

最近における海の波研究の概観

運輸省気象研究所技官 理学博士 中 野 猿 人

1. 波浪観測一測器

精密な波浪観測のためには、自記波浪計を用いることが必要である。元来、波浪を自記させる方法としては、これを大きくみると、1. 水面における波そのものを記録するもの、2. 水中のある一定の深さのところの水圧変化を記録するもの、の二つに分けることができる。前者はさらに、a. 水面における1点の水位変化を記録するもの、b. ある範囲の水面全般の形状を記録するもの、と二つに分けられる。後者の記録は、水面からの深さによつて模様が異なり、水面における波そのものの形とは違うが、適当な解析方法によつて、それから水面における波形を推定することができる。

(1) 水面における波そのものの記録

1. Froude 波高計による方法 Lieut. Paris によつて約40年前から自記観測が試みられており、また日高博士などによつて約20年前に活動写真による観測が行われたが、長時間にわたる記録ができないし、時化のときなどのように真に必要なときに観測できない。

2. 微圧計(Sensitive aneroid barometer)による方法 気圧の差 0.1mm は高さの差約 1.05m に相当する。これはドイツの観測船 Gazelle 号によつて用いられた方法であるが、小さい波に対しては誤差が特に大きく、実用性に乏しい。

3. 水面における浮きの昇降を利用する方法 これには色々の型があるが、動的に運動が追従できない点で実用性のあるものは少ない。

ドイツ航空研究所型波浪計は、第2次世界大戦前に Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt よつて採用されたもので、割合に成績がよい。図-1のCにおける水圧変化が、1枚の隔膜及びそれと接続する1本の金剛石針によつて、廻転する鋼製円筒の表面に螺旋状の曲線として掻き記される

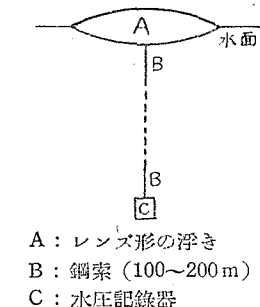


図-1 ドイツ航空研究所型波浪計

ことになっている。なおイギリスでもこの種の波浪計が用いられたが、それは水圧変化を機械的の代りに電気的に記録するようにし、水圧変化に応ずる出力が無線または有線によつて、近くの観測船に伝達されるようになっている。

石黒式浮き型波浪計(図-2)は、水面における波そのものを直接記録し、波形も非常に正確であるが、潮差をも考慮に入れただけの柱体が必要とし、また時化などのときにとかく故障を生じやすい欠点がある。

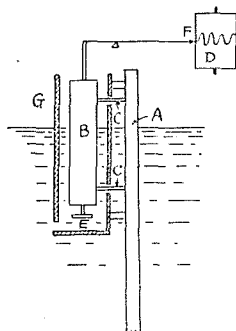


図-2 石黒式浮き型波浪計
A: 支柱, B: 柱状の浮き, C: パネ, D: 廻転ドラム, E: 液体制振器, F: 自記ペン, G: 防衝用外套。

4. 音響測深器による方法 水底に音響測深器を上に向けて設置し、超音波を発射して水面までの距離を連続自記させて波高を求める方法で、割合に成績がよい。

5. 実体写真測量による方法 これは実体写真測量(Stereophotogrammetry)を利用し、ある瞬間におけるある範囲の水面全般の形状を記録する方法である。この方法では、波の時間的変化を調べるのに莫大な経費と労力を要するが、これによつて波の形が大明明らかになつてきた(図-3)。

(2) 水圧変化の記録 水面における波そのものを直接記録するかわりに、水中のある一定の深さにおける水圧変化を記録する方法であつて、自記波浪計として

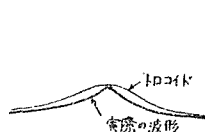


図-3 波の形

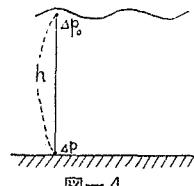


図-4

最近特に発達をとげているのは、この種の型である。図-4の場合に一般に、

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = 1 / \cosh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right), \quad \lambda = \frac{g T^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right),$$

$$\therefore \frac{\Delta p}{\Delta p_0} = f(h, T)$$

となるが、こゝで問題になるのは、

1. 流体力学的濾過作用 (Hydrodynamic filtering),
2. 緩漏による濾過作用 (Slow-leak filtering),
3. Response characteristics の図 (図-5),
4. 海の波の Spectrum の図,

