

小川原湖に発生する傾斜プルームの 現地観測と連行係数の推算*

長尾正之¹・石川忠晴²・長島伸介³

¹正会員 工修 東京工業大学助手 総合理工学研究科 (〒226 横浜市緑区長津田町 4259)

²正会員 工博 東京工業大学教授 総合理工学研究科 (〒226 横浜市緑区長津田町 4259)

³工修 神奈川県庁 (〒231 横浜市中区日本大通 1)

自然界に発生する大規模な傾斜プルームは、環境中の熱輸送や物質輸送に貢献しており極めて重要である。しかし、これまでその研究は、スケールやレイノルズ数の範囲に制限を受ける室内実験の結果に基づいて主に行われており、その結果をそのまま現地スケールの現象に適用できるかどうかは不明であった。本研究では、小川原湖で大規模な塩水による傾斜プルームの現地観測を行い、希釈率を直接測定することにより連行係数を求めた。その結果、連行係数は室内実験に基づいた既存の連行則による値よりも1オーダー小さく、またリチャードソン数が1に近づくにつれ急激に現象することがわかった。また、観測値と既存の室内実験値より経験的に定めた傾斜プルームの連行式が、力学的にも矛盾がないことを示した。

Key Words : *inclined plume, entrainment coefficient, field experiment*

1. はじめに

周囲より密度の大きな流体が斜面を流れ下る現象は、貯水地への洪水進入、海谷での濁水流、夜間に山頂から流れ下る冷気流など、自然界に様々な形で発生し、熱輸送や物質輸送に貢献している。この流れは傾斜プルーム (Inclined Plume)¹⁾ と呼ばれている。

自然界に発生する傾斜プルームは、空間スケールが大きく、また不規則・間欠的に発生するため、現地での観測は困難な場合が多い。そこで従来の研究は主に室内実験^{1),3),4),5)}、理論的検討⁶⁾、及び数値計算⁷⁾ によって進められてきた。

しかし、室内実験では作業流体の補給量の制約などから、小スケールの傾斜プルームしか形成できないため、斜面勾配や相対密度差及びレイノルズ数など無次元パラメータの範囲に制約が生じる。したがって、その結果を現地スケールの現象にそのまま適用できるかどうかという問題を常に抱えている。数値計算の場合には表面上はそのような制約はないが、しかし室内実験をもとにパラメータ調整を行う以上、同様の問題を含んでいると言える。また、理論的検討にしても、室内実験を念頭において行われることから、上記の制約の影響が全くないとは言えない。

したがって、室内実験とは異なるスケールの観測例

を入手することは、既存の研究成果を再評価する上で極めて有効であり、また将来の研究に重要な資料を提供するものと考えられる。

傾斜プルームの現地観測例としては Elder and Wunderlich⁸⁾ の Chillhowee 貯水池及び Norris 貯水池の観測と、Hebbert et al.⁹⁾ の Wellington 貯水池の観測がある。しかし彼らが観測した流れは、代表流速が数 cm/s、リチャードソン数が 16~25 の範囲にあり、限界状態からかなり離れた「常流」であった。一方、室内実験で形成される傾斜プルームは、下流端の影響が現れない(つまり平衡状態¹⁾に近い)限りは概ね射流域にある。このことは、彼らが観測した傾斜プルームが湖底粗度の影響を強く受けているか、或は下流端の影響を受けていることを示唆しているものと考えられる。だからといって、彼らの現地観測の値が損なわれるものでももちろん無い。しかし、密度界面のせん断乱流による連行現象を議論する上では、必ずしも適当な観測例ではない恐れがある。

本論文は、小川原湖に発生する傾斜プルームの現地観測結果をとりまとめたものである。小川原湖は青森県の太平洋岸に位置する比較的深い汽水湖であり、排水河川を溯上した塩水が湖内斜面上で傾斜プルームを形成する。プルームの形成区間は約 1.5km、塩水層の厚さは最大 1m 程度、幅は数 100m に及ぶ。自然界に発生する傾斜プルームとしては小型であるが、しかし室内実験と比較すると遥かに大きな流れである。

* 本論文の内容は、すでに発表されている研究²⁾ に新たなデータを加えて整理し直したものである。

筆者らは1990年から毎年、この傾斜ブルームの観測を行ってきたが、発生頻度・発生状況がかなり確率的¹⁰⁾であり、また現地計測の精度の問題もあるため、未だ完全なデータセットは得られていない。しかしこの中で、1992年6月と1993年11月に観測した傾斜ブルームは比較的大規模且つ平衡状態に近い流れであり、現地計測上の問題点を考慮しても、ある程度の確度で連行係数のオーダーを推算することが可能であった。その結果、室内実験で得られている連行係数に比較してかなり小さな値が得られた。

そこで本論文では、小川原湖現地観測の概要と連行係数の推算方法及び推算結果について取りまとめ、今後の研究のための資料として提出する。

2. 現地観測の概要

(1) 小川原湖の概要

小川原湖は青森県東部(北緯 $40^{\circ}45'$ 、東経 $141^{\circ}20'$)に位置する汽水湖で、湖面積は 63.2km^2 、常時の水面標高は約 40cm(TP) 、平均水深は約 11m 、最大水深は約 25m である。主な流入河川はいずれも湖の南西部に入り、流出部(高瀬川)は湖の北東端にある。なお、高瀬川の途中から人工放水路が開削されているが、洪水時以外はゲートが閉められている。

潮位が湖水位を長時間上回ると、塩水が高瀬川を遡上し、小川原湖に流入する。ただし、河道距離が 6.6km あり、また滞筋が狭小なため、塩水が湖に達するのは比較的希である。過去の調査によれば、大規模な塩水進入が生じやすい時期は6月中旬から7月上旬及び11月から1月にかけてである。また、気圧変動や風及び波浪などによって塩水進入の状況はかなり異なる¹⁰⁾。

小川原湖に侵入した塩水は、湖内に少し入った地点で湖水の下に潜り込み、図-1-a)に斜線で示した部分を傾斜ブルームとなって流れ下り、湖心部に塩分濃層を形成する。湖深部の最大塩分濃度は海水の約 $1/3$ 程度である。

