日本AEM学会誌 Volume 2 Number 3 SEPTEMBER 1994

原著論文

浮揚電磁溶解法

Levitation-Melting Method of Metalic Material

正 榎園 正人（大分大学） 正 戸高 孝（大分大学）
学 横地 一匡（大分大学） 非 和田 義彰（電気興業）
非 松本 勲（電気興業）

Masato ENOKIZONO, Faculty of Engineering, Oita University, Dannoharu 700 Oita-shi Oita 870-11 JAPAN
Takashi TODAKA, Oita University,
Kazumasa YOKOJI, Oita University,
Yoshiaki WADA, R & D Department, High Frequency Applications Div., Denki-Kogyo Co., Ltd., 4052-1 Nakatsu-Sakuradai, Aikawa-Machi, Kanagawa 243-03
Isao MATSUMOTO, Denki-Kogyo Co., Ltd.,

Levitation-melting method is wellknown as the new technique by metal melting without contamination. However, this method has some problems. Particularly, these are a difficulty of controlling temperature and a restriction of the levitating quantity. We consider that both experimental and analytical examination are necessary for solving these problems. This paper present levitation-melting method of induction furnace. In the experiment, we can clear the movement of levitating metal. We apply three-dimensional analysis of the method to levitating movement and calculate using boundary element method.

Key Words : Levitation, Melting, Boundary Element Method, Moving Simulation

1 はじめに

現在の溶解技術は被溶解金属とるつぼとの間に化学反応が起こり、金属の純度の低下につながる。金属の高級化、あるいは新素材の開発を指向する研究が盛んになると、溶解技術は極めて重要になる。そこで、るつぼとの化学反応を避けるために考えだされた新しい溶解法として、金属を空中に浮かして溶かす浮揚電磁溶解がある。しかしこの溶解法には多くの課題が残されており、特に温度制御の困難性や溶解量が少ないことがあげられる[1]。

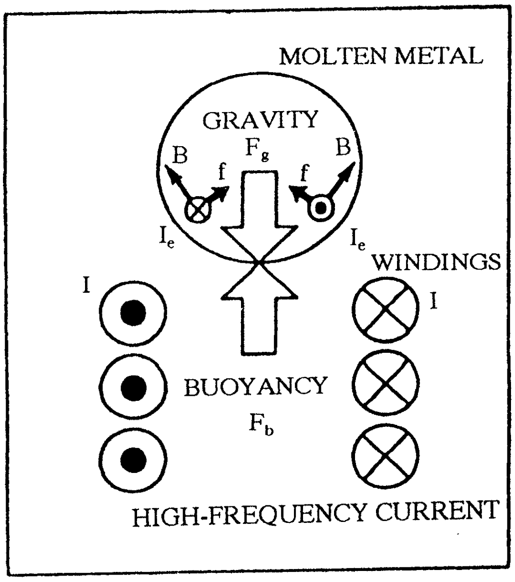
現在、浮揚電磁溶解の研究は、実験的検討の段階にとどまった実用化への基礎的研究が進められているが、この実験的検討を行うには多額の費用や労力が必要となる。そこでこれらの問題を省くために、実験的検討だけでなく解析的検討も必要となってくる。そこで本研究においては、浮揚電磁溶解の実験結果に基づいて考え出された、三次元境界要素法と運動方程式を用いたシミュレーションによって、浮揚電磁溶解の実用化に向けての基礎的研究が行われている。

2 実験的検討

浮揚電磁溶解の原理図はFig. 1に示す通りであるが、実際に未知の部分が多く残されている。したがって、浮揚電磁溶解の研究を進めるにあたっては実験的検討が非常に重要となってくる。

