

海の波の話

I. 波浪予報の発展

小野田 仁*

1. 波浪予報のはじまり

古来、波浪にまつわる海難の悲話は枚挙にいとまがない。この事情は、文化の発達した現在でも変わらず、海難の発生が相ついでいることは御承知のとおりである。すなわち、外洋の荒波は有史以前から現代に至るまで人類の脅威としての存在をつづけている。

波浪が学問の形で登場したのは、19世紀末のヨーロッパのことである。当時は、帆船貿易が盛んな時代であったが、その航海は常に海難の危険を伴い、航海そのものが非常な冒険であった。しかし、航海が成功すると莫大な利益が約束されたため、多くの航海者が危険を冒して海へ乗りだしたわけである。こうした危険を少しでも軽減することは、人命の尊重と利益の増進につながることであり、こうした必要性から本格的な波浪研究が開始された。

しかし、当時の波浪研究は規則波を取扱う古典波動理論（微小振幅波理論）に基づいていたため、複雑に変動する現実の海の波を捉えることができず、実用的波浪予報法を生むに至らなかった。

やがて、自力で航走できかつより大型の蒸汽船の出現によって、波浪の航法に対する障害が軽視され、波の研究が等閑視される期間がつついた。

波浪が航法上の重大支障として再認識されたのは、ジーゼル機関の発達、船速の増大、船体の大型化などが進められたこの40～50年来のことである。

第二次世界大戦の1942年の秋、北アフリカに上陸した連合軍は苦戦を強いられた。この主な理由が、しばしば遭遇した大時化（シケ）による人員、物資の補給の乱れにあったことから、作戦遂行上波浪予報の必要性が痛感され、当時、連合国側の海洋研究部門を担当した米国海

軍水路部と船舶部が中心になって波浪予報の研究が開始された。

この研究は、翌1943年の夏には波浪予報法の開発に結びつき、同年秋のノルマンディおよびシシリー島上陸作戦に用いられ、作戦を成功へ導いた。組織的な波浪予報が実用に供され成功を収めたのは、これらの作戦が初めてのことである。

当時、研究の中心として活躍したのは Sverdrup と Munk の二人である。彼らは、複雑な海面状態を表現するために、「有義波」という一種の統計量を導入して予報法の開発を行った。この「有義波法」は、巧妙かつ簡便な方法で実用面でも有効であり、現在でも多方面で用いられている。

「有義波」とは、「連続した100波以上の観測値のうち、波高の高い方から1/3の波を選び平均した波」と定義されている。

2. 第二次大戦後の研究と発展

Sverdrup と Munk の波浪予報が発表されたのは、戦後の1947年であるが、その後 Bretschneider によって改良が加えられ、上記3名の頭文字をとって SMB 法と呼ばれている。

1948年には、英国の Barber と Ursell が観測された波のスペクトルと大西洋の暴風域との関係を調べ、「スペクトル概念」による波浪予報の可能性を示唆した。このスペクトル概念とは、「複雑な海面波動は、非常に多くの成分波が重なり合ってきたものであり、これを成分波ごとに分解して個々の波の動きを捉えたとともに、各成分波のエネルギーの集積によって複雑な海面波動の全エネルギーを表現する」というものである。この概念は、波を統計的に一括表現する有義波法と異なり、さらに一歩、波の本質に迫りうる可能性を秘めた優れたもの

* Hitoshi Onoda, 気象庁海洋気象部海上気象課。

第1表 各国における波浪予報の現状 (1977: IOC 調べ).

国名	機関名	波浪実況図 (グリニッチ 時)	波浪予想図 (時間)	対象海域	作成手段	発表方法
カナダ	METOC Center DND Halifax, Nova Scotia	00, 12		北西大西洋	マニュアル	ファックス, 郵便
		00		北東太平洋	マニュアル	ファックス, 郵便
			12, 24, 36	北西大西洋	マニュアル	ファックス, 郵便
西ドイツ	Marine Meteorological Office, Hamburg	12		北東大西洋, 北海, パルチ ック海	マニュアル	ファックス, 郵便
フランス	Météorologie Na- tionale, Paris	12		北大西洋	数値計算	ファックス, 無線 通信
			12, 36, 48	北大西洋	数値計算	ファックス, 無線 通信
日本	気象庁, 東京	00		北西太平洋	マニュアル	ファックス
			24	北西太平洋	数値/マニユ アル	ファックス
オランダ	Royal Meteorolog- ical Institute, De Bilt	12		北大西洋	マニュアル	郵便
			12, 24, 36	北大西洋	マニュアル	無線通信
ニュージー ランド	Meteorological Service		12, 24	沿岸海域	マニュアル	無線通信
イギリス	Meteorological Office, Braknell	00, 12		北大西洋, イギ リス近海	数値/マニユ アル	ファックス, 無線通信
			12, 24, 48	北大西洋, イギ リス近海	数値/マニユ アル	ファックス, 無線通信
	Royal Naval Weather Center, London	12		北大西洋	数値/マニユ アル	無線通信, 郵便
アメリカ	FNWC, Monteray, Calif.	00, 12	12, 24, 36, 48, 72	全海域と特定海 域	数値計算	ファックス, 郵 便
	FNWC, Dependent Centers	00, 12	12, 24, 36, 48, 72	局地海域	数値/マニユ アル	ファックス, 無 線通信
	National Meteoro- logical Center, Suitland	00, 12	24, 36, 48	北大西洋, 北太 平洋, アラスカ 湾, ハワイ近海	数値計算	ファックス, 無 線通信
ソ連	Hydrometeorologi- cal Center, Moscow, Vladivostok	00, 06, 12, 18	12, 24, 48	北大西洋, 北太 平洋, ソ連沿岸 域	数値/マニユ アル	ファックス, 無 線通信, 郵便

注 IOC: 政府間海洋委員会, 国連の下部機関の一つ。

である。この研究は、Darbyshire にひきつがれ、現在の英国の波浪予報法として発展している。

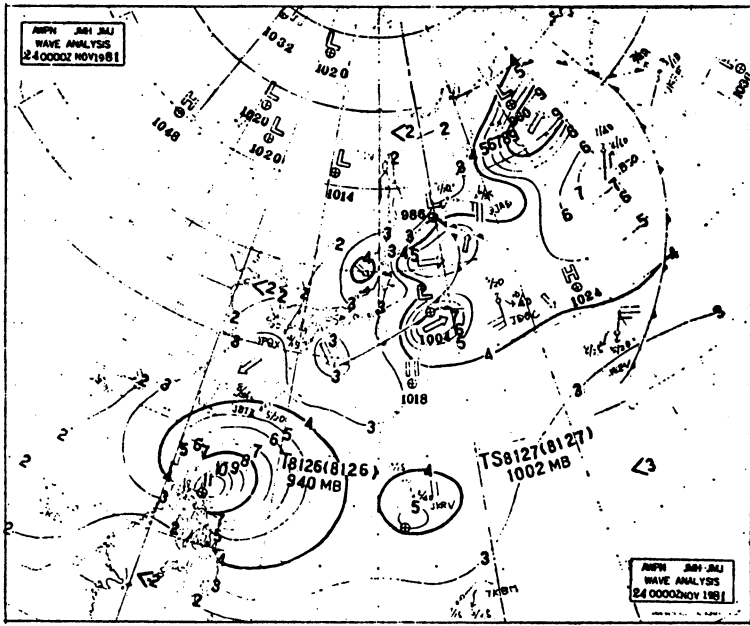
一方、上記の英国の研究とは全く無関係、かつほぼ同時期に、米国でもスペクトル概念による波浪予報法の開発が進められていた。1955年に発表された Pierson, Neumann, および James の予報法がこれである。この方法は、波エネルギー計算をスペクトル的手法によって行い、計算結果の波エネルギーを有義波換算 (Longuet-Higgins の統計法: 1952) する方法で、いわゆる PNJ 法と呼ばれるものである。

