

風波による水温成層の混合過程

(財) 電力中央研究所 正会員 和田 明

(財) 同 上 正会員 ○片野尚明

1. まえがき

密度成層を有する流体中にある擾乱が作用した場合の成層の安定性や混合過程に関する問題は古くから取り上げられている。成層の安定性に関しては、その擾乱の運動エネルギーの強さ、成層のもつポテンシャルエネルギーおよび粘性エネルギーなどによって規定される各種の無次元安定度パラメーターによって表わされることが、理論的にも実験的にも明らかにされている。一方、成層の形成あるいは混合過程に関しては、各種の因子が複雑な相互関係を有するためにその研究展開において満足すべき成果が見当らない。最近の海洋での水温躍層の形成過程に関する研究において、風波等の擾乱の強さおよび熱エネルギーの加入、損失等を考慮して水温成層の推移を解析的に明らかにする方向がとられている。^{1),2)} さらに、混合過程における乱流的性格に注目して、流速の乱れおよび水温の変動を測定してそれらのスペクトル構造を求めている。³⁾

本文は、沿岸海域の表面付近に形成される水温躍層を対象にして、風波が作用した場合の水温成層の推移を水理実験の手法によって検討し、風波のエネルギーと水温躍層との関係を求めると共に、水温変動のエネルギースペクトル特性を統計的取り扱いにより明らかにしたものである。⁴⁾ 得られた結果は有限な水槽内の現象であるために、必ずしも実際の現象を具現しているとは考えられないが、問題提起の意味で紹介するものである。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略は図-1に示すとおりである。使用した水槽は、片面を透明アクリル板とした長さ23.5 m、幅0.2 m、高さ1 mの規模のものであり、水槽の上部には高さ30 cmの風洞が設けてある。水槽の一端には最大15 m/secの風速を起こす送風機を設置し、他端には温度成層を形成させる温水水源および温水供給口が設けてある。

実験は、あらかじめ形成させた温度成層に送風機によって風を作用させて、定点(送風機吐出端より14.06 mの位置)の鉛直断面内における水温の変動を測定した。水温の測定は、温度範囲10℃に対して0.2℃以上の精度、時定数0.1 secの性能を有するサーミタ型水温計を用いた。また、波高の測定は抵抗式波高計を用いた。水温および波高の記録はいずれもデータロガーによって集録し、後に述べるスペクトル解析に便利のように処理した。流速の測定は、流速および水温がともども変動する場であるため、市販の流速計に頼ることができない。そのため、染料の軌跡をカメラで追跡する方法によった。

3. 風速分布と風波のスペクトル特性

一般に境界面が粗である場合の風速分布は次式によ

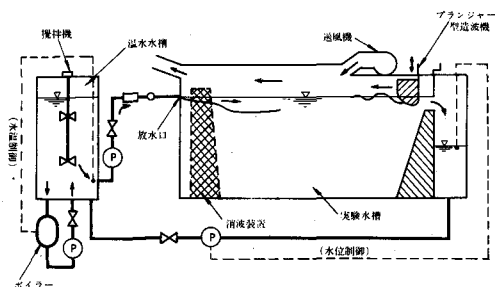


図-1 実験装置の概略

って表わすことができる。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2.3}{k} \log \frac{Z}{Z_0} + \text{const.} \quad (1)$$

ここに、 u ：任意の高さ Z での風速、 u_* ：摩擦速度($=\sqrt{\tau_0/\rho_a}$)、 τ_0 ：水面に作用するせん断力、 ρ_a ：空気の密度、 k ：カルマン定数($=0.4$)、 Z_0 ：粗度定数。

式(1)から摩擦速度 u_* を求める場合、境界層の厚さに対して粗面の高さが無視できない程大きい時には、風速の鉛直分布の座標基準面をどこに選ぶかが問題となる。しかも境界面が波面であると、境界面は時間的に変化しているため、波によって気流が乱され水面付近の風速分布が対数法則よりずれることが考えられる。⁵⁾

図-2は定点における水面上の風速分布を小型プロペラ式風速計で測定した結果である。図中に見られる直線は対数法則に基づいて引いたものである。また、 n は送風機の回転数を示す。図-2をみると、低風速では比較的対数法則にのっているが、高い風速では測点も少なくバラツキもあるため、その一致の程度は明らかでない。

