

間欠型交流磁場印加に伴い溶融金属自由表面上に 励起される表面波動の伝播特性

千野 靖正*・岩井 一彦*²・浅井 滋生*²

Propagation Characteristics of Surface Wave on Free Surface of a Molten Metal Induced by Imposition of Intermittent Alternating Magnetic Field

Yasumasa CHINO, Kazuhiko IWAI and Shigeo ASAI

Synopsis : In order to increase an interfacial area for the promotion of mass transfer in refining processes, a new method exciting surface wave on a molten metal has been proposed in the way introducing an intermittent alternating magnetic field with the stepwise change of amplitude. For investigating characteristics of the induced surface waves, their behavior on a liquid gallium was measured by use of a laser level sensor and a high speed camera by changing values of a magnetic field and an intermittent frequency. Increase in the amplitude of the magnetic field provided a liquid metal disturbance, which propagated on the liquid metal surface to a center of a vessel with a constant velocity, in the vicinity of a wall. Although, propagating velocity of the surface wave slightly increased at a center of a vessel. Propagating velocity of the surface wave increased with increasing in the magnetic field and was independent of the intermittent frequency. Both the width and the height of the surface wave increased during its propagation from the wall to the center so as to keep the constant wave volume. Increase in the magnetic field changed the height and the volume of the wave while the wave width was kept constant. Increase in propagating velocity of the surface wave might be caused by increase in the height of surface wave. A part of characteristics of surface wave could be explained by Stokes wave theory.

Key words : steel making; intermittent alternating magnetic field; electromagnetic processing of materials; wave excitation on molten metal; continuous casting; application of electromagnetic force; free surface control.

1. 緒言

溶融金属への電磁場の印加は力と熱の付与を非接触で行うことを可能にする。そのため、取鍋内電磁攪拌¹⁻³⁾、回転磁場を利用したタンディッシュでの介在物除去⁴⁾、コールドクルーシブルを利用した融解・精錬^{5,6)}等が精錬プロセスとして比較的早い時期から実操業に利用されてきた。また、スラグ・メタルの接触界面積を増加させることは精錬処理速度の増加に直接つながることから、電磁力により自由表面において波動を積極的に生じさせる試みがこれまでになされてきた。大島ら⁷⁾は静磁場に電極を介して交流電流を重畳印加するプロセスを提案した。また、Galpin, Fautrelleら⁸⁻¹¹⁾は低周波磁場を印加して自由表面を加振し、生成した波動を分類するとともに、加振によりスラグ・メタル間の物質移動が促進することを明らかにした。

著者らは自由表面の形状および界面積を制御するために間欠型交流磁場¹²⁾を用いて自由表面を加振する新たなプロセスを提案した^{13,14)}。間欠型交流磁場とはFig. 1に示すように、小さな磁場振幅 B_{min} (実効値) の期間と大きな磁

場振幅 B_{max} (実効値) の期間が周期 $\tau (=1/f_i)$ (以下 τ を間欠周期、 f_i を間欠周波数と呼ぶ) で繰り返されるAM変調磁場の一種である。なお、振幅の大きな波の占める時間的割合は印加時間比 D で示す。間欠型交流磁場の搬送波を十分高く設定し、磁場浸透厚みを容器サイズよりも十分に小

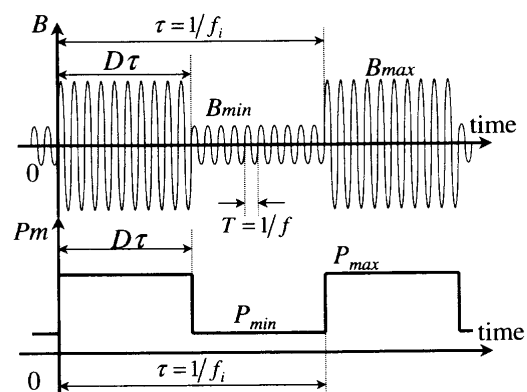


Fig. 1. Wave pattern of an intermittent alternating magnetic field and induced electromagnetic pressure and in a conductive material.

