

立坑シールド工法における坑底部掘削土砂の挙動に関する理論的考察

THEORETICAL CONSIDERATION ON THE BEHAVIOR OF EXCAVATED SOILS IN A VERTICAL SHIELD EXCAVATION METHOD

高橋 弘¹・松井 二郎²・田村 克己³

Hiroshi TAKAHASHI, Jiro MATSUI and Katsumi TAMURA

¹正会員 工博 東北大学助教授 工学研究科地球工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉01)

²東北大学大学院工学研究科地球工学専攻博士前期課程 (同上)

³日立建機株式会社 研究開発センタ (〒300-0013 土浦市神立町 650)

In order to apply the vertical shield machine for the construction of the large diameter vertical shaft, a new mechanism to carry the excavated particles on the excavated surface is necessary because the direction of excavation is equal to the direction of gravity. In the previous study, a new method to carry the excavated by the rotating wall-jet particles from the initial position to the bottom center of the vertical shaft was proposed and model experiments were carried out. In this study, the behavior of excavated particles was analyzed theoretically. It was confirmed through the analysis of the behavior of water jet and excavated particles at the bottom of the vertical shaft that the water jet in air is desirable and the cutter spoke should have an inclination angle.

Key Words: Vertical Shield Machine, Excavated Particles, Rotating Wall-Jet, Particle Trajectory

1. はじめに

一般に大口径の立坑を掘削する場合, 地中に壁を造り, 立坑の周囲を鉄板などで覆い, 内部をパワーショベルなどで掘り下げる「地中連続壁工法」が採用されることが多い¹⁾. しかし, この工法には多大な建設コストが必要であるとともに, 連続壁の構築に厳しい精度が要求されるため, 掘削機械のオペレータは常に連続的な緊張を強いられるという欠点がある. 一方, トンネルなどの横坑掘削ではシールド工法が広く用いられており, 現在ではカッター面板の方向制御のみならず, セグメントの組立も自動化されている²⁾. そこで, 大深度大口径の立坑掘削に横坑掘削では既に多くの実績のあるシールド工法を適用することが考えられる. この立坑シールド工法が可能になれば, 機械自体を低空頭(長さが短い)・軽量化できるため, 初期の発進工事が簡単になり, またセグメントの組立も自動化が可能であることから, 工期の大幅な短縮と建設コストの削減が期待できる.

この立坑シールド工法を実現するにあたり, 最大の問題点は線粉(掘削時に岩盤が破碎されて生じる岩石粒子. 以下, 掘削粒子と記す)を如何にして坑外に排出するかである. 横坑シールドでは重力の方向と進行方向が直交しているため, 掘削粒子はチャンバー下部に集中する. 従って, この部分に排泥管を設置し, ポンプで坑外に排出すればよい. しかし, 立坑シールドでは重力の方向と進行方向が一致しているため, 何らかの排泥機構を設置しなければ, 円滑な排泥は期待できない. すなわち, 実現されれば大きなメリットが期待

できる立坑シールド工法であるが, その成否は掘削粒子の排出機構の確立にあると言っても過言ではない.

著者らは, 噴流による掘削粒子の搬送を考え, 図-1に示すような立坑シールド掘進機を想定して, 既に模型実験を行った. その結果, 掘削粒子は主として噴流の最も流速の速い部分で搬送され, また坑底面では気中液噴流が発生するように送水流量および排出流量を調整すべきであることを確認した³⁾.

本研究では, 坑底面における噴流および掘削粒子の挙動について理論的に考察し, 立坑シールド工法における排泥機構の確立の一助とすることを目的とする.

