

風浪の発達に関する実験的研究

浜田 徳一*・柴山 煒彦**・加藤 始**

1. 風浪の発達についてはこれまで有名なものとしては Kelvin-Helmholtz 不安定¹⁾にもとづく取り扱いと、H. Jeffreys²⁾の sheltering coefficient にもとづくものがある。いずれも計算方法は明確であり、十分信頼されるものであるが、とり入れられている物理的要素に制限があり、これらをもって風波の発達についてのすべてを説明するということはむずかしい。新しくかつ綿密に現象を解析したものとしては R.C. Lock³⁾の計算があげられる。しかしこの厳格な Cambridge 流の計算からは風浪発達の物理的過程を直観的にとらえることが困難である。取り扱いは多少簡略化されても十分物理的な意味をとらえ、かつ実用的な取り扱いに結びつきうるものとしては、1957年以來の O.M. Phillips⁴⁾、J.W. Miles^{5)~8)}の研究をあげ得るであろう。このうち O.M. Phillips のものは下層大気の流れとしての圧力動揺に着目したものであり、このような現象も決して無視し得ないであろうが、この理論だけで波の発達を推定するには、よほど大きな自然乱流の圧力動揺を考えなければならない。これに対し J.W. Miles の理論は R.C. Lock と同じく界面付近に生ずるせつ動流の特色に注目したものであり、近似的ではあるが、3次元の取り扱いも可能である(J.W. Miles⁷⁾)。そしてこの理論の妥当性については海洋観測では M.S. Longuet-Higgins⁹⁾により、また物理的解釈としては M.J. Lighthill¹⁰⁾により示されている。しかも T.B. Benjamin¹¹⁾、また J.W. Miles 自身により wall friction layer (安定理論の outer viscous layer に相当するもの)の効果もとり入れられ、1次近似としてはきわめて正確なものとなっている。したがってこの実験においても、取り扱いの基本的態度は J.W. Miles、T.B. Benjamin によるものとする。ただ問題となるのは、表面波の発達においては、こうした線型的取り扱いを越えたいろいろな問題が内蔵されていることである。

たとえば個々の波の要素は long crest の波として取り扱うとしても、具体的に現われる波面はいわゆる short crest の状態を示し、空気流のせつ動を簡単に2次元におき得ないということがある。また O.M. Phillips¹²⁾の g^2f^{-5} 則の領域では breaking の効果は無視することはできない。またこうした breaking あるいは波表面での気流の切線応力による乱れた流れの存在は、表面付近で乱れと波との干渉を生ぜしめるであろう¹³⁾。また有限振幅波としては tertiary interaction の現象も無視し得ないであろう¹⁴⁾。そしてこれらのことが具体的に

存する限り、実験結果は J.W. Miles の計算値とは相当ちがったものとなる。以下実験結果を示しつつ、こうした実験の特性を述べ、それが力学的にどのような意味をもつかを追求してゆくこととする。

2. 実験には直線状の風洞水槽を用い、定常状態における吹送距離による風、波形の変化を測定した。風路一様部の長さは 2 850 cm、断面は高さ 130 cm、幅 150 cm であり、高さのうち下側 50 cm が水により占められている。気流は風路一様部に入る前に整流板および 20 mesh、単線径 0.5 mm の格子1枚を通過し、全断面ほとんど一様分布となって風路一様部に入る。空気流の測定断面は A_a (流入端よりの距離 65 cm)、 B_a (距離 965 cm)、 C_a (距離 1 865 cm)、 D_a (距離 2 765 cm) であり、波形測定断面は A_w (距離 75 cm)、 B_w (距離 975 cm)、 C_w (距離 1 875 cm)、 D_w (距離 2 775 cm) である。水路終端における消波はほぼ完全に行なわれている。なお波形測定にはほかに補助的に数断面を用いた。

空気流の測定はすべて Prandtl 型 pitot 管によった。その結果によると風路中心(水面よりほぼ 40 cm)より下側の風速分布には大別してつぎの3層がある。すなわち、(i) 波面に接している底層、ここでは風速は対数分布で考えられるものよりやや大きく出る。またこの層ではせつ動流がきわめて強く、pitot 管による測定平均値にはある程度の誤差は考えねばならぬ、(ii) (i)の層の上層であり、対数分布則がほとんど確実に適用できる層、(iii) (ii)の上層であり、(ii)層の風速の extension よりも風速が小さい層、の3層である。

