

沿岸波浪推算法についての考察

——矩形モデル風域による試算——

高橋 智晴*・広瀬 宗一**・佐々木徹也**

1. 緒 言

わが国沿岸は極めて特殊な気候、地形を有し、その海象特性、特に波浪環境の把握は多様な海洋開発計画に対応して急を要するばかりでなく、その安全性、経済性、合理性等の諸見地から重要なことはいうまでもない。

筆者らは、波浪に関する拠点観測データを背景に、沿岸における波浪推算法の検討、および開発を進めているが、本稿はそれに先立ち、スペクトル法と従来比較的多用されてきた有義波法との比較、およびうねりの伝播について各種推算法のモデル風域における試算を行なったのでその成果例について報告する。

2. スペクトル法の概要

本稿ではエネルギーの平衡方程式に基づく推算法として次式に示す磯崎・宇治のモデルによるプログラムを原形として用いた。基本式は以下のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} &= -c_g \cdot \nabla S + (A + B \cdot S) \\ &\quad \times [1 - (S/S_\infty)^\alpha] H(\theta), \quad S \leq S_\infty, \quad \theta < 90^\circ \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -c_g \cdot \nabla S - K f^4 S, \quad S > S_\infty, \quad \theta < 90^\circ \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -c_g \cdot \nabla S - \{B \cdot H(\theta) + K f^4\} S, \quad \theta > 90^\circ \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 S は波の2次元スペクトル、 $H(\theta)$ は方向分布関数、 c_g は成分波の群速度、 A, B はそれぞれ Phillips,

$$A(f, u) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{3.54 \times 10^{-11} \times \omega^{5.25} u^{2.25}}{\left[\frac{1}{4} \left(\frac{\omega}{u} \right)^2 + (k \sin \theta)^2 \right] \left[\frac{1}{9} \left(\frac{\omega}{u} \right)^{2.5} + \left(k \cos \theta - \frac{\omega}{u} \right)^2 \right]} \dots\dots\dots (2)$$

$$B(f, u_*) = \left[5e^{-7000[(u_*/c) - 0.031]^2} + 2612 \left(\frac{u_*}{c} \right)^2 e^{-0.0004(c/u_*)^2} \right] \cdot f \dots\dots\dots (3)$$

Miles の理論に基づいた成分波の増幅係数である。井上によると A, B はそれぞれ上式で示される。

ここで、 f は周波数、 u は風速、 ω は角周波数、 c は成分波の波速、 u_* は摩擦速度、 k は波数である。

波の減衰機構について、磯崎らは碎波 ((1)式第1式) 内部摩擦 (第2式)、および逆風による効果を考慮して数値モデルに構成した。(1)式中、 K は周期3秒以下の波が1時間以内になくなってしまいうように $K=3$ としているが、ここでは(1)式第3式では $K=1$ としている。

S_∞ は波の飽和状態でのスペクトルであり波の発達の上限を与える。ここでは次の Pierson-Moskowitz のスペクトルを用いている。

$$S_\infty = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp \{ -\beta (g/u\omega)^4 \} \dots\dots\dots (4)$$

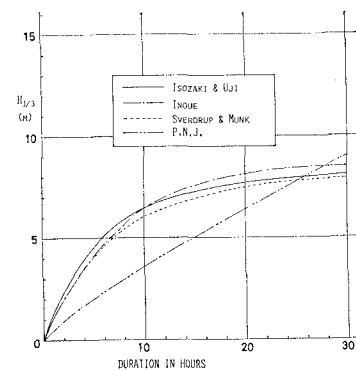
ここで、 $\alpha = 8.10 \times 10^{-3}$ 、 $\beta = 0.74$ の定数である。

また $H(\theta)$ は方向分布関数であり、ここでは余弦自乗則を採用している。

数値解は(1)式を差分方程式に直して積分することによって得られる。初期条件としては全ての格子点上で

$S=0$ 、境界条件は海岸で $S=0$ と仮定し、沖合から海岸に到達した波は全てそこで吸収されてしまうこととしている。

最近、(4)式の高周波側のスペクトル形を表わす Phillips 定数 α が無次元フェッチの関数となることが Hasselmann *et al* (1973)、光易 (1969, 1973) 等により示され、また方向分布関数としても種々提案され、集中度を表わすパラメータが無次元フェッチの関数となる



