

保存性傾斜サーマルの流動特性 - 数値解析と画像解析 -

福嶋 祐介・高木 正徳・榎本 真人・衛藤 俊彦

保存性傾斜サーマルの流動特性 - 数値解析と画像解析 -

福嶋 祐介*・高木 正徳**・榎本 真人***・衛藤 俊彦****

Dynamics of Conservative Inclined Thermal - Numerical Analysis and Image Analysis -

Yusuke FUKUSHIMA*, Masanori TAKAGI**, Masato ENOMOTO*** and Toshihiko ETO****

The negative buoyancy of a conservative gravity current is kept into constant in the travel direction. On the other hand, negative buoyancy changes in the travel direction in a non-conservative gravity current. The saline thermal belongs to the conservative one. The particle gravity current belongs to the non-conservative one. The objectives of this study are to investigate the flow properties of the conservative inclined thermals by experiments, to obtain the velocity vectors using the image processor, and to compare the experimental results to the numerical ones of velocity fields. Also, the experimental results of the travel speed and the maximum thickness are compared with the numerical ones. The numerical model is based on the k -turbulence model and the SIMPLE model to discretize the partial differential equations. Those experimental results are explained by the numerical analysis. Three typical velocity vectors are found out, i.e. the roll up vectors in the front region, the strong vectors in the travel direction and the entrained vectors in the back region.

Key words : conservative inclined thermals, k - turbulence model, numerical analysis, image analysis, powder snow avalanches.

1. 序 論

傾斜壁面サーマルはフロントをもつ非定常な下層密度流の代表例である (Beghin et al.¹⁾)。このタイプの流れには、負の総浮力が流下方向に一定な、保存性の傾斜サーマルと負の総浮力が流下方向に変化する、非保存性の傾斜サーマルがある。典型的な傾斜サーマルの代表例に、火山活動に伴う火砕流や厳冬期に発生する煙型雪崩がある (Hopfinger²⁾)。これらはいずれも粒子流であることから、非保存性の傾斜サーマルに分類される。しかし、非保存性の傾斜サーマルは流下に伴って運動の起動力である負の浮力 (有効重力) が変化するため、その特徴を明らかにすることは困難である。そのため、まず、保存性傾斜サーマルの流動メカニズムを基本的に調べるのが肝要である。

本研究グループは、長年にわたり煙型雪崩の流動シミュレーションに取り組んでいる (福嶋^{3),4)}、福嶋・早川⁵⁾、杉森ら⁶⁾、福嶋⁷⁾)。初期の段階では傾斜サーマル全体を一つの大きなフロントとみなし、定式化を行う、サーマルモデルに基づいた解析を行ってきた。サーマルモデルは、計算手法が簡単で、かつ計算時間が短いなど優れた点もある。その反面、モデル中に多

くの形状係数、モデル係数を多く含み、モデルの完成度としては低いレベルにある (秋山ら⁸⁾、福嶋ら⁹⁾、福嶋・田中¹⁰⁾)。このことから、本研究グループでは、より一般性の高いシミュレーションの手法の構築を目指して、 k -乱流モデルを用いて、傾斜サーマルを解析する手法を検討している (衛藤・福嶋¹¹⁾)。この段階では直接、非保存性のサーマルを解析するのではなく、まず、保存性傾斜サーマルの流動解析を行った。

本研究はこの数値解析法の検証を行うことを目的として、規模の小さな実験室の装置を用いて塩水による保存性傾斜サーマルの流動実験を行う。 k -乱流モデルによる解析では、従来のサーマルモデルによる解析で得られる、最大厚さ、流下速度、平均濃度の流下距離変化に加えて、水槽内の流速ベクトル、等濃度線の時間的な変化が結果として得られる。このため、画像解析の手法を用いて、傾斜サーマルフロントの流速

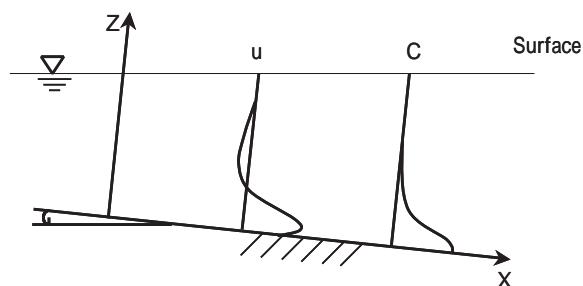


Fig. 1 Velocity and concentration profiles, and coordinate system.

原稿受付：平成14年5月17日

*長岡技術科学大学環境・建設系

**ダイナミクス

***中部

****長岡技術科学大学エネルギー・環境工学専攻

ベクトル場の時間的・距離的な変化を求めた。このようにして求めた、傾斜サーマルの実験結果を数値解析の結果と比較し、その妥当性を検討することとする。

2. k -乱流モデルによるサーマルの流動解析

(1) 基礎方程式

本研究では、衛藤・福嶋¹¹⁾の保存性傾斜サーマルの解析法に準じて数値計算を行う。

Fig. 1のように座標系をとる。二次元の非圧縮性流体の運動を取り扱うものとする。密度差の原因として、塩分濃度、温度差などの保存性物質を考える。塩分の平均濃度を c とし、淡水の密度を ρ_a 、塩水の密度を ρ_s とする。これらは、次のような関係にある。

$$\rho_s = \rho_a (1 + Rc) \quad (1)$$

ここで、 R は塩分濃度と密度差の比であり、 Rc が相対密度差 (ρ_s / ρ_a) である。

塩分は保存性物質であり、質量保存式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} u + \frac{\partial}{\partial z} w = 0 \quad (2)$$

ここで u 、 w は x 、 z 方向の平均流速成分である。

流れが乱流であるものとするとき、流体の運動は以下のレイノルズ方程式の x および z 方向成分で記述される。

$$\frac{\partial}{\partial t} u + \frac{\partial}{\partial x} u^2 + \frac{\partial}{\partial z} uw = g \sin \theta - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3)$$

$$+ \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} w + \frac{\partial}{\partial x} uw + \frac{\partial}{\partial z} w^2 = -g \cos \theta - \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$+ \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'w'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'^2}) \quad (4)$$

