

短い風浪の波速について

著者	藤縄 幸雄, 松本 一郎, 渡部 勲
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	20
ページ	245-265
発行年	1978-11
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000786

短い風浪の波速について

藤 縄 幸 雄*・松 本 一 朗**・渡 部 勲***

国立防災科学技術センター平塚支所

On the Phase Velocity of Gravity-Capillary Waves

By

Yukio Fujinawa, Ichiro Matsumoto and Isao Watabe

Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention

No. 9-2, Nijigahama, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254

Abstract

Short ocean waves such as gravity-capillary wave change their phase velocity owing to the drift current. The Doppler-shift is considered taking account of the directional spreading of the wave energy. Comparison is made between the observational results and calculated ones of Kato (1974) and Valenzuela (1976). The following points are revealed.

1) Angular spreading ($\propto \cos^2\theta$; θ : direction) causes a decrease in the Doppler-shift by 3—8%. The largest decrease occurs for wave components in the front range of the wave number spectrum and occurs least for wave components in the equilibrium range.

2) Most of the Doppler-shift is caused by the drift current, and the amount of the shift agrees to a first approximation with the results of Kato (1974).

3) The Doppler-shift due to air flow over the waves is from 1/3 to 1/6 that due to the drift current.

4) The remaining part of the shift depends only on wind velocity. The amount of the shift is comparably large with the Doppler-shift due to air flow calculated on the basis of the laminar model (Miles; 1964, Valenzuela; 1976).

1. はじめに

近年宇宙空間からの海洋探査が、我が国でも現実の課題となっており、昭和58・60年には、その一環としての海洋衛星 (MOS-1, 2) が打ち上げられようとしている。その計画が真に実効のあるものとなるためには、色々な方面からの努力が必要であるが、海面の状況の変化に伴う電磁力学的特性の変動に関する知識が、基礎資料となるのは、明らかであるといえよう。

海上風の測定に関連して、海面のかなり小さなスケール (センチメートルの桁) の形状が問題となってくる。その程度の大きさの波動には、capillary wave, capillary-gravity wave, short-gravity wave と呼ばれるものがあり、その周波数は1ヘルツ以上である。この外、碎波に伴って海面に発生する白波 (white-cap) もこの種の海面形状を決定する要因

* 沿岸防災第1研究室

** (元)相模工業大学

*** 沿岸防災第2研究室

となっている。遠隔探査の問題を別としても、海面の微小スケールの形状の研究は重要な意義を有しており、たとえば、海面上の気流から見たところの境界である海面の凹凸(粗度)が、海上風の構造を決める一つの主要な要素となっている。しかし、ここでは研究の対象を波に限り、しかも capillary-gravity 波より波長の大きい波(周波数が数ヘルツ)を考えることにする。

波浪の性質を調べる方法には、種々のものがあるが、その内で、時系列解析を用いる方法が一つの主要なものとなっている。時系列解析によって波の場を周波数ごとの成分に分け、各成分波別に議論をするものである。しかしながら、風が吹くと波が立つだけでなく、吹送流が発生し、その流れの大きさは、今対象とするような小さな波の波速に比較して、無視できないものとなるのが普通である。そのために、周波数 ω と波数 k の間に成り立つ分散関係

$$\omega = \omega_0(k)$$

を使って、測定された周波数 ω_a から対象となる波の波数を求めるためには、ドップラー効果に対する補正が必要となる。すなわち、

$$\omega_a = \omega_0 + \Delta\omega \quad (1)$$

として、補正項 $\Delta\omega$ を知る必要がある。ドップラー効果は、水の流れ U_w と共に大気の流れ U_a によって引き起こされる。さらに、波数ベクトル k の流れのベクトル $U_w(U_a)$ に対する相対的な関係も $\Delta\omega$ を決める要素である。通常の場合には、波のエネルギーは、主方向の周りにある分布をもって存在するので、波のエネルギーの方向分散の程度 ϕ で規定されることになる。よって $\Delta\omega$ は、

$$\Delta\omega = \Delta\omega(U_w, U_a, \phi) \quad (2)$$

ということになる。

気流 U_a が存在するときの分散関係は、Miles (1962) が求めている。それによると、海面の形状を、

$$z = \eta = ae^{ik(x - ct)} \quad (3)$$

とし、海面上の normal stress, tangential stress p_0, τ_0 を、

$$(p_0, \tau_0) = s\rho(P, T)$$

とする。ここで用いる座標系は、図1に示すごとく、静止水面上に x 軸をとり、鉛直上方に z 軸をとる。水底は、

$$z = -d$$

で表わされるものとする。 a は、波の振幅、 c は波速、 t は時間、 ρ は水の密度、 $s\rho$ は大気の密度である。波の場の方程式を通常の境界条件から解いて、固有値方程式が deep water ($kd < 2$) という条件で、

$$(c + 2ik\nu_w)^2 - c_0^2[1 - i(8/R_w)^{1/2}e^{-2kd}] = sk^{-1}(P + iT)$$

が得られた。ここに c_0 は、気流の効果がなく、非粘性としたときの分散関係、

$$c_0 = (gk^{-1} + \tau k)^{1/2} \quad (4)$$

であり、 $\rho\tau$ が表
面張力で、

$$R_w = \frac{c}{k\nu_w}$$

である。 P と T は、大気流中に
誘起されるじょう乱に対する方
程式から求められる。

一方、水の中の流れのための
ドップラー効果は、気流のそれ
に比べて数倍も大きい。吹送流
 U_w の存在するときの分散関係
については、Kato (1974) が微小
量、

$$\varepsilon = U_s/c_0$$

による振動展開の方法によって、議論している。ここに U_s は海面上の吹送流速であり、 c_0 は、流れのないときの波速である。それによると、ドップラー効果を受けた波の波速 c は、

$$c = c_0 + U_s G_l \quad (5)$$

と書き表わされる。ここに、 G_l は補正係数であり、波の波長 λ と吹送流の鉛直分布で決まる。吹送流の分布 $U(z)$ が、

$$U_s - U(z) = \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln(z + z_0)/z_0 \quad (6)$$

と表わされているときに、 G_l は、

$$G_l = G_l(z^*, \lambda^*)$$

となる。ここに、 u_{*w} は吹送流のまさつ速度であって、海面においてせん断応力が連続という条件から、気流のまさつ速度 u_* と、

$$u_{*w} \doteq 0.035 u_*$$

なる関係によって結ばれていることが知られている。 z_0^*, λ^* は、深さ d で無次元化した z_0 と λ である。我々の状況と似ている風洞水槽における吹送流を対象とした場合の Kato (1974) の計算結果は、近似的に、

$$G_l \doteq 0.30 \lambda^{*-1/3} \quad (7)$$

と表わすことができる。この結果を用いるためには、表面における吹送流速 U_s を知る必要があるが、それは、近藤ら (1974) の測定結果：

$$U_s \doteq 0.7 u_* \quad (8)$$

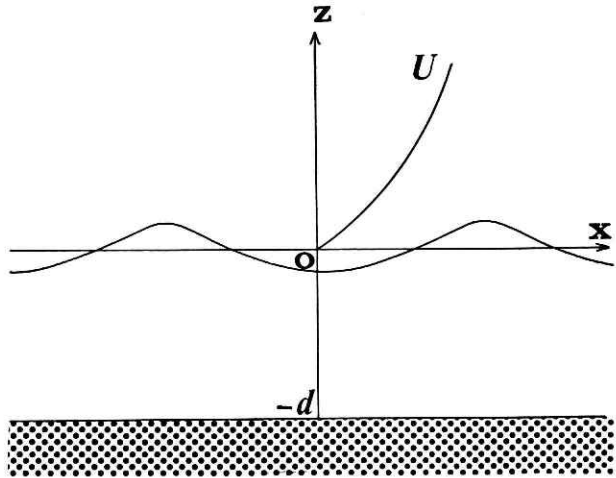


図 1 採用した座標系
Fig. 1 The coordinate system taken.

と Larson and Wright (1975) の風洞水槽における風速分布の測定結果,

$$u_* = 0.06 U_{5.5}$$

を用いて, 平均水面から 5.5 cm 上の風速の値 $U_{5.5}$ から求めることにする.

吹送流 U_w があるときの分散関係は, 岩田・渡部 (1975) が大変見通しのよい解を与えており深い水波の場合には,

$$(c - U_0)^2 = g/k \{1 + U_0'/k(c - U_0)\}$$

となることを導いている. ここに, U_0' は表面における流速シアである. Kato の結果と非常によく一致することが報告されているので, データ解析には, 使用に便利な Kato の結果の近似式 (7) を用いる.

大気の流れ U_a と吹送流 U_w の両方を考慮して分散関係を求めたのは, Valenzuela (1976) である. 大気および水中でのじょう乱を記述する流れ関数の満足する Or-Sommerfeld の方程式を数値的に解いて, 波速 c と増幅率 μ

$$c = c(U_s, k), \mu = \mu(U_s, k)$$

を求めている.

