

# 直流電磁力場における非導電性2粒子に作用する電磁泳動力

窪田 征弘\*・吉川 昇\*<sup>2</sup>・谷口 尚司\*<sup>2</sup>

Electromagnetic Migration Force Acting on Two Non-conducting Particles in DC Electromagnetic Force Field

Yukihiro KUBOTA, Noboru YOSHIKAWA and Shoji TANIGUCHI

**Synopsis :** Interaction between two non-conducting particles in DC electromagnetic field was studied by numerical analysis. Experiments were conducted on the particle behavior using an electrolytic cell, and compared with the calculated results. In the calculation, distributions of electric field, current, electromagnetic force and pressure field were obtained for the single particle case and for the three different configurations of two particles, in which the cascading directions of two particles are parallel to the directions of electric current (case 1), magnetic field (case 2) and electromagnetic force (case 3). Exerting electromagnetic forces on the particles were calculated by integration of the pressure on the surface area.

Interaction forces between the two particles were shown to be absent, namely, neither attractive nor repulsive in all the cases. However, the magnitude of the electromagnetic forces exerting on the particles ( $G_c$ ) differed with the configuration of two particles. As the interparticle distances decreased,  $G_c$  of case 2 became less than that of single sphere, however,  $G_c$  became larger in the case 1 and case 3. This tendency agreed with the model experiments, qualitatively.

**Key words:** nonmetallic inclusion; electromagnetic force; two particles; interaction force; simulation; model experiment.

## 1. 緒言

溶鋼中微小介在物の積極的除去を目的として、溶鋼の流れ制御<sup>1)</sup>、フィルターによる分離<sup>2)</sup>、気泡への付着分離<sup>3)</sup>など様々な方法が考案され、その一部は実プロセスに適用されている。しかし鉄鋼材料の高清浄化への要求は近年厳しさを増しており、現状の主要な方法である浮上分離法では、粒径の小さい介在物の除去には限界がある。このため新しい原理に基づく効率的除去法の開発が急がれている。

このような背景から、電磁力を利用した介在物除去法<sup>4-10)</sup>が最近注目を集めている。電磁力の印加法として直流電流と直流磁場の同時印加<sup>4)</sup>、交流電流印加<sup>5)</sup>、交流磁場印加<sup>6,7)</sup>、交流電流と交流磁場の同時印加<sup>8,9)</sup>などが提案されている。さらに最近では強磁場を用いた磁化力を応用する方法なども提案<sup>10)</sup>されている。これらの内、ローレンツ力を利用した除去法の原理は、すべて Leenov と Kolin の理論<sup>11)</sup>に立脚している。彼らの理論は直流電磁力場に適用されたものであり、その妥当性は Alemany ら<sup>12)</sup>によって実験的に検証されている。またこの理論が交流電磁力場にも適用されることが El-Kaddah ら<sup>13)</sup>によって理論的に、Taniguchi ら<sup>14)</sup>によって実験的に示されている。

Leenov と Kolin の理論は、後述するように導電性流体中

の単一球についての理論である。単一球の理論が互いに接近した複数粒子やクラスター構造の粒子に対しても適用できるか否かについては、これまで全く検討されてこなかった。電磁力場において介在物群に作用する電磁泳動力を詳細に知ることは、介在物の電磁分離を検討するために不可欠な事項である。このような観点から、本研究では介在物群の解析の基礎となる、2個の球形粒子に作用する電磁泳動力と粒子間相互作用力を検討することを目的とした。すなわち、直流電磁力を印加した溶鋼中に同じ径の非導電性2球を配置したときに粒子に加わる力を数値計算によって解明し、その結果を電解質溶液を用いた実験によって検証した。

## 2. Leenov と Kolin の理論

Leenov と Kolin は、流体中において流体と異なる導電率を有する単一球（および無限長の円柱）に電磁力を作用させたときに球（円柱）に作用する力と、球（円柱）周囲の流体の流動に関する解析を行った。本研究においては、この解析結果を参照する。彼等の結論によれば、直流電流および直流磁場が印加された導電性流体中の粒子は、流体・粒子間の導電率の差によって泳動力を受け、その泳動力は

平成12年10月4日受付 平成12年12月6日受理 (Received on Oct. 4, 2000; Accepted on Dec. 6, 2000)

\* 東北大学大学院生 (現: 新日本製鐵 (株)) (Graduate Student, Tohoku University, now Nippon Steel Corp.)

\* 2 東北大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Tohoku University, 02 Aza-Aoba Aramaki Aoba-ku Sendai 980-8579)

以下ようになる。

$$\mathbf{F}_{em,p} = -\frac{3}{2} \frac{\sigma_f - \sigma_p}{2\sigma_f + \sigma_p} (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) V_p \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに  $\sigma_f$  および  $\sigma_p$  は流体および粒子の導電率、 $V_p$  は粒子体積である。多くの介在物のように粒子が非導電性物質 ( $\sigma_p=0$ ) である場合、上式は以下ようになる。

$$\mathbf{F}_{em,p} = -0.75(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) V_p \quad \dots\dots\dots (2)$$

すなわち、非導電性である介在物粒子には流体に作用する電磁力 ( $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ) とは逆向きの力が働き、またその大きさは電磁力と粒子体積の積に0.75という係数をかけたものになっている。この係数を本報においては  $G_c$  (Geometric constant) と称することにする。

$G_c$  の値は、静水圧のような圧力場においては1であるが、電磁力場に置かれた球の場合は式(2)のように1より小さくなっている。この理由は、球近傍において電流の乱れによる電磁力分布の乱れが生じるためである。これにより球周囲の圧力分布が一様でなくなり、これを表面積分すると、上式のような結果となる。ところで非導電性の2球粒子が存在する場合にも粒子近傍で電流の乱れが生じ、電磁力の分布に影響が生じると考えられるが、この乱れが2球間において引力もしくは斥力として寄与するか否かには興味がある。また各球に対して作用する泳動力の大きさ ( $G_c$ ) は単一球の場合と比較し、どのように変化するかにも興味がある。Leenov と Kolin は、単一球 (および円柱) 周囲の流体の流れをも考慮して泳動の解析を行っている。本研究においては、研究の第一段階として周囲流体の流動を考慮せず、2球周囲における電磁力の分布から、圧力分布を求め、それを表面積分することにより、2球間の相互作用および各球に対する  $G_c$  を求めることにする。