ここで、 g は重力加速度、 θ は斜面の傾き角、 p は平均圧力、 μ は流体の粘性係数、 u' 、 w' は x と z 方向の変動流速成分であり、 $-\overline{u'^2}$ 、 $-\overline{u'w'}$ 、 $-\overline{w'^2}$ はレイノルズ応力である。

また、塩分濃度の輸送は次のような乱流拡散方程式で記述される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial (uc)}{\partial x} + \frac{\partial (wc)}{\partial z} &= D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) \\ &- \frac{\partial}{\partial x} \overline{c'u'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{c'w'} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 D は分子拡散係数、 $-\overline{c'u'}$ 、 $-\overline{c'w'}$ は濃度速度相関であり、乱流拡散の効果を表す。

式(3)(4)(5)のレイノルズ応力、濃度速度相関を次のように渦動粘性係数 ν_t 、渦拡散係数 D_t で表すことにする。変動流速成分をテンソルで表し u'_i と表記すれば、これらは次のようになる。

$$\begin{aligned} -\overline{u'_i u'_j} &= \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \\ -\overline{c' u'_i} &= D_t \frac{\partial c}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 k は乱流運動エネルギーである。渦動粘性係数 ν_t を k -乱流モデルで表すことにする。 ν_t は分子粘性消散率である。 ν_t は次のように表される。

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (8)$$

ここで、 c_μ は k -乱流モデルのモデル係数の一つである。このモデルでは乱流運動エネルギー k と分子粘性消散率 ϵ は、次のような輸送方程式で記述される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial (uk)}{\partial x} + \frac{\partial (wk)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \\ &+ \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + Rg \cos \theta \frac{\nu_t}{k} \frac{\partial c}{\partial z} - \epsilon \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial (u\epsilon)}{\partial x} + \frac{\partial (w\epsilon)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \\ &+ c_1 \frac{\nu_t}{k} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + (1 - c_3) Rg \cos \theta \frac{\nu_t}{\epsilon} \frac{\partial c}{\partial z} - c_2 \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (10)$$

ここで k 、 ϵ 、 c_1 、 c_2 、 c_3 はモデル定数である。さらに、渦動粘性係数と渦拡散係数の比である乱流シュミット数は S_t 次式で定義される。

$$S_t = \frac{\nu_t}{D_t} \quad (11)$$

乱れ運動エネルギーと分子粘性消散率の式の乱れの生成項と負の乱れの生成項では式の煩雑さを避けるた

Table- 1 Parameters in k -turbulence model.

C_μ	k		C_1	C_2	C_3	t
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	1.0	0.8

め、境界層近似を行い主要項のみで表現している。

数値計算において、圧力項が過大になるのを防ぐために、式中の p を静水圧 p_0 とその差 p' に分解する。

$$p = p_0 + p' \quad (12)$$

ここで式(4)において $w = 0$ とすると、

$$0 = -a g \cos \alpha - \frac{1}{a} \frac{\partial p_0}{\partial z} \quad (13)$$

を得る。この式を z 方向に積分し、水面で圧力がゼロの境界条件を用いると、静水圧 p_0 は次のように表される。

$$p_0 = a \left[(h - z) + \int_z^h Rcdz \right] g \cos \alpha \quad (14)$$

以上の関係を用いると、レイノルズ方程式(3)(4)は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uw}{\partial z} = -a Rc g \sin \alpha - \frac{\partial p'}{\partial x} - a g \cos \alpha \frac{\partial}{\partial x} \int_z^h Rcdz + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} v_r \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} v_r \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} \quad (15)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = - \frac{\partial p'}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} v_r \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} v_r \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} \quad (16)$$

k -乱流モデルの係数については多くの実験結果と比較され、その値が同定されている。その値を表-1にまとめて示す(Rodi¹²⁾。

(2) 境界条件

数値計算にあたって、次のような境界条件を考える。

流入部境界条件については、所領は既知とみなし実験値を与える。ただし、濃度、乱れ量は一様なものが流入すると考えた。

流出部境界条件については、流れを層流とみなし以下の様な値を与えた。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0; w = 0; \frac{\partial c}{\partial x} = 0; \frac{\partial k}{\partial x} = 0; \frac{\partial}{\partial x} = 0 \quad (17)$$

壁面境界条件については、いわゆる壁関数法を用いた(Rodi¹²⁾)。すなわち、壁面近傍において、流速分布は対数則であると仮定し、次のように表す。

$$u_1 = u_* \left[\frac{1}{k_s} \ln \left(\frac{z_1}{k_s} \right) + A_r \right] \quad (18)$$

$$u_2 = u_* \left[\frac{1}{k_s} \ln \left(\frac{z_2}{k_s} \right) + A_r \right] \quad (19)$$

ここで、 A_r は対数則の実験定数、 k_s はカルマン定数である。また z_1, z_2 は境界に近い2つの格子点の z 座標であり、壁面での摩擦速度 u_* はこの2つの式を連立することにより陰に求められる。また、壁面近傍の点において、乱れ運動エネルギー k 、分子粘性消散率 ϵ は次のように表される。

$$k_1 = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (20)$$

$$\epsilon_1 = \frac{u_*^3}{z_1} \quad (21)$$

濃度については塩分濃度のフラックスが壁面で零になることから、次の式を用いる。

$$\frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (22)$$

上部境界は水面であると考えた。水面は自由境界であるとし、流線であること、流れのせん断応力、濃度、乱れ運動エネルギー、分子粘性消散率などのフラックスが零になる。従って、上部での境界条件は次のように与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial z'} = 0; w = 0; \frac{\partial c}{\partial z'} = 0; \frac{\partial k}{\partial z'} = 0; \frac{\partial}{\partial z'} = 0 \quad (23)$$

