

港湾空港技術研究所 資料

TECHNICAL NOTE
OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

No.1061 September 2003

第三世代波浪推算モデルの内湾波浪推算への適用性
ーメソスケール気象モデルの導入ー

川口 浩二
杉本 彰
橋本 典明

独立行政法人 港湾空港技術研究所

Independent Administrative Institution,
Port and Airport Research Institute, Japan



目 次

要 旨	3
1. まえがき	4
2. メソスケール気象モデル.....	4
2.1 メソスケール気象モデルの概要	4
2.2 メソスケール気象モデルによる内湾海上風推算	4
3. 第三世代算波浪推算モデルによる内湾波浪推算	12
3.1 WAMによる内湾波浪推算	12
3.2 SWANによる内湾波浪推算	38
3.3 内湾波浪推算における第三世代波浪推算モデルの適用性の検討	46
4. 結論	51
5. あとがき.....	51
謝辞	51
参考文献	51
記号表	53

Application of Third Generation Wave Models Coupled with Mesoscale Meteorological Model for Tokyo Bay

Koji KAWAGUCHI *
Akira SUGIMOTO **
Noriaki HASHIMOTO ***

Synopsis

Recently, the wave hindcasting models have been very much improved as seen in the successful development of the third generation wave model such as the WAM. In addition, accurate and reliable meteorological data for several decades has been supplied from the international organizations such as the ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) and the NCEP (The National Centers for Environmental Prediction). Thus it is getting easier to simulate ocean waves with these wave models and meteorological data for the past of tens of years. Now the accurate and reliable wave information can be obtained for long term in various ocean areas.

On the other hand, however, the introduction of the third generation wave models to simulate the coastal waves is still under development although most of the coastal engineering projects necessitate estimating wave information around the coastal areas. One of the reasons of this delay is the difficulty of estimating accurate wind field around the coastal area surrounded by the lands, where the wind field is sometimes very complicated. Accurate wind simulation with high spatial resolution is strongly required for accurate estimation of the waves around the coastal area.

We, therefore, applied the mesoscale meteorological models such as the ANEMOS (Nakanishi, 1999) for wind simulation around the Tokyo Bay area. Then, we simulated coastal waves around the area with the third generation wave models, WAM and SWAN, with the wind data simulated by the mesoscale meteorological model.

In this paper, we examined the accuracy of the simulated wind field as well as the wave field around the Tokyo-Bay area by comparing the measured wind data and wave data, and discussed the applicability of the mesoscale meteorological models as well as the third generation wave models with introducing some information for improving the estimation accuracy of the WAM.

Key Words: third generation wave model, WAM, SWAN, mesoscale meteorological model, ANEMOS, ECMWF

* Senior Researcher, Marine Environment and Engineering Department
** Former Tokyo Kyuei co., Ltd.
*** Head, Hydraulics Division, Marine Environment and Engineering Department
3-1-1 Nagase, Yokosuka, 239-0826 Japan
Phone : +81-46-844-5049 Fax : +81-46-844-1274 e-mail:kawaguchi@pari.go.jp

第三世代波浪推算モデルの内湾波浪推算への適用性

—メソスケール気象モデルの導入—

川口 浩二*
杉本 彰**
橋本 典明***

要 旨

近年、第三世代波浪推算モデル WAM を利用した外洋の波浪推算においては、その推算精度の高さが確認され、我が国においても幾つかの実施例が報告され始めている。しかしながら、実際の港湾・海岸の事業分野で必要とされ利用される沿岸域、とりわけ内湾の波浪推算においては、幾つかの検討すべき課題が残されたままであり、実務への導入が遅れているのが現状である。この問題点の一つに波浪推算に必要な海上風の精度の問題がある。海上風の精度は波浪推算の精度を直接左右する重要な要素であるため、外洋はもとより特に内湾域では詳細な海上風データが要求される。これは内湾海上風が陸地の影響を受けて複雑で局地性の高い現象であるためである。このような複雑な内湾海上風を推算するため、東京湾を対象に陸地や種々の気象要素の影響を考慮したメソスケール気象モデルを用いて内湾海上風を推算し、その精度を検討した。さらに、荒天時のみならず静穏時も含む切れ目のない波浪推算を実施するため、メソスケール気象モデルで推算された内湾海上風を第三世代波浪推算モデル WAM および SWAN に適用し、波浪推算を実施した。

検討の結果、メソスケール気象モデルによる内湾海上風の推算精度は高く、内湾波浪推算への適用に有用であることが確認された。また、この推算海上風を利用した内湾波浪推算では、WAM で推算する波浪スペクトルの周波数計算範囲を高周波数側へ拡張することにより、荒天時のみならず静穏時も含む連続的な波浪推算が精度良く実施できることが分かった。また、このような長期間にわたる連続波浪推算を実施する場合、計算負荷が小さい WAM の適用が有利であることが確認された。一方、SWAN は、計算負荷が大きく連続的な波浪推算には不向きであるが、その汎用性・適用性の高さから、極浅海で狭領域の詳細な波浪場の推算に適していると考えられ、今後更に検討する必要があることが示唆された。

キーワード：内湾波浪推算，常時波浪，第三世代波浪推算モデル（WAM，SWAN），内湾海上風，メソスケール気象モデル（ANEMOS）

* 海洋・水工部 主任研究官

** 海洋・水工部 海洋水理研究室 企業研修生（前（株）東京久栄）

*** 海洋・水工部 海洋水理研究室長

〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 独立行政法人港湾空港技術研究所

電話：046-844-5049 Fax：046-844-1274 e-mail:kawaguchi@pari.go.jp

1. まえがき

近年、WAMに代表される第三世代波浪推算法により、外洋では高精度な波浪推算が可能となってきた。一方、港湾・海岸の事業分野で必要とされる波浪情報の多くは沿岸域、特に内湾域に集中し、荒天時のみならず静穏時も含む切れ間のない波浪情報が要求される。これら内湾域の常時波浪情報を経済的かつ省力的に得るためには、信頼性が高く、精度の高い波浪推算法の早期導入が期待される。しかし、外洋を対象として実用化されている高精度波浪推算法も、内湾域においては実用化に向けた導入が遅れているのが現状である。これは次のような検討すべき課題が残されているためである。

- ① 外洋に比べて内湾域を対象とした波浪推算精度の検証例が少ないこと。
- ② 沿岸域や内湾域では波浪の推算精度を左右する海上風が陸地の影響を受けて複雑となり、より細かな空間スケール（例えば数km程度）の海上風データが要求されること。
- ③ 沿岸域や内湾域では、より複雑な地形や水深変化に伴う波浪の種々の物理メカニズムを考慮する必要があること。

本研究では、海上風に及ぼす陸地の影響を考慮可能なメソスケール気象モデルを用い、高分解能かつ高精度な内湾海上風を推算し、その推算精度の検討を行った。ついで、メソスケール気象モデルで得られた内湾推算海上風と第三世代波浪推算モデルWAMおよびSWANを用いて内湾波浪推算を実施し、各波浪推算モデルの推算精度や適用性を比較した。最後に、今後の沿岸域・内湾域における高精度波浪推算法の導入・実用化に向けた検討を行った。

2. メソスケール気象モデル

2.1 メソスケール気象モデルの概要

気象庁のGPV (Grid Point Value)や、ヨーロッパのECMWF (European Center for Medium Range Weather Forecast)およびアメリカのNCEP (National Center for Environment Prediction)から提供される海上風などの気象の客観解析データは、各国の代表的な気象モデルにより計算された数値計算結果である。ここで利用されている気象モデルのほとんどは静水圧近似を仮定したいわゆるプリミティブ方程式系のモデルである。このモデルが対象とする計算領域は、数1000km四方以上の大領域であるため、10km程度以下の小さな気象現象は無視される。そ

もそもプリミティブ方程式系は10km程度以下の気象現象を再現することが困難であり、このような小さなスケールの気象擾乱を計算するためには、別の方程式系の数値モデルが必要となる。

近年、10km程度以下の気象現象を含む数100km四方程度の気象場を精度良く再現できるメソスケール気象モデルの開発が各国気象機関や大学を中心として進められ、高精度かつ高分解能な気象現象の計算が可能になってきている。メソスケール気象モデルは、非静水力学系に基づく数値気象モデルであり、水平方向の空間分解能を高く設定できることから、海陸風や積乱雲の発達等の小さいスケールの気象擾乱を計算することが可能である。また、空間スケールを小さくできることから、狭い範囲の気象予測において陸地の凹凸等の影響を適切に考慮することが可能となる。このような特性は本研究で目的としている「陸地の影響を受けた複雑な海上風」を推算するのに適しており、本研究ではメソスケール気象モデルを用いて海上風の推算を行うこととした。

本研究で使用したメソスケール気象モデルは、中西(1999)によって開発されたANEMOSである。以下では、ANEMOSについて概説する。

2.2 メソスケール気象モデルによる内湾海上風推算

(1) メソスケール気象モデルANEMOS

a) ANEMOSの概要

メソスケール気象モデルANEMOSは陸域での気象予測に多くの実績を持つ気象モデルであるが、本モデルを沿岸域における海上風推算に利用し、精度検証した例は殆どない。ANEMOSは基礎方程式に3次元の運動方程式、熱力学方程式、連続式、乱流エネルギー方程式および水蒸気保存式を考慮しており、これらの基礎方程式は、水平方向には直交座標、鉛直方向には気象学でよく用いられる

$$z^* = z_l \frac{z - z_b}{z_l - z_g} = \frac{z - z_g}{h} \quad (1)$$

で表される z^* 座標系を採用している。ここに、 z_g は地表面の標高、 z_l は計算領域上端の高さである。この z^* 座標系は、地表面付近では地形の凹凸に沿った形状をしており、高度が高くなるにつれて等高面付近に近づき、モデル上端面では等高面と一致する。この z^* 座標系の導入により山岳波のような地形の凸凹によって作られる気象現象も精度よく計算することが可能となる。

b) ANEMOSで考慮されている物理過程

ANEMOSで考慮されている物理過程は、地表面温度予測、乱流輸送、放射・凝結・降水過程であるが、大気の大気熱収支や水蒸気循環に重要な物理過程に雲物理過程がある。雲量の計算は、雲粒が凝結量のアンサンブル平均値の周りにGaussian分布すると仮定して部分凝結を考慮し、これにより雲量を求め、放射過程に利用している。また、地上に影響する雲量は、ある気柱の全雲量を各層で得られる雲量中の最大値の合計で決めている。一方、各層における雲量は雲量の最大値の範囲内でランダムにオーバーラップすると仮定している。降水過程はLin et al. (1983)が提案し、一般にwarm rainスキームと呼ばれているモデルを用いている。warm rainスキームにおける雨水量 Q_r の保存式は、

$$\frac{D_h Q_r}{D_h t} = \nabla_h^2 (Q_r, LqS_H) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial U_r \rho Q_r}{\partial z^*} + hP_R \quad (2)$$

$$P_R = P_{rain} + P_{racw} + P_{revp} \quad (3)$$

で表される。ここで、 U_r は雨滴の終端速度、 P_{rain} は雲粒から雨滴への成長、 P_{racw} は雨滴による雲粒の併合、 P_{revp} は雨滴の蒸発である。したがって、ANEMOSでは水の形態を“水蒸気・雲粒・雨滴”の3相で考慮する。

c) 初期値、境界値および境界条件

気象要素の初期値および境界値は気象庁GPV (Grid Point Value) を時間・空間内挿して与える。GPVとは、気象庁の全球モデル (Global Spectral Model)、領域モデル (Regional Spectral Model) およびメソスケールモデル (Mesoscale Spectral Model) を用いた数値予報の結果を格子点値 (GPV) として一般に提供しているものである。GPVには地上値として海面更正気圧、水平風速、気温および湿度を、上層値としては気圧レベル950, 925, 850, 700および500hPaの等圧面上のジオポテンシャル高度、水平風速、気温、湿度等の気象要素の値が含まれている。本研究では地上解像度が東西に15'、南北に12'、上層解像度が地上値の半分であるRSMデータを境界値の元データとして用いたが、元データの時間空間内挿値は線形内挿により与えた。ただし、風速および湿度から換算した比湿については z^* 面上で、気温、気圧から計算した温位についてはできるだけ不自然な浮力が生じないように z 面上で行う (斉藤・猪川, 1992)。

地表面の境界条件として、標高は国土地理院の数値情報より50m格子の標高データから得たものをモデルに与えている。気象要素に対する条件は z^* 座標系の鉛直風速を

ゼロとし、その他の変数は鉛直フラックスで与える。空間的な領域面積を持つ格子点には特性の異なる複数の土地利用区分が混在しているが、この区分を水域、裸地、草地、水田、果樹園、森林、住宅地および都市域の8つのカテゴリーに分類し、それぞれのカテゴリーごとにMonin-Obukhovの相似則を利用してフラックス計算している。

格子平均のフラックスは、カテゴリー毎のフラックスをその面積比率で加重平均して求める (Kimura, 1989)。これにより海岸線付近の陸域と水域が混在する場所でも陸域のカテゴリーと水域のそれぞれが持つ特性値の比率平均値が与えられるが、例えばある一つの格子点の北側が陸、南側が水域といった特性は与えられない。土地利用区分の分布は、国土地理院の100m格子の国土数値情報および土地利用データを元にして与えた。土地利用区別の地表面の特性値を表-2.1に示す。

水面を除く土地利用区分ごとの地表面温度は、地表面でのエネルギーバランス方程式から土壌ヒートフラックスを求めた後、強制復元法 (Deardorff, 1978) により予測する。土中温度はRSMの地上気温予報値の日平均値で与え、また、海面水温については気象庁から提供されているNEAR-GOOS (North-East Asian Regional Global Ocean Observing System) の客観解析値を与えている。

表-2.1 土地利用区別の地表面特性

土地利用	ゼロ面変位 (m)	粗度長 (m)	土壌湿潤度	アルベド
水域	0.0	0.016	1.00	0.10
裸地	0.0	0.01	0.05	0.20
草地	0.3	0.10	0.15	0.20
水田	0.0	0.01	0.15	0.20
果樹園	1.0	0.30	0.15	0.20
森林	2.0	0.55	0.10	0.20
住宅地	2.0	0.65	0.01	0.15
都市域	2.6	1.00	0.01	0.10

d) 数値解法

ANEMOSの計算で予測される物理量は、鉛直風速やExner関数が格子ボックスの上下の壁面上で定義される他は、全て格子ボックスの中央に配置される。乱流輸送は正の値でなければならないので、その移流項差分には風上差分を用い、その他の空間差分は2次精度の中央差分で近似する。時間積分についてはADI (Alternating Direction Implicit) 法を用いている。ただし、雨滴の落下速度が大きいと、雨水量の式のみBox-Lagrangianスキームで時間積分している。

(2) メソスケール気象モデルによる内湾海上風の推算条件

本研究における内湾海上風推算領域は、東京湾を中心とする約200km四方の範囲とした(図-2.1)。空間分解能は水平格子間隔2km、格子数はx82点×y97点、鉛直方向は下層から上層まで高度5,200mを20~400m間隔に21層を定義した。表-2.2に内湾海上波浪推算の計算条件を示す。

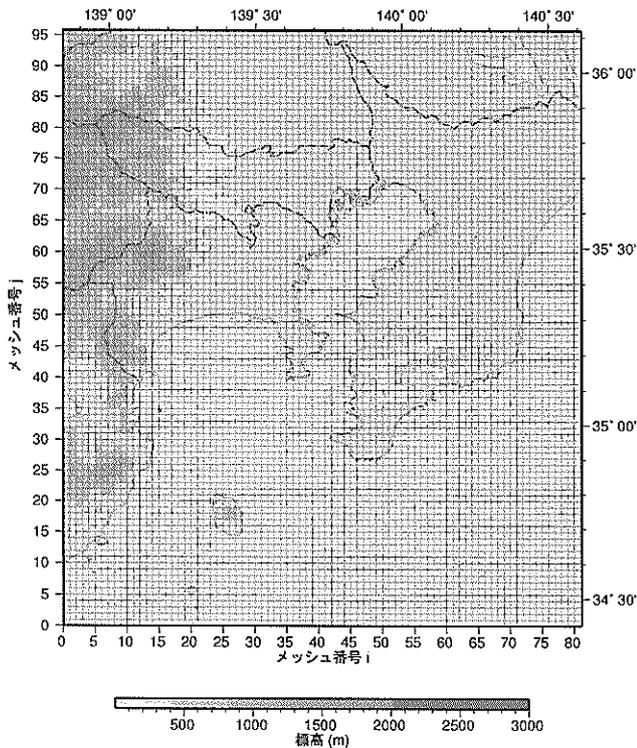


図-2.1 内湾海上風の推算領域

表-2.2 メソスケール気象モデルの内湾海上風の推算条件

項目	ANEMOS
座標系(水平)	直角座標系
座標系(鉛直)	z'座標系
計算領域	162km×192km×5.2km
計算格子数	82×97×21=167,034
水平格子間隔	2km
時間ステップ	10sec
側面境界値	気象庁GPV,RSM地上・上層(1時間間隔)
標高データ	国土数値情報50mメッシュ標高データ
地表面境界値	国土数値情報 100mメッシュ土地利用データ
海面温度データ	NEAR-GOOS海面水温解析値(1日間隔)
ネスティング	なし
計算期間	1999~2000年2年間通年
その他	海上風推算結果をマスコンモデルで補正

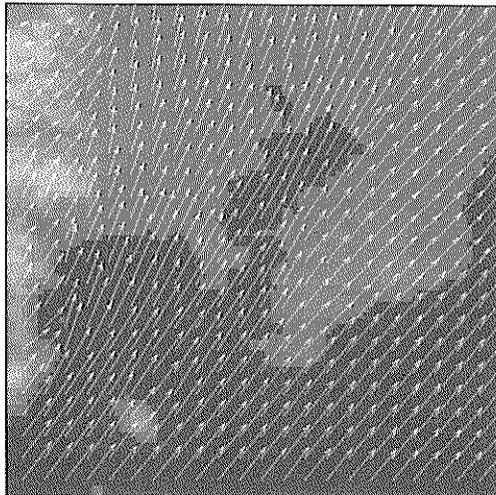
(3) メソスケール気象モデルによる内湾海上風の精度検討

ここでは、図-2.1で示した東京湾を対象としたANEMOSによる推算海上風の結果を用い、その推算精度の検討および内湾波浪推算への適用性について検討する。

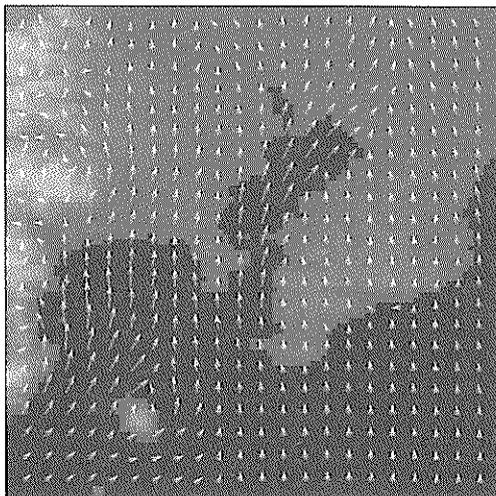
図-2.2に海上風の平面分布図の一例を示す。この図はグレースケールの濃淡で地形の標高を、矢印の長さや方向で地上10m高度の風速・風向を示しているが、図を見やすくするため、矢印は間引いて示している。図-2.2(a)および(b)は、それぞれ東京湾で1時間の平均風速が15m/sを越えた強風時(1999年5月27日12時)および弱風時(1999年8月23日17時)の風速分布である。図-2.2(a)を見ると、伊豆半島の先端をかすめて海から入ってきた風が標高の高い山を回り込んでいる様子や山によって風が弱められる様子が分かる。逆に、房総にある標高の低い山によっては風がほとんど変化しない様子などが分かる。弱風時(図-2.2(b))では、大島の島影に風が回り込む様子や、大島と伊豆半島の山に挟まれた海域および東京湾口の陸地に挟まれた海域で風が寄り集まって収束し、風が強くなっている様子が分かる。このような風速や風向の様子から、ANEMOSによる海上風の推算は、地形の影響を適切に評価しているものと推察される。

つぎに、海上風の再現性を検討するため、推算海上風と観測海上風の比較によって精度の検討を行う。比較した観測地点は、図-2.3および表-2.3に示す①千葉港観測塔、②東京灯標、③京葉シーバース、④第2海堡の4地点である。図-2.4に、1999~2000年の2年間に、東京湾で強風が吹いた期間、すなわち1999年5月27日と同年11月1日を中心とする15日間の時系列比較図を示す。各図の上段の矢印は、上がANEMOSの推算風の風向を、下が観測風の風向を示す。また、風速の時系列図では、実線が推算風の風速を、破線が観測風の風速を示す。風向について見ると、各観測地点・各時刻で両者間にやや差異はあるものの、推算風向は観測風向をよく再現している。また、風速については、20m/sを越えるような強風のピーク時において推算値が観測値を下回っているものの、期間全体を通じた比較では推算風速は観測風速を良く再現していることが分かる。なお、ピーク風速時の推算値が観測値よりも過小に推算される1つの理由として、推算風速は2km格子内の風速の平均値であるのに対し、観測風はある特定地点における局所的な風速であるため過小評価の傾向があると考えられる。

つぎに、ANEMOSによる推算海上風の精度を検討するため実施した相関解析結果を図-2.5と表-2.4に示す。図-2.5は、ANEMOSの推算海上風と観測海上風の相関散布



(a) 1999年05月27日12時



(b) 1999年08月23日17時

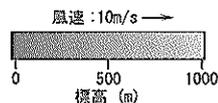


図-2.2 推算海上風の結果の一例

図を各地点毎に示したものである。(a)は風速、(b)は風向の結果である。また、図中には、最小自乗法で求めた回帰直線を実線で示している。また、表-2.4の上段に、図-2.5で示したデータ間の相関係数や回帰式などの統計値を示している。図-2.4ではANEMOSによる推算風の観測風の再現性は比較的良好であったが、図-2.5に示す相関散布図で見ると、推算風と推算風の相関は必ずしも良くない。これは、時系列図では推算値と観測値との違いを時刻毎に差として識別できるが、相関解析では同時刻における推算風と観測風を比較しているため時刻に関わらず差そのものが示され、推算値と観測値との短い時間のズレなどが、大きな誤差となって見えるためであろう。

しかし、いずれにしても、表-2.4に示すように、風速のRMS誤差は平均で3.04m/s、残差は-0.834m/s、風向ではRMS誤差59.3°、残差-1.43°となり、相関解析結果では推算精度は必ずしも高くない。また、風速の回帰直線の勾配は45°より小さく、推算風は観測風を過小評価する傾向があることが分かる。これは、前述のように強風時のピーク風速が均され、推算値が小さく推算される傾向があることも一因であろう。なお、風速の相関係数は、いずれの地点でも0.6程度であったが、風向については、図-2.5(b)に見られる散布図の散らばりに反し、相関係数はいずれの地点でも0.85以上と非常に高い相関を示しており、回帰直線も45°に近い。このように相関が高いにも係わらず風向のRMS誤差が大きいのは、風向は弱風時には地形やその他の影響により鋭敏に変動しやすく、不安定性が大きいためである。そこで、このような不安定性の影響が小さいと考えられる風速5m/s以上に限って相関解析を行った結果が図-2.6である。図より推算風向と観測風向の散布図は45°の直線の辺りに集中し、観測値の再現性は高くなることがわかる。以上より、相関解析結果からは風速の推算精度は必ずしも高くないが、推算風と観測風を時系列で比較した結果、メソスケール気象モデルANEMOSの推算海上風は、概して高い再現性を有しており、内湾波浪推算への適用に有用である。

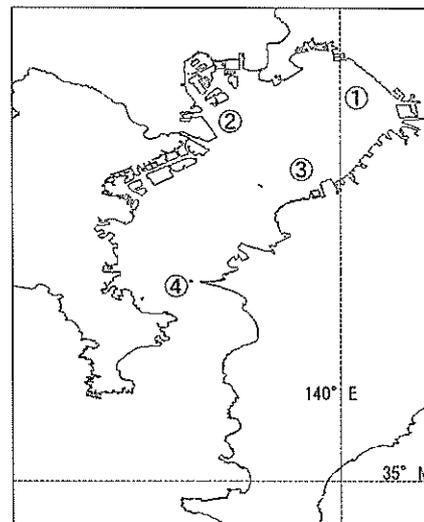
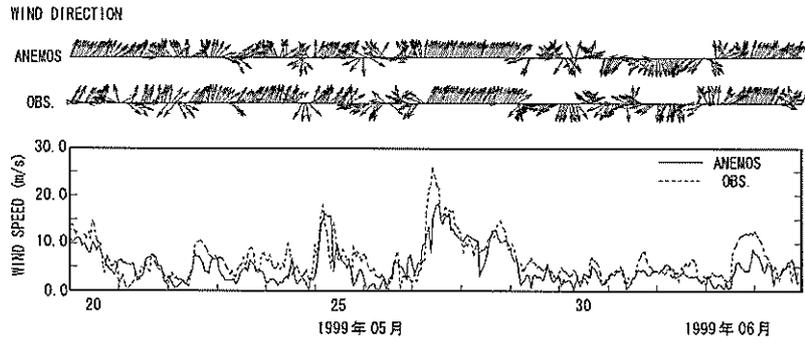


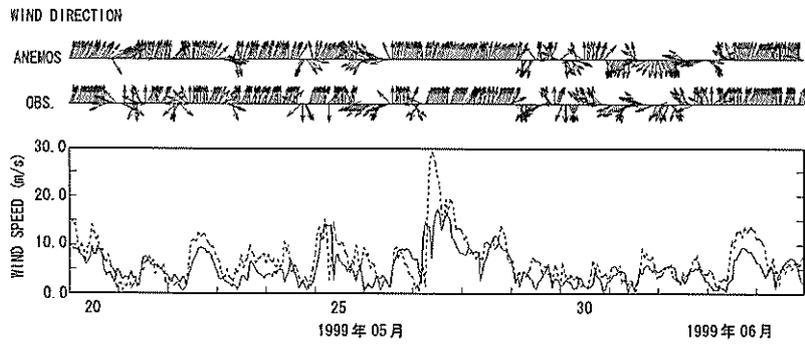
図-2.3 海上風観測地点の位置図

表-2.3 内湾海上風観測地点

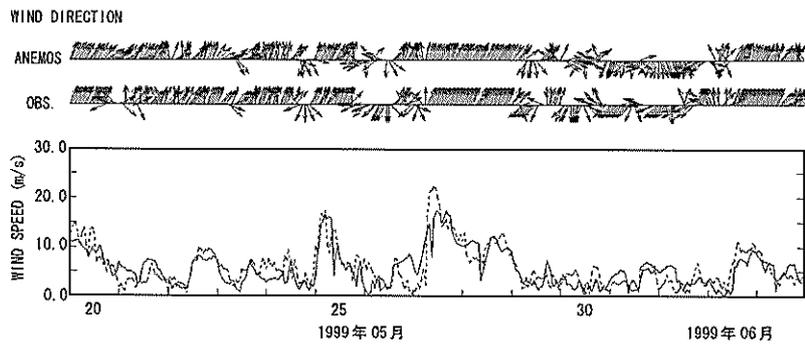
観測点	緯度	経度	風速計高度
① 千葉港観測塔	35° 36.5' N	140° 01.6' E	約20.0m
② 東京灯標	35° 33.8' N	139° 49.9' E	23.9m
③ 京葉シーバース	35° 30.5' N	139° 56.4' E	11.0m
④ 第2海堡	35° 18.3' N	139° 44.8' E	28.3m