1963年には、米国の Bear が PNJ 法を電子計算機で

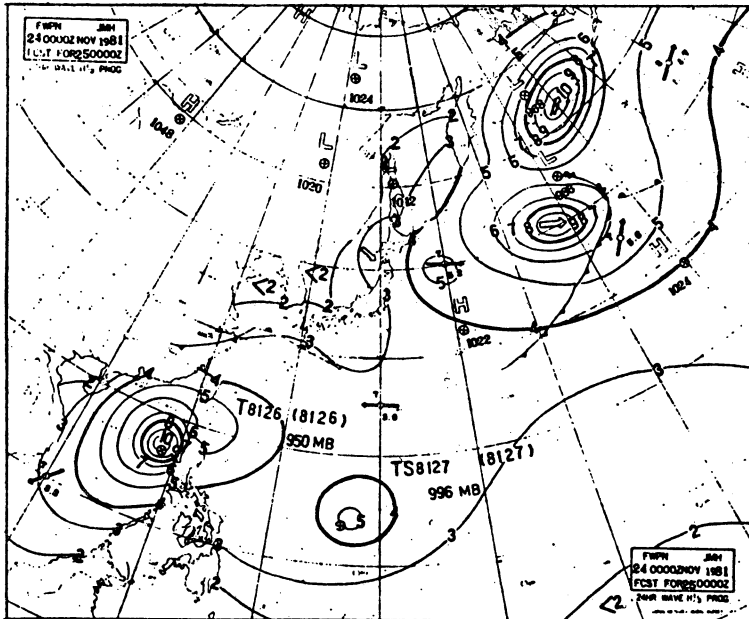
処理するプログラムを開発した。この開発は、その後につづく数値波浪予報法研究のはじまりである。

Bear の仕事は、その後ニューヨーク大学に引きつがれ、Pierson, Tiek, Bear のモデル (1966), Hasselman (1968) の理論的研究を基にした Barnett のモデル (1968) など多くの波浪予報モデルが生まれた。フランスでも、Gelci を中心としたスタッフの手により DSA-5M モデル (1970頃) が完成した。

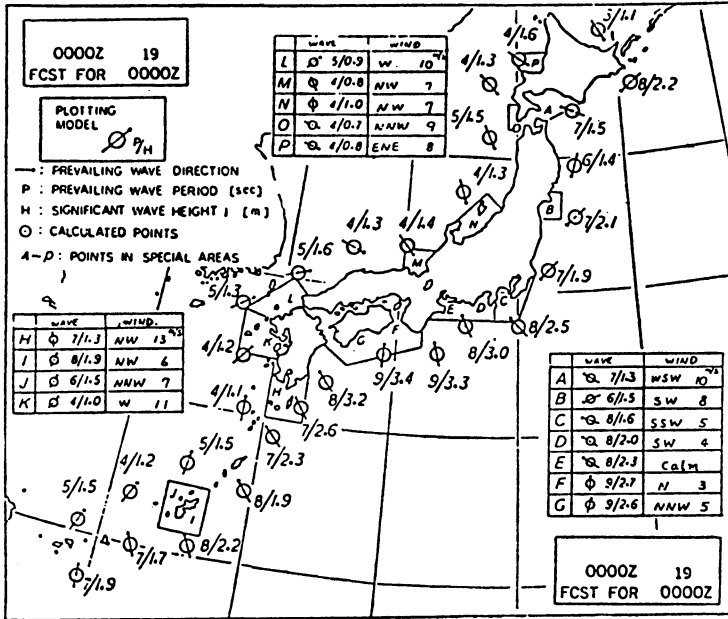
第1表は、1977年現在の世界各国の波浪図の作成と発表状況を示したものである。5年後の現在では、若干の変化があると思われるが、概略の状況は知ることができ



第1図 外洋波浪図 (1981年11月24日09時実況).



第2図 外洋波浪予想図 (1981年11月24日09時起点24時間予想).



第3図 沿岸波浪図 (実況及予想)。

る。

3. わが国の波浪予報の発展

SM法の発表は第二次大戦後間もない1947年で、PNJ法の発表は1955年であったが、戦後の混乱期ということもあって、わが国に有義波の概念や波スペクトルの概念および波浪予報への関心が定着するまでにはかなりの時間を要した。

気象庁が有義波による波浪観測を規定したのは、戦後20年を経た1963年のことである。この年は、米国のBearがPNJ法の電計処理化を発表した年で、数値波浪予報への世界的関心が高まりはじめる年でもあった。

こうしたわが国の立ち遅れを反省する気運が生れ、気象庁内に「波浪予報検討会」が結成されたのは1968年のことである。

1969~1970年に、「ぼりばあ」、「カリフォルニヤ丸」など大型船舶の海難が相つぎ、当時の海洋開発の動きとともに、海難防止対策の充実や波浪予報実施への世論の高まりを背景にして、波浪予報検討会は1970年に「波浪予報作業委員会」に改組され、本格的な予報技術の研究開発が開始された。

気象庁は、1972年(昭和47年)1月から外洋波浪図

(00Z実況)のFAX放送を開始した。この図(第1図)は、毎日入電する船舶気象報(実況)をもとに、マニュアル解析したものであるが、「予報を行うためには、実況の把握が必須条件である」の原則によるもので、予報への第一歩をなすものである。

その後、波浪予報作業委員会の研究活動の中心であった気象研究所(磯崎, 宇治)は、ニューヨーク大学のモデルの一つを基礎とし、独自の計算法を加味した「波浪計算モデル」(1973)および「海上風評価モデル」(1974)を相ついで発表し、ここに気象庁における数値波浪予報モデルの基礎が築かれた。

気象庁の数値波浪予報モデルは、上記の「海上風評価モデル」と「波浪計算モデル」とを繋ぎ合わせたものが中心となっている。このモデルの内容は、地上気圧のパターンから地衡風、傾度風を計算し、これを上層を吹く風と仮定、エクマンの理論と境界層理論によって海上風を求め、この風を用いて格子点上の波エネルギーの発生伝搬を計算するものである。いわゆる「スペクトル法」であるが、最終的な計算エネルギーを有義波に換算して出力する手段がとられている。格子間隔として、381 kmが用いられた。

