

減衰領域における風波の研究

——成分波の波速について——

光 易 恒*・郭 一 羽**

1. 緒 言

よく知られているように、風波は第1近似としては、無限に多くの成分波（自由波）がランダムな位相で重ね合わされた結果実現したものと考えられている。風波の運動に対するこのような線型近似は、単一周期の規則波の運動に対する線型近似と同様に、波動運動の大局的性質を記述する点では、かなりの程度まで成功をおさめている。しかしながら、現実の風波、特に発生域の風波は破波をともなう強い非線型性を有し、吹送流および乱れと共存し、しかも波面には、複雑な風の作用を受けている。このような強い非線型性を有する現実の風波に対して、上述のような線型近似を適用するのは無理であるとして、風波の新しい力学モデルを構築しようとする試みも最近いくつか行われている¹⁾²⁾。

この研究は、上述のような研究状況にある風波の構造をとりあげたもので、線型近似がどの程度まで適用できるか、あるいはまた、もし破綻を生じるとすればどのような点で、どのような形で、その近似が破綻を生じるかなどを明らかにするために行われたものである。このため、研究の第1段階として、風洞水槽を使用して発生した風波を無風領域に進行させ、吹送流ならびに風圧効果を除去し、純粹に連続スペクトルを有するランダム波としての風波の特性を詳しく調べた。特に今回は、風波を構成する成分波の波速の変化を詳しく調べ、いわゆる分散関係が風波の成分波に対してどの程度の精度で成立しているかを検討した。風波の成分波の波速の測定は、最近 Yefimov ら³⁾ により、海で発生した風波の場合について行われ、かなり詳細な検討が行われている。また加藤は⁴⁾、定常な流れ（順流あるいは逆流）が共存する場合の風波の成分波の波速の測定と理論的解析とを行っており、力石⁵⁾ は方向スペクトルの測定に関連して、風波の成分波に対する分散関係の検討を行っている。しかしながら、線型分散関係の成立する範囲ならびに精度に関しては、あまり定量的な結果が報告されていないし、今回とりあげたような吹送流および風圧効果をともなわない波の場に関してはほとんど研究が行われていない。

2. 実験装置および方法

実験は小型の風洞水槽（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。図-1 に示されるように、風洞水槽の右側より一定風速の風を送り、風波を発生させた後、吹送距離 476 cm の所から 120 cm の範囲で上方に排風し、水槽の後半部に無風領域をつくった。特に排風板等は使用されていないが、水槽の後端部および天井を密閉することによって、排風部以後はほとんど完全に風をなくした。風波は、遷移板の終端部より風下に向かって発達を続け、排風部を通過して、水槽後半の無風領域に伝播し、一つの定常状態が形成される。水槽の終端部は断面幅が 60 cm より 100 cm に拡大し、この部分に消波装置がとりつけてあるので、反射波は無視できる。また、吹送流は測定点付近ではほとんど完全に消失していることが確かめられた。櫛型波高計を無風領域の先端から 299 cm の所に設置し、波の測定を行った。櫛型波高計は、4 cm 間隔（最後の 1 本のみ 8 cm 間隔）で 12 本の抵抗線式波高計を配置し一体としたもので、波高計の各電極は $\phi 100\mu$ の白金線を 2 mm 間隔で平行に張ったものである。また、波高計相互間の干渉はほとんど無視し得る程度であることを確かめた。風速としては、断面平均風速で 10 m/sec, 12.5 m/sec, 15 m/sec の 3 種類を使用し、各風速について、風が吹きはじめてから 13 分間連続的に波の計測を行った。12 本の波高計の出力は、14 チャンネルの FM データレコーダーを使用して、同時に記録された。

