ストリップ法における Diffraction ポテンシャルの近似計算法の精度向上について

大松重雄*，松井貞興**

On the Improvement of Approximate Calculation Method of Diffraction Potential in Strip Method

by

Shigeo OHMATSU　and　Sadaoki MATSUI

Abstract

Currently, NSM (New Strip Method) and STF (Salvesen-Tuck-Faltinsen) method are mainly used as strip method obtaining ship responses in waves. The main difference is in the evaluation method of wave exciting forces due to the diffraction wave field. In NSM, an approximation method is used in which the diffraction potential is expressed by radiation potentials according to the " relative motion hypothesis". In the STF method, the wave exciting forces are obtained by the integration of radiation potential by applying Green's formula to the diffraction potential and the radiation potential. Although this STF method can be said to be an exact method in the range of linear theory, it can not calculate the pressure distribution on the ship surface because the diffraction potential is not obtained. On the other hand, NSM can calculate pressure distribution, but due to the approximate calculation that a uniform flow velocity acts on the ship cross section by "relative motion hypothesis", it is expected that the accuracy will be worse in the short wavelength region in beam sea condition.

In this paper, a new approach for predicting diffraction potential is proposed. The present method follows the NSM and it takes into accounts the terms that were overlooked in the NSM. In order to confirm the improvement by present method, the calculation of exact and approximate diffraction potentials and wave exciting forces in the two-dimensional wave field were performed. And it was shown that the agreements between this approximation and exact solution were quite satisfactory even in short wavelength range in beam sea condition. In addition, it is analytically shown that the calculation formula of wave exciting forces by present method is almost equivalent to that of STF method.

＊　元企画部特別研究員，＊＊ 構造安全評価系
原稿受付　2019 年 4 月 1 日
審 査 日　2019 年 6 月 7 日

目　次

記　号

$\boldsymbol{b}, \boldsymbol{d}, \boldsymbol{S}$：船体断面の半幅，吃水，断面積
$\boldsymbol{\lambda}$：入射波の波長
$\boldsymbol{\varsigma_a}$：入射波の波高
$\boldsymbol{\beta}$：入射波の波向き
$\boldsymbol{k}$：入射波の波数　$\boldsymbol{k = \omega^2/g}$
$\boldsymbol{\Phi_0}, \boldsymbol{\varphi_0}$：入射波の速度ポテンシャル
$\boldsymbol{\Phi_7}, \boldsymbol{\varphi_7}$：Diffraction 速度ポテンシャル
$\boldsymbol{\varphi_j}$：Radiation 速度ポテンシャル
$\boldsymbol{n_j}$：船体表面の法線ベクトル　（ここで　$\boldsymbol{j = 1\, surge,\ j = 2\ sway,\ j = 3\ heave,\ j = 4\ roll}$　を表す）
$\boldsymbol{a_{ij}}, \boldsymbol{b_{ij}}$：Radiation 流体力の付加質量係数と減衰力係数
$\boldsymbol{f_j^S}$：2 次元断面に働く波浪強制力（diffraction ポテンシャルによる強制力）
$\boldsymbol{E_j^S}$：3 次元波浪強制力（diffraction ポテンシャルによる強制力）

1.　まえがき

波浪中での船体応答を求める計算法としてストリップ法が実用に供されて久しい [1]．現在，ストリップ法として主に使われているのは NSM(New Strip Method)[1)2)] と STF(Salvesen-Tuck- Faltinsen)法 [3)] である．この両者の主な違いは diffraction 流場による波浪強制力の求め方にある．NSM では “相対運動の仮定” により diffraction ポテンシャルを radiation ポテンシャルを用いて表現するという近似法がとられている [2)]．STF 法では波浪強制力を求める際に diffraction ポテンシャルと radiation ポテンシャルに Green の公式を適用して，diffraction ポテンシャルを求めることなく，radiation ポテンシャルの積分で波浪強制力を求めている [3)]．STF のこの方法は線形理論の範囲では厳密な方法と言えるが，diffraction ポテンシャルは求めないので，船体表面の圧力分布等の計算はできない．一方 NSM では圧力分布も計算できるが，“相対運動の仮定” により船体断面に一様の流速が働くという近似計算のため，縦波状態の長波長域以外では精度が落ちることが予想される．

そこで本論では，NSM の手法を踏襲しつつ，NSM で見落とされていた項を考慮することにより，横波状態でも精度の高い近似法を導いた．この本法による diffraction ポテンシャル及び波浪強制力の精度向上については，2 次元波浪場で確認計算を行った．また，本法による波浪強制力の計算式は STF 法のそれとほぼ同等のものであることを解析的に示した．

2.　Diffraction ポテンシャルの近似計算法

2.1 従来の NSM の考え方

まず初めに，従来の NSM における diffraction ポテンシャルの扱い方について記述しておく[2)]．座標系を図 1 のように定める．波浪中に固定された船体によって攪乱された流場は，下記の入射波のポテンシャルと diffraction ポテンシャルの和で表される．

$$\Phi_0(x,y,z;t) = Re\left\{\frac{ig\varsigma_a}{\omega}\varphi_0(x,y,z)e^{i\omega_e t}\right\}$$

$$\varphi_0(x,y,z) = e^{kz-ik(xcos\beta+ysin\beta)} \qquad (2.1)$$

$$\Phi_7(x,y,z;t) = Re\left\{\frac{ig\varsigma_a}{\omega}\varphi_7(x,y,z)e^{i\omega_e t}\right\} \qquad (2.2)$$

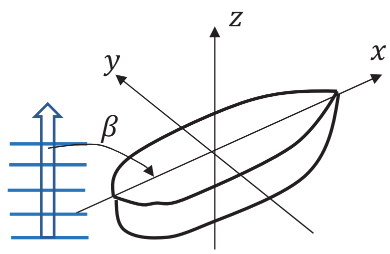

図 1　座標系

Diffraction ポテンシャルの船体表面条件は

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial n} = -\left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}n_1 + \frac{\partial\varphi_0}{\partial y}n_2 + \frac{\partial\varphi_0}{\partial z}n_3\right) \qquad (2.3)$$

