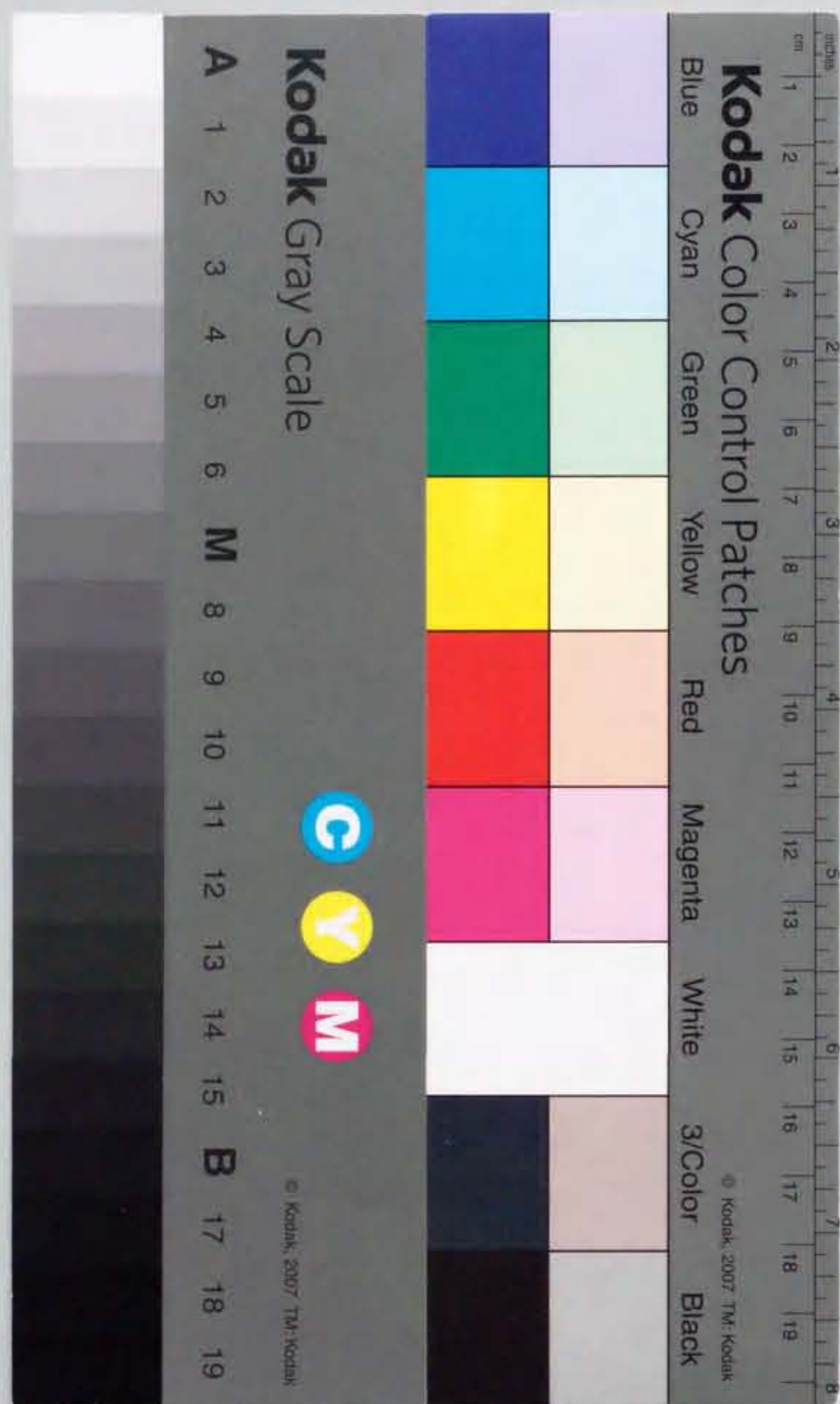


報告番号 甲第 4453 号

間欠型交流磁場を用いた液体金属表面形状 の制御に関する研究

千 野 靖 正



①

間欠型交流磁場を用いた液体金属表面形状
の制御に関する研究

千 野 靖 正

目次

第1章 緒論	1
1. 1 緒言	1
1. 2 交流電磁場を利用した自由表面の制御	2
1. 2. 1 電磁鑄造	3
1. 2. 2 コールド・クルーシブル	4
1. 3 交流磁場による自由表面の加振	5
1. 4 静磁場を利用した熔融金属の自由表面形状の制御	6
1. 5 本研究の目的および原理	7
1. 6 各章の概要	8
第2章 間欠型交流磁場印加により生成する自由表面上の波動の基礎特性	13
2. 1 緒言	13
2. 2 理論解析	13
2. 3 加振実験	16
2. 3. 1 実験装置	16
2. 3. 2 間欠周波数が波面挙動に及ぼす効果	17
2. 3. 3 電磁圧の振幅が波動の振幅に与える影響	18
2. 3. 4 印加時間比 D が波面挙動に与える影響	19
2. 4 結言	20
第3章 間欠型交流磁場印加に伴い発生する表面波動の生成機構	31
3. 1 緒言	31
3. 2 実験方法	31
3. 3 間欠周波数が固有振動よりも十分に低いときの湯面の挙動	33
3. 3. 1 $D=0.1$ での湯面の挙動	33
3. 3. 2 $D=0.9$ での湯面の挙動	35
3. 3. 3 $D=0.5$ での湯面の挙動	35
3. 4 間欠周波数が固有振動数近傍のときの波面挙動	36
3. 5 界面積の見積り	38
3. 6 結言	38
第4章 側壁振動と間欠型交流磁場の同期印加による溶湯自由表面形状の制御	53
4. 1 緒言	53

4. 2	実験装置及び実験条件	53
4. 3	各外力を単独印加したときの湯面挙動	54
4. 4	磁場と側壁振動を同期印加した時の湯面挙動	55
4. 4. 1	$f_s=4\text{Hz}$ における湯面挙動	56
4. 4. 2	$f_s=7\text{Hz}$ における湯面挙動	56
4. 4. 3	$f_s=9\text{Hz}$ における湯面挙動	57
4. 5	考察	57
4. 5. 1	位相差の変化に伴う振幅値の変化	57
4. 5. 2	足し合わせの効果の数値的考察	57
4. 6	結言	59
第5章	総括	73
Appendix 1		77
Appendix 2		79
Appendix 3		83
記号		87
文献		93
謝辞		97

第1章 緒論

1. 1 緒言

近年、材料の使用環境の過酷化、成形の複雑化、加工工程の高効率化、検査の省略化が叫ばれる中、材料のさらなる高付加価値化、高品質化の要求が急速に高まっている。一方、製鋼プロセスに代表されるように、殆どの材料製造プロセスでは、融液状態にて材料の成分調整を行う精錬工程、融液を目的の形状に凝固させる鑄造工程を必要とする。その各工程にて必ず存在する融液の自由表面は、最終製品の品質を決定づける重要な因子の一つである。

精錬プロセスでは、異相間の接触界面積を増大させることにより精錬処理速度を向上させることが可能である。双ロールプロセスでは、湯溜まり上の自由表面の変動が鑄片の割れを誘発する¹⁾。また、鋼の連続鑄造プロセスでは、「鑄型と溶鋼の焼き付き」を防ぎつつ下部より鑄片を引き抜くために不可欠な技術である“モールドオシレーション”に起因する自由表面の変動が、モールドオシレーションと同周期の表面欠陥をまねく²⁾。

一方、化石燃料の利用を中心に発展してきた材料製造プロセスに新しいエネルギーの導入を図り、プロセスのハイブリッド化、最適化をめざすことは、時代の要請に合致した方向であると考えられる。その一つの手段として、高温融液に非接触で作用可能である、電氣的・磁氣的エネルギーが材料製造プロセスへも導入され始めている。すなわち、電場と磁場の相互作用により電気導電性物質に作用する「ローレンツ力」、材料への通電により生成する「ジュール熱」、超伝導磁石の発達に伴い非磁性物質へも適用が可能となりつつある「磁化力」を利用する材料製造プロセスに関する学問体系である「材料電磁プロセスング」の知見を活かしたプロセス開発が、現在活発に進められている³⁾。

その中では、自由表面制御を目的とする電磁場印加法は数多く提案されており、電気伝導性流体に示す電場・磁場の機能の分類⁴⁾に基づく、これに利用される機能は「形状制

御機能（浮揚機能）」および「波動抑制機能」である。以下にこれらの機能の特徴およびそれを利用したプロセスの代表例を示す。

1. 2 交流電磁場を利用した自由表面の制御

物質に電磁場を印加した時に、それに作用するローレンツ力は回転成分と非回転成分に分けて表示すると次式で書き表される。

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{irrot}} + \mathbf{F}_{\text{rot}} = -\frac{\nabla B^2}{2\mu} + \frac{1}{\mu}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} \quad (1)$$

右辺第1項は非回転力項、右辺第2項は回転力項に相当する。ここで、無限長さの1次元磁場拡散モデルより得られる磁場分布を利用し、非回転力項、および回転力項の大きさを見積もると各項は(2),(3)式となる⁹⁾。なお、導出はAppendix1に付す。

$$F_{\text{irrot}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\mu} \right) B_0^2 \left(-2\sqrt{\pi f \sigma \mu} \right) \exp(-2x\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \quad (2)$$

$$F_{\text{rot}} = \frac{1}{2\mu L} B_0^2 \exp(-2x\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \quad (3)$$

従って、

$$|F_{\text{irrot}} / F_{\text{rot}}| = L\sqrt{\pi f \sigma \mu} = L/d \quad (4)$$

と、各項の比が導き出される。ここで L は溶融金属の厚みを、 d は磁場浸透厚み ($d = 1/\sqrt{\pi f \sigma \mu}$) を表す。すなわち、磁場の周波数 f の増加に伴い磁場浸透厚みは減少し、非回転力項が回転力項に対して増大することが分かる。よって、高周波磁場を溶融金属へ印加した時、生成したローレンツ力は流体内の流れを誘発する駆動力ではなく、圧力とみなすことができる。この電磁圧と溶湯静圧を釣り合わせることで、溶融金属の形状を非接触で制御することができる。この「形状制御機能」を利用した代表的プロセスとして、電磁鑄造およびコールド・クルーシブルなどが挙げられる。

上記プロセスでは、溶融金属内部の流れの変化、表面張力の変化などに起因して発生する自由表面の微小攪乱を磁場の効果により抑制しつつ、自由表面を安定保持する必要がある。すなわち交流磁場が「波動抑制機能」を持ち合わせていなければ自由表面の安定保持は不可能である。Gamier⁹⁾およびMac Hale¹⁰⁾は線形理論⁹⁾を用いることにより、交流磁場下の溶融金属自由表面の安定性が磁場の方向および周波数に大きく依存することを、岩井¹¹⁾は実験により、印加磁場の周波数および強度の増大とともに溶融金属界面の微小攪乱が効果的に抑制されることを証明しており、これら知見は上記プロセスの操業上不可欠な知見として活用されている。以下に上記の代表的なプロセスについて概説する。

1. 2. 1 電磁鑄造

アルミニウム合金を中心に実施されている電磁鑄造法 (EMC: Electromagnetic Casting) は、Fig.1 に示すように「形状制御機能」により溶湯静圧 $P_s = \rho gh$ を電磁圧 P_m と平衡させ、鑄型を用いることなく非接触状態で連続鑄造を行うプロセスである。溶湯は、既に凝固を完了した鑄片表面の水冷によって冷却凝固され、これに合わせて鑄片の引き抜きが行われている。EMC は Getselev¹⁰⁾により開発され、現在欧米のアルミニウムメーカによって実用化されている。このプロセスにより溶湯の凝固は二次冷却のみにより進行し、かつ非接触凝固であるため、初期凝固シェルの再溶解に伴い発生する「発汗」に起因する表面欠陥は一掃される¹¹⁾。

また、EMC はアルミニウムのみならず、マグネシウム¹²⁾および、密度が3倍以上の銅^{13),14)}への適用も検討されている。このことは、適正な操作条件ならびに鑄型構造を決定すれば、他の金属の鑄造も可能であることを示唆している。しかしながら鋼の連続鑄造への EMC の導入は、物性値（融点、熱伝導度など）および生産性（従来の鋼の連続鑄造速度は EMC の鑄造速度の10倍から100倍）の点から適用は困難とされ¹¹⁾、鑄型とモールドフラックスとからなる従来系に EMC を併用した「軟接触鑄造」⁵⁾が提案され、開発されつ

つある。この技術は初期凝固シェルに交流磁場を作用させ、自由界面を凸型に安定保持させるとともに、モールドフラックスの流路を拡大することによって流路内の脈動圧の変動とその絶対値を大幅に減少させ、これによって平滑な鋳片表面と小さな引き抜き抵抗を同時に得ようとするものであり、高周波磁場⁽¹⁵⁾⁽¹⁸⁾と低周波磁場⁽¹⁹⁾を用いる二方式が今までに提案されている。また、モールドオシレーションに伴い不安定な状態にある湯面をより効果的に安定保持するために、交流磁場をモールドオシレーション一周期中の適切な時期のみに印加する間欠型交流磁場⁽²⁰⁾あるいはパルス磁場⁽²¹⁾同期印加プロセスが新たに提案されており、いずれも連続的に磁場印加を行う前記プロセスに対し、効果的に表面性状を改善できることを実験により確認している。なお、これら一連の「軟接触鋳造」プロセスの開発は、通産省のプロジェクト（エネルギー使用合理化金属製造プロセス開発「電磁気力プロジェクト」）として採用されており、プロジェクト内において、上記プロセスの他に超高周波磁場印加法⁽²²⁾、電磁オシレーション法⁽²³⁾が新たな電磁場印加法として提案されている。

1. 2. 2 コールド・クルーシブル

コールド・クルーシブルとは Fig.2 に示すように、高周波誘導コイルと坩堝を構成する水冷されたいくつかの銅セグメントから成り立っている⁽²⁴⁾。この坩堝を利用すると、熔融金属自体を保持する銅坩堝自体が同時に誘導コイルの役割を果たすため、結果的に坩堝内部に磁力線が集中し、比較的多量の金属を非接触、あるいは軟接触状態で溶解・保持することが可能である。最近では、研究室レベルから産業レベルへと使用規模が拡大されてきており、Tiなどの活性金属の合金製造⁽²⁵⁾、粒状シリコンからの太陽電池用多結晶シリコンの製造⁽²⁶⁾などに利用されている。また、2種類の周波数の電磁場を利用する溶解技術⁽²⁷⁾、底部を水冷坩堝上に凝固させ、側面部を非接触としたセミレビテーション法の開発⁽²⁸⁾、超

伝導マグネット内にコールド・クルーシブルを設置し、ローレンツ力と磁化力の重畳により浮揚させる技術⁽²⁹⁾など、大容量の金属を浮揚溶解させる技術が活発に研究されている。

1. 3 交流電磁場による自由表面の加振

一方、交流磁場が有する機能は「形状を一定に保持する」だけではなく、熔融金属自由表面を周期的に振動（加振）させる機能も兼ね備えている。ここでは、この機能も「形状制御機能」の一部として捉えることとする。自由表面を加振させる機能を考慮するために、(5)式で表される交流磁場を熔融金属に印加した系を考える。その時、熔融金属内部（表面）に発生する渦電流およびローレンツ力は(6)、(7)式で表される。

$$B_z = B_{zm} \sin \omega t \quad (5)$$

$$J_\phi = J_{\phi m} \sin(\omega t - \psi) \quad (6)$$

$$F_{cm} = \frac{1}{2} J_{\phi m} B_{zm} \cos \psi - \frac{1}{2} J_{\phi m} B_{zm} \cos(2\omega t - \psi) \quad (7)$$

なお、 B_{zm} は鉛直方向の磁束密度の最大値、 $J_{\phi m}$ は円周方向の電流密度の最大値、 ψ は位相差を表す。(7)式の右辺第1項はローレンツ力の直流成分を、第2項は振動成分を表している。そのため一定周波数以上の周波数、少なくとも商用周波数程度では、ある程度の粘性および慣性を有する熔融金属は、この振動成分に追従できないとみなすことができ、直流成分のみが作用するものとして取り扱って良い。前述した電磁鋳造およびコールド・クルーシブルに代表される熔融金属の非接触保持は、右辺第1項の寄与により達成されることができる。ところが、周波数が数 Hz オーダーになると振動成分が無視できなくなり、機械振動では得られないような周期的変動を呈するローレンツ力を熔融金属要素全体に付与した状態を作り出すことができる。すなわち、第2項の寄与を利用すると自由表面を周期的に加振することが可能となる。Galpin, Fautrelle⁽³⁰⁾⁽³²⁾らは上記のローレンツ力を印加したときに形成される自由表面形状が電流値およびその周波数により制御可能であ

ることを示し、各条件における表面形状をモード別に分類した。また、界面積が重要なパラメータとなる各種の精錬反応プロセスや凝固組織制御技術への適用を提案し、モデル実験によりスラグ・メタル界面への低周波磁場印加が物質移動の促進に寄与することを明らかにした。また、大島ら³⁹⁾は静磁場と低周波領域の交流電流を重畳印加した時の自由表面の不安定性解析を行っている。そして、自由表面上での不安定波の発生がスチュアート数、ウェーバー数およびレイノルズ数に支配されることを解析的に明らかにするとともに、実験において生成波面の分類を行った。

1. 4 静磁場を利用した熔融金属の自由表面形状の制御

直流磁場印加による熔融金属の自由表面への「波動抑制機能」は古くから知られており、様々な基礎研究がなされ、直流磁場の波動抑制効果が非等方性であることが確認されている³⁴⁾。特に、直流磁場下の電磁流体を対象にした安定性に関する研究はChandrasekharら³⁵⁾により集大成されている。これらの知見は、双ロールプロセスでの湯溜り上の自由界面への適用³⁶⁾が検討されている。これにより、溶湯の注入流や湯溜りの表面に生じる波動に起因する製品品質の劣化の一掃が期待できる。

直流電磁場により励起するローレンツ力の「形状制御機能」を利用したプロセスとしては、双ロールプロセスでの電磁堰³⁷⁾³⁸⁾が挙げられる。現状の双ロール法では、ロール間隙に形成される湯溜り部分であるパドルを保持するために耐火物の堰が利用されているが、その耐久性およびロールと耐火物の間隙への湯差し等が安定操業に際し問題となっている。その解決策の一つとして、耐火物の堰が保持している熔融金属の静圧をローレンツ力により保持する方法、すなわち、電磁堰の適用が検討されている。電磁堰がもたらす効果としては、単に熔融金属がロールから溢れ出すことを防ぐのみならず、ロール間に一定高さの湯溜りを形成させることで、凝固時間の増加および幅方向に均一な凝固層を得るという、品質面での役割も期待されている。

一方、静磁場を利用した溶湯自由表面の加振（飛散）法も提案されている。小塚ら³⁹⁾は溶湯とスラグが共存するチャンネルを想定し、チャンネルの長手方向に直流電流を、チャンネルを横断する方向には直流磁場を印加する系を提案した。このプロセスは、溶湯の自重に相当するローレンツ力を作用させることにより溶湯をスラグ側に飛散させ、精錬処理速度を向上させることを目的としている。また、そこでは溶湯が飛散する条件をRayleigh-Taylor または Kelvin-Helmholts の不安定性理論に基づき導出を行っている。

1. 5 本研究の目的および原理

以上述べてきたように、各種電磁場印加法が自由表面の制御を目的として提案され、精錬・ casting 部門での実操業への適用が模索されている。本研究では、AM変調磁場の一種である間欠型交流磁場を用いた自由表面制御法に注目する。

間欠型交流磁場とはFig.3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。ここでは振幅の大きな波の占める時間的割合を印加時間比 D と呼ぶこととする。したがって、 $D=0$ の時、磁場振幅は常に B_{\min} であり、 $D=1$ の時、磁場振幅は常に B_{\max} となる。本磁場を熔融金属に印加すると大きさは磁束密度の2乗に比例し、磁場の周波数の2倍の周波数で変動するローレンツ力が生じる。熔融金属には粘性と慣性が存在するため磁場の周波数 f が十分高ければ熔融金属の運動は体積力の時間変化に追従し得ず、磁場振幅の小さな期間と大きな期間のそれぞれの時間平均の力、 F_{\min} 、 F_{\max} が見かけ上熔融金属に加わることになる。この F_{\min} と F_{\max} の切り換えの周波数が低ければ熔融金属はこれに追従する。したがって、外部から熔融金属に間欠型交流磁場を印加することで所定の周期の外力を作用させることができ、それにより、熔融金属自由表面形状の非接触制御が可能となる。また、磁場の周波数 f から計算される磁場浸透

厚みを容器サイズと同じオーダーかそれ以下とすれば熔融金属の加熱も同時に可能である。

間欠型交流磁場印加法は、上述の通り、連続鋳造プロセスにおける表面欠陥抑制の有効な手段として、李ら²⁰⁾により提案されたものであり、モールドオシレーションの適切な時期に本磁場を印加することにより、表面性状の改善が可能であることが実験により明らかにされている。しかしながら、間欠型交流磁場を熔融金属に印加した時の湯面状況に関する理論的検討、および各操作条件にて生成する湯面形状の定性的知見など、間欠型交流磁場が自由表面に及ぼす「機能」を説明するための基礎的知見は未だ明らかにされていない。本研究では、間欠型交流磁場印加に伴う湯面形状の特性を詳細に研究することにより、本磁場が自由表面形状に及ぼす「機能」を明らかにすることを目的とする。

1. 6各章の概要

以下に本論文の各章の概要を示す。

第1章では、自由表面形状を制御する手段としての電磁力の利用が、材料製造プロセス構築の上で有効であることを述べ、各種電磁場が自由表面に及ぼす機能を紹介した。次に、研究対象である間欠型交流磁場印加法の原理および特徴を説明した上で、本研究の目的について述べた。

第2章では、間欠型交流磁場が有する「自由表面に周期的外力を付与する機能」に注目し、本磁場印加によりスラグ・メタル間の反応界面積の増大を図るプロセスを提案する。また、操作因子が自由表面の振幅に及ぼす影響を定量化するために、微小振幅波理論を用いて自由表面の変位式を導出するとともに、液体ガリウムを用いたモデル実験により、磁場印加に伴い励起する波の特性を明らかにする。

第3章では、間欠型交流磁場印加時の自由表面形状を各印加条件にて測定した結果から、自由表面上の波動の生成機構を明らかにする。また、自由表面形状に及ぼす間欠周波

数の影響について調査を行うと同時に、各間欠周波数における自由表面の界面積の推算を行う。

第4章では、連続鋳造プロセスにおける「間欠型交流磁場同期印加プロセス」に注目する。ここでは、モールドオシレーション印加に伴い生成する自由表面上の波動への間欠型交流磁場印加が及ぼす影響を明らかにする。特に、モールドオシレーションが表面波動に及ぼす効果と、間欠型交流磁場印加が表面波動に及ぼす効果に足し合わせ則が成立するかなどに注目し、各効果が相殺、相乗し、自由表面の振幅が増加、減少する時の条件を明確にする。

