自然帯電した流動層内のポテンシャル分布とその影響*

Electric Potential Distribution Profiles and Its Effects in Naturally Charged Fluidized Bed

藤野 光雄**
Mitsuo FUJINO

緒方 純俊***
Sumitoshi OGATA

篠原 久****
Hisashi SHINOHARA

1. 緒 言

粉体をガスで流動させるとき、静電気が発生する現象については古くから知られており、粉体の帯電量測定、および帯電機構に関する多数の報告がなされている。ところが、粉体の帯電は主に表面現象であるため、僅かな表面状態の違いによって、電荷の大きさはもとより、その符号まで変化することがしばしば見受けられる。したがって、粉体を取扱う装置内部で実際に発生している電荷の符号と大きさを予測することは容易ではない。

従来の伝統的流動層研究において、静電気の発生とその影響については、古くから議論の対象となってきた^{*1}。しかし、帯電現象の複雑さ、定量的評価が困難であるために、Ciborowski ら¹⁾、およびその他少数の例²⁻⁴⁾を除いて、これまで積極的な研究がなされなかった。

Ciborowski らの観察によれば、粒子—粒子間、粒子—壁および分散板間、粒子—測定端子間の摩擦、衝突などによって層内に静電気が発生し、そのために次の現象を惹き起こす。(1)塔内壁に粒子の付着、(2)粒子の凝集による集塊の形成およびチャンネリングの惹起など、である。また層内の静電ポテンシャルは流動化ガスの湿度、速度、塔の材質、流動粒子によって変化し、最高 10 kV に達すること、ポテンシャルは軸方向に分布をもち、静止層高付近で最大になることを報告している。

Kisel'nikov ら²⁾、Bafnec ら³⁾もまた Ciborowski

らと同様の装置を用いて静電ポテンシャルの測定を行っている。Kisel'nikov らは最大 1 kV のポテンシャルを、Bafnec らは数百 V の値を得ており、研究者間で大きな違いがある。この理由については以下に詳しく述べる。

本研究では粒子の帯電と塔の帯電とを別個に測定するアプローチをとる。また球探極法による静電ポテンシャル測定法の問題点を明らかにし、既往の研究結果の妥当性について議論する。併せて、理論面から解析を行ない、ポテンシャル分布に及ぼす装置スケールの効果について述べる。さらに、本測定結果の適用限界についても考察する。

2. 測定法および測定装置

2.1 球探極法による静電ポテンシャル測定原理再考

本研究におけるポテンシャル測定は球端子を層内に挿入する従来の測定と同様^{1,4)}である。この方法は流動帯電した絶縁油のポテンシャルを取出すのによく用いられている⁵⁻⁷⁾。一般に、球端子によって取出された静電荷は集電板に集められ、ポテンシャルは回転セクター型あるいは振動容量型静電圧計で読取られる。球探極法は必ずしも確立された測定法ではなく、測定値は球端子および集電板の大きさ、とくに前者によって影響をうけるといわれている⁵⁻⁷⁾。粉体層の電荷分布に比べれば、はるかに均質かつ連続性のある静止液体でも、まだ測定に疑点が残されているようである。

一方、粉体の電荷は散密には離散的であり、巨視的あるいは統計的にしか取扱えないものである。これに加えて、流動層内のポテンシャル測定が困難であるのは、層が運動しているだけでなく、その運動が本質上二相流であることに起因している。したがって流動層内の静電ポテンシャルを球探極法によって測定するアプローチには始めから困難がつきまとう。しかし他に代る測定法が開発されるまでは、制約つきで本測定法を用い、さらにこれを補う他の手段を併用することは意義あることと考えられ

昭和57年8月5日受付

* 静電気学会常設研究会にて発表(1980. 7 大阪) **、***: 当時九州大学工学部化学機械工学科

***現在: 大日本インキ化学工業(株) 堺工場(〒592 高石市高砂町1-3) TEL 0722-68-3111

****現在: 大分大学工学部海洋生産工学センター(〒870-11 大分市旦野原700) TEL 0975-69-3311

*****福岡大学工学部化学工学科(〒814-01 福岡市城南区七隈8-19-1) TEL 092-871-6631

* 1 流動、分離、混合および小粒子の飛出しに及ぼす静電気の影響を単独に抽出して議論する試みはほとんどみられず、実測データに含まれるあいまいさの原因として処理されることが多かった。

Fig. 1 測定系の概略図

る。

このような理由に基づいて、本測定で主に考慮した点は以下の通りである。

- (1) 球端子に付着する粒子の影響
- (2) 粒子および塔の漏洩抵抗の影響
- (3) 塔および粒子の帯電

本測定では球端子によって取出した電荷を集電板に導いてポテンシャルを測定する方法を用いている。しかし Ciborowski ら¹⁾の測定結果と比較するために、球端子に連結する標準超高抵抗 R_s *² (Fig. 1 参照) の値を $10^{11} \sim 10^{13} \Omega$ まで変化させて、漏洩抵抗 R_i と R_s の関係について考察する。

