管内流における粉体の最大帯電量について

Maximum Electrostatic Charge of Powder in Pipe Flow

松山 達, 山本 英夫

Tatsushi Matsuyama, Hideo Yamamoto

Received 10 December 2007 ; Accepted 15 March 2008

In dry powder processes, particles collide against each other and onto walls, and normally, electrostatic charge is generated. Such process is called triboelectrification or tribo-/contact-/impact-charging of particles. In this paper, the amount of maximum (or saturated, or equilibrium) charge on a particle in a powder flow of a pneumatic conveyer with a metal pipe was discussed. A theoretical discussion involving the space charge effect on the basis of 'charge relaxation model,' in which the maximum charge is limited by the gas break down, is given. The result showed two regions, i.e., the region in which the space charge does not have any effect, and the other region where the space charge dominates the amount of the charge. The charge was proportional to the particle size to the power of 1.5 in the region of no space charge effect, and the power of 3 in the other region. An approximated analytical formula was empirically found, for the whole range, including these two regions. The maximum charge as a function of particle size, pipe size, and volume fraction of the powder, was given as: $q/C = 1.1 \times 10^{-4} (d_p/m)^3 / \sqrt{[\{\phi(D/m)\}^2 + \{17.1(d_p/m)^{1.5}\}^2]}$, when the relative dielectric constant of the particle is 2. A comparison showed that the theory gives a certain overestimation to the data cited from literature. Additional detailed discussions are given in the paper.

Keywords : Pneumatic conveyer, Maximum particle charge, Tribocharging, Charge relaxation model

1. はじめに

乾式粉体のハンドリングにおいて、粉体粒子は、主に装置壁面との衝突・接触によって静電気を発生させ自らが帯電する。筆者らはこのような粒子帯電の基礎過程について調べるために、高分子製球形粒子を1個ずつ、1回ずつ金属板に衝突させてその際の発生電荷量を実測する「粒子衝突帯電実験」と称する実験系を確立し、これに基づきこの問題についての実験的・理論的検討を進めてきた¹⁻⁷⁾。しかしながら一方、実際の粉体プロセス中では、粒子は単独では存在しない。ある1個の粒子が装置壁面と衝突して電荷の授受が発生しているその瞬間、その後方には残りの粉体粒子が存在しているのであり、これらが既に帯電していれば、この電荷に起因する電場が壁面と接触中の粒子の電荷授受に影響を与える。このような効果は、一般に空間電荷効果と呼ばれる。

空間電荷効果を考慮して粒子の衝突帯電過程を検討することは興味深く、また、1個粒子の帯電基礎過程についての理論的理解を実際の系へ拡張・応用するためにも重要である。空気輸送のような系で円管内に存在し、運動する粉体の帯電量を議論することは、このような議論を行うための具体的問題の一つとしていくつかの点で適当であると考えられる。

筆者らが提案した「電荷緩和モデル」（または放電緩和モデル）と称する、粒子の接触に伴う電荷移動量決定メカニズムでは、接触時の電荷移動量ではなく、一旦接触面間で移動した電荷が分離時に生ずる空気放電で制限され、この（放電）緩和後の残留電荷として帯電量が決定することを主張する^{4,5,7)}。

そこで本稿では、この「電荷緩和モデル」の枠組みに基づいた場合、空気輸送で円管内部を流動し輸送される粉体粒子について、その最大（または飽和、また

創価大学 工学部 環境共生工学科

(〒192-8577 東京都八王子市丹木町1-236) TEL 0426-91-8169

Department of Environmental Engineering for Symbiosis,

Faculty of Engineering, Soka University

(1-236 Tangicho, Hachioji, Tokyo 192-8577, Japan)

は平衡) 帯電量がどのように議論されることになるのかを検討するものとする。

2. モデル

円管内を粉体が空気輸送される系を考える。この中で、粒子は様々な運動をしつつ、管壁と衝突したり、他の粒子と衝突したりする。それぞれの衝突・接触によって電荷の移動が生じるが、粒子同士の衝突によって電荷の移動が生じた場合には、系内粉体全体での総電荷量は変化しない。粉体系への正味の電荷の注入は、粒子と壁面の衝突によってのみ生じる。