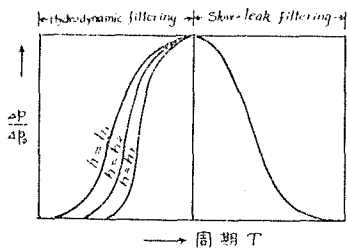


図-5 Response characteristics の図

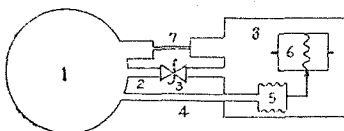
ものと、受圧部を水中に、自記部を陸上または船上において記録を得るものとがある。前者では、受圧板の動きを光学的なフィルムに記録するものや、機械的にペン書きするものなどがあり、後者では、受圧部の感ずる圧力変化を自記部に導くのに、空気や水を満たした導管を用いる方法と、電気的に変換して導く方法とがある。

1. 受圧部と自記部とを同時に水中に沈めて記録させる方式

図-6 は M. Ewing 型を示したものである。

2. 受圧部は水中に、自記部は陸上または船上にあるもの—隔測式

i) 流体の圧力導管を用いたものに、太田式(鉛直管を用いる)と管谷式(沈鐘を用いる、図-7)とがある。現在八丈島、御前崎、勝浦(千葉県)などでは、この式の自記波浪計を用いて観測している。簡便ではあるが、圧力導管をあまり長くすると、time-lag がきいてきてこまることや、満潮と干潮とで倍率が多少異なることなどの欠点がある。明神礁爆発に伴う津波(典型的な Cauchy-Poisson 波の実例)を記録し、爆発の時刻、範囲、エネルギー



1: ゴム製の空気槽、2: 通気管(器械をあげおろしするときに起るべき空気槽1の内部と水密管8の内部との気圧差をなくするためのもの)、3: 安全弁、4: 空気槽1から圧力計5に通ずる管、5: 空気槽1の内部と水密管8の内部との気圧差を測る圧力計、6: 廻転ドラム、7: 緩漏装置(Slow leak)、8: 堅固な水密筒

図-6 M. Ewing 型自記波浪計

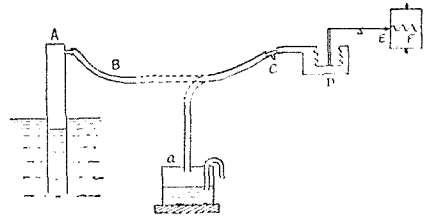


図-7 管谷式自記波浪計

その他の解明に役立つている。なお、イギリス海洋観測船 Discovery II 号が用いた方式は 図-8 のようである。

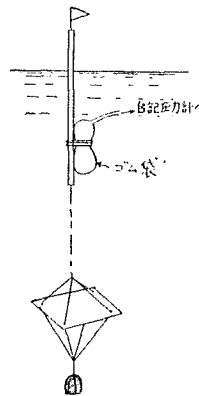


図-8 海洋観測船 Discovery II 号が用いた方式

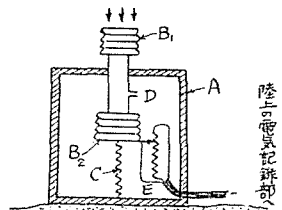
る方式である。この外に、自己誘導または相互誘導を利用した方式や、発電コイルを用いた方式があり、ピエゾ電気を利用した方式は、現在では主として水中音波観測のための Hydrophone に用いられている。

iii) 温度変化を利用したものは、気圧の断熱変化(断熱圧縮あるいは断熱膨脹)によって生ずる温度変化を、熱電堆によって電気的

変化に換えて自記せしめる方式であつて、図-10 は J. D. Isaacs - R. L. Wiegel 式である。この波浪計は水中の受圧部が安価で製作でき、かつ長距離の観測ができる点で都合がよいが、波の周期によつて波高に対する器械の倍率がかなり変動する点が欠点である。

