662.933.4

空気散布式給炭機に関する研究 (第 1 報)

(水平管内における粒子の加速ならびにその飛散距離について)*

菅原 菅雄** 吉川 進三*** 新居 健司****

Research on the Pneumatic Spreader Stoker (1st Report)

(On the Acceleration of Particle in a Horizontal Pipe and its Flying Distance)

by Sugao SUGAWARA, Sinzō KIKKAWA and Kenji NIHORI

This research is a part of the investigation on the pneumatic spreader stoker, which conveys the slacks with air (or steam) through the conveying pipe to the nozzle, and spreads them on a fire grate. In this paper, we theoretically analysed the accelerating state in a horizontal pipe and the flying distance on a fire grate of a particle, on the following assumptions.

1. The frictional force acting on a particle in a horizontal pipe, increases exponentially with time.
2. The jet stream does not diffuse, and the width of jet stream remains constant as nozzle-exit.
3. A particle is horizontally injected at nozzle-exit.

Next, we studied them experimentally for several kinds of particles, and compared the theoretical results with experimental ones.

1. 緒 言

空気散布式給炭機とは空気 (あるいは燃焼ガスと空気との混合体, あるいは蒸気) を用いて粉炭を輸送し, かつこれをノズルから燃焼室内に噴出させて燃焼させるものである。したがって, この給炭機を使用して石炭を火格子上に一様に散布させて効率よく燃焼させるためにも, また輸送管に沿った圧力降下を計算するためにも, 石炭粒子の管内加速状態および燃焼室内における飛散状況を知ることが必要である。粒子の空気輸送に関しては従来からも多くの研究がなされているが, 数十, 数百メッシュというような微粉を対象としたものが多く, また比較的大きな粒子に関する研究も, その大部分が粒子速度が定常に達してからの場合を取り扱っている。加速域を取り扱った論文にしても, 管壁と粒子との間の摩擦力を無視したもの⁽¹⁾やあるいは常に一定の摩擦力が作用すると仮定して解いたもの⁽²⁾はあっても, 摩擦力を時間の関数として解析した論文はごく少い⁽³⁾。本研究は粒子と管壁面との反発による

摩擦力を時間に関する指数関数として表わして, 粒子の水平管内における加速運動を解析し, また燃焼室内における粒子の飛散状態についても簡単な仮定のもとに解析を行い, 実験結果と比較し検討した。

2. 解 析

2・1 水平管内における粒子加速 粒子重量を G , 水平方向座標を ξ , 流体の比重量を γ_F , 流体の流動方向への粒子投影断面積を S , 流体の平均流速を u_F とすると, 粒子が管内を完全に浮遊して運ばれる場合は次の運動方程式が成立する。

$$\frac{G}{g} \ddot{\xi} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_D \cdot \gamma_F \cdot S}{g} (u_F - \dot{\xi})^2$$

粒子を半径 r なる球として取り扱うと $G = (4/3)\pi r^3 \gamma_s$, $S = \pi r^2$ であるから上式は次のように書き換えられる。

$$\left. \begin{aligned} \ddot{\xi} &= \kappa (u_F - \dot{\xi})^2 \\ \kappa &= \frac{3C_D \cdot \gamma_F}{8r\gamma_s} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ただし, γ_s は粒子の比重量である。レイノルズ数の相当大きい範囲内 ($Re = 4 \times 10^2 \sim 8 \times 10^3$) では石炭のような形状の不規則な粒子の抗力係数はだいたい一定とみなしてよいから⁽⁴⁾, (1) 式で定義した κ の値は輸送流体の比重量 γ_F さえ決まればその粒子に特有な値で, その粒子が加速される度合を規定する量であ

* 昭和 31 年 3 月 20 日 関西支部第 31 期定時総会講演会および昭和 31 年 10 月 15 日 第 6 回応用力学連合講演会において講演。

** 正員, 京都大学工学部。

*** 准員, 京都大学工学部。

**** 准員, 川崎航空機工業会社。

る。(1) 式を $t=0$ で $\dot{\xi}=0$, $\xi=0$ という初期条件のもとに積分するとそれぞれ次式を得る。

$$\dot{\xi} = u_F - \frac{u_F}{\kappa u_F t + 1} \quad (2)$$

$$\xi = u_F t - \frac{1}{\kappa} \log_e \{ \kappa u_F t + 1 \} \quad (3)$$

(2), (3) 式から時間 t を消去すると次式を得る。

$$\kappa \xi = \frac{u_F}{u_F - \dot{\xi}} - \log_e \left\{ \frac{u_F}{u_F - \dot{\xi}} \right\} - 1 \quad (4)$$

