

# 台風による波のスペクトルの変化

井島 武士\*・鈴木 禧実\*\*

## 1. まえがき

台風によって発生し、海岸に到達する波のスペクトルは、風域内の複雑な風速分布とその移動とによって複雑な変化を示し、その解釈と予測はきわめて困難である。海洋学における波の発達に関する研究は、その発生機構とスペクトルの構造に集中されているようで、現在のところでは風速条件は一定という理想的モデルについての基礎的研究が行なわれていて、実際の風域条件についての応用には、従来の Pierson-Neumann-James (P-N-J) および Darbyshire の方法が主として行なわれている段階である。この報告は著者 (1957) の過去の観測例から見られる台風時の波のスペクトルの変化を簡単に考察し、独断的であるが一つの仮定を設けて、スペクトルの変化を推定する方法を示したものである。

## 2. 台風による波のスペクトル

図-1~2 はいずれも福島県小浜港外の水深-9.5m に設置した水圧式波高計による、台風時の波を Pierson (1952) の方法によってエネルギー スペクトルに解析したもので、20分間の連続した水圧波形を  $\Delta t=1.95$  秒の間隔で読み取り、読取值総数  $N=600$  で、 $m=24$  まで自己相関関数値を計算して (自由度  $f=50$ ) スペクトルを求め、圧力係数  $(\cosh 2\pi h/L)^2$  を乗じて水面波形のスペクトルに直したもので、縦軸は  $(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ 、横軸は周波数  $(\text{sec}^{-1})$  に比例して示している。図-1 は昭和28年台風13号によるもので、スペクトルの変化は ①②③……の順序でわかるように、風域の到達以前 ①に長周

図-1 昭和28年9月台風第13号による波のスペクトル

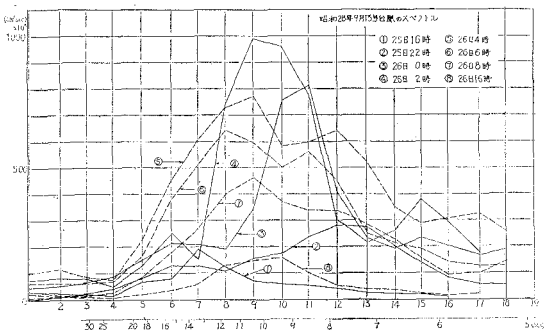
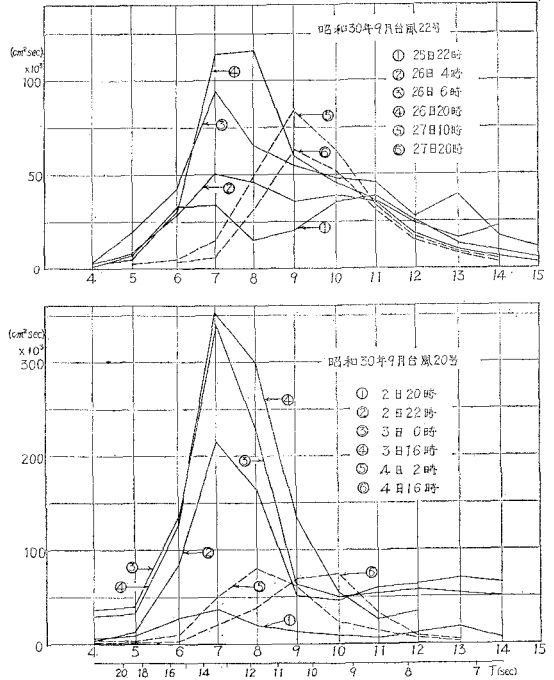


図-2 昭和30年9月台風20, 22号による波のスペクトル



期波(うねり)が現われ、風域の到達 ②と同時に短周期の波から発達を始めていることがわかる。図-2 は昭和30年9月台風20号および22号のものであるが、前者と異なり観測地点は風域内に入らず、うねりのみが到達している場合である。スペクトルは長周期波の出現から始まって発達し、減衰の場合は短周期波の方に Optimum Band が移って行くようすが明らかである。