2. 波浪分析器

A. A. Kiebbha 式の分析器は、図-11、図-12 に示



A: 水密で頑丈な筒、B₁: 外部ベローズ、B₂: 内部ベローズ、C: パネ、D: 緩漏装置、E: 可変抵抗器(電位計)。

図-9 R. G. Folsom 式自記波浪計

すような機構からなっている。図-12において、円盤Cの廻転速度を毎秒 n 廻転、小円板D(及び心棒E)の廻転速度を毎秒 n_0 廻転とし、Dの半径を a 、円板Cの中心からDとCとの接触点までの距離を r とすれば、

$$2\pi r \cdot n = 2\pi a \cdot n_0,$$

$$\therefore rn = an_0 = \text{const.}$$

となる。従つてドラムAの廻転が速くなれば円盤D(従つて心棒E)は左に動き、遅くなれば右に動く。

一方、ドラムAの廻転が速くなれば、波浪曲線を組み立てる各成分波の見掛けの周波数が増大し、逆にドラムAの廻転が遅くなれば、成分波の見掛けの周波数が減少す

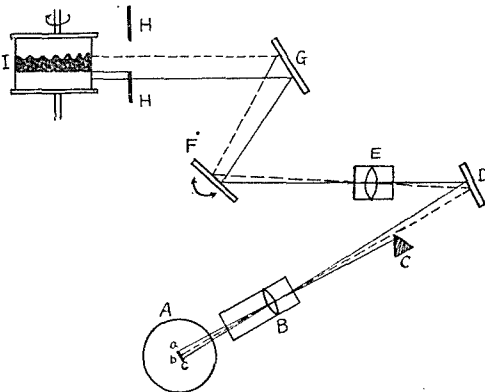
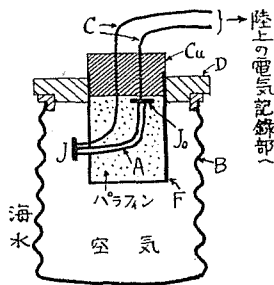


図-11 Klebba 式波演分析器 (1)

る。これらの成分波の中から、フィルターは特定周波数(125 c)の波だけを拾いあげて通し、その振巾あるいはエネルギーに相応する出力を電流計Gの指針に示すことになる。このようにして得られた波のスペクトル図が図-13である。

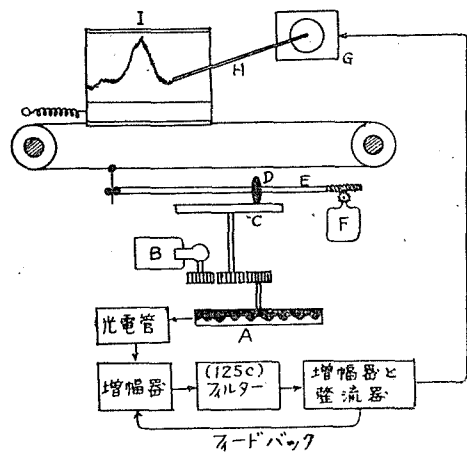
3. 波の理論

風によつて波が起ることを示したのは、H. v. Helmholtz (1868)であるが、その説では小さい初期の波しか説明できない。Sir Thomas Stanton (1937)は実験室内で波形の模型を作り、その表面に作用する



A-J-C-J₀: 銀-コンスタンタンの組合せからなる熱電対(実際のもでは、このような熱電対がいくつか直列につながれて、熱電堆を作っている)、
J, J₀: 接点(J₀は基準の温度に保たれている)、
F: ベークライト製の棒、
Cu: 銅製ブロック、
B: 人造ゴム製の水密な蛇腹形ベローズ、
D: 断熱性の蓋。