### 3. 数学的モデル

#### 3.1 理論および基礎式

電磁場を印加した溶鋼中の単一球および2球に働く力の導出は、以下の順序で行う。まず非導電性粒子 (球) には電流は流れず体積力は生じない。一方溶鋼には電磁力が生じるが、粒子はこの電磁力による圧力を感じるようになる。この圧力を球表面について積分したものが粒子に作用する力である。従って粒子に働く力を算出するためには、考えている系において溶鋼に作用する電磁力を求めることが重要であり、このためにはまず溶鋼に流れる電流分布を求める必要がある。電流分布は、以下に示す電位ポテンシャル  $\phi$  についてのラプラスの式 (式(3))、およびオームの法則 (式(4)) を解くことによって求められる。今回の計算では、一方向に勾配を有する直流電場、およびこれと直角方向の直流均一磁場中に2球を配置する。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla \phi \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに  $\mathbf{j}$  は球周囲の電流で、球がないときの一樣電流  $\mathbf{J}$  と区別する。球表面においては、電流の法線成分が0であるが、この結果、表面法線方向の電位勾配が0であることになる。従って式(3)、(4)には次のような境界条件が適用される。

$$\mathbf{j}_n = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに  $n$  は球表面の法線方向を表す。得られた電流分布  $\mathbf{j}(r)$  と、磁場  $\mathbf{B}$  との相互作用で以下のような電磁力が作用することになる。

$$\mathbf{f}_{em} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad \dots\dots\dots (7)$$

次に上式より得られた電磁力分布が存在した場合、解析領域内に発生する圧力は以下の式に従うため、これを解いて圧力分布を求めることができる。

$$\nabla p = \mathbf{f}_{em} \quad \dots\dots\dots (8)$$

解析においては、解の一意性を確保する目的から式(8)を式(9)のように変形して解いた。またこの際、球表面に関しては式(10)の境界条件を用いた。

$$\nabla^2 p = \nabla \cdot \mathbf{f}_{em} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \mathbf{f}_{em,n} \quad \dots\dots\dots (10)$$

最後に、球が電磁力場より受ける力は式(11)の表面積分によって求めた。

$$\mathbf{F} = \iint p \cdot d\mathbf{S} \quad \dots\dots\dots (11)$$

#### 3.2 計算方法

##### 3.2.1 球の空間配置と電場解析

本研究では、数値解析の精度を調べるために、まず単一球の場合の計算を行った。座標系は球中心を原点とする極座標を用いた。また2球の場合には Fig. 1(a) に示すような3次元円柱を解析領域とし、この中心軸上に2球を配置した。ここでは一樣電流  $J$  を  $x$  方向に、一樣磁場  $B$  を  $z$  方向に印加し、電磁力を  $-y$  方向に作用させた。2球の配置は、Fig. 2 に示すような3通りとした。それらは、2球が電流の向きと一致する場合 (case 1)、磁場の向きと一致する場合 (case 2)、また電磁力の向きと一致する場合 (case 3) である。電磁力の計算においては、単純化のために  $J=1$  [ $A \cdot m^{-2}$ ],  $B=1$  [T] とした。

電場の解析は、式(3)を直接差分することにより求めた。3次元円柱の半径  $r$  を  $r=5a$  ( $a$ : 球の直径)、高さ  $h=10a+\Delta l$  ( $\Delta l$ : 2球間距離) とした。本解析においては、2球の軸方向にあわせた円柱座標系を用いて差分メッシュを作成した。メッシュのサイズに関しては、Fig. 1(b) に示すとおりである。球表面での境界条件に関しては、2次のテーラー

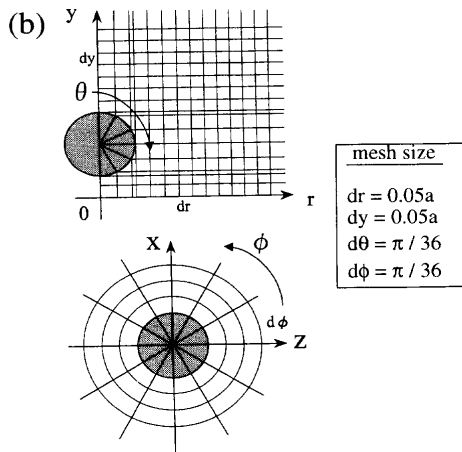
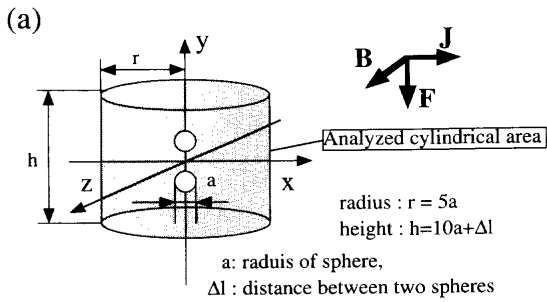
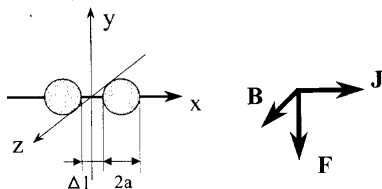
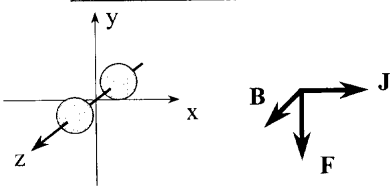


Fig. 1. (a) Schematic illustration of the analyzed region including two particles. (b) Mesh geometries adopted for calculation.

