

# 降雪をともなう冷気流に関する 実験及び数値計算予測

中山恵介<sup>1</sup>・長谷川和義<sup>2</sup>・藤田睦博<sup>3</sup>

<sup>1</sup>正会員 工修 北海道大学大学院助手 工学研究科 (〒060-8628 北海道札幌市北区北13条西8丁目)

<sup>2</sup>正会員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科 (〒060-8628 北海道札幌市北区北13条西8丁目)

<sup>3</sup>正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科 (〒060-8628 北海道札幌市北区北13条西8丁目)

冷気流の張り出し形状は、冷気流とその上部の季節風との間の抵抗が大きな影響を与えている。その抵抗を決定付ける界面抵抗係数を推定するために、冷水を用いた温度差による密度流実験を行った。実現象においては  $Re$  は非常に大きく、モーニン・オブコフ長さ  $\ell$  と遷移層厚さ  $\delta$  の関係が成り立つことを利用し、 $Re > 2 \times 10^6$  である場合の界面抵抗係数の算定法を新しく提案した。更に、 $Re \leq 2 \times 10^6$  である場合においても、熱フラックス推定式を新たに提案することにより、界面抵抗係数の新たな算定法を提案した。それらの界面抵抗係数算定式と、鉛直方向に積分された冷気流推移モデルを用いることにより、降雪をともなった冷気流の再現を行い、冷気流張り出し降雪が予測可能であることを示した。

**Key Words :** cold air flow, coefficient of interfacial friction, turbulent heat flux,  
Monin-Obukhov length, cold air flow model

## 1. はじめに

石狩湾において、冷気流をともなったさまざまな種類の降雪が発生することが、これまでの研究<sup>1), 2)</sup>で知られている。例えば、降雪強度が季節風の北風成分が大きくなると強くなるといったものである。その他、季節風風速、風向が変化することにより、降雪を発生させる冷気流張り出しフロント形状が変化し、降雪域に大きな影響を与えること等も存在する。このように、多くの冷気流をともなった降雪は、冷気流と季節風とに大きく影響を受ける。

冷気流張り出しは放射冷却によって起こり、山地を降下してくる特徴を持つため、これまでの予報では予測できていない。しかし、除雪等を含む雪害対策上、冷気流の張り出しを精度よく行う必要があり、上述の現象を踏まえたモデルを構築する必要がある。冷気流はこれまでの観測<sup>3)</sup>より、冷気流内部と上部風の間で急激な温度の変化、風速の逆転が確認されている。ここで示す急激な温度変化は、急激な浮力変化に対応する。更に、冷気流は海上に張り出す際の冷気流高さ、および風速より、ブシネスク近似が適用でき非圧縮性の性質を有すると考えられる。以上、冷気流は山地から冷気塊が供給されるブルームであり、冷気密度流であると考えられる。そこで、冷気流のモデル化におい

て大きな影響を与えるものは、冷気流と季節風との関係であり、風速、風向もその一つではあるが、冷気流と季節風との間の界面抵抗係数も大きな要因であるといえる。

冷気流のほとんどの領域を占め、張り出し形状を決定する後続部は、上述の通り急激な浮力、風速の変化を示しており、また気象力学的な見地から非常に安定した状態であるといえ、相変化による冷気流内部の浮力の変化は無視できる。そのため、冷気流張り出し後続部の性質は、河口を遡上してくる浮力効果の卓越した塩水と同じものと考えられる。

これまで、界面抵抗係数の算定については、河川河口における塩水遡上に関する研究が多く存在する。(1)多くの実測を行い、岩崎数を横軸にとり界面抵抗係数を  $f_i = 0.35(ReRi^{-1})^{-0.5}$  としたもの<sup>3)</sup>、(2)界面付近の流れを非粘性の主流と、界面波と粘性成分で摂動展開することにより再現し、それまで実験、観測で得られていた他の研究者による結果をまとめ、界面抵抗係数が  $f_i = 0.0896(ReRi^{2.5})^{-0.5}$  で推定されると新たな推定式を提案したもの<sup>4)</sup>、(3)対数+直線法則を用い、これまで実験等で得られた既存のパラメータのみで、界面抵抗係数を  $f_i = 2(u/U)^2$  と示したもの<sup>5), 6)</sup>、が主たるものとしてあげられる。これらは、非常に多くの有益なデータ、知識を与えるものであるが、若干考慮されるべき

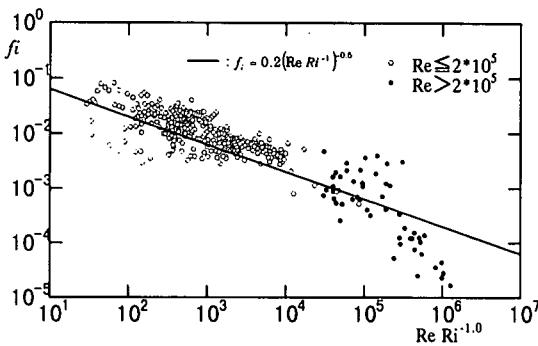


図-1 界面抵抗係数と岩崎数の関係

点が存在する。(1)は(2)(3)に比べると理論値と実測値にばらつきが大きく、(2)は本論文第2章で記述の理論を用いると、温度フラックスが安定度を示す $Ri$ が大きくなると増加することになり、定性的に連行係数と温度フラックスが同様な性質を持つものとすると、これまで実験で得られている結果<sup>7)</sup>と逆の結果が得られることとなり、(3)は $Re$ が大きくなるとモーニン・オブコフ長さが遷移層厚さより非常に小さくなり適用できなくなるといった点をもっている。

冷気流の推移に関しては、観測により冷気流フロント構造について調べたもの<sup>8)</sup>、密度流が流下する際の先端形状について解析したもの<sup>9)</sup>、冷気流ではなく海風であるが、実験、観測で移動を調べたもの<sup>10)</sup>が存在する。しかし、これらは冷気流推移推定法に関して述べたものではない。

これらのことから本論文の目的は、(1)冷気流の張り出しが $Re$ の非常に大きな現象であることを考慮し新たに界面抵抗係数を推定する、(2)冷気流推移モデルを構築し冷気流をともない降雪が発生した事象における再現を行い、予測可能であることを示すことである。

## 2. 界面抵抗係数算定法に関する検討

図-1に、これまでに実験、観測により得られた界面抵抗係数と岩崎数との関係図<sup>4)</sup>を示す。図中の実線は金子<sup>11)</sup>による界面抵抗係数算定式 $f_i = 0.2(Re Ri^{-1})^{-0.5}$ を表し、○は $Re \leq 2 \times 10^5$ を、●は $Re > 2 \times 10^5$ を示している。金子による式は $Re \leq 2 \times 10^5$ においては比較的一致しているが、 $Re > 2 \times 10^5$ においては傾向がかなり違っている。本論文では界面抵抗係数算定に対数+直線則を用いることとしているが、その際、遷移層に粘性底層を仮定している。鈍い物体周りの抗力係数に関する研究において、 $Re > 2 \times 10^5$ では粘性底層内まで乱流化し、抗力係数が減少する乱流剥離現象が報告されている。二層流間における流速の接合は、鈍い物体周りの流れと同様に、 $Re > 2 \times 10^5$ では遷移層内が乱流化して

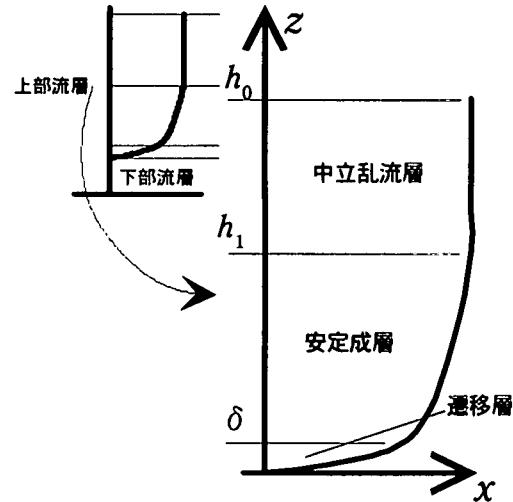


図-2 流速分布概略図

いると考えられるため、界面抵抗係数算定に対数+直線則を用いることは妥当でないと考えられる。

そのため、本論文では界面抵抗係数の算定において、 $Re = 2 \times 10^5$ を境界に算定方法を変え、 $Re > 2 \times 10^5$ では乱流剥離現象を仮定した推定法を提案した。尚、算定手法の妥当性については、(3)モーニン・オブコフ長さと遷移層厚による $Re$ での分割妥当性と対数+直線則の適用限界で検討する。

### (1) $Re \leq 2 \times 10^5$ における界面抵抗係数の算定

日野による方法<sup>5), 6)</sup>をほぼ用いるが、簡略化、および温度フラックスに関して若干の修正があるため、式の導出を詳しく示す。図-2に式導出のための流速分布概略図を示す。上層を遷移層、安定成層、中立乱流層の3層に分け、遷移層は粘性の効果を考慮し、安定成層は対数+直線則を用い、中立乱流層は一様な速度分布をもつものとする。

・遷移層  $z \leq \delta$

$$\delta = \frac{R_\delta v}{u_*} \quad (1)$$

$$\mu \frac{\partial u_u}{\partial z} = \rho u_*^2 \quad (2)$$

$$u_u = \frac{u_*^2}{\nu} z \left( \because u_u|_{z=0} = 0 \right) \quad (3)$$

・安定成層  $\delta \leq z \leq h_1$

$$\frac{\partial u_u}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \left( 1 + \beta \frac{z}{L} \right) \quad (4)$$

$$\frac{u_u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left( \ln z + \frac{\beta}{L} z \right) + c_1 \quad (5)$$

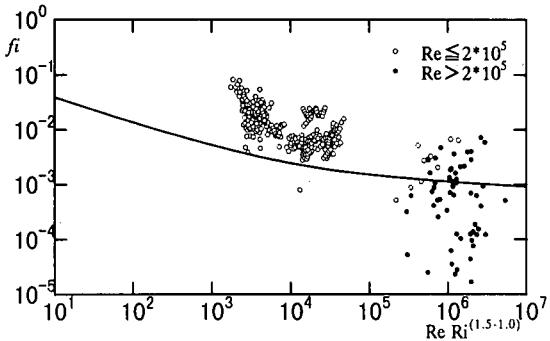


図-3  $a=0.002, b=1.5$  の場合の理論式と界面抵抗係数

・中立乱流層  $h_1 \leq z \leq h_0$

$$u_u = u_0 \quad (6)$$

ここで、 $\delta$ ：遷移層厚さ、 $R_\delta = 11.16$ 、 $u^*$ ：摩擦速度、 $u_u$ ：上層流速、 $\nu$ ：動粘性係数、 $\beta$ ：( $=2\sim 7$ ) モニン・オブコフ係数、 $\mu$ ：粘性係数、 $\rho$ ：密度、 $u_0$ ：上層上端流速である。 $\beta$ については、日野<sup>6)</sup>により1.0という値が実験に適合することが得られている。 $z=\delta$ において式(3)=式(5)であることから、式(5)は式(7)に変形される。

$$\frac{u_u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left( \ln \frac{z}{\delta} + \beta \frac{z-\delta}{L} \right) + \frac{u_*}{\nu} \delta \quad (7)$$