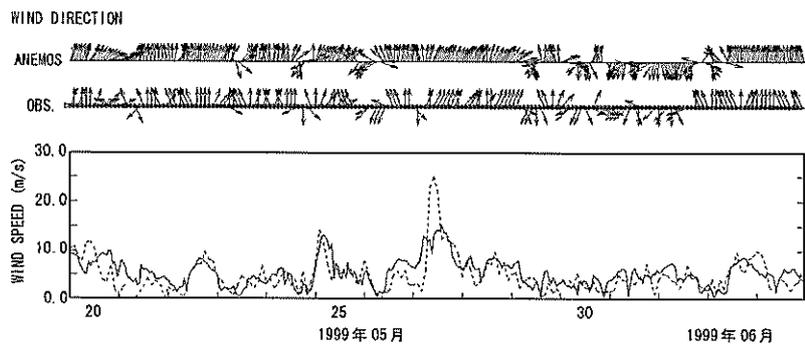
① 千葉港観測塔



② 東京灯標



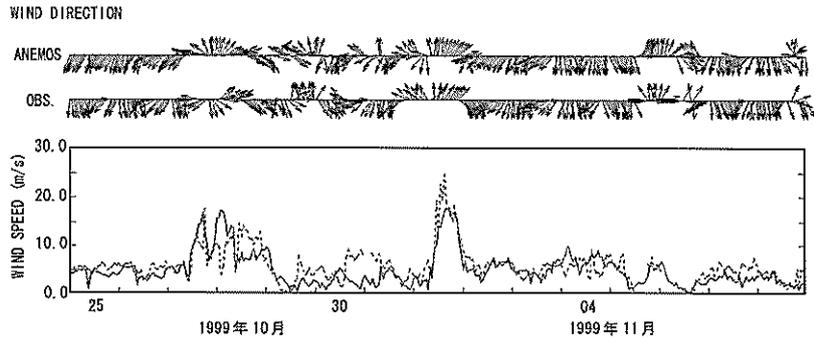
③ 京葉シーバース



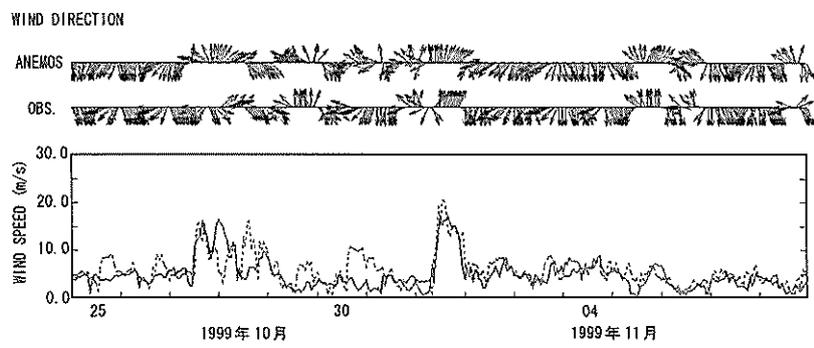
④ 第2海堡

(a) 1999年5月27日前後の例

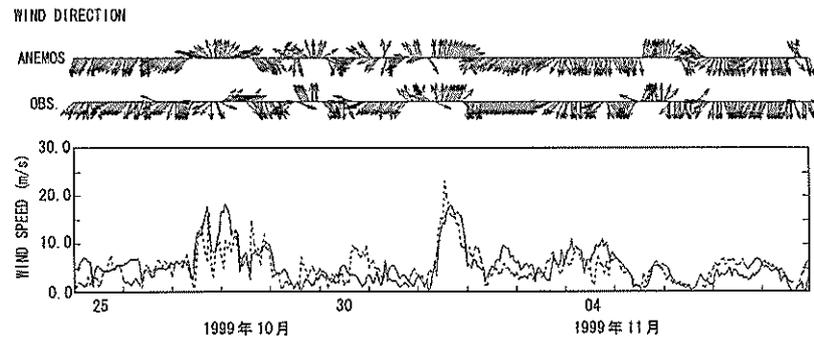
図-2.4 メソスケール気象モデルによる推算風と観測風との比較例



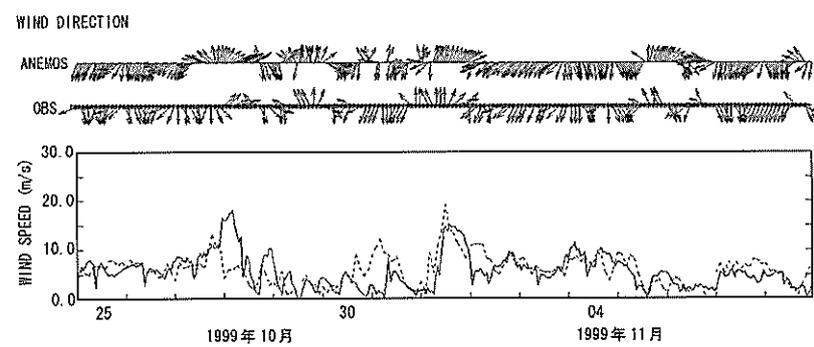
① 千葉港観測塔



② 東京灯標



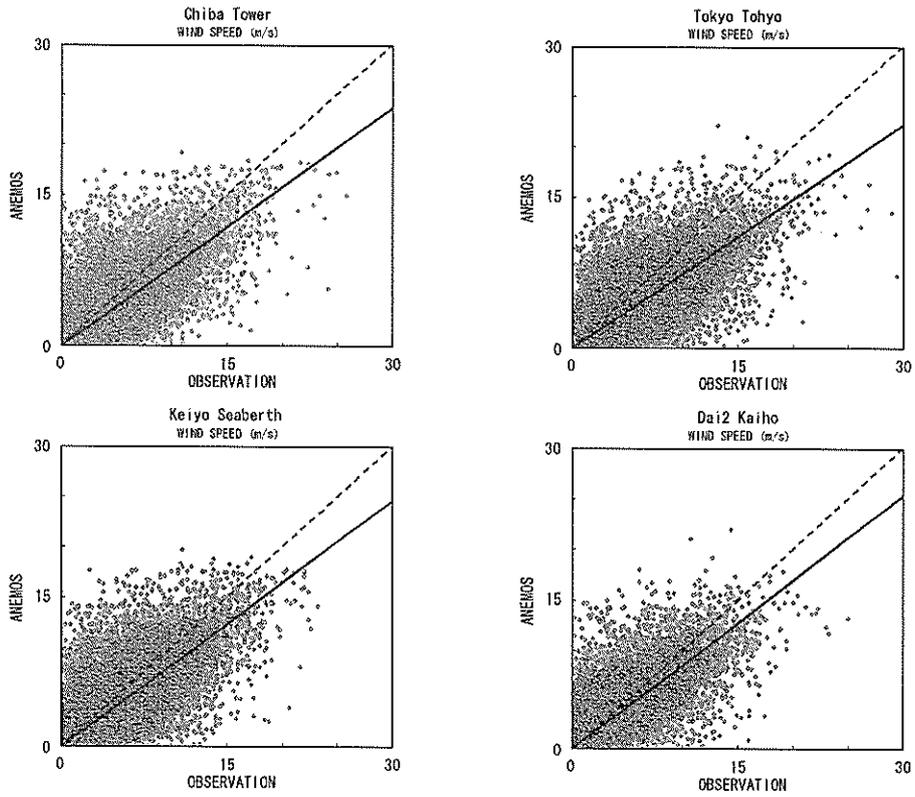
③ 京葉シーバース



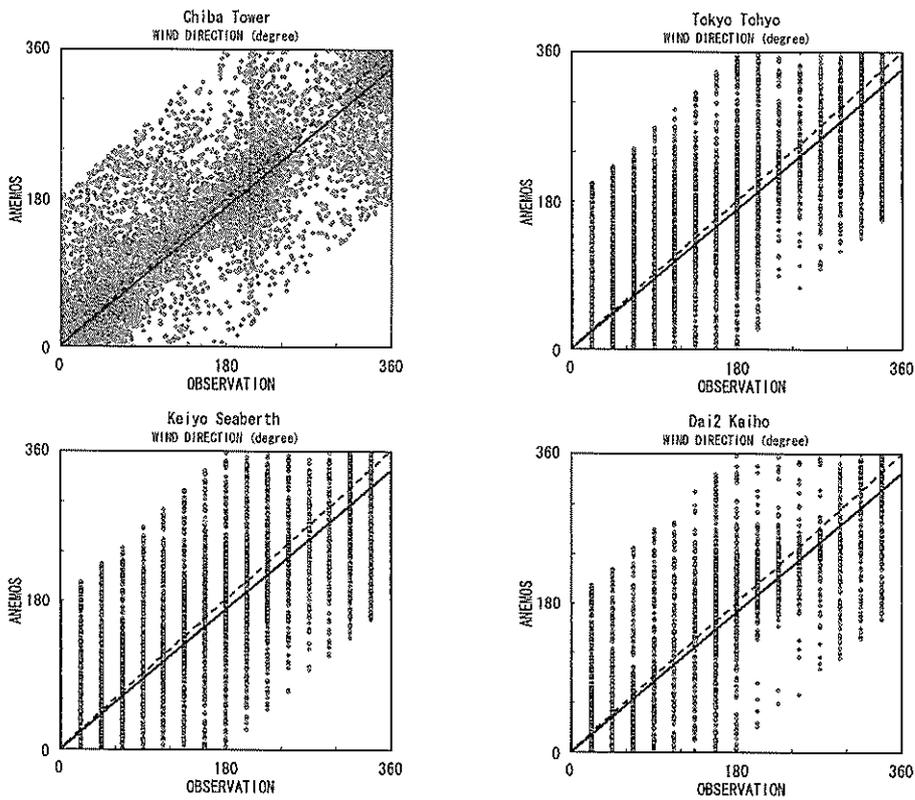
④ 第2海堡

(b) 1999年11月1日前後の時系列比較図

図-2.4 メソスケール気象モデルによる推算風と観測風との比較例 (続き)



(a) 風速



(b) 風向

図-2.5 メソスケール気象モデルによる推算風と観測風の相関図

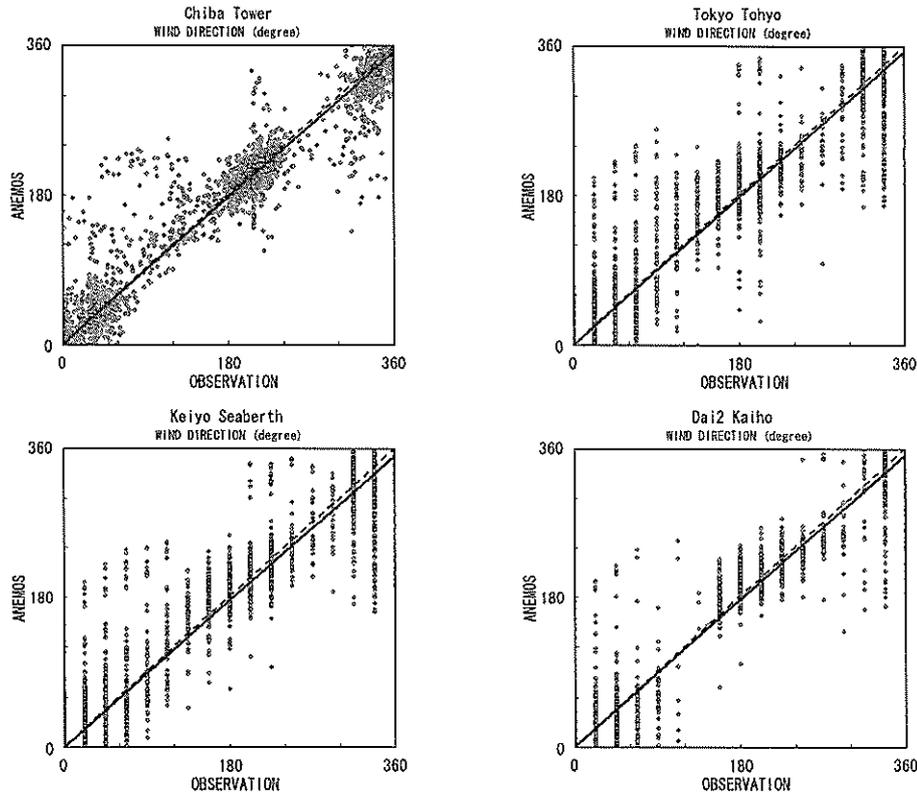


図-2.6 メソスケール気象モデルによる推算風と観測風の風向相関図（風速5 m/s以上）

表-2.4 メソスケール気象モデルによる推算風と観測風の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測値	相関係数	データ数
1999～ 2000年通年 常時風	風速	千葉港観測塔	3.02m/s	-0.63 m/s	Y=0.789X	0.577	14,121
		東京灯標	3.25m/s	-1.19 m/s	Y=0.739X	0.607	17,482
		京葉シーバース	3.03m/s	-0.48 m/s	Y=0.825X	0.613	17,348
		第2海堡	3.00m/s	-0.24 m/s	Y=0.851X	0.591	8,631
	風向	千葉港観測塔	61.0°	0.38°	Y=0.939X	0.853	11,473
		東京灯標	59.2°	1.14°	Y=0.944X	0.877	17,482
		京葉シーバース	61.6°	0.03°	Y=0.938X	0.870	17,348
		第2海堡	60.1°	-0.16°	Y=0.938X	0.862	8,631
風速5 m/s 以上のみ	風向	千葉港観測塔	33.9°	0.56°	Y=0.978X	0.946	3,142
		東京灯標	34.2°	2.56°	Y=0.953X	0.953	6,291
		京葉シーバース	34.1°	1.78°	Y=0.959X	0.959	6,463
		第2海堡	36.5°	2.12°	Y=0.954X	0.954	3,531

3. 第三世代算波浪推算モデルによる内湾波浪推算

ここでは、メソスケール気象モデルANEMOSで推算された内湾海上風を用い、内湾域を対象とした常時波浪推算への第三世代波浪推算モデルWAMおよびSWANの適用性を検討する。

3.1 WAMによる内湾波浪推算

(1) WAMの概要

WAM (WAMDI group, 1998) は、エネルギー平衡方程式を基礎とした波浪推算モデルであり、S. Hasselmann and K. Hasselmannの離散相互作用近似 (DIA: Discrete Interaction Approximation) により4波共鳴の非線形相互作用を直接計算する代表的な第三世代波浪推算モデルである。WAMで計算する物理過程、数値解法を表-3.1に示す。

a) エネルギー平衡方程式

WAMで使用される座標系は直交座標系と球面座標系であり、これら座標系の各格子点上で、方向スペクトルを計算する。球面座標系の深海で流れのない場合のエネルギー平衡方程式は次式で表される。

表-3.1 WAMモデルの概要

項目	内容
基礎方程式	エネルギー平衡方程式
使用可能座標系	球面座標系 直交座標系
物 理 過 程	波の伝播
	風から波へのエネルギー輸送 (Miles 不安定機構に quasi-liner 理論を適用)
	白波砕波によるエネルギー消散
	浅水変形
	地形性の屈折
	流れによる屈折
	海底摩擦によるエネルギー消散
数 値 解 法	4波共鳴非線形相互作用
	移流項, ソース項の分離解法
	移流項伝播項1次風上差分陽解法
	ソース項2時差分陰解法
入力データ (定常値)	水深データ
	流速場データ
入力データ (非定常値)	海上10m風データ
	WAM粗領域計算からの境界値データ (ネステイング使用時)
計算対象領域	約50km~全球(格子間隔1' (約1.8km)~)
計算対象期間	数ヶ月~数年 (時間間隔1分~)

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (c_{\phi} \cos \phi E) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (c_{\lambda} E) + \frac{\partial}{\partial \theta} (c_{\theta} E) = S \quad (4)$$

ここに、

$$c_{\phi} = \frac{c_g \cos \theta}{R} \quad (5)$$

$$c_{\lambda} = \frac{c_g \sin \theta}{R \cos \phi} \quad (6)$$

$$c_{\theta} = \frac{c_g \sin \theta \tan \phi}{R} \quad (7)$$

である。また、 ϕ 、 λ および θ は緯度、経度および波向、 c_g は各成分波の群速度、 R は地球の半径である。基礎方程式の右辺のエネルギーソース項 S は、

$$S = S_m + S_{ds} + S_{nl} \quad (8)$$

の3つの項から成り、それぞれ風から波へのエネルギー輸送項 S_m 、白波砕波や海底摩擦によるエネルギー消散項 S_{ds} 、4波共鳴非線形相互作用による成分波間のエネルギー輸送項 S_{nl} を表している。

b) 風から波へのエネルギー輸送 S_m

海面上に風が吹くと海面には細かな波が発生し、次第に大きな波へと発達する。この風波の発生・発達過程は海上風から波へエネルギーが輸送されることで生じる。この風から波へのエネルギー輸送は一般的に次式で与えられる。

$$S_m = A + BE \quad (9)$$

ここに、 A はPhillips(1957)の共鳴機構、 BE はMiles(1957)の不安定機構に対応するもので、風から波へのエネルギー輸送はこれら二つの理論を組み合わせたもので表される。Phillipsの共鳴機構は、静水面上を吹く風のランダムな圧力変動と伝播速度に一致する空間スケールと位相速度を持つ成分波が共鳴現象を起こすことにより波が発生する現象を説明するものであり、波浪の発生初期の現象に関係すると考えられている。一方、Milesの不安定機構は、波の存在による水面の凹凸によって海面上の気流が乱されて不安定になり、この圧力変動を通して風から波への効率的なエネルギー輸送が行われる現象を説明するものである。したがって、Milesの不安定機構は波の発達過程の支配的な現象であると考えられている。WAMにおける風から波へのエネルギー輸送は、一般的な上式からPhillipsの共鳴機構に関する項を取り除いた次式を用いる。

$$S_m = BE \quad (10)$$

このため、WAMでは、初期条件の波浪スペクトルエネルギーが0の場合、波浪が発生せず計算が発散する。これを防ぐため、WAMでは初期の波浪場として、吹送距離と

初期風速から計算される波浪スペクトルをあらかじめ与えている。また、本研究で使用するWAM Cycle4では、従来用いられていた風から波へのエネルギー輸送項の計算式を変更し、Janssen (1989, 1991)のquasi-linear理論を導入している。これにより、同じ海上風が与えられたとしても、波齢が若い波浪の方が風からのエネルギー輸送量が大きくなるといった、より現実に近い計算に改良されている。なお、quasi-linear理論の B は次式で与えられる。

$$B = \beta \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{U_*}{c} \right)^2 [\max(0, \cos(\theta - \theta_w))]^2 \omega \quad (11)$$

ここに、 ρ_a および ρ_w はそれぞれ空気および水の密度、 U_* は摩擦速度、 c は位相速度、 θ は波向、 θ_w は風向、 ω は角周波数であり、パラメータ β は、

$$\beta = \begin{cases} \frac{1.2}{\kappa^2} \lambda \ln^4 \lambda & \lambda \leq 1 \\ 0 & \lambda > 1 \end{cases} \quad (12)$$

で表される。上式中の κ はKarman定数(=0.41)、 λ は、

$$\lambda = \frac{gz_e}{c^2} \exp\left(\frac{\kappa c}{|U_* \cos(\theta - \theta_w)|}\right) \quad (13)$$

であり、 z_e は有効水面粗度、 c は位相速度である。これらの式により、摩擦速度 U_* と有効水面粗度 z_e が求められれば S_m が計算できる。ここで、海面からの高度 z における海上風速分布 $U(z)$ は対数則を仮定し、次式で表される。

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z + z_e - z_0}{z_e}\right) \quad (14)$$

また、有効水面粗度 z_e は、

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1 - \tau_w / \tau}} \quad (15)$$

で与えられる。ここに、 z_0 は粗度長であり、

$$z_0 = \hat{\alpha} \frac{U_*^2}{g} \quad (16)$$

で表され、 $\hat{\alpha} = 0.01$ 、である。また、 τ は全応力(= $\rho_a U_*^2$)、

τ_w は波による誘発応力で、

$$\tau_w = \rho_w \iint \omega B E \cos(\theta - \theta_w) d\alpha d\theta \quad (17)$$

で表される。波誘発応力と全応力の比 τ_w / τ は波齢の若い波では約1、十分に発達した波では約0.5の値を取るが、WAMではモデルへの入力値である海面上10mにおける海上風 U_{10} を用い、上式から摩擦速度および有効水面粗度を求めている。

c) エネルギー消散項 S_{ds}

WAMでは白波砕波と海底摩擦によるエネルギー消散が考慮されている。砕波のエネルギー消散にはHasselmann (1974)の白波理論に基づき、WAMDI group (1984)によって改良されたものを採用している。この理論では、特に高周波領域における適切なエネルギーバランスを考慮して以下のように定式化されている。

$$S_{ds} = -\Gamma \tilde{\omega} \frac{k}{k} E \quad (18)$$

ここに、

$$\Gamma = C_{ds} \left[(1 - \delta) + \delta \frac{k}{\tilde{k}} \right] \left[\frac{\tilde{k} \sqrt{E_{tot}}}{\tilde{S}_{PM}} \right]^m \quad (19)$$

$$\tilde{\omega} = E_{tot} / \iint \frac{1}{\omega} E(\omega, \theta) d\alpha d\theta \quad (20)$$

$$\tilde{k} = \left[E / \left(\iint \frac{1}{\sqrt{k}} E(\omega, \theta) d\alpha d\theta \right) \right]^2 \quad (21)$$

であり、 k は波数、 $\tilde{\omega}$ および \tilde{k} はそれぞれ平均角周波数および平均波数である。また、 C_{ds} 、 δ は調整係数、 m は調整指数、 E_{tot} は波浪スペクトルの全エネルギーであり、次式で計算される。

$$E_{tot} = \iint E(\omega, \theta) d\alpha d\theta \quad (22)$$

また、 \tilde{S}_{PM} はPierson-Moskowitzスペクトルにおける全波浪の波形勾配で、次式のように表される。

$$\tilde{S}_{PM} = \sqrt{3.02 \times 10^{-3}} \quad (23)$$

なお、WAMにおける調整係数、調整指数は、それぞれ $C_{ds} = 4.5$ 、 $\delta = 0.5$ 、 $m = 4$ として計算を行う。

海底摩擦によるエネルギー消散は、JONSWAPの経験式に基づき、

$$S_{bf} = -C_{bottom} \left(\frac{\omega}{g \sinh kd} \right)^2 E \quad (24)$$

と定式化されている。ここに、 d は水深、 C_{bottom} は海底摩擦係数である。JONSWAPの観測結果を基に算定すると $C_{bottom} = 0.038 \text{ m}^2/\text{s}^3$ と与えられる。

d) 4波共鳴非線形相互作用による成分波間のエネルギー輸送項 S_{nl}

4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送は、スペクトルを構成する各成分波が、共鳴条件を満たす成分波間でエネルギーの授受を行う現象である。このように

非線形相互作用は、基本的に成分波間のエネルギー授受であるため、それぞれの成分波が持つエネルギーは変化するものの、波浪の全エネルギーは変化しない。その結果、エネルギーの積分値から算定される有義波高には直接影響しない。しかし、この作用によりスペクトル形状が変化するため、スペクトル形状に依存する風から波へのエネルギー輸送量や、砕波などによるエネルギー消散量に対して、間接的に影響が及ぶため重要である。

4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送は、4つの成分波間で起こる現象でありHasselmann (1962)によれば、次式で表される。

$$S_{nl} = \omega_4 \int \int \int \int Q(k_1, k_2, k_3, k_4) \times \delta(k_1 + k_2 - k_3 - k_4) \cdot \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \times \{n_1 n_2 (n_3 + n_4) - n_3 n_4 (n_1 + n_2)\} dk_1 dk_2 dk_3 \quad (25)$$

ここに、 $n(k) = E(k)/\omega$ は波作用量 (wave action density)、 Q はスペクトル成分の結合関数、 δ はデルタ関数、 k は波数ベクトル、添字は4つの成分波を表す。デルタ関数は共鳴条件を表しており、以下の関係を満足する成分波間で非線形相互作用が生じる。

$$k_1 + k_2 = k_3 + k_4 \quad (26)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (27)$$

図-3.1は、Longuet-Higginsによる共鳴を起こす4つの成分波を波数空間上に図示したものである。各成分波の進行方向を θ とすると、 $k = (k \cos \theta, k \sin \theta)$ 、 $k = |k|$ である。また、図中の波線はパラメータ γ_{nl} の等値線であり、次式で定義される。

$$\gamma_{nl} = \frac{|k_a|^{1/2}}{\omega_a} - \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (28)$$

図より、共鳴条件を満たす成分波 k_3 、 k_4 が決まれば残りの2成分波も同じ γ_{nl} の値の等値線を通ることになり、 k_1 、 k_2 は1つの自由度の中で決定されることが分かる。このように共鳴する4成分波を決定し、式(25)によりそのエネルギー輸送量を計算するわけであるが、図から明らかなように共鳴する組み合わせは無数に存在する。そのため、それら全ての組み合わせを計算するには多大な計算が必要となり、現実的にモデルの中にこの計算法を組み込むのは難しい。そこでWAMでは共鳴条件を満たす代表的な1組についてのみ計算を行う離散相互作用近似 (Discrete Interaction Approximation; DIA) と呼ばれる近似計算法を採用している (Hasselmann and Hasselmann, 1985)。DIAでは、パラメータ λ_{nl} を用いて共鳴する4波の組み合わせを以下のように決定している。

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 = \omega_2 = \omega \\ \omega_3 = \omega(1 + \lambda_{nl}) = \omega^+ \\ \omega_4 = \omega(1 - \lambda_{nl}) = \omega^- \\ \theta_1 = \theta_2 = \theta = 0^\circ \\ \theta_3 - \theta = \pm 11.5^\circ \\ \theta_4 - \theta = \mp 33.6^\circ \\ \lambda_{nl} = 0.25 (= \text{const.}) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

ここで、上記組み合わせを用いると、エネルギー輸送項は次式のように近似できる、

$$\left\{ \begin{aligned} \delta S_{nl} \\ \delta S_{nl}^+ \\ \delta S_{nl}^- \end{aligned} \right\} = \left\{ \begin{aligned} -2(\Delta\omega\Delta\theta)/(\Delta\omega\Delta\theta) \\ (1 + \lambda_{nl})(\Delta\omega\Delta\theta)/(\Delta\omega^+\Delta\theta) \\ (1 - \lambda_{nl})(\Delta\omega\Delta\theta)/(\Delta\omega^-\Delta\theta) \end{aligned} \right\} \times C_{nl} \omega^{11} g^{-4} \left[E^2 \left\{ \frac{E^+}{(1 + \lambda_{nl})^4} + \frac{E^-}{(1 - \lambda_{nl})^4} \right\} - 2 \frac{EE^+E^-}{(1 - \lambda_{nl}^2)^4} \right] \quad (30)$$

ここに、 $\Delta\omega$ 、 $\Delta\omega^+$ 、 $\Delta\omega^-$ は角周波数の ω 、 ω^+ 、 ω^- 角周波数格子幅、 δS_{nl} 、 δS_{nl}^+ 、 δS_{nl}^- は方向スペクトル E 、 E^+ 、 E^- における非線形エネルギー輸送の単位時間当たりの変化量、 $\Delta\theta$ は波向の格子幅、 C_{nl} はDIAによる計算結果が厳密計算に合うように調整する無次元定数である。

