

減衰領域における風波の研究(2)

—うねりのスペクトルの形について—

郭 一 羽*・光 易 恒**

1. 緒 言

発生域で定常状態に達した風波のスペクトルの形に関しては、かなり安定した相似形が保たれている。このような事実をもとにして、風波の一次元スペクトルを表現する数種の標準形が導かれている。例えば Pierson-Moskowitz スペクトル, JONSWAP スペクトル, 光易型スペクトル等がそれである¹⁾。しかしながら、減衰域における風波のスペクトルの形に関しては、今まで実測結果をもとにした議論があまりなされていない。例えばスペクトルの相似形が存在しているかどうか、もし相似形が存在するならば、どのような物理機構でそれが維持されているか、あるいは発生域のスペクトル形と減衰域のスペクトル形との間に類似した点があるかどうか等の問題が、現在の所まだよく調べられていない。

一方、風波のスペクトル・エネルギーの時間・空間的变化は (1) 波と風との間のエネルギーの授受、(2) 様々な機構によるエネルギー損失ならびに (3) 成分波間の非線形相互作用によるエネルギー伝達等により引き起されている。(1) に関しては、いわゆる風波の発達機構の問題として多くの研究が行われているが、まだ確定的なことがわかっていない。(3) に関しては、Hasselmann による一連の研究の結果²⁾ それを表現する理論式が導かれているが、その具体的表現は極めてやっかいである。これらのうち最もわかっていないのが (2) のエネルギー損失で、現在の所合理的な理論や確実なデータに裏づけられた実験式などは導かれていない。

この研究は、上述のような問題点を解決することを目的とするもので、無風領域において、時間的には定常状態にある風波のスペクトルの空間的变化を調べ、そのスペクトル形の相似性ならびにエネルギー損失等を検討したものである。

2. 実験データ

実験は小型の風胴水槽(長さ 850 cm, 幅 60 cm, 高さ 80 cm, 水深 36.5 cm)を使用して行われた。今回の研究

においては、2 種類の風波のデータを採用した。一つは減衰域の風波で、その測定方法は以前報告した成分波の波速に関する研究³⁾ の場合とほとんど同じであるが、波高計(電気抵抗型)の配置は前回とは異なっている。すなわち 図-1(a) に示すように、排風部以後の無風域において 11 本の波高計を 50 cm 間隔で設置し、同時に波を測定した。波の発生域における風速として、前回と同じよう断面平均風速 U_f で 10 m/s, 12.5 m/s および 15 m/s の 3 種類を使用した。測定条件は前回³⁾ 詳しく述べたので、今回は省略する。

もう一つのデータは発達域における風波のスペクトルに関するものである。このデータは、図-1(a) で上方

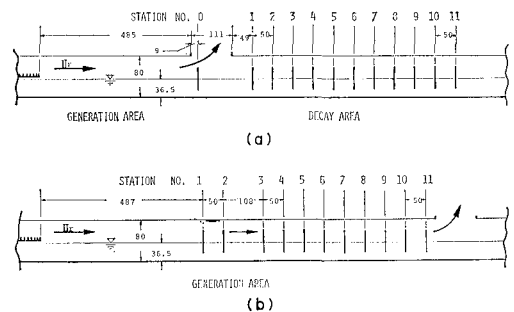


図-1 実験装置の説明図, (a) 減衰域の風波の実験, (b) 発生域の風波の実験 (単位 cm)

に風を抜いている天井の部分を開けて、水槽の終端より風を排出するようにして測定したものである。波高計の配置は 図-1(b) に示されている。この場合、風速 U_f が 7.5 m/s, 10 m/s, 12.5 m/s ならびに 15 m/s の 4 種類の場合について、風波の測定を行なった。

波のデータのスペクトル解析法については、発生域および減衰域のいずれのデータについても前回³⁾ の解析法と全く同じである。すなわち、サンプリング周波数は 40 Hz, ナイキスト周波数は 20 Hz, スペクトル周波数の間隔は 1/51.2 Hz である。スペクトル形の平滑化については、まず 10 標本の平均をとった後、さらに 7 本のスペクトル線の移動平均をとった (自由度 140)。ただし、今回パワースペクトルの相似形を調べるために、スペクトルのピーク周波数 f_m を決めるに際しては、 f_m の付近