で与えられるが，(2.1)式のφ_0を代入し，またn_1は小さいとして無視すると

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} \cong ke^{kz-ik(xcos\beta+ysin\beta)}[i\,sin\beta\,n_2\ - n_3] \qquad (2.4)$$

となる．この(2.4)式の右辺で，$y = 0$と固定することにより

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} \cong e^{-ikxcos\beta}\{-k[e^{kz}n_3] + i\,sin\beta\,k[e^{kz}\ \ n_2\,]\ \} \qquad (2.5)$$

とする．さらに図 2 のような船体を想定し，z座標も(2.5)式の右辺第 1 項では$z = -d$に固定，第 2 項では$z = -d/2 \equiv -d_s$に固定する．
（第 1 項項で$z = -d$ではなく、$z = -d' = -S/(2b)$とすることもあるが、ここでは簡単のため$z = -d$とする）
こうして物体表面条件

$$\frac{\partial\varphi_j}{\partial n} = n_j \qquad (2.6)$$

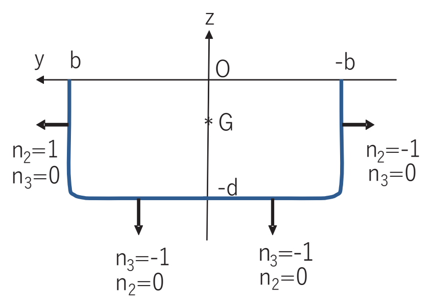

図 2 想定船型と法線ベクトル

を満足する radiation ポテンシャルで diffraction ポテンシャルを表わすと

$$\varphi_7 \cong e^{-ikxcos\beta}\{-ke^{-kd}[\varphi_3] +\ i\,sin\beta\ ke^{-kd_s}[\ \varphi_2\ ]\} \qquad (2.7)$$

が得られる．これが NSM における diffraction ポテンシャルの考え方である．
右辺第 1 項において，$y = 0$とせず，$e^{-ikysin\beta}$の底面における平均値

$$\frac{1}{2b}\int_{-b}^{b}\cos(kysin\beta)\,dy = \frac{\sin(kbsin\beta)}{kbsin\beta} \equiv c_1 \qquad (2.8)$$

を修正係数として導入することも行われている．その場合は

$$\varphi_7 \cong e^{-ikxcos\beta}\{-c_1 ke^{-kd}[\varphi_3] + i\, sin\beta\, ke^{-kd_s}[\,\varphi_2\,]\,\} \tag{2.9}$$

と表される．ここで右辺第 1 項は左右対称成分，2 項は反対称成分を表すことになる．したがって，波浪強制力を求める際には，heave 力に関しては第 1 項のみで，sway 力，roll モーメントに関しては第 2 項のみで求められることになる．

縦波の状態，及び波長が長い時はこの近似式で十分精度が出るだろうが，(2.5) 式を導く過程で、$y = 0$ と固定しているため、横波で波長が短い時には誤差が大きくなることが予想される．

2. 2 新しい精度向上法の考え方

前に述べた NSM では(2.4)式において y, z を固定点としたが，ここでは(2.4)式をそのまま次のように書き下して考えてみる．

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} \cong ke^{-ikxcos\beta}e^{kz}\{\cos(kysin\beta) - isin(kysin\beta)\}[\,-n_3 + i\, sin\beta\, n_2]$$

$$= ke^{-ikxcos\beta}\left\{\begin{array}{c} -e^{kz}\cos(kysin\beta)\,[n_3] \\ +i\, e^{kz}\sin(kysin\beta)\,[n_3] \\ +i\, sin\beta\, e^{kz}\cos(kysin\beta)\ [n_2] \\ +sin\beta e^{kz}\sin(kysin\beta)\ [n_2] \end{array}\right\} \tag{2.10}$$

ここで図 2 のような船体を想定すると，(2.10)式右辺のカッコの中の第 1 項からは NSM の場合と同様，

$$\varphi_7^1 = e^{-ikxcos\beta}\{-c_1 ke^{-kd}[\varphi_3]\,\} \tag{2.11-1}$$

が得られる．第 2 項においては，$\sin(kysin\beta) \cong kysin\beta$ と置き、通常の船体中央断面を考慮して、$y[n_3] \cong y[n_3] - z[n_2] = [n_4]$ とすることにより」

$$\varphi_7^2 = e^{-ikxcos\beta}\{ik^2\, sin\beta\, e^{-kd}[\varphi_4]\,\} \tag{2.11-2}$$

が得られる．第 3 項については，$\cos(kysin\beta)|_{y=\pm b} = \cos(kbsin\beta)$ であるので

$$\varphi_7^3 = e^{-ikxcos\beta}\{ik\, sin\beta\, e^{-kd_s}\cos(kbsin\beta)\,[\varphi_2]\,\} \tag{2.11-3}$$

が得られる．このcosの項を 1 と置くと NSM の場合と一致する．最後に第 4 項においては，$\sin(kysin\beta)\times[n_2]$は左右の側面において同符号となるので，図 3 のように左右対称に膨らんだり縮んだりするモードの radiation ポテンシャルを考えれば(それをφ_B と書くことにする)，この第 4 項からは以下のような速度ポテンシャルの成分が導かれる．

$$\varphi_7^4 = e^{-ikxcos\beta}\{k\, sin\beta\, e^{-kd_s}sin(kbsin\beta)\,[\varphi_B]\,\} \tag{2.11-4}$$