式(7)において、モニン・オブコフ長さ(式(8))を決定することにより、 $u_u|_{z=h_1}=u_0$ を用いて摩擦速度を決定することが出来る。モニン・オブコフ長さには、温度フラックス  $\overline{\theta'w'}$  が含まれておらず、日野<sup>6)</sup>は摩擦速度を用いて温度フラックスに関する部分を式(9)のように決定した。その後、日野<sup>6)</sup>により連行速度を用いた温度フラックスの決定が提案されており、著者も、温度フラックスは下層と上層との熱のやり取りであることから、式(10)のように連行係数を参考にして表現することとした。

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa g \alpha \overline{\theta'w'}} \quad (8)$$

$$\overline{\theta'w'} = \Delta \theta u_* \quad (9)$$

$$\overline{\theta'w'} = \Delta \theta u_0 E \quad (10)$$

ここで、 $E$ ：連行係数、 $\Delta \theta$ ：上層と下層の温度差、 $\overline{\theta'w'}$ ：温度フラックス、 $\alpha$ ：体積膨張率、 $\kappa$ ：0.4、 $L$ ：モニン・オブコフ長さである。連行係数は、これまで多くの実験でリチャードソン数との関係が調べられており、式(11)に示すもの<sup>7)</sup>が提案されている。

$$E = 0.002 R_i^{-3/2} \quad (11)$$

しかし、温度フラックスが温度差と連行係数で表現されることが、定量的に成り立っているかどうかは不明である。そこで、本論文では温度フラックスを、リチャードソン数が増せば連行係数が減少するといった傾向だけ与え、式(12)(13)に示す形で表現することとした。

$$\overline{\theta'w'} = \Delta \theta \Delta u E' \quad (12)$$

$$E' = a R_i^{-b} \quad a > 0, b > 0 \quad (13)$$

ここで、 $a, b$ ：定数、 $\Delta u$ ：上下層の速度差(図-2より  $\Delta u=u_0$ )である。本論文では、リチャードソン数、レイノルズ数、界面抵抗係数、 $L$  と  $h_1$  の関係を、式(14)、式(15)、式(16)、式(17)のように表現する。それにより、式(12)、式(13)を式(8)に代入することにより、式(18)を得る。

$$Ri = \frac{\alpha \Delta \theta g h_0}{u_0^2} \quad (14)$$

$$Re = \frac{u_0 h_0}{\nu} \quad (15)$$

$$f_i = 2 f'_i \quad f'_i = \left( \frac{u_*}{u_0} \right)^2 \quad (16)$$

$$h_1 = \beta_b L \quad (\beta_b = 2 \sim 5) \quad (17)$$

$$L = \frac{h_0 u_*^3}{\alpha \kappa u_0^3} Ri^{b-1} \quad (18)$$

式(1)、式(14)～式(18)を、 $u_u|_{z=h_1}=u_0$ を用いた式(7)に代入し変形すると、式(19)、式(20)を得る。式(20)において、界面抵抗係数を求めるための未知数は  $Re R_i^{b-1}$  であり、新たに界面抵抗係数が  $Re R_i^{b-1}$  の関数で示されることを表している。これまで界面抵抗係数を表現するために用いられてきた岩崎数は  $b=0$  の場合であり、温度フラックスがリチャードソン数に無関係であることになる。

$$L = \frac{h_0 f_i^{3/2}}{\alpha \kappa} R_i^{b-1} \quad (19)$$

$$\frac{\delta}{L} = \frac{\alpha \kappa R_\delta}{f_i^{3/2}} \times \frac{1}{Re R_i^{b-1}}$$

$$1 = \frac{\sqrt{f_i}}{\kappa} \ln \frac{\beta_b f_i^{3/2}}{\alpha \kappa R_\delta} Re R_i^{b-1} + \frac{\beta}{\kappa} \beta_b \sqrt{f_i}$$

$$- \frac{\beta_b R_\delta}{f_i^{3/2}} \times \frac{1}{Re R_i^{b-1}} + R_\delta \sqrt{f_i} \quad (20)$$

以下、 $\beta$  は 4.0、 $\beta_b$  は 2.0 を与えた。図-3 に、式(11)で示される関係を代入した場合の解を実線で示す。 $Re \leq 2 \times 10^5$  における界面抵抗係数が、 $Re R_i^{0.5}$  で示される横軸でよく表されておらず、解も実測値よりも

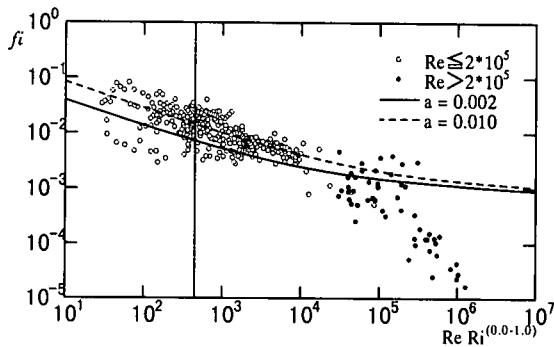


図-4  $b=0.0$  の場合の理論式と界面抵抗係数

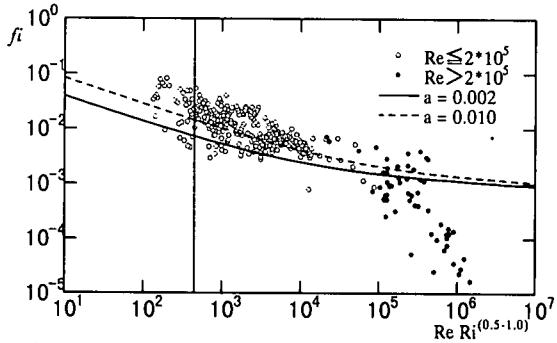


図-5  $b=0.5$  の場合の理論式と界面抵抗係数

1オーダー以上小さくなってしまっているのが分かる。このことから、温度フラックスを温度差と連行係数で表現する式(10)、式(11)を直接用いることは出来ないと考えられる。

そこで、式(12)、式(13)のように温度フラックスを定義し、定数 $a, b$ を変化させることにより最適な曲線と係数を決定する。図-4、図-5に、 $b=0.0$ と $b=0.5$ でそれぞれ $a=0.002, a=0.010$ で計算された解を示す。 $b=0.0$ における値は $a=0.010$ において、 $b=1.5$ より一致を示している。 $b=0.5$ でも $a=0.010$ において実測値をよく表現していることが、図-1との比較においても分かる。以上の結果から、 $a=0.010$ 、 $b=0.0 \sim 0.5$ が界面抵抗係数算定により適合性を示すと思われる。

## (2) $Re > 2 \times 10^5$ における界面抵抗係数の算定

$Re > 2 \times 10^5$ においては、 $\delta \gg L$ といった関係を仮定し、図-6に示す新たな速度分布概略図を定義する。中立乱流層までの厚さを $\delta$ として、乱流剥離現象により遷移層内が乱流化したとし、 $\delta \gg L$ であることから、普遍関数が $z/L$ のみの関数であるとする式(21)が成り立っていることを界面まで拡張し摩擦速度を求め、界面抵抗係数を導くことにする。式(22)は式(21)を界面

$$\frac{z}{L} \gg 1 \Rightarrow \frac{\kappa z}{u_* \frac{\partial u_u}{\partial z}} \sim \frac{z}{L} \quad (21)$$

$$u_u = \frac{u_* \beta'}{\kappa L} z \quad (22)$$

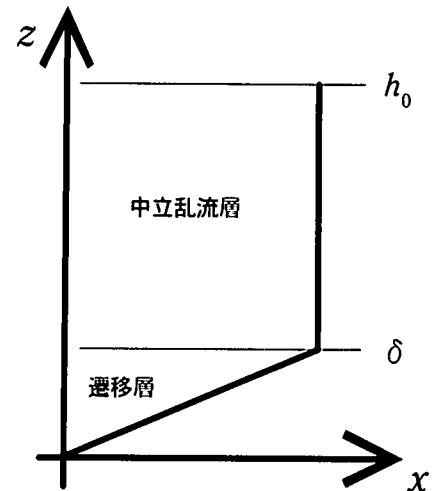


図-6  $b=0.5$  の場合の理論式と界面抵抗係数

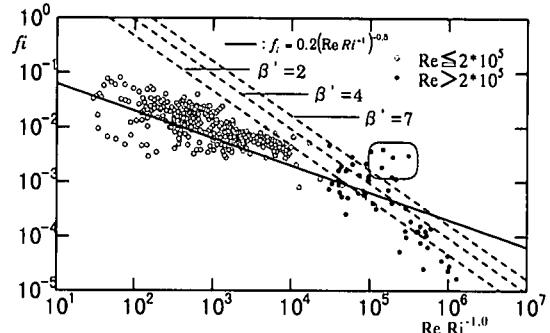


図-7  $Re > 2 \times 10^5$ における理論値と界面抵抗係数

まで拡張して導かれた速度分布式である。

遷移層が中立乱流層に直接接続していることから、モーニン・オブコフ長さは、温度フラックスを式(9)を利用した式(23)で表し、式(8)に代入したもの(式(24))とする。式(15)、式(16)、式(24)を式(22)に代入し、境界条件 $u_u|_{z=\delta} = u_0$ から界面抵抗係数算定式(25)が導かれる。

$$\overline{\theta' w'} = (\Delta u / u_0) \Delta \theta u_* = \Delta \theta u_* \quad (23)$$

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa g a \Delta \theta u_*} \quad (24)$$

$$f_i = \frac{2\beta' R_\delta}{Re Ri^{-1}} \quad (25)$$

ここで、 $\beta'$ は2~7の値を取ることが多くの実測により得られていることから、 $\beta'=2, 4, 7$ における理論値を計算した。式(25)は界面抵抗係数が岩崎数 $Re Ri^{-1}$ の関数であることを示している点が特徴である。図-7に、界面抵抗係数と $Re Ri^{-1}$ の関係と、式(25)における $\beta'=2, 4, 7$ の理論値(破線)および金子による値(実線)を示す。 $\beta'$ により大きくばらつくが、 $Re > 2 \times 10^5$ にお

