

博士論文

Acoustic Boundary Holograms
(音響境界ホログラムとその応用)

井上 碩

概要

本論文では、インピーダンス境界表面における音場を制御する方法論として、境界音響ホログラムを提案する。これは自由空間の音場を制御する音響ホログラムの発展形と位置付けられ、反射・散乱を生じるインピーダンス境界曲面上の音響場を数値的に制御するものである。例えば、音響放射圧は物体と音場の相互作用によって生じる現象であり、音場の反射・散乱があって初めて現れる現象である。この反射と散乱を陽に考慮しながら散乱境界上の放射圧分布を制御することにより、物体にかかる力やトルクを正確に制御することが可能になる。この音響境界ホログラムによる放射圧モデルの実装法として、Galerkin 境界要素法の定式を基礎にしたシステム表現を示し、フェーズドアレイ波源による陽な行列表現を導く。

また、境界音響ホログラムの具体的な応用例として二例を提案・実証する。まず第一に、巨視的物体の空中浮揚を実証する。これは波長より大きい剛体の位置と姿勢を安定させつつ、フレネル領域の空中に浮揚させるものである。本手法では、剛体にかかる並進力とトルクをフェーズドアレイ駆動の関数として書き下し、安定条件を達成するように数値最適化により駆動を決定する。これまで、音響場を用いたフレネル領域での浮揚は波長より小さい構造をもつ対象に限られていたが、本手法によってフレネル領域に3波長から6波長の構造長を持つ剛体の浮揚を実現する。これは対象物体の材質・形状上の制約が少ない浮揚法として、今後の発展が期待される。第二に人間の皮膚に遠隔で触覚を提示する空中超音波触覚ディスプレイにおいて、指の形状を考慮した音圧収束法によりその感覚量を有意に向上させることを示す。接触型の従来触覚ディスプレイではユーザの能動的な動きによって定量化しにくい皮膚にかかる応力を、正確に再現する装置としての発展が期待される。

加えて、大規模超音波フェーズドアレイの応用を見据え、ユニット間で位相を同期しモジュール化可能なフェーズドアレイユニットの設計と実装について、実用的なモジュールアーキテクチャを提案・実装し、その性能を評価する。

目次

| | | |
|-------|----------------------------|----|
| 第 1 章 | 序論 | 1 |
| 1.1 | 音響放射圧の定量 | 2 |
| 1.2 | 剛体の空中音響浮揚 | 2 |
| 1.3 | 空中触覚ディスプレイ | 7 |
| 1.4 | 本論の構成 | 8 |
| 第 2 章 | 音響ホログラム | 9 |
| 2.1 | 音響ホログラムの波源 | 9 |
| 2.2 | 波源位相の決定法 | 11 |
| 2.3 | 音響ホログラムの応用 | 12 |
| 第 3 章 | 境界ホログラム | 14 |
| 3.1 | ホログラムシステム (MIMO システム) | 14 |
| 3.2 | 境界ホログラムシステム (SI-MIMO システム) | 16 |
| 3.3 | 音響境界ホログラム | 17 |
| 3.4 | 音響散乱問題の境界要素法 | 18 |
| 3.5 | 積分方程式 | 19 |
| 3.6 | 表面メッシュによる離散表現 | 22 |
| 3.7 | Galerkin 法 | 22 |
| 3.8 | 評価 | 24 |
| 第 4 章 | 音響放射圧 | 27 |
| 4.1 | 放射圧の原理と解析 | 28 |
| 4.2 | 運動する剛体にかかる音響放射圧 | 34 |
| 4.3 | インピーダンス境界にかかる音響放射圧の計算 | 35 |
| 4.4 | 境界要素による離散化 | 36 |
| 4.5 | フェーズドアレイによる音響放射圧 | 36 |
| 4.6 | 剛壁剛体にかかる音響放射力 | 37 |
| 4.7 | 評価 | 38 |
| 4.8 | 本章のまとめ | 41 |

| | | |
|-------|--------------------------|-----|
| 第 5 章 | 静音場による剛体の空中浮揚 | 45 |
| 5.1 | 空中の剛体のダイナミズム | 45 |
| 5.2 | 音響放射圧による一般化力とそのヤコビアン | 46 |
| 5.3 | 最適化問題の定式化 | 47 |
| 5.4 | 実験 | 49 |
| 5.5 | 本章のまとめ | 62 |
| 第 6 章 | 空中触覚ディスプレイ | 68 |
| 6.1 | 散乱モデル | 68 |
| 6.2 | 数値実験 | 69 |
| 6.3 | 被験者実験 | 73 |
| 6.4 | 本章のまとめ | 75 |
| 第 7 章 | 実験装置および実験手順 | 77 |
| 7.1 | スケラブル超音波フェーズドアレイ: AUTDv3 | 77 |
| 7.2 | メッシュ法 | 86 |
| 7.3 | 音場の計測 | 90 |
| 7.4 | 力場の計測 | 90 |
| 第 8 章 | 音響結合行列の高速アセンブリ | 93 |
| 8.1 | 各音響結合行列のサイズと計算量 | 93 |
| 8.2 | グリーン関数計算の高速化 | 93 |
| 8.3 | 低ランク近似 | 95 |
| 8.4 | 本章のまとめ | 97 |
| 第 9 章 | 結論 | 100 |
| | 謝辞 | 102 |
| | 参考文献 | 103 |
| | 発表文献 | 108 |
| | 受賞等 | 110 |
| 付録 A | ユーザーズマニュアル | 111 |
| A.1 | 準備 | 111 |
| A.2 | AUTD ユニットの各部 | 113 |
| A.3 | システムの構成例 | 115 |
| A.4 | セットアップ | 115 |
| A.5 | クライアントライブラリの用意 | 117 |

| | | |
|-----|----------------------------|-----|
| A.6 | クライアントプログラムの開発 | 118 |
| A.7 | トラブルシューティング/FAQs | 125 |

第 1 章

序論

空間中を進行する波動は、空間内の物体に妨げられ散乱するが、同時に反作用として物体に力を加えることが知られている。これは放射圧と呼ばれ、空中超音波を用いれば生活空間で遠隔に力を及ぼせる原理となる。この放射圧は散乱・反射によって引き起こされる現象であるため、物体の形状やサイズそして音場自体の分布によって様々な振る舞いを見せる。本論文全体にわたる興味は、ある物体が所望の力場を得るためには、どのような波動場を設計すれば良いのかという問題である。

音響ホログラムとは、自由空間において望みの音響場を再現する技術である。立体音響や超指向性をもつパラメトリックスピーカー [1, 2, 3, 4], 遠隔触覚ディスプレイ [5, 6, 7, 8, 9, 10], 風流の制御 [11], そして粒子の浮揚や輸送 [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18] など様々な応用例が提案されている。これらの音場は、音響レンズの設計則やフェーズドアレイの駆動則の発展とともに、より複雑かつ効率化された音像を自由空間に形成することができるようになりつつある。特に、音源を離散化し数値的に捉える手法の発展が目覚ましい [19, 17]。このような多彩な応用が存在する背景には、光学系と比較して時間的に制御可能なフェーズドアレイが安価に作成できることに加えて、音響流や音響放射圧などの非線形効果が顕著に現れる点にある。例えば音響放射圧は、電磁波に比べてインテンシティあたりの圧力が空中では 6 桁程度大きく、実用上の材質依存性が少ない。この音響放射圧は、反射・散乱・回折などの、音場と物体表面の相互作用によって形成された表面音場パターンに依存する。特に波長より大きい物体を対象とするときには、自由空間の仮定は不適當となる。

本論文では、境界音響ホログラムとその応用例を提案する。これは、自由空間を対象とするホログラムの発展系として、インピーダンス境界曲面上の音圧およびその位相を制御するものである。図 1.1 に模式図を示す。音源だけでなく、対象物体をも離散化することで、物体と音場の相互作用を捉えるとともに、音像の考慮範囲を境界表面に限定することで、より直接的に目的関数を捉えることができる。これは、散乱が無視できない構造をもつ物体に対する音響放射圧の制御や、物体表面に対する音場の投影などを実現する。特に、物体の大きさが波長より大きい場合にどのような放射応力が生じるかという問いに定量的に回答する。

本章では、応用性という観点から境界音響ホログラムを考える意義とその発展について議論する。

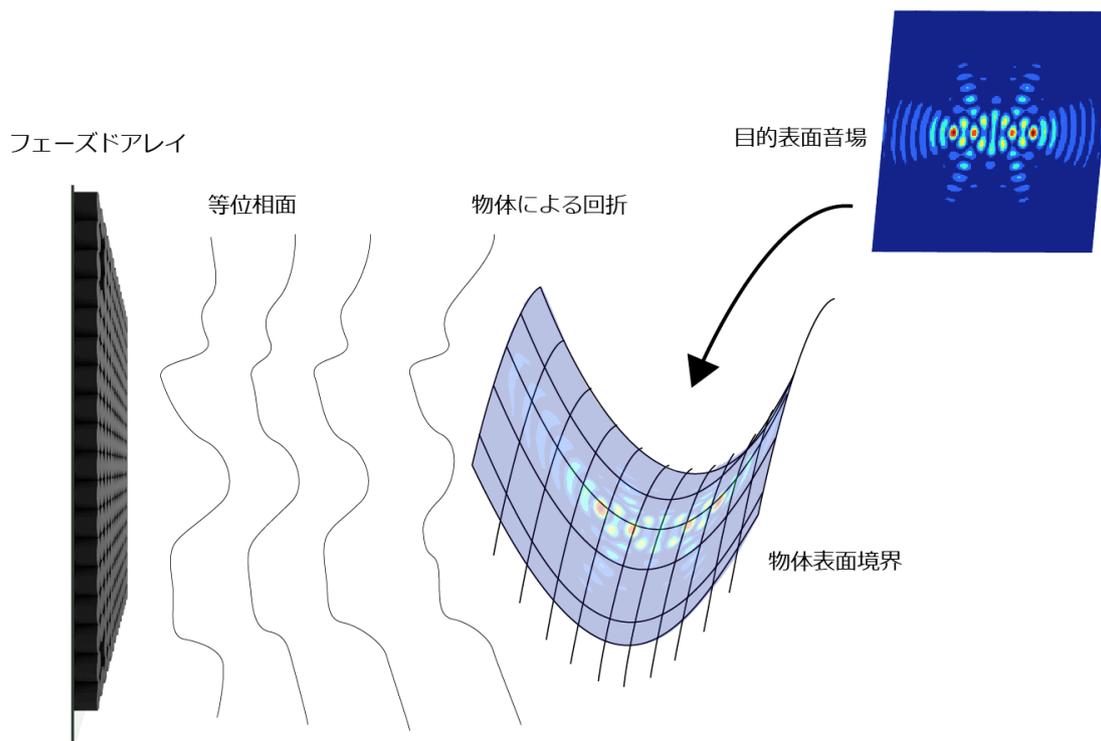


図1.1: 境界音響ホログラムの模式図

1.1 音響放射圧の定量

いくつかの応用的文献では、平面波が巨大な剛壁 (sound-hard boundary) で反射するとして、音響放射圧は音響エネルギー密度の比例量とする定式を用いている [20, 5]. 逆に、微粒子が音場内で受ける力としては、Gor'kov によるモデルを採用することが多い [16, 17]. しかし、これらの中間領域とも言える波長程度の構造体に対しては、音場の散乱と粒子速度の接線成分を考慮する必要がある、上記2つのモデルは正しい放射圧を与えない. 音響境界ホログラムは、波長程度の物体にかかる音響放射圧の大きさおよび方向を導く陽なモデルを与える. また、この提案モデルは上記2モデルを内包する. これについては第4章で論ずる.

1.2 剛体の空中音響浮揚

第5章で示すように、境界音響ホログラムは波長より大きい構造を持つ剛体を、その位置・姿勢を安定保持したまま空中に浮揚させることができる.

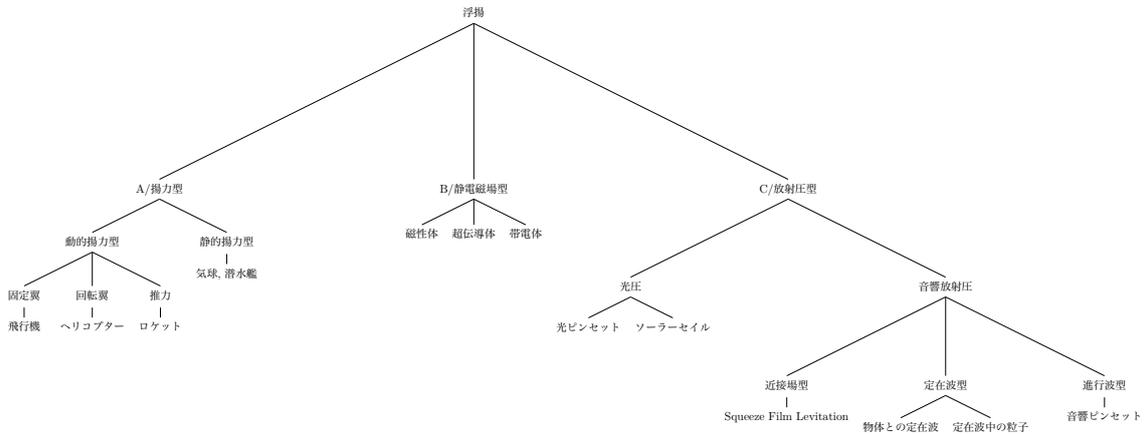


図1.2: 浮揚法の分類

1.2.1 物体の浮揚/飛行法

これまでに実現されている物体の浮揚は、以下の通り大きく A,B,C の 3 つに分類することができる (図1.2).

まず A として流体力学的な浮力を活用するものが挙げられる。もっとも一般的に応用されている例として航空機があり、媒質より比重を軽くすることにより浮揚する軽航空機 (LTA, aerostat) と、動的揚力を活用する重航空機 (HTA, aerodyne) にさらに分類される。これらは、大きな質量を浮揚でき地上の外部装置を必要としないが、浮揚物体自体に工作を必要とし外形に制約が存在する。

B は静磁場や静電場などを利用し、外部装置を利用して反磁性体、強磁性体や超伝導体を浮揚させるものである。リニアモーターなど、動的に制御していても波動現象を利用していないものは便宜上この分類に含める。これらは、利用する遠隔力を阻害しない物質で外形を自由に設計することが可能であるが、浮揚可能な材質は限られている。

C は放射圧を利用するものである。放射圧は波動が物体表面で反射する際に起こる応力で、媒質と物体表面にインピーダンス差さえあれば材質・形状上の制約が少ない原理である。一方でこれまでに実現されているものは、宇宙空間におけるソーラーセイルを除き、用いる波長より小さい粒子をフレネル領域で浮揚させるか、波長より大きい物体を波源に近接させて浮揚させるものであり、フレネル領域で波長より大きい物体を浮揚させた例は報告されていない。

1.2.2 音響浮揚・音響ピンセット

音響放射圧を用いて物体を浮揚させる手法はこれまでも多数提案されている。以下主な研究について簡単に紹介する。ただし、重力環境下での空中浮揚に限り、液体中のものは含めな

い. 以下, 波長を λ にて表す.

Whymark, 1975

Whymark は振動子と対向させた反射板の 1 組を用いて超音波定在波を形成し, その節点 (音圧極小点) に粒子が補足されることを実証した [12]. 振動子と反射板の距離は半波長の整数倍である必要があり, そうでない場合は浮揚能力が失われることを確かめている. 20 kHz の超音波によって直径 0.35λ のアルミニウム球が浮揚することを示し, 浮揚可能な物体の超音波の進行方向 (振動子と反射板に対して垂直な方向) のサイズは, 半波長より小さくしなければならないことを述べている. 一方で, 超音波の進行方向と垂直な方向 (振動子と反射板に対して水平な方向) の径にはその制限がなく, 直径が 2.9λ , 厚さ 0.03λ の大きさをもつ円盤が距離 0.25λ の位置に浮揚することも合わせて示した. また, 円盤自体が反射板の役割を果たすため, 重力が存在するときは対向する反射板がなくても浮揚することを示している.

Gammel, et al., 1988

Gammel らは, モーター式サイレンに凹型の蓋を取り付けた装置の内部で, 強力な音波を発生させて球を浮揚させる手法を示している [13]. 3260 Hz の音波を発生させたとき内部の音圧は 175 dB にも達し, 直径 0.12λ の鉄球を浮揚させた. サイレンは圧電素子などを用いた波源に比べて Q 値が小さく, 周波数を自由に調整することができる. この特徴を利用し, 周波数と内部形状のバリエーションを変えながら浮揚の安定性を議論している. このとき, サイレン内の領域の高さは $0.5\lambda \sim 0.63\lambda$ が最も良い安定性を示したとしており, また共鳴周波数より少し低い周波数で良い安定性を示したと結論している.

Ueha, et al., 2000

上羽らは近接場によって物体を振動板の上 0.0057λ の位置に浮揚させ, また移動させることを実証した [21]. この時の物体の大きさは 4.2λ , 重量は 10 kg にもおよぶ.

Xie, et al., 2001

Xie らは, 振動子と凹型反射板の 1 組を用いたシステムで 0.15λ の大きさのタングステン球を浮揚させた [14]. このとき, 凹型反射板の形状は, 境界要素法を用いた数値解析によって注意深く定められ, 反射板形状と浮揚性能について議論がされた. この時のタングステン球の質量はおおよそ 1.2 g であった.

Zhao, et al., 2009

Zhao らは, 片面の振動板の直上 0.5λ の位置に直径 6.7λ の円盤が浮揚することを示した [22]. また数値的な解析によって, 円盤にかかる力には復元力が働かないことが確かめられた. これは Whymark の, 円盤の片面浮揚のためには重力が必要, という主張を裏付けるものであ

る [12]. 数値的には半波長の整数倍の任意の位置に浮揚することが予想されるが, 実験的には最も強い力の働く半波長の位置でのみ, 浮揚が実証された.

Foresti, et al., 2013

Foresti らは, ランジュバン振動子を並べたフェーズドアレイと, 0.5λ もしくは λ 程度離れた反射板の組からなるシステムを構築し, ランジュバン振動子の位相差を制御することによって液滴を移動させ, 混合させることを実証した [15]. この時の液滴の直径はおおよそ 0.1λ であった. また, 複数の浮揚点を同時に形成し, それらをまたがるように配置することによって, 棒状の物体 (爪楊枝) を浮揚させ, 移動させることができることも示している. 棒の長さはおおよそ 6λ であった.

1.2.3 Zhang, et al., 2014

Zhang らは, 圧電超音波トランスデューサを並べたフェーズドアレイで, 指定した曲線に沿った強度分布を持つ「曲がる」音場を形成した [23]. また, これを回転体の要領で応用して球殻状に強度分布をもつ bottle beam を形成し, その中に球体を置くことで音波の進行方向とは逆向きの力がかかることを実証した. ただし, 実験によって示された引く力はおおよそ $0.5 \mu\text{N}$ であり, 重力に逆らった浮揚は未だ実現していない.

Ochiai, et al., 2014

落合らは, 圧電超音波トランスデューサを並べたフェーズドアレイを対向させて焦点を形成し, その焦点もしくはその周辺に粒子が浮揚でき 3 次元的に移動できることを実証した [16]. 最大で直径 0.53λ のワッシャーが浮揚することを確かめており, またフェーズドアレイから 30λ もの距離離れた位置での浮揚を実証した.

Marzo, et al., 2015

Marzo らは, 圧電超音波トランスデューサを並べた片面フェーズドアレイを用いて, 進行波による粒子の浮揚を実現した [17]. またこれを, 光ピンセットからの類推で single beam trapping と呼んだ. これはフェーズドアレイからの距離 22.4λ に大きさ 0.36λ の発泡スチロール球を浮かせるもので, フェーズドアレイの駆動は Gor'kov ラプラシアン [24] を最大化するように最適化計算によって求められた.

Andrade, et al., 2016

Andrade らは, 3 つの振動子を大きさ 3.6λ の球面に沿わせるように配置し, 0.5λ の位置に浮揚させることを報告した [25].

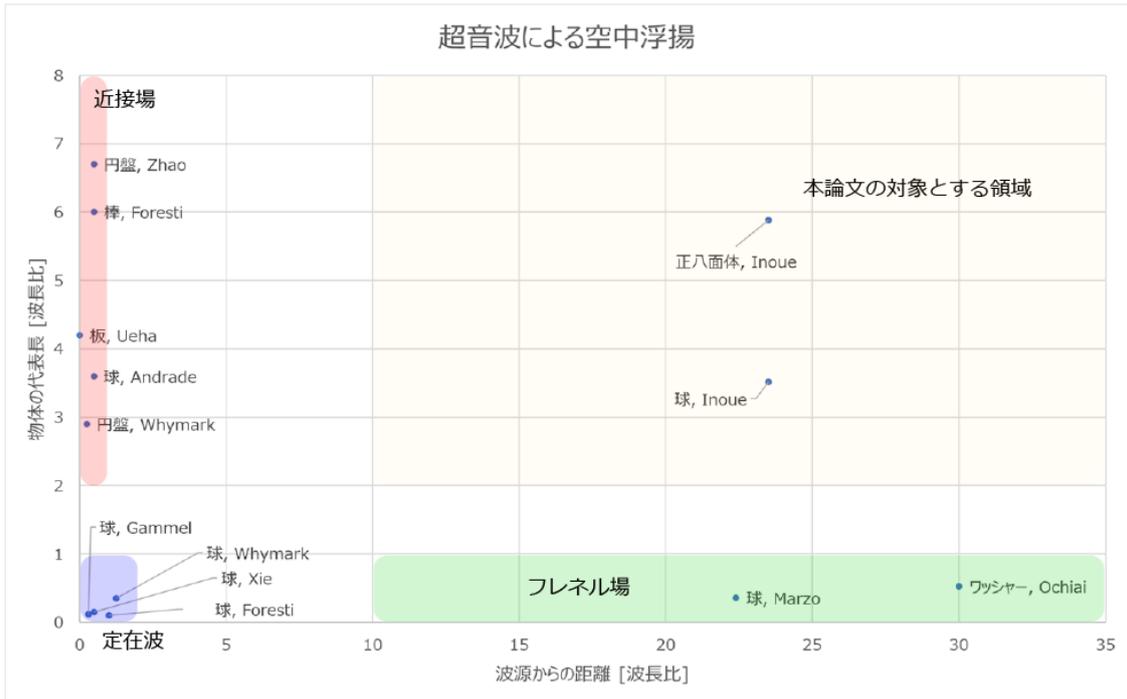


図1.3: 超音波による空中浮揚の分類

その他液体中の粒子の固定

Wu らは 1991 年に、対向させたふたつの振動子の間で液体中のカエルの卵が固定されることを実証した [18]. Lee らは 2009 年に、液体中の収束超音波に粒子が引き寄せられることを実証した [26]. Baresch らは 2016 年に、水中でラゲールガウシアンビームを形成することで single beam trapping を実証した [27].

