size distributions of Delayed coke ($F=0.287 \text{ kg/min}$)

Fig. 11 Relation between feed rate, F and hold-up, W for materials studied

Table 1 Industrial analysis of materials studied

Table 2 Powder characteristics of materials studied

研究報告

平行平板間帯電エアロゾル流からの壁面への粒子沈着*

Deposition of Charged Aerosol Particles Flowing through Parallel Plates

生 三 俊 哉**
Shunya IKUMI

伊 藤 貴 志**
Takashi ITO

増 田 弘 昭**
Hiroaki MASUDA

緒 言

気流中に浮遊する帯電エアロゾル粒子の壁面への沈着は、粒子群の作り出す電界の効果（空間電荷効果）による静電拡散現象により促進され、集じん操作などへの利用が可能と思われる。たとえば、通常の電気集じん装置による高抵抗ダストの捕集に関しては、逆電離による捕集効率の低下が問題となっているが、あらかじめ帯電させた粒子を空間電荷効果により壁面に捕集する方法をとれば、逆電離に起因する問題は解決され、捕集効率も推定可能となるであろう。

空間電荷効果による単分散帯電粒子の円管内壁への沈着については Wilson¹⁰⁾が解析的な検討を、Kasper⁹⁾、足立ら¹⁾および筆者ら⁷⁾が実験的な検討を行なっているが、いずれも Wilson の解析解とはほぼ一致した結果を得ており、足立らは電気影像力の影響についても考察を加えている。平行平板間での帯電エアロゾル流の壁面沈着については Ingham⁵⁾と Chen²⁾が空間電荷効果と分子拡散について、Yu ら^{11,12)}が電気影像力について理論的な検討を行なっており、この他にも重力の影響を調べたもの^{3,9)}もあるが、これらを総合的に評価した研究は不十分である。

本研究では、平行平板間帯電エアロゾル流について、空間電荷効果、電気影像力、粒子慣性力および気流の速度分布を考慮し、粒子の運動方程式を数値積分すること

により限界粒子軌跡を求めて粒子沈着率の理論計算を行なった。また単極荷電したフライアッシュを用いて粒子捕集実験を行ない、理論計算結果と比較検討した。

1. 理論計算

流れをプラグフローと仮定して Fig. 1 のように座標軸をとり、長さ L 、幅 $2Z_1$ 、間隔 $2X_1$ の平行平板モデルを考える。これに単極性帯電エアロゾルを流入させると、平板入口の座標位置 X_0 における X 方向の電界強度 E は Y および Z 方向の空間電界を無視するとポアソンの式より次の(1)式で与えられる。このとき粒子に作用する空間電界による力（以下クーロン力と略記する） F_e は(2)式となる。

$$E = N_0 q X_0 / \epsilon_0 \quad \dots\dots(1)$$

$$F_e = qE = N_0 q^2 X_0 / \epsilon_0 \quad \dots\dots(2)$$

ここで N_0 は単位空間体積当りの粒子数、 q は粒子 1 個当りの帯電量、 ϵ_0 は空気の誘電率である。

流入粒子を単分散と仮定すると、ある着目粒子に作用するクーロン力 F_e は常に一定であり、粒子の X 方向への移動速度 v はストークスの流体抵抗力とのつり合いに

Fig. 1 Adopted coordinates in the calculation of particle trajectories

昭和58年5月12日受付

*化学工学協会第16回秋季大会にて一部発表 (1982.10.4)

**広島大学工学部化学工学科 (〒724 広島市西条町大字下見)

TEL 0824-22-7111

よって決まる。すなわち、

$$v = \frac{F_e C}{3\pi\mu D_p} = \frac{N_0 q^2 C X_0}{3\pi\mu D_p \epsilon_0} = \alpha X_0 \quad \dots\dots(3)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{N_0 q^2 C}{3\pi\mu D_p \epsilon_0} \quad \dots\dots(4)$$

