雪氷粒子の水力輸送に関する基礎的研究*

——氷粒子の抗力係数——

高橋 弘¹ 益山 忠² 川島 俊夫³

[UDC 624.144.5:621.6.01]

Fundamental Study on Hydraulic Transport of Snow and Ice Particles

—— Drag coefficient of ice particles ——

by Hiroshi TAKAHASHI¹, Tadashi MASUYAMA¹ and Toshio KAWASHIMA²

1. Faculty of Engineering, Tohoku University, Aoba-ku, Sendai 980

2. Hachinohe Institute of Technology

In this paper, drag coefficients of sphere and non-sphere ice particles and its effects on pressure loss in ice-water two-phase flow were described. Drag coefficients of sphere ice particles fell close to the previous C_D - Re curve (drag coefficient-particle Reynolds number), while those of non-sphere ice particles were in the range of 1 – 6 in this experiment.

Particle motion in water was analyzed by the equation of motion taking into account Basset term. By comparing the experimented particle trajectories with calculated ones, it was confirmed that the Basset term played an important role in motion of particles with densities near that of water such as snow, ice and polystyrene.

Pressure loss for ice-water two-phase flow was measured and compared with the results calculated by Durand's and Newitt's equation. The use of adequate drag coefficient in Durand's equation gave a good agreement between the experimental results and calculated ones at low velocities. At high velocities, a discrepancy was observed because Durand's equation always gave positive values, but negative values of pressure loss coefficients were obtained in this experiment. Newitt's equation showed larger values than the experiments because this equation was applicable to the flow with a moving bed.

KEY WORDS: Ice-water Two-phase Flow, Drag Coefficient, Basset Term, Pressure Loss

1. はじめに

豪雪都市における除排雪手段の一つとして、既に流雪溝が実用化されている。流雪溝の設置により、街区に無数の雪捨て場が確保され、また直接、市民の手による除排雪が行われるので、流雪溝の設置は年々増加の傾向にある¹⁾。しかしながら、勾配の不足等の場合には流雪溝の設置は不可能であり、このような場合には、流雪溝の末端から管路を雪捨て場まで敷設し、管路により雪を雪水二相流として流送する必要がある¹⁾²⁾。著者らは、管内の雪水二相流の流動に関する研究、特に理論的研究がほとんど行われていない現状に鑑み、管内の雪水二相流の流動に関する理論的および実験的研究を行い、2, 3の流動モデルを提案している^{2)~6)}。

以上のように、雪水二相流の流送は除雪の手段として既に利用されているが、近年では、雪氷粒子を多目的に利用しようとする試みが行われている。すなわち、冬季に降り積った雪を、邪魔なものとしてただ捨てるだけでなく、これを山間部のダム、いわゆる雪ダムまで輸送し、かつ夏季まで保存し、夏季に雪解け水を冷房に利用しようという提案がなされている⁷⁾。この場合には、管

路による雪水二相流の輸送が有効的であると考えられている。また、雪を冷熱源とした温度差発電も提案されており⁸⁾、この場合は、集雪に雪水二相流の利用が考えられる。清水から水への相変化による潜熱を利用したヒートポンプでは、大量の水が生成されるので、この水の輸送効率がポンプ全体の効率に大きな影響を及ぼすことになる⁹⁾。また氷蓄熱および氷水二相流による建物の冷暖房システムの開発なども提案されている¹⁰⁾。さらには、氷水二相流による生鮮食品の鮮度の維持なども考えられる。

さて、雪氷粒子の水力輸送システムを計画・設計する場合、特に圧力損失について熟知しておくことが肝要である。雪水二相流に関しては、圧力損失に関する実験的研究¹¹⁾¹²⁾および著者らの理論的研究^{3)~6)}などいくつか見られるが、氷水二相流の圧力損失に関しては、Sellgren⁹⁾およびKnodelら¹³⁾が実験的研究を行っているにすぎない。Sellgrenは流送実験の他に、水中における球形氷粒子(粒子径38mm)の挙動を、粒子の運動方程式を基に考察しているが、粒子の流動軌跡に関する実験結果と計算結果を合わせるために、従来より提案されている球形粒子に対する抗力係数および仮想質量係数よりもかなり大きい値($C_D=1$ および $C_A=1$)を仮定するなど理論的に不十分な点が多い。Knodelらは、氷水二相流の圧力損失を実測し、全ての実験条件において氷水二相流の圧力損失が清水流の圧力損失より小さくなる、いわゆる圧力損失低減が見られたと報告している。しかしながら、従来の雪水二相流の実験結果⁵⁾⁶⁾¹²⁾を基に氷水二相流の管内の流動を推察すると、

