砕波・白波・波浪高周波成分の観測と海面粗度

著者	近藤 純正, 藤縄 幸雄, 内藤 玄一
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	10
ページ	1-23
発行年	1974-01
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000700

国立防災科学技術センター研究報告　第10号　1974年10月

551.466:551.556.8:551.465.7

砕波・白波・波浪高周波成分の観測と海面粗度

近藤純正*・藤縄幸雄・内藤玄一
国立防災科学技術センター平塚支所

Observation of High Frequency Ocean Waves and Its Relation to the Aerodynamic Roughness: Data and Instruments

By

J. Kondo*, Y. Fujinawa and G. Naito

Institute of Coastal Oceanology, National Research Center for Disaster Prevention, Nijigahama 9-2, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254

Abstract

Ocean waves with high-frequency components which have values from several Hz to 30 Hz were observed by means of a capacitance-type wave gauge. The sensing element is made of copper wire 0.3 mm in diameter and covered with a synthesis resin paints. The height of roughness which is composed of the high frequency wave components increases with increasing wind velocity. This height (H^*) exceeds the thickness of laminar sub-layer when the wind velocity is more than 2 to 4 m/s. In such a condition the Reynolds number ($R_e=H^*u^*/\nu$) is about 10. When the wind velocity is more than 8 to 10 m/s, R_e reaches about 100 and a ratio of H^* to the aerodynamic roughness height is about 10. From the present study it may be inferred that the form drag of sea surface is due to the contribution of the high-frequency components of the waves.

1. はしがき

周期が数秒以上の波浪についての研究は古くから多くの研究があるが，これは主として工学上の必要性から推進されてきたように思われる．これに対して，波浪の高周波成分に関する知識はこれまでのところ十分には得られていないが，最近になって関心が持たれるようになってきた．

海洋と大気の間の運動量，顕熱，水蒸気などの交換は海面粗度の状態によって著しく左右され，粗度は波浪の発達，吹送流，海水温度等の諸問題にとって重要な要素である．また，

* 現在：東北大学理学部地球物理学教室
* Present address: Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai, Miyagi-ken 980.

海中の明るさは太陽光線の透過によってきまることは言うまでもないが，海面での光の反射と屈折過程にもよる．Hishida & Kishino (1965) の結果によると，風速が 4 m/s を越えると平均水面傾斜は急激に増加しはじめ，光の反射は平面の場合とかなり変わってくる．更に，そのほか波浪の高周波成分が問題になることとして，レーダで遠方の台風観測とか，航法用レーダで目標物を検出する際に，途中の海面が荒れていると，そこからの反射電波が強く海面反射妨害が生ずる．この反射機構を逆に利用して，Valenzuela, Laing & Daley (1971) は数個の発振周波数を用いて，重力表面張力波から短い波長の重力波のスクペトルの観測ができる可能性を示した．

本研究は，追従性の良い細いホルマル被覆銅線を受感部とする電気容量型波高計と帯域フィルター回路を用いて波浪の高周波成分を観測し，この大きさと海面の空気力学的粗度との関係を調べたものである．また，白波を活動写真機で撮影し，その海面を占める面積，寿命時間などを観測した．観測は 1970 年 2 月から 1972 年 3 月までの期間にわたり，平塚沖にある海洋観測塔でおこなった．

2. 研究の背景

海面の空気力学的粗度に関する報告は，この 20 年間に何十個，否，それ以上かもしれないほど見られる．それにもかかわらず，いまだに決定的なものが確立していない．粗度と風速との関係を見ただけでも，その関数形は幾通りもあることを Kondo & Fujinawa (1972) が示している．しかし，大勢としては，高度 10 m の抵抗係数 C_{10m} は 10^{-3} から 2×10^{-3} 程度で，風が弱いときは滑面流に対する値の近辺に分布し，風が強くなると風速とともに増加する傾向がある．

抵抗係数が風速によって変化する事実を説明するために，Wu (1969) は風速が波の位相速度を越えると，はがれ現象が起こることによるのではないかと考えた．風胴水槽内の Kendall (1970) の実験によると，波の波長が 10 cm 程度の波面上の風速変動は，波の峰に対して対称分布から著しくひずんでいる．これに対して，風が弱いときであるが，Kondo, Fujinawa & Naito (1972a) の海面上での観測によると，10 秒前後の長い周期の波浪上の風速変動は，波の峰に対してはほとんど対称的な分布であった．この 2 者の比較から，水面の形状抵抗は短波長の高周波成分によって決まるものと推測される．実際に，Kondo, Fujinawa & Naito (1972b) は海面の空気力学的粗度と 2 秒以上の周期の波浪の大きさとの関係をしらべたが，両者の間には明りょうな関係を見いだせなかった．

海や湖で測定された水面抵抗係数と，2～10 Hz の高周波成分が卓越する風胴水槽内の水面抵抗係数がほとんど同じであるという事実がある．表 1 はその比較を示した．風胴の場合の風速 u と抵抗係数 C は，海面の場合と比較するために，風速の対数分布を仮定して，高度 10 m の値に換算した．いずれの場合でも，風速が弱いときは C_{10m} は滑面流に対する値

表 1 従来の報告による水面の空気力学的特性．空気力学的に滑らかな流れからそうでなくなる風速を第2列目に，風速が 8 m/s の時と 10 m/s の時の水面抵抗係数 C_{10m} をそれぞれ第 3，第4列目に示した．上方の6個は屋外，下方3個は風洞水槽で得られた結果である．

Author	Transition wind velocity at 10-m height	C_{10m}		
		$u_{10m}=8$ m/s	$u_{10m}=10$ m/s	
Deacon & Webb (1962)	2 m/s	0.0015	0.0017	Lake or Sea
Kondo (1962)	4	0.0016	0.0018	
Phillips (1966)	5	0.0013	0.0015	
Hicks & Dyer (1970)	3	0.0013	0.0015	
Smith (1970)	—	0.0014	0.0014	
Kondo, Fujinawa & Naito (1972a)	6	0.0011	0.0012	
Francis (1951)	—	0.0010	0.0012	Wind tunnel
Kunishi (1963)	2	0.0016	0.0017	
Hamada, Shibayama & Kato (1963)	—	0.0014	0.0015	
Mean	4	0.0014	0.0015	

に近いが，$u_{10m}=4$ m/s 前後から風速とともに増加を始め，粗面流に対する値となる．風洞水槽による Kunishi (1963) の結果によると，u_{10m} が 8～10 m/s 以上で十分に発達した粗面流になっている．

Cox & Munk (1954) は太陽の海面きらめきを観測し，海面傾斜の統計をもとめたが，これは風速に比例して増加する．油を海面に流して表面張力を変え，表面張力波を弱めると海面傾斜の平均値は，$u>2$ m/s で著しく小さくなり，きれいな自然水面のときのおよそ半分の大きさになることを見つけた．一方，Van Dorn (1953) は池に洗剤を流したときの風の水面応力を測定したが，これはきれいな水面のときと比較して $u_{10m}>6$ m/s でかなり小さくなった．これは洗剤によって水面の表面張力波を小さくし，表面張力波による水面の形状抵抗が弱められたことによると見なされる．

日常経験によると，風速が 4～5 m/s 以上になると海面に白波が見られるようになる．Munk (1947) は $u_{10m}>6$ m/s で，Blanchard (1963) は $u_{10m}>3$ m/s で白波が立つと言う．Toba (1961) の風洞水槽による詳細な観察によると，風速が 7.5 m/s をこえると波頭に空気が巻き込まれあわが盛んに発生するようになる．

固体境界面上の流れが，空気力学的に滑面流になるか粗面流になるかは，粗度レイノルズ数によって支配されることはよく知られている．水面上の流れの状態もこれと似た粗度レイノルズ数によって規定されるであろう．Toba & Kunishi (1970) はこの考えに従って，風洞水槽内で行なわれた多数の実験データを解析した結果，水面の抵抗係数は水槽内の小さな波の大きさを用いた粗度レイノルズ数で表現され，吹送距離によらない関係を見いだし，小さな水面凹凸が重要な要素であることを示唆した．

表 2　この報告で用いる記号の説明

Symbol	Meaning
u_{10m}	wind velocity at 10-m height above sea level
u^*	friction velocity
$H_{1/3}$	significant wave height
H_{max}	maximum wave height
H	height of protrusion or wave height
$\overline{\eta^2}$	variance of sea surface displacement
a	height of irregularity in breaking wave
$v_{0.2}$	variance in high frequency wave component during 0.2 sec
h	height of protrusion which is composed of the high-frequency wave components $[=(v_{0.2})^{1/2}]$
H^*	mean height of protrusion for sea surface $[=(\overline{v_{0.2}})^{1/2}]$
h_p	value of h at which $N(h)$ takes its peak value
T_w	water temperature at the sea surface
T_a	air temperature at 10-m height above the sea level
T	wave period
F	fetch
A	area of individual whitecap
W	whitecap coverage
V	displacement velocity of sea surface $(=\pi H/T)$
$P(n)$	spectrum density of sea surface displacement
n	angular frequency $(=2\pi f)$
f	frequency
t	time
$N(h)$	occurrence number within a unit interval of h
N_0	total number
z_0	aerodynamic roughness height
C_{10m}	drag coefficient for water surface $[=k^2/(\ln z/z_0)^2]$ at $z=10$ m
g	gravitational acceleration
k	Kármán constant $(=0.4)$
δ	thickness of the laminar sub-layer
ν	kinematic viscosity of air
β	numerical constant $(=1.17\times10^{-2})$
γ	numerical constant $(=0.111)$
λ	numerical constant $(=11.5)$

