

独立行政法人港湾空港技術研究所

港湾空港技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH
INSTITUTE

Vol.48 No.2 June 2009

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

INDEPENDENT ADMINISTRATIVE INSTITUTION,
PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

港湾空港技術研究所報告 (REPORT OF PARI)

第 48 卷 第 2 号 (Vol.48, No.2), 2009年6月 (June 2009)

目 次 (CONTENTS)

棧橋のライフサイクルマネジメントシステムの構築に関する研究加藤 絵万・岩波 光保・横田 弘3 (Development of Life Cycle Management System for Open-type WharfEma KATO・Mitsuyasu IWANAMI・Hiroshi YOKOTA)
潮流と海浜流による砂と凝集性土砂の底質輸送と干潟の地形変化に関する 3次元数値モデルの開発と現地適用鶴崎 賢一・栗山 善昭37 (Development of the Three-dimensional Numerical Model of Sediment Transports and Topographic Changes of Intertidal Flats due to Sands and Cohesive Sediments Generated by Tidal Currents and Wave-induced Currents and an Application to the Field.Ken-ichi UZAKI・Yoshiaki KURIYAMA)
関西国際空港海底粘土の長期圧密挙動に関するアイソタックモデルによる評価渡部要一・田中政典・佐々真志・森川嘉之63 (Evaluation of Strain Rate Effect with Isotache Model on Long-Term Consolidation of the Clay Deposits at Kansai International AirportYoichi WATABE・Masanori TANAKA・Shinji SASSA・Yoshiyuki MORIKAWA)
分割型圧密試験によって評価した関西国際空港海底粘土の圧密挙動に見られる層厚の影響渡部要一・田中政典・佐々真志・江村 剛83 (Thickness Effects on Long-Term Consolidation Behavior of Osaka Bay ClaysYoichi WATABE・Masanori TANAKA・Shinji SASSA・Tsuyoshi EMURA)
東京国際空港D滑走路の事前海底地盤調査結果に関する一考察渡部要一・田中政典・佐々真志・野口孝俊・宮田正史 ...103 (A Study of the Geotechnical Investigation Results at the Planning Site of the D-Runway of the Tokyo International Airport Yoichi WATABE・Masanori TANAKA・Shinji SASSA・Takatoshi NOGUCHI・Masafumi MIYATA)
信頼性設計に基づく性能設計実現に向けた新しい地盤定数設定法の提案渡部要一・田中政典・佐々真志・菊池喜昭 ...123 (New Determination Method of Soil Parameters for Performance Based DesignYoichi WATABE・Masanori TANAKA・Shinji SASSA・Yoshiaki KIKUCHI)
沿岸域に用いた気泡混合処理土の長期安定性確認調査渡部要一・田中政典・佐々真志 ...145 (10-Year Follow-up Study on Long-Term Properties of Air-Foam Treated Lightweight Soil Placed in Coastal AreasYoichi WATABE・Masanori TANAKA・Shinji SASSA)
海上大気中における各種防食塗装による鋼材の防食効果と塗膜の健全性評価手法審良 善和・岩波 光保・山路 徹 ...161 (Performance of corrosion prevention by painting methods in marine atmosphere and performance evaluation methods for soundness of paint layersYoshikazu AKIRA・Mitsuyasu IWANAMI・Toru YAMAJI)
任意形状スペクトルによる多方向不規則波の造波法の提案平山 克也・宮里 一郎 ...199 (Generation Method of Directional Random Waves with Arbitrary SpectrumKatsuya HIRAYAMA・Ichiro MIYAZATO)

任意形状スペクトルによる多方向不規則波の造波法の提案

平山 克也*・宮里 一郎**

要 旨

浅海域において港湾・海岸構造物を設計する際には、沖で観測あるいは推算された方向スペクトルをもとに、海底地形等による波浪変形を考慮して、周辺波浪場を予測することが必要である。近年では、この波浪場の予測に数値解析手法が用いられることが多くなってきている。

一方、日本沿岸の十分深い沖合で観測される波浪スペクトルは、ブレットシュナイダー・光易型の関数スペクトルを用いて表現されることが知られている。そこで、沖波スペクトルを入力とし、浅海域での複雑な波浪変形を精度よく算定できるブシネスク型の波浪変形計算モデル（港湾空港技術研究所が開発したモデルでNOWT-PARIと通称する）では、これまで標準的にブレットシュナイダー・光易型スペクトルを用い、これと光易型方向関数を組み合わせて、多方向不規則波を造波することにより、我が国の港湾・海岸の設計波の算定等に大きく貢献してきた。

しかしながら、近年の沖合波浪観測における観測点の増加や観測時間の連続化に伴い、高波浪時には、よりピークの尖ったスペクトル形状や、互いに波向き異なる風波とうねりが重畳した2山型の方向スペクトルも度々観測されるようになり、このような波浪来襲時における高精度波浪変形計算の必要性が高まっている。一方、実際の実務計算においては、NOWT-PARIの計算コスト節約のために、線形理論で表わされる比較的沖合の波浪変形は従来の線形波浪モデル（エネルギー平衡方程式法）で計算し、浅海域で両者を接続することがよく行われる。このとき、できるだけ岸に近い海域で両者を接続できれば非常に効率的であるが、ある程度浅く非対称な地形上では、屈折・浅水変形等により、接続境界上のスペクトル形が沖合のものとは相似しない複雑な形状へと変化する。

そこで本研究では、より多様化する入射波条件に対応できるよう、現地観測や他の計算モデルで得られた任意形状スペクトルに対し、エネルギー等分割によるシングルサンメーション法を適用し、長時間に渡って多方向不規則波を適切に造波する手法を提案した。さらに、これをNOWT-PARIへ適用して、その際に必要となる任意形状スペクトルに対する波高統計量の算定方法についても提案した。

本研究の成果により、現地の波浪状況に合わせた波浪変形計算が実施可能となり、さらに、エネルギー平衡方程式法とNOWT-PARIの利点を生かした波浪変形計算モデルの構築が可能となった。

キーワード：NOWT-PARI, 任意形状スペクトル, シングルサンメーション, 多方向不規則波

*海洋・水工部海洋研究領域波浪研究チーム チームリーダー

**海洋・水工部海洋研究領域波浪研究チーム 依頼研修生

〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 港湾空港技術研究所

電話：046-844-5042 Fax：046-841-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

Generation Method of Directional Random Waves with Arbitrary Spectrum

Katsuya HIRAYAMA *

Ichiro MIYAZATO**

Synopsis

To evaluate the design waves for coastal structures, the offshore wave transformation in shallow water is numerically simulated. The Bretschneider-Mitsuyasu (BM) spectrum is commonly used for the offshore wave simulation in Japan. Hence the "NOWT-PARI", which is one of the representative Boussinesq-type wave transformation models, has employed the BM spectrum function to generate directional random waves.

The recent wave observation progress in offshore is, however, demonstrating the existence of widely various spectra in a storm condition (ex. very narrow banded frequency spectra, double-peaked directional spectra, etc.). Therefore the generation of directional random waves with such wide-variety spectrum is very important to obtain accurate design wave.

In this study, a technique for dividing those arbitrary frequency spectra to component waves with the same wave energies is developed and implemented in the NOWT-PARI system. The directional random waves generated by this technique using the single summation method are capable to reproduce the original wave spectrum with high accuracy. In addition, the relationship between the probability distribution of wave height and the arbitrary spectrum are investigated for spectrum with the sharp-shape parameter in order to derive the significant wave height from the statistical wave properties calculated in the NOWT-PARI.