平成13年3月14日受付 平成13年6月7日受理 (Received on Mar. 14, 2001; Accepted on June 7, 2001)

* 産業技術総合研究所基礎素材研究部門 (Institute for Structural and Engineering Materials, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), 1-1 Hirate-cho Kita-ku Nagoya 462-8510)

* 2 名古屋大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Nagoya University)

さい値にした時、本磁場が印加された熔融金属表面には見かけ上、 P_{min} , P_{max} の電磁圧が間欠周期 τ で印加されることになる。すなわち、磁場の振幅が切り替わる周期を熔融金属の粘性および慣性が追従できる周期に設定することにより、所定の周期の外力を熔融金属に作用させることが可能となる。実作業における大型取鍋内熔融金属の加振を想定した時、本方法は低周波磁場印加と比較し、低電流で熔融金属自由表面を加振が可能であること、コンデンサー等の付帯設備が小規模に抑えることが可能であること等の利点を有していると考えられる¹³⁾。

前報¹⁴⁾では、間欠周波数と同周期で誘起される電磁圧の増加に対応して壁面近傍より表面波動が生成すること、本磁場印加時の自由表面全体の変動が壁面近傍より生成する表面波動の挙動に大きく依存すること、表面波動が生成する周期（間欠周期 τ ）を変化させることにより、自由表面の形状および界面積を制御しうることを明らかにした。自由表面全体の形状をより精緻に制御するためには、磁場印加時に壁面近傍より自由表面上に生成する表面波動自体の特性を詳細に調査する必要がある。本報では各条件における、その表面波動の挙動について実験により調査したので報告する。

2. 実験条件

装置図を Fig. 2 に示す。内径46mmの亚克力製円筒容器内に約0.8kgの熔融ガリウムを深さ約80mmまで注入し、熔融ガリウムの自由表面が内径80mmの4ターンコイルの上面に一致するようにコイル高さを設定した。そして、搬送波30kHzの間欠型交流磁場を Table 1 に示す条件で熔融ガリウムに印加した。

円筒容器内に生成する表面波動の固有振動数は(1)式で表される¹³⁾。

$$f_{lm} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{gk_{lm} \tanh(k_{lm}h)} \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 k_{lm} は1次の第1種ベッセル関数 J_l の微分が零 ($dJ_l(x)/dx=0$) となる第 m 番目の正根 β_{lm} と容器半径 R との比 ($k_{lm} = \beta_{lm}/R$) であり、 m は半径方向の波のモード、 l は方位角方向のそれを表す。この実験装置において最も明確に観測された固有振動数は、方位角方向に0次、半径方向に1次の $f_{01} = 6.4\text{Hz}$ であった^{13,14)}。これは円周方向にほぼ均一の電磁圧が熔融金属に作用したためである。ここでは間欠周波数を固有振動数よりも十分低い1Hz、固有振動数近傍の5, 7, 9Hzに設定し、間欠周波数が表面波動に及ぼす影響を調査するとともに、小さな磁場振幅の実効値 B_{min} を0.009Tと固定し、大きな磁場振幅の実効値 B_{max} を0.016T, 0.02T, 0.027Tと変化させた時に励起する表面波動を測定し、 B_{max} の影響について調査した。

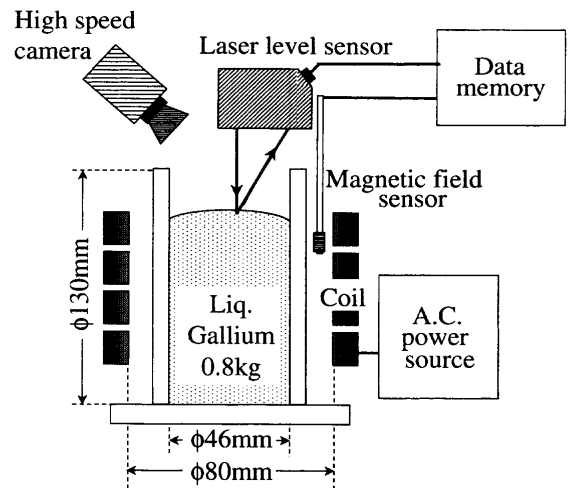


Fig. 2. Schematic view of experimental apparatus.