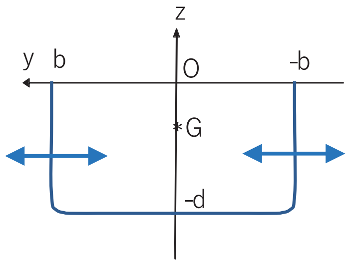

図 3 φ_Bの運動モード

以上をまとめると，

$$\varphi_7 = e^{-ikxcos\beta}\{-c_1 ke^{-kd}[\varphi_3] + k\, sin\beta\, e^{-kd_s}sin(kbsin\beta)\,[\varphi_B]\,\}$$
$$+e^{-ikxcos\beta}\{ik\, sin\beta\, e^{-kd_s}\cos(kbsin\beta)\,[\varphi_2] +\ ik^2\, sin\beta\, e^{-kd}[\varphi_4]\} \tag{2.12}$$

となる．右辺 1 行目が左右対称成分，2 行目が反対称成分である．従来の(2.9)式と比べると，1 行目，2 行目それぞれの第 2 項，および 2 行目第 1 項の$cos(kbsin\beta)$が新たに加わったことになる．ここで明らかなことは，縦波状態すなわち $\beta = 0, \pi$ のときには(2.9)(2.12)式ともに右辺の第 1 項のみが残り，両者一致する．また新たに加わった(2.12)式右辺第 2 項と第 4 項はともにk^2のオーダーであるので，長波長域では影響が小さくなることがわかる．しかしながら，横波，短波長域では新たに加わった項の影響は無視できないであろう．それを次の章で確認する．

3.　　2 次元流場における精度向上の確認

3.1 Diffraction ポテンシャルの精度向上の確認

ここでは 2 次元流場の radiation/diffraction 問題の計算プログラム（境界要素法）を用いて，diffraction ポテンシャルの厳密解と，前に述べた diffraction ポテンシャルの近似式(2.9)式及び(2.12)式による値を比較することによって近似精度を確認する．

$\beta = 90°$ の場合は，(2.9)式及び(2.12)式の diffraction ポテンシャルは次のようになる．

$$\varphi_7 \cong -c_1 k e^{-kd}[\varphi_3] + i\, k e^{-kd_s}[\,\varphi_2\,] \qquad (2.9')$$

$$\varphi_7 = -c_1 k e^{-kd}[\varphi_3] + k\ e^{-kd_s} sin(kb)\,[\varphi_B] \\ +ik\ e^{-kd_s}\cos(kb)\,[\varphi_2] + ik^2\ e^{-kd}[\varphi_4] \qquad (2.12')$$

2 次元計算プログラムでは，任意の浮体の$\varphi_7, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$を求めることができる．$\varphi_B$は通常の計算プログラムでは準備されていないが，sway モードの物体表面条件を左右対称に，つまり$|n_2|$とすれば，簡単に求めることができる．得られた,$\varphi_2, \varphi_3, \varphi_4, \varphi_B$　を(2.9’)(2.12’)式の右辺に代入して得た diffraction ポテンシャルと計算プログラムで得たφ_7の比較を行う．その際，左右対称成分，左右反対称成分ごとに比較する．そのために，計算プログラムで得たφ_7も対称成分と反対称成分に分離して比較の対象（厳密解）とする．計算対象にした船型は，図 4 に示すような，実用船型の平均的な値として $H_0 = b/d = 1.85$ ， $\sigma = 0.96$ の Lewis Form 船型とした．以下に，この船型について波数 $kd = 0.5$の結果を示す．これは$d/L = 0.05$とすると$\lambda/L \cong 0.63$に対応する．

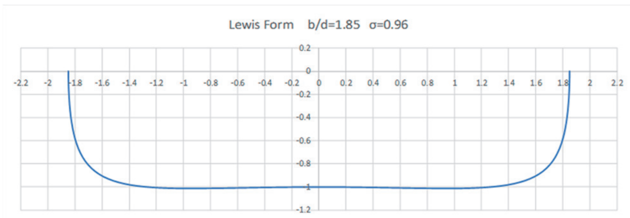

図 4　計算に供した Lewis Form 船型

はじめに diffraction ポテンシャルの左右対称成分の実部及び虚部の比較を図 5(a)(b)に示す．

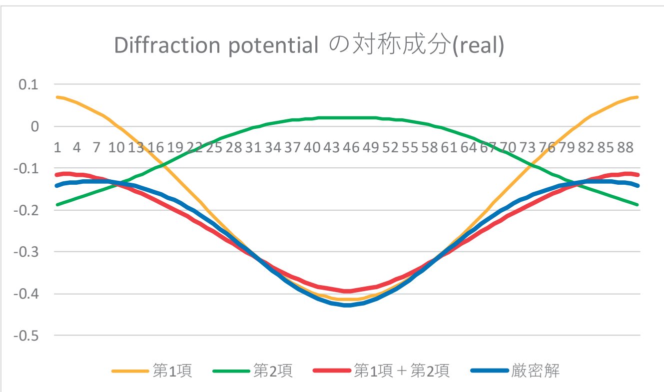

図 5(a) 左右対称成分の実部

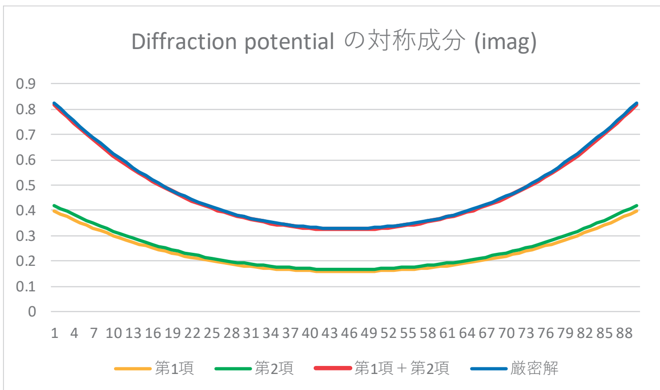

図 5(b) 左右対称成分の虚部

ここで横軸は浮体断面の浸水線に沿う標点で，橙色線は(2.12')式の第 1 項，すなわち従来の NSM と同じ項である．緑色線は(2.12')式の第 2 項，すなわち新しく加わったφ_Bの項である．そして赤色線が第 1 項と第 2 項の和，青色線が厳密解を示す．この対称成分の比較でわかることは，$\lambda/L \cong 0.63$の短波長域においても(2.12)式は非常に精度が良いということ，その際，第 2 項φ_Bの項が無視できないということである．