ここで μ は空気の粘性係数、 D_p は粒子径、 C はカニングガムの補正係数である。したがって粒子の X 方向への移動は次のように表わされる。

$$dX = v dT = \alpha X_0 dT \quad \dots\dots(5)$$

(5)式を積分すると、

$$X_1 - X_0 = \alpha X_0 \tau \quad \dots\dots(5 \cdot a)$$

ここで τ は平均滞留時間である。ゆえに、粒子沈着率 η は次のようになる。

$$\eta = (X_1 - X_0)/X_1 = \alpha\tau/(1 + \alpha\tau) \quad \dots\dots(6)$$

いま

$$N_0 = c_0/m_p, \quad \hat{q} = q/m_p, \quad \tau = L/\bar{U}_y,$$

$$m_p = (\pi/6)D_p^3\rho_p$$

とおくと(6)式は次のように書き換えられる。

$$\eta = \frac{\frac{\hat{q}^2 D_p^2 \rho_p c_0 L C}{18\mu \bar{U}_y \epsilon_0}}{1 + \frac{\hat{q}^2 D_p^2 \rho_p c_0 L C}{18\mu \bar{U}_y \epsilon_0}} \quad \dots\dots(7)$$

ここで c_0 は流入粒子(質量)濃度、 m_p は粒子質量、 $\hat{q}$ は粒子単位質量当りの帯電量、 $\bar{U}_y$ は平均気流速度、 ρ_p は粒子密度である。

上式では、平行平板間に導入されたエアロゾル粒子は、平板長さ方向(Y 方向)へは平均気流速度で移動すると仮定した。実際には流速分布についても検討する必要がある、さらに比較的粒径の大きい粒子については粒子慣性の影響を、粒子濃度が低い場合は電気影像力の影響を考慮しなければならないであろう。次にこれらの事項について検討する。

Fig. 1 のモデルにおいて、平板間入口では流れは充分発達しており、層流速度分布を持つと仮定する。重力が無視できるなら粒子の運動方程式は X 方向について

$$\frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p \frac{d^2 X}{dT^2} = F_e + F_i + \frac{3\pi\mu D_p}{C} \left(U_x - \frac{dX}{dT} \right) \quad \dots\dots(8)$$

Y 方向について

$$\frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p \frac{d^2 Y}{dT^2} = \frac{3\pi\mu D_p}{C} \left(U_y - \frac{dY}{dT} \right) \quad \dots\dots(9)$$

ただし、 F_e は(2)式で表わされるクーロン力、 F_i は電気影像力で、次式により与えられる¹²⁾。

$$F_i = \frac{q^2 X_1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{X}{(X_1^2 - X^2)^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)X}{[(2n+1)X_1^2 - X^2]^2} \right]$$

U_x 、 U_y はそれぞれ X 方向、 Y 方向の気流速度であり、層流を仮定すると次の各式で表わされる。

$$U_x = 0 \quad \dots\dots(11)$$

$$U_y = \frac{3}{2} \bar{U}_y \left\{ 1 - \left(\frac{X}{X_1} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots(12)$$

(11)、(12)式をそれぞれ(8)、(9)式に代入し、無次元化すると次式が得られる。

$$P \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{C(F_e + F_i)}{3\pi\mu D_p \bar{U}_y} - \frac{dx}{dt} \quad \dots\dots(13)$$

$$P \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{3}{2} (1 - x^2) - \frac{dy}{dt} \quad \dots\dots(14)$$

ここで、 $x = X/X_1$ 、 $y = Y/X_1$ 、 $t = \bar{U}_y T/X_1$ である。また P は粒子慣性パラメータを表わし、次式で与えられる。

$$P = \frac{D_p^2 \rho_p \bar{U}_y C}{18\mu X_1} \quad \dots\dots(15)$$

さらに、クーロン力パラメータ K_e および電気影像力パラメータ K_i を次の(16)、(17)式の無次元量で表わすと、(13)式は(18)式のように書き換えられる。

$$K_e = \frac{N_0 q^2 X_1 C}{3\pi\mu D_p \bar{U}_y \epsilon_0} \quad \dots\dots(16)$$

$$K_i = \frac{q^2 C}{12\pi^2 \mu D_p \bar{U}_y \epsilon_0 X_1^2} \quad \dots\dots(17)$$

$$P \frac{d^2 x}{dt^2} = K_e x_0 + K_i \left[\frac{x}{(1-x^2)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)x}{[(2n+1)^2 - x^2]^2} \right] - \frac{dx}{dt} \quad \dots\dots(18)$$