気象庁が、波浪予想図(24時間予想)(第2図)の

FAX 放送を開始したのは昭和52年(1977)の3月である。

4. 沿岸波浪予報の動き

近年のわが国における海洋開発、沿岸防災、臨海開発などの関連事業の進展はめざましいものがある。一方、200海里問題に伴う近海・沿岸漁業の見なおしや、経済発展による近海輸送量の増大の現象が続いている。これらの海難防止や各種関連事業の立案、算定、施行、保安などに、近海や沿岸の波浪情報が重要なことはいうまでもない。

こうした多彩な国内の動きを踏まえ、気象庁は、昭和52年の外洋波浪予想図発表の直後から沿岸波浪予報技術の検討に入った。しかし外洋波浪予報と異なり、沿岸の数値波浪予報を実施している国は乏しく、予報の実施にはわが国独自の手法が必要ことがわかった。

気象庁は、昭和54年度から3年計画で本格的な研究調査を開始し、わが国の沿岸地形(島、岬、半島など)を考慮した沿岸におけるうねり計算と風浪計算の手法(格子間隔10 km)を開発した。このうねりの計算は、従来の外洋波浪計算(381 km メッシュ)および新しく発足する近海波浪計算(127 km メッシュ)とを結びつけ、近海計算で得られたわが国近傍の波エネルギー(約100 km 沖合)を、沿岸海域へ進入するうねりとして捉え、その沿岸地形の影響を含めた減衰を計算(10 km メッシュ)するものである。また、風浪計算については、まず10 km メッシュの沿岸海域格子点上の風を求め、この風の実験式に代入して風浪計算を行うものである。

この沿岸波浪計算の手法は、かなりな計算量と計算時間を必要とするため、わが国の全沿岸についての計算は困難であり、当面、わが国の重要港湾を含む12の特定海域について計算が行われる。

この沿岸波浪予報業務は、昭和57年中に実施される予定であり、目下気象庁はその準備を行っている。

第3図は、FAX 放送が予定されている沿岸波浪図(案)である。1日1回の09時の実況および24時間予想が放送されるが、いずれも同形式となる(タイトルのみ異なる)。すなわち、日本列島の周辺には、約30個の近海波浪情報(距岸約100 km, 波高, 周期, 波向)が示

される。沿岸域には、枠で囲まれた小海域があるが、これが特定海域である。特定海域については、各海域の代表点(アルファベット表示)の情報(距岸約50 km, 波高, 周期, 波向, 風向, 風速)が欄表示される。

5. 波浪予報の将来

波浪予報は、第二次世界大戦後、電子計算機の発展とともに短期間に急速な進歩をつづけ、外洋波浪から近海波浪、さらに距岸10 km 単位の沿岸海域にまで予報技術が進められてきた。今後は、気象衛星技術の進展とともに、さらに波打際までも含む浅海波領域へと技術開発が進められよう。

当面実施すべき技術項目としては、下記のものあげられる。

- (1) 予想時間の延長(24時間予想を36→48→96時間へと延ばす)
- (2) 外洋・沿岸波浪予報の1日2回実施(現行は外洋1日1回実施)

文 献

- Bretschneider, C.L., 1970: Forecasting relations for wave generation, Look Lab. Hawaii, 1(3).
- Isozaki, I. and T. Uji, 1974: Numerical model of marine surface winds and its application to the prediction of ocean wind waves, Pap. Met. Geophys., 25.
- , 1973: Numerical prediction of ocean wind waves, Pap. Met. Geophys., 24.
- , 1973: The Calculation of wave Propagation in the Numerical Prediction of Ocean Waves, Pap. Met. Geophys., 23.
- Longuet-Higgins, M.S., 1952: On the statistical distribution of the heights of sea waves, J. Mar. Res., 11(3).
- 小野田仁, 高田政幸, 1982: 沿岸波浪予報技術調査報告第4号—特定海域波浪推算用分布図一, 気象庁海洋気象部, 昭和57年3月。
- Pierson, W.J., G. Neumann, and R.W., James, 1955: Practical methods for observing and forecasting Ocean waves by means of wave spectra and statistic, U.S. Nav. H.O., Pub. 603.
- Sverdrup, H.U. and W.H. Munk, 1947: Wind sea and swell; Theory of relations for forecasting, U.S. Nav. H. O., Pub. 601.

II. 海の波の主な性質

1. 波 浪

現実の海面には、種々な成因による広範囲な周期をもつ波が存在する。第4図は、Munkによるものである。

最も周期の短いものは表面張力波であり、その周期は0.07秒以下、波長は1.7 cm 以下である。この波の波高は、高くても1~2 mm 程度であり、水の表面張力が波の運動の中の復原力の主体となっている。これより周期の長い波では、復原力の主体が表面張力より重力が主体となるため、表面張力波に対して重力波と呼ばれる。

さらに周期の長い波を長周期波と呼ぶが、これには、港湾内で見られる海面振動(副振動)、海底地震や海底火山の爆発などで起こる津波(周期は数分から1時間程度)、台風などの気象的原因で主として大きな湾内で起こる高潮、さらには天体の運行によって生ずる海水面の変動である潮汐が含まれる。

上記の中で、一般に波浪と呼ばれるものは、周期1~30秒程度の普通重力波である。これより短い波も波浪の範ちゅうであるが、波自体のエネルギーが微小なため、取扱い上省略されることが多い。波浪は、「風浪」と「うねり」に大別される。

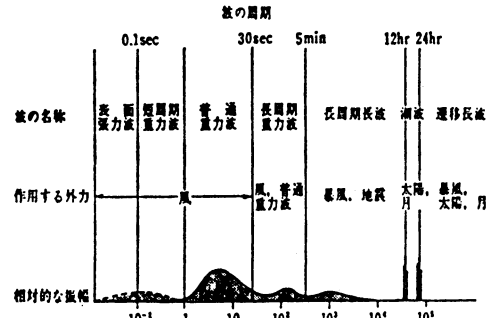
1.1. 風浪

鏡のような海面に風が吹きわたると、海面には波形ができる。はじめはチリメン皺のような小さなもの(表面張力波)であるが、風の吹く時間が長くなると次第に発達して大きな波となる。このように、その海域で吹いている風によって生起された波を風浪という。風浪の大きいものになると、高さ10 m 以上に達するものもある。周期は一般にうねりよりも短く、1~5秒のものが多いが、台風域などでは、発達した風浪で10秒以上のものも出現し、こうした場合、風浪とうねりの区別がつかない場合が多い。

1.2. うねり

一度、波が発生した海面は、重力や表面張力の働きで元の水面にもどろうとする運動は波動となって周辺に伝えられるが、この現象を伝搬現象という。ある海域で発生した風浪は、この伝搬現象によって他の海域へ伝えられるが、この伝搬してゆく波をうねりという。

一般に、うねりは風浪よりも周期が長く、波形も規則的で丸味を帯びているので、比較的容易に見分けることができる。



第4図 周期による海の波の分類
(W.H. Munk, 1950).