* 1990年1月18日受付 3月27日受理 平成元年度資源・素材学会東北支部秋季大会にて講演

1. 正会員 工博 東北大学助手 工学部資源工学科
2. 正会員 工博 東北大学助教授 工学部資源工学科
3. 正会員 工博 八戸工業大学教授 土木工学科

キーワード: 氷水二相流, 抗力係数, Basset項, 圧力損失

流速が低い範囲では氷粒子は管の上部に集中し、管壁を摺って流動するので、付加圧力損失は大きくなるはずである。すなわち、この場合には、圧力損失は清水流の圧力損失よりも大きくなり、圧力損失低減は見られないことになる。また高流速域において圧力損失が低減することは、雪水二相流の実験においても確かめられているが⁵⁾¹²⁾、Knodel らの実験では圧力損失低減の割合が約4割と非常に大きく、かつデータ数も少ないゆえ、圧力損失について十分に検討されているとはいえない。

よって、本研究は、水中における氷粒子の挙動、特に、従来の固体粒子の水力輸送において圧力損失に影響を及ぼす重要な因子の一つであると考えられている¹⁴⁾抗力係数について検討し、水中における氷粒子の運動を理論的および実験的に考察すること、さらに流送実験により圧力損失に及ぼす抗力係数の影響について検討することを目的としたものである。なお、本論文の数式で使用する記号は末尾にまとめてある。

2. 氷粒子の抗力係数

2.1 氷粒子の挙動に関する理論的考察

球形の氷粒子が静水中を浮上する際に粒子に作用する力としては、重力、浮力、抗力、仮想質量力および Basset 項による力が考えられる。この場合、氷粒子の運動方程式は(1)式のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d_s^3 \rho_s \frac{dV_s}{dt} = & -\frac{\pi}{6} d_s^3 \rho_s g + \frac{\pi}{6} d_s^3 \rho_f g \\ & - C_D \frac{\rho_f}{2} V_s^2 - C_A \frac{\pi}{6} d_s^3 \rho_f \frac{dV_s}{dt} \\ & - \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\rho_f \pi \mu} \int_{t_0}^t \frac{dV_s/d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

(1)式の右辺の項は、それぞれ重力、浮力、抗力、仮想質量力および Basset 項による力を表している。Sellgren⁹⁾は、(1)式より Basset 項を除いた運動方程式を基に粒子運動の解析を行っているが、Basset項に関する従来の研究¹⁵⁾¹⁶⁾を基に Basset 項の影響について考察すると、この場合、氷粒子の比重と清水の比重とが近い値であることから、Basset項は無視し得ないと考えられる。それゆえ、本解析ではBasset 項をも考慮に入れた(1)式を基に粒子運動の解析を行うことにする。(1)式を変形すると次式ようになる。

$$\frac{dV_s}{dt} = A_0 - B_0 \cdot C_D \cdot V_s^2 - C_0 \int_{t_0}^t \frac{dV_s/d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$A_0 = (\rho_f - \rho_s) \cdot g / (\rho_s + C_A \cdot \rho_f) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$B_0 = 3 \rho_f / [4 d_s (\rho_s + C_A \cdot \rho_f)] \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$C_0 = [9 \rho_f \sqrt{\nu / \pi}] / [d_s (\rho_s + C_A \cdot \rho_f)] \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\text{初期条件} \quad t=0 \text{ の時, } V_s=0, \quad y=0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

さて、(2)式を数値計算により解く場合、氷粒子の抗力係数を知る必要がある。Sellgrenは $C_D=1$ を提案しているが、この値は、Sellgren が解析を行った粒子径38mmの球形粒子の抗力係数としてはかなり大きな値である。抗力係数 C_D は粒子レイノルズ数の関数として定義されるべきものであり、ここでは、粒子レイノルズ数の範囲に応じて、従来より球形粒子に対して提案されている次式を用いて、抗力係数 C_D を算出することにする¹⁷⁾。

$1 \leq Res < 700$ の時

$$C_D = (24/Res) \cdot (1 + 0.15 \cdot Res^{0.687}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$700 \leq Res < 1.5 \times 10^5$ の時

$$C_D = \{ (24/Res)^{1/2} + 0.34 (Res^{0.06} + [1.72 + 0.0018 \cdot Res]^{-2}) \}^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

なお、粒子レイノルズ数は次式で与えられる。

Fig. 1 Relations among time, particle velocity and moving length of particle (sphere ice particles): Symbols show experimented results. Solid and dashed lines indicate the calculated results with and without taking into account Basset term, respectively.