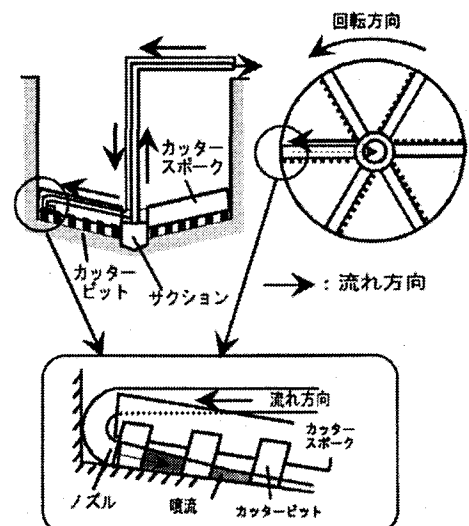


図-1 提案する立坑シールド工法

2. 噴流の速度分布について

ここでは坑底部における気中液噴流について考察を行う。ノズルから噴出される噴流は、広がりながら流下するので、噴流全体について考察することが望ましい。しかし、坑底面はすり鉢状になっており、噴流はその面に沿って流下する、いわゆる壁面噴流になり、さらに回転成分を有するため噴流全体の速度分布を考察することはかなり難しい。また掘削粒子は主として噴流の最も速度の速い部分で搬送され、その速度の速い部分から掘削粒子が外れると、粒子はすぐにその位置に停止してしまうことが実験により確認された。つまり周辺の噴流は、掘削粒子の搬送にはほとんど寄与していない。そこで、ここではノズル吐出口の中心軸を通る鉛直面を含む単位幅領域より噴出する微少流体塊の挙動を基に、最大流速について検討する。つまり、坑底面上に広がる噴流中心部近傍の最も流速の速い部分について考察する。

ノズルは坑底面の鉛直上方にあるため流体塊はノズルから放出された後、坑底面に向かって自由落下する。流体塊は坑底面に衝突した後、坑底面の摩擦を受けながら中心部方向に流下する。噴流の流れの状態として図-2に示すように4つの領域に分割して検討を行う。

- I：ノズルの下端より微少流体塊が放出され、その鉛直上方にはノズルがある領域
- II：ノズルの上端より微少流体塊が放出された直後から、Iにおいてノズルの下端から放出された微少流体塊が坑底部に衝突するまでの領域
- III：ノズルの下端から放出された微少流体塊が坑底面に落下した地点から、噴流の厚みがほぼ一定になる地点までの領域
- IV：III以降の領域

まず領域Iにおいてノズルの下端から放出される微少部分の速度について検討する。座標系を図-3に示すように定義する。図中のLはカッタースポークの長さを示す。ノズルの下端のX,Zの初期座標を (x_{01}, z_{01}) とする。ノズルの下端から噴出される噴流の微少部分の自由落下に関する運動方程式は、次のようになる。

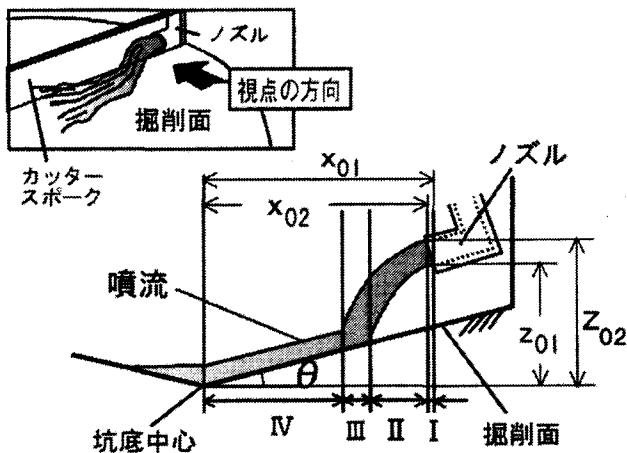


図-2 噴流の模式図

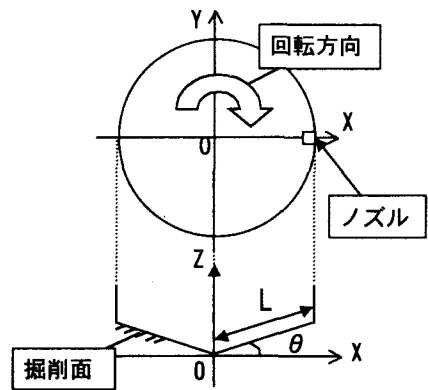


図-3 座標軸の定義

$$m \frac{du_l}{dt} = 0, \quad m \frac{dv_l}{dt} = 0, \quad m \frac{dw_l}{dt} = -mg \quad (1)$$

m は微少流体塊の質量、 u_l 、 v_l および w_l はそれぞれX,YおよびZ方向の噴流速度、 g は重力加速度である。微少流体塊のX方向の初速度は、「送水流量をノズルの断面積で除して得られる噴流のX方向の初速度 V_{lx0} 」に等しく、Y方向の初速度は、中心軸からノズル口の下端までの距離 x_{01} とカッタースポークの回転速度 ω の積 $x_{01}\omega$ で与えられる。またZ方向の初速度は0である。

