

磁場による磁性流体界面形状の変形に関する研究

濱田 聡美 *・神山 新一 **

坪田 誠 *・山崎 堯右 *

(* 農学部機械工学研究室・** 東北大学高速力学研究所)

The Interfacial Form of the Magnetic Fluid under Nonuniform Magnetic Field

Satomi HAMADA *, Shinichi KAMIYAMA **,
Makoto TSUBOTA *, Takasuke YAMASAKI *

* *Laboratory of Mechanical Engineering, Faculty of Agriculture*

** *Institute of High Speed Mechanics, Tohoku University*

Abstract: This paper deals with the interfacial form of the steady magnetic fluid under nonuniform magnetic field.

We treated the interfacial form of the magnetic fluid within an acrylic case. The magnetic fluid is exposed to the magnetic field by a permanent magnet outside the case and is shaped by it.

The calculated interfacial form of the magnetic fluid agrees well with the experimental form. The result shows that this calculation method is effective to expecting the interfacial form of the magnetic fluid approximately.

緒 言

近年、磁性流体は磁場下での特異な流体の性質を利用して、各種の機器への応用が検討されるようになってきている。従来の応用ではおもに磁石による流体の空間保持や流動制御が検討されてきており、今後高速液流下での利用が期待され、その性質上、気液界面形上の変形を有効に利用することも今後期待される。その意味からも磁石近傍でのそういった液体の界面の静水力学的挙動を把握することは重要であると考えられる¹⁾²⁾。これまでも、気液界面の形状への磁場の影響に関しては、主として一様磁場下の界面の不安定現象の解明のために多く行われてきている³⁾⁴⁾が、非一様磁場下での界面の変形については単純な場合を除いては、まだ十分検討は行われているとは言いがたいのが現状である。

本研究は、磁性流体の非一様磁場下での界面の挙動を明らかにするための基礎研究として、印加磁場勾配下での静止磁性流体内に比較的大きい気泡が存在する場合の鉛直方向気液界面形状について理論的ならびに実験的に検討を行ったものである。

記 号

- H : 磁場の強さ
 - k : ボルツマン定数
 - M : 磁化の強さ
 - M_0 : 印加磁石の磁気モーメント
 - m : 磁性流体粒子の磁気モーメント
 - n : 粒子濃度
 - R : 界面の曲率半径
 - r : 任意点から磁極中心までの距離
 - r' : 図1の記号に従う動径, $\alpha, \beta, \theta, \phi$ は図1中の角度
 - T : 絶対温度
 - x : 図1中の水平方向距離
 - z : 図1中の鉛直方向距離
 - μ : 透磁率, μ_0 : 真空の透磁率
 - ρ : 流体の密度
 - σ : 表面張力
 - χ : みかけの磁化率
- 添字 a, b : 図1中 a, b 点の状態, 0 : 磁性流体の水平自由界面の基準点, n : 界面の法線方向を示す。

計 算 式

ここでは、図1に示すような弱い磁石近傍に置かれた磁性流体が磁気力によって引き上げられ界面形状が変化する様相を理論的に考えることにする。磁石に対する位置の記号は図1に示す。