これらの先行研究を、横軸に波源からの距離、縦軸に浮揚物体の代表長をとりプロットすると図1.3のようになる。近接場を用いて大きな物体を浮揚させるもの、フレネル場を用いて粒子を浮揚させるものに大別できることがわかる。

1.2.4 音響放射圧による大物体浮揚の難しさ

これまで見たきたように、波長より大きな物体を、波長より離れた位置で浮揚させた例は報告されていない。以下本問題にかかる難しさを考察する。

音場と駆動力の対応 ある音場がある時、波長と同程度の構造長をもつ物体にどの大きさと向きで放射力がかかるのか、という問いに答えるモデルは、いまだ提案されていない。波長に比べ構造長が著しく小さい場合は、散乱を無視した Gor'kov によるモデルを [24], 逆に十分大きい場合は Rayleigh によるモデルを用いることができる。後者の場合は、高周波数の超音波は空気中での吸収減衰が顕著であることに留意しなければならない。

伝搬のむだ時間 大きな物体を浮揚させる上で当然考えられる方略として、フェーズドアレイによる移動焦点を用いたフィードバック制御が考えられる。これは、上記 A の推力方式とのアナロジーとなる。この動的制御において、音速は制御むだ時間を生む。例えば、空中において 30cm の伝搬にはおよそ 1ms の時間がかかる。

1.2.5 音響境界ホログラムによる浮揚

本論文で提案する境界音響ホログラムによる浮揚は、フレネル領域においてこれまで以上に自由な形状をもつ剛体の位置・姿勢を安定浮揚させることができる。実験により、空中超音波を用い波源から 200 mm の位置に、半径が 3.5 波長の球や対角線長 5.9 波長の正四面体 (0.5 g) を浮揚させることを確かめている。浮揚可能な質量は、A 型 B 型に比べれば小さいがフレネル領域の放射圧を利用したものとしてはこれまでに報告されているものより 1000 倍程度大きく、剛体の大きさのみならず姿勢を安定化させたという点でも初の報告である。その飛躍の理由は、剛体表面による散乱を考慮しつつ「面で支え・把持する」場を構築した点にあると考える。図1.3の右上部分が本手法の位置付けとなる。

この手法により浮揚できる物体の必要条件は、媒質と十分大きなインピーダンス差があり、一定以上の質量・表面積比を持つことである。このインピーダンス条件は、気体中で言えばほぼ全ての剛体に対して成り立つ。これは、揚力や強磁性を用いた手法に比べて、外形や材質の制約が非常に小さく、浮揚可能物体の種類を大きく広げる可能性をもつ。

例えば、宇宙船内の無重力実験室においては、すべての器具及びワークは何かしらに固定されている必要があり、個々に取り扱う必要があった。無重力下であれば、放射圧ピンセットの欠点であるペイロードの問題を回避でき、器具およびワークを効率的に同時活用できる。また、軽量物体を多腕アームの複雑な制約と制御にとらわれることなく自由にハンドリングできることは、チップマウンタなどへの応用が期待できる。

また、これまで波長より小さく浮揚可能だった粒子に対しても、本手法によりさらに高い周波数を用いることが可能になる。これは、空間分解能・時間分解能双方の点でより細かい制御が可能になることを示唆し、また波源 (トランスデューサ、アンテナ) も小さくできるため高出力化・高集密化が可能になる。また、より指向性の強い波源の設計も可能となるため、高効率化や、周囲のエネルギーを抑えることができると考えられる。これは体内でのナノマシンの輸送などの応用において、体組織への安全性の確保という点で優位性を見いだせるであろう。

1.3 空中触覚ディスプレイ

何もない空中に触覚を生み出そうという試みは、近年ますますの発展を見せている。これまでにエアジェット [28]、空中超音波 [5]、そしてレーザーを用いる [29, 30] など様々な手法が提案されている。それらは、駆動構造による制約から自由な能動的な運動を可能にし、特定の境界に触れることのないために衛生面に優れ、不特定多数のユーザーに特段の要求をせずに触覚を提示することができる [31, 32]。

しかしながら、空中触覚によって生み出される絶対的な駆動力は剛体面とアクチュエータを持つ力覚ディスプレイに比べて小さく、ゆえに触覚ディスプレイとしての利用が望まれていた。触覚ディスプレイとしての応用を考えた場合、上限が500–1000 Hzに至るとされる触覚受容器の感度帯域をカバーする時間的特性が必要であるとともに、その空間的精度についても力覚提示に比べ期待される水準は高い。

エアジェットによる手法は、低音スピーカーからなる簡便な構造をしている。その低廉性や安全性は実用上大きな意味を持つと考えられるが、一方でその時間分解能と空間分解能は比較的低い [28]。レーザーによる手法は、周波数が高く波長が極めて短いために、時間分解能、空間分解能ともにとっても高い性能を持つと考えられる。一方でその絶対的な圧力は非常に小さく、その感覚量の性質は十分に明らかにはなっていない [30][29]。

超音波による手法は、搬送波が20kHz以上であるから、触覚受容器の要求する時間分解能を十分に満たしている。一方で、空間分解能については、空中での波長が40kHzにおいて8.5mmと手の構造長と極めてコンパラであるために大きく二つの問題が生じる。一つは、このとき焦点径がおよそ15mmと点刺激を与えるには大きいことであり、二つ目は手の構造によって散乱をしているために、位置や強度の精度が期待できないことである。これまでに周囲を取り囲むような立体的な振動子の配置にすることで、焦点径と提示強度が著しく向上することが示されている [33, 34]。また、超音波周波数を高くすることで、焦点径の向上も期待出来る [35]。しかしながら、これら双方とも、散乱問題をより際立たせることになる。これまで、この散乱問題について取り上げた事例は少ない。

第6章では、リアルタイムに計算可能な散乱モデルによって、皮膚の厳密な位置に強い焦点を作り出す手法を提案する。提案アルゴリズムは、境界要素法に基づくが、高速に動作し、かつこれまでに提案された各種超音波フェーズドアレイの駆動決定則との親和性に優れている。計算時間と収束性能に対する、手のモデル精度の影響を数値実験により明らかにした。心理物理実験により、提案手法による触覚刺激は、従来の単一焦点に比べて有意に向上していることが示された。

1.4 本論の構成

ホログラムという言葉には様々な定義が存在するため、第2章にて音響ホログラムについて、本論文における定義を与え、その歴史を簡単に述べる。第3章では、音響境界ホログラムをシステムの表現し、その伝達関数を境界要素法から導く。続く第4章にて音響放射圧の原理を解析し、数値モデルを導く。第5章では境界ホログラムの1応用として、剛体の空中浮揚についての理論と実験をまとめ、第6章では空中超音波触覚ディスプレイの強度向上にも応用できることを示す。第7章では、本論文全体にわたる実験装置についてまとめ、特に大規模化可能な超音波フェーズドアレイの設計指針と実装について述べその性能評価を行う。第8章では剛体の動的制御やリアルタイム触覚提示などへの応用に向けて、高速な境界ホログラム伝達関数の構成法について議論する。

第 2 章

音響ホログラム

「ホログラム」という言葉には様々な定義が存在し、統一的な解釈は定まっていない。Gabor による最初の論文 [36] は電子顕微鏡に対するものであったが、レーザーの発明により可視光で三次元構造の記録にも用いられるようになった。物体からの散乱光と参照光の干渉縞を記録する光学ホログラムのみを指すこともあるが、今日では原理によらず単に立体映像の事を総称してホログラムと呼ぶ事も珍しくない。

Holo(全体の)-graph(記録) という語源を見ると、ある領域にわたる何らかの物理を記録したものと解釈できる。ここで暗黙的に想定されている重要な点は、記録される物理量は広がりを持つ場であるということと、その場の中に直接的に (例えば光源を置いたりして) 構造をもたせるのではなく少し離れたところから間接的に表現する、ということである。

そこで本論文では、ホログラムを以下のように定義する。

定義 1 (広義のホログラム) ある空間内の広がりを持つ物理場を、その空間の外の構造によって、記録もしくは再生すること

特に、音響ホログラムを以下のように定義する。

定義 2 (音響ホログラム) ある空間内の広がりを持つ音響場を、その空間の外の波源構造によって、記録もしくは再生すること。

本章では、音響ホログラムについての手法とその応用について、先行研究のサーベイを交えて考える。

2.1 音響ホログラムの波源

位相を制御し音場を制御するための波源には、いくつかの手法が存在する。時間的分解能を得るか空間的分解能を得るかでそれぞれの手法には長短があり、応用によって使い分けられるべきである。

2.1.1 凹音響レンズ

最も古くから用いられてきた手法は、凹状の面に平面波を照射しその反射で焦点を形成することである。時間的に変化させることは難しいが、エネルギーのロスが少なく安価に作成できる [12, 13]。また Xie らによる、境界要素法による形状の最適化は、自由空間に対する音場構成法として先駆的な取り組みであった [14]。

2.1.2 フェーズドアレイ

時間的に位相が制御可能^{*1}なスピーカーを空間的に多数並べ、位相・振幅を変化させることができるものをフェーズドアレイと呼ぶ。振動子数が増えるにつれて、制御回路、配線や振動子自体のコストがかかるという欠点があるが、動的に制御可能であるという他にはない長所が存在する。

2.1.3 メタマテリアルによる音場制御

音響レンズに多彩な構造をもたせたものとして、受動素子によるメタマテリアル音響レンズが提案されている。時間的に制御可能ではないが、安価に空間的に複雑な音場を実現できる点が長所である。

Melde, et. al., 2016

Melde らは、3D プリンタで作成した構造の背面から平面超音波を透過させることにより、精密な音響像を作り出せることを示した [37]。これは、回折格子による光学ホログラムの音響版とも言えるものである。時間的に変化させることは出来ないものの、圧電素子によるフェーズドアレイにくらべて圧倒的に高い情報量をもつ音響ビームを作り出すことができる。これにより、複雑な形状をもつ強度分布や、多層構造をもつ音響像などが得られる。

Memoli, et. al., 2017

Memoli らは、3D プリンターによって作成されたブロックを組み合わせることで、超音波の位相をずらし音場を制御するシステムを提案した [19]。このブロックは、内部の構造によって超音波が透過する際に遅延する位相が決まっており、強度の減衰は一定に保ちつつ、遅延位相が異なるよう数種類用意されている。このブロックを並べ、背面から平面波を透過させることにより音場を制御する。

*1 直接電気信号で駆動するとは限らない

2.2 波源位相の決定法

目的の音響場を得るために、対象空間の外にある波源の振幅と位相をどのように決定すれば良いのか、という問題は音響ホログラムの本質的な課題である。ここで考えるべきことは、放射圧を目的とする場合、音場の位相分布には興味が無く、非線形量である強度分布が重要であるという事実である。

2.2.1 Time Rerersal 法

Fink[38] によって提案された time reversal 法は、その名の通り時間の逆伝搬を模擬したものである。損失のない波動方程式は時間について偶数階微分のみを含むため、空間項はそのままに時間項を反転した解を持つ。すなわち、 $f(r, t)$ が解であれば $f(r, -t)$ もまた解である。目的とする音響場から届く各振動子が受け取る音圧を記録し、それを時間反転して再生すれば、音源のあった位置に音源の発した信号が再現される。一方で、人工的な音響場を構築する場合、位相分布は別の方法で決定しなければならない。

2.2.2 交互射影法 (Alternating Projection Method)

波源と音響場との写像と逆写像がわかっているとき、波源では波源の離散的構造や出力の上限、音響場では望みの強度分布の制約を課しながら両者の間を反復させ、収束させる方法を交互射影法と呼ぶ。例として Gerchberg-Saxton 法 [39] や iterative angular spectrum algorithm[40] が知られている。模式図を図2.1に示す。乱択の初期位相から始め、音響場空間 \mathbf{p} とフェーズドアレイ出力空間 \mathbf{q} を交互に行き来しながら互いの空間における制約を課している。しかしながら、交互射影法は凸包とその間の直交射影においてのみ収束が保証されることに注意する。

2.2.3 固有ベクトル法

Long らは触覚ディスプレイとしての応用の中で、複数焦点の位相分布を固有値問題として解く方法を提案した [8]。これは、複数焦点のそれぞれを点音源としてみなし、それぞれが強め合う位相を最大固有値を与える固有ベクトルから採用するものである。

2.2.4 半正定値緩和法

筆者は触覚ディスプレイとしての応用の中で、半正定値緩和法による方法を提案した [9]。これは、望みの強度分布と得られる強度分布の誤差を最小化する非線形最適化問題を、半正定値緩和して解くものである。

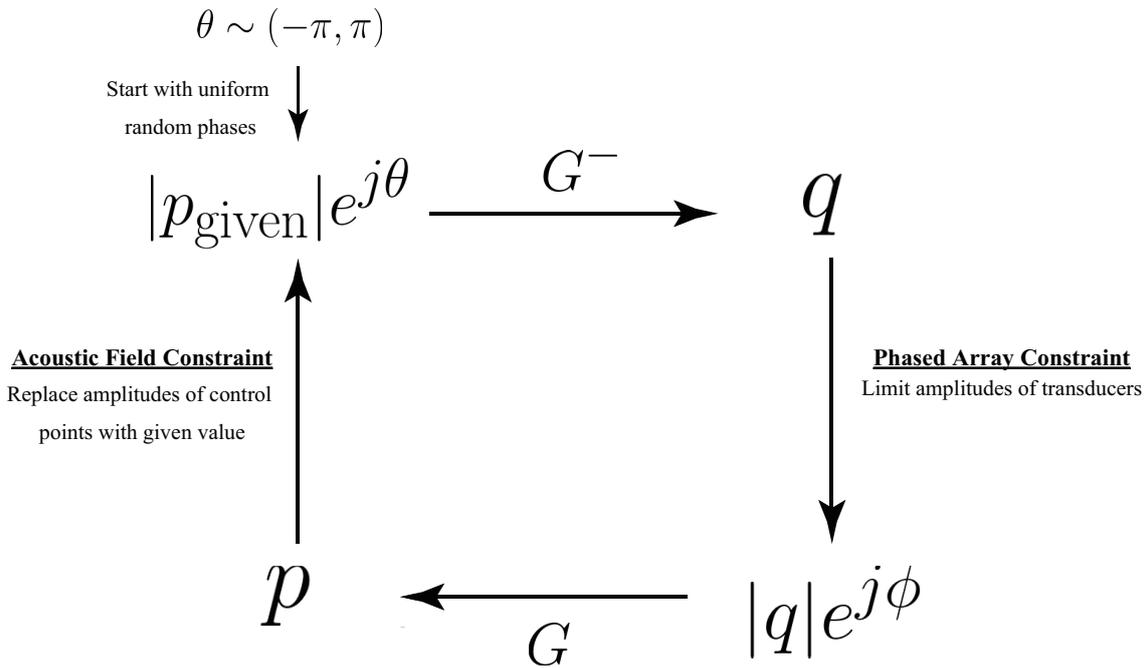


図2.1: 交互射影法の模式図

2.3 音響ホログラムの応用

2.3.1 立体音響

人間は聴覚によって音源の方向を定位することができる。Millsの実験によると、人間の聴覚の角度分解能(最小弁別角度, Minimum Audible Angle)は最大で1 degであるとされる[41]。映画などの視聴覚システムにおいて、多数のスピーカーを並べることによって臨場感を向上させるサラウンドシステムはよく知られている。

サラウンドシステムは、一般的に視聴者は移動しないことを前提にしている。また、音源が映像より手前にあるような場合にその表現力は乏しい。そこで空間の中の音場を多数のスピーカーアレイを用いてすべて再現する発展的な取り組みが近年研究されている[1, 2, 3, 4]。空間のなかでユーザが自由に動き回ったり、複数のユーザがいる場合などに、それぞれの位置に応じた音響を提示したいなどの応用が考えられるだろう。

2.3.2 パラメトリック・スピーカー

1963年にWeterveltは周波数の異なる2つの超音波を重ねると、そのうなりが非常に鋭い指向性を持つことを示した[42]。この強い超音波の非線形性による効果は超指向性の可聴音スピーカーとして狭い範囲の人にだけ音を届けるシステムとして応用されており、例えば京都清水寺にて使われている[43, 44]。また近年落合らは、平面波ではなく集束超音波を用いて点音源を空間の任意の位置に作り出し、移動させるシステムを提案した[45]。

2.3.3 触覚ディスプレイ

前章および、第6章で述べるように、超音波の音響放射圧による力は皮膚を遠隔で押す触覚ディスプレイとして用いることができる。単一焦点による提示から [5], 2 焦点の提示 [7], 複数焦点による形状の提示 [8, 9], 時分割による形状の提示 [10] など、音響場の空間パターンの制御により多彩な触覚の提示が提案されている。

2.3.4 風流の制御

空気中を進行する超音波は、非線形効果により風流を発生させる。長谷川らはフェーズドアレイによるベッセルビームによって、方向が制御可能な風流を作り出すシステムを提案した [11]。この風流は、匂いを選択的に届ける嗅覚ディスプレイなどに応用できる。

2.3.5 粒子の固定, 移動

前章では空気中の音響浮揚についてまとめたが、超音波による液体中の粒子凝縮効果も研究されている [18, 46]。特に、チップ内の微小な流路で実験環境を構築する Lab on a Chip の分野で応用が期待されている。

第3章

境界ホログラム

本章では、境界ホログラムについてまず一般的な形で記述・定義し、その後音響問題に対して具体的な定式を行う。境界ホログラムは境界要素法 (Boundary Element Method, BEM) から着想を得たものであるが、相互作用のある Multiple-Input and Multiple-Output (MIMO) システムの伝達表現として記述し、提案する。これは無線通信における狭義の MIMO システムや、分散制御問題などへも応用が可能であると考えられ、一般性を持つものと期待する。

3.1 ホログラムシステム (MIMO システム)

N 個の入力ノードと M 個の出力ノードがあり、それらの状態を $q_1 \dots q_N$ および $p_1 \dots p_M$ とするシステムを考える。入力出力ノード間の結合は線形時不変であるものとし、ノード i, j 間の伝達関数を G_{ji} とする。すなわち、

$$p_j(s) = \sum_i G_{ji}(s)q_i(s) \quad (3.1)$$

である。これらを行列表現すると、

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_M \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q} = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \vdots \\ q_N \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} G_{1,1} & G_{1,2} & \cdots & G_{1,N} \\ G_{2,1} & G_{2,2} & \cdots & G_{2,N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M,1} & G_{M,2} & \cdots & G_{M,N} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{G}\mathbf{q}. \quad (3.4)$$

さらに、便宜的に入力 \mathbf{x} と出力 \mathbf{y} を考えて、

$$\mathbf{q} = \mathbf{x} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{y} = f(\mathbf{p}) \quad (3.6)$$

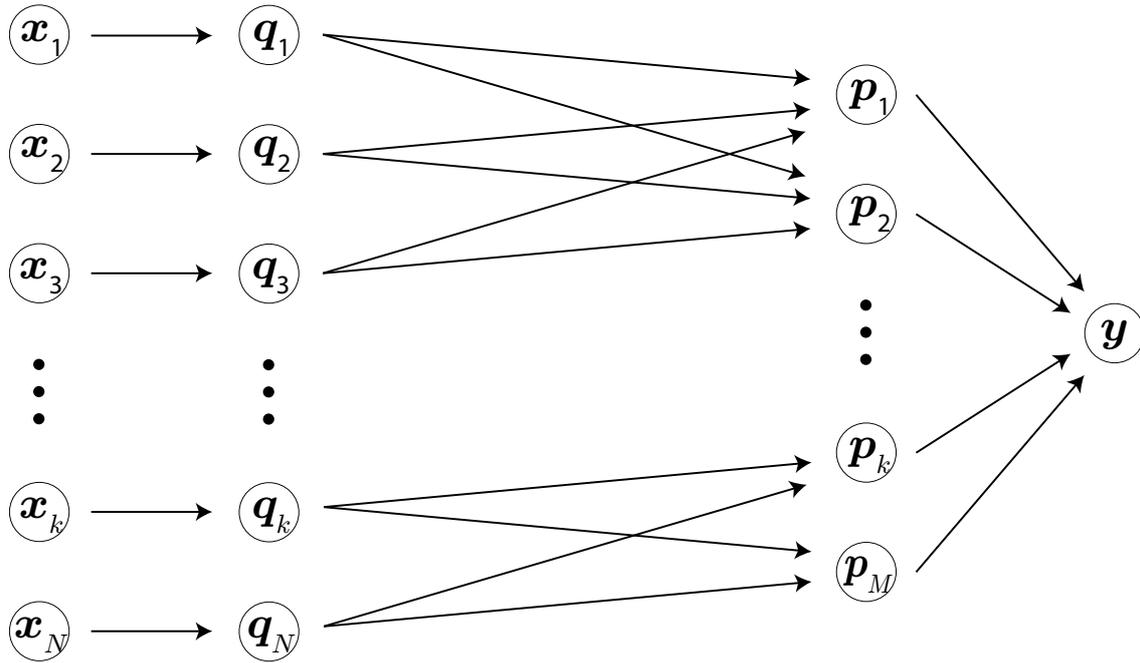


図3.1: ホログラムシステム

とする. 関数 f は線形とは限らない. これが, 一般的なホログラムや MIMO システムのシステム表現である. 本論文ではこれをホログラムシステムと呼び, 図3.1に示す.

例えば, ホログラムシステムとフェーズドアレイによる音響ホログラムは以下の通り対応付けることができる.

- x フェーズドアレイの電氣的駆動
- q フェーズドアレイの音響的駆動
- G フェーズドアレイ → ホログラム空間の音響結合
- p ホログラム空間の複素音圧
- y ホログラム空間の実音圧

無線通信における MIMO システムであれば, 以下の対応となる.

