

II-163 流雪溝に関する研究 — 雪水混相流の速度分布 —

八戸工業大学 正会員○ 佐々木 幹夫
 " " 川島 俊夫
 東北大学工学部 高橋 弘

1. はじめに

雪水二相流をビンガム流動とすると層流の速度分布を得るが、一般に、流雪溝の使用前は乱流状態なので雪塊混入率 ϕ (雪塊濃度)が零となる極限を取ると流れは層流となり現実と合わない。 ϕ が小さい場合には佐々木(1985, 1986年講)の乱流モデルがある。そこで、本研究では、これまで提案されている理論モデルの適用範囲を検討し、Shook(1985)の実験値で理論による流動現象の再現性を検討して見る。

2. 速度分布と平均流速

定常な流れで、単位幅当たりで考えられるものとする、微小要素(図1)にかかる力のつり合い条件式(1)が、

$$d\tau/dz = -\rho g i \quad \dots\dots\dots (1)$$

$z = l_c$ にて、 $\tau = \tau_c$ であることにより、式(2)のように、

$$\tau - \tau_c = \rho g i l_c (1 - z/l_c) \quad \dots\dots\dots (2)$$

となり、流動方程式(3)

$$\tau - \tau_c = \mu du/dz \quad \dots\dots\dots (3)$$

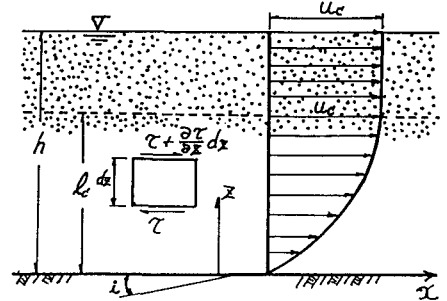


図1 雪水混相流

より、粘性係数 μ が場所に関係なく一定なものとする、底面 $z = 0$ にて、 $u = 0$ より、流速および平均流速 v が、佐藤・首藤(1983)、佐々木・西田(1985)が得たと同様の式(4)および式(5)が得られる。

$$u = u_c \frac{z}{l_c} (2 - \frac{z}{l_c}) \quad (0 \leq z \leq l_c), \quad u = u_c \quad (z \geq l_c), \quad \text{ここに、} \quad u_c = \frac{1}{2} \frac{\rho g h i}{\mu} \frac{l_c}{h} \quad l_c \quad (4)$$

$$v = u_c (1 - \frac{1}{3} l_c^*) \quad \text{ここに、} \quad l_c^* = l_c/h \quad \dots\dots\dots (5)$$

また、流動方程式(3)において、粘性係数 μ が断面内で一定でなく、場所によって変わる場合も考えられる。佐々木(1985)のモデルのように、栓流内に雪塊がすべて集まり流下している場合には、純水流の部分の乱流であることより流速および平均流速が式(6)および式(7)で与えられる。

$$u = u_c + \frac{u_*}{\kappa} l_c^{*1/2} \log \frac{z}{l_c} \quad (z \leq l_c), \quad u = u_c \quad (z \geq l_c), \quad \text{ここに、} \quad u_* = \sqrt{g h i} \quad (6)$$

$$v = u_c - \frac{u_*}{\kappa} l_c^{*3/2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 κ はカルマン定数である。式(7)では、床面の粗度高さ k (層流底層厚 δ)が水深 h に比べて、小さく、 $k \ll h$ ($\delta \ll h$)となるものとしている。本モデルでは、雪塊が栓流内に集積するので、栓流内の

局所的な容積濃度を ϕ' とすると、 ϕ' は式（8）で与えられるから、投雪前の平均流速、水深を v_e 、 h_e とすると、 $C \approx 1$ （水面下雪塊体積率）、 $u_{ch}/v_e h_e \approx 1+r$ 、 $\phi' \approx 0.52$ （最疎充填）とすると、栓流の位置 l_c^* が式（9）で与えられる（佐々木(1986)）。

$$\phi' = \frac{C q_s / B}{(h - l_c) u_c} \quad \dots \quad (8) \quad \text{ここに、} q_s = \text{投雪量 (m}^3/\text{s)}, B = \text{水路幅}$$

$$l_c^* \approx 1 - \frac{r}{0.52(1+r)} \quad \dots \quad (9) \quad \text{ここに、} r = \text{投雪比} = \frac{q_s}{Q}, Q = \text{流量 (m}^3/\text{s)}$$