Case1 parallel to electric current.



Case2 parallel to magnetic field.



Case3 parallel to electromagnetic force.

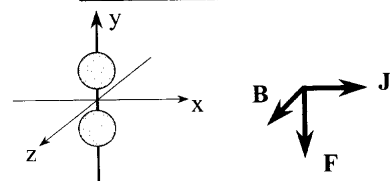


Fig. 2. Arrangements of two particles.

展開を用いて差分化した。球の半径に対し、解析領域である円柱の半径を5倍程度にとることにより、端の影響が無視できることを確認した。領域全体の差分式は、SOR法によって繰り返し計算され、電位φ値の変化が $1 \times 10^{-6}$ 以下という収束条件のもとに解かれた。

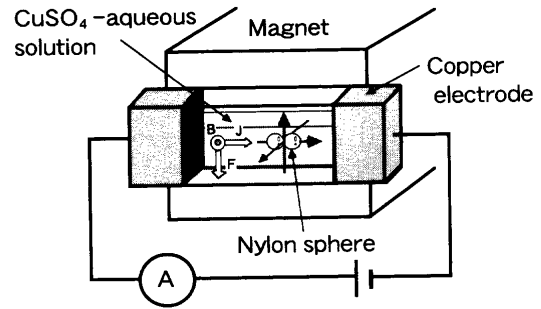


Fig. 3. Schematic illustration of experimental apparatus, showing an electric cell containing two spherical particles, with simultaneous application of DC magnetic field and DC current.

3.2.2 粒子間相互作用力解析

各位置において得られた電位に関してその位置における勾配(grad)を中心差分により計算し、電流成分 $j = -\sigma \nabla \phi$  (式(4))を求めた。得られた電流ベクトルに対し、式(7)に従って磁場を作用させ、電磁力を求めた。各位置における電磁力ベクトル成分の値を用い $\nabla \cdot \mathbf{f}_{em}$ を算出した後、各メッシュに対して電位の場合と同様の方法で式(9)を解いた。この結果、各位置における圧力p (スカラー量)の分布を得ることができた。球に作用する表面力は、球の面要素に対する法線ベクトルにその表面位置における圧力p (スカラー) 値をかけたベクトル量として定義した。表面力を表面積分したものが電磁泳動力である。

4. 実験方法

4.1 実験概要および理論

上述の方法による直流電磁場における2球間相互作用に関する計算結果を検証する目的で次のような実験を行った。実験はFig. 3に示すように、非導電性粒子を電解質溶液中に配置し、液に直流電流を流すと同時に電流と直角方向から磁場を印加した。本実験においては流体と粒子の密度差による下向きの沈降力と上向きの電磁泳動力とを釣り合わせて電磁泳動力を求めた。この際、2粒子を接近させた状態において釣り合わせることは困難であること、また2粒子の密度差を厳密に合わせないと2粒子を同時に静止させることが困難であること等の理由から、今回は2粒子を接着して実験を行った。実験では2球粒子(接合体)に働く電磁泳動力を以下の方法により求めた。

前述のように、導電性流体中に一様な直流電磁場を印加すると流体にはローレンツ力が作用し、これにより非導電性粒子にはつぎのような電磁泳動力が生じる。

$$\mathbf{F}_p = -G_c(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \frac{\pi d_p^3}{6} \dots \dots \dots (12)$$

ここに $d_p$ は粒子直径である。密度 $\rho_f$ の導電性流体中に、それよりもやや大きい密度 $\rho_p$ の非導電性粒子を入れたときに発生する粒子の沈降力と電磁泳動力とが釣り合う場

Table 1. Experimental Conditions.

particle size	:	$3 \times 10^{-3}$ m
cell size	:	0.02 x 0.03 x 0.04 m
difference of density between particles and electrolyte	:	15.9 kg/m <sup>3</sup>
composition of electrolyte	:	7wtCuSO <sub>4</sub> -6wt%H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> 0.9wt%gelatin
magnetic field	:	0.5T
electric current	:	< 0.2 A

合、次式が成立する。

$$G_c(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \frac{\pi d_p^3}{6} = (\rho_p - \rho_f) g \frac{\pi d_p^3}{6} \dots \dots \dots (13)$$

直流電磁力場が一樣であることを仮定すると、上式より

$$G_c = \frac{(\rho_p - \rho_f) g}{JB} \dots \dots \dots (14)$$

が得られる。ここで  $d_p$  の値としては、単一粒子の直径を用いた。実験では粒子および流体の密度を測定しておき、磁束密度を一定とし2粒子が静止する電流密度を測定することによって  $G_c$  を求めた。尚、単一球に関しては、同様の方法により Taniguchi らにより研究<sup>14)</sup>が行われている。

#### 4.2 実験装置および測定条件

Fig. 3に示すアクリル製セルは幅2cm、高さ3cm、電極間距離4cmであり、高さ2cmのところまで溶液を満たしている。セルの側面に設置したプリズムによって、粒子の上下方向の挙動を観測できる。

液は硫酸銅水溶液であり、その組成は7wt%CuSO<sub>4</sub>-6wt%H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>-0.9wt%ゼラチンである。ゼラチン添加の理由は、水溶液の導電率を向上すること、および流体の粘度を上げ流動を抑えることにより粒子の制御性を向上することである。また両極においてガス発生が生じないような低H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>濃度条件を選択した。

直流電磁石は、10cm×10cm角の磁極に6cmのギャップを設けてあり、電流28A印加により、セル内には0.5Tの均一磁場が印加される。電極は銅製であり、定電流発生装置により直流電流が印加されている。粒子は直径約3mmの(ナイロン66製)球状粒子であり、これらの密度をあらかじめ測定しておいた。