前述したように、球端子の大きさは測定値に影響を及ぼすが⁵⁾、流動層内の複雑な運動、とくに球端子と粒子との摩擦、衝突、付着、はく離の影響がより大きいと考えられたので、ここでは直径 6 mm の真鍮球を一種類だけ用いることにした。

本測定では、検出される静電ポテンシャルの源泉を明らかにするために、塔のポテンシャルを直接測定し、さらに、粒子の電荷をファラデーカップ法で実測する。同時に理論解析を行ない、実測データの妥当性について検討する。

このような補助的測定および手段を併用することによって球探極の欠点を側面から補うことができると考えら

* 2 既往の報告¹⁻³⁾では R_s の値が明らかにされていない。これが従来の結果を通覧する上で最大の障害となっている。 R_s の大きさは粒子および塔の漏洩抵抗に相対的に選ばなければならない。

れる。

2.2 測定系の概略

測定系の概略を Fig. 1 に示す。ここではアクリル塔の場合を図示している。この他に鉄製の塔も使用している。内径はいずれも 6.7 cm である。分散板は真鍮製多孔板で、接地されている。アクリル塔の場合、分散板上 3~11cm の位置に、2 cm おきに 5 つの測定端子を埋込み、集電板に導かれた電荷を回転セクタ型静電電圧計（穴戸、スタチロン TH 形）で電位として読取った。球端子を塔の中心軸に合せて取付け、これから R_s ($10^{11} \sim 10^{13} \Omega$) を通して流れる微小電流をエレクトロメータ（タケダ理研 8651 型）で測定するか、あるいは集電板に接続して、塔の中心軸に沿うポテンシャルを求めた。球端子はナイロン系によって支持され、上下に移動させることができる。

粒子の電荷を測定する場合には、瞬間的にガス流速をゼロにする。塔底より落下する粒子を一定量ファラデーカップに受止めて、エレクトロメータによって電荷を読取った。

室内の空気湿度が 50~70% であったので、シリカゲルを用いて流動化ガスを減湿調節した。湿度測定にはアスман式湿度計を用いた。

実験に使用した粒子の基礎データを Table 1 に示す。粒径 D_p は相乗平均径である。なお実験に使用する粒子の初期帯電量および表面状態を一定にするために次の前処理を行なった。

ガラスビーズ (GB) およびネオビーズ (NB) : 150~200°C で 12 時間乾燥させた後、12 時間デシケータ内で冷却乾燥。

PMMA (ポリメチルメタアクリレート、三菱レーヨン(株)大竹工場の中間製品 (商品名アクリペット®)、球状) : 24 時間デシケータ内で乾燥。

なお、粒子汚染の影響を避けるために、一度使用した粒子は廃棄した。

Table 1 粒子の基礎特性

particle	D_p (μm)	ρ_s (g/cm^3)	u_{mf} (cm/s)
glass bead (GB)	200	2.50	3.6
	250	2.50	4.9
neobead (NB)	200	1.50	2.1
	540	1.50	18.2
PMMA	540	1.20	14.6

3. 測定結果と考察

3.1 球探極法における種々の問題

3.1.1 球端子に付着した帯電粒子

層上に球端子を設置した場合、これに粒子が付着して測定電位(ポテンシャルと同意に使用する)が変化する。**Fig. 2**に分散板上11 cm, 層より約3 cm 上方の位置におけるポテンシャルの時間的变化を示す。粒子がまったく付着していない状態のポテンシャルが V_{max} で、約1分後に粒子の付着が終了し、ポテンシャルは V_{max} の約1/4まで低下する。ポテンシャルが一定値にするまでの時間は V_{max} に左右されず、使用した粒子の材質によって異なる。このときの様相を**Fig. 3** (a, b, c)に示す。この場合、エレクトロメータで検出された電流は正であったので、付着粒子の電荷は正、反対に層粒子の巨視的電荷は負と考えられる。肉眼による観察から、付着粒子は(b)図に示した電気力線の方向に配列していることが確認できた(付着した粒子は数分から十数分間、同じ状態を保つ。このことは粒子の電荷緩和時間が著しく長いことを意味する)。球端子に衝撃を加えると、付着粒子ははく離し、ポテンシャルは再び V_{max} に戻る((c)図参照)。既往の研究で測定された層上のポテンシャルは V_{max} で