上に述べた計算は, すべて流れ $U_a(U_w)$ の方向が波数ベクトルの方向に一致する場合のものである. ところが, 波のエネルギーの方向分布は, 小さい波の場合に主方向 ($\theta = 0^\circ$) である気流の方向に集中しているものの, θ の方向にもエネルギーが存在する. 海面の形状が複雑である主な理由の一つは, このエネルギーの方向分布性であり, この研究の最終目的も微小海洋波浪の 2 次元方向分布の決定にある. θ 方向に進む波のドップラー shift $\Delta\omega$ は, 波の進行方向の向れの成分が $\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}_w$ であるので, 平行に進行する場合 ($\theta = 0^\circ$) のドップラー shift を $\Delta\omega_p$ とすると,

$$\Delta\omega = \Delta\omega_p \cos \theta$$

となる. よって, みかけの周波数 ω_a は

$$\omega_a = \omega_0 + \Delta\omega_p \cos \theta \quad (9)$$

と書き表わされる.

ω_a をある一定の値とする波の波数 $\mathbf{k}(k, \theta)$ は, 見かけ上の周波数を ω_a としドップ

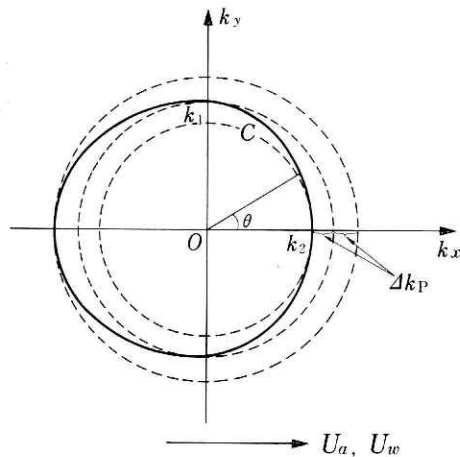


図 2 見かけ上の周波数 $\omega_a = \text{一定}$ の関係を満たす波数 $\mathbf{k}(k_x, k_y)$ を軌跡 C で示した (太い実線)

Fig. 2 Contour C shows wave number $\mathbf{k}(k_x, k_y)$ having the same apparent frequency ($\omega_a = \text{const}$). The wave propagating perpendicular to the wind direction U_a with wave number k_1 has the same frequency ω_a of the wave propagating in the wind direction with the wave number k_2 .

ラー shift を受けない波の波数を k_1 とすると (図 2),

$$\omega_a = \omega_0(k_1) \quad (10)$$

であるので,

$$k = k_1 + \Delta k$$

とすると,

$$\omega_0(k_1) = \omega_a(k_1 + \Delta k, \theta) = \omega_0(k_1 + \Delta k) + \Delta \omega_p(k_1 + \Delta k) \cos \theta$$

となるので,

$$\Delta k = -(\Delta \omega_p) \cos \theta \quad (11)$$

ただし,

$$\Delta \omega_p = \Delta \omega_p(k) / \left(\frac{dk}{d\omega} \right)$$

である. $(d\omega/dk)$ は群速度である. 図 2 で Δk_p が流れと同じ方向に進む波の受けるドップラー shift であり,

$$k_1 - k_2 = \Delta k_p$$

である. 図 2 に示した太い実線が式 (11) を満たす波数空間の軌跡である.

図からわかるように, 一定の周波数を持つ波の波数は, 方向角 θ がゼロからずれるに従って, より大きくなる. したがって, 時系列解析の手法による限り, 厳密には一定の波数の波を抽出することは不可能ということになる. しかしながら, よく知られているように, 小さい波のエネルギーの方向分布は, 主方向にかなり集中しているので, 方向分散による効果を近似的に算出することができる. ドップラー shift Δk の平均的な大きさ Δk は,

$$\Delta k = \int_C \Delta k E(k) dk / \int_C E(k) dk \quad (12)$$

と与えられる. いま,

$$E(k) = F(k) D(\theta), \quad \int_{-\pi}^{\pi} D(\theta) d\theta = 1$$

とすると, 対象とする波数 k_1 が波のスペクトルのピークの波数 k_m に比べて大きい小さいかにしたがって, 方向分散による補正係数 γ

$$\gamma = \Delta k / \Delta k_p \quad (13)$$

の大きさが違ってくる. 図 2 からわかるように, 主力向からずれると波数 k が大きくなるがそのときにエネルギーの波数スペクトル分布 $F(k)$ が大きくなるかどうかによって, γ の大小が決定されるからである.

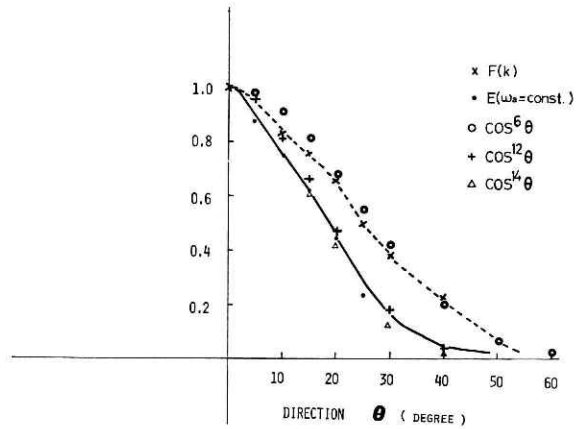
対象となっている波の波数 k が k_m に近く,

$$F(k_2) \approx F(k_1)$$

の場合には, いまのところ未知の方向分布 $D(\theta)$ を

図 3 軌跡C上の波のエネルギー密度分布。波数が平衡領域にある場合には、エネルギー密度分布は、仮定した方向分布 ($\cos^6 \theta$) より、はるかに鋭いものとなっている。

Fig. 3 An example of normalised energy distribution of waves on the contour C. $\theta=0$ corresponds to the wind direction. In the case that wave number k is in the equilibrium range of the wave number spectral density, energy distribution $E(\omega_a = \text{const.})$ is much sharper than the assumed directional distribution ($D(\theta) \propto \cos^6 \theta$).



$$D(\theta) = N \cos^6 \theta, \quad \frac{1}{N} = \int_{-\pi}^{\pi} \cos^6 \theta \, d\theta \quad (14)$$

と仮定すると、

$$\gamma = \frac{1}{N} \int_{-\pi}^{\pi} \cos^7 \theta \, d\theta = 0.931$$

となる。

一方、 k_2 がエネルギースペクトルの平衡領域に入るときには、

$$F(k_2) \geq F(k)$$

となり、平衡領域では、

$$F(k) \propto k^{-4}$$

と知られているので、主方向からずれると急激にエネルギーが小さくなる。よって補正係数 γ は、先の 0.931 よりも大きくなる。たとえば、シリーズ 6-4-4 (表 1 参照) の $\omega_a = 2\pi \times 5.91$ (Hz) の波の成分の場合に、 $k_1 = 1.40 \text{ cm}^{-1}$, $k_2 = 0.894 \text{ cm}^{-1}$ となるが、この時の軌跡 C 上のエネルギー分布を、図 3 に示す。この図で (×) 印で示したエネルギー波数分布 $F(k)$ は、(○) 印で示した方向分布 ($D(\theta) \propto \cos^6 \theta$) より若干強い勾配で落ちている形となっており、全体としての分布 $E(\omega_a = \text{const.})$ は、図からわかるように $\cos^{12} \theta$ の分布に近い。このとき、

$$\gamma = 0.967$$

となり、平衡領域の中に入っている場合には、方向分散の効果は、3%程度ということになる。

これに対して、対象とする波が、スペクトルの前面にあるときには、ここでのスペクトル密度の鋭い立上りのために、ピーク近辺にあるときより、 γ は大きくなる。図 4 に示したのがシリーズ 6-4-3 の、 $\omega_a = 2\pi \times 3.86$ (Hz), $k_1 = 0.595 \text{ cm}^{-1}$, $k_2 = 0.485 \text{ cm}^{-1}$ なる軌跡 C 上

のエネルギーの分布である。

(×)印で示した波数エネルギー分布 $F(k)$ が主方向からずれにしたがって大きくなり、(・)印で示された全体としての分布 $E(\omega_a = \text{const})$ は $\cos^5 \theta$ の分布に近い。このときには、

$$\gamma \doteq 0.919$$

となる。ちなみに、 ω_a が同じく $2\pi \times 3.86$ (Hz) の場合で、シリーズ 6-3-4 のときには、

$$\gamma \doteq 0.904$$

となる。この違いは、測定された波数エネルギー分布 $F(k)$ を用いて計算したためであって、立上りの仕方が同様であ

れば、前面のどこに位置しても、 θ はほとんど同じ値になることは明らかであろう。以上によって、波浪の方向分散のために、

$$\Delta k_s \sim (0.033 - 0.096) \Delta k_p$$

だけ k_2 より大きい波数の波が周波数 $\omega_a = \omega_a(k_1)$ を構成していることがわかる。

2. 測 定

波の場が、定常でかつエルゴート性を有していると、 $\mathbf{r} = (x, y)$ だけ離れた 2 点の水位変動間のコヒーレンス I^2 、位相差 φ は、

$$I^2 e^{i\varphi} = \int_{-\pi}^{\pi} D(\theta) e^{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\theta \quad (15)$$