ここで、 z' は水面と直交方向(鉛直方向)の座標を表す。

(3) 数値解析法

数値解析を行うにあたり、偏微分方程式の離散化にあたっては、パタンカー¹³⁾の提唱するSIMPLE法を用いた。SIMPLE法は独特な移流拡散公式を用い、圧力補正式を求めて圧力と流速を緩和法によって求める。この

方式の解は非定常計算でも安定していた。

基礎方程式として用いた、質量保存式、レイノルズ方程式、乱流拡散方程式、 k と ϵ 方程式にはモデル係数が含まれるのみで、これらの値は既に表1に示したように多くの実験値を用いて同定された、普遍的な値と考えられている。このため、著者らがかつて雪崩シミュレーションで用いたサーマルモデルのように多くの未定な係数を含まない点が注目される。この意味で不確実なのは成層流体の場合の渦動粘性係数の中の係数 c_μ と乱流シュミット数 Sc_t であるといえる。

3. 傾斜サーマルの実験

(1) 実験の概要

前節で述べた数値計算では、主要な結果として流速ベクトル場が求められる。従来の研究ではその流速ベクトルと比較するための十分な実験結果がない。その比較データを得るため、傾斜サーマルの室内実験を行った。また、数値計算で得られた濃度場の解析を行うことにより、サーマルモデルと同様、最大厚さと流下速度の時間的・場所的变化が求められるので、これらも実験で測定した。

傾斜サーマルとしては数値モデルの対象とした保存性の場合とし、淡水を満した水槽中に塩水をゲートから瞬間的に放出することによって行った。

(2) 実験装置と実験方法

本研究で使用した傾斜サーマルの実験装置をFig. 2に示す。実験水槽として、水路長200cm、高さ100cm、水路幅30cmの矩形アクリル製水槽に幅15cmのアクリル板を傾斜角30°に固定したものをを用いた。

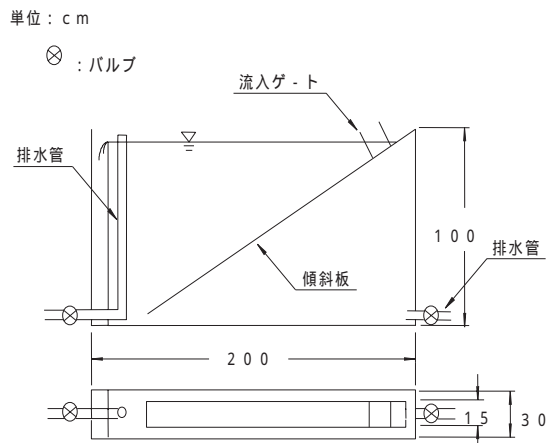
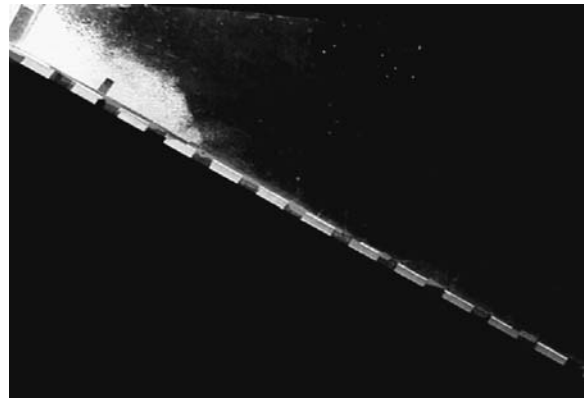
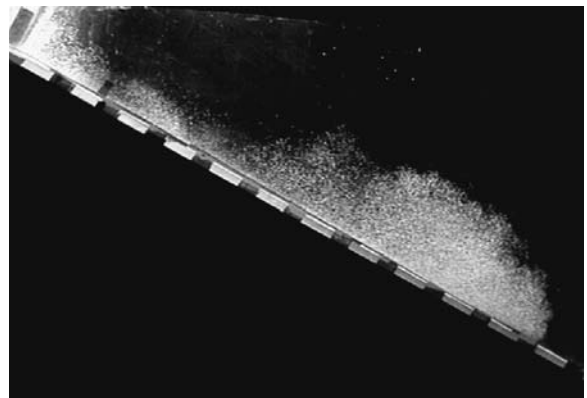


Fig. 2 Experimental tank.

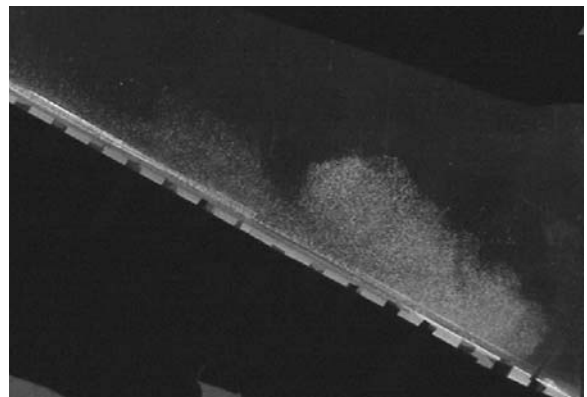
傾斜サーマルを次のように形成させた。水路上端に引き上げゲートを有するプラスチック製ボックスを設置し、このボックスに塩水を満たす。塩水には、密度が塩水とほぼ等しい、プラスチック粒子 (DIAION、三



(a) Travel distance $x = 20$ cm



(b) Travel distance $x = 60$ cm



(c) Travel distance $x = 120$ cm

Fig. 3 Flows of inclined thermals

菱化成のイオン交換樹脂：以下粒子と省略）を予め混入し、可視化できるようにする。所要の重量塩分濃度に設定した塩水を1リットル用意する。今回の実験では、塩水の初期設定重量濃度を1%、3%、5%の3種類とした。混入した粒子の量は各実験で4g程度とした。座標系として流下方向に座標を、水路底面から直角上向き方向に座標をとる。