著者(1957)はかつてこのような台風による波のスペクトルの変化を多くの実測例からつぎのように分類した。

### (1) うねりの発達と減衰

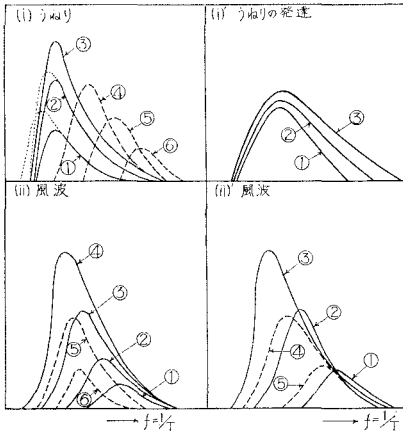
発達の場合は図-3 (i) の実線または点線のように Optimum Period の位置はあまり変わらずに発達し、減衰の場合は破線のように短周期の方に移って行く。台風が定常状態で徐々に接近する場合は (i)' のように Optimum Period はほとんど一定のまま短周期帯のみが発達することもある。

### (2) 風波の発達と減衰

太平洋岸で見られる風波のスペクトルの変化は (ii) の場合が多く、日本海岸では (ii)' の形が多い。発達時におけるスペクトルの交差は観測値として必ずしも有意な

\* 正員 工博 運輸省港湾技術研究所  
\*\* 正員 同上

図-3 スペクトルの変化の分類  
(—発達, …減衰)



ものでなく、(ii)の場合でも見られる。減衰時の形は、(ii)'では発達時の逆に近い形が多いが、(ii)では Optimum Period の位置が発達時のような短周期側にもどらないことが多い。これを著者は台風通過後も残っている太平洋岸での常時の擾乱波(太平洋岸ではなんらかの風域の影響で常に周期 9 秒程度波高 0.3~0.5m の波が存在している)の状態にもどり、それ以下の周期に減衰しないことによると解釈している。

現象の複雑さから見て実際の台風について常にこのような分類が可能であるとはいえないかも知れないが、これらの変化を定性的にでも解釈し、また実際の台風に対して予測することは、波の不規則性を考慮すべき諸現象を取り扱う上に必要な問題であると思う。

### 3. 変動する風域による波のスペクトルの計算

現在実用化されているスペクトルを用いた波の予測法として P—N—J の方法がある。この方法は周知のように、考える風域を一樣風速の長方形風域に直し、それによる風域終端の波のスペクトルを Neumann スペクトルで表わされるものと仮定して風波の性質を求め、またうねりについては、成分波が互いに独立に速度分散と方向分散によって進行して行くものとしている。したがって風域内の風速分布の変化がいちじるしく、移動性も大きい台風に対しては、風域内の平均風速や風域の形の決定に多くの任意性が入ることになり、また Neumann スペクトルの特性として、長周期側の cut-off がいちじるしく強調されているため、十分に発達した波以外では、風速または fetch の変化は長周期波の不連続的な出現または消失となって現われる。したがって有義波を推定する目的には十分であっても、スペクトルの変化を考える場合には不十分である。

Bretschneider (1959) は有義波高および周期が与え

られた場合に、そのスペクトル構造を表わす式を提案しており、従来われわれが用いている S—M—B 法または Wilson 法との関連が明瞭であり、その誘導の基本的な考え方に好都合の点が多いので、ここでは Bretschneider のスペクトルを用いることにする。

(1) 既述のように P—N—J 法では減衰域を進行する波は、各成分波が独立にエネルギーを輸送すると仮定しており、Darbyshire (1955) もまた同様の考え方でうねりの推算を行なっている。うねりの進行にともなうエネルギーの変化または消失については多く仮説があるが、ここでは P—N—J、あるいは Darbyshire と同様成分波の間にはエネルギーの交換はなく、また空気抵抗や粘性によるエネルギーの消失もないものと仮定する。実際には有限振幅波の干渉の結果、成分波間のエネルギー交換が起こり得ることが示されている(Phillips 1960)が、深海波においてはその効果は 2 次的で実用上無視できる(Hasselmann 1961)と考えられる。浅海波においては必ずしもこのことは正しくない(Tick 1961)が簡単のため、浅海波についてもこの仮定を適用するものとする。

