

境界要素法による港内波高分布解析の実用性

Wave-height distribution analysis in harbors by boundary-element method

伊藤壮一*・柴田正和**

Soichi ITO and Masakazu SHIBATA

A boundary-element method is developed for computing the wave-height distribution in harbors to account for permeable breakwaters and walls of imperfect reflection. The method is examined in view of accuracy to predict the wave deformations due to the diffraction, reflection and water-depth change by comparing with the results of the method of matched asymptotic expansions. Where the method of matched asymptotic expansions is applicable, the solutions by both methods coincide with errors of a few percents, provided the element-lengths are less than one tenth the wavelength. A technique is also presented to apply the method to a huge harbor using the virtual permeable breakwaters.

Keywords: wave-height, boundary-element method, method of matched asymptotic expansions

1. はじめに

海洋海岸の波は一般に海域形状即ち水深分布と境界条件が複雑であるので、波高分布を求めるためには水理模型実験または数値シミュレーションに頼らざるを得ないことが多い。水理模型実験においては長さスケールを縮小する一方で液体(水)の物性(粘性率、表面張力)などは変えず、また気圧も制御せずに行うことが一般的であるため、模型実験と実際現象との相似則を完全に満足することはできないし、費用、労力、時間もかかる。

数値シミュレーションは、1) 実際現象の物理モデル(一般に微積分方程式系)を構築することと、2) その方程式系を離散化して数値計算プログラムを作成するという2段階から成る。さて水の波は波動現象の中でも非線形性、分散性が容易に現れるという特徴がある(光の波では非線形性を顕著にするためには相当のエネルギーを要するのと対照的である)ので精度のよい物理モデルを作成すること自体が簡単ではない。非線形性、分散性の取り扱いもそれを弱くと仮定した上での摂動展開のようなものがあるだけであり、実海域の特徴である水深の平面分布の取り扱いも、波長程度の長さにならざるを得ない水深変化が水深に比べて十分小さい場合の摂動展開、あるいは逆に階段状に変化する場合の解が得られるという状況である¹⁾。即ち、数値シミュレーションによる計算結果と実際現象との差異が生ずる原因には、この物理モデルの精度(誤差)と離散化に伴う数値計算自体の誤差の2つがあることになる。港湾海域では航路や泊地の確保のために水深を維持する必要があるため、区分的に一定な水深の分布が実現していることが多い。その場合にはその水深の一定な領域ごとに(水深一定の)線形波の物理モデルを用いることは、(非線形性及び分散性の取り扱いを除けば)容認しうるであろう。次に離散化の方法を考える。数値計算プログラムの実用性という観点からはその取り扱いの中で入力の手間が重要である。その意味では海域の面的な入力を要する有限要素法に比べて、海域の境界のみの線的な入力に済む境界要素法は格段に実用性に富むといえよう。

さて数値計算プログラムの離散化手法の精度を検討するためには、それと同じ物理モデルの解析解と比較する必要がある。いわゆる厳密な解析解は矩形や円形の閉じた海域など限られたむしろ trivialな形状でしか得られないが、海域の特徴的な長さ a が波長 λ に比べて十分小さい場合($a \ll \lambda$)には微小パラメータ a/λ についての展開によって、長さ a が現象を支配する海域(near field)と長さ λ が支配する海域(far field)を別々に取り扱いこれらを接合する漸近摂動法(method of matched asymptotic expansions)の方法により、かなり幅広い現実的な形状について十分な精度をもつ近似解析解を得ることができる。本研究では、区分的に一定水深と近似できる海域の線形波モデルを境界要素法で離散化した数値計算プログラムを漸近摂動法による解析解と比較することによりその精度を検討し実用性を確認する。また、その数値計算プログラムを実際の港湾に適用するにあたっての工夫についても述べる。

* 正会員 NKK鉄鋼研究所(210 川崎市川崎区南渡田町 1-1)

