UDC 621.318.38 : 621.928.8.002.3 : 669.018.582-413

超電導高こう配磁気分離に用いる非晶質合金フィルタの微粒子捕獲理論と実験

論文

57-B 42

正員 小原 健司 (電総研)

正員 小山 健一 (電総研)

正員 小室 和男 (電総研)

正員 大西 利只 (電総研)

1. まえがき

スラリー中の磁性微粒子を、磁界内に置かれた磁性線に吸着させる高こう配磁気分離 (High Gradient Magnetic Separation, 以下 HGMS と略す) 技術が 1970 年ごろから開発され始めた⁽¹⁾。この方式により、各種液中の強磁性および常磁性微粒子の 200 m/h 以上の高速分離が可能になり、アメリカでは製紙業に用いるカオリン中の鉄分除去⁽²⁾、弱磁性鉄鉱石の品位向上⁽³⁾などに応用されている。最近、我が国でも製鉄所排水の処理を目的とした実用機が稼動を始めた⁽⁴⁾⁽⁵⁾。また、海水中のウランの採取⁽⁶⁾⁽⁷⁾、液化石炭の精製⁽⁸⁾など、新エネルギー技術や資源技術へと広範囲な応用が考えられている。

HGMS の磁気フィルタに要求される特性は、(1)磁性線の飽和磁束密度が大きい、(2)高耐食性、(3)フィルタ製作時の機械力や、磁界印加時に働く磁気力、水圧などに耐え、磁気特性が変化しない、(4)高能率の吸着性能をもつ、などである。一般に磁性線にはステンレス鋼が用いられているが、大きな磁性をもたせるためには Cr の含有比を小さくする必要があり、耐食性が犠牲になるので、HGMS に最適な材料とはいえない。これに対して、近年開発が進んでいる非晶質磁性合金は、磁気特性対耐食性および強度に既存の磁性材料をはるかに超える特性を有しており⁽⁹⁾、上記(1)~(3)の要件をよく満たすと考えられる。現在、少々割高ではあるが、磁界発生装置を含む HGMS システム全体のコストからみれば、磁気フィルタの占め

る割合は小さく、また、耐久性が向上するために価格はあまり問題にならない。

しかも、液体急冷法 (片ロール法) によって製造された非晶質合金は、図 1 に示すようにだ円に近い断面形状をしている。いま非晶質合金テープの厚み方向に磁界を印加すれば、テープ表面のほとんどすべての部分が磁性粒子を吸着できる。従って、広く研究されている従来の円柱形状磁性線に比べて捕獲特性が改善され、上記の要件 (4) をも満足するフィルタを実現できると予想される。我々は、この点を確認するためにだ円柱形状磁性線による磁性微粒子の捕獲過程の理論解析を並流形フィルタについて行なった。また、非晶質磁性合金テープを用いた磁気フィルタを製作し、水冷電磁石による低磁界と、超電導電磁石による高磁界中で実験を行ない、理論と比較したので報告する。

2. 単一のだ円柱磁性線近傍の磁界計算

だ円の長軸を x 軸上、短軸を y 軸上に置く。 z 軸方向の磁性線の長さは無限に長いと仮定し、外部磁界は y 軸方向に印加する。磁性線近傍の磁界はラプラスの方程式を解いて求められる⁽¹⁰⁾が、その際、次のだ円柱座標 (u, v, z) を用いると比較的容易に計算できる。

$$x = A \cosh u \cos v, y = A \sinh u \sin v, z = z$$

.....(1)

ここで、 A は原点からだ円の焦点までの距離を意味し、 $A = \sqrt{a^2 - b^2}$ (但し、 $2a$: だ円の長軸、 $2b$: 同短軸) である。磁性線の断面形状を表わす u を u_0 とす

(白い部分が磁性線部分。厚み 26 μm , 幅 300 μm)

図 1 非晶質磁性合金テープの断面写真

Fig. 1. Cross section of an amorphous magnetic tape.

Particle Capture Theory and Experiment of Amorphous Magnetic Filter for Superconducting HGMS. By Takeshi Ohara, Member, Ken-ichi Koyama, Member, Kazuo Komuro, Member & Toshitada Onishi, Member (Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry).

