

京都大学工学部 正員 手島 泰
〃 〃 〇尾崎 博明

1. はじめに 軌道理論によって清澄ろ過の捕集効率を求める研究は、わが国においても蒔村らにより行われており、とくにモデル化された系では理論、実験の両面にわたって精度の高い結果が得られている。本研究では軌道理論をより実際的な系に適用することを目的として、蒔村らの計算方法を用いて若干の検討を行ったので報告する。

2. 理 論¹⁾ 自由回転する懸濁粒子の充填層内代表球まわりの運動方程式は、慣性力の項を無視して次式で与えられる。

$$\begin{cases} F_G + F_D + F_A = 0 \cdots (1) \\ T_G + T_D + T_A = 0 \cdots (2) \end{cases} \quad \begin{matrix} (F, T: \text{粒子に働く力とトルク, 添字は, } G: \text{重力}) \\ (D: \text{粘性抗力 } A: \text{Van der Waals を示す。}) \end{matrix}$$

さらに懸濁粒子とろ材間の電気二重層斥力 F_E を無視しない系では(1), (2)式にそれぞれ F_E , T_E を加える必要がある。ここで, $T_G = T_A = 0$, $F_G = \frac{4}{3}\pi a_p^3 (\rho_p - \rho) g \cdots \cdots (3)$

$$F_A = -\frac{2}{3} \frac{Q}{a_p} \cdot \frac{\alpha}{(H+2)^2 H^2} \hat{i}_r \cdots (4) \quad F_E = \epsilon \tau_e \left\{ \zeta_p \zeta_r \frac{e^{-\tau_e H}}{1+e^{-\tau_e H}} - (\zeta_p - \zeta_r) \frac{e^{-2\tau_e H}}{2(1-e^{-2\tau_e H})} \right\} \cdots (5)$$

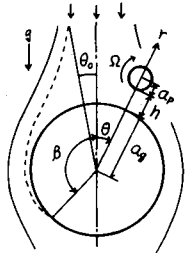


図-1. 座標系

である(記号説明は後述)。また抗力 F_D はろ材近傍ではStokesの抵抗則から若干ずれることから、図-1に示す座標系においてつぎのように表わされる。

$$\begin{cases} r \text{ 方向: } F_{Dr} = F^{rx} + F^{rz} = 6\pi\mu a_p (U_r f^{rx} + A a_p^2 (1+H)^2 f^{rz}) \cdots (6) \\ \theta \text{ 方向: } F_{D\theta} = F^{\theta x} + F^{\theta r} + F^{\theta z} = 6\pi\mu a_p (-u_\theta f^{\theta x} + a_p \Omega f^{\theta r} + BR(1+H)/(RH+H)) f^{\theta z} \cdots (7) \end{cases}$$

同様にトルク T_D に関しては、

$$T^r + T^{\theta} + T^z = 8\pi\mu a_p^2 \{ u_\theta g^r - a_p \Omega g^r + \frac{1}{2} BR g^{15}/(RH+R+1) \} \cdots (8) \quad (t, r, z: F_{D\theta} \text{ と同様, } g^r, g^{\theta}, g^{15} \text{ 補正係数}) \text{ とする。}$$

流体の速度 U (U_r, u_θ)に桑原の流れを用いることにすると, (U_r, u_θ)は近似的に、

$$\begin{cases} U_r = -\frac{3}{2} K_w U (r - a_g)^2 \cos \theta / r^2 \cdots (9) \\ u_\theta = \frac{3}{2} K_w U (r - a_g)^2 \sin \theta / r \cdots (10) \end{cases} \quad \left(K_w = \frac{5(1-\delta^3)}{5-9\delta+5\delta^3-\delta^6}, \delta^3 = 1-\epsilon \right)$$

で表わされる。(9)~(10)式より粒子の軌道方程式は F_E を加えて書くと最終的に次式で与えられる。

$$-\frac{dH}{d\theta} = \frac{(1+R+RH)/\sin \theta}{\{ RN'_G/F_3 + \frac{3}{2} \frac{(1+H)}{(1+R+RH)} F_1 \}} \times \left\{ \frac{3(1+H)^2}{2(1+R+RH)^2} F_2 + N'_G \right\} \cos \theta + \frac{N_A'}{H^2(2+H)^2} \alpha - N'_A N'_{z1} \left\{ \frac{e^{-\tau_e H}}{(1+e^{-\tau_e H})} - \frac{1}{2} N'_{z2} \frac{e^{-2\tau_e H}}{(1-e^{-2\tau_e H})} \right\} \cdots (11)$$