- x 送信信号
- q 送信アンテナの電氣的状態
- G 送受信アンテナ間の結合
- p 受信アンテナの電氣的状態
- y ポストコーディング後の受信信号

このホログラムシステムは, p 同士および q 同士の結合を陽に記述していない. 例えば, MIMO 無線通信であれば受信アンテナ間の干渉は, サーキュレータ・アイソレータを用いるべく抑えると共に, チャンネル推定の際にはその干渉を含んだ形で G を推定する. 一方で,

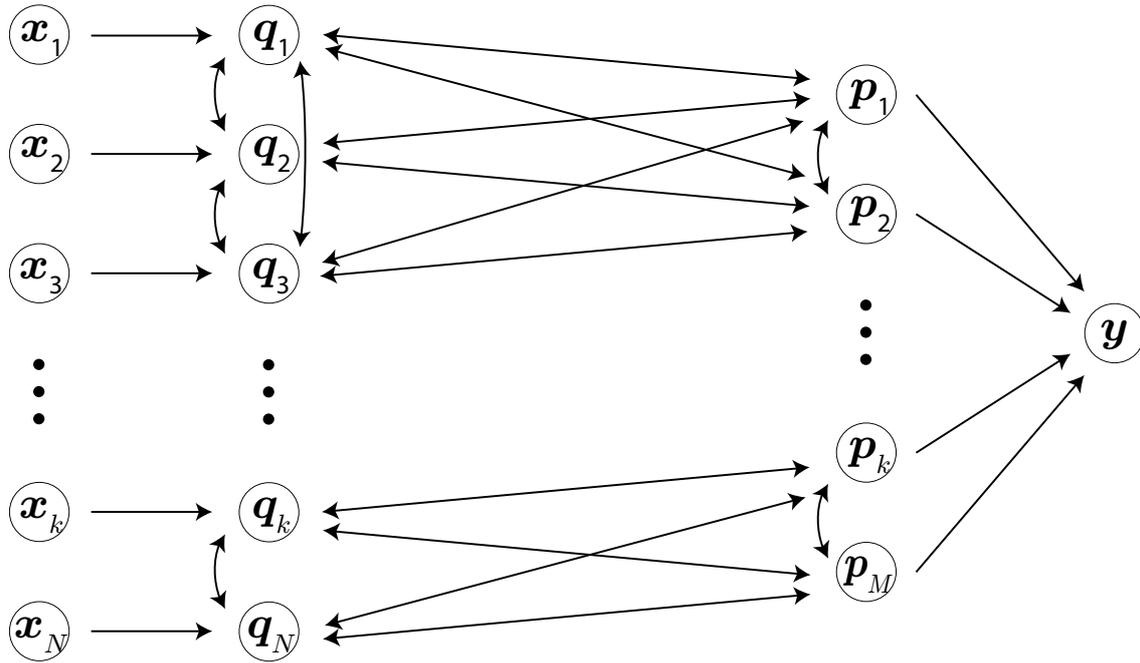


図3.2: 境界ホログラムシステム

この干渉成分は送信子・受信子の相対位置とは無関係な受信子列固有の成分であって、設計時に定まるものである。これは送信子列も同様である。この自己干渉成分 (self-interference, SI) を明示的に分離し求めることは以下の場合において有用であると考えられる。

結合を直接観測できない場合 結合行列 G を直接計測して求めるのではなく、相対位置などの設計情報から間接的に求めるような場合、自己干渉成分は別に明示的に求める必要がある。これは本論文で考える音響境界ホログラムの場合に相当する。

双方向システムの場合 例えば全二重通信など、 $q \rightarrow p$ だけでなく $p \rightarrow q$ の方向にも伝達を考える場合、自己干渉も観測することとなる。全二重 MIMO 通信においてこの自己干渉をキャンセルすることが提案されているが、その際には自己干渉伝達関数が必要となる [47, 48]。

3.2 境界ホログラムシステム (SI-MIMO システム)

以上を踏まえ、全ノード間の結合を考えたシステムを考え、これを境界ホログラムシステムと呼ぼう。

ホログラムシステムの設定において、線形時不変な自己干渉成分 (self-interference, SI) を追加する。 $q_i \rightarrow q_j$ の伝達関数を $B_{ji}^{q \rightarrow q}$ とし、 $p_i \rightarrow p_j$ の伝達関数を $B_{ji}^{p \rightarrow p}$ とする。また、 $q_i \rightarrow p_j$ の伝達関数を改めて $G_{ji}^{q \rightarrow p}$ とし、その逆の伝達関数 $G_{ji}^{p \rightarrow q}$ も定義する。図3.2にこれを示す。

このとき、定常状態を考えると、

$$p_j = \sum_i^N G_{ji}^{q \rightarrow p} q_i + \sum_i^M B_{ji}^{p \rightarrow p} p_i, \quad (3.7)$$

$$q_j = \sum_i^M G_{ji}^{p \rightarrow q} p_i + \sum_i^N B_{ji}^{q \rightarrow q} q_i + x_j \quad (3.8)$$

が成り立っており、これを行列表現すると

$$\begin{aligned} & \left(\begin{array}{c|c} B^{q \rightarrow q} & G^{p \rightarrow q} \\ \hline G^{q \rightarrow p} & B^{p \rightarrow p} \end{array} \right) \begin{pmatrix} \mathbf{q} \\ \mathbf{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{q} - \mathbf{x} \\ \mathbf{p} \end{pmatrix} \\ \Leftrightarrow & \left(\begin{array}{c|c} B^{q \rightarrow q} - I & G^{p \rightarrow q} \\ \hline G^{q \rightarrow p} & B^{p \rightarrow p} - I \end{array} \right) \begin{pmatrix} \mathbf{q} \\ \mathbf{p} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.9)$$

となる。

このシステムは、左辺の結合行列が共振するとき可制御性が失われる。

3.3 音響境界ホログラム

結論から述べると、音場の散乱を考慮しつつ物体表面の音圧を制御する問題は、システム (3.9) において下記の伝達関数を適用したものである。

\mathbf{x} フェーズドアレイの電氣的駆動

\mathbf{q} フェーズドアレイ振動子表面の法線粒子速度

\mathbf{p} 物体表面をメッシュ離散化した要素の音圧

$G^{q \rightarrow p}$ フェーズドアレイ → 物体メッシュ要素への音響結合

$G^{p \rightarrow q}$ $G^{p \rightarrow q} p \ll \mathbf{x}$ とみなし、 $G^{p \rightarrow q} = 0$

$B^{p \rightarrow p}$ 物体メッシュ要素間の音響結合

$B^{q \rightarrow q}$ $B^{q \rightarrow q} q \ll \mathbf{x}$ とみなし、 $B^{q \rightarrow q} = 0$

τ_i を物体メッシュ i の領域とし、 t_l を振動子 l の表面領域とする。 $g(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ を 3 次元の Helmholtz 方程式のグリーン関数:

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \frac{1}{4\pi\|\mathbf{r} - \mathbf{s}\|} e^{jk\|\mathbf{r} - \mathbf{s}\|} \quad (3.10)$$

とする。また、 k を波数、 β を物体表面の法線アドミッタンス、 z_0 を媒質の音響インピーダンス、 α を減衰係数とする。このとき具体的に音響結合行列は以下のように与えられる。

$$G_{l,i}^{q \rightarrow p} = \frac{\int_{\tau_i} \int_{t_l} g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) e^{-\alpha\|\mathbf{r} - \mathbf{s}\|} dS_r dS_s}{\int_{\tau_i} dS}, \quad (3.11)$$

$$B_{l,i}^{p \rightarrow p} = \frac{1}{2} \delta_{l,i} + \frac{\int_{\tau_i} \int_{\tau_l} \left(\frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{\partial n_r} + jkz_0 \beta(\mathbf{s}) g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \right) dS_r dS_s}{\int_{\tau_i} dS} \quad (3.12)$$

ただし, δ_{li} はクロネッカーのデルタである. このとき, システムの行列表現は,

$$(I - B^{p \rightarrow p})p = Gq = Gx \quad (3.13)$$

となる. 結合行列の導出は次節にて行う. また, $G^{p \rightarrow q} = 0$ および $B^{q \rightarrow q} = 0$ については, 後に実際の振動子に対する実験により妥当性を検証する. 3.8.2節を参照せよ.

3.4 音響散乱問題の境界要素法

境界要素法は, 疎なインピーダンス変化構造をもつ対象に対する数値計算手法として発展してきた. 前節で定義した音響境界ホログラムは, 音響散乱問題を境界要素法によって記述したものから導かれる. 音響散乱問題とは, 自由空間 \mathbb{R}^3 内の音場が物体によって散乱されたとき, 物体外の音場を求めることである. 後に見るようにヘルムホルツ・ホイヘンスの積分方程式から, その外部の散乱音場を求めることは, 境界の音圧と粒子速度を求めることと等価であることがわかる.

音響場は以下の波動方程式に従う.

定理 1 (波動方程式) 速度ポテンシャル ϕ は c_0 を音速として

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0, \quad (3.14)$$

に従う.

導出は4.1.2節にて紹介する.

ここで, 速度ポテンシャル ϕ と粒子速度 \mathbf{u} と音圧 p との間には,

$$\mathbf{u} = -\nabla \phi \quad (3.15)$$

$$p = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (3.16)$$

の関係がある. ただし, ρ_0 は媒質の密度である. 式3.14を調和時間項と空間項に変数分離して, $\phi(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r})e^{j\omega t}$ と置くと, ヘルムホルツ方程式:

$$(\nabla^2 + k^2)\Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.17)$$

を得る. ただし $k = \omega/c_0$ である. また媒質の特性インピーダンスを z_0 とすると, 時間調和項を仮定しているから,

$$p = j\rho_0\omega\phi \quad (3.18)$$

$$\mathbf{u} = -\nabla\phi = -\frac{1}{j\rho_0\omega}\nabla p = \frac{j}{\rho_0 c_0 k}\nabla p = \frac{j}{kz_0}\nabla p \quad (3.19)$$

であり, 音圧の空間項 $p(\mathbf{r})$ もこのヘルムホルツ方程式を満たす.

境界のインピーダンスを以下のように定義する.

定義 3 (ノーマルインピーダンス) ある法線 \mathbf{n} をもつ面をとり, その面での音圧と法線方向の粒子速度の比をノーマルインピーダンスという.

$$\alpha = \frac{p}{\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}} \quad (3.20)$$

定義 4 (ノーマルアドミッタンス) ノーマルインピーダンスの逆数をノーマルアドミッタンスと呼ぶ.

$$\beta = \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}}{p} \quad (3.21)$$

粒子速度を音圧の空間微分で書き換えれば,

$$kz_0\beta = j \frac{\nabla p \cdot \mathbf{n}}{p} \quad (3.22)$$

となる.

一般にノーマルインピーダンスとノーマルアドミッタンスは位置と周波数の関数であり, 物性値であるとみなされる.

3.4.1 音響散乱問題

本章では, 断りのない限り以下の記号を用いる.

表記 1 (内部領域, 外部領域, 境界, 法線の方向) d を空間の次元数とする. Ω^- を有界なリプシッツ領域とし, 対象とする物体の内部を表す. その境界を $\Gamma = \partial\Omega^-$ とし, またその外部を $\Omega^+ := \mathbb{R}^d \setminus \Omega^-$ と表す. 境界 Γ の法線 $\mathbf{n} : \Gamma \mapsto \mathbb{R}^{d-1}$ は外側 Ω^+ の向きを正とする.

以上を踏まえて, 本章で考えたい問題を以下のように定義する.

定義 5 (音響散乱問題) 領域 Ω^+ に入射波 p^I が与えられたとき, 以下の条件を満たす散乱波 p^S を求める.

$$(\nabla^2 + k^2)p^S(\mathbf{x}) = 0, \quad \mathbf{x} \in \Omega^+ \quad (3.23)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla(p^I + p^S) + jk\beta(p^I + p^S)|_{\Gamma} = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial p^S}{\partial r} - jkz_0 p^S = o(r^{-(d-1)/2}). \quad (3.25)$$

第一の条件は物体外で Helmholtz 方程式が成り立っていることであり, 第二の条件は物体表面のノーマルインピーダンス条件である. 第三の条件は Sommerfeld radiation condition と呼ばれ, 遠方での音場のふるまいを仮定するものである.

なお, この問題は唯一解をもつ ([49], Corollary 2.13).

3.5 積分方程式

音響散乱問題が従う積分方程式を求めよう. 以下の通り法線微分を定義する.

表記 2 (法線微分) 法線ベクトル \mathbf{n} と微分可能なスカラー場 $\phi \in C^1$ に対し, 法線微分 $\partial_n \phi$ を以下のように書く.

$$\partial_n \phi = \mathbf{n} \cdot \nabla \phi$$

表記 3 (ソボレフ空間) p ノルムからなる階数 k のソボレフ空間を, $W^{k,p}$ と書く. 特に $p = 2$ のときは H^k と書く. $u, v \in H^k$ に対し, $\langle u, v \rangle$ で内積を表す.

定理 2 (Gauss の定理) 領域 Ω^-, Ω^+ と, ベクトル場 $\mathbf{F} \in H^1(\Omega, \mathbb{R}^d)$ に対し以下が成り立つ.

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^+} \nabla \mathbf{F} dx &= - \int_{\Gamma} \langle \mathbf{n}, \mathbf{F} \rangle ds \\ \int_{\Omega^-} \nabla \mathbf{F} dx &= \int_{\Gamma} \langle \mathbf{n}, \mathbf{F} \rangle ds \end{aligned}$$

証明は省略する. これは直ちに以下を導く.

定理 3 (Green の第 1 定理) 領域 Ω^-, Ω^+ と, スカラー場 $u \in H^2, v \in H^1$ に対し以下が成り立つ.

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^+} v \nabla^2 u dx &= - \int_{\Omega^+} \nabla u, \nabla v ds - \int_{\Gamma} v \partial_n u ds \\ \int_{\Omega^-} v \nabla^2 u dx &= - \int_{\Omega^-} \nabla u \nabla v ds + \int_{\Gamma} v \partial_n u ds \end{aligned}$$

Green の第 1 定理を 2 つ組み合わせて以下の第 2 定理を得る.

定理 4 (Green の第 2 定理) 領域 Ω^-, Ω^+ と, スカラー場 $u \in H^2, v \in H^2$ に対し以下が成り立つ.

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^+} v \nabla^2 u - u \nabla^2 v dx &= - \int_{\Gamma} v \partial_n u - u \partial_n v ds \\ \int_{\Omega^-} v \nabla^2 u - u \nabla^2 v dx &= + \int_{\Gamma} v \partial_n u - u \partial_n v ds \end{aligned}$$

ここで, ヘルムホルツ方程式 (3.17) の基本解 $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ を導入する. これは, $d = 3$ のときは以下のように表される.

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{4\pi \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|} e^{jk \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|} \quad (3.26)$$

計算すれば明らかであるように, $(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{z}) = 0 \quad \forall \mathbf{z} \in \mathbb{R}^3 \setminus \{0\}$ である.

これを用いて, 1 階層ポテンシャルと 2 階層ポテンシャルを定義する.

$$\mathcal{S}\phi(x) := \int_{\Gamma} G(x, y) \phi(y) ds(y), \quad x \in \mathbb{R}^3 \setminus \Gamma \quad (3.27)$$

$$\mathcal{D}\phi(x) := \int_{\Gamma} \frac{\partial G(x, y)}{\partial n(y)} \phi(y) ds(y), \quad x \in \mathbb{R}^3 \setminus \Gamma \quad (3.28)$$

ここで, これらは境界上では定義されていないことに注意する.

定理 5 $S\phi(x), \mathcal{D}\phi(x)$ はヘルムホルツ方程式を満たし, Sommerfeld radiation condition を満たす.

証明は ([49], Theorem 2.14.) を参照せよ.

外部領域 Ω^+ では p^S はヘルムホルツ方程式 (3.17) に従っているから, Ω^- を含む大きな半径 R の球を考えて Green の第 2 定理を適用し, $R \rightarrow \infty$ の極限を取れば

$$-S\partial_n p^S(x) + \mathcal{D}p^S(x) = p^S(x), \quad x \in \Omega^+ \quad (3.29)$$

がわかる. また, 同様に

$$-S\partial_n p^I(x) + \mathcal{D}p^I(x) = 0, \quad x \in \Omega^+ \quad (3.30)$$

である. この 2 式両辺と p^I とを足すことによって以下を得る.

$$p(x) = p^I - S\partial_n p(x) + \mathcal{D}p(x), \quad x \in \Omega^+ \quad (3.31)$$

ただし, $p := p^I + p^S$ であり, 散乱によっておこる正味の音圧である. 音響散乱問題の第二条件 $\partial_n p = -jkz_0\beta p$ を代入すれば,

$$p(x) = p^I(x) + \int_{\Gamma} \left(\frac{\partial G(x,y)}{\partial n} + jkz_0\beta(y)G(x,y) \right) p(y) ds(y), \quad x \in \Omega^+ \quad (3.32)$$

がなりたつ.

式 (3.27), (3.28) の 1 階層ポテンシャル, 2 階層ポテンシャルは, 境界 Γ から外部領域 Ω^+ への写像であった. 境界 Γ から同境界 Γ への境界への写像を以下のように定義する.

$$S\phi(x) := \int_{\Gamma} G(x,y)\phi(y) ds(y), \quad x \in \Gamma \quad (3.33)$$

$$D\phi(x) := \int_{\Gamma} \frac{\partial G(x,y)}{\partial n(y)} \phi(y) ds(y), \quad x \in \Gamma \quad (3.34)$$

このとき, 十分滑らかな境界に対しては $x' \in \Omega^+, x \in \Gamma$ として $x' \rightarrow x$ の極限を考えると,

$$\lim_{x' \rightarrow x} S\phi(x') = S\phi(x) \quad (3.35)$$

$$\lim_{x' \rightarrow x} \mathcal{D}\phi(x') = \frac{1}{2}\phi(x) + D\phi(x) \quad (3.36)$$

であることが導かれる. 導出は [50] を参照せよ.

以上を適用すれば, Helmholtz-Huygens の積分方程式 (3.32) は境界積分方程式として

$$\frac{1}{2}p(x) = p^I(x) + \int_{\Gamma} \left(\frac{\partial G(x,y)}{\partial n} + jkz_0\beta(y)G(x,y) \right) p(y) ds(y), \quad x \in \Gamma \quad (3.37)$$

が成り立つ. この式は, 境界表面上の p が唯一の未知関数となっており, これを解くことができれば, 音響散乱問題の解の唯一性より音響散乱問題の解となる. ただし, この境界積分方程式は波数 k がラプラシアン固有値に一致するときに解を持たないことが知られている.

3.6 表面メッシュによる離散表現

積分方程式を数値的に実行するために、境界を隙間のないメッシュで埋めて離散表現をする。メッシュの形状は三角形、四角形、より一般に多角形 (ポリゴン) と任意性があるが、ここでは三角メッシュの場合のみを考える。

三角メッシュ τ は $(0,0), (0,1), (1,1)$ の3点からなる単位メッシュを境界上の位置 P_0, P_1, P_2 へと移すアフィン変換 χ によって特徴づけられる。

定義 6 (単位三角メッシュ) $(\xi_1, \xi_2) \in \mathbb{R}^2 : 0 < \xi_2 < \xi_1 < 1$

としたとき、メッシュ τ は射影

$$\chi_\tau(\xi) = P_0 + \xi_1(P_1 - P_0) + \xi_2(P_2 - P_1) \quad (3.38)$$

をもって表す。

今、境界 Γ が隙間なくメッシュ分割されているとする ($\Gamma = \cup \tau$)。このとき境界上の未知の場 ϕ を有限次元の線形結合で表すことができる。例えば、区分的定数関数 (piecewise constant function) と近似する場合は、メッシュ τ でのみ値をもつ基底

$$b_\tau(x) = \begin{cases} 1 & x \in \tau \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.39)$$

を用いて、

$$\phi = \sum_{\tau} \phi_\tau b_\tau \quad (3.40)$$

とできる。他にも、 l を自然数として l 次の区分的連続関数 (piecewise continuous function) は、

$$\hat{N}_{i,j}(\xi_1, \xi_2) = \xi_1^i \xi_2^j, \quad 0 \leq i + j \leq l \quad (3.41)$$

$$N_{i,j}^\tau = \hat{N}_{i,j} \circ \chi_\tau^{-1} \quad (3.42)$$

$$b_{i,j}^\tau(x) = \begin{cases} N_{i,j}^\tau & x \in \tau \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (3.43)$$

$$\phi = \sum_{\tau, i, j} \phi_\tau b_{i,j}^\tau \quad (3.44)$$

とできる。

3.7 Galerkin 法

境界積分方程式を数値的に解く方法の一つとして、Galerkin 法が知られる。境界要素法ではほぼデファクトスタンダードとなっている本手法を音響散乱問題に適用した結果を具体的にまとめる。

式 (3.37) に任意の荷重関数 η を掛け、同境界でもう一度積分すると、

$$\int_{\Gamma} \frac{1}{2} p(x) \eta(x) ds_x - \int_{\Gamma} \int_{\Gamma} \left(\frac{\partial G(x, y)}{\partial n} - jkz_0 \beta(y) G(x, y) \right) \eta(x) p(y) ds_x ds_y = \int_{\Gamma} p^l(x) \eta(x) ds_x \quad (3.45)$$

を得る。これが任意の η について成り立つような p を求めれば良い。ここで、求める密度 p と荷重関数 η の双方を (3.40), (3.44) のように選ぶ。すなわち、添字をまとめて

$$p = \sum_{i, \tau} p_i b_i^{\tau} \quad (3.46)$$

$$\eta = \sum_{i, \tau} \eta_i b_i^{\tau} \quad (3.47)$$

とする。すると各項は

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} \frac{1}{2} p(x) \eta(x) ds(x) &= \sum_i \frac{1}{2} \int_{\tau} \eta_i p_i (b_i^{\tau})^2 ds_x \\ &= \sum_i \frac{1}{2} \eta_i p_i \int_{\tau} (b_i^{\tau})^2 ds_x \end{aligned} \quad (3.48)$$

$$\int_{\Gamma} \int_{\Gamma} K(x, y) \eta(x) p(y) ds_x ds_y = \sum_{i, j} \eta_i p_j \int_{\tau} \int_t K(x, y) b_i^{\tau} b_j^{\tau} ds_x ds_y \quad (3.49)$$

$$\int_{\Gamma} p^l(x) \eta(x) ds_x = \sum_i \int_{\tau} p^l(x) b_i^{\tau} ds_x \eta_i \quad (3.50)$$

