



入門講座

電磁力利用の材料プロセッシングと環境技術-4

電磁力を利用した分離プロセス

Application of Electromagnetic Force to Separation Process

谷口尚司

Shoji Taniguchi

東北大学 大学院環境科学研究科
教授

1 はじめに

電磁力を、電場、磁場、およびその両者が関係して生まれる力の総称と定義すると、その力はクーロン力、磁気力およびローレンツ力に分類することができる。電場 E [V/m]、磁束密度 B [T] の場で、電荷密度 ρ [C/m³]、磁化率 χ [-] の物質に電流密度 J [A/m²] が流れているとき、その物質の単位体積に作用する電磁力は次式で与えられる。

$$\mathbf{F} = \rho \mathbf{E} + \frac{\chi}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \cdots \cdots (1)$$

ここに μ_0 [H/m] は真空の透磁率である。上式の右辺はそれぞれクーロン力、磁気力、ローレンツ力を表す。クーロン力による分離には環境技術として広く用いられている電気集塵機¹⁾や、帯電状態の差異によってプラスチックを種別に分離する静電分離機²⁾などがある。磁気分離は物質の磁化率の差異を利用するものであり、原料の高品位化、不純物の除去、有価物回収などの目的で用いられている³⁾。近年では超伝導マグネットの導入により、磁化率が小さい場合でも効率的に分離できるようになっている。ローレンツ力による分離については、廃棄物からの金属片の回収に利用される渦電流選別機⁴⁻⁶⁾が挙げられる。以上が分離工学の分野で認知されている電磁力による分離法であるが、これ以外にも、熔融金属からの介在物の電磁分離⁷⁻²¹⁾は、金属材料の高清浄化技術として大いに注目を集めている。電磁分離はローレンツ力によって分離に適した流れ制御を行う間接的方法と、ローレンツ力によって介在物を分離する直接的方法とに分類できる。後者はまだ実用に十分供されていない段階であるが、有望な方法であるので本稿でも十分な紙面を割きたいと思う。磁気力については、本入門講座シリーズの「磁気力を利用した分離技術の環境浄化への応用」(小原健司著)で詳しく述べられるので、本稿ではローレンツ力に限定してその分離プロセスへの応用について紹介することにする。なお、以後簡単のために

ローレンツ力を電磁力と呼ぶことにする。

2 電磁力による廃棄物からの金属片の分離回収

2.1 背景

近年、飲料缶の分別回収が進んでいるが、今なお一般廃棄物中に混じる有価金属類は多い。強磁性体である鉄は、磁力選別機で難なく回収できるが、非磁性のAlやCuは回収できない。しかし移動磁界を利用すると、非磁性の金属中に発生する渦電流によって電磁力を生み出すことができ、金属片を分離することができる。このような渦電流選別機のアイディアは、エジソン²²⁾の時代から提案されてきた (Fig.1)。その仕組みは、固定磁場中で金属粒子を落下させるもの、磁石を回転させるもの、磁石の代わりに移動磁界をつかうもの、コイルにパルス通電するもの、などに分類できる。これまで、磁石を並べたドラムを高速で回転させる方式と、移動磁界を用

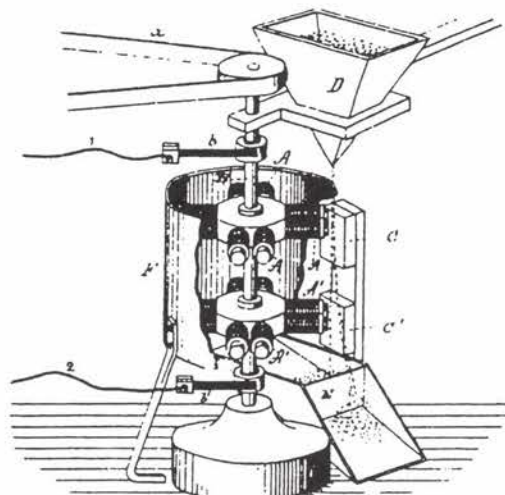


Fig.1 エジソンの渦電流選別機²²⁾

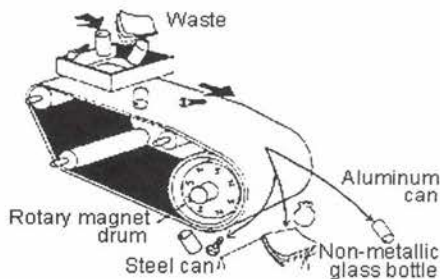
いる方式とが実用されているが、強力な磁石の開発により、回転ドラム方式が優勢になっている。

2.2 渦電流選別の原理⁴⁾

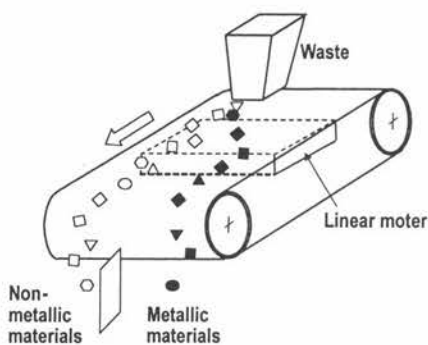
回転ドラム式とリニアモーター式の渦電流選別機の概要をFig.2 (a)、(b)に示した。現状では前者が普及しているので、本稿では回転ドラム式について説明しよう。その原理は、交流磁場中で金属片に渦電流が発生し、これによって生じる内部磁場と外部磁場とが作用しあうことにより、廃棄物中に混じったアルミ缶が弾き飛ばされる仕組みである。この交流磁場を簡便に生成させるために、回転ドラム上に永久磁石を隣接する磁石の極性が逆になるように並べて設置し、これを高速で回転させる。このドラムの外側には、廃棄物を載せるベルトの駆動輪がある。この渦電流選別機の原理については、専門書⁴⁾に詳しく述べられている。本稿ではその概要を紹介しよう。

