

波浪・高潮・津波の数値計算と
沿岸防災支援システムへの応用
に関する研究

柴 木 秀 之

要 旨

論文の全体構成

本論文では、沿岸域の防災問題を解析するために、波浪・高潮・津波の数値シミュレーションを取り上げる。そして、数値シミュレーション技術を利用して得られる物理現象の時空間的に密な情報が、災害の現象を解明する上で最適であることを述べる。一方、数値シミュレーションによる災害現象の解析は、高度な専門技術を必要とする。そこで、この問題を解決するための方法として支援システムの構築について提案を行う。

研究の第1段階として、波浪・高潮・津波と、波浪・高潮の外力となる海上風の現象毎に、迅速な対応が可能で、かつ日本沿岸の広域に適用が可能な数値計算技術に関して研究を進め、個別の現象に関する数値計算技術の提案と実現象への適用性について検証を行う。

第2段階として、数値計算による出力成果を有効に利用するための解析技術に関して、日本沿岸の災害現象の事例研究をもとに述べる。

第3段階として、個々の数値計算技術と解析技術を有機的に結び付けた沿岸防災の解析を支援するためのシステムを設計する。このシステムは、沿岸防災に携わる技術者が、容易かつ迅速に操作を行えることを基本方針とする。

波浪・高潮・津波の数値計算

はじめに、波浪・高潮・津波の個別の災害現象を数値シミュレーションにより扱うための手法を提案する。

第1に述べる波浪・高潮現象の外力となる海上風の数値計算については、外洋海上風の推算と陸上地形の影響を受ける内湾海上風の推算に分類する。このうち、外洋海上風については、気圧傾度力とコリオリ力と底面摩擦力がバランスする運動方程式から海上風の鉛直分布を推定する理論式を提案し、理論値と観測海上風とを比較することにより理論の妥当性を検証する。また、陸上地形の影響を受ける内湾の海上風については、推算風と観測風との相関解析結果を利用した経験式を提案する。さらに、この経験式を利用し、陸上の地形条件を考慮したマスコンモデルによる内湾海上風の推定手法を提案する。

第2に述べる構造物の設計の主要な外力となる波浪の数値計算については、設計波の算定等に利用される波浪推算に限定する。本論文では、高波を対象とする波浪推算と高波を含む通常時を対象とする波浪推算に分類して、各々について実用的なモデルを採用する。外洋の波浪推算は、深海波を対象とするMRIモデルを適用し、観測波浪と比較することにより手法の妥当性を検証する。さらに、外洋と通じる内湾域の波浪推算においては、波浪の発達・減衰と浅海域における波浪変形を同時に考慮した浅海波浪推算モデルを提案する。そして、外洋から進入するうねり性の波浪と湾内で発生する波浪が共存する場に適用する有効性について言及する。

第3には、波浪とともに構造物の設計に重要となる潮位偏差の主要因となる高潮の数値計算について述べる。高潮の現象については、はじめに高潮が発達するための重要な要素

をまとめる。その後、従来型の高潮推算モデルの限界と新たな高潮推算モデルの必要性を述べ、多層モデルによる高潮推算理論を提案する。このモデルを用いて、我が国の計画偏差の条件として多用されている伊勢湾台風来襲時の高潮の再現、土佐湾の異常高潮の再現、熊野灘の高潮痕跡値の再現、東京湾の高潮再現に関する事例研究を行う。そして、これらの成果に基づき、本論文の提案モデルが、日本沿岸で発生する高潮に広く適用可能なことを立証する。また、現地への適用の過程で、高潮現象を再現するためには、従来型のモデルで考慮されている気圧低下に伴う成分と海上風の吹き寄せによる成分とともに、密度成層による海岸部の高潮増幅成分と Wave-Setup による水位上昇の成分を考慮することが重要である点を明らかにする。さらに、内湾の高潮を再現するためには、陸上地形の影響を受けた海上風の再現が重要である点を改めて明確にする。

数値計算技術を適用する第4の現象として、大規模な海象災害をもたらす津波の数値計算を取り上げる。津波の数値計算については、日本近海を津波の発生源とする近地津波の計算と、津波の発生源が遠方であって、外洋を伝播して日本沿岸に来襲する遠地津波の計算に分類して扱う。津波の現象を計算する上で重要な点として、津波の影響が広域に及ぶことを考慮し、複数の海岸を同時に計算対象とすることが可能なシステムチックな手法について提案する。そして、広域の津波現象を扱う手法の妥当性を、多数の海岸における津波の観測記録及び痕跡高との比較により検証する。また、津波の数値計算を有効利用するための方法を事例研究により明らかにする。

沿岸防災支援システムへの応用

先に述べた海上風・波浪・高潮・津波の数値計算技術を利用して、数値計算とその結果の解析技術を結合した沿岸防災の総合的な解析を行うための支援システムについて提案する。支援システムの提案においては、システムのハードとソフトの設計を行い、システムの全体構成を計画する。

本論文で提案するシステムは、多数の解析を可能にするソフトウェアと解析に利用する複数のデータベースにより構成されている。

沿岸防災における外力の解析は、設計波の算定に代表される波浪解析と設計潮位の算定に代表される高潮・津波解析がある。本論文では、2つの解析について、一連の解析処理を分析し、解析の処理段階における支援システムとの関係を明確にする。その後、このシステムを、日本沿岸の外力解析へ適用した事例研究について述べ、各々の処理段階において、支援システムが有効であることを明らかにする。

目 次

要旨	i
目次	iii
1. 序論	1-1
1.1 研究の背景	1-1
1.2 研究の方針	1-1
1.3 研究の構成	1-1
2. 既往の海象災害の数値計算に関する研究	2-1
2.1 海上風の数値計算	2-1
2.2 波浪の数値計算	2-1
2.3 高潮の数値計算	2-2
2.4 津波の数値計算	2-3
参考文献	2-5
3. 海上風の数値計算	3-1
3.1 概論	3-1
3.2 外洋海上風の推算	3-1
3.3 内湾海上風の推算	3-9
3.4 海上風の数値計算のまとめ	3-26
参考文献	3-26
引用文献	3-27
4. 波浪の数値計算	4-1
4.1 概論	4-1
4.2 高波を対象とする波浪推算	4-1
4.3 通常時波浪を対象とする波浪推算	4-25
4.4 波浪の数値計算のまとめ	4-36
参考文献	4-37
引用文献	4-38

5. 高潮の数値計算	5-1
5.1 概論	5-1
5.2 高潮現象における重要な要素	5-1
5.3 多層高潮推算モデルの理論	5-3
5.4 伊勢湾の高潮再現	5-5
5.5 土佐湾の異常高潮の再現	5-18
5.6 熊野灘の高潮痕跡値の再現	5-22
5.7 東京湾の高潮の再現と予測	5-26
5.8 高潮の数値計算のまとめ	5-30
参考文献	5-31
引用文献	5-32
6. 津波の数値計算	6-1
6.1 概論	6-1
6.2 近地津波の計算	6-1
6.3 遠地津波の計算	6-24
6.4 津波の数値計算のまとめ	6-35
参考文献	6-36
引用文献	6-36
7. 沿岸防災総合数値解析システムへの応用	7-1
7.1 概論	7-1
7.2 解析システムの設計	7-1
7.3 解析システムの理論	7-2
7.4 日本沿岸の外力解析への適用	7-5
7.5 解析システムのまとめ	7-13
参考文献	7-14
8. 結論	8-1
参考A. エネルギー平衡方程式の差分式	参-1
参考B. パラメータ法の計算理論	参-1
参考C. 津波の方程式の誘導	参-2
参考D. 遠地津波の基本式の差分化	参-5
参考文献	参-6

謝辞

1. 序論

1.1 研究の背景

わが国は、台風と津波の常襲地域に位置し、冬期に強い北西季節風が吹くという厳しい自然環境にある。そのため、沿岸域は、波浪・高潮・津波災害により、幾度となく甚大な被害を受けてきた。1959年の伊勢湾台風による高潮災害、翌1960年のチリ地震津波による災害はその代表的なものと言えよう。この2大災害を契機に、防災に関する研究が脚光を浴び、防災施設の建設も精力的に行われた。しかしながら、1994年北海道南西沖地震津波により被害を受けた奥尻島では、10年前に発生した日本海中部地震津波を設計外力とする防災施設の建設がなされていたにもかかわらず、それをしのぐ規模の津波が来襲した。また、1999年の台風18号では、既往最大規模を超過する高潮時の潮位により、九州沿岸から周防灘沿岸の広範囲において、浸水に伴う大規模な人的・物的被害が発生した。

過去の災害状況を踏まえて施設規模を決定する現在の防災対策において、自然災害を完全に防ぐ防護施設を建設することは、限界があるという貴重な教訓を改めて我々は学んだ。そのため、防護施設を主体とするハード対策とともに、避難を中心とするソフト対策の必要性に関する認識が高まり、より高い精度で災害の現象を把握する重要性も増している。

一方、近年、臨海部の再開発、沖合人工島の建設、港湾施設・海洋性レクリエーション施設の整備等に見られるように沿岸域が高密度に利用されるようになり、その円滑な利用と防災対策のための気象・海象予測技術が重要な要素となっている。それに加えて、三大湾を中心とする都市圏の臨海部を海象災害から防護する施設は、築後30～40年を経過し、急速に老朽化が進展している。そのため、当初の防護機能を確保するために、大規模な再整備が緊急課題となり、確度の高い外力条件の設定が要求されている。

このような状況において、沿岸防災に関する研究・調査を省みる時、個々の防災技術については、その高度化のみならず、技術の有効活用を促すために、関連技術の系統的な整理を行い、日本沿岸の広範囲への適用を可能とする汎用的な展開を目指す必要がある。それには、沿岸防災の総合的な解析技術を具体的に確立し、多数の適用事例により技術の内容を明確化することが必要となる。

1.2 研究の目的と方針

沿岸域における防災問題を解析する場合、まず始めに

行われるのは、発生する災害を引き起こす現象の解明である。現象を科学的な手段を用いて再現し、さらに、将来の発生を予測するのである。数値シミュレーションは、今日のように電子計算機が発展・普及し、その機能が飛躍的に増大している点から考えると、時空間的に密な情報が必要となる災害現象の解明に用いる最適な手法であると言えよう。一方で、数値シミュレーションによる現象の解析は、高度な専門技術を必要とする。

そこで、本研究の目的は次のように定める。

波浪・高潮・津波に関する数値シミュレーション技術の高度化と実用化を図るために、各シミュレーション技術について整理し、現地への適用が容易な手法の提案を行うとともに、現地への適用性に関する検証を行う。また、日本沿岸へ適用するための支援技術に関してシステムの構築を図る。

この目的に対する研究の実施方針は、次のように定める。第1段階として、海上風・波浪・高潮・津波の現象毎に、迅速かつ日本沿岸の広域に適用が可能な数値計算技術の整理と提案に関する研究を進める。第2段階として、数値計算の成果をハード対策（施設設計等）とソフト対策（避難計画等）の両面に対し、有効利用するための解析技術を、事例研究をもとに述べる。第3段階として、個々の数値計算技術と解析技術を有機的に結び付けた沿岸域の防災情報に関する出力を支援するための数値解析システムの設計を行う。このシステムは、沿岸防災に携わる多数の技術者が、容易かつ迅速に操作を行えることを基本方針とする。

1.3 研究の構成

本論文は、第2章において既往の数値シミュレーションに関するレビューを行い、第3章から第6章まで、海上風・波浪・高潮・津波の数値解析について研究成果をまとめる。また、第7章においては、沿岸防災の数値解析のシステム化について述べる。第3章から第7章のはじめには章別の概説を行い、章の最後にはまとめを行う。第8章においては、研究成果の全体のまとめと今後の課題及び展望について述べる。

個別の数値計算の研究成果として、第3章は、波浪・高潮現象の外力となる海上風の数値計算について述べる。この章では、3.2において外洋海上風の推算についてまとめ、3.3において陸上地形の影響を受けた内湾海上風の推算についてまとめる。

第4章は、構造物の設計の主要外力となる波浪の数値計算のうち、設計波算定等に利用される波浪推算について述べる。この章では、4.2において高波を対象とする波浪推算についてまとめ、4.3において高波を含む通常時を対象とする波浪推算についてまとめる。

第5章は、波浪とともに構造物の設計に重要な潮位偏差の主要因となる高潮の数値計算について述べる。この章では、5.2において高潮現象における重要な要素についてまとめ、5.3において多層高潮推算モデルの理論について提案する。その後、現地への適用事例として、5.4に伊勢湾の高潮再現、5.5に土佐湾の異常高潮の再現、5.6に熊野灘の高潮痕跡値の再現、5.7に東京湾の高潮の再現をまとめる。

第6章は、大規模な海象災害をもたらす津波の数値計算について述べる。この章では、6.2において近地津波の計算を、6.3において遠地津波の計算をまとめる。

そして、第7章は、海上風・波浪・高潮・津波の数値計算と結果の解析技術を結合した沿岸防災の総合的な解析の支援システムについて述べる。この章は、7.2においてシステムの設計をまとめ、7.3においてシステムの解析理論について再度概説し、7.4において日本沿岸の外力解析への適用をまとめる。

2. 既往の海象災害の数値計算に関する研究

2.1 海上風の数値計算

海上風の推定法としては、傾度風モデルを始めとする各種の風推算法、観測データの補間法、マスコンモデルによる方法、3次元気流数値シミュレーション等がある。いずれも海上風が受ける底面摩擦の影響をどのように表現するかに重点が置かれている。特に、内湾においては、周辺を囲む陸上地形から影響を受けるため、海上風は空間的に大きく変動し、傾度風モデル等の従来多用されている風推算モデルでは、精度の高い推定を行うことが困難であった。

海上風推定に関する初期の研究は、例えば傾度風のような地表面の摩擦の影響を受けない自由大気の流れと観測風の相関解析を行い、両者の平均的な関係を表す経験式を求めることが主な内容であった。観測風と傾度風速の関係は、直線回帰式、対数回帰式、ベキ乗回帰式などでまとめられ、いずれも気圧分布から計算される自由大気の流れを経験式に代入することにより、海上風が推定できる。このような経験式は多数提案されており、主なものでも、高橋¹⁾が提案した緯度別の経験式、気象庁予報部²⁾の気圧配置別の経験式、地類別の経験式、大気安定度を考慮した経験式³⁾等がある。これらの経験式は、長らく波浪推算等種々の調査において海上風や陸上風の概略推定に用いられてきた。しかし、理論的な裏付けがなく、個々の経験式間の関係が整理されていないため、系統的な現地への適用法が明確でなかった。

次に、内湾のように観測風が比較的多数地点ある海域においては、観測風を空間的に内挿することにより海域内の海上風を推定する方法がある。代表的な内挿方法に、有限要素法で用いられる一次形状関数を用いて観測風から内部の風速を推定する方法がある⁴⁾。

この方法は、通常、三角形で区切られた領域内の風が各頂点に位置する3つの観測地点の値により補間される。この平面内挿法は、観測風を直接的に使用することから、特に内湾のような複雑な地形条件下で風を推定する場合に有用な方法である。しかしながら、観測風が観測地点の局所的な影響を受けること、陸上風を海上風に換算して利用する必要があること、さらに、モデル気象擾乱のように観測値の測得が不可能な風場推定に適用できないこと等の課題があった。

一方、運動方程式を基礎とする理論的な風推算法には、カルドンモデルによる風推算法⁵⁾と変圧風モデルによる風推算法⁶⁾がよく用いられる。これらのモデルは大気不安定効果を考慮したモデルであり、主に外洋のような地形の影響を受けない海域の海上風推定の事例が多い。また、大気不安定効果を考慮するため、気圧情報以外

に気温と水温の情報が必要となり、入力データ作成に労力を要する。

近年の研究においては、陸上地形の影響を受けた風推算法としてマスコンモデルによる風推算^{7,8)}が、観測データ等の信頼性のある情報を有効に組み込むこと、簡易に地形情報を組み込むことから、適用例も多くなっている。ただし、マスコンモデルは、保存則を束縛条件として初期に設定する風場を調整するため、初期条件への依存性が推算精度を左右する。したがって、陸上地形の影響を受けた海上風の特徴を反映した情報を初期条件として組み込む必要がある点は注意を要する。また、運動方程式を使用していないため、風の収束及び発散に伴う複雑な風場の推定にも限界がある。

さらに、計算機能力の飛躍的な向上に伴い、気流の基礎方程式を直接的に解く3次元の流体の数値シミュレーションモデル^{9,10)}が脚光を浴びている。ただし、このモデルも初期風場として与える情報の精度に結果が左右され、かつ多数のパラメータの設定を必要とする。また、3次元の流体方程式を解くため、計算容量及び計算時間に関する負荷が大きく、迅速な処理は依然困難である。既往研究による計算結果を見ると、特に、台風等の強風時の計算値が低めに見積られる等の課題もある。波浪・高潮推算に利用する海上風の数値計算法として実用化するために、解決すべき課題はあり、現在、研究段階にあると言える。ただし、将来的な発展性に関して言えば、有望な海上風の推算法であることは疑う余地がない。

以上の海上風に関する研究の動向をもとに、本論文においては、外洋海上風について理論的な取り扱いを行い、内湾海上風について観測海上風を利用した経験的な取り扱いを主に行っている。海上風に関する研究時期が、本論文で行った研究全体の期間の初期であったため、3次元の流体の数値シミュレーションモデルによる最新の研究成果までを取り込めていない。しかしながら、日本沿岸において、点在する海上風観測データを用いて、実用性に力点を置いた海上風の推定を行うことは可能であり、これを海上風に関する研究の基本方針としている。

2.2 波浪の数値計算

海上風により発達する波浪は、波高・周期・波向が異なる不規則な波である。このような波の現象を取り扱う方法としては、次の2種類の方法が用いられる。

第1の方法は、時空間的にみて特性が類似しているグループごとに代表波を定め、この代表波の発達・減衰・変形を記述するものである。ここで、時空間的に類似するグループとは、定点で数10分程度にわたり連続観測される波の集合を考えれば良い。通常用いられる代表波は、1グループの中でゼロアップクロス法により定義

される一波一波の波高と周期の観測値を、波高の高い順に並べ、最高波から 1/3 番目までの波高と周期を平均して、その波高および周期を代表波の諸元と定義するものである。このような代表波を有義波（1/3最大波）と呼ぶ。この有義波の概念は、Svendsen and Munk¹¹⁾によって提案され、Bretschneider¹²⁾¹³⁾やWilson¹⁴⁾による観測値に基づく改良を経た後、SMB法（有義波法）と呼ばれる波浪推算法として確立された。

その後、有義波法は煩雑な波浪推定作業の効率化を目指し、井島ら¹⁵⁾、堀川ら¹⁶⁾により数値的に解く方法が開発され、実用化が図られた。この方法は、閉鎖性水域の簡便な波浪推算法として、現在も使用事例がある。

不規則な波を取り扱う第2の方法は、波を波高・周期・波向の異なる無数の成分波の重ね合わせと見なして、波のエネルギースペクトルで表現するものである。エネルギースペクトルの概念は、規則波として表される成分波を用いて不規則な現象を表現しうる点で、仮想的な波である有義波と比べると、物理的な波の概念に沿った取り扱いを行うことが可能である。この波のエネルギースペクトルの表示法には、周波数スペクトルと方向スペクトルの2種類がある。周波数スペクトルは成分波のエネルギー分布を周波数のみの関数で表し、方向スペクトルは周波数と波向の関数として表す。

このスペクトルの概念に基づく初期の波浪推算は、図式的な解法であり、PNJ法¹⁷⁾と呼ばれた。その後、基礎方程式として発達と減衰を考慮したエネルギー平衡方程式が導入され、現在のスペクトル法の原型が定式化された。このスペクトル法は、海洋波浪の発達・変形・減衰の力学的機構を物理的に研究・解明する過程でモデルの改良が繰り返されており、近年最も普及している波浪推算法である。スペクトルの概念自体は波浪推算に留まらず、合田¹⁸⁾により既に海洋構造物の設計法として体系化されている。

スペクトル法波浪推算は、モデルの発展段階によって3世代の分類がなされており、Suzuki¹⁹⁾、橋本ら²⁰⁾に良くまとめられているため、ここでは要点のみ記述する。

スペクトル法の第1世代モデルは、波浪スペクトル成分が個々に独立すると仮定した線形モデルであり、DPモデル（分離伝播モデル）と呼ばれる。代表的なものにIsozaki and Uji²¹⁾のMRI法があり、長らく波浪予測に用いられ、現在も設計沖波の算定に利用されている。また、山口ら²²⁾や後藤ら²³⁾による1点出力型への応用がなされ、波浪推算の高速化が図られている。

スペクトル法の第2世代モデルは、風波スペクトルの相似性を利用して複数のパラメータによって非線形相互作用も含めたスペクトル変動を記述し、うねり成分については独立して伝播させるモデルであり、CHモデル（結合ハイブリッドモデル）と呼ばれる。代表的なもの

に、Uji²⁴⁾のMRI-II、Kawai et al.²⁵⁾のTOHOKUモデルがある。山口・土屋²⁶⁾のモデルもCHモデルに属する。

スペクトル法の第3世代モデルは、非線形相互作用によるエネルギー輸送を直接的に解き、エネルギー平衡方程式に組み込んだモデルであり、HasselmannらによるWAMDIグループ（Wave Modelling Development and Implementation Group）²⁷⁾が開発したWAMが代表的なものである。現在の波浪推算に関する研究は、WAMに関する内容が中心となっており、その発展形としてSuzuki¹⁹⁾による改良型モデルも提案されている。

ただし、高精度な波浪の数値計算モデルとされているスペクトル法モデルもいくつかの課題がある。例えば、第1世代モデルのMRIモデルは、各周波数成分の計算スペクトル値がPMスペクトル²⁸⁾の2倍を上回る場合にうねりと判定し、波浪の発達が生じないと仮定する。この取り扱いは、スペクトルのオーバーシュート問題として、推算誤差を生む原因となる。オーバーシュートとは、内湾のような短フェッチ海域で平衡状態のスペクトルよりも成長過程のスペクトルのピークが大きくなる現象のことである。その解決法として、Hasselmannら²⁹⁾が提案したJONSWAPスペクトルのようなピーク周波数帯にエネルギーが集中するパラメータを導入する平衡スペクトルのモデル化がある。また、第3世代モデルのWAMは、発達項の時間変化量に上限が設定されており、極端な風波の発達を制御している。しかしながら、このような制約条件に関しては十分な検証がなされておらず、精度を低下させる要因にもなりうる。高精度な実用化を目指すに当たっての研究課題である。

今後、川口ら³⁰⁾が行っている日本沿岸の広域を対象とする波浪推算への適用に関する研究等、実績を蓄積することにより、WAMの成熟度は増すことが期待できる。

近年の波浪の数値計算に関する研究の動向を考えると、幾分、斬新さに欠ける研究内容ではあるものの、本論文においては、外洋の波浪推算及び内湾の波浪推算ともに、非線形相互作用を考慮しないスペクトル法の第1世代モデルを主に採用して研究を実施する。波浪の数値計算の研究時期も、本論文の研究全体の期間の初期であったため、第3世代モデルによる最新の研究成果を扱っていない。しかしながら、日本沿岸において、豊富に存在する現地の波浪観測データを、推算値の補正に利用する手法を基本とし、現段階においても、依然として現地への適用実績が多い波浪推算モデル（MRI法）を採用し、実用性に力点を置いた波浪の数値計算に関する研究を行う。

2.3 高潮の数値計算

高潮現象は、台風や低気圧により生じる数時間から数日に及ぶ異常な潮位の上昇を意味する。この高潮の発生

に関する物理機構には、①気圧効果（気圧低下に対して水位が静圧的にバランスするために、1hPaの気圧低下により約1cm水位が上昇）、②海上風効果（海上風により海面せん断応力が作用し、この力により海水が海岸へ吹き寄せられ、水位が上昇。水位上昇量は海上風の2乗に比例し、水深に反比例。海岸線に沿った海上風に伴うエクマン輸送による水位上昇も存在。）③その他効果（海岸部における砕波に伴う水位上昇。台風速度と湾の長波伝播速度が一致する場合の共振。海域の固有振動に一致する揺れ戻し。河川洪水との相互作用による水位の上昇）がある³¹⁾。

日本沿岸は1934年の室戸台風、1959年の伊勢湾台風のように過去幾度となく、甚大な高潮災害が発生しており、高潮に関する研究の歴史は古い。ただし、高潮研究の中で、数値計算により高潮現象を本格的に扱ったのは、1959年の伊勢湾台風以降である。

高潮の数値計算は、伊勢湾台風を契機とする伊勢湾の高潮調査³²⁾、東京湾の高潮調査³³⁾において実用化され、高潮推算モデルの基礎がほぼ構築された。その後、土屋らの高潮氾濫解析³⁴⁾や2層レベルモデルの導入³⁵⁾等、高精度化を図るための改良が行われ、Konishi³⁶⁾により高潮数値計算法を用いた実時間の予測に至り、第1段階としての高潮数値モデルの実用化は完了したと言える。

高潮研究の進展の過程で、高潮推算において考慮すべき複数の条件が挙げられている。例えば、Hearn and Holloway³⁷⁾は、高潮時の流れが鉛直方向に一様でないため、流れを多層近似する必要性を示した。山下ら^{38,39)}は、外洋に面する沿岸において密度成層の形成によって高潮の振幅が増大し、また、海上風が陸上地形の影響を受けて変化し、これが高潮に影響することを例示した。さらに、磯崎³⁹⁾と小西⁴⁰⁾は、Wave Setupが高潮観測値に含まれる可能性を指摘した。一方、村上・森川⁴¹⁾は高潮の河川遡上による影響を検討し、張・首藤⁴²⁾は陸域への浸水が高潮に影響することを示した。また、Konishi and Tsuji⁴³⁾は台風9119号の事例をもとに、広域で発生した高潮の特性を総合的に取り扱っている。このように、個々の条件については検討されているものの、諸条件を統括的に扱い、諸条件の高潮への影響を定量的にまとめた例はない。

これまでの高潮推算の多くは、海上風速を調整して内湾の奥部で発生する局所的な高潮の最大値を再現することに重点が置かれ、湾全体の高潮の分布や経時変化を精度良く再現するまでには至っていない。特に、外洋に面する沿岸や湾口における高潮については計算結果が過少となる例が多い。このような場合、観測値の再現のためやむを得ず、①沖側境界における潮位偏差を気圧降下による水位上昇量よりも過度に大きくする、②外洋水深を浅く設定し吹き寄せ量を増加させる、等の物理的に疑義

のある境界条件を設定していた^{41),44)}。これらの操作は、領域内の自由波及び強制波の挙動を人為的に変化させる。

ここで述べた外洋沿岸で発生する高潮は、未解明な部分も多く、数値解析における重要な課題とされている。その代表的な事例が、土佐湾において発生した台風7010号による外洋性の異常高潮である。

この高潮の再現は、過去幾度となく試みられている^{38),44),45)}ものの、成功した例はない。また、近年、九州沿岸に甚大な被害をもたらした台風9918号の高潮についても、吹き寄せが卓越する有明海・八代海における高潮の再現⁴⁶⁾は良好な成果を納めているものの、台風が上空を通過した周防灘の高潮現象⁴⁷⁾については十分に把握されている訳ではない。最近の研究では、台風の気圧分布のひずみを考慮した気圧場・海上風場の計算を利用し、高潮の再現性が向上した例⁴⁸⁾はある。ただし、発達から減衰までの一連の現象を表現するまでには至っていない。これらの例に見られるように、外洋に面する沿岸のみならず、内湾においても課題は残されている。

将来の高潮研究の方向としては、高潮と他現象との相互作用が挙げられる。高潮の数値計算を単独で行うのではなく、海上風の数値計算や波浪の数値計算と同時に実施し、海上風・波浪・高潮の相互作用を組み込んだモデル構築の試み⁴⁹⁾が、既に新たな高潮研究として始められている。一方で、日本沿岸で発生する高潮現象を精度良く再現するための基礎的な研究も、重要度は高い。

以上の高潮の数値計算に関する研究動向を踏まえ、本論文で扱う高潮の数値計算に関する研究は、従来型の高潮推算モデルの問題点を整理し、新たな推算モデルを提案することを基本方針とする。特に、外洋に面する沿岸において発生する高潮について、密度成層に伴う高潮の増幅効果とWave Setupによる水位上昇の効果を、直接的に数値計算に組み込みことにより、多種多様な沿岸への適用を可能にする点を述べる。

2.4 津波の数値計算

日本沿岸に來襲する津波のうち、日本の近海で発生する大規模な地震に伴う海底地盤変位によって引き起こされる津波を「近地津波」と呼ぶ。近地津波の代表的な例に、1896年明治三陸地震津波や1854年安政南海地震津波があり、これらの地震津波により発生した沿岸における津波高は10mを超過した⁵⁰⁾。

この近地津波を引き起こす大規模地震の大部分は、日本周辺に存在する4つのプレート（太平洋プレート、フィリピン海プレート、ユーラシアプレート、北米プレート）の境界近くで発生する。この境界では海溝が形成されている。日本の近海は複数のプレートが重なっており、大規模な地震が発生しやすい状況にある。そのた

め、日本の沿岸は津波の常襲地帯となっている。

日本沿岸から見て海側のプレートが陸側のプレートに沈み込み、陸側の地殻を引き込む。引き込まれた地殻はひずみエネルギーが蓄積し、これが限界を超えると一気に破壊する。この過程が、プレート境界で発生する地震の原因となる。プレート境界で生じる地震に伴う海底地盤変位のうち、縦方向の変位が大きいと大規模な津波が発生して日本沿岸に來襲する。

一方、太平洋沿岸で発生した津波が日本に到達し、日本の太平洋岸の広い範囲において津波が記録されることがある。このような津波は、波源が環太平洋の周縁に位置しており、「遠地津波」と呼ばれる。代表的な遠地津波としては、チリ沖を波源とする1960年チリ地震津波が挙げられる。この津波は、約24時間かけて太平洋を伝播し、日本の太平洋岸の広い範囲で津波を記録した。北海道南東岸、三陸沿岸、東海沿岸から南西諸島にかけての津波は2~4mに及んだ⁵⁰⁾。

このように、日本沿岸は津波災害が頻発する状況にあるため、津波の研究は古くから活発であった。

津波の数値解析に関する研究については、後藤⁵¹⁾によりまとめられているため、以下に、その概要を述べる。

津波を数値計算により取り扱ったのは、Isozaki and Unoki⁵²⁾の東京湾の津波、Ueno⁵³⁾のチリ地震津波から始まるとされている。一連の研究においては、津波の初期水位の推定及び計算機能力の問題のため、高い精度は期待できなかった。その後、津波の初期水位分布の推定法としての地震断層モデル⁵⁴⁾の適用、津波計算による津波波源の確定⁵⁵⁾、構造物の越流⁵⁶⁾、陸上遡上⁵⁷⁾に関する技術の進展により、数値計算の基本はほぼ確立された。

この後、本格的な津波数値計算が活発に行われるようになったのは、東北大学グループによる数値計算精度に関する理論的な考察に関する研究^{58),59),60)}によるところが大きい。これらの研究は、近地で発生する津波に主眼が置かれていた。

一方、1960年チリ地震津波のように、波源が遠方にある津波を、数値シミュレーションを用いて計算することは、津波の伝播域が太平洋の広範囲に及ぶことから、困難な研究課題であった。しかしながら、近年の計算機能力の飛躍的な向上により、外洋伝播津波を数値計算により追跡することが容易となった。そして、後藤⁶¹⁾が行った研究により、遠地津波の計算精度を高めるための分散波理論に基づく計算法が提案されるに至った。ただし、このような遠地津波の外洋伝播計算も、格子間隔は10分程度(約18km)となるため、沿岸域の防災計画立案に利用する上で、地形近似精度が不十分である。そこで、日本沿岸域のみを対象とする地形近似精度の高い津波計算と結合して利用する必要が生じる。

この近地津波と遠地津波の計算法を総合的に網羅し

た広域的な津波計算システムの原型⁶²⁾が完成するに至り、ほぼ現在の津波計算技術は確立したと言える。さらに、首藤ら⁶³⁾による津波予報に関する研究に見られるように、数値計算による津波予報の実現に向けた取り組みが行われている。

近年発生した1983年日本海中部地震津波と1993年北海道南西沖地震津波による津波災害は、計算機能力の飛躍的な進展も相まって、津波計算を急速に普及させた。津波計算の検証も検潮記録や痕跡値との比較⁶⁴⁾から、沿岸に配置された波浪観測網により直接とらえられた津波波形⁶⁵⁾による検証へと移行している。また、沿岸域に津波計を設置する例⁶⁶⁾も見られる。これらの観測情報は、今後の数値計算精度の向上における有効な情報となることが期待される。

そのような状況において、1983年日本海中部地震により確認されたソリトン分裂による津波現象が、研究課題として注目されている。最新の津波の数値計算に関する研究において、特筆すべき点に、岩瀬ら^{67),68)}による非線形分散波によるソリトン分裂波を扱った一連の研究がある。また、正村ら⁶⁹⁾、米山ら⁷⁰⁾による3次元津波計算法の開発等、より高精度な計算技術の開発へと推移している。さらに、地震断層運動による津波のみならず、海底地滑りによる津波計算^{71),72)}や土砂移動⁷³⁾を扱った事例等、津波の数値計算法の適用範囲も拡大している。

一方、津波防災に対する数値計算技術の応用も活発に研究されている。津波の数値計算における目的は、沿岸の津波災害を最小化するための被害予測を行うことである。そのため、津波防災の啓蒙及びソフト対策のために実施される津波ハザードマップの作成手法に関する研究^{74),75)}も行われている。

このような津波防災の観点から考えると、津波の数値計算に関する基礎的な研究と、それに連携した津波防災のための広域を対象とする津波計算システムの構築も重要な課題となる。津波計算は、計算の実行に先立ち、入力データ作成のために、海岸・海底地形情報、港湾・海岸構造物情報、地震断層情報が必要となる。また、計算値の検証のために、既往津波の痕跡高や観測情報等が必要となる。さらに、計算の実行後は、最大津波高・來襲時刻・津波時系列等、多種の結果の出力が要求される。

従来の津波計算では、これらの情報の保管及び整理がなされなかったために、同種の計算が繰り返し行われ、複数の情報の氾濫が多々見られた。そのため、津波の数値情報の体系的な整理手段が必要となっている。

このような津波の数値計算に関する研究動向を踏まえ、本論文扱う津波の数値計算に関する研究は、現在、最も汎用化され、津波防災関連の調査に適用されている手法を採用する。特に、広範囲の海岸に影響が及ぶ津波の特性を把握可能なように、数値計算の効率的な取り扱いを

可能とする手法の改良及び提案を行い、現地への適用事例を中心に扱う。さらに、最近、常設された波高計により測得が可能になった津波の伝播波形の直接的な観測データを利用して、計算精度の検証を行うことに力を置く。

参考文献

- 1) 高橋浩一郎：外挿法に基づく量的天気予報の研究(その1)，気象庁研究速報，第13号，1947.
- 2) 気象庁予報部：予報作業指針その8，量的予報（気温，風），1970.
- 3) 合田 勲：風，特に海上風の量的予報について，海と空，第46巻，第3,4合併号，1971.
- 4) 山口正隆・渡辺 健・畑田佳男：大阪湾における海上風の平面分布特性について，第28回海岸工学講演会論文集，pp.168-172，1981.
- 5) Cardone,V.J.：Specification of the Wind Distribution in the Marine Boundary Layer for Wave Forecasting., New York Univ. School of Engineering and Science, Report GSL-TR69-1, 131pp., 1969.
- 6) Bijvoet,H.C.：A New Overlay for the Determination of the Surface Wind over Sea from Surface Weather Charts, K.N.M.I., Mededelingen en Verhandeligen, Vol.71, 35pp., 1957.
- 7) 岡田弘三・林 健次・磯崎一郎：内湾における海上風推算手法の開発，海の研究，第4巻，第2号，pp.91-99，1995.
- 8) 山下隆男，別宮 功，Gary Watson：陸上地形および表面粗度を考慮した高潮の数値計算，海岸工学論文集，第43巻，pp.266-270，1996.
- 9) 大澤輝夫・竹山剛生・安田孝志：メソ気象モデルと台風ポーガスを用いた伊勢湾台風時の風の場のシミュレーション，海岸工学論文集，第48巻，pp.281-285，2001.
- 10) 大澤輝夫・深尾一仁・安田孝志：伊勢湾海域における高解像度気象場の再現計算とその精度検証，海岸工学論文集，第49巻，pp.181-185，2002.
- 11) Sverdrup,H.U. and Munk,W.H.：Wind sea and swell. Theory of relation for forecasting, U.S. Navy Hydrogr. Office, Washington, No.601, 44pp., 1947.
- 12) Bretschneider,C.L.：The Generation and Decay of Wind Waves in Deep Water, Trans. A. G. U., 33(3), pp.381-389, 1952.
- 13) Bretschneider,C.L.：Revision in Wave Forecasting ; Deep and Shallow Water, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., pp.30-67, 1958.
- 14) Wilson,B.W.：Numerical Prediction of Ocean Waves in the North Atlantic for December, Deut. Hydrgr., Vol.18, pp.114-130, 1965.
- 15) 井島武士・副島 毅・松尾隆彦：数値計算による台風域内の波の分布について，第14回海岸工学講演会論文集，pp.29-38，1969.
- 16) 堀川清司・西村仁嗣・小沢保臣・宮本幸始：別府湾における台風時の波浪推算について，第18回海岸工学講演会論文集，pp.7-12，1971.
- 17) Pierson,W.J., G. Neumann and R.W.James：Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by means of Wave Spectra and Statistics, H.O.Pub.603, U.S. Navy Hydrogra. Office, 284pp., 1955.
- 18) 合田良実：増補改訂 港湾構造物の耐波設計，333pp., 1990.
- 19) Suzuki,Y.：Development and Application of a Global Ocean Wave Prediction Model including Nonlinear Interactions and Dissipation, Dr. Thesis., University of Tokyo, 182pp., 1995.
- 20) 橋本典明・川口浩二・真期俊行・永井紀彦：第3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，pp.3-47，1999.
- 21) Isozaki,I. and T.Uji：Numerical Prediction of Ocean Wind Waves, Papers in Met. and Geophys., Vol.23 (4), pp.347-359, 1973.
- 22) 山口正隆・畑田佳男・宇都宮好博：一点を対象とした浅海波浪推算モデルとその適用性，土木学会論文集，381/II-7, pp.151-160, 1987.
- 23) 後藤智明・青野利夫：単地点出力型スペクトル法による波浪推算システム，港湾技術研究所報告，Vol.31, No.2, pp.55-73, 1992.
- 24) Uji,T.：A Coupled Discrete Wave Model MRI- II, J. Oceanogr. Soc. Japan, 40, pp.303-313, 1984.
- 25) Kawai, S., Joseph,P.S. and Toba, Y.：Prediction of Ocean Waves based on the Singleparameter Growth Equation of Wind Waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, 35, pp.151-167, 1979.
- 26) 山口正隆・土屋義人：有限風域場における波浪の数値予知法，第26回海岸工学講演会論文集，pp.96-100，1979.
- 27) The WAMDI Groupe：The WAM Model-A Third Generation Ocean Wave Prediction Model, J. Phys. Oceanogr., 18, pp.1775-1810, 1988.
- 28) Pierson, W.J.Jr. and L. Moskowitz：A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii, J. Geophys. Res., Vol.69, No.24, pp.5181-5190, 1964.
- 29) Hasselmann,K. and 15 authors：Measurements of Wind Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Dt. Hydrogr., A8(12), 95pp., 1973.
- 30) 川口浩二・橋本典明・鈴山勝之：波浪推算値に基づく日本沿岸波浪の出現特性について，海岸工学論文集，第49巻，pp.216-220，2002.
- 31) 小西達男：日本沿岸の高潮の特性と予測をめぐる問題点，沿岸海洋研究ノート，第29巻，第2号，pp.125-137，1992.

- 32) 気象庁：伊勢湾高潮の総合調査報告書，気象庁技術報告，第4号，286pp.，1960.
- 33) 気象庁：東京湾高潮の総合調査報告，気象庁技術報告，第48巻，pp.286-290，1962.
- 34) 土屋義人・山下隆男・杉本 浩：高潮氾濫数値モデルの適用性に関する研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp.218-222，1984.
- 35) 土屋義人・山下隆男・岡 扶樹：2レベルモデルによる高潮の追算－台風7916号による大阪湾の高潮，第28回海岸工学講演会論文集，pp.54-58，1981.
- 36) Konishi,T：Numerical Forecast of Storm Surges on Real Time Basis, Oceanogr. Mag. , Vol.39, pp.21-42, 1989.
- 37) Hearn, C.J. and Holloway, P.E. : A Three-Dimensional Barotropic Model of the Response of the Australian North West Shelf to Tropical Cyclones, *J. Phys. Ocean.*, Vol.20, pp.60-80, 1990.
- 38) 山下隆男, 別宮 功：台風 7010 号の土佐湾における高潮の追算－推算誤差は波浪か成層か－，海岸工学論文集，第43巻，pp.261-265，1996.
- 39) 磯崎一郎：舞阪の高潮，沿岸海洋研究ノート，第8巻 第2号，pp.40-47，1970.
- 40) 小西達男：外洋に面した港湾で生ずる高潮に対するWave Setupの寄与について，海と空，第66巻 第4号，pp.45-57，1991.
- 41) 村上和男, 森川雅行：河川遡上を考慮した高潮の数値計算，海岸工学講演会論文集，第31巻，pp.213-217，1984.
- 42) 張 君倫, 首藤伸夫：高潮による陸上浸水に関する数値計算，第31回海岸工学講演会論文集，pp.223-227，1984.
- 43) Konishi, T. and Tsuji, Y. : Analyses of Storm Surges in the Western Part of the Seto Inland Sea of Japan caused by Typhoon 9119, *Continental Shelf Res.* Vol.15, No.14, pp.1795-1823, 1995.
- 44) 宮崎正衛, 岡田正実：土佐湾高潮の数値計算，気象研究所報告，第26巻，第2号，pp.55-62，1975.
- 45) Ueno T. : Numerical Computations of the Storm Surges in Tosa Bay, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.37, pp.61-73, 1981.
- 46) 滝川 清・田淵幹修：台風9918号による不知火海の高潮と波浪特性，海岸工学論文集，第47巻，pp.291-295，2000.
- 47) 河合弘泰・平石哲也・丸山晴広・田中良男：台風9918号による高潮の現地調査と追算，港湾技術資料，No.971，43pp.，2000.
- 48) Velcheva, A. D.・河合弘泰：台風の気圧の歪みと超傾度風を考慮した高潮推算，海岸工学論文集，第49巻，pp.241-245，2002.
- 49) Bao,J.W. , J.M.Wilczak, J.K.Choi, and L.H.Kantha : Numerical Simulation of Air-sea Interaction under High Wind Conditions using a Couple Model: A Study of Hurricane Development, *Monthly Weather Review*, Vol.128, pp.2190-2210, 2000.
- 50) 渡辺偉夫：日本被害津波総覧「第2版」，東京大学出版会，238pp.，1998.
- 51) 後藤智明：津波数値計算，第22回水工学に関する夏期研修会講義集，86-B-3，pp.B-3-1-B-3-21，1986.
- 52) Isozaki,I. and Unoki,S. : The Numerical Computation of Tsunami in Tokyo Bay caused by the Chilean Earthquake in May, 1960, *Studies on Oceanogr.*, Dedicated to Prof. Hidaka in Commemoration of Sixtieth Birthday, 389pp.，1964.
- 53) Ueno, T. : Numerical Computation for the Chilean Earthquake Tsunami, *Oceanogr. Mag.*, Vol.17, pp.389-402, 1965.
- 54) Mansinha,L. and D.Smylie : The Displacement Fields of Inclined Faults, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, Vol.61, pp.1433, 1971.
- 55) Aida,I : Numerical Experiments for Tsunamis caused by Moving Deformation of the Sea Bottom, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Vol.47, pp.849-862, 1969.
- 56) 土木学会編：水理公式集 昭和60年版，pp.287-288，1985.
- 57) 岩崎敏夫, 真野 明：オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算，第26回海岸工学講演会論文集，pp.70-74，1979.
- 58) 首藤伸夫：津波の計算における非線形項と分散項の重要性，第23回海岸工学講演会論文集，pp.432-436，1976.
- 59) 今村文彦・後藤智明：差分法による津波計算の打ち切り誤差，土木学会論文集，Vol.375，pp.241-250，1986.
- 60) 長谷川賢一・鈴木孝夫・稲垣和男・首藤伸夫：津波の数値計算における格子間隔と時間積分間隔に関する研究，土木学会論文集，Vol.381，pp.111-120，1987.
- 61) 後藤智明：遠地津波の外洋伝播計算，港湾技術研究所報告，Vol.30，No.1，pp.3-19，1991.
- 62) 後藤智明・佐藤一央：三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発，港湾技術研究所報告，Vol.33，No.2，pp.3-44，1993.
- 63) 首藤伸夫・後藤智明・今村文彦：津波予警報に対する数値シミュレーションの利用，土木学会論文集，第393号，pp.181-189，1988.
- 64) Satake,K,M. Okada and K. Abe : Tide Gauge Response to Tsunamis Measurements at 40 Tide Gauge Stations in Japan, *Oceanogr. Mag.*, 46, pp.557-571, 1988.
- 65) 永井紀彦・橋本典明・浅井 正：平成5年度北海道南西沖地震津波波形記録解析速報，港湾技術研究所報告，Vol.32，No.4，pp.49-95，1993.
- 66) 加藤照之・寺田幸博・木下正生・一色 浩・横山 昭：GPS津波計の開発，月刊海洋，号外15，pp.38-42，1998.

- 67) 岩瀬浩之・見上敏文・後藤智明：非線形分散波理論を用いた実用的な津波計算モデル，土木学会論文集，No.600，pp.119-124，1998.
- 68) 岩瀬浩之・後藤智明・藤間功司・飯田邦彦：深海域における波数分散効果が近地津波の伝播に及ぼす影響に関する考察，土木学会論文集，No.705/Ⅱ-59，pp.101-114，2002.
- 69) 正村憲史・藤間功司・後藤智明・飯田邦彦・重村利幸：2次元・3次元ハイブリッドモデルを用いた津波の数値計算，土木学会論文集，No.670/Ⅱ-54，pp.49-61，2001.
- 70) 米山 望・松山昌史・田中寛好：1993年北海道南西沖地震津波における局所選上の数値計算，土木学会論文集，No.705/Ⅱ-59，pp.139-149，2002.
- 71) 橋 和正・今村文彦：複合型津波発生メカニズムの解明－1998年バプアニューギニア津波を例として－，海岸工学論文集，第47巻，pp.346-350，2000.
- 72) 平石哲也・柴木秀之・原 信彦：円弧滑り法を利用した地滑り津波波源による明和八重山地震津波の再現，海岸工学論文集，第48巻，pp.351-355，2001.
- 73) 高橋智幸・今村文彦・首藤伸夫：土砂移動を伴う津波計算法の開発，海岸工学論文集，第39巻，pp.231-235，1992.
- 74) 河田恵昭・石井 和・小池信昭：津波の市街地への氾濫と地下空間への浸水過程のシミュレーション，海岸工学論文集，第46巻，pp.346-350，1999.
- 75) 油屋貴子・今村文彦：合成等価粗度モデルを用いた津波氾濫シミュレーションの提案，海岸工学論文集，第49巻，pp.276-280，2002.