実験においては、Fig. 2に示す3通りの2球(接着)をピンセットで、液中に装入後、流動がおさまるのを確認してから電磁場を印加し、印加と同時にピンセットを流動が起らないように徐々に引き抜いた。粒子の状態を上からビデオで観察し、粒子が流体中で停止する電流値を求めた。主な実験条件をTable 1に示す。

## 5. 計算結果

電位、電流、電磁力および圧力それぞれの分布の計算結

果を得た。これらはすべて球の半径で規格化した座標  $X, Y, Z$  に関して Fig. 4~Fig. 8 に示した。

### 5.1 単一粒子

単一球粒子を含む導電性流体中における電位分布、電流分布および電磁力分布の計算結果 ( $z=0$ 面) を Fig. 4(a), (b), (c) に示す。境界条件で与えたように、等電位曲線は球表面と直交し、電流が球内に流れないことを示している。この場合電流および電磁力はそれぞれ  $+x$  方向、 $-y$  方向に加えられており、球の周囲で乱れているが、その他の解析領域内においてはほぼ均一であることが分かる。また分布は、それぞれ  $y=0, x=0$  面において対称であることが分かる。

得られた電磁力分布をもとに、式(9)により領域内の圧力分布を求めた。等圧力線分布を Fig. 4(d) に示す。等圧力線は球表面で間隔が疎になっており、このため  $G_c$  が1より小さくなるものと考えられる。球表面における圧力を式(11)に従って積分し、泳動力を以下のように算出した。

$$\mathbf{F}_{em,p} = -0.7517(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) V_p \dots \dots \dots (15)$$

すなわち本数値計算により単一球の  $G_c$  の値として0.7517という値を得た。この値はLeenov-Kolinによる理論値、 $G_c=0.75$ と約0.2%程度の誤差であり、十分な一致が得られたと考えられる。

### 5.2 2球粒子

#### 5.2.1 解析領域内における諸量分布図

本研究においては、Fig. 2に示した3通りの2球配置に関して周囲の電位、電流、電磁力、圧力分布を算出した。 $\Delta l/2a=0.1$ の場合におけるそれぞれの分布を Fig. 5~Fig. 8 に示す。

まず電位と電流分布に関する計算結果から述べる。case 1について、 $z=0$ の位置における  $x$ - $y$  平面内での電位、電流分布を Fig. 5(a), Fig. 6(a) に示す。電位分布図によると、2球間の等電位線は疎となっているが、これは2球間においては電流密度が小さいことに対応している。またこの場合、電流が2球の軸と平行であり、電流は  $x$  軸に対し軸対称分布となっている。case 2の場合について、 $y=0$  における  $x$ - $z$  平面内での電位・電流分布を Fig. 5(b), Fig. 6(b) に示し、Fig. 5(c), Fig. 6(c) には  $z=1.1$  の位置における  $x$ - $y$  面内電位・電流分布を示す。case 2では電流が2球の軸に対し垂直であり、2球間の等電位線(Fig. 5(b))は密になっている。このため2球間において電流密度が大きくなっている(Fig. 6(b))。電流は  $z$  方向のみではなく(Fig. 6(b)),  $y$  方向にも(Fig. 6(c))乱れていることが分かる。電位・電流分布は  $y=0, z=0$  平面に対し面対称であるが、case 1とは異なり軸対称分布ではなく3次元的な分布となっている。計算結果は示さないが、case 3の場合もcase 2と同様に電流が2球の軸に対し垂直であり、電位・電流分布は  $y=0, z=0$  平面に対し面対称である。また電流の乱れも3次元的であった。

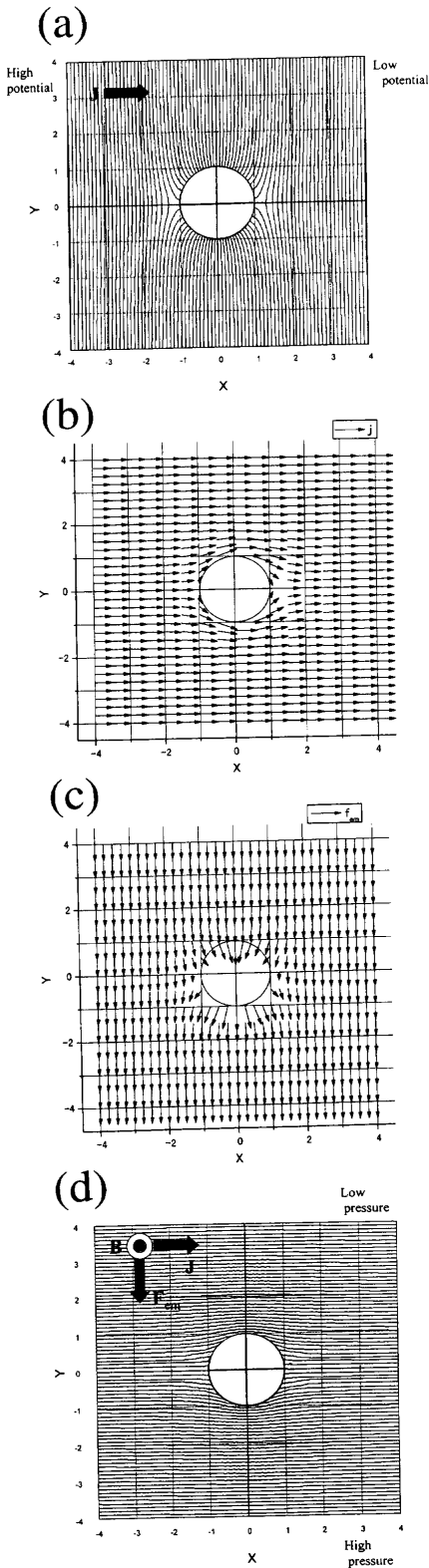


Fig. 4. Calculated distributions of (a) electric field, (b) electric current, (c) electromagnetic force and (d) pressure around a single particle.