(14)、(18)式を連立して数値積分することにより粒子軌跡が得られる。平行平板出口($Y=L$)での平板端($X=X_1$)を粒子沈着の限界点とすると、この点を通る粒子軌跡の初期位置の無次元座標($x=x_0$)から次式によって粒子沈着率が得られる。

$$\eta = \frac{\int_{x_0}^1 u_y dx}{\int_0^1 u_y dx} = 1 - \frac{3}{2} x_0 + \frac{1}{2} x_0^3 \quad \dots\dots(19)$$

ただし、 $u_y = U_y/\bar{U}_y$ である。

本研究では種々の初期位置に対して(14)、(18)式の数値積分を Runge-Kutta-Merson 法を用いて行なって限界粒子軌跡を求め、(19)式により粒子沈着率を計算した。

以上のようにして得られる粒子沈着率 η は、(14)、(18)式からもわかるように、 P 、 K_e 、 K_i 、 L および X_1 の関数となる。まず、**Fig. 2** に P をパラメータとして $K_i = 0$ 、 $L/X_1 = 100$ の場合の K_e 対 η の関係を示す。破線はブラグフローでの解析解((7)式)である。当然のことはあるが P の値がいずれの場合も K_e の増加とともに η

Fig. 2 Effect of inertia parameter P on the deposition efficiency (as a function of coulombic parameter K_e)

Fig. 3 Effect of image force parameter K_i on the deposition efficiency (as a function of coulombic parameter K_e)

は上昇している。粒子慣性の影響は $P > 0.1$ で顕著にあらわれ、 P の増加にともない η は低下している。また $P=0$ における粒子沈着率は、プラグフローにおけるそれより幾分低い値を示している。

電気影像力の影響を $P=0$ の条件で、 K_i および L/X_1 をパラメータとして Fig. 3 に示す。Fig. 2 と同じく横軸はクーロン力パラメータ、縦軸は粒子沈着率であり、破線はプラグフローでの解析解を示す。 K_i の増加とともに η は上昇しているが、 K_e が増加するに従って電気影像力の効果は減少しており、 $K_e > 0.1$ ではほとんど影響を与えていない。また電気影像力の効果は、 L/X_1 の値が大きくなるほど、(すなわち、平板が長くなるほど、あるいは平板間隔が小さくなるほど) 増大しているのがわかる。(16), (17) 式より、クーロン力パラメータと電気影像力パラメータとの比、 K_i/K_e は次式で与えられる。

$$K_i/K_e = 1/4\pi N_0 X_1^3 \quad \dots\dots (20)$$

Fig. 4 は、パラメータ比 K_i/K_e の変化により粒子沈着率比 $\eta/\eta_{K_i=0}$ がどう変化するかを

Fig. 4 Deposition efficiency-ratio $\eta/\eta_{K_i=0}$ as a function of K_i/K_e

$P=0$, $L/X_1=100$ の場合について計算したものである。ここで $\eta_{K_i=0}$ は $K_i=0$ のときの粒子沈着率である。 K_i/K_e の増加とともに $\eta/\eta_{K_i=0}$ は上昇しているが、これは(20)式より粒子個数濃度および平板間隔が小さいほど電気影像力の影響が大きくなることを示している。

2. 実験

2.1 実験装置および方法

実験装置の概略を Fig. 5 に示す。試料粉体には試験用ダスト10種 (フライアッシュ, JIS Z-8901, 密度 2.39 g/cm^3 , 質量中位径 $3.5 \mu\text{m}$, 幾何標準偏差 2.18) を使用した。試料フライアッシュはテーブルフィーダ (三協電業製) により定量的に供給され、ミキサー型分散器 (島津製作所製) を経た後、粒子荷電装置ボックスチャージャ (三協電業製) により荷電され、テスト平板部に導入される。帯電エアロゾル粒子の一部はここで平板壁面に分離捕集されるが、通過した粒子はガラス繊維フィルタ (東洋汙紙製) により分離捕集される。テスト

Fig. 5 Schematic diagram of the experimental arrangement

Fig. 6 Photograph of test plates (upper and connection parts are dismantled)