領域IIにおいてノズルの上端から噴出される噴流の微少部分の自由落下に関する運動方程式は、(1)式と同様に次式で与えられる。

$$m \frac{du_h}{dt} = 0, \quad m \frac{dv_h}{dt} = 0, \quad m \frac{dw_h}{dt} = -mg \quad (2)$$

u_h 、 v_h および w_h は、X,YおよびZ方向の噴流速度である。また微少流体塊のX方向の初速度は、Iと同様に「送水流量をノズルの断面積で除して得られる噴流のX方向の初速度 V_{lx0} 」に等しく、Y方向の初速度は、中心軸からノズル口の上端までの距離 x_{02} とカッタースポークの回転速度 ω の積 $x_{02}\omega$ で与えられる。またZ方向の初速度は0である。

IIIおよびIVの領域では、開水路におけるエネルギー方程式を基に噴流速度について検討する⁴⁾。この領域においては、坑底面から噴流の上端までの鉛直方向距離を水深 h とすると、図-4に示すように座標X,Yにおける、坑底中心部を基準面とする流れのエネルギー H は次式で与えられる。

$$H = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2g} + \frac{P}{\rho_w g} + z \quad (3)$$

ここに、 u, v, w はそれぞれ噴流の微少流体塊のX,Y,Z方向の速度、 P は圧力、 ρ_w は流体の密度である。本研究で対象とする気中液噴流については、圧力分布は静水圧分布であると仮定すると、圧力ヘッドは水深 h を用いて次式で表される。

$$P / \rho_w g = h + s - z \quad (4)$$

ここで、 s は坑底面の高さである。従って、(3)式は次式のように表される。

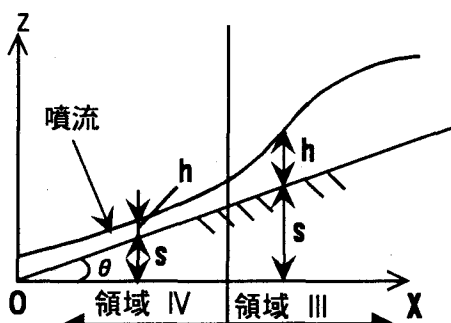


図-4 領域Ⅲ、Ⅳにおける噴流の模式図

$$H = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2g} + h + s \quad (5)$$

(5)式の左辺および右辺第1項をsからhまで、右辺第2項を基準面からhまで、右辺第3項を基準面からsまで積分する。また左辺、右辺第1項および第2項をhで、右辺第3項をsでそれぞれ除して各項の断面平均をとると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \int \frac{Hdz}{h} &= \int \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2gh} dz + \int \frac{hdz}{h} + \int \frac{sdz}{s} \\ &= \int \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2gh} dz + h + s \end{aligned} \quad (6)$$

(6)式の右辺の第1項は次式のように変形できる。

$$\int \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2gh} dz = \frac{\beta_x V_{fx}^2 + \beta_y V_{fy}^2 + \beta_z V_{fz}^2}{2g} \quad (7)$$

V_{fx}, V_{fy} および V_{fz} はそれぞれ X, Y および Z 方向の流体の平均断面流速であり、これが噴流の微小流体塊の速度である。 β_x, β_y および β_z は次式で表される係数である。

$$\beta_x = \frac{\int u^2 dz}{V_{fx}^2 h}, \beta_y = \frac{\int v^2 dz}{V_{fy}^2 h}, \beta_z = \frac{\int w^2 dz}{V_{fz}^2 h} \quad (8)$$

β_x および β_y は流体の速度分布が対数分布の場合ほぼ1となる。Z方向の平均断面流速である V_{fz} に関してはその検討例が見受けられないため、 $\beta_z V_{fz}^2$ をノズルの上端から放出される微小流体塊のZ方向速度 w_h および補正值 α を用いて次式のように改めて定義する。

$$\beta_z V_{fz}^2 = \alpha^2 w_h^2 \quad (9)$$

Z方向における噴流速度は、坑底部に接するところで0であり、水表面において最大値をとる。水深が大きいときに断面全体のZ方向速度を考えると坑底部付近の速度は無視することができるとして α はほぼ1になる。

改めて断面平均のエネルギーをHとすると(6)式は(11)式のように表される。

$$\int H dz / h = H \quad (10)$$

$$H = \frac{\beta_x V_{fx}^2 + \beta_y V_{fy}^2 + \alpha^2 w_h^2}{2g} + h + s \quad (11)$$