最後に、第5章では、第1章から第4章までの各章のまとめと本論文で示す知見の工業的意味について述べる。

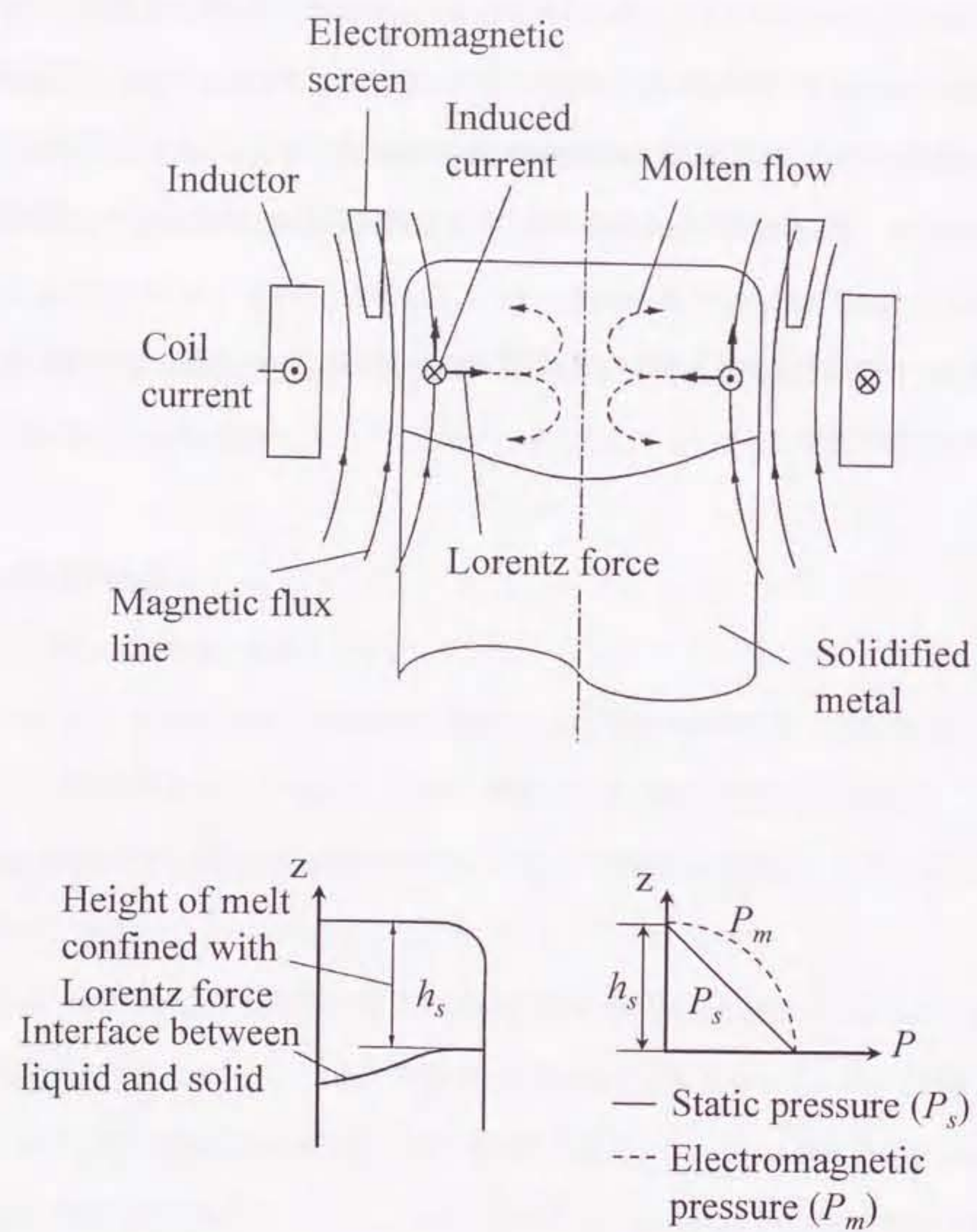


Fig.1 Schematic view and principle of EMC

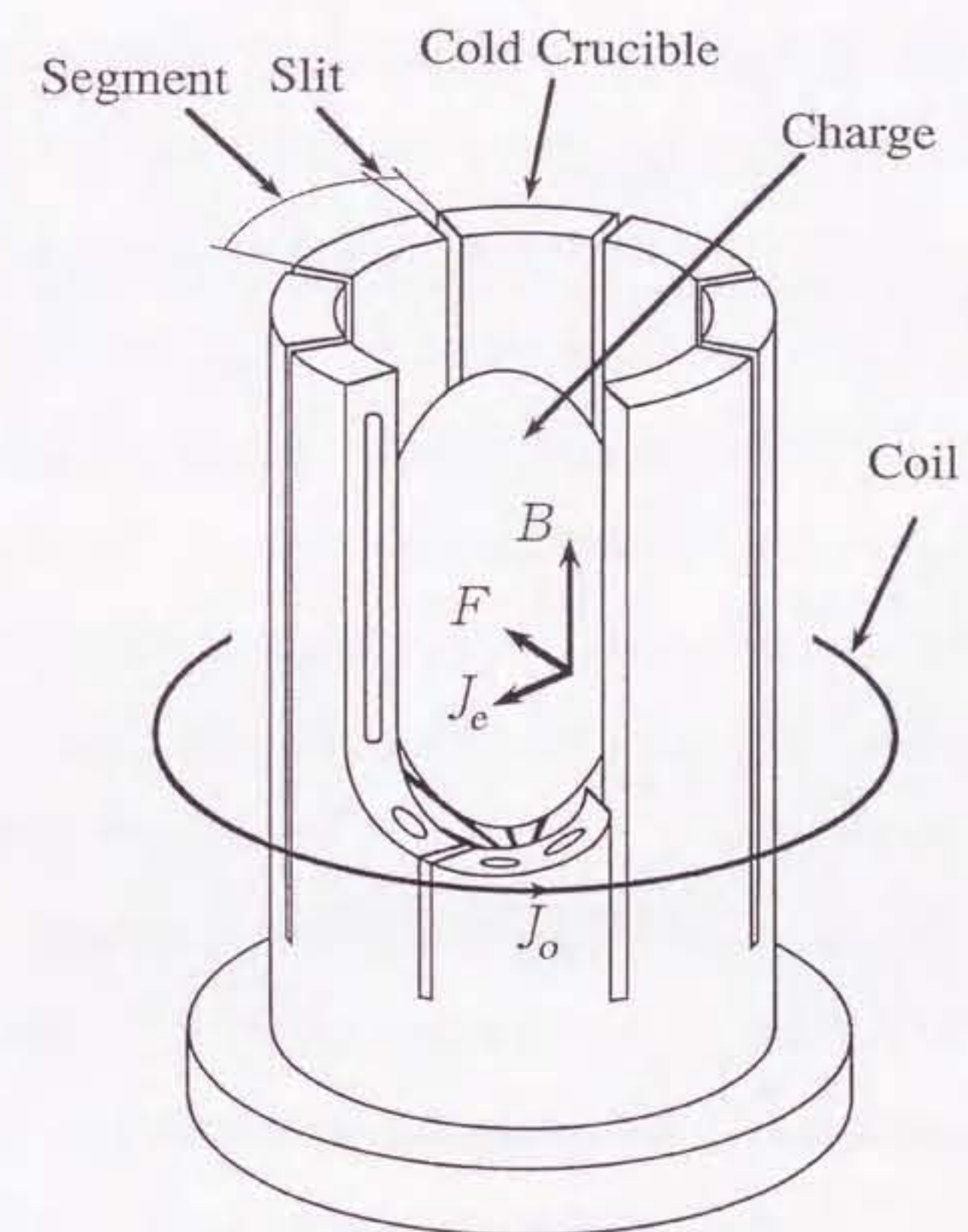


Fig.2 Schematic view of a cold crucible

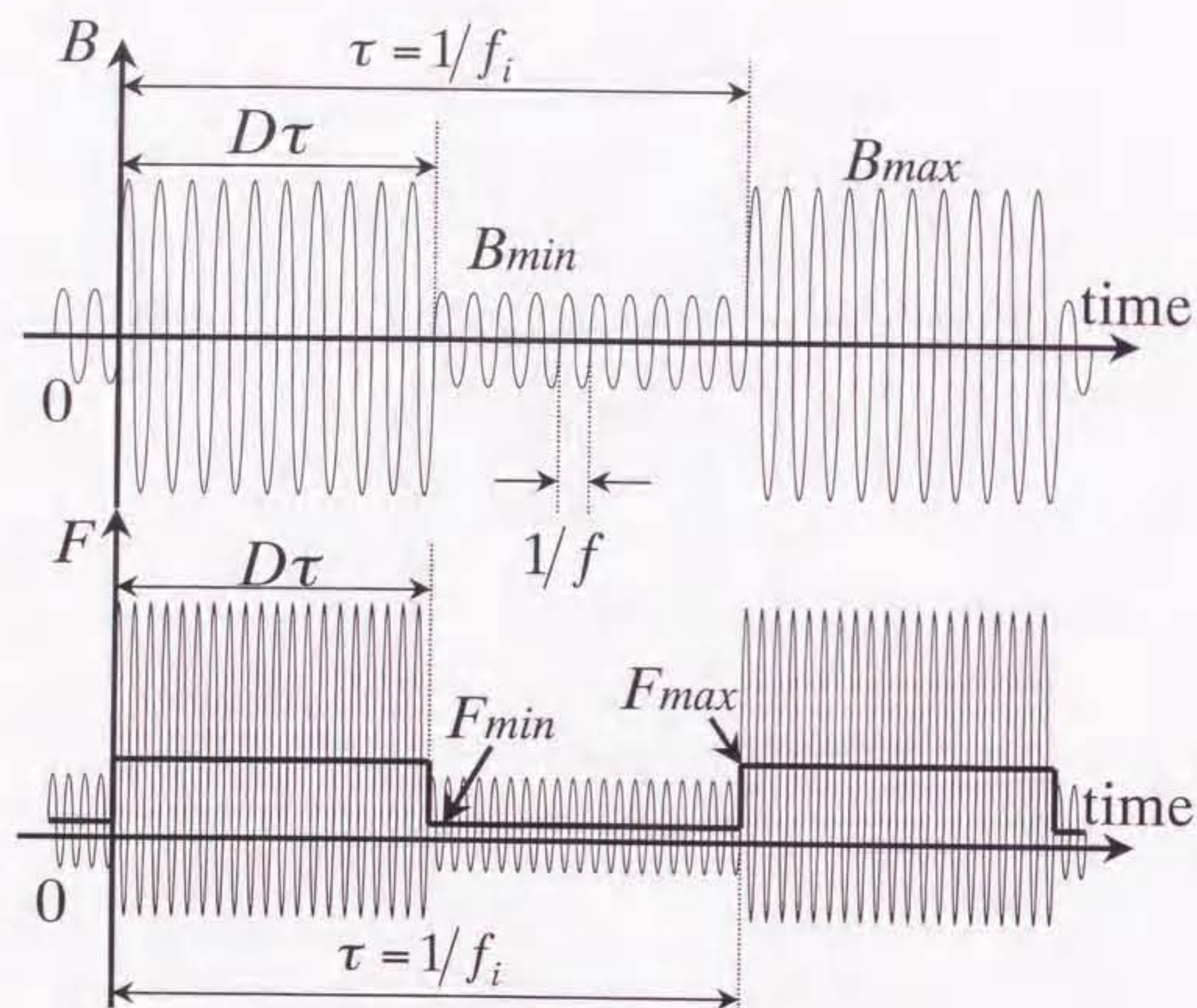


Fig.3 Wave pattern of an intermittent alternating magnetic field and induced Lorentz force in a conductive material

第2章 間欠型交流磁場印加により生成する自由表面上の波動の基礎特性

2.1 緒言

数多くの材料製造プロセスにおいて溶融金属の自由表面が製品の品質や操作効率を支配している。例えば、電磁鋳造や双ロールプロセスは自由表面が不安定になると表面品質の悪化を招く。また、メタル・スラグ間の反応速度を向上させるためには、自由表面において波動を積極的に生じさせ、反応界面積を増大させることが有効である。プロセス制御にとって重要となる自由表面の非接触制御を目的として電磁場を利用する数々の試みがこれまでなされてきた。自由表面の安定保持に関する研究としては、Chandrasekhar³⁵⁾は微小攪乱が静磁場中で抑制されることを理論的に明らかにし、小塚ら³⁶⁾は静磁場の波動抑制効果を実験で確認した。Iwai ら⁹⁾は定在波に高周波磁場を印加することによりその振幅が減少することを見いだした。一方、自由表面の加振を目的として、大島ら³⁹⁾は静磁場と交流電流を重ね印加するプロセスを提案している。Galpin, Fautrelle ら³⁰⁻³²⁾は低周波磁場を印加して溶湯を加振し、生成される波動を分類すると共に、加振により物質移動が促進されることを明らかにしている。

本研究では交流磁場の周波数より十分低い、溶湯が追従できる周波数で磁場強度を変化させる間欠型交流磁場²⁹⁾を用いて溶湯を加振するプロセスを提案する。間欠型交流磁場は容器サイズにかかわらず溶湯の加振と加熱を個別に制御できる特徴を有している。また、溶湯への電極挿入が不必要であり高融点金属への適用が容易である。そこで、この間欠型交流磁場を用いて生成させた波動の特性を、理論と実験の両面から明らかにする。

2.2 理論解析

Fig.4に示す座標系の下で、半径 R 、深さ h の円筒容器に満たした完全流体の表面波動を解析対象とする。溶湯が完全導体であるとすればローレンツ力は溶湯内部には発生せず、

その表面で電磁圧として働く。この電磁圧により溶湯の自由表面は水平を保たなくなるが、その変位量は小さく近似的に $z=0$ と見なせるものとする。そして、間欠周期 τ にわたる時間平均の溶湯表面形状と任意時刻の形状との差を波の変位 η とする。表面張力を無視すれば変位 η は局所的加速度、圧力、重力、そして電磁圧から決定される。電磁圧の時間変動 P_m を間欠周期 τ (間欠角周波数 ω_i)、印加時間比 D 、振幅 P_B ($\equiv P_{\max} - P_{\min}$) の矩形波とし、これをフーリエ級数展開すると次式となる。

$$P_m = \left[\bar{P}_m + \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{P_B}{n\pi} \right) \sin\{(1-2D)n\pi\} \cos\{n\omega_i t + (1-2D)n\pi\} \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{P_B}{n\pi} \right) \left[\cos\{(1-2D)n\pi\} - (-1)^n \right] \sin\{n\omega_i t + (1-2D)n\pi\} \right] \xi(r, \phi) \quad (8)$$

ただし、自由表面における電磁圧分布を $\xi(r, \phi)$ とした。また、 \bar{P}_m ($\equiv P_{\min} + P_B D$) は電磁圧の時間平均値である。

次に溶湯の運動を渦なしと仮定し、速度ポテンシャル Φ を導入する。速度ポテンシャル Φ は容器形状と溶湯物性で定まる自由振動 (固有振動) の速度ポテンシャル Φ_1 と磁気圧による強制振動の速度ポテンシャル Φ_2 の重ね合わせとする。

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (9)$$

すると、 Φ_1 、 Φ_2 のそれぞれがラプラスの式を満足する。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_i}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad (i=1,2) \quad (10)$$

また、波の振幅が極めて小さいとすれば微小振幅波の理論⁴⁰⁾が適用でき、境界条件は(11)式~(16)式となる。

$$\lim_{r \rightarrow 0} \Phi_i = \text{finite} \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_i}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \quad (13)$$

$$\Phi_i(\phi) = \Phi_i(\phi + 2\pi) \quad (14)$$

但し、 $i=1,2$

$$\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0 \quad (at \ z=0) \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_m}{\partial t} \quad (at \ z=0) \quad (16)$$

円筒容器内の自由振動の波数 k_{lm} は離散値をとり、その値は(11),(12)式の条件から決定される。具体的には l 次の第1種ベッセル関数 J_l の微分が零 ($dJ_l(x)/dx=0$) となるように決めた第 m 番目の正根 β_{lm} と容器半径 R との比となる。

$$k_{lm} = \beta_{lm}/R \quad (17)$$

また、固有角振動数 ω_{lm} も容器サイズ、溶湯物性と境界条件 ((15)式) から次式のように得られる。

$$\omega_{lm} = \sqrt{g k_{lm} \tanh(k_{lm} h)} \quad (18)$$

境界条件(11)~(15)式を利用して(10)式を解くことにより、自由振動系の速度ポテンシャル Φ_1 が決定できる。(誘導はAppendix2に示した。)

$$\Phi_1 = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \cosh\{k_{lm}(z+h)\} J_l(k_{lm} r) \{E_{lm} \cos(l\phi) + G_{lm} \sin(l\phi)\} \cos(\omega_{lm} t) \quad (19)$$

ここで、 E_{lm}, G_{lm} は未定定数である。

一方、強制振動系の速度ポテンシャル Φ_2 は(10)式を境界条件(11)~(14),(16)式を利用して解くことにより次式となる。(誘導はAppendix3に示した。)

$$\Phi_2 = \frac{P_B}{\rho \pi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cosh\{k_{lm}(z+h)\}}{\cosh(k_{lm} h)} J_l(k_{lm} r) \{A_{lm} \cos(l\phi) + C_{lm} \sin(l\phi)\} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega_i}{(\omega_{lm}^2 - n^2 \omega_i^2)} \\ \times \left[(-1)^n \sin\{(1-2D)n\pi\} \sin(n\omega_i t) + [1 - (-1)^n \cos\{(1-2D)n\pi\}] \cos(n\omega_i t) \right] \quad (20)$$

ここで、 A_{lm}, C_{lm} は以下の式で定義される定数である。

$$A_{0m} = \frac{1}{\pi R^2 J_0^2(k_{0m} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) J_0(k_{0m} r) d\phi dr$$

$$A_{lm} = \frac{2k_{lm}^2}{\pi(R^2 k_{lm}^2 - l^2) J_l^2(k_{lm} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) \cos(l\phi) J_l(k_{lm} r) d\phi dr$$

$$C_{lm} = \frac{2k_{lm}^2}{\pi(R^2 k_{lm}^2 - l^2) J_l^2(k_{lm} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) \sin(l\phi) J_l(k_{lm} r) d\phi dr \quad (21)$$

一方、微小振幅波の理論では変位 η と速度ポテンシャル Φ は次式で関連づけられる。

$$\eta = - \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=0} \quad (22)$$

すなわち、(9)式から変位 η についても重ねあわせが成立することになる。

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 \quad (23)$$

(19)式、(20)式を(22)式に代入し、(23)式を用いると波面変位式が次のように導出できる。

$$\eta = \eta_1 + \eta_2$$

$$= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\omega_{lm}}{g} \cosh(k_{lm} h) J_l(k_{lm} r) \{ E_{lm} \cos(l\phi) + G_{lm} \sin(l\phi) \} \sin(\omega_{lm} t)$$

$$+ \frac{P_B}{g \rho \pi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_l(k_{lm} r) \{ A_{lm} \cos(l\phi) + C_{lm} \sin(l\phi) \} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \omega_i^2}{(\omega_{lm}^2 - n^2 \omega_i^2)}$$

$$\times \left[(-1)^{n+1} \sin \{ (1-2D) n \pi \} \cos(n \omega_i t) + [1 - (-1)^n \cos \{ (1-2D) n \pi \}] \sin(n \omega_i t) \right] \quad (24)$$

自由振動は固有角振動数 ω_{lm} で振動するのに対し、強制振動は間欠角周波数 ω_i の整数倍の角周波数で振動することが(24)式よりわかる。また間欠角周波数 ω_i の整数倍が固有角振動数 ω_{lm} に等しいとき($\omega_{lm} = n \omega_i$)、(24)式で表わされる変位は発散する。すなわち、このとき共振現象が生ずることになる。さらに、強制振動に伴う溶湯変位は電磁圧の振幅 P_B に比例することも分かる。

2. 3 加振実験

2. 3. 1 実験装置

実験装置の概略図を Fig.5 に示す。アクリル製容器（内径 46mm、深さ 100mm）内の液深 75mm（約 0.75kg）の溶融ガリウムの液面が、内径 80mm の 4 ターンコイルの上面

に一致するように容器高さを調整し、間欠型交流磁場を印加した。容器中心から半径の 1/3 の位置における波面挙動をレーザー変位計を用いて計測し、FFT Analyzer で周波数解析した。Table1 に本実験において使用したレーザー変位計の仕様を示す。なお、印加した交流磁場の周波数は約 30kHz で最小磁場振幅の実効値を 0.009T と固定した上で最大磁場振幅の実効値を 0.013T から 0.023T まで変化させた。

2. 3. 2 間欠周波数が波面挙動に及ぼす効果

$B_{\max} = 0.023T$ 、 $D = 0.5$ の条件下で、間欠周波数 f_i を 1Hz から 30Hz まで変化させたときの波面変位の時間変化を測定した。代表的な結果を Fig.6 に示す。間欠周波数が 1Hz のとき、急激に盛り上がった波面（図中の○）は減衰振動し、0.5 秒後に波面が急に低下（図中の□）した。その 0.5 秒後再び急激な波面の盛り上がりが見られた（図中の△）。この一連の波動は 1 秒毎に繰り返されていた。図中の○は、電磁圧の増加に対応するものであり、その時に生成された波動は強い電磁圧のときの平衡界面上で振動を続け、電磁圧の減少時に再び波動が生成され（図中の□）、その波動は弱い電磁圧の時の平衡界面上で振動を続けたものと思われる。すなわち、磁場の強弱による平衡界面の変化が波動の生成原因と推察される。一方、間欠周波数が 5Hz のときの波は減衰せず、1 秒間に 5 回の振動を繰り返した。また、溶湯表面には旋回流が目視で確認された。間欠周波数が 7Hz のときには共振状態となり、大きな振幅で波面は揺れた。間欠周波数が 7Hz 以下では自由表面全体に渡る大きな振動が観察されたのに対し、20Hz 以上ではさざ波のみが観察された。図には間欠周波数 30Hz の波動を示したが、振幅は極めて小さいことがわかる。

間欠周波数 5Hz のときの波形を周波数解析し Fig.7 に示す。間欠周波数の 5Hz のピーク以外に見られる 5.6Hz のピークは間欠周波数の整数倍ではないので固有振動数と考えられる。今回採用した実験系において周波数解析から求められた固有振動数は 4.6Hz、5.6Hz、7.0Hz、7.6Hz であった。一方、本実験系での各モードにおける固有振動数 $f_{lm} = (\omega_{lm}/2\pi)$

を(18)式を用いて計算し、観測された固有振動数と共に Table2 に示した。なお、波のモード (l と m) の決定は目視によった。計算値は実験値より多少小さい値をとることが多く、両者はよい一致を示した。この差は解析において表面張力を考慮しなかったためと考えられる。

FFT の解析結果から実験で生じた波動は間欠型交流磁場による強制振動と容器形状および溶湯物性によって定まる自由振動の合成波であることがわかった。この事実は理論での予測 ((23)式) とも符合するものである。次に、波面の振動モードを明らかにするために、各間欠周波数における周波数解析の結果から固有振動数の各ピーク強度を読みとり Fig.8 に示した。ピーク強度は波動の各周波数成分の振幅に対応するので、間欠周波数 2Hz から 16Hz の間では、共振状態の 7Hz を除いて、強制振動が支配的であったことがわかる。また、間欠周波数が 16Hz を超えると、強制振動、固有振動数のいずれのピークも小さくなり、波動がさざなみ状態として観察された。

交流外力を印加したときの流体運動の振幅は周波数の 2 乗に反比例する⁴⁰⁾。また微小振幅波の理論⁴⁰⁾によると、波動の周波数が高くなるにつれて波数が増加する。すなわち波長は短くなる。そのため本実験においては周波数が高くなるとさざなみ状態になったものと考えられる。

2. 3. 3 電磁圧の振幅が波動の振幅に与える影響

印加時間比 $D = 0.5$ および最小磁場振幅 $B_{\min} = 0.009\text{T}$ で一定とし、 $P_B(B_{\max})$ を変化させて得られた波動の振幅を Fig.9 に示す。間欠周波数が 1, 3, 5, 9Hz のときには、波動の振幅と電磁圧の振幅の間にほぼ比例関係が成立する。一方、解析においても(24)式から解るように電磁圧の振幅 P_B と強制振動の振幅 η_2 は比例関係にある。よって、間欠周波数が 1, 3, 5, 9Hz のときは自由振動より強制振動の方が支配的であり、微小振幅波の理論が成立し

ていたと推察できる。一方、間欠周波数が 7Hz のときは共振状態となったため、自由振動の影響が無視できず比例関係が成り立たなかったものと考えられる。

2. 3. 4 印加時間比 D が波面挙動に与える影響

1Hz から 7Hz までの間欠周波数の範囲で印加時間比 D を変えた実験を $B_{\min} = 0.009\text{T}$ 、 $B_{\max} = 0.023\text{T}$ の下で行った。間欠周波数が 1Hz あるいは 2Hz のときは D の違いによる波面挙動の違いが目視できた。ここで間欠周波数が 1Hz、 D が 0.9, 0.1 の波面挙動を Fig.10 に示す。 D が 0.9 のとき、急激に低下した波面 (図中の○) は減衰振動し、1 秒後に再び急激に低下する。波動は電磁圧の高い状態の平衡界面上で起きているように目視観察された。よって、低い電磁圧となったときの溶湯の盛り上がりの崩れ (図中の○) が波動生成の原因と推察される。 D が 0.1 のときは、低い電磁圧の時の液面上で振動が起きており、1 秒毎に壁側から発生した波が容器中央に一気に集まるような形で溶湯の盛り上がり現象が観察された。よって、このときは電磁圧の増加に伴う溶湯の盛り上がり (図中の□) が波動生成の原因と思われる。なお、Fig.6 での $f_i = 1\text{Hz}$ の図からわかるように D が 0.5 のときは電磁圧の増加、減少のいずれもが波動生成の原因となったと思われる。

次に、間欠周波数 1, 5, 7Hz における印加時間比 D と波動の振幅との関係を実験で求め Fig.11 に示す。印加時間比 D を 0.5 にすると大きな振幅の波動が得られる。特に、共振条件を満たす 7Hz の場合は印加時間比 D による振幅の変化が大きい。よって、大きな波動を得るためには、間欠周波数を固有振動数と一致させ、印加時間比 D を 0.5 にすると良い。

2. 4 結言

間欠型交流磁場による溶湯加振プロセスを提案し、微小振幅波理論に基づいて間欠型交流磁場印加による波面の変位式を導出した。次に、ガリウムを用いた実験を行い操作変数が波面挙動に与える影響について調査した。得られた主要な知見は次のとおりである。

- (1) 固有振動数と間欠周波数が一致したとき共振状態となり、大きな振幅の波動が得られる。
- (2) 波動は間欠型交流磁場による強制振動と容器形状および溶湯物性に依存する自由振動の合成波であり、共振条件以外では強制振動が支配的である。
- (3) 強制振動の振幅は電磁圧の振幅に比例する。
- (4) 間欠周波数が 16Hz 以上になると波面はさざ波状態となり、振幅は小さくなった。
- (5) 印加時間比 D が 0.5 近辺において波動の振幅は最大値を取る。

