

成層型貯水池に生起する内部変動の観測と その解析

道奥康治*・神田 徹**・重村誠一***

水温成層化した貯水池を対象に流速と水温の観測を行った。風応力によって誘起される内部変動を検出し、風向・風速と内部変動との相関性について検討した。観測された水温時系列のスペクトルなど統計諸特性を明らかにした。また、任意の密度分布を有する成層場に生起する内部波の基礎理論とフーリエ解析に基づいて、様々な水温分布状態に生起する内部波を理論的に再現する手法を開発した。内部波の時系列・スペクトル等に関して理論値と観測結果との比較・検討を行った結果、予測された内部波が観測値と良好に一致することを確認し、本解析の妥当性を検証することができた。

Key Words : reservoir dynamics, internal waves, thermal stratification, field survey

1. 序 論

密度成層化した水域における流動は各種の起動力により誘起され、平均流・乱れおよび内部波動から構成される。物質輸送に占める内部波の貢献度は他の二者に比べ僅少と考えられるが、内部波は「平均流-乱流」間のエネルギー伝達過程において重要な役割を果たしている。従来の流れのモデリングでは、流動場を平均流と乱れに分けて各々の支配方程式を定式化することが一般的であった。しかし、湖沼・貯水池や感潮域など密度成層化した水域の流れ場を表現するためには、碎波帯における「流れ-波-乱れ」共存場での取扱いと同様「平均流-内部波-乱れ」の階層性を考慮してモデル化を行う必要がある。現時点ではこのようなモデルは開発されておらず、的確な理論的記述を行い現象の本質を理解するためにも内部波の動態を実証的に把握することが必要である。

琵琶湖北湖の内部セーシュに関する金成の一連の研究¹⁾、中禅寺湖の内部波に関する村岡・平田の観測²⁾、古本らによる内部波の観測・解析³⁾、などは、スケールの大きい内部セーシュを主な対象としている。一方、大久保はきわめて高い時空間分解能による水温観測を実施し⁴⁾、小規模内部変動と成層破壊過程との関連性を検討した。以上は、主に観測結果の実証的考察に基づき内部波特性を検討した研究である。一方、実際の成層水域においては大小様々な時空間スケールの内部波成分が重畳して複雑な水温変動が観測されるが、これを理論的に再現する試みはこれまでなされていない。

本研究は、水温成層化した貯水池において現地観測を

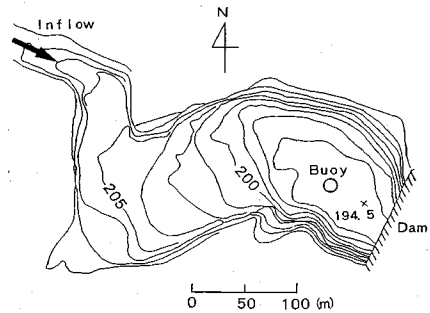


図-1 布引貯水池の概略図

実施し、これに基づき内部波時系列を再現するための理論解析を行うものである。まず、内部波を駆動する風向・風速や表層流速の特性、および水温躍層の変動特性などに関して観測結果を考察する。次に、水温の多点連続計測から得られた内部波動を再現するために内部波の理論解析を行う。ある点で観測された内部波時系列のフーリエ展開と内部波の基礎方程式とを組み合わせた解析を行って、様々な時空間スケールの波動成分の基本解を求め、その線形和によって内部波の理論解をあらわす。ここで提示する解析では、密度が任意の分布形を有する成層場の内部波を再現することが可能である。時系列・スペクトル特性などに関して「解析値-観測値」間の比較検討を行い、本解析の妥当性を検証する。

2. 対象貯水池と観測方法

(1) 対象貯水池と概要

神戸市中央区の布引貯水池において水温・流速・風速の現地観測を行った。同貯水池の概略図と観測地点(Buoy地点)を図-1に示す。同貯水池は南北170m、東西350m、周囲長2km、有効貯水量約420,000m³の上水専用貯水池であり、神戸市への全給水量の約2.5%に相当する20,000m³/dayを供給できる。貯水池上流端

* 工博 神戸大学助教授 工学部建設学科
(〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

** 工博 神戸大学教授 工学部建設学科

*** 神戸大学大学院工学研究科 土木工学専攻

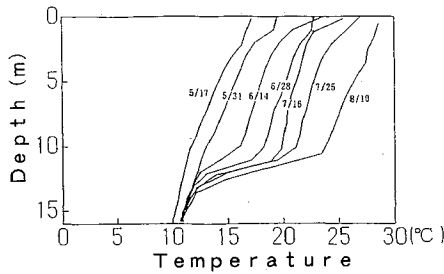


図-2 (1) 水温分布の年周変化 (1990年5月~1990年8月)

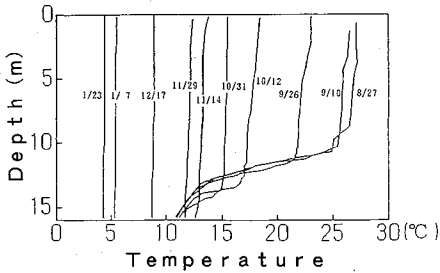


図-2 (2) 水温分布の年周変化 (1990年8月~1991年1月)

に位置する取水堰によって、流入量は $2,000 \text{ m}^3/\text{day}$ から $30,000 \text{ m}^3/\text{day}$ に調整されており、余剰水はバイパス水路と貯水池越流堰より下流側へ放流される。取水口は上段(標高 206.06 m)、中段(同 200.00 m)、下段(同 193.94 m)の三ヶ所に配置されている。通常は中段から取水が行われ明瞭な躍層と水温成層が形成される。図-2に1990年度に観測された水温分布の年周変化を示す。

