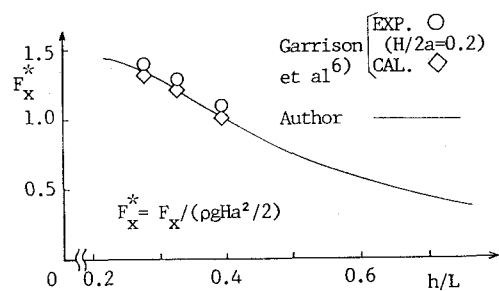


図-4 "コンディープ" に作用する水平波力
(Garrisonら⁵⁾の結果との比較)

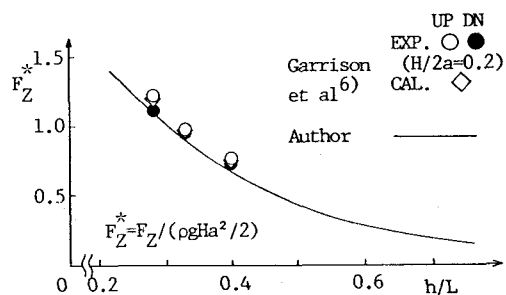


図-5 "コンディープ" に作用する鉛直波力
(Garrisonら⁵⁾の結果との比較)

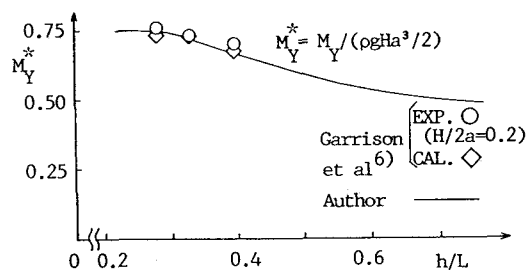


図-6 "コンディープ" に作用する転倒モーメント
(Garrisonら⁵⁾の結果との比較)

ように計576個の四辺形パネルに分割して求めたものである。この図より、従来の方法による F_x の算定結果と本研究の算定結果とは、 kr_E の小さな場合を除けば、ほぼ一致しており、実験結果との対応もよいことがわかる。そして、 kr_E が小さなときの両算定結果の差異は、Hogbenらの算定が横軸の値についてかなり大きな刻み幅で行われていることによるものと考えられる。また、図-3中にの r_T は、没水式正方角柱を対象として、本研究で導いた級数型グリーン関数法による計算時間と従来の級数型および積分型の両グリーン関数を用いる方法による計算時間との比を表す。この図から、級数型グリーン関数法を用いると、図中に示すような水深条件の没水式正方角柱の場合、計算時間がほぼ3~5割程度削減できることやその効率化は kr_E の小さな浅海条件の場合により顕著になることなどがわかる。

ii)重力式プラットフォーム：図-4~6は、北海で建設されたコンクリート製の重力式プラットフォーム“コンディープ”に作用する波力の模型実験結果⁶⁾と本研究による数値算定結果との比較を示す。コンディープは、図-7(a)に概略を示すように多列円筒からなる基礎部とそれらの中の3本の円筒が水面にまで伸びたタワー部とから構成されている。図-7(b)には、算定に用いた四辺形パネルへの分割図をコンディープの没水表面の1/2について示す。この1/2の没水表面に対するパネル総数は、381個である。図-4, 5は、それぞれ水平波力 F_x 、鉛直波力 F_z 、転倒モーメント M_y を表す。これらの図より、実験結果は、算定結果を多少上回る傾向が見られるが、両結果はほぼ一致しているものと言えよう。また、Garrisonら⁶⁾によっても、同様の算定が、実験波に限定して級数型と積分型の両グリーン関数を用いる方法に基づき行われており、この結果についても図中に併せ示した。なお、この算定では、底部の円筒形状が無視されていることやタワー部の作用波力がモリソン式で与えられているなど、本研究による算定とは異なっているが、定量的に両者はほぼ一致した結果となっている。

5. 結語

(1)特異点付近における3次元波動場のグリーン関数およびその法線微分値は、本研究で明らかにした級数型表示のグリーン関数に基づく算定法を用いて、従来の積分型の表示に基づくものより精確にしかもより少ない計算時間で算定できる。そして本算定法は、従来のものに比較して簡潔で、含まれる特異関数も明示されているなど合理的な方法である。

(2)級数型表示のグリーン関数の算定法を適用した湧き出し分布を用いて、重力式プラットフォームなどの大型海洋構造物に作用する波力が効率よくしかも精確に算定できる。

最後に、本研究を実施するに当たり、愛媛大学大学院生の小野正順氏（現大阪大学助手）並びに野村周吾氏には計算プログラムの開発等に多大なる御助力をいただいた。記して謝意を表する次第である。

また本研究は、文部省科学研究費一般研究（C）による成果の一部であること付記しておく。

参考文献

- 1)Garrison, C. J.:Hydrodynamic loading of large offshore structures. Three-dimensional source distribution method. In Numerical Methods in Offshore Engineering, eds. O. C. Zienkiewicz, R. W. Lewis and K. G. Stagg, Wiley, pp.97-140, 1978.
- 2)Hogben, N. and Standing, R. G.:Wave loads on large bodies, Proc. Int. Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, pp.258-277, 1974.
- 3)Wehausen, J. V. and Laitone, E. V.:Surface waves. In Handbuch der Physik, ed. S. Flugge, Springer-Verlag, Vol.IX, pp.446-778, 1960.
- 4)MacCamy, R. C. and Fuchs, R. A.:Wave forces on piles. A diffraction theory. U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Tech. Memo No.69, 1954.
- 5)Garrison, C. J.:Hydrodynamics of large objects in the sea, Part I-Hydrodynamic analysis. J. of Hydrodynamics, Vol.8, pp.5-12, 1971.
- 6)Garrison, C. J., Torum, A., Iverson, C., Leviseth, S., and Ebbesmeyer, C. C.:Wave forces on large volume structures-A comparison between theory and model tests. Proc. Offshore Tech. Conf., Paper No. OTC 2137, Vol.II, pp.1061-1070, 1974.