(2) 現地観測の概要

a) 1992年6月観測

観測点の配置を図-1-b)に示す。観測区域の斜面勾配はほぼ一様で 0.25° 、水深は $12\text{m}\sim 18\text{m}$ である。等深線からわかるように滞筋の幅は湖深部に向かって漸縮している。したがって、ここに形成される傾斜ブルームは完全な平衡状態には到達しないと考えられる。

観測には2艘の漁船を使用した。1艘は観測点Bに投錨し、直読式電磁流速計(アレック電子製:ACM210-D)により流速の鉛直分布を計測した。電磁流速計は舟から釣り下げて使用し、その深度はロープに付した目盛

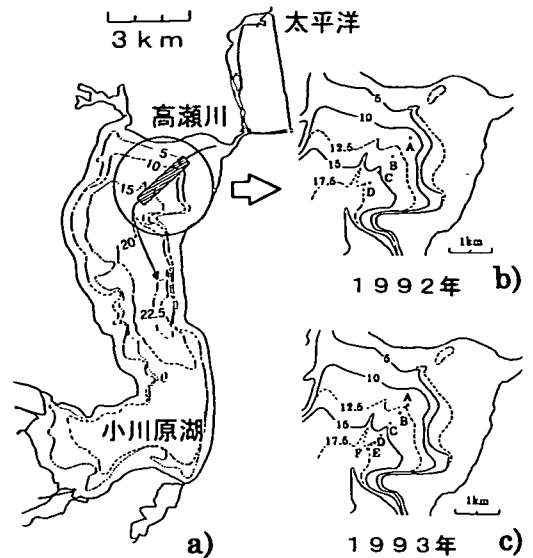


図-1 小川原湖地形図と観測点配置

から求めた。(このことによる深度の計測誤差については後述する。)

もう1艘は各観測点を順次回りながら、ゾンデ式の塩分水温計(アレック電子製:ACT-1000M)により、深度 20cm ごとの塩分と水温を計測した。また、舟による計測が行われない時間帯の流れの様子を記録するために、3地点において湖底から 50cm の位置にメモリー式電磁流速計(アレック電子製:ACM-8M)を、また4地点において、メモリー式のサーミスタ・チェーン(アレック電子製:MDS-T)を設置した。

固定式の観測機器は6月28日から7月2日の期間に設置した。また船による観測は6月29日から7月2日の4日間、いずれも早朝から正午にかけて実施した。ただし7月2日には塩分水温計が故障したので途中で中止した。

b) 1993年11月観測

観測点の配置を図-1-c)に示す。観測方法は、基本的には1992年と同様だが、以下のような改良を加えている。

前年の観測では流速計を船から釣り下げて流速分布を測定したが、抗力によって釣り下げロープが若干傾くために、流速計の深度の計測に誤差が生じた。そこで1993年観測では、図-2に示すように、湖底に設置した鉄製架台から水中ブイを付けた電磁流速計(アレック電子製:ACM-200PD)を直立させ、一定間隔で結び目を付けたワイヤーとバネ付きストッパーの組み合わせで鉛

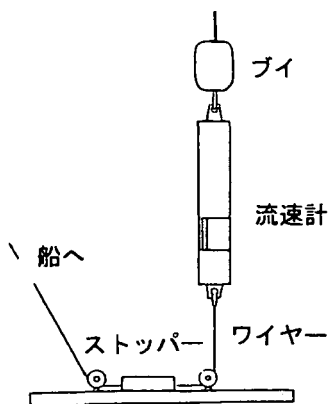


図-2 流速観測装置

直移動量を制御するとともに、設置深度及び静止状態を水圧計で確認した。

前年観測における塩分・水温計測はゾンデ式の機器で行ったため、20cm 間隔の値しか得られなかった。したがってゾンデの着地の具合により塩水流の計測厚さに±10cm の誤差を生じることになる。そこで1993年観測では、水圧計付の直読式計測機(アレック電子製:ACL-1180DK)を用いた。この装置は、塩分、水温と水圧(その他に蛍光度と濁度)をRS232Cを経由してパソコンに約1sごとに出力できる。そこで塩分の変化傾向を見ながら落下速度を調節することにより、詳細な鉛直分布を得ることができる。

固定式の観測機器は11月13日から16日の期間に設置した。また船による観測は11月14日から16日の3日間、いずれも夕方から深夜にかけて実施した。ただし風浪などの影響により、十分な計測が行えたのは11月16日のみであった。

3. 観測データの概要

(1) 塩水フロントの移動特性

図-3にメモリー式電磁流速計の記録の一例を示す。早朝に塩水フロントが到達してから約1時間後に最大流速が生じ、その後、緩やかに減衰しながら夕方まで継続していることがわかる。流向は図-1-a)に示した滞筋の向きに一致している。

図-4は観測点Bに設置したメモリー式水温計の記録の一例である。図中の z は湖底からの高さを示している。塩水フロントが観測点Bを通過する時刻に水温の急激な上昇が見られる。この時期の流入塩水温は湖底部の湖水温より若干高く、結果として水温と塩分に負の相関があるために、このように水温データから塩水の運動をある程度推測できるのである。なお、湖底に近い水温データ($z=10\text{cm}$)が塩水フロント到達以前か

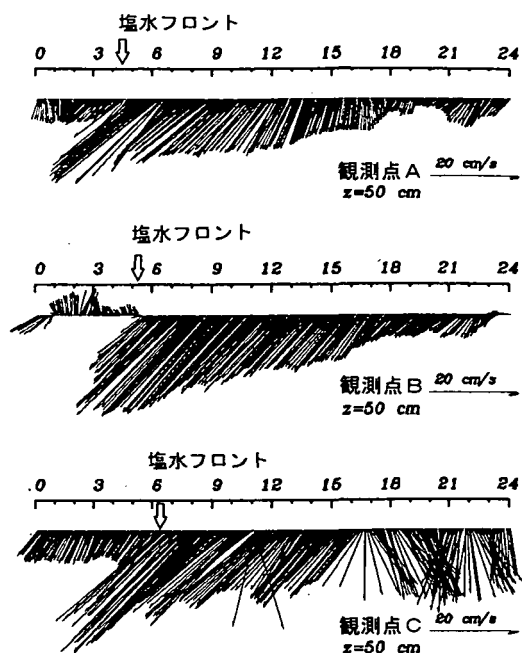


図-3 メモリー式流速計の記録(1992年7月1日)