3. 海上風の数値計算

3.1 概論

本章では、はじめに、外洋海上風を対象とした大気境界層理論に基づく海上風の推算法について検討し、海上風観測データとの相関解析より手法の検証を行う。また、陸地の影響を強く受けた内湾の海上風に焦点を当て、その特性を観測データの解析により検討するとともに経験推定式を示す。この解析成果を踏まえ、気象図または1地点の海上風観測データから内湾全体の海上風分布を推定する手法を提案する。

次に、経験推定式から求められる風場を初期条件とするマスコンモデルを内湾海上風の推算モデルとして提案する。この提案モデルを伊勢湾に來襲した代表的な気象擾乱（伊勢湾台風5915号）に適用し、観測値との比較を通してモデルの現地適用性を検証する。また、提案した内湾海上風モデルのモデル気象擾乱の風場に対する適用性に関して考察を加える。

さらに、電子計算機の発達により近年脚光を浴び始めている3次元粘性流体の基本式を解く気流数値計算モデル（3次元 SOLA モデル）を利用した試算を行い、その現地適用性ならびに将来性について言及する。

3.2 外洋海上風の推算

(1) 傾度風と台風モデルによる自由大気の風推算

(1.1) 気象情報の数値化

a) 気象図のデータ化

現在、最も簡便な風推算法として用いられている方法に、後述する傾度風モデルを用いる方法がある。傾度風モデルによる風推算は、天気図から任意の緯度・経度格子点毎に求められた気圧情報を利用して行うことが可能である。この格子点気圧値を求めるために、気象図に描かれているアナログ等圧線情報を、計算機で処理が可能なように線形式の数値データに変換し、さらに、線情報を利用して格子点毎の気圧値に平面補間することが必要になる。ここでは、気象図情報の数値データ化について説明を行う。

気象図の数値化とは、アナログ表示された気象図（気圧情報等）を計算処理可能な線形式の数値データに変換するものである。ここで、線形式とは、1本の等圧線をデータ単位として数値化するものであり、等圧線の気圧値と連続した位置情報（緯度・経度）が1つのデータ群を構成している。デジタル化は、パーソナルコンピュータを利用して行い、処理過程では図-3.1の画面出力により入力状況を確認する。この連続した位置情報を緯度・経度座標系の平面上にプロットすると、等圧線のア

ナログ情報を作成することができる。

数値化処理は順に、

- ①気象図の収集
- ②気象図着色による読み取り基本図作成
- ③デジタイザーまたはスキャナーによる数値化
- ④気象図読み取り結果の画面出力
- ⑤気象図数値データの日単位編集
- ⑥気象図データファイルの紙面出力
- ⑦気象図データベースへの登録となる。

一連の処理段階で、図-3.2に表される紙面出力により、データを適宜出力し、処理に誤りがないことを確認する。気象図の数値化処理は、1日のうちの3時、9時、15時、21時の計4時刻を単位とする日単位気象図データファイルの形式で作成され、随時気象図データベースとして保管と登録がされる。このデータベースを連続する複数日について利用することにより、4日から5日継続する代表的な気象擾乱期間の風を適宜推算することが可能となる。

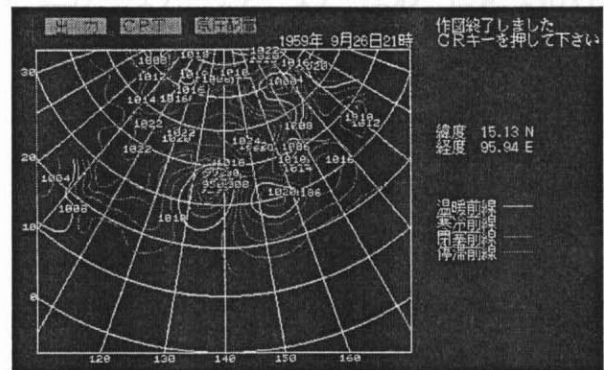
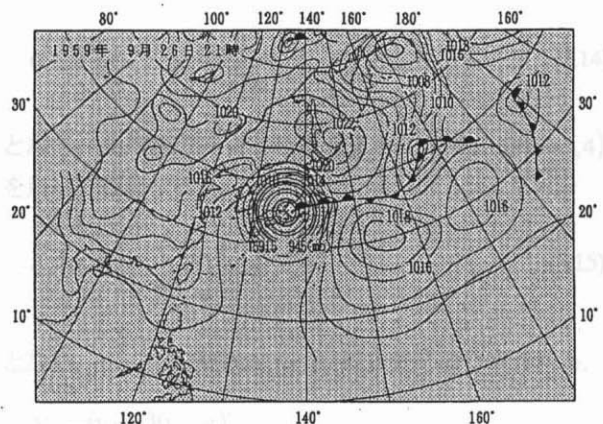


図-3.1 気象図のデジタル化を行うパーソナルコンピュータの出力画面



している情報を利用して、等間隔に設定された格子点における値を求める方法である。

スプライン平面補間法¹⁾は、弾性体の微小変位理論に基づく張力と曲げの歪エネルギーを最小にする解を利用して、読み取られる等圧線データを拘束条件とし、格子点に気圧データを補間する方法である。具体的には、歪エネルギーを最小にする4階の偏微分方程式を誘導し、差分法を用いて数値的になめらかな気圧面を作成する。この方法は、空間的になめらかな気圧分布を補間する便宜的なものである。

対象とする解析領域 S において、次式で表されるエネルギー E を最小とする曲面 $Z(x, y)$ を定義する。

$$E = \frac{1}{2} \iint_S [(\Delta Z)^2 + \sigma(\nabla Z)^2] dx dy \quad (3.1)$$

ここで、式中の演算符号は、

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j \quad (3.2)$$

であり (i, j) はそれぞれ x 方向、 y 方向への単位ベクトルを示す。式(3.1)の第1項は歪エネルギーに比例する項で、第2項は張力による伸びエネルギーに比例する項である。 σ はこれらの項の復元力の強さを表し、 $\sigma = 0$ で最も滑らかな曲面を、 $\sigma = \infty$ で平面を表す。本研究では、試行計算により $s = 1$ を採用する。

式(3.1)の第一変分を0と置き、部分積分すると、

$$\delta E = \iint_S (\Delta^2 Z - \sigma \Delta Z) \delta Z dx dy + \int_C \Delta Z \delta \left(\frac{\partial Z}{\partial n} \right) dC - \int_C \frac{\partial(\Delta Z)}{\partial n} \delta Z dC + \sigma \int_C \frac{\partial Z}{\partial n} \delta Z dC = 0 \quad (3.3)$$

となる。ここで、領域 S の境界 C 上で、

$$\frac{\partial Z}{\partial n} = \Delta Z = 0 \quad (3.4)$$

とすれば、式(3.3)は、領域 S 内で式(3.5)または式(3.6)のように変形される。

$$(\Delta Z)^2 - \sigma(\nabla Z)^2 = 0 \quad (3.5)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) Z + \sigma \left[\left(\frac{\partial Z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial y} \right)^2 \right] = 0 \quad (3.6)$$

式(3.6)において、

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Z}{\partial y^2} = P \quad (3.7)$$

とおくと、式(3.6)は式(3.8)のように書き換えられる。

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} - \sigma P = 0 \quad (3.8)$$

このとき、境界 C 上の条件式(3.4)は式(3.9)となる。

$$\frac{\partial Z}{\partial n} = 0, \quad P = 0 \quad (3.9)$$

また、次式で表すように $Z(x, y)$ は N 個の地点で与えられたデータを満足しなければならない。

$$Z(x_i, y_i) = Z_i \quad i = 1, N \quad (3.10)$$

天気図から得られたデータを用いて、条件式(3.9), (3.10)のもとで、式(3.7), 式(3.8)を連立させて解けば、格子点への補間が可能となる。

c) 格子点補間理論の計算法²⁾

式(3.7)を2階の中央差分で表示すると、式(3.11)のように記述される。

$$\frac{Z_{i+1,j} - 2Z_{i,j} + Z_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{Z_{i,j+1} - 2Z_{i,j} + Z_{i,j-1}}{\Delta y^2} - P_{i,j} = 0 \quad (3.11)$$

ここで、 $\Delta x = \Delta y = h$ とおくと、式(3.11)は式(3.12)に書き換えられる。

$$\frac{1}{h^2} (Z_{i+1,j} + Z_{i-1,j} + Z_{i,j+1} + Z_{i,j-1} - 4Z_{i,j}) - P_{i,j} = 0 \quad (3.12)$$

同様に、式(3.8)は、

$$\frac{1}{h^2} (P_{i+1,j} + P_{i-1,j} + P_{i,j+1} + P_{i,j-1} - 4P_{i,j}) - \sigma P_{i,j} = 0 \quad (3.13)$$

となる。ここで、 (i, j) はそれぞれ (x, y) 方向の格子点を示す。

今、図-3.3のような格子点上で斜線の領域を考える。図中に、 P で示したように読み取った等圧線データがこの斜線部に存在する場合に、原点を Z_1 とする局所座標 α 軸、 β 軸を考え、点 $P(x, y)$ との距離をそれぞれ α_* 、 β_* とすると、

$$\alpha = \frac{\alpha_*}{\sqrt{2}h}, \quad \beta = \frac{\beta_*}{\sqrt{2}h} \quad (3.14)$$

となる。局所座標系における点 $Z_k(\alpha, \beta)$ を、 $Z_i(i = 1, 4)$ を用いて表現すると、

$$Z_k(\alpha, \beta) = \sum_{i=1}^4 N_i(\alpha, \beta) Z_i \quad (3.15)$$

となる。ここで、関数 $N_i(\alpha, \beta)$ は次式のように表される。

$$\begin{aligned} N_1 &= (1-\alpha)(1-\beta) \\ N_2 &= (\alpha)(1-\beta) \\ N_3 &= (\alpha)(\beta) \\ N_4 &= (1-\alpha)(\beta) \end{aligned} \quad (3.16)$$

格子点 (i, j) では、 $(\alpha, \beta) = (l/2, l/2)$ であり、 Z_k が点 (α_0, β_0) で与えられているとすると、 $Z(i/2, j/2)$ は、式

(3.17)により求められる。

$$Z\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) = Z_k(\alpha_0, \beta_0) + \sum_{i=1}^4 \left[N_i\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) - N_i(\alpha_0, \beta_0) \right] Z_i \quad (3.17)$$

領域内にデータが存在する場合は式 (3.15)の代わりに式 (3.17)で格子点 (i, j) に補間する。境界上では、式 (3.9)を差分化した式 (3.18)により求める。

$$\begin{aligned} Z_{1,j} &= Z_{2,j} \\ Z_{i,1} &= Z_{i,2} \\ Z_{i_{\max},j} &= Z_{i_{\max}-1,j} \\ Z_{i,j_{\max}} &= Z_{i,j_{\max}-1} \\ P_{1,j} &= P_{i,1} = P_{i_{\max},j} = P_{i,j_{\max}} = 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

図-3.4は、天気図からデジタイザーで入力した等圧線の分布とその結果をスプライン補間した等圧線の分布を示す。スプライン補間によって合理的な気圧分布が補間できる。なお、スプライン補間の計算格子としては 0.5° 格子を採用する。天気図の等圧線は疎な部分がある。仮に 0.5° 格子以下で補間すると、なめらかな補間がなされない場合があるため、ここでは 0.5° 格子を採用した。

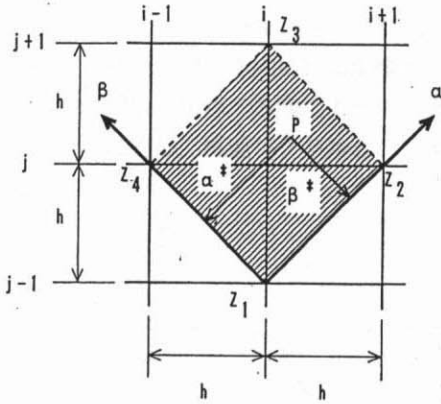
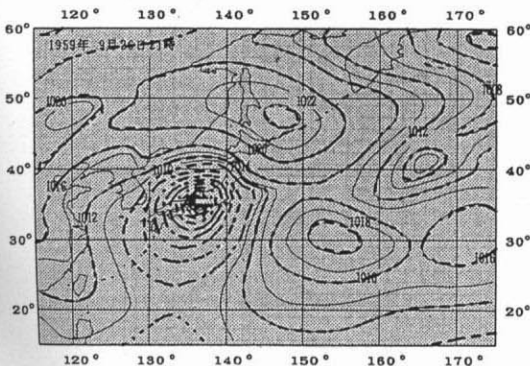


図-3.3 格子点のデータ検索範囲と局所座標系ならびに荷重平均を行うデータ点との位置関係図



$$V_{gr} = \frac{V_g}{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} \pm \frac{V_g}{fr}}} \quad (3.25)$$

となる。ここで、+は低気圧、-は高気圧の場合の風速となる。式(3.25)の曲率半径 r は、気圧の1次微分、2次微分を用いて、次式により計算できる。

$$r = \frac{r^3 \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)^2}{\cos^2 y} \quad (3.26)$$

$$\left[1 + \left(\frac{1}{\cos y} \frac{\partial P / \partial x}{\partial P / \partial y} \right)^2 \right]^{3/2}$$

$$\left\{ \frac{\partial P}{\partial x} \left[2 \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \frac{\partial P / \partial x}{\partial P / \partial y} \right] - \frac{\partial P}{\partial y} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \right\}$$

式(3.26)に示された気圧の1次微分、2次微分は、差分化することにより格子点気圧値から計算できる。

傾度風を海上風の風速ならびに風向に補正する場合、例えば、風速は傾度風速の6割から7割、風向は低圧部に約30°の角度で吹き込むように変換される。このときの力学バランスは、図-3.6に表すようになる。図のように風速ベクトルと反対の方向に底面摩擦力が作用し、気圧傾度力の方向は等圧線の方

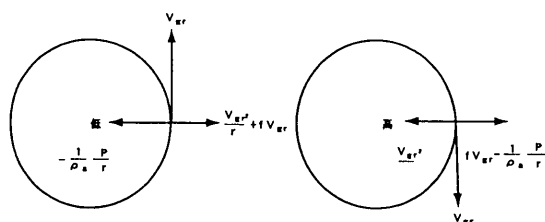


図-3.5 北半球における低気圧と高気圧の傾度風力学バランス

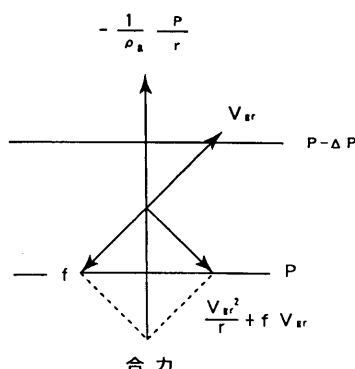


図-3.6 底面摩擦による傾度風の力学バランス

(1.3) 台風モデルによる風推算

台風中心周辺の気圧分布は、同心円で近似できることが知られている。この特徴を利用して、台風の気圧分布を仮定する方法を、一般に台風モデルと呼ぶ。

この台風モデルを用いた風推算は、台風の中心位置、中心気圧と台風規模を表現するパラメータである台風半径がわかれば計算が可能である。台風の気圧分布推定式としては、Myers モデル、藤田モデル³⁾などがある。ここでは、波浪推算・高潮推算で多くの使用実績がある Myers モデルを採用する。

Myers モデルの気圧分布は、台風中心からの距離の関数として次式で表される。

$$P = P_c + \Delta P \exp(-r_0 / r) \quad (3.27)$$

ここで、 P は台風の中心から距離 r における気圧、 P_c は台風の中心気圧、 ΔP は中心深度 ($\Delta P = P' - P_c$)、 P' は台風から遠くはなれた地点における気圧で通常 1,013hPa、 r_0 は台風半径で、台風中心から最大風速発生地点までの距離を表すパラメータである。

台風の中心位置および台風圏内の等圧線情報から、式(3.27)の定数である ΔP と r_0 が計算できる。 ΔP と r_0 が求められると、任意地点における気圧分布が式(3.27)から計算され、台風を中心とした対称風、台風移動により発生する場の風、2つを合成した風がそれぞれ以下のように推算される。

中心対称風は、台風が静止していると仮定したときの風で、コリオリ力・遠心力・気圧傾度力が釣り合うと考えた傾度風の式(3.22)で計算する。この時の風向は、台風中心と風推算点を結ぶ直線に直角な方向となる。式(3.22)で表される傾度風速は摩擦を考慮していないため、式(3.28)を用いて傾度風速を海上風速に換算する。

$$V_1 = C_1 V_{gr} \quad (3.28)$$

ここで、 C_1 は傾度風から海上風への換算係数（低減率）であり、通常 $C_1 = 0.6 \sim 0.7$ が採用される。また、風向に関しては、傾度風の風向が低圧部に偏向するように、風速ベクトルを半時計回りに 30° 程度変化させる。

場の風は、台風の移動速度と中心対称風に比例し、かつ台風の移動方向に平行な風であると仮定する。計算式は、台風の移動速度を V_T とすると、式(3.29)で表される。

$$V_2 = C_2 \frac{V(r)}{V(r_0)} V_T \quad (3.29)$$

ここで、 V_2 は場の風の風速、 C_2 は換算係数（低減率）であり、通常は中心対称風の換算係数 C_1 以上の値を与える。

合成風の風速と風向は、式(3.28)と式(3.29)のベクトル和の大きさとその方向となり、台風モデルにより計算され

る風概念図は、図-3.7のように表される。このような台風モデルを用いた風推算は、場の風という気圧移動に伴う変圧効果を取り込み、風推算が簡便かつ高速に行える特徴がある。しかも、台風の気圧分布が同心円で近似できる範囲では、他の風推算法に比べても精度的に同等であることが観測データ等から検証されている。そのため、波浪推算・高潮推算では広く採用されている。

台風モデルによる風推算に必要な台風規模・台風位置等のデータも、通常傾度風モデルと同様、3時、9時、15時、21時の1日4回しか与えられない。このため、データの無い時刻については、4時刻のデータ値をそれぞれ線形内挿し、この値を用いて任意の時刻の風推算を行う。

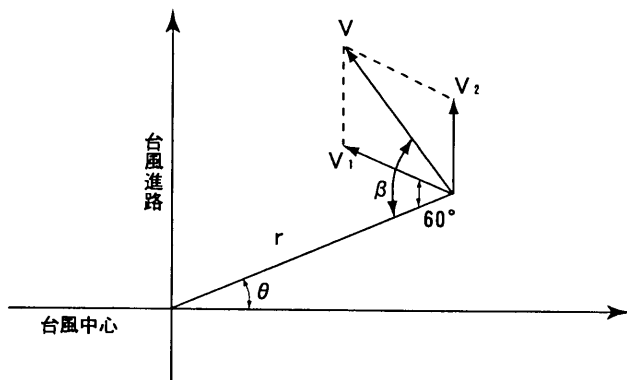


図-3.7 台風モデルにより計算される中心対称風、場の風、合成風の模式図

(1.4) 傾度風・台風ハイブリッド風推算モデル

移動速度が速い台風の影響圏内では、台風の移動に伴って発生する場の風が考慮されている台風モデルによる風推算結果が、観測風により近い値となる。しかしながら、台風モデルの適用範囲はあくまで台風の影響圏内に限定される。一方、気圧分布を同心円で近似することが不可能な通常の低気圧または高気圧が配置する気圧場は、傾度風モデルによる風推算が適用される。このような両者の特性を生かし、台風と台風の影響範囲外の低気圧・高気圧が共存する気圧場全てにおいて、自由大気の風推算を行うことが可能な方法として、傾度風・台風ハイブリッドモデルを適用する。

この推算法は、台風半径 r_0 内の風に台風モデルの推算結果 V_{TV} を適用し、台風影響圏内よりも遠方の地点に傾度風モデルの推算結果 V_{gr} を適用し、この間の風については2つの推算法による結果を内挿するものである。台風影響圏内と傾度風適用範囲を滑らかに接続させる空間内挿の関数は、次式で表す関係を用いる。

$$V = \begin{cases} V_{TV} & (r \leq r_0) \\ V_{TV} \frac{r_0}{r} + V_{gr} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) & (r > r_0) \end{cases} \quad (3.30)$$

この関係は図-3.8のように表される。式(3.30)によれ

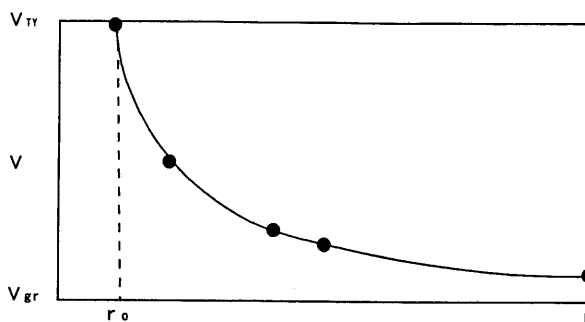


図-3.8 傾度風・台風ハイブリッドモデルに適用する空間内挿関数

ば、自由大気の風は、台風中心からの距離 r が増加するとともに、次第に傾度風速へ漸近する。

(2) 境界層モデルによる海上風への変換

(2.1) 境界層モデルの仮定

自由大気から海面近傍までの大気は、気圧傾度力・コリオリ力・摩擦力がバランスし、高度とともに風向・風速は変化する。境界層を理論的にとり扱った海上風推定モデルであるカルドンモデル^{4,5)}は、境界層を渦動粘性係数一定として摩擦項を評価したエクマン境界層と、コリオリ力ならびに気圧傾度力を無視し、鉛直方向に風の対数分布を仮定した接地境界層の2層に分離した。ここでは、このモデルを参考に、境界層全てにおいて、気圧傾度力・コリオリ力・摩擦力の力学バランスを仮定し、海上風の鉛直分布を解析的に求める境界層モデルを提案する。

境界層モデルは、大気を自由大気と大気境界層の2層に分離し、自由大気は気圧傾度力とコリオリ力、大気境界層は気圧傾度力・コリオリ力・摩擦力がバランスする層と定義する。すなわち、接地境界層内で風の鉛直分布について成立する対数則を、気圧傾度力とコリオリ力が影響する状況下で自由大気の層まで外挿したモデルである。

この境界層モデルは、以下の3つの仮定を置く。

- ①大気は中立状態である。(水温気温差は無視する。)
- ②渦動粘性係数は鉛直上方に直線的に増加する。
- ③大気境界層上縁は、海面上約1,000mと仮定する。
- ④圧力勾配は境界層内で一定の分布と仮定する。

①で述べた大気中立状態の仮定は、風が大気の安定度に影響を受けることを考えると問題があると考えられる。しかしながら、江淵ら⁶⁾が報告した海上ブイの風観測データから得られた成果を見ると、風速が強い場合には中立状態の近似はほぼ妥当であることが裏付けられる。

図-3.9は、リチャードソン数 R_i と海上風の風速 V との関係ならびに大気の安定度の指標となる気温水温差

ΔT との関係を観測値から求めたものである。リチャードソン数 R_i は、

$$R_i = \frac{g}{T_a} \frac{\frac{dT_a}{dz}}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2} \quad (3.31)$$

で定義される量であり、鉛直方向の風速勾配 du/dz と温度勾配 dT_a/dz の比率を表すパラメータである。ここで、海面の温度勾配は気温水温差で代表される。式(3.31)の温度勾配が0の時に、リチャードソン数 $R_i = 0$ となり、大気は中立状態となる。また、温度勾配が負の時に、リチャードソン数 R_i は負となり、大気は不安定な状態となる。図-3.9 によれば、風速 10m/s を超える強風時には、リチャードソン数は0に漸近し、大気はほぼ中立状態で近似できる。また、気温水温差とリチャードソン数の関係を見ると、データがかなりのばらつきを示すことがわかる。このことは、必ずしも気温水温差とリチャードソン数、言い換えると風速勾配とは明確な関係が見られないことを表す。

本研究では、高波の波浪推算や高潮推算に適用される気象擾乱時の海上風を主に対象としていることから、強風時に成立する大気中立状態は、モデルの仮定として妥当と考えられる。さらに、カルドンモデルにおいて用いられる気温水温差は、気温が1日1回の気温分布を、水温が5日に1回の水温分布をもとに計算する点を考えると、使用するデータ精度に問題を含んでいる。

以上の点から、気温水温差の効果を風推算に考慮することが必ずしも精度向上につながると考えるのは疑問が残る。そこで、本研究における風推算は、入力データとして気圧分布のみを用いることとする。

(2.2) 境界層モデルの基本式

自由大気では地衡風平衡が近似的に成立し、式(3.19)と

式(3.20)により、力学バランスが表されることは既に述べた。今、式(3.19)、式(3.20)を複素数を用いて合成すると、次式のように書き換えられる。

$$-fv_g + ifu_g = -\frac{1}{\rho_a} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y} \right) \quad (3.32)$$

さらに、地衡風成分風速 (u_g, v_g) を複素速度を用いて表すと、

$$ifV_g = -\frac{1}{\rho_a} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y} \right) \quad (3.33)$$

となる。ここで、 $V_g = u_g + iv_g$ である。等圧線が曲率を持つ場合には、式(3.32)に遠心力項が加わり、傾度風の力学バランスの式(3.21)が成立する。

一方、大気境界層の力学バランスは、式(3.19)、式(3.20)のそれぞれに摩擦力の項を加え、

$$-fv = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (3.34)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (3.35)$$

で表される。ここで、 (u, v) は海上風速の (x, y) 成分、 K_z は鉛直渦動粘性係数である。

式(3.34)、式(3.35)についても、成分風速を複素速度を用いて表すと、

$$ifV = -\frac{1}{\rho_a} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad (3.36)$$

と書き換えられる。ここで、 $V = u + iv$ であり、式(3.33)と式(3.36)から気圧傾度力の項を消去すると、

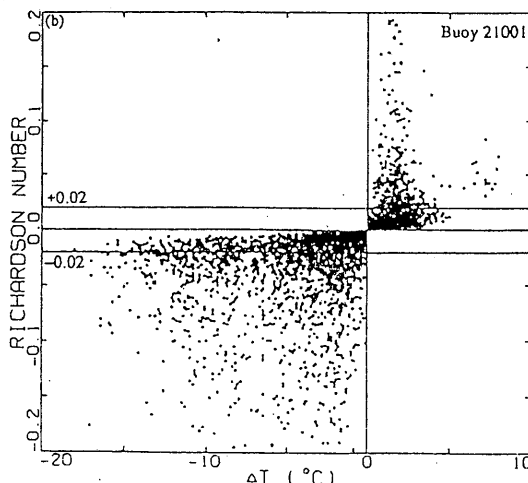
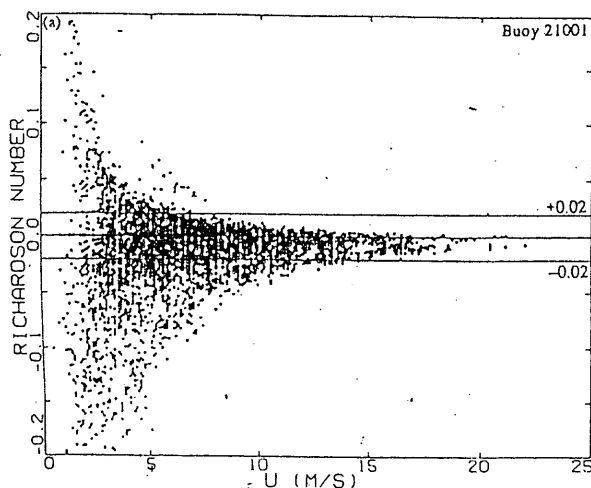


図-3.9 海上ブイの風データから解析された強風時の風の鉛直分布特性と大気安定度との関係

$$if(V - V_g) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad (3.37)$$

が成立する。式(3.37)の鉛直方向の風速差を $W = V - V_g$ とすると、次式のように記述される。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial W}{\partial z} \right) - ifW = 0 \quad (3.38)$$

ここで、鉛直渦動粘性係数 K_z は、鉛直上方に直線的に増加すると仮定し、カルマン定数 $\kappa = 0.4$ と海面の摩擦速度 u_* を用いて表すと、

$$K_z = \kappa u_* z \quad (3.39)$$

となる。式(3.39)を式(3.38)に代入し、さらに、

$$y = 2\sqrt{cz} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right), \quad c = \frac{f}{\kappa u_*} \quad (3.40)$$

と置くと、式(3.38)の第1項、第2項は、それぞれ次式のように変形される。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial W}{\partial z} \right) = c\kappa u_* \left[\frac{d^2 W}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dW}{dy} \right] \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right) \quad (3.41)$$

$$-ifW = fW \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right) \quad (3.42)$$

これらの式の関係から、式(3.38)において、

$$\frac{d^2 W}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dW}{dy} + W = 0 \quad (3.43)$$

が成立する。式(3.43)の解は、Bessel 関数 $J_0(y), N_0(y)$ を用いて、次式ようになる。

$$W = AJ_0(y) + BN_0(y) \quad (3.44)$$

今、海面 ($z = z_0$) と上空 ($z = \infty$) の境界条件として、

$$z = z_\infty : y = y_\infty = 2\sqrt{cz_\infty} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right), \quad \frac{dW}{dz} = 0$$

$$z = z_0 : y = y_0 = 2\sqrt{cz_0} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right), \quad V = 0, \quad (3.45)$$

$$W = -V_g$$

が成立することから、式(3.44)の係数 A, B は、

$$B = -A \frac{J_1(y_\infty)}{N_1(y_\infty)}$$

$$A = -V_g \frac{N_1(y_\infty)}{J_0(y_0)N_1(y_\infty) - J_1(y_\infty)N_0(y_0)} \quad (3.46)$$

となる。式(3.46)を、解を表す式(3.44)に代入すると、次式が得られる。

$$V = V_g \left[1 - \frac{J_0(y)N_1(y_\infty) - J_1(y_\infty)N_0(y)}{J_0(y_0)N_1(y_\infty) - J_1(y_\infty)N_0(y_0)} \right] \quad (3.47)$$

式(3.47)が境界層モデルの風の鉛直分布を与える解であり、自由大気の風速 V_g が与えられれば、任意高度 z における風速 V が計算可能となる。ただし、式(3.40)で示す

ように、高度 z を y に変換するためには、摩擦速度 u_* を与える必要がある。

海面の摩擦速度 u_* は、海面上 10m 高度の風として定義される海上風 V_{10} 、海面抵抗係数 C_D を用いて、

$$u_* = \sqrt{C_D V_{10}} \quad (3.48)$$

で表される。海面抵抗係数 C_D 値は種々の提案式がある。本研究で提案した境界層モデルは次式で表される光易・草場⁷⁾の C_D 則を採用する。

$$C_D = \begin{cases} (1.290 - 0.024V_{10}) \times 10^{-3} & (V_{10} < 8.0) \\ (0.581 + 0.063V_{10}) \times 10^{-3} & (V_{10} \geq 8.0) \end{cases} \quad (3.49)$$

ここで、風速 8.0m/s で算定式を変更する。

以上の関係を用いて、境界層モデルによる海上風の推定は、次の手順のようにまとめられる。

- ①自由大気の風 V_g を傾度風モデル等によりあらかじめ計算する。
- ②初期値として $V_{10} = 0.6V_g$ と仮定する。
- ③ C_D 則から u_* を計算し、境界層モデルの解に当てはめて海上風 V_{10} を計算する。
- ④計算される海上風 V_{10} を次のステップの値とし、風速の収束値を求める。
- ⑤ステップ毎の変化が 0.001m/s 以下となる収束条件を満足するまで、③と④を繰り返す。

境界層モデルの不確定な要素は、海面抵抗係数の経験式にどのような式を用いるかにある。最近の研究では、海面抵抗係数 C_D は波浪に依存するという報告⁸⁾⁹⁾があり、より精度の高い海上風の推定において、海面抵抗係数の定式化は重要な課題である。

(3) 外洋海上風の特徴

式(3.47)から求められる風は、海上風のみならず任意高度の風について計算可能である。図-3.10 は、緯度 35° 、自由大気の風速 $V_g = 35$ m/s の場合に計算された海面上の風の鉛直分布であり、海面上任意高度の成分風速 (u_s, v_s) と2成分をベクトル合成した風速 V_s が描かれている。海面上の風の鉛直分布は対数分布となり、任意高度の合成風速 V_s と自由大気の合成風速 V_g との比が風の低減率を表す。また、任意高度における成分風速比の逆正接 $\tan^{-1}(v_s/u_s)$ と自由大気の成分風速比の逆正接 $\tan^{-1}(v_g/u_g)$ との差が、低圧部への吹き込み角、すなわち偏向角を表す。図-3.10 の条件では、海上風の風速 V_{10} は、自由大気の風速 V_g の 0.67 となり、風向の偏向角は 23.8° となる。

このように、緯度と自由大気の成分風速 (u_g, v_g) が与

えられると、式(3.47)から海上風の成分風速、すなわち風の低減率と偏向角が計算できる。図-3.11 は、北緯20°から50°までの10°間隔の緯度毎に、自由大気の風速と海上風の風速低減率（風速比と同じ）ならびに偏向角との関係を示す。図によれば、高緯度になるほど、破線で示した偏向角は小さく、実線で示した風速低減率は増加する傾向となる。また、自由大気の風の風速増加とともに、偏向角は大きくなり、風速低減率は低下する。前述した台風モデルの風推算等において、自由大気の風を海上風に変換する場合によく用いられる風の低減率 $C_1 = C_2 = 0.66$ 、偏向角30°は、いずれも自由大気の風速が強い場合に適用すべき数値であることがわかる。

なお、式(3.47)は、複素 Bessel 関数を含み、取扱いが面倒なため、実用上の簡便式として、図-3.11 の風速低減率の関係を、緯度別にベキ乗型の式で近似する。近似式は次式で表される。

$$V = aV_g^b \quad (\text{単位: m/s}) \tag{3.50}$$

ここで、 a, b は回帰係数であり、北緯35度における値は、 $a = 1.69$ 、 $b = 0.735$ である。なお、以降の解析において、便宜的にベキ乗の係数 b は緯度のみにより決定される値とし、係数 a は底面摩擦や周辺地形等の影響により変化する比例定数と定義する。

(4) 海上風観測データと推算風の相関

境界層モデルにより明らかとなった海上風特性が、観測風で成立することを検証するために、外洋において海上風観測が実施されている海上ブイの観測データと気圧分布から推算した傾度風との相関解析を行う。また、相関解析から得られる回帰式と前述したベキ乗型の式(3.50)との比較を行う。解析に用いる観測風は、北緯39.5°、

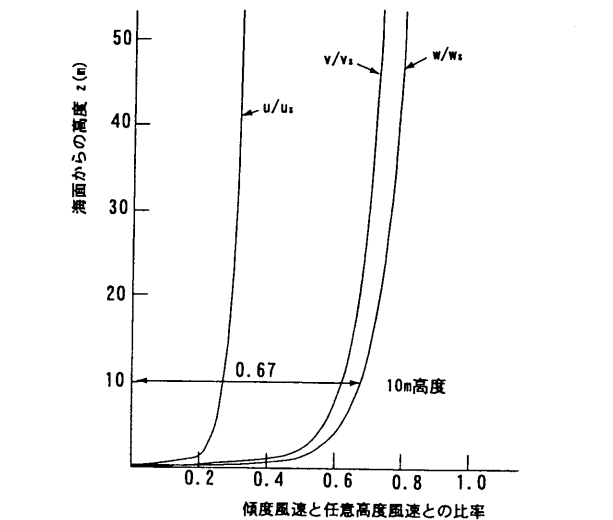


図-3.10 海面上の風の鉛直分布構造
(緯度35°，自由大気の風速 $V_g = 35$ m/s)

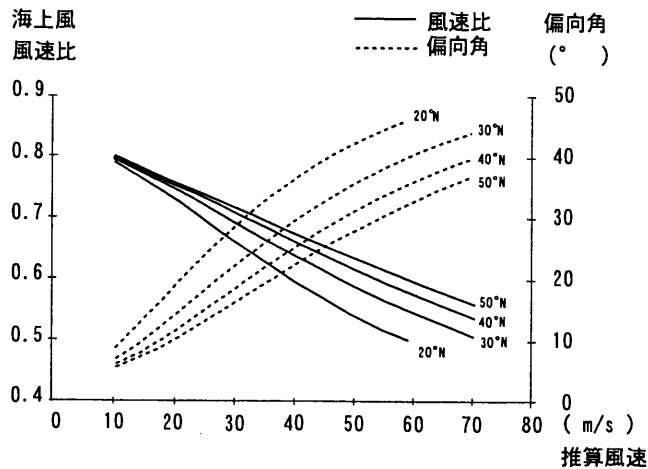


図-3.11 緯度および傾度風速別の自由大気の風と海上風との風速・風向の関係

東経145.5°の三陸沖にある21001 ブイと、北緯29.0°、東経135.0°の太平洋上にある21004 ブイのデータである。

図-3.12 は、2地点の観測海上風と推算された傾度風の風速相関を示す。横軸は推算風の風速、縦軸は観測風の風速である。実線はデータ群の平均的な特性を表すベキ乗型の回帰式、破線は観測地点緯度を境界層モデルに当てはめて求められる解析解を式(3.50)で近似したベキ乗型の式である。データ点の数値または符号は、22.5°間隔に全方向を等分割した16個の方位を意味し、各データ点の観測風の風向を表す。

解析を行った結果、21001 ブイデータの回帰式は $V = 1.686V_g^{0.745}$ 、21004 ブイデータの回帰式は $V = 1.725V_g^{0.705}$ となる。これらの回帰式と破線で示す境界層モデルの近似式との差は、推算風の風速が大きい場合も1.0 m/s程度しかなく、両者はほぼ一致する。このことから、境界層モデルを利用すると、外洋海上風の推定は可能である。なお、収集したブイデータの個数が少ないため、相関解析は観測された全風向のデータを対象に行った。

次に、風向についても観測海上風と推算された傾度風との相関解析を行い、傾度風の風向がどの程度偏向すると、観測風の風向と平均的に一致するかを求めた。

図-3.13 は、ブイ21001と21004の観測海上風と傾度風の風向相関を表す。風速相関にならい、横軸は推算風の風向を、縦軸は観測風の風向をとり、両軸とも16個に分割された方位を単位とする。実線は全方向一定の偏向角があると仮定した場合のデータ群の平均的な偏向角を表す回帰式である。偏向角が0の場合は、推算風の方位と観測風の方位が一致する点を結んだ直線になる。また、破線は境界層理論から推定される推算風速10 m/sと30

m/s 場合の観測点緯度における全方向一定とした偏向角の特性線を表す。すなわち、推算風の風向と海上風の風向のずれを表す。

ブイ 21001 の偏向角は回帰式より 0.036 方位、角度に換算すると 0.8° となり、ブイ 21004 の偏向角は 0.563 方位、角度に換算すると 12.7° となる。ブイ 21004 は、境界層理論により推定された推算風速 10 m/s と 30 m/s の 2本の偏向角特性線の間に回帰線がはいるものの、ブイ 21001 は 0.5 方位程度の差で偏向角特性線からずれる。解析に用いた 21001 ブイのデータ群は、21004 ブイと比較するとばらつきが大きい。波浪等によるブイ自体の振動に影響されていることも考えられるため、風向に関して信頼できるデータとするのに問題が残る。このため、ブイ 21004 のデータ解析結果を重視して判断すると、外洋海上風の風向推定は境界層モデルにより可能であることがわかる。

外洋海上風の観測は、日本沿岸の陸上風観測と比較して費用が高く、精度の高い測得も困難さを伴う。そのため解析可能なデータ個数はかなり限られる。今後、より多数のデータを用いた解析と検討を行うことが課題である。

3.3 内湾海上風の推算

(1) 内湾海上風の地形依存性

(1.1) 地形依存性に関する概念

内湾は、周囲が複雑な陸上地形に囲まれ、この影響を受けて複雑な風向・風速分布をしている。今、図-3.14 に示すように、陸上から海上に向けて湾内に定常な風が吹く場合を仮定した簡単なモデル化を行い、海面上 10m 高度の風の変化に着目する。

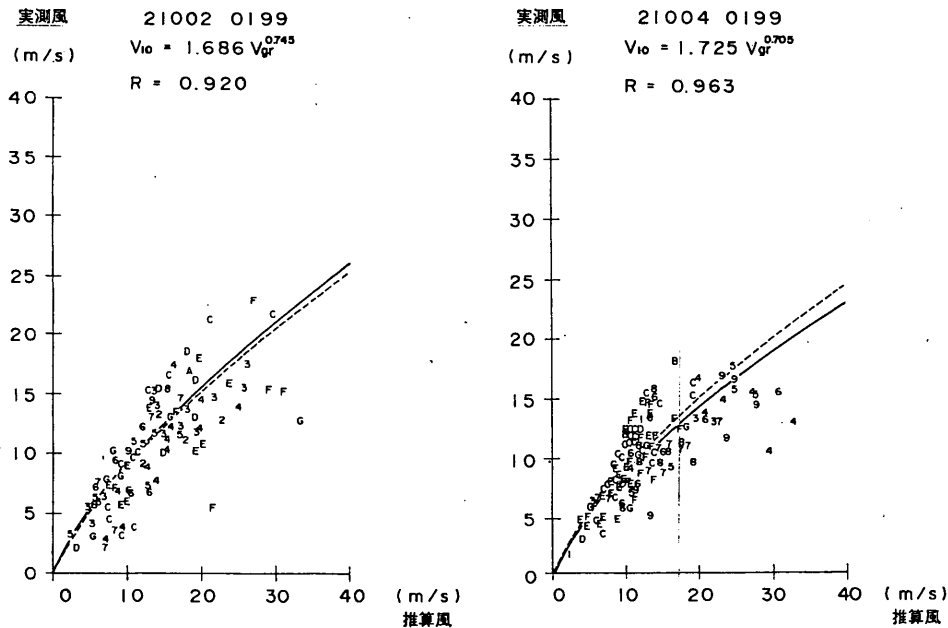


図-3.12 海上ブイの観測風風速と推算される傾度風との相関図及び境界層モデルのベキ乗型近似解

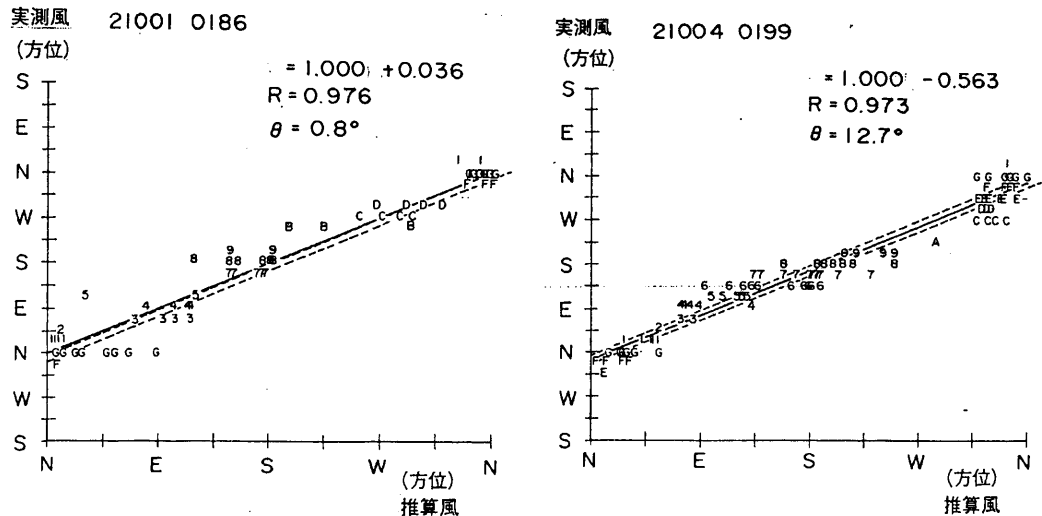


図-3.13 海上ブイの観測風向と推算された傾度風風向との相関図と境界層モデルから推定される偏向角の特性線

地表面を吹送する風は、底面摩擦の影響により鉛直上方に風速が増大するような対数式で近似可能な風速の鉛直分布を形成する。この分布ができる層を境界層と呼ぶことは既に述べた。境界層上端の自由大気は、陸上と海上の風速差がないとし、摩擦の影響を受ける陸上 10m 高度と海上 10m 高度の風速を比較する。陸上の底面粗度がより大きいため、陸上 10m の風速は海上 10m の風速よりも相対的に弱くなる。

図-3.14 に示すように、定常風が陸上から海上に吹く状況を想定すると、この時の風の空間的な変化は図で模式的に表すような対数分布形となる。陸上の風上端では比較的上空まで風速が弱い対数分布形となるのに対し、海上では低高度においても風速が強い分布形となる。陸上の標高が高いときは、破線で示すような遮蔽域が障害物背後に形成され、ここでは対数分布で表現できない逆風が存在する場合もある。

一方、地形背後の遮蔽域から距離を置くと、海上は底面粗度が相対的に小さいため、海上の吹送距離の増加に伴って 10m 高度の風が強まる対数分布が形成される。また、図の風下端に表すように、十分な吹送距離が確保されると、海上風の鉛直分布は、外洋海上風のそれに漸近する。

このように、陸上の影響を受けた内湾の海上風が、吹送距離によって違いをもつのは、陸上の影響圏から離れるとともに次第に外洋の海上風分布に回復する過程と考えられる。したがって、内湾海上風は吹送距離 F と陸上地形の代表標高 H ならびに代表標高地点からの距離 X に関係することが考えられる。これら 3 つのパラメータは、図に示すように定義され、吹送距離 F は陸上地形の影響を受ける海域の距離 ΔF を差し引いた仮想的な吹送距離 F' としても定義される。

以上のような内湾海上風の地形依存性に関するモデルを、日本の代表的な内湾である東京湾・伊勢湾・大阪湾の海上風観測データの解析から確認する。

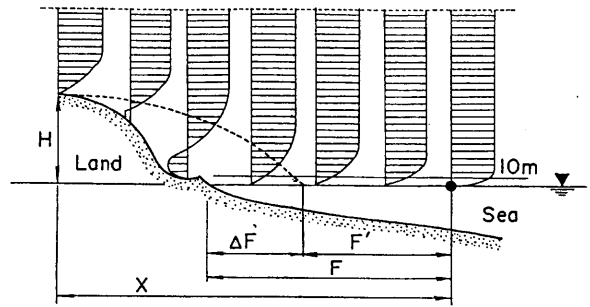


図-3.14 内湾海上風の地形依存性に関する模式図

(1.2) 海上風観測データの相関解析

a) 内湾の海上風観測データ

東京湾の海上風観測点は、東京灯標と第二海堡、伊勢湾は伊勢湾シーバース、大阪湾は MT 局がある。図-3.15 は 3 つの湾の地形とそれぞれの湾の海上風観測地点の位置を示す。また、観測地点からの 16 方位の有効吹送距離（フェッチ）を合わせて示す。東京湾の湾軸は N-S 方向であり、東京灯標は湾の北側に位置し、有効吹送距離の最大は S 方向の 23km、第二海堡は湾の南側に位置し、有効吹送距離の最大は NNE 方向の 26km である。伊勢湾の湾軸は N-S 方向であり、伊勢湾シーバースは湾の北側に位置し、有効吹送距離の最大は S 方向の 35km である。大阪湾の湾軸は NE-SW 方向であり、MT 局は湾の南東側に位置し、有効吹送距離の最大は W 方向の 27km である。4 観測地点の有効吹送距離は方向により差があり、前述した内湾海上風の地形依存性に関するモデルを検証するのに適したデータである。

解析に用いる海上風データは、東京灯標と第二海堡が 1974 年から 1989 年までの 16 年間、伊勢湾シーバースが 1984 年から 1989 年までの 5 年間、MT 局が 1984 年から 1987 年までの 4 年間にわたり観測されたものであり、毎時の 10 分間平均風速とする。観測期間がそれぞれの地点により違うため、解析に使用したデータ数に差はあるものの、いずれの風データも観測地点において高風速を記録した全 97 個の気象擾乱期間の記録である。ここで、気