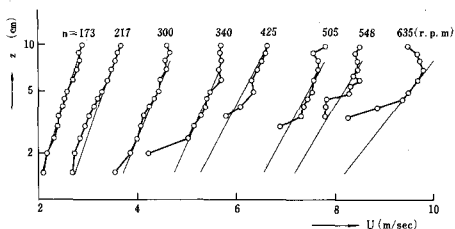


図-2 水面上の風速分布

式(1)の関係から摩擦速度 u_* を求めて $U_z = 1.0 \text{ cm}$ と関係づけて海洋における結果と比較すると、低風速における実験値は海洋で得られる値より大巾に上回ってしまう。この不一致は代表的風速として選んだ $z = 1.0 \text{ cm}$ の位置が境界層の内部領域に入っているものと思われる。しかし、本装置のように高さ 3.0 cm 程度の規模の風洞においては、結局のところ、水面と風洞の境界の影響を受けてしまって、自由な流れをもつ外部領域の風速を見出すことは恐らく不可能であろう。

図-3は風洞水槽で得られた風波のエネルギースペクトルを示したものである。図中には風速および吹送距離の相違による比較が示されている。すなわち、風速および吹送距離が増すとスペクトルは発達し、かつそのピークは低周波側に移行し高周波側のエネルギー減衰が著しくなることが認められる。

十分発達した海洋波のスペクトルの高周波側領域において、Phillips⁶⁾は周波数 f の -5 乗で減衰することを提示した。これは f^{-5} 乗則と呼ばれ、観測値ともよく一致することが検証されてきている。すなわち、

$$P(f) = \beta' g^2 f^{-5} \quad (2)$$

ここに、 $\beta' = (2\pi)^{-5} \beta = 9.51 \times 10^{-6}$

式(2)の関係を図-3中に描くと、一点鎖線のようになる。実験波のスペクトルは海洋波にくらべて急勾配となり、よりエネルギー集中が激しいことを示している。この事実は

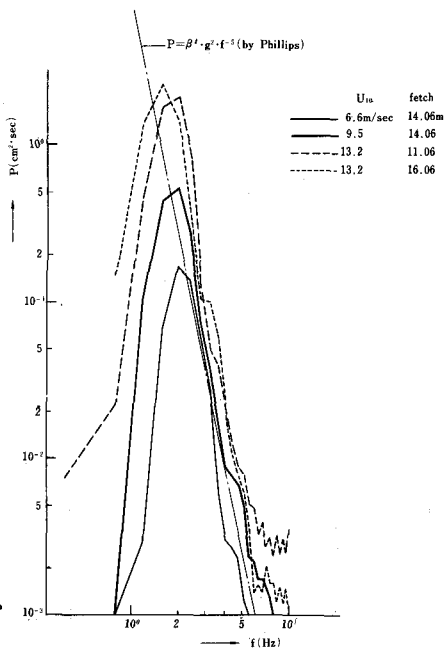


図-3 風波のエネルギースペクトル

並行して実施した波高の確率分布から推定しても実験波は海洋波と相当異なっていることを示している。

図-4 は風速 $U_{10} = 6.6 \text{ m/sec}$, 9.5 m/sec における風波の自己相関係数を示したものである。この変化をみると、スペクトル曲線でもみられたように $f = 1.5 \sim 2 \text{ Hz}$ の強い周期成分の波が卓越していることが明らかとなった。

4. 水温躍層の降下速度

実験は、風速、初期躍層の厚さおよび二層間の温度差をパラメータにして 18 ケースにわたって実施した。図-5 は風波が水面に作用した場合の水温鉛直分布の時間的变化の一例を示したものである。同様に、図-6 は経過時間と躍層の降下量 h_w/h_{w0} の関係を示したものである。ここに、 h_{w0} は初期躍層の厚さ、 h_w は任意時間の躍層厚を示す。