Fig. 2 球端子に付着した帯電粒子によって引き起される検出電位の減少

Fig. 3 粒子付着過程の模式図: (a)付着なし, (b)付着の完成, (c)検出されるポテンシャルの変化

Fig. 4 流動層の等価回路

なく、定常値(V_{max} の約1/4)であろう。

ここでは層上のポテンシャルに及ぼす付着粒子の影響だけを取上げたが、層内では粒子—端子間の種々の相互作用があるために、現在のところ検出されたポテンシャルが妥当なものであるかどうか見極める方法がない。

3.1.2 流動層の等価回路

従来の測定における第2の問題点は測定回路における漏洩抵抗 R_t と標準超高抵抗 R_s のオーダーについて配慮がなされていないことである。これについてはすぐ後に詳しく記述するとして、ここでは $R_s = 10^{12} \Omega$ を使用した例について議論する。

ここでも再び流動層を一種のコンデンサと考える。流動によって発生した電荷がコンデンサに蓄積される仮想的電気回路を**Fig. 4** (a)に示す。ここで C は電荷源(層と塔)の静電容量、 R_t は電荷が層粒子を通して電極表面に流れこむ場合の内部抵抗、 R_t は塔内壁の表面抵抗(漏れ抵抗)、 E は起電力を表わす。測定電位 V は R_s を流れる微小電流 i_s ($\sim 10^8$ A)から、 $V = i_s R_s$ で与えられる。簡単のために(a)図を(b)図のように表わす。但し R_t は合成抵抗で

$$R_t = \frac{R_t R_t R_s}{R_t R_t + R_t R_s + R_s R_t} \quad \dots\dots(1)$$

(b)図を参照して、初期条件 $t=0$ のとき $i_1 = i_0$ を与えて V を求めると、結果は次式で表わされる。

$$V = i_0 R_t (1 - e^{-t/\tau}) \quad \dots\dots(2)$$

但し $\tau = R_t C$ である。 $t \rightarrow \infty$ のとき、すなわち流動時間が十分に長いとコンデンサ内に電荷が飽和するから、 $i_0 R_t$ は定常電位 V_0 を表わす。したがって

Fig. 5 塔内の異なる位置におけるポテンシャルの上昇過程

$$V = V_{\infty}(1 - e^{-t/\tau}) \quad \dots\dots(3)$$

すなわち、検出されるポテンシャルは Eq. (3) で表わされる。

Fig. 5 に塔中心におけるポテンシャルの測定結果を示す^{*3}。ポテンシャルの上昇過程はほぼ Eq. (3) で表わされ、 $\tau \approx 12 \sim 15$ min である。Fig. 4 (a) に示した等価回路は既往の回路¹⁻²⁾と大差ないが、仮想的な起電力の項を含まずに現象を記述できる点で、より合理的であると思われる。

3.1.3 アクリル塔の電荷緩和過程

Fig. 4 (a) において、 R_t はアクリル塔の抵抗と考えられる (鉄塔では $R_t = 0$ 、また流動時の粒子層の漏洩抵抗はアクリル塔の漏洩抵抗よりも大きいことが予測された)。 $R_t > R_s$ であれば、層内で発生した電荷はコンデンサに蓄積されることなく R_s を通って消失してしまう。すなわち、電荷の蓄積量よりも消失量が多いので、検出されるポテンシャルは数オーダ低くなるであろう⁸⁻⁹⁾。したがって、従来の方法を含め、球探極法による測定では $R_s > R_t$ が必要条件である。

Fig. 1 において、発生電位がほぼ飽和値に近づいたとき (Fig. 5 から約 60 min)、ガスを止め、層内の粒子を落下させて完全に塔外に取出す。同時に塔壁のポテンシャル V_w の変化を追跡した。

Fig. 6 に V_w の経時変化を示す。図より V_w は次式で近似できる。

$$V_w = V_{w0} e^{-t/\tau'} \quad \dots\dots(4)$$

* 3 $H_c > 7$ cm のデータは粒子が付着して定常に達したときの値である。

Fig. 6 帯電したアクリル塔のポテンシャル減少過程。2つの異なる緩和時間 τ_1' と τ_2' が得られている。

ここで、 τ' はアクリル塔の電荷緩和時定数である。図より $\tau' = 3.4$ min、または 10.2 min が得られる^{*4}。

3.1.4 測定電位に及ぼす R_s の影響

R_s の値を変化させて測定した塔中心のポテンシャルを Fig. 7 に示す。流動層高は 7.0 cm で、ポテンシャルはいずれも定常値である。図から明らかなように、 $R_s = 10^{11} \Omega$ は小さすぎ、 $10^{13} \Omega$ でもまだ十分大きくないようにみえる。しかし集電板を通して測定した値は $R_s = 10^{12} \Omega$ を用いた場合のポテンシャルと常に同オーダであったから、本測定で必要とされる最小の R_s は大体 $10^{12} \Omega$ とみなすことができる。したがって漏洩抵抗 R_t は $10^{11} \Omega$ 以下であると考えられる。