図一 吹送時間による波の成長
とを考慮して磯崎らの設定したように飽和スペクトル形として(4)式、方

* 正会員 運輸省港湾技術研究所海象観測研究室長
** 正会員 運輸省港湾技術研究所海象観測研究室研究官
** 正会員 運輸省港湾技術研究所海象観測研究室研究官

向分布関数として余弦自乗則を採用した。

3. 矩形モデル風域による試算

(1) 風波についての検討

(注) 以下試算に用いたスペクトル法をS法と呼ぶ)

風波の発生，発達的主要因が風であることは周知のことであり，これまで種々の風波の推算式が提案されている。しかしこれらの式はほとんど算定基礎が異なっており，特に実験室における場合は現地波を完全にシミュレートし得ない以上汎用的に実用に供するのは無理である。またこれまでに提案された推算式はほとんどが無次元フェッチのみの関数となっているため自ずと適用限界が生じる。ここでは比較的信頼度が高いと思われる Wilson (1965, 以下W式と呼ぶ), U. S. Army Corps. (1975, 以下U式), および Hasselman *et al* (1973, 以下H式) による推算式をスペクトル法との比較対象として取り上げることにした。

スペクトル法では海況が定常となると，

$$\frac{dt}{d} S(f, x) = c_g \frac{\partial}{\partial x} S(f, x) \quad \dots\dots\dots (5)$$

となり，これより吹送距離の関数としての有義波高の成長曲線が得られる。S法の基となる代表的な波浪推算法としては井上，および磯崎・宇治によるモデルがある。これらのスペクトル法を種々提案されている風波の推算式との比較を $U_{20}=20\text{m/s}$ について図-1~3に示してある。図-2 および 図-3 に示された実線は W (フェッチ幅) / F (フェッチ長) がほとんど1.0の場合について今回の計算で得られた値である。これによるとスペクトル法により得られる値はW式，U式，H式とほとんど変わらず， W/F が大きくなるとH式による計算値と類似するようになる。しかし風速が大きくなると3式とも過小評価となる傾向がある。(5) 式を解いて得られる曲線を回帰により求めると次のような結果を得た。

$$(gH/U_{20}^2) = 0.00738(gF/U_{20}^2)^{0.3357} \quad (R=0.9754) \quad \dots\dots\dots (6)$$

上式は回帰手法，回帰誤差の関係から U_{20} が 20 数

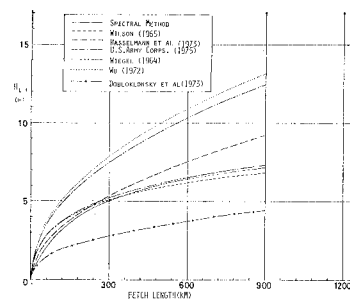


図-2 吹送距離による波の成長

m/s, フェッチ長が 300 km 程度迄なら十分な精度で使用できる。

なお，比較に際しては風速の高度分布として対数分布式を採用している。

幅が制限された

風場における波の成長については，まず Arthur(1949)により風域内の波は平均風向から約 $\pm 45^\circ$ の方向に成長し，この度合は全エネルギーの50%はあるだろうと指摘されており，

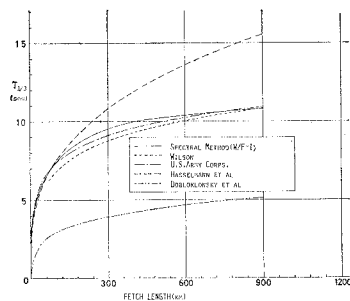


図-3 吹送距離による波の成長

風域幅の制限が発生波高に影響を及ぼすことは当然となる。その後 Saville(1954) は風域幅の影響を扱う物理モデルを開発し，フェッチの有効性は平均風向から $\pm 45^\circ$ の範囲の余弦で変化すると考えるのが妥当であることを示している。すなわち，

$$F_e = \frac{\sum F_i \cos \theta_i \Delta \theta}{\sum \cos \theta_i \Delta \theta} \quad \dots\dots\dots (7)$$

F_e は有効フェッチ， F_i, θ_i は i 方向へのセグメントの長さ，および平均風向からの方向を表わす。

本稿で行った各ケースについて F_e/F と W/F の関係を示すと図-4~8 のようになる。図-4~6 は $U_{20}=20\text{m/s}$ ，図-7 は $U_{20}=30\text{m/s}$ の場合に対する結果である。図-8 は (6) 式に基づいて計算したものである。これらの図によると $U_{20}=20\text{m/s}$ ではかなり大きい F に対してH式を除くと他はすべて F_e/F が 1.0 よりも大きくなる傾向を示し，

