

(30) 高勾配磁気分離法(HGMS)の水処理への適用に関する基礎的研究

京都大学工学部 寺 島 泰
 " 〇尾 崎 博 明
 建設省土木研究所 清 水 俊 昭

1. は じ め に

高勾配磁気分離法(HGMS)は磁場中に強磁性細線等により構成されるフィルタを置くとときその近傍に高い磁場勾配が発生することを利用し、通過する磁性粒子を強大な磁気力によりフィルタに捕捉する新しい固液分離手段である。本法は従来のろ過法と比較しても格段の高効率処理、回収が可能であるとともに、非磁性物質についても適当な強磁性物質の添加による分離の可能性が大きいことから、各方面にわたってその応用、発展が非常に期待されている¹⁾。しかしながら、HGMSは開発後間もないことから理論的にも完成されておらず、解明すべき問題点も多い。

本研究では孤立磁性線まわりの粒子軌跡、捕獲効率を理論的、実験的に求めるとともに、フィルタを用いた実験結果にろ過理論を適用してろ過特性を把握するほか、孤立磁性線理論とも関連させた解析を行い、操作因子の処理効率に及ぼす影響、処理効率の推定等について検討を行った。

2. 孤立磁性線上への磁性粒子捕獲

2-1 粒子軌跡と初期比捕獲半径の理論とモデル

孤立磁性線に接近してくる粒子に作用する力としては、従来から磁気力 F_M 、流体抵抗力 F_D のほか、条件によっては重力 F_G 、慣性力 F_I が取り上げられており、これらの力が作用する場合の運動方程式は、

$F_I + F_M + F_D + F_G = 0$ …… (1) と書くことができる。図-1に示す極座

標系において(1)式中の各力を具体的に書き表わすと、つぎのようになる。なお誘導に際して、球形をした常磁性粒子に対して $b \ll a$ (a, b : 細線及び粒子の半径)、かつ $Re \ll 1$ と仮定し、 F_M を粒子中心の値で近似するとともに、 F_D にストークス則を適用する。

○ 磁気力; $F_M = 1/2 \mu_0 \chi_s V \nabla (H \cdot H)$ (2)

(H : 印加磁場, μ_0 : 真空中の透磁率, χ_s : 粒子の比磁化率, V : 粒子体積)

○ 流体抵抗力; $F_D = 6\pi\eta b (v_f - v_p)$ (3)

ここに、 v_f, v_p はそれぞれ流体及び粒子の速度であり、 $v_f (v_r, v_{\theta})$ は流れ場によりつぎのように表わされる。

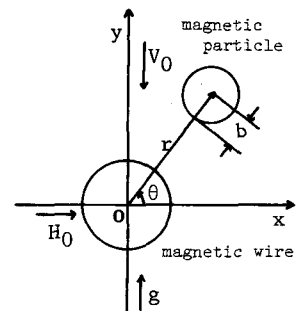


図-1. 座 標 系

ポテンシャル流: $v_{fr} = (1 - a^2/r^2)v_0 \cos \theta$, $v_{f\theta} = -(1 + a^2/r^2)v_0 \sin \theta$
 クリーピング流: $v_{fr} = \{ \ln(r/a) - 1/2(1 - a^2/r^2) \} v_0 c_L \cos \theta$, $v_{f\theta} = -\{ \ln(r/a) + 1/2(1 - a^2/r^2) \} v_0 c_L \sin \theta$
 ($c_L = 1/\ln\{3.7\eta/(\rho_f v_0 a)\}$, η : 流体粘度, v_0 : 表面流速)

○ 重 力; $F_G = 4/3 \pi b^3 (\rho_p - \rho_f) g$ (4) (ρ_p, ρ_f : 粒子及び流体の密度, g : 重力加速度)

○ 慣性力; $F_I = ma$ (5) (m : 粒子質量, a : 加速度)