と表わすことができる。クロス・スペクトル解析によって、 I^2, φ が求まるので、この関係を用いてある一定の周波数 ω_a を有する '平均的' な波数 k_0 が測定されることになる。方向分布 $D(\theta)$ が与えられなければならないが、それは、第 1 近似として (14) の形とする。必要ならば、求められた 2 次元方向スペクトルの形を用いてより精度の高い値を求めることができる。波高計を幾つか並べて同時に水位変動を測定することによって、波高計の二つの組合せの数だけのクロス・スペクトルが求まる。(15) 式の実数部と虚数部の各々から波数 k_0

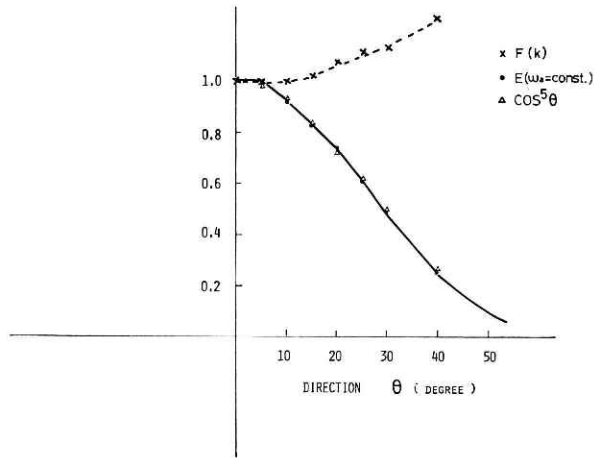


図 4 軌跡 C 上の波のエネルギー密度分布。波数が周波数スペクトルの前面にあるときは、エネルギー密度分布は、仮定した方向分布より、緩やかになり、方向分散によるドップラー shift 量は、10% 近く方向分散のない場合に比べ小さくなる。

Fig. 4 An example of the normalised energy distribution of waves on the contour C. In the case that the wave number k is in the front range of the wave number spectral density, energy distribution is broader than the assumed directional distribution.

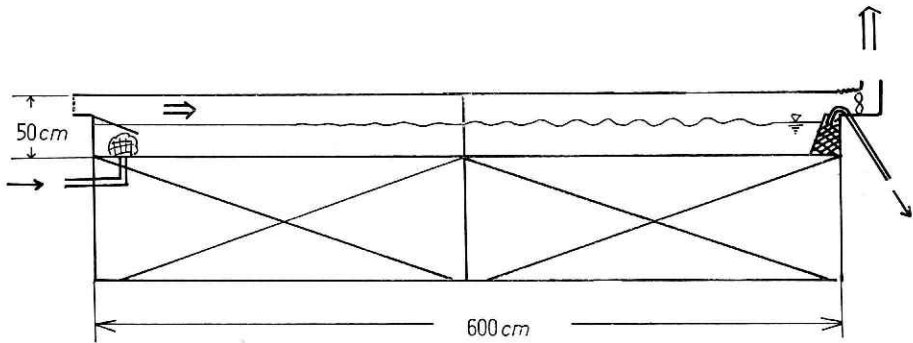


図 5 風洞水槽の寸法図

Fig. 5 Dimensions of wind and water channel. A small amount of water is injected into the channel and discharged from the downstream end of the channel to remove the surface contamination.

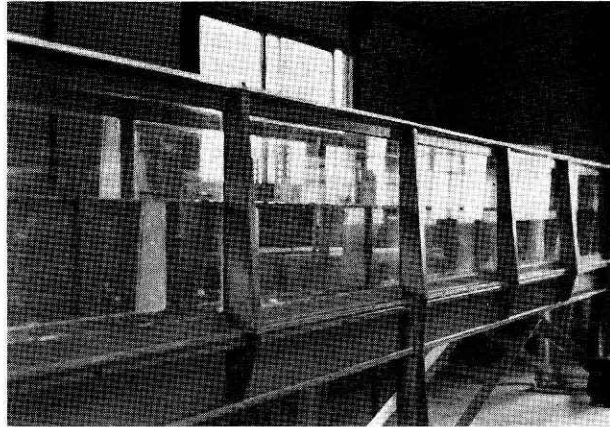


写真 1 風洞水槽と風上から見たところ

Photo. 1 wind and water channel viewed from the windward.

が求まるので、対の数の2倍の数の測定値が得られることになる。

図5は、波浪の測定に用いた風洞水槽の概観を示したものである。長さが全長6 m、水槽の高さが50 cm、幅が25 cmである。水深は28 cmとした。風は吸込方式によって起している。水面上の汚れを除くために、図の左側にある水道口から水底より水を注入する。水の水槽内への注入を一様にするために、径0.5 cm程度のロープのゆるいかたまりを水の出口に置いた。水槽内の水位を一定に保つため、注入量と同じ量だけの水を水槽の風下（図の右端）の消波器の中から、ビニールパイプで、排水した。排水量としては、高々 $1\text{ cm}^3/\text{s}$ 程度である。写真1は、水槽の風下側の約5/6を示している。

水位変動の測定は、容量型波高計によった。センサーは直径が0.2mmのホルマル被覆銅線である。波高検出器からの出力を増幅し、計算機（NEAC 3200）にオンラインで結ばれ

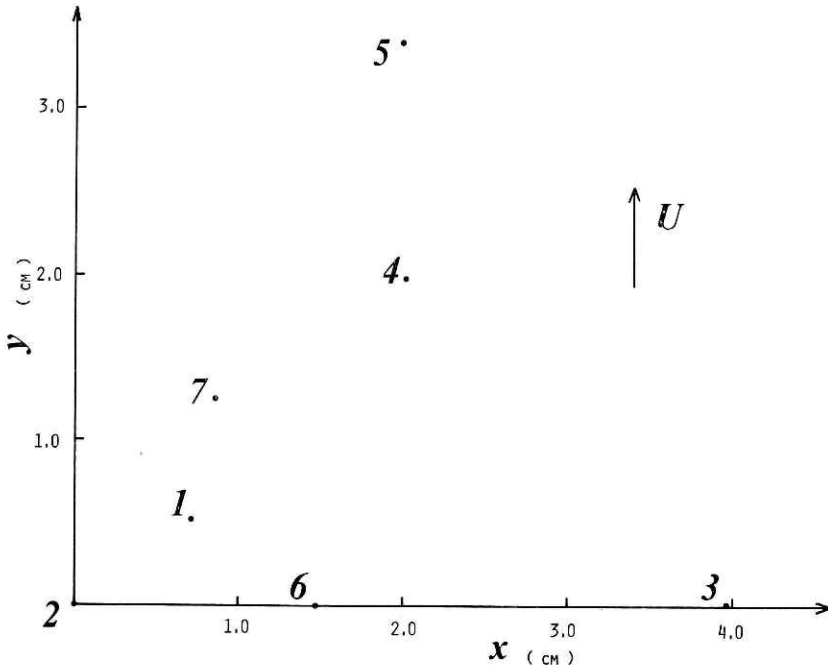


図 6 7本の波高計の配置図
Fig. 6 Arrangement of seven wave gauges.

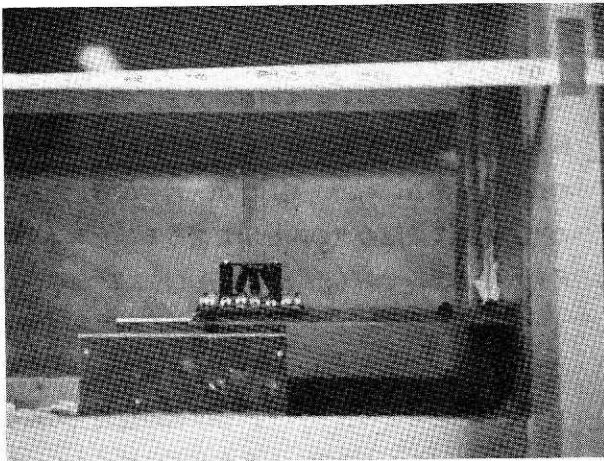


写真 2 水槽内にセットした7本の容量式波高計
Photo 2 Wave gauge systems in the wind and water channel. The system is composed of seven enamel-coated copper wire with diameter of 0.2 mm.