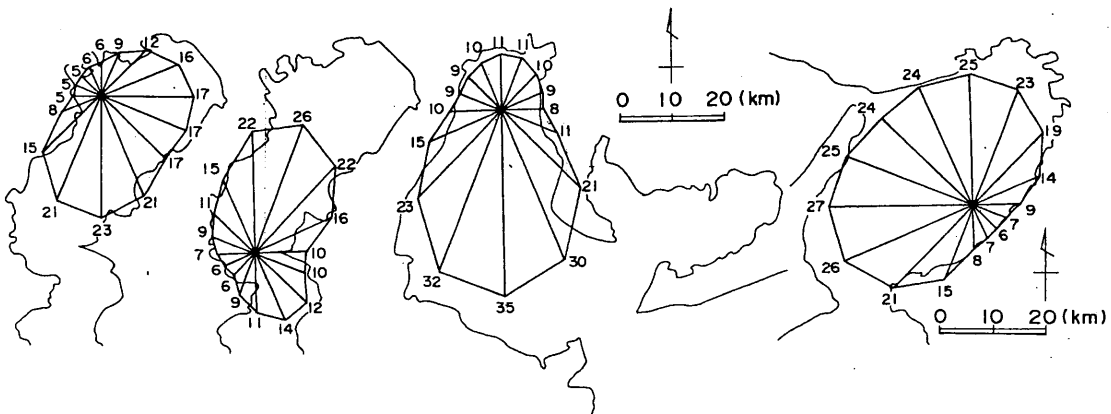


図-3.15 東京灯標・第二海堡・伊勢湾シーバース・大阪湾 MT 局の 16 方位の有効吹送距離（単位 km）

象擾乱期間は、最大風速発生時刻を中心とした前後2、3日間とする。

東京灯標の観測高度は AP+17.5m 高度にあり、灯標の施設が大きく、風速計の NNE 方向に灯台があるため、構造物の影響を受ける。このため、永井ら¹⁰⁾が整理した観測風の補正係数を用いて海上風に変換する。また、第二海堡は AP+21.3m 高度にあり、伊勢湾シーバースの観測高度は平均水面上 35m 高度にあるため、風の鉛直分布を簡便に表した次式¹¹⁾を用いて海上風に変換する。

$$V_s = V_{10} \left(\frac{Z_s}{Z_{10}} \right)^{1/7}$$

(3.51)

MT 局の観測高度は平均水面上 10m 高度にあるため、観測値をそのまま用いる。

b)東京湾海上観測風の相関

海上風観測点のうち、東京湾では湾北側に位置する東京灯標と南側に位置する第二海堡の2地点あることから、海上風観測データを用いて、湾内海上風の分布特性について解析を行うことができる。ここでは、東京灯標と第二海堡において同時刻に観測された風速の相関解析を方位別に行う。

図-3.16 は観測風の風速相関解析結果のうち、S 方向の相関図である。東京灯標の風向が S を中心とする3方位に該当するデータを対象に図を描いた。図の横軸に東京灯標の風速を、縦軸に第二海堡の風速をとる。(図中のデータ群は、16 方位単位の方法に分類され、そのうちの SSE から SSW までの3方向を対象とする。) また、データ群の平均的な傾向を表す回帰直線式の勾配から、東京灯標の風速を基準とした2地点の風速比が求められる。

この図から、東京灯標の風向が S の場合に、東京灯標の風速に対して第二海堡の風速は平均すると約1割程度低い値が観測されることがわかる。同様の解析を全方位について行い、整理した結果が図-3.17 である。図の横軸は16方位を単位とする方向をとり、左側の縦軸は第二海堡の風速を東京灯標の風速で除した2地点の風速比を、右側の縦軸は第二海堡の方位別有効吹送距離を東京灯標の同方位の有効吹送距離で除した2地点の吹送距離比をとる。また、図中の黒丸を付けた細線は方位別風速比の変化を、太線は方位別有効吹送距離比の変化を表す。ここで、風速比が大きいほど第二海堡の風速が相対的に強いことを表し、有効吹送距離比が大きいほど第二海堡の距離が相対的に長いことを表す。

風速比、有効吹送距離比ともに方向によって変化し、風速比と有効吹送距離比はほぼ同じ変化傾向となる。すなわち、有効吹送距離が長いほど相対的に風速が大きくなる。

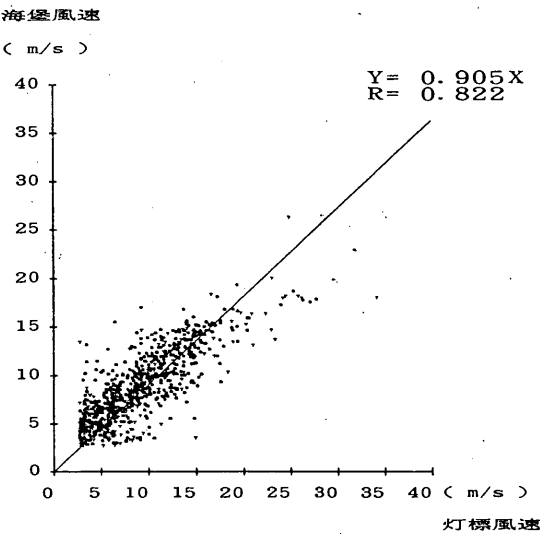


図-3.16 東京灯標と第二海堡の観測風の風速相関図
(東京灯標の観測風向がSを中心とした左右2方位に該当するデータを解析に用いた。)

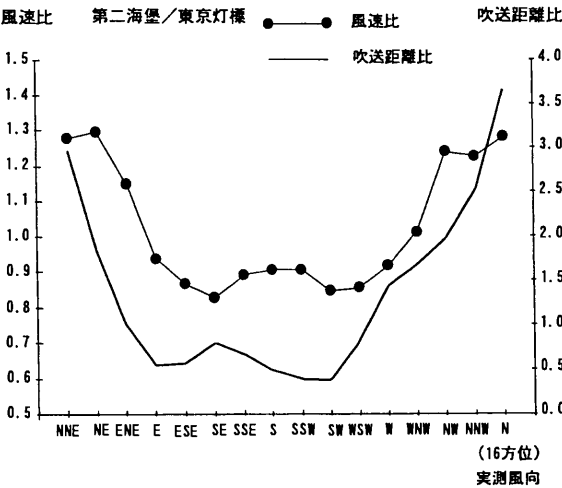


図-3.17 東京灯標と第二海堡の方位別風速比と有効吹送距離比の関係

(1.3) 東京湾・伊勢湾・大阪湾の海上風特性

a)海上風の風向特性

傾度風モデルにより推算される摩擦の影響を受けない自由大気の風と観測海上風との風向別相関解析を行い、底面摩擦ならびに陸上地形により内湾海上風の風向がどのような影響を受けるかを検討する。推算地点は、前述した東京灯標、第二海堡、伊勢湾シーバース、MT局の4地点とし、解析データは前述した気象擾乱時のものである。

海上風の風向は自由大気の風速が増大するとともに偏向角も大きくなることは既に述べた。この特性を踏まえて、推算された傾度風風速を10m/s間隔の階級に分類し、階級別に推算風向と同時刻の観測風風向間で相関解析を行う。

全方位を対象とする相関解析から、相関図上における

データ群の平均的な分布を表す一次回帰式,

$$\theta_{10} = \theta_{gr} + \theta_a \tag{3.52}$$

を求める。ここで、 θ_{10} は観測海上風の風向、 θ_{gr} は推算される傾度風の風向、 θ_a は偏向角である。図-3.18 は、4 地点の風向相関解析から、式(3.52)により傾度風の風速階級別偏向角 θ_a を求め、これを地点別に表すものである。横軸は傾度風の風速をとり、風速が 10m/s~20m/s の階級に相当するデータについては、中央値である 15m/s の位置にそれぞれの結果を示す。縦軸は風向の偏向角を示しており、正の角度は、海上風の風向が傾度風の風向に対して反時計回りに変化することを表す。また、無印の実線により、前述した境界層モデルから推定される緯度 35° における風速階級別の偏向角を示す。

図によれば、大阪湾の高風速階級を除いて、傾度風の風速増加とともに偏向角は大きくなり、境界層モデルによる推定結果と同様の傾向を示す。ただし、推定値よりかなり大きい偏向角となる。境界層モデルによる推定値が外洋海上風の特徴を表すと考えると、内湾海上風の偏向角は外洋に比べて平均的に大きくなる。境界層モデルによれば、高風速ほど底面摩擦が大きくなり、それに伴って偏向角も大きくなる。この点から類推すると、内湾は外洋に比べて相対的に底面摩擦が大きいため、偏向角も外洋より大きいと考えられる。

次に、4 地点において方位別の風向相関解析を行い、偏向角を求める。このような解析を行う理由は、内湾周辺は陸上地形に囲まれており、方向毎に陸上地形の影響度が異なると考えられるためである。すなわち、傾度風の風速が同じ風速階級に相当するデータにおいても、傾度風の風向に比べて偏向角は変化することが予想される。

今、図-3.15 に示す東京湾の地形をもとに、海域の延長距離が最も長い N-S 方向を湾軸と定義する。そして、推算される傾度風の風速が 10m/s 以上のデータを対象に方位別の風向相関解析を行い、湾軸と方位別平均偏向角との関係について調べる。図-3.19 上図は、東京灯標と第二海堡において方位別に求められる偏向角と東京湾の湾軸との関係を表す。ここで、方位別のデータ分類は傾度風の風向をもとに行い、横軸は 16 方位の傾度風風向、縦軸は偏向角をとる。海上風の風向が傾度風の風向に対して反時計回りに変化する場合に偏向角は正の値をとる。また、N、S の方位に示す縦線は湾軸の方向を表す。

図によれば、湾軸と角度を有する方位ほど偏向角は相対的に大きくなる傾向が見られる。この傾向は、図-3.19 中図と下図に示す伊勢湾と大阪湾においても同様に見られる。ただし、伊勢湾の W~SW 方向については負の

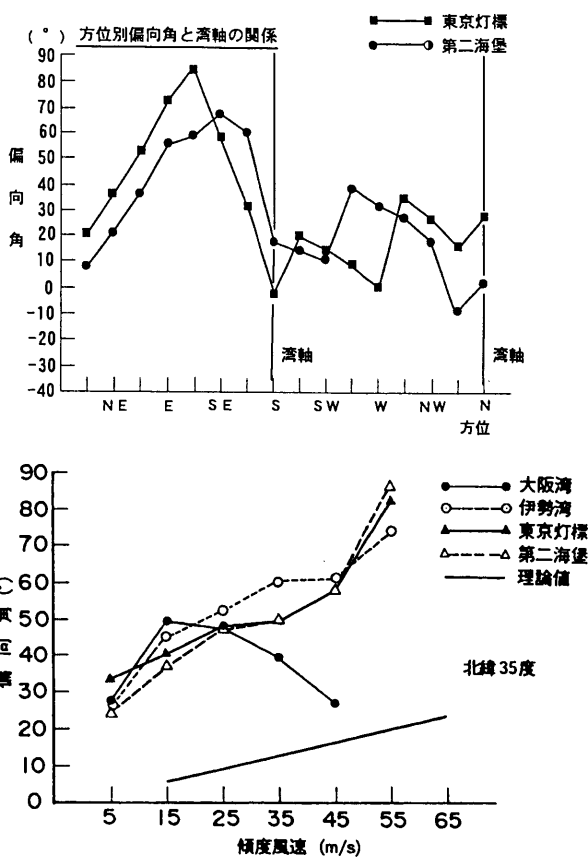


図-3.18 傾度風の風速階級別に求められる海上風の風向偏向角と境界層モデルにより推定される風向偏向角

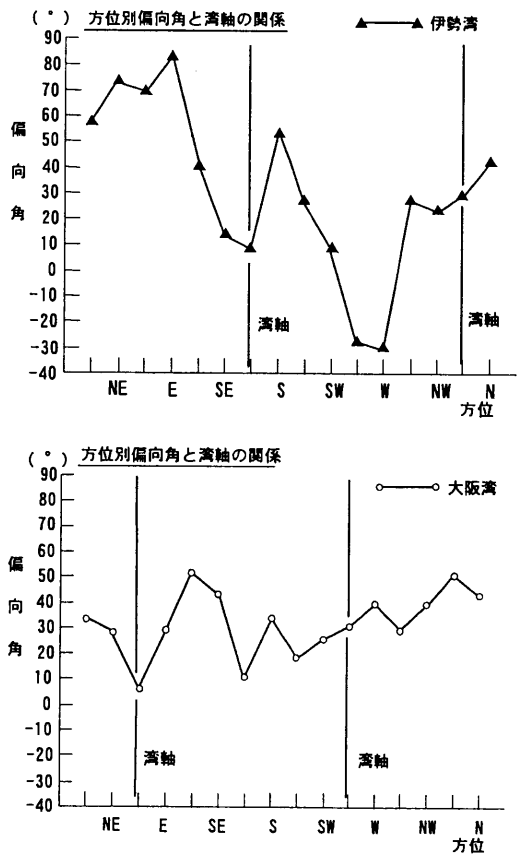


図-3.19 東京湾・伊勢湾・大阪湾における傾度風風向別の海上風風向偏向角と湾軸との関係

偏向角となる点、東京湾の湾軸に直交するE方向とW方向で偏向角が大きく異なる点等が注目される。例えば、伊勢湾に吹くW方向の風は、湾の西側に位置する1,000m程度の山によって遮蔽されるため、この山を避けるように風向は変化する。その結果、W方向の風の偏向角は大きくなると考えられる。

このように、傾度風の風速に伴う風向の変化は内湾海上風の偏向角を決定する1要因ではあるものの、各方向の陸上地形の影響による風向の変化も重要な要因になると考えられる。詳細を明らかにするためには、後述するような陸上地形の起伏を計算条件に取り入れた数値計算の導入が必要である。

b)海上風の風速特性

観測風の風向を基準にデータを分類し、方位別に風速の相関解析を行う。データ群の平均的な分布特性を表す回帰式は、境界層モデルにより海上風推定を行うために提案した式(3.51)の近似式と同じベキ乗型とする。回帰式は次式のように表される。

$$V_{10} = aV_{gr}^b \tag{3.53}$$

ここで、 V_{10} は観測海上風の風速、 V_{gr} は推算される傾度風の風速、 a は風速の相関解析から決定される回帰係数、 b は緯度により決定される係数である。式(3.53)より、3つの湾の代表緯度 35° では係数 $b = 0.735$ となる。そのため、解析では比例定数 a のみを求める。なお、推算される風向は1方位程度の誤差が含まれると考え、解析対象とする方位の±1方位を合わせた3方位のデータを用いて方位別の風速相関解析を行う。

図-3.20 上図は東京灯標の解析結果の1例としてS方向の相関図を示すものである。図の横軸は推算される傾度風風速を、縦軸は観測風風速をとる。破線は傾度風の風速を10m/s階級毎に分類し、各階級のデータ重心点を結んだものであり、実線は破線を上回る高風速に相当するデータ群から求められる回帰線である。このような処理は、階級内のデータ群のうちで観測風の上限に相当するデータ群に対して適合する回帰式を求めるように配慮したものである。また、データ群に当てはめられた数字は、16方位単位の風向を示し、7~9はSSE~SSWに相当する。

図によれば、東京灯標のS方向の回帰式は、 $V_{10} = 1.362 V_{gr}^{0.735}$ となり、係数 $a = 1.362$ となる。また、図-3.20 中図に伊勢湾シーバースのS方向の相関図と、下図に大阪湾MT局のS方向の相関図もあわせて示す。これらの図から、回帰係数として、伊勢湾シーバースは $a = 1.333$ 、大阪湾MT局は $a = 1.172$ を得る。前述した回帰係数に関する考察によれば、回帰係数は周辺地形の

影響を反映していると考えられ、地点により係数値は異なる。

今、東京灯標において、全方位の回帰係数を求め、これらの値と方位別の有効吹送距離との関係を調べる。図-3.21(1)は、両者の方位別分布の比較結果である。

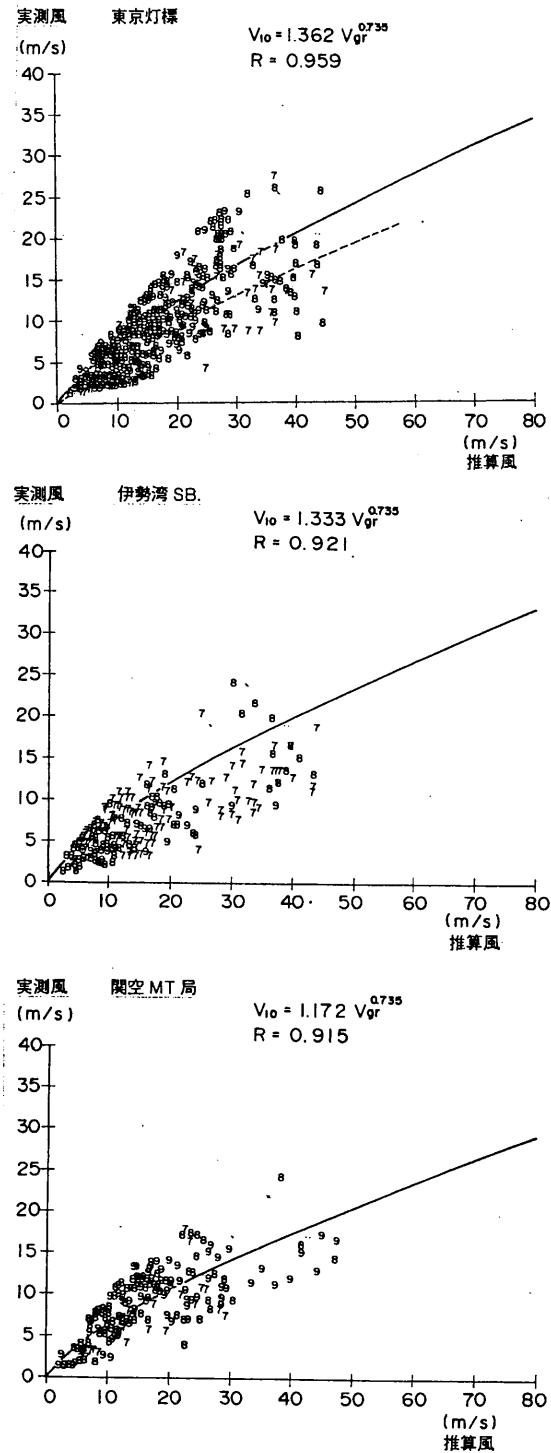


図-3.20 東京灯標・伊勢湾シーバース・大阪湾MT局において推算される傾度風と観測海上風の風速相関

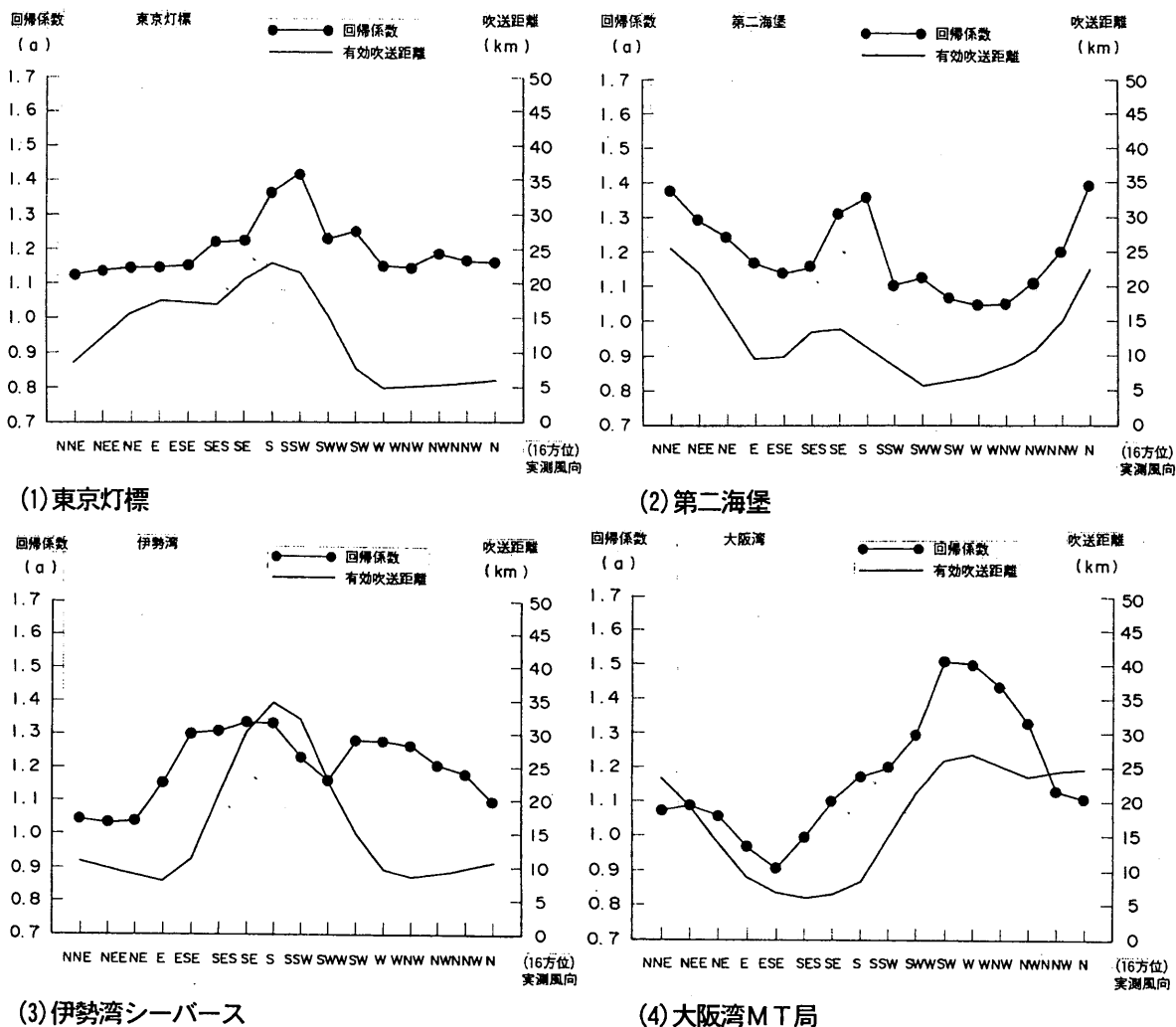


図-3.21 東京灯標・第二海堡・伊勢湾シーバース・大阪湾MT局において方位別に求めた海上推定式の回帰係数と有効吹送距離との関係

図の横軸は16方位を、左側の縦軸は回帰係数 a の大きさ、右側の縦軸は有効吹送距離をとり、黒丸を付けた細線が方位別の回帰係数の分布を、太線が方位別の有効吹送距離の分布を表す。

回帰係数 a と有効吹送距離の方位別分布傾向は良く一致し、吹送距離が長いほど回帰係数は大きくなる。すなわち、吹送距離が長いほど海上風の風速は増大することがわかる。同様の処理を他の3地点についても行い、図-3.21(2)~(4)に第二海堡、伊勢湾シーバース、大阪湾MT局の比較図も示す。伊勢湾シーバースのW方向を除き、3地点とも東京灯標と同様の傾向が見られる。

以上のような特性は、先に検討した内湾海上風の簡易モデルで予想された特性と一致する。前述した海上風の風向特性に関する検討も合わせて考えると、本研究で行った観測海上風の解析結果から、日本の主な内湾において定性的に成立するような海上風の風向・風速特性が存在することがわかった。

(1.4) 地形依存性に関する経験則

推算される傾度風と観測海上風の風速相関解析から明らかとなった地点別方向別の回帰係数 a と有効吹送距離との関係が、内湾で普遍的に成立することを検証するために、4地点の方位別回帰係数と有効吹送距離との関係を図に示す。

図-3.22は、横軸に有効吹送距離をとり、縦軸に回帰係数 a をとり、データ点は4地点の方位別解析結果に相当する。また、曲線はデータ群の分布特性を平均的に表す回帰式である。前述した内湾海上風の簡易モデルから推定すると、陸上では風速が弱く、海上を吹送するとともに風速は強くなり、外洋海上風の係数に漸近することが予想される。これより、図に示す回帰式は、吹送距離0の時に縦軸と交わり、吹送距離が長くなるとともに外洋海上風の回帰係数 $a = 1.690$ に漸近する関数型であることが必要条件となる。

図より、データ群は、有効吹送距離の増加とともに回

帰係数が大きくなる傾向を示す。ただし、いくつかの点は、求められた回帰式から離れて分布する。すなわち、有効吹送距離のみでは十分に特性を説明できない。そこで、さらに陸上地形の起伏の影響について検討を行う。ここで、有効吹送距離のみをパラメータとして求められる回帰式を一次近似した経験式と定義する。

陸上地形の起伏は標高 H と風観測点までの距離 X によって特徴付けられることは既に述べた。この2つのパラメータによる無次元長さ X/H を導入し、この値から陸上地形の影響を数値化する。ここで、2つの長さを単位とするパラメータは縦横のスケールが大きく異なることから、標高 H は m 単位、水平距離 X は km 単位とする。

はじめに、各データの有効吹送距離と一次近似式に回帰係数を代入して計算される吹送距離との差 ΔF を求める。この差と地形図から読み取った方位別の無次元長さ X/H とを比較し、図-3.23 にその結果を示す。データ群はかなりばらつくものの、定性的には無次元長さ X/H が小さいほど、吹送距離の差 ΔF は正の方向に増加する傾向が見られる。無次元長さ X/H が小さいことは、海岸線が陸上の起伏に近い、もしくは起伏の標高が高いことに対応し、吹送距離の差が正の方向に大きいことは距離を過大に評価していることに相当する。データ群の傾向は、陸上地形の起伏によりその背後に風の弱い領域が形成され、背後の有効吹送距離が相対的に減少することを表す。図-3.30 に示すデータのうち、吹送距離の差が正の値で大きく、かつ無次元長さが小さい場合を抽出し、データの分布傾向を式で表すため、正の方向に $5.0km$ 以上の吹送距離の差があるデータについて回帰式を求めると、

$$X/H = -0.0075\Delta F + 0.25 \quad (3.54)$$

の関係が得られる。式(3.54)の関係を用いて、有効吹送距離の差 ΔF を求め、 ΔF を有効吹送距離 F から差し引いた仮想的な吹送距離 F' を新たに定義する。ここで、仮想有効吹送距離の概念は、内湾海上風の簡易モデルで既に述べたものである。

仮想有効吹送距離 F' と回帰係数との関係は、図-3.24 のように表され、データ群の特性は実線の回帰式で良く近似される。図に実線で示す特性線から、吹送距離の増加とともに回帰係数も増加し、吹送距離無限大で境界層モデルより推定される緯度 35° における外洋風の係数 $a = 1.690$ に漸近することがわかる。この特性線を二次近似式とすると、海上風と傾度風との関係は次式で表される。

$$V = 1.690(1 - 0.426 \exp(-0.034F')) V_g^{0.735} \quad (3.55)$$

ここで、 F' は仮想有効吹送距離 ($F - \Delta F$)、 V_g は傾度

風の風速、 V_{10} は海上風の風速である。式(3.55)は、傾度風の風速から内湾の海上風を推定するための経験則である。陸上地形を仮想的な吹送距離として定義するパラメータを組み込むことで、内湾に共通の海上風推定式が求められる。

(2) 経験則による内湾海上風分布の推定

今、自由大気の風と海上風の風向が湾内で一様と仮定する。内湾の風推算地点における有効吹送距離 F と無次元長さ X/H があらかじめ方位別に求められれば、式(3.55)に示した内湾海上風の経験則（二次近似）に、1地点において推算される傾度風の風速を代入し、内湾の任意地点における海上風を推定することができる。

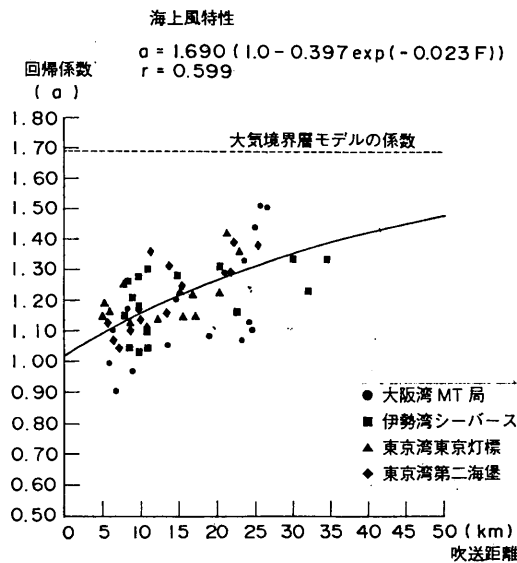


図-3.22 海上風推定式の回帰係数と有効吹送距離の関係と一次近似した経験式

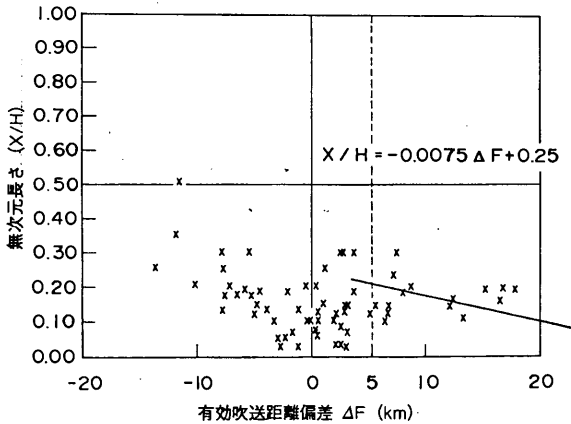


図-3.23 陸上地形の特性を表す無次元長さ X/H と有効吹送距離の差 ΔF の関係（ここに、有効吹送距離の差は、実際の有効吹送距離と一次近似式から求められる有効吹送距離との差である。）

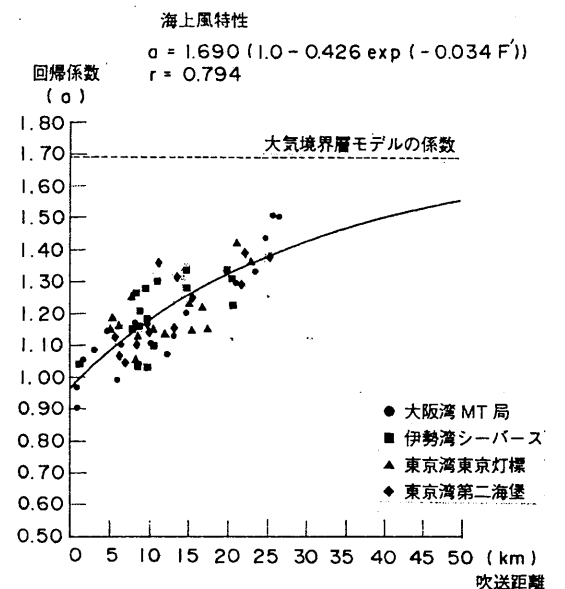


図-3.24 内湾海上風を推定する経験式の回帰係数特性線

海上風の風向についても、推算される傾度風の風速階級別に求められる偏向角(図-3.18)か、もしくは風向別に求められる偏向角(図-3.19)を用いて推定できる。また、東京湾・伊勢湾・大阪湾のように湾内に海上風観測データがある場合には、観測地点と内湾海上風を推定する各点の方位別風速比が経験式から計算できるため、これを用いて面的な海上風分布を推定できる。

図-3.25 は、観測風を用いて面的な海上風分布を推定する手法を適用した例であり、東京灯標の観測海上風の風速を1.0として、NE方向の海上風の風速比を平面分布として表すものである。

以上に述べた内湾海上風の平面分布の推定法は、図-3.26のようにまとめられる。図に示す手順に従えば、1地点の観測風ないしは推算風の情報から簡単に湾内全体の海上風分布が推定できる。

さらに、湾内の各地点において傾度風を面的に推算し、それぞれの地点の風向偏向角を風速階級別か風向別に求められた偏向角により決定し、方位別の経験式(3.55)に代入すれば、気象擾乱の空間スケールを概略考慮した内湾海上風の風向・風速分布を推定できる。

ただし、この方法はあくまで1地点の風が極端に局所的な地形の影響を受けないことが前提としてあることに注意を要する。また、局所的な風向や風速の変化の推定は困難である。

(3) 内湾海上風推算モデル

(3.1) 3次元マスコンモデル

a) モデルの基本式

3次元マスコンモデルは研究例¹²⁾も多く、陸上地形の影響を受ける風場を再現可能な手法として期待される。モデルの基本方程式は質量保存則を束縛条件とする変分

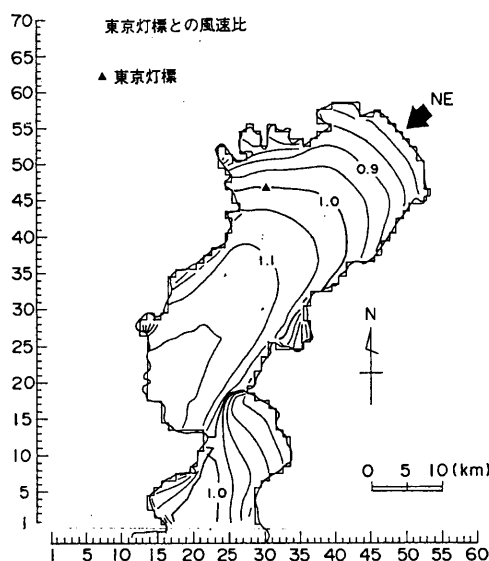


図-3.25 東京灯標における観測海上風の風速を基準とする風向NE時の東京湾の海上風分布

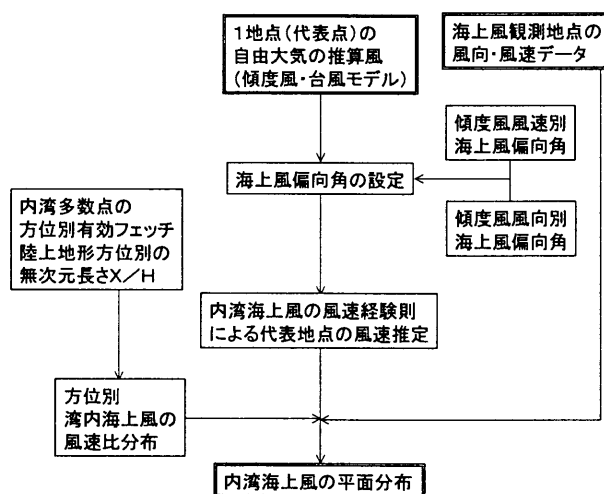


図-3.26 内湾海上風の平面分布の推定を行う作業手順

式で記述される。今、大気を非圧縮性に見なすと、質量保存則は連続式で表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.56)$$

ここで、 (x, y, z) は直交座標系における水平及び鉛直座標、 (u, v, w) は成分風速である。従来の方法では、観測風の内挿値または傾度風の海上への変換風等を初期の風場条件として、全格子点において風ベクトルの3次元空間分布を作成し、この分布を質量保存則を満足するような風場に調節する。マスコンモデルでは、初期に与える風場は真値に近いと仮定することから、調節をできる限り小さくとどめることが望ましい。このため、調整値(補正後の値-初期の値)、すなわち真値からの誤差の2乗和を最小とするように補正風場を計算する方法がとられる。調整値の誤差を変分式で表すと、次式となる。

$$E(u, v, w, \lambda) = \int_V \left[\alpha_1^2 (u - u^0)^2 + \alpha_1^2 (v - v^0)^2 + \alpha_2^2 (w - w^0)^2 + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] dx dy dz \quad (3.57)$$

ここで、 (u, v, w) は質量保存則を満たすように調整された成分風速、 (u^0, v^0, w^0) は初期風速成分、 λ はラグランジュの未定定数、 (α_1, α_2) はガウスの精度係数であり、

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \sigma_i^{-2} \quad (3.58)$$

により決定される。ここで、 σ_i は観測誤差であり、調整した風速成分からの観測した風速成分の偏りを表す。 α_1 と α_2 の比は調整した風速の水平成分と鉛直成分の相対的な大きさを定める係数となる。

式(3.57)の最小解を持つオイラー・ラグランジュ方程式は、

$$u = u^0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \quad (3.59)$$

$$v = v^0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \quad (3.60)$$

$$w = w^0 + \frac{1}{2\alpha_2^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (3.61)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.62)$$

であり、これらの方程式は次の境界条件、

x 方向の境界： $n_x \lambda \delta(u) = 0$,

y 方向の境界： $n_y \lambda \delta(v) = 0$,

z 方向の境界： $n_z \lambda \delta(w) = 0$,

を満足しなければならない。ここで、 $\delta(\)$ は括弧内の量の第1変分、 (n_x, n_y, n_z) はそれぞれ方向の外向きを正にとった単位法線ベクトルである。式(3.59)から式(3.61)をそれぞれの方向で微分し、変分方程式(3.57)に代入するとポアソン型微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)^2 \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} \\ & = -2\alpha_1^2 \left(\frac{\partial u^0}{\partial x} + \frac{\partial v^0}{\partial y} + \frac{\partial w^0}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.63)$$

この式より λ を求め、これを式(3.59)から式(3.61)に代入すると、質量保存則を満たすように調整された (u, v, w) が得られる。なお、底面・側面の境界条件としては次式を用いる。

$$\frac{\partial \lambda}{\partial n} = 0 \quad (3.64)$$

b) 基本式の差分化

質量保存則を束縛条件とする風場の3次元変分式(3.57)を用いる解析は、ラグランジュの未定係数 λ に関するポアソン型偏微分方程式(3.63)を解く問題に帰着する。ここでは、この偏微分方程式を数値的に解く方法として、最も多く用いられている緩和法のうち、収束を早めた過緩和法と呼ばれる方法を採用する。

偏微分方程式を解くために必要な変数は λ のみである。入力条件として、各格子点上に初期風速成分 (u^0, v^0, w^0) を与える必要がある。これらの量の格子点における配置は、図-3.27 に示すように定義する。

偏微分方程式(3.63)を各格子点において解くために差分化を行うと、

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda_{i-1,j,k} - 2\lambda_{i,j,k} + \lambda_{i+1,j,k}}{(\Delta x)^2} \\ & + \frac{\lambda_{i,j-1,k} - 2\lambda_{i,j,k} + \lambda_{i,j+1,k}}{(\Delta y)^2} \\ & + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \frac{\lambda_{i,j,k-1} - 2\lambda_{i,j,k} + \lambda_{i,j,k+1}}{(\Delta z)^2} \\ & = -2\alpha_1^2 \left(\frac{u_{i+1,j,k}^0 - u_{i,j,k}^0}{\Delta x} \right. \\ & \quad \left. + \frac{v_{i,j+1,k}^0 - v_{i,j,k}^0}{\Delta y} + \frac{w_{i,j,k+1}^0 - w_{i,j,k}^0}{\Delta z} \right) \end{aligned} \quad (3.65)$$

となる。差分式(3.65)は境界に接しない格子点について適用され、境界に接する格子点については、境界条件に応じた2次微分を考える。ここで、 x 方向の2次微分を例に考えると、次の差分式として記述できる。

$$\frac{A\lambda_{i-1} + B\lambda_i + C\lambda_{i+1}}{(\Delta x)^2} \quad (3.66)$$

式(3.66)の係数 (A, B, C) の値は、種々の境界条件において、表-3.1 のように与えられる。

表-3.1 の関係を用いると、式(3.65)は境界に接する格子点も含めた一般形の差分式として、

$$\begin{aligned} & \frac{A_x \lambda_{i-1,j,k} + B_x \lambda_{i,j,k} + C_x \lambda_{i+1,j,k}}{(\Delta x)^2} \\ & + \frac{A_y \lambda_{i,j-1,k} + B_y \lambda_{i,j,k} + C_y \lambda_{i,j+1,k}}{(\Delta y)^2} \\ & + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \frac{A_z \lambda_{i,j,k-1} + B_z \lambda_{i,j,k} + C_z \lambda_{i,j,k+1}}{(\Delta z)^2} + D_{i,j,k} = 0 \end{aligned} \quad (3.67)$$

のように書き換えられる。ここで、 $D_{i,j,k}$ は、

$$D_{i,j,k} = 2\alpha_1^2 \left(\frac{u_{i+1,j,k}^0 - u_{i,j,k}^0}{\Delta x} + \frac{v_{i,j+1,k}^0 - v_{i,j,k}^0}{\Delta y} + \frac{w_{i,j,k+1}^0 - w_{i,j,k}^0}{\Delta z} \right) \quad (3.68)$$

であり、初期に与える風場の発散、初期風場からの偏りを表す。 $(A_x, B_x, C_x, A_y, B_y, C_y, A_z, B_z, C_z)$ は各成分に対する境界条件によって、表-3.1 から決定される係数である。

ポアソン方程式の格子点 (x_i, y_j, z_k) における差分式は、発散量 $\sigma_{i,j,k}$ を用いると、次式のように記述される。

$$\nabla^2 Q_{i,j,k} + \sigma_{i,j,k} = 0 \quad (3.69)$$

ここで、 ∇^2 は2階微分の差分表示を表す。この式を解く方法として採用する緩和法は、適当な方法で設定した成分風速の初期値を式(3.67)に代入し、推定値の誤差のために生ずる右辺の0からの差、すなわち剰余を小さくするように次のステップの推定値を与える。順次同様の処理を繰り返すことにより、剰余値を次第に減少させていく方法である。

今、2次元の場合について、緩和法を説明すると、 n 回目の繰り返しステップにおける格子点 (x_i, y_j) の剰余 $R_{i,j}^n$ は、

$$\begin{aligned} R_{i,j}^n &= \nabla^2 Q_{i,j}^n + \sigma_{i,j} \\ &= \frac{Q_{i+1,j}^n + Q_{i-1,j}^n}{(\Delta x)^2} + \frac{Q_{i,j+1}^n + Q_{i,j-1}^n}{(\Delta y)^2} \\ &\quad - \left(\frac{2}{(\Delta x)^2} + \frac{2}{(\Delta y)^2} \right) Q_{i,j}^n + \sigma_{i,j} \end{aligned} \quad (3.70)$$

と表される。式(3.70)において $R_{i,j}^n = 0$ となるように、次のステップ $n+1$ で与える推定値を求めると、

$$Q_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{2 \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right)} \left(\frac{Q_{i+1,j}^n + Q_{i-1,j}^n}{(\Delta x)^2} + \frac{Q_{i,j+1}^n + Q_{i,j-1}^n}{(\Delta y)^2} + \sigma_{i,j} \right) \quad (3.71)$$

となる。過緩和法は、収束を早めるための加速パラメータを導入して、式(3.70)の推定値のうち既に $n+1$ ステップの計算を終了している Q については、 $n+1$ ステップ目の値に置き換えて、右辺が0となるように推定値 Q を求める方法である。過緩和法により、式(3.71)は次式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} Q_{i,j}^{n+1} &= Q_{i,j}^n \frac{1+\omega}{2 \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right)} \\ &\quad \left\{ \frac{Q_{i+1,j}^n + Q_{i-1,j}^{n+1}}{(\Delta x)^2} + \frac{Q_{i,j+1}^n + Q_{i,j-1}^n}{(\Delta y)^2} \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{2}{(\Delta x)^2} + \frac{2}{(\Delta y)^2} \right) Q_{i,j}^n + \sigma_{i,j} \right\} \end{aligned} \quad (3.72)$$

ここで、 ω は加速パラメータで0～1の値を与える。この値は、格子数 (p, q) を用いた最適値の参考式、

$$\omega = 1 - \sqrt{2} \sqrt{\left(\frac{\pi}{p-1} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{q-1} \right)^2} \quad (3.73)$$

により与えることが解析から明らかにされている。

式(3.73)を3次元に拡張して、変分方程式の一般形差分式(3.67)に当てはめると、求める変数 λ の逐次近似解は、次式ようになる。

$$\begin{aligned} \lambda_{i,j,k}^{n+1} &= \lambda_{i,j,k}^n \\ &\quad - \frac{1+\nu}{\left\{ \frac{B_x}{(\Delta x)^2} + \frac{B_y}{(\Delta y)^2} + \frac{B_z}{(\Delta z)^2} / (\alpha_1 / \alpha_2) \right\}} \\ &\quad \left[\frac{A_x \lambda_{i-1,j,k}^{n+1} + C_x \lambda_{i+1,j,k}^{n+1}}{(\Delta x)^2} \right. \\ &\quad + \frac{A_y \lambda_{i,j-1,k}^{n+1} + C_y \lambda_{i,j+1,k}^n}{(\Delta y)^2} \\ &\quad + \frac{A_z \lambda_{i,j,k-1}^{n+1} + C_z \lambda_{i,j,k+1}^n}{(\Delta z)^2 / (\alpha_1 / \alpha_2)} \\ &\quad \left. + \left\{ \frac{B_x}{(\Delta x)^2} + \frac{B_y}{(\Delta y)^2} + \frac{B_z}{(\Delta z)^2} / (\alpha_1 / \alpha_2) \right\} \lambda_{i,j,k}^n + D_{i,j,k} \right] \end{aligned} \quad (3.74)$$

式(3.74)で計算される λ が全格子点において収束条件を満足した場合に、これを解とし、各格子点において調整された成分風速を計算する。調整風速の計算式は、オイラー・ラグランジュ方程式を差分化した次式により計算する。

$$u_{i,j,k} = u_{i,j,k}^0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \left(\frac{\lambda_{i+1,j,k} - \lambda_{i,j,k}}{\Delta x} \right) \quad (3.75)$$

$$v_{i,j,k} = v_{i,j,k}^0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \left(\frac{\lambda_{i,j+1,k} - \lambda_{i,j,k}}{\Delta y} \right) \quad (3.76)$$

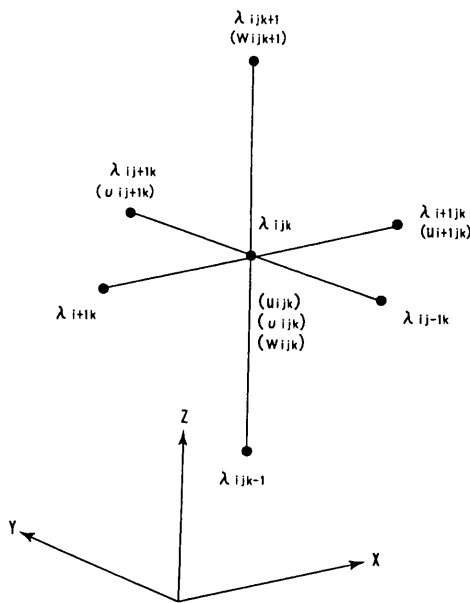


図-3.27 マスコンモデルの計算格子と変数配置

表-3.1 境界条件に応じた係数値の一覧表

righthand boundary condition	A	B	C	lefthand boundary condition
Regular point	1	-2	1	regular point
rigid boundary	0	-1	1	regular point
Regular point	1	-1	0	rigid boundary
rigid boundary	0	0	0	rigid boundary
flow through boundary	0	-4	4/3	regular point
regular point	4/3	-4	0	flow through boundary
flow through boundary	0	-8/3	0	rigid boundary
rigid boundary	0	-8/3	0	flow through boundary

$$w_{i,j,k} = w_{i,j,k}^0 + \frac{1}{2\alpha_z^2} \left(\frac{\lambda_{i,j,k+1} - \lambda_{i,j,k}}{\Delta z} \right) \quad (3.77)$$

c) 境界層上端の境界条件

境界層上端の自由大気の風は、傾度風・台風ハイブリッド風推算モデルにより計算され、台風圏内では台風モデルの風、台風の影響範囲外では気象図の気圧分布から計算される傾度風モデルの風となるように、式(3.30)を用いて空間的な補間操作を行う。ただし、本研究で対象とする風推算範囲は、内湾に限定され、かつ台風が湾に接近する強風時を推算期間とおくことから、台風モデルのみにより風推算を行う。

境界層上端の風場の計算に用いる台風モデルの気圧分布は、式(3.27)に示した Myers モデルを適用する。また、この気圧分布から、傾度風の風速 V_{gr} は式(3.25)により推算する。台風の移動に伴って生じる場の風は、式(3.29)で

示した傾度風速と台風の進行速度 V_T に比例するものと仮定し、次式で計算する。

$$V_2 = \frac{V(r)}{V(r_0)} V_T \quad (3.78)$$

ここで、式(3.78)は、前掲した式(3.29)の風の低減率 $C_2 = 1.0$ とするものである。海面摩擦の影響を受けない自由大気の風は、式(3.25)で求められる傾度風速と式(3.78)で求められる場の風をベクトル合成することにより求められる。

