

波と風の相互作用に関する研究 (2)

光 易 恒*

1. 緒 言

筆者は前回、風波の発生域に風波より周期の長い規則的な波が風上より侵入した場合に生じる風波と規則波の共存系の特性を実験的に調べた。その結果、侵入波の波形勾配が小さいときには、風波の構造はほとんど変化しないで、規則波に重畳して共存するが、侵入波の波形勾配の増大とともに風波は次第に減衰して、波形勾配の非常に大きな侵入波の場合には風波はほとんど発生しなくなることがわかった。また、上述のような過程とは順序を逆にして規則波を先に起こしておいて、その上に風を加えても、共存系の最終的な定常状態は上記のものとほとんど差のないことが見出された。

このような現象は従来ほとんど調べられておらず、その物理的な過程自体としても興味あるものであるが、これはまた、風波の発達機構を解明するためにも有力な一つの手掛りを与えるものと考えられる。しかしながら、前回の研究は、吹送距離が 5.2 m と比較的短い一つの場合に限られていたので、はたしてこのような現象が一般性のあるものであるかどうかははっきりしなかった。また吹送距離が短かったために、侵入波自体の変化に関しては、あまりはっきりしたことがわからなかった。

今回報告する研究の内容は、その後行なわれた研究の一部で、吹送距離を 5 m, 10 m, 15 m および 18.6 m とそれぞれ延長し変化して、前回と同様な要領で風波と規則波との共存系の特性を調べたものである。その結果、前回得られた侵入波による風波の変化の特性はかなり一般性のあることが確かめられた。さらにまた、侵入波自体が風域内においてきわめて特徴的な変化をすることが見出された。すなわち、ある規則波は風域内で順風の作用を受けているにもかかわらず、いちじるしく減衰するが、ある規則波は風域内でほとんど変化せず、またある規則波は風域内でいちじるしく増幅されることなどが見出された。

2. 実験の概要

(1) 実験装置および方法

実験装置および測点の配列は図-1 にその概要を示したとおりで、水槽のほぼ中央に送風機を固定し、風波の

発生域を水槽の中央部より後方にかけて生ぜしめた。そして、この中に造波機で起こした規則的な波を送り込み達成される共存波の測定を前回と同様な方法で行なった。ただし、今回は、測定台車を水槽の後端の方へ寄せ、台車の代わりに、風を乱すことが比較的少ないように作られた測定器取付け用のトラスを利用して、波や風の測定を行なった。波の測定は各吹送距離 ($F=5\text{ m}, 10\text{ m}, 15\text{ m}, 18.6\text{ m}$) において、横方向の 3 点 (水槽の中心線上の点、それより 1.5 m 壁の方に離れた点、さらに 1.5 m 離れた点) で同時に行なわれた。しかしながら、今回の報告は水槽の中心線上の各点で測定された共存波の特性のみに限ることとする。

(2) 風 の 特 性

今回の実験においても風速は前回と同様送風機吹出口で 20 m/s に保たれた。送風機の吹出口より下流に向かっての風速分布その他の風の構造の変化は、普通の閉じた長方形断面の風洞水槽においてもさげられないが、この研究に使用した水槽においては、前回も述べたよう

図-1 実験装置および測点の配置

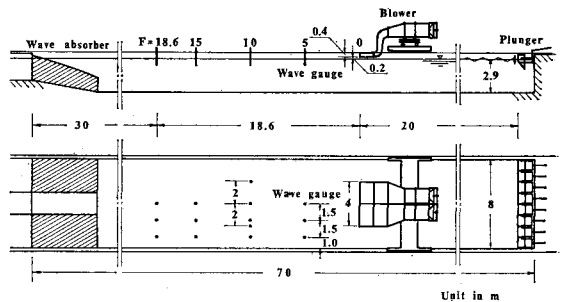
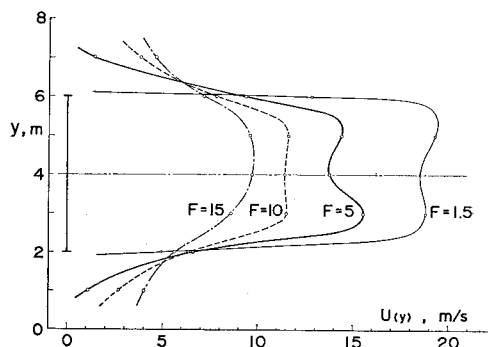