躍層面の降下速度、すなわち一種の entrainment 速度⁶⁾については二つの物理的なプロセスが考えられる。その一つは密度成層の弱い場合で完全乱流 entrainment の現象が生じる。他の場合は浮力効果が卓越している場合で準層流 entrainment の状態が生じる。前者は密度成層の存在しない均一な流体 entrainment 速度に近付き、それは表面応力より導かれる摩擦速度 u_* にほぼ比例する。この関係を式に表わすと次のようになる。

$$u_e \sim (\nu \epsilon_0)^{1/4} \sim u_* \quad (3)$$

後者は、密度成層が十分に発達しているために小スケールの乱れは躍層で抑制され、熱の輸送は境界面の粘性境界層全体に拡がる大きな渦によって影響を受ける。この時の降下速度は、密度成層が弱い場合にくらべて小さくなり、次式で表わすことができる。

$$u_e \sim Re^{-1/2} \cdot u \quad (4)$$

ここに、 $Re = u l / \nu$, u , l : それぞれエネルギー含有渦群の速度スケール ($u = (\overline{u^2})^{1/2}$) とそれに対応する長さのスケール、 ν : 動粘性係数、 ϵ_0 : エネルギー逸散率

また、 $\epsilon_0 \sim u^3 / l$ (Batchelor, 1953) の関係を式(3)に代入して

式(4)と比較すると、前者は後者の $Re^{1/2} \gg 1$ 倍だけ entrainment 速度が大きくなる。

一般の密度成層に風が作用した場合を考えると、降下速度は成層の安定度に関係することが想定される。すなわち、降下速度は風による摩擦応力とリチャードソン数 Ri で記述されるであろう。

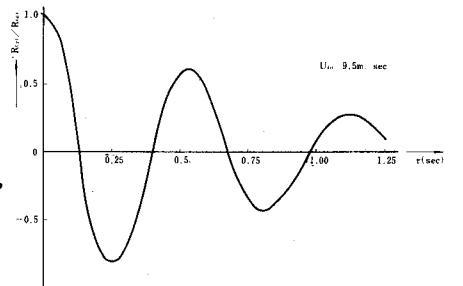
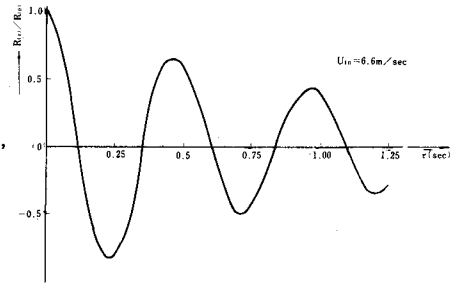


図-4 風波の自己相関係数

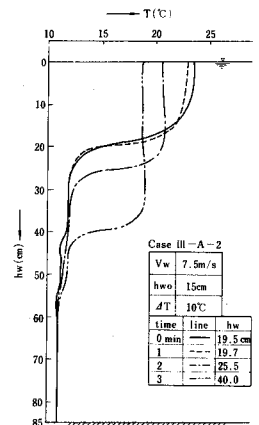


図-5 水温分布の推移

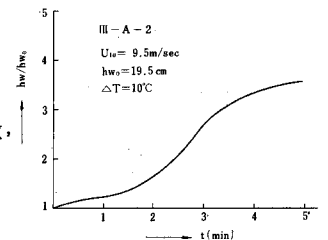


図-6 降下量の時間的变化

$$\frac{d h_w}{d t} \sim f(R_i) \cdot u_* \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $f(R_i)$ は実験によって決定する関数となる。そこで、本実験結果に対してこの関係を適応すると、図-7に示すように次の関係を得る。

$$\frac{d h_w}{d t} = 7.3 \times 10^{-3} \cdot u_* \cdot R_i^{-0.87} \quad \dots\dots\dots (6)$$