Key Words: NOWT-PARI, Arbitrary Spectrum, Single Summation, Directional random waves

* Head, Wave Group, Coastal and Ocean Engineering Research Division, Marine Environment and Engineering Department

** Trainee, Wave Group, Coastal and Ocean Engineering Research Division, Marine Environment and Engineering Department

3-1-1 Nagase, Yokosuka, 239-0826 Japan

Phone : +81-46-844-5042 Fax : +81-46-841-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

目 次

和文要旨	199
英文要旨	200
1. まえがき	203
2. 多方向不規則波の造波方法	204
2.1 入射波形の作成方法	204
2.2 成分波の作成方法	204
3. 任意形状スペクトルを用いた多方向不規則波の造波方法	206
3.1 沖ら (2006) の方法	206
3.2 本研究で提案する方法	207
4. NOWT-PARIへの適用	208
4.1 入力スペクトルの再現性	209
4.2 波高統計量の算定法	210
5. まとめ	212
6. あとがき	213
参考文献	214
記号表	214

1. まえがき

浅海域において港湾や海岸の構造物を設計する際には、沖で観測あるいは推算された方向スペクトルをもとに、海底地形等による波浪変形を考慮して、周辺波浪場を予測することが必要である。近年は、波浪場の予測に数値解析手法が用いられることが多くなってきており、さらに近年の計算機の進歩に伴ってかなり高精度な解析ができるようになってきている。

港湾・海岸設計の実務における波浪変形計算手法の代表的なモデルの1つに、波の位相平均エネルギーの伝播を数値的に解くエネルギー平衡方程式法がある。このモデルでは、島や岬などの遮蔽物がない海域において通常生じる、線形な波浪変形現象を考慮した波浪変形計算が可能である。また、大きな計算格子を設定することが可能なため、広領域の計算を短時間で実行できるという、優れた特性を有している。

一方、岬や地形等により生じる波の屈折・回折変形を同時に算定したり、複雑な海底地形を有する港内外の波浪場を算定する場合、近年では、波の非線形性と分散性を考慮できるブシネスク方程式と各種の境界処理法を用いて、さまざまな波浪変形を同時に、かつ高精度に算定できるブシネスクモデル (NOWT-PARI) が広く用いられるようになってきている (平山, 2002)。このモデルでは、水位変動と流速変動を直接計算するため、波の回折や反射、透過堤や越波による波の伝播変形現象を同時に計算することが可能であり、エネルギー平衡方程式法に比べ長い計算時間を要するものの、より高精度な解析が可能となっている。

そこで、港湾・海岸設計の実務においては、これらのモデルを併用し、広領域での波浪変形計算を必要とする外洋ではエネルギー平衡方程式法を、複雑な海底地形や構造物等による波浪変形計算を必要とする狭領域の沿岸域では NOWT-PARI を、それぞれ適用する例が多くみられる。

ここで、NOWT-PARI を用いて沿岸域での波浪変形計算を実施する場合、その入射境界に与える方向スペクトルは、外洋から計算されたエネルギー平衡方程式法による算定結果を用いて与えられる。このとき、現行の NOWT-PARI では、入力条件として算定された有義波高、有義波周期および波向きから、ある決められた関数スペクトルに基づいて入力方向スペクトルを設定し、多方向不規則波を造波することにより以降の計算を実施する。

エネルギー平衡方程式法および NOWT-PARI を用いてこれまで実施された波浪変形計算では、沖波を造波す

る際、一般に、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルが用いられてきた。これは、非常に多くの波浪観測データの解析によって提案されたスペクトル形であり、少なくとも日本沿岸で観測される十分に深い沖波のスペクトルをよく表現できるためである。

しかし、近年では、波浪観測地点の増加や切れ目のない連続観測への移行により、さまざまな海象条件が観測され、また、方向スペクトルの推定精度の向上に伴い、ピーク周波数や主波向きが互いに異なる双峰型の方向スペクトルや、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルに比べて、エネルギーの集中度が高い狭帯域スペクトルなどの観測例も多くみられるようになってきている。さらに、エネルギー平衡方程式法で算定される方向スペクトルは、海底地形や構造物等の影響を受けて、沿岸域ではかなり変形したスペクトル形状となる。従来は、方向に関して対称なスペクトルでは方向集中度 S_{max} や主波向きを微調整したり、非対称なスペクトルではこのように大きく変形する以前の水域で接続する等の対応を図っていたが、より詳細には、このような任意形状の方向スペクトルをそのまま NOWT-PARI の入射波スペクトルとして受け渡すことが望ましい。

以上のような状況から、NOWT-PARI による波浪変形計算の入力条件として、ブレットシュナイダー・光易型に加え、任意形状の方向スペクトルを用いた波浪変形計算を実現する必要性が高まっている。

本研究は、この NOWT-PARI を対象として、任意の周波数・方向スペクトルから多方向不規則波を造波するための手法を提案するとともに、その造波手法の有効性に関する検証結果を取りまとめたものである。また、NOWT-PARI において有義波高の空間分布を求める際には、入射波スペクトルに依存する波高頻度分布をもとに、平均波高や水位変動の2乗平均値 (η_{rms}) に対する有義波高の比を得る必要がある。そのため、スペクトル形状の尖鋭度を表すスペクトル形状パラメータ κ からこれらの比を推定する方法についても提案を行った。

まず、2章において、多方向不規則波の造波方法を概説するとともに、このとき造波される波形を作成するために必要となる成分波の作成方法について述べる。

3章では、任意形状スペクトルを用いた造波方法についてこれまでの研究事例を概説するとともに、新たに提案する多方向不規則波の造波手法について述べる。

4章では、新たに提案した造波法の妥当性を検証するとともに、任意形状スペクトルに対応した NOWT-PARI における有義波高の算出方法について述べる。

最後に、5章において研究のまとめを行う。

2. 多方向不規則波の造波方法

方向スペクトルを用いて波浪変形計算を実施する際には、入射波の代表量である有義波高、有義波周期、主波向きならびに方向集中度から、関数スペクトルおよび方向分布関数を用いて方向スペクトル形を決定し、周波数および方向に分割された成分波の重ね合わせによって入射波の時間波形を作成する。

以下では、多方向不規則波の入射波形を作成する方法について概説するとともに、波形を合成するために必要な成分波の算出方法について説明する。

2.1 入射波形の作成方法

多方向不規則波の水面波形は、式(1)あるいは式(2)に示す有限級数表示に基づき、さまざまな振幅、周期、波向き、および位相を有する規則波を多数重ね合わせることで表現できる。前者は周波数と波向きに関する二重級数表示（以下、ダブルサンメーション法と記述）としたものであり、後者は一重級数表示（以下、シングルサンメーション法と記述）としたものである。

$$\eta(x, y, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N a_{m,n} \cos(k_n x \cos \theta_m + k_n y \sin \theta_m - 2\pi f_n t + \varepsilon_{m,n}) \quad (1)$$

$$\eta(x, y, t) = \sum_{n=1}^{N_S} a_n \cos(k_n x \cos \theta_n + k_n y \sin \theta_n - 2\pi f_n t + \varepsilon_n) \quad (2)$$

ここで、 (x, y) は平面座標、 t は時刻、 $a_{m,n}$ および a_n は各成分波の振幅、 k_n は波数、 f_n は周波数、 θ_m および θ_n は波向、 $\varepsilon_{m,n}$ および ε_n は初期位相を示している。なお、これらの諸量については、次節に示す方法により周波数スペクトルおよび方向分布関数から算出する。

ダブルサンメーション法は、周波数成分ごとにすべての方向成分を有する形となっており、多方向不規則波は、周波数成分と方向成分の二重級数和から算出される。この方法では、多方向不規則波を表現する上で、成分波の数が膨大になり、また、成分波間で位相干渉を起こす危険もある。

一方、シングルサンメーション法は、周波数成分のみに対する級数和として表わされ、波向きは各周波数に対して1つが割り当てられる。そのため、より少ない成分波で多方向不規則波を表現することが可能であり、造波波形の演算時間を短縮することが期待される。

2.2 成分波の作成方法

成分波の算出は、まず、関数スペクトルから各成分波の振幅および周波数を算出したのち、方向関数を用いて各成分波の波向きを決定する。ここでは、式(3)に示すブレットシュナイダー・光易型関数スペクトル(光易, 1970)を例に、シングルサンメーション法による多方向不規則波の造波に必要な成分波の作成方法について述べる。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp[-1.03 (T_{1/3} f)^4] \quad (3)$$

ここで、 $S(f)$ は周波数スペクトル、 $H_{1/3}$ は有義波高、 $T_{1/3}$ は有義波周期を示している。

(1) 成分波の振幅および周波数の設定

不規則波の作成は、まず、有義波高および有義波周期から、式(3)を用いて図-1に示す周波数スペクトルを算出し、次に、その周波数スペクトルを短冊状に分割することにより成分波を作成する。

ここで、周波数スペクトルを分割するための方法として、以下の分割法がある。

A 周波数等分割

各成分波に対応するスペクトル幅が一定となるように周波数スペクトルを分割

B エネルギー等分割

各成分波のエネルギー（振幅）が互いに等しくなるように周波数スペクトルを分割

このうち、Aの周波数等分割は、図-2に示すように周波数スペクトルを指定された成分波の個数に応じて等分割する手法である。そのため、分割された各スペクトル幅は等間隔となる。