小原健司: 正員, 電子技術総合研究所
小山健一: 正員, 電子技術総合研究所
小室和男: 正員, 電子技術総合研究所
大西利只: 正員, 電子技術総合研究所

ると、次式で求まる。

$$u_0 = \text{arc cosh}(a/A) = \text{arc sinh}(b/A) \dots (2)$$

だ円柱座標におけるラプラスの方程式は、磁性線外部の磁気ポテンシャルを ϕ^e とし次式で表わされる。

$$\nabla^2 \phi^e = \partial^2 \phi^e / \partial u^2 + \partial^2 \phi^e / \partial v^2 = 0 \dots (3)$$

印加磁界 H_0 による磁気ポテンシャルを ϕ_0 、磁性線が磁場中に置かれたことによって生じるひずみのポテンシャルを ϕ' とすると、 ϕ^e 、 ϕ_0 は次式となる。

$$\phi^e = \phi_0 + \phi' \dots (4)$$

$$\phi_0 = -H_0 y = -H_0 A \sinh u \sin v \dots (5)$$

ϕ' を次のように置き⁽¹⁰⁾、(3)、(4)式より $R(u)$ を求めた。

$$\phi' = \phi_0 R(u) \dots (6)$$

ϕ_0 はラプラスの方程式を満たしているので(3)式は

$$\begin{aligned} \phi_0 (d^2 R(u)/du^2 + 2(\partial \phi_0 / \partial u)(dR(u)/du) \\ = 0 \dots (7) \end{aligned}$$

となり、(7)式より

$$\begin{aligned} R(u) = C \int_u^\infty \frac{1}{\sinh^2 u} du = C(\cosh u / \sinh u - 1) \\ \dots (8) \end{aligned}$$

または、次式となる。

$$dR(u)/du = 0 \dots (9)$$

(8)式の積分の上限は、 $u \rightarrow \infty$ 、すなわち磁性線から十分離れた所では、 $R(u)$ が零になるように定めている。 C は積分定数である。(9)式はだ円柱磁性線内部でしか成立しない。(8)、(6)式と(4)式より磁性線外部の磁気ポテンシャル ϕ^e が次式のように求まる。

$$\phi^e = (1-C)\phi_0 + C(\cosh u / \sinh u)\phi_0 \dots (10)$$

従って、 C は磁界のひずみ分を表わす係数であり、 $C=0$ はひずみがないことを表わしている。

次に、境界条件を考え、 C を求める。磁性線内部は y 方向への一様磁界 $\vec{H}^i$ とすると、磁性線内部の磁気ポテンシャル ϕ^i は次式となる。記号の上の矢印はベクトルを表わすことにする。

$$\phi^i = -H^i y = -H^i A \sinh u \sin v \dots (11)$$

まず、磁性線表面上でのポテンシャルの連続性から

$$\phi^i_{u=u_0} = \phi^e_{u=u_0} \dots (12)$$

(12)式に(10)、(11)式を代入して

$$H^i = H_0 \{(1-C) + C(\cosh u_0 / \sinh u_0)\} \dots (13)$$

また磁束密度 $\vec{B}$ の垂直 (u 方向) 成分 B_u の連続性から

$$\begin{aligned} B^i_{u,u=u_0} &= B^e_{u,u=u_0} \\ &= (-\mu^e / g_1) \partial \phi^e / \partial u|_{u=u_0} \\ &= (\mu^e H_0 A / g_1) \{(1-C) \cosh u_0 \} \end{aligned}$$

$$+ C \sinh u_0 \} \sin v \dots (14)$$

ここで、 $g_1 = A \sqrt{\cosh^2 u - \cos^2 v}$ であり、また $g_1, u=u_0 = A \sqrt{\cosh^2 u_0 - \cos^2 v}$ である。また μ^e は磁性線の置かれた空間の透磁率である。磁性線内は一様磁界という仮定より、 $\vec{B}^i$ も一様であり、 y 方向成分のみである。 u 一定面 (だ円面) の法線の y 軸方向に対する方向余弦を γ_1 とすると、次式で表わされる⁽¹¹⁾。

$$\gamma_1 = (1/g_1) \partial y / \partial u \dots (15)$$

従って、

$$\begin{aligned} B^i = B^i_y = B^e_{u,u=u_0} / \gamma_1 = \mu^e H_0 \{(1-C) \\ + C(\sinh u_0 / \cosh u_0)\} \dots (16) \end{aligned}$$

(13)、(16)式と $\vec{B}^i = \mu^i \vec{H}^i$ より C を求めると

$$\begin{aligned} C = \frac{1}{(\cosh u_0 / \sinh u_0 - 1)} \left\{ \frac{K \mu^e}{\mu^i - (1-K) \mu^e} - 1 \right\} \\ \dots (17) \end{aligned}$$