(2) 観測とデータ処理方法

図-1に示す観測地点において、水温と流速の観測を行った。水温はメモリー式水温計(時定数: 12 sec , 分解能: $\pm 0.05 \text{ }^\circ\text{C}$)二台とサーミスターチェーン(時定数: 3.5 min , 分解能: $\pm 0.05 \text{ }^\circ\text{C}$)を用いて計測される。メモリー式水温計は水深 1.5 m と躍層位置に設置し、 45 sec のサンプリング間隔で連続観測を行った。サーミスターチェーンに関しては鉛直方向11点(観測水深: $1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.5, 7.0, 8.5, 10.0, 11.5, 13.0, 14.5 \text{ m}$)において 5 min の測定時間間隔で連続観測を行った。流速は水深 1.5 m に電磁流速計(最小測定間隔: 10 sec , 精度: $\pm 0.5 \text{ cm/sec}$)を設置し、水平方向二成分を 2 min 間隔で測定する。いずれの計測量もICメモリーカードに記録され、カードに記録し得る総データ量の制限から、2週間毎にICメモリーカードを回収しPCによりデータの後処理を行う。

メモリー式水温計による定点観測は1988年10月より、サーミスターチェーンによる多点連続計測は1990年1月より、表面流速の連続観測は1991年4月より、各々開始した。

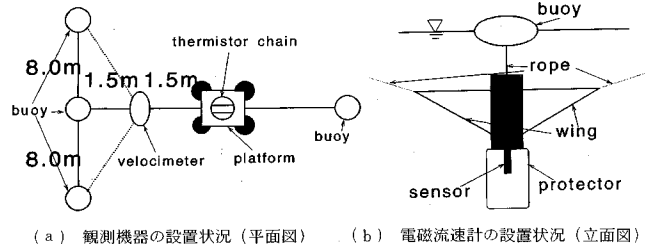
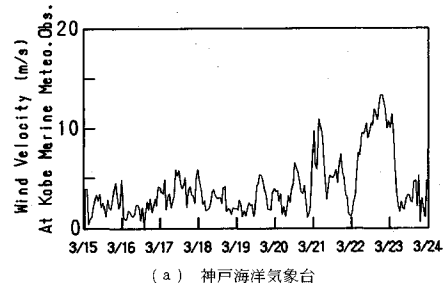
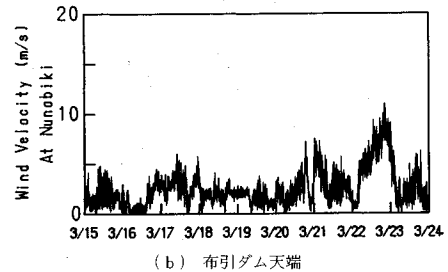


図-3 観測機器の設置状況



(a) 神戸海洋気象台



(b) 布引ダム天端

図-4 1991年3月15日~3月24日の期間に観測された風速時系列

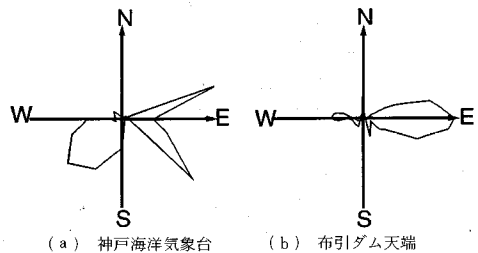


図-5 図-4の観測期間における風向の頻度分布

図-3に各種観測機器の設置状況を示す。

3. 風による表層流速変動

(1) 風の特徴

風向・風速に関しては、現地の西方約 2.5 km に位置する神戸海洋気象台での毎時観測値を用いる。しかし、対象貯水池はおおよそ東西に走る谷沿いにあるため、水面に作用する風は周辺地勢の影響を受け海洋気象台で観測されるものと異なる特性を有すると推察される。そこで、1991年3月14日より2週間、ダム天端に風速・風向計

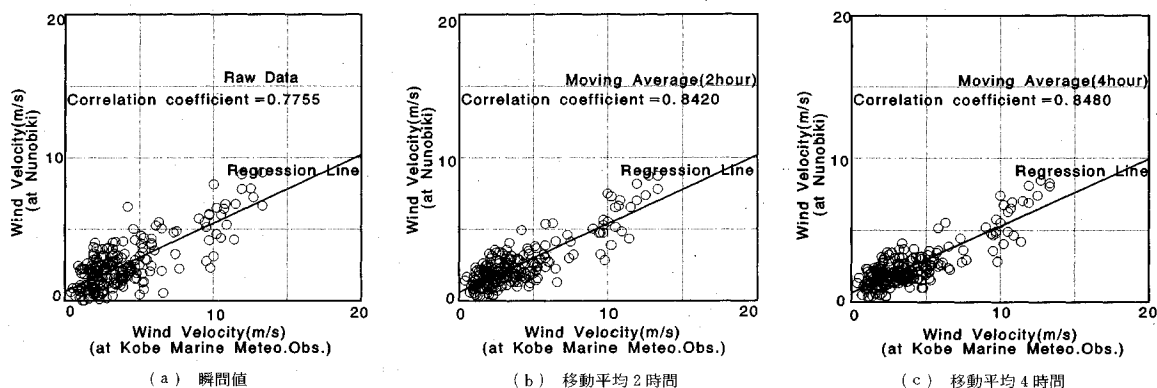


図-6 両地点における風速の相関

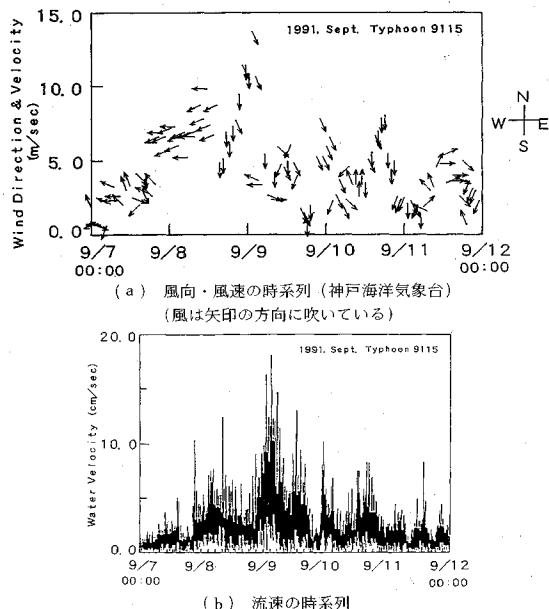


図-7 台風 9115 号来襲時に観測された風向・風速と流速の時系列

を設置して現地風を観測し、海洋気象台での観測値との相関を調べた。図-4 は両地点で観測された風速時系列の比較を示す。ほぼ対応する時系列が得られているが、図-5 の風向頻度分布を見ると、気象台では SW-, NE-, ES- 各方向の風が観測されるのに対し、現地では E- 方向の風が卓越していることがわかる。