ている A/D コンバーターに接続した。データのサンプリング間隔は 181.8 Hz で、4 個のデータを平均して 1 個のデータとし、2,000 個で 1 run とし、各 run ごとにスペクトルの解析を行った。風速の測定は、ピトー管によった。

図 6 に 7 本の波高計の配置を示す。また、写真 2 は、この配置を構成するセンサーを水槽の側面から見たものである。最大スパンを約 4 cm とし、星型に配置された 4 本の波高計によ

て方向スペクトルが十分精度よく測定できることがわかっている (Fujinawa, 1974) ので、3 組の星型配置 (1, 2, 6, 7), (3, 4, 5, 7), (2, 3, 5, 6) が含まれるようになっている。y 軸の方向が水槽の長軸方向に一致するように定める。波高計の位置を $X_i (i=1, \dots, 7)$ とすると、

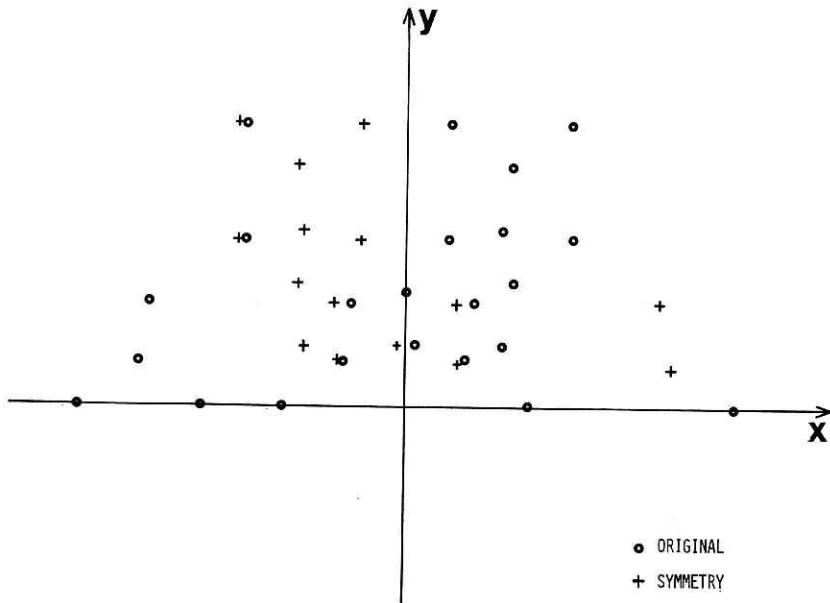


図 7 クロス・スペクトルの求まる点. (+)で示したのは、元の点(○)のy軸に対する対称点

Fig. 7 Space points at which cross-spectrum can be calculated by the use of the wave gauge arrangement adopted (O). Small cross (+) shows point which is symmetrical to the original point with respect to the y axis

表 1 風浪測定実験の諸元
Table 1 Experimental conditions of the measurement of gravity-capillary waves.

series	u_* (cm/s)	F (m)
6-1-1	14.5	1.27
6-1-2	18.2	1.27
6-1-3	21.8	1.27
6-1-4	28.0	1.27
6-1-2	14.5	2.27
6-2-2	18.2	2.27
6-2-3	21.8	2.27
6-2-4	28.0	2.27
6-3-1	14.5	3.27
6-3-2	18.2	3.27
6-3-3	21.8	3.27
6-3-4	28.0	3.27
6-4-1	14.5	4.27
6-4-2	18.2	4.27
6-4-3	21.8	4.27
6-4-4	28.0	4.27

$$x_{ij} = X_i - X_j$$

なる点 x_{ij} でクロス・スペクトル $R(x_{ij}, \omega)$ が求まる。採用した波高計の配置に対する点 x_{ij} の位置を示したのが図7である。 $x_{ji} = -x_{ij}$ で $R(-r) = R^*(r)$ であるので、第1,2象限の点のみを示してある。なお R^* は R の複素共役数である。7本の場合には、22個の点でスペクトルの値が求まることになる。しかし風洞水槽の場合には、クロス・スペクトル $R(r, \omega)$ はy軸に対して、対称と考えられるので、有限個の空間上の点のクロス・スペクトルの値から2次元方向スペクトルを求める場合 (Barber ; 1961, Fujinawa ; 1974) には、点 x_{ij} のy軸に対する対称点においてもクロス・スペクトルが求まっていると考えてよい。図7の (+)印で示したのがその対称点である。表1に今回の実験のシリーズ名とフェッチ・風速を示すが、吹送距離は、1.27, 2.27, 3.27, 4.27mの4つのケースについて、

又風速も4段階 (まさつ速度 u_* に換算して, 14.5, 18.2, 21.8, 28.0 cm/s) に変えた.

3. 測定の結果

測定された波数 k_o は, 各クロススペクトルから求まるが, それ等は本来同一であるべきである. しかし, 種々の原因による誤差のため, 同一の値とならない. 図8に, 各波数 k_o に対する相対的なバラツキの大きさを示す. ここに, 横軸は各ペアにより求められた波数の平均であり, バラツキ σ_* は, 標準偏差を平均値 k_o で正規化したものである. 変動 σ_* は, エネルギースペクトルのピークの波数 k_m で最も小さく, 4%程度であり, ピークのどちらにずれても変動 σ_* は大きくなり, $k_o = 1.1 \text{ cm}^{-1}$ で 15% と最も小さい場合の倍程度となる.

吹送流 U_w によるドップラー shift が, どの程度の大きさであるかを示したのが図9である. ドップラー shift を受けない波 ($k=k_1, \theta = \pi/2$) と同じ周波数を有する U_w 方向 ($\theta=0$) に進む波の波数 k_u が示されている. k_u は Kato (1974) の計算式 (7) を用いて求めたもので

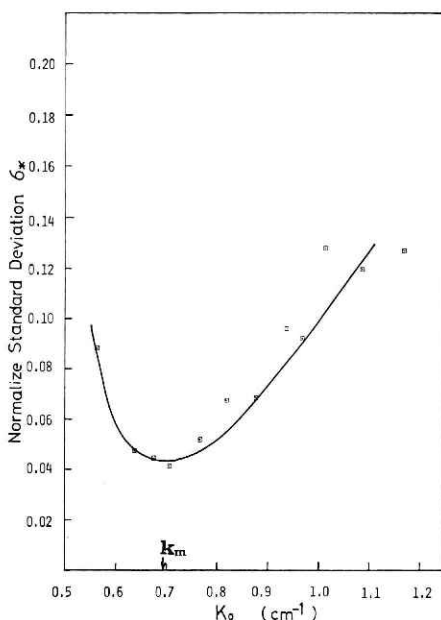


図8 クロススペクトルを用いて求まる波数 k_o は, クロススペクトルの数だけあるが, それ等の集団の偏差を平均値で正規化したもの. エネルギースペクトルのピークの位置で偏差が最も小さい.

Fig. 8 Normalised standard deviation of the observed number k_o . Wavenumber can be calculated from each observed cross-spectrum. The deviation is least at the peak wave number k_m .

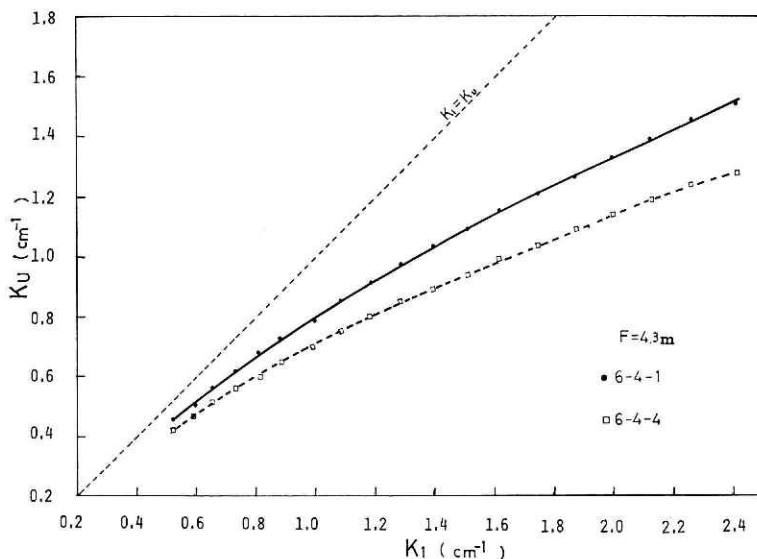


図9 吹送流のみを考慮した場合のドップラー shift を, 二つの場合 (シリーズ 6-4-1 と 6-4-4) について計算したもの. Kato (1974) の計算結果に基づく.

Fig.9 The Doppler-shift due to the drift current U_w which is calculated from results of Kato (1974). Two cases of wind velocity are shown.