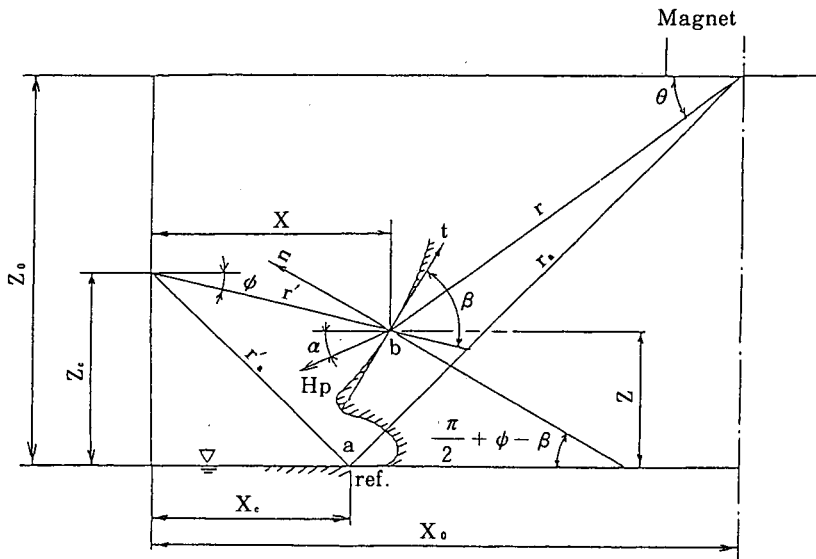


図1 磁性流体気液界面付近の記号の説明

ここで磁石近傍の磁場の強さと方向を近似的に磁気双極子まわりの場で表現して次式で与えることにする。

$$H = \frac{M_0}{4\pi\mu_0 r^3} \sqrt{1+3\cos^2\theta}$$

$$\alpha = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \tan\theta \right\} + \theta \quad (1)$$

これによって点bにある磁性流体について、マクスウェルの界面の磁気応力を考慮して、基準面aとの間でベルヌーイの式をたてる¹⁾³⁾⁴⁾と、静止状態では

$$\rho g(z_b - z_a) = -\mu_0 \int_{H_a}^{H_b} M dH - \frac{\mu_0}{2} [M_{a0}^2 - M_{b0}^2] - \sigma \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_a} \right) \quad (2)$$

$$\text{ただし, } R^{-1} = \left(r'^2 + 2 \left(\frac{dr'}{d\phi} \right)^2 - r' \frac{d^2 r'}{d\phi^2} \right) / \left\{ r'^2 + \left(\frac{dr'}{d\phi} \right)^2 \right\}^{3/2} \quad (3)$$

$$M_a = M \cos(\alpha + \pi/2 + \phi - \beta) \equiv M \cos \zeta \quad (4)$$

$$M = nm(\coth \xi - 1/\xi) \quad (5)$$

$$\xi = \mu_0 m H_i / kT \quad (\text{添字 } i \text{ は磁性流体内部}) \quad (6)$$

$$x = r' \cos \phi \quad (7)$$

$$z = z_c + r' \sin \phi \quad (8)$$

$$r = \left\{ (z_0 - z_c - r' \sin \phi)^2 + (x_0 - r' \cos \phi)^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

$$\theta = \cos^{-1} \left\{ (x_0 - r' \cos \phi) / r \right\} \quad (10)$$

$$\beta = \tan^{-1} \left\{ r' / (dr'/d\phi) \right\} \quad (11)$$

が成立する。上式(2)中、右辺最後の項に曲率による表面張力の効果を考慮してある。

いま、弱磁場として式(5)の代わりに $M = \chi H_0 \dots$ (12) を用い、表面張力を無視し、式(1)を式(2)に代入した上で、基準長さ X_0 で無次元化すれば次式を与える。

$$z' + \Omega \left\{ (\chi + \chi^2 \cos^2 \zeta_a) \left(\frac{1 + 3\cos^2 \theta_a}{\tilde{r}_a^6} \right) - (\chi + \chi^2 \cos^2 \zeta_b) \left(\frac{1 + 3\cos^2 \theta_b}{\tilde{r}_b^6} \right) \right\} = 0 \quad (13)$$

ただし、

$$\Omega \equiv \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{M_0^2}{4\pi\mu_0} \right) / (\rho g X_0^7) \quad (14)$$

$$\tilde{r} \equiv r / X_0^7, \quad z' \equiv z / X_0 \quad (15)$$

いま、希釈した磁性流体が弱磁場下に置かれた場合、 $\chi^2 \ll 1$ ゆえ上式中 χ^2 の項を省略すれば、次式を与える。

$$z' = B \left(\frac{1 + 3\cos^2 \theta_a}{X_0^7 \tilde{r}_a^6} \right)^2 \left[\frac{\tilde{r}_b^6 (1 + 3\cos^2 \theta_b)}{\tilde{r}_a^6 (1 + 3\cos^2 \theta_a)} - 1 \right] \quad (16)$$

式(16)の z' と式(7)から X' ($\equiv X/X_0$) の関係が求まり、磁性流体の界面形状を与えること

になる。

実験装置と方法

図2に実験装置の概略を示す。磁性流体は高さ9.6mm，奥行6mm，幅68.8mmの透明アクリル樹脂製容器内に封入し，適宜取り入れ口から空気泡を入れた。磁性流体は水ベース20%重量濃度で，15°Cで密度 1198kg/m^3 ，表面張力 $3.552 \times 10^{-2}\text{N/m}$ ，飽和磁化 $170\text{Gs}/8\text{kOe}$ のものを用いた。