この3層のうち(i)の層、特にその下部は今後詳細に研究すべき層である。しかしこの報告では筆者は、この層内では Reynolds stress にもとづくせん断応力は、力学的内容においては inner viscous layer を通じて大きな変化があるにもかかわらず、形式的なその大いさはあまり大きく変化しないものと考えた。これは自然気流の

ように $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = 0$ のときはまず確実に成立しているであら

うが、 $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ が比較的大きい現在の実験ではかなり問題で

ある。しかし J.W. Miles⁷⁾、R.W. Stewart¹⁵⁾ にならいこの仮定をおいた。したがって (i) の領域内に (ii) の対数分布則を延長し、 τ_0 、 z_0 を求めることができる。この場合原点は静水面にとった。この実験では平均水位の静水面からの変位は最大 2 mm 程度と推定され、 τ_0 、

* 正員 工博 運輸省港湾技術研究所

** 正員 同上

表-1 気流の特性表

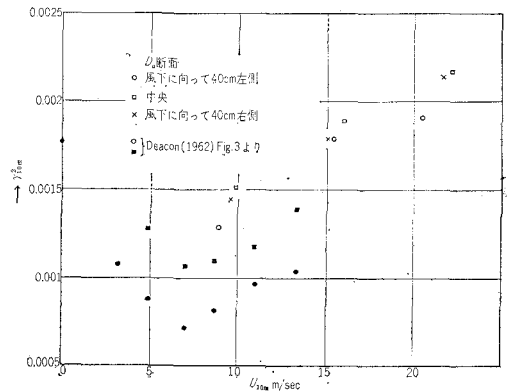
Section	r. p. m. of Blower	ρ_a	τ_0 dyne/cm ²	U_* cm/sec	z_0 cm	U_{1000} cm/sec	U_{40} cm/sec	$z_0/H_{1/3}$	$H_{1/3}$ cm
B_a	200	0.001 240	3.19	50.72	0.178	1 091	574	0.115 5	1.54
B_a	300	0.001 220	6.10	70.70	0.137	1 578	880	0.053 5	2.56
B_a	400	0.001 220	11.13	95.53	0.179	2 076	1 168	0.044 6	4.01
C_a	200	0.001 242	2.21	42.21	0.081	998	631	0.032 7	2.47
C_a	300	0.001 214	5.80	69.13	0.136	1 544	961	0.033 1	4.10
C_a	400	0.001 234	12.66	101.3	0.248	2 115	1 284	0.039 7	6.24

表-2 気流の特性表

Section	r. p. m. of Blower	L cm	ρ_a	τ_0 dyne/cm ²	U_* cm/sec	z_0 cm	U_{1000} cm/sec	U_{40} cm/sec	$z_0/H_{1/3}$	$H_{1/3}$ cm
D_a	200	35	0.001 185	1.22	32.13	0.013	893	622	—	—
D_a	200	75	0.001 188	1.75	38.39	0.030	986	682	0.008 64	3.47
D_a	200	115	0.001 177	1.55	36.30	0.027	952	649	—	—
D_a	300	35	0.001 193	5.08	65.31	0.072	1 540	920	—	—
D_a	300	75	0.001 180	5.72	69.65	0.097	1 598	1 031	0.018 30	5.90
D_a	300	115	0.001 180	4.79	63.75	0.076	1 503	961	—	—
D_a	400	35	0.001 207	9.65	89.45	0.104	2 046	1 210	—	—
D_a	400	75	0.001 203	12.84	103.35	0.182	2 218	1 367	0.023 63	7.70
D_a	400	115	0.001 203	12.07	100.18	0.200	2 162	1 292	—	—