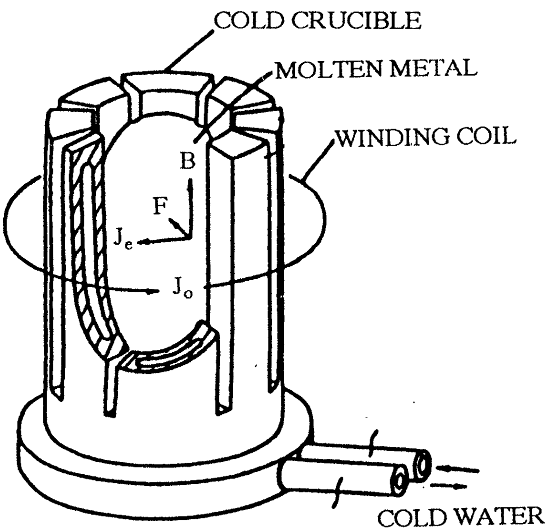
我々はコールドクルシブル法による浮揚電磁溶解の実験を行った。その概略図はFig. 2に示す[1]。コールドクルシブルは導電性金属であり渦電流が発生するため加熱されやすく、水により冷却が必要である。同時にうず電流により磁場が発生するので、浮揚金属との間に磁気圧が発生する。我々の実験では、コールドクルシブルの形状を変えることにより大幅な浮力増大を達成することができた。

またこの実験にて、我々は浮揚運動を観察することもできた。これによると、浮揚運動は変位運動のみでなく回転運動も含まれることが確認できた。このことは従来の解析において、取り上げられた例が無く、三次元の温度場解析等を進めていく上で重要となると我々は考える。



f : Electromagnetic force
B: Magnetic flux density
I_e: Eddy current

Fig. 1 Roughly Model of Levitation-Melting Furnace



B : Magnetic flux density
F : Lorentz force
J_e : Eddy currents
J_o : Exciting current (high frequency)

Fig. 2 Cold Crucible Model for Experiment

3　三次元解析における定式化

この研究においての解析を三次元場で行う理由は、浮揚電磁溶解の運動メカニズムを解析的に明らかにするためである。この解析には境界要素法を用いるが、その理由として、複雑な境界形状の取り扱いでも次元が一次元下がり境界上の分割で良い上、特にシミュレーションの際境界の移動だけで良く、境界の位置がいかなる所に移動しても解析が可能であるので、極めて簡単であることがあげられる[2]。ここでは解析領域を空気領域と導電領域とに分けられる。

Maxwellの電磁方程式を変形することにより、導電領域には次のような支配方程式が与えられる[3]。

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{A}} = -\mu\, \hat{\mathbf{J}}_e \tag{1}$$

$$\hat{\mathbf{J}}_e = \sigma\{-j\omega\hat{\mathbf{A}} + (\mathbf{v}\times\hat{\mathbf{B}})\} \tag{2}$$

ここで、$\hat{\mathbf{A}}$は磁気ベクトルポテンシャル、$\hat{\mathbf{J}}_e$は渦電流密度、μは透磁率、ωは角周波数、σは導電率、$\mathbf{v}$は浮揚金属の速度、$\mathbf{B}$は磁束密度である。また、三次元場であることから、$\hat{\phi}$は渦電流を定義するための電位とすると、ローレンツゲージ($\nabla\cdot\hat{\mathbf{A}} = -\mu\sigma\hat{\phi}$)を定義することができ、その結果ベクトルグリーンの定理を用いることが可能である。そして次式のように表わすことができる。

$$C_i\hat{\mathbf{A}}_i + \int_s \left[\left(\nabla\hat{A}^*\cdot\mathbf{n}\right)\hat{\mathbf{A}} - \left(\nabla\hat{A}^*\times\mathbf{n}\right)\times\hat{\mathbf{A}}\right]dS$$
$$= \int_s \hat{A}^*\hat{\mathbf{Q}}dS - \mu\sigma\int_s \hat{A}^*\mathbf{n}\hat{\phi}\,dS$$
$$+\mu\sigma\int_v \hat{A}^*\left(\mathbf{v}\times\hat{\mathbf{B}}\right)dV \tag{3}$$