** 正会員 応用数理解析(244 横浜市戸塚区矢部町 1286-7)

2 数値計算法

2.1 境界要素法による定式化

速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z, t)$ を変数とし、かつ水平海底のときの鉛直座標 (z) 依存性と波の場の定常性を仮定する。

$$\vec{v} = \vec{\nabla} \Phi \quad (1)$$

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{Ag \cosh k(z+h)}{i\omega \cosh kh} \phi(x, y) e^{-i\omega t} \quad (2)$$

この方法に近い既存のアルゴリズムは、Lee²⁾による海域の境界要素法による定式化である。そこでは岸壁や防波堤などの構造物は波を完全反射すると仮定したが、ここでは不完全反射も許しかつ透過性の防波堤も扱えるものとする。海域の水深の変化の取り扱い法はLeeに従い、対象とする海域をいくつかの凸な副領域に分割し各々の副領域内で水深を一定と仮定して定式化してこれらを適当な境界条件で接続する。

一般に港湾では防波堤が外海に向かって突き出している。これら構造物を有し波が複雑に変形する内海域を境界要素法で定式化して、それより外側を遠方海域と呼ぶことにすると、遠方海域は半平面から半円を取り除いた領域とすることができる(図1)。このような水深を一定と仮定できるような無限領域ではHankel関数による級数展開の形の解析解が得られ、これら2つの解を接続して全体の解を決定する。この結果、各々の副領域と遠方海域内では各々一定水深となるので、支配方程式は各々の水深 h_j と波の周期 T により定まる波数(波長) k_j をもつHelmholtzの方程式となる。

$$\nabla^2 \phi + k_j^2 \phi = 0 \quad (3)$$

内海域では式(3)の解を第一種のHankel関数 $H_0^{(1)}(k_j r)$ をGreen関数とする境界積分の形で表す。

$$\phi(x, y) = \frac{-i}{4} \int_S [\phi(x', y') \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(k_j r) - H_0^{(1)}(k_j r) \frac{\partial}{\partial n} \phi(x', y')] ds' \quad (4)$$

ここに $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$ 、 ds' は副領域の境界 S 上での線積分である(図2)。また、 n は外向きの法線方向である。式(4)で領域内の点 (x, y) を境界上の点 (x_n, y_n) に無限に近づけると式(5)となる。

$$\phi(x_n, y_n) = \frac{-i}{2} P \int_S [\phi(x', y') \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(k_j r) - H_0^{(1)}(k_j r) \frac{\partial}{\partial n} \phi(x', y')] ds' \quad (5)$$

ここに $r = \sqrt{(x_n - x')^2 + (y_n - y')^2}$ 、また、 P はCauchyの主値積分である。副領域(図2)の境界を N_j 個の線分の和で置き換え、線積分の被積分関数を各線分の中点での値で代表することにより式(5)を離散化する。

遠方海域での速度ポテンシャル $\phi(x, y)$ を入射波 ϕ^I と反射波 ϕ^R と散乱波 ϕ^S に分ける。このうち入射波 ϕ^I と反射波 ϕ^R は既知であり、これらの和はHelmholtzの方程式と、汀線($y=0$)での境界条件を満足する。

$$\phi = \phi^I + \phi^R + \phi^S \quad (6)$$

$$\phi^I = -igA/\omega \cdot e^{ik_0 r \cos(\theta - \theta_1 + \pi)} \quad (7)$$

$$\phi^R = -igA/\omega \cdot e^{ik_0 r \cos(\theta + \theta_1 + \pi)} \quad (8)$$

ここに θ^I は入射方向(図1)、 k_0 は遠方海域での波数である。散乱波の速度ポテンシャルは次のようにcosineとHankel関数による固有関数展開の形に表される。

$$\phi^S = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \cos n\theta \cdot H_n^{(1)}(k_0 r) \quad (9)$$