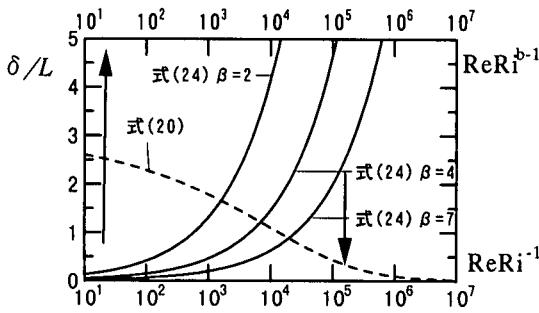


図-8 式(20)と式(26)における $\delta/L$

いて界面抵抗係数の傾向が大きく変化した後の特徴をよく再現している。しかし、理論値から離れている四角で囲われた、界面抵抗係数の大きくなっている値が存在する。この時、 $Re$ は $2 \times 10^5$ よりかなり大きな値を示しており、先に述べた乱流剥離現象と違った現象が現れているのではないかと思われる。

実現象においては $Re$ は非常に大きく、塩水楔または冷気流においてほとんどの現象が $Re > 2 \times 10^5$ の領域に区分されることから、高レイノルズ数の領域において界面抵抗係数を算定する方法が別途導かれたことは、有益であると考える。今後、 $Re > 2 \times 10^5$ においては、図-7より式(25)  $\beta'=2$ で示される界面抵抗算定式を用いる。

### (3) モーニン・オブコフ長さと遷移層厚による $Re$ での分割妥当性と線型+対数則の適用限界

本章内の節(1)(2)において、 $Re > 2 \times 10^5$ で  $\delta \gg L$  となり、節(1)の方法を適用できなくなるとの仮定で、節(2)で式(25)を導いた。この仮定の妥当性を調べるために、式(20)における $\delta/L$ と、式(25)における $\delta/L$ (式(26))を計算した。式(20)の $\delta/L$ については、解析的に解くことは出来ないため数値的に解いた。

$$\frac{\delta}{L} = \frac{\kappa}{R_\delta^{1/2}} \left( \frac{1}{\beta} \right)^{3/2} (Re R_i^{-1})^{1/2} \quad (26)$$

図-8に、横軸を $Re R_i^{-1.0}$ (式(20))、 $Re R_i^{-1}$ (式(26))とした場合の計算結果を示す。式(20)で示される $\delta/L$ は、 $Re R_i^{-1.0}$ が大きくなるほど小さくなっているが、式(26)における $\delta/L$ は、 $Re R_i^{-1}$ とともに増加している。図-4、図-5と比較すると、式(20)において、 $Re R_i^{-1.0}$ が約 $3 \times 10^4$ 以上、 $Re R_i^{-0.5}$ が約 $10^5$ 以上において実測値と一致しておらず、 $\delta/L$ が非常に小さくなっている。逆に、図-7からは、式(25)がよく一致している。 $Re R_i^{-1}$ が $10^4 \sim 10^5$ 以上において、 $\delta/L$ は1よりもかなり大きな値をとっている。このことは、 $Re > 2 \times 10^5$ において $\delta \gg L$ となる仮定を用いて、界面抵抗係数を算定することの妥当性を示すものであると考える。

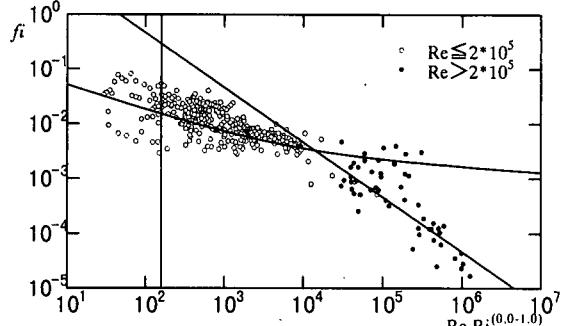


図-9  $\beta=1$ ,  $\beta_b=5$ ,  $\beta'=2$ における界面抵抗係数算定

さらに、本研究で用いた $\beta=2$ という関係から、 $Re \leq 2 \times 10^5$ における対数+直線則の適用範囲は $Re R_i^{b-1.0}$ が421以上である必要があることが分かる。図-4、図-5に $Re R_i^{b-1.0}=421$ を一点鎖線で示す。かなりの範囲において適用不可能領域が存在し、その範囲は $Re R_i^{0.0-1.0}$ におけるものの方が大きいことが分かる。そこで日野<sup>6)</sup>により実験で得られた $\beta=1.0$ 、玉井<sup>12)</sup>により計算された $\beta_b=3 \sim 5$ の最大値である $\beta_b=5$ を、 $b=0.0$ ,  $a=0.010$ の場合に適用し、 $Re > 2 \times 10^5$ における算定式も示したもののが図-9である。対数+直線則の適用範囲が大きく広がっている。計算により適用限界は、 $\beta$ には関係せず、 $\beta_b$ を大きくすることで小さくなることが分かった。

以上の結果から、 $Re \leq 2 \times 10^5$ の場合における界面抵抗係数算定は、温度フラックスの正確な推定が大きな問題としてあげられる。本研究では、温度フラックスは安定度の関数であると考え、 $b=0.0 \sim b=0.5$ の中で、リチャードソン数に最も大きく影響を受ける図-5における結果、 $b=0.5, a=0.010$ を用いることとする。但し、今後係数 $b$ に関しては、実験、数値計算による検証が必要であると思われる。

## 3. 冷気流を模擬した冷水密度流実験<sup>13)</sup>

### (1) 実験装置と結果

冷気流を模擬し前章で述べた界面抵抗係数算定手法の確認のために、外部流よりも温度の低い冷水を発生させ、外部流に対抗して冷水が張り出す実験を行った。図-10に冷水密度流実験水槽を示す。水槽は、全長 $3.6\text{m} \times$ 高さ $0.6\text{m} \times$ 奥行き $1.0\text{m}$ 、ポンプ容量は $0.5\text{m}^3/\text{min}$ 、外部流速は水深 $0.4\text{m}$ で最大約 $2.1\text{cm/sec}$ が得られる。冷気流が張り出してゆくメソスケールの大気中では、上部の季節風はポテンシャルフローに近いものであると考えられ、そのポテンシャルフローに外部流を近づけるために、冷水流張り出し平板を底面から $0.15\text{m}$ 上に設置した。更に、幅が $1.0\text{m}$ と大きいことから、幅方向に一様流を得るために前後に緩衝材を設け

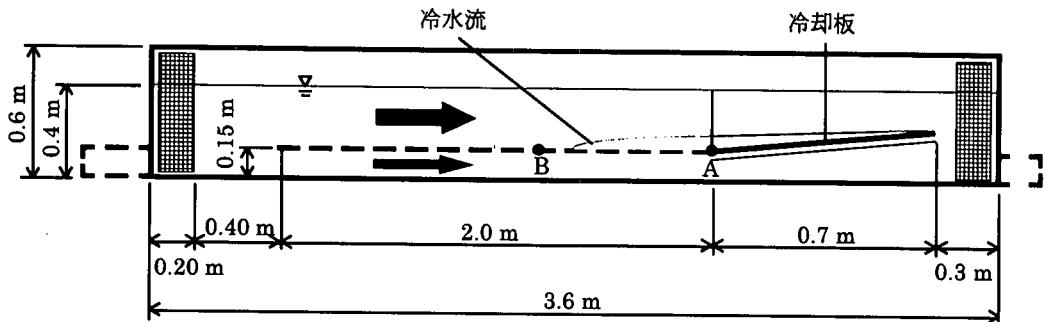


図-10 実験装置概略図

水面近傍をゼロとした場合の温度(℃) 水面近傍をゼロとした場合の温度(℃) 水面近傍をゼロとした場合の温度(℃)

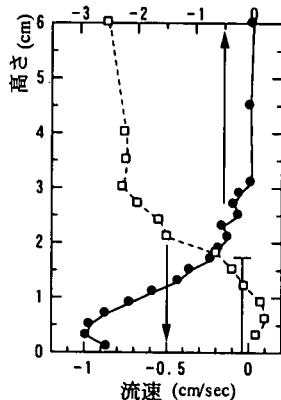


図-11(a) case 1における点A直上の  
温度, 速度鉛直分布

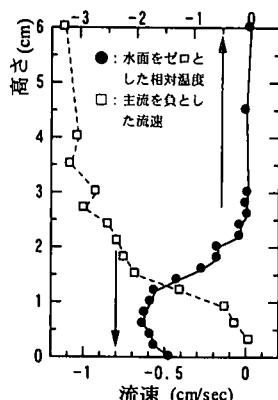


図-11(b) case 2における点A直上の  
温度, 速度鉛直分布

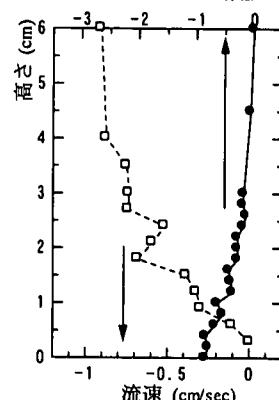


図-11(c) case 3における点A直上の  
温度, 速度鉛直分布

表-1 実験条件

	$u_0$ cm/sec	$\Delta \theta$ degree
case 1	0.88	2.8
case 2	1.23	2.0
case 3	0.95	0.9

た。実験は矢印方向に一様流を作り出し、冷却板を外部流よりも低い温度に冷却することにより冷水を発生させ、外部流との密度差を用いて冷却板を流下させ外部流内に張り出させることにより行った。流速の測定はかなり遅いことから、超音波流速計を用いた。測定は、冷水流が発生し張り出した後、冷水流が移動しなくなる状態を定常状態として行った。発生した冷水の測定は、点Aにおいて鉛直速度、温度分布、区間A-Bにおける温度分布による張り出し距離について行っており、点Aは後述の解析において $x=0\text{m}$ を示す。

実験は張り出し距離の変化が現れるような条件で行われた。表-1に実験条件を示し、図-11(a)(b)(c)にそれぞれのケースにおける、点A直上の温度、速度の鉛直分布を示す。実線が水面近傍での温度をゼロとした場合の相対的な温度分布、波線が主流速度分布(主流を負とする)を示している。case 1～case 3における点Aからの張り出し距離(点Aから、外部流より温度の