ここで、十分に長くて発達した空気輸送系円管内粉体流れを仮想する。ここでは、粒子と管壁、粒子同士の衝突が十分にランダムに、十分に多数回行われた結果、すべての粒子の持つ電荷が等しくなっているものとする。このときの電荷量はすなわち、この動的な系における、粒子帯電の飽和値、あるいは平衡値という意味を持つであろう。この電荷量を円管内空気輸送における粉体粒子の最大帯電量として、以下のような仮定の下で計算するものとする。

- (1) 粒子径は均一。また、粒子は球形で表面は滑らかであるとする。
- (2) 円管内部の粒子空間分布は均一。
- (3) 粒子の材質は均一。
- (4) 粒子の帯電は表面一様で、すべての粒子が等しい帯電量を持つ。
- (5) 管壁は導体。
- (6) 電荷移動量決定メカニズムは「電荷緩和モデル」に従う。
- (7) 媒体ガスは常温常圧の空気。
- (8) 空間電荷効果として粒子に印加される電場は平均場近似可能。

粒子の円管中での体積分率を ϕ とする。粒子 1 個あたりの電荷を q 、粒子半径を a とし、円管半径を R とすると、管内電荷の空間電荷密度 ρ は、

$$\rho = \frac{3\phi q}{4\pi a^3} \quad (1)$$

で与えられる。仮定により、空間電荷に起因する電場の計算には平均場近似が適用可能、粒子の空間分布は一様である。従って、管中心から計った動径 r の位置での電場は、管が十分長ければこの電場は動径方向成分だけを持つから、 ε_0 を真空の誘電率として以下の

ように与えられる。

$$E_r = \frac{3\phi q}{8\pi\varepsilon_0 a^3} r \quad (2)$$

また今、管壁との衝突・接触を議論すべく注目している粒子について、管壁との距離 (ギャップ) を d とすると、この粒子の中心座標は $r = R - d - a$ になるから、当該粒子 (の中心) に、空間電荷効果として外部から印加されている電場は、

$$E_0 = \frac{3\phi q}{8\pi\varepsilon_0 a^3} (R - a - d) \quad (3)$$

となる。

この外部電場によって粒子に分極が生じ、粒子表面に分極電荷が誘導される。 E_0 が一様電場とみなせるとすると、この分極電荷によって粒子周りに生じる電場 E_p は、管の中心から粒子中心へ向かう軸上で、以下のように与えられる⁸⁾。

$$E_p = 2 \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_0} E_0 \left(\frac{a}{r_p} \right)^3 \quad (4)$$

ここで、 ε_p は粒子の誘電率である。 r_p は粒子中心からの動径座標で、管中心から計った動径 r と、

$$r_p = r - R + a + d \quad (5)$$

なる関係にある。

また、粒子は真電荷 q を持ち、これは粒子表面一様に帯電しているものと仮定している。この真電荷に起因する電場 E_q は、以下で与えられる。

$$E_q = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r_p^2} \quad (6)$$

次に、管壁の境界条件について考える。空間電荷効果の項については、電荷の管内体積分布一様と仮定しているので、導体管壁表面の電位一様条件は自動的に満たされている。一方、着目粒子の電荷 (真電荷と分極電荷) に起因する電場の項については、境界条件を別途考慮しておく必要があるだろう。着目粒子の径が管壁の曲率に比較して十分小さく、かつ、着目粒子が十分に管壁近傍に存在しているとする、導体管壁を無限平面とみなしてかまわない。従って、表面電位一定の境界条件を満たすように真電荷と分極電荷の鏡像を置くことによって、この問題を取り扱うことができる。これらの鏡像を管壁に対称に配置して形成される電場 E_{lm} は、着目粒子中心において着目粒子と鏡像粒

子の中心間距離が $2(a+d)$ であることを考慮して、以下のように求まる。

$$E_{lm} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(R+a+d-r)^2} + 2 \frac{\epsilon_p - \epsilon_0}{\epsilon_p + 2\epsilon_0} E_0 \left(\frac{a}{R+a+d-r} \right)^3 \quad (7)$$