Table 1. Experimental conditions of intermittent alternating magnetic field.

Carrier frequency : f	30kHz
Intermittent frequency : f_i	1, 5, 7, 9Hz
Maximum effective value of magnetic field: B_{max}	0.016, 0.02, 0.027T
Minimum effective value of magnetic field: B_{min}	0.009T
Time ratio of B_{max} to intermittent period : D	0.5

表面波動と磁場波形の関係の調査に当たっては、磁場センサーから得られる磁場振幅の時間変化とレーザー変位計より得られる自由表面の上下振動をデータメモリーに同時に記憶させた。また、自由表面の測定位置は半径方向に6点とした。一方、熔融ガリウム自由表面の上部に設置した高速度カメラにより磁場印加時の表面波動の形状を測定した。ガリウム自由表面の測定に使用したレーザー変位計の分解能は10 μ m, サンプリング周波数は1kHz, 高速度カメラのサンプリング数は600fps (コマ/秒) であった。

3. 実験結果

3.1 表面波動の伝播速度

間欠周波数 f_i を1Hz, 大きな磁場振幅の実効値 B_{max} を0.02Tとした時の磁場の実効値 B_e の時間変化と半径方向の3ヶ所における自由表面の変位 η の時間変化を併せて Fig. 3 に示す。なお $\eta=0$ は磁場無印加時の自由表面高さを示し、磁場振幅が増加に転ずる時刻を $t=0\text{s}$ とした。

壁面近傍に相当する $r=21\text{mm}$ では、磁場振幅の増加直後に自由表面の変位は急激な低下を呈する (図中A点)。 $r=13\text{mm}$ での自由表面は $r=21\text{mm}$ でのその低下とほぼ同時刻に上昇し始め、約0.05秒後に極大値を取った後に下降を開始する (図中B点)。 $r=0\text{mm}$ では、 $r=13\text{mm}$ と同様に、磁場振幅の増加とともに自由表面の変位は上昇を開始し、約0.1秒後に下降し始める (図中C点)。

先の報告¹⁴⁾では、熔融金属内に励起される電磁圧の増

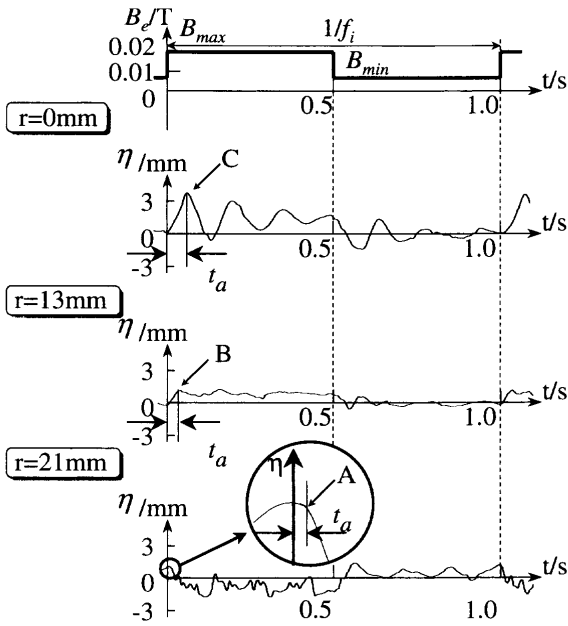


Fig. 3. Surface motion at each measuring point induced by intermittent alternating magnetic field with $f_i = 1$ Hz and $B_{max} = 0.02$ T.