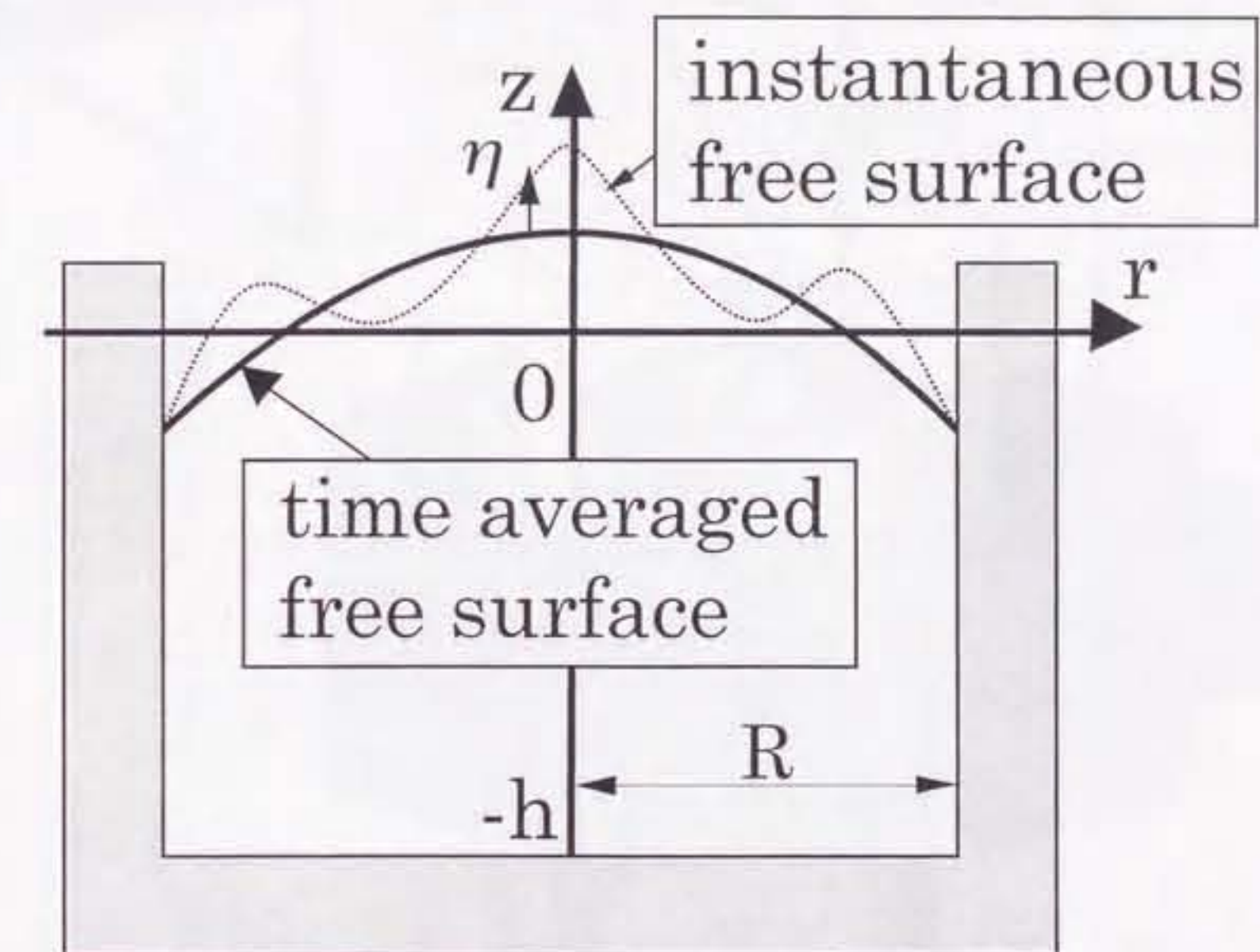


Fig.4 The system coordinate for analysis

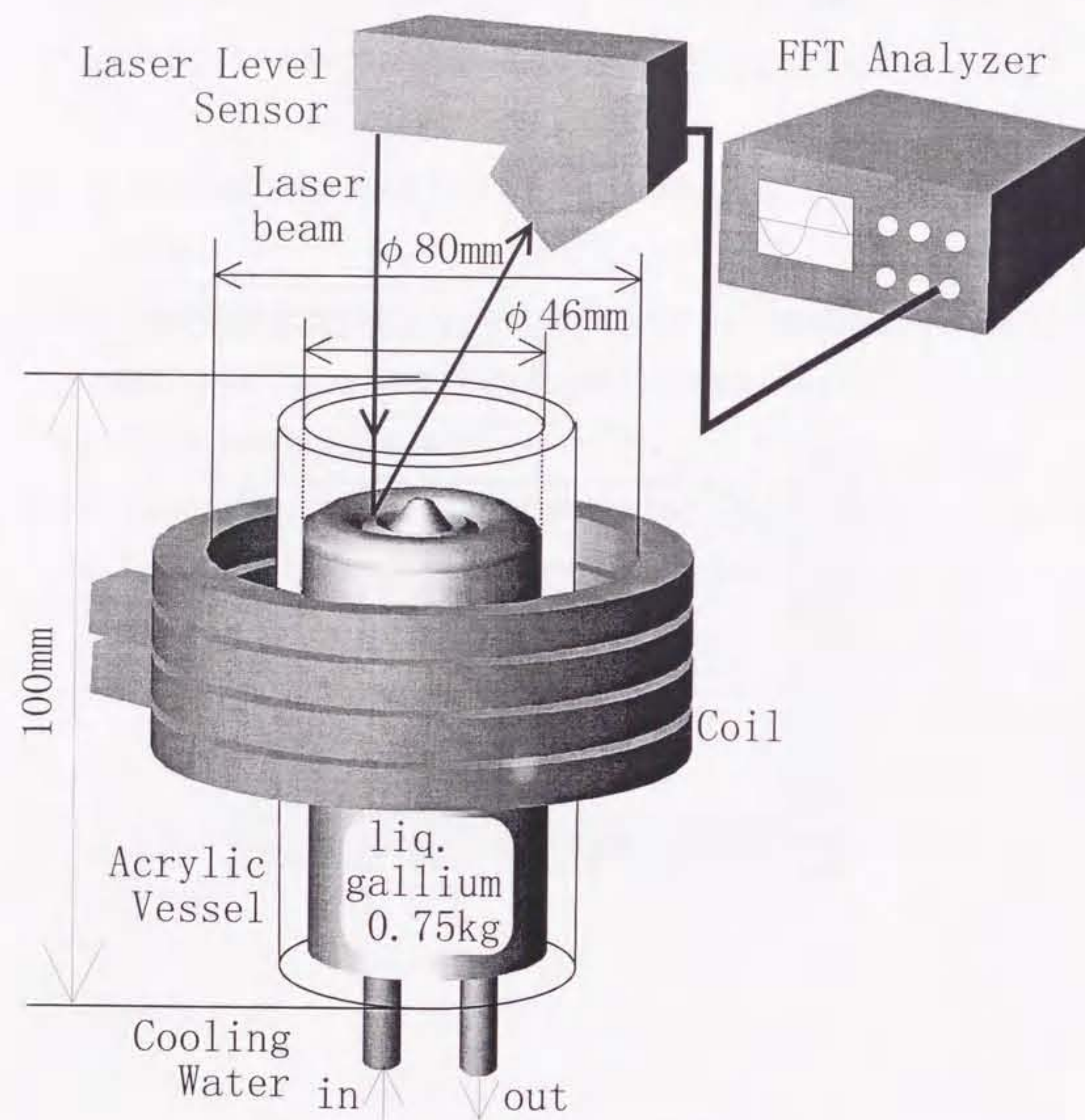


Fig.5 Schematic experimental apparatus

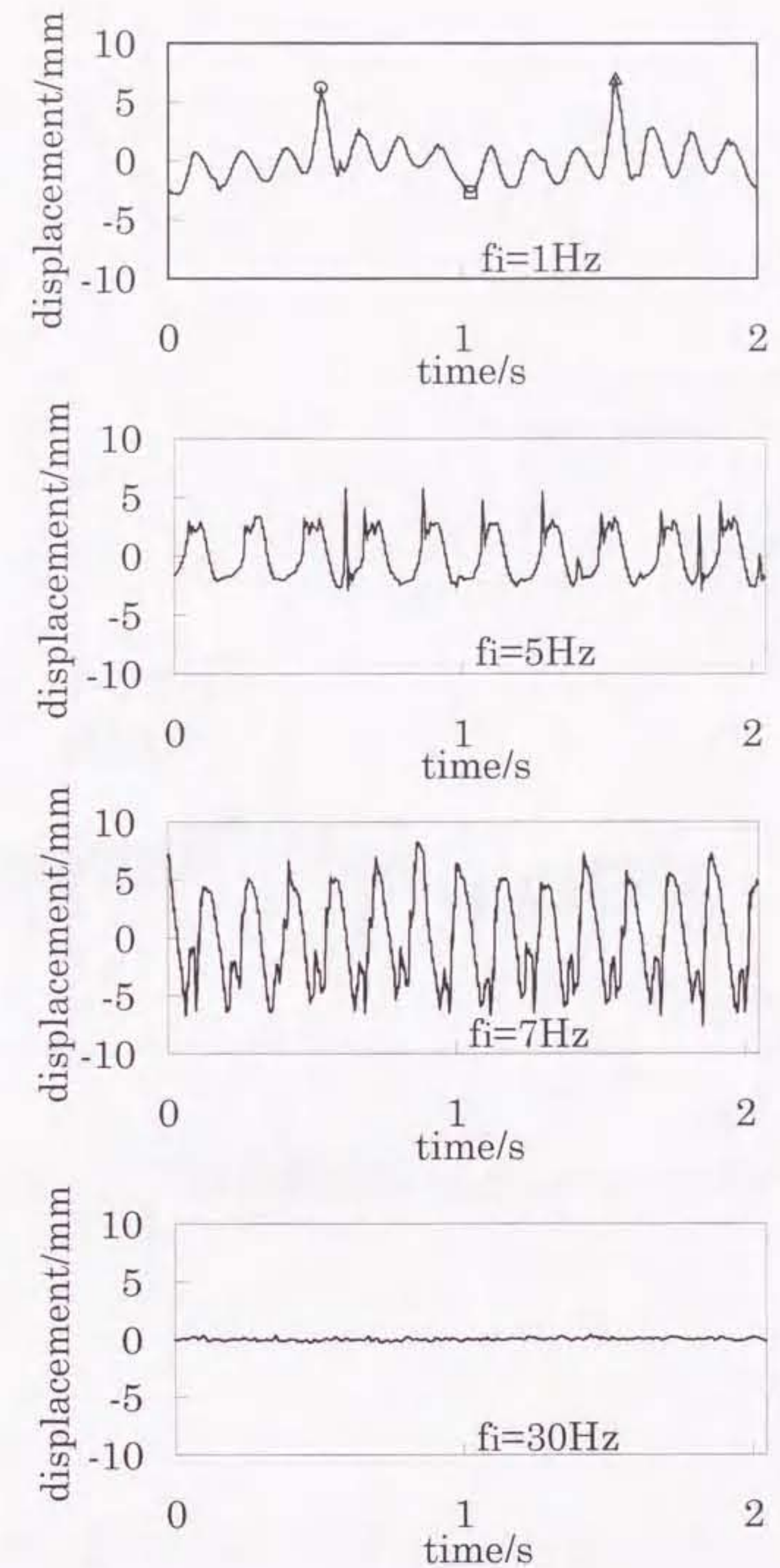


Fig.6 Wave motions for various intermittent frequencies at $D=0.5$

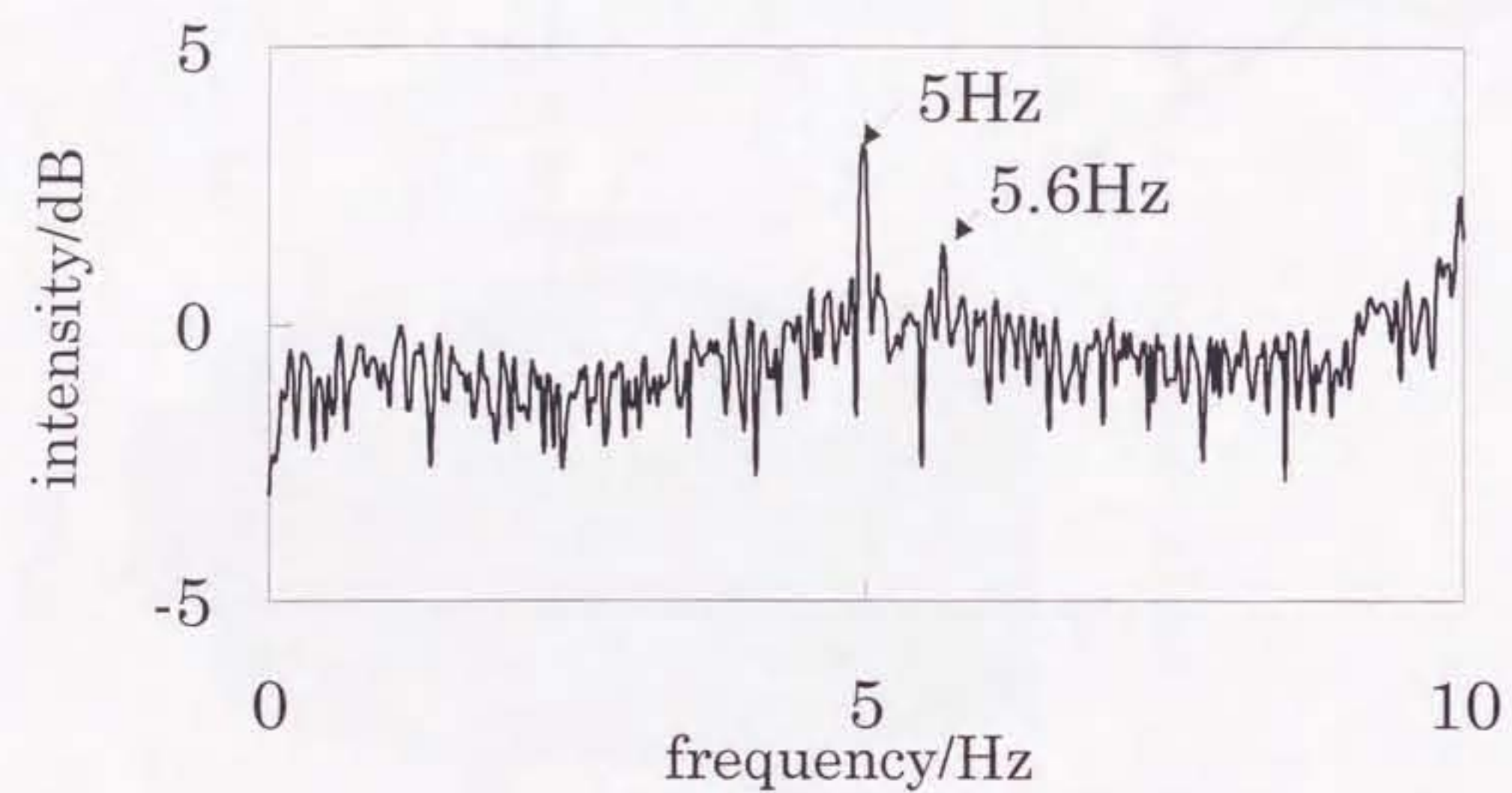


Fig.7 Spectrum of the wave motion
at $f_i=5\text{Hz}$ and $D=0.5$

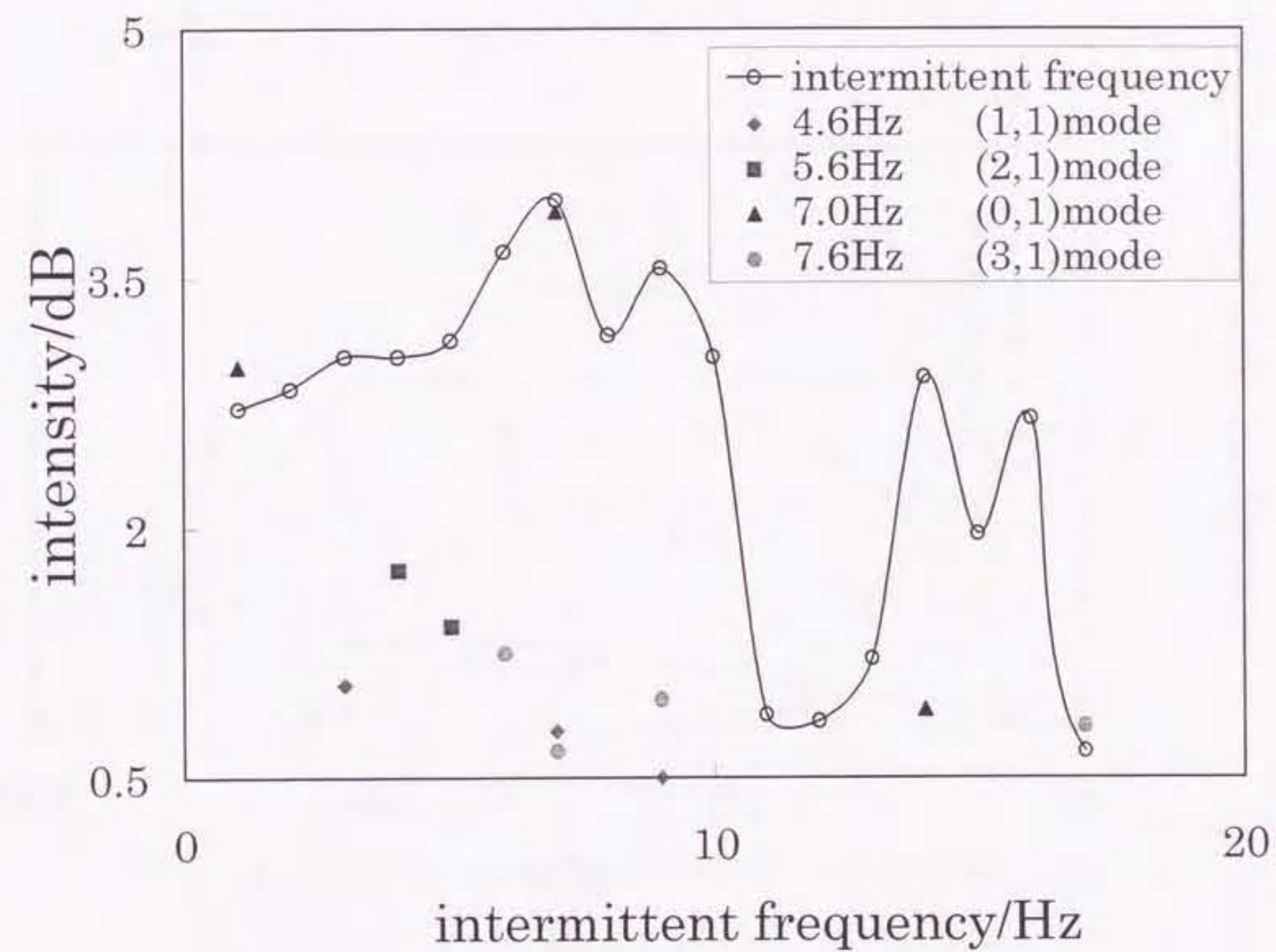


Fig.8 Peak intensity of intrinsic frequencies
obtained from the spectral amplitude
of the wave motions

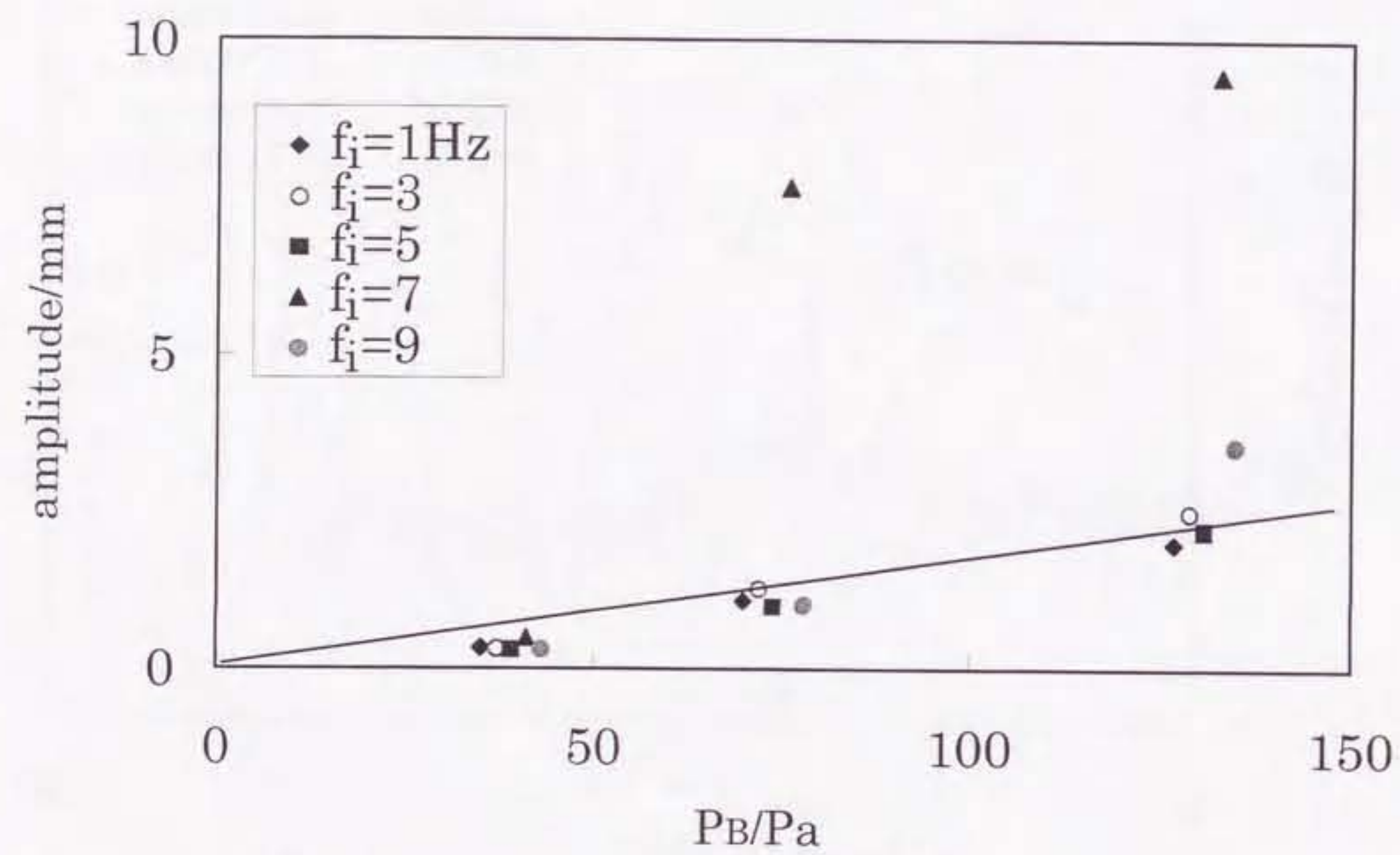


Fig:9 Relations between amplitude of surface wave and magnetic pressure at various intermittent frequencies

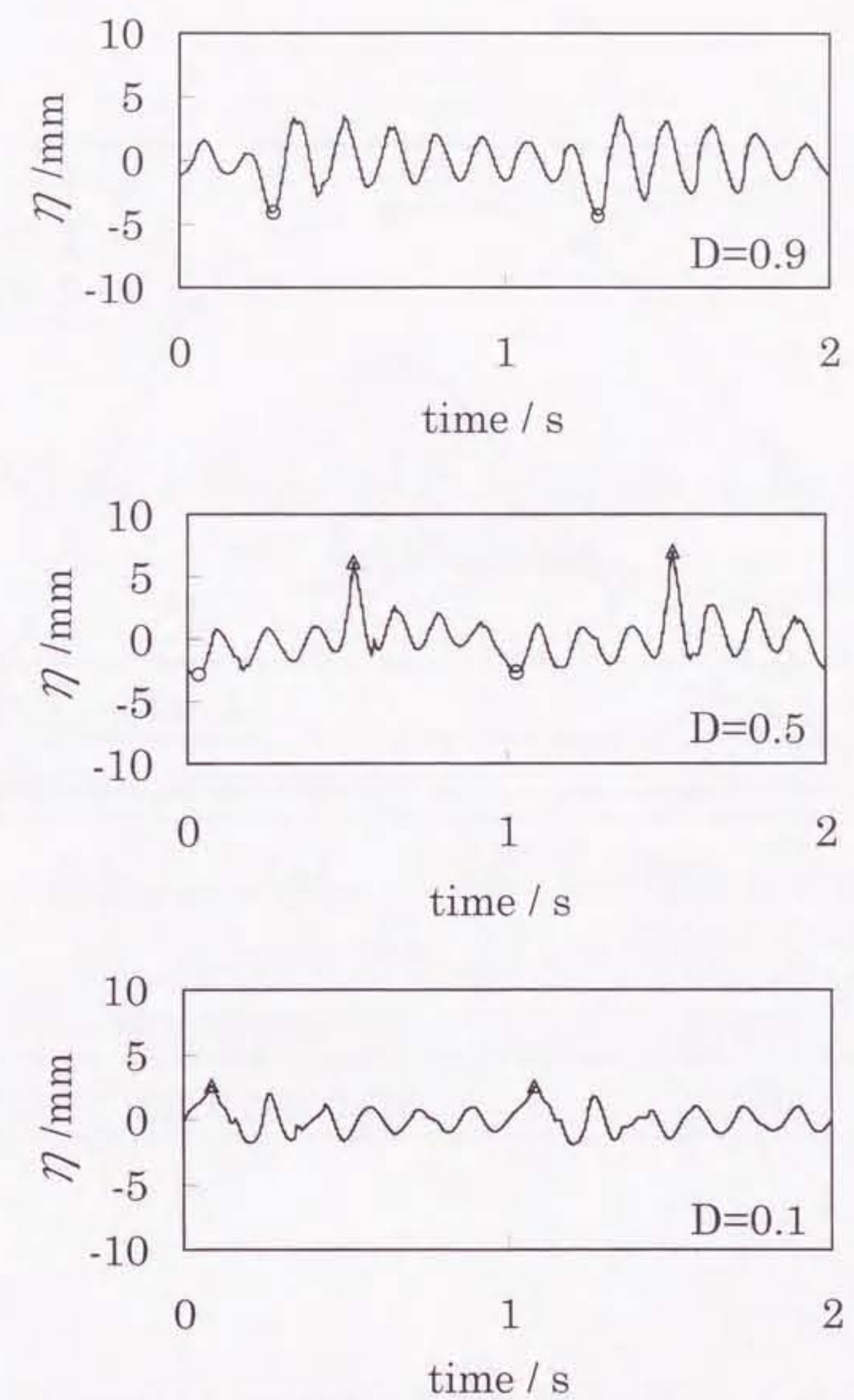


Fig.10 Wave motions of $D=0.9$, 0.5 and 0.1 at $f_i=1\text{Hz}$

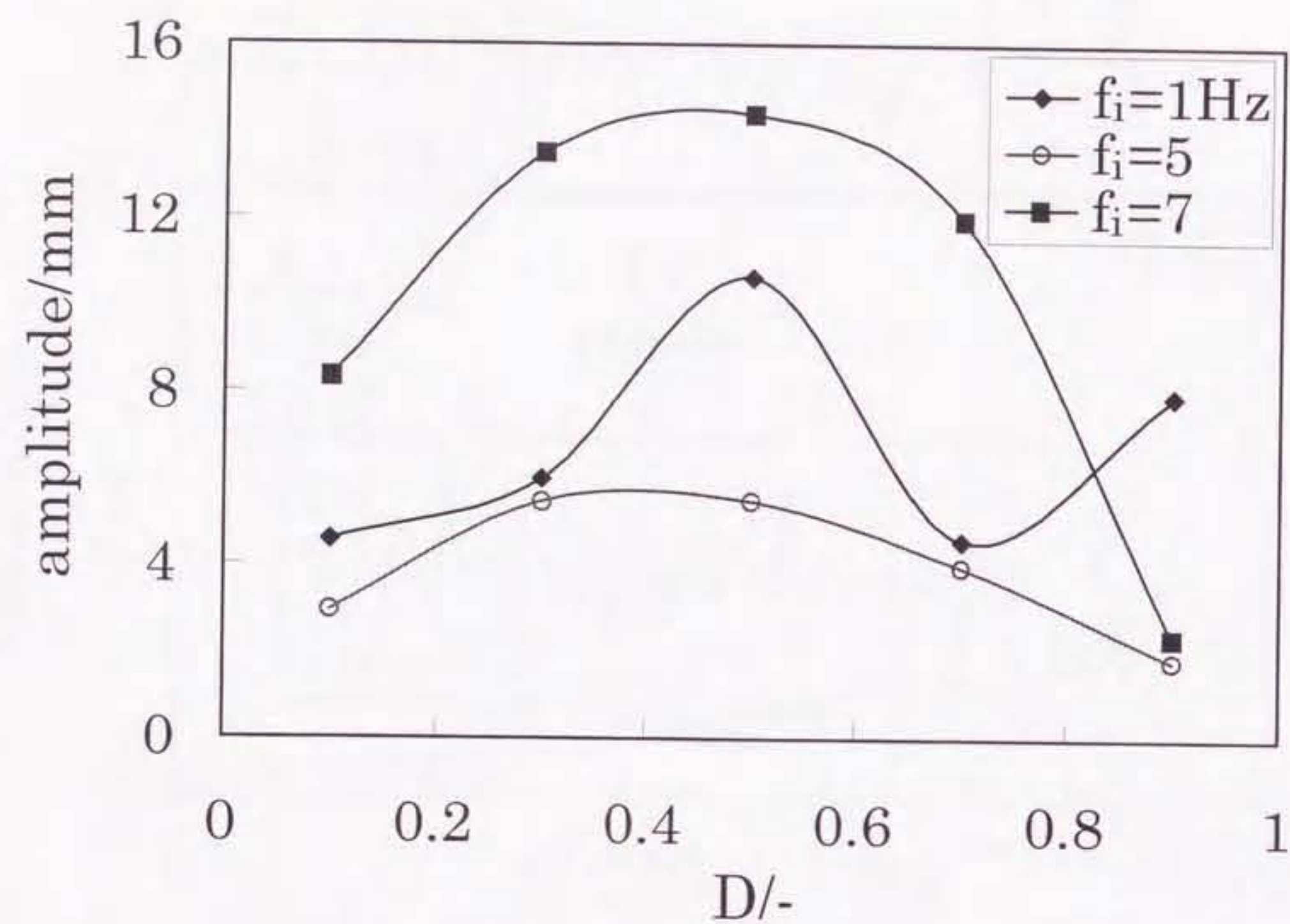


Fig:11 Relations between D and amplitude of wave under various intermittent frequencies

Table1 Technical specification of the Laser Level Sensor

Standoff	275mm
Measurement range	32mm
Light spot size	Width: 0.2mm Length: 1.5mm
Resolution	8 μ m
Sampling frequency	256Hz

Table 2 The calculated intrinsic frequencies of the vessel, $f_{lm} (\equiv \omega_{lm}/2\pi)$ and the experimental data for various modes (Hz)

m \ l	0	1	2	3
1 (cal.)	6.43	4.46	5.74	6.73
1 (exp.)	7.0	4.6	5.6	7.6
2 (cal.)	8.70	7.59	8.51	9.30
3 (cal.)	10.5	9.60	10.4	11.1

第3章 間欠型交流磁場印加に伴い発生する表面波動の生成機構

3.1 緒言

液体金属への電磁場の印加は外力の印加および発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⁴¹⁾、回転磁場を利用したタンディッシュでの介在物除去⁴²⁾、コールドクルーシブルを利用した融解・精錬^{24), 26)}など、この長所を活かした精錬プロセスが比較的早い時期から実操業に利用されてきた。また、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、電磁気力により自由界面において波動を積極的に生じさせ、反応有効界面積を増大させる試みが今までになされている。大島ら³³⁾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ている。Galpin, Fautrelle ら³⁰⁾⁻³²⁾は低周波磁場を印加して溶湯を加振し、生成される波動を分類すると共に、加振によりスラグ・メタル間の物質移動が促進されることを明らかにしている。

第2章において、筆者はAM変調磁場の一種である間欠型交流磁場を用いて溶湯を加振するプロセスを提案した。本プロセスは溶湯の加振と加熱が同時にできる特徴を有している。また第2章では、主に本磁場印加時に生成される波動の特性について解析および実験により調査を行った。本章ではプロセスの評価を行うために必要な知見である、励起された波面形状に注目する。そこで、前章と同じ実験装置を用いて各操作条件における波面の形態および界面積を見積り、本磁場印加に伴い発生する自由表面上の波動の生成機構について調査したので報告する。

3.2 実験方法

装置図を Fig.12 に示す。アクリル製容器（内径 46mm）内に熔融ガリウム（0.75kg）を深さ約 80mm まで注入し、その自由表面が内径 80mm の 4 ターンコイルの上面に一致するように容器高さを設定した。印加した間欠型交流磁場の搬送波は 30kHz である。磁場センサーから得られる磁場の時間変化とレーザー変位計より得られる波面挙動をデータメモリーに同時に記憶させ、磁場振幅の変化に伴う波面形態の変化を調査した。レーザー変位計は第 2 章と同様のものを使用した。ここでパラメータとしては、間欠周波数 f_i , B_{max} の印加時間比 D を選んだ。なお、磁場の実効値の最大値 B_{max} は 0.023T、最小値 B_{min} は 0.009T と固定し、波面挙動の測定位置は半径方向に 6 点とした。

振幅が B_{max} の磁場を連続印加したときの磁束密度の軸方向成分の容器外側における分布を Fig.13 に示す。コイル高さ中央付近で磁場は最大となっている。

円筒容器内の液体の固有振動数は第 2 章での解析から導出された(18)式に倣い、(25)式で表される。

$$f_{lm} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g k_{lm} \tanh(k_{lm} h)} \quad (25)$$

ここで、 k_{lm} は l 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。第 2 章の加振実験において観察された固有振動数は 4.6, 5.6, 7.0, 7.6Hz であり、最も強度が強かった周波数は $(l,m)=(0,1)$ モードの 7.0Hz であった。これは、円周方向にほぼ均一の電磁気力が液体金属に作用したためである。ここでは、固有振動数より十分低い間欠周波数 $f_i=1\text{Hz}$ にて B_{max} の印加割合 D を変えることにより、磁場印加が波動の生成に及ぼす影響を調べるとともに、波面挙動に周波数の変化が及ぼす影

響を明らかにすべく、最も強く現れた固有振動数 7.0Hz 前後 ($f_i=5\text{Hz}$, 7Hz, 9Hz) で間欠周波数を変化させたときの波面形態を調査した。

3.3 間欠周波数が固有振動数よりも十分低いときの湯面の挙動

3.3.1 $D=0.1$ での湯面の挙動

間欠周波数 (f_i) を 1Hz, D を 0.1 と設定したときの、磁場の時間変化と各位置 (3 点) における溶湯変位 (η) の時間変化を併せて Fig.14 に示す。なお $\eta=0$ は磁場無印加時の湯面を示し、磁場振幅が増加に転ずる時刻を $t=0\text{s}$ とした。

$r=21\text{mm}$ では磁場振幅の増加直後に湯面は低下し (図中 A 点)、磁場振幅の減少とともに湯面は上昇する (図中 B 点)。すなわち、湯面は磁場振幅の変化に追従した動きを呈する。また、一連の振動は磁場無印加時よりも低い位置で行われる (図中破線)。 $r=13\text{mm}$ では $r=21\text{mm}$ での湯面低下より少し後に湯面は上昇し (図中 C 点)、磁場振幅が減少するとある時間において湯面は低下する (図中 D 点)。しかし、いずれの変動も小さいものである。 $r=0\text{mm}$ では $r=13\text{mm}$ よりも少し後に湯面は上昇を開始し (図中 E 点)、磁場振幅の減少直前まで上昇を続ける。その後、磁場無印加時よりも高い位置で減衰振動する (図中破線)。

