研究報告

円管内帯電エアロゾル流の管内壁への沈着*

Deposition of Charged Aerosol Particles Flowing in a Cylindrical Tube

増田 弘 昭**
Hiroaki MASUDA

生 三 俊 哉**
Shunya IKUMI

緒 言

円管内帯電エアロゾル流の管内壁への沈着は、粒子群自体が作り出す電界の効果（空間電荷効果）によって促進される。この現象は集じん操作や医薬用エアロゾルを用いた治療などに対して有効に利用できるものと思われる。特に、石炭燃焼により発生する高抵抗フライアッシュを電気集じん装置によって捕集する場合、逆電離による捕集粒子の再飛散や効率低下が問題となっているが、帯電粒子の空間電荷効果による沈着現象が利用できればこのような不都合は生じない。

空間電荷効果による沈着率は粒子群自体により作り出される電界ならびに管内粒子滞留時間に関連する因子、すなわち粒子帯電量、粒子濃度、粒子径、流速などにより変化すると考えられる。単分散帯電粒子群の管壁への沈着機構は WILSON¹⁾ によって、また粒子慣性、流速分布、電気影像力などの影響はそれぞれ SAVILONIS ら²⁾、FAITH ら³⁾、YU ら^{5,6)} によって理論的に検討されている。しかし、実用上問題となる粒径範囲の微粒子エアロゾルを用いた実験は行なわれていない。本研究では、荷電したフライアッシュを用いて管内壁への沈着率ならびに、管長さ方向での粒子沈着量および沈着粒子の粒度分布を測定し、従来の理論解析結果と比較検討した。

1. 実験装置および方法

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。試料粉体としては試験用ダスト10種（フライアッシュ、JIS Z-8901）を用いた。フライアッシュには中空粒子（cenosphere）や、微小粒子のつまった粒子（plerosphere）なども含まれるが、これらは 30 μm 程度以上の粗粒子に多く²⁾、試料の光学顕微鏡および走査型電子顕微鏡による観察ではこのような粒子は見られなかった。したがって、本研究ではピクノメータ法による粒子密度 2.26 g/cm³ をもつ球

Fig.1 Schematic diagram of experimental arrangement

形粒子として扱った。粉体の供給には微量供給用テーブル・フィーダ（三協電業製、MF-10 A-11 A-1 型）を、また粉体の分散にはミキサー型分散機（島津製作所製、MX-520 G型）を使用した。

ダクト内でサンプリングしたフライアッシュエアロゾルは、緩衝用容器を経た後、双方向性単極荷電装置（三協電業製、ボクサーチャージャ BCA 型、以下ボクサーチャージャと略記する）により荷電した。荷電されたエアロゾルはテスト部（黄銅管、内径 20 mm、長さ 97cm）へ吸引されて管内壁に沈着するが、管壁で捕集されなかった粒子はフィルタ（東洋濾紙製、グラスファイバフィルタ GB-100 R）により分離捕集される。粒子の帯電量は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、TR 8651）により測定した。自然状態（荷電を行なわない場合、以下このように略記する）での測定は Fig. 1 に示した装置からボクサーチャージャを取除いて行なった。なお、エアロゾル粒子の粒度分布はカスケードインパクト（日本科学工業製、Model 5600）を用いて測定した。

また、管長さ方向の粒子沈着量および沈着粒子の粒度分布の測定には Fig. 2 に示すような測定管を使用した。図中の■印の部分には表面に真空グリス（DOW CORNING 社製、NO. 970 V）を薄く塗布したポリエチ

昭和56年7月29日受付

*1981年7月粉体工学会夏期シンポジウムにて発表

**広島大学工学部化学工学科 〒730広島市中区千田町3-8-2

Fig.2 Test tube used for the microscopic examination of deposited particles

レンフィルムを貼り付けてある。沈着率の測定と同様の操作で、短時間（約20秒間）エアロゾルを導入した後、測定管を取りはずし、フィルム上の粒子沈着量および沈着粒子の粒度分布を光学顕微鏡を用いて測定した。

2. 実験結果および考察

単極性に帯電したエアロゾルを円管内に流入させると、粒子は電気的な反発力により管壁へ向って移動する。その運動は粒子の帯電量および、帯電粒子により管内に作られる電界の強さに依存する静電気力と、ストークスの流体抵抗力のつり合いによって決まり、沈着率 η は一般に WILSON の式と呼ばれる次式で与えられる。

$$\eta = \frac{\frac{N_0 q^2 \tau C}{3 \pi \mu D_p \epsilon_0}}{1 + \frac{N_0 q^2 \tau C}{3 \pi \mu D_p \epsilon_0}} \quad \dots\dots(1)$$