次に粒子が管底面をすべりながら輸送される場合には次の運動方程式が成立する。

$$\ddot{\xi} = \kappa (u_F - \dot{\xi})^2 - f_c g \quad (5)$$

ここに f_c は粒子と管底面との摩擦係数である。

(5) 式を先と同じ初期条件のもとに積分すると次の結果を得る。

$$\dot{\xi} = u_F - u_0 \frac{e^{2t\sqrt{\kappa f_c g}} + \frac{u_F - u_0}{u_F + u_0}}{e^{2t\sqrt{\kappa f_c g}} - \frac{u_F - u_0}{u_F + u_0}} \quad (6)$$

$$\xi = (u_F + u_0)t - \frac{1}{\kappa} \log_e \frac{e^{2t\sqrt{\kappa f_c g}} - \frac{u_F - u_0}{u_F + u_0}}{1 - \frac{u_F - u_0}{u_F + u_0}} \quad (7)$$

ただし,

$$u_0 = \sqrt{\frac{f_c g}{\kappa}}$$

しかし, 実際には粒子は第1図に示すように管底面との反発を繰返しながら輸送される。粒子と管底面との摩擦力は反発の度に作用し, それ以外の時間には作用しないから, 摩擦力は, 粒子落下の瞬間は0で, その後時間とともに増加するものと考えられる。第1図に示すように粒子の最初の高さを H_0 とし, 管底面と粒子との間の反発係数を φ とすると, 反発と反発との時間的間隔は $\varphi^k \sqrt{g/2H_0}$ に比例して減少する。したがって, 粒子と底面との間に作用する摩擦力は近似的に t の増加とともに $(1 - \varphi^k \sqrt{g/2H_0})$ に比例して増加すると考えられるので, この場合の運動方程式は次式で与えられる。

$$\ddot{\xi} = \kappa (u_F - \dot{\xi})^2 - (1 - \varphi^k \sqrt{g/2H_0}) f_c g \quad (8)$$

$k = \text{定数}$

この式を解析的に解くことは困難であるから, 数値積分法によらねばならない。

2.2 粒子の飛散距離 次に加速管を出てからの粒子の運動を考える。第1図に示すようにあらためて $x-y$ 軸をとる。管を出てから x の比較的小さい間は, 噴流はほぼ x に比例して広がる。しかしこのように考えて噴流中の粒子の運動状態を厳密に解くことは困難であるので, 簡単のために, 噴流は広がらないでそのままの幅で進むものと仮定する。そうすると噴流内の粒子の運動に関しては完全浮遊の(1)式が成立する。また, 粒子は管出口において, ノズルの底面から高さ H_1 の位置で水平方向に噴射されるものと仮定する

(第1図参照)。個々の粒子は種々の角度をなして噴射されるのであるが, 多数の粒子を統計的に扱うことによって, それら多数の粒子の平均としては水平方向に噴射されるものと仮定することは合理的であると考えられる。今あらためて粒子が管を出た時刻を $t=0$ とし, 管出口における粒子速度を u_{s0} , 粒子が噴流を離れる時刻を t_1 とおくと, 粒子が噴流を離れる時の水平方向分速度 u_{s1} と, 管出口から粒子が噴流を離れる点までの距離 X_1 はそれぞれ次式で与えられる。

$$u_{s1} = u_F - \frac{u_F - u_{s0}}{\kappa t_1 (u_F - u_{s0}) + 1} \quad (9)$$

$$X_1 = u_F t - \frac{1}{\kappa} \log_e \{ \kappa t_1 (u_F - u_{s0}) + 1 \} \quad (10)$$