(1)~(5)式より運動方程式は(6)式で表わされ、これを解くことにより粒子軌跡が求まる。

$$\left. \begin{aligned} r \text{ 方向 } & K \left[-\frac{d^2 r}{d\tau^2} + r_a \left(\frac{d\theta}{d\tau} \right)^2 \right] - \frac{v_m}{v_0} \left(\frac{k}{r_a^3} + \frac{\cos 2\theta}{r_a^3} \right) + \left(\frac{v_{fr}}{v_0} - \frac{dr_a}{d\tau} \right) + N_g \sin \theta = 0 \\ \theta \text{ 方向 } & K \left[-r_a \frac{d^2 \theta}{d\tau^2} - 2 \left(\frac{dr_a}{d\tau} \right) \left(\frac{d\theta}{d\tau} \right) \right] - \frac{v_m}{v_0} \cdot \frac{\sin 2\theta}{r_a^3} + \left(\frac{v_{f\theta}}{v_0} - r_a \frac{d\theta}{d\tau} \right) + N_g \cos \theta = 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここに、 $K = 2\rho_p v_0 b^2 / (9\eta a)$, $V_m/V_0 = 2\chi_s H_0 M b^2 / (9\eta a V_0)$, $r_a = r/a$, $k = M / (2\mu_0 H_0)$ (M : 細線磁化), $N_g = 2b^2 (\rho_p - \rho_f) g / 9\eta v_0$, $r_a = r/a$ である。 v_m/v_0 , k は磁場に関する無次元パラメータであり、

v_m は磁気速度と称される。 k は細線内反磁場の印加磁場に対する比を表わし、 $M_s > 2\mu_0 H_0$ (M_s : 飽和磁化, H_0 : 印加磁場) のときには $M = 2\mu_0 H_0$, $M_s \leq 2\mu_0 H_0$ のときには $M = M_s$ となる。また K は慣性力, N_g は重力を表わすパラメータである。

(6)式を4次のRunge-Kutta法を用いて計算した粒子軌跡の例を図-2(a)に示す。また $F_I = 0, k = 0$ (強磁場近似) の場合は解析解が得られるので、その例を図-2(b)に示す。図-2(a)における ζ は比捕獲半径であり、捕集体上に到達する粒子軌跡についてその最大の x 座標を a で規格化した無次元数($x_{\max}/a$)を表わし、粒子回収率と直接関わりをもつ。

図-3(a), (b)は流れ場としてポテンシャル流あるいはクリーピング流を用い、初期条件が捕獲限界に近い場合の粒子軌跡を求めた例である。クリーピング流では、軌跡はかなり遠くから細線の存在の影響を受けているような挙動を示すとともに、細線表面へは v_m/v_0 値にかかわらず法線方向から接近するなど、流れ場の表現によって粒子軌跡が非常に異なってくることがうかがわれる。

こういった孤立磁性線に対する軌道理論計算に基づいて、(6)式における各パラメータが ζ に及ぼす影響について検討したところ、重力パラメータ N_g の影響は極めて小さいが、慣性パラメータ K , 反磁場パラメータ k は条件によっては大きな影響をもつことが判明し、これらの詳細についてはすでに報告²⁾している。

2-2 初期比捕獲半径の実験的推定

初期比捕獲半径 ζ は、粒子の細線への蓄積断面積の時間的変化から次式で求められる³⁾。(ただし付着率 = 1 とする)

$$\zeta = \{ \pi a \beta \rho_p / 2 v_0 C_{in} \} d/dt (S/S_0) \quad (7)$$

ここに、 S : 粒子の蓄積断面積, S_0 : 磁性線断面積, C_{in} : 粒子流入濃度, β : 占有率(蓄積粒子の見かけの占有体積に対する真の占有体積の比)である。粒子蓄積速度 ds/dt と β を実験的に求めることにより、(7)式より ζ を定めることができる。

(1) 実験装置と方法 用いた実験装置の概要を図-4に示す。セルは透明アクリル製の角柱状(17mm×20mm)であり、セル内には孤立磁性線(SUS430, $a = 400 \mu m$)を、紙面に垂直に印加している磁場及び流れと直交するように片持で固定してある。実験粒子には、市販のヘマタイト($\alpha-Fe_2O_3$)あるいはマグネタイト(Fe_3O_4)を摩擦後沈降法により整粒したものを用い、これを予め分散剤($(NaPO_3)_6$)を溶解させた蒸留水中に超音波分散させたものを原水とし、上向流でセルに供給した。各粒子の諸元を表-1に、また磁気測定の結果を図-5(a)(b)に示す。粒子の平均粒径は光透過式粒度分布測定器、磁気特性は垂直型ねじれ磁気天びん(MTB)により、また粒子密度は比重びん法によって測定した。なお粒子蓄積断面積は、写真撮影ののちプランメータにより測定した。 v_0 は放物型分布をもつが磁性線はセルの中央に位置することから断面平均流速ではなく最大流速を用いた。