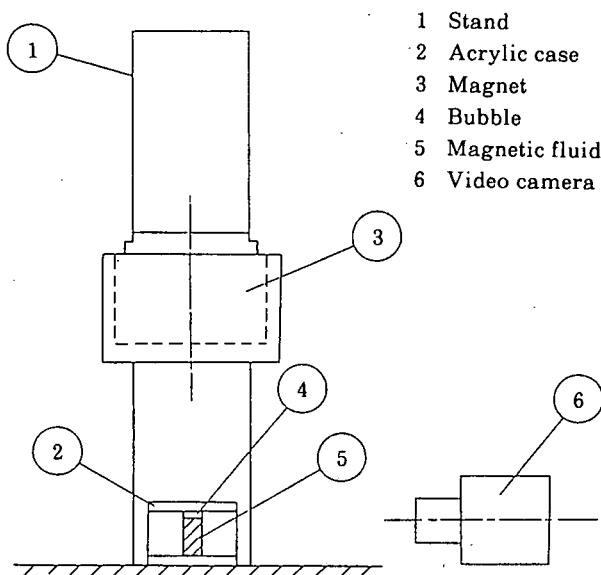


図2 実験装置の概略図

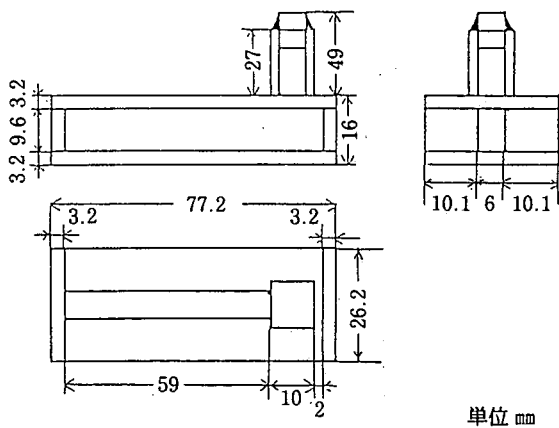


図3 磁性流体封入容器の寸法

供試磁石は幅 21mm, 長さ 86mm の幅方向 1/2 で N-S がわかれ, 側面から見たほぼ中央付近の磁力線分布を砂鉄により示すと写真 1 の様になる。また写真 1 で磁石の磁極 NS の境の中心線上真下 60mm のところで $12 \times 10^{-4} \text{T}$ の磁束密度であった。このような場で磁極の奥行方向中央付近に磁性流体を封入した容器を近づけると写真 4 に示すような界面形状となった。これを側面からビデオカメラで撮影し記録した。

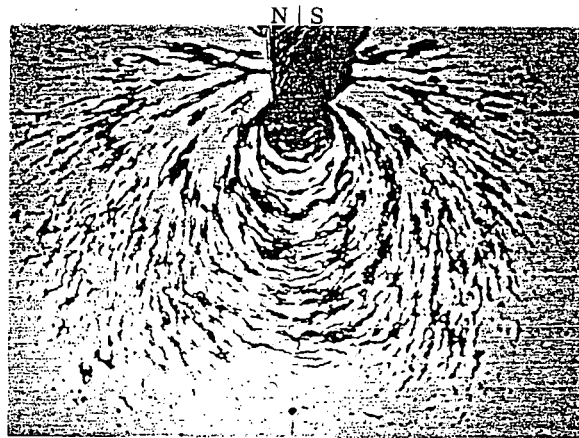


写真 1 供試永久磁石付近の磁力線分布

計算値との対比

式 (16) と実測界面形状との対比を行うために, 同一画面上の界面形状の中から曲率無限大となる 2 点の位置を求め, 式 (16) 中のパラメータ B を求め, $B = 6.35 \times 10^{-16}$ をえた。この B は磁石と界面形状とに関係ないとみなし (反磁場係数, 表面張力などを無視), 他の異面形状との対比にもすべてこの B の同一の値を用い, 式 (16) によって計算した形状を図 4 に示す。写真と重ねても実験値同様な値となった。わずかに両者の違いが認められるものの, 容器奥行方向へのぬれによる曲率をもった界面があること, さらに漆黒のため 3 次元的な形状の正確な観測が不可能なことから, 本論議以上の計算値との対比は困難と判断される。