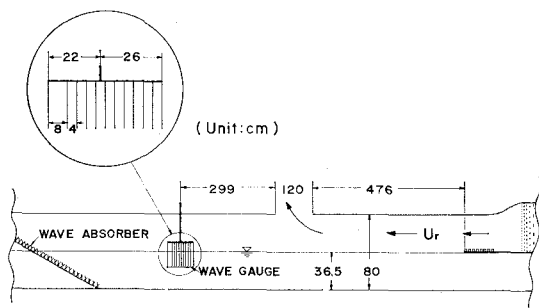


図-1 実験装置説明図

* 正会員 理博 九州大学教授 応用力学研究所

** 正会員 工修 九州大学研究生

3. 実験データの処理

磁気テープに記録されている同時測定された12点の風波のデータは、ミニコンピュータ FACOMU 200 に組み込まれている高速 A—D 変換器を使用して、40 Hz で準同時サンプリングされ、数値化された。風波の遷移領域(時間的発達過程の波)が含まれているのは最初の3分間のデータを除いて、定常状態に達した10分間のデータを1標本が2048個の数値データを含むように分割して、10個の標本を得た。1標本のデータ長は時間にして51.2秒であるので、フーリエ・スペクトルの最低周波数および周波数間隔 Δf は $1/51.2 \text{ Hz}$ である。また、サンプリング周波数が40 Hz であるので、Nyquist 周波数は20 Hz となる。この2048個の数値データをもとにして、電子計算機 FACOM 230-48 を使用して、高速フーリエ変換法(F.F.T. 法)でフーリエ係数を求め、これをもとにして、各測点における風波のパワースペクトル、ならびに最も風上側の波高計で測定した波とそれ以外の11本の波高計のうちの任意の1つで測定した波とのクロス・スペクトルを計算した。10個の標本について、このようにして求めたパワースペクトルおよびクロス・スペクトルは標本平均をとった後、7本のスペクトル線の移動平均をとることによって平滑化された。した

がって、スペクトルの等価自由度は140となる。また、7本の移動平均をとることによって、スペクトルの基本的形状が変化しないことはまえもって確かめられた。

さらに、クロス・スペクトルの実数部 Co-spectrum, $CO(f)$ および虚数部 Quadrature-spectrum, $Q(f)$ を使用して、次式により位相角 $\theta(f)$ およびコヒーレンス $COH(f)$ を計算した。

$$\theta(f) = \tan^{-1}[Q(f)/CO(f)] \dots\dots\dots (1)$$

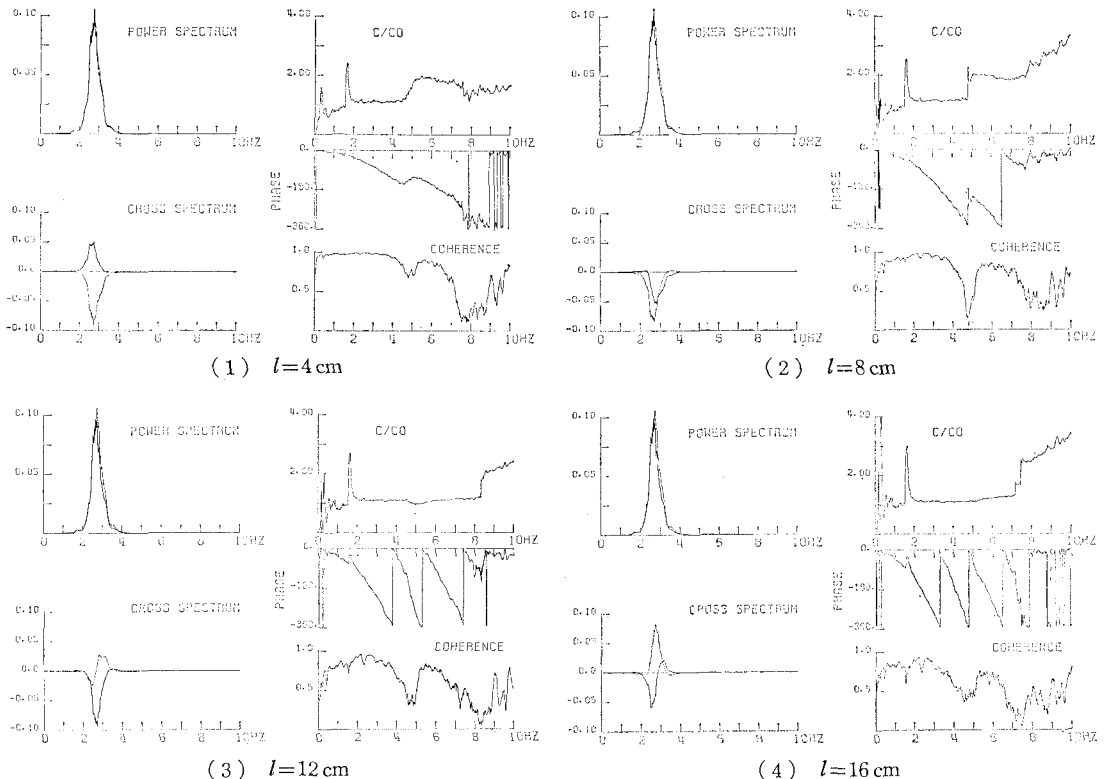
$$COH(f) = [CO^2(f) + Q^2(f)] / \phi_1(f)\phi_n(f) \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $\phi_1(f)$ は最初の波高計で測定した波のパワースペクトル、 $\phi_n(f)$ はクロス・スペクトルの計算に使用したもう1つの n 番目の波高計で測定した波のパワースペクトルである。波高計間隔を l とすると、位相角 θ より成分波の波速 C は次式により計算される。