傾斜サーマルは本質的に非定常な流れであり、界面から間歇的に大規模な渦が発生し、最大厚さや流下速度はそれに伴って変動する。このため各実験条件について最低5回は実験を行い、その平均をもって実験結果とした。実験と測定の模様は以下のようなものである。所定の濃度に設定した塩水をメスシリンダーに1リットル用意し、可視化のため粒子を加え、十分に攪拌する。水槽に淡水を満たし、流入ボックスを取り付け、水温を測定する。塩水をボックスに入れ、水槽の水面が安定した後、塩水を攪拌しボックスのゲートを引き上げ、傾斜サーマルを発生させる。この様子を水路の側方に設置したビデオカメラにより撮影する。この作業を実験条件に従って各ケース5回ずつ繰り返す。撮影されたビデオ画像をストップモーションアナライザーにより、フロント部先端が5cm進行するごとの通過時刻とフロント部最大厚さを解析する。解析する範囲は流下方向距離0~120cmとした。Fig. 3に本実験の傾斜サーマルの流況の一例を示す。流下距離が $x=20\text{cm}$ 、 60cm 、 120cm の時のサーマルのフロント部の写真である。流下に伴って、フロント部が発達してゆくこと、希釈混合が生じていること、界面が大きく波打っていることなどがわかる。

(3) 画像解析の概要

傾斜サーマルの流動に伴う内部の流動と周囲の流動特性を明らかにするため画像解析を行った。画像を取り込みと流速ベクトル算出のため、画像コンバートソフト「Convert LB」(ライブラリ製)、流体画像解析ソフト「Flow-Vec32」(ライブラリ製)を使用した。可視化画像のデジタル画像処理による流れの計測に関しては、流れ場に投入した個々の粒子を時間的に追跡する方法や微細粒子が与える濃度むらパターンを時間的に追跡する方法などがある。Flow-Vec32は後者の濃度むらパターンを対象としたものである。流速ベクトルを抽出するためにプラスチック粒子により可視化画像から、濃淡パターン追跡を行い、変動するサーマル内部と周囲の速度ベクトルを求める。画像解析を行うにあたり、まず、デジタルビデオカメラによりビデオ撮影

を行う。この時、留意することは、サーマルフロントとその周囲を明確に区別することである。今回用いた画像解析ソフトが濃度むらパターンの変化を対象としているためである。ビデオ画像は全て2次元的な広がりを持った濃淡(あるいは色)の分布である。濃淡情報は、2値画像(0か1)が濃淡画像(256階調)で表現される。このことを考慮し、以下の条件でサーマルのビデオ撮影を行った。アクリル製水槽に光が反射するので夜間に撮影を行う。サーマルがはっきり写るようになるため、水槽の前後面及び斜面の底に黒のアクリル板を貼り付ける。光が均一であることが望ましいため、照明には蛍光灯を用いる。サーマル内部の速度ベクトルを明瞭に測定するため、デジタルカメラを2台使用し、1台の撮影範囲を約60cm程度とする。2台で全体として120cmの測定範囲をカバーする。実験終了後、録画されたVTRの画像解析を行い、サーマル内部と周囲の流速ベクトルを求めた。

画像のサンプリングを以下に示す手順で行った。ビデオデッキ、カラーモニター、パソコンの電源を入れる。画像コンバートソフト「Cosmos Capture」を起動する。動画入力を行い、諸パラメータを設定する。ビデオを再生操作し、ライブに設定した後、取り込みにより画像をサンプリングする。このことにより、ビデオ信号のデジタル化が行われる。撮影した静止画像を保存する。セーブ・連続ファイルを選択し、各パラメータ値(開始フレーム、終了フレーム、ファイル名)を入力し、実行し、画像を保存する。サンプリングした画像が保存されたことを確認した後、「Cosmos Capture」を終了し、画像解析に移る。

流体画像解析ソフト「Flow-Vec32」を起動する。計測条件を選択し、画像計測に必要なパラメータの設定を行う。流速ベクトルを取得する画像を選択し、流速ベクトルの解析を行う。十分な精度の流速ベクトルが得られるように、試行錯誤的に画像を選択し直す。流速ベクトル画像を保存する。得られた画像から、必要に応じて時間平均誤ベクトルの削除あるいは各時間誤ベクトルの削除を行う。本研究では、計測された流速ベクトルデータに対して時間平均誤ベクトルの削除を行い各カップルの平均をとる。画像コンバートソフト「Convert LB」を起動する。「Flow-Vec32」で作成された流速ベクトル連番ファイルを取り込む。これをもとに流速ベクトル動画を作成する。以上で流速ベクトルの測定とその動画作成の手順を終了する。以上のような手順で流速ベクトルが測定できる。流速ベクトル算出の原理として、流れとともに流動するトレーサー粒子

群について濃淡の動きの相関の強さをもとに流速ベクトルを計算する。このため、流速ベクトルの算出に当たっては鮮明な濃淡画像が撮影されるかがキーポイントとなる。従って、可視化のための粒子、染料、撮影のための光源や照明の方法が極めて重要であり、実験時間のほとんどがこれらの試行錯誤に費やされたことを付記しておく。

4. 実験結果と数値解との比較

(1) 最大厚さと流下速度の実験結果

3つの初期塩分濃度に対する、最大厚さと流下速度の測定結果をFig. 4、Fig. 5に示す。Fig. 4に示す、流下速度の測定値は特に初期塩分濃度が大きい場合には平均後も測定結果の変動が大きい。しかし、初期濃度が大きいほど流下速度が大きい。また、流下に伴う変化はそれほど顕著ではなく、 $x > 40\text{cm}$ の範囲ではほぼ一定値になる傾向がある。

Fig. 5のフロントの最大厚さは初期塩分濃度の大きさによらず、全体としては流下距離に対してほぼ一次関

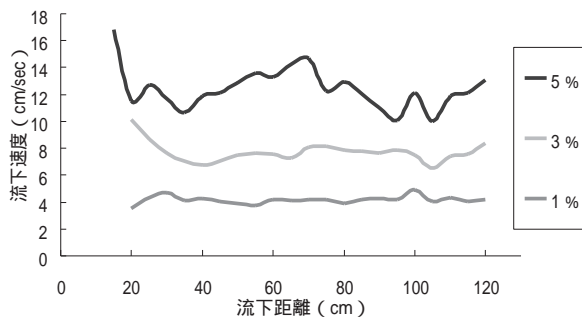


Fig. 4 Experimental results of travel speed in the three cases of the initial concentration of salinity.