以上の種々の事実を総合すると，$u_{10m}>2\sim6$ m/s では，海面の空気力学的粗度は表面張力波や表面張力重力波を含む波浪高周波成分によってきまり，うねりを含むような周期数秒以上の低周波成分への依存性は弱いと見なされる．なお，この報告に用いる記号は，表2に示した．

3.　予備観測と解析方法

波浪高周波成分の測定回路設計と観測資料の解析方法を決める目的で，若干の予備観測と解析を行なった．まず第一に，波浪高周波成分に寄与するものは白波等の砕波と考えられる

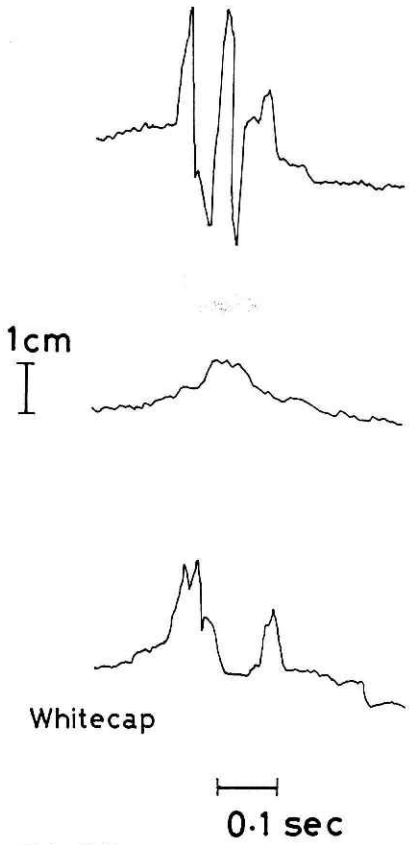


図 1　帯域フィルターを用いて観測した砕波の高周波成分の記録例

表 3　砕波の大きさ a によって分類した平均の a，波高 H，海面変位速度 V の比較．

13 Feb. 1970, 1830JST, $u_{10m}=15.6$ m/s

a	Number of waves	Mean		
		a	H	V
cm		cm	cm	cm/s
1<	7	2.38	129	125
0.5—1	5	0.75	70	75
<0.5	30	—	47	40

ので，砕波が電気容量型波高計を通過するとき，どの程度の振幅と振動数を持っているかを測定してみた．波高計の出力に低域フィルターをつけ，増幅したあとの砕波の記録例を図 1 に示した．砕波の振幅は 1 cm のけたで，10～30 Hz の高周波成分の波浪であることがわかる．

図に見られるような砕波は多くの場合波の峰で観測された．今，砕波の山から谷までの高さを a とし，a の大きさによって砕波を分類してみた．観測した低周波の波の個数が 42 波の内，$a>1$ cm のものが 7 回，$0.5<a<1$ cm のものが 5 回，$a<0.5$ cm が 30 回あった．各々の組について，a，波高 H，波面速度 V の平均値を表 3 に示した．この観測時の u_{10m} は，15.6 m/s であった．なお，波面速度は

$$V=\pi H/T \qquad (1)$$

から計算した．ただし，T は波（低周波）の周期である．V が大きいときは a が大きく，大きな砕波がおこることがわかる．（今，低周波波浪の波形を第 1 近似として正弦波とすると，海面変位は $\eta=(H/2)\sin(2\pi t/T)$．したがって，$V=\mathrm{d}\eta/\mathrm{d}t=\pi H/T$.）

この高周波成分の大きさを表現するために，変動値の分散を考えた．種々の試みの結果，0.2 秒間の分散 $v_{0.2}$ が適当で砕波の度合いをよく表現することがわかった．波の高周波成分でつくられる海面の突起物の大きさを

$$h=(v_{0.2})^{1/2} \qquad (2)$$

で表わすことにした．時刻を 0.1 秒ごとずらした h の全観測時間の平均値についても解析した．なお

$$H^*=(\overline{v_{0.2}})^{1/2} \qquad (3)$$

を粗度の平均値と定義する．

以上の予備解析から，白波に注目し，その起こる度数や白波が海面を占める面積を測定し，風速との関係，その他を調べよう．また，白波でないときも，かなり大きい h が起こることが認められたので，波浪の高周波成分でつくられる H^* と海面の空気力学的粗度 z_0 との関係を調べることをこの研究で計画した．

4. 白波の写真観測

白波は主として，波頭でおこる．したがって，水平線を望むような遠方を見ると過大評価することになる．今回の写真撮影は観測塔の高度 20 m のところに 8 ミリ撮影機を設置して行なった．波の進行方向とカメラの方向はほぼ 90 度で，カメラの視軸中心伏角は 20 度である．撮影された海面範囲のうち，観測塔からの水平距離が，35 m から 100 m までの台形状の範囲の海面を解析した．図 2 がその説明図で，写真 1 コマ当たりの被解析海面面積は 2,730 m² である．

撮影は 1 秒間に 18 コマまたは 8 コマの速度でおこなった．そのフィルムを 21 cm×29 cm の広さのすりガラス板に投影し，その上に縦横の実寸スケールの目盛を引いた透明板を当てて，白波の大きさを読み取った．この目盛板上の 10 mm は実際の海面では，観測塔から 35 m の場所において，1 m（横方向）および 1.7 m（前後方向）の距離に相当する．0.2 m ×0.2 m 以上の大きさの白波について読みとった．

表 4 は白波の観測結果の表で，そのときの風向，風速，水温（T_w），水温と気温の差（$T_w - T_a$），最大波高（H_{max}）と波の周期（T）なども示した．

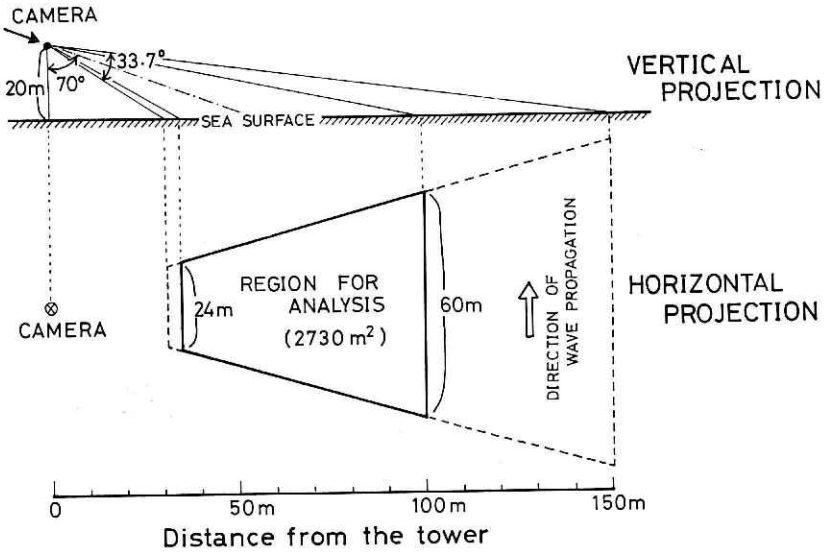


図 2　白波写真観測時の海面と写真機の位置の関係．上の図は鉛直断面図，下は平面図で写真に写る範囲は点線で囲んだ台形．解析範囲は太い実線で囲んだ台形部分である．

表 4 白波の観測とその気象条件

Date	Time (JST)	Number of photos analyzed	W (%)	$\bar{A}$ (m²)	Mean life time (sec)	Wind direction (deg)	u_{10m} (cm/s)	T_w (°C)	T_w-T_a (°C)	H_{max} (cm)	T (sec)
(1971)											
6 March	1730	3600	—	—	1.5	245	1380	13.2	5.2	300	7
3 July	1330—1500	3600	—	—	1.2	200	830	20.2	−3.1	80	6
5 July	1400—1800	3600	—	—	1.8	200	840	23.0	−0.5	120	6
5 August	1400—1800	134	0.077	3.4	—	195	761	25.7	−0.7	350	12
17 August	1135—1200	790	0.0012	0.92	—	100	502	26.0	0.8	50	8
17 August	1435	625	0.0000	0	—	185	457	25.9	2.0	90	7
5 September	0750	400	0.41	2.3	1.7	210	1409	24.5	−2.3	—	5
5 September	1210	400	0.88	2.4	—	205	1302	24.8	−2.7		5
5 September	1405	400	0.27	1.5	—	210	1245	24.6	−2.8		5
5 September	1705	400	0.33	2.6	—	210	1143	24.8	−2.2		5
6 September	0910	400	0.15	1.4	—	190	1032	24.6	−2.1	200	6
6 September	1315	400	0.15	1.7	1.8	215	873	24.8	−1.7	—	7
18 September	1215	800	0.51	1.1	1.2	10	1210	24.1	3.9	80	8
18 September	1700	800	0.010	0.40	0.6	10	770	24.0	4.2	80	9
11 December	1100	800	1.02	1.8	1.8	220	1338	16.7	4.0	230	5
(1972)											
12 January	1440	2800	0.079	0.41	1.0	0	1003	16.2	1.4	450	14
30 March	1700	3600	0.42	3.7	1.3	200	1378	14.8	−0.2	360	7