いずれの測定位置においても、間欠周波数が 1Hz であるので 1 秒ごとに波動の変化は繰り返される。また、大きな湯面変動は磁場振幅変化時に起きている。すなわち、波動はその時に生成するものと推測される。そこで波動の生成過程を調査するために、磁場振幅が変化する前後の変位を各位置で読みとる作業を各測定位置で行い、湯面全体の波形を Fig.15, Fig.16 に描いた。

Fig.15 は磁場振幅増加直後の湯面形態の時間変化を示したものである。なお、各測定点は複数の実験結果の平均値を採用している。磁場振幅の増加から 0.02 秒で全体に平滑な界面を形成していた自由界面は、0.04 秒後に壁面近傍で大きく降下すると同時に、13mm 付近に小さな盛り上がりを形成する。その小さな盛り上がりは 0.06 秒後には質量保存則に従い、平滑な領域が少なくなるとともに、中心の湯面の変位は大きくなっていく。そして、0.08 秒後に容器全体に渡る大きな 1 つの盛り上がりが形成される。一方、Fig.16 は磁場振幅の減少直後の湯面形態の時間変化を示したものである。磁場振幅減少と同時に、容器壁面近傍で降下していた溶湯の界面が上昇する一方、溶湯中心に形成されていた盛り上がりは小さくなる。

磁場振幅の変化に伴い生成した波面は、生成後に減衰振動を繰り返す。そこで、減衰振動をする湯面の挙動を調査するべく、電磁圧増加後 0.5 秒後の湯面挙動の時間変化を(0,1)モードの固有振動(約 7Hz)のほぼ半周期にわたってまとめることとした。その結果を Fig.17 に示す。ここで破線は別途測定した B_{min} の磁場を連続印加したときに形成される平衡界面を表している。これより、減衰振動をする湯面は磁場振幅が小さいときに形成される平衡界面上でほぼ振動していることが分かる。また、湯面は中心付近および壁面近傍を腹として、 $r=13\text{mm}$ 付近を節として振動を行っており、方位角方向の波が発生していないものと仮定すると、湯面は(0,1)モードにより振動していると言える。

すなわち、 $D=0.1$ における波動は磁場振幅の増加(電磁圧の増加)に起因して形成される溶湯の盛り上がりは磁場振幅の減少(電磁圧の減少)により解放されることにより生成することが確認できる。

3. 3. 2 $D=0.9$ での湯面の挙動

Fig.18 は D が 0.9 のときの、磁場の時間変化と各位置における溶湯変位 η の時間変化をまとめたものである。いずれの測定位置においても 1 秒ごとに波動が繰り返される。ただし、 $r=21\text{mm}$ では磁場無印加時よりも低い位置で(図中破線)、0mm では高い位置で振動する(図中破線)。また、 $r=21\text{mm}$ では磁場の変化に対応して湯面の変位が上下に移動しており、磁場に拘束された運動をしていることが確認できる。 $r=21\text{mm}$ では磁場振幅が小さくなると同時に変位が大幅に上昇し(図中 A 点)、 $r=13\text{mm}$ ではある時間において変位は少し下降する(図中 C 点)。また $r=0\text{mm}$ では磁場振幅の減少と同時に変位は大幅な低下を開始する(図中 E 点)。これは $D=0.1$ における磁場振幅減少時の傾向と一致する。一方、磁場振幅が増大すると $r=21\text{mm}$ での変位の下降(図中 B 点)、 $r=13\text{mm}$ および $r=0\text{mm}$ での湯面の上昇が確認できる(図中 D, F 点)。これは $D=0.1$ における磁場振幅増加時の傾向に一致する。すなわち、 $D=0.9$ においては磁場振幅の減少(電磁圧の減少)に伴う湯面の盛り上がりの解放が行われた後に、磁場振幅の増加(電磁圧の増加)に伴い自由表面に再び盛り上がり形成されることにより、波動は生成される。

D が 0.1 の時と同様に、減衰振動を行う湯面の挙動を調査するべく、電磁圧減少後 0.5 秒後の湯面挙動の時間変化を Fig.19 に図示した。破線は B_{max} を連続印加したときに形成される平衡界面を表わしており、溶湯は B_{max} を印加したときに形成される平衡界面上で振動していることがわかる。

3. 3. 3 $D=0.5$ での湯面の挙動

$D=0.5$ における各地点における磁場振幅の時間変化と溶湯変位の時間変化を Fig.20 に示す。磁場振幅増加時には壁面での湯面は低下し(図中 B 点)、

その少し後には $r=13\text{mm}$ および $r=0\text{mm}$ において湯面は上昇する（図中 D, F 点）。すなわち、自由表面の盛り上がりの形成が確認でき、これを起点として波動は生成される。一方、電磁圧減少時には壁面近傍における湯面の上昇（図中 A 点）、中心における湯面の低下（図中 E 点）、すなわち、電磁圧の減少に伴う溶湯の解放が確認でき、そのために波動は生成される。 $r=0\text{mm}$ のグラフに記載された実線および破線は、 B_{\max} および B_{\min} を連続印加した時の湯面変位を表しており、 $D=0.5$ においてもそれぞれの磁場を連続印加したときに形成される平衡界面上で溶湯は減衰振動することが確認できる。

以上、一連の実験結果より、間欠周波数が固有振動数よりも十分に低い領域においては、各振幅の磁場を連続印加した時に形成される平衡界面が磁場振幅の変化に応じて形状を変化させることにより波動が生成し、その波動は各印加磁場強度に対応した平衡界面上で減衰振動を行うものと結論づけることができる。また、この波動の生成過程は D に依存しないことも、確認できる。

3. 4 間欠周波数が固有振動数近傍のときの波面挙動

間欠周波数を液体金属の固有振動数、およびその前後に設定し、間欠周波数の変化が波面挙動へ及ぼす影響を調査した。具体的には本実験装置における固有振動数である 7Hz とその前後の 5Hz 、 9Hz の 3 水準とした。

Fig.21 は $f_i=5\text{Hz}$ での間欠周期 1 周期にわたる湯面形状の変化を示したものである。上部は B_{\max} 印加時 ($0 \sim 4\tau/10$)、下部は B_{\min} 印加時 ($5\tau/10 \sim 9\tau/10$) の波面を示している。磁場振幅増加直後に壁面近傍で変位は低下し、 $\tau/10$ 秒後に約 $r=17\text{mm}$ 付近で波の頂部が形成される。その波の頂部は $3\tau/10$ 秒後にはほぼ中央に到達し、大きな盛り上がり形成される。そして、波の頂部は $4\tau/10$

秒後に向きを反転させ壁面へと向かう。電磁圧の振幅が小さい値をとる期間 ($5\tau/10 \sim$) に入ると中心部の変位は低下し、 $7\tau/10$ 秒後に、やや遅れて壁面付近の変位は上昇を開始する。すなわち、溶湯の盛り上がりの崩れが発生する。また、壁面に向かっていった波の頂部は見られなくなる。 B_{\max} 印加時の溶湯の盛り上がりの形成と B_{\min} 印加時の盛り上がりの崩れは $f_i=1\text{Hz}$ における湯面の挙動と一致する。

$f_i=7\text{Hz}$ における間欠周期 1 周期にわたる湯面の挙動を Fig.22 に示す。上部は B_{\max} 印加時 ($0 \sim 4\tau/8$)、下部は B_{\min} 印加時 ($5\tau/8 \sim \tau$) の波面を示している。 7Hz は (0,1) モードの固有振動数に相当し、波動の振幅は大きくなり、溶湯中心 ($r=0\text{mm}$) においてレーザー変位計の測定範囲を越えたので、その時刻の変位については示していない。また、共振条件にもかかわらず、自由表面は定在波を形成しない。

磁場振幅増加時に容器端近傍の湯面変位が低下すると同時に、容器中心に向かって波の頂部が進行し、 $2/8\tau$ 秒後には約 $r=13\text{mm}$ の位置に到達する。 $4/8\tau$ 秒後に波の頂部は中央部付近に到達して大きな盛り上がり形成されることが推察できる。その後、約 $6/8\tau$ 秒後まで中心近傍 ($r=4\text{mm}$) の変位はほぼ同じ高さに留まる。一方、容器端では $5/8\tau$ 秒後に自由表面が最も低くなり、その後上昇を開始する。 $f_i=1.5\text{Hz}$ と同様に、磁場振幅の変化に伴う溶湯の盛り上がりとその崩れが確認できる。

$f_i=9\text{Hz}$ での間欠周期 1 周期にわたる波面の変化を Fig.23 に示す。磁場振幅増加と同時に容器端では変位が低下する。波の頂部は中心に向かって進行し、 $2/6\tau$ 秒後には約 $r=13\text{mm}$ に、 $3/6\tau$ 秒には約 $r=8\text{mm}$ に到達する。一方、中心における変位は B_{\max} の期間中下降を続ける。磁場振幅減少後 ($3/6\tau$)、容器端近傍において変位は上昇を開始する。また、中心近傍でも変位は上昇を

開始する。4/6 τ 秒後に波の頂部は $r=4\text{mm}$ まで到達するものの、中央までは到達しない。結局、容器中心($r=0\text{mm}$)での変位は大きな値を取らない。壁面近傍では磁場の变化に溶湯は追従するものの、1周期内に波動は中央まで伝播されず、 $f_i=7\text{Hz}$ 以下で見られた盛り上がりの形成とその崩れは不完全なものとなっている。

3. 5 界面積の見積り

精錬反応においてメタル・スラグ間の界面積を増加させることは、反応速度を向上させるのに有効である。そこで、各間欠周波数において生成される波面の時間平均の界面積を見積もった。なお7Hzでは中心部分のデータが一部取れていない。測定できなかった期間にはレーザー変位計で測定可能な最大変位を入力して計算した。そのため、実際の界面積はこの数値以上の値となる。結果をTable3に示す。なお磁場を印加しない時の溶湯表面積は $1.45 \times 10^{-3}\text{m}^2$ である。

共振条件以外($f_i=1,5,9\text{Hz}$)の界面積増加は16%以下であるのに対し、共振条件($f_i=7\text{Hz}$)においては29%以上であった。界面積の増加を図るためには間欠周波数を固有振動数と同一に設定すればよいことは明らかである。

3. 6 結言

間欠型交流磁場を熔融金属に印加することによって生成される表面波動の挙動、生成機構について調査し、以下の知見を得た。

- (1) 間欠周波数が固有振動数より十分低いときの波動は、各振幅の磁場を連続印加した時に形成される平衡界面上で減衰振動する。また、その波動は磁場振幅の増減に伴い生成される。

- (2) 波動の生成機構に、 B_{max} の印加時間比である D は影響を及ぼさない。
- (3) 磁場振幅の増加に伴い壁面近傍の自由表面変位は低下し、波動が中央部に向かって伝播する。また、磁場振幅の減少に伴い壁面近傍の変位は上昇する。この結果は周波数に依存しない。
- (4) 間欠周波数が固有振動数よりも高い値に設定されると、明確な盛り上がりの形成・崩れが確認できなくなる。
- (5) 本プロセスにより溶湯自由表面の界面積増加を図ることが可能である。特に、間欠周波数を固有振動数と一致させたときの界面積増加は著しい。

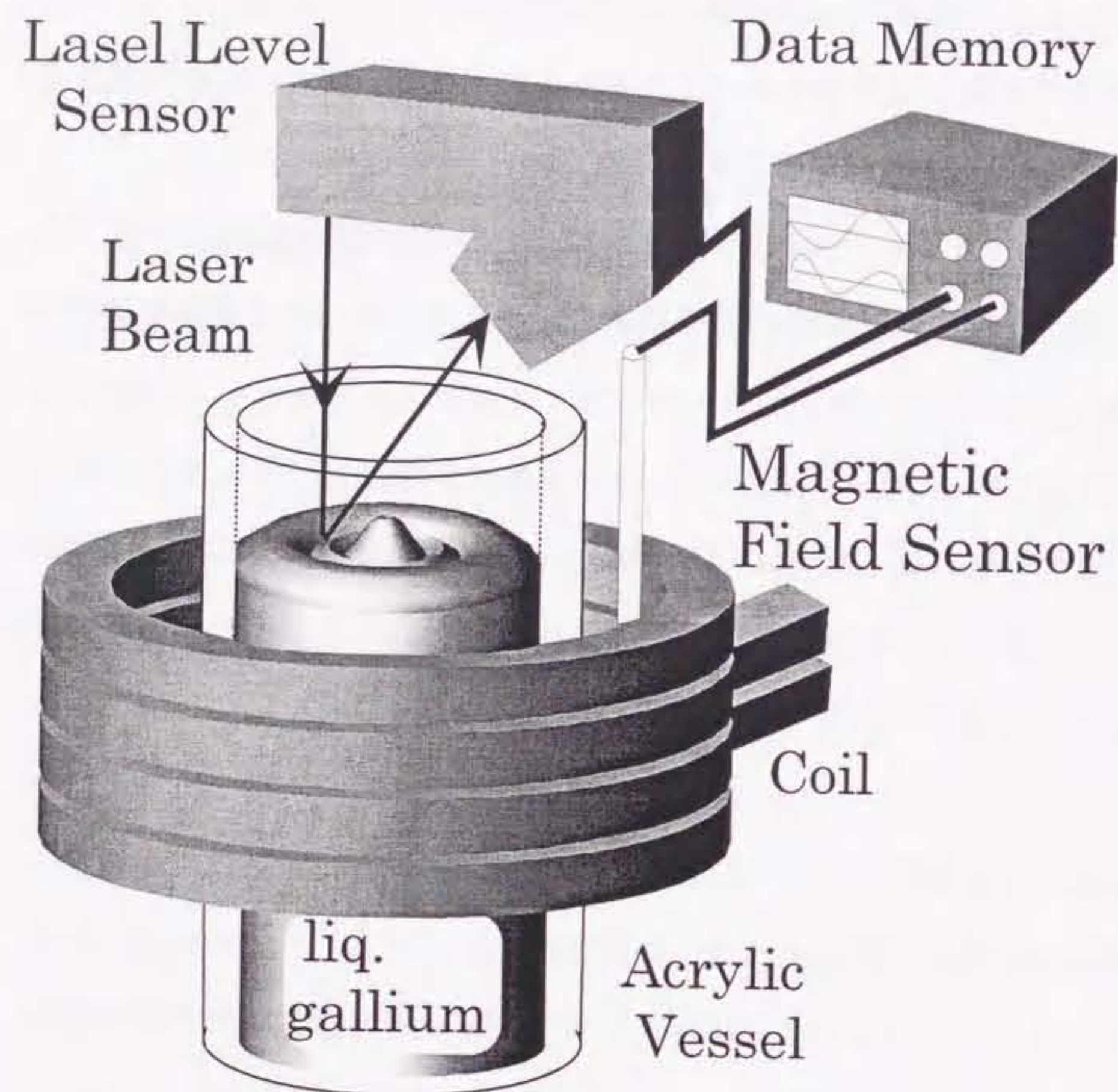


Fig.12 Experimental apparatus

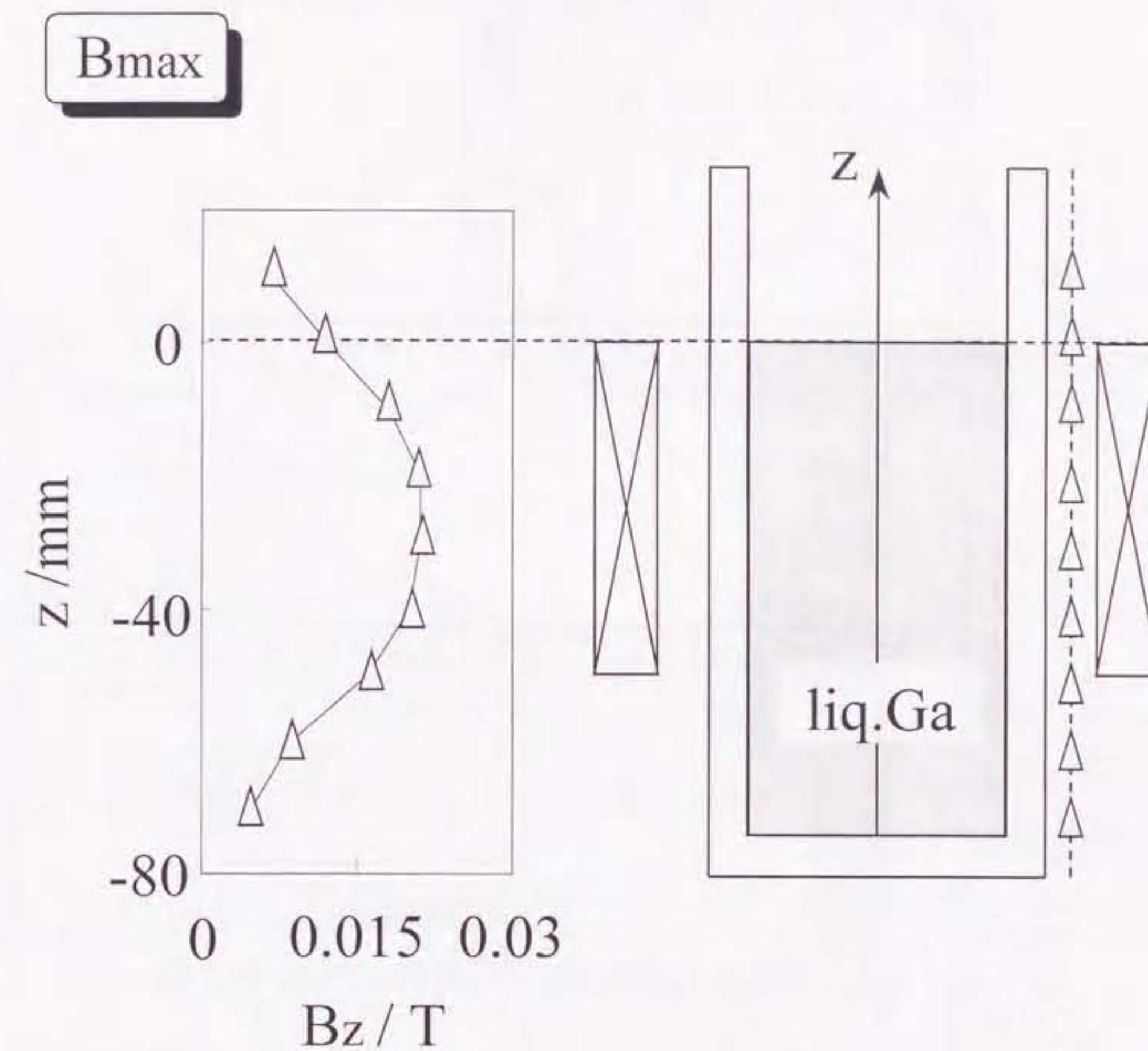


Fig.13 Distribution of the large effective value of magnetic field

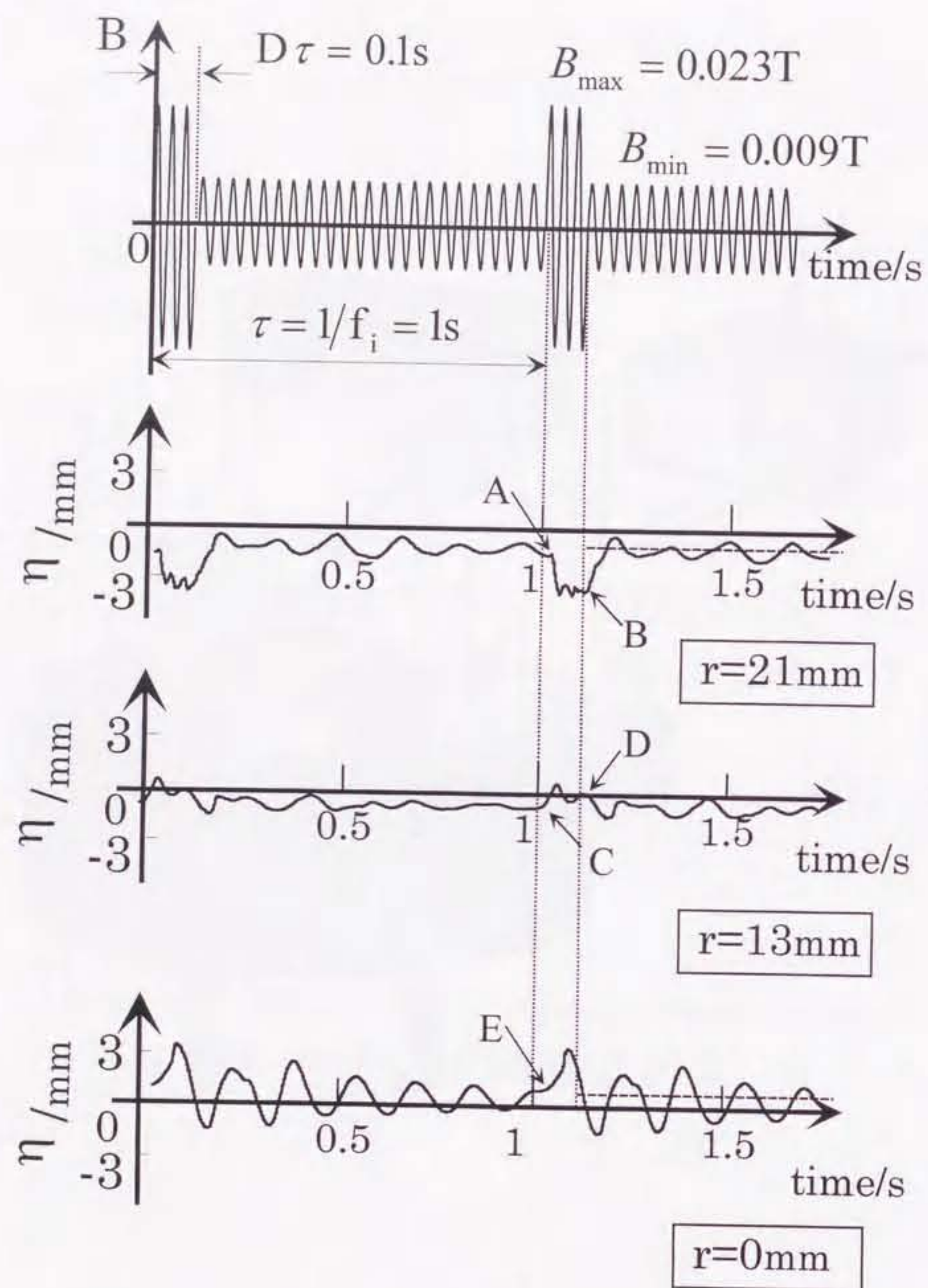


Fig.14 Schematic of wave patterns of magnetic field and the corresponding surface motions at the different positions under the condition of $f_i = 1\text{Hz}$ and $D = 0.1$.

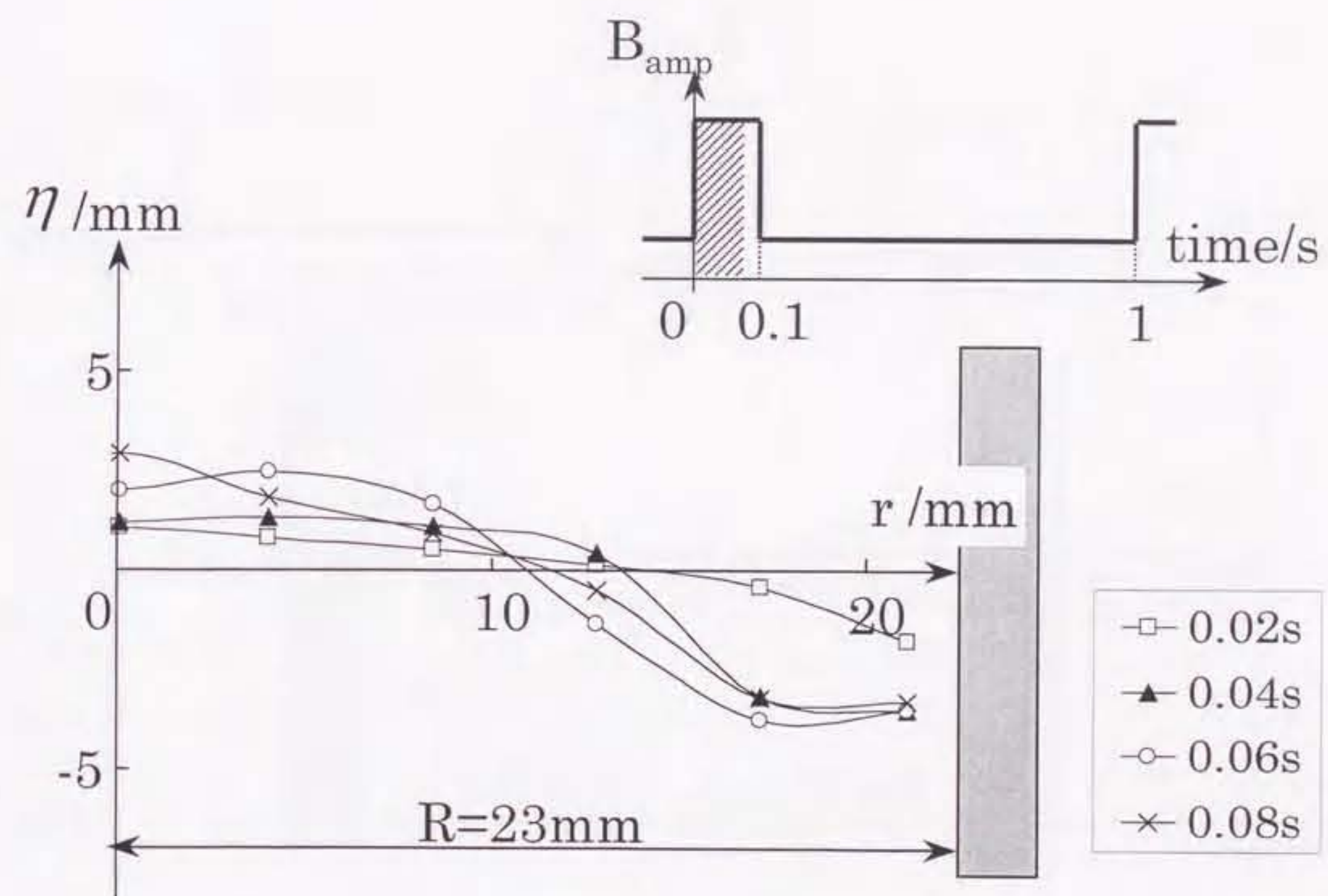


Fig.15 Time variation of surface shape right after the change from B_{min} to B_{max} at $f_i = 1\text{Hz}$ and $D = 0.1$

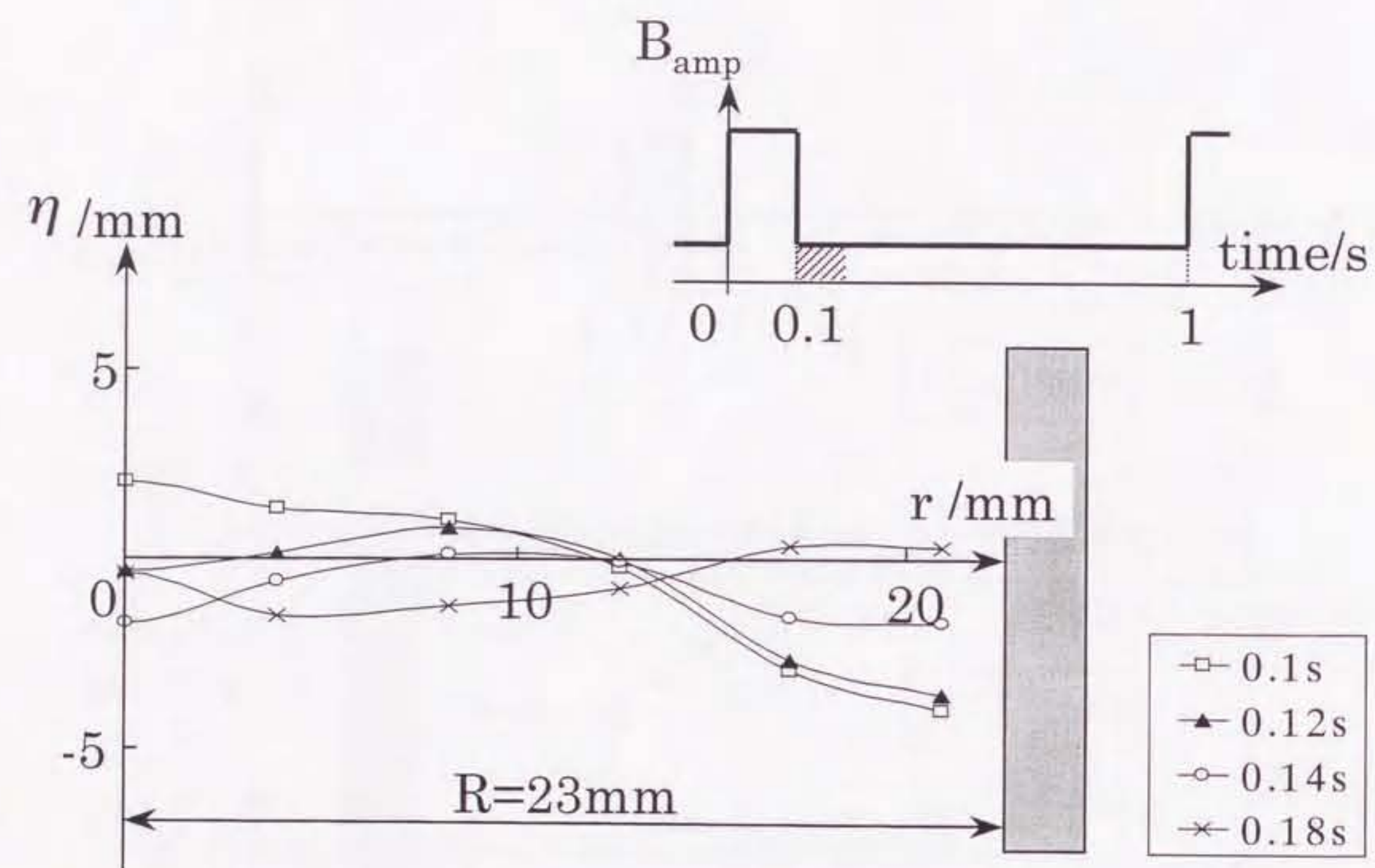


Fig.16 Time variation of surface shape right after the change from B_{max} to B_{min} at $f_i=1\text{Hz}$ and $D=0.1$