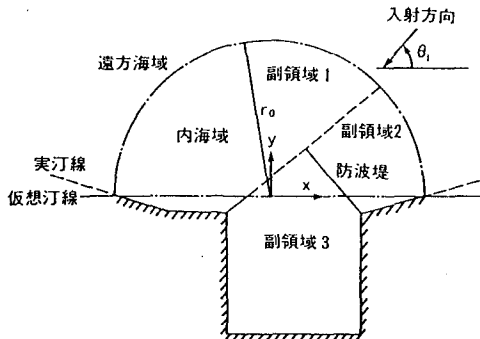


図1 遠方海域と複数の副領域からなる内海域

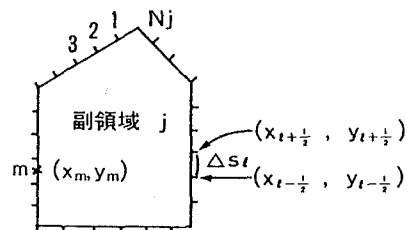


図2 副領域の境界の線要素による分割

2.2 境界条件

波動場である全海域を遠方領域といくつかの副領域に分けて各々の領域で解を求めるので、これらを接続する境界条件が必要となる。本来連続した海域でありながら定式化の都合上境界となった副領域間および遠方海域との境界上での境界条件は圧力と流束の2つの連続の条件である。

$$\phi_A = \phi_B \quad (10)$$

$$-h_A \frac{\partial \phi_A}{\partial n_A} = h_B \frac{\partial \phi_B}{\partial n_B} \quad (11)$$

ここにA、Bは隣接する二つの領域、hは水深である。岸壁での境界条件は、反射率を γ 、波数ベクトルの岸壁に対する垂直成分を k_n とすると

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \beta \phi, \quad \beta = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} i k_n \quad (12)$$

となる。透過防波堤においても、防波堤の両側の副領域(A、B)からの入射波(振幅A、B)に対して各々反射波(反射率 γ)、透過波(透過率T)を仮定し(図3)、これらから振幅A、Bおよび接線座標 s_A 、 s_B を消去すると、次の境界条件を得る。なお、 $T_A = T_B = 0$ とすれば不透過堤の式となる。ここに k_s は波数ベクトルの境界に対する接線方向成分である。

$$[(1-\gamma_A)(1+\gamma_B)k_n^A + T_A T_B k_n^B] \phi_A + [(1+\gamma_A)(1+\gamma_B) - T_A T_B] \frac{\partial \phi_A}{\partial n_A} - [(1-\gamma_A)k_n^A + (1+\gamma_A)k_n^B] T_B \phi_B = 0 \quad (13)$$

$$i k_n^A k_n^B [(1-\gamma_A)(1+\gamma_B) - T_A T_B] \phi_A - [(1+\gamma_A)(1-\gamma_B)k_n^B + T_A T_B k_n^A] \frac{\partial \phi_A}{\partial n_A} - [(1-\gamma_A)k_n^A + (1+\gamma_A)k_n^B] T_B \frac{\partial \phi_B}{\partial n_B} = 0 \quad (14)$$

3 数値計算の検証

3.1 漸近摂動解

海の波の問題に限らず、nontrivialな問題で厳密な解析解が得られることは稀である。ところが、解くべき全体領域の各部分領域の特徴的な長さのスケールが著しく異なる場合には、個々の部分領域でその領域に固有の長さスケールを用いて微分方程式と境界条件を近似してその領域で十分精度のよい解を求めることができる。こうして各部分領域で得られた解を滑らかに接続することにより、全体領域での解を得ることができる (method of matched asymptotic expansions)。

いま港湾内の波高分布を求める場合まず現れる長さのスケールは波長 λ である。もしこの波長 λ よりずっと小さい長さのスケール a に支配されるような部分領域がある場合にはこの方法が使えることになる。この波高分布の計算で検証すべき要素は回折と反射および水深変化による波変形であるので、これらの要素をもつ比較的に簡単な海域形状をいくつか考えることにする。ここで取り扱うのは、1) 波長 λ より十分小さい開口部(長さ $2a$)をもつ無限防波堤(回折と反射)、2) 波長と同程度の長さで十分小さい幅(入口)をもつ矩形港湾(回折と反射)、3) 同じく矩形港湾で奥行き方向に段落ち(水深急変部)を設けた場合(回折、反射と水深変化による変形)の3ケースである(図4)。