* 学生員 工修 九州大学大学院 工学研究科
** 正会員 理博 九州大学教授 応用力学研究所

のみについて上述のデータにさらに9本のスペクトル線の移動平均を加えて平滑化を行った。 f_m を決めること以外は、スペクトル形についての検討は全部前回と同じ7本の移動平均値を使用して解析した。データのスペクトル解析について、さらに詳しいことは前回の報告³⁾を参照されたい。

3. 実験結果および考察

3.1 スペクトルの形

図-2 は風速 10 m/s および 15 m/s で起こされたそれぞれの風波の減衰域におけるパワースペクトル $\phi(f)$ で

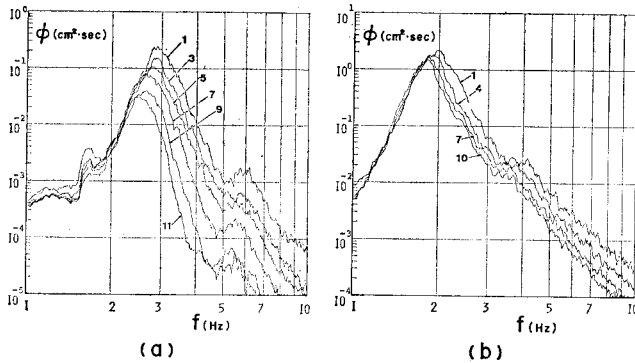


図-2 風波のスペクトルの減衰, (a) $U_r=10$ m/s で発生した風波, (b) $U_r=15$ m/s で発生した風波

ある。11箇所の測点において測定した $\phi(f)$ のうち4~6箇所のデータを選んで両対数の座標で示したものである。なお、これら減衰域における風波の波形勾配は $U_r=10$ m/s の場合 $\delta=1/12\sim 1/46$, $U_r=15$ m/s の場合 $\delta=1/9\sim 1/16$ である。ただし、これらの波形勾配は

$$\delta = 8\pi f_m^2 \sqrt{E}/g \quad (1)$$

で定義したので、 f_m はスペクトルのピーク周波数、 E は

$$E = \int_0^\infty \phi(f) df \quad (2)$$

スペクトルの全エネルギーで、 g は重力加速度である。これと比較するために、風速 10 m/s の発生域における

風波のパワースペクトルが同じく両対数の座標で、図-3に示されている。この発生域における風波の波形勾配は、 $\delta=1/7\sim 1/8$ である。

図-3 をみると、発生域の風波では、よく知られているように、吹送距離の増加により、高周波領域のスペクトル密度の若干の損失、低周波側のスペクトル密度の急速な成長、それらにともなうピーク周波数 f_m の低周波側への移行などが見られる。一方、減衰域における風波のスペクトルでは、図-2に示されるように、低周波側のスペクトル密度の変化(波の非線形相互作用によるものと考えられる)は比較的小さく、また低周波側のスペクトル形は次第に平衡状態に漸近するように見える。減衰距離が増加すると、高周波側のスペクトル密度は両対数で示すと平行移動するような形で大きく減衰する、したがって f_m の値が比較的緩かに低周波側へ移行する。

このように発達過程にある波と減衰過程にある波とでは、エネルギーの出入が全く異なっているにもかかわらず、それぞれのスペクトルに相似形が保持されているように見える。次にその相似形について具体的に検討をする。

3.2 スペクトルの相似形

測定した風波のパワースペクトルを次式のようにな規格化して、その形を検討する。

$$\phi(f)f_m/E = \phi(f/f_m) \quad (3)$$

図-4 および 図-5 はそれぞれ発生域および減衰域における風波の規格化したパワースペクトルである。図-4にみられるように発生域の風波のスペクトルに相似形が存在することは、すでに多くの人により指摘されているので¹⁾、ここでは詳しく立入らない。減衰域の風波のスペクトルは、図-5をみると、波形勾配の大きい風波($U_r=15$ m/s)ではほぼ相似形が保たれているが、波形勾配が小さな風波の場合($U_r=10$ m/s)、高周波側において若干相似性が損なわれているようである。このような差異は、波形勾配の小さい波では、非線形相互作用による