海岸付近で見られる磯波は、風浪やうねりが沿岸地形や海底地形の影響で変形したものである。

2. 古典波動理論について

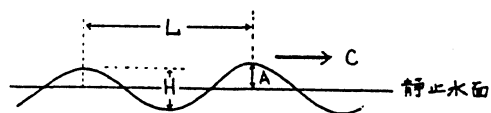
古典波動理論では、理想的な波、すなわち無限に長い峰を持ち一定方向かつ一定速度で進行する規則波(正弦波)を考え、その運動を論じた。

この古典波動理論は、これを基礎とした過去の研究が、現実の複雑な海面波動を捕捉できず、したがって予報法と結び付かなかったことから暫くの間軽視されていた。しかし、第二次世界大戦後の「波スペクトルの概念の導入」、すなわち、「海面上の複雑な波形は、きわめて多くの波高・周期の異なる成分波(規則波)が合成されたもので、これを各成分波ごとに分解してスペクトルとして表現し、各成分波の動きを捉え、かつ、成分波の合成としての全波動の動きを捉える」という概念が導入されてから、再び古典波動理論の有効性が見直された。

波動理論には、規則波を取扱うもののほかに、海の波が一般に正弦波形よりも鋭い峰を持つことから、これをトロコイド波やストークス波と見なして展開した理論もあるが、それぞれ一長一短があり、取扱いに不便な面もあって、実用的にはあまり用いられていない。次項からは、規則波を取扱った理論から導かれた結果を中心に、波の主要な性質に触れてゆきたい。

3. 波の要素

波の形や状態を表現する時には、下記の要素がよく用



第5図 波の要素.

いられる (第5図参照).

波高(H): 隣り合った波の峰(谷)と谷(峰)との鉛直距離.

周期(T): ある1点を相次ぐ波の峰が通過する時間間隔.

周波数(f): 周期の逆数.

$$f = 1/T \quad (3.1)$$

波長(L): 隣り合った波の峰(谷)と峰(谷)との水平距離.

振幅(A): 基準となる水平面から峰または谷までの鉛直距離. 正弦波形では H の1/2.

波速(C): 波形が海面を進む速度. 位相速度と同意. 波の峰は1周期に1波長進むので

$$C = L/T \quad (3.2)$$

波形こう配(S): 波形のけわしさを示す量で, 波高を波長で除した形で表現される.

$$S = H/L \quad (3.3)$$

4. 水粒子の運動

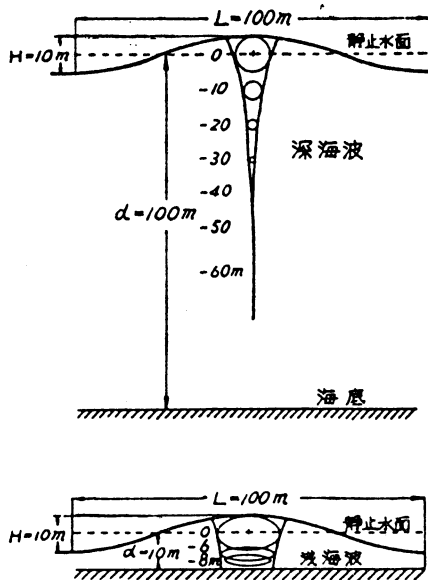
海面の昇降運動すなわち波の動きは, きわめて微小な水の粒子の運動によるものである. 水面に浮かぶ小舟や浮遊物の動きを注意してみると, 水粒子は, 波形の進行とは別の運動をしていることがわかる. 小舟や浮遊物は, 波の進行方向には実質的に動かず, 円(水深が深い場合)または長円(水深が浅い場合)の軌道上を動く. これらの運動は, 水粒子の軌道運動によるものである. (第6図参照)

表層の水粒子は, 半径が波の振幅 A に等しい円運動をする. この運動は水面下の水粒子に伝えられるが, その運動半径は深くなるにつれて急速に小さくなり, 深さが波長の1/2になると無視できる程度(1/23)となる. 潜水艇がこの深さまで潜ると, 嵐の真下にあってもほとんど動揺しないことはよく知られている.

水深を d とし, これを波長 L で除した値 D

$$D = d/L \quad (4.1)$$

を相対深度という. D が0.5よりも大きい波を深海波, 0.04よりも小さい波を浅海波, その中間の波を中間波と



第6図 水粒子の運動.

呼ぶ, これらの波は, それぞれ性質が異なるが, 特に浅海波は, 海底や沿岸地形の影響を強く受けるため非常に複雑な動きをする. 外洋の波浪は深海波で, 磯波や沿岸付近の変形波は浅海波である.

5. 波速・周期・波長の関係

波速 C [m/s], 周期 T [s], 波長 L [m]の関係式として, 下記の簡単な式が導かれている.

$$C = 1.56 T \quad (5.1)$$

$$L = 1.56 T^2 \quad (5.2)$$

これらの関係式から, 下記の波の重要な性質の一端を知ることができる.

(イ) 波速 C は周期 T に比例する(5.1)式

周期の長い波は早く進み, 周期の短い波は遅いということである. 波源(風浪の発生域)の波は, 非常に多くの成分波(周期, 波高, 波向が異なる)の集合で一つの群波である. この波源の群波がうねりとなって伝搬する時, 長周期波は早く進み, 短周期波はとり残される.

うねりの周期が比較的長く, またその波形が規則的で丸味を帯びているのは, そのうねりが, 群波の中から抜けだしたかなりはっきりした成分波(比較的長周期)であることで説明される.

台風接近時など, その前ぶれとして沿岸に打ち寄せる高波は, 台風域で発生した長周期の波がいち早く暴風圏

を脱して沿岸に到達したものである。

波源で発生した波の周期を知ることができれば、(5.1) 式の関係から、波源の波が予測点に到達するおおよその時間を知ることができる。

(ロ) 波長 L は周期の 2 乗に比例する (5.2) 式

波の波長は、周期が長い波ほど長く、その周期の 2 乗に比例して長くなるということである。例えば、5 秒周期波の波長は約 40 m (1.56×5^2) であるが、10 秒周期波は約 160 m (1.56×10^2) と 4 倍の長さになる。また、1 秒周期波の波長はわずか 2 m に満たない (1.56×1^2) こともわかる。一般に、うねりの速度が早いかつ長大な波長を持つことは、上記の関係式から説明される。

ここで注意すべきことは、上記の関係式には波高 H が含まれていないことである。すなわち、波高だけがわかっても周期や波長の推算は不能であり、周期や波長がわかっても、その波の波高推算は困難である。