$$C(f) = 2\pi f l / \theta(f) \dots\dots\dots (3)$$

4. 実験結果

実験結果の一部は 図—2 および 図—3 に示されている。各図において、左上に2点におけるパワースペクトル ϕ_1 (細い線) および ϕ_n (太い線)、左下にクロス・スペクトル CO_{1n} および Q_{1n} 、右上に波速比 C/C_0 、右の中間に位相角 θ_{1n} 、右下にコヒーレンス COH_{1n} がまとめて示されている。ただし、 C_0 は表面張力および水深



図—2 風波のパワー・スペクトル、クロス・スペクトル、波速比、位相差、コヒーレンス ($U_r=10 \text{ m/sec}$ の場合)

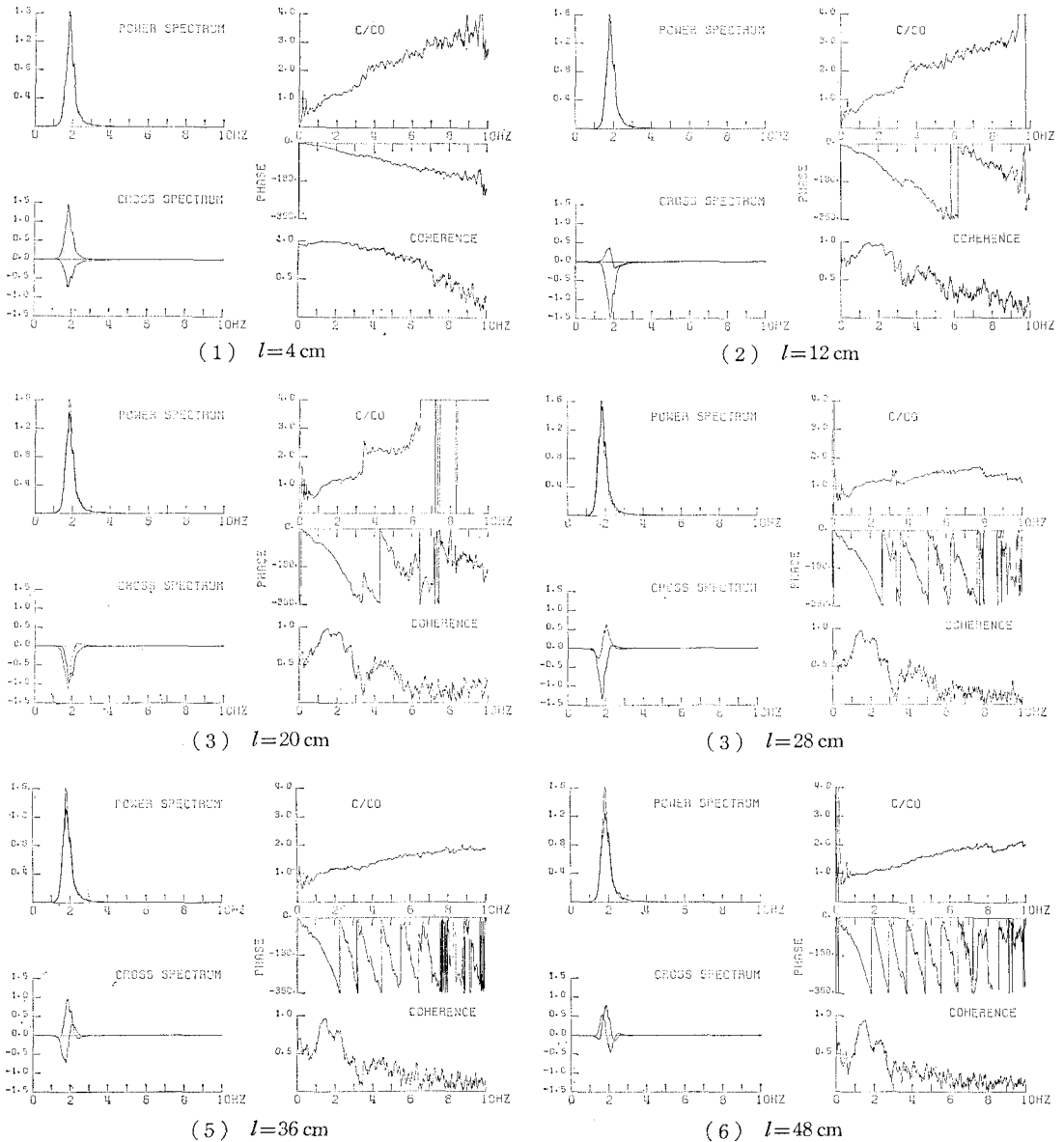


図-3 風波のパワー・スペクトル, クロス・スペクトル, 波速比, 位相差, コヒーレンス ($U_T=15\text{ m/sec}$ の場合)

の効果を検討して、各周波数成分に対し、線型理論により計算された波速である。測定結果は、3種類の風速 10 m/sec , 12.5 m/sec および 15 m/sec の場合について、それぞれ $l=4\text{ cm}$, 8 cm , 12 cm , 16 cm , 20 cm , 24 cm , 28 cm , 32 cm , 36 cm , 40 cm , 48 cm と 11 ケース得られているが、そのうち、風速 10 m/sec の場合の代表例を図-2 に、風速 15 m/sec の場合の代表例を図-3 に示し、風速 12.5 m/sec の場合の結果は類似しているのを省略した。

まず、パワースペクトルについてみると、風速 10 m/sec で発生した風波のスペクトルのピークに対応する周