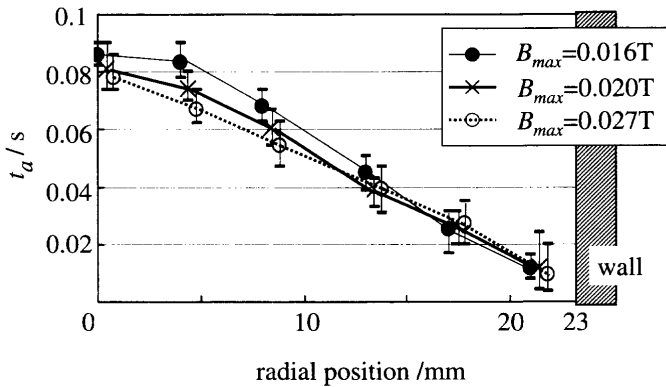


Fig. 4. Propagation time of surface wave t_a under different intensities of magnetic field at $f_i = 1$ Hz.

加に伴い壁面近傍 ($r = 21$ mm) の自由表面の変位が低下し、それに起因して自由表面上に波動が生成すること、また、その波動は中央に向かって伝播することを明らかにした。Fig. 3 において、各測定点の自由表面に見られる磁場振幅増加後の変位の低下はそのいずれも表面波動の通過を示している。そこで、各測定点において磁場振幅が増加してから自由表面の変位が低下し始めるまでの時間を伝播時間 t_a と定義し、各条件における t_a の測定を行った。間欠周波数 f_i を 1 Hz とした時の結果を Fig. 4 に示す。半径方向位置 4 mm 以上の領域では、 t_a はほぼ一定の傾きで減少する。すなわち、表面波動はほぼ一定の速度で壁面から中心へ向かって伝播したことになる。一方、中心付近 ($0 \text{ mm} < r < 4 \text{ mm}$) では磁場強度によらず表面波動の伝播速度が若干ではあるが増加している。ここで、 B_{max} が波動の伝播速度に及ぼす影響を調査するために、半径方向位置 4 mm 以上の領域での表面波動の伝播速度を Fig. 4 から読み取り、Fig.

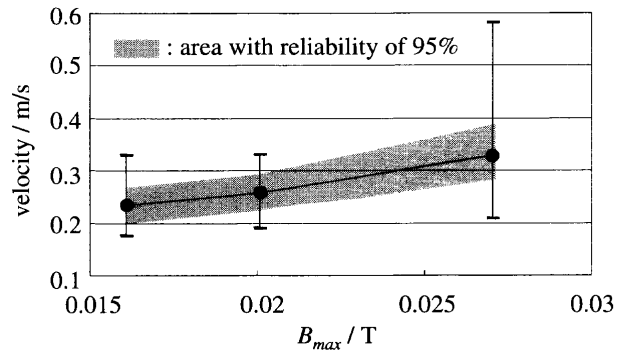


Fig. 5. Effect of B_{max} on propagation velocity of excited surface waves at $f_i = 1$ Hz.

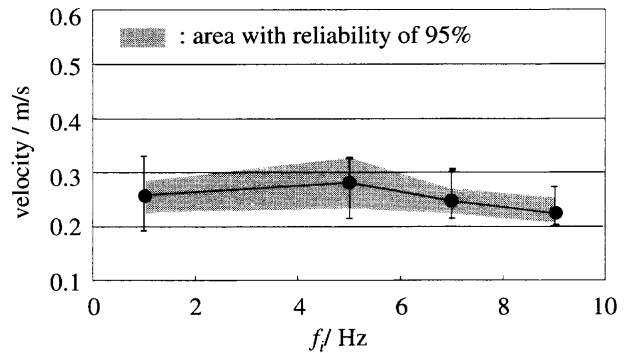


Fig. 6. Effect of intermittent frequency f_i on propagating velocity of excited surface waves at $B_{max} = 0.02$ T.