図-2 風速の水平分布 (水面上 40 cm)



* 正会員 理博 九州大学助教授 応用力学研究所

図-3 風速の鉛直分布 (水槽の中心線上)

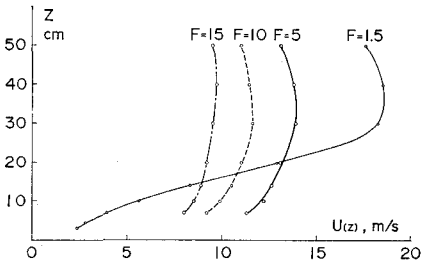
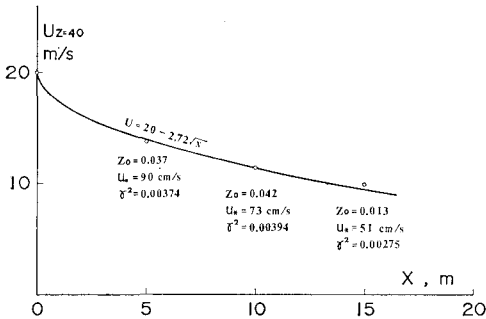


図-4 測定点における代表的風速の変化



に風は送風機の吹出口 (幅 4 m, 高さ 0.4 m で吹出口の下面は水面上 20 cm の高さにある) より噴流状に吹出して側壁や天井でほとんど制限されることがない。したがって、噴流のひろがりとともに下流に向かって風速分布がかなり変化することになる。各測定断面における風速分布は図-2 および図-3 に示されたとおりで、図-2 は水面上 40 cm のところの風速の水平分布を、図-3 は水槽の中心線に沿った諸点の風速の鉛直分布をそれぞれ示したものである。図-2 より、風速は水槽の中心線より約 ± 1.5 m の幅では各断面でそれぞれ横方向にほぼ一様と見做せることがわかる。

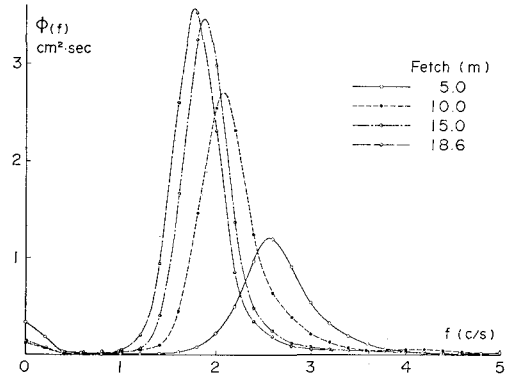
しかしながら、風下に向かって風速は減少し、各断面の代表的風速である水槽の中心線に沿い水面上 40 cm のところの風速は図-4 に示されたように変化する。図-4 には風速の鉛直分布をもとにして求めた、水面の粗度係数 z_0 、摩擦速度 u_* 、水面の抵抗係数 r^2 なども記入されている*)。

3. 実験結果

(1) 風波の特性 (侵入波がない場合)

各測定点における風波のスペクトル $\phi(f)$ は図-5 に示されたとおりである。ここで興味ある事実、吹送距離とともに風波のスペクトルが発達し、周波数領域が低周波側に拡大してゆくに際して、スペクトルのピーク付近から高周波側にかけていちじるしいエネルギーの減衰