(2) P—N—J 法においては、うねりの伝播に対する風域の幅の影響は簡単な方向分散(2 次元スペクトル)を仮定している。われわれの場合には風域の変化を考える必要上、Wilson の方法と同様に、実際風域を線風域で代表させて取り扱うから、考えるスペクトルは 1 次元スペクトルであり、したがって便宜上 Darbyshire (1955) の結果によって、成分波のエネルギーは周波数に関係なく平面波の拡散と同様に進行距離  $D$  のみに関係し、 $D^{-1}$  に比例して減少するものとする。すなわち初めのエネルギー密度を  $SH^2 O(T)$ 、距離  $D$  を進行したときの値を  $SH^2(T)$  とすると、 $D=560$  km までは変化がなく、 $D > 560$  km ではつぎの関係で示されるように減衰する。

$$\frac{SH^2(T)}{SH^2 O(T)} = \frac{560}{D} \quad (D : \text{km}) \dots \dots \dots (1)$$

(3) 上述のような減衰域における成分波の独立性を発生域内においても成立するものと仮定する。すなわちある周波数の波は他の周波数の波の存在のいかに無関係に風速と fetch または duration によって独立に決定される成長の仕方をするものと仮定する。この仮定は一見実際の海面波の発生現象とはかなり離れているように思われるが、風の影響をうけない波の進行においては、上述のように各成分波間の interaction によるスペクトルの変形は、波の non-linearity を考えた時に初めて可能であり、またそれによるスペクトルの変化の量は第 2 次的であることから見ると、この仮定の当否は、特定の波が風からエネルギーを受取って成長する物理的過程において、ほかの成分波の存在がいかなる影響を与えるかということによるものと考えられる。

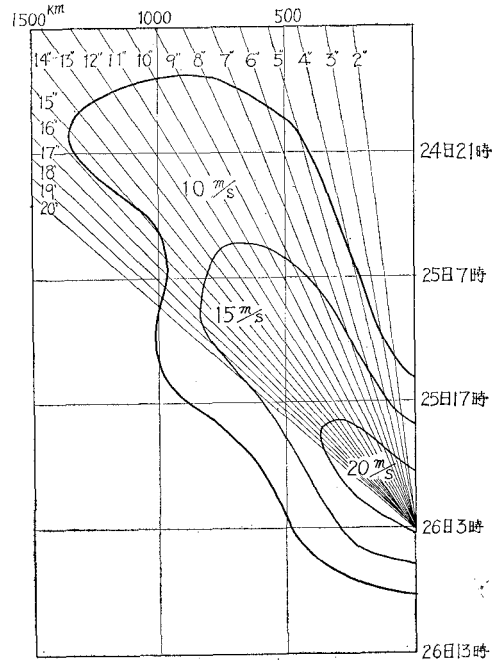
ここで実際の海面波の不規則な波形を特徴づけるスベ

クトルを考えて見ると、それには2つの考え方があるように思う。一つは海面上の一点における波形（静水面から水面までの高さの時間的変化）は時間的に定常な確率過程を表わすものと考えて、これを Fourier 分析した場合の正弦成分波の振幅の平方、すなわち成分波のエネルギー密度の分布としてスペクトルを考え、実際の海面波形は第一近似では、これら成分波の線型重合であるとするものである。このような考え方にしたがうと、上述の仮定は十分合理的であるとはいえないように思う。ほかの一つは Bretschneider のスペクトルの誘導に用いられている考え方で、波の不規則性をこのような正弦波の重合と考えずに、海面に存在する個々の独立した見掛けの波（波の山から谷までの高さを波高とし、水面が静水面を切る点からつぎの同様の点までの時間を周期とする波）の出現頻度の確率分布から特徴づけることができるとするものである。この考え方と前者の考え方との厳密な関連は明確でないが、工学的な立場から考えるならば、Darbyshire (1961) も述べるように、われわれの直接必要とする知識は、Bretschneider の考える個々の波の高さであり、波長であり、またその出現頻度であることが多い（スペクトル誘導の考え方から見ると Neumann スペクトルは Bretschneider と類似の資料の取り扱いをしており、Darbyshire のスペクトルは Fourier 分析による成分波から出ている）。このように海面に存在する見掛けの波を考える場合、その発達の機構は、Miles (1960) の数学的取り扱いと、それに対する Lighthill (1962) の物理的解釈とから見られるように、重力波の発達における principal stage (成分波のエネルギー密度の発達が時間について指数関数的である段階)において、風から波へのエネルギー輸送の割合は風速の垂直分布の形式と考える波の位相速度によって決定され、その波に前後して存在し進行するほかの波が考える波と異なった波高および波長をもつことの影響は第2次的であると考えて差し支えないといえるであろう。