従って  $z=0$  における  $x$ - $y$  平面内での電位・電流分布は Fig. 5(b), Fig. 6(b) と同様になった。また  $y=1.1$  における  $x$ - $z$  平面内での電位・電流分布も Fig. 5(c), Fig. 6(c) と同様になった。

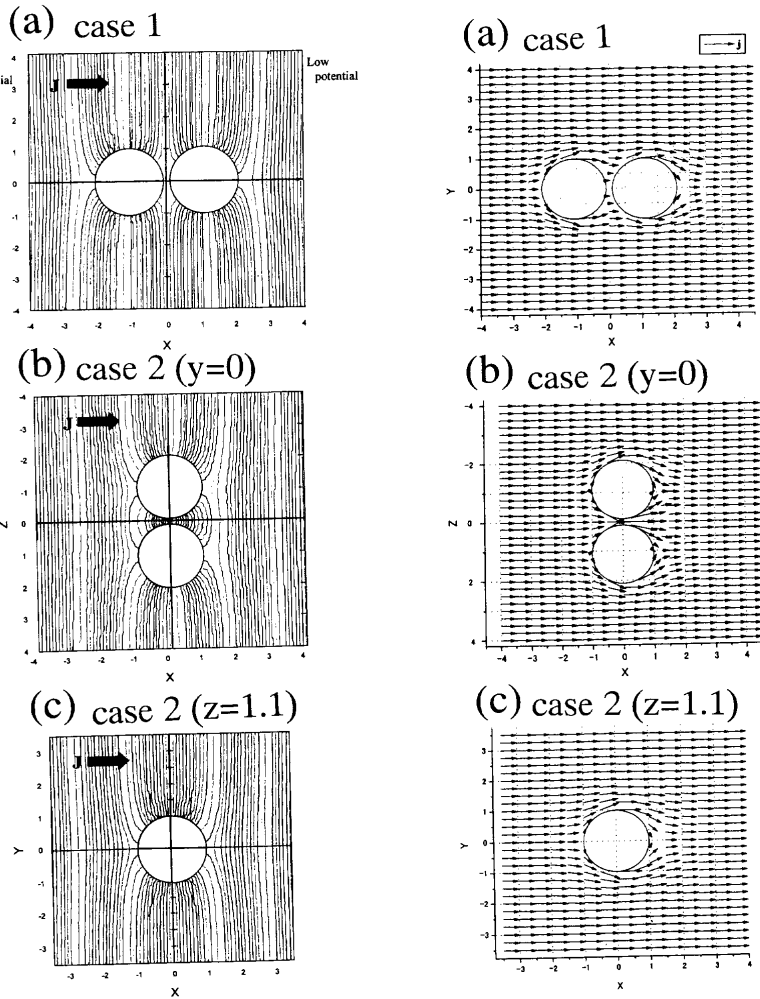


Fig. 5. Calculated distributions of electric field around the two particles.

Fig. 6. Calculated distributions of electric current around the two particles.

次に電磁力分布に関する計算結果に関して述べる。Fig. 7には、3通りの配置に対する電磁力分布を示す。まず電磁力は球の外側では  $-y$  方向に一様に作用するため、すべて  $x$ - $y$  面内での分布を示している。case 1 においては Fig. 7(a) のように電磁力分布は  $x=0$  面に対し面対称である。case 2 では Fig. 7(b) に示すように、個々の球が単一球の場合 (Fig. 4(c)) と同様な分布を有していた。case 3 では2球が  $y$  軸上に配置するため、個々の球が受ける電磁力が上下で多少異なることが Fig. 7(c) に示されている。Fig. 8には、3通りの配置に対して計算された圧力分布を示す。電磁力が  $-y$  方向に作用するため  $-y$  方向に圧力が高くなっており、球近傍で圧力分布に乱れが生じている。case 1 における  $x$ - $y$  面内の分布 (Fig. 8(a)) と case 2 における  $y$ - $z$  面内の分布 (Fig. 8(b)) とは類似しているように見えるが、case 3 では  $x$ - $y$  面内の分布 (Fig. 8(c)) において、2球の軸方向に圧力変化が生じている。

### 5・2・2 粒子間相互作用

電磁泳動力は粒子表面における圧力分布に依存している。3通りの粒子配置に対する圧力分布 (Fig. 8) をもとに表

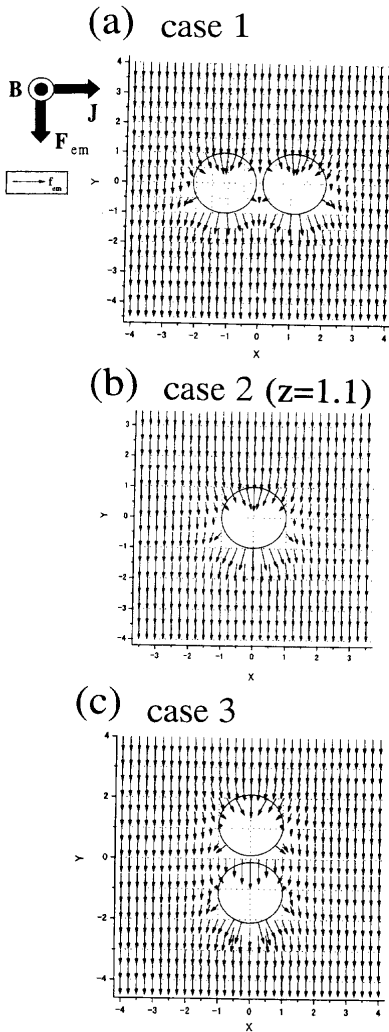


Fig. 7. Calculated distributions of electromagnetic force around two particles.