となる。ただし、 $K(x, y) = \frac{\partial G(x, y)}{\partial n} - jkz_0 \beta(y) G(x, y)$ とした。この時、

$$\sum_i \frac{1}{2} \int_{\tau} (b_i^{\tau})^2 ds_x \eta_i p_i - \sum_{i, j} \int_{\tau} \int_t K(x, y) b_i^{\tau} b_j^{\tau} ds_x ds_y \eta_i p_j = \sum_i \int_{\tau} p^l(x) b_i^{\tau} ds_x \eta_i \quad (3.51)$$

がどのような η_i についても成り立つためには連立方程式

$$\frac{1}{2} \int_{\tau} (b_i^{\tau})^2 ds_x p_i - \sum_j \int_{\tau} \int_t K(x, y) b_i^{\tau} b_j^{\tau} ds_x ds_y p_j = \int_{\tau} p^l(x) b_i^{\tau} ds_x \quad (3.52)$$

が全ての i について成り立てば良い。行列 V とベクトル \mathbf{p}, \mathbf{q} を

$$V_{i, j} = \frac{\int_{\tau} \int_t K(x, y) b_i^{\tau} b_j^{\tau} ds_x ds_y}{\int_{\tau} (b_i^{\tau})^2 ds_x} \quad (3.53)$$

$$\mathbf{q}_i = \frac{\int_{\tau} p^l(x) b_i^{\tau} ds_x}{\int_{\tau} (b_i^{\tau})^2 ds_x} \quad (3.54)$$

$$\mathbf{p}_i = p_i \quad (3.55)$$

とおけば、音響散乱問題の行列表現

$$\left(\frac{1}{2} I - V \right) \mathbf{p} = \mathbf{q} \quad (3.56)$$

を得る。この右辺は、式 (3.12) を適用した式 (3.13) の右辺に等しい。

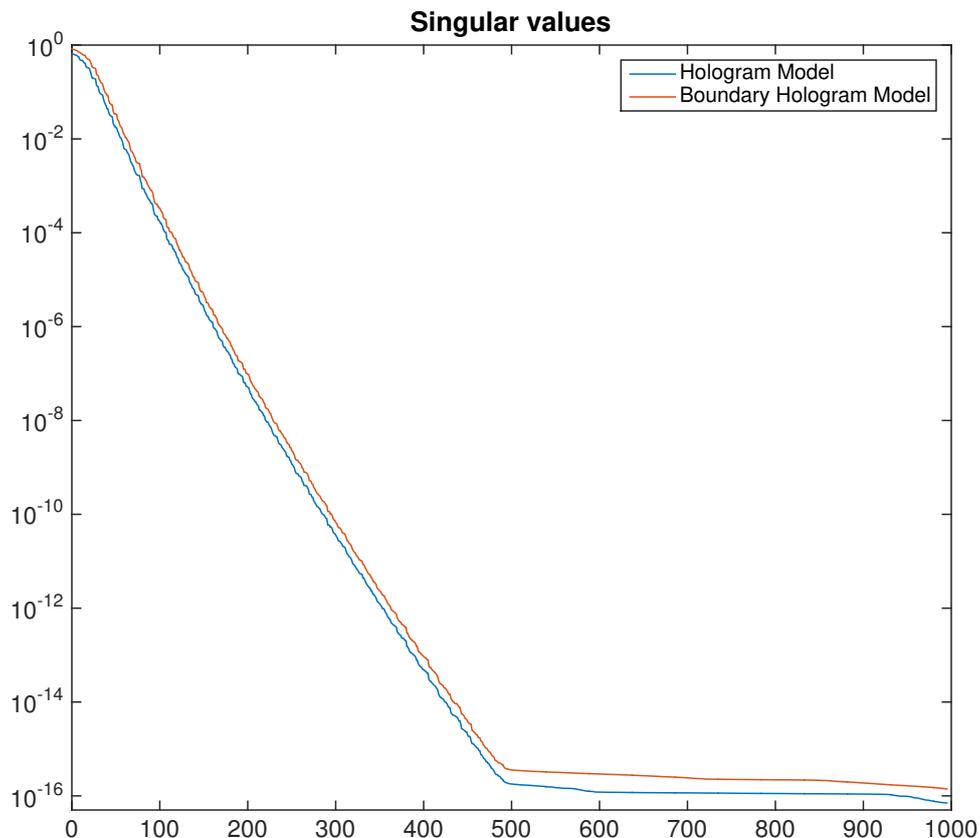


図3.3: 特異値の分布

3.8 評価

3.8.1 ランク解析

音響ホログラムシステムおよび音響境界ホログラムシステムの結合行列の特異値の分布を可視化した。本数値実験では、996個の振動子を持つフェーズドアレイと3572の表面微小要素からなる剛壁球 ($\beta = 0$) を用い、そのジオメトリは図5.4のように設定した。

図3.3に結合行列 G (ホログラムシステム) と $(I - B)^{-1}G$ (境界ホログラムシステム) の特異値の分布を示す。両システムの階数はほぼ一致し、おおよそ500程度である。これは、振動子数を半数程度減らす余地があることを示す。また、自由空間内の仮想球殻上の音場を制御の問題と、音場を完全反射する球表面の音場を制御する問題の難しさは同程度であることがわかる。

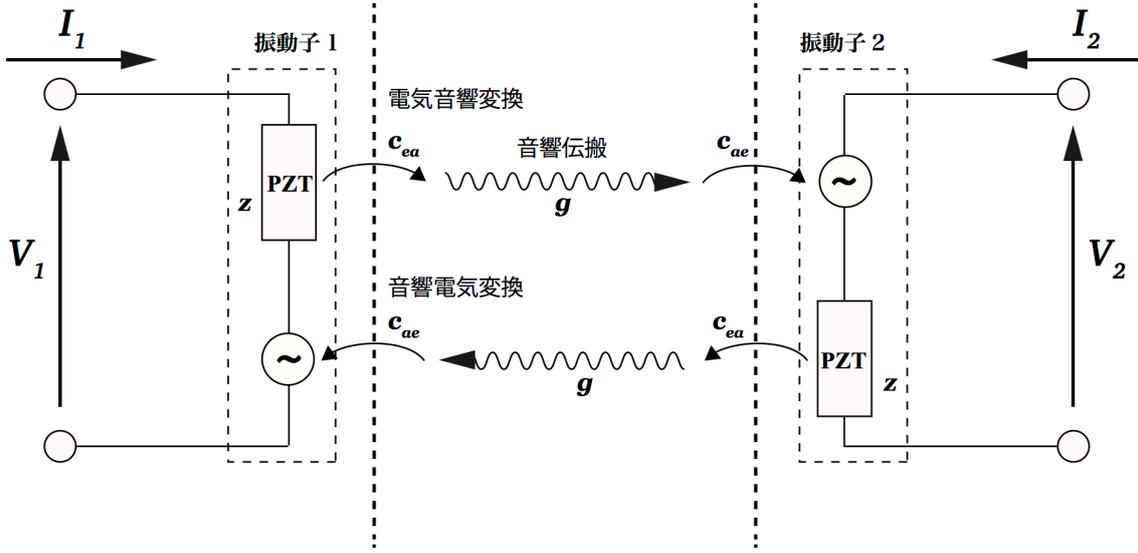


図3.4: 振動子の相互作用モデル

3.8.2 振動子相互作用

振動子に超音波が入射すると起電力が生じ、その起電力はその振動子の駆動に影響を与えるであろう。このことは、図3.4のように4端子モデルとして記述できる。

振動子はインピーダンス z の PZT 素子と入射された超音波によって生じる内部電源からなるものとし、端子間電圧を V_1, V_2 、端子に流入する電流を I_1, I_2 とする。また、PZT 素子にかかる電圧に比例した音圧をもつ超音波を生じ、その電気 → 音響変換係数を c_{ea} とする。逆に入射した音圧に比例しても起電力が生じ、その音響 → 電気変換係数を c_{ae} とする。一般に $c_{ea} = c_{ae}$ とは限らないため、 $c^2 \equiv c_{ea}c_{ae}$ と定義する。超音波は2振動子の相対位置によって定まる音響結合係数 g によって伝搬する。

これらから、 V_1, V_2, I_1, I_2 について方程式を立てると以下ようになる。

$$\begin{cases} I_1 z \cdot c_{ea} g c_{ae} = V_2 - I_2 z \\ I_2 z \cdot c_{ea} g c_{ae} = V_1 - I_1 z \end{cases} \quad (3.57)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} c^2 g z I_1 + z I_2 = V_2 \\ z I_1 + c^2 g z I_2 = V_1 \end{cases} \quad (3.58)$$

すなわち、インピーダンス行列 Z は以下のように与えられる。

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = Z \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (3.59)$$

$$Z = z \begin{bmatrix} 1 & c^2 g \\ c^2 g & 1 \end{bmatrix} \quad (3.60)$$

7章に示すフェーズドアレイ AUTDv3 に搭載されている状態の, 隣り合う2つの振動子のインピーダンス行列を計測すると, 以下の値を得た.

$$Z = \begin{bmatrix} 59 - 1.5j & -0.28 + 0.58j \\ -0.28 + 0.58j & 59 - 1.5j \end{bmatrix} \quad (3.61)$$

したがって, $c^2g = (-4.5 + 10i) \times 10^{-3}$, $|c^2g| = 1.1 \times 10^{-2}$ である. これは, 同一アレイ内における $B^{q \rightarrow q}$ の非対角成分の最大値となる. よって, 振動子間の相互作用 $B^{q \rightarrow q}$ は無視できると結論づけられる.

また, 物体振動子間の相互作用は, さらに音響結合が小さいため $G^{p \rightarrow q}$ も無視できる.

第4章

音響放射圧

音響放射圧とは、音場中に存在する物体が音波から受ける静的な圧力である。歴史的に、放射圧は閉管内の音波が外壁を押しレイリー放射圧と音場内の物体が受ける圧のランジュバン放射圧の二つに分類され、それぞれ個別に解析されてきた。本論文で取り扱う内容は後者のランジュバン放射圧である。

音響放射圧は、空中や水中で生じさせれば遠隔で物体を押し力となり、マクロな流体現象である風流や水流にくらべて時間分解能と空間分解能を高く設定できる。同様の現象は光圧として電磁波にも確認されており、ソーラーセイルや光ピンセットなどの応用が見込まれている。光圧・音響放射圧は、インテンシティ W と波動の速さ c を用いて大まかに W/c で評価できることが知られており、光圧にくらべ音響放射圧は小さなエネルギーで大きな力を生み出すことができる。

最初に述べた「静的」の意味は、「波動の周波数に比べて直流的である」という意味である。しばしば、調和時間項をもつ音場の音圧 (もしくは粒子速度) を時間平均すれば 0 であるから、放射圧は線形音響学の範囲では説明できない、という議論がされることがある。これは確かに正しく、実際に音圧の一次微小量の時間平均は 0 であり、二次微小量を考えねばならない。しかしながら、このことから音響放射圧は狭義の非線形現象であるところの、強力な音波による波形の歪みによるものであると断じるのは誤りである。実際に、非線形現象によるのであれば、放射圧は媒質固有の物性値である非線形パラメータに依存するはずであるが、これまでに提案されているランジュバン放射圧の解析結果には非線形係数は含まれず、媒質のない電磁波でも光圧として放射圧は確認されている*¹。本章では、音響放射圧の解析から境界要素による数値的求値法までを解説する。

*¹ 光圧と音響放射圧が同一の原理による現象であるとは限らないという反論はもっともである。

4.1 放射圧の原理と解析

4.1.1 マクロな考察

まず、大きな閉管の剛壁 (sound-hard) 端面にかかる放射圧をかなり乱暴な議論にはなるがエネルギーの収支といった観点からマクロに解析してみよう。この状況は一見レイリー放射圧のセットアップに見えるが、十分に大きな閉管である点に注意する。

いま長さ l 、底面積 S の閉管内の音波を考え、その片方の面が放射圧を受けて断熱的に dl 移動するものとする。この系において、ポテンシャルエネルギー密度 V 、運動エネルギー密度 T は

$$V = \frac{1}{2\rho c^2} p^2 \quad (4.1)$$

$$T = \frac{1}{2}\rho \|\mathbf{u}\|^2 \quad (4.2)$$

と表され、エネルギー密度 $E = T + V$ 、ラグランジアン密度 $L = T - V$ をおく。ただし、 ρ は媒質の密度、 c は波の速度である。

このとき、音響放射圧を P_R とすると、系は外部に $P_R S dl$ の仕事をしたことになるから、エネルギー密度 E は

$$dE = -\frac{P_R S dl}{S l} = -\frac{P_R}{l} dl \quad (4.3)$$

だけ減少する。また、閉管の長さ l と密度 ρ の間には $\rho l = \text{const.}$ の関係があるから、

$$\frac{dl}{l} = -\frac{d\rho}{\rho} \quad (4.4)$$

が成り立つ。これらから、

$$P_R = -l \frac{dE}{dl} = \rho \frac{dE}{d\rho} \quad (4.5)$$

さて、ここで媒質密度の変化に対して波の速度、粒子速度、音圧の変化が無視できると仮定する。これは十分大きな閉管を取っているから線形音響学の範囲内では妥当な仮定である。この

とき,

$$P_R = \rho \frac{dE}{d\rho} = \rho \frac{\partial E}{\partial \rho} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} &= \rho \left(\frac{\partial}{\partial \rho} V + \frac{\partial}{\partial \rho} T \right) \\ &= \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{2\rho c^2} p^2 + \frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 \right) \\ &= \rho \left(-\frac{1}{2\rho^2 c^2} p^2 + \frac{1}{2} \|\mathbf{u}\|^2 \right) \\ &= -\frac{1}{2\rho c^2} p^2 + \frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 \\ &= -V + T \\ &= L \end{aligned} \quad (4.7)$$

と放射圧の大きさはラグランジアン密度に等しい。これは固定された剛壁ピストンにはたらく放射圧であることに注意する。

4.1.2 ミクロな解析

次に、任意のインピーダンスを持つ壁にかかる放射圧を流体力学の観点からに解析してみる。先に述べたように、これは音圧の二次微小量を時間平均するところから始まる [51, 52, 53, 54, 55]。そのためには非線形音響の準備が少々必要になる。

粘性のない理想気体の運動は、基礎方程式として以下の3つの式に従う [56]。

定理 6 (連続の式) 密度 ρ の非粘性理想気体は、その粒子速度 \mathbf{u} との間に次の関係が成り立つ。なお、これは密度の物質時間微分が0であることによる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (4.8)$$

定理 7 (オイラーの運動方程式) 非粘性理想気体は、その密度 ρ , 粒子速度 \mathbf{u} , 気体に働く外圧 $-P$ との間に次の関係が成り立つ。

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla P \quad (4.9)$$

定理 8 (断熱方程式) 理想気体の圧力 P と密度 ρ には、静圧 P_0 とそのときの密度 ρ_0 , 比熱比 γ を用いて次の関係が成り立つ。

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (4.10)$$

ここで P, ρ, \mathbf{u} を以下のように (べき級数) 展開する*2.

$$P = P_0 + p_1 + p_2 + \dots \quad (4.11)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 + \rho_2 + \dots \quad (4.12)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 + \dots \quad (4.13)$$

ただし, P_0, ρ_0 は音波が存在しない時の静圧*3およびその時の密度であり, \mathbf{u}_0 が存在しないのは音場が存在しない時の粒子速度は0だからである. 音圧 p とは圧力 P の静圧 P_0 からの変動分であり, $p = P - P_0 = p_1 + p_2 + \dots$ である. また, やや天下りの的であるが,

$$c = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} \quad (4.14)$$

$$c_0 = c|_{\rho=\rho_0} = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} \quad (4.15)$$

とおく. この c_0 が音速であることは, すぐ後に確認できる.

まず, 線形音響学の範囲内の波動方程式を導出する.

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0, \quad (4.16)$$

$$\nabla \rho = 0, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial P_0}{\partial t} = 0, \quad (4.18)$$

$$\nabla P = 0, \quad (4.19)$$

に注意して, 式 (4.8) の1次までの微小量をとると,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}_1 = 0 \quad (4.20)$$

であり, 同様に式 (4.9) から,

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} = -\nabla p_1, \quad (4.21)$$

式 (4.10) から,

$$p_1 = c_0^2 \rho_1 \quad (4.22)$$

となる.

式 (4.21) の両辺の回転をとると, $\nabla \times \nabla p = 0$ であるから $\nabla \times \mathbf{u} = \mathbf{0}$ となり粒子速度の一次項は渦をもたない. すなわち, 速度ポテンシャル ϕ_1 を定義することができる:

$$\mathbf{u}_1 = -\nabla \phi_1. \quad (4.23)$$

*2 ここでは, 何についての冪をとって級数展開しているのかを明示していないが, 意味するところは α_n, β_m を α, β の展開の n, m 項目 (n, m 次項と呼ぶ) とした時, $n < m \implies |\alpha_n| \ll |\beta_m|$ ということであり, 以下の「 l 次までの微小量をとる」という操作は, $n + m > l \implies \alpha_n \beta_m = 0$ とみなすことである.

*3 空気中なら大気圧, 水中なら水圧のこと.

式 (4.20), (4.21), (4.22), (4.23) を ϕ_1 についてまとめると,

$$\nabla^2 \phi_1 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} = 0, \quad (4.24)$$

と波動方程式の形となる. これからわかるように c_0 は音速である. さらに, 式 (4.21) と式 (4.23) から

$$p_1 = \rho_0 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \quad (4.25)$$

である.

次に 2 次の微小量を考える. 同様の手続きによって式 (4.9) の 2 次までの微小量を取り, 式 (4.21) を両辺引くと,

$$\rho_1 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_2}{\partial t} + \rho_0 (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 = -\nabla p_2 \quad (4.26)$$

となる. 式 (4.21) から $\frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t}$ を, 式 (4.22) から ρ_1 を消去すると,

$$\begin{aligned} \nabla p_2 + \rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_2}{\partial t} &= -\rho_1 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} - \rho_0 (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \\ &= -\left(\frac{p_1}{c_0^2}\right) \left(\frac{-\nabla p_1}{\rho_0}\right) - \rho_0 (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \\ &= +\frac{1}{2\rho_0 c^2} \nabla p_1^2 - \frac{\rho_0}{2} \nabla (\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_1) \\ &= \nabla V - \nabla T = -\nabla L \end{aligned} \quad (4.27)$$

とラグランジアンが現れる. ただし, 途中の式変形で $\mathbf{u}_1 \times (\nabla \times \mathbf{u}_1) = \mathbf{0}$ であることを用いた. この両辺の回転をとると \mathbf{u}_2 も渦なし場であることがわかるから, ϕ_1 同様に 2 次の速度ポテンシャルが定義できて,

$$\mathbf{u}_2 = -\nabla \phi_2 \quad (4.28)$$

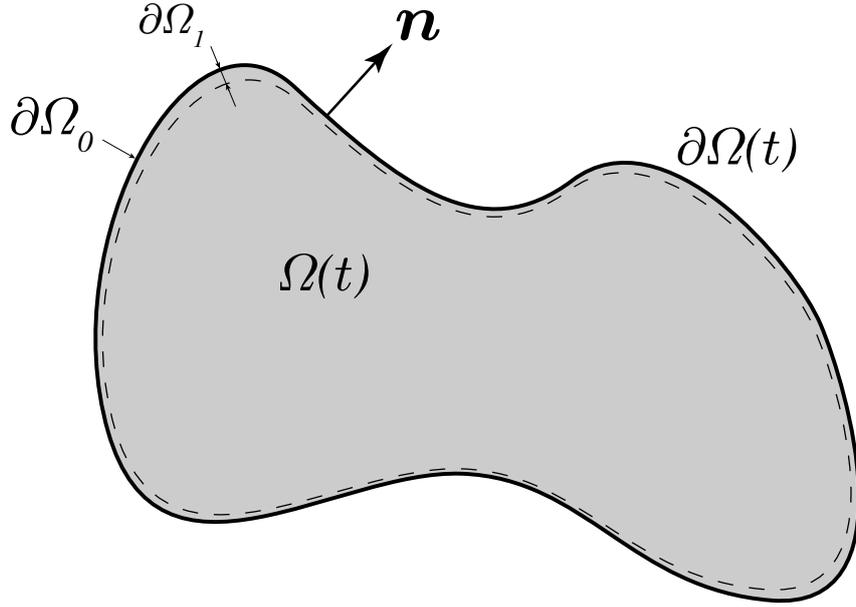
とおく. このとき, 式 (4.27) は全項に ∇ がつくから,

$$\begin{aligned} \nabla p_2 - \nabla \rho_0 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} &= -\nabla L \\ \iff p_2 &= \rho_0 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} - L \end{aligned} \quad (4.29)$$

である.

図4.1のように閉じた物体 Ω を考える. ここにかかる音響放射力は音圧 p^{*4} を境界について

^{*4} 音圧 $p = P - P_0$ だけを考える理由は, P_0 は大気圧や水圧であり, それによってかかる力は音響放射圧と呼ばないからである. ただ, 閉じた物体を考える上においては結局これも打ち消すことになる.

図4.1: 音響放射圧がかかる物体 Ω

面積分し, 時間平均をとることによって求める. 2次までを考えれば

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F}_R &= -\left\langle \int_{\partial\Omega(t)} P_R \mathbf{n} dV \right\rangle = -\left\langle \int_{\partial\Omega(t)} (p_1 + p_2) \mathbf{n} dS \right\rangle \\
 &= -\left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 \frac{\partial\phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle - \left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 \frac{\partial\phi_2}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle + \left\langle \int_{\partial\Omega(t)} L \mathbf{n} dS \right\rangle \\
 &= -\left\langle \int_{\partial(\Omega_0 + \Omega_1)} \rho_0 \frac{\partial\phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle - \left\langle \int_{\partial\Omega_0} \rho_0 \frac{\partial\phi_2}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle + \left\langle \int_{\partial\Omega_0} L \mathbf{n} dS \right\rangle \quad (4.30)
 \end{aligned}$$

である. ここで, 物体 Ω は音場にさらされて振動し, 時間とともに領域が変形しているため積分領域は時間微小項 $\Omega(t) = \Omega_0 + \Omega_1(t) + \dots$ を含むことに注意する.