図-5 風波のスペクトルの発達



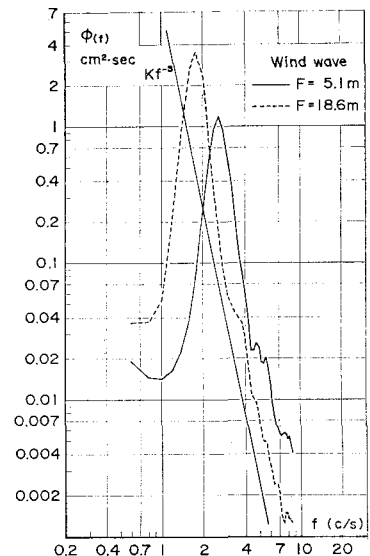
が生じていることである。

風波のスペクトルの高周波側には普遍平衡領域が存在し、そこでは周波数スペクトル $\phi(f)$ の形は f^{-5} になることが Phillips (1958 a) により指摘されている。事実、今回実測された風波のスペクトルの高周波側は、全体的にはこれに近い形を示しているが、エネルギー密度自体についてみると従来海洋で測定された値 (Burling 1959, Kinsman 1960) に比して少し大きすぎるようにみえる (図-6)。換言すれば、今回実験水槽で測定した風波のスペクトルは普遍平衡の型以上にエネルギーの集中が生じている。このような傾向は、筆者が以前、別の風洞水槽を使用して行なった実験 (Mitsuyasu 1964) においても見られたので、実験水槽のように比較的吹送距離の短いところになら強い風が吹いた場合に固有の現象とも考えられる。しかしながら、最近報告された Hidy & Plate (1966) の測定結果では、測定が小型の風洞水槽を

図-6 風波のスペクトル

$$K = \beta g^2 (2\pi)^{-4}, \beta = 1.48 \times 10^{-2} \text{ (Burling 1959)}$$

(図-5 を書き直したもののだが、図が繁雑になるので $F=10$ m および $F=15$ m のスペクトルをはぶいた)



) z_0 , u_ , r^2 などの値は侵入波がない状態、すなわち、静水面上を風が吹いたときの水面に対応するものである。図-2, および図-3 の風速分布も侵入波がないときに測定されたものである。

使用して行なわれたにもかかわらず同様な傾向が見られず、一方、実際の海で得られた Barnet & Wilkerson (1966) の観測結果にはわれわれが実験室で得たのと同様な傾向^{*}が見られるので、どのような条件で、あるいはなぜこのようなことが生じるのか現在のところ不明である。

(2) 共存系の特性

図-7 は比較的波形勾配の小さな規則波 2-12 ($T \approx 2$ sec, $H_1 = 7.5$ cm, $\delta = 0.011$) が風波の発生域に侵入して生じる共存波のスペクトルを示したもので、各測定断面におけるスペクトルがまとめて記入してある^{**})。これより、この場合には、スペクトルの最初のピークに対応する風域内における侵入波のエネルギーの変化が比較的少ないこと、スペクトルの 2 番目のピークに対応する風波のスペクトルが侵入波のないときのそれ (図-5) に比較すれば減衰しているけれども、かなりのエネルギー密度を有し、しかも吹送距離 F とともに増大していることなどがわかる。

図-8 は波形勾配が中程度の波 1.4-10 ($T = 1.4$ sec,

図-7 共存波のスペクトル (侵入波, 2-12)

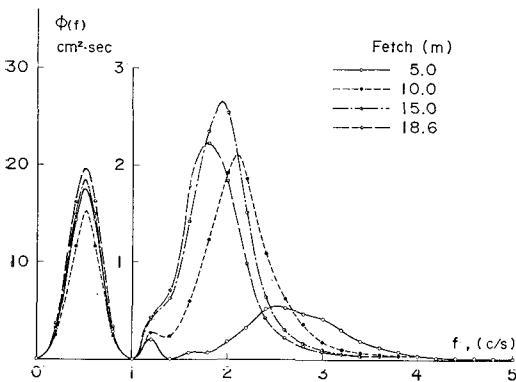
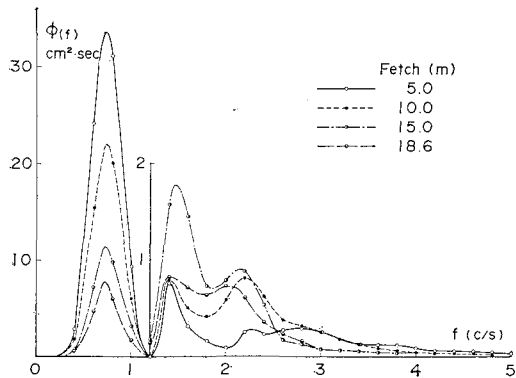