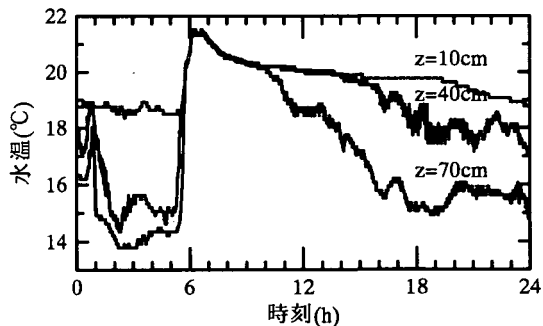


図-4 Point Bでのメモリー式水温計の記録(1992年7月1日)

ら比較的高い値を示しているのは、前日に流入した塩水の一部が湖底付近に薄く残っているためである。

図-5は、各観測点の水温データから推定した「塩水フロントの走時曲線」である。図中の三角形の勾配は、塩水フロントが通過した後の流速を示している。この図から、塩水フロントは後続流速の約7割~10割程度であることがわかる。この関係は、大気中の冷氣流フロント¹¹⁾や海陸風フロント¹²⁾でも認められる関係とほぼ同じである。

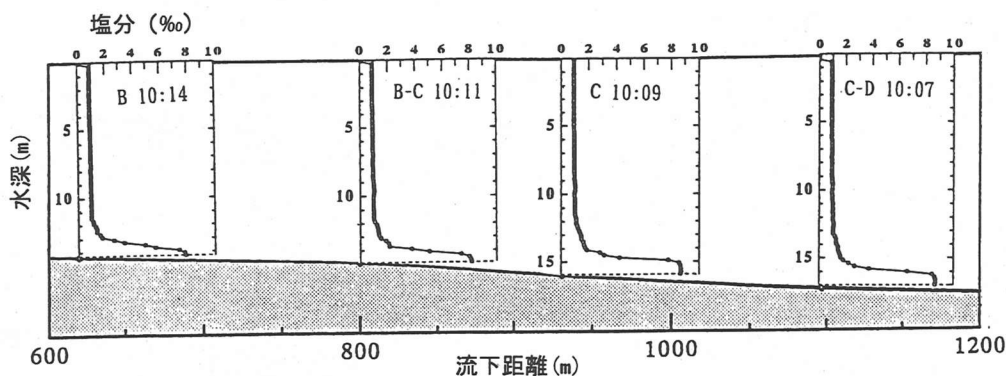


図-6 塩水流の縦断面図 (1992年7月1日)

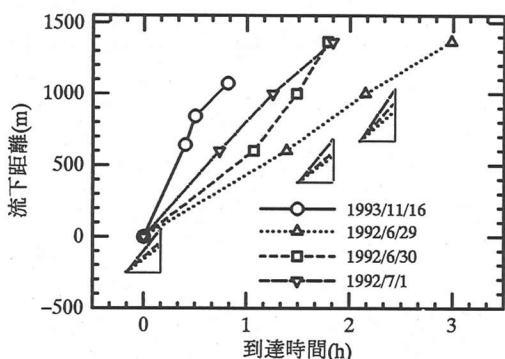


図-5 塩水フロントの走時曲線

(2) フロント通過後の流速・塩分分布の特徴

図-6に、塩水フロントが通過してしばらく時間が経過した後の、塩分分布の縦断変化を示す。滞筋が下流に向かって漸縮しているために、塩水層の厚さは徐々に増加している。しかしその変化率は斜面勾配に比べてかなり小さく、「漸変流的」な流れと言える。

図-7に、主流速分布と塩分分布の一例を示す。小川原湖の傾斜プルームの最大流速は数10cm/sのオーダーであり、既存の現地観測結果^{8),9)}と比較してかなり高速である。なお同図に示す計測例では、流動層厚を長さスケールとするレイノルズ数は約 6×10^5 となっている。

この観測データでは流動層厚と塩水層厚がかなり異なっている。そこで、半値半幅を指標とした両層厚の比(δ_v/δ_e)について、本観測結果と既存の実験結果とを表-1に比較した。数値の範囲はかなり広いが、層厚の比は常に1よりも大きいことがわかる。

表-1 半値半幅で定義された流動層厚と密度層厚の比較 (δ_v, δ_e は、それぞれ流動層厚と密度層厚を示す。)

	δ_v/δ_e
本研究	2.0~2.8
Ellison and Turner ¹⁾	3.8~9.5
Fietz and Wood ³⁾	1.8~3.3
Alavian ⁵⁾	2.3
福島 ⁷⁾	1.3~1.5

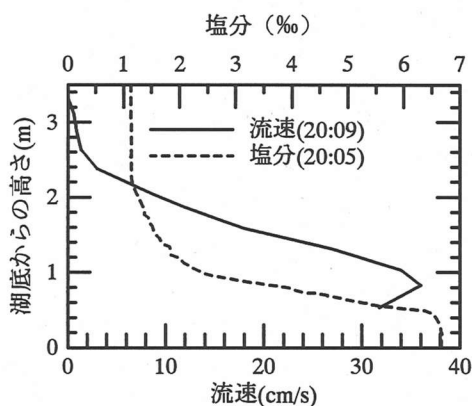


図-7 傾斜プルームの流速と塩分分布 (小川原湖, 1993年11月16日)

4. データ解析

(1) 流れの平衡性

傾斜プルームには重力の下流方向成分と界面応力(連行による運動量輸送も含む)と底面摩擦力がバランスした平衡状態が存在すると考えられている^{1),6)}。実験水路のように地形が一様で外部条件が定常な場合には、流

表-2 オーダーの比較

$\Delta U_1 \sim 0.15\text{m/s}, \Delta t \sim 5\text{hr}$ $\dots \Delta U_1/\Delta t \sim 8.3 \times 10^{-6}\text{m/s}^2$
$\Delta U_2 \sim 0.06\text{m/s}, U_m \sim 0.26\text{m}, \Delta x \sim 600\text{m}$ $\dots U_m(\Delta U_2/\Delta x) \sim 2.6 \times 10^{-5}\text{m/s}^2$
$\varepsilon \sim 5 \times 10^{-3}, i \sim 1/200, g = 9.8\text{m/s}^2$ $\dots \varepsilon g i \sim 2.3 \times 10^{-4}\text{m/s}^2$