次に流出をはなれて以後の粒子の運動を考える。ここでは流体の水平方向分速度はないものと仮定すると, その運動方程式は次式で表わされる。

$$\ddot{x} = -\kappa \dot{x}^2 \quad (11)$$

上式を $t=t_1$ で $\dot{x}=u_{s1}$, $x=X_1$ という初期条件のもとに解くと, 粒子の飛散距離 X_2 は次式で与えられる。

$$X_2 = \frac{1}{\kappa} \log_e \{ \kappa u_{s1} (t_2 - t_1) + 1 \} + X_1 \quad (12)$$

ただし, ここに t_2 は粒子が管を出てから火格子面上に達するまでに要する時間である。次に t_1 および t_2 の値を求める。燃焼室内においては当然一次空気による上昇気流が存在する。これを簡単のために燃焼室内いたるところで一定であると仮定し, それを v_F とおくと y 軸方向の粒子の運動方程式は次式で与えられる。

$$\ddot{y} = \kappa (v_F - \dot{y})^2 - g \quad (13)$$

上式において, もし

$$v_F \geq \sqrt{g/\kappa} \equiv v_T \quad (14)$$

という関係が成立しているならば $\ddot{y} \geq 0$ となり, 粒子は火格子面上に落下することはない。 v_T は一般に粒子のその流体に対する終端速度と呼ばれる値である。以下においては $v_F < v_T$ の場合についてのみ論ずる。第2図は粒子の球相当半径 r と終端速度 v_T との関係, 流体の比重量 γ_F を助変数として示したものである。ただし, 粒子の比重量 γ_s ならびに抗力係数 C_D は石炭に関する実験によって求めた値に近い値, すなわち, $\gamma_s = 1.3 \text{ g/cm}^3$, $C_D = 1.0$ を用いて計算した。

(13) 式を $t=0$ で $\dot{y}=0$, $y=H_1+H_2$ という初期条件のもとで積分すると次式が得られる。

$$y = (v_F - v_T)t - \frac{1}{\kappa} \frac{e^{2t\sqrt{\kappa g}} - \frac{v_F - v_T}{v_F + v_T}}{1 - \frac{v_F - v_T}{v_F + v_T}} + H_1 + H_2 \quad (15)$$

ここに H_2 は火格子面上から測ったノズル底面高さである。(15) 式から容易にわかるように, t_1 および t_2 はそれぞれ次式から求められる。

第 1 図

第 3 図

第 4 図

$$0 = (v_F - v_T)t_1 - \frac{1}{\kappa} \frac{e^{2t_1/\sqrt{\kappa \cdot g}} - \frac{v_F - v_T}{v_F + v_T}}{1 - \frac{v_F - v_T}{v_F + v_T}} + H_1 \dots (16)$$

$$0 = (v_F - v_T)t_2 - \frac{1}{\kappa} \frac{e^{2t_2/\sqrt{\kappa \cdot g}} - \frac{v_F - v_T}{v_F + v_T}}{1 - \frac{v_F - v_T}{v_F + v_T}} + H_1 + H_2 \dots (17)$$

次に管出口における粒子の管底面からの高さを求め

第 2 図

る方法について述べる。粒子の最初の高さは H_0 、粒子と管底面との反発係数は φ であるから、第 n 回目の反発を行った直後に粒子が有する垂直方向分速度は $\varphi^n \sqrt{2gH_0}$ で表わされる。粒子の第 n 回目の反発の時刻を t_n とすると $t_n < t < t_{n+1}$ なる時刻 t における粒子の床面からの高さ η は次式で与えられる。

$$\eta = \varphi^n \sqrt{2gH_0} (t - t_n) - \frac{1}{2} g (t - t_n)^2 \dots (18)$$

したがって、第 n 回と第 $(n+1)$ 回目の反発の間における粒子高さの時間的平均値を $\bar{\eta}_n$ と表わすと $\bar{\eta}_n$ は次式で与えられる。

$$\bar{\eta}_n = \frac{\varphi^n}{2} \sqrt{2gH_0} (t_{n+1} - t_n) - \frac{g}{6} (t_{n+1} - t_n)^2 \dots (19)$$