δS_{nl} 、 δS_{nl}^+ 、 δS_{nl}^- に関する上式の左辺を全ての周波数および波向について足し合わせると S_{nl} が計算できる。ただし、DIAで求められた4波共鳴非線形相互作用は深海波を対象としたものであり、浅海域においてはその影響が大きくなることが知られている。そこでWAMでは有限水深における4波共鳴非線形相互作用 $S_{nl, \text{finitdepth}}$ をスケール関数 R を導入して、

$$S_{nl, \text{finitdepth}} = R(k_p d) S_{nl, \text{inf depth}} \quad (31)$$

としている。ここに、 R は、

$$R(k_p d) = \begin{cases} 1 + \frac{C_{sh1}}{k_p d} (1 - C_{sh2} \cdot k_p d) \exp(C_{sh3} \cdot k_p d) & k_p d > 0.5 \\ 4.43 & \\ & k_p d \leq 0.5 \end{cases} \quad (32)$$

である。ここに、 k_p はもともとJONSWAPスペクトルのピーク波数を用いていたが、WAMでは任意のスペクトル形状に対して使用するため $k_p = 0.75\tilde{k}$ とし、係数はそれぞれ $C_{sh1} = 5.5$ 、 $C_{sh2} = 5/6$ 、 $C_{sh3} = -1.25$ としている。

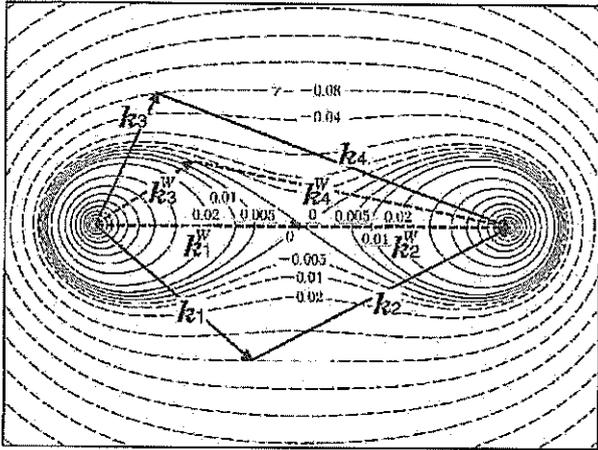


図-3.1 Longuet-Higgins による 4 波共鳴相互作用図 (Masuda, 1980): 図中の破線の矢印は WAM の DIA 近似における 4 波の組合せを示す。

e) WAMのその他の機能

WAMで考慮される物理過程には、上記のほかに浅水変形、海底地形や流れによる屈折等がある。これらの計算には、水深および流れのデータが必要である。また、計算領域外から進入してくる波浪成分を考慮するため、大きな計算領域の計算結果を境界条件として保存し、その値を境界条件としてより細かな領域を計算するネスティングが可能である。なお、WAMは波の伝播計算に陽解法を用いているため計算負荷が小さく、比較的短時間で長期間の波浪推算が実施できるという利点がある。

f) 浅海波浪推算のためのWAMの改良

WAMは外洋の波浪推算においては多くの実績を持っているが、浅海域においては適用例があまり多くない。これはWAMに含まれる幾つかのパラメータが、外洋の波浪推算に適合するようにチューニングされており、必ずしも浅海域・沿岸域の波浪推算に適していないためである。そのようなパラメータの一つにリミターがある。リミターとは、スペクトルの高周波成分に対して、単位時間当たりの波浪エネルギーの増分に上限を設け、数値的な発散を押さえるために導入されているパラメータである。そのためこのようなリミターが導入されたWAMを細かい時間・空間格子に適用すると、波浪が十分に発達せず、非現実的な結果となることが報告されている(間瀬, 2001)。そこで本研究では、Hersbach・Janssen(1999)により提案された浅海域の計算に対応するよう改良されたリミターを用い、WAMによる内湾波浪推算を実施した。

(2) WAMによる内湾波浪推算

a) 内湾波浪推算の計算条件

WAMによる内湾波浪推算では球面座標系を用いた。計算領域はメソスケール気象モデルによる海上風推算の計算領域に合わせ、図-2.1に示すような北緯34° 30' ~ 36° 00' , 東経139° 00' ~140° 30' の範囲とし、空間分解能も1' (約1.8km)とした。計算期間は、メソスケール気象モデルと同様に1999~2000年の2年間とし、連続的な波浪推算を実施した。計算時間間隔は、伝播計算に陽解法を採用しているためCFL基準を満たす必要があることから1分とし、方向スペクトルの方向および周波数分割数(周波数範囲)は、一般的にWAMの外洋計算で用いられているデフォルト値を用いた。また、外洋から湾内に進入する波浪を考慮するため、時間ステップ毎に境界条件として方向スペクトルを与える必要があるが、本研究では、大領域、中領域、小領域の3段階のネスティングを経て得られた方向スペクトルを与えた。すなわち、外洋の大領域は日本列島を中心とする北緯15~63° , 東経115~170° の範囲を対象とし、さらに中領域を挟んだ後、目的とする東京湾内湾波浪推算に用いる境界値を計算するため、関東地方を対象とする小領域の計算を行った。なお、大領域から小領域までの波浪推算では、ECMWFから提供される客観解析データの海上風(以下では、ECMWF風と記す)を用いた。なお、ECMWF風の時間および空間分解能はそれぞれ6時間、0.5°である。さらに、水深データについては、水深による屈折の計算を行う際、急激な水深変化による数値発散を防ぐため平滑処理を施した。これらWAMの内湾波浪推算条件を表-3.2にまとめる。

表-3.2 WAM による内湾波浪推算条件

項目	WAM
座標系	球面座標系
計算領域	34.5° N-36.0° N, 139.0° E-140.5° E
格子点数	91×91=8,281点
格子間隔	1' (約1.8km)
時間ステップ	1分
スペクトル方向領域	0~360°
方向分割数	16分割
方向間隔	22.5°
スペクトル周波数領域	0.042~0.453Hz
周波数分割数	25分割
周波数間隔(対数)	倍率1.1
水深データ	平滑化した水深
境界入力	WAMによる外洋波浪推算ネスティング
その他	浅水計算, 屈折あり

b) ECMWF風とWAMによる内湾波浪推算

WAMによる内湾波浪推算において、メソスケール気象モデルによる推算海上風を用いることで波浪推算の精度が向上することを確認するため、まずECMWF風を用いた波浪推算を実施した。前述のようにECMWF風は空間分解能 0.5° 、時間分解能6時間であり、メソスケール気象モデルによる推算風に比べ、時間・空間分解能の点で劣る。しかし、ECMWF風の精度は現在世界で最も信頼性が高く、精度の高い海上風のデータセットとして、世界中で広く用いられている。なお、ECMWF風を用いてWAMで波浪推算する場合、モデルの時間・空間分解能に合わせて、モデル内で自動的に内挿される。

ECMWF風によるWAMの内湾波浪推算結果の一例を図-3.2に示す。図は有義波高の平面分布をグレースケールの濃淡と等値線で示したもので、図中の矢印は波向を示している。図-3.2から分かるように、東京湾外の外洋では、波高も波向も時空間的に変化しており、風場の時空間変動に対応して波浪場も適切に推算されていると推察される。一方、東京湾内においては、波高は時間的に変化しているものの、波向は変動せず、一方向を示したままである。これは東京湾内においてはECMWF風を使用したWAMの波浪推算が適切ではなかったことを示している。

さらに詳細に推算精度を検討するため、東京湾内の波浪観測値との比較を行った。対象地点は図-3.3および表-3.3に示す東京湾内の波浪観測4地点（千葉港観測塔、東京灯標、第2海堡、アシカ島）である。

図-3.4は推算値と観測値の有義波高、有義波周期および波向の時系列比較図を示す。波向については観測データが殆ど無いため、ここでは変動傾向のみ検討する。図より、各観測地点・各観測期間における推算波向は波高や周期の変動に関わらず、常に一方向を示しており、適切な推算が行われていないことがわかる。一方、波高は高波浪時には推算値は観測値に近い値を示しているものの、ピーク時刻がずれたり、低波浪時において波高が過小評価される傾向が見られる。このように波高が過小評価されている期間では、周期は観測値を大きく上回る値を示しており、観測データの再現性は低いことがわかる。

つぎに、表-3.4および図-3.5は2年間の波高と周期の相関解析結果である。図-3.5より、観測波高に比べて推算波高が全体的に小さく、周期は過大に推算されており、図-3.4の時系列図と同様、高波浪時以外は波高が過小評価され、周期は過大評価されていることが分かる。なお、周期の相関係数は湾口部に位置するアシカ島を除いて低い値を示しており、内湾の波浪についてはほぼ無相関と

なっている。表-3.4の下段および図-3.6は、波高が0.5 mを越える高波浪時のみを抽出して相関解析を行った結果である。本結果では、波高、周期の回帰直線はともに 45° 方向に近くなっているが、周期の相関係数はアシカ島を除きほとんど改善されていない。

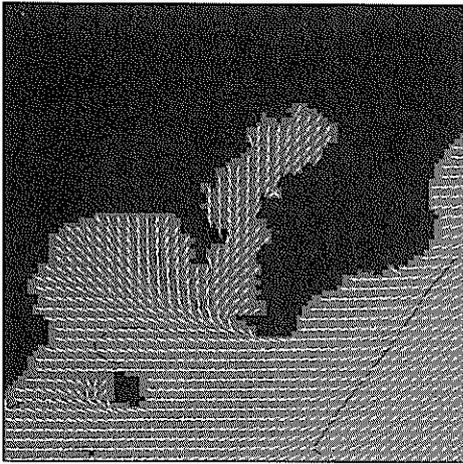
このように、ECMWF風を内湾波浪推算に直接に適用する場合、当然のことであるが、局所的な陸地の影響を受けた海上風が適切に表現されていないため、波浪推算による観測データの再現性は低いと考えられる。

c) メソスケール気象モデルによる推算風を用いたWAMの内湾波浪推算

ここでは、メソスケール気象モデルによる推算風を用いたWAMの内湾波浪推算結果を示す。なお、推算風は空間分解能 $1'$ とし、時間分解能は1時間間隔とした。

こうして得られた有義波高の平面分布図を図-3.7に示す。また、メソスケール気象モデルによる推算風を用いたWAMの内湾波浪推算結果について、図-3.4と同様に、東京湾内の4地点における有義波諸元と波向の時系列の比較図を図-3.8に示す。これらの図からメソスケール気象モデルによる推算風は内湾海上風を精度よく推算しているにも関わらず、波向の推算値はほとんど一方向を示し、適切な推算結果となっていない。また、波高と周期についても、ECMWF風を用いた場合に比べて推算精度は向上しているものの、依然として波高の発達が十分でなく波高が過小評価されたり、周期が過大評価されるなど、ECMWF風を用いた場合と同様の傾向が見られる。

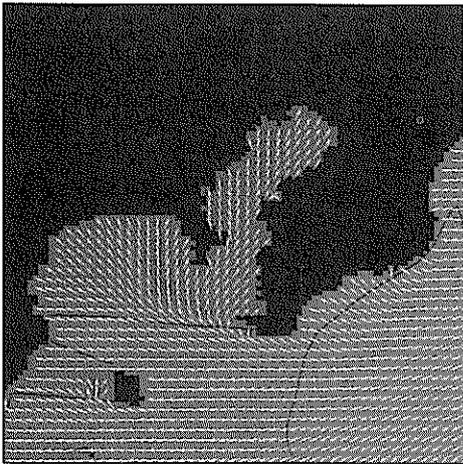
つぎに、表-3.5、図-3.9および図-3.10は、ECMWF風を用いた相関解析結果と同様の相関解析結果である。図-3.9に示す2年間の結果では、波高の相関係数はECMWF風を用いた場合に比べて改善されているものの、周期についてはあまり改善されていない。一方、図-3.10に示す高波浪時の結果では、波高、周期ともに回帰直線周りの相関が改善されているのが分かる。すなわち、メソスケール気象モデルによる推算風を用いたWAMの波浪推算では、高波浪時には観測値の再現性が向上するようである。



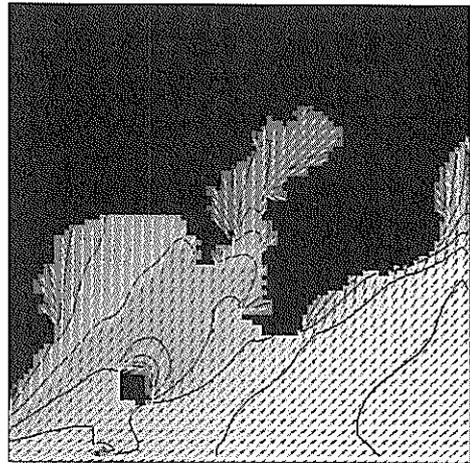
(a) 1999年11月01日00時



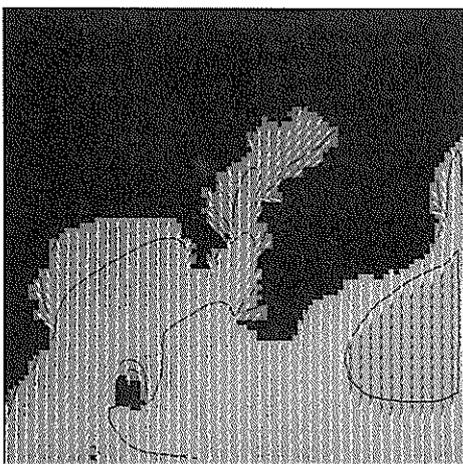
(d) 1999年11月01日18時



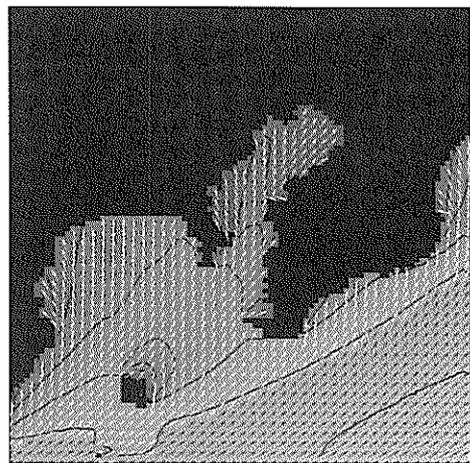
(b) 1999年11月01日06時



(e) 1999年11月02日00時



(c) 1999年11月01日12時



(f) 1999年11月02日06時

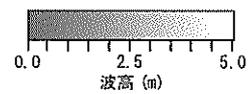


図-3.2 ECMWF 風と WAM による内湾波浪推算結果 (有義波高の平面分布図)

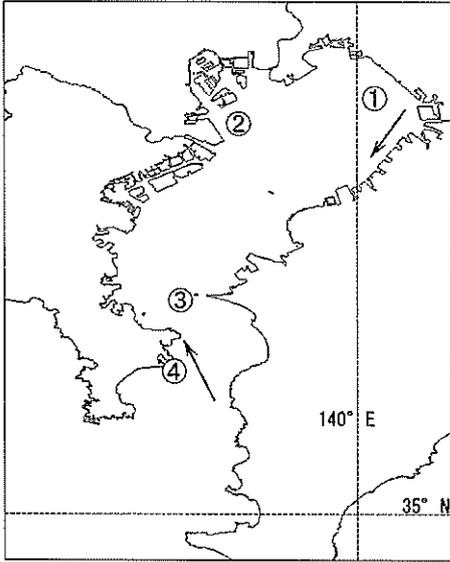
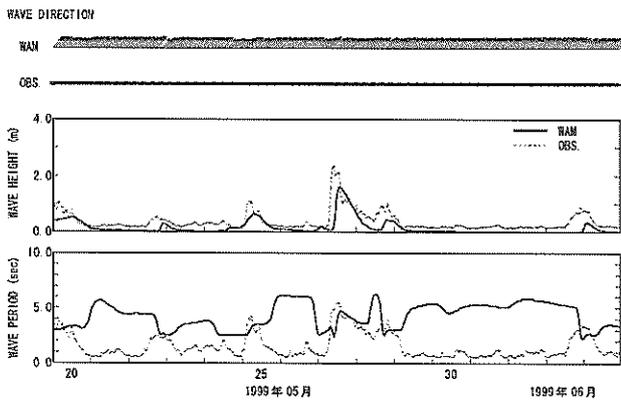


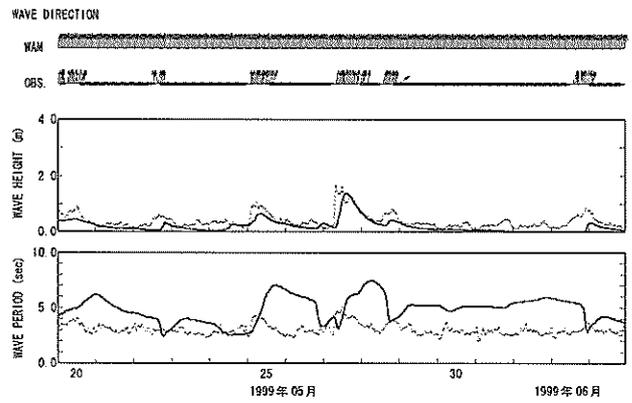
図-3.3 波浪観測地点と方向スペクトル出力点

表-3.3 東京湾内波浪観測地点および
方向スペクトル出力地点

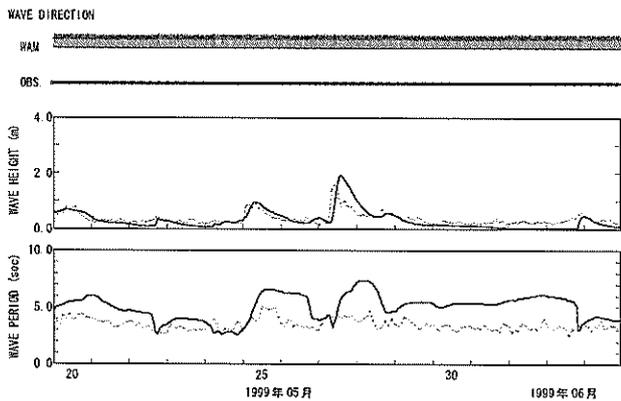
観測点	緯度	経度
① 千葉港観測塔	35° 36.5' N	140° 01.6' E
② 東京灯標	35° 33.8' N	139° 49.9' E
③ 第2海堡	35° 18.3' N	139° 44.8' E
④ アシカ島	35° 13.0' N	139° 44.0' E
スペクトル出力点 (湾奥)	35° 31.8' N	140° 03.3' E
スペクトル出力点 (湾口)	35° 15.0' N	139° 45.0' E



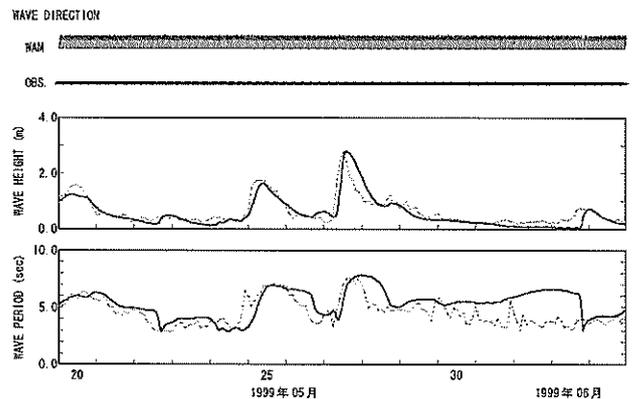
①千葉港観測塔



②東京灯標



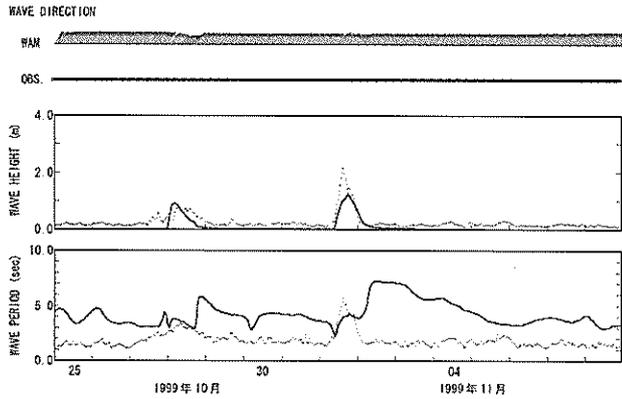
③第2海堡



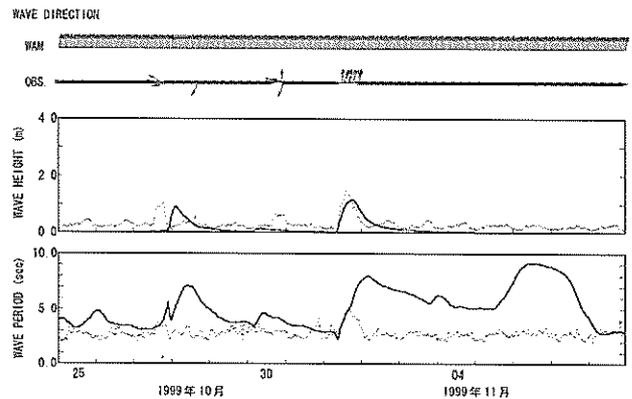
④アシカ島

(a) 1999年05月27日前後の例

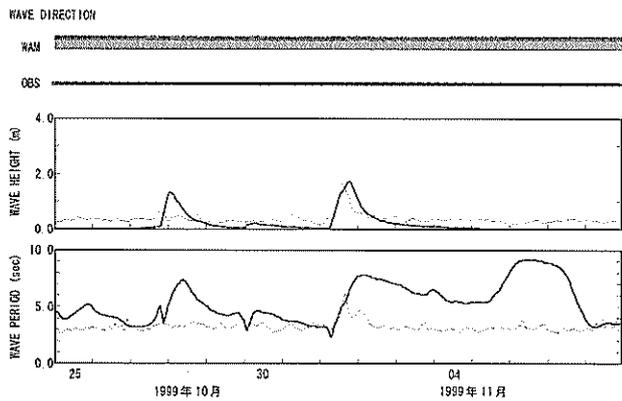
図-3.4 ECMWF風とWAMによる波浪推算結果の時系列変化



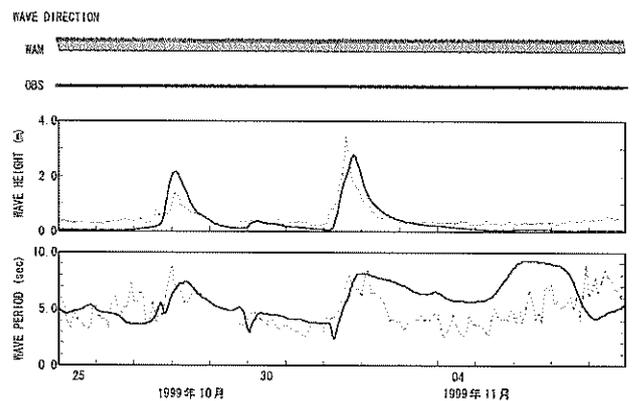
①千葉港観測塔



②東京灯標



③第2海堡



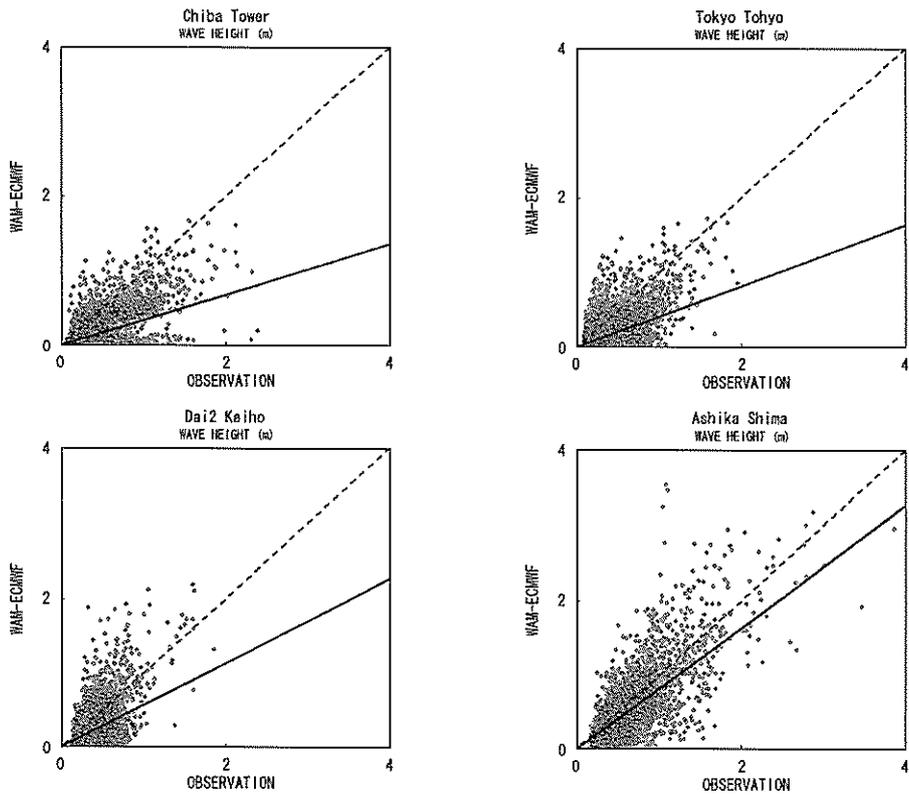
④アシカ島

(b) 1999年11月1日前後の列

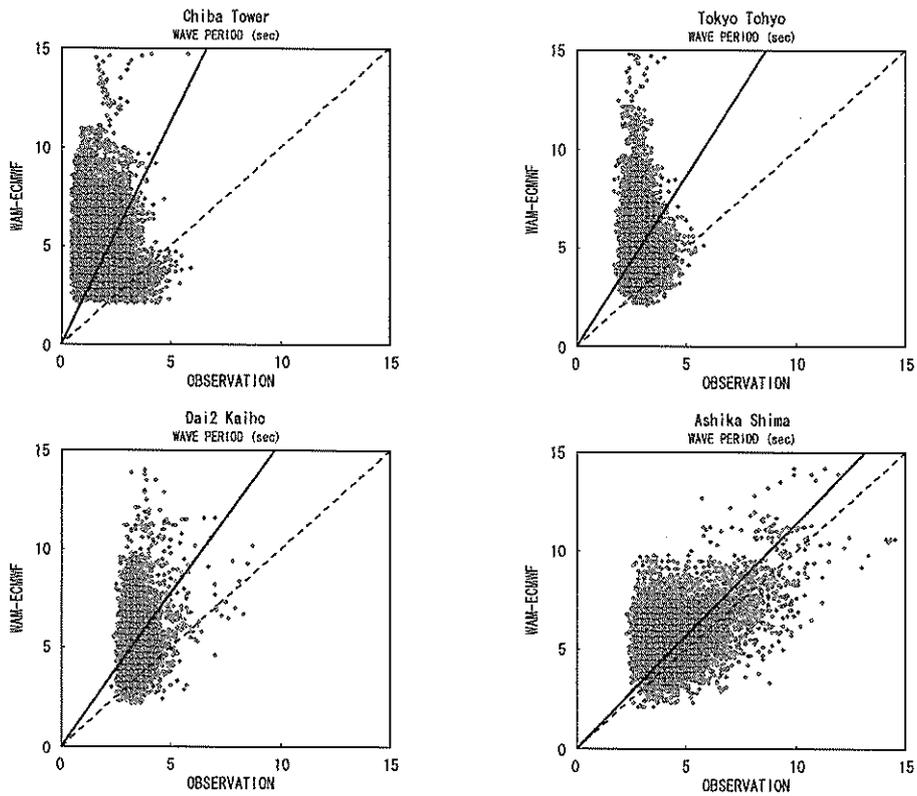
図-3.4 ECMWF風とWAMによる波浪推算結果の時系列変化(続き)