Fig. 2 Relations among time, particle velocities and moving length of particle (sphere ice particles): Symbols show experimented results. Solid and dashed lines indicate the calculated results with and without taking into account Basset term, respectively.

$$Res = V_s \cdot d_s / \nu \quad \dots\dots\dots (9)$$

図1および図2は、(2)式を数値計算により解いて求めた粒子速度 V_s および移動距離 y と時間 t との関係を示したものである。ただし、後述する実験結果と比較検討を行うため、図1では粒子径を $d_s=18\text{ mm}$ 、図2では $d_s=28\text{ mm}$ とした。また仮想質量係数 C_A の値は、従来より球形粒子に対して用いられている $C_A=0.5$ を用いた¹⁸⁾。図中の実線はBasset項を考慮した場合の計算結果を、また破線はBasset項を無視した場合の計算結果を示している。なお、図中の実験結果については後述する。これらの図に示されるように、粒子速度 V_s および移動距離 y の両者にBasset項の影響が現れていることが分かる。このBasset項は抵抗力であるため、粒子の運動を妨げる作用がある。従って、Basset項を考慮した場合、加速域における粒子速度が、Basset項を考慮しない場合の粒子速度よりも小さくなっている。その結果、終速度に達するまでの時間に差が見られ、また助走距離もBasset項を考慮した方が長くなる。ただし、本計算で使用した2種類の粒子では、Basset項を考慮した場合、粒子が移動を開始してから約1.2秒程度で終速度に達しており、その時の距離は約20cmである。従って、定常状態における氷粒子の終速度および抗力係数を測定するためには、本実験の場合、20cm以上の助走距離が必要であると考えられる。

2.2 実験装置、実験方法および実験試料

図3に氷粒子の自由浮上実験に用いた装置の概略を示した。図

Fig. 3 Schematic diagram of experimental apparatus.

に示されるように、本実験装置は水を満たしたシリンダ、ビデオ撮影装置(NAC社製 HSV-400)、X-Yコーディネータ、パーソナルコンピュータ(NEC製 PC 9801)などから構成されている。

実験は、1個の水粒子をピンセットでシリンダの下部に保持した後、水粒子を静かに浮上させ、水粒子の運動をビデオカメラで撮影することにより行った。なお、この際、水粒子の比重が清水の比重に近いので、水粒子は清水の乱れの影響を大きく受けると考えられるので、水粒子をシリンダの下部に約1分間保持し、周囲の清水の乱れが小さくなった後、粒子を浮上させるように留意した。定常状態における水粒子の終速度は、2.1の結果を考慮し、約30 cmの助走距離を取った後、15 cmの測定区間を通過する際の時間をストップウォッチで測定することにより算出した。また粒子を離してから移動距離 y ($=\sum \Delta y_i$)と時間 t との関係は、撮影されたビデオ画像をX-Yコーディネータで解析することにより求めた。粒子速度 V_s と時間 t との関係の算出も試みたが、この場合は、短時間 Δt に水粒子が移動する距離 Δy_i が非常に小さく、X-Yコーディネータの分解能の限界上、データのバラツキが大きくなったため、比較的小さいデータの少ないデータを得ることのできる粒子の移動距離 y について測定を行った。なお、この場合、シリンダの側面に張付けた定規を水粒子の流動と同時に撮影し、較正用スケールとした。

次に、シリンダを取り外し、水槽の水面より50 cmの高さから水粒子を落下させ、水粒子が水中のある位置まで沈降した後、水面に浮上して来るまでの水粒子の流動をビデオ撮影した。なお、水面に進入する際の水粒子の初速度は約3.0 m/sであった。

実験に用いた水粒子の外観を図4に示した。実験には2種類の球形水粒子および砕水粒子を用いた。球形水粒子は市販のアイストレイを用いて作製し、粒子の直径は18 mmおよび28 mmである。また砕水粒子については楕円体を仮定し、その長径と短径をノギスで測定し、その体積より球等価直径を求めた結果、おおよそ7~16 mmであった。なお、水粒子の密度としては0℃の値($\rho_s = 917 \text{ kg/m}^3$)を用いた。

2.3 実験結果および考察

図5は、水中における水粒子の運動のストロボ写真である。(a)は粒子径28 mmの球形水の流動状態を、(b)は粒子径18 mmの球形水の流動状態を、(c)は非球形水(砕水粒子)の運動状態を示しており、また(d)は水面より50 cmの高さから粒子径18 mmの球形水粒子を静水中に落下させた時の粒子の流動状態を示したものである。球形水粒子は、粒子を離れた直後から、ほぼ直線的に流動(浮上)する。これに対して非球形粒子は、粒子を離れた直後は、

Fig. 4 Ice particles (sphere and non-sphere) used in this experiment.