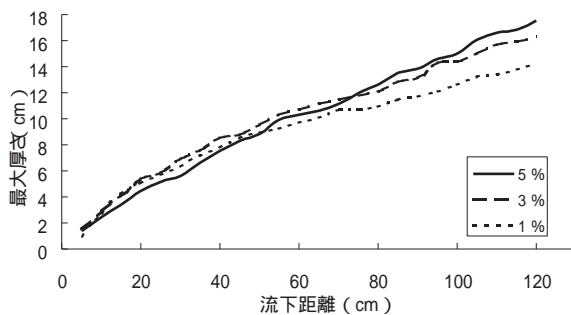


Fig. 5 Experimental results of maximum thickness in the flow direction.

数的に増加している。流下距離60cmよりおおきな範囲では、最大厚さの増加がやや小さくなる傾向にある。特に、初期濃度が小さいほど、この傾向が顕著に表れている。これは初期濃度が小さいほど流下速度が小さいことから、今回の可視化のためのトレーサーに粒子を用いていることが関係している可能性もある。特に、初期濃度1%ではこの傾向が顕著である。初期塩分濃

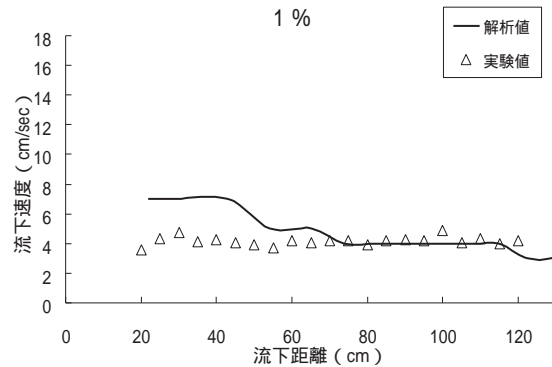


Fig. 6 Travel speed in the flow direction ($C_0 = 1\%$)

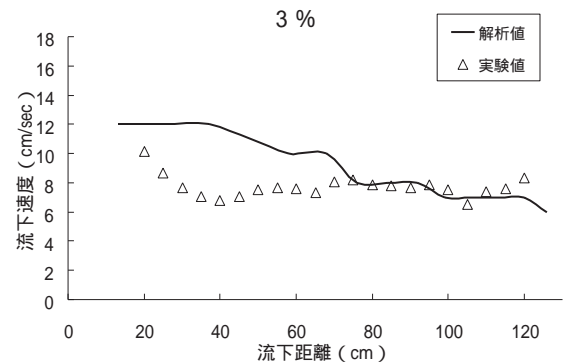


Fig. 7 Travel speed in the flow direction ($C_0 = 3\%$)

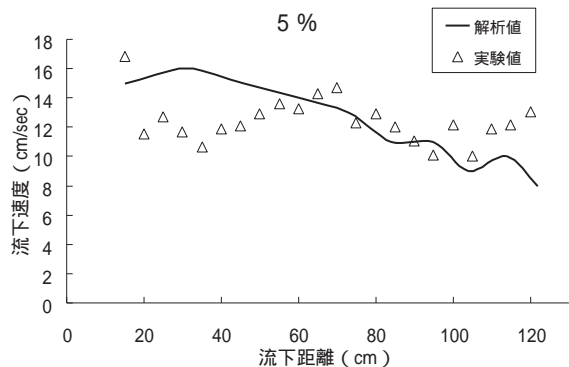


Fig. 8 Travel speed in the flow direction ($C_0 = 5\%$)

度が5%, 3%の実験時の水温が13 であるのに対し、初期濃度1%の実験時には9 であり、水温の違いによる影響も考えられる。つまり、水温の違いによって、粒子の沈降速度に差が表れた可能性もある。

(2) 流下速度と最大厚さの実験結果と数値解との比較

今回の数値計算では流速場と塩分濃度場の時間的変化が結果として得られる。これより、二次的な結果として、流下速度や最大厚さの時間的、距離的变化を求めることができる。具体的には、計算によって濃度場が求められるから、それをもとにサーマルフロントの所定の濃度コンターがある断面を通過することを判定基準とすれば、流下速度を算定できる。同様に、所定の濃度がどこまで及んでいるかを判定することによって、サーマルの最大厚さを時間的、距離的に求めることも可能である。

数値解より、各初期塩分濃度の実験に対応して流下速度の流下距離変化を求め、実験値と比較したのが Figs. 6、7、8 である。これらの図から、流下距離が小さい範囲で実線で示される数値解と三角印の実験値とに差があることがわかる。しかし、流下距離が50cm

より大きな範囲では、流下速度の数値解は実験値をよく説明する。すなわち、いずれの初期塩分濃度でも、流下速度は数値解と実験値がほぼ同じような変化傾向

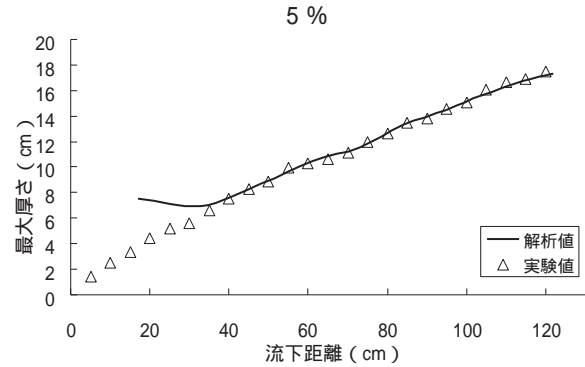


Fig.11 Comparison of maximum thickness ($c_0 = 5\%$)

