

海岸波浪の推算

柿 沼 忠 男

1. 緒 言

海岸構造物を計画・設計する場合には、一般に、計画潮位とともに計画波浪が必要になる。海岸災害の原因は、地震津波を除けば、台風や冬期季節風による高潮や波浪が主なもので、とくに構造物の被災は波浪を主要な外力としたものが多い。したがって、主要な外力である波浪の予知あるいは追算を適確に行うことは計画波浪決定の精度向上に資するのみならず、海上作業の安全や施工計画の合理化につながることになる。深海における波浪の推算法は、一様な風によって風波が発達する場合は、比較的数多くの資料に基づいて確立されつつあるが、台風時における波浪は、波高計が被災するとか、欠測することなどによって、ほとんど実測資料がなく、まず、その実態を観測によって知ると同時に風速風向が一様でない移動性風域下での波浪推算法を確立することが必要になってくる。また、たとえば、こうした深海における波浪の推算法が確立できたとしても、通常、海岸構造物は比較的浅い所に作られるから、深海から浅海を経て、目的とする海岸構造物に至るまでの波の変形を適確に把握することが必要である。浅海領域においては、波は風のはかに水深変化、屈折、回折、海底摩擦、浸透効果、砕波、反射などによってその特性を変えるが、こうした浅海領域における波浪の資料はきわめて少なく、Bretschneider が海底摩擦係数として0.01という値を用い、深海における有義波の特性から浅海における有義波を推算する便宜的な一方法を提案しているに止まっていて、浅海における有義波や波浪スペクトルの変形についての資料は皆無といってよい。したがって、その実態がわからなければ、海岸波浪を適確に推算することができないのは当然である。

以上のようなことから、ここでは、著者が海岸波浪の推算法や海底摩擦係数について知り得た若干のことがらを述べて参考に供したいと思う。

2. 海岸波浪の推算法

現在、一般に用いられている波浪推算法は二つに大別される。

一つは、Sverdrup - Munk の基本的かつ理論的な概念によって示唆され、また次元解析の原理からも導かれる無次元量を用いた数多くの経験的な関係に依存する有義波法であり、これらはSMB法あるいはWilson 法によって代表される。

他の一つは、海面状態の複雑な性質に関して、より基本的な理解を要求する波浪スペクトル法であり、波浪観測の結果によって得たNeumann スペクトルを用い、Longuet - Higgins が理論的に

見出した波高分布に基づいて、波高および周期を推算しようとするPNJ法、あるいはNeumannの波浪スペクトルとはまったく異なった波浪スペクトルに基づくDarbyshire法といったものがこれに属する。

Sverdrup - Munk が、第二次世界大戦中、舟艇による上陸作戦を企てるアメリカ軍部の要請により、目視観測の値とよく一致するような有義波という一つの平均波の概念によって確立したのは1947年のことであり、Wilson の移動性風域に対する提案および Pierson - Neumann - James の提案は、ともに1955年のことであった。

わが国においては、神戸海洋気象台を中心として、このPNJ法の適用がなされていたが、運輸省、建設省をはじめとして、大抵の場合、SMB法あるいはWilson法に基づいた有義波法が採用されている。

こうしたSMB法、Wilson法あるいはPNJ法は、その後、たとえば、Walden は、1968年に、波高にはBracelinの値を取り、周期にはPNJ法による値が実測値と比較的合うことを考慮して、一つの推算法を提案しているが、これは、方法的にはWilson法とまったく同一であり、推算法としては1955年に一段落していたわけである。

その後、風波の発生・発達機構に関する理論は、それらが不完全であるとはいえ、1955年以前にくらべれば非常に進歩し、また、電子計算機が発達したことから、1961年Gelci - Chavy、1962年Baerによって波浪スペクトルに基づいて数値的に推算する方法が試みられ、1966年Pierson - Tick - Baer、1967年井上、1968年Barnett、1969年Gelci - Devillaz、1973年磯崎・宇治、1979年山口・土屋・小矢田・渡辺らによってそうした新しい推算法の確立がなされつつある^{1)~6)}。わが国においては、とくに、気象研究所において、種々のモデルの検討そして新しいモデルの開発といった努力が長年にわたって行われている段階である⁷⁾。

以上述べてきたことは深海波の推算法であって、深海波が浅海へ進行してくると、水深変化、屈折、反射、回折、海底摩擦および浸透による影響を受け始めると同時に、風を受けて発達する。こうした風波の推算に関する研究は、理論に関しても、資料においても、深海のものと比べてはるかに少ない。

1952年Thijsse⁸⁾は、水深はば0.3m、長さば50m、幅4mの風洞水槽実験において、17m/secまでの風によって、浅海での波の発達を調べるとともに、オランダの湖湾における観測結果とから、 gH/U^2 および gL/U^2 (ここに、 H :波高、 L :波長、 U :風速)と gF/U^2 (ここに、 F :吹送距離)の関係を gh/U^2 (ここに、 h :水深)をパラメータとして表示した。しかし、 gh/U^2 が大きいような深海波に相当する場合について、Sverdrup - Munk の与えた深海波の gF/U^2 に対する gH/U^2 の値と比べると、 $gF/U^2 > 30$ のときは gH/U^2 が過大であり、 $gF/U^2 < 30$ のときは過小となって、多くの場合はほとんどThijsseによる波高は過大である。