これを時刻 $\bar{t}_n = (t_{n+1} + t_n)/2$ における粒子の高さとみなす。各反発に対する $\bar{\eta}_n$ と t_n との関係求めて図に描き、各点をなめらかな曲線で結べば、この図から任意時刻における粒子の高さを推定することができる。粒子が加速管内を輸送されるに要する時間がわかれば、この図から管出口における粒子高さ H_1 を求めることができる。かくして、式 (8), (9), (10), (12), (16), (17), (19) から粒子の飛散距離 X_2 を求めることができる。

2・3 粒子の飛散距離に関する相似法則

いま二つの装置があり、各装置に属する値にそれぞれ「および」をつけて表わすものとする。二つの装置は幾何学的に相似で、かつそれらの装置で輸送

される粒子の大きさの比もその相似比に等しいものとし、かつ粒子ならびに輸送流体の比重量は等しいものとする。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_0'}{H_0''} = \frac{H_2'}{H_2''} = \frac{l'}{l''} = \frac{r'}{r''} = \alpha \\ \alpha = \text{比例定数} \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

二つの装置における流速の間に

$$\frac{u_F'}{u_F''} = \frac{v_F'}{v_F''} = \sqrt{\alpha} \dots (21)$$

という関係が成立するように流速を選ぶと、(20),

(21) 式の関係を (1), (2), (3), (5), (6), (7), (9), (10), (16), (17), (19) 等の式に適当に代入することによって次の簡単な関係を得る.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\kappa''}{\kappa'} &= \frac{H_1'}{H_1''} = \frac{X_1'}{X_1''} = \alpha \\ \frac{u_{s0}'}{u_{s0}''} &= \frac{u_{s1}'}{u_{s1}''} = \frac{t_1'}{t_1''} = \frac{t_2'}{t_2''} = \sqrt{\alpha} \end{aligned} \right\} \dots\dots (22)$$

(22) 式の関係を (12) 式に代入すると次の結果を得る.

$$X_2'/X_2'' = \alpha \dots\dots\dots (23)$$

すなわち, 実際の装置の α 倍の幾何学的に相似な実験装置を作り, 大きさ α 倍の同質同形の粒子 (後に示すように, 同種の粒子においては粒度に関係なくほぼ抗力係数は一定とみなしてよいと思われる. ただしレイノルズ数が著しく異なるような場合を除く.) を $\sqrt{\alpha}$ 倍の流速で同じ流体によって飛散させると, 粒子が完全に浮遊して輸送されたとした場合も, また粒子が管底面上をすべって輸送されたと考えた場合もその飛散距離は α 倍になる. 実際には粒子は管底面と反発しながら輸送されるが, この場合は前二者の中間的存在と解されるので, 反発しながら輸送される場合にも (23) 式の関係は成立するものと考えられる. このことは模型実験の可能性を示している.

2・4 粒子の水中自由沈降速度から抗力係数を決定する方法 この場合の粒子の運動方程式は次式で表わされる.

$$\left. \begin{aligned} \ddot{y} &= g' - \kappa \dot{y}^2 \\ g' &= \frac{\gamma_s - \gamma_w}{\gamma_s} g \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

ただし γ_w は水の比重である. 上式を $t=0$ で $\dot{y}=y=0$ という初期条件のもとに積分を行うと次の結果を得る.

$$y = \frac{1}{\kappa} \log_e \frac{e^{2t\sqrt{\kappa \cdot g'}} + 1}{2} - \sqrt{\frac{g'}{\kappa}} t \dots\dots\dots (25)$$

一般に $e^{2t\sqrt{\kappa \cdot g'}} \gg 1$ であるから上式は次のように書き換えることができる.

$$y \cong \sqrt{\frac{g'}{\kappa}} t - \frac{1}{\kappa} \log_e 2 \dots\dots\dots (26)$$

κ は (1) 式で定義したとおりであるから, 上式から抗力係数 C_D は次のように求めることができる.

$$C_D = \frac{8\gamma_s r (t^2 g' - y \log 4)}{3y^2 \gamma_w} \dots\dots\dots (27)$$

γ_s, r 等をあらかじめ測定しておけば (27) 式を使用して, 一定距離 y を沈降するに要する時間 t を測定することによって, その粒子の水中における抗力係数を見出すことができる. 1 が $e^{2t\sqrt{\kappa \cdot g'}}$ に比べて無視できない場合は沈降速度が速く測定はむずかしくなるが, 粒子は終端速度に達しているとして

$$C_D = \frac{8\gamma_s g' r t^2}{3y^2 \gamma_w} \dots\dots\dots (28)$$

を使用すればよい.