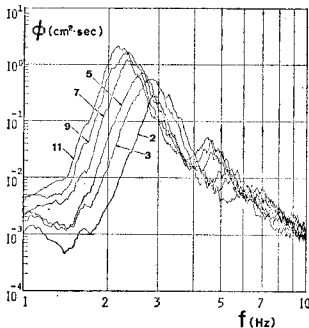


図-3 風波のスペクトルの発達, $U_r=10$ m/s の場合

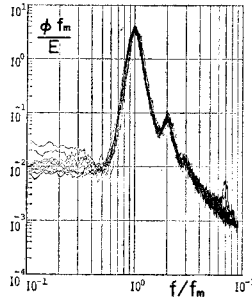


図-4 風波のスペクトルの相似形(発生域, $U_r=10$ m/s)

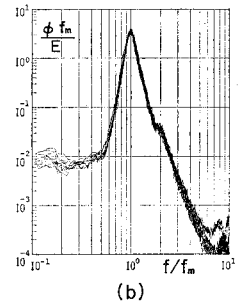
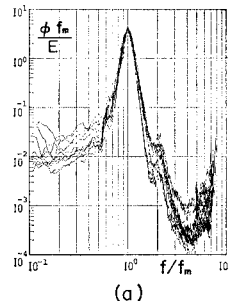


図-5 風波のスペクトルの相似形(減衰域)
(a) $U_r=10$ m/s で発生した波,
(b) $U_r=15$ m/s で発生した波

エネルギー伝達が少ないことにより、引き起されているものと推定される。

一方、今回の風洞水槽における風波の減衰では、水槽側壁境界層における分子粘性の摩擦損失が顕著であるので、次にそれを考慮することにした。ある距離 x だけ伝播した周波数 f の成分波の側壁摩擦によるエネルギー損失 $\Delta\phi(f, x)$ は次式より与えられる⁴⁾。

$$\Delta\phi(f, x) = \phi_0(f) \{1 - \exp(-8\pi x \sqrt{\pi \nu f^{3/2} / Bg})\} \dots\dots\dots (4)$$

B は水槽の幅、 ν は水の動粘性係数 ($0.0123 \text{ cm}^2/\text{s}$)、 g は重力加速度、 ϕ_0 は $x=0$ におけるパワースペクトルである。したがって、水槽で距離 x の測点に実測されたパワースペクトル $\phi(f, x)$ を次式のように補正すると

$$\bar{\phi}(f, x) = \phi(f, x) + \Delta\phi(f, x) \dots\dots\dots (5)$$

粘性損失がない場合のパワースペクトル $\bar{\phi}$ が求められる。図-6 は減衰域の各測点で測定した風波のスペクトル

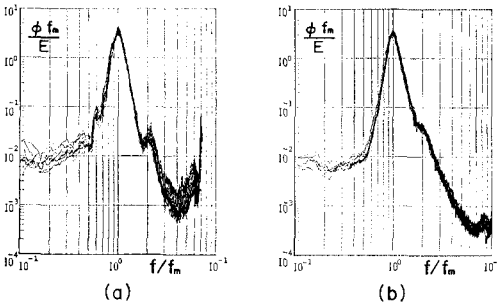


図-6 風波のスペクトルの相似形(減衰域)

図-5 と同じデータで水路壁における粘性損失を補正したもの

ルを補正して求めたパワースペクトルを規格化して重ねて示したものである。図に示すように側壁摩擦の効果を補正すると、スペクトルの相似性がよくなるようである。

次に、減衰域および発生域における風波のスペクトルの相似形を具体的に調べるため、波のエネルギーの大部分が含まれるスペクトルの主要周波数領域 ($0.7f_m < f < 1.8f_m$) における形を 図-4, 5 および 6 を参考にし、次のように表現した。

$$\phi(f)f_m/E = \begin{cases} \alpha(f/f_m)^a & f < f_m \\ \alpha(f/f_m)^{-b} & f > f_m \end{cases} \dots\dots\dots (6)$$

すでに一部が 図-4, 5 および 6 に示された規格化されたスペクトルのデータをもとにして、勾配 a, b およびピーク値 α を求め、表-1 に示した。 a, b および α はそれぞれかなり近い値を示している。それは普遍定数であるかどうか、ここに結論的なことはまだ言えないけれども、発達域の風波のスペクトルの例から考えると、減衰域の風波においても、スペクトルの標準形が存在するように思われる。一方、 $2f_m$ 以上の高周波側の領域においては、減衰域の風波の無次元スペクトル密度は発達域の