表-3.4 ECMWF風とWAMによる内湾波浪推算値と観測値の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測 値	相関係数	データ数
1999~ 2000年通年 常時風	波高	千葉港観測塔	0.25m	-0.21m	Y=0.344X	0.693	17,246
		東京灯標	0.25m	-0.20m	Y=0.413X	0.574	17,182
		第2海堡	0.25m	-0.16m	Y=0.566X	0.488	8,710
		アシカ島	0.26m	-0.12m	Y=0.817X	0.772	8,081
	周期	千葉港観測塔	3.8s	3.2s	Y=2.259X	-0.135	17,246
		東京灯標	2.8s	2.2s	Y=1.728X	-0.113	17,182
		第2海堡	2.5s	1.9s	Y=1.546X	0.177	8,710
		アシカ島	1.8s	0.9s	Y=1.140X	0.440	8,081
波高0.5m 以上時	波高	千葉港観測塔	0.38m	-0.25m	Y=0.705X	0.481	395
		東京灯標	0.31m	-0.16m	Y=0.796X	0.487	361
		第2海堡	0.31m	0.14m	Y=1.163X	0.599	308
		アシカ島	0.32m	0.03m	Y=0.998X	0.680	1,668
	周期	千葉港観測塔	0.56s	-0.1s	Y=0.947X	0.432	395
		東京灯標	2.05s	1.0s	Y=1.222X	-0.214	361
		第2海堡	2.19s	1.5s	Y=1.334X	0.222	308
		アシカ島	1.36s	0.4s	Y=1.042X	0.705	1,668

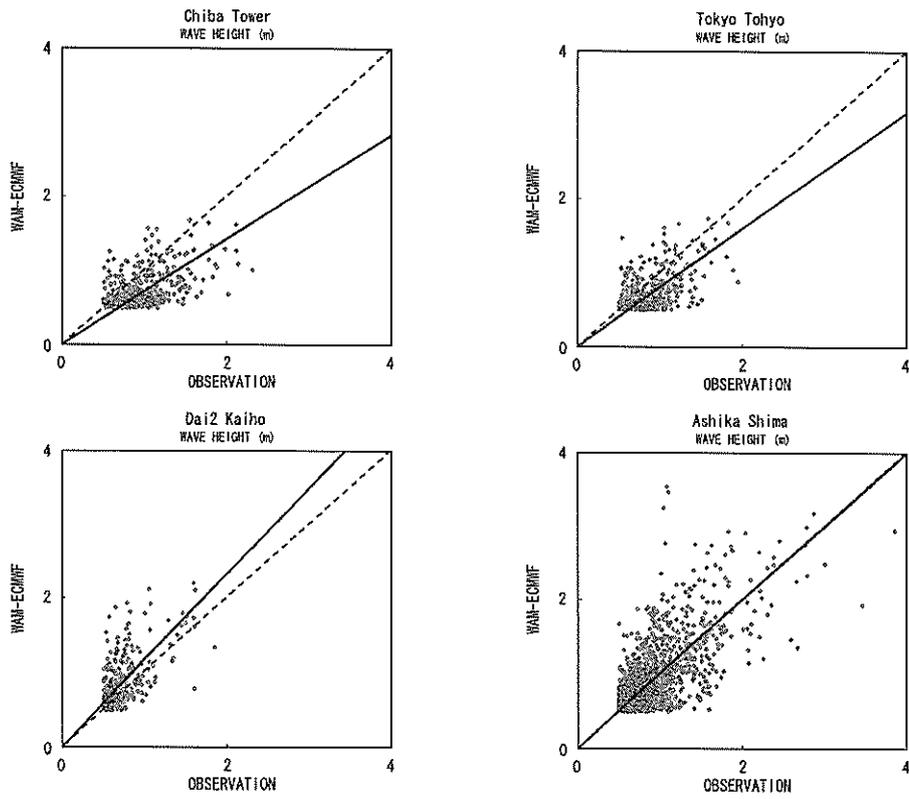


(a) 有義波高

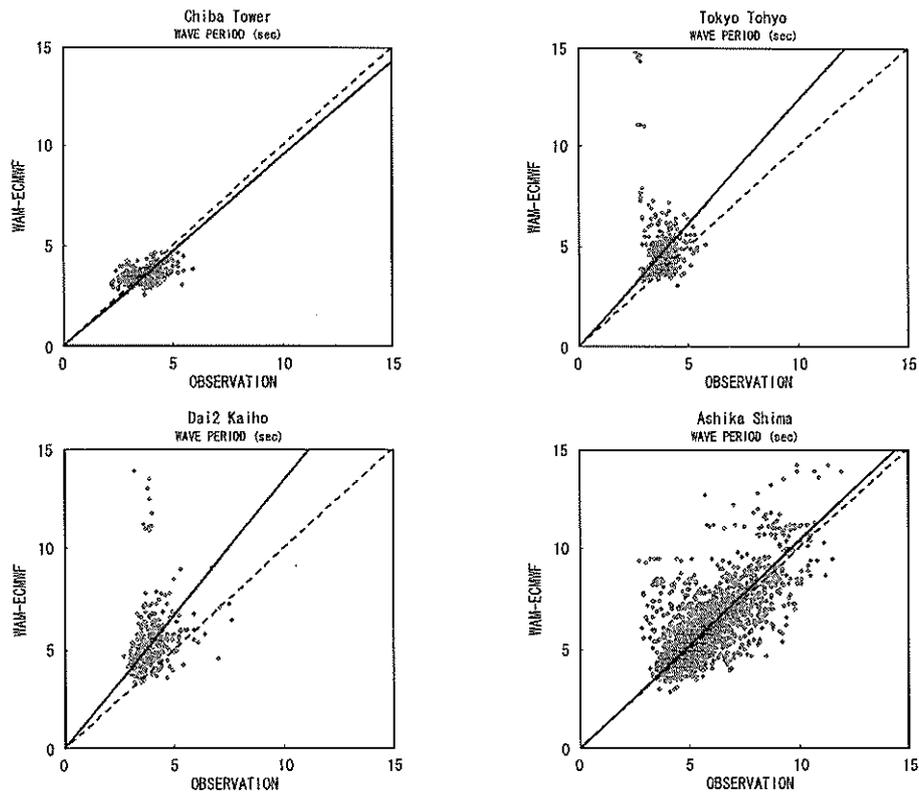


(b) 有義波周期

図-3.5 ECMWF風とWAMによる推算値と観測値の相関図

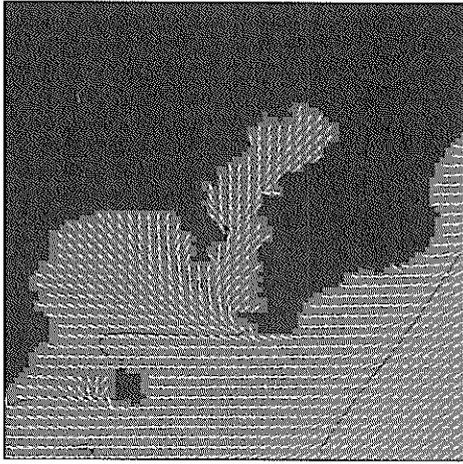


(a) 有義波高

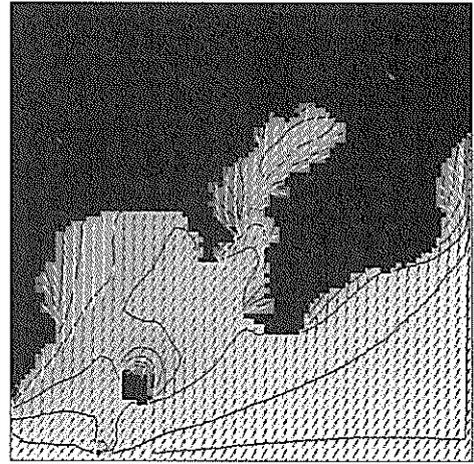


(b) 有義波周期

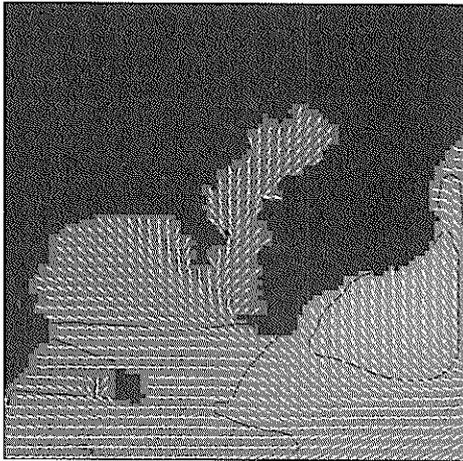
図-3.6 ECMWF風とWAMによる推算値と観測値の相関図(高波浪時のみを対象)



(a) 1999年11月01日00時



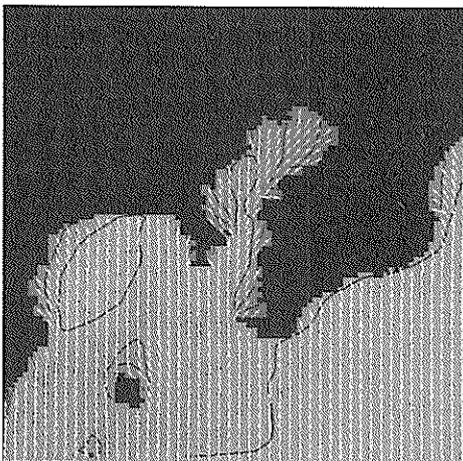
(d) 1999年11月01日18時



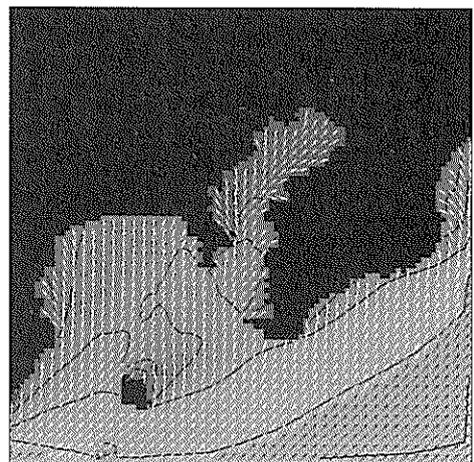
(b) 1999年11月01日06時



(e) 1999年11月02日00時



(c) 1999年11月01日12時



(f) 1999年11月02日06時

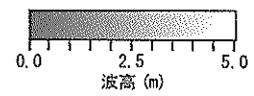
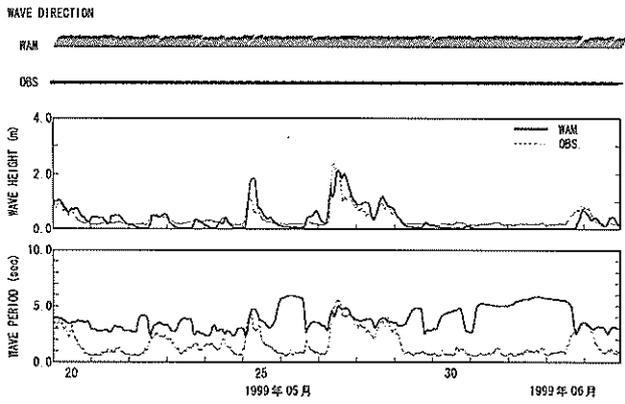
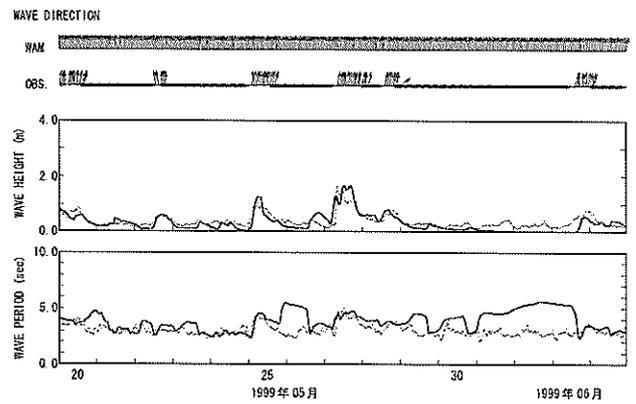


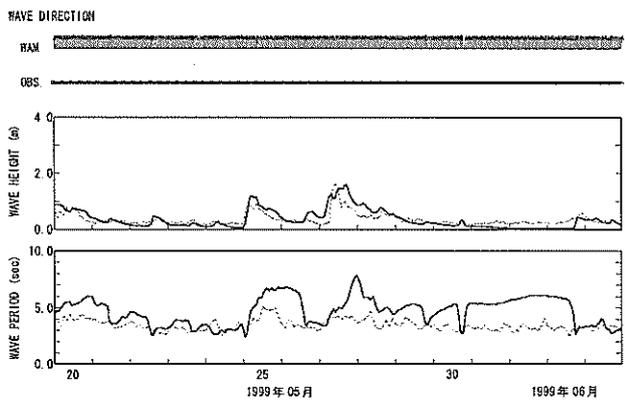
図-3.7 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による波浪推算結果 (有義波高の平面分布図)



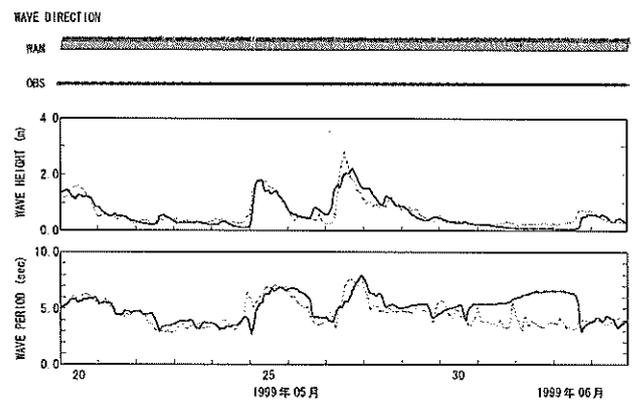
①千葉港観測塔



②東京灯標



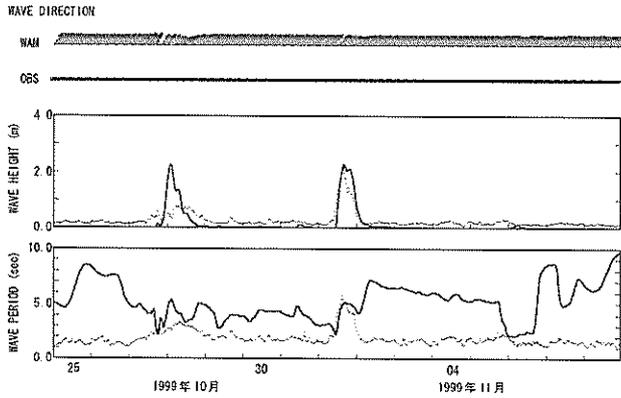
③第2海堡



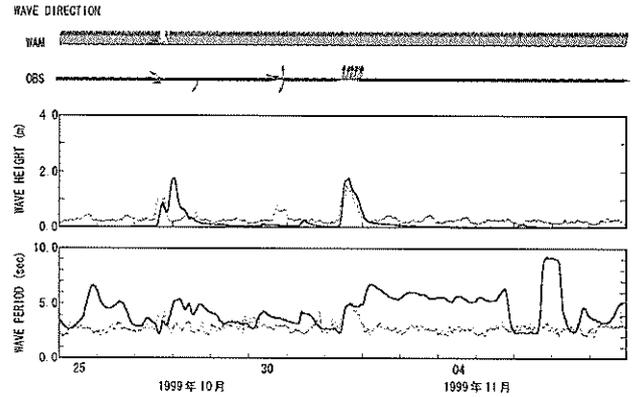
④アシカ島

(a) 1999年5月27日前後の例

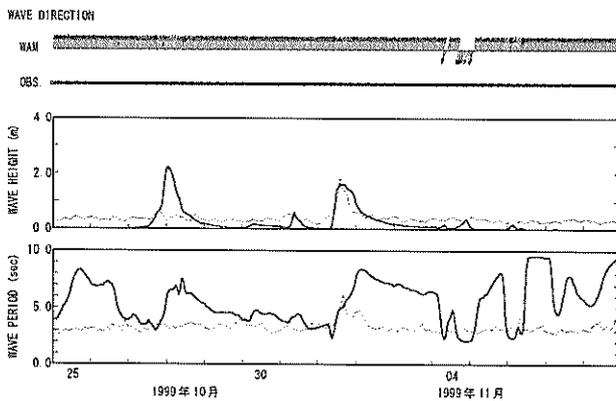
図-3.8 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による波浪推算結果の時系列変化



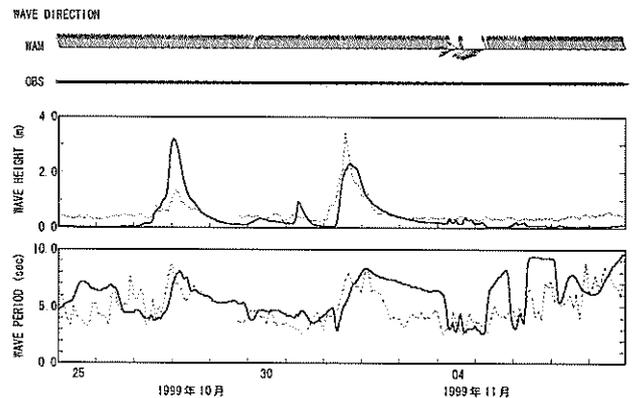
①千葉港観測塔



②東京灯標



③第2海堡



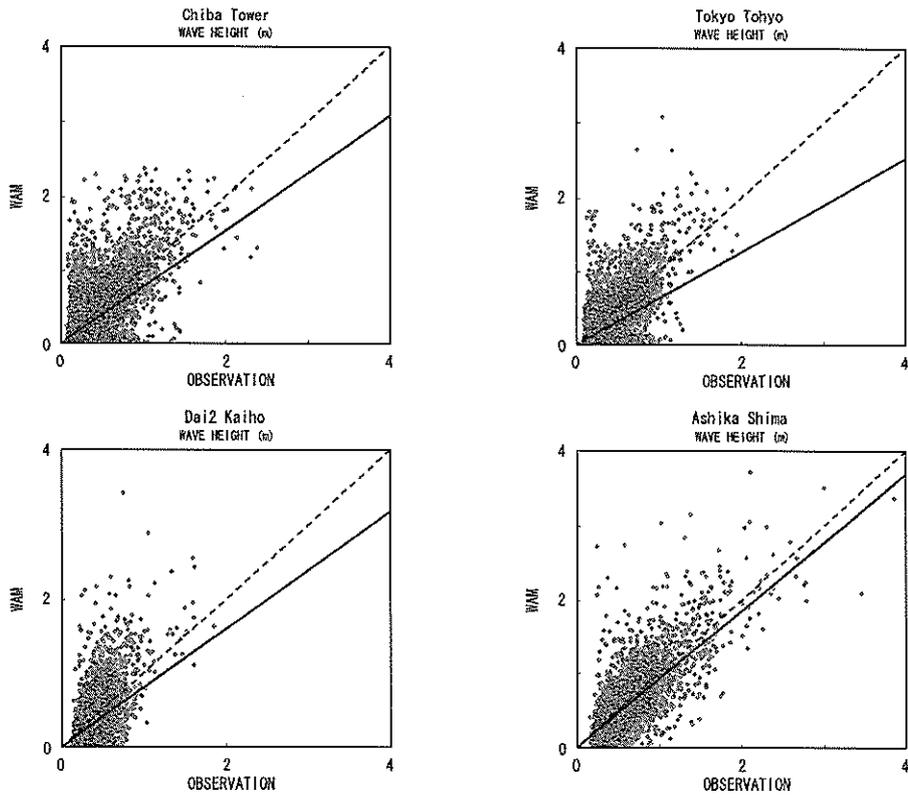
④アシカ島

(b) 1999年11月1日前後の例

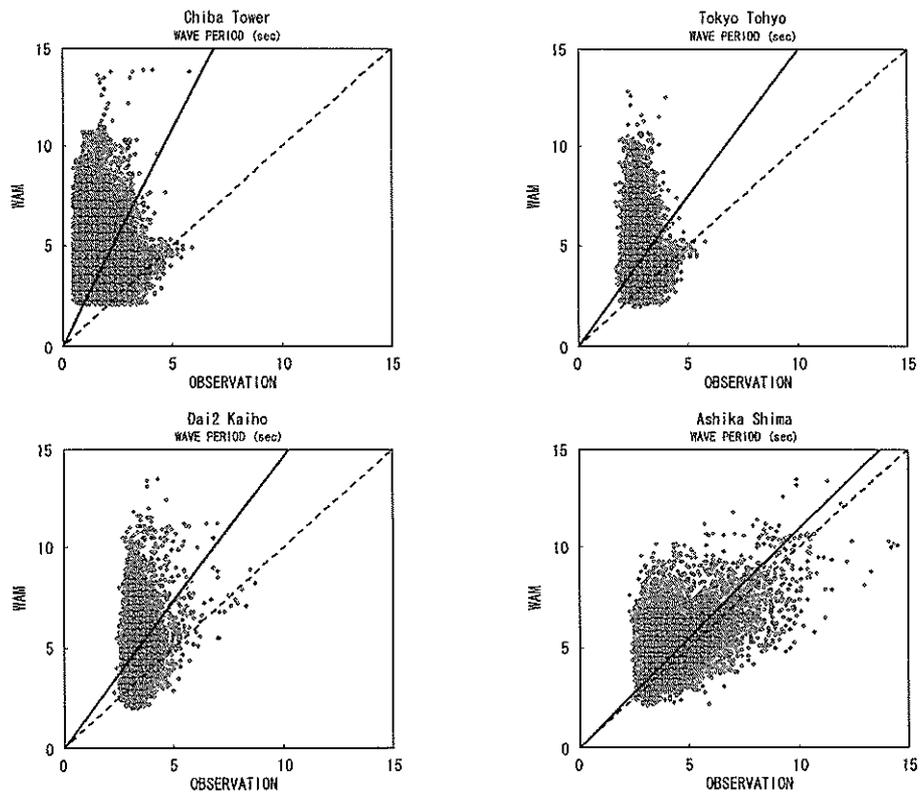
図-3.8 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による波浪推算結果の時系列変化 (続き)

表-3.5 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による推算値と観測値の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測 値	相関係数	データ数
1999~ 2000年通年 常時風	波高	千葉港観測塔	0.24m	-0.11m	Y=0.771X	0.703	17,158
		東京灯標	0.24m	-0.15m	Y=0.629X	0.645	17,094
		第2海堡	0.25m	-0.09m	Y=0.798X	0.559	8,666
		アシカ島	0.24m	-0.06m	Y=0.924X	0.794	8,109
	周期	千葉港観測塔	3.6s	3.0s	Y=2.162X	-0.115	17,158
		東京灯標	2.2s	1.4s	Y=1.484X	-0.113	17,094
		第2海堡	2.3s	1.6s	Y=1.463X	0.189	8,666
		アシカ島	1.6s	0.7s	Y=1.092X	0.481	8,037
波高0.5m 以上時	波高	千葉港観測塔	0.37m	0.14m	Y=1.137X	0.560	1,153
		東京灯標	0.28m	0.08m	Y=1.101X	0.607	1,101
		第2海堡	0.67m	0.47m	Y=1.699X	0.506	665
		アシカ島	0.31m	0.09m	Y=1.069X	0.716	1,906
	周期	千葉港観測塔	0.66s	0.4s	Y=1.116X	0.543	1,153
		東京灯標	0.50s	0.3s	Y=1.071X	0.564	1,101
		第2海堡	2.12s	1.7s	Y=1.422X	0.286	665
		アシカ島	1.10s	0.1s	Y=0.997X	0.755	1,906

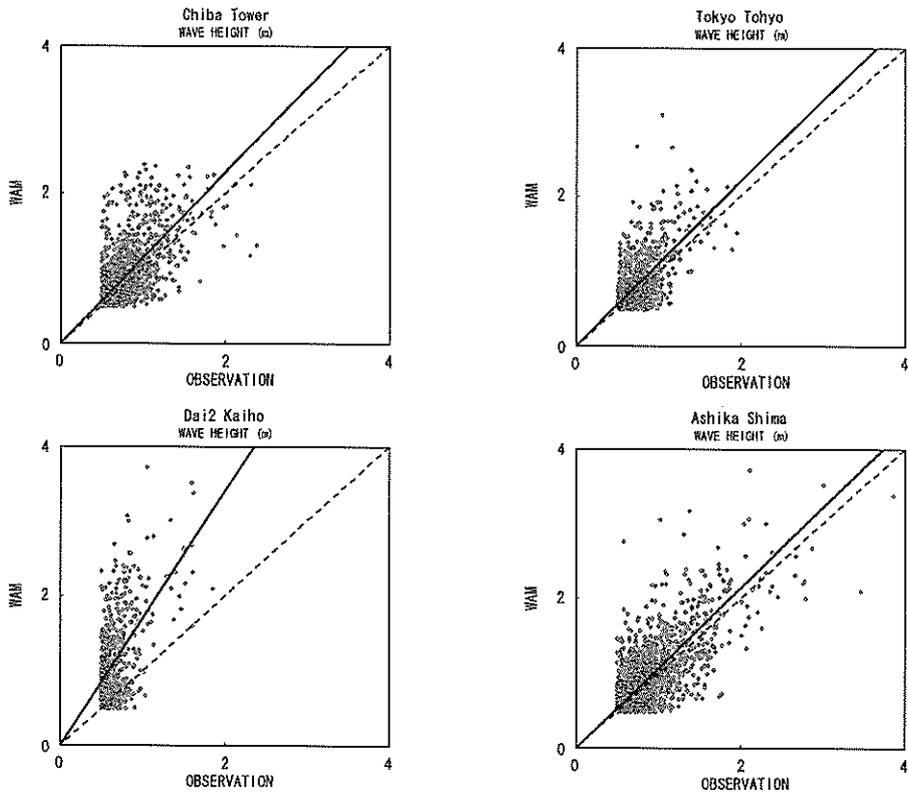


(a) 有義波高

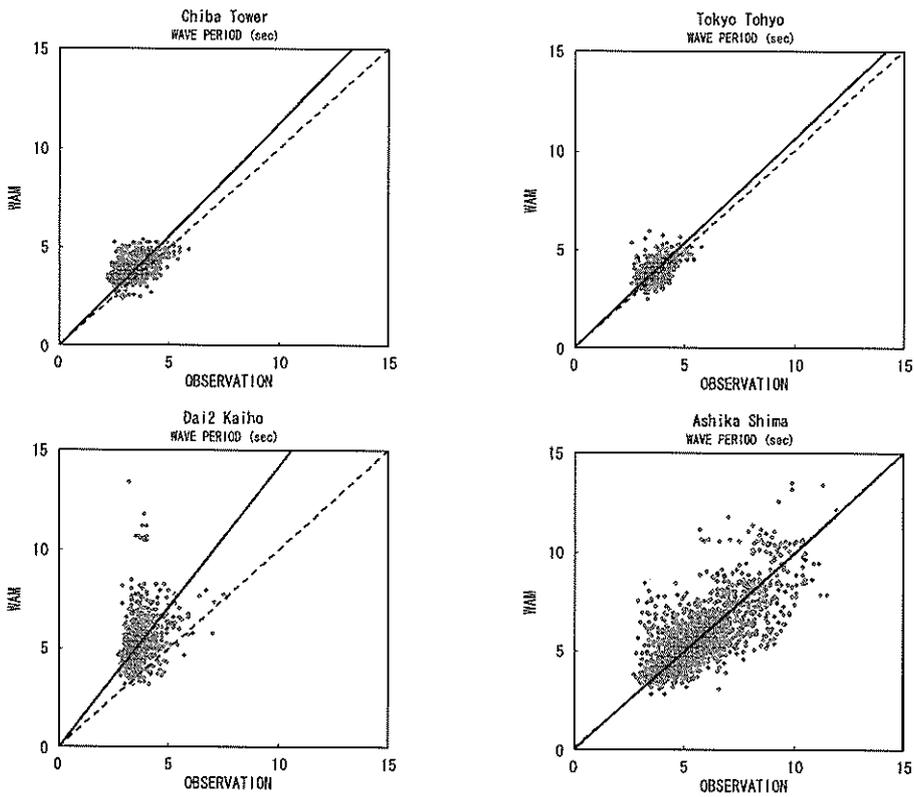


(b) 有義波周期

図-3.9 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による推算値と観測値の相関図



(a) 有義波高



(b) 有義波周期

図-3.10 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による推算値と観測値の相関図 (高波浪時のみを対象)