さて, もし物体が剛壁でできていて境界面が微動だにしない場合, この積分と時間平均は簡単に実行できる. このとき,

$$\left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 \frac{\partial\phi_i}{\partial t} \mathbf{n} dV \right\rangle = \int_{\partial\Omega} \rho_0 \left\langle \frac{\partial\phi_i}{\partial t} \right\rangle \mathbf{n} dV \quad (4.31)$$

であって, 1次の微小項 $\langle \partial\phi/\partial t \rangle$ は式(4.24)の一般項を考えれば0であり, 2次の微小項については $\mathbf{u}_2 = -\nabla\phi_2$ が周期的であることから, $\langle \partial\mathbf{u}/\partial t \rangle = \langle \nabla\partial\phi/\partial t \rangle = 0$ が言えて*5, $\langle \partial\phi/\partial t \rangle = C$ は位置にも時間によらない定数となる. 閉曲面で積分しているからこの C も消えて,

$$\mathbf{F}_R = + \int_{\partial\Omega(t)} \langle L \rangle \mathbf{n} dS \quad (4.32)$$

となる. これは前節の結果と一致する. 実は, この時空間によらない定数 C がレイリー放射圧の正体である [52].

*5 一般に, $f(t) = f(t+T)$ なら, $\langle \partial f/\partial t \rangle = \int_t^{t+T} \frac{\partial f}{\partial t} dt = [f]_t^{t+T} = 0$

一方、物体の表面が有限のインピーダンスを持っている場合、 $\partial\Omega$ は時間の関数となり、この解析にはレイノルズの輸送定理を用いなければならない。

定理 9 (レイノルズの輸送定理) 領域 $\Omega(t)$ に渡る場 θ の積分を考えると、この物質時間微分を

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega(t)} \theta(\mathbf{r}, t) dV = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\int_{\Omega(t+\Delta t)} \theta(\mathbf{r}, t + \Delta t) dV - \int_{\Omega(t)} \theta(\mathbf{r}, t) dV \right] \quad (4.33)$$

と定義する。この微分は、領域の速度ベクトル場 \mathbf{v} を用いて

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega(t)} \theta(\mathbf{r}, t) dV = \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla(\theta \mathbf{u}) dV \quad (4.34)$$

と計算できる。

物体全体の 1 次の運動量の変化量を考える。これは、定常状態では時間平均をとると 0 になる量である*6。式 (4.21) とガウスの定理を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \int_{\Omega(t)} \rho_0 \mathbf{u}_1 dV &= \rho_0 \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + \nabla(\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) dV \\ &= \int_{\Omega(t)} \nabla(-p_1 + \rho_0 \mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) dV \\ &= \int_{\partial\Omega(t)} (-p_1 + \rho_0 \mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \mathbf{n} dS \\ &= - \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS + \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 (\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \mathbf{n} dS \end{aligned} \quad (4.35)$$

ただし、 $\rho \mathbf{u} \mathbf{u}$ は運動量密度テンソル*7(ダイアド)と呼ばれ、要するに

$$\rho \mathbf{u} \mathbf{u} = \rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T = \rho \begin{pmatrix} u_x^2 & u_x u_y & u_x u_z \\ u_y u_x & u_y^2 & u_y u_z \\ u_z u_x & u_z u_y & u_z^2 \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

である。この時間平均をとり 2 次の微小項までをとれば、

$$\begin{aligned} & - \left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle + \left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 (\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \mathbf{n} dS \right\rangle \\ & \sim - \left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle + \left\langle \int_{\partial\Omega_0} \rho_0 (\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \mathbf{n} dS \right\rangle = 0 \end{aligned} \quad (4.37)$$

$$\iff \left\langle \int_{\partial\Omega(t)} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS \right\rangle = \int_{\partial\Omega_0} \langle \rho_0 (\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \rangle \mathbf{n} dS \quad (4.38)$$

であることが導かれる。

*6 ニュートンの第二法則より、これは物体にかかる外力に等しい。今、重力など何らかの力が放射圧とつりあっている状況を考えている。

*7 運動量密度の次元ではないが、momentum density tensor と呼ばれている [54]

したがって、音響放射圧による合力は

$$\mathbf{F}_R = \int_{\partial\Omega_0} (\langle L \rangle - \langle \rho_0(\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \rangle) \mathbf{n} dS \quad (4.39)$$

となる。

ここで、結果には非線形パラメータ $\gamma - 1$ が含まれていない。この非線形パラメータは、音速（位相速度）が粒子速度に依存する非線形性を表した量で波形の歪みの原因となる。すなわち、音響放射圧は波形の歪みによる現象ではなく、音響放射圧を評価するにあたって波形の非調和性を特別に考える必要はない。

4.2 運動する剛体にかかる音響放射圧

剛体が巨視的に等速 $-\mathbf{u}_0$ で運動している場合を考える。この時剛体の視点から見れば、粒子速度を

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 + \dots \quad (4.40)$$

として考えることができる。以下速度ポテンシャル ϕ_1, ϕ_2 および音速 c_0 の定義は式 (4.23), (4.28), (4.15) に準ずる。このときも同様に式 (4.9) の 2 次までの微小量をとって、

$$\begin{aligned} \nabla P &= -\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] \\ &= \rho_0 \left(\nabla \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \nabla \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right) - \rho_0 (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 - \rho_1 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} - \rho_0 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_2 - \rho_1 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \\ &= \rho_0 \left(\nabla \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \nabla \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right) - \nabla T - \rho_1 \left(-\frac{p_1}{\rho_0} - (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \right) - \rho_0 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_2 - \rho_1 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \\ &= \rho_0 \left(\nabla \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \nabla \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right) - \nabla T - \nabla V + \rho_1 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 - \rho_0 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_2 - \rho_1 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \\ &= \rho_0 \left(\nabla \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \nabla \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right) - \nabla L - \rho_0 \nabla (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{u}_2) \end{aligned} \quad (4.41)$$

となる。途中で、 $\rho_1 (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1$ が打ち消されていることに注意せよ。また、剛体の運動量は変化しないから、

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega(t)} \rho_0 (\mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1) dV = 0 \quad (4.42)$$

である。 $\nabla \mathbf{u}_0 = 0$ に注意して物質時間微分を実行すると、

$$\int_{\partial\Omega(t)} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \mathbf{n} dS = \int_{\partial\Omega(t)} \rho_0 (2\mathbf{u}_0 \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \mathbf{n} dS \quad (4.43)$$

である。 $\langle \mathbf{u}_0 \mathbf{u}_1 \rangle = 0$, $\langle \mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{u}_2 \rangle = 0$ であるから、結局速度 \mathbf{v} で等速運動する剛体にかかる音響放射圧による力は、

$$\mathbf{F}_R = \int_{\partial\Omega_0} (\langle L \rangle - \langle \rho_0(\mathbf{u}_1 \mathbf{u}_1) \rangle) \mathbf{n} dS \quad (4.44)$$

と、 \mathbf{u}_0 に依らない。

4.3 インピーダンス境界にかかる音響放射圧の計算

前節まで, ある法線 \mathbf{n} をもつ境界にかかる音響放射圧 P_R はラグランジュ密度 L と運動量密度テンソル $\rho_0 \mathbf{u}\mathbf{u}$ を用いて

$$P_R = \langle L \rangle \mathbf{n} - \rho_0 \langle \mathbf{u}\mathbf{u} \rangle \cdot \mathbf{n} \quad (4.45)$$

とかけることをみた。ただし, ρ_0 媒質の密度, \mathbf{u} は粒子速度, そして $\langle \cdot \rangle$ は時間平均を表す。第1項は法線方向に働く圧力であるが, 第2項は粒子速度の方向に働く。粘性のない流体を考えているのにも関わらず接線方向成分をもつ第2項が現れる理由は, すでにみたように有限のインピーダンスをもつ物体を考えるからである。本節では音響放射圧を物体のインピーダンスを用いて書き下してみよう。

物体のノーマルインピーダンス・アドミッタンスをそれぞれ z, β とおくと, 定義から表面の音圧 p と粒子速度 \mathbf{u} の間には,

$$z = \frac{p}{\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}} = \frac{1}{\beta} \quad (4.46)$$

の関係が成り立つ。また, 速度ポテンシャルの時間項に調和項 $e^{-j\omega t}$ を仮定する。これは前節の結果から正当化される。このとき,

$$\mathbf{u} = -\nabla\phi = -\frac{1}{jk_0\rho_0}\nabla p \quad (4.47)$$

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = p\beta \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = -jk_0\rho_0\beta p \quad (4.49)$$

がなりたつ。ただし, $\langle \mathbf{u} \rangle = 0$ であることを用いた。このとき, 式 (4.45) は,

$$\begin{aligned} P_R &= \langle L \rangle \mathbf{n} - \rho_0 \langle \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \rangle = \langle L \rangle \mathbf{n} + \left\langle -\frac{\beta}{jk_0} p \nabla p \right\rangle \\ &= \frac{1}{2}\rho_0 \langle \|\mathbf{u}\|^2 \rangle - \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \langle p^2 \rangle \mathbf{n} + \frac{\beta}{2kc_0} \left\langle \frac{1}{j} \nabla p^2 \right\rangle \\ &= \frac{1}{2k^2\rho_0 c_0^2} \langle \|\nabla p\|^2 \rangle \mathbf{n} - \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \langle p^2 \rangle \mathbf{n} + \frac{\beta}{2kc_0} \langle \nabla p p^* \rangle \end{aligned} \quad (4.50)$$

と書き下すことができる。

一方で, 式 (3.31) から入射波 p^I が物体に Ω によって散乱される時, 境界上の音場は以下に従う。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}p(\mathbf{r}) &= p^I - \int_{\Omega} \left(p(\mathbf{s}) \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{\partial n} - g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \frac{\partial p(\mathbf{s})}{\partial n} \right) dS \\ &= p^I - \int_{\Omega} \left(\frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{\partial n} + jk_0\rho_0\beta g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \right) p(\mathbf{s}) dS \end{aligned} \quad (4.51)$$

音響放射圧はこの2式の連立によって求められる。

4.4 境界要素による離散化

境界要素法によって表面を離散化し、数値的に音響放射圧による力を求めることを考える。まず表面音圧 p は、3章の手続きに従って、

$$\left(\frac{1}{2}I - D\right)p = p^I \quad (4.52)$$

$$Bp = p^I \quad (4.53)$$

となる。また表面音圧の勾配 ∇p が必要とされるが、これは接線成分と法線成分にわけることができる。

$$\nabla p = \nabla_{\parallel} p + \nabla_{\perp} p = \nabla_{\parallel} p + \beta p \quad (4.54)$$

ここで、表面の接線微分オペレータ D_x, D_y, D_z を導入すると、

$$\nabla_x p = (D_x + \beta I)p \quad (4.55)$$

と離散化される。このとき、要素 i にかかる音響放射圧は式 (4.50) は以下のように離散表現できる。ただし \circ はアダマール積 (要素ごとの積) である。

$$P_{R(i,x)} = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \left(\frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} [(D_w + \beta I)p]_i^2 - p_i^2 \right) n_{(i,x)} + \frac{\beta}{2kc_0} [(D_x + \beta I)(p \circ p^*)]_{(i,x)} \quad (4.56)$$

また、法線行列 N_x, N_y, N_z およびモーメント行列 M_x, M_y, M_z を以下のように定義する。

$$N_x = \text{diag} [n_{1,x}, n_{2,x}, \dots] \quad (4.57)$$

$$M_x = \text{diag} [n_{1,x} \times (\mathbf{r}_{1,x} - \mathbf{c}), n_{2,x} \times (\mathbf{r}_{2,x} - \mathbf{c}), \dots] \quad (4.58)$$

このとき、音響放射力は、

$$\mathbf{F}_x = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \left(\mathbf{p}^* N_x \mathbf{p} - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} \mathbf{p}^* (D_w + \beta I)^* N_x (D_w + \beta I) \mathbf{p} \right) - \frac{\beta}{2kc_0} [(D_x + \beta I)(\mathbf{p} \circ \mathbf{p}^*)] \quad (4.59)$$

4.5 フェーズドアレイによる音響放射圧

波源が音響放射圧である場合を考える。フェーズドアレイの振動子 i の位置を \mathbf{r}_i 、複素ゲインを q_i としたとき、音圧場 $p_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ は以下の通り線形結合で表される。

$$p^I(\mathbf{r}) = \mu \sum_i g(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) e^{-\alpha|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|} q_i \quad (4.60)$$

ただし、 μ は電気機械変換係数であり、ここでは $q_i \leq 1$ となるように規格化する係数である。また、 α は吸収減衰係数である。

第3章で見たように、物体表面素の重みを加味してこれを離散化し、

$$\mathbf{p}^j = G\mathbf{q} \quad (4.61)$$

とすれば、

$$\mathbf{p} = B^{-1}G\mathbf{q} \quad (4.62)$$

とできて、音響放射力は式 (4.59) の通り求まる。

4.6 剛壁剛体にかかる音響放射力

特殊な場合として、物体 Ω が剛壁剛体である場合を考える。これは、気体中の剛体などが相当し、自然な材質であれば妥当な仮定である。

このとき $\beta = 0$ であり、式 (4.51)、式 (4.50)、音響放射力 \mathbf{F} 、音響放射トルク \mathbf{T} は、

$$\frac{1}{2}p(\mathbf{r}) = p_{\text{inc}} - \int_{\Omega} \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{\partial n} p(\mathbf{s}) dS \quad (4.63)$$

$$P = \langle L \rangle = -\frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \left\langle p^2 - \frac{1}{k^2} \|\nabla p\|^2 \right\rangle \quad (4.64)$$

$$\mathbf{F} = - \int_{\Omega} P d\mathbf{S} \quad (4.65)$$

$$\mathbf{T} = \int_{\Omega} P d\mathbf{S} \times (\mathbf{r} - \mathbf{c}) \quad (4.66)$$

ただし法線ベクトルは剛体からみて外向きに定義しており、 \mathbf{c} を剛体の重心である。

また、離散化すれば

$$\mathbf{p} = B^{-1}G\mathbf{q} \quad (4.67)$$

$$\mathbf{F}_x = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \left(\mathbf{p}^* N_x \mathbf{p} - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} \mathbf{p}^* D_w^* N_x D_w \mathbf{p} \right) \quad (4.68)$$

$$\mathbf{T}_x = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \left(\mathbf{p}^* M_x \mathbf{p} - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} \mathbf{p}^* D_w^* M_x D_w \mathbf{p} \right) \quad (4.69)$$

となり、 \mathbf{q} を用いて陽に書けば、

$$\mathbf{F}_x = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \mathbf{q}^* G^* B^{-1*} \left(N_x - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* N_x D_w \right) B^{-1} G \mathbf{q} \quad (4.70)$$

$$\mathbf{T}_x = \frac{1}{2\rho_0 c_0^2} \mathbf{q}^* G^* B^{-1*} \left(M_x - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* M_x D_w \right) B^{-1} G \mathbf{q} \quad (4.71)$$

を得る。

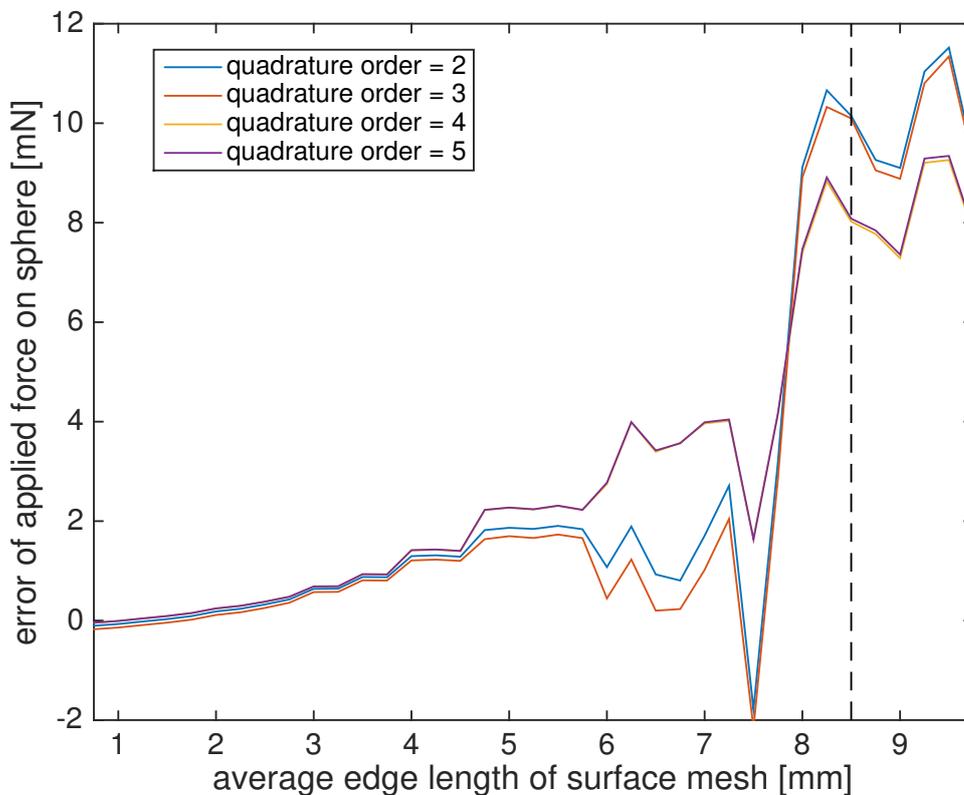


図4.2: メッシュサイズと球にかかる音響放射圧の推定の関係

4.7 評価

本節では、実験によって計測した放射圧と比較しパラメータの同定を行う。特に断りのない限り、フェーズドアレイと物体(球・正八面体)のジオメトリは図5.4, 図5.16に準じ、40 kHzの超音波および第7章に示すフェーズドアレイシステム AUTDv3を使用した。また放射圧の計測方法については、7.4節に示す。

4.7.1 メッシュサイズと音響放射力

メッシュの細かさは、推定する音響放射力の精度に影響すると考えられる。図4.2は、直径30 mmの球が受ける音響放射力を異なるメッシュサイズ(平均エッジ長)と求積階数で求めたものである。点線は波長(8.5 mm)を表す。メッシュが細くなるにつれて、一定の値に収束してく様子が観察できる。

この周波数においては3 mm以下のメッシュサイズを採用するべきであると結論付けられる。

4.7.2 定数の同定

音響減衰係数 α は理論値が存在する値であるが、気温・湿度・周波数・音響飽和など様々なパラメータに依存し実測と必ずしも一致しないことが知られている [56]。また、機械音響係数 μ は第7章、式 (7.5) で見るように、振動子特性のばらつきを反映する正味の係数 $\mu = A(1 - \frac{\sigma^2}{2})$ を求めたい。したがって、これらの定数は実測した音響放射圧と比較して同定することとする。ただし、空気中の固体にかかる放射圧であることを踏まえ、法線インピーダンスは $\beta = 0$ とした。また、メッシュサイズは平均エッジ長を2mmとした。

図4.3に示すように、996 振動子からなるフェーズドアレイの中心直上に位置する半径15 mmの発泡スチロール球にかかる音響放射圧を計測した。音圧最大の単一焦点を球の中心に形成し、焦点位置は球とともに移動させた。すなわち、球の中心を \mathbf{r} 、振動子の位置を \mathbf{r}_i としたときの駆動 q_i は、

$$q_i = e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|} \quad (4.72)$$

である。計測器具および方法については、7.3節を参照せよ。

結果を図4.4に示す。赤実線は実測値、各黒線 $\alpha = 0.005 \text{ cm}^{-1}, 0.01 \text{ cm}^{-1}, 0.015 \text{ cm}^{-1}, 0.02 \text{ cm}^{-1}$ のモデル予測値を表す。この時、 μ は各 α ごとに $y \in [100 \text{ mm}, 200 \text{ mm}]$ のデータを用いて最小二乗法によって求めた。

$y \leq 300 \text{ mm}$ までは $\alpha = 0.01$ のあてはまりが良く、それ以降は $\alpha = 0.015$ の当てはまりが良い傾向が見てとれる。このような二段階の減衰は、音響飽和の特徴的な傾向である [56]。以上を踏まえ、本節以降特に断りのない限り、最大駆動力を得られる $y \in [200 \text{ mm}, 300 \text{ mm}]$ を応用上利用することを重視し、 $\alpha = 0.01 \text{ cm}^{-1}, \mu = 18.4 \text{ mN}$ を採用する。

4.7.3 他モデルとの比較

音響境界ホログラムモデルと以下の2つの既存モデルと比較して、本モデルの妥当性を検証する。

- I: 提案モデル 音場の散乱を考慮し、表面ラグランジアン密度を積分する。
- II: 非散乱モデル 音場の散乱を考慮せず、表面ラグランジアン密度を積分する。これは、微粒子に対する Gor'kov モデルに対応する。波長に対し構造長が十分に小さい場合に適用できるとされるものである。
- III: ポテンシャルエネルギーモデル 音場の散乱を考慮し、表面のポテンシャルエネルギー密度を積分する。これは、十分広い平面剛壁に垂直に入射する放射圧のモデルであり、超音波触覚ディスプレイの評価等にこれまで用いられていたものである [20, 5]。波長に対し構造長が十分に大きい場合に適用できると考えられる。

図4.5のように、フェーズドアレイによる固定焦点と、焦点中心を通るアレイと水平な軸 (x 軸) をおく。半径15 mmの球と対角線長50 mmの正八面体を用意し、それにかかる放射圧を計