式(6)の結果は、一定風速条件の下において、降下速度は安定度によって一義的に決定できることを示している。

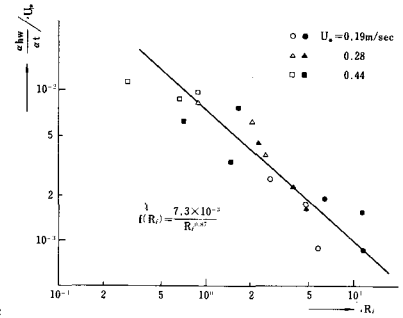


図-7 R_i 数と $\frac{d h_w}{d t} / u_*$ の関係：

5. 水温躍層における温度変動のスペクトル

水温成層を有する水面へ風が作用した場合の躍層の挙動は、成層の安定度、風波の強さおよび継続時間等によって様々な形態をとるであろう。例えば、混合度合の強さの立場からみれば、密度成層が比較的弱く、しかも連続分布をしている場合、擾乱の強さによって躍層付近に小さな乱れがおよぶ状態から、中程度の強さの乱れ、そして強い侵入的対流 (penetrative convection) という順序をとるであろう。実験は弱い密度成層 ($\Delta \rho = 3 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$) に強い擾乱、すなわち強風を作用した場合に相当し、主として侵入的対流によって鉛直混合 (一種の entrainment) が行なわれ、結果として躍層が低下している現象である。したがって、水深別の水温変動に注目してみると、表層においては高周波、小振幅の変動を起こしながら、下層に熱を輸送することにより自分自身の温度をしだいに低下させるが、躍層付近ではゆるやかな水温変動から風波の擾乱の影響がおよぶにつれて、大きな水温変動を起こし混合が完了した時点で平均水温が急激に上昇する。このことはとりも直さず躍層の低下という現象をもたらす。これらの水温変動のうち、いま注目している変動成分は、比較的高周波の成分であるために低周波に相当する平均水温の推移を除去することが必要である。この目的を達成するために計算機処理の段階で high pass フィルターを用いた。

図-8は $U_{10} = 6.6 \text{ m/sec}$ における水温変動の自己相関係数 (図-8(a)) とエネルギースペクトル (図-8(b)) を示したものである。同様に、図-9は $U_{10} = 9.5 \text{ m/sec}$ における自己相関(a)およびスペクトル(b)を示したものである。図-8(a)および図-9(a)の自己相関の変化をみると、相関は2~3 secで急激に零となりその後は周期2~10 sec程度の変動を示す。この周期は風波の波高変動に対して約10倍程度大きい低周波の振動である。

オイラーの積分時間スケール θ は相関係数を $r(\tau)$ とおくと次式で示される。

$$\theta = \int_0^{\infty} r(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (7)$$

水平方向の空間スケール l との間に Taylor の冷凍仮説を仮定すれば、次のようになる。

$$l = \theta \cdot \bar{v} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $\bar{v}$ は平均流速を意味する。

式(7)および式(8)の関係から温度変動に対する時間スケールおよび長さのスケールを求めてみると、

それぞれ $\theta = 0.5 \sim 2 \text{ sec}$, $l = 1 \sim 3 \text{ cm}$ となる。長さのスケールは波高と同程度の大きさであり、時間スケールは同程度かそれ以上の長いスケールとなっている。

浮力効果のある慣性小領域 (inertial buoyancy subrange) の乱れのスペクトルは次式で示される。

$$E(k) = A [\epsilon(k)]^{2/3} k^{-5/3} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \epsilon(k) &= \epsilon_0 [1 + (k_b/k)^{4/3}]^{3/2} \\ k_b &= c^{3/4} N^{3/2} \epsilon_0^{-1/2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 A : Kolmogorov 定数, k : 波数, k_b : 浮力の影響の効く上限の波数, ϵ_0 : 正味の粘性によって失われるエネルギー逸散率, c : 1 に近い定数, N : ブレント・バイセラー振動数と呼ばれるもので $| -g \rho^{-1} \partial \rho / \partial z |^{1/2}$ で示される。

いま、 $k \gg k_b \gg l_0^{-1}$ (l_0 : エネルギー含有渦群の代表的な長さのスケール) の領域では、式(9)から明らかなように Kolmogorov の慣性小領域の $-5/3$ 乗則が成立する。一方、 $k_b \gg k \gg l_0^{-1}$ で規定される浮力小領域は -3 乗則で表わすことができる。

一方、温度などのスカラー

量のスペクトルは、慣性小領域で $-5/3$ 乗則をとることが Batchelor (1959) 等によって理論的に導かれた。換言すれば、慣性小領域における温度変動のスペクトルは乱れのスペクトルと同一の形を有している。

図-8(b)および図-9

(b)は水温変動のエネルギースペクトルを示すが、低周波で f^{-3} 、高周波で $f^{-5/3}$ を近似的に満足する。 f^{-3} と $f^{-5/3}$ の折曲点の周波数は、実験結果を通じておよそ $0.3 \sim 1 \text{ Hz}$ の間に分布している。この周波数 f_b が浮力の影響を受けている上限の渦の周波数に相当する。