Jacksonville 地区の U. S. Corps of Engineers はフロリダの Okeechobee 湖において、風、波および潮汐に関する現地観測を実施しているが⁹⁾ 1954年Bretschneiderは、このOkeechobee

湖でのハリケーンによる風波の資料と Mexico 湾の浅い領域における通常の風波の資料とに基づいて、海底摩擦を考慮に入れた浅海における風波の推算法を提案し、SMB法を浅海に拡張しようとした¹⁰⁾

1960年坂本・井島・佐藤・青野は、Wilson 法に上述の Bretschneider の方法を組み合わせて、移動性風域における浅海での風波を推算する方法を提案し、¹¹⁾ 同年井島・佐藤・青野はその方法によって伊勢湾台風による伊勢湾沿岸での波を推算している。¹²⁾ こうした方法は、1965年井島・湯によって数値的に求めるようになっている。¹³⁾ また、1968年柿沼・石田・門司は、Bretschneider の方法に疑問な点があることを見出し、Bretschneider の方法を改良した新しい方法を提案している。¹⁴⁾

以下、Bretschneider 法と柿沼・石田・門司法について述べる。

i) Bretschneider 法 図-1は、吹送距離 F_0 までの領域を深海として描いた Bretschneider の方法¹⁰⁾の説明図である。 F_0 まで深海波として発達し、波高 H_0 、周期 T_0 をもった波(点A)に対して、Bretschneider は、うねりの浅海での波高減衰を最初にとり入れ、 $A \rightarrow a \rightarrow b \rightarrow C \rightarrow B$ の順序で浅海での風波を推算する方法を提案し、海底摩擦係数の値として0.01が実

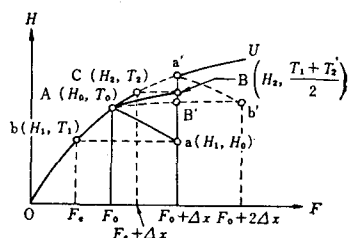


図-1 Bretschneider 法

測値とよく合うことを示した。しかし、柿沼・石田・門司は、次のような疑問な点があることを見出した。すなわち、もし、図-1中、太い点線で示すように、風による発達を先にとり入れて、 $A \rightarrow a' \rightarrow b' \rightarrow B'$ の順序で推算すれば、波高と周期の値によって発達と減衰の仕方が異なることから、 B' は B と必ずしも一致しないであろう。結局、同一現象において、推算する順序が異なることによって、異なった結果が生ずることになり、しかも、摩擦効果を先にとり入れて推算しなければならない理由はない。また、周期として $(T_1 + T_2)/2$ を与えていることも不明確である。

ii) 柿沼・石田・門司法 岩垣・柿沼¹⁵⁾にしたがって、波の発達状態を規制するものは、エネルギー輸送量であると考え、風と海底摩擦などの効果を同時に考慮する方法である。図-2は、吹送距離 F_0 までの領域を深海として描いたこの方法の説明図である。 F_0 まで深海波として発達し、エネルギー輸送量 $(C_g E)_A$ (このときの波高を H_0 、周期を T_0 とし、点Aで示す)をもった波は、 Δx 進んだあとに、風速 U によって $(C_g E)_a - (C_g E)_A$ だけ増加して $(C_g E)_a$ (このときの波高を H_1 、周期を T_1 とし、点aで示す)にまで達する。また同時に、 $(C_g E)_A$ は海底摩擦など浅海における影響を受けて、 $(C_g E)_A - (C_g E)_b$ だけ減少して $(C_g E)_b$ (このときの波高を H_2 、周期を T_2 とし、点bで示す)に達する。以上のことから、吹送距離 $F_0 + \Delta x$ における $C_g E$ (このときの波高を H 、周期を T とし、点Pで示す)は、次式で与えられる。

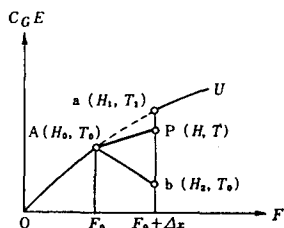


図-2 柿沼・石田・門司法

$$\begin{aligned}
 C_g E &= (C_g E)_A + [(C_g E)_a - (C_g E)_A] - [(C_g E)_A - (C_g E)_b] \\
 &= (C_g E)_a + (C_g E)_b - (C_g E)_A
 \end{aligned}
 \quad (1)$$

ここに、 C_g : 群速度, E : $(1/8) \rho g H_{1/3}^2$, ρ : 海水の密度, g : 重力の加速度である。式(1)によって、 $F_0 + \Delta x$ における $H_{1/3}$ と $T_{1/3}$ の関係が求まるので、浅海波に対する Bretschneider の観測結果^{9), 10)}

$$g T_{1/3} / 2 \pi U = 2.82 (g H_{1/3} / U^2)^{0.57} \quad (0.01 \leq g h / U^2 \leq 1.0) \quad (2)$$