以上の準備に基づき、真電荷、分極電荷、鏡像電荷に起因する電場と、空間電荷効果による外部電場を全て加算することによって、粒子・管壁間ギャップの電場を得る。これにより、着目粒子先端と導体管壁の間の電位差は、以下のように計算される。

$$\begin{aligned} V &= - \int_R^{R-d} (E_q + E_p + E_{lm} + E_r) dr \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a+2d} \right) + \frac{\epsilon_p - \epsilon_0}{\epsilon_p + 2\epsilon_0} \\ &\quad \times \left(a - \frac{a^3}{(a+2d)^2} \right) E_0 \\ &\quad + \frac{3\phi q}{8\pi\epsilon_0 a^3} \left(Rd - \frac{1}{2} d^2 \right) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで E_0 には Eq. (3) を代入する。初項が粒子真電荷とその鏡像による項、第2項が分極電荷とその鏡像による項、第3項が空間電荷効果による外部電場による項を表す。

なお、厳密には E_0 も E_{lm} も一様電場ではない。従って、一様外部電場を前提とする Eq. (4) の計算は、ダイポール、すなわち分極の2次の項までしか計算していないという意味で、2次近似になっている。より厳密には、高次分極の効果を算入するべきなのではあるが⁹⁾、ただし一方、粒子の比誘電率 $\epsilon = \epsilon_p / \epsilon_0$ が十分小さい範囲では Eq. (8) の計算結果は非常に良い近似を与える。そこで本稿の範囲では、粒子比誘電率 $\epsilon = 2$ の場合についてのみ、上記2次近似に基づいて計算を行うこととした。

Eq. (8) の粒子-壁面電位差は粒子-壁面間ギャップ d の関数になっている。「(放電) 電荷緩和モデル」の枠組みでは、この電位差曲線が空気の放電限界を下まわることが要請される。一般に、対向電極間の放電限界電圧もまた電極間距離の関数となるので、粒子の限界(最大)帯電量は、対応する粒子表面電位曲線が放電限界曲線に下から接する条件を満足するように与えられる。

放電限界曲線としては、良く知られる Paschen 式¹⁰⁾を採用する^{4, 5)}。

Fig. 1 Maximum charge on a single particle as a function of volume fraction of powder for particle sizes and pipe diameters. For $d_p = 3000$ and $1000 \mu\text{m}$ cases, data for $D = 0.1$ and 1m are drawn

$$V_s = V_{smin} \frac{(pd)/(pd)_c}{1 + \ln[(pd)/(pd)_c]} \quad (9)$$

ここで V_s は放電限界電圧、 p は環境気体の圧力であり、 V_{smin} は Paschen の最小放電開始電圧、 $(pd)_c$ はこの V_{smin} を与える pd の値である。空気に対する値として、 $V_{smin} = 330 \text{ V}$ 、 $(pd)_c = 0.756 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ を、また気圧は常圧として $p = 101.3 \text{ kPa}$ を用いた^{4, 10)}。

粒子表面電位曲線が放電限界曲線に接する条件として以下を与える。

$$\begin{cases} V_s(d) = V(d, q) \\ \partial V_s(d) / \partial d = \partial V(d, q) / \partial d \end{cases} \quad (10)$$

これは d と q に関する連立方程式になっているので、これを解いて、粒子電位曲線が放電限界曲線の下から接するように求めた解 q が、ここでの問題における、粒子の最大(限界)帯電量を与える。

3. 結果と考察

計算は、粒子径 $d_p = 10 \sim 3000 \mu\text{m}$ の範囲について行った。既に述べたように、粒子比誘電率は本稿の計算ではすべて $\epsilon = 2$ とした。また、輸送管の管径は $D = 0.01 \sim 1.0 \text{ m}$ の範囲について、粒子体積分率としては十分希薄な条件から高濃度条件まで、 $\phi = 10^{-8} \sim 0.5$ の範囲について計算した。

計算結果を **Fig. 1** に示す。粒子1個あたりの最大

Fig. 2 Surface charge density of a particle as a function of non-dimensional parameter η

(限界) 電荷を体積分率の関数として示してある。極めて明らかな通り、二つの領域が存在することが分る。粒子が希薄で(体積分率が低く)1個粒子の最大帯電量が他の帯電粒子の存在、あるいは空間電荷効果の影響を全く受けない領域と、体積分率が高く、帯電量決定に対して空間電荷効果が支配的になる領域である。これらをそれぞれ、領域1と領域2と名付けることにする。体積分率が高く、空間電荷効果の影響が支配的となる領域2では、粒子帯電量は体積分率に反比例することが示された。また、それぞれの粒径について、領域1から領域2への遷移は、輸送管の径が大きいくほど早く(小さい体積分率で)生じていることが分る。これは、体積分率が同じで粒子帯電量が同じであれば、管径が大きい方が、実際に管が囲んでいる電荷総量が大きくなり、管壁付近での電場が大きくなることによっている。