β 値については従来実測された例はないが、本実験ではセルを磁場

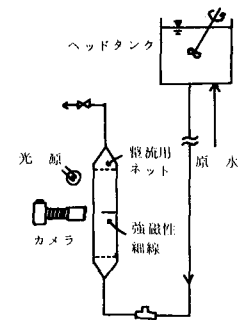
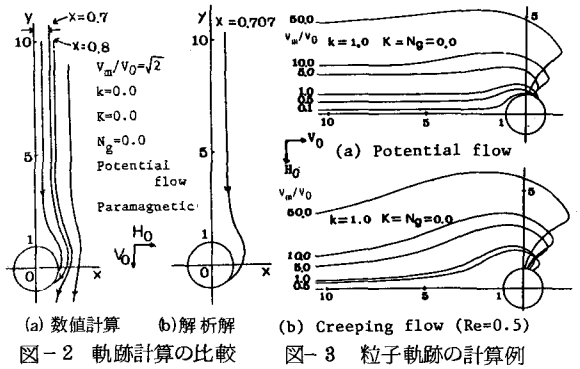


図-4 実験装置

表-1 実験粒子の諸元

粒子	$2b$ (μm)	ρ_p (g/cm^3)	χ ($emu/cm^3/Oe$)	M_s (emu/g)
マグネタイト	1.0	4.95	—	85.3
ヘマタイト	1.6	4.98	1.10×10^{-4}	—

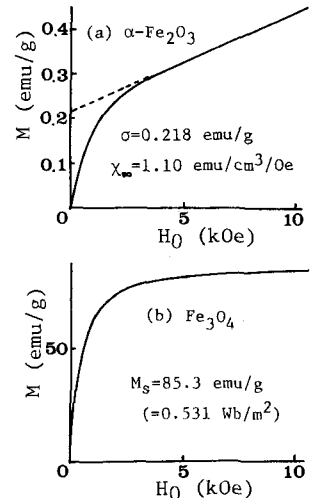


図-5 粒子の磁気特性

下でドライアイスにより冷却，固定する方法によりヘマタイト粒子で0.24 という値を得た。マグネタイトの場合セル壁に粒子が針状に付着するため実測は行わなかった。

(2) 結果と考察 磁性線への粒子の蓄積形状の概略を図-6 (a)(b)に，蓄積断面面積の変化の例を図-7，8に示す。ヘマタイトのような弱磁性粒子では，断面面積の経時変化は楕円近似が比較的傾向をよく表わしている。一方，強磁性のマグネタイト粒子では，断面は二等辺三角形で近似可能である。これは，弱磁性粒子の場合，蓄積形状は流体抵抗力と磁気力との兼ねあいによってきまるが，強磁性粒子の場合は蓄積によって先端近傍に大きな磁場勾配が生じるためと推察される。

実験条件と理論及び実験から求めた初期比捕獲半径の値を表-2，3に示す。なお計算にあたっては K ， N_g の値は小さいので無視している。表-2中の $(v_m/v_0)_1$ ， $\zeta_{theo,1}$ はヘマタイトを従来のように常磁性体として計算した値であるが，実際には寄生強磁性体と考えられるので， $(v_m/v_0)_2$ ， $\zeta_{theo,2}$ として(6)式の磁気力項を $\{1 + \sigma / (2\mu_0 H_0 \chi_\infty) (1 + 2k \cos 2\theta / r_a^2 + k^2 / r_a^4)\}$ (ただし， σ ：自発磁化， χ_∞ ：外挿推定した磁化率)により補正して計算した値も示してある。マグネタイトは強磁性体なので同様に磁気力項を $(1 + 2k a^2 \cos 2\theta / r_a^2 + k^2 a^4 / r_a^4)^{-1/2}$ により補正した。なお，流れはともにポテンシャル流を用いて