今、長い永久磁石が、磁極の向きが交互になるように平板上に並べて固定されているものとする (Fig.3 参照)。永久磁石の磁化を m 、隣り合う N と S 間の距離を $w/2$ とすれば、場所による磁場の変化は近似的に次式で表すことができる。

$$B_x(x, y) = -\frac{2\mu_0 m}{\pi} e^{-2\pi y/w} \cos\left(\frac{2\pi x}{w}\right) \dots\dots\dots (2)$$



(a) 回転ドラム式渦電流選別機



(b) リニアモーター式渦電流選別機

Fig.2 渦電流選別機

$$B_y(x, y) = \frac{2\mu_0 m}{\pi} e^{-2\pi y/w} \sin\left(\frac{2\pi x}{w}\right) \dots\dots\dots (3)$$

この磁場が x 方向に速度 u で移動すれば、静止系から見た磁場の角周波数は $\omega = 2\pi u/w$ になり、磁石上方の静止した粒子は、反時計回りに角速度 ω で回転する磁場中に置かれたことになる。このような状況で粒子が受ける電磁力を導出するためには、磁性粒子が受ける磁気力の考え方を援用するのが簡便である。

粒子の磁気双極子モーメントを $\mathbf{M}$ とすると、永久磁石によって空間に形成される磁場 $\mathbf{B}^a$ から受ける磁気力は次式で与えられる。

$$\mathbf{F} = \nabla(\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}^a) = \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{B}^a \quad [\text{N}] \dots\dots\dots (4)$$

また、トルクは次式となる。

$$\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{B}^a \quad [\text{Nm}] \dots\dots\dots (5)$$

さて、非磁性で導体である粒子については、粒子に流れる渦電流を I [A]、電流が囲む面積を A [m²] とすれば、その磁気双極子モーメントの大きさ M を次のように表すことができる。

$$M = IA \quad [\text{Am}^2] \dots\dots\dots (6)$$

粒子を長さ L のコイルに見立て、長さ当りの電流を J [A/m] とすれば、 $IA = JLA = JV$ (V は粒子の体積) となる。一方、このコイルと同じサイズと形で、磁化の大きさが m の棒磁石を考えると、その磁気双極子モーメントの大きさは mV で与えられるので、結局 $J = m$ のような対応関係があることになる。

さて、空間の磁場がステップ関数的に 0 から $\Delta \mathbf{B}^a$ に増加すると、導体内の磁場は 0 から時間の経過につれて $\Delta \mathbf{B}^a$ に近づく。これは導体内の渦電流によって、初め $\mathbf{B}^i = -\Delta \mathbf{B}^a$ の磁場が発生して外部磁場を打ち消すが、電気抵抗による渦電流

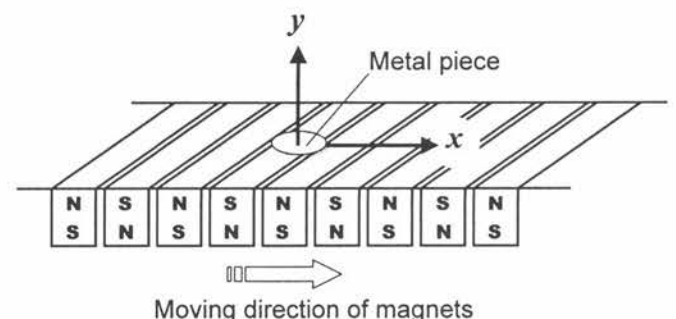


Fig.3 磁極を交互に配列した永久磁石の列

の散逸によって内部磁場 $\mathbf{B}^i$ は次第に減衰するためである。その減衰時間 (緩和時間) を τ としよう。さて、前に述べたように、選別機の磁石の移動によって、静止した粒子には角速度 ω で回転する磁場が作用する。この場合、緩和時間 τ の間に磁場は $\omega\tau$ だけ回転することになるから、このときの内部磁場 $\mathbf{B}^i (= -\Delta\mathbf{B}^a)$ は外部磁場 $\mathbf{B}^a$ に平行な成分と直角な成分を持つことになる。これを式で表すと、 $\mathbf{B}^a$ に垂直な内部磁場の成分 $B_\perp^i$ と平行な成分 $B_\parallel^i$ は次の2つの式で近似的に表現することができる。

$$B_\perp^i = -\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}B^a \quad (7)$$

$$B_\parallel^i = -\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}B^a \quad (8)$$

磁化 $\mathbf{m}$ の球体は、その中心に $\mathbf{B} = s\mu_0\mathbf{m}$ の磁場を形成する (s は定数)。逆に言えば $\mathbf{B}^i$ の磁場を球中心に形成するのに要する見かけの磁化 $\mathbf{m}$ は次式で与えられる。

$$\mathbf{m} (= \mathbf{M}/V) = s' \frac{\mathbf{B}^i}{\mu_0} \quad (9)$$

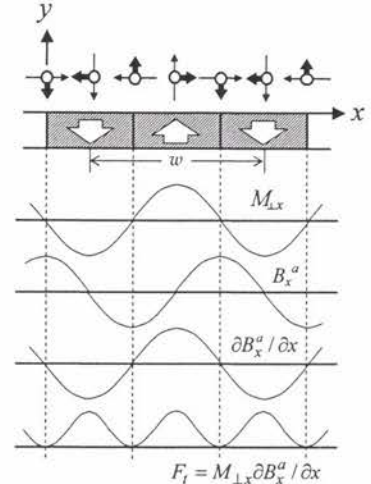
この関係を (7)、(8) 式に適用すれば、

$$M_\perp = -\frac{s'V}{\mu_0} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} B^a \quad (10)$$