次に反対称成分の比較結果を図 6(a)(b)に示す．

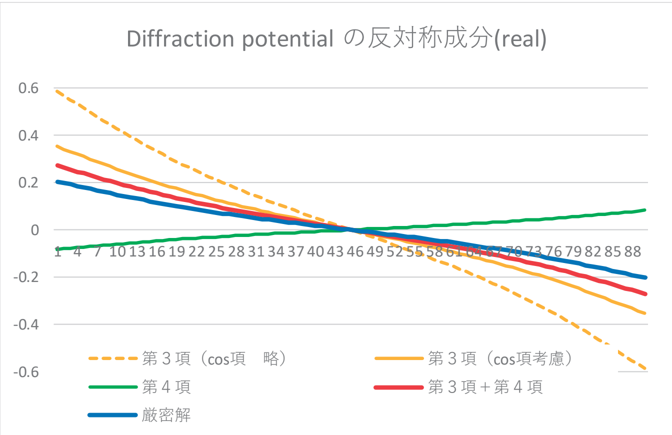

図 6(a) 左右反対称成分の実部

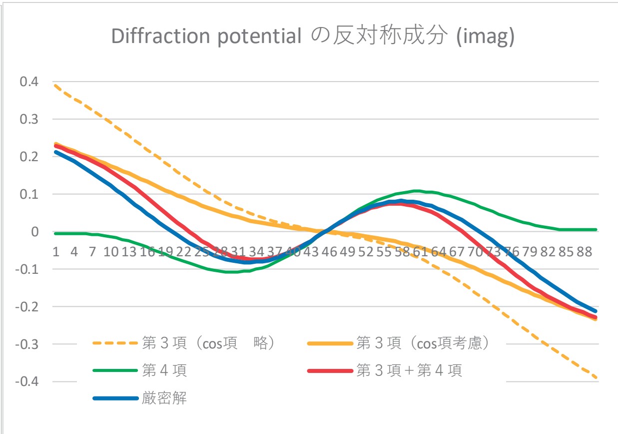

図 6(b) 左右反対称成分の虚部

ここで橙色の破線は(2.12')式第 3 項で cos 項を 1 としたもの，すなわち従来の NSM に対応する．この反対称成分の比較でわかることは，第 3 項の$\cos(kb)$が無視できないこと，第 4 項のφ_4の項も効果があるということである．ただし，ここでは示していないが，$b/d = 1$ 程度の幅の狭い船型ではφ_4の項は効果が見られない．

以上により，(2.12)の推定式で diffraction ポテンシャルを短波長域でも精度良く求められることがわかった．また，従来の推定式(2.9)式では，（ここでは示していないが$\lambda/L \cong 1.0$程度の中波長域でも）精度が悪いということがわかった．

3.2 波浪強制力の精度向上の確認

前節では，特定の周波数で(2.12)式の速度ポテンシャルの検証を行ったが，ここでは速度ポテンシャルの積分による波浪強制力の場で，広範囲の周波数にわたって推定精度の検証を行う．

2 次元断面に働く波浪強制力は diffraction ポテンシャルの積分により以下のように与えられる．

$$f_j^S = \int_{CH} \varphi_7 \cdot n_j dl \tag{3.1}$$

ここで(3.1)式に(2.12')式を代入し，

$$\int_{CH} \varphi_i \cdot n_j dl \equiv \{a_{ij} - ib_{ij}\} \tag{3.2}$$

と表記すると，2 次元断面に働く波浪強制力が以下のように得られる．

Heave force

$$f_3^S = -c_1 k e^{-kd}\{a_{33} - ib_{33}\} + k e^{-kd_s} sin(kb)\{a_{B3} - ib_{B3}\} \tag{3.3}$$

Sway force

$$f_2^S = i \;\; k e^{-kd_s} \cos(kb)\{a_{22} - ib_{22}\} + i \;\; k^2 e^{-kd}\{a_{42} - ib_{42}\} \tag{3.4}$$

Roll moment

$$f_4^S = i \;\; k e^{-kd_s} \cos(kb)\{a_{24} - ib_{24}\} + i \;\; k^2 e^{-kd}\{a_{44} - ib_{44}\} \tag{3.5}$$

このようにして求めた断面力と，2 次元 diffraction 問題を厳密に解いて得たφ_7を積分して求めた断面力（厳密解と呼ぶ）との比較を行う．

以下にそれぞれの強制力の比較結果を示すが，船型は前と同じ$H_0 = b/d = 1.85$，$\sigma = 0.96$ の Lewis Form 船型である．また以下の図で横軸はλ/Lを示す（$d/L = 0.05$ で換算した）．まず heave force を図 7 に示す．