ここで、 N_0 は単位空間体積あたりの粒子数、 q は粒子1個あたりの帯電量、 τ は滞留時間、 C はカニンガムの補正係数、 μ は空気粘性係数、 D_p は粒子径、 ϵ_0 は

Table 1 Deposition efficiency of fly ash particles at very low electrification (without charger)

$\bar{u}$ (m/s)	$c_0 \times 10^3$ (kg/m ³)	$\hat{q} \times 10^5$ (C/kg)	η (-)
0.159	3~30	0.8~4.0	0.0025~0.012
0.477	3~35	0.8~5.5	0.0025~0.0086
0.796	4~35	0.2~1.5	0.0009~0.0011

空気の誘電率である。いま、 $N_0 = c_0/m_p$ 、 $\hat{q} = q/m_p$ 、 $\tau = L/\bar{u}$ 、 $m_p = (\pi/6)D_p^3\rho_p$ とおくと(1)式は次式のように書きかえられる。

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

ここで、 c_0 は管入口での粒子濃度、 m_p は粒子質量、 $\hat{q}$ は単位質量あたりの粒子帯電量、 L は管長、 $\bar{u}$ は平均流速、 ρ_p は粒子密度である。

2.1 粒子沈着率

自然状態での沈着率の測定結果を Table 1 に示す。粒子帯電量は荷電を行なったときの 1/100~1/1000 であり、沈着率は本研究の測定濃度範囲で 1% 程度以下である。

Fig. 3—(a), (b), (c), (d)は荷電を行なった場合の沈着率を粒子濃度に対して示したもので、(a), (b), (c)は負荷電、(d)は正荷電の場合である。実線は平均帯電量、 $\hat{q}_{av}$ 、質量中位径 D_{p50} から(2)式によって算出した理論値であるが、帯電量に幾分ばらつきがあるので $\pm 10\%$ の誤差を考慮した値を破線で示した。流速が低くなるに従って質量中位径も小さな値を示しているが、これは緩衝用容器内での粒子の重力沈降およびボクサーチャージャ電極部への粒子沈着によるものと思われる。Fig. 3において理論値と実験値は粒子の帯電極性によらず、実験誤差内で一致している。なお、本実験の範囲におけるレイノルズ数は 200~1700 で、エアロゾル流は層流である。これらの結果と自然状態での沈着率(Table 1)を比較すると、ブラウン拡散の影響は無視できることがわかる。

2.2 管長さ方向での粒子沈着量分布および沈着粒子の粒度分布

沈着率の測定結果は2.1節で示したように WILSON の式による理論値とはほぼ一致していた。しかし、管長さ方向の沈着量変化、沈着粒子の付着状況あるいは粒度分布などについては正確には把握されていない。そこで、Fig. 2 に示した測定管を用いて、これらの点について実験的な検討を加えた。

Fig.3 Deposition efficiencies of unipolarly charged particles (fly ash, —Wilson's equation)

長さ L の測定管による管壁への粒子沈着率は(2)式によって示されるが、管内に流入する全粒子量を M とすると、入口から距離 x の位置までの沈着量 $M\eta$ は次式で与えられる。

$$M\eta = \frac{M\alpha x}{1 + \alpha x} \quad \text{.....(3)}$$

ただし、

$$\alpha \equiv \frac{\hat{q}^2 D_p^2 \rho_p c_0 C}{18 \mu u \varepsilon_0} \quad \text{.....(4)}$$

したがって、管入口からの距離 x に対する沈着量の変化率は(3)式を微分して(5)式で示される。

$$M \frac{d\eta}{dx} = \frac{M\alpha}{(1 + \alpha x)^2} \quad \text{.....(5)}$$

また、 $x=0$ では

$$M \left(\frac{d\eta}{dx} \right)_0 = M\alpha \quad \text{.....(6)}$$

故に、(5)、(6)式より

$$\frac{M(d\eta/dx)}{M(d\eta/dx)_0} = \frac{1}{(1 + \alpha x)^2} \quad \text{.....(7)}$$

(7)式の左辺の分子・分母に $2\pi R$ を掛けてみるとわかるように、分子は距離 x における微小面積あたりの粒子沈着率を、分母は距離 $x=0$ (入口)におけるそれを表わしている。