(3.2) 経験則・マスコンハイブリッドモデル

先に示した東京湾、伊勢湾、大阪湾の観測海上風と推算された傾度風の相関解析結果から、内湾海上風の風速 V は、傾度風の風速 V_{gr} と前述した仮想的な有効吹送距離 F' の2つのパラメータを用いる簡単な経験則(3.78)で推定できることを明らかにした。この観測データから得られた内湾海上風の特性を風推算モデルにおいて生かすために、経験則から求められる風場を最下層の初期条件とするマスコンモデルを提案し、このモデルにより内湾海上風の推算を行う。

従来のマスコンモデルは、観測値等を内挿するか、もしくは傾度風モデル等により推算される風を初期の風場条件として与える。そして、この初期風場を真値とみなし、各格子点において質量保存則を満たしながら、初期風場からの誤差を最小とする調整風場を全格子点で求める。この場合、マスコンモデルの特性により、調整された風場は、初期風場に強く依存することが問題となる。仮に観測風を初期風場として用いる場合でも、観測風が陸上のものであれば、海上風への変換処理を行う必要がある。このように、適切な情報を初期風場として与えることは、マスコンモデルを適用する上で注意を要する問題である。

この初期風場を、観測海上風の解析結果から求めた経験則を利用して設定することが、本研究で提案する改良型モデルの特徴である。また、風の鉛直分布は、例えば、対数分布を仮定する等の設定方法がある。

本研究では、境界層上端において与える自由大気の風と最下層で与える経験則による推定海上風を単純に線形内挿して与えることとする。さらに、初期の風向の設定については、最下層の風向偏向角は 30° とし、風速同様、鉛直方向に線形内挿する方法を採用する。前述した観測海上風の解析結果から、海上風の風向偏向角に関する知見は得られているものの、局所的な陸上地形の影響までは考慮できない。そのため、風向の偏向角については、内湾海上風モデルによる風推算結果に期待する。

(3.3) 気流数値計算モデル

a) モデルの基本式

粘性流体の流れの状態は、慣性項と粘性項の比率とし

て定義されるレイノルズ数により概略判断でき、レイノルズ数の値が異なると、障害物をよぎる流れの分布は、その下流側背後において異なる。

レイノルズ数 R_e は、代表流速 U 、障害物の流れに対する規模 L 、粘性係数 ν により、次式のように定義される。

$$R_e = \frac{UL}{\nu} \quad (3.79)$$

このレイノルズ数が 55~1,000 程度の範囲で、背後にカルマン渦列が生ずることはよく知られている。カルマン渦列の大規模なスケールの例としては、冬季の季節風吹き出し時に、朝鮮半島南に位置する済州島の風下側で生じる渦状の雲列が有名である。このような障害物を通過する流れにおいて発生する渦を再現することが可能な数値計算モデルとして、SOLA¹³⁾ が開発された。この数値計算モデルは、複雑な粘性流れを大型コンピュータを使用することなく解くことを目的に開発されたものである。

本研究が目的としている陸上地形に影響を受ける風場を迅速に計算する点と主旨が一致している。本研究で採用した気流数値計算モデルは、3次元に拡張した SOLA モデルであり、3次元の粘性流体の連続式と運動方程式を直接的に解く方法である。このモデルは、構造物背後に生じる渦の再現等、小スケールの風場推算について既に適用されており、マスコンモデルで問題とされた初期風場の影響に大きく左右されない収束解を求めることが可能である。このような3次元の気流計算モデルが近年利用され始めていることを考慮し、実用化の第一段階として現地スケールの風推算を行う。

3次元流れに関する連続式と運動方程式は、Navier-Stokes の方程式で表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.80)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x} + g_x \\ & + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.81)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial y} + g_y \\ & + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.82)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial z} + g_z \\ & + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.83)$$

ここで、 P は気圧、 ρ_a は空気密度、 (u, v, w) はそれぞれ (x, y, z) 方向の成分風速、 ν は粘性係数である。ただし、ここで取り扱うようなスケールの大きい風推算における、

粘性係数はレイノルズ応力として適用される渦動粘性係数を与える。このモデルの問題点は、海面及び陸上面の境界条件ならびに側方の境界条件をどのように設定するかにある。

特に、底面の摩擦を考慮した境界条件は例えば、境界層の近似として $k-\varepsilon$ モデル等を導入すると、計算時間は膨大なものとなり、実用上の障害となる。そこで、ここでは摩擦なしの条件とし、計算結果の特性のみを検討する。

b) 基本式の差分化

基本式の差分化にあたり、流れを離散量として表現するため、計算格子と変数の配置を図-3.28 のように定義する。この定義に沿って、基本式(3.80)から式(3.83)を差分化する。ここでは、簡単な記述にとどめる。2次元平面の場合における、差分化を行い、2次元における差分式は、次式のように表される。

$$\frac{1}{\Delta x} (u_{i,j}^{n+1} - u_{i-1,j}^{n+1}) + \frac{1}{\Delta y} (v_{i,j}^{n+1} - v_{i,j-1}^{n+1}) = 0 \quad (3.84)$$

$$\begin{aligned} u_{i,j}^{n+1} &= u_{i,j}^n + \Delta t \\ & \left[\frac{1}{\Delta x \rho_a} (P_{i,j}^n - P_{i+1,j}^n) + g_x - FUX^n - FUY^n + VISX^n \right] \end{aligned} \quad (3.85)$$

$$\begin{aligned} v_{i,j}^{n+1} &= v_{i,j}^n + \Delta t \\ & \left[\frac{1}{\Delta x \rho_a} (P_{i,j}^n - P_{i+1,j}^n) + g_x - FUX^n - FUY^n + VISX^n \right] \end{aligned} \quad (3.86)$$

ここで、 P は気圧であり、 $FUX, FUY, FVX, FVY, FWX, FVY$ は対流項、 $VISX, VISY$ は粘性項である。また、添字 n は計算時間ステップを表す。式(3.85)、式(3.86)の対流項ならびに粘性項は、次式のように表される。

$$\begin{aligned} FUX^n &= \frac{1}{4\Delta x} \left[(u_{i,j}^n + u_{i+1,j}^n)^2 \right. \\ & + \alpha \left| u_{i,j}^n + u_{i+1,j}^n \right| \cdot (u_{i,j}^n - u_{i+1,j}^n) \\ & - (u_{i-1,j}^n + u_{i,j}^n)^2 \\ & \left. - \alpha \left| u_{i-1,j}^n + u_{i,j}^n \right| \cdot (u_{i-1,j}^n - u_{i,j}^n) \right] \end{aligned} \quad (3.87)$$

$$\begin{aligned} FUY^n &= \frac{1}{4\Delta y} \left[(v_{i,j}^n + v_{i+1,j}^n) (u_{i,j}^n + u_{i,j+1}^n) \right. \\ & + \alpha \left| v_{i,j}^n + v_{i+1,j}^n \right| \\ & \cdot (u_{i,j}^n - u_{i,j+1}^n) (v_{i,j-1}^n + v_{i+1,j-1}^n) \\ & (u_{i,j-1}^n + u_{i,j}^n) \\ & \left. - \alpha \left| v_{i,j-1}^n + v_{i+1,j-1}^n \right| \cdot (u_{i,j-1}^n - u_{i,j}^n) \right] \end{aligned} \quad (3.88)$$

$$\begin{aligned}
FVX^n = & \frac{1}{4\Delta x} \left[(u_{i,j}^n + u_{i,j+1}^n)(v_{i,j}^n + v_{i+1,j}^n) \right. \\
& + \alpha |u_{i,j}^n + u_{i,j+1}^n| \cdot (v_{i,j}^n - v_{i+1,j}^n) \\
& - (u_{i-1,j}^n + u_{i,j}^n)(v_{i-1,j}^n + v_{i,j}^n) \\
& \left. - \alpha |u_{i-1,j}^n + u_{i,j}^n| \cdot (v_{i-1,j}^n - v_{i,j}^n) \right]
\end{aligned} \quad (3.89)$$

$$\begin{aligned}
FVY^n = & \frac{1}{4\Delta y} \left[(v_{i,j}^n + v_{i,j+1}^n)^2 + \alpha |v_{i,j}^n + v_{i,j+1}^n| \right. \\
& \cdot (v_{i,j}^n - v_{i,j+1}^n) - (v_{i,j-1}^n + v_{i,j}^n)^2 \\
& \left. - \alpha |v_{i,j-1}^n + v_{i,j}^n| \cdot (v_{i,j-1}^n - v_{i,j}^n) \right]
\end{aligned} \quad (3.90)$$

$$\begin{aligned}
VISX^n = & v \left[\frac{1}{\Delta x^2} (u_{i+1,j}^n - 2u_{i,j}^n + u_{i-1,j}^n) \right. \\
& \left. \frac{1}{\Delta y^2} (u_{i,j+1}^n - 2u_{i,j}^n + u_{i,j-1}^n) \right]
\end{aligned} \quad (3.91)$$

$$\begin{aligned}
VISY^n = & v \left[\frac{1}{\Delta x^2} (v_{i+1,j}^n - 2v_{i,j}^n + v_{i-1,j}^n) \frac{1}{\Delta y^2} \right. \\
& \left. (v_{i,j+1}^n - 2v_{i,j}^n + v_{i,j-1}^n) \right]
\end{aligned} \quad (3.92)$$

ここで、 α は移流項に係る重み係数であり、本研究では、 $\alpha = 1$ の風上差分を用いる。

これらの差分式に基づいて計算を行うと、 (u, v) が求められる。ただし、連続式を満足しない流速が計算されるため、次式で定義される発散量を計算する。

$$D = \frac{1}{\Delta x} (u_{i,j} - u_{i-1,j}) + \frac{1}{\Delta y} (v_{i,j} - v_{i,j-1}) \quad (3.93)$$

任意格子の発散量 D が負の場合には、格子内に質量が流入することを意味しており、この格子の圧力は質量を流入させないように増加させることが必要となる。また、発散量 D が正の場合には、逆に格子内から質量が流出することを意味しており、この格子の圧力は質量を流出させないように減少させることが必要となる。SOLA モデルでは、圧力 P を調整して発散量 D が 0 になるように順次繰り返し計算を継続し、全ての格子において発散量が収束条件を満足するまで行う。

発散量が 0 となるように調節すべき圧力 P の増分は、次式のように表され、

$$\delta P = -D / \left\{ 2\Delta t \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) \right\} \times \omega \quad (3.94)$$

繰り返し計算において計算される k ステップ目の発散量 D は、 k ステップ目の成分風速 (u, v) から、式(3.93)を用いて計算される。この発散量から、式(3.94)を用いて δP を計算すると、発散を 0 とすべき新しいステップの成分風速が次式のように求められる。

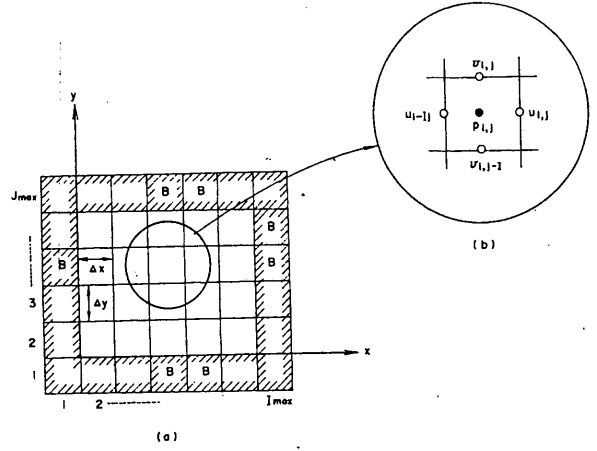


図-3.28 3次元 SOLA モデルの計算格子と変数配置

$$u_{i,j}^{(k+1)} = u_{i,j}^{(k)} + \Delta t \delta p^{(k)} / \Delta x \quad (3.95)$$

$$v_{i,j}^{(k+1)} = v_{i,j}^{(k)} + \Delta t \delta p^{(k)} / \Delta y \quad (3.96)$$

このような計算を繰り返して、収束条件を満足する風場を求める。

(4) 伊勢湾海上風によるモデルの適用性の検討

(4.1) 計算に用いた伊勢湾の地形

図-3.29 は、伊勢湾の地形と周辺陸上地形の等高線を表す。図に表す伊勢湾を中心とする周辺の陸上部を含めた領域を、内湾海上風モデルの風推算範囲とする。図中の津・名古屋・伊良湖の3地点は、陸上風の観測を行っている地点であり、これらの地点の観測風によりモデルの検証を行う。

マスコンモデルの計算格子は、水平方向を $2.0\text{km} \times 2.0\text{km}$ 格子で近似し、鉛直方向は、海上近傍の推算精度を向上させるために、層厚 20m を最下層から 50 層、層厚 50m を 10 層の計 60 層に分割する。ここで、最下層を 20m とするのは、最下層の中央値が海面上 10m の海上風となる配慮のためである。

図-3.29 に、最下層が海域となる計算格子の配置を表す。図より、伊勢湾の地形特性を見ると、南北方向に海域が広がり、湾北側の陸上は海拔 0m 地帯が北側に広がっている。それに対して、湾の東西方向は 500m を超える山岳地帯に囲まれており、特に西側の陸上は海岸に近い位置まで山岳地帯が迫っている。このように、伊勢湾は南北方向と東西方向で地形条件が大きく異なる特性を有する湾であり、陸上の影響を受け易い条件を備えている。図-3.30 は、図-3.29 に示す A-A' 断面と B-B' 断面における鉛直断面地形を表す。この図を見ると、前述したように南北断面と比較して、東西断面は最低値と最高値の標高差が大きいことがわかる。

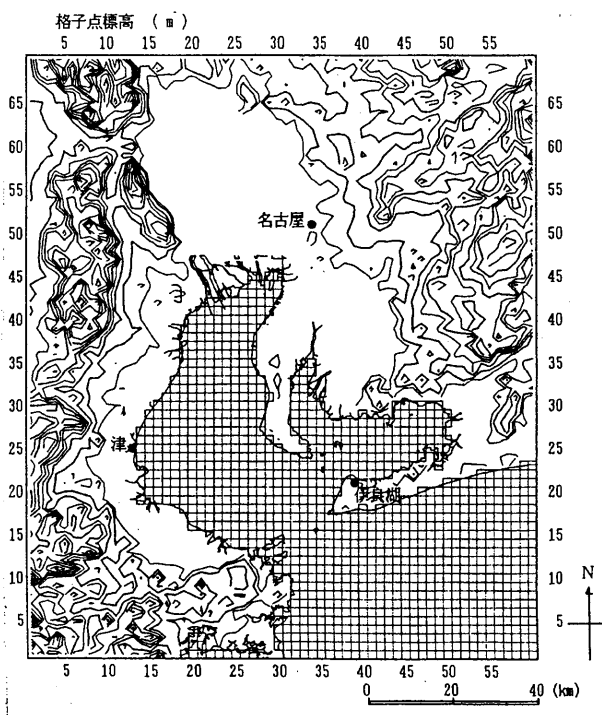


図-3.29 伊勢湾の最下層計算格子及び陸上部の等高線

(4.2) 対象気象擾乱及び推算対象期間

風推算を行う気象擾乱は、伊勢湾に來襲した代表的な台風である伊勢湾台風(5915号¹⁴⁾)とする。この台風は、伊勢湾の西側を通過したため、湾内全域において35m/sを超える強風が記録された。風推算期間は、伊勢湾台風が伊勢湾に最接近した1959年9月26日21:30を中心とし、その前後の1959年9月26日12:00～27日3:00までの27時間とする。

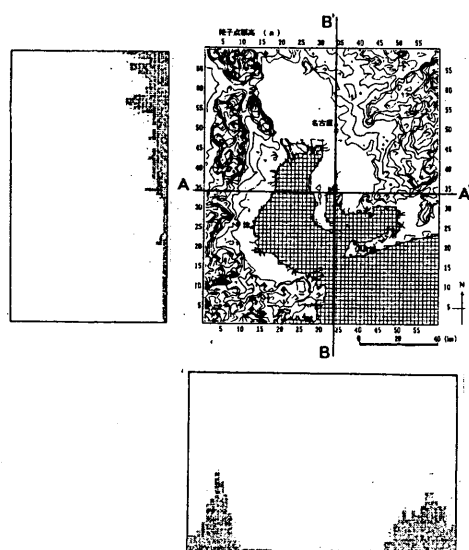


図-3.30 伊勢湾の湾軸(南北方向)と湾軸に直交する方向(東西方向)の鉛直断面地

(4.3) 風推算精度の検討

図-3.31は、高潮・波浪推算で広く用いられている台風モデルにより推算される風速ベクトル分布である。図の時刻は、伊勢湾台風が伊勢湾に最接近した1959年9月26日21:30である。海上風の推算条件として、風の低減率は $C_1 = C_2 = 0.66$ 、風の偏向角は 30° とする。この図によれば、台風モデルによる海上風は、伊勢湾内全域において、SW方向にほぼ一様となり、台風中心近傍は弱風域となる。

これに対し、図-3.32は、前述した経験則・マスコンハイブリッド風推算モデル(内湾海上風モデル)により推算された同時刻の風速ベクトル分布である。図における風速の出力格子は、最下層が計算格子となるもの、すなわち標高が海面上10m高度以下となる格子である。また、最下層の風速は層の中央値である標高10m高度の風となり、海上風の風速と風向を表している。

内湾海上風モデルによる推算結果は、陸上地形を考慮していない台風モデルの推算結果に比べて、伊勢湾、三河湾、衣浦湾のそれぞれの湾軸に沿った方向に風向が変化している。また、半島等、局所的な陸上地形の起伏の影響を受けて風向が偏向しており、伊勢湾の定性的な風速・風向出現特性と一致する。さらに、湾の南から西側は相対的に風が弱く、東側は次第に風速が増大しており、内湾海上風モデルの特性が良く表現されている。

次に、伊勢湾周辺の風観測地点として、図-3.29に黒丸で示す津・名古屋・伊良湖を選び、観測風と推算風との経時変化の比較を行う。図-3.33(1)は、津における風速と風向の比較結果を示す。上図の横軸は時刻を、縦軸は風速をとり、下図の縦軸は16方位単位の風向をとる。図中の黒丸が毎正時の観測風の風速ならびに風向を示し、点線がモデル台風により推算される風、実線が内湾海上風モデルにより推算される風である。TEST風として示す破線は、後述するように初期風場を台風モデルとする風推算結果であり、内湾海上風モデルとの比較により初期風場の影響度がわかる。

図より、伊勢湾台風が最接近した9月26日21:30以降、観測風は急激に風速が減少するのに対して、台風モデルの推算風速は逆に再び強まる傾向が見られる。一方、内湾海上風モデルの推算値は急激に風速が弱まり、観測風と良い一致を示す。台風接近後に観測風の風速が減少するのは、風がW方向から吹くため、伊勢湾西側の山岳地帯による遮蔽の影響を受けることに起因する。

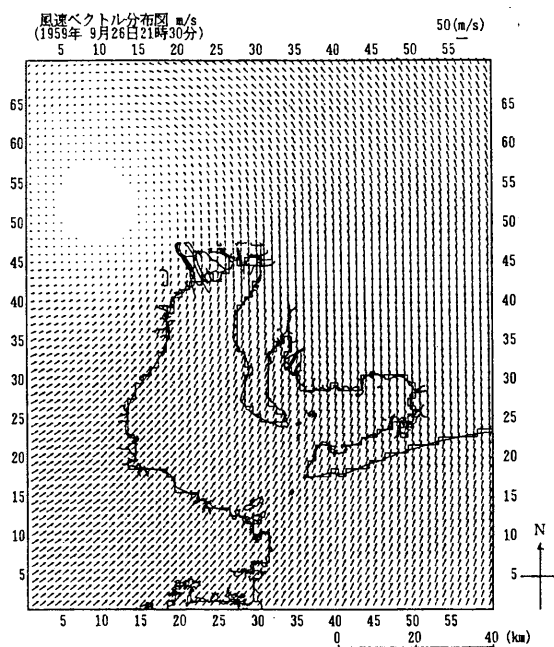


図-3.31 台風モデルにより推算される海上風の風速分布
(伊勢湾台風：1959年9月26日21:30)

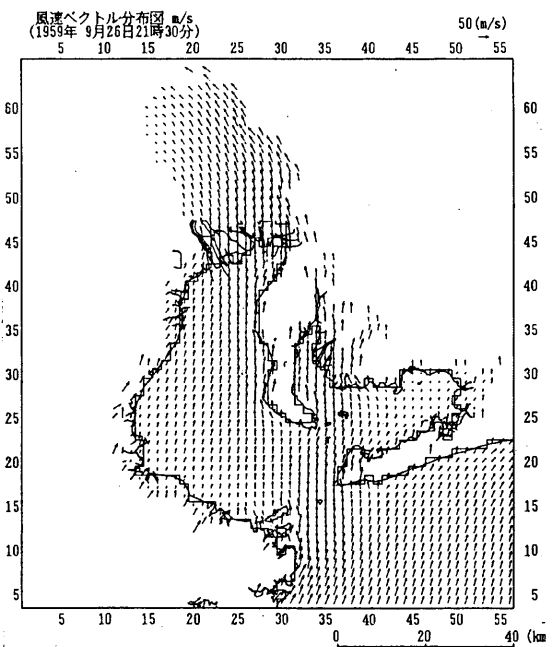
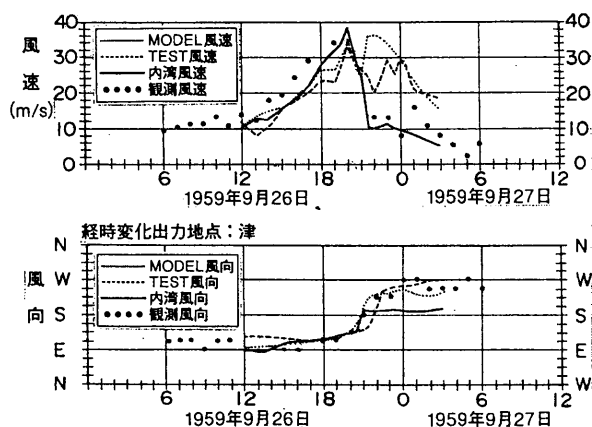


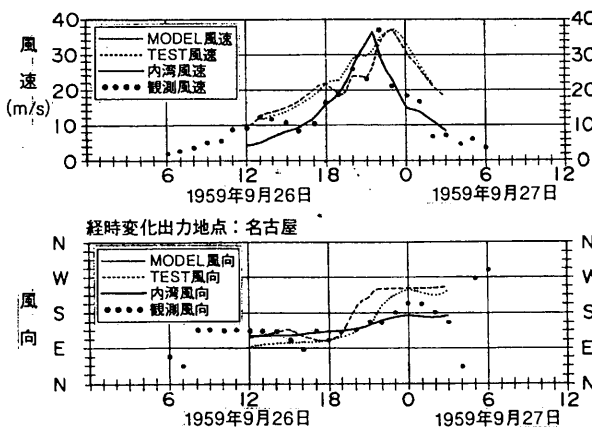
図-3.32 内湾海上風モデルによる海上風の風速分布

図-3.33(2)は名古屋における比較結果を示す。最大風速発生時前後の風速変化を比較すると、台風モデルは強めの推算値となるのに対して、内湾海上風モデルは観測風と同程度の風速が再現される。また、観測風の風向は21:00以降S系であるが、台風モデルの推算風向はSからWSWへと偏向する。これに対し、内湾海上風モデルの

(1) 津



(2) 名古屋



(3) 伊良湖

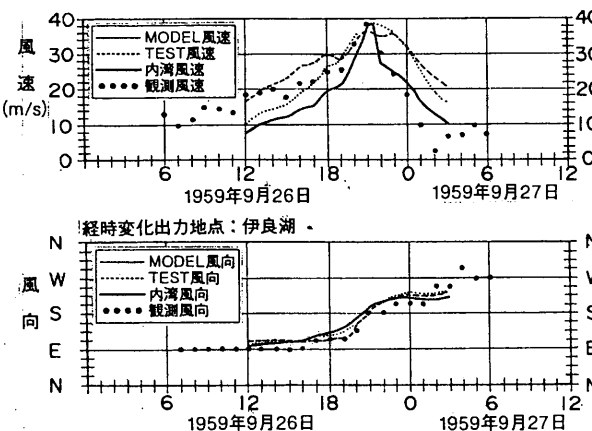


図-3.33 津・名古屋・伊良湖の観測風と推算風の風向・風速経時変化の比較

MODEL 風：台風モデルの推算風

TEST 風：マスコンモデルの推算風

内湾風：経験則+マスコンモデルの推算風

推算風向は伊勢湾湾軸方向である S を維持し、観測風向と同様の傾向を示している。名古屋の観測風の特徴は、台風が最接近した時刻に急激な風速増加が見られる点にある。これは、名古屋の東西両方向が高い山に囲まれており、風向が E または W の場合には山の影響により風が遮蔽される。一方、風向が S の場合には陸上地形に遮蔽されることなく観測地点に吹くことに起因する。図-3.33(3)に示す伊良湖も、同様に、内湾海上風モデルの推算結果は観測風と良い一致を示す。

以上の比較結果から、本研究で提案した内湾海上風モデルにより推算される風は、陸上地形の影響を受けて複雑な変化を示す内湾の観測風向ならびに風速を良く再現することがわかる。

(4.4) 初期風場に関する検討

本研究で提案した内湾海上風モデルは、自由大気の風を上空の境界条件とし、陸上地形の影響を組み入れた内湾海上風の経験則を初期条件の設定に利用するマスコンモデルである。初期に与える風場は、上端境界において、図-3.34 に示すような台風モデルにより計算される自由大気の風分布が与えられ、最下層は、図-3.35 に示す経験則から推定される海上風ならびに陸上風の分布が与えられる。経験則による風分布は、式(3.55)に示した経験式に、自由大気の風速と計算格子毎の仮想有効吹送距離を当てはめて推定したものである。なお、風向は自由大気の風からの偏向角を 30° とする。上端の層と最下層間の格子については、自由大気の風と最下層の風を線形内挿することにより与える。

従来型のマスコンモデルは、観測風を除けば、陸上地形の効果を含まない外洋海上風の推算モデルの結果を初期条件として与える。マスコンモデルが初期風場に強く依存する特性を有する点から考えると、外洋海上風の推算結果を初期風場として設定する方法に問題がある。一方、本研究で提案した経験則は、陸上地形による内湾海上風の平均的な特性を考慮できるものの、局所的な気流の集中・発散等を見積もることは難しい。このような問題を内湾海上風の経験則とマスコンモデルを組み合わせることにより解決できると考えた。

図-3.36 は、台風モデルにより推算される海上 10m 高度の風を最下層の初期風場として与えるマスコンモデルの推算結果である。湾軸に風向が偏向する傾向は推算される。しかし、海域の風速はほぼ一様であり、吹送距離に依存する傾向はほとんど見られない。

図-3.33 の経時変化図に破線で示す TEST 風と表示する結果は、初期風場を台風モデルによる海上風とした結果である。破線の推算風経時変化を見ると、モデル台風の推算結果と傾向が似ている。すなわち、初期風場の設定如何で、マスコンモデルによる推算結果は違いが生じる。

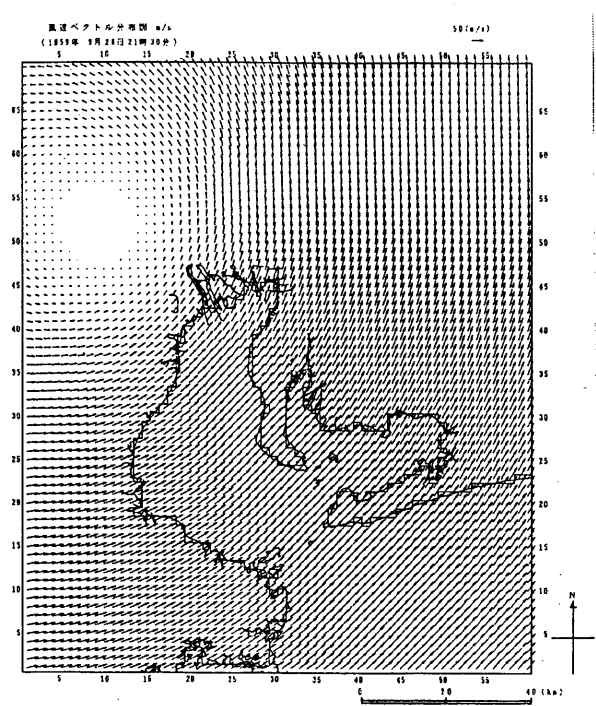


図-3.34 台風モデルにより推算される上端境界の初期風場の風速分布

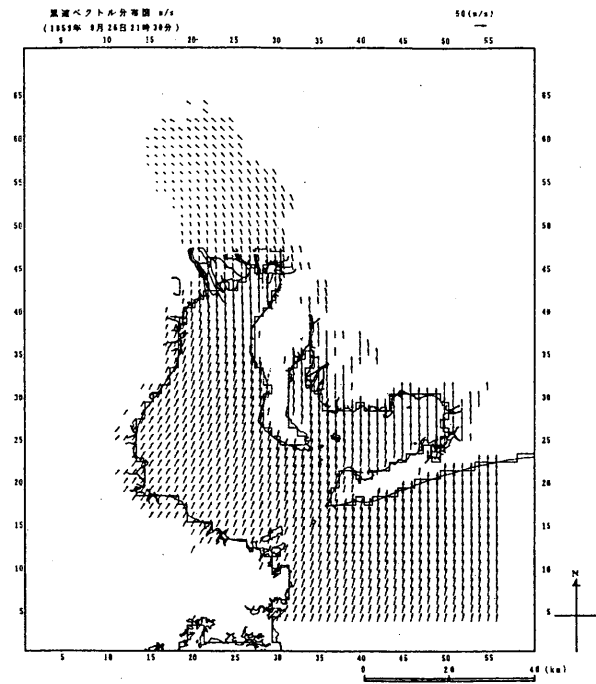


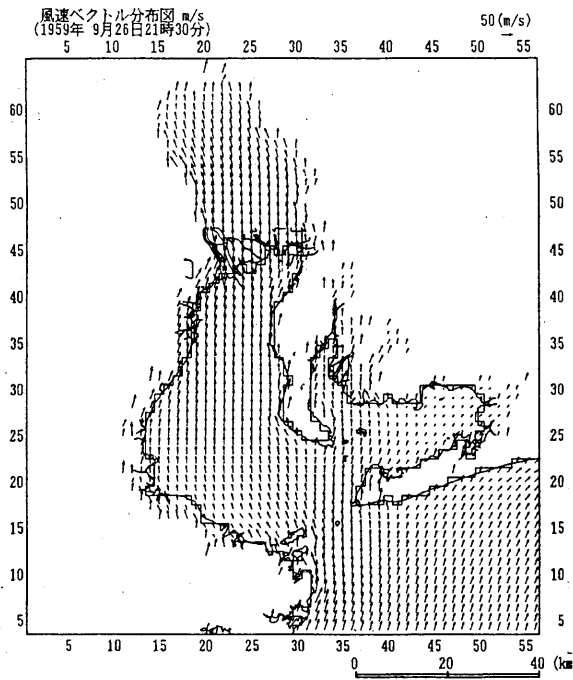
図-3.35 経験則により推定される初期風場の風速分布

(4.5) 3次元気流数値計算モデルによる試算

a) 簡単な地形による風計算

ここでは、3次元気流数値計算モデル (SOLA) を用いて、簡単な矩形障害物背後に発生するカルマン渦列の計算を行う。計算に用いる条件は表-3.2 である。

図-3.37 は、計算開始から 4,000 ステップと 5,000 ステップの最下層における風速分布である。ここで、最下層と、側方境界の条件はスリップとする。



図－3.36 台風モデルの風を初期風場とする場合の推算風の風速分布（伊勢湾台風：1959年9月26日21:30）

表－3.2 試算に用いる条件

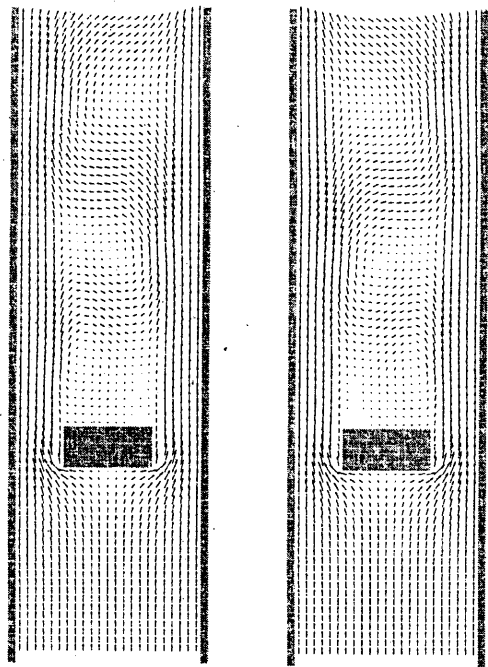
①水平格子数	80×25（格子間隔 1,000m）
②鉛直層数	20（層厚 200m）
③風速条件	X成分 10m/s
④計算時間間隔	10sec
⑤障害物	X方向 5km, Y方向 11km Z方向 1,600m
⑥動粘性係数	20m ² /s（レイノルズ数550）

計算結果によれば、カルマン渦列が障害物の背後に交互に発生し、下流側に流下する状況が表現されている。レイノルズ数が 550 であることから考えると、カルマン渦列の発生は従来の模型実験による知見と一致する。このケース以外に種々のレイノルズ数を設定した試算も行い、障害物背後の風速がそれぞれ異なることを確認した。

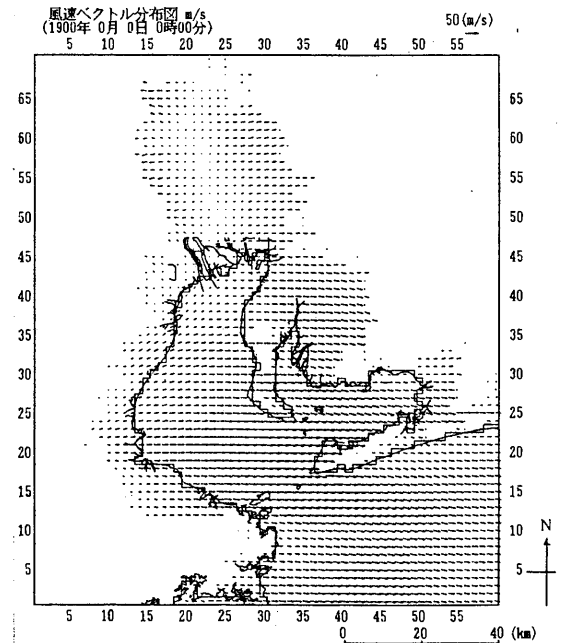
b) 現地適用の可能性に関する検討

3次元気流数値計算モデルにより、伊勢湾を対象とする試算を行う。図－3.38 は、初期風速を 30m/s、風向を W とする場合の 1 時間経過後の風速分布である。陸上近傍の風は、マスコンモデルよりもかなり滑らかに計算できる。

また、格子点座標 ($x = 15, y = 55$) の周辺では、逆風が計算される。これは、西側に位置する陸上に遮蔽域が形成され、この遮蔽域内において鉛直的な渦が形成されるためである。先に示した図－3.14 の内湾海上風の概念図



図－3.37 モデル地形による SOLA モデルの計算結果



図－3.38 3次元気流数値計算モデルによる伊勢湾の風場の試算結果（初期風速 30m/s、風向 W）

において示した逆風現象がモデルにより推算されている。

本研究で行った 3次元気流数値計算モデルによる風推算は、底面摩擦の影響を考慮していない。また、低風速時は気温・水温差に伴う大気的不安定効果も考慮する必要がある。さらに、最大の問題点は、実時間で 1 分の計算を行うのに要する計算時間が EWS で 1 時間程度必要となる点である。本研究では考慮しなかった地表・海面の摩擦抵抗を組み込むと、さらに計算時間を必要とする。

現在の計算機の能力と技術をもってしても、依然課題

は多い手法である。しかしながら、風場を理論式により直接的に解く方法であることから、最近では有力な風推算法として活発に研究^{15),16)}されている。

(5) モデル気象擾乱の風推算手法に関する考察

陸上地形の影響を受ける風場の推定法のうち、実測風内挿法¹⁷⁾は、観測データを用いることから、実際の風場に比較的近い再現を期待できる手法と言える。ただし、陸上風を海上に換算する必要があること、モデル気象擾乱の風場に適用できないこと等が問題点として挙げられる。

本研究で提案したモデルは、自由大気の傾度風（気象図から計算するか、台風モデルにより計算する）を上層の境界条件とし、内湾海上風の経験則を最下層の初期風場の設定に利用することから、このような問題点にも対応可能なモデルである。

マスコンモデルによる伊勢湾の風計算は、波浪・高潮推算の外力計算として同時に計算することは可能である。ただし、台風期間を通じて計算を行うと、EWSで約5時間から6時間を要する。このため、波浪・高潮推算等に適用する場合の計算効率を良くするために、あらかじめ風向別、風速階級別の風推算を実施し、全計算格子点について傾度風の海面への変換係数を設定しておくことも有効な方法と考えられる。モデル気象擾乱の計算の場合も、上空の境界条件である傾度風を入力することにより、海上10m高度の風速に瞬時に変換が可能である。

3.4 海上風の数値計算のまとめ

周辺地形の影響を受ける内湾海上風の推算を効率良く実施する手法を提案し、現地への適用性について検証した。以下に主要な成果をまとめる。

- ① 大気境界層モデルの理論解を、ブイデータを用いて検証した。その結果、自由大気の推算風を外洋海上風へ変換する手法として利用できることがわかった。
- ② 東京湾の2観測点の海上風観測データの方位別相関解析から、海上風に有効吹送距離への依存性があることを示した。大阪湾・伊勢湾の海上風観測データの解析からも同様な傾向を示した。これは陸上と海上の底面摩擦の違いにより、風の鉛直分布構造に違いが生じためと考えられる。
- ③ 推算風と観測海上風の相関解析から、内湾海上風と有効吹送距離に関する経験式（1次近似式）を導き、さらに、陸上地形の起伏の効果を組み込んだ仮想的な吹送距離を導入して、内湾海上風の特徴を表現する経験式（2次近似式）を得た。また、相関解析から、海上風は、傾度風の風速増加とともに低圧部への偏向角が

大きくなり、かつ風向は湾軸に沿う方向に偏向する特性があることがわかった。

- ④ 経験式を用いることにより、自由大気の推算風または1地点の観測海上風から、内湾全体の海上風分布を推定する手法について提案した。この方法により、湾内に観測海上風があると、平面分布を考慮した海上風が概略推定可能である。
- ⑤ 本研究で提案した内湾海上風推算モデルは、傾度風の推算結果を上層の境界条件とし、先に述べた陸上地形の効果を組み入れた内湾海上風の経験則による風を最下層の初期条件とするマスコンモデルである。
- ⑥ 伊勢湾における台風5915号（伊勢湾台風）来襲時を対象として内湾海上風の推算モデルの適用性を調べた。代表点における観測風と推算風の経時変化を比較した結果、提案した内湾海上風モデルの結果は観測風と良好な一致を示した。特に、内湾海上風モデルは、陸上地形を考慮していない台風モデルに比べ、湾軸に沿う方向に風向が変化する様子が再現できた。
- ⑦ マスコンモデルは、初期条件に強く依存することから、陸上地形の効果を含まない外洋海上風の推算結果を初期条件にすると、適切な風場が得られない問題がある。内湾海上風の経験則とマスコンモデルを組み合わせることにより、この問題点が改善された。
- ⑧ 近年、活発な研究段階にある3次元気流数値計算のうち、最も簡単なSOLAモデルを用いて現地地形下で風場計算を行った。このモデルは、最下層の摩擦を適切に与える必要がある点、大気的不安定効果を組み込む必要がある点、計算に長時間を要する点から、依然として研究段階にある。しかしながら、局所的な風場が滑らかに計算できること、陸上地形により遮蔽される区域における逆風の再現等、他の手法に比べて定性的に妥当な結果が得られる。
- ⑨ 提案した内湾海上風の推算モデルは、上空の傾度風の推算値を境界条件として用いるのみであるため、波浪推算・高潮推算に適用されるモデル気象擾乱のように、観測結果が得られない想定風場を対象とする海上風推算にも応用が可能である。

参考文献

- 1) 安中正・土屋義人・光田寧・藤井健・大下哲則：スプライン法を用いた海上風推算における気圧データ作成方法，第32回海岸工学講演会論文集，pp.134-138，1985。
- 2) 後藤智明・青野利夫：単地点出力型スペクトル法による波浪推算システム，港湾技術研究所報告，第32巻，第2号，pp.55-73，1992。
- 3) Fujita, T.: Pressure distribution within typhoon, Geo. Mag. 23, pp.437-451, 1952。

- 4) Cardone, V.J. : Specification of the Wind Distribution in the Marine Boundary Layer for Wave Forecasting., New York Univ. School of Engineering and Science, Report GSL-TR69-1, 131pp., 1969.
- 5) 磯崎一郎・宇治 豪: 海上風数値モデルの波浪予報への応用, 気象研究所報告, 第 25 巻, 第 3 号, pp.197-231, 1974.
- 6) Ebuchi, N., Y. Toba and H. Kawamura : Statistical Study on the Local Equilibrium between Wind and Wind Waves by Using Data from Ocean Data Buoy Stations, Jour. Oceanography, Vol.48, pp.77-92, 1992.
- 7) Mitsuyasu, H. and T. Kusaba : Drag Coefficient over Water Surface under the Action of Strong Wind, Jour. Natural Dias. Sci., Vol.6, No.2, pp.43-50, 1984.
- 8) 鳥羽良明・江淵直人: 風の海面応力の波浪依存に関する多重性, 海洋, 号外 No.3 (大気・海洋相互作用と混合層), pp.5-6, 1990.
- 9) 光易 恒・草場忠夫: 大気海洋間の運動量交換について, 海洋, 号外 No.3 (大気・海洋相互作用と混合層), pp.10-16, 1990.
- 10) 永井紀彦・後藤智明・小舟浩治: ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル (第 1 報) - 東京湾における検討 -, 港湾技術研究所報告, 第 29 巻 第 4 号, pp.85-118, 1990.
- 11) 島田 敬・池田秀文・広瀬宗一・鈴木善光: 井上のスペクトル法波浪推算モデルによる風場推算法の検討, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp.194-198., 1986.
- 12) 日本気象協会: 内湾の海上風と波浪の推算に関する研究 - 海上風の実用推算モデルの開発, 90pp., 1988.
- 13) C.W.Hirt, B.D.Nichols and N.C.Romero: "SOLA"
A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows,
LA-5857, 1975.
- 14) 気象庁: 伊勢湾台風調査報告書, 気象庁技術報告, 第 7 号, 899pp., 1961.
- 15) 大澤輝夫・竹山剛生・安田孝志: メソ気象モデルと台風ボーガスを用いた伊勢湾台風時の風の場のシミュレーション, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.281-285, 2001.
- 16) 大澤輝夫・深尾一仁・安田孝志: 伊勢湾海域における高解像度気象場の再現計算とその精度検証, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp.281-285, 2002.
- 17) 山口正隆・渡辺 健・畑田佳男: 大阪湾における海上風の平面分布特性について, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.168-172, 1981.
- 20) 後藤智明・柴木秀之: 陸上地形の影響を考慮した海上風推算, 港湾技術研究所報告, Vo.33, No.3, pp.65-97, 1993.

引用文献

- 18) 柴木秀之・後藤智明: 内湾海上風の地形依存性について, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.141-145, 1992.
- 19) 柴木秀之・後藤智明: 陸上地形の影響を考慮した内湾海上風の推算モデル, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp.166-170, 1993.