粒子の運動方向(上昇方向)に対して安定した状態になるまで蛇行し、その後はほぼ直線的に流動することが分かる。

図6は、定常状態における水粒子の抗力係数 C_D と粒子レイノルズ数 Res との関係を示したものである。ただし、本実験の場合、粒子速度にシリンダ壁の影響が現れると考えられるので、実測した水粒子の終速度 V_{ss} を用いて、(10)式より壁面の影響の無い場合の粒子速度 V_{s0} を求め¹⁹⁾、(11)式より抗力係数 C_D の値を算出した。

$$V_{s0} = V_{ss} / [1 - (d_s/D_c)^2] \quad (10)$$

$$C_D = 4g \cdot d_s(1-S) / 3V_{s0}^2 \quad (11)$$

$$\text{ただし, } S = \rho_s / \rho_f \quad (12)$$

図中の実線は、球形粒子に対して求められた C_D-Res 曲線を示しているが²⁰⁾、球形水粒子の場合の実験結果は、この曲線にほぼ一致している。従って、水粒子が球形であるならば、Sellgrénが解析に用いている値、すなわち $C_D=1$ は必ずしも適当ではなく、従来の C_D-Res 曲線を用いるべきである。非球形の砕水粒子の場合、抗力係数は図中に斜線で示されている範囲内の値となり、本実験では $C_D=1.5 \sim 6$ の範囲内であった。比較のため、著者らが、以前に雪水二相流の流送を模擬するために用いた楕円球状のポリスチレン粒子($d_s=3.21 \text{ mm}$, $S=0.86$)の抗力係数の値を○印で示した。ポリスチレン粒子の抗力係数 C_D は3.5であり、砕水粒子の C_D にほぼ近い値を示した。

さて、図1および図2に、粒子が移動を開始してからの移動距

Fig. 5 Particle trajectories in water (sphere (a), (b), (d) : non-sphere (c)).

Fig. 6 Relation between particle Reynolds number Res and drag coefficient C_D : Solid line indicates the C_D - Res curve for sphere particles by Lapple et al.

離 y と時間との関係の実験値を○印で示した。図に示されるように、実験結果は実線で示される結果、すなわち粒子の運動に Basset 項の影響を考慮した結果に一致しており、粒子運動の解析には Basset 項は無視し得ないことが分かる。

図7は、Sellgren が行った実験結果と Basset 項を考慮した本計算結果とを比較したものである。Sellgren は、水面より 80 cm の高さの位置から粒子を静水中に落下させて粒子の流動軌跡を求めたが、その実験結果は図中に縦線で示されている。また Sellgren は、次式を用いて粒子運動の解析を行った。

$$dV_s/dt = A_0 \pm B_0 \cdot C_D \cdot V_s^2 \quad (13)$$

ただし、右辺第2項の符号は、粒子が水中に進入し、最下点に達するまでの下降時には正であり、最下点に達してから再び水面に戻って来るまでの上昇時には負である。なお、 A_0 および B_0 は、(3) および (4) 式で与えられる。Sellgren は (13) 式より粒子の流動軌跡を求め、(13) 式において $C_D = 1$ および $C_A = 1$ とすると、計算結果 (図7中の実線) と実験結果とはほぼ一致することから、氷粒子の抗力係数および仮想質量係数は、それぞれ 1 であると述べている。しかしながら、上述したように抗力係数は粒子レイノルズ数の関数として定義されるべきものであり、また Sellgren が実験を行った粒子径 38 mm の球形氷粒子の定常状態における抗力係数 C_D は、図6の結果を考慮すれば、約 0.4 程度の値になるはずで

Fig. 7 Relation between time and moving length of ice particle: Solid and dashed line indicate the calculated results by Sellgren and authors, respectively.