ここに、 U : 風速, h : 水深, を併用することによって、点Pの有義波高と有義波周期を算定する。

1962年岩垣・柿沼は、Wilson による移動性風域による深海波の推算法を検討したあと、それを修正した新しい方法を提案したわけであるが¹⁵⁾、この方法は、その概念を浅海に拡張したことになる。こうした方法は有義波法の一つであり、前述したように最近、風波の推算をできるだけ理論的な枠組に基づいて行う試みが電子計算機を駆使することによって行われているが、これとその概念を一にしている。

柿沼・石田・門司は、この方法を、岩垣・柿沼の修正Wilson 法およびうねりの深海における減衰の推算法である Bretschneider 法と併用して、新潟県大潟海岸における波浪を推算し、水深6～7mの所に設置されている階段抵抗式波高計による実測資料と比較検討した。この場合、いろいろな数値の海底摩擦係数を用いて波高を試算したが、その中で実測値に適合する海底摩擦係数を選び出し、波のレイノルズ数との関係を調べた結果、これまでにわが国の海岸で得られている観測結果¹⁶⁾とはほぼ一致することから、これがかなり妥当なものであることを得ている(図-3)。

3. 現地海岸における海底摩擦係数

一般に、深海から波が海岸へ向って来襲する場合、長周期の波は短周期の波より早く海底の影響を受け、その結果、長い距離にわたり海底摩擦などが作用して波高が減衰する。不規則波の場合にも、こうした選択的な波高減衰が、場合によっては波浪スペクトルのピーク周期の短周期への移行をもたらすかもしれない。

Bretschneider は、メキシコ湾の

浅海領域において、岸側の有義波周期は、沖側に比べて小さい値を示すという観測結果を得ている。¹⁷⁾

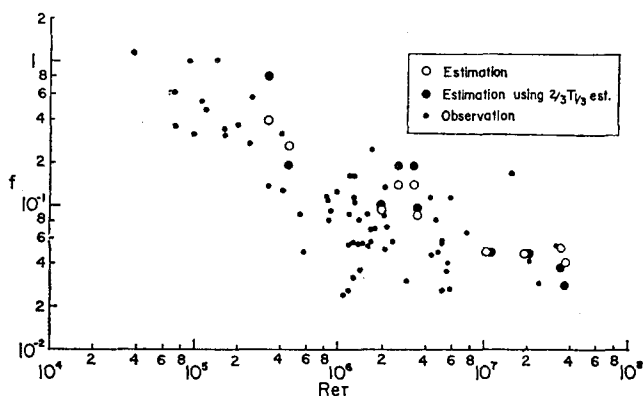


図-3 海底摩擦係数 f と波の Reynolds 数 Ret との関係

しかし、スペクトルの各成分波は異なった浅水係数および屈折係数をもつとして解析した Pierson - Tappel - Woolley¹⁸⁾ によれば、エネルギー損失がなくても、そうした有義波周期の移行をもたらすような波浪スペクトルの変形は生じ得るので、そうした有義波周期の移行が海底摩擦によって生じたとは断定できない。Bretschneider は、波浪スペクトルの各成分波は独立に伝達すると仮定し、いわゆる理論的な波浪スペクトルの一つである Bretschneider の深海波スペクトルを用い、自乗平均波高が 30 ft、平均周期が 12 sec の場合について、波浪スペクトルの変形を求めた結果、浅水効果のみによる場合には、波浪スペクトルのピーク周期は浅くなるにしたがって長周期へ移行し、海底摩擦のみによる場合には、逆に短周期へ移行するが、浅水効果と海底摩擦がともに影響する場合には、短周期への移行は海底摩擦のみの場合ほど大きくなく、きわめて浅くなると浅水効果が重要となり、比較的長周期に第 2 ピークがあらわれるという結果を得ている¹⁹⁾

従来、波の変形の原因の一つである海底摩擦による波高の減少は、実際問題において、あまり重要視されていなかった。しかし遠浅の海岸で波高がかなり大きい場合には、海底摩擦による波高減衰効果は非常に大きく、この効果を見積もることは、波高を過大に見積もることになる。この場合、問題となるのは海底摩擦係数として、いくら値を採用するかであって、このことは河川や水路において、Manning の粗度係数をいくらにとるかということと同じ問題である。

海底摩擦係数 f は、海底の摩擦応力を τ 、海底流速を u_b として、

$$\tau = f \rho u_b^2 \quad (3)$$

によって定義される²⁰⁾。ここに、 ρ は海水密度である。Bretschneider は 1952 年から 1953 年にわたり、メキシコ湾の浅海における波のエネルギー損失（波高減衰）の観測を実施し、海底摩擦係数 f の値として 0.053 ～ 0.08 を得たが、一方、浅海における波の発達を表わす $g H_{1/3} / U^2 \sim g h / U^2$ （ここに、 $H_{1/3}$ ：有義波高、 h ：平均水深、 U ：風速、 g ：重力の加速度）の図表では、 $f = 0.01$ とした曲線に観測結果がよくのることを明らかにした¹⁷⁾。このことから、いつでも $f = 0.01$ の値を採用して、浅海波の波高を求めているが²¹⁾ わが国の海岸でもそのままこの値を用いた図表が使えるかどうかは問題であり、また波浪観測をして得られた摩擦係数と、風速から波高を求めるときの摩擦係数の値とが異なるのは、どのような理由によるものか、といったことが未解決な問題として残されている。