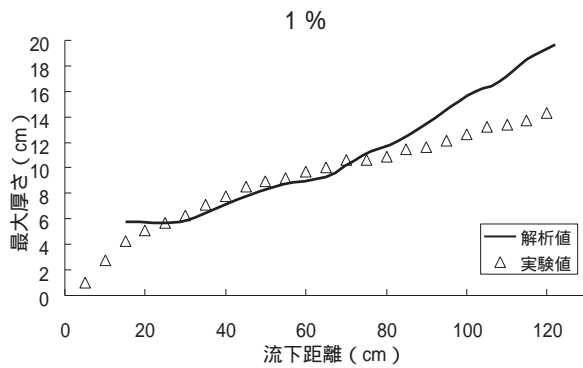


Fig. 9 Comparison of maximum thickness ($c_0 = 1\%$)

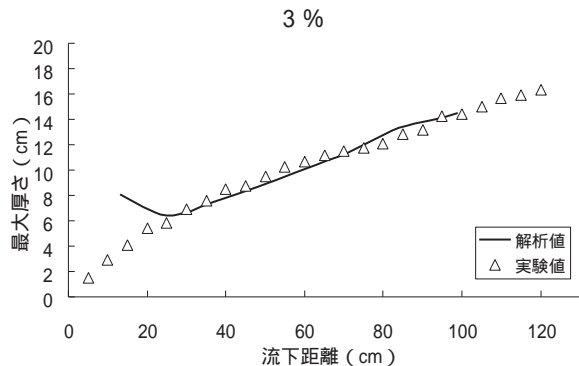
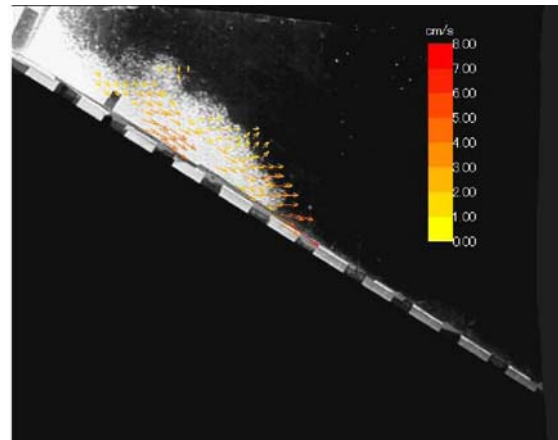
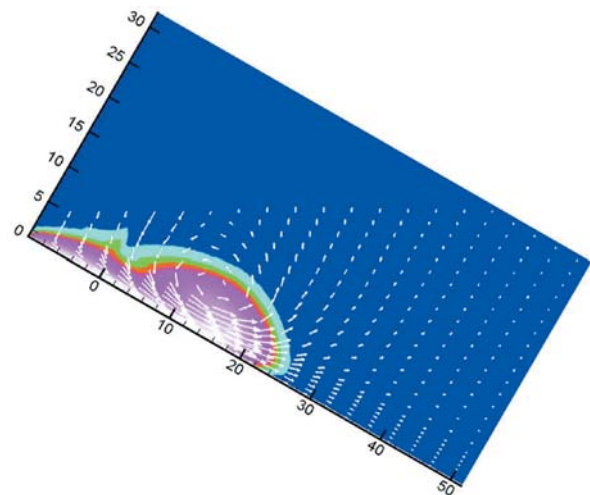


Fig.10 Comparison of maximum thickness ($c_0 = 3\%$)

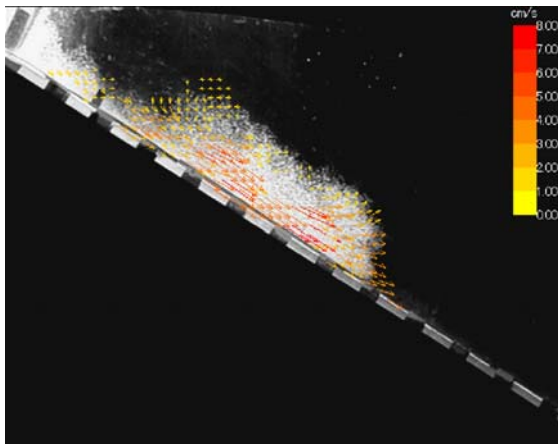


(a) Experimental results ($x = 25\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

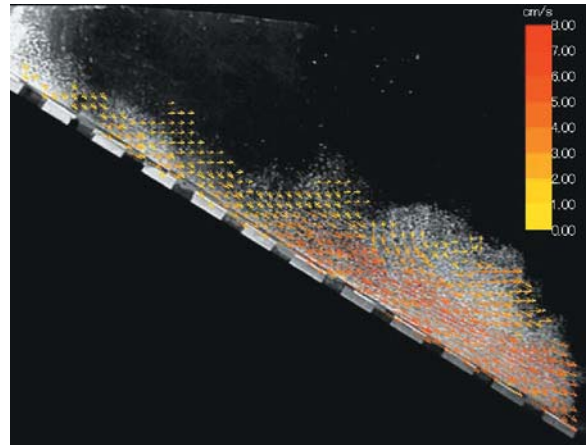


(b) Computational results ($x = 25\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