(4) このような仮定が許されるならば、図-4 に示したような風域図（昭和28年13号台風に対し小名浜からS方向に引いた線風域で、横軸は距離、縦軸に時間を取って示す）において、例えば26日3時に SSE 方向から来る波は各周期に比例した群速度をもってそれぞれの風域を通過して来た成分波の合成の結果と考えることができ、それらの経路は考える点（26日3時）から引いた放射線で示される。ゆえにこの経路に沿っての各成分波の発達を、あたかも独立の波の発達と同様に取り扱って、考える点でのエネルギー密度を計算し、その合成によってエネルギー スペクトルが求められる。このような手続きを種々の方向の線風域に対して行なえば、考える点での2次元スペクトルもつくられるはずである。

(5) Bretschneider (1959) の周期スペクトルは成

図-4 昭和28年台風13号風域図



成分波の波高  $H$ 、周期  $T$ 、平均波高  $\bar{H}$ 、平均周期  $\bar{T}$  によって次式のように表わされる。

$$SH^2(T) = \frac{4a^2 (\bar{H})^2 \left[ 1 - r + ar \left( \frac{T}{\bar{T}} \right)^2 \right]^2}{1 + \left( \frac{4}{\pi} - 1 \right) r^2} \cdot \frac{T^3}{(\bar{T})^4} \cdot e^{-\frac{\pi a^2}{4} \left( \frac{T}{\bar{T}} \right)^4} \dots\dots\dots (2)$$

ここで  $r$  は波高  $H$  と周期  $T$  との相関係数で、 $\bar{H}$  と  $\bar{T}$  は有義波高  $H_{1/2}$ 、周期  $T_{1/2}$  とつぎの関係にある。

$$H_{1/2} = 1.60 \bar{H}, \quad T_{1/2} = \bar{T} \sqrt{1 + 0.60 r} \dots\dots\dots (3)$$

$H_{1/2}$ 、 $T_{1/2}$  および  $r$  はともに風速  $U$ 、fetch  $F$  による無次元量  $gF/U^2$  の関数として与えられるから、 $U$  および  $F$  によって、 $SH^2(T)$  が計算され、また同様にして duration  $t$  と風速  $U$  によって  $SH^2(T)$  を表わすこともできる。これらの成分波の発達は Phillips (1961) の指摘したような成分波の発達の形式、すなわち initial stage における距離に比例した増加と principal stage における指数関数的な上昇とは厳密には一致しないが、傾向的には良い一致を示している。

(6) 成分波の発達の途中で風速が変化する場合、エネルギー密度は連続に変わるものとして、変化した風速に対する fetch に換算するものとする。かくして変化する風速は一定風速の風域に換算され、各成分波に対する風速  $U$  と fetch  $F$  が決まる。

(7) こうして式 (2) からエネルギー密度が求められるが、この場合 fetch  $F$  をそのまま用いると過大な値を示すことになる。成分波は一定の群速度で進行するから

距離  $F$  を進行するに要する時間は  $tc = F / \frac{T}{4\pi}$  で与えられるが、この時間に対応する有義波の最小吹送時間  $F_{min}$  以上に成長することはないから、 $F$  の代りに、 $F_{min}$  に対するエネルギー密度を取る必要があり、一方  $F$  が  $F_{min}$  より小さいときは、成分波の発達は duration によって決まり、 $F$  そのものを用いてエネルギー密度を求めて良いことになる。