下するにつれて比較的速やかに平衡状態に漸近し^{1),6)}, リチャードソン数は斜面勾配と底面摩擦係数のみの関数となる。連行則に関する従来の研究の多くは、この平衡状態を対象としている。

小川原湖の観測区域では、湖底地形が一様でなく、また現象が非定常であるから、完全に平衡な状態は出現し得ない。しかし図-6に示したように、漸変流的状态が長区間続いていることから、平衡に近い状態が出現している可能性がある。そこで、運動方程式の加速度項、圧力項、重力項のオーダーを以下のように推算し、平衡状態に近い状態が形成されているかどうかを調べた。

$$\text{加速度項} : \frac{\Delta U_1}{\Delta t} + U_m \frac{\Delta U_2}{\Delta x} \quad (1a)$$

$$\text{圧力項} : \varepsilon g \frac{\Delta \delta}{\Delta x} \quad (1b)$$

$$\text{重力項} : \varepsilon g i \quad (1c)$$

ここに、 ΔU_1 は1地点における Δt の間の流速変化量、 ΔU_2 は Δx だけ離れた2地点間の流速差、 U_m はその付近の代表流速である。また ε は相対密度差、 g は重力加速度、 δ は塩水層厚さ、 i は斜面勾配である。

図-6に示した塩分分布の縦断変化図からわかるように、塩水層厚の空間変化率($\Delta \delta/\Delta x$)は斜面勾配 i に比べてかなり小さい。したがって重力項に対して圧力項は1オーダー程度小さいと考えられる。

一方、図-3に示したメモリー式流速計の出力から、式(1a)に含まれる2項のオーダーを推算した結果を表-2に示す。すなわち、重力項は加速度項に比べて1オーダー大きい。したがって重力項は、ここに計上されていない他の項(界面応力項、底面摩擦項)とほぼ釣り合っていることになる。これらの検討結果から、観測区域においては平衡状態に近い状況が形成されているものと推測される。

以上の推論はもちろん完璧なものではない。しかし現地観測においてはこれ以上詳細な検討を行うのはかなり困難である。なお、界面応力項及び底面摩擦項の

オーダーに関する議論は、データ解析がひととおり終了した時点(第5節)であらためて検討する。

(2) 連行係数とリチャードソン数の定義

図-7に示したように、斜面上プルームの塩水層と流動層の厚さはかなり異なっている。したがって、リチャードソン数と連行係数を算定するにあたり、層厚、代表流速、代表相対密度差等の定義が問題になるが、本研究では、Ellison and Turner¹⁾が用いたのと同様の定義を使用する。

まず、速度分布 $u(z)$ と相対密度差分布 $\varepsilon(z)$ が次式のように相似分布関数で表されるものと仮定する。

$$u(z) = U_{max} f(\eta), \quad (2a)$$

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_{max} h(\eta), \quad (2b)$$

$$\eta = \frac{z}{\delta_{1/2}} \quad (2c)$$

ここに、 U_{max} は最大流速、 ε_{max} は最大相対密度差、 $\delta_{1/2}$ は流速の半値幅、 η は無次元の鉛直座標、 $f(\eta)$ 、 $h(\eta)$ は、流速と相対密度差の無次元分布関数である。

ここで形状関数を以下のように定義する。

$$I_1 = \int_0^\infty f(\eta) d\eta, I_2 = \int_0^\infty f(\eta)^2 d\eta, I_3 = \int_0^\infty h(\eta) d\eta,$$

$$I_4 = \int_0^\infty f(\eta)h(\eta) d\eta, I_5 = \int_0^\infty \eta h(\eta) d\eta \quad (3)$$

代表流速 U 、代表厚さ δ 、代表相対密度差 ε は次式のように定義される。

$$U = \frac{I_2}{I_1} U_{max}, \delta = \frac{I_1^2}{I_2} \delta_{1/2}, \varepsilon = \frac{I_4}{I_1} \varepsilon_{max} \quad (4)$$

以上で定義された U 、 δ と ε を用いて、リチャードソン数 Ri と連行係数 E を以下のように表す。

$$Ri = \frac{\varepsilon g \delta}{U^2}, E = \frac{W_e}{U} \quad (5)$$

ここに W_e は連行速度である。

(3) 形状パラメータの値

前述のように、1992年6月観測では流速計を船から釣り下げて使用し、また流速計の深度はロープにつけた目盛を読んで決めていた。このため、ロープが流れて傾き、流速計の深度の測定に誤差の生じていた恐れがある。一方、1993年11月観測では湖底に固定した架台から流速計を水中ブイで直立させ、鉛直移動量を一定間隔で制御するとともに、水圧計で深度と静止状態を確認している。このため、1992年観測に比べて、流速計の深度は正確である。そこで1993年11月観測のデータを使用して上記パラメータの値を計算する。

同観測で得られた流速と相対密度差の鉛直分布を、流速の半値幅と最大値で無次元化して重ねてプロットすると、図-8(流速)、図-9(相対密度差)に示すように、ほとんどひとつの線上にのる。そこで図中の実線のよ

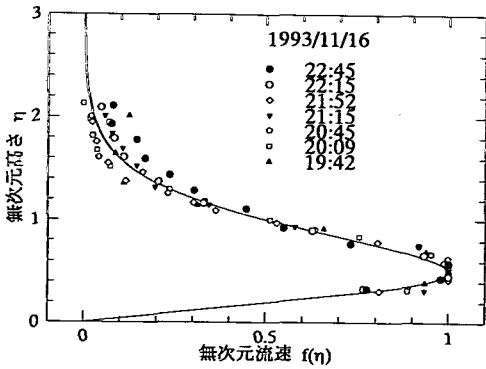


図-8 無次元流速分布

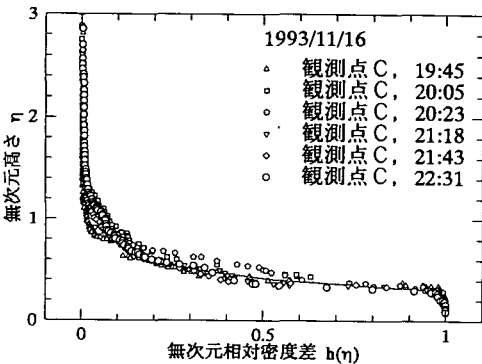


図-9 無次元相対密度差

うに相似関数を仮定し、これらについて式(3)を数値積分したところ、以下の値を得た。

$$I_1 = 0.875, I_2 = 0.604, I_3 = 0.490, \\ I_4 = 0.279, I_5 = 0.143$$

この結果から、式(4)は次のようになる。

$$U = 0.690U_{max}, \delta = 1.27\delta_{1/2}, \varepsilon = 0.319\varepsilon_{max} \quad (6)$$