ここで、以下のように新たな無次元パラメータを定義する。

$$\eta = \frac{\phi D}{d_p} \quad (11)$$

この新たな無次元パラメータを横軸に、縦軸には粒子の表面電荷密度(粒子1個あたりの電荷を粒子表面積で除したもの)をプロットしたものをFig. 2に示した。図から、領域1の電荷密度は粒径ごとに異なるのに対して、空間電荷効果が支配的となる領域2では、電荷密度が統一的に説明され、無次元パラメータ η に

反比例することが示された。また、領域1から2への遷移も、粒子径ごとに統一され、 $\eta = 0.1 \sim 1$ 程度の範囲に収まることが分った。図中、文献値との比較が示されているが、これについては後に詳述する。

領域2が無次元パラメータ η と表面電荷密度の関係として $\eta\sigma \approx \text{const.}$ の形で統一的に表現できることは、実は以下の事情に対応している。Eq. (2)により、空間電荷効果による管壁位置での電場は、以下のように計算できる。

$$E_R = \frac{3\phi D q}{2\pi\epsilon_0 d_p^3} = \left(\frac{3}{2\epsilon_0}\right) \left(\frac{\phi D}{d_p}\right) \left(\frac{q}{\pi d_p^2}\right) \\ = \frac{3}{2\epsilon_0} \eta \sigma \approx \text{const.} \quad (11)$$

これにより従って、Fig. 2で見た領域2に関する関係は、実は、粒子限界(最大)電荷を与える条件が、管壁での電場が一定となる条件に対応していたことが示された。この電場を限界電場 E_{Rc} と書くことにすると、粒子1個あたりの最大帯電量は、

$$q = \frac{2\pi\epsilon_0}{3\phi D} E_{Rc} d_p^3 \quad (12)$$

で与えられることになる。今回の計算結果の範囲についてのフィッティングから、この限界電場は、

$$E_{Rc} = 5.93 \text{ MV/m} \quad (13)$$

であることが分った。この限界値は、良く知られている放電限界電場3 MV/mに比べて倍くらい大きいことになる。Paschen曲線は電場基準で描くと電極間距離について限界電場は単調に逓減する。また、電極間距離が数百 μm 程度と短いときには限界電場として3 MV/mよりもずっと大きな値を与える。従って「電荷緩和モデル」が接触・分離する粒子表面と壁面との間の非常に局所的な短ギャップでの放電緩和を前提として議論している以上、Eq. (13)の結果は決して奇異な結果ではない。ただし、空間電荷効果による電場が管壁近傍の広い範囲でこのように高い値になるとすると、「電荷緩和モデル」の枠組みとは異なるメカニズムによって空間電荷が制限されている可能性も考えられる。この問題は非常に興味深い、今のところは良く分らない。今後、より詳細に検討して行く必要があるだろう。

一方、空間電荷効果の影響を受けない領域1では、粒子の最大帯電量は粒径の1.5乗に比例している⁵⁾。本稿における計算の結果の範囲では、フィッティング

Table 1 Summary of experimental conditions of data cited from literatures

Author	Cartwright ¹¹⁾	Nieh ¹²⁾	Gajewski ¹³⁾	Matsusaka		
Year	1985	1988	1989	2002 ¹⁴⁾	2003 ¹⁵⁾	2007 ¹⁶⁾
Particle material	polyethylene	glass	polyethylene	fly ash	fly ash, alumina	alumina
Particle size	800 μm	130–550 μm	0.4–2 mm	7 μm	4.2 μm 3.9 μm	3.3 μm
Pipe material	steel	copper	steel	stainless	stainless	stainless, aluminum, copper, brass
Pipe diameter	10 cm	5.1 cm	5 cm	4.7 mm	6.0 mm	6.0 mm
Pipe length	35 m	10 m	8.8 m	2 m	3 m	3 m
Pipe shape	straight	straight	straight	straight	spiral	spiral
Air or solid velocity	30 m/s	5–28 m/s	1.5–12 m/s	35–80 m/s	20–40 m/s	40 m/s
Volume fraction*	0.2–1.5 %	0.05 %	0.85–2 %	0.02–0.05 %	$1.5–2.6 \times 10^{-7}$	1.5×10^{-7}
Charge on a single particle*	0.2–1.5 pC	0.2–6 pC	7–270 pC	1–1.5 fC	0.7–1.5 fC	1.5–2.5 fC

* Re-calculated from literature conditions, charge is in absolute value.