Miyake & Abe (1948) のフラスコ内でのあわの実験によると，蒸留水ではあわはできないが，有機物を含むとあわの寿命時間は濃度とともに長くなる．また，Abe (1955) によると水温が低いと，高いときよりも寿命時間は著しく長くなる．ただし，彼らの実験ではフラスコを振動させて，静止したときからのあわの消えるまでの時間をはかった．実際の海面白波の発生から消滅までの寿命時間と水温の関係を調べるとめいりょうな関係は見いだせない．フラスコ内の実験と異なった結果が得られた理由は，白波の発生から消滅までを注意深く追跡するとよくわかる．すなわち，実際の海面では，波の峰が鋭くなると崩れ始めるが，この崩れ状態が波の峰とともに移動を続け，しばらくして崩れ状態が無くなった後，あわとなり消滅する．この最後のあわがフラスコ内での実験に相当する．

図 3 は白波の寿命時間の度数分布である．寿命時間を 0.25 秒間隔ごとに区切り，その区間にある度数をパーセントで示した．寿命時間は 1 秒前後のものが最も多く，平均すると 1.5 秒程度である．図 4 は個々の白波の瞬間時の面積 A の度数分布である．1 m² 間隔ごとの度数をパーセントで示した．個々の白波面積は風速が強いと大きいものが現われるようになる．図 4 の左端図は $u_{10m}=502$ cm/s の場合で A が 2 m² 以下のものばかりである．中央の図は $u_{10m}=873$ cm/s のときで，10～20 m² のものも見られる．更に，右図の $u_{10m}=1{,}409$ cm/s になると 30 m² 以上のものも見られるようになる．個々の白波の平均面積 $\bar{A}$ は左か

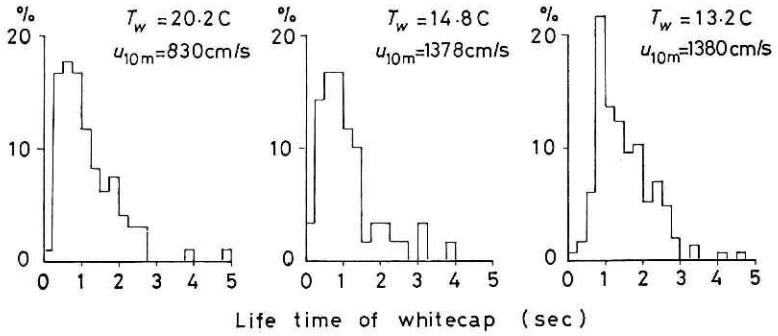


図 3　個々の白波の寿命時間の度数分布の例．時間間隔は 0.25 秒ごとに統計した．観測日時は左から右へ，1971 年 7 月 3 日 13 時 30 分（測定白波数は 95），1972 年 3 月 30 日 17 時（同，60），1971 年 3 月 6 日 17 時 30 分（同，144）．

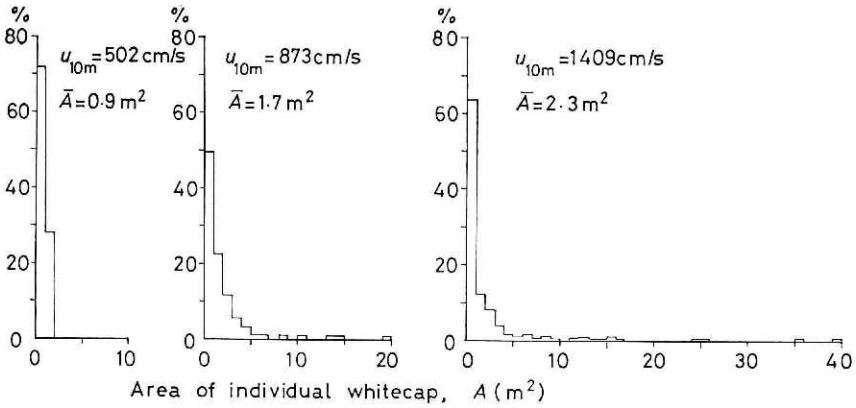


図 4　個々の白波の瞬間面積の度数分布例．面積間隔は 1 m² ごとに統計した．観測日時は左から右へ，1971 年 8 月 17 日 11 時 35 分（測定白波数は 29），9 月 6 日 13 時 15 分（同，93），9 月 5 日 7 時 50 分（同，197）．

表 5　個々の白波の平均面積 $\bar{A}$ と寿命時間の平均値

u_{10m}	$\bar{A}$	Mean life time of whitecap
5—11 m/s	1.4 m²	1.3 sec
11—14	2.2	1.6

ら右図の順に，0.9 m²，1.7 m²，2.3 m² と風速とともに増加することがわかる．表 5 は個々の白波の平均面積と平均寿命時間について風速との関係のまとめである．

個々の白波面積と白波発生度数はいずれも風速とともに増加するので白波総面積の海面占拠率 W も風速とともに急激に増加する．図 5 は W を縦軸に対数目盛で表わした．白丸印と太い実線が今回の結果である．参考のため，Monahan (1969, 1971), Toba & Chaen (1972) の観測を点線と黒印またはプラス記号で示した．今回の観測は 1 回当たりの写真コマ数が，134 ないし 3,600 であるのに対し，他の報告は 4 ないし 20 と少ないので，それらは似た条件ごとに平均して図に示した．従来の結果が今回より大きいことの理由の一つは，従来のものが遠方を撮影し，波の峰を多く含み，白波が少ない波の谷の面積を過小評価している可能

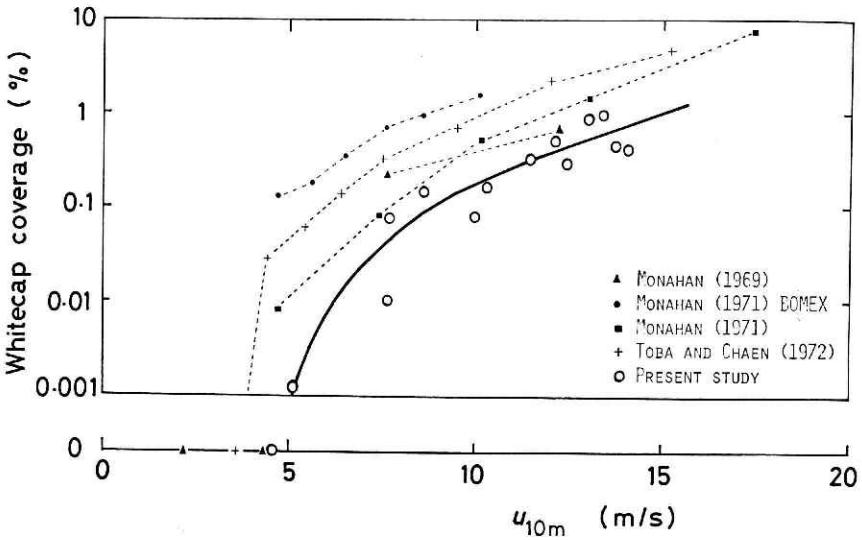


図 5 白波が海面を覆う割合と風速の関係を白丸印と太い実線で示した．参考のために従来の報告を点線で示す．

性があるのに対し，今回の撮影方法は図2に示したように比較的近くの海面をしかも波の進行方向にほぼ直角な方向から見ることによって，波の峰と谷の面積を従来のものよりも平等に評価したことであると思われる．

さて，図5によると，u_{10m} が 4～5 m/s を越えると白波が発生するようになり，8～10 m/s まで急激に増加する．それ以後も風速とともに指数関数的に増加する．W は u_{10m}=8～10 m/s で 0.1%，u_{10m}=15 m/s で 1% 前後である．

5. 波浪高周波成分の測定回路と回路特性

波高計の受感部は外径 0.3 mm のホルマル被覆銅線で波高 5 m が約 0.01 μF の電気容量になる．被覆のわずかのピンホールや受感部にごみがつくと観測の障害になるので，受感部はひんぱんに取りかえた．電気容量測定回路はブリッジ方式で図6の左端に示す C_x が受感部の電気容量である．20 kHz の搬送波を振幅増幅した後，検波・整流する．ここに出力端子を設け生の波高の記録をとる．この出力と波高は正確には直線的でないので，計算機を用いてデータを採集すると同時に直線化を行なった．

この生データ出力端子のうしろに，5 kΩ 抵抗器と，22 μF のコンデンサーで構成する低域フィルターを組み，その出力を増幅器に通し，更に帯域フィルターを通して波浪高周波成分を検出した．データ処理は AD 変換器と計算機 SDS-M92 で行なった．