z_0 に対するその影響は微弱である。

表-1, 2 はこのようにして求めた気流の特性表であり, U_{40} cm は実測値であるが, U_{1000} cm は上述の速度の対数分布が, 高さ 10 m まで延長され得るものとして求められた値である。表-1, 2 より z_0 は B_a, C_a 測定点で大であり, D_a 測定点で小であることがわかる。また風速分布曲線を検討すると, 水面に接する乱流境界層は B_a, C_a, D_a と漸次発達し, D_a ではほぼ完全に発達していることがわかる。十分発達した乱流の対数速度分布では $\frac{gz_0}{U_*^2}$ で表わされる無次元量で海面粗度を示すことが普通用いられる。 $U_* = 25 \text{ cm} \sim 55 \text{ cm}$ の範囲で海面では $z_0 = 8 \times 10^{-5} U_*^2$ が得られているが, この実験では平均して $2 \times 10^{-5} U_*^2$ が得られた。このように小さい z_0 は水面に生じている波の大きさ, その波形勾配に関係があるものと考えられる。つぎに $\tau_0 = \rho_a r^2_{10m} U_{10m}^2$ で r^2_{10m} を求めれば, 図-1 のごとくである。同図には E.L. Deacon¹⁷⁾ により集録せられた海上での r^2_{10m} の値も併記されている。 $U_{10m} > 7 \text{ m/sec}$ における傾向は海上におけるものも, われわれの実験におけるものも同様であるが, 実験値の方がすこし大きくでている。そして

図-1 r^2_{10m} の値

この値は風速とともに増加する傾向があるが, 測定範囲内では常用される 0.0026 よりもかなり小である。

波の表示方式としては現在の段階では波形スペクトラムを用いるのが最も簡単である。この方法にも 1 次元スペクトラムと 2 次元スペクトラムとのいずれを用いるべきかという問題があり, J.W. Miles, O.M. Phillips の理論に完全に対応させるためには 2 次元スペクトラムを求めなければならない。しかし幅 1.50 m の水路で周波

数 1c/s 以上の波の directional spectrum を求めることはわれわれには困難であった。したがってここではすべて 1次元スペクトル表示を用いる。スペクトル検出の方式はヘテロダイン検波の電気的アナログ型である。これについてはすでに詳細が W.J. Pierson, Jr.¹⁸⁾ および S.S. Chang¹⁹⁾ により説明されている。

われわれの実験では十分長い時間現象を定常に保つことができるため、スペクトルの自由度を高くすることができる。

この実験では自由度は $36 \times 3 = 108$ 、信頼限界は $\frac{1}{K_{0.95}} = 1.27$, $\frac{1}{K_{0.05}} = 0.81$ と通常の現地観測よりは精度が高い。つぎにこの条件のもとで横方向の波の均一性を検討したが、結果としては横方向にやや不均一ということになっている。したがって以下の測定および計算はすべて水路中心線上の値について行なわれたが、上記の信頼限界はこの不均一性のため実際は多少低くなっているとしなければならない。

図-2 波形スペクトル

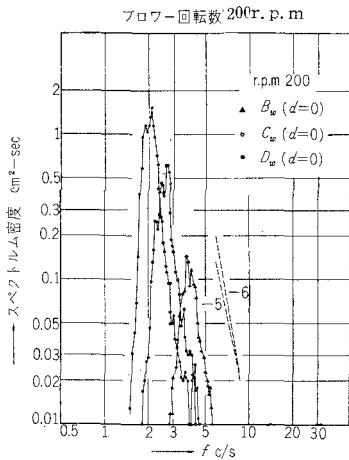


図-3 波形スペクトル

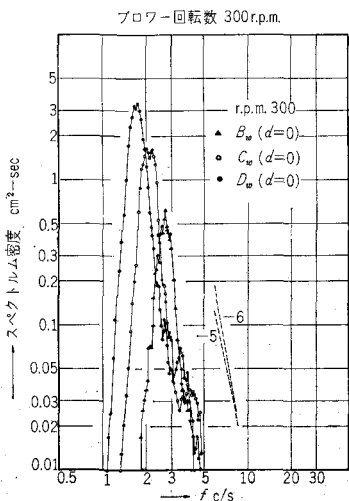
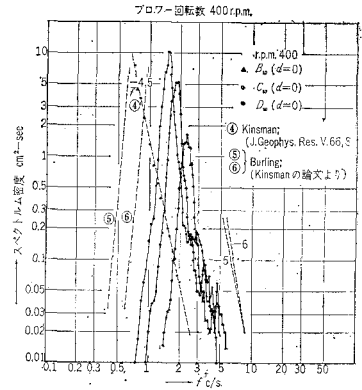