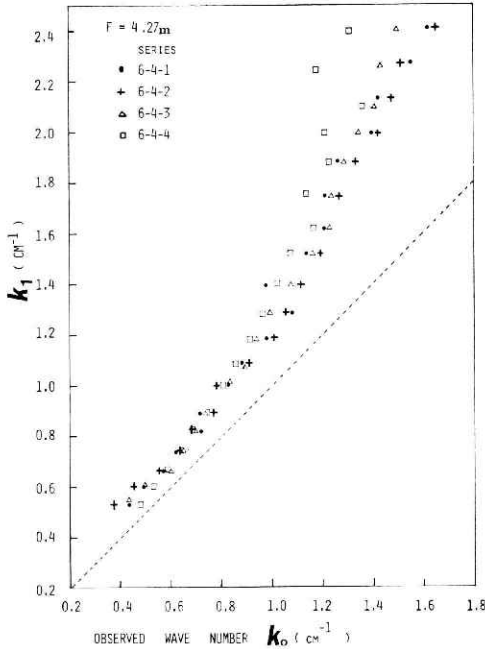


図 10 見かけの周波数 ω_a より分散関係を用いて求めた波数 k_1 と、測定された波数 k_0 との関係。吹送距離 F が 4.27m のときの、4 段階の風速に対するもの。波数が大きくなるにつれて、また、風速が大きくなるにつれて、ドップラー shift $\Delta k (=k_1 - k_0)$ が大きくなっている。

Fig. 10 The observed wave number k_0 versus the apparent wave number k_1 corresponding to the frequency ω_a . Four cases of wind velocity are shown with the fetch fixed. The Doppler-shift $\Delta k (=k_1 - k_0)$ increases with increase of the wave number k and wind velocity.

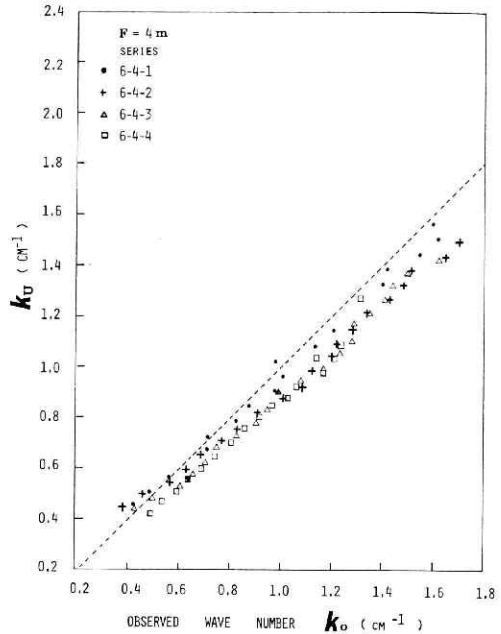


図 11 波数 k_1 に対して吹送流 U_w によるドップラー shift を補正し、測定された波数 k_0 と比較したもの。補正がかなりうまくいっており、吹送流によるドップラー shift が主要なものであると同時に、Kato(1974)の結果が第 1 近似として十分妥当なものであることが示されている。

Fig. 11 Result of Doppler-shift correction due to the drift current U_w . It is shown that the correction (Kato, 1974) is fairly good and that the shift is largely caused by the drift current.

ある。ドップラー shift の大きさは、波数が大きくなると共に大きくなるが、 k_1 が 1 cm^{-1} 近辺では、風速の最も小さい ($u_* = 14.5 \text{ cm/s}$) 場合で 20% 程度であり、最も大きい場合で ($u_* = 28 \text{ cm/s}$) で 30% 程度となっている。

図 10 には、見かけ上の周波数 ω_a から分散関係 (4) を用いて求めた波数 k_1 と、測定された波数 k_0 の関係を示している。フェッチが最大のシリーズ 6-4 のものを風速別にプロットしてある。波数が大きくなるとドップラー shift が大きくなることがうかがわれるが、風速差が前の図 9 に示したほど顕著に表われていない。これは、気流 U_a の効果が風速と共に大きくなるためかも知れない。

k_1 に吹送流 U_w によるドップラー shift を補正した値 k_D と、測定された波数 k_0 との関係

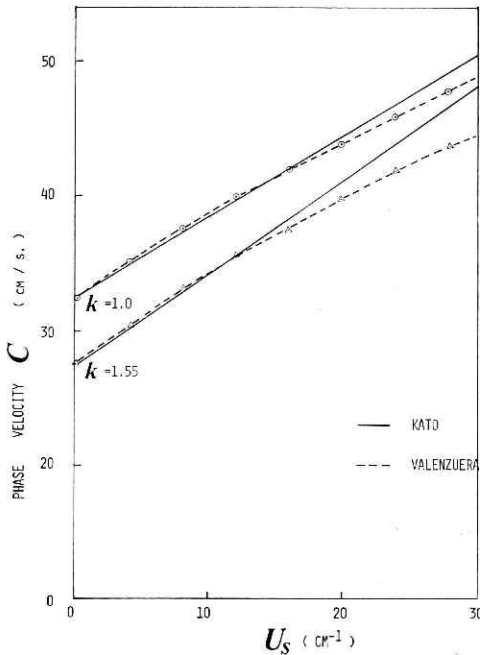


図 12 気流・吹送流の両方を考えに入れた分散関係 (Valenzuela, 1976) と吹送流 U_w のみを考慮に入れた分散関係 (Kato, 1974).

Fig. 12 Phase velocity c , both the wind velocity U_a and the drift current U_w being taken into account (Valenzuela, 1976). The result by Kato (1974), in which only U_w is considered, is also shown.

をプロットしたものが図 11 である。補正の結果は、図 10 と比較してわかるように、 k_v は k_0 にかなり近くなっている。これは吹送流のドップラー shift が主要であるから当然であるが、Kato (1974) の結果の十分なる妥当性を示すものとも言えよう。しかし、より詳細にみると、 k_v は k_0 に対して小さ目になっており、結果として補正のし過ぎとなっている。その大きさは、 $k_0 = 1 \text{ cm}^{-1}$ 近辺で 10% 程度であり、風速と共に大きくなっている傾向がうかがわれる。

ついで気流 U_a による効果を補正しよう。そのために Valenzuela (1976) の気流・吹送流の両方を考慮したドップラー shift と、Kato (1974) の吹送流のみによるドップラー shift との差を求める必要がある。図 12 には二つの波数 ($k = 1.55 \text{ cm}^{-1}$, $k = 1.0 \text{ cm}^{-1}$) に対するドップラー shift を、吹送流の大きさ U_s に対してプロットしたものである。実線で示したのが Kato の結果で、点線で示したのが Valenzuela の結果である。波速の偏差 Δc を関係、

$$\Delta k = \left(-\frac{dk}{dc} \right) \Delta c$$

によって波数偏位に変換し、我々の実験の条件に対して、

$$\Delta k_a = k_{va} - k_v \quad (16)$$

を求めたのが図 13 である。ここに k_{va} は、Valenzuela の結果である。 Δk_a は、二つの波数に対してしか、求められていないので、図 13 に示すように 2 点を直線で結び内外そうして補正量 Δk_a を算出する。 k_0 は $k = 1.0 \text{ cm}^{-1}$ で最大 5% 程度、 $k = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ で 20% 程度となり、

$$\Delta k_v = k_v - k_1 \quad (17)$$

のそれぞれ、1/6, 1/3 程の大きさとなっている。 1.5 cm^{-1} より大きい波数 (波長が約 4 cm より小さい) 場合には、Valenzuela のモデルが正しいとすれば、決して無視できない大きさになることがわかる。いずれにしろ、ドップラー shift の大きさの順は、だいたい、

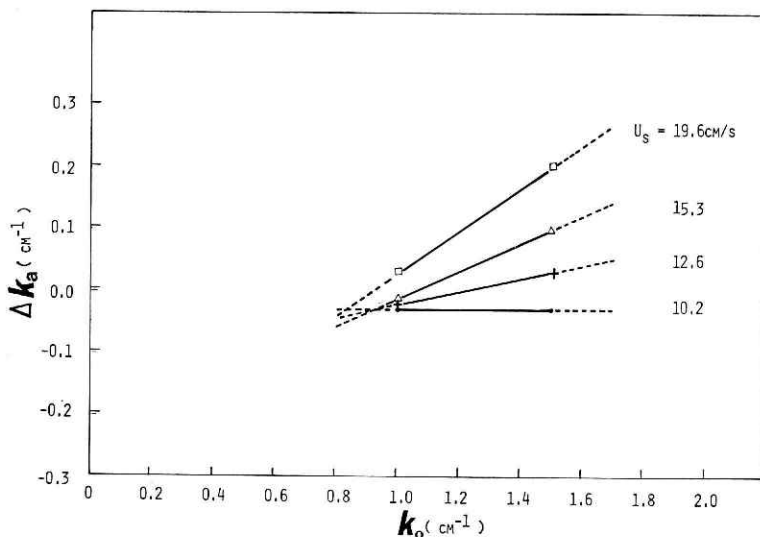


図 13 気流 U_a によるドップラー shift 量 Δk_a と波数との関係. Valenzuela(1976) の結果から, Kato(1974) の結果を引いて, 気流のみによる量 shift Δk_a を求めた.

Fig. 13 The Doppler-shift Δk_a due to the wind velocity versus wave number k_o .