Fig.4 は(7)式のように無次元化した沈着量の変化率を

濃度をパラメータとして示したもので、実験値は $8.0 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ におけるものである。実験値と計算値は良く一致しており、この結果も WILSON の式の妥当性を示している。

Fig.5 に沈着粒子の顕微鏡写真の一例を示す。凝集粒子はほとんど存在せず、管内へ流入するフライアッシュはほぼ完全分散の状態であると考えられる。Fig.6 は各測定点での沈着粒子を顕微鏡視察して測定した粒度分布を重量基準に換算したものである。沈着粒子の粒度分布

Fig.4 Normalized mass of deposited particles per unit area of the wall as a function of the flow distance (fly ash, —Wilson's equation)

Fig.5 Photomicrographs of the deposited particles (fly ash)

Fig.6 Size distributions of the deposited particles (log-normal, mass basis)

は管長さ方向の距離 x によらずほぼ一定であり、本実験の粒径範囲の粒子では慣性の影響は無視できると考えられる。これについては次節で考察する。また、空間電荷効果による粒子の沈着は、電界荷電が支配的な $1\mu\text{m}$ 程度以上の粒子については粒径によらないことを示している。これは、単位質量あたりの荷電量が粒径に反比例するため(2式)の η が粒径に依存しないことと一致している。

2.3 粒子慣性、流速分布、影像力の影響

エアロゾル粒子は、軸方向へは気流に乗って移動する。したがって比較的粒径の大きい粒子については、慣性の影響を検討する必要がある。SAVILONIS ら³⁾ は粒子の慣性に関するパラメータ B_i を次式で定義し、粒子の運動方程式、ポアソンの式、連続の式を連立して数値計算を行なっている。

$$B_i = \frac{t_r}{t_e} = \frac{\frac{m_p}{3\pi\mu D_p}}{\frac{3\pi\mu D_p \varepsilon_0}{c_0 q^2}} \quad \dots\dots(8)$$

ここで、 t_r は粒子緩和時間、 t_e は粒子の静電拡散時間である。いま、 $q = \hat{q} m_p$ 、 $m_p = (\pi/6) D_p^3 \rho_p$ とおくと、(8)式は次のように変形される。

$$B_i = \frac{\pi}{1944} \frac{D_p^7 c_0 \hat{q}^2 \rho_p^3}{\mu^2 \varepsilon_0} \quad \dots\dots(9)$$

本実験の範囲では $c_0 = 12 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ 、 $D_p = 5 \mu\text{m}$ 、 $\hat{q} = 10^{-2} \text{ C/kg}$ としても、(9)式より計算されるパラメータ B_i の値は、 6×10^{-16} であり、 $B_i = 0$ の結果、すなわち WILSON の式とほとんど一致し、沈着率に対する粒子慣性の影響は無視できることがわかる。

また、Faith ら¹⁾ は沈着率に対する管内流速分布および乱流拡散の影響を理論的に検討し、数値計算を行なうことによって粒子濃度分布の影響も考慮しているが、プラグ流と乱流での沈着率の差はほとんどないことを示している。なお、層流とプラグ流の場合の沈着率は平均滞留時間を用いれば同一になることが WILSON⁴⁾ によって示されている。したがって、本実験における流速分布の

影響はほとんど無視できるものと考えられる。

さらに、粒子濃度が低い（空間電荷効果が小さい）場合、あるいは口径の小さい円管の場合は電気映像力の効果も考えられる。YU ら^{5,6)} は限界粒子軌跡の考え方をを用いて映像力による沈着率を解析しており、その結果を用いて数値計算を行なったところ、本実験の範囲では映像力による沈着率の増加は 2～2.4 % 以下であってほとんど無視できることがわかる。

結 言

円管内に帯電エアロゾル流を導入し、その空間電荷効果による壁面への粒子の沈着について実験的および理論的検討を行なった結果、次のような結論がえられた。

- 1) 本実験の範囲では帯電粒子の管壁への沈着率、および管長さ方向での沈着率の変化の割合はほぼ WILSON の式と一致している。
- 2) 粒子の帯電極性による沈着率の差は認められない。

3) 流入粒子はほぼ完全分散されており、自然状態（荷電を行なわない場合）では粒子がほとんど沈着しないことから、本実験で用いた粒径範囲の粒子については、ブラウン拡散の影響は無視できる。