また次節で連行係数を具体的に算定する際に用いられる「塩分の平均移流速度 V 」と「塩水層の半値幅 δ_s 」は次式で表される。

$$V = \frac{I_4}{I_3}U_{max} = 0.569U_{max}, \quad (7)$$

$$\delta_s = 0.417\delta_{1/2} = 0.328\delta \quad (8)$$

以上の諸式を用いれば、最大流速等の“代表値”を用いて連行係数やリチャードソン数を求めることができる。

ただし、図-8、図-9に用いた計測データ数は必ずしも多くはないので、上記の形状パラメータ値の普遍性については十分確認できない。しかし、参考までに、Ellison and Turner¹⁾の実験データについて同様の整理をして

表-3 式(7)、(8)中の係数の比較

	文献 ¹⁾ の実験		本研究
	地点1	地点2	
U/U_{max}	0.641	0.570	0.690
$\delta/\delta_{1/2}$	1.78	1.84	1.27
$\varepsilon/\varepsilon_{max}$	0.193	0.098	0.319
V/U_{max}	0.635	0.574	0.569

みたところ、表-3に示すように、ある程度近い値が得られた。

なお、本研究では流速及び相対密度差の鉛直分布が各々相似関数を持っているものとして話を進めているが、この点も必ずしも正しいとは言えない。すなわち、傾斜ブルームでは内部界面と湖底面上の2ヶ所でせん断応力が発生するから、これらの比率が異なる場合には分布関数に変化する可能性がある。

上記の式展開は、相似関数の存在を主張するものではなく、本研究では現地観測データを処理するための手段として考えている。すなわち、現地観測で得られる個々のプロファイルに含まれるデータ個数はそれほど多くなく、また必ずしも滑らかに変化していない。したがって、代表層厚などを直接的に求めるのが難しい場合が出てくる。そこで本研究では、図-8、図-9の分布形を当てはめて代表量を決定するものである。

(4) 連行係数の算定

a) 算定式の導出

湖水を連行することにより、塩水流の濃度は次第に薄くなる。したがって塩分濃度の空間変化から連行速度を推算できよう。

図-9からわかるように、塩水層内の塩分濃度は比較的均一である。そこで塩水層内外の塩分濃度を各々一定と仮定して塩分収支を考える。同層内の一次元の塩分保存式と連続条件式は次のようになる。

$$\frac{\partial(SA)}{\partial t} + \frac{\partial(QS)}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = W_e B \quad (10)$$

ここに、 S は代表塩分濃度(ただし湖水の塩分濃度を差し引いた値)、 A は塩水層の断面積、 Q は塩水層内の流量、 B は塩水層の幅である。 W_e は塩水層界面で定義される連行速度である。これらを連立して変形すると次式を得る。

$$A \frac{\partial S}{\partial t} + Q \frac{\partial S}{\partial x} + SW_e B = 0 \quad (11)$$

これから連行速度は、

$$W_e = -\frac{1}{SB} \left(A \frac{\partial S}{\partial t} + Q \frac{\partial S}{\partial x} \right)$$

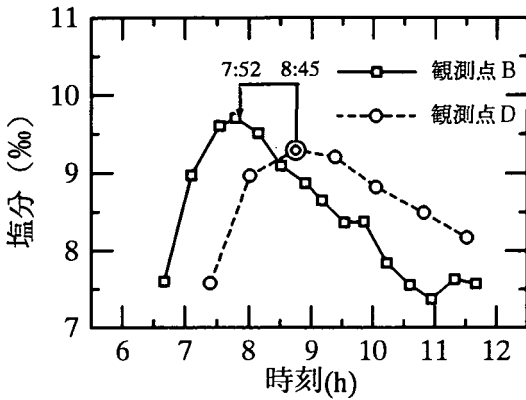


図-10 塩分の時間変化(1992年7月1日)

$$= -\frac{\delta}{S} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + U \frac{\partial S}{\partial x} \right) = -\frac{\delta}{S} \frac{DS}{Dt} \quad (12)$$

ここに、 DS/Dt は実質微分である。したがって連行係数は次式で表される。

$$E = \frac{W_e}{U} = -\frac{\delta}{SU} \frac{DS}{Dt} \approx -\frac{\delta}{SL} D(S) \quad (13)$$

ここに L は 2 断面の距離、 $D(S)$ は 2 断面間の「代表塩分濃度のラグランジュ的増分」である。

本来は、分布形を考慮したさらに複雑な式展開を行わなければならない。しかしこの現地観測では横断方向の分布についての計測を行っていないので、これ以上に詳細な式展開を行ったとしても、推定精度は必ずしも向上しないであろう。しかし、式(13)の物理的意味は、要するに「塩分が薄まった分だけ湖水が連行された」ということであり、基本的にはそれほどの誤差は生じないはずである。

b) 具体的な算定

流下に伴う塩分濃度の変化は 1% のオーダーであるため、 $D(S)$ の求め方には注意を要する。すなわち、なるべく離れた 2 地点間の値を比較することが望ましい一方、観測点ブイが流心を正確に捉えていることが必要である。そこで観測データを吟味した結果、1992 年観測では B 地点と D 地点、1993 年観測では A 地点と D 地点の値を比較することとした。

図-10 に 2 地点での最大塩分濃度の時間変化の例を示す。このように全体としては非定常であり、ピーク発生時刻に時差がある。この非定常性の影響をなるべく受けないように、塩分濃度が停留する時間帯でのデータ(図中◎)から連行係数を求めるようにした。