いる。ヘマタイトの場合， v_0 が大きい二例については $\zeta_{theo,2}$ は実験値 ζ_{exp} との適合性がよい。しかしマグネタイトについては β 値としてヘマタイトのそれを代用したこともあるが実験値が理論値をはるかにうわまわり，粒径を2倍にとり計算しても $\zeta_{exp} / \zeta_{theo}$ は2.0程度となることから粒子自身の磁気凝集の効果が大きいと考えられる。これ以外に検討すべき問題点は4章の最後にまとめて記す。

3. 蓄積過程の理論とモデル

3-1 モデルの定式化と計算

粒子が磁性線上に付着し蓄積が進行するにつれて，細線の粒子捕集能力が低下してくる。こうした蓄積過程を調べることににより，フィルタの経時変化や捕集可能な物質量を推定する知見を得ることができる。

本研究では軌道理論に基づいて，個々の粒子の挙動を追跡していく方法によりモデル化を試みた。モデル化にあたっての仮定は次の通りである。

- i) 粒子はランダムに一個ずつ流入する。
- ii) 流入粒子は細線あるいはすでに付着している粒子に接触すれば捕集される。
- iii) 流入粒子，蓄積粒子の存在によって流れ場は影響されない。

軌跡計算は前章と同様に行えるが粒子の流入点の横座標 (図-2では x 座標) は一様乱数で与えた。

3-2 計算結果と考察

計算結果の一部を図-9 (a)(b)に示す。粒子の番号は付着順を表わし，また図中の()内の数値は発生さ

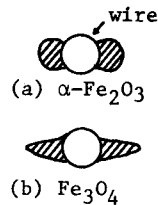


図-6 蓄積形状

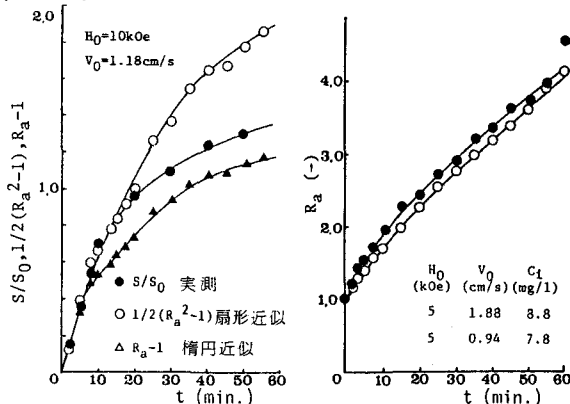


図-7 蓄積断面面積の経時変化 (ヘマタイト) 図-8 R_a の経時変化(マグネタイト)
 R_a : 細線半径で規格化した蓄積半径

表-2 実験条件と初期比捕獲半径 (ヘマタイト)

N_g	H_0 (kOe)	V_0 (cm/s)	$(V_m/V_0)_1$ $\times 10^{-1}$	$(V_m/V_0)_2$ $\times 10^{-1}$	ζ_{exp} $\times 10^{-1}$	$\zeta_{theo,1}$ $\times 10^{-1}$	ζ_{exp} $\zeta_{theo,1}$	$\zeta_{theo,2}$ $\times 10^{-1}$	ζ_{exp} $\zeta_{theo,2}$
1	10	1.88	0.50	0.25	0.75	1.22	0.61	0.83	0.90
2	10	1.18	0.79	0.40	1.17	1.80	0.65	1.24	0.94
3	10	0.44	2.12	1.06	1.74	3.76	0.46	2.73	0.63

表-3 実験条件と初期比捕獲半径 (マグネタイト)

N_g	H_0 (kOe)	V_0 (cm/s)	V_m/V_0	ζ_{exp}	ζ_{theo}	ζ_{exp} ζ_{theo}
1	5	1.38	2.16	4.53	1.54	2.94
2	5	1.94	4.32	7.89	2.26	3.49