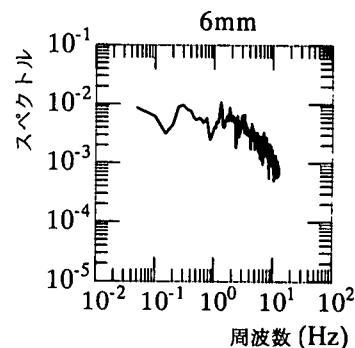


図-12(a) 高さ0.6cmにおける乱流エネルギースペクトル

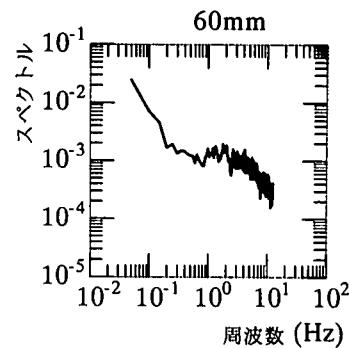


図-12(b) 高さ6.0cmにおける乱流エネルギースペクトル

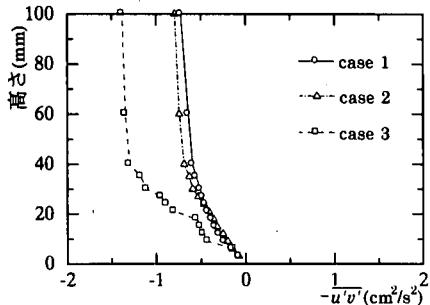


図-13(a) case 1-3における主流流速と横断流速の変動成分相関鉛直分布

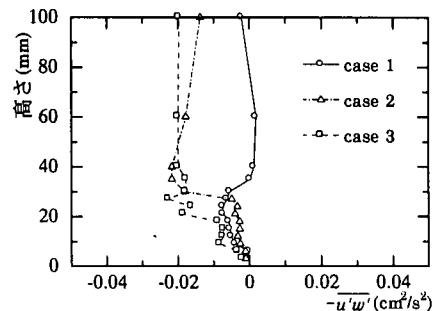


図-13(c) case 1-3における主流流速と鉛直流速の変動成分相関鉛直分布

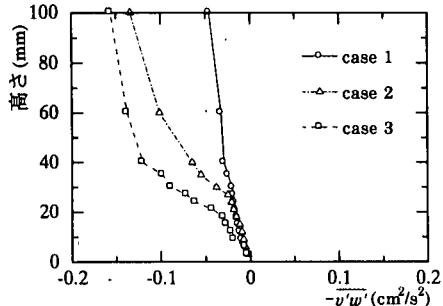


図-13(b) case 1-3における横断流速と鉛直流速の変動成分相関鉛直分布

低い地点までの距離)は、それぞれ  $x=0.280\text{m}$ ,  $0.210\text{m}$ ,  $0.125\text{m}$  であった。冷水の張り出し距離が特に大きかったcase 1に着目すると、冷水の張り出しと思われる温度の急激な低下が底面から1cmまでの間に見られ、それに対応して速度が主流方向とは逆を示している。これは、冷水張り出し距離が変化せず定常状態と思われる場合においても、冷水内部に流れが生じていたことを示すものである。冷水流と外部流との間ににおいて連行現象が起こっており、連行によりフロントへ向かう流れが起こっていたものと考えられる。

図-12(a) (b)に、張り出し底面から $0.6\text{cm}$ ,  $6.0\text{cm}$ における乱流エネルギースペクトルを示す。底面から $0.6\text{cm}$ におけるスペクトルは低周波の乱れはあまり大きくないことを示しており、 $6.0\text{cm}$ では主流での渦の生成による低周波での乱れと、界面波による高周波の乱れがそれぞれピークを持って現れている。それぞれの図におけるレイノルズ数は、 $\nu=10^{-6}(\text{m}^2/\text{sec})$ であるとすると、 $Re=10$ ,  $Re=2200$ であったことから、冷水流内部は比較的安定した状態であったことが分かる。

図-13(a) (b) (c)には、外部流と冷水流との間の運動量の交換を表す、主流、横断流速成分の相関、横断、鉛直流速成分の相関、主流、鉛直流速成分の相関の鉛直分布を示す。 $-u'v'$ は他の成分と比べると値が大きく現れている。 $-u'v'$ ,  $-v'w'$ において、底面から離れ

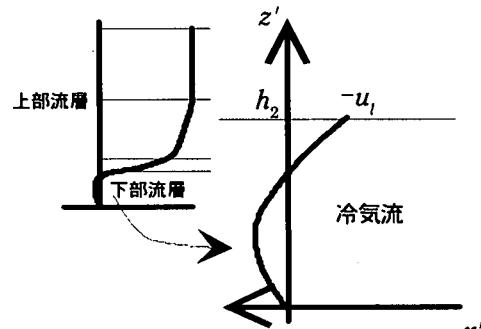


図-14 冷気流を考慮した速度分布

水面に近づくにつれ大きなせん断力が働いていることが分かる。水面は底面から $25.0\text{cm}$ に存在し、水面の影響は底面を流下する冷水流に影響を与えるものではないと思われる。そこで、冷水流内部がレイノルズ数10程度であったことから、層流状態から乱流状態への変化が現れたものと思われる。傾向として、case 1からcase 3に向かって全体的に値が大きくなっている。それぞれのケースにおいてリチャードソン数は、18.6(case 1), 6.80(case 2), 5.13(case 3)であることから、安定度が減少するにつれてレイノルズ応力が増し、以上の傾向が現れたものと思われる。

$-u'w'$ においてcase 1では、張り出し底面から $2.5\text{cm}$ において最大値を示しており、大きなせん断力が生じていたことが分かる。測定結果を示す図-11(a)と比較すると、速度勾配の大きな範囲が $1.5\text{cm} \sim 2.5\text{cm}$ で現れており、最大値が測定結果と一致している。底面から $4.0\text{cm}$ 以上は相関がほぼゼロとなっており、速度分布もほぼ一定値をとっている。case 2, case 3においては、それぞれcase 1と同様に最大値を生じているが、それ以上においてゼロに収束しておらず、リチャードソン数による界面での安定度との関係によるものであると思われる。

水面近傍をゼロとした場合の温度(℃) 水面近傍をゼロとした場合の温度(℃) 水面近傍をゼロとした場合の温度(℃)

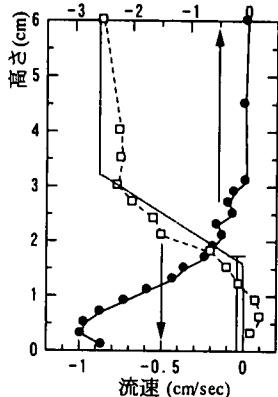


図-15(a) case 1における点A直上  
の再現計算結果



図-15(b) case 2における点A直上  
の再現計算結果

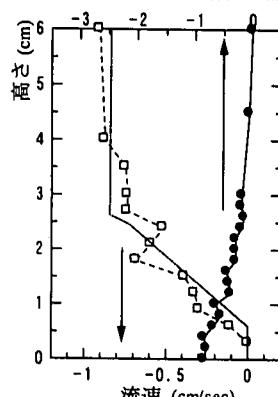


図-15(c) case 3における点A直上  
の再現計算結果

## (2) 温度分布から推定される速度分布

実験から、冷水流内部にも微小ではあるが流れが生じていたことを考慮し、バルク係数を用いて冷水流内部の流れを解き、図-2における下部流を考慮した図-14を用いて、全体の流速分布を解く。式(27)に式(7)に下部流を考慮した速度分布式を示す。

$$\frac{u_u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left( \ln \frac{z}{\delta} + \beta \frac{z - \delta}{L} \right) + \frac{u_l}{u_*} + \frac{u_*}{v} \delta \quad (27)$$

ここで、 $u_l$ : 冷水流上端流速である。式(28)～式(30)に $x'$ 方向の運動方程式、 $z'$ 方向の運動方程式、熱力学第一法則を示す。式(28)には界面抵抗および粘性の項を、式(29)には温度効果を考慮するため浮力の項を含み、式(30)はバルク係数を用いた冷水流内部の温度変化を示している。

$$\frac{f_i u_0^2}{2h} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x'} + v \frac{\partial^2 u_c}{\partial x'^2} \quad (28)$$

$$\alpha g(\theta - \theta_r) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z'} - g \quad (29)$$

$$\theta - \theta_r = \frac{x'}{2h} C_f \Delta \theta \quad (30)$$

ここで、 $\rho$ : 冷水流内部密度、 $\theta$ : 冷水流内部温度、 $\theta_r$ : 張り出し始点における冷水流内部温度、 $C_f$ : バルク係数である。式(28)～式(30)をまとめると、式(31)を得る。

$$\begin{aligned} \frac{f_i u_0^2}{2h} &= g \alpha \Delta \theta \frac{\partial h}{\partial x'} - v \frac{\partial^2 u_c}{\partial z'^2} \\ -\frac{1}{2} \alpha \Delta \theta g C_f &\left( -1 + \frac{z'}{h} - x' z' \frac{1}{h^2} \frac{\partial h}{\partial x'} \right) \end{aligned} \quad (31)$$

実験では鉛直温度、速度分布の測定を点A(張り出し始点)において行ったことから、式(31)中で $x'=0$ とす

る。式(31)は未知変数を二つ含んでいるため、オーダー比較により、ゼロ次のオーダーである式(32)と1次のオーダーである式(34)に分解する。それぞれの解は式(33)、式(35)である。

$$-\frac{f_i u_0^2}{2h} = g \alpha \Delta \theta \frac{\partial h}{\partial x'} \quad (32)$$

$$h = h_0 \sqrt{1 - f_i F_i^2 x'} \quad (33)$$

$$0 = \frac{1}{2} \alpha \Delta \theta g C_f \left( -1 + \frac{z'}{h} \right) + v \frac{\partial^2 u_c}{\partial z'^2} \quad (34)$$

$$u_c = \frac{1}{24 \nu h_0} \alpha \Delta \theta g C_f \left( 2z'^3 - 6h_0 z'^2 + 3h_0^2 z' \right) \quad (35)$$

$$\left( \because \int_0^{h_0} u_c dz' = 0 \right)$$

式(35)により得られる速度分布は、冷水流と外部流との温度差のみで表現されており、界面抵抗係数を含んでおらず、解析的に $u_c$ を導くことを可能にしている。式(36)に $u_c$ を示す。

$$u_c = \frac{h_0^2}{24 \nu} \alpha \Delta \theta g C_f \quad (36)$$

式(27)と式(36)を条件 $u_c|_{z=h_0} = u_0$ で解くことにより、図-15(a)(b)(c)に破線で示される鉛直速度分布を得ることが出来る。冷水流高さ $h_0$ は、温度分布から観察により求めている。式(27)を解く際には、レイノルズ数がほぼ2500であったことから、本論文で提案した式(12)、式(13)をモーニン・オブコフ長さを用いた。 $C_f=0.001$ としたため、冷水流内部で流速がほぼゼロとなっている。このことから、case 1での冷水流内流速は、冷水流張り出し平板からの熱の供給よりも傾斜した冷却板を流下する影響が、現れたものと思われる。外部流の再現は安定成層高さがほぼ一致し、その間の変化の具合もおよそ再現できている。

## 4. 冷気流をともなった雪雲発生時の冷気流推移予測<sup>14)</sup>

### (1) 冷気流推移方程式

冷気流の張り出しあはスケールが非常に大きく、レイノルズ数も大きいため、基本的に、第3章で導いた界面抵抗係数推定式(25)を利用する。式(37)～式(40)に冷気流推移方程式を示す。