(11)式をX, Y, Z方向にそれぞれ偏微分すると、(12)式、(13)式および(14)式がそれぞれ得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial x} &= \frac{\beta_x V_{fx}}{g} \frac{\partial V_{fx}}{\partial x} + \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \frac{\partial V_{fy}}{\partial x} + \frac{\alpha^2 w_h}{g} \frac{\partial w_h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial x} \\ &= \frac{\beta_x V_{fx}}{g} \frac{\partial V_{fx}}{\partial x} + \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \frac{\partial V_{fy}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\alpha^2 w_h}{g} \frac{\partial w_h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial x} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial y} &= \frac{\beta_x V_{fx}}{g} \frac{\partial V_{fx}}{\partial y} + \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \frac{\partial V_{fy}}{\partial y} + \frac{\alpha^2 w_h}{g} \frac{\partial w_h}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial s}{\partial y} \\ &= \frac{\beta_x V_{fx}}{g} \frac{\partial V_{fx}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial y} + \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \frac{\partial V_{fy}}{\partial y} + \frac{\alpha^2 w_h}{g} \frac{\partial w_h}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial s}{\partial y} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial z} &= \frac{\beta_x V_{fx}}{g} \frac{\partial V_{fx}}{\partial z} + \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \frac{\partial V_{fy}}{\partial z} + \frac{\alpha^2 w_h}{g} \frac{\partial w_h}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{\partial s}{\partial z} \\ &= \frac{\alpha^2 w_h}{g} \frac{\partial w_h}{\partial z} \end{aligned} \quad (14)$$

(14)式において、 V_{fx}, V_{fy} は断面平均の速度のため、 $\partial V_{fx} / \partial z, \partial V_{fy} / \partial z$ は0とする。一方、マンニングの式を用いると、エネルギー勾配Iと単位幅あたりの流量qの関係は次式で表される。

$$q = \frac{h^{5/3} I^{1/2}}{N}, \quad I = \frac{q^2 N^2}{h^{10/3}} \quad (15)$$

$$q = h \sqrt{V_{fx}^2 + V_{fy}^2} \quad (16)$$

ここでNは粗度係数である。エネルギー勾配Iは流体の進行方向に負の値をとる。微小流体柱はX, Z方向には負の方向に進み、Y方向には正の方向に進むため、Iは次式で表される。

$$I = \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} \quad (17)$$

また、連続の式は次式で表される。

$$\frac{\partial V_{fx}}{\partial x} + \frac{\partial V_{fy}}{\partial y} + \alpha \frac{\partial w_h}{\partial z} = 0 \quad (18)$$

(12)式ないし(18)式より次式が得られる。

$$\frac{\partial V_{fx}}{\partial x} = \frac{K_1}{K_2} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} K_1 &= I + \frac{\alpha \beta_y V_{fy}}{g} \frac{\partial w_h}{\partial z} \left(\frac{\partial y}{\partial x} - 1 \right) - \frac{\alpha^2 w_h}{g} \left(\frac{\partial w_h}{\partial x} - \frac{\partial w_h}{\partial y} + \frac{\partial w_h}{\partial z} \right) \\ &\quad - \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial s}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

$$K_2 = \frac{\beta_x V_{fx}}{g} \left(1 - \frac{\partial x}{\partial y} \right) + \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \left(1 - \frac{\partial y}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial V_{fy}}{\partial y} = \frac{K_3}{K_4} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} K_3 &= I - \frac{\alpha \beta_x V_{fx}}{g} \frac{\partial w_h}{\partial z} \left(\frac{\partial x}{\partial y} - 1 \right) - \frac{\alpha^2 w_h}{g} \left(\frac{\partial w_h}{\partial x} - \frac{\partial w_h}{\partial y} + \frac{\partial w_h}{\partial z} \right) \\ &\quad - \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial s}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

$$K_4 = -\frac{\beta_x V_{fx}}{g} \left(1 - \frac{\partial x}{\partial y} \right) - \frac{\beta_y V_{fy}}{g} \left(1 - \frac{\partial y}{\partial x} \right)$$

(19)式および(20)式を基に領域Ⅲ～Ⅳにおける噴流の

微小流体柱の速度を求める。

さて、X方向の水深の変化は、紙面の関係上詳細は省略するが、すり鉢状の坑底形状などを考慮に入れ、次式を算出した。

$$\partial h / \partial x = K_5 / K_6 \quad (21)$$

$$K_5 = \frac{h(h-h_1)\tan\theta}{\sqrt{h^2+2xh\tan\theta}} + \frac{h_1h\tan\theta}{\sqrt{h_1^2+2xh_1\tan\theta}}$$

$$K_6 = \frac{(h+x\tan\theta)(h_1-h)}{\sqrt{h^2+2xh\tan\theta}} - \sqrt{h^2+2xh\tan\theta} - \sqrt{h_1^2+2xh_1\tan\theta}$$