ケース1)の小開口部をもつ無限防波堤の解はいろいろな文献³⁾にみることができるがその解法を略述する¹⁾。開口部から波長程度離れた領域に特徴的な長さのスケールは明らかに波長 λ であり、開口部は特異点となる。それゆえこの領域での解 ϕ は、以下 ϕ の入射波の振幅をAとして

$$\phi_+ = 2A \cos kx + \phi_{\pm}^{\pm} \quad (15)$$

$$\phi_- = \phi_{\pm}^{\pm} \quad (16)$$

と表すことができる。ここに $+$ ($-$)は防波堤に関して波の入射(透過)側を示し、 $\phi_{\pm}^{\pm}$ は開口部(原点)で特異な y 軸に沿って流束を持たないかつ放射条件を満たす解である。防波堤開口部付近での特徴的な長さスケールは開口幅の半分 a である。それゆえ、Helmholtzの方程式の中の $k^2 \phi$ の項は $\nabla^2 \phi$ に比べて $O(a/\lambda)^2$ だけ小さいので、支配方程式はLaplaceの方程式 $\nabla^2 \phi = 0$ となる。無限防波堤に開口部をもつような簡単な形状での解はこの形状

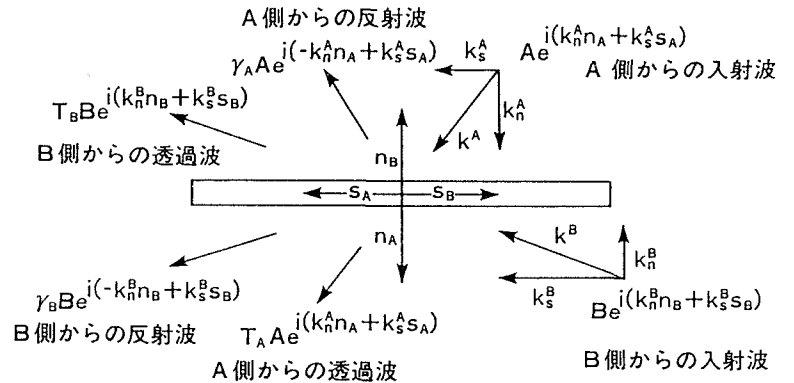


図3 透過防波堤の入射、反射、透過波の概念図

を等角写像により直線に写像することにより厳密解を求めることができる。これらの2つの領域での解を滑らかに接続することにより全体領域での解が得られる。その結果 $\phi_{\pm}$ は次式となる。

$$\phi_{\pm} = \left(\pm i \frac{1}{2} A H_0^{(1)}(kr) \right) / \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{\gamma ka}{4} \right) \quad (17)$$

ここに $\ln \gamma$ はEuler定数0.57721...である。

ケース2)の幅が小さく奥行きが波長程度の矩形港湾の場合にも港湾入口付近の領域(特徴的長さ a)とそれから波長程度離れた領域(特徴的長さ λ)に分けて解を求めてこれらを接続する。その港湾内での解 ϕ_c は

$$\phi_c = 2AZ \cos k(x+L) \quad (18)$$

ここに L は港湾の奥行きであり、増幅率 Z は次式で計算される。 e は指数である。

$$Z = 1 / \left(\cos kL + (2ka/\pi) \sin kL \cdot \ln(2\gamma ka/\pi e) - i k a \sin kL \right) \quad (19)$$