図-4 波形スペクトル



波形スペクトルを B_w, C_w, D_w 3点につき、プロワ-の回転数別に図示したのが、図-2, 3, 4である。これらには f^{-5}, f^{-6} の直線が併記されている。これにより Fetch による波形スペクトルの発達の傾向(低周波成分の発達と高周波成分の減衰)がよくわかるであろう。もちろんこれは実験として風速が速く、波速が小な場合のものである。図-4には B. Kinsman²⁰⁾, R. W. Burling²¹⁾ の比較的風速が小さく、Fetch が大きい場合の野外観測結果が併記されている。またこれらの実験値(とくに風速の大きい場合)では L. J. Tick²²⁾ に指摘されたスペクトルの peak の約2倍の周波数付近に現われる非線型成分がよく現われている。

3. 水面に直接働く切線応力は定常的なものと、oscillatory なものに分けることができるが、このうち定常的なものは、一般には吹送流の形成に関与していると考えられる。それが波に対し作用するとしても、それは高次の近似においてであり*、現在の問題では考える必要はない。

水表面の波形を

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(kx+nt)} d\xi_3(k, n) \dots\dots\dots (1)$$

とおけば水表面に働く切線応力、垂直応力を1次のせつ動流のみについてとれば

$$(\tau_{xy})_a = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(kx+nt)} N_1 d\xi_3(k, n) \dots\dots\dots (2)$$

$$p_a = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(kx+nt)} M_1 d\xi_2(k, n) \dots\dots\dots (3)$$

とおき得るであろう。これを用いて粘性流体としての表面波の1次近似の計算を行なえば、 $M_1 = M_{11} + iM_{12}$, $N_1 = N_{11} + iN_{12}$ とおいて、波形スペクトルの密度は

$$\Phi(k) dk = e^{\frac{k}{\rho\sigma_0}(M_{12} + N_{11})t} e^{-4\nu k^2 t} |d\xi_3(k)|^2 \dots\dots\dots (4)$$

実際の波形は

$$\eta(X, t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(K \cdot X + n(K)t)} d\xi_3(K) \dots\dots\dots (5)$$

* $E = CM$ の関係を満足する1次近似としての非回転表面波は風からの垂直応力のみで説明する事ができる。

であるから、式(4)を近似的に2次元スペクトルに直し、定常状態の実験にあわせるため、 $t = \frac{F_0 \sec \alpha}{c/2}$ の変換を行ない、角方向のスペクトル強度が近似的に $|\alpha| \leq 20^\circ$ 以内に集中しているとすれば

$$E(\omega) = e^{\left\{ s \frac{g}{c^3} U^2 (m_{12}'(\omega) + n_{11}'(\omega)) - 4\nu \right\} \frac{\omega^4}{g^2}} \frac{F_0}{c/2}$$

$$\{E(\omega)\}_{Fe=0} \dots \dots \dots (6)$$

ただし $\bar{\gamma}^2 = \int_0^\infty E(\omega) d\omega$, $s = \frac{\rho \alpha}{\rho \omega}$, $\omega = 2\pi f$, $U_1 = \frac{U_*}{k}$ である。

$m_{12}'(\omega) + n_{11}'(\omega)$ のうち $n_{11}'(\omega)$ は非常に小さい。 $m_{12}'(\omega) + n_{11}'(\omega)$ はわれわれの実験における non negative damping factor であり、J.W. Miles^{5),6),7)} の β に相当するものと考えることができる。式(6)を