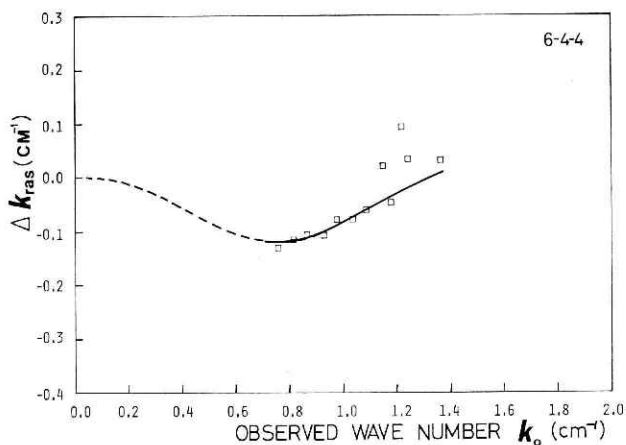


図 14 吹送流, 方向分散の効果を考慮して求めたドップラー shift 量と, 実際の偏差 ($k_1 - k_o$) との差を Δk_{ras} とし, 測定波数 k_o に対する関係を示したもの. Δk_{ras} は層流モデルによるドップラー shift 量と同程度の大きさになることもある.

Fig. 14 Resultant shift Δk_{ras} versus the wave number k_o . Δk_{ras} is the difference between the observed Doppler-shift ($k_1 - k_o$) and the Doppler-shift calculated by taking account of the drift current U_w , wind velocity U_a and the angular spreading of wave energy distribution. Δk_{ras} is comparably large with the Doppler-shift due to the wind velocity.

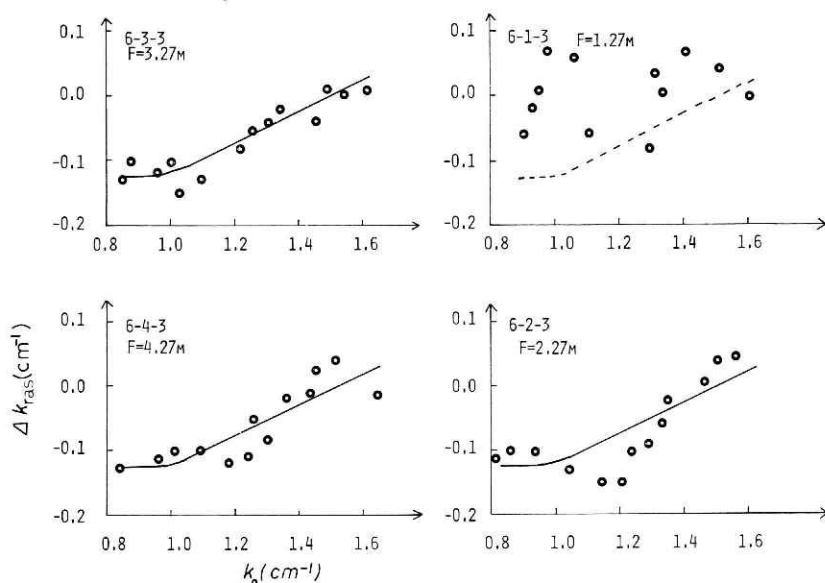


図 15a 残差 'ドップラー shift' 量 Δk_{ras} と波数 k_0 との関係。風速を一定 ($u_* = 21.8$ cm/s) とし、4通りの吹送距離 ($F = 1.27, 2.27, 3.27, 4.27$ m) の場合について示している。図中の曲線は、同一であって、 Δk_{ras} が吹送距離に依存しないことがわかる。

Fig. 15a Resultant shift Δk_{ras} versus the observed wave number k_0 . Four cases of fetch ($F = 1.27, 2.27, 3.27, 4.27$ m) are shown with wind velocity fixed ($u_* = 21.8$ cm/s). Curves in the figure are the same for four cases. It is suggested that the resultant shift Δk is independent of fetch F .

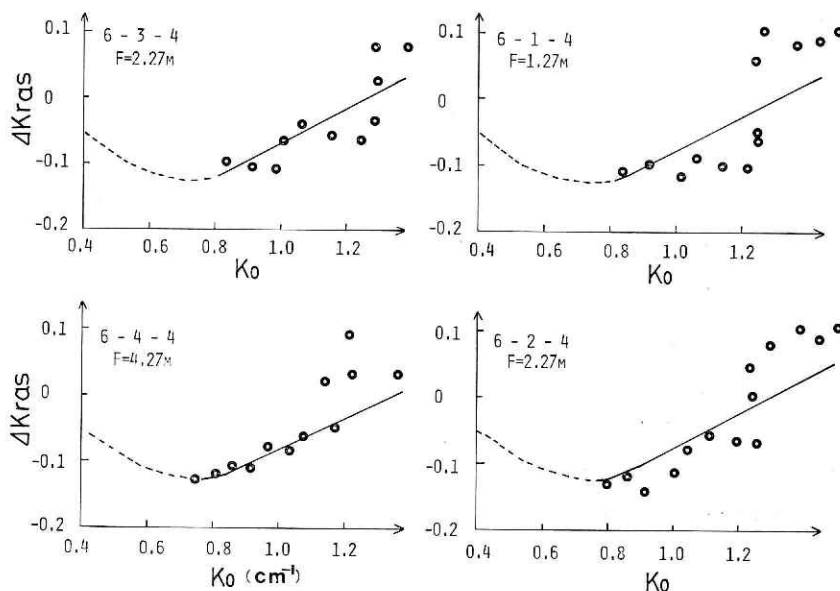


図 15b 風速が違ふ ($u_* = 28.0$ cm/s) 以外は図 15a と同じ。
Fig. 15b Same as figure 15a except the wind velocity of $u_* = 28.0$ cm/s.

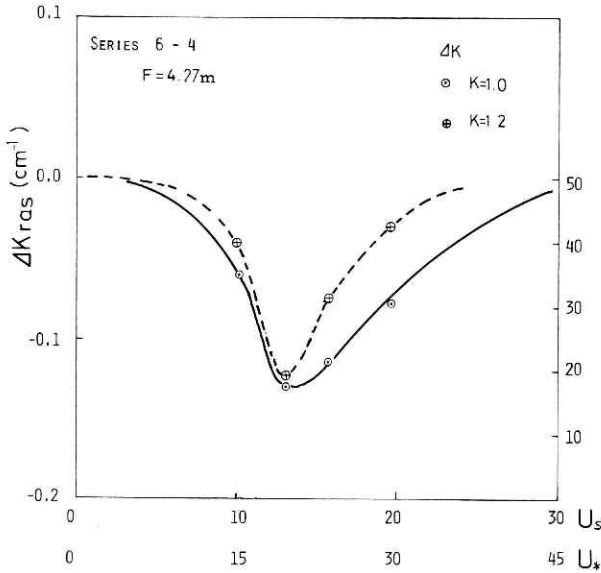


図 16 Δk_{ras} が風速に対してどのように依存するかを示したもの。二つの波数の場合 ($k=1.0, 1.2 \text{ cm}^{-1}$) とも似た傾向を示し、 $u_* \approx 20 \text{ cm/s}$ のところに極小値を有する。

Fig. 16 The resultant shift Δk_{ras} versus friction velocity u_* for two wave number ($k=1.0, 1.2 \text{ cm}^{-1}$). Δk_{ras} has its minimum at about $u_* = 20 \text{ cm/s}$.

対する Δk_{ras} である。測定値は、 $\Delta k_o \geq 0.7 \text{ cm}^{-1}$ であるが、 $k_o \rightarrow 0$ で

$$\Delta k_{ras} \rightarrow 0$$

であるから、 $0 < k_o < 0.7$ の範囲を滑らかに結んである。これから Δk_{ras} は、おおむね負で、大きさは、 $k=1.0 \text{ cm}^{-1}$ で k_o の 10% 程度となっている。問題はこの '残差' Δk_{ras} が風速、吹送距離に対していかに変化するかである。図 15 a は、風速が同じで ($u_* = 21.8 \text{ cm/s}$)、吹送距離 F の異なる 4 つの場合に対する Δk_{ras} を示したものである。図中の曲線は、全て同一のものであり、 Δk_{ras} が吹送距離 F に関係しないことが推測される。図 15 b は、 $u_* = 28.0 \text{ cm/s}$ の場合のものである。この図でも曲線は 4 つのグラフで同一であって、 Δk_{ras} が風速のみによることを示している。

図 16 は、2 つの波数 ($k=1.0, 1.2 \text{ cm}^{-1}$) の場合に、 Δk_{ras} が風速に対して、どのように変化するかを示したものである。ただし、風速は、まさつ速度 u_* で代表してある。2 つの波数の場合とも似たような傾向を示しており、 u_* が 20 cm/s 近辺で最も小さくなり、 u_* が大きくなると正の方向に大きくなっている。 $u_* = 20 \text{ cm/s}$ に対応する高さ 10 m における風速 U_{10m} は、

$$U_{10m} \approx 6 \text{ m/s}$$

吹送流効果 > 気流効果

> 方向分散効果

ということになる。なおここでは、Larson and Wright (1975) によって示されたように、まさつ速度 u_* が吹送距離 F に依存しないとしている。吹送流に対しても同じである。