Bretschneider が観測したメキシコ湾の海岸は平均粒径が 0.002 mm といったゼラチン状の底質で、5000 m ほど離れた 2 点間の波高減衰を観測したわけである。

岩垣・柿沼²²⁾ は、1961 年から 1965 年にかけて簡易ブイによってわが国の 5 つの海岸、太平洋側では大阪府泉佐野海岸（1963）および大阪府二色の浜海岸（1964）、日本海側では秋田県秋田海岸（1961）、鳥取県日吉津海岸（1963、1964）および福井県高浜海岸（1965）、で実施した波浪観測の結果に基づいて、相対応する沖側と岸側の地点での各種平均波高の減衰と 1 次元波浪スペクトルの変形を調べるにより、海底摩擦係数の値を求めた。その結果、有義波法、平均波法および波浪スペクトル法で

求めた各地海岸の海底摩擦係数の値（相対誤差：50%以下）は、いずれも、浅海における波浪推算法を確立するに際して Bretschneider が考慮した値 0.01 よりはるかに大きいこと、そうした海底摩擦係数の値と波のレイノルズ数 Re_r の間には、岸側の水深波長比が 0.2 以下の資料についてみると、現地海岸における海底摩擦係数の値は、

- (1) 有義波法の場合には、 $10^6 \leq Re_r < 8 \times 10^6$ では 0.027～0.091 (quadratic drag の領域)、
- (2) 波浪スペクトル法（スペクトルのピークのみ、線型過程を仮定）の場合には、 $(1 \sim 2) \times 10^6 \leq Re_r < 3.3 \times 10^7$ では 0.032～0.18 (quadratic drag の領域) および (3) $Re_r < 10^6$ では Re_r が増大するにつれて減少することを得ている。

さて、浅海における波浪変形の要因の一つである海底摩擦による波高減衰については、波の運動に伴う海底付近の流れの特性、すなわち、波の運動に伴って海底付近に発達する境界層の挙動を明確にして、海底摩擦の機構を解明していかなければならない。

1946年 Bagnold²³⁾ は、底質が鉄、石英および石炭の場合、セルロイド板に取り付けた人工粗度を使った振動流による実験から乱流境界層における摩擦係数について論じ、1967年 Jonsson²⁴⁾ は、コンクリートで造った粗な底における振動流の流速測定から、底でのせん断応力およびエネルギー損失について研究し、摩擦係数と相対粗度についての半理論・半実験式を与え、1968年 梶浦²⁵⁾ は、底面境界層が水深にくらべて小さい波を取り扱い、Bagnold²³⁾ および Motzfeld²⁶⁾ の実験を考慮して、摩擦係数と相対粗度についての半理論・半実験式を提案している。また、1972年 Riedel - Kamphuis - Brebner²⁷⁾ は、数種の粗な sand bed での shear plate を使用した実験から、海底摩擦係数について論じている。

海底摩擦係数に関する研究には、上述したような実験、理論および現地観測によるものがあるが、まだ不明な点が多く、とくに、現地観測では、波浪観測時における海底状況を調べることの困難さから、海底粗度についてなんら関連づけられていない。1978年 Shemdin - Hasselmann - Hsiao - Herterich²⁸⁾ は、種々の底質を有する世界 5 つの海岸での波浪と海底状況の観測結果に基づいて、現地海岸における海底摩擦係数を論じ、1979年 柿沼・伊福²⁹⁾、1980年、1981年 柿沼・伊福・井内^{30), 31)} は、岩盤海岸である愛媛県中予海岸において波浪と海底状況を観測するとともに、岩垣・柿沼²²⁾ が解析した砂浜海岸であるわが国各地海岸においても、実験的研究を採用して海底粗度を評価し、現地海岸における海底摩擦係数についての基礎的資料を得ている。

以下、著者らが得た海底摩擦係数と波浪特性・海底粗度との関係について述べる。

図-4 は、観測場所の位置図を示し、表-1 は、各地海岸の諸条件を示す。なお、表中、秋田海岸での中央粒径は、汀線付近におけるものであって、海底におけるものは明らかでない。

図-5 は、岩盤海岸である中予海岸で有義波法によって得た海底摩擦係数 f の値を、わが国各地の砂浜海岸で有義波法によって得た値²²⁾ とともに、波のレイノルズ数 Re_r に対してプロットしたものである。ここに、 $Re_r = u_{b\max}^2 T / \nu$ (u_b : 海底流速, T : 周期, ν : 海水の動粘性係数) で、沖

側と岸側の有義波のレイノルズ数 $(Rer)_1$ と $(Rer)_2$ を求め、 $Rer = [(Rer)_1 + (Rer)_2] / 2$ とした。

前述した岩垣・柿沼が見出した $f-Rer$ 関係(有義波法)は、この図によったわけであるが、中予海岸における f の値はかなり上の方にプロットされていることがわかる。

また、図-5には、層流および乱流境界層理論によって求めた f と Rer の関係³²⁾ も記入してある。図中、 a_m/k_s は相対粗度(ここに、 a_m : 海底における水粒子軌道の長軸の半分長、 k_s : Nikuradse の相当粗度)である。この図によると、観測結果は、すべて rough turbulent の領域にある。こうした rough turbulent の領域においては、海底摩擦係数は波のレイノルズ数よりもむしろ

