

学位論文 博士（工学）

磁性流体を用いた同調液体ダンパーの
基礎特性及び性能改善に関する研究

平成22年度

慶應義塾大学大学院理工学研究科

大野 憲一

目次

第 1 章 緒言	9
1.1 磁性流体	10
1.1.1 応用研究	11
1.1.2 類似する機能性流体	11
1.2 スロッシング	12
1.3 振動制御	13
1.3.1 制振	14
1.3.2 免震	20
1.3.3 耐震	20
1.3.4 制震	21
1.4 本研究の目的	22
記号一覧表	24
第 2 章 定常磁界印加型 TMFD	29
2.1 構造と原理	30
2.2 円筒容器内磁性流体スロッシングの線形解析	31
2.2.1 半径方向磁界成分を考慮しない場合	31
2.2.2 半径方向成分磁界成分を考慮した場合	37
2.3 TMFD における磁性流体の磁化率	40
2.3.1 円筒容器を用いた TMFD 装置	40
2.3.2 円筒容器型 TMFD 設置時の構造物周波数応答	46
2.3.3 スロッシング固有振動数変化	55
2.3.4 半径方向磁界成分の考慮の有無による逆算磁化率	56
2.4 他形状の電磁石を用いたスロッシング固有振動数変化	58
2.4.1 スロッシング固有振動数測定条件	58
2.4.2 小型電磁石使用時の周波数応答とスロッシング固有振動数	59
2.5 最適液深	70
2.5.1 TLD に関する最適液深	70

2.5.2	TMFDに関する最適液深	71
2.5.3	最適液深の検証	72
2.6	容器壁面圧力	77
2.6.1	圧力振幅の周波数応答	77
2.6.2	圧力振幅と液面変位	86
2.7	結言	90
第3章	二重円筒容器を用いたTMFD	92
3.1	二重円筒容器内磁性流体スロッシングの線形解析	93
3.1.1	半径方向磁界成分を考慮しない場合	93
3.1.2	半径方向成分磁界を考慮した二重円筒容器スロッシング解析	95
3.2	二重円筒容器の内円筒半径変化に関する実験	98
3.2.1	二重円筒容器を用いたTMFD	98
3.2.2	二重円筒容器TMFDの周波数応答	99
3.2.3	二重円筒容器の内円筒半径変化の影響	114
3.2.4	二重円筒容器のスロッシング固有振動数変化率	114
3.3	二重円筒容器への鉄心挿入	117
3.3.1	鉄心挿入に関する実験	117
3.4	結言	135
第4章	TMDアナロジーモデルとパラメータ変化	136
4.1	TMDアナロジーを用いたTLDモデル	137
4.2	関連する他の研究	138
4.2.1	有効質量	138
4.2.2	減衰係数	140
4.3	二自由度振動系(動吸振器)	141
4.4	加振振幅依存性	145
4.5	TMDパラメータの導出	148
4.5.1	臨界減衰係数	149
4.5.2	有効質量比	157
4.6	結言	162
第5章	総括	163
	参考文献	168
	謝辞	176

目 次

1.1	磁性流体のスパイク現象	10
1.2	ハードスプリング応答曲線例	12
1.3	カルマン渦	14
1.4	台形容器	17
1.5	DVTLD	17
1.6	TLCD	20
2.1	TMFD 基本構造	30
2.2	スロッシングモデル	31
2.3	円筒座標モデル	31
2.4	TMFD 装置概略図	41
2.5	EXP.01052 の磁化曲線	44
2.6	EXP.01052 の磁化曲線 (拡大図)	44
2.7	$I = 1.5$ A における $r - z$ 平面の磁界分布図	45
2.8	z 軸上の磁界	45
2.9	構造物だけの周波数応答	46
2.10	位相差	47
2.11	液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差	47
2.12	液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	48
2.13	液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差	49
2.14	液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	50
2.15	液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差	51
2.16	液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	52
2.17	液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差	53
2.18	液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	54
2.19	円筒容器での各液深におけるスロッシング固有振動数変化	55
2.20	半径方向磁界成分を考慮しない場合の逆算磁化率	56
2.21	式 (2.43) と推定磁界定数を用いたスロッシング固有振動数	56
2.22	半径方向磁界成分を考慮する場合の逆算磁化率	57

2.23	磁化曲線から求まる磁化率	57
2.24	小型電磁石の $I = 1.5$ A における $r - z$ 平面の磁界分布図	59
2.25	小型電磁石の z 軸上の磁界	59
2.26	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差	60
2.27	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	61
2.28	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差	62
2.29	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	63
2.30	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差	64
2.31	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	65
2.32	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差	66
2.33	小型電磁石, 液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.	67
2.34	小型電磁石使用時のスロッシング固有振動数変化	68
2.35	小型電磁石使用時の式 (2.71) による逆算磁化率	69
2.36	単円筒容器を用いた TLD 装置	70
2.37	TMD 設置時の構造物周波数応答予測	72
2.38	各最大供給電流時の最適液深における周波数応答	75
2.39	最適制御時の周波数応答	76
2.40	TMFD 加振時の圧力変化モード図	77
2.41	圧力振幅測定例	78
2.42	液深 $h^* = 0.417$ での流体圧力振幅と位相差	78
2.43	液深 $h^* = 0.417$ での流体圧力振幅と位相差 cont.	79
2.44	液深 $h^* = 0.556$ での流体圧力振幅と位相差	80
2.45	液深 $h^* = 0.556$ での流体圧力振幅と位相差 cont.	81
2.46	液深 $h^* = 0.694$ での流体圧力振幅と位相差	82
2.47	液深 $h^* = 0.694$ での流体圧力振幅と位相差 cont.	83
2.48	液深 $h^* = 0.833$ での流体圧力振幅と位相差	84
2.49	液深 $h^* = 0.833$ での流体圧力振幅と位相差 cont.	85
2.50	$I = 0.0$ A での流体圧力振幅と液面変位	87
2.51	$I = 1.0$ A での流体圧力振幅と液面変位	87
2.52	$I = 2.0$ A での流体圧力振幅と液面変位	87
2.53	スロッシングの形態	89
2.54	縦方向スロッシングの位相変化による状態変化	89
3.1	二重円筒座標モデル	93
3.2	二重円筒容器を用いた TMFD	98
3.3	二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答	99

3.4	二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答	100
3.5	二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答	101
3.6	二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答	102
3.7	二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答	103
3.8	二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答	104
3.9	二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答	105
3.10	二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答	106
3.11	二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答	107
3.12	二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答	107
3.13	二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答	108
3.14	二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答	108
3.15	二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答	109
3.16	二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答	110
3.17	二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答	111
3.18	二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答	112
3.19	二重円筒容器内磁性流体のスロッシング固有振動数変化	113
3.20	スロッシング固有振動数変化率	116
3.21	内円筒に鉄心を挿入した二重円筒容器	117
3.22	$k_R = 0.444$ の鉄心挿入時の二重円筒容器詳細	118
3.23	$k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.417$ における鉄心挿入時の周波数応答	119
3.24	$k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.556$ における鉄心挿入時の周波数応答	120
3.25	$k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.694$ における鉄心挿入時の周波数応答	121
3.26	$k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.694$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.	122
3.27	$k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.833$ における鉄心挿入時の周波数応答	123
3.28	$k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.833$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.	124
3.29	$k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.417$ における鉄心挿入時の周波数応答	125
3.30	$k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.417$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.	126
3.31	$k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.556$ における鉄心挿入時の周波数応答	127
3.32	$k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.556$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.	128
3.33	$k_R = 0.444$, 鉄心挿入時の磁界分布	131
3.34	$k_R = 0.222$, 鉄心挿入時の磁界分布	131
3.35	$k_R = 0.444$, スロッシング固有振動数変化に与える鉄心挿入効果	132
3.36	$k_R = 0.444$, スロッシング固有振動数変化に与える鉄心挿入効果 cont.	133
3.37	$k_R = 0.222$, スロッシング固有振動数変化に与える鉄心挿入効果	134
4.1	TMD アナロジーを用いた TLD 解析モデル	137

4.2	Graham の等価質量モデル	138
4.3	藤野らが用いた解析モデル	140
4.4	二自由度振動系モデル図	141
4.5	付加振動系を装着した時の構造物の周波数応答	144
4.6	周波数応答に対応する構造物の位相差	145
4.7	加振振幅変化による周波数応答変化	146
4.8	加振振幅変化による共振点及び最大制振点変化	147
4.9	有効質量比変化による構造物周波数応答変化	148
4.10	磁界印加時の界面形状	148
4.11	単円筒容器, 液深 $h^* = 0.417$	149
4.12	単円筒容器, 液深 $h^* = 0.556$	150
4.13	単円筒容器, 液深 $h^* = 0.694$	150
4.14	単円筒容器, 液深 $h^* = 0.833$	151
4.15	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm	151
4.16	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 挿入鉄心長 $h_C = 30$ mm	152
4.17	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 挿入鉄心長 $h_C = 60$ mm	152
4.18	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.556$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm	153
4.19	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.556$, 挿入鉄心長 $h_C = 40$ mm	153
4.20	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.694$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm	154
4.21	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.694$, 挿入鉄心長 $h_C = 50$ mm	154
4.22	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.833$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm	155
4.23	二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.833$, 挿入鉄心長 $h_C = 60$ mm	155
4.24	円筒容器を用いた時の有効質量比	157
4.25	$k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いた時の有効質量比	158
4.26	$k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いた時の有効質量比 cont.	159
4.27	有効質量変化時の構造物振幅	161

表 目 次

2.1	可変スイッチング電源 PAM320-6 菊水電子工業 (株)	42
2.2	レーザ変位センサヘッド (株) キーエンス	42
2.3	レーザ変位センサアンプ LK-GD500 (株) キーエンス	42
2.4	マルチファンクションシンセサイザ Wave Factory 1941 (株) エヌエフ回路設計ブロック	43
2.5	BNC 端子台 ナショナルインスツルメンツ (株)	43
2.6	DAQ PCI カード PCI-6024E ナショナルインスツルメンツ (株)	43
2.7	GPIB PCI カード PCI-4302 (株) インターフェース	43
2.8	磁性流体仕様	44
2.9	主な周波数応答測定条件	46
2.10	電磁石比較表	58
2.11	各液深における式 (2.71) の磁界項の値 ($I = 3.0 \text{ A}$)	69
2.12	最大供給電流に対する最適液深値	73
3.1	二重円筒容器詳細	98

第1章 緒言

1.1 磁性流体

磁性流体とは、1965年に米国航空宇宙局(NASA)において、Papell[1]によって無重力下での液体燃料の位置制御を目的として開発された人工流体である[2]。一般的に、磁性流体は直径10 nm程度の強磁性体であるマグネタイト(Fe_3O_4 等)粒子に、界面活性剤を添加して水や有機溶媒などの非電導性の溶媒と混合したものであり、強磁性超微粒子を流体中に安定分散させたコロイド溶液である。開発当時はオレイン酸を含むケロシン溶媒中でボールミルを用いて数百時間粉碎し、粗大粒子を遠心分離機によって除去することで磁性流体を製造していたが、今日では化学的共沈法によって短時間での製造が可能となっている。

溶媒中の強磁性超微粒子は超微粒子のため単磁区構造を取り、残留磁化を持たず磁化曲線にヒステリシスを伴わない超常磁性の特徴を持つ。また、微粒子のブラウン運動を利用して粒子の重力による沈降を防ぎ、オレイン酸等の界面活性剤により、その弾性反発力で近接する粒子が磁気力とファンデルワールス力により合体凝集するのを防止している。そのため、長時間の高磁界下でも固体分離することはない。マグネタイト粒子を極性の小さな溶媒に分散させる場合には、オレイン酸イオンの極性基をマグネタイト粒子に向けて化学的に吸着させており、無極性基によって粒子が取り囲まれる構造となる。それに対し、水を溶媒とする場合には、二種類の界面活性剤を二重に被覆することで粒子を極性基で取り囲む構造とし、水への安定な分散を図っている。

磁性を持つ安定した流体は前述のようなものでなければならぬため、自然界には存在しない。強磁性を示す固体物質はキュリー温度(強磁性体が常磁性体又は常誘電体に変化する転移温度)以上になると磁性を失うため、磁性を持つ流体とはなり得ないからである。

磁性流体に磁界を印加すると、強磁性粒子が磁界の発生源に引き寄せられ、強磁性粒子は溶媒分子と衝突をする。この為、強磁性粒子に加えられた力が溶媒分子にも伝わり、流体全体が磁気力を受けて引きつけられるかのような振る舞いをする事になる。この磁性流体に働く磁気力は磁気体積力と呼ばれる。現在このような磁氣的性質を利用し、磁性流体を用いた軸シール、軸受、アクチュエータ、ダンパ等の様々な機器が考案されている。図1.1はシャーレ中の磁性流体に下部から磁界を印加した時の画像であり、多数の突起が表面に形成されている。これは、スパイク現象として知られる磁性流体の特性である。



図 1.1: 磁性流体のスパイク現象

ここで、磁気体積力は様々な仮定の下、以下の式で近似されることが知られている。

$$\mathbf{F}_M = \mu_0 \mathbf{M} \nabla H \quad (1.1)$$

\mathbf{F}_M は体積当たりの磁気体積力、 μ_0 は真空透磁率、 \mathbf{M} は磁化、 \mathbf{H} は磁界である。この \mathbf{F}_M を体積で積分すると流体全体に加わる磁気力を求めることが出来る。また、磁気体積力の他に、磁性体と非磁性体の不連続面に生じる磁気面積力があり、以下の式で与えられる。

$$\mathbf{F}_{\text{trac}} = \frac{1}{2} \mu_0 (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n})^2 \mathbf{n} \quad (1.2)$$

ここで、 \mathbf{F}_{trac} は面積当たりの磁気面積力、 \mathbf{n} は非磁性体に向かう単位法線ベクトルである。

1.1.1 応用研究

磁性流体は物性の基礎研究や工学的応用研究が数多くなされているが、医学的応用研究についても世界各地で研究がなされている。以下にその一部を紹介する。鈴木ら [3] は流体の外側より磁界を加えることにより直接流体を動かす磁性流体アクチュエータを開発し、飽和磁化の高い磁性体の使用と磁気回路の改良により、磁性流体と永久磁石を用いた人工心臓の可能性を示唆している。渥美ら [4] は濃度や pH の異なる磁性流体シリカ皮膜鉄磁性流体を用いて、それぞれの耐酸化性、ラットを用いた生体への鉄の吸収量を指標として生体適合性を検討した。また、一様磁界中に磁性流体で満たされたラットの胃を置くことで胃形態の観察が可能であることを実験的に示した。殿畑ら [5] は化学療法剤を腫瘍のような体内の望んだ場所に磁場の制御によって運ぶ薬物治療法である MTDDS (Magnetic Targeting Drug Delivery System) の応用のための基礎として、水中を生体模擬物質中として磁場を加えたときの磁性流体の密度分布と挙動を Spring-8 により観測できることを確認した。Vala ら [6] は Mn-Zn フェライト磁性流体と通性海洋真菌である黒色アスペルギルスの相互作用についての研究を行い、菌は磁性流体の存在下で豊かな成長を示し、菌糸拡散が急速であることを明らかにした。Koneracka ら [7] は、生体適合性を持つポリエチレングリコールを用いた磁性流体を用い、生体適合性磁性流体および抗がん剤タキソールを搭載した PLGA (poly-D,L-lactide-co-glycolide) ナノスフェアを合成しその磁気特性を調べ、磁性流体がキャリアとして有用であることを確かめた。Pavel ら [8] は癌治療に有効とされる磁性流体温熱療法 (MFH) において、腫瘍のアポトーシスを最も増加させる最適な温度を達成するために必要な磁気ナノ粒子の最適な投与量を、シミュレーションを用いることで推定し、印加磁場を決定するにあたっての考慮すべきパラメータを算出した。Pradhan ら [9] は様々なフェライト (Fe_3O_4 , MnFe_2O_4 及び CoFe_2O_4) のラウリン酸でコーティングされた超常磁性ナノ粒子ベースの磁性流体を調製し、それぞれを加熱能力と癌の温熱療法に使用する際の生体適合性の点で比較した。

1.1.2 類似する機能性流体

磁性流体に似た機能性流体には MR 流体 (Magnetorheological Fluid) や磁性イオン液体、ER 流体 (Electrorheological Fluid) といったものが挙げられる。MR 流体は磁性流体よりも粒子径が 1000 倍程度大きい

コロイド溶液であり、磁界印加によって半固体状になり非常に大きな降伏せん断応力を生じる特性を持っている。これまでにショックアブソーバ等が研究され実用化に至っている [10]。磁性イオン液体は 2004 年林ら [11] によって発見されたものであり、陽イオンと陰イオンのみからなるイオン液体であるため、磁性流体よりも安定した分散性を有し、揮発せず凍結しにくいという優位点を持つ。ER 流体とは電界印加によって粘度を制御することができる流体であり、均一の流体からなる均一系と絶縁性液体中に分極しやすい微粒子を分散させた分散系の二種類が存在する。液晶モニタに用いられているネマティック液晶は均一系 ER 流体の一種である。

1.2 スロッシング

スロッシングとは、流体貯槽内の自由表面を有する流体の挙動を言う。貯槽に加わる振動が小さくとも、流体のスロッシング固有振動数に近い振動数で貯槽が加振された時、共振によって液面変位が増大する性質がある。容器形状や水深比（液深を容器幅で除したもの）によってはスロッシングは非線形性を有するため、時として図 1.2 にあるような跳躍現象を引き起こし、瞬間的に大きな慣性力を生じて構造物を破壊することもある。このスロッシングの解明は、地震国である我が国において重要な問題である。また、流体貯槽設計上でのタンクスロッシングの制御、ロケットの液体燃料タンクの振動問題などとしても重要かつ基本的な課題である。この為、実験的、解析的に研究が随時進められている。

前述の通り、液体の入った容器においてスロッシング固有振動数と加振振動数が一致する点では液面の動揺が極めて激しくなる。しかし、磁性流体のスロッシングでは磁界を印加することによりスロッシング固有振動数を変化させることが可能である。このことは、磁性流体に働く磁気体積力によって見掛けの重力加速度が変化するためと考えられている。このため、磁性流体を用いたスロッシングが注目されている。Zelazo ら [12] は磁場及び振動外力場を受けた磁性流体の界面挙動を研究し、磁場によってスロッシング固有振動数が変化することを明らかにした。Sawada ら [13] は、水平面内で一様と仮定した非一様磁界を矩形容器内磁性流体に印加した時のスロッシングの非線形理論解析を行い、実験によって液面挙動及び流速分布の変化を調べた。半田ら [14] は矩形容器内の二層流体スロッシングの液面変位周波数応答を調べ、同時にスロッシングの可視化を行い、ポテンシャル理論からの計算結果と流体中の粒子運動が定性的に一致するこ

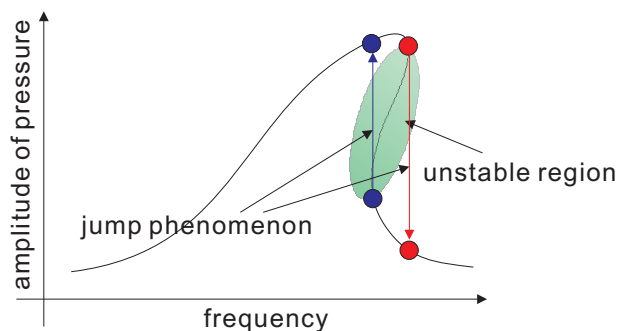


図 1.2: ハードスプリング応答曲線例

とを調べた。

スロッシングで問題となる主な非線形性は、スロッシングの共振振動数が振幅に依存することや浅水波の発生である。特に図 1.2 のような応答はハードスプリングと呼ばれ、振幅の増加と共にスロッシング固有振動数が上昇する。粘性が十分に低く減衰力が小さい時、跳躍現象によって周波数応答はヒステリシスを描く。葉山ら [15] は矩形容器でのスロッシング非線形解析を行い、水深比が 0.337 である時を境に、液深が高いとソフトスプリング形、液深が低いとハードスプリング形の液面変位応答となることを導いている。ここで、浅水波の領域に入るような低液深スロッシングでは、通常の定常波だけでなく進行波 (孤立波) も生じることによって従来の微小振幅波理論では説明不可能な非線形現象が現れる。清水ら [16] は浅水波理論を応用してスロッシングの非線形応答を記述する基礎式を導き、矩形容器について実験結果と数値シミュレーション結果の比較を行った。

軸対称容器のスロッシングでは、直線水平方向加振であってもスロッシング一次固有振動数の近傍において自由表面が不規則に回転するスワーリング現象が発生する [17]。これは矩形容器のスロッシングでは見られない現象である。スワーリングは波頭の回転方向が常に一定方向になる安定スワーリングと回転方向が不規則に変化する不安定スワーリングに大別でき、両者は加振振動数に依存するものである。安定スワーリングでは回転方向は加振振動数が安定スワーリングを起こす領域に達したときにどちら向きに力が加わっていたかにより回転方向が決まる。木村ら [18] は任意形軸対称容器内流体の基礎式の導出と近似解の性質を調べ、スワーリング発生区間について安定限界を解析した。大森ら [19] はスワーリング現象を非線形連成の結果である定常振動解間の分岐現象として解析した。大平ら [20] は円筒容器内の磁性流体に関して、UVP を用いて内部流速変動のパワースペクトルを測定することでスワーリングの解析を試みている。木倉ら [21] は液面変位測定によって円筒容器内磁性流体のスワーリングを観測し、容器下部からの磁界印加によってスワーリングの振動数領域が拡大することを調べた。また、同時に磁性流体の一次スロッシング固有振動数に関して理論解析結果と実験結果の比較を行い、より実験結果に一致する半実験式を提案している。

1.3 振動制御

振動は構造物の信頼性、精度、品質、寿命を損なうばかりか、安全性、居住性、人体への振動障害や騒音障害等、様々な問題を引き起こす。近年では、そこで、古くから振動問題を解決したり軽減するために、色々な方法が講じられてきた。振動を効果的に抑制するには、振動する相手の挙動や振動特性を正確に知らなければならない。また、振動が発現するメカニズムや規模によって振動を抑制するための対策は異なる。強風等の直接構造物質量に作用する微振動には動吸振器や連結制振が用いられる。地震等の支持系を經由して質量を加振する振動には連結制振、制震、免震が用いられる。他に、地震による破壊を防ぐ耐震が存在する。

ここで、強風による渦励振の発生メカニズムを紹介する。一様な流れの中に物体を置くと、その物体から渦が放出されることはよく知られている。特にレイノルズ数 $Re = 10^3 \sim 10^5$ の範囲では、図 1.3 のようなカルマン渦と呼ばれる渦列が形成される。1 秒間に放出される渦の数を f_k 、円柱の直径を D 、一様な流

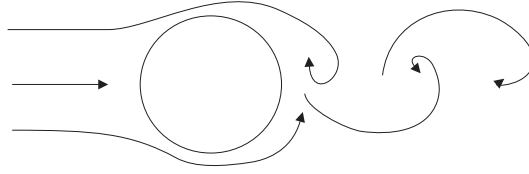


図 1.3: カルマン渦

れの流速を U とすると、実験的に次の関係があることが分かっている。

$$f_k = S_r \frac{U}{D} \quad (1.3)$$

S_r はストローハル数であり、円断面では 0.2, 平板断面では 0.18~ 0.22, 矩形断面では 0.12 を取る。このように、渦の振動数は風速に比例して増加する。この渦により物体の受ける横力 F_k は、

$$F_k = \frac{1}{2} \rho U^2 A C_K \quad (1.4)$$

と表される。これが励振力となる。 ρ は流体密度、 A は物体の断面積、 C_K はカルマン係数であり、レイノルズ数が大きい時はおよそ 1 となる。このように流体が主に関与して生じる振動を流体関連振動と言う。高層ビルや円管等の構造物が風によって振動する現象は渦励振と呼ばれ、風による自励振動もしくはカルマン渦による強制振動と捕らえられる。風によって旗がはためく現象もカルマン渦による振動現象である。静止していた構造物が渦励振によって振動を始めた時、カルマン渦の流出と構造物の振動が同期すると、構造物振動によってより強い渦が発生する。それによって構造物が更に大きな力で加振され、構造物振動が増大することになる。

振動制御装置は、制振、免震、制震に関せず、受動的 (パッシブ)、準能動的 (セミアクティブ)、能動的 (アクティブ) 装置に分類することが出来る。パッシブ方式は駆動制御が不要であることから、システムが不安定になりにくく信頼性が高い反面、制振能力が他の二手法より劣る場合が多い。また、最適設計が困難であるというデメリットを持つ。アクティブ方式はパッシブ方式に比べ制振性能は非常に高いが、制御系を必要とし、制御系の信頼性により制振性能が支配される。また、システムが複雑になることやメンテナンスが必要なことから、掛かるコストは大きくなる。その中間に位置するセミアクティブ方式は両者の特徴をある程度保有し、制振能力と信頼性を両立するものとして注目されている。アクティブ方式ではアクチュエータが無ければ駆動することが出来ない。一方で、セミアクティブ方式はパッシブ方式と同様の動作原理によって制振効果を生じる。そのため、セミアクティブ方式では制御方法によってアクチュエータの有無が異なる。

1.3.1 制振

制振装置とは、構造物に積極的に外力を加えることで構造物の振動を抑制する装置である。主に質量ダンパや液体ダンパに代表される動吸振器が用いられており、他の構造物自体を制振質量とする連結ダンパも利用されている。動吸振器とは、パッシブ方式制振装置の一種であり、構造物に付加振動系を取り付け、

構造物を付加振動系の固有振動数付近において制振するものである。一般的には、付加振動系固有振動数は構造物固有振動数に合わせるように設計される [22]-[26]。動吸振器は付加振動系に質量、ばね、ダンパを用いる同調質量ダンパ (Tuned Mass Damper:TMD) と、付加振動系に液体スロッシング現象を利用する同調液体ダンパ (Tuned Liquid Damper:TLD)、同調液柱ダンパ (Tuned Liquid Column Damper:TLCD) 等が考案されている。

TMD, AMD

従来のパッシブ方式 TMD では次のような欠点があった。

1. 固有振動数、減衰等のパラメータの調整が難しい
2. 対象構造物の振動特性に変化が生じた際はその制振効果が大幅に減退する
3. 装置と構造物の質量比が小さければ大きな制振効果が得られない
4. 機構の摩擦の影響により、構造物がある程度揺れないと装置が動き出さない

そこで最近では、このようなパッシブ方式の欠点を改良する目的で、アクチュエータにより直接対象質量の動きを最適に制御し、広い周波数領域で大きな制振効果を得るアクティブ質量ダンパ (Active Mass Damper:AMD) が脚光を浴びるようになってきている。長島ら [27] は地震や風等の強度・特性が多岐に渡る外乱に適応させ装置能力の制約下で制振効果を最大限に発揮させるため、制御力や AMD ストローク等の単一の装置能力の制約を考慮した実用的な可変ゲイン制御の設計手法を提案し、その有効性を数値解析により実証している。古石ら [28] は単一の AMD による多自由度系の制御に関して、解析と実験の両面より制振性能と設計上の問題点を検討している。背戸ら [29] は電磁アクチュエータを用いた AMD を構成し、これを LQ 制御理論を用いて制御系を設計し、その無次元化表示を行なっている。そして、制御系設計におけるアクチュエータの動特性の無視できる限界、及び消費エネルギーを最小にする動吸振器の固有振動数を示している。阿部ら [30] はファジー制御によって、最大制御力や許容動吸振器変位等の建設系構造物に典型的な制約条件を満たしながらも高い性能を示す AMD の制御則を構築している。光田ら [31] は重み係数の相似則を用いて状態方程式を無次元化し、最適レギュレータ理論における重み係数を設計パラメータとして制御系を設計する手法を示し、シミュレーションにより有次元系、無次元系の制御特性を調べ、それぞれが相似則の関係を満たしていることを確認している。

しかし、AMD においても長大構造物を対象にした場合には対象質量を動かすためのアクチュエータ駆動力は非常に大きい値となり、そのための大形動力設備が必要になるだけでなく、制振装置に故障が生じた場合の異常時対策等の問題が存在すると考えられる。この問題を解決するのがセミアクティブ方式であり、セミアクティブ方式では外部からパッシブ方式制振装置の減衰等のパラメータを変化させることができるようになる。これにより、アクティブ方式ほどの制振性能は無いが、エネルギー消費量が少なく、制振装置が異常をきたした時でもある程度の制振性能を保持するという信頼性を有している。

機能性流体 AMD

磁性流体、ER 流体等の機能性流体のレオロジ特性を利用したアクティブ及び可変減衰型セミアクティブダンパの研究も行われている。福田ら [32] は磁性流体を用いた粘性ダンパ開発の基礎研究として、ピストンに作用する流体力及び磁気力の評価を行い、完全制振に必要な磁場を予測し、その予測磁場の下でシリンダを加振した場合の数値実験を行い、アクティブダンパの制振性能について考察している。岡本ら [33] は磁性流体アクティブダンパの動特性を規定して、その非線形性を考慮したニューラルネットワークによるコントローラを設計し、制御実験を行い、その制振効果について検討を行っている。中川ら [34] は磁性流体可変減衰型セミアクティブダンパに対して、ハミルトンヤコビ不等式を用いた非線形制御手法により非線形補償器を求め、これを導入した時の特性をシミュレーションしている。日高ら [35] は ER 流体を減衰要素として用いたセミアクティブ動吸振器を製作し、ニューラルネットワークを用いた電界制御によって複数の固有振動数に対応可能であることを示した。杉本ら [36] は ER 流体を用いた粘性ダンパに関し、電極間の圧力流れによる減衰効果を図ったタイプとせん断流れによる減衰効果を図ったタイプのダンパを製作し、それぞれの減衰性能を調べた。

TLD

上述の TMD に対し、付加振動系に液体スロッシングを利用するのが TLD である。TLD は TSD (Tuned Sloshing Damper) または LMD (Liquid Mass Damper) とも呼ばれる。TLD は TMD と比較して、機械摩擦が無いため微振動でも効果を発揮すること、構造が単純で故障が無いこと、水を利用しているため安全性、コストで優れていること、適用周期の範囲が広いこと等の利点がある。その一方、液体スロッシングを利用していることから、ダンパの減衰性能は振幅に依存して非線形であること、流体力には水槽長、水深、減衰ネット配置が複雑に影響していること等、制振効果を解析する上で難解な問題を有している。

主要な抑制対象である風励振は、一般的に地震に比べてかなり低い振動数となる。低振動数を対象として TLD を設計するには、容器径を大きくするか液深を低くする必要がある。この時、浅水波領域に入ることによって進行波が現れ、解析が複雑となることがある。また、液深を下げずに TLD を低振動数に同調させる方法として、二重円筒容器 [37] を用いた TLD [38] がある。

TLD で問題となる非線形性は、1.2 項でも述べたようにスロッシング共振振動数が振幅依存であることや浅水波の発生が挙げられる。スロッシング固有振動数の非線形性は液深に依存し、低液深ではハードスプリング、高液深ではソフトスプリングの特性が液面変位や圧力変動等の応答に現れるが、同様にして、容器壁面の角度にも依存して非線形性が表れる。矩形容器ではハードスプリング特性が現れるような低液深時でも、図 1.4 のようなある程度の角度のスロープ壁面を有する台形容器を用いるとソフトスプリング特性が現れることが報告されている [39]。このような台形容器を用いた TLD に関して、Olson ら [40] は非線形ばねを有する TMD アナロジーモデルを用いた解析を行っており、スロープ角度によっては液深による非線形性を打ち消し得ることを言及している。

これまでに提案されている TLD の非線形解析モデルには、浅水波方程式に基づくもの、Boussinesq 方

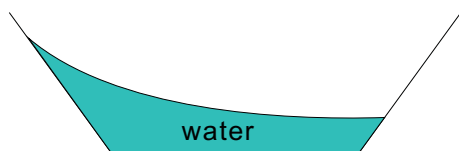


図 1.4: 台形容器

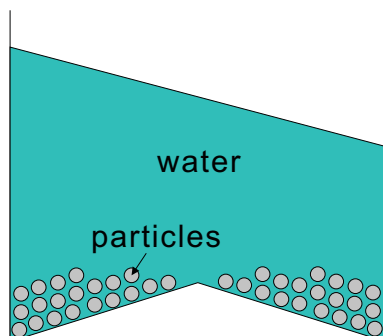


図 1.5: DVTLD

程式に基づくもの、非線形ポテンシャル理論を用いたものに分類される。Sun ら [41] は浅水波理論に基づいた TLD モデルを考案し、砕波が起きない範囲で理論値と実験値が良好に一致することを示し、砕波が生じているものに対しては二種類の減衰係数の経験式を導いた。若原ら [42] は Boussinesq 方程式を用いた任意形状容器のスロッシング現象に対する解析を行い、浅水領域の円筒形 TLD の振動実験結果と解析結果を比較している。Kaneko ら [43] は Boussinesq 方程式を用いて減衰ネット挿入時の時間応答を数値計算によって求めており、減衰ネットによるエネルギー損失効果を確認している。Boussinesq 方程式を用いた有限要素解析法による数値解析は計算に多くの時間を要するが、高西ら [44] は容器内流体が及ぼす全壁面動水圧の動的挙動を近似的に表す単純な非線形微分方程式を提案し、FEM 解とよく一致することを示した。大山ら [45] は矩形容器 TLD に関して、非線形ポテンシャル理論から得た境界積分方程式を空間離散化し、シミュレーション結果が実験値とよく一致していることを示した。

パッシブ方式の TMD では、幅広い制振効果を発揮するためある程度の粘性係数を持った減衰要素が必要となる。TLD でも同様のことが言えるが、水を用いる場合、水の低粘性のために何らかの工夫が必要である。減衰コントロール法には、例えば減衰ネットをスロッシングに対して垂直に受けるように配置する方法がある [43][46][47]。他に、十字型柱を挿入する方法 [48]、浮体粒子を水表面に浮かべる方法 [49][50][51]、消波材を用いる方法 [52] がある。

構造物の振幅の大きさに依存して見掛けの流体密度を変化させる DVTLD (Density-Variable Tuned Liquid Damper) が Xin ら [53] によって考案されている。DVTLD は、一般的な TLD の容器底部に砂粒子を沈降させたもので、構造物振幅が小さい時は通常の TLD として機能するが、構造物振幅が大きくなると砂粒子が水に拡散し、作動流体の密度を増加させることで流体力の増加を図っている。このような DVTLD は地震にも一定の効果が上げられることや、図 1.5 のような W 字型底の容器が砂粒子の速やかな拡散や再沈降に効果的であることが報告されている。

一般的にパッシブな TLD は、制振効果のある振動数範囲が狭いという欠点を持つ。制振効果を幅広く得るために、複数の TLD を用い、それぞれを別の固有振動数に同調させるという試みもなされている [54]。現実的には TLD の水槽は複数個に分けて用いられることが多いという事実も相まって、複数の TLD を用いることは制振効果の拡大に効果的であると考えられる。藤野ら [55] は固有振動数を等間隔に分散させたマルチプル TMD(MTMD) 及びマルチプル TLD(MTLD) の研究を行っている。MTMD では同質量の単一 TMD に比べて、高い制振効果を発揮すること、構造物固有振動数と装置固有振動数が数%のミスマッチング状態であっても制振効果を発揮し高いロバスト性を有すること、装置の最適減衰定数が低くなることを示している。その反面、質量の移動振幅が増大すること、コスト的に不利になることがデメリットとして挙げられている。MTLD ではそのようなデメリットを受けにくく、減衰項の調整の必要性が低くなることから、TLD ではマルチプル化が有用であると考えられる。

TLD の他の研究としては、若原ら [56] は円筒形 TLD に対して振動実験を行い、TLD の流体反力に関する実験結果と線形スロッシングの定常応答解を比較し、波の非線形性によって生じる流体反力の非線形特性について考察している。藤野ら [50] は円筒容器、二重円筒容器、矩形容器を用いて、内溶液として水の代わりに高粘性液体を用いた強制変位加振実験を行い、その結果を TMD アナロジーを用いて整理し、TLD の特性の理解を試みている。萩生田 [46] は水を用いた矩形型 TLD において、水槽に減衰ネットを挿入した装置の周波数特性、制振効果特性について、模型実験、解析を行っている。野路ら [47][57] は萩生田と同様の水槽に減衰ネットを挿入した TLD において、その流体力特性及び装置を高層建物に適用した場合の制振効果の特性について論じている。市川ら [58][59] は二重円筒容器を用いた TLD に関して、小振幅時及び大振幅時の周波数応答及び位相差を測定し、それらに対するカーブフィッティングによって TMD アナロジーを用いた解析モデルに現れるパラメータを求めた。Chaiseri ら [60] は、円筒容器、二重円筒容器、矩形容器を用いた TLD について運動エネルギー損失比を求め、運動エネルギー損失比は構造物と水の質量比に依存し、容器形状には依存しないことを報告した。Ikeda ら [61] は、上下方向にランダム加振を受ける構造物に円筒型 TLD を設置した場合の応答を解析的に求めている。また、矩形型 TLD を構造物に設置し基礎を垂直方向に正弦波加振した時の周波数応答を解析及び実験によって求めており、構造物とスロッシングの固有振動数比が 2:1 の時には $1/2$ 分数調波振動が生じること、2 つの容器を設置した場合は片側容器のみがスロッシングを生じる時と両方の容器でスロッシングを生じる時があることなどを報告している [62][63]。

TMFD, ER-TSD

一方、磁性流体や ER 流体を用いた TLD の研究はあまりなされていないが、その中のいくつかを紹介する。阿部ら [64][65] は磁性流体を容器内流体として用い、矩形容器の両側面から電磁石で磁界を印加しスロッシングを制御する、セミアクティブ磁性流体 TLD である同調磁性流体ダンパ (Tuned Magnetic Fluid Damper: TMFD) を提案し、それを動吸振器を対象に最適制御則から導かれたファジー制御則を基に、一種の規範ベース制御則を構築することにより制御を行っている。また、福田ら [66] は TLD の作動流体として ER 流体を用いた ER-TSD を提案し、ER 流体を制御することによって見掛けの水槽長を変化させスロッシング固有振動数を変化させるという観点から、固有振動数の変化する構造物に対しての効果的な制振を実

験的に検証している。Sakamotoら [67] は、4基の ER-TSD を用いて加振実験を行い、TMD アナロジーに基づいた解析モデルによる時間応答のシミュレーションを行った。

高橋ら [68] は矩形容器にて供試流体に水または磁性流体を用いた TLD を製作し、構造物変位、構造物と加振台の位相差、供試流体に磁性流体を用いた場合について磁界を印加するタイミングによる影響等を調べた。Ohiraら [69] は円筒容器に磁性流体を用いた TLD について、TMD のアナロジーを用いて TLD のモデル化を行い、実験より TLD パラメータを推定した。さらにそのパラメータを用いて磁性流体への印加磁場タイミングの影響を考慮した数値シミュレーションを行い、それに基づいて加振実験の結果と比較した。田中 [70] は、円筒容器を用いるとスワリング現象によって複雑な現象が発生し、測定値に影響を及ぼす事に注目し、矩形容器に磁性流体を用いた TLD での加振実験を行った。また、交流磁界印加下における磁性流体の流体力を測定し、TMFD の TMD アナロジーモデルにおけるパラメータを求めた。堀江らは磁場印加方法として、印加磁界の波形、強度、印加タイミングの三点に注目し、磁場の波形として正弦波の他に矩形波を試行し、磁界強度および印加タイミングについても種々試行した [71]。また、矩形容器内磁性流体の磁気体積力測定を行い、その結果を元に TMFD のシミュレーションを行い、磁気体積力は直接的には構造物の制振に関与していないことを見出した [72]。そこで、磁界が磁性流体に作用することで有効質量に変化が生じ、それによって付加振動系の固有振動数が変化するという仮説を立て、その仮説を元にした有効質量の変化シミュレーションを行い、周波数応答が著しく変化する可能性を確かめた。有効質量変化及びスロッシング固有振動数変化の仮定により、従来とは異なる上下の電磁石配置デザインの TMFD を考案した [73]。下田ら [74] は堀江らの考案した容器の上下に電磁石を配置するタイプの TMFD に関して、三種類の磁性流体を用いて制振特性を検証し、同時に TMD アナロジーモデルにおけるパラメータを周波数応答のカーブフィッティングによって求めた。

TLCD

同調液柱管ダンパ (Tuned Liquid Column Damper: TLCD) とは、1988年 玉木ら [75] によって考案された流体運動によって制振を行う装置である。図 1.6 のように、U 字管内の流体が上下に運動する時に、横方向に生じる流体慣性力によって制振を行う。動作原理が単純であるため、TLD と比較して運動方程式が非常に簡単である、長周期の振動に対応するためには液柱長を長くするだけでよい等の利点を有する。管内にオリフィスを設けることによって減衰力の操作が可能であるため、TMD と同様の最適設計が比較的容易に適用可能である [76]。バルブ調整によってオリフィス径を可変としたセミアクティブ方式の TLCD についても研究されている [77][78]。バルブではなく、MR 流体を用いてオリフィス部に磁界を印加し減衰をコントロールする MR-TLCD も研究されている [79]。また、液管の両端を密閉することで、空気ばね効果による固有振動数上昇が可能である [80]。

1.3.2 免震

免震は、構造物もしくは構造物内に設置される機器類を、地震動や他の外乱から切り離す機構を設けることである [81][82]。この切り離しの手法は、減衰を付与しつつ装置のたわみ性を増大させることにより実現される。多くの場合、免震装置は構造物の基部に設けられるためベースアイソレーションと称されるが、ビルの中間層に設置されることもある。免震構造は、アイソレータのみでは振動を減衰させることが困難であるため、アイソレータと減衰ダンパの組み合わせにより構成される。アイソレータには積層ゴムを用いた免震ゴム支承 [83] やフッ素樹脂を用いた滑り支承 [84]、ボールやローラを用いた転がり支承 [85] 等が実用化されている。減衰ダンパには鋼棒ダンパ [86]、鉛ダンパ [87]、摩擦ダンパ [88]、粘性ダンパ [89]、粘性体ダンパ [90] 等がある。これらとは別に、回転慣性免震装置と呼称される変位抑制システムが注目されており、床免震や展示品の免震などに導入され始めている [91]。回転慣性免震装置とは、床等の免震対象物と免震基盤の間にギヤを設け、免震対象物の併進運動をギヤの回転運動に変換し、ギヤの回転慣性をばね・ダッシュポット系と見立てて免震を行う装置である。

比較的低い建物で免震構造を設計する際には、地震入力だけでなく風励振も考慮する必要がある。風励振を低減するためには剛性を高くする必要があるが、地震動からの振動絶縁の観点からは剛性を低くし、地盤と衝突しない範囲に相対変位を収める必要がある。また、大地震だけでなく中小地震にも対応出来るのが好ましい。このような要件を満たすにはセミアクティブ制御が適していると考えられる。このような背景の下、2000年に世界で初めてのセミアクティブ免震ビルである慶應義塾大学工学部創想館が竣工された [92]。この建物には64個の積層ゴムで支持され、8個のセミアクティブダンパと24個のパッシブダンパが使われている。セミアクティブダンパはシャフトオブバルブにより減衰係数を4段階に変化させることが可能である。

1.3.3 耐震

耐震とは、構造体自身の強度や靱性を向上させることで、地震等による破壊や損傷を制御することをさす [93]。構造物の動的応答を振動解析によって明らかにできれば、地震に対して安全な構造物の設計 (耐震

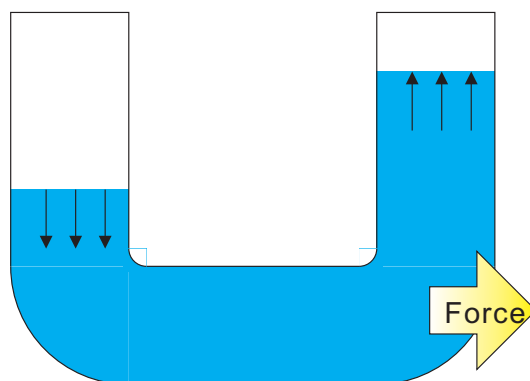


図 1.6: TLCD

設計)が可能となる。経済性と安全性を考慮しつつ構造物が耐震性を有するように構造形式や材料の選定を行う耐震設計では、比較的短期間に生じる中規模地震に対しては構造物の安全性が損なわれず、稀に起こる大規模地震に対しては人命が損なわれないことを目標としている。耐震設計を厳密に行うには、地震に対して蓄積されてきたノウハウを基にした震度法、応答変位法、地震時保有水平耐力法があり、他に解析と計算を必要とする動的解析法がある。

震度法とは、動的な効果を静的な力に置換して設計する方法であり、剛性が高く固有周期が1.5秒程度以下の構造物に適用される。また、震度法は振動数が構造物固有振動数よりも十分に低い場合に適用可能である。つまり、変形が無視出来るほど剛で地盤と同じ動きをする構造物が震度法の対象となる。

応答変位法は、地盤をばねでモデル化し、ばねの下端に規定された変位を与え構造物の地震時応力を求める方法であり、地震の加速度よりも地盤の変位の影響を受けやすい埋設管等の設計に用いられる。

地震時保有水平耐力法は、構造部材の非線形域での変形性能から水平耐力を求めて設計する方法であり、橋脚、基礎、支承部等地震の影響が支配的な構造部材に適用される。1995年の兵庫県南部地震における土木構造物の被害状況によって構造物の靱性確保の重要性が認識されたことから、構造物が靱性を持つように設計する耐震設計法として規定された。動的解析法には応答スペクトル法や時刻歴応答解析法があり、地震時の挙動が複雑な構造物や新構造により従来の震災経験が適用困難な構造物、基礎が軟弱な構造物等に適用される。

道路橋示方書(日本道路協会)では、耐震設計について以下のことを規定している。通常は静的耐震設計法の震度法及び地震時保有水平耐力法を用いて地震時の計算をする。橋の供用期間中に発生する確率が高い地震に対しては、震度法を用いて許容応力、許容支持力、許容変位、安全率等の各項目の検討を行うか、それらを組み合わせて地震時の検討を行う。橋の供用期間中に発生する確率の低い大地震に対しては、地震時保有水平耐力法により地震時保有水平耐力、許容塑性率、残留変位、これら単独または組み合わせによって地震時の検討を行う。地震時の挙動が複雑な構造物については、適切な動力学系に置換して地震応答特性を算定し、安全性を照査するのがよいとされている。

1.3.4 制震

耐震構造が地震力に対して柱、梁や壁等の構造体で耐え忍ぶものであるのに対し、制震構造は地震エネルギーを特殊な部材や装置、特定の層で吸収させ、より大きな安全性を確保するものである。別の言い方をすれば、耐震構造は構造物のばね定数を操作するのに対し、制震構造は主に減衰係数を操作する。制震装置には粘弾性ゴムを用いた粘弾性ダンパ、流体の粘性抵抗を用いた粘性ダンパ、鋼材や鉛を用いた履歴ダンパ、摩擦抵抗を利用した摩擦ダンパ等が存在する。これらの内いくつかは免震にも利用されるため、利用形態によって制震と免震を区別する。制震装置は一般的に建築物の階層間(柱と柱、柱と床、天井と床の間等)に設置され、大きな揺れによる変形時に作用し、振動エネルギーを熱エネルギーに変換する役割を持つ。免震と同様に、主に地震による揺れを想定した装置であるため、常にエネルギー供給が必要なアクティブ方式が採用されたものは数少ない。

1.4 本研究の目的

初期に考案された TMFD は非定常磁界印加型であり、阿部らが導いた制御則による制御時には高い制振効果が得られていた。しかし、磁界制御にあたって磁界波形、印加タイミング (位相)、磁界強度といった多くの要素を考慮する必要がある、解析的に最適な制御法・制御量を導き出すのは困難であった。そのため、いくつかの研究で様々な制御試行が行われ、一定の制御効果は得られたが、TMFD の利点を活かせたとと言える程の制御効果は得られなかった。ここで、磁性流体に働く磁気体積力の大きさのオーダーは TMFD を設置した構造物の慣性力よりもかなり小さく、磁気体積力は直接的に振動を抑制するものではないとする報告は、非定常磁界印加型 TMFD にとって意義深い報告であった。磁性流体スロッシングは定常磁界によって制御可能であること、TLD はスロッシング固有振動数近傍で制振効果を発揮することを考えると、従来得られた制御効果は磁界によるスロッシング挙動の変化によってもたらされたと考えるのが自然である。スロッシングを制御するという観点に基づいた時、堀江らが提案した定常磁界印加型 TMFD は解析や制御が従来型よりも容易であり、動作特性として理に適ったものであると言える。そこで、本研究では定常磁界印加型 TMFD に着目した。

定常磁界印加型 TMFD は磁気体積力によってスロッシング固有振動数を制御する特性を有しており、見掛けの重力加速度を増減させることで固有振動数を変化させるものとしても理解されている。この特性は制振装置のばね定数を変化させることに相当する。流体を用いた制御可能な制振装置のほとんどは減衰係数を変化させるものであるが、TMFD では主に減衰ではなくばねを変化させる。

これまでの定常磁界印加型 TMFD の研究は、従来の研究で得られた磁性流体スロッシングの理論解析に基づいて動作特性が実験的に検証される程度に留まっており、現状での TMFD のハードウェアとしての完成度は非常に低いものと考えられる。そこで、本研究では制御といったソフトウェアの研究ではなく、ハードウェア面で TMFD の実現性を向上させるための研究を行った。また、TMFD と一般的な TLD を比較した時の TMFD の利点は、スロッシング固有振動数が容易に変化可能なことであるため、制振力よりもスロッシング固有振動数変化特性に焦点を当てることにした。固有振動数が可変である特性を活かしやすいのは制振装置の減衰項が低い場合と考えられることや、TMFD は質量単価が高価である磁性流体を用いているため他の安価な制振装置と組み合わせて使用するのが妥当であり、その場合個々の制振装置の減衰項は低い方が良い制振効果が得られることを考慮し、TMFD を多数の制振装置内での使用を想定した低減衰項制振装置と捉えて研究を行った。

過去の研究によって磁性流体のスロッシング固有振動数を定量的に表すことが出来る理論式が得られているが、定量的な式は導出されていない。TMFD を設計することを想定した場合にはスロッシング固有振動数の定量的な式は必要不可欠と考えられるため、第 2 章ではスロッシング固有振動数を定量的に表せる理論式の導出を理論解析によって行い、理論式の実験的検証を行った。また、理論解析を元にして最適液深設計を行った。今後 TMFD の制御が必要となることを想定し、フィードバック制御用センサとして圧力センサを導入した場合のセンサ測定値の特性に関する研究を行った。

第 2 章では TMFD の最適液深設計時に液深が低くなり過ぎて液量の確保が困難となる問題が生じた。その解決手段として、これまでの円筒容器ではなく二重円筒容器を用いた TMFD を製作し、第 3 章でその特

性を調べた。また、現状の TMFD でスロッシング固有振動数を明確に変化させるためには、磁性流体重量以上の大型電磁石と電磁石に見合った電源装置、電力が必要である。電磁石重量や電源が TMFD の実現性に大きく関与するため、より小さな電磁石や電力、すなわちより小さな磁界を用いても従来と同等以上にスロッシング固有振動数を変化させられる条件を求める必要がある。これを満足するには、理論解析から得られたスロッシング固有振動数の理論式から、液面中央の磁界強度を増大させればよいと判断される。二重円筒容器を用いた場合には、鉄心によって液面中央の磁界強度を増大させることが構造的に容易に可能であるため、二重円筒容器 TMFD と鉄心を用いてスロッシング固有振動数変化率増加の実験的検討を行った。

二重円筒容器を用いた場合は円筒容器を用いた場合に比べて、最大制振点 (反共振点) における構造物振幅が大きくなる傾向がある。構造物振幅が大きくなるということは、制振装置としては性能が低下したと解釈され得る。この性能低下に関して定量的に評価を行うことを目的として、TMD アナロジーモデルを用いた TMFD の解析を第 4 章で行った。周波数応答変化から TMD パラメータの変化を定性的に考察することで TMFD の特性を研究すると共に、周波数応答を利用して TMFD の TMD パラメータの導出を行った。

記号一覧表

A	: 断面積
a_0	: 加振台振幅
A_{mn}	: ϕ^* に関する未知定数
A_n	: $P(r^*)$ に関する未知定数
a_s	: 構造物振幅 (容器振幅)
B	: 矩形容器奥行幅
B_{mn}	: ϕ^* に関する未知定数
B_n	: $P(r^*)$ に関する未知定数
c_f	: 付加振動系の粘性減衰係数
C_k	: $= \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!}$
C_K	: カルマン係数
c_s	: 構造物の粘性減衰係数
c_v	: 仮想等価減衰係数
D	: 円柱直径
D_k	: $H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*}$ を r^* に関してテーラー展開した時の係数
E_k	: ω_{m1}^{*2} を r^* に関してテーラー展開した時の係数
f	: 加振振動数
f_f	: TLD 最適設計時のスロッシング固有振動数
f_k	: 1 秒当たりに生じるカルマン渦数
F_k	: カルマン渦による励振力
f_{\max}	: 磁性流体のスロッシング固有振動数の最大値
f_{\min}	: 磁性流体のスロッシング固有振動数の最小値
f_{mn}	: スロッシング固有振動数
f_s	: 構造物固有振動数
f_v	: 付加振動系が構造物に及ぼす力
F_M	: 磁気体積力
F_{trac}	: 磁気面積力
g	: 重力加速度
g_m	: 見かけの重力加速度 $= g + \frac{\alpha \mu_0 \chi H_0 e^{-2\alpha h}}{\rho}$
G_{mn}	: 適当な未知定数
h	: 液深
H	: 磁界
H_0	: 容器底面における磁界
h_C	: 二重円筒内円筒に対する挿入鉄心長
I	: 電流

j	: 虚数単位
J_n	: n を底とする第一種ベッセル関数
k	: 整数
$K(z^*)$: 速度ポテンシャルの z 方向変位成分関数
K_m	: $K(z^*)$ に関する未知定数
K_{3mn}	: $K(z^*)$ に関する未知定数
K_{4mn}	: ϕ^* に関する未知定数
k_n	: 有効質量 m_n に接続されるばね定数
k_f	: 付加振動系のばね定数
k_R	: 二重円筒容器内外円筒半径比
k_s	: 構造物のばね定数
l	: 整数
$L(r^*, \theta)$: 速度ポテンシャルの r 方向及び θ 方向変位成分関数
L_c	: 矩形容器横幅
m	: 半径方向モード又は整数
m_f	: 付加振動系質量又は容器内流体質量 = $m_{fe} + m_{fie}$
m_{fe}	: 有効質量
m_{fie}	: 無効質量
m_n	: n 次モードに対する有効質量
m_s	: 構造物質量
m_v	: 仮想等価質量
M	: 磁化
n	: 円周方向モード
\mathbf{n}	: 単位法線ベクトル
$N(t^*)$: 速度ポテンシャルの時間成分関数
N_0	: $N(t^*)$ に関する未知定数
p	: 圧力
$P(r^*)$: 速度ポテンシャルの r 方向変位成分関数
$Q(\theta)$: 速度ポテンシャルの θ 方向変位成分関数
Q_m	: $Q(\theta)$ に関する未知定数
r	: 円筒座標半径方向
r_0^*	: $k_R \leq r_0^* \leq 1$ である定数
R	: 円筒容器半径
R_1	: 二重円筒容器外円筒半径
R_2	: 二重円筒容器内円筒半径
S	: 流体純度に関する定数
S_r	: ストローハル数

- t : 時間
 T : 振動周期時間
 U : 一様流流速
 v : 流速
 v_r : 円筒座標半径方向流速
 \bar{v}_x : 加振軸方向平均流速
 v_z : 円筒座標軸方向流速
 v_θ : 円筒座標回転方向流速
 x_0 : 加振台の絶対変位
 x_f : 付加振動系質量の絶対変位
 x_h : 液面変位振幅
 x_s : 構造物の絶対変位
 Y_n : n を底とする第二種ベッセル関数
 z : 座標軸
 Z : 無効質量の高さ
 z_n : 有効質量 m_n の高さ
 α : 磁界空間減衰係数
 α_S : 自由表面に由来する無次元減衰係数
 α_W : 壁面に由来する無次元減衰係数
 β : TLD 最適設計式 $\frac{f_f}{f_s} = \frac{1}{1 + \beta \frac{m_f}{m_s}}$ 内の係数
 ε_{mn} : ベッセル関数 $\left| \frac{J_n(r)}{dr} \right|_{r=\varepsilon_{mn}} = 0$ により与えられる定数
 γ : 構造物振動に対する付加振動系の振幅及び位相
 γ_C : 減衰係数
 ζ_f : 付加振動系の臨界減衰係数
 ζ_s : 構造物の臨界減衰係数 $= \frac{c_s}{2m_s\omega_s}$
 η : 円筒容器内磁性流体の自由表面 z 座標
 κ : 固有振動数比 $= \frac{\omega_f}{\omega_s}$
 μ : 質量比 $= \frac{m_{fe}}{m_s}$
 μ_0 : 真空透磁率
 ν : 粘度
 ρ : 液体密度
 σ_{mn} : 容器形状によって定まる定数 $= \frac{\int_{k_R}^1 r^{*2} P_n(\xi_{mn} r^*) dr^*}{\int_{k_R}^1 r^* P_n^2(\xi_{mn} r^*) dr^*}$

- ϕ : 容器変位に追従する座標系における速度ポテンシャル
 $\tilde{\phi}$: 絶対座標系における速度ポテンシャル
 ϕ_0 : 絶対座標系における容器運動成分に関する速度ポテンシャル
 φ : 位相差
 φ_1 : 加振台の変位と加振力との位相差
 φ_2 : 便宜上用いた位相差
 φ_{p-s} : 圧力変化の構造物変位に対する位相差
 φ_{s-0} : 構造物変位の加振台変位に対する位相差
 ξ_{mn} : $J'_n(k_R \xi_{mn})Y'_n(\xi_{mn}) - J'_n(\xi_{mn})Y'_n(k_R \xi_{mn}) = 0$ により求まる定数
 θ : 円筒座標回転方向
 θ_n : $Q(\theta)$ に関する未知定数
 χ : 磁化率
 ω : 加振角振動数
 ω_f : 付加振動系の固有角振動数 $= \sqrt{\frac{k_f}{m_f}}$
 ω_{fe} : 有効質量固有角振動数
 ω_{mn} : (m, n) モードのスロッシング固有振動数
 ω_s : 構造物の固有角振動数 $= \sqrt{\frac{k_s}{m_s}}$
 Ω^* : 加振振動数を付加振動系固有振動数で除した無次元加振振動数

第2章 定常磁界印加型TMFD

TMFDとは磁性流体を用いたTLDであり、セミアクティブ制振装置の一つである。1997年、阿部らによって非定常磁界印加型TMFDが提案され、ファジー制御則を基にした規範ベース制御則を用いて、実験的に非定常磁界印加型TMFDの制振効果が確認された。それに対し、堀江らは2007年に定常磁界印加によるTMFDの制御法を提案し、定常磁界による制振効果の実証を行った。堀江らの考案したTMFDは定常磁界によるスロッシング固有振動数変化理論に基づいているため、阿部らのTMFDと区別して堀江らのTMFDを定常磁界印加型TMFDと呼ぶ。

2.1 構造と原理

本研究で用いる定常磁界印加型TMFDの基本構造は、図2.1に示すように磁性流体の容器の下部に電磁石を配置したものである。これは、堀江らの考案した定常磁界印加型TMFDを基に設計したものである。このTMFDは、下部から磁性流体に磁界を印加することで磁性流体のスロッシング固有振動数が変化する性質を有する。TMFDを含むTLD全般では、スロッシング固有振動数が制振装置としての固有振動数となり、スロッシング固有振動数付近で装置を設置した構造物の振動を抑制することが可能である。従って、TMFDは制振効果を及ぼす固有振動数を磁界によって変化させることが出来る装置と言える。

また、磁性流体容器の下部のみならず、容器の上部から磁界を印加することでもスロッシング固有振動数を変化させることが可能である。容器下部からの磁界印加によってスロッシング固有振動数が上昇し、容器上部からの磁界印加によってスロッシング固有振動数が下降するという特性を持っている。しかしながら、容器上部に電磁石を設置することは非効率的であることが判明している。上部電磁石は、スロッシングによる波が蓋や電磁石等へ接触することを避けるために、磁性流体から大きく離して設置しなければならず、磁性流体に強い磁界を印加することが出来なくなる。そのため、実質的な上部電磁石によるスロッシング固有振動数変化の効果は非常に小さくなる。

スロッシング固有振動数変化特性の物理的現象の理解は次の通りである。スロッシングによって容器壁面に迫り上がった流体は、重力によって静止状態に戻ろうとする。この時重力が流体運動に対して復元力として働く。下部から磁性流体に磁界を印加することで磁性流体に下方への磁気体積力が生じ、見掛けの重力加速度が増加する。見掛けの重力加速度の増加は復元力の増加となり、その結果スロッシング固有振動数が

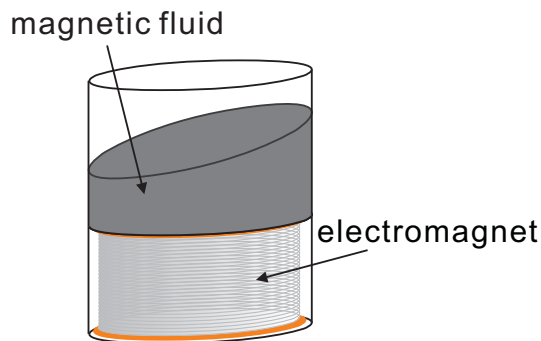


図 2.1: TMFD 基本構造

上昇する。上部から磁界を印加した場合は、見掛けの重力加速度が減少しスロッシング固有振動数が下降する。

2.2 円筒容器内磁性流体スロッシングの線形解析

TMFD のスロッシング固有振動数変化特性の物理的見解は上記の通りであるが、理論的な特性の理解と実験の定性的及び定量的評価を行うことを目的として理論解析を行う。理論解析には微小振幅波理論に基づいた線形解析を行った。

2.2.1 半径方向磁界成分を考慮しない場合

支配方程式及び境界条件

図 2.2 のような、半径 R の円筒容器に液深 h だけ磁性流体が入っている場合のスロッシングの線形解析を行う。磁性流体を非圧縮・非粘性流体と見なし、渦なし流れを想定する。図 2.3 のような円筒座標系で速度ポテンシャル $\phi(r, \theta, z, t)$ を用いると、ポテンシャル流れなので $\mathbf{v} = \nabla\phi$ であり、連続の式は

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

と表示される。また、 z の基準を容器底面とすると、容器壁面上では壁面に垂直な速度成分は 0 であるから、

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (2.2)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad (2.3)$$

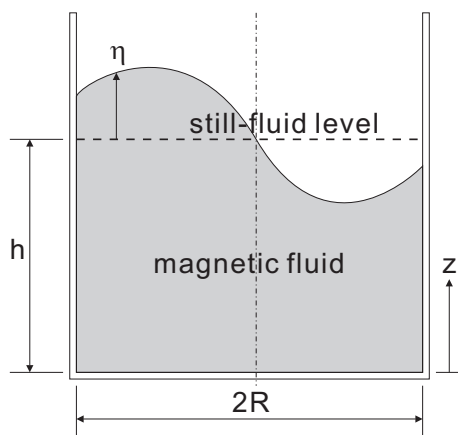


図 2.2: スロッシングモデル

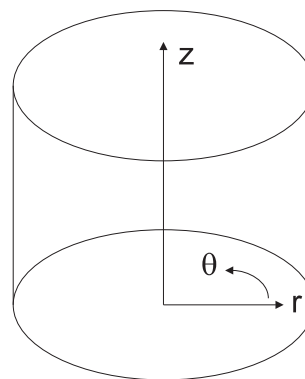


図 2.3: 円筒座標モデル

となる。容器内磁性流体の運動の支配方程式は、磁性流体の磁気エネルギーを考慮した非定常のベルヌーイの式から、

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho |v|^2 + p + \rho g z - \mu_0 \int_0^H M dH = \rho a_s \omega^2 r \cos \theta \sin \omega t \quad (2.4)$$

となる [Appendix A]。ただし、 ρ は流体質量密度、 p は圧力、 g は重力加速度、 μ_0 は真空透磁率、 a_s は容器の振動振幅である。ここで、強磁性体でなければ磁界が強くない範囲で磁化 M は磁界 H に比例することから、その比例定数として磁化率 χ を用いると、磁気エネルギーの項は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} \mu_0 \int_0^H M dH &= \mu_0 \int_0^H \chi H dH \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \chi H^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

木倉ら [21] の解析における磁界の仮定と同様に、印加磁界は z 成分のみとして、容器底面の垂直方向の磁界 H_0 と磁界の減衰率 α を用いて、磁界の強さが $H = H_0 e^{-\alpha z}$ で表されるものとする。さらに、速度 $|v|$ は十分小さなものであるとして $|v|^2 \simeq 0$ とすると、式 (2.4) は次のようになる。

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g z + \frac{\mu_0 \chi H_0^2 e^{-2\alpha z}}{2} + \rho a_s \omega^2 r \cos \theta \sin \omega t \quad (2.6)$$

ここで、同一 z 平面において磁界は一様であると仮定する。自由表面の z 座標を $\eta = \eta(r, \theta, t)$ で表すと、 $z = \eta$ での流体の受ける圧力 p は大気圧に等しく一定となるから、

$$\left. \frac{dp}{dt} \right|_{z=\eta} = \left(\frac{\partial p}{\partial t} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} \right)_{z=\eta} = 0 \quad (2.7)$$

が導かれる。式 (2.7) に式 (2.6) を代入し、 ρ で除すと、

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - v_r \frac{\partial v_r}{\partial t} - \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + a_s \omega^3 r \cos \theta \cos \omega t + v_r a_s \omega^2 \cos \theta \sin \omega t + v_\theta a_s \omega^2 \sin \theta \sin \omega t \\ - v_z \left(g + \frac{\alpha \mu_0 \chi H_0^2 e^{-2\alpha z}}{\rho} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる。流速は十分小さく、式 (2.8) の左辺の微小項を省略すると次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \left(g + \frac{\alpha \mu_0 \chi H_0^2 e^{-2\alpha z}}{\rho} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = a_s \omega^3 r \cos \theta \cos \omega t \quad (2.9)$$

$z = h$ での境界条件を求めるには、 η を充分小さなものとして $z = \eta$ での z 方向成分の流速を考える。テイラー展開によって、自由表面での z 方向の流速は、

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=h+\eta} &= \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=h} + \left. \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=h} \eta + \frac{\partial^2}{2 \partial \eta^2} \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=h} \eta^2 + \dots \\ &\simeq \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=h} \end{aligned} \quad (2.10)$$

と表すことができる。 $\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$ についても同様のことを行くと、式 (2.9) は次のようになる。

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right)_{z=h} + g_m \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=h} = a_s \omega^3 r \cos \theta \cos \omega t \quad (2.11)$$