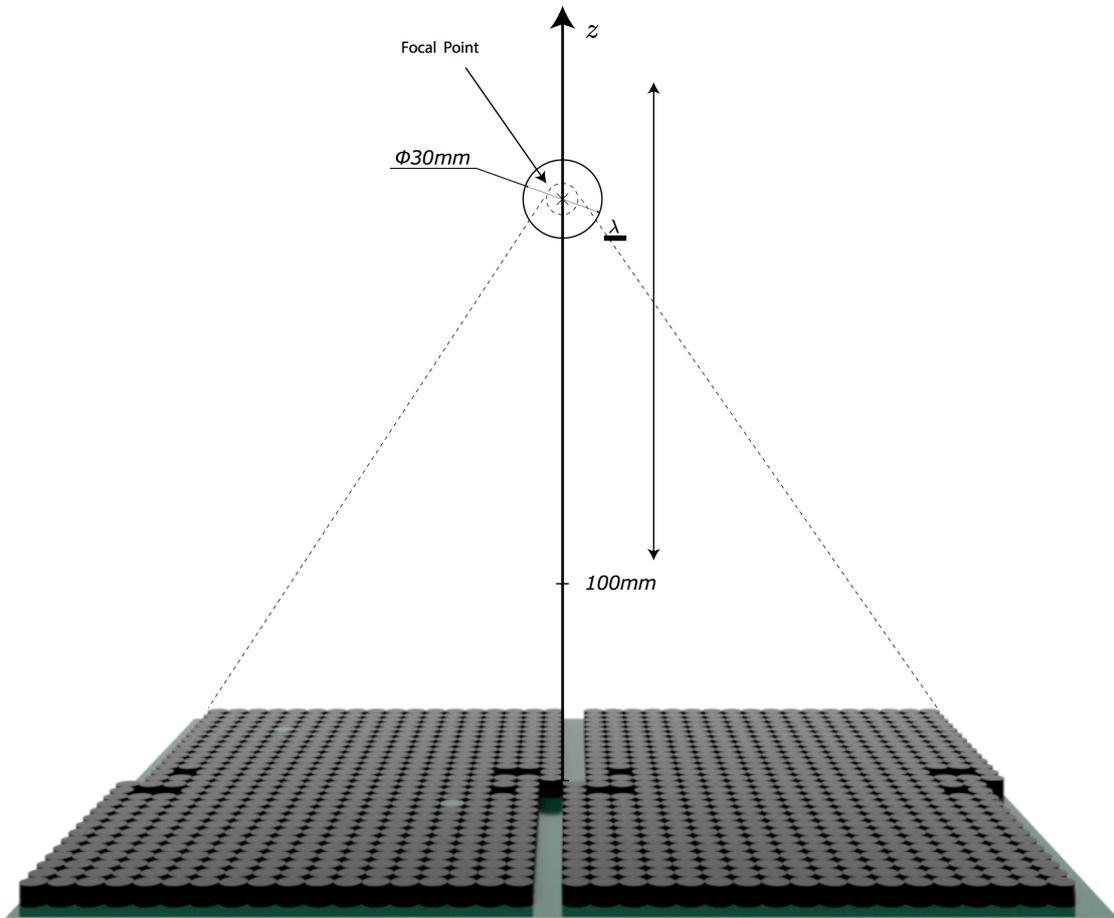


図4.3: 半径 15mm 球の中心とともに移動する焦点

測した。また上記 3 モデルは、すべて前節で同定した定数 $\alpha = 0.01, \mu = 18.4$ を用い、メッシュサイズは平均エッジ長を 2 mm とした。

図4.6, 図4.7は、対角線長 50 mm の正八面体および半径 15 mm 球を、 z 軸に沿って変位させたときにかかる z 軸方向の放射圧による合力である。提案手法であるモデル I の形状が最も良い当てはまりを示す。特にモデル II では、反射が起こらずに焦点が球の中に入り込んでしまうことによって、仮想境界上の音圧を捉えることができず、非常に低い値を示してしまう ($x < 10$ mm)。また、モデル III (ポテンシャルエネルギーモデル) は傾向が一致せず、実測に見られない極値がみられる。放射圧に対する接線方向の粒子速度の寄与を証明するものである。

図4.8, 図4.9は、対角線長 50 mm の正八面体および半径 15 mm 球を、 x 軸に沿って変位させたときにかかる x 軸方向の放射圧による合力である。形状、量ともにモデル I (提案モデル) は実測値の良い近似を与える。特筆すべきは、 $x = 18$ mm 付近における負の方向への力が観測されることである。これは、接線粒子速度が大きい場合、放射圧は物体を吸い込む力となることを示唆する。モデル II は、先の z 軸方向の結果に比べれば実測に近いが、力の方向は一致しな

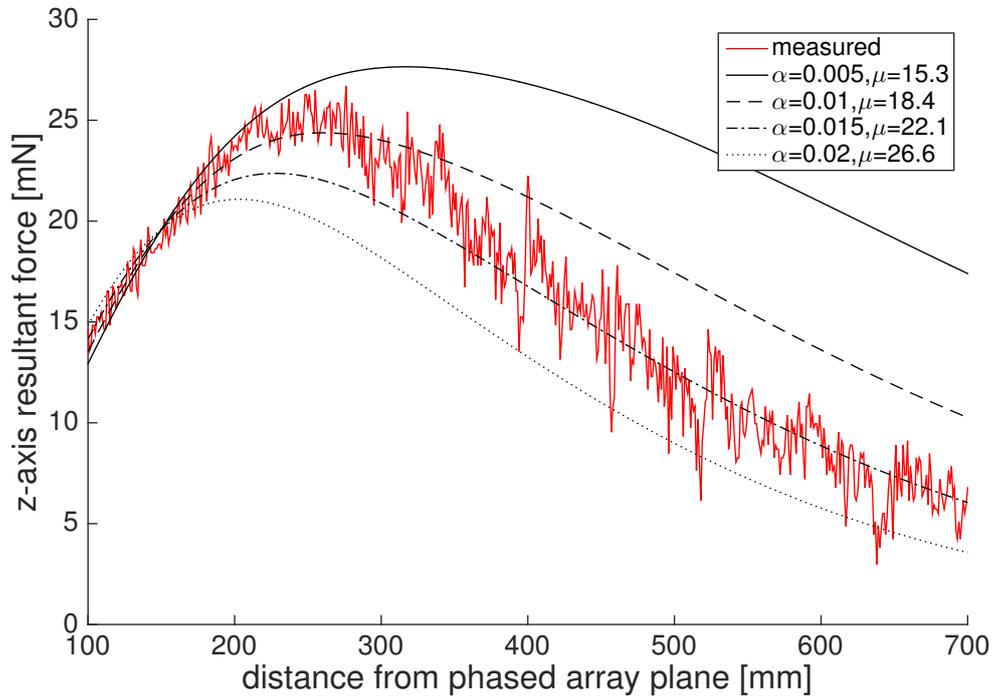


図4.4: 半径 15mm 球の中心とともに移動する焦点によって起こる音響放射圧. 実測 (赤) と予測値 (黒)

い. モデル III(ポテンシャルエネルギーモデル) は形状が一致せず, 焦点が球の側面をなめる $x = 15 \text{ mm}$ 付近での乖離が著しい.

以上を総合するに, 球と正八面体を通してほぼ同じふるまいを示し, 提案モデルの形状に対する汎用性を示唆する. 本実験における考えられる測定誤差の理由としては, 1) 湿度および温度の違い, 2) ロボットティーチングの誤差, 3) ロードセルの温度等バイアス, などがあげられる. また, ロードセルの剛性が低いため, 力が加わると物体の位置が数 mm 程度ずれてしまう. 特に計測軸と水平な方向の力が加わった時に, この現象は顕著である.

4.8 本章のまとめ

本章では, 音響放射圧の推定法について論じた. まず, エネルギー収支の観点から巨視的な議論を行い, 剛壁にかかる放射圧を求めた. 次に, 音圧の時間平均であるという微視的な観点から任意のインピーダンスをもつ境界にかかる放射圧を定式化した. この定式化を元に, 放射圧による物体にかかる力を, 境界を積分して得られると仮定して定式化し, さらにその数値的求値について提案した. この数値モデルは, 物体の構造長が波長の数倍程度の場合において, 実験によって支持された.

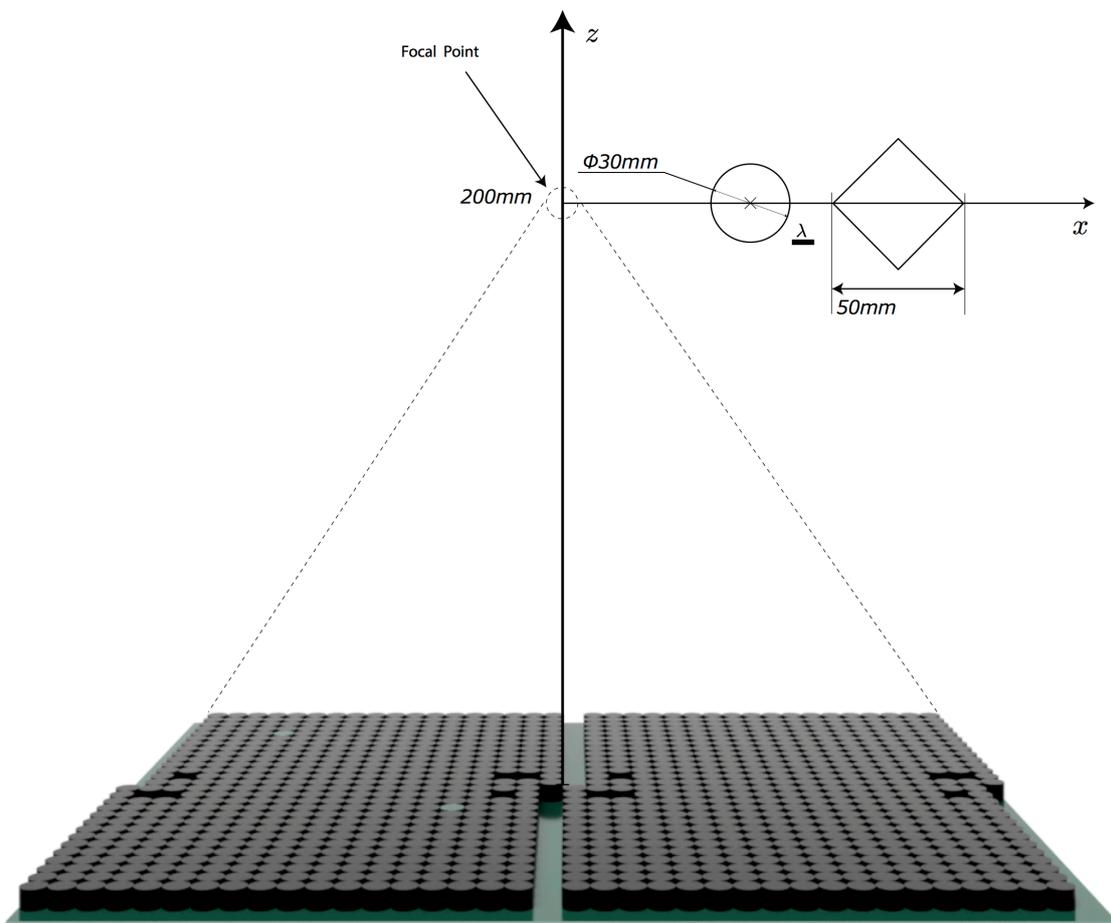


図4.5: 固定焦点と, x 軸を動く対象物体

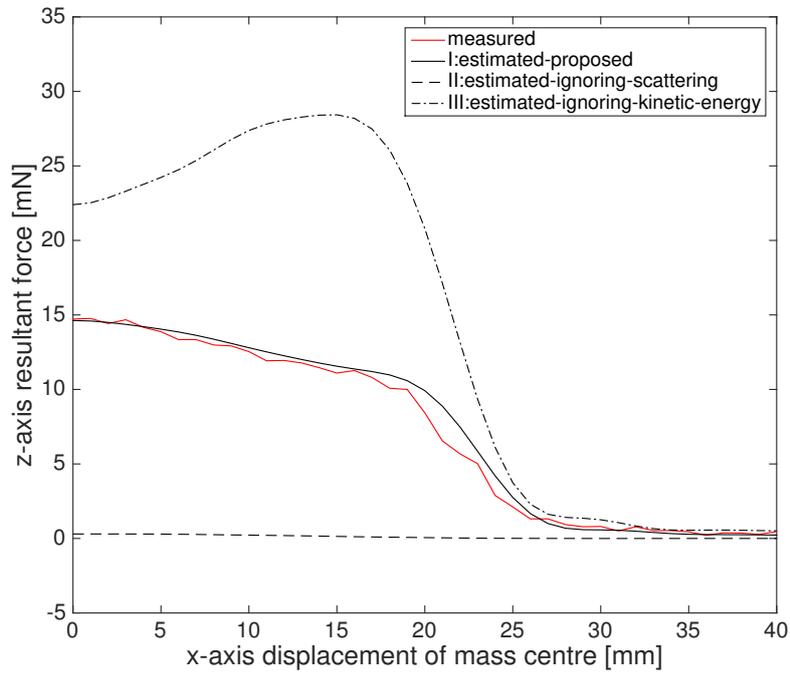


図4.6: 対角線長50 mmの正八面体にかかる, 固定焦点による z 軸方向の放射力

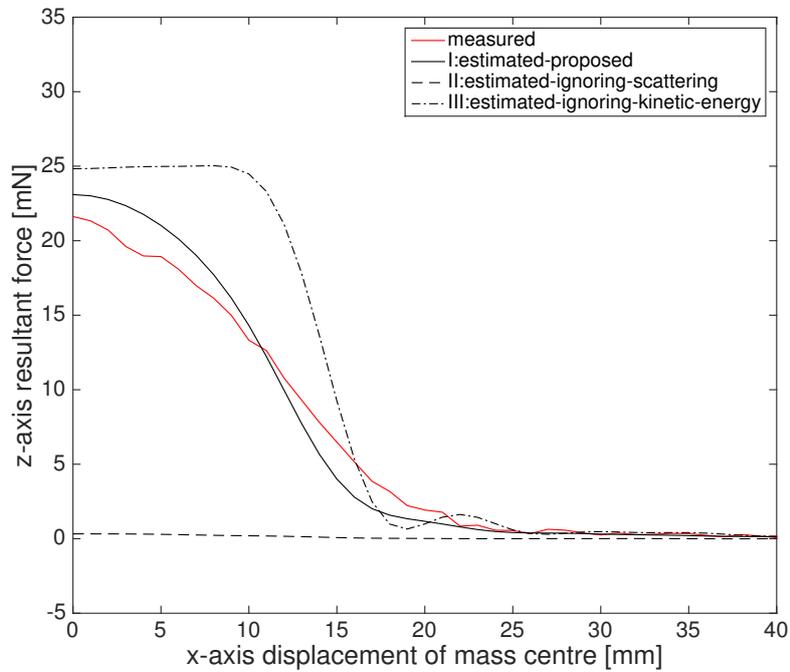


図4.7: 半径15 mm球にかかる, 固定焦点による z 軸方向の放射力

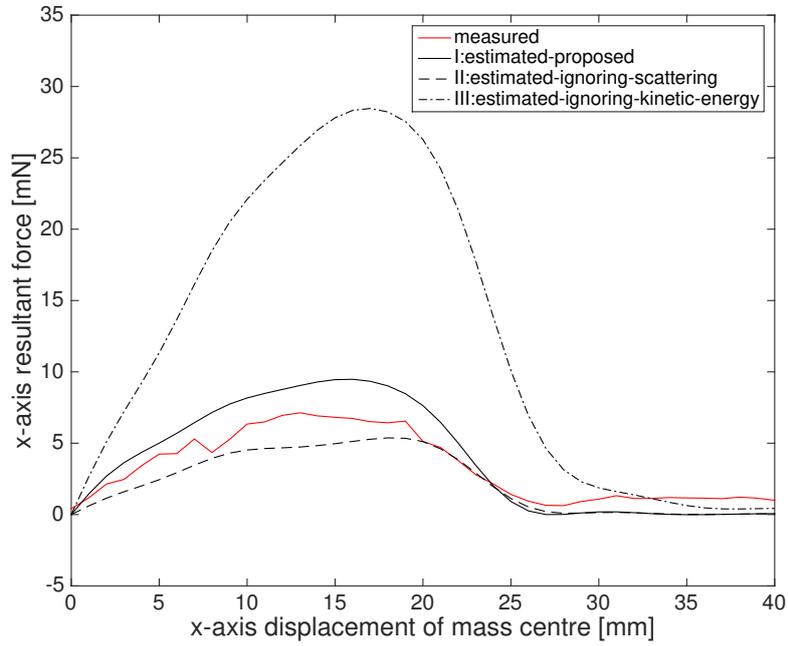


図4.8: 対角線長50 mmの正八面体にかかる, 固定焦点による x 軸方向の放射力

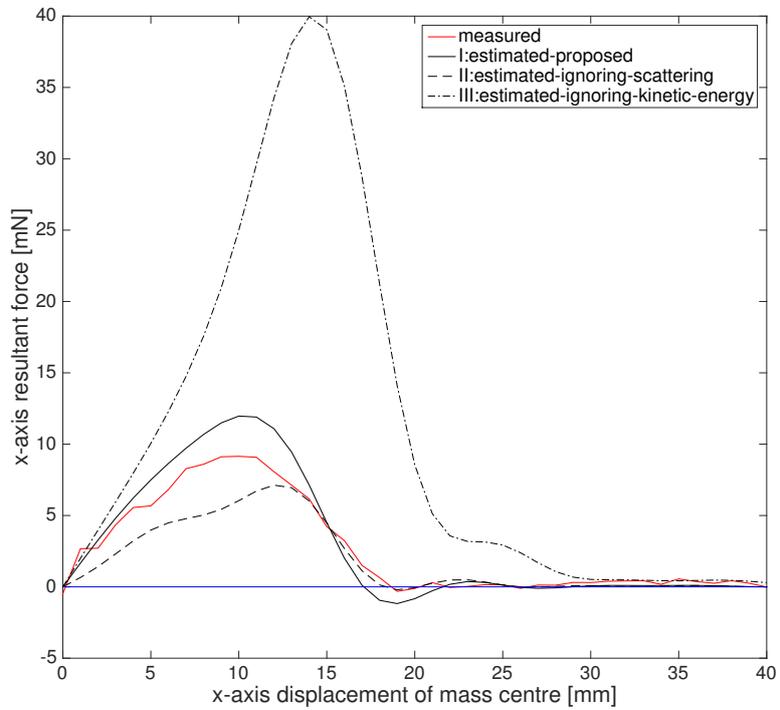


図4.9: 半径15 mm球にかかる, 固定焦点による x 軸方向の放射力

第 5 章

静音場による剛体の空中浮揚

空中超音波によって、剛壁剛体を空中に浮かすことを考える。物体が空中に安定に浮揚するためには重力とつりあうだけの鉛直の力が働く他に、ノイズによる位置および回転の接動に対する復元力が働かなくてはならない。本章では、ある形状と重さをもつ剛体を超音波フェーズドアレイで浮かせるための、フェーズドアレイの位相決定法について提案する。

5.1 空中の剛体のダイナミズム

重心 \mathbf{c} 、質量 m 、慣性モーメント行列 \mathbf{I} の剛体を考える。ある目標点 \mathbf{r}_t 、目標姿勢 Ω_t からの位置、姿勢のずれを、それぞれ

$$\Delta \mathbf{x} = [\Delta x, \Delta y, \Delta z]^T \quad (5.1)$$

$$\Delta \Omega = [\Delta \Omega_x, \Delta \Omega_y, \Delta \Omega_z]^T \quad (5.2)$$

とする。この位置と姿勢をまとめて 6 次元の一般化座標を

$$\mathbf{X} = [\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta \Omega_x, \Delta \Omega_y, \Delta \Omega_z]^T \quad (5.3)$$

と定め、同様に一般化力を

$$\mathcal{F} = [F_x, F_y, F_z, T_x, T_y, T_z]^T \quad (5.4)$$

とする。

十分に小さな摂動 \mathbf{X} に対しては、一般化力 \mathcal{F} は線形近似できて

$$\mathcal{F}(\mathbf{X}) \simeq \mathcal{F}(\mathbf{0}) + \nabla \mathcal{F}(\mathbf{0}) \mathbf{X}. \quad (5.5)$$

と書ける。

このとき、運動方程式は空気抵抗を無視すれば、

$$M \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial t^2} = \mathcal{F}(\mathbf{0}) + \nabla \mathcal{F}(\mathbf{0}) \mathbf{X} \quad (5.6)$$

であり, $\mathcal{F}(\mathbf{0}) = 0$ のとき,

$$\mathbf{X}(t) = \mathbf{X}(0)e^{\sqrt{M^{-1}\nabla\mathcal{F}(\mathbf{0})}t}, \quad (5.7)$$

となる. ただし $M = \text{diag}(mI; I)$ である.

ここで, 時間発展ののち $\mathbf{X}(t)$ が有界であるためには, $M^{-1}\nabla\mathcal{F}(\mathbf{0})$ の固有値がすべて非負の実数であることが必要十分条件である. これは制御工学でのリアプノフ安定条件と対応する [57]. すなわち, 剛体が安定に浮揚するためには

1. 目標点で外力と外トルクが釣り合う. $\mathcal{F}(\mathbf{0}) = 0$
2. $M^{-1}\nabla\mathcal{F}(\mathbf{0})$ の固有値がすべて非負の実数

の2条件が十分である.

5.2 音響放射圧による一般化力とそのヤコビアン

前章の内容から, フェーズドアレイの駆動 \mathbf{q} によって剛壁剛体にかかる合力およびトルクは, $w \in \{x, y, z\}$ として,

$$\begin{aligned} N_w &= \text{diag}[n_{1,w}, n_{2,w}, \dots] \\ M_w &= \text{diag}[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{c}) \times \mathbf{n}_1)_w, (\mathbf{r}_2 - \mathbf{c}) \times \mathbf{n}_2)_w, \dots] \end{aligned} \quad (5.8)$$

とおくと,

$$\mathbf{F}_w = \mathbf{F}_{\text{ext}w} + \mu \mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_w - \frac{1}{k^2} \sum_{v \in \{x, y, z\}} D_v^* N_w D_v \right) \mathbf{B}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{q} \quad (5.9)$$

$$\mathbf{T}_w = \mathbf{T}_{\text{ext}w} + \mu \mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(M_w - \frac{1}{k^2} \sum_{v \in \{x, y, z\}} D_v^* M_w D_v \right) \mathbf{B}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{q}, \quad (5.10)$$

とかける. ただし μ は定数係数であり, $k, \mathbf{G}, \mathbf{B}, \mathbf{D}$ はそれぞれ波数, フェーズドアレイから剛体への音響結合行列, 剛体から剛体自身への音響結合行列, 剛体表面の接線微分オペレータである. また, $\mathbf{F}_{\text{ext}}, \mathbf{T}_{\text{ext}}$ は, 重力など音響放射圧に依らないその他の外力である. 以降, 簡単のため外力は位置に依存しないと仮定する.