4. 波浪の数値計算

4.1 概論

波浪の数値計算は、非線形相互作用を考慮した第三世代の波浪推算モデルWAMにより、現在、急速にモデル改良が行われている。近い将来、現地への適用事例が蓄積し、モデルとしての汎用性が高まると予想される。現段階では、高波から低波浪に至るすべての波高階級について高い推算精度を有するためのパラメータ調整が課題となっており、現地適用に当たって、さらなる実績を積む必要がある。

本章では、日本沿岸広域の波浪推算に適用する波浪推算モデルとして、日本沿岸の波浪予報及び設計波算定調査に適用された実績が最も多い、第一世代の代表的なモデルであるMRIモデルとその浅海波浪推算モデルへの拡張を中心に述べる。そして、これらモデルを用いて、特に、日本沿岸の特徴のある海域における波浪推算に関する事例研究を行いその成果をまとめる。

はじめに、高波を対象とする深海波浪推算の広域への適用事例として、日本海全域の波浪推算と佐渡島の遮蔽効果に注目し、波浪推算成果の活用について述べる。次に、浅海波浪推算モデルへの拡張を行い、伊勢湾を適用事例として、外洋侵入波浪と湾内発生波浪が共存する半閉鎖的な内湾における波浪場を取り上げ、浅海モデルの有用性を述べる。さらに、東京湾を閉鎖性内湾の波浪推算事例としてとり上げ、風波の経験則を基礎とするパラメータ法の有効性を観測データによる検証を踏まえて述べる。

一方、高波を含む通常時波浪の推算については、計算の迅速性を重視し、1点出力型の波浪推算法を採用する。1点波浪推算法についても、外洋を対象とする場合はスペクトル法を、内湾を対象とする場合はパラメータ法を適用し、現地への適用性について言及する。

4.2 高波を対象とする波浪推算

(I) 深海域の波浪推算

(1.1) 深海波浪の推算理論

a) 基本方程式

本研究で用いる深海波浪推算モデルは、不規則波を扱うための方法として、スペクトルによる成分波の概念を用いることから、スペクトル法と呼ばれている。このスペクトル法は、成分波のエネルギー平衡方程式を基礎方程式とするものであり、気象擾乱の移動に伴う波浪のエネルギースペクトルの時空間変化を追跡する。モデルの原型は、スペクトル法波浪推算モデルの1つである Isozaki and Uji¹⁾のMRI(Meteorological Research Institute)法に

よる深海波の平面計算モデルである。

深海波浪推算では、水深無限大と仮定することにより、群速度 C_g と波速 C は周波数のみの関数として定義する。このとき、任意の地点に来襲する波浪のエネルギー平衡方程式は、エネルギーの保存を主体に表現する形式を採用すると、

$$\frac{\partial S}{\partial t} + C_g \cos \theta \frac{\partial S}{\partial x} + C_g \sin \theta \frac{\partial S}{\partial y} = F_{Or1} + F_{Or2} \quad (4.1)$$

で表される。ここで、 S は周波数 f で伝播方向(波向) θ からなる成分波のエネルギー密度(方向スペクトル $S(x, y, f, \theta)$)、 C_g は線形分散関係式から計算される各成分波の群速度である。 F_{Or1} は風から波へ供給される単位時間当たりのエネルギー量、 F_{Or2} は各種機構による単位時間当たりのエネルギーの消散量であり、 F_{Or1} と F_{Or2} を合わせて深海波のソース関数項と呼ぶ。

式(4.1)の左辺第1項は、方向スペクトルの局所的な時間変化項、第2項・第3項は各々 (x, y) 方向への移流によるエネルギー伝播項である。 (x, y) 平面座標系と波向 θ の関係は、図-4.1(1)のように表される。なお、式(4.1)は、個々の成分波エネルギーが独立し、線形関係にあると仮定しており、周波数成分波間で生じる非線形干渉は考慮されていない。

今、周波数スペクトルを $S(f)$ 、方向スペクトルを $S(f, \theta)$ とすると、2つのスペクトルの関係は、

$$S(f, \theta) = S(f)G(f, \theta) \quad (4.2)$$

で表される。ここで、 $G(f, \theta)$ は方向分布関数と呼ばれ、

$$\int_0^{\pi} G(f, \theta) d\theta = 1 \quad (4.3)$$

で定義される波向の確率密度を表す関数である。したがって、方向スペクトル $S(f, \theta)$ の各周波数成分を全方位にわたって積分すると周波数スペクトルになる。

方向分布関数の標準形として、広く用いられているものには、光易²⁾により提案された、

$$G(f, \theta) = G_0' \cos^{2s} \frac{\theta}{2} \quad (4.4)$$

がある。また、スペクトル法波浪推算に用いられる $\cos^{2n} \theta$ 型の

$$G(\theta) = G_0 \cos^{2n} \theta (1 \leq n \leq 10) \quad (4.5)$$

がある。ここで、 G_0' 、 G_0 は式(4.3)の関係を満たすように決められる正規化係数であり、 S は方向に関するエネルギーの集中度を表すパラメータである。光易²⁾は、近似的な関係として $n = 0.23S$ を導き、この関係を用いることにより、 $\cos^{2n} \theta$ 型方向分布関数は光易型の方

分布関数として用いることができる。

ソース関数項のうち、風から波へのエネルギー供給量 F_{OT1} は、

$$F_{OT1} = A + BS \quad (4.6)$$

で表される。ここで、 A はPhillips³⁾ の共鳴理論に対応する関数、 B はMiles⁴⁾ の不安定理論に対応する関数である。また、エネルギーの消散量 F_{OT2} には、①砕波によるエネルギーの消散量 F_B 、②内部摩擦によるエネルギーの消散量 F_D 、③逆風によるエネルギーの消散量 F_w が含まれ、

$$F_{OT2} = -F_B - F_D - F_w \quad (4.7)$$

と表される。

深海波浪推算では、主に外洋を対象とする場合が多く、計算領域は広範囲となる。地球表面は球面形であることから、広い計算領域を式(4.1)のような直交平面座標系で表現すると、距離にひずみが生じ、波浪伝播距離の精度を確保する上で問題が生じる。そこで、外洋を対象とする波浪推算では、図-4.2(2)に表す球面座標系（緯度・経度座標系）が適用される。球面座標系における緯度 λ と経度 ψ の座標は、

$$\Delta x = R_E \cos \lambda \Delta \psi, \quad \Delta y = R_E \Delta \lambda \quad (4.8)$$

で表される。ここで、 R_E は地球の半径、 λ は緯度、 ψ は経度である。式(4.8)の関係をを用いて、式(4.1)を変換すると、球面座標系のエネルギー方程式は、

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{C_g}{R_E \cos \lambda} \left(\cos \theta \frac{\partial S}{\partial \psi} + \sin \theta \frac{\partial (S \cos \lambda)}{\partial \lambda} \right) = F_{OT1} + F_{OT2} \quad (4.9)$$

となる。ここで、 R_E は地球の半径、 (λ, ψ) は球面座標、 θ は y 軸から反時計回りにとった波向である。

スペクトル法波浪推算は、波浪のエネルギースペクトルを時空間的に追跡する計算法であるから、計算値は方向スペクトルとなる。しかしながら、観測値が方向スペクトルである場合は希であることから、有義波諸元に変換して、観測値と照合する必要が生じる。方向スペクトルと有義波高・有義波周期との関係は、

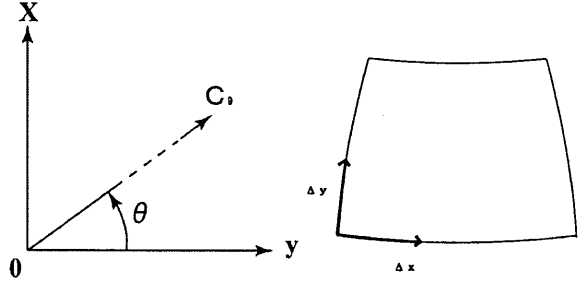
$$H_{1/3} = 2.83 \left(\int_0^\infty \int_0^{2\pi} S df d\theta \right)^{1/2} \quad (4.10)$$

$$T_{1/3} = 1.10 \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} S df d\theta}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} f S df d\theta} \quad (4.11)$$

で表される。また、波向は平均的な波向として定義され、

$$\bar{\theta} = \tan^{-1} \left(\frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} S \sin \theta d\theta df}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} S \cos \theta d\theta df} \right) \quad (4.12)$$

により計算する。



(1) 直交座標系

(2) 緯度・経度座標系

図-4.1 平面座標系・球面座標系と波向との関係

b) 発達・減衰過程の定式化

波浪エネルギーの発達・減衰を表すソース関数項 F_{OT1} 、 F_{OT2} に含まれる複数の関数は、既往の研究成果を利用して定式化されている。

発達量 F_{OT1} のうち、波浪エネルギーの直線的発達を表す関数 A は、風波の初期段階の発達過程に適用される共鳴理論に対応、周波数・波数・風速で決まる。この関数は井上⁵⁾ により次式のように提案されている。

$$A = \int_{\pi/2}^{\pi} \left[\frac{3.54 \times 10^{-11} \omega^{5.25} (U_{19.5})^{2.25}}{AP} \right] d\theta$$

$$AP = \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\omega}{U_{19.5}} \right)^2 + (k \sin \theta)^2 \right] \times \left[\frac{1}{9} \left(\frac{\omega}{U_{19.5}} \right)^{2.5} + \left(k \cos \theta - \frac{\omega}{U_{19.5}} \right)^2 \right] \quad (4.13)$$

ここで、 ω は角周波数 ($= 2\pi f$)、 k は波数、 $U_{19.5}$ は海上19.5m高度の風速である。海上風は、海面上10mの風であり、これに対して約1.1倍すると $U_{19.5}$ が計算される。これは、海面近傍の風の鉛直分布を、式(3.15)に表した1/7乗則で近似すると推定できる。関数 A の単位は、単位時間当たりのエネルギー量を表す $m^2 s / 3,600 s$ となる。

一方、指数関数的な発達を表す関数 B は、風波の増幅段階の発達過程に適用される不安定理論に対応し、周波数・波速・摩擦速度で決まる。この関数は、

$$B = \left[5.0 \exp \left(-7000 \left(\frac{U_*}{C} - 0.031 \right)^2 \right) + 2610 \left(\frac{U_*}{C} \right)^2 \right] \exp \left(-0.0004 \left(\frac{C}{U_*} \right)^2 \right) f \quad (4.14)$$

で表される。ここで、 C は成分波の波速 (m/s) , U は摩擦速度 (m/s) である。また、関数 B の単位は $1/3,600s$ で表される。スペクトル法波浪推算モデルにおける摩擦速度 U は、海面上19.5m高度の風速 $U_{19.5}$ を利用して、次式により計算する。

$$100 \times U = \begin{cases} 2.67U_{19.5} + 3.15 & (U_{19.5} < 11.14) \\ 12.14U_{19.5} - 105.0 & (U_{19.5} \geq 11.14) \end{cases} \quad (4.15)$$

風速 $U_{19.5}$ の単位は (m/s) である。

次に、深海波のエネルギー減衰量に関する項 F_{OT2} は、3つの過程が考慮され、各々次のように定式化される。

第1の、砕波によるエネルギー消散量 F_B は、波浪がある程度以上に発達する場合に生じる砕波現象により失われるエネルギー量を表す。この消散過程は、波の成長とともに急速に活発となり、究極的には風から波へのエネルギー供給量と砕波によるエネルギー消散量とがほぼ釣り合う。このことから、砕波による消散量 F_B は、エネルギーの飽和状態を意味する平衡スペクトルを用いるモデルが仮定され、

$$F_B = (A + BS) \left(\frac{S}{S_\infty} \right)^2 \quad (4.16)$$

と表される。ここで、 S_∞ は平衡スペクトルであり、深海波の場合に Pierson and Moskowitz⁹⁾ により提案された PMスペクトルを採用する。PMスペクトルは、

$$S_{PM} = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp \left[-\beta \left(\frac{g}{2\pi U_{19.5} f} \right)^4 \right] \quad (4.17)$$

で定義される。ここで、式中の係数は $\alpha = 0.0081$, $\beta = 0.74$ で、ともに経験的な無次元定数である。 g は重力加速度、 $U_{19.5}$ は海面上19.5m高度の風速である。PMスペクトルは、周波数 f と風速のみの関数で記述されており、任意の風速の作用下における飽和状態の周波数スペクトルを表す。

第2の消散過程である内部摩擦によるエネルギーの消散量 F_D は、

$$F_D = (D_1 f)^4 S \quad (4.18)$$

として計算する。ここで、 D_1 は、経験的な定数=3であり、単位は $(s^3/3,600s)^{1/4}$ となる。第3の消散過程である逆風によるエネルギーの消散量 F_w は、

$$F_w = [B + (D_2 f)^4] S \quad (4.19)$$

で表される。ここで $D_2 = 1$ を用い、 D_1 と同じ次元である。式(4.19)は、逆風によりMilesの指数関数的なエネルギー増幅機構が、波の進行方向と逆の方向に作用するこ

とを表す。

以上に述べた波浪エネルギーの発達・消散過程を総合すると、ソース関数項の計算は、次の3つの状態に分類される。

① 追風 ($|\phi| \leq \pi/2$) で波は発達中 ($S \leq S_\infty$) のとき、

$$F_{OT1} + F_{OT2} = A + BS - F_B \\ = + \left[(A + BS) \left(1 - \left(\frac{S}{S_\infty} \right)^2 \right) \right] \lambda(\phi) \quad (4.20)$$

となる。この状態は、発達過程の風波を表し、風から波へのエネルギー供給と砕波による消散過程が考慮される。

② 追風 ($|\phi| \leq \pi/2$) で波は十分発達 ($S > S_\infty$) , または無風状態のとき、

$$F_{OT1} + F_{OT2} = -(D_1 f)^4 S \quad (4.21)$$

となる。この状態はうねりの伝播過程を表し、内部摩擦による消散過程のみが考慮される。

③ 逆風 ($|\phi| > \pi/2$) のとき、

$$F_{OT1} + F_{OT2} = -[BG(\phi) + (D_2 f)^4] S \quad (4.22)$$

となる。この状態は波の進行方向と逆の風が作用し、逆風による消散過程が考慮される。ここで ϕ は風向と成分波の伝播方向の差、 $G(\phi)$ は方向分布関数であり、波向の定義は異なる。ただし、式(4.5)と同じ $\cos^2 \theta$ 型方向分布関数を表す。スペクトル法波浪推算の方向分布関数としては、発達期の風波に適するとされる $\cos^2 \theta$ 型を採用する。

c) 基本方程式の差分化

式(4.1)の各項は差分方程式に直し、時間積分して求める。時間差分は陽的に、空間差分はスタッガード形式で行う。差分化における成分波数は、周波数が22成分、波向が16成分とする。伝播項の計算は、1次の風上差分を適用する。この理由は次のようにまとめられる。

波浪エネルギーの移流による輸送を厳密に表現するためには、高次近似スキームによる差分化が望ましい。しかしながら、エネルギーの輸送は移流のみではなく、エネルギーの拡散による輸送量も考える必要がある。移流による輸送のみを精度良く求めると、計算される波浪場は不連続になることが予想され、波浪分布は滑らかさを欠くことになる。このような点を解決する上で、移流項の差分に比較的分散性の強い1次の風上差分を適用し、数値的なエネルギー拡散効果を含ませる方が、現実に近い滑らかな波浪分布を得る。

また、発達・減衰項の計算は、毎正時の海上風の平面

分布を、波浪推算のステップ毎に時間内挿し、この情報を利用して、伝播計算と同様に1ステップ毎に繰り返す方法を採用する。

今、計算領域を (x,y) 平面座標系に置き、右方向を x 方向の正、上方向を y 方向の正とし、 x 軸の正方向を基準に、格子中点に向かう方向として時計回りに波の伝播方向 θ を考える。図-4.2は、計算格子と方向スペクトル及び群速度の定義位置を表す。

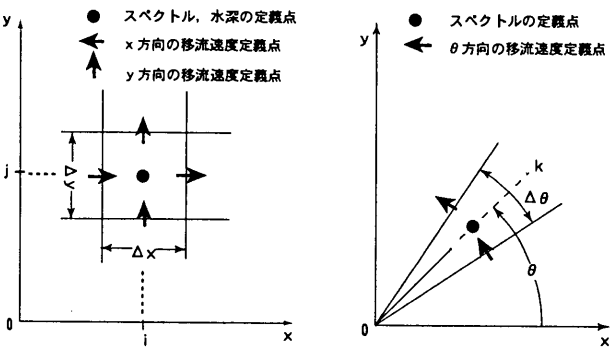


図-4.2 計算格子と方向スペクトル・群速度の定義位置

(1.2) 海上風推算

波浪推算の一般的な流れは、図-4.3のフローのようにまとめられる。図によれば、波浪推算の進行状況に合わせて、複数の入力データが必要となる。

図に表すように、その後、波浪推算を行う計算領域と推算期間を決定すると、気圧の格子点補間、海上風推算、波浪推算の順で作業フローが流れる。次に波浪推算の外力となる海上風の分布を推定する必要がある。海上風の分布は、傾度風モデルと台風モデルを併用するハイブリッドモデルによる自由大気の流れと、3章で述べた

ように境界層モデルによる海上風への変換により求める。海上風推算に先立って行う気圧の格子点補間は、スプライン平面補間法を緯度・経度座標に改めた方法を採用する。

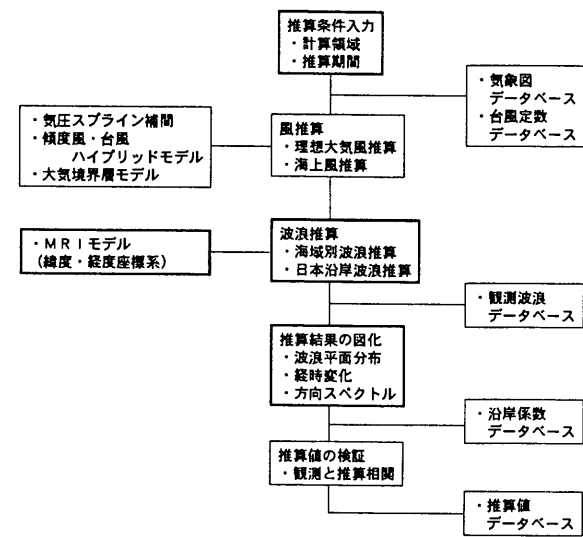


図-4.3 波浪推算の流れと必要となるデータ

(1.3) 日本海沿岸を対象とする深海波浪の推算

a) 日本海沿岸の波浪推算領域

図-4.4は、海域別波浪推算の事例研究として行う北部日本海沿岸を対象とする波浪推算の計算領域を表す。計算領域は緯度・経度座標系で表現し、日本海全体を $1/2^\circ$ 格子で近似する。また、沿岸域は、地形の近似精度を上げるために $1/8^\circ$ 格子を採用する。特に、地形による遮蔽効果を正確に表現する必要のある佐渡と能登半島周辺海域は、 $1/24^\circ$ 格子で地形を近似する。

日本海沿岸の波浪特性の1つに、佐渡の遮蔽効果⁷⁾が

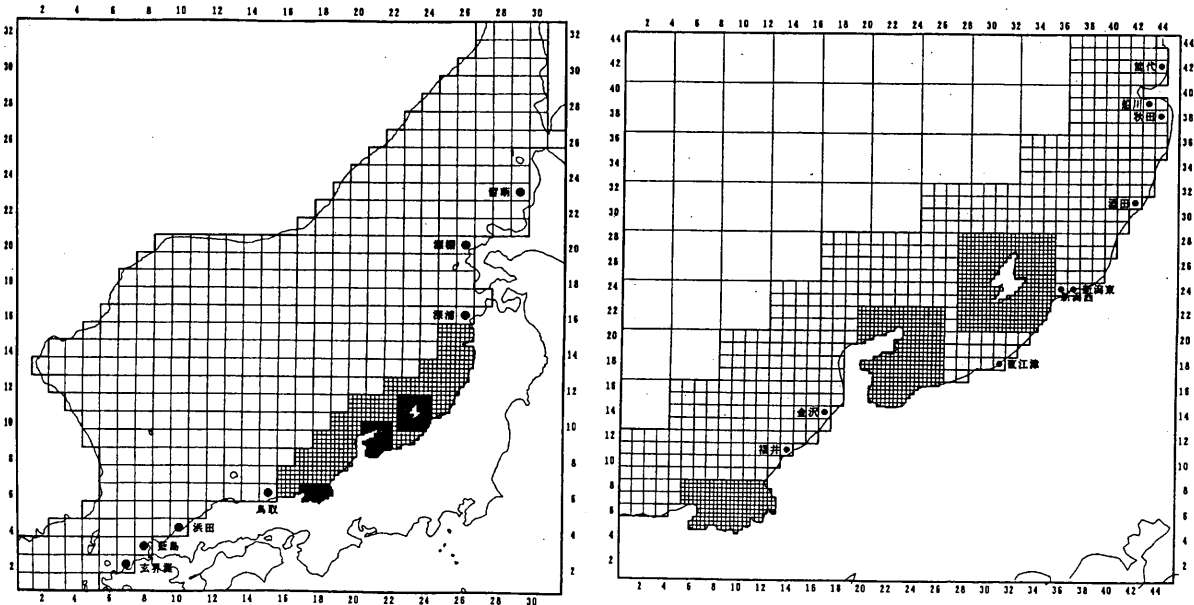


図-4.4 日本海沿岸を対象とする波浪推算の領域と計算格子の構成

あることは、よく知られているところである。しかしながら、日本海を対象として行われた過去の波浪推算では、地形近似度が粗いために、この遮蔽効果が十分に表現されていない。本研究で用いる波浪推算モデルは、最小格子を $1/24^\circ$ 格子（約4.0km）に設定し、地形近似度を高めたことから、佐渡背後の遮蔽域の波浪場を精度良く計算し得る。そこで、佐渡の遮蔽効果により、佐渡背後に到達する波浪がどの程度、変形・減衰するかを、有義波諸元と方向スペクトルの推算結果を基に数値解析により検討する。なお、解析は、実際に日本海を通過した気象擾乱時の発生波浪を対象に行う。

日本海における冬季卓越波浪であるNWからN方向の来襲波浪に対して、佐渡の南東海域は遮蔽域となり、伝播する波浪は佐渡背後への回折波となる。図-4.5 は、佐渡周辺海域の地形と波浪推算に用いる $1/24^\circ$ 格子による地形近似を表す。佐渡背後に位置する寺泊では、主にNW方向の波浪が佐渡により遮蔽され、その他の方向から伝播する波と遮蔽域内で発生する波の2成分が共存すると予想される。それに対し、佐渡東は主にW方向の波浪が遮蔽される。なお、佐渡周辺海域で波浪観測が行われている地点は、図-4.4 に示す新潟西があり、佐渡の東側約50kmに位置している。この地点の観測値は、佐渡からの距離が離れているため、冬季の卓越波浪であるNWからN方向の波浪時に、佐渡の完全な遮蔽域になり得ないと考えられる。そのため、佐渡の遮蔽効果を端的に表さないと考え検討から除外する。

b) 波浪推算を行う気象擾乱

佐渡の遮蔽効果に関する検討を行う波浪推算期間は、1990年11月7日から11月12日までの6日間とする。図-4.6 は、気象擾乱通過期間のうち、佐渡の遮蔽効果に関する解析を行う11月11日の6時間毎の地上天気図である。

この期間は、日本海低気圧の通過に伴い、日本海沿岸で高波が発生した。図-4.7 は、気象擾乱の通過期間に、

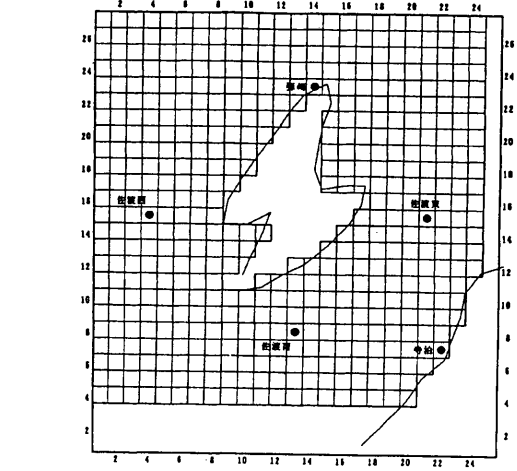


図-4.5 佐渡周辺海域の地形と波浪推算格子による地形近似

主な波浪観測地点において観測された期間最大有義波高と有義波周期、ならびにその発生起時を表す。この気象擾乱により、新潟西において、11月11日4:00に最大有義波高6.0m程度、有義波周期10.0s程度の高波を記録し

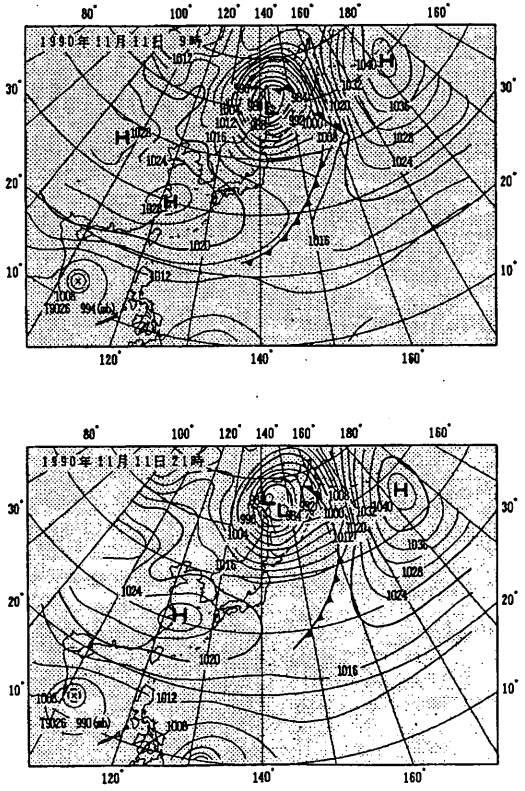


図-4.6 佐渡の遮蔽効果に関する解析行う
1990年11月11日9時、21時の地上天気図

た。

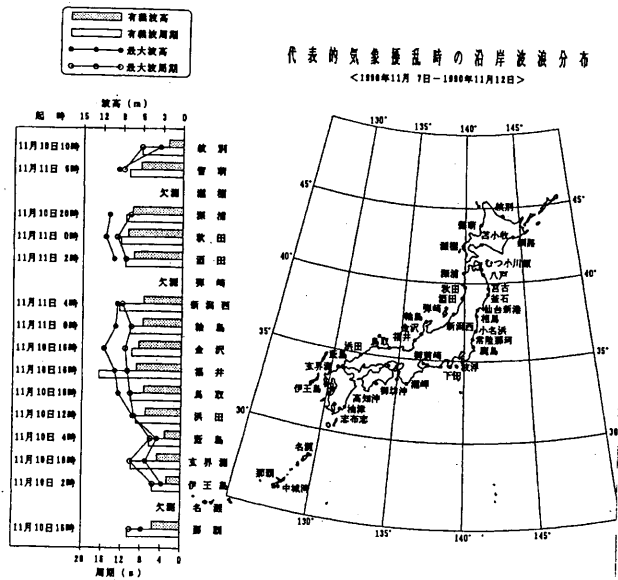


図-4.7 推算対象期間（1990年11月7日から12日）に
観測された期間最大波浪の出現分布

c)佐渡の遮蔽効果に関する数値解析

図-4.8 は、1990年11月7日から12日までの間に推算される佐渡周辺海域の最大有義波高と波向の分布である。図の有義波高の数字は10cm単位の有義波高、波向分布は16方位別の波向である。1/24°格子で表現しているため、佐渡による遮蔽の影響が波高分布に顕著に現れる。また、図-4.9 は同期間の福井港における推算値と観測値の経時変化である。推算値と観測値にわずかな位相のずれがあるものの、推算値は観測値と良好な一致を示している。

数値計算により佐渡の遮蔽効果による波浪の減少を明らかにするためには、佐渡による遮蔽の影響が生じない仮想的な地形を想定した計算を行えばよい。すなわち、佐渡がある地形と図-4.10 に表す佐渡がない仮想地形について波浪推算を行い、これらの計算結果を比較することにより、遮蔽効果を抽出する。ここで、2種類の計算結果の比較は、有義波諸元と方向スペクトルにより行う。特に、方向スペクトルは、地形による遮蔽効果を視覚的に確認することが可能な情報である。

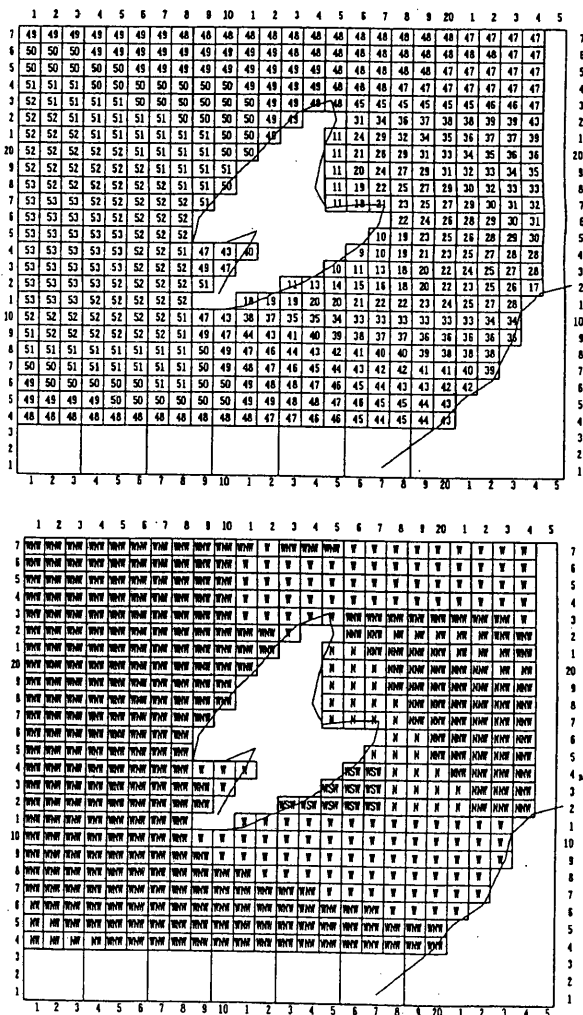


図-4.8 佐渡周辺海域において推算される最大有義波高と波向分布

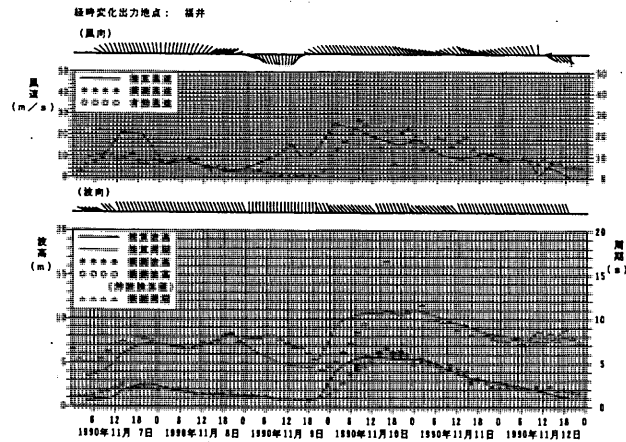


図-4.9 1990年11月7日～12日の期間に福井港において推算された有義波諸元の経時変化と観測値の比較

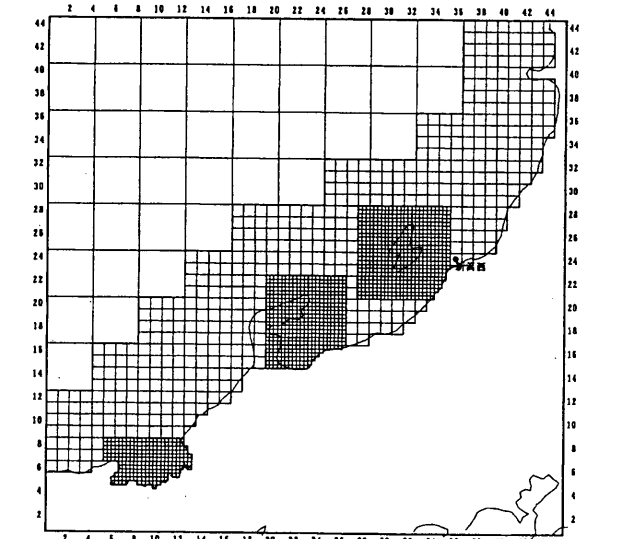


図-4.10 佐渡と能登半島を取り除いた場合の仮想的な地形と計算格子

図-4.11 は、佐渡の北岸に位置する弾崎における1990年11月7日から12日の間の推算海上風と波向・有義波高・有義波周期の経時変化を表す。弾崎は、沖側に遮蔽地形がないことから、佐渡前面に来襲する波浪の代表地点として最適な位置にある。推算結果によれば、11月10日22:00頃に最大有義波高6.0mが発生し、その時の波向はWNW～NWであった。一方、図-4.12 は、佐渡の遮蔽域に位置する寺泊と佐渡東の有義波の経時変化を表す。図によると、寺泊の最大有義波高は4.0m、佐渡東の最大有義波高は3.5mとなり、弾崎と比較すると波高は小さい。さらに、最大波高発生時の波向は、寺泊がWNW、佐渡東がNNWとなり、いずれも推算地点と佐渡を結ぶ方向から1方位程度ずれた波向となる。

これに対し、図-4.13 は、佐渡を取り除いた仮想地形における波浪推算から予測される寺泊と佐渡東の有義波の経時変化である。図によると、有義波高・波向とも

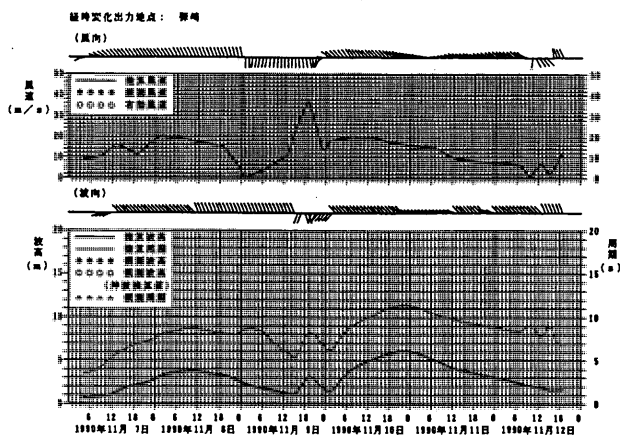


図-4.11 1990年11月7日から12日の間に推算される弾崎における有義波の経時変化

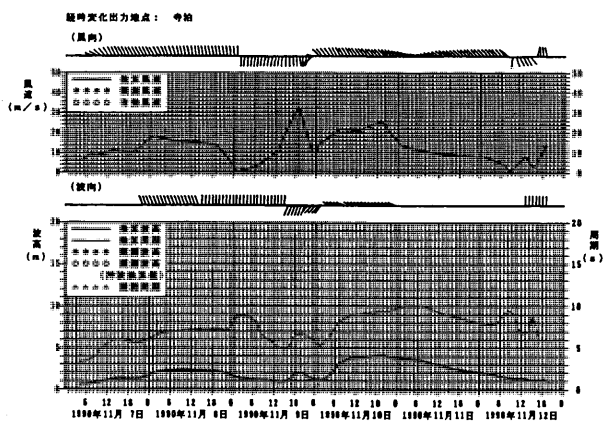


図-4.12 1990年11月7日から12日の間に推算される佐渡背後地点における有義波の経時変化

に、弾崎とほぼ同様の経時変化になる。2地点における佐渡の有無による推算結果の比較からすると、佐渡の遮蔽効果により、寺泊で2.0m程度、佐渡東で2.5m程度の波高の減少が見込まれ、波向も1方位程度変化する。

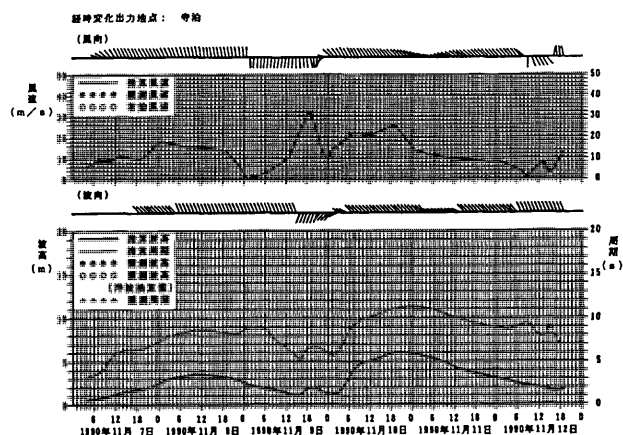


図-4.13 佐渡を取り除いた仮想的な地形により1990年11月7日から12日の間に推算される佐渡背後の寺泊・佐渡東における有義波の経時変化

d) 方向スペクトルから見た佐渡の遮蔽効果

有義波の経時変化の比較からは、遮蔽効果による有義波高の減少量は求められるものの、遮蔽の物理過程が明確でない。そこで、スペクトル法波浪推算モデルの特徴を生かし、方向スペクトルを指標として遮蔽効果に関する解析を行う。

図-4.14の左図は、1990年11月7日から12日の間に、弾崎において最大有義波高が発生した11日0:00の方向スペクトルである。図は、エネルギーの方向分布と周波数分布及び方向スペクトルを表す。

エネルギーの方向分布より、そのピークはNWからWNWとなり、周波数のピークは0.08（周期12.5s）となる。図の中央と右に表す佐渡背後の寺泊と佐渡東における同時刻の方向スペクトルは、弾崎における方向スペクトルと分布が異なる。寺泊の方向スペクトルは、佐渡の遮蔽効果によりNW方向のエネルギーが減少し、2つの方向にピークを持つ。また、弾崎の方向スペクトルと比較して、全エネルギーレベルは1/3以下となる。周波数スペクトルを比較すると、高周波側のエネルギーに差は見られないものの、0.10程度（周期10.0s）の低周波側の

エネルギーは大幅な減少が見られる。同じく、図の右図に佐渡東の方向スペクトルを表す。弾崎の方向スペクトルと比較すると、WからNW方向のエネルギーが減少し、周波数スペクトルは寺泊とほぼ同じ分布となる。

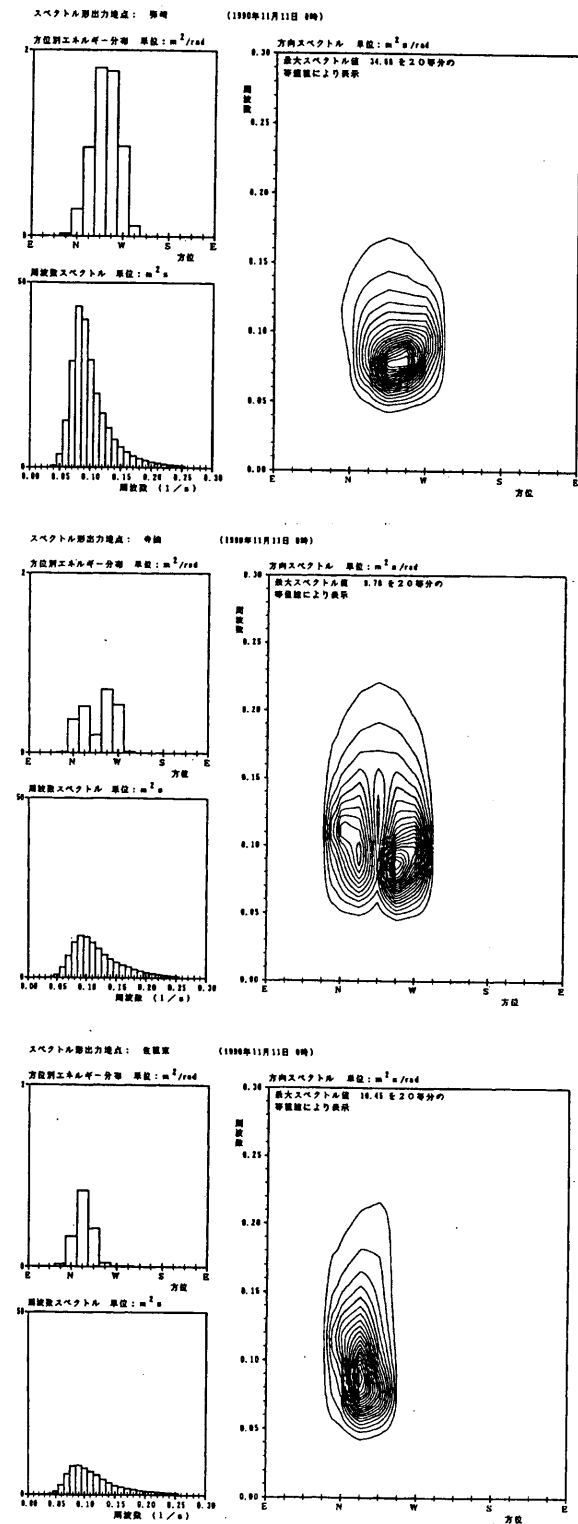


図-4.14 1990年11月7日から12日の間に推算される弾崎及び佐渡背後の地点における最大有義波高発生時の方向スペクトル

ここまでの検討では、最大有義波高が発生した1時刻の方向スペクトルについてのみ比較を行い、佐渡の遮蔽による影響をとらえた。しかし、波向は、気象擾乱の通過とともに時々刻々変化する。そのため、遮蔽の影響を受ける方向スペクトルも時々刻々と変化することになる。この点を確認するために、佐渡の遮蔽域に位置する寺泊における方向スペクトルの時間変化を追跡する。

図-4.15 は、寺泊において推算される1990年11月10日12:00から11日18:00までの6時間毎の方向スペクトルを表す。10日12:00から11日0:00にかけての方向スペクトルは、2方向に極大値を持つ方向分布となる。これは、佐渡の遮蔽効果によるNW方向のエネルギーの減少により生ずる。その後、低気圧の通過に伴う波向のW方向への変化により、減少するエネルギーの方向は次第に変化し、11日6:00にN方向のエネルギーが減少する。さらに、時間経過とともに、N方向のエネルギーは減少し続け、11日18:00にはW方向のエネルギーも減少する。佐渡の遮蔽効果により、波浪の発達期から減衰期にかけて、方向スペクトルのエネルギー分布は変化することがわかる。

次に、方向スペクトルの全方向成分を合成した波浪の総エネルギーを、実際の地形による波浪推算と、佐渡を取り除いた仮想的な地形による波浪推算で求め、2つのエネルギーの比から、佐渡の遮蔽効果により減少するエネルギー比率を計算する。この比率を用いて、佐渡の遮蔽効果を定量的に推定する。

図-4.16 は、寺泊・佐渡東・新潟西における1990年11月10日9:00から11日18:00までの3時間毎の波浪の総エネルギーの時間変化を表す。図には、佐渡がある地形と取り除いた地形により推算される波浪の総エネルギーと、2つのエネルギー比率（佐渡あり／佐渡なし）を併せて表す。この比率が小さいほど、佐渡の遮蔽効果によるエネルギーの減少率は大きい。

寺泊におけるエネルギー比率は、0.55から0.40の範囲で変化し、波浪最盛期に比率は最小となる。これは、波浪最盛期の波向がNW方向であり、最も遮蔽効果が顕著に現れる方向であることに起因する。また、佐渡東におけるエネルギー比率は、0.40から0.20の範囲にあり、寺泊よりも遮蔽効果は大きく現れる。佐渡東では、波向がW系となる波浪の減衰期に、エネルギー比率は最小となる。一方、新潟西におけるエネルギー比率は、0.35から0.60の範囲にあり、波浪の発達期にエネルギー比率は最大となる。

このように、佐渡の遮蔽効果によるエネルギーの減少は、佐渡との位置関係の違いとともに、時間的にも変化し、減少後のエネルギーは、全エネルギー量の0.2程度まで達する。

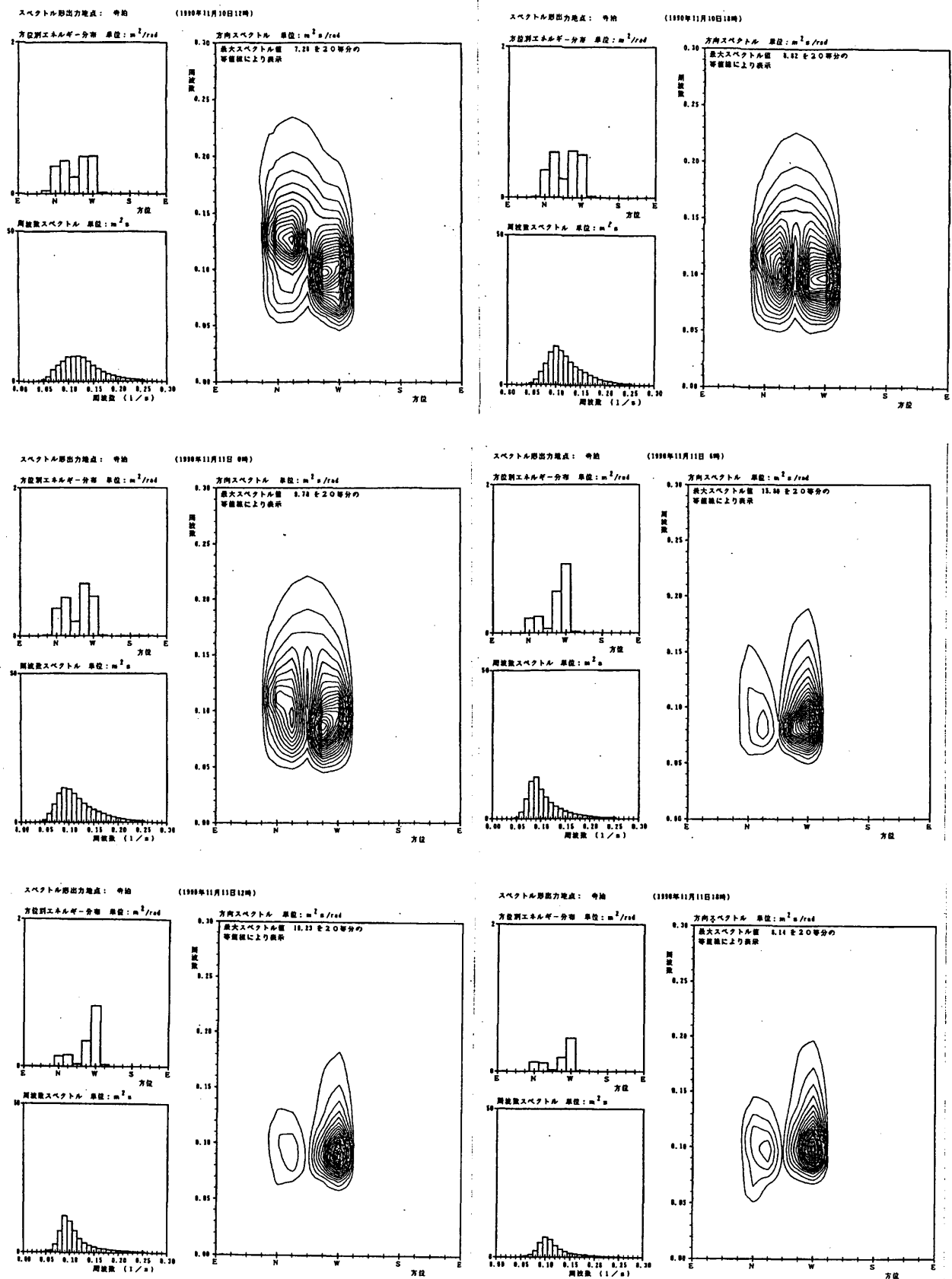


図-4.15 寺泊における波浪最盛期と減衰期の方向スペクトルの時間変化

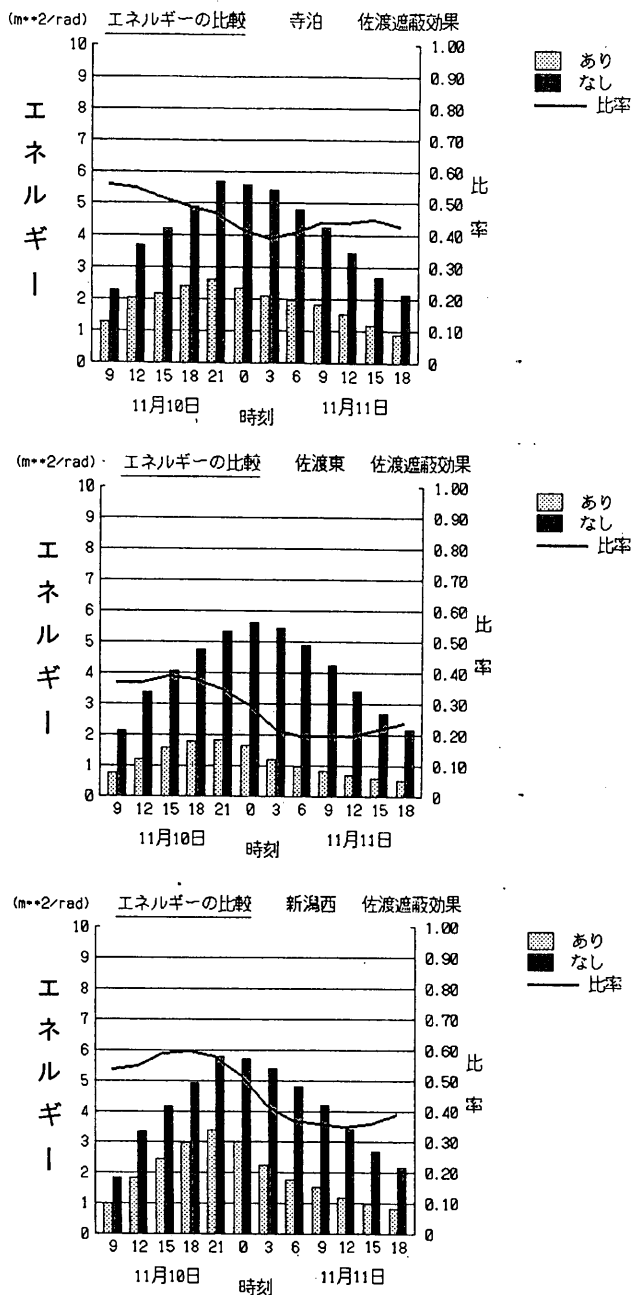


図-4.16 1990年11月10日9:00から11日18:00までの寺泊・佐渡東・新潟西における波浪エネルギーと佐渡の遮蔽効果により減少するエネルギー比率の時間変化

(2) 浅海域の波浪推算

(2.1) 浅海波浪推算モデルの理論

a) 基本方程式

本研究で用いる浅海波浪推算モデルは、エネルギー平衡方程式を基礎とするものであり、気象擾乱の移動に伴う浅海波浪のエネルギースペクトルの時空間変化を追跡する。モデルの原型は、前述したMRI法による深海波の平面計算モデルである。

浅海モデルでは、浅海域における波浪の屈折・浅水変形を計算するために、エネルギー輸送速度（群速度）を場所（水深）と周波数の関数として定義する。任意の地

点に来襲する波浪のエネルギー平衡方程式は、エネルギーの保存を主体に表現する形式を採用すると、

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial (C_g \cos \theta \cdot S)}{\partial x} + \frac{\partial (C_g \sin \theta \cdot S)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{C_g}{C} \left(\sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right) S \right] = F_{IN1} + F_{IN2} \quad (4.23)$$

で表される。ここで、 S は周波数 f で伝播方向 θ からなる成分波のエネルギー密度 $S(x, y, f, \theta)$ 、 C_g と C は各成分波の群速度と波速で場所と周波数の関数 $C_g(x, y, f)$ 、 $C(x, y, f)$ である。 F_{IN1} は風から波へ供給される単位時間当たりのエネルギー量、 F_{IN2} は各種機構によるエネルギーの消散量であり、 F_{IN1} 、 F_{IN2} を合わせてソース関数項と呼ぶ。