6. 波のエネルギーとその伝搬

波は、水粒子の静止水面上の位置からの変位に応じた位置のエネルギー E_p と、軌道運動による運動のエネルギー E_k をもち、次の関係がある。

$$E_p = E_k = 1/4 \rho g A^2 \quad (6.1)$$

したがって、単位面積あたりの波エネルギー E は、

$$E = E_p + E_k = 1/2 \rho g A^2 \quad (6.2)$$

ここで、 ρ は海水密度、 g は重力加速度、 A は波の振幅である。正弦波では、波形が静止水面に対称となるので A は波高の 1/2 となる。この関係を (6.2) 式に代入して

$$E = 1/8 \rho g H^2 \quad (6.3)$$

が得られる。ここで $\rho (\approx 1.026 \text{ g/cm}^3)$ と $g (\approx 980 \text{ cm/sec}^2)$ はほぼ一定なので、(6.3) 式から、波の単位面積

あたりのエネルギー E は波高 H の 2 乗のみに比例することがわかる。例えば、単位面積のみを考えた場合、波高 10 m の波のエネルギーは、波高 1 m の波の 100 倍になるということである。

1 波長 (単位幅) あたりのエネルギー E_l を求めるには、単位面積あたりのエネルギーに波長 L を乗ずる必要がある。

$$E_l = 1/8 \rho g H^2 L \quad (6.4)$$

怒濤といわれる波は、一般にその波長は長大であり、そのエネルギーが意外に大きいことがわかる。つぎに、この波エネルギーの伝搬について説明する。

波は、位置のエネルギー E_p と運動エネルギー E_k をもつ ($E_p = E_k$)。波が 1 波長進む間に、 E_p は波源にとどまり、 E_k は波速とともに波源を出て新しい波形 (エネルギーはもとの 1/2) を作る。この模様を、簡単な例で説明する。

今、造波機が無限に長い水槽の一端で、一樣な周期で連続作動し、1 衝撃ごとに $E/2$ なるエネルギーを流体に与え、また、水槽が十分に深く、造られた波が深海波の動きをするものとする。

造波機の最初の 1 衝撃で、 $E/2$ なるエネルギーの波ができる。第 2 の衝撃では、最初の波の半分のエネルギーすなわち $E/4$ が波速とともに 1 波長前進し、残された $E/4$ に新しく $E/2$ が加わって $3/4E$ なる波ができる。第 2 表は、第 7 の衝撃が終わった時点までの進行波のエネルギーの分布を示したものである。

第 2 表の第 7 衝撃の時点のエネルギーの分布状態では、先頭を進む波のエネルギーは非常に小さい ($1/128 E$) が、これに続く波のエネルギーは少しずつ増してゆき、先頭から 4 番目 (全波の中央) のところで急激に増加し、造波機に近い波はほとんど E に等しくなってい

第 2 表 進行波のエネルギー分布

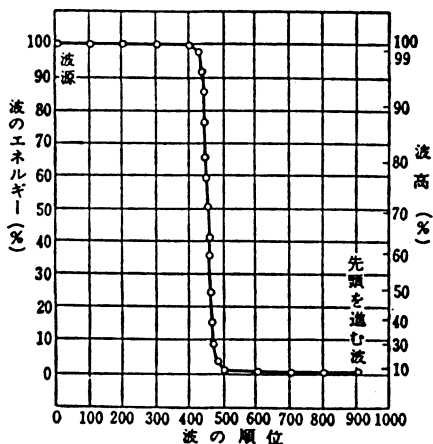
($\times E$)

波の順位	1	2	3	4	5	6	7
作動数							
1	1/2						
2	3/4	1/4					
3	7/8	4/8	1/8				
4	15/16	11/16	5/16	1/16			
5	31/32	26/32	16/32	6/32	1/32		
6	63/64	57/64	42/64	22/64	7/64	1/64	
7	127/128	120/128	99/128	64/128	22/128	8/128	1/128

→ 伝搬方向

第3表 うねりの伝搬距離.

波周期	24時間の伝搬距離
8秒	約 540 km
10	約 670
12	約 810
14	約 940
16	約 1,080
18	約 1,210
20	約 1,350



第7図 進行波のエネルギーと波高分布.

る。この状態は、造波機の作動数が多くなるとさらにはつきりする。

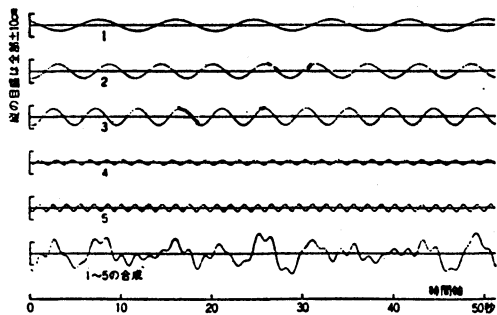
第7図は、900回の作動を行った時点での波の列のエネルギー分布を計算したものである。これによれば、波の順位が400~500の間で、波エネルギーが急激に減少している。順位400の波エネルギーは100%であるが、順位500では数%になっている。このエネルギーの傾きの大きいところをエネルギーフロントという。エネルギーフロントの位置は、全波列のほぼ1/2のところであり、このことから、波エネルギーは波の進行方向に伝わり、その伝搬速度は波速Cのほぼ1/2であることがわかる。

このことは、波動理論からも導かれており、このエネルギーの伝搬速度を群速度 C_g と呼んでいる。

$$C_g = 1/2C \tag{6.5}$$

すなわち、波のエネルギーは波速の1/2で伝搬すると考えてよい(注・浅海波では $C_g = C$ となる)

第3表は、波エネルギーが1日の間に進む伝搬距離(概略)を周期別に示したものである。



第8図 波の合成. 上の5種類の波を合成すると、下のようになかなか不規則な波ができる。

7. 波の合成

二つ以上の波が1点に会合すると、互に干渉し合って合成波形を作る(第8図参照)。

合成波形の作成には、重ね合わせ理論が適用される。この理論では、波の位相のずれを考慮しながら、静止水面からの波形の変位を単純に加えてゆき、新しい波形を作る。したがって、成分波の位相が合致するときは、各成分波高を加えた高波が出現する可能性がある。

この合成の状態を波エネルギーで説明すると合成波のエネルギー E は、それぞれの波のエネルギー E_1, E_2, \dots, E_n の和に等しく

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n \tag{7.1}$$

である。これを(6.3)式によって波高 H の式に書き直すと

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2 + \dots + H_n^2} \tag{7.2}$$

となる。ただし H_1, H_2, \dots, H_n は、それぞれの波の波高である。

実際の波の干渉は、それぞれの波の方向、性質、形態によって極めて複雑な合成波形を形成する。しかし、いずれにせよ、合成エネルギーは(7.1)式、合成波高は(7.2)式で期待される。

8. 有義波

有義波とは、複雑で不規則な海面を統計的に処理するために導入された一種の統計量である。Sverdrup と Munk が、この有義波の導入によって、人類初の組織的な波浪予報に成功したことは有名である。