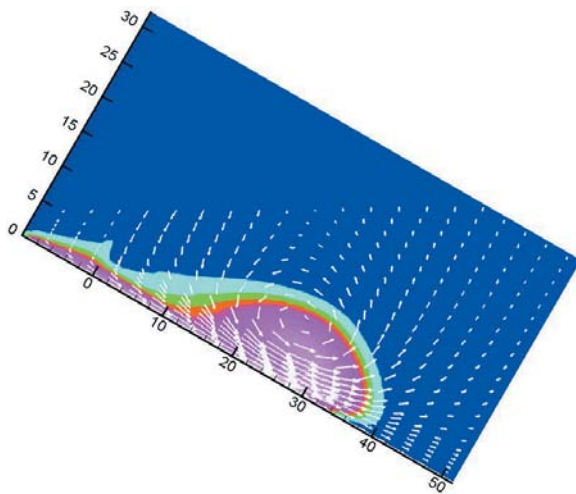
Fig.12 Comparison of velocity vectors ($x = 25\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)



(a) Experimental results ($x = 25\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

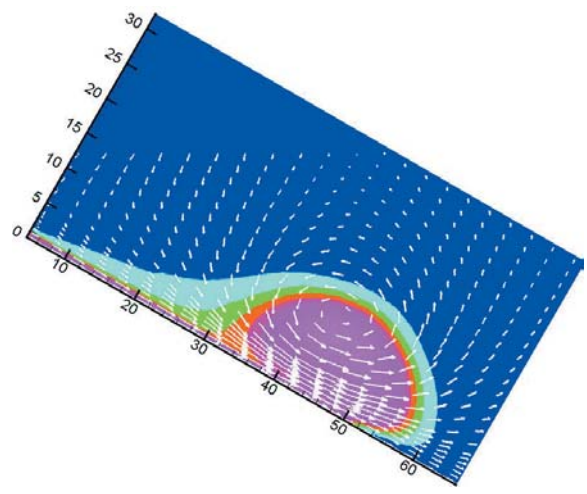


(a) Experimental results ($x = 60\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)



(b) Calculational results ($x = 40\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

Fig.13 Comparison of velocity vectors($x = 40\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)



(b) Calculational results ($x = 60\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

Fig.14 Comparison of velocity vectors($x = 60\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

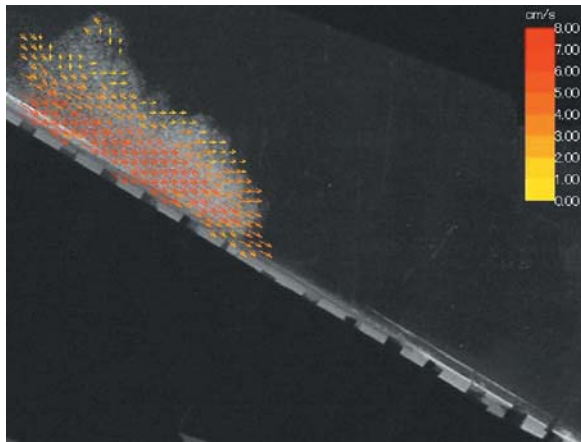
を示しているのがわかる。流下距離が小さい範囲で両者の一致度が悪い理由としては以下を考えている。数値計算の初期状態としては、仮想的に実験の塩水の流入ボックスに相当する領域に塩水が静止しており、これが一斉に流動を開始すると考えている。一方、実験ではボックスに取り付けられたゲートは瞬時に開放されるのではなく、ある時間をもって開けられる。このため、塩水は有限なゲート開度のところから、下部を伝って淡水側に流入を始めることになる。要するに数値解析で想定している初期流動と実際の初期流動に差があるのである。これが特に初期の流下速度の差となって表れたと考えている。

Figs. 9、10、11に各初期濃度における最大厚さの流下距離変化の数値解を実験値と比較したものを示す。この場合においても、流下距離が小さい範囲で数値解

と実験値に違いがある。しかし、初期塩分濃度にもよるが流下距離が20cmから30cm以上になると、両者はよく一致するようになる。これは流下速度の説明で述べたように流下距離が小さい初期の流動形態が数値解析の前提と実際の流れとに差があるためである。むしろ、これらの図では、流下距離が20cmから30cm以上の範囲で最大厚さの数値解と実験値が驚くほど一致することに注目すべきである。

(2) 流速ベクトルの比較

Fig.12からFig.15に画像解析で求めた流速ベクトルを数値解との比較したものを示す。これらの初期塩分濃度はいずれも1%の場合である。実験から求めた流速ベクトルは、ビデオの撮影画像に重ねて表示されている。また、数値解は塩分濃度の等濃度線(濃度コンタ



(a) Experimental results ($x = 80\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

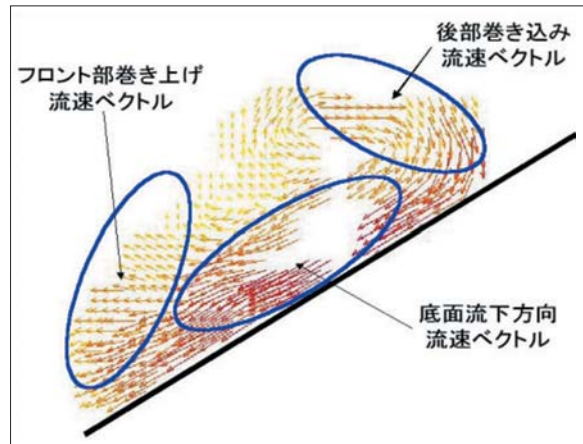
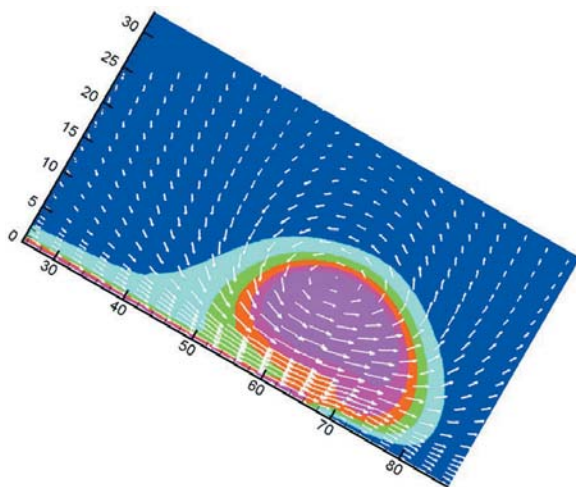