結 言

以上, 実測と計算値によって求めた静的な磁性流体界面形状にあたる磁場の影響は, 近似的にここで取り扱った手法によって予測することができることが判明した。今後, 磁性流体界面形を利用した各種応用機器の理論解析に資するものと判断する。

文 献

- 1) 神山・下飯坂: 磁性流体とその応用, 機誌, 88 (799), 596-602 (1985).
- 2) 棚橋・灘口: 磁性流体を用いたエネルギー変換システム, ターボ機誌, 13 (12), 41-745 (1985).
- 3) Berkosky, B., Bastovoi, V., Mikhalev, V., and Rex, A.: Experimental study of the stability

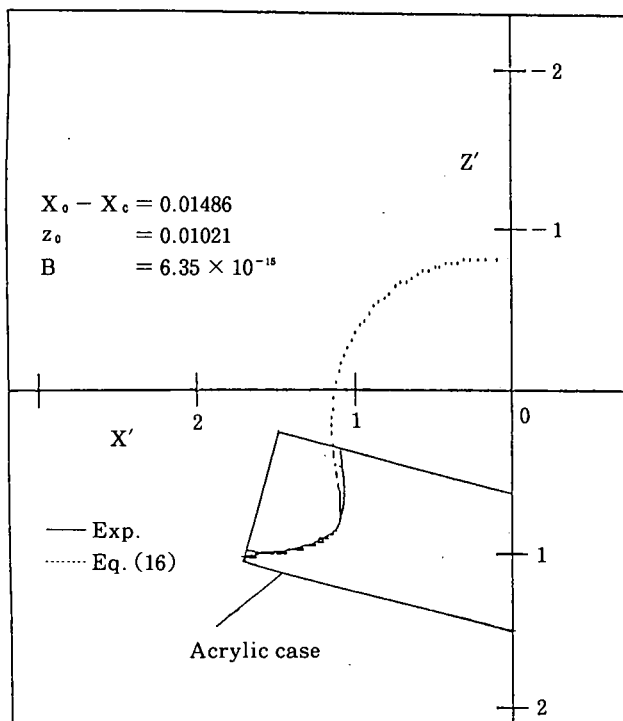


図4 (a) 磁性流体気液界面形状の計算値と実測値との対比

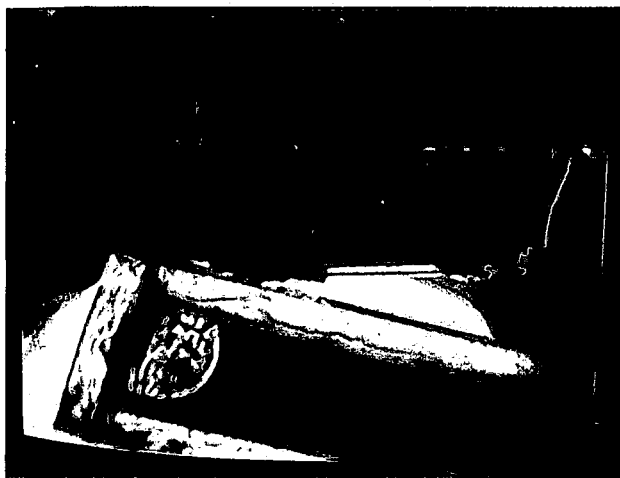


写真2 (a) 磁性流体気液界面形状

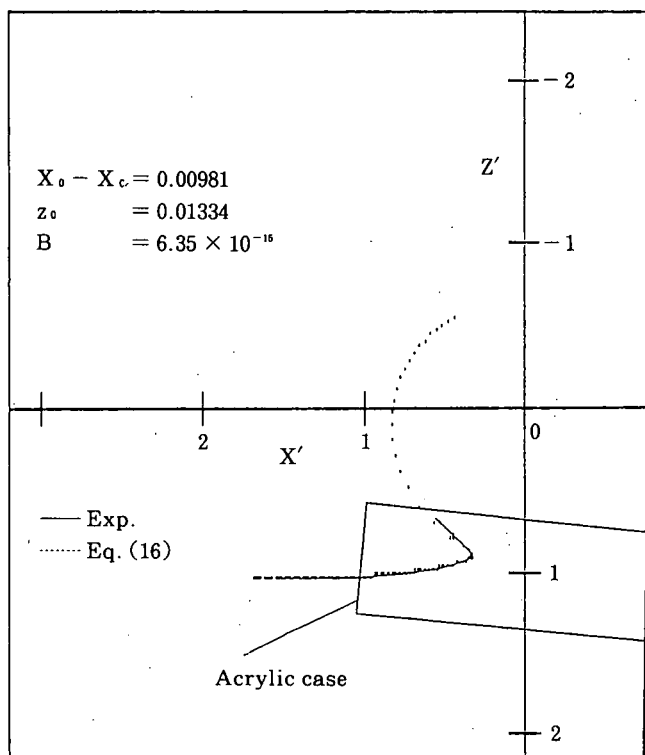


図4 (b) 磁性流体気液界面形状の計算値と実測値との対比

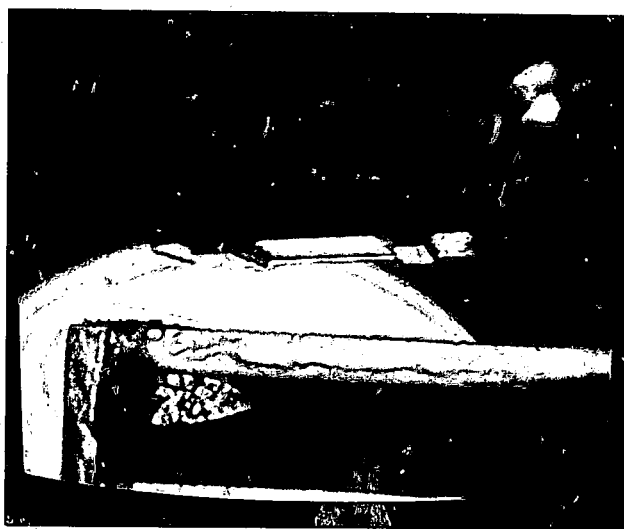