図-5 $m_{12}' + n_{11}'$ の値

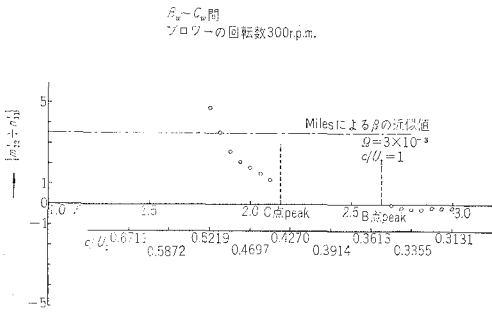


図-6 $m_{12}' + n_{11}'$ の値

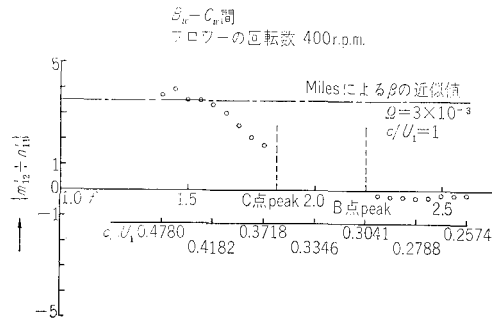


図-7 $m_{12}' + n_{11}'$ の値

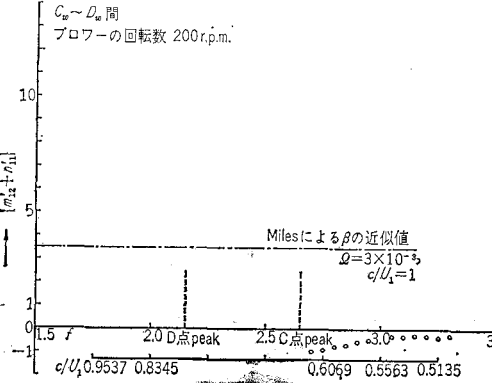


図-8 $m_{12}' + n_{11}'$ の値

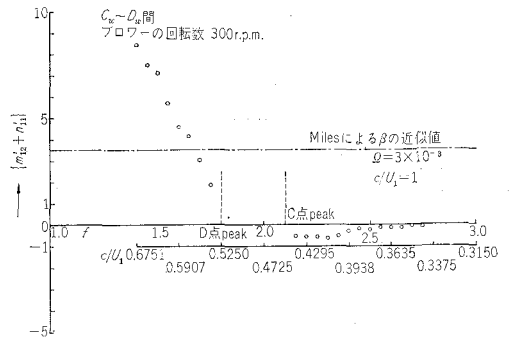
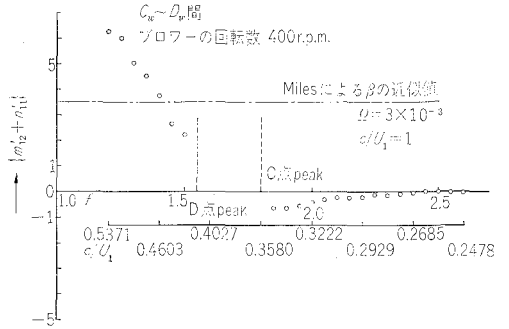


図-9 $m_{12}' + n_{11}'$ の値



用いれば B_w , C_w , D_w における波形スペクトルとその間の Fetch とから、この non-negative damping factor を算出できる。図-2, 3, 4 を用いて、図-5, 6, 7, 8, 9 が得られる。

このようにして得られた non-negative damping factor は低周波領域では大体 J. W. Miles の計算値に近い値をもっている。

そして周波数が増大するとともに、その値を減じ、スペクトルの peak 付近から高周波の領域では負の値となり、さらに高周波となると漸次 0 に近づく。スペクトルの peak から高周波の領域でこのように non-negative damping factor が負となることは線型の理論だけでは説明できない。

かりに弱い非線型性を許し、砕波の効果を入れるとして、O.M. Phillips の $g^2 f^{-5}$ 則が全般的に成立するとすれば、non-negative damping factor は 0 であるべきである。事実各波形スペクトルとも非常に高周波の領域では non-negative damping factor が 0 に近づき、かつ一方では波形スペクトルの形状が f^{-5} 曲線に近づいていること(この場合強い非線型性の効果としてのスペクトルの peak 周波数の 2 倍周波数の付近に現われる第 2 の peak については一応除外して考える)は、 $g^2 f^{-5}$ 則が高周波成分の右端よりではほぼ成立してゆくことを示しているといえよう。したがってスペクトルの peak に近い高周波成分に現われる non-negative damping factor の負の値は、平衡状態を越えて、波の