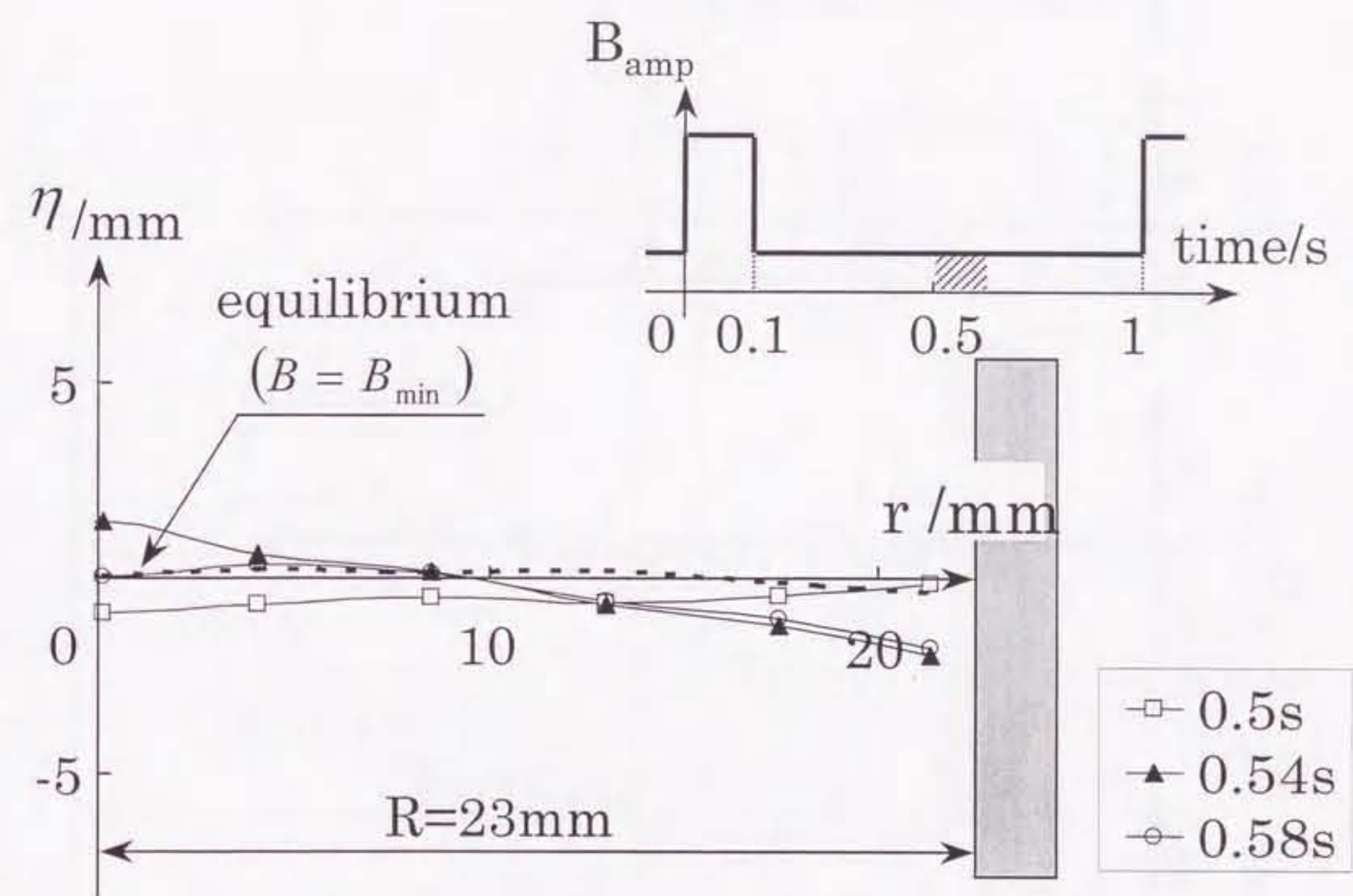


Fig.17 Time variation of surface shape after about 0.5s from attenuation of the magnetic field at $f_i=1\text{Hz}$ and $D=0.1$

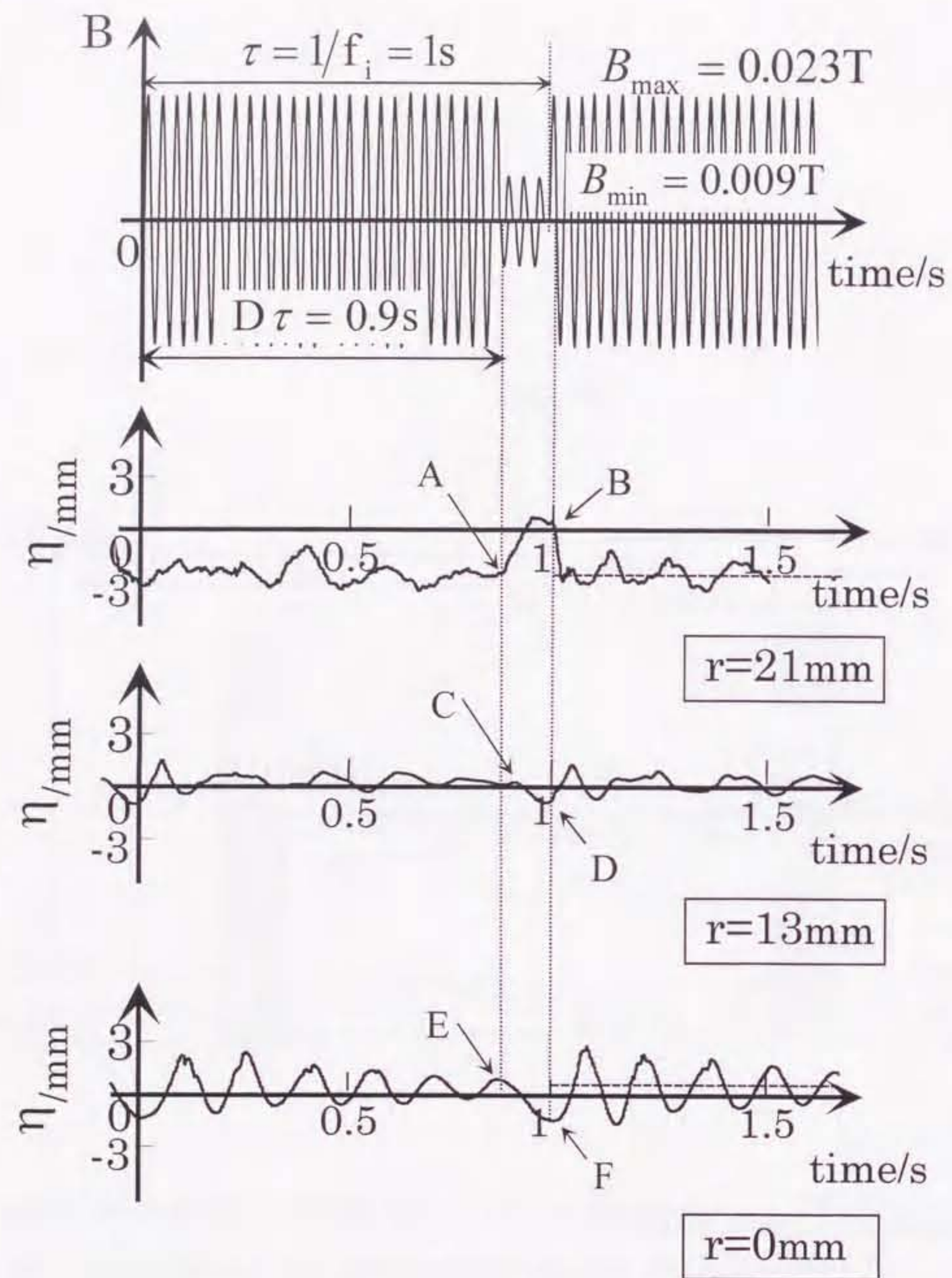


Fig.18 Schematic of wave patterns of magnetic field and the corresponding surface motions surface motions at the different positions under the condition of $f_i=1\text{Hz}$ and $D=0.9$.

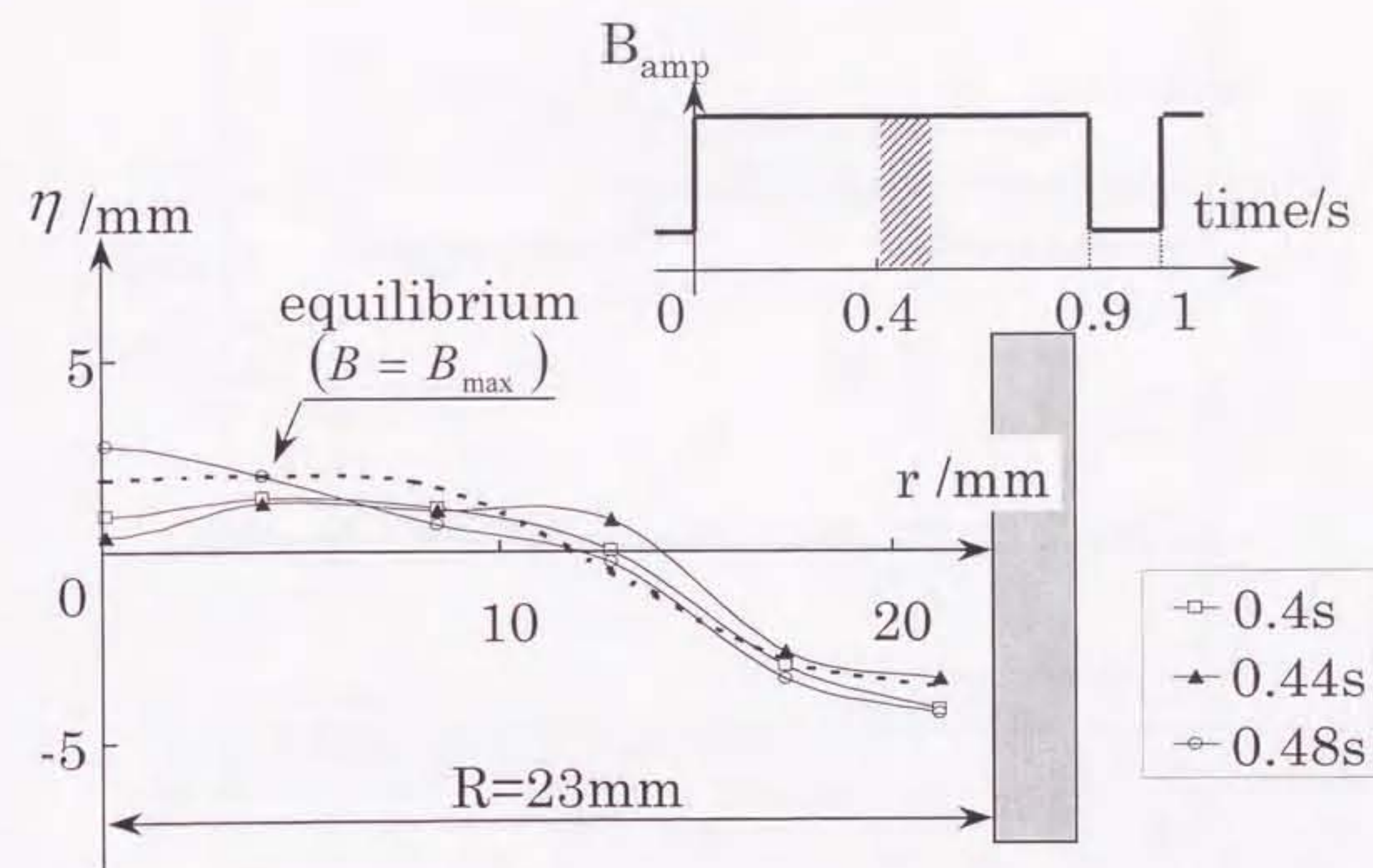


Fig.19 Time variation of surface shape after about 0.5s from attenuation of the magnetic field at $f_i=1\text{Hz}$ and $D=0.9$

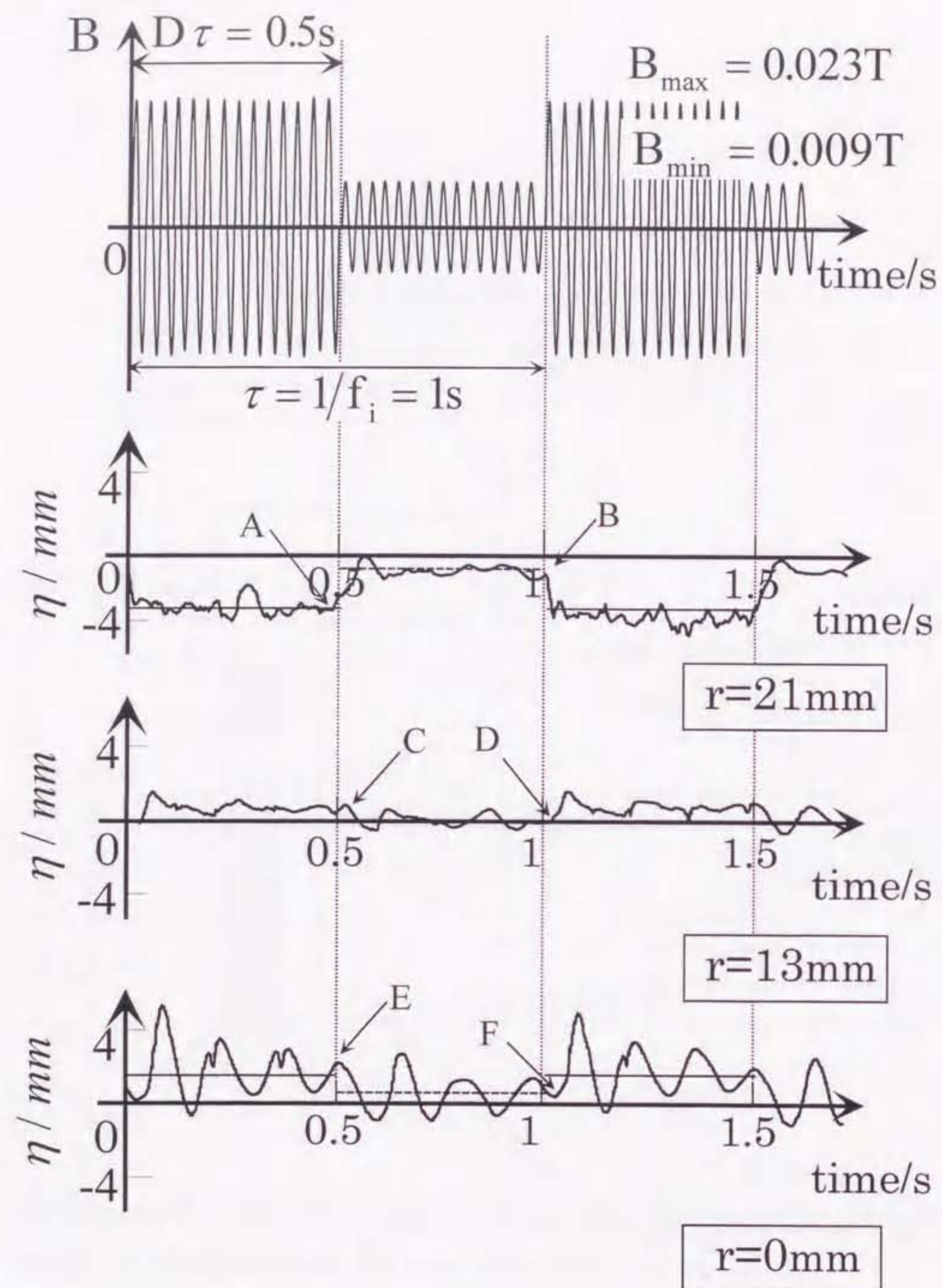


Fig.20 Schematic of wave patterns of magnetic field and the corresponding surface motions at the different positions under the condition of $f_i=1Hz$ and $D=0.5$.

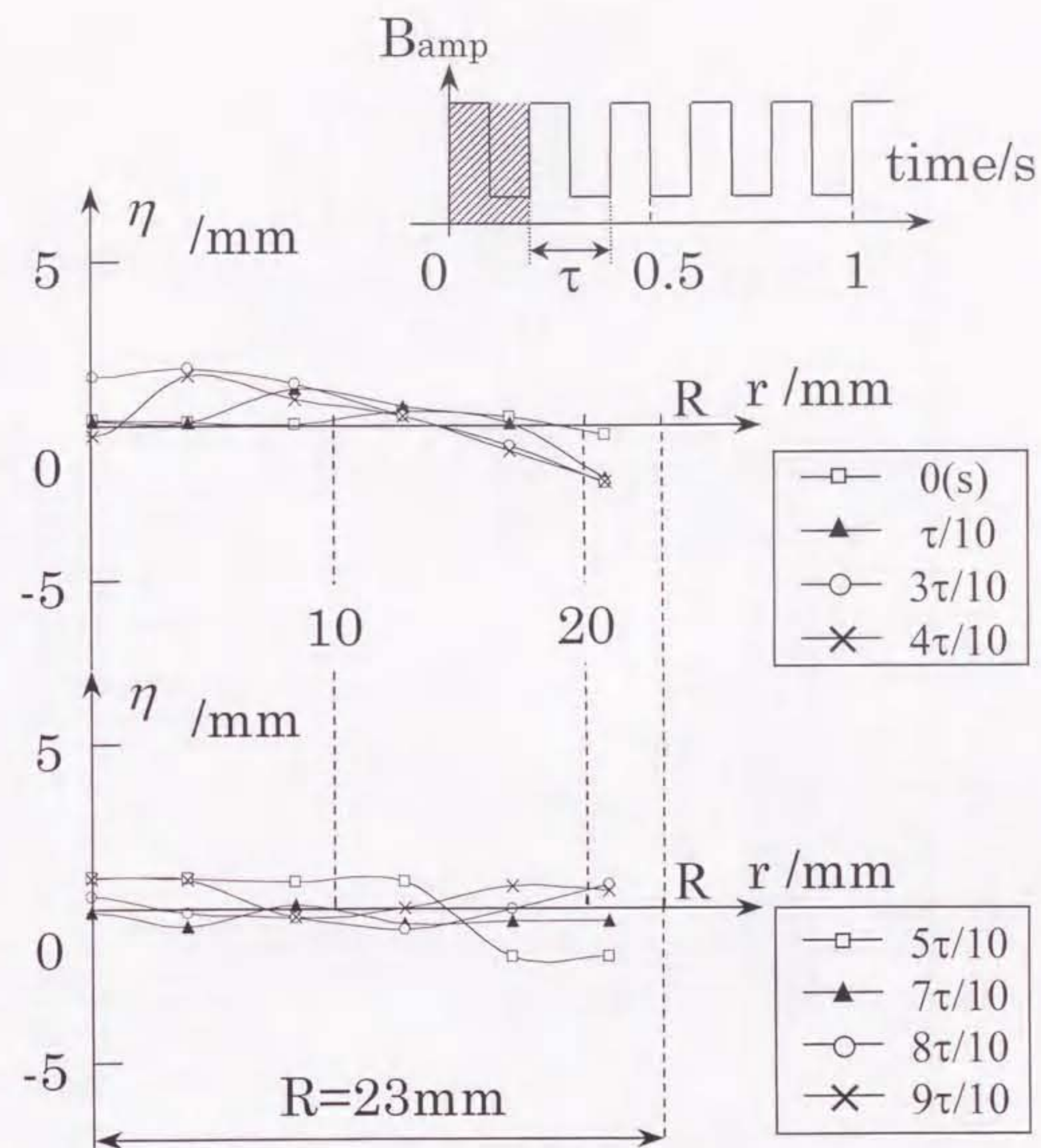


Fig.21 Time variation of surface shape at $f_i=5Hz$

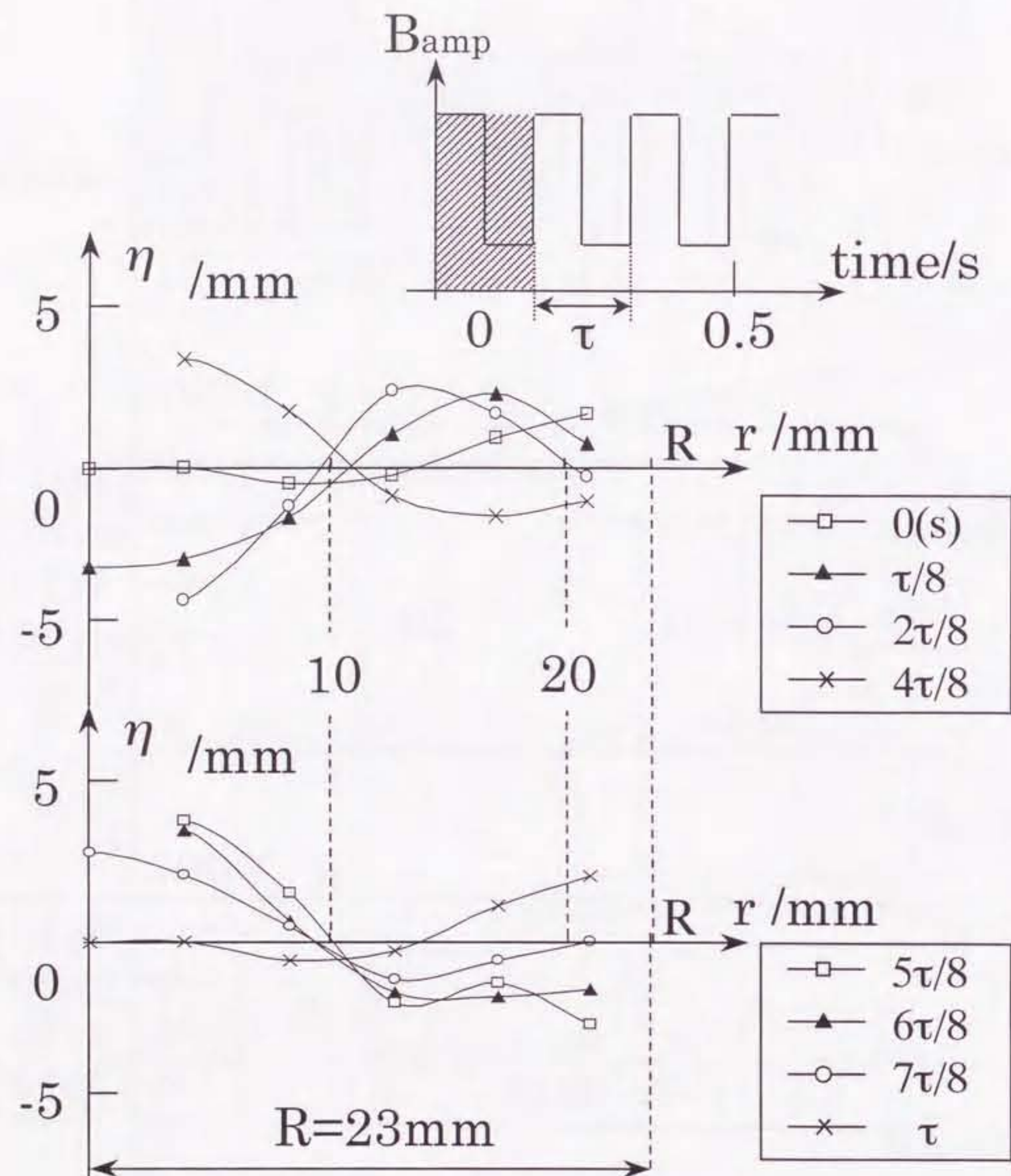


Fig.22 Time variation of surface shape at $f_i=7\text{Hz}$

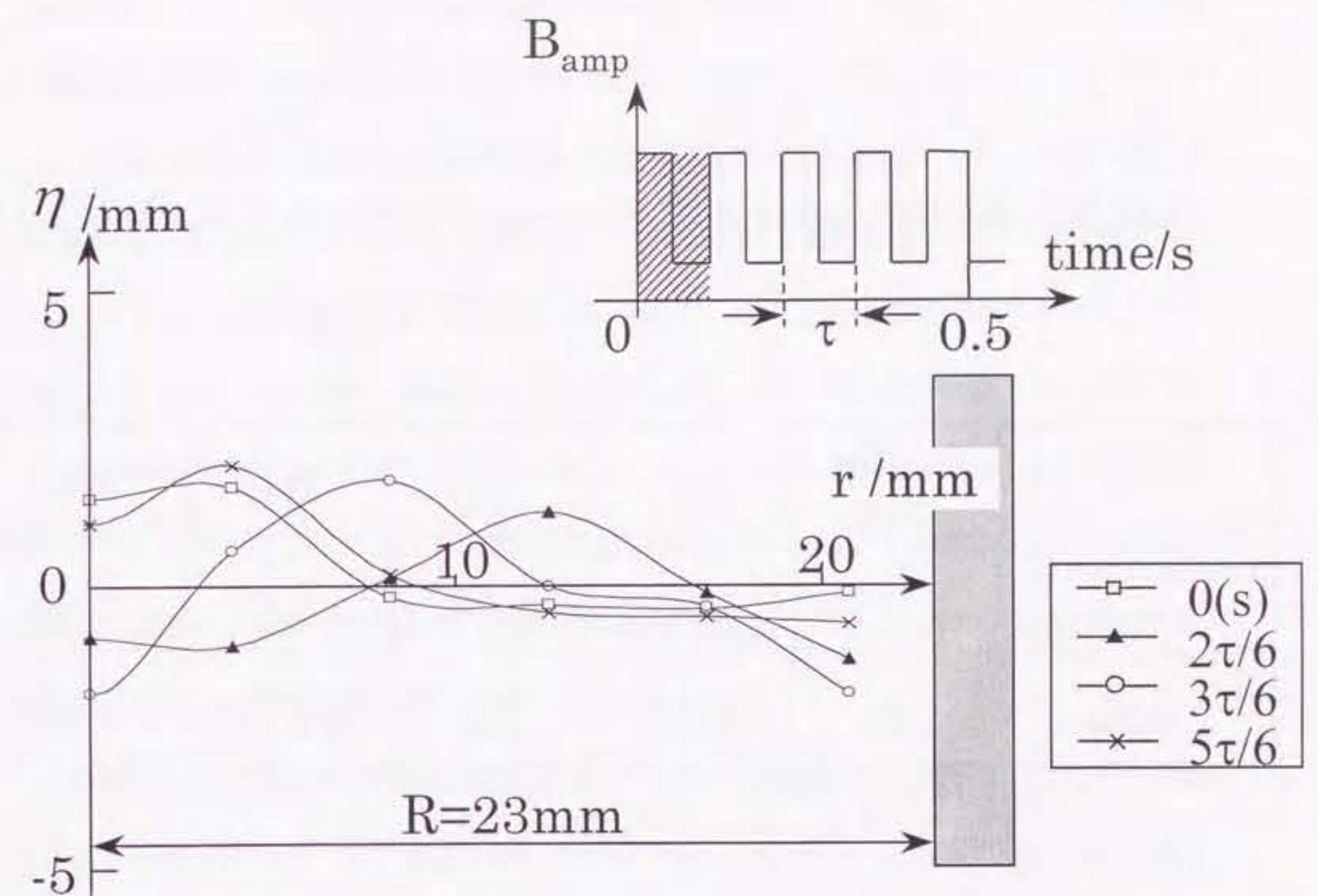


Fig.23 Time variation of surface shape at $f_i=9\text{Hz}$

Table3 Evaluated surface area for various f_i at $D=0.5$

	static state	1Hz	5Hz	7Hz	9Hz
surface area / $\times 10^{-3} \text{ m}^2$	1.45	1.63	1.68	>1.87	1.63
ratio	1.0	1.12	1.16	>1.29	1.12