式(4.23)の左辺第1項は、波浪スペクトルの局所的な時間変化項、第2項・第3項は各々 (x, y) 方向への移流によるエネルギー伝播項、第4項は波浪エネルギーの伝播に伴う屈折効果に関する項である。時間変化項とソース関数項を無視すると、不規則波の波浪変形計算で用いられるKarlsson方程式となる。

右辺第1項は、深海波浪推算と同様に、風からのエネルギー供給量に関するもので、Phillipsの共鳴理論³⁾に対応する関数 A と、Milesの不安定理論⁴⁾に対応する関数 B で記述される。式(4.23)の右辺第2項は波浪の消散過程を表し、深海波浪推算において考慮した①砕波によるエネルギーの消散量 F_B 、②内部摩擦によるエネルギーの消散量 F_D 、③逆風によるエネルギーの消散量 F_W と、④底面摩擦によるエネルギーの消散量 F_F 、⑤底面への浸透によるエネルギーの消散量 F_P が含まれ、

$$F_{IN2} = -F_B - F_D - F_W - F_F - F_P \quad (4.24)$$

と表される。

式(4.23)の各項は差分方程式に直し、時間積分して解を求める。時間差分は陽的に、空間差分はスタッガード形式で行う。移流・伝播項の計算は、1次の風上差分を適用する。発達・減衰項の計算は、毎正時の海上風の平面分布を時間内挿し、1ステップ毎に繰り返す。差分化の方法は、前述した深海波浪推算モデルと同様であるため、ここでは省略する。

b) 発達・減衰過程の定式化

深海波浪推算と同様に、共鳴理論に対応する波浪エネルギーの直線的発達に関係する関数 A は、周波数・波数と風速で決まり、井上⁵⁾により提案されるものを用いる。ただし、波数 k は周波数と水深の関数として計算する。また、不安定理論に対応する指数的な発達に関する関数 B も、同様に波速と摩擦速度で決まり、成分波の

波速 C は水深の関数として計算する。

次に、減衰に関する項のうち、砕波による消散量 F_B は、浅海平衡スペクトルを飽和状態のスペクトルとして定式化する。浅海平衡スペクトルは、Thorntonのスペクトルを採用し、

$$S_{TM} = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \tanh^2(kh) \quad (4.25)$$

とする。ここで、係数 $\alpha = 0.0081$ は経験的な無次元定数である。また、 k は波数、 h は水深である。ただし、このスペクトルは前述したPMスペクトルによる推算結果と比較を行い、観測値を再現可能なものを採用する。

内部摩擦によるエネルギーの消散量 F_D と、逆風による急激なエネルギーの消散量 F_W は、深海波浪推算と同様である。

一方、浅海波において考慮する底面摩擦によるエネルギーの消散量 F_F は、

$$F_F = D_F S = C_f \frac{\omega^2}{g^2 \sinh^2 kh} S \quad (4.26)$$

で表される。ここで、 C_f は底面摩擦係数であり、 $C_f = 0.02(\text{m}^2/\text{s}^3)$ を用いる。また、底面への浸透によるエネルギーの消散量 F_P は、

$$F_P = D_P S = C_p \frac{k}{\cosh^2 kh} S \quad (4.27)$$

で表される。ここで、 C_p は浸透係数であり、 $C_p = 0.00124 (\text{m/s})$ を用いる。

以上に述べた波浪エネルギーの発達・消散過程を総合すると、ソース関数項は、次のようになる。

① 追風 ($|\phi| \leq \pi/2$) で波は発達中 ($S \leq S_\infty$) のとき、

$$F_{IN1} + F_{IN2} = + \left[(A + BS) \left(1 - \left(\frac{S}{S_\infty} \right)^2 \right) \right] G(\phi) \quad (4.28)$$

② 追風 ($|\phi| \leq \pi/2$) で波は十分発達 ($S > S_\infty$) または無風状態のとき、

$$F_{IN1} + F_{IN2} = - \left[(D_1 f)^4 + D_F + D_P \right] S \quad (4.29)$$

③ 逆風 ($|\phi| > \pi/2$) のとき、

$$F_{IN2} = - \left[BG(\phi) + (D_2 f)^4 + D_F + D_P \right] S \quad (4.30)$$

とする。ここで、 ϕ は風向と成分波の伝播方向の差、 $G(\phi)$ は方向分布関数であり、発達期の風波に適する $\cos^2 \theta$ 型方向分布関数を採用する。

さらに、浅海域における砕波減衰については、推算有義波高が砕波限界波高 H_b よりも大きい場合に、各スペクトル成分を次式により置き換える方法を用いる。

$$S_b = S \left(\frac{H_b}{H_{1/3}} \right)^2, \quad H_{1/3} > H_b \quad \text{のとき} \quad (4.31)$$

ここで、 S_b は砕波後のスペクトル、 S は非砕波の推算スペクトル、 $H_{1/3}$ は砕波前の有義波高である。砕波限界波高 H_b は合田⁹⁾の砕波指標により、

$$\frac{H_b}{L_0} = A \left[1.0 - \exp \left(-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \alpha) \right) \right] \quad (4.32)$$

で表される。ここで、 L_0 は沖波波長、 A は定数(0.12～0.18)、 $\tan \alpha$ は海底勾配、 h は水深である。

(2.2) 浅海波浪推算領域の計算範囲

浅海波浪推算モデルを適用する領域内では、波浪変形の計算精度を高めるために、詳細な地形(水深)近似を行う必要がある。一方、波浪が発達する海域は広範囲の外洋域に及ぶため、計算範囲を広くとる必要がある。しかしながら、計算機容量・計算時間の制約により、沿岸域に限定して適用することになる。現地海域への適用においては、水深450m以内の内湾や沿岸部(判断基準は $h/L_{\max} \leq 1/20$ に該当する海域； h :水深、 $L_{\max}$:周波数0.04Hzの成分波の波長)を浅海波浪推算モデルの適用範囲とする。適用範囲外となる外洋は、深海波浪推算モデルにより計算し、この結果を浅海波浪推算の沖側境界条件として与える。

沖側境界条件の情報は、深海波浪推算により計算される波浪の方向スペクトルとする。ここで、与える方向スペクトルは、周波数 $22 \times$ 方向 $16 = 352$ 個の成分波から構成される。また、隣接する多領域間においては、計算時間間隔毎に方向スペクトルの空間内挿を行い、同時計算処理を行う。

(2.3) 浅海波浪場の計算

水深無限大、水深15m一定と海底勾配一定(1/10,000:沖側水深100m, 海岸水深1.0m)の3種類の水深条件を仮定した水路における一様風作用時の波の発達を計算し、波の発達に対する浅海の影響について検討する。計算を行う水路の延長は1,000km, 格子間隔は1.0kmとし、左端を発達開始点とする。作用する風は20m/sの一様風で、水路に平行に左から右へと吹き、作用時間は30時間とする。

図-4.17は、2種類の水深条件と一定勾配で砕波減衰を考慮する場合の30時間後の有義波高の発達量を表す。浅海平衡スペクトルの影響により、水深が浅くなるとともに発達量は減少し、砕波減衰を考慮すると、海岸部近傍で急激な波高低下が計算される。

次に、球面浅瀬のモデル地形による波浪伝播計算を行い、浅海波浪推算モデルの波浪変形に関する機能の検討

を行う。球面浅瀬の地形条件は、合田・鈴木⁹⁾にならい、球面浅瀬の半径80m、浅瀬外の水深15m、浅瀬中央の水深5mで、計算に用いる格子間隔10m、時間間隔 0.5s とする。沖側入射波は、有義波高5.0m、有義波周期12.0s、最大方向集中度25とする。入射波の方向スペクトルは、周波数については Bretschneider・光易型¹⁰⁾、方向分布関数は光易型¹¹⁾とする。また、碎波が生ずるように、平均水位を -3.0mとし、浅瀬上最小水深を2.0mとする。

計算開始後2分ではほぼ定常となり、3分後の有義波高と波向の分布は、図-4.18 のように求められる。波高分布の傾向を見ると、浅瀬前面では、浅水・屈折変形により波高が増大し、浅瀬中央で碎波による波高の急激な減衰が計算される。また、碎波地点の背後において、屈折と移流によりエネルギーが集中し、波高が回復する。波向の変化を見ると、波浪エネルギーは、浅瀬背後に伝播する状況がわかる。

(2.4) 浅海波浪推算モデルの現地適用性

a)伊勢湾台風時の波浪推算

浅海波浪推算モデルの現地への適用性を見るために、伊勢湾台風時の波浪場について推算を行う。図-4.19 は、波浪推算を行う領域と格子点水深から描かれる等深線を表す。格子間隔は、陸棚域を1,800m、伊勢湾内を600mとする。伊勢湾口を中心に水深200m以浅の海域が広がり、伊勢湾口の水深20m程度まで浅くなる。湾内の最深部は30m程度である。浅海領域の沖側境界には、先行して行う外洋波浪推算から求められる方向スペクトルを与える。

図-4.20 は、外洋波浪推算の領域の時系列であり、範囲は北緯15° ～ 37°，東経123° ～ 147°，格子間隔は太平洋を1/2°，沿岸部を1/24° 格子で近似する。なお、水深は無限大とする。伊勢湾台風の波浪推算は、1959年9月24日3:00～1959年9月27日21:00の66時間について行う。

図-4.21 は、外洋波浪推算から予測される沿岸部の最大有義波高の分布である。伊勢湾台風の通過経路に近い熊野灘沖から伊勢湾沖で15m～16m、遠州灘沖で15m～14mの高波が計算される。浅海領域の沖側境界に該当するBND.2における有義波高最大時刻（9月26日20:00；伊勢湾台風上陸後2時間）の波浪方向スペクトルは、図-4.22 のように求められる。方位別エネルギーの最大は方位S、周波数は0.06Hz（周期 16.7s）で生じる。

図-4.23 の右図は、外洋波浪推算の結果を受けて行われた浅海波浪推算による最大有義波高の分布である。

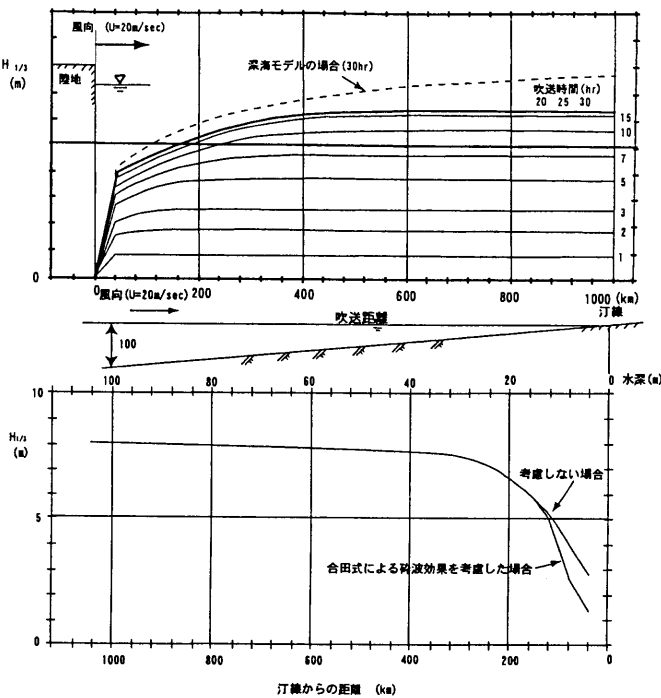


図-4.17 一定または一定勾配水深を有する水路における一様風作用時の波の発達

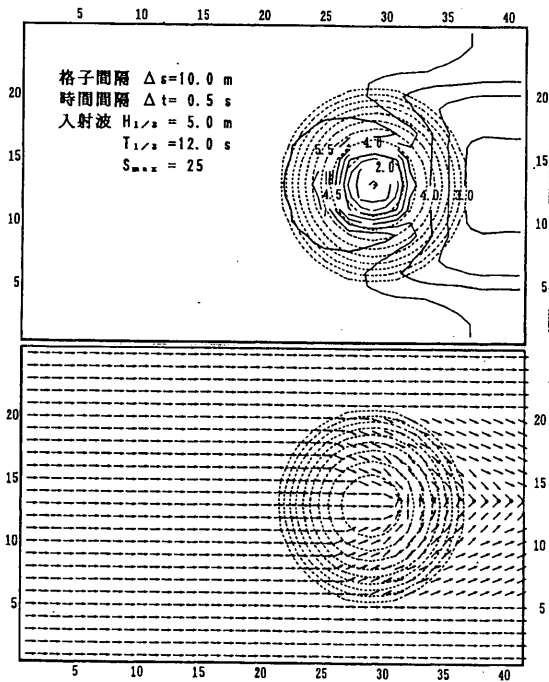


図-4.18 球面浅瀬の波浪伝播による有義波高・波向の分布

浅海変形を考慮すると、200m以浅の海域において波高の減衰が見られ、汀線の1格子沖側の格子点では碎波による急激な減衰が計算される。伊勢湾口では、湾口部の半島や島による遮蔽効果と、屈折・浅水変形により、外洋から湾内にかけて急激に波高が減衰する。また、伊

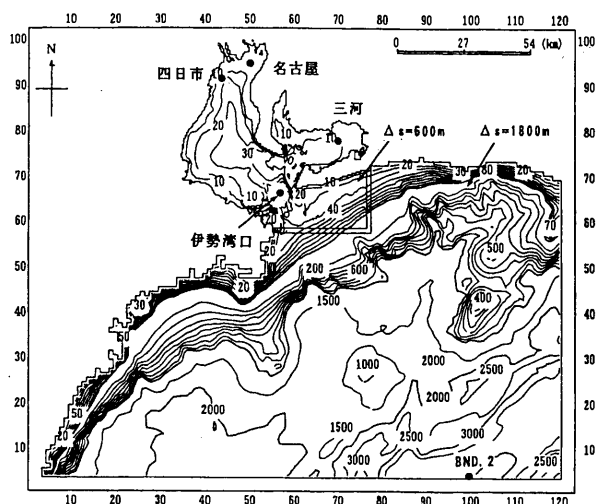


図-4.19 浅海波浪推算領域の構成および浅海領域の等深線

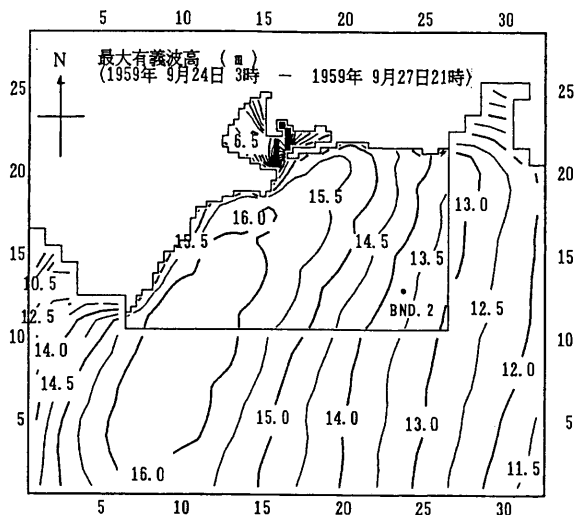


図-4.21 外洋波浪推算による伊勢湾台風時の最大有義波高の分布

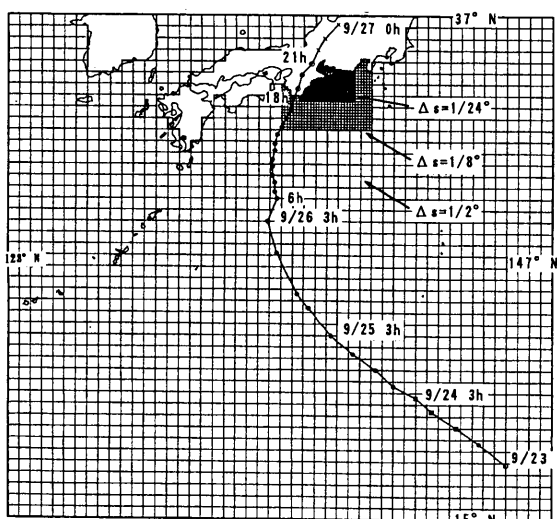


図-4.20 外洋波浪推算領域の構成

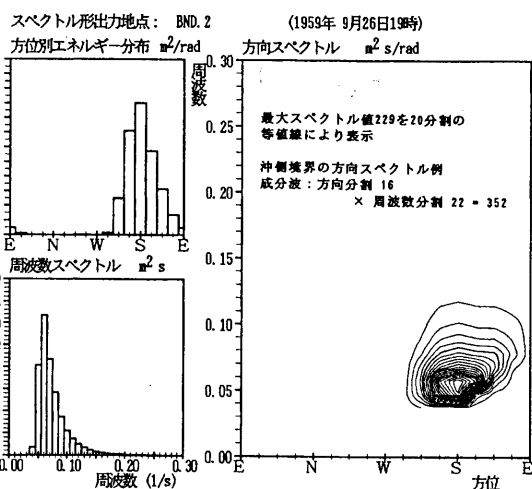


図-4.22 浅海領域の沖側境界における最大有義波高発生時の方向スペクトル

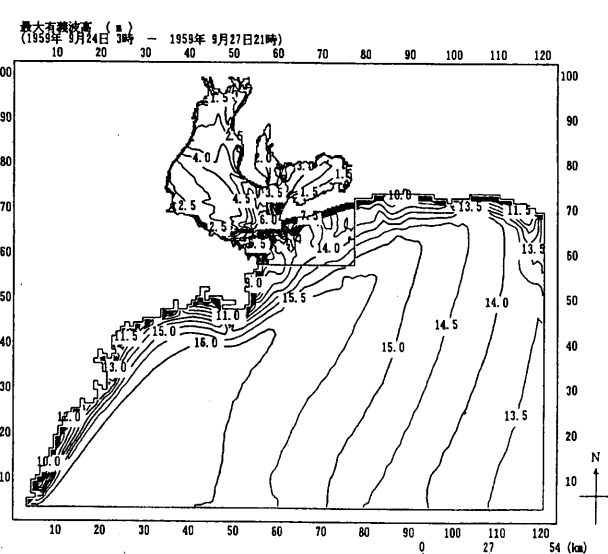
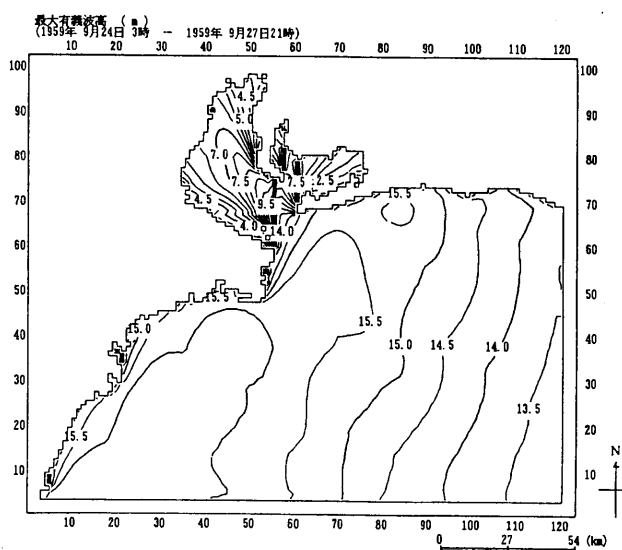


図-4.23 浅海領域水深無限の推算・浅海波浪推算による伊勢湾台風時の最大有義波高の分布比較

勢湾内の波高分布を見ると、方向分散と屈折の影響により、湾口より見通される海域から遮蔽域へと滑らかに波高が減衰する。

ここで、波高分布に現れる浅海変形効果を確認するために、浅海領域（一律1,800m格子）において、水深無限大とする計算も合わせて行い、浅海推算との比較を行う。図-4.23の左図は、水深無限大の推算から求められる

最大有義波高の分布である。浅海変形を考慮しない場合、外洋の波高分布は外洋波浪推算（図-4.21）とほぼ同様である。また、伊勢湾内は、方向分散効果のみ影響するため、遮蔽域への波高減衰は急激におきる。浅海波浪推算との比較から、浅海変形の効果は、沿岸域で発生する波浪場に著しい違いをもたらすことがわかる。

b) 数値計算から見た伊勢湾の波浪特性

伊勢湾のように湾口が外洋に面する半閉鎖的な海域では、発達した外洋侵入波と発達過程にある湾内発生波が共存する特性があると考えられる。この点を明らかにするために、前述した外洋・内湾を対象とする浅海波浪推算（外洋・内湾浅海波浪推算）と、伊勢湾内のみを対象とする波浪推算（内湾浅海波浪推算）を行い、発生する波浪場ならびに湾内の方向スペクトルの比較を行う。方向スペクトルの比較を行う点は、図-4.20に黒丸で表す伊勢湾口と湾奥の四日市・名古屋・三河の4点とする。

図-4.24は、4点の最大有義波高発生時の周波数スペクトルである。外洋侵入波を表す湾口のスペクトルは、湾内を伝播するとともに次第に減衰し、一部は湾奥まで到達する。また、当然ながら、湾口と湾内では波高のピーク時刻は異なる。この外洋侵入波は、図-4.25の湾口における有義波高の時系列から判断すると、台風通過とともに時間変化する。図の湾奥3点の方向スペクトルにおける陰影部のエネルギーは、内湾浅海波浪推算から計算されたもので、湾内発生波の成分を表す。一方、白抜きで表すエネルギー差が、外洋侵入波の成分である。四日市・名古屋・三河の順に、外洋侵入波の占める割合が多くなり、各点の遮蔽の度合いを端的に表している。

さらに、外洋侵入波が、伊勢湾の波浪場に与える影響を見るために、外洋侵入波を考慮した外洋・内湾浅海波浪推算と、湾内のみを対象とする内湾浅海波浪推算、水深無限大と仮定した湾内の波浪推算（深海波浪推算）を行い、波浪場を比較する。

図-4.26は、3種類の推算から求められる伊勢湾内の最大有義波高の分布である。外洋・内湾浅海推算とは他のものと比較すると、外洋侵入波の影響により、湾口より見通される海域において波高が大きい。また、内湾浅海波浪推算は深海波浪推算と比較して、湾内全域で平均的に波高が小さく、局所的な波高の高低も見られる。すなわち、波の発達量は水深が浅くなるとともに小さく、エネルギーは屈折・浅水変形により局所的に集中・発散

する水深効果が明らかに認められる。

このように、外洋侵入波の影響と、浅海変形・浅海波の発達・底面摩擦等の水深効果は、発生する波浪場に著しい影響を与える。さらに、外洋侵入波と湾内発生波は時々刻々変化するため、本研究で行ったように2成分を同時に追跡することが望まれる。特に、台風のように風向変化が急激な気象擾乱により発生する波浪場は、時間変化も顕著であることから、外洋から内湾まで波浪を追跡することが必要となる。

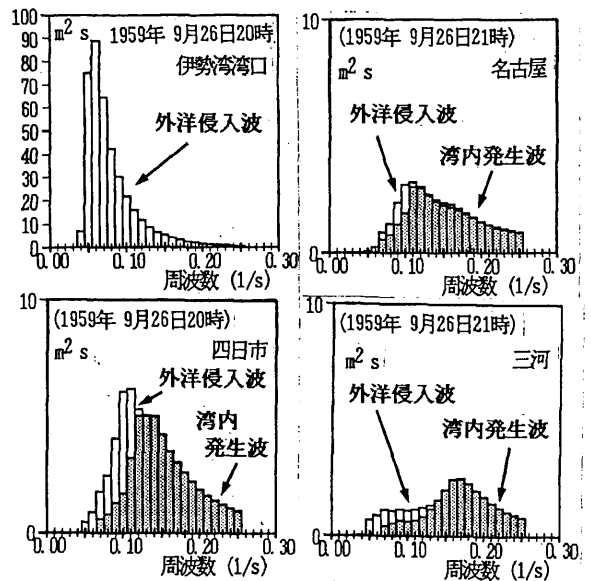


図-4.24 湾内発生波と湾外侵入波が共存する場合の方向スペクトル（伊勢湾口・津・名古屋・三河）

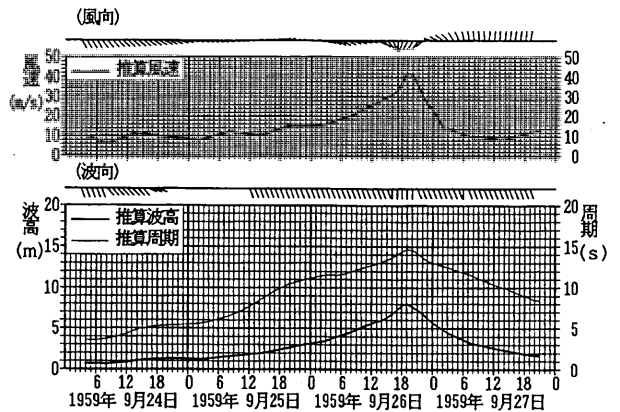


図-4.25 伊勢湾湾口における浅海波浪推算モデルによる有義波諸元の時系列

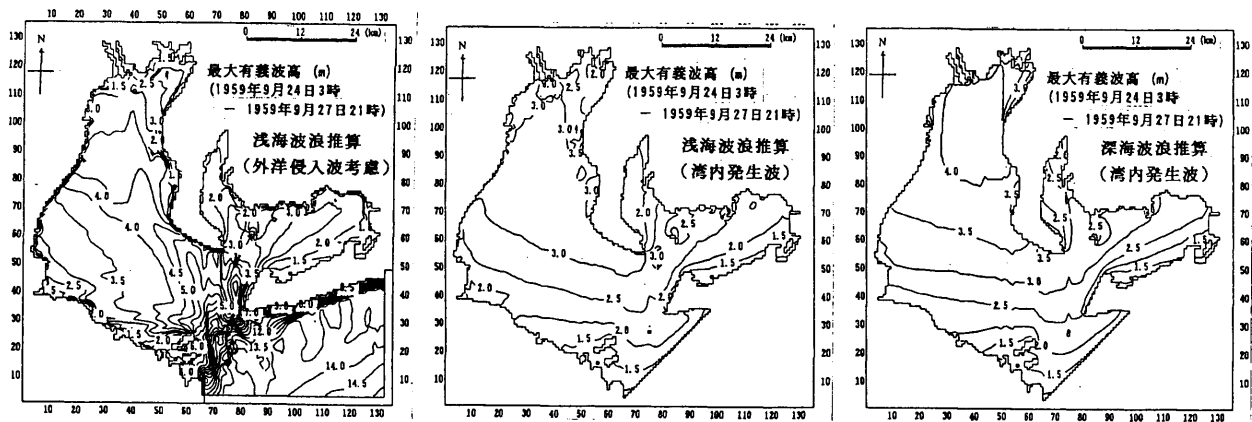


図-4.26 伊勢湾内の最大有義波高分布の比較

(2.5) 時間変化する海浜流計算への応用

浅海波浪推算モデルによる波浪場を利用する応用問題として、波向が時間的に変化する波が球面浅瀬を伝播する場合を想定し、波高・radiation応力項（発散ベクトル）・海浜流の分布を計算する。地形条件は前述したものと同様であり、波浪の作用時間は20分で、開始後2分間は225°方向（x軸正方向を基準に半時計回りにとる角度）から伝播し、その後6分間で135°まで変化する。

図-4.27は、計算開始後2分と10分後の有義波高・radiation応力項の分布と、4分と12分後の海浜流の流速ベクトルを表す。海浜流は、radiation応力項を浅海長波方程式に適用することから計算する。応力は、球面浅瀬斜面上の碎波点から浅瀬背後にかけて強く作用し、浅瀬斜面の碎波点以深では、放射状に外向き応力が作用する。定性的に、波高の高い点から低い点に向かって応力は作用する。海浜流は、浅瀬上から背後にかけて強い流速となり、波向きが変化するとともに、次第に波向と同じ方向に流向が変化する。流向は、波向の変化から2分程度遅れて変化する。

この例に示すように、浅海波浪推算モデルにより、時間変化する平面波浪場が計算され、この結果をもとに、海浜流の計算を行うことも可能である。

(3) 内湾域の波浪推算

(3.1) パラメータ法内湾波浪推算モデルの理論

閉鎖性が強い内湾で、波浪の発達距離（フェッチ）が短い海域では、風波が卓越する。この風波を対象とする波浪推算の場合に、風波を規定する相似則に基礎を置く計算法を用いる方が計算精度は向上する¹²⁾。

パラメータ法波浪推算モデルは、無次元波高と無次元周期の3/2乗則および無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則により定式化される発達項を含むエネルギー平衡方程式を基本式とし、波浪エネルギーをパラメータ

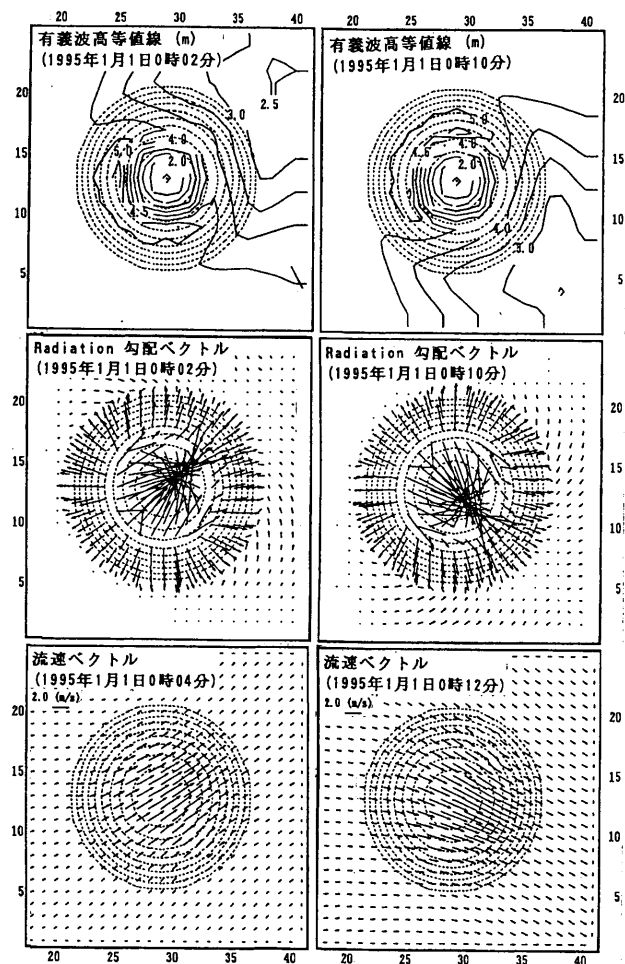


図-4.27 球面浅瀬周辺の時間変化する有義波高・Radiation 応力項・海浜流の分布

として、風波の発達・減衰を追跡する計算法である。ここでは、後藤ら¹²⁾にならい基本式の誘導を行う。

波浪推算法の基礎となる無次元波高 $H_{1/3}$ と無次元周期 $T_{1/3}$ の3/2乗則は、摩擦速度 U_* を利用して、

$$\left(\frac{gH_{1/3}}{U_*^2} \right) = B \left(\frac{gT_{1/3}}{U_*} \right)^{3/2} \quad (4.33)$$

で表される。ここで、係数 B は、観測波浪の解析から推定されるもので、0.062~0.067 が用いられる。また、無次元エネルギーと無次元フェッチの1乗則は、

$$\left(\frac{g^2 E}{U^4}\right) = A \left(\frac{g F}{U^2}\right) \qquad \left(\frac{g^2 E}{U^4}\right) < E_{\max}^* \tag{4.34}$$

$$\left(\frac{g^2 E}{U^4}\right) = E_{\max}^* \qquad \left(\frac{g^2 E}{U^4}\right) \geq E_{\max}^* \tag{4.35}$$

で表される。ここで、係数 A は 1.8×10^{-4} である。また、 $E_{\max}^*$ は、風波を対象とする場合の無次元エネルギーの発達限界値を表すもので、 2.0×10^3 が用いられる。

波の伝播に沿うエネルギーの時間変化を表すものであるから、場に固定された座標系（Euler座標系）で表現すると、

$$\begin{aligned} &\frac{\partial E(\theta)}{\partial t} + \overline{C_g \cos \theta} \frac{\partial E(\theta)}{\partial x} + \overline{C_g \sin \theta} \frac{\partial E(\theta)}{\partial y} \\ &= \left(\frac{AbU^3}{4\pi g}\right) \left(\frac{a}{B}\right)^{2/3} \left[\frac{g^2 E(\theta)}{U^4 \lambda(\theta)}\right]^{1/3} \lambda(\theta) \quad E. \leq 2000 \end{aligned} \tag{4.36}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial E(\theta)}{\partial t} + \overline{C_g \cos \theta} \frac{\partial E(\theta)}{\partial x} + \overline{C_g \sin \theta} \frac{\partial E(\theta)}{\partial y} = 0 \\ &E. > 2000 \end{aligned} \tag{4.37}$$

となる。ここで、式(4.36)の右辺は、風波の発達項であり、式(4.37)はエネルギーの発達限界を超えるために発達がなない伝播のみの式となる。

式(4.36)と式(4.37)は、パラメータ法波浪推算モデルの基本式となるエネルギー方程式である。推算対象地点の有義波波高は、エネルギー方程式から計算される方向別エネルギー $E(\theta)$ は、

$$H_{1/3} = a \sqrt{\int_0^\pi E(\theta) d\theta} \tag{4.38}$$

から計算される。また、有義波周期は、

$$T_{1/3} = \left(\frac{U}{g} \left(\frac{a}{B}\right)^{2/3} \int_0^\pi \left[\frac{g^2 E(\theta)}{U^4 \lambda(\theta)}\right]^{1/3} E(\theta) d\theta\right) / \left(\int_0^\pi E(\theta) d\theta\right) \tag{4.39}$$

から計算される。

(3.2) 東京湾への適用

a) 波浪推算を行う気象擾乱の選定

パラメータ法内湾波浪推算モデルを用いる事例研究として、閉鎖性の強い海域である東京湾を対象とする。波浪推算の外力は、東京灯標の観測海上風を利用する。

はじめに、波浪推算を行う気象擾乱を選定する。気象擾乱選定に当たって参考とする気象・海象資料は、1969年~1989年までの東京灯標において連続観測された風と波浪の観測値とする。

東京灯標の風観測は、1969年~1989年までの間、毎正

時の風向・風速値として整理されている。また、東京灯標の波浪観測は、1969年~1982年までは、水圧式波高計による毎正時の1/10最大波高が整理され、1983年~1989年までの観測は、超音波式波高計による毎偶数時の1/10最大波高と有義波高が整理されている。また、波高計が水圧式から超音波式に切り替わった1983年の前2年間（1981年、1982年）は、2つの波高計で同時に波浪観測が行われ、波高計間の観測値の比較が可能である。これらのデータを利用して、東京灯標に高波をもたらした気象擾乱を、N・E・S・Wの4系統に分類して選定する。

ここで、波浪の欠測の補間に利用する風と波浪の相関解析について述べる。東京灯標で観測された1986年1月~12月までの1年間の観測風と観測波浪の全データを利用して相関解析を行い、表-4.1の回帰式が得られる。この結果を用いて、東京灯標の観測風から有義波高を推定し、超音波式波高計による観測有義波高と比較すると、図-4.28のような経時変化となる。この図によれば、推定値は観測値とほぼ一致し、波浪の欠測期間でも、良好な精度で風からの波高推定を行うことができる。

以上の解析により、波浪観測値を利用して、各年の上位3位までに該当する高波を抽出し、図-4.29に、高波の経年変化を4系統別に表す。ここで、4系統別の波浪推算を行う気象擾乱選定の基準となる波高は、年最大波の最低値とし、S系が2.28m、他の3系統が1.0mを幾分上回る波高値とする。

表-4.1 東京灯標における風向別の観測風速と有義波高の相関関係（簡易波浪推定式）

風 向	データ数	回 帰 式	相 関 係 数
N	569	$H_{1/3}=0.239U^2+18.770$	0.708
NNE	516	$H_{1/3}=0.291U^2+16.473$	0.652
NE	463	$H_{1/3}=0.294U^2+17.866$	0.815
ENE	344	$H_{1/3}=0.308U^2+19.991$	0.796
E	211	$H_{1/3}=0.313U^2+20.147$	0.813
ESE	197	$H_{1/3}=0.316U^2+19.379$	0.818
SE	122	$H_{1/3}=0.188U^2+21.560$	0.484
SSE	101	$H_{1/3}=0.260U^2+20.629$	0.539
S	371	$H_{1/3}=0.276U^2+17.008$	0.896
SSW	398	$H_{1/3}=0.270U^2+17.084$	0.906
SW	116	$H_{1/3}=0.248U^2+21.778$	0.863
WSW	59	$H_{1/3}=0.232U^2+20.863$	0.735
W	55	$H_{1/3}=0.228U^2+16.258$	0.783
WNW	64	$H_{1/3}=0.183U^2+20.453$	0.433
NW	185	$H_{1/3}=0.149U^2+15.213$	0.861
NNW	543	$H_{1/3}=0.168U^2+16.928$	0.819
全方向	4331	$H_{1/3}=0.228U^2+19.133$	0.807

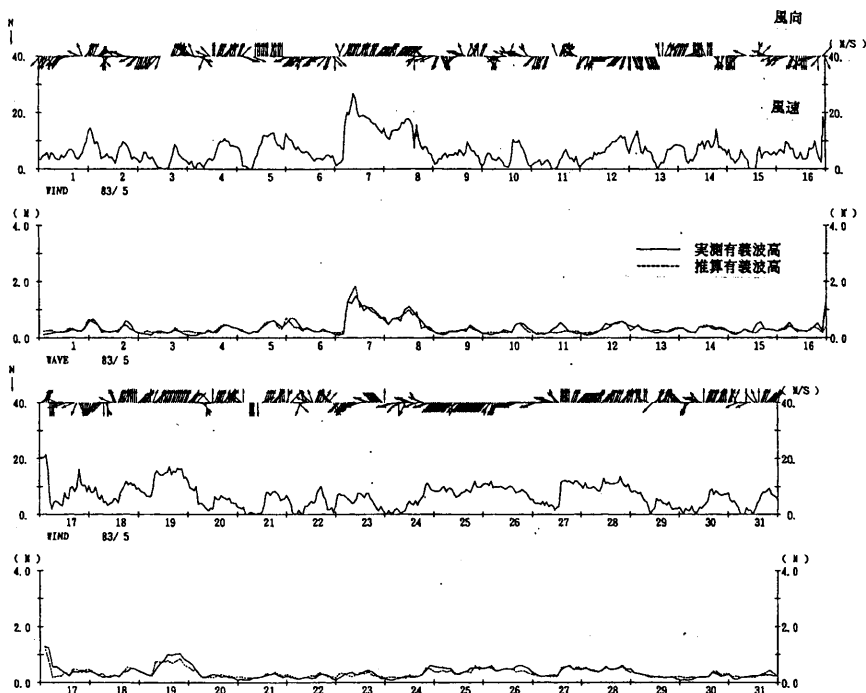


図-4.28 風速と有義波高の相関関係を用いる波高推定値と観測波高の経時変化の比較

b) 波浪推算と推算精度の検証

東京灯標で波浪が観測されている1969年～1989年までの間に、東京灯標に高波をもたらした気象擾乱を対象に波浪推算を行う。この推算値と観測値との比較結果をもとに、パラメータ法内湾波浪推算モデルの推算精度を評価する。

波浪推算を行う計算範囲は、図-4.30 に表す東京湾全域とする。図には、東京灯標における16方位の線フェッチと有効フェッチも併せて示す。波浪推算を行う東京湾の地形は、1.0km×1.0kmの格子で近似する。

波浪推算を行うためには、外力となる海上風の情報が必要となる。波浪推算期間は、東京灯標において風観測が行われている期間でもあるから、この観測風を利用して波浪推算を行うことが可能である。ただし、東京灯標の観測風は構造物の影響を受けており、海上風に変換するために風向別に補正を行う必要がある。そこで、永井ら¹³⁾が求めた表-4.2の観測風を海上風に変換する回帰式を利用して、海上風への変換を行い、変換された風を波浪推算に用いる。なお、波浪推算では、東京灯標の海上風が東京湾全域に様に吹くものと仮定する。

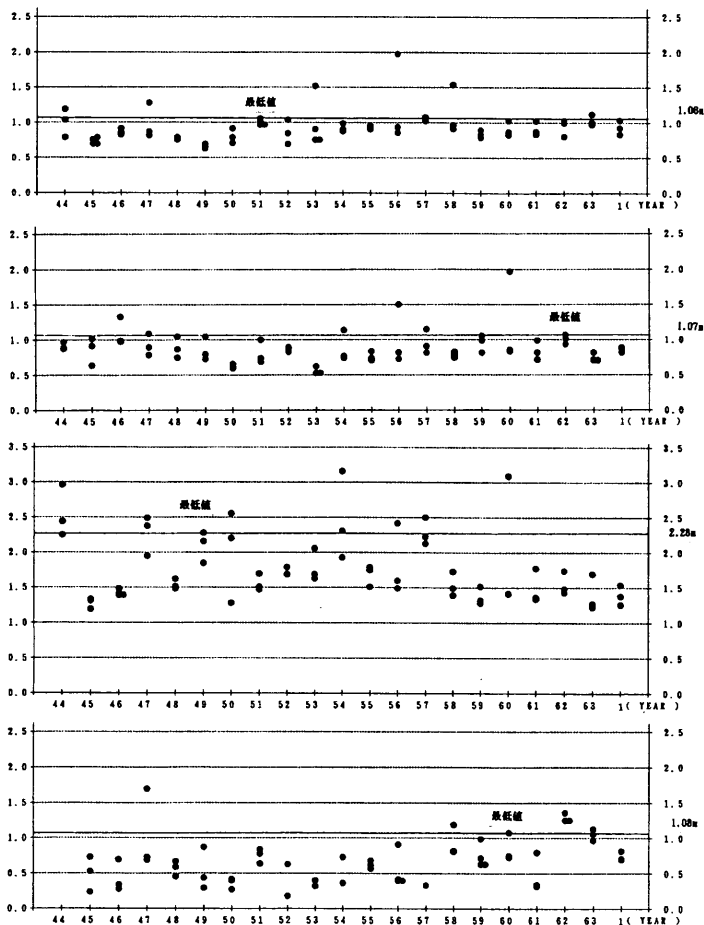


図-4.29 東京灯標における4系統の高波の経年変化

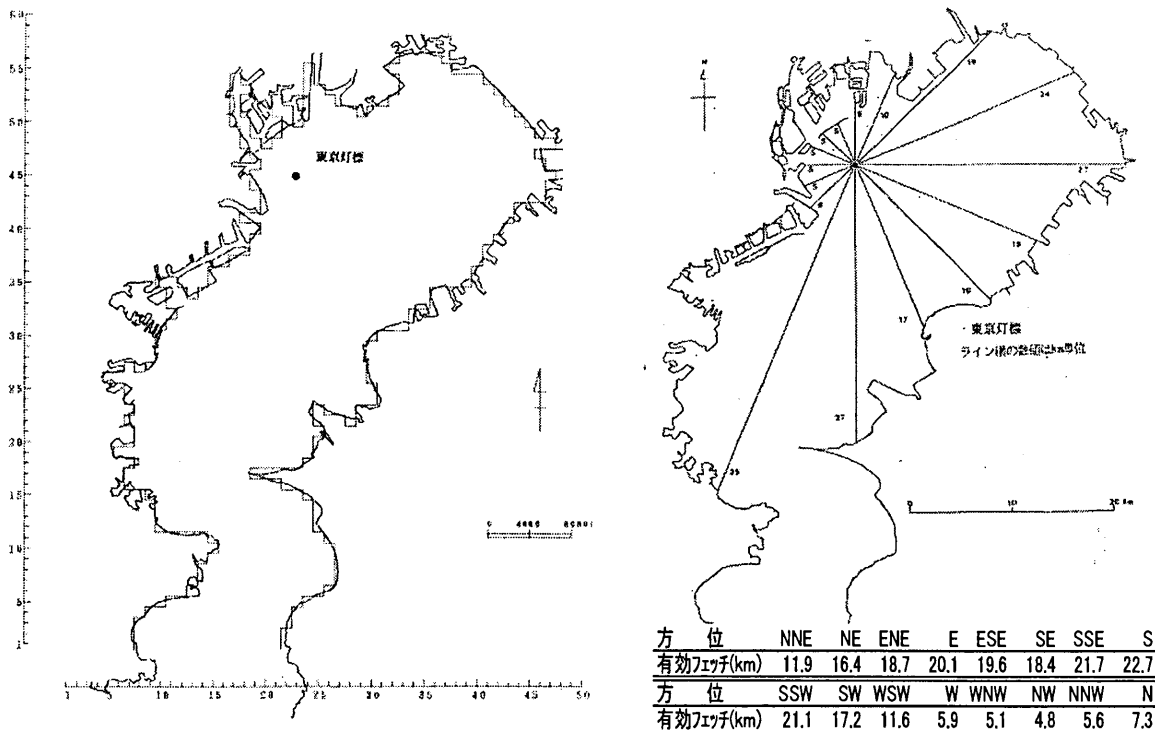


図-4.30 波浪推算を行う東京湾全域と東京灯標の線フェッチならびに計算格子による地形近似

表-4.2 東京灯標における観測風と海上風の相関関係
(東京灯標海上風推定式)

風向	a	b	a	b	a	b
NNE	0.34 0.0 ~ 3.9	0.00 3.9 ~ 9.2	0.88 9.2 ~ 1.02	-2.14 1.02 ~ -3.45	1.02 9.2 以上	-3.45
NE	0.29 0.0 ~ 5.2	0.00 5.2 ~ 1.47	1.47 1.41 ~ -6.25	-6.25 0.98 ~ -2.73	1.07 8.7 以上	-2.73
ENE	0.46 0.0 ~ 6.9	0.00 6.9 ~ 1.91	1.91 9.5 ~ -10.01	-10.01 9.5 以上	0.98 9.5 以上	-1.19
E	0.45 0.0 ~ 5.0	0.00 5.0 ~ 1.41	1.41 5.0 ~ 4.77	4.77 9.6 ~ -0.63	0.98 9.6 以上	-0.63
ESE	0.47 0.0 ~ 7.6	0.00 7.6 ~ 3.05	3.05 7.6 ~ -19.77	-19.77 8.9 ~ -1.68	1.02 8.9 以上	-1.68
SE	0.47 0.0 ~ 7.6	0.00 7.6 ~ 3.05	3.05 7.6 ~ -19.77	-19.77 8.9 ~ -1.68	1.02 8.9 以上	-1.68
SSE	0.47 0.0 ~ 7.6	0.00 7.6 ~ 3.05	3.05 7.6 ~ -19.77	-19.77 8.9 ~ -1.68	1.02 8.9 以上	-1.68
S	0.41 0.0 ~ 6.9	0.00 6.9 ~ 0.88	0.88 6.9 ~ -3.30	-3.30 11.5 ~ -3.33	0.89 11.5 以上	-3.33
SSW	0.30 0.0 ~ 6.5	0.00 6.5 ~ 0.94	0.94 6.5 ~ -4.19	-4.19 13.9 ~ -6.02	1.07 13.9 以上	-6.02
SW	0.30 0.0 ~ 6.5	0.00 6.5 ~ 0.94	0.94 6.5 ~ -4.19	-4.19 13.9 ~ -6.02	1.07 13.9 以上	-6.02
WSW	0.30 0.0 ~ 6.5	0.00 6.5 ~ 0.94	0.94 6.5 ~ -4.19	-4.19 13.9 ~ -6.02	1.07 13.9 以上	-6.02
W	0.30 0.0 ~ 6.5	0.00 6.5 ~ 0.94	0.94 6.5 ~ -4.19	-4.19 13.9 ~ -6.02	1.07 13.9 以上	-6.02
WNW	0.30 0.0 ~ 6.5	0.00 6.5 ~ 0.94	0.94 6.5 ~ -4.19	-4.19 13.9 ~ -6.02	1.07 13.9 以上	-6.02
NW	0.36 0.0 ~ 8.3	0.00 8.3 ~ 0.86	0.86 8.3 ~ -4.17	-4.17 14.2 ~ -13.67	1.53 14.2 以上	-13.67
NNW	0.37 0.0 ~ 8.2	0.00 8.2 ~ 1.23	1.23 8.2 ~ -7.13	-7.13 12.0 ~ -8.16	1.32 12.0 以上	-8.16
N	0.52 0.0 ~ 6.5	0.00 6.5 ~ 1.27	1.27 6.5 ~ -4.95	-4.95 9.7 ~ -4.09	1.18 9.7 以上	-4.09