なお、

$$C_i = \int_s \frac{\mathbf{r}\cdot\mathbf{n}}{4\pi r^3}dS\text{、} \tag{4}$$

$$\hat{A}^* = \frac{\exp\left(\sqrt{j}kr\right)}{4\pi r}\quad\left(k = \sqrt{\omega\mu\sigma}\right) \tag{5}$$

$$\hat{\mathbf{Q}} = \left(\nabla\times\hat{\mathbf{A}}\right)\times\mathbf{n} \tag{6}$$

ここで、$\mathbf{n}$は境界面上の単位法線ベクトルである。

同様に空気領域の支配方程式は、次のように与えられる。

$$\nabla^2\hat{\mathbf{A}} = -\mu_0\,\hat{\mathbf{J}}_o \qquad (7)$$

ここでμ_0は真空透磁率、$\hat{\mathbf{J}}_o$はコイルを流れる電流の密度である。この式についてもベクトルグリーンに代入すると、

$$C_{oi}\hat{\mathbf{A}}_i + \int_S \left[(\nabla A^*\cdot\mathbf{n})\,\hat{\mathbf{A}} - (\nabla A^*\times\mathbf{n})\times\hat{\mathbf{A}}\right] dS = \int_S A^*\,\hat{\mathbf{Q}}_0 dS + \mu_0\int_V A^*\hat{\mathbf{J}}_o\, dV \qquad (8)$$

となる。なお、

$$C_{oi} = 1 - C_i \qquad (9)$$

$$A^* = \frac{1}{4\pi r} \qquad (10)$$

$$\hat{\mathbf{Q}}_0 = -\frac{\mu_0}{\mu}\,\hat{\mathbf{Q}} \qquad (11)$$

（3）式と（8）式を連成することによって、未知数は$\hat{\mathbf{A}}$、$\hat{\mathbf{Q}}$、$\hat{\phi}$の三つが残る。しかしこのままでは未知数の数が積分方程式の数より多くなるので解くことができない。そこで$\hat{\phi}$についての境界積分方程式を考える必要がある。

導電領域の$\hat{\phi}$に関する支配方程式は次のように与えられる。

$$\nabla^2\hat{\phi} - j\omega\mu\sigma\hat{\phi} = 0 \qquad (12)$$

$\hat{\phi}$はスカラーであるので、この場合（1）式や（6）式とはちがい、スカラーのグリーンの定理に当てはめると、次のような積分方程式になる。

$$C_i\hat{\phi}_i + \int_S \left(\nabla\hat{\phi}^*\cdot\mathbf{n}\right)\hat{\phi}\, dS = \int_S \hat{\phi}^*\left(\nabla\hat{\phi}\cdot\mathbf{n}\right) dS \qquad (13)$$

$$\hat{\phi}^* = \frac{\exp(\sqrt{j}kr)}{4\pi r} \qquad (k = \sqrt{\omega\mu\sigma}) \qquad (14)$$

(3)、(8)、(13)式の境界積分方程式を解くことにより、境界上の$\hat{\mathbf{A}}$と$\hat{\mathbf{Q}}$を求めることができ、この計算値を用いて任意の点での磁束密度を算出することができる。さらに磁束密度を次式のMaxwellの応力計算法を用いて力の計算ができる。

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\mu_0}\int_V (\mathrm{rot}\mathbf{B})\times\mathbf{B}\, dV \qquad (15)$$

ここで計算された力を運動方程式の中に組み入れることによって、浮揚運動のシミュレーションが可能となり、次のようになる。

$$\mathbf{a} = \mathbf{F}/m - \mathbf{g} \qquad (16)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{a}\Delta t \qquad (17)$$

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 + \mathbf{v}_0\Delta t + \mathbf{a}(\Delta t)^2/2 \qquad (18)$$