(8) 以上のようにして各周期の成分波のエネルギー密度  $SH^2(T)$  を計算すれば、全エネルギー  $E$  はそれらの総和として与えられ、有義波高および平均周期は近似的に次式で表わされる。

$$E = \frac{1}{8} \rho g \bar{H}^2 = \frac{1}{8} \rho g \Sigma SH^2(T) \cdot \Delta T \quad \dots\dots(4)$$

$$H_{1/2} = 1.42 \sqrt{\Sigma SH^2(T) \cdot \Delta T} \quad \dots\dots(5)$$

$$\bar{T} = 2\pi \left( \frac{\Sigma \frac{1}{T^2} SH^2(T) \cdot \Delta T}{\Sigma SH^2(T) \cdot \Delta T} \right)^{-1/2} \quad \dots\dots(6)$$

エネルギースペクトルを周期  $T$  をもって示すときは縦軸に  $SH^2(T)$  を取り、周波数  $f = 2\pi/T$  (or  $1/T$ ) で示すときは  $f = \frac{T^2}{2\pi} SH^2(T)$  を縦軸に取って示せば良い。ただしこの両者の表示法では、Optimum Period の値が多少異なって来る(ここでは後者の方法で示している)。

4. モデル風域に対する計算例

理想化された風域として fetch  $F=800$  km, 風速は一概に 20 m/sec で、duration  $t=10$  hr の長方形風域が移動速度  $U=40$  km/hr で接近するとき、遠ざかる場合および静止している場合についてのスペクトルを上述の

図-5 一概風域による計算スペクトル

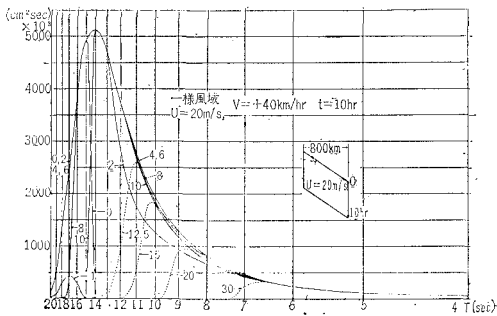


図-6 一概風域による計算スペクトル

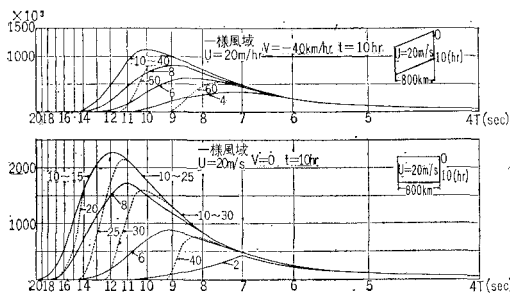
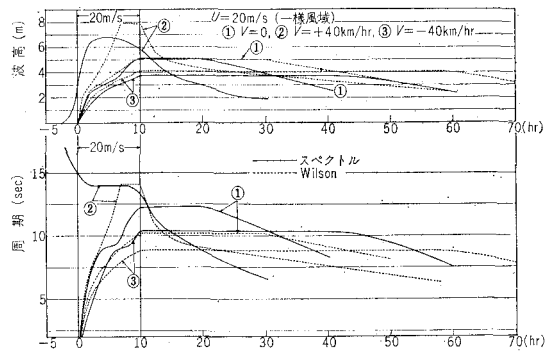