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial uh}{\partial t} + \frac{\partial uuh}{\partial x} + \frac{\partial vu h}{\partial y} - f_c v h + \frac{f_i}{2} (u - U) u - U | \\ = - \frac{1}{\rho_r} \int_0^h \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) dz + h v \nabla^2 u \end{aligned} \right. \quad (37)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial vh}{\partial t} + \frac{\partial uvh}{\partial x} + \frac{\partial vvh}{\partial y} + f_c u h + \frac{f_i}{2} (v - V) v - V | \\ = - \frac{1}{\rho_r} \int_0^h \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right) dz + h v \nabla^2 v \end{aligned} \right. \quad (38)$$

$$0 = - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \alpha g (\theta - \theta_r) \quad (39)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u h}{\partial x} + \frac{\partial v h}{\partial y} = R \quad (40)$$

ここで、 $u, v$  :  $x, y$  方向冷気流内部風速成分、 $f$  : コリオリ係数、 $h$  : 冷気流高さ、 $\rho_r$  : 冷気流内部密度、 $U, V$  :  $x, y$  方向外部風風速成分、 $v$  : 湍粘性係数、 $\theta - \theta_r$  : 放射冷却による温度低下、 $R$  : 冷気発生強度である。この方程式の特徴は、①計算時間短縮のため鉛直方向冷気流高さで積分された形で示されている、②冷気流と外部風との温度差は時間変化と共に変化し密度も変化すると考えられるが、その変化量は微小であるとし浮力項でその温度変化を考慮している。式(37)、式(38)は $x, y$  方向運動方程式であり、左辺第4項にコリオリの項、左辺第5項に冷気流と季節風との抵抗を示す項を含んでいる。式(39)は $z$  方向運動方程式であり、右辺第3項に浮力項を含んだ静水圧近似で表されている。式(40)は保存形の連続式であり、右辺第1項

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial uh}{\partial t} + \frac{\partial uuh}{\partial x} + \frac{\partial vu h}{\partial y} - f_c v h + \frac{f_i}{2} (u - U) u - U | \\ - \epsilon g h \frac{\partial (h + Z)}{\partial x} + \alpha (\theta - \theta_r) g h \frac{\partial (h + Z)}{\partial x} + h v \nabla^2 u \end{aligned} \right. \quad (41)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial vh}{\partial t} + \frac{\partial uvh}{\partial x} + \frac{\partial vvh}{\partial y} + f_c u h + \frac{f_i}{2} (v - V) v - V | \\ - \epsilon g h \frac{\partial (h + Z)}{\partial y} + \alpha (\theta - \theta_r) g h \frac{\partial (h + Z)}{\partial y} + h v \nabla^2 v \end{aligned} \right. \quad (42)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u h}{\partial x} + \frac{\partial v h}{\partial y} = R \quad (43)$$

に放射冷却現象による冷気発生強度を含んでいる。式(39)を式(37)、式(38)に代入することにより冷気流推移方程式(式(41)～式(43))を得る。

ここで、 $Z$  : 地形高度、 $\epsilon = (\rho_r - \rho_0) / \rho_r$ 、 $\rho_0$  : 季節風(上部風)密度である。冷気流張り出しに大きな影響を与えると思われる項は、界面抵抗に関する項、冷気発生強度である。冷気発生強度は放射冷却を考慮して導く必要があり、(3)冷気発生強度で述べる。

### (2) 計算スキーム

式(44)～式(47)に計算スキームを示す。特徴は、キネマティックの連続式を陰的に考慮した上で冷気流高さを繰り返し計算により計算し、ラグランジュ表示された対流項をCIP法により3次スプラインを用いて計算している点である。

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\hat{u} - u^n}{\Delta t} &= - \left( - f_c v + \frac{f_i}{2} \frac{(u - U) u - U |}{h} + \frac{u}{h} R \right)^n \\ &- \epsilon g \frac{\partial (h^n + Z)}{\partial x} + (\alpha (\theta - \theta_r) g)^n \frac{\partial (h^n + Z)}{\partial x}, \end{aligned} \right.$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tilde{u} - \hat{u}}{\Delta t} &= - \epsilon g \frac{\partial (\tilde{h} - h^n)}{\partial x}, \frac{D \tilde{u}}{D t} = 0 \quad (44-a, b, c) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\tilde{v} - v^n}{\Delta t} &= - \left( f_c u + \frac{f_i}{2} \frac{(v - V) v - V |}{h} + \frac{v}{h} R \right)^n \\ &- \epsilon g \frac{\partial (h^n + Z)}{\partial y} + (\alpha (\theta - \theta_r) g)^n \frac{\partial (h^n + Z)}{\partial y}, \end{aligned} \right.$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tilde{v} - \hat{v}}{\Delta t} &= - \epsilon g \frac{\partial (\tilde{h} - h^n)}{\partial y}, \frac{D \tilde{v}}{D t} = 0 \quad (45-a, b, c) \end{aligned} \right.$$

$$\frac{\tilde{h} - h^n}{\Delta t} + \frac{\partial (\tilde{u} \tilde{h})}{\partial x} + \frac{\partial (\tilde{v} \tilde{h})}{\partial y} = 0 \quad (46)$$

$$\frac{h^{n+1} - \tilde{h}}{\Delta t} = R \quad (47)$$

### (3) 冷気発生強度<sup>14)～17)</sup>

式(41)～式(43)中の $R$  : 冷気発生強度を、近藤らの理論を利用して導く。式(48)に地表面における夜間温湿度変化を示す方程式、式(49)、式(50)に初期条件と境界条件、式(51)に解を示す。

$$\frac{\partial T_{(z,t)}}{\partial t} = \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (48)$$

$$T(z, 0) = T_0 \quad (49)$$

$$\left\{ \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = R n_0 - f(T_0 - T_{(0,t)}) \right. \quad (50)$$

$$f = 4 \sigma T_0^3$$

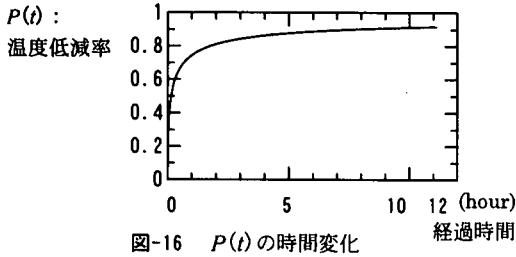


図-16  $P(t)$  の時間変化

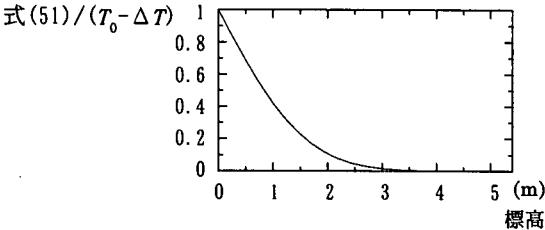


図-17 放射冷却開始10時間後の地表面付近の気温低下率

$$T_{(z,t)} = T_0 - \frac{Rn_0}{f} \left\{ -\text{Exp}\left(\frac{f}{\lambda} z + \frac{f^2 t}{C_p \lambda}\right) \times \text{Erfc}\left(\frac{z}{2} \sqrt{\frac{C_p}{\lambda t}} + f \sqrt{\frac{t}{C_p \lambda}}\right) + \text{Erfc}\left(\frac{z}{2} \sqrt{\frac{C_p}{\lambda t}}\right) \right\} \quad (51)$$

$$\text{Erfc}(\gamma) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma \text{Exp}(-y^2) dy$$

$$Rn_0 = \sigma T_0^4 - L_0^4$$

$$L_0^4 = (0.74 + 0.19x + 0.07x^2) \sigma T_0^4$$

$$x = \log_{10} \omega_{top}$$

$$\omega_{top}^* = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -\frac{0.622}{g} \int_{p_n}^{p_{n+1}} \frac{e}{p - 0.378e} \left( \frac{p}{p_0} \right) dp \right\}$$

ここで、 $Rn_0$ ：夕刻の正味放射量、 $\sigma$ ：ステファン、ボルツマン定数、 $T_0$ ：夕刻の温度、 $C_p$ ：新雪の熱容量、 $\lambda$ ：新雪の熱伝導率、 $L_0^4$ ：大気放射量、 $\omega_{top}^*$ ：有効水蒸気量の全量、 $e$ ：水蒸気圧である。図-16に、式(51)中の中括弧で囲まれる成分( $=P(t)=0 \sim 1$ :  $\Delta T=Rn_0/f$ で無次元化された値)の時間変化図を示す。新雪においては、新雪表面温度低下が2~3時間程度で現れることが分かる。

新雪上での大気中の冷気の発生強度は、式(51)において熱容量と熱伝導率を大気用に変え、 $T|_{z=0}=T_{surface}$ という条件での解を求ることにより推定される。しかし、図-16から分かるように、新雪表面温度変化は短時間で一定値に達することが分かっており、冷気発生強度は大気中への新雪表面温度の影響がなくなる高さの時間変化率を示していることから、境界条件 $T|_{z=0}=T_0-\Delta T$ での解で評価できると考えられる。そ

こで、式(51)に条件式： $T|_{z=0}=T_0-\Delta T$ での解を示す。

$$T_{(z,t)} = (T_0 - \Delta T) \text{Erfc} \left( \frac{z}{2} \sqrt{\frac{\lambda_{air}}{C_{pair} t}} \right) \quad (52)$$

図-17に、ラジオゾンデデータによる1996年2月17日18:00を開始時刻とした10時間後の式(51)/( $T_0 - \Delta T$ )の値の鉛直分布を示す。およそ、高さ2~3mの間で放射冷却による影響がなくなっているのが分かる。式(52)より、大気中に新雪表面の影響が及ぶ高さが、誤差関数内が1であると考えると、式(53)で冷気高さが、式(54)で冷気発生強度が表される。

$$h = 2 \sqrt{\frac{C_{pair} t}{\lambda_{air}}} \quad (53)$$

$$R = \sqrt{\frac{C_{pair}}{\lambda_{air} t}} \quad (54)$$

ここで、 $C_{pair}$ ：大気の熱容量、 $\lambda_{air}$ ：大気の熱伝導率である。

#### (4) 1996年2月18日における温度、速度鉛直分布

1996年2月18日において、冷気流とともに降雪が観測された<sup>2)</sup>。図-22に石狩湾周辺鳥瞰図(横150km×縦120km)を、図-18(a)(b)に点Aにおける18日4:00、6:00のドップラーソーダにより観測された風速分布、カイト気球観測により観測された温度分布を示す。両図とも地表面付近において温度の低下が、それぞれ標高200m、120m付近で現われ、速度の逆転が両者とも50m付近で現れている。

第2章で導いた界面抵抗係数算定手法を、図-18(a)(b)に用いる。ここでは、実験より、冷気流内部の流速は海上からの熱の供給によるものよりも、山地斜面流下による影響が卓越するとした。表-2(a)(b)に計算条件を示す。