受感部の材料を選定するために多くの時間を費やした．細くて丈夫，しかも周波数特性がよいことが条件である．淡水の場合は楽であるが，塩水になるとビニール被覆線などは追従性が非常に悪い．追従性と丈夫さの点でホルマル線が適当であることがわかった．用いた受

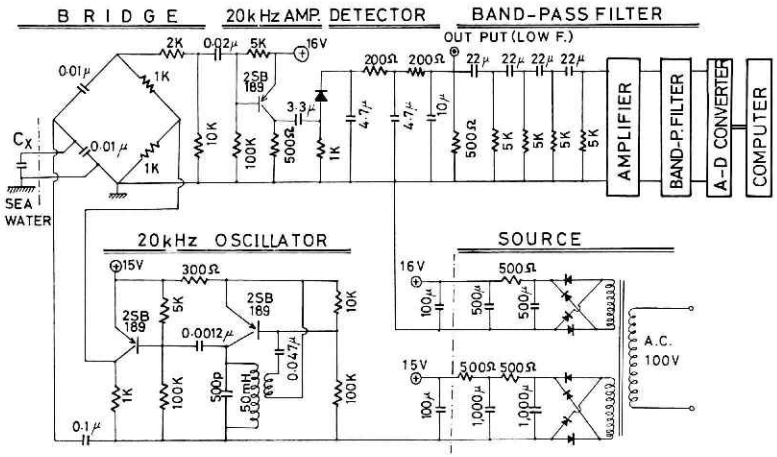


図 6　電気容量型波高計回路図

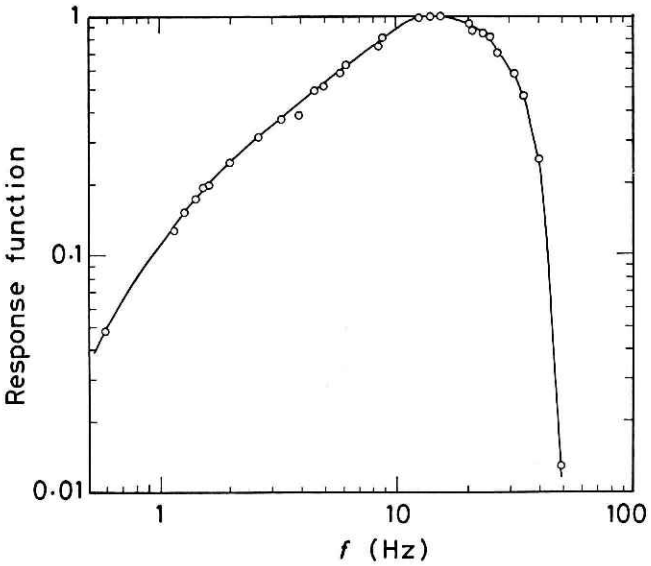


図 7　波高計高周波部の周波数特性

感部の追従速度を海水を入れた水タンクで調べたところ 30 ms であった．したがって，30 Hz までの波が減衰なしにとれる．

図 7 はこの回路全体を含めた波浪の高周波成分検出回路の周波数特性である．5～30 Hz 範囲の波を検出することができる．図中の丸印は回路の C_x の所に回転式可変コンデンサーを入れ，それを回転することによって回路の周波数特性を測定したものである．

この帯域フィルターで検出した高周波成分が波浪の低周波成分に実際に影響されないかどうかを念のために調べた．受感部を海面に設置し，自然の波の高周波成分を検出したとき

と，受感部を人工的に静かに上下に動かして，仮想的な波を作って高周波成分を検出したときを比較して，両者に差異がないことがわかった．したがってこの回路は満足すべきものであった．

6. 波浪のパワースペクトル

波浪のパワーエネルギー密度は平衡領域で重力波に対し

$$P(n)=\beta g^2 n^{-5} \qquad (4)$$

の形として知られている (Phillips, 1966).

今回得られたデータを周波数分解し，$P(n)$ を計算した．図8に Run 37 の場合を例として示す．$n<15$ rad/s の $P(n)$ は波高計の生データから計算し，$n>15$ rad/s では高周波検出

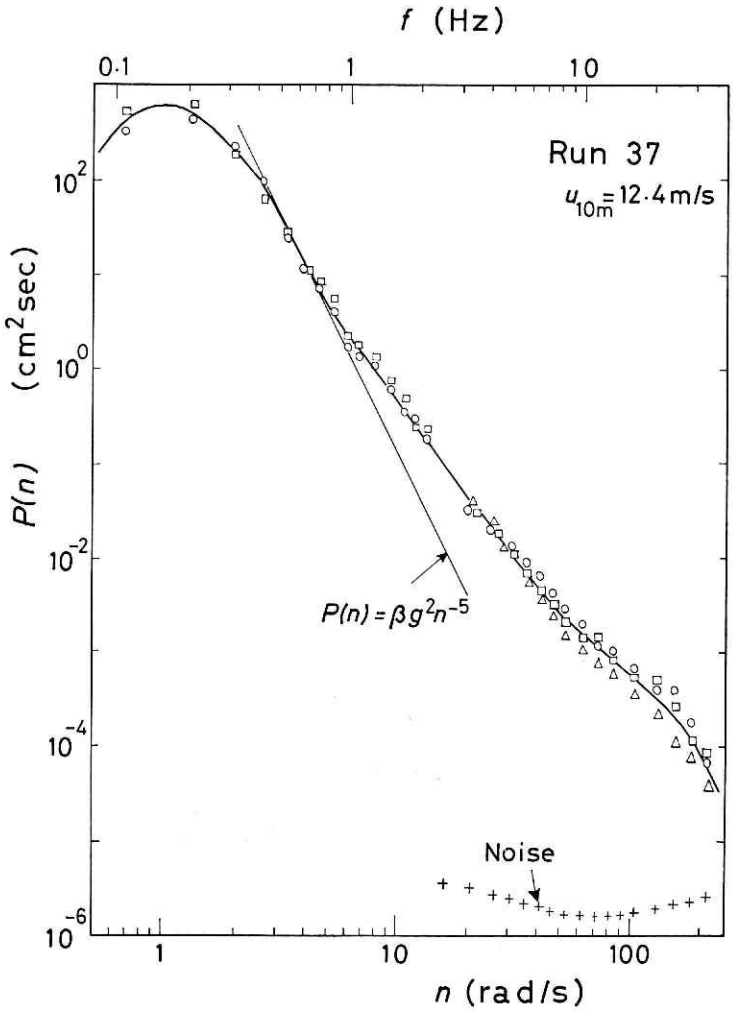


図 8 海面変位のパワースペクトル密度．(Run 37)

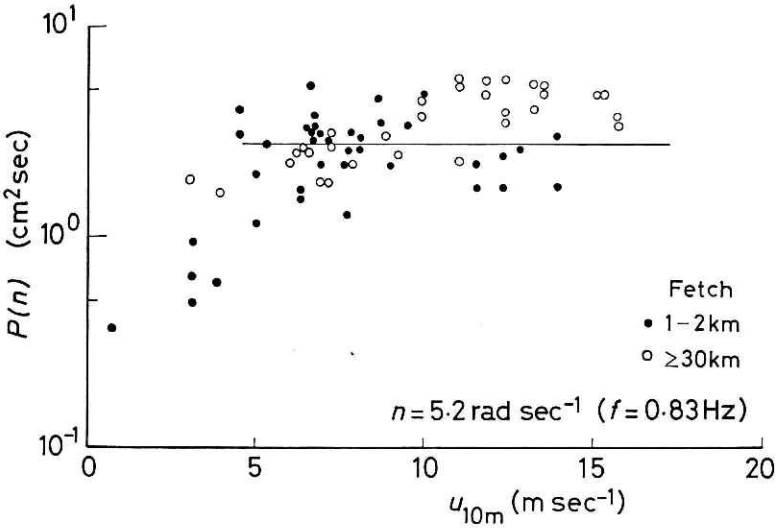


図 9　n=5.2 rad/s (f=0.83 Hz) についての波のパワー密度と風速との関係．実線は平衡領域に対する式 (4) を示す．

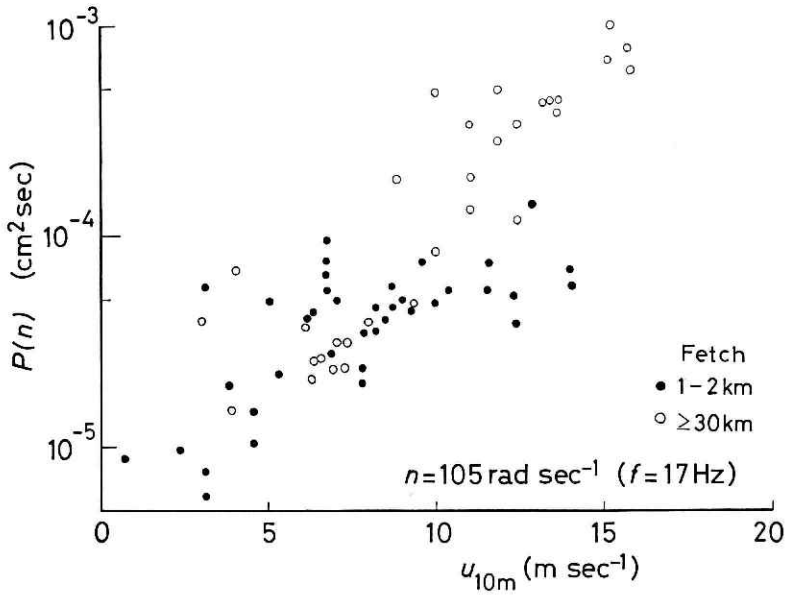


図 10　n=105 rad/s (f=17 Hz) についての波のパワー密度と風速との関係

回路出力にフィルター特性を考慮して計算したものである．図中の細い実線は式 (4) を示すが，$n>8$ rad/s ($f>1$ Hz) で観測結果は式 (4) より大きな値になることがわかる．なお，この図の下の方に示したプラス記号は，波高計の受感部を水面上に引き上げて全回路のノイズを調べた結果である．$P(n)$ の観測値は 5～30 Hz でノイズより 2 けた以上大きいことがわかる．図 9 には n=5.2 rad/s (f=0.83 Hz) の $P(n)$ を u_{10m} の関数として示した．黒印は北