具体的には、流速観測点で観測されている速度データから U_{max} を仮定して式(7)の V (塩分の平均移流速度)を求め、2 地点間の距離から移動時間を求める。移動時間を差し引いた時刻(図-10の例では 7:52)における流速観測地点の U_{max} が先に仮定した U_{max} と等しいことを確認する。このようにして推定された時差を図

中に矢印で示す。この 2 つの塩分濃度の差を $D(S)$ とする。

また、式(5)と式(13)に代入する $\delta_{1/2}$ は 1993 年観測については、測定された流速分布から直接求めた。しかし 1992 年観測では、前述のように流速計の深度に誤差が含まれている恐れがあるので、計測深度の明確な塩分・水温分布の半値幅 δ_s から、式(8)を用いて推定した。

以上の方法で整理された連行係数とリチャードソン数の関係を表-4 に示す。

本研究で得られた数値の誤差を正確に評価することは難しいが、筆者らが概略検討した結果をここで述べておく。式(13)にもとづく連行係数の誤差評価は $D(S)$ の観測誤差に依存する。その場合、横断面内における観測点の代表性の問題と測定誤差の問題がある。前者については確定的なことは言えないが、後者については 1 割程度のオーダーである。またリチャードソン数の測定誤差は代表流速 U 、層厚 δ 、代表相対密度 ϵ の測定誤差に依存する。これらの諸量は式(4)で定義されるため、流速分布関数の影響を受ける。その誤差の程度は一般的には論じられないが、考えられる程度の流速計測誤差を今回得られている流速データに加えて分布形を歪めた場合、最大で 2 倍程度の誤差がリチャードソン数に生じることがわかった。しかし、次章の図-11 からわかるように、この誤差は本研究の結論に重大な影響を及ぼすほど大きなものではない。

5. 考察

(1) 傾斜ブルームの連行則について

リチャードソン数と連行係数の関係を図-11 に示す。図中の◎が小川原湖観測データの解析結果である。その他の点は、Ellison and Turner¹⁾と福岡ら⁴⁾の傾斜ブルームの実験データ、及び有田ら¹³⁾が整理した表層ブルームに関する既往の実験結果である。(ただし福岡らの実験は潜り込み点近傍の平均的連行量から連行係数を求めているので、平衡状態の傾斜ブルームとはやや異なっている。)また図-12の実線は須賀・高橋¹⁴⁾が提案している二層流の連行則であり、破線は有田ら¹³⁾が提案している表層ブルームの連行則である。また○は福嶋⁷⁾が $k-\epsilon$ モデルで傾斜ブルームの数値計算をした結果であり、◎は小川原湖の観測結果である。

さて、従来の連行則に関する研究の多くは、図-12の実線で表される「 $-3/2$ 乗則」を支持している。これは高リチャードソン数における Lofquist¹⁵⁾の実験データ(ここにはプロットしていない)に依存するところが大きい。

しかし、Lofquist のデータは水平床上の下層二層流

表-4 EとRiの計算結果

	U _{max} (m/s)	U (m/s)	V (m/s)	δ1/2 (m)	δ (m)	S _{mm} (%)	D(S) (%)	L (m)	ε (%)	E (10 ⁻⁴)	Ri
1992/6/29	0.206	0.142	0.117	2.40	3.05	4.08	0.17	730	1.09	1.74	1.62
1992/6/30	0.196	0.135	0.112	2.04	2.59	4.37	0.36	730	1.25	2.92	1.74
1992/7/1	0.407	0.281	0.232	2.86	3.63	8.51	0.37	730	2.50	2.16	1.13
1993/11/16	0.376	0.260	0.214	1.68	2.13	8.61	0.84	900	2.41	2.31	0.68

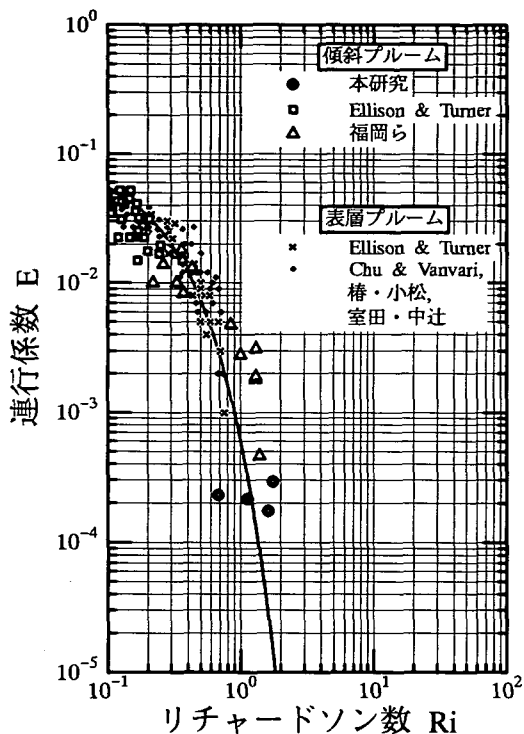


図-11 EとRiの関係。図中の表層ブルームのデータのうち、Ellison & Turner (×), Chu & Vanvari ほか (・) のデータは文献¹³⁾のFig.4から引用した。

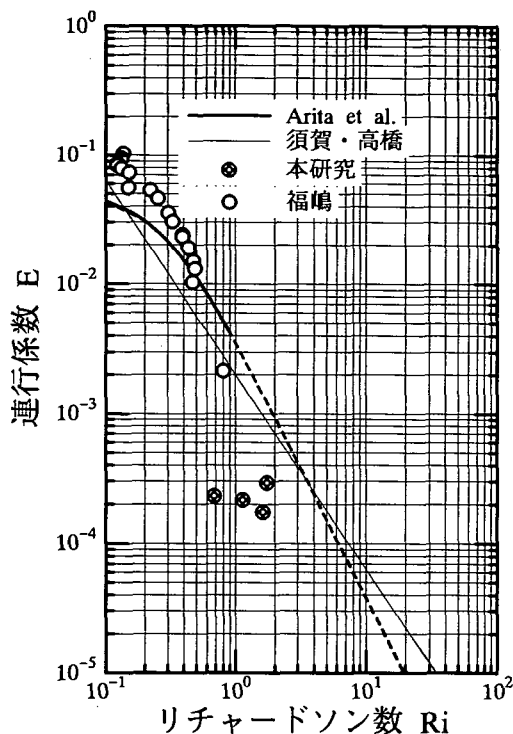


図-12 既往の研究のEとRi

に関する実験結果であり、ここで対象とするブルームとは流れの形態が異なっている。一方、玉井¹⁶⁾は、流動の形態によって連行則を2つに分類することを提案している。ひとつのグループは二層流、吹送流、振動格子乱流であり、いまひとつは表層ブルームを含む密度噴流である。