表-1 風波のスペクトルの主要部の形をきめるパラメーター

	U_r (m/s)	a	b	α
発生域	15.0	10.2	10.8	5.4
	12.5	12.2	11.2	6.8
	10.0	13.1	11.9	6.4
	7.5	12.0	11.9	6.4
減衰域	15.0	11.0	9.1	5.3
	12.5	11.3	9.9	5.4
	10.0	11.1	14.8~10.7	5.8
減衰域 (粘性補正)	15.0	10.7	9.3	5.2
	12.5	10.9	9.8	4.6
	10.0	10.5	10.8	5.3

それと比較して、極めて小さくなっている。これは風よりのエネルギー補給がないうえ、成分波間のエネルギー的非線形伝達が少ないことによるものと考えられる。

3.3 減衰域における風波のスペクトルの変化

減衰域における風波の一次元スペクトルに関するエネルギー平衡方程式は、近似的に次式で与えられる⁵⁾。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{C}_g \phi)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{C}_g \phi)}{\partial y} = S'_{ds} + S'_{nl} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 S'_{ds} は波のエネルギー損失、 S'_{nl} は成分波間の非線形相互作用によるエネルギーの授受、 $\bar{C}_g$ は成分波の群速度 C_g の一種の平均値で、次式で定義される。

$$\bar{C}_g = \int C_g F(f, \theta) d\theta / \int F(f, \theta) d\theta \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $F(f, \theta)$ は波の 2 次元スペクトルで、これを θ について積分したものが一次元スペクトル $\phi(f)$ である。しかしながら、簡単のため、以下の議論では、 $\bar{C}_g = C_g$ とする。

今回の実験条件では、風波は時間的に定常であること、横方向のエネルギーフラックスは考えられないこと等により、式 (7) はさらに次のように単純化される。

$$\frac{\partial (C_g \phi)}{\partial x} = S'_{ds} + S'_{nl} \dots\dots\dots (9)$$

このエネルギー平衡方程式において、エネルギーの損失 S'_{ds} は、分子粘性摩擦効果だけを考え、次のように表現される⁴⁾。

$$S'_{ds} = C_g \phi \left\{ \frac{256\pi\nu}{g^2} f^5 + \frac{8\pi}{Bg} \sqrt{\pi\nu} f^{3/2} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

上式右辺の { } 内の第 1 項は風波の内部粘性によるエネルギー損失、第 2 項は水槽の側壁境界層におけるエネルギー損失である。もし S'_{ds} が分子粘性損失以外、別の損失要素を含まなければ

$$T^* = \frac{\partial (C_g \phi)}{\partial x} - S'_{ds} \dots\dots\dots (11)$$

で求められる T^* は、非線形相互作用による項 S'_{nl} に等しい。

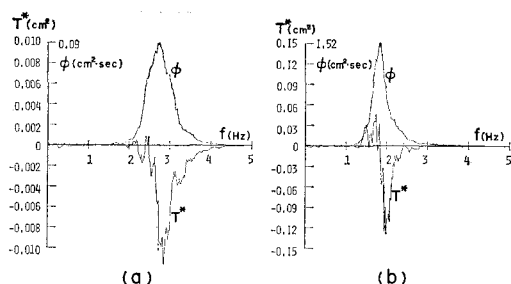


図-7 風波のスペクトルならびにエネルギーフラックスの変化(粘性損失は補正), (a) $U_r = 10$ m/s で発生した波(減衰域, 測点 No. 6), (b) $U_r = 15$ m/s で発生した波(減衰域, 測点 No. 6)

今回風洞水槽の減衰域で測定した風波のパワースペクトルを使用して, T^* を計算した. 測点 6 における測定結果を, 風速 15 m/s で発生した風波および風速 10 m/s で発生した風波の 2 ケースについて 図-7 に示した. 図をみると, 風速 15 m/s で発生した風波の場合には, スペクトルのピーク近辺より, 高周波側の成分から低周波側の成分へのエネルギー伝達が若干行われているが, 全体のエネルギーが保存されていないことがわかる. 風速 10 m/s で発生した風波の場合をみると, その非線形相互作用によるものでないスペクトル密度の変化すなわち, 大量のエネルギー損失が明瞭に示されている. 今回減衰域の風波のデータには, 砕波および吹送流が存在しないし, 空気抵抗の効果も無視できる³⁾. したがって, これは分子粘性によるエネルギー損失以外の原因によるものと考えている.