表-2(a)の計算結果を、図-18(a)(b)中に太実線で示す。速度は、動粘性係数に大気の分子粘性を用いたため、遷移層厚さが数cmという値となり、冷気流から季節風へ急激に変化するといった分布形になっている。本論文で扱う現象は、一般的に渦粘性係数が用いられるスケールのものであり、分子粘性を用いたために速度分布が急激に変化したものと考えられる。かなり過大な評価となるが、分かり易くするため、動粘性係数に渦粘性係数5m<sup>2</sup>/secを用いたなら、速度分布は表2-(b)から、図-18(a)(b)中の一点鎖線で示されるものとなり、表-2(a)よりは観測値に近づく。このように、界面抵抗係数を算定する際に用いる粘性係数は、その現象に応じた渦粘性係数を用いる必要があると思われる。

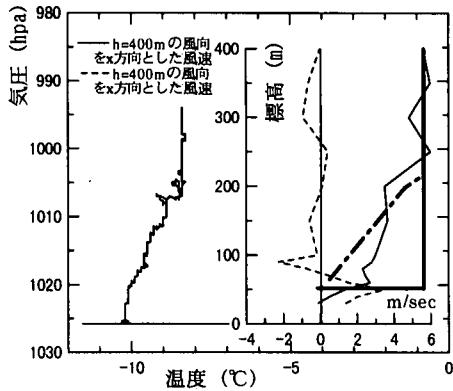


図-18(a) 2月18日21:00における温度、速度の鉛直分布

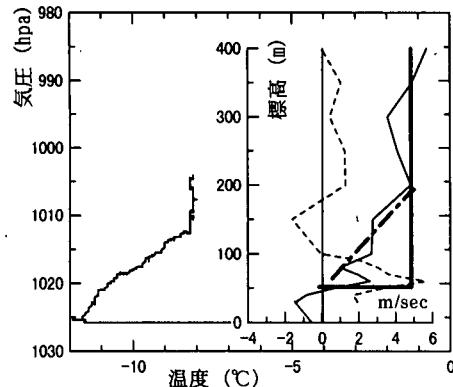


図-18(b) 2月19日0:00における温度、速度の鉛直分布

表-2(a)  $\nu = 1E-5$  (m, sec, °C)

	4:00	6:00
代表流速 $u_0$	5.5	5.0
温度差 $\Delta T$	2.0	5.0
外部流高さ $h_0$	2000	2000
動粘性係数 $\nu$	1E-5	1E-5
Re	1.1E9	1.0E9
Ri	4.64	11.6
$\delta$	0.067	0.040
$f_l$	2.01E-7	6.68E-7

表-2(b)  $\nu = 5$  (m, sec, °C)

	4:00	6:00
代表流速 $u_0$	5.5	5.0
温度差 $\Delta T$	2.0	5.0
外部流高さ $h_0$	2000	2000
動粘性係数 $\nu$	5	5
Re	2145	1950
Ri	4.64	11.6
$\delta$	148	141
成層乱流厚 $h_1$	165	144
$f_l$	1.02E-2	1.35E-2

### (5) 1996年2月18日における冷気流推移再現

実際には、レイノルズ数が  $2 \times 10^6$  より大きくなると予想されるため、式(41)～式(43)、式(54)、式(25)

表-3(a) 計算条件 (m, sec)

	図-23(a)	図-23(b)
外部風速 $u_0$	6.0	6.0
風向	西風	北風
$\nu$	0.01	0.01

を用いて冷気流推移を計算する。冷気流内部流速は、上部風と比較してもかなりの大きさを持つことが考えられる。念のため、 $Re \leq 2 \times 10^5$  も考慮すると、式(12)、式(23)で定義した温度フラックスを用いることで、界面抵抗係数算定に用いられるレイノルズ数とリチャードソン数による変数が、式(55)のように変化される必要がある。今後、数値計算を行う際に用いる変数は式(55)により変更されたものを用いる。

$$\begin{cases} Re Ri^{b-1} = \frac{Re Ri^{b-1}}{\Delta u/u_0} \\ Re Ri^{-1} = \frac{Re Ri^{-1}}{\Delta u/u_0} \end{cases} \quad (55)$$

まず、冷気流張り出しは風速、風向によって大きな変化を受けていると考え、その影響がどの程度のものであるか調べる。図-23(a)(b)に、表-3(a)の条件下における12時間後の計算結果を示す。これから示される全ての冷気流張り出し高さ分布図は、赤で示される最大値を200m、1m以下は非表示とする。

全体では、季節風に逆行した流下方向の冷気流は海上に張り出しが出来ず、冷気流後方の季節風をブロックするように傾斜した山地斜面が存在する海岸線付近に貯まるといった傾向がある。更にその貯まった冷気に他の河川から流出してきた冷気流が合流し、より多くの冷気が貯まっている。大きな貯留領域は、西風において浜益川沿岸南北方向、北風において余市川沿岸東西方向となっている。雪雲を生み出す原因である冷気流先端形状は、西風の場合北東から南西にかけて石狩川河口より50km程度離れた領域に位置し、北風の場合およそ東西方向に河口より30km程度離れた領域に位置している。発生した雪雲は季節風により運ばれ降雪をもたらし、発生位置はその出発点といえることから、この違いは推移結果に大きな影響を与えると考えられる。

1996年2月18日に冷気流をともなった降雪が観測された。この現象を再現する。図-19(a)(b)に2月17日21:00、18日9:00におけるラジオゾンデータを示す。冷気流張り出し高さは、大規模なオホーツク海等の影響により張り出すもの<sup>19)</sup>でない限り、最大でも百数十メートルである。そこで、1000m付近のラジオゾンデータから、季節風風速、風向(北風をゼロ度で時

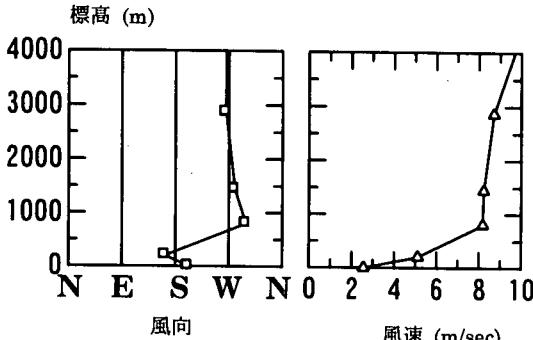


図-19(a) 1996年2月17日21:00の風速、温度の鉛直分布

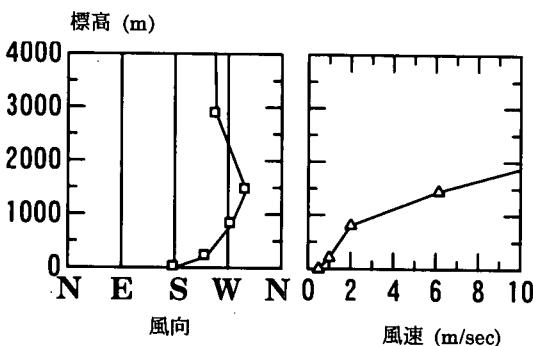


図-19(b) 1996年2月18日9:00の風速、温度の鉛直分布

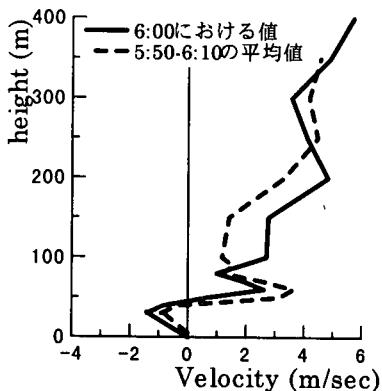


図-20 1996年2月18日6:00の速度の鉛直分布

計周り)を、17日21:00には8.00m/sec, 300度、18日9:00には2.00m/sec, 270度とした。その間の風速、風向の変化は1次線形補間して与えた。界面抵抗係数算定に影響を与える渦粘性係数については、図-17において $5\text{m}^2/\text{sec}$ 程度で実際の速度分布と一致するとのべたが、その際用いた観測結果が時間平均されたものでなかつたため、大きな変動を含んで推定してしまったと思われる。そのため、観測時刻前後10分間の平均値を取った図-20において渦粘性係数の推定を行う。ちなみに、ドップラーソーダ観測間隔は10分である。平均をとる事により、小さく変動していた成分が抑え

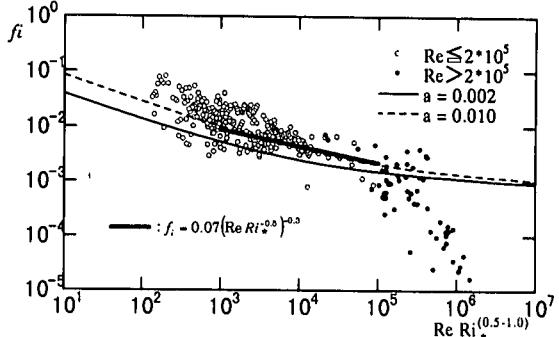


図-21 表-3(b)における界面抵抗係数の算定式

表-3(b) 計算条件 (m, sec)

	$\nu$	Fig.
case 1	0.02	図-24(a)
case 2	0.10	図-24(b)
case 3	0.20	図-24(c)

られ、高度50~60mにおいて速度勾配の大きなせん断層がみられる。ドップラーソーダは、高度100m以下において観測間隔が数mであるため正確には判断できないが、遷移層厚さは数m~十数m程度であると思われる。これは、およそレイノルズ数が $2 \times 10^5$ より大きい場合に含まれておらず、遷移層厚さを式(56)により算定する事が出来る。遷移層厚さを1m~10mであるとする、渦粘性係数は $0.00620 \sim 0.620 \text{m}^2/\text{sec}$ と計算される。そこで計算は表-3(b)における3種類の渦粘性係数を与えることで行うこととした。

$$\delta = \left( \frac{R_\delta \nu u_0}{\beta g \alpha \Delta \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (56)$$

ところが、case 3では渦粘性係数から計算されるレイノルズ数が $h=2000\text{m}$ ,  $u=10\text{m/sec}$ とすると $2 \times 10^6$ よりも小さくなるため式(24)により界面抵抗係数を算定できない。そこで、図-5の結果を用い図-21に太実線示される $\text{Re} \text{Ri}^{-0.5}$ における推定式(57)をcase 3に適用する。

$$f_i = 0.07 (\text{Re} \text{Ri}^{-0.5})^{0.3} \quad (57)$$

計算は、2月18日は石狩湾周辺地域は夕刻から雲量が少なく、日没後放射冷却現象が始まったと思われる事から、2月18日6:00を放射冷却開始12時間後として行った。図-24(a)-(c)に、表-3(b)のcase 1-case 3における、12時間後の冷気流張り出し分布図を示す。界面抵抗係数の値による冷気張り出しに与える影響が非常に大きく、冷気の石狩湾上での貯留の程度がcase 3はcase 1の数分の一であることが分かる。本論文では渦粘性係数について、後述する冷気の張り出し再現性