さて、吹送流・気流によるドップラー shift、および方向分散の効果を補正してみかけの周波数から求めた波数が、測定された波数 k_o を与えるであろうか。

$$\Delta k_{ras} = (k_U + \Delta k_{Ua} + \Delta k_s) - k_o \quad (18)$$

として Δk_{ras} が我々の考察の対象となる。図 14 は、シリーズ 6-4-4 の場合の測定波数 Δk_o に

となり、このあたりで海面の状態に何らかの変化が起こることが示唆される。

海面の抵抗係数 C_D がこのあたりで急変するという報告 (Kitaygorodski, 1970) と照合するのかも知れない。波数 $k_0 = 1.0 \text{ cm}^{-1}$ の波のスペクトル密度 $P(f)$ は、吹送距離によって、 $u_* = 21.8 \text{ cm/s}$ の場合で

$$P(f) = 7.7 \times 10^{-1} \sim 5.0 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$$

も変動する。波高でいうと、約 30 倍の変動幅である。非線形効果が分散関係に有義な大きさの変化をもたらしていないことを示唆している。

4. 付 記

我々は、測定された波数 k_0 と、見かけ上の周波数 ω_0 から幾つかの効果に対する補正を施して得た波数の偏差 Δk_{res} を求め、それが風速のみの関数であることを示した。任意の風速 (我々の対象とした風速値近く) に対して、補正 (18) が可能となった。このようにして求まった波数を用いて、小さい波長の風浪の 2 次元スペクトルを算出することができる。図 17 に、Barber (1961) の方法によって求めた、波がほとんどたっていない吹送距離 1.27 m, $u_* = 14.5 \text{ cm/s}$ の場合の 2 次元方向スペクトル $E'(\theta)$ を示す。ここでは、ピークの値を 1 に規格化してある。このときの周波数スペクトル密度分布を調べてみると、 $f = 3.46 \text{ Hz}$ に主要なピークが存在している。 $\theta = \pi/2$ 方向の振動が卓越していることがよく表われている。水

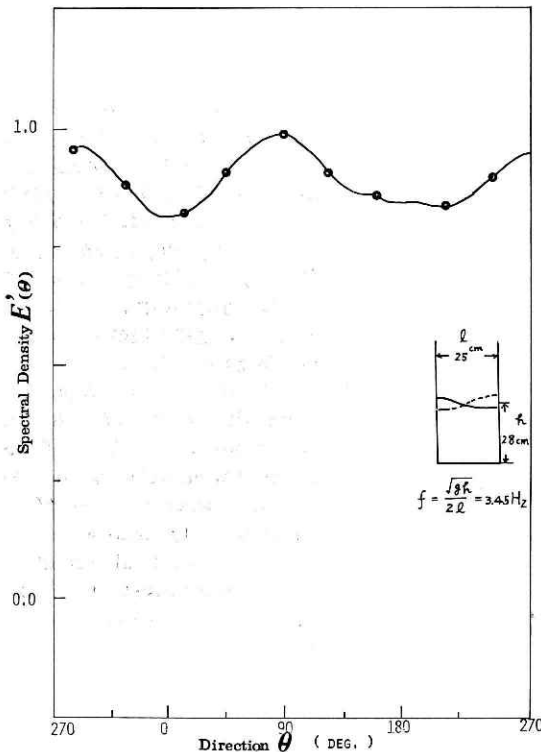


図 17 風浪がほとんど検出できないときの主要成分である周波数 $f = 3.46 \text{ Hz}$ の波の方向スペクトル $E'(\theta)$ 。これは横振動モードのものであることがわかる。方向スペクトルは Barber (1964) の方法により求めた。

Fig. 17 Directional energy distribution $E'(\theta)$ for the wave with frequency $f = 3.46 \text{ Hz}$ which contains almost all energy when the wind waves are negligibly small. Energy is peak at the direction perpendicular to the wind direction. Calculated frequency of the lateral oscillation is 3.45 Hz. Spectrum $E'(\theta)$ is calculated by the method of Barber (1964).

深 d が

$$d = 28 \text{ cm}$$

として、水槽内の横振動の周期 f を求めてみると、

$$f = \sqrt{gH/2l}$$

であるから (l は水槽の幅)、

$$f = 3.45 \text{ Hz}$$

となり、求められたもの到大変よく一致している。

図 18 には、 $f_w = 3.86 \text{ Hz}$ の場合の 4 つのフェッチに対する方向分布 $E'(\theta)$ を示す。 $F = 1.27 \text{ m}$ と最も風上に近く波の小さいときには、 $\theta = 90^\circ, 180^\circ$ 方向の横振動がほとんどのエネルギーを有しているのに、フェッチが 2.27 m になると、逆に風浪が発達し、風の方向 ($\theta = 0^\circ$) 近辺にエネルギーが集中し、横振動は、相対的にはほんのわずかのエネルギーしか有していないことがわかる。これからわかるように、微小な波を測定するときには、他の原因による水の振動を防ぐことが大事であると共に、2次元方向分布を調べなければならない。Barber の方法によって求めた方向スペクトル $E'(\theta)$ から '真' のスペクトルを推定することができる (Fujinawa, 1974) が、それは次の報告で行う。

'真' の周波数を f_0 使って、波浪の周波数エネルギースペクトル分布 $P(f)$ をプロットした

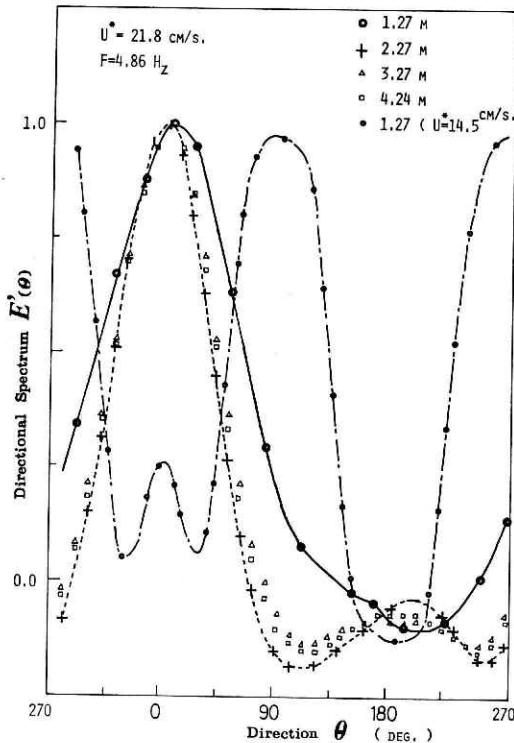


図 18 周波数が 4.86 Hz の波の方向スペクトル分布 $E'(\theta)$ 。風速を一定 ($u_* = 21.8 \text{ cm/s}$) として、吹送距離 F が 4 つの場合についての分布を示している。 $F = 1.27 \text{ m}$ のときには、風浪 ($\theta = 0^\circ$) 成分が横振動 ($\theta = 90^\circ$) の成分に比べて、無視できるほど小さいのに、 $F = 2.27 \text{ m}$ となると、逆に風浪のエネルギーが主要なものとなる。

Fig. 18 Directional spectrum $E'(\theta)$ for waves with frequency $f = 4.86 \text{ Hz}$. Four cases with different fetch F fixing wind velocity are shown. Wind wave component ($\theta = 0^\circ$) is negligibly small as compared with the lateral oscillation ($\theta = 90^\circ$) in the case that $F = 1.27 \text{ m}$, but wind wave is overwhelmingly large when $F = 2.27 \text{ m}$.

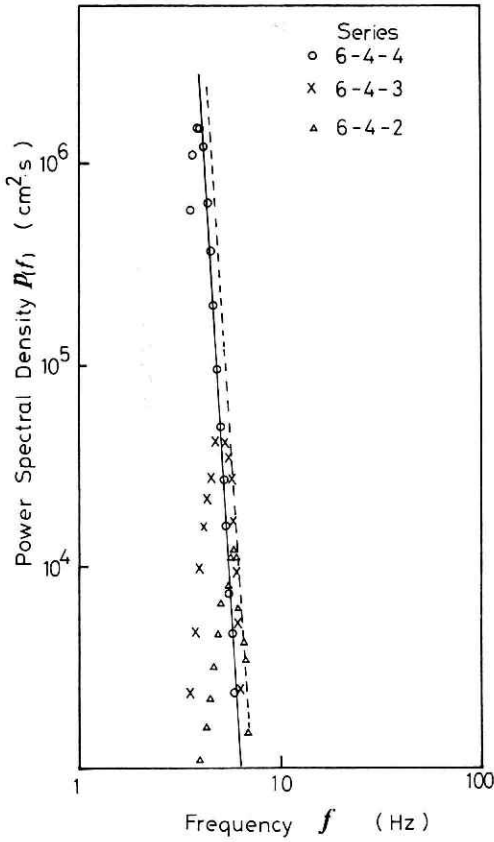


図 19 測定された波数 k_0 より分散関係を使って求めた周波数 f に対するエネルギースペクトル密度分布 $P(f)$. 吹送距離 $F = 4.27\text{m}$ の場合の 3 種類の風速に対するもの. 平衡域では f^{-17} (実線) という鋭い落ち込みになっている. 点線は見かけ上の周波数に対する平衡域のスペクトル密度分布

Fig. 19 Frequency energy spectral density $P(f)$. The frequency f is calculated from the observed wave number by the use of the dispersion relation.