ただし, $N'_A = Q a_g^2 / (9\pi\mu a_p^4 K_w U)$, $N'_G = 2 a_g^2 (\rho_p - \rho) g / (9\mu K_w U)$, $N'_{z1} = 3 K a_p^2 \epsilon \zeta_p \zeta_r / (2 a_g)$, $N'_{z2} = (\zeta_p - \zeta_r) / (\zeta_p \zeta_r)$, $F_1 = g^r / (f^{\theta x} g^r - f^{\theta z} g^x)$, $F_2 = \{ f^{15} g^r + \frac{1}{2} f^{\theta r} g^{15} / (1+H) \} / (f^{\theta x} g^r - f^{\theta z} g^x)$, $F_3 = f^{rz}$ である。(11)式より懸濁粒子の運動軌跡が求まるが、HAMILTON法による数値解より求めた粒子軌跡の例を図-2に示す。

粒子軌跡から代表球捕集効率 η_T 及び初期ろ過係数 λ_T は次式により求まる。 $\eta_T = \eta_{\theta \rightarrow 180^\circ} = (1+R+RH)^2 \sin^2 \theta_0 \cdots (12)$ (θ_0 : 粒子付着点) $\lambda_T = 3(1-\epsilon) \eta_T / 4 a_g \cdots (13)$ また捕集がブラウン拡散のみによると仮定すると、同様に $\eta_0 = 2.498 K_w^{1/3} (U a_g / D)^{2/3} \cdots (14)$ $\lambda_0 = 3(1-\epsilon) \eta_0 / 4 a_g \cdots (15)$ とになり、 λ_T と λ_0 の和が通常のろ過係数に相当する。

3. 実 験 直径30mmの透明アクリル製円筒に、6N塩酸により十分洗浄したガラスビーズ($d_g = 545 \mu\text{m}$: $\epsilon = 0.39$, $d_g = 910 \mu\text{m}$: $\epsilon = 0.45$)を充填したろ層に、表-1に示す性状をもつ各種粒子を含む電解質溶液を流下させた。電解質にはKClを用い、電気二重層斥力を無視する場合には $5 \times 10^{-2} \text{N}$ 、無視しない場合には $5 \times 10^{-4} \text{N}$ となるように蒸留水に溶解させた。た

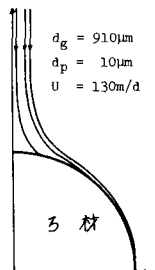


図-2. 粒子軌跡計算例

だし懸濁粒子にラテックスを用いる場合は、電解質溶液を0.45 μm メンブランフィルターによりろ過した。懸濁粒子の流入、流出濃度 (C_{in}, C_{out}) は、シリカゲル、カオリンについては積分球式濁度計により、またラテックス粒子の個数濃度及びカオリンの粒径分布についてはコールターカウンターにより測定した。実験による初期ろ過係数 λ_0 の値は、 $\lambda_0 = -1/L (C_{out}/C_{in}) \cdots (46)$ より決定した。

4. 結果と考察 (1) モデル系における初期捕集効率について (ただし $F_E = 0$)

懸濁粒子としてラテックスあるいはシリカゲルを用いた場合の初期ろ過係数 λ_0 の流速依存性の例を図-3 ~ 図-5 に示す。 λ_0 値はいずれも流速の増加とともに減少しており、ラテックスについては流速が通常より大きくなると実験値は理論値より若干小さくなっている。また $\rho_p = 2.05$ と密度がラテックスよりも大きいシリカゲルについては、流速及び粒子粒径の増加とともに λ_0 の実験値が理論値を大きく下まわる結果が得られた。理論では懸濁粒子のろ材への付着率を1としてろ過効率を計算しているが、こういった一連の結果から、一定範囲をはずれる流速、懸濁粒子径等の条件下では、懸濁粒子に作用する剪断力の増加等によりろ材、粒子の物理的・化学的性質に応じて付着率が1以下となり、 λ_0 の理論値と実験値に相違を生じると推察される。

(2) 電気二重層斥力が無視できない系 カチオン性ポリマーを用いて前処理することにより砂の電位を変化させた砂 ($d_g = 545 \mu\text{m}$) - カオリン ($d_p < 20 \mu\text{m}$) 系における λ_0 の実験値と理論値を図-6 に示す。カオリンが広い粒径分布をもつため平均粒径を用いて計算したことを考慮しても、 $\zeta_p \geq 0$ の範囲では両者の傾向は一致する。一方、 $\zeta_p < 0$ では実験値に急激な低下はみられない。これはろ材表面の凹凸、電位分布の影響と考えられ、こういった条件下では軌道理論による追及には限界がある。