Fig. 3 Relationship of the empirical approximation to theoretical charge and data cited

により、粒子帯電量は

$$q/C = 6.43 \times 10^{-6} (d_p/m)^{1.5} \quad (14)$$

で表されることが求められた。ただしここで「 q/C 」「 d_p/m 」はそれぞれ変数 q と d_p を単位 (C) と (m) で計算することを意味するものとする。

Eq. (12) の結論は、領域 2 における粒子 1 個あたりの最大電荷量が、粒径の 3 乗に比例することを示している点で極めて興味深い。これまで長く、粒子帯電

量の粒径依存性については、粒径の 1 乗から 3 乗までの様々な理論的・経験的根拠に基づく主張がなされてきたが、ここでの計算結果は、空間電荷の影響が無い場合から有る条件にかけて、粒径依存が 1.5 乗から 3 乗の範囲で遷移し得るとする、新たな理論的可能性を示したことになる。

領域 1 から領域 2 にかけて、Eq. (14) と Eq. (12) を「合成」して、ここまでの計算結果全体を表現できる経験式を、試行錯誤の結果以下のように得ることができた。

$$q/C = \frac{1.10 \times 10^{-4} (d_p/m)^3}{\sqrt{\{\phi(D/m)\}^2 + \{17.1 (d_p/m)^{1.5}\}^2}} \quad (15)$$

Fig. 3 に、理論計算の結果と上の経験 (近似) 式の比較を示す。一つ一つの折れ線が計算した全ての粒径・管径に対応しているのだが、それぞれの線が錯綜して全く見分けがつかないので凡例表示は省略した。全体に極めて広い範囲で両者がたいへん良く一致していることが分る。ただし、両対数グラフで極めて広い範囲を表示しているために誤差の具合が良く見えてはいないという事情もあり、実際には最大で $\pm 20\%$ 程度の誤差は出ている点もある。

Fig. 2 と Fig. 3 には、ここまでで述べてきた本稿での理論的計算の結果と比較するために、文献から得た実験値を併せてプロットした。

管内空気輸送の系での粉体の帯電の計測は、主に静

電気安全の観点から、古くからたいへんに多くなされている。緒言で述べた、この系が本稿でのモデル計算の適用にあたっての適切な具体的課題の一つであることの理由は、このような過去の実測値の積み重ねが充実している点にも求めることができる（はずであった）。実際に今回、文献検索では対応する大量の文献を獲得したのだが、内容を吟味すると、本稿での議論での必要パラメータ情報（粒子帯電量・粒子径・粒子濃度・管径）のいずれかが欠落している文献が意外なほど多量に存在しており（時には粒子径情報すら示されていない文献がある）、実際にはほとんどが採用できなかった。Table 1 に、ここで比較のために用いることのできた文献^{11~16)}における実験条件の概略をまとめて示しておく。

電荷は極性を無視して絶対値で比較してある。Fig. 2 と Fig. 3 を一見して明らかな通り、文献値とここでの理論値は全く合わない。一貫して文献値は理論値よりはるかに小さく、ほぼ 1/100 程度となっている。ただし、この不一致具合は全くランダムに合わないというのではなく、何か一定の傾向があるようにも見える。この一定のずれに、何らかの物理的根拠が隠れているのかどうか、現段階では残念ながら全く分らない。しかしながら、以下、この不一致に関して、特に本稿で計算の前提として置いた仮定群の妥当性を巡ってある程度の検討を加えておく必要はあるであろう。