既往の測定値がまちまちである主要な原因の一つは

Fig. 7 流動層高におけるポテンシャルと標準超高抵抗との関係

* 4 アクリル塔の表面電気抵抗は体積電気抵抗よりもかなり小さいとみなされるので、 $\tau' = 3.4$ min は塔の表面に存在する電荷の緩和過程と塔内部の電荷の緩和過程が加わったもの、 $\tau' = 10.2$ min は塔内部の電荷の緩和過程を表わすと考えられる。Fig. 5 において、 $\tau = 12 \sim 15$ min であるから、粒子層の帯電量が塔のそれに比べて十分小さいならば、 $\tau' = 10.2$ min をとる方がより現実的である。事実、後述するように、粒子層帯電の影響は小さい。

Fig. 8 ガス流速をパラメータとした、流動層高におけるポテンシャルと相対湿度の関係 (GB の場合)

Fig. 9 ガス流速をパラメータとした、流動層高におけるポテンシャルと相対湿度の関係 (PMMA の場合；負ポテンシャルを発生)

R_s の選定に起因すると思われる。

3.2 突塔速度 u および湿度 Ψ の影響

Figs. 8, 9 に u および Ψ を変化させた場合の塔中心のポテンシャルを示す。ここでも球端子の位置は流動層高に固定している。既往の結果と同様、 u が増加するにつれてポテンシャルの絶対値は大きくなる。GB のポテンシャルは正であるが、PMMA のそれは負であったので、絶対値で示している*5。次に詳しく述べるが、こ

* 5 いずれの場合においても、粒子と塔は異符号に帯電する。電荷の符号は粒子と塔の帯電列から決るが、表面状態に左右されることがある。

こで検出されたポテンシャルは主にアクリル塔の帯電によるものである。

結論として、 u がポテンシャルに及ぼす影響は傾向的に従来の報告と一致している。しかし、 Ψ の影響、とくに PMMA の場合には、既往の研究にみられない傾向が現われた*6。

3.3 粒子の帯電

すでに 3.2 節で述べたが、使用する粒子によって発生

Fig. 10 ガス流速をパラメータとした、粒子比電荷と相対湿度の関係 (GB の場合；負電荷を発生)

Fig. 11 ガス流速をパラメータとした、粒子の比電荷と相対湿度の関係 (PMMA の場合)

* 6 Ψ が増加するとき、電荷の発生速度、消失速度のいずれも増加し、かつ発生が消失よりも大きいならば、ポテンシャルは Ψ の増加につれて大きくなる。なお、 u および Ψ をパラメータとした GB, NB, PMMA の V_c 対 t の豊富なデータが著者の一人 (緒方) の手元に集積されている。後述するポテンシャル計算のプログラム同様、公開利用に供される。

Table 2 NB—アクリル塔およびGB—鉄塔系の比電荷

NB- acryl	$\Psi(\%)$	17	45	57
	$q/m(\text{c/kg})$	-2.5×10^{-7}	-4.5×10^{-7}	-1.7×10^{-7}
GB- iron	$\Psi(\%)$	30	35	
	$q/m(\text{c/kg})$	-0.7×10^{-6}	-1.5×10^{-6}	

電位のオーダはもとより、その符号まで異なることが明らかにされた。粒子と塔壁とが接触、摩擦することにより互いに異符号に帯電する。さらに帯電の大きさと符号は粒子の材質、粒径などのパラメータによって変化する。粒子の比電荷 q/m の実測値を Figs. 10, 11 および Table 2 に示す。したがって見掛帯電例は (−)⋯GB⋯NB⋯アクリル⋯PMMA(+)である。これは次節で展開する解析に必要な基礎データである。GB の q/m は一部のデータを除いて概略 $-3.0 \times 10^{-6} \sim -0.8 \times 10^{-6} \text{C/kg}$ 、PMMA のそれは $0.5 \times 10^{-6} \sim 1.0 \times 10^{-6} \text{C/kg}$ である。いずれの場合においても Ψ および u に対するはつきりした依存性は認められなかった。この事実も、また、測定されたポテンシャルが帯電粒子によって大きな影響を受けないことを示すものであろう。したがって、本実験範囲における粒子の最大（負の場合は最小）比電荷のオーダは 10^{-6}C/kg とみなすことができる。

4. 塔内のポテンシャル分布

4.1 計算方法

前節で述べたように、球探極法では測定値に疑点が残る。この不安を取除くために理論の助けを借りて解析を試みる。鉄塔の場合は、塔を接地することによって塔壁のポテンシャル V_w をゼロに保つことができる。しかしアクリル塔では塔自体が帯電するので、 V_w はフローティングパラメータになる。したがって、境界条件を事前に与えることができない。ここでは V_w と q/m の実測値を使って塔内のポテンシャルを算出する方法について述べる。