ここで、

$$g_m = g + \frac{\alpha \mu_0 \chi H_0^2 e^{-2\alpha h}}{\rho} \quad (2.12)$$

であり、 g_m は見掛けの重力加速度を意味する。

無次元化

各変数を代表値によって無次元化する。無次元化した変数には元の変数に対して*を付すものとし、次式の通りに無次元化を行う。

$$\phi^* = \frac{\phi}{\omega_s a_s R}, \quad r^* = \frac{r}{R}, \quad z^* = \frac{z}{R}, \quad h^* = \frac{h}{R}, \quad p^* = \frac{p}{\rho \omega_s^2 a_s R}, \quad \omega^* = \frac{\omega}{\omega_s}, \quad t^* = \omega_s t$$

$$H^* = \frac{1}{\omega_s R} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} H, \quad \alpha^* = \alpha R, \quad g^* = \frac{g}{\omega_s^2 R}, \quad g_m^* = \frac{g_m}{\omega_s^2 R} \quad (2.13)$$

ここで、 ω_s は他項の理論式との整合性を取るために、磁性流体容器を取り付けた構造物の固有角振動数とする。構造物固有角振動数を用いるのは、容器内流体を制振装置と見なした時の解析に都合が良いためである。式(2.13)を式(2.1), 式(2.2), 式(2.3), 式(2.11), 式(2.6)に代入するとそれぞれ以下ようになる。

$$\frac{\partial^2 \phi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial z^{*2}} = 0 \quad (2.14)$$

$$\left. \frac{\partial \phi^*}{\partial z^*} \right|_{z^*=-h^*} = 0 \quad (2.15)$$

$$\left. \frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} \right|_{r^*=1} = 0 \quad (2.16)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi^*}{\partial t^{*2}} \right)_{z^*=h^*} + g_m^* \left(\frac{\partial \phi^*}{\partial z^*} \right)_{z^*=h^*} = \omega^{*3} r^* \cos \theta \cos \omega^* t^* \quad (2.17)$$

$$p^* = -\frac{\partial \phi^*}{\partial t^*} - \frac{R}{a_s} g^* z^* + \frac{1}{2} \frac{R}{a_s} \chi H_0^{*2} e^{-2\alpha^*(z^*+h^*)} + \omega^{*2} r^* \cos \theta \sin \omega^* t^* \quad (2.18)$$

また、見掛けの重力加速度は以下の通りである。

$$g_m^* = g^* + \alpha^* \chi H_0^{*2} e^{-2\alpha^* h} \quad (2.19)$$

解の導出

$\phi^* = K(z^*)L(r^*, \theta)N(t^*)$ と変数分離し、式(2.14)に代入すると、

$$\frac{1}{L} \left(\frac{\partial^2 L}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial L}{\partial r^*} + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial^2 L}{\partial \theta^2} \right) = -\frac{1}{K} \frac{d^2 K}{dz^{*2}} \quad (2.20)$$

となる。 L は r^* , θ のみの関数で、 K は z^* のみの関数であるから、式(2.20)の両辺は定数である。この定数を $-K_0^2 (\neq 0)$ として右辺を解くと、

$$-\frac{1}{K} \frac{d^2 K}{dz^{*2}} = -K_0^2$$

$$K = K_1 e^{K_0 z^*} + K_2 e^{-K_0 z^*} \quad (2.21)$$

となる。ここで、境界条件である式(2.15)により、 $z^* = 0$ では z^* 方向の流速が $\frac{\partial \phi^*}{\partial z^*} = 0$ となるから、

$$\left. \frac{\partial \phi^*}{\partial z^*} \right|_{z^*=-h^*} = NLK_0 \left(K_1 e^{-K_0 h^*} - K_2 e^{K_0 h^*} \right) = 0$$

$$K_2 = K_1 e^{-2K_0 h^*} \quad (2.22)$$

となる。式 (2.21) に式 (2.22) を代入することで、 $K(z^*)$ は次のように表せる。

$$\begin{aligned} K(z^*) &= K_1 \left(e^{K_0 z^*} + e^{-K_0(z^*+2h^*)} \right) \\ &= K_3 \cosh K_0(z^* + h^*) \end{aligned} \quad (2.23)$$

ここで、 $K_3 = 2K_1 e^{-K_0 h^*}$ である。また、 $L(r^*, \theta) = P(r^*)Q(\theta)$ と更に変数分離を行い、式 (2.20) の左辺に代入すると次式のようになる。

$$\frac{r^{*2}}{P} \frac{d^2 P}{dr^{*2}} + \frac{r^*}{P} \frac{dP}{dr^*} + K_0^2 r^{*2} = -\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{d\theta^2} \quad (2.24)$$

これも同様に両辺は定数であるから、両辺が定数 $-Q_0^2 (\neq 0)$ になるとして式 (2.24) の右辺を解くと、

$$\begin{aligned} -\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{d\theta^2} &= -Q_0^2 \\ Q &= Q_1 e^{Q_0 \theta} + Q_2 e^{-Q_0 \theta} \end{aligned} \quad (2.25)$$

となる。ただし、 Q_1 及び Q_2 は定数である。 ϕ^* 及び $v_\theta^* = \frac{\partial \phi^*}{\partial \theta}$ は θ において 2π 周期で同じ値を取るから、

$$\begin{aligned} Q(0) &= Q(2\pi) \\ Q_1 + Q_2 &= Q_1 e^{2\pi Q_0} + Q_2 e^{-2\pi Q_0} \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dQ}{d\theta} \right)_{\theta=0} &= \left(\frac{dQ}{d\theta} \right)_{\theta=2\pi} \\ Q_1 - Q_2 &= Q_1 e^{2\pi Q_0} - Q_2 e^{-2\pi Q_0} \end{aligned} \quad (2.27)$$

式 (2.26) 及び式 (2.27) を満たすには、 $Q_1 = Q_2 = 0$ または $Q_0 = jn$ (n は整数、 j は虚数単位) であればよい。前者では $Q(\theta) = 0$ となり流体の静止状態を意味するから、後者で考えると、重ね合わせの原理により Q は、

$$Q(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cos(n\theta + \theta_n) \quad (2.28)$$

となる。 Q_n 及び θ_n は定数である。 n と $-n$ は同内容を表すため、 n の負数は考えない。そのため、以降は $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ の場合を考えていく。ここで、 $n = 0$ では回転速度成分が $v_\theta^* = 0$ となるため、 $n = 0$ は水平方向スロッシングとは異なる縦方向スロッシングを意味する。次に、式 (2.24) の左辺を見ると、

$$\begin{aligned} \frac{r^{*2}}{P} \frac{d^2 P}{dr^{*2}} + \frac{r^*}{P} \frac{dP}{dr^*} + K_0^2 r^{*2} &= n^2 \\ r^{*2} \frac{d^2 P}{dr^{*2}} + r^* \frac{dP}{dr^*} + (K_0^2 r^{*2} - n^2)P &= 0 \end{aligned} \quad (2.29)$$

これはベッセルの微分方程式であり、 n が整数なら $P(r^*)$ の解は第一種ベッセル関数 $J_n(K_0 r^*)$ と第二種ベッセル関数 $Y_n(K_0 r^*)$ $\left\{ = \frac{J_n(K_0 r^*) \cos n\pi - J_{-n}(K_0 r^*)}{\sin n\pi} \right\}$ の線形結合によって表すことができる。ところが、第二種ベッセル関数 $Y_n(r^*)$ は $r^* = 0$ において特異性を持つ。 $P(r^*)$ は $0 \leq r^* \leq 1$ で連続でなければならないため、 Y_n を用いず J_n のみを考える。以上を考慮すると、 $P(r^*)$ は定数 A_n を用いて、

$$P(r^*) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_n(K_0 r^*) \quad (2.30)$$

と表すことができる。また、境界条件の式 (2.16) より、 $r^* = 1$ では $\frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} = 0$ となるから、

$$\left. \frac{dP}{dr^*} \right|_{r^*=1} = P'(1) = 0 \quad (2.31)$$

とならなければならない。各 n について 0 になることを考えると、 $J'_n(K_0) = 0$ である。特に $2J'_n = J_{n-1} - J_{n+1}$ の関係を用いると、

$$J_{n-1}(K_0) - J_{n+1}(K_0) = 0 \quad (2.32)$$

と表現できる。ここで、 $J'_n(\varepsilon_{mn}) = 0$ となる定数 ε_{mn} を定めると、 $K_0 = \varepsilon_{mn}$ となる。ただし、 m は自然数 ($m = 1, 2, 3, \dots$) とする。 m は半径方向モード、 n は回転方向モードを表す。 $J'_n(K_0)$ が r^* 軸と交差する点は無限にあるため、 ε_{mn} 及び K_0 の個数もまた無限に存在する。そのため、 $K(z^*)$ は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} K(z^*) &= K_3 \cosh\{K_0(z^* + h^*)\} \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} K_{3mn} \cosh\{\varepsilon_{mn}(z^* + h^*)\} \end{aligned} \quad (2.33)$$

これまでより、 ϕ^* は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi^* &= K(z^*)P(r^*)Q(\theta)N(t^*) \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} K_{3mn} \cosh\{\varepsilon_{mn}(z^* + h^*)\} A_n J_n(\varepsilon_{mn}r^*) Q_n \cos(n\theta + \theta_n) N(t^*) \end{aligned} \quad (2.34)$$

ここで、式 (2.17) に式 (2.34) を代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned} PQ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ K_{3mn} \cosh(\varepsilon_{mn}h^*) \frac{d^2 N}{dt^{*2}} + K_{3mn} \varepsilon_{mn} g_m^* \sinh(\varepsilon_{mn}h^*) N \right\} &= \omega^{*3} r^* \cos \theta \cos \omega^* t^* \\ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} K_{3mn} \cosh(\varepsilon_{mn}h^*) \left\{ \frac{d^2 N}{dt^{*2}} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn}h^*) N \right\} \frac{1}{\cos \omega^* t^*} &= \frac{\omega^{*3} r^* \cos \theta}{PQ} \end{aligned} \quad (2.35)$$

左辺は t^* のみであり、右辺は r^* , θ , z^* のみの式であるから両辺は定数である。適当な定数 G_{mn} を用いると、左辺は、

$$\frac{d^2 N}{dt^{*2}} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn}h^*) N = G_{mn} \cos \omega^* t^* \quad (2.36)$$

と表せる。ここで、 $N(t^*) = N_0 \cos \omega^* t^*$ と置いて式 (2.36) に代入すると、

$$\begin{aligned} \{-\omega^{*2} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn}h^*)\} N_0 \cos \omega^* t^* &= G_{mn} \cos \omega^* t^* \\ N_0 &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{G_{mn}}{-\omega^{*2} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn}h^*)} \end{aligned} \quad (2.37)$$

が導かれる。以上より、 ϕ^* は次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi^* &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{G_{mn} K_{3mn} \cosh\{\varepsilon_{mn}(z^* + h^*)\} A_n J_n(\varepsilon_{mn}r^*) Q_n \cos(n\theta + \theta_n)}{-\omega^{*2} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn}h^*)} \cos \omega^* t^* \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{K_{4mn} \cosh\{\varepsilon_{mn}(z^* + h^*)\} J_n(\varepsilon_{mn}r^*) \cos(n\theta + \theta_n)}{-\omega^{*2} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn}h^*)} \cos \omega^* t^* \end{aligned} \quad (2.38)$$

ここで、 K_{4mn} 及び θ_{0mn} は定数である。再度、式 (2.17) に式 (2.38) で得られた ϕ^* を代入してやると、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{K_{4mn} J_n(\varepsilon_{mn} r^*) \cos(n\theta + \theta_n)}{-\omega^{*2} + \varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn} h^*)} (-\omega^{*2} \cosh(\varepsilon_{mn} h^*) + \varepsilon_{mn} g_m^* \sinh(\varepsilon_{mn} h^*)) \cos \omega^* t^* = \omega^{*3} r^* \cos \theta \cos \omega^* t^* \quad (2.39)$$

となる。右辺の $\cos \theta$ を考慮し、 $n = 1$ 及び $\theta_1 = 0$ として式 (2.39) を解くと次式が得られる。

$$\sum_{m=1}^{\infty} K_{4m1} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) \cosh(\varepsilon_{m1} h^*) = \omega^{*3} r^* \quad (2.40)$$

ここで、ベッセル関数の直交性から、 $J'_n(\varepsilon_{mn}) = 0$ が成り立つ時、

$$\int_0^1 r^* J_n(\varepsilon_{kn} r^*) J_n(\varepsilon_{ln} r^*) dr^* = \begin{cases} 0 & (k \neq l) \\ \frac{1}{2\varepsilon_{kn}^2} (\varepsilon_{kn}^2 - n^2) J_n^2(\varepsilon_{kn}) & (k = l) \end{cases} \quad (2.41)$$

となることを利用して、式 (2.40) の両辺に $r^* J_1(\varepsilon_{m1} r^*)$ を掛け、 r^* に関して 0 から 1 まで積分すると、式 (2.40) にある未知定数 K_{4m1} が求められる。

$$K_{4m1} \cosh(\varepsilon_{m1} h^*) \int_0^1 r^* J_1^2(\varepsilon_{m1} r^*) dr^* = \omega^{*3} \int_0^1 r^{*2} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) dr^* \\ K_{4m1} = \frac{\omega^{*3}}{\cosh(\varepsilon_{m1} h^*)} \frac{2\varepsilon_{m1}^2 \int_0^1 r^{*2} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) dr^*}{(\varepsilon_{m1}^2 - 1) J_1^2(\varepsilon_{m1})} \quad (2.42)$$

また、式 (2.38) の分母が 0 となる時にスロッシングが共振振動を行うと考えられることから、スロッシング角固有振動数 ω_{mn} 及び無次元スロッシング角固有振動数 ω_{mn}^* を以下のように定義する。

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{mn} g_m}{R} \tanh \frac{\varepsilon_{mn} h}{R}} \quad (2.43)$$

$$\omega_{mn}^* = \frac{\omega_{mn}}{\omega_s} = \sqrt{\varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn} h^*)} \quad (2.44)$$

次式で表される定数は全ての円筒容器で同一の値を取る。

$$\sigma_{mn} = \frac{2\varepsilon_{mn}^2}{(\varepsilon_{mn}^2 - n^2) J_n^2(\varepsilon_{mn})} \int_0^1 r^{*2} J_n(\varepsilon_{mn} r^*) dr^* \quad (2.45)$$

特に、 $n = 1$ の時、

$$\sigma_{m1} = \frac{2}{(\varepsilon_{m1}^2 - 1) J_1(\varepsilon_{m1})} \quad (2.46)$$

である [37]。以上を用いると、 $n = 1$ のみの時、 ϕ^* は次式となる。

$$\phi^* = \omega^{*3} \cos \theta \cos \omega^* t^* \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{m1} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) \cosh\{\varepsilon_{m1}(z^* + h^*)\}}{(-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) \cosh(\varepsilon_{m1} h^*)} \quad (2.47)$$

これにより、加振方向の無次元流速 $v_x^*(r^*, \theta, z^*, t^*)$ は次のように求まる。

$$\begin{aligned}
v_x^* &= v_r^* \cos \theta - v_\theta^* \sin \theta \\
&= \frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} \cos \theta - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \phi^*}{\partial \theta} \sin \theta \\
&= \omega^{*3} \cos \omega^* t^* \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{m1} \cosh\{\varepsilon_{m1}(z^* + h^*)\}}{(-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) \cosh(\varepsilon_{m1} h^*)} \\
&\quad \cdot \left(\varepsilon_{m1} J_1'(\varepsilon_{m1} r^*) \cos^2 \theta + \frac{1}{r^*} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) \sin^2 \theta \right)
\end{aligned} \tag{2.48}$$

容器内流体の空間平均流速 $\bar{v}_x^*(t^*)$ は次の通りである。

$$\begin{aligned}
\bar{v}_x^* &= \frac{1}{\pi h^*} \int_{-h^*}^0 \int_0^{2\pi} \int_0^1 v_x^* r^* dr^* d\theta dz^* \\
&= \frac{\omega^{*3} \cos \omega^* t^*}{h^*} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{m1} \tanh(\varepsilon_{m1} h^*)}{\varepsilon_{m1} (-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2})} \int_0^1 (\varepsilon_{m1} r^* J_1'(\varepsilon_{m1} r^*) + J_1(\varepsilon_{m1} r^*)) dr^* \\
&= \frac{\omega^{*3} \cos \omega^* t^*}{h^*} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{m1} J_1(\varepsilon_{m1}) \tanh(\varepsilon_{m1} h^*)}{\varepsilon_{m1} (-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2})}
\end{aligned} \tag{2.49}$$

同様に無次元圧力 p^* は次の通りである。

$$\begin{aligned}
p^* &= -g^* z^* + \frac{1}{2} g^* \chi H_0^{*2} e^{-2\alpha^*(z^* + h^*)} \\
&\quad + \omega^{*2} \cos \theta \sin \omega^* t^* \left[r^* + \omega^{*2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{m1} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) \cosh\{\varepsilon_{m1}(z^* + h^*)\}}{(-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) \cosh(\varepsilon_{m1} h^*)} \right]
\end{aligned} \tag{2.50}$$

2.2.2 半径方向成分磁界成分を考慮した場合

前項では磁界を z 方向成分のみとしていたが、磁界を軸対象かつ r 方向成分を有するものとして理論解析を行う。ここで、磁界 $H = H(r, z)$ は $r = 0$ で連続であり、 θ 方向成分は持たない。また、 r 方向の空間を $0 \leq r \leq R_1$ に限定する。ベルヌーイの式は、式 (2.4) 及び式 (2.5) より、

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + p + \rho g z - \frac{\mu_0 \chi}{2} H^2 = \rho a_s \omega^2 r \cos \theta \sin \omega t \tag{2.51}$$

で表される。液面での圧力に関する境界条件式 (2.7) に、式 (2.51) から得られる圧力 p を代入すると、

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + a_s \omega^3 r \cos \theta \cos \omega t - \frac{v_\theta}{r} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta \partial t} - a_s \omega^2 r \sin \theta \sin \omega t \right) - v_z \left(g - \frac{\mu_0 \chi H}{\rho} \frac{\partial H}{\partial z} \right) \\
- v_r \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r \partial t} - \frac{\mu_0 \chi H}{\rho} \frac{\partial H}{\partial r} - a_s \omega^2 \cos \theta \sin \omega t \right) = 0
\end{aligned} \tag{2.52}$$

となる。式 (2.52) で速度に関する微小項を省略すると次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\mu_0 \chi H}{\rho} \frac{\partial H}{\partial r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \left(g - \frac{\mu_0 \chi H}{\rho} \frac{\partial H}{\partial z} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = a_s \omega^3 r \cos \theta \cos \omega t \tag{2.53}$$

ここで、式 (2.12) にある見掛けの重力加速度を、次式で修正する。

$$g_m = g - \frac{\mu_0 \chi H}{\rho} \frac{\partial H}{\partial z} \tag{2.54}$$

式 (2.54) によって式 (2.53) は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\mu_0 \chi H}{\rho} \frac{\partial H}{\partial r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + g_m \frac{\partial \phi}{\partial z} = a_s \omega^3 r \cos \theta \cos \omega t \tag{2.55}$$

無次元化

各変数を式 (2.13) に従って、代表値によって無次元化を行う。無次元化した変数には元の変数に対して * を付している。これにより、式 (2.55) 及び式 (2.54) は以下のように無次元化される。

$$\left(\frac{\partial^2 \phi^*}{\partial t^{*2}}\right)_{z^*=h^*} - \left(\chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} \frac{\partial \phi^*}{\partial r^*}\right)_{z^*=h^*} + \left(g_m^* \frac{\partial \phi^*}{\partial z^*}\right)_{z^*=h^*} = \omega^{*3} r^* \cos \theta \cos \omega^* t^* \quad (2.56)$$

$$g_m^* = g^* - \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial z^*} \quad (2.57)$$

以下、簡略化のために式 (2.56) の $z^* = 0$ を省略して記述する。

解の導出

単円筒容器における速度ポテンシャル ϕ^* は、式 (2.34) から、 t^*, r^*, z^*, θ を含まない定数 A_{mn} を用いて次のような形となる。

$$\phi^* = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} N(t^*) \cos(n\theta + \theta_n) J_n(\varepsilon_{mn} r^*) \cosh\{\varepsilon_{mn}(z^* + h^*)\} \quad (2.58)$$

$\omega_{mn}^* = \sqrt{\varepsilon_{mn} g_m^* \tanh(\varepsilon_{mn} h^*)}$ として、式 (2.56) に式 (2.58) を代入すると次式が得られる。

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} \cos(n\theta + \theta_n) \cosh(\varepsilon_{mn} h^*) \left\{ \frac{d^2}{dt^{*2}} N(t^*) J_n(\varepsilon_{mn} r^*) + \omega_{mn}^{*2} N(t^*) J_n(\varepsilon_{mn} r^*) - \varepsilon_{mn} \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} N(t^*) J_n'(\varepsilon_{mn} r^*) \right\} = \omega^{*3} r^* \cos \theta \cos \omega^* t^* \quad (2.59)$$

運動の対称性と式 (2.59) の両辺の比較により、 $n = 1$ 、 $\theta_1 = 0$ として整理すると、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{m1} \cosh(\varepsilon_{m1} h^*)}{\omega^{*3}} \left\{ \frac{d^2}{dt^{*2}} N(t^*) J_1(\varepsilon_{m1} r^*) + \omega_{m1}^{*2} N(t^*) J_1(\varepsilon_{m1} r^*) - \varepsilon_{m1} \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} N(t^*) J_1'(\varepsilon_{m1} r^*) \right\} = r^* \cos \omega^* t^* \quad (2.60)$$

となる。ここで、 $\frac{A_{m1} \cosh(\varepsilon_{m1} h^*)}{\omega^{*3}} N(t^*) = B_{m1} \cos \omega^* t^*$ と置いて整理すると次のようになる。

$$\sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left\{ (-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) J_1(\varepsilon_{m1} r^*) - \varepsilon_{m1} \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} J_1'(\varepsilon_{m1} r^*) \right\} = r^* \quad (2.61)$$

k 及び l を整数とし、 $H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} = \sum_{k=0}^{\infty} D_k r^{*k}$ (D_k は定数) とした時、 $J_1(\varepsilon_{m1} r^*)$ 及び $\varepsilon_{m1} H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} J_1'(\varepsilon_{m1} r^*)$ を r^* に関して級数で表すと以下のようなになる。

$$\begin{aligned} J_1(\varepsilon_{m1} r^*) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2}\right)^{2k+1} r^{*2k+1} \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} C_k \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2}\right)^{2k+1} r^{*2k+1} \end{aligned} \quad (2.62)$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{m1} H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} J'_1(\varepsilon_{m1} r^*) &= \left(\sum_{k=0}^{\infty} D_k r^{*k} \right) \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l (2l+1)}{l!(l+1)!} \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} r^{*2l} \right\} \\
&= \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^k \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} \frac{(-1)^l (2l+1)}{l!(l+1)!} (D_{2(k-l)} r^{*2k} + D_{2(k-l)+1} r^{*2k+1}) \right\} \\
&= \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^k \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} (2l+1) C_l (D_{2(k-l)} r^{*2k} + D_{2(k-l)+1} r^{*2k+1}) \right\} \quad (2.63)
\end{aligned}$$

ここで、 $C_l = \frac{(-1)^l (2l+1)}{l!(l+1)!}$ とした。 $\omega_{m1}^{*2} = \sum_{k=0}^{\infty} E_k r^{*k}$ と置くと、式 (2.61) は、

$$\begin{aligned}
\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} B_{m1} \left\{ - \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2k+1} C_k \omega^{*2} r^{*2k+1} + \sum_{l=0}^k \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} C_l (E_{2(k-l)} r^{*2k+1} + E_{2(k-l)+1} r^{*2k+2}) \right. \\
\left. - \chi \sum_{l=0}^k \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} (2l+1) C_l (D_{2(k-l)} r^{*2k} + D_{2(k-l)+1} r^{*2k+1}) \right\} = r^* \quad (2.64)
\end{aligned}$$

となるから、 r^* に関する係数比較により次のような関係が得られる。

$$\sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left\{ \sum_{l=0}^{k-1} \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} C_l E_{2(k-l)-1} + \chi \sum_{l=0}^k \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} (2l+1) C_l D_{2(k-l)} \right\} = 0 \quad (2.65)$$

$$\begin{aligned}
\sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left\{ - \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2k+1} C_k \omega^{*2} + \sum_{l=0}^k \left(\frac{\varepsilon_{m1}}{2} \right)^{2l+1} C_l (E_{2(k-l)} - \chi(2l+1) D_{2(k-l)+1}) \right\} \\
= \begin{cases} 1 & (k=0) \\ 0 & (k \neq 0) \end{cases} \quad (2.66)
\end{aligned}$$

ただし、 $E_{-1} = 0$ とする。 ω^* が一定の時、式 (2.66) から導かれる行列の逆行列を求めることで B_{m1} の値を知ることができる。 $m=1$ すなわち一次のスロッシング固有振動数を求めるには、 $m=1$ 、 $k=l=0$ とした時に式 (2.66) の左辺が 0 である時の ω^* を求めればよい。つまり、

$$\begin{aligned}
-\omega^{*2} + E_0 - \chi D_1 &= 0 \\
\omega^* &= \sqrt{E_0 - \chi D_1} \quad (2.67)
\end{aligned}$$

よって $m=1$ 、 $n=1$ の振動モードでの固有振動数が求められる。ここで、 E_0 及び D_1 は、それぞれ $z^* = h^*$ において ω_{11}^{*2} 及び $H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*}$ を r^* に関して級数展開した時の、定数成分及び r^* 成分を表している。

$$\begin{aligned}
E_0 &= (\omega_{11}^{*2})_{r^*=z^*=0} \\
&= \varepsilon_{mn} \left(g^* - \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial z^*} \right)_{r^*=0, z^*=h^*} \tanh(\varepsilon_{mn} h^*) \\
&= \varepsilon_{mn} g^* \tanh(\varepsilon_{mn} h^*) - \varepsilon_{mn} \chi \left(H^* \frac{\partial H^*}{\partial z^*} \right)_{r^*=0, z^*=h^*} \tanh(\varepsilon_{mn} h^*) \quad (2.68)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_1 &= \left\{ \frac{\partial}{\partial r^*} \left(H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} \right) \right\}_{r^*=0, z^*=h^*} \\
&= \left\{ \left(\frac{\partial H^*}{\partial r^*} \right)^2 + H^* \frac{\partial^2 H^*}{\partial r^{*2}} \right\}_{r^*=0, z^*=h^*} \quad (2.69)
\end{aligned}$$

ここで、 $r^* = 0$ において H^* は連続であるという条件によって、 H^* は $r^* = 0$ で微分可能であり、軸対象磁場であることから $\left(\frac{\partial H^*}{\partial r^*}\right)_{r^*=0} = 0$ であることが導かれる。以上より、無磁場時の一次スロッシング固有振動数を $\omega_0^* \left\{ = \sqrt{\varepsilon_{11} g^* \tanh(\varepsilon_{11} h^*)} \right\}$ と置くと、一次スロッシング固有振動数は、

$$\omega^* = \sqrt{\omega_0^{*2} - \chi \left(H^* \frac{\omega_0^{*2}}{g^*} \frac{\partial H^*}{\partial z^*} + H^* \frac{\partial^2 H^*}{\partial r^{*2}} \right)}_{r^*=0, z^*=h^*} \quad (2.70)$$

と求められる。式 (2.70) は、静水面中央の磁場によって一次スロッシング固有振動数が決定されることを表している。また、式 (2.70) を有次元で表したものは次の通りである。

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\mu_0 \chi}{\rho} \left(H \frac{\omega_0^2}{g} \frac{\partial H}{\partial z} + H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2} \right)}_{r=0, z=h} \quad (2.71)$$

ここで、無磁場時の一次スロッシング固有振動数 ω_0 は、

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_{11} g}{R_1} \tanh \frac{\varepsilon_{11} h}{R_1}} \quad (2.72)$$

である。

2.3 TMFD における磁性流体の磁化率

TMFD ではスロッシング固有振動数付近において制振効果を発揮し構造物振幅を大幅に低減することから、スロッシング固有振動数が重要となる。しかしながら、理論式のみで定量的にスロッシング固有振動数を導き出すことは出来ない。これは、スロッシングの理論解析では磁性流体の磁化率 χ を一定と見なしているが、一般的な磁性流体の磁化を測定する方法である磁気天秤法を用いた時には、磁化率は磁界と共に変化するためである。スロッシングのように常に攪拌され続ける動的な状態では、実験におけるスロッシング固有振動数の変化は、磁化率が一定と見なした時の理論式と同一の変化傾向を示している [94]。そこで、本項ではスロッシング固有振動数を実験的に求め、スロッシング固有振動数及び磁化率以外の定数を式 (2.43) 又は式 (2.71) に代入することで、磁化率の逆算を行い、磁性流体の磁化曲線から得られる磁化率との比較を行う。

まずは、TMFD による構造物振幅の低減という特性に着目し、構造物の周波数応答を測定することでスロッシング固有振動数の測定を行う。直接スロッシングの共振点測定によってスロッシング固有振動数を得る方法もあるが、スロッシング固有振動数は容器形状及び容器振幅によって変化することが知られている。TMFD 設置時の構造物周波数応答からスロッシング固有振動数を求める場合には、構造物振幅、すなわち容器振幅が極小となる振動数を測定するため、容器振幅の影響を受け難いという利点がある。

2.3.1 円筒容器を用いた TMFD 装置

装置概要

図 2.4 に実験で使用する TMFD 装置の概略図を示す。■ は磁性流体であり、半径 $R = 72$ mm のアクリル円筒容器に入っている。用いた磁性流体 ((株) フェローテック) の詳細は、次項にある表 2.8 の通りである。

▪は電磁石であり、▪の磁性流体容器の下部に設置した。▪の定電流電源を用いて、▪のPCからの命令によって電磁石に電力供給を行った。▪及び▪は小型圧力センサ及びセンサアンプ((株)共和電業)である。圧力センサは、加振軸上の容器底面から15 mmの位置に取り付けた。▪は構造物であり、上部にTMFD装置本体が設置され、▪の加振台からの加振を受ける。構造物と加振台は▪のスライダー及び▪のばねで接続されており、構造物は加振方向にのみ移動することができる。加振台は▪の加振器(エミック(株)振動発生器 Type513-B)により強制変位を与えられる。加振器への信号は▪のマルチファンクションシンセサイザ((株)エヌエフ回路設計ブロック Wave Factory 1941)によって生成し、マルチファンクションシンセサイザはGPIB接続によりPCで制御する。PC側のGPIBインターフェースは、PCIカード((株)インターフェース PCI-4302)を利用した。構造物及び加振台の変位は、▪で示したレーザ変位センサ((株)キーエンスレーザ変位センサ:センサヘッド LK-G155(構造物)・LK-G85(加振台)、アンプユニット LK-GD500)によって測定され、変位データをDAQカード(ナショナルインスツルメンツ(株)PCI-6024E)を用いてA/D変換を行いPCに取り込む。なお、主に使用した機器の詳細な仕様は表2.1~2.7に記載した。

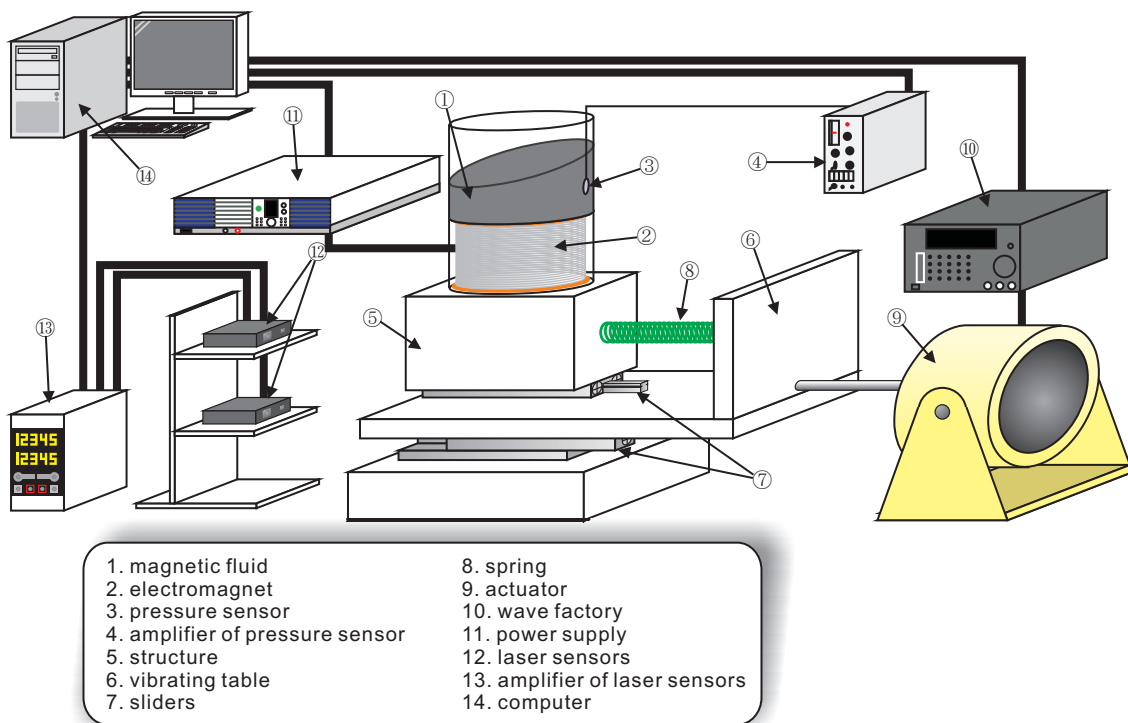


図 2.4: TMFD 装置概略図

表 2.1: 可変スイッチング電源 PAM320-6 菊水電子工業 (株)

出力電圧	0V~ 320V
電圧分解能	0.1V
出力電流	0A~ 6A
電流分解能	0.001A
使用温度	0℃~ 50℃
入力電圧	AC90V~ 132V(100V時)
電力	約 2.44kW
質量	18kg

表 2.2: レーザ変位センサヘッド (株) キーエンス

型番	LK-G155	LK-G85
測定範囲	150 mm±40 mm	80 mm±15 mm
光源波長	650 nm	650 nm
光源出力	4.8 mW	4.8 mW
繰り返し精度	0.5 μm	0.2 μm
スポット系	120 μm×1700 μm	70 μm×1100 μm
使用温度	0℃~ 50℃	0℃~ 50℃
使用照度	10000 lx 以下	10000 lx 以下
使用湿度	35 %~ 85 %	35 %~ 85 %
質量	290 g	280 g

表 2.3: レーザ変位センサアンプ LK-GD500 (株) キーエンス

ヘッド接続台数	2 台
最小表示単位	0.01 μm
表示範囲	±9999.99 mm~ ±9999.99 μm
アナログ電圧出力	±10 V
出力インピーダンス	100 Ω
定格電源電圧	DC 24 V±10 % リップル 10 %以下
最大消費電流	500 mA(ヘッド 1 台) 600 mA(ヘッド 2 台)
使用温度	0℃~ 50℃
使用湿度	35 % ~ 85 %
質量	60 g

表 2.4: マルチファンクションシンセサイザ Wave Factory 1941 (株) エヌエフ回路設計ブロック

周波数 (正弦波)	0.01 μ Hz~ 15 MHz
周波数設定分解能	0.01 μ Hz
周波数確度	± 5 ppm
任意波形垂直分解能	12 bit
任意波形データ	15 bit
出力レンジ	10 V or 1 V
電源	AC 100 V \pm 10%
使用温度	5 $^{\circ}$ C~ 35 $^{\circ}$ C

表 2.5: BNC 端子台 ナショナルインスツルメンツ (株)

BNC コネクタ	22
動作電圧	DC 5 V(\pm 5%)
使用温度	0 $^{\circ}$ C~ 70 $^{\circ}$ C

表 2.6: DAQ PCI カード PCI-6024E ナショナルインスツルメンツ (株)

端子数	16(入力)・2(出力)・8(デジタル IO)
入出力分解能	12 bit
入出力電圧範囲	-10 V~ 10 V
アナログ入出力	200 kSample/s(入力)・10 kSample/s(出力)
最大出力電流	5mA(Total)

表 2.7: GPIB PCI カード PCI-4302 (株) インターフェース

チャンネル数	1
インターフェース	IEEE-488(GP-IB/HP-IB), IEEE std.488.2
通信方式	8 bit パラレル
最大通信速度	1.1 MB/s
接続バス	PCI rev.2.1 以上 5 V/3.3 V
使用条件	周囲温度:0 $^{\circ}$ C~ 50 $^{\circ}$ C, 湿度:20 %~ 90 %(非結露)

磁性流体

株式会社フェローテックによって製造されているケロシンベース磁性流体 EXP.01052 を実験に用いた。製造元カタログによる磁性流体のスペックは表 2.8 の通りである。また、磁性流体の磁化曲線を図 2.5 に示し、特に実験に使用する範囲の磁化曲線を図 2.6 に示す。

電磁石

装置に用いた電磁石の磁場について測定した結果を次に載せる。電磁石の概形は $\phi 144.0 \text{ mm} \times 80.8 \text{ mm}$ で $\phi 1.2 \text{ mm}$ のエナメル銅線コイルを用いており、電磁石の鉄心には $\phi 59.2 \text{ mm} \times 80.5 \text{ mm}$ の純鉄を使用した。図 2.3 に示した座標系と同様に、 r は電磁石の半径方向であり、 z は軸方向である。磁性流体容器の底板厚が 10 mm であるため、 z 、 r の原点は電磁石の鉄心表面中央から z 方向に 10 mm 高い点とした。電磁石へ供給する電流強度は 1.5 A として、磁界測定を行った。図 2.7 は半径方向及び軸方向における磁界強度の分布を等高線で示したものである。

磁性流体容器の内径内において、 z 平面の面積に関して z 方向磁界成分の平均値を計算することにより、容器底面平均磁界 H_0 及び磁場減衰係数 α を求めた。これにより、磁場減衰係数は $\alpha = 19.71 \text{ m}^{-1}$ となつ

表 2.8: 磁性流体仕様

型番	EXP.01052
溶媒	ケロシン
比重 (25 °C)	$1340 \text{ kg/m}^3 \pm 50 \text{ kg/m}^3$
粘度 (27 °C)	$4.80 \text{ mPa}\cdot\text{s} \pm 0.48 \text{ mPa}\cdot\text{s}$
表面張力	$230 \mu\text{N/cm}$
飽和磁化	$60.0 \text{ mT} \pm 6 \text{ mT}$
引火点	$43 \text{ }^\circ\text{C}$

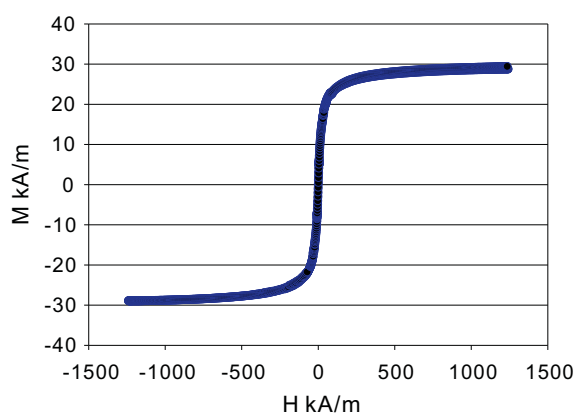


図 2.5: EXP.01052 の磁化曲線

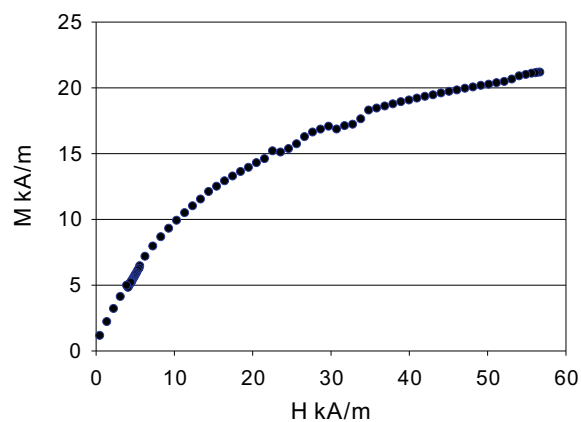


図 2.6: EXP.01052 の磁化曲線 (拡大図)

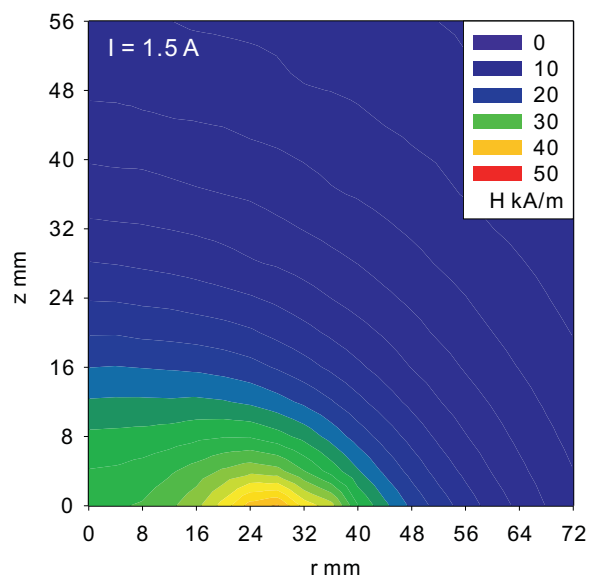


図 2.7: $I = 1.5 \text{ A}$ における $r - z$ 平面の磁界分布図

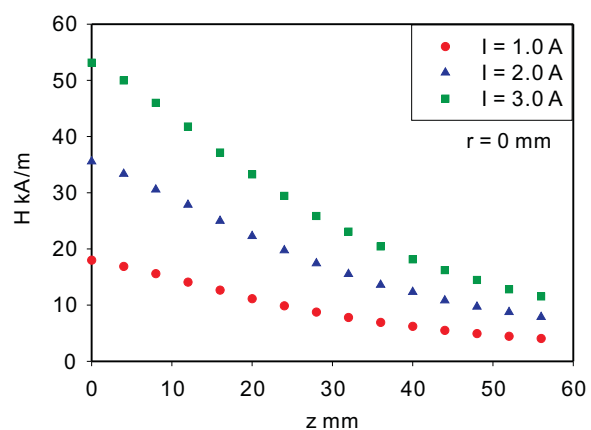


図 2.8: z 軸上の磁界

た。 H_0 は、 $I = 3.0 \text{ A}$ のとき 20.46 kA/m となった。

測定条件

本項で行う実験では、定電流電源により電磁石に定電流 (範囲: $0.0 \text{ A} \sim 3.0 \text{ A}$, 刻み: 0.5 A) を流して磁場を発生させた。計測制御ソフト LabVIEW (ナショナルインスツルメンツ (株)) 及びレーザ変位センサ、マルチファンクションセンササイズを用いて加振台振幅が常に 0.20 mm となるよう、加振器の出力を PC によって調整した。加振振動数 $1.30 \text{ Hz} \sim 2.70 \text{ Hz}$ における構造物振幅を、加振台振幅が 0.20 mm でほぼ一定になったときに測定した。変位データのサンプリング周期は 20 ms で行った。磁性流体を除く構造物質量は重りによって 13.1 kg に調整した。磁性流体の液深は $30 \text{ mm} \sim 60 \text{ mm}$ で、 10 mm ずつ変化させた。この時の磁性流体質量は、 $0.66 \text{ kg} \sim 1.31 \text{ kg}$ となる。以上を表 2.9 にまとめる。また、構造物の加振台に対する振動の位相差を離散フーリエ変換によって測定した。

表 2.9: 主な周波数応答測定条件

加振台振幅	0.20 mm
加振振動数	1.30 Hz~ 2.70 Hz
電磁石供給電流	0.0 A~ 3.0 A, 刻み幅 0.5 A
データサンプリング周期	20 ms
構造物質量	13.1 kg
磁性流体液深	30 mm~ 60 mm, 刻み幅 10 mm
磁性流体質量	0.66 kg~ 1.31 kg

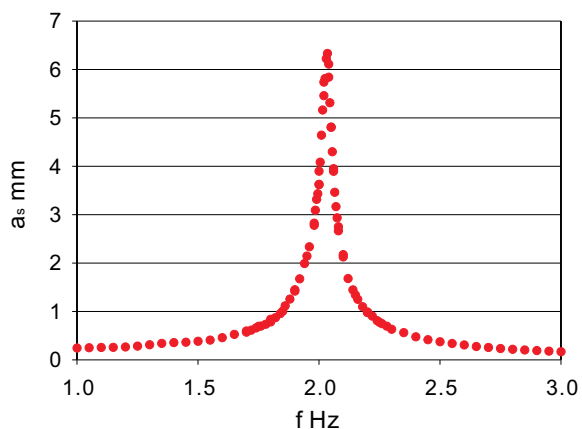


図 2.9: 構造物のみの周波数応答

磁性流体を入れない状態の構造物周波数応答を図 2.9 に示す。横軸の f は加振振動数，縦軸の a_s は構造物振幅である。これにより，構造物固有振動数は 2.035 Hz と求めた。

2.3.2 円筒容器型 TMFD 設置時の構造物周波数応答

以下に TMFD を設置した構造物の周波数応答を示す。横軸 ω^* は加振振動数を構造物固有振動数 (2.035 Hz) で除した無次元加振振動数，左縦軸は構造物振幅を加振台振幅で除した無次元構造物振幅 a_s^* ，右縦軸は図 2.10 に示すような構造物振動変位の加振台振動変異に対する位相遅れである。

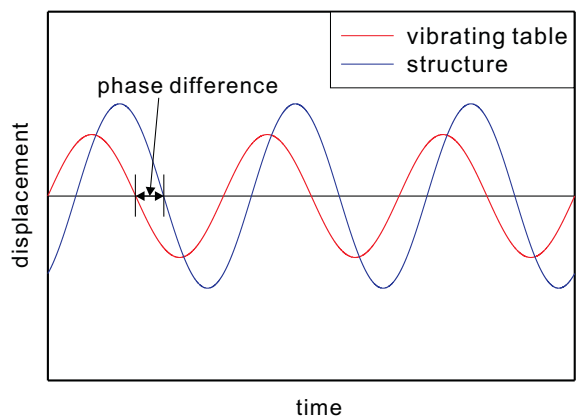
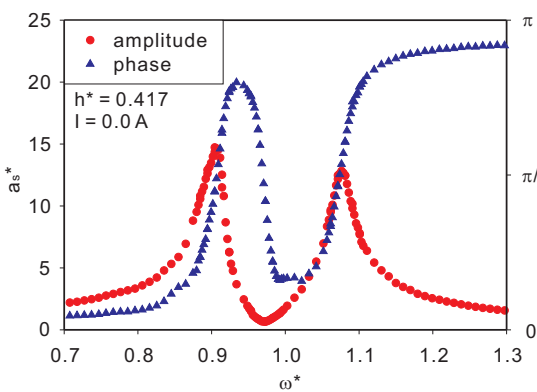
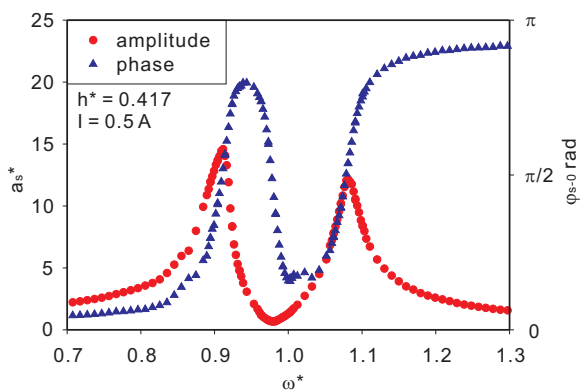


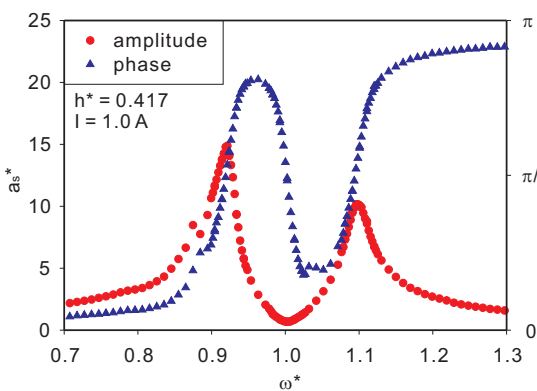
図 2.10: 位相差



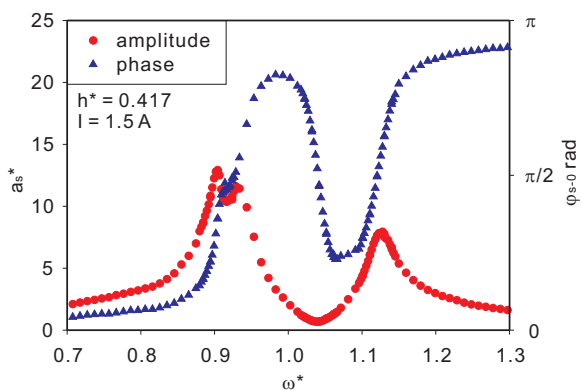
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

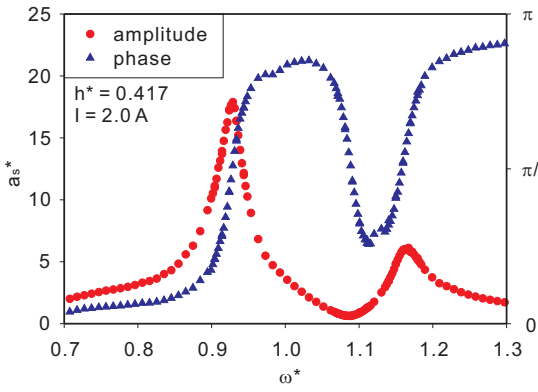


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

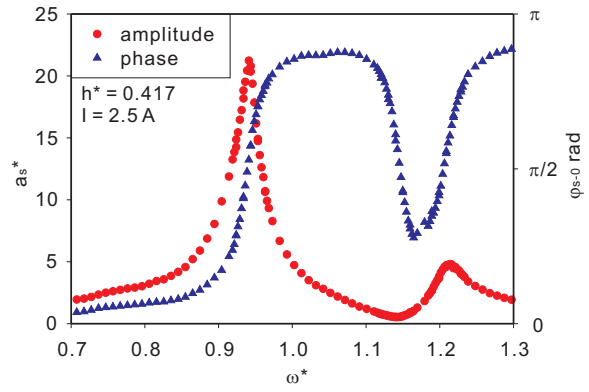


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

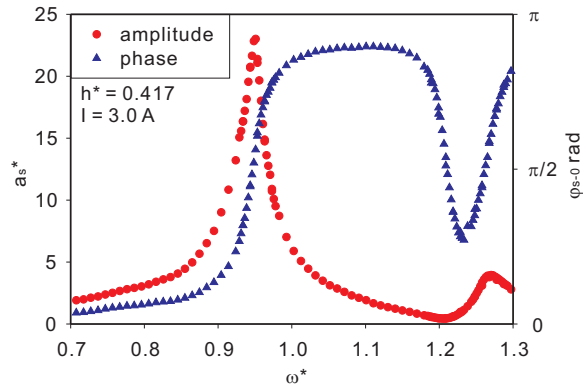
図 2.11: 液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

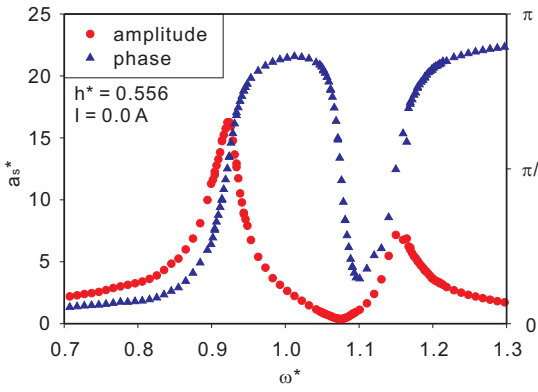


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

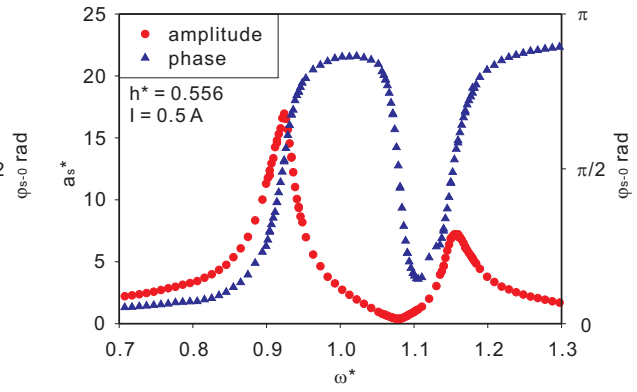


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

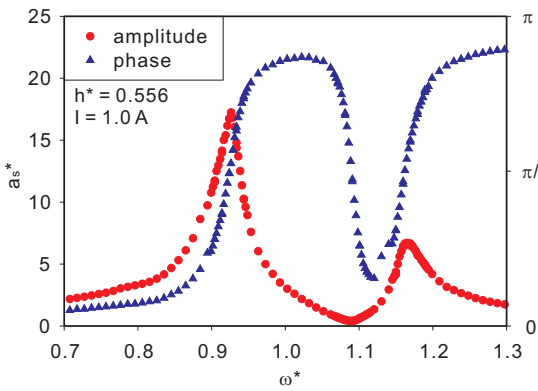
図 2.12: 液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.



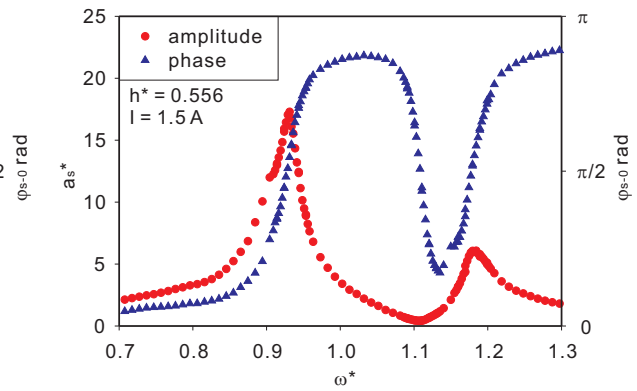
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

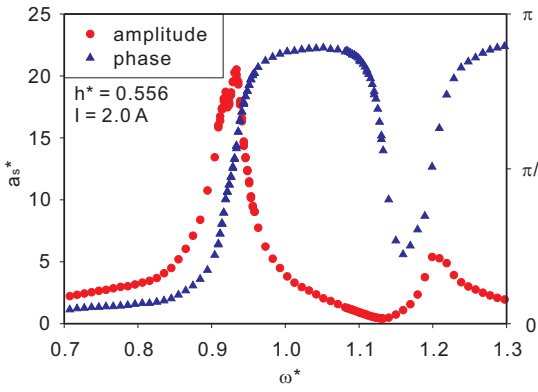


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

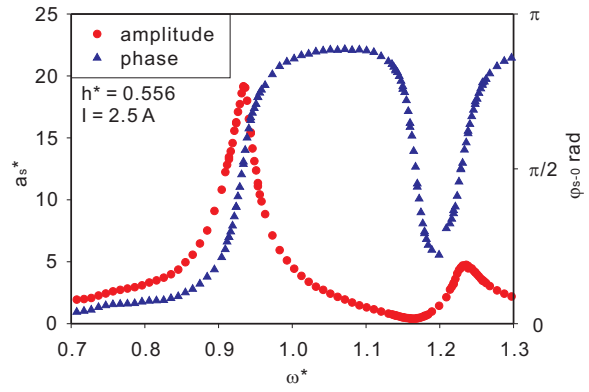


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

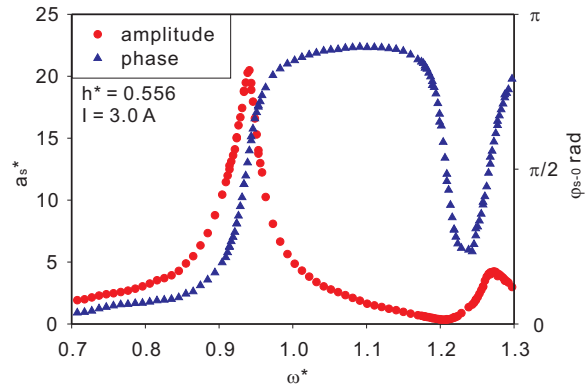
図 2.13: 液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

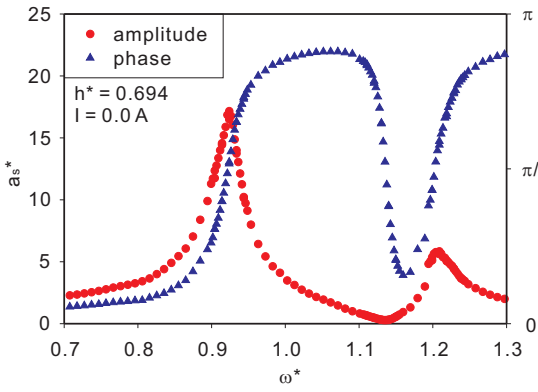


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

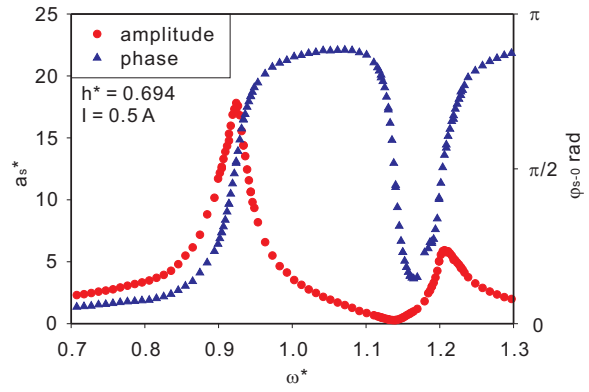


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

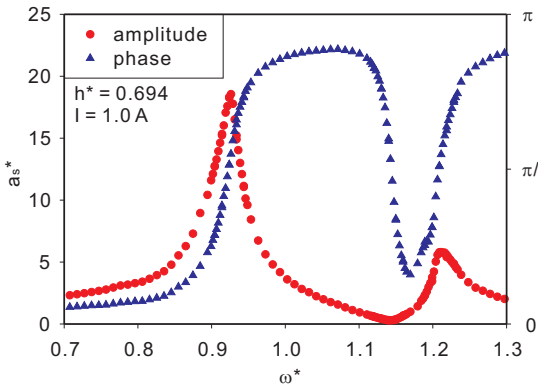
図 2.14: 液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.



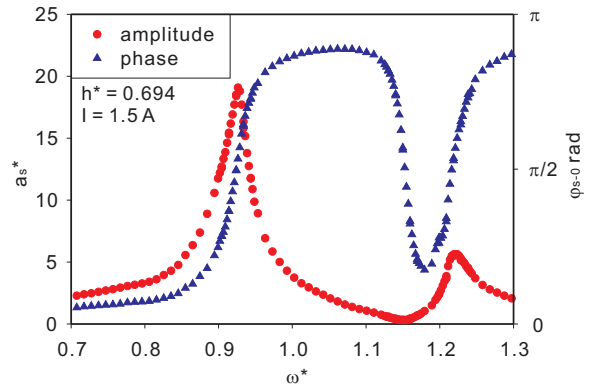
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

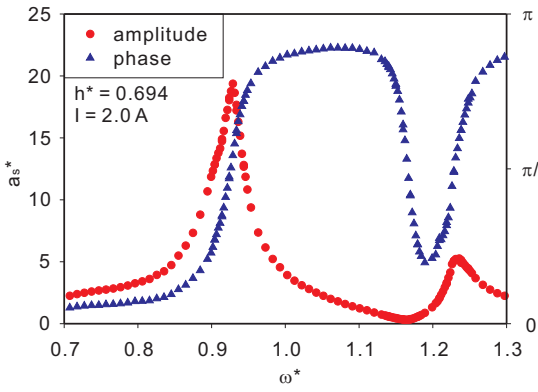


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

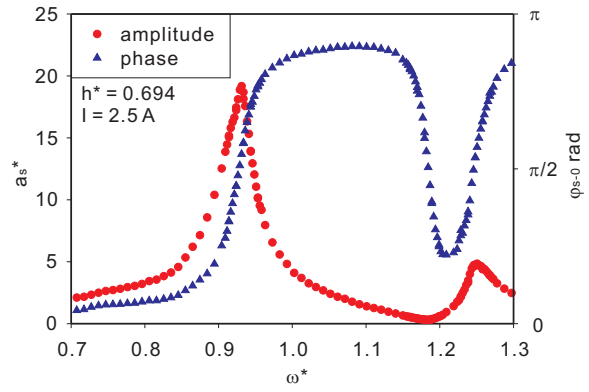


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

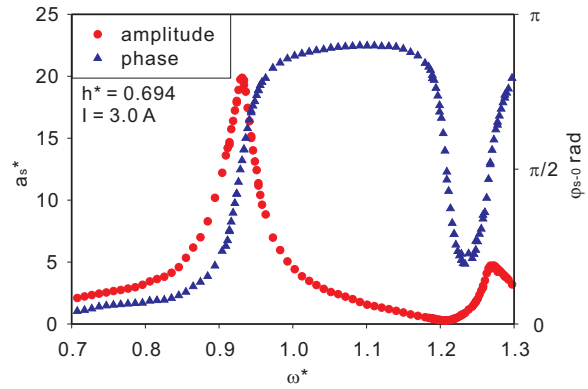
図 2.15: 液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

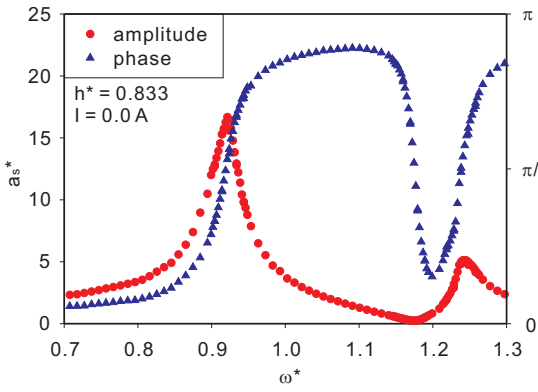


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

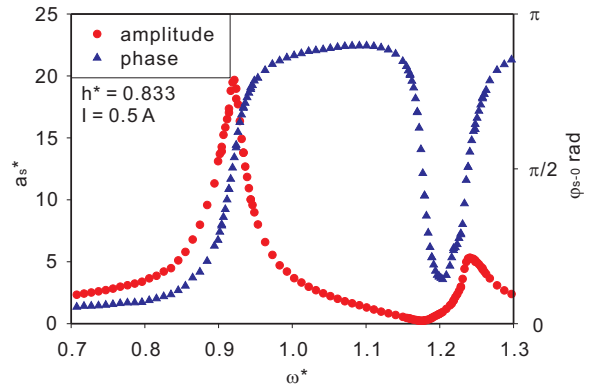


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

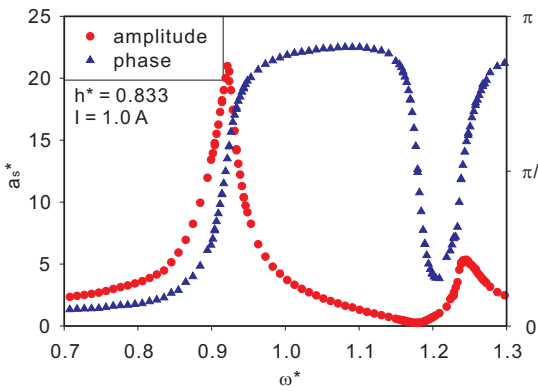
図 2.16: 液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.



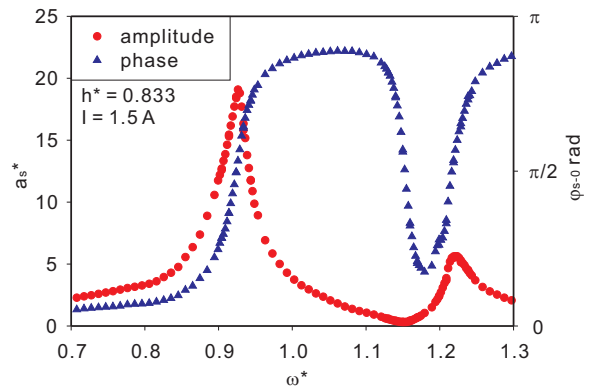
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

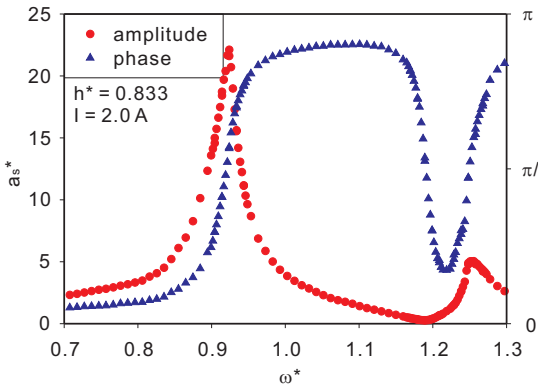


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

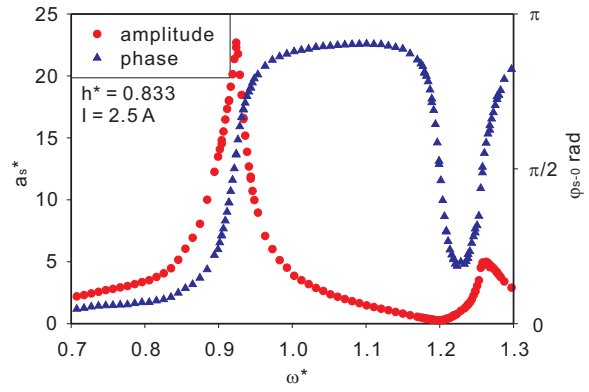


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

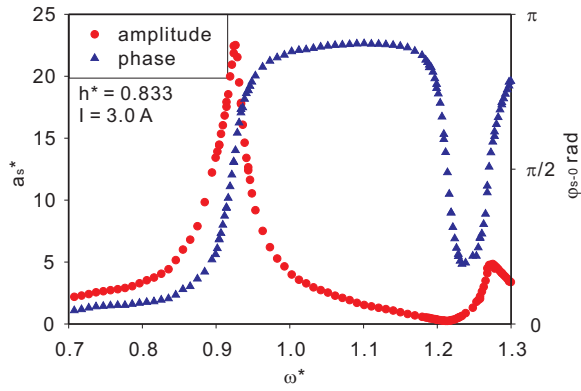
図 2.17: 液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$



(b) $I = 2.5 \text{ A}$



(c) $I = 3.0 \text{ A}$

図 2.18: 液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.