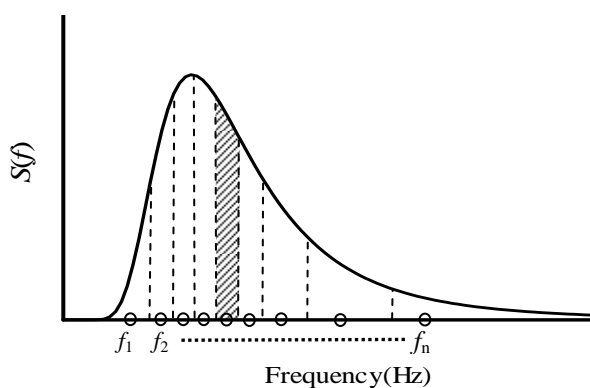


図-1 周波数スペクトル

一方、B に示すエネルギー等分割は、図-3 に示すように、各成分波間のエネルギーが等しくなるように周波数スペクトルを分割する方法であり、各スペクトル幅が異なる。

上記のうちいずれかの方法により周波数スペクトルを分割した後、各スペクトル幅に対応する成分波の振幅 a_n を、式(4)を用いて算出する。

$$a_n = \sqrt{2S_n(f)\Delta f_n} \quad (4)$$

ここで、 $S_n(f)$ および Δf_n はそれぞれ、 n 番目の周波数スペクトル値とスペクトル幅を表す。

次に、各スペクトル幅に対応する成分波の周波数を算出する。A の周波数等分割については、各スペクトル幅の中央値とする。一方、エネルギー等分割については、式(5)より算出する。

$$f_n = \frac{1.007}{T_{1/3}} \left[\ln \left(\frac{2N_s}{2n-1} \right) \right]^{-1/4} \quad (5)$$

式(5)は、式(3)に示したブレットシュナイダー・光易型スペクトルに対する各成分波の周波数を与える式であり、エネルギー等分割された各成分波のエネルギーを2等分

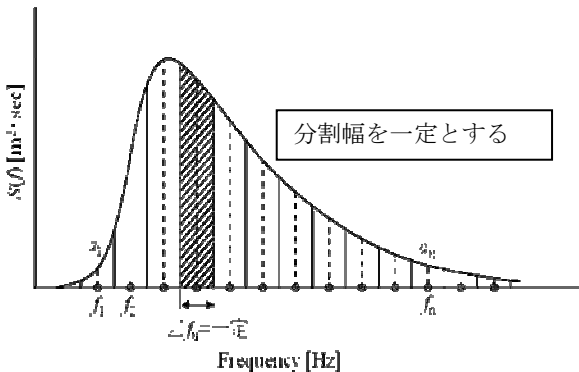


図-2 周波数等分割

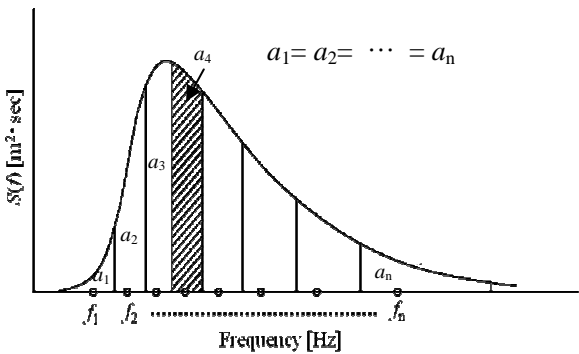


図-3 エネルギー等分割

する位置の周波数が算出される。

以上の作業により、周波数スペクトルから各成分波の振幅 a_n と各スペクトル幅を代表する成分波の周波数 f_n が算出されるが、さらに、各成分波の初期位相 ε_n は、 $0 \sim 2\pi$ の範囲の値を有する乱数を与え決定する。

ここで、周波数等分割およびエネルギー等分割により得られた成分波を用いて作成した波形を、それぞれ図-4 に示す。なお、これらの波形は、ある1地点での水位変動を模擬しているため、式(2)において $x=0, y=0$ とした式(6)を用いて算出した。成分波を算出するための入力条件は、 $H_{1/3}=1.0\text{m}, T_{1/3}=10.0\text{s}$ とし、周波数分割数はともに $N_s=50$ とした。また、各成分波の初期位相 ε についても、両者で全く同じ値を設定した。

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^{N_s} a_n \cos(2\pi f_n t + \varepsilon_n) \quad (6)$$

図-4 のうち、周波数等分割により造波した波形を見ると、一見不規則な波形のようにも見えるが、周期 100s 毎に同じ波形が繰り返されていることがわかる。これは、周波数等分割した際の成分波の周波数の決定方法に依存した結果と考えられる。すなわち、周波数等分割して得られる各成分波の周波数は、等分割した区間の中央値としたため、互いに整数倍となる。したがって、この方法によるシミュレーション波形は、有限フーリエ級数の性質から、成分波の最小周波数 f_1 (図-2 参照) に依存して同じ波形が繰り返されると考えられる。

ここで、周波数等分割を行った範囲は、 $0.0 \sim 1.0\text{Hz}$ であり、その分割幅は $\Delta f_n=0.02\text{Hz}$ としているので、最少周波数は $f_1=0.01\text{Hz}$ ($=\Delta f_n/2$) であった。したがってこの場合には、周期 100s で波形が繰り返されることになる。

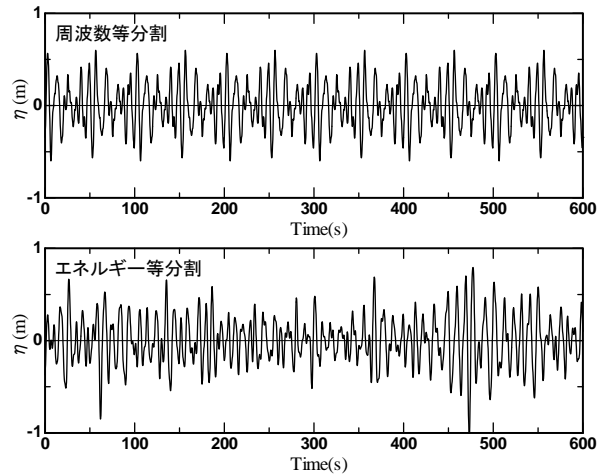


図-4 周波数分割手法の違いによる波形の比較

このことから、周波数等分割を用いて長い不規則波形を造波するためには、その長さに応じて成分波の個数 N_s を増やし、スペクトル幅を短く設定する必要がある。

一方、エネルギー等分割により造波した波形を見ると、周波数等分割した場合と異なり、波形の繰り返しが見られない。エネルギー等分割では、互いに異なるスペクトル幅のエネルギーを2等分する位置の周波数を、各成分波の周波数としている。そのため、各成分波の周波数が互いに整数倍とならず、長時間にわたる不規則波形を造波することが可能となる。

なお、周波数等分割とした場合においても、波形の繰り返しを避けるため、一様乱数を用いて、各成分波の周波数を区間でランダムに決定する方法も提案されている(合田, 1985)。しかし、周波数等分割とした場合には、スペクトル形が大きく変化する箇所、特にピーク周辺のエネルギーの再現性を高めるために、全体の分割幅を細かく設定する必要がある。

一方、エネルギー等分割した場合には、各成分波のエネルギーが同じであるため、ピーク周辺のエネルギー増大に対応してピーク周辺の分割数が細かく設定されるようになることから、全体として成分波数を少なく設定できるという点でも有利である。

(2) 成分波の波向きの設定

次に、成分波の波向きの決定方法について述べる。ダブルサンメーション法は、ある周波数ごとにすべての方向成分を有しているため、方向関数から得られるそれぞれの波向き(方向角)を全てこれらに割り当てればよい。一方、シングルサンメーション法は、各周波数がある1つの波向きを持つものとして各成分波が設定されるため、方向分布を考慮して各成分波に波向きを割り当てる何らかの方法が必要である。

シングルサンメーション法による各成分波の波向きの決定方法は、以下のようなものである(Takayama and Hiraishi, 1987; 平石, 1992)。まず、各成分波の周波数に対して、式(7)~(9)に示す方向関数を用いて方向分布形を算出する。なお、ここに示す方向関数は、Mitsuyasu et. al (1975)が現地観測結果から導いた式を合田ら(1975)が改良したものであり、主波向きと方向集中度パラメータ S_{max} を設定することにより、多方向波の方向集中度を表現することができる。

各成分波に対応する方向分布を設定後、図-5に示すように累積曲線 $P(f_n; \theta)$ を算出し、それに[0,1]の乱数を当てはめることで各成分波の波向きを決定する。

$$G(f; \theta) = G_0 \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (7)$$

$$G_0 = \left[\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) d\theta \right]^{-1} \quad (8)$$

$$S = \begin{cases} S_{max} \cdot (f/f_p)^5 & f \leq f_p \\ S_{max} \cdot (f/f_p)^{-2.5} & f \geq f_p \end{cases} \quad (9)$$