計算を容易にするために次の仮定をおく。

- (1) 層は均一な流体からなる。
- (2) 層内の電荷密度 $\rho_c [\text{c/m}^3]$ は一定である。層上では $\rho_c = 0$ である。
- (3) 塔内には測定端子などの突起物がない。塔は円筒型である。

仮定(2)より、層内のポテンシャルは Poisson の式で表わされる。

$$\nabla^2 V = -\rho_c/\epsilon \quad \dots\dots(5)$$

Fig. 12 層の形状と境界条件を示す模式図

層上では $\rho_c = 0$ あるから $\nabla^2 V = 0$ 、すなわち Laplace となる。層と空間の境界面では

$$\vec{n} \times (E_b - E_g) = 0 \quad \dots\dots(6)$$

$$\vec{n} \cdot (D_b - D_g) = 0 \quad \dots\dots(7)$$

ただし、 E_b 、 E_g は層内および層上部の空間の電界強度、 D_b 、 D_g はそれぞれ電束密度、 $\vec{n}$ は界面の単位垂直ベクトルである。

境界条件は次式で与えられる (Fig. 12 を参照のこと)。

$$V|_{r=R} = V_w \quad \dots\dots(8)$$

$$V|_{z=0} = 0 \quad \dots\dots(9)$$

$$\partial V / \partial r|_{r=0} = 0 \quad \dots\dots(10)$$

$$V|_{z=L} = 0 \quad \dots\dots(11)$$

Eq. (5) より

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{\rho_c}{\epsilon} \quad \dots\dots(12)$$

次の変数交換によって無次元化する。

$$\Phi = V/V_0, \quad \eta = r/R, \quad \zeta = z/R, \quad Q = \frac{R^2 \rho_c}{\epsilon V_0}$$

ここに仮定(2)より ρ_c は層内で一定で

$$\rho_c = (q/m) \rho_s (1 - \epsilon_f) \quad \dots\dots(13)$$

ρ_s は粒子の密度 $[\text{kg/m}^3]$ 、 ϵ_f は空隙率 $[-]$ である。

Eq. (12) を無次元化すると

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \zeta^2} = -Q \quad \dots\dots(14)$$

層上では $Q = 0$ である。

円筒軸、すなわち $\eta = 0$ においては

Fig. 13 実測した GB の比電荷を用いて計算した鉄塔内のポテンシャル分布図

Fig. 14 実測した GB の比電荷と塔壁のポテンシャルを用いて計算したアクリル塔内のポテンシャル分布図

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{\eta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2}$$

であるから、Eq. (14)から

$$2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = -Q \quad \dots (15)$$

層内のポテンシャルは Eqs. (14), (15) において $Q \neq 0$, 層上部のそれは $Q = 0$ において、Eqs. (6)~(11) を利用して計算機によって解く。このとき、差分格子の選び方および計算の手法は浅野ら¹⁰⁾の方法によった。

4.2 計算結果と考察

4.2.1 層内のポテンシャル分布および電界の効果

Fig. 13 に鉄塔の実測データを用いて算出した等電位面の一例を示す^{*7}。主要な実験条件を図中に記入している。実際の流動層高 L_f と塔高 L_t の比 $L_t/L_f = 4.48$ であるが計算上は $L_t/L_f = 2$ としている。比をこれ以上

* 7 層の誘電率 ϵ は実測できないので、ここでは $\epsilon/\epsilon_0 = 2$ とおいている (空気と GB の誘電率の中間値)。

Fig. 15 塔の中心軸方向のポテンシャル分布に及ぼす塔径の影響。粒子の比電荷と流動層高—塔径比は一定に保たれている。

大きくとっても結果は同じであった。

Fig. 14 にアクリル塔による等電位面の一例を示す。このとき、 q/m が負であるから塔壁のポテンシャル $V_w = 1200V$ が最高電位を与える。Figs. 13, 14 のいずれにおいても塔壁付近で等高線が密、すなわち半径方向の電界成分 E_r が最大になる。

Eq. (14)は線型であるから、 V は Q に比例する。 ρ_c は操作条件 (この場合、主に u と Ψ) によって変化するが、塔径 $D_t (2R)$ に対する依存性は小さいと考えられる。いま ρ_c が D_t に独立であれば、 D_t が 10 倍 (67 cm) になったとき、 V は 10^2 倍になる。Fig. 13 から、層の中心付近では $(-10) \times 10^2 = -1000V$ の負電圧が発生すると推定される。