図-8 共存波のスペクトル (侵入波 1.4-10)



$H = 10$ cm, $\delta = 0.033$) が風域に侵入した場合の共存波のスペクトルを示したもので、これより、風波のスペクトルが吹送距離 F とともに多少は増加しているが、それらのエネルギー密度は侵入波のないときの値に比してきわめて小さいことがわかる。

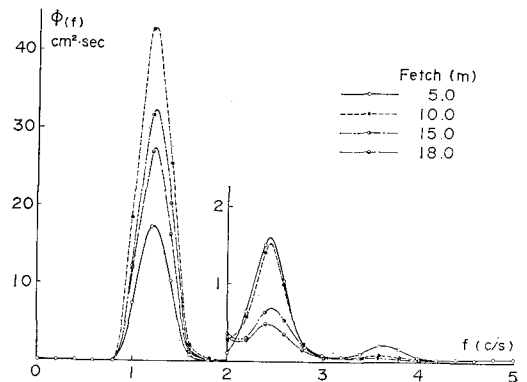
なお、この場合、風波のスペクトルが少し複雑な形をしているのは、風波のスペクトルの周波数領域に侵入波の高調波成分があらわれているためである^{*}。

さらに、この場合、非常に興味ある事実、侵入波のエネルギーが、風域内で距離とともにいちじるしく減衰していることである。侵入波はいまの場合その伝播速度に比較してはるかに速い順風的作用を受けているのであるから、このようないちじるしい減衰が生じるものとは考えがたい。風域内での侵入波の減衰機構として従来考えられたものは、風波との非線型干渉と風波の砕波 (Phillips 1963)、風によって生じた水表面の乱れの影響などである。しかしながら、いまの場合、これらにつけ加えてあるいはこれら以上に、後述する風のせん断力によって生じた水表面の吹送流がきわめて重要な役割を果たしているように思われる。

図-9 は、波形勾配が非常に大きい波 0.8-6 ($T \approx 0.81$ sec, $H = 7.8$ cm, $\delta = 0.09$) が風域に侵入した場合の共存波のスペクトルを示したものである。目視観測によると、この波が風域に入ってくると、それまでに発達していた風波は急速に減衰して、単に小さな表面張力波のみが侵入波の表面をおおっているのがみられた。このことは図-10 に示された波の記録にもみられる。

これらの事実からすると、図-9 に示されたスペクトルにおいて、風波の周波数領域 ($f \geq 2$ c/s) に減衰しているとはいえ、なおかなりのエネルギーが見られるのは予想に反する事実である。しかしながら、これらは実際には大部分侵入波の高調波成分で、このことは図-9 のスペクトルのうちから $F = 5$ m のものだけを取り出して

図-9 共存波のスペクトル (侵入波 0.8-6)



^{*}) Barnet & Wilkerson (1966) はこれを "Over shoot" と呼んでいる。

^{**}) 風波のスペクトルのエネルギーは侵入波のそれに比較して非常に小さいので、風波の周波数領域では縦座標を拡大して示してある。

^{*}) 風波のスペクトルの $f \approx 1.4$ c/s 付近にある最初のピークは侵入波の 2 倍周波数成分によるものである。

対数目盛の座標で示した図-11 をみるとよくわかる。図-11 によると、侵入波の5倍周波数成分までが明瞭に表われている。また、この図において注目すべき事実は、侵入波の高調波成分のピークを結ぶ線が f^{-5} に近い傾斜を有していることである。普通、波形勾配のそれほど大きくない波では高調波成分はきわめて小さく、波形