5 に示した。測定値は計 6 個の測定結果の平均値で、灰色の領域は 95% の信頼性を有する区間¹⁵⁾ を表す。伝播速度の値にばらつきがあるものの、灰色の領域は B_{max} の増加とともに上昇することから、 B_{max} の増加に伴い伝播速度が増加することが確認できる。

本磁場印加により自由表面に波動を励起させる際の他の重要なパラメータとしては間欠周波数 (f_i) が挙げられる^{13,14)}。以前の調査では¹⁴⁾、間欠周波数を本実験系の共振周波数に相当する 7 Hz に設定することにより、共振モードが現れ、自由表面全体の変動は著しく増加した。また、間欠周波数が共振周波数 (7 Hz) より小さく設定された場合 ($f_i = 5$ Hz)、 B_{max} の増加とともに壁面より生成した表面波動は中心まで到達し、中心において反射した後、壁面に向かって進行を始めた。その表面波動は磁場振幅の値が減少するとともに確認されなくなった。一方、間欠周波数が共振周波数より大きい値 ($f_i = 9$ Hz) に設定されると、表面波動が中心まで到達することが確認できなくなった。

そこで、自由表面全体の振る舞いに大きな影響を及ぼす間欠周波数を変化させた時の表面波動の伝播速度について調査を行った。その結果を Fig. 6 に示す。測定の方法は Fig. 5 と同様である。Fig. 6 からは間欠周波数の変化に伴う伝播速度の増減に有意差は認められない。なお、本実験では $r = 4$ mm から $r = 17$ mm における表面波動の伝播速度を測定しており、中心に到達した後起こる表面波動の反射

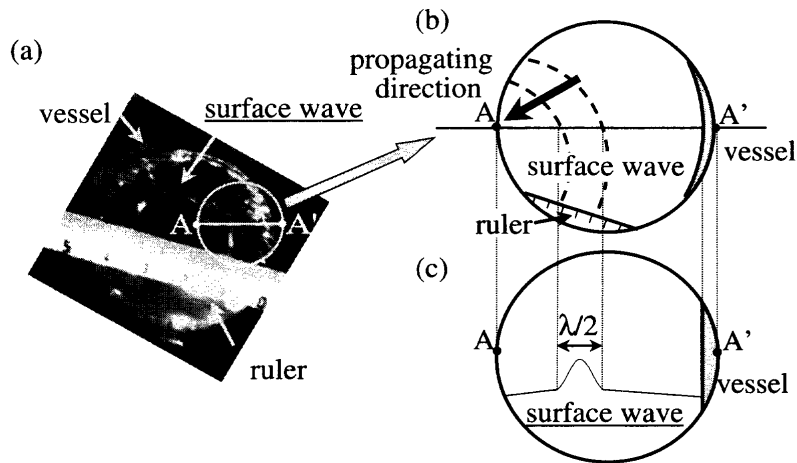


Fig. 7. Top view of surface wave on liquid gallium induced by intermittent alternating magnetic field, (a), its developed schematic view, (b) and schematic view in the vertical cross section of (b), (c).

等、波の干渉の効果が小さい条件で測定を実施している。Fig. 6の結果は、表面波動の干渉が小さい条件では、表面波動の速度に間欠周波数が影響を及ぼさないことを示唆していると言える。また、共振モードが現れる7Hzにおいても有意差がないことから、熔融金属の物性や容器形状により決定される固有振動が伝播速度に及ぼす影響は少ないものと考えられる。

3.2 表面波動の分散関係

Fig. 4, Fig. 5において現れた表面波動の伝播速度の増加について考慮するために表面波動の波長および波高の調査を行った。波長の測定に際しては、 B_{max} を0.02T, 0.027Tと設定した時に励起される表面波動を高速カメラで撮影し、波長の推定を行った。また、表面波動の波高の値はレーザー変位計により得られた実験結果より採取した。間欠周波数は1Hzで一定とした。ここで、波長測定の結果の一例をFig. 7に示す。Fig. 7(a)は B_{max} を0.02Tに設定した時、壁面近傍において同心円状に励起された表面波動が伝播する様子を、Fig. 7(b)はFig. 7(a)における白丸の中の拡大模式図を示す。また、Fig. 7(c)はFig. 7(b)の縦断面(A-A')の模式図である。Fig. 7(c)に示すように、高速カメラにより撮影された自由表面上の盛り上がり波動の半波長幅 $\lambda/2$ であるとして、 $r=4\text{ mm}, 8\text{ mm}, 13\text{ mm}$ での波長を推算した。