図-10 Isaacs-Wiegel 式自記波演計



A: ドラム(直径約20"), B: 変速モーター、
C: 円板(直径約9"), D: 柔革製小円盤、
E: 心棒、F: 定速モーター、G: 電流計、
H: 指針(自記ペン)、I: 記録式。

図-12 Klebba 式波演分析器 (2)

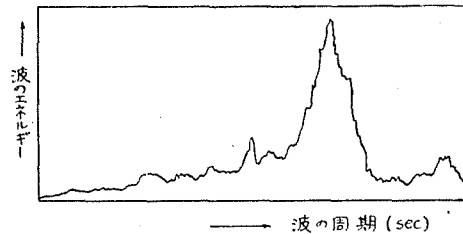


図-13 波のスペクトル図

法線圧を測定して図-14のような結果を求め、これに基づいて波の発達を説明した。H. Jeffreys (1925)は風の及ぼす接線圧は小さいと考えてこれを無視し、法線圧 Δp を次式で表わした。

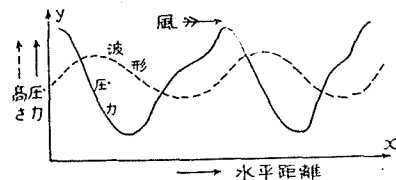
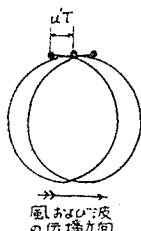


図-14 波の表面に働く風の法線圧

$$\Delta p = s\rho'(U-C)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (1)$$

ここに、 s は形状抵抗係数 (Sheltering coefficient)、 ρ' は空気密度、 U は風速、 C は波速、 $\partial \eta / \partial x$ は水面の勾配である。

ところがその後、風の及ぼす接線圧も波の発達上無視できないことがわかつてきた。すなわち、Stokes (1880)によると、波動に伴い水粒子が描く軌道は、図-15のように完全な閉曲線でない。いま H を波高、



u' : 質量運搬速度 (Mass transport velocity),
 T : 波の周期.
 図-15 波動に伴い水粒子が描く軌道

この質量運搬速度 u' があるために、風の及ぼす接線圧によつて仕事が行なわれ、エネルギーが波に供給され、波が発達することが考えられる。

この風の及ぼす法線圧と接線圧とを考えて導いた H. U. Sverdrup 及び W. H. Munk の理論の特徴は、在来波の理論のように無限に続いている波—“保存波” (Conservative wave) —を考へる代りに、いわゆる“有義波” (Significant wave) (1/3最高波) という統計的な量を取り扱つたことと、いま一つは波高 H や波長 λ を考へるのに、これらを単独に考へないで、 $H/\lambda = \delta$ (波の粗度) なる無次元の量を通して H や λ を考へ、また波速 C を考へるときにも、 C だけを単独に考へないで、波速 C と風速 U との比 $C/U = \beta$ (波齢) という無次元の量を通して C を考へるというように、徹頭徹尾無次元の量を使つて論じた点にある。波高 H は風速 U 、吹走距離 x 、連吹時間 t 、その他色々な量の函数であつて、

$$H = f(U, x, t, \dots)$$

であるが、従来の色々な実験式、例えば

$$H = f(U) \dots \dots \text{広井, Cornish, Zimmermann, その他,}$$

$$H = f(x) \dots \dots \text{Stevenson,}$$

$$H = f(U, x, t) = H_{\infty} / \{(1 + \alpha U/x)(H + \beta/t)\} \\ \dots \dots \text{Boergen,}$$

などが、いつでも適用できる式だとはいへなかつたのは、これらが“次元”を無視した実験式であつたからである。

さて、 H と U との間に密接な関係が実際にあることから、 δ, β なる二つの無次元量の間には、 $\delta = f(\beta)$ なるより本質的な関係が存在すべきことが考えられるが、事実そうであつて、図-16 のようにあらわされる。Sverdrup-Munk はつぎのように考へて、 $\delta = f(\beta)$ の関係を理論的に導き出して実測結果とあわせた。すなわち、