3. 実験装置および実験方法

実験装置を第3図に示す. 図において①は送風機, ②はダンパ. ②によって流量を調節された流れは絞り③によって整流され, 加速管④に入る. 一方⑤の穴から落下させられた粒子は管内で加速され床面上に散布させられる. 床面上には多数の同形の小箱が並べてあり, 飛散距離を知りうるようになっている. 実験に使用した粒子は鋼球, ガラス球, 石英粒子, 石炭粒子および木片 (直方体と円柱) である. これらの粒子の重量を精密天秤で測定し, あらかじめ求めておいた比重量とからそれら諸粒子の球相当半径 r を算出した. 次にこれら諸粒子の抗力係数を水中の自由沈降速度から (27) 式を用いて計算した. 次にこれら同一粒子の加速管内における加速状態を撮影した. 撮影方法を第3図に示す. すなわち, 加速管を暗室内に置き, 一方 1kW 電球1個の光を集光レンズで完全な平行光線とし, それを加速管内のみに集中させる. 写真機⑥の前に, 等間隔に4個の窓を有する円板⑦を電動機⑧によって回転させて光源が点滅するのと同じ効果を与える. このようにして得た写真の数例を第4図に示す. これらの写真において断続する点のピッチは $1/116.7$ 秒に相当し, 縦方向の平行線の間隔は 5cm である. したがってこれらの写真から経過時間と加速距離との関係を求めることができ, その結果から管内における粒子の抗力係数 C_D'' を計算することができる. ただし粒子と底面との摩擦係数はまだ不明であるから, 摩擦力の影響のなるべく少ない場合, すなわち反発回数になるべく少ない写真を用い, 粒子が完全に浮遊して運ばれる場合の (3) 式と比較することによって C_D'' を計算した. 次に摩擦力の影響のなるべく著しい場合, すなわち反発回数になるべく多くほぼ床面上を粒子がすべっているように見させるような写真を用い, 粒子が床面上をすべって運ばれる場合の (7) 式と比較することによって摩擦係数 f_0 を推定した. この場合抗力係数としては先に計算した C_D'' を使用した. 反発係数 φ も写真から求めた. これら C_D'', f_0, φ 等の値を (8) 式に代入し, 多くの写真と比較して定数 k を推定した. (8) 式を計算するにあたっては Runge-Kutta の数値積分法を使用した.

次に加速管を出てからの粒子飛散距離についても, 実験から得た値と計算から求めた値とを比較した. 粒子を相当せまい段階にふるい分け, その階級に属する粒子はすべて同じ相当半径を有するものとし, 同一階級に属する粒子の水中自由沈降速度の遅速はその粒子の抗力係数の相異のみによるものとみなした. このように考えることによって, ある階級の粒子の平均的な $\bar{r}, \bar{C}_D''$ を求めることができる. 一方その階級の粒子数千個を無作為に選び出し, それらを1個ずつ飛散させ, その飛散距離の平均値 $\bar{X}_{2s}$ を求め, $\bar{r}, \bar{C}_D''$ なる粒子の理論飛散距離 X_{th} と比較した.

第 5 図

第 7 図

以上は単独粒子の場合であるが、集団粒子の場合についても、粒子と空気の混合比を種々に変化させて実験を行い、単独粒子の場合と比較した。

4. 実験結果および考察

第 5 図は横軸に静水中の粒子自由沈降速度から求めた抗力係数 C_D' をとり、縦軸に先に述べたようにして写真と (3) 式の比較から求めた空気中の抗力係数 C_D'' をとって示したものである。この場合水中と空気中の粒子の Re 数は必ずしも一致しないが、その差は大きくなく、ともに先に述べた Re 数の範囲 ($Re=4 \times 10^2 \sim 8 \times 10^3$) 内に存在した。図において 1~10 の番号を付けた実験点は直方体と円柱で、それらの寸法と C_D' および C_D'' の値は第 1 表に示すとおりである。この図