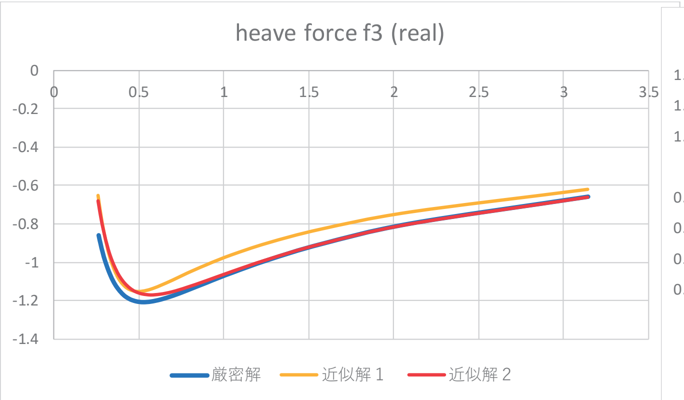

図 7(a) Heaveforce の実部

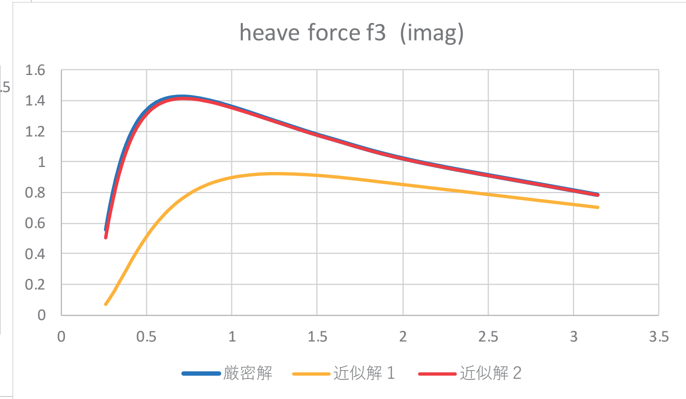

図 7(b) Heave force の虚部

ここで近似解 1 は(3.3)式の右辺第 1 項のみ（従来法），近似解 2 は(3.3)式の右辺第 2 項も加えたものである．近似解 2 は厳密解と非常に良く一致する．また，特に虚部において第 2 項の影響が大きいことがわかる．このことは図 5 のポテンシャルの比較結果とも符合する．次に，sway force, roll moment を図 8，図 9 に示す．

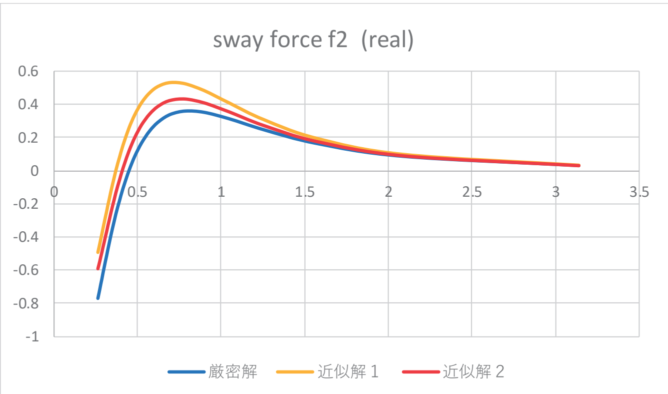

図 8(a) Sway force の実部

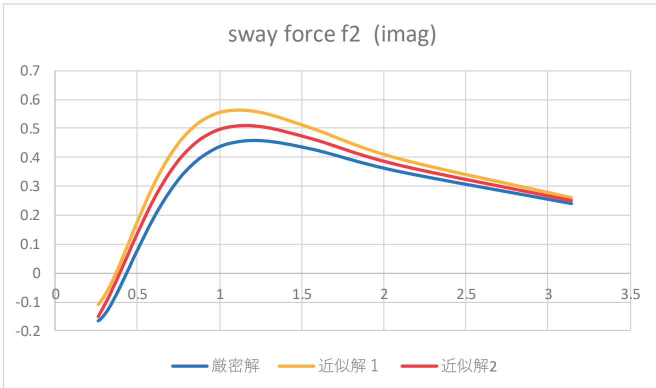

図 8(b) Sway force の虚部

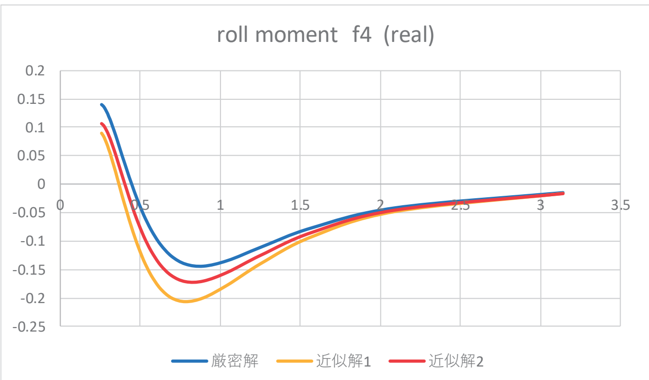

図 9(a) Roll moment の実部

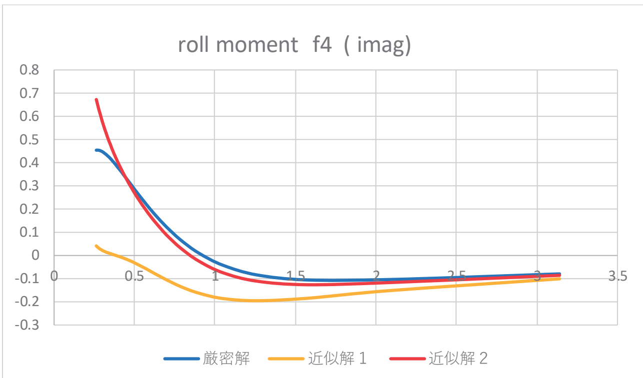

図 9(b) Roll moment の虚部

ここで近似解 1 は(3.4)(3.5)の右辺第 1 項のみ（従来法に cos 項を乗じたもの），近似解 2 は第 2 項も加えたものである．第 2 項を考慮することにより，より厳密解に近くなることがわかる．

(3.4)(3.5)式の第 1 項における cos 項の影響を見るために，従来法のように cos 項を入れないで sway force を求めてみたのが下図である．