図-22 石狩湾周辺鳥瞰図

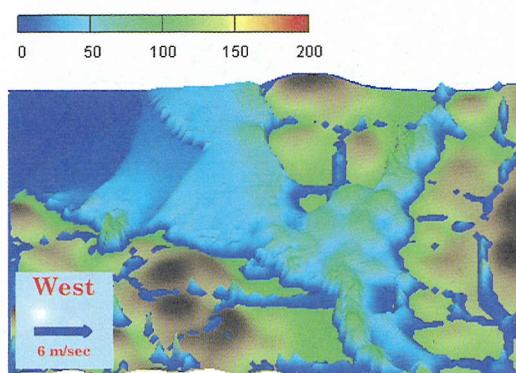


図-23(a) 季節風が西風である場合の冷気流張り出し

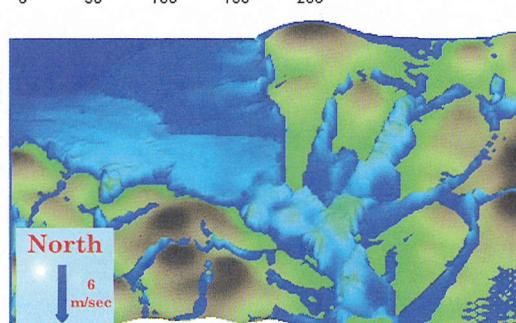


図-23(b) 季節風が北風である場合の冷気流張り出し

の検討において最もよい一致をみせた  $\nu=0.02\text{m}^2/\text{sec}$  を採用した。図-25に、case 1における冷気張り出し時間変化図を示す。

2時間後において、季節風がおよそ西北西であった事から余市川からの冷気の流下が卓越しており、浜益川からの流下が抑えられている事が分かる。4~8時間後において、浜益川河口沿岸南北方向(6時間後図中の太実線)に冷気が貯留されている。10時間後以降、その貯留された冷気がある程度貯まつた後、南下して行き、石狩川河口沿岸から数十キロのところに弧状に冷気流フロントを形成している。これまで、冷気流張り出し

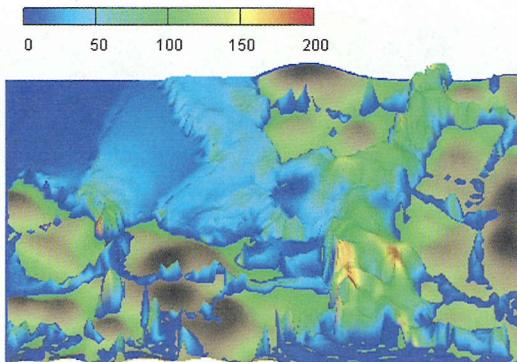


図-24(a) case 1における冷気張り出し12時間後

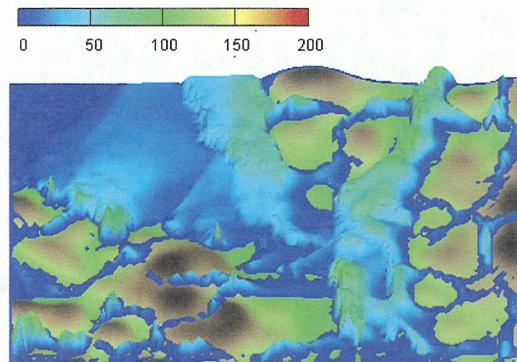


図-24(b) case 2における冷気張り出し12時間後

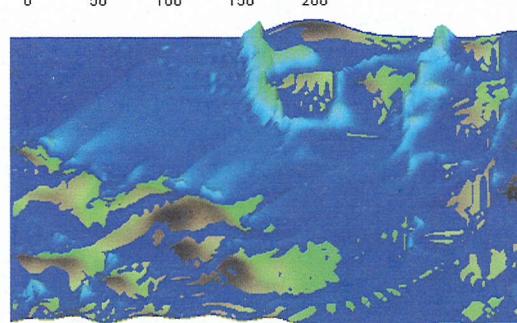


図-24(c) case 3における冷気張り出し12時間後

にともなう降雪は、石狩川流域を流下した冷気が石狩湾上に張り出す現象だと思われてきたが、計算では石狩川から流下する冷気流は冷気貯留を補助的に強化するが、主として張り出しには影響を与えていないことが分かる。更に、浜益川、余市川が冷気張り出しに影響を及ぼしている他、地形効果と季節風風速、風向により一度貯留された冷気がそのポテンシャルを利用して移動、他の冷気との合体、強化を行っている事が分かった。

図-26に、計算による冷気発生12時間後における冷気流内部風速ベクトル図、カイト気球、ドップラー

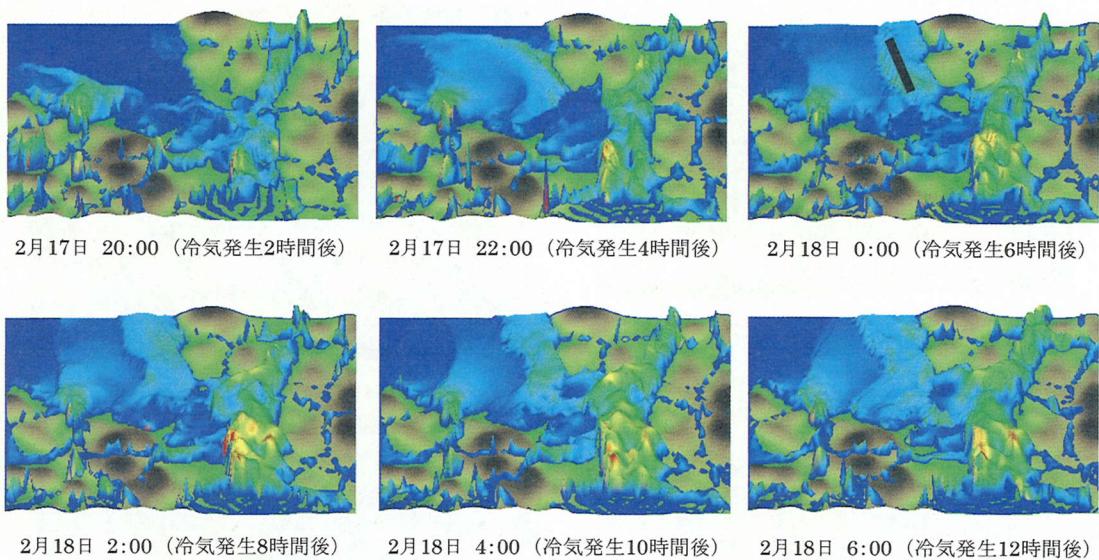


図-25 1996年2月17～18日における冷気張り出し時間変化図

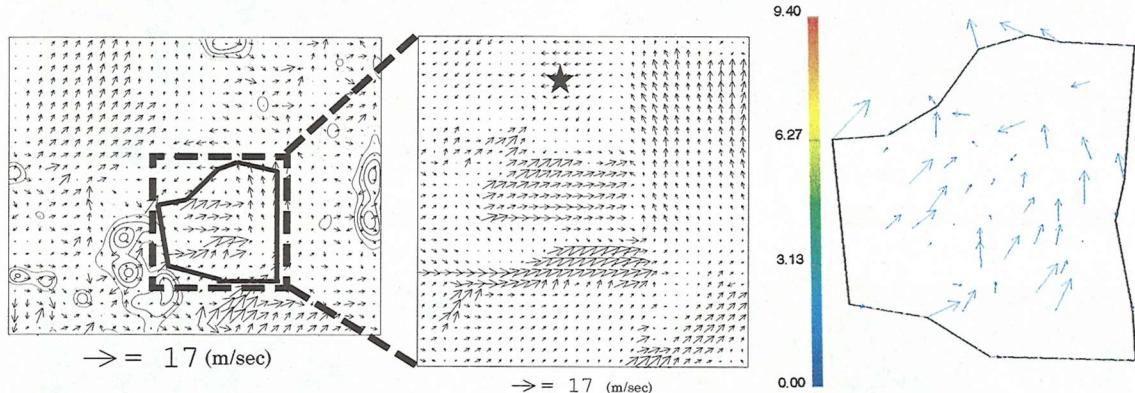


図-26 数値計算による1996年2月18日6:00における石狩周辺風速ベクトル

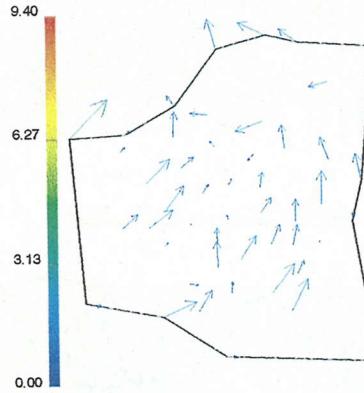


図-27 1996年2月18日6:00における地上観測石狩周辺風速ベクトル

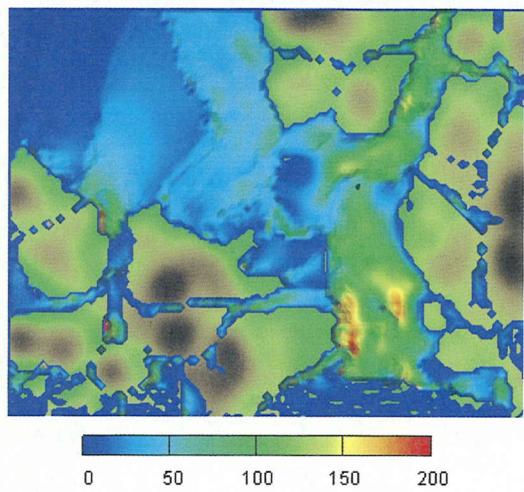


図-28 計算による6:00冷気流高さ

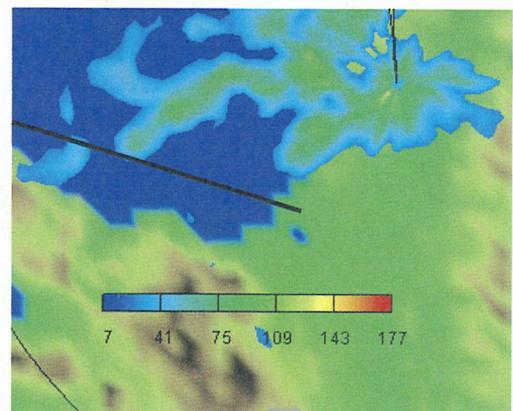


図-29 1996年2月18日6:00レーダデータ値

ソーダ観測地点周辺拡大風速ベクトル図を示す。観測地点は★で示されている。数値計算による再現では、6:00における冷気流高さは59.8mであり、地上風は南東風風速3.1m/secであった。実際には、図-20より6:00の冷気流高さはおよそ50~60mであり、地上風は南東風風速2.60m/secであった。地上風風向風速を地上高度2.0mにおいて測定したため、計算風速より僅かに小さな風速が得られているが、両者ともよい一致をみた。図-27には、図-26中の多角形実線で囲まれた区域内でのSNET(Sapporo Information Network)による地上風ベクトル図を示す。図中左側の山地斜面からの冷気の流下、右上の山地斜面からの流下、左側からの流下と右中からの流下による収束と海上への吹き出し、これらが非常によく一致している。