次に、表面波動の半波長幅 $\lambda/2$ と波高の半径方向依存性をFig. 8(a), Fig. 8(b)にそれぞれ示す。なお、ここでは各測定点において、磁場振幅が増加した時点での自由表面変位と表面波動が測定点に到達した時点での変位の差を波高として定義とした。波長は B_{max} によらず位置のみに依存しており、表面波動が中央に伝播するにつれて大きくなっている。一方、波高は B_{max} が大きい時は大きく、また、中央に伝播するにつれて大きくなっている。Fig. 8の測定結果に基づいて、表面波動を形成する熔融金属の体積を、断面形状が三角形であると仮定して半径方向の各位置で見積

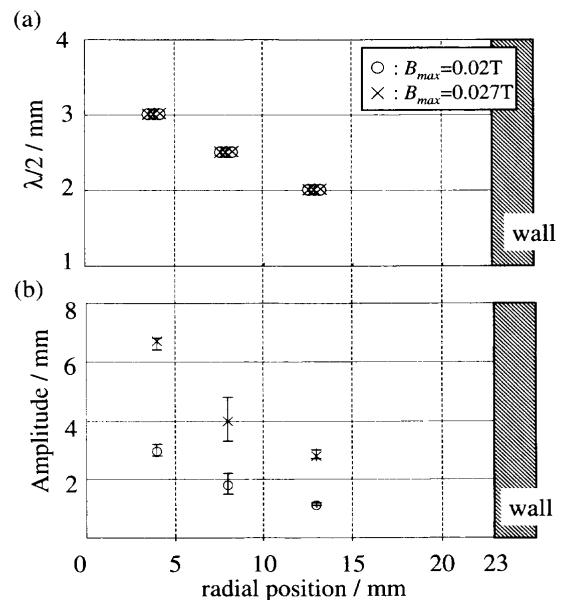


Fig. 8. Wave width (a) and height (b) of induced surface waves at different radial positions for $f_i=1\text{ Hz}$.

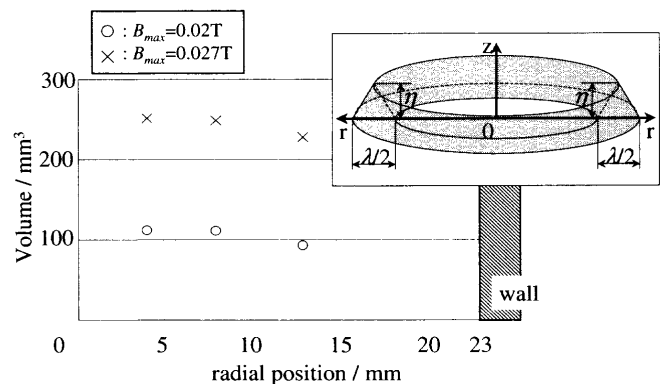


Fig. 9. Volume of the induced surface waves at different radial positions for $f_i=1\text{ Hz}$.

もった結果をFig. 9に示す。位置に関してはほとんど依存しないものの、磁場強度の増加に伴い波の体積は増加している。すなわち、表面波動が中央に伝播するにつれて波は

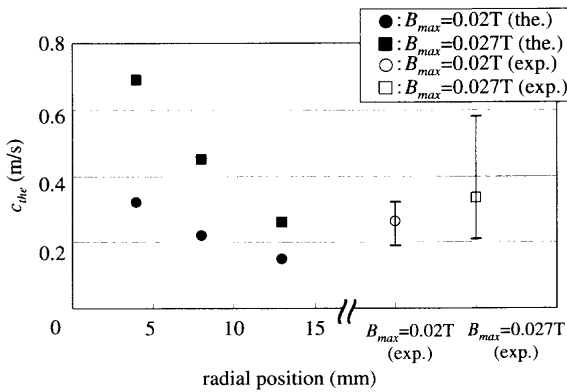


Fig. 10. Relation between the theoretical phase velocity (c_{the}) derived from Stokes wave theory and the measured one for the surface wave induced by intermittent alternating magnetic field.