$U_{20}=30\text{m/s}$ の場合

には三者共波高が小さく見積もられる傾向にあることがわかる。図-8 は式 (8) を用い

て F_e/F と W/F の関係を求めたものであるが，これ

によるとフェッチ長が長い時は多少波高が大きめに出る傾向があり，フェッチが短い時は多少小さめとなる傾向がある。また $U_{20}=30\text{m/s}$ の時は他と異なった傾向を見せていることから，(6) 式に

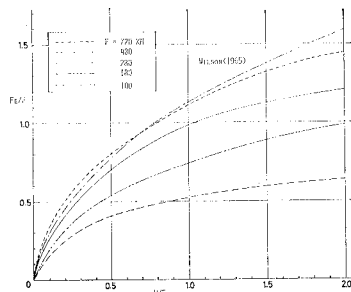


図-4 フェッチ幅の波の発生に及ぼす影響

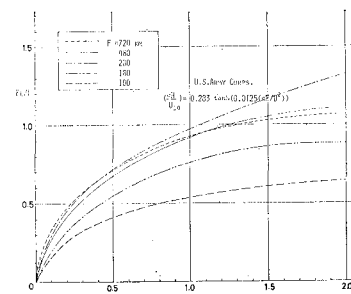
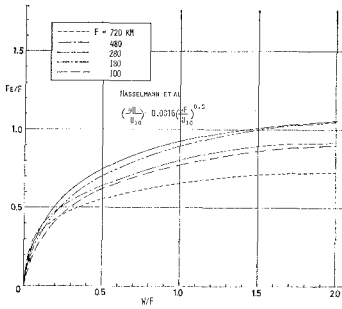
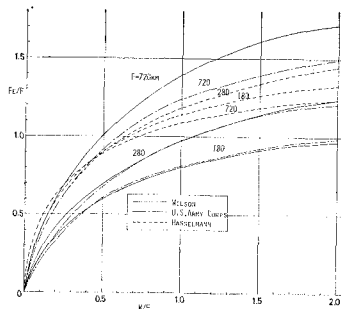


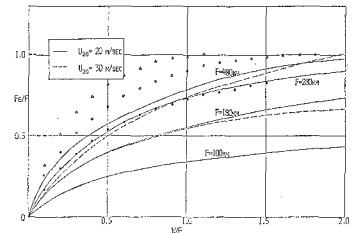
図-5 フェッチ幅の波の発生に及ぼす影響



図—6 フェッチ幅の波の発生に及ぼす影響



図—7 フェッチ幅の波の発生に及ぼす影響



図—8 フェッチ幅の波の発生に及ぼす影響

もある程度の適用限界が見い出せる。しかし、 $U_{20}=20$ m/s 程度迄はかなりの妥当性があるものと思われる。上記図より一般的傾向として F_e/F は W/F と無次元フェッチの関数となっていると思われ、図—8 に示された曲線を回帰により求めると以下ようになる。

$$\frac{F_e}{F} = 0.00136 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{-0.6903} \left(\frac{W}{F} \right)^{-0.4971} \quad (R=0.9687) \quad (8)$$

また、同様に 図—4～6 についても推算式の適合範囲を考えて回帰すると以下ようになる。

Wilson:

$$\frac{F_e}{F} = 0.4819 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.2968} \left(\frac{W}{F} \right)^{0.4585} \quad (R=0.925)$$

U. S. Army Corps:

$$\frac{F_e}{F} = 0.5461 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.1909} \left(\frac{W}{F} \right)^{0.4329} \quad (R=0.9157) \quad (9)$$

Hasselmann

$$\frac{F_e}{F} = 0.7409 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.0286} \left(\frac{W}{F} \right)^{0.4051} \quad (R=0.6878)$$

図—8 の図中、▲○●印は Saville によるものでありそれぞれ、平均風向から $\pm 30^\circ$ 、 $\pm 45^\circ$ 、 $\pm 90^\circ$ の範囲を有効とした場合の値を示す。

(2) うねりの減衰について

うねりの減衰機構は、波の発生、発達機構よりも不明な点が多く、P. N. J. 法 (1955) による方向分散と速度分散の相乗効果による考え方が主導的であると考えられる。うねりと短周期の波の非線型相互作用による減衰のあるとも言われているが、これを実証できるデータは今のところない。選択減衰に関しては Snodgrass, et al (1966) のデータを参考にして考慮している。しかし、非線型相互作用の存在は無視して良いほどであることが示されている。