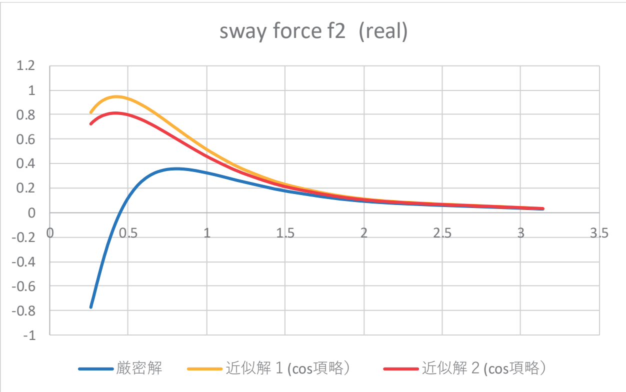

図 10(a) Sway force の実部(cos 項略)

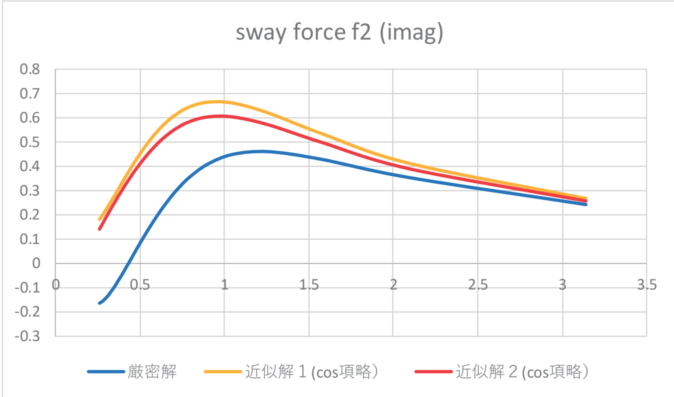

図 10(b) Sway force の虚部(cos 項略)

図 8 と図 10 の比較により，中波長，短波長域では第 1 項の cos 項が大きく作用していることがわかる．

以上により，力の場でも(2.12)式の近似法が短波長域にわたって非常に有効であることが確かめられた．

4. STF 法との比較

ここでは本法と STF 法 [3]の関係を見てみる． STF 法では波浪強制力を求める際に，radiation ポテンシャルと diffraction ポテンシャルに Green の公式を適用して，

$$E_j^S = \iint_{SH} \varphi_7 \cdot n_j dS = \iint_{SH} \varphi_7 \cdot \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} dS = \iint_{SH} \varphi_j \cdot \frac{\partial \varphi_7}{\partial n} dS = -\iint_{SH} \varphi_j \cdot \frac{\partial \varphi_0}{\partial n} dS$$

$$= \iint_{SH} \varphi_j \cdot k e^{kz-ik(x\cos\beta+y\sin\beta)}[i \sin\beta\, n_2 - n_3] dS$$

$$= k \int_L e^{-ik(x\cos\beta)} dx \int_{CH} \varphi_j \cdot e^{kz-ik(y\sin\beta)}[i \sin\beta\, n_2 - n_3] dl \qquad (4.1)$$

として，コンターCH上の積分では 2 次元の radiation 速度ポテンシャルを用いるとしている．
この方法はφ_jに 2 次元のものを用いる点以外は厳密な方法であり，強制力を精度良く求めることができるだろう．
ただし，この方法の欠点は

・波向きが変わるごとにコンター上の積分をしなければならない

・力は求められるけれども，diffraction ポテンシャル（従って圧力分布は）は求められない

ということである．

次に，STF 法による(4.1)式の 2 次元断面波浪強制力と，本法によるそれとの比較を，簡単のために$\beta = 90°$の場合について示す．

Heave force は STF 法では

$$f_3^S = k \int_{CH} \varphi_3 \cdot e^{kz-iky}[i\ n_2 - n_3] dl$$

$$= -k \int_{CH} e^{kz} \cos ky\ \ \varphi_3 \cdot n_3\, dl + k \int_{CH} e^{kz} \sin ky\ \ \varphi_3 \cdot n_2\, dl \qquad (4.2)$$

本法では

$$f_3^S = -ke^{-kd}\frac{\sin(kb)}{kb}\{a_{33} - ib_{33}\} + ke^{-kd_s}sin(kb)\{a_{B3} - ib_{B3}\} \qquad (3.3)$$

これらはそれぞれ右辺第 1 項同士，第 2 項同士が対応していることがわかる．もちろんコンターに沿う積分を行う STF 法の方が精度は良いだろうけれども，(3.3)もほぼ同じ結果を与えるであろう．(3.3)の第 2 項において，φ_Bを解くのでなく，φ_3を用いて，φ_3に$|n_2|$を乗じて積分すれば$\{a_{B3} - ib_{B3}\}$が得られる．しかしその場合は diffraction ポテンシャルは得られない．

Sway force は STF 法では

$$f_2^S = k\int_{CH}\varphi_2 \cdot e^{kz-iky}[i\ n_2\ - n_3]dl$$

$$= ik\int_{CH}e^{kz}cosky\ \ \varphi_2 \cdot n_2\, dl + ik\int_{CH}e^{kz}sinky\ \ \varphi_2 \cdot n_3\, dl \qquad (4.3)$$

本法では

$$f_2^S = ike^{-kd_s}\cos(kb)\{a_{22} - ib_{22}\} + ik^2e^{-kd}\{a_{42} - ib_{42}\} \qquad (3.4)$$

(4.3)式の第 2 項において，$sinky \approx ky$として，$yn_3 \approx yn_3 - zn_2 = n_4$とすると，(3.4)の第 2 項と対応することがわかる．Roll moment についても同様である．

以上により，STF 法による強制力と本法による強制力はほぼ一致するであろうことが解析的に示された．

なお，上に述べた diffraction ポテンシャルは求められないという STF 法の欠点を補うために，

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial n} \cong ke^{kz-ik(xcos\beta+ysin\beta)}[i\ sin\beta\ n_2\ - n_3] \qquad (2.4)$$