そのヤコビアン $\nabla \mathcal{F}$ は、以下の通り計算できる.

$$\frac{\partial F_y}{\partial x} = 2\Re \left[\mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_y - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* N_y D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial G}{\partial x} \mathbf{q} \right] \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial T_y}{\partial x} = 2\Re \left[\mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(M_y - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* M_y D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial G}{\partial x} \mathbf{q} \right] \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial F_y}{\partial \Omega_x} = 2\Re \left[\mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_y - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* N_y D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial G}{\partial x} \mathbf{q} \right] \quad (5.13)$$

$$- \mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_z - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* N_z D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{q} \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial T_y}{\partial \Omega_x} = 2\Re \left[\mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(M_y - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* M_y D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial G}{\partial x} \mathbf{q} \right] \quad (5.15)$$

$$- \mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(M_z - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* M_z D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \mathbf{q}, \quad (5.16)$$

さて、もしこの $\nabla \mathcal{F}$ が対称行列であれば、その固有値は必ず実数となる。しかしながら、この性質を調べるために、 $\nabla \times \mathbf{F}$ を計算すると、

$$(\nabla \times \mathcal{F})_x = \frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} &= 2\Re \left[\mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_z - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* N_z D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial G}{\partial y} \mathbf{q} \right] \\ &\quad - 2\Re \left[\mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_y - \frac{1}{k^2} \sum_{w \in \{x,y,z\}} D_w^* N_y D_w \right) \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial G}{\partial z} \mathbf{q} \right] \end{aligned} \quad (5.18)$$

であり、これは必ずしも 0 とならず、渦あり場となる。したがってポテンシャルも定義できない。この意味で、この $\nabla \mathcal{F}$ をヘシアンと呼ぶことは適当でない^{*1}ため今後これをヤコビアンと呼ぶ。

5.3 最適化問題の定式化

求めるフェーズドアレイの駆動 \mathbf{q} は以下の条件を達成すればよい。

$$\text{find } \mathbf{q} \text{ s.t. } \quad \forall i \quad |q_i| \leq A \quad (5.19)$$

$$\mathcal{F}(0) = \mathcal{F}_{\text{ext}} \quad (5.20)$$

$$\forall j \quad \Re[\lambda_j[\nabla \mathcal{F}(0)]] < 0 \quad (5.21)$$

$$\forall j \quad \Im[\lambda_j[\nabla \mathcal{F}(0)]] = 0 \quad (5.22)$$

^{*1} ヘシアンは、ポテンシャルの 2 階微分であって、対称行列であるという仮定のもとで語られることが多い

1つ目の条件は、フェーズドアレイ振動子の最大定格を満たすもの、2つめは外力がつりあうものであり、3, 4つめはリアプノフ安定条件を満たすものである。

これを q についての最適化問題に帰着させて解くことを考える。これらの条件は非凸である。

そこで、力についての最小二乗を取り、固有値の実部の和を最小化することを考える。すなわち、

$$\min_{\mathbf{q}} E = \min_{\mathbf{q}} \sum_{i=1}^6 w_i \|\mathcal{F}_i - \mathcal{F}_{\text{ext}i}\|^2 + v_i \Re[\lambda_i(\mathbf{q})], \quad (5.23)$$

とおく。ただし w_i, v_i は正の重み係数であり、 $\lambda_i(\mathbf{q})$ は $\nabla \mathcal{F}(0)$ の i 番目の固有値である。また、振動子の振幅 $|q_i|$ はすべて一定として、位相のみを説明変数とし、このとき位相ベクトル ϕ を

$$\mathbf{q}_i = A e^{-j\phi_i} \quad (5.24)$$

のように定義すると、これは、 ϕ についての非制約最適化問題となる。

一般的に二次形式 $\mathbf{q}^* A \mathbf{q}$ の位相による微分は、

$$\frac{\partial \mathbf{q}^* A \mathbf{q}}{\partial \phi} = 2\Im [A \mathbf{q} \circ \mathbf{q}^*] \quad (5.25)$$

とかける。ただし \circ はアダマール積 (要素ごとの積) である。これを用いて、固有値の勾配は以下のように計算できる。 $n \times n$ の正方行列 U について、固有多項式:

$$p(t) = \prod_i^n (t - \lambda_i) \quad (5.26)$$

を考えて、これを t について展開したものを

$$p(t) = \sum_i^n a_i t^i \quad (5.27)$$

と書いて係数 a_i を定義する。この a_i は $a_n = 1, a_0 = \det(U), a_{n-1} = \text{tr}(U)$ のように行列 U の要素から計算できる。ある固有値 λ_j をとると、 $p(\lambda_j) = 0$ であるから、両辺を微分して

$$dp(\lambda_j) = \sum_i^n da_i \lambda_j^i + a_i \lambda_j^{i-1} d\lambda_j = 0 \quad (5.28)$$

$$\iff d\lambda_j = \frac{\sum_i^n \lambda_j^i da_i}{\sum_i^n a_i \lambda_j^{i-1}} \quad (5.29)$$

となる。なお da_i については、行列の要素から丁寧に書き下していけば U, dU の要素によって書ける。

したがって、目的関数 E の勾配は $w_1 = w_4 = x, w_2 = w_5 = y, w_3 = w_6 = z$ と書いて、

$$V_{i=1,2,3} = G^* B^{-1*} \left(N_{w_i} - \frac{1}{k^2} \sum_{j=1}^3 D_{w_j}^* N_{w_i} D_{w_j} \right) B^{-1} G \quad (5.30)$$

$$V_{i=4,5,6} = G^* B^{-1*} \left(M_{w_i} - \frac{1}{k^2} \sum_j D_{w_j}^* M_{w_i} D_{w_j} \right) B^{-1} G \quad (5.31)$$

$$\nabla_{\phi} E = \sum_{i=1}^6 4w_i \Re[(\mathbf{q}^* V_i \mathbf{q} - \mathcal{F}_{\text{ext}i})] \Im[V_i \mathbf{q} \circ \mathbf{q}^*] + v_i \Re\left[\frac{\partial \lambda_i}{\partial \phi}\right] \quad (5.32)$$

と計算することができるから、勾配法によって逐次最適が可能である。これを目的関数 I とする。

特別な場合として $\forall i, j v_i = v_j = v$ であれば、固有値の和は行列の跡に等しいから

$$E'(\mathbf{q}) = \sum_{i=1}^6 w_i \|\mathcal{F}_i - \mathcal{F}_{\text{ext}i}\|^2 + v \Re[\text{tr}(\nabla \mathcal{F}(0))] \quad (5.33)$$

$$= \sum_{i=1}^6 w_i \|\mathbf{q}^* V_i G \mathbf{q} - \mathcal{F}_{\text{ext}i}\|^2 + 2v \Re\left[\mathbf{q}^* V_i \frac{\partial G}{\partial w_i} \mathbf{q}\right] \quad (5.34)$$

$$\nabla_{\phi} E' = \sum_{i=1}^6 4w_i \Re[(\mathbf{q}^* V_i G \mathbf{q} - \mathcal{F}_{\text{ext}i})] \Im[V_i G \mathbf{q} \circ \mathbf{q}^*] + 4\Im\left[\Re\left[V_i \frac{\partial G}{\partial w_i}\right] \mathbf{q} \circ \mathbf{q}^*\right] \quad (5.35)$$

とできる。この場合は第二項目が二次形式となる。

ただし、これらの目的関数は固有値の和を最小化しているに過ぎず、固有値それぞれすべてが実の負数であることを保証しないことに注意する。そのため、経験的にヤコビアン要素の差が広がり過ぎないようにする按点防止項を挿入した。

$$\min_{\phi} E''(\phi) = \sum_{i=1}^6 w_i \|\mathcal{F}_i - \mathcal{F}_{\text{ext}i}\|^2 + v \Re[\text{tr}(\nabla \mathcal{F}(0))] + \sum_{i,j,k,l} U_{i,j}^{k,l} \|(\nabla \mathcal{F}(0))_{i,j} - (\nabla \mathcal{F}(0))_{k,l}\|^2 \quad (5.36)$$

この按点防止項に対する重み $U_{i,j}^{k,l}$ は $6 \times 6 \times 6 \times 6$ の要素からなり $U_{i,j}^{k,l} = U_{k,l}^{i,j}$ である。 $i = j, k = l$ の成分は場の非対称性に対するペナルティを、 $i = l, j = k$ の成分は場の渦に対するペナルティとなる。これを目的関数 II とする。

5.4 実験

5.4.1 アルゴリズムの評価

本節では目的関数および最適化法の評価を行う。目的関数 I および目的関数 II を、局所勾配法 (l-BFGS 法 [58]) と乱択大域最適化法 (basin hopping 法 [59]) で最適化した計 4 種類の場合において、その評価関数値の推移を記録した。なお、実装は SciPy 1.0 上で行い、Intel(R) Xeon(R) CPU E5-1620 v3 @ 3.50 GHz, 128 GB DDR4 ECC にて実行した。

5.4.2 節と同様のセットアップとし、各目的関数のパラメータは以下の通り。

目的関数 I

$$\boldsymbol{w} = [1, 1, 10]^T \quad (5.37)$$

$$\boldsymbol{v} = [1, 1, 10]^T \quad (5.38)$$

$$U = 0 \quad (5.39)$$

$$F_{\text{ext}} = [0, 0, 6]^T \quad (5.40)$$

目的関数 II

$$\boldsymbol{w} = [1, 1, 10]^T \quad (5.41)$$

$$v = 1 \quad (5.42)$$

$$U_{1,1}^{2,2} = U_{2,2}^{1,1} = 0.5 \quad (5.43)$$

$$F_{\text{ext}} = [0, 0, 6]^T \quad (5.44)$$

また, Basin Hopping 法のパラメータは以下の通り.

勾配法 I-BFGS 法

T (温度) 1.0

ステップサイズ 0.5

ステップサイズ更新頻度 50

実行 (100 ステップ) の結果得られたヤコビアン固有値は以下の通り.

I-BFGS $\boldsymbol{\lambda} = (-4.8 - 0.18j, -4.8 + 0.00j, -4.8 + 0.18j)$

I-BasinHopping $\boldsymbol{\lambda} = (-5.3 + 0.48j, -5.3 + 0.00j, -5.3 - 0.48j)$

II-BFGS $\boldsymbol{\lambda} = (-7.8 - 0.00j, -3.9 + 0.00j, -3.1 + 0.00j)$

II-BasinHopping $\boldsymbol{\lambda} = (-9.2 + 0.00j, -2.4 + 0.00j, -3.2 - 0.00j)$

評価関数 I では, 全ての固有値の実部がほぼ一致している. 一方で評価関数 II のほうが最小固有値は小さい値が得られる. 全ての固有値の実部を揃える積極的な理由はないが, 最大固有値が小さいことは安定性に寄与すると考えられる.

図5.1にステップ数に対する評価関数の推移を示す. なお, 評価関数値は目的関数 I, II ごとの最小値を基準としグラフ化した. 目的関数が異なる I と II 間では評価値の比較に意味をなさないことに注意されたい. 大域最適化法である Basin Hopping 法のほうが低い評価関数値を与えることがわかる.

図5.2にステップ数に対する最大固有値の推移を示す. 評価関数 II に比べて評価関数 I は小さい最大固有値に収束できることがわかる.

図5.3は, 実行時間に対する最大固有値の推移である. 実行時間で比べると, Basin Hopping 法は BFGS 法に比した優位性はあまり得られない.

なお, 実行時間については, 評価関数の演算が python ランタイム上で行われているため, 高速化の余地がある.

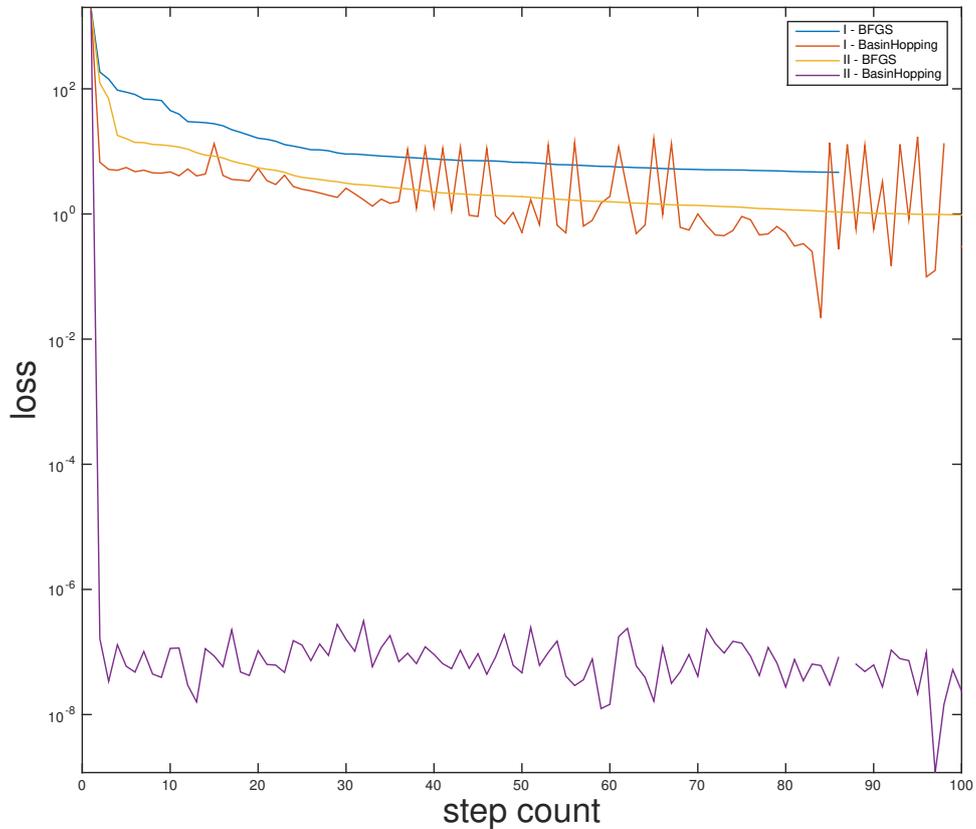


図5.1: ステップ数と評価関数値の推移

5.4.2 下面フェーズドアレイによる球の浮揚

対象として剛壁球を浮揚させることを考える. このとき, 重心は球の中心であり, トルクはどのような放射圧に対しても 0 である. したがって, 一般化力やそのヤコビアンは初めの 3 次元だけを考えれば良い.

直径 30 mm の球を, $l = 1$ mm でメッシュ化し, 目標浮揚点を 996 振動子からなる 40 kHz ($\lambda = 8.5$ mm) フェーズドアレイの直上 200 mm の地点に設定し, ここを原点 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ とおく. すなわち, フェーズドアレイ平面は $z = -200$ mm におく. 球は発泡スチロールで作成し, その質量は 0.6 g となった. 図 5.4 にジオメトリを図示する.

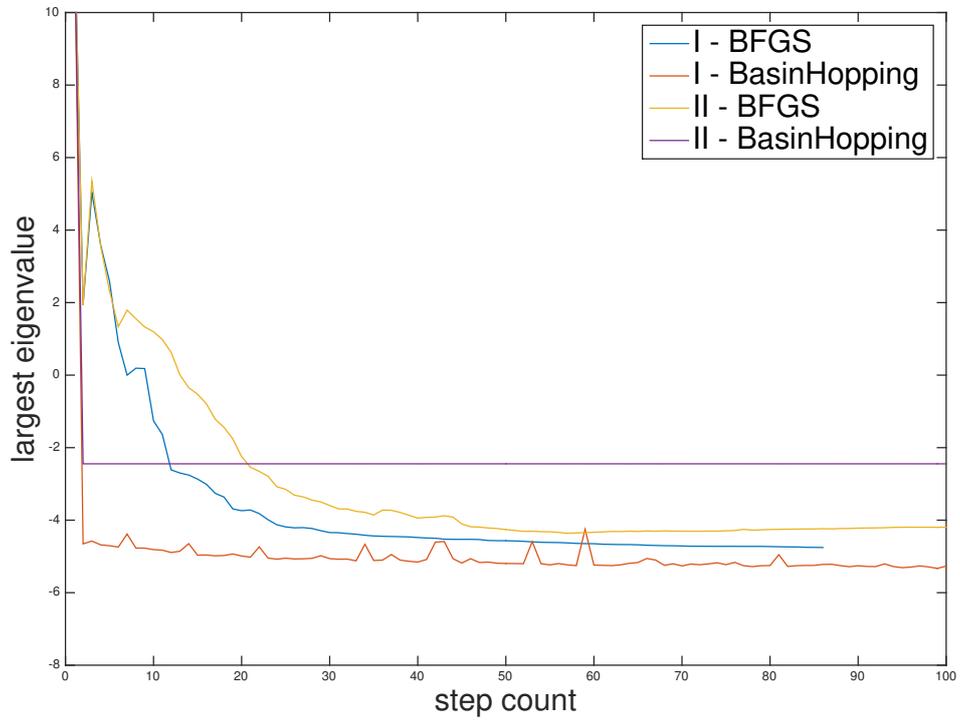


図5.2: 実行時間と最大固有値の推移

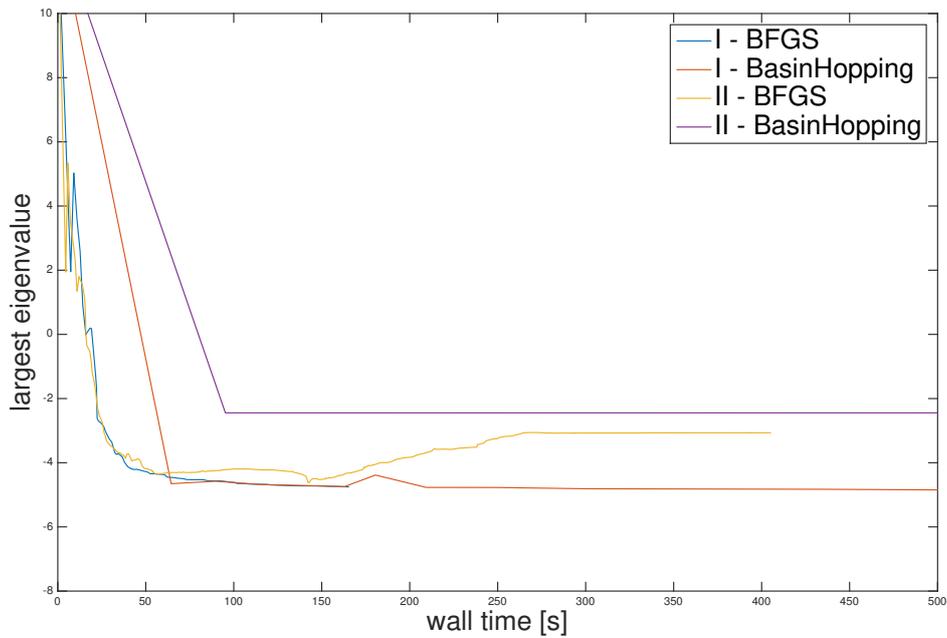


図5.3: 実行時間と最大固有値の推移

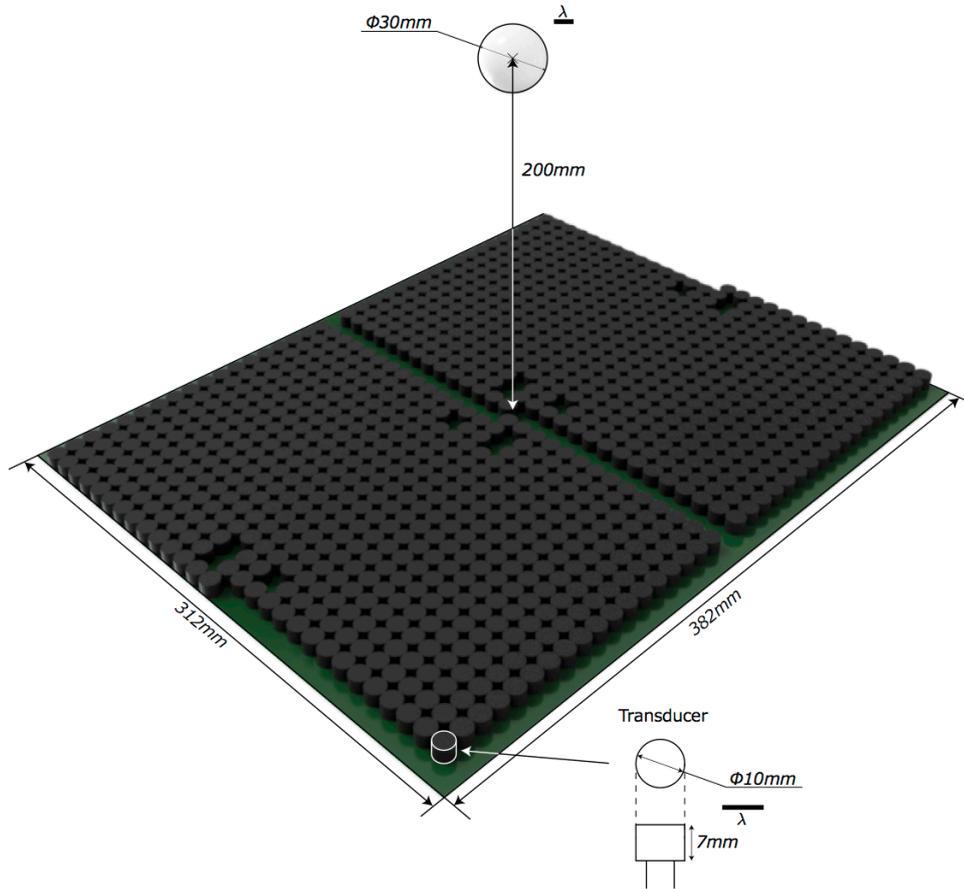


図5.4: 直径30 mm球の浮揚ジオメトリ

目的関数 II, 式 (5.36) を採用し, その重み係数 w, v, U は,

$$\mathbf{w} = [1, 1, 1]^T \quad (5.45)$$

$$v = 1 \quad (5.46)$$

$$U_{1,1}^{2,2} = U_{2,2}^{1,1} = 0.5 \quad (5.47)$$

$$\mathbf{F}_{\text{ext}} = [0, 0, 6]^T \quad (5.48)$$

とした. ただし指定されない U の成分はすべて 0 である.

l-BFGS 法による計算の結果, 得られた解は以下の通り.

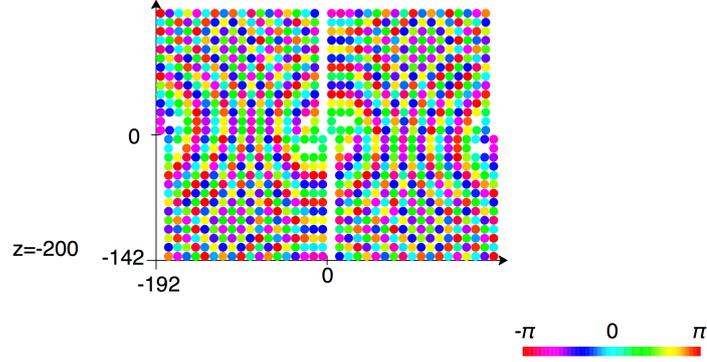


図5.5: 直径30 mm球の浮揚場をつくるフェーズドアレイの位相.