また、Y方向の水深の変化は次式により得られる。

$$\frac{\partial h}{\partial y} = -\frac{\partial s}{\partial y} = -\frac{y\tan\theta}{\sqrt{x^2+y^2}} \quad (22)$$

坑底の高さ s およびその坑底勾配は、それぞれ次式で表される。

$$s = \tan\theta\sqrt{x^2+y^2} \quad (23)$$

$$\frac{\partial s}{\partial x} = \frac{x\tan\theta}{\sqrt{x^2+y^2}}, \quad \frac{\partial s}{\partial y} = \frac{y\tan\theta}{\sqrt{x^2+y^2}} \quad (24)$$

次に Z 方向の速度について検討する。Ⅲの領域において、 Z 方向の速度 w_h は、(2)式を積分することにより得られる。Ⅳの領域においては、 w_h に関する項は以下の様に定義する。ただし、本領域では噴流の厚さは薄く、ほぼ一定と考え、 z を独立変数 x 、 y および傾斜角 θ の関数とする。

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial x}, \quad w_h = \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t}, \quad \frac{\partial w_h}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial w_h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial z}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} \right), \quad \frac{\partial w_h}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right) \quad (25)$$

カッタースポークの傾斜角 θ が 0 度の場合には、 $\partial h / \partial x$ 、 $\partial s / \partial x$ 、 $\partial z / \partial x$ および $\partial z / \partial y$ は 0 となる。また、断面全体の Z 方向速度を考えるとⅣの領域では水深が非常に小さくなり、坑底部付近の速度は無視することができなくなるため、 α に適切な値を用いる必要がある。本研究では、この α の値を理論的に求めることは困難であったため、先に報告した実験結果と計算結果がなるべく一致するように、 $\alpha=0.1$ と仮定した。以上で検討した諸式を(19)式および(20)式に代入してⅢおよびⅣの領域における噴流の微小流体柱の速度 V_{fx} および V_{fy} を差分法により計算し、 $V_f = \sqrt{V_{fx}^2 + V_{fy}^2}$ より噴流速度 V_f を算出した。

計算結果の一例を図-5 示す。計算に用いた条件は、既に行われた実験条件と同じに設定した。すなわち、立坑の直径を 0.5m、カッタースポークの傾斜角を 0 度および 10 度、カッタースポークの回転数を 2.1 および 2.8rpm、送水流量を 2.6、3.2 および $3.8 \times 10^{-5} \text{m}^3/\text{s}$ とした。ここでは、実験結果との比較検討を通して本モデルの妥当性を検討するため、傾斜角は 0 度および 10 度の 2 通りで計算した。先に報告した実験では、掘削土砂の排出という点からは、カッタースポークに傾斜

角をつけた方がよいという結論を得たが、カッタースポークの傾斜角が大きすぎると機械自体の長さが大きくなり、初期の発進工事のコストを軽減するメリットが失われてしまう。そこで、カッタースポークには傾斜角をつけるものの、可能な限り小さくする必要がある。10 度は傾斜角の最大値と考えられるため、本計算においても 0 度 10 度の 2 通りで計算を行った。

さて、図中の実験点は、噴流に混じたトレーサ粒子(比重 0.96、直径約 2mm の球形ポリスチレン粒子)の速度をプロットしたものである。比重がほぼ 1 であり、直径も 2mm 程度であるので、トレーサ粒子はほぼ流体に追従して運動すると考え、このトレーサ粒子の速度を噴流の速度にほぼ等しいと考える。すなわち、実験点は、噴流が広がっている全範囲内の噴流速度を示している。噴流は、 X - Y 平面内で速度分布を有するとともに、 Z 方向にも速度分布を有するが、本研究では、 Z 方向に対しては、断面内で平均した代表流速で考察している。噴流の広がり方向には速度分布があるが、その分布の中で最大流速の部分しか掘削土砂の搬送に寄与していないので、本研究では横方向の噴流の広がりの中で最大流速の部分についてのみ考察した。従って、計算値は、実験値が分布している上限を示せばほぼ妥当ということになるが、図中の実線で示される噴流速度の計算結果は、実験値が分布している範囲の上限にほぼ一致しており、噴流内の最大流速を表していると考えられ、本モデルはほぼ妥当と考察される。