図-7 スペクトル法とウイルソン法の比較

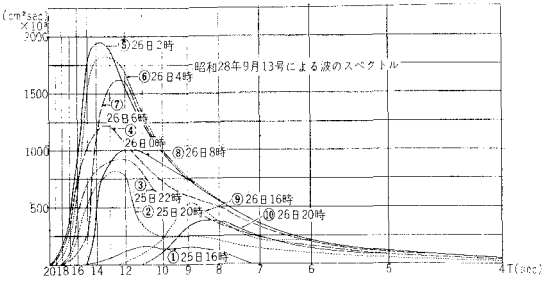


方法で計算した結果を示すと図-5 および 6 のようになる。ここで時刻の原点は考える地点が風域に入った時刻を 0 として発達時を実線、減衰時を破線で示している。これらの場合  $t=0$  から  $t=10$  時間まで観測地点は風域内にあるが、以外は風域外でうねりが来ることになるが、Wilson 法との比較のため式 (1) のような減衰を考えない値を示している。図-7 はこの結果による有義波高とスペクトルの Optimum Period との時間的変化を示したもので、破線は Wilson 法による有義波高および周期である。この場合もうねりの波高減衰と周期の増加は考えず、風域終端での波高がそのままその時の群速度で観測地点に到達するものとして計算してある。この図から (i) 風域が静止している場合、①には波高の最大値はともに 5.0m で一致しているが、(ii) 移動する場合②③にはスペクトルによる値はやや小さく、特に風域が接近する場合②にいちじるしく、最大波高の起時も異なっている。(iii) スペクトル法では②の場合、観測地点が風域内に入る約 2.5 時間前からうねりが現われるが、Wilson 法では風域内に入らないと波は現われない。いずれが実際現象に近いかは実証できないが、(iii) の点においてはスペクトルによる方が合理的であり、(ii) の点においては風域図に表わした風域の幅が広がるほどスペクトルによる値が Wilson 法による値に接近してくること、および Wilson 法においては風速が与えられるとそれに対応して波の進行曲線は一意的に決まり、その進行曲線を cover するだけの風域(極端には無限小幅の風域でもよい)が与えられれば、風域全体の形には無関係に最大波高と周期は決まるが、スペクトル法では風域の形によってスペクトル、したがって波高と周期は変わり無限小幅の風域では波高は 0 となり、風域幅の増加とともに波は大きくなることから、スペクトルによる結果の方が現実に近いと思われる。

5. 実測値との比較

図-4 に示した台風13号のS方向の風域図についてスペクトルを計算し、これを平均水深 11m として浅水度

図-8 昭和28年9月台風13号による波の計算スペクトル



$K_s$  および屈折係数  $K_r$  を各周期について S 方向に対して計算し  $(K_r K_s)^2 \frac{2T^2}{2\pi} \cdot SH^2(T)$  を求めたものが図-8である。これを図-1と比較すると、Optimum Period は一般的に実測値よりも大きく、変化の傾向と必ずしも一致しない。ゆえにこの比較から計算方法の可否を判定することはできないが、計算は実際現象を極端に単純化し、S方向の風域のみを考えていることと、各成分波間のエネルギー交換を無視しているが、浅海においては深海と異なって、短周期波から長周期波へのエネルギーの移動がかなり行なわれることが示されており、(Tick 1961) 図-1の④→⑤にそのような傾向が見られることなどから、やむを得ないことと思う。図-9は上述のスペクトルから求めた有義波高とスペクトルの Optimum Period を、深海波と浅海に補正したものを示し、また実測値を記入している。これによると波高についてはスペクトル法でも Wilson 法でも実測値とかなり良く一致している。風域通過後のうねりの計算には Wilson 法では Sverdrup-Munk の方法、スペクトル法では式(1)を用いたから、26日8時以後の値は正確には比較されない。周期についてはむしろスペクトルによる結果が Wilson 法による結果よりも傾向はよく一致している。台風20号は小名浜東方洋上を通過し、うねりだけが現われた場合であるが、台風域内の風速を一定(20m/sec)として風域図を描いて計算した結果は図-10のよ