図-28に冷気発生12時間後の冷気高さ分布図、図-29に同時刻におけるレーダデータ値 $Bi$  (= 0~255,  $Pc = Smin + D \times Bi / 255$ で受信電力 $Pc$ へと変換される。ここで、 $Smin = -112.5$  : 最小受信電力,  $D = 70$  : Logダイナミックレンジ) を示す。定性的に値の大きなところで降雪が生じていると考える。降雪が冷気流フロントでの上昇流に起因している事から、冷気流フロントとレーダデータ値に着目する。冷気流フロントが僅かながら降雪が生じているエリアより陸地からみて前方に存在しているが、弧状といった形状はよく再現されていると思われる。本研究では、降雪の発生についてフロントの上昇流にのみ起因していると考えているため、詳細な雪雲発生システムを考慮していない。今後、雲発生と冷気と風の場の関係を解明する事によりより精度のよい冷気流とともに降雪の発生位置を知る事が出来ると思われるが、冷気流の再現自体は非常によく実現現象と一致して再現された。

## 5.まとめ

冷気流張り出しをモデルにより再現するために、界面抵抗係数の算定法を算出し、実験を行い確認し、数値計算を行い冷気張り出し形状の再現を行った。以下に、本研究の成果を示す。

### (1) 界面抵抗算定式の提案

- これまでまとめられた界面抵抗係数と岩崎数との関係において、レイノルズ数 $2 \times 10^5$ を境界として算定法を分離した。
- $Re \leq 2 \times 10^5$ において、モーニン・オブコフ長さの決定を、代表流速とリチャードソン数を用いた熱フラックスを用いる事により、界面抵抗係数が新たに $ReRi^{-1.0}$ から $ReRi^{0.5}$ を横軸として示される事を提案した。

- $Re > 2 \times 10^5$ において、モーニン・オブコフ長さが遷移層厚さより非常に薄くなる事を用いて、新たな抵抗係数算定式を提案した。

### (2) 冷気流模擬実験による界面抵抗係数の検証

- 冷水密度流実験を、3種類のリチャードソン数のもとで行う事が出来た。
- 冷気流内外部鉛直速度分布推定式を用いて、実験での鉛直速度分布を再現する事が出来た。

### (3) 冷気流張り出し降雪再現

- 冷気発生強度を放射冷却による温度変化を利用する事により算定する事が出来た。
- カイト気球とドップラーソーダにより確認された鉛直温度、速度分布において、鉛直速度分布を理論により再現する事が出来た。その際、本研究では動粘性係数に渦粘性係数を用いる事が妥当である事が分かった。
- 冷気流再現予備計算を行う事により、冷気流張り出しは、石狩川よりも余市川、浜益川の影響が大きい事が分かった。
- 実現象におけるデータを用いた冷気流張り出し再現計算において、石狩川河口北部に一度貯留された冷気流が南下し、石狩川からの冷気流により強化された現象であった事が分かった。
- 計算された冷気流内部風速ベクトル、冷気流高さが、実際の現象におけるものとよい一致を示していた。

謝辞：本研究を進めるにあたり、本学低温科学研究所の牛山朋来氏、開発局石狩川開発建設部、気象協会北海道本部、札幌総合情報センター、北石狩衛生施設組合にデータの入手、観測及び研究に対して多くの助言をいただいた。又、本研究は、文部省科学研究費奨励研究A(中山恵介、08750617)ならびに(財)河川環境管理財團の平成8年度河川整備基金助成(中山恵介、8-1-(1)-1)の資金援助を受けて実施されたものである。記して、感謝の意を表します。

## 使用記号の一覧

$\delta$	: 還移層厚さ
$R_\delta$	= 11.16
$\nu$	: 同粘性係数
$u_s$	: 摩擦速度
$\rho$	: 水の密度
$uu$	: 上層内流速
$h_1$	: 安定成層上端までの高さ
$\kappa$	= 0.4
$\beta$	: モーニン・オブコフ係数
$L$	: モーニン・オブコフ長さ
$h_0$	: 上層流厚さ
$u_0$	: 上層上端流速
$g$	: 重力加速度
$\alpha$	: 热膨張係数
$\bar{\theta}'w'$	: 温度フラックス 乱流熱フラックス
$\Delta\theta$	: 上層と下層の温度差
$E$	: 連行係数 : 連行速度/上層流速
$Ri$	: リチャードソン数 = $g\alpha\Delta\theta h_0/u_0^2$
$\Delta u$	: 上層と下層の流速差
$E'$	: 温度フラックスを推定する際用いる変数 = $aRi^{-b}$
$a, b$	: 定数
$f_i$	: 界面抵抗係数 = $2(u_s/u_0)^2$
$\beta_b$	= $h_1/L$
$h_2$	: 冷水流深
$p$	: 圧力
$u_c$	: 冷水流内流速
$\theta$	: 冷気流, 冷水流温度
$\theta_r$	: 初期状態における $\theta$
$C_f$	: バルク係数
$h$	: 冷水流深, 冷気流高さ
$F_i^2$	: 内部フルード数
$u_t$	: 冷水流上端流速
$u$	: 冷気流モデル $x$ 方向風速
$v$	: 冷気流モデル $y$ 方向風速
$f_c$	: コリオリ係数
$U$	: 季節風 $x$ 方向風速
$V$	: 季節風 $y$ 方向風速
$\rho_r$	: 初期状態における冷気流密度
$R$	: 冷気流発生強度
$T$	: 地表面以下における温度
$\lambda$	: 新雪の熱伝導率

$C_p$	: 新雪の熱容量
$Rn_0$	: 夕刻の正味放射量
$T_0$	: 夕刻における地表面温度
$\sigma$	: ステファン・ボルツマン定数
$f$	= $4\sigma T_0^3$
$L_0$	: 大気放射量
$\omega_{TOP}$	: 有効水蒸気量の全量
$e$	: 水蒸気圧
$\Delta T$	: 放射冷却による可能最大低下気温
$P(t)$	: 温度低減率
$T'$	: 大気中の温度
$\lambda_{air}$	: 大気の熱伝導率
$C_{\rho_{air}}$	: 大気の熱容量

## 参考文献

- 中山恵介, 長谷川和義, 藤田睦博: 冬期石狩湾において豪雪をもたらす冷気流張り出しに関する研究, 土木学会論文集, 第539号, pp. 31-42, 1996.
- 中山恵介, 長谷川和義, 藤田睦博: 冬期石狩湾における陸からの冷気流フロント上に発生する降雪雲観測, 土木学会論文集, 第593号, pp. 1-10, 1998.
- 須賀堯三, 高橋晃: 弱混合河川における内部抵抗係数, 第30回年次講演会講演集, II, pp. 470-471, 1975.
- 玉井信行, 浅枝隆: 塩淡2層流境界面における抵抗係数について, 土木学会論文集, 第271号, pp. 67-81, 1978.
- 日野幹雄: 密度流の流速分布および界面抵抗について, 水工学論文集, 第23巻, pp. 347-353, 1979.
- 日野幹雄, NGUYEN Son Hung, 中村健一: 塩水楔型二層密度流における抵抗係数および流速構造, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 525-519, 1981.
- 須賀堯三, 高橋晃: 淡塩二層流の連行係数, 第31回年次講演会講演集; II, pp. 383-384, 1976.
- Berson, F.A.: Some measurements on undercutting cold air, Quart. J. Royal Meteo. Soc., Vol.84, pp.1-16, 1958.
- 福岡捷二, 水村和正, 加納敏行: 密度流先端部の流動機構に関する基礎的研究, 土木学会論文集, 第274号, pp. 41-52, 1978.
- 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, 第375号, pp. 261-270, 1986.
- 金子安雄: 2層流境界面抵抗係数の一例, 第13回海岸工学講演会論文集, pp. 263-267, 1966.
- 玉井信行, 普和利:せん断成層流でのせん断層に着目した相互連行係数の関数形について, 水工学論文集, 第40巻, pp. 531-536, 1996.
- 中山恵介, 長谷川和義, 藤田睦博: 冷気流を模擬した冷水密度流実験, 土木学会北海道支部論文集, 第53号, pp. 256-261, 1997.

- 14) 中山恵介, 長谷川和義, 藤田睦博: 雪雲発生要因である冷気流に関する数値実験的研究, 水工学論文集, 第41巻, pp. 129-134, 1997.
- 15) Kondo, J., Kanechika, O. and Yasuda, N. : Heat and Momentum Transfers under Strong Stability in the Atmospheric Surface Layer, Journal of the atmospheric sciences, Vol.35, pp.1012-1021, 1978.
- 16) 近藤純正, 森洋介: アメダス(地域気象観測所)データを用いた夜間冷却量の解析と最低気温予報式(1), 天気, Vol. 29, pp. 57-69, 1983.
- 17) 近藤純正, 森洋介: アメダス(地域気象観測所)データを用いた夜間冷却量の解析と最低気温予報式(2), 天気, Vol. 30, pp. 33-40, 1983.
- 18) 中山恵介, 長谷川和義, 藤田睦博: 冬期石狩湾における鉛直断面内の冷気流形状に関する研究, 水工学論文集, 第39巻, pp. 177-182, 1995.
- 19) Fujiyoshi, Y., Kodama, Y., Tsuboki, K., Nishimura, K. and Ono, N. : Structures of Cold Air During the Development of a Broad Band Cloud and a Mesoscale Vortex: Simultaneous Two-Point Radiosonde Observations, Journal of the Meteorological Society of Japan, Bol.74, pp.281-297, 1996 .

(1997.4.18 受付)

## EXPERIMENTS AND PREDICTION OF A COLD AIR FLOW WHICH CAUSES SNOW CLOUDS IN ISHIKARI BAY

Keisuke NAKAYAMA, Kazuyoshi HASEGAWA and Mutsuhiro FUZITA

In winter seasons, snow clouds are often caused on the tip of a cold air flow by an ascending wind around Ishikari Bay. The extended distance of the cold air flow over Ishikari Bay is determined by the interfacial friction between the cold air flow and the upper wind. In order to estimate the coefficient of the interfacial friction, density current experiments of the cold air flow were carried out using the difference of the temperature, and its coefficient was derived on  $Re \leq 2 \times 10^5$  and  $Re > 2 \times 10^5$ , respectively. Using this coefficient and proposing the cold air flow model, we can reproduce the extended cold air flow on Feb. 18, 1996 which snow clouds occurred on the tip of the cold air flow.