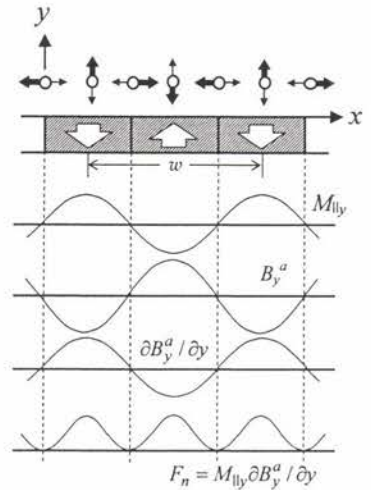
$$M_\parallel = -\frac{s'V}{\mu_0} \frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} B^a \quad (11)$$

となり、この磁気双極子モーメント $\mathbf{M}$ に (2)、(3) 式から得られる磁場勾配を乗ずれば粒子に加わる電磁力が求められる。電磁力の向きについて理解するために、Fig.4 に磁石面上の磁場の様子と電磁力の関係を模式的に示した。磁石面の直上の磁場 $\mathbf{B}^a$ を細い矢印で、粒子の磁気双極子モーメント $\mathbf{M}$ を太い矢印で示している。磁石が右方向に移動するとき、粒子は磁石に対して左に動くことに注意されたい。磁石面に平行な成分 F_t (tangential) と垂直な成分 F_n (normal) について、(4) 式で得られる電磁力を最下段に示した。(4) 式によれば、 F_t には (i) $M_{\perp x} \partial B_x^a / \partial x$ と (ii) $M_{\parallel x} \partial B_x^a / \partial x$ とがあり、 F_n には (i) $M_{\parallel y} \partial B_y^a / \partial y$ と (ii) $M_{\perp y} \partial B_y^a / \partial y$ とがある。しかし、良くみると、上記の (i) の組み合わせだけが定常成分を持つことに気付く。また、 F_t は図の右向き (磁石の移動方向) に、 F_n は上向きに作用することが理解できる。(2) ~ (4)、(10)、(11) 式により F_t および F_n はそれぞれ (12)、(13) 式で表される。

$$F_t = \frac{2\pi s' B^{a2} V}{\mu_0 w} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} \quad (12)$$



(a) 磁石面に並行な電磁力成分



(b) 磁石面に垂直な電磁力成分

Fig.4 磁石列の移動による電磁力の発生メカニズム

$$F_n = \frac{2\pi s' B^{a2} V}{\mu_0 w} \frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \quad (13)$$

また、トルクは B^a を $M_\perp$ に乗じて得られる次式で与えられる。

$$T = \frac{s' B^{a2} V}{\mu_0} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} \quad (14)$$

つぎに内部磁場の緩和時間 τ は、 $\tau = s''\mu_0\sigma R^2$ で与えられる。ここに R は粒子のサイズ、 s'' は導体の形状で決まる定数であり、粒子が球の場合は R は半径になり $s'' \approx 0.1$ とすることができる。また (12) および (13) 式は、トルク T を用いて簡便に表現できる。

$$F_t = \left(\frac{2\pi R}{w} \right) \frac{T}{R} \quad (15)$$

$$F_n = s'' \mu_0 \omega \sigma R^2 F_t \dots \dots \dots (16)$$

ここに、 $2\pi R/w$ と $s'' \mu_0 \omega \sigma R^2$ はいずれも無次元数であり、特に後者は $\omega \tau$ であり、かつ R^2/δ^2 (δ は表皮の厚み)と同様の意味をもつ。

どちらの無次元数もおおよそ1の近辺で選別機の能力が最も高くなる。Fig.5に磁石の面に水平および垂直のそれぞれの方向の加速度と $s'' \mu_0 \omega \sigma R^2$ との関係を示した。横軸が小さいところでは水平方向加速度が支配的だが、横軸が1になると垂直方向の加速度が同程度に大きくなり、横軸がさらに増加すると、水平方向の加速度は減少し、垂直方向の加速度が支配的になっていく。いま、直径20 mmの球状粒子 (Al: $\sigma = 20 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$) を分離するとして、横軸 ($\omega \tau$) が1となる条件を考えてみよう。 $\tau = s'' \mu_0 \sigma R^2 = 0.1 \times (4\pi \times 10^{-7}) \times (20 \times 10^6) \times 0.01^2 \approx 0.25 \times 10^{-3} \text{s}$ 、 $\omega = 1/\tau$ より $\omega = 4000 \text{ rad s}^{-1}$ 、したがって毎秒640回転を要するが、例えばドラム上に20の磁石があれば、毎秒64回転、すなわち約3800 rpm程度の回転数が必要なことになる。

2.3 適用例

Fig.6に、ガラスの破片、折り重ねた鉛の板、割れたガラスの付いたアルミキャップの軌跡のシミュレーション結果を示した⁴⁾。分離条件は、ベルト送り速度1.0 m/s、ドラムの回転速度2400 rpmである。スプリッターの位置を図中に示したが、金属類とガラスとはよく選別できることが分かる。なお軌跡の計算においては、重力と空気から受ける抗力と揚力を考慮した物体の回転と並進の運動方程式が数値的に解かれている。