の境界条件を，2 次元断面で解く方法がとられることがある．すなわち，

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} = ke^{kz-ik(ysin\beta)}[i\ sin\beta\ n_2\ - n_3] \qquad (4.4)$$

という物体表面条件を満足するφ_7を 2 次元の境界要素法などで解く方法である．

もちろんこの方法が一番精度が良いだろうけれども，波向きごとに積分方程式を解かなければならない．なお，この方法を STF 法と呼ぶ文献があるが [2)]それは正確ではない．オリジナルの STF 法は(4.1)式を用いる方法である．

5.　まとめ

本論文は NSM における diffraction ポテンシャル近似計算法の精度向上法を扱ったものである．これまでに得られた内容をまとめると以下のようになる．

- NSM の手法を踏襲しつつ, NSM で見落とされていた項を考慮することにより, 精度の高い近似法を導いた.
- 本法による diffraction ポテンシャル及び波浪強制力の精度向上については，2 次元波浪場で確認計算を行い，短波長域においても本法が有効であることが示された．
- 本法による波浪強制力の計算式は精度が高いと思われる STF 法のそれとほぼ同等のものであることを解析的に示した．
- 本論では図 2 に示したような船型を想定して(2.12)式の近似式を導いたが，付録に示すように，この近似式の適用範囲は広いようである．

なお，計算機能力の発達した現在では、(4.4)式の境界条件で Diffraction 問題を直接解くことで厳密解が容易に得られるので、ここで示した改良法はいまや無用かもしれない。しかしながら、本法ではより簡便に精度良い解が得られるので、NSM の改良法としては有用であろう。また、波浪強制力の近似式を解析的に検討する際には(2.12)式はその出発点となるだろう。

参考文献

1) 高石敬史，黒井昌明「波浪中船体運動の実用計算法」日本造船学会第 2 回耐航性に関するシンポジウム (1977)

2) 柏木 正，岩下英嗣　「船体運動 耐航性能編」成山堂書店，P.115-116,　(2012)

3) N. Salvesen , E.O. Tuck and O. Faltinsen　“Ship Motions and Sea Loads”, Trans. SNAME, Vol.78, (1970)

付録　浮体断面が円型及び楔型の場合の diffraction ポテンシャルと波浪強制力

本論では図 2 のような矩形に近い断面を想定して近似式(2,12)を導いたので，それ以外の船型の場合にはどうなるだろうかという疑問が生じる．そこで図 11 に示す円型断面($\mathrm{H_0} = 1.0\,,\sigma = \pi/4$)と楔型($\mathrm{H_0} = 1.0\,,\sigma = 0.5$)について，本論文と同様の計算を行ってみた．

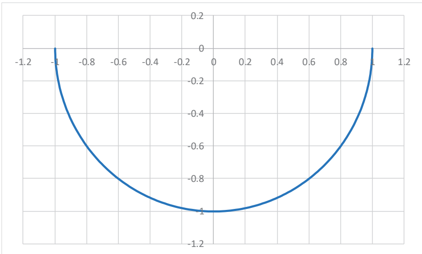

図 11 (a) 円型断面($\mathrm{H_0} = 1.0\,,\sigma = \pi/4$)

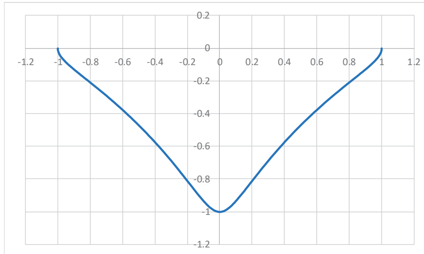

図 11 (b) 楔形断面($\mathrm{H_0} = 1.0\,,\sigma = 0.5$)