第4章 側壁振動と間欠型交流磁場の同期印加による溶湯自由表面形状の制御

4. 1 緒言

鋼の連続 casting プロセスでは、モールドと熔融金属の焼き付き防止のためにモールドオシレーションが必要であり、それによりオシレーションと同一周期の表面欠陥が生成する²⁾。一方、アルミニウム製造分野では、鋳型と非接触で溶湯の凝固を行う電磁 casting 法¹⁾が既に採用されており、平滑表面を有する鋳片の製造が可能となっている。しかし、電磁 casting は電磁圧と静圧とを釣り合わせる必要があるため、密度が大きく、アルミニウムよりも10から100倍の生産性が要求される鋼での実用化は困難である。そこで、モールド外部より交流磁場を印加することにより、溶鋼をモールドと完全には非接触とせず、軟接触³⁾としてモールドとの接触圧低減を図る casting 法が提案され、良好な表面性状を有する鋳片の作製に成功している¹⁵⁾¹⁹⁾。近年、表面性状のさらなる改善、電力消費量の低減を目的として、AM変調磁場の一種である間欠型交流磁場²⁰⁾あるいはパルス磁場²¹⁾を利用して、磁場印加時期をモールドオシレーションと同期させる試みが新たになされ、従来の印加法に匹敵する表面性状を有する鋳片が得られることが確認された。しかし、良好な鋳片を得るための最適な磁場印加時期は未だ明確にされていない。

連続 casting における電磁力印加は初期凝固部分における接触圧低減ばかりではなく、液相における波動生成やパウダー流入挙動の変化をも招く。従って、磁場印加中の湯面挙動把握は鋼の軟接触 casting の最適操作条件を得るための重要な知見となる。ここでは、間欠型交流磁場同期印加プロセスに注目し、そこでの主要パラメータである磁場の変調周波数（間欠周波数）および鋳型振動の周波数、さらにそれらの位相差が湯面挙動に与える効果を溶融ガリウムを用いたモデル実験で明らかにした。

4. 2 実験装置および実験条件

実験装置の概略図を Fig.24 に示す。内径 46mm、深さ 130mm のアクリル容器に溶融ガリウム(約 0.8kg)を充填し、その容器内側面に厚さ 0.3mm のビニール製振動板を湯面から 19mm の位置まで浸漬させた。ガリウムを満たしたアクリル容器の外周に内径 56mm のアクリル製の円筒を設置し、それに振動板を固定させた。さらに円筒を片振幅 4mm で上下振動するステージに固定することにより、モールドオシレーションを模擬した上下方向の振動をガリウムに印加した。以後この振動を側壁振動と呼ぶこととする。一方、2つの容器の周囲に内径 80mm の 4 ターンコイルを、その上部がガリウム液面と同じ高さになるように設置し、搬送波が 30kHz の間欠型交流磁場を振動板の動きに合わせ、Table4 に示す条件で印加した。そして、ガリウム自由表面とステージの時間変動を 2 台のレーザー変位計を用いて同時に計測し、データメモリに記録した。本実験にて使用したレーザー変位計の仕様を Table5 に示す。なお、湯面測定位置は壁面近傍($r=17\text{mm}$)である。

円筒容器内の液体に生成する表面波動の固有周波数の式 (18)式) を使って、固有振動数の式を以下に示す。

$$f_{lm} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{gk_{lm} \tanh(k_{lm}h)} \quad (25)$$

l, m はそれぞれ方位角方向、半径方向のモードを表し、 k_{lm} ($k_{lm} \equiv \beta_{lm}/R$) は l 次の第 m 種ベッセル関数 $J_l(x)$ 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 の比である。また g は重力加速度を、 h は液深を表す。ここで、本実験系の物性値を(25)式に代入することにより計算される固有振動数は Table2 に示されている。第 2 章の調査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。そこで、側壁振動の周波数 f_0 および磁場の間欠周波数 f_i は (0,1) モードの固有振動数より低い 4Hz、ほぼ同一の 7Hz、高い 9Hz の 3 種類に設定した。

4. 3 各外力を単独印加したときの湯面挙動

溶湯に側壁振動のみを印加した時の各周波数における振動板変位 z と、湯面変位 η の時間変化を Fig.25 にまとめて示す。湯面振幅は周波数によって異なり、(0,1)モードの固有振動数以上の値 (7Hz, 9Hz) で振幅は大きくなる。しかし、振動板の上下振動に対する湯面挙動は周波数に依らずほぼ同一である。すなわち、振動板の上昇に伴い湯面は下降し、振動板の下降に伴い湯面は上昇する。

磁場振幅が大きい時の実効値 B_{max} を 0.019T と設定し、磁場のみを溶湯に印加した時の磁場の実効値 B_e と各間欠周波数における湯面変位の時間変化を Fig.26 に示す。側壁振動のみを印加した時とは異なり、固有振動数に近い 7Hz において大きな湯面振動が観察されたものの、9Hz のときの振幅はあまり大きくない。間欠周波数によらず、磁場振幅増加後 0.02 秒後から 0.03 秒後に湯面変位は下降し始める。一方、第 3 章から得られた知見より、湯面の振動形態は間欠周波数により異なるため、湯面変位が極値となる時刻は各周波数ごとに異なってくる。すなわち、4Hz では磁場振幅が増加する直前に変位は最大値となるのに対し、7Hz、9Hz では B_{max} 印加中に変位は最大値となる。また 4Hz では B_{max} 印加中に、7Hz では B_{min} 印加中に、9Hz では B_{max} 印加直後に変位は最小値となる。

次に、磁場のみを溶湯に印加した時の湯面振幅と側壁振動のみを印加した時のそれをまとめて Fig.27 に示す。磁場のみを印加した時の振幅値は磁場強度の増加とともに増加する。また、固有振動数近傍の 7Hz における振幅は大きい。一方、側壁振動のみを印加した場合は 4Hz, 7Hz, 9Hz の順で振幅は大きくなる。以下に示す側壁振動と磁場の同期印加実験では、7Hz においてそれぞれを単独印加した時の湯面振幅がほぼ同値となる磁場強度 ($B_{\text{max}}=0.019\text{T}$) で固定して実験を行うこととした。

4. 4 磁場と側壁振動を同期印加した時の湯面挙動

磁場と側壁振動との位相差、すなわち側壁振動に対する磁場の印加時期を Fig.28 に示す。ここでは側壁振動の周波数 f_0 と間欠周波数 f_i を同値に設定し、($f_s \equiv f_i = f_0$: 以後 f_s を印加

周波数と定義する) 図に示す4種類の位相差 ($\theta=0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) のそれぞれで同期印加した。以下に各印加周波数ごとの測定結果を示す。

4. 4. 1 $f_s=4\text{Hz}$ における湯面挙動

印加周波数 $f_s=4\text{Hz}$ における側壁振動の振動板変位と各位相差での湯面挙動を Fig.29 に示す。最上部のグラフは振動板の変位であり、その下の4つのグラフは同期印加時の湯面変位(太線)と、磁場あるいは側壁振動を単独に印加した時に測定された湯面挙動を足し合わせた結果(細線)とを位相差ごとに示している。また、それぞれの上部にあるハッチング領域は B_{\max} の磁場が印加された期間である。

側壁振動のみを印加した時の湯面変位は振動板変位が最大値をとる時に最小値をとり (Fig.25)、磁場のみを印加した時の湯面変位は磁場振幅の増加直前に最大値をとる (Fig.26) ことから、位相差が $\theta=0, 3\pi/2$ の時に相乗効果によって大きな振幅となり、逆に $\theta=\pi/2, \pi$ において振幅は小さくなる。

足し合わせの結果と同期印加時の測定結果を比較すると、 $\theta=\pi$ において2つの波形に時間的なずれが存在するものの、両者は比較的類似している。

4. 4. 2 $f_s=7\text{Hz}$ における湯面挙動

印加周波数 $f_s=7\text{Hz}$ での結果を Fig.30 に示す。本周波数は(0,1)モードの固有振動数近傍なので、大きな湯面振幅となった。また、位相差が湯面挙動に及ぼす効果も顕著に表れることとなった。磁場のみを印加した時の湯面変位が最大値をとるのは磁場振幅の増加から約0.02秒後 (Fig.26)、すなわち B_{\max} 印加期間中のおよそ中間である。また、側壁振動を印加した時の湯面変位は振動板変位が最小値をとる時に最大値をとる (Fig.25)。よって、位相差 $\theta=\pi$ では双方の相乗効果により振幅は増大するとともに、湯面は不安定な振動を呈する。位相差 $\theta=3\pi/2$ のときに湯面変位が最大となる時刻は位相差 $\theta=\pi$ に対して遅れるが、これは磁場による湯面上昇の効果が遅れるためである。また、それにより相乗効果は弱まり振幅は小

さくなっている。逆に位相差 $\theta=\pi/2$ のときは、磁場による湯面上昇の効果が側壁振動のそれに対して早くなるので湯面変位が最大となる時刻は $\theta=\pi$ に比べて早くなる。一方、 $\theta=0$ では $\theta=\pi$ に対して位相が反転するため、双方の効果が相殺され、振幅は著しく減少する。

振幅値が小さくなる $\theta=0$ での結果を除き、足し合わせの結果は同時印加時の湯面挙動を大まかに表している。

4. 4. 3 $f_s=9\text{Hz}$ における湯面挙動

印加周波数を $f_s=9\text{Hz}$ とした時の結果を Fig.31 に示す。本周波数において、磁場のみを溶湯に印加した時の湯面変位は B_{\max} 印加中に最大値をとる (Fig.26)。また側壁振動のみを印加した場合は振動板変位が最小値をとる時に湯面変位は最大値をとる (Fig.25)。この両者の結果はほぼ 7Hz のそれと一致する。そのため、側壁振動と磁場の同時印加時も 7Hz での結果と似た傾向が表れた。すなわち、 $\theta=0$ では双方の効果が相殺されることにより湯面振幅は減少する一方、 $\theta=\pi$ では相乗効果により振幅は増大し、挙動は不安定なものとなる。

足し合わせの結果と測定結果を比較すると、すべての位相差にて足し合わせの結果は大まかに同期印加時の湯面挙動を表していると言える。

4. 5 考察

4. 5. 1 位相差の変化に伴う振幅値の変化

各周波数において側壁振動を単独に印加した時、あるいは側壁振動と磁場を同期印加した時の湯面振幅を読みとり、まとめた結果が Fig.32 である。側壁振動のみを印加した時の湯面振幅を基準とした時、 7Hz および 9Hz では $\theta=\pi$ にて湯面振幅は増大し、 $\theta=0$ にて減少する。また、 4Hz では $\theta=0$ および $3\pi/2$ で増大し、 $\theta=\pi/2$ および π で減少する。これらは前述の通り、側壁振動と磁場の相乗効果あるいは相殺効果に起因する。

4. 5. 2 足し合わせの効果の数値的考察

同期印加時の湯面挙動と各外力を単独印加した時の湯面挙動を足し合わせた結果が一致する場合、各外力を印加した時の湯面挙動の傾向を調査するだけで同期印加時の湯面挙動を予測することが可能である。ここでは、一致、不一致の定量的評価として相互相関係数⁴³⁾を導入する。同期印加時の湯面変位を $u(t)$ 、各外力印加時の湯面挙動を足し合わせた波形を $v(t)$ とおいた時、相互相関係数 $R_{uv}(\delta)$ は(26)式で表される。

$$R_{uv}(\delta) = \overline{u(t)v(t+\delta)} / \sqrt{\overline{u(t)^2} \overline{v(t+\delta)^2}} = C_{uv}(\delta) / \sqrt{C_u(0)C_v(0)} \quad (26)$$

ただし、

$$C_{uv}(\delta) = \overline{u(t)v(t+\delta)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(t)v(t+\delta) dt$$

$$C_u(0) = \overline{u(t)u(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(t)u(t) dt$$

$$C_v(0) = \overline{v(t)v(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} v(t)v(t) dt$$

である。

ここで δ は隔たり時間を表す。 $R_{uv}(\delta)=1$ では、 $u(t)$ と $v(t)$ には δ の位相差が存在するものの、双方が同一の波形であることを表し、 $R_{uv}(\delta)$ が全ての隔たり時間 δ において 0 となる時は、双方の波形の相関性が皆無であることを意味する。ここでは側壁振動あるいは磁場を単独印加した時の波面挙動を足し合わせた結果と、同期印加時に測定された波面挙動が一致するか否かを判断することを目的としているため、双方の波形の位相差は評価せず、隔たり時間 δ を 0 と固定して評価を行った。その結果を Fig.33 に示す。ここで、 $u(t)$ と $v(t)$ との間に相関性があると判断するための目安を $|R_{uv}(0)| > 0.5$ とすると、4Hz における $\theta=\pi$ 、7Hz における $\theta=0$ を除く条件では足し合わせにより湯面挙動の推定がある程度可能であると言えることができる。

4Hz での $\theta=\pi$ および 7Hz での $\theta=0$ は側壁振動と磁場の効果が相殺する条件(Fig.29, Fig.30)に相当する。以上より、側壁振動と磁場の効果が相殺する領域において相関値は低くなる傾向にあると予測できる

4. 6 結言

鋼の軟接触鋳造時の湯面挙動に与えるモールドオシレーションと間欠型交流磁場の印加周波数およびそれらの位相差の効果をモデル実験により調査し、以下の知見を得た。

- (1) 磁場と側壁振動の位相差を変化させることにより、各効果が相乗する条件および、相殺する条件を作り出すことができ、それにより湯面振動の振幅を制御することが可能である。特に、印加周波数が固有振動数より低い時は、位相差を $\pi/2$ および π に、固有振動数以上では位相差を 0 と設定すると、磁場と側壁振動の効果が相殺し、湯面振幅は減少する。
- (2) 磁場と側壁振動の効果が相殺して湯面の振幅値が小さくなる条件では、湯面挙動は足し合わせ則に従わない。

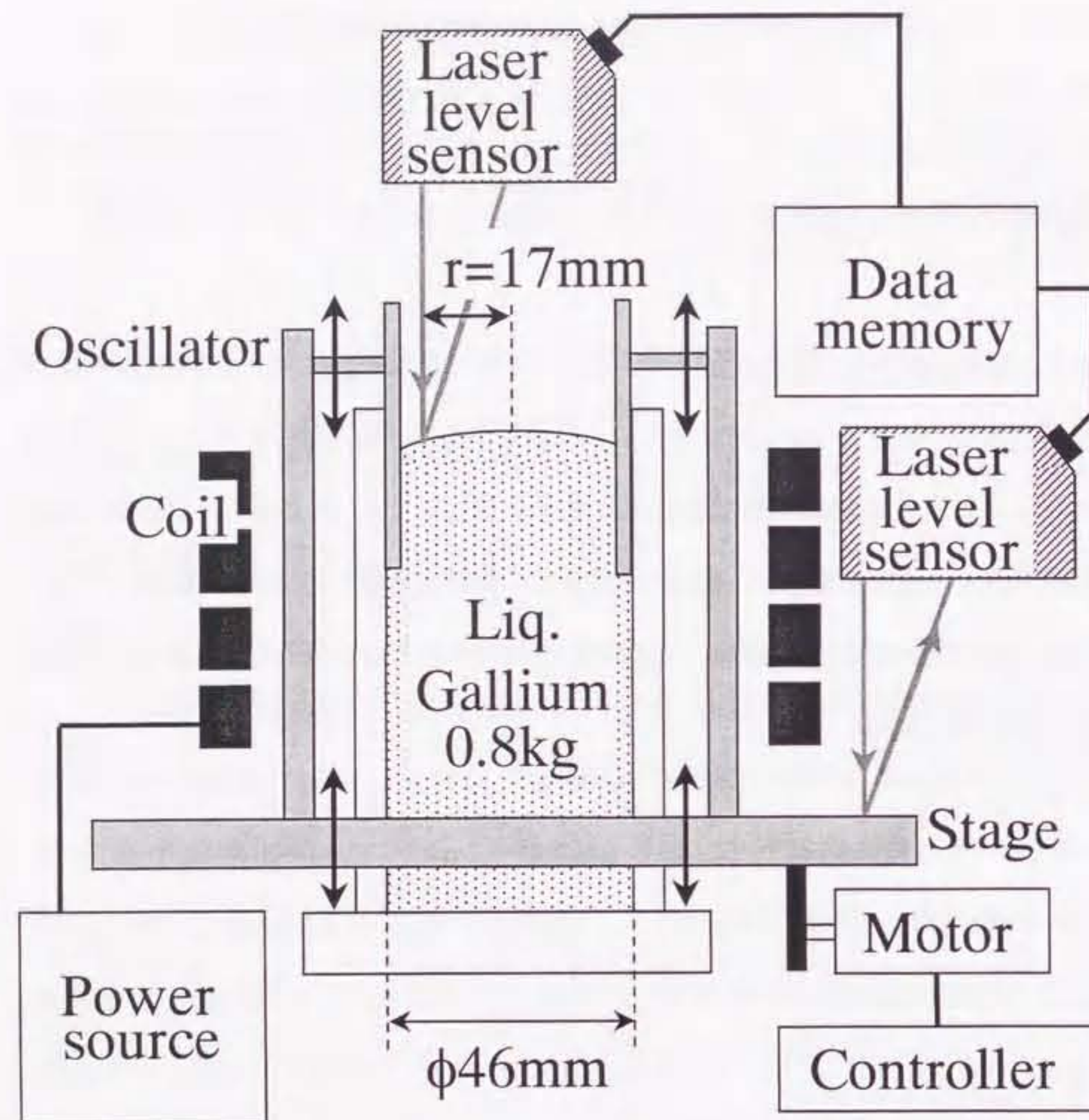


Fig.24 Schematic view of the experimental apparatus

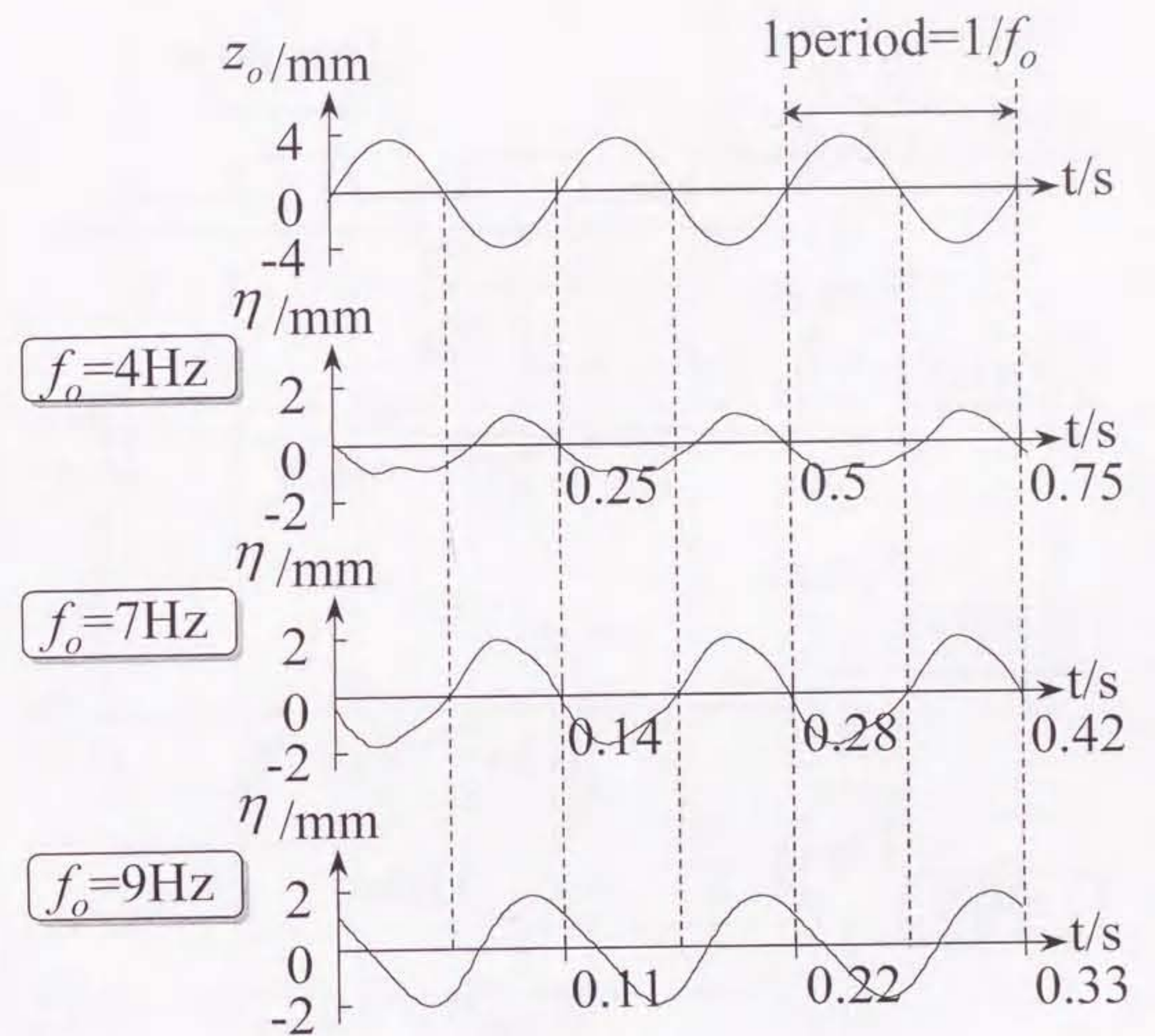


Fig.25 Surface motions at $r=17\text{mm}$ excited by oscillator with each frequency

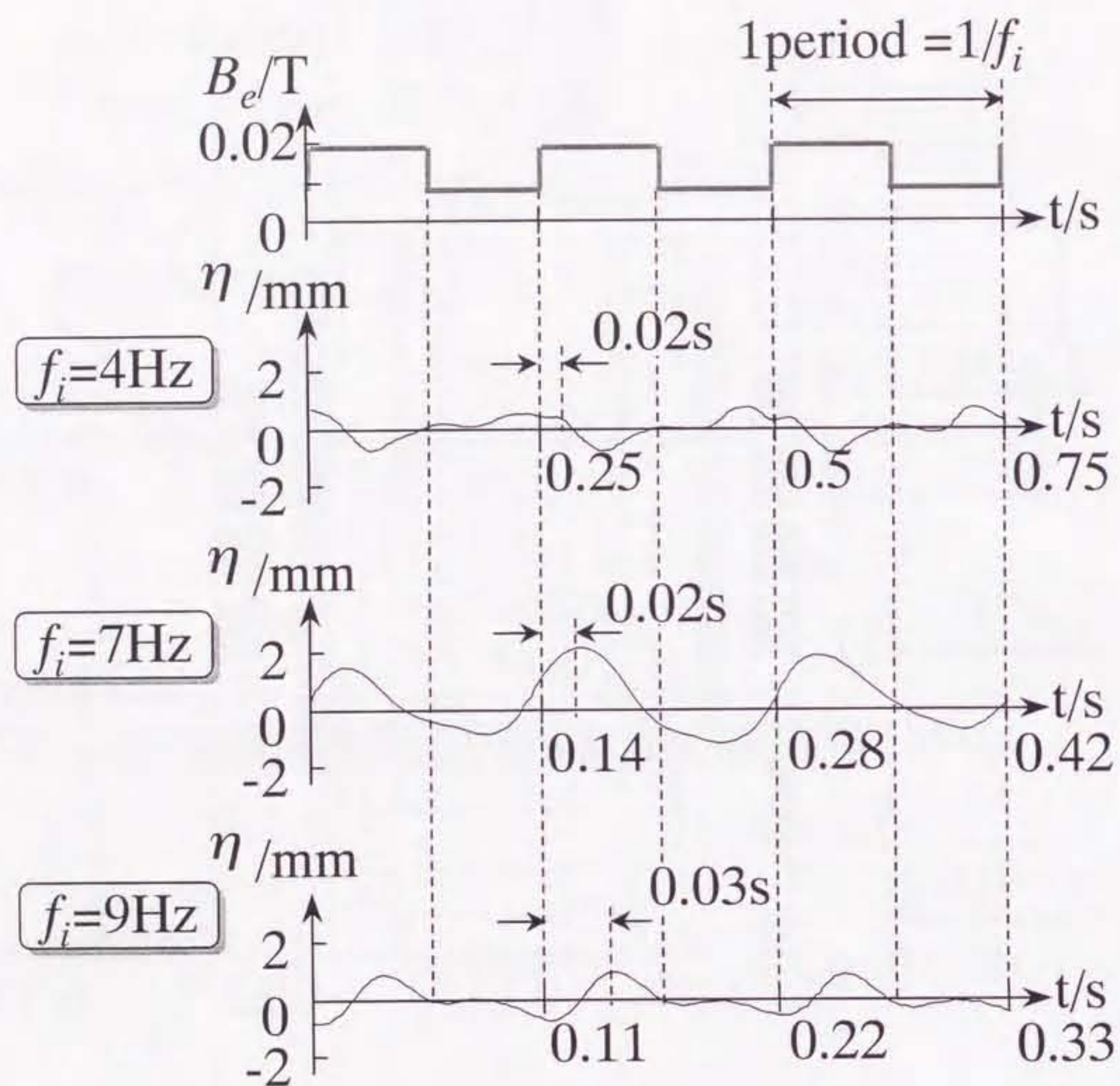


Fig.26 Surface motions at $r=17\text{mm}$ excited by the magnetic field

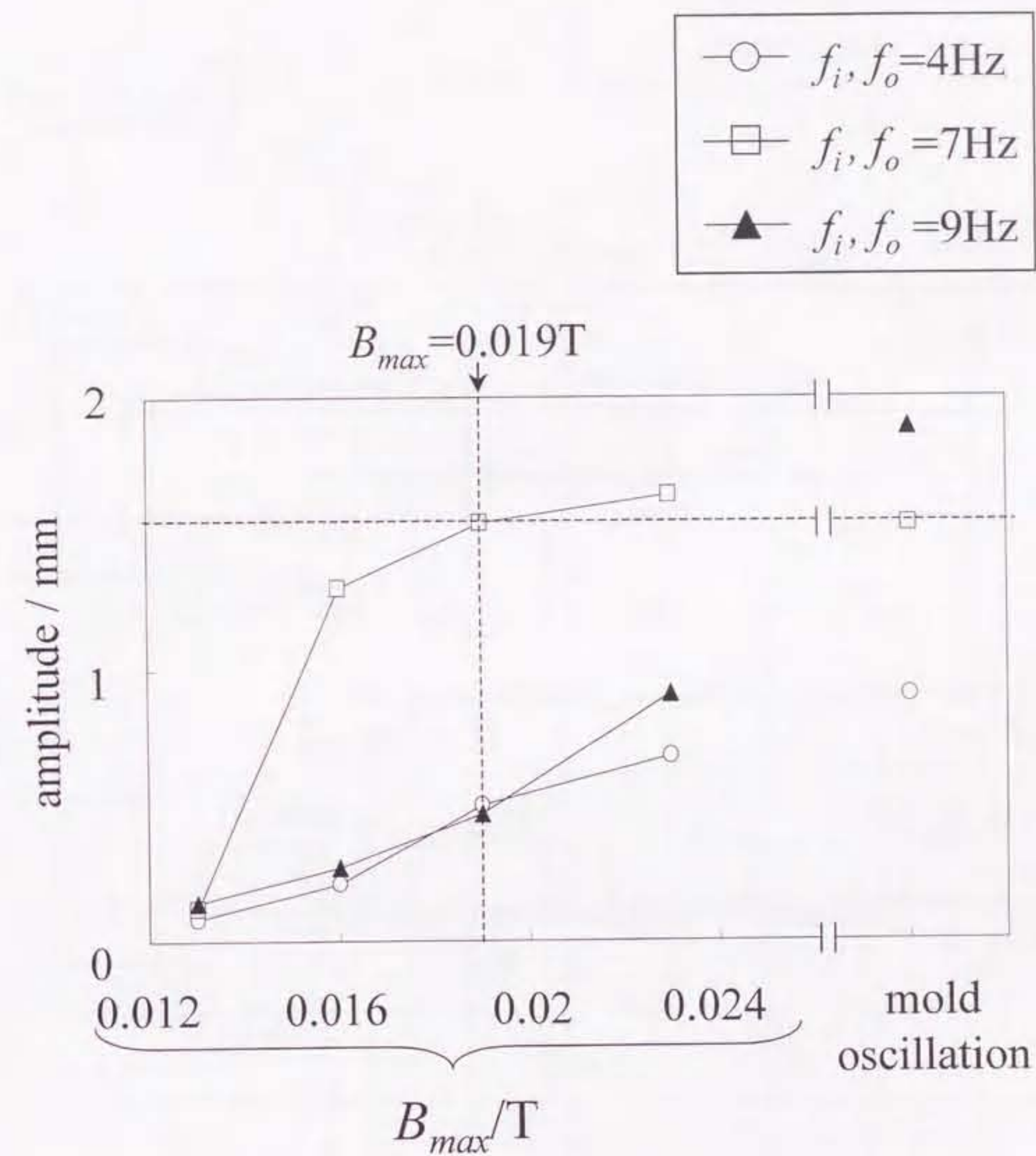


Fig.27 Effect of large effective value of the magnetic field and mold oscillation on the amplitude of a surface wave at $r=17\text{mm}$