K は反磁界係数の逆数であり、

$$K = 1 + \tanh u_0 \dots (18)$$

で表わされる。次に磁性線内部の磁界 H^i と磁化 M^w を求める。(17)式を(13)式に代入して

$$H^i = K \mu^e H_0 / \{\mu^i - (1-K) \mu^e\} \dots (19)$$

磁化 M^w は、磁性線の透磁率を μ^i とすると

$$\begin{aligned} M^w = (\mu^i - \mu^e) H^i = K \mu^e H_0 (\mu^i \\ - \mu^e) / \{\mu^i - (1-K) \mu^e\} \dots (20) \end{aligned}$$

また、磁化 M^w を用いて C を表わすと

$$C = -M^w \sinh 2u_0 / 2 \mu^e H_0 \dots (21)$$

また(5)式と(10)式より ϕ^e は次式のように求まる。

$$\begin{aligned} \phi^e = -A H_0 \{ \sinh u \sin v \\ + C(\cosh u - \sinh u) \sin v \} \dots (22) \end{aligned}$$

磁性線外部の磁界 $\vec{H}^e$ は磁気ポテンシャル ϕ^e のこの配を計算して求められ、その u 、 v 方向成分 H_u^e 、 H_v^e は次のようになる。但し、 $g_1 = g_2$

$$\begin{aligned} H_u^e = -(1/g_1) \partial \phi^e / \partial u = A H_0 \sin v \{ \cosh u \\ + C(\sinh u - \cosh u) \} / g_1 \dots (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_v^e = -(1/g_2) \partial \phi^e / \partial v \\ = A H_0 \cos v \{ \sinh u \\ + C(\cosh u - \sinh u) \} / g_2 \dots (24) \end{aligned}$$

3. だ円柱磁性線近傍の磁性粒子の運動 (流体の流れ方向と磁性線が平行の場合)

本章では種々の利点を有する並流形フィルタを⁽¹²⁾、だ円柱形状磁性線を用いて製作した場合の性能の理論解析を行なう。

第2章で用いた座標上で、流体は x 方向に流れているとし、流体中の磁性粒子は半径 r_0 の球であるとす

る。磁化 $\vec{M}^P$ 、体積 $P(4\pi r_0^3/3)$ の磁性粒子の磁界中におけるポテンシャルエネルギー U^P は

$$U^P = -P(\vec{M}^P \cdot \vec{H}^e)/2 \\ = -\mu^e P \chi_s^P (\vec{H}^e \cdot \vec{H}^e)/2 \dots\dots\dots (25)$$

但し、 $(\vec{M}^P \cdot \vec{H}^e)$ はベクトル $\vec{M}^P$ と $\vec{H}^e$ の内積を表わす。 $(\vec{H}^e \cdot \vec{H}^e)$ も同様である。ここで、磁性粒子の比磁化率を χ_s^P とし磁化 $\vec{M}^P$ は $\vec{M}^P = \mu^e \chi_s^P \vec{H}^e$ とした。不均一磁界 $\vec{H}^e$ の中にある磁性粒子に働く力 $\vec{F}_m$ は、 U^P の負のこう配であるから

$$\vec{F}_m = \mu^e P \chi_s^P \vec{\nabla}(\vec{H}^e \cdot \vec{H}^e)/2 \dots\dots\dots (26) \\ = \mu^e \chi_s^P P \{ H_u^e \vec{\nabla} H_u^e + H_v^e \vec{\nabla} H_v^e \} \dots\dots\dots (27)$$

これを u, v 方向成分に分け、 F_{mu}, F_{mv} を計算し

$$F_{mu} = \mu^e \chi_s^P P (H_u^e \partial H_u^e / \partial u + H_v^e \partial H_v^e / \partial u) / g_1 \dots\dots\dots (28)$$

$$F_{mv} = \mu^e \chi_s^P P (H_u^e \partial H_u^e / \partial v + H_v^e \partial H_v^e / \partial v) / g_1 \dots\dots\dots (29)$$

となる。磁性粒子の捕獲を妨げる $\vec{F}_m$ の競合力には、流体の粘性力 $\vec{F}_d$ のほか、重力 $\vec{F}_g$ や慣性力 $\vec{F}_i$ などが考えられる。しかし、ここではそれらのうち最も大きい粘性力 $\vec{F}_d$ のみを考える。 $\vec{F}_d$ はストークスの式に従うとする。

$$\vec{F}_m + \vec{F}_d = 0 \dots\dots\dots (30)$$

$$\vec{F}_d = -6\pi\eta r_0 \vec{V}_r \dots\dots\dots (31)$$

但し、 η は流体の粘性係数、 $\vec{V}_r$ は磁性粒子と流体の相対速度である。並流形フィルタでは、 $\vec{V}_r$ は粒子の速度の $x-y$ 平面成分に等しい。 u, v 方向の単位ベクトルを $\vec{e}_u, \vec{e}_v$ とすれば次式で表わされる。

$$\vec{V}_r = g_1 (du/dt) \vec{e}_u + g_2 (dv/dt) \vec{e}_v \dots\dots\dots (32)$$