うねりの研究が風波のそれに比べ遅れているのは、広大な海洋の場での実験が必要であり、かつ特定のうねり

を追跡観測することが不可能であることによると思われる。

ここでは、フェッチ長が 360, 600, 720, 900 km で W/F がほぼ 1.0 の場合についてスペクトル法で試算をおこない、P. N. J. 法における考え方、および Bretschneider による経験式等を定量的、定性的に比較し、うねりの減衰についての摂動解を得る糸口にしたい。

以上の 4 ケースについて、風域内の波の発達状況を吹送時間について示すと 図—9 のようになる。フェッチ長 360 km では 18 時間、600 km では 22 時間、900 km では 24 時間でほぼ定常状態に達している。これを S.M.B. 法による推算図から求めた値と比較すると、フェッチ長 300 km の時はほぼ同じであるが、それ以上になると差が大きくなる傾向がある。

図—10 にフェッチ長 600 km, 900 km の場合について、風が止んだ後のフェッチ前面での減衰の状況を経過時間と共に示している。成分波の減衰についての描写は Bretschneider (1968), 井島 (1957), Barnett (1968) 等により示されている。図—10 の状況は経過時間と共にピーク周波数が低周波域から高周波域に移ることを示し、Bretschneider, Barnett による従来の描写、すなわち最初の内は低周波側に移動し、その後徐々に高周波側に移動するという考え方とは多少異なる。図—11 に風が止んだ後のフェッチ前面における波高、周期の時間変化を示す。最初の数時間は僅かながら周期は増大し、その後時間の経過と共に緩かに減少する傾向にある。波高は最初から徐々に減少し、途中一度減衰する傾向が見られる。これを Bretschneider と比べると波高の減衰はずっと遅く、周期は最初の立上りが緩かとなっている。以上より S 法で得られるスペクトル形は多少歪むが、積分値を用いると諸報告とよい適合を示すことがわかる。図—12 には風域内、及び減衰域内の各点での波高の減衰状況を示す。フェッチ長が 900 km と 600 km の場合について比べると、波高の距離による上昇部の形状は変わらずフェッチ長が長いほど距離軸に沿って同じ形状で伸びており、変曲点後の位置が進行方向に進む傾向を見せて

いる。図-13には P. N. J. 法における周波数フィルタ
ーII を用いた場合の計算結果を示す。ただし、風域端
のスペクトルは、(4) 式に示した Pierson-Moskowitz の

スペクトルを Newmann スペクトルの代りに用いた。
図中 D_W は、風域内の海況が定常状態になって後の経
過時間を意味している。これらを図-12 と比較すると、

P. N. J. 法では時間の経過による波高
の減少率はスペクトル法に比べて小さ
く、各経過時刻における極大波高の位
置は後方寄りとなっている。また P. N.
J. 法では波を発生させた風域が長いほ
ど各時刻における波高の減少率は小さ
い、この傾向は図-12 と一致するが上
述の結果は P. N. J. 法では選択減衰が
考慮されていないこと、および周波数
カットフィルタの考え方が妥当でな
いことを示しているものと思われる。
ただし、図-13 は $U_{20}=19 \text{ m/s}$ とした
計算結果であるのに対し、図-12 は