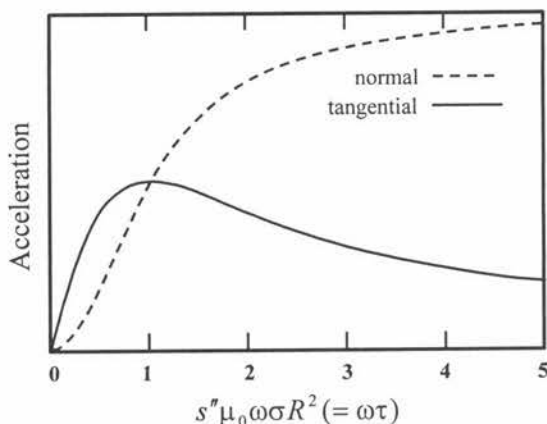


Fig.5 磁石の面に平行および垂直な方向の加速度と $\omega \tau$ の関係

3 電磁力による溶融金属からの 介在物の分離

3.1 背景

Fig.7に非金属介在物が原因で破断したタイヤコードの破面写真を示した²³⁾。タイヤコードは高炭素鋼線材を冷間で引き伸ばす強い加工を施すために、線径の10%程度の硬い介在物があると切れてしまう。このような介在物問題は材料の信頼性を大きく損なうために、極めて清浄な金属素材の製造が求められている。しかし、現代の製鋼法では、銑鉄を過酸化した後に脱酸するという方法をとっているために、脱酸生成物である介在物が残ることは避けられない。またスラグ・メタル界面の強攪拌によるスラグ滴の巻き込みや、溶鋼の再酸化、耐火物の剥離など、介在物の生成を完全に防止することはきわめて困難である。鉄鋼中には1ミクロン以下の微細な介在物が1g中に数百万個も含まれている²⁴⁾。実際には、そんな小さな介在物は問題にはならないが、鋼が溶けた状態で攪拌されると、微細介在物同士が衝突・凝集する結果、無視できない大きさの介在物が次々に生まれてしまう。鋼種によっては、数ミクロン程度の介在物も完全に除去すること

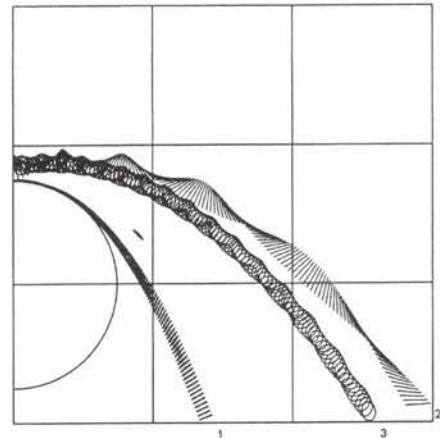


Fig.6 回転ドラム式渦電流選別機による各種物体の軌跡計算⁴⁾
1: ガラスの破片 2: 鉛板 3: ガラス付のアルミキャップ

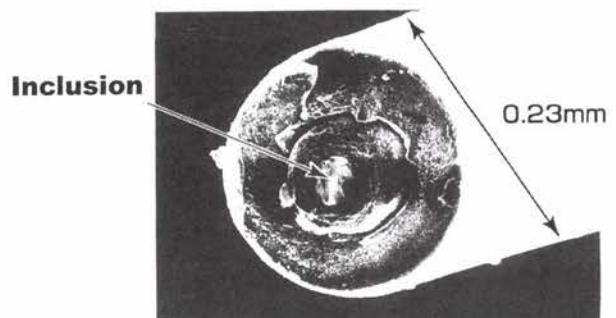


Fig.7 介在物問題 (介在物で破断したタイヤコードの破面)²³⁾

が求められるなど、鉄鋼の清浄化への要請は年毎に厳しくなっている。

一方、アルミニウムの世界でも、溶融Alスクラップ中に塗料起因の微細介在物が多数含まれるようになっている。このため、再生Alを需要の大きい展伸材に使うことができず、鋳物用にカスケードリサイクルされている^{25,26)}。今後の需要を考えると、再生Alから介在物を効率よく除去する方法が強く求められる。以上のような状況下で、大きな注目を集めているのが電磁力の利用による清浄化法である。本稿では、電磁力を利用した溶融金属の流れ制御による清浄化と、電磁力によって直接介在物を分離して清浄化する2つの方法について解説することにしよう。

3.2 溶融金属の流れ制御による清浄化

電磁力による溶融金属の流れ制御には、流動の促進と流動の抑制の2つがあり²⁷⁾、前者は介在物の凝集・肥大化や遠心力場の形成による分離に、後者はスラグの巻き込み防止と低密度の介在物の浮上分離に利用される。まず流れ場における介在物の凝集と終末速度について考えてみよう。

3.2.1 流れ場における介在物挙動

(1) 介在物の乱流凝集

液中の粒子の衝突・凝集機構には、微小な粒子のブラウン運動によって起こるブラウン凝集、液の速度勾配中で起こるせん断凝集、乱流渦によって起こる乱流凝集、大きさの異なる粒子の浮上(沈降)速度の差によって起こる差動凝集などがある²⁸⁾。この内、乱流凝集は実操業で最も重要な役割を果たしている。乱流凝集理論で有名なのは、Saffman-Turnerの理論²⁹⁾である。これは雲の中で雨滴ができる機構を説明するために提案されたもので、粒子が球形でその粒径が乱流の最小渦(それより小さい渦は粘性によって消散してしまう大きさで、Kolmogoroffのミクロスケール(λ)と呼ばれる)より十分小さい場合に適用される。この理論による衝突頻度は次式で表される。

$$N_{ij} = 1.3(a_i + a_j)^3(\epsilon/\nu)^{1/2}n_i n_j \\ (a_i + a_j \ll \lambda, \lambda = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで N_{ij} は単位体積の液体中で一対の粒子 i, j が衝突する頻度を表し、 a は粒子の半径、 n は粒子の個数濃度、 ν は動粘度、 ϵ はエネルギー消散速度である。 ϵ は攪拌のために系に注入した運動エネルギーが、最小渦で粘性によって熱に消散する速度を表す。したがって ϵ は定常状態では系に投入したエネルギーの供給速度(攪拌動力密度[W/kg]=[m²/s³])と等しい。Fig.8に精錬容器内の攪拌強度の評価によく使われる均一混合時間と攪拌動力密度との関係を示した³⁰⁾。図