λ を波長、 C を波速、 z を平均水面から下方に測つた深さとすれば、質量運搬速度 u' は、

$$u' = \pi^2 (H/\lambda)^2 C e^{-4\pi z/\lambda} \quad (2)$$

となる。従つては波の粗度 $H/\lambda = \delta$ が大きいほど、また波速 C あるいは周期 T が大きいほど、さらに水面に近い水粒子ほど、 u' の値が大きい。こ

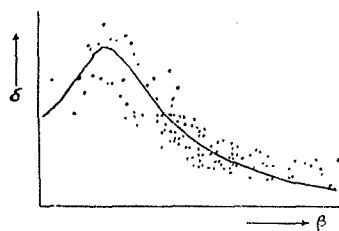


図-16 $\delta = f(\beta)$ の関係

(風によつて波に与えられるエネルギー) $\left\{ \begin{array}{l} R_N (\text{法線圧によるもの}) \\ R_T (\text{接線圧によるもの}) \end{array} \right\}$
 - (波の発達に使われるエネルギー) $\left\{ \begin{array}{l} R_H (\text{波高を増すため}) \\ R_C (\text{波速または周期を増すため}) \end{array} \right\}$,
 (ただし、 R_H と R_C はある配分法則に従う……配分常数 r),

$$\therefore \left. \begin{aligned} R_H &= (1-r)R_T - (1+r/\alpha)R_N, \\ R_C &= rR_T + (r/\alpha)R_N; \\ R_N + R_T &= R_H + R_C, \alpha = \text{抵抗係数 (常数)} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

としたのであつて、波が減衰しつつある場合(うねり)は、 $R_T = 0$ と考へる。Sverdrup-Munk は上の関係が何故に成立しなければならないかについてはつきりと示さなかつたが、吉田耕造博士はエネルギーの配分を論じて、(3) 式に相当する式を導き出している。

(3) 式から $\delta = f(\beta)$ の関係が導かれるが、またつぎの関係を導くこともできる。

Fetch graph :

$$gH/U^2 = f(gx/U^2), \quad \beta = f(gx/U^2) \quad (4)$$

Duration graph :

$$gH/U^2 = f(gt/U), \quad \beta = f(gt/U) \quad (5)$$

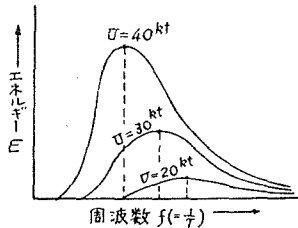
これらから、 U, x, t などの風の資料が与えられると、波高 H や β 、従つて波速 C あるいは周期 T がわかる。

この方法によつて、米國で波の量的予報が行われた結果によると、波高 H は実測とよく合うが、周期 T は大体は合つても、わずかながら系統的な差を生じ、実測値の方が予報値よりも僅かに大きくなる (Isaacs, Savill, 1949)。この不一致の原因はよくわからないが、一つは Sverdrup-Munk の理論では風速 U を定常と假定していることが、正しくないためではないかと思われる。

波の量的予報を行うときに困難を感じるのは、 U, x, t などの正しい値の見積りについてである。ことに日本では氣象変化が急激でしかも複雑であつて、單に Sverdrup-Munk の方法だけでは、あまりよい結果は期待されない。どうしても統計的ないは経験的な方法をあわせ用いることが必要である。このような見地から筆者らは、城が島、八丈島、御前崎などに

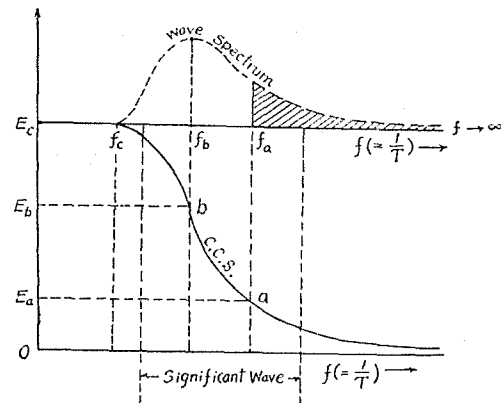
おける自記波浪計の記録に基づいて、波浪と気象変化との関係を統計的に調査した (M. Nakano, S. Unoki and Y. Kuga, 1953; S. Unoki and M. Nakano, 1954)。