ある。仮想質量係数が 1 であるというのも、従来より球形粒子に対して得られている値の 2 倍である。このように、Sellgren の解析は、理論的に不十分な点が多いことから、著者らは Sellgren の実験条件を基に、Basset 項を考慮に入れた次式を用いて粒子運動の解析を行った。

$$\frac{dV_s}{dt} = A_0 \pm B_0 \cdot C_D \cdot V_s^2 - C_0 \int_0^t \frac{dV_s/d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (14)$$

ただし、初期条件は

$$t=0 \text{ の時, } V_s = V_{si} (=4.0 \text{ m/s}), y=0 \quad (15)$$

である。なお、本計算の場合、氷粒子は空気中から水中へ落下するので、(15) 式で示される初期条件を与える粒子の位置が問題となる。粒子は直径 d_s の大きさを有していることから、本研究においては実験結果との対比を行うことも考慮し、計算を実行するにあたり粒子の流動軌跡は、粒子の中心の軌跡とした。従って、水面を $y=0$ としたので、粒子の中心と水面が一致する位置を $t=0$ とした。この場合、粒子が $y=0$ から $y=d_s/2$ まで移動する間は、粒子は完全には水中に入っていないので、 A_0 は (3) 式で与えられる値とは多少異なると考えられる。しかしながら、 $y=0$ から $y=d_s/2$ まで移動するのに要する時間は極めて短いことから、全体の流動軌跡に及ぼすこの影響は小さいと考え、本計算では、粒子が空気中から水中へ進入する際の過渡状態における影響については無視することにした。(14) 式より計算される粒子の流動軌跡を図7中に破線で示した。本計算結果は Sellgren の計算結果よりも実験結果にやや近い値を示しているが、両計算結果に大きな差はない。しかしながら、本計算結果は、抗力係数 C_D を粒子レイノ

Fig. 8 Relation between time and moving length of ice particle : Solid and dashed line indicate the calculated results with and without taking into account Basset term, respectively.

ルズ数 Res の関数として求め、また仮想質量係数 C_A の値も従来より得られている値 ($C_A = 0.5$) を用い、さらに Basset 項を考慮して得られたものである。従って、本計算結果の方が理にかなっていると考えられる。そこで、本計算結果を基に、Sellgren が得た結果を定性的に考察すると、次のようになる。すなわち、Sellgren が解析に用いた運動方程式には Basset 項が含まれていないが、本計算結果より、氷粒子のように比重が 1 に近い粒子の運動には、Basset 項の影響は無視し得ないことが確かめられた。この Basset 項は粒子の運動に対して抵抗力となるが、Basset 項の考慮されていない運動方程式では粒子の運動に対する抵抗力が不足する。この不足を補うために、抵抗力係数 C_D および仮想質量係数 C_A を見掛け上、大きくすることにより、抵抗力を大きくしなければならなかったと推察される。

図 8 は、著者らが Sellgren と同様な実験を行った結果の一例

を示したものである。図中の実験結果は、水面より 50 cm の高さの位置から粒子を静水中に落下させ、粒子が水中に進入してからの粒子の位置を追跡して得られたものである。図中の実線および破線は、14 式において Basset 項を考慮した場合および無視した場合の計算結果を示したものである。この実験においても、Basset 項の影響を考慮した方が、計算結果と実験結果との一致が良いことが分かる。

3. 氷粒子の流送実験結果

3.1 実験装置、実験方法および実験試料

圧力損失に及ぼす抵抗力係数 C_D の影響について検討するため、氷粒子の流送実験を行い、圧力損失の測定を行った。図 9 は実験装置の概略を示したものである。図に示されるように、本実験装置は、混合槽、ソリッドポンプ、電磁流量計、供試管、ウォータージャケット、ビデオ撮影装置 (NAC 社製 HSV-400)、パーソナルコンピュータ (NEC 製 PC 9801)、差圧変換器などから構成されている。混合槽中の粒子はポンプにより供試管に送られ、圧力損失の測定が行われた後、再び混合槽に戻るようになっている。管内の混相流の平均流速 (以下、単に平均流速と記す) は、電磁流量計により測定した流量を管断面積で除すことにより求めた。圧力損失は、測定区間 2 m における差圧を差圧変換器により測定した。差圧変換器からの信号は動歪計、A-D コンバータを介してパーソナルコンピュータに取り込み、処理した。氷粒子の吐出体積濃度 C_V は、図中の流路切り替えバルブ ⑪ を瞬時に切り替え、管路の末端から吐出している粒子をサンプリングバケットに取り込み、その質量 G を測定して、次式により求めた。

$$C_V = (G/\rho_s) / (A \cdot V_m \cdot T) \quad (16)$$

本実験においては、吐出濃度の範囲は $C_V = 5 \sim 8\%$ であった。

圧力損失の測定と同時に、ウォータージャケットの部分で管内の流動状態をビデオ撮影し、流動状態の観察を行った。

Fig. 9 Schematic diagram of experimental apparatus.