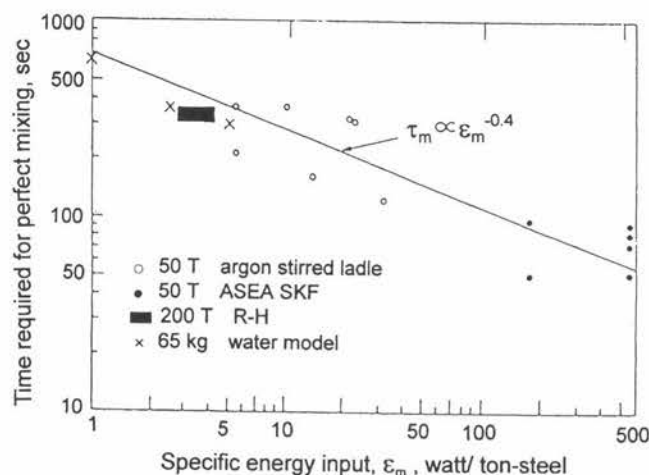


Fig.8 均一混合時間と攪拌動力密度の関係³⁰⁾

より様々な精錬容器の均一混合時間が攪拌動力密度によって一義的に表現されている。図において最も均一混合時間が短い(攪拌動力密度が大きい)のは、実用化された電磁攪拌装置であるASEA-SKFである。これより、電磁攪拌が介在物の凝集に適した流れ場を実現できることが理解されるだろう。

(2) 介在物の浮上

流体中の球形粒子の終末速度は、次式によって近似的に算出することができる³¹⁾。

$$C_{D0} = \frac{24}{Re_0} (1 + 0.125 Re_0^{0.72}) \\ (\text{ただし } C_{D0} \text{ の最小値は } 0.44) \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに C_{D0} は静止流体中の抵抗係数($C_{D0} = 4d_p \Delta \rho g / 3\rho v_0^2$)、 $Re_0 = d_p v_0 \rho / \mu$ である。 $Re_0 < 1$ の場合のストークスの式は良く知られている。

$$v_0 = d_p^2 \Delta \rho g / 18\mu \quad \dots\dots\dots (19)$$

さて、これらの式は静止流体中の相対速度に関するもので、乱流中の粒子の浮上速度ではない。乱流中の相対速度については、最近嶋崎ら³²⁾が、介在物粒径と最小渦径との比および粒子レイノルズ数を導入した抵抗係数の式を実験的に導出している。

$$\frac{C_D - C_{D0}}{C_{D0}} = 0.619 Re^{-1.38} \left(\frac{d_p}{\lambda} \right)^{3.47} \quad \dots\dots\dots (20)$$

この式によれば、強い乱流場での粒子相対速度は、静止液中における終末速度よりも大幅に減少する。直流磁場の印加によって溶鋼の乱流成分が減少することが知られているが、乱流の抑制による介在物の相対速度の増加効果も考えられる。

3.2.2 電磁力による流れ制御

電磁力による溶融金属の攪拌には、固定磁界式と移動磁界

式とがある。積極的な攪拌には後者が用いられる場合が多いので、ここでは後者に注目しよう。移動磁界による攪拌は、導体中を磁場が移動するときに発生する渦電流と磁場との相互作用による電磁力が、磁場の移動方向に作用することを利用した方法である。移動磁界による攪拌には、回転攪拌 (Rotary Stirring) とリニア攪拌 (Linear Stirring) がある。前者は回転流れによる遠心力場が形成されることが特徴で、これによって低密度の介在物を中心に集める遠心分離タンディッシュ (Fig.9) が開発されている³³⁾。この回転場では、軸から離れるにつれて液の回転速度が速くなり、溶鋼に加わる遠心力は回転軸から遠ざかるにつれて増加するため、乱流が抑制されて剛体回転に近くなる³⁴⁾。したがって介在物の凝集・肥大化を目的とした乱流場の形成にはあまり適っていない。一方、リニア攪拌はASEA-SKFなどで利用されている攪拌方式であり、強い乱流場の形成に適している。しかし、攪拌強度を増加すると激しい液面変動を伴うようになり、液面に浮上した介在物の再巻き込みや、スラグの巻き込みによる新たな介在物生成の問題が発生する。これに対し、回転とリニアの2つを組み合わせた攪拌法が提案されている³⁵⁻³⁷⁾。Fig.10に著者らが開発中の二軸移動磁界攪拌装置 (Double Axis Electro-Magnetic Stirrer) を示す。周波数の高いリニア磁界による容器壁近傍の下向きの流れと、それが容器底面で反転してできる中心部の上向きの流れを利用して、回転によって液面に形成される変形を矯正することができる。2つの攪拌を独立に制御すれば、液面を平坦に保ちながら、原理的には限界のない極めて強力な攪拌を達成できる。この方法によれば、二軸攪拌の強い乱流場で凝集肥大化させた介在物を、その後の回転攪拌によって中心に集積・分離する操作を

容易に切り替えることができる。

一方、溶鋼流れの直流磁場による制動は、鉄鋼の連続鋳造プロセスで普及しており、溶鋼表面からのパウダー巻き込み防止に効果を上げている。また、先に述べた介在物の浮上促進にも役立っているものと思われる。

3.3 電磁力による介在物の分離

3.3.1 原理

Fig.11に示すように、熔融金属に電流と磁場を印加すると、電磁力 ($\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$) が図の左向きに作用する。このとき熔融金属の圧力は左側に行くほど高くなり、熔融金属には左向きの電磁力 $\mathbf{F}$ と圧力勾配による右向きの力 $-\nabla p$ とが等しくかかることになる。このように電磁力と圧力勾配の力が釣り合った場合に、熔融金属と導電率の違う物体が置かれた場合を考えよう。物体と液体の導電率をそれぞれ σ_p 、 σ_f とすると、 $\sigma_p > \sigma_f$ であれば、物体中に流れる $\mathbf{J}$ が周囲より大きくなるため、 $\mathbf{F}$ が $-\nabla p$ を上回り、物体は左に動く。逆に $\sigma_p <$