図-6 は両地点での風速の相関関係をあらわす。現地での風速は海洋気象台のそれより小さいが両者には比較的高い正の相関関係が認められる。特に移動平均時間が両者の相関におよぼす影響に着目すると、当然のことながら移動平均時間を長くとるほど両者の相関性が高くなる。海洋気象台の風速・風向が毎時観測値であることおよび生データの変動成分を極力反映し得る最適かつ最小の移動平均時間としてここでは 1 時間を採用し、「現地-気象台」間の風速の相互関係について考察する。

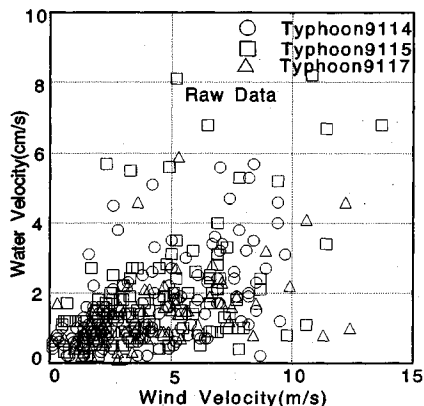


図-8 風速と流速の瞬間値との相関関係

以上より、海洋気象台における観測値と現地風速はほぼ対応しており、前者の約半分の風速が、東西方向の局地風として、貯水池水面に作用していると推察される。

(2) 強風時における貯水池表層の流速

台風 9114 号、9115 号および 9116 号の来襲時に観測された表層流速（水深 1.5 m）と風速（海洋気象台での観測値）との相関関係について検討する⁵⁾。

例として台風 9115 号が来襲した時に神戸海洋気象台で観測された風向・風速と貯水池の表層流速の時系列を図-7 に示す。風速の増大・減少に対応して流速は変化している。なお、上記のように貯水池における風の特徴が周辺地形に影響されているためか、流向と風向に明確な相関は認められなかった。図-8 は風速と流速の瞬間値の相関を示しているが両者の相関性は低い。海洋気象台での観測値が毎時であることを考慮し、風速の場合と同様に流速にも 1 時間の移動平均を施すと、図-9 のように高い正の相関性を持つようになる。これより、流速変動成分は、瞬間流速値から 1 時間の移動平均値を差し引いて算定することにする。

次に、風応力と流速変動との関係を見るために、風速より換算した水面での摩擦速度 u_* と流速変動の標準偏

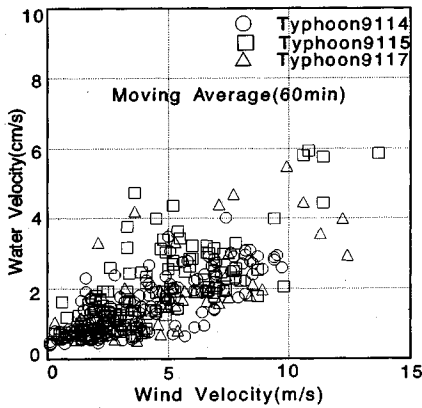


図-9 風速と流速 (1時間の移動平均値) との相関関係

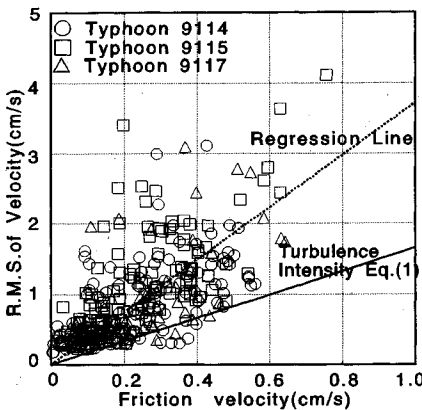


図-10 流速変動の標準偏差 $\sqrt{u'^2}$ と摩擦速度 u_* の関係

差 $\sqrt{u'^2}$ との相関関係を図-10に示す。同図における u_* は海洋気象台の風速観測値から図-6の関係を介して算出された現地風速に、対数則を適用して水面上10mにおける風速 U_{10} を求め、DeaconとWebb⁶⁾の抗力係数を用いて算定されたものである。また、 $\sqrt{u'^2}$ は、前述のような根拠に基づいて、1時間移動平均値からの流速偏差を変動流速 u' とみなして算出されている。図-10中の実線は、吹送密度流の水利実験で得られた乱れ強度 $\sqrt{u_i'^2}$ の鉛直分布の回帰式⁷⁾

$$\sqrt{u_i'^2}/u_* = 1.0(z/h_m)^{-0.3} \dots \dots \dots (1)$$

より流速観測水深 $z'=1.5$ mに相当する乱れ強度を求め、 u_* との関係を示したものである (ここで、 z' は水面から鉛直下向きを正とする水深座標で、後述の鉛直上向き座標 z と区別する)。算定にあたり、躍層水深 h_m の概算値として、三つの台風時における平均値 $h_m=8.0$ mを用いている。なお、式(1)は室内実験に基づいているのに対し、観測値には碎波をとまう強風時のデータも含まれるので、式(1)があくまで吹送流の乱れ強度の目安であることを念頭において両者を比較す