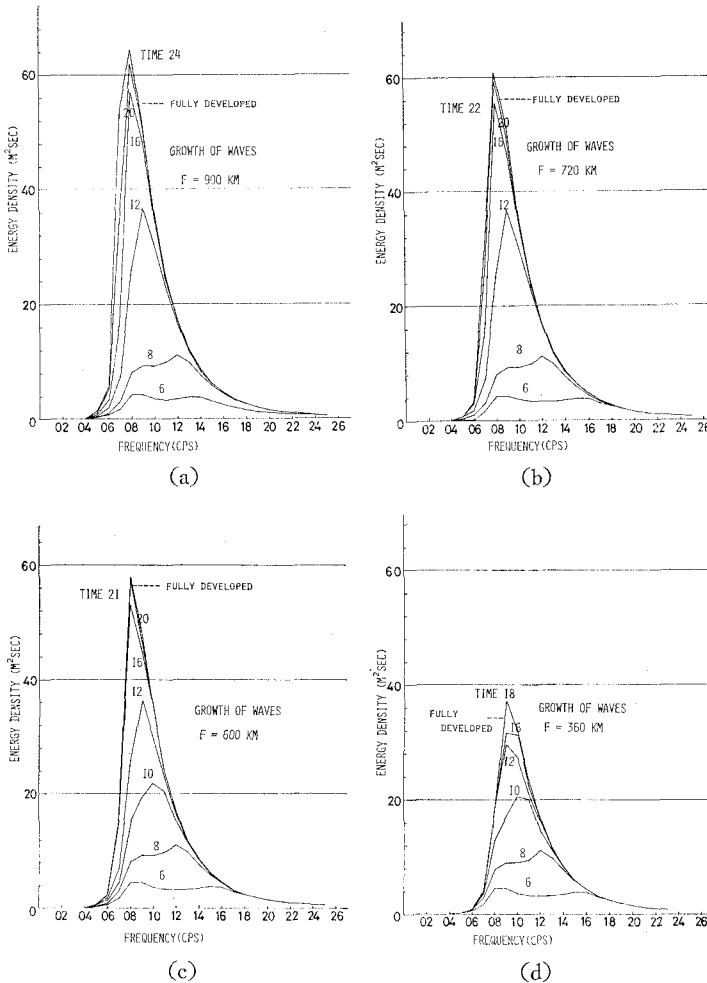


図-9 吹送時間によるスペクトルの発達

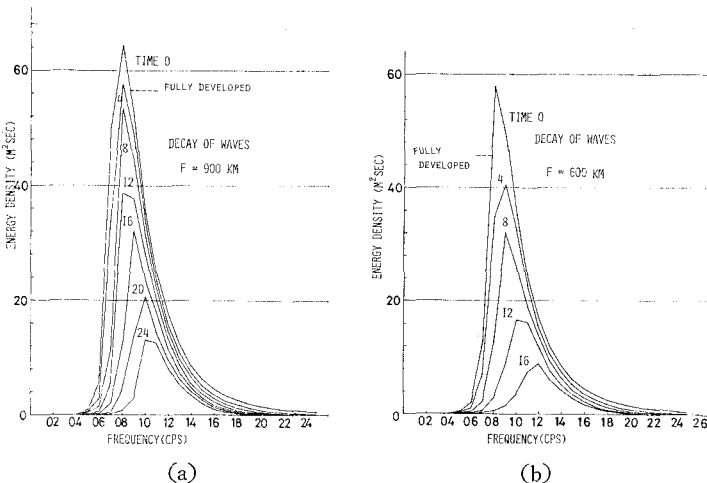


図-10 風が止んだ後のフェッチ前面での波の減衰

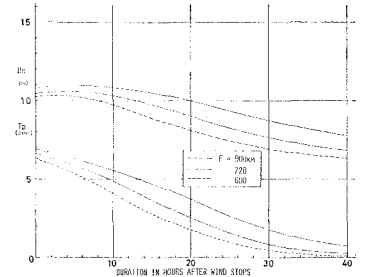


図-11 風が止んだ後のフェッチ前面
での波高、周期の時間変化

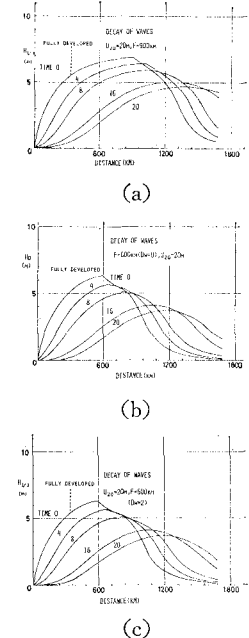


図-12 風が止んだ後の波高
の減衰状況

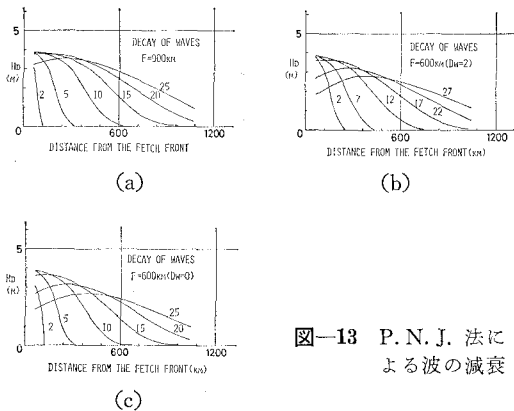


図-13 P. N. J. 法による波の減衰

$U_{20}=20$ m/s とした場合の計算結果である。

次に風域内で風が吹き続けた場合、減衰域では擬似定常状態が現われるが、その時のうねりの減衰について考える。Bretschneider (1952) は波の進行による波高の減衰度、周期の増加度は減衰距離 D 、風域端での波高 H_F 、周期 T_F 、およびその波を発生させた吹送距離に関係すると考え、実測値から D/F と D/H_F 、 D/H_D の関係、および D/F と D/T_F^2 、 D/T_D^2 の関係を示す図表を作成している。これは方向分散を定数の採用により考慮しただけであり、理論的根拠に乏しく、また実測海域では