平板部での粒子沈着率 η は次式で計算した。

$$\eta = (W_1 - W_2) / W_1 \quad \dots\dots(21)$$

ここで W_1 はテーブルフィーダからの試料供給量、 W_2 はフィルタによる捕集量である。なお、分散器内への粉体の付着はなく、また平行平板部に至る経路内での粉体沈着総量は、捕集粉体量の3%程度以下であって無視できた。テーブルフィーダによる粉体の供給は実験時間中において多少変動するが、供給量 10~400 mg/s の範囲で1分間測定の変動係数は約5%であった。

テスト平板部は、その外観を Fig. 6 に示すように縦 39 cm、横 18 cm、長さ 1 m の矩形流路の上下に塩化ビニルのスペーサーを配置し、この間に数枚の鉄板を平行に配列したもので、スペーサーの厚さを変えることにより平板間隔を調整できる。また、荷電部からテスト平板部への接続には流路拡大部を設けており、テスト平板部入口での粒子濃度を均一化するため、拡大部中央に流れに対して垂直方向に直径 4 cm の衝突円板を取り付けている。

粒子帯電量の測定は Fig. 5 の破線で示した経路で、荷電されたエアロゾルをファラデーケージに捕集し、エレクトロメータ（タケダ理研製）により行なった。また、粒子粒度分布はカスケードインパクト（日本科学工業製）を用いて測定した。

2.2 実験結果および考察

本実験の測定範囲では粒子慣性パラメータ P および電気影像力パラメータ K_i はそれぞれ最大 10^{-2} 、 10^{-6} 程度であり、数値計算上はほぼ無視できる値である。そこで $P=0$ 、 $K_i=0$ と置き、 K_e に L/X_1 を乗ざると、実験結

Fig. 7 Comparison between calculated and experimental deposition efficiency (as a function of parameter $\alpha\tau$)

果は次式に示す平板間隔に依存しないパラメータ $\alpha\tau$ のみによってまとめることができる。

$$K_e \frac{L}{X_1} = \frac{\hat{q}^2 D_p^2 \rho_p c_0 L C}{18 \mu U_y s_0} = \alpha\tau \quad \dots\dots(22)$$

Fig. 7 にパラメータ $\alpha\tau$ と粒子沈着率 η の関係を示す。破線はプラグフローにおける解析解を、実線は層流を仮定した理論計算値である。 $\alpha\tau$ が増加するに従って η は上昇しているが、実験値は $\alpha\tau > 1$ の高沈着率側では層流を仮定した理論計算値より幾分低い値を示している。また、小型平板による粒子沈着実験では平板材質が粒子沈着率に影響を及ぼすことが確認されており、本実験においてもスペーサーを塩化ビニルからアルミニウムに替えることにより、この影響を検討してみた。図中の●印は、スペーサーにアルミニウムを使用した測定結果で、塩化ビニルのそれとはほぼ同様の値を示している。すなわち、スペーサーの材質の影響は無視できると考えられる。

理論解析では流れをプラグフロー、あるいは層流と仮定して検討を進めてきたが、本実験装置では荷電部とテスト平板部の間で流路を拡大しているため流れは一樣になっていない。

Fig. 8 に熱線風速計により測定したテスト平板部入口での流速分布を示す。縦軸、横軸はテスト平板部入口の矩形流路に対し、Fig. 1 のモデルと同様に座標軸をとった無次元化座標を表わしており、Fig. 6 の入口流路断面に対応している。流れは流路断面中央で最大流速を持ち、周辺を取り囲むようにはく離による逆流を起こしていることがわかる。このような流路拡大部は実装置においても必要と思われる、その影響についても考慮しなければならない。

Fig. 7 の一点鎖線は、流路拡大部で流れが壁面からはく離する限界の流速分布⁴⁾を用いた理論計算値、二点鎖

Fig. 8 Experimental profile of flow velocities at the inlet of test plates

線は Fig. 8 に示した実際の流速分布による理論計算値である。流れはテスト平板部内で、しだいに発達した層流速分布へ移行していくと考えられるので、二点鎖線は粒子沈着率の下限値を与えることになる。実験値は、これらの理論計算結果の範囲内に入っており、層流を仮定した理論計算値からの実験値の偏りは、流れの影響を考慮することにより、ある程度説明できることがわかる。