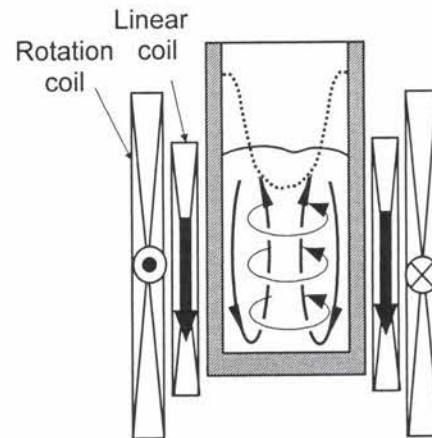


Fig.10 二軸移動磁界攪拌装置による攪拌メカニズム

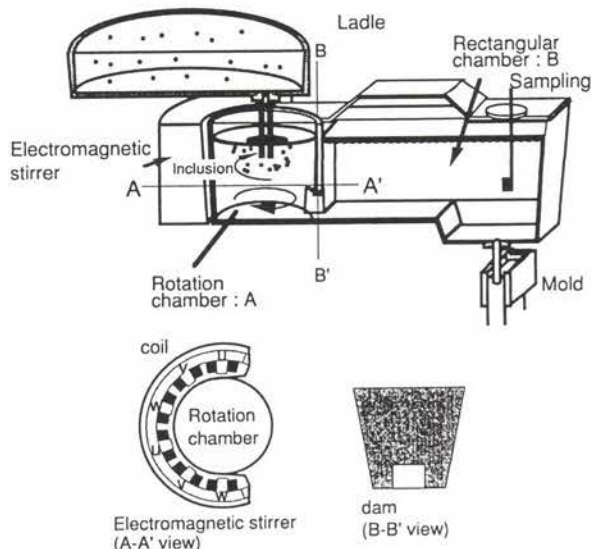


Fig.9 遠心分離タンディッシュ³³⁾

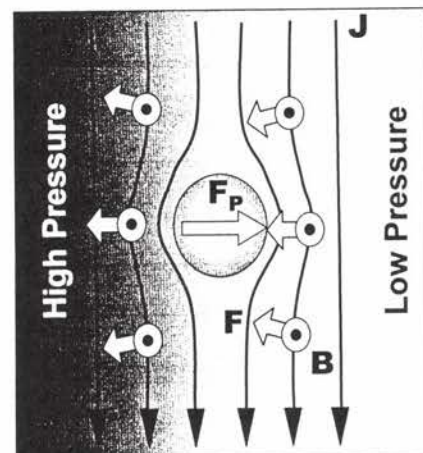


Fig.11 電磁アルキメデス力の発生メカニズム

σ_f のときには $-\nabla p$ が $\mathbf{F}$ を上回り、物体は右に動く。介在物の導電率は一般に熔融金属のそれより小さいため、印加した $\mathbf{F}$ と逆向きに移動し、熔融金属から分離することができる。この力は浮力とよく似ているため、電磁アルキメデス力³⁸⁾と呼ばれることがある。

この電磁アルキメデス力を、球または円柱について初めて理論的に導いたのはLeenovとKollin³⁹⁾で、彼らの式は次式で与えられる。

$$\mathbf{F}_p = -\frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_f - \sigma_p}{2\sigma_f + \sigma_p} \right) \frac{\pi d_p^3}{6} \mathbf{F} \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 $\mathbf{F}$ は熔融金属に印加した電磁力、 $\mathbf{F}_p$ は電磁アルキメデス力である。溶鋼中の非金属介在物のように非導電性の介在物では、上式は次式のようになる。

$$\mathbf{F}_p = -G_c \cdot \frac{\pi d_p^3}{6} \mathbf{F}, \quad G_c = \frac{3}{4} \quad \dots\dots\dots (22)$$

アルキメデス力($\mathbf{F} = \Delta\rho\mathbf{g}$)の場合には、式中の係数 G_c は1であるが、電磁アルキメデス力の場合には、電流が粒子を避けることによる圧力場の変化により、 G_c は1よりも小さくなる。Fig.12に $\sigma_p=0$ のときの圧力分布を示したが、静水圧とは異なり、等圧線が粒子周囲で歪んでいる。

このような圧力分布の歪みは粒子周囲に流動を生み出す。Fig.13でそれを説明しよう。熔融金属中に、一様な電流が右向きに、一様な磁場が下向きに印加されている。そこに非導電性の球が置かれると、球の左右で電流密度が減じるために電磁力が弱まり、球の上下では電流密度が増加するために電磁力が強まる。このため、図のように球の左右で紙面の裏から表に向かう流れが生じ、球の上下では紙面の表から裏に向かう流れが生じる。球がこれらの流れから受ける力は相殺し、球が受ける力は流れとは無関係に電磁力場における圧力分布から得られる(22)式で求められる。

物体の形状が円柱形の場合についても解が得られており、磁場が円柱の軸と平行に印加された場合には、(22)式の係数は $G_c=0$ (電磁アルキメデス力は作用しない)となり、電

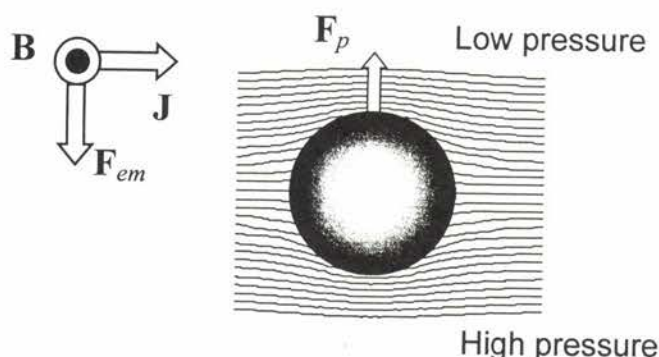


Fig.12 一様な電磁力場に置かれた非導電性球周囲の圧力分布

流または電磁力が円柱の軸と平行の場合には $G_c=1$ となる。

最近になって、球が2つある場合についても球に加わる力や球周囲の流動状態が計算されており⁴⁰⁻⁴³⁾、2球の配置によって G_c が様々に変化すること、球周囲の流れが G_c に影響することなどが示されている。この計算で重要な発見は、2球の間に電磁力あるいは流動に起因した相互作用力(2球の間の引力または斥力)がないことである⁴¹⁻⁴³⁾。しかし、これらの計算は球を固定して行われたもので、2球が電磁アルキメデス力によって移動する場合に発生するだろう流体力によって、2球が接近または離反することは十分考えられる。