第 1 表 直方体と直円柱の C_D' , C_D''

番号	形状	寸 法	C_D' (水)	C_D'' (空気)
1	直方体	10×10×5	2.24	1.43
2	〃	10×7.5×5	2.01	1.37
3	〃	10×5×5	1.80	1.31
4	〃	7.5×7.5×5	1.71	1.26
5	〃	7.5×5×5	1.53	1.29
6	〃	5×5×5	1.35	1.28
7	直円柱	10×5 ϕ	1.11	1.00
8	〃	7.5×5 ϕ	1.02	0.94
9	〃	5×5 ϕ	1.13	1.06
10	〃	2.5×5 ϕ	1.80	1.31

を見ると C_D' と C_D'' の関係はだいたい一本の曲線にのると見てよい。また $C_D=0.7$ くらいを境として $C_D' < 0.7$ の範囲ではわずかながら $C_D' < C_D''$ という傾向にあり、一方 $C_D' > 0.7$ の範囲内では $C_D' > C_D''$ で、 C_D' と C_D'' との差は C_D' の増加とともに大きくなっている。

球以外の物体はその方向によって受ける抗力が異なる。

第 6 図

第 8 図

る。本研究においては粒子を球体として扱い、その方向いかに関係なく、投影断面積 S は一定としているので、見掛け上の抗力係数は粒子の流れに対する傾きによって大きな影響を受ける。方向によって抗力が異なる物体がその重心で支持された状態で一樣な流れの中におかれた場合、一般に物体は抗力の大きい方向を向いて静止する。静水中で示す C_D' はこの値に近いものと考えられる。一方加速管内では流体の乱れおよび底面との反発等のために粒子は必ずしも抗力の大きい方向のみを向かない。(水平管内では粒子は最小抗力の方向で輸送されるという文献もある⁽⁶⁾)。このために C_D' の大きい粒子すなわち球からへだたった物体ほど $C_D' > C_D''$ であることは容易に理解される。一方 C_D' の小さい範囲内で、 $C_D' < C_D''$ である理由はいくつかある。この範囲では水中沈降速度が大きい測定誤差も大きくなることは免れないので、このためかとも考えられる。

第 6 図は鋼球を 2 種の加速距離に対して流速を種々に変化させ、1 個ずつ多数飛散させた場合の平均飛散距離 $\bar{X}_2$ と理論計算値とを比較したものである。計算にあたっては、抗力係数 C_D'' は第 5 図から求め、反発係数は写真から $\varphi=0.803$ と推定し、摩擦係数 f は先に述べた方法によって $f_0=0.0776$ と推定した。この f_0 の値はガラス板と鋼球との動摩擦係数とところが摩擦係数との中間値である。このことから粒子はころがりながらすべって輸送されていることが推定される。(8) 式における定数 k は $k=1$ とおいて理論と実験はよく一致した。第 6 図の実線と破線はこのようにして計算した結果である。次に形の不規則な粒子について述べる。まず石英および石炭粒子をふるい分けて各階級について抗力係数の平均値 $\bar{C}_D$ と標準偏差 σ_{C_D} を求めた。その結果を第 2 表に示す。この

第2表 石英および石炭粒子の抗力係数

粒度(メッシュ)	$\overline{C_D'}$	$\overline{C_D''}$	σ_{CD}	材質
— 4+ 5	1.585	1.185	0.381	石英
— 5+ 6	1.572	1.180	0.547	〃
— 6+ 8	1.630	1.210	0.568	〃
— 8+10	1.596	1.190	0.500	〃
— 10+14	1.626	1.250	0.493	〃
平均	1.602	1.203	0.498	〃
— 3+ 4	1.187	0.998	0.480	石炭
— 5+ 6	1.168	0.988	0.419	〃
— 8+10	1.221	1.016	0.468	〃
平均	1.192	1.040	0.456	〃