せた100個の粒子のうち捕集されたものの数を示している。流れ場をクリーピング流で近似した場合は粒子軌跡が図-3(b)のようになるので捕集粒子は図-9(a)のように不安定な構造を形成する。一方ポテンシャル流で v_m/v_0 が小さいときは、図-9(b)の例のように蓄積形状は実験時の形状をよく再現しているとも見られ、このような簡単なモデルによっても条件によっては蓄積過程をかなり追跡しうることを示している。しかしモデル化にあたって用いた仮定、とくに(ii)については、付着した粒子は力学的あるいはエネルギー的により安定な位置まで移動すると考える方が合理的である。したがって流れ場についてもわずかの結果に基づいてポテンシャル流を用いるのがよいとするのは早計であるが、通常HGMSに用いる流速ではクリーピング流の領域を越えていることも考えあわせると、少なくとも現時点ではポテンシャル流を用いることを否定する結果は得られない。流れ場についてはさらに詳細に考究するため、Navier-Stokes 式を直接用いることを検討している。

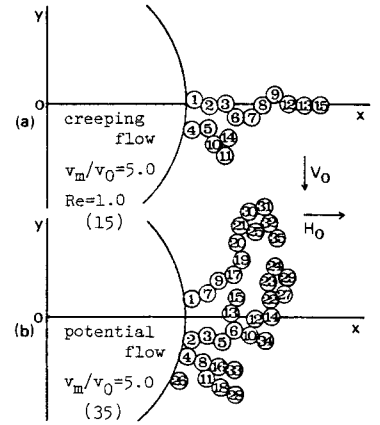


図-9 蓄積過程の計算例

4. フィルタによる捕集実験とろ過理論の適用

4-1 理論の概要

図-10のような微小体積要素で物質収支式、捕集速度式を次式のように与える。

$$\partial N / \partial \tau + v_0 \cdot \partial c / \partial z = 0 \quad (8) \quad \partial N / \partial \tau = \alpha v_0 c \quad (9)$$

ここに、 $c = c(z, \tau)$ は粒子濃度、 $N = N(z, \tau)$ は粒子比捕集量、 v_0 は表面流速、 τ は流体前面が $z = z$ に到達した時刻を基準にとり $\tau = t - z \varepsilon_0 / v_0$ (ε_0 : 初期空隙率、 t : ろ過時間) で定義されるろ過時間である。また α は次式で表わされる吸収係数であり、砂ろ過におけるろ過係数に相当する。

$$\alpha = \alpha_0 G(N/N_s) \quad (10) \quad (N_s: \text{飽和比捕集量}, \alpha_0: \text{初期吸収係数})$$

$$G(N/N_s) = 1 - (N/N_s)^r \quad (11) \quad \text{あるいは} \quad G(N/N_s) = (1 - N/N_s)^y \quad (12)$$

$$\alpha_0 \text{ は初期比捕獲半径 } \zeta_0 \text{ と次式で関連づけられる。} \quad \alpha_0 = 2(1 - \varepsilon_0) \zeta_0 / \pi a \quad (13)$$

ただしフィルタがワイアメッシュの場合は細線の有効率を $1/2$ とすると $\alpha_0 = (1 - \varepsilon_0) \zeta_0 / \pi a$ (13') となる。(11)(12) 式中の r, y はつぎのように決定しうる。

① 粒子と捕集体との相互作用の強い場合 ($L \gg \ell, \ell: \alpha$ の逆数)

フィルタ内部での濃度プロファイルはかなり急勾配と考えられるから、破過が始まる時点ではフィルタの入口部分の捕集は飽和に達していると仮定できる。したがって基礎式は次式で表わせる。

$$\partial X / \partial \tau = \alpha \cdot (C_{in} v_0 / N_s) \cdot X \quad (14) \quad (X = C_{out} / C_{in}, C_{in}, C_{out}: \text{流入, 流出濃度})$$

さらに(10), (12)式を代入して(14)式の両辺の対数をとると(15)式となり、これより実験的に y を推定できる。

$$\log(1/X \cdot \partial X / \partial \tau) = \log(\alpha_0 \cdot C_{in} v_0 / N_s) + y \log(1 - X) \quad (15)$$

② 粒子と捕集体の相互作用の弱い場合 ($L \ll \ell$)