流体は z 方向に V_0 の速さで流れているとし、(30) ~ (32) 式を u, v, z 方向成分にすると次式を得る。

$$F_{mn} = 6\pi\eta r_0 g_1 (du/dt) \dots\dots\dots (33)$$

$$F_{mv} = 6\pi\eta r_0 g_2 (dv/dt) \dots\dots\dots (34)$$

$$V_0 = dz/dt \dots\dots\dots (35)$$

(28), (29), (23) 式と (24) 式を用いて、(33) 式と (34) 式を整理すると、 $du/dt, dv/dt$ が u, v の関数として求まる。これらは厳密には C の 1 乗と 2 乗の項の和で表わされる。しかし、磁性線の占積率が 5% くらいでは C の 2 乗の項は他の項に比べて小さいので無視できる。この場合には

$$du/dt = V_m C (\cosh^2 u \sin^2 v - \sinh^2 u \cos^2 v) / A G^6 \dots\dots\dots (36)$$

$$dv/dt = -2 V_m C \sinh u \cosh u \sin v \cos v / A G^6 \dots\dots\dots (37)$$

但し、 $G = g_1/A = g_2/A = \sqrt{\cosh^2 u - \cos^2 v}$ である。

V_m は円柱磁性線の場合の計算⁽¹³⁾で、磁気速度と呼ばれている値に対応させて次のように定義した。

$$V_m = 2 M^P M^W r_0^2 / 9 \eta \mu_0 \sqrt{ab} \dots\dots\dots (38)$$

但し、 μ_0 は真空の透磁率であり、 $\mu^e = \mu_0$ とする。

(36), (37) 式より次式を得る。

$$du/dv = (\tanh u / \tan v - \tan v / \tanh u) / 2 \dots\dots\dots (39)$$

解は次式であり、粒子の運動軌跡を表わしている。

$$\sinh^2 u / \cos^2 v \tan v + \tan v = E \dots\dots\dots (40)$$

但し、粒子の初期位置を (u_s, v_s) とすれば、 E は

$$E = \sinh^2 u_s / \cos^2 v_s \tan v_s + \tan v_s \dots\dots\dots (41)$$

である。 C^2 の項が無視できない場合の du/dv も、(40) 式と同様に V_m に依存しない。従って運動軌跡は、印加磁界 H_0 、磁性線の磁化 M^W 、粒子の磁化 M^P 、粒子径 $2r_0$ などに依存せず、磁性線が無限に長ければどんなに小さな粒子でも、またどんなに小さな磁化率の粒子でも必ず捕獲できることを示している。(40), (41) 式において $a=b$ とすれば、円柱磁性線の場合の粒子の運動軌跡を表わす次式⁽¹²⁾になる。

$$r^2/a^2 = \sin 2\theta / \sin 2\theta_0 \dots\dots\dots (42)$$

但し、 (r, θ) は円柱座標、 (a, θ_0) は磁性線表面の粒子が到達した場所の円柱座標である。

(35), (40), (41) 式を用いて円柱磁性線近傍の磁性粒子の運動軌跡を計算したものが図 2 と図 3 である。(42) 式による円柱磁性線の場合には $(H^e = H_0)$ の磁界等高線) は $\theta = \pi/4$ の直線より y 軸側の領域で

(z 軸は任意目盛で示してある。磁性線テープの幅は $300 \mu\text{m}$ 、厚みは $26 \mu\text{m}$ 。 図中、微粒子 1, 2 は磁性線近傍にあるので捕獲される。(1→1', 2→2') 微粒子 3 は引き寄せられても磁性線が有限長さなので捕獲されない。(3→3') 従って有限長さの磁性線の周りには、ある捕獲領域が存在する)

図 2 円柱磁性線近傍の磁性粒子の運動軌跡 (計算値)

Fig. 2. Particle trajectories due to a magnetized ellipse.

図3 だ円柱磁性線近傍の磁性粒子の運動軌跡 (x - y 平面上)

Fig. 3. Particle capture on bare matrix tape wire.