風で吹送距離が短いとき，白印は南風で吹送距離が 30 km 以上の長い場合である．図中の実線は式 (4) で計算される値である．$P(n)$ は風速が 5 m/s 以上でほぼ一定値であるので，この範囲が平衡領域であることがわかる．

図 10 は図 9 と同じ関係であるが，$n=105$ rad/s ($f=17$ Hz) の高周波波浪成分の $P(n)$ である．この場合の $P(n)$ は式 (4) から予想される値よりはるかに大きく，$u_{10m}=10$ m/s のとき，およそ 2 けた大きい．しかも風速とともに増加していることがわかる．このような傾向は，数 Hz 以上の $P(n)$ に見られるが，砕波や表面張力波の寄与によるものと見なされる．

7. 波浪高周波成分でつくられる海面突起

白波は図 1 に示されたようなものであるが，白波と認められないものにも，鋭くとがった形の高周波成分が記録される．このような成分の大きさを示す量として，式 (2) の h を全データから計算した．

図 11 は Runs 71～76 についてもとめた h の度数分布を示す．N_0 は h をかぞえた全個数，$N(h)$ は h の単位区間当たりにある h のデータ回数である．両対数目盛の縦軸に $N(h)/N_0$ を，横軸に h をとった．なお

$$\int_0^\infty N(h)/N_0\,dh=1 \qquad (5)$$

である．この例の場合は，$u_{10m}=7.6$ m/s で，H^* の平均値は 0.35 cm であるが，$h=0.15$ cm 付近の度数分布が最大値である．このような h を h_p とする．

この観測は延べ時間 2,400 秒間であるが，同時に波高計の受感部を白波が通過する時刻を

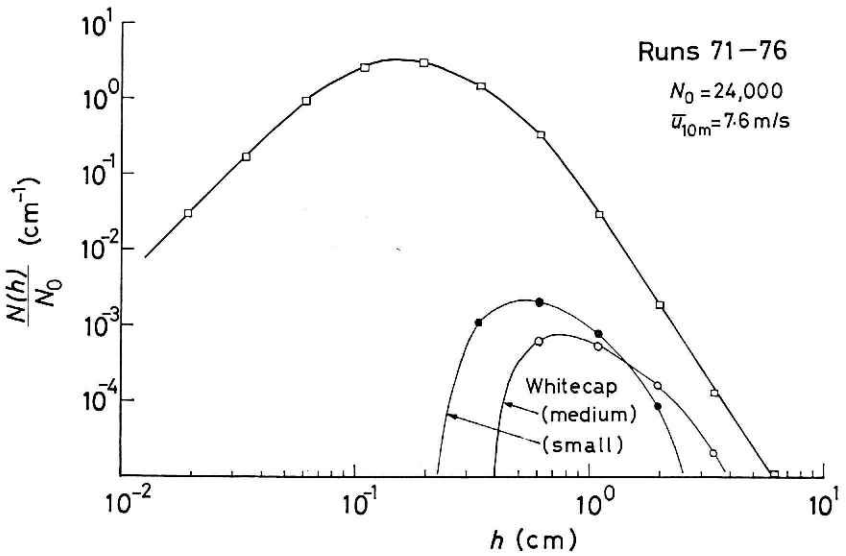


図 11 波浪高周波成分によって作られた海面突起物の高さ h の度数分布（白四角印）．白波部分の h の度数分布を黒丸印（小型白波）と白丸印（中型白波）で示す．

20 m の高度から望遠鏡で観測し，タイムマークを計算機に記録した．中程度の大きさの白波（面積が 1～3 m² 程度のもの）が受感部を通過した回数は 21 回，小さな白波（1 m² 程度以下の面積）の回数は 41 回であった．白波が通過したときの h の度数分布を黒丸印（小形白波）と白丸印（中形白波）で図 11 に示した．白波通過時刻を目視し，タイムマークをスイッチで入れたが，この時刻の精度が 0.2 秒程度である．しかも，白波が受感部を通過するに要する時間は 0.1～0.3 秒ときわめて短いので，白波のときの h がどれに相当するかを記録の上で判定するのが困難な場合もあった．それで，そのような場合は白波通過時刻の前後の記録のうち，最大の h を選んだ．

図 11 を見てわかることは，白波のときの h は 0.26 m から，最大値で数 cm の間に分布している．しかし重要なことは，白波でないときも h がその程度の大きさである場合の回数が，白波のときの回数の 1 けたから 2 けた多いことが示されている．表 6 は以上のことを詳細に見るために示したものである．白波とそうでない場合に分類し，更に白波を中形と小形に分類した．表の第 3 行目は H^* の平均値で，中形白波は 1.59 cm，小形白波は 0.97 cm，全白波の平均の H^* は 1.18 cm である．第 4 行目は回数である．第 5 行目以下は表に示された h の区間ごとの度数で，全回数 $N_0=24{,}000$ 個に対するパーセントで示してある．白波の h は 0.26 cm 以上であるが，その全回数の割合はわずかに 0.258% であるのに対し，h が 0.26 cm 以上あって，しかも白波でない場合の回数は 45% もある．

この研究の初期段階では，波浪高周波成分でつくられる海面突起の主要部分は白波によって形成されるのではないかと想像していたが，それはほんの一部でしかないことが以上の解析から明らかにされた．それゆえ，白波を特に区別しないで，その他の全資料について h を

表 6　Runs 71—76 において，表内に示した h の区間ごとにある回数の割合を白波と白波でない場合について分類した表．全回数 24,000 に対するパーセントを示す．また，第 1 行目に H^* を示す．

(Runs 71—76)		Whitecap			Without whitecap	Total
		medium	small	all		
Average of H^* (cm)		1.59	0.97	1.28		0.35
Total number		21	41	62		24,000
		(%)	(%)	(%)	(%)	(%)
Number of occurrence	$h<0.26$ cm	0.0	0.0	0.0	54.854	54.854
	$0.26\leq h<0.46$	0.0	0.025	0.025	30.275	30.300
	$0.46\leq h<0.81$	0.025	0.083	0.108	12.513	12.621
	$0.81\leq h<1.44$	0.038	0.050	0.088	1.883	1.971
	$1.44\leq h<2.57$	0.021	0.012	0.033	0.192	0.225
	$2.57\leq h<4.56$	0.004	0.0	0.004	0.021	0.025
	$4.56\leq h<8.11$	0.0	0.0	0.0	0.004	0.004
	total	0.088	0.170	0.258	99.742	100.0

表 7 H^* 観測の代表例における風速 (u_{10m}), 有義波高 ($H_{1/3}$), 波の平均周期 (T) 及び吹送距離 (F) の表.

Run	Date	u_{10m}	$H_{1/3}$	T	F
		m/s	cm	sec	km
33	4 Sept. 1971	0.7	44	8.4	1
37	5 Sept. 1971	12.4	137	4.8	30
44	18 Sept. 1971	12.3	38	1.5	1
74	17 Mar. 1973	6.1	63	2.9	40

もとめた. その代表的な例として, Runs 32, 37, 44, 74 を以下に示す. 表 7 はそれらの資料の風速, 有義波高 ($H_{1/3}$), 波の周期 (T), 風の吹送距離 (F) を参考のために示したものである. Run 32 は微風の場合, Run 37 と Run 44 は風速はほぼ同じであるが, 南風か北風のちがいである (F のちがい). Run 74 は白波が出現しはじめる条件の場合である.

図 12 は各々の Run についての h の度数分布である. 度数最大値の h_p が風速とともに大きくなることがわかる. 微風のときは h_p=0.036 cm (Run 32), 白波が少し立つときは h_p=0.14 cm (Run 74), 北風の強いときは h_p=0.22 cm (Run 44), 南風が強いときは h_p =0.29 cm (Run 37) である. 一般に風速が増すと h_p は大きくなるが, 有義波高にも多少依存する傾向が見られる.