図 2.11 及び図 2.12 から、磁性流体容器下部からの磁界印加によって加振台に対する構造物の周波数応答と位相差が共に変化していることが分かる。特に、位相差が $\varphi_{s-0} = \pi/2$ 付近において構造物が共振状態、あるいは振幅が極小（最大制振）状態となっている。測定範囲において共振点は 2 個存在し、第一共振点付近では図 2.11(d) のように周波数応答に乱れが見られる場合がある。また、最大制振点を過ぎたところでは位相差変化がやや不安定になっている。第一共振点付近での周波数応答の乱れは、後述する縦方向スロッシングの影響と考えられる。スロッシング固有振動数よりわずかに高い振動数においてスワーリングが発生しやすいことを報告した研究 [56] や、高粘性流体ではスロッシング固有振動数よりわずかに低い振動数においてスワーリングが発生し、低粘性流体ではスロッシング固有振動数よりもわずかに高い振動数においてスワーリングが発生したことを報告した研究 [95] もあるが、図 2.11 及び図 2.12 ではスワーリングの影響は周波数応答にあまり見られなかった。

図 2.11~ 図 2.18 を比較すると、液深が高くなる程無磁界時のスロッシング固有振動数（最大制振点）は高振動数となり、磁界によるスロッシング固有振動数、周波数応答、位相差の変化が小さくなっている。高液深によって無磁界時のスロッシング固有振動数が高くなることや、磁界によるスロッシング固有振動数変化が小さくなることは、式 (2.43) 又は式 (2.72) によって説明される。両式によって、液深が高くなればスロッシング固有振動数が上昇することは容易に判断出来るが、スロッシング固有振動数変化量は式 (2.43) 及び式 (2.71) 共に液面での磁界強度に依存しており、液面が電磁石から遠ざかり液面での磁界が弱まったことがスロッシング固有振動数変化量の減少の原因となっている。また、定量的な評価は後述とする。

2.3.3 スロッシング固有振動数変化

図 2.19 は構造物周波数応答の最大制振点をスロッシング固有振動数としてプロットした図である。電磁石への供給電流 I が上昇すると磁界強度が上昇し、スロッシング固有振動数が上昇している。

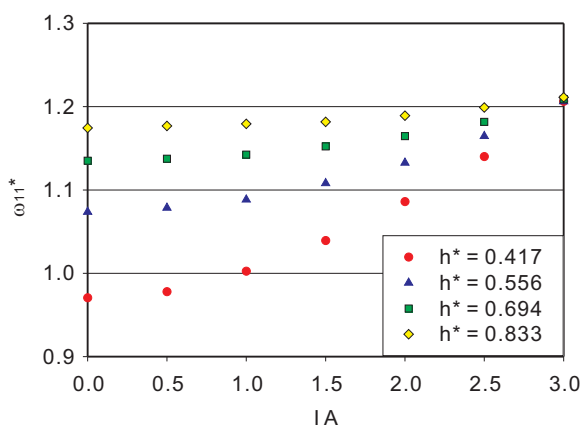


図 2.19: 円筒容器での各液深におけるスロッシング固有振動数変化

2.3.4 半径方向磁界成分の考慮の有無による逆算磁化率

半径方向磁界成分を考慮しない場合

式 (2.43) 及び図 2.19 を用いて式 (2.43) 中の磁化率 χ の算出を行った。なお、他に用いた定数は $g = 9.807 \text{ m/s}^2$, $\alpha = 19.71 \text{ m}^{-1}$, $H_0 = 20.46 \text{ kA/m}$ ($I = 3.0 \text{ A}$), $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ である。液深 h や半径 R の誤差を除くため, $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}g}{R} \tanh \frac{\varepsilon_{11}h}{R}}$ には無磁界でのスロッシング固有振動数 f_0 の実験値を用いた。算出結果を図 2.20 に示す。

算出した磁化率は同一液深においては磁界強度に関せずほぼ一定となっている。しかしながら、液深によって大幅に磁化率が異なっている。磁性流体の磁化率が一定でないことが起因しているとするれば、磁界変化による磁化率変化が大きく現れるはずである。そこで、液深によって磁化率が変化している原因は、式 (2.43) で半径方向磁界成分を除外した影響か、 α と H_0 といった磁界定数の測定値に異常があること等が考えられる。仮に $\alpha = 37.20 \text{ m}^{-1}$, $\chi H_0^2 = 1.394 \times 10^9 \text{ A}^2/\text{m}^2$ ($I = 3.0 \text{ A}$) とするとスロッシング固有振動数変化は図 2.21 のように良好に実験値と理論値が一致する。しかし、磁界空間減衰定数 α の値が通常の磁界測定値から 2 倍程度異なるとは考え難く、 $\alpha = 37.20 \text{ m}^{-1}$ が適切な値とは考え難い。

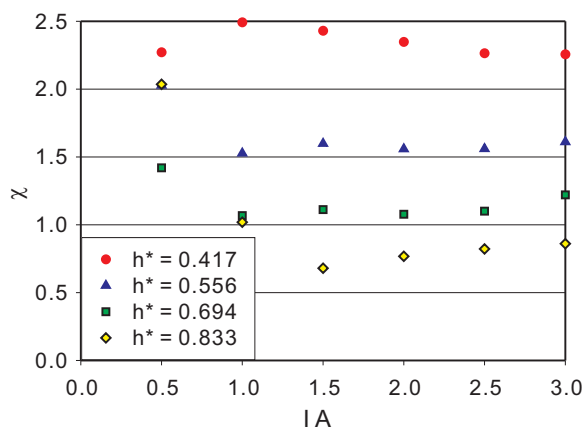


図 2.20: 半径方向磁界成分を考慮しない場合の逆算磁化率

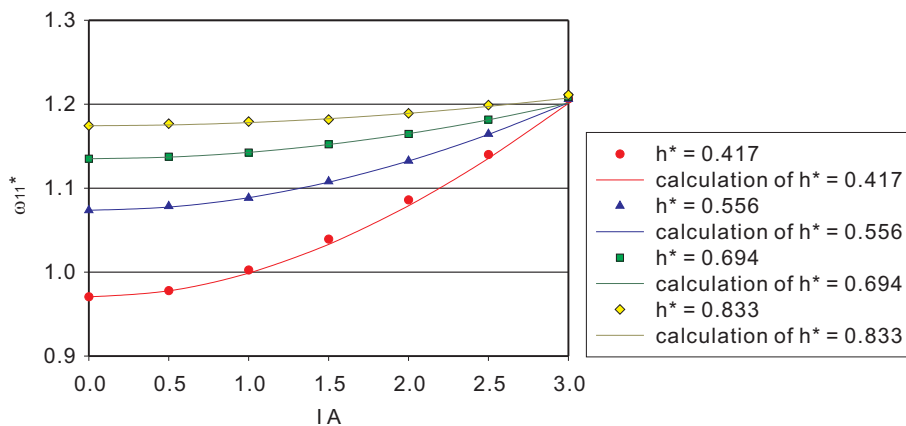


図 2.21: 式 (2.43) と推定磁界定数を用いたスロッシング固有振動数

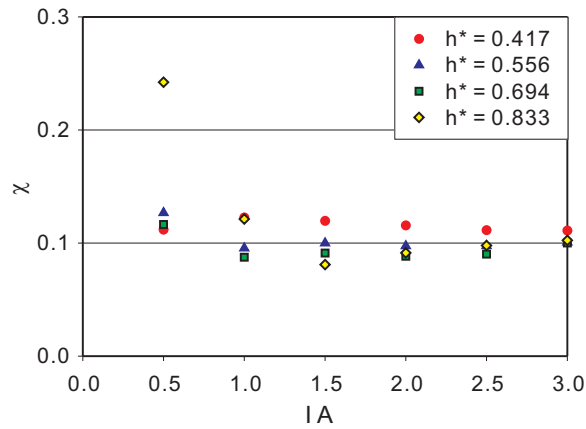


図 2.22: 半径方向磁界成分を考慮する場合の逆算磁化率

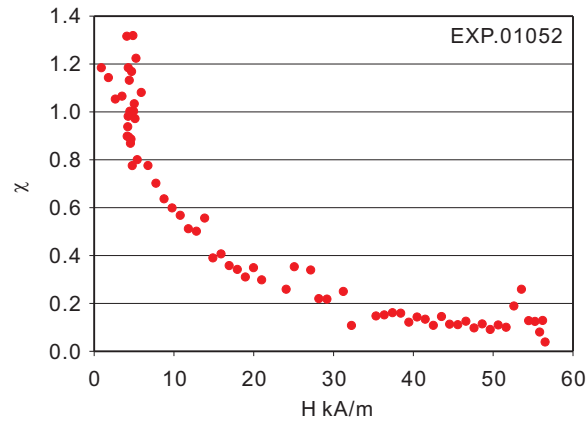


図 2.23: 磁化曲線から求まる磁化率

半径方向磁界成分を考慮した場合

式 (2.71) を用いた場合の磁化率の算出を行った。磁界は図 2.7 の測定データを用いた。算出結果を図 2.22 に示す。磁界強度に関せずほぼ磁化率は一定となっており、前項の図 2.20 とは異なり、異なる液深においても磁化率はほぼ一定となっている。液深 $h^* = 0.833$ 、供給電流 $I = 0.5$ A のみ磁化率が大きく異なっているのは、液深が高く磁界によるスロッシング固有振動数変化が微小となり、測定振動数分解能 (0.005 Hz) の影響が出たためと考えられる。

逆算磁化率と磁化曲線との比較

図 2.23 は、図 2.6 の磁化曲線から $\chi = dM/dH$ として求めた磁化率である。図 2.23 を見ると、 $H = 0$ kA/m 付近では $\chi = 1.2$ であり、 H の増加と共に $\chi = 0.1$ に近づいていることが分かる。従って、 $0.1 \leq \chi \leq 1.2$ が $H \leq 60$ kA/m の磁界範囲における磁化率と考えられる。

半径方向磁界成分を考慮した場合の逆算磁化率は $\chi = 0.1$ 付近となっており、磁化曲線から求まる磁化率の範囲内にあると言える。しかし、図 2.23 では $\chi = 0.1$ という値は $H \geq 40$ kA/m を示しているにも関

ならず、図 2.22 では磁界が小さい状態においても $\chi = 0.1$ となっている。この原因として考えられるのは、式 (2.71) 又は解析自体の不備の存在 (静磁場や微小振幅波としていること等)、図 2.6 の磁化曲線が TMFD に適用できない可能性、測定振動数分解能の影響等である。特に、図 2.6 は磁気天秤で計測されたものであり、静止状態での測定値である。それに対し、図 2.22 は常にスロッシングによって攪拌された動的状態にあり、図 2.6 と条件が異なる。

半径方向磁界成分を考慮しない場合は、 $\chi H_0^2 = 1.394 \times 10^9 \text{ A}^2/\text{m}^2$ ($I = 3.0 \text{ A}$) が正しい値であると仮定すると、 $0.1 \leq \chi \leq 1.2$ により、 $34.1 \text{ kA/m} \leq H_0 \leq 118.1 \text{ kA/m}$ ($I = 3.0 \text{ A}$) となる。これは、測定値である $H_0 = 20.46 \text{ kA/m}$ ($I = 3.0 \text{ A}$) よりも 1.5 倍以上大きい値である。以上によって、式 (2.43) は定性的には磁界によるスロッシング固有振動数変化に良好に一致するが、定量的な評価が行えないと考えられる。

2.4 他形状の電磁石を用いたスロッシング固有振動数変化

前項によって、半径方向磁界成分を考慮していない式 (2.43) は、各定数値が根拠に乏しく定量的に扱うことが難しいことが示された。それに対し、半径方向磁界成分を考慮した式 (2.71) は定量的にも表現し得ることが分かった。そこで、式 (2.71) の妥当性を確認するため、磁界分布形状の異なる電磁石を用いた実験を行った。

2.4.1 スロッシング固有振動数測定条件

実験装置は図 2.4 とほぼ同一のものを使用した。異なるのは電磁石であり、 $\phi 29.4 \text{ mm} \times 79.4 \text{ mm}$ の純鉄鉄心を用いた $\phi 98.0 \text{ mm} \times 78.3 \text{ mm}$ の $\phi 1.2 \text{ mm}$ エナメル銅線コイルを使用した。前回用いた電磁石に比べて小型になっている。前回用いた電磁石との比較を表 2.10 に示す。前回の電磁石と今回の小型電磁石は同径のエナメル線を用いているため、安全に配慮して供給電流を同じ条件とした。従って、 $I = 0.0 \text{ A} \sim 3.0 \text{ A}$ (0.5 A 刻み) の定電流を電磁石に供給する。その他の測定条件も 2.3.1 項と同一の条件である。また、電磁石に $I = 1.5 \text{ A}$ の定電流を流した時の磁界測定結果を図 2.24 に示す。

表 2.10: 電磁石比較表

	通常電磁石	小電磁石
鉄心	$\phi 59.2 \text{ mm} \times 80.5 \text{ mm}$	$\phi 29.4 \text{ mm} \times 79.4 \text{ mm}$
電磁石概形	$\phi 144.0 \text{ mm} \times 80.8 \text{ mm}$	$\phi 98.0 \text{ mm} \times 78.3 \text{ mm}$
銅線	$\phi 1.2 \text{ mm}$ エナメル銅線	$\phi 1.2 \text{ mm}$ エナメル銅線
構造物総重量	13.1 kg	12.5 kg

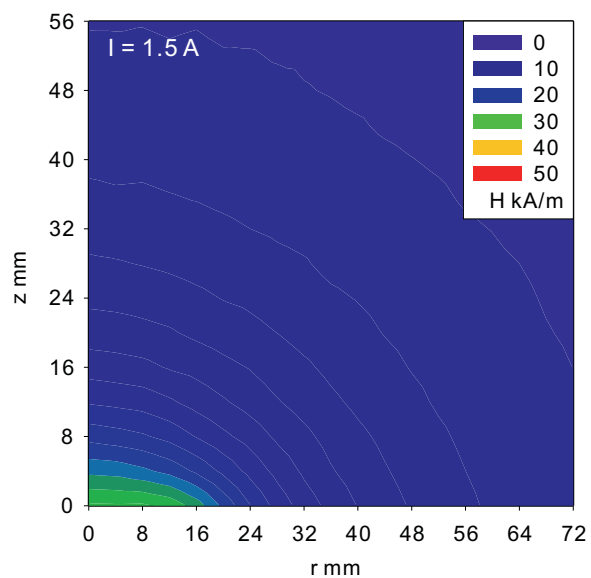


図 2.24: 小型電磁石の $I = 1.5 \text{ A}$ における $r - z$ 平面の磁界分布図

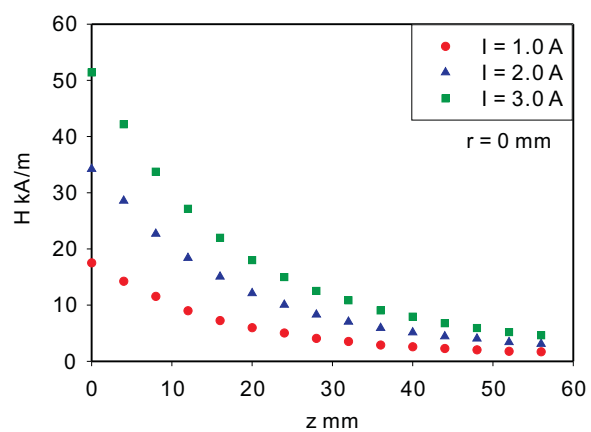
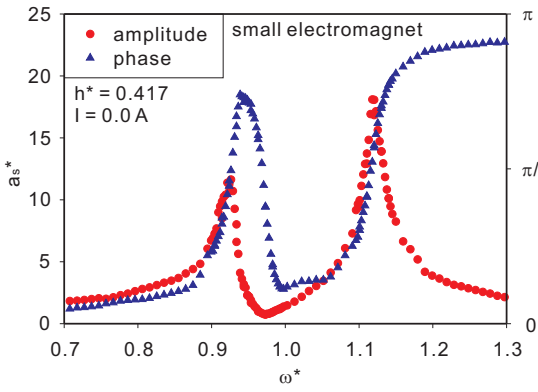


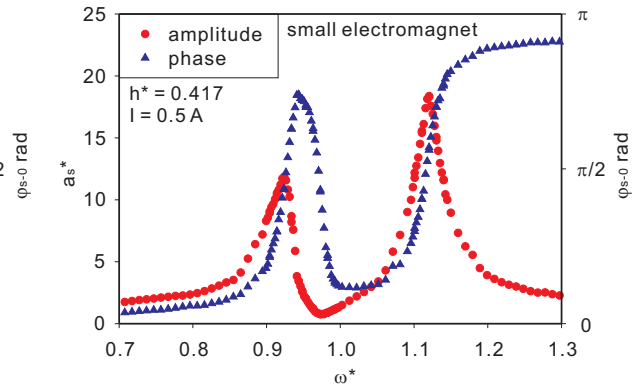
図 2.25: 小型電磁石の z 軸上の磁界

2.4.2 小型電磁石使用時の周波数応答とスロッシング固有振動数

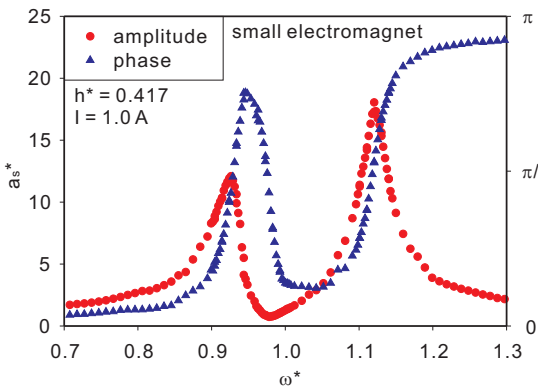
小型電磁石を用いて磁界印加を行った場合のスロッシング固有振動数変化を調べるために、構造物周波数応答の測定を行った。測定条件等は前項の通りである。



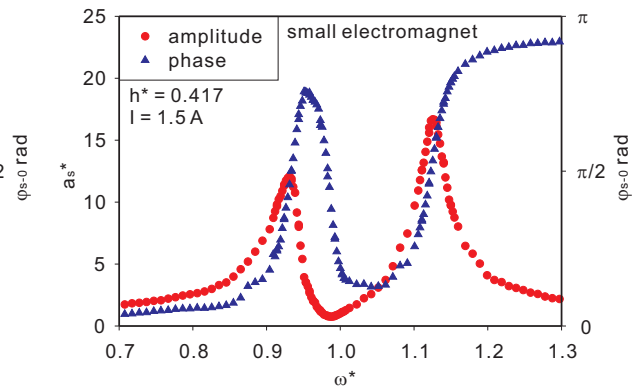
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

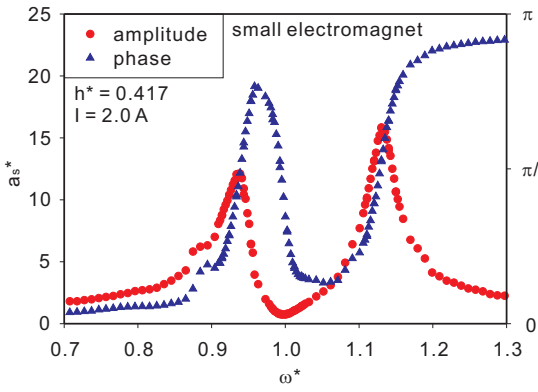


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

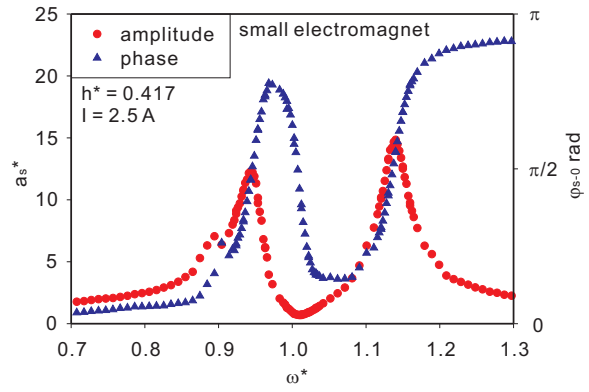


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

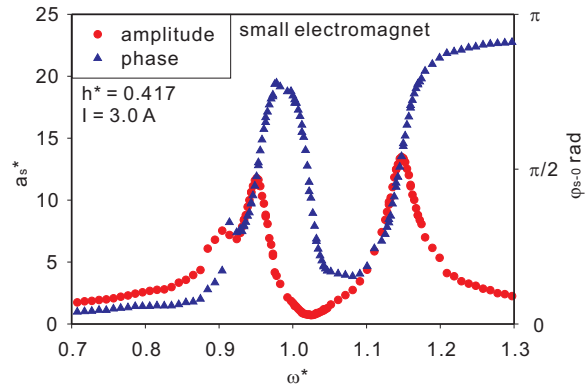
図 2.26: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

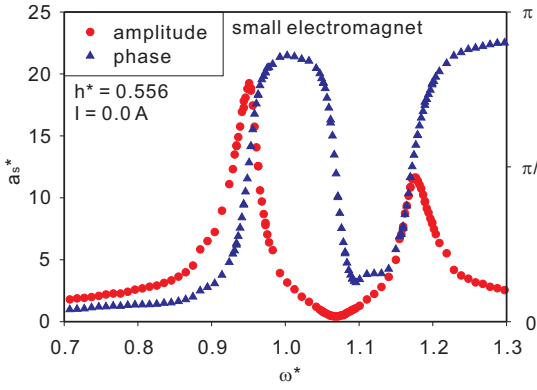


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

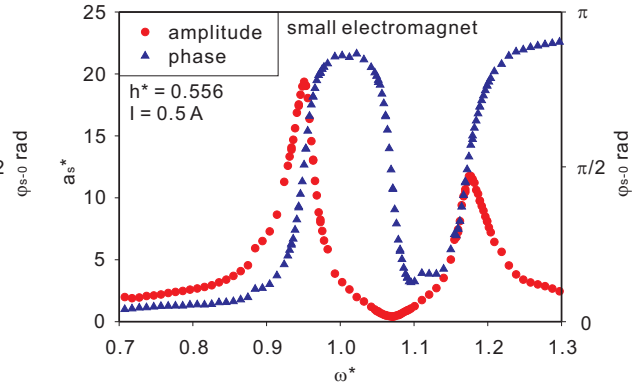


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

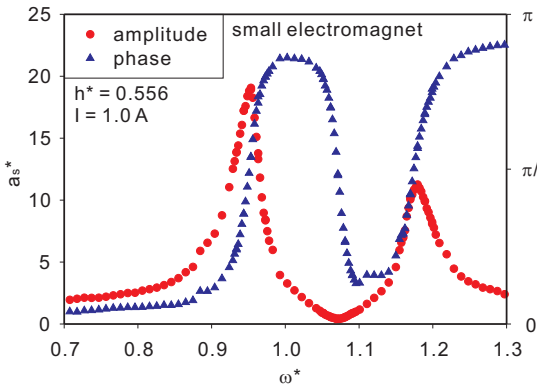
図 2.27: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.417$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.



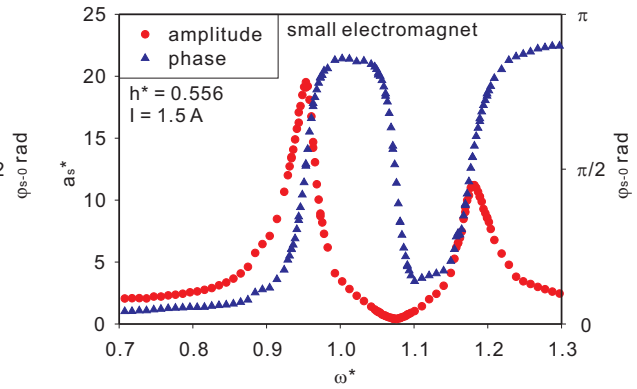
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

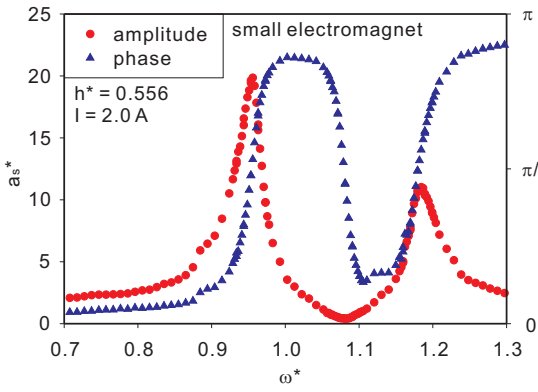


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

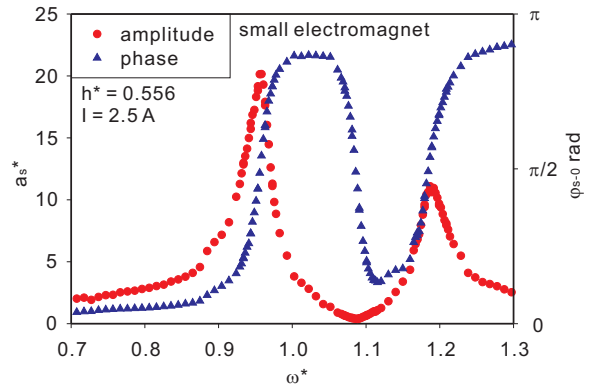


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

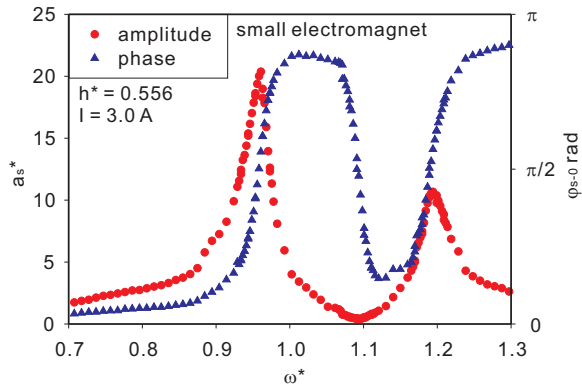
図 2.28: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0$ A

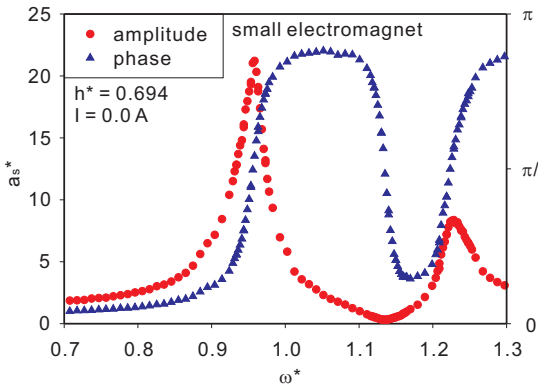


(b) $I = 2.5$ A

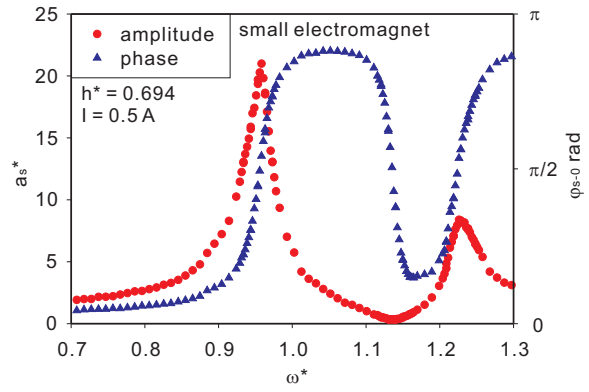


(c) $I = 3.0$ A

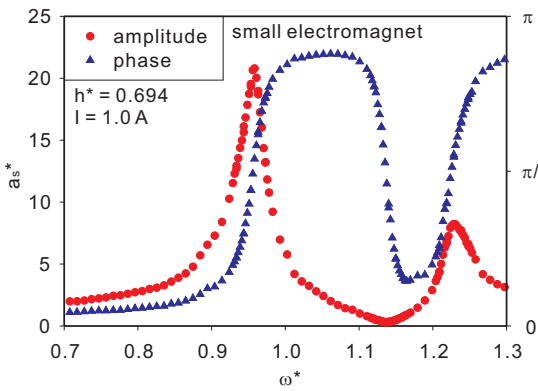
図 2.29: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.556$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.



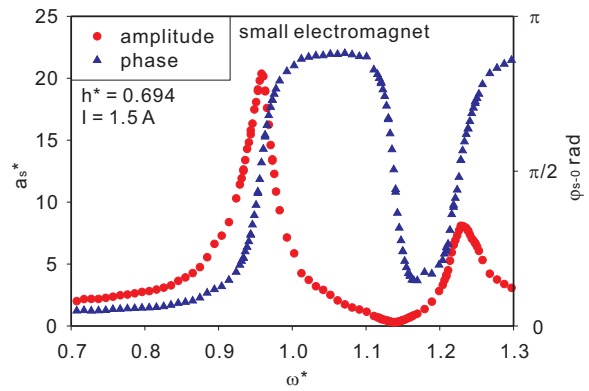
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

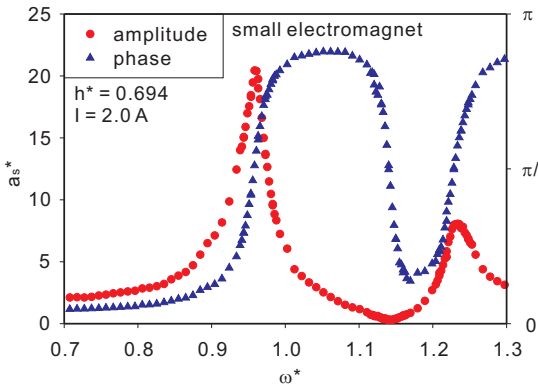


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

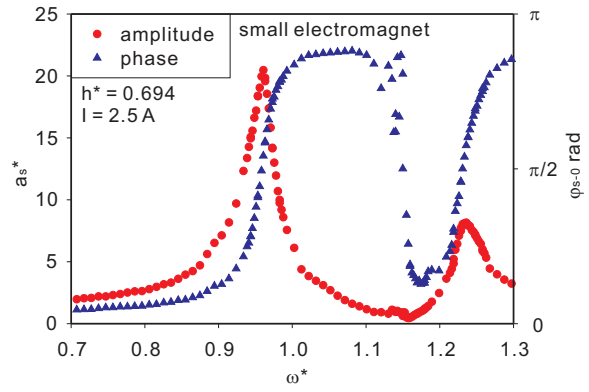


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

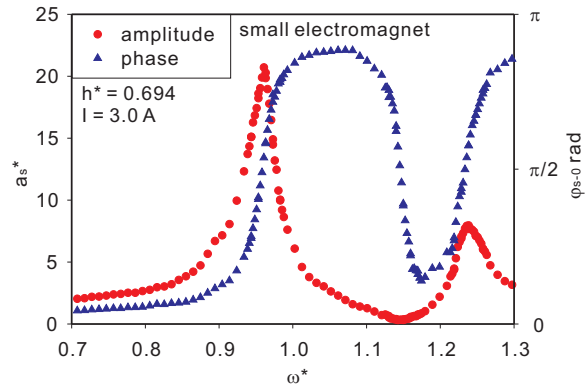
図 2.30: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

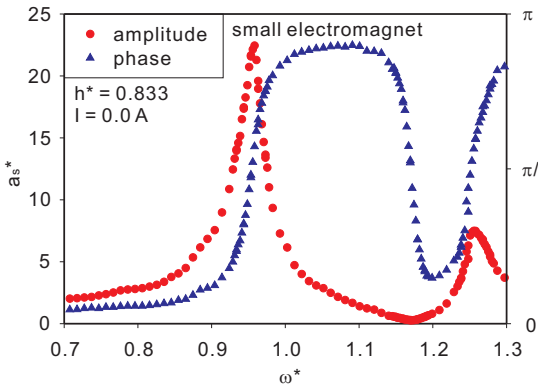


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

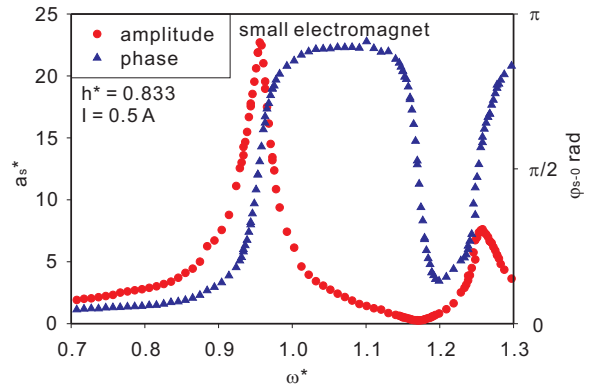


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

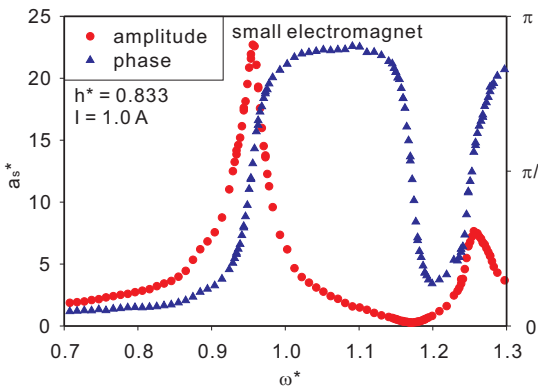
図 2.31: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.694$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.



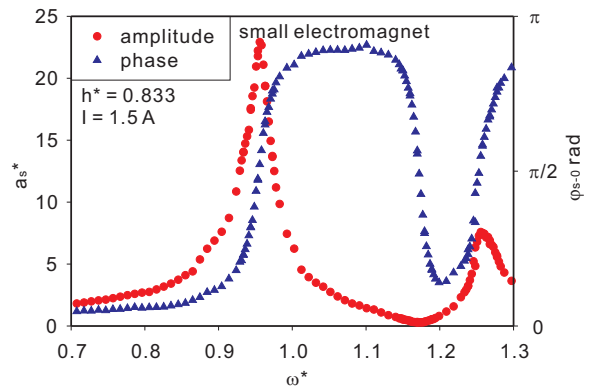
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

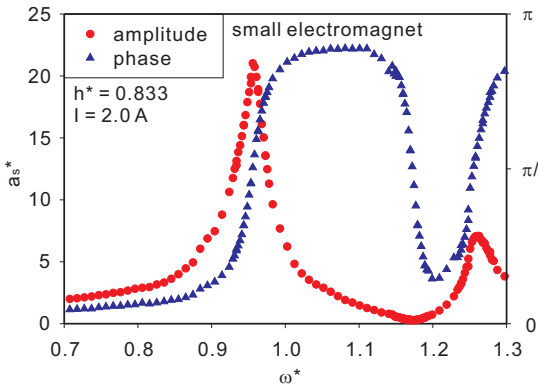


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

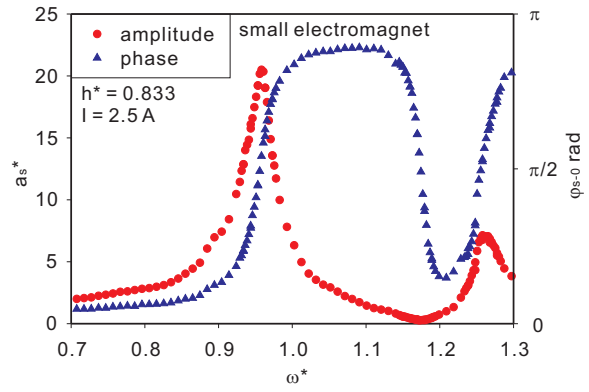


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

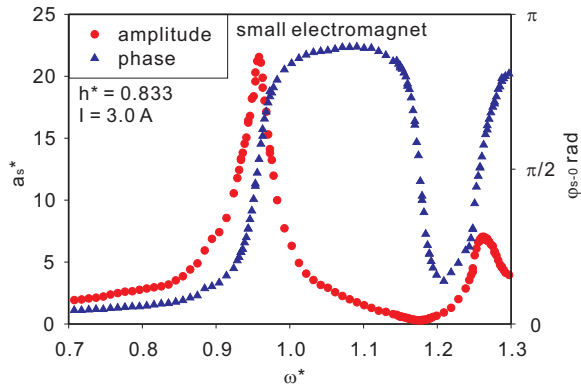
図 2.32: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$



(b) $I = 2.5 \text{ A}$



(c) $I = 3.0 \text{ A}$

図 2.33: 小型電磁石, 液深 $h^* = 0.833$ での構造物の周波数応答と位相差 cont.

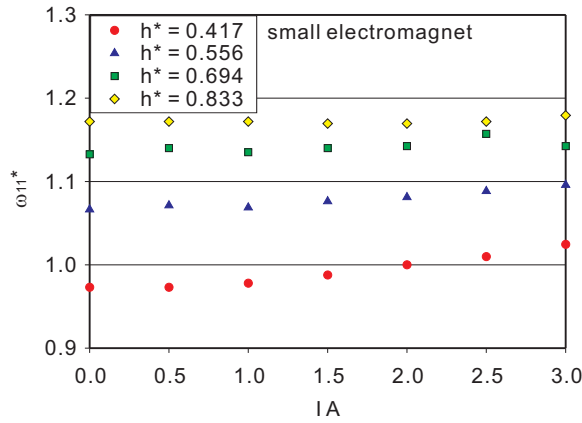


図 2.34: 小型電磁石使用時のスロッシング固有振動数変化

小型電磁石を用いた時の構造物周波数応答である図 2.26~ 図 2.33 と通常の電磁石を用いた時の図 2.11~ 図 2.18 を比較すると、共振点や最大制振点、位相差変化など同様の傾向を示しているが、小型電磁石を用いた方では磁界による周波数応答と位相差の変化が著しく小さくなっている。図 2.26~ 図 2.33 から得られる、磁界によるスロッシング固有振動数の変化を図 2.34 に示す。図 2.34 から、液深 $h^* = 0.694$ では無次元スロッシング固有振動数 ω_{11}^* は、 $1.133 \leq \omega_{11}^* \leq 1.157$ の範囲でしか変化していない。有次元スロッシング固有振動数 f_{11} では、 $2.305 \text{ Hz} \leq f_{11} \leq 2.355 \text{ Hz}$ であり、スロッシング固有振動数が測定振動数分解能 0.005 Hz に対して 10 倍程度の変化しかしておらず、この変化量は測定誤差と捉え得るものである。小型電磁石使用時における $h^* = 0.694$ の式 (2.71) の磁界項は、表 2.11 より、 $-\left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z} + H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2}\right)_{r=0, z=h} = 9.82 \times 10^{10} \text{ A}^2/\text{m}^4$ であるが、この値は通常電磁石使用時における $h^* = 0.833$ の $15.8 \times 10^{10} \text{ A}^2/\text{m}^4$ を大きく下回る。磁界項が微小となったことが、スロッシング固有振動数がほとんど変化しなかった要因となっている。

$h^* \geq 0.694$ を除去して式 (2.71) を用いた磁化率の算出を行った。算出結果を図 2.35 に示す。磁界の強いところでは $h^* = 0.417, 0.556$ での磁化率はそれぞれ $\chi = 0.05, 0.2$ 程度となっており、通常電磁石で求められた $\chi = 0.1$ から 0.5~ 2 倍程度の差が出ている。この誤差は、測定装置の周波数分解能が 0.0025 であるのに対して、小型電磁石で $h^* = 0.417$ の時にはスロッシング固有振動数が $\omega_{11}^* = 0.9730 \sim 1.0246$ しか変化しなかったことによる分解能の影響や、磁界測定の分解能が 0.1 kA/m であるのに対して、使用座標での磁界強度が $4 \sim 6 \text{ kA/m}$ であったことなどが原因と考えられる。しかし、今回算出された磁化率が $\chi = 0.1$ の前後に分布していることから、磁界が通常電磁石と同等以上の強さの電磁石であれば $\chi = 0.1$ と算出される可能性が高いと考えられる。また、通常電磁石での測定結果を適正なものとして判断し、本実験に用いた TMFD における EXP.01052 の磁化率を $\chi = 0.1$ とする。

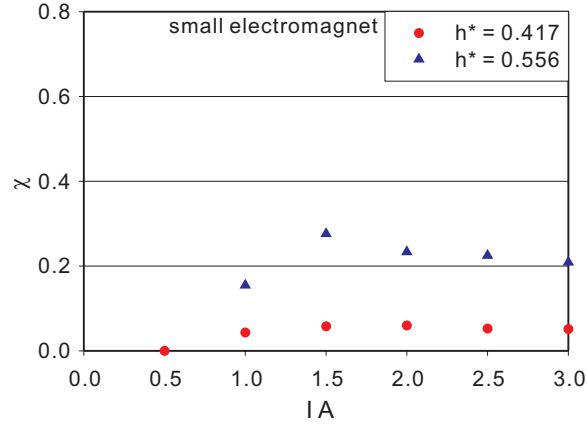


図 2.35: 小型電磁石使用時の式 (2.71) による逆算磁化率

表 2.11: 各液深における式 (2.71) の磁界項の値 ($I = 3.0 \text{ A}$)

通常電磁石	$h^* = 0.417$	$h^* = 0.556$	$h^* = 0.694$	$h^* = 0.833$
$-\left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z}\right)_{r=0, z=h} \times 10^{10} \text{ A}^2/\text{m}^4$	33.94	21.89	12.27	10.35
$-\left(H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2}\right)_{r=0, z=h} \times 10^{10} \text{ A}^2/\text{m}^4$	52.35	23.46	19.34	4.645
小型電磁石	$h^* = 0.417$	$h^* = 0.556$	$h^* = 0.694$	$h^* = 0.833$
$-\left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z}\right)_{r=0, z=h} \times 10^{10} \text{ A}^2/\text{m}^4$	9.782	3.589	2.609	2.668
$-\left(H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2}\right)_{r=0, z=h} \times 10^{10} \text{ A}^2/\text{m}^4$	25.25	1.741	7.210	-2.218

2.5 最適液深

TMFD では、各パラメータに制振装置としての最適値が存在すると考えられる。例えば、最適容器半径、最適液深、最適容器形状、最適電磁石形状、最適磁性流体 (磁化率及び粘度) 等が挙げられる。本項では、容器概形が定まっているとし、液深に着目して TMFD の最適液深を求める。

2.5.1 TLD に関する最適液深

まずは磁界を印加しない時の最適液深を求める。すなわち、一般的な TLD の最適液深である。液深の最適値は、図 2.11(a) のように二つ現れる共振点の高さを揃えることを目標とする。

円筒容器における TLD の作動流体の最適液深を考える。まず、図 2.36 のような円筒容器における最適液深は、以下の二式から決定する。

$$f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_{mn}g}{R} \tanh\left(\frac{\varepsilon_{mn}h}{R}\right)} \quad (2.73)$$

$$\frac{f_f}{f_s} = \frac{1}{1 + \beta \frac{m_f}{m_s}} \quad (2.74)$$

式 (2.73) は、円筒容器のスロッシング解析によって求めたスロッシングの角固有振動数を固有振動数に直したものである。ここで、式 (2.74) は野路ら [47] によって実験的に導かれた TLD の最適設計式であり、 m_f/m_s に掛かっている係数 β は、小振幅域では 0.5~ 0.8、大振幅域では 0.5~ 2.0 とされている。最適な液深とするためには、式 (2.73) で与えられるスロッシング固有振動数 f_{mn} と、式 (2.74) で与えられる最適共振振動数 f_f が等しくなった状態、つまり、

$$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_{mn}g}{R} \tanh\left(\frac{\varepsilon_{mn}h}{R}\right)} = \frac{f_s}{1 + \beta \frac{m_f}{m_s}} \quad (2.75)$$

を満たす液深 h を求めればよい。ここで、水平振動方向におけるスロッシングの一次共振モードのみを考え、定数 ε_{mn} は、 $\varepsilon_{11} = 1.841$ となる。また、液体質量 m_f は液深 h と流体の質量密度 ρ を用いて

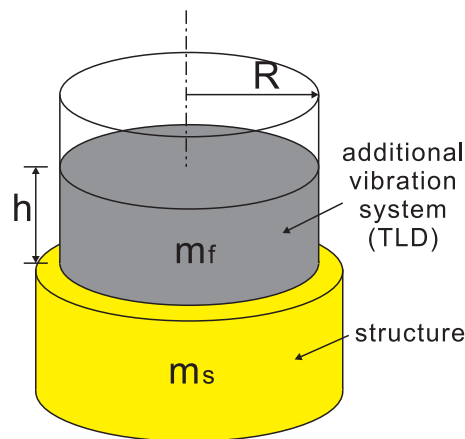


図 2.36: 単円筒容器を用いた TLD 装置

$m_f = \rho\pi R^2 h$ と表される。つまり、式 (2.75) は

$$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}g}{R} \tanh\left(\frac{\varepsilon_{11}h}{R}\right)} = \frac{f_s}{1 + \beta \frac{\rho\pi R^2 h}{m_s}} \quad (2.76)$$

と書き表すことができる。この式から数値計算などにより液深を決定する。また、式 (2.76) の解の個数は常に1つ以下となる。 $h > 0$ において式 (2.76) の左辺を h について微分した式は、

$$\frac{\varepsilon_{11}}{4\pi R} \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}g}{R}} \left(\tanh\frac{\varepsilon_{11}h}{R}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \tanh^2\frac{\varepsilon_{11}h}{R}\right) > 0 \quad (2.77)$$

であるから、右辺は h に関して単調増加である。また、式 (2.76) の右辺を h について微分した式は、

$$-\frac{\beta\rho\pi R^2 m_s f_s}{(m_s + \beta\rho\pi R^2 h)^2} < 0 \quad (2.78)$$

であり、左辺は h に関して単調減少であるため、 h の実数解が2つ以上出てくることはない。

2.5.2 TMFD に関する最適液深

固有振動数変化型 TMFD の最適液深を求めるには、制振装置設置による構造物周波数応答の性質を知ることが重要である。図 2.11 を見ると、制振装置の固有振動数が上昇することで、第一共振振幅が上昇し、第二共振振幅が下降している。特に、図 2.11(a) は TLD としての最適液深に近い状態であり、ここから液深を下げるか上部から磁界を印加することで、第一共振振幅を下降させ第二共振振幅を上昇させることが可能である。また、振幅が大きい方の共振点は、最適液深から遠ざかる程、共振振動数が構造物固有振動数に近づいていく。このことは、最大制振点であるスロッシング固有振動数が TLD としての最適値から遠ざかると、構造物周波数応答が制振装置を設置していない状態に近づくことに起因している。図 2.37 は、制振質量に流体ではなく固体を用いる TMD において、式 (4.31) を用いて構造物周波数応答を計算した一例である。TMD でも TLD でも、装置の固有振動数が変化することで共振点は大きく変化する。

制振装置の固有振動数変化による図 2.37 のような構造物共振点の変化の対称性を考慮すると、TMFD の最低固有振動数と最高固有振動数の中間に、TLD の最適固有振動数 (最適液深時のスロッシング固有振動数) が位置すればよいと考えられる。このようにして TMFD の最適液深を求める。

磁性流体の下部からのみ磁場を与える TMFD では、スロッシング固有振動数の最小値 f_{\min} は無磁場のとき、最大値 f_{\max} は最大磁場を印加したときに与えられる。式 (2.43) 及び式 (2.12) を用いてこれらを式に表すと、次の式 (2.79) 及び式 (2.80) のようになる。ただし、加振軸方向の一次固有振動をターゲットとしていることから、 $\varepsilon_{mn} = \varepsilon_{11}$ 、 $f_{mn} = f_{11}$ として扱う。

$$f_{\min} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}g}{R_1} \tanh\frac{\varepsilon_{11}h}{R_1}} \quad (2.79)$$

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\mu_0\chi}{\rho} \left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z} + H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2}\right)}_{r=0, z=h} \quad (2.80)$$

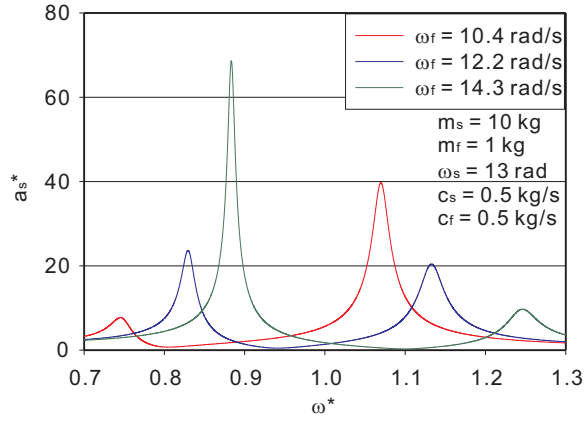


図 2.37: TMD 設置時の構造物周波数応答予測

ここで、本項では H を最大印加磁界とする。前述のように、式 (2.74) で与えられる TLD として最適設計を行ったときの最適固有振動数が、スロッシング固有振動数可変域の midpoint となればよいと考えられる。これを式に表すと次のようになる。

$$f_f = \frac{f_{\min} + f_{\max}}{2}$$

$$\frac{f_s}{1 + \beta \frac{\rho \pi R^2 h}{m_s}} = \frac{\omega_0}{4\pi} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{\mu_0 \chi}{\rho \omega_0^2} \left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z} + H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2} \right)_{r=0, z=h}} \right\} \quad (2.81)$$

この関係式により TMFD としての最適液深を求める。ただし、固有振動数可変域が十分に広ければ、式 (2.81) の左辺は次のように f_s としても差し支えないと考えられる。

$$f_s = \frac{\omega_0}{4\pi} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{\mu_0 \chi}{\rho \omega_0^2} \left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z} + H \frac{\partial^2 H}{\partial r^2} \right)_{r=0, z=h}} \right\} \quad (2.82)$$

2.5.3 最適液深の検証

図 2.4 の装置及び図 2.7 の磁界分布を有する表 2.10 の通常電磁石を用いた時の最適液深を求める。 $\varepsilon_{11} = 1.8412$, $R = 72 \text{ mm}$, $g = 9,807 \text{ m/s}^2$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$, $\chi = 0.1$, $\rho = 1342 \text{ kg/m}^3$, $f_s = 2.035 \text{ Hz}$, 最大供給電流 $I = 3.0 \text{ A}$ を用いると, $h^* = 0.194$ の時に式 (2.82) の右辺は 2.028 Hz となる。この時のスロッシング固有振動数可変域は $1.477 \text{ Hz} \leq f_{11} \leq 2.578 \text{ Hz}$ と十分に広い。これより, $h^* = 0.194$ を最適液深と決定し, 最適液深検証のためのスロッシング固有振動数測定実験を行った。また, 最大供給電流を $I = 2.5 \text{ A}$ にした場合は $h^* = 0.278$ が最適液深となる。最大供給電流 $I = 2.5 \text{ A}$, $h^* = 0.278$ での式 (2.82) の右辺は 2.012 Hz であり, スロッシング固有振動数可変域は $1.730 \text{ Hz} \leq f_{11} \leq 2.294 \text{ Hz}$ である。最大供給電流を $I = 2.0 \text{ A}$ とした時の最適液深は $h^* = 0.361$ であり, その時の式 (2.82) の右辺は 2.017 Hz , スロッシング固有振動数可変域は $1.922 \text{ Hz} \leq f_{11} \leq 2.111 \text{ Hz}$ である。以上を表 2.12 にまとめた。

図 2.38(a) は最大供給電流を $I = 3.0 \text{ A}$ とした時の最適液深 $h^* = 0.194$ での周波数応答である。スロッシング固有振動数可変域が非常に広く, スロッシング固有振動数可変域のほぼ midpoint に構造物固有振動数 $\omega^* = 1.0$ がある。 $I = 1.5 \text{ A}$, 2.0 A 及び 2.5 A で, スロッシング固有振動数よりわずかに高い点で周

表 2.12: 最大供給電流に対する最適液深値

最大供給電流 I	3.0 A	2.5 A	2.0 A
最適液深 h^*	0.194	0.278	0.361
流体質量	0.306 kg	0.437 kg	0.568 kg
$(f_{\min} + f_{\max})/2$	2.028 Hz	2.012 Hz	2.017 Hz
スロッシング固有振動数可変域	1.477 Hz~ 2.578 Hz	1.730 Hz~ 2.294 Hz	1.922 Hz~ 2.111 Hz

波数応答に乱れがあるのはスワーリングが活発に生じたためと考えられる。また、液量が充分でないため、 $I = 2.0$ A の最大制振点で $a_s^* = 2.34$ と、構造物振幅があまり抑えられていない。 $I = 0.0$ A, 3.0 A で最大制振点での構造物振幅が十分に低くなっているのは、スロッシング固有振動数が構造物固有振動数から離れており、元々の構造物振幅が低かったためである。

図 2.38(b) は最大供給電流を $I = 2.5$ A とした時の最適液深 $h^* = 0.278$ での周波数応答である。スロッシング固有振動数可変域のほぼ中点に構造物固有振動数がある。 $I = 1.0$ A 及び 1.5 A のスロッシング固有振動数付近で周波数応答に乱れがあるのは同様にスワーリングが活発に生じたためと考えられる。スワーリングによってスロッシング固有振動数は不明瞭となってしまうが、スワーリングが生じているのはスロッシング固有振動数より少し低い振動数であると考えられる。

図 2.38(c) は最大供給電流を $I = 2.0$ A とした時の最適液深 $h^* = 0.361$ での周波数応答である。スロッシング固有振動数可変域のほぼ中点に構造物固有振動数があるが、全体として周波数応答が右肩下がりとなっている印象を受ける。これは、スロッシング固有振動数可変域が狭いことに起因している。本来は式 (2.81) のように、スロッシング固有振動数を構造物固有振動数よりも低く設定しなければいけない。しかし、今回スロッシング固有振動数可変域が十分に広いものとして式 (2.82) を用いて最適液深を算出したため、全体として周波数応答が右肩下がりとなっている。また、 $I = 1.5$ A で $\omega^* = 0.93$ 付近に乱れがあるのは、縦方向スロッシングの影響と思われる。周波数応答にスワーリングの影響は見られなかった。

図 2.39(a) は、最大供給電流が $I = 3.0$ A の時に最適な制御を行ったと仮定した場合に得られる周波数応答であり、全体的に非常に構造物振幅が抑えられていることが分かる。振幅が最大となっている点が $\omega^* = 0.95$ 付近にあるのは、前述の通り液量が充分ではないためである。

図 2.39(b) は、最大供給電流が $I = 2.5$ A の時に最適な制御を行ったと仮定した場合に得られる周波数応答である。図 2.39(a) と同様に、全体的に非常に構造物振幅が抑えられており、制振装置として良好な結果を示している。 $\omega^* = 1.0$ 付近がやや膨らんでいるため、液量は充分とは言えない。

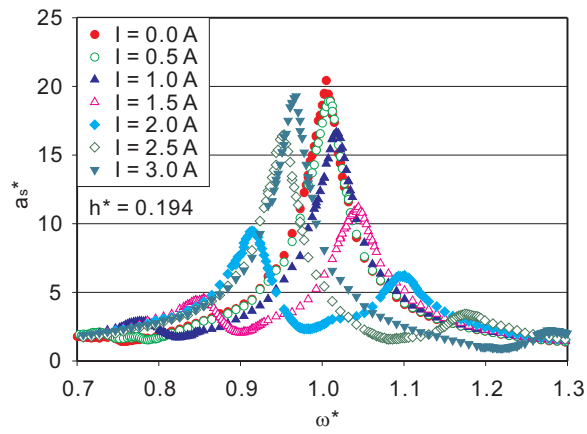
図 2.39(c) は、最大供給電流が $I = 2.0$ A の時に最適な制御を行ったと仮定した場合に得られる周波数応答である。スロッシング固有振動数可変域が十分に広くないため、明瞭な共振点が二箇所現れている。しかし、液量が充分にあるため、最大制振点における構造物振幅がよく抑えられている。

以上より、スロッシング固有振動数可変域が十分に広いと仮定して式 (2.82) を用いて最適液深を求めたところ、最大供給電流 $I = 3.0$ A 及び $I = 2.5$ A では良好な結果が得られた。最大供給電流が $I = 2.0$ A で

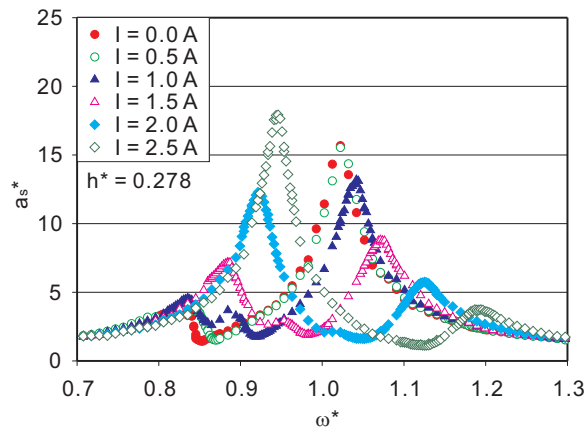
はスロッシング固有振動数可変域が狭く、式 (2.81) を用いて最適液深を算出する必要があると考えられる。最適液深に設定した時は液深が必然的に低くなるため、最大供給電流 $I = 3.0 \text{ A}$ 及び $I = 2.5 \text{ A}$ では十分な液量が確保できないという問題が生じた。また、液深が低い場合にはスロッシング固有振動数の前後不定の箇所ですワーリングが生じ、周波数応答に乱れを生じさせた。液量が十分に存在する場合は、スワーリングの影響は見られなかったが、スロッシング固有振動数可変域が狭くなるという問題がある。

スワーリングが生じるメカニズムは、加振方向のスロッシングと加振方向に垂直な方向のスロッシングの合成と考えられる [19]。式 (2.17) の非斉次解を求めることでスロッシング固有振動数を導き出したが、式 (2.17) の右辺を 0 とした時に求められる斉次解も解の一つである。斉次解は加振方向に関係なく生じるスロッシングを表すため、加振方向に垂直な方向のスロッシングも斉次解に含まれる。式 (2.17) の右辺を 0 とした時に得られるスロッシング固有振動数は加振方向スロッシング固有振動数に一致する。そのため、加振方向スロッシング固有振動数付近ですワーリングが生じることとなる。木村ら [96] の研究では液深に関せずスワーリングが発生しているが、本研究で用いた実験装置では、液深が低くなるほど明確にスワーリングが発生しやすいという結果が得られた。容器振幅によってはスワーリングがほとんど生じなくなること [17] を考えると、液深が低い時は制振効果が低いためにスロッシング固有振動数に相当する最大制振点において構造物振幅が増大し、容器振幅の増加に伴ってスワーリングの発生を招いた可能性が高い。しかしながら、本実験装置では構造物周波数応答にスワーリングの影響が現れた振動数は、液深や磁界等の条件によって大きく異なっており、制振装置として磁性流体を用いる場合のスワーリングに関しては更なる検討が必要であると考えられる。

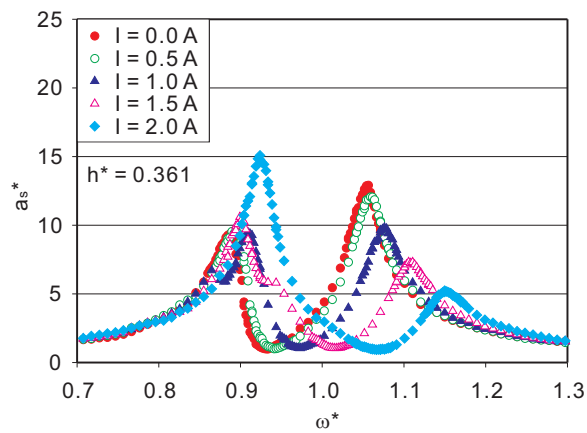
周波数応答の最大制振点付近に乱れが生じている原因の一つには調波振動の発生も考えられる。水深比が一定値より低くなると和差調波振動の一種である超和差調波振動 [97] が生じやすくなることが池田ら [98][99] によって報告されている。和差調波振動が生じるには、系が変位の 2 乗や 3 乗等の非線形ばね項を含むことが条件であり、水深比が一定値より低い時のスロッシングには係数の比較的大きい非線形ばね項が含まれていると考えられるため、和差調波振動の発生条件を満たしている。また、単純に分数調波振動が生じている可能性もあり、どのような調波振動が生じているかは FFT 等による周波数成分の解析が必要である。



(a) 最大供給電流 $I = 3.0$ A

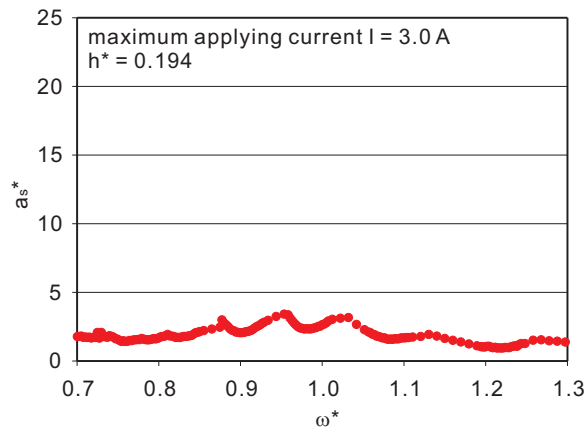


(b) 最大供給電流 $I = 2.5$ A

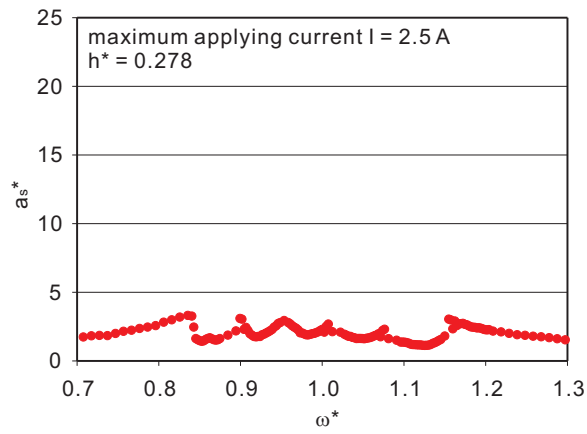


(c) 最大供給電流 $I = 2.0$ A

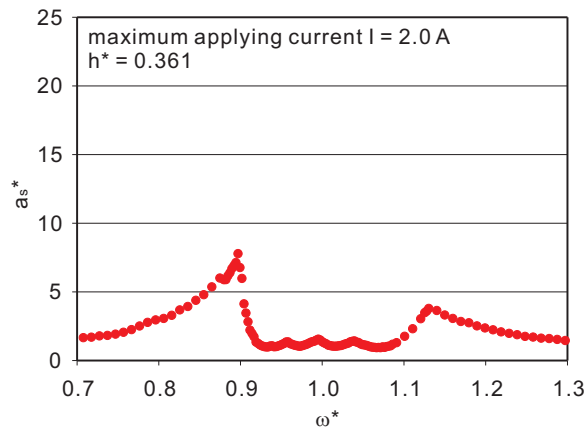
図 2.38: 各最大供給電流時の最適液深における周波数応答



(a) 最大供給電流 $I = 3.0 \text{ A}$



(b) 最大供給電流 $I = 2.5 \text{ A}$



(c) 最大供給電流 $I = 2.0 \text{ A}$

図 2.39: 最適制御時の周波数応答

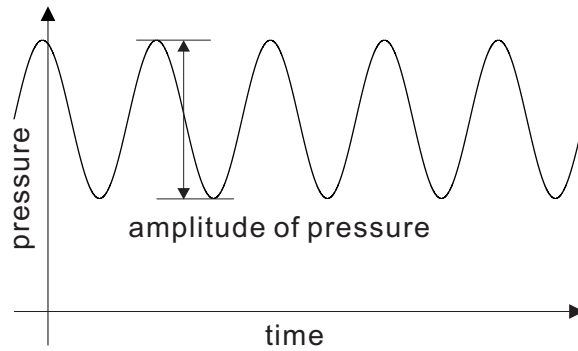


図 2.40: TMFD 加振時の圧力変化模式図

2.6 容器壁面圧力

TMFD はセミアクティブ制振装置であり、特性を効果的に利用するには磁性流体への適切な磁界印加によってスロッシング固有振動数の制御を行うことが必須である。何らかの要因で TMFD の固有振動数が最適条件から外れミスチューニング状態となっても、磁界印加を適切に行うことでミスチューニングをカバーできると考えられる。適切な磁界印加を行うには、磁性流体の状態を計測しフィードバックすることが必要不可欠と考えられる。磁性流体の状態を測定するものとしては、レーザ変位センサによる液面変位測定、UVP による内部流速測定、圧力センサによる流体圧力測定等が挙げられる。ただし、UVP による内部流速測定は複雑な計測システムと多額のコストを要するという欠点がある。変位センサと圧力センサではコスト及びサイズの面で圧力センサに優位点があるため、圧力センサを用いた磁性流体の圧力測定を行うこととし、圧力振幅に関する TMFD の特性の研究を行った。

2.6.1 圧力振幅の周波数応答

図 2.4 の装置と表 2.10 の通常電磁石を用いて、加振軸上容器壁面における容器底面から 15 mm 地点の磁性流体圧力の測定を行った。ただし、静水圧の測定を試みたところ全く安定しなかったため、図 2.40 のような圧力振幅の測定のみを行った。主な実験条件は 2.3.1 項と同様に、加振台振幅 $a_0 = 0.20$ mm, 加振振動数 $f = 1.30 \sim 2.70$ Hz, 構造物質量 $m_s = 13.1$ kg, 使用磁性流体 EXP.01052(密度 $\rho = 1342$ kg/m³), 円筒容器半径 $R = 72$ mm, 液深 $h^* = 0.417 \sim 0.833$ ($h = 30 \sim 60$ mm), 供給電流 $I = 0.0 \sim 3.0$ A である。また、図 2.41 は実際に測定した圧力振幅と圧力振動の容器 (構造物) 振動に対する位相差である。液深 $h^* = 0.417$, 供給電流 $I = 0.0$ A の条件で測定した。図 2.41 は圧力振幅が 2 つの共振点と 1 つの極小点を有するが、これは容器 (構造物) 振幅が同様の変化をしている影響を受けたためである。そのため、式 (2.13) の $p^* = \frac{p}{\rho \omega_s^2 a_s R}$ の通り、圧力を構造物振幅等で除して無次元化を行い、測定圧力を表示することとする。

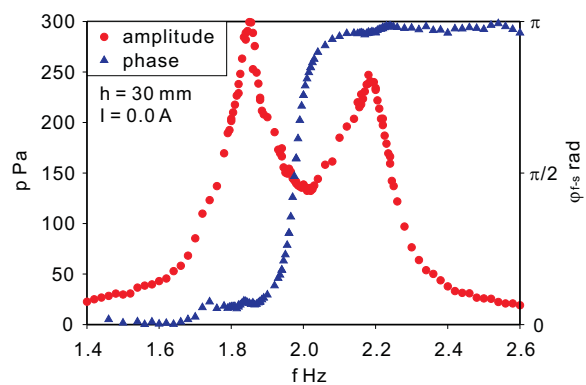
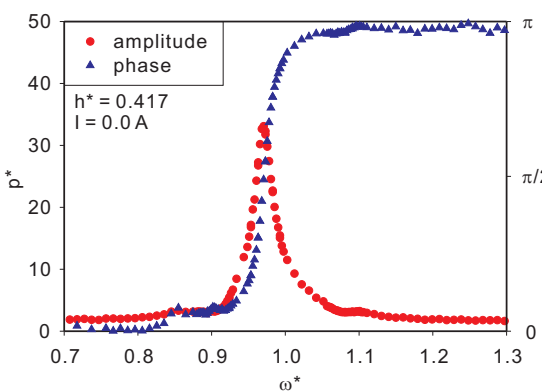
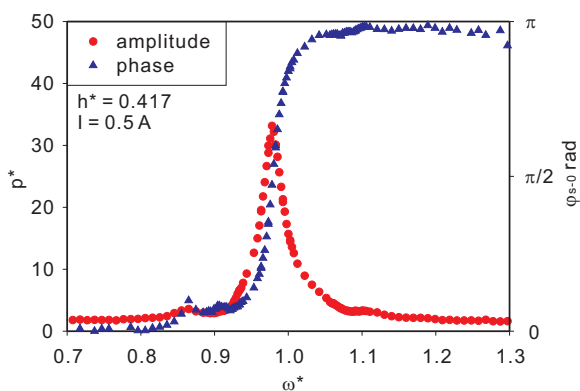


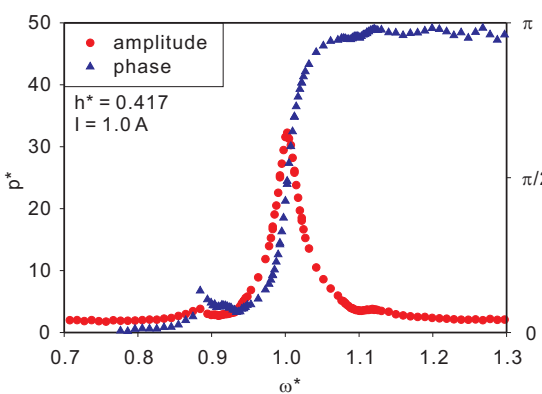
図 2.41: 圧力振幅測定例



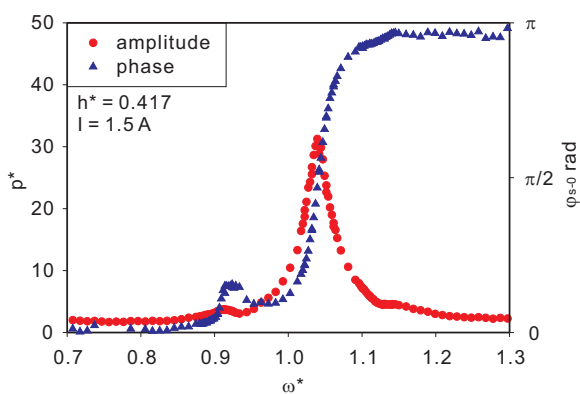
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

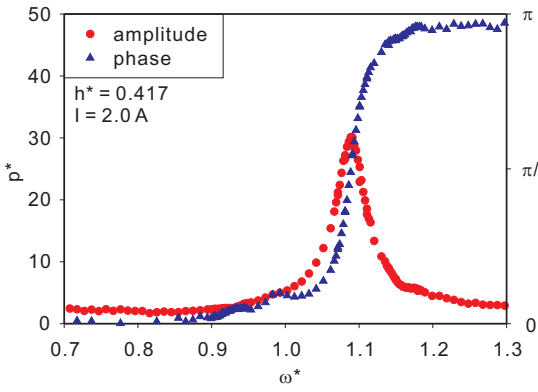


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

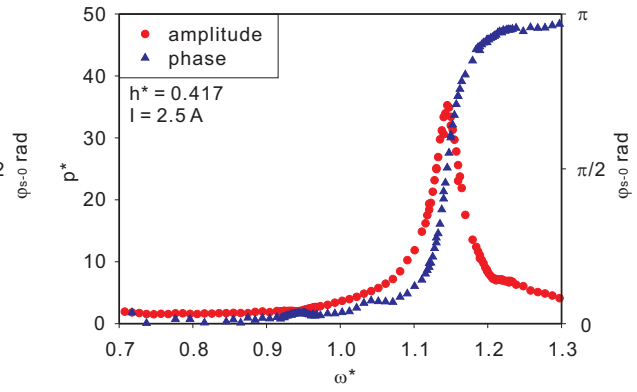


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

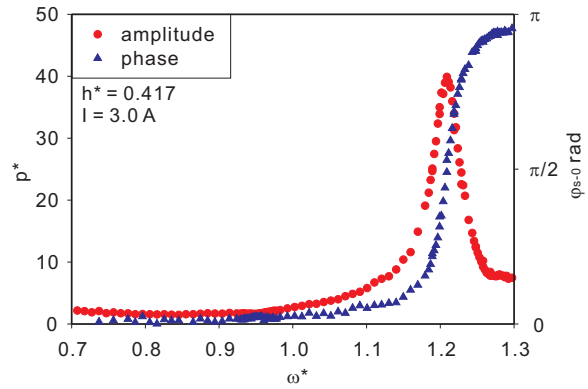
図 2.42: 液深 $h^* = 0.417$ での流体圧力振幅と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

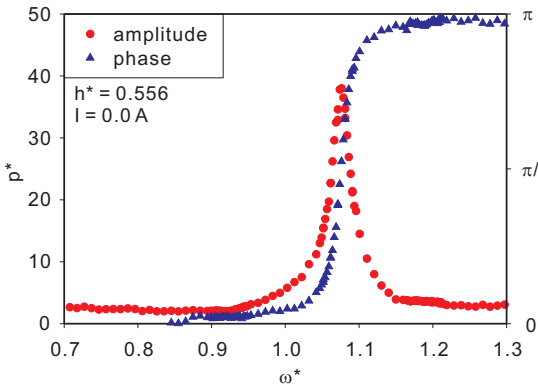


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

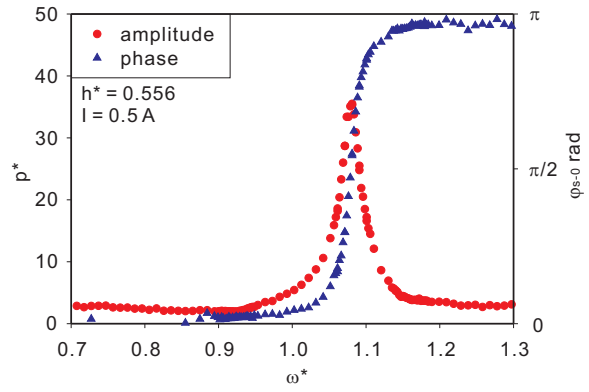


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

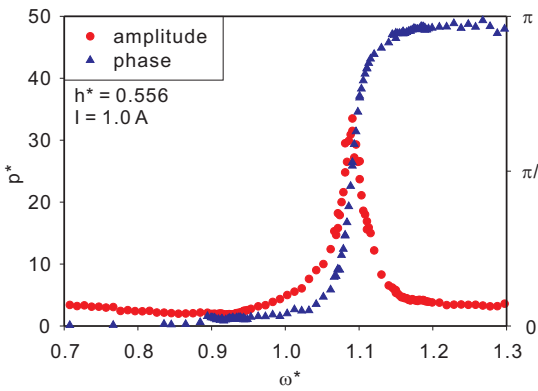
図 2.43: 液深 $h^* = 0.417$ での流体圧力振幅と位相差 cont.