注) 下段は風速階級 (m/s)

計算の時間間隔は、深海波に相当する群速度が、1ステップで格子間隔を超えないという安定条件を満足するように4.0分とする。深海波の場合に、群速度は周期に

比例することから、推算される最大周期が安定条件を決定する。パラメータ法の場合は、スペクトル法のように複数の周波数成分を同時に計算するのではなく、有義波周期のみを計算する。そのため、周期の値は時々刻々変化する。そこで、あらかじめ計算される最大有義波周期を予想し、安定な計算を行うための時間間隔を決定しておく。本研究で用いる時間間隔4.0分は、周期5.8s以下の有義波について安定な計算を行うことが可能である。また、波浪エネルギーの方向分布は、16方位分割とし、エネルギーの方向分布関数は $\cos^4 \theta$ 型とする。

図-4.31は、東京灯標において推算される有義波高・有義波周期の経時変化を系統毎に1擾乱選び、観測値の経時変化と比較した結果である。図には、東京灯標における海上風の経時変化も合わせて表す。比較図によれば、推算値は推算期間内に観測される最大有義波高と最大値発生時刻前後の傾向を良く再現している。しかしながら、低波浪期の推算周期と観測値には差異が見られる。内湾の波浪は海上風への依存性が高く、低波浪期の海上風速は当然小さい。パラメータ法は、風波の相似則から導かれる発達式を基礎とする推算法であるため、風速が0となる。このような推算法の特徴が、低波浪期の推算結果に現れている。

実際に観測される波浪は、発達段階において高周波数帯に波浪エネルギーが集中し、非線形相互作用により次第に低周波数帯へエネルギー移行することが知られている。低周波数帯のエネルギーは、風速が0の場合でも急

激な減衰をしないため、観測値には急激な周期の減少が見られない。しかしながら、パラメータ法による推算値は、風速が0になると波浪エネルギーも0になる。これが、周期の計算精度を低下させる要因となっている。

次に、東京灯標において全擾乱を対象に推算される有義波高・有義波周期と、観測値との比較を行い、計算値の精度について検証を行う。推算精度の評価は、系統別に計算値と観測値の相関解析を行い、両者の関係を表す回帰式と相関係数をもとに行う。相関解析に用いるデータは、4系統別に分類し、1擾乱の期間について、推算される最大有義波高・有義波周期と、同期間内に観測される最大有義波高・有義波周期を1組のデータとする。ここで、観測の最大値と推算の最大値の発生時刻がずれる場合、時間的なずれは無視して、期間内の最大値同士で相関データを作成する。さらに、1擾乱期間の最大値ではなく、第2ピーク値等の極大となる観測値についても、これに対応する推算値が明確に判別可能であれば、1組の相関データとして取り扱う。

図-4.32は、系統別に求めた東京灯標における推算有義波高と観測値の相関図である。図には、回帰直線と回帰式も併せて表す。4系統とも相関係数は0.75以上となり、高い相関関係が見られる。ここで、S系のみは、高波時に推算値が観測値よりも大きくなる傾向にあるため、低波浪と高波浪の階級で回帰式を変更させる方がより妥当な相関関係を導ける。また、相関解析より求められるW系の回帰係数によれば、1.30倍程度の補正を行う必要があり、推算値が観測値よりも低い傾向にある。

他の系統は、ほぼ回帰係数が1.0程度となり、推算値と観測値はほぼ一致する。

周期についても、4系統別に相関解析を行い、図-4.33に相関図を表す。波高の相関関係と比較すると、S系波浪において幾分低い相関となるものの、全体的に高い相関関係が認められる。W系の回帰係数は、波高の係数と同様に1.26と大きく、推算周期が観測値よりも低く計算される。他の3系統は、ほぼ1.0程度の回帰係数となる。

これらの相関図に見られる推算値と観測値の誤差は、パラメータ法波浪推算モデルの発達式中に現れる摩擦速度を求めるために必要な海面応力の算定式¹²⁾の誤差にあると考えられる。推算結果を見る限り、波浪推算精度に直結するため、改良すべき点である。

以上の相関解析から求められる回帰式を利用して、推算結果を補正すると、図-4.34に表すような推算有義波の経時変化が求められる。波高・周期の補正を行うことにより、観測値にかなり近い情報へ修正することが可能となる。

c) 波向に関する検討

ここでは、観測波向が観測風向と同方向と仮定して議

論を行う。系統別に推算される高波発生時の有義波と観測値の経時変化を比較すると、最大有義波高の発生時刻における観測波向(風向)は、推算波向と1方位から2方位程度の差異を生じることがしばしばある。このような波向の差は、波向別の設計波算定を行う上で、結果に大きく影響する可能性がある。そこで、波向に関して、気象擾乱の通過に伴う風向の変化特性との関連から考察を加える。

図-4.35は、W系の最大波高が観測された1972年1月21日～22日の気象擾乱について推算される有義波と観測値の経時変化の比較である。同時に風向・風速の変化も表す。図-4.36の天気図から判断すると、この時の気象擾乱は日本海低気圧に分類される。図-4.35に表す経時変化によれば、最大有義波高が発生する時刻は1月22日0:00であり、この時の風向はWSWとなる。そのため、観測波向(風向)から系統別の分類を行うとW系になる。しかしながら、波浪発達期の風がS～SWであることから考えると、波向はS系である可能性が高い。これを裏付けるように、推算される波向もSWとなる。このような差がどのような過程で生じるかを、気象擾乱の通過を追跡することで検討する。

図-4.37は、東京湾に高波をもたらす代表的な気象擾乱の通過に伴う東京灯標の風向変化を模式的に表すものである。この図のうち、日本海低気圧の通過に伴う風の変化を見る。日本海低気圧の通過時に生ずるS系の風で発達する波高の最大値が、低気圧の通過直後に生じるW系の風向時に記録されると、観測波向は観測風向と一致すると仮定していることから、W系の波として分類される。この時、フェッチの短いW系で高い有義波高が生じることになる。

これと同様のことは、N系の波浪でも起こる。図-4.37に表す台風または南岸低気圧が通過する場合、E系の風で発達する波浪が、低気圧通過直後に生ずるN系の風により、N系の高波として分類される。N系の高波として分類される気象擾乱には、図-4.38に天気図を表す台風8115号の例がある。図-4.39に表す台風8115号通過時の有義波の経時変化によれば、観測される最大波高が1981年8月23日3:00に発生し、その時の風向がNEである。そのため、N系の高波として分類される。しかしながら、発達段階の風向がE系であることから考えると、E系の波浪である可能性が高い。推算される波向はE～ENEとなり、この点を裏付けている。

以上のように、観測波浪の波向が不明である場合、観測風向が波向と一致すると仮定して、系統別の波浪分を行っている。しかしながら、このような取り扱いは十分な注意を要する。波向は推算波向を使用の方が妥当であろう。

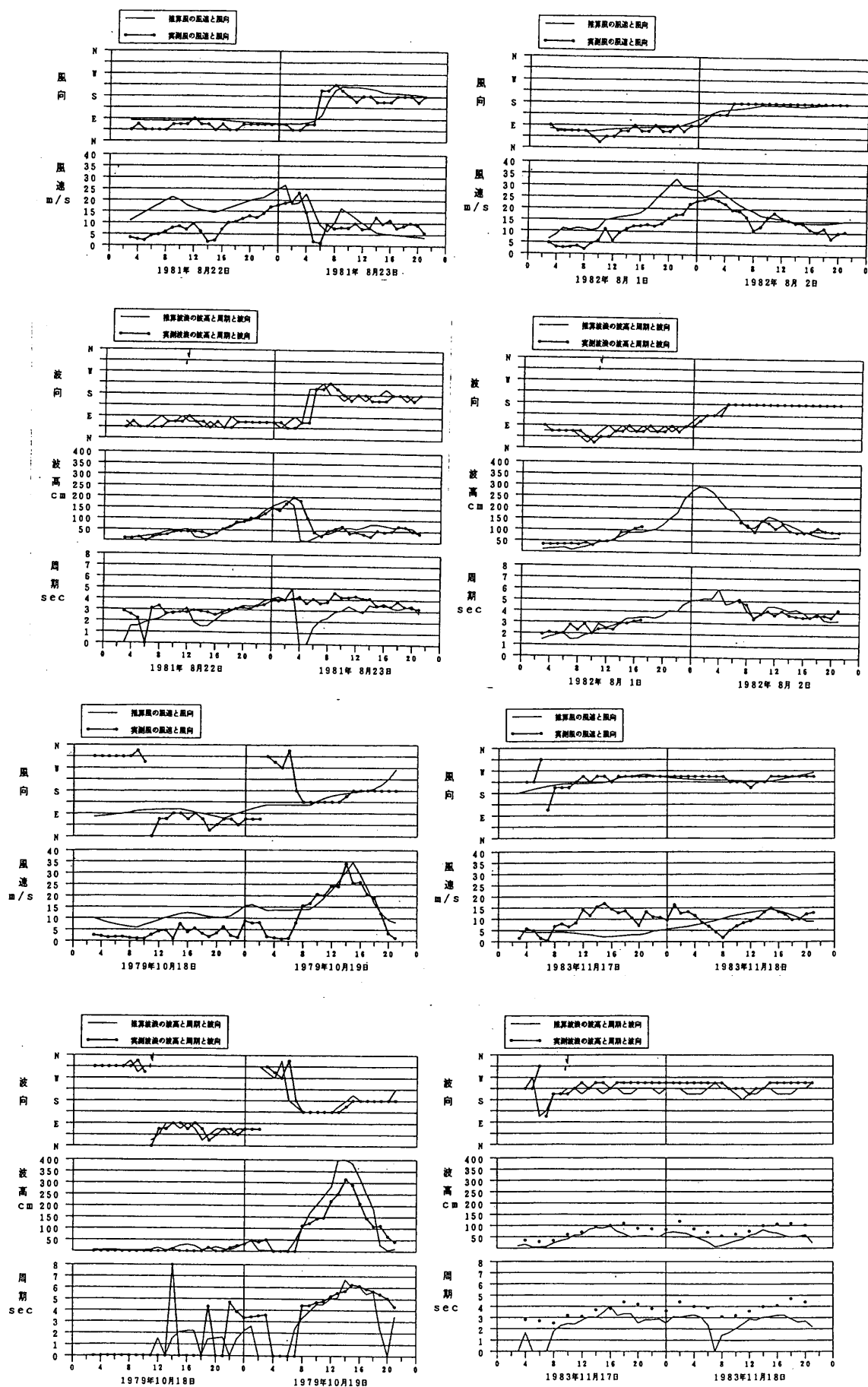


図-4.31 推算される波浪と観測海上風・観測波浪の経時変化の系統別比較

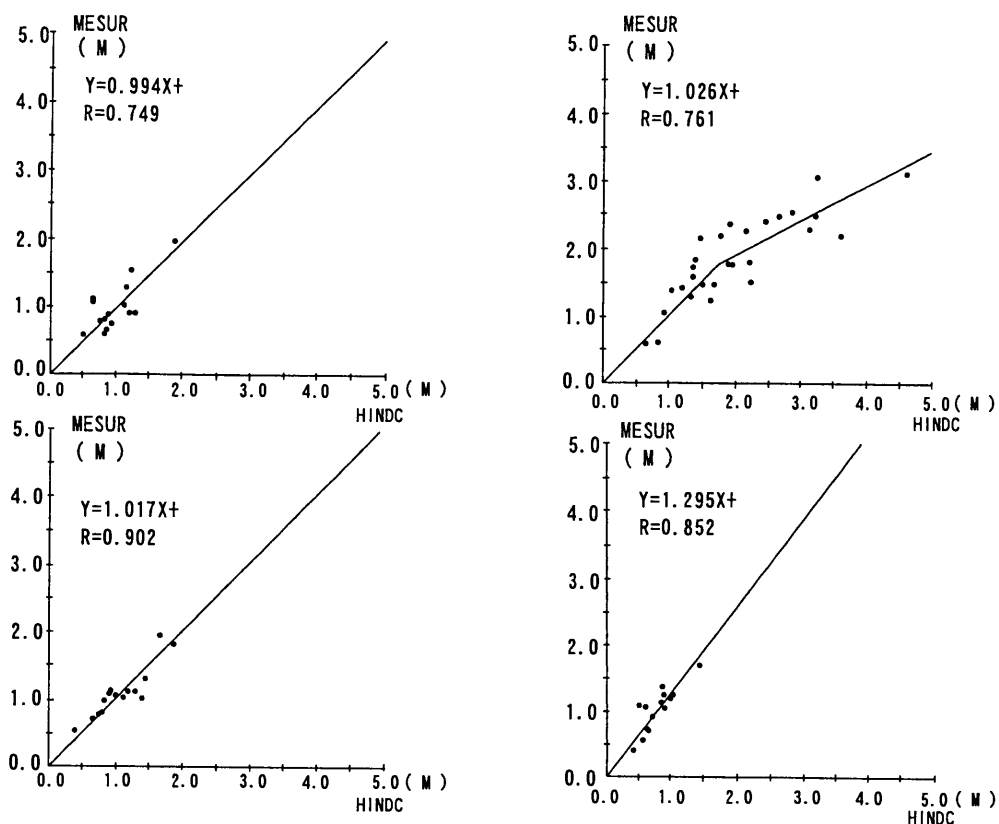


図-4.32 東京灯標における4系統別の推算有義波高と観測値との相関図および回帰式

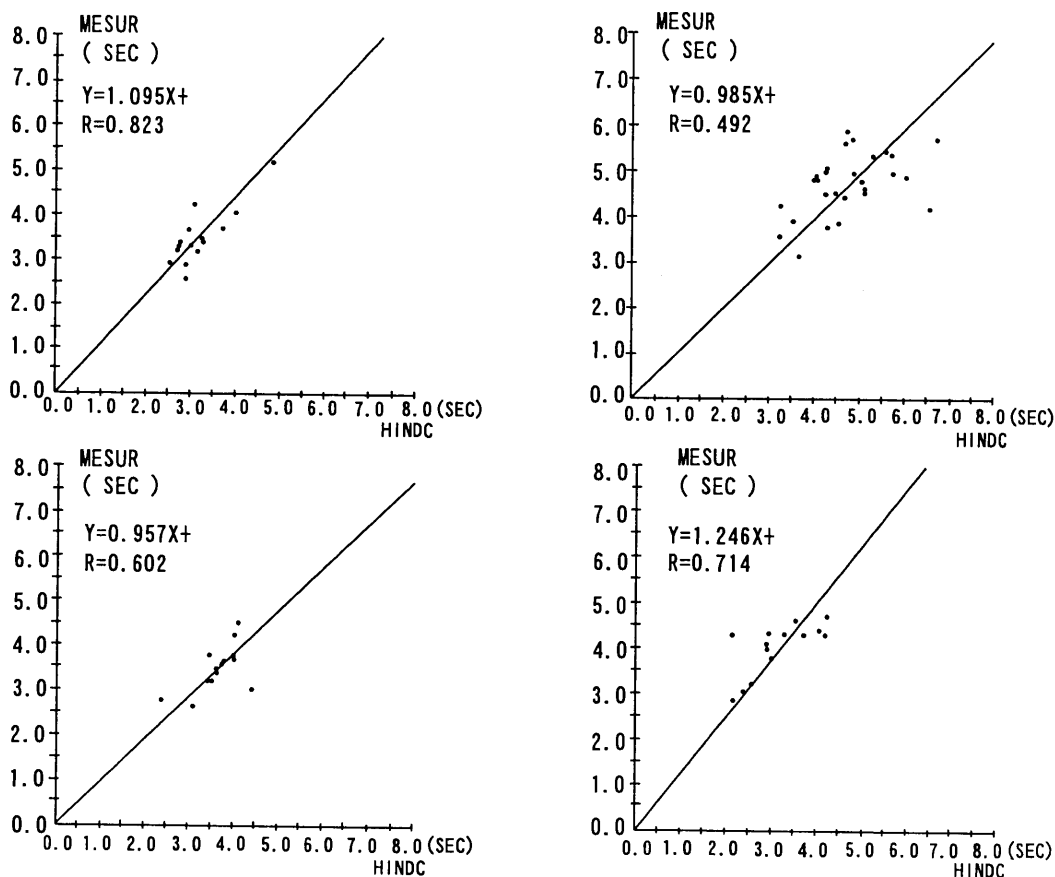
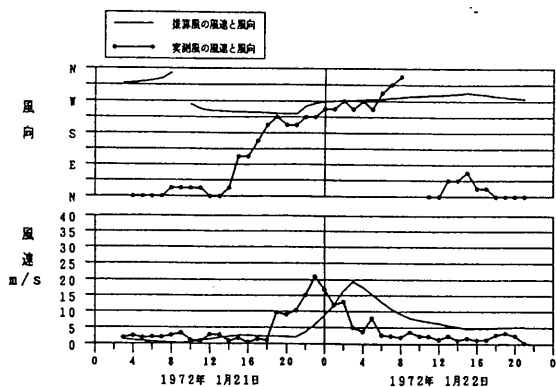
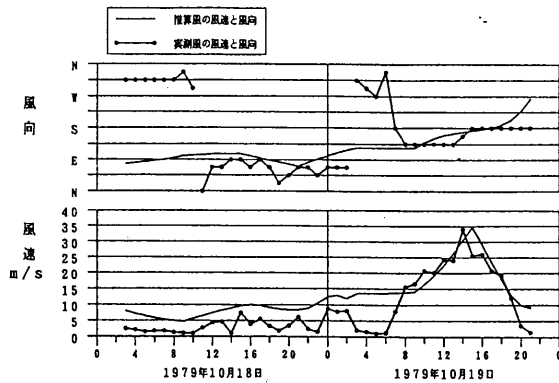


図-4.33 東京灯標における推算有義波周期と観測値との相関図と回帰式



実測風向・推算海上風速と推算風速・風向の経時変化の比較



推算海上風と実測海上風の経時変化(波浪推算に用いたのは実測海上風)

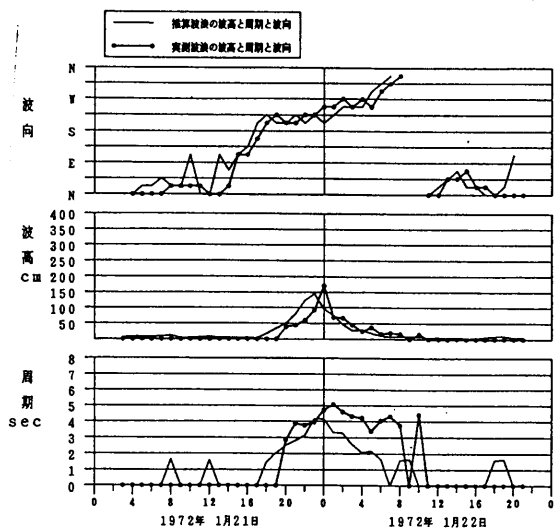


図-4.34 補正を行った後の東京灯標における有義波の経時変化

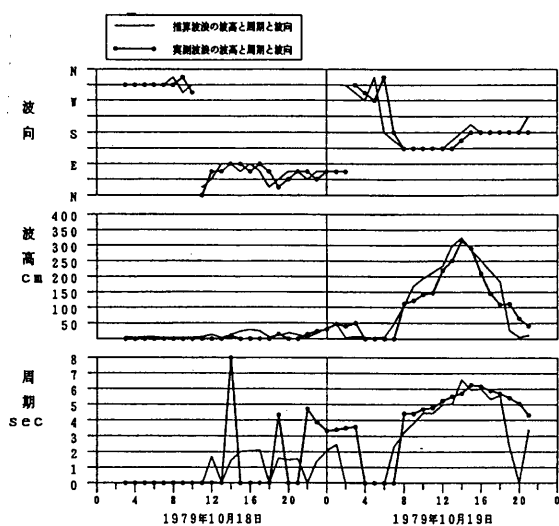


図-4.35 W系最大波浪観測時の計算波浪と観測波浪の経時変化の比較

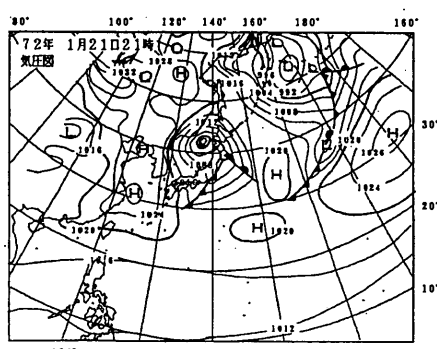
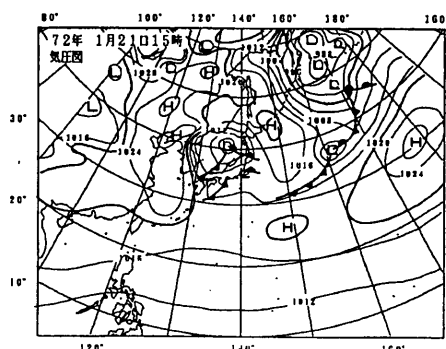
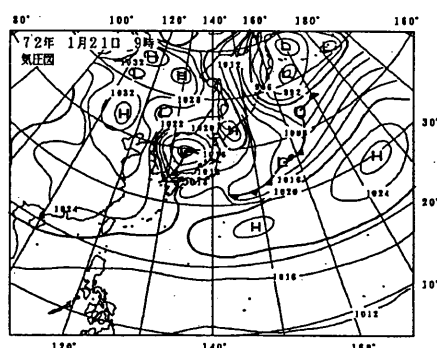
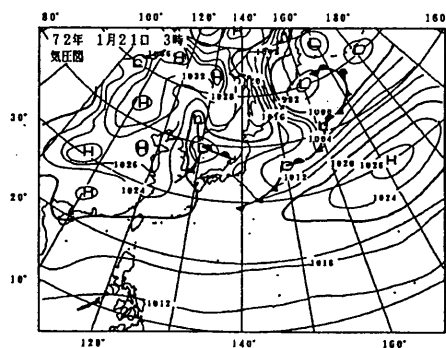


図-4.36 波浪推算を行ったW系最大波高発生時の気象擾乱期間の天気図

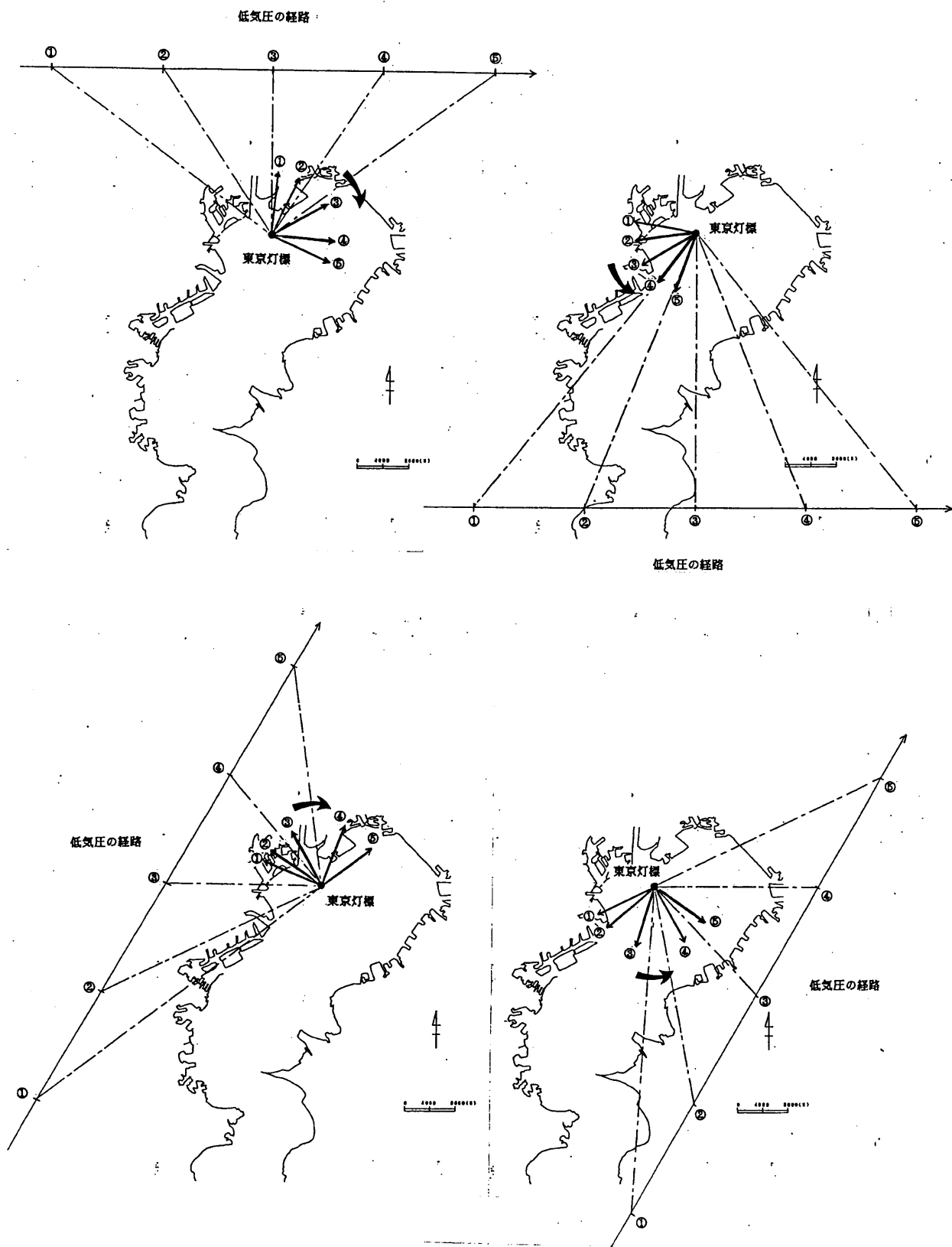


図-4.37 気象擾乱の通過に伴う東京灯標の風向変化の模式図

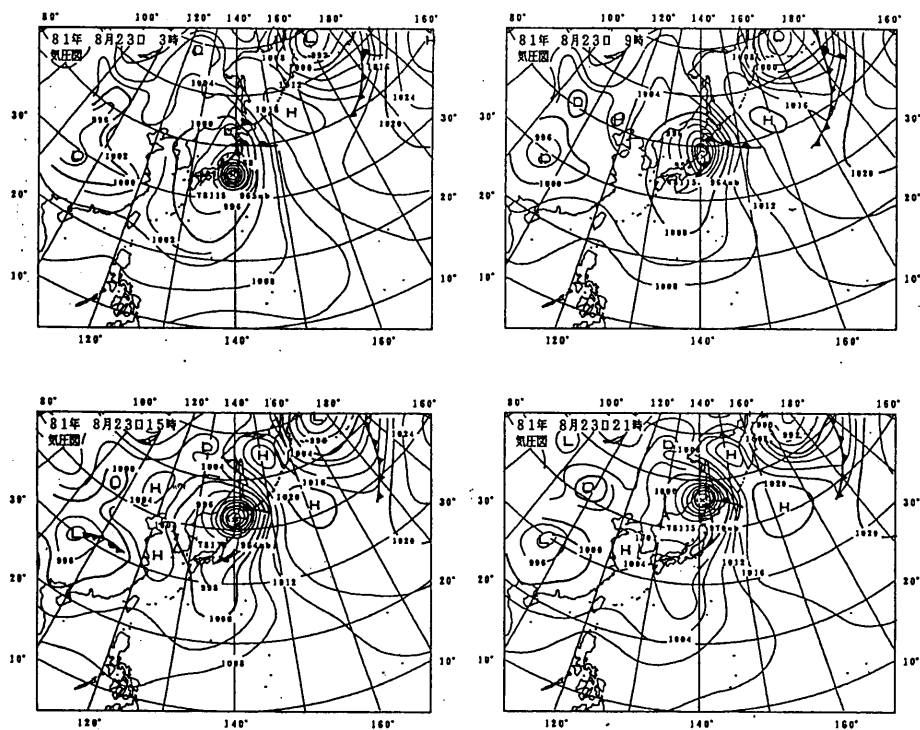
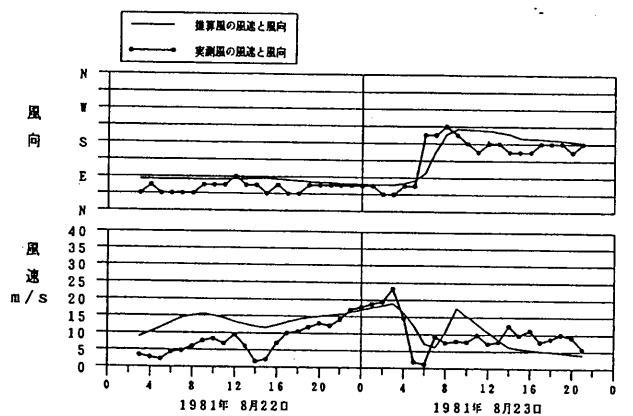


図-4.38 N系最大波浪観測時の気象擾乱時の天気図



推算海上風と実測海上風の経時変化(波浪推算に用いたのは実測海上風)

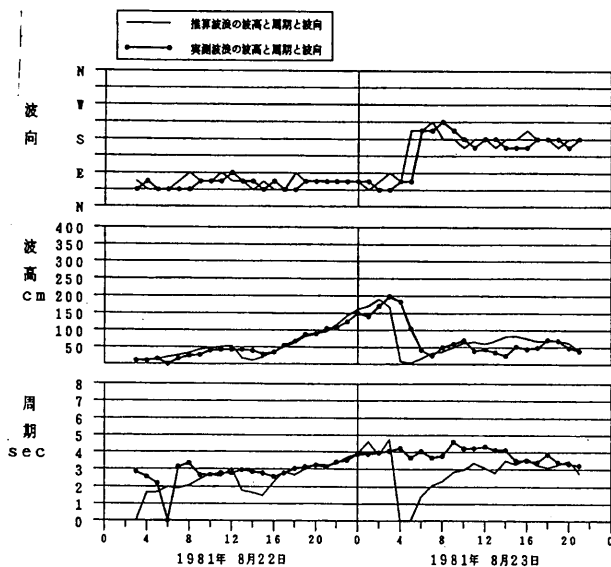


図-4.39 N系最大波浪観測時の推算有義波と観測値の経時変化の比較

4.3 通常時波浪を対象とする波浪推算

(1) 単地点出力型スペクトル法波浪推算モデル

(1.1) 波浪推算モデルの理論

通常時を対象とする波浪推算を行うために採用するモデルは、長期間の計算値を短時間に得ることが可能という利点を有する単地点出力型モデルとし、深海波の波浪推算で述べたスペクトル法モデルを採用する。

スペクトル法の基礎式は、前述した平面波浪推算モデルと同等で、これを波浪推算対象点のみについて計算を行う単地点出力型モデルに修正して用いる。ここでは、後藤ら¹²⁾にならい、基本式を誘導する。

任意の地点に来襲する波浪のエネルギー平衡方程式は、平面波浪推算モデルの基礎式を波の伝播方向に対して1次元表示し、

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -C_g \nabla S + F_{Or1} + F_{Or2} \quad (4.40)$$

とする。ここで、 S は周波数 f で伝播方向 θ からなる成分波のエネルギー密度 $S(x, f, \theta)$ 、 C_g は各成分波の群速度であり、

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x}$$

は微分演算子、 F_{Or1} は風から波へ供給される単位時間当たりエネルギー量、 F_{Or2} は深海波を対象とする場合の各種機構による単位時間当たりのエネルギー消散量である。波浪の発達・減衰式は、平面出力型と同様の式で表される。

波浪エネルギーの伝播と発達・消散項を総合すると、単地点出力型の数値モデルの基本式は次のように記述される。

①追風 ($|\phi| \leq \pi/2$) で波は発達中 ($S \leq S_\infty$) のとき、

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_g \nabla S + F_{Or1} + F_{Or2} \\ &= -C_g \nabla S + \left[(A + BS) \left(1 - \left(\frac{S}{S_\infty} \right)^2 \right) \right] \lambda(\phi) \end{aligned} \quad (4.41)$$

②追風 ($|\phi| \leq \pi/2$) で波は十分発達 ($S > S_\infty$) 又は無風状態のとき、

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -C_g \nabla S + F_{Or1} + F_{Or2} = -C_g \nabla S - (D_1 f)^4 S \quad (4.42)$$

③逆風 ($|\phi| > \pi/2$) のとき、

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_g \nabla S + F_{Or1} + F_{Or2} \\ &= -C_g \nabla S - [B\lambda(\phi) + (D_2 f)^4] S \end{aligned} \quad (4.43)$$

ここで、 ϕ は風向と成分波の伝播方向の差、 $\lambda(\phi)$ は方向分布関数であり、発達期の風波に適する $\cos^2 \theta$ 型方向分布関数を採用する。

(1.2) 単地点出力型モデルの差分化

単地点法は特定の1地点に到達するエネルギーまたは方向スペクトルの変化を追跡する。

図-4.40 は、単地点出力型モデルの推算点と海上風・波向別方向スペクトルの計算点を表す模式図であり、図に表す直線は、成分波の波向を表現することから波向線と呼び、推算対象となる中心点から16方位の放射型に設定する。各波向線上には、等間隔に海上風・波向別方向スペクトルの計算点が配置される。各計算点では、計算の時間間隔毎に波向線方向から伝播するエネルギーまたは方向スペクトルが計算される。波浪推算を行う点においては、全ての方向から成分エネルギーが伝播する。この到達するエネルギーを積分することにより、波浪の経時変化を求める。

推算点以外の計算は行わない単地点出力型モデルは、平面型モデルに比べると計算時間が大幅に短縮され、計算の過程で用いる変数の記憶容量も節約できる。したがって、波浪推算地点を限定し、かつ長期にわたる波浪推算を行う場合には有効な手法と言える。なお、スペクトル法波浪推算モデルの場合、各方向の成分波は22個の周波数成分に分離される。そのため、波浪推算点では全周波数成分の合成も行う必要がある。

伝播項の計算に用いる差分化は、計算の安定性を考慮し、一次の風上差分を用いる。成分波の群速度を C_g とすると、方向スペクトルの伝播式は次式で表される。

$$\frac{\partial S}{\partial t} + C_g \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \quad (4.44)$$

これを、波向別に離散化して表現すると、

$$\frac{\partial S_J}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} [S(x, t + \Delta t) - S(x, t)]_J \quad (4.45)$$

$$\frac{\partial S_J}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} [S(x + \Delta x, t) - S(x, t)]_J \quad (4.46)$$

となる。ここで J は波向成分を表す。この表現を利用して、式(4.44)を差分式で表すと、

$$\frac{1}{\Delta t} [S_{J,J}^{n+1} - S_{J,J}^n] + C_g \frac{1}{\Delta x} [S_{J+1,J}^n - S_{J,J}^n] = 0 \quad (4.47)$$

と記述される。式(4.47)を、任意の計算点における波浪スペクトルを計算する形式に記述しなおすと、エネルギー伝播及び発達・減衰は次式で表される。

$$S_{J,J}^{n+1} = S_{J,J}^n - C_g \frac{\Delta t}{\Delta x} [S_{J+1,J}^n - S_{J,J}^n] + O(\Delta t) \quad (4.48)$$

$$S_{J,J}^{n+1} = S_{J,J}^n + F_{Or1,J,J}^{n+1} + F_{Or2,J,J}^{n+1} \quad (4.49)$$

ここで、 $O(\Delta t)$ は1次以上の計算誤差を表す。

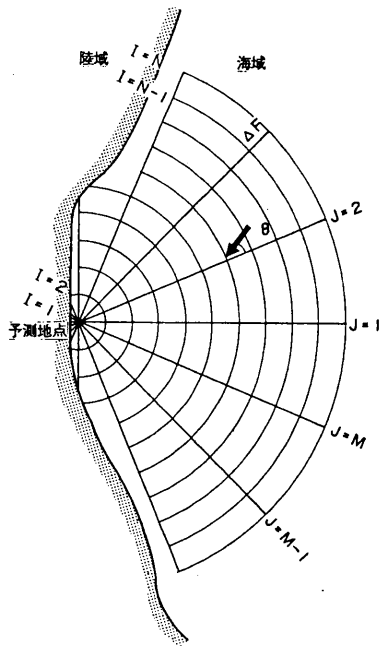


図-4.40 単地点出力型波浪推算モデルの推算点と方位別波向線の配置図

(1.3) 日本沿岸を対象とする常時波浪推算への適用

a) 波浪推算を行う地点と期間

波浪推算を行う地点は、港湾局の全国港湾海洋波浪情報網（ナウファス）¹⁴⁾の波浪観測地点である常陸那珂港とむつ小川原港の2点とする。波浪の外力となる海上風と波向別スペクトルの計算点は、推算地点を中心に22.5° 間隔、すなわち16方向に放射状の波向線を設定し、各波向線上で2.0km間隔に配置する。図-4.41 の左図は、常陸那珂港を対象とする波浪推算点と波向線および線上の計算点の位置関係を表し、右図は、むつ小川原港を対象とする波浪推算点と波向線および線上の計算点を表す。

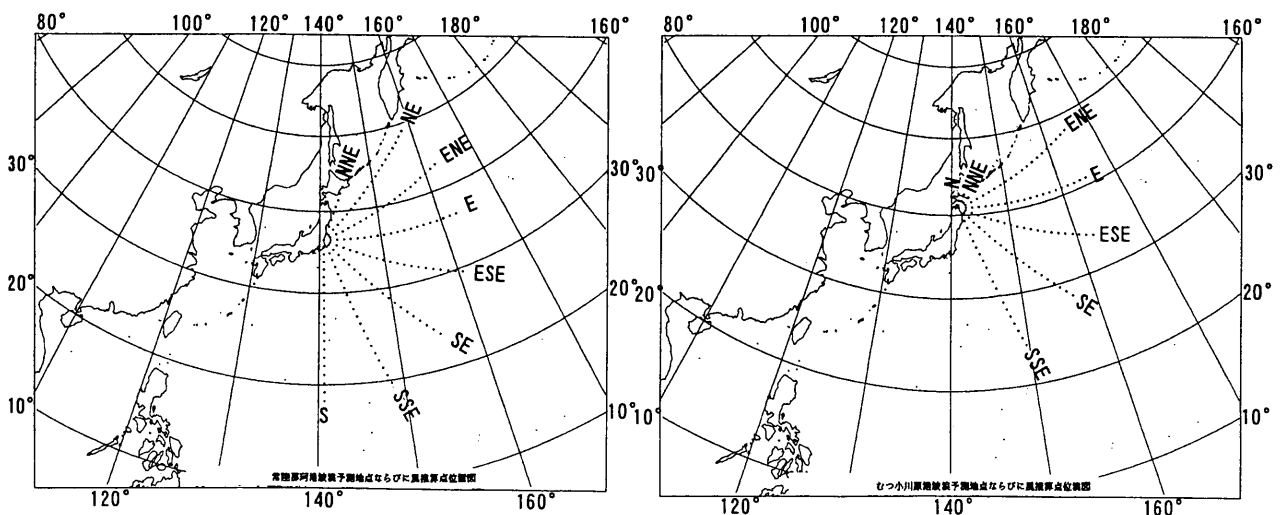


図-4.41 常陸那珂港及びむつ小川原港の波浪推算地点と海上風の計算点の位置図

海上風の計算点においては、傾度風モデルと境界層モデルを用いて計算する。また、計算時間間隔は、群速度（方向スペクトルの伝播速度が最大となる成分）が時間間隔内に計算点間隔の2.0kmを超えないという計算の安定条件を基に、1.0hourとする。

次に、波浪推算を行う期間は、常陸那珂港とむつ小川原港の波浪観測が行われている期間を対象とし、期間選定は次のように行う。はじめに、推算を行う期間は、1980年から1983年の4年間のうち、いずれか1年の四季を代表する2月、5月、8月、11月の4ヶ月とする。さらに、期間選定的前提条件として、次に示す3項目を満たすことを必要条件とする。

- ①対象とする月の観測波浪の測得率が95%を上回ること。
- ②対象とする月に、高波を発生させた気象擾乱が数個含まれていること。これは、高波浪から低波浪までの推算精度を確認するために必要な条件である。
- ③対象とする月の波浪出現特性が、長期的に見て、同月の平均的な特性を有すること。
- ③は、平均的な波浪出現特性から極端にはずれないための制約条件である。

表-4.3 に、常陸那珂港とむつ小川原港における1980年から1983年までの4年間の2, 5, 8, 11月の波浪測得率と、気象擾乱の発生個数、月平均有義波高をまとめる。また、表の下端には、2地点の累月平均有義波高を併せて示す。この表をもとに、年別の比較を行うと、1983年の2, 5, 8, 11月の波浪データが最も3条件を満足する期間と判断できる。これより、1983年の4ヶ月の期間について波浪推算を行う。

表-4.3 常陸那珂港とむつ小川原港における1980年から1983年の期間の波浪観測状況の一覧表

年	月	観測所	測得率 (%)	擾乱の個数	月平均波高(m)	評価
1980	2	むつ小川原	99.7	1 ($H_{1/3}=1.5$)	0.84	△
		常陸那珂	100.0		0.95	
	5	むつ小川原	99.5	2 (4.0, 3.0)	1.13	
		常陸那珂	99.2		1.17	
	8	むつ小川原	100.0	2 (3.8, 3.8)	1.57	
		常陸那珂	99.5		1.45	
1981	1 1	むつ小川原	98.1	1 (3.0)	0.85	△
		常陸那珂	99.2		1.17	
	2	むつ小川原	100.0	3 (5.0, 4.0, 1.5)	1.32	
		常陸那珂	100.0		1.40	
	5	むつ小川原	100.0	4 (5.0, 4.0, 2.5, 2.5)	1.24	
		常陸那珂	99.7		1.23	
1982	8	むつ小川原	96.2	2 (6.0, 3.5)	1.23	×
		常陸那珂	100.0		1.21	
	1 1	むつ小川原	95.6	1 (5.0)	0.66	
		常陸那珂	96.4		0.94	
	2	むつ小川原	100.0	1 (3.0)	1.03	
		常陸那珂	100.0		1.23	
1983	5	むつ小川原	99.7	1 (6.0)	1.01	○
		常陸那珂	100.0		0.95	
	8	むつ小川原	100.0	3 (3.5, 2.5, 1.5)	1.06	
		常陸那珂	98.9		0.94	
	1 1	むつ小川原	38.1	—	0.73	
		常陸那珂	100.0		0.98	
1983	2	むつ小川原	99.1	1 (>6.0)	1.09	○
		常陸那珂	100.0		1.28	
	5	むつ小川原	100.0	2 (5.0, 3.5)	0.82	
		常陸那珂	99.2		1.12	
	8	むつ小川原	99.5	1 (2.5)	1.01	
		常陸那珂	100.0		1.07	
1983	1 1	むつ小川原	100.0	2 (2.5, 2.0)	0.98	○
		常陸那珂	100.0		1.30	

累 月 平 均 波 高 (m)

観測所	2月	5月	8月	1 1月	対象年
むつ小川原	1.08	1.06	1.08	0.89	1974~1984
常陸那珂	1.24	1.18	1.11	1.09	1980~1984

b) 計算点における海上風の推算

一方、波浪推算を行うためには、波浪推算を行う全期間について、全計算点における海上風を推算する必要がある。この事例研究では、波浪推算点として常陸那珂港とむつ小川原港を対象とするため、推算地点に到達する波浪は太平洋上の広域に及ぶ風場で発達する。つまり、太平洋上の計算点において、海上風データが必要となる。しかし、太平洋のような広範囲にわたり、同時期に、均質の海上風は観測されていない。そこで、観測風に代わる情報として、推算から海上風を推定することになる。海上風の推算方法は、前述したように、地上天気図の気圧情報を格子点毎に補間し、この格子点気圧値を用いて風推算モデルにより自由大気の風を推算する。そして、この風を海上風に変換する手順を踏む。

図-4.42 は、波浪推算を行う1983年2月、5月、8月、11月の各々1ヶ月間の常陸那珂の波浪推算地点における推算風向・風速の経時変化を表す。ここで、風向・風速とも海上風への変換を行わない自由大気の風を表す。同様に、むつ小川原港の波浪推算地点における自由大気の推算風向・風速の経時変化を表す。2地点の風向・風速の変化傾向は異なっており、地点間に明確な相関関係は認められない。すなわち、約500km程度ある2地点の距

離は、通常の気象擾乱の規模を上回るか、もしくは、同一の気象擾乱から受ける影響が異なるような位置関係にあると判断される。

一方、外洋における波の発達過程における外力に注目し、波浪推算点の16方位の波向線上に100km間隔で配置した風推算点における推算風速と推算風向を求める。図-4.43 は、常陸那珂港の波浪推算地点から設定されるE方向の波向線上の風推算点のうち、風波のエネルギーに寄与すると考えられる100km離れた計算点における推算風の経時変化を表す。図の実線は自由大気の風を表し、破線は推算風速の波向線方向（ここではE方向）の成分風速を表す。この成分風速分が、単地点出力型モデルにおける波浪の発達に寄与する。また、図-4.44 は、波浪推算地点からE方向に400km離れた地点の推算風と波向線方向の成分風速の経時変化を表すものであり、主にうねり成分の発達に寄与する風であると考えられる。

このような風推算点における推算風の波向線方向の成分風速から、全計算点において波向別方向スペクトルを計算し、これらのエネルギーが伝播する過程で、さらに風からエネルギーが供給されることにより増大するか、ないしは減衰する過程を追跡する。そして、波浪推算点において波向別方向スペクトルを積分し、有義波高への変換が可能な波浪エネルギーを計算する。