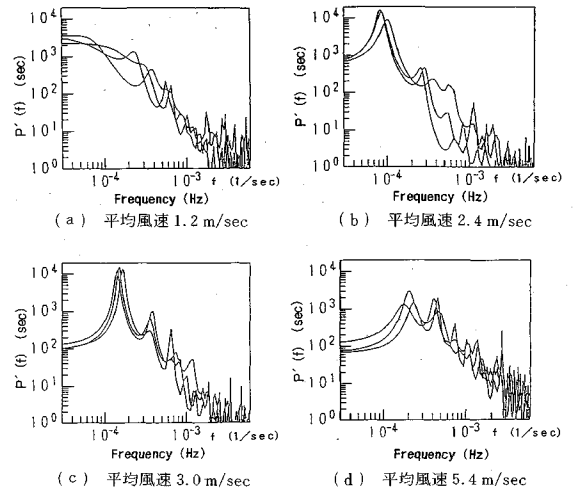


図-11 規準化されたスペクトル密度分布 $P'(f)$ (風速別)

る。まず、流速変動の観測値には、①表面波動、②内部波動、③乱れ、の三成分が含まれると考えられる。図-10のように、観測で得られた $\sqrt{u'^2}$ は式(1)による乱れ強度の約2倍程度の大きさを有している。上記三成分のうち②は後述の解析より概算すると、無視し得る程度に小さく、図-10の観測値と式(1)の差は主に①表面波動(セーシュおよび短周期の風波成分の両者の影響を含む)によるものであると推定される。ここで、風波の周期に比べ流速計のサンプリング間隔が大きいため風波成分が完全に捉えられているとは考えられないが、観測で得られた流速変動にはセーシュと風波成分が最も反映されていると推測される。ただし、表面流速におよぼす両者の貢献度の割合は不明である。

乱れと短周期の風波はいずれも水深とともに減衰し、それらが駆動する流れは表層に限定される。一方、セーシュは全水深スケールにわたる長波性振動であるが、水深方向への位相伝播に対する貢献度は低い。よって、水温成層化した水域深層部における内部変動に対しては浮力を復原力とする内部波がエネルギー伝達の重要な役割を果たすと考えられる。

4. 躍層部の水温変動特性

水温躍層部における水温変動特性を明らかにするために、メモリ式水温計によって観測された水温時系列を解析する。観測を通して、風速が増大するほどより高周波数の変動成分があらわれることが一般的傾向として認められた。これを定量的に実証するために、明瞭な躍層が維持されていた期間(1990年9月16日~10月8日)について躍層部での水温変動のスペクトル密度関数 $P(f)$ を求め、変動の分散 Δ^2 で規準化した $P'(f) = P$

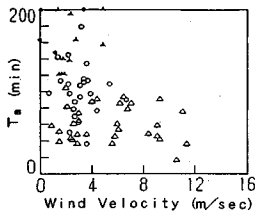


図-12 スペクトル密度関数における周期の中央値 T_m と風速との関係

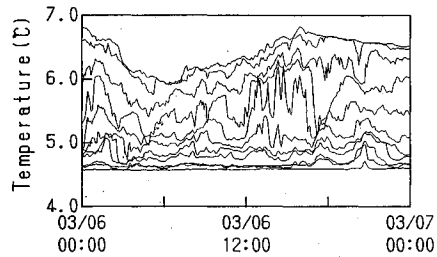


図-13 サーミスターチェーンにより観測された水温時系列の一例 (1991年3月6日)

(f/Δ^2) を風速別に示せば、図-11 のようである (各時系列サンプルの長さはいずれも3時間に統一している)。風速 (各観測期間の平均風速) の増大とともにスペクトル密度分布は高周波数側へ移行していることが確認される。さらにこの傾向を明確にあらわすために、スペクトル密度分布における周期の中央値 T_m (ここで、 $T_m = 1/f_m; \int_0^m P'(f) df = 1/2$) と風速との関係を図-12 に示す。弱風時には長周期から短周期の成分が混在しているが、風速の増大とともにより短周期 (高周波数) 側の変動成分が卓越することが認められる。以上より、弱風時には比較的模式の低い振動成分が存在するのに対し、風速の増大とともに高いモードの自由振動波あるいは風速変動に対応する強制振動成分が支配的になると推定される。

5. 内部変動の多点連続観測

サーミスターチェーンによる多点連続観測結果より得られる内部波の伝達過程を示す。観測時間間隔が5.0 min であること、一つの強風の持続時間がおおよそ2~3日間程度であること、および図-11のスペクトル密度分布より卓越的な内部波は、おおよそ $f = 10^{-4} \sim 10^{-3}$ Hz の周波数帯にあると推定されることから、生の時系列を20~120 min の周期帯のバンドパスフィルターを通して内部波動を抽出した。図-13は、水深方向11点 (観測水深は前述) における水温変動時系列の一例を示す。

変動が微小で乱れの影響が小さいと考えれば、内部変位 $\eta(z, t)$ は水温時系列より近似的に次式のように算定される。

$$\eta(z, t) = -\frac{T'}{(\partial \bar{T} / \partial z)} + \frac{1}{2!} \frac{(\partial^2 \bar{T} / \partial z^2)}{(\partial \bar{T} / \partial z)} \eta^2 - \frac{1}{3!} \frac{(\partial^3 \bar{T} / \partial z^3)}{(\partial \bar{T} / \partial z)} \eta^3 + \dots$$

$$\approx -\frac{T'}{(\partial \bar{T} / \partial z)} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 z は湖底を0とする鉛直上向き座標 (図-16参照) であり、 $T' = T(z - \eta, t) - \bar{T}(z)$ は等温線が鉛直方向に η だけ上昇した場合の温度変動量である。明らかに上式の近似精度は水温分布形に依存するが、内部変位