式（9）より、式（6）、（7）の適用範囲は $\phi < 0.52$ （ $r < 1.08$ ）となる。速度勾配は ϕ により大きく変わることが考えられるので、式（6）、（7）は式（10）、（11）の方が実用的となる。

$$u = u_c + A u_* l_c^{*1/2} \log(z/l_c) \quad (z \leq l_c), \quad u = u_c \quad (z \geq l_c) \quad \dots \quad (10)$$

$$v = u_c - A u_* l_c^{*3/2} \quad \dots \quad (11)$$

管水路の場合には、速度分布は式（4）、（6）および（10）において、 h を $d/2$ 、 i を動水勾配 i_F に置き換えれば与えられる。

$$v = u_c \left(1 - \frac{2}{3} l_c^* + \frac{1}{6} l_c^{*2}\right) \quad \dots \quad (5a)$$

$$v = u_c - A u_* l_c^{*3/2} \left(2 - \frac{1}{2} l_c^*\right) \quad \dots \quad (11b)$$

3. 実験値との比較

理論の検証を目的に、開水路に管水路を結び、両水路の流動を同時に測定する装置（昭和63年3月東北支部発表）を製作したが、速度分布の測定まで達成しなかったため、ここでは、Shook (1985, Canadian J. of Chem. E., Vol.63, p861~869)の実験値と比較検討してみる。Shookの実験は比重1.05のポリステレン（中央粒径 $d_{50}=1.4\text{mm}$ （粗）、 0.3mm （細））を用いたものである。図2および3に理論と実験の比較を示したが、両図より、流速分布は対数則分布となっており、式（10）との一致は良い。Shookの実験では、粒径が大きくなると、 l_c^* の値が小さくなり、栓流域が広がるが（ $d_{50}=0.3\text{mm}$ で $l_c^*=0.6$ 、 $d_{50}=1.4\text{mm}$ で $l_c^*=0.4$ ）、雪水二相流の場合も同様の傾向となることが予想され、したがって、速度分布を与える式（10）の定数 A は濃度だけでなく雪塊サイズにも関係している定数といえる。

4. おわりに 雪水混相流の速度分布についての検討結果、実現象に対しては対数則の流動モデルが良い適合性を示すことがわかった。今後は、式（10）における定数 A について、 A と容積濃度および雪塊サイズとの関係を明らかにする必要がある。本研究は、昭和62年度文部省科学研究費補助金（一般研究(C)）代表佐々木幹夫62550382により実施したものである。

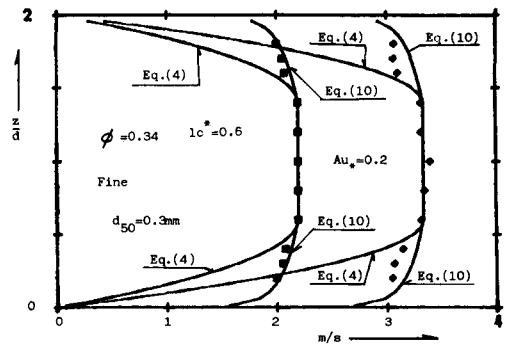


図2 SHOOK(1985, Fig.5)の実験との比較

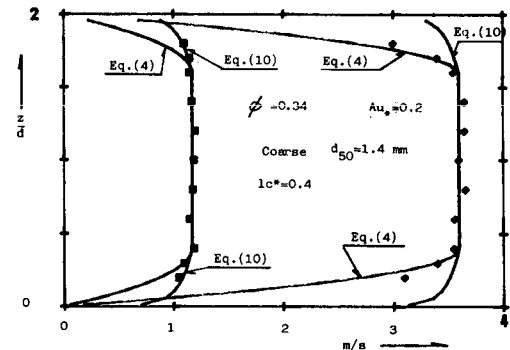


図3 SHOOK(1985, Fig.12)の実験との比較