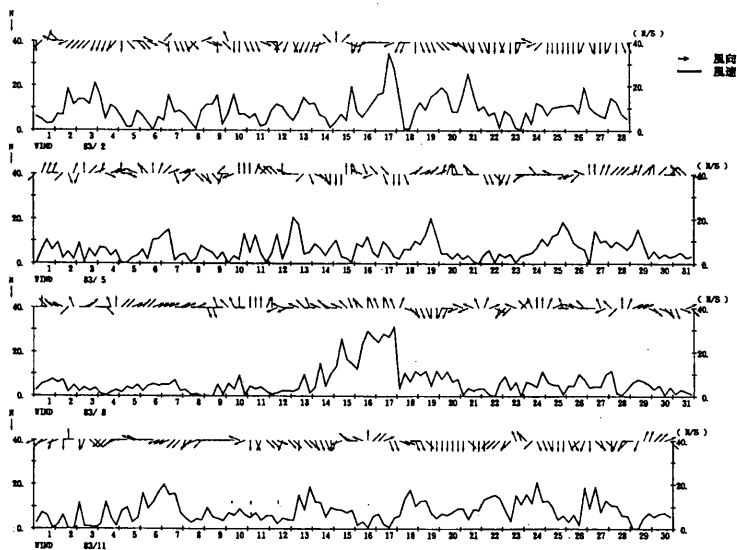


図-4.42 常陸那珂港の波浪推算地点における推算風の経時変化

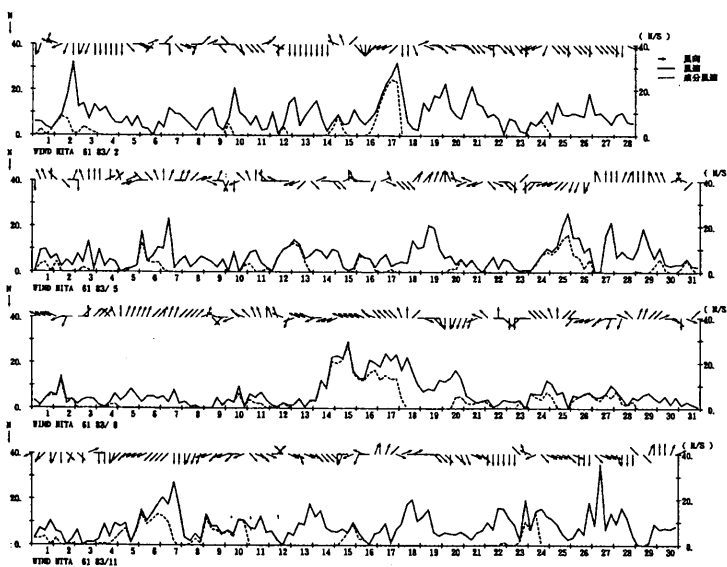


図-4.43 常陸那珂港における主に風波に寄与する推算風の経時変化

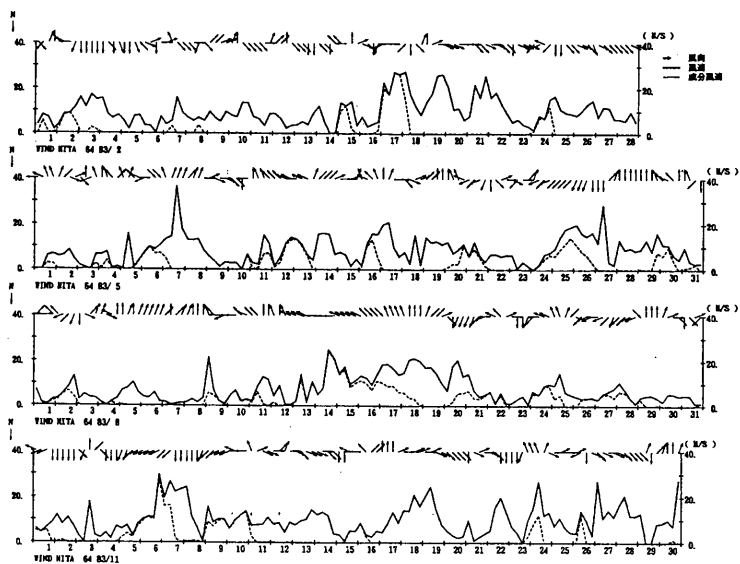


図-4.44 常陸那珂港における主にうねりに寄与する推算風の経時変化

c) 長期波浪推算と計算精度

事例研究で用いるスペクトル法波浪推算モデルは、気象庁の波浪予測業務等の多くの波浪推算事例がある。このモデルは、顕著な気象擾乱時の高波推算を行う時に主に適用されており、推算精度の良否は、ピーク波高・周期・その発生時刻が観測値に近いかな否かにより検証がなされてきた。このモデルの推算結果は、観測波高、周期と比べて特に低波浪時に大きな差を生ずる点が、従来より指摘されている¹²⁾。

図-4.45 は、1983年5月、11月の2ヶ月間を対象に、常陸那珂港及びむつ小川原港において推算される有義波高・有義波周期・波向の経時変化である。図には、観測値の経時変化も併せて表し、推算値と観測値の比較を行う。経時変化の比較を見る限り、有義波高・有義波周期とも推算誤差は見られる。

さらに、推算値と観測値の相関解析を行い、相関図な

らびに回帰式と相関係数を求める。図-4.46 は、常陸那珂港における各月別の推算有義波高と観測有義波高の相関図である。図には回帰式も併せて表す。この相関図から見ると、推算値と観測値の間にばらつきがある。推算値を補正することにより改善は期待できるものの、低波浪の推算精度に問題は残る。一方、周期についても推算値と観測値の相関図を図-4.46 に表す。有義波高の予測値と実測値の相関図と比べると相関は低い。

むつ小川原港についても、図-4.47 に、推算有義波高及び推算有義波周期と観測値の相関図を表す。常陸那珂港と同程度の相関関係にある。長期波浪推算や波浪予測へ適用する場合に最も要求される点は、波高が1.0m程度の低いレベルでも精度良く計算されることであり、波浪推算モデルで低波浪時の推算精度が低いという問題点は残る。そのような問題点を踏まえて、観測データにより推算値を補正等の処理を行い、通常時の波浪推算への利用を試みる必要がある。

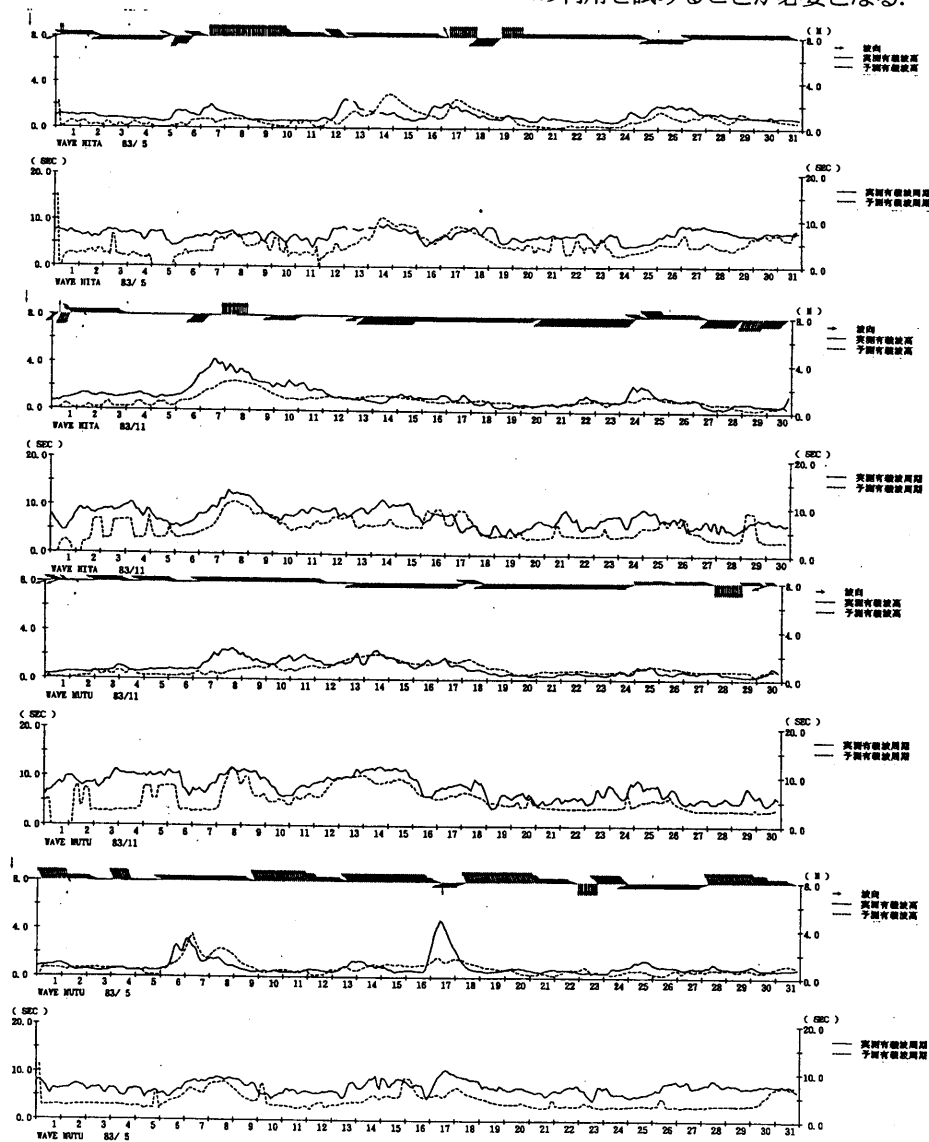


図-4.45 常陸那珂港及び小川原港における推算有義波高・有義波周期と観測値との経時変化の比較

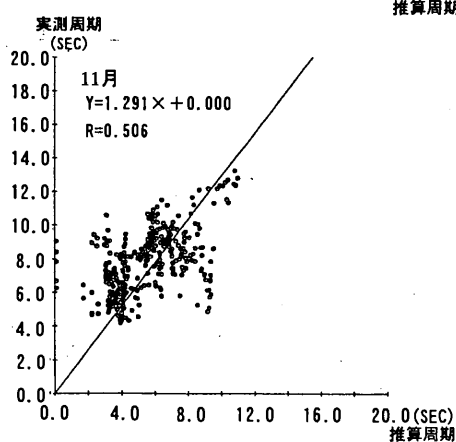
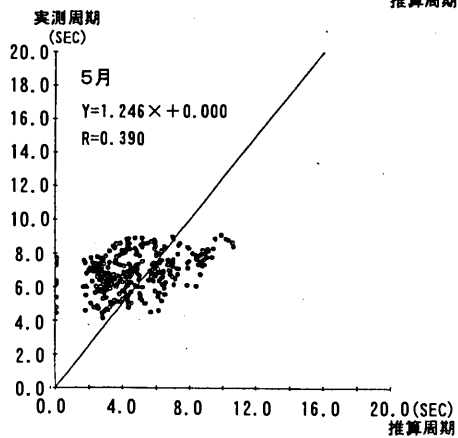
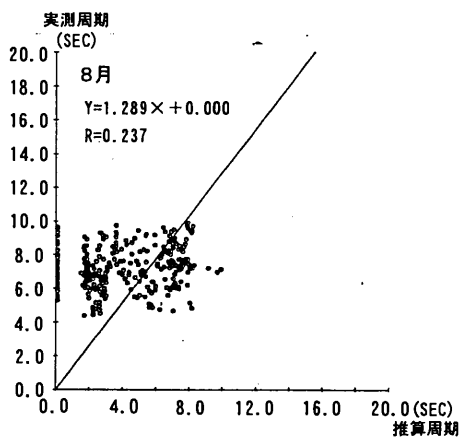
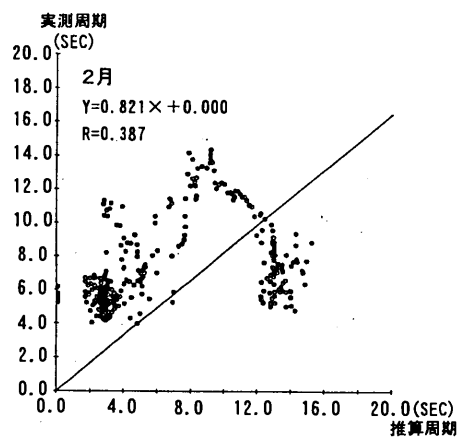
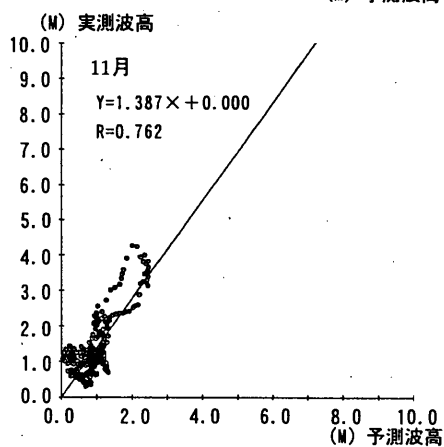
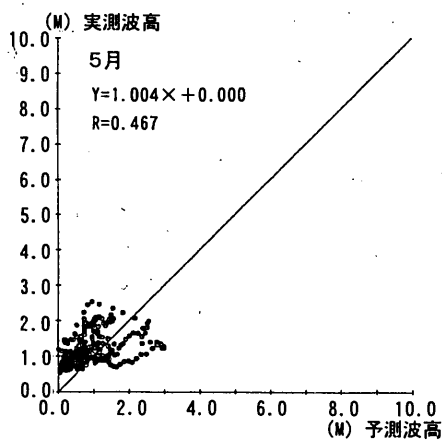
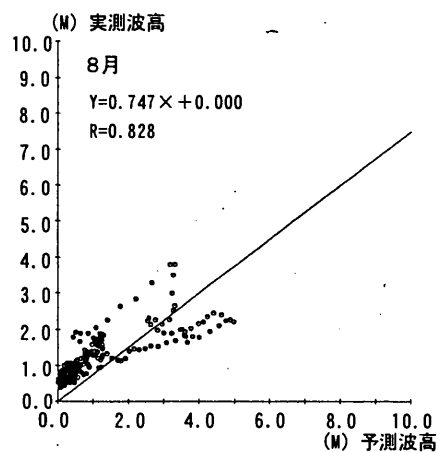
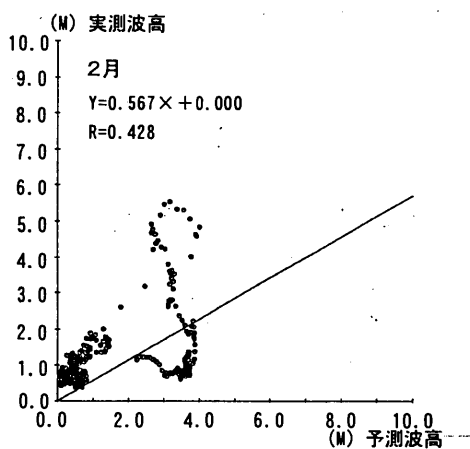


図-4.46 常陸那珂港における推算有義波高及び推算有義波周期と観測値の相関図

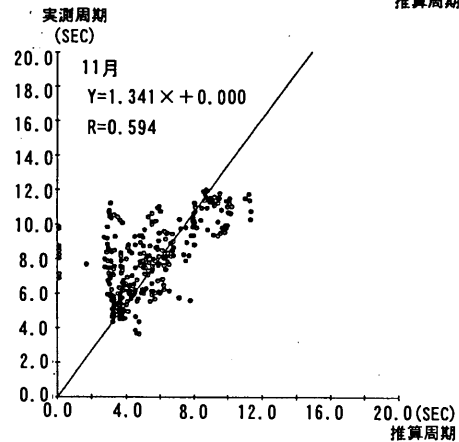
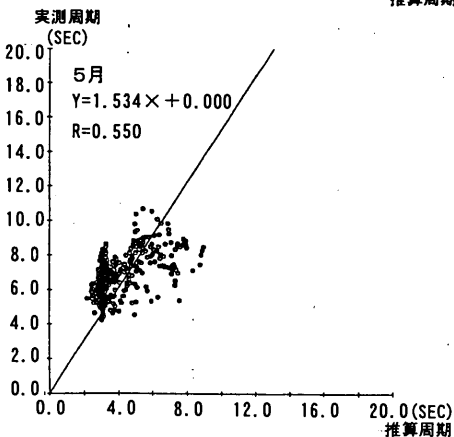
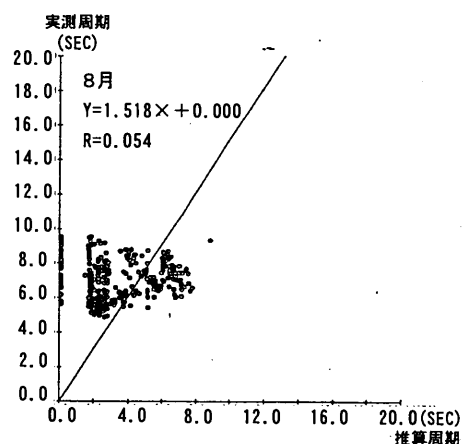
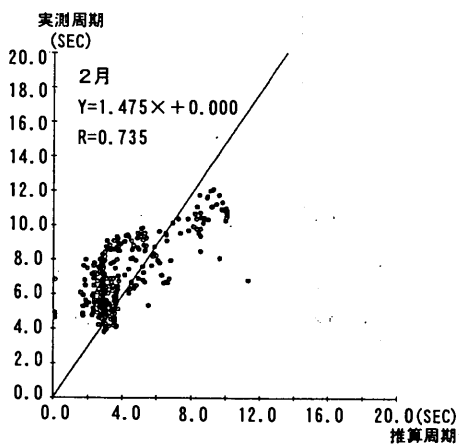
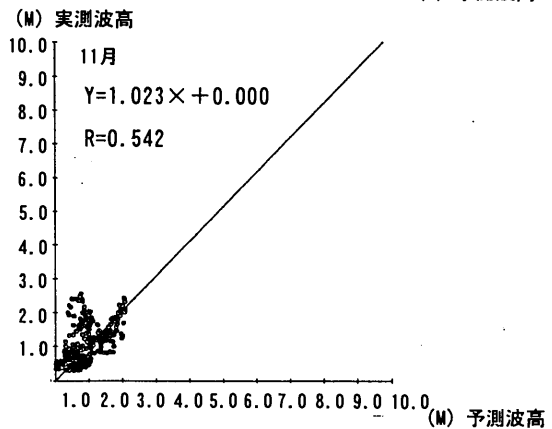
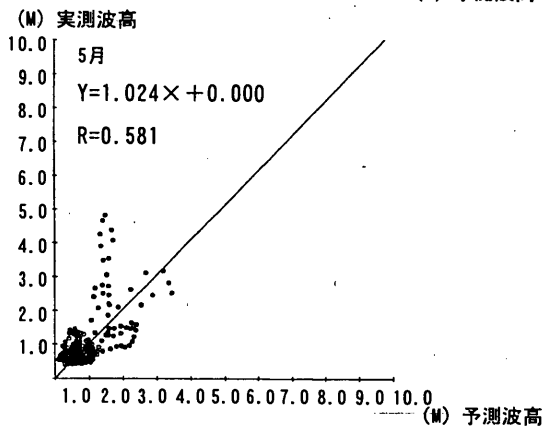
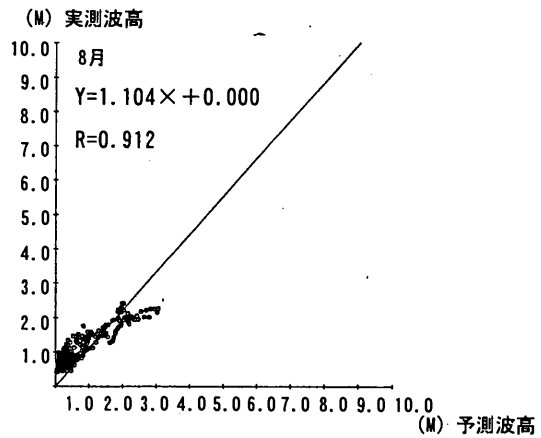
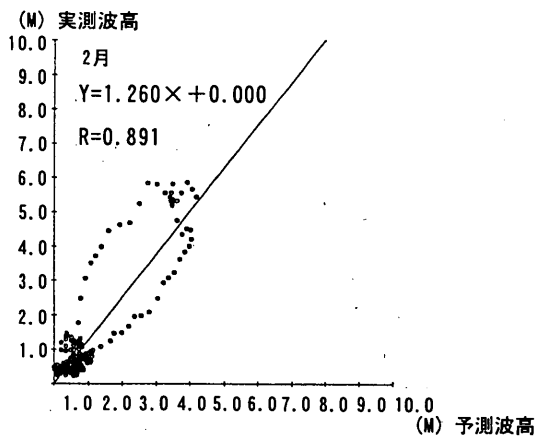


図-4.47 むつ小川原港における推算有義波高及び推算有義波周期と観測値の相関図

d) 波浪予測への適用

単地点出力型波浪推算モデルは、計算所要時間が少なく、使用する変数量も少ないことから、この利点を生かし、パーソナル・コンピュータを利用する波浪予測への適用が可能である。例えば、後藤・青野¹⁰⁾は、風推算の方法により台風モデルと傾度風モデルの2種類を併用して用いている。

台風モデルを利用する波浪推算では、過去の台風を対象とする再現計算と予想される台風の規模・経路を与える予測計算が可能である。また、傾度風モデルを利用する波浪推算では、天気図の読み取り結果を入力することにより自動的に海上風・波浪を一貫して推算することができる。演算速度の面では、台風モデルを用いる波浪推算の場合、パーソナル・コンピュータを用いて5日間の擾乱を瞬時に推算することができる。

図-4.48 は、高知沖における台風8213号時の高波推算を行った例であり、図はパーソナル・コンピュータ画面を表す。画面には、まず、緯度・経度座標、日本の海岸線、台風経路、台風規模、観測波浪の経時変化が表示され、計算の進行とともに有義波高、周期、波向に関する推算値および観測値が表示される。

台風の高波推算は、台風諸元として経路および規模をマウスまたはキーボード入力した値を利用して波浪推算

するものである。台風の経路および規模を入力すると自動的に推算が行われる。同様に、台風の予想経路と規模を入力する高波予測も可能である。

なお、台風の規模に関しては、藤田の台風モデルにもとづくパラメータ、または気象庁により予想された台風の暴風圏に関する情報が利用でき、後者を利用すると台風モデルに関する知識を必要とせず、簡便に台風による高波の予測が可能となる。

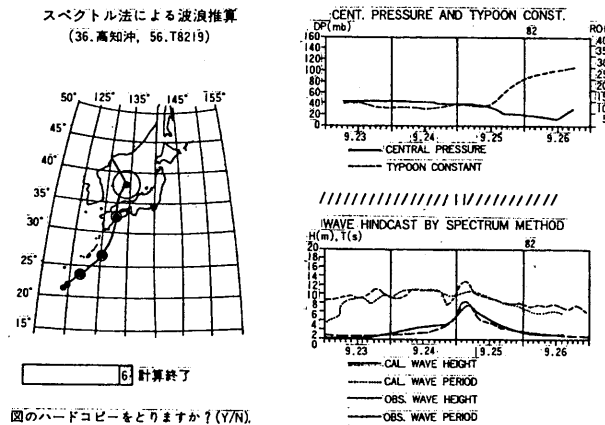


図-4.48 既往台風を対象とする高波推算時のパーソナル・コンピュータ画面出力

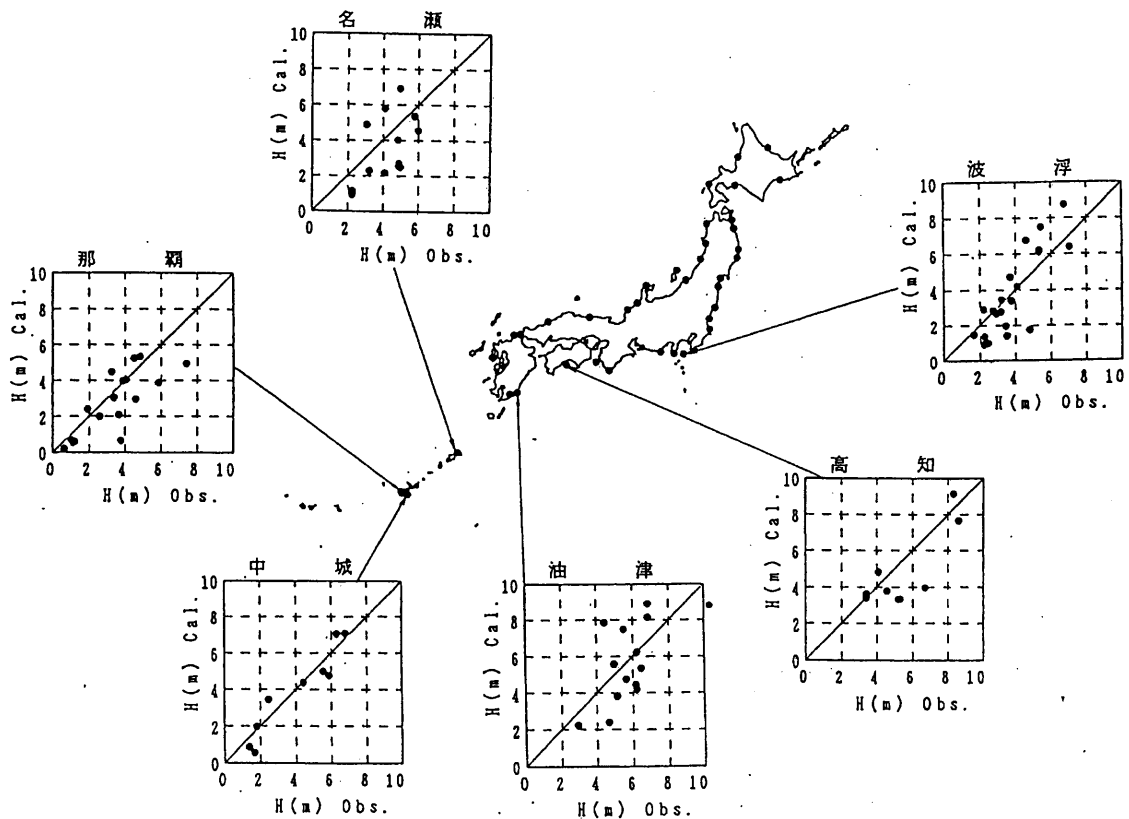


図-4.49 単地点出力型波浪推算モデルにより推算される最大有義波高と観測最大有義波高の相関

この単地点出力型波浪推算モデルの高波推算精度を確認するために、複数の擾乱について波浪推算を行う。図-4.49は、推算される最大有義波高と観測値との相関図を表す。いずれの地点も比較的水深が深い地点に観測機器が設置されており、観測波浪は浅海変形の影響が小さいと判断される。

相関図によれば、多少相関データがばらつくものの、平均的には45°の直線に乗っており、高波推算に関する限り、推算値は比較的良好な精度を有する。高波予測に適用可能なモデルであると言える。

(2) パラメータ法波浪推算モデル¹³⁾

(2.1) 単地点出力型モデルの理論

ここでは、内湾の波浪推算に適用したパラメータ法波浪推算モデルを単地点出力型波浪推算モデルに変更し、内湾波浪の通常時の波浪推算に適用する。単地点を対象とする波浪推算では、推算点を中心とする16方位の波向線を定義し、推算点から波向線上に等間隔の計算点を設定する。これは、スペクトル法の単地点出力型波浪推算モデルと同様である。

パラメータ法波浪推算の基礎式は、波向別のエネルギー方程式であり、波向線上の推算式は、

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t} + \overline{C_g} \frac{\partial E(\theta)}{\partial x} = \left(\frac{AbU^3}{4\pi g} \right) \left[\frac{a}{B} \right]^{2/3} \left[\frac{g^2 E(\theta)}{U^4 \lambda(\theta)} \right]^{1/3} \lambda(\theta) \quad (4.50)$$

$$E_* \leq 2000$$

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t} + \overline{C_g} \frac{\partial E(\theta)}{\partial x} = 0 \quad E_* > 2000 \quad (4.51)$$

で表される。ここで、 θ は波向線の方角を表し、波エネルギーの伝播方向と一致する。

波浪推算では、方程式の右辺を0とおく伝播方程式と、伝播項を0とおく発達方程式に分けて計算を行う。伝播方程式は、

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t} + \overline{C_g} \frac{\partial E(\theta)}{\partial x} = 0 \quad (4.52)$$

で表され、1次の風上差分により差分化を行うと、

$$E_{I,J}^{n+1} = E_{I,J}^n - \overline{C_g} \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right) [E_{I+1,J}^n - E_{I,J}^n] \quad (4.53)$$

となる。一方、発達方程式は、

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial t} = \left(\frac{AbU^3}{4\pi g} \right) \left[\frac{a}{B} \right]^{2/3} \left[\frac{g^2 E(\theta)}{U^4 \lambda(\theta)} \right]^{1/3} \lambda(\theta) \quad (4.54)$$

で表され、差分化すると、

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{I,J}^{n+1} &= E_{I,J}^n \\ &+ \Delta t \left[\frac{A_b (U_{I,J}^{n+1})^3}{4\pi g} \right] \\ &\left[\frac{a^{2/3}}{B} \right] \left[\frac{g^2 E_{I,J}^{n+1}}{(U_{I,J}^{n+1})^4 \lambda(\theta)} \right]^{1/3} \lambda(\theta) \end{aligned} \quad (4.55)$$

となる。ここで、 (I, J, N) は、それぞれ位置、波向、時間軸の座標を表し、 $(E_{I,J}^{n+1}, \tilde{E}_{I,J}^{n+1})$ は伝播計算後および発達計算後の方向別エネルギーを、 $U_{I,J}^{n+1}$ は空間格子 (I, J) の時間ステップ $n+1$ 時刻における摩擦速度を表す。また、 $(\Delta x, \Delta t)$ はそれぞれ計算距離間隔と時間間隔を表す。なお、陸岸境界はエネルギーを0と置くことで定義し、計算の初期条件としては、有義波高0.05mに対応するエネルギーを全格子点で分布させる。

(2.2) 伊勢湾内の通常時波浪推算への適用

a) 伊勢湾の海上風の出現頻度

はじめに、伊勢湾内における海上風の特徴を、観測風より概観する。湾内で発生する波浪の推算は、一般に海上風観測値を外力情報として用いると波浪推算値の信頼性は高い。伊勢湾内には、海上風観測地点として伊勢湾シーバースがある。また、伊良湖測候所の観測風は陸上の情報であるものの、観測地点周辺に遮蔽物が存在しないこと、ならびに渥美半島の先端に位置していることから、陸上地形の影響が比較的小さい陸上観測点と判断できる。そこで、これら2点の観測風を海上風（海上10m相当の風）に換算し、この情報をもとに単地点出力型パラメータ法を用いて伊勢湾内の波浪の通常時推算を行う。ここで、伊良湖測候所の観測風は、位置から考えると富具崎より南側の海岸線における波浪を推算する上で有効である。

図-4.50は、伊勢湾シーバースと伊良湖測候所で観測された観測風の風配図である。風配図は、風向を16方位に分類し、各方向の風の出現頻度を棒グラフにより百分率で表示する。また、風速階級別の出現頻度についても、棒グラフ内の模様を変えることにより表示する。

風配図によると、夏季を除く季節は、概ねNW～Nの風向であり、夏季はSE～SSEの風向となる。また、強風の出現率は冬季・春季に高い。通年でみると、NW～Nの風向の出現率が高く、強風の出現率も高い。また、伊勢湾シーバースと伊良湖測候所の分布を比較すると、わずかではあるものの、伊勢湾シーバースはN系、伊良湖測候所はS系の出現頻度が多くなっている。しかし、2地点の風配図を比較する限り、良く似た風向出現傾向が認められる。

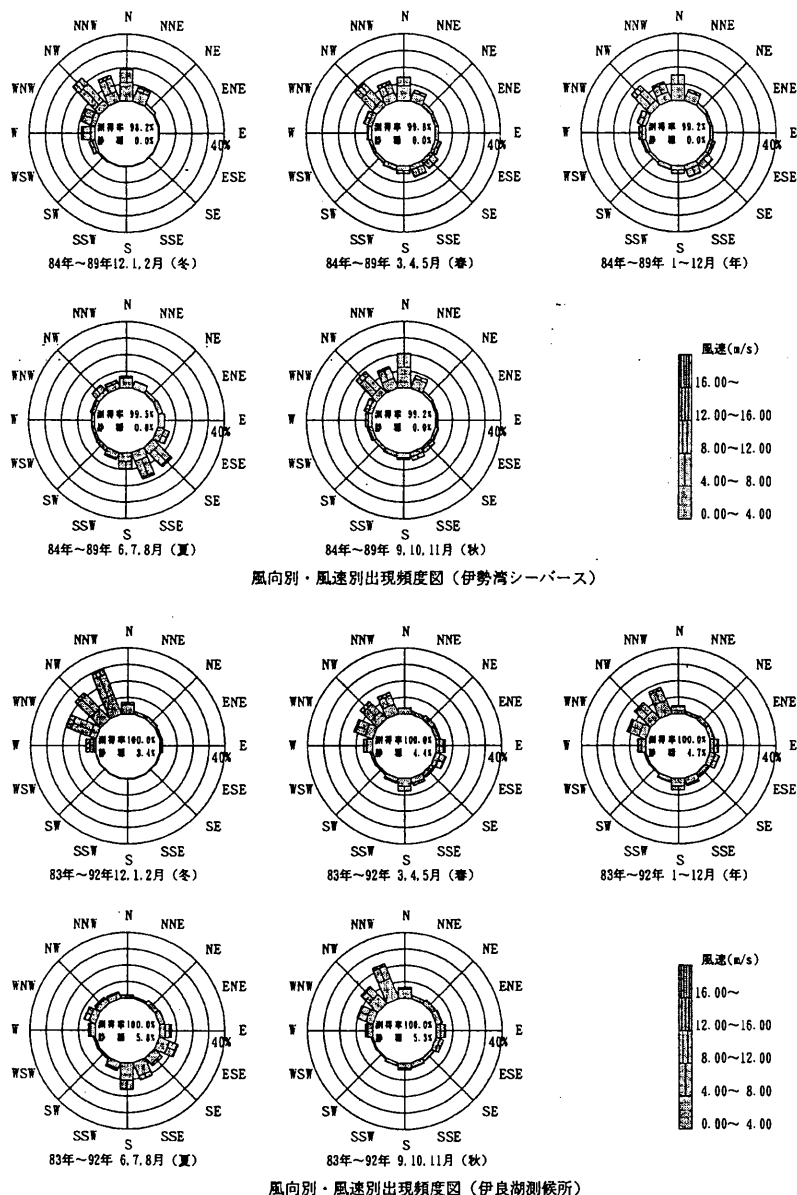


図-4.50 伊勢湾シーバース及び伊良湖測候所の実測風の分布

b) 湾内発生波の出現頻度

通常時波浪推算を行う地点は、図-4.51 に表す知多半島の海岸線沿いに位置する大野・鬼崎・苅屋・上野間・小野浦・山海の6地点とする。図には、波浪推算点から放射状に設定する16方位別の波向線も表す。また、線フェッチの情報を併せてまとめる。

図-4.52 は、波浪推算地点の位置と地点別の湾内発生波浪の波向別の有義波高に関する通年の出現頻度分布を表す。図に表す波向分布を見ると、S系の波向はわずかな出現頻度であり、ほとんどがWNW～NNWの波向となる。特に、高波はNWで見られる。それに対し、小野浦ではSSEにも幾分大きい波高がみられる。また、図に表す有義波高の出現頻度分布を見ると、各推算地点と

も概ね波高階級0.75m以下の出現頻度が高く、推算地点による差はあまりみられない。

また、図-4.53 に表す有義波周期の分布を見ると、1.0s以下の静穏を除けば、2.0～3.0sの出現頻度が最も高い。平面出力型パラメータ法波浪推算モデルの説明においても述べたように、風波の波浪推算法の特長として、波浪減衰期に見られるように風速が0に近くなると、有義波周期も0となる。このような特性は、周期出現頻度表において長周期の波の頻度が少ないことの要因になる。

この点に関しては、スペクトル法等の長い周期成分が推算可能な方法を併用することが望ましい。計算値の使用にあたって注意を要する問題である。

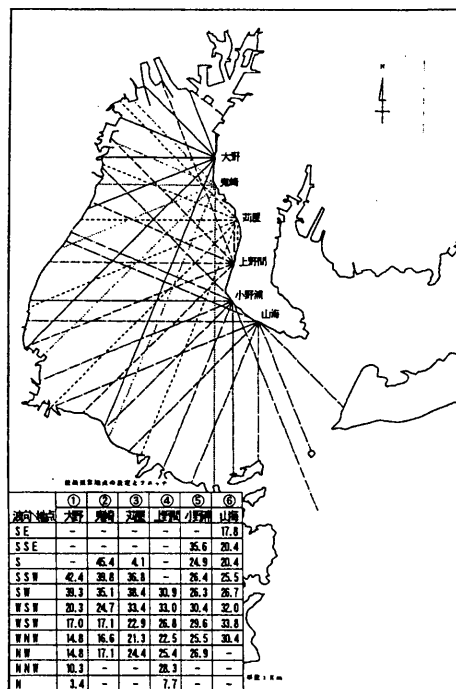


図-4.51 伊勢湾沿岸の通年波浪推算の地点位置とフェッチの一覧

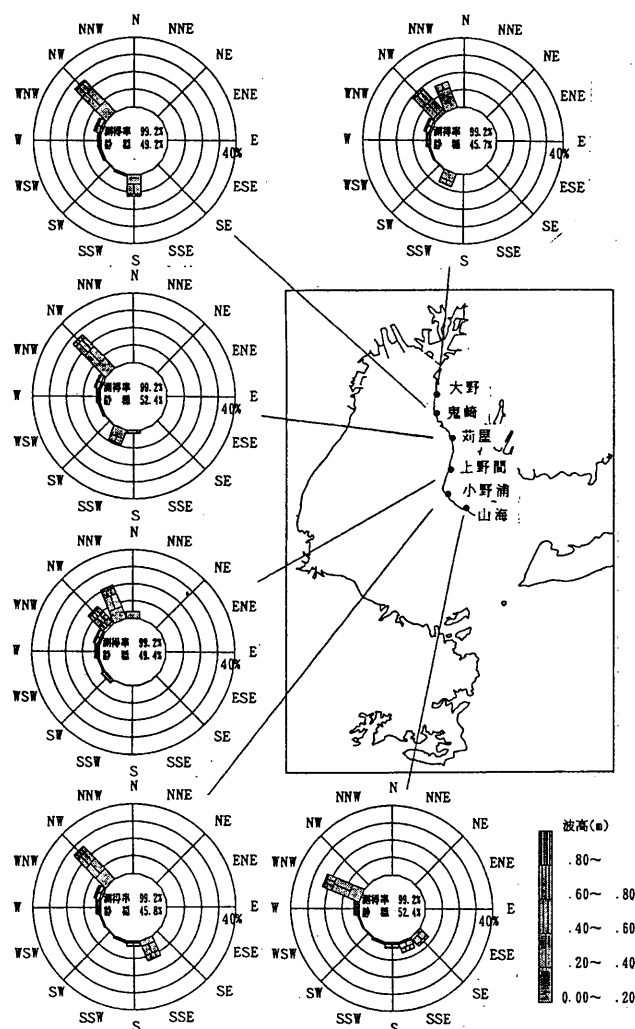
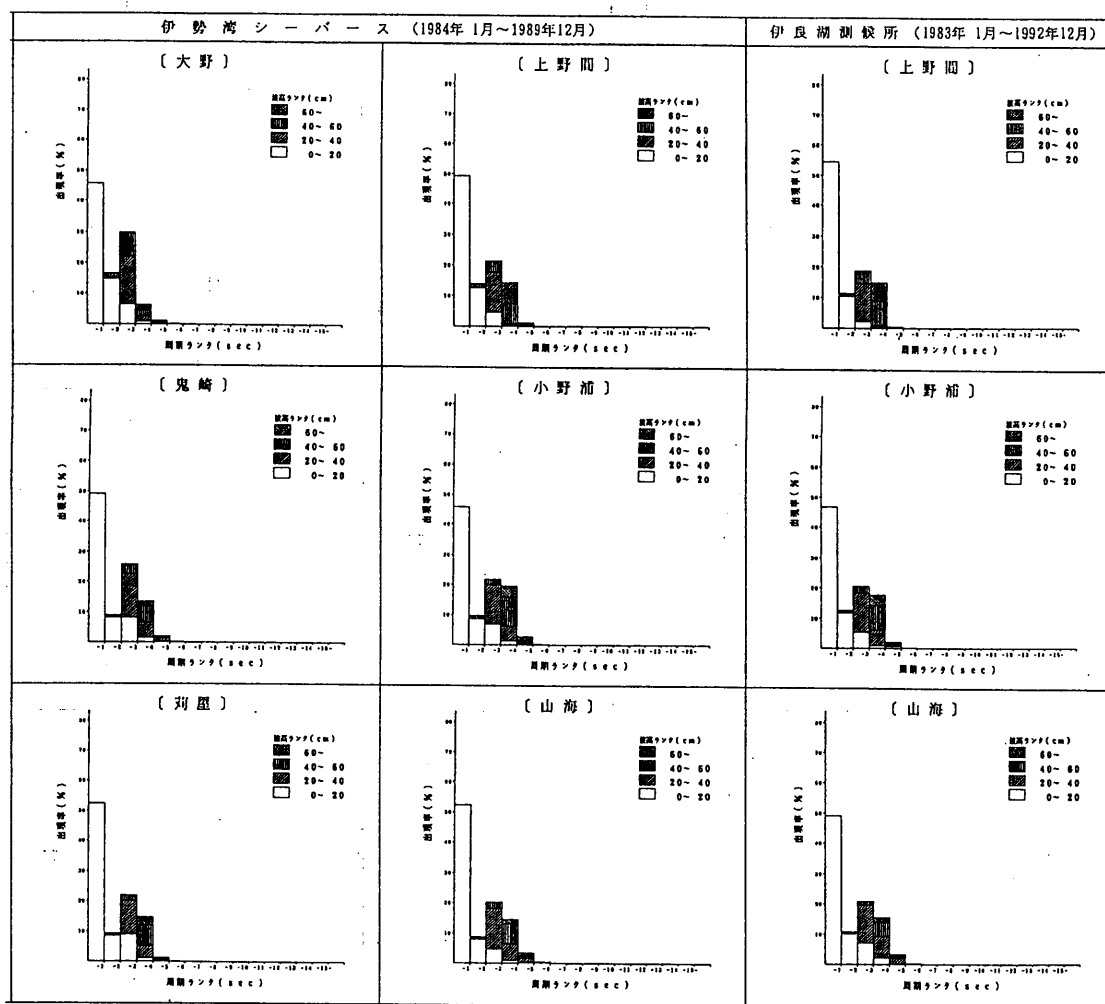


図-4.52 長期波浪推算から求められる知多半島西海岸における波向別の波高の出現頻度分布



図－4.53 長期波浪推算から求められる知多半島西海岸における波向別の周期の出現頻度分布

4.4 波浪の数値計算のまとめ

本章は、波浪の数値計算を、高波を対象とする波浪推算と通常時波浪を対象とする波浪推算とに分類した。以下に各々の成果をまとめる。

(1) 高波を対象とする波浪推算

高波を対象とする波浪推算は、深海波の波浪推算、浅海波浪推算、内湾の波浪推算に分類してまとめる。

(1.1) 深海波の波浪推算

スペクトル法深海波浪推算については次のようにまとめられる。

- ①複数領域を分割し、各領域を同時計算することにより、広域から地形近似度の高い狭域まで効率的に波浪推算を行うことが可能になった。
- ②日本海全域を対象とする波浪推算に適用し、観測波浪との比較を行った結果、良好な推算精度であることを

確認した。また、狭域の地形近似を高めて、佐渡島の遮蔽効果に関する検討を行った。

- ③波浪推算により、求められる有義波諸元及び方向スペクトルから佐渡島の遮蔽効果による波浪場の特徴が、定量的に表現できることを確認した。

(1.2) 浅海波浪推算

浅海波浪推算モデルへの拡張については、次のような成果が得られた。

- ①波の発達・減衰と浅海変形（浅水・屈折・碎波変形）を考慮した浅海波浪推算モデルを提案した。このモデルは、MRI法深海波浪推算モデルの発展形である。
- ②浅海波浪推算モデルを伊勢湾台風時の波浪推算に適用した。このモデルにより、伊勢湾等の半閉鎖性海域における湾内発生波と外洋侵入波の共存する波浪場を、時間的に追跡することが可能となった。
- ③浅海波浪推算モデルによる計算結果を利用すると、時間変化する波浪・radiation 応力・海浜流分布を求めることが可能である。

なお、本章で行った浅海波浪推算モデルによる伊勢湾台風の波浪推算は、検証を行うに足る当時の波浪情報がない。そのため、定性的な評価に終始せざるを得なかった。推算精度の検証については、今後に残される課題である。

(1. 3) 内湾の波浪推算

閉鎖性内湾における波浪推算モデルとして風波を対象とするパラメータ法を取り上げ、以下のような成果を得た。

- ①波浪観測値と推算値を比較することにより、風波を対象とする限りは高い推算精度を有することが確認できた。パラメータ法は、風波の経験則を基本としていることから、風波に関する推算精度は高いと考えられる。
- ②内湾波浪推算モデルの推算精度は、海面抵抗則に依存しているため、海面抵抗則の見直しを適宜実施することが必要である。ただし、観測値との照合から、推算値を補正することにより、実用的な精度を確保できることが確認できた。
- ③波向が観測されていない場合は、風向を波向として代用する場合がある。本研究による波浪推算結果から判断する限り、気象擾乱時の風向変化が激しい閉鎖的な内湾においては、風向と波向は1方位程度ずれることが確認された。

(2) 通常時の波浪推算

通常時波浪の推算については、次のような成果が得られた。

- ①通常時波浪の推算は、計算時間を節約する目的から、1地点出力型の波浪推算モデルを提案した。このモデルは、外洋波浪を対象とする場合にスペクトル法を、内湾波浪（風波）を対象とする場合にパラメータ法を適用し、各々、平面出力型モデルを変更したものである。
- ②1地点出力型のスペクトル法波浪推算モデルの計算精度は、高波を対象とする限り、平面型の波浪推算モデルと比較して遜色ない。しかしながら、低波浪の推算精度は問題が残る。今後、改善の余地がある。
- ③また観測データとの照合を行うことにより、推算値を補正する等の処理により、実用的な精度を確保する必要がある。
- ④1地点出力型のパラメータ法波浪推算モデルにより、長期間の波浪出現頻度に関する情報を整理することが可能となる。

以上述べたように、外洋から内湾までの広域において適用が可能な波浪の数値計算法について提案し、現地への適用を行った。推算精度については課題があるものの、推算値を補正する等の処理により実用的な精度を確保す

ることは可能である。

参考文献

- 1) Isozaki, I. and T. Uji : Numerical prediction of ocean wind waves, *Papers in Met. and Geophys.*, Vol.23 (4), pp.347-359, 1973.
- 2) 光易 恒・水野信二郎・本田忠夫・力石国雄：海洋波の方向スペクトルについて、第 21 回海岸工学講演会論文集, pp.435-439, 1973.
- 3) Phillips, O.M. : On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, Vol.2, pp.417-445, 1957.
- 4) Miles, J.W. : On the generation of surface waves by turbulent shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.7, pp.469-478, 1960.
- 5) Inoue, T. : On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Philips mechanism and its application to wave forecasting, *Dept. Meteorol. and Oceanogr., New York Univ.*, TR-67-5, 74pp., 1967.
- 6) Pierson, W.J.Jr. and L. Moskowitz : A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, Vol.69, No.24, pp.5181-5190., 1964.
- 7) 山口正隆・畑田佳男・日野幹雄：波浪推算に基づく佐渡島の波浪遮蔽効果の検討、土木学会論文集, 第 369 号, II-5, pp.195-202, 1987.
- 8) 合田良実：碎波指標の整理について、土木学会論文報告集, 第 180 号, pp.39-49, 1970.
- 9) 合田良実・鈴木康正：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, 45pp., 1975.
- 10) 合田良実：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 回海岸工学講演会論文集, pp.131-135, 1987.
- 11) 光易 恒・水野信二郎・本田忠夫・力石国雄：海洋波の方向スペクトルについて（続）、第 22 回海岸工学講演会論文集, pp.261-265, 1974.
- 12) 後藤智明・末次広児・永井紀彦：短フェッチ海域の波浪推算モデル、港湾技術研究所報告, Vol.29, No.3, pp.3-26, 1990.
- 13) 永井紀彦・後藤智明・小舟浩治：ハイブリッドパラメータ法による波浪推算モデル（第 1 報）－東京湾における検討－、港湾技術研究所報告, Vol.29, No.4, pp.85-118, 1990.
- 14) 菅原一晃・佐藤和敏・永井紀彦・川口浩二：全国港湾海洋海象観測施設台帳（ナウファス施設台帳Ⅲ）：港湾技研資料, No.941, 49pp., 1999.
- 15) 後藤智明・青野利夫：単地点出力型スペクトル法による波浪推算システム、港湾技術研究所報告, Vol.31, No.2, pp.55-73, 1992.

引用文献

- 16) 後藤智明・亀山 豊・柴木秀之：日本沿岸波浪の推算システム, 海洋開発論文集, Vol.8, pp.47-52, 1992.
- 17) 後藤智明・柴木秀之：陸上地形の影響を考慮した海上風推算, 港湾技術研究所報告, 第 33 巻 3 号, pp.65-97, 1993.
- 18) 柴木秀之, 渡辺 晃, 磯部雅彦：浅海波浪推算モデルとその応用に関する研究, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.341-345, 1995.
- 19) 後藤智明, 柴木秀之, 青野利夫, 片山 忠：波浪予測を目的とした物理因子重回帰モデル, 土木学会論文集, No.473, II-24, pp.45-53, 1993.