円型断面の場合の結果のうち対称成分のポテンシャルを図 12 に，heave force の結果を図 13 に示す．

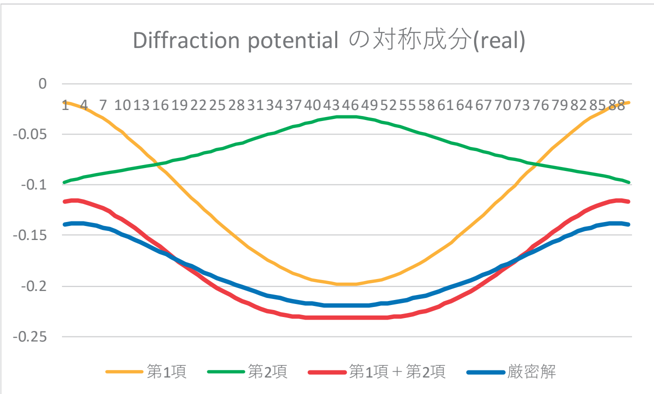

図 12 (a) 左右対称成分の実部（円型）

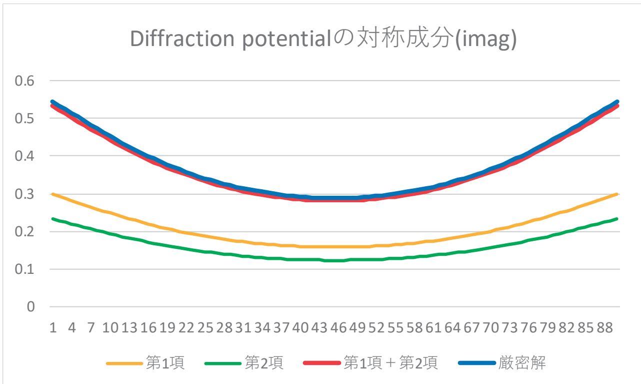

図 12 (b) 左右対称成分の虚部（円型））

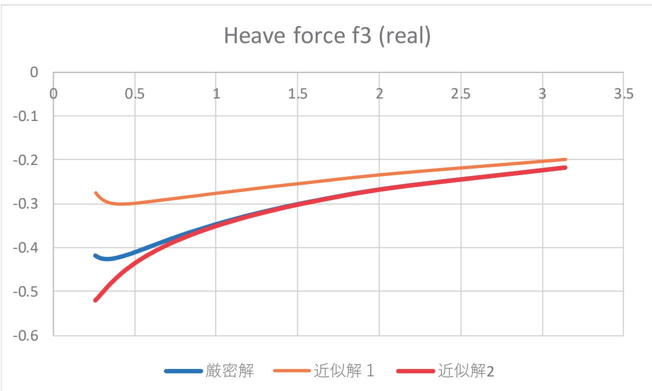

図 13 (a)　Heave force の実部（円型）

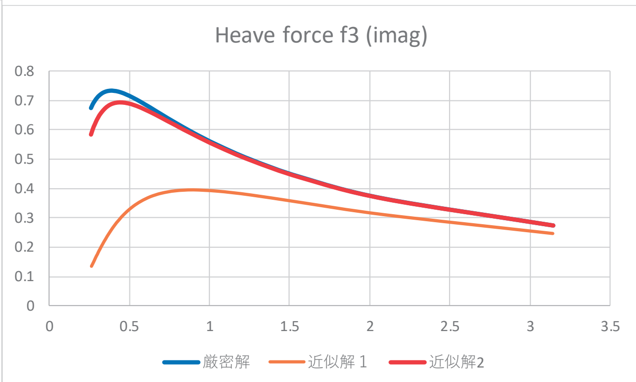

図 13 (b)　Heave force の虚部（円型）

楔型断面の場合の結果のうち対称成分のポテンシャルを図 14 に， heave force の結果を図 15 に示す.

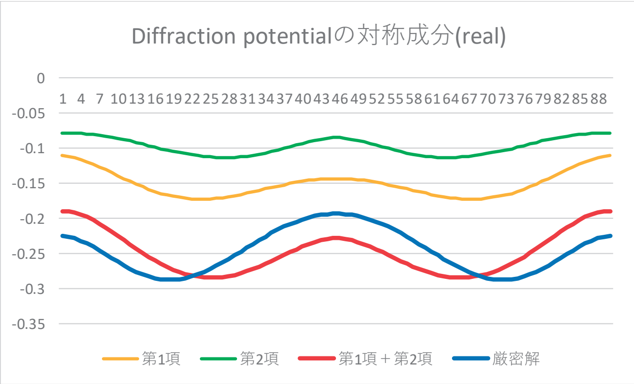

図 14 (a) 左右対称成分の実部（楔型）

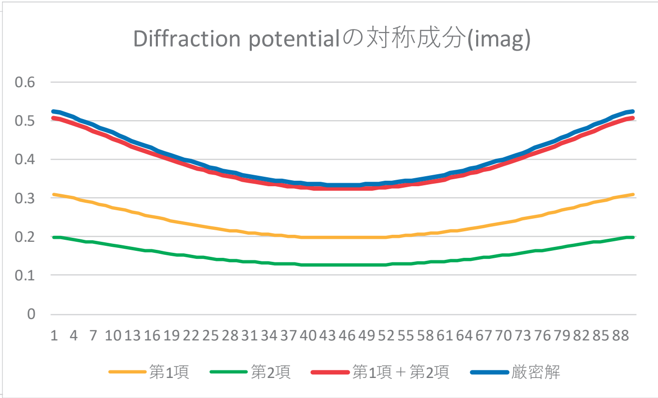

図 14 (b) 左右対称成分の虚部（楔型）

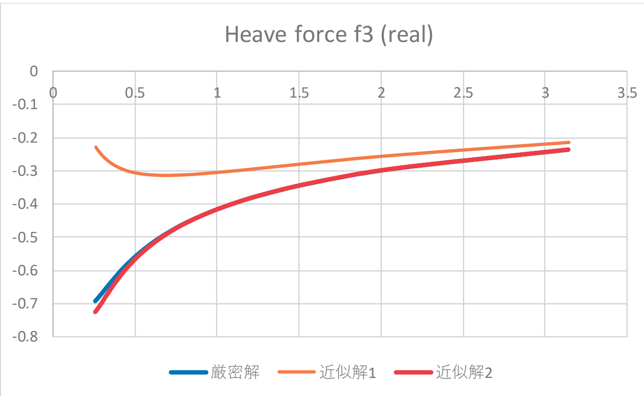

図 15 (a) Heave force の実部（楔型）

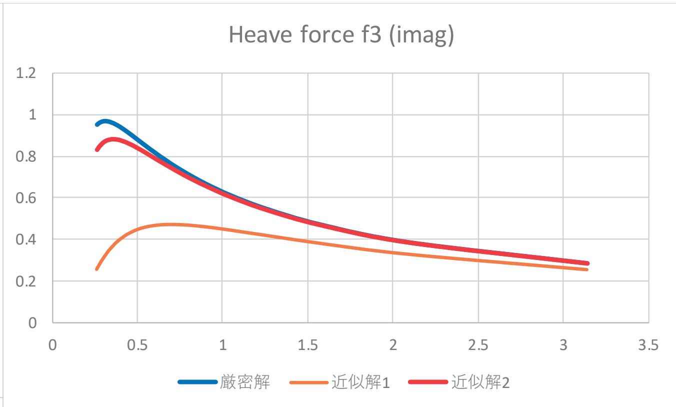

図 15 (b) Heave force の虚部（楔型）

ここには示していないが，反対称成分や sway force, roll moment に関しても同様の一致度であった．以上により，diffraction ポテンシャルの近似式(2.12)は想定船型とかなり違う断面形状に対しても高い近似度で適用できるようである。