W. H. Munk ら (1944) はまた、磯波や海岸の砕波の量的予報の方法をも確立した。この場合は海岸附近の海底地形によつて起る波の屈折、エネルギーの収斂、発散が大切な問題になるが、これに対してはいわゆる屈折図 (Refraction diagram) を描いて行う方法を示した。たゞこの場合、通常は波の回折 (Diffraction) の影響を無視し、相隣接する二つの直截線 (Orthogonals) の間に含まれるエネルギーがいつまでも保存さ



$$f_{\max} = 2.475/U, \quad U: \text{風速 (kt)}$$

図-17(a) 波のスペクトル図



波が発達するともに、周波数 f は $f \rightarrow f_a \rightarrow f_b \rightarrow f_c$ となり、 f_c に達したときに最も発達した状態になる。

図-17(b) 波の Co-cumulative spectrum

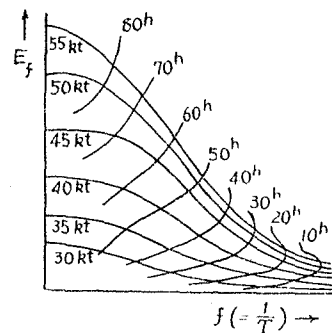


図-17(c) Duration curve

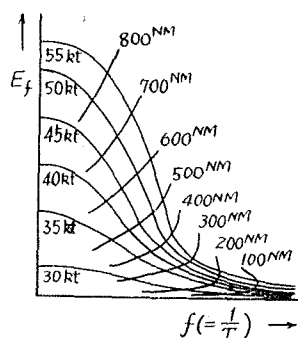


図-17(d) Fetch graph

れるという仮定をするが、直截線が急に屈曲するような場合はこの仮定が成立せず、当然回折が起る。この波の回折の問題は、今後の研究問題として残されている。

一方、W. J. Pierson, G. Neumann, R. W. James ら (1953) は、実際の海の波が決して単一な波ではなくて、種々の周期と波高をもつ多数の波の複合したものと考えられる以上、あくまでも波のスペクトルを基礎とし、かつ統計の見地から論ずべきであるとして、いわゆる "Co-cumulative spectrum (C.C.S.)" 一波のスペクトル曲線の累積曲線を基礎とする新しい量的予報の方法を確立している (図-17)。

また、M. S. Longuet-Higgins (1952) は、実際の海の波が起源を異にする無数に多くの単一波のでたらめな集合であると考えて、平均波高、有義波 (1/3 最高波) の波高、相当波高 (Equivalent wave height) などの相互間の理論的關係を導いた。例えば、

$$\frac{H^{(p)}}{\sqrt{H^2}} = \left(\log \frac{1}{p}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{p} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 - P\left\{\left(\log \frac{1}{p}\right)^{\frac{1}{2}}\right\}\right] \quad (6)$$

特に $p=1$ とすれば、 $H^{(p)} \rightarrow H^{(1)}$ は平均波高となり、

$$H^{(1)} / \sqrt{H^2} = \sqrt{\pi} / 2 = 0.886, \quad (7)$$

また、 $p=1/3$ とすれば、 $H^{(p)} \rightarrow H^{(1/3)}$ は有義波の波高となり、

$$H^{(1/3)} / \sqrt{H^2} = 1.416, \quad (8)$$

という関係が得られる。

前記の Pierson-Neumann-James の方法では、この Longuet-Higgins の理論をも考えに入れており、例えば Duration graph や Fetch graph から有義波の波高、平均波高及び $1/10$ 最高波の波高を求めるときには、 $\sqrt{E}$ にそれぞれ 2.83, 1.77, 3.66 という