は、粒子が磁性線に近づく方向へ運動し、 x 軸側の領域では遠ざかる⁽²⁾。従って、それぞれ吸引領域、反発領域と呼ぶことにする。だ円柱磁性線の場合(図3)は、ほぼ $v=\pi/4$ の双曲線より左側の領域では、共焦点だ円群の小さい方向、すなわち u が減少する方向へ粒子が運動する。また右側の領域では反対の方向へ粒子が動く。図3中に記したように、円柱磁性線の場合に習ってそれぞれ吸引領域、反発領域と呼ぶ。

さて、磁性粒子を吸着できるのは、吸引領域内にある磁性線の表面部分である。これは、円柱磁性線では周の約半分であるのに対して、 $a/b=10$ のだ円柱磁性線では、周の80~95%にも達する。従って、だ円柱磁性線の方が単位表面積当たりの捕獲能力に優れているといえよう。

4. 単一だ円柱磁性線の捕獲領域とフィルタの性能 (円柱磁性線との比較)

〈4・1〉 捕獲領域 実際の並流形フィルタ内の磁性線は有限の長さであるので、図2に示したように、磁性線上へ粒子が侵入する位置 $(x, y, 0)$ によって捕獲される場合とそうでない場合がある。 z 方向の磁性線の長さを L とすると、流体が通過する時間は L/V_0 秒。(40)式に従って粒子が運動し、この時間内に磁性線の表面に衝突する粒子はすべて捕獲されるとして捕獲領域が求まる。

$$L/V_0 \geq \int_{v_s}^{v_0} (dt/dv) dv \quad \dots\dots\dots (43)$$

を満足する (u_s, v_s) の領域が $z=0$ の面上で見た捕獲領域である。但し、 (u_0, v_0) は磁性線の表面を表わす。(37)、(21)式と(40)式を用いて(43)式を整理し、

次式を得る。

$$\frac{2(ab)^{3/2}LV_m}{A^4E^2V_0} \geq \int_{t_s}^{t_0} \frac{Et^{3/2}}{(1+t^2)^2V(E-t)(Et+1)} dt \dots\dots (44)$$

但し、 $t=\tan v$, $t_0=\tan v_0$, $t_s=\tan v_s$

(44)式は解析的には解けないので、計算機による数値解を求めた。図4、図5は計算結果の一例である。捕獲領域は磁性線の a , b と LV_m/V_0 によって決定されるので、 LV_m/V_0 を並流形フィルタのまたは磁性線の実効長さと呼ぶことにする。図4は、同一断面積をもつだ円柱磁性線の a/b 値の変化が捕獲領域に及ぼす影響を图示している。 $a/b \rightarrow 1$ のとき、(44)式による捕獲領域は円柱磁性線の捕獲領域⁽¹²⁾と一致する。捕獲領域の面積は、 $a/b=1$ のときが最大である。

しかし、図4で注意すべきことは、磁性線近傍に磁性粒子があっても x 軸に近い場所の粒子は磁性線に吸着されないことである。この部分を「死角」と呼ぶと、

図4 だ円柱磁性線の捕獲領域 (a/b 値依存性)
Fig. 4. Capture cross section of bare elliptic wires of various aspect ratios

図5 だ円柱磁性線の捕獲領域 (LV_m/V_0 値依存性)
Fig. 5. Capture cross section of a bare elliptic wire with the effective length LV_m/V_0 as a parameter.

円柱磁性線 ($a/b=1$) の死角はかなり大きいため、フィルタの製作に際して磁性線の配列方法が重要になる⁽¹²⁾。これに対して円柱磁性線の捕獲領域は x 軸方向に張り出しており、その形が長方形に近い。従って、磁性線を多数本用いてフィルタを構成したとき、死角の小さい、吸着性能の良いフィルタが実現できると考えられる。

〈4・2〉 磁気フィルタの性能 (回収率) ・まず、単位体積当たり N_i 個の磁性粒子がフィルタ通過後 N_0 個に減少したとき、そのフィルタの回収率 R を $R=100(N_i-N_0)/N_i(\%)$ で定義する。次に、(1) フィルタ内の磁性線の捕獲領域は単一線のとときと変わらず、また(2) フィルタの入口において磁性粒子は一様に分散していると仮定する。このとき磁性線を多数本平行に配置した磁気フィルタの回収率 R は、フィルタの空き断面積に対する、それぞれの磁性線の有効捕獲領域の和の比で計算できる。具体的には、(1) 〈4・1〉 節の捕獲領域の面積を A_c とし、(2) フィルタ内の1本の磁性線が受け持つ守備領域の面積を A_s とすれば、フィルタの回収率 R は、次式で求まる。

$$R=100(A_c-A_0)/A_s(\%) \dots\dots\dots (45)$$

但し、 A_0 は守備領域外へはみ出た捕獲領域などの面積で、粒子の捕獲に役立たない部分である。一例として $2a=300\mu\text{m}$, $2b=26\mu\text{m}$, 占積率 $\delta=5\%$, 単純長方形配列で x 方向の磁性線間隔 $80\mu\text{m}$ のフィルタを仮想すると A_c , A_s は図5のようになる。