図-10 共存波の記録(侵入波 0.8-6)
最下段の記録(d_2)は無風時の侵入波の記録

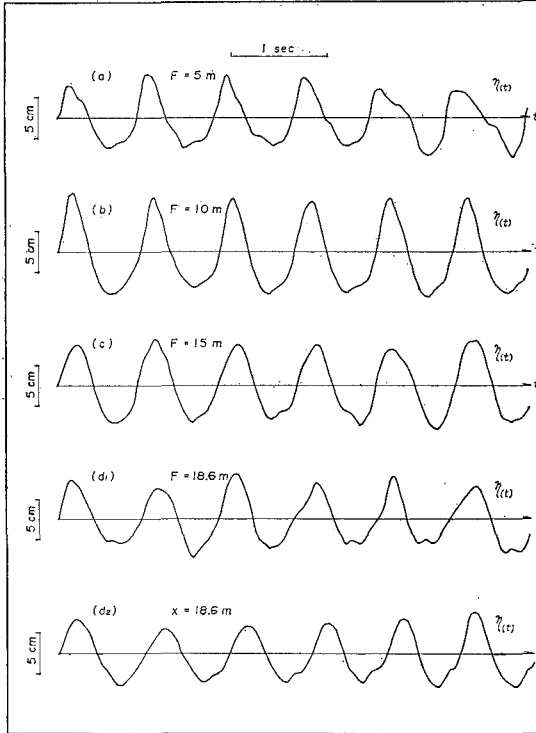
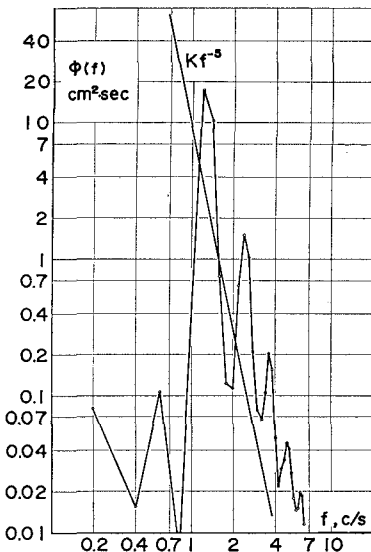


図-11 共存波のスペクトル
(侵入波 0.8-6, $F=5$ m)
 $K = \beta g^2 (2\pi)^{-4}$, $\beta = 1.48 \times 10^{-8}$ (Burling 1959)



勾配の大きな砕波直前の極限的な波において高調波成分は最大となるものと考えられる。したがって、上記の事実は単一周期の波において、高調波成分のエネルギーと周波数との関係は、一般には f^{-n} ($n > 5$) であるけれども砕波寸前の極限的な波においては、 f^{-5} に漸近することを示しているように思われる*)。

図-9 に立ち返って、この図でさらに注目すべきことは、図-8 の波 1.4-10 の場合とは逆に侵入波が風域内で非常に増幅されていることである。 $F=10$ m のところでは、侵入波はいちじるしく増幅され、 $F=1.5$ m および $F=18.6$ m では $F=10$ m のところの値に比較すればいくぶん減少しているとはいえ、後述するように無風時の値(これは $F=5$ m のところの値にほぼ等しい)よりはるかに大きい。波 1.4-10 の場合と同様な減衰機構はこの波 0.8-6 でも作用しているはずであるから、この波の場合、減衰量をおぎなっておりあまりあるエネルギーの伝達が風より波に対して行なわれているものと考えられる。

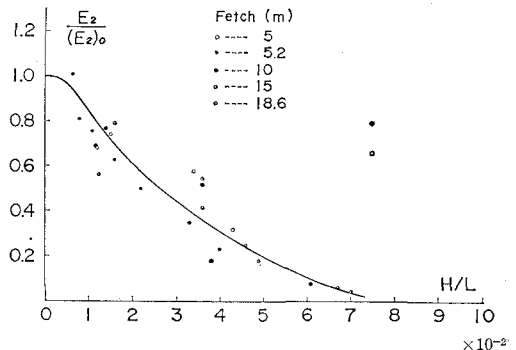
(3) 侵入波による風波のエネルギーの変化

前回と同様に、測定された共存波のスペクトルを利用して、侵入波のエネルギーと風波のエネルギーとを分離して、それぞれ数値積分しておのおのの全エネルギー E_1 (侵入波) および E_2 (風波) を求めた。ただし、図-9 に示されたスペクトルに明瞭に見られたように、風波のスペクトル領域に侵入波の高調波成分のエネルギーが混入してきて、これらを厳密に分離する方法がないので、便宜的に Stokes 波の3次近似式を利用して高調波成分のエネルギーを基本波をもとにして推定し、これを風波のスペクトル領域より差引き、侵入波のエネルギーの方に加えるという補正法をとった。