体積を保つように、その形状を変化させたことになる。

ここで、本磁場の印加に伴い生成する表面波動の波高が小さくなく、波の非線形性が無視出来なくなる有限振幅波の領域にあると仮定し、ストークスの提唱する無渦運動の深水波の理論が適用できると仮定すると、一次元での波の位相速度 (c_{the}) は (2) 式で表される¹⁶⁾。

$$c_{the} = \sqrt{g\lambda/2\pi} \{1 + (2\pi\eta/\lambda)^2\}^{1/2} \dots \dots \dots (2)$$

(2) 式に Fig. 8 に示される波高 (η) および波長 (λ) の値を代入した結果と、Fig. 5 に示される $B_{max} = 0.02$ T, 0.027 T での表面波動の伝播速度をまとめて Fig.10 に示す。なお、Fig. 5 の実験値は $4\text{ mm} < r < 17\text{ mm}$ の範囲で一定値であったため、理論値とは別に記した。

(2) 式より得られる理論値に注目すると、位相速度は B_{max} の大きい時は大きく、中央に伝播するにつれて小さくなる。この結果は、Fig. 5 に記される表面波動の伝播速度が均一であるという傾向と異なる。しかし、実験値のばらつきを考慮すると、理論値と実験値の値はおよそ同じ大きさであると言える。また、Fig.10 に示される理論値の B_{max} および半径方向位置に対する影響は Fig. 8(b) に示される波高の傾向と一致した。

Fig. 4 では中心付近において伝播速度の増加が確認された。また、Fig. 5 においては B_{max} の増加とともに伝播速度の増加が確認された。これらは、(2) 式から得られる結果と定性的に一致する。Fig. 8(b) および Fig.10 によると、伝播速度が増加する条件では、いずれも表面波動の波高は増加しており、(2) 式を用いて Fig. 4, Fig. 5 における表面波動の伝播速度の増加を考慮すると、波高の増加が原因の一つであると類推できる。

実験値では中心以外での表面波動の伝播速度が一定であったのに対し、理論値では半径方向位置に伝播速度が依存したこと等、実験値と理論値との間に違いが生じた理由としては、(2) 式の解析系が一次元直角座標系であること、

実験における表面波動の波長の定義等が挙げられる。しかしながら、実験値と理論値の傾向は部分的に一致しており、Stokes の理論を用いることにより、磁場振幅増加時に生成する表面波動の傾向を推し量ることが可能であると言える。

4. 結言

間欠型交流磁場の印加に伴い溶融金属自由表面上に励起される表面波動の伝播特性についてモデル実験により調査し、以下の知見を得た。

- (1) 磁場振幅増加時に壁面近傍にて生成する表面波動は、ほぼ均一の速度で中央に向かって伝播するものの、中央付近では若干ではあるが伝播速度が上昇する。
- (2) 磁場振幅増加時に生成する表面波動の伝播速度は磁場の増加に伴い増加する。
- (3) 磁場振幅増加時に生成する表面波動の伝播速度は間欠周波数に依存しない。
- (4) 磁場振幅増加時に生成する表面波動の波長は容器中央に伝播するとともに波の体積を保存する形で増加する。
- (5) 磁場の増加に伴う伝播速度の増加、中央付近における伝播速度の増加は、表面波動の波高の増加と密接に関係する。また、磁場振幅増加時に生成する表面波動の特性はストークスの提唱する無渦運動の波の理論と部分的に一致する。

本研究の一部は、(財) 金属系材料研究開発センターが経済産業省の補助金を受けて実施した「エネルギー使用合理化金属製造プロセス」からの補助金および、文部科学省科学研究費補助金 (課題番号: 07305059) で行ったことを記し、謝意を表します。