まず、ここで引用した文献における実験範囲では、粒子電荷の実測値が、ここで仮定しているような、飽和・平衡の条件に十分に到達していない可能性が挙げられるだろう。しかしながら一方、様々な実験条件（流速やパイプ径）の違いにもかかわらず、上で見たように、ずれ具合が一定の傾向を示すこととこの議論とは整合が悪い。Matsusaka ら^{14~16)}の実験では、管長に対する帯電量変化が、直管の結果¹⁴⁾ではまだ飽和していないように見えるのに対して、螺旋管の結果^{15, 16)}では飽和しているようにも見える。一方、そのような違いにもかかわらず、各実測値と本稿での計算結果の不一致具合には一定の類似が認められる。この事実は何かを示唆しているように見えて興味深い、この背後にどのような物理が隠されているのか、今のところは残念ながら全く分らない。

粒子の空間分布一定の仮定には、明らかに一定の問題があるものと考えられる。まず、粒子が帯電すると、相互反発力によって各粒子は軸方向に押されるので、粒子濃度は管壁に近づくにつれて大きくなるよう

な分布になると考えられる。しかしながら、管壁近傍での電場は、平均場近似が有効である限り、この分布の変化によってはそれほど大きな影響は受けない。また、この影響は、もしあったとすると、本計算の枠組みでは粒子電荷をわずかに大きくする方向に働くことが分っている（詳細は省略する）。何れにせよ、この管径方向の濃度分布の変化の問題はあまり影響が大きい。一方、管流れ方向の濃度分布に変化があるとすると、本計算で仮定した粒子濃度を局所的に大きく変化させる可能性がある。粒子濃度が大きくなると、粒子最大電荷は小さくなるのであったから、この濃度揺らぎが粒子電荷を制限している可能性はあるだろう。実際、Matsusaka ら¹⁷⁾が詳しく議論しているように、管流れ方向の濃度分布は存在する。ただし、実験条件によって、どの程度の濃度分布があるのかは必ずしも明らかではない。一旦、大きく帯電した粒子群の流れの一部での濃度揺らぎによって、局所的に空間電荷効果が高まるといったことが生じるとすると、Nifuku ら¹⁸⁾が報告しているような、長い管輸送の後半の測定点で、見かけの局所的な電荷移動の極性が反転する現象も、このような議論の線上で検討できる可能性がある。

何れにせよ、以上で議論した内容、すなわち、粒子電荷が飽和に到達するまでの速度過程、また、管内の粒子濃度分布がこの問題に与える影響などについてより詳細に検討するためには、個別粒子の運動論と併せての議論が必要となるだろう。そのような検討は大きな課題であるが、極めて興味深い。

4. 結 論

電荷緩和モデルの枠組みに従い、空間電荷効果を考慮して、円管内を空気輸送される粉体の系について、粒子の最大（または飽和・平衡）帯電量を議論した。

モデル計算の結果から、粒子帯電量を粒子体積分率の関数として示す場合、帯電量が空間電荷効果の影響を受けない領域と、帯電量が空間電荷効果に支配される領域の、明確な二つの領域が存在することが明らかとなった。また、粒子帯電量が、空間電荷効果の影響を受けない領域では粒子径の 1.5 乗に、空間電荷が支配的となる領域では粒子径の 3 乗に比例することが示された。更に、この二つの領域にまたがる広い範囲で粒子帯電量を、粒子径・輸送管径・粒子体積分率の関数として記述できる近似経験式を導いた（本文中 Eq. (15)）。

計算結果と、対応する文献値を比較した結果、本稿

での計算は実測値に対して相当に過大な値を与えることが明かとなった。本モデルが空気の絶縁破壊限界によって制限される電荷の最大値を与えるものである以上、実測値がこれより小さいこと自体には無理はない。

本モデルで前提としたいいくつかの仮定についての詳

細な検討から、個別粒子の運動論を考慮した詳細な検討の上に立つ、粒子帯電過程の速度論的な検討を行う必要性、および、輸送管内での粒子濃度分布が粒子帯電量にあたる影響についての検討を行う必要性があることが示唆された。