ここで、 f_p は周波数スペクトルのピーク周波数を示している。

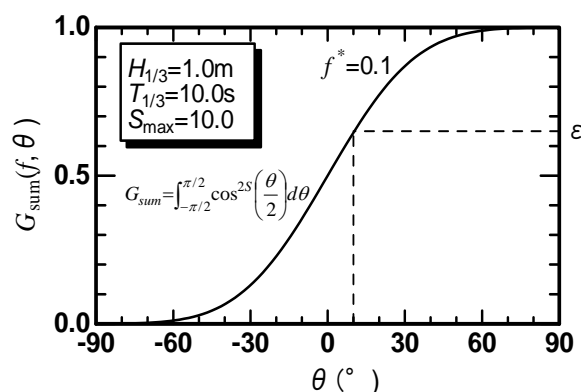


図-5 方向関数の累積曲線

3. 任意形状スペクトルを用いた多方向不規則波の造波方法

前章では、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルと光易型方向関数を用いて決定された、関数方向スペクトルに対する多方向不規則波の造波方法について概説した。しかしながら、1章でも言及したように、最近では、実際に沖で観測・推算された方向スペクトルや、波浪変形計算の結果得られる任意形状の方向スペクトルに対して、多方向不規則波を造波するニーズが高まっている。そこで、本章では、このような取組について概説するとともに、本研究で提案する多方向波不規則波の造波手法を述べる。

3.1 沖ら(2006)の方法

沖ら(2006)は、沖で与えられる波浪条件に対する波浪変形計算の実施に際して、エネルギー平衡方程式法とブシネスクモデルとのカップリングを行い、反射および屈折の影響が少ない領域についてはエネルギー平衡方程式法を適用し、より複雑な波浪変形を考慮し、水位の時

間変化を把握したい領域についてはブシネスクモデルを適用することを提案している。

このとき、両者を接続するためには、エネルギー平衡方程式法で計算される周波数・方向スペクトルから、ブシネスクモデルに入力するための時間波形を作成することが必要である。

沖ら(2006)は、エネルギー平衡方程式法によって得られたスペクトルから各成分波の周波数を算出する式として、式(5)を参考に、代表周期 f_m を式(10)によって与えることを提案している。

$$f_m = X \left[\ln \left(\frac{2N_s}{2n-1} \right) \right]^{-1/4} \quad (10)$$

ここで、 X は、入射波条件として与えるスペクトルの最大周波数と、ブシネスクモデルとの接続境界上の各地点で得られる周波数スペクトルの最大周波数が一致するように決定された定数である。

ただし、式(10)で表わされるエネルギー等分割による各成分波の周波数の算定式は、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルをベースとしたものである。そのため、エネルギー平衡方程式法とブシネスクモデルの接続境界上で得られる任意形状のスペクトルに対して、厳密にエネルギー等分割を実施することは困難と考えられる。

また、入射波形の算出方法は、ダブルサンメーション法を用いている。そのため、波向きについては、式(10)で算出した各成分波の周波数に対して、方向スペクトルを3次スプライン関数法で補間して作成される方向分布を設定して、割り当てることとしている。

多方向不規則波の造波方法でも述べたように、入射波形を作成するための成分波の数および諸元は、分割方式などの違いに大きく影響する。例えば、式(10)によって任意形状のスペクトルから厳密なエネルギー等分割となる成分波を得ることが困難な場合には、必ずしも波エネルギーのピーク周辺で周波数分割を細分化できない場合も想定される。また、入射波形を作成する際にダブルサンメーション法を用いた場合には、目標スペクトルを造波するために多くの成分波を必要とするため、それだけ計算時間が増大することは避けられない。

3.2 本研究で提案する方法

多方向不規則波の造波方法で述べたように、周波数スペクトルから成分波を作成する際には、少ない成分波で長時間の不規則波波形を造波できるエネルギー等分割を

実現することが、計算上有利である。

そこで、本研究では、シングルサンメーション法に基づき、任意の方向スペクトルからエネルギー等分割となる成分波を作成する方法について新たに提案する。なお、各成分波の振幅と初期位相の設定については、2章で述べた従来の方法と同様に行う。

(1) 成分波の周波数の設定方法

任意のスペクトルからエネルギー等分割となる成分波を作成するためには、まず、与えられた周波数スペクトルまたは方向スペクトルから全エネルギーを算出し、その全エネルギー E を成分波の個数 N_s で割って等分割されたエネルギー ΔE を算出する。さらに、それに対応する任意形状スペクトル上のスペクトル幅を求め、その区間 f_n, f_{n+1} を算出する。

ある成分波に対応するスペクトル区間の算出は、まず与えられた任意の周波数スペクトルを周波数等分割し、次に、これらのエネルギーを周波数の小さい方から順次足し合わせていく。その過程で、累積エネルギーが ΔE を超えた場合、最後に加えた区間内にエネルギー等分割となる f_{n+1} があるため、それまでの累積エネルギーと ΔE の差が十分小さくなる f_{n+1} を算出する。

さらに、 f_{n+1} を f_n に置き換え、その地点からまたエネルギーを累積し、上記と同じ要領でエネルギー等分割となる f_{n+1} を算出する。このように、エネルギー等分割となる周波数を順次探し出すことにより、任意の周波数スペクトルに対するエネルギー等分割を実現する。

なお、ある関数スペクトル形が与えられる場合には、 f_n から f_{n+1} までの区間のエネルギーは積分による算出が可能である。しかし、任意形状スペクトル上の各区間

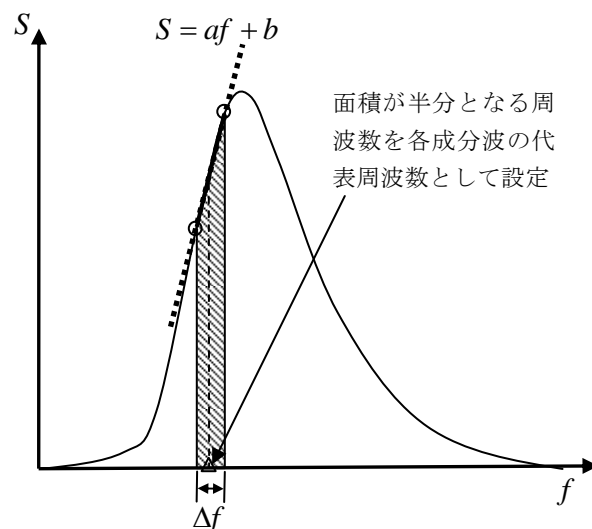


図-6 エネルギー等分割手法

のエネルギーを算出する際には、図-6 に示すように周波数等分割した区間内を直線近似し、台形公式を用いて算出することとした。したがって、任意スペクトルはこの区間で直線近似されていることに注意されたい。

さらに、周波数スペクトルをエネルギー等分割する過程において、各スペクトル幅のエネルギーを2等分する位置の周波数についても上記と同じ方法を用いて算出し、各スペクトル幅に対応する成分波の周波数としている。

図-7 に、これらの方法によりエネルギー等分割された成分波周波数の算定手順を示す。

もちろん、ここで提案する方法は、関数スペクトルに対しても適用可能である。すなわち、この方法を適用して式(11)に示す JONSWAP 型スペクトル (合田, 1987) に対する成分波を作成する場合には、エネルギーを2等分する位置の周波数を算定するために用いる近似直線の傾きを、微分係数 $S'(f)$ から算出することができる。

$$S(f) = \beta_j H_{1/3} T_p^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(T_p f)^{-4}] \times \gamma^{\exp(-(T_p f - 1)^2 / 2\sigma)} \quad (11)$$

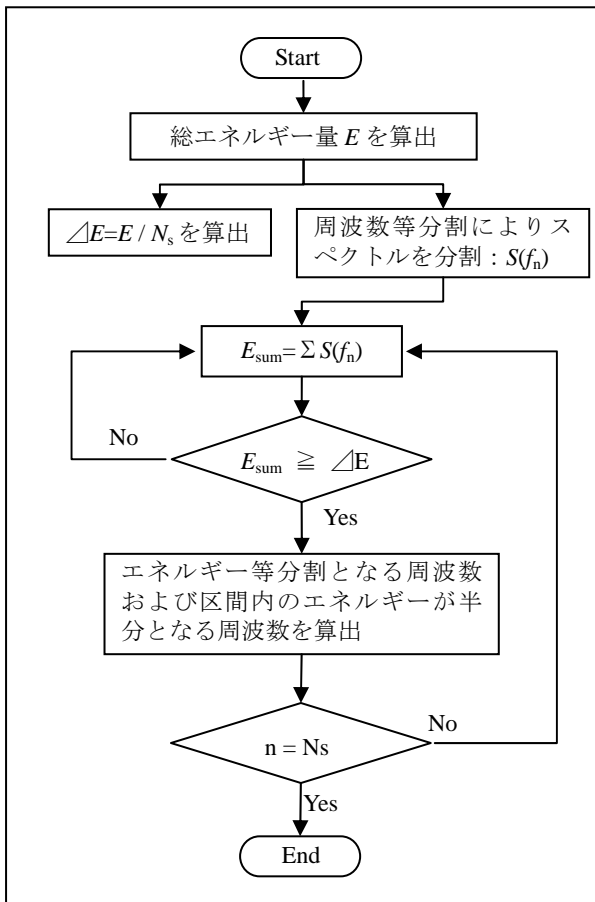


図-7 エネルギー等分割の算定フロー

$$\beta_j \approx \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} \times [1.094 - 0.01915 \ln \gamma] \quad (12)$$

$$T_p \approx T_{1/3} / [1 - 0.132(\gamma + 0.2)^{-0.559}] \quad (13)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & f \leq f_p \\ 0.09 & f < f_p \end{cases} \quad (14)$$