Fig. 15 に鉄塔の D_t をパラメータにとった場合の軸方向電位分布を示す。 D_t を 25 倍にすると $(-10) \times 25^2 = -6250V$ にも達する。

電界の半径方向成分は次式で表わされる。

$$E_r = -\partial V / \partial r \quad \dots (16)$$

V は D_t の 2 乗に比例するから、 E_r は D_t の 1 乗に比例するはずである。中心軸上のポテンシャルが最大 (負の場合は最小) になる位置における E_r を Fig. 16 に示

Fig. 16 半径方向電界強度に及ぼす塔径の影響。粒子の比電荷と流動層高—塔径比は一定に保たれている。

す。塔の中心で $E_r=0$ 、塔壁で E_r は最大になる^{*8}。したがって、塔径の大きな層では塔壁付近の粒子は E_r の強い作用を受けて集塊を作りやすくなるであろう^{4, 11, 12)}。一方、層の中心では $E_r=0$ であるから、粒子の運動はスムーズであると考えられる。結局、大型でかつ強く帯電した流動層では、電界的作用によって壁付近ではデッドスペース^{*9}を、層中心部ではチャンネリングを生じる傾向がでてくると考えられる。

4.2.2 測定結果との比較

Fig. 17に塔の中心軸に沿うポテンシャルの測定値と計算値の比較を示す。使用した粒子はGBである。 q/m をパラメータとして3つの計算値が与えられているが、実測した q/m は $-1.0 \times 10^{-6} \text{ c/kg}$ である。このときの曲線は軸方向に殆んど変化せず、 V_w に近似するのに対して、実測値は流動層高付近で最大となる。ここで示された計算値と実測値の傾向の違いはNBの場合でも同様であった。しかしポテンシャルの大きさ、とくに最大値に関する限り、両者は同オーダーである。この事実は信頼に価するであろう。なぜなら、ここで示したように、

* 8 いま鉄塔の D_t が25倍 (1.68 m) になったとすると、 E_r は 10^4 volt/m 以上の大きさに達する。

* 9 集塊を形成する静電付着力 f は電界 E の関数として次式のごとく書き表わされる。 $f = \frac{e_0}{2} \oint E^2 ds^{11, 12)}$

Fig. 17 実測したポテンシャル分布と計算による分布の比較。粒子の比電荷はフローティングパラメータとして与えられている。

q/m をフローティングパラメータとして人為的に計算値を実測値に近づけることが可能である。しかし摩擦帯電した粒子の q/m のオーダーには限界があり、絶対値を 10^{-5} c/kg 以上大きくすることは現実的でない。結局、漏洩抵抗に比べて十分大きい標準超高抵抗を使用すれば、球探極法で検出される最大ポテンシャルのオーダーは信頼できるものと考えてよさそうである。

5. 結 言

本研究では球探極法による測定原理の問題点について種々の検討を行なった。とくに標準超高抵抗の値が塔および層からの漏洩抵抗よりも十分大きいことが必要条件であることを明らかにした。この条件が満たされているとき、アクリル塔では数 kV のポテンシャル発生が観測された。ポテンシャルの大きさは塔の材質、粒径、粒子の材質、ガス湿度などの影響を受けて著しく変化する。また理論面の考察から、塔径の影響も無視できないと考えられる。

既往の報告と同様、ポテンシャルの発生に大きな影響を及ぼす操作パラメータはガス流速と湿度であることを確認した。ガス流速の効果は Ciborowski らの得た結果と同じ傾向であったが、湿度の効果は粒子材料によってかなり違った挙動を示す。とくに PMMA の場合には、ポテンシャルは湿度の増加と共に著しく大きくなった。

一方、これらの操作パラメータが粒子の比電荷に及ぼす影響は小さく、明瞭な関係は認められなかった。比電荷のオーダーは、正負いずれの場合においても $10^{-7} \sim 10^{-6} \text{ c/kg}$ であった。

層内に発生した静電気によってデッドスペース，チャーンリングなどの異常流動が誘起されるといわれてきた。計算によって求めたポテンシャル分布から，塔壁付近で半径方向電界強度が最大になり，この強い電界の作用によって集塊を生じやすいことが明らかにされた。最も集塊を形成しやすい位置は層周辺部のまん中から，やや低い部分である。一方，塔の中心では半径方向電界強度はゼロであるから，この部分ではガスがつつ抜けやすいと考えられる。また，計算機実験によれば，直径1.68m (25 D_i) の鉄塔では，塔中心で -6.25 kV のポテンシャルを，層の周辺で 10⁴ v/m 以上の電界を発生するので可燃性粒子を用いる場合には着火爆発の危険性がある。