(3) 内湾波浪推算への適用性向上を目的としたWAMの改良

a) 内湾波浪推算におけるWAMの問題点

メソスケール気象モデルによる推算風を用いたWAMの内湾波浪推算は、高波浪時すなわち荒天時を対象とする場合には推算精度は向上する。しかしながら、荒天時のみならず静穏時を対象とする連続的な常時波浪推算を実施する場合、元々、深海域を対象としたWAMをそのまま適用するのは精度も不十分であり問題がある。そこで、静穏時にも精度の高い内湾波浪推算を実現するため、WAMの改良を行った。

図-3.11は、図-3.3の矢印で示す東京湾の湾口と湾奥部2地点におけるWAMによる方向スペクトルの推算結果を示したものである。それぞれの位置は、表-3.3にスペクトル出力点（湾奥、湾口）として示してある。なお、図示した方向スペクトルの期間は、図-3.2および3.7の例と同じ期間である。

図-3.11の波浪発達前の11月1日0時および6時の低波高時の方向スペクトルを見ると、高周波数領域のスペクトルが0.5Hz付近で途切れている。これは、WAMで考慮している波浪スペクトルの周波数範囲をデフォルトの設定のまま用いたため、方向スペクトルの高周波数側の上限値0.453Hzまでしか計算していないためである。WAMでは、予め設定された周波数帯範囲より高周波数側のエネルギー成分については、スペクトルを直接計算せず、 -4 乗則を仮定し外挿によって、高周波数成分のエネルギーを考慮している。このような外挿によってスペクトルの高周波数成分のエネルギーを与える方法は、スペクトルを積分することで求められる有義波高等を算出する場合には合理的な方法であるが、波の発生・発達に重要と考えられる非線形エネルギー輸送や、スペクトルのモーメントで計算される有義波周期や波向を計算する際には問題となる。

図-3.11では、時間の経過とともに波高が増大し、スペクトルを見ると、高周波数側から低周波側へとエネルギーを輸送しながら発達しており、一見、適切にスペクトルが発達しているように見える。しかしながら、もし局所的な風によって、WAMで考慮している周波数領域の範囲外で図-3.11に示されている成分と異なる波向を有する波浪が発生しているとすれば、波浪の発達は違った状況になると推察される。以上のような理由から、スペクトルの周波数範囲がデフォルト設定されたままのWAMによる内湾波浪推算は、特に低風速で低波浪の場合に波浪スペクトルの発達の計算が適切でない可能性があると考えられる。

b) 内湾波浪推算を対象としたWAMの改良

波浪スペクトルの高周波数側をべき則によって外挿し、単にエネルギーとして与えるだけでなく、きちんとスペクトル形状として与えて直接計算するため、WAMのスペクトルの周波数分割数を増やし、周波数範囲を0.042~1.174Hzとデフォルト設定よりも高周波数側へ拡張した（以下では、拡張WAMと記す）。なお、その他のパラメータは表-3.2の条件と同じ設定とし、メソスケール気象モデルによる推算風を用いて波浪推算を実施した。

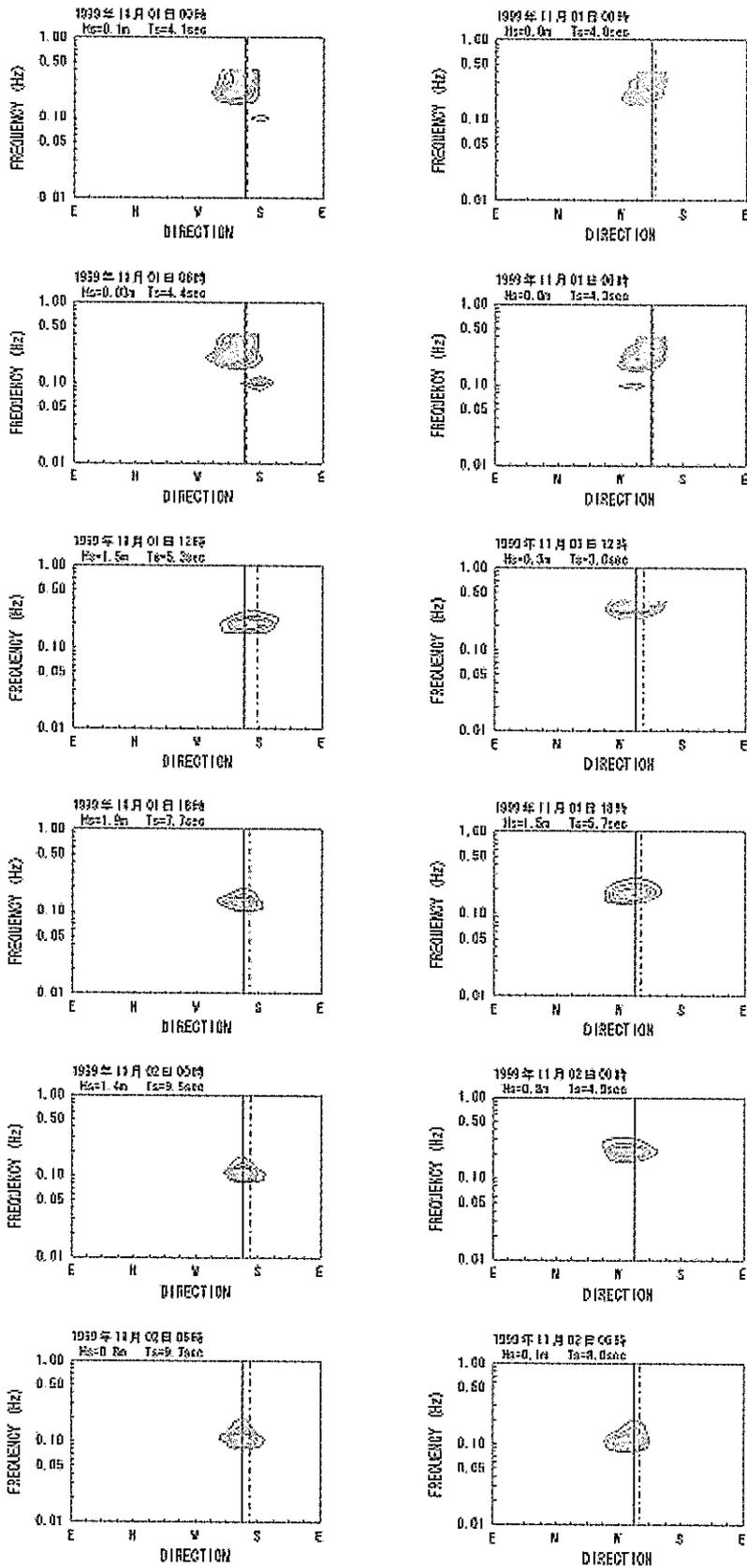
図-3.12は、上記の拡張WAMによって推算された有義波高の平面分布図である。図より、東京湾内においても波向が時間と共に変化しており、湾内の波浪が風場の変動に対応して適切に変化しているものと推察される。

図-3.13は、図-3.4および3.8と同様の波浪の時系列変化図である。図-3.13に示す拡張WAMによる推算では波向が時間の経過とともに変化しており、波高や周期についても観測値の再現性が向上してことがわかる。

表-3.6と図-3.14は、これまでと同様に推算値と観測値の相関解析結果を示したものである。これらの結果より、波高・周期ともに相関係数の大きさや回帰直線の勾配が、周波数を高周波数側へ拡張する前の結果と比べ改善されていることが分かる。図-3.15は、拡張WAMによる方向スペクトルの結果であり、図-3.11と同地点、同時期の例である。図-3.15では、低波浪時には二方向から波浪が来襲する複雑な波浪場を示しているが、時間の経過と共に波浪が発達し、高波浪時には顕著な一方向性の波浪場になっており、波浪場の変動が適切に推算されているものと推察される。このように内湾域における低風速で低波浪場も含む連続的な常時波浪推算を実施する場合には、方向スペクトルの周波数範囲を高周波数側へ拡張することで、WAMの適用性が向上することが明らかとなった。

c) 拡張WAMへのECMWF風の適用

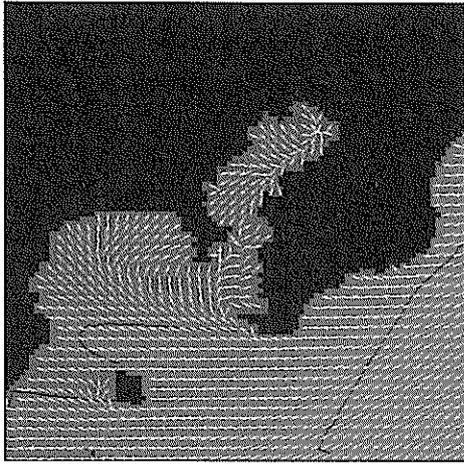
メソスケール気象モデルによる推算風と方向スペクトルの周波数範囲を高周波数側へ拡張した拡張WAMを用いることで、内湾波浪推算の精度が向上することが分かった。ここでは、改めて、メソスケール気象モデルによる推算風を用いることで、内湾域における推算精度が向上することを再検証するため、拡張WAMに、3.1.2(2)と同様に、ECMWF風を用いて内湾波浪推算を実施した。図-3.16、図-3.17、図-3.18および表-3.7はそれぞれ有義波高の平面分布図、時系列変化図および相関解析結果である。これらの結果より、周波数範囲を高周波数側へ拡張した拡張WAMを用いれば、メソスケール気象モデル



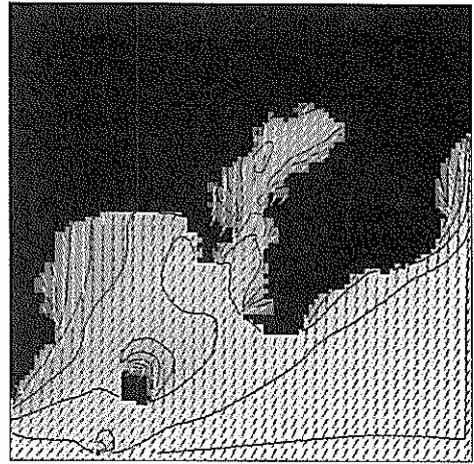
(a) 湾口部

(b) 湾奥部

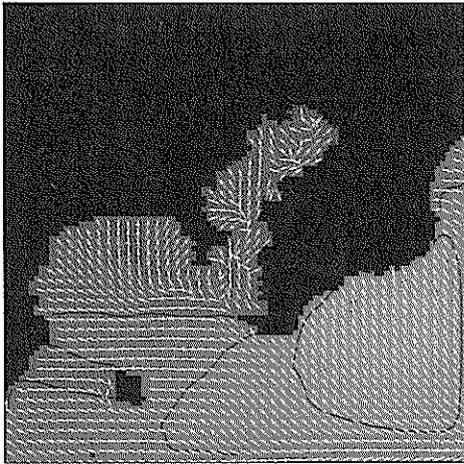
図-3.11 メソスケール気象モデルによる推算風と WAM による方向スペクトルの時系列変化



(a) 1999年11月01日00時



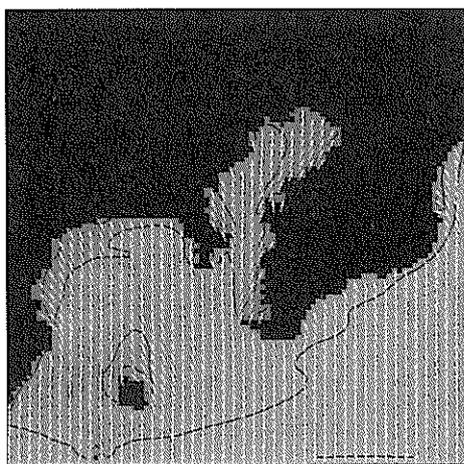
(d) 1999年11月01日18時



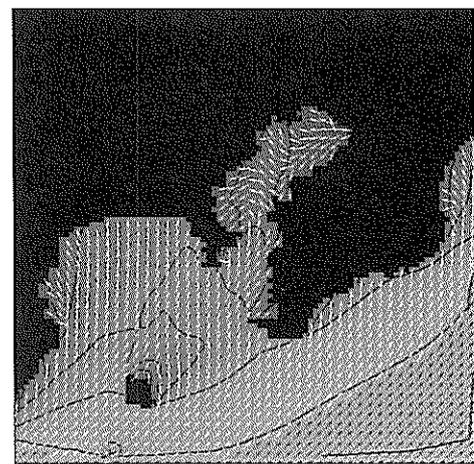
(b) 1999年11月01日06時



(e) 1999年11月02日00時



(c) 1999年11月01日12時



(f) 1999年11月02日06時

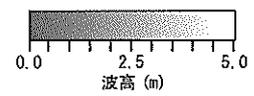
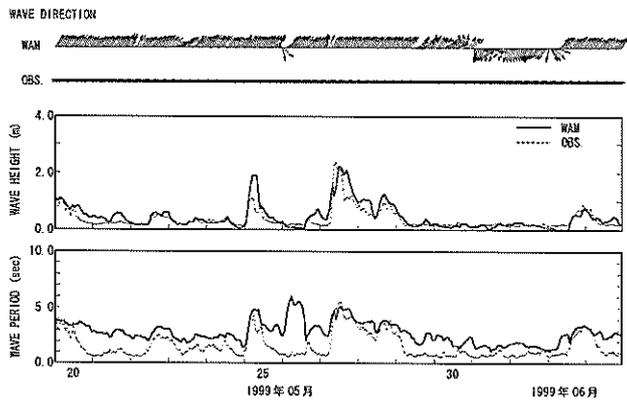
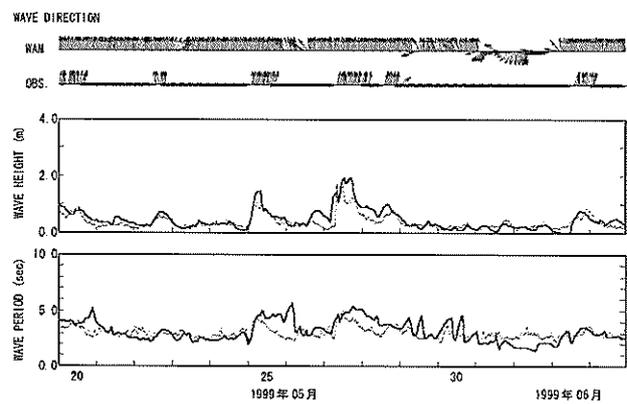


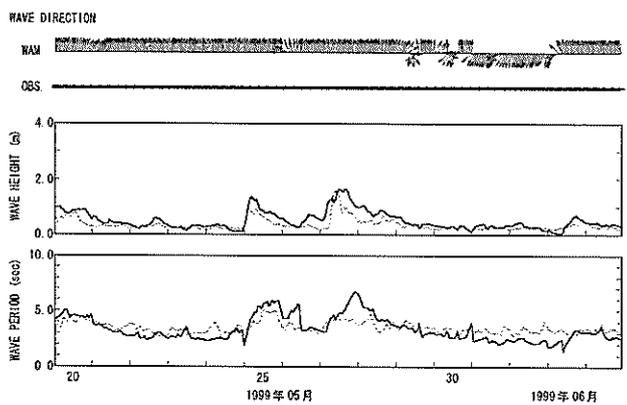
図-3.12 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 WAM による内湾波浪推算結果 (有義波高の平面分布図)



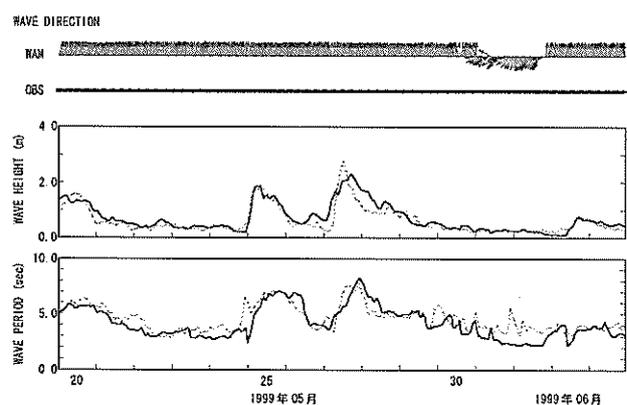
①千葉港観測塔



②東京灯標



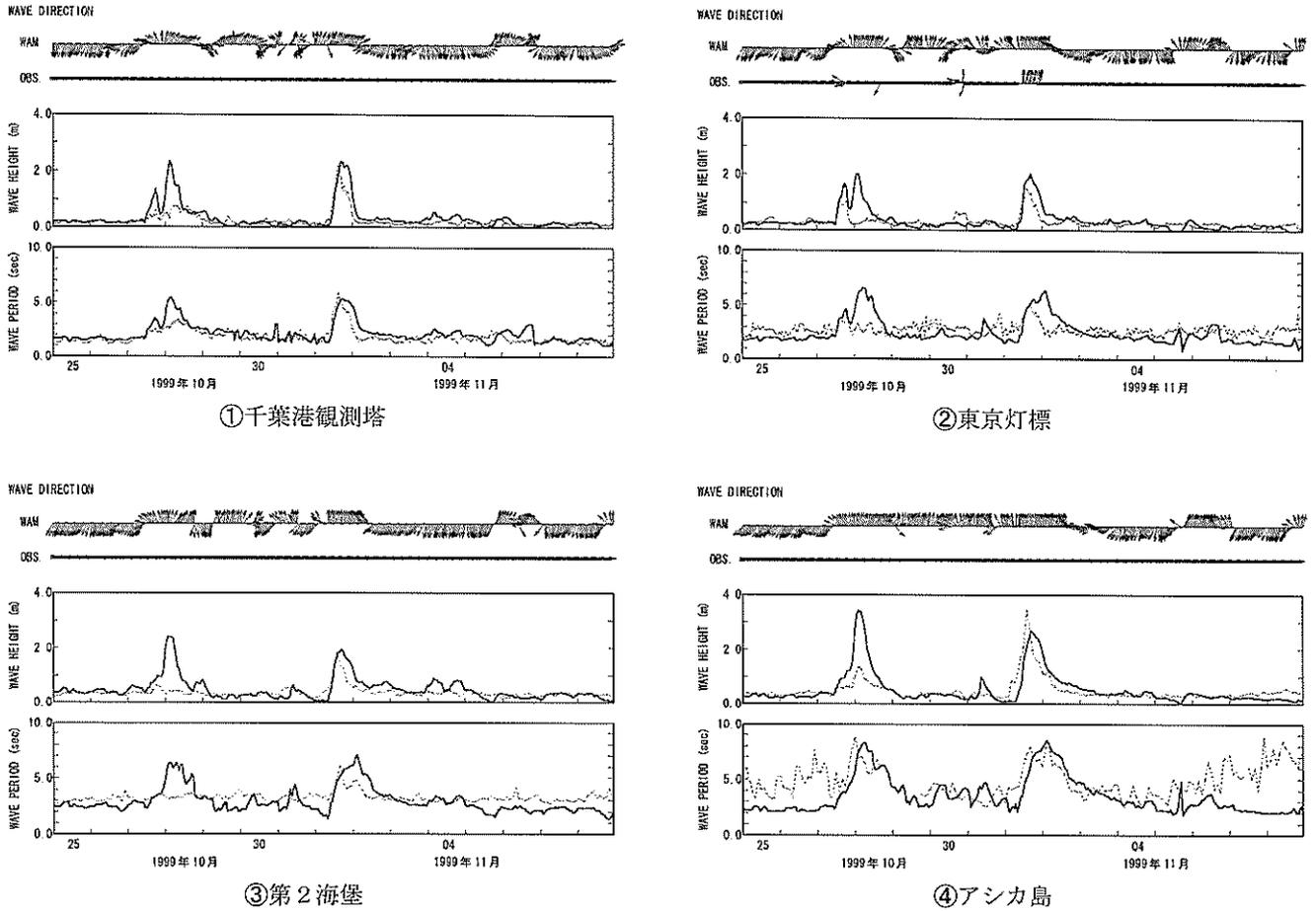
③第2海堡



④アシカ島

(a) 1999年05月27日前後の例

図-3.13 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 WAM による波浪推算結果の時系列変化

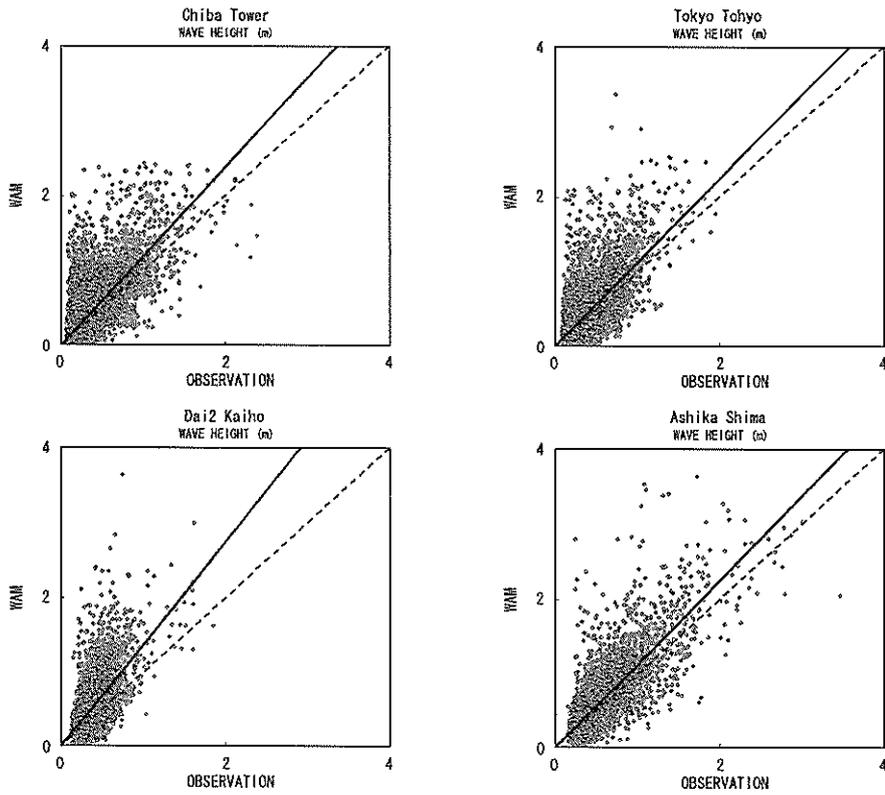


(b) 1999年11月1日前後の例

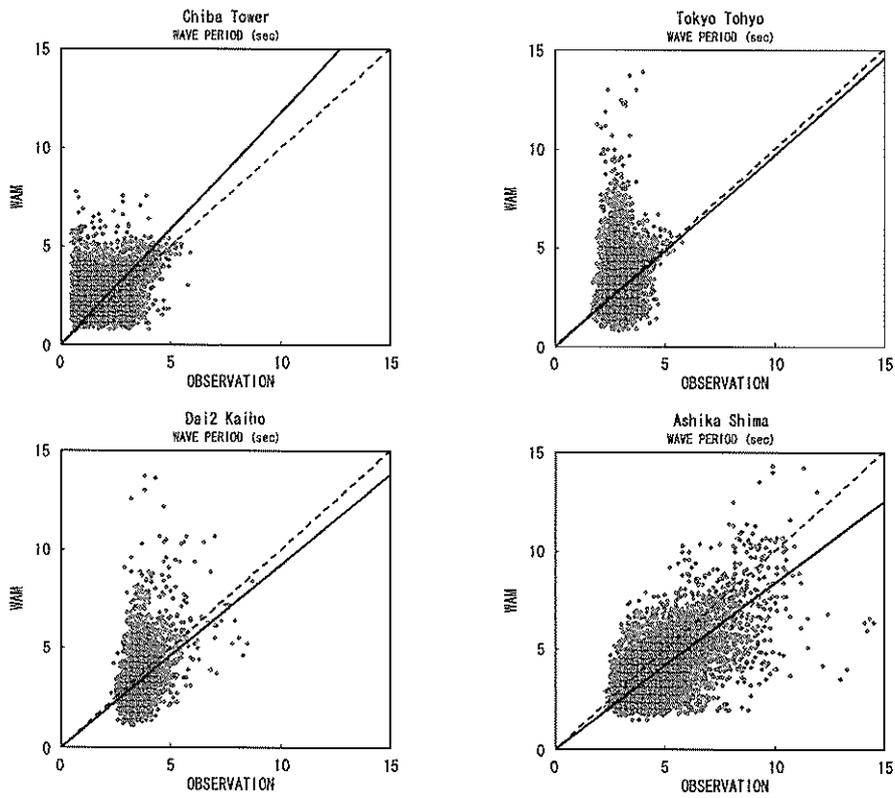
図-3.13 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 WAM による波浪推算結果の時系列変化 (続き)

表-3.6 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 WAM による推算値と観測値の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測 値	相関係数	データ数
1999~ 2000年通年	波高	千葉港観測塔	0.23m	0.07m	$Y=1.186X$	0.707	17,246
		東京灯標	0.21m	0.04m	$Y=1.116X$	0.658	17,182
		第2海堡	0.27m	0.13m	$Y=1.368X$	0.643	8,710
		アシカ島	0.25m	0.07m	$Y=1.123X$	0.788	8,081
常時風	周期	千葉港観測塔	1.1s	0.66s	$Y=1.173X$	0.370	17,246
		東京灯標	1.0s	-0.09s	$Y=0.963X$	0.252	17,182
		第2海堡	1.0s	-0.28s	$Y=0.920X$	0.448	8,710
		アシカ島	1.4s	-0.68s	$Y=0.837X$	0.646	8,081