Fig. 10 Ice particles (non-sphere) used in this experiment.

図10に、流送実験に用いた氷粒子の外観を示した。これは、サンプリングバケットに取り込んだ氷粒子の外観を写真撮影したものであり、粒子全体の質量および氷粒子の個数を計測した結果、氷粒子の平均の球等価直径は $d_s = 16.8\text{mm}$ であった。なお、本実験中は水温を約 $0 \sim 1^\circ\text{C}$ に保ち、さらに1回の測定ごとに新しい粒子を混合槽に加えることにより、流送の前後で粒子の大きさがなるべく変わらないように注意した。

3・2 実験結果および考察

図11に、圧力損失係数 ϕ とフルード数 Fr との関係を示した。なお、図中にはSellgrenの流送実験結果も併せ示した。圧力損失係数 ϕ およびフルード数 Fr は、それぞれ次式で示される。

$$\phi = (i - i_w) / (i_w \cdot C_V) \quad (17)$$

$$Fr = V_m^2 / gD \quad (18)$$

圧力損失係数 ϕ の値は、フルード数 Fr の増加とともに減少しており、これは従来の固体粒子の水力輸送における結果と同様である。しかしながら、高流速域（本実験では $Fr > 6$ ）では、圧力損失係数 ϕ は負の値を示している。これは、混相流の圧力損失が清水流の圧力損失よりも小さくなること、すなわち圧力損失低減が生じていることを意味する。固体粒子が管内に均一に分散し、均質流と見なせる場合には、圧力損失係数 ϕ は

$$\phi = S - 1 \quad (19)$$

となるので⁴⁾²¹⁾、氷粒子のような比重が1よりも小さい粒子に対しては、 $\phi < 0$ となる。しかしながら、比重が1よりも僅かに大きい粒子でも、この圧力損失低減の結果が観察されている⁴⁾²²⁾。従って、高流速域において、比重が1に近い粒子が管内にほぼ均一に分散した場合、圧力損失を低減させる作用が働くと推察される。この原因としては、粒子の存在による水粒子の渦運動の抑制が考えられるが⁴⁾、詳細は不明である。現在、この圧力損失低減

Fig. 11 Relation between Froude number Fr and pressure loss coefficient: Solid and dash-dotted line indicate the calculated results from Durand's equation using $C_D = 1.5$ and 0.47 , respectively. Dashed line indicates the calculated results from Newitt's equation.

のメカニズムの解明に向けて、粒子の速度分布等を基に渦動粘性係数について検討中である。

さて、図11中の曲線は、従来より提案されている圧力損失係数 ϕ の算定式による計算値を示している。すなわち、実線および一点鎖線は、20式で示されるDurand²³⁾の式において、抗力係数 C_D をそれぞれ、 1.5 および 0.47 とした場合の結果であり、破線は摺動流に関するNewittら²⁴⁾の式(20式)による結果を示したものである。なお、Newittらの式は摺動流の結果をよく説明し得ることが、既に高橋ら²⁵⁾およびChhabra²⁶⁾によって確かめられている。

$$\phi = 81 \Psi^{-1.5} \quad \Psi = V_m^2 \sqrt{C_D} / gD(1-S) \quad (20)$$

$$\phi = 66(1-S) gD / V_m^2 \quad (21)$$

図10に示されるように流送実験に用いた氷粒子の形状は非球形であるが、Durandの式より圧力損失係数 ϕ を計算する際に、抗力係数 C_D の値として、 $d_s = 16.8\text{mm}$ の球形氷粒子の値、すなわち $C_D = 0.47$ を用いると、計算値（一点鎖線）は実験値よりもかなり大きな値となる。これに対して、図6より $d_s = 16.8\text{mm}$ の非球形粒子の抗力係数 C_D の値を推定すると、約 1.5 となることが分かる。 $C_D = 1.5$ として20式より圧力損失係数 ϕ を計算した結果を実線で示したが、この場合は計算値と実験値とはほぼ一致している。従って、氷水二相流の圧力損失に及ぼす抗力係数 C_D の影響はかなり大きく、圧力損失の算定には、適切な抗力係数の値を用いる必要がある。