謝 辞

本研究を遂行するに際して，九州大学工学部電気工学科原雅則助教授から有益な助言を受けた。また三菱レーヨン(株)から試料の提供を受た。ここに感謝の意を表します。

付 録

付録1 計算上の L_i 設定

実際の L_i は 30 cm である。しかし， $L_i \geq 4.5L_f$ としてポテンシャル分布を計算しても $L_i = 2L_f$ の場合とほとんど変らなかったで，Figs. 13~17 ではすべて $L_i = 2L_f$ とした。

Fig. A1 塔径と流動層高—塔径比を一定に保った場合，ポテンシャル分布に及ぼす粒子ホールドアップの影響

付録2 ホールドアップ W の影響

Fig. 12 において， $L_i = 2L_f$ かつ D_i —一定で， L_f が 1/2 (W が 1/2) になったとき，塔高が相対的に小さくなるので，塔内ポテンシャルは分散板および塔頂部のポテンシャル ($V=0$) の影響を強くうけ，塔中心のポテンシャルは著しく小さくなる。一方， W が相対的に大きくなると塔中心のポテンシャルは V_w に近似してくる (Fig. A1 参照)。

使 用 記 号

D_p : 粒径	[μm]	V_c : 層中心軸の実測ポテンシャル	[V, kV]
D_t : 塔径	[cm]	V_{cat} : 層中心軸の計算ポテンシャル	[V, kV]
$D_{b,g}$: 層およびガス相の電束密度	[$\text{V} \cdot \text{F}/\text{m}^2$]	V_{max} : 最大ポテンシャル	[V, kV]
$E_{b,g}$: 層およびガス相の電界強度	[V/m]	V_w : 塔壁のポテンシャル	[V, kV]
E_r : 半径方向電界強度	[V/m]	V_0 : 標準ポテンシャル，または初期ポテンシャル	[V, kV]
H_e : ポテンシャルの測定高さ	[cm]	W : 粒子ホールドアップ	[g]
i : 電流	[A]	z : 塔の中心軸に沿う垂直高さ	[cm]
L_f : 流動層高	[cm]	τ : 回路の時定数 (R_iC)	[min]
L_t : 塔高	[cm]	τ' : アクリル塔の電荷緩和時間	[min]
q/m : 粒子の比電荷	[c/kg]	ρ_c : 流動層の空間電荷	[C/m^3]
r : 半径方向距離	[cm]	ρ_s : 粒子の密度	[g/cm^3]
R : 塔の半径	[cm]	ε : 流体の誘電率	[F/m]
R_t : 漏洩抵抗	[Ω]	ε_f : 流動時の層空隙率	[-]
R_s : 標準超高抵抗	[Ω]	ε_r : 流体の比誘電率	[-]
R_c : 合成抵抗	[Ω]	ε_0 : 真空誘電率	[F/m]
t : 時間	[s, min]	ψ : ガスの相対湿度	[%]
u : ガス流速	[cm/s]		
V : ポテンシャル	[V, kV]		

REFERENCE

- 1) Ciborowski, J. and A. Wlodarski: *Chem. Eng. Sci.*, **17**, 23 (1962)
- 2) Kisel'nikov, N.N., V.V. Vyalkoy and V.M. Filatov: *Intern. Chem. Eng.*, **7**, 428 (1967)
- 3) Bafnec, M. and J. Bena: *Chem. Eng. Sci.*, **27**, 1177 (1972)
- 4) Ogata, S.: *Special Lecture at the Regular Meeting of Inst. Electrostatics of Japan*, July, 1980, Osaka, Japan
- 5) Ito, M. and M. Ueda: *J.I.E.E.J.*, **90**, 1539 (1970)
- 6) Ito, M., S. Watanabe and M. Ueda: *J.I.E.E.J.*, **93**, 175 (1973)
- 7) Mitera, H. and M. Ueda: *J.I.E.E.J.*, **A - 100**, 87 (1980)
- 8) Hara, M., N. Hayata and M. Akazaki: *J. Electrostatics*, **4**, 349 (1978)
- 9) Hara, M., S. Ishibe and M. Akazaki: *ibid*, **6**, 235 (1979)
- 10) Asano, K., H. Krämer and G. Schön: *Proc. Inst. Electrostatics, Japan*, **1**, 114 (1977)
- 11) Ogata, S., K. Tagawa, K. Yamada, M. Fujino and H. Shinohara: *J. Powder Tech. of Japan*, **17**, 620 (1980)
- 12) Ogata, S., T. Ohshio and J.S. Chang: *Conf. Record of IEEE IAS-1981 Annual Meeting*, Oct., 1981, Philadelphia, USA
- 13) Bramdrup, J. and E.H. Immergut: *Polymer Handbook, Chapt. 6*, Interscience Publisher, John Wiley and Sons, NY, 3rd Printing, 1967

Authors' Abstract

Electric Potential Distribution Profiles and Its Effect in a Naturally Charged Fluidized Bed

by

Mitsuo FUJINO,* Sumitoshi OGATA** and Hisashi SHINOHARA***

(* Dai-Nihon Ink Co., Sakai Factory
 (** Lab. of Marine Sci., Oita Univ.
 (***) Dept. of chem, Eng., Faculty of Eng., Fukuoka Univ.