ケース3)は、ケース2)の港湾の内奥部に小水深部を設けたものである。水深急変部で圧力と流束の連続条件を課すと、港湾の入口に近い部分(波数 k_0 、長さ L_0)では次式のように

$$\begin{aligned} \phi_0 &= B e^{-ik_0 x} + D e^{ik_0 x} & B &= S D \\ D &= 2A / \left((S+1) + \left(\frac{i}{2} \pi + \ln \frac{\pi e}{2\gamma k_0 a} \right) \frac{2k_0 a}{i\pi} (S-1) \right) & (20) \\ S &= e^{-2ik_0 L_0} \cdot \left(1 - i \frac{k_1}{k_0} \tan k_1 (L-L_0) \right) / \left(1 + i \frac{k_1}{k_0} \tan k_1 (L-L_0) \right) \end{aligned}$$

また港湾の内奥部(波数 k_1)では次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_1 &= E \cos k_1 (x+L) \\ E &= i k_0 (B e^{ik_0 L_0} - D e^{-ik_0 L_0}) / (k_1 \sin k_1 (L-L_0)) \end{aligned} \quad (21)$$

3. 2 数値計算の検証

境界要素法では、式(5)、(9)と境界条件(10)~(14)から境界要素上のポテンシャル $\phi(x_n, y_n)$ およびその法線微分 $\partial \phi(x_n, y_n)/\partial n$ を求め、それらの値を用いて式(4)の線積分を有限和に置き換えて海域の波のポテンシャル $\phi(x, y)$ を求める。式(4)の被積分関数の中にある $H_0^{(1)}(k_j r)$ は $k_j r = 0$ が特異点であるので、ポテンシャルの計算点 (x, y) が積分路に近い場合には線積分と有限和の間に有意の誤差を生ずる。そこでまず積分を有限和に置き換えることによって生ずる誤差が積分路である境界からどの範囲まで及ぶのか検討する。§3.1のケース1)の形状(水深は10m)で防波堤に垂直に周期20秒(波長195m)の波が入射した時の $y=105m$ の測線上で $x=-165m$ より10m間隔で $x=-5m$ まで17点で、(漸近摂動法による解ETA)/(数値解PAB)をプロットしたのが図5である。これによると、 $x=-115m$ より内側の計算点では両計算法による誤差はほぼ安定している。この点($x=-115m$ 、 $y=105m$)と境界との距離は48mである。この計算ではHankel関数による展開の打ち切り誤差を考慮して遠方境界と内海域との境界(半円周)上で要素長 $\Delta s=63m$ としているので、この数値解の離散化に伴う誤差は境界から要素長程度離れれば2%程度に抑えられることが分かる。逆に言えば、精度のよい解を求めたい海域から境界上の要素長程度離れるように境界を設定すればよいことになる。

次に前節で求めたケース1)~3)の形状に対する漸近摂動解と数値解とを比較することにより、回折、反射、水深変化による波高変化をよくシミュレートできているか否かを検証する。まず、ケース1)一様水深海域($h=10m$)での無限防波堤による反射とその開口部による回折を、開口幅 $2a=20m$ と固定して波長 λ を約250m(周期25秒)から約25m(周期4秒)まで6通りの計算を行い、防波堤に関して入射側の点($x=-5m$ 、 $y=85m$)、開口部のすぐ内側の点($x=-15m$ 、 $y=-15m$)、回折領域内の点($x=-5m$ 、 $y=-105m$)の3点で比較した(表1)。なお、いずれのケースにおいても防波堤および岸壁は完全反射とした。内海域の各副領域の境界要素長 Δs は、周期10秒(波長92m)以上では $\Delta s=10m$ とし、周期6秒(波長48m)では $\Delta s=4m$ 、周期4秒(波長25m)では $\Delta s=3m$ と、要素長 Δs を波長 λ のほぼ1/10程度以下にとるようにして、境界に沿っての波動の位相変化を境界上での ϕ_n および $\partial \phi_n / \partial n$ に反映できるようにした。この結果によれば、周期10秒以上($a/\lambda \leq 0.1$)では両者の差異は5%以内である。周期6秒および4秒において両者の差異は次第に増大している。要素長/波長の比は約1/10に保たれているのに対して a/λ は0.2, 0.4と大きくなっているため誤差の原因は主に漸近摂動法に起因するものと考えられる。