η がある程度小さければ、式 (2) で内部変位をほぼ評価できるものとする。

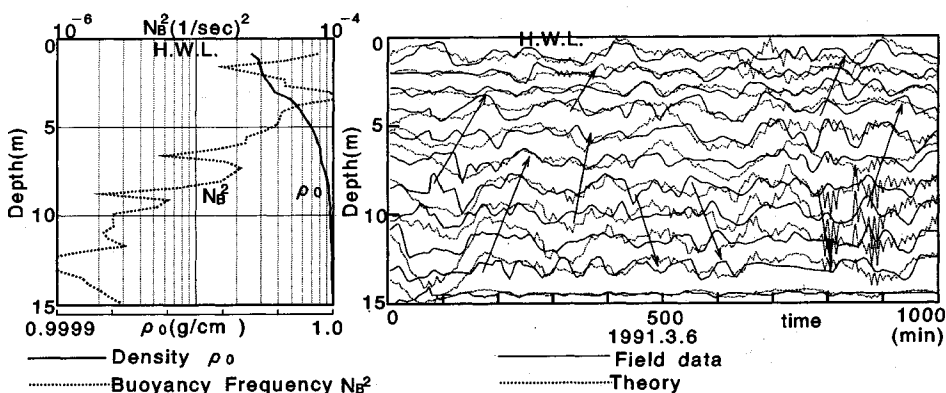
貯水池においては内部流動のみならず大気との熱交換量の日変化により内部変動より長時間のスケールで水温が変化する。そこで、1日スケールの水温トレンドを除去するために、最適な移動平均時間を試行錯誤的に求め、最終的に最適移動平均時間として4時間を採用することにした。実際の算定にあたっては、サーミスターチェーンより得られた生の水温時系列 $T(z, t)$ と、これに4時間の移動平均操作を施した時系列 $\bar{T}(z, t)$ との偏差を T' とし、局所的水温勾配 ($\partial \bar{T} / \partial z$) は $\bar{T}(z, t)$ から算定する。

このようにして求めた内部変位の時系列を、密度が連続的に分布している場合および比較的に明瞭な躍層が形成されている場合について、それぞれ図-14, 15に例示する ((b) 図の実線)。各場合の密度 $\rho_0(z)$ と、浮力振動数 $N_B(z) = \sqrt{-(\partial \rho_0 / \partial z) g / \rho_0}$ の自乗 N_B^2 を (a) 図に併示する。図-14, 15では所々に卓越した内部波動が鉛直方向へ伝播していることが認められるが (図中の矢印など)、様々なスケールと時・空間モードから構成されており、内部波の伝達過程をある特定の単一波動成分のみにより記述できないことは明らかである。そこで、次節に示すように内部波動論とフーリエ解析に基づいて内部変動を理論的に再現する。

6. 内部波の理論解析

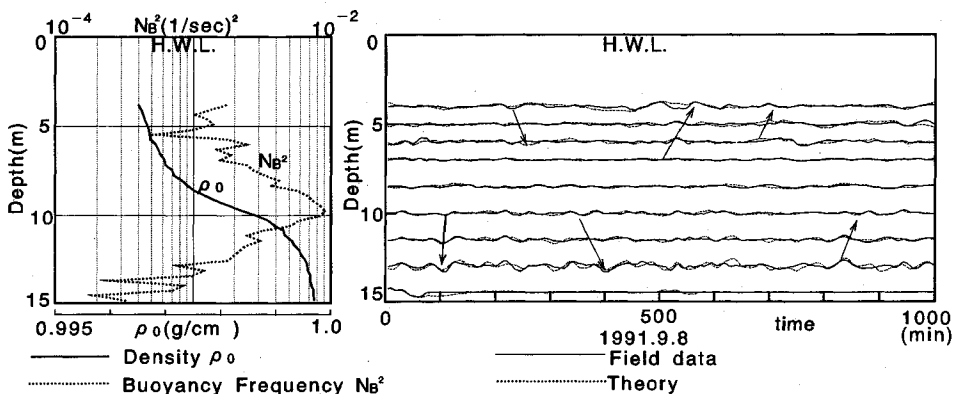
内部波のように重力と慣性力が均衡する非定常運動を有限差分化された粘性流体方程式で再現すると、粘性・人工粘性などの影響によって高周波成分が実際以上に減衰し、「鈍った」運動として再現されがちである⁹⁾。内部波動のような位相伝播現象では、重力 (浮力) 項と慣性項が相対的に卓越しており、両項の平衡関係から得られる固有解が内部波動の本質を支配していることから、完全流体としての解析の方が粘性流体解析より適切であるとする (「補遺」参照)。

ここでは、富永⁹⁾によって得られた内部波の基礎式とフーリエ展開による統計解析を組み合わせることで内部波動を理論的に再現することを試みる。



(a) 密度 $\rho_0(z)$ および浮力振動数 $N_B(z)$ の鉛直分布 (b) 内部変位 $\eta(z, t)$ の時系列の観測値 (実線) と理論値 (点線)

図-14 内部変位 $\eta(z, t)$ の時系列の例 (1991年3月6日) (密度が連続的に変化している場合)



(a) 密度 $\rho_0(z)$ および浮力振動数 $N_B(z)$ の鉛直分布 (b) 内部変位 $\eta(z, t)$ の時系列の観測値 (実線) と理論値 (点線)

図-15 内部変位 $\eta(z, t)$ の時系列の例 (1991年9月8日) (明瞭な躍層が形成されている場合)

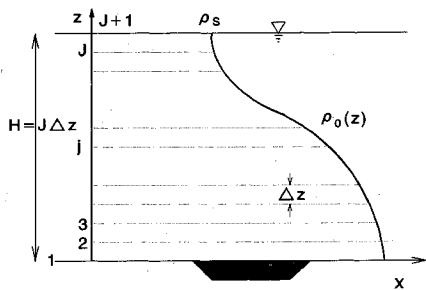


図-16 密度成層の模式図と差分化

(1) 基礎式⁹⁾

図-16のように任意の鉛直分布 $\rho_0(z)$ を有する密度場における二次元・非粘性・非圧縮の流動を考える。微小振幅波を仮定して非線型項を省略した運動方程式より圧力を消去する。質量保存式を考慮すれば、流れ関数 ψ に関する方程式が次のように得られる。

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\nabla^2\psi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{\partial^2}{\partial z^2}\psi - \frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \psi_{xx} = 0 \dots (3)$$

ここに、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ であり、添字 x, z は偏微分をあらわす。

ψ の特解として波数 k , 角周波数 σ を有する波動成分の調和解を次のように仮定する。

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} X(z) \exp[i(kx - \sigma t)] \dots (4)$$