有義波の定義は「ある1点を連続通過する N 個の波(100波以上)を観測した時、波高の高い方から $N/3$ 個の波を選び、これを平均したもの」であり、1/3最大波とも呼ばれる。波高の表現には H_s や $H^{1/3}$ 、周期の

表現には T_s , $T^{1/3}$ などの記号が用いられる。

有義波高は、微小な波までを含めた全観測値の算術平均値よりも高い値を示す。実際に、船上または海岸に立って波の目視観測を行うとき、観測者は海面上の比較的高い波に注目し、算術平均値よりも高い値の波すなわち有義波に近い波を観測することが経験的に知られている。熟練した観測者ほどこの傾向が強くなり、現在では、波浪の目視観測値を有義波と仮定した上で、種々の統計処理がなされている。

Longuet-Higgins の統計 (1952) によると、有義波高を 1.0 とした時、第 4 表の関係があるとされている。ここで 1/10 最大波とは、1 点において連続観測した N 個の波のうち、高い方から $N/10$ 個を選び平均した波で、1/100, 1/1000 最大波も同様である。この表から、同様な海面状態が数時間以上にわたって続く時は、1000 波のうち 1 波は、有義波高の倍に達する波が出現する可能性があることがわかる。

有義波は、使用上の便利さから現在多くの分野で用いられている。ここで注意すべきことは、有義波とはあくまでも一種の統計量であるということである。例えば、ある海域の波高が「有義波高 3 m」と報ぜられた時、その海域に存在する波が全て 3 m の波と考えてはならない。実際の海域には、有義波高 3 m よりも高い波、低

い波が無数に混在しており、こうした複雑な海面状態を単純に 1 個の値で表現することを試みたものが有義波であるということである。また、現実の複雑な海面は、1 個の有義波で表現し切れない場合が多いのも事実である。すなわち、有義波は、海面状態を示す一つの目安に過ぎないことを忘れてはならない。

9. 波の発達

波 (風浪) の発生・発達機構については、すでに多くの理論が立てられてきた。中でも Miles と Phillip の理論的論争 (1957~1966) は有名で、結論的には両者の説を結びつけたものが定性的に認められてきた。しかし、最近になって、両者の理論の実験的見直しが活発に行われ、中にはかなり否定的な研究結果も出されている。近い将来には、波の発生、発達に関する新理論の確立が期待される。

過去の経験によると、外洋では風が強いほど波が発達するが、風の吹く時間が短い時はあまり発達しない。また、強風が長時間吹いても、内海のような狭い海面では、ある限度以上の高波は発生しない。

こうした経験的事実から、波の発達に密接に関連する主要要素として

- (1) 風速の強さ
- (2) 吹走距離：ほぼ同様な風が吹いている風上側の距離。
- (3) 吹続時間：吹走距離をほぼ同様な風が吹き続ける時間、

の 3 要素をあげることができる。すなわち、これらの 3 要素が大きい場合ほど波が発達するということである。

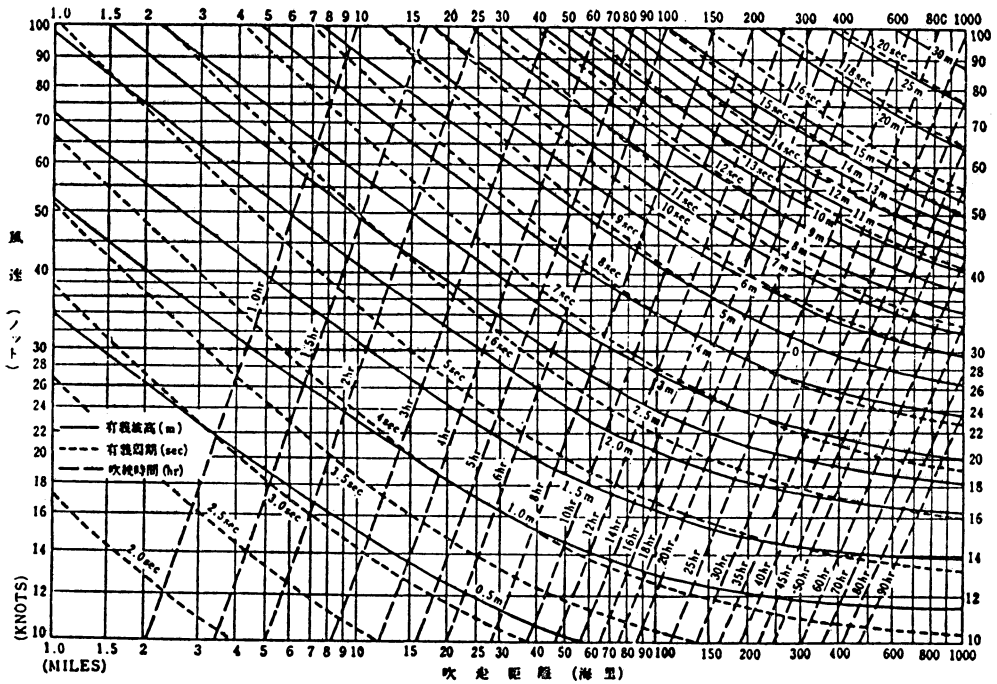
ところで、(6.3) 式によれば、エネルギー E が無限に大きくなれば、これに伴って波高 H も無限に増大するは

第 4 表 有義波高 (1.0) との関係。

ひんばんに起こる波高	0.5
平均波高 (算術平均値)	0.63
1/10 最大波の波高	1.27
1/100 最大波の波高	1.61
1/1000 最大波の波高	1.94

第 5 表 最小吹走距離 (F_m), 最小吹続時間 (t_m)。

V ノット	10	12	14	16	18	20	22	24
F_m 海里	10	18	28	40	55	75	100	130
t_m 時	2.4	3.8	5.2	6.6	8.3	10	12	14
V ノット	26	28	30	32	34	36	38	40
F_m 海里	180	230	280	340	420	500	600	700
t_m 時	17	20	23	27	30	34	38	42
V ノット	42	44	46	48	50	52	54	56
F_m 海里	830	960	1,100	1,250	1,420	1,610	1,800	2,100
t_m 時	47	52	57	63	69	75	81	88



第9図 吹走距離，吹続時間から風浪（有義）を計算する図。

ずである。しかし、現実是否定的である。

波型こう配 $S(H/L)$ が高くなり、ある値（注1）に近づくと、波形がけわしく不安定となり、いわゆる崩れ波を形成する。すなわち、波の発達には波の峰が崩れるところに最大となり、それ以上の発達は制約を受けている。こうした状態の波は、風によって与えられるエネルギーが、波動運動を続けるために消費される内部摩擦と崩れ波によって失うエネルギーの和に等しくなっている。この状態の波を十分に発達した風浪という。