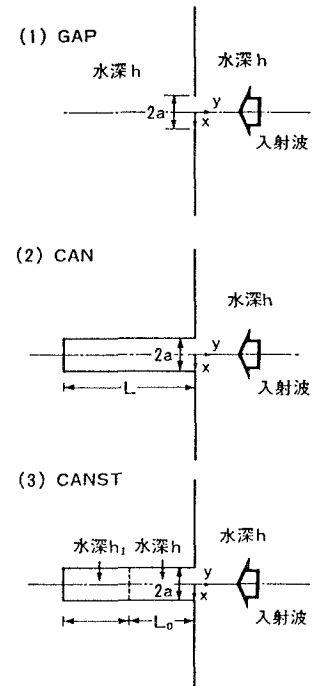


図4 検証計算の海域形状

ケース2) 幅が小さい矩形港湾(水深は一様で10m)では開口幅を $2a=20\text{m}$ 、奥行き $L=200\text{m}$ と固定して波長(周期)をケース1)と同様6通りの計算を行い、開口端直後の点($x=-1\text{m}$ 、 $y=-5\text{m}$)、港湾のほぼ中央($x=-1\text{m}$ 、 $y=-105\text{m}$)の2点で比較した(表2)。港湾の幅が狭いので境界要素長 Δs は $\Delta s=2\text{m}$ とした。この結果によれば、両者の差異は周期15秒以上($a/\lambda \leq 0.07$)では3%以内、周期10秒($a/\lambda = 0.11$)では約10%、それ以下の周期では次第に誤差が大きくなっている。式(19)から増幅率 Z は $\cos kL=0$ の近くで、つまり $\lambda_n = 2L/(n+1/2) + 0(a/\lambda)$ ($n=0,1,2,\dots$)でピークをもつ。 $\lambda_0=800\text{m} + 0(a/\lambda)$ 、 $\lambda_{10}=38\text{m} + 0(a/\lambda)$ であり、計算の範囲に多数のピークが存在する。このような性質を持つ波高分布では計算の誤差は増大する傾向を持つので、これがケース1)より小さな a/λ から誤差が大きくなった原因であろう。

最後にケース3) 水深段差のある幅の小さい矩形港湾は、ケース2)と同じ平面地形でこのうち港湾の奥の部分100mを浅く(水深8m)したものである。計算した周期および要素長もケース2)と同じである。計算点は、開口端直後の点($x=-1\text{m}$ 、 $y=-5\text{m}$)と浅瀬の中央部($x=-1\text{m}$ 、 $y=-155\text{m}$)の2点である(表3)。開口部直後の点ではケース2)のときとはほぼ同じく周期15秒以上($a/\lambda \leq 0.07$)では数%以内であるが、浅瀬中央部の点では周期15秒で誤差が20%を超えている。それより小さな周期でも、誤差が大きくなっている。これは港湾内にもう一つの境界が生じたことにより、より複雑な共鳴現象を生じているためであろう。なお、周期25秒(波長250m)のときの誤差が周期20秒(波長195m)のときの誤差よりかえって大きいのは、一定水深部の奥行き各々100mが波長よりずっと小さくなったため、漸近摂動法の前提となる仮定 $a/L \ll 1$ が破れてきているためと考えられる。

以上をまとめると、境界での要素長を波長の $1/10$ 以下にとれば境界要素法による数値解はその境界から要素長程度離れた海域における回折、反射および水深変化に基づく波高分布を十分精度よく計算できるといえる。