ここで、$\mathbf{a}$は物体の加速度、mは物体の質量、$\mathbf{g}$は重力加速度、$\mathbf{v}_0$は初速度、Δtは時間ステップ幅、$\mathbf{s}$は物体の重心位置で、$\mathbf{s}_0$はその初期値である。また、ここでは回転運動も考慮するので、次式が与えられる。

$$\mathbf{N} = \mathbf{r}\times\mathbf{F} \qquad (19)$$

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_0 + \mathbf{N}\Delta t/I \qquad (20)$$

$$\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\theta}_0 + \boldsymbol{\omega}_0\Delta t + \mathbf{N}(\Delta t)^2/2I \qquad (21)$$

$\mathbf{N}$は力のモーメント、$\mathbf{r}$は物体の重心から表面までの位置ベクトル、$\boldsymbol{\omega}$は回転運動における角速度で、$\boldsymbol{\omega}_0$はその初期値、$\boldsymbol{\theta}$は回転角で、$\boldsymbol{\theta}_0$はその初期値である。また、Iは慣性モーメントで、物体の形状や回転軸の位置によって決まってくる数値で、球の場合は、

$$I = \frac{2}{5}m|\mathbf{r}|^2 \qquad (22)$$

で与えられる。これらの運動方程式を用いて浮揚物体の位置を変えて、時間幅Δtのステップバイステップ法によって繰返し計算をすることによって浮揚運動のシミュレーションが可能となる。

4 解析結果と検討

解析モデルはFig. 3に示す通りで、励磁コイルと被溶解金属とで構成されている。励磁コイルは6回巻とし、端子からのリード部も考慮している。また被溶解金属は、被透磁率を1.0、導電率を6.13×10^7 S/mと設定する。解析条件は、励磁電流を1.5 kA、電流周波数を10 kHzとする。また、励磁コイルの中心位置の座標を$x_0=0$、$y_0=0$、$z_0=0$とする。

このモデルと条件によって得られた解析結果を

以下に示す。Fig. 4 は浮揚物体の初期位置 z_0 における浮力の大きさを示すグラフである。これをもとにして進め、Fig. 5 は $z_0 = 3.2$ cm とした時の浮揚運動シミュレーションによる変位と速度の分布である。又、Fig. 6 は浮揚運動の様子である。これより浮揚物体の運動の様子、特に回転運動の様子が分かる。これらの理由として、コイルの形状等、解析領域が完全な軸対称ではないことがあげられる。Fig. 7 は z_0 の位置を変えた時の浮揚運動の様子を表すグラフである。これによると、浮揚運動はほぼ周期的な運動をすることが分かる。又、高すぎたり低すぎたりした場合はいずれも落下する。

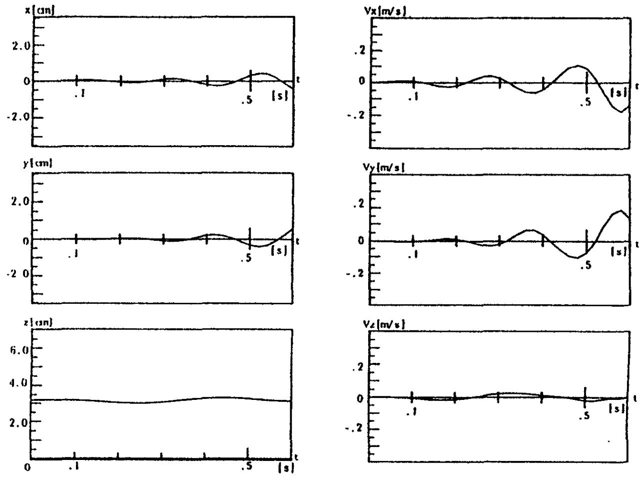


Fig. 5 Time-dependence of the position and of the velocity ($z_0 = 3.2$ cm)