図-12 は、このようにして求めた共存系における風波のエネルギーを侵入波がないときの各場所における風波のエネルギーで割って無次元化した値と、侵入波の波形勾配との関係を示したものである。これより、前回

図-12 侵入波の波形勾配と風波のエネルギーとの関係

$H/L=0.075$ 付近のひどくとはなわれている2つの値は侵入波の高調波成分の補正が十分でないことを反映している



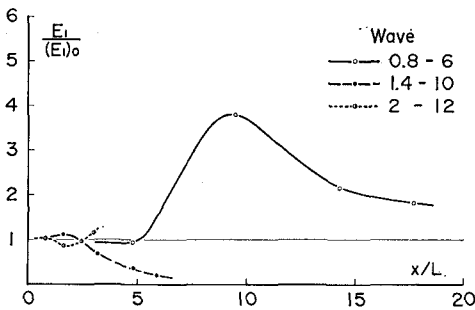
*) いまの場合、強い風が作用しているので表面条件が無風時と異なることは注意しなければならない。

$F=5.2\text{ m}$ のところで得られたものとほとんど同様な結果が $F=5\text{ m}, 10\text{ m}, 15\text{ m}$ および 18.6 m のところのデータを使用しても得られ、侵入波の波形勾配と風波の減衰との間には一定した関係のあることがわかる。測定値*) はかなり散乱しているけれども、吹送距離 F による差が特にはっきりあらわれているわけではない。

(4) 風域内における侵入波の変化

図-13 は、風域内における侵入波のエネルギー E_i を無風時のそれぞれの波のエネルギー (E_i)₀ で割って無次元化した値を風域の上端からの距離 x を各波の波長 L で割って無次元化した値に対してプロットしたものである。これより、前に 3.(1) で定性的に述べた侵入波の風域内における変化の様相がはっきりとわかる。波 0.8-4 は $x/L=5$ をこえると急速に増幅され、波 1.4-10 は $x/L=2$ 付近より減衰の一途をたどることがわかる。ただ、波 2-12 については、伝播距離を波長で割って無次元化してみると、伝播距離が他の波に比して短く、しかも変化の傾向が一定していないので、今回の実験結果よりは、はっきりしたことがいえない。

図-13 風域内における侵入波のエネルギーの変化



4. 実験結果の考察

(1) 侵入波による風波のエネルギーの変化

前回に引き続いたこの度の研究の結果、図-12 に示された侵入波の波形勾配と、共存する風波のエネルギーとの関係は、この一連の研究がかなり高風速の場合に限られていることを別とすれば、かなり一般性のあることがわかった。

このような侵入波による風波の減衰の機構としては、(i) 侵入波による風場の变化、ならびに、(ii) 侵入波と風波との非線型干渉 (radiation stress) と侵入波の峯付近における風波の砕波との相乗作用が考えられる。

波の非線型干渉の理論 (Longuet-Higgins & Stewart

*) 図-12 には前節 3.(2) でそれらの風域内における変化を記述した侵入波 (波 2-12, 1.4-10, 0.8-6) 以外の波について得られた結果も合わせて記入してある。

実験に用いた波 (侵入波) は全体で 8 種類 (波 2-6, 2-12, 1.4-10, 1.4-7.5, 1.4-5, 1.4-2.5, 0.8-4, 0.8-6) で、これらの波の無風時の $F=5.2\text{ m}$ における諸性質は前回の論文 (光易 1966 または、Mitsuyasu 1966) の表-1 および表-2 に示されている。