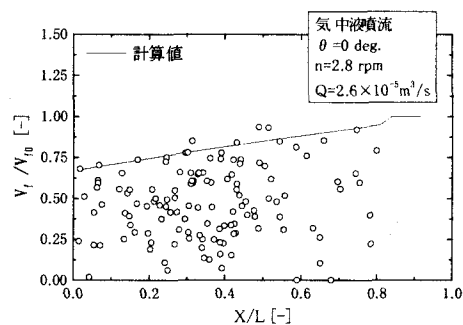


図-5 噴流速度の実験値と計算値との比較

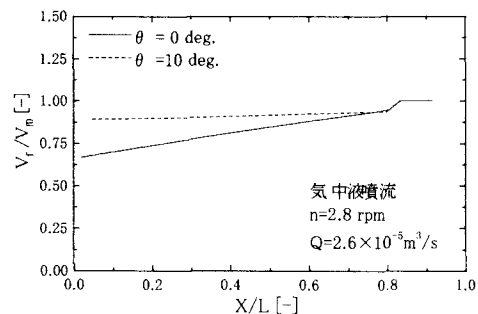


図-6 噴流速度に及ぼすカッタースポークの傾斜角の影響

図-6 は、カッタースポークの角度、すなわち坑底面の角度が 0 度および 10 度の場合における噴流速度の計算値の比較を示したものである。傾斜角 10 度の場合は、

坑底中心に向かう噴流の平均速度はあまり減少せず、掘削粒子の搬送には非常に有効であると考えられる。

3. 単一掘削粒子の挙動

ここでは噴流中の単一掘削粒子の挙動について考察する。簡単のため、粒子を球と仮定し、噴流領域Ⅰ～Ⅳのうち、ⅠおよびⅡの領域では噴流が坑底面に接していないため、掘削粒子は運搬されないとする。図-7に示すように粒子に衝突するXおよびY方向の噴流の速度を V_{0x}, V_{0y} とする。また、それぞれの方向の流体抗力を F_{Dx} および F_{Dy} とし、それぞれの方向の摩擦力を F_{fx} および F_{fy} とし、粒子に作用する重力成分を F_{gx} および F_{gy} とすると、XおよびY方向の粒子の運動方程式はそれぞれ次式で示される。

$$(\pi/6)d_s^3 \rho_s (dV_{sx}/dt) = F_{Dx} + F_{gx} - F_{fx} \quad (26)$$

$$(\pi/6)d_s^3 \rho_s (dV_{sy}/dt) = F_{Dy} + F_{gy} - F_{fy} \quad (27)$$

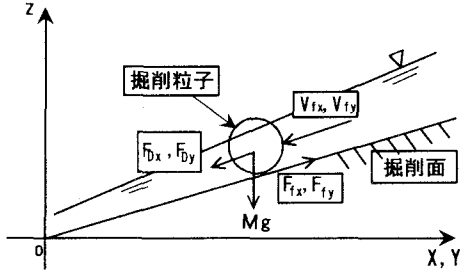


図-7 掘削粒子に作用する力

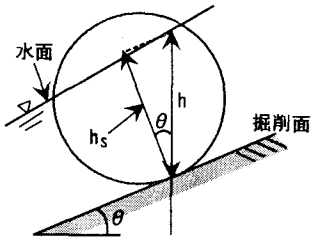


図-8 掘削粒子に衝突する噴流の水深

ここに、 V_{sx}, V_{sy} はそれぞれ掘削粒子のXおよびY方向の速度、 d_s は粒子の直径、 ρ_s は粒子密度である。ここで、水深について考慮すると、図-8に示すように、前章で求めた噴流速度のモデルにおける水深 h は、掘削面の法線方向とは一致しない。そこで粒子に対する噴流の水深 h_s を次式で近似する。

$$h_s = h \cos \theta \quad (28)$$

θ は坑底面の傾斜角度、すなわちカッタースポークの角度である。噴流中にある粒子の流れ方向への投影面積を A_s とし、また噴流中の粒子体積を V とする。

水深 h_s が $h_s \geq d_s$ の場合、 A_s および V は次式で表される。

$$A_s = \left(\pi d_s^2 / 4 \right) \quad (29)$$

$$V = \left(\pi d_s^3 / 6 \right) \quad (30)$$

$h_s < d_s$ の場合は、 A_s に対しては次の2通りに分けて考える。

1) $h_s > d_s/2$ の場合：

$$A_s = \frac{\pi d_s^2}{4} \frac{(2\pi - \psi)}{2\pi} + \frac{1}{2} \left(\frac{d_s}{2} \right)^2 \sin \psi \quad (31)$$

2) $h_s \leq d_s/2$ の場合：

$$A_s = \frac{\pi d_s^2}{4} \left\{ 1 + \frac{(2\pi - \psi)}{2\pi} \right\} - \frac{1}{2} \left(\frac{d_s}{2} \right)^2 \sin \psi \quad (32)$$