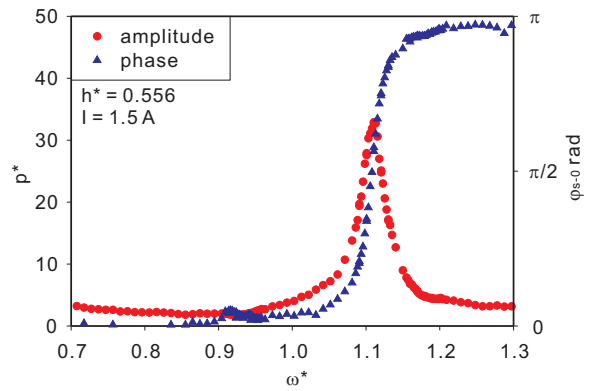
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

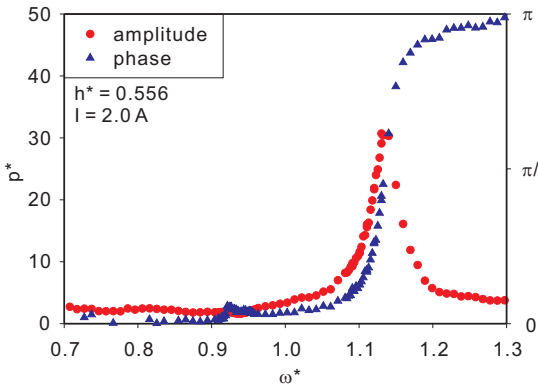


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

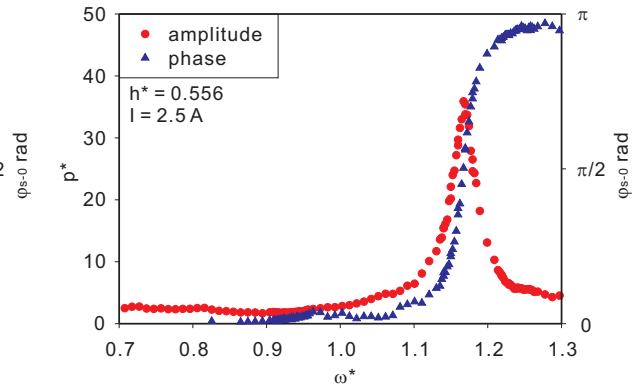


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

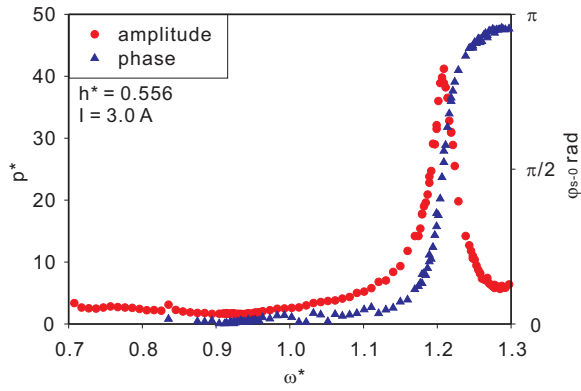
図 2.44: 液深 $h^* = 0.556$ での流体圧力振幅と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

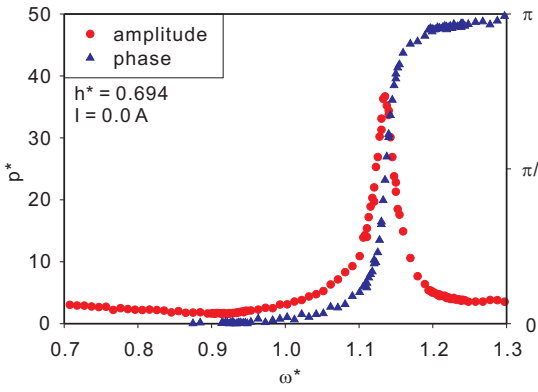


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

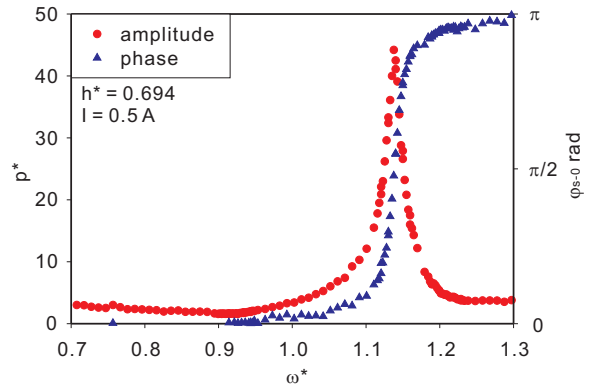


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

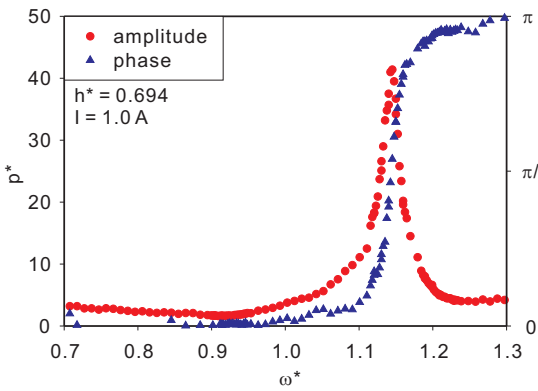
図 2.45: 液深 $h^* = 0.556$ での流体圧力振幅と位相差 cont.



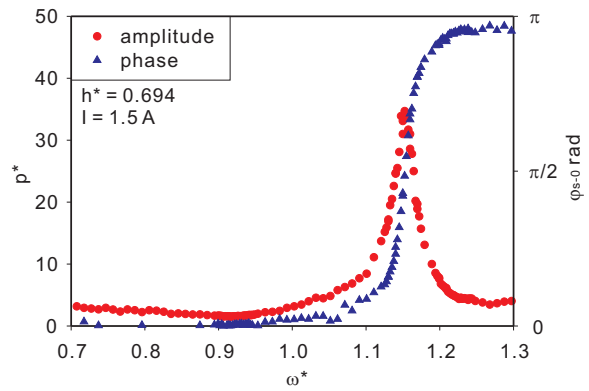
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

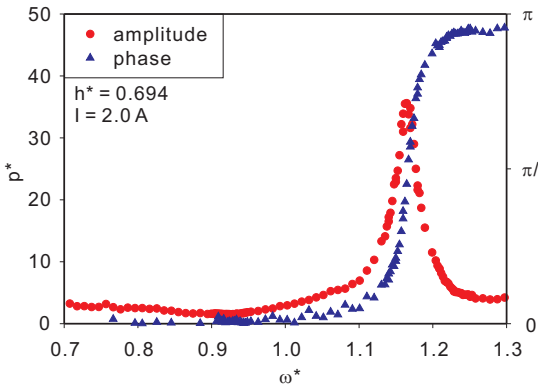


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

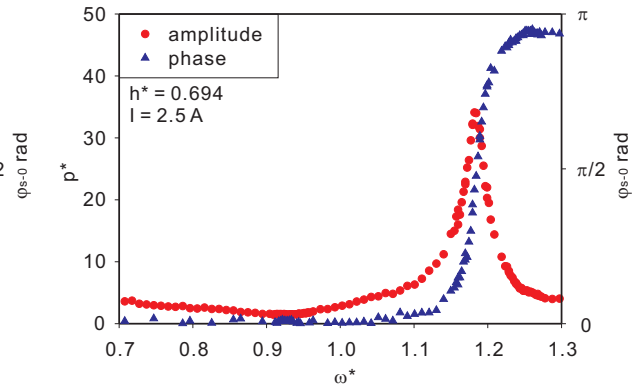


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

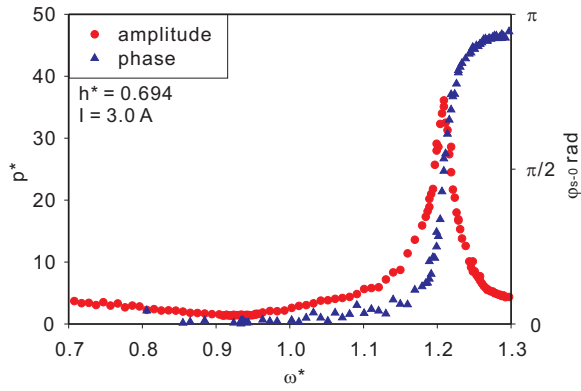
図 2.46: 液深 $h^* = 0.694$ での流体圧力振幅と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$

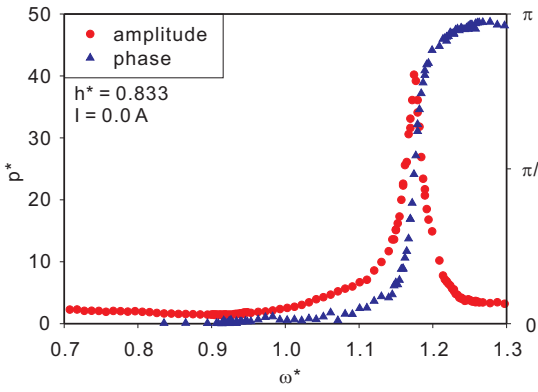


(b) $I = 2.5 \text{ A}$

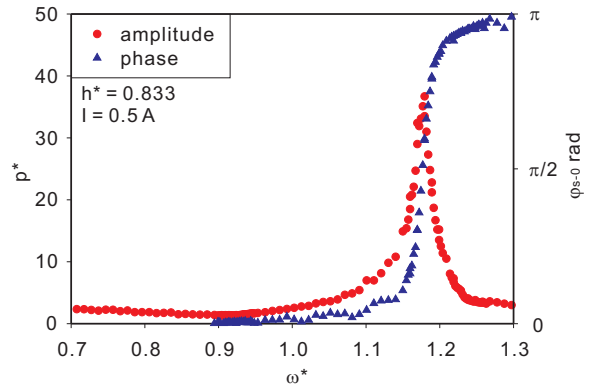


(c) $I = 3.0 \text{ A}$

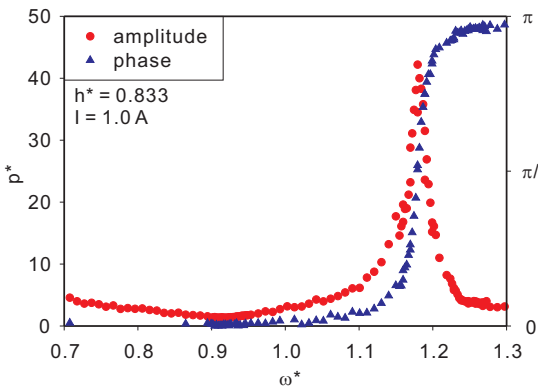
図 2.47: 液深 $h^* = 0.694$ での流体圧力振幅と位相差 cont.



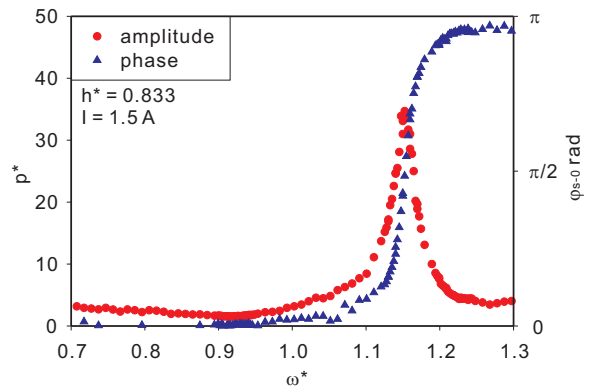
(a) $I = 0.0 \text{ A}$



(b) $I = 0.5 \text{ A}$

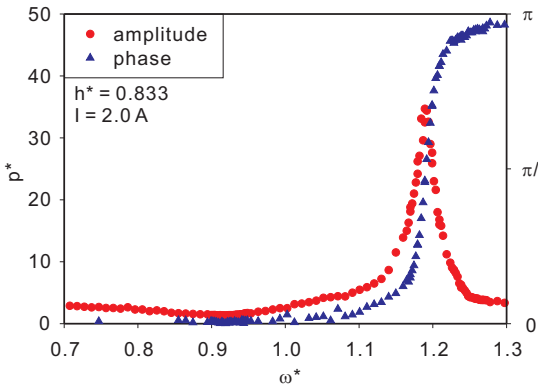


(c) $I = 1.0 \text{ A}$

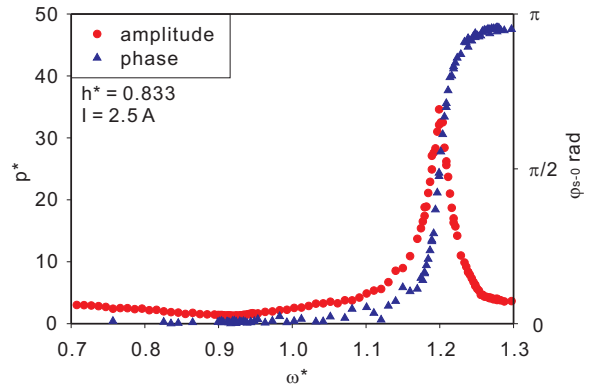


(d) $I = 1.5 \text{ A}$

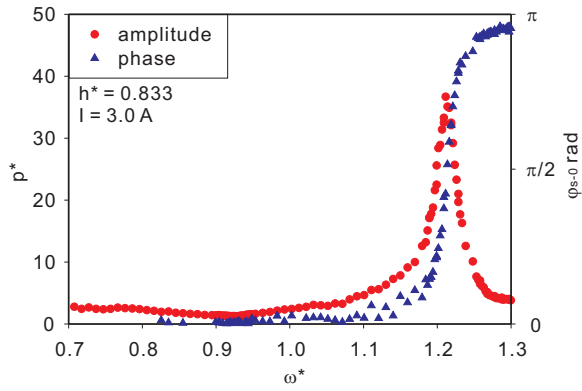
図 2.48: 液深 $h^* = 0.833$ での流体圧力振幅と位相差



(a) $I = 2.0 \text{ A}$



(b) $I = 2.5 \text{ A}$



(c) $I = 3.0 \text{ A}$

図 2.49: 液深 $h^* = 0.883$ での流体圧力振幅と位相差 cont.

図 2.42~ 図 2.49 は圧力振幅と位相差を表した図であり、いずれも位相差が $\pi/2$ 付近で圧力振幅が共振点を迎えていることが分かる。この圧力振幅の共振点はスロッシング固有振動数である。ここで、図 2.11 ~ 図 2.18 と比較すると、圧力振幅の共振点で最大制振が行われていることが分かる。すなわち、圧力振幅と構造物の位相差 φ_{p-s} が $\pi/2$ となるところで制振効果を発揮している。従って、TMFD の制御方法として次のことが考えられる。

- 圧力振幅と構造物の位相差 φ_{p-s} が $\pi/2$ よりも小さければ、印加磁界を小さくする。
- 圧力振幅と構造物の位相差 φ_{p-s} が $\pi/2$ よりも大きければ、印加磁界を大きくする。

これは、磁界が強い程、位相差や周波数応答が高振動数側に移動する性質を利用したものである。また、 φ_{p-s} が $\pi/2$ になった時に無次元圧力振幅 p^* が十分に大きくなっていなければ、センサが故障していると判断出来る。TMFD はセミアクティブダンパーであるから、センサが故障している場合は制御を停止すればよい。

図 2.42 等でスロッシング固有振動数より 0.9 倍程度低い振動数のところに乱れがあるのは、後述する縦方向スロッシングの影響である。また、スロッシング固有振動数から大きく離れると、位相差に乱れが目立ち圧力振幅もほぼ一定になっているが、これはデータ取得値が回路上のノイズに対して小さく、ノイズを測定値としたためと考えられる。そのため、スロッシング固有振動数から離れた圧力振幅データは取得し使用することが難しい。

2.6.2 圧力振幅と液面変位

流体の圧力のみを測定するのではなく、容器壁面での液面変位の測定も行い、圧力振幅と液面変位振幅の関係を調べた。液面変位の測定は変位計等の計測器を用いず、目盛り入りのテープを用いて目視で行った。磁界印加後の静水面からの加振時における到達最高変位を液面変位振幅とした。測定は振動が十分に安定するまで待ってから行った。その他の測定条件は、液深 $h^* = 0.417$ 、表 2.10 の通常電磁石を用いて供給電流を $I = 0.0 \text{ A}$ 、 1.0 A 、 2.0 A として実験を行った。また、加振振動数は $f = 1.7 \text{ Hz} \sim 2.3 \text{ Hz}$ で 0.1 Hz 刻みで変化させた。

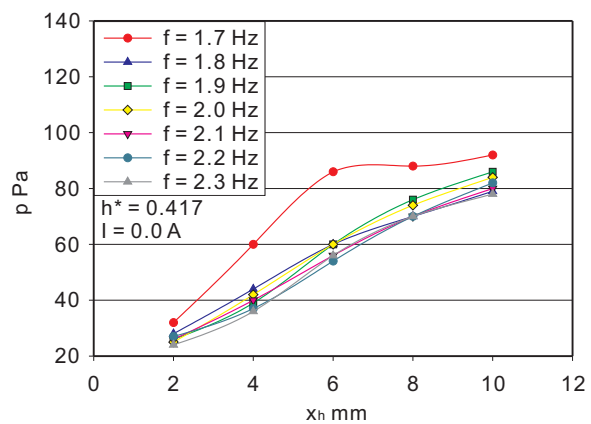


図 2.50: $I = 0.0$ A での流体圧力振幅と液面変位

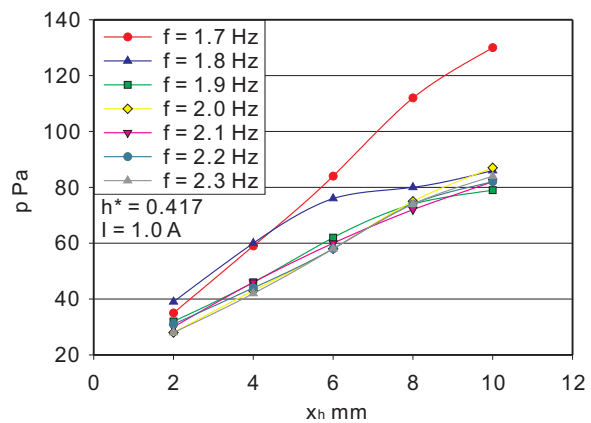


図 2.51: $I = 1.0$ A での流体圧力振幅と液面変位

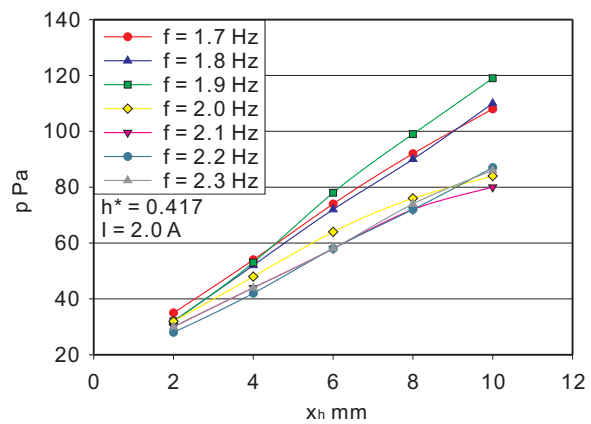


図 2.52: $I = 2.0$ A での流体圧力振幅と液面変位

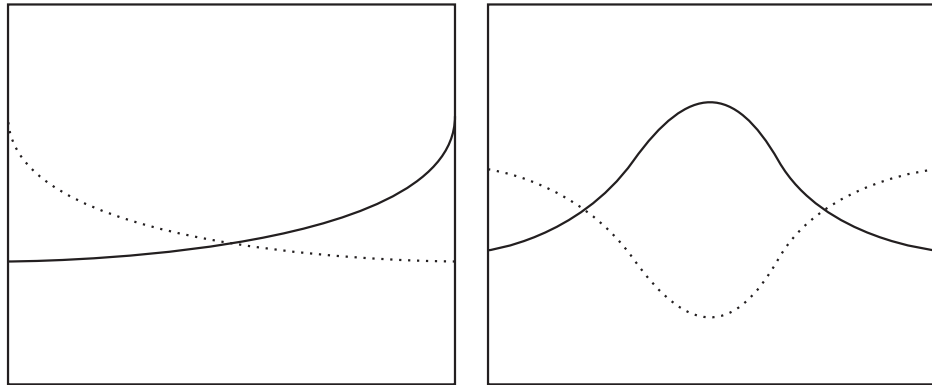
図 2.50 では、加振振動数 $f = 1.7 \text{ Hz}$ のみが他のプロットと異なる傾向を示している。 $f = 1.8 \text{ Hz} \sim 2.3 \text{ Hz}$ では圧力振幅と液面変位振幅はほぼ線形比例しており、いずれもほぼ同じ値を取っている。図 2.51 では、加振振動数 $f = 1.7 \text{ Hz}$ 及び $f = 1.8 \text{ Hz}$ が他のプロットと異なる傾向を示している。また、図 2.51 の $f \geq 1.9 \text{ Hz}$ と図 2.50 の $f \geq 1.8 \text{ Hz}$ での圧力振幅と液面変位振幅は同様の値を取っていることが分かる。図 2.52 では、 $f \leq 1.9 \text{ Hz}$ と $f \geq 2.0 \text{ Hz}$ とで比例関係にある傾きが明確に変化している。以上のことから、圧力振幅と液面変位振幅はほぼ線形比例するが、変化の傾きはある振動数を境に大きく変化するということが言える。また、その変化の傾きは磁界印加の有無に関わらずほぼ同一の値を取っている。

ある振動数を境に変化の傾きが変わる原因には、縦方向スロッシングの影響が考えられる。通常、横方向加振の場合には図 2.53(a) のような横方向スロッシングが生じる。ここで、円筒容器では図 2.53(b) のような縦方向スロッシングの固有振動が存在する。つまり、加振振動数が縦方向スロッシングの固有振動数に達した時、横方向加振であっても縦方向スロッシング共振が生じる可能性がある。式 (2.43) で $m = 1, n = 1$ としたものが図 2.53(a) の一次の横方向スロッシングであり、 $m = 1, n = 0$ としたものが図 2.53(b) の一次の縦方向スロッシングである。しかし、スロッシング固有振動数を決定付ける定数 ε_{mn} の値は、横方向スロッシングでは $\varepsilon_{11} = 1.8412$ であるのに対し、縦方向スロッシングでは $\varepsilon_{10} = 3.8317$ であり、そのまま計算した場合は $\omega_{11} < \omega_{10}$ となる。図 2.50 では横方向スロッシング固有振動数の理論値は $f_{11} = 2.02 \text{ Hz} (\omega_{11} = 12.72 \text{ rad/s})$ 、縦方向スロッシング固有振動数の理論値は $f_{10} = 3.49 \text{ Hz} (\omega_{10} = 21.93 \text{ rad/s})$ であり、一見すると図 2.50 の $f = 1.7 \text{ Hz}$ で傾向が変わっている事象に縦方向スロッシングは無関係なように思われる。しかし、ブランコの上下運動と同様に、1 周期の横方向スロッシング中に縦方向スロッシングは 2 周期生じる。ここで、図 2.50 では $f_{10}/2 = 1.74 \text{ Hz}$ であるから、縦方向スロッシング固有振動数は図 2.50 の傾きに変化している振動数にほぼ一致する。また、目視でも無磁界時には $f = 1.7 \text{ Hz}$ 前後で図 2.53(b) のような縦方向スロッシングが生じていることが確認される。

同様に、 $I = 1.0 \text{ A}$ では $f_{11} = 2.08 \text{ Hz} (\omega_{11} = 13.09 \text{ rad/s})$ 、 $f_{10}/2 = 1.80 \text{ Hz} (\omega_{10}/2 = 11.28 \text{ rad/s})$ 、 $I = 2.0 \text{ A}$ では $f_{11} = 2.25 \text{ Hz} (\omega_{11} = 14.13 \text{ rad/s})$ 、 $f_{10}/2 = 1.94 \text{ Hz} (\omega_{10}/2 = 12.18 \text{ rad/s})$ であり、それぞれ図 2.51 及び図 2.52 で傾きに変化している振動数に縦方向スロッシング固有振動数が一致している。また、縦方向スロッシング固有振動数は圧力振幅と液面変位振幅の関係に影響を及ぼしているが、横方向スロッシング固有振動数は影響を及ぼしていないことも分かる。

圧力振幅と液面変位振幅の変化の傾きが変わる原因としては、縦方向スロッシングの位相が $\pi \text{ rad}$ 変化したためと考えられる。つまり、縦方向スロッシング固有振動数 f_{10} よりも加振振動数 f の方が低い時は図 2.54(a) のような状態となり、 $f_{10} < f$ となった時は図 2.54(b) のような状態となる。

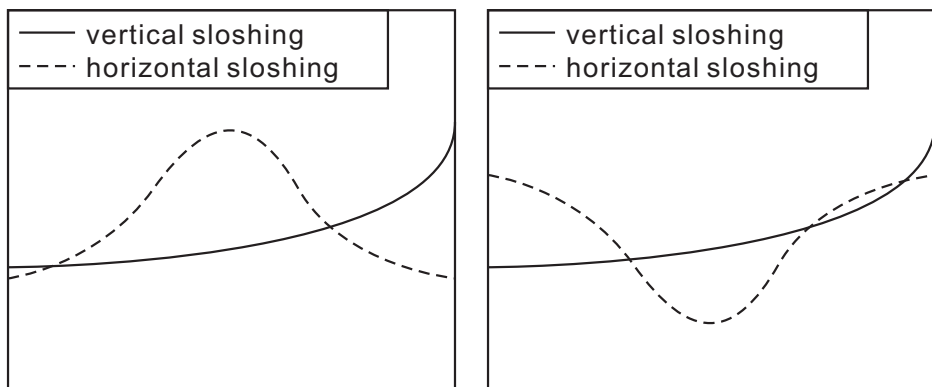
圧力振幅と液面変位振幅がほぼ線形比例していることから、縦方向スロッシングの影響に注意することで、液面変位振幅の制御への利用も考えられる。しかし、液面変位のみでの測定では、縦方向スロッシングの発生を検知するには二箇所の測定が必要と考えられる。そのため、コストや計測システムの複雑さを考慮すると、液面変位測定はフィードバック制御には不向きであると考えられる。



(a) 横方向スロッシング

(b) 縦方向スロッシング

図 2.53: スロッシングの形態



(a) 低加振振動数

(b) 高加振振動数

図 2.54: 縦方向スロッシングの位相変化による状態変化

2.7 結言

本章では、堀江らの考案した定常磁界印加型 TMFD を基に TMFD 装置を製作し、線形解析によってスロッシング固有振動数を求めた。実験によって、スロッシング固有振動数に相当する構造物周波数応答の最大制振点や構造物振動の位相差が磁界印加によって高振動数側に移動することを確認した。理論解析で得られたスロッシング固有振動数の式では、磁性流体の磁化率を一定としているが、実際には磁界に従って変化することが判明している。スロッシング固有振動数の式で唯一不明なパラメータである磁化率を実験結果から逆算したところ、以下の知見が得られた。ただし、磁性流体はフェローテック社の EXP.01052、印加磁界は容器底面で最大 100 kA/m 程度とする。

- 半径方向磁界成分を考慮しない理論式を用いた場合、一定の液深では磁界に関せず磁化率の算出値が一定となったが、液深の変化に従って磁化率が大きく変化した。
- 半径方向磁界成分を考慮した理論式を用いた場合は、液深や磁界に依存せず、磁化率は約 0.1 となった。
- 磁化率、磁界、磁界減衰定数に作為的な値を選ぶことで、半径方向磁界勾配を考慮しない理論式を用いても、スロッシング固有振動数の実験値に理論値を良好に一致させることが出来た。
- EXP.01052 の磁化曲線から求めた磁化率は使用範囲内磁界で 1.2 から 0.1 まで変化しており、半径方向磁界成分を考慮した理論式から算出した磁化率値が磁化曲線から求まる磁化率の範囲に入っていた。

以上から、製作した TMFD 装置に適用可能な磁化率として、半径方向磁界成分を考慮した理論式から算出した $\chi = 0.1$ が適正な値であると考えた。

理論式の正しさの確認として、小型電磁石を用いてスロッシング固有振動数を測定した。理論式における磁界項が通常電磁石に比べて小型電磁石では非常に小さくなることから、スロッシング固有振動数があまり変化しない結果となった。磁性流体の液深が低い場合ではスロッシング固有振動数がやや変化していたため、低液深時に関して磁化率を算出したところ、磁化率が 0.05~ 0.2 と求まった。スロッシング固有振動数があまり変化しなかったため誤差が大きく出た結果と考えられるが、磁化率は 0.1 の前後であり、半径方向磁界勾配を考慮した理論式は妥当性があると考えられる。

TMFD の最適液深を理論式から求め、実験により最適液深の確認を行った。本研究で製作した TMFD 装置の電磁石への最大供給電流は $I = 3.0$ A であり、最大供給電流条件を変化させた時の最適液深を三通り求めた。それによって以下の知見を得た。

- 最大供給電流が高い時はスロッシング固有振動数可変域が非常に広がるが、液深も非常に低くなり、制振装置としての十分な液量の確保ができなくなる。
- 液深が低い場合は、スワーリングの影響がスロッシング固有振動数の前後に現れやすくなる。

- 最大供給電流が低い時はスロッシング固有振動数可変域が狭くなることを考慮した理論式によって最適液深を求める必要がある。
- 液深が高い場合はスワーリングの影響が出難く、最大制振点において十分に構造物振幅を抑えることが出来る。

このことによって、最大供給電流が高い場合の最適液深時に、液深が低くなり液量が確保出来ないことや、液深が低い場合にスワーリングが生じやすいという問題が新たに露見した。

TMFD の磁性流体容器内部壁面に圧力センサを設置し、圧力変化振幅を測定した。得られた知見を以下に示す。

- 無次元化された圧力振幅の測定値はスロッシング固有振動数において一つの共振が現れており、その共振に従って圧力振幅の構造物 (容器) に対する位相差が変化していった。
- 圧力振幅の共振点 (スロッシング固有振動数) では位相差は約 $\pi/2$ になっていた。
- スロッシング固有振動数から大きく離れたところでは圧力振幅が非常に小さくなり、ノイズの影響によって位相差の測定が不可能であった。

この性質を制御に用いることを考案した。具体的には、圧力振幅の位相差が $\pi/2$ 以下であれば印加磁界を弱め、 $\pi/2$ 以上であれば印加磁界を強めるというものである。フィードバックゲインについては今後検討していく必要がある。

容器内磁性流体の液面変位と壁面圧力振幅との関係を調べた結果、次の知見が得られた。

- 液面変位振幅と圧力振幅は測定範囲内ではほぼ比例の関係にあった。
- 円筒容器では横方向加振においても縦方向スロッシングが生じた。
- 横方向に容器が一往復する間に縦方向スロッシングは二周期分生じた。
- 縦方向スロッシング固有振動数の半周期の加振振動数を境界として、液面変位振幅と圧力振幅の変化の傾きが大きく変化した。
- 横方向スロッシング固有振動数は液面変位振幅と圧力振幅の変化の傾きに影響を与えなかった。

縦方向スロッシングは構造物振幅、構造物位相差、圧力振幅、圧力位相差の各周波数応答にも影響を与えており、決して無視出来ないものであることが分かった。

第3章 二重円筒容器を用いたTMFD

前章より、円筒容器には最適液深時に液量が確保し難く制振装置としての性能が発揮し難いことや、液深が低い場合にスローリングが生じやすく不安定になるという問題が生じていた。この問題を解決する方法として二重円筒容器の利用が考えられる。二重円筒容器は単円筒容器に比べて、同じ液深であればスロッシング固有振動数が低くなる。逆に、あるスロッシング固有振動数に設定するのであれば二重円筒容器では液深を高くすることが出来る。一般的には TLD では小型容器を用いて液深比を下げる事が行われるが、TMFD では必要以上に液深が下がってしまうことから、同程度の大きさの容器を用いる場合には TMFD に二重円筒容器を用いるのが適当であると考えられる。そのため、二重円筒容器を用いた TMFD を考案した。本章では二重円筒容器型 TMFD の特性を報告する。

3.1 二重円筒容器内磁性流体スロッシングの線形解析

3.1.1 半径方向磁界成分を考慮しない場合

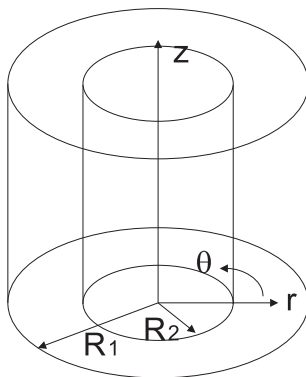


図 3.1: 二重円筒座標モデル

同軸二重円筒容器の円筒間に磁性流体を満たした時のスロッシングを考える。単円筒容器に対して、二重円筒容器では内円筒に関する境界条件が一つ加わることになる。図 3.1 のように外円筒及び内円筒の半径をそれぞれ R_1 , R_2 とすると、内円筒側壁でも $v_r = 0$ となるから、

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=R_2} = 0 \quad (3.1)$$

となる。これを、内円筒と外円筒の半径比 $k_R = \frac{R_2}{R_1}$ を用いながら無次元化すると次のようになる。

$$\left. \frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} \right|_{r^*=k_R} = 0 \quad (3.2)$$

ここで、 $r^* = \frac{r}{R_1}$ とした。前項の円筒容器半径 R_1 と本項の二重円筒容器外円筒半径 R_1 は異なるものであるが、本質的に類似性のあるものとしてこの二つを同様に扱う。式 (3.2) は r^* に関する境界条件であり、 $\phi^* = K(z^*)P(r^*)Q(\theta)N(t^*)$ であるから、 r^* の関数である $P(r^*)$ のみが内円筒による境界条件の影響を受ける。すなわち、式 (3.2) より、

$$\left. \frac{dP}{dr^*} \right|_{r^*=k_R} = P'(k_R) = 0 \quad (3.3)$$

となることが分かる。ここで、式 (2.29) を元に、 $P(r^*)$ を第一種ベッセル関数及び第二種ベッセル関数の線形和で定義し直すと、次のように書くことができる。

$$P(r^*) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n (J_n(K_0 r^*) + B_n Y_n(K_0 r^*)) \quad (3.4)$$

ただし、 B_n は定数とする。内円筒に関する境界条件式 (3.3) に式 (3.4) を代入すると次式が得られる。

$$K_0 \sum_{n=0}^{\infty} A_n (J'_n(K_0 k_R) + B_n Y'_n(K_0 k_R)) = 0$$

これが各 n について成り立つためには、次のようにならなければならない。

$$\begin{aligned} A_n (J'_n(K_0 k_R) + B_n Y'_n(K_0 k_R)) &= 0 \\ B_n &= -\frac{J'_n(K_0 k_R)}{Y'_n(K_0 k_R)} \end{aligned} \quad (3.5)$$

同様に、式 (3.4) を外円筒に関する境界条件式 (2.16) に当てはめることで、

$$B_n = -\frac{J'_n(K_0)}{Y'_n(K_0)} \quad (3.6)$$

が得られる。式 (3.5) 及び式 (3.6) より、

$$\begin{aligned} -\frac{J'_n(K_0 k_R)}{Y'_n(K_0 k_R)} &= -\frac{J'_n(K_0)}{Y'_n(K_0)} \\ J'_n(K_0 k_R) Y'_n(K_0) - J'_n(K_0) Y'_n(K_0 k_R) &= 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

が求まる。ここで、 $K_0 = \xi_{mn}$ と置くと、式 (3.7) から ξ_{mn} に関して以下の条件式が導かれる。

$$J'_n(k_R \xi_{mn}) Y'_n(\xi_{mn}) - J'_n(\xi_{mn}) Y'_n(k_R \xi_{mn}) = 0 \quad (3.8)$$

更に、 A_{mn} を定数として、 $P = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} P_n(\xi_{mn} r^*)$ と置いたとき、 $P(r^*)$ 及び $P_n(\xi_{mn} r^*)$ は次のように求まる。

$$P(r^*) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} \left(J_n(\xi_{mn} r^*) - \frac{J'_n(\xi_{mn})}{Y'_n(\xi_{mn})} Y_n(\xi_{mn} r^*) \right) \quad (3.9)$$

$$P_n(\xi_{mn} r^*) = J_n(\xi_{mn} r^*) - \frac{J'_n(\xi_{mn})}{Y'_n(\xi_{mn})} Y_n(\xi_{mn} r^*) \quad (3.10)$$

ただし、 $k_R = 0$ の時、 $\xi_{mn} = \varepsilon_{mn}$ 、 $P_n(\xi_{mn} r^*) = J_n(\varepsilon_{mn} r^*)$ とする。ここで、 $P'_n(\xi_{mn}) = P'_n(\xi_{mn} k_R) = 0$ かつ $P_n(\xi_{mn} r^*)$ がベッセルの微分方程式の解であることから、 $P_n(\xi_{mn} r^*)$ は次のような直交性を有する。

$$\int_{k_R}^1 r^* P_n(\xi_{kn} r^*) P_n(\xi_{ln} r^*) dr^* = 0 \quad (k \neq l) \quad (3.11)$$

また、式 (2.45) で定義した σ_{mn} を、次のように二重円筒容器に適用可能な式に修正する。

$$\sigma_{mn} = \frac{\int_{k_R}^1 r^{*2} P_n(\xi_{mn} r^*) dr^*}{\int_{k_R}^1 r^* P_n^2(\xi_{mn} r^*) dr^*} \quad (3.12)$$

これにより、 σ_{mn} は半径比 k_R によって定まる、容器形状に関する定数となる。以上及び式 (2.47) の結果を利用すると、無次元のスロッシング角固有振動数、速度ポテンシャル、流速、平均流速は以下のように求まる。

$$\omega_{mn}^* = \sqrt{\xi_{mn} g_m^* \tanh(\xi_{mn} h^*)} \quad (3.13)$$

$$\phi^* = \omega^{*3} \cos \theta \cos \omega^* t^* \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{mn} P_1(\xi_{m1} r^*) \cosh\{\xi_{m1}(z^* + h^*)\}}{(-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) \cosh(\xi_{m1} h^*)} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} v_x^* &= v_r^* \cos \theta - v_\theta^* \sin \theta \\ &= \omega^{*3} \cos \omega^* t^* \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\left(P_1'(\xi_{m1} r^*) \cos^2 \theta + \frac{\sigma_{mn} P_1(\xi_{m1} r^*)}{r^*} \sin^2 \theta \right) \cosh\{\xi_{m1}(z^* + h^*)\}}{(-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) \cosh(\xi_{m1} h^*)} \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_x^* &= \frac{1}{\pi(1-k_R^2)h^*} \int_{-h^*}^0 \int_0^{2\pi} \int_{k_R}^1 v_x^* r^* dr^* d\theta dz^* \\ &= \frac{\omega^{*3} \cos \omega^* t^*}{(1-k_R^2)h^*} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{mn} \int_{k_R}^1 \left(r^* P_1'(\xi_{m1} r^*) + P_1(\xi_{m1} r^*) \right) dr^* \cdot \tanh(\xi_{m1} h^*)}{\xi_{m1} (-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2})} \\ &= \frac{\omega^{*3} \cos \omega^* t^*}{(1-k_R^2)h^*} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sigma_{mn} (P_1(\xi_{m1}) - k_R P_1(\xi_{m1} k_R)) \tanh(\xi_{m1} h^*)}{\xi_{m1} (-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2})} \end{aligned} \quad (3.16)$$

有次元でのスロッシング角固有振動数は次のようになる。

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{\xi_{mn} g_m}{R_1} \tanh \frac{\xi_{mn} h}{R_1}} \quad (3.17)$$

k_R が増加することで ξ_{mn} は減少する。例えば、 $k_R = 0.5$ であれば $\xi_{11} = 1.355$ 、 $k_R = 0.75$ であれば $\xi_{11} = 1.147$ となる。 $k_R = 0$ の時は単円筒と見なして、 $\xi_{11} = \varepsilon_{11} = 1.841$ とする。従って、外円筒半径 R_1 が同一であれば、スロッシング固有振動数を一定の目標値に合わせる時、二重円筒 TLD では単円筒 TLD に対し液深を深くする必要がある。なお、 ξ_{mn} を求める時には $2J_n'(r^*) = J_{n-1}(r^*) - J_{n+1}(r^*)$ 及び $2Y_n'(r^*) = Y_{n-1}(r^*) - Y_{n+1}(r^*)$ の関係式を用いて次のようにするとよい。

$$\begin{aligned} y &= (J_{n-1}(k_R r^*) - J_{n+1}(k_R r^*)) (Y_{n-1}(r^*) - Y_{n+1}(r^*)) \\ &\quad - (J_{n-1}(r^*) - J_{n+1}(r^*)) (Y_{n-1}(k_R r^*) - Y_{n+1}(k_R r^*)) \end{aligned} \quad (3.18)$$

式 (3.18) の $r^* > 0$ における r^* 切片の値が ξ_{mn} となる。

3.1.2 半径方向成分磁界を考慮した二重円筒容器スロッシング解析

2.2.2 項と同様に、二重円筒容器で r 方向成分磁界を考慮したスロッシング解析を行う。単円筒容器でベルヌーイの式から導かれる式 (2.56) 及び式 (2.57) は二重円筒容器でも共通である。式 (3.2) で表される境界条件によって、速度ポテンシャルは次のようになる。

$$\phi^* = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} N(t^*) \cos(n\theta + \theta_{0mn}) P_n(\xi_{mn} r^*) \cosh\{\xi_{mn}(z^* + h^*)\} \quad (3.19)$$

ここで、 P_n は式 (3.8) で定義された関数である。運動の対象性を考慮して $n = 1$ 及び $\theta_{0mn} = 0$ とし、式 (2.56) に速度ポテンシャル ϕ^* を代入すると、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{m1} \cosh(\xi_{m1} h^*)}{\omega^{*3}} \left\{ \frac{d^2}{dt^{*2}} N(t^*) P_1(\xi_{m1} r^*) + \omega_{m1}^{*2} F(t^*) P_1(\xi_{m1} r^*) - \xi_{m1} \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} N(t^*) P_1'(\xi_{m1} r^*) \right\} = r^* \cos \omega^* t^* \quad (3.20)$$

となる。ただし、 $\omega_{mn}^{*2} = \xi_{mn} \left(g^* - \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial z^*} \right) \tanh(\xi_{mn} h^*)$ である。単円筒での解析と同様に、適当な定数 B_{m1} を用いて $\frac{A_{m1} \cosh(\xi_{m1} h^*)}{\omega^{*3}} N(t^*) = B_{m1} \cos \omega^* t^*$ と置いて整理すると次のようになる。

$$\sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left\{ (-\omega^{*2} + \omega_{m1}^{*2}) P_1(\xi_{m1} r^*) - \xi_{m1} \chi H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} P_1'(\xi_{m1} r^*) \right\} = r^* \quad (3.21)$$

定数 $r_0^* (k_R \leq r_0^* \leq 1)$ を用いて、 $H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} = \sum_{k=0}^{\infty} D_k (r^* - r_0^*)^k$ 及び、 $\omega_{m1}^{*2} = \sum_{k=0}^{\infty} E_k (r^* - r_0^*)^k$ として、 $r^* - r_0^*$ について式 (3.21) の両辺を r_0^* 近傍でテーラー展開すると、

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left[\left\{ -\omega^{*2} + \sum_{k=0}^{\infty} E_k (r^* - r_0^*)^k \right\} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\xi_{m1}^k P_1^{(k)}(\xi_{m1} r_0^*)}{k!} (r^* - r_0^*)^k \right\} \right. \\ & \quad \left. - \chi \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} D_k (r^* - r_0^*)^k \right\} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\xi_{m1}^{(k+1)} P_1^{(k+1)}(\xi_{m1} r_0^*)}{k!} (r^* - r_0^*)^k \right\} \right] = (r^* - r_0^*) + r_0^* \\ & \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} B_{m1} \left\{ -\omega^{*2} \frac{\xi_{m1}^k P_1^{(k)}(\xi_{m1} r_0^*)}{k!} (r^* - r_0^*)^k \right. \\ & \quad \left. + \sum_{l=0}^k \left(E_{k-l} \frac{\xi_{m1}^l P_1^{(l)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} - \chi D_{k-l} \frac{\xi_{m1}^{l+1} P_1^{(l+1)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} \right) (r^* - r_0^*)^k \right\} = (r^* - r_0^*) + r_0^* \quad (3.22) \end{aligned}$$

となる。式 (3.22) を $(r^* - r_0^*)$ に関して係数比較することで、次式が得られる。

$$\sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left\{ -\omega^{*2} \frac{\xi_{m1}^k P_1^{(k)}(\xi_{m1} r_0^*)}{k!} + \sum_{l=0}^k \left(E_{k-l} \frac{\xi_{m1}^l P_1^{(l)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} - \chi D_{k-l} \frac{\xi_{m1}^{l+1} P_1^{(l+1)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} \right) \right\} = \begin{cases} r_0^* & (k=0) \\ 1 & (k=1) \\ 0 & (k \geq 2) \end{cases} \quad (3.23)$$

式 (3.23) において、 $k=0$ と $k=1$ 、 $k=2$ と $k=3$ 、 $k=4$ と $k=5$ 、 \dots を足し合わせると、

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^{\infty} B_{m1} \left\{ -\omega^{*2} \frac{\xi_{m1}^{2k} P_1^{(2k)}(\xi_{m1} r_0^*)}{(2k)!} - \omega^{*2} \frac{\xi_{m1}^{2k+1} P_1^{(2k+1)}(\xi_{m1} r_0^*)}{(2k+1)!} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{l=0}^{2k} \left(E_{2k-l} \frac{\xi_{m1}^l P_1^{(l)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} - \chi D_{2k-l} \frac{\xi_{m1}^{l+1} P_1^{(l+1)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} \right) \right. \\ & \quad \left. + \sum_{l=0}^{2k+1} \left(E_{2k-l+1} \frac{\xi_{m1}^l P_1^{(l)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} - \chi D_{2k-l+1} \frac{\xi_{m1}^{l+1} P_1^{(l+1)}(\xi_{m1} r_0^*)}{l!} \right) \right\} = \begin{cases} r_0^* + 1 & (k=0) \\ 0 & (k \geq 1) \end{cases} \quad (3.24) \end{aligned}$$

となるから、一次 ($m = 1$) スロッシング固有振動数は、式 (3.24) の左辺が $m = 1$, $k = 0$ を代入した時に 0 となる時の ω^* を求めることで得ることができる。すなわち、

$$-\omega^{*2}P_1(\xi_{11}r_0^*) - \omega^{*2}\xi_{11}P_1^{(1)}(\xi_{11}r_0^*) + E_0P_1(\xi_{11}r_0^*) - \chi D_0\xi_{11}P_1^{(1)}(\xi_{11}r_0^*) + \sum_{l=0}^1 \left(E_{1-l} \frac{\xi_{11}^l P_1^{(l)}(\xi_{11}r_0^*)}{l!} - \chi D_{1-l} \frac{\xi_{11}^{l+1} P_1^{(l+1)}(\xi_{11}r_0^*)}{l!} \right) = 0$$

$$-\omega^{*2}P_1(\xi_{11}r_0^*) - \omega^{*2}\xi_{11}P_1^{(1)}(\xi_{11}r_0^*) + E_0P_1(\xi_{11}r_0^*) - \chi D_0\xi_{11}P_1^{(1)}(\xi_{11}r_0^*) + E_1P_1(\xi_{11}r_0^*) - \chi D_1\xi_{11}P_1^{(1)}(\xi_{11}r_0^*) + E_0\xi_{11}P_1^{(1)}(\xi_{11}r_0^*) - \chi D_0\xi_{11}^2P_1^{(2)}(\xi_{11}r_0^*) = 0 \quad (3.25)$$

が得られるが、特に $r_0^* = k_R$ の時は $P_1^{(1)}(\xi_{11}k_R) = 0$ となることから次式が求まる。

$$-\omega^{*2}P_1(\xi_{11}k_R) + E_0P_1(\xi_{11}k_R) + E_1P_1(\xi_{11}k_R) - \chi F_0\xi_{11}^2P_1^{(2)}(\xi_{11}k_R) = 0 \quad (3.26)$$

ここで、単円筒容器 ($k_R = 0$) の場合は $P_1^{(1)}(0) \neq 0$ であるため、式 (3.26) は単円筒容器に適用することはできない。式 (3.26) より一次スロッシング固有振動数は以下となる。

$$\omega^* = \sqrt{E_0 + E_1 - \chi D_0\xi_{11}^2 \frac{P_1^{(2)}(\xi_{11}k_R)}{P_1(\xi_{11}k_R)}} \quad (3.27)$$

$m = 1$ の時の E_0 , E_1 , D_0 はそれぞれ次の通りである。

$$\begin{aligned} E_0 &= (\omega_{11}^{*2})_{r^*=k_R} \\ &= \omega_0^{*2} - \chi \frac{\omega_0^{*2}}{g^*} \left(H^* \frac{\partial H^*}{\partial z^*} \right)_{r^*=k_R} \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} E_1 &= \left(\frac{\partial}{\partial r^*} \omega_{11}^{*2} \right)_{r^*=k_R} \\ &= -\chi \frac{\omega_0^{*2}}{g^*} \left(\frac{\partial H^*}{\partial r^*} \frac{\partial H^*}{\partial z^*} + H^* \frac{\partial^2 H^*}{\partial r^* \partial z^*} \right)_{r^*=k_R} \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$D_0 = \left(H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} \right)_{r^*=k_R} \quad (3.30)$$

ただし、 $\omega_0^{*2} = \xi_{11}g^* \tanh(\xi_{11}h^*)$ である。式 (3.28)~ (3.30) によって、式 (3.27) は、

$$\omega^* = \sqrt{\omega_0^{*2} - \chi \left(\frac{\omega_0^{*2}}{g^*} H^* \frac{\partial H^*}{\partial z^*} + \frac{\omega_0^{*2}}{g^*} \frac{\partial H^*}{\partial r^*} \frac{\partial H^*}{\partial z^*} + \frac{\omega_0^{*2}}{g^*} H^* \frac{\partial^2 H^*}{\partial r^* \partial z^*} + \xi_{11}^2 \frac{P_1^{(2)}(\xi_{11}k_R)}{P_1(\xi_{11}k_R)} H^* \frac{\partial H^*}{\partial r^*} \right)_{r^*=k_R}} \quad (3.31)$$

となる。有次元に直すと次のようになる。

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\mu_0\chi}{\rho} \left(\frac{\omega_0^2}{g} H \frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\omega_0^2 R_1}{g} \frac{\partial H}{\partial r} \frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\omega_0^2 R_1}{g} H \frac{\partial^2 H}{\partial r \partial z} + \frac{\xi_{11}^2}{R_1} \frac{P_1^{(2)}(\xi_{11}k_R)}{P_1(\xi_{11}k_R)} H \frac{\partial H}{\partial r} \right)_{r=R_2}} \quad (3.32)$$

表 3.1: 二重円筒容器詳細

外円筒半径 R_1	72 mm				
内円筒半径 R_2	0 mm(円筒容器)	8 mm	16 mm	24 mm	32 mm
内外円筒半径比 k_R	0	0.1111	0.2222	0.3333	0.4444
ξ_{11}	1.8412	1.7950	1.6786	1.5409	1.4124

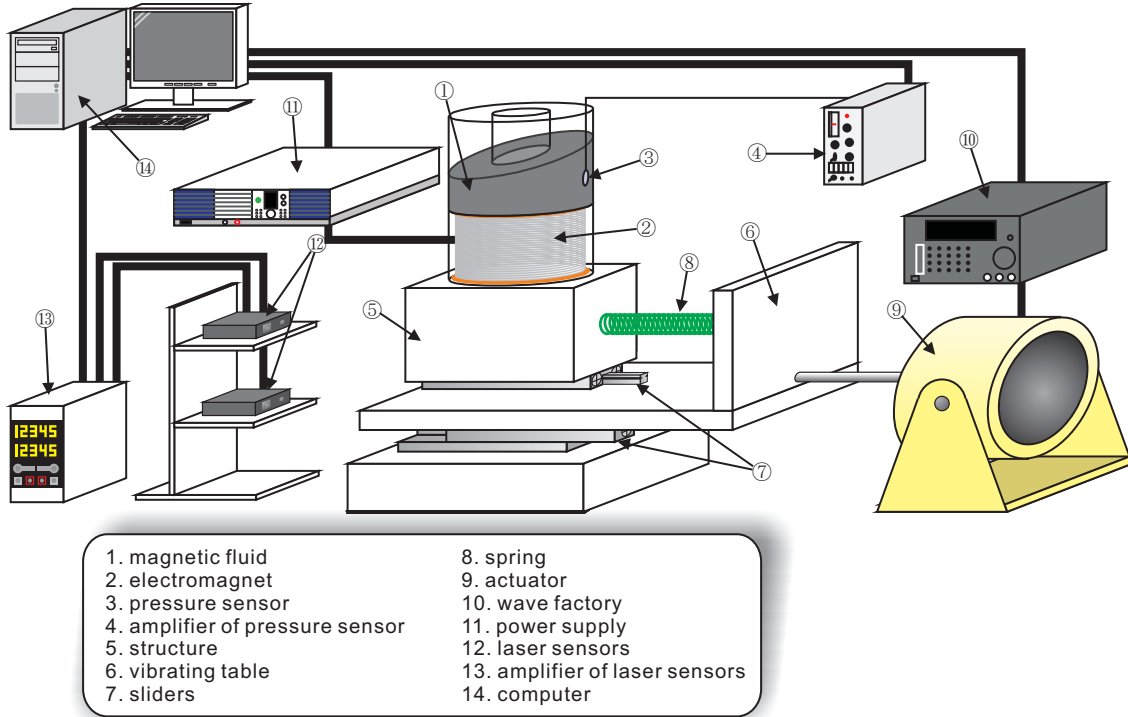


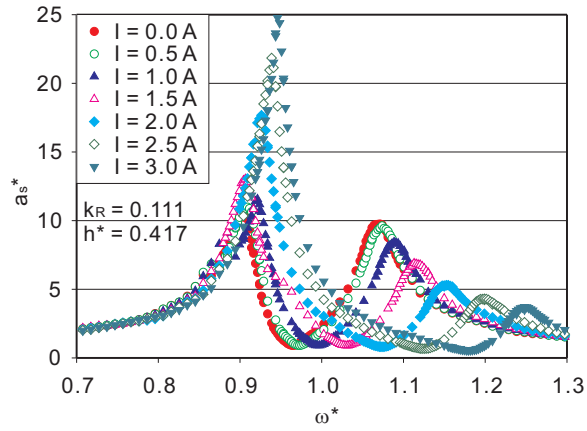
図 3.2: 二重円筒容器を用いた TMFD

3.2 二重円筒容器の内円筒半径変化に関する実験

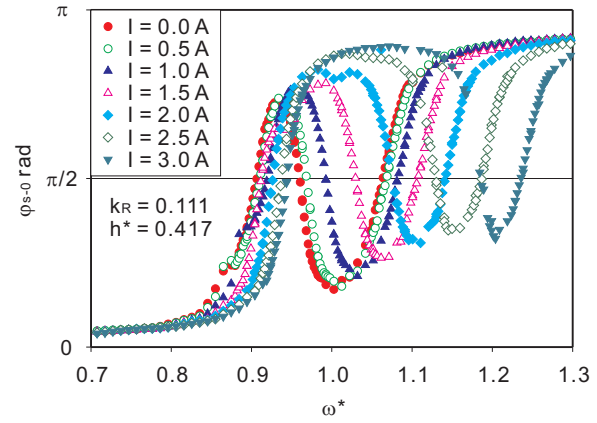
3.2.1 二重円筒容器を用いた TMFD

表 3.1 に示した 4 種類の二重円筒容器を作成した。なお、前章で用いた円筒容器を比較のために記載している。図 3.2 のように、実験には 4 種類の二重円筒容器の 1 つを用いて、円筒容器と同様に、容器に入れる磁性流体の液深を $h = 30 \text{ mm} \sim 60 \text{ mm}$ ($h^* = 0.417 \sim 0.833$) まで 10 mm 刻みで変化させた。電磁石には表 2.10 の通常電磁石を用い、電磁石への供給電流も、 $I = 0 \text{ A} \sim 3.0 \text{ A}$ まで 0.5 A 刻みで変化させた。加振振幅 $a_0 = 0.20 \text{ mm}$ 、加振振動数 $f = 1.3 \text{ Hz} \sim 2.7 \text{ Hz}$ における構造物周波数応答及び圧力振幅を測定した。

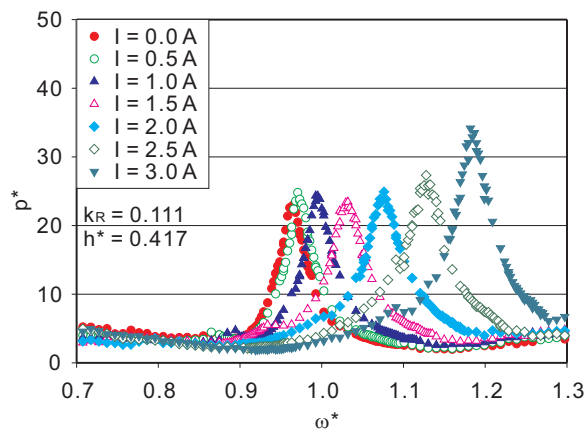
3.2.2 二重円筒容器 TMFD の周波数応答



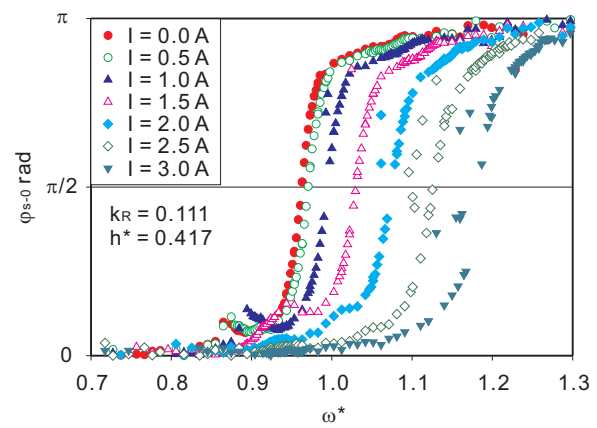
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

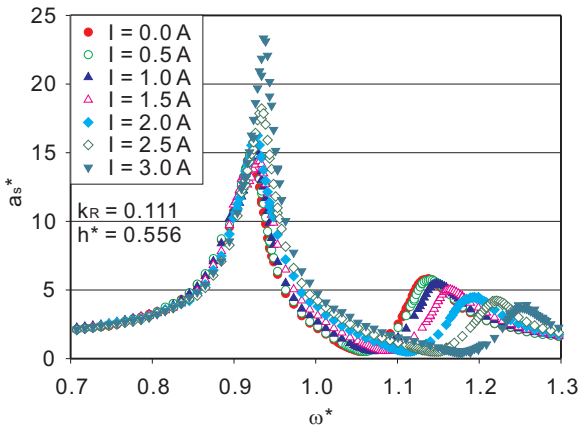


(c) 圧力振幅

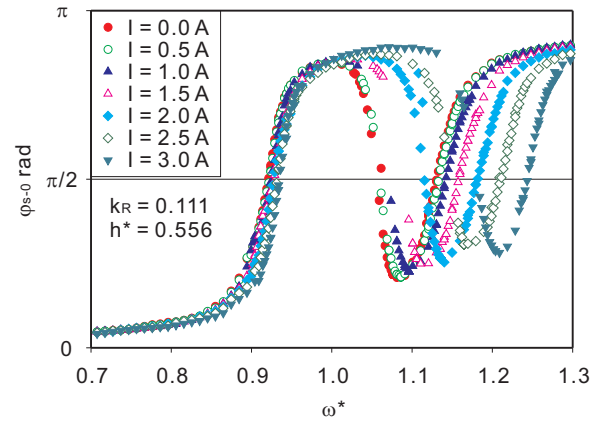


(d) 圧力位相差

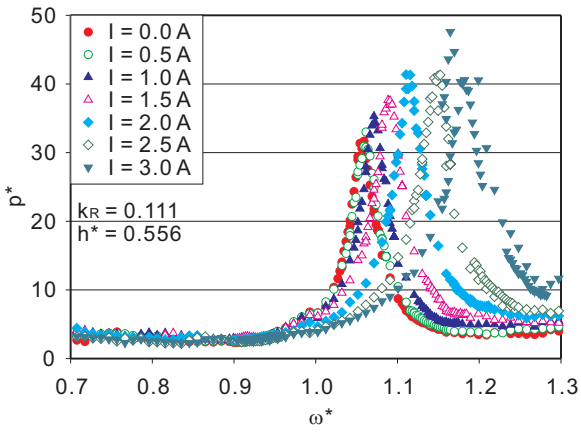
図 3.3: 二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答