その部分の周波数成分のエネルギーが砕波そのほかの非線型干渉により、流れないしは乱れとなり、あるいは他の周波数の成分に移行してゆくことを示すものと考えねばならぬ。そしてこの領域では波形スペクトルは f^{-n} ($n > 5$)* を明らかに示している。

non-negative damping factor の正の部分について $B_w - C_w$ 間よりも $C_w - D_w$ 間の方がいずれも値が大きく出ている。その傾向は C/U_1 が大きいプロワー回転数 200 r.p.m. の場合にもっともいちじるしい。筆者はこれは B_a, C_a, D_a における α_0 の分布、したがってまた乱流境界層の発達に関する関係があるものとする。non-negative damping factor が α_0 の増大とともに減少することはこの実験ではある程度は J.W. Miles の線型理論により説明することができる。それとともにこのような $C/U_1 < 1$ の実験では波面においてある程度の流線のはく離が考えられるのではなからうか。そして α_0 が B_a, C_a において大であることはその部分においてははく離量が大いことを示すものと思われる。各波峯において砕波ないしはこれに近い現象が生じ、そこで水粒子速度が波速と comparable な値になることははく離を助長すると考えられる。はく離には 2 つの効果がある。1 つは流線を shift していわば J.W. Miles の α の一部を β に移すことである (形式的には一般の Kelvin-Helmholtz 不安定のように)。ほかは perturbed flow の強さを弱めることである。図-5~図-9 に見られる non-negative damping factor の正の部分の分布には干渉による高周波領域の波からのエネルギーの流入を考慮するとしても、上述の現象が有力に作用していると思われる。

4. このような波面の上を通過する気流がうけるせん断力 τ_0 については、つぎの 4 種の成因が考えられる。すなわち、(i) 水面に働く空気分子粘性による切線応力、(ii) p_a に対する wall friction layer の phase shift 効果、(iii) p_a に対する inner viscous layer の不安定理論による効果、(iv) 波面からの気流のはく離による p_a の phase shift 効果、である。このうち、(i) の応力は進行波に沿う十分発達した乱流では無視してよいであろう。(ii), (iii), (iv) は $\frac{1}{2} R \{ p_a \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^* \}$ の形で τ_0 に入り、計算を行なうと

$$\tau_0 = \frac{1}{2} R \{ p_a \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^* \} = \int_1^2 \beta' p_a U_1^2 \frac{16\pi^2 f^4}{g^2} E(f) df \quad \dots (7)$$

ここで β' は上述の non-negative damping factor において M_{12} のみを考慮したものが考えている領域内で一定としてとられたものである。式 (7) により β' を

算出する。その際 f_1 は各波形スペクトルの低周波極限にとるが、 f_2 は高周波極限までとる場合と、スペクトルの peak の周波数までとる場合との 2 つにわけて行なう。表-3 はその結果を示している。この結果を見れば、

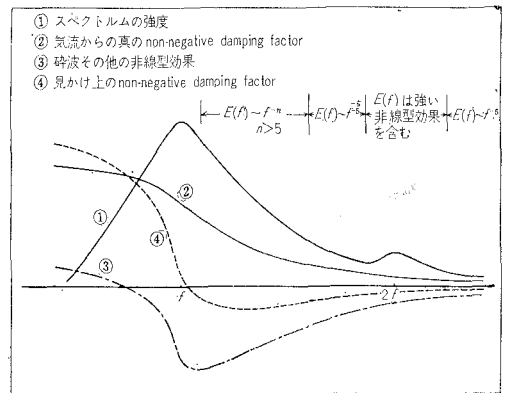
表-3 τ_0 から求められた β'

断面	プロワー回転数 r. p. m	$\beta'_{(1)}$	$\beta'_{(2)}$
B_w	200	—	—
C_w	200	4.075	14.44
D_w	200	4.193	15.39
B_w	300	3.442	12.52
C_w	300	2.702	13.06
D_w	300	3.016	19.20
B_w	400	1.509	9.54
C_w	400	2.112	10.46
D_w	400	1.743	13.78