そこで、ここではブルームの実験データのみについて着目する。ブルームの実験データは図-11に示すように[Ri < 1]に集中している。これは「常流状態」では定常的なブルームを形成しにくい(または形成できない)からである。有田らのブルームに関する連行則は[Ri < 1]のデータを用いた半理論式であり、[Ri > 1]での適用性は必ずしも明らかではない。しかしここで重

要なことは、有田らの半理論式が上に凸(特に実験データの存在する範囲で)の形をしていることである。すなわち-3/2乗則とは異なっている。

さて、図-11に示すように、小川原湖の観測データを既存の実験データとともにプロットすると、全体としてひとつの帯をなすことがわかる。すなわち、Riが1に近づく「限界状態」では連行則が急減するようになる。一方、図-12の福岡⁷⁾の数値計算結果は、連行量の絶対値は図-11の実験結果と必ずしも一致しないものの、限界状態に近づくにつれて連行係数が急減する傾向は明確に現れている。(ただし、福岡自身はこの傾向に注目しておらず、Lofquistの実験を含む多くの実験データとの比較から、計算と実験との整合性のみを述べている。)小川原湖の観測結果は、福岡の数値計算

結果が示す傾向とも矛盾しない。

さて、上記の推察が正しいものとする、リチャードソン数 Ri が大きくなるにつれて、既存の室内実験結果との開きは大きくなる。この差異の原因としてレイノルズ数 Re の影響が考えられる。すなわち室内実験において Ri を大きくする場合、装置のスケールの制約から Re は小さくなる。すると、Arita and Jirka¹⁷⁾ が指摘しているように、流れが層流的になり分子粘性の影響が顕著になるため、連行係数が見かけ上大きく算定される恐れがある。本研究で観測した流れの Re は 6×10^5 のオーダーであり、室内実験での密度流実験より遙かに大きいので、分子粘性の影響が相対的に小さいものと推測される。

以上のように、傾斜ブルームについての我々の結果と既往の実験結果を総合して考えると、高い Re を持つ傾斜ブルームの連行係数は、 Ri が 1 に近づくにつれて急減し、図-11の実線のように推移するのではないかと考えられるのである。この実線は次式で表される。

$$E = 0.09 \exp(-5 Ri) \quad (14)$$

ただし筆者らは、新しい連行則として上式を拙速に提案するつもりはない。次節における検討において連行則の数学的表記を必要とするために、暫定的な経験式として用いるつもりである。

(2) 斜面勾配とリチャードソン数の関係について

4-(4)において連行係数を推定する際には流量と塩分の保存則(すなわちキネマティックな関係)を用いた。そこで本節では、運動量保存式と式(14)の整合性を検討し、先に導いた連行係数が力学的にも矛盾がないことを示す。

4-(1)で述べたように、小川原湖の塩水ブルームは概ね「平衡状態」にあると推測される。この場合、運動方程式は以下のように書かれる¹⁾。

$$(1 + \frac{1}{2} S_1 Ri) E - S_2 Ri \tan \theta + C_D = 0 \quad (15)$$

ここに θ は斜面勾配、 C_D は底面摩擦係数で $(u_* / U)^2$ 、 u_* は摩擦速度、 S_1 と S_2 は Ellison and Turner¹⁾ が定義した形状関数で、本論文の形状係数と以下の関係がある。

$$S_1 = \frac{2 I_1 I_2^2 I_5}{I_1^4 I_4} = 0.578, \quad (16a)$$

$$S_2 = \frac{I_2 I_3}{I_1 I_4} = 1.21 \quad (16b)$$

式(14)を式(15)に代入すると次式を得る。

$$\tan \theta = \frac{1}{S_2 Ri} \{ 0.09 (1 + \frac{1}{2} S_1 Ri) \exp(-5 Ri) + C_D \} \quad (17)$$

もし C_D の値がわかれば、斜面勾配とリチャードソン数の関係が一義的に決まることになる。そこで、やや大胆だが、以下のようにして C_D の値を推定した。1992

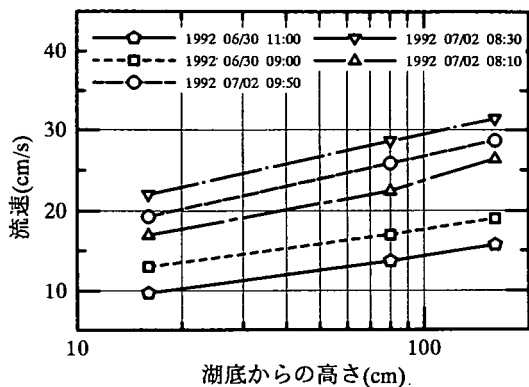


図-13 境界層中の流速分布

表-5 抗力係数の推定値

	U_* (m/s)	U_{max} (m/s)	U (m/s)	C_D	C'_D
06/30 09:00	0.83	19.7	13.6	0.00372	0.00631
06/30 11:00	0.80	15.8	10.9	0.00539	0.00910
07/02 08:10	1.14	26.4	18.2	0.00392	0.00661
07/02 08:30	1.23	31.4	21.7	0.00321	0.00585
07/02 09:50	1.29	28.8	19.9	0.00420	0.00713
			平均値	0.00409	0.00700

年の流速データの中には、底面境界層中の流速値が計測されている例がある。そこで、それらのうち、3点が片対数紙上で直線になるものを抜き出してプロットすると、図-13のようになる。ただし、釣り下げロープが斜めになっていることによる深度誤差を補正するために、最下点(流速計が着底している状態)を除いて湖底からの距離を1.6倍している。この1.6という値は、流速分布データから計算される $\delta_{1/2}$ と塩分分布データから計算される δ_s の整合性をもとに決定したものである。図-13の勾配から計算される摩擦速度と C_D の値を表-5に示す。また上記の補正を加えない場合の抵抗係数を C'_D として示している。前者の平均は約0.004、後者の平均は0.007である。