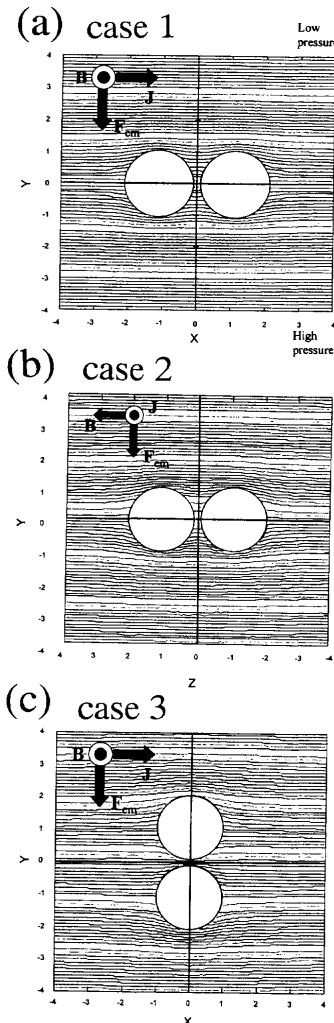


Fig. 8. Calculated distributions of pressure around two particles.

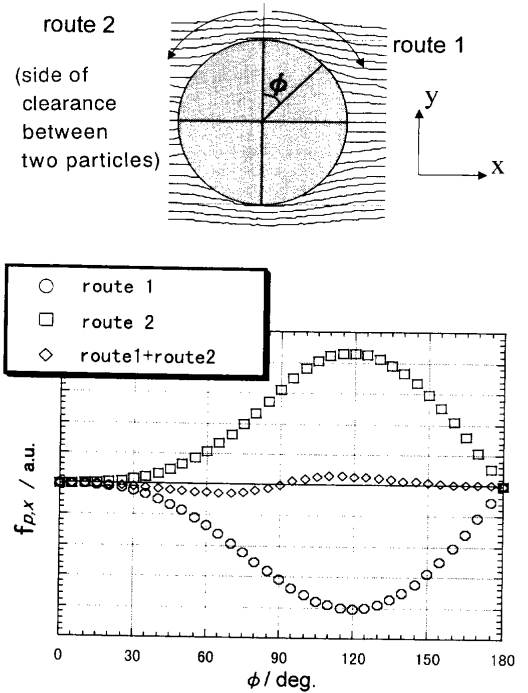


Fig. 9. Magnified distribution of pressure around the right particle in Fig. 8(a), where two routes of surface integration are illustrated (upper figure). Relationship between angle  $\phi$  and  $x$ -component of electromagnetic force acting on the particle surface in different routes (lower figure).

面力の積分を行い、電磁泳動力を算出した。次に電磁泳動力の成分の中に粒子同士に働く力（粒子間力）が存在するか否か、またそれが引力であるか斥力であるか、その符号について検討した。ここで3通りの配置における粒子間力とは、個々の粒子に作用する電磁泳動力(式11)の $x$ 成分(case 1)、 $z$ 成分(case 2)、および $y$ 成分(case 3)と定義し、表面力におけるそれぞれの成分の総和を計算した。

まず case 1 (Fig. 8(a)) に関しては、圧力分布は  $x=0$  平面に関しては面対称であるが、表面力の  $x$  成分が  $y$  方向とともにどのように変化するか Fig. 9 に示す。上図には、Fig. 8(a) の右側粒子の拡大図を示す。球の頂点位置から時計周り (route 1) と反時計周り (route 2) における表面力の角度 ( $\phi$ ) による変化を下図に示している。各々表面力の符号が逆であり、両者を加えたものも  $\phi=90$  deg を境に符号が変化している。しかしながら表面力の  $x$  成分を全表面について積分するとその値は 0 になってしまうことが分かった。すなわち表面力の  $x$  成分はキャンセルされ、2 粒子間には引力も斥力も存在しないことが分かった。一方、圧力分布は  $z=0$  面に関して面対称であり (Fig. 8(a))、表面力の  $z$  成分も同様

に 0 である。しかしながら表面力の  $y$  方向成分はキャンセルされることがないため電磁泳動力として存在することになる。この大きさに関しては  $G_c$  値とともに次節で議論する。

次に case 2, case 3 の場合であるが、これらの場合も case 1 と同様の結果となることが分かった。すなわちどちらの場合においても存在したのは電磁泳動力の  $y$  成分のみであり、かつ 2 つの粒子には同じ力が作用する結果、粒子間力は存在しないことが明らかになった。

### 5.2.3 $G_c$ 値およびその粒子間距離の依存性

前節において述べたように、3 通りの配置において 2 球のそれぞれに対して働く電磁泳動力は  $y$  方向成分のみであるが、その値は  $\Delta l/2a=0.1$  の場合には Table 2 のようになることが分かった。ここで  $JBV_p e_y$  の係数が  $G_c$  に相当する。 $G_c$  の値は、case 1 と case 3 ではほぼ等しく、単一球の場合より約 5.4% 増加することが分かった。一方 case 2 においては単一球の場合より約 11% 小さくなることが分かった。

次に、2 球間の距離を変化させた時の  $G_c$  の値を求め、Fig. 10 にプロットした。 $\Delta l/2a$  の値が大きい場合、すなわ

Table 2. Calculated electromagnetic forces exerting on particles ( $\Delta l/2a=0.1$ ).

	$F_{px} / (JB V_p)$	$F_{py} / (JB V_p)$	$F_{pz} / (JB V_p)$
case 1	0	0.7906	0
case 2	0	0.6687	0
case 3	0	0.7904	0

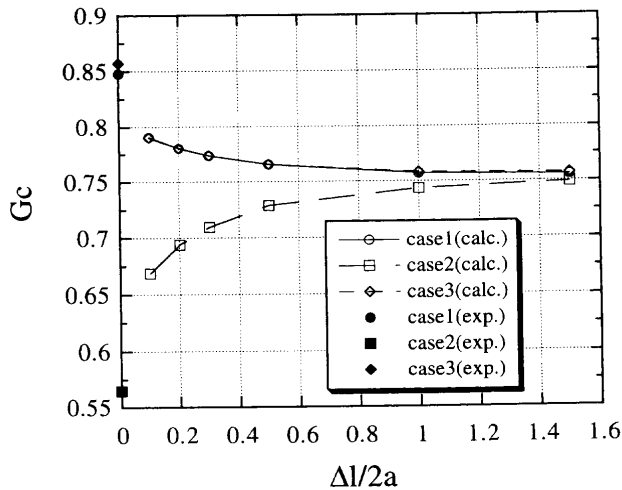


Fig. 10. Relationship between particle distance ( $\Delta l/2a$ ,  $a$ : diameter of particle) and  $G_c$ .