ここで、 $H_{1/3}$ は有義波高、 $T_{1/3}$ は有義波周期、 f は周波数、 f_p はピーク周波数、 γ は JONSWAP 型スペクトルの尖鋭度を表すパラメータである。

(2) 成分波の波向きの設定方法

次に、与えられた方向スペクトルから各成分波の波向きを決定する方法について述べる。

まず、上記の方法により得られた成分波の周波数に対応する方向分布形を、方向スペクトルから抽出する。次に、その方向分布から累積曲線を算出し、その累積曲線に[0,1]の乱数を当てはめることで、各成分波の波向きを決定する。なお、方向スペクトルは通常離散データで与えられることが多く、各成分波の周波数に対応した方向分布形が得られない場合がある。その場合には、3次スプライン関数を用いて方向スペクトルのデータを補間することで、方向分布を算出することとした。

なお、任意の周波数スペクトルのみが与えられた場合には、本手法を用いてエネルギー等分割された成分波を作成した後、式(7)に示す方向関数を用いて各成分波の波向きを算出する。

4. NOWT-PARIへの適用

新たに提案した方法により作成した成分波を用いて、入力波形をシミュレートし、入力スペクトルの再現性について検証を行う。

ここで、成分波を作成する際には、エネルギー等分割することにより、少ない成分波数で長時間の多方向不規則波を造波することが可能になる。さらに、シングルサンメーション法はダブルサンメーション法に比べ、用いる成分波数を大幅に削減することが可能である。そのため、NOWT-PARI では、エネルギー等分割した成分波を用いてシングルサンメーション法により多方向不規則波を造波している。そこで、以下で行う入力スペクトルの再現性の検証では、NOWT-PARI と同様に、シングルサンメーション法を用いて入射波形の作成を行った。

すなわち、JONSWAP 型スペクトルおよび任意の方向スペクトルに対する多方向不規則波をそれぞれ造波して、

入力スペクトルに対する再現性を検証した。

4.1 入力スペクトルの再現性

図-8に、検証に用いた入力スペクトルを示す。ここで、周波数スペクトルは JONSWAP 型とし、代表諸元は、 $H_{1/3}=2.0\text{m}$ 、 $T_{1/3}=10.0\text{s}$ 、 $\gamma=3.3$ 、 $S_{\max}=25$ とした。なお、図-8(b)に示す方向スペクトルは、式(7)に示す方向関数を次式により周波数に関して積分したものである。

$$G_2(\theta) = \int_0^{\infty} G(f; \theta) S(f) df \quad (15)$$

検証は、以下の手順により実施した。まず、図-8に示した周波数スペクトルおよび方向スペクトルから本手法を用いて成分波を作成し、次に、シングルサンメーション法を用いて入射波形をシミュレートした。さらに、その波形に対して周波数スペクトル解析および方向スペクトル解析を行い、入力スペクトルと比較して、その再現性を検証した。その結果を図-9に示す。

図中、実線は上記の方法によりシミュレートした波形から得られた解析結果を、破線は JONSWAP 型関数および

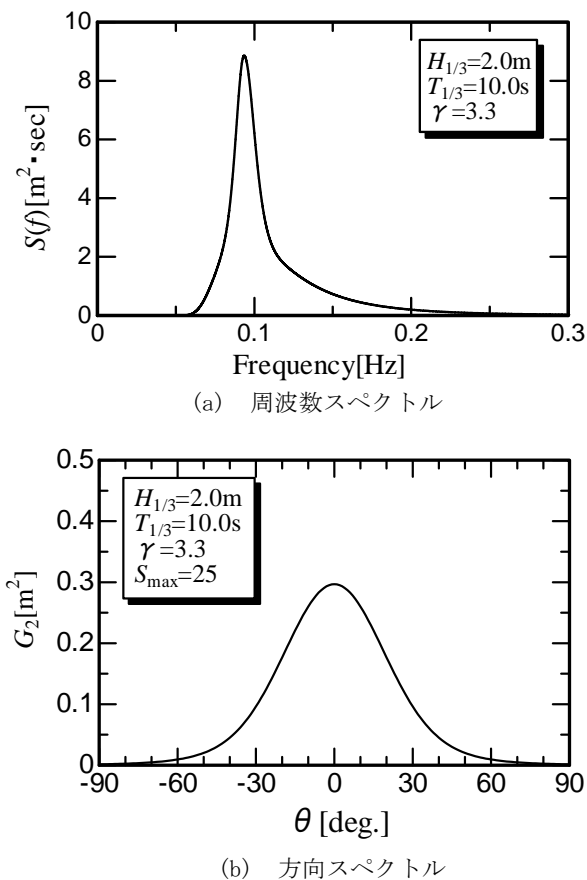


図-8 検証に用いた周波数および方向スペクトル

び方向関数から求めた入力スペクトルを示している。なお、方向スペクトル解析を行う際に用いる多点の波形は、図-10に示すアレイ上に配置した各地点で抽出されるものとした。ここで、各地点間の距離 D は波長の 0.2 倍となるように配置し、本検証では、水深 20m と仮定して得られる波長を用いて各地点間の間隔を決定した。図-9より、シミュレート波形から求めた周波数スペクトルおよび方向スペクトルは、入力スペクトルとよく一致していることがわかる。

図-11には、P1 地点のシミュレート波形を示す。図より、シミュレート波形はランダムであり、入射波形としての不規則性を満足しているものと判断される。

次に、現地波浪観測から得られた任意の方向スペクトルを用いて、入力スペクトルの再現性の検証を行った。

検証に用いた任意の方向スペクトルは、図-12に示す長崎県伊王島の NOWPHAS 観測地点において、2002 年の 12 月 12 日に取得されたデータから得られたものである。なお、この時の波浪諸元は、 $H_{1/3}=2.81\text{m}$ 、 $T_{1/3}=7.7\text{s}$ であった。

図-13に、検証に用いた方向スペクトルを示す。対象とした任意スペクトルは、周期、波向ともにそれぞれ異なる双峰型の方向スペクトルであることがわかる。

図-14は、本手法により任意の方向スペクトルから成分波を作成し、その成分波から求めたシミュレート波形を周波数および方向スペクトル解析した結果である。図中、実線はシミュレート波形から求めた解析結果を、破線は入力条件として用いた現地観測スペクトルを示している。なお、JONSWAP 型の検証と同様、方向スペクトル解析を行う際に用いた多点の波形は、図-15に示すア