$\beta'_{(1)}$ 式(7)の $E(f)$ はスペクトルの全領域についてとる
 $\beta'_{(2)}$ 式(7)の $E(f)$ は低周波端からスペクトルのピークまでをとる

ば、いずれの算出方法によってもプロワーの回転数が少なくなると C/U_1 が大である方が、平均して p_a の phase shift 効果が大きく出ることが示され、その差は、(i) の分子粘性の影響をはるかに越えていると思われる。また波形スペクトルの全領域について積分したものは図-5~図-9 に見られる non-negative damping factor の正の値におよばず、スペクトルの peak までで積分をとめたものは、図-5~図-9 に見られるものよりもさらに大きく出ている。以上の結果を総合して、この実験においては図-10 のような造波機構が推定せられる。

図-10 Non-negative damping factor の図式表示



この研究の詳細は参考文献 23) に発表の予定である。

参考文献

- 1) Chandrasekhar, S. : Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford Univ. Press, 1961.
- 2) Jeffreys, H. : On the formation of water waves by wind, Proc. Roy. Soc. A, 107, 1925.

* 平衡状態とされている場合の n は既往の観測では 4.5~5.5 の間に分布している。

- Jeffreys, H.: (second paper) Proc. Roy. Soc. A, 110, 1926.
- 3) Lock, R.C.: Hydrodynamic stability of the flow in the laminar boundary layer between parallel streams, Proc. Camb. Phil. Soc. 50, 1954.
 - 4) Phillips, O.M.: On the generation of waves by turbulent wind, J. Fluid Mech., 2, 1957.
 - 5) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., 3, 1957.
 - 6) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, Part 2, J. Fluid Mech. 6, 1959.
 - 7) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by turbulent shear flows, J. Fluid Mech., 7, 1960.
 - 8) Miles, J.W.: On the generation of surface waves by shear flows, Part 4, J. Fluid Mech., 13, 1962.
 - 9) Longuet-Higgins, M.S.: The directional spectrum of ocean waves, and processes of wave generation, Proc. Roy. Soc. A, 265, 1962.
 - 10) Lighthill, M.J.: Physical interpretation of the mathematical theory of wave generation by wind, J. Fluid Mech. 14,, 1962.
 - 11) Benjamin, T.B.: Shearing flow over a wavy boundary, J. Fluid Mech., 6, 1959.
 - 12) Phillips, O.M.: The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, J. Fluid Mech., 4, 1958.
 - 13) Hamada, T.: The surface wave in a two-dimensional vortex layer, Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., 1963.
 - 14) Phillips, O.M.: On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude, Part. 1, The elementary interactions, J. Fluid Mech., 9, 1960.
 - 15) Stewart, R.W.: The wave drag of wind over water, J. Fluid Mech., 10, 1961.
 - 16) Ellison, T. H.: Atmospheric turbulence, Surveys in Mechanics, Camb. Univ. Press, 1956.
 - 17) Deacon, E.L.: Aerodynamic roughness of the sea, J. Geophys. Res., 67, 1962.
 - 18) Pierson, W. J. Jr.: An electronic wave spectrum analyzer and its use in engineering problems, B.E.B. Tech. Memo. 56, 1954.
 - 19) Change, S.S.: A magnetic tape wave recorder and energy spectrum analyzer for the analysis of ocean wave records, B.E.B. Tech. Memo., 58, 1955.
 - 20) Kinsman, B.: Some evidence on the effect of nonlinearity on the position of the equilibrium range in wind-wave spectra, J. Geophys. Res. 66, 1961.
 - 21) Burling, R.W.: The spectrum of waves at short fetches, Dt. Hydrogr. Z. 12, 1959.
 - 22) Tick, L.J. : A non-linear random model of gravity waves I, J. Math. Mech., 8, 1959.
 - 23) Hamada, T., A. Shibayama, and H. Kato: An experimental study of development of wind waves, Report No. 2 of P.H.T.R.I. (印刷中).