波の記録 (低周波) を峰, 蜂から谷, 谷, 谷から蜂の 4 部分に分割し, 各部分について h の度数分布を統計した. 図 13 の黒記号は波の谷部分における h の度数分布, 白記号は波の峰部分に対するものである. 微風時の Run 32 においては, 波の谷と峰によるちがいはめい

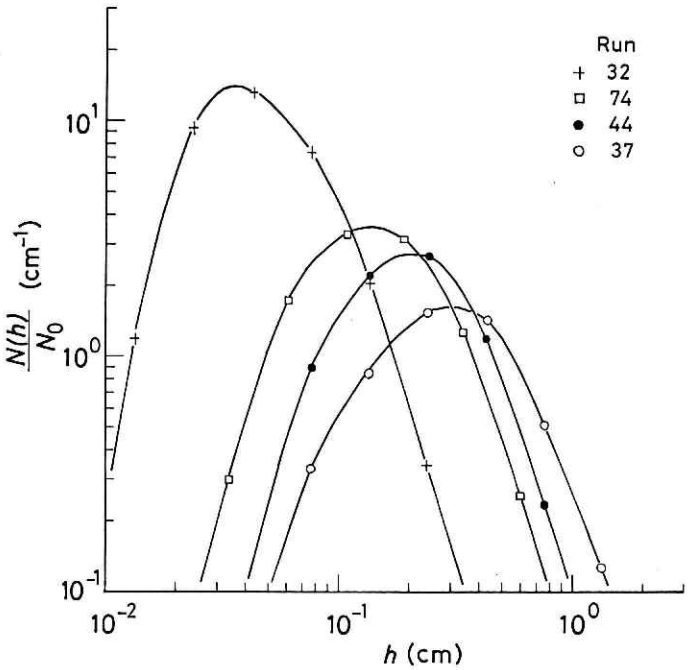


図 12 波浪高周波成分による海面突起物の高さ h の度数分布例. Run 32 (プラス印), 37 (白丸), 44 (黒丸), 74 (白四角) を示す.

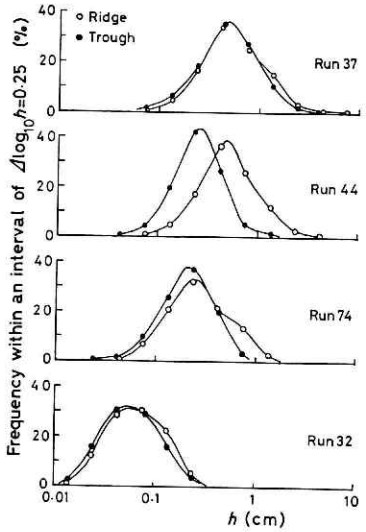


図 13　前図と同じ．ただし，波の峰（白印）と谷（黒印）を区別した．縦軸の目盛は h の対数間隔が 0.25 ごとの区間にある個数を % で示した．

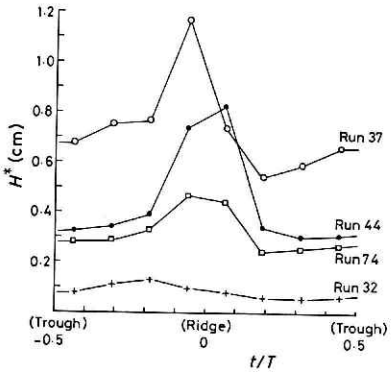


図 14　波浪高周波成分による海面突起平均スケール H^* の波の1波長による変化．Run 32（プラス印），74（白四角），44（黒丸），37（白丸）について示した．

りょうでないが，Run 74 になると波の峰で大きな h が出現する確率が大きくなる．更に風速が大きくなった Run 44 になると，その傾向は顕著である．この場合は北風で吹送距離が 1 km，しかも外洋からのうねりが無く，波の周期は平均 1.5 秒であった．これに対して Run 37 は南風で吹送距離が大きく，平均周期が 4.8 秒の長いものが卓越したが，Run 44 のように波の谷と峰とで h の度数分布に顕著な差は生じていない．この二つの Runs の比較から，h の大きな値は，より短い周期の波のくずれによってもたらされると想像される．

図 14 は波の谷—山—谷を 8 区間に分割し，各区間の H^* を縦座標に示したものである．横座標は t/T であるが，T は読みとった各々の波の谷から谷までの時間（周期），t は波の峰を観測した時からの時間である．この図から言えることは，風の弱い Run 32 を除外すれば，H^* は波の峰で大きい．特に Run 44 はその傾向が著しい．

以上を要約すると，風が強くなると，波の峰で波浪高周波成分が大きくなり，時には白波として観測される．なお，各 Run の h_p, H^* の観測値をそのときの気象条件とともに表 8 に示した．

8.　有義波の波面速度と高周波成分の大きさ

第 3 節の予備観測で明らかにされたように，砕波の a は波面速度 V が大きいほど大である．それで，ここでは h と V の関係をしらべてみた．例として，Run 44（表 7 参照）の場合を図 15 に示した．この図にプロットした h は読みとった波の峰付近の平均の h である．

表 8 波浪高周波成分の観測資料とその時の気象条件

Run	Date	Starting time	Obs. time for H^*	Wind direction	u_{10m}	H^*	h_p	$\overline{\eta^2}$	T_s	$T_s - T_a$
		(JST)	×50 sec	deg	m/s	cm	cm	cm²	°C	°C
	(1971)									
32	4 Sept.	1135	3	(N)	0.7	0.09	0.04	173	23.4	0.9
33		1945	3	(SSW)	6.9	0.39	0.16	285	24.0	−0.7
34	5 Sept.	0925	3	(SW)	15.1	—	(0.37)	697	23.7	−3.1
35		1200	3	(SW)	15.7	—	(0.35)	1051	23.8	−3.2
36		1410	3	(SW)	13.5	0.77	0.28	1471	23.6	−2.9
37		1635	3	(SW)	12.4	0.76	0.29	1820	23.7	−2.2
38		1855	3	(SW)	11.0	0.66	0.28	1891	23.5	−2.0
39		1950	3	(SW)	11.8	0.69	0.24	1662	23.6	−2.0
310		2050	3	(SW)	13.2	0.77	0.31	1720	23.7	−2.0
311		2155	3	(SW)	9.9	0.79	0.27	1873	23.5	−1.9
3121		2257	3	(SW)	11.0	0.49	0.22	1811	23.6	−1.6
2		2309	3	(SW)	8.5	0.50	0.20	1671	23.6	−1.1
3		2321	3	(SW)	7.4	0.39	0.20	1833	23.6	0.0
4		2334	3	(SW)	5.1	0.40	0.15	1643	23.6	−0.8
313		2354	3	(W)	3.0	0.34	0.14	2121	23.7	−0.9
314	6 Sept.	1415	3	(SW)	8.0	0.44	0.16	1195	23.9	−2.1
315		1652	3	(S)	5.6	0.50	0.14	1056	23.8	−1.3
316	7 Sept.	0815	3	(N)	6.7	0.48	0.15	391	23.4	3.0
317		1430	3	(N)	6.7	0.47	0.21	749	23.3	2.0
318		2030	3	(N)	12.8	0.59	0.29	655	23.3	5.3
42	16 Sept.	1929	3	(NNE)	3.1	0.30	0.17	287	22.5	3.0
43	17 Sept.	2120	3	(NNW)	5.0	0.33	0.14	172	22.9	3.1
44	18 Sept.	0920	3	(N)	12.3	0.45	0.22	132	23.0	3.0
45		1033	3	(N)	13.9	0.40	0.19	172	23.0	2.2
46		1123	3	(N)	11.5	0.41	0.20	152	23.2	2.0
47		1801	3	(N)	7.7	0.26	0.10	81	23.0	3.7
48		2334	3	(N)	6.3	0.28	0.13	233	22.7	3.8
49	19 Sept.	1439	3	(S)	7.2	0.35	0.14	297	22.9	−1.0
410		1533	3	(S)	6.2	0.35	0.16	261	22.9	−0.8
411		1640	3	(SSW)	3.9	0.33	0.15	350	22.9	−1.1
51	13 Oct.	1655	3	25	3.1	0.26	0.10	446	20.2	2.9
52	14 Oct.	0940	3	0	6.6	0.43	0.18	323	20.7	7.6
53		1147	3	10	7.8	0.37	0.11	353	20.8	8.4
54		1251	3	10	6.1	0.36	0.10	314	20.7	8.2
55		1344	3	10	8.6	0.37	0.12	369	20.5	8.4
58		1745	3	20	9.2	0.42	0.17	384	20.2	7.4
510		1955	3	5	7.8	0.38	0.15	300	20.1	5.8
512		2225	3	0	8.1	0.36	0.16	290	20.3	6.5
513	15 Oct.	0945	3	0	9.5	0.43	0.22	393	20.6	2.7
514		1237	3	20	4.5	0.29	0.10	329	20.6	1.9
516		1455	3	70	2.3	0.26	0.11	318	20.6	0.5
	(1972)									
61	9 Mar.	1345	5	20	7.7	0.35	0.14	79	13.5	5.5
62		1645	5	20	5.2	0.32	0.14	45	13.5	4.3
71	16 Mar.	1552	5	190	7.9	0.37	0.17	352	14.6	4.4
721	17 Mar.	1020	4	220	6.5	0.35	0.14	314	14.5	2.0
2			4			0.33	0.14			
731		1112	4	220	7.0	0.34	0.14	304	14.4	1.9
2			4			0.34	0.16			
741		1406	4	210	6.1	0.32	0.15	362	14.9	1.9
2			4			0.29	0.12			
751		1508	4	205	9.3	0.36	0.16	365	14.8	1.3
2			4			0.39	0.17			
761		1631	4	195	8.8	0.37	0.17	562	14.8	1.2
2			4			0.37	0.18			
771	18 Mar.	1025	4	60	3.7	0.23	0.09	170	14.5	0.8
2			3			0.23	0.09			
78		1220	5	140	3.2	0.30	0.14	125	14.8	1.0