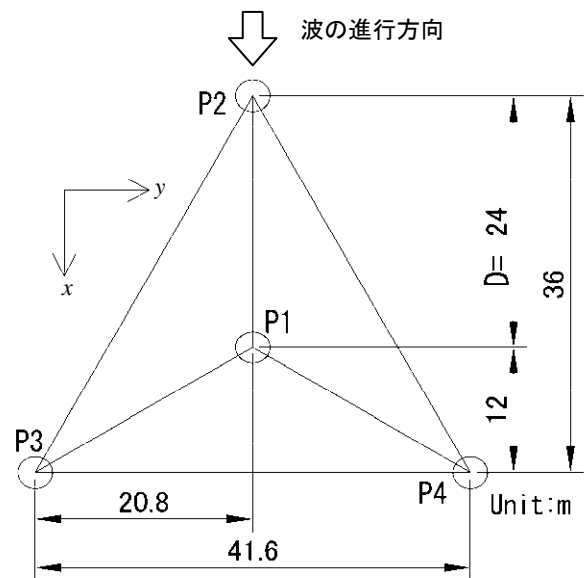


図-10 シミュレート波形算出ポイントの座標

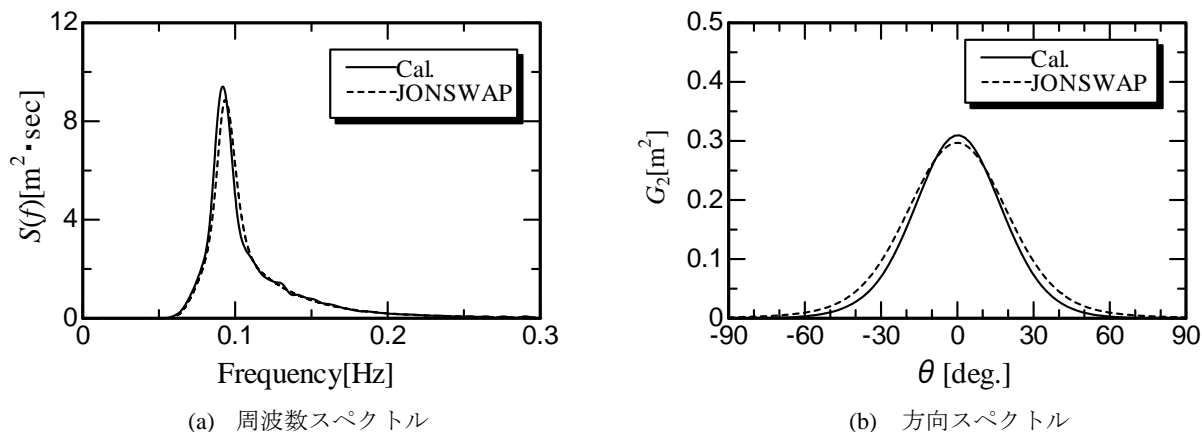


図-9 シミュレート波形から算出した周波数・方向スペクトルと入力スペクトルとの比較

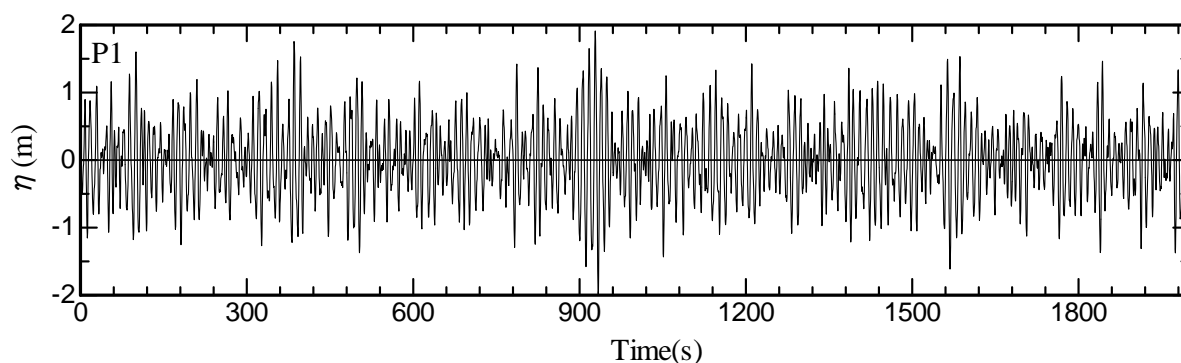


図-11 本手法で得られた成分波から算出した波形

レイ上に配置した各地点で抽出されるものとした。ここで、各地点間の距離 D は、JONSWAP 型スペクトルの検証と同様、水深 20m と仮定して得られる波長の 0.2 倍となるように配置した。図-14 より、シミュレート波形から求めた周波数スペクトルおよび方向スペクトルは、少なくともピーク位置やその形状などは、入力スペクトルとよく一致している。

また、図-16 には、P1 に示す地点のシミュレート波形を示す。図より、シミュレートされた波形はランダムであり、JONSWAP 型と同様、入射波形としての不規則性を満足しているものと判断される。

以上の結果、今回新たに提案した成分波の作成手法によって得られた入射波形は、入力スペクトルをよく再現しており、本手法の有効性が確認された。

4.2 波高統計量の算定法

ブシネスクモデルを用いた波浪変形計算では、時間ステップ毎に水位の変化を求めることができる。しかし、計算機の記憶容量の関係上、各差分格子上で得られる水位変動データを全て保持することは困難であることから、有義波高の空間分布は、これらを代表する平均波高 H_{mean} および η_{rms} を用いて算出している。以下にこれらの算出

手法について概説するとともに、これらを用いて有義波高を算出する方法について述べる。

平均波高 H_{mean} は、全差分格子上で計算される水位変

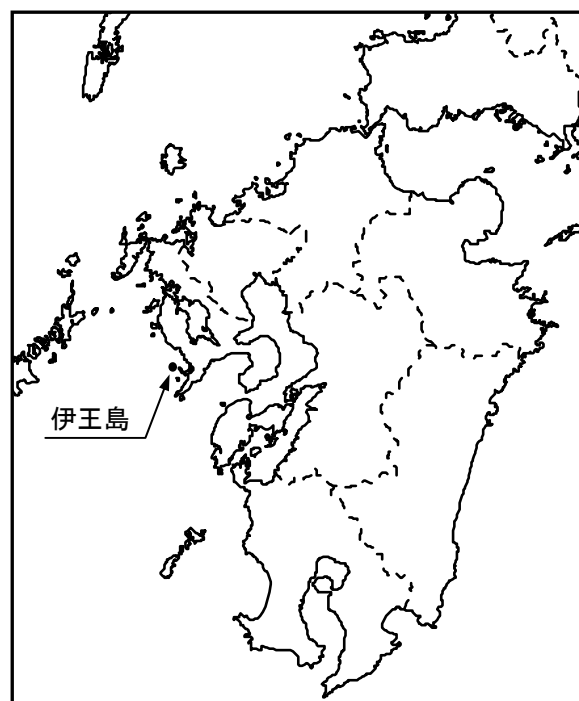


図-12 波浪観測地点 (伊王島)

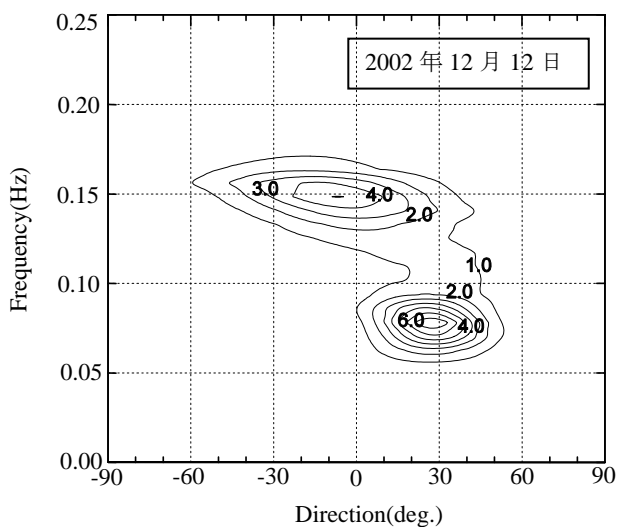


図-13 伊王島で観測された方向スペクトル

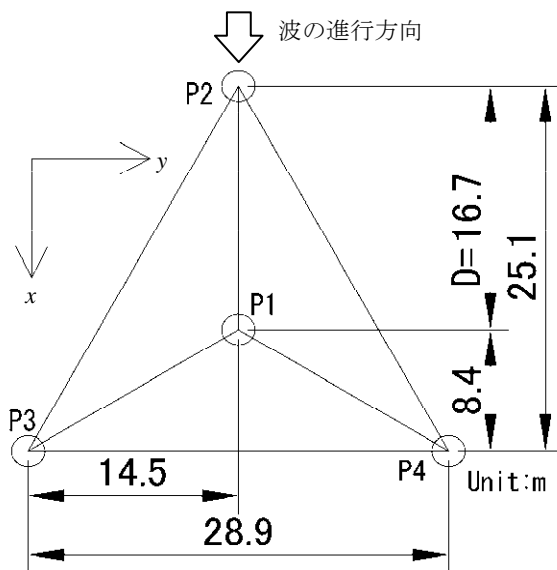
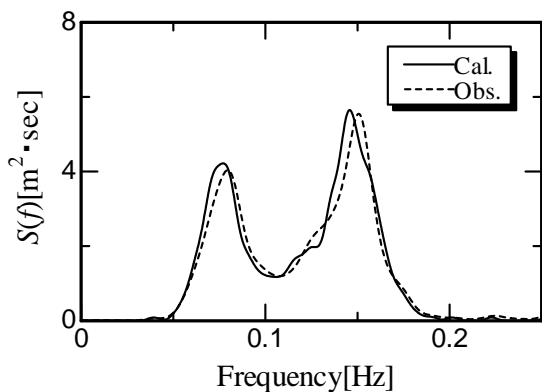
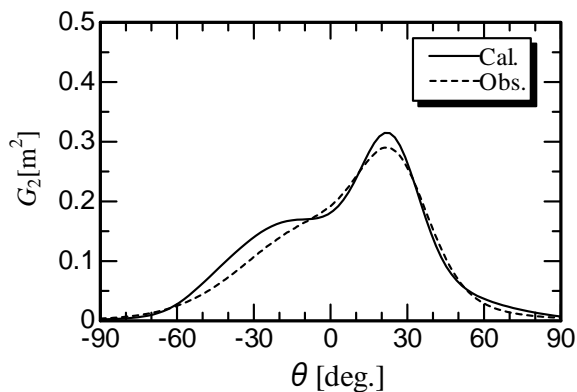