The potential distribution profiles in a naturally charged fluidized bed have been measured for various particle materials, particle sizes from 200 to 540 μm under humidity controlled conditions of 5 to 65 % for acryl and iron towers of 6.7 cm in diameter. In addition, the potential on the inner surface of the acryl tower was first observed by installing five probes at different heights.

It has been observed that the acryl tower as well as the bed could be highly charged up to ten kilo-volts. From this measurement, the main charge source of electric potential that happened to be detected in previous works was reasonably confirmed. For the purpose of reviewing the measurements included in the present work, numerical calculation of potential distribution profiles has been done by the ordinary iteration method. Comparison shows that the present potential measuring technique still has some defects which need to be improved. Nevertheless, measured values seem to be valid, at least, as far as their order is concerned.

Besides this, calculated result gives an insight into dead space and channelling formation due to the electrostatic adhesive force. It can be emphasized that the electrostatics generated in a fluidized bed will cause irregular fluid motion for a large scale bed with nonconductive particles.

List of Figures and Tables

- Fig. 1 Outline of the present measuring system
 Fig. 2 Decrease of potential detected by sphere probe due to the attachment of oppo-

- sitely-charged particles on the probe
 Fig. 3 Schematic of particle attaching processes. (a) no particles attached (b) fully

attached condition (c) variation of detected potential.

- Fig. 4** Fictitious electric circuit presenting a charge generating fluidized bed
- Fig. 5** Potential generating processes of the bed at different measuring positions in the tower
- Fig. 6** Potential decaying processes of a charged acryl tower. Two relaxation times τ_1' and τ_2' are obtained
- Fig. 7** Relationship between the potential measured at different locations and the super high standard resistance inserted in the current measuring circuit
- Fig. 8** Relationship between the measured potential at the fluidizing bed height and the relative humidity as a function of gas velocity (GB)
- Fig. 9** Relationship between the measured potential at the fluidizing bed height and the relative humidity as a function of gas velocity (PMMA; negative potential was observed)
- Fig. 10** Relationship between the specific charge of particles and the relative humidity as a function of gas velocity (GB; negative charge was observed)
- Fig. 11** Relationship between the specific charge and the relative humidity as a function

of gas velocity (PMMA)

- Fig. 12** Schematic of bed geometry and boundary conditions
- Fig. 13** Potential distribution profiles calculated with the aid of a measured specific charge of GB for the iron tower
- Fig. 14** Potential distribution profiles calculated with the aid of a measured specific charge of GB and the wall potential for the acryl tower
- Fig. 15** Effect of the tower diameter on the potential distribution along the tower axis for a fixed specific charge and the L_i to L_f ratio.
- Fig. 16** Effect of the tower diameter on the radial component of the electric field for a fixed specific charge and the L_i to L_f ratio
- Fig. 17** Comparison of measured potential distribution profiles with calculated ones (specific charges of particles were given as a floating parameter)
- Fig. A1** Effect of particle hold up on the potential distribution for a fixed D_i and the L_i to L_f ratio (computer simulation)
- Table 1** Basic properties of particles
- Table 2** Specific charge of the NB—acryl tower system and the GB—iron tower system

研 究 速 報

マイクロ波利用流動乾燥法による顆粒の乾燥

Drying of Wet Granules by Fluidized Bed Drying with Microwave Heating

宮城島 惇 夫*
Atsuo MIYAGISHIMA

鈴木 洋 二*
Youji SUZUKI

東 出 福 司*
Fukuji HIGASHIDE

1. 緒 言

医薬品工業、食品工業、肥料工業など多くの分野において粉粒体状の製品は数多く存在している。今後、それらの生産量はさらに増加すると思われる。特に医薬品工

業においては、年間生産量のうち6割以上が粉粒体状物質で占められている¹⁾。

近年、顆粒状に成形された湿潤顆粒は多くの場合、流動乾燥法を用いて乾燥されている²⁾。この流動乾燥法は1940年代後半に欧米で実用化されて以来わが国でも急速に普及した³⁾。さらに1953年には Wurster によって流動造粒やコーティングに应用されるようになり、流動化法は幅広く利用されるようになった⁴⁾。

昭和57年1月25日受付

*静岡薬科大学(〒422 静岡市小籠2-2-1)

TEL 0542-85-6186