1964) によると、長い波 (いまの場合、侵入波) の波長が短い波 (いまの場合、風波) の波長に比して十分長いときには、長い波の波形を次式で表わすとき、

$$\eta = a_1 \cos(k_1 x - n_1 t) \dots \dots \dots (1)$$

短い波の振幅 a_2 は近似的に次式で与えられる。

$$a_2 = (a_2)_0 [1 + a_1 k_1 \cos(k_1 x - n_1 t)] \dots \dots \dots (2)$$

ただし、 $(a_2)_0$ = 単独で存在するときの短い波の振幅

a_1 = 長い波の振幅、 $k_1 (2\pi/L_1)$ = 長い波の波数

$n_1 (=2\pi/T_1)$ = 長い波の角周波数

式 (2) より、侵入波の峯のところで風波の振幅が最大となり、谷のところで最小になることがわかる。風域内で飽和している風波の場合には、たとえ侵入波の峯付近で非線型干渉の結果増幅されたとしても、そのエネルギーは砕波によって失われてしまうので、谷の付近における減衰のみが差引の結果として残り、平均すると風波は減衰することになる。しかも、その減衰量は侵入波の波形勾配とともに増加し、われわれの実験結果と定性的には似ている。しかしながら、非線型干渉による短い波の振幅の変化量は $2\pi a_1/L_1$ の程度であるから、波形勾配の大きな波 (0.8-6, $H_1/L_1=0.075$) について大きく見積っても、そのエネルギーの変化は $E_2/(E_2)_0 \approx 0.6$ の程度で、実験結果を十分には説明できない。

水面の進行波が気流に与える影響に関しては、風波の発達の問題に関連して、理論的あるいは実験的研究が数多く行なわれている。(Stewart 1961, Miles 1965, Phillips 1966, Shemdin & Hsu 1966)。しかしながら、これらの研究は大部分気流が波面に沿って流れる場合を取り扱っているので、波形勾配の小さな波の場合にはよいが、われわれが現在問題にしているような波形勾配のかなり大きな波の上を比較的高速な風が吹く場合には、これらの研究結果は適用できないように思われる。すなわち、波形勾配の大きな波が風域内に入ってきた場合、波を注意深く見ていると、侵入波の峯付近は砕波して、水しぶきが水平方向に吹き飛ばされているのがわかる。したがって、気流は波の峯付近ではく離しているものと思われ、むしろ Jeffreys (1924) による sheltering のモデルの方が現象を説明するためにより適切と考えられる。そして、このことは、後述する風域内における侵入波の変化にも関連がある。

このため、現在、実験に使用した波の上の気流の微細構造を調べる一方、気流のはく離が生じないような波形勾配の小さな波の上を低風速の風が吹いた場合の現象を調べている。

(2) 風域内に侵入した規則波の変化

これは風との相互作用による波の変化という見方をすれば、風による波の発達あるいは減衰の問題にほかならない。風波の発達に関しては、これまで非常に多くの研究が行なわれ、最近、ある程度まで、その機構が明らか

にされた (Miles 1957, 1960, Phillips 1957, 1966, Benjamin 1959, Hamada 1962, Hidy & Plate 1966, Barnett & Wilkerson 1966)。しかしながら, Miles (1957) にはじまる気流のはく離を考えないモデルは前節4.(1)で述べたような理由でわれわれの取り扱っている現象には適用できないように思われる*)。

一方, 風域内における侵入波の減衰機構としては, Phillips (1963) によって提出された侵入波の峯付近における風波の碎波と, 風波と侵入波との非線型干渉 (radiation stress) との相乗作用が考えられる。しかしながら, この機構による侵入波の減衰量を Phillips (1963) にしたがって推定してみると, 図-13 に示された波 1.4-10 の場合に見られたようないちじるしい減衰を説明することは困難であった。

風域内における波の減衰を生じるその他の原因の一つとしては吹送流があげられる。われわれの場合, 吹送流を実測してみると, たとえば, 表面流速 U_s は最大 30 cm/sec に達し, それらの値は Keulegan (1951) が求めた, Reynolds 数 $U_s h / \nu$ が非常に大きい場合のつぎの実験式にほぼ合致する。

$$U_s = 0.033 U \dots \dots \dots (3)$$

ただし, h は水槽の水深, ν は水の動粘性係数, U は断面平均風速で, われわれの場合 $U_s h / \nu \approx 6 \times 10^5$ である。このような吹送流により, 明らかに侵入波の波速の増大が生じており, これは必然的に波高の減少をひき起こすはずである。このようなわれわれの水槽に生じている吹送流の構造に関しては現在研究を始めている。