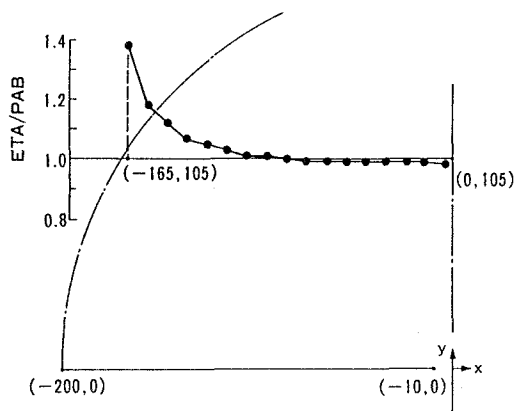


図5 境界付近での誤差

表1 漸近摂動解と数値解との比較: ケース(1) GAP($T=25$ to 4sec.) ETA/PAB

a/λ	0.04	0.05	0.07	0.11	0.21	0.40
T (sec.)	25	20	15	10	6	4
$y = -85\text{m}$, $x = -5\text{m}$	1.00	0.99	1.01	1.01	0.78	1.11
$y = -15\text{m}$, $x = -15\text{m}$	1.05	1.04	1.04	1.02	0.87	0.69
$y = -105\text{m}$, $x = -5\text{m}$	1.04	1.00	1.08	1.04	0.71	0.41

表2 漸近摂動解と数値解との比較: ケース(2) CAN($T=25$ to 4sec.) ETA/PAB

a/λ	0.04	0.05	0.07	0.11	0.21	0.40
T (sec.)	25	20	15	10	6	4
$y = -5\text{m}$, $x = -1\text{m}$	0.97	1.00	0.98	0.88	0.76	0.51
$y = -105\text{m}$, $x = -1\text{m}$	0.99	1.00	1.01	0.89	0.77	0.51

表3 漸近摂動解と数値解との比較: ケース(3) CANST($T=25$ to 4sec.) ETA/PAB

a/λ	0.04	0.05	0.07	0.11	0.21	0.40
T (sec.)	25	20	15	10	6	4
$y = -5\text{m}$, $x = -1\text{m}$	0.91	1.04	0.97	0.83	0.74	0.40
$y = -155\text{m}$, $x = -1\text{m}$	1.05	1.01	0.78	0.72	0.59	0.36

4 実際の港湾への適用

4.1 仮想透過防波堤による領域分割

境界要素法の一つの欠点とされるのは、式(5)を離散化した連立一次方程式の係数行列がバンド行列とならないことである。いま要素長 Δs を波長 λ の $1/10$ にとることとし($\Delta s = \lambda/10$)、境界の全長が L であるとすると、境界の全要素数 N_e は $N_e = L/\Delta s = 10 L/\lambda$ となる。この各要素上に ϕ_n および $\partial \phi_n / \partial n$ の2変数があるので連立一次方程式の全変数は $N = 2N_e = 20 L/\lambda$ 個である。ゆえに係数行列の係数は N^2 個であり、これら全てが複素数であるのでこのメモリーに $8 N^2$ バイトを要する。例えば、境界全長が5 km、波長100mのとき要するメモリーは8メガバイトとなる。もし不規則波(複数の成分周期波)を取り扱わざるを得ないときには、主波長 λ の $1/m$ の波長を扱うときの係数行列収納に要するメモリーは m^2 倍になる。それゆえある程度以上サイズの大きい港湾の計算を行うためには、港湾をいくつかに分割して別個に計算することを考えざるを得ない。このとき、§2.2で導入した透過防波堤の境界条件を、分割して計算する領域間に仮想的に配置することが便利である。次節で実際の計算例に則してこれを説明する。

4.2 計算例

図6に示すような汀線方向に3 km余におよぶ大港湾の波高分布を計算する場合、もしこれを1回の計算で済まそうとすると、区分的に一定水深にとる副領域の数を幾つにするかにもよるが、遠方領域と内海域との境である半円周も含めて(図1)、全境界延長は20 km以上になる。それゆえこの港湾をいくつかの領域に分割して、順に波の伝播を計算していくという方法をとらざるを得ない。