波数 f_m は約 2.7 Hz 、風速 15 m/sec で発生した風波のそれは約 1.8 Hz であることがわかる。風速 12.5 m/sec の場合の風波のデータは示されていないが、 $f_m=2.3\text{ Hz}$ であった。波高計の間隔が小さい場合には、パワースペクトルの変化はほとんどみられないが、間隔の増大とともに若干スペクトルの減衰がみられ、予想されるように、比較的高周波領域にスペクトルのピークを有する風速 10 m/sec の場合のパワースペクトルの減衰が顕著である。

次に、一連の図に示された結果をもとにして、波高計間隔を順次変化した場合のコヒーレンスおよび成分波の

波速比の変化をみると、次のことがわかる。

まず、スペクトルのピークに対応する周波数 f_m 付近のコヒーレンスは、波高計間隔が小さい場合にはほとんど1に近いが、波高計間隔の増大とともに若干減少している。 f_m より高周波側に拘って、周波数の増加とともにコヒーレンスの減少がみられ、波高計間隔が増大すると、この低下はさらに顕著となる。コヒーレンスの変化で特に注目すべき性質は、スペクトルのピーク周波数 f_m の2倍および3倍周波数より、それぞれ少し低周波側において、急激なコヒーレンスの低下がみられる点である。

次に波速比 $\alpha (=C/C_0)$ についてみると、スペクトル・エネルギーがほとんどない低周波領域では、値が不安定であるが、スペクトルのピークの周波数 f_m 付近においては、 α が1.1~1.2とほぼ一定した値を示している。すなわち、成分波の波速は f_m 付近においては、線型理論で与えられる値より、10%~20% だけ大きい。この α が一定値をとる周波数範囲は、風速が小さいほど、波高計間隔が大きいほど拡がる傾向がみられる。この α が一定値をとる周波数領域より高周波側では、波速比 α が急速に増大しはじめる周波数がある。この周波数は $2f_m$ より小さな周波数で、前述のコヒーレンスが急激な減少を示した周波数に対応している。 $2f_m \leq f < 3f_m$ における α の値は1.4~2.2であるが、各データについてかなり変動してあまり規則的な変化はみられない。