Three cases with different wind velocity fixing fetch ($F = 4.27\text{ m}$) are shown. The broken line shows the energy spectral density $P(f_a)$ in the case that apparent frequency f_a is used.

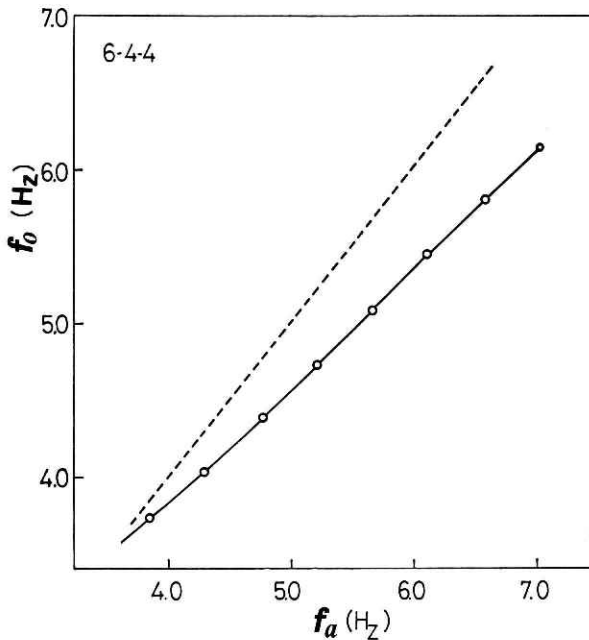


図 20 見かけ上の周波数 f_a と '真' の周波数 f_0 との関係の例. シリーズ 6-4-4 のもの. 点線は $f_0 = f_a$ の関係を示す.

Fig. 20 Relation between the observed frequency f_a and the 'true' frequency f_0 for series 6-4-4.

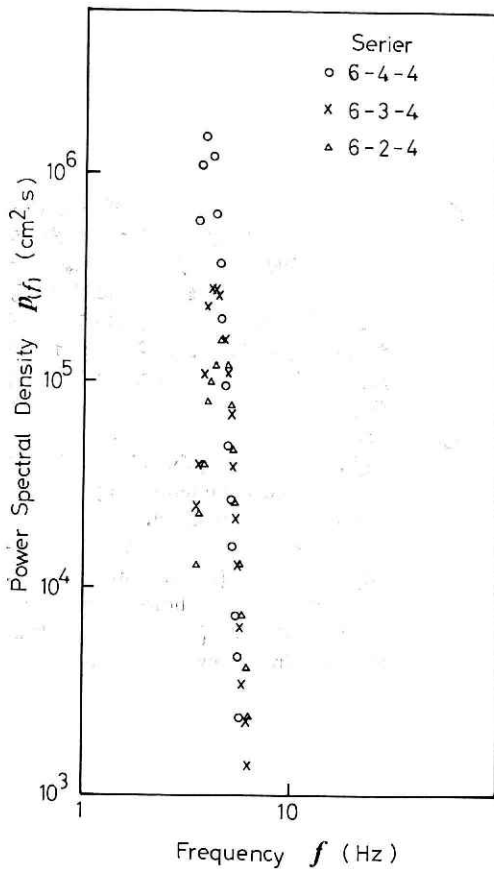


図 21 真の周波数 f に対する波浪のエネルギースペクトル密度分布。風速を一定にして、吹送距離が3種類 ($F=2.27, 3.27, 4.27\text{m}$) に対するもの。一定の周波数に対するエネルギー密度は吹送距離が大きくなる小とさくなる。

Fig. 21 Frequency energy spectral density $P(f)$. Three cases with different fetch ($F=2.27, 3.27, 4.27\text{ m}$) fixing wind velocity are shown.

関数であることがうかがわれる。

$$\partial P(f, F) / \partial F < 0$$

5. 結 論

風が吹くと波浪が発生し、吹送流も生ずる。短い波長の波浪（周波数が数ヘルツ）は、この吹送流および気流のためにドップラー shift を受ける。このドップラー shift を、波浪のエネルギースペクトルの方向分布性を考慮に入れて実験データを基に検討した。その結果、

のが図 19 である。周波数 f_0 は、測定波数 k_0 より分散関係を用いて算出する。 $u_* = 28.0\text{ cm/s}$ の場合の見かけ上の周波数 f_a と‘真’の周波数 f_0 との関係を例として図 20 に示しておく。 $f_0 = 5.0\text{ Hz}$ で 10% 程度の差がある。図 19 には、吹送距離を 4.27m と固定して、3つの風速の場合のスペクトル密度 $P(f)$ を、主にピークより上の高周波域に重点を置いて示している。図中の実線は、シリーズ 6-4-4 のデータに合うように引いた直線である。高周波域で、

$$P(f) \propto f^{-17}$$

という大きな勾配でエネルギーが落ちている。図中の点線は、横軸に f_a を用いた場合の、やはり 6-4-4 のシリーズのデータに最も合うように引いた直線である。勾配は若干 f^{-17} より小さ目になるもののあまり遠くない。しかし、同じ周波数に対してスペクトル密度の値は 1 桁ほどドップラー補正しない場合には過大評価となる。又、平衡領域では、スペクトル密度 $P(f)$ は風速と共にむしろ減少している。

$$\partial P(f, U) / \partial U < 0$$

図 21 には、風速を一定にして、吹送距離 F を変えたとき、スペクトル密度分布 $P(f)$ がどうなるかを示したものである。平衡域におけるスペクトル密度 $P(f)$ が F の減少

次の事柄が判明した.

- 1) 方向分散の効果は、波と流れが同じ方向に進行する場合のドップラー shift 量の 3 から 8 % 程度として現れ、その大きさは波の成分の波数がエネルギーの波数分布 $F(k)$ のピークの波数 k_m に関しての大小による.
- 2) 大部分のドップラー shift は、吹送流 U_w によるものであり、その大きさは、Kato (1974) の結果と第 1 近似的に合っている.
- 3) 気流 U_a によるドップラー shift 量は、吹送流によるものの、 $1/3$ から $1/6$ である.
- 4) 従来の知識で説明できない 'ドップラー' shift 量は、風速にのみ依存し、吹送距離に依存しない. 層流モデルを用いた気流による shift 量 (Miles, 1964 ; Valenzuela, 1974) と同程度になることもある.

謝 辞

本研究の遂行にあたり、昭和 50 年度科学研究費補助金、試験研究 (I) (研究課題・海洋波の高周波領域の研究、研究代表者・九州大学応用力学研究所、光易恒教授) の援助を受けました。ここに記し感謝申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Barber, N.F. (1961): The directional resolving power of an array of wave detectors. *Ocean Wave Spectra*. Englewood Cliffs, N.J., Prentice Hall, Inc., 137.
- 2) Fujinawa, Y. (1974): Measurement of directional spectrum of wind waves using an array of wave detectors. Part 1. A new technique of evaluation. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **30**, 10.
- 3) 岩田憲幸・渡部勲 (1975): 流れを測る波の近似解. 1975 年度日本海洋学会科季大会予講集, 136.
- 4) Kato, H. (1974): Calculation of the wave speed for logarithmic drift current. *Rep. of Port and Harbour Res. Inst.*, **13**, No. 4.
- 5) 近藤純正・内藤玄一・藤縄幸雄 (1974): 風による海洋最上層の流速. 国立防災科学技術センター研究報告, No. **10**, 67.
- 6) Kitaygorodski, S. A. (1970): *The Physics of the Atmosphere-Ocean Interaction*. Gidrometcoizdat Press.
- 7) Larson, T. R. and J.W. Wright (1975): Wind-generated gravity-capillary waves: laboratory measurement of temporal growth rates. *J. Fluid Mech.*, **70**, 417.
- 8) Miles, J. W. (1962): On the generation of surface waves by shear flows. Part 4. *J. Fluid Mech.*, **13**, 433.
- 9) Valenzuela, G. R. (1976): The growth of gravity-capillary waves in a coupled shear flow. *J. Fluid Mech.*, **76**, 229.

(1978 年 6 月 7 日 原稿受理)