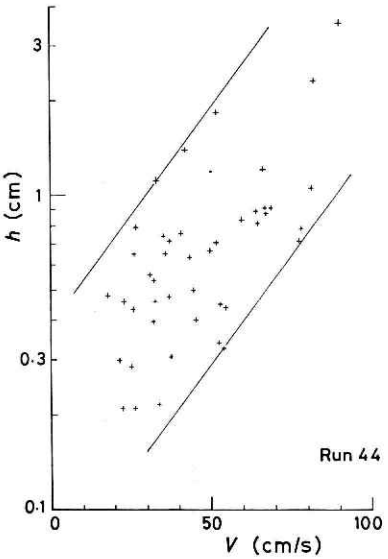


図 15　砕波の度合いを表わす h の大きさと海面変位速度 V との関係．波の周期が短い Run 44 の場合．

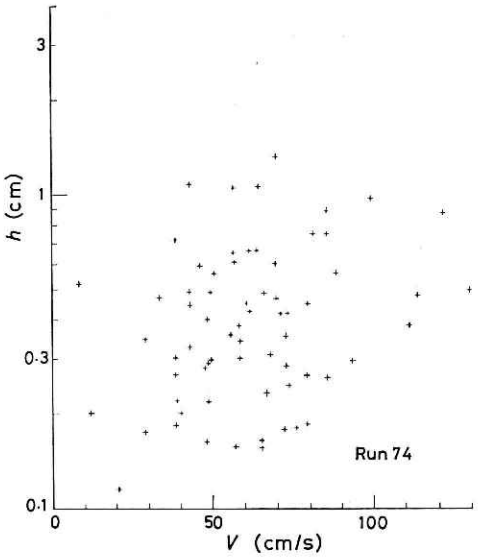


図 16　前図と同じ関係で，波の周期が長い Run 74 の場合．

V が増加するにつれて砕波の度合いは指数関数的に増加する．この例に示した以外の Run についても言えることであるが，V によって h には上限と下限がある．この上・下限の幅は波の周期が短い北風のときせまく，波の周期が長くなる南風のときは広くなる傾向である．同時に波の周期が長くなると，h の V への依存性は次第に弱くなる．このような例は Run 74（表 7 参照）に見られ，図 16 に示した．

上記の 2 例の比較から，h は周期の長い波から求められた H と T で計算される波面速度 V への依存性は弱く，周期が短い波浪（1 秒前後）による H と T で計算された V への依存性が強いのではないかと推測される．このことは図 13 の結果からも推測された．

9.　海面の空気力学的粗度 z_0 と高周波成分による海面突起の大きさ H^* との関係

空気力学的に滑らかな境界面上には，空気の動粘性係数 ν によって支配される層流境界層が存在することが知られている．その厚さは

$$\delta=\lambda\nu/u^* \qquad (6)$$

で与えられる．この場合は滑面流であるが，粗面流との比較の関係上，形式的な z_0 をあらわすと

$$z_0=\gamma\nu/u^* . \qquad (7)$$

したがって

$$\delta/z_0=\lambda/\gamma=104 . \qquad (8)$$

以上の関係は境界面が幾何学的に粗面であっても，その突起物の高さ H が δ に比較して小

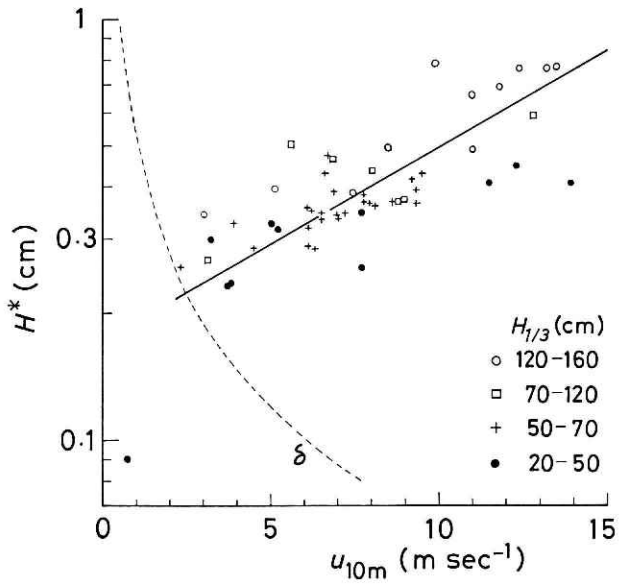


図 17 波浪高周波成分による海面突起平均スケール H^* の大きさと風速との関係．図中の記号は有義波高 $H_{1/3}$ によって区別した．参考のために，空気力学的に滑らかな流れの層流境界層の厚さを点線で示した．

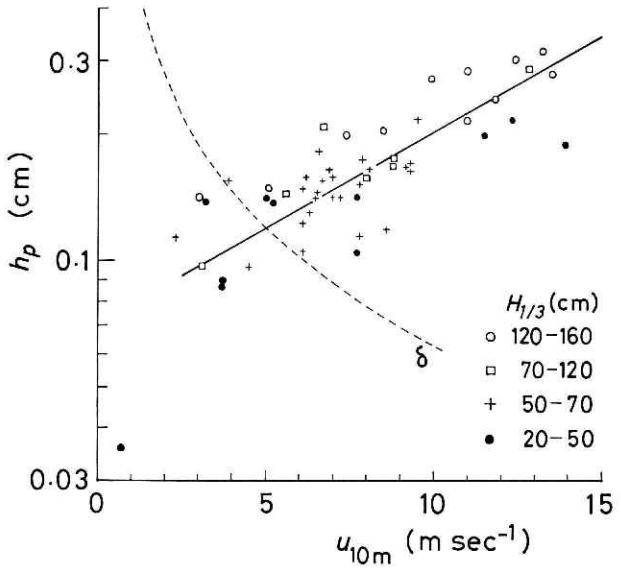


図 18 前図と同じ関係であるが，H^* の代わりに最大度数密度をもつ海面突起物の高さ h_p を縦軸に選んだ．

さいときに言えることも知られている．しかしながら，u^* が大きくなると，δ は小さくなり，

$$H>\delta \qquad (9)$$

表 9　海面が空気力学的に滑らかな時と粗な時の諸要素の数値．δ は滑らかな流れに対する層流層の厚さ，H^* は海面突起平均スケール，z_0 は空気力学的粗度，H^*u^*/ν または h_pu^*/ν はレイノルズ数，u^* は摩擦速度である．

	Smooth flow		Rough flow	
u_{10m} (m/s)	2	4	8	10
C_{10m}	0.00097	0.00088	0.0014	0.0015
u^* (cm/s)	6.2	11.8	29.9	38.7
δ (cm)	0.28	0.15		
H^* (cm)	0.21	0.26	0.40	0.49
h_p (cm)	0.087	0.11	0.16	0.20
H^*u^*/ν	8.5	20	78	124
h_pu^*/ν	3.5	8.5	31	51
z_0 (cm)			0.023	0.032
H^*/z_0			17	15
h_p/z_0			7	6

になれば，流れはもはや空気力学的にも粗面流となる．このときの z_0 は Nikuradse (1933) によると，$z_0=30H$ になる．これは砂粒を一面に敷きつめた場合に言えるが，粗度物体の形や配置の仕方によってかわることも知られている (Schlichting, 1955).