Fig.16 Characteristics of velocity vectors



(b) Computational results ($x = 80\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

Fig.15 Comparison of velocity vectors ($x = 80\text{cm}$, $c_0 = 1\%$)

ー)と流速ベクトルが重ねて描かれている。濃度コンターからサーマルの形状がわかる。Fig.12がサーマルの先端が $x = 25\text{cm}$ の位置にある時の両者の流速ベクトルが示されている。Figs.13、14、15はそれぞれ、先端位置が $x = 40\text{cm}$ 、 60cm 、 80cm にあるときの流速ベクトルである。これらを見ると、数値解による濃度コンター、流速ベクトルからサーマルが流下方向に発達しながら進行すること、サーマルの底部で流下方向に向き、流速の大きな部分があること、サーマルの前部では上向きの流速ベクトルが表れること、サーマル後部では下向きの流速ベクトルが表れること、サーマルの上部ではサーマルの進行方向と逆向きの流速ベクトルが表れることが理解される。すなわち、流速ベクトルからサーマルの中央、上部付近を中心とする、大きな循環流が形成される。

以上をまとめると傾斜サーマルの流速ベクトルの特徴をFig.16のようにまとめることができよう。実験で観測された流速ベクトルは次の3つの特徴が表れる。(1)サーマルの底面付近の流下方向の流速の大きなベクトル、(2)サーマル前部のやや上向きの巻き上げベクトル、(3)サーマル後部の下向きの巻き込みベクトルである。実験ではトレーサーがなかったために測定されなかったがこれら以外に、(4)サーマル上部に流速が小さく、サーマルの流下方向と逆向きのベクトルがある。従って、これらの流速ベクトルからサーマル上部を中心とする大きな循環流が形成されている。

実験ではFig.13 (a) Fig.15 (a)の写真で見られるように大規模渦が界面で発生し、可視化される界面を大きく波打たせる。このような界面の変形は今回採用した $k - \epsilon$ 乱流モデルでは再現されない。というのも本来 $k - \epsilon$ 乱流モデルは空間平均の流れ場を再現するため提案されたものだからである。大規模渦の発生などを含めた解析を行うためにはLESなど、別の乱流モデルを用いる必要がある。

5. 結 論

二次元の保存性傾斜サーマルについて、 $k - \epsilon$ 乱流モデルを用いた数値計算と室内実験を行い、流速ベクトルを画像解析により計測した。また、数値解から流下速度、最大厚さなどのマクロな流動特性を測定し、実験結果と比較した。その結果、数値解は流動の初期には計算で仮定した流動状態と実験装置での流動状態に差があることから流下速度、最大厚さの数値解は実験結果と必ずしも一致しない。しかし、流下距離が大きい範囲では両者の一致はかなりよいことがわかった。

また、流速ベクトルについては、画像解析による流速ベクトル算定が必ずしも上手くいかなかったこと、数値解では界面で発生する大規模渦を再現できないことなどの理由から、詳細な部分での両者の対応は明らかではない。しかし、傾斜サーマルの各部分での流れ場の特徴は再現できた。

数値計算、画像解析を用いた研究は緒についたばかりで今回の成果は十分に満足の行くところまで達しなかった。しかし、ここで用いたような乱流モデルを用いた計算では、従来のサーマルモデルのように新たに実験で定めるべき係数は殆どない。このため、本研究の手法は適用範囲が広く、これからは重要な方法であると言える。今後、この方向でさらに検討を進めていきたいと考えている。

謝辞：本研究は、文部科学省科学研究費補助金基盤研究(C)(課題番号13650565, 研究代表者福嶋祐介)の補助を受けたことを記して、感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Beghin, P., Hopfinger, E.J. and Britter, R. E., Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries, *J. Fluid Mech.*, 107, 407-422, 1981.
- 2) Hopfinger, E.J., Snow avalanche motion and related phenomena, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15, 47-76, 1983.
- 3) 福嶋祐介, 粉雪雪崩の流動機構の解析, *雪氷*, 48-4, 189-194, 1986.
- 4) 福嶋祐介, 新潟県柵口地区表層雪崩の流動解析, *雪氷*, 49-1, 1-8, 1987
- 5) 福嶋祐介・早川典生, 三次元地形を考慮した粉雪雪崩の数値解析, *雪氷*, 54-1, 11-18, 1992.
- 6) 杉森正義・北川博正・伊藤文雄・梅田正浩・福嶋祐介, 1996年福井県勝山市横倉・小原で発生した表層雪崩の流動特性, *雪氷*, 59-5, 319-330, 1997.
- 7) 福嶋祐介, 煙型雪崩の数値モデル, *気象研究ノート*, 190, 59-72, 1998.
- 8) 秋山寿一郎・浦勝・齋藤俊一郎・富岡直人, 傾斜重力密度流の連行係数に関する統一的考察, *ながれ*, 16-2, 149-161, 1997.
- 9) 福嶋祐介・河合真一・高木正徳, 2000: 傾斜サーマルモデルにおける形状係数と連行係数について, *長岡技術科学大学研究報告*, 22, 1-10, 2000.
- 10) 福嶋祐介・田中日出紀, 鉛直ブルームフロントと鉛直サーマル流動モデルの提案, *ながれ*, 20, 47-58, 2001
- 11) 衛藤俊彦・福嶋祐介, 2002: k -乱流モデルによる保存性傾斜サーマルの数値解析, *水工学論文集*, 46, 1043-1048, 2002.
- 12) Rodi, W., *Turbulence Model and Their Application in Hydraulics*, IAHR, A state of the Art Review, Delft, The Netherlands, 1980.
- 13) パタンカー, S.V. 水谷幸夫・香月正司訳, *コンピュータによる熱と流れの数値解析*, 森北出版, 1985.