海底における水粒子軌道の長軸の半分長と海底粗度によって決定されるパラメータに関するといわれている。²⁴⁾ 粗度としては、通常、Nikuradse の相当粗度が用いられているが、これをいかなる量で表すかは現在のところ明確でない。そこで、中予海岸では音響測深機

によって得た海底地形の山～山の長さの平均値(pitch)、山～山の長さの平均値の半分(half pitch)および山～谷の高さの平均値(height)を相当粗度として用いることにした。

Jonsson²⁴⁾、梶浦²⁵⁾ および Kamphuis³³⁾ は、海底摩擦係数と相対粗度との関係を半理論・半実験的に求め、それぞれ、式(4)、(5)および(6)を提案している。

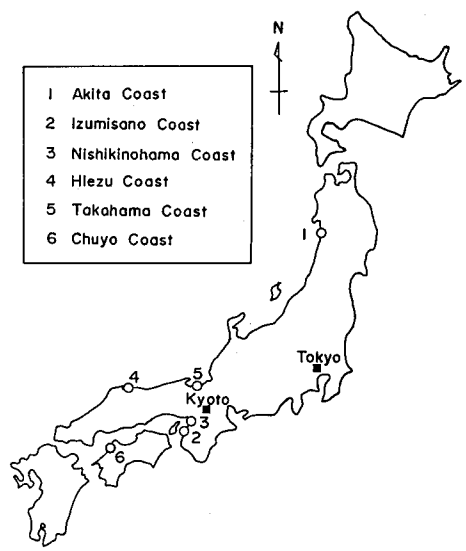


図-4 観測場所の位置図

表-1 各地海岸の諸条件

Location	Water depth		Bottom slope ($\times 10^{-3}$)	Median diameter of bottom material (mm)
	h_1 (m)	h_2 (m)		
Akita coast	15.0	3.5	5.83	0.41
Izumisano coast	5.7	4.3	4.27	2.08
Heizu coast (1963)	11.8	3.4	11.0	0.17
Nishikinhama coast	8.6	7.1	3.66	0.28
	8.6	6.2	"	
	7.0	6.1	"	
	6.0	2.4	1.81	
Hiezu coast (1964)	13.5	9.8	6.03	0.17
Takahama coast	9.8	6.3	5.47	0.17
Chuyo coast	10.0	6.5	10.0	-

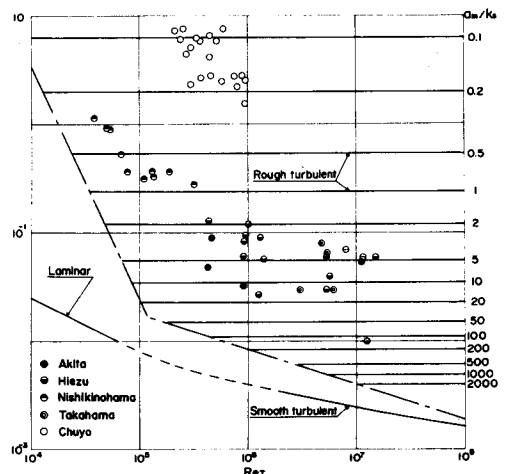


図-5 f と Rer との関係

$$\frac{1}{5.66 \sqrt{f}} + \log \frac{1}{5.66 \sqrt{f}} = -0.08 + \log \frac{a_m}{k_s} \quad (4)$$

$$\frac{1}{5.73 \sqrt{f}} + \log \frac{1}{5.66 \sqrt{f}} = -0.254 + \log \frac{a_m}{k_s} \quad (5)$$

$$\frac{1}{5.66 \sqrt{f}} + \log \frac{1}{5.66 \sqrt{f}} = -0.35 + \frac{4}{3} \log \frac{a_m}{k_s} \quad (6)$$

Kamphuis は、開水路での数多くの砂粒粗度を使った実験から、Nikuradse の相当粗度を次式で提案した。

$$k_s \simeq 2 d_{90} \quad (7)$$

ここに、 d_{90} は 90% 粒径である。

日吉津海岸、二色の浜海岸および高浜海岸における底質の 90% 粒径は、平均値として、それぞれ、0.033 cm、0.103 cm および 0.021 cm

であるが、図-6 は、Nikuradse の相当粗度を式 (7) によって求めた日吉津海岸、二色の浜海岸および高浜海岸における海底摩擦係数と相対粗度との関係を示したもので、図中には、中予海岸における関係とともに、式 (4)、(5) および (6) も、それぞれ、実線、破線および一点鎖線で記してある。

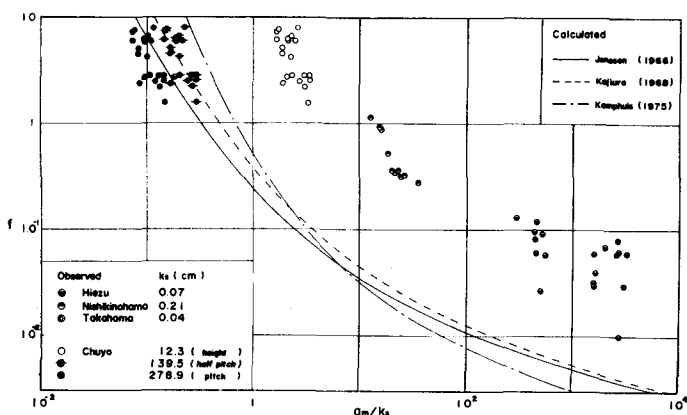


図-6 f と a_m/k_s との関係 (砂浜海岸の $k_s:2d_{90}$)