風波が10 m/sec の場合には、スペクトルのピークよりかなり低周波側の周波数、1.6 Hz 付近でコヒーレンスが急激に低下し、 α の値が急激に増加する異様な現象がみられる。同様な現象は風速12.5 m/sec の場合のデータにおいてもみられた。この周波数1.6 Hz に対応する波長は実験の水深では60 cmで、これはちょうど水槽の幅に等しい。風速が10 m/sec ならびに12.5 m/sec

の場合には、 $f=1.6$ Hz 付近には風波のエネルギーはほとんど存在していないので、水槽内の水の横振動によるわずかの水位変動が影響したものと考えられる。風速15 m/sec の場合には、 $f=1.6$ Hz 付近に風波のエネルギーがかなり存在しているので、このような横振動の影響がほとんど無視できたものと思われる。

5. 結果の検討

(1) 波の方向分散の効果

x 軸に対して斜に進行する波は、たとえ周波数が同一であっても、 x 軸に沿った波長が増大し、従って波速が増大する。このような点を考慮すると、風向に対して斜に進行するスペクトル成分を有する風波の波速は、2次元波の波速に比して増大することが予想される。そして、この風波の方向分散の効果は次のようにして計算される⁵⁾。

いま、波の方向スペクトルを $E(\omega, \theta)$ とすると、 x 軸方向に l だけ離れた2点で測定され波のクロス・スペクトルは次のようになる。

$$CO(\omega) = \int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) \cos(R \cos \theta) d\theta \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$Q(\omega) = \int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) \sin(R \cos \theta) d\theta \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $R = k \cdot l$, $k = 2\pi/L$ (波数), $\omega = 2\pi f$

これより式(3)の位相差の定義を利用して波速 $C(\omega)$ は

$$C(\omega) = \omega \cdot l \left[\tan^{-1} \frac{\int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) \cdot \sin(R \cos \theta) d\theta}{\int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) \cos(R \cos \theta) d\theta} \right]^{-1} \quad \dots\dots\dots (6)$$

で決定される。また、コヒーレンスは定義より

$$COH(\omega) = \frac{\left[\int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) \cos(R \cos \theta) d\theta \right]^2 + \left[\int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) \sin(R \cos \theta) d\theta \right]^2}{\left[\int_0^{2\pi} E(\omega, \theta) d\theta \right]^2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