実効長さ LV_m/V_0 の種々の値について、また面心長方形配列についても R を求め図6に示した。同図中には、円柱磁性線と同一断面積の円柱磁性線を用いたフィルタの理論回収率も示してある。円柱磁性線では配列法により回収率が大きく異なるが、単純正方位列と、比較的高い回収率が実現できるとされている⁽¹²⁾ 面心正方位列を想定している。図6より、円柱磁性線を用いると、配列の変化による回収率の低下が小さ

い。また、円柱磁性線よりも小さい実効長さでも高い回収率を達成できることがわかる。これはフィルタ製作の精度の軽減を可能にする重要な知見である。しかし、円柱形状の最適な a/b 値については更に詳しい検討を要す。

5. 実験

〈5・1〉 実験装置と試料懸濁液 実験には2種類の並流形磁気フィルタを用いた。フィルタ1は発生磁界 $\mu_0 H_0=1.1\text{ T}$ の電磁石の磁極間に設置した。フィルタ2は発生磁界 $\mu_0 H_0=6.0\text{ T}$ の超電導電磁石の中心部に設置した4段形フィルタである。それぞれ図7, 図8に示す。図9はフィルタ2の実験装置の概略である。

フィルタの製作に用いた非晶質合金テープは、 $2a=3\times 10^{-4}\text{ m}$, $2b=2.6\times 10^{-5}\text{ m}$, $M^W=1.0\text{ Wb/m}^2$ であり、その組成は $(\text{Fe}_{60}\text{Ni}_{40})_{80}\text{Cr}_2\text{P}_{12}\text{B}_6$ である。数字は原子%を表わす。これをアクリル樹脂製巻わくに $0.3\times 10^{-3}\text{ m}$ 間隔で巻きつけてフィルタエレメントを作った。ずれを生じないように巻わくのはみ端には幅 $0.3\times 10^{-4}\text{ m}$ のみぞが切つてある。更に、このフィルタエレメントを5枚または6枚を厚み $0.4\times 10^{-3}\text{ m}$ のスペーサを介して重ねて単位フィルタを作った。従って占積率 δ は約 2.7% となる。

フィルタ1は磁性線の配列が単純長方形の単位フィルタで、フィルタ2は単位フィルタを4個重ねた4段並流形フィルタである。但し、フィルタ1と2は流れ方向の長さが異なっており、またフィルタ2の間げきの上下の磁性線は中央で1回交わっている。これは磁性線をフィルタエレメントに巻くとき、すべて同じ向きに巻いたためである。図8に示す。

フィルタ1には電磁石により $\mu_0 H_0=1.1\text{ T}$, フィルタ2には超電導電磁石により $\mu_0 H_0=6.0\text{ T}$ の磁界をそれぞれ印加した。表1に上記2種類のフィルタの仕

図6 磁気フィルタの回収率 R 対 LV_m/V_0 値特性

Fig. 6. Relation between the recovery R and effective length LV_m/V_0 .

図7 フィルタ1

Fig. 7. Filter 1 used for experiment.

表 2 実験に用いた懸濁液中の金属微粒子
Table 2. Magnetic particles in three types of colloid for experiments.

	酸化鉄 (強磁性)	酸化ホルミウム (常磁性)	水酸化第2鉄 (常磁性)
比重	5.2	8.36	3.6
平均粒径 $2r_0(\mu\text{m})$	0.6	0.35	0.13
磁化 $MP(\text{Wb}/\text{m}^2)$	1.73×10^{-1} ($\mu_0 H_0 = 1.31 \text{ T}$ の磁界中で)	2.46×10^{-2} ($\mu_0 H_0 = 1.0 \text{ T}$ の磁界中で)	1.22×10^{-3} ($\mu_0 H_0 = 1.31 \text{ T}$ の磁界中で)
磁気速度 $*V_m(\text{m}/\text{s})$	6.25×10^{-2}	1.81×10^{-2}	9.47×10^{-6}
原液 SS 濃度 (ppm)	233~300	85~148	21~26
実験流速 $V_0(\text{m}/\text{h})$	180~2,900	144~2,900	43~281

* $\mu_0 H_0 = 6.0 \text{ T}$ の磁界中で値に換算してある。

$$V_m = 2MPMW r_0^2 / 9\eta \mu_0 \sqrt{ab}$$

図 10 フィルタ1の回収率対実効長さ LV_m/V_0 ; 理論と実験の比較

Fig. 10. Dependence of recovery R on effective length LV_m/V_0 ; theory and experiment on Filter 1.