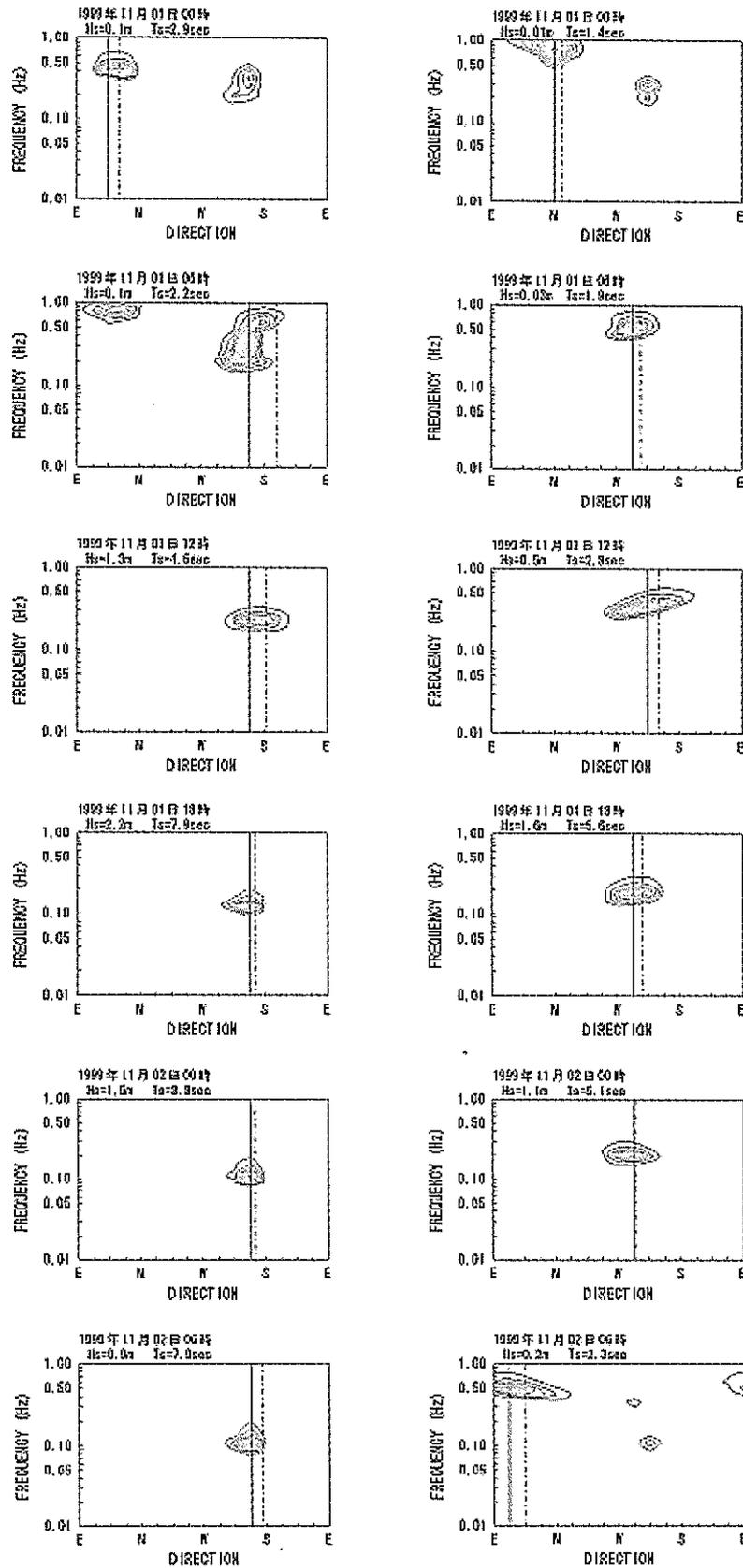


(a) 有義波高



(b) 有義波周期

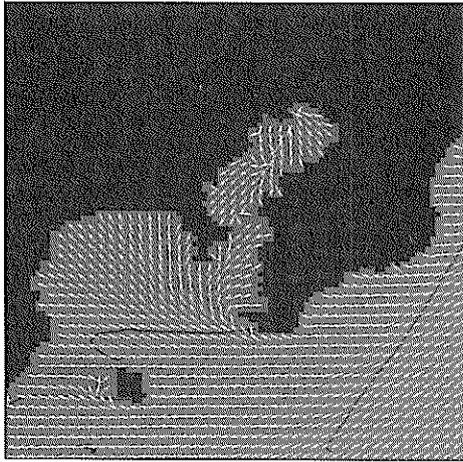
図-3.14 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 WAM による推算値と観測値の相関図



(a) 湾口部

(b) 湾奥部

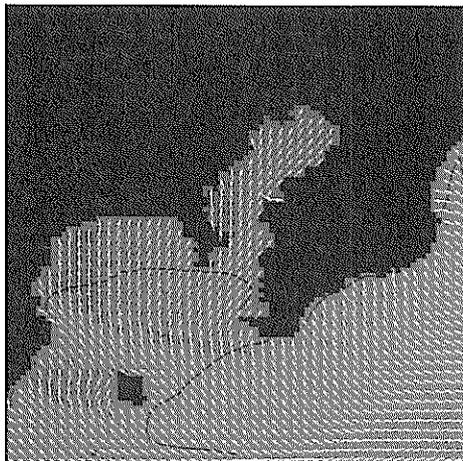
図-3.15 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 WAM による方向スペクトルの時系列変化



(a) 1999年11月01日00時



(d) 1999年11月01日18時



(b) 1999年11月01日06時



(e) 1999年11月02日00時



(c) 1999年11月01日12時



(f) 1999年11月02日06時

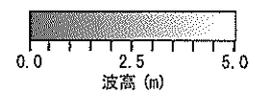
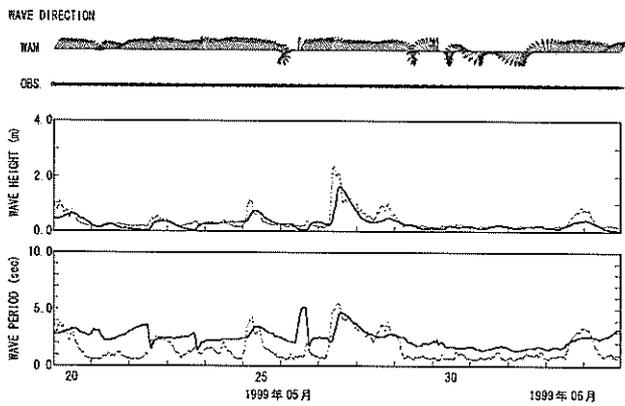
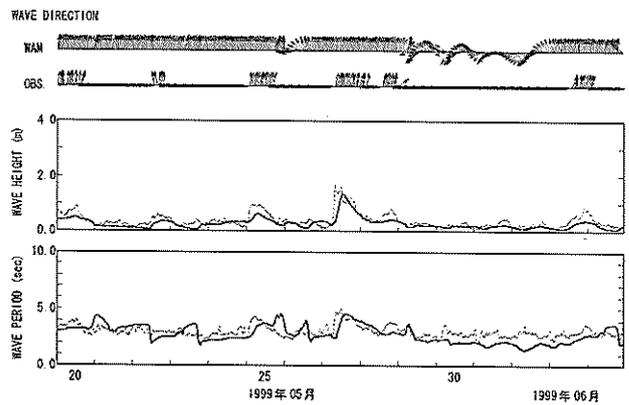


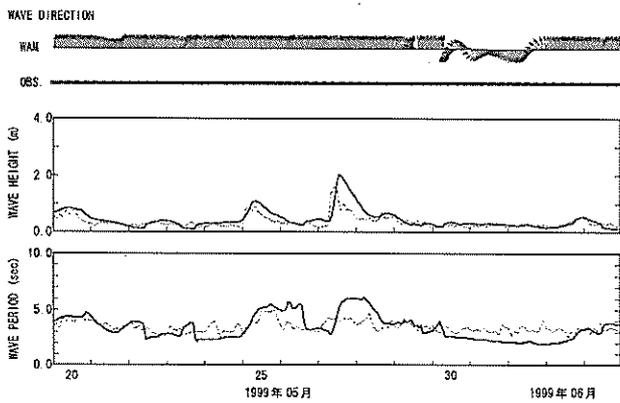
図-3.16 ECMWF 風と拡張 WAM による波浪推算結果 (有義波高の平面分布図)



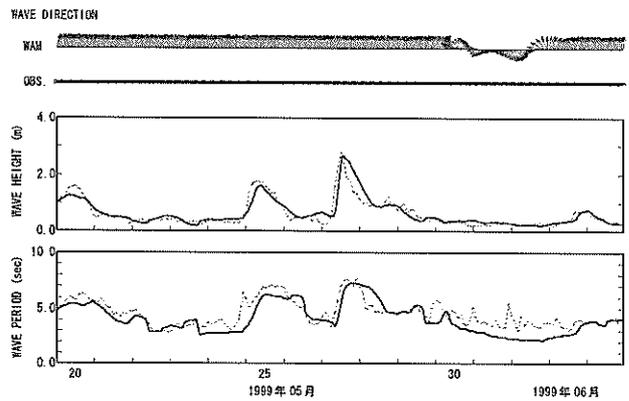
①千葉港観測塔



②東京灯標



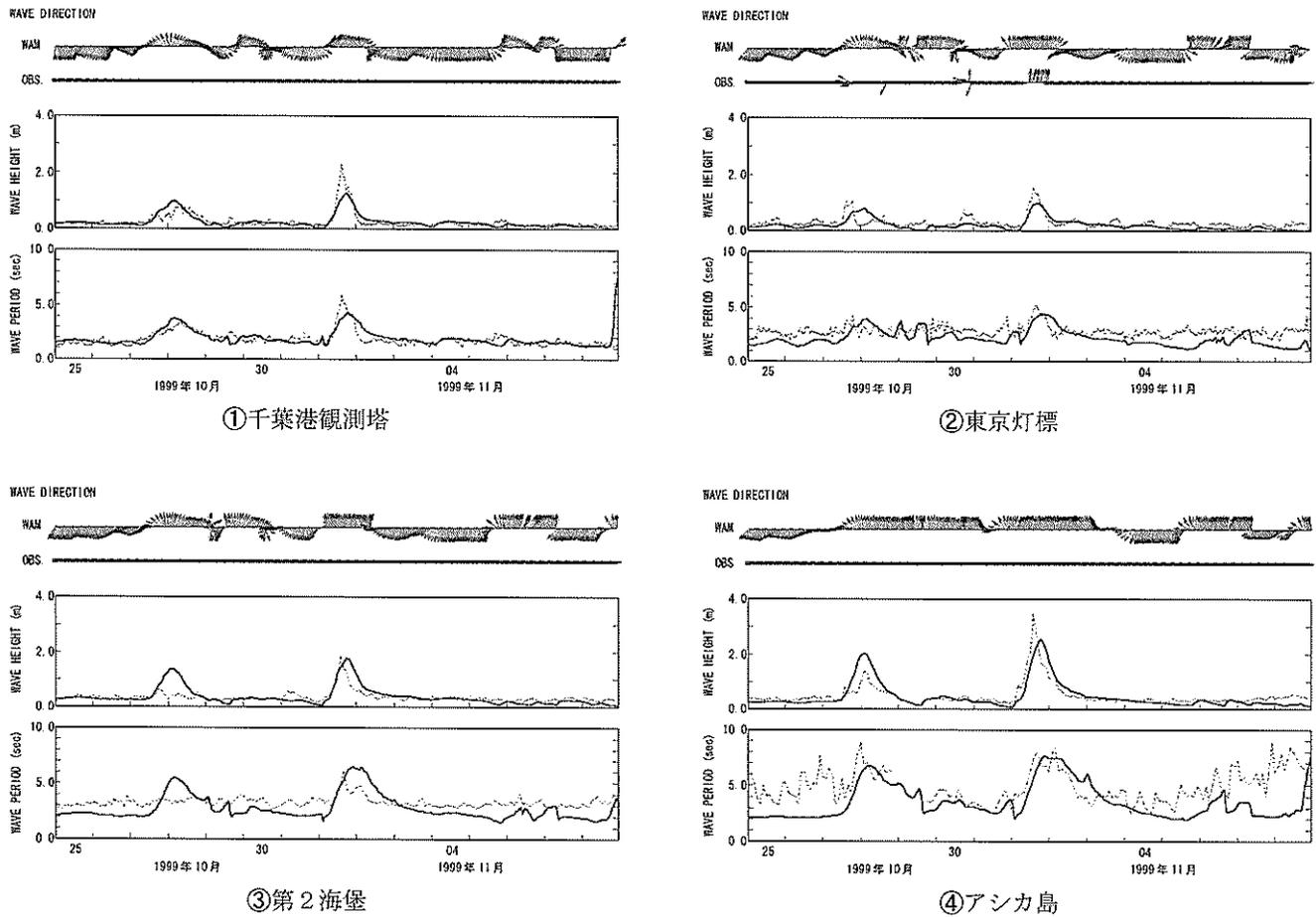
③第2海堡



④アシカ島

(a) 1999年05月27日前後の例

図-3.17 ECMWF風と拡張WAMによる波浪推算結果の時系列変化

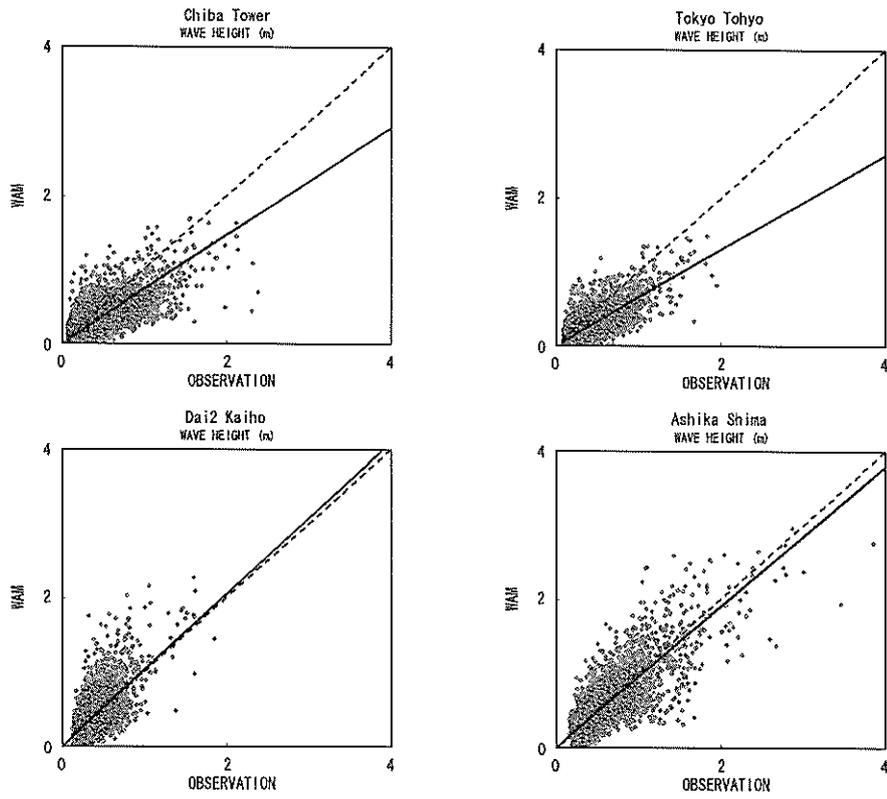


(b) 1999年11月1日前後の例

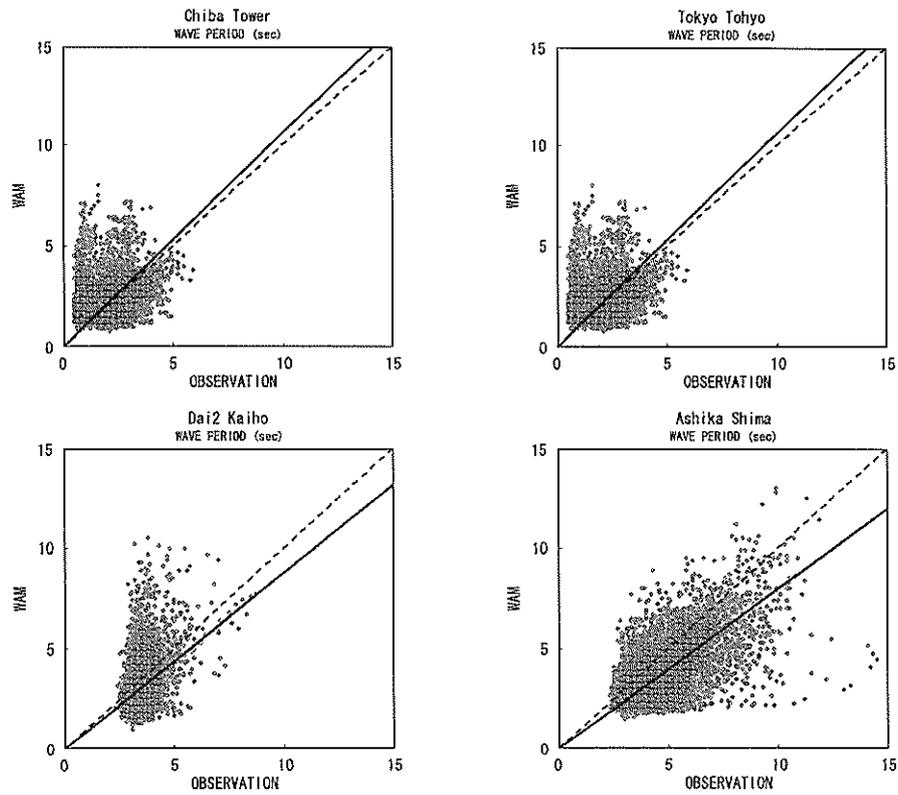
図-3.17 ECMWF風と拡張WAMによる波浪推算結果の時系列変化(続き)

表-3.7 ECMWF風と拡張WAMとによる推算値と観測値の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測 値	相関係数	データ数
1999~ 2000年通年	波高	千葉港観測塔	0.15m	-0.05m	$Y=0.731X$	0.701	17,248
		東京灯標	0.16m	-0.10m	$Y=0.646X$	0.656	17,182
		第2海堡	0.16m	0.01m	$Y=1.019X$	0.593	8,710
		アシカ島	0.19m	0.01m	$Y=0.950X$	0.795	8,081
常時風	周期	千葉港観測塔	1.0s	0.45s	$Y=1.055X$	0.299	17,248
		東京灯標	0.9s	-0.51s	$Y=0.814X$	0.257	17,182
		第2海堡	1.0s	-0.42s	$Y=0.878X$	0.440	8,710
		アシカ島	1.5s	-0.85s	$Y=0.797X$	0.618	8,081



(a) 有義波高



(b) 有義波周期

図-3.18 ECMWF 風と拡張 WAM による推算値と観測値の相関図

による推算風を用いた場合ほどではないが、ECMWF風を用いて、東京湾内の波向が適切に変化する推算結果となっており、スペクトルの周波数範囲を拡張することの有効性が示されている。しかし、図-3.17より、周波数範囲を拡張する前と比較して、波高と周期ともに観測値の再現性が改善されているものの、局所的な海上風の影響を受けやすい湾奥では、メソスケール気象モデルによる推算風を用いた場合と比較してピーク時の波高が過小評価されるなど、メソスケール気象モデルによる推算風の有効性が裏付けられる結果となっている。

3.2 SWANによる内湾波浪推算

ここでは、WAMをベースに浅海域から極浅海域での波浪を対象に改良された第三世代波浪推算モデルSWANを用い、これまでと同様に東京湾を対象に波浪推算を実施し、その推算精度を検討する。

(1) SWANの概説

SWAN (L.H.Holthuijsen,1999)は、主として深海波を対象としたWAMを改良し、浅海から極浅海域での波浪の様々な特性を考慮した第三世代波浪推算モデルである。SWANでは、波・流れ共存場の波浪の方向スペクトルを扱い易いように、波作用量平衡方程式(Wave action balance equation)を基礎式に用いている。SWANで考慮している物理特性や数値解法を表-3.8に示す。

a) 波作用量平衡方程式

SWANもWAMと同様、各計算格子点上で波浪の方向スペクトルを計算するが、SWANではスペクトルエネルギー密度 $E(\sigma, \theta)$ の代わりに、波作用量 $N(\sigma, \theta)$ に関する方程式が積分される。波作用量平衡方程式は波・流れ共存場においても式形が簡単であるため、波・流れ共存場における波浪場の計算に有利である。波作用量とエネルギー密度との間には、 $N(\sigma, \theta) = E(\sigma, \theta) / \sigma$ の関係がある。ここに、 σ は相対周波数(流れとともに移動する座標系から見た周波数)である。

SWANで使用できる座標系には球面座標系、平面座標系および曲線座標系がある。波・流れ共存場の球面座標系による波作用量平衡方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (c_{\phi} \cos \phi N) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (c_{\lambda} N) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (c_{\sigma} N) + \frac{\partial}{\partial \theta} (c_{\theta} N) = \frac{S}{\sigma} \quad (33)$$

ここに、 c_{ϕ} 、 c_{λ} 、 c_{σ} 、 c_{θ} は各空間における伝播速度であり、それぞれ次式で表される。

表-3.8 SWAN モデルの概要

項目	内容
基礎方程式	波作用量(Wave Action)平衡方程式
使用可能座標系	球面座標系
	直交座標系
	任意(曲線)座標系
物理過程	波の伝播
	風からのエネルギーインプット (Miles 不安定機構に、Phillips 共鳴機構をオプションで付加可能)
	白波砕波によるエネルギー消散
	浅水変形
	地形性の屈折
	流れによる屈折
	地形性砕波
	海底摩擦によるエネルギー消散 (3種類の理論から選択可能)
	4波共鳴非線形相互作用
	3波共鳴非線形相互作用
	防波堤等による波の反射・越波・透過
	波による水位変化
	定常計算、非定常計算の切替可
1D, 2D計算の切替可	
数値解法	移流項空間差分に2次風上差分
	スペクトル空間差分に1次風上, 2次中心ハイブリッド差分法
	方程式全体に繰返し計算の近似的陰解法
	4波共鳴非線形相互作用にDIA近似解法
	3波共鳴非線形相互作用にLTA近似解法
入力データ(定常値 or 非定常値)	水深データ
	海上10m風データ
	流速場データ
	水位データ
	海底摩擦係数分布データ
	境界値としてスペクトル作成用パラメータ
	ネスティング時、SWANからの境界値
ネスティング時、WAMからの境界値	
ネスティング時、WAVEWATCHIIIの境界値	
計算対象領域	約1km~5000km(格子間隔10m~100km)
計算対象期間	数日~数ヶ月

$$c_{\phi} = \frac{c_g \cos \theta + U}{R} \quad (34)$$

$$c_{\lambda} = \frac{c_g \sin \theta + V}{R \cos \phi} \quad (35)$$

$$c_{\sigma} = \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{gk \tanh(kd)} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}) \quad (36)$$

$$c_{\theta} = \frac{c_g \sin \theta \tan \phi}{R} + \frac{1}{kR} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \phi} - \frac{\cos \theta}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \times (\sqrt{gk \tanh(kd)} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}) \quad (37)$$

ここで、 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ は波数ベクトル、 $k = |\mathbf{k}|$ は波数、 $\mathbf{U} = (U, V)$ は流速ベクトルである。

また、式(33)の右辺のエネルギーソース項 S は、次式で表される。

$$S = S_{in} + S_{ds} + S_{bf} + S_{br} + S_{nl4} + S_{nl3} \quad (38)$$

ここに、右辺の各項は、それぞれ風から波へのエネルギー輸送項 S_{in} 、白波砕波によるエネルギー消散項 S_{ds} 、海底摩擦によるエネルギー消散項 S_{bf} 、地形性砕波によるエネルギー消散項 S_{br} 、4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl4} 、3波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl3} である

b) 風から波へのエネルギー輸送項 S_{in}

SWANでは風から波へのエネルギー輸送項 S_{in} に、Phillipsの共鳴機構とMilesの不安定機構を考慮し、次式で表される。

$$S_{in} = A + BE \quad (39)$$

A 項は Cavaleri・Malanotte-Rizzoli(1981)の式に、Pierson-Moskowitz(PM)スペクトルのピーク周波数より低い周波数帯で波の成長を削除するTolman(1992)のフィルターを加えた次式で計算される。

$$A = \frac{1.5 \times 10^{-3}}{g^2 2\pi} [U_* \max[0, \cos(\theta - \theta_w)]]^4 H \quad (40)$$

ここに、

$$H = \exp\left(-(\sigma/\sigma_{PM}^*)^{-4}\right), \quad \sigma_{PM}^* = \frac{0.13g}{28U_*} 2\pi \quad (41)$$

であり、 H はフィルター、 σ_{PM}^* はPMスペクトルのピーク周波数である。また、摩擦速度 U_* は、 $U_*^2 = C_D U_{10}^2$ で与えられ、 C_D には次式で表されるWu(1982)の関係式を用いている。

$$C_D(U_{10}) = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.0065s/m \times U_{10}) \times 10^{-3} & U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (42)$$

ただし、 A 項はオプションにより計算から外すことも可能である。

Milesの不安定機構の項 BE には、Snyder et al. (1981)の式とWAM Cycle4で採用されているquasi-linear理論の2つから選択可能である。なお、前者は次式で表される。

$$B = \max \left[0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} \left[28 \frac{U_*}{c} \cos(\theta - \theta_w) - 1 \right] \right] \sigma \quad (43)$$

ここに、 U_* は A 項と同じものを用いる。Snyder et al.の式

では B は海上風のみ関数となり、波浪状況とは無関係に風から波へのエネルギー輸送が決まる。なお、quasi-linear理論の周波数は ω の代わりに相対周波数 σ を用いる。

c) 白波砕波によるエネルギー消散項 S_{ds}

白波砕波によるエネルギー消散項はWAMと同様の式を採用している。ただし、SWANにおける白波砕波は、WANと同じ係数 $C_{ds} = 4.10 \times 10^{-5}$ を用いるJanssen(1992)の理論と、 $C_{ds} = 2.36 \times 10^{-5}$ を用いるKomcen(1984)の式が選択可能である。

d) 海底摩擦によるエネルギー消散項 S_{bf}

海底摩擦によるエネルギー消散項は、WAMで採用されているJONSWAPの経験式、Collins(1972)の抵抗則に基づく式およびMadsen(1988)らの渦粘性モデルの以上3つから選択可能である。Collinsの式ではJONSWAPの経験式中の摩擦係数 C_{bottom} を海底面での水粒子軌道運動を表す U_{rms} の関数として次式で定義している。

$$C_{bottom} = C_{fw} g U_{rms} \quad (44)$$

ここに、 $C_{fw} = 0.015$ であり、 U_{rms} は次式から求められる。

$$U_{rms}^2 = \int_0^{2\pi\omega} \int_0^{\infty} \frac{\sigma^2}{\sinh^2(kd)} E(\sigma, \theta) \quad (45)$$

MadsenらもJONSWAPと同様な式を導いているが、彼等は摩擦係数に底面の粗度長と現場の波浪状況を考慮し、

$$C_{bottom} = f_{wr} \frac{g}{\sqrt{2}} U_{rms} \quad (46)$$

としている。ここに、 f_{wr} は無次元粗度係数であり、

$$\frac{1}{4\sqrt{f_{wr}}} + \log_{10} \left[\frac{1}{4\sqrt{f_{wr}}} \right] = m_f + \log_{10} \left[\frac{a_b}{K_N} \right] \quad (47)$$

である。また、 $m_f = -0.08$ であり、 a_b は近底面逸脱振幅：

$$a_b^2 = 2 \iint \frac{1}{\sinh^2(kd)} E d\sigma d\theta \quad (48)$$

を表し、 $K_N (= 0.05 \text{ m})$ は底面粗度長スケールである。ただし、 $a_b/K_N < 1.57$ の場合は $f_{wr} = 0.30$ とする。

e) 地形性砕波によるエネルギー消散項 S_{br}

地形性砕波によるエネルギー消散項は、Battjes and Janssen(1978)によるboreモデルにより計算される。boreモデルは、砕波と段波の類似性に着目し、段波における

エネルギー消散量を砕波として計算する方法である。波浪場の波高分布はレーリー分布に従い、指定した波高を越える波は必ず砕波すると仮定すると、その波浪場で砕波が起こる確率 Q_b は、

$$\frac{1-Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{tot}}{H_m^2} \quad (49)$$

で表される。ここに、 H_m は、

$$H_m = \gamma d \quad (50)$$

で与えられる限界波高であり、 γ は砕波パラメータである。砕波パラメータは波形勾配や海底勾配の関数として求めるなど多くの式があるが、SWANでは通常0.73を与えている。砕波確率 Q_b を用いると砕波により失われる全エネルギーは、