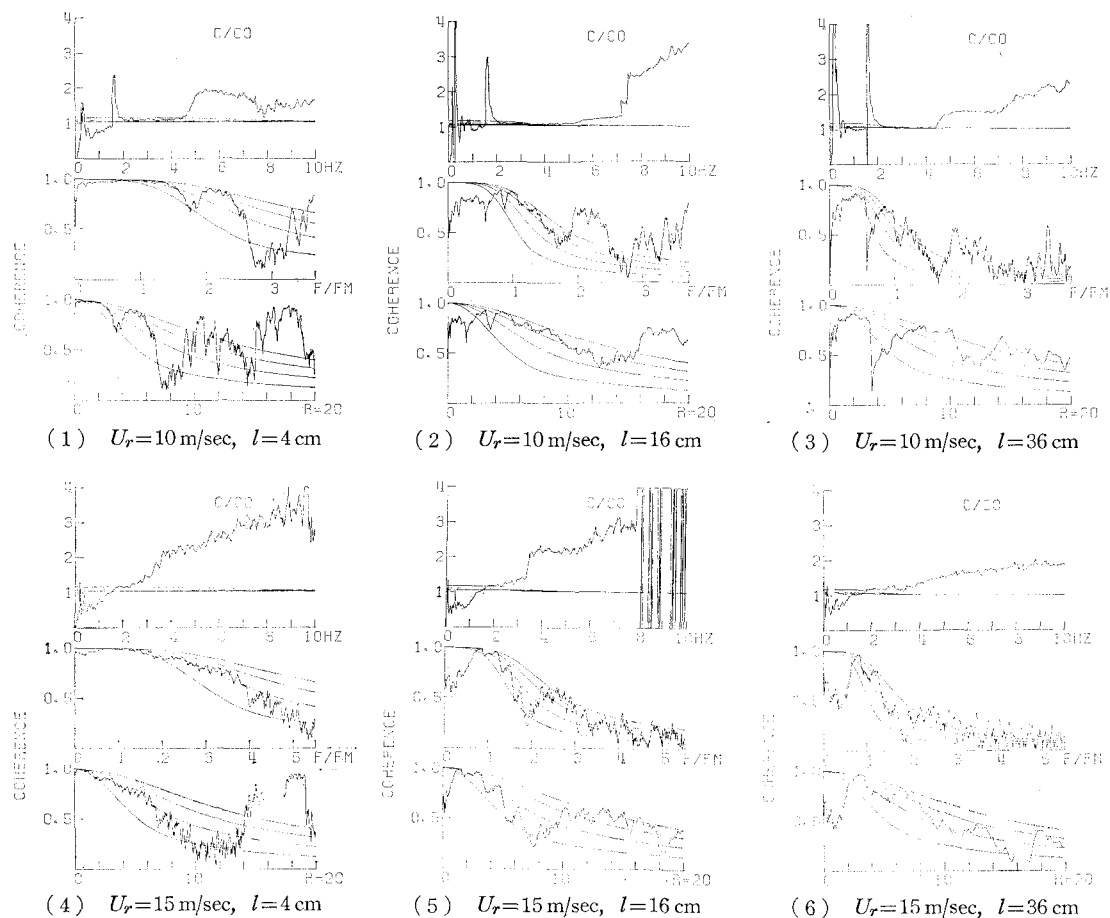
で求められる。風波の方向スペクトルを

$$E(\omega, \theta) = \phi(\omega) \cdot G(\theta) = \phi(\omega) \cdot G'(n) \cos^n \theta \quad \dots (8)$$

で近似し、代表的な n の値 $n=2, 4, 6, 8$ の4ケースに対して、式(6)および式(7)を使用して数値積分により、波速およびコヒーレンスの計算を行った。ただし、 $G'(n)$ は方向分布関数 $G(\theta)$ を $\int_0^{2\pi} G(\theta) d\theta = 1$ と規格化するような定数である。図-4は、このようにして求めた計算結果と実測結果とを比較したものである。横軸は C/C_0 では周波数 f , 中間のコヒーレンスでは同じ周波数範囲を f/f_m と無次元化したもの、最下段では上とは独立

に $R (=kl)$ が使用されている。

まず、コヒーレンスについてみると、周波数の増大によるコヒーレンスの減少の傾向は、上記の計算で、 $n=4 \sim 8$ の方向分布関数を考えれば大局的に説明できることがわかる。ただし、 $2f_m$ および $3f_m$ よりそれぞれ少し低い周波数におけるコヒーレンスの急激な減少は、もちろんこのような考え方では説明できない。次に、波速比 $\alpha (=C/C_0)$ についてみると、パワースペクトルのピークに対応する周波数 f_m 付近の α の実測値が周波数に無関係にほぼ一定値を示す領域では、風速10 m/sec の場合の波に対しては $n=4$, 風速15 m/sec の場合の波に



図—4 風波の波速比 C/C_0 およびコヒーレンス。図中の曲線群は、方向スペクトル式(8)を仮定して計算した値 (C/C_0 の図では上より $n=2, 4, 6, 8$ 、コヒーレンスの場合は下より $n=2, 4, 6, 8$)

対しては $n=2$ として求めた計算値が実測値に近い結果を与えている。しかしながら、この波速比の場合にも、 $2f_m$ 付近で生じる波速比 α の急激な増大は、このようなモデルでは全く説明できないことがわかる。