Nomenclature

a	: particle radius	(m)	r	: radial position in pipe	(m)
D	: pipe inner diameter	(m)	r_p	: radial position measured from particle center	(m)
d	: gap between particle to wall	(m)	V	: potential	(V)
d_p	: particle size (diameter)	(m)	V_S	: Paschen's potential of gas breakdown limit	(V)
E	: electric field	(V/m)	V_{Smin}	: Paschen's minimum potential	(V)
E_{Re}	: critical field strength at pipe wall	(V/m)	ϵ	: relative dielectric constant	(-)
E_{Im}	: external field due to image	(V/m)	ϵ_0	: dielectric constant of free space	(F/m)
E_R	: electric field at pipe wall	(V/m)	ϵ_p	: dielectric constant of particle	(F/m)
E_0	: external electric field	(V/m)	η	: non-dimensional parameter defined by Eq.(11)	(-)
p	: pressure	(Pa)	ρ	: volume density of charge	(C/m ³)
$(pd)_c$	: Paschen's critical product of pressure and gap distance	(Pa · m)	σ	: surface charge density	(C/m ²)
q	: charge	(C)	ϕ	: volume fraction of powder	(-)
R	: pipe radius	(m)			

References

- 1) Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "Charge Transfer between a Single Polymer Particle and a Metal Plate due to Impact", *J. Soc. Powder Technol., Japan*, **24**, 765-770 (1987)
- 2) Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "Charge Transfer between a Polymer Particle and a Metal Plate due to Impact", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **30**, 602-607 (1994)
- 3) Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "Characterizing the Electrostatic Charging of Polymer Particles by Impact Charging Experiments", *Adv. Powder Technol.*, **6**, 211-220 (1995)
- 4) Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "Charge Relaxation Process Dominates Contact Charging of a Particle in Atmospheric Conditions", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 2418-2423 (1995)
- 5) Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "Charge Relaxation Process Dominates Contact Charging of a Particle in Atmospheric Conditions II. General Model", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 2170-2175 (1996)
- 6) Matsuyama, T., M. Ogu, H. Yamamoto, J. C. M. Marinissen and B. Scarlett: "Impact Charging Experiments with Single Particles of Hundred Micrometre Size", *Powder. Technol.*, **135/136**, 14-22 (2003)
- 7) Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "Impact Charging of Particulate Materials", *Chem. Eng. Sci.*, **61**, 2230-2238 (2006)
- 8) e. g., Stratton, J. A.: "Electromagnetic Theory", p. 204, MacGraw-Hill (1941)
- 9) e. g., Matsuyama, T. and H. Yamamoto: "The Electrostatic Force Between a Charged Dielectric Particle and a Conducting Plane", *J. Soc. Powder Technol., Japan*, **34**, 154-159 (1977)
- 10) Inst. Electros. Japan. ed., "Seidenki Handbook", p. 215, Ohmsha (1981)
- 11) Cartwright, P., S. Singh, A. G. Bailey and L. J. Rose: "Electrostatic Charging Characteristics of Polyethylene Powder During Pneumatic Conveying", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1A-21**, 541-546 (1985)
- 12) Nieh, S. and T. Ngyu: "Effects of Humidity, Conveying Velocity, and Particle Size on Electrostatic Charges of Glass Beads in a Gaseous Suspension Flow", *J. Electros.*, **21**, 99-114 (1988)
- 13) Gajewski, A.: "Measuring the Charging Tendency of Polystyrene Particles in Pneumatic Conveyance", *J. Electros.*, **23**, 55-66 (1989)
- 14) Matsusaka, S., H. Umemoto, M. Nishitani and H. Masuda: "Electrostatic Charge Distribution of Particles in Gas-Solids Pipe Flow", *J. Electros.*, **55**, 81-96 (2002)
- 15) Matsusaka, S., M. Oki and H. Masuda: "Bipolar Charge Distribution of a Mixture of Particles with Different Electrostatic Characteristics in Gas-Solid Pipe Flow", *Powder Technol.*, **135/136**, 150-155 (2003)
- 16) Matsusaka, S., M. Oki and H. Masuda: "Control of Electrostatic Charge on Particles by Impact Charging", *Adv. Powder Technol.*, **18**, 229-244 (2007)
- 17) Matsusaka, S., H. Fukuda, Y. Sakura, H. Masuda and M. Ghadiri: "Analysis of Pulsating Electric Signals Generated in Gas-Solids Pipe Flow", *Chem. Eng. Sci.*, in press (2007)
- 18) Nifuku, M. and H. Katoh: "A Study on the Static Electrification of Powders during Pneumatic Transportation and the Ignition of Dust Cloud", *Powder Technol.*, **135/136**, 234-242 (2003)