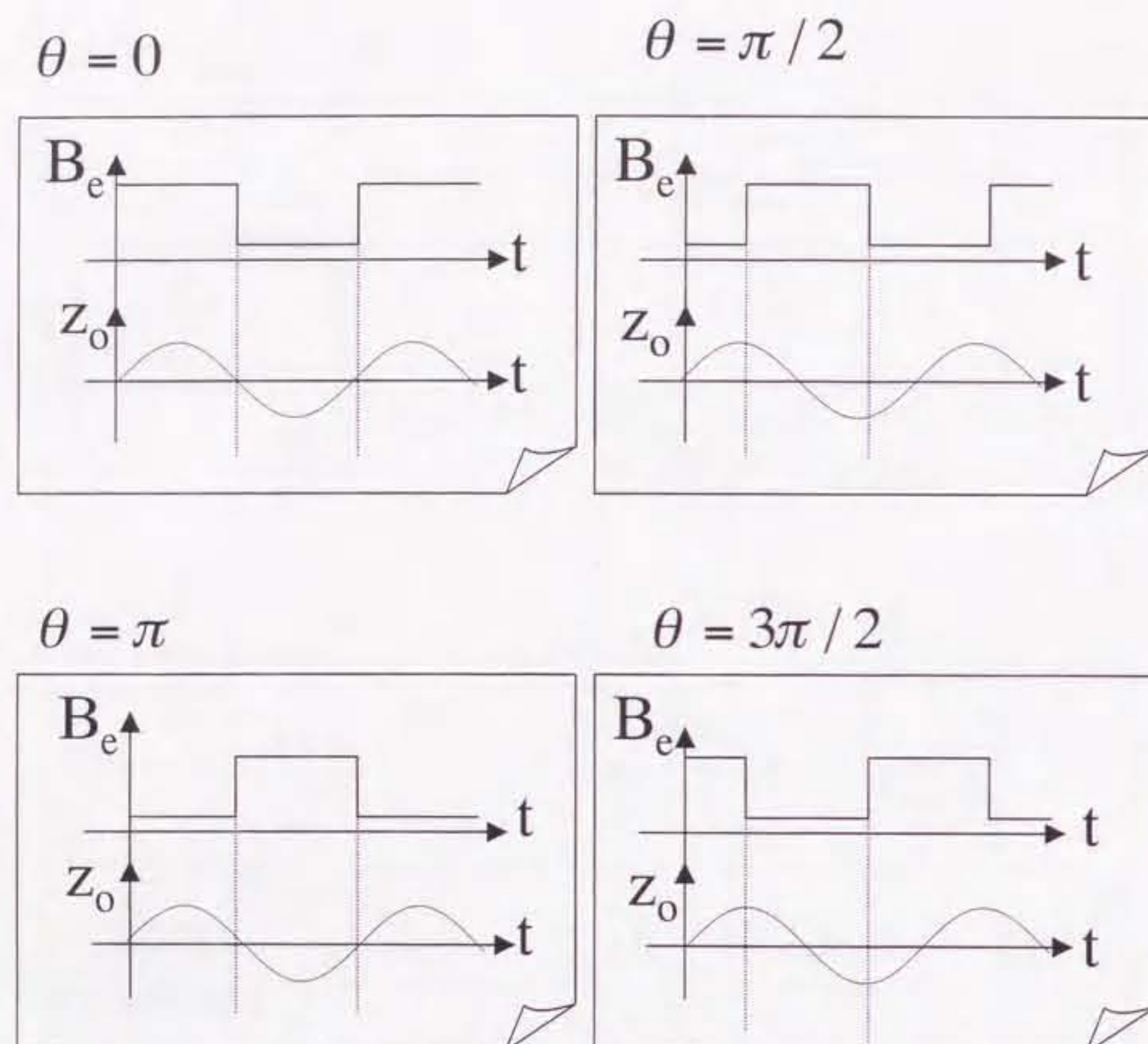


Fig.28 Phase difference of magnetic field compared with mold oscillation

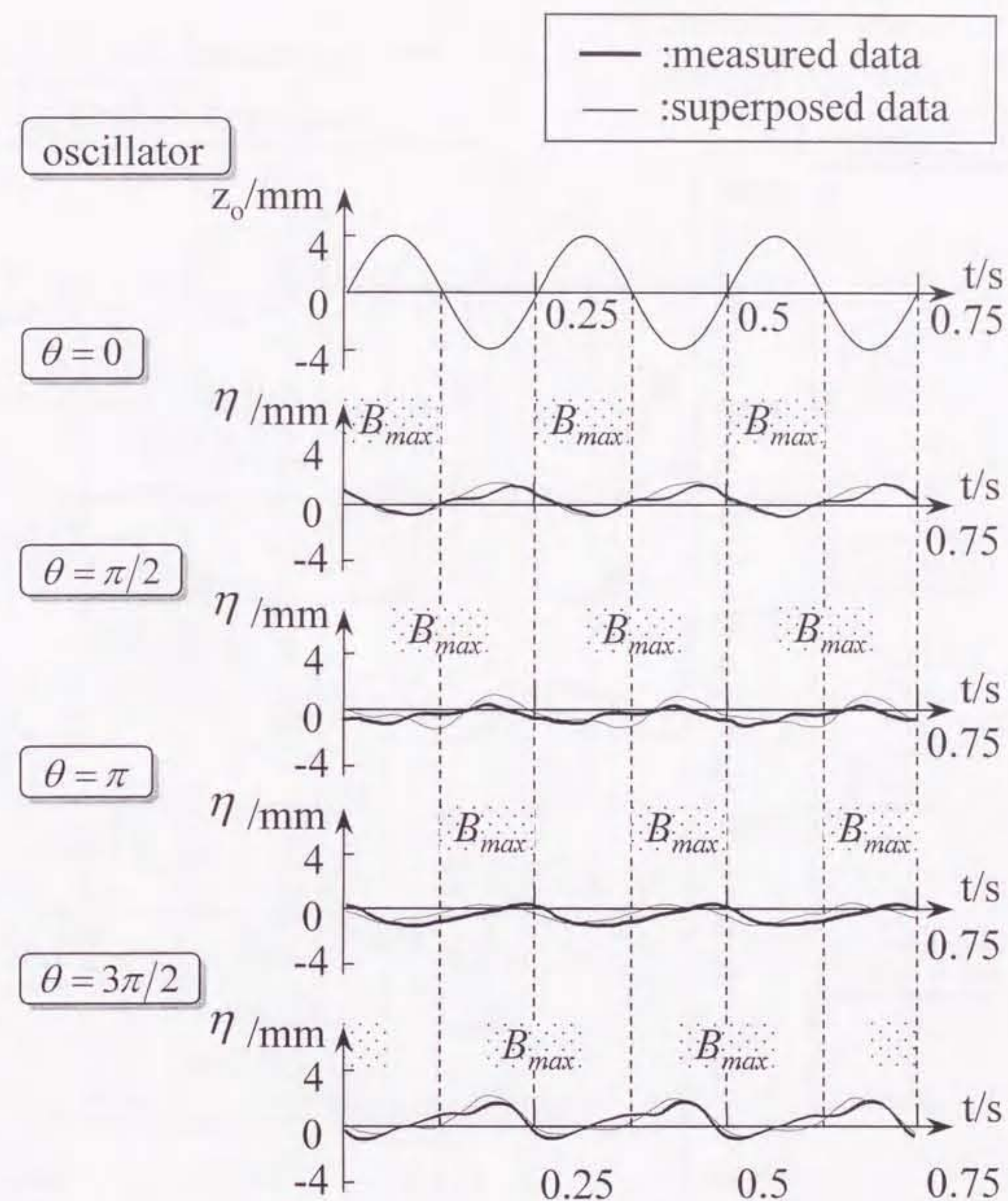


Fig.29 Measured surface motions excited by the magnetic field and mold oscillation at $f_s=4\text{Hz}$

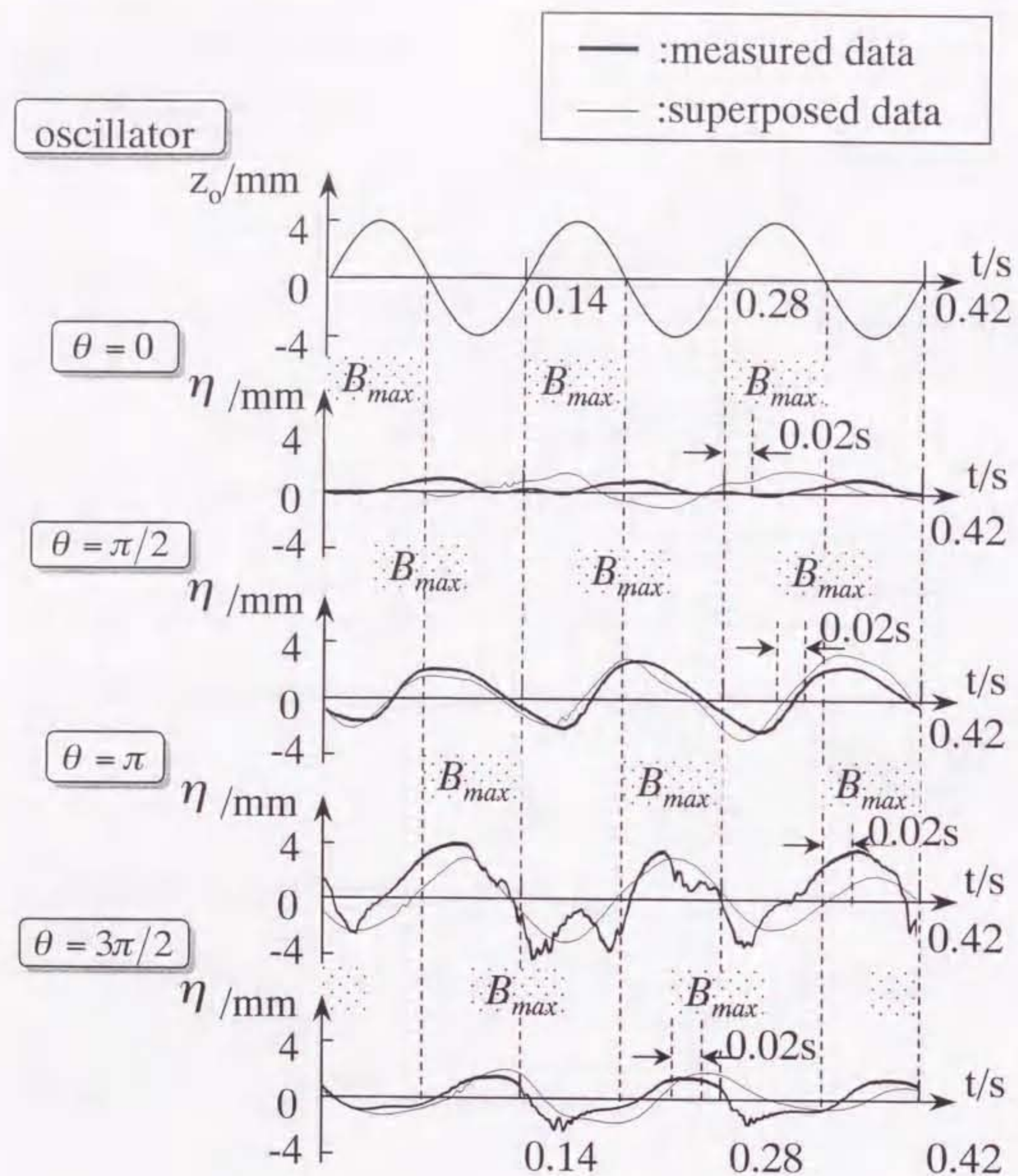


Fig.30 Measured surface motions excited by the magnetic field and mold oscillation at $f_s=7\text{Hz}$

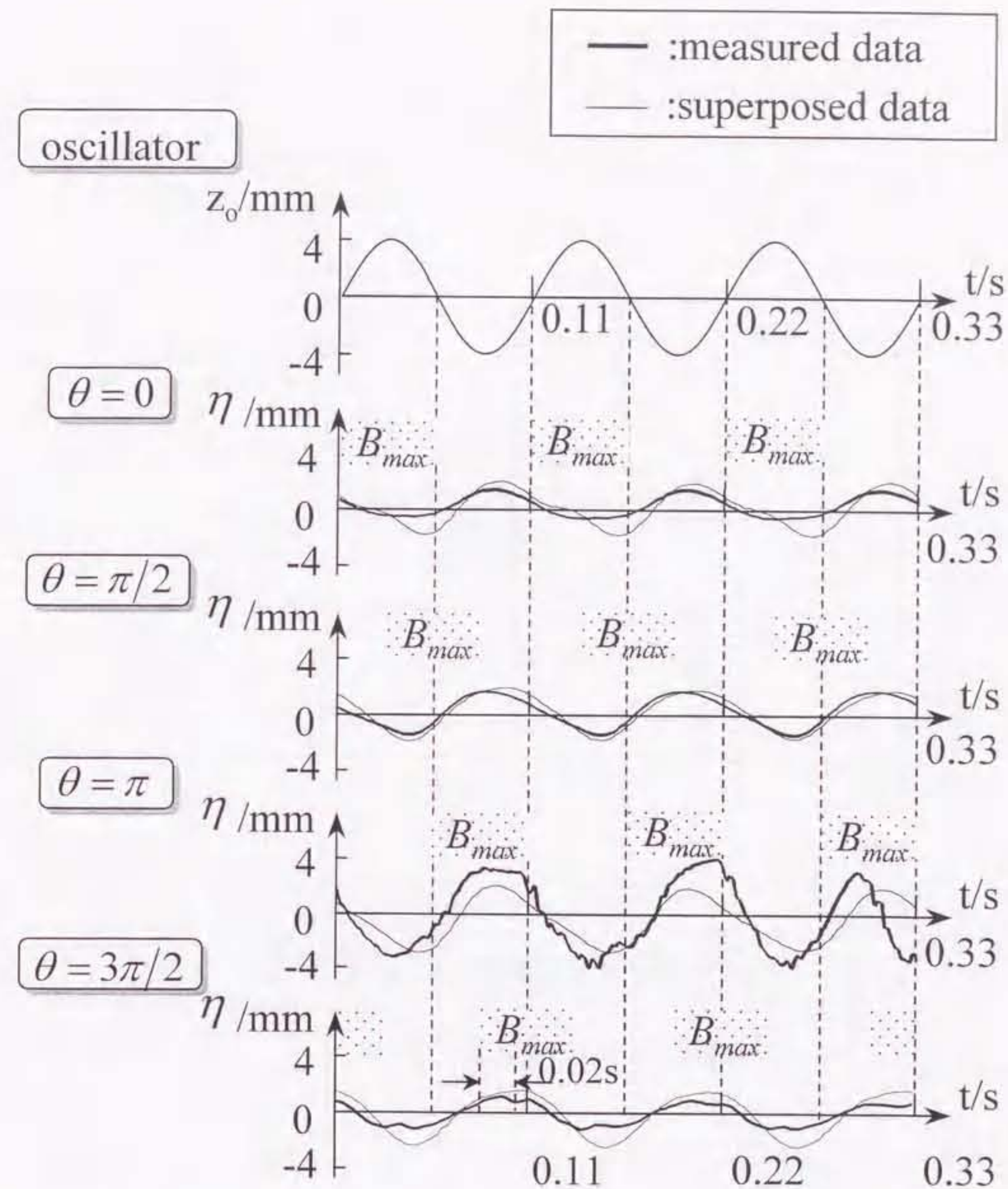


Fig.31 Measured surface motions excited by the magnetic field and mold oscillation at $f_s=9\text{Hz}$

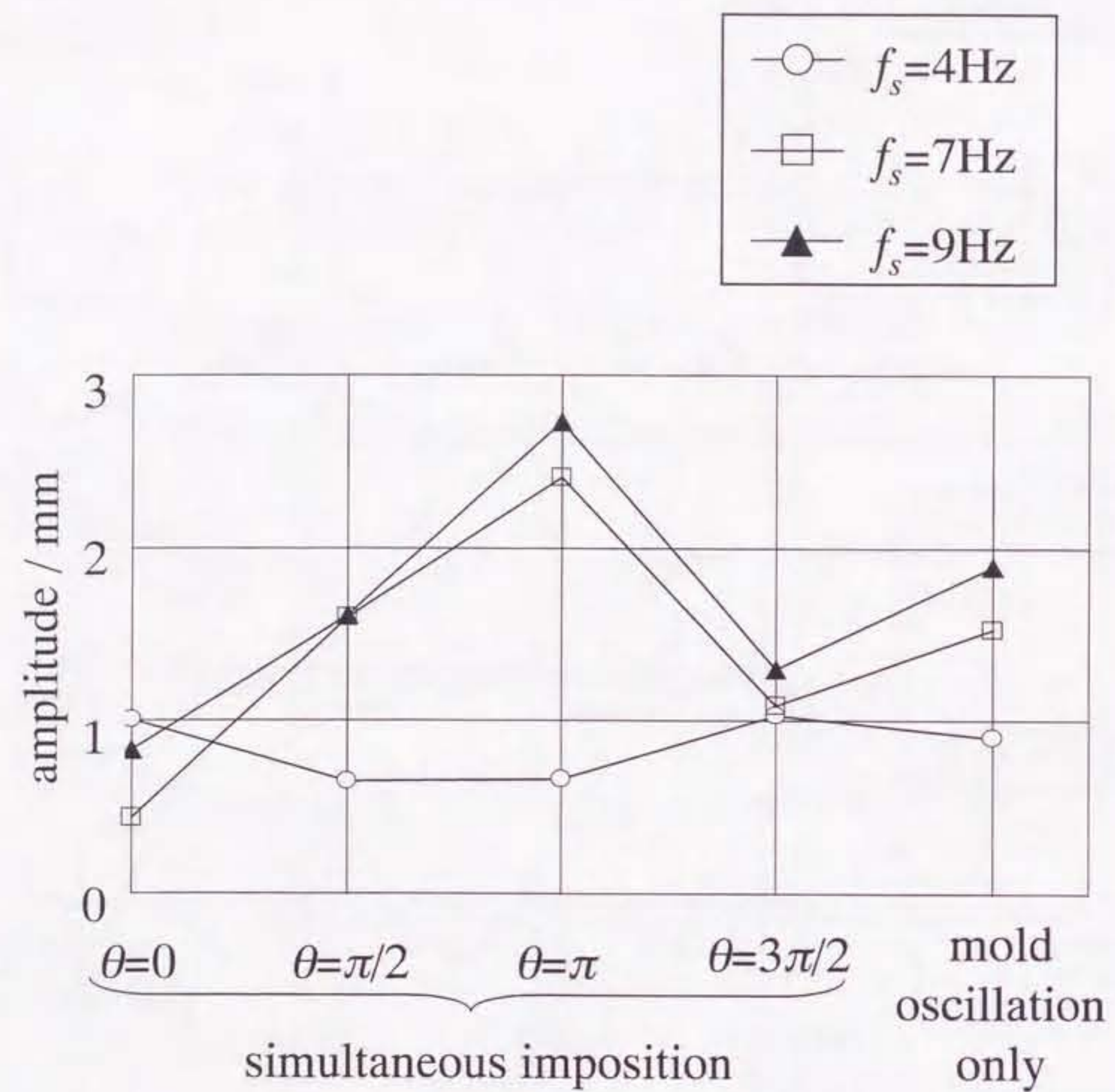


Fig.32 Effect of phase difference on amplitude of the surface waves at various imposed frequency

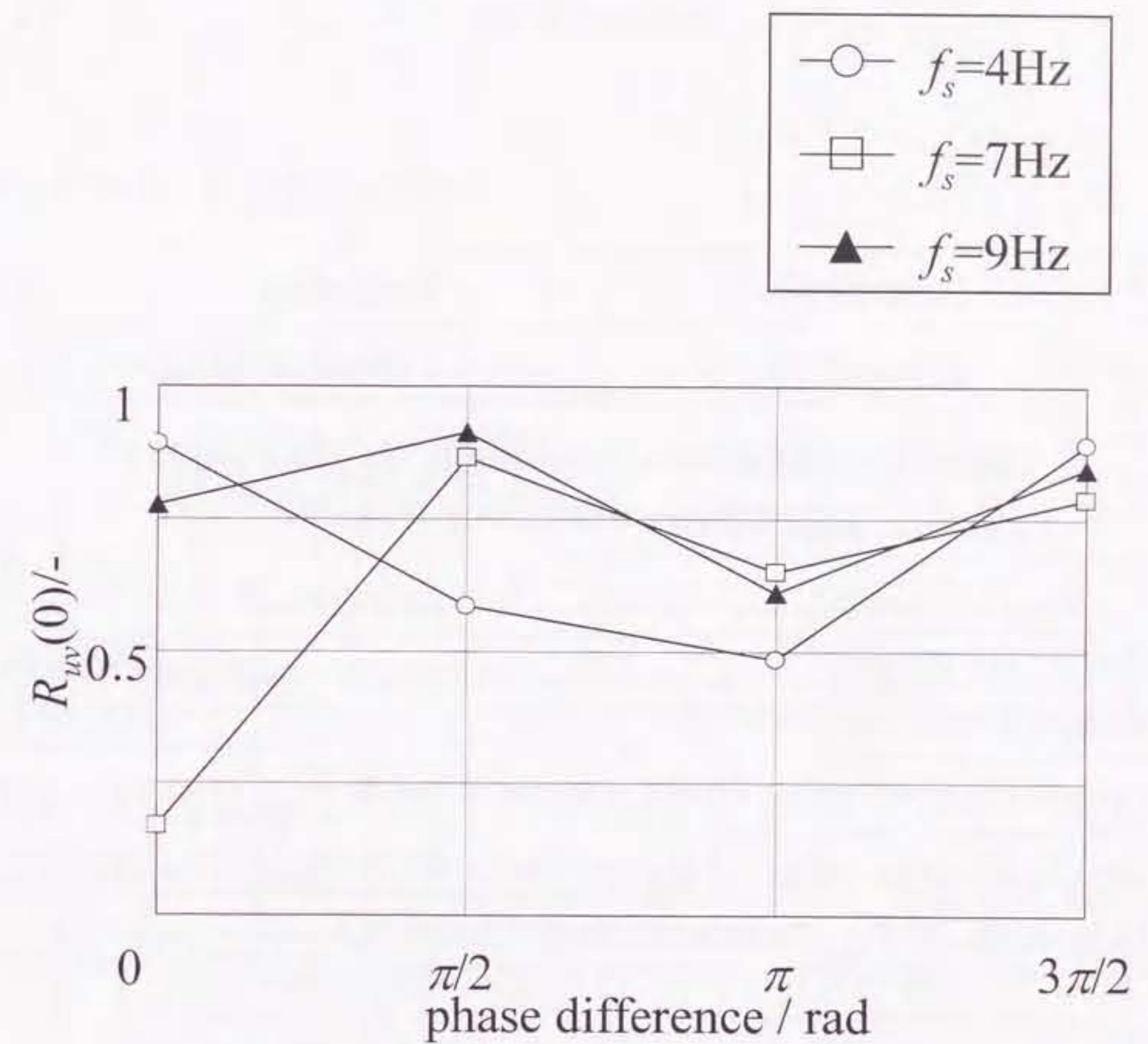


Fig.33 Cross correlation coefficient evaluated under the different phase differences

Table4 Experimental conditions for imposition of intermittent alternating magnetic field

Carrier frequency : f	30kHz
Intermittent frequency : f_i	4, 7, 9Hz
Large effective value of the magnetic field: B_{max}	0.013T~0.023T
Small effective value of the magnetic field: B_{min}	0.009T
Time ratio of B_{max} to intermittent period : D	0.5

Table5 Technical specification of the Laser Level Sensor

For mold oscillation

Standoff	300mm
Measurement range	± 100 mm
Light spot size	Width: 1.2mm Length: 2.5mm
Resolution	50 μ m
Sampling frequency	36Hz

For surface motion

Standoff	350mm
Measurement range	± 100 mm
Light spot size	ϕ 0.7mm
Resolution	10 μ m
Sampling frequency	1kHz

第5章 総括

本研究は、溶湯が追従できる周波数の外力を非接触操作にて溶湯に印加でき、発熱の付与も同時に可能である、間欠型交流磁場を利用した熔融金属の自由表面形状制御プロセスに関するものである。ここでは、本磁場印加が溶湯の自由表面形状に及ぼす「形状制御機能」に注目し、自由表面形状がプロセス設計に大きく関わってくる、スラグ精錬および鋼の連続 casting への本磁場の適用に焦点を当てた。そして、本プロセスの設計を試みる上において不可欠な知見である、各種条件下にて励起される自由表面形状の特性をモデル実験および理論解析を通して明らかにすることを目的とした。本論文の各章の内容は以下のよう
に要約される。

第1章では、自由表面形状を制御する手段としての電磁力の利用が、材料製造プロセス構築の上で有効であることを述べ、各種電磁場が自由表面に及ぼす機能を紹介するとともに、その機能を利用した代表的プロセスを紹介した。次に、研究対象である間欠型交流磁場印加法の原理および特徴を説明した上で、本研究の目的について述べた。

第2章では、間欠型交流磁場が有する「自由表面に周期的外力を付与する機能」に注目し、本磁場印加により溶湯自由表面を加振し、スラグ・メタル間の反応界面積の増大を図るプロセスを提案した。また、磁場印加に伴い励起される自由表面の振幅に操作因子が及ぼす影響を定量化するために、微小振幅波理論を用いて自由表面の変位式の導出を行った。これから、生成する波動は強制振動と容器形状に依存する自由振動の合成波であること、強制振動に伴う湯面変動の振幅値が電磁圧の振幅に比例すること、間欠周波数を容器の固有振動数に一致させることにより、湯面に共振現象が起こることを予測した。次に、熔融ガリウムを用いたモデル実験を行い、励起される波動の特性と、解析での予測との一致、不一致を確認する一方、生成する自由表面上の波動は共振条件以外では強制振動が支

配的であること、間欠周波数および B_{max} の印加時間比 D の適切な設定により、表面波動の振動形態を制御できることを明らかにした。

第3章では、間欠型交流磁場による溶湯加振プロセスの精錬プロセスへ適用を考慮し、スラグ・メタル間の界面積が効率的に増加できる操作条件を導き出すための基礎的知見を得るべく、各間欠周波数にて励起する自由表面の形状と自由表面上の波動の生成機構をモデル実験により調査した。間欠周波数が容器の固有振動数に較べて小さい時は、各振幅の磁場を連続印加した時に溶湯自由表面上に形成される平衡界面が、各磁場振幅ごとに形状を変えることにより波動が生成され、その波動は各平衡界面上で減衰振動をすることを明らかにした。また、間欠周波数が固有振動数近傍に設定されると平衡界面の形成は確認できなくなり、壁面近傍の自由表面変位の磁場振幅増加に伴う低下および磁場振幅の減少に伴う上昇に起因して生成する波動が界面の形状を形作ることを明らかにした。さらに、間欠周波数を容器の固有振動数に一致させると、界面積が著しく増加することを見出した。

第4章では、連続鋳造プロセスにおける「間欠型交流磁場同期印加プロセス」に注目した。本プロセスにて連铸プール上に生成する表面波動の特性、および表面波動の振幅値制御の可能性を調査すべく、モールドオシレーションを模擬した側壁振動と間欠型交流磁場を同期印加し、それにより溶融ガリウム自由表面上に生成する表面波動の測定を行った。その結果、モールドオシレーションに対する磁場の印加時期および間欠周波数が表面波動の振幅値に大きな影響を与えることが分かった。特に、印加周波数が固有振動数より低い時は、位相差を $\pi/2$ および π に、固有振動数以上では位相差を 0 と設定すると、磁場と側壁振動の効果が相殺し、湯面振幅が減少することを明らかにした。また、それぞれの外力を単独印加した時に生成する波面挙動から、同期印加時に生成する表面波動の特性をある程度予測できることが確かめられた。