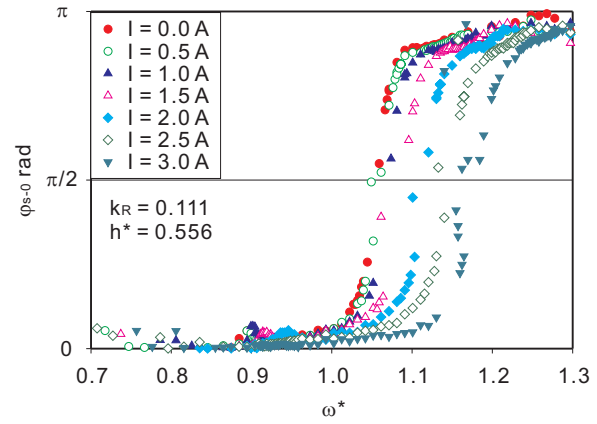
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

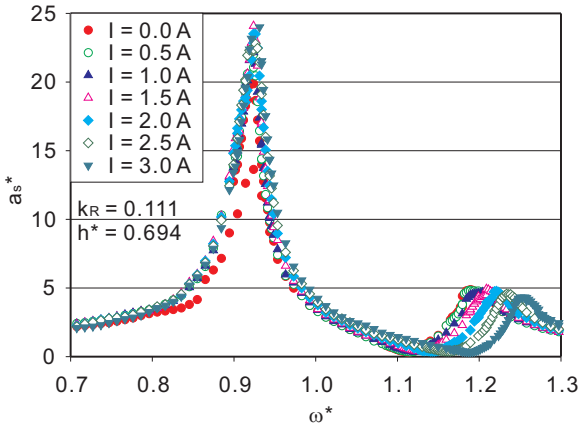


(c) 圧力振幅

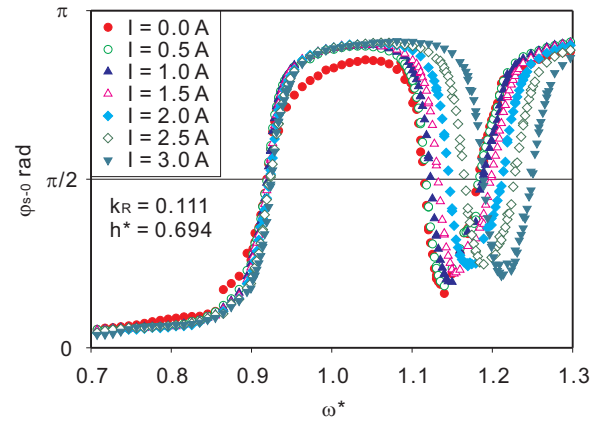


(d) 圧力位相差

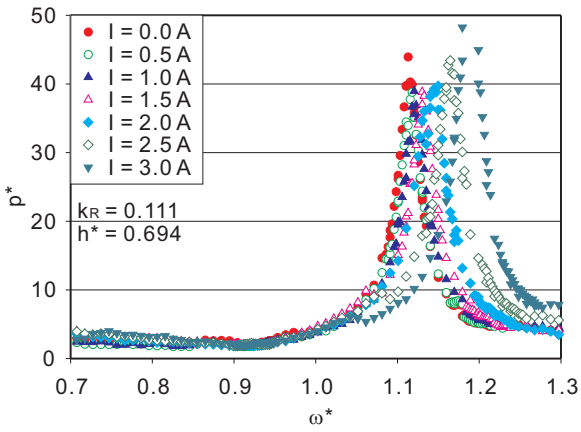
図 3.4: 二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答



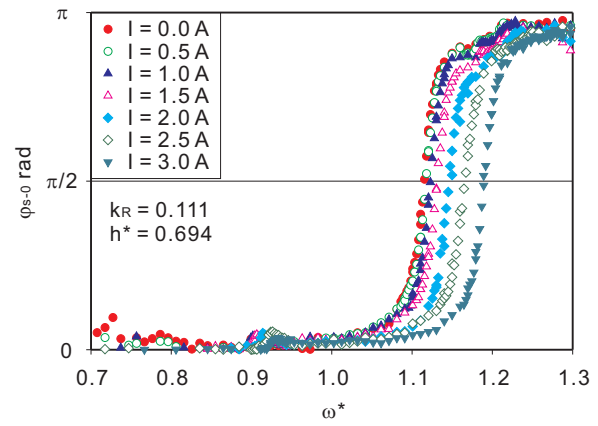
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

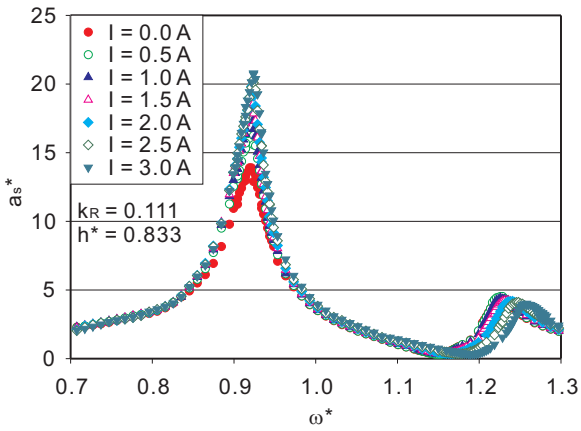


(c) 圧力振幅

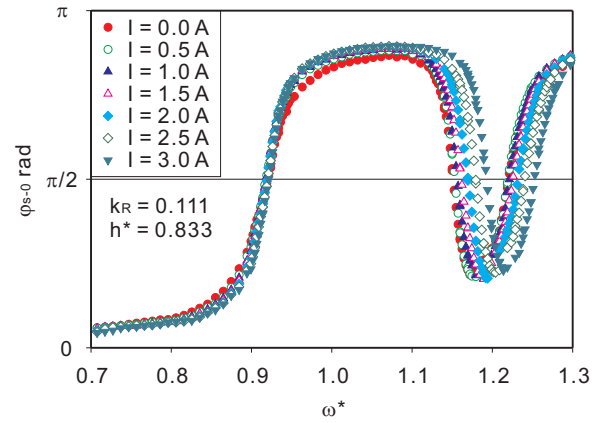


(d) 圧力位相差

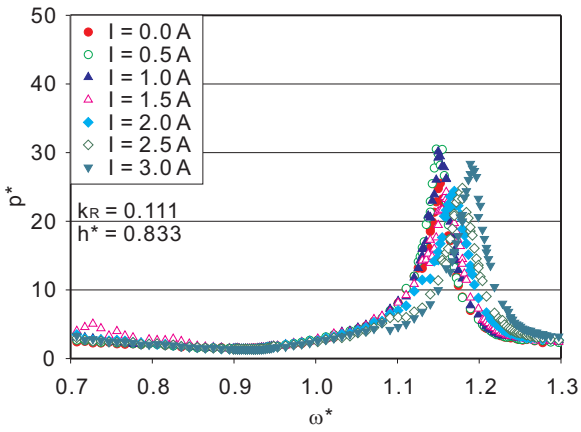
図 3.5: 二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答



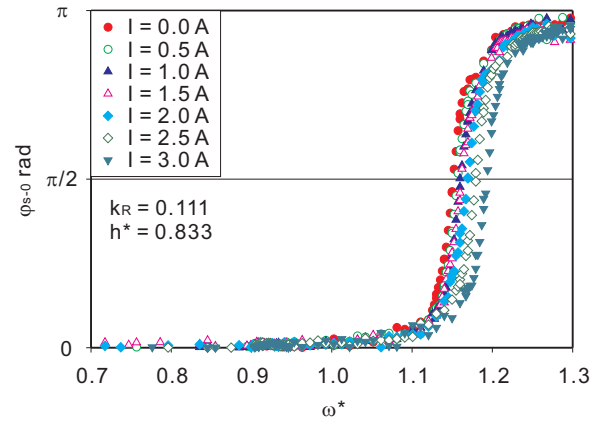
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

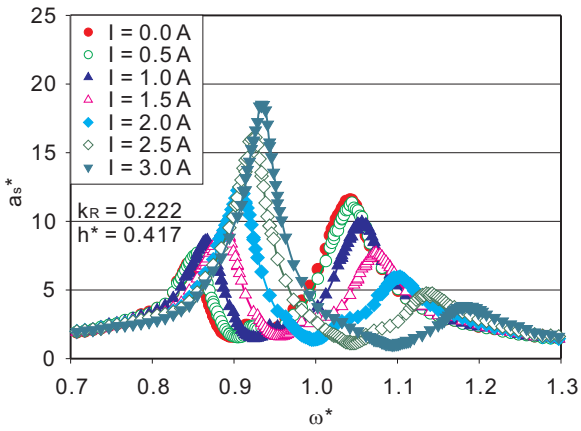


(c) 圧力振幅

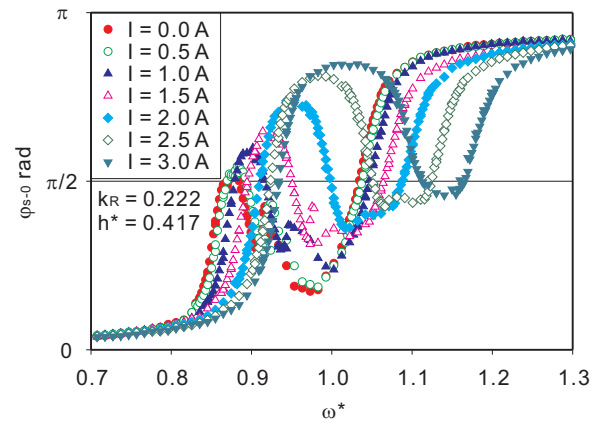


(d) 圧力位相差

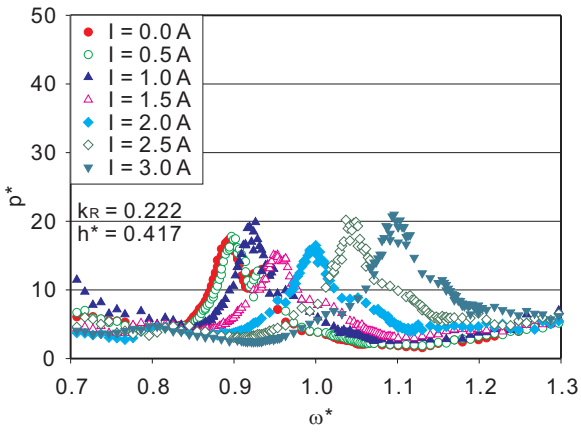
図 3.6: 二重円筒容器 $k_R = 0.111$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答



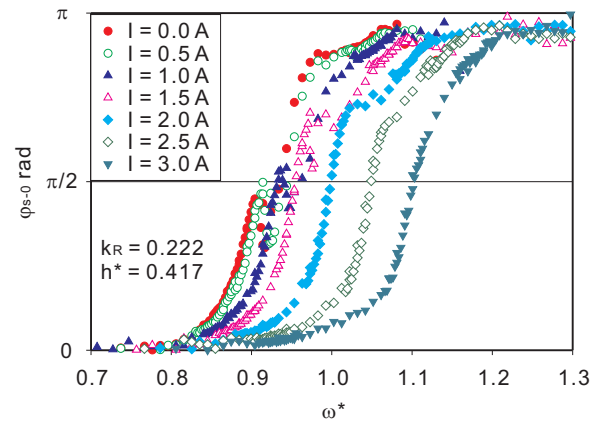
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

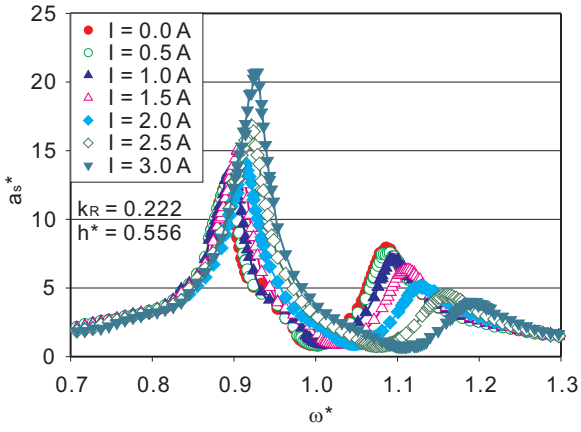


(c) 圧力振幅

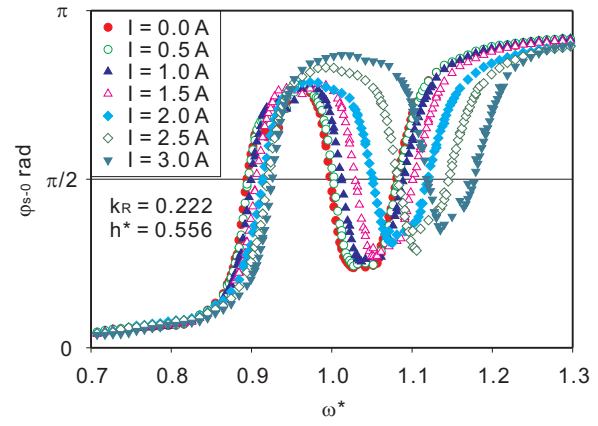


(d) 圧力位相差

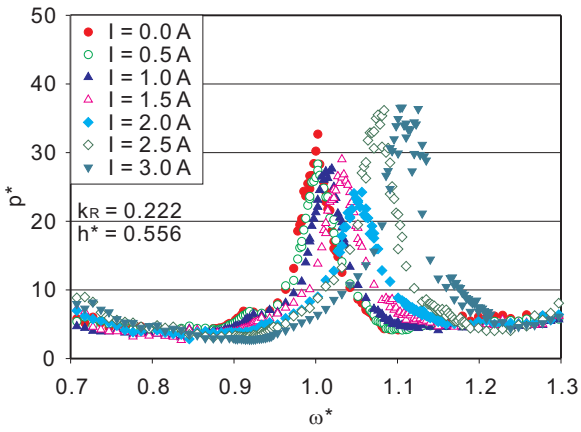
図 3.7: 二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答



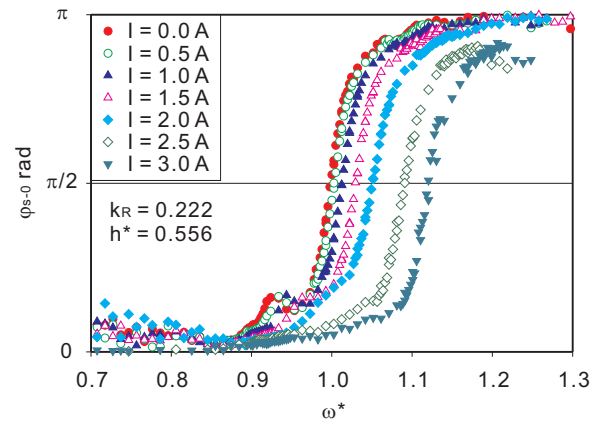
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

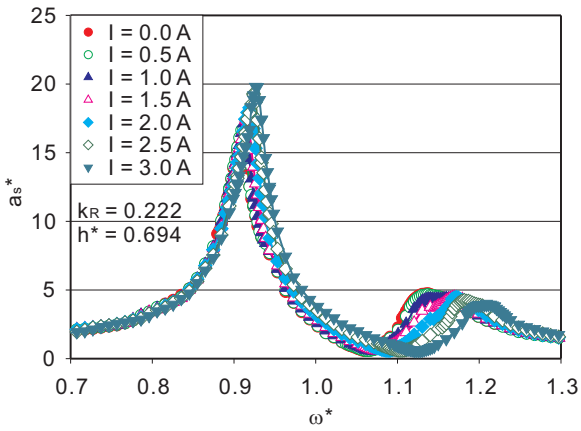


(c) 圧力振幅

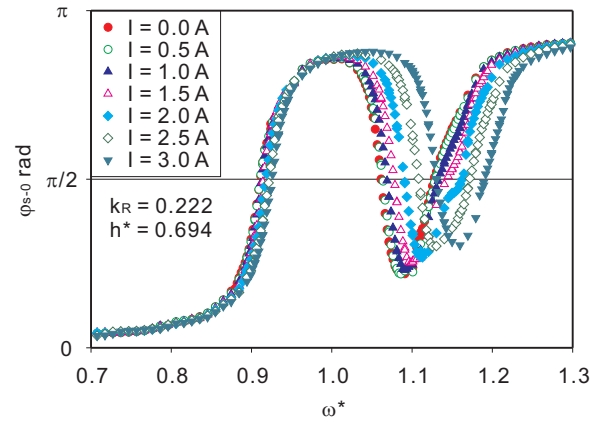


(d) 圧力位相差

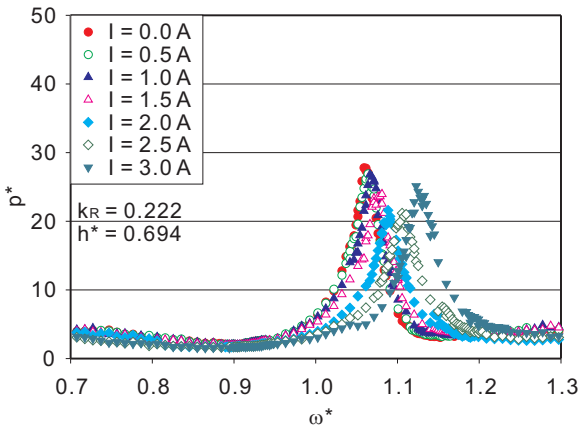
図 3.8: 二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答



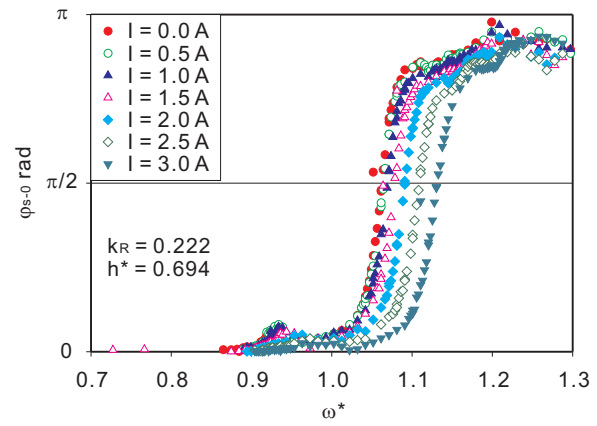
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

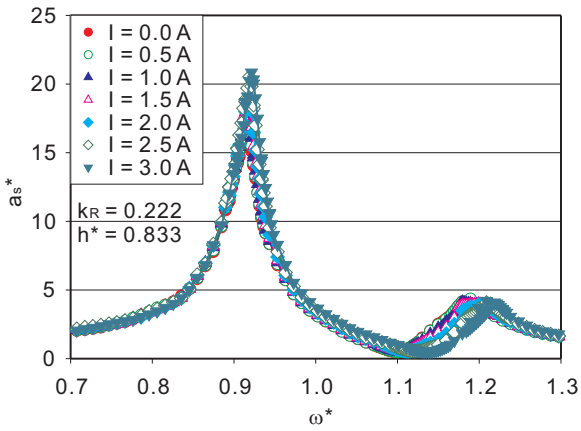


(c) 圧力振幅

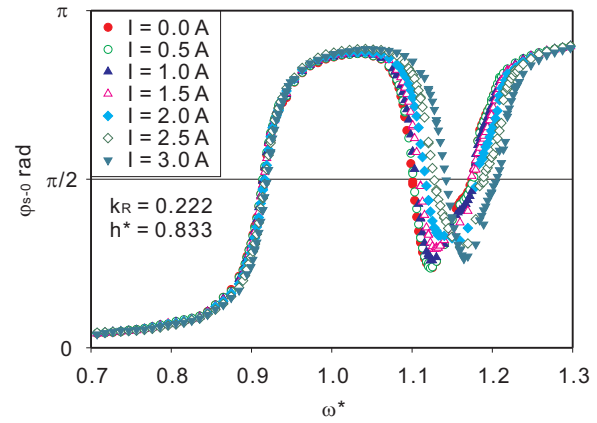


(d) 圧力位相差

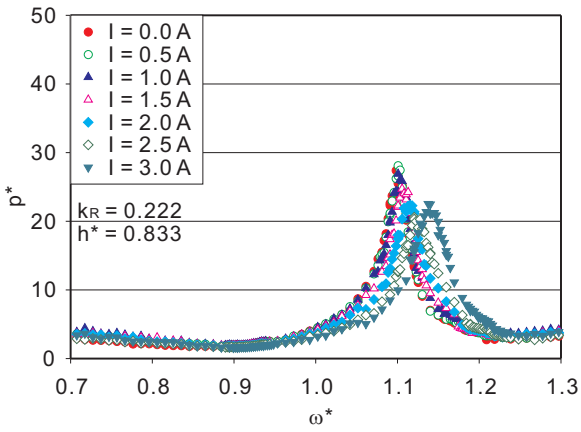
図 3.9: 二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答



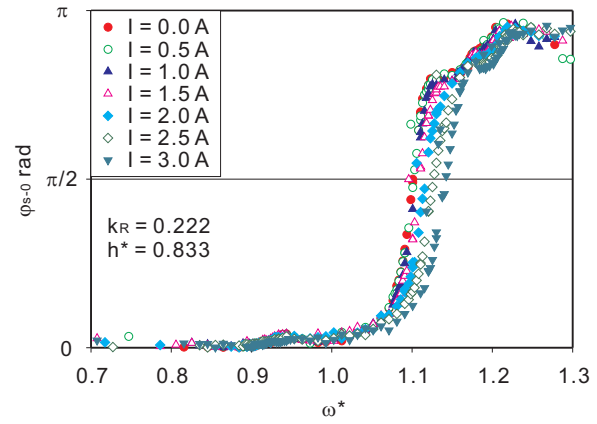
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

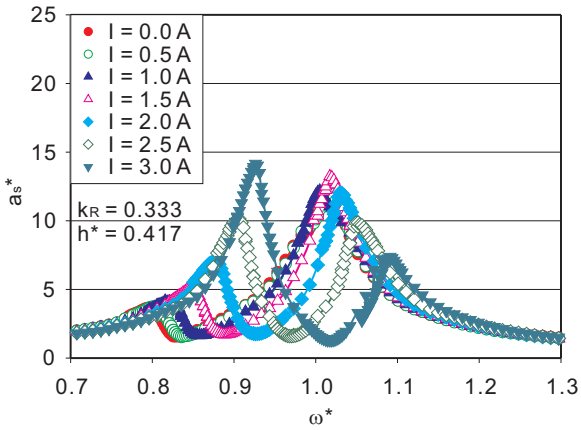


(c) 圧力振幅

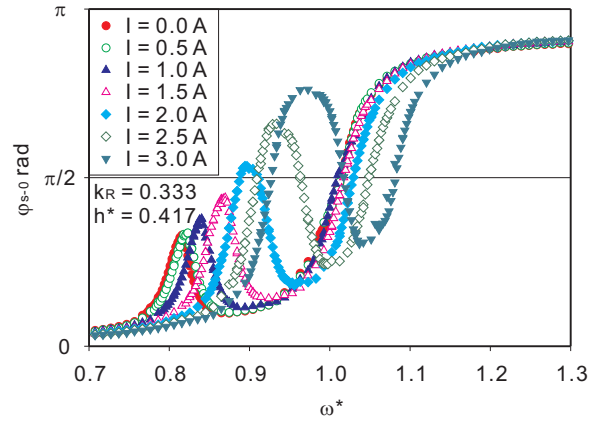


(d) 圧力位相差

図 3.10: 二重円筒容器 $k_R = 0.222$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答

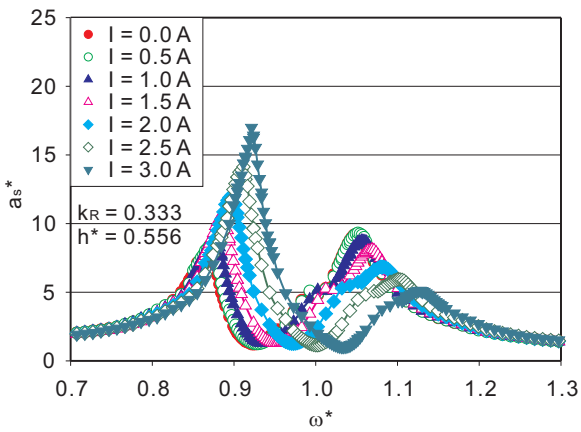


(a) 構造物振幅

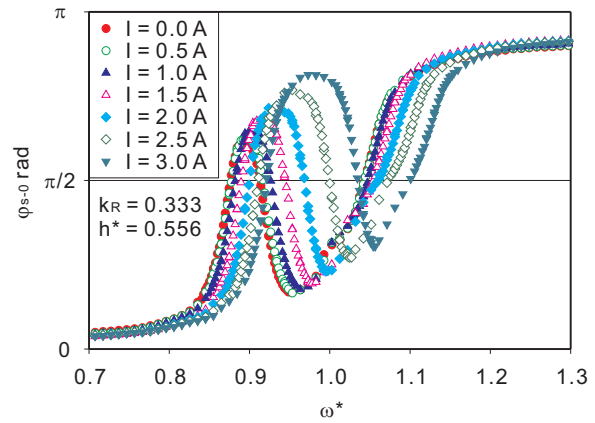


(b) 構造物位相差

図 3.11: 二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答

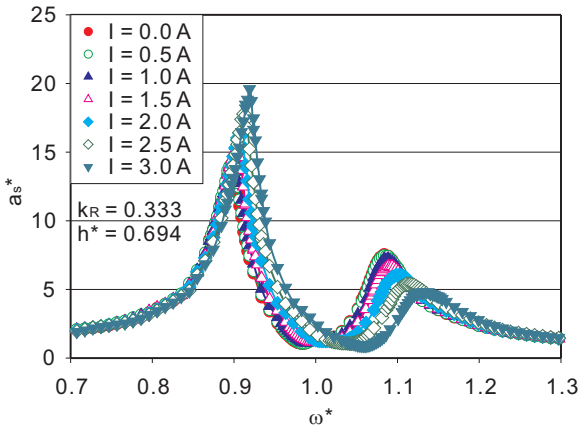


(a) 構造物振幅

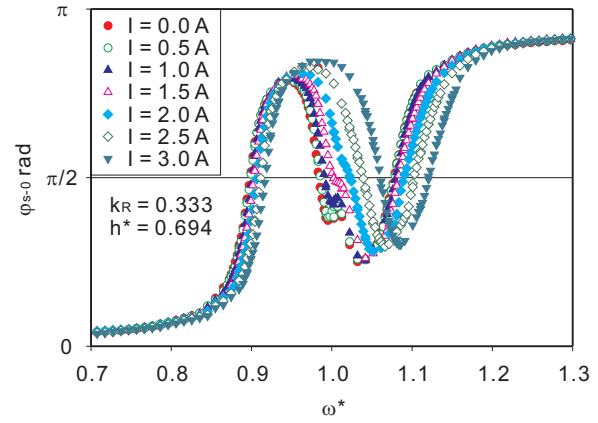


(b) 構造物位相差

図 3.12: 二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答

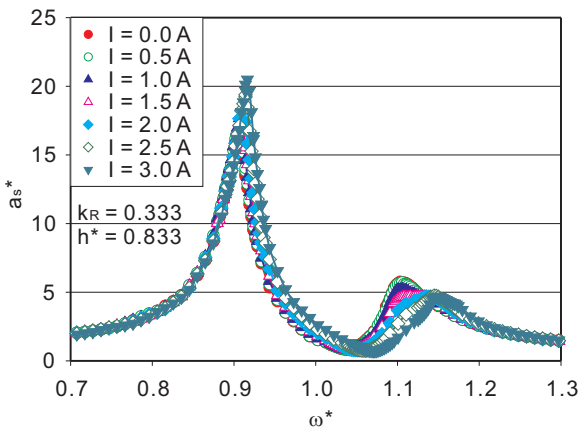


(a) 構造物振幅

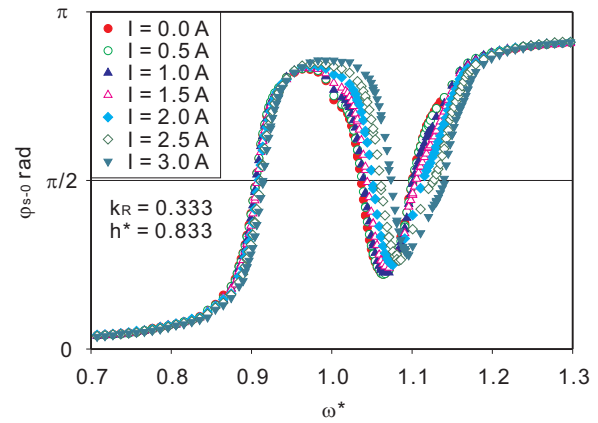


(b) 構造物位相差

図 3.13: 二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答

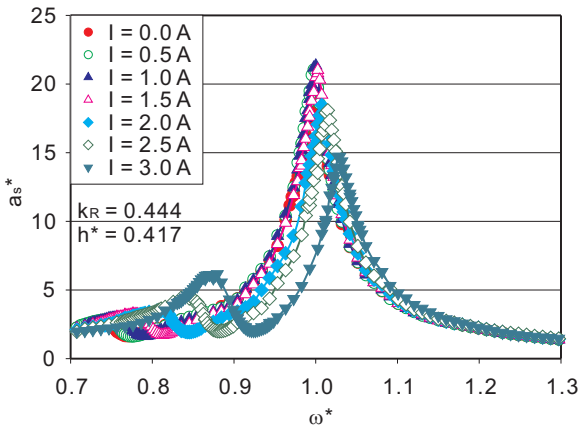


(a) 構造物振幅

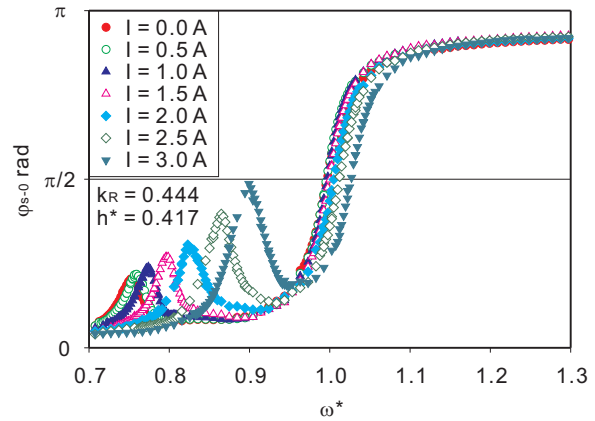


(b) 構造物位相差

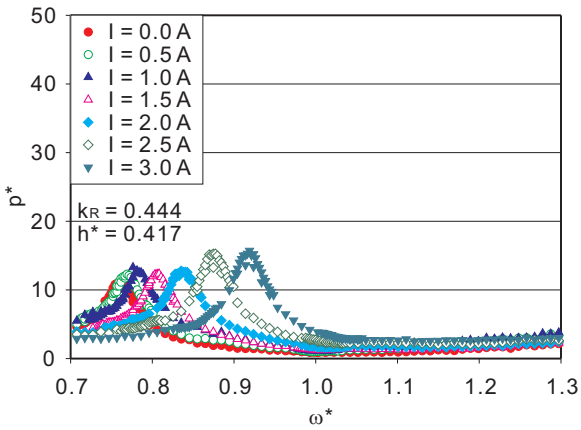
図 3.14: 二重円筒容器 $k_R = 0.333$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答



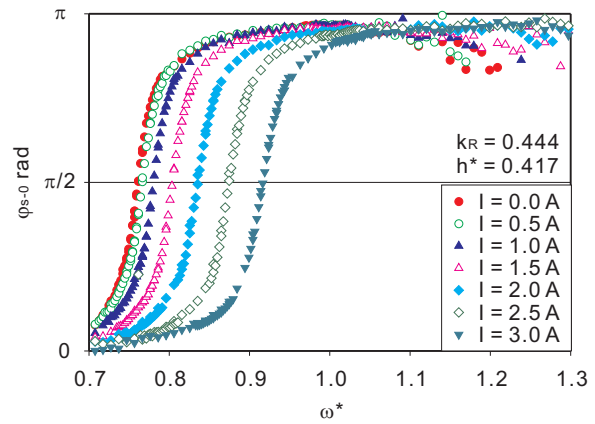
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

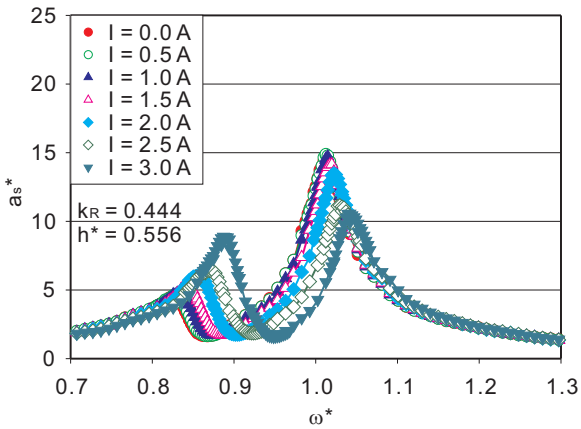


(c) 圧力振幅

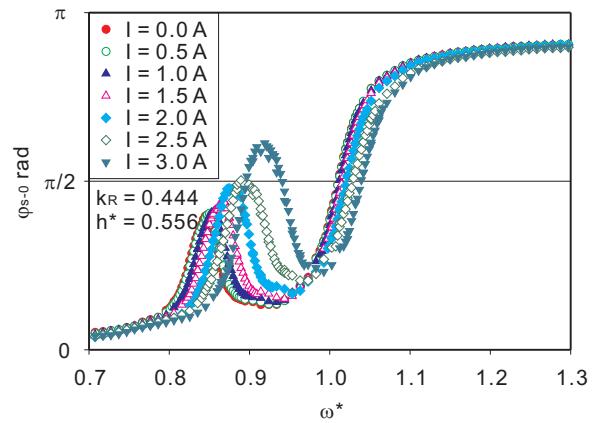


(d) 圧力位相差

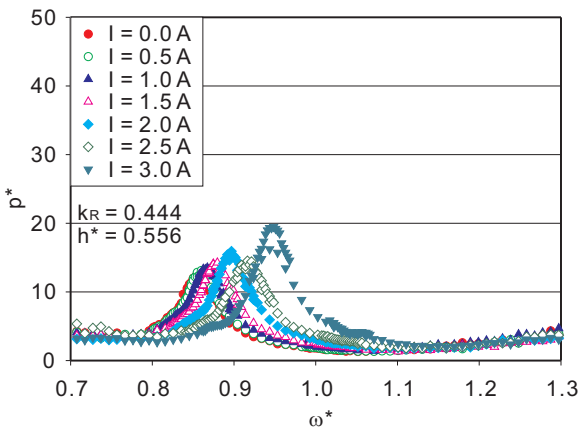
図 3.15: 二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$ の周波数応答



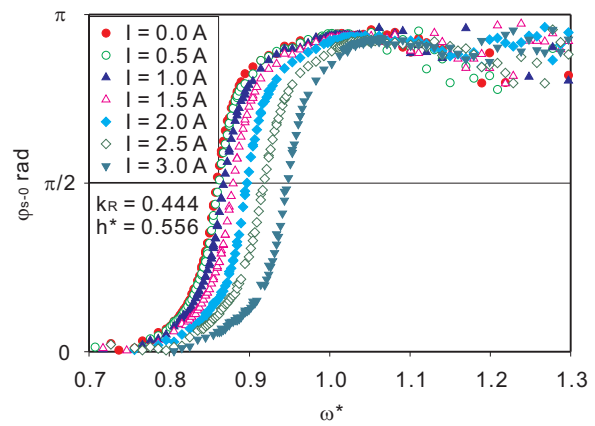
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

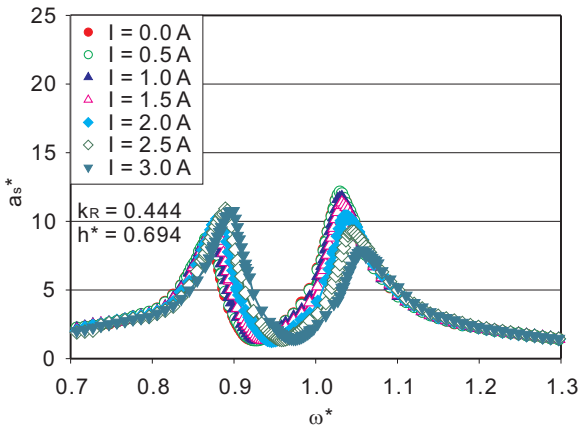


(c) 圧力振幅

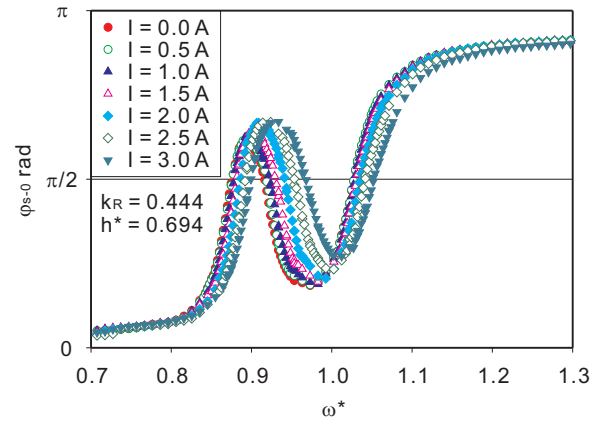


(d) 圧力位相差

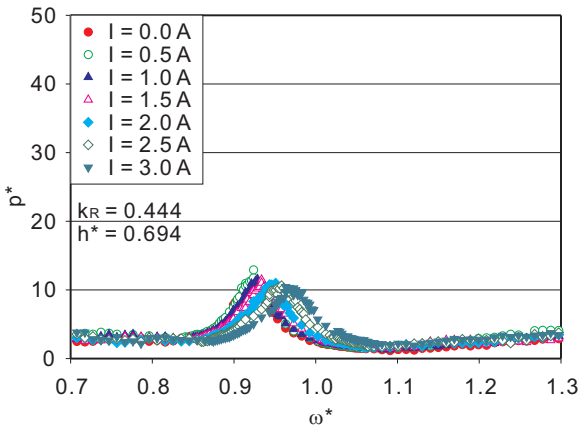
図 3.16: 二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.556$ の周波数応答



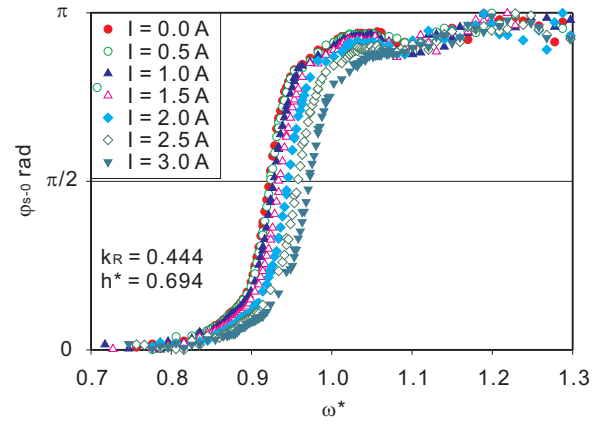
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

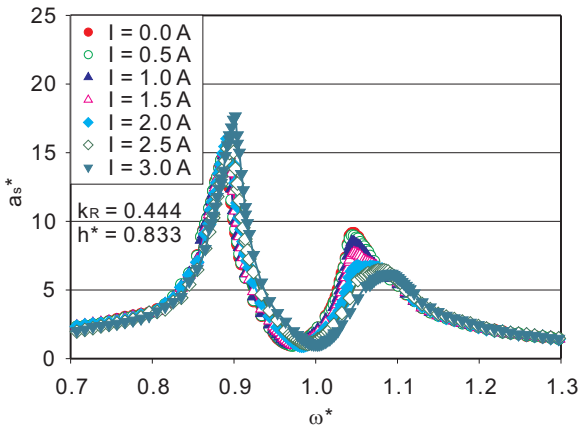


(c) 圧力振幅

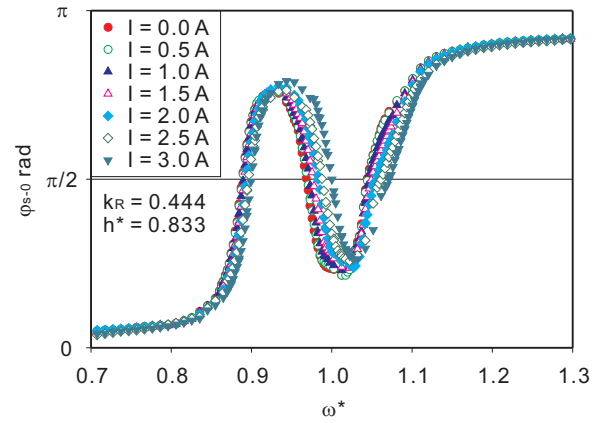


(d) 圧力位相差

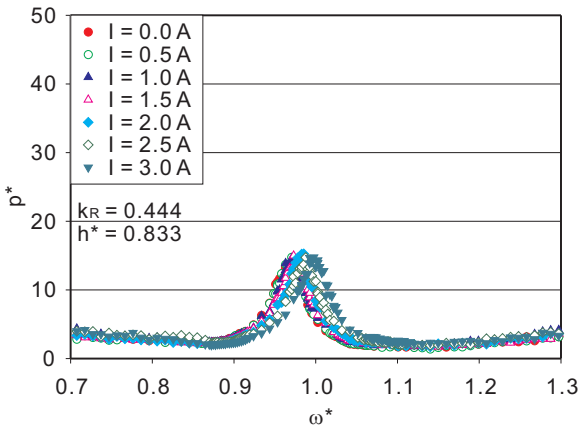
図 3.17: 二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.694$ の周波数応答



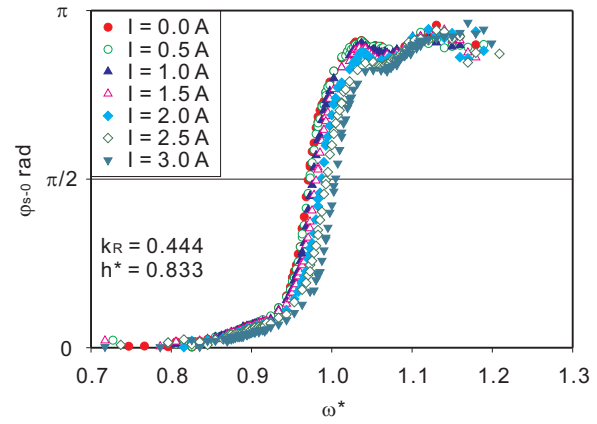
(a) 構造物振幅



(b) 構造物位相差

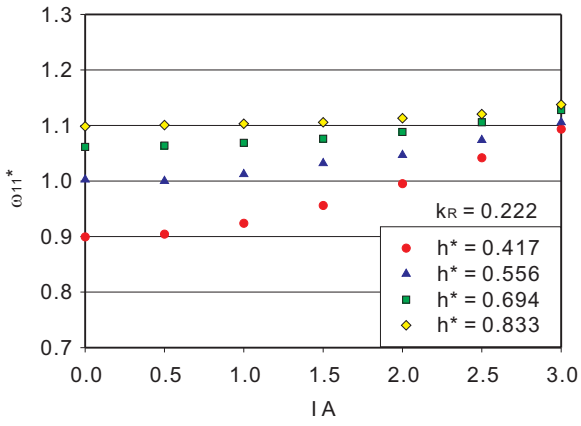


(c) 圧力振幅

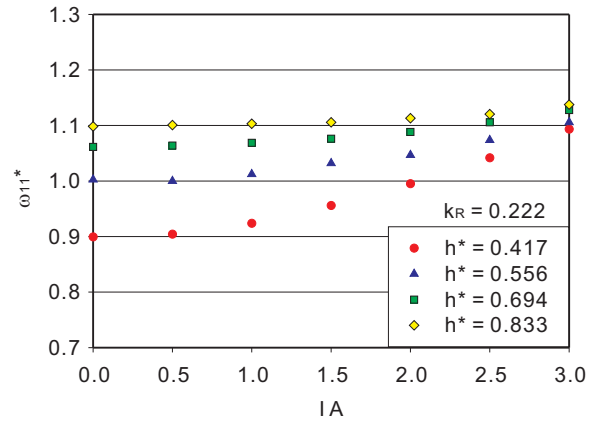


(d) 圧力位相差

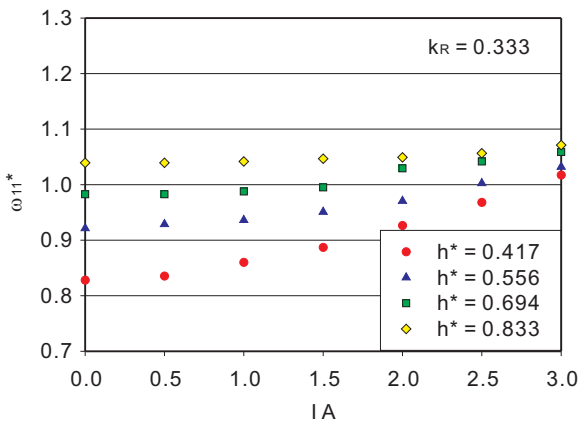
図 3.18: 二重円筒容器 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.833$ の周波数応答



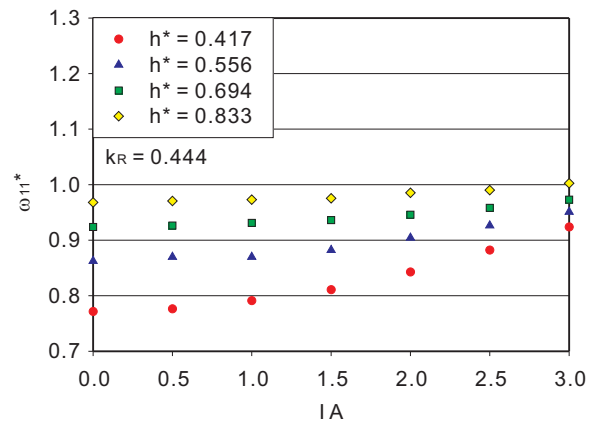
(a) $k_R = 0.111$



(b) $k_R = 0.222$



(c) $k_R = 0.333$



(d) $k_R = 0.444$

図 3.19: 二重円筒容器内磁性流体のスロッシング固有振動数変化

3.2.3 二重円筒容器の内円筒半径変化の影響

図 3.3(a)~ 図 3.6(a) は $k_R = 0.111$ の二重円筒容器を用いた時の周波数応答であり、それぞれの図は円筒容器の図 2.11~ 図 2.18 と同様の形状及び同様の磁界による変化傾向を示している。 $k_R = 0.111$ の二重円筒容器を用いた時は、無磁界時のスロッシング固有振動数や磁界によるスロッシング固有振動数変化量が円筒容器に比べて共にわずかに下がっているが、ほぼ円筒容器と同一である。これは内外円筒半径比 $k_R (= R_2/R_1)$ が 0.1111 と十分に小さかったため、円筒容器と差が出なかったものと考えられる。

図 3.7(a)~ 図 3.10(a) は $k_R = 0.222$ の二重円筒容器を用いた時の周波数応答である。円筒容器に比べて明確にスロッシング固有振動数が低下しており、また、圧力振幅の共振点が低くなっている。圧力振幅の共振点低下については、内円筒が流速が最大となる地点で壁となっていることで全体としての平均流速が低下し、その結果壁面に働く流体力が大きく減少したことが原因と考えられる。これは、制振装置にとってはマイナスの効果である。また、圧力振幅の位相差がスロッシング共振点から離れると大きく乱れているのは、圧力振幅が回路ノイズ成分を下回りノイズ成分の位相が測定値となったためである。

図 3.11(a)~ 図 3.14(a) は $k_R = 0.333$ の二重円筒容器を用いた時の周波数応答であるが、全ての図において圧力振幅が異常に低く、圧力の位相差が正常な値を示さなかったため測定結果を省略した。これは、センサの設置が緩んでいたか計測システムの不調が原因と思われる。また、スロッシング固有振動数が構造物固有振動数から大きく離れている時は、構造物の加振台に対する位相差が $\pi/2$ にならずして最大制振点を迎えている。このことから、構造物の位相差は制御の用途に不適であると言える。

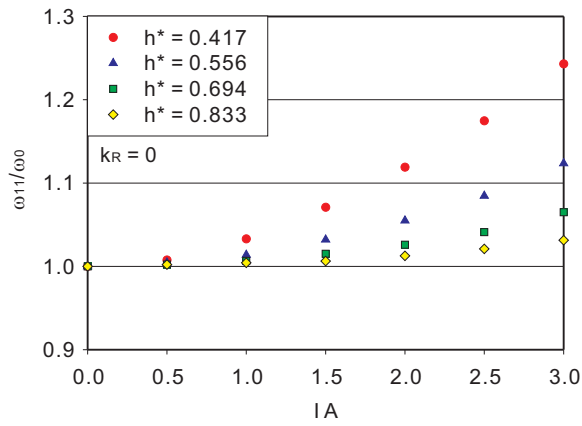
図 3.15(a)~ 図 3.18(a) は $k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いた時の周波数応答であり、円筒容器の図 2.11~ 図 2.18 と比べてスロッシング固有振動数変化量が大幅に減少している。また、圧力振幅値も低く、スロッシング共振点から大きく離れると位相差が正常に測定できていない。流体力が小さくスロッシング固有振動数変化量も小さいため、4 種類の二重円筒容器の中では TMFD に最も不向きな容器である。特に液深が低い状態では最大制振点においても構造物振幅があまり低く抑えられていない。ここで、同一液深において円筒容器に対してスロッシング固有振動数を大きく下げられることから、円筒容器よりも液深を増加させ液量を確保することが容易とも言える。しかしながら、液深を増加させた場合、液面における磁界が弱くなりスロッシング固有振動数可変域が大幅に減少してしまうおそれがある。例えば、円筒容器では電磁石への最大供給電流が $I = 3.0 \text{ A}$ の時の最適液深は $h^* = 0.194$ であったが、 $k_R = 0.444$ の二重円筒容器では、図 3.15(a)~ 図 3.18(a) より $h^* = 0.694$ 付近にあると思われる。 $h^* = 0.694$ のスロッシング固有振動数可変域は、1.88 Hz~ 1.98 Hz と非常に狭い。つまり、最適液深にすると磁界によるスロッシング固有振動数変化という TMFD の特性が非常に弱まってしまう。よって、円筒容器の代わりに単に二重円筒容器を用いることは最善の策とは言えない。

3.2.4 二重円筒容器のスロッシング固有振動数変化率

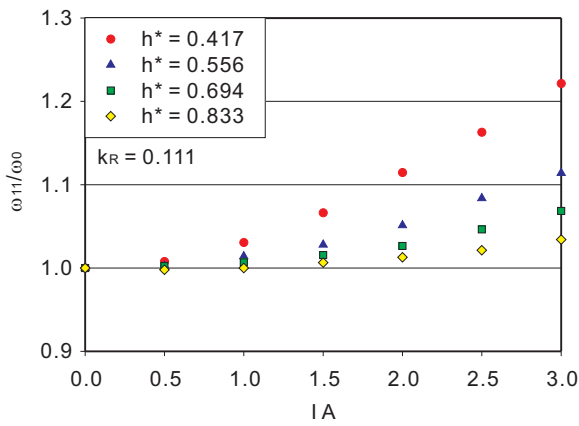
式 (3.17) 及び式 (3.32) を見ると、スロッシング固有振動数の磁界による変化量は、無磁界時のスロッシング固有振動数 ω_0 の影響を受けることが分かる。そのため、スロッシング固有振動数を無磁界時のスロ

シング固有振動数で除した ω_{11}/ω_0 をスロッシング固有振動数変化率とし、それぞれの容器について求めた。

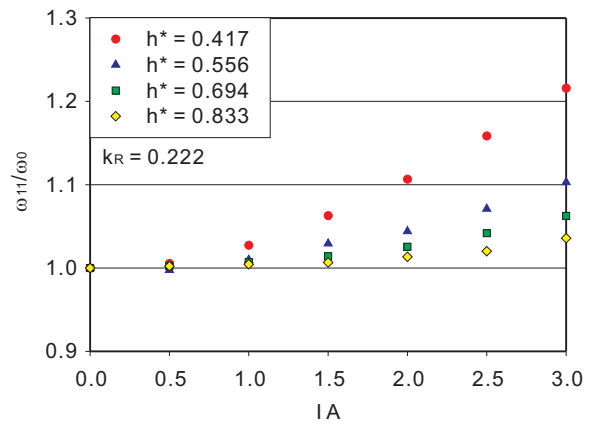
図 3.20 はそれぞれの容器のスロッシング固有振動数変化率を表している。円筒容器 ($k_R = 0$) で最もスロッシング固有振動数変化率が大きくなり、 $k_R = 0.333$ の二重円筒容器が円筒容器と同程度に大きなスロッシング固有振動数変化率となっている。 $k_R = 0.333$ から離れるとスロッシング固有振動数変化率はわずかながら小さくなっている。これは、磁力線が鉄心の中心ではなく外周付近から出ることが起因していると考えられる。鉄心には半径 29.6 mm の純鉄を用いており、 $r = 25$ mm 付近から磁力線が出ていることが図 2.7 から分かる。 $k_R = 0.111$ 及び 0.222 よりも $k_R = 0.333$ の方がスロッシング固有振動数変化率が大きかったのは、磁力線が集中している $r = 25$ mm に近いことから、 $r^* = k_R$ における磁界勾配 ($\partial H/\partial z$, $\partial H/\partial r$ 及び $\partial^2 H/\partial r \partial z$) が大きくなったためであり、 $k_R = 0.444$ よりも $k_R = 0.333$ の方がスロッシング固有振動数変化率が大きかったのは、磁界 H の値に大きな差があったためと考えられる。そのため、二重円筒容器を設計する際には磁界分布を考慮する必要がある。今回の場合は、図 2.7 の磁界分布によって $k_R = 0.333$ 付近が最適内円筒半径となった。このように、二重円筒容器には最適内円筒半径が存在することが分かった。反対に、最適内円筒半径よりも大きい二重円筒容器ではスロッシング固有振動数変化率が小さくなってしまいう問題も見受けられた。



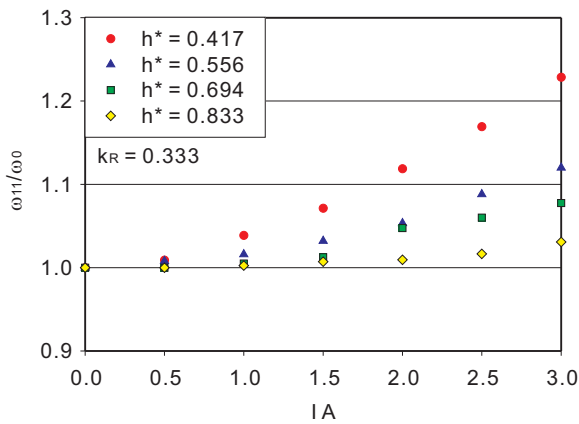
(a) $k_R = 0$



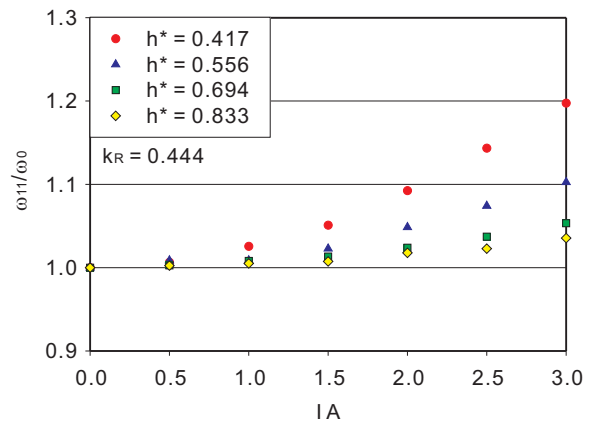
(b) $k_R = 0.111$



(c) $k_R = 0.222$



(d) $k_R = 0.333$



(e) $k_R = 0.444$

図 3.20: スロッシング固有振動数変化率

3.3 二重円筒容器への鉄心挿入

二重円筒容器を用いる時は、円筒容器と比較してスロッシング固有振動数変化率が減少しやすいという問題があった。また、円筒容器に対して最適液深の液深が高くなることから、液面が電磁石から遠ざかることで液面における磁界が弱くなり、スロッシング固有振動数可変域が狭くなるという問題も生じていた。スロッシング固有振動数変化量は式 (3.32) から、液面の内円筒壁面における磁界強度と r 方向及び z 方向に関する磁界勾配の大きさに従って変化することが分かる。そこで、液面の内円筒壁面における磁界強度を強くすればスロッシング固有振動数変化量が増大すると考えられる。この方法の一つとして、図 3.21 のように、二重円筒容器の内円筒内部に鉄心素材を挿入することが挙げられる。そこで、本項では二重円筒容器内円筒内部への鉄心挿入に関する実験を行い、鉄心挿入がスロッシング固有振動数変化にもたらす影響を調べた。

3.3.1 鉄心挿入に関する実験

実験装置には前項と同じ図 3.2 を用いた。加振振幅は $a_0 = 0.20$ mm であり、加振振動数は $f = 1.3$ Hz~ 2.7 Hz とした。電磁石への供給電流は $I = 0.0$ A~ 3.0 A まで 0.5 A 刻みで変更した。二重円筒容器は表 3.1 に示した内の、 $k_R = 0.444$ 及び 0.222 を用いた。挿入鉄心の長さは $h_C = 0$ mm~ 60 mm または 100 mm まで、10 mm 刻みで変化させた。挿入鉄心は、 $k_R = 0.444$ の容器では半径 29.2 mm の純鉄を、 $k_R = 0.222$ の容器では半径 14 mm の純鉄を用いた。図 3.22 に示すように、容器底厚は 5 mm のため、例えば挿入鉄心長 $h_C = 10$ mm の場合は $z = 5$ mm が挿入鉄心端面位置となる。

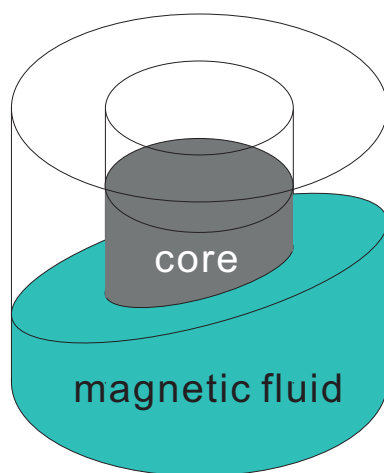


図 3.21: 内円筒に鉄心を挿入した二重円筒容器

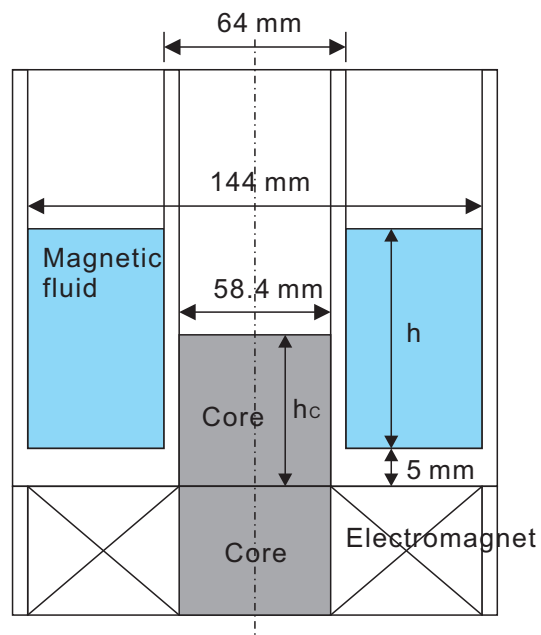
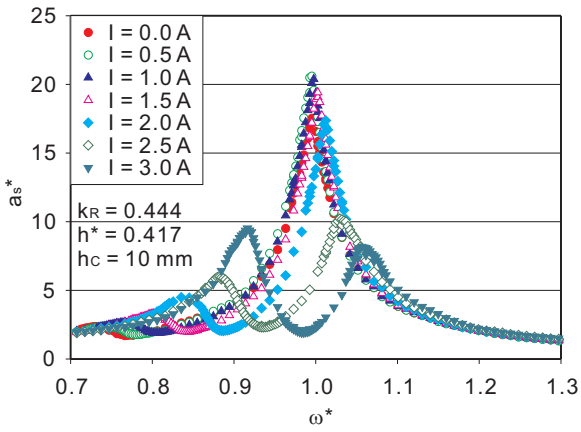
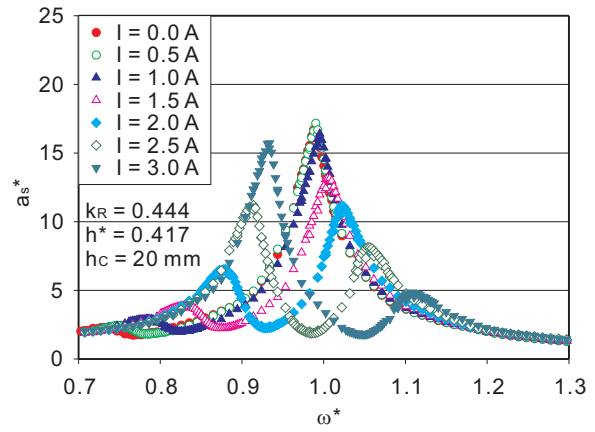


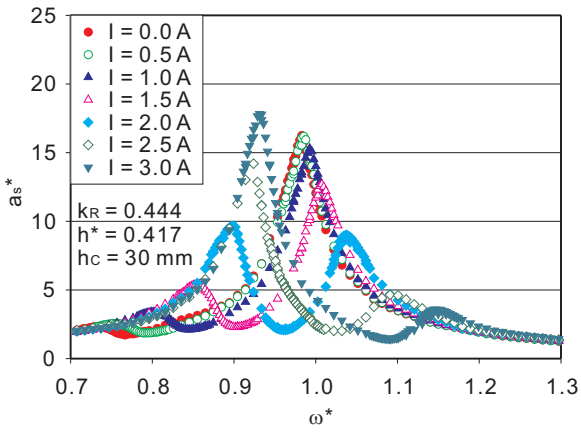
図 3.22: $k_R = 0.444$ の鉄心挿入時の二重円筒容器詳細



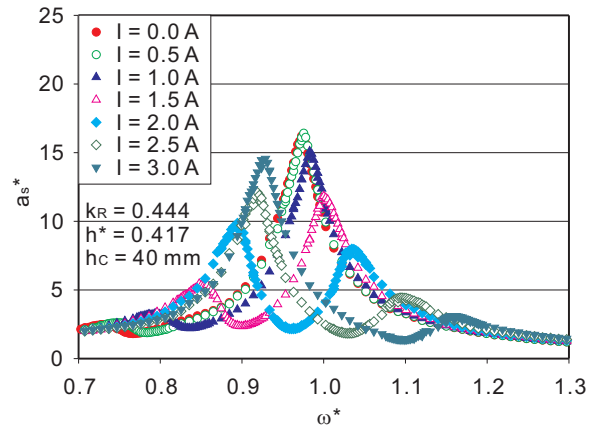
(a) $h_C = 10$ mm



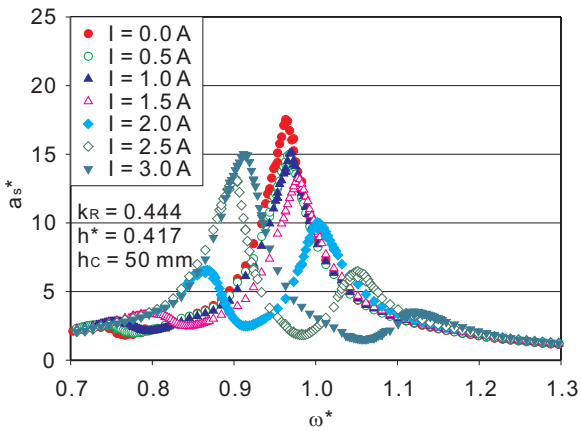
(b) $h_C = 20$ mm



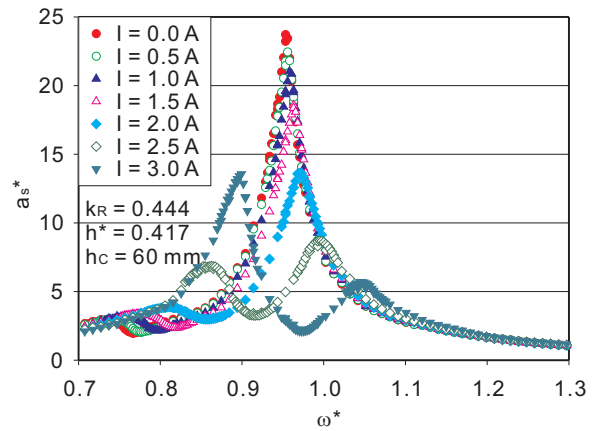
(c) $h_C = 30$ mm



(d) $h_C = 40$ mm

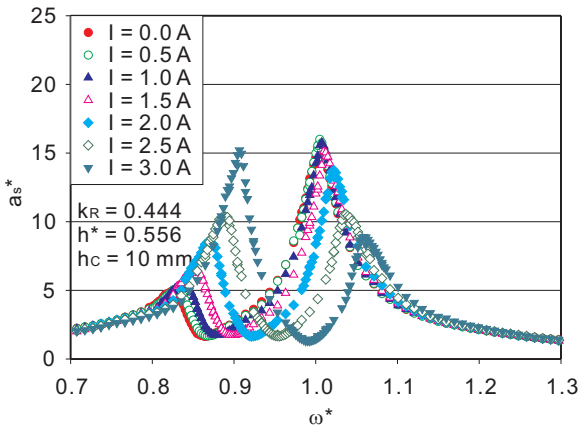


(e) $h_C = 50$ mm

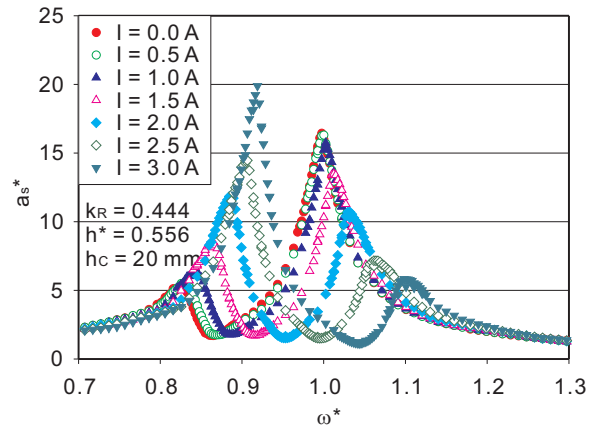


(f) $h_C = 60$ mm

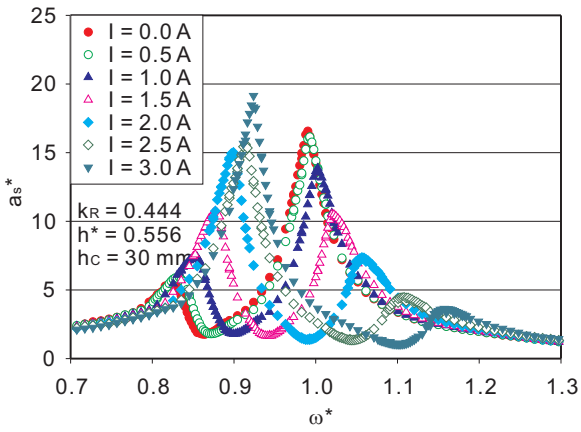
図 3.23: $k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.417$ における鉄心挿入時の周波数応答