Fig. 9 Experimental relationship between deposition efficiency and the spacing of plates

Fig. 9 は平板間隔 $2X_1$ と粒子沈着率との関係を示したもので、 $\alpha\tau=4.2$ の場合の測定結果であり、実線は層流を仮定した理論計算値を示している。粒子沈着率は間隔 1.2 cm の場合を除けば平板間隔によらずほぼ一定である。間隔 1.2 cm の場合は層流を仮定した理論計算値に近づいているが、これは平板による整流の効果と思われる。

次に、大気中では 30 kV/cm 程度の電界が加わると、気中放電が起こるとされている。エアロゾル流と壁面の間で放電が起こると、帯電粒子は瞬時に電荷を失い、粒子に対する静電的な力は働かなくなり、粒子沈着率は低下すると考えられる。平行平板間へ流入した帯電エアロゾルの作り出す電界の強さは、入口での空間電荷密度が一定ならば(1)式によって与えられ、平板壁面のごく近傍でその最大値を持つ。したがって最大電界強度は平板間隔に比例し、本実験では平板を挿入しない（すなわち、Fig. 6 におけるテスト部の外箱のみからなる矩形流路を沈着壁面とし、測定を行なう）状態で最大 10 kV/cm 程度である。この値は気中放電の限界以下ではあるが、テスト平板部入口で帯電エアロゾルをサンプリングし、ファラデーケージを用いて粒子帯電量分布および粒子濃度分布を測定することにより、これらの事項についても検討を行なった。

Fig. 10(a), (b) は、それぞれテスト平板部入口の X 方向（幅方向）および Z 方向（高さ方向）の粒子帯電量分布を示しており、横軸はそれぞれの方向の無次元化座標である。○印は流れに対して順方向、△印は逆方向のサンプリングによる測定値である。流れがはく離している領域では両方向のサンプリングを行なったが、明確な差

Fig. 10 Experimental results on the specific charge of particles (at the inlet of the test plates)

Fig. 11 Experimental distributions of the particle concentration (at the inlet of the test plates)

は現われておらず、流路内の粒子帯電量分布はほぼ一様であり、先に述べたような粒子壁面間の放電は起こっていないと考えられる。

また、Fig. 11(a), (b)はそれぞれ X , Z 方向の粒子濃度分布で、実線および破線はテスト平板部入口での流速分布を示している。粒子濃度は壁面に近づくにつれてわずかに増加しているが、流速分布との相関は現われていない。

なお、本実験の測定範囲では重力沈着、および De Marcus⁹⁾の式から計算した拡散沈着の影響は、それぞれ最大1%, 0.01%以下であり、ほぼ無視できる値である。

結 言

平行平板間帯電エアロゾル流の壁面への粒子沈着について、理論計算および実験的検討を行なった結果、次のような結論が得られた。

1) クーロン力パラメータの増大とともに粒子沈着率は上昇するが、層流を仮定した理論計算値はプラグフローにおける解析解に比べ幾分低い値を示す。なお、電気影像力および粒子慣性が無視できる場合の粒子沈着率は、平板間隔に依存しないパラメータ $\alpha\tau$ によりまとめられる。

2) 粒子慣性パラメータの増大とともに粒子沈着率は低下するが、粒子慣性パラメータが0.1以下ではその影響は無視できる。

3) 電気影像力の影響は、電気影像力パラメータが 10^{-4} 以上、クーロン力パラメータが 10^{-1} 以下で現われ、 L/X_1 の値が増加するに従ってその効果も増大する。しかし電気影像力が支配的となるのは、粒子個数濃度および平板間隔が非常に小さい場合である。