α は深さ方向に一定であり、ろ過時間だけの関数であると仮定し(8)(9)(10)(11)式を用いると近似的に $R = R_0 \{1 - (\tau/\tau_0)^r\} \dots \dots (16)$ となる。ここに R は回収率、 R_0 はその初期値である。 τ_0 は $N_s / \alpha_0 C_{in} v_0$ で与えられる。(16)式の対数をとるとつぎようになる。

$$\log(1 - R/R_0) = r \log \tau - r \log \tau_0 \quad (17)$$

また Collan⁴⁾ は α を階段関数で近似し、 C, N を離散化、漸進化し、 $L \gg \ell$ の場合は破過曲線上の値 $C_{out, n}$ ($n = 1, 2, 3 \dots$) を用いて α を次のように推定した。

$$\alpha_n = (1/C_{out, n} \cdot v_s) d(C_{out, n}) / dt \quad (18) \quad (v_s: \text{飽和面進行速度}), N_n = (C_{out} / C_{in}) N_s \quad (19)$$

さらに、この第一近似の精度を高めるために、入口での吸収係数 α_{in} を考慮する逐次近似法を用いるととも

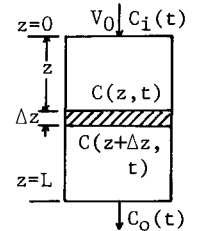


図-10 フィルタ断面図

に、 $L \leq \ell$ の場合は $\alpha = \alpha_0 (1 - N/N_s)^y$ なる試行関数を用いることを提唱した。

4-2 実験装置と方法

実験装置は2章で用いたものと同様であるが、フィルタ部はワイアメッシュ (SUS430, 目開き24メッシュ, $a = 150 \mu m$) を多数積み重ねた構造になっており、有効径は2.27mmである。粒子にはヘマタイト及びマグネタイトを用い、その性状は表-1にすでに示している。実験はフィルタ長 $L = 1 \sim 15$ cm, 上向流で行い、流入濃度 C_{in} はヘマタイトの場合 $50 \sim 450 mg/l$, マグネタイトの場合 $80 \sim 600 mg/l$ とした。その他の条件及び無次元パラメータの値は表-4, 5に示す。

4-3 実験結果と考察

ヘマタイトの処理実験では、処理開始直後からかなりの流出が見られ、その後はほぼ直線的に流出濃度 C_{out} が増加する。一方、マグネタイトでは、初期には流出があまりみられず、破過後は C_{out} は急激に増加した。そこで以下では、ヘマタイトは $L < \ell$, マグネタイトは $L > \ell$ として結果を整理した。なお破過曲線はフィルタの捕集が飽和に達したと考えられる時点点をすぎてもパイプへの沈着等により $C_{out}/C_{in} < 1$ であることが多く、補正のためにヘマタイトでは未流出分を切り捨てて処理し、またマグネタイトでは、 C_{in} が時間とともに直線的に減少していくとした。

① 飽和比捕集量 N_s の印加磁場 H_0 及び表面流速 v_0 に対する依存性

N_s と H_0 の関係を図-11に示す。ヘマタイトでは $H_0 > 8$ kOe で N_s の増加が鈍りはじめ、マグネタイトでは $H_0 > 3$ kOe 以上で N_s の増加は極めて小さくなる。これは磁性細線の磁化曲線が図-12 のように7~8 kOe ではほぼ磁氣的に飽和に達するのに対し、各粒子の磁気特性が図-5のようであることに起因している。 N_s と v_0 の関係を図-13に示す。両粒子とも高流速になるほど N_s が減少していく傾向がみられ、ヘマタイトの場合では $N_s \propto (1/v_0)^{2/3}$, マグネタイトでは $N_s \propto (1/v_0)^{3/5}$ という結果が得られた。 N_s はストークスの抵抗則を採用した場合には $1/v_0$ に依存するが、上記の結果は経験的な関係である $(1/v_0)^{1/2}$ にむしろ近く、付着粒子に作用する流体力がストークス則とは異なることを示唆している。

② 初期捕獲半径の値及び蓄積にともなう捕獲半径の変化の推定

4-1に示した方法に基づいて求めたヘマタイトの初期捕獲半径 ζ_{exp} 、及び比捕獲半径の蓄積にともなう変化を表わす指数 r の値を表-4に示す。 ζ_{exp} は(13)式より求めることができる。