図-9 台風13号の波の計算値と実測値の比較

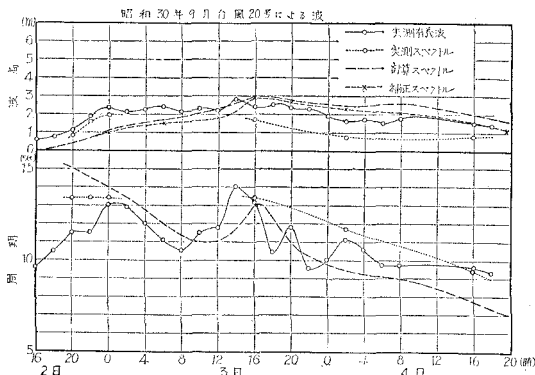


図-10 昭和30年台風20号による波の計算スペクトル

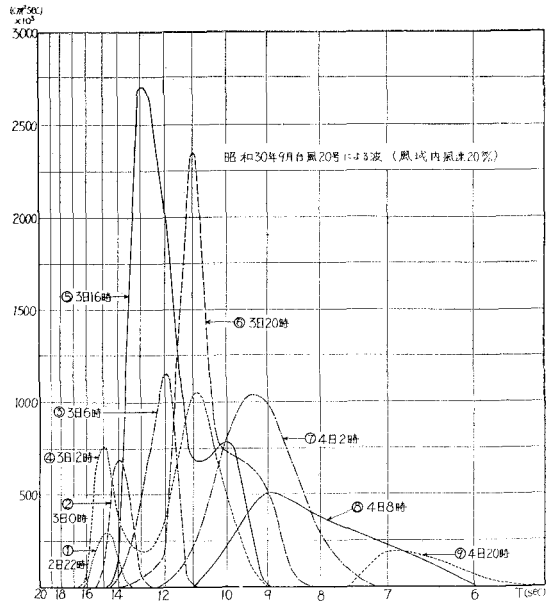
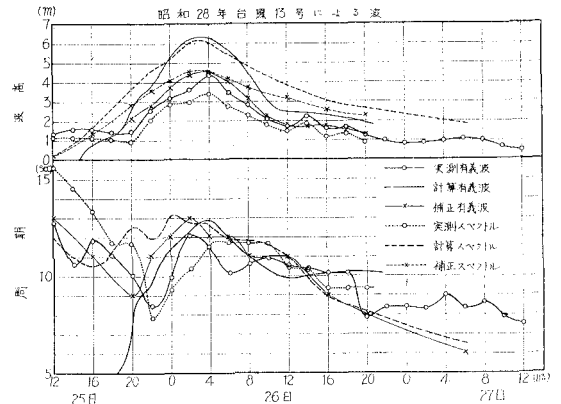


図-11 昭和30年台風20号による波の計算値と実測値の比較



うで(式(1)を用い浅海の値に直したもの)、長周期波から出現して発達し、短周期波に移りつつ減衰する。実測値との一致は前と同様良好とはいえないが、傾向は一致している。図-11は有義波高と Optimum Period とを実測値とともに示したもので、波高、周期ともに良好な一致を示すと見られる。

Wilson 法による結果は波高、周期ともに実測値との差は大きく比較にならない程度である。

### 6. むすび

この計算は理論的実験的に証明困難なので、またかなり疑問のある仮定を設けて行なったものであるから、その当否は当然実測によって検討する必要があるので、目下各地の観測記録により解析を行なっており、台風によ

るスペクトルの変化の実測例についても別の機会に報告したい。

#### 参 考 文 献

- 1) Ijima, T.: The Properties of Ocean Waves on the Pacific Coast and the Japan Sea Coast of Japan, Rep. No.25. Transportation Technical Res. Inst., 1957.
- 2) Pierson, J. W. and W. Marks: The Power Spectrum Analysis of Ocean Wave Records, Tr. Am. Geo. Un. Vol. 33, No.6., 1952.
- 3) Bretschneider, C. L.: Wave Variability and Wave Spectra for Wind-Generated Gravity Waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No.118., 1959.
- 4) Darbyshire, J.: An Investigation of Storm Waves in the North Atlantic Ocean, Proc. Roy. Soc. A. 230., 1955.
- 5) Phillips, O. M.: On the Dynamics of Unsteady Gravity Waves of Finite Amplitude, Part 1. The Elementary Interactions, Jour. Fluid Mech Vol 9., 1960.
- 6) Hasselmann, K.: On the Non-linear Energy in a Wave Spectrum, Proc. Conf. Ocean Wave Spectra, Easton, Maryland., 1961.
- 7) Tick L. J.: Non-linear Probability Model of Ocean Waves, Proc. Conf. Ocean Wave Spectra, 1961.
- 8) Darbyshire, J.: Discussion on "A One-Dimensional Gravity Wave Spectrum" by Bretschneider, Proc. Conf. Ocean Wave Spectra, 1961.
- 9) Miles, J. W.: On the Generation of Surface Waves by Turbulent Shear Flow, Jour. Fluid Mech, Vol. 7., 1960.
- 10) Lighthill, M. J.: Physical Interpretation of the Mathematical Theory of Wave Generation by Wind, Jour. Fluid Mech. Vol. 14., 1961.
- 11) Phillips, O.M.: Discussion on "The One-Dimensional Wave Spectrum in the Atlantic Ocean and in Coastal Waters" by Darbyshire, Proc. Conf. Ocean Wave Spectra, 1961.