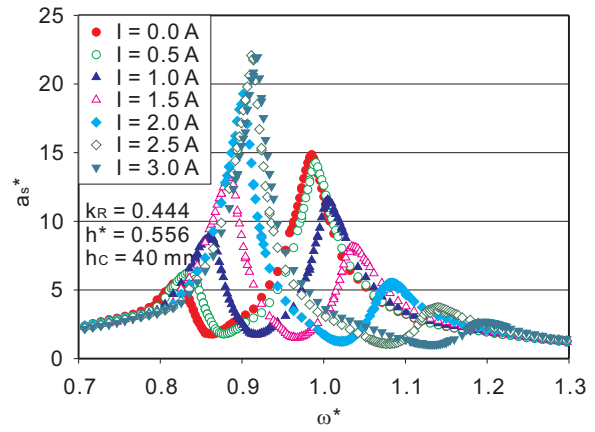
(a) $h_C = 10$ mm



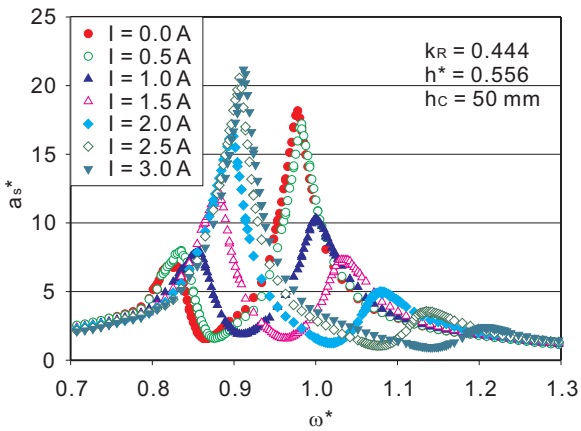
(b) $h_C = 20$ mm



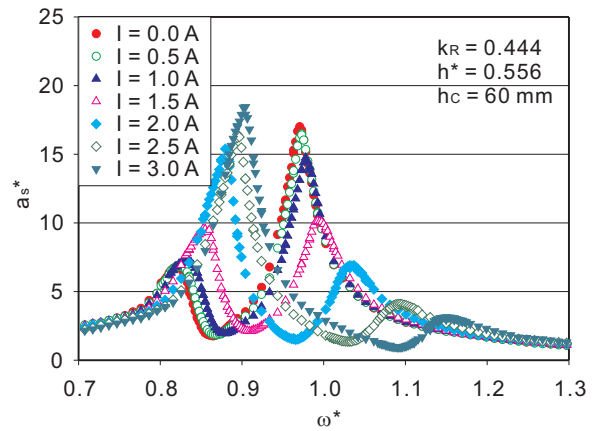
(c) $h_C = 30$ mm



(d) $h_C = 40$ mm

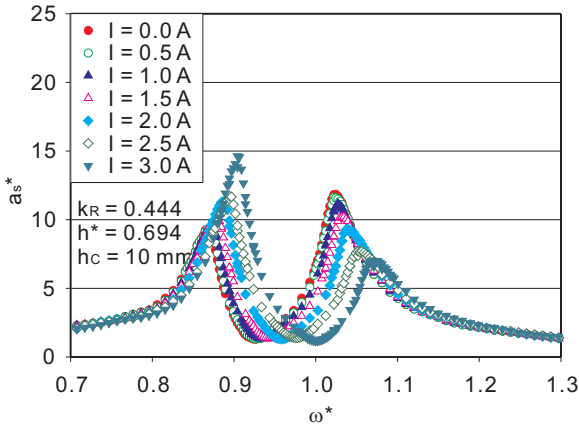


(e) $h_C = 50$ mm

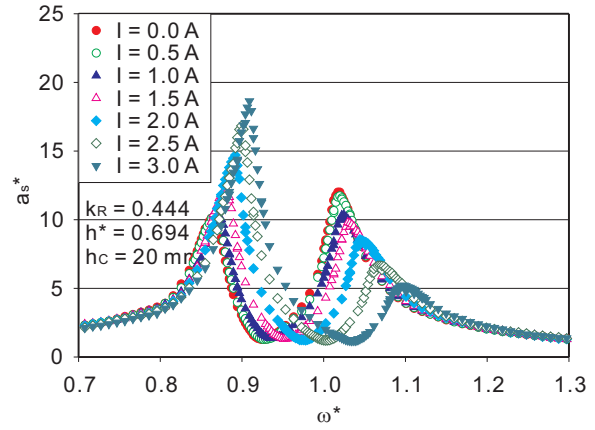


(f) $h_C = 60$ mm

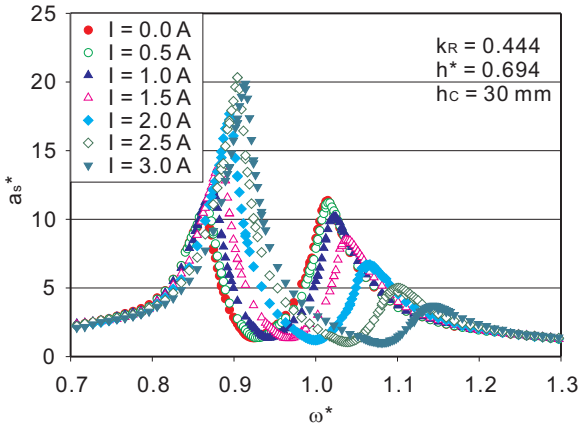
図 3.24: $k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.556$ における鉄心挿入時の周波数応答



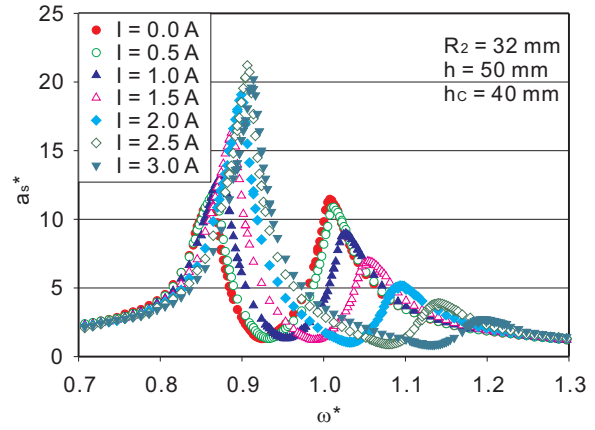
(a) $h_C = 10 \text{ mm}$



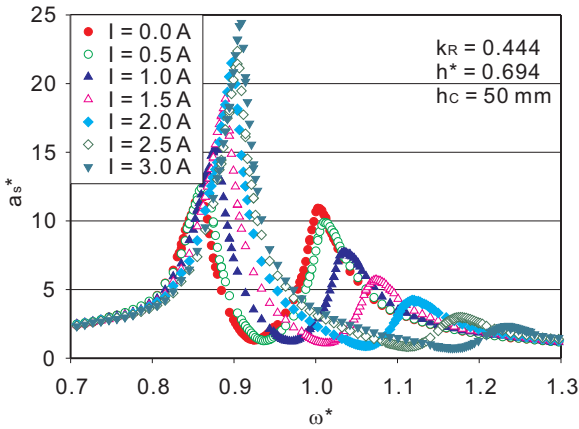
(b) $h_C = 20 \text{ mm}$



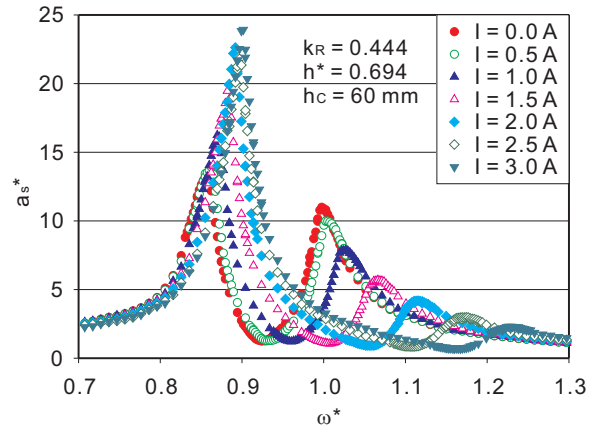
(c) $h_C = 30 \text{ mm}$



(d) $h_C = 40 \text{ mm}$

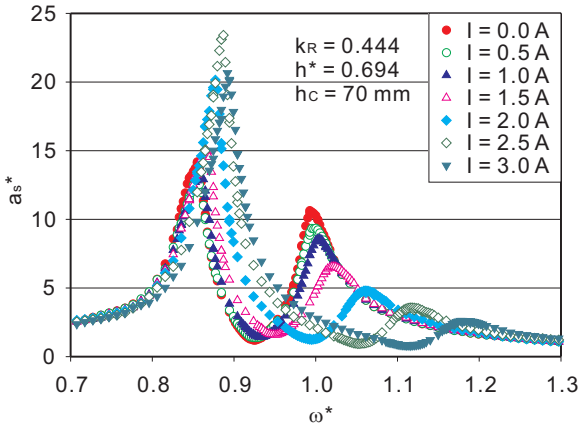


(e) $h_C = 50 \text{ mm}$

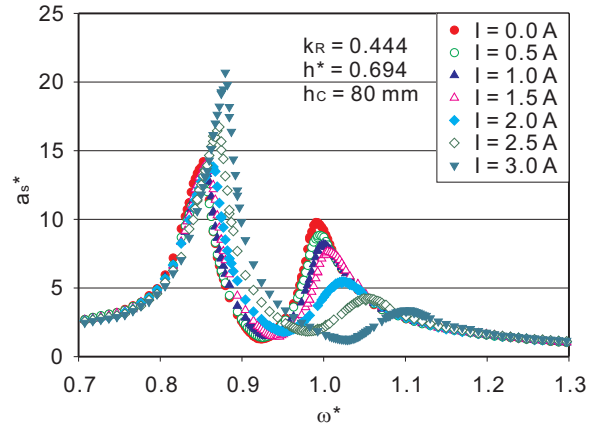


(f) $h_C = 60 \text{ mm}$

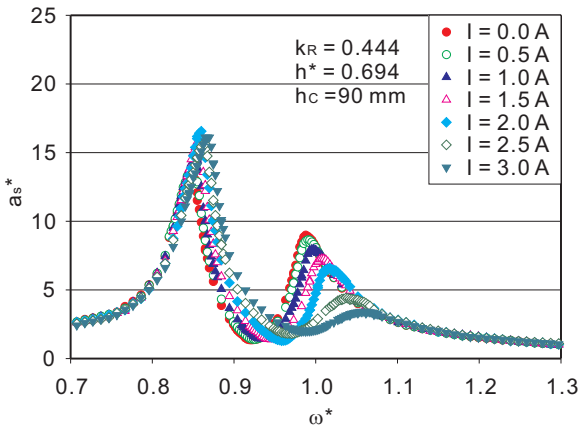
図 3.25: $k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.694$ における鉄心挿入時の周波数応答



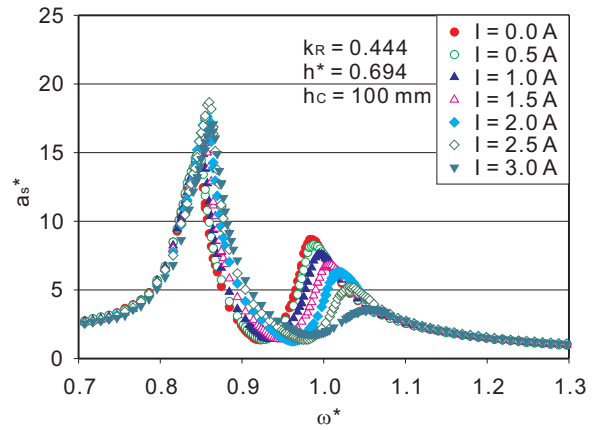
(a) $h_C = 70$ mm



(b) $h_C = 80$ mm

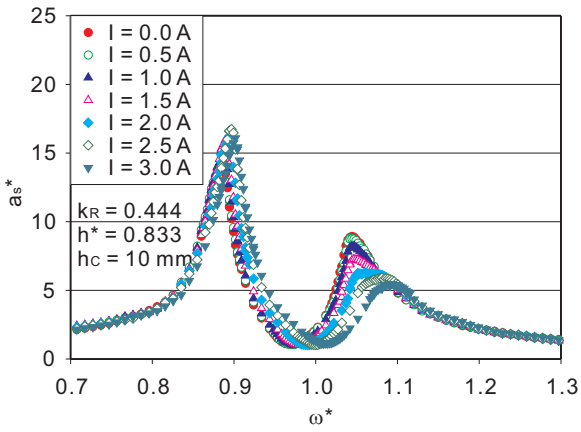


(c) $h_C = 90$ mm

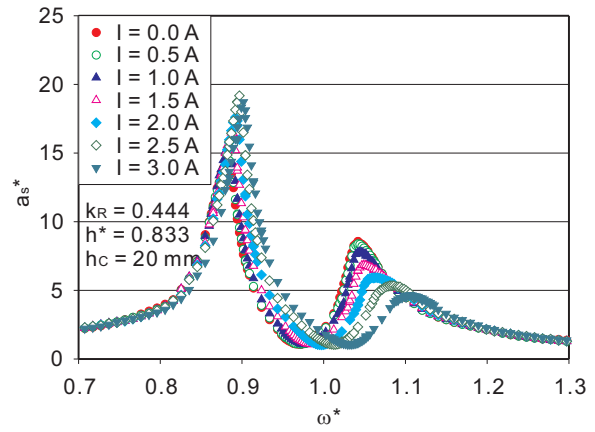


(d) $h_C = 100$ mm

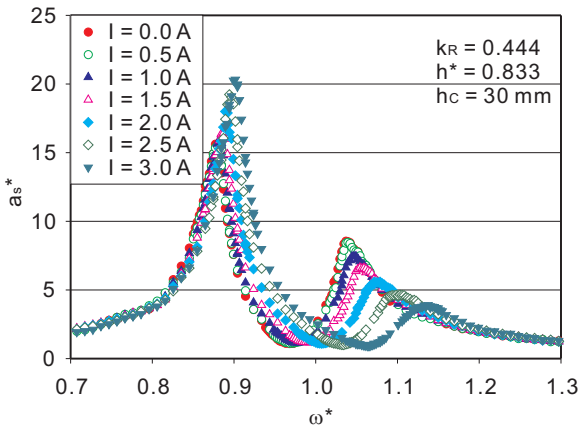
図 3.26: $k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.694$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.



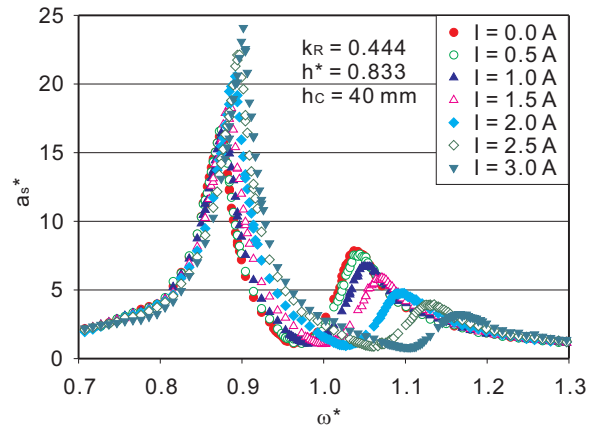
(a) $h_C = 10 \text{ mm}$



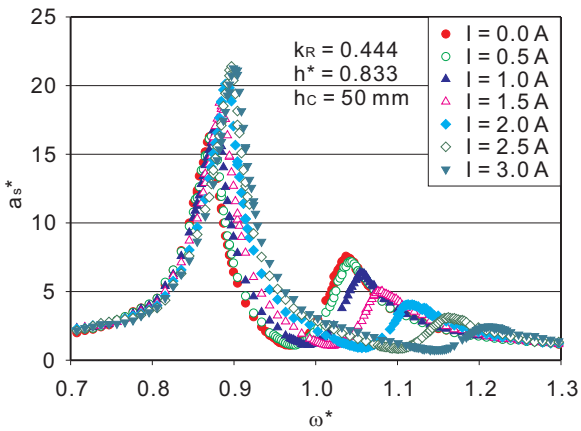
(b) $h_C = 20 \text{ mm}$



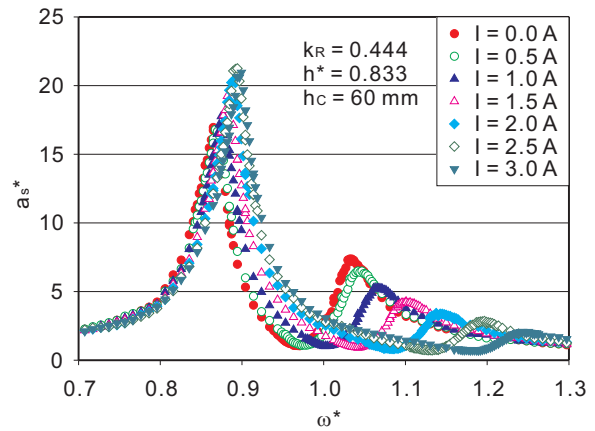
(c) $h_C = 30 \text{ mm}$



(d) $h_C = 40 \text{ mm}$

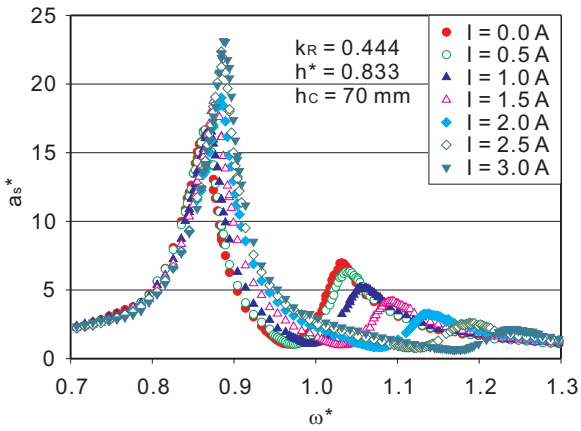


(e) $h_C = 50 \text{ mm}$

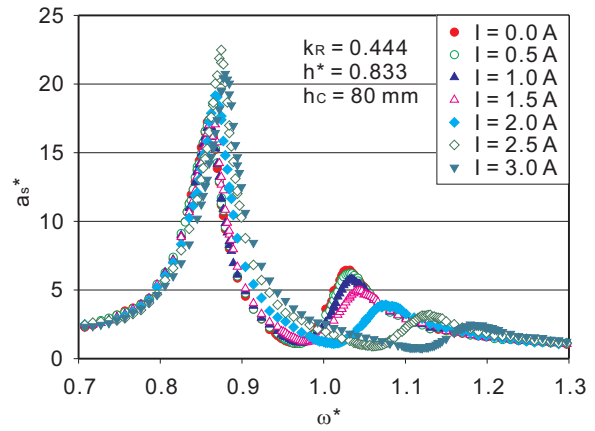


(f) $h_C = 60 \text{ mm}$

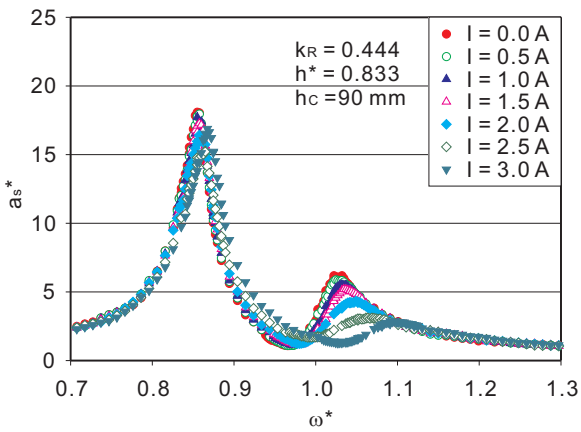
図 3.27: $k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.833$ における鉄心挿入時の周波数応答



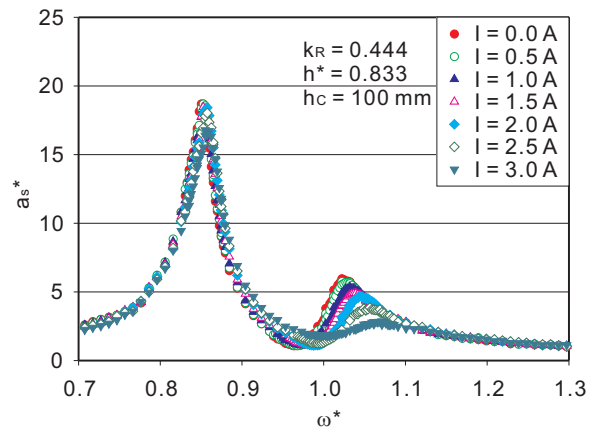
(a) $h_C = 70$ mm



(b) $h_C = 80$ mm

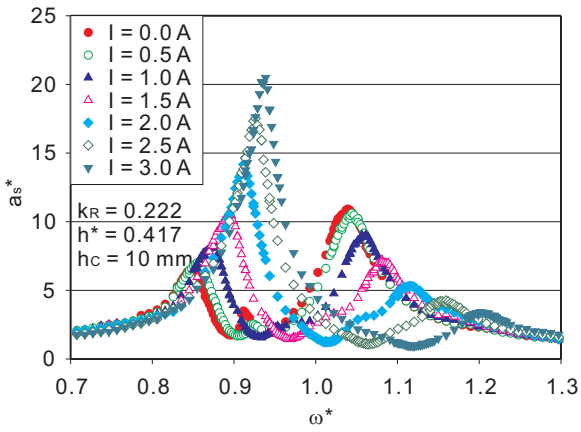


(c) $h_C = 90$ mm

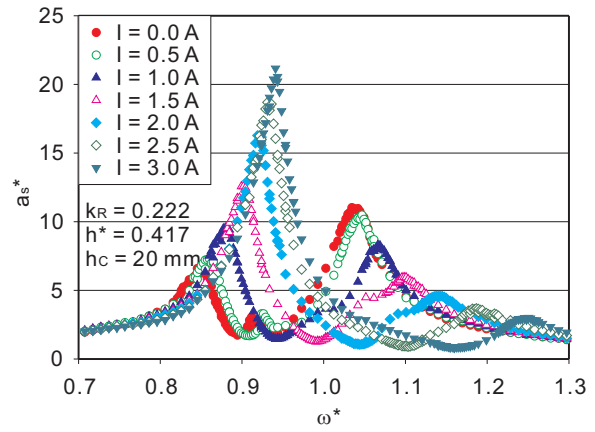


(d) $h_C = 100$ mm

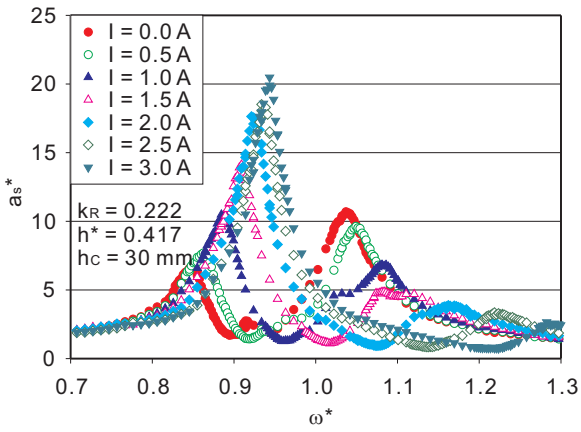
図 3.28: $k_R = 0.444$ 容器, 液深 $h^* = 0.833$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.



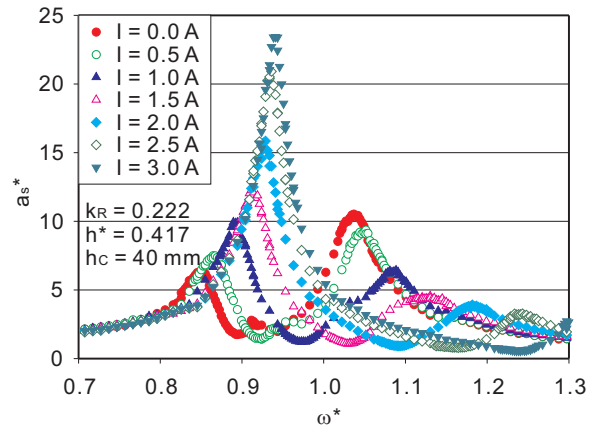
(a) $h_C = 10$ mm



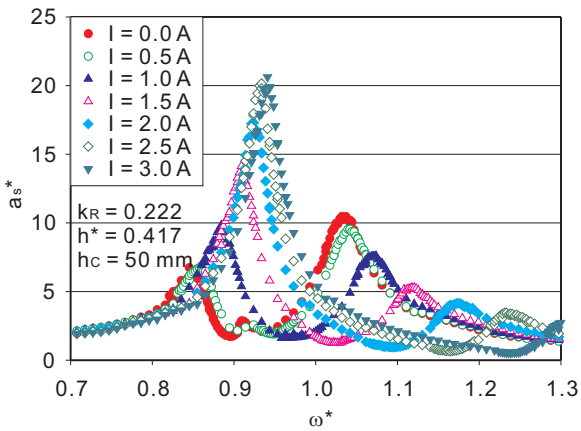
(b) $h_C = 20$ mm



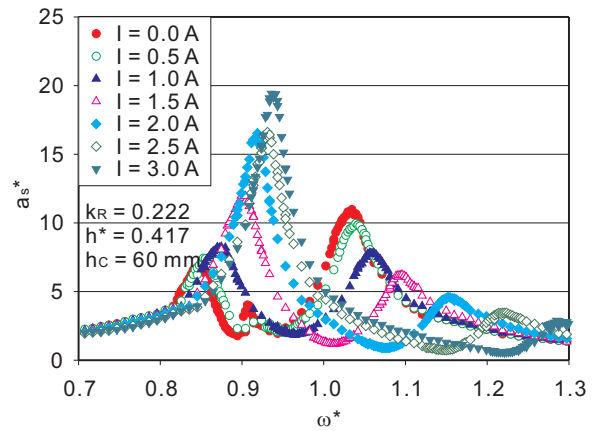
(c) $h_C = 30$ mm



(d) $h_C = 40$ mm

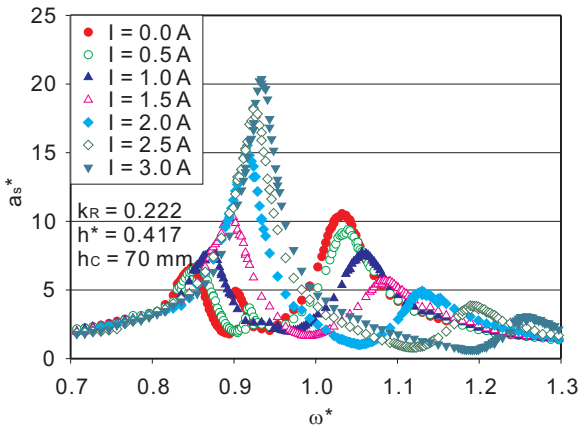


(e) $h_C = 50$ mm

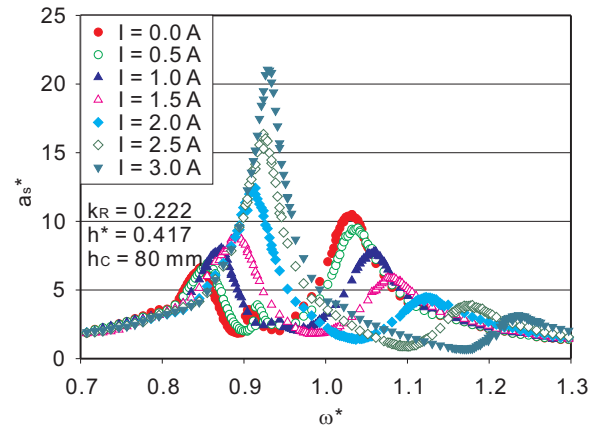


(f) $h_C = 60$ mm

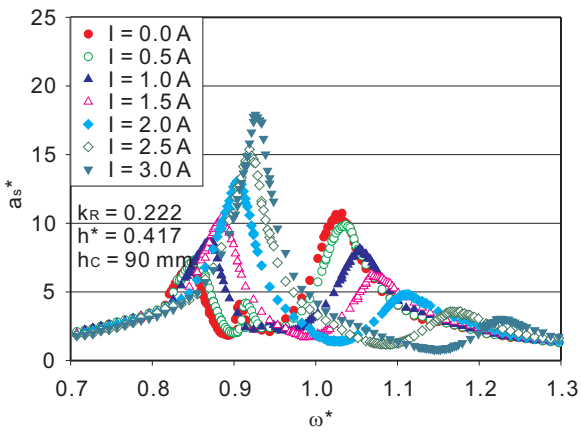
図 3.29: $k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.417$ における鉄心挿入時の周波数応答



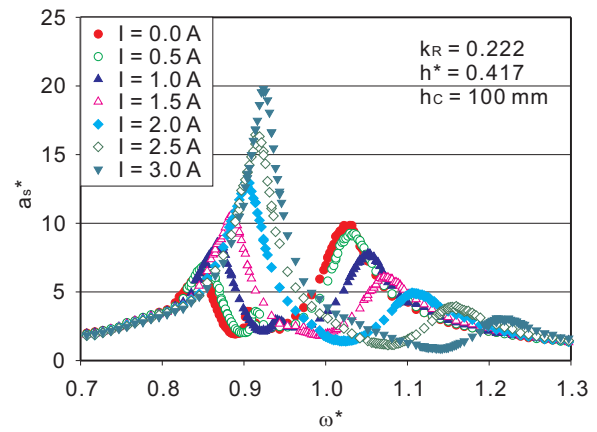
(a) $h_C = 70$ mm



(b) $h_C = 80$ mm

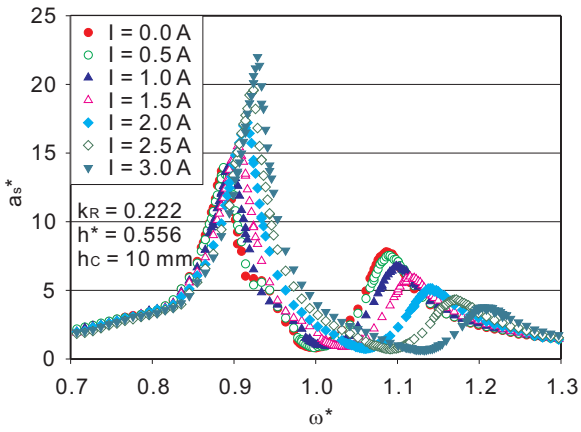


(c) $h_C = 90$ mm

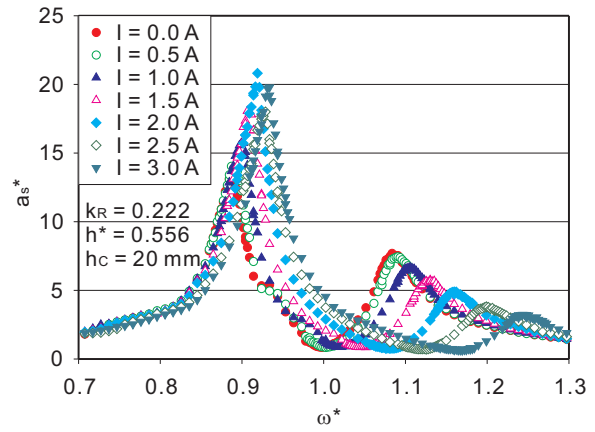


(d) $h_C = 100$ mm

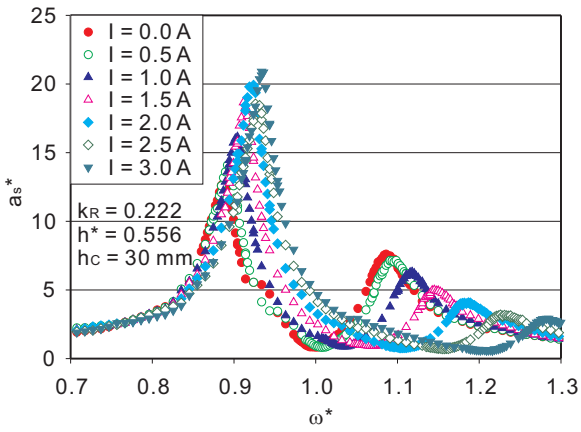
図 3.30: $k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.417$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.



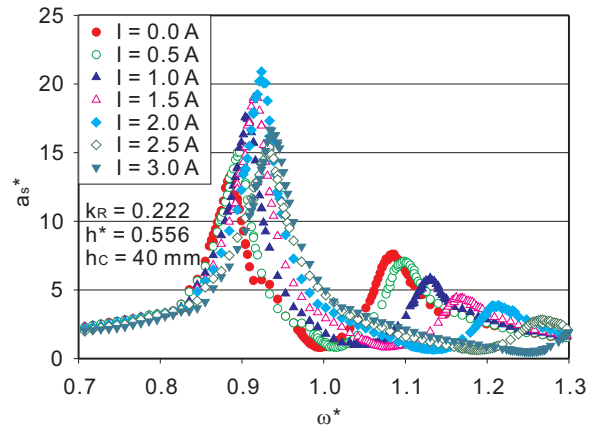
(a) $h_C = 10$ mm



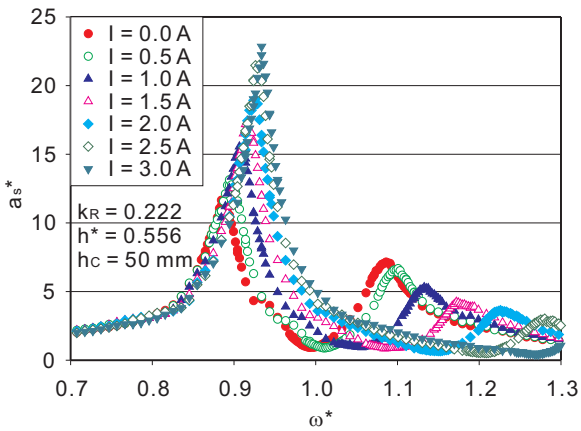
(b) $h_C = 20$ mm



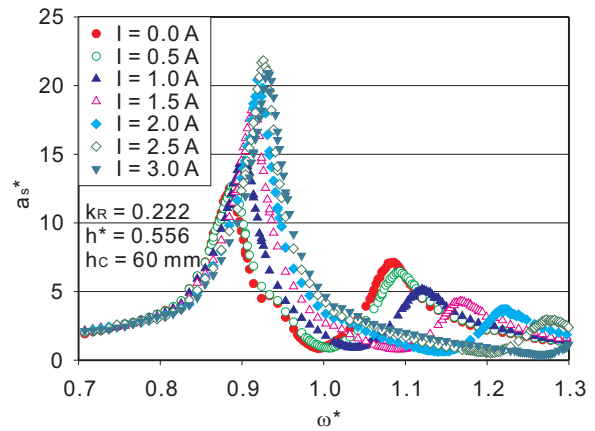
(c) $h_C = 30$ mm



(d) $h_C = 40$ mm

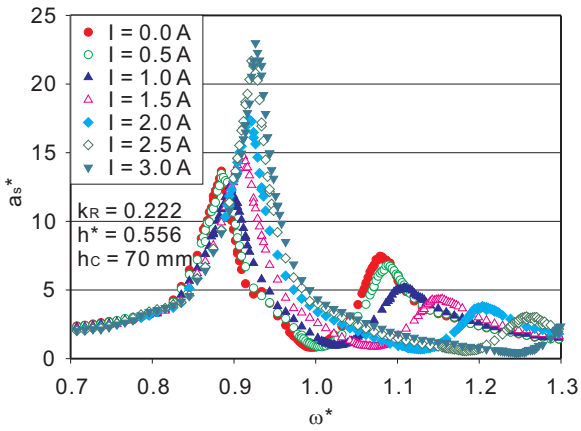


(e) $h_C = 50$ mm

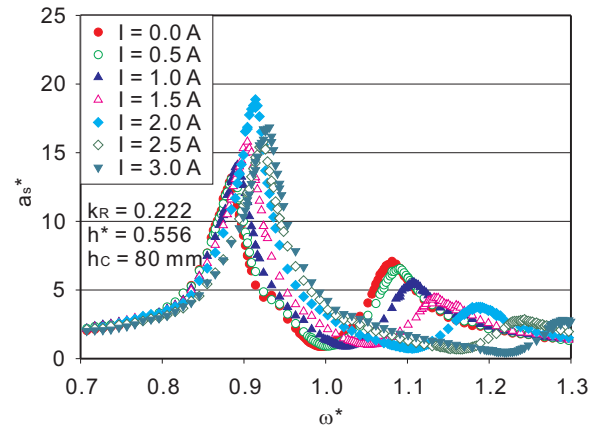


(f) $h_C = 60$ mm

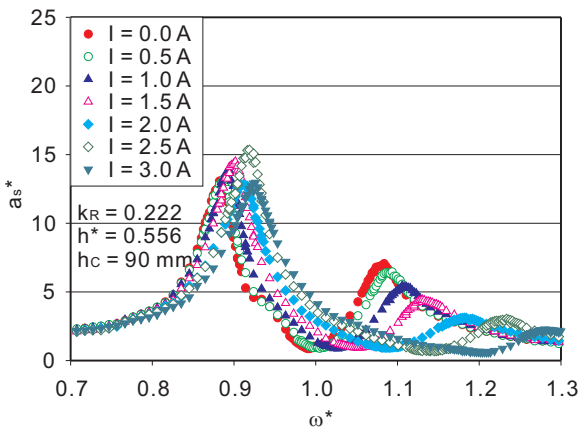
図 3.31: $k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.556$ における鉄心挿入時の周波数応答



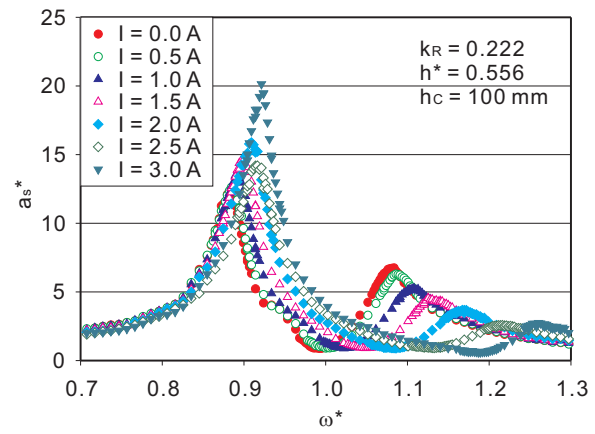
(a) $h_C = 70$ mm



(b) $h_C = 80$ mm



(c) $h_C = 90$ mm



(d) $h_C = 100$ mm

図 3.32: $k_R = 0.222$ 容器, 液深 $h^* = 0.556$ における鉄心挿入時の周波数応答 cont.

図 3.15(a) 及び図 3.23 は $k_R = 0.444$ の二重円筒容器に液深 $h^* = 0.417$ の磁性流体を入れた時の構造物周波数応答である。鉄心を入れない場合に比べて、 $h_C = 30$ mm 又は 40 mm の鉄心を挿入した場合の方が、大幅にスロッシング固有振動数が変化していることが分かる。それとは逆に、鉄心長が $h_C = 60$ mm と長い場合ではスロッシング固有振動数変化量が鉄心無しの場合とほぼ同程度に減少してしまっている。これは、内円筒壁面の液面における磁界及び磁界勾配が、 $h_C = 30$ mm 又は 40 mm の時に最も強くなり、 $h_C = 60$ mm の時は $h_C = 0$ mm と大差が無くなったためと考えられる。図 3.33(a) は $h_C = 30$ mm の鉄心を挿入した時の磁界分布であり、 $h^* = 0.417$ 付近で最も磁界が強くなっている。図 3.33(b) は $h_C = 60$ mm の鉄心を挿入した時の磁界分布であり、 $h^* = 0.417$ ではあまり磁界が強くない。図 3.33 から、鉄心端面付近が最も磁界が強くなる部分であることが分かるため、鉄心端面が液面に最も近い時に、スロッシング固有振動数変化量が最大となることが考えられる。また、図 3.15(a) 及び図 3.23 の各最大制振点での構造物振幅を見ると、液深 $h^* = 0.417$ の磁性流体を入れただけでは制振装置として十分な液量を確保できていないように思われる。特に図 3.23(e) の $I = 2.0$ A, 図 3.23(f) の $I = 2.5$ A では、最大制振点が $\omega^* = 0.9$ 付近と構造物みの固有振動数である $\omega^* = 1.0$ から離れているにも関わらず、構造物振幅が他に比べかなり大きくなっている。これは、挿入鉄心によって構造物重量が増し、構造物固有振動数が $\omega^* = 0.9$ 付近まで変化したことが原因である。更に、 $h_C = 50$ mm, 60 mm と長い挿入鉄心長の時に最大制振点の構造物振幅が増加した要因としては、鉄心端面に磁性流体が引き寄せられ、作動流体から分離してしまった流体部分が存在することが挙げられる。

液深 $h^* = 0.417$, 挿入鉄心 $h_C = 60$ mm では、磁性流体中の磁界はほぼ全てが半径方向を向いていることが図 3.33(b) から分かる。このため、半径方向磁界成分を考慮しない理論解析では、図 3.23(f) のようなスロッシング固有振動数の変化は説明が出来ない。従って、特に鉄心が長い場合には式 (3.17) の使用は不適切であると言える。

図 3.16(a) 及び図 3.24 は $k_R = 0.444$ の二重円筒容器に液深 $h^* = 0.556$ の磁性流体を入れた時の構造物周波数応答である。液深 $h^* = 0.417$ の時に比べて、全体的に最大制振点の構造物振幅が低く抑えられている。挿入鉄心長が $h_C = 40$ mm 又は 50 mm と、鉄心端面が液面に近い時にスロッシング固有振動数変化量が最大となっている。そのため、図 3.24(d), 図 3.24(e) では十分に大きくスロッシング固有振動数が変化している。最適液深を考えると、図 3.23(c) 及び図 3.24(d) から、最適液深は $h^* = 0.417$ と 0.556 の間にあると考えられる。最適液深よりも高い $h^* = 0.556$ でも十分にスロッシング固有振動数が変化していることから、最適液深時には図 3.24(d) と比べて、よりよい周波数応答となることが期待される。

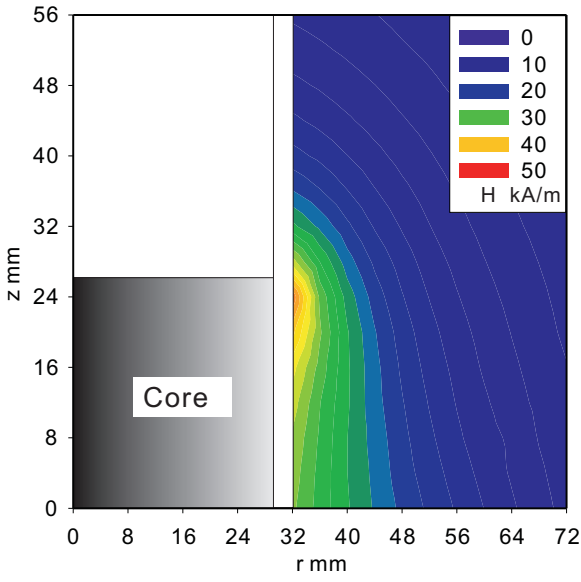
図 3.17(a), 図 3.25 及び図 3.26 は $k_R = 0.444$ の二重円筒容器に液深 $h^* = 0.694$ の磁性流体を入れた時の構造物周波数応答である。鉄心を挿入していない図 3.17(a) ではほとんどスロッシング固有振動数が変化していないのに対し、図 3.25(e) では非常に大きくスロッシング固有振動数が変化していることが分かる。液深 $h^* = 0.833$ である図 3.18(a), 図 3.27 及び図 3.28 についても同様のことが言える。

図 3.7(a), 図 3.29 及び図 3.30 は $k_R = 0.222$ の二重円筒容器に液深 $h^* = 0.417$ の磁性流体を入れた時の構造物周波数応答である。いずれの周波数応答にも $I = 0.0$ A 及び 0.5 A のスロッシング固有振動数付近にスワーリングの影響が見られる。最大制振点における構造物振幅は抑えられているため制振装置とし

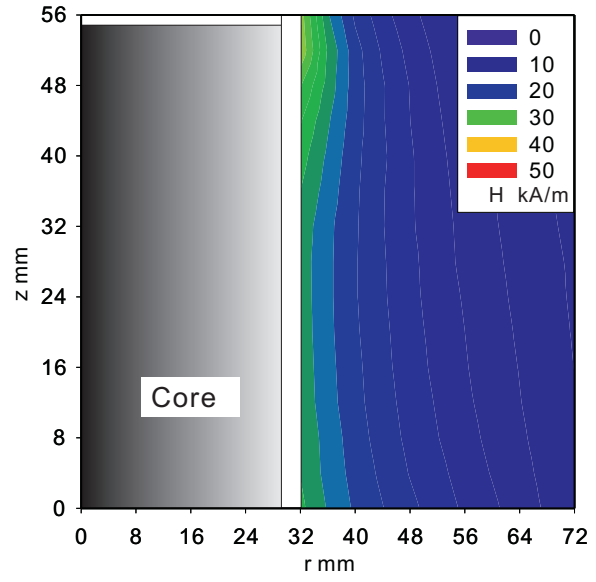
ての液量は充分であると言えるが、スワーリングが生じているため液深が充分であるとは言えない。鉄心端面が液面に最も近い時にスロッシング固有振動数変化量が最大になるのは $k_R = 0.444$ の容器と同様である。図 3.34 は $k_R = 0.222$ の二重円筒容器に鉄心を挿入した時の磁界分布であり、鉄心端面が最も磁界が強くなっている。

図 3.8(a), 図 3.31 及び図 3.32 は $k_R = 0.222$ の二重円筒容器に液深 $h^* = 0.556$ の磁性流体を入れた時の構造物周波数応答であり、液深 $h^* = 0.417$ の時に見られたスワーリングは現れていない。 $I = 0.0$ A で $\omega^* = 0.9$ 付近に周波数応答に乱れがあるが、おそらく縦方向スロッシングによる影響と思われる。

図 3.35~ 図 3.37 はスロッシング固有振動数の変化のみを取り出した図であり、いずれのグラフも、鉄心端面が液面に近い時にスロッシング固有振動数変化量が最大となっており、液面から遠ざかるほど変化量が小さくなっている。特に液深が高い程、鉄心挿入によるスロッシング固有振動数変化量増大効果は大きくなっている。例えば、 $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 供給電流 $I = 3.0$ A では、スロッシング固有振動数変化率に挿入鉄心の有無によって最大で 2.19 倍の差が付いたが、液深が $h^* = 0.833$ の時は最大で 6.06 倍もの差が付いている。鉄心を挿入しない場合は液深が高くなる程液面での磁界及び磁界勾配が著しく減少しスロッシング固有振動数が変化しにくくなるが、最適な鉄心を挿入した場合は液深が上昇しても液面における磁界及び磁界勾配があまり減少しないということが分かる。また、 $k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いている時に液深 $h^* = 0.417$ に対して $h_C = 60$ mm と長い鉄心を挿入した時は鉄心を挿入しない場合とスロッシング固有振動数変化量がわずかにしか変わらなくなっているが、 $k_R = 0.222$ では液深 $h^* = 0.417$ に対して $h_C = 60$ mm の鉄心を用いても挿入鉄心が無い場合よりスロッシング固有振動数変化量が明確に増大している。 $k_R = 0.444$ と 0.222 との鉄心挿入時の違いの一つは、 z 方向の磁界勾配の有無である。 $k_R = 0.444$ の時は電磁石の鉄心と二重円筒容器への挿入鉄心半径がほぼ同一のため、図 3.33(b) のように鉄心端面以下の部分では磁界はほぼ r 方向を向き、 z 方向の磁界勾配がほとんど消滅してしまう。それに対し、 $k_R = 0.222$ では電磁石の鉄心と二重円筒容器への挿入鉄心が段差状になるため、図 3.34(b) のように z 方向にも磁界勾配を生じる。 $\partial H / \partial z$ の成分の存在によって、 $k_R = 0.222$ の容器では液深 $h^* = 0.417$ に対して $h_C = 60$ mm の鉄心を用いても十分なスロッシング固有振動数変化量の増大効果が現れたと考えられる。

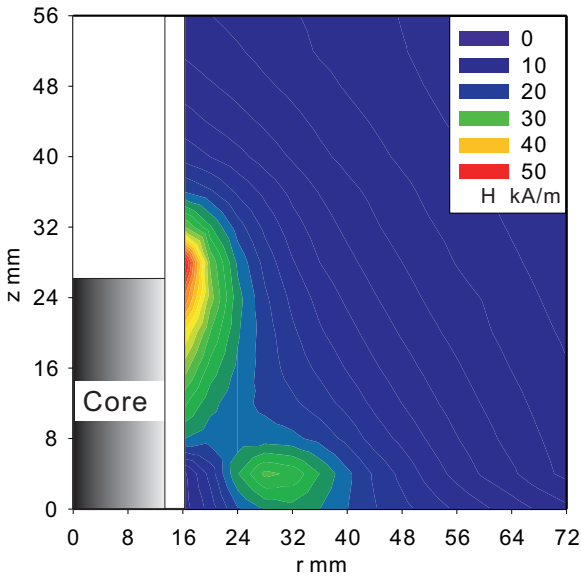


(a) $h_C = 30$ mm

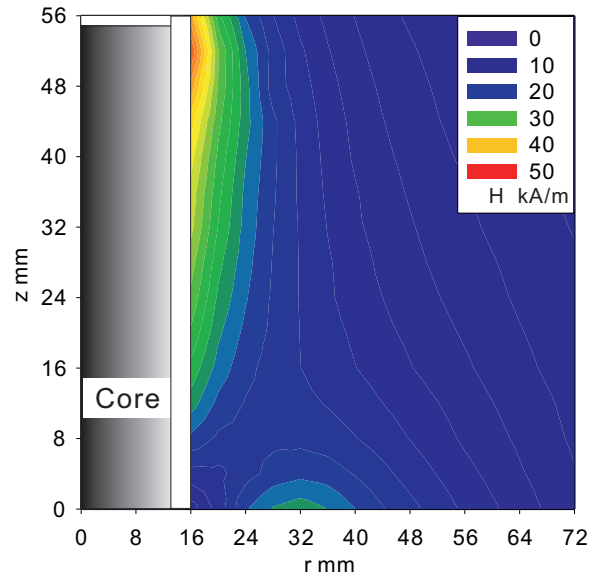


(b) $h_C = 60$ mm

図 3.33: $k_R = 0.444$, 鉄心挿入時の磁界分布

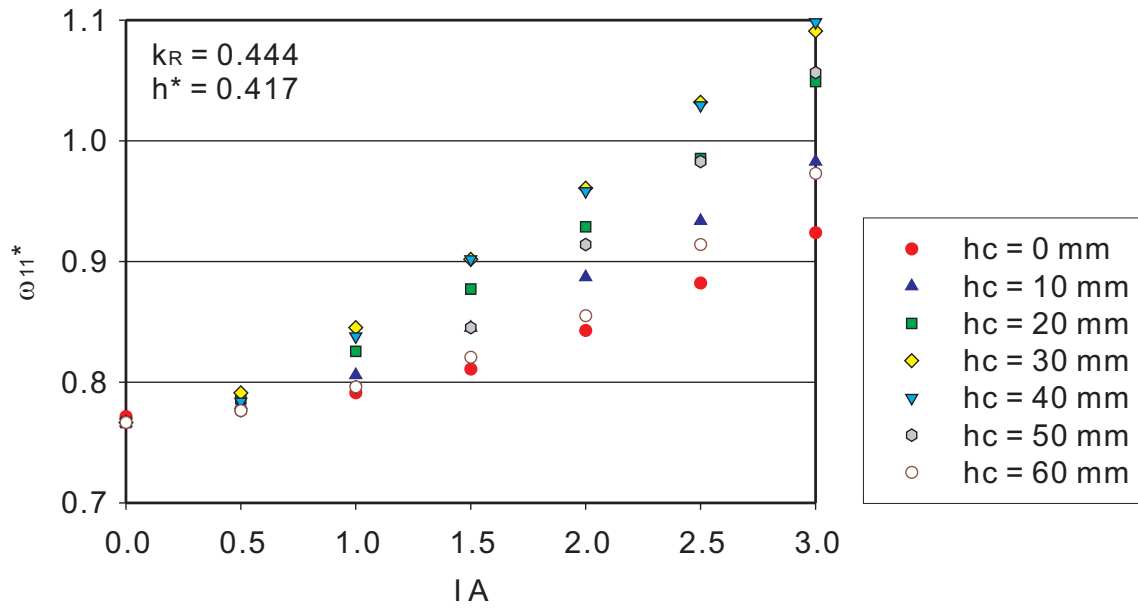


(a) $h_C = 30$ mm

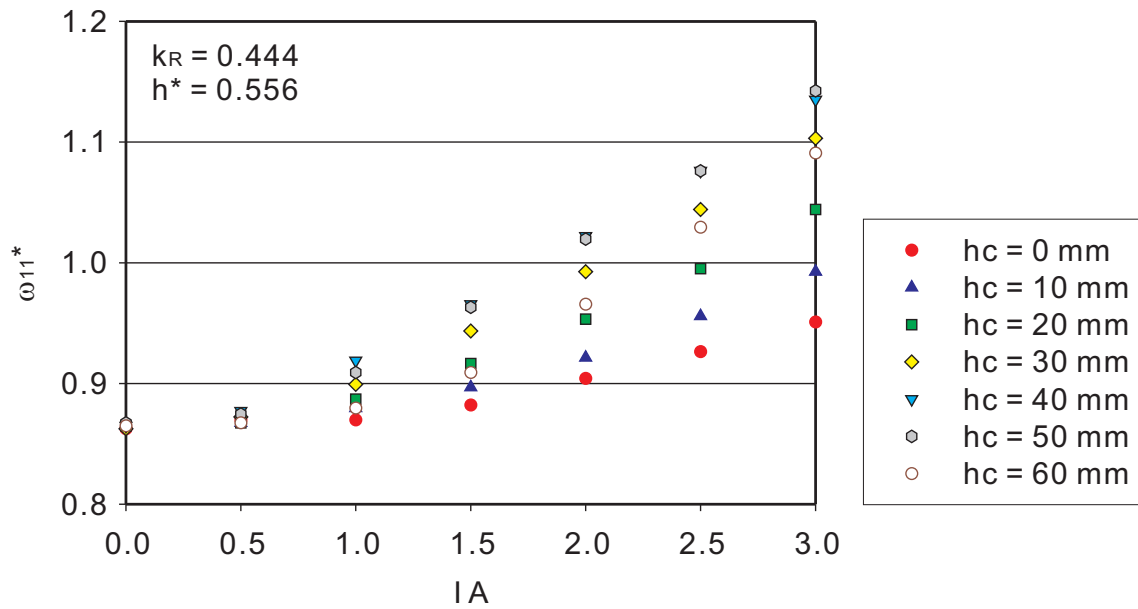


(b) $h_C = 60$ mm

図 3.34: $k_R = 0.222$, 鉄心挿入時の磁界分布

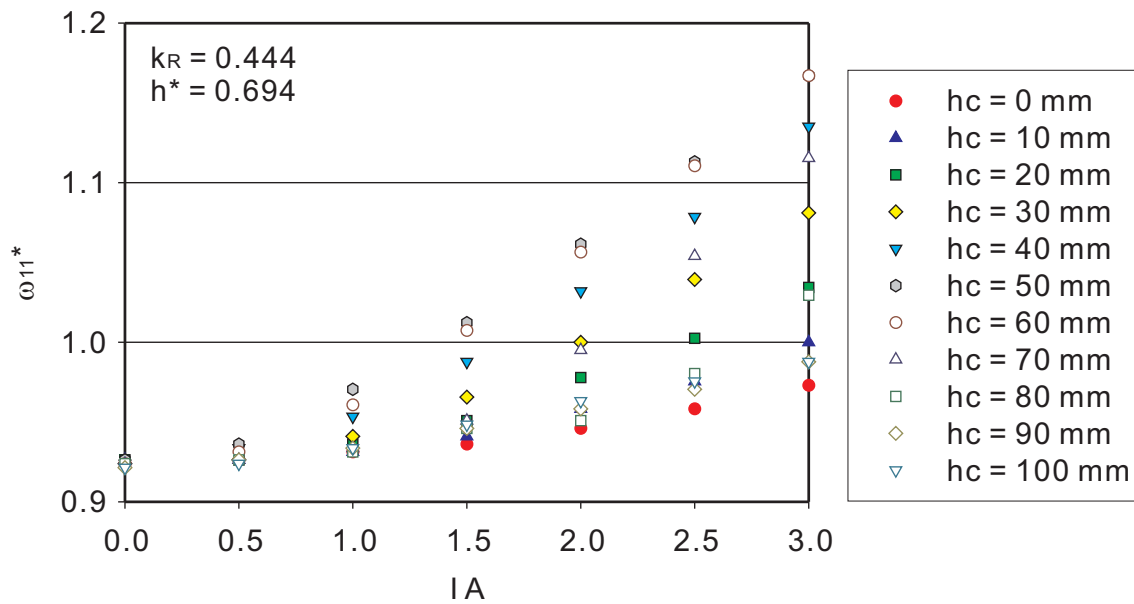


(a) $h^* = 0.417$

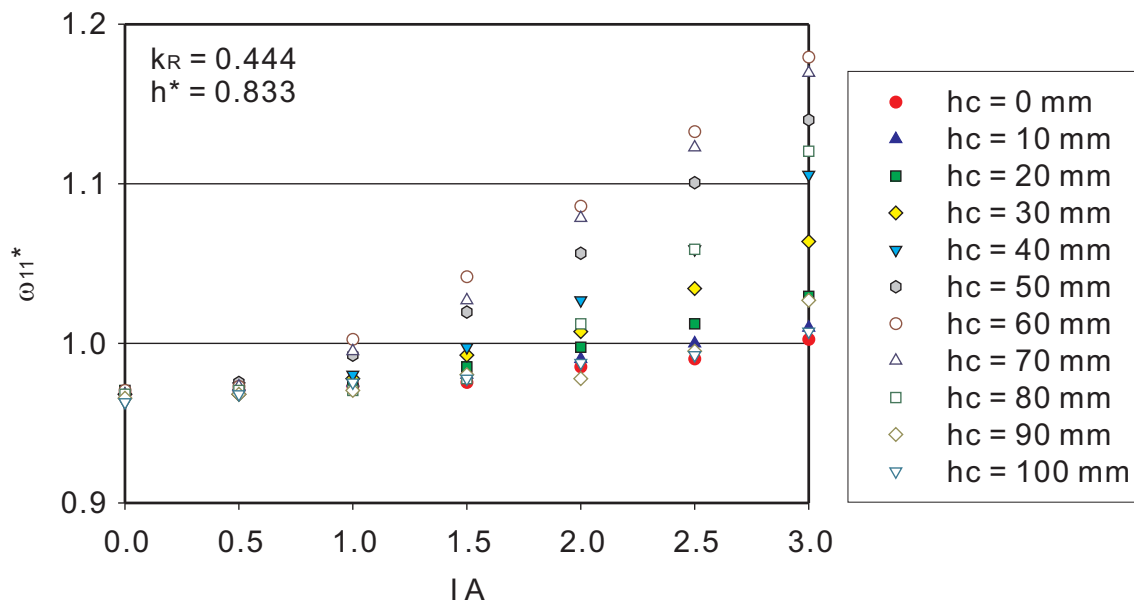


(b) $h^* = 0.556$

図 3.35: $k_R = 0.444$, スロッシング固有振動数変化に与える鉄心挿入効果

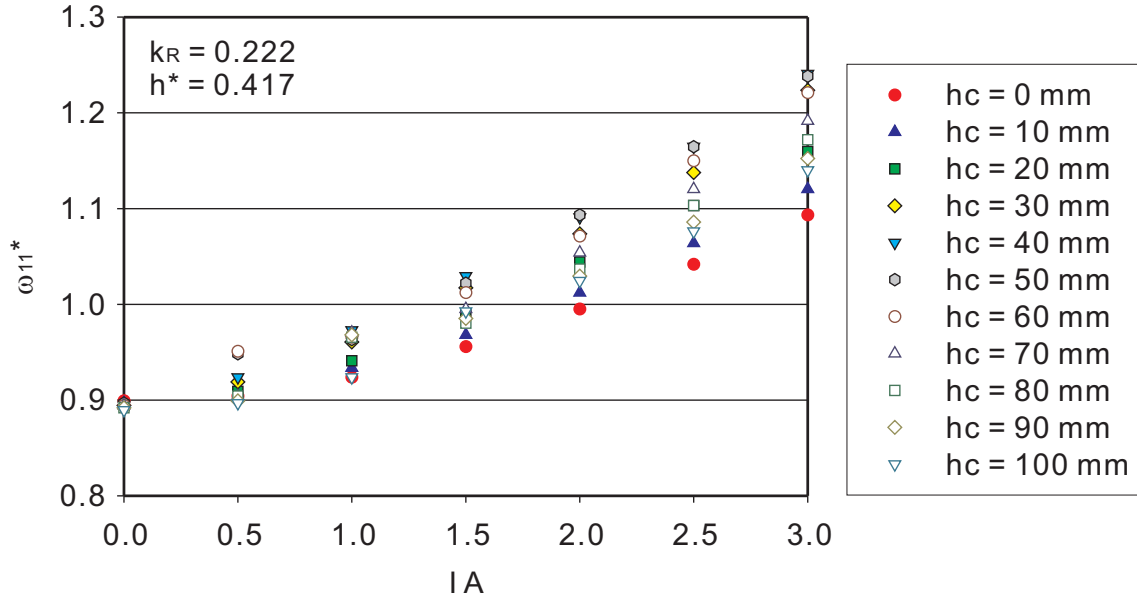


(a) $h^* = 0.694$

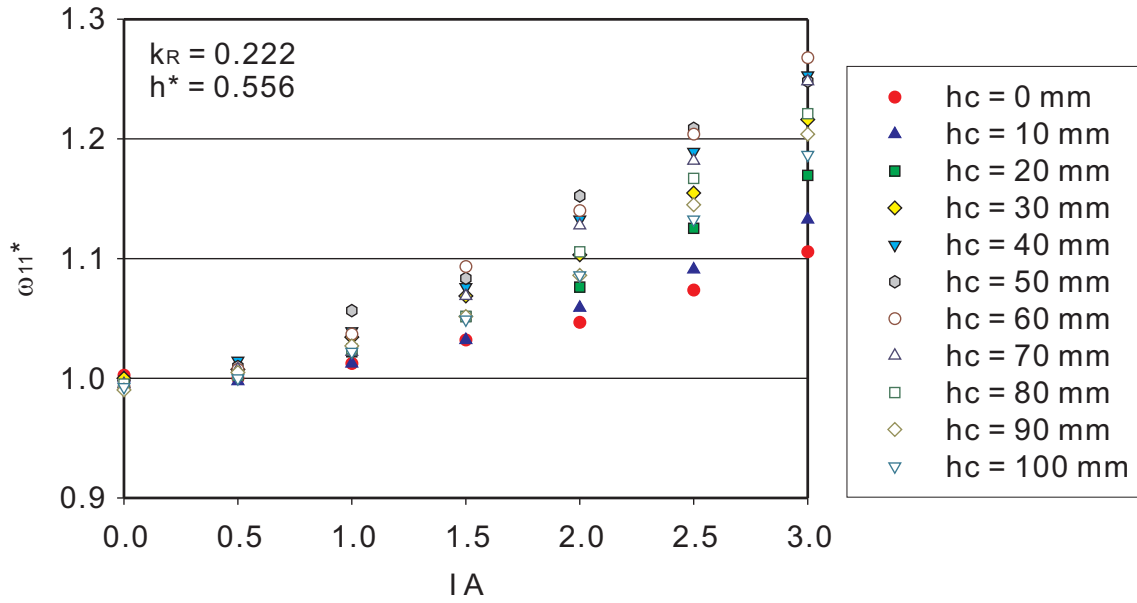


(b) $h^* = 0.833$

図 3.36: $k_R = 0.444$, スロッシング固有振動数変化に与える鉄心挿入効果 cont.