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left(\frac{\bar{\sigma}}{2\pi} \right) H_m^2 \quad (51)$$

で与えられる。ただし、 $\alpha_{BJ}=1$ 、 $\bar{\sigma}$ は平均周波数で、

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{E_{tot}} \iint \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (52)$$

で定義される。

しかしながら、砕波エネルギー D_{tot} が各成分波に対しどのように分布するかを求めるのは一般に困難である。そこで、Battjes・Beji(1992)およびEldeberky・Battjes(1996)の実験により、各成分波の砕波によるエネルギー消散はその成分波が持つエネルギーに依存するとして、

$$S_{br} = -D_{tot} \frac{E(\sigma, \theta)}{E_{tot}} \quad (53)$$

で求める。このため、砕波後もスペクトル形状は保持される。このようにエネルギー消散の成分波への配分方法は厳密には正しくはないものの、実用上あまり問題がないとして利用されている。

f) 4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項

$$S_{nl4}$$

4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送は、WAMと同様にDIA近似を用い、有限水深域においては増幅係数 R を導入してこの影響を考慮している。ただし、SWANでは係数 $C_{sh2}=6/7$ としている。

g) 3波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項

$$S_{nl3}$$

3波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送は極浅海域において重要な物理現象であり、これを考慮している点がSWANの特徴である。これは、極浅海域では波形勾配が大きくなり、例えば単峰型のスペクトルが複数のピークを持つように、波浪のエネルギーが高周波側と低

周波側にそれぞれ輸送される現象が起こる。これは3波共鳴による非線形相互作用によるものであり、3成分波が、

$$\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 \quad (54)$$

$$\sigma_1 \pm \sigma_2 = \sigma_3 \quad (55)$$

の関係を満足する時に、これら成分波間でエネルギー輸送が行われる。SWANにおける3波共鳴非線形相互作用は、Eldeberky(1996)のLTA(Lumped Triad Approximation)近似により計算される。

$$S_{nl3}(\sigma, \theta) = S_{nl3}^+(\sigma, \theta) + S_{nl3}^-(\sigma, \theta) \quad (56)$$

ここに、

$$S_{nl3}^+(\sigma, \theta) = \max \left\{ 0, \alpha_{EB} 2\pi c_g J^2 |\sin(\beta)| \times \left[E^2(\sigma/2, \theta) - 2E(\sigma/2, \theta)E(\sigma, \theta) \right] \right\} \quad (57)$$

$$S_{nl3}^-(\sigma, \theta) = -2S_{nl3}^+(\sigma, \theta) \quad (58)$$

である。ただし、 α_{EB} は通常0.1、 β は各成分波間での3次オーダ相関関数のバイスペクトル位相角であり、

$$\beta = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh \left(\frac{0.2}{U_r} \right) \quad (59)$$

アーセル数 U_r を用いてパラメタライズされている。アーセル数は、

$$U_r = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{d^2} \quad (60)$$

で求められ、 $0.1 < U_r < 10$ の時、3波共鳴のエネルギー遷移が計算される。なお、 $\bar{T} = 2\pi / \bar{\sigma}$ である。また、相互作用係数 J はMadsen and Sorensen(1993)より、次式で与えられる。

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gd + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} d \left(gd + \frac{2}{15} gd^3 k_{\sigma}^2 - \frac{2}{5} \sigma^2 d^2 \right)} \quad (61)$$

h) SWANのその他の機能

SWANでは上記の諸特性の他に、流れによる波の屈折、波による水位変化、構造物による波の反射・透過が考慮できるようになっている。また、波浪推算を実施する際には、海上風、水深、流れ、水位、海底摩擦係数等が入力条件として必要だが、各入力値は非定常に与えることができる。境界値には、任意のスペクトルを境界上で与えられる他に、SWAN、WAMおよびWAVE WATCH IIIの計算結果のネスティングも可能である。また、SWANの波浪の伝播計算は、繰り返し計算を伴う収束計算を利用し

た近似的陰解法が用いられているため、WAMとは違い CFL基準に縛られることが少ないものの、計算負荷が大きく、長期間の波浪推算には不向きであるという欠点がある。

(2) SWANによる内湾波浪推算

a) 計算条件

SWANによる内湾波浪推算においても、WAMと同様に、緯度・経度座標系を採用し、計算領域は北緯34° 30' ~ 36° 00' N, 東経139° 00' ~ 140° 30' Eで、空間ステップを1' (約1.8km) として計算を実施した。SWANでは伝播計算の差分式に陰解法を採用しており、CFL基準を気にする必要がないため、計算精度の確保と計算時間短縮を考慮して計算時間間隔を6分とした。方向スペクトルの周波数の設定については、最初にWAMのデフォルト値と同じ設定で計算した。また、外洋からの東京湾内へ進入する波浪の影響を考慮するため、WAMの場合と同様に、大領域、中領域、小領域の計算を行い、小領域でのWAMの推算結果を利用したネスティングを行った。海上風については、メソスケール気象モデルによる推算風を1時間間隔で入力した。表-3.9にSWANの内湾波浪推算条件を示す。

表-3.9 SWANにおける内湾波浪推算条件

項目	SWAN
座標系	球面座標系
計算領域	34.5° N-36.0° N, 139.0° E-140.5° E
格子点数	91×91=8,281点
格子間隔	1' (約1.8km)
時間ステップ	6分
スペクトル方向領域	0~360°
方向分割数	16分割
方向間隔	22.5°
スペクトル周波数領域	0.042~0.453Hz
周波数分割数	25分割
周波数間隔(対数)	倍率1.1
海上風データ	メソスケール気象モデルによる推算風
風入力時間間隔	1時間
水深データ	通常的水深データ
境界入力	WAMによる外洋波浪推算ネスティング
その他	浅水計算, 屈折他浅海域用オプション

b) SWANのオプション選択

SWANには、波浪の物理過程や計算方法に関する数多くのオプションがある。ここではできる限りWAMによる推算と計算条件を合わせながら、SWANを浅海波浪推算モデルとして特徴づけるオプションを採用することとした。なお、表-3.10には、本研究で選択したSWANのオプションを示す。

表-3.10 内湾波浪推算条件

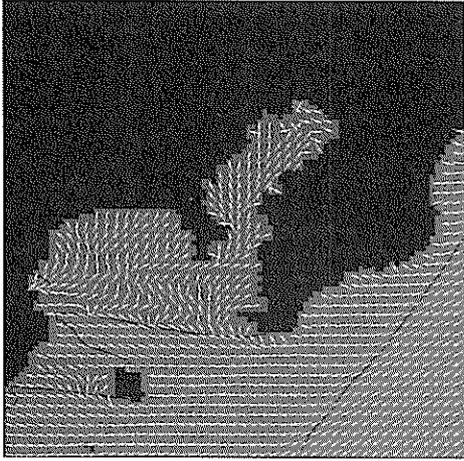
項目	理論	選択
共鳴機構風入力	Cavaleri, Malanotte Rizzoli (1981)	○
不安定機構風入力	Snyder et al.(1984)	○
	Janssen(1989,1991)	
白波砕波	Komen et al.(1984)	○
	Janssen(1991), Komen et al.(1994)	
地形性砕波	Battjes & Janssen(1978) with Nelson(1994)	○
海底摩擦	Hasselmann et al. JONSWAP(1973)	○
	Collins(1972)	
	Madsen et al.(1988)	
4波共鳴非線形相互作用	Hasselmann et al.(1985)	○
3波共鳴非線形相互作用	Eldeberky(1996)	○
波の反射・越波・透過	Seeling(1979)	×
波による水位変化		○

○・・・選択, ×・・・非選択

c) SWANによる内湾波浪推算の精度検証

図-3.19, 図-3.20, 図-3.21および表-3.11に有義波高の平面分布図, 時系列図および相関解析結果を示す。図-3.19より、拡張WAMと同様に、東京湾内では風場の変動に対応して波向が変化している。WAMでは1分の計算時間ステップで安定した推算結果が得られたのに対し、SWANでは6分であり、波の伝播計算に陰解法を用いているSWANの計算精度の高さが示唆される。

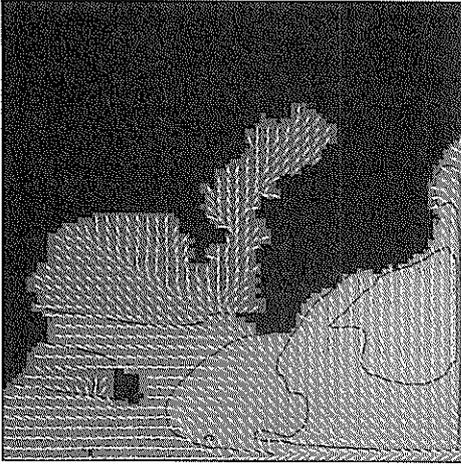
図-3.20では、図-3.13の拡張WAMの結果ほどではないが、波浪の発生・発達・減衰状況に対応して波向が変化している。また、波高・周期とも破線で示す観測値をよく再現しているように見える。しかし、湾口部に位置するアシカ島では、周期が過小評価されている。これは、沖合から進入するうねりの影響を過小評価しているためと考えられる。いずれにしても、SWANは浅海域の波浪推算に特化した波浪推算モデルであり、外洋の影響をより適切に考慮するためには、パラメータの再チューニングの必要性が示唆される。また、他地点の時系列変化も詳細に見てみると、それぞれの地点の波高と周期共に不自然な一定の推算値が示されている期間がある。これは、SWANによる波浪推算においては、波浪の発達が弱く、あまり波高が大きにならない場合、モデルの中で何らかの調整がなされていると推察される。また、図-3.21と表-3.11に示すSWANの推算値と観測値の相関解析結果では、アシカ島の周期が過小評価されている以外は観測値の再現性はそれほど悪くない。しかし、時系列図に見られるような不自然な調整機能が働いているため、特にその影響が、千葉港観測塔と東京灯標の周期に現れている。



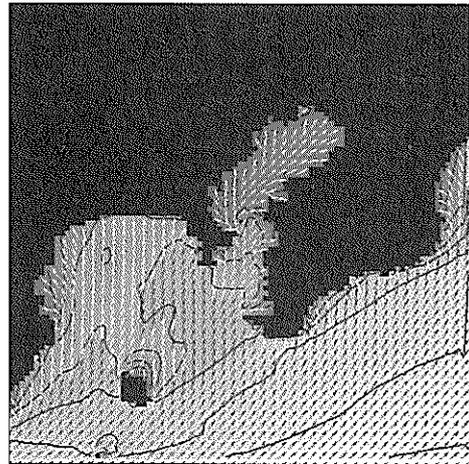
(a) 1999年11月01日00時



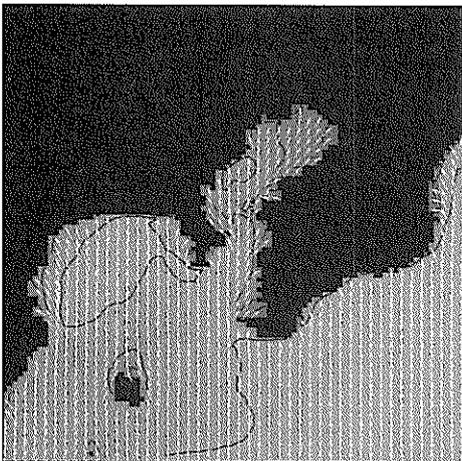
(d) 1999年11月01日18時



(b) 1999年11月01日06時



(e) 1999年11月02日00時



(c) 1999年11月01日12時



(f) 1999年11月02日06時

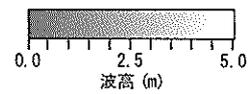
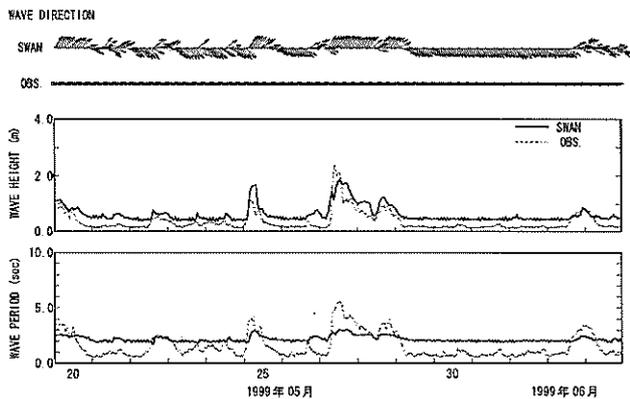
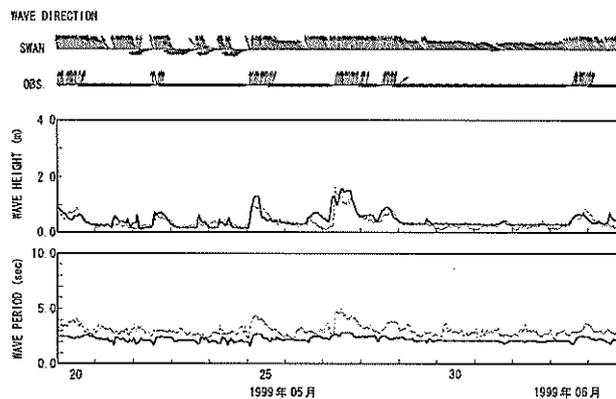


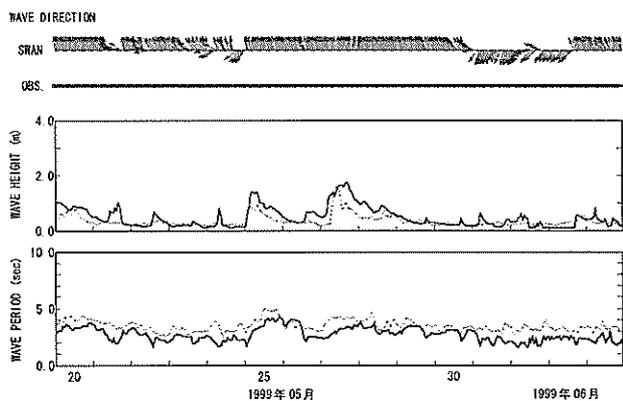
図-3.19 メソスケール気象モデルによる推算風とSWANによる波浪推算結果（有義波高の波高平面分布）



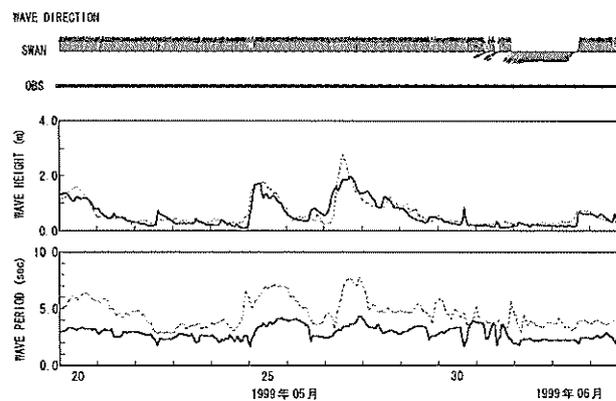
①千葉港観測塔



②東京灯標



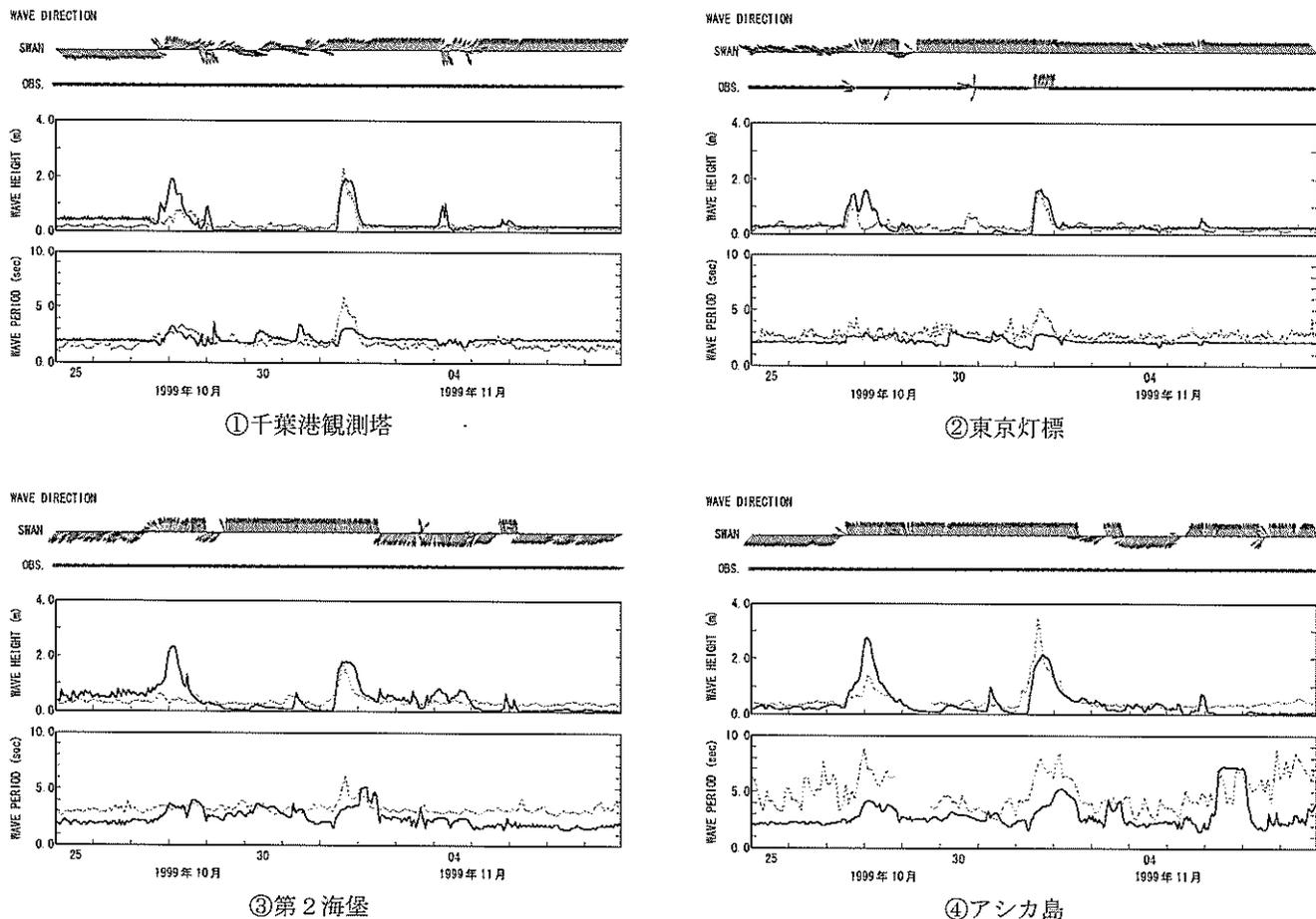
③第2海堡



④アシカ島

(a) 1999年05月27日前後の例

図-3.20 メソスケール気象モデルによる推算風とSWANによる波浪推算結果の時系列変化

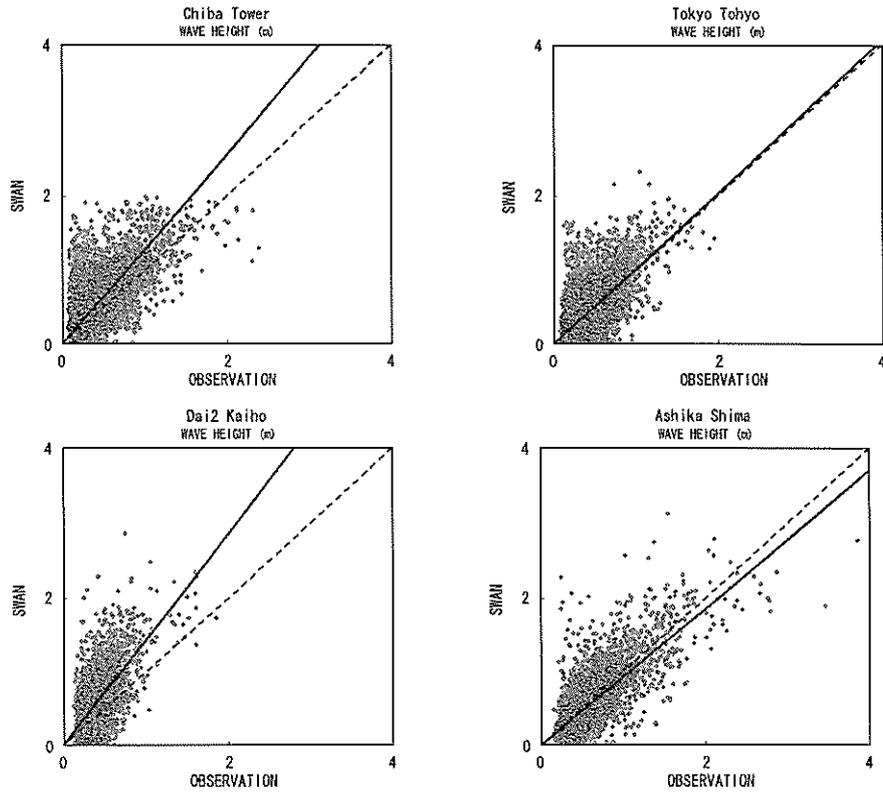


(b) 1999年11月01日前後の例

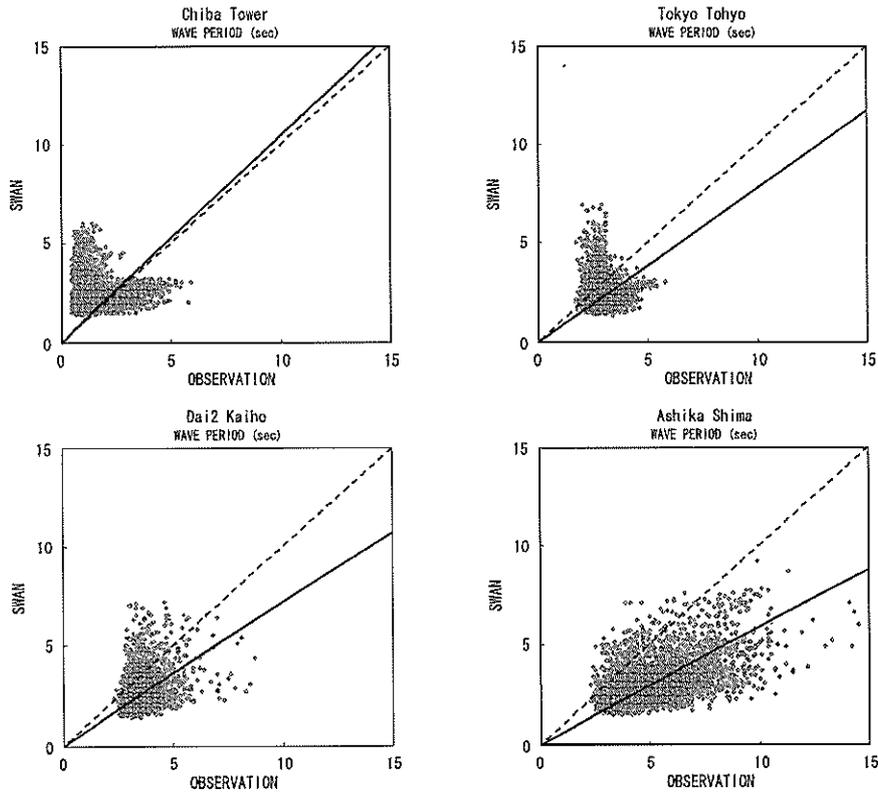
図-3.20 メソスケール気象モデルによる推算風とSWANによる波浪推算結果の時系列変化(続き)

表-3.11 メソスケール気象モデルによる推算風とSWANによる推算値と観測値の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測 値	相関係数	データ数
1999~ 2000年通年	波高	千葉港観測塔	0.26m	0.13m	Y=1.272X	0.623	17,246
		東京灯標	0.20m	0.02m	Y=1.018X	0.604	17,182
		第2海堡	0.31m	0.16m	Y=1.429X	0.553	8,710
		アシカ島	0.22m	-0.04m	Y=0.925X	0.790	8,081
常時風	周期	千葉港観測塔	1.11s	0.53s	Y=1.043X	0.014	17,246
		東京灯標	0.86s	-0.66s	Y=0.757X	0.116	17,182
		第2海堡	1.15s	-0.94s	Y=0.718X	0.346	8,710
		アシカ島	2.14s	-1.79s	Y=0.589X	0.579	8,081



(a) 有義波高



(b) 有義波周期

図-3.21 メソスケール気象モデルによる推算風とSWANによる推算値と観測値の相関図

(3) 内湾波浪推算への適用性向上を目的としたSWAMの改良

3.2(3)の結果を踏まえ、SWANにおいても波の発達をより適切に推算できる可能性を検討するため、WAMと同様にSWANに対してもスペクトルの周波数範囲を高周波数側に拡張した（以下では拡張SWANと記す）。拡張したスペクトルの周波数範囲はWAMの場合と同様に0.042～1.174Hzである。

図-3.22、図-3.23、図-3.24および表-3.12は、拡張SWANによる推算結果を示したものであり、それぞれ有義波高の平面分布図、時系列図および相関解析結果である。図-3.22の波高平面分布図では、外洋・内湾とも風場の変動とともに波高と波向が変動しているが、図-3.19と比べ、波向がやや異なる例が見られる。図-3.23の時系列図では、波高の推算精度は良好で、図-3.20と比べてもあまり大きな違いは見られない。一方、周期については、図-3.20にみられるような不自然な一定値をとるような現象はみられなくなり、期間全体を通して時系列変動の位相は観測値とほぼ一致するようになったが、全体的に推算結果が過小評価されている。今後、更なる検討が必要であるが、これはスペクトルの周波数範囲を高周波数側に拡張した影響によるものと考えられる。

つぎに、図-3.24と表-3.12の相関解析結果を見ると、波高の相関係数と回帰係数は良好で、図-3.21と表-3.11の周波数範囲を高周波数側へ拡張しない結果よりも改善されてはいるが、周期についてはSWANの過小評価する傾向がさらに強められた結果となっている。

以上の検討から、SWANはWAMと異なり、単純にスペクトルの周波数範囲を高周波数側に拡張し、スペクトル成分を増やしても、必ずしも推算精度が向上するとは限らないことが分かった。

3.3 内湾波浪推算における第三世代波浪推算モデルの適用性の検討

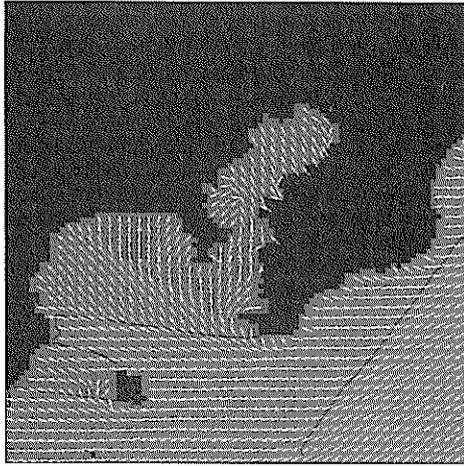
これまでの検討で、メソスケール気象モデルで推算された内湾海上推算風を用いた第三世代波浪推算モデルWAMおよびSWANによる波浪推算は、内湾域における荒天時のみならず静穏時も含む切れ間のない連続的な波浪推算（常時波浪推算）において、観測データの高い再現性を有しており、有効であることが確認された。

本研究では、WAMとSWANの推算結果を比較し、内湾波浪推算における両モデルの推算精度や適用性を検討した。その結果、表-3.6と表-3.12のWAMとSWANの内湾波浪推算精度に見られるように、両モデルとも概して実現象を良く再現できている。しかしながら、SWANでは