この海域を北側から港外部A、港内部B、CおよびDの4つの領域に分ける。いま、北西から入射する波を考えると、Aから入射した波は、Bを通じてCまで有為なエネルギーを持って伝播し、南側から入射した波は、Dを通じて同じくCまで伝播するものとする。このように2つの伝播経路を考えて、各々の経路では次のように取り扱う。北側経路を例にとると、まず北側港外部Aの計算を行うときには、B領域との境界である開口部P（図6）を反射率が零の岸壁とする。このとき波数ベクトルの方向を与えなければならないが、開口部への入射波は突堤G（図6）の先端を回り込んでくるので、この突堤先端と開口部の各要素中央へ向かうベクトルを入射方向とする。こうして港外部Aの計算を行うことにより、開口部Pに沿っての波高分布が得られる。次にB領域の計算を行うに際してこの波高分布の最大値をB領域へ入射する波の波高とし、波高分布に応じた透過率をもつ仮想の透過防波堤を開口部Pに沿って配置する。入射波方向は、再びGの先端よりPの中央へ向かう方向とする。こうして順次計算を進めることにより北側から入射する波による波高分布が計算でき、これと南側からの入射波による波高分布を重ね合わせることで全体の波高分布を計算できる。領域間の境界で逆方向に反射してくる波のエネルギーが小さく、また境界が適当にくびれていて波の入射方向が定義し易いときには精度のよい計算ができる。こうして計算された波高分布を図7に示す。なお 周期および入射方向 3×3 成分の不規則波(有義波周期8秒)としての計算である。図7ではB領域に真直に入射する波のエネルギーがやや強調されている感じもあるが、ほぼ妥当な結果を示していると考えられる。

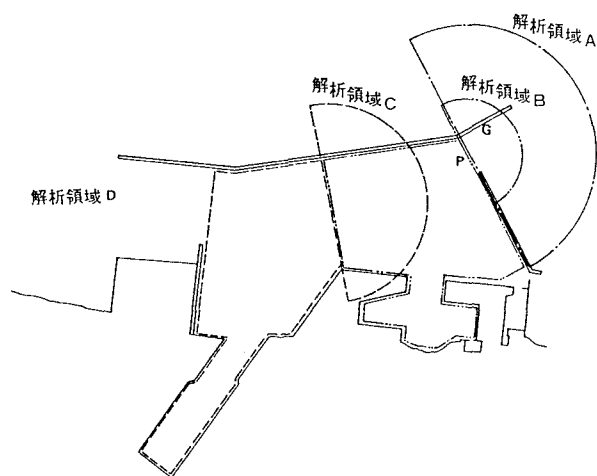


図6 解析領域の分割

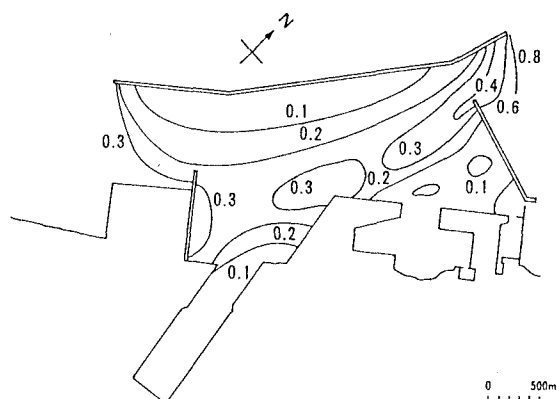


図7 波高分布計算結果

5 むすび

漸近摂動法による近似解析解と比較することにより、境界要素法による港内波高分布の計算は要素長を十分小さくすれば回折、反射、水深変化による波変形をよくシミュレートしていることが分かった。大港湾にこの方法を適用するときには港湾をいくつかの領域に分割して計算する。このとき、分割して計算する領域間の境界に仮想の透過防波堤を配置することが有効である。

6 参考文献

- 1) C.C.Mei (1983):The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, John Wiley and Sons.
- 2) J.J.Lee and F.Raichlen (1971):Wave Induced Oscillations in Harbors with Connected Basins, Report No. KH-R-26 CALTEC.
- 3) 土木学会(1985):水理公式集