ち2球が孤立して存在する場合, 3通りいずれの場合も  $G_c$  の値は単一球の値0.75に近くなるが, 2球が接近すると case 1, 3の場合は同一の値をとり, 単一球の場合より増加した。それに対し case 2では減少することが分かった。電磁力分布および圧力分布(Fig. 7, 8)においては, case 3のみが2球の軸方向に変化が生じるため特殊であるように感じられたが,  $G_c$  値に関しては, case 2の場合が特殊であることが分かった。

### 6. 実験結果

本実験においては, 式(14)に従って沈降力と電磁泳動力とが釣り合うような電流密度を測定し,  $G_c$  の値を3通りの2球配置について求めた。しかしながら得られた  $G_c$  の値は, 粒子と溶液の密度差のわずかな変化に大きく依存し, 実験と計算によるこの絶対値を直接比較することは困難であった。そこで今回は, 個々の実験において単一球と2球との電磁泳動力の比を求め, 単一球の  $G_c$  を0.75と仮定して2球の  $G_c$  を推定した。このようにして得られた実験値を Fig. 10にプロットした。

$G_c$  の計算結果は, 計算の収束性の問題から  $\Delta l/2a=0.1$  より接近した場合は十分信頼できる解が得られなかった。しかしながら, この実験値は計算値と同様の傾向を示すことが分かった。すなわち実験においても case 1, 3では  $G_c$  が単一球の場合より増加し, case 2では減少するという傾向を定性的に検証することができた。

### 7. $G_c$ 値に関する考察

電位, 電流および電磁力分布は, 3通りの2球配置により異なった様相を呈したにも拘わらず, すべての場合において粒子間力(引力・斥力)は働かないことが分かった。これは前述のように圧力分布の対称性により粒子間力となる表面電磁力成分がキャンセルされるためである。また電磁泳動力の大きさ( $G_c$ )を求めてみると, case 1と3では同様の結果が得られ, case 2のみが異なっていた。このような傾向が生じた原因に関して Leenov と Kolin の解析を参照し考察を行う。

Leekov と Kolin は単一球の他に, 無限長の円柱(無限円柱)が3通りの配置をとった場合について電磁泳動力の解析を行っている。彼等の解析においては, 流体の流れを考慮し, 粘性抵抗により生じる表面力の影響を計算しているが, これらは球および円柱の場合ゼロになることが示されている。従ってこれらの場合, 電磁圧による表面力のみが寄与することになり, 本研究の計算結果との比較が可能である。

彼等が解析的に得た球および円柱に関する  $G_c$  の結果と, 本研究で得た2球配置の結果を比較して Fig.11に示す。case 1, 3に対応する配置の無限円柱では,  $G_c$  が1になる。一方 case 2に対応する配置の無限円柱では  $G_c=0$  となり, 電磁泳動力の影響がなくなる。また単一球の場合が  $G_c=0.75$  であり, その中間に位置している。本研究で解析した2球の場合, 配置の違いによる  $G_c$  の値に関しては, 無限円柱と同様の傾向が得られることが分かった。

無限円柱の3通りの配置による電磁泳動力の相違に関しては, 以下のように考えられる。Fig.12に示すように無限円柱に対する電流の乱れ方は, case 1に対応する場合, 電流と円柱の軸方向が等しいため, 電流の乱れが小さい。case 2に対応する場合, 電流の乱れは  $x$ - $y$  平面内で生じるのに対し, case 3に対応する場合では  $x$ - $z$  平面内で生じる。従ってそれぞれの場合における電流成分は,  $x$  方向の主電流成分  $J_x$  と乱れによる電流成分  $J_y^*, J_z^*$  により次の様に表わせる。

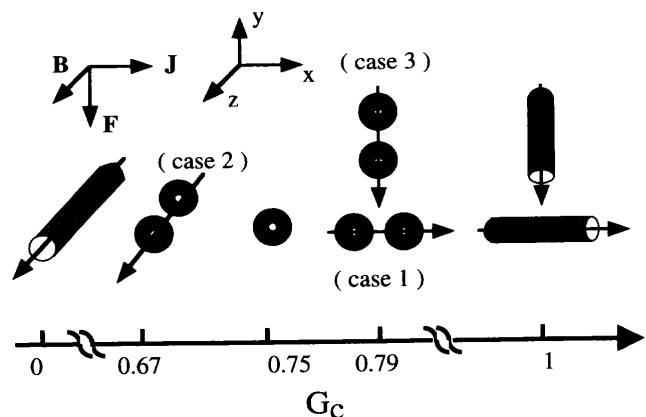


Fig. 11. Schematic illustration of the relationship between  $G_c$  values and the configurations of two particles and cylinders having an infinite length.