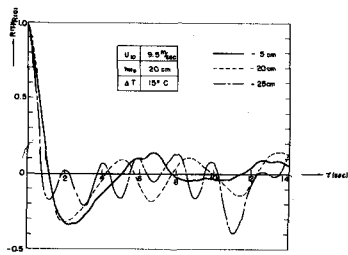
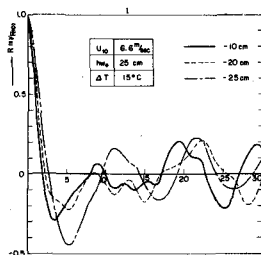


図-8(a) 水温の自己相関 (case 2), 図-9(a) 水温の自己相関 (case 3)

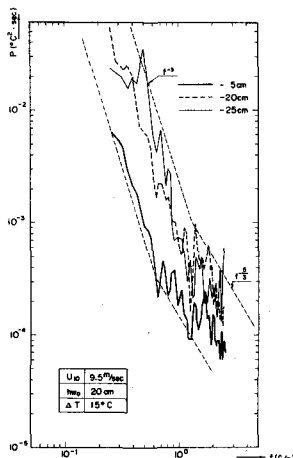
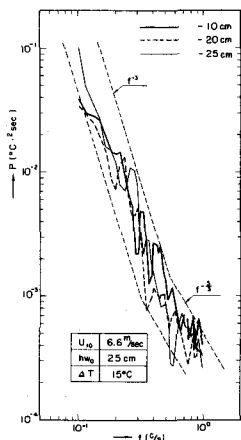


図-8(b) 水温のスペクトル (case 2), 図-9(b) 水温のスペクトル (case 3)

いま，統計的に定常であると仮定すれば，Taylor の冷凍パターンの仮説を用いて周波数スペクトル $P(f)$ から波数スペクトル $E(k)$ に変換することができる。

$$E(k) = \bar{v} \cdot P(f) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$k = f \cdot \bar{v}$$

ここに， $\bar{v}$ は平均流速である。式(11)の關係を用いて浮力の影響を受けている上限の波数 k_b を求めると， $0.1 \sim 1 \text{ cm}^{-1}$ のオーダーになる。このことは，渦の大きさが $0.1 \sim 1 \text{ cm}$ であることを示している。また，この k_b を用いて式(10)の關係からエネルギー逸散率 ϵ_0 を求めてみると，およそ $10^{-2} \sim 1 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ のオーダーになる。海洋における値は，慣性小領域ないし粘性領域で $10^{-5} \sim 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ の値が得られている。したがって本実験で得た値が大きいのは，多分，エネルギー逸散の大きい慣性小領域から浮力領域を対象にしたものと思われる。

6. あとがき

以上，水理実験による水温成層の挙動について述べてきたが，今後の問題点としては速度変動をとらえることであろう。このことによって乱れと水温の相関を定量的に明らかにすることができると考える。また同時に，実際の海域における水温と擾乱因子との相関を把握することによって，水温成層の混合過程についてより重要な情報を得ることができるものと考ええる。

参 考 文 献

- 1) E. B. Kraus and C. Rooth: "Temperature and steady state vertical heat flux in the ocean surface layers", Tellus, 13, 1961.
- 2) J. S. Turner and E. B. Kraus: "A one-dimensional model of the seasonal thermocline", Tellus, 19, 1967.
 I A laboratory experiment and its interpretation.
 II The general theory and its consequences.
- 3) H. L. Grant, B. A. Hughes, W. M. Vogel and A. Moilliet: "The spectrum of temperature fluctuations in turbulent flow", Fluid Mech. 1968, No. 34, 3, pp. 423-442.
- 4) 和田明，片野尚明：「風波の作用下における水温成層の挙動に関する一実験」，第18回海岸工学論文集，1971.
 片野尚明，和田明：「風波に対する水温成層の混合過程に関する研究」，電研報告 No. 71007 1972年1月.
- 5) 光 易 恒：「風波のスペクトルの発達」第16回(1969)，第17回(1970)海岸工学講演会論文集.
- 6) O. M. Phillips: "The dynamics of upper Ocean", Cambridge Univ. Press, 1966.