図 11 フィルタ2の回収率対実効長さ LV_m/V_0 ; 理論と実験の比較

Fig. 11. Dependence of recovery R on effective length LV_m/V_0 ; theory and experiment on Filter 2.

R_A , R_B , R_C として次の仮定をする。

〔仮定1〕 F_B は前節の計算のモデルフィルタで、そ

の回収率 R_B は前節までの計算法により計算できる。

〔仮定2〕 F_A と F_C は同一フィルタで、 $R_A = R_C$ である。

〔仮定3〕 R_A は LV_m/V_0 によらず一定である。

但し、仮定3は次のように考えて設定した。

F_A では磁性線の長さ方向と印加磁界の方向が平行になるので反磁界が非常に小さい。いま、巻返し部の磁性線を直径 $2\sqrt{ab}$ の円断面で、長さ $2 \times 10^{-3} \text{ m}$ の円柱とみなし、反磁界係数 N_A を推定する。寸法比 (長さ/直径) λ が

$$\lambda = 2.0 \times 10^{-3} / 2\sqrt{150 \times 13 \times 10^{-6}} = 22.7$$

$$\dots\dots\dots(46)$$

であるので文献 (14) の表 2-2 より反磁界係数 $N_A \approx 0.0617$ となる。 F_B の磁性線の反磁界係数 N_B は (18)式より

$$N_B = 1 / (1 + \tanh u_0) = 0.920 \dots\dots\dots(47)$$

であるから、 F_A の磁性線の内部に生じる反磁界の大きさは F_B のそれに比べて約 1/15 である。従って、 F_A と F_C の粒子の捕獲範囲は磁極のごく近傍に限定されている。この磁極は F_B の粒子吸着面積に比べて極端に小さい (約 1/2,500~1/4,000) ので、 F_A と F_C は F_B に比較して粒子のたい積効果が顕著になる。というのは、 F_A と F_C の磁極上にたい積した粒子の上流側に、普通のろ過作用と似たメカニズムで、機械的に粒子が捕われる。従って R_A と R_C は V_m または V_0 にほぼ依存しない。

さてこの $R_A - R_B - R_C$ のフィルタの総回収率は

$$R = R_A(2 - R_A)(1 - R_B) + R_B \dots\dots\dots(48)$$

である。 R_A を求めるために $LV_m/V_0 \rightarrow 0$ のときの実験回収率 R を図 10 の実験データから外そうした。仮定3を用いて、この値が $R_B = 0$ のときの (48)式に等しいとして、 $R_A = 0.0770$ を得た。また、 R_B は前節の計算法により求まるので、図 10 の実線と破線の理論値が得られる。但し、図 10 の破線は、(36)、(37)式導出の際に C^2 の項を無視せず、従って、粒子の軌跡の微分方程式を数値計算により解いた結果を示している。解法の詳細は電総研彙報に発表する予定である。図 10 から実効長さ LV_m/V_0 の増大に伴っ

図 12 フィルタ1の端効果補正計算モデル

Fig. 12. Calculation model for the edge effect correction of Filter 1.

て、フィルタ入口、出口部分の影響が小さくなるということがわかる。また実験値ともよく一致している。実用フィルタには普通は実効長さの大きい、すなわち回収率の高いものが用いられる。従って端効果を考慮に入れない、より簡便な計算で十分である。

(2) フィルタ2について 超電導電磁石中心部の狭い常温空間を有効に利用するために、フィルタ2は流体の流れ方向長さ 1.1×10^{-2} m の単位フィルタを4個積み重ねた構造である。フィルタエレメント間の間隔は 0.4×10^{-3} m であり、懸濁液が通過するフィルタ流路は非常に狭い。図8(b)においてフィルタ接続部の流れの折返し空間は、これに比べてかなり大きい。これらのことより次の仮定を設ける。