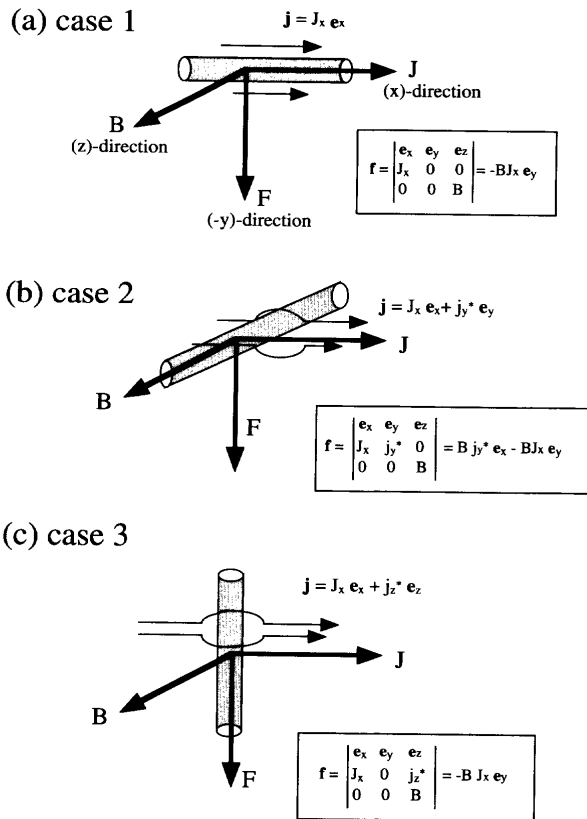


Fig. 12. Schematic illustration of electric current directions around cylinders having an infinite length for three cases.

case 1:  $\mathbf{j} = J_x \mathbf{e}_x$  ( $=\mathbf{J}$ )

case 2:  $\mathbf{j} = J_x \mathbf{e}_x + j_y^* \mathbf{e}_y$

case 3:  $\mathbf{j} = J_x \mathbf{e}_x + j_z^* \mathbf{e}_z$

それぞれの場において、電磁力は次のようになる。

$$\text{case 1: } \mathbf{f} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ J_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} = -BJ_x \mathbf{e}_y$$

$$\text{case 2: } \mathbf{f} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ J_x & j_y^* & 0 \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} = Bj_y^* \mathbf{e}_x - BJ_x \mathbf{e}_y$$

$$\text{case 3: } \mathbf{f} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ J_x & 0 & j_z^* \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} = -BJ_x \mathbf{e}_y$$

case 2に対応する場合、電流の乱れ( $j_y^*$ )が電磁力に影響するが、case 3の場合、円柱による電流の乱れ( $j_z^*$ )が生じて、それは電磁力には影響を与えないことが分かる。従って、case 3とcase 1においては、電流の乱れに起因した電磁泳動力が生じることがない。このため静水圧と同様に  $G_c=1$  となる。それに対し、case 2の場合、 $y$ 方向の電流の乱れが電磁力分布に影響し、その乱れにより生じる表面力が、電磁泳動力とキャンセルするため  $G_c=0$  となる。

本研究において解析を行った2球の場合にも、球が接近するに従い、無限円柱の解析結果と類似した傾向を示すよ

うになり、case 2の配置においては、電磁力方向電流の乱れ成分が  $G_c$  の低下に関与したものと考えられる。

### 8. 結論

直流電磁場中における導電性流体中の非導電性粒子に作用する電磁泳動力に関する数値計算および実験を行い、以下の結果を得た。

(1) 単一球における電磁泳動力を計算したところ、LeenovとKolinによる解析解との間に十分な一致が得られた。

(2) 2球粒子の軸に対して電場、磁場、電磁力のそれぞれが平行な場合に関し、電磁泳動力を算出したところ、2球粒子間には、引力も斥力も作用しないことが分かった。

(3) 電磁泳動力の大きさ( $G_c$ )の値は、2球の軸が電場、電磁力に平行な場合は、単一球の場合より大きくなり、磁場に平行な場合は小さくなるのが計算により予想された。実験によりこの傾向を定性的に確認することができた。

(4)  $G_c$  と2球配置との関係について考察した結果、2球の軸が磁場に平行な場合に  $G_c$  の値が低くなるのが、無限円柱についてのLeenovとKolinの解と同様の傾向であることが分かった。これより  $x$ - $y$  平面内に生じる電流の乱れが  $G_c$  値の変化に関係していると推定された。

最後に本研究の一部は、平成11、12年度文部省科学研究費補助金特定領域研究(B)により行われたものであることを記し謝意を表す。また本研究を遂行するにあたり、東北大学流体力学研究所上野和之博士による貴重な助言を得たこと、また研究室技官和泉莊輔氏、4年生本郷研太氏による実験の補助を得たことに謝意を表す。

### 文 献

- 1) C.Damle and Y.Sahai: *ISIJ Int.*, **35** (1995), 163.
- 2) K.Uemura, M.Takahashi, S.Koyama and M.Nitta: *ISIJ Int.*, **32** (1992), 150.
- 3) L.Wang, H.G.Lee and P.Hayes: *ISIJ Int.*, **36** (1996), 7.
- 4) J.Park, J.Morihira, K.Sassa and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **80** (1994), 389.
- 5) S.Taniguchi and J.K.Brimacombe: *ISIJ Int.*, **34** (1994), 722.
- 6) N.El-Kaddah, A.D.Patel and T.T.Natarajan: *JOM*, **47** (1995) May, 46.
- 7) Y.Tanaka, K.Sassa, K.Iwai and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **81** (1995), 1120.
- 8) A.Aleman, J.P.Argous, J.Barbet, M.Ivanov, R.Moreau and S.Poinsot: French Patent No. 804004430, (1980).
- 9) S.Taniguchi and A.Kikuchi: Proc. 3rd Int. Symp. Electromagnetic Processing of Materials (EPM 2000), ISIJ, Tokyo, (2000), 315.
- 10) P.Gillon: Proc. 3rd Int. Symp. Electromagnetic Processing of Materials (EPM 2000), ISIJ, Tokyo, (2000), 635.
- 11) D.Leenov and A.Kolin: *J. Chem. Phys.*, **22** (1954), 683.
- 12) P.Marty and A.Almany: Proc. Symp. Int. Union, Metallurgical Application of Magnetohydrodynamics, The Metals Society, London, (1982), 245.
- 13) A.D.Patel and N.El-Kaddah: Proc. Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM '94), ISIJ, Tokyo, (1994), 115.
- 14) S.Taniguchi and A.Kikuchi: Proc. Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM '94), ISIJ, Tokyo, (1994), 429.