4) 平板壁への粒子沈着率は層流を仮定した理論計算値より幾分低い値を示すが、これは流れの実測値を考慮することによりある程度説明できる。

5) 平板入口での粒子濃度分布および粒子帯電量分布はほぼ一様であり、気中放電現象は観測されなかった。

(付記) 本研究の一部は文部省科学研究費「環境科学」特別研究「環境改善技術の工学的的手法」によったことを付記し、謝意を表します。

使 用 記 号

C : カニンガムの補正係数	[—]	T : 時間	[s]
c_0 : 流入粒子質量濃度	[kg/m ³]	t : 無次元時間, $=\bar{U}_y T/X_1$	[—]
D_p : 粒子径	[m]	U_x : X 方向気流速度	[m/s]
E : 電界強度	[V/m]	U_y : Y 方向気流速度	[m/s]
F_e : 粒子に作用するクーロン力	[kg·m/s ²]	$\bar{U}_y$: Y 方向平均気流速度	[m/s]
F_i : 粒子に作用する電気影像力	[kg·m/s ²]	u_y : Y 方向無次元気流速度	[—]
K_e : クーロン力パラメータ	[—]	v : X 方向粒子移動速度	[m/s]
K_i : 電気影像力パラメータ	[—]	W_1 : 試料供給量	[kg]
L : 平板長さ	[m]	W_2 : フィルタによる試料捕集量	[kg]
m_p : 粒子質量	[kg]	X : 平板垂直方向座標	[m]
N_0 : 流入粒子個数濃度	[—/m ³]	X_0 : 流入粒子 X 座標	[m]
n : 級数項の項数, (10)式	[—]	X_1 : 平板壁面 X 座標	[m]
P : 粒子慣性パラメータ	[—]	x : 無次元 X 座標, $=X/X_1$	[—]
q : 粒子1個当たりの帯電量	[C]	x_0 : 流入粒子無次元 X 座標	[—]
$\hat{q}$: 粒子単位質量当たりの帯電量	[C/kg]	Y : 平板長さ方向座標	[m]

y : 無次元 Y 座標, $=Y/X_1$	[-]	η : 粒子沈着率	[-]
z : 平板幅方向座標	[m]	μ : 空気の粘性係数	[kg/m·s]
z_1 : 平板幅の z 座標	[m]	ρ_p : 粒子密度	[kg/m ³]
α : (4)式の値	[1/s]	τ : 粒子滞留時間	[s]
ϵ_0 : 空気の誘電率	[F/m]		

引用文献

- 1) 足立元明, 奥山喜久夫, 向阪保雄, 来田成利: 化学工学協会第15回秋季大会研究発表講演要旨集, p. 37(1981)
- 2) Chen, R. Y.: *J. Aerosol Sci.*, **9**, 253(1978)
- 3) Chen, R. Y., and M. W. Gelber; *Powder Technol.*, **28**, 229(1981)
- 4) 藤本武助: “流体力学” p. 193, 養賢堂 (1980)
- 5) Ingham, D. B.: *J. Aerosol Sci.*, **11**, 32(1981)
- 6) Kasper, G.: *J. Colloid Interface Sci.*, **81**, 32(1981)
- 7) 増田弘昭, 生三俊哉: 粉体工学会誌, **18**, 867(1981)
- 8) 高橋幹二: “改著基礎エアロゾル工学”, p. 51, 養賢堂 (1982)
- 9) Thiagarajan, V. and C. P. Yu: *J. Aerosol Sci.*, **10**, 405(1979)
- 10) Wilson, I. B.: *J. Colloid Sci.*, **2**, 271(1947)
- 11) Yu, C. P.: *J. Aerosol Sci.*, **8**, 237(1977)
- 12) Yu, C. P. and K. Chanda: *ibid.*, **9**, 175(1978)

Authors' Abstract

Deposition of Charged Aerosol Particles Flowing through Parallel Plates

by

Shunya IKUMI, Takashi ITO and Hiroaki MASUDA

(Dept. of Chem. Eng., Hiroshima University, 724 Shitami, Saijo, Higashi-Hiroshima, Japan)

Deposition of unipolarly charged aerosol particles flowing through parallel plates has been investigated both theoretically and experimentally. The equation of motion for the particles was solved numerically in consideration of the coulombic force, image force, particle-inertia force, and fluid-velocity profile. Then the deposition efficiency was calculated based on the limiting trajectories of the particles

It was found that the calculated deposition efficiency, assuming a laminar flow, was a little smaller than the corresponding analytical solution obtained for the plug flow distribution. It was also found that the effect of the image force and particle-inertia force was negligible in the experimental range. The experimental deposition efficiencies for charged fly-ash particles were well explained in so far as the actual velocity distributions were taken into consideration.