〔仮定4〕 単位フィルタの接続部では、磁性線による微粒子への磁気力はほとんど働かず、拡散によって微粒子の濃度が均一になる。

〔仮定5〕 単位フィルタはすべて同じ回収率である。

上記の仮定4, 5が成り立つフィルタを n 段構成のフィルタと呼ぶ。その回収率 R_n は、1段のフィルタの回収率 R_1 を用いて次式のように表わされる。

$$R_n = 1 - (1 - R_1)^n \quad \dots\dots\dots (49)$$

R_1 は(1)と同じ方法で計算できる。但し、フィルタ2の単位フィルタとフィルタ1の入口、出口部分の磁性線の折返し構造は同一であるので、(48)式における R_A はフィルタ1の値を用いて $R_A = 0.0770$ とした。図11で破線、一点鎖線、実線はそれぞれ R_B , R_1 , R_2 の計算結果を示している。またフィルタ2では、懸濁液の通るすきまの上と下では、磁性線の方法が厳密には平行でなく、角度約 $\arctan(6.0 \times 10^{-4} / 1.1 \times 10^{-2}) = 3.12$ 度傾いている。この理由は、磁性線をフィルタエレメントに巻くとき、すべて同じ向きに巻いたためである。この場合の回収率の計算は複雑であるので行なわず、単位フィルタ断面の磁性線の配列が、面心立方配列の場合と、単純立方配列の場合についての理論値を図11に示した。

図11で実効長さの小さい領域で実験値の方が小さい回収率になっているが、この原因は次のように考えられる。流速 V_0 がある程度大きいとき、流れの折返し部分に留まる時間が短く、粒子の拡散が十分に行なわれない。従って仮定4が成立しないと推測される。この場合、 F_A と F_C 部分での粒子のはく離も予想される。しかし、実用フィルタは実効長さが大きい領域で使われるため、多段構造を採用の場合には、我々の計算法に本節で議論した多段効果の補正を加えれば十分実用に耐えうることがわかる。

6. む す び

本研究は、従来の磁性線に比べて耐食性対磁気特性および強度に優れるといわれる非晶質磁性線を磁気フィルタに用いることを提案している。非晶質磁性線テープの断面をだ円に近似して、だ円柱磁性線による粒子捕獲過程の理論計算を行なった。まず、磁性線内部の磁化を一定と仮定して磁性線近傍の磁界を求めた。次に並流形フィルタについて粒子の運動方程式を解き、運動軌跡と捕獲領域を求めた。上記の計算を基礎にして多数本の磁性線が平行に配置された磁気フィルタの理論回収率を求めた。

その結果、(1) 並流形フィルタの回収率は磁性線の配列方式とフィルタの実効長さによって決まること、(2) 従来の円柱磁性線に比べると、磁性線の配列のずれによる回収率の低下がきわめて小さく、高い回収率の達成に都合がよいことなどが明らかになった。

また、3種類の懸濁液を用いて行なった、電磁石による低磁界および超電導電磁石による高磁界領域での実験結果とも比較検討し、上記の理論が実用機設計の際の計算手法として有効であることを示した。

非晶質合金テープおよびフィルタの製作に御協力いただいた東北金属工業株式会社の高橋 俊氏、実験その他で協力された武蔵工大生の安富 強氏(現在京都セラミック勤務)、法政大生の落合義信氏、望月孝之氏の各位に、また有益な討論をいただいた当所主任研究官我妻 洸氏に感謝の意を表する。

(昭和54年6月18日受付、同56年4月13日再受付)

文 献

- (1) J. A. Oberteuffer: *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-10**, 2, 223 (1974)
- (2) J. Iannicelli: *ibid.*, **MAG-12**, 5, 489 (1976)
- (3) D. L. Vives & L. J. Hirsh: *ibid.*, **MAG-12**, 5, 490 (1976)
- (4) 滝野: 「化学プロセスへの磁気分離の応用」理研シンポジウム予稿集 63 (昭54)
- (5) 矢野: 昭53 電気四学会連大 2-49
- (6) 岡本, 他: 「化学プロセスへの磁気分離の応用」理研シンポジウム予稿集 19 (昭54)
- (7) 藤田, 他: 同上 30 (昭54)
- (8) 安河内・鶴崎: 同上 13 (昭54)
- (9) 例えば、増本: 第14回金属関係学会東北支部連合シンポジウム予稿集 13 (昭52); K. Hashimoto, et al.: *Corros. Sci.*, **16**, 2, 71 (1976); 成田: 電学誌 **98**, 32 (昭53-12) など
- (10) ランダウ, リフシッツ: 電磁気学1, 55 (昭45) 東京図書
- (11) 寺沢: 数学概論 57 (昭52) 岩波書店
- (12) 内山, 他: 電学論 **B**, **97**, 9 (昭52-8)
- (13) J. H. P. Watson: *J. Appl. Phys.*, **44**, 4209 (1973)
- (14) 近角: 強磁性体の物理 157 (昭45) 裳華房