図-15 シミュレート波形算出ポイントの座標



(a) 周波数スペクトル



(b) 方向スペクトル

図-14 シミュレート波形から算出した周波数・方向スペクトルと入力スペクトルとの比較

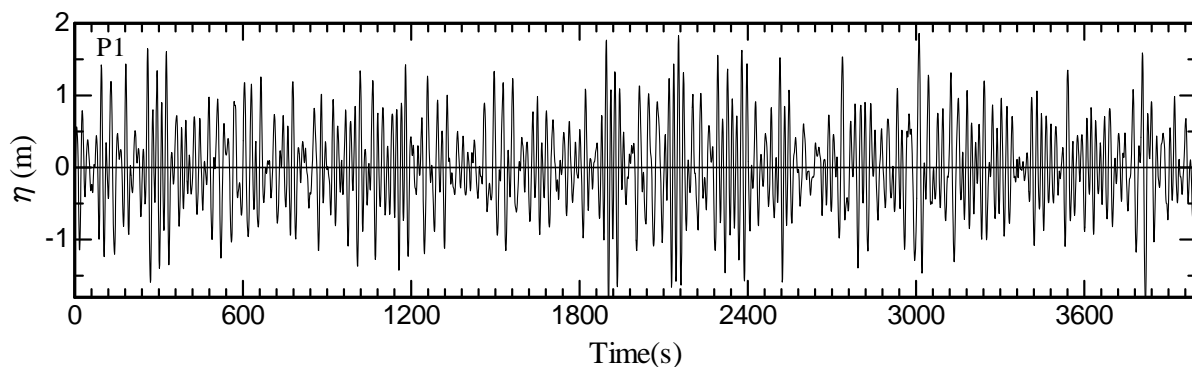


図-16 本手法で得られた成分波から算出した波形

動に対し、平均水位をゼロ線としたゼロアップクロス解析を行い、リアルタイムに算出される。その方法は、まず、1 つ前のゼロクロス時刻から直前のゼロクロス時刻までの間の各格子点における水位の最大値と最小値を求

め、その差を個々波の波高として定義する。次に、その時刻までに得られたそれらの累積和を波数で除して平均波高を算出する。

η_{rms} は、全差分格子上で計算される水位変動に対し、

平均水位をゼロ線としたときの水位の2乗平均値として算出される。

有義波高は、以上のようにして求めた平均波高 H_{mean} および η_{rms} に、表-1 に示す係数を乗じて算出される。さらに、これを全格子で実施することにより、有義波高の空間分布が算出される。

ここで、これらの係数は、スペクトル形に依存することに注意されたい。すなわち、ここに示す以外のスペクトル形を用いる際には、そのスペクトル形に合わせた係数を用いる必要がある。特に、任意スペクトルを用いる場合には、スペクトル形状が予測できないため、何らかの指標を用いて係数を決定する必要がある。

Goda・Kudaka (2007) は、式(16)に示すスペクトル形状パラメータ $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/\eta_{rms}$ および $H_{1/3}/H_{mean}$ の関係について考察を行っている。

$$\kappa(T_{01})^2 = \left| \frac{1}{m_0} \int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f \bar{T} df \right|^2 + \left| \frac{1}{m_0} \int_0^\infty S(f) \sin 2\pi f \bar{T} df \right|^2 \quad (16)$$

ここで、 $S(f)$ はスペクトル密度 ($m^2 \cdot sec$)、 \bar{T} は平均周期 ($=m_0/m_1$)、 m_0 、 m_1 はスペクトルの0次および1次モーメントであり、式(17)より算出する。

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \quad (17)$$

Goda・Kudaka (2007) によると、 $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/\eta_{rms}$ および $H_{1/3}/H_{mean}$ は、図-17 および図-18 に示す関係となる。また、それらの関係式は、式(18)および式(19)で表される。ただし式(19)は、彼らのデータに数点追加し、著者らが作成したものである。

$$H_{1/3}/\eta_{rms} = 3.459 + 1.353\kappa - 1.385\kappa^2 + 0.5786\kappa^3 \quad (18)$$

$$H_{1/3}/H_{mean} = 1.492 + 0.261\kappa - 0.242\kappa^2 + 0.0796\kappa^3 \quad (19)$$

以上のことから、任意のスペクトルを入力条件として用いる際には、与えられたスペクトルから式(16)を用いて $\kappa(T_{01})$ を算出し、式(18)および式(19)に示す関係式から $H_{1/3}/\eta_{rms}$ および $H_{1/3}/H_{mean}$ の値を求め、有義波高を算出するものとした。

ここで、式(18)および式(19)に示す関係を用いて算出される有義波高分布は、全体の傾向を把握するための出力結果としては非常に有用である。しかし、より正確な波高値を求める必要がある地点では、時系列波形データを出力後、ゼロアップクロス解析等の統計解析を行い、有義波高や最大波高などの諸元を算出することが望ましい。また、双峰型のスペクトル形については、 $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/\eta_{rms}$ および $H_{1/3}/H_{mean}$ の関係について十分検討されておらず、今後の検討が必要である。そのため、特に双峰型のスペクトル形を用いる際には、時系列データに対してゼロアップクロス解析を行い、算出される代表諸元との整合性について、よく確認することが必要である。

5. まとめ

任意の周波数・方向スペクトルから、成分波を作成するための新たな手法を提案し、その作成手法について検証を行った。これらの結果、本研究で提案した新たな成分波の作成手法の有効性が確認された。

すなわち、これまではブレットシュナイダー・光易型の関数スペクトルを用いて沖波スペクトルを入射させていた NOWT-PARI において、任意の周波数・方向スペクトルを入力条件として用いることができるようになり、現地で観測あるいは推算された沖波の波浪状況を考慮した波浪変形計算が可能となった。

一方、これまで用いられてきた関数スペクトルは、スペクトルの変形を受けない沖波に対して提案されたものであるため、これを入射させる造波境界は、屈折、回折および浅水変形の影響が小さい沖合に設定する必要があった。しかしながら、本研究成果により、任意形状の方向スペクトルの造波が可能となったことから、入射境界位置をより柔軟に設定することができ、例えば図-19 に

表-1 スペクトル形状による代表波高比一覧 (合田 (2008) より抜粋)

	レーリー分布	JONSWAP 型			
		$\gamma=1.0$	$\gamma=3.3$	$\gamma=10.0$	$\gamma=20.0$
$H_{1/3}/H_{mean}$	1.597	1.565	1.573	1.576	1.577
$H_{1/3}/\eta_{rms}$	4.004	3.80	3.87	3.91	3.93

示すように、沖合の領域に対してはエネルギー平衡方程式法を適用し、より詳細な解析が必要となる沿岸域の波浪変形計算には NOWT-PARI を用いるといった、両者の特徴を生かした計算モデルの構築が可能となった。

さらに、波高統計量の算定方法としてスペクトル形状パラメータを導入することで、任意の周波数・方向スペクトルについても有義波高の空間分布を求めることが可能となり、現行の NOWT-PARI の機能を拡張することに成功した。

6. あとがき

本研究では、任意の周波数・方向スペクトルから成分波を作成するための新たな手法について提案を行った。本手法を用いることにより、現地の波浪状況に合わせた検討が実施可能となった。また、エネルギー平衡方程式法と NOWT-PARI の利点を生かした波浪変形計算が実施可能となり、計算時間の短縮など実務計算を行う上での利便性の向上に貢献できるものと期待している。

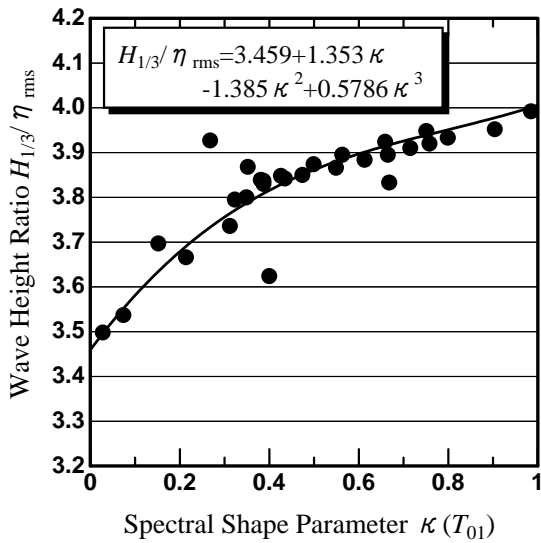


図-17 スペクトル形状パラメータ $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/\eta_{rms}$ の関係 (Goda・Kudaka (2007) より抜粋)