以上、本研究では間欠型交流磁場が有する「形状制御機能」の特性を、各条件にて生成する湯面挙動を調査することにより明らかにした。本研究の成果は、間欠型交流磁場を利用した材料製造プロセスの開発、設計および普及に大きく寄与できるものと考えられる。

Appendix 1

(2),(3),(4)式の導出について以下に補足を行う。

交流磁場を導体に印加するとき、導体内部の磁場は導体表面から内部に浸透するに従って減衰し、実質的には限られた距離しか浸透できない。その指標は磁場浸透厚み d と呼ばれ、周波数、電気伝導度、透磁率の平方根に反比例する。

$$d = 1/\sqrt{\pi f \sigma \mu} \quad (27)$$

磁場浸透厚みが導体のサイズや曲率半径に比べて十分に小さいときには電磁場の挙動は半無次元の1次元磁場拡散モデルで記述できる。ここで、 x 方向に半無限に拡がった静止導体の表面 (y - z 面) にその面に平行な z 方向に周波数 f で振動する交流磁場を印加したとする。このときの磁場の拡散方程式は(28)式、境界条件は(29),(30)式で示される。

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \quad (28)$$

$$B_z|_{x=0} = B_0 e^{j2\pi ft} \quad (29)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} B_z = 0 \quad (30)$$

(28)式は複素近似法を利用すると2階の常微分方程式なり、解は以下のようになる。

$$\begin{aligned} B_z &= B_0 \exp(-x\sqrt{\pi f/d}) \exp j(-x\sqrt{\pi f/d} + 2\pi ft) \\ &= B_0 \exp(-x\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \exp j(-x\sqrt{\pi f \sigma \mu} + 2\pi ft) \end{aligned} \quad (31)$$

(31)式を利用して(1)式中の非回転力項および回転力項の大きさの見積りを行うと(2),(3)式が導き出される。

$$\begin{aligned} F_{irrot} &= \frac{\nabla B^2}{2\mu} \approx \frac{1}{2} \text{grad} \left\{ \frac{1}{2\mu} B_0^2 \exp(-2x\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\mu} \right) B_0^2 (-2\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \exp(-2x\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \end{aligned} \quad (2)$$

$$F_{rot} = \frac{1}{\mu} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \approx \frac{1}{\mu} \left(B_z \cdot \frac{1}{L} \right) B_z = \frac{1}{2\mu L} B_0^2 \exp(-2x\sqrt{\pi f \sigma \mu}) \quad (3)$$

従って、

$$|F_{irrot} / F_{rot}| = L\sqrt{\pi f \sigma \mu} = L/d \quad (4)$$

と、各項の比が導き出される。ここで L は熔融金属の厚みを表す。すなわち、

磁場の周波数 f の増加に伴い磁場浸透厚みは減少し、非回転力項が回転力項に対して増大することが分かる。

Appendix 2

(19)式（自由振動系の速度ポテンシャル Φ_1 ）の導出過程について、以下に補足を行う。

本文より、基礎式、境界条件は下式で書き表される。

基礎式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} = 0 \quad (10)$$

境界条件

$$\lim_{r \rightarrow 0} \Phi_1 = \text{finite} \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \quad (13)$$

$$\Phi_1(\phi) = \Phi_1(\phi + 2\pi) \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0 \quad (\text{at } z=0) \quad (15)$$

複素近似法により、基礎式(10)式から Φ_1 を導出すると(32)式となる。

$$\Phi_1 = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \{E_3 e^{kz} + G_3 e^{-kz}\} \{E_4 J_l(kr) + G_4 Y_l(kr)\} \{E_5 \cos(l\phi) + G_5 \sin(l\phi)\} \cos(\omega t) \quad (32)$$

($E_3, E_4, E_5, G_3, G_4, G_5$: 未知定数)

(11)式より $r=0$ において Φ_1 は有限な値をとるため(33)式の条件が必要となる。

$$G_4 = 0 \quad (33)$$

(12)式は、流体が $r=R$ において壁面に対して垂直方向に移動しないことを示しており、これは壁面において波面の振動は腹となることを意味する。この条件を利用すると、 l 次の第1種ベッセル関数 J_l 内の波数 k は(17)式で表される。

$$k_{lm} = \beta_{lm}/R \quad (17)$$

k_{lm} は離散値をとり、具体的には J_l の微分が零 ($dJ_l(x)/dx = 0$) となるように決めた第 m 番目の正根 β_{lm} と容器半径 R との比となる。

(13)式を利用すると、以下の関係式が導き出される。

$$E_3 e^{k_{lm} h} = G_3 e^{-k_{lm} h} \quad (34)$$

(34)式より、(32)式内の z に関する関数は(35)式で表される。

$$E_3 e^{k_{lm} z} + G_3 e^{-k_{lm} z} = E_6 \cosh\{k_{lm}(z+h)\} \quad (35)$$

(E_6 : 未知定数)

(14)式は(32)式が方位角方向に関して周期的であることを示しており、その条件から l は(36)式を満たす離散値となる。

$$l = 0, 1, 2, \dots \quad (36)$$

(33)~(36)式から(32)式は(37)式で表される。

$$\Phi_1 = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \cosh\{k_{lm}(z+h)\} J_l(k_{lm} r) \{E_{lm} \cos(l\phi) + G_{lm} \sin(l\phi)\} \cos(\omega t) \quad (37)$$

(37)式を(15)式に代入することにより、角周波数 ω と波数 k_{lm} の関係式 (分散関係式) が導き出されるとともに(19)が導出される。

$$\omega_{lm} = \sqrt{g k_{lm} \tanh(k_{lm} h)} \quad (18)$$

$$\Phi_1 = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \cosh\{k_{lm}(z+h)\} J_l(k_{lm} r) \{E_{lm} \cos(l\phi) + G_{lm} \sin(l\phi)\} \cos(\omega_{lm} t) \quad (19)$$

ここで、 lm はそれぞれ方位角および半径方向のモードを表わす。Fig.34 に各モードの波面形態の代表例を示す。(18),(19)式より、自由振動により励起される波面は(18)式で定まるモードの波の足し合わせにより振動することが確認できる。

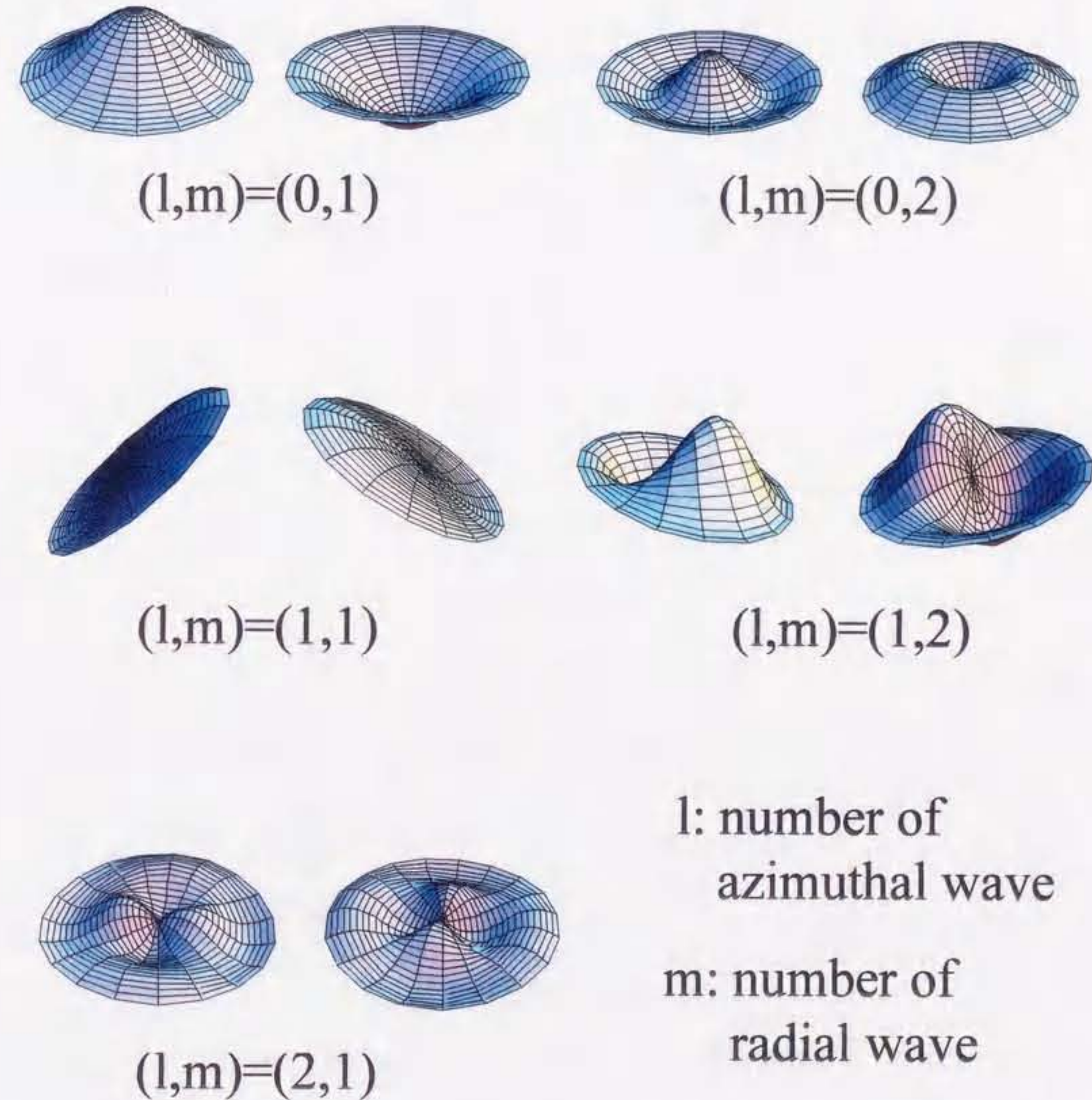


Fig.34 Modes of vibration on wave surface

Appendix 3

(20)式及び(21)式（強制振動の速度ポテンシャル Φ_2 ）の導出過程について、以下に補足を行う。

本文より基礎式、境界条件は下式で書き表される。

基礎式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial z^2} = 0 \quad (10)$$

境界条件

$$\lim_{r \rightarrow 0} \Phi_2 = \text{finite} \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \quad (13)$$

$$\Phi_2(\phi) = \Phi_2(\phi + 2\pi) \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_m}{\partial t} \quad (\text{at } z=0) \quad (16)$$

(11)式から(14)式を利用して(10)式を解くと、 Φ_2 は下式となる。

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \cosh\{k_{lm}(z+h)\} J_l(k_m r) (A_{lm} \cos l\phi + C_{lm} \sin l\phi) \\ & \times \sum_{n=1}^{\infty} \{A'_{mn} \cos(n\omega_i t) + C'_{mn} \sin(n\omega_i t)\} \\ & (A_{mn}, C_{mn}, A'_{mn}, C'_{mn} : \text{未知定数}) \end{aligned} \quad (38)$$

(38)式右辺の時間項は速度ポテンシャルの時間変化をフーリエ級数展開したものである。

次に(16)式左辺について考慮する。左辺のそれぞれの項に(38)式を代入した結果を項別に下に示す。

$$\left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \right|_{z=0} = -n^2 \omega_i^2 \Phi_2 \quad (39)$$

$$\begin{aligned} g \left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \right|_{z=0} &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \{g k_{lm} \tanh(k_{lm} h)\} \cosh(k_{lm} h) J_l(k_{lm} r) (A_{lm} \cos l\phi + C_{lm} \sin l\phi) \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \{A_{nm} \cos(n\omega_i t) + C_{nm} \sin(n\omega_i t)\} \\ &= \omega_{lm} \Phi_2 \end{aligned} \quad (40)$$

(39),(40)式から、(16)式左辺は

$$\left. \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} \right|_{z=0} + \left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \right|_{z=0} = (\omega_{lm}^2 - n^2 \omega_i^2) \Phi_2 \Big|_{z=0} \quad (41)$$

となる。

次に(16)式右辺を考慮する。まず始めに電磁圧 P_m の r, ϕ 方向の分布 $\xi(r, \phi)$ について考慮する。 P_m は本文より下式で表される。

$$\begin{aligned} P_m &= \left[\bar{P}_m + \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{P_B}{n\pi} \right) \sin\{(1-2D)n\pi\} \cos\{n\omega_i t + (1-2D)n\pi\} \right. \\ &\left. + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{P_B}{n\pi} \right) \left[\cos\{(1-2D)n\pi\} - (-1)^n \right] \sin\{n\omega_i t + (1-2D)n\pi\} \right] \xi(r, \phi) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $\xi(r, \phi)$ を ϕ 方向にフーリエ級数展開すると(42)式となる。

$$\xi(r, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} (a_l \cos l\phi + c_l \sin l\phi) \quad (42)$$

ただし

$$a_l = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \xi(r, \phi) \cos l\phi d\phi \quad (l \geq 1)$$

$$c_l = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \xi(r, \phi) \sin l\phi d\phi \quad (l \geq 0)$$

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \xi(r, \phi) d\phi \quad (l = 0)$$

であり、 a_l, c_l, a_0 は r の関数となる。そこでこの三つの項を r に関して l 次ベッセル関数を用いて展開する。

$$a_l = \sum_{m=1}^{\infty} A''_{lm} J_l(k_{lm} r) \quad (43)$$

$$c_l = \sum_{m=1}^{\infty} C''_{lm} J_l(k_{lm} r) \quad (44)$$

$$a_0 = \sum_{m=1}^{\infty} A''_{0m} J_0(k_{0m} r) \quad (45)$$

ここで $A''_{lm}, C''_{lm}, A''_{0m}$ は下式で表される定数となる。

$$A''_{lm} = \frac{2k_{lm}^2}{\pi(R^2 k_{lm}^2 - l^2) J_l^2(k_{lm} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) \cos(l\phi) J_l(k_{lm} r) d\phi dr \quad (46)$$

$$C''_{lm} = \frac{2k_{lm}^2}{\pi(R^2 k_{lm}^2 - l^2) J_l^2(k_{lm} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) \sin(l\phi) J_l(k_{lm} r) d\phi dr \quad (47)$$

$$A''_{0m} = \frac{1}{\pi R^2 J_0^2(k_{0m} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) J_0(k_{0m} r) d\phi dr \quad (48)$$

すなわち $\xi(r, \phi)$ は

$$\xi(r, \phi) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} (A''_{lm} \cos l\phi + C''_{lm} \sin l\phi) J_l(k_{lm} r) \quad (49)$$

となる。⁴⁴⁾

(49)式を(8)式に、(8)式を(16)式右辺に代入し、左辺と右辺の係数比較を行うことにより強制振動における速度ポテンシャル Φ_2 は以下のように定まる。

$$\begin{aligned} \Phi_2 &= \frac{P_B}{\rho\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cosh\{k_{lm}(z+h)\}}{\cosh(k_{lm} h)} J_l(k_{lm} r) \{A_{lm} \cos(l\phi) + C_{lm} \sin(l\phi)\} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega_i}{(\omega_{lm}^2 - n^2 \omega_i^2)} \\ &\times \left[(-1)^n \sin\{(1-2D)n\pi\} \sin(n\omega_i t) + [1 - (-1)^n \cos\{(1-2D)n\pi\}] \cos(n\omega_i t) \right] \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 A_{lm}, C_{lm} は以下の式で定義される定数である。

$$A_{0m} = \frac{1}{\pi R^2 J_0^2(k_{0m} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) J_0(k_{0m} r) d\phi dr$$

$$A_{lm} = \frac{2k_{lm}^2}{\pi(R^2 k_{lm}^2 - l^2) J_l^2(k_{lm} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) \cos(l\phi) J_l(k_{lm} r) d\phi dr$$

$$C_{lm} = \frac{2k_{lm}^2}{\pi(R^2 k_{lm}^2 - l^2) J_l^2(k_{lm} R)} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} r \xi(r, \phi) \sin(l\phi) J_l(k_{lm} r) d\phi dr \quad (21)$$

記号

* 単位(-)は無次元を表す。

A	: (21)式で与えられる定数 (-)
A'	: (38)式中の未知定数 (m^2/s)
A''	: (46)式及び(48)式で与えられる定数 (-)
a	: (43)式及び(45)式で与えられる定数 (-)
B	: 磁束密度 (T)
B_{amp}	: 磁束密度の振幅値 (T)
B_e	: 磁束密度の実効値 (T)
B_{max}	: 間欠型交流磁場の最大磁束密度の実効値 (T)
B_{min}	: 間欠型交流磁場の最小磁束密度の実効値 (T)
B_z	: z方向の磁束密度 (T)
B_{zm}	: z方向の磁束密度の最大値 (T)
B_0	: 材料表面における磁束密度 (T)
C	: (21)式で与えられる定数 (-)
C'	: (38)式中の未知定数 (m^2/s)
C''	: (47)式で与えられる定数 (-)
C_{uv}	: $u(t), v(t)$ に関する相互相関関数(m^2)
C_u	: $u(t)$ に関する自己相関関数(m^2)
C_v	: $v(t)$ に関する自己相関関数(m^2)
c	: (44)式で与えられる定数 (-)
D	: B_{max} の印加時間比 (-)
d	: 磁場浸透厚み (スキンドープス) (m)

E	: (19)式中の未定定数 (m^2/s)
E_3	: (32)式中の未定定数
E_4	: (32)式中の未定定数
E_5	: (32)式中の未定定数
E_6	: (35)式中の未定定数
F	: 溶湯に作用する単位体積当たりのローレンツ力 (N/m^3)
F_{em}	: 溶湯に作用する単位体積当たりのローレンツ力の最大値 (N/m^3)
F_{irrot}	: 単位体積当たりのローレンツ力の非回転力項 (N/m^3)
F_{max}	: B_{max} 印加下における単位体積当たりのローレンツ力の時間平均値 (N/m^3)
F_{min}	: B_{min} 印加下における単位体積当たりのローレンツ力の時間平均値 (N/m^3)
F_{rot}	: 単位体積当たりのローレンツ力の回転力項 (N/m^3)
f	: 交流磁場の周波数 (Hz)
f_i	: 間欠周波数 (Hz)
f_{lm}	: 固有振動数 { l : 方位角方向のモード, m : 半径方向のモード} (Hz)
f_o	: 側壁振動の周波数 (Hz)
f_s	: 同期印加時の側壁振動と間欠型交流磁場の周波数 (Hz)
G	: (19)式中の未定定数 (m^2/s)
G_3	: (32)式中の未定定数
G_4	: (32)式中の未定定数
G_5	: (32)式中の未定定数
g	: 重力加速度 (m^2/s)
h	: 液深 (m)

h_s	: 溶湯保持高さ (m)
J_l	: l 次の第1種ベッセル関数 { l : 方位角方向のモード}
J_ϕ	: 円周方向に誘導される電流密度 (A/m^2)
$J_{\phi m}$: 円周方向の誘導される電流密度の最大値 (A/m^2)
j	: $j = \sqrt{-1}$
k	: 波数 ($1/\text{m}$)
L	: 代表長さ (m)
P	: 圧力 (Pa)
P_m	: 電磁圧 (Pa)
\bar{P}_m	: 電磁圧の時間平均値 (Pa)
P_B	: 電磁圧の振幅 ($P_B = P_{max} - P_{min}$) (Pa)
P_{max}	: 電磁圧の最大値 (Pa)
P_{min}	: 電磁圧の最小値 (Pa)
P_s	: 溶湯による静圧 (Pa)
R	: 容器の半径 (m)
R_{xy}	: $x(t), y(t)$ に関する相互相関関数(-)
r	: 円筒系座標における半径方向距離 (m)
T	: 湯面挙動の周期 (s)
t	: 時間 (s)
u	: 同期印加時の湯面変位 (m)
v	: 足し合わせの結果により作られる湯面変位 (m)
x	: 距離 (m)
Y_l	: l 次の第2種ベッセル関数 { l : 方位角方向のモード}
y	: 距離 (m)

z	: 軸方向の距離 (m)
z_o	: 振動板の変位 (m)
β_{lm}	: $\partial J_l / \partial r = 0$ の第 m 番目の正根 (-)
δ	: 隔たり時間 (s)
η	: 波面変位 (m)
θ	: 振動板の変位と間欠型交流磁場の実効値の波形の位相差 (rad)
μ	: 透磁率 (H/m)
ξ	: 自由表面上の電磁圧分布 (-)
ρ	: 流体密度 (kg/m ³)
σ	: 電気伝導度 (S/m)
τ	: 交流磁場の振幅変化の周期 (s)
Φ	: 速度ポテンシャル (m ² /s)
ϕ	: 円筒座標系における方位角 (rad)
ψ	: 印加磁場と誘導電流の位相差 (rad)
ω	: 固有角振動数 (rad/s)
ω_i	: 間欠型磁場印加の角周波数 (rad/s)

添え字

l	: 方位角方向のモード
m	: 半径方向のモード
1	: 自由振動系
2	: 強制振動系

文献

- 1) 水地功, 田中重典, 笠間昭夫, 竹内英麿, 佐々木邦政, 平井悦郎: CAMP-ISIJ, **3**(1990), 215.
- 2) E.Takeuchi, J.K.Brimacombe: Metal. Trans., **16B** (1985), 605.
- 3) 浅井滋生, 千野靖正: 電気学会誌, **119**(1999), 208.
- 4) 浅井滋生: 第 129, 130 回西山記念技術講座, 日本鉄鋼協会編, 東京, (1988), 1.
- 5) 浅井滋生: 第 129, 130 回西山記念技術講座, 日本鉄鋼協会編, 東京, (1988), 51.
- 6) M.Garnier and R.Moreau: J.Fluid Mech., **127**(1983), 365.
- 7) E.J.Mac Hale and J.R.Melcher: J.Fluid Mec., **114**(1982), 27.
- 8) 巽友正, 後藤金英: 流れの安定性理論, 産業図書, 東京, (1976), 175.
- 9) K.Iwai, M.Suda and S.Asai: Proc. of Int. Symposium on Electromagnetic Processing of Materials, ISIJ, Tokyo, (1994), 127.
- 10) Z.N.Getselev: US Patent, No. 3467166.
- 11) 吉田政博: 鉄と鋼, **73** (1987), 403.
- 12) 古井光明, 和田裕, 川崎信, 小島陽, 松尾守: 軽金属学会第 83 回秋期大会講演概要, (1992), 223.
- 13) D. E. Tyler, B. G. Lewis and P. D. Renschen: Journal of Metals, Sep(1985), 51.
- 14) F. L. Church: Modern Metals, **5** (1986), 63.
- 15) 佐々健介, 李廷挙, 浅井滋生: 鉄と鋼, **79** (1993), 1075.
- 16) 中田等, 小北雅彦, 森下雅史, 綾田研三, 蝦名清: 鉄と鋼, **80**(1994), 711.

- 17) 吉田勝, 古橋誠治, 奥田美夫, 田中努, 渡部忠男, 田中正仁 : CAMP-ISIJ, **7** (1994), 901.
- 18) S.Nishioka, M.Komatsu, T.Osako, M.Nakada, K.Mori and T.Sato : Proc. of Int. Symposium on Electromagnetic Processing of Materials, ISIJ, Tokyo, Japan, (1994), 203.
- 19) I.Miyoshino, E.Takeuchi, H.Yano, J.Sakane, T.Saeki and H.Kajioka : ISIJ Int., **29** (1989), 1040.
- 20) 李廷挙, 佐々健介, 浅井滋生 : 鉄と鋼, **82** (1996), 197.
- 21) M.Tani, T.Toh, E.Takeuchi and K.Wajima : International Congress EPM'97, Paris, **1**(1997), 527.
- 22) 井上健, 中田等, 綾田研三, 石黒進 : CAMP-ISIJ, **12**(1999), 53.
- 23) 村上勝彦, 清水宏, 中田正之, 鷺見郁宏 : CAMP-ISIJ, **12**(1999), 55.
- 24) K.Iwai, R.Tamaoki, K.Sassa and S.Asai : Metal. Trans., **24B** (1993), 259.
- 25) T.Shibata, N.Demukai and H.Uemura : International Congress EPM'97, Paris, **1**(1997), 231.
- 26) K.Kaneko, T.Misawa and K.Tabata : Proc. of the Sixth Int. Iron and Steel Congress, Tokyo, **4**(1990), 254.
- 27) A.Fukuzawa, K.Sakuraya, T.Watanabe, S.Iwasaki, M.Yamazaki, T.Take and M.Fujita : Proc. of Int. Symposium on Electromagnetic Processing of Materials, ISIJ, Tokyo, Japan, (1994), 172.
- 28) 出向井 : 鑄造工学, **68**(1996), 1094.
- 29) P.Gillon : International Congress EPM'97, Paris, **1**(1997), 137.
- 30) J.M.Galpin and Y.Fautrelle : J. Fluid Mech., **239** (1992), 383.
- 31) J.M.Galpin, Y.Fautrelle and A.D.Sneyd : J. Fluid Mech., **239** (1992), 409.

- 32) F.Debray, Y.Fautrelle, M.Burty and J.M.Galpin : Proc. of Int. Symp. on Electromagnetic Processing of Materials, ISIJ, Tokyo, Japan, (1994), 29.
- 33) S.Ohshima, H.Kado-oka and R.Yamane : Trans. of the Japan Society of Mechanical Engineers (series B), **57** (1991), 3091.
- 34) J.A.Shercliff : J.Fluid Mec., **38**(1969), 353.
- 35) S.Chandrasekhar : Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford University Press, London, (1961).
- 36) 小塚敏之, 鞭巖, 浅井滋生 : 鉄と鋼, **75** (1989), 470.
- 37) 河地正行, 千代谷一幸, 浅井滋生 : 鉄と鋼, **77**(1991), 1434.
- 38) 河地正行, 浅井滋生 : 鉄と鋼, **78**(1992), 455.
- 39) T.Kozuka, M.Kojima and M.Kawahara : International Congress EPM'97, Paris, **1**(1997), 455.
- 40) 巽友正 : 流体力学, 培風館, 東京, (1982), 79.
- 41) T.Imoto, Y.Ogawa, T.Tou, I.Sawada, M.Burty and J.M.Galpin : CAMP-ISIJ, **8** (1995), 1004.
- 42) Y.Miki, T.Fujii, H.Kitaoka, S.Saito and K.Komamura : Proc. of Int. Symposium on Electromagnetic Processing of Materials, ISIJ, Tokyo, Japan, (1994), 217.
- 43) 日野幹雄 : スペクトル解析, 朝倉書店, 東京, (1977), 25.
- 44) H.S.Carslaw and J.C.Jeager : Conduction of Heat in solids, Oxford University Press, London, (1959), 210.

謝 辞

本研究の遂行にあたり、終始、適切な御指導と御鞭撻を賜りました名古屋大学教授、浅井滋生先生に深甚なる謝意を表します。そして、本論文の作成にあたり、有益な御助言と御鞭撻を賜りました名古屋大学、佐野正道教授、末松良一教授、岩井一彦講師に深く感謝申し上げます。また、岩井一彦講師には本研究を遂行するにあたって、終始、有益な指導を頂くとともに、研究に対する姿勢を自らが範となり指導して頂きました。ここに重ねて御礼申し上げます。さらに長期間にわたって研究全般をご援助下さいました名古屋大学大学院工学研究科材料プロセス設計工学講座の職員および学生の方々に深く感謝致します。

本研究に関する研究業績

番号	論文題目	発表雑誌等の名称	著者	関連する章
1	間欠型交流磁場印加による液体金属の加振	鉄と鋼, 82 (1996), pp.1047-1052	千野 靖正 外山 佳男 岩井 一彦 浅井 滋生	第2章
2	Surface Wave of a Molten Metal Excited by an Intermittent Alternating Magnetic Field	International Congress of Electromagnetic Processing of Materials' 97, Paris, 2(1997), pp.139-144	Yasumasa CHINO Yoshio TOYAMA Kazuhiko IWAI Shigeo ASAI	第2章
3	Mechanism of Wave Excitation on a Liquid Metal Surface Submerged in an Intermittent Alternating Magnetic Field	ISIJ International, 掲載決定 (掲載号未定)	Yasumasa CHINO Kazuhiko IWAI Shigeo ASAI	第3章
4	モールド振動と間欠型交流磁場による湯面挙動のハイブリッド制御	鉄と鋼, 投稿中	千野 靖正 岩井 一彦 浅井 滋生	第4章