図-14は、3種類の C_D の値について、式(17)から斜面勾配とリチャードソン数の関係を計算した結果である。図中には福嶋⁷⁾の計算結果と Ellison and Turner¹⁾の実験結果及び小川原湖の観測結果を合わせて記入してある。データが存在する範囲では C_D 値の違いはそれほど影響がなく、ほぼ一致している。これは連行に伴う抵抗(すなわち交換運動量)が底面摩擦抵抗に比べて支配的であることを示唆している。以上のように、観測結果は式(17)を概ね満足していることから、4.で求めた連行係数の値は力学的に見ても大きな矛盾を含んでいないものと考えられる。

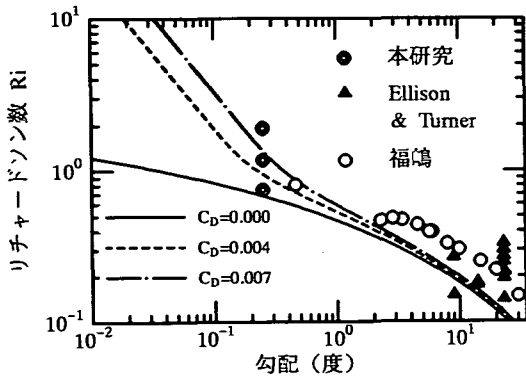


図-14 斜面勾配と Ri の関係

6. おわりに

本研究では、青森県小川原湖に発生する塩水傾斜ブルームを観測した結果から、連行係数とリチャードソン数の関係を推定した。連行係数は、既存の連行則¹⁴⁾から予想される値に比べてかなり小さくなった。また、本研究の結果を既往の室内実験の結果と比較したところ、両者は滑らかに連続していた。以上の結果から、 Ri が1に近づくにつれて連行係数が急減する傾向があることが示唆された。この傾向を経験的に数式で表現し、平衡状態における運動量式と連立して斜面勾配とリチャードソン数の関係を求めたところ、観測結果と概ね一致した。このことから、本研究で得られた結果は妥当なものであると考えられる。

謝辞：本研究を遂行する上で、建設省高瀬川総合開発工事事務所および小川原湖漁業共同組合には、種々の便宜を計っていただいた。八戸工業大学の西田修三助教授、東北大学の山路弘人技官からは、観測全般にわたり御協力をいただいた。ここに記載した観測データは、東北大学土木工学科河川水理学講座及び東京工業大学環境物理工学専攻水環境講座の多くの学生諸君の尽力によって得られた。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Ellison, T. H. and Turner, J. S. : Turbulent entrainment of stratified flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.6, pp.423-448, 1959.
- 2) 石川忠晴, 長尾正之, 長島伸介: 小川原湖に発生する傾斜ブルームの連行係数に関する考察, 水工学論文集, Vol.40, pp.595-600, 1996.
- 3) Fietz, T. R. and Wood, I. R. : Three-dimensional density current, *J. Hydraul. Div. ASCE*, Vol.93, No.HY6, pp.1-23, 1967.
- 4) 福岡捷二, 福嶋祐介, 中村健一: 2次元貯水池密度流の潜り込み水深と界面形状, 土木学会論文報告集, Vol.302, pp.55, 1980.
- 5) Alavian, V. : Behavior of density currents on an incline, *J. Hydraul. Eng.*, Vol.112, pp.27-42, 1986.
- 6) 椿東一郎, 小松利光: 傾斜 plume の流れと連行現象, 第29回水理講演会論文集, pp. 415-422, 1979.
- 7) 福嶋祐介: 乱流モデルによる傾斜壁面密度噴流の解析, 土木学会論文集, No.399/II-10, pp.66-74, 1988.
- 8) Elder, R. A. and Wunderlich, W. O. : Inflow density currents in TVA reservoirs, *Proceedings of the international symposium on stratified flow, ASCE*, pp. 221-236, 1972.
- 9) Hebbert, B., Imberger, J., Loh, I., and Patterson, J. : Collie river underflow into the Wellington Reservoir, *J. Hydraul. Div. ASCE*, Vol.105, pp.533-545, 1979.
- 10) 長尾正之, 西部隆宏, 石川忠晴, 山浦勝明: 小川原湖への塩分侵入現象の確率的考察, 水工学論文集, Vol.40, pp.583-588, 1996.
- 11) Goff, R.C. : Thunderstorm-outflow kinematics and dynamics, *NOAA Tech. MEMO, ERL NSSL-76*, p. 63, 1976.
- 12) 石川忠晴, 田中昌宏, 山崎真一, 鈴木宏和: 海風フロントの構造と伝播特性に関する研究, 土木学会論文集, No.375/II-6, pp.261-270, 1986.
- 13) 有田正光, Jirka, J. H., 玉井信行: 二次元表層放出密度流の流動形態と混合に関する研究, 土木学会論文集, No.375/II-6, pp.61-67, 1986.
- 14) 須賀堯三, 高橋晃: 淡塩二層流の連行係数, 土木学会第31回年次学術講演会, II, pp. 383-384, 1976.
- 15) Lofquist, K. : Flow and stress near an interface between stratified liquids, *The Physics of Fluids*, Vol.3, No.2, pp.158-175, 1960.
- 16) 玉井信行: 連行概念の統一化と連行係数の評価法, 土木学会論文集, No.381/II-7, pp.1-11, 1987.
- 17) Arita, M. and Jirka, J. H. : Two-layer model of saline wedge. I: Entrainment and interface, friction. *J. of Hydraul. Eng.*, Vol.113, No.10, pp.1229-1248, 1987.

(1997.2.3 受付)

ENTRAINMENT COEFFICIENT OF AN INCLINED PLUME IN LAKE OGAWARA

Masayuki NAGAO, Tadaharu ISHIKAWA and Shinsuke NAGASHIMA

The large scale inclined plume was observed in Lake Ogawara. It had a far larger scale of the motion and velocity than those in the laboratory experimental flume, so that its Reynolds number was 10^5 . The entrainment coefficient and the Richardson number were estimated from the data and those were compared with other laboratory experiments of inclined plume. Both results were on a same curve which decreased rapidly when the Richardson number approached to 1. They imply that the entrainment law for inclined plume with high Reynolds number may be different from that of small scale flows.