写真2 (b) 磁性流体気液界面形状

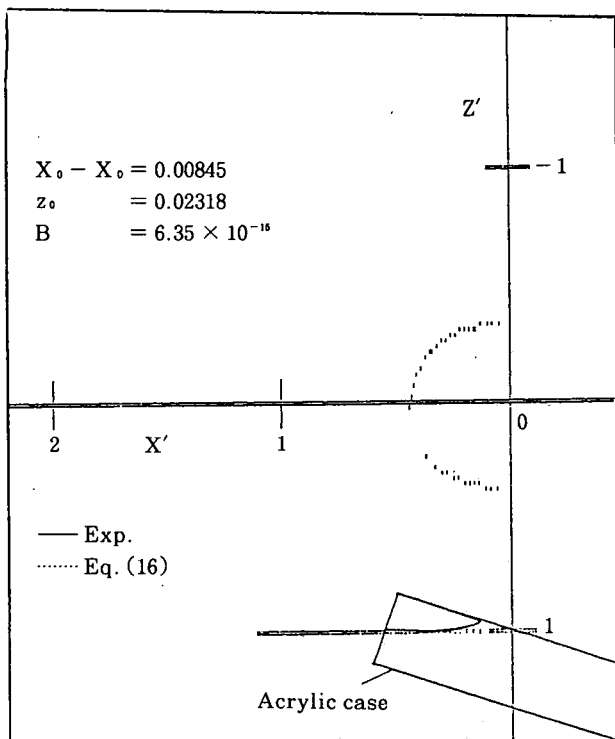


図4 (c) 磁性流体気液界面形状の計算値と実測値との対比



写真2 (c) 磁性流体気液界面形状

- of bounded volumes of magnetic fluid with free surface. 4 th International Conference on Magnetic Fluids Abstracts, p. 50-51 (1986).
- 4) Rosensweig, R. E., Ferrohydrodynamics: p. 116, Cambridge Univ. Press (1985).
 - 5) Arkhipenko, V. I., Barkov, Yu. D., and Bastovoi, V. G.: Magneto hydrodynamics, 14(3), p. 373 (1978).
 - 6) Woodson, H. H. and Melcher, J. R., (大越・二宮訳): 電気力学Ⅲ, 産業図書 (1971).
 - 7) 大場他, 文部省科研B成果報告書, 東北大学速研 (1985).

(昭和63年9月30日受理)

(昭和63年12月27日発行)