5. 結 語

現象の予想外の複雑さのために, その物理的機構に関しては, 現在のところあまりはっきりしない段階にあるが, 図-12 に示された侵入波による風波の減衰, および図-13 に示された風域内における侵入波の変化は, かなり一般性のある現象であることが明らかにされた。

このような現象の実際的な問題との関連としては, 海洋における地球物理学的な問題は別として, たとえば, 暴風海面の simulation の問題があげられる。すなわち,

*) 形式的に Miles (1957, 1959) の理論を適用してみると, β の値を 6~10 と普通考えられる値よりはるかに大きくなならないと実測された増幅率に合わない。

暴風海面を実験水槽で再現するために, 普通, 造波機で起こした波の上に風を加えるという方法がとられるが, この場合, 今回明らかにされたような事実は役立つであろう。

謝辞 本研究の遂行にあたり, 実験水槽ならびに各種付属施設の使用に關して, いろいろと便宜を計っていただいた当研究所津屋崎海洋災害実験所長, 田才福造教授に心より謝意を表します。また, 実験を行なうに当っては, 当研究所の中山竜三, 小森利雄, 北統夫, 田代昭生, 江藤賢次の諸氏の援助を受け, 実験資料の整理に關しては牛島純子氏の助力を得, スペクトルの計算に關しては水工土木学科の三根やす氏の協力を得た。これらの方々に厚く謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Barnett, T.P. & Wilkerson, J.C. (1966) : U.S. Naval Oceanographic Office, TR-191.
- 2) Benjamin, T.B. (1959) : J. Fluid Mech., 6, 161.
- 3) Burling, R.W. (1959) : Deutchen Hydrogr., Zeitschrift, 12 (2), 45.
- 4) Hamada, T. (1964) : Rep. Port & Harbour Tech. Res. Inst. No. 2.
- 5) Hidy, G. & Plate, E. (1966) : J. Fluid Mech., Vol. 26, Part 4, 651.
- 6) Jeffreys, H. (1924) : Proc. Roy. Soc. A, 107, 189.
- 7) Keulegan, G.H. (1951) : J. Res. Nat. Bur. Stand. 46, 358.
- 8) Kinsman, B. (1960) : Chesapeake Bay Inst., The Johns Hopkins Univ., Tech. Rep. No. 19.
- 9) Longuet-Higgins, M.S. & Stewart, R.W. (1964) : Deep Sea Res. Vol. 11, 529.
- 10) Miles, J.W. (1957) : J. Fluid Mech. 3, 185.
- 11) Miles, J.W. (1960) : J. Fluid Mech. 7, 469.
- 12) Miles, J.W. (1965) : J. Fluid Mech. 22, 823.
- 13) Mitsuyasu, H. (1964) : Rep. Port & Harbour Tech. Res. Inst. No. 5.
- 14) 光易 恒 (1966) : 第13回海岸工学講演会講演集 Page. 15.
- 15) Mitsuyasu, H. (1966) : Rep. Res. Inst. for Appl. Mech. Kyushu Univ. Vol. XIV, No. 48, 64.
- 16) Phillips, O.M. (1957) : J. Fluid Mech. 2, Part 5, 417.
- 17) Phillips, O.M. (1958 a) : J. Fluid Mech. 4, Part 4, 426.
- 18) Phillips, O.M. (1958 b) : J. Mar. Res. 16, 226.
- 19) Phillips, O.M. (1963) : J. Fluid Mech. 16, 321.
- 20) Phillips, O.M. (1966) : The dynamics of the upper ocean, Cambridge Univ. Press.
- 21) Shemdin, O.H. & Hsu, E.Y. (1966) : Tech. Rep. No. 66, Dept. Civil Eng. Stanford Univ.
- 22) Stewart, R.W. (1961) : J. Fluid Mech. 10, 189.