4) 電界荷電 (field charging) が支配的な粒子については、沈着率は粒径にほとんど依存しない。

5) SAVILONIS ら、FAITH ら、YU らの理論解析結果から計算した粒子の慣性、流速分布、および映像力の影響は本実験の範囲ではほとんど無視できる。

空間電荷効果による粒子の沈着は、粒子の電気的特性に依存しないと考えられるので、高抵抗あるいは低抵抗微粒子の捕集にも利用できるであろう。しかし、低濃度のエアロゾルを処理するには他の集じん法と併用する必要があると思われる。

（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手法」によった事を付記し、謝意を表します。

使 用 記 号

B_s : 粒子緩和時間と静電拡散時間の比, (8)式	[-]	R : テストパイプの内半径	[m]
C : カニンガムの補正係数	[-]	t_e : 静電拡散時間	[s]
c_0 : 流入粒子濃度	[kg/m ³]	t_r : 粒子緩和時間	[s]
D_p : 粒子径	[m]	$\bar{u}$: 気流の平均流速	[m/s]
D_{p50} : 質量中位径	[m]	x : 管入口からの軸方向距離	[m]
L : テストパイプの長さ	[m]	α : (4)式で定義	[1/m]
M : 流入全粒子量	[kg]	ϵ_0 : 空氣の誘電率	[F/m]
m_p : 粒子質量	[kg]	η : 沈着率	[-]
N_0 : 流入粒子個数濃度	[1/m ³]	μ : 空氣の粘性係数	[kg/m·s]
q : 粒子 1 個あたりの帯電量	[C]	ρ_p : 粒子 (真) 密度	[kg/m ³]
$\hat{a}$: 粒子単位質量あたりの帯電量, 比電荷	[C/kg]	τ : 粒子滞留時間	[s]
$\hat{q}_{av}$: $\hat{q}$ の算術平均値	[C/kg]		

引 用 文 献

- 1) Faith, L. E., S. N. Bustany, D. N. Hanson, and C. R. Wilke; *Ind. Eng. Chem. Fund.*, **6**, 519(1967)
- 2) Fisher, G. L.; "Generation of Aerosols", ed. by K. Willeke, Ann Arbor Sci., Mich., p. 203 (1980)
- 3) Savilonis, B. J., and J. S. Lee; *J. Fluids Eng.* **100**, 499 (1978)
- 4) Wilson, I. B.; *J. Colloid Sci.*, **2**, 271 (1947)
- 5) Yu, C. P.; *J. Aerosol Sci.*, **8**, 237 (1977)
- 6) Yu, C. P., and K. Chandra; *J. Aerosol Sci.*, **9**, 175 (1978)

Author's Abstract

Deposition of Charged Aerosol Particles Flowing in a Cylindrical Tube

by

Hiroaki MASUDA and Shunya IKUMI

(Hiroshima Univ., Hiroshima, Japan)

Deposition of unipolarly charged particles by their own space charge from laminar flow in a cylindrical tube is investigated both experimentally and theoretically. Experimental deposition efficiencies for fly-ash particles agree well with Wilson's analytical solutions. The distribution of the deposited mass of particles in an axial direction in a brass tube is also well predicted by Wilson's equation. The polarity of charged particles has no effect on the deposition efficiencies. It is also found that the size distributions of deposited particles are almost the same for any axial position in the tube. This experimental fact shows that the deposition efficiencies are independent of the particle size, which is also predicted by Wilson's equation in so far as the field charging is predominant. Effects of the particle inertia, Brownian diffusion and image force are also discussed, showing that the effects of these physical phenomena on the deposition of charged particles are negligible in the experimental range.

A. I. Ch. E. Spring 1982 全国大会講演募集

日時 1982年 6 月 7 日～10日

場所 Anaheim, California

セッション "Hot Fuel Gas Clean up System (高温燃料ガス清浄システム)"
150 字以下の英文要旨を下記の各々に郵送すること

Chairman

Professor R. Mahalingam

Department of Chemical Engineering

Washington State University

Pullman, WA 99164 (509) 335-1304 or 335-4332

Co-Chairman

Dr. D.F. Ciliberti

Westinghouse R & D Center

1310 Beulah Rd.

Pittsburgh, PA 15235 (412) 256-3112

期 限

要旨受付 1981年11月 1 日

予備受付通知 1981年11月15日

最終原稿 1982年 1 月15日