記号

- B : 磁束密度 (T)
- B_e : 磁場振幅の実効値 (T)
- B_{max} : 磁場振幅が大きい時の実効値 (T)
- B_{min} : 磁場振幅が小さい時の実効値 (T)
- c_{the} : ストークス波理論より導出される位相速度 (m/s)
- D : B_{max} の印加時間比 (-)
- f : 交流磁場の周波数 (Hz)
- f_i : 間欠周波数 (Hz)
- f_{in} : 固有振動数 (Hz)
- g : 重力加速度 (m/s^2)
- k_{lm} : 波数 (1/m)
- h : 液深 (m)
- J_l : l 次の第 1 種ベッセル関数
- Pm : 電磁圧 (Pa)
- P_{max} : 電磁圧の最大値 (Pa)
- P_{min} : 電磁圧の最小値 (Pa)
- R : 容器の半径 (m)
- r : 円筒座標系の半径方向距離 (m)
- T : 磁場の搬送波の周期 (s)
- t : 時間 (s)
- t_u : 表面波動の伝播時間 (s)
- x : 直角座標系の x 方向距離 (m)

z : 円筒座標系の z 方向距離 (m)
 β_m : $dJ_z(x)/dx=0$ の第 m 番目の正根 (-)
 γ : 表面張力 (N/m)
 η : 自由表面の変位 (m)
 λ : 表面波動の波長 (m)
 ρ : 流体密度 (kg/m^3)
 τ : 間欠周期 (s)
 添え字
 l : 方位角方向のモード
 m : 半径方向のモード

文 献

- 1) T.Imoto, Y.Ogawa, T.Toh, I.Sawada, M.Burty and J.M.Galpin: *CAMP-ISIJ*, **8** (1995), 1004.
- 2) M.Pavlicevic, A.Poloni, A.F.Kolesnichenko, C.Bassi and A.Codutti: Proc. 3rd Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM2000), ISIJ, Tokyo, (2000), 536.
- 3) S.Taniguchi and A.Kikuchi: Proc. 3rd Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM2000), ISIJ, Tokyo, (2000), 315.
- 4) Y.Miki, T.Fujii, H.Kitaoka, S.Saito and K.Komamura: Proc. Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM '94), ISIJ, Tokyo, (1994), 217.
- 5) K.Iwai, R.Tamaoki, K.Sassa and S.Asai: *Metall. Trans. B*, **24B** (1993), 259.
- 6) K.Kaneko, T.Misawa and K.Tabata: Proc. 6th Int. Iron and Steel Cong. (6th IISC), Vol. 4, ISIJ, Tokyo, (1990), 254.
- 7) S.Ohshima, H.Kado-oka and R.Yamane: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. (Series B)*, **57** (1991), 3091.
- 8) J.M.Galpin and Y.Fautrelle: *J. Fluid Mech.*, **239** (1992), 383.
- 9) J.M.Galpin, Y.Fautrelle and A.D.Sneyd: *J. Fluid Mech.*, **239** (1992), 409.
- 10) F.Debray, Y.Fautrelle, M.Burty and J.M.Galpin: Proc. Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM '94), ISIJ, Tokyo, (1994), 29.
- 11) M.Burty, J.M.Galpin, Y.Fautrelle, F.Debray, T.Inomoto, Y.Ogawa, T.Toh, I.Sawada and K.Harashima: Proc. 3rd Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials (EPM2000), ISIJ, Tokyo, (2000), 321.
- 12) T.Li, K.Sassa and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **82** (1996), 197.
- 13) Y.Chino, Y.Toyama, K.Iwai and S.Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **82** (1996), 1047.
- 14) Y.Chino, K.Iwai and S.Asai: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 1245.
- 15) J.S.ベンダット, A.G.ピアソル著, 得丸英勝, 添田 喬, 柴田 碧, 中溝高好, 秋月影雄, 山川新二, 山本 格訳: ランダムデータの統計処理, 培風館, 東京, (1976), 111.
- 16) 応用水理学上一般水理学, 本間 仁編, 丸善, 東京, (1957), 156.