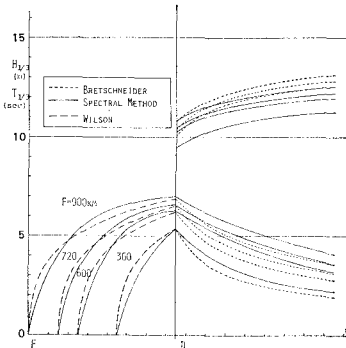


図-14 距離によるうねりの減衰

複数の波源からのうねりが混入することなどから考えて信頼性に欠ける。うねりの場合その波を発生させる風域は width limited と考えられ、フェッチ前面での波高の推算にはフェッチ幅の影響を考慮しなければならない。前述の4ケースについて試算した擬似定常状態における波高、周期の距離による変化を図-14に示す。これによると Bretschneider (1968) の方が減衰度は大きく、したがって減衰距離の大きい所ほどその開きが大きくなっている。図-14に示した曲線について、 $H_D(T_D)$ を $H_F(T_F)$ 、 W 、 D 、 F の関数として表わし、回帰を行なうと次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_F}{H_D} &= 0.43792 \left(\frac{D}{F} \right)^{0.23688} \left(\frac{W}{D} \right)^{-0.61369} \\ &\quad (R=0.99754) \\ \frac{T_D}{T_F} &= 0.10526 \left(\frac{D}{F} \right)^{-0.16232} \left(\frac{W}{D} \right)^{-3.62078} \\ &\quad (R=0.98637) \end{aligned} \right\} (10)$$

上記の無次元パラメータを用いた深い意味はなく、P. N. J. 法における周波数フィルターⅡで、うねりが擬似定常状態となった場合には速度分散効果は F と D の関数となること、および方向分散効果は W と D の関数で表わされることから次元定理により (10) 式のような関数形を与えたにすぎない。回帰分析結果、および F 検定の結果は非常に良好であり十分実用に供し得る。

式に D/F 、 W/D なる無次元パラメータを導入したこと、およびうねりのスペクトルの方向分布についての検討は今後の研究課題としたい。

4. 結 語

1) 方向分布関数として余弦自乗則、fully developed sea における波のスペクトルとして Pierson-Moskowitz スペクトルを用いてスペクトル法で計算した結果から、 U_{20} が 20 数m までなら有義波高の推算式は (6) 式で十分表わすことができる。

2) 1)の仮定の下でフェッチ幅の波の発生に与える影響は顕著であり、有効フェッチは W 、 F の関数であるばかりでなく、無次元フェッチの関数となり、(8) 式によってかなりの精度で表わすことができる。

3) 1)の仮定の下にスペクトル法で風域内の風が止んだ時の風域端での減衰を調べたところ、ピーク周波数の位置は最初従来いわれているほど移行せず、成長過程と逆の過程をたどるようにみえる。またスペクトル法ではうねりの減衰率は P. N. J. 法におけるより急激であり、各経過時刻における波高のピークの位置はより早く移動する。

擬似定常過程となったうねりの減衰は (10) 式の形で非常に良い精度で近似式を得ることができる。

5. 謝 辞

この研究に際し、気象研磯崎室長から原プログラムの提供、御助言を載いた。記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) Bretschneider, C. L.: The generation and decay of wind waves in deep water, Trans. American Geophy. Union, Vol. 33, 1952.
- 2) 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17回海講論文集, 1967.
- 3) Isozaki, I. Uji: Numerical prediction of ocean waves, Papers in Meteorol. and Geophys., 24, 1973.
- 4) Saville, T.: The effective fetchwidth on wave generation, Tech. Mem. No. 70, B.F.B., 1954.
- 5) Snodgrass, F. E. et al.: Propagation of ocean swell across the Pacific, Phil. Trans. Roy. Soc., 259A, 1966.