周期が過小に評価される傾向があり、今後更なる検討が必要である。また、WAMはソースプログラムの構造が比較的単純でモデルの改良が容易である一方、SWANの場合にはソースプログラムが膨大かつ複雑で、モデルの改良は容易ではない。このようなことから、筆者らが行った現時点でのWAMとSWANの適用性に関する検討結果は表-3.13に示す通りである。すなわち、本研究で対象とした東京湾のような内湾域を対象とする連続的な常時波浪推算では、モデル自体の改良が容易で、計算処理速度の速いWAMの方が実務上有利であると言える。確かにSWANは多くの機能を含む優れた波浪推算モデルであるが、今回の検討では浅海波浪推算用のオプションを必ずしも有効に利用できていない。今後は、浅海域から極浅海域を対象とした多くの事例に適用し、WAMおよびSWANの適用範囲を明らかにする必要がある。

表-3.13 WAM と SWAN の比較

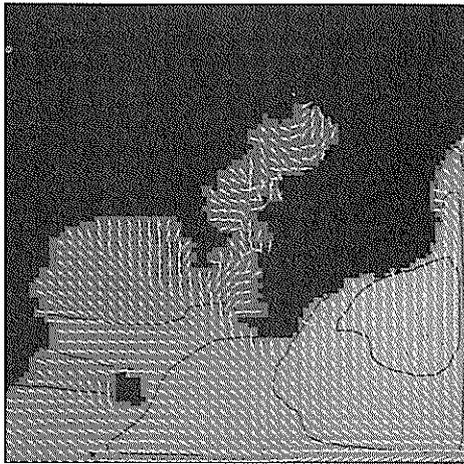
項目	WAM	SWAN
内湾波浪推算精度	高い	やや高い
計算速度	速い (陽解法)	遅い (反復、収束計算)
汎用性	普通	高い (オプション多数あり)
計算範囲	深海域～内湾域	内湾・沿岸域 (浅海～極浅海域)
精度 検証例	深海域に多い	少ない
将来性	高い (AD-WAM, ソース改良しやすい)	高い (バージョンアップ が見込まれる)



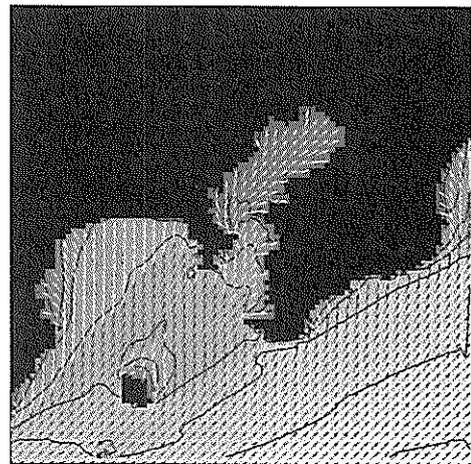
(a) 1999年11月01日00時



(d) 1999年11月01日18時



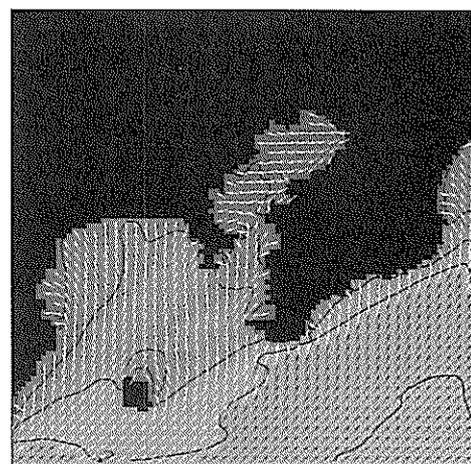
(b) 1999年11月01日06時



(e) 1999年11月02日00時



(c) 1999年11月01日12時



(f) 1999年11月02日06時

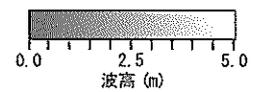
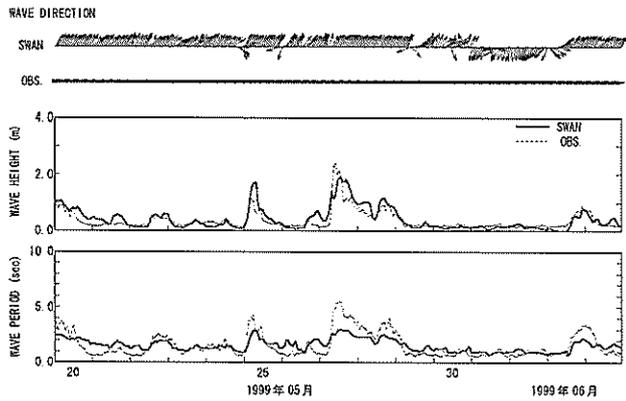
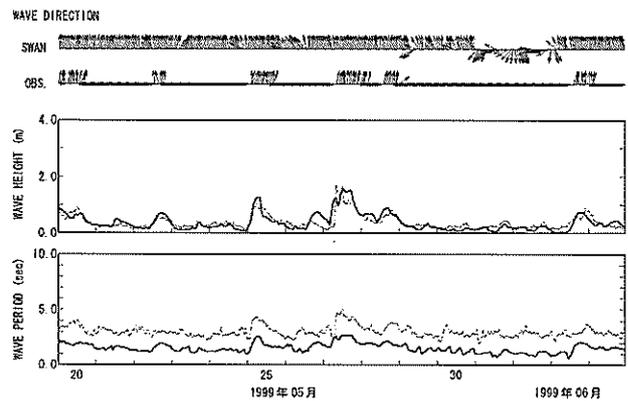


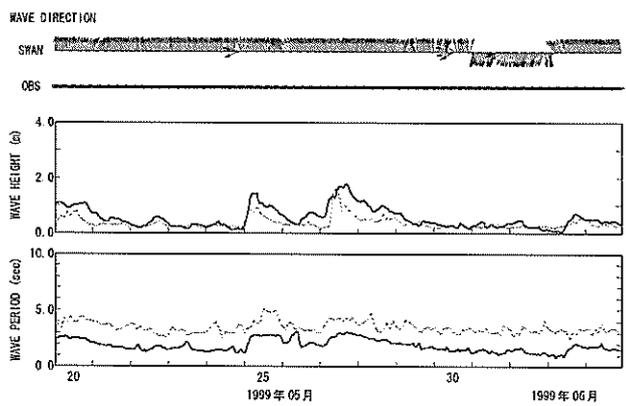
図-3.22 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張SWANによる波浪推算結果（有義波高の平面分布図）



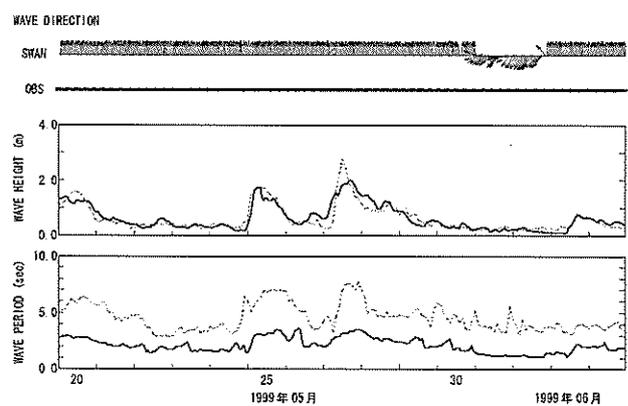
①千葉港観測塔



②東京灯標



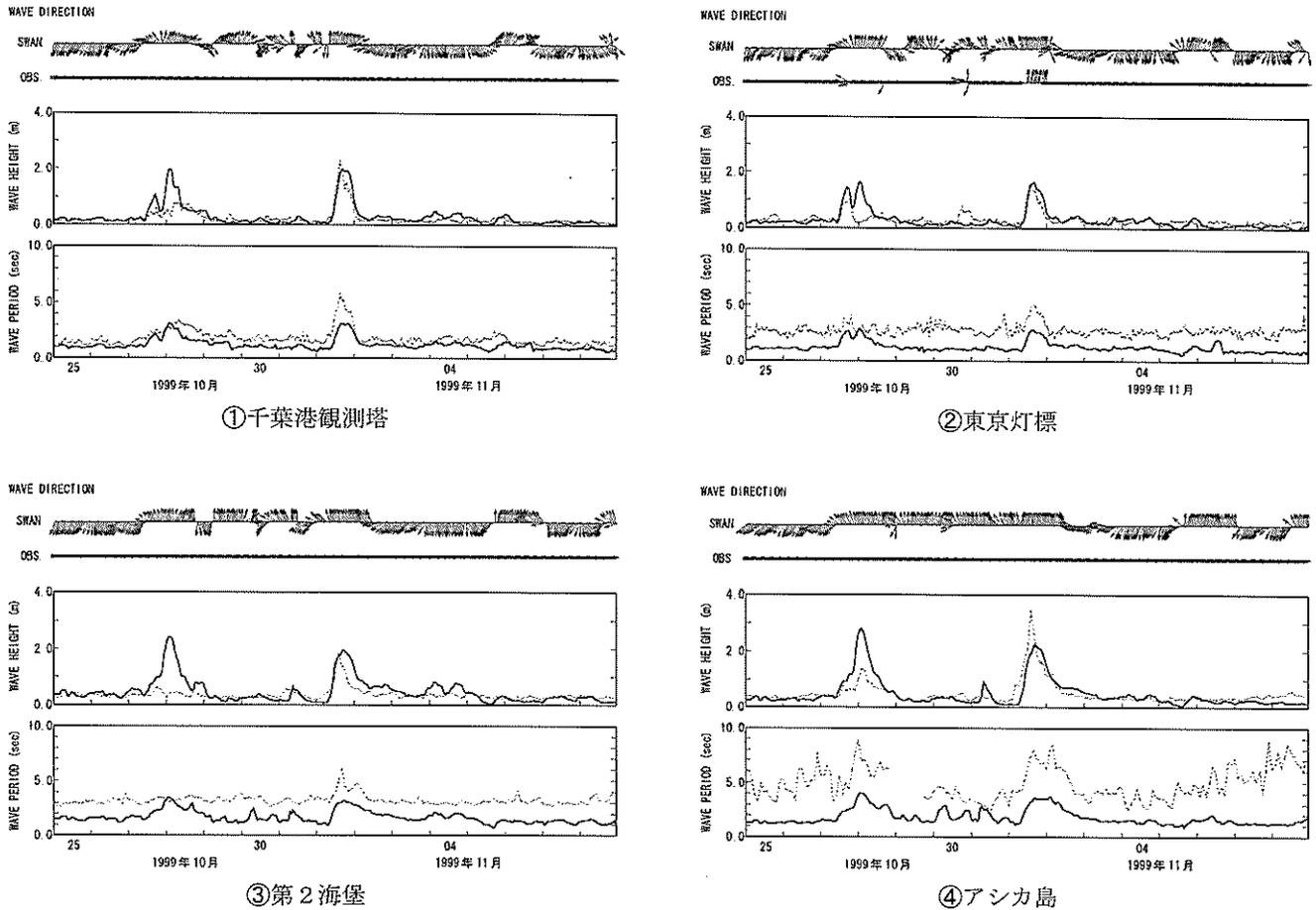
③第2海堡



④アシカ島

(a) 1999年05月27日前後の例

図-3.23 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 SWAN による波浪推算結果の時系列変化

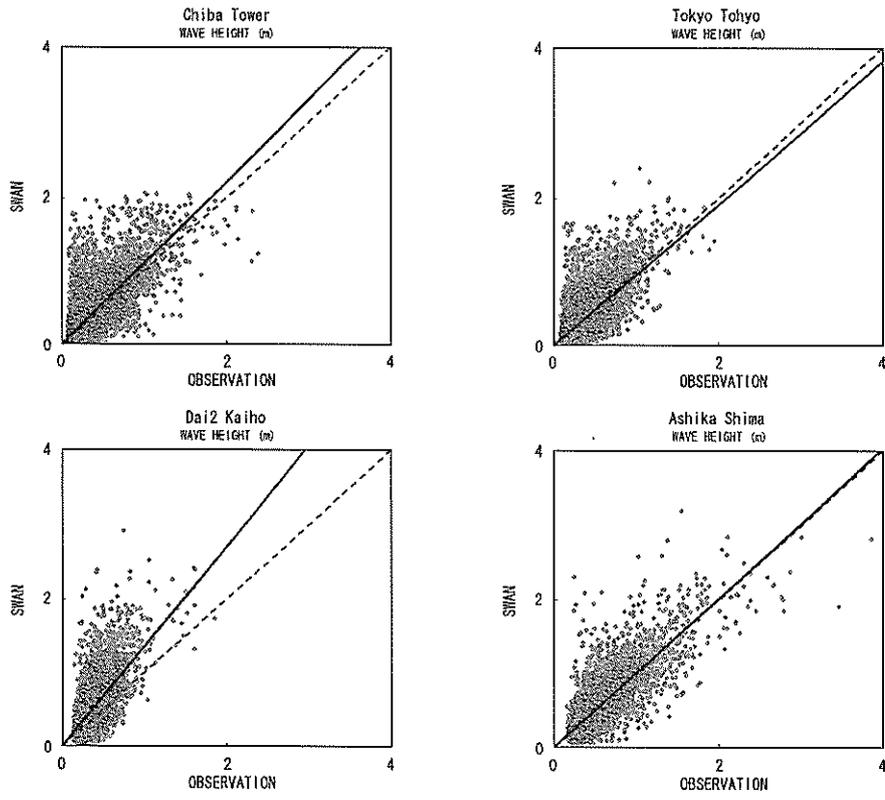


(b) 1999年11月1日前後の例

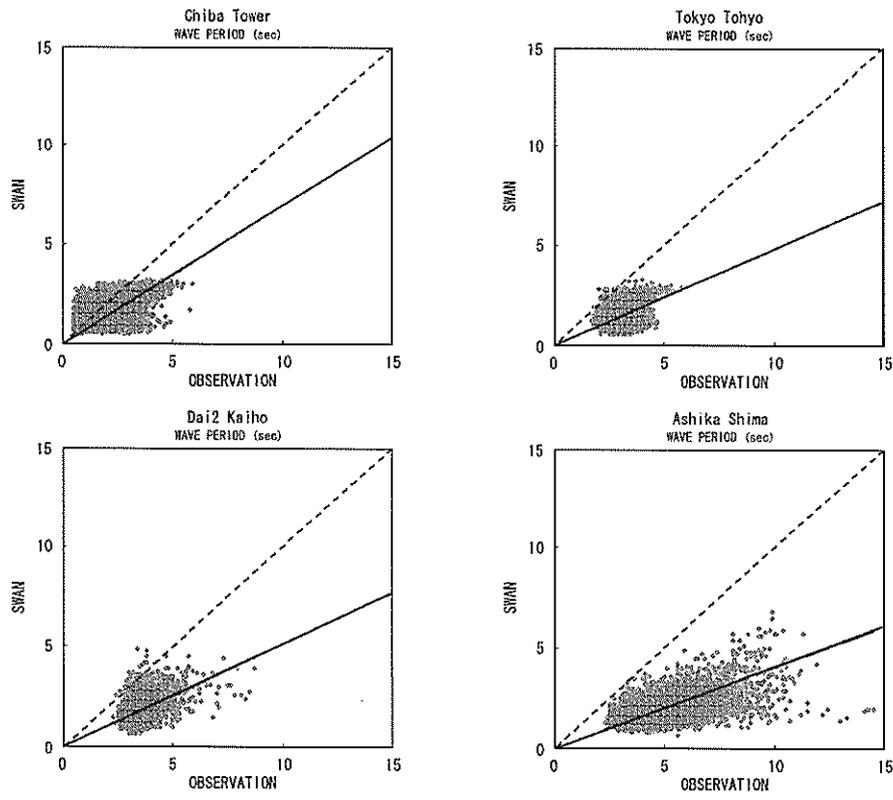
図-3.23 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張SWANによる波浪推算結果の時系列変化(続き)

表-3.12 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張SWANによる推算値と観測値の相関解析結果

対象	項目	観測地点	RMS誤差	残差 推算値-観測値	回帰式 推算値=a×観測 値	相関係数	データ数
1999~ 2000年通年	波高	千葉港観測塔	0.20m	0.04m	$Y=1.104X$	0.720	17,246
		東京灯標	0.18m	-0.02m	$Y=0.952X$	0.679	17,182
		第2海堡	0.27m	0.12m	$Y=1.353X$	0.646	8,710
		アシカ島	0.21m	0.01m	$Y=1.009X$	0.795	8,081
常時風	周期	千葉港観測塔	0.84s	-0.32s	$Y=0.685X$	0.446	17,246
		東京灯標	1.57s	-1.50s	$Y=0.475X$	0.313	17,182
		第2海堡	1.73s	-1.65s	$Y=0.511X$	0.409	8,710
		アシカ島	2.94s	-2.69s	$Y=0.405X$	0.566	8,081



(a) 有義波高



(b) 有義波周期

図-3.24 メソスケール気象モデルによる推算風と拡張 SWAN による推算値と観測値の相関図

4. 結論

メソスケール気象モデルで推算された内湾海上推算風と第三世代波浪推算モデル WAM および SWAN を用いて、東京湾を対象に内湾波浪推算を実施した。その結果、内湾波浪推算では、陸地の影響を考慮したメソスケール気象モデルによる高分解能かつ高精度の内湾海上風の推算が重要であると共に、WAM に対し、波浪スペクトルの周波数範囲を高周波数側へ拡張することで、内湾域においても精度の高い波浪推算が実施できることが明らかとなった。その結果、内湾域においても荒天時のみならず静穏時も含む切れ間のない連続的な波浪推算（常時波浪推算）を実施することが可能である。

5. あとがき

本研究では、メソスケール気象モデルで推算される内湾海上推算風と第三世代波浪推算モデルを用いることで、内湾域においても長期間に渡る連続的な精度の高い波浪推算ができることを明らかにした。今後は、波浪推算によって得られる波浪情報を有効活用する方法について検討を行いたい。また、本研究では、内湾波浪推算に必要な海上風を推算するためメソスケール気象モデルを用いたが、同モデルは海上風だけでなく、温度や湿度、日照など大気に関する様々な物理量を計算しており、これらの物理量は内湾域における環境を考える上で重要な外的要素であると考えられる。そのため、今後は気象モデルによる気象場の推算についても詳細な検討を行いたい。

(2003年5月30日受付)

謝辞

本研究では、波浪推算の実施に際し、ECMWFから提供されている客観解析データを使用した。また、海上風および波浪の推算結果検証のため、東京都港湾局、千葉県千葉港湾事務所および京葉シーバース(株)に現地観測データを提供いただいた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

小林智尚 (2002) : 波浪推算システムとその応用, 第38回 水工学に関する夏期研修会講義集, B-7-1~B-7-20
斎藤和雄・猪川元興 (1992) : 非静水圧ネスティングモデルによる局地風系のシミュレーション, 天気, 39, pp. 615-625.

鈴木 靖・橋本典明 (2001) : 局地気象モデルの内湾海上風推定への応用, 日本海洋学会秋期大会講演要旨集, p. 245.
土木学会海岸工学委員会研究レビュー小委員会 (2001) : 新しい波浪算定法とこれからの海域施設の設計法
中西幹郎 (1999) : 霧の内部構造と予報に関する数値的研究, 東京大学大学院理学系研究科学位論文, pp. 138.
橋本典明・川口浩二・真期俊行・永井紀彦 (1999) : 第三世代波浪推算法 (WAM) の推算精度に関する検討, 港湾技術研究所報告第38巻第4号
橋本典明・杉本 彰・川口浩二・宇都宮好博 (2002) : 局地気象モデルと第三世代波浪推算モデルの内湾波浪推算への適用, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 201-205.
間瀬 肇・平尾博樹・國富將嗣, 高山知司 (2001) : SWAN を用いた日本沿岸波浪推算システム構築と適用性の検証, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 236-240.
Battjes, J. A. and J. P. F. M. Janssen (1987) : Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th Int. Conf. Coastal Engineering, ASCE, pp.569-587.
Battjes, J. A. and S. Beji (1992) : Breaking waves propagating over a shoal, Proc. 23th Int. Conf. Coastal Engineering, ASCE, pp.42-50.
Booij, N., Holthuijsen, L.H. and R.C. Ris (1996) : The SWAN wave model for shallow water, Proc. 25th Int. Conf. Coastal Engng., Orlando, USA, Vol. 1, pp. 668-676.
Booij, N., R. Ris and L.H. Holthuijsen (1999) : A third-generation wave model for coastal regions, Part I, Model description and validation, Journal of Geophysical Research, Vol. 104, No.C4, pp.7649-7666.
Cavaleri, L. and P. Malanotte-Rizzoli (1981) : Wind wave prediction in shallow water: Theory and applications, J. Geophys. Res., 86, No.C11, pp.10961-10973.
Collins, J. I. (1972) : Prediction of shallow water spectra, J. Geophys. Res., 77, No. 15, pp.2693-2707.
Deadorff, J. W. (1978) : Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation, J. Geophys. Res., 83(C4), pp.1889-1903.
Eldeberky, Y. (1996) : Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Department of Civil Engineering, The Netherlands
Eldeberky, Y. and J. A. Battjes (1996) : Spectral modelling

- of wave breaking: Application to Boussinesq equations, *J. Geophys. Res.*, 101, No. C1, pp.1253-1264.
- Gunther, H., S. Hasselmann, P. A. E. M. Janssen (1992) : TECHNICAL REPORT No.4 Wamodel Cycle 4 (revised version)
- Hasselmann, K. (1962): On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum, Part 1, General theory, *Journal of Fluid Mechanics*, 12, pp.481-500.
- Hasselmann, K. et al. (1973) : Measurements of wind waves growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Dt. Hydrogr. Z.*, A8(12), 95p.
- Hasselmann, K. (1974) : On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, *Boundary Layer Meteorol.* , 6, pp.107-127.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K. (1981): A symmetrical method of computing the nonlinear transfer in a gravity-wave spectrum , *Hamb . Geophys . Einzelschriften, Reihe A : Wiss. Abhand. , 52*, 138p.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K. (1985a): Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum, part I: A new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral, *J. Phys. Oceanogr.* , 15, pp.1369-1377.
- Hasselmann, S. and 3 authors(1985b): Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models, *J. Phys. Oceanogr.* , 15, pp.1378-1391.
- Hersbach, H. (1998) : Application of the adjoint of the WAM model to inverse wave modeling, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 103, No. C5, pp.10469-10487.
- Hersbach, H. and P.A.E.M.Janssen(1999): Improvement of the short fetch behavior in the WAM model, *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, 16, pp.884-892.
- Holthuijzen, L.H. et al.(2000) : SWAN Cycle III version 40.11, USER MANUAL
- Janssen, P. A. E. M. (1989): Wave-induced stress and the drag of air flow over sea wave, *J. Phys. Oceanogr.* , 19, pp.745-754.
- Janssen, P. A. E. M. (1991): Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting, *J. Phys. Oceanogr.* , 21, pp.1631-1642.
- Kimura, F. (1989) : Heat flux on mixtures of different land-use surface: Test of a new parameterization scheme, *J. Meteor. Soc. Japan*, 67, pp.401-409.
- Komen, G. J. , Hasselmann, S. and Hasselmann, K. (1984): On the existence of a fully developed wind sea spectrum, *J. Phys. Oceanogr.* , 3, 14, pp.1271-1285.
- Komen, G. J., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P. A. E. M. Janssen (1994) : *Dynamic and Modelling of Ocean Waves*, Cambridge Univ.Press, 532p.
- Lin, Y. -L., et al. (1983) : Bulk parameterization of the snow field in a cloud model, *J. Clim. Appl. Meteor.*, 22, pp.1065-1092.
- Madsen, P. A. and Sorensen (1993) : Bound waves and triad interactions in shallow water, *Ocean Engineering*, 20, 4, pp.359-388.
- Madsen, O. S., Y.K. Poon and H. C. Graber (1988) : Spectral wave attenuation by bottom friction: Theory, *Proc. 21th Int. Conf. Coastal Engineering, ASCE*, pp.492-504.
- Masuda, A. (1980): Nonlinear energy transfer between wind wave, *J. Phys. Oceanogr.* , 10, pp.2082-2093.
- Miles, J. W. (1957): On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.* , 3, pp.185-204.
- Miles, J. (1993): Surface-wave generation revisited, *J. Fluid Mech.*, 256, pp.427-441.
- Phillips, O. M. (1957): On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.* , 2, pp.417-445.
- Ris, R. C. (1997) : *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering*
- Snyder, R., F.Dobson, J.Elliott, and R.Long (1981) : Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves, *J. Fluid Mech.*, 102, pp.1-59.
- The WAMDI Group (1988) : The WAM model-A third generation ocean wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.* , 18, pp.1775-1810.
- Tolman, H. L. (1992) : Effects of numerics on the physics in a third-generation wind-wave model, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 10, 1095-1111.
- Tolman, H.L. and D. Chalikov (1996) : Source terms in a third-generation wind-wave model. *J. Phys. Oceanogr.* , 26, pp.2497-2518.
- Wu, J. (1982) : Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane , *J. Geophys. Res.* , C87 , pp.9704-9706.

記号表

A : Phillipsの共鳴機構
 a_b : 近底面逸脱振幅
 B : Milesの不安定機構
 c : 位相速度
 C_{bottom} : 海底摩擦係数
 C_D : 海面抗力係数
 C_{ds} : 調整係数
 C_g : 各成分波の群速度
 d : 水深 E : 波浪スペクトル
 D_{tot} : 砕波エネルギー
 E_{tot} : 波浪スペクトルの全エネルギー
 g : 重力加速度
 H : フィルター
 k : 波数
 \mathbf{k} : 波数ベクトル
 \tilde{k} : 平均波数
 m : 調整指数
 N : 波作用量
 $n(k)$: 波作用量
 P_{rain} : 雨滴による雲粒の併合
 P_{reyp} : 雨滴の蒸発
 P_{rain} : 雲粒から雨滴への成長
 Q : スペクトル成分の結合関数
 Q : warm rainスキームにおける雨水量
 Q_b : 砕波が起こる確率
 R : 地球の半径
 R : スケーリング関数
 S : エネルギーソース項
 S_{bf} : 海底摩擦によるエネルギー消散項
 S_{br} : 地形性砕波によるエネルギー消散項
 S_{ds} : 白波砕波や海底摩擦によるエネルギー消散項
 S_{in} : 風から波へのエネルギー輸送項
 S_{m1} : 4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項
 S_{m3} : 3波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項
 S_{m4} : 4波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送項
 \tilde{S}_{PM} : Pierson-Moskowitzスペクトルの波形勾配
 U : 流速ベクトル
 U_t : 雨滴の終端速度
 $U(z)$: 海上風速分布
 U_* : 摩擦速度
 z_0 : 粗度長
 z_c : 有効水面粗度

z_g : 地表面の標高
 z_t : 計算領域上端の高さ
 γ : 砕波パラメータ
 θ : 波向
 θ_w : 風向
 κ : Karman定数
 λ : 経度
 ρ_a : 空気の密度
 ρ_w : 水の密度
 σ_{PM}^* : PMスペクトルのピーク周波数
 $\bar{\sigma}$: 平均周波数
 τ_w : 波による誘発応力
 τ : 全応力
 ϕ : 緯度
 $\Delta\omega$: 角周波数 ω の角周波数格子幅
 δ : 調整係数
 δ : デルタ関数
 ω : 角周波数
 $\tilde{\omega}$: 平均角周波数
 π : 円周率

港湾空港技術研究所資料 No.1061

2003.9

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 野崎印刷紙器株式会社

Copyright © (2003) 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。