ただし ψ は次式で与えられる。

$$\psi = \arccos \left[\left\{ \frac{d_s^2}{4} - 4h_s \frac{d_s}{2} + 2h_s^2 \right\} / \frac{d_s^2}{4} \right] \quad (33)$$

また、噴流中の粒子の体積 V は、1)および2)の場合ともに、次式で与えられる。

$$V = \pi [(d_s h_s^2 / 2) - (h_s^3 / 3)] \quad (34)$$

さて、流体抗力 F_{Dx}, F_{Dy} および重力成分と摩擦力との差はそれぞれ以下の式で表される。

$$F_{Dx} = C_D (\rho_f / 2) (V_{0x} - V_{sx})^2 A_s \quad (35)$$

$$F_{Dy} = C_D (\rho_f / 2) (V_{0y} - V_{sy})^2 A_s \quad (36)$$

$$F_{gx} - F_{fx} = Mg \cos \varphi_x (\sin \varphi_x - \mu \cos \varphi_x) \quad (37)$$

$$F_{gy} - F_{fy} = Mg \cos \varphi_y (\sin \varphi_y - \mu \cos \varphi_y) \quad (38)$$

$$M = \rho_s (\pi d_s^3 / 6) - \rho_w V \quad (39)$$

ただし、 ρ_f は流体の密度、 C_D は抗力係数、 μ は粒子と掘削面との間の摩擦係数である。また φ_x および φ_y は次式で与えられる。

$$\varphi_x = \arctan(ds/dx) \quad \varphi_y = \arctan(ds/dy) \quad (40)$$

従って、粒子の運動方程式は次式のようにになる。

$$\frac{dV_{sx}}{dt} = \left(\frac{6}{\pi d_s^3 \rho_s} \right) \{ C_D \frac{\rho_w}{2} (V_{0x} - V_{sx})^2 A_s - Mg \cos \varphi_x (-\sin \varphi_x + \mu \cos \varphi_x) \} \quad (41)$$

$$\frac{dV_{sy}}{dt} = \left(\frac{6}{\pi d_s^3 \rho_s} \right) \{ C_D \frac{\rho_w}{2} (V_{0y} - V_{sy})^2 A_s - Mg \cos \varphi_y (-\sin \varphi_y + \mu \cos \varphi_y) \} \quad (42)$$

(41)式および(42)式中の V_{0x} および V_{0y} は、掘削粒子の位置におけるX方向およびY方向の噴流の速度である。ところで、掘削粒子の位置と噴流の最大流速の位置が一致する場合、前章で求めた V_{fx} および V_{fy} を用いて、 $V_{0x}=V_{fx}, V_{0y}=V_{fy}$ としてよい。しかし、掘削粒子の位置は、必ずしも噴流の最大流速の位置と一致するとは限らない。そこで、最大流速の位置からずれた位置でのXおよびY方向の噴流速度 V_{0x} および V_{0y} を以下のように仮定して求めることにした。

図-9に示すように、噴流は進行方向に対して垂直な断面においては、ノズルの管径 D の距離までは前節で求めた流体塊の速度すなわち噴流の最大流速を維持すると仮定する。また、進行方向に垂直な断面における噴流の幅を $2B$ 、進行方向に垂直な断面における噴流の最高速度を有する領域の中心線からの距離を x_s 、その位置における水深を h_{s1} とし、 x_s が D よりも大きい範囲では、

とする。このとき、B-Dを底辺、hを高さとする三角形と、B-x_sを底辺、h_{s1}を高さとする三角形は相似であるから次式が成り立つ。

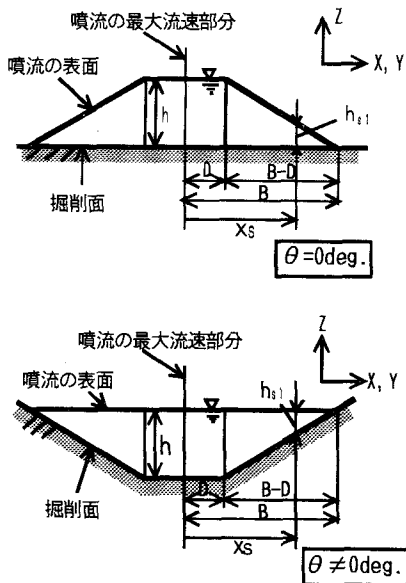


図-9 噴流の広がり方向における水深の模式図

$$h_{s1}/h = (B - X_s)/(B - D) \quad (43)$$

また、進行方向に対して垂直な断面の面積は、ノズルの断面積と等しいと仮定すると、噴流の半値幅 B は次式で与えられる。

$$B = (\pi D^2 / 4 - Dh)(2/h) + D \quad (44)$$

(43)式を(42)式に代入して得られる水深h_{s1}とhの比が、噴流の最大流速とその最大流速を有する位置から進行方向に対してx_s離れた位置の噴流速度の比に等しいとする。このとき、最大流速を有する領域の中心線から進行方向に対してx_s離れた位置におけるXおよびY方向の噴流速度をそれぞれV_{0x}およびV_{0y}とし、以下の式により算出した。