(2) 線型の分散関係の成立範囲および補正係数

前述のように、 $2f_m$ 付近より高周波側にある成分波に対しては、波速比が急激に増大し、線型の分散関係が大幅にくずれて来るが、 f_m 付近にある成分波では、かなり正確に分散関係が成立している。この線型の分散関係が近似的に成立する範囲（下限の周波数 f_1 および上限の周波数 f_2 ）ならびにその領域における補正係数（波速比 α ）を詳しく調べた。その結果、風速 10 m/sec および風速 12.5 m/sec の場合の風波に対しては、 $f/f_m: 0.8 \sim 1.6$ の範囲でそれぞれ線型の分散関係が近似的に成立し、補正係数 α は前者に対して 1.05~1.12、後者に対して 1.14~1.20 であることがわかった。風速 15 m/sec の場合の風波に対しては、下限は $f_1/f_m: 0.9 \sim 1.0$ であるが、上限は $f_2/f_m: 1.3 \sim 2.1$ で、波高計間隔が増大すると、その値が増大し、線型の分散関係の成立す

る範囲が広がる傾向がみられた。この場合の補正係数は $\alpha=1.14 \sim 1.21$ の範囲にあり、波高計間隔にはとくに依存しなかった。また、データを注意深くみると、補正係数 α が支配的波の波形勾配 $H_{1/3}/L_m$ に依存している傾向がみられた。ここに、 L_m は f_m に対応する波長、 $H_{1/3}$ は波の全エネルギーより求められる有義波高である。

ここで、図—2 および 図—3 に示されたパワースペクトルを参照すると、線型分散関係の成立している周波数範囲 $f/f_m: 0.8 \sim 1.6$ はスペクトル・エネルギーの大部分が含まれる領域であることがわかる。また逆にいえば、風波のスペクトル・エネルギーの大部分が含まれる $0.5f_m < f < 2f_m$ の範囲においては、無風状態の場合には線型の分散関係が近似的に成立しているといえることができるであろう。

(3) 非線型効果

これまで見て来たように、風波のスペクトルのピークに対応する周波数 f_m の 2 倍周波数 $2f_m$ および 3 倍周波数 $3f_m$ 付近（実際には少し低周波側）では、測定さ

れたコヒーレンスならびに波速比に極めて顕著な異状がみられた。このような結果は、波速に関しては、すでに Yefimov や加藤らが指摘しているものであるが、明らかにスペクトルのピーク付近の周波数成分による非線型効果によるものと考えられる。周波数 f_m 近辺の成分波と同じ波速で伝播する2倍周波数および3倍周波数の高調波成分を考えれば定性的には理解できる現象である。吹送流および風圧効果の存在しない無風領域を伝播している比較的波形勾配の小さな風波であるにもかかわらず、分散関係において、このような顕著な非線型効果が生じていることは注目すべきことである。今後、風波の構造を解析する際に充分注意しなければならないであろう。

ただ、ここで注意すべきことは、 $2f_m$ 付近における波速に対する非線型効果が、波高計間隔によって少し変化する点である。波高計間隔が $l=4\text{ cm}$ ($l/L_m \approx 0.1$) と非常に狭い場合には、図-3.1 にみられるように非線型効果が極めて顕著であるが、 $l=48\text{ cm}$ ($l/L_m \approx 1$) と比較的広い場合にはそれほど顕著でない。このことは、狭い空間でみると、風波の高周波成分は、成分波としての分散関係には従わないで、主要成分波とともに進行しているが、広い空間でみると、近似的に分散関係を満足しているものと解釈できるかもしれない。波高計間隔をさらに広げたデータ ($l/L_m > 1$) を使用して、このような考えを

確かめようとしたが、このような場合には、コヒーレンスが非常に小さくなってはっきりした結果が得られなかった。

謝辞：本研究に使用した実験データは、九州大学応用力学研究所江藤賢次技官および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、これらの各位に深く感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) Toba, Y.: Duality of turbulence and wave in wind waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 30, pp. 241-242, 1974.
- 2) Plate, E.J.: The role of the dominant wave in the spectrum of wind-generated water surface waves, Proc. 9th Sympo. Naval Hydrodynamics, Vol. 2, pp. 1371-1395, 1974.
- 3) Yefimov, V.V. et. al: Experimental determination of phase velocities of spectral components of wind wave, Izv. Acad. Sci. Atm. Oceanic Physics, Vol. 8, pp. 436-446, 1972.
- 4) 加藤 始・鶴谷広一：風波の成分波の波速について，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 255-259, 1974.
- 5) 力石国男・光易 恒：方向スペクトルの新しい測定法（Ⅲ）—感度解析と分散関係式—，昭和49年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集，pp. 12-13, 1974.