(a) $h^* = 0.417$



(b) $h^* = 0.556$

図 3.37: $k_R = 0.222$, スロッシング固有振動数変化に与える鉄心挿入効果

3.4 結言

本章では、円筒容器を用いることで生じた、最適液深時の液量の不足及び低液深がもたらすスワーリングの発生という問題を解決するために、二重円筒容器を用いた TMFD を製作し、その特性を調べた。二重円筒型 TMFD に関して以下の知見を得た。

- 内円筒半径が大きくなるほどスロッシング固有振動数変化量が減少した。
- 内円筒半径が大きくなるほど壁面圧力振幅が減少した。
- 壁面圧力振幅の減少により、制振装置としての効果が低下し、最大制振点での構造物周振幅が上昇した。
- 内円筒半径が大きくなると最適液深が増加し液量を確保しやすくなったが、スロッシング固有振動数変化量の減少と制振効果の低下という問題が生じた。

また、無磁界時スロッシング固有振動数を考慮したスロッシング固有振動数変化率は、内円筒半径が $R_2 = 24$ mm ($k_R = 0.333$) の時に最大となり、24 mm から離れるとスロッシング固有振動数変化率は低下した。電磁石から磁力線が出ている箇所が $r = 25$ mm 付近であり、内円筒半径 24 mm が最もスロッシング固有振動数変化率が高い要因となっていると考えられる。これらのことから、

- スロッシング固有振動数変化率に関する最適内円筒半径が存在し、磁界分布からその値が定まる。

ということが分かった。

半径方向磁界成分を考慮したスロッシング線形解析を行い、二重円筒容器内磁性流体のスロッシング固有振動数は内円筒壁面上の液面での磁界及び磁界勾配によって変化することが分かった。それにより、二重円筒容器の使用によるスロッシング固有振動数変化量の低下を改善する方法を提案した。その方法は、二重円筒容器の内円筒内部の空洞部に鉄心を挿入することであり、鉄心を液面に近づけることで内円筒壁面上の液面での磁界を強めることが出来ると考えられる。そこで、鉄心挿入に関する実験を行い、以下の知見を得た。

- 鉄心挿入によりスロッシング固有振動数変化量が増大し、鉄心端面が液面に最も近づいた時にスロッシング固有振動数変化量が最大となった。
- 内円筒半径が大きい時、鉄心端面が液面より高くなり過ぎると、スロッシング固有振動数変化量が鉄心無挿入時とほとんど変わらなかった。
- 内円筒半径が小さい時、鉄心端面が液面より高くなりすぎても、一定のスロッシング固有振動数変化量増加効果が得られた。
- 液深が低い時よりも高い時の方が鉄心挿入効果が大きかった。

以上により、二重円筒容器で生じていたスロッシング固有振動数変化量の低下という問題は解決された。

第4章 TMD アナロジーモデルとパラメータ変化

前章によって、二重円筒容器型 TMTD は鉄心挿入によりスロッシング固有振動数変化量が大幅に増大することが分かった。しかし、同液深または同液量の場合に、二重円筒容器 TMTD では円筒容器 TMTD よりも最大制振点における構造物振幅が増加する傾向が見られた。これは、容器形状のための流体力の減少による制振性能の低下が原因と考えられる。本章では、円筒容器型及び二重円筒容器型 TMTD の制振性能を簡易に評価する手法として、TMD アナロジーモデルを用いた解析を行う。

4.1 TMD アナロジーを用いた TLD モデル

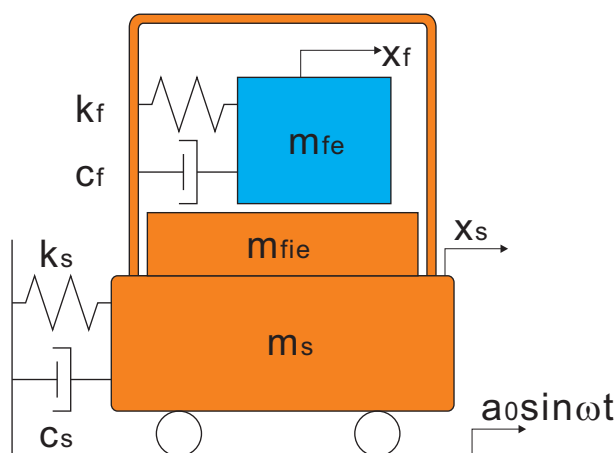


図 4.1: TMD アナロジーを用いた TLD 解析モデル

TLD の基本的な制振原理は TMD と同じであるが、TMD と TLD で異なるのは、TMD では構造物の制振を行うために設置した付加振動系に固体質量、ばね、ダッシュポットを用いるのに対し、TLD では付加振動系にスロッシングによって生じる流体力を利用するという点である。本章では、TLD の作動流体を、TMD で用いられる固体質量、ばね、ダッシュポットの付加振動系に置換して考える。

ここで、容器内流体の振動によって生じるスロッシング流体力を考える場合は、振幅依存の非線形性を考慮しなければならない。TLD では用いた流体質量がそのまま TMD の質量に置換できるわけではなく、作動流体を動く質量 m_{fe} と動かない質量 m_{fie} に分けて考えることで、等価な TMD パラメータに置換することができる。

TMD アナロジーを用いた TLD モデルを図 4.1 に示す。前述したように、容器内質量 m_f を有効質量 m_{fe} と無効質量 m_{fie} に分けると、付加振動系の質量は m_{fe} となり、構造物の質量は $m_{fie} + m_s$ となる。これらの質量及び k_f , c_f などといった TMD パラメータを適切に変化させることで、簡単に TLD の応答予測を行うことが出来る。

4.2 関連する他の研究

4.2.1 有効質量

Graham ら [100] は航空機がピッチング、ヨーイング運動をする時の矩形燃料タンクの流体運動によって生じる慣性力を、図 4.2 のようにモデル化し求めている。図中の m_{fie} は無効質量、 m_n は n 次モードに対する有効質量、 k_n はばね定数、 Z は無効質量高さ、 z_n は有効質量高さである。ここで、有効質量及び無効質量は次式で与えられる。

$$\frac{m_n}{m_f} = \frac{8 \tanh \frac{(2n+1)\pi h}{L_c}}{\frac{\pi^3 (2n+1)^3 h}{L_c}} \quad (4.1)$$

$$\frac{m_{fie}}{m_f} = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8 \tanh \frac{(2n+1)\pi h}{L_c}}{\frac{\pi^3 (2n+1)^3 h}{L_c}} \quad (4.2)$$

m_f は全流体質量、 h は液深、 L_c は容器幅を表す。有効質量は水深比 h/L_c に依存し、水深比が上昇すると各モードの有効質量は減少して無効質量は増大する。

Housner[101] も同様の解析モデルを用いて、矩形容器、円筒容器、特殊形状容器の有効質量を求めている。矩形容器における有効質量及び無効質量は次のように求められている。

$$\frac{m_1}{m_f} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{L_c}{2h} \tanh \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{2h}{L_c} \quad (4.3)$$

$$\frac{m_{fie}}{m_f} = \frac{\tanh \frac{\sqrt{3}L_c}{2h}}{\frac{\sqrt{3}L_c}{2h}} \quad (4.4)$$

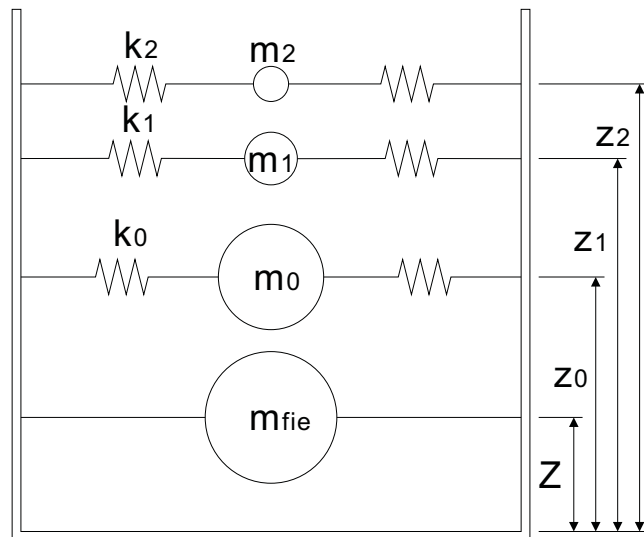


図 4.2: Graham の等価質量モデル

Graham の式とはやや相違が見られる。また、円筒容器に関しては、

$$\frac{m_1}{m_f} = \frac{1}{4} \left(\frac{11}{12} \right)^2 \sqrt{\frac{27}{8}} \frac{R}{h} \tanh \sqrt{\frac{27}{8}} \frac{h}{R} \quad (4.5)$$

$$\frac{m_{fie}}{m_f} = \frac{\tanh \frac{\sqrt{3}R}{h}}{\frac{\sqrt{3}R}{h}} \quad (4.6)$$

である。しかし、Housner の解析では流速に関して事実に則さない仮定も見られ、解析結果に疑問が残る。野路ら [57] は Housner の解析モデルに基づいて解析を行っており、実験結果と良好な一致が得られている。ただし、等価な付加振動系臨界減衰係数については、流体力測定から求め、振幅に依存する定数とした実験値を用いている。

藤野ら [50] は図 4.3(a) に示される構造物に付加振動系を接続した時の解析モデルとして、図 4.3(b) 及び図 4.3(c) を用いている。特に図 4.3(c) は、付加振動系が構造物に及ぼす力 $f_v(t)$ を単なる質量 m_v とダッシュポット c_v に置き換えたものであり、 m_v 及び c_v は負となり得る要素である。 $f_v(t)$ は流体力測定によって求め、 $f_v(t)$ と m_v 及び c_v には次のような関係がある。

$$f_v(t) = m_v \ddot{x}_s + c_v \dot{x}_s \quad (4.7)$$

$$m_v(\omega, a_s) = \frac{1}{\pi \omega^3 a_s^2} \int_0^T f_v(t) \ddot{x}_s(t) dt \quad (4.8)$$

$$c_v(\omega, a_s) = \frac{1}{\pi \omega a_s^2} \int_0^T f_v(t) \dot{x}_s(t) dt \quad (4.9)$$

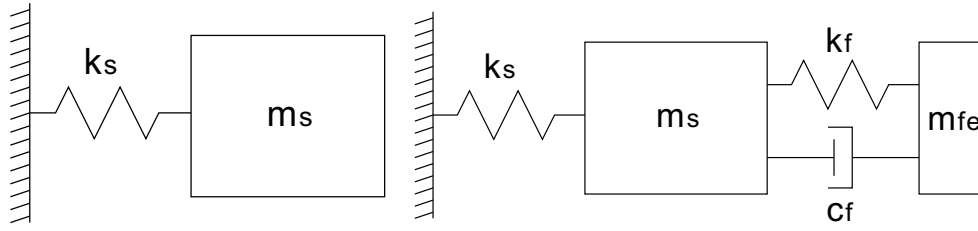
ω は加振振動数、 a_s は構造物振幅、 T は一周期の時間である。このようにして求められた m_v 、 c_v と、図 4.3(b) 中の m_{fe} 、 c_f には次のような関係がある。

$$m_v = m_{fe} \frac{1 - \Omega^{*2} + 4\zeta_f^2 \Omega^{*2}}{(1 - \Omega^{*2})^2 + 4\zeta_f^2 \Omega^{*2}} \quad (4.10)$$

$$c_v = \frac{c_f \Omega^{*4}}{(1 - \Omega^{*2})^2 + 4\zeta_f^2 \Omega^{*2}} \quad (4.11)$$

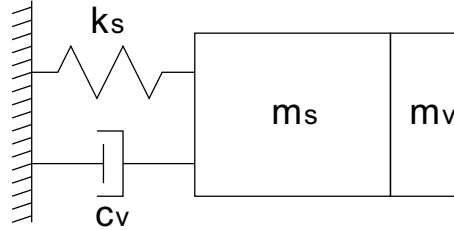
ここで、 Ω^* は加振振動数を付加振動系固有振動数で除した無次元加振振動数、 ζ_f は付加振動系臨界減衰係数である。これらの式を用いて、加振振幅増加によって有効質量 m_s 及び付加振動系臨界減衰係数 ζ_f が増加することが実験的に求められている。

一方で、市川ら [58][59] は有効質量と減衰係数を加振振動数に依存しない定数として扱っている。構造物周波数応答及び位相差の実験結果にカーブフィッティングを行うことで有効質量と減衰係数を求めており、近似曲線はそれらの実験結果によく一致した結果となっている。Tamura ら [49] や佐々木ら [52] も有効質量と臨界減衰係数を定数として扱うことで、構造物周波数応答及び位相差をよく近似できている。



(a) 構造物のみ

(b) 付加振動系設置モデル



(c) 等価質量, ダッシュポットモデル

図 4.3: 藤野らが用いた解析モデル

4.2.2 減衰係数

Miles[103] は矩形容器内流体における表面波の減衰に関して、無次元減衰係数を次のように求めている。

$$\alpha_W = \frac{\pi}{L_c} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \left\{ 1 + \frac{L_c}{B} + \pi \frac{1 - \frac{2h}{L_c}}{\sinh \frac{2\pi h}{L_c}} \right\} \quad (4.12)$$

$$\alpha_S = \frac{1}{2} \pi \frac{\pi}{L_c} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} S \coth \frac{\pi h}{L_c} \quad (4.13)$$

ここで、 B は容器奥行幅、 ν は動粘度、 α_W 、 α_S はそれぞれ壁面、自由表面に由来する減衰係数である。 S は流体純度に関する係数で、0~2 の値を取り、ガラス容器に蒸留水を入れた場合の実験結果は $S = 1$ であることが知られている。また、円筒容器では以下の通りである。

$$\alpha_W = \frac{1}{2} \pi \frac{\varepsilon_{11}}{R} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \left\{ 1 + 2 \frac{1 - \frac{h}{R}}{\sinh \frac{2\varepsilon_{11}h}{R}} \right\} \quad (4.14)$$

$$\alpha_S = S \alpha_W \quad (4.15)$$

この結果を受けて、Lepelletier[104] 及び大山ら [45] は矩形容器に関して次の減衰係数を用いている。

$$\gamma_C = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2}} \left(1 + \frac{2h}{L_c} + S \right) \quad (4.16)$$

γ_C は速度に比例して減衰力を生じる項の係数であり、物理的には質量当たりの粘性減衰係数と等価である。

同様に若原ら [42] は円筒容器内流体の減衰係数を次のように表している。

$$\gamma_C = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2}} \left(1 + (\varepsilon_{11} - 1) \frac{h}{R} + S \right) \quad (4.17)$$

これに従えば、減衰係数は加振振動数の上昇に伴って大きくなっていくことになる。しかしながら、上述のように減衰係数を定数として扱うことで、実験応答曲線に良好に近似できている研究も存在する。

4.3 二自由度振動系 (動吸振器)

図 4.4 で示すように、質量 m_s 、粘性減衰係数 c_s 、ばね定数 k_s で表される系でモデル化される構造物に、それぞれ同様に m_{fe} 、 c_f 、 k_f で表される付加振動系を取り付けた場合を考える。 m_s 、 m_{fe} の座標をそれぞれ絶対座標 x_s 、 x_f とする。 m_s に直接振動を加えず、基礎が $a_0 \cos \omega t$ で振動する時の構造物の変位を求める。ここで、計算を簡単にするために基礎が与える振動を $a_0 e^{j\omega t}$ とし、振動の実部を基礎の変位、虚部は基礎の位相を表すものとして計算を行う。運動方程式は、

$$m_s \ddot{x}_s + c_s(\dot{x}_s - j\omega a_0 e^{j\omega t}) + c_f(\dot{x}_s - \dot{x}_f) + k_s(x_s - a_0 e^{j\omega t}) + k_f(x_s - x_f) = 0 \quad (4.18)$$

$$m_{fe} \ddot{x}_f + c_f(\dot{x}_f - \dot{x}_s) + k_f(x_f - x_s) = 0 \quad (4.19)$$

であり、両式を変形すると

$$m_s \ddot{x}_s + (c_s + c_f)\dot{x}_s + (k_s + k_f)x_s - c_f \dot{x}_f - k_f x_f = (k_s + j\omega c_s)a_0 e^{j\omega t} = \sqrt{k_s^2 + \omega^2 c_s^2} a_0 e^{j(\omega t + \varphi_1)} \quad (4.20)$$

$$m_{fe} \ddot{x}_f + c_f \dot{x}_f + k_f x_f - c_f \dot{x}_s - k_f x_s = 0 \quad (4.21)$$

となる。ただし、

$$\varphi_1 = \tan^{-1} \frac{\omega c_s}{k_s} \quad (4.22)$$

である。ここで、

$$\text{構造物角固有振動数 } \omega_s = \sqrt{\frac{k_s}{m_s}}, \quad \text{付加振動系角固有振動数 } \omega_f = \sqrt{\frac{k_f}{m_{fe}}}$$

$$\text{構造物臨界減衰係数 } \zeta_s = \frac{c_s}{2m_s \omega_s}, \quad \text{付加振動系臨界減衰係数 } \zeta_f = \frac{c_f}{2m_{fe} \omega_f}$$

$$\text{固有振動数比 } \kappa = \frac{\omega_f}{\omega_s}, \quad \text{質量比 } \mu = \frac{m_{fe}}{m_s}, \quad \text{無次元加振振動数 } \omega^* = \frac{\omega}{\omega_s}$$

$$\text{無次元構造物変位 } x_s^* = \frac{x_s}{a_0}, \quad \text{無次元付加振動系変位 } x_f^* = \frac{x_f}{a_0}, \quad \text{無次元時間 } t^* = \omega_s t$$

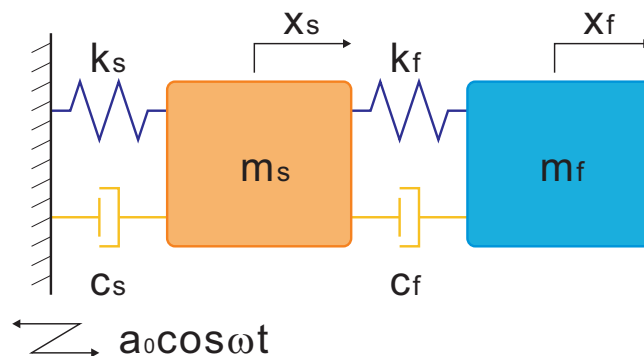


図 4.4: 二自由度振動系モデル図

と整理すると、式 (4.20) 及び式 (4.21) はそれぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned}
& m_s \omega_s^2 a_0 \frac{d^2 x_s^*}{dt^{*2}} + (c_s + c_f) \omega_s a_0 \frac{dx_s^*}{dt^*} + (k_s + k_f) a_0 x_s^* - c_f \omega_s a_0 \frac{dx_f^*}{dt^*} - k_f a_0 x_f^* \\
& \quad = \sqrt{k_s^2 + \omega^2 c_s^2} a_0 e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} \\
\ddot{x}_s^* + \frac{c_s + c_f}{m_s \omega_s} \dot{x}_s^* + \frac{k_s + k_f}{m_s \omega_s^2} x_s^* - \frac{c_f}{m_s \omega_s} \dot{x}_f^* - \frac{k_f}{m_s \omega_s^2} x_f^* & = \sqrt{\frac{k_s^2}{m_s^2 \omega_s^4} + \frac{\omega^2 c_s^2}{m_s^2 \omega_s^4}} e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} \\
\ddot{x}_s^* + 2(\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f) \dot{x}_s^* + (1 + \mu \kappa^2) x_s^* - 2\mu \kappa \zeta_f \dot{x}_f^* - \mu \kappa^2 x_f^* & = \sqrt{1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}} e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} \quad (4.23)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{fe} \omega_s^2 a_0 \frac{d^2 x_f^*}{dt^{*2}} + c_f \omega_s a_0 \frac{dx_f^*}{dt^*} + k_f X_0 x_f^* - c_f \omega_s a_0 \frac{dx_s^*}{dt^*} - k_f a_0 x_s^* & = 0 \\
\ddot{x}_f^* + \frac{c_f}{m_{fe} \omega_s} \dot{x}_f^* + \frac{k_f}{m_{fe} \omega_s^2} x_f^* - \frac{c_f}{m_{fe} \omega_s} \dot{x}_s^* + \frac{k_f}{m_{fe} \omega_s^2} x_s^* & = 0 \\
\ddot{x}_f^* + 2\kappa \zeta_f \dot{x}_f^* + \kappa^2 x_f^* - 2\kappa \zeta_f \dot{x}_s^* - \kappa^2 x_s^* & = 0 \quad (4.24)
\end{aligned}$$

式 (4.23) 及び式 (4.24) の連立運動方程式の特解を $x_s^* = a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)}$, $x_f^* = \gamma a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)}$ とし、それぞれ式 (4.23), 式 (4.24) に代入すると,

$$\begin{aligned}
& -\omega^{*2} a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} + 2j\omega^* a_s^* (\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f) e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} + a_s^* (1 + \mu \kappa^2) e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} \\
& \quad - 2j\omega^* \gamma \mu \kappa \zeta_f e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} - \gamma a_s^* \mu \kappa^2 e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} = \sqrt{1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}} e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} \\
\{(-\omega^{*2} + 1 + \mu \kappa^2 - \gamma \mu \kappa^2) + j2\omega^* (\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f - \gamma \mu \kappa \zeta_f)\} a_s^* & = \sqrt{1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}} \quad (4.25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\omega^{*2} \gamma a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f \gamma a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} + \kappa^2 \gamma a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} \\
& \quad - 2j\omega^* \kappa \zeta_f a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} - \kappa^2 a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi_1)} = 0 \\
& \quad (-\omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f + \kappa^2) \gamma - 2j\omega^* \kappa \zeta_f - \kappa^2 = 0 \\
\gamma & = \frac{\kappa^2 + 2j\omega^* \kappa \zeta_f}{\kappa^2 - \omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f} \quad (4.26)
\end{aligned}$$

となる。ただし、実部が振動変位であるとする。付加振動系質量の構造物質量に対する振動位相差 φ_{f-s} は,

$$\varphi_{f-s} = \tan^{-1} \frac{-2\omega^{*3} \zeta_f}{\kappa(\kappa^2 - \omega^{*2} + 4\omega^{*2} \zeta_f^2)} \quad (4.27)$$

となることが分かる。また、式 (4.25) に式 (4.26) を代入して,

$$\begin{aligned}
& \left\{ (-\omega^{*2} + 1 + \mu \kappa^2) + 2j\omega^* (\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f) - (\mu \kappa^2 + 2j\omega^* \mu \kappa \zeta_f) \frac{\kappa^2 + 2j\omega^* \kappa \zeta_f}{\kappa^2 - \omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f} \right\} a_s^* = \sqrt{1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}} \\
a_s^* & = \frac{(\kappa^2 - \omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f) \sqrt{1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}}}{\{(-\omega^{*2} + 1 + \mu \kappa^2) + 2j\omega^* (\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f)\} (\kappa^2 - \omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f) - \mu (\kappa^2 + 2j\omega^* \kappa \zeta_f)^2} \\
a_s^* & = \frac{(\kappa^2 - \omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f) \sqrt{1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}}}{\omega^{*4} - (\kappa^2 + 1 + \mu \kappa^2 + 4\kappa \zeta_f \zeta_s) \omega^{*2} + \kappa^2 - 2j\omega^* \{(\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f + \kappa \zeta_f) \omega^{*2} - \kappa^2 \zeta_s - \kappa \zeta_f\}} \\
a_s^* & = \frac{\sqrt{\{(\kappa^2 - \omega^{*2})^2 + 4\omega^{*2} \kappa^2 \zeta_f^2\}} (1 + 4\zeta_s^2 \omega^{*2}) e^{j\varphi_2}}{\sqrt{\{\omega^{*4} - (\kappa^2 + 1 + \mu \kappa^2 + 4\kappa \zeta_f \zeta_s) \omega^{*2} + \kappa^2\}^2 + 4\omega^{*2} \{(\zeta_s + \mu \kappa \zeta_f + \kappa \zeta_f) \omega^{*2} - \kappa^2 \zeta_s - \kappa \zeta_f\}^2}} \quad (4.28)
\end{aligned}$$

ここで, φ_2 は,

$$\begin{aligned}
\varphi_2 &= \tan^{-1} \frac{2\kappa\zeta_f\omega^*}{\kappa^2 - \lambda^2} - \tan^{-1} \frac{-2\omega^* \{(\zeta_s + \mu\kappa\zeta_f + \kappa\zeta_f)\omega^{*2} - \kappa^2\zeta_s - \kappa\zeta_f\}}{\omega^{*4} - (\kappa^2 + 1 + \mu\kappa^2 + 4\kappa\zeta_f\zeta_s)\omega^{*2} + \kappa^2} \\
&= \tan^{-1} \frac{\frac{2\kappa\zeta_f\omega^*}{\kappa^2 - \lambda^2} - \frac{-2\omega^* \{(\zeta_s + \mu\kappa\zeta_f + \kappa\zeta_f)\omega^{*2} - \kappa^2\zeta_s - \kappa\zeta_f\}}{\omega^{*4} - (\kappa^2 + 1 + \mu\kappa^2 + 4\kappa\zeta_f\zeta_s)\omega^{*2} + \kappa^2}}{1 + \frac{2\kappa\zeta_f\omega^*}{\kappa^2 - \lambda^2} \cdot \frac{-2\omega^* \{(\zeta_s + \mu\kappa\zeta_f + \kappa\zeta_f)\omega^{*2} - \kappa^2\zeta_s - \kappa\zeta_f\}}{\omega^{*4} - (\kappa^2 + 1 + \mu\kappa^2 + 4\kappa\zeta_f\zeta_s)\omega^{*2} + \kappa^2}} \\
&= \tan^{-1} \frac{2\omega^* (-4\kappa^2\omega^{*2}\zeta_s\zeta_f^2 - \kappa^4\zeta_s + 2\kappa^2\omega^{*2}\zeta_s - \kappa\mu\omega^{*4}\zeta_f - \omega^{*4}\zeta_s)}{(\kappa^2 - \omega^{*2}) \{(\kappa^2 - \omega^{*2})(1 - \omega^{*2}) - \mu\kappa^2\omega^{*2}\} + 4\kappa^2\omega^{*2}\zeta_f^2(1 - \omega^{*2} - \mu\omega^{*2})} \quad (4.29)
\end{aligned}$$

である。また, φ_1 は以下のようにも示される。

$$\varphi_1 = \tan^{-1} 2\zeta_s\omega^* \quad (4.30)$$

x_s^* を $a_s^* e^{j(\omega^* t^* + \varphi)}$ の実部, すなわち $x_s^* = a_s^* \cos(\omega^* t^* + \varphi)$ と置きなおせば, 無次元構造物振幅 a_s^* , 構造物変位 x_s 及び構造物の位相差 φ は

$$a_s^* = \sqrt{\frac{\{(\kappa^2 - \omega^{*2})^2 + 4\omega^{*2}\kappa^2\zeta_f^2\}(1 + 4\zeta_s^2\omega^{*2})}{\{\omega^{*4} - (\kappa^2 + 1 + \mu\kappa^2 + 4\kappa\zeta_f\zeta_s)\omega^{*2} + \kappa^2\}^2 + 4\omega^{*2}\{(\zeta_s + \mu\kappa\zeta_f + \kappa\zeta_f)\omega^{*2} - \kappa^2\zeta_s - \kappa\zeta_f\}^2}} \quad (4.31)$$

$$x_s = a_s^* X_0 \cos(\omega^* t^* + \varphi) \quad (4.32)$$

$$\varphi = \tan^{-1} 2\zeta_s\omega^* + \tan^{-1} \frac{2\omega^* (-4\kappa^2\omega^{*2}\zeta_s\zeta_f^2 - \kappa^4\zeta_s + 2\kappa^2\omega^{*2}\zeta_s - \kappa\mu\omega^{*4}\zeta_f - \omega^{*4}\zeta_s)}{(\kappa^2 - \omega^{*2}) \{(\kappa^2 - \omega^{*2})(1 - \omega^{*2}) - \mu\kappa^2\omega^{*2}\} + 4\kappa^2\omega^{*2}\zeta_f^2(1 - \omega^{*2} - \mu\omega^{*2})} \quad (4.33)$$

と表示されることになる。以上より, 無次元構造物振幅 a_s^* のパラメータは ω^* , κ , μ , ζ_s , ζ_f であり, 無次元加振振動数 ω^* 以外のパラメータを設定することで周波数応答を調べることができる。そこで, 図 4.5 に, $\kappa = 0.95$, $\mu = 0.05$, $\zeta_s = 0.01$, $\zeta_f = 0.01$ とした場合の周波数応答図を示す。また, その時の構造物の壁面振動に対する位相差を図 4.6 に示す。

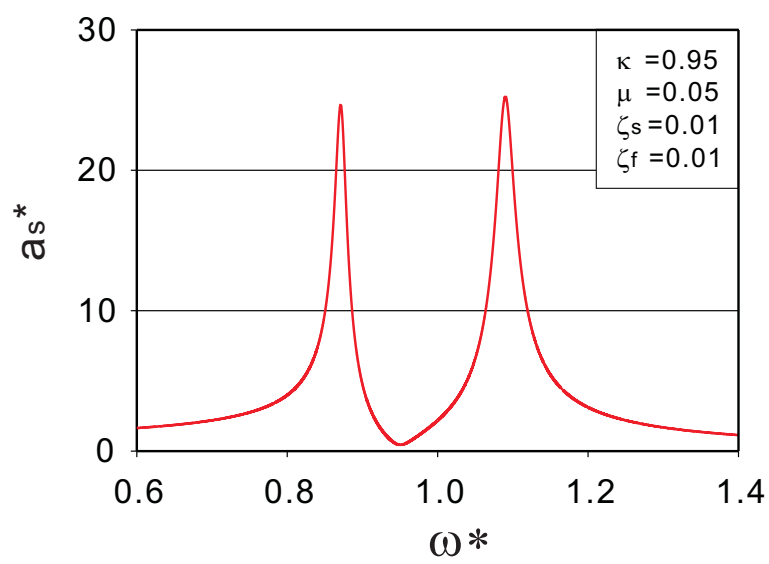


図 4.5: 付加振動系を装着した時の構造物の周波数応答

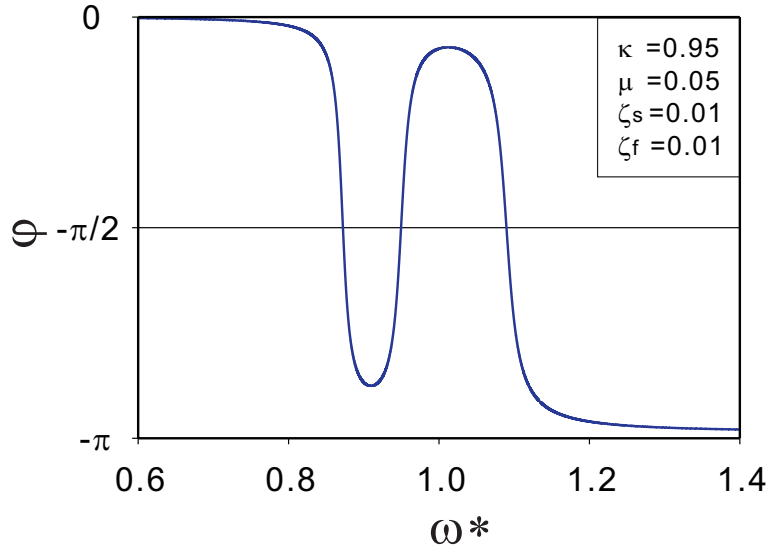


図 4.6: 周波数応答に対応する構造物の位相差

また、付加振動系が構造物に及ぼす力 P は、

$$\begin{aligned}
 P &= k_f(x_f - x_s) + c_f(\dot{x}_f - \dot{x}_s) \\
 &= (k_f + i\omega c_f)(\gamma - 1)a_s \sin(\omega^* t^* + \varphi) \\
 \frac{P}{a_0 m_f e \omega_f \omega_s} &= (\kappa + 2j\omega^* \zeta_f) \frac{\omega^{*2}}{\kappa^2 - \omega^{*2} + 2j\omega^* \kappa \zeta_f} a_s^* \sin(\omega^* t^* + \varphi) \\
 &= \frac{\{\kappa(\kappa^2 - \omega^{*2}) - 4\omega^{*2} \kappa \zeta_f^2 + 2j\omega^* \zeta_f (2\kappa^2 - \omega^{*2})\} \omega^{*2}}{(\kappa^2 - \omega^{*2})^2 + 4\omega^{*2} \kappa^2 \zeta_f^2} a_s^* \sin(\omega^* t^* + \varphi) \quad (4.34)
 \end{aligned}$$

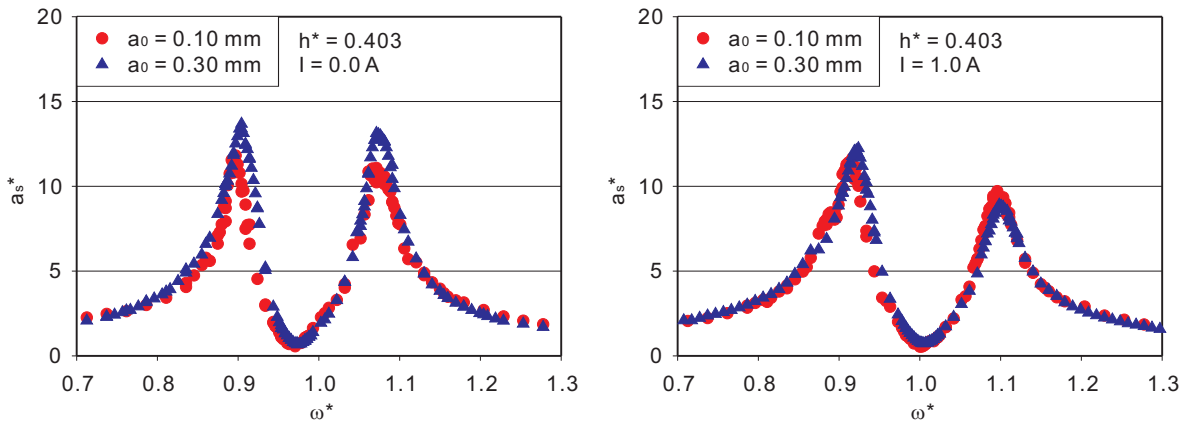
無次元力 $P^* = \frac{P}{a_0 m_f e \omega_f \omega_s}$ として、構造物変位 x_s^* に対する P^* の位相差を求めると次式が得られる。

$$\varphi_{P-s} = \tan^{-1} \frac{2\omega^* \zeta_f (2\kappa^2 - \omega^{*2})}{\kappa(\kappa^2 - \omega^{*2}) - 4\omega^{*2} \kappa \zeta_f^2} \quad (4.35)$$

4.4 加振振幅依存性

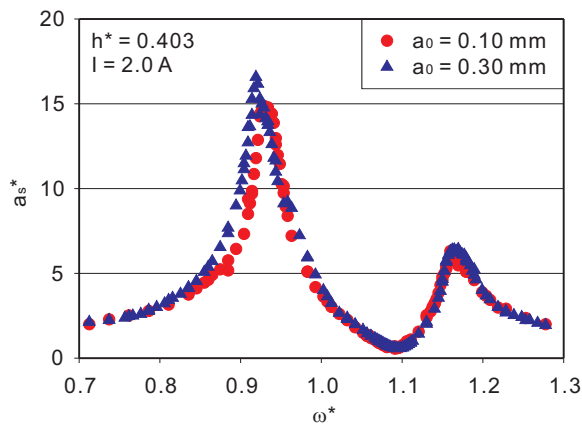
本項では、加振台振幅が変化した時の構造物周波数応答を測定し、周波数応答の変化から TMFD の TMD パラメータ変化を定性的に検討する。実験には 2.4 の装置 (円筒容器) を用いた。磁性流体の液深は、無磁界時のスロッシング固有振動数を構造物固有振動数に近づけるために $h^* = 0.403$ とした。電磁石は 2.10 に示した通常電磁石を用いた。電磁石への供給電流は $I = 0.0, 1.0, 2.0$ A の三通りである。加振台振幅は $a_0 = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ mm とした。

図 4.7 は加振台振幅の変化による構造物周波数応答の違いを各磁界毎に示した図である。図 4.7(a) は無磁界時であり、加振台振幅が異なることで特に第一共振点に差異が生じている。図 4.7(a) と図 4.7(b) の比較により、スロッシング固有振動数の変化で第一共振点が上昇することが分かるが、図 4.7(a) では加振台振幅が増加したことによって第一共振点が上昇している。このことにより、加振大振幅の増加によってス



(a) $I = 0.0 \text{ A}$

(b) $I = 1.0 \text{ A}$

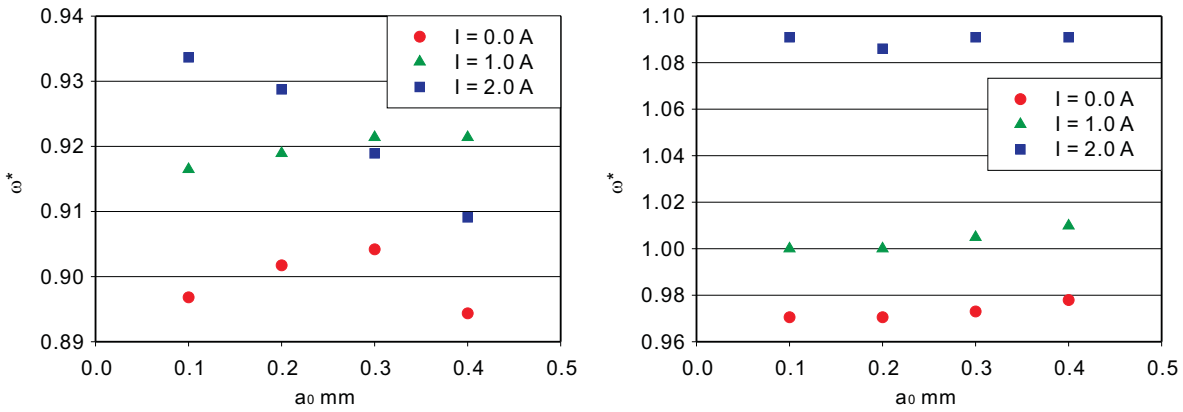


(c) $I = 2.0 \text{ A}$

図 4.7: 加振振幅変化による周波数応答変化

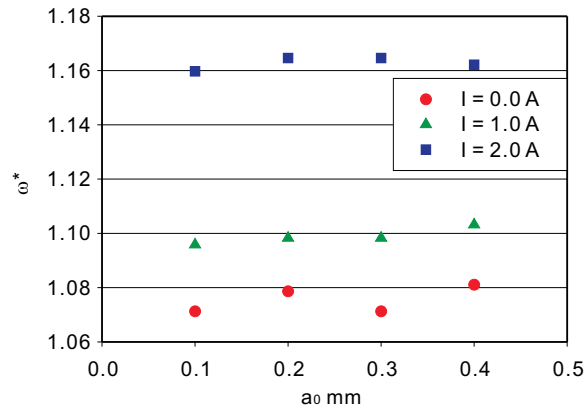
ロッシング固有振動数が上昇したと考えることができる。しかしながら、スロッシング固有振動数に相当する最大制振点及び、第二共振点の振動数は加振台振幅の影響をあまり受けていない。ここで、第一共振点と第二共振点が加振台振幅の増加により接近したことを考慮すると、有効質量が減少したということが考えられる。TMD アナロジーモデルにおいて、単純に有効質量のみが変化し、固有振動数比 $\kappa (= \omega_f / \omega_s)$ 及び付加振動系臨界減衰係数 $\zeta_f (= c_f / 2m_{fe}\omega_f)$ が変化しなかったとすると、図 4.9 のように構造物周波数応答が変化する。図 4.9 では有効質量が減少すると第一共振点と第二共振点が接近する傾向が見られ、この傾向は図 4.7(a) の加振台振幅増加時の現象に類似している。また、図 4.9 で有効質量が減少した時に第一共振点が増加し第二共振点が減少する特性を考慮すると以下のことが考えられる。無磁界時では加振台振幅の増加によって、第一共振振動数が上昇すると共に有効質量が減少する。この二つの作用によって第一共振点のみが変化し第二共振点に変化しなかったことが説明可能である。最大制振点が変わっていないのは、最大制振点では十分に容器振幅が小さく非線形性が現れにくかったためと考えられる。

図 4.7(c) は電磁石に $I = 2.0 \text{ A}$ の電流を流して磁界を生じさせた時の周波数応答である。図 4.7(a) とは



(a) 第一共振点

(b) 最大制振点



(c) 第二共振点

図 4.8: 加振振幅変化による共振点及び最大制振点変化

異なり，加振台振幅の増加によって第一共振点が低下していることが分かる。その一方で，最大制振点と第二共振点は図 4.7(a) と同様にあまり変化していない。第一共振点が低下しており第一共振点と第二共振点が遠ざかっていることから，この周波数応答の変化は有効質量の増加に相当すると考えられる。磁界印加時に加振台振幅の増加によって有効質量が増加した要因としては，磁界によって隆起した質量部分の崩壊が考えられる。容器下部から電磁石によって軸対称磁界を印加した時，軸方向と半径方向の磁界勾配によって図 4.10 のような界面形状を形成する。液面中央に隆起した質量部分及びスパイクは，それ以外の本体質量部分と独立した振動運動を為す。従って，隆起部分及びスパイクが無効質量となり，有効質量が減少したと考えることができる。加振台振幅が増加した時，激しいスロッシングによって隆起部分やスパイクが崩壊し，無効質量の一部が有効質量となったことで有効質量が増加したと考えられる。その結果，図 4.7(a) とは反対に加振台振幅増加によって第一共振振動数が下降している。最大制振点及び第二共振点がほとんど変化していないのは，容器振幅が十分に小さくスロッシングに影響が出なかったためと考えられる。

図 4.7(b) は電磁石に $I = 1.0$ A の電流を流して磁界を生じさせた時の周波数応答であり，加振台振幅変

化によらず周波数応答はほぼ一定となっている。加振台振幅の増加によって、第一共振振動数が図 4.7(a) では上昇し、図 4.7(c) では下降するという性質がそれぞれ見られたが、図 4.7(b) はその遷移点付近に当たるものと考えられる。

図 4.8 は加振台振幅に対する二つの共振点と最大制振点の変化を示したグラフである。第一共振点は比較的大きく変化しており、主に無磁界時は加振台振幅増加によって共振点が上昇し、 $I = 2.0 \text{ A}$ では共振点が明確に下降している。 $I = 1.0 \text{ A}$ ではわずかに共振点が上昇しているため、 $I = 1.0 \text{ A}$ と $I = 2.0 \text{ A}$ の間に、第一共振点がほぼ変化しない磁界が存在すると考えられる。最大制振点の振動数は微小ながら加振台振幅増加によって上昇していることが認められ、円筒容器でのスロッシング固有振動数に見られる非線形性と一致した傾向である。一方、第二共振点は誤差程度の変化しか現れていない。

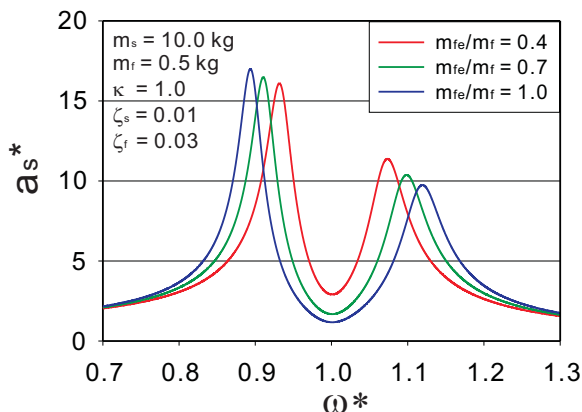


図 4.9: 有効質量比変化による構造物周波数応答変化

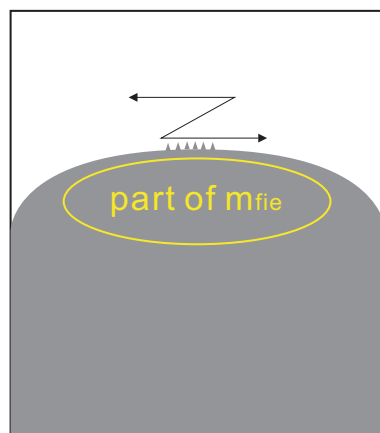


図 4.10: 磁界印加時の界面形状

4.5 TMD パラメータの導出

前項では加振台振幅変化時の TMFD における TMD パラメータ変化を定性的に評価したが、本項では定量的に TMD パラメータの値を調べる。一般的には TMD パラメータである有効質量等はロードセルを

用いた流体力測定によって求められる [50]。しかし、本研究では計測システムの複雑化を回避するために、変位センサと圧力センサによって得られた測定値によって TMD パラメータの導出を行う。

4.5.1 臨界減衰係数

付加振動系固有振動数、すなわちスロッシング固有振動数は式 (2.71) で与えられることが判明している。TMD アナロジーモデルにおいて付加振動系固有振動数は $\omega_f = \sqrt{k_f/m_{fe}}$ であるから、スロッシング固有振動数を TMD パラメータと見なすことができる。また、式 (4.34) は付加振動系が構造物に及ぼす力、すなわち流体力の位相差を表している。 φ_{P-s} は無次元加振振動数 ω^* 、固有振動数比 κ 及び付加振動系臨界減衰係数 ζ_f で表される関数である。振幅や加振振動数によるスロッシング固有振動数の変化は微小として ω_f を一定と見なすと、 κ は定数となり φ_{P-s} の変数は ω^* と ζ_f のみとなる。付加振動系臨界減衰係数は $\zeta_f = c_f/2m_{fe}\omega_f$ であるから、 ω_f とは独立な TMD パラメータと見なすことができる。流体力の位相差は圧力センサによって得られるため、図 2.42(a)~ 2.49, 図 3.15~ 3.18 といった圧力位相差変化グラフを用いて ζ_f を求めた。計算にあたり、 κ は最大制振点の振動数を利用し、 ζ_f は振幅や加振振動数によらず一定と見なしてカーブフィッティングにより ζ_f を求めた。以下に、得られた ζ_f 及び、それによって近似される流体力位相差を示す。

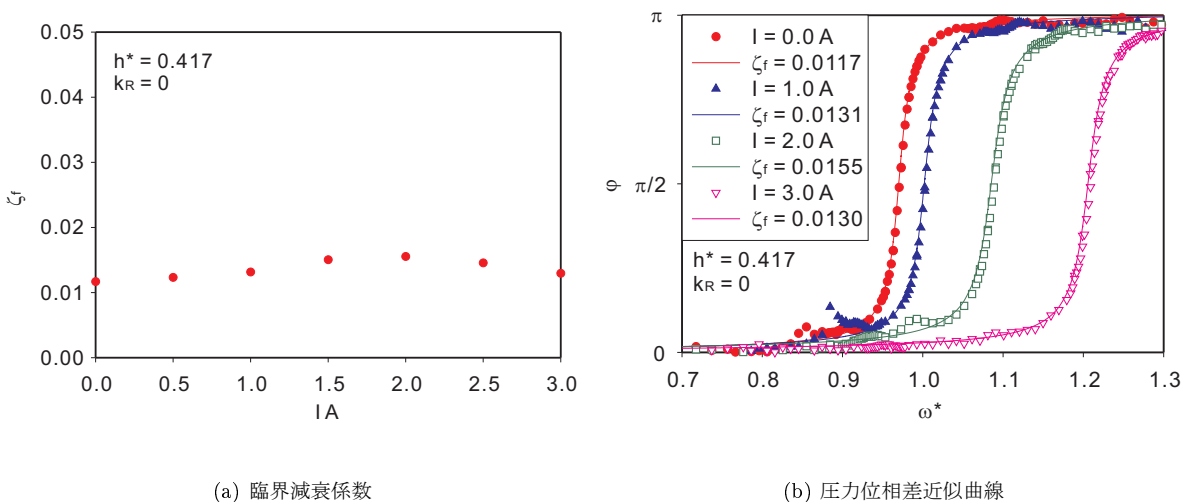
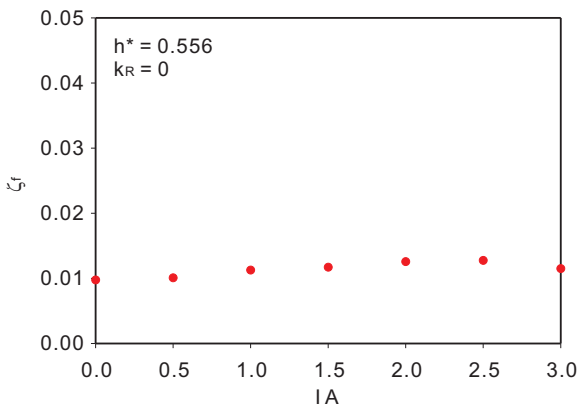
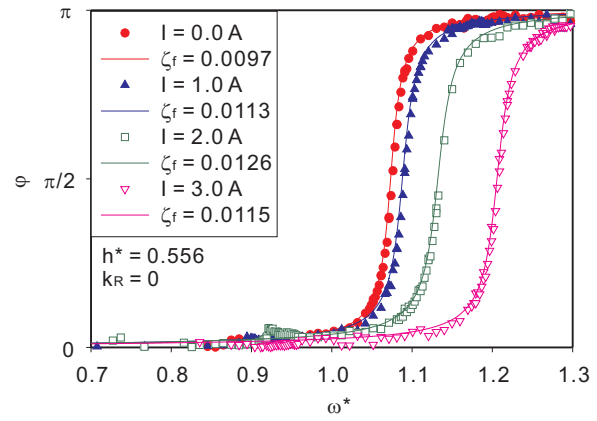


図 4.11: 単円筒容器, 液深 $h^* = 0.417$

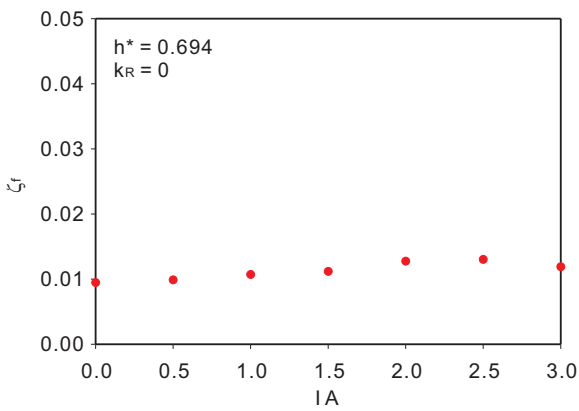


(a) 臨界減衰係數

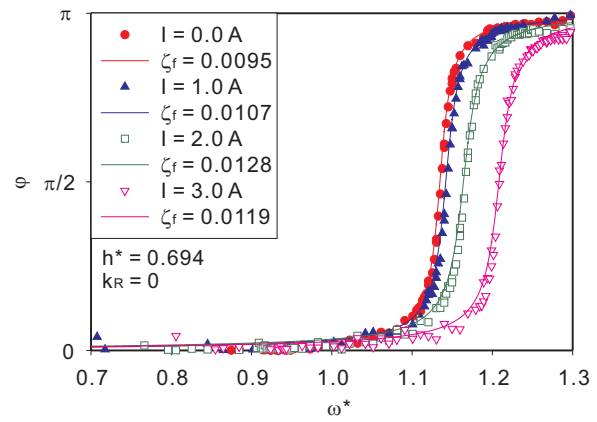


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.12: 單圓筒容器, 液深 $h^* = 0.556$

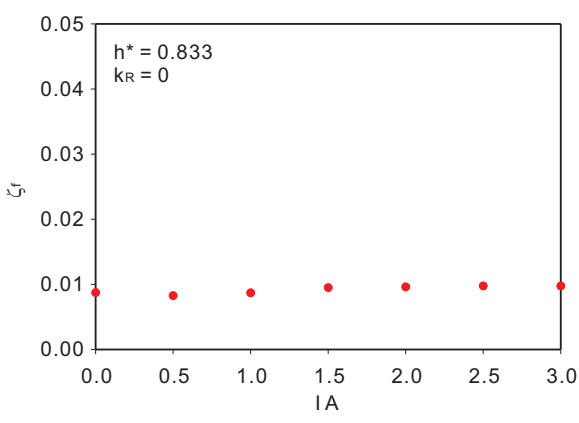


(a) 臨界減衰係數

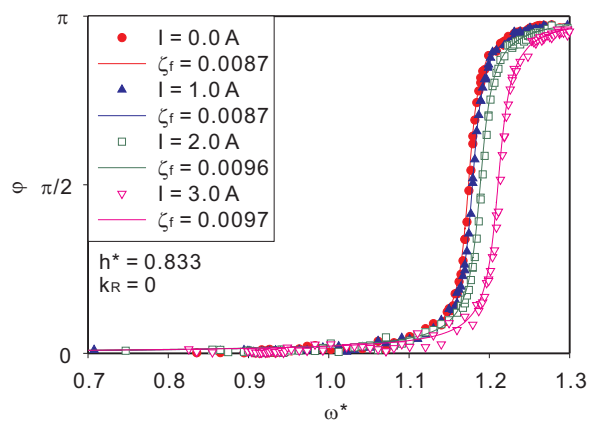


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.13: 單圓筒容器, 液深 $h^* = 0.694$

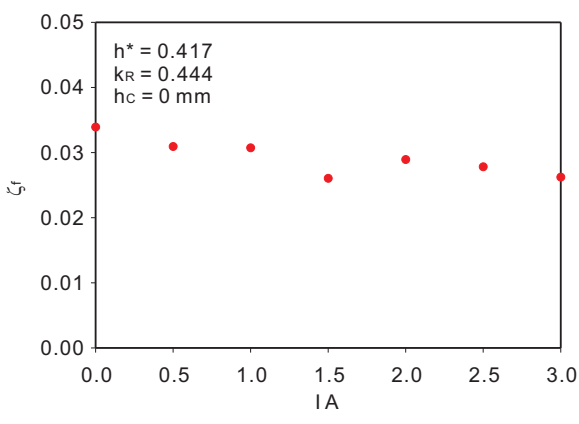


(a) 臨界減衰係數

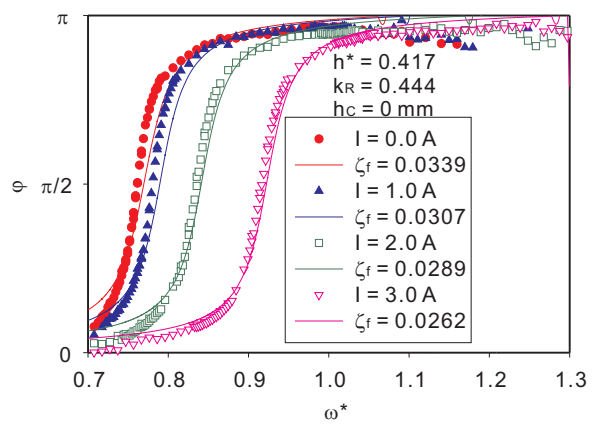


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.14: 單圓筒容器, 液深 $h^* = 0.833$

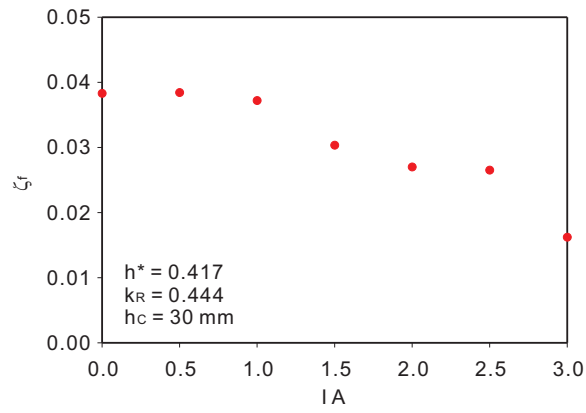


(a) 臨界減衰係數

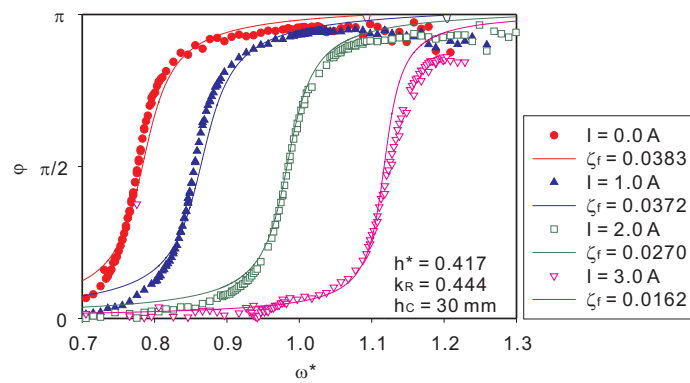


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.15: 二重圓筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 插入鐵心長 $h_c = 0 \text{ mm}$

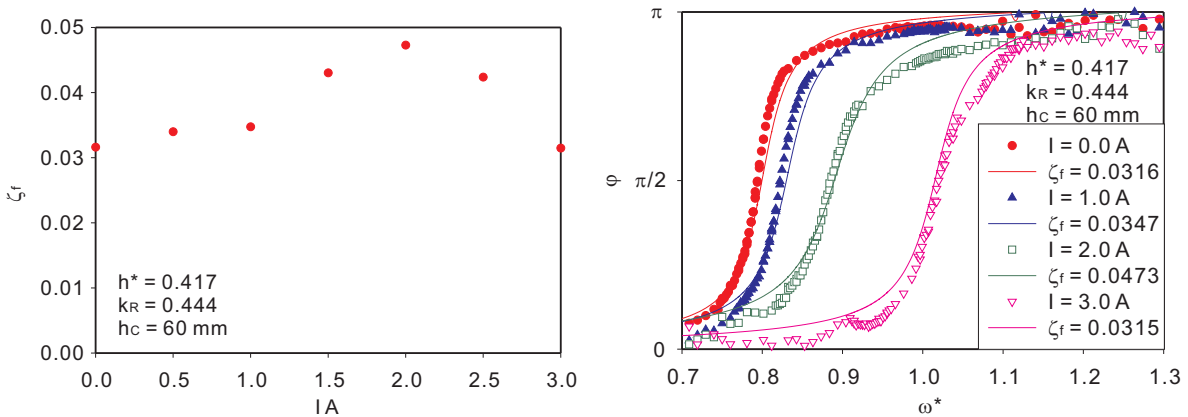


(a) 臨界減衰係數



(b) 壓力位相差近似曲線

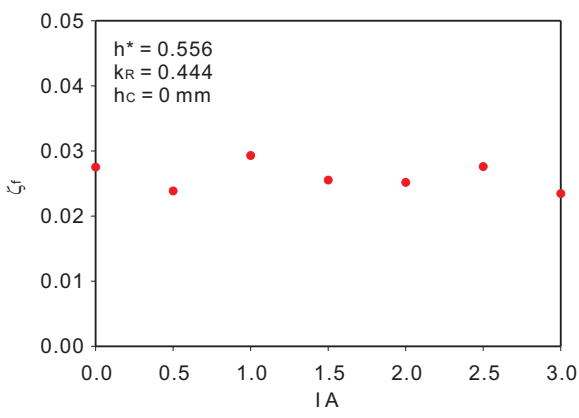
圖 4.16: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 挿入鉄心長 $h_C = 30$ mm



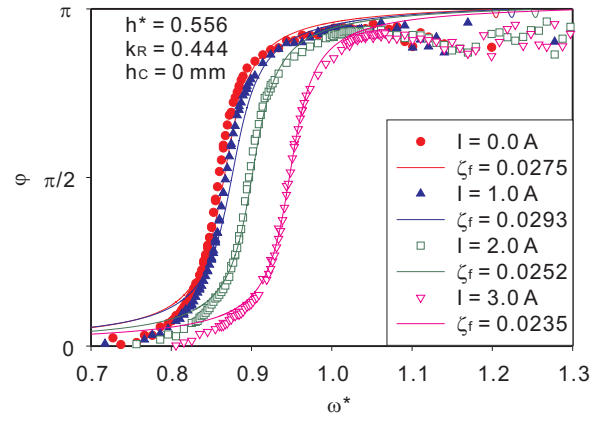
(a) 臨界減衰係數

(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.17: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.417$, 挿入鉄心長 $h_C = 60$ mm

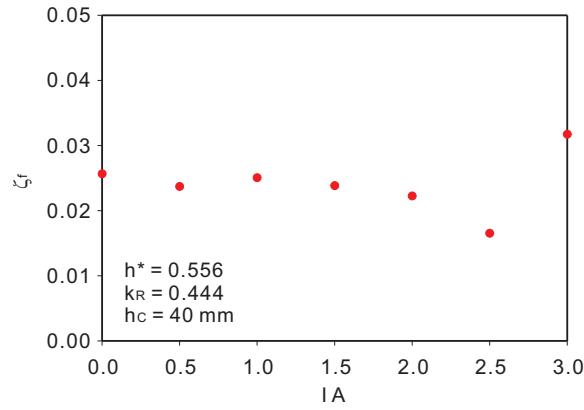


(a) 臨界減衰係数

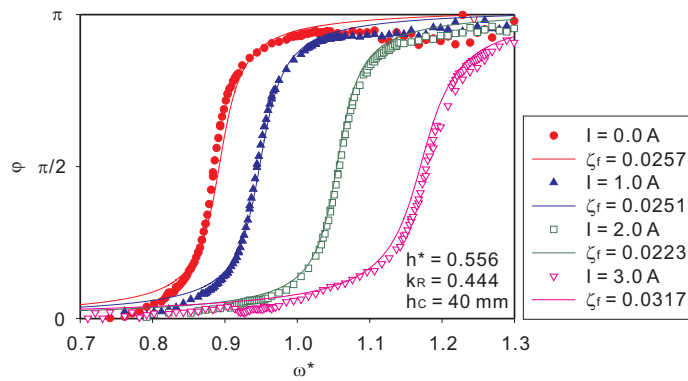


(b) 压力位相差近似曲線

図 4.18: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.556$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm

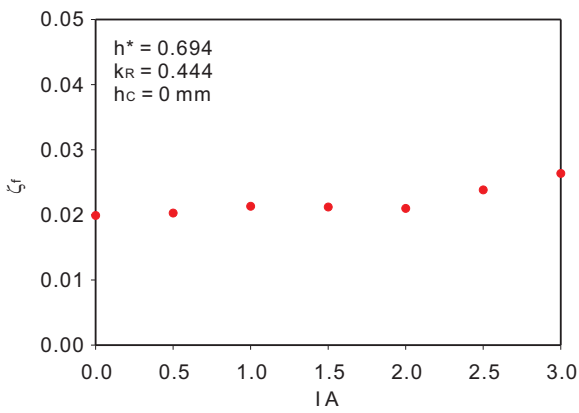


(a) 臨界減衰係数

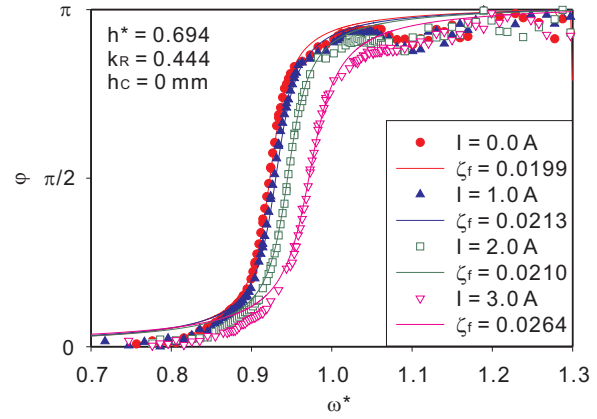


(b) 压力位相差近似曲線

図 4.19: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.556$, 挿入鉄心長 $h_C = 40$ mm

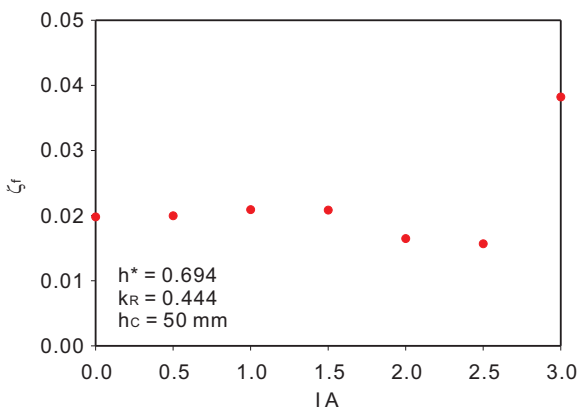


(a) 臨界減衰係數

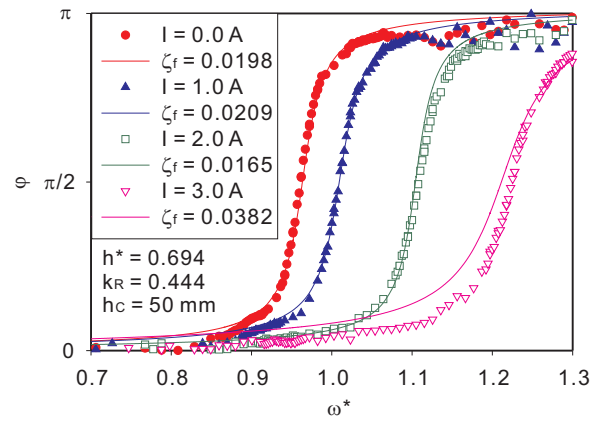


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.20: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.694$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm

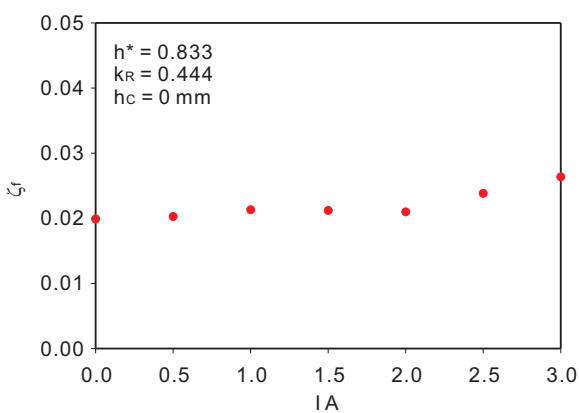


(a) 臨界減衰係數

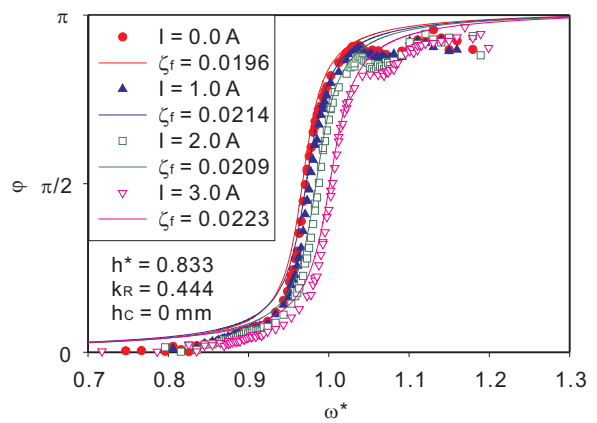


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.21: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.694$, 挿入鉄心長 $h_C = 50$ mm

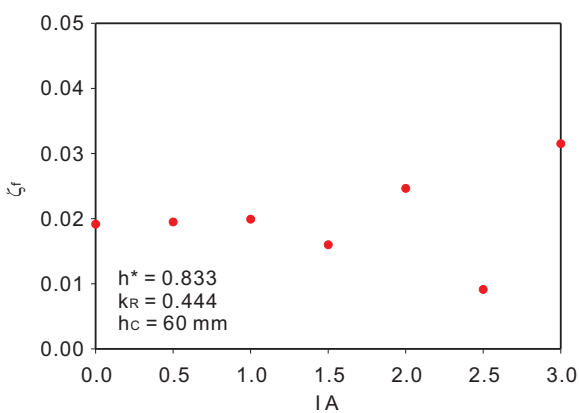


(a) 臨界減衰係數

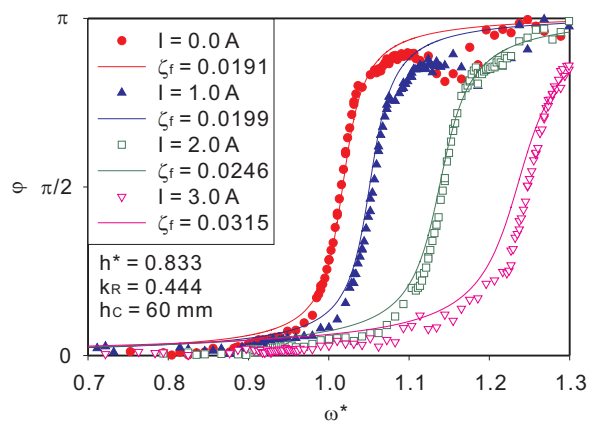


(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.22: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.833$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm



(a) 臨界減衰係數



(b) 壓力位相差近似曲線

圖 4.23: 二重円筒容器, $k_R = 0.444$, 液深 $h^* = 0.833$, 挿入鉄心長 $h_C = 60$ mm

図 4.11~ 4.23 は、円筒容器及び二重円筒容器の内の代表的なものについて、TMD アナロジーモデルにおける付加振動系臨界減衰係数 ζ_f を求めたものである。 ζ_f は振幅や振動数に依存しないものと仮定して求めたものであり、円筒容器を用いた図 4.11~ 4.14 については非常に良好に近似できている。その反面で、二重円筒容器では圧力位相差の測定値と近似曲線にやや誤差が生じており、例えば図 4.17(b) のように挿入鉄心長が長く印加磁界が強いものほど両者の誤差は拡大する傾向が見られる。特に、同図 $I = 3.0 \text{ A}$ の実験値は、低振動数時には臨界減衰係数が近似値よりも小さく、高振動数時には近似値よりも高くなっており、式 (4.17) と同様の変化をしていると考えられる。