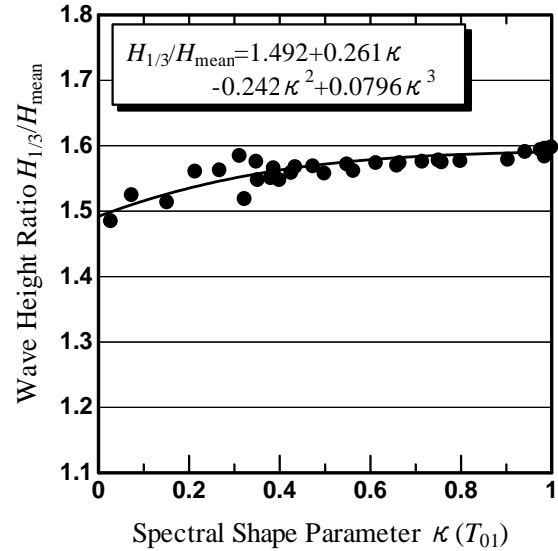


図-18 スペクトル形状パラメータ $\kappa(T_{01})$ と $H_{1/3}/H_{mean}$ の関係 (Goda・Kudaka (2007) に追記)

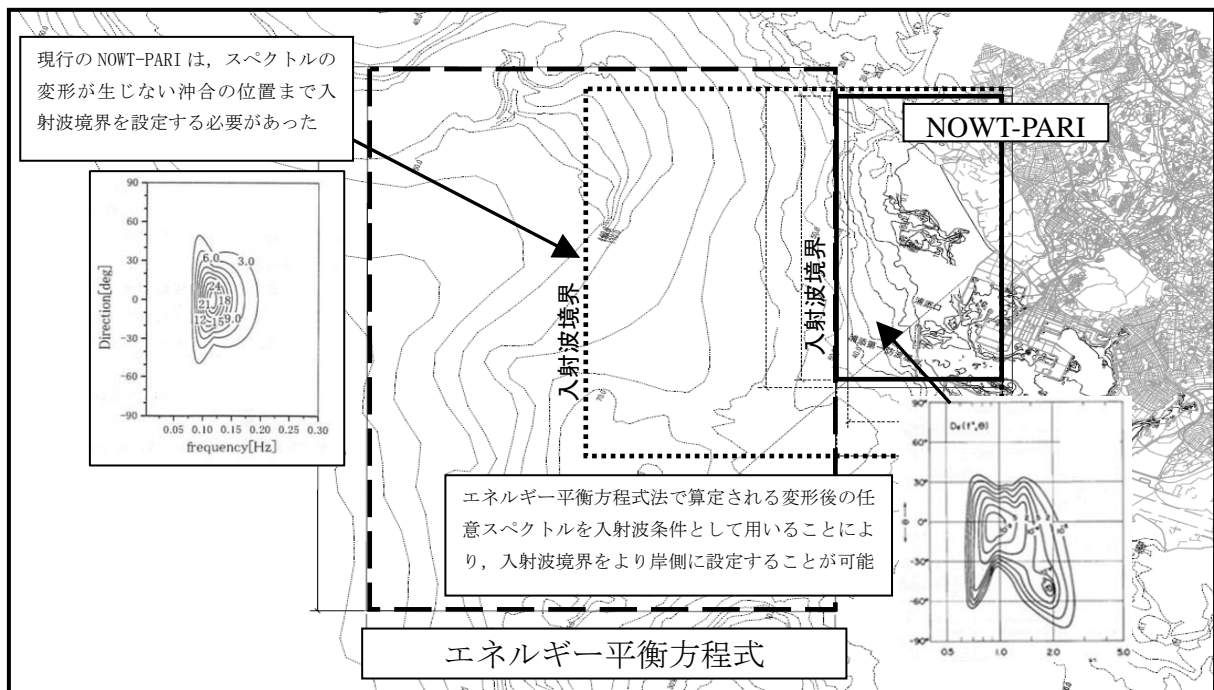


図-19 今回提案した造波手法を用いることにより期待される効果

今後は、エネルギー平衡方程式法と NOWT-PARI を一連で計算するためのカップリング手法を確立するとともに、双峰型の関数スペクトルを入力条件として用いる際の波浪統計量の算定手法について更なる検討を行っていくことが必要である。

(2009年3月6日受付)

参考文献

- 沖 和哉・酒井哲郎(2006)：直線上に分布するスペクトルを入射波条件とした多方向不規則波変形時系列解析，海洋開発論文集，第 22 巻，pp.259-264.
- 合田良実・鈴木康正(1975)：光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算，港湾技研資料，No.230，45p.
- 合田良実(1985)：波浪の統計的性質に関する二，三の数値的検討，港湾技術研究所報告，第 24 巻，第 4 号，pp.65-102.
- 合田良実(1987)：数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質，第 34 回海講論文集，pp.131-135.
- 合田良実(2008)：耐波工学 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版会，pp.30.
- 平石哲也(1992)：多方向不規則波の発生とその応用に関する研究，港湾技研資料，No.723，176p.
- 平山克也(2002)：非線形不規則波浪を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究，港湾技研資料，No.1036，162p.
- 光易 恒(1970)：風波のスペクトルの発達(2)－有限な吸送距離における風波のスペクトルの形について，第 17 回海講論文集，pp.1-7.
- Goda, Y. and M., Kudaka (2007): On the role of spectral width and shape parameters in control of individual wave height distribution, *Coastal Engineering Journal*, Vol.49, No.3, pp.311-335.
- Mitsuyasu, H., F., Tasai, T., Sahara, S., Mizuno, M., Ohkusu, T., Honda, and K., Rikiishi (1975): Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Physical Oceanogr.*, Vol.5, pp.750-760.
- Takayama, T. and T., Hiraishi (1987): Fundamental Characteristics of Oblique Regular Waves and Directional Random Waves Generated by a Serpent-type Wave Generator, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol 26, No.5, pp.101-136.

記号表

(x, y)	: 平面座標
t	: 時刻
$a_{m,n}, a_n$: 成分波の振幅
k_n	: 成分波の波数
$f_{m,n}, f_n$: 成分波の周波数
θ_m, θ_n	: 成分波の波向
$\varepsilon_m, \varepsilon_n$: 初期位相
$S(f)$: スペクトル値
Δf_n	: 成分波のスペクトル幅
N_s	: スペクトルの分割数
$G(f; \theta)$: 方向関数
S_{\max}	: 方向集中度パラメータ
f_p	: ピーク周波数
$H_{1/3}$: 有義波高
$T_{1/3}$: 有義波周期
γ	: JONSWAP 型スペクトルの尖鋭度
E	: 周波数スペクトルの総エネルギー量
ΔE	: 分割後の成分波のエネルギー量
$G_2(\theta)$: 二次元方向スペクトル
D	: アレイ間隔
H_{mean}	: 平均波高
η_{rms}	: 水位の 2 乗平均
$\kappa(T_{01})$: スペクトル形状パラメータ
\bar{T}	: 平均周期
m_0	: 周波数スペクトルの 0 次モーメント
m_1	: 周波数スペクトルの 1 次モーメント

港湾空港技術研究所報告 第48巻第2号

2009・6

編集兼発行人 独立行政法人 港湾空港技術研究所
発行所 独立行政法人 港湾空港技術研究所

横須賀市長瀬3丁目1番1号
TEL.046(844)5040 URL.<http://www.pari.go.jp/>

印刷所 横浜ハイテクプリンティング株式会社

Copyright© (2009) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI.

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

CONTENTS

Development of Life Cycle Management System for Open-type Wharf	Ema KATO, Mitsuyasu IWANAMI, Hiroshi YOKOTA3
Development of the Three-dimensional Numerical Model of Sediment Transports and Topographic Changes of Intertidal Flats due to Sands and Cohesive Sediments Generated by Tidal Currents and Wave-induced Currents and an Application to the Field.	Ken-ichi UZAKI, Yoshiaki KURIYAMA37
Evaluation of Strain Rate Effect with Isotache Model on Long-Term Consolidation of the Clay Deposits at Kansai International Airport	Yoichi WATABE, Masanori TANAKA, Shinji SASSA, Yoshiyuki MORIKAWA63
Thickness Effects on Long-Term Consolidation Behavior of Osaka Bay Clays	Yoichi WATABE, Masanori TANAKA, Shinji SASSA, Tsuyoshi EMURA83
A Study of the Geotechnical Investigation Results at the Planning Site of the D-Runway of the Tokyo International Airport	Yoichi WATABE, Masanori TANAKA, Shinji SASSA, Takatoshi NOGUCHI, Masafumi MIYATA103
New Determination Method of Soil Parameters for Performance Based Design	Yoichi WATABE, Masanori TANAKA, Shinji SASSA, Yoshiaki KIKUCHI123
10-Year Follow-up Study on Long-Term Properties of Air-Foam Treated Lightweight Soil Placed in Coastal Areas	Yoichi WATABE, Masanori TANAKA, Shinji SASSA145
Performance of corrosion prevention by painting methods in marine atmosphere and performance evaluation methods for soundness of paint layers	Yoshikazu AKIRA, Mitsuyasu IWANAMI, Toru YAMAJI161
Generation Method of Directional Random Waves with Arbitrary Spectrum	Katsuya HIRAYAMA, Ichiro MIYAZATO199