表-4 ヘマタイトの処理条件と r, ζ の値の推定

β_0	H_0 (kOe)	V_0 (m/hr)	$(V_m/V_0)^{1/2}$ $\times 10^{-2}$	$(V_m/V_0)^{1/3}$ $\times 10^{-2}$	α_0 (1/m)	r	$\zeta_{exp} \times 10^{-2}$	ζ_{exp} $\zeta_{theo,1}$	ζ_{exp} $\zeta_{theo,2}$
1	10	170	7.00	3.54	5.90	0.67	2.53	0.147	0.222
2	8	250	4.06	1.81	4.92	0.70	2.11	0.192	0.333
3	8	170	5.97	2.67	6.77	0.76	2.90	0.193	0.326
4	8	96	10.6	4.72	8.54	0.76	3.66	0.158	0.252
5	8	41	24.7	11.1	7.21	0.75	3.09	0.075	0.110
6	5	170	3.37	1.13	5.36	0.63	2.30	0.256	0.569
7	3	170	1.87	0.434	2.80	0.61	1.20	0.221	0.741

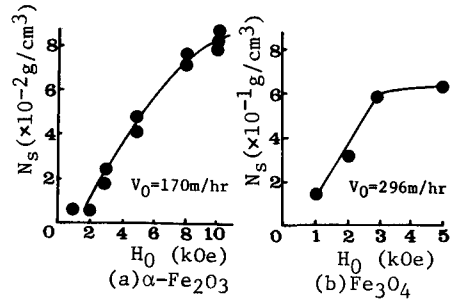


図-11 N_s に及ぼす H_0 の影響

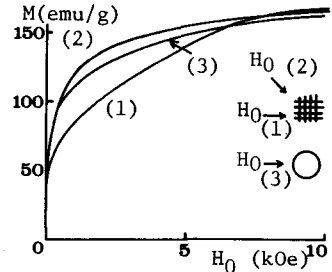


図-12 磁性細線の磁化曲線

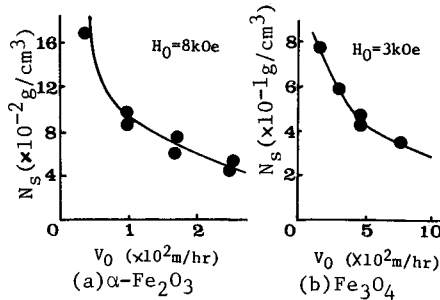


図-13 N_s に及ぼす V_0 の影響

表-5 Collanらの方法による y, ζ 値の推定

β_0	α_0 (1/m)	y	$\zeta_{exp} \times 10^{-2}$	ζ_{exp} $\zeta_{theo,1}$	ζ_{exp} $\zeta_{theo,2}$
1	5.88	1.22	2.52	0.147	0.221
2	4.55	1.20	1.95	0.177	0.308
3	5.56	0.70	2.38	0.159	0.267
4	12.5	0.87	5.35	0.231	0.369
5	16.7	0.76	7.15	0.174	0.255
6	4.17	0.92	1.79	0.199	0.443
7	0.125	0.90	5.35	0.010	0.033

r 値は 0.61~0.76 の 表-6 マグネタイトの処理条件と r , ζ 値の推定

表-7 Collan らの方法による
マグネタイトの ζ , y の推定

範囲内にあるが v_m/v_0 との間には一定の関係は見出せない。 ζ_{theo} は 2 章の結果から与えられる孤立磁性線に対する初期比捕獲半径 (ポテンシャル流近似) である。なお ζ_{theo} をフィ

μ_a	H_0 (kOe)	V_0 (m/hr)	V_m/V_0	α_0 (1/m)	y	ζ_{exp}	$\frac{\zeta_{exp}}{\zeta_{theo}}$
1	5	296	1.88	236	0.94	1.01	0.973
2	3	1184	0.289	640	0.60	2.74	0.884
3	3	740	0.461	114	1.12	4.88	1.12
4	3	444	0.770	183	1.10	7.85	1.20
5	3	296	1.16	257	1.20	1.10	1.38
6	3	148	2.31	434	1.00	1.86	1.63
7	2	296	0.773	175	0.92	7.50	1.15
8	1	296	0.334	123	1.08	5.27	1.52