常数をかけることになっている。

J. Darbyshire (1952) は波のスペクトルの形について、理論的に研究した。すなわち、発生域 (Generating area) を出る各成分波がそれぞれその周期に対応する群速度を

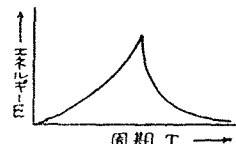


図-18 波の周波数分布を興える函数の形

もつて伝播すると考え、かつ風が各成分に独立に作用するものと仮定して、波の周波数分布を与える関数を誘導して、図-18のような結果を得ている。

4. その他の研究

(1) 波の観測から暴風を追跡する方法について

W. H. Munk (1947) は海の波、特にいわゆる前駆波 (Forerunner) の観測から、暴風を追跡する新方法を展開した。すなわち、一般の関係式

$$\text{波速: } C = \sqrt{g\lambda/2\pi} = gT/2\pi, \quad (1)$$

$$\text{群速度: } V = C/2 = gT/4\pi, \quad (2)$$

$$\text{伝播距離: } x = Vt, \quad (3)$$

のうち、(2)、(3)式から V を消去すると、

$$T = (4\pi/g)x/t, \quad (4)$$

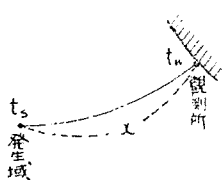
$$\therefore \partial T/\partial t = -(4\pi/g)x/t^2 = -T/t \quad (5)$$

となる。(4)、(5)式から x, t を解くと、

$$x = gT^2/(4\pi(-\partial T/\partial t)), \quad t = T/(-\partial T/\partial t) \quad (6)$$

が得られる。従つて観測から T と $\partial T/\partial t$ とがわか

図-19



ると、 x や t がわかるが、実際に適用するにはつぎのようにする。すなわち、

$$t = t_w - t_s \quad (7)$$

とおけば、(4)式から

$$(4\pi/g)/T = (t_w - t_s)/x \quad (8)$$

となる。従つて t_w と $1/T$ とをそれぞれ横、縦方向の座標に選ぶと、(8)式は一つの直線を表わす。それで、

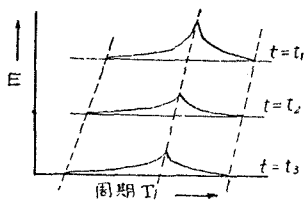


図-20 時々刻々の波のスペクトル図の決定

例えば 図-20 のように波のスペクトル図を時々刻々作つて、対応する波について t_w と T とを読みとり、 $1/T$ を t_w に対してプロットすれば、点は大体

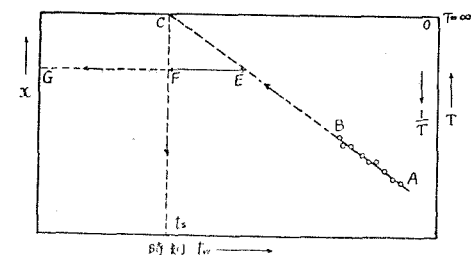


図-21 暴風の Focus の決定

れる。この直線を矢印の方向に延長し、 $T = \infty$ の線との交点 C から下に直線を下して、波の出発時刻 t_s を求める。また直線 AB の傾斜から x を求めるが、F を焦点 (Focus) という。2ヶ所以上の観測所について、暴風の "Focus" を求めると、暴風の中心がわかるが、結果は実際とかなりよく一致する。

(2) 遠距離を傳播する波の周期の増大について

W. H. Munk (1947) は局所的擾乱によつて起された深水表面波 — Cauchy-Poisson 波 — が、遠距離を伝播するとともに周期が次第に増大する問題を理論的に研究し、重要な結果を得た。また、その結果をうねりや津波などに応用して、観測事実をよく説明している。

Cauchy-Poisson 波の性質として、任意の固定観測所 (図-22 の A あるいは B) において、周期 T は時間とともに短縮する。ところが表面波の伝播速度は周期 T に比例するから、観測所 A から観測所 B まで伝わるのに、波 1 よりも波 2, 3, ……、 n と次第に