以上の例は基本的には直流電磁力の場合であるが、交流電磁力場において振動する介在物粒子同士で衝突が起こり、これによって凝集が促進されることが認められている^{44,45)}。

3.3.2 適用例

現在までに介在物の電磁分離をプロセス化した例はほとんどないが、何件かの特許と多くの学術論文が発表されている。これらをTable 1に分類して示した。

鉄鋼プロセスにおいて、電磁力による介在物分離機構が溶鋼の清浄化に寄与することが見出されたのは、チャンネル誘導炉を付設したタンディッシュ⁴⁶⁾が最初であろう。このタンディッシュは、Fig.14に示すように2つに分割された槽が2本のパイプで連結された構造をしており、このパイプと鎖交するようにコイルを巻いた鉄心を設置して、パイプ内の溶鋼に大きな誘導電流を加えられるようになっている。本来は

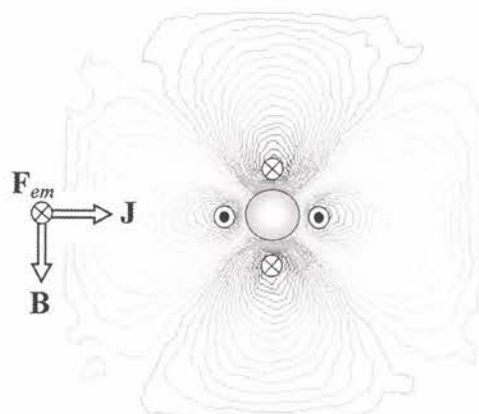


Fig.13 一様な電磁力場に置かれた非導電性球周囲の流動状態

Table 1 介在物の電磁分離法の分類

分離方法	電流	磁場	参考文献
直流電磁力の利用	直流(印加,電極)	直流(印加)	7), 8)
交流電流の利用	交流(印加*)	誘導	9)~11)
交流電磁力の利用	交流(印加*)	交流(印加)	12)
交流磁場の利用	誘導	交流(印加)	13)~20)
移動磁場の利用	誘導	移動磁場(印加)	21)

* 誘導電流を利用すれば電極レス印加が可能

ジュール熱によって溶鋼温度を一定に保つことが目的であったが、その後、パイプ部に発生する電磁力（ピンチ力）によって、溶鋼中介在物がパイプ内壁に分離される可能性が著者らによって指摘された^{9,11)}。溶融Alの保持炉に用いられているチャンネル誘導炉のチャンネル内にも介在物の付着が観測されており⁴⁷⁾、電流の印加によるピンチ力が介在物分離に寄与することは確実と思われる。一方、チャンネル部に高

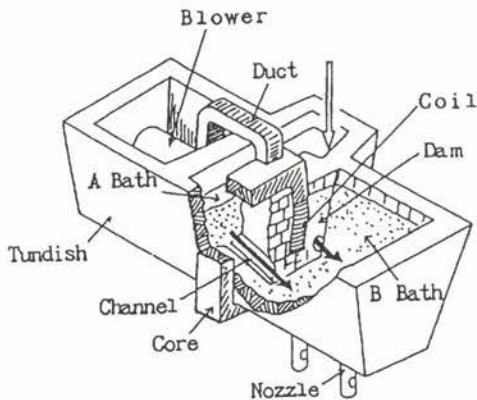


Fig.14 チャンネル誘導炉を付設したタンディッシュ

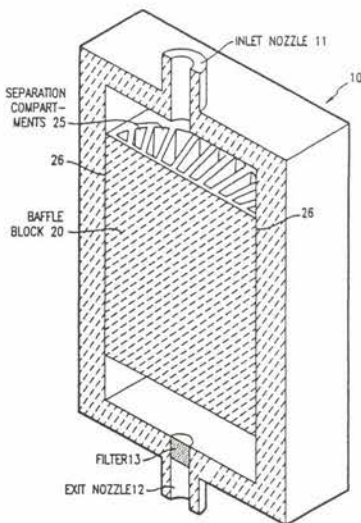


Fig.15 溶融Al中介在物分離のための電磁フィルター¹⁴⁾

周波磁界を印加して、溶融Alから介在物を分離する方法も提案されている¹⁴⁾。Fig.15に高周波磁場を利用した溶融Alからの介在物除去法の特許の1例を示した。

さて、以上の介在物除去法では、流通式の採用が考えられている。この場合、溶融金属の流れが分離装置内の滞在時間を短くすることとともに、介在物の電磁分離を妨害する可能性が指摘されている¹⁶⁾。また回分式を採用したとしても、強い電磁力を作用させれば、激しい電磁流動が電磁分離を妨げると考えられる。この妨害機構については、揚力がある原因となることが指摘されている。平成12年に終了した電磁力国家プロジェクト⁴⁸⁾では、高周波電磁力によって連铸モールド内の凝固シェルを支えて、モールドとの摩擦を大幅に減少させているが、この電磁力によって介在物が初期凝固部に集積しないように、移動磁界による攪拌を加えることが提案されている。

④ おわりに

本稿では、電磁力を利用した分離プロセスについて、廃棄物からの金属片の渦電流分離法と溶融金属中介在物の電磁分離を例にとって解説した。電磁分離という鉄が磁石にくっつく力（磁気力）を利用するものと勘違いされることが多い。渦電流選別機ではアルミニウムや銅などの非磁性の金属が分離できる。また溶融金属はキュリー点を超えており、溶鋼でも非磁性である。本稿を読んでいただいた方は渦電流を用いた電磁分離法が磁気分離法と異なることを十分理解していただけたものと思う。