3.4 全エネルギーの変化

減衰域における風波のスペクトル・エネルギーの平衡方程式を全周波数範囲にわたり積分すると, 成分波間の非線形相互作用による保存的なエネルギー伝達 S_{nl} は消えて, 風波の全エネルギー E に関する平衡方程式が次のように得られる.

$$\frac{\partial(\tilde{C}_g E)}{\partial x} = S_{as} \quad (12)$$

ただし

$$\tilde{C}_g = \int C_g \phi df / E \quad (13)$$

$$S_{as} = \int S_{as} df \quad (14)$$

である. このように, 風波のスペクトルの全エネルギーの変化について考察すると, 波の非線形相互作用によるエネルギー変化を除いて, エネルギー損失のみについて検討することが出来る.

前述のように, 減衰域における風波のスペクトルにおいて, 水の分子粘性によるエネルギー損失をはるかに上回るエネルギー損失が生じていることがわかった. そこ

で, その実体を明らかにするために, 実測されたスペクトルにおいて, 分子粘性によるエネルギー損失を式 (10) で推定して, 式 (5) のように補正をした. この補正されたスペクトルより求めた全エネルギーフラックス $\tilde{C}_g E$ の場所的变化を調べその結果を 図-8 に示した. この図において, 波の伝播距離 x はスペクトルのピーク周波数 f_m に対応する波数

$$k_m = (2\pi f_m)^2 / g \quad (15)$$

で無次元化してある.

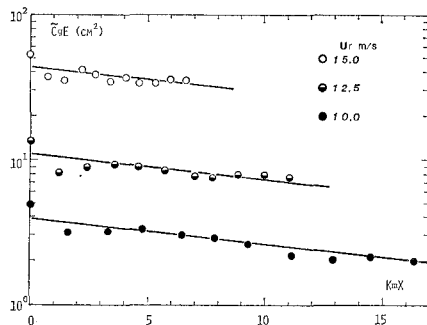


図-8 全エネルギーフラックス $\tilde{C}_g E$ の変化

図-8 に示された結果より, 周波数領域を異にする 3 種類の風波のスペクトルについて, 全エネルギーフラックスの減衰がほとんど同一であることがわかった. 次式

$$\frac{\partial(\tilde{C}_g E)}{\partial x} = -D k_m \tilde{C}_g E \quad (16)$$

で定義される係数 D はほぼ定数で $D = 1.8 \times 10^{-8}$ であった.

無風領域における風波のこのような特異な減衰特性を一種の乱流粘性に原因するものと考えて各種の検討を行っているがこれに関しては別の機会に述べる.

4. 結 論

水槽実験により減衰領域における風波のスペクトルの変化を調べた結果次のような点が明らかにされた.

(1) 減衰域の風波では, 波の伝播とともに, スペクトルのピークより低周波側にスペクトル密度の増大が生じるが, それは比較的初期の段階に限られる. 一方, スペクトルのピークより高周波側のスペクトル密度は, 周波数にほぼ無関係に顕著な減少を示し, それは総量として, 低周波側の増大をはるかに上廻っている.

(2) 減衰域における風波のスペクトルは, 発生域のものと同様に, 予想以上により相似形を保っている. 波形勾配が小さい場合には高周波側で若干相似性が低下するが, 側壁における分子粘性摩擦損失を補正すると, その相似性は良好となる.

(3) 減衰域の風波と発生域の風波とについて, 規格化したスペクトル形を比較してみると, 主要周波数領域

においては $(0.6f_m < f < 1.8f_m)$ 両者は極めて類似している。すなわち、初期に与えられたスペクトルの相似形を保存しながら大量のエネルギーの損失が生じるわけで、これは単なる粘性損失では考えられないことである。

謝辞：本研究に使用した実験データは、江藤賢次技官ならびに田中道芳技官の全面的協力のもとに得られたものである。また、本多忠夫助手よりも援助を受けた。ここに記して感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 光易 恒：海洋波のスペクトル構造，水工学に関する夏期研修会講義集 B, 1976.
- 2) Hasselmann, K.: On the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum, Part 3, J. Fluid Mech, 15, pp. 385~398, 1963.
- 3) 光易 恒・郭 一羽：減衰領域における風波の研究——成分波の波速について——，第23回海岸工学講演会論文集，pp. 323~328, 1976.
- 4) Mitsuyasu, H.: Wind Wave in Decay Area, Report of Port & Harbour Technical Research Institute, No. 5, 1964.
- 5) Hasselmann, K. et al: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the JONSWAP, *Ergänzungs. Deut. Hydrograph. Z. Reihe*, A8, No. 12, 95 p., 1973.