圧力位相差の測定値と近似曲線の誤差が大きいものを除けば、 ζ_f は印加磁界によらずほぼ一定であるか、磁界印加によってわずかに上昇するに留まっている。磁性流体は磁界印加によって見掛けの粘度 [102] が増加することが知られており、微小ではあるが、本項で得られた結果も見掛けの粘度増加による影響と思われる。また、近似が良好に行われた円筒容器を見ると、液深が増加するほど ζ_f が低下している。これは、液深が増加することで液面付近の容器壁面と激しく摩擦する流体の割合が相対的に減少したためと考えられる。しかしながら、液深増加による ζ_f の減少量は小さく、誤差の範囲とも見なし得る。

円筒容器と二重円筒容器での ζ_f を比較すると、円筒容器では約 0.01 であるが、二重円筒容器では測定値と近似曲線の誤差が大きいものを除けば 0.02~ 0.03 となっている。本来流速が最大となる容器中央部で二重円筒の内円筒が抵抗となっているため、 ζ_f が大幅に増加したと考えられる。また、二重円筒容器でも液深の増加によって ζ_f が減少する傾向が見られる。

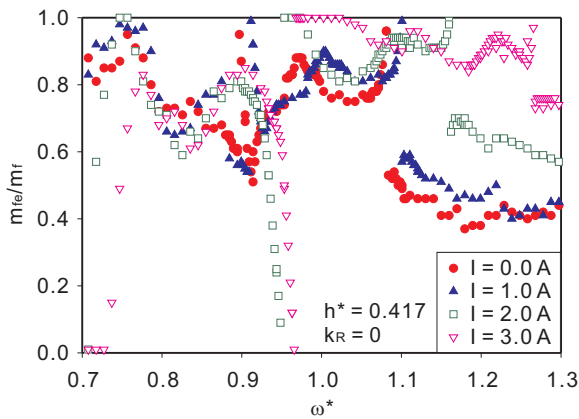
次に、磁界による見掛けの粘度増加のスロッシング固有振動数への影響を考える。磁性流体は磁界を印加しない時はニュートン流体として扱われるが、磁界印加によって擬塑性流体となり、ずり速度とせん断応力が線形比例しなくなることが知られている。上記やスロッシングの理論解析は一般に非粘性で扱われることも起因して、スロッシングにおいて磁界印加による見掛けの粘度増加の影響を議論するのは難しい。そのため、本項で得られた TMD パラメータの付加振動系臨界減衰係数の値を用いて付加振動系固有振動数に与える影響を考える。付加振動系が加振を受けず自由振動する時の運動方程式は

$$\ddot{x}_f^* + 2\kappa\zeta_f\dot{x}_f^* + \kappa^2x_f^* = 0 \quad (4.36)$$

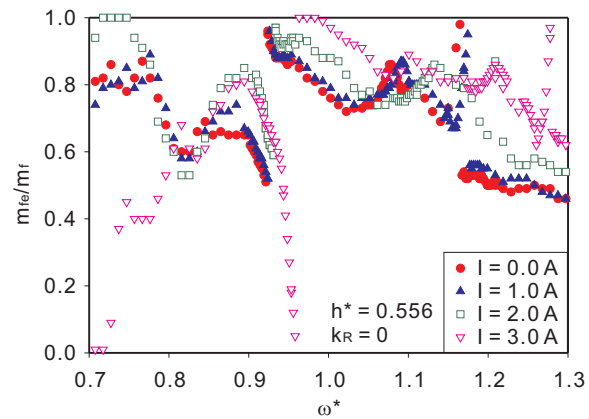
となる。この式の特性方程式を解くことによって、 $1 > \zeta_f^2$ である時、固有振動数は $\kappa\sqrt{1 - \zeta_f^2}$ と求められる。円筒容器では磁界を印加しない時の ζ_f はおよそ 0.01 であり、磁界印加によって ζ_f が 1.3 倍程度上昇している。無減衰では固有振動数は κ であるのに対して、 $\zeta_f = 0.01$ の時は $\kappa\sqrt{1 - \zeta_f^2} = 0.99995\kappa$ であり無磁界時は固有振動数への減衰の影響がほとんど無いと言える。磁界印加を行って $\zeta_f = 0.013$ となった場合にも $\kappa\sqrt{1 - \zeta_f^2} = 0.99992\kappa$ であり磁界印加による固有振動数変化は 0.003% と非常に微小である。二重円筒容器で誤差を気にしない場合は、 ζ_f は図 4.17 より無磁界時の 0.03 から磁界印加時の 0.05 まで変化したと考えられる。 $\zeta_f = 0.03$ の時は $\kappa\sqrt{1 - \zeta_f^2} = 0.99955\kappa$ であり、 $\zeta_f = 0.05$ の時は $\kappa\sqrt{1 - \zeta_f^2} = 0.99875\kappa$ である。磁界による固有振動数変化は、0.08% と無視できる大きさになっている。高粘度または見掛けの粘度増加の著しい磁性流体ではスロッシング固有振動数への粘度の影響も考慮すべきであるが、他の制振装置と共に TMFD を用いることを想定した場合、TMFD で用いる磁性流体は常に低粘度であることが望ましく、そのような磁性流体ではスロッシング固有振動数への粘度の影響を考慮する必要は無いと考えられる。

4.5.2 有効質量比

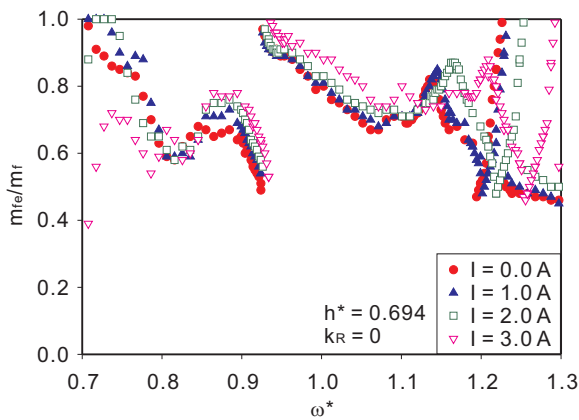
前項と同様に最大制振点を付加振動系固有振動数とし、前項で求めた付加振動系臨界減衰係数を用いて有効質量を求める。一自由度構造物に動吸振器を付与した時の無次元構造物振幅 a_s^* は、式 (4.31) で表されるように ω^* , κ , ζ_f , ζ_s , μ の関数である。 κ , ζ_f , ζ_s 及び構造物周波数応答が既知である時、質量比 μ を求めることができる。そこで、図 2.11~ 2.18, 図 3.15~ 3.18, 図 3.23~ 3.27 の構造物周波数応答を用いて、式 (4.31) と最小二乗法により質量比 μ を求め、有効質量比 m_{fe}/m_f を算出した。



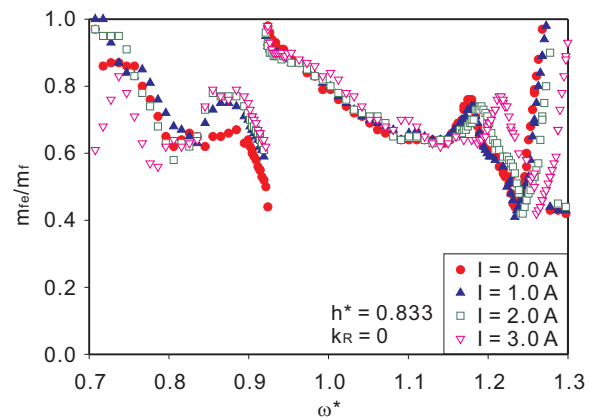
(a) 液深 $h^* = 0.417$



(b) 液深 $h^* = 0.556$

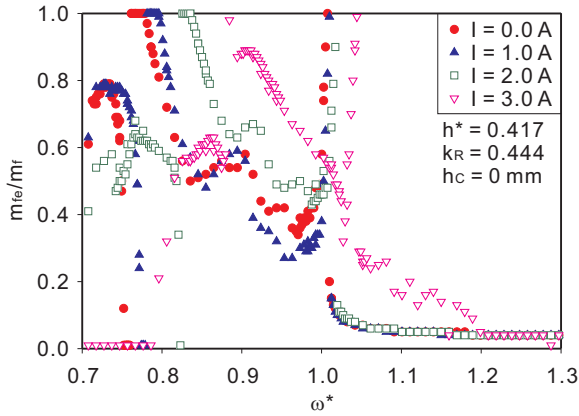


(c) 液深 $h^* = 0.694$

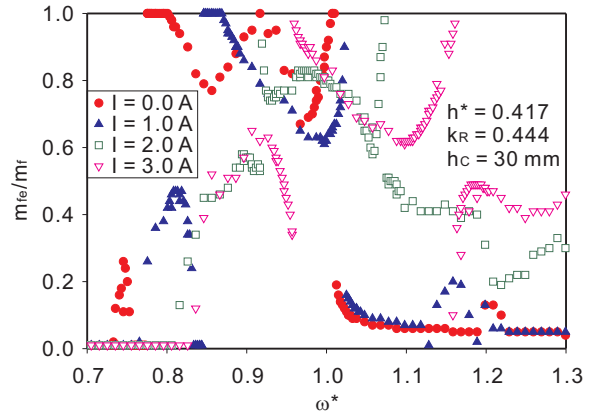


(d) 液深 $h^* = 0.833$

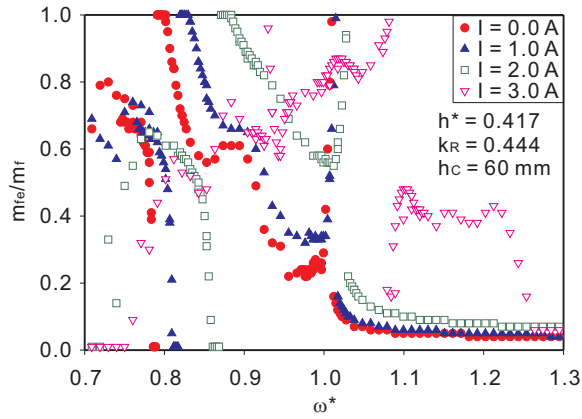
図 4.24: 円筒容器を用いた時の有効質量比



(a) 液深 $h^* = 0.417$ mm, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm

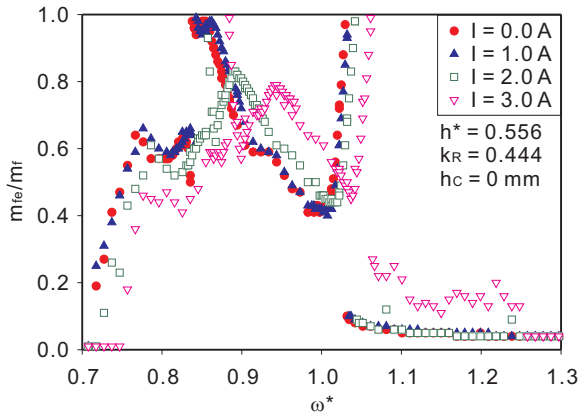


(b) 液深 $h^* = 0.417$ mm, 挿入鉄心長 $h_C = 30$ mm

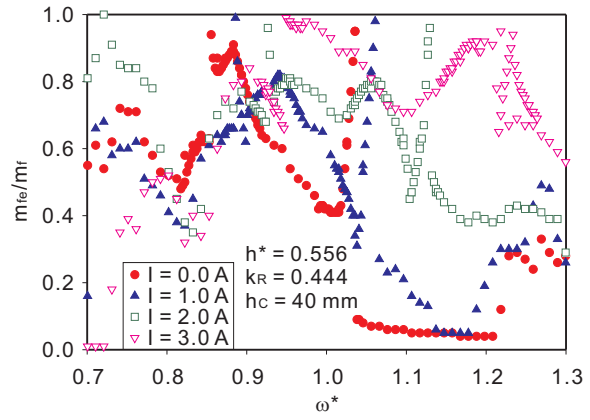


(c) 液深 $h^* = 0.417$ mm, 挿入鉄心長 $h_C = 60$ mm

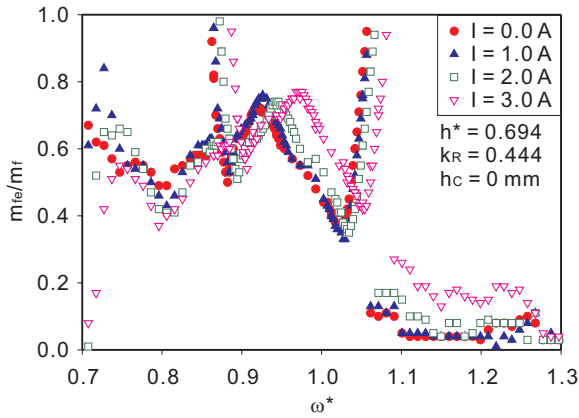
図 4.25: $k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いた時の有効質量比



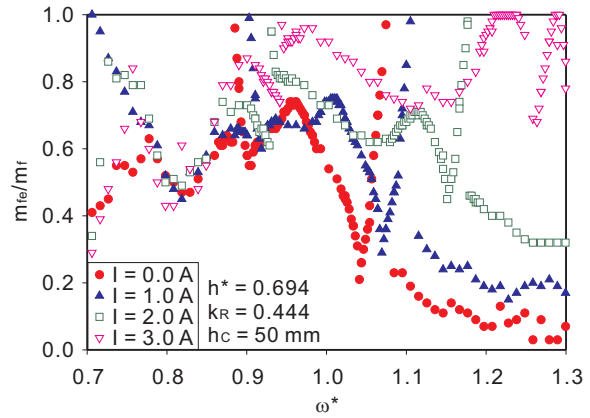
(a) 液深 $h^* = 0.556$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm



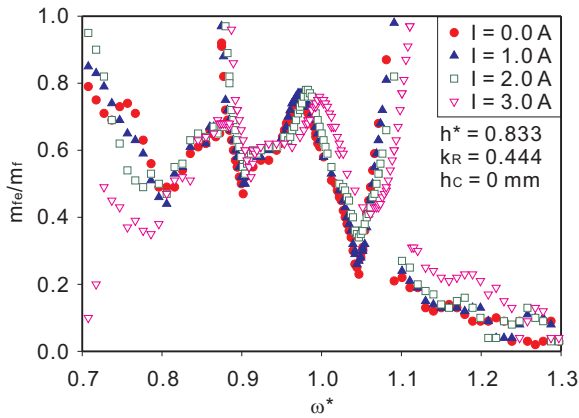
(b) 液深 $h^* = 0.556$, 挿入鉄心長 $h_C = 40$ mm



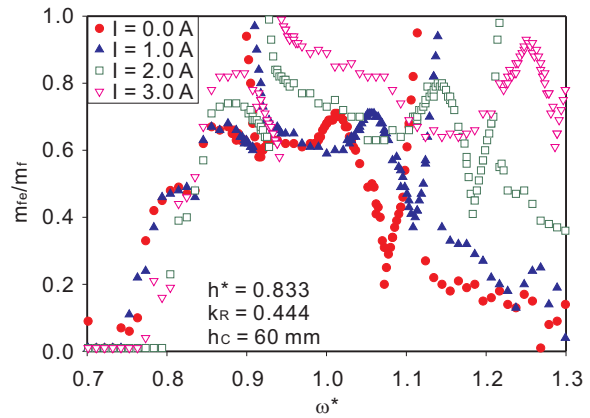
(c) 液深 $h^* = 0.694$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm



(d) 液深 $h^* = 0.694$, 挿入鉄心長 $h_C = 50$ mm



(e) 液深 $h^* = 0.833$, 挿入鉄心長 $h_C = 0$ mm



(f) 液深 $h^* = 0.833$, 挿入鉄心長 $h_C = 60$ mm

図 4.26: $k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いた時の有効質量比 cont.

図 4.24 は単円筒容器を用いた時の周波数応答から有効質量比を算出したものである。全体として、加振振動数の上昇に従い有効質量が減少している。また、構造物振幅の第一共振点を越えた直後に有効質量が大きく減少し、更にその直後に有効質量が最大となっている。特に、図 4.24(a) の $I = 2.0$ A 以上及び図 4.24(b) の $I = 3.0$ A では、構造物振幅の第一共振点直後に有効質量がほぼ 0 となるまで低下している。

有効質量は抽象的な概念であるため、単純に物理現象に結びつけることはできないが、上記の有効質量変化について次のことが考えられる。第一共振点直後に有効質量が急激に減少したのは、図 4.27 の a 点や b 点のように、複数の有効質量比の値が候補として該当したことが原因である。これは、式 (4.31) を変形すると μ の二次関数となり、条件によっては μ の $0 \leq m_{fe}/m_f \leq 1$ における実数解が二種類出るためである。図 4.27 の有効質量比変化時における周波数応答変化の傾向から、第一共振点直後は加振振動数の上昇に伴って低い有効質量比が正しい値と判定される可能性が生じると判断できる。それによって、図 4.24 では第一共振点直後に有効質量が急激に減少するという結果になった。第二共振点付近では逆のことが起こったために図 4.24(d) の $\omega^* = 1.25$ 付近のように有効質量が増加したと判定された可能性が高い。

また、第一共振点と縦方向スロッシング固有振動数は近い値を取るため、縦方向スロッシングが有効質量減少の一因となっていることも想定される。本装置において縦方向スロッシングは固有振動数を越えた所で急速に低減するため、このことが図 4.24(b) の $\omega^* = 0.92$ 付近のような有効質量の急激な上昇につながったとも考えられる。

図 4.25~ 4.26 は $k_R = 0.444$ の二重円筒容器を用いた時の有効質量比を算出したものであり、円筒容器と同様に加振振動数の上昇に従って有効質量が減少するという傾向が出ている。図 4.25(a) の低磁界時では $\omega^* = 1.0$ 付近から有効質量が非常に小さくなっている。 $\omega^* > 1.0$ は図 3.15(c) 及び図 3.15(d) を見ると圧力変化振幅及び位相差が計測ノイズより小さくなる範囲であり、磁性流体が流体力をほとんど生じさせていないと判断できる。そのために有効質量が非常に小さくなったと考えられる。

スロッシング固有振動数付近では、円筒容器は有効質量比が 0.8 程度となっているが、 $k_R = 0.444$ の二重円筒容器では有効質量比は 0.6 程度となっている。二重円筒容器では、容器中央の内円筒が流体運動を阻害し流体力が大幅に低減されたため、円筒容器よりも有効質量比が低くなったと考えられる。二重円筒容器及び容器への挿入鉄心を導入することで、円筒容器を用いるよりも広い制御域 (スロッシング固有振動数可変域) を得ることと液量の確保を行うことができたが、円筒容器に比べて二重円筒容器は流体質量を制振質量として活かすことに不向きであることが分かる。

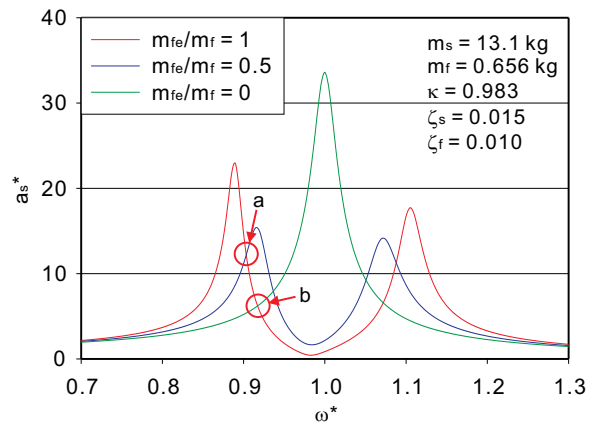


図 4.27: 有効質量変化時の構造物振幅

4.6 結言

本章では、TMFDの解析モデルとしてTMDアナロジーモデルを用いた時のTMDパラメータ変化についての研究を行った。まず、加振台振幅変化時のTMDパラメータ変化を定性的に考察し、以下の知見を得た。

- 無磁界時は加振台振幅の増加によって有効質量が減少する。
- 高磁界時は加振台振幅の増加によって有効質量が増加する。
- 最大制振点は加振台振幅の増加によってわずかに上昇する。
- 第二共振点はほとんど変化しない。

また、スロッシング固有振動数及び付加振動系臨界減衰係数を一定と見なし、圧力振幅位相差から付加振動系臨界減衰係数を定量的に求めた。得られた付加振動系臨界減衰係数によって作成される圧力振幅位相差の近似曲線は、円筒容器では実験値に良好に一致していたが、二重円筒容器では多少の誤差が見られた。得られた付加振動系臨界減衰係数と構造物振幅周波数応答を用いて有効質量を加振振動数毎に算出した。以上によって以下の知見を得た。

- 付加振動系臨界減衰係数は磁界によってわずかに上昇するかほぼ一定である。
- 付加振動系臨界減衰係数は容器形状の違いによって大幅に変化する。
- 加振振動数の上昇に従って有効質量は減少傾向にある。
- 第一共振点の直後に有効質量は最大となる。
- 二重円筒容器では高振動数域では流体力が非常に小さくなるため、有効質量も非常に小さくなる。

第5章 総括

機能性流体の一つである磁性流体は磁界に反応して多様な効果を生じる流体である。磁性流体を応用し実用化に至った製品は多くはないが、今日、磁性流体の実用化に向けて多数の応用研究が世界中でなされている。TMFD は磁性流体の応用を図ったものの一つであり、振動制御性能に限りが見られていた TLD に、より高い振動制御性能を持たせることを期待され考案された装置である。初めに考案されたのは非定常磁界印加型であったが、後に定常磁界印加型 TMFD が考案された。本研究では定常磁界印加型 TMFD に関して、基礎特性を調べることで、装置形状や最適液深等、より実用的となり得る条件を求めることを目的とした。

第 1 章では、研究の背景や本研究に関連する従来の研究を紹介した。

第 2 章では、円筒容器を用いた定常磁界印加型 TMFD において、主に基礎特性に関する研究を行った。まず、磁性流体のスロッシング線形理論解析及び実験による検討を行った。従来の研究で行われた軸方向磁界のみを考慮した理論解析により得られた式を従来式、本研究で行った軸方向及び半径方向磁界を考慮した理論解析により得られた式を新式とすると、従来式では定量的にスロッシング固有振動数を表すことができず、新式はスロッシング固有振動数を定量的に評価し得ることが分かった。これに関して得られた知見を以下に示す。

- 従来式を用いて容器内磁性流体の磁化率を逆算した時、磁化率の値は液深に依存して変化する。
- 新式を用いて同様に磁化率を逆算した時、磁化率の値は磁界にも液深にも依存せずほぼ一定となる。
- スロッシング固有振動数の従来理論式は実験値と定量的には一致しないが定性的には一致する。
- 磁気天秤法により得られる磁化率は磁界に依存して変化するが、その磁化率範囲内に新式による算出磁化率値が存在する。
- 従来式から得られる磁化率は、液深によっては磁気天秤法により得られる磁化率よりも大きくなる。

従来式及び新式では共に磁性流体の磁化率を一定と見なして解析を行っており、本来は磁界によって変化する磁化率の扱いに問題点があった。しかし、本研究によって磁化率を一定と見なすことの妥当性が示されたと同時に、スロッシング固有振動数を定量的に扱うことが可能となった。これによって、スロッシング固有振動数の事前予測が行えるようになったと考えられる。TMFD においてスロッシング固有振動数は最大限に制振効果を及ぼす振動数であるため、スロッシング固有振動数の事前予測は TMFD の設計において重要な意味合いを持つ。

スロッシング固有振動数の理論式を用いて TMFD の最適液深の決定を行った。最大印加磁界を三通り設定し、理論式から最適液深を求め検証実験を行った。以下に得られた知見を示す。

- 最大印加磁界が高いほど最適液深が低くなる。
- 液深が低いと制振質量減少のため最大制振点における制振効果が小さくなる。

- 液深が低い時にスロッシング固有振動数前後にスワーリングの影響が出やすい。
- 最大印加磁界が低い時は TLD の最適液深式を考慮する必要がある。

最大印加磁界が高ければスロッシング固有振動数可変域、すなわち TMFD の制御範囲が広がるが、最適液深時に十分な液量が確保しにくくなり制振性能が損なわれるという問題点が浮上した。また、液深が低くなるとスワーリングによって周波数応答に明瞭な乱れが見られるようになった。スワーリングは軸対称容器において液深に関係なく生じるものであり、容器内に隔壁を設けることが妥当な防止策と考えられるが、本研究の結果を受けると、液深を高くすることが防止策の一つになり得ると考えられる。

TMFD を適切に制御するには流体の状態をフィードバックする必要があると考えられるため、流体の状態を取得する手段として、容器壁面に小型圧力センサの設置を行った。圧力センサによって圧力変化振幅及び容器振動に対する位相差 (以下、圧力位相差) を測定したところ、以下の知見を得た。

- スロッシング固有振動数にて適切に圧力変化振幅の共振点が現れ、圧力位相差は $\pi/2$ となる。
- スロッシング固有振動数から大きく離れた時、ノイズ成分が計測値を上回る。

TMFD のフィードバック制御を行う時は、圧力位相差が $\pi/2$ に近づくようにスロッシング固有振動数を制御し、確認として圧力変化振幅が大きな値を取っているかを調べればよいと考えられる。ただし、フィードバックゲインは今後検討していく必要がある。

流体の状態として液面変位の測定を行い、圧力変化振幅との比較を行ったところ以下の知見を得た。

- 液面変位振幅と圧力変化振幅はほぼ線形比例する。
- 液面変位振幅と圧力変化振幅の変化の傾きは、縦方向スロッシング固有振動数の $1/2$ の振動数を境に変化する。

以上から、液面変位振幅を用いた TMFD の制御には、縦方向スロッシングに注意する必要があることが分かった。縦方向スロッシング固有振動数の $1/2$ を境界として変化の傾きが変わるのは、横方向加振振動の 1 周期中に縦方向スロッシングが 2 回生じ、その加振振動数にて縦方向スロッシングの位相差が変化するためと考えられる。

第 3 章では、二重円筒容器を用いた定常磁界印加型 TMFD を製作し、円筒容器で生じていた問題の解決を図ると共に、理論解析結果から制御性能の改善を試みた。円筒容器では最適液深時に十分な液量が確保できず、制振性能の低下を招いていたが、二重円筒容器では内円筒半径に従って液深を高く設定できると期待される。そこで、二重円筒容器を用いた TMFD に関して、構造物や圧力変化の周波数応答の測定を行い、以下の知見を得た。

- 内円筒半径が大きくなると、内円筒が流体運動を障害し、圧力変化振幅が小さくなる。
- 内円筒半径の増大に従って、スロッシング固有振動数変化量及び制振性能が低下する。

- スロッシング固有振動数変化率が最大値を取る内円筒半径は磁界分布形状に依存する。

以上から、二重円筒容器を用いた TMFD は円筒容器を用いたものよりも、スロッシング固有振動数変化量及び制振性能が低下するということが判明した。二重円筒容器内磁性流体に関してスロッシング線形理論解析を行ったところ、二重円筒容器でのスロッシング固有振動数は内円筒壁面上の液面における磁界及び磁界勾配に従って変化することが分かった。そこで、内円筒壁面上液面位置における磁界を強めることがスロッシング固有振動数変化量の改善につながると考え、その方法として二重円筒容器内円筒内部に鉄心を挿入することを考案した。鉄心挿入効果を実験的に検証し、以下の知見を得た。

- 挿入鉄心端面が液面に近づくほどスロッシング固有振動数変化量は増大する。
- 挿入鉄心半径が電磁石鉄心半径より小さい時、挿入鉄心端面が液面より高く位置していても、一定のスロッシング固有振動数変化量増大効果がある。
- 液深が高いほど鉄心挿入によるスロッシング固有振動数変化量増大効果が高い。

二重円筒容器に適切な鉄心を挿入した場合は、円筒容器よりもスロッシング固有振動数変化量が大幅に増大することが実験的に判明した。これにより、二重円筒容器に鉄心を挿入した TMFD を用いることで、液量の確保と広大なスロッシング固有振動数可変域を得ることが可能となった。今回は内円筒内部に鉄心挿入を行ったが、電磁石自体を内円筒内部の液面近くに配置することも、小さな電力エネルギーでスロッシング固有振動数を変化させるために有効な手段であると考えられる。

一方、第4章では、TMD アナロジーモデルを TMFD に適用した時の TMD パラメータについての研究を行った。構造物周波数応答に現れる二つの共振点及び一つの最大制振点の変化に着目し、有効質量及び付加振動系固有振動数の変化を定性的に考察した。加振振幅変化によって第一共振点に変化が見られ、加振振幅増加によって、無磁界時では有効質量が減少し、高磁界時では有効質量が増加することが分かった。また、加振振幅増加によって最大制振点の振動数はわずかながらに上昇傾向を示していた。

付加振動系固有振動数及び付加振動系臨界減衰係数はほぼ一定であると見なし、圧力位相差を用いて付加振動系臨界減衰係数を求めた。付加振動系臨界減衰係数は容器形状によって大きく異なる値を取っており、円筒容器よりも二重円筒容器の方が大きい値となった。また、付加振動系臨界減衰係数に、磁界によってわずかに上昇し、液深増加によってわずかに低下する傾向が見られた。構造物周波数応答を用いて有効質量比を求めたところ、加振振動数の上昇に伴い、有効質量が減少する傾向が得られた。第一共振点付近で有効質量は最大となるが、特に二重円筒容器において加振振動数がある一定以上となると、流体力の低下によって有効質量が著しく減少した。また、円筒容器に対して二重円筒容器では有効質量が低いという結果が得られた。このことにより、制振装置としての二重円筒容器は円筒容器に劣ると考えられる。

本研究では以上のように、円筒容器型 TMFD の基礎特性を求め、問題点の克服として二重円筒容器型 TMFD を提案し、更に二重円筒容器への鉄心挿入によって磁界による制御域を大幅に改善することに成功した。スロッシング固有振動数変化量を簡易な構造によって効果的に増大させたことは、スロッシングの研

究としても非常に意義深いものである。その反面、TMD アナロジーモデルを用いた解析によって、二重円筒容器では流体の制振装置として機能し得る質量である有効質量が小さくなるという欠点も見られた。しかしながら、二重円筒容器への鉄心挿入による制御域の大幅な伸張は、円筒容器では実現が難しいものである。二重円筒容器の内円筒半径がある程度小さくとも鉄心挿入効果は充分であり、内円筒半径が小さい方が流体力が大きくなることから、内円筒半径の適切な調整によって、有効質量を大きく減少させずに制御域を増加させることが可能であると考えられる。

参考文献

- [1] S. S. Papell, US Patent, No.3215572, (1965).
- [2] 神山新一, 磁性流体入門, (1989), 産業図書, 1・2・5章.
- [3] 鈴木弘道, 三田村好矩, 磁性流体・磁石駆動人工心臓の研究開発, 電子情報通信学会技術研究報告. MBE, ME とバイオサイバネティックス, Vol.103, No.133(2003), pp.61-66.
- [4] 渥美崇, MINKOV Dorian, 庄子哲雄, 中塚勝人, 佐々木巖, 内藤広郎, 生体適合磁性流体の開発と胃形態観察法, バイオエンジニアリング講演会講演論文集, No.13(2001), pp.276-277.
- [5] 殿畑信人, 魚住裕介, 中野正博, 松浦弘幸, 巨東英, 木下真三, 牧野健一, 金政浩, 野田信雄, 小井出一晴, 辺培, 今村稔, 若林源一郎, 米村祐次郎, DDS 応用のための磁性流体に関する基礎研究, バイオメディカル・ファジィ・システム学会誌, Vol.10, No.1(2008), pp.73-78.
- [6] A. K. Vala, R. Desai, R. V. Upadhyay and R. V. Mehta, A possible mechanism to control the spread and growth of facultative marine fungus aspergillus niger using magnetic fluid, *Magnetohydrodynamics*, Vol.44, No.4(2008), pp.425-432.
- [7] M. Koneracka, M. Muckova, V. Zavisova, N. Tomasovicova, P. Kopcansky, M. Timko, A. Jurikova, K. Csach, V. Kavecansky and G. Lancz, Encapsulation of anticancer drug and magnetic particles in biodegradable polymer nanospheres, *Journal of Physics-Condensed Matter*, Vol.20, No.20(2008), 204151(6pp).
- [8] M. Pavel and A. Stancu, Ferromagnetic nanoparticles dose based on tumor size in magnetic fluid hyperthermia cancer therapy, *IEEE Transactions on Magnetism*, Vol.45-2, No.11(2009), pp.5251-5254.
- [9] P. Pradhan, J. Giri, G. Samanta, H. D. Sarma, K. P. Mishra, J. Bellare, R. Banerjee and D. Bahadur, Comparative evaluation of heating ability and biocompatibility of different ferrite-based magnetic fluids for hyperthermia application, *Journal of Biomedical Materials Research, Part B-Applied Biomaterials*, Vol.81B, No.1(2005), pp.12-21.
- [10] M. Kobayashi, F. Shi and K. Maemori, Modeling and parameter identification of a shock absorber using magnetorheological fluid, *Journal of System Design and Dynamics*, Vol.3, No.5(2009), pp.804-813.

- [11] 林賢, 濱口宏夫, 磁性イオン液体: 研究の始まり, 化学と工業, Vol.58, No.10(2005), pp.1221-1223.
- [12] R. E. Zelazo and J. R. Melcher, Dynamics and stability of ferrofluids: surface interactions, Journal of Fluid Mechanics, Vol.39, No.1(1969), pp.1-24.
- [13] T. Sawada, H. Kikura and T. Tanahashi, Kinematic characteristics of magnetic fluid sloshing in a rectangular container subject to non-uniform magnetic fields, Experiments in Fluids, Vol.26, No.3(1999), pp.215-221.
- [14] 半田邦久, 田島清ひろ, 長方形タンク内の二層流体のスロッシング, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.45, No.398(1979), pp.1450-1457.
- [15] 葉山眞治, 有賀敬治, 渡辺辰郎, 長方形容器におけるスロッシングの非線形応答 (第1報 液面変位の共振応答), 日本機械学会論文集 (C編), Vol.49, No.437(1983), pp.22-30.
- [16] 清水隆, 葉山眞治, 浅水波理論を応用したスロッシングの非線形応答: 第1報, 基礎式の導出と長方形容器における非線形応答, 日本機械学会論文集 (C編), Vol.53, No.486(1987), pp.357-363.
- [17] H. N. Abramson, W. H. Chu and D. D. Kana, Some studies of nonlinear lateral sloshing in rigid containers, NASA Technical Reports, NASA-CR-375(1966), 42 pages.
- [18] 木村憲明, 大橋弘隆, 軸対称容器におけるスロッシングの非線形応答 (第1報, 支配方程式の導出と解の性質), 日本機械学会論文集 (第1部), Vol.44, No.385(1978), pp.3024-3033.
- [19] 大森博司, 松井徹哉, 加藤啓一, 藤原健, 液体貯槽における有限振幅液面動揺に関する研究 (その3) スワリングについての検討, 日本建築学会構造系論文報告集, No.385(1988), pp.69-78.
- [20] 大平泰弘, 喰田洋, 澤田達男, 円筒容器内の水平加振磁性流体スロッシングにおいて発生するスワリング現象に関する研究, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集 2000, (2000), p.163.
- [21] 木倉宏成, 澤田達男, 棚橋隆彦, 磁性流体スロッシングにおける液面挙動と周波数応答, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.57, No.537(1991), pp.1629-1634.
- [22] C. M. Harris and C. E. Crede, Shock and vibration handbook, Vol.1, Chap.6, (1961), MacGraw-HILL Book Company.
- [23] 末岡淳男, 金光陽一, 近藤孝広, 機械振動学, (2000), 朝倉書店, 5・10章.
- [24] 櫛田裕著, 環境振動工学入門, (1997), 理工図書, 2章.
- [25] 背戸一登, 構造物の振動制御, (2006), コロナ社, 8・9章.

- [26] 田中信雄, 振動制御, (2008), 養賢堂, 1~ 3 章.
- [27] 長島一郎, 西山正三, 篠崎祐三, アクティブマスダンパーを用いた建物の振動制御: その2 装置能力の制約を考慮した可変ゲイン制御手法とその制御性能に関する研究, 日本建築学会構造系論文集, No.483(1996), pp.39-49.
- [28] 古石喜郎, 武藤浄, アクティブ・マス・ダンパによる構造物の振動制御: 単一制御力による多自由度系の制振, 日本機械学会論文集 (C 編), Vol.52, No.474(1986), pp.683-687.
- [29] 背戸一登, 猿渡克己, 藤田勝久, 古石喜郎, 能動的動吸振器の研究, 日本機械学会論文集 (C 編), Vol.57, No.538(1991), pp.1834-1841.
- [30] 阿部雅人, 藤野陽三, アクティブ動吸振器による建設系構造物のファジー制御, 第 38 回 自動制御連合講演会, (1995), pp.491-492.
- [31] 光田慎治, 背戸一登, 能動的制振装置の最適設計法について, 日本機械学会論文集 (C 編), Vol.57, No.534(1991), pp.393-398.
- [32] 福田秀章, 上野和之, 神山新一, 小山忠正, 磁性流体アクティブダンパに関する基礎研究, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.63, No.616(1997), pp.3891-3898.
- [33] 岡本久美子, 小山忠正, 神山新一, 磁性流体アクティブダンパの制御特性に関する研究, 日本機械学会全国大会講演論文集, Vol.76, No.3(1998), pp.253-254.
- [34] 中川聡子, 相楽憲伸, 山田敦, 非線形補償器を用いた磁性流体タイプセミアクティブダンパの提案, 電気学会論文誌 D, Vol.118-D, No.5(1998), pp.598-604.
- [35] 日高尚志, 森下信, ER 流体を用いた可変減衰型動吸振器による適応的制振システム, 日本機械学会論文集 (C 編), Vol.65, No.638(1999), pp.3992-3998.
- [36] 杉本晃一, 松下尚史, 堂田周治郎, 電気粘性流体を用いたダンパの開発, 日本機械学会中国四国支部総会講演会講演論文集, Vol.40, (2002), pp.357-358.
- [37] H. F. Bauer, Theory of fluid oscillations in partially filled cylindrical containers, NASA Technical Reports, MTP-AERO-62-1(1962), 51pages.
- [38] V. J. Modi and F. Welt, Damping of wind induced oscillations through liquid sloshing, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.30, Nos.1-3(1988), pp.85-94.
- [39] S. M. Gardarsson and H. Yeh, Hysteresis in shallow water sloshing, Journal of Engineering Mechanics-ASCE, Vol.133, No.10(2007), pp.1093-1100.

- [40] D. E. Olson and D. A. Reed, A nonlinear numerical model for sloped-bottom tuned liquid dampers, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Vol.30, No.5(2001), pp.731-743.
- [41] L. M. Sun, Y. Fujino, B. M. Pacheco and P. Chaiseri, Modelling of tuned liquid damper (TLD), *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.43, No.1-3(1992), pp.1883-1894.
- [42] 若原敏裕, 藤野陽三, 野村卓史, Boussinesq 方程式を用いた円筒形同調液体ダンパーの非線形スロッシング解析, *土木学会論文集*, No.549(1996), pp.125-140.
- [43] S. Kaneko and M. Ishikawa, Modeling of tuned liquid damper with submerged nets, *Journal of Pressure Vessel Technology-Transactions of the ASME*, Vol.121, No.3(1999), pp.334-343.
- [44] 高西照彦, 多田浩, 園田敏矢, 非線形水平振動を行う長方形 TLD 内容液の等価振動系近似, *土木学会論文集*, No.598(1998), pp.111-123.
- [45] 大山巧, 藤井邦雄, 2次元非線形スロッシング問題の境界要素解析, *構造工学論文集*, No.35A(1989), pp.575-584.
- [46] 荻生田弘, 水のスロッシングを利用した制振装置, *三井造船技報*, No.137(1989), pp.13-20.
- [47] 野路利幸, 吉田英敏, 立見栄司, 小坂英之, 荻生田弘, 水のスロッシングを利用した制振装置の研究 : (その 1) 装置の流体力特性と制振効果の特性, *日本建築学会構造系論文報告集*, No.411(1990), pp.97-105.
- [48] 中垣亮二, 植田利夫, 有馬健次, 加道博章, Tuned Sloshing Damper の振動特性と制振効果, *構造工学論文集 A*, Vol.36, No.2(1990), pp.591-602.
- [49] Y. Tamura, R. Kousaka and V. J. Modi, Practical application of nutation damper for suppressing wind-induced vibrations of airport towers, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.43, Nos.1-3(1992), pp.1919-1930.
- [50] 藤野陽三, パチェコ ベニート, チャイセリ ピヤワット, 孫利民, 古賀健一, TMD アナロジーをベースにした TLD の特性の理解, *構造工学論文集*, Vol.36A, (1990), pp.577-590.
- [51] T. Wakahara, T. Ohyama and K. Fujii, Suppression of wind-induced vibration of a tall building using tuned liquid damper, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.43, Nos.1-3(1992), pp.1895-1906.
- [52] 佐々木淳一, 塩崎洋一, 長谷部廣行, 武内義夫, 消波材を用いた TLD (Liquid Damper) の実験的研究, *日本建築学会技術報告集*, No.1(1995), pp.167-171.

- [53] Y. Xin, G. Chen and L. Menglin, Seismic response control with density-variable tuned liquid dampers, *Earthquake Engineering and Engineering Vibration*, Vol.8, No.4(2009), pp.537-546.
- [54] C. G. Koh, S. Mahatma and C. M. Wang, Reduction of structural vibrations by multiple-mode liquid dampers, *Engineering Structures*, Vol.17, No.2(1995), pp.122-128.
- [55] 藤野陽三, 孫利民, 山口宏樹, マルティプル TMD/TLD の特性の把握, *構造工学論文集*, Vol.38A, No.2(1992), pp.825-836.
- [56] 若原敏裕, 藤野陽三, TMD のアナロジーを利用した円筒形 TLD の振動特性の把握とモデル化, *土木学会論文集*, No.584(1998), pp.109-123.
- [57] 野路利幸, 吉田英敏, 立見栄司, 小坂英之, 萩生田弘, 実構造物における制振効果の検証: 水のスロッシングを利用した制振装置の研究 (その 2), *日本建築学会構造系論文報告集*, No.419(1991), pp.145-152.
- [58] 市川康, 田村幸雄, 佐々木淳, 中村秀司, 内外径比の大きい二重円筒容器 TLD の特性とその制振効果に関する実験的研究, *日本建築学会学術講演梗概集 B 構造 1*, (1991), pp.989-990.
- [59] 市川康, 田村幸雄, 佐藤民夫, 渡辺厚, 二重円筒容器 TLD の大振幅での基本特性と制振効果に関する実験的研究, *日本建築学会学術講演梗概集 B 構造 1*, (1992), pp.1087-1088.
- [60] P. Chaiseri, Y. Fujino, B. M. Pacheco, L. M. Sun and N. Nishimura, Study of size and shape effects on tuned liquid damper, *土木学会第 43 回年次学術講演会講演概要集*, (1988), pp.680-681.
- [61] T. Ikeda and R. A. Ibrahim, Nonlinear random responses of a structure parametrically coupled with liquid sloshing in a cylindrical tank, *Journal of Sound and Vibration*, Vol.284, Nos.1-2(2005), pp.75-102.
- [62] T. Ikeda, Nonlinear parametric vibrations of an elastic structure with a rectangular liquid Tank, *Nonlinear Dynamics*, Vol.33, Issue 1(2003), pp.43-70.
- [63] T. Ikeda, Autoparametric resonances in elastic structures carrying two rectangular tanks partially filled with liquid, *Journal of Sound and Vibration*, Vol.302, Nos.4-5(2007), pp.657-682.
- [64] 阿部雅人, 藤野陽三, 佐野泰知, 磁性流体を用いた同調液体ダンパー (TLD) に関する実験的検討, *日本機械学会 第 5 回「運動と振動の制御」シンポジウム講演論文集*, (1997), pp.277-280.
- [65] M. Abe, Y. Fujino and N. Kimura, Active tuned liquid damper (TLD) with magnetic fluid, *Proceedings of SPIE*, Vol.3329, (1998), pp.620-623.

- [66] 福田武人, 大島信生, 阪本大介, ER 流体を用いた Tuned Sloshing Damper に関する研究, 日本機械学会 1999 年度年次大会講演論文集, No.1(1999), pp.343-344.
- [67] D. Sakamoto, N. Oshima and T. Fukuda, Tuned sloshing damper using electro-rheological fluid, Smart Materials and Structures, Vol.10, No.5(2001), pp.963-969.
- [68] 高橋武司, 大平泰弘, 澤田達男, 磁性流体スロッシングの制振装置への応用, 日本機械学会年次大会講演論文集, No.4(2000), pp.267-268.
- [69] Y. Ohira, H. Houda and T. Sawada, Effect of magnetic field on a tuned liquid damper using a magnetic fluid, International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.13, Nos.1-4(2002), pp.71-78.
- [70] 田中博之, 磁性流体を用いた同調液体ダンパーに関する基礎研究, 慶應義塾大学修士論文, (2002).
- [71] 堀江庄平, 相澤崇之, 澤田達男, 磁性流体を用いた同調液体ダンパーの制振特性, 第 16 回 電磁力関連のダイナミクス シンポジウム講演論文集, (2004), pp.267-268.
- [72] 堀江庄平, 中村純, 澤田達男, 磁性流体を用いた同調液体ダンパーの制振特性に関する研究, 日本混相流学会年会講演会講演論文集, (2005), pp.501-502.
- [73] S. Horie, M. Shimoda, K. Ohno, J. Nakamura and T. Sawada, Effective method of applying magnetic field on a tuned liquid damper using a magnetic fluid, International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.25, Nos.1-4(2007), pp.139-143.
- [74] 下田学, 堀江庄平, 大野憲一, 澤田達男, 固有振動数可変型同調磁性流体ダンパーの考案とその制振特性, 磁性流体連合講演会講演論文集, (2005), pp.27-28.
- [75] 玉木利裕, 坂井藤一, 高枝新伍, 鬼東博文, Tuned Liquid Column Damper (液柱ダンパー) の研究, 日本建築学会学術講演梗概集 B 構造 1, (1988), pp.571-572.
- [76] K. M. Shum, Closed form optimal solution of a tuned liquid column damper for suppressing harmonic vibration of structures, Engineering Structures, Vol.31, No.1(2009), pp.84-92.
- [77] H. N. Li, Q. Jin, G. B. Song and G. X. Wang, TLCD semi-active control methodology of fuzzy neural network for eccentric buildings, Advances Natural Computation, PT 3, Proceedings, Vol.3612, (2005), pp.1089-1098.
- [78] S. K. Yalla, A. Kareem, Semiactive tuned liquid column dampers: Experimental study, Journal of Structural Engineering-ASCE, Vol.129, No.7(2003), pp.960-971.

- [79] J. Y. Wang, Y. Q. Ni, J. M. Ko and B. F. Spencer, Magneto-rheological tuned liquid column dampers (MR-TLCDs) for vibration mitigation of tall buildings: modelling and analysis of open-loop control, *Computers and Structures*, Vol.83, Nos.25-26(2005), pp.2023-2034.
- [80] 玉木利裕, 高枝新伍, 坂井藤一, 空気室型液柱管ダンパー (TLCD-AC) の振動実験, *日本建築学会学術講演梗概集 B 構造 1*, (1992), pp.1073-1074.
- [81] 日本免震構造協会編, 免震構造入門, (1995), オーム社, 1・5章.
- [82] 相沢覚, 免震構造の設計と施工, (1997), 理工図書, 1・4章.
- [83] 菊地隆志, 室田伸夫, 早川修平, 本間友規, 北村春幸, 高岡栄治, 引田真規子, 竹中康雄, 大振幅繰返し変形を受ける積層ゴム支承の熱・力学的連成挙動に関する研究: その7 高減衰積層ゴムの動的加振実験結果の履歴エネルギーによる評価, *日本建築学会学術講演梗概集 B-2 構造 2*, (2008), pp.393-394.
- [84] 鈴木明雄, 上田栄, 坂口達, 世良信次, 中村嶽, 村松佳孝, 室田伸夫, 山本享明, 三田村秀雄, 北村春幸, 調査に基づく免震建築物用すべり系支承の摩擦係数基本特性の分析, *日本建築学会技術報告集*, No.19(2004), pp.49-54.
- [85] 世良信次, 鈴木明雄, 橋本和信, 三浦義勝, 亀井俊明, 及部好久, 北村春幸, 調査に基づく免震建築物用転がり系支承の摩擦係数基本特性の分析, *日本建築学会技術報告集*, No.19(2004), pp.45-48.
- [86] ステンレス鋼棒ダンパーの構造性能に関する実験的研究: その3:復元力特性に関する考察, 中出睦, *日本建築学会学術講演梗概集 B-2 構造 2*, (2004), pp.179-180.
- [87] 米田裕, 三田彰, 超音波を用いた免震用鉛ダンパ入り積層ゴムの性能評価法に関する研究, *日本建築学会学術講演梗概集 B-2 構造 2*, (2006), pp.943-944.
- [88] 佐藤栄児, 藤田隆史, 超磁わいアクチュエータ駆動の油圧システムを用いた可変摩擦ダンパによる建築構造物のセミアクティブ免震, *日本機械学会論文集 C 編*, Vol.73, No.730(2007), pp.1723-1730.
- [89] 佐藤栄児, 藤田隆史, MR 流体を用いた可変粘性ダンパによる建築構造物のセミアクティブ免震, Vol.72, No.717(2006), pp.1428-1434.
- [90] 久家英夫, 山本雅史, 粘性体ダンパを用いたサ-バラック用免震装置の振動台実験, *日本建築学会学術講演梗概集 B-2 構造 2*, (2008), pp.349-350.
- [91] 齊藤正人, 強震動による免震システムの過大応答変位を抑制するための新機構の提案と解析的評価, *土木学会論文集 A*, Vol.64, No.2(2008), pp.258-272.

- [92] 吉田和夫, 世界初のセミアクティブ免震ビル (機械制御実践講座), 日本機械学会誌, Vol.104, No.995(2001), pp.698-702.
- [93] 平井一男, 水田洋司, 耐震工学入門, (1994), 森北出版, 3章.
- [94] K. Ohno, M. Shimoda and T. Sawada, Optimal Design of a Tuned Liquid Damper Using a Magnetic Fluid with One Electromagnet, Journal of Physics: Condensed Matter, Vol.20, No.20(2008), 204146(5pp).
- [95] 山岸邦彰, 曾田五月也, 粘性流体を利用したスロッシングダンパーの制振効果に関する研究, 日本建築学会学術講演梗概集 B 構造 1, (1994), pp.1095-1096.
- [96] 木村憲明, 大橋弘隆, 軸対称容器におけるスロッシングの非線形応答 (第2報, 数値計算及び実験との比較), 日本機械学会論文集 (第1部), Vol.44, No.386(1978), pp.3446-3454.
- [97] 山本敏男, 安田仁彦, 永合達生, 多自由度非線形振動系における超和差調波振動について, 日本機械学会論文集, Vol.41, No.342(1975), pp. 443-452.
- [98] 池田隆, 平山壽和, 中川紀壽, 円筒水槽内のスロッシングによる構造物の非線形振動 : 第1報 液面の面内運動が現れる場合の応答, 日本機械学会論文集 (C編), Vol.61, No.591(1995), pp.4131-4139.
- [99] 池田隆, 平山壽和, 中川紀壽, 円筒水槽内のスロッシングによる構造物の非線形振動 : 第2報 外力が比較的大きい場合に発生する特異な振動, 日本機械学会論文集 (C編), Vol.61, No.591(1995), pp.4140-4147.
- [100] E. W. Graham and A. M. Rodriguez, Characteristics of fuel motion which affect airplane dynamics, Journal of Applied Mechanics, Vol.19, No.3(1952), pp.381-388.
- [101] G. W. Housner, Dynamic pressures on accelerated fluid containers, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol.47, (1957), pp.15-35.
- [102] 神山新一, 小池和雄, 王之珊, 磁性流体のレオロジー特性に関する研究, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.52, No.484(1986), pp.3947-3953.
- [103] J. W. Miles, Surface-wave damping in closed basins, Proceedings of Royal Society London, No.A297(1967), pp.459-475.
- [104] T. G. Lepelletier and F. Raichlen, Nonlinear oscillations in rectangular tanks, Journal of Engineering Mechanics-ASCE, Vol.114, No.1(1988), pp.1-23.

謝辞

本研究は、慶應義塾大学大学院理工学研究科澤田研究室にて、慶應義塾大学理工学部 澤田達男教授の指導の元に行われたものです。

研究を遂行し本論文を作成するに当たり、澤田先生には様々な面でご指導を賜りました。大学4年で研究室に配属されてから6年間もの間、研究のこと、作法のこと、学会参加のあらゆること、就職のこと、奨学金のこと等、列挙しきれないほどお世話になりました。早い段階から学会に参加する機会を与えて頂き、非常によく面倒を見て頂いたことが後期博士課程に進学を決めたきっかけでした。澤田先生のご指導があって分不相応にも感じるような業績を上げることができ、楽しく研究を続けることができました。澤田先生には深く感謝致します。

学位審査の副査をご快諾して頂いた慶應義塾大学理工学部 藪野浩司教授、佐藤洋平准教授、竹村研治郎専任講師、東海大学工学部 押野谷康雄教授、そして学力審査委員の慶應義塾大学理工学部 杉浦壽彦准教授にはご指導ご鞭撻を賜りまして大変感謝致します。藪野先生にはとても熱心に学問についてのアドバイスを頂き、重要なヒントを教えてくださいました。佐藤先生には流体分野での大切な考え方や慣例等を丁寧に指導下さり様々なご助言を頂きました。竹村先生には物事の捉え方、考え方を教えてください、特に励ましのお言葉を頂きました。押野谷先生には多くのご配慮を頂き、興味深い見学で知見を広めさせて頂きました。杉浦先生には電磁気学の観点からのご意見を頂き、参考になりました。また、いずれの先生からもご心配を頂いて温かいお言葉を頂戴致しました。重ね重ね深く感謝致します。

東京理科大学理工学部 本澤政明助教には学生生活を送る上で大変お世話になりました。何事にも常に指導して頂き、様々な経験をさせて頂き、また数え切れない程のご配慮を頂きまして深く感謝致します。

就職活動に当たって、右も左も分からない状態においてご指導下さった慶應義塾大学理工学部 小茂鳥潤教授、高野直樹教授に深く感謝致します。特に高野先生には担当者として接して頂き、形容し難い程に的確なヒントを数多く頂きました。突然の訪問にも対応して頂き、就職担当経験者として為になるアドバイスを頂いた慶應義塾大学理工学部 菅泰雄教授、株式会社ブリヂストンのOBとして相談に乗って頂き社員紹介をして頂いた慶應義塾大学理工学部 堀田篤准教授には時間を割いてとても丁寧に面倒を見て頂きまして深く感謝致します。また、株式会社東芝 小林政徳氏には何度も夜分遅くまで就職活動のいろはに関することを事細かくご教示を賜り、深く感謝致します。

実験装置を製作するに当たって手取り足取りご指導下さった工場実習室の方々に深く感謝致します。アクリルや金属を精度良く切削したことで良い実験結果を得ることができ、本論文を完成させることができ

ました。

これまでお会いした先輩方，同僚，後輩には色々なことを助けて頂きました。エピソードには事欠きませんが，今まで支えて下さったこと，深く感謝致します。

今まで私生活を支えてもらった和歌山の家族，そして友人に深く感謝致します。

奨学金の支給及び一部返還免除をして頂いた日本学生支援機構，研究資金の援助をして頂いた KLL 後期博士課程研究助成金並びに大学院高度化推進研究費助成金，特別研究員に採用して頂いた日本学術振興会に深く感謝致します。

2011年2月15日 大野 憲一

付録A 磁性流体における非定常のベルヌーイ の式

磁性流体のベルヌーイの式は次のようにして求められる。まず，無磁界で容器が $\theta = 0$ 方向に $a_s \sin \omega t$ の変位をもって加振される時，非粘性流体の力の釣り合い式として，

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} \quad (\text{A.1})$$

が成り立つ。ここで，

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (\text{A.2})$$

であるから，渦なしであると仮定した時，

$$\frac{1}{2} \nabla |\mathbf{v}|^2 = \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (\text{A.3})$$

となるため，式 (A.1) は次のように書き表すことができる。

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{v}|^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} \quad (\text{A.4})$$

渦なし流れでは速度ポテンシャル $\tilde{\phi}$ が存在し， $\mathbf{v} = \nabla \tilde{\phi}$ であるから，式 (A.4) は，

$$\nabla \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} \right) + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{v}|^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla(-gz) \quad (\text{A.5})$$

と変形できる。式 (A.5) を積分すると，

$$\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 + \frac{p}{\rho} + gz = c_1(t) \quad (\text{A.6})$$

が得られる。ここで，速度ポテンシャル $\tilde{\phi}$ を容器運動 ϕ_0 と相対的な流体運動 ϕ に分解すると，

$$\tilde{\phi} = \phi_0 + \phi \quad (\text{A.7})$$

である。 ϕ_0 を用いると，容器速度は

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial r} = a_s \omega \cos \theta \cos \omega t, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial \theta} = a_s \omega \sin \theta \cos \omega t, \quad \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.8})$$

となる。これを積分することによって，

$$\phi_0 = a_s r \omega \cos \theta \cos \omega t + c_2(t) \quad (\text{A.9})$$

が求められる。ここで、 $c_2(t)$ は積分定数である。式 (A.9) を式 (A.6) に代入すると、

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} - a_s r \omega^2 \cos \theta \sin \omega t + \dot{c}_2(t) + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 + \frac{p}{\rho} + gz = c_1(t) \quad (\text{A.10})$$

となり、他の外力は加わらないとして積分定数 $c_1(t)$ 及び $\dot{c}_2(t)$ を 0 とすると、

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 + \frac{p}{\rho} + gz = a_s r \omega^2 \cos \theta \sin \omega t \quad (\text{A.11})$$

が得られる。これは水等の一般的な流体または無磁界時の磁性流体における非定常のベルヌーイの式を表している。

次に、磁性流体に磁界印加を行った時を考える。磁気体積力 \mathbf{F}_M は、磁化 \mathbf{M} 及び磁界 \mathbf{H} を用いて次のように表される。

$$\mathbf{F}_M = \mu_0 \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \quad (\text{A.12})$$

磁化は磁界に平行となると仮定すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_M &= \mu_0 \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \\ &= \mu_0 \frac{M}{H} \left\{ \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) - \mathbf{H} \times (\nabla \times \mathbf{H}) \right\} \\ &= \mu_0 M \nabla H \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

となる。ただし、流体中には電流が流れないとして、アンペールの法則によって $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ とした。ここで、任意の関数 $f(x, t)$ にはライプニッツの法則により

$$\frac{d}{dx} \int_A^B f(x, t) dt = f(x, B) \frac{dB}{dx} - f(x, A) \frac{dA}{dx} + \int_A^B \frac{\partial f(x, t)}{\partial x} dx \quad (\text{A.14})$$

という式が成り立つ。密度が一定であれば、磁化 M は磁界 H と温度 T のみに依存し $M = M(H, T)$ となるため、式 (A.14) により以下の式が成り立つ。

$$\nabla \int_0^H M dH = M \nabla H \quad (\text{A.15})$$

以上によって、

$$\mathbf{F}_M = \mu_0 \nabla \int_0^H M dH \quad (\text{A.16})$$

が導かれる。磁性流体に加わる力の釣り合い式は、

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_M \quad (\text{A.17})$$

であり、渦なし流れとして速度ポテンシャル $\tilde{\phi}$ を用いると式 (A.17) は、

$$\nabla \left(\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} \right) + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{v}|^2 + \frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla (-gz) - \mu_0 \nabla \int_0^H M dH = 0 \quad (\text{A.18})$$

となる。この式を式 (A.11) までと同様に解くことで、

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}|^2 + p + \rho gz - \mu_0 \int_0^H M dH = \rho a_s r \omega^2 \cos \theta \sin \omega t \quad (\text{A.19})$$

という横方向に正弦波加振を受ける時の磁性流体の非定常のベルヌーイの式が求められる。

著者論文目録

1. 定期刊行誌掲載論文（主論文に関連する原著論文）

- (1) Horie, S., Shimoda, M., Ohno, K., Nakamura, J. and Sawada, T., “Effective Method of Applying Magnetic Field on a Tuned Liquid Damper Using a Magnetic Fluid”, *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 25, Nos. 1-4, pp. 139-143, (2007).
- (2) Ohno, K., Shimoda, M. and Sawada, T., “Optimal Design of a Tuned Liquid Damper Using a Magnetic Fluid with One Electromagnet”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 20, No. 20, 204146(5pp), (2008).
- (3) 大野憲一, 本庄雄樹, 澤田達男, “特定パラメータ変化に対する同調磁性流体ダンパーの応答”, *日本 AEM 学会誌*, Vol. 17, No. 1, pp. 53-58, (2009).
- (4) Ohno, K., Honjo, Y. and Sawada, T., “Nonlinearity for Fluid Surface Shape on a TMFD”, *日本 AEM 学会誌*, Vol. 17, No. 3, pp. 469-472, (2009).
- (5) Ohno, K. and Sawada, T., “An Effects of Vertical Motion on a Fluid Pressure and a Surface Displacement in a Tuned Magnetic Fluid Damper”, *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 33, Nos. 3-4, pp. 1411-1416, (2010).
- (6) Ohno, K. and Sawada, T., “Characteristics of Hydrodynamic Pressure of a Magnetic Fluid in a Tuned Magnetic Fluid Damper”, *Materials Science Forum*, Vol. 670, pp. 181-190, (2011).
- (7) Ohno, K., Suzuki, H. and Sawada, T., “Analysis of Liquid Sloshing of a Tuned Magnetic Fluid Damper for Single and Co-axial Cylindrical Containers”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* [accepted for publication].

2. 国際会議論文（査読付きの full-length papers）

- (1) Ohno, K.*, Shimoda, M., Sawada, T. and Horie, S., “Characteristics of a Tuned Liquid Damper Using a Magnetic Fluid”, *Proceedings of the 10th International Conference on Electrorheological Fluids and Magnetorheological Suspensions*, (Lake Tahoe, USA), pp. 459-466, (2006).
- (2) Ohno, K.*, Shimoda, M. and Sawada, T., “Characteristic Parameters of a Tuned Magnetic Fluid Damper under Magnetic Field”, *Proceedings of the 5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference (CD-ROM, 4pp)*, (San Diego, USA), (2007).

3. その他の国際会議発表

- (1) Ohno, K.*, Shimoda, M. and Sawada, T., “Optimal Design of a Tuned Liquid Damper Using a Magnetic Fluid with One Electromagnet”, Abstracts of the 11th International Conference on Magnetic Fluids, (Kosice, Slovakia), p. 703, (2007).
- (2) Ohno, K.*, Shimoda, M. and Sawada, T., “Simulation of a Tuned Magnetic Fluid Damper Using Analogy of a Tuned Mass Damper”, Proceedings of the 13th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, (East Lansing, USA), pp. 85-86, (2007).
- (3) Ohno, K.* and Sawada, T., “Nonlinearity for Fluid Surface Shape on a Tuned Magnetic Fluid Damper”, Proceedings of the Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, (Bangkok, Thailand), p. 106, (2008).
- (4) Ohno, K.* and Sawada, T., “Characteristics of Hydrodynamic Pressure of a Magnetic Fluid in a Tuned Magnetic Fluid Damper”, Proceedings of 6th Japanese-Mediterranean Workshop on Applied Electromagnetic Engineering for Magnetic, Superconducting and Nano Materials, (Bucharest, Romania), pp. 35-36, (2009).
- (5) Ohno, K.* and Sawada, T., “Effects of Vertical Motion on a Fluid Pressure and a Surface Displacement in a Tuned Magnetic Fluid Damper”, Proceedings of the 14th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, (Xi'an, China), pp. 505-506, (2009).
- (6) Ohno, K., Suzuki, H.* and Sawada, T., “Improvement of Sloshing Analysis for Magnetic Fluid”, Digest of the 6th Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, (Kuala Lumpur, Malaysia), pp. 134-135, (2010).
- (7) Ohno, K.*, Suzuki, H. and Sawada, T., “Analysis of a Magnetic Fluid Sloshing to Find a Suitable Design for a Tuned Magnetic Fluid Damper”, Abstract Book of the 12th International Conference on Magnetic Fluids, (Sendai, Japan), pp. 152-153, (2010).

4. 国内学会発表

- (1) 下田学*, 堀江庄平, 大野憲一, 澤田達男, “固有振動数可変型同調磁性流体ダンパーの考案とその制振特性”, 平成 17 年度磁性流体連合講演会, (磁性流体研究連絡会, 横浜), (2005).
- (2) 大野憲一*, 下田学, 澤田達男, “磁性流体を用いた同調液体ダンパーの能動的制御”, 日本混相流学会年会講演会 2006, (日本混相流学会, 金沢), (2006).
- (3) 大野憲一*, 下田学, 澤田達男, “同調磁性流体ダンパーの制振能力におよぼす磁場の影響”, 平成 18 年度磁性流体連合講演会, (磁性流体研究連絡会, 札幌), (2006).
- (4) 大野憲一*, 本庄雄樹, 澤田達男, “同調磁性流体ダンパーの最適設計および周波数応答”, 平成 19 年度磁性流体連合講演会, (磁性流体研究連絡会, 名古屋), (2007).
- (5) 大野憲一*, 本庄雄樹, 澤田達男, “特定パラメータ変化に対する同調磁性流体ダンパーの応答”, 第 20 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, (日本 AEM 学会, 別府), (2008).

- (6) 大野憲一*, 澤田達男, “同軸二重円筒型 TMFD における制御可能域に関する研究”, 第 21 回「電磁気力関連のダイナミクス」シンポジウム, (電気学会, 長野), (2009).
- (7) 大野憲一*, 鈴木勇人, 澤田達男, “二重円筒型同調磁性流体ダンパーの性能改善に関する研究”, 第 87 期 日本機械学会流体工学部門 講演会, (日本機械学会, 名古屋), (2009).
- (8) 大野憲一*, 澤田達男, “半径比の異なる二重円筒容器の同調磁性流体ダンパーへの鉄心挿入効果”, 第 18 回 MAGDA コンファレンス in 東京, (日本 AEM 学会, 東京), (2009).
- (9) 大野憲一*, 鈴木勇人, 澤田達男, “半径方向磁場を考慮した円筒容器内磁性流体スロッシング”, 第 22 回「電磁気力関連のダイナミクス」シンポジウム, (日本機械学会, 門司港), (2010).
- (10) 鈴木勇人*, 大野憲一, 澤田達男, “磁場分布形状と磁性流体スロッシング固有振動数変化の関係”, 第 19 回 MAGDA コンファレンス in 札幌, (日本 AEM 学会, 札幌), (2010).

5. その他

- (1) 受賞 日本機械学会三浦賞, 社団法人 日本機械学会, (2008).
- (2) 受賞 優秀研究活動賞 (修士), 慶應義塾大学理工学研究科総合デザイン工学専攻, (2008).
- (3) 受賞 第 87 期 流体工学部門 優秀講演表彰, 社団法人 日本機械学会, (2009).