て、相当粗度を pitch にとった場合には、海底摩擦係数は Jonsson の理論値より僅かに小さめであり、half pitch の場合には、梶浦の理論値と比較的よく一致しているが、Kamphuis のそれよりは小さく、Jonsson のそれよりは大きい。height の場合には、Jonsson および梶浦の理論値の、それぞれ、20~75 倍および 15~50 倍になっている。また、日吉津海岸、二色の浜海岸および高浜海岸における海底摩擦係数の値は、Jonsson および梶浦の理論値の、それぞれ、2.7~16、18~35 および 6.9~22 倍、2.5~13、12~30 および 6.2~19 倍であることがわかる。さらに、中予海岸で相当粗度を height に取った場合と、日吉津海岸、二色の浜海岸および高浜海岸での結果に着目すると、Jonsson、梶浦および Kamphuis の理論曲線と似た傾向を示し、相対粗度が大きくなるにつれて海底摩擦係数は小さくなっているが、その値は非常に大きい。

Bagnold²³⁾ は、底質に鉄、石英あるいは石炭を用い、セルロイド板に pitch が 10 cm あるいは

20 cm で pitch と height の比が 6.7 : 1 の人工粗度を取り付けた振動流による実験によって、密度および粒径の異なる底質について、砂漣の pitch と海底における水粒子軌道の長軸の半分長との関係を調べ、図-7 に示すような結果を得ている。

図-8 (a) は、図-7 中、砂とはほぼ同一の密度を有する石英による結果を用いて砂漣の pitch を求め、これを Nikuradse の相当粗度として得た日吉津海岸(1963)および二色の浜海岸における海底摩擦係数と相対粗度との関係を示す。図中には、岩盤海岸である中予海岸において pitch を相当粗度とした結果も記してある。なお、日吉津海岸および二色の浜海岸における底質の中央粒径および 90% 粒径は、平均値として、それぞれ、0.017 cm および 0.033 cm と 0.033 cm および 0.103 cm であるが、図-7 中で、それぞれ、0.016 cm および 0.036 cm と 0.036 cm および 0.08 cm の結果を適用した。

図-8 (a) 中、角印および丸印は、それぞれ、中央粒径および 90% 粒径の場合であるが、この図をみると、日吉津海岸(1963)および二色の浜海岸の観測結果は、中央粒径、90% 粒径の場合とも、多少のばらつきはあるが、Jonsson、梶浦および Kamphuis の曲線に比較的によく一致していることがわかる。なお、90% のそれは、梶浦および Kamphuis の曲線より低めである。

本間・堀川・鹿島³⁴⁾ は、砕波帯外での規則波による水平床上での浮遊砂に関する実験から、砂漣の大きさは砂漣背後で発生する渦の大きさに影響を受けると考え、砂漣の波形勾配および pitch は次式で得られることを導いている。

$$\left. \begin{aligned} \eta / \lambda &= 0.175 \left(\lambda / 2 a_m \right)^{0.190}, \\ \lambda &= \alpha T^\beta (2 a_m)^\gamma \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここに、 η : 砂漣の height, λ : 砂漣の pitch で、 α , β および γ は表-2 に示すような値をとる。

図-8 (b) は、式(8)をもとに、日吉津海岸(1963)および二色の浜海岸における底質の中央粒径から砂漣の

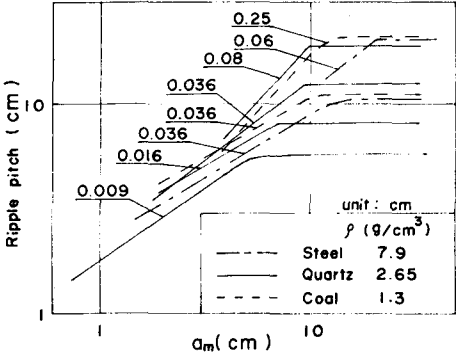


図-7 pitch と a_m との関係 (Bagnold²³⁾ による)

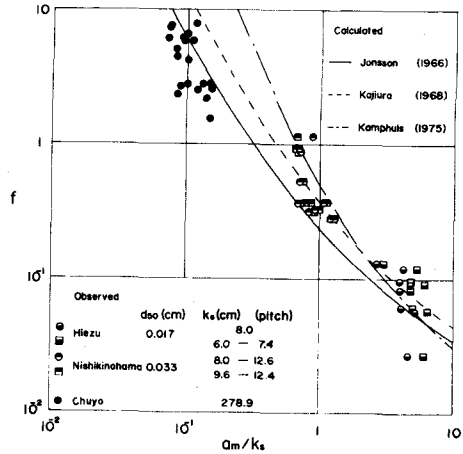


図-8 (a) f と a_m / k_s との関係 (k_s : pitch, Bagnold²³⁾)