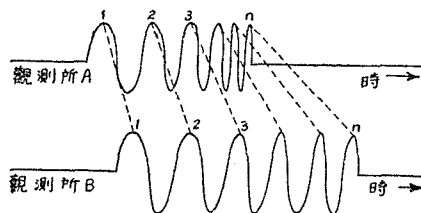


図-22 遠距離を傳播する波の周期増大の説明図

長い時間を要する (波の数は不変)。従つて観測所 A におけるよりも観測所 B における方が、図-22 のように周期が伸びて観測されるわけであつて、この関係を数式で書けば、

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= (C - V) \frac{\partial T}{\partial x} = -\left(\frac{C}{V} - 1\right) \frac{\partial T}{\partial t}, \\ \frac{dT}{dx} &= \left(1 - \frac{V}{C}\right) \frac{\partial T}{\partial x} = -\left(\frac{1}{V} - \frac{1}{C}\right) \frac{\partial T}{\partial t}, \end{aligned} \right\}$$

となる。ここに、 C は波速、 V は群速度である。

(3) 近代航空力学 (超音波の場合) の知識を海波に適用する研究 この研究は J. J. Stoker (1949) が砕波に対して行つたのであるが、図-23 において水中の 1 点 $P(x, y)$ における圧力を p とし、 x 方向の流速を u とすれば、

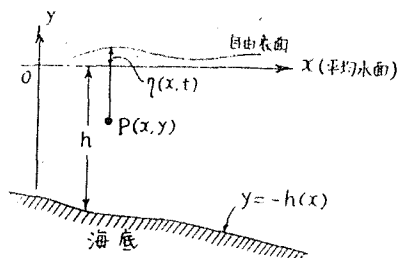


図-23

$$p = \rho g(\eta - y), \quad (1)$$

$$u = u(x, t), \quad (2)$$

であつて、 η , u はつぎの式を満足する。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \{u(\eta + h)\}. \quad (4)$$

いま新しい量として、

$$\bar{p} = \int_{-h}^{\eta} p d\eta, \quad \bar{\rho} = \rho(\eta + h) \quad (5)$$

を導入すると、(1) 式によつてつぎの関係で結びつけられている。

$$\bar{p} = \frac{\rho g}{2}(\eta + h)^2 = \frac{g}{2\bar{\rho}}\bar{\rho}^2. \quad (6)$$

従つて(3), (4) なる微分方程式はつぎの形をとる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}u) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + g \frac{dh}{dx}. \quad (8)$$

海底の傾斜が緩やかであるとして、 $dh/dx \approx 0$ とおけば、(8)式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (9)$$

となる。(7), (9) 式は圧力 $\bar{p}$, 密度 $\bar{\rho}$ なる圧縮性気体の1次元運動に対する微分方程式である。このような圧縮性気体は、(6)式からわかるように断熱指数

(Adiabatic exponent) 2を有する断熱法則を満足するものである (Riabouchinsky, 1932)。

また、

$$C = \sqrt{g(\eta + h)} = \sqrt{\frac{2g}{2} \cdot \frac{\bar{\rho}}{\rho} \cdot \frac{1}{\bar{\rho}}} = \sqrt{2 \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}}} \quad (10)$$

となるが、これは圧縮性気体中の音速の公式 (Laplace の公式) と同形である。

この理論によれば、気体中である連続的な圧縮によつて一つの衝撃波 (Shock wave) ができ上る瞬間は、水の場合にひき直して考えると、浅水波が “bore” のようになって砕け、curl する瞬間に対応する。それで衝撃波が形成されるとき空気の状態から、浅水波が砕けるときの泡の形などがわかる (図-24)。

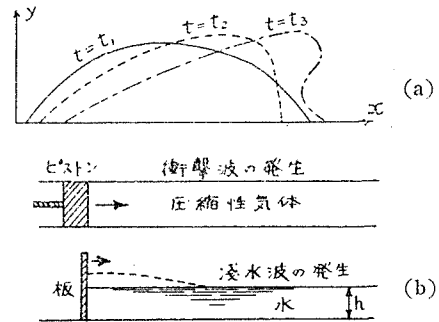


図-24 碎波現象の説明図