さて、20式で計算される圧力損失係数の値は必ず正の値となり、高流速における負の値を説明することはできない。高流速における負の値については、前述したように管内の水粒子の運動を詳細に検討し、流動のモデル化および渦動粘性係数などにより考察したいと考えている。なお、図中には、Newittらの式による計算値も示したが、計算値は実験値よりも大きくなった。20式は摺動層をともなう流れに対して適用されるが、氷水二相流の場合、粒子は流速の増加により容易に管内に分散するため、管壁と粒子との摩擦が小さくなる。その結果、実験値は計算値よりも小さくなったと考えられる。

4. む す び

雪氷粒子の水力輸送システムを計画・設計する場合、圧力損失について十分に検討する必要がある。従来より、圧力損失に及ぼす抗力係数の影響は大きいことが確かめられているので、本研究では、主として氷粒子の抗力係数および水中における粒子の挙動を、理論的かつ実験的に考察し、さらに氷粒子の流送実験を行った。本研究で得られた結論は以下の通りである。

1) 球形粒子に対して適用される C_D - Res 曲線を用いて、水中における球形氷粒子の運動について、理論的および実験的に検討した結果、氷粒子の運動に及ぼすBasset項の影響は非常に大きく、Basset項は無視し得ないことが確かめられた。

2) 球形氷粒子の抗力係数は、Sellgrenが報告しているような $C_D = 1$ は適当ではなく、従来から報告されている C_D - Res 曲線にほぼ一致することが確かめられた。非球形氷粒子の抗力係数は、本実験で用いた粒子径範囲($d_s = 7 \sim 16\text{mm}$)では、ほぼ $C_D = 1.5 \sim 6$ の範囲内の値となった。

3) 氷粒子の流送実験を行った結果、高流速域において、混相流の圧力損失が清水流の圧力損失よりも小さくなる、いわゆる圧力損失低減の結果が得られた。この原因としては、氷粒子の存在が水粒子の渦運動を抑制したためであると推察されるが、詳細については、今後検討していく予定である。圧力損失の低減が見られない流速範囲では、氷粒子の粒子径に応じた抗力係数を用いれば、Durandの式(20式)より圧力損失をほぼ推定し得ることが分

かった。

また、氷粒子の流動状態を肉眼観察およびビデオ撮影した結果、流速の低い範囲では、粒子同志が結合して、一つの粒子塊となって流動することが観察された。これは石炭あるいは砕石粒子などの従来の水力輸送には見られない現象であり、この粒子塊の流動については次報にて詳細に検討したい。

最後に、本実験を行うにあたりご協力いただいた、東北大学工学部資源工学科開発機械学講座の4年生佐藤孝夫氏（現トヨタ自動車(株)）にお礼申し上げる。また、本研究は一部、八戸工業大学「特定研究費」によったことを付記し、謝意を表する。

記 号

A : 管断面積	$[m^2]$
C_A : 仮想質量係数	$[-]$
C_D : 抗力係数	$[-]$
C_V : 吐出体積濃度	$[-]$
D : 供試管内径	$[m]$
D_c : シリンダ内径	$[m]$
d_s : 粒子径	$[m]$
Fr : フルード数 (18式参照)	$[-]$
G : サンプリングした粒子の質量	$[kg]$
g : 重力加速度	$[m/s^2]$
i : 混相流の水力勾配	$[-]$
i_w : 清水流の水力勾配	$[-]$
Re_s : 粒子レイノルズ数 (9式参照)	$[-]$
S : 粒子の比重	$[-]$
T : サンプリング時間	$[s]$
t : 時間	$[s]$
V_m : 管内の混相流の平均流速	$[m/s]$
V_s : 粒子の速度	$[m/s]$
V_{si} : 水面に進入する時の粒子の初速度	$[m/s]$
V_{ss} : シリンダ内の浮上粒子の終速度	$[m/s]$
V_{s0} : 壁面の影響のない場合の浮上粒子の終速度	$[m/s]$
y : 粒子の移動距離	$[m]$
μ : 清水の粘度	$[Pa \cdot s]$
ν : 清水の動粘度	$[m^2/s]$
ρ_f : 清水の密度	$[kg/m^3]$
ρ_s : 粒子の密度	$[kg/m^3]$
ϕ : 圧力損失係数 (17式参照)	$[-]$
ψ : 修正フルード数 (20式参照)	$[-]$