$$V_{0x} = V_{fx}(h_{s1}/h) = (B - X_s)/(B - D)V_{fx} \quad (45)$$

$$V_{0y} = V_{fy}(h_{s1}/h) = (B - X_s)/(B - D)V_{fy} \quad (46)$$

以上の諸式を用いて単一掘削粒子速度を計算した。ただし、粒子の直径は実験と同様に4mmおよび7mmとし、抗力係数は実験を行うにあたり計測した値である1.3(4mm)および1.25(7mm)を用いた。また摩擦係数も同様に計測した値0.67(4mm)および0.6(7mm)をそのまま用いた。図-10に掘削粒子速度の実験値と計算値との比較を示した。掘削粒子は坑底面上に分布しており、粒子速度の実験値と計算値の比較が困難であったため、粒子の位置がX軸上に来るように回転移動し、坑底中心に向かう半径方向の位置と粒子速度との関係として図示してある。ここでは、図面が煩雑になるので、ノズルの出口から坑底中心までの距離を4等分する点3箇所に粒子を設定し、初速度0の状態から計算した粒子速度を示す。粒子速度は速度0の状態から急激に立ち上がり、下流方向に進むにつれて減少している。粒子速度が0になると、その位置で掘削粒子が停止することを意味しているため、坑底中心まで搬送されず、

掘削粒子を排出し得ないことになる。従って、掘削粒子速度が坑底中心で0以上を示す送水流量を計算により求めることにより、排泥に必要な送水流量を求めることが可能になると考えられる。

図-11にカッタースポークの傾斜角度が0度および10度の場合の気中液噴流における掘削粒子速度の計算値を示した。傾斜角が10度の場合は、掘削粒子速度は0から急激に立ち上がった後、粒子速度をほとんど減少させることなく下流方向に移動する。従って、立坑シールド掘進機全体の長さは多少長くなってしまいが、カッタースポークは水平よりも傾斜をつけた方が円滑な排泥という意味では望ましいと結論できる。

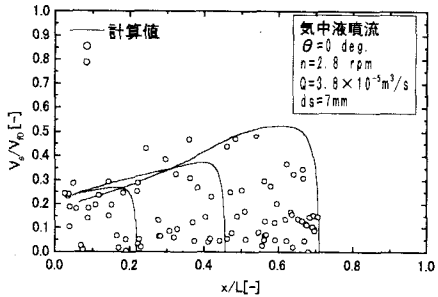


図-10 掘削粒子速度の実験値と計算値との比較

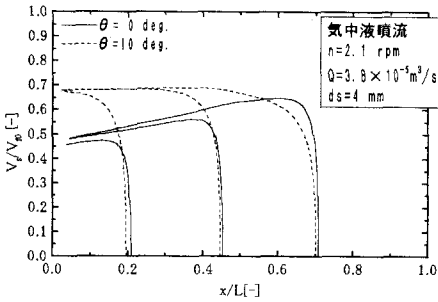


図-11 掘削粒子速度に及ぼすカッタースポーク傾斜角の影響

4. むすび

坑底面における噴流および掘削粒子の挙動について理論的に考察を行い、先に行われた模型実験における結果との比較検討を行った。その結果、実験値と計算値とはほぼ一致し、本研究で示したモデルはほぼ妥当であることが確かめられた。今後は掘削粒子群の挙動と排泥効率について理論的に考察する予定である。

参考文献

- 1) 室 達朗：最新建設施工学，朝倉書店，pp.152-155, 1996.
- 2) 山森 規安：シールド総合施工管理システムの開発・実用化，第5回建設ロボットシンポジウム論文集，pp.273-280, 1995.
- 3) 高橋 弘ら：新立坑シールド工法における排泥機構に関する研究，資源・素材学会春季大会講演集，pp.63-634, 2000.
- 4) 椎貝 博美：流体力学ノート6. 開水路の運動方程式，ながれ，Vol.13，pp.241-243, 1994.

(2000.10.2 受付)