式(4)を式(3)に代入すれば、 $X(z)$ に関する常微分方程式が次のように得られる。

$$\frac{d^2 X}{dz^2} + k^2 \left(\frac{N_B^2}{\sigma^2} - 1 \right) X = 0 \dots (5)$$

ここで、 N_B は前述の浮力振動数である。

(2) 波数および $X(z)$ の固有解

$$w=0 \text{ at } z=0 \text{ (水底) and } z=H \text{ (水面) すなわち, } X(0)=X(H)=0 \dots (6)$$

なる境界条件のもとに式(5)の固有解を求める。角周波数 σ , および水平波長 k のモード数が各々 (m, n) の波動成分を考える。図-16に示すように差分化された系において第 (m, n) 次モードの内部波動について式

(5) をあらわすと次式のようになる。

$$\frac{X_{mn, j-1} + X_{mn, j+1} - 2X_{mn, j} + k_{mn}^2 \left[\frac{N_{\beta j}^2}{\sigma_m^2} - 1 \right] X_{mn, j}}{\Delta z^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ある角周波数 σ_m に対する N 個のモード成分の波数 k_{mn} (ここで, $m=1, M$) は次のようにして求められる。まず, 式 (7) を次式のように変形する。

$$[k_{mn}^2 X_{mn, j}] - \left[\frac{-1}{\Delta z^2 (N_{\beta j}^2 / \sigma_m^2 - 1)} X_{mn, j-1} + \frac{2}{\Delta z^2 (N_{\beta j}^2 / \sigma_m^2 - 1)} X_{mn, j} + \frac{-1}{\Delta z^2 (N_{\beta j}^2 / \sigma_m^2 - 1)} X_{mn, j+1} \right] = 0 \dots\dots (8)$$

上式は $X_{mn, j}$ ($j=2, J$) に関する $(J-1)$ 個の連立方程式を構成している。境界条件式 (6) を考慮して, 差分化された式 (8) 中の $X_{mn, j}$ の係数を次式のようにおく。

$$A(i, i-1) = A(i, i+1) = -1 / [\Delta z^2 (N_{\beta i}^2 / \sigma_m^2 - 1)]$$

$$A(i, i) = 2 / [\Delta z^2 (N_{\beta i}^2 / \sigma_m^2 - 1)]$$

(ただし, $i=j-1, 2 \leq i \leq J-2$)

$$A(1, 1) = 1 / [\Delta z^2 (N_{\beta 2}^2 / \sigma_m^2 - 1)]$$

$$A(J-1, J-1) = 1 / [\Delta z^2 (N_{\beta J}^2 / \sigma_m^2 - 1)] \dots\dots\dots (9)$$

これより, 式 (8) は次のような行列方程式で表現される。

$$[k_{mn}^2 \mathbf{E} - \mathbf{A}] \cdot \mathbf{X} = 0 \dots\dots\dots (10)$$

ここで \mathbf{E} : $(J-1) \times (J-1)$ 次の単位行列, $\mathbf{A} = [A_{ij}]$, $\mathbf{X} = [X_{mn, j}]^T$, である。固有値 k_{mn}^2 は次式の行列式の正の実数根として求められる。

$$|k_{mn}^2 \mathbf{E} - \mathbf{A}| = 0 \dots\dots\dots (11)$$

ここでは, 式 (11) の根のうち低波数の解から合計 N 個の固有値 k_{mn}^2 ($n=1, N$) を採用する。各波数に対する解 $X_{mn}(z)$ は式 (8) を式 (6) の境界条件の下に z に関して数値積分することにより求められる。著者らの以前の解析¹⁰⁾においては, $X(z)$ の実数部分のみを解析の対象としていたが, 本来は流れ関数を求めた最終時点での実数部を解として採用すべきである。よって, ここでは $X(z)$ の複素解を求める。

(3) 流れ関数 ϕ と内部変位 η の解

観測される内部波は多くの時空間モードの成分から構成される。流れ関数 ϕ と内部変位 η の解は, 各モード成分の線形和として次のようにあらわす。

$$\phi(x, z, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{C_{mn}}{\sqrt{\rho_0}} X_{mn}(z) \exp[i(k_{mn}x - \sigma_m t)] \dots\dots\dots (12)$$

$$\eta(x, z, t) = \int w dt = \int (\partial \phi / \partial x) dt$$

$$= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{-C_{mn} k_{mn}}{\sqrt{\rho_0} \sigma_m} X_{mn}(z) \exp[i(k_{mn}x - \sigma_m t)]$$

$$\dots\dots\dots (13)$$

ここで, C_{mn} は (m, n) 次モード成分の複素係数である。

(4) 解析方法

前述のように対象とする観測値は 20~120 min の周期帯のバンドパスフィルターを通した内部波時系列である。ここではフィルターの周波数帯外において内部波の変動成分が現れないということの本理論によっても確認するために, 低周波数側および高周波数側の各々について一桁ずつ周波数帯を広げ内部波解析を行う。よって, $2\pi \times 3.3 \times 10^{-6} < |\sigma| < 2\pi \times 9.7 \times 10^{-3}$ rad/sec の範囲で, M 個の角周波数 σ_m ($m=1, M$) を設定する。ここで, $\sigma_m > 0$ の成分は進行波に, $\sigma_m < 0$ の成分は後退波に各々対応する。次に, 各 σ_m に対して, 固有方程式 (11) を解き, N 個の波数の解 k_{mn} とその固有解 $X_{mn}(z)$ を (2) で述べた方法で算出する。

水深 $z=z_j$ での内部変位の観測時系列 $\eta_{oj} = \eta_o(x, z_j, t)$ が, 式 (13) の級数解に等しいとおき,

$$\eta_{oj} = \eta_o(x, z_j, t) = \eta(x, z_j, t) \dots\dots\dots (14)$$

の両辺にフーリエ積分を施して, 複素係数 C_{pn} が求められる。すなわち, 式 (14) の両辺にある周波数モード $m=p$ の調和成分 $\exp[i\sigma_p t]$ を乗じ, 変動周期に比べて十分に長い観測時間 T についてフーリエ積分を施す。これより, 水深 z_j における内部変位に関して次式の関係を得る。

$$C_{pj} \sum_{n=1}^N k_{pn} X_{pn}(z_j) \exp[ik_{pn} x_0]$$

$$= -\sqrt{\rho_0} \sigma_p \frac{1}{T} \int_0^T \eta_{oj}(t) \exp[i\sigma_p t] dt \dots\dots\dots (15)$$