表から $\overline{C_D}$ および σ_{CD} は粒子の種類の影響を受け、その粒度にはほとんど関係なく一定であることがわかる。これらの粒子を3通りの加速条件のもとに、1個ずつ多数飛散させて実験を行い平均飛散距離を求めた。一方鋼球の場合と同様にして飛散距離を計算した。計算にあたって、反発係数は写真から $\varphi=0.577$ と推定し、摩擦係数は十分長い輸送距離に対する文献⁽⁶⁾⁽⁷⁾から $f_0 \approx 0.36$ と仮定した。第7図は横軸に標準状態の空気に対する κ の値 κ_0 をとり、縦軸に実験値 $\overline{X}_2$ と理論計算値 X_{th} との比をとって示したものである。図において一番左の3点は鋼球に対するもの、一番右の点は4メッシュよりもあらい粒子のみを除いた粉炭に対する結果である。図を見ると実験値と計算値は8%以下の誤差範囲内で一致し、特に相当粒度の異なる粒子を含んだ粉炭の場合でもよく一致していることがわかる。第8図は集団粒子の場合における平均飛散距離の変化を示す。横軸は被輸送粒子と輸送空気の重量比 μ を、縦軸は集団粒子飛散距離と単独粒子飛散距離との比を表わしている。流速は $23.4 \sim 14.6$ m/s の間で種々に変化させ、加速距離は 0.5 と 0.9 m の2通りについて行った。図からこの程度の μ の範囲内では、飛散距離は μ の増加とともにだいたい直線的に減少することがわかる。飛散距離減少の原因としては粒子が後流内に入ることによる抗力係数の減少、粒子間相互反発によるエネルギーの損耗、および摩擦係数の増大等が考えられる。粒子混合比がその終端速度に及ぼす影響としては、下から流体を上昇させて粒子を浮遊させる場合⁽⁸⁾と静止流体中を自由沈降させる場合⁽⁹⁾とで一見全く反対の結果が得られているが、これらの結果は混合比の増加とともに見掛けの抗力係数は減少するが、それよりも粒子相互間および管

壁との反発、摩擦の影響の方が著しいことを示しているものと解される。

5. 結 論

以上の研究から次のことがわかった。

1. 単独粒子の水平管内における加速状態は粒子と管底面との反発を考慮し、かつ粒子に作用する摩擦力が時間とともに指数関数的に増加すると仮定した(8)式によってよく表わされる。

2. 粒子の見掛け上の抗力係数は静水中の自由沈降速度から得られるものと、水平管内を輸送される場合とでは異なり、一般に水平管内における方が小さい値を示す。この傾向は抗力係数が大きい粒子ほど著しい。

3. 加速管を出てから噴流は広がらずにそのまま進むものと仮定し、かつ粒子は管出口で水平に飛出すものと仮定して計算した粒子の飛散距離は実験結果とよく一致する。ただしこの際粒子加速状態は先に述べた式を用いて計算した。

4. 粒子飛散距離には一種の相似法則が成立する。すなわち、実際の装置の α 倍の幾何学的に相似な装置を作り、大きさ α 倍の同質同形の粒子を $\sqrt{\alpha}$ 倍の流速を有する同一流体で飛散させると、その飛散距離は α 倍となる。よって模型実験が可能である。

5. 集団粒子の飛散距離は粒子と流体の混合比 μ が 0.8 以下の範囲内ではだいたい μ の増加とともに直線的に減少する。

文 献

- (1) Auerback-Hort, *Handbuch der phys. u. tech. Mech.*, Bd. VI, S. 780 (1928).
- (2) G. Weidner, *Forschung*, Bd. 21, Heft 5, S. 145 (1955).
- (3) 三雲, 小門両氏は反発ごとに粒子速度が垂直方向分速度のみでなく水平方向分速度もその反発係数の比に等しく減少するものとして計算を行っている。
機械学会論文集, 19巻85号, 88ページ(昭28).
- (4) 三雲, 水旺会誌, 9巻2号, 107ページ(昭11).
- (5) 池森, 外3氏, 昭和30年4月6日 第32期定時総会議演会前刷, No. 408.
- (6) 文献(2).
- (7) 三雲・小門, 機械学会論文集, 20巻89号, 6ページ(昭29).
- (8) J. M. Dalla Valle, *Micromeritics*, 2nd Ed., p. 40 (1948).
- (9) R. C. Worster and D. E. Denny, *Inst. Mech. Engrs. Proc.*, Vol. 169, No. 32, p. 563 (1955).