μ_a	α_0 (1/m)	y	ζ_{exp}	$\frac{\zeta_{exp}}{\zeta_{theo}}$
1	260	0.96	1.11	1.07
2	125	0.85	5.35	0.173
3	90.9	1.44	3.89	0.894
4	128	1.15	5.48	0.839
5	250	1.26	1.07	1.34
6	400	1.00	1.71	1.50
7	114	0.92	4.87	0.746
8	323	0.55	1.38	0.398

ルターに対して無条件に用いることには問題があり厳密には隣接細線による影響を考慮する必要がある。細線を正方形配列した場合の計算からは初期比捕獲半径は、充てん率 3% 以下では孤立磁性線の値を適用しても問題がないが、それ以上では除々に若干の過大評価につながるという結果を得ている。しかし、隣接効果の定量的評価にはより広範な条件に対する検討が必要であることから今回は ζ_{theo} 値として孤立磁性線に対する値を用いている。表-4 の ζ_{exp} と ζ_{theo} との比較から、ヘマタイトは寄生強磁性として取扱う方が当然ながら実験結果との適合性はよいが、いずれにしても実験値をかなり下回るという結果が得られた。表-5 に示す collan らの方法による結果も同様な傾向であった。

マグネタイトについての結果を表-6, 7 に示す。 ζ_{exp} の値は全般的に ζ_{theo} とかなりよく一致しているが、一部に ζ_{exp} が ζ_{theo} を大きく上回る結果も現われている。

2 章の結果をも含めて、こういった不一致をもたらす原因としてはつぎのようなことが考えられる。

- (i) 流体抵抗力にストークス則を用いているが、とくに粒子が捕集体に接近した場合にはこれからずれると推定される。また流れ場についてもその表現の検討や蓄積粒子による補正が必要である。
- (ii) 粒子の粒径分布を考慮せず、実験粒子を球と仮定している。数 μm あるいはそれ以下の大きさの粒子については拡散による影響を考慮する必要がある。マグネタイトでは磁気凝集の効果が考えられる。
- (iii) 付着率を 1 としている。
- (iv) 孤立磁性線理論を配列磁性線に拡張するさい、フィルタ磁性線の有効率を $1/2$ と仮定し、初期比捕獲半径の計算に隣接細線の影響を考慮していない。

5. ま と め

- (1) 理論及び実験から得られた初期捕獲半径の値は孤立磁性線に関してはヘマタイトの場合に、フィルタに関してはマグネタイトの場合に比較的良好に一致した。
- (2) 蓄積しているヘマタイト粒子の占有率は実測の結果 0.24 であった。
- (3) 軌道理論に基づく蓄積過程のモデルは条件によっては現実の蓄積状態をかなり再現しうる。
- (4) 飽和比捕集量に対する印加磁場の影響は捕集体と粒子の磁気特性に依存する。
- (5) 蓄積粒子に作用する流体力はストークス則からずれると推定される。
- (6) ヘマタイトは寄生強磁性として解析するのが妥当である。

最後に、本研究を遂行するにあたり適切な助言を賜った名古屋大学工学部 内山晋教授、川崎製鉄(株) 内野和博氏、数値計算にあたり助言をいただいた金沢大学工学部 金岡千嘉男助教授、磁気測定を行うにあたり多大の御協力をいただいた本学金属加工学科 中村研究室、化学研究所 高田研究室の方々に深謝致します。本研究は文部省科学研究助成「試験研究」(2) の一部であることを付記します。

<参考文献> 1) 寺島, 尾崎, 内野: 水処理技術, 22 (6), 475 (1981)

2) 尾崎, 寺島, 清水: 第 36 回土木学会年次学術講演会講演概要集, 221 (1981)

3) たとえば, S. Uchiyama, et. al.: IEEE Trans. Mag., Mag-15 (6), 1939 (1979).

4) Collan et. al.: Int. Conf. Ind. Appl. Mag. Sep., 175 (1979).