風浪が十分に発達した状態、すなわち崩れ波を形成する状態に至るためには、無限大の吹走距離や吹続時間は必要ではなく、ある限界値を超えたとほぼこの状態になる。この限界値は、最小吹走距離 (F_m)、最小吹続時間 (t_m) と呼ばれ、風速の増大とともに増加する。第4表は、Pierson, Neumann, James (1955) によるもので、風速と F_m および t_m との大略の関係を示したものである。

第9図は、Bretschneider (1970) による風速、吹走距離、吹続時間を用いて風浪（有義波としての）を求める推算図である。

【第9図の見方】

まず、縦軸の風速値を押さえ、横軸に平行に移動し、横軸の吹走距離値からのびる垂線との交点を求める。この点の波高値（太い実線）と周期値（点線）が、吹続時間が無限であった時の風浪の値である。つぎに、吹続時間線（破斜線）との交点を横軸に左方向に平行移動して求める。この点の波高・周期が求める有義波となる。平行移動が右方向に向かう時は平行移動をやめ、もとの交点の値を読む。例えば、風速30ノット、吹走距離100海里で、吹走時間が8時間と16時間の場合を求めると、

8時間の場合の有義波：波高2.8m，周期6.6秒

16時間の場合の有義波：波高3.3m，周期7.2秒

が得られる。

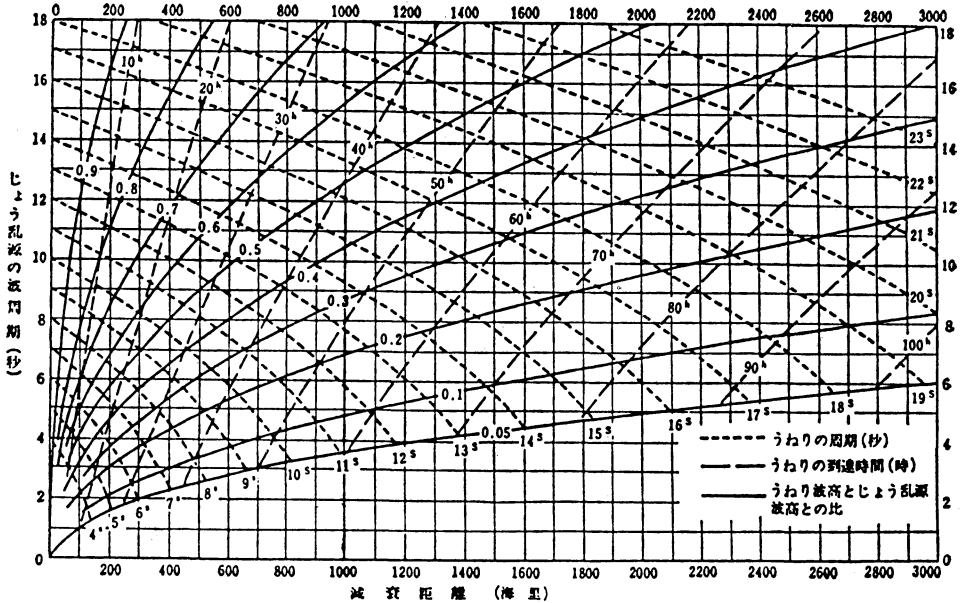
10. 波の減衰

風浪の発生域内で風がやむか、または発生した風浪が発生域外に出てゆくような場合、波は自己のエネルギーを消耗しつつ伝搬してゆく、これがうねりであり、うねりは減衰しつつある波である。

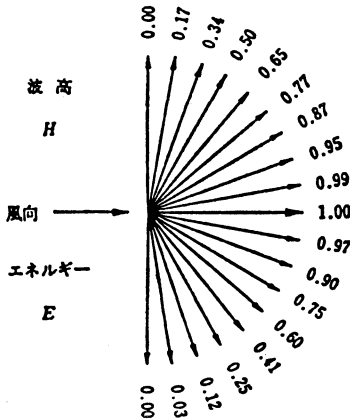
波エネルギーの消耗量 D は

$$D = 2M\pi^2 g S^2 \tag{10-1}$$

で与えられる。ここで M はうねり粘性、 S は波型こう配



第10図 じょう乱源の波周期と減衰距離からうねりの波高(うねりの波高とじょう乱源の波高との比)・周期および到達時間を求める図。



第11図 角伝搬の効果(\cos^2 則)。

である。波形こう配が大きくて低い波(短周期波)は、わずかな進行のうちに消える。また、高い波はうず粘性によって失うエネルギーが大きい。

なだらかな形をした長大なうねりは、波形こう配およびうず粘性がともに小さく、失うエネルギーも小さいために、かなり長い距離を伝搬する。

波の減衰に寄与する現象としては、逆風や他の波との干渉の効果などがあげられるが、直接的で大きいものは

伝搬で、次の二つに分けられる。

一つは、分散の効果である。発生域内の風浪は非常に多くの成分波によって合成されたもので、各成分波はそれぞれ異なった周期をもっている。各成分波の波速はそれぞれ異なり、長周期波は短周期波よりも早く進行する。このため、うねりのエネルギーの分散が起こり、うねりは次第に減衰してゆく。

他の一つは、角伝搬の効果である。発生域を離れる時は、波は多くの異なった方向に伝搬する。これが角伝搬であり、分散の効果と相まってうねりの減衰を早める。

波の減衰については、幾つかの関係式や図表が求められ検討が加えられている。

第10図は、Sverdrup と Munk によるもので、求められたじょう乱源(波源)の波浪値と、じょう乱源から予測点までの距離(減衰距離)を用いて、予測点のうねりの波高、周期、到達時間を求める図である。うねりのエネルギーは、群速度で進む計算である。

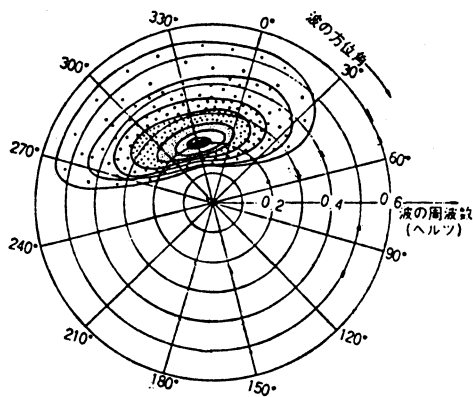
[第10図の見方]

じょう乱源の波浪の周期値を縦軸に押さえ、横軸に平行移動し、減衰距離値(横軸)からのびる垂線との交点を求め、交点の周期、到達時間および波高比を読みとる。これらの値が求めるうねりの情報となる。例えば、

じょう乱源の波高 6 m, 周期 12 秒, 減衰距離 1000 海里とすると, 予報海域へのうねりの到達時間は約 40 時間後であり, その時のうねりの周期は約 16 秒 (注 2), 波高は 2.8 m (6 m × 0.47) 程度となる。

第 11 図は Pierson, Neumann, James (1955) によるもので, 角伝搬の効果, すなわち, 波の走向と主風向とのなす角度によって, 波のエネルギーがどのように配分されるかを示したものである。