表-2 式(8)における α, β および γ ³⁴⁾

d_{50} (mm)	α	β	γ
0.1 ~ 0.2	8.85	0.674	-0.348
0.2 ~ 0.3	1.93	0.289	0.422
0.3 ~ 0.4	3.76	0.409	0.182

pitch を算出し、これを Nikuradse の相当粗度として、海底摩擦係数と相対粗度との関係を示したもので、角印がそれを表す。図中には、Bagnold の実験から中央粒径をもとに得た結果も丸印で示してある。図中、角印に着目してみると、日吉津海岸（1963）の観測結果は二色の浜海岸のそれよりばらつきが大きい、両海岸とも三者の曲線に比較的よく一致していることがわかる。また、両海岸において、角印と丸印を比較してみると、本間・堀川・鹿島と Bagnold の実験装置は異なるが、観測結果はよく似た値を示していることがわかる。

結局のところ、rough turbulent の場合には、推算しようとする海岸において、与えられた有義波高、有義波周期に対して、岩盤海岸では海底の ripple の pitch を測定し、砂浜海岸では底質の粒度分布から Bagnold や本間・堀川・鹿島の実験結果によって砂漣の pitch を求めて a_m/k_s を得、図-8 での観測結果に基づいて f の値を得ることができよう。

Kamphuis³⁵⁾ は、oscillating water tunnel での実験から、 $a_m/k_s \leq 100$ なる領域で、 f と a_m/k_s との間に次の簡略式を得ている。

$$f = 0.2 (a_m/k_s)^{-0.75} \quad (9)$$

図-8 (a), (b) において、中予海岸における観測結果とともに、日吉津海岸（1963）および二色の浜海岸における観測結果のうち中央粒径によるものに着目すると、 f と a_m/k_s との間に、それぞれ、次のような近似式を得る。

$$f = 0.36 (a_m/k_s)^{-1.07}, \quad 0.07 \leq a_m/k_s \leq 5.15 \quad (10)$$

$$f = 0.40 (a_m/k_s)^{-1.02}, \quad 0.07 \leq a_m/k_s \leq 6.50 \quad (11)$$

式 (10) と (11) によって求まる f の値には 0～17.3% 程度の差異があるが、両者はかなり良く似た値を示しているといえる。

図-9 は、日吉津海岸（1963）および二色の浜海岸における観測結果をもとに、式 (8) を用いて算出した砂漣の波形勾配と海底摩擦係数との関係を示したものである。この図をみると、砂漣の波形勾配が大きくなるにつれて、海底摩擦係数も大きくなっているようである。

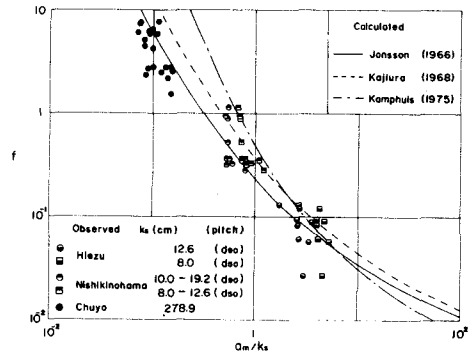


図-8(b) f と a_m/k_s との関係 (k_s : pitch, 本間ら³⁴⁾)

4. 結 語

以上著者のもっている知識と若干の経験に基づいて、海岸波浪の推算について述べ、その精度向上に努めようとした。海岸波浪の推算に関する研究は、スタートダッシュしたところである。この小文がいささかでも、この方面の人々が関心をもつきっかけを与えたとすれば著者の望外の喜びである。

最後に、図面の作成にあたって、伊福 誠講師の協力を得たことを記して謝意を表する。

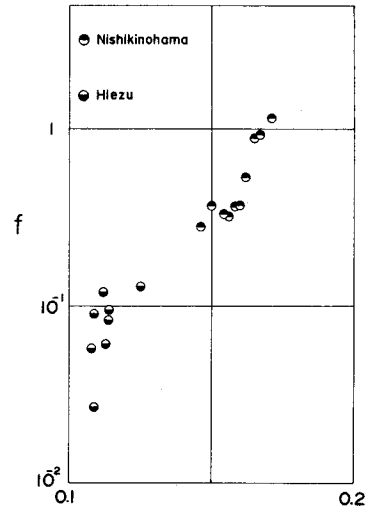


図-9 f と η/λ との関係

参 考 文 献

- 1) Gelci, R. and P. Chavy : Technical aspects of numerical forecasting of swell, Proc. Conf. Ocean Wave Spectra, pp. 101 - 107, 1961.
- 2) Barnett, T. P. : On the generation, dissipation, and prediction of ocean wind waves, J. G. R., Vol. 73 No. 2, pp. 513 - 529, 1968.
- 3) 井上篤次郎：波浪予報の一方法，沿岸海洋研究ノート，第9巻第1号，pp. 22 - 28, 1971.
- 4) 井上篤次郎：波浪予報の現状と問題点，海洋科学，Vol. 4 No. 11, pp. 39 - 44, 1972.
- 5) Isozaki, I. and T. Uji : Numerical prediction of ocean wind waves, Paper in Meteorol. and Geophys., Vol. 24 No. 2, pp. 207 - 231, 1973.
- 6) 山口正隆・土屋義人・小矢田 宏・渡辺 健：有限風域場における波浪の数値予知法，pp. 96 - 100, 1979.
- 7) 宇治 豪：波浪ハイブリッドモデル，1982年度日本海洋学会春季大会講演要旨集，pp. 202 - 203, 1982.
- 8) Thijssse, J. Th. : Growth of wind-generated waves and energy transfer, Symposium on Gravity Waves, Nat. Bur. Stand., Circ., 521, 1952.
- 9) Corps of Engineers, US Army : Waves and wind tides in shallow lakes and reservoirs, Summary Report, project CW - 167, Office of the District Engineer, Jacksonville, Florida, 1955.
- 10) Bretschneider, C. L. : Generation of wind waves over a shallow bottom, B. E. B., Tech. Memo. No. 51, pp. 1 ~ 24, 1954.
- 11) 坂本信雄・井島武士・佐藤昭二・青野 尚：浅海における風波の図式計算法，第7回海岸工学講