図 17 は今回の観測で得られた波浪高周波成分によってつくられる海面突起の大きさ H^* と風速との関係を示している．図の点線は式 (6) の層流層の厚さである．この図から，風が強くなると

$$H^*>\delta \qquad (u_{10m}>2.5\ \text{m/s のとき}) \tag{10}$$

になることがわかる．図 11, 12, 13 で示したように h の度数分布は広い範囲にわたっていることから，海面の z_0 を決めるものは H^* が適当か，h_p がよいのか今のところ不明である．図 18 は H^* の代わりに h_p をとって風速との関係を示したものである．風速が強くなると

$$h_p>\delta \qquad (u_{10m}>5\ \text{m/s のとき}) \tag{11}$$

になる．なお，平均的に次の関係がある．

$$H^*=2.4h_p\,. \tag{12}$$

表 1 で示したように，水面上の風は u_{10m} が 2～6 m/s を境として，滑面流から粗面流に移行するが，この条件と式 (10) または式 (11) の条件がほぼ一致している．表 1 の平均値を使って，u^*, δ, z_0 その他を計算し，それらを表 9 に挙げた．レイノルズ数をみると，滑面流に対し

$$H^*u^*/\nu<8.5 \text{ ないし } 20\,, \tag{13}$$

$$h_pu^*/\nu<3.5 \text{ ないし } 8.5\,, \tag{14}$$

粗面流に対し

$$H^*u^*/\nu>78 \text{ ないし } 124\,, \tag{15}$$

$$h_pu^*/\nu>31 \text{ ないし } 51 \tag{16}$$

となる．これに対し，Nikuradse (1933) の風胴内の砂粒面上での実験によると，

$$Hu^*/\nu<5.5\,, \qquad \text{(滑面流)} \tag{17}$$

$$Hu^*/\nu>75 \qquad \text{(粗面流)} \tag{18}$$

表 10 粗面の幾何学的粗度の大きさと空気力学的粗度の大きさの比の一覧表．最下段は今回の海面に対する結果である．

Author	Roughness surface	H/z_0	H^*/z_0
Nikuradse (1933)	sand	30	
Chepil (1945)	sand	70	
Schlichting (1955)	regular roughness	6—250	
Sellers (1965)	grass or forest	2— 28	
Chamberlain (1968)	regular roughness	4— 15	
Kondo (1971)	sparsely placed small roughness	7.4	
Kunishi (1963)	water in the wind tunnel	10, (3—30)	
Hamada (1963)	water in the wind tunnel	20, (5—60)	
Present study	sea surface		16

で今回の海面に対する結果と比較し，数値的には同程度である．また，Kunishi (1963) の風胴水槽実験からは

$$Hu^*/\nu<0.3 \text{ ないし } 1\,, \quad \text{(滑面流)} \tag{19}$$

$$Hu^*/\nu>50 \text{ ないし } 200 \quad \text{(粗面流)} \tag{20}$$

であることがわかる．

粗面流になったときの z_0 と H^* または h_p との比は，今回の観測で

$$H^*/z_0 \fallingdotseq 16\,, \tag{21}$$

$$h_p/z_0 \fallingdotseq 7 \tag{22}$$

のごとくなる．従来の結果との比較を表 10 に示したが，特に風胴水槽実験の Kunishi (1963) と Hamada (1963) の結果に近いことがわかる．今回の，数 Hz から 30 Hz の範囲の周波数を持つ海面砕波によってつくられる海面突起高 H^* または h_p を用いて得た結果が，これまでの風胴実験結果や，周波数の高い表面張力重力波しか生じない風胴水槽による結果と似た数値を得たことは重要である．これは第 2 節でのべた研究の背景で予想したことを裏づけするものである．すなわち，海面抵抗は砕波などを含む高周波成分でつくられる粗度体の形状抵抗による寄与が大きく，数秒以上の低周波重力波による寄与は小さいと推測される．最近の Wu (1972) の論文においてもこのことが示唆され，風速が 7 m/s 付近を境にして海上風は粗面流になるが，高周波成分でつくられる平均海面傾斜と風速の関係も 7 m/s を境にして異なる関数形になることが Cox & Munk (1954) のデータを用いて示された．

10. 結　　論

海面波浪の高周波成分を観測した．風速が 4～5 m/s を越えると白波が見られるようになり，砕波は風速とともに指数関数的に増加する．砕波の大きさは数 mm から数 cm の程度で，波の峰のところで起こることが多い．白波と認められない場合でも，かなり大きな波浪

高周波成分がしばしば生じている．数 Hz から 30 Hz の高周波成分でつくられる海面突起の大きさは，風速が 2～4 m/s 以上で層流境界層の厚さを越えるので，海面は空気力学的に滑面から粗面に変わるものと思われる．この臨界レイノルズ数は 10 で，これまでの風洞実験から知られている数値に近い．また，従来の報告によると，風速が 8～10 m/s 以上になると，水面上の風は十分に発達した粗面流になると認められているが，このときの波浪高周波成分による海面突起の大きさでつくられるレイノルズ数は 100 程度となり，突起高と空気力学的粗度高の比は 10 となり，いずれもこれまでの風洞実験から得られている数値に近い．

以上の事実から，海面の形状抵抗は表面張力波や表面張力重力波を含む波浪高周波成分に依存し，数秒以上の長い周期の波浪成分による影響は少ないことが推測される．

参 考 文 献

1) Abe, T. (1955): A study on the foaming of sea water. *Pap. Meteorol. Geophys., Meteorol. Res. Inst., Tokyo*, **5**, 240—247.
2) Blanchard, D. C. (1963): The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea. *Progress in Oceanography*, Vol. 1, Pergamon Press, New York, 71—202.
3) Chamberlain, A. C. (1968): Transport of gases to and from surfaces with bluff and wave-like roughness elements. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **94**, 318—332.
4) Chepil, W. (1945): Dynamics of wind erosion, 2. Initiation of soil movement. *Soil Sci.*, **60**, 397.
5) Cox, C. and W. Munk (1954): Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. mar. Res.*, **13**, 198—227.
6) Deacon, E. L. and E. K. Webb (1962): Interchange of properties between sea and air, Chapter 3. Small-scale interactions. *The Sea*, edited by M. N. Hill, Interscience, New York, 43—87.
7) Francis, J. R. D. (1951): The aerodynamic drag of a free water surface. *Proc. R. Soc. A*, **206**, 387.
8) Hamada, T., A. Shibayama and H. Kato (1963): An experimental study of development of wind waves. *Rep. Port and Harbour Tech. Res. Inst.*, No. 2, 1—41.
9) Hicks, B. B. and A. J. Dyer (1970): Measurement of eddy-fluxes over the sea from an off-shore oil rig. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **96**, 523—528.
10) Hishida, K. and M. Kishino (1965): On the albedo of radiation of the sea surface (2). On the reflection of light by a roughened water surface. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **21**, 148—153.
11) Kendall, J. M. (1970): The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves. *J. Fluid Mech.*, **41**, 259—281.
12) Kondo, J. (1962): Evaporation from extensive surfaces of water. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, **14**, 107—119.
13) Kondo, J. (1971): Relationship between the roughness coefficient and other aerodynamic parameters. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, II, **49**, 121—124.
14) Kondo, J. and Y. Fujinawa (1972): Errors in estimation of drag coefficient for sea surface in light winds. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, II, **50**, 145—149.
15) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito (1972a): Wave-induced wind fluctuation over the sea. *J. Fluid Mech.*, **51**, 751—771.
16) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito (1972b): Further analysis of wind fluctuation over the sea. *Umi to Sora, Mar. meteorol. Soc. Jap.*, **48**, 61—71. In Japanese.
17) Kunishi, H. (1963): An experimental study on the generation and growth of wind waves. *Disaster Prev. Res. Inst. Bull., Kyoto Univ.*, No. 61, 1—41.
18) Miyake, Y. and T. Abe (1948): A study on the foaming of sea water, Part 1. *J. mar. Res.*, **7**, 67—73.
19) Monahan, E. C. (1969): Fresh water whitecaps. *J. atmos. Sci.*, **26**, 1026—1029.

20) Monahan, E. C. (1971): Oceanic whitecaps. *J. phys. Oceanogr.*, **1**, 139—144.
21) Munk, W. H. (1947): A critical wind speed for air-sea boundary processes. *J. mar. Res.*, **6**, 203—218.
22) Nikuradse, J. (1933): Strömungsgesetze in rauhen Röhren. *VDI-Forschungsh.* (*B*), **4**, 361.
23) Phillips, O. M. (1966): *The Dynamics of the Upper Ocean.* Cambridge Univ. Press, 261 pp.
24) Schlichting, H. (1968): *Boundary-Layer Theory, 6th ed.* McGraw-Hill, 747 pp.
25) Sellers, W. (1965): *Physical Climatology.* Univ. of Chicago Press, 272 pp.
26) Smith, S. D. (1970): Thrust-anemometer measurements of wind turbulence, Reynolds stress, and drag coefficient over the sea. *J. geophys. Res.*, **75**, 6758—6770.
27) Toba, Y. (1961): Drop production by bursting air bubbles on the sea surface (III). Study by use of a wind flume. *Mem. Coll. Sci., Univ. Kyoto, A*, **29**, 313—344.
28) Toba, Y. and M. Chaen (1972): Breaking ocean waves. Read at the Conference of the Jap. oceanogr. Soc., Tokyo, 5—7 April 1972.
29) Toba, Y. and H. Kunishi (1970): Breaking of wind waves and the sea surface wind stress. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **26**, 71—80.
30) Valenzuela, G. R., M. B. Laing and J. C. Daley (1971): Ocean spectra for the high-frequency waves as determined from airborne radar measurements. *J. mar. Res.*, **29**, 69—84.
31) Van Dorn, W. G. (1953): Wind stress on an artificial pond. *J. mar. Res.*, **12**, 249—276.
32) Wu, J. (1969): Wind stress and surface roughness at air-sea interface. *J. geophys. Res.*, **74**, 444—455.
33) Wu, J. (1972): Sea-surface slope and equilibrium wind-wave spectra. *Phys. Fluids*, **15**, 741—747.

(1972年7月3日原稿受理)