波の走向と主風向が一致した時を 1.0 とし, 10 度ごとの偏角についてその割合を示してある。この関係は主風向に対し左右対称となるが, 図では, 上段に波高, 下段に波エネルギー E (エネルギーは波高の 2 乗に比例する) を示している。この図から, うねりは主に風の方向に進み, 主風向に対して真横の方向 (90 度偏角) にはほとんど伝搬しないことがわかる。



第 12 図 波の方向スペクトル。

11. 波のスペクトル

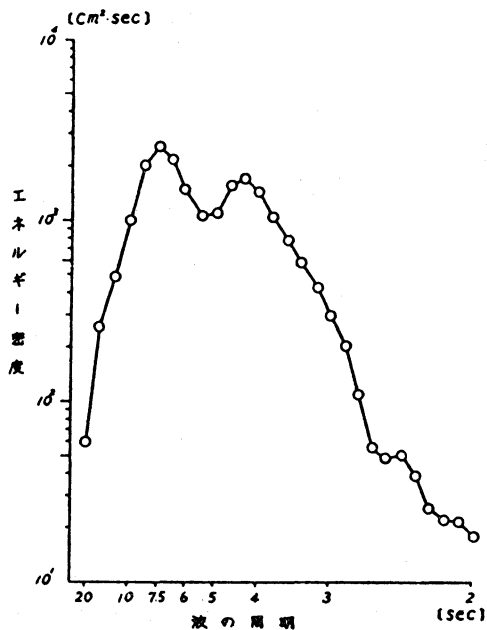
光 (電磁波) を波長の違いによって分け, 波長順に並べたものを光のスペクトルという。太陽光をプリズムによって分光すると虹の帯が得られるが, これが光のスペクトルである。この分光の概念を拡張して, 複雑な組成のもののある物理量によって分解し, その成分を物理量の大小の順に並べたものを, そのもののスペクトルと呼んでいる。

音のスペクトル, 地震波のスペクトル, 風のスペクトル, 建物の振動のスペクトルなど多くのスペクトル解析が行われている。

波のスペクトルとは, 複雑な海面状態を非常に多くの異なった波高, 波向, 周期をもった成分波が重なり合ったものとして, これを方向別かつ周期 (または周波数) 別に分解し, それぞれの成分波のもつエネルギーを波向別かつ周期 (周波数) 別に表現したものである。このスペクトル表現によれば, 複雑な海面状態の中で, どの波向の, どの周期の波が卓越しているかを知ることができ, また, 全成分波のエネルギーを積分することで, 複雑な海面の波の全エネルギーを知ることができる。

このように, 波エネルギーを方向別かつ周期別に分解し, さらにこれらを包括的に表現するスペクトルを二次元スペクトル, または方向スペクトルという。

第 12 図は, 波の方向スペクトルの説明図である。図中の左上の曲線群が波エネルギーの分布を示す等値線で, 色の濃い程高いエネルギー値を示す。この図の場合, ほぼ 270 度から 30 度にわたる方向から波が来ており,



第 13 図 波のスペクトル (一次元的表現)。

その卓越方向 (卓越波向) は 330 度 (NNW) で, 周期 5 秒 (0.2 Hz) 付近にエネルギーが集中していることがわかる。

波の方向スペクトルを得るためには, 波向計を付した波浪計が必要であるが, 現在, 波向計の開発は試験段階にあり, 観測船などに搭載された船用波浪計には, まだ波向計は設置されていない。

第 13 図は, 観測船の船用波浪計で得られた波スペクトルの 1 例である。縦軸に波エネルギー, 横軸に周期

が示されているが、波向を考慮しない。すなわち、多方向からくる波を1センサーで捉えた結果であり、各周期成分波のエネルギーの中には、多方向からの同一周期成分波エネルギーが含まれている。

図では、4秒と8秒周期付近にかなりはっきりしたエネルギーピークが見られるが、これは、前者が風浪の主成分波であり、後者がうねりの主成分波である。この表現は、いわば波スペクトルの一次元的表現であるが、この表現では、風浪やうねりの周期の判別、および全波エネルギーの把握は可能であるが、波向は判定できない。波向計の早急な開発が期待される理由である。

12. あとがき

現在の数値波浪計算の方向は、世界的にみても、計算領域海面に格子網を設定し、各格子点における波エネルギー（方向スペクトル）の消長を連続的に計算追求する方法、いわゆるスペクトル法が主流をなしている。今のところ、きわめて多くの成分波からなる海面状態や、その分散、角伝搬の効果を捉える手法としては、このスペクトル法が最も優れたものであり、当然の方向といえる。しかし、この計算には巨大な電子計算機を必要とし、一般ユーザには望むべくもない方法である。

本稿では、一般ユーザの便宜を考慮し、波の一般的な性質の解説と、簡便なマニュアル推算法の紹介に主点を置き、波のスペクトルについては、単に触れるに止めた。

なお、簡便法によって波の推算を行う時には、多くの場合、波の角伝搬効果の算入がおろそかになるので注意すべきである。

注1)

ストークス波の理論によると、波の峰が崩れはじめる波形こう配 S の最大限界値として $1/7$ が求められてい

る。実際には、この限界に達する波は短周期波のケースが多く、長周期波ではより小さな値で限界に達しているようである。

注2)

波源で周期12秒であった波が、到達時には16秒となる現象は、伝搬の途中で次第に波の周期がのびるような印象を与える。これは、波源では12秒周期の波が主流を占めていたが、伝搬中に減衰し、12秒波に代ってより長周期波（減衰がより小さい）が主流を占めてゆくことを意味している。

文 献

(1) 一般向

1. 海の波(コーニッシュ著):日高孝次 訳, 中央公論社, 1975年.
2. 水の波(バーバ著):高橋毅 訳, スクールマスター, 共立出版株式会社, 1975年.
3. 海洋の科学—海面と海岸の力学—(パスカム著):吉田耕造他 訳, 河出書房新社, 1975年.

(2) 専門向

1. 海洋の風波, 上, 下巻(キンズマン著):大久保明他 訳, 築地書館, 1971年, 1972年.
2. 波浪:永田豊, 海洋科学基礎講座, 海洋物理Ⅲ, 増沢謙太郎 編, 東海大学出版会, 1971年.
3. 海洋波動—基礎理論と観測成果—:富永政英, 共立出版株式会社, 1976年.
4. 海の波—防災と経済運航—:淵 秀隆, 松本次男, 斉藤 晃, 地人書館, 1976年.
5. 海岸工学—海洋工学への序説—:堀川清司, 東京大学出版会, 1973年.
6. 海岸工学:井島武士, 朝倉書店, 1970年.
7. 海の波—その特性と推算—:光易恒, イルカぶっくす 15, 海洋出版株式会社, 1977年.
8. 海洋波浪の調査研究に関する現況報告書:ECOR 日本委員会波浪委員会 編, ECOR 日本委員会, 1975年.