上式右辺は既知数である。左辺に未知係数 C_{pj} を含む。 C_{pj} を決定するためには, 式 (15) と同様の関係式が未知係数の個数分, すなわち波数モードの総数 N と同数だけ必要とされる。ここでは, $N=J-1$, すなわち(波数モードの総数)=(水深方向の観測点数あるいは水深方向の離散化点数), とおいて C_{pj} に関する $N=J-1$ 元連立方程式を次式のように定式化する。

$$\begin{bmatrix} \sum_{n=1}^N k_{pn} X_{pn}(z_2) \exp[ik_{pn} x_0] \\ \vdots \\ \sum_{n=1}^N k_{pn} X_{pn}(z_j) \exp[ik_{pn} x_0] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{p1} \\ C_{p2} \\ \vdots \\ C_{pJ-1} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} -\sqrt{\rho_0} \sigma_p \frac{1}{T} \int_0^T \eta_{o2}(t) \exp[i\sigma_p t] dt \\ \vdots \\ -\sqrt{\rho_0} \sigma_p \frac{1}{T} \int_0^T \eta_{oj}(t) \exp[i\sigma_p t] dt \end{bmatrix} \dots\dots\dots (16)$$

ここで, x_0 は参照観測点の水平座標である。

式 (16) の左辺の係数行列は固有値 k_{pn} と固有解 X_{pn} を代入すれば既知数となる。また, 右辺に各水深にお

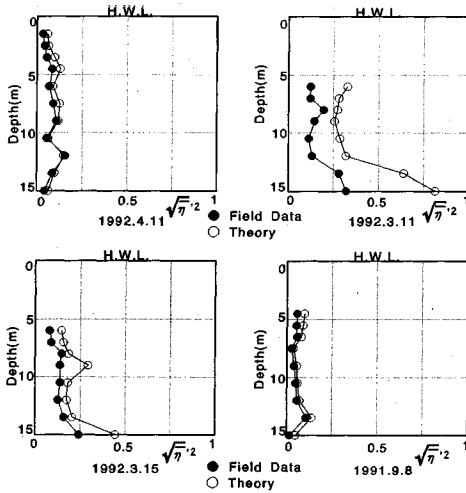


図-17 振幅強度 $\sqrt{\eta^2}$ の鉛直分布

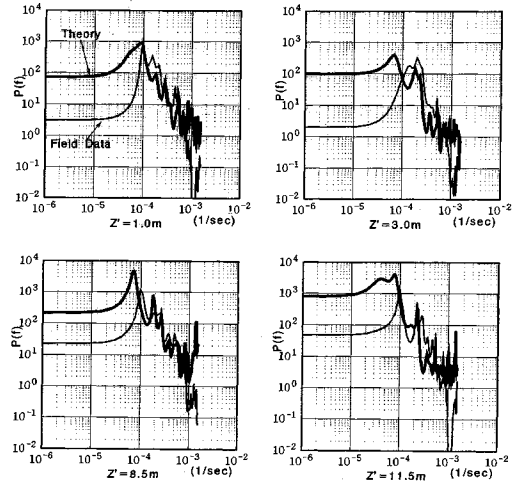


図-18 スペクトル密度分布の比較例 (1991.3.6)
(太線が理論値, 細線が観測値)

る内部変位の時系列 $\eta_{oj}(t)$ を代入すれば、式 (16) を解いて未定係数 C_{mn} が求まる。以上より、式 (13) が内部変位時系列の理論値として決定される。

(5) 解析結果と観測値との比較

時間モードの数を $M=87$ 、空間モードの数を $N=11$ として前述の内部波の解析を行った。図-14, 15 中の点線は解析より得られた内部変位の時系列である。位相遅れは考慮していないので、観測波形とは完全に一致しないが時系列特性は的確に再現されている。次に、内部変位の振幅強度 $\sqrt{\eta^2}$ の鉛直分布に関する実測値と理論値の比較を図-17 に例示する。

さらに、統計特性に関する再現性を検証するために、各水深での鉛直変位時系列のスペクトル密度分布に関して「解析値一観測値」間の比較を図-18, 19 に例示する。各水深および観測日においていずれも周波数特性がほぼ良好に再現されており、波動論に基づく内部波解析の妥当性が確認される。

級数を構成する波数モードの数 N に等しい参照点での時系列データさえ得られれば、観測時系列のフーリエ解析により各調成分の係数 C_{mn} が決定され、内部変位の解 η が (x, z, t) の関数として得られる。これより、水平方向に離れた任意の地点および任意の水深での内部波時系列を予測することができる。ここでは、サーミスターチェーンにより得られた 11 点での観測時系列全てを用いているが、基本的には必ずしもそれだけの点数の時系列を必要とするわけではない。単一モードの内部波だけが発生している場合には、1 点の観測値より内部波の伝播過程を予測することができる。逆に、より多くの地点で時系列観測を行えば貯水池の内部波伝播過程がより精度よく予測できる。

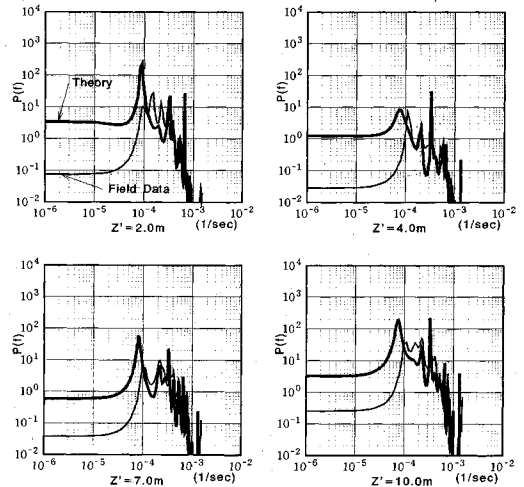


図-19 スペクトル密度分布の比較例 (1991.9.8)
(太線が理論値, 細線が観測値)