- 演会講演集, pp. 137～147, 1960.
- 12) 井島武士・佐藤昭二・青野 尚: 伊勢湾台風による外海および伊勢湾沿岸の波, 第7回海岸工学講演会講演集, pp. 149～161, 1960.
 - 13) 井島武士・湯 麟武: 浅海風波の数値計算, 第12回海岸工学講演会講演集, pp. 69～75, 1965.
 - 14) 柿沼忠男・石田 昭・門司剛至: 大湊海岸における波浪推算の一例, 第15回海岸工学講演会講演集, pp. 69～72, 1968.
 - 15) 岩垣雄一・柿沼忠男: 海岸波浪の予知に関する研究(1)ー伊勢湾台風時における沖波の推算ー, 京都大学防災研究所年報, 5 A, pp. 284～295, 1962.
 - 16) 岩垣雄一・柿沼忠男: 現地海岸の海底摩擦係数について(2), 第13回海岸工学講演会講演集, pp. 21～29, 1966.
 - 17) Bretschneider, C. L. : Field investigation of wave energy loss of shallow water ocean waves, B. E. B., Tech. Memo. No. 46, pp. 1～21, 1954.
 - 18) Pierson, W. J., I. J. Tuttle and I. A. Woolley : The theory of the refraction of a short-crested Gaussian sea surface with application to the Northern New Jersey Coast, Proc. 3rd Conf. Coastal Eng., pp. 86～108, 1953.
 - 19) Bretschneider, C. L. : Modification of wave spectra on the continental shelf and in the surf zone, Proc. 8th Conf. Coastal Eng., pp. 17～33, 1963.
 - 20) Putnam, J. A. and J. W. Johnson : The dissipation of wave energy by bottom friction, Trans. A. G. U., Vol. 30 No. 1, pp. 67～74, 1949.
 - 21) Bretschneider, C. L. : Revisions in wave forecasting : Deep and shallow water, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., pp. 30～67, 1958.
 - 22) Iwagaki, Y. and T. Kakinuma : On the bottom friction factors off five Japanese coasts, Coastal Eng. Japan, Vol. 10, pp. 13～22, 1967.
 - 23) Bagnold, R. A. : Motion of waves in shallow water ; Interaction between waves and sand bottoms, Proc. Roy. Soc. London A, Vol. 187, pp. 1～18, 1946.
 - 24) Jonsson, I. G. : Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th Conf. Coastal Eng., pp. 127～148, 1967.
 - 25) Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layers in water waves, Bull. Earthq. Inst., Vol. 46, pp. 75～123, 1968.
 - 26) Motzfeld, H. : Die turbulente Strömung an welligen Wänden, Z. angew. Math. u. Mech., Heft 17, pp. 193～212, 1937.
 - 27) Riedel, H. P., J. W. Kamphuis and A. Brebner : Measurement of bed shear stress under waves, Proc. 13th Conf. Coastal Eng., pp. 587～603, 1972.

- 28) Shemdin, O., K. Hasselmann, S. V. Hsiao and K. Herterich : Nonlinear and linear bottom interaction effects in shallow water, *Turbulent Fluxes Through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction*, Plenum Press, pp. 347-372, 1978.
- 29) 柿沼忠男・伊福 誠：中予海岸における波浪変形の観測(2)－海底摩擦係数と粗度－, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 124-128, 1979.
- 30) 柿沼忠男・伊福 誠・井内国光：中予海岸における波浪変形の観測(3)－海底摩擦係数および流速－, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 119-123, 1980.
- 31) 柿沼忠男・伊福 誠・井内国光：現地海岸における海底摩擦係数, 愛媛大学紀要第三部工学, 第9巻第4号, pp. 301-312, 1981.
- 32) Jonsson, I. G. : A new approach to oscillatory rough turbulent boundary layers, *Inst. Hydrody. Hydraul. Eng. (ISVA), Tech. Univ. Denmark, Ser. Pap.*, 87pp., 1978.
- 33) Kamphuis, J. W. : Determination of sand roughness for fixed beds, *Jour. Hydraulic Research*, Vol. 12 No. 2, pp. 193-203, 1974.
- 34) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究, 第11回海岸工学講演会講演集, pp. 159-168, 1964.
- 35) Kamphuis, J. W. : Friction factor under oscillatory waves, *Proc. A. S. C. E. Jour. Waterways Harbors and Coastal Eng. Div.*, Vol. 101, No. WW2, pp. 135-144, 1975.