(3) 懸濁粒子径に広範囲分布が存在する系 図-7 に示す粒径分布をもつカオリンに関し、粒径分布を細分割し、その中央値を代表径として軌道理論により各々の初期ろ過係数 λ_0 を求め、さらに重量比率を乗じた上、加成性を仮定して全体の λ_0 値を求めた例を図-8 に示す。この結果 λ_0 の理論値は0.061 となり、一方実験値は0.051 であった。平均粒径 $6.4 \mu\text{m}$ を用いた場合は0.110 と計算され、上記の方法による方が良好な対応を示している。今後は粒径の大きい範囲における付着率の考慮等により、さらに精度の高い計算が可能になると考えられる。

おわりに、軌道理論計算に多大の御協力を賜った京都大学工学部化学工学科、上田光三郎博士に深謝致します。また実験の一部については笹原浩氏 (現、大気社) の協力を得たことを付記します。

[記号] A: $1.5 \text{ Kw} U \cos \theta (H+1)^2 R^2 / (1+R+HR)^2$, B: $1.5 \text{ Kw} U \sin \theta (H+1) R / (1+R+HR)^2$
D: 拡散係数 H: h/a_p (h: 粒子-ろ材間距離) L: ろ層厚さ Q: Hamaker 定数
R: Q_p/Q_g , Q_p, Q_g : 粒子、ろ材の静電定数 d_p, d_g : 粒子、ろ材の直径 v_r, v_θ : 粒子速度の r, θ 方向成分 α : 電磁気的誘電率係数 ρ_p, ρ : 粒子、流体の密度 ε : 空隙率 $\bar{\varepsilon}$: 透磁率
 τ_0 : $K a_p$ (K: Debye-Hückel 逆長) ζ_p, ζ_g : 粒子、ろ材の電位 μ : 流体粘度
[参考文献] 1) 藤村: 京都大学博士論文 (1980.10). 2) 上田: 化学装置, 18(10), 96 (1976). 3) 尾崎, 野島, 北尾: オ34 回年講, 323 (1979).

表-1. 懸濁粒子の性状

	d_p (μm)	ρ_p (g/cm^3)	Q (vs. Glass beads) (10^{-13} erg)
Silica Gel (for L.C.)	5.1 10.0	2.05	1.5
Latex (S.D.B.)	6.8	1.05	1.0
Kaolin	20	2.69	4.3

S.D.B.: Styrene Divinylbenzene

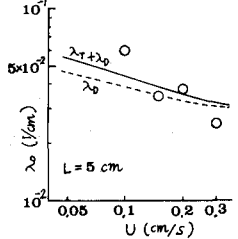


図-3. λ_0 の流速依存性 (ラテックス, S.D.B.)

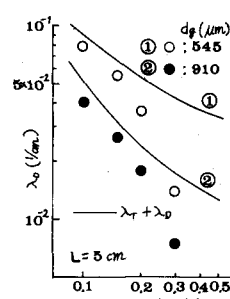


図-4. λ_0 の流速依存性 (シリカゲル, 5.1 μm)

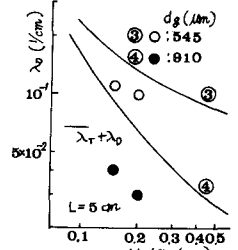


図-5. λ_0 の流速依存性 (シリカゲル, 10 μm)

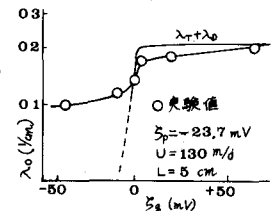


図-6. ろ材の電位と λ_0 値

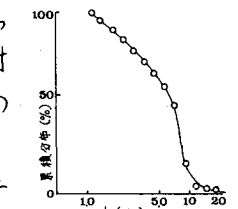


図-7. カオリンの累積粒径分布曲線

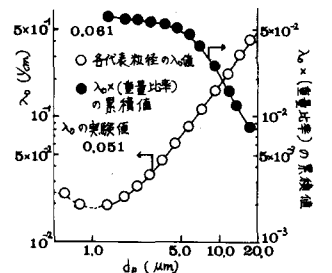


図-8. 粒径分布が存在する場合の λ_0 値