参 考 文 献

- 1) 川島俊夫：スラリー輸送研究会昭和63年度総会講演資料，1～8，(1988)
- 2) 白樺正高：第6回混相流シンポジウム，混相流の流動機構・流動特性，59～74，(1988)
- 3) 川島俊夫・高橋 弘・佐々木幹夫：日本雪工学会誌，No.8，3～11，(1988)
- 4) 高橋 弘・佐々木幹夫・川島俊夫：日本雪工学会誌，5〔2〕，2～17，(1989)
- 5) 高橋 弘・佐々木幹夫・川島俊夫：日本雪工学会誌，5〔4〕に掲載決定
- 6) 高橋 弘・佐々木幹夫・川島俊夫：第6回日本雪工学会論文報告集，207～212，(1989)
- 7) 梅村晃由：サイエンス，17〔3〕，66～77，(1987)
- 8) 能登文敏：日本の科学と技術'86/自然エネルギー最前線，62～67，(1986)
- 9) Sellgren, A.: Proc. Hydrotransport 10, Paper F3, (1986)
- 10) 岡田孝夫・小此木時雄・林 利雄：建築設備と配管工事，22〔11〕，127～130，(1988)
- 11) 川越信清・篠原三郎：第9回自然災害科学総合シンポジウム論文集，103～106，(1972)
- 12) 白樺正高ら：雪氷，45〔1〕，33～39，(1983)
- 13) Knodel, B. D. and France, D. M.: Int. Comm. Heat Mass Transfer, 15, 239～245，(1988)
- 14) Condolios, E. and Chapus, E. E.: Chem. Engng., 8, 131～138，(1963)
- 15) 土屋義人・渡戸健介・青山俊樹：京大防災研究所年報，12B，1～16，(1969)
- 16) 朝倉国臣・竹内信夫・渡辺慶輝：日鉱誌，99〔1144〕，457～462，(1983)
- 17) Graf, W. H.: Hydr. of Sediment Transport, 35～63，(1971)，McGraw-Hill
- 18) 例えば，椿東一郎：水理学Ⅱ，p. 66，(1978)，森北出版
- 19) 野田佳六・川島俊夫・吉沢幸雄：日鉱誌，86〔981〕，13～18，(1970)
- 20) Lapple, C. E. and Shepherd, C. B.: Ind. Engng. Chem., 32〔5〕，605～616，(1940)
- 21) Babcock, H. A.: Advances in Solid-Liquid Flow in Pipes and its Application, 125～148，(1971)，Pergamon Press
- 22) 白樺正高・徳長 靖・橋本 斉：日機論，53〔490〕，1672～1676，(1987)
- 23) Durand, R.: Int. Assoc. Res. 5th Congr. Minneapolis, 89～103，(1953)
- 24) Newitt, D. M. et al: Trans. Inst. Chem. Engrs., 33, 93～113，(1955)
- 25) 高橋 弘・野田佳六・益山 忠：日鉱誌，103〔1188〕，101～107，(1987)
- 26) Chhabra, R. P.: Int. Symp. on Hydr. Trans. of Coal and Other Minerals, 143～149，(1988)

新刊紹介

部門委員会主催/講演会資料

鉱石輸送のコストと経済性

資源経済部門委員会発行 1990 < A4・64頁・2,000円(消費税別) 送料260円 >

— 内 容 —

主催：資源・素材学会資源経済部門委員会

共催：資源・素材学会建築用原材料部門委員会，露天採掘部門委員会

日時：1990年7月6日(金)

場所：東京大学 総合研究資料館（東京都文京区本郷7-3-1）

申込先：(社)資源・素材学会

FAX 03-403-1776

1. 海外よりの鉱石の輸送費の検討について 井野口康正（日本興業銀行嘱託）
2. 製鉄資源の輸送費 大竹信彦（新日本製鐵(株)燃料部）
3. ラテライト型ニッケル鉱石輸送の経済性 直江亘昭（大平洋金属(株)資材部）
4. 砕石業の流通問題 - 「骨材の流通」における経済的合理性の追求 - 江良誠司（日本砕石協会）
5. 石灰石のカプセル輸送について 中山智博（住友セメント(株)資源事業部）
6. 宇部興産の専用道路による輸送 梅永武之（宇部興産(株)セメント・関連事業本部鉱業部）