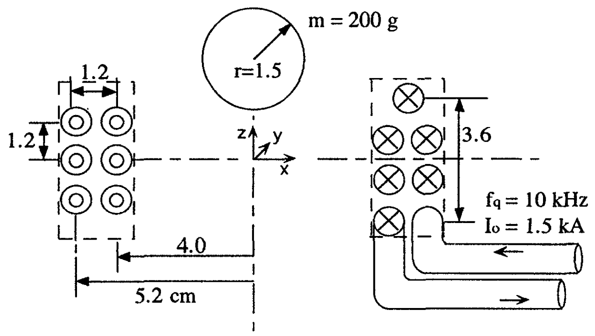


Fig. 3 Analyzing Model

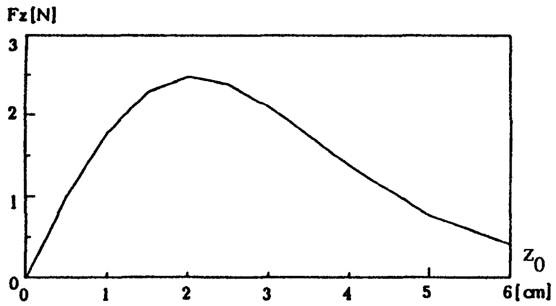


Fig. 4 Buoyancy F_z vs. position of the center of levitating metal z_0 (v=0)

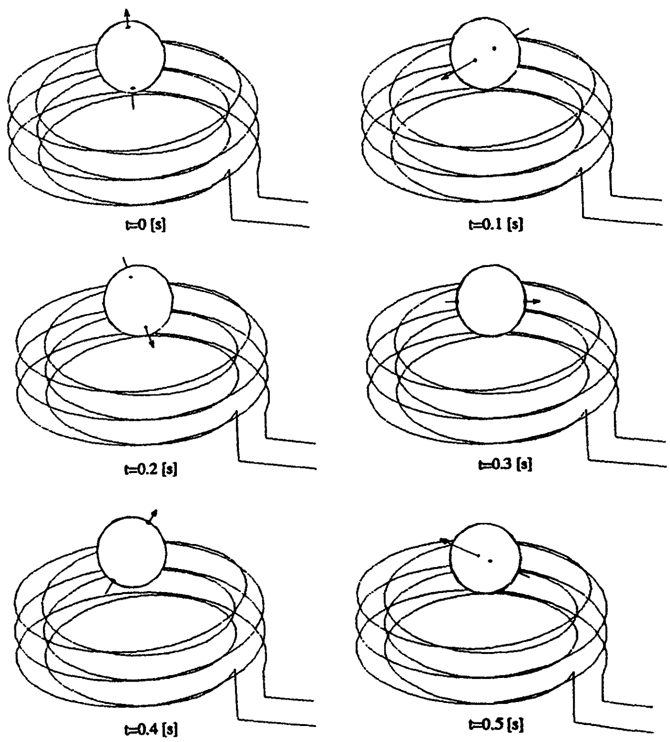


Fig. 6 Simulation of the levitating movement ($z_0 = 3.2$ cm)

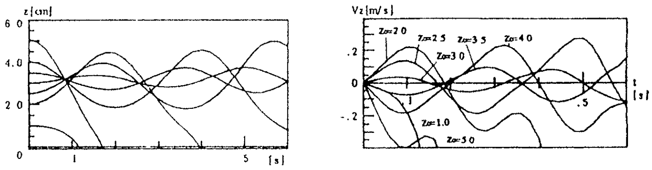


Fig. 7　Time-dependence of the position and of the velocity

5　結論

今回の研究では浮揚電磁溶解の運動メカニズムを実験によって明らかにし、又、三次元境界要素法と運動方程式の連成により浮揚運動を解析的にも明らかにすることができた。今後の課題は、コールドクルシブルを挿入した時の解析を進めていく予定である。

（１９９４年３月１６日受付）

参考文献

[1]　松本勲、石井薪悟「金属材料の空中浮揚溶解法」電興技報　No.25 (1991)

[2]　榎園正人「境界要素解析」pp.9-10、培風館 (1986)

[3]　M. Enokizono and T. Todaka, "Approximate Boundary Element Formulation for High-Frequency Eddy Current Problem," IEEE Trans. on Magn., vol. 29, No. 2 (1993), pp. 1504-1507