風応力から水体への運動量交換に関する動力学を記述することができれば、水温の多点観測を行うことなく内部波の応答・伝播過程を再現することができる。このような内部波の強制振動解を求める際には、ここで求めた内部波の調和解が基本解となる。

7. 結 論

貯水池において流速・流速・水温の現地観測を実施し、流動・内部変動特性を明らかにするとともに、それを再現するための理論解析を行った。主要な結論を要約すれば以下のようなものである。

(1) 1 時間程度の時間スケールで考えた場合、布引貯水池において観測される流速は神戸海洋気象台の流速と対応するが、その大きさは気象台での流速の半分程度

であり、風向は貯水池周辺地形の影響を受けている。

(2) 観測された表層流速の変動強度は吹送密度流の水利実験で観測された乱れ強度よりも大きい。これより、表面波動と乱れが流速変動におよぼす影響が同程度のオーダーであることが推察される。

(3) 風速の増加とともに躍層部の水温変動はより高周波数成分を含む傾向にある。

(4) 水深方向の水温多点観測に基づき、内部波の伝播特性を検討した。任意の密度分布を有する成層場を対象とした内部波動論とフーリエ展開を組み合わせて、内部変位の時系列を再現した。その結果、時系列ならびにスペクトル特性について「解析値—観測値」間の良好な一致が確認され、解析の妥当性が検証された。水表面を介した「大気—水」間の運動量交換を定式化することができれば、本論で示した内部波の調和解を基礎として、内部応答特性を再現することが期待される。

本観測を行うにあたり、神戸市水道局奥平野浄水管理事務所の関係各位の御協力を得た。研究の遂行に際し、平成3・4年度文部省科学研究費補助金試験研究(B)(1)(研究代表者：神戸大学神田徹)の援助を受けた。本学前田浩之技官には調査解析にご協力頂いた。以上、記して謝意を表する。

補 遺

(1) 密度成層場の流れ場は「平均流—波動—乱れ」の階層構造からなるが、現行の乱流モデル(あるいは粘性流体モデル)では乱れ以外の流速成分を全て平均流として記述している。内部波動のように慣性項・重力項が卓越する位相伝播現象を平均流に含めて解析すると、モデルの乱流完結項や有限差分化による人工粘性が波動拡散を促進し、内部波の伝播過程が正確に記述されない恐れがある。完結仮説を含まないNS-方程式を非常に細かな差分スケール(数値拡散が分子粘性より小さくなる程度)で直接シミュレーションすればこの問題は解決されるが、現状の計算機能力や複雑な初期・境界条件を有する水域へのモデルの拡張などを勘案すると現実的な方法ではない。波動方程式に支配されている内部波を記述す

るためには、粘性流体としての特性が卓越する「平均流—乱れ」場から内部波成分を分離して、別途完全流体として解析する方が現象を忠実に再現できると考える。波動の減衰を記述する場合にも、実際にはNS-方程式を使わず完全流体方程式である波動方程式中に抗力をあらかず経験式を付加して記述しているのが現状である。

(2) 内部波伝播過程の基本的特性が線形解析によって近似的に再現できれば、「平均流—乱れ」を記述するための粘性流体方程式系へ波動方程式を重ね合わせ、「平均流—内部波—乱れ」が混在する密度成層場の流れ全体を連性解析することができると考えている(本論ではその議論にまで至っていないが、「1. 序論」に述べたようにこれが研究動機の一つである)。

参 考 文 献

- 1) (例えば) 金成誠一：びわ湖の内部波の研究(I)，京都大学防災研究所年報，第11号B，pp. 179-189, 1968年。
- 2) 村岡浩爾・平田健正：中禅寺湖の内部波，第27回水理講演会論文集，pp. 179-184, 1983年。
- 3) 古本勝弘・武政剛弘・葛田廣章：二成層閉鎖水域の風に対する内部静振応答，土木学会論文集，第429号/II-15，pp. 37-46, 1991年。
- 4) 大久保賢治：湖の成層破壊過程にみられる組織的な水温構造，水工学論文集，第36巻，pp. 199-204, 1992年。
- 5) 神田徹・道奥康治・重村誠一：貯水池表層の流速変動特性に関する観測調査，土木学会第47回年次学術講演会，1992年。
- 6) Deacon, E. L. and Webb, E. K. : Interchange of properties between sea and air, Ch.3, Small-Scale Interaction in the Sea, ed. by Hill, M. B. , Interscience, New York, pp. 43-87, 1962.
- 7) 室田明・道奥康治・阪口進一：停滞成層水域の水温構造年周変化に関する考察，第32回水理講演会論文集，pp. 263-268, 1988年。
- 8) 神田徹・道奥康治・小川修隆・友成光裕：内部変動におよぼす湖盆地形・風向の力学的影響，平成5年度土木学会関西支部年次学術講演会概要集，1993年。
- 9) 富永正英：海洋波動，共立出版，pp. 528-536, 1976年。
- 10) 神田徹・道奥康治・小川修隆・重村誠一：貯水池の水温成層で観測される内部波動の解析，水工学論文集，第37巻，pp. 331-336, 1993年。

(1993. 8. 2 受付)

FIELD SURVEY AND ANALYSIS OF INTERNAL MOTIONS OBSERVED IN A THERMALLY STRATIFIED RESERVOIR

Kohji MICHIOKU, Tohru KANDA and Sei-ichi SHIGEMURA

A field survey of velocity and temperature fields is carried out in a stratified reservoir. Correlations between wind-driven internal motions and wind velocity and/or direction are examined. A stochastic analysis of temperature time series is performed to obtain information on dynamic properties of internal wave motions. An internal wave theory is combined with Fourier expansion technique in order to theoretically reproduce internal wave motions composed of complicated modal structure which are found in a density field of arbitrary vertical profiles. The theoretical reproduction of time series as well as spectrum of internal motions shows well agreement with the observed ones.