筆者の浅学により、紹介すべき事例が多く見逃されているのではないかと危惧している。お気づきのことがあれば是非ご一報いただきたい。

参考文献

- 1) 化学工学便覧，改訂3版，化学工学協会編，丸善，(1968)，1003.
- 2) <http://www.nedo3r.com/TechSheet/JP-0395.htm>
- 3) 長浜邦雄監修：高純度化技術体系 第2巻分離技術，フジテクノシステム，(1997)，1003.
- 4) P.C.Rem： Eddy Current Separation， Uitgeverij Eburon， (1999)
- 5) P.C.Rem, P.A.Leest, A.J.van den Akker： Int. J. of Mineral Processing, 49 (1997)， 193.
- 6) S.Zhang, E.Forssberg, B.Arvidson, W.Moss： Resources, Conservation and Recycling, 25 (1999)， 215.
- 7) 朴煥杓，森平淳志，佐々健介，浅井滋生：鉄と鋼，80

- (1994), 389.
- 8) 朴俊杓, 佐々健介, 浅井滋生: 金属学会誌, 59 (1995), 312.
- 9) 谷口尚司, J.K.Brimacombe: 鉄と鋼, 80 (1994), 24.
- 10) 谷口尚司, J.K.Brimacombe: 鉄と鋼, 80 (1994), 312.
- 11) S.Taniguchi and J.K.Brimacombe: ISIJ Int., 34 (1994), 722.
- 12) S.Taniguchi and A.Kikuchi: The Brimacombe Memorial Symp., Poster Proceedings, Vancouver, (2000), 183.
- 13) 山尾文孝, 佐々健介, 岩井一彦, 浅井滋生: 鉄と鋼, 83 (1997), 30.
- 14) N.El-Kaddah, a.D.Patel and T.T.Natarajan: JOM, 47 (1995), 46.
- 15) S.Taniguchi and A.Kikuchi: Int. Symp. on EPM, Nagoya, Japan, (2000), 315.
- 16) K.Takahashi and S.Taniguchi: Int. Symp. on EPM, Lyon, France, (2003), 391.
- 17) K.Takahashi and S.Taniguchi: ISIJ Int., 43 (2003), 820.
- 18) D.Shu, B.D.Sun, K.Li, Z.M.Xu and Y.H.Zhou: Metal. Lett., 55 (2002), 322.
- 19) K.Li, J.Wang, D.Shu, T.X.Li, B.D.Sun and Y.H.Zhou: Metal. Lett., 56 (2003), 215.
- 20) D.Shu, B.D.sun, K.Li, J.Wang and Y.H.Shou: ISIJ Int., 42 (2002), 1241.
- 21) 田中佳子, 佐々健介, 岩井一彦, 浅井滋生: 鉄と鋼, 81 (1995), 1120.
- 22) T.A.Edison, U.S. Patent 400, 317 (1889)
- 23) 外山和男 (私信)
- 24) Y.Miki, B.G.Thomas, A.Denissov and Y.Shimada: Iron Steelmaker, 24 (1997), 31.
- 25) 大園智哉: 軽金属, 50 (2000), 468.
- 26) 谷口尚司, 高橋功一: まてりあ, 41 (2002), 792.
- 27) 藤 健彦: ふえらむ, 10 (2005), 14.
- 28) 谷口尚司, 菊池淳: 鉄と鋼, 78 (1992), 527.
- 29) P.G.Saffman and J.S.Turner: J. Fluid Mech., 1 (1956), 15.
- 30) K.Nakanishi, T.Fujii and J.Szekely: Ironmaking and Steelmaking, 2 (1975), 193.
- 31) R.Crif, J.R.Grace and M.E.Weber: Bubbles, Drops and Particles, (1978), Academic Press, London.
- 32) 嶋崎真一, 和田敏之, 谷口尚司: 鉄と鋼, 90 (2004), 538.
- 33) 三木祐司, 柴田浩光, 別所永康, 岸本康夫, 反町健一, 廣田哲仁: 鉄と鋼, 86 (2000), 239.
- 34) K.H.Spitzer, M.Dubke and K.Schwerdtfeger: Metall. Trans. B, 17B (1986), 119.
- 35) Y.Gelfgat: Int. Symp. on EPM, Lyon, France, (2003), 14.
- 36) A.Cramer, S.Eckert, C.Heinzelmann, C.Zhang and G.Gerbeth: Int. Symp. on EPM, Lyon, France, (2003), 359.
- 37) S.Taniguchi, K.Maitake, M.Okubo, T.Ando and K.Ueno: Int. Symp. on EPM, Lyon, France, (2003), 339.
- 38) 浅井滋生: 入門材料電磁プロセッシング, 内田老鶴圃, (2000), 51.
- 39) D.Leenov and A.Kolin: J. Chem. Phys., 22 (19654), 683.
- 40) Da Shu, B.D.Sun, J.Wang, T.X.Li, Z.M.Xu and Y.H.Zhou: Metall. Mater. Trans. B, 30B (2000), 1527.
- 41) 窪田征弘, 吉川昇, 谷口尚司: 鉄と鋼, 87 (2001), 113.
- 42) T.Ogasawara, N.Yoshikawa, T.Asai and S.Taniguchi: Int. Symp. on EPM, Lyon, France, (2003), 379.
- 43) T.Ogasawara, N.Yoshikawa, S.Taniguchi and T.Asai: Metall. Mater. Trans. B, 35B (2004), 847.
- 44) C.Vives: Metall. Trans. B, 27B (1996), 445, 457.
- 45) 亀山智基, 丹羽省三, Joonpyo Park, 松村忠和, 佐々健介, 浅井滋生: 鉄と鋼, 89 (2003), 623.
- 46) K.Iwata, T.Shumiya, A.Shiraishi, T.Nagahara and Y.Yamashita: 1st European Conference on Continuous Casting, Florence, Italy, (1991), 23.
- 47) R.Dreweck, A.Muhlbauer and W.Andree: Int. Symp. on EPM, Nagoya, Japan, (1994), 144.
- 48) 竹内栄一, 藤 健彦: ふえらむ, 7 (2002), 81.

(2004年12月9日受付)