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0.0007 \\ -0.0007 \\ 5.0038 \end{pmatrix} \text{ mN}$$

$$\nabla \mathbf{F}(0) = \begin{pmatrix} -0.62 & -0.18 & 0.00031 \\ -0.51 & -0.62 & 0.00033 \\ 0.00021 & 0.00060 & -0.28 \end{pmatrix} \text{ mN/mm}$$

$$\lambda(\nabla \mathbf{F}) = \begin{pmatrix} -0.92 + 0.00i \\ -0.31 + 0.00i \\ -0.28 + 0.00i \end{pmatrix} \text{ mN/mm}$$

得られる鉛直の力はやや小さいが、水平方向にはつりあいのとれた場となり、固有値はすべて正の負数の解が得られている。また $\nabla \mathbf{F}(0)$ が対称でないことからこの場は渦をもつ。

得られたフェーズドアレイの駆動 \mathbf{q} の位相を図5.5に色で図示する。周期的構造をもったラゲールガウシアンビームの断面にも似ているような位相構造が観察できる。ラゲールガウシアンビームを用いた波長より大きい球の操作は、光圧を用いた光ピンセットで事例があり [60], それに似た構造が最適化の結果トップダウン的に得られたことは非常に興味深い。

図5.6, 図5.7は最適化に用いた境界ホログラムモデルを用いて計算した球面の音圧である。すなわち,

$$\mathbf{p} = \mathbf{B}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{q} \quad (5.49)$$

を実際のメッシュの上に図示したものである。なお値は球面全体におけるピーク値にて正規化しており、図5.6は下面図 (z 軸負から z 軸正を見る向き), 図5.7は右面図 (x 軸正から x 軸負を

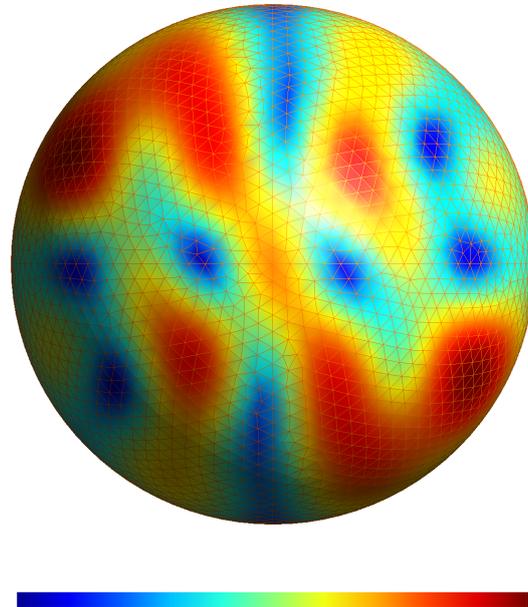


図5.6: 直径30 mm球の浮揚場: 境界ホログラムモデルによる球面音圧. 下面図 (z 軸負から z 軸正を見る向き)

見る向き) である. 復元力が働くように広がりをもった面で支持する分布が観察できる. また, 厳密な対称性が得られていないことは, この最適化問題が凸でないことを示唆し, ヒューリスティクスでなく最適化の結果として得た場の特徴と言えよう.

得られたフェーズドアレイ駆動 \mathbf{q} によって形成される音場を有限要素法にて解析した結果を図5.8, 図5.9に示す. 図5.8は球が存在しない時の音圧であり, 図5.9は球が目標点に位置しているときに形成される音圧である. なお音圧は両者の最大値で正規化されている. 両者を比べると, 球の有無で場が変わり球が包まれるような音場に変化しており, 音場の散乱による効果がわかる. また, 音圧の最大値は散乱によって球表面に表れ, 質量の支持と運動の安定化に寄与していることがわかる.

この場は, 実際に球を浮揚させる. 図5.10は正面 (y 軸負の方向から y 軸正を見る向き) からの写真である. 白い球が対象となる発泡スチロール性の直径30 mm球であり, それに映る縦の緑色の線は $y = 0$ 平面を表すレーザー光である. 浮揚している点の高さは $z = 0$ より低い点となったが, これは計算結果の F_z が目標とする 6 mN より小さいことと矛盾しない.

図5.11, 図5.12は, 球の運動の軌跡を記録したものである. 10回の連続した試行が辿った軌跡を500 fpsのステレオカメラを用いて3次元的に記録した. このとき初期位置をあえて目標点からずらすことによって, その後の運動との関係を調べた. 結果, 初期位置が目標点から5 mm以上離れていた場合, 球は4s以内にすべて落下した. また安定して浮揚している場合の最大変異は5 mm程度である. この10試行のうち, 最長の浮揚時間は144sであった.

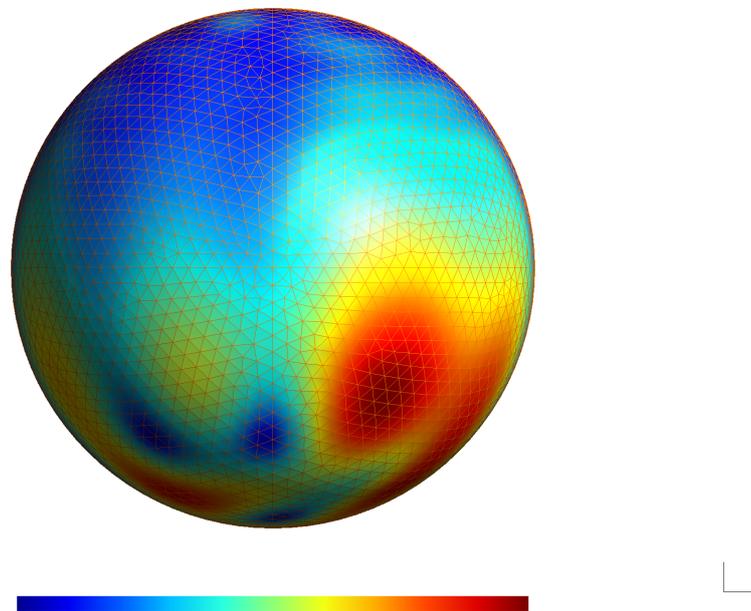


図5.7: 直径30 mm球の浮揚場: 境界ホログラムモデルによる球面音圧. 右面図 (x 軸正から x 軸負を見る向き)

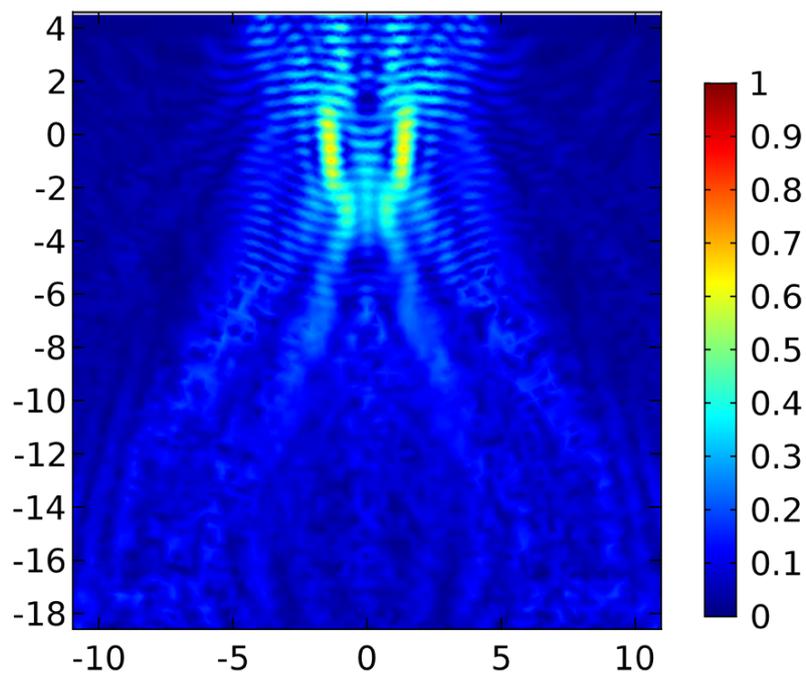


図5.8: 直径30 mm球の浮揚場: 有限要素法による $x + y = 0$ 平面の音圧. 球がない状態の音場

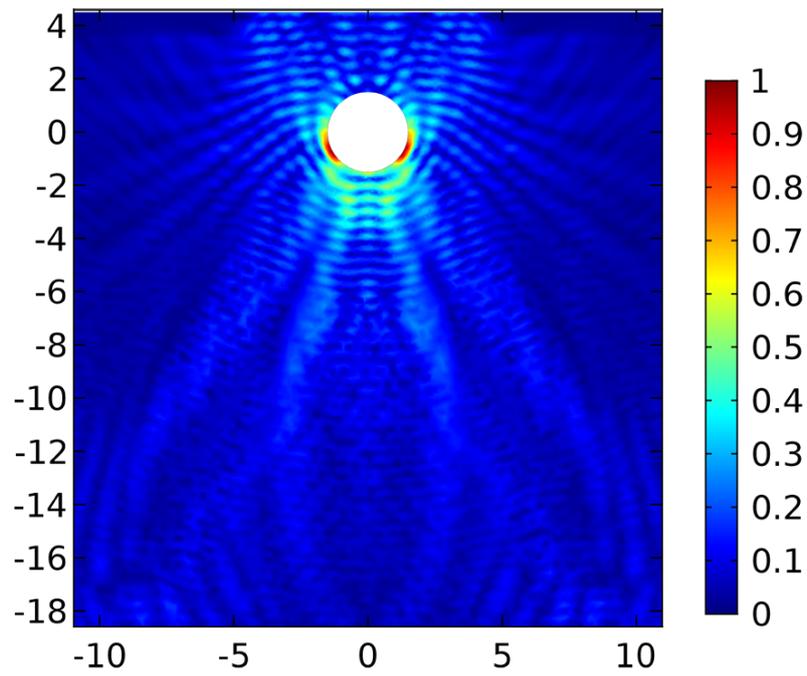


図5.9: 直径30 mm球の浮揚場: 有限要素法による $x+y=0$ 平面の音圧. 球がある状態の音場

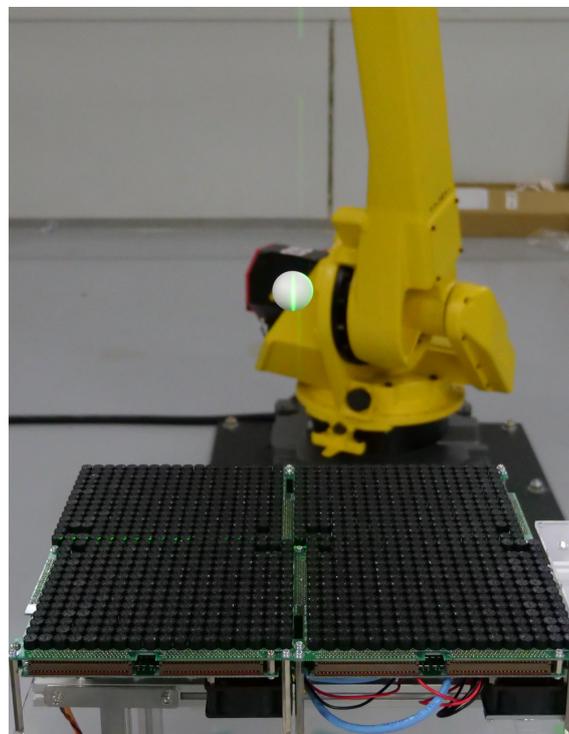


図5.10: 直径30 mm球の浮揚

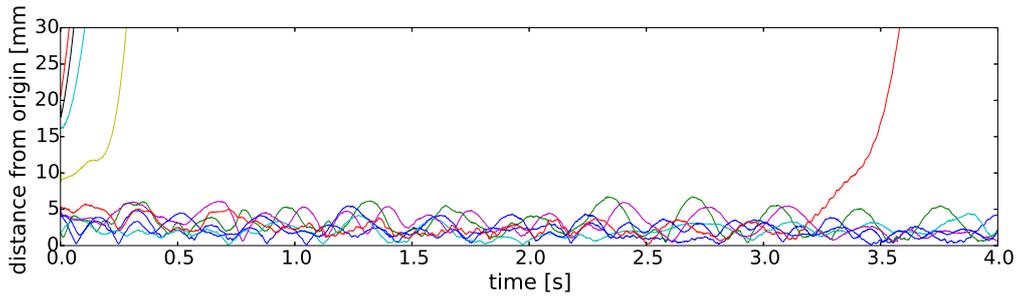


図5.11: 10回の連続した試行に対する, 球の重心の軌跡. $t = [0, 4]$ s

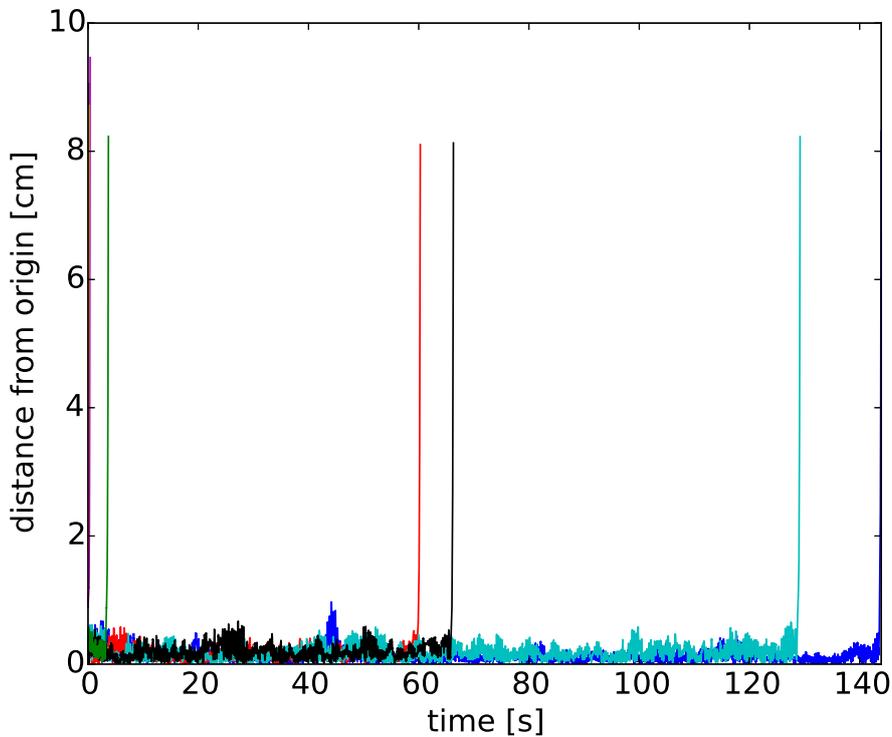


図5.12: 10回の連続した試行に対する, 球の重心の軌跡. $t = [0, 150]$ s

図5.13はこの浮揚場内の球が受ける x 軸方向の力を示したものである。実験方法は7.4節を参照せよ。実線が境界要素モデルによる推定値であり、実測値を \times 印で表す。復元力と球の位置が線形の関係を保っているのはおよそ $-5\text{ mm} \sim 5\text{ mm}$ の範囲であり、これは先の軌跡の最大変位 5 mm と矛盾しない。この浮揚場の安定領域はおよそ 5 mm であると結論付けられる。

図5.14は球が受ける xz 平面に沿った音響放射圧による力場をベクトルで示したものである。青矢印は境界要素モデルによる推定値であり、実測値を赤矢印で表す。目標点 $(0, 0)$ に向かい収束する場ができていることが観察できる。

図5.15は目標点を通りフェーズドアレイと平行な面の音圧分布を示す。左が有限要素法によるシミュレーションであり、右が実測によるものである。なお、計測に用いた方法は7.3節を参

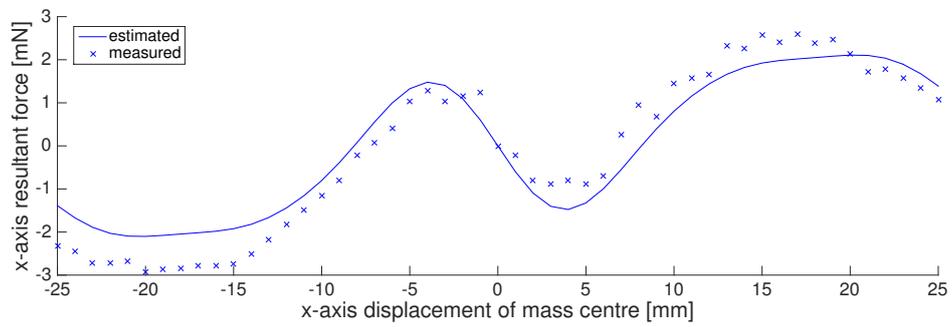


図5.13: 直径30 mm球の浮揚場: 球にかかる x 方向の力

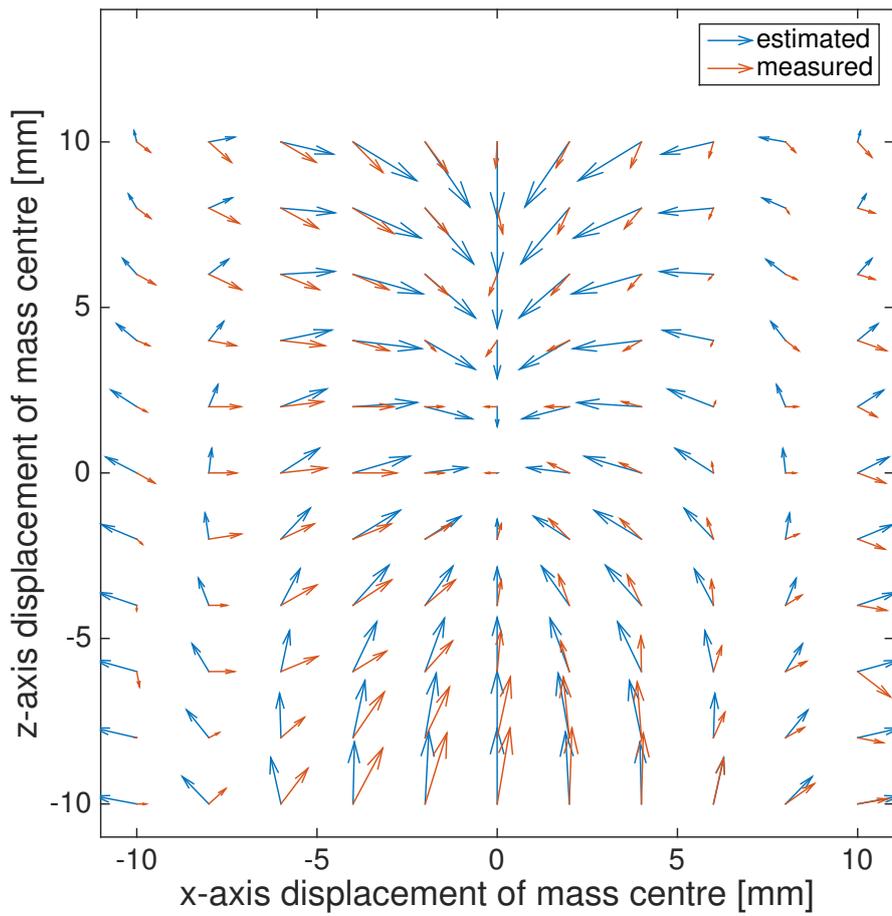


図5.14: 直径30 mm球の浮揚場: 球にかかる xz 平面の力場

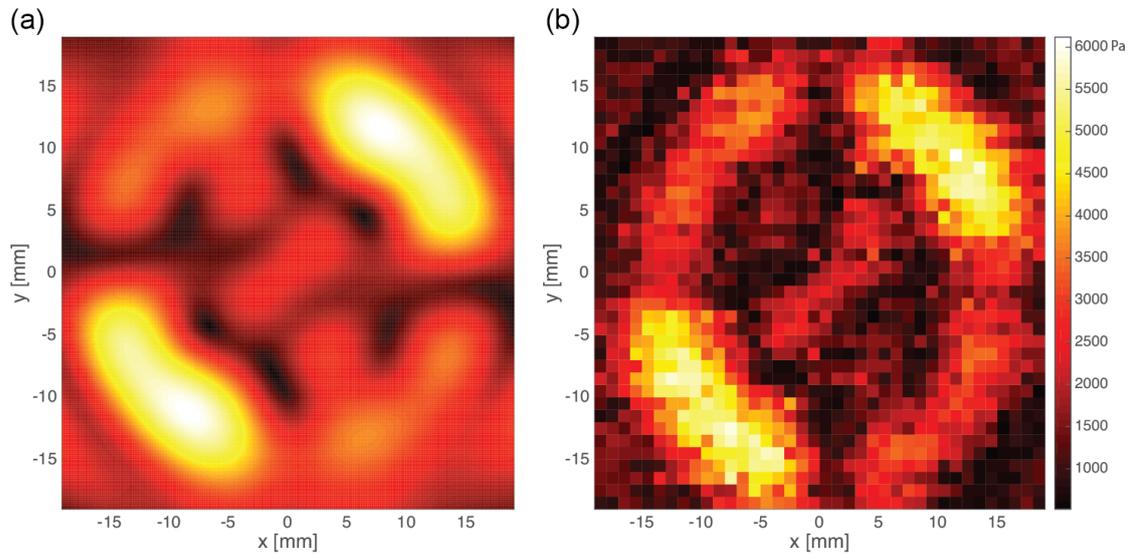


図5.15: 直径30 mm球の浮揚場: 目標点を通りフェーズドアレイと平行な面の音圧分布. 球がない状態の音場. (左) 有限要素法によるシミュレーション. (右) 実測音圧分布

照せよ. ただし, マイクの飽和の問題から 20% の出力で計測し, リスケールした.

5.4.3 上下両面フェーズドアレイによる球の浮揚

下面だけでなく上面にもフェーズドアレイを配置し, 直径30 mmの球の浮揚を試みた. 上下のフェーズドアレイの距離は400 mmとし, 目標点はその中心とした.

式 (5.23) の目的関数 I を採用し, その重み係数と外力 $\boldsymbol{w}, \nu, U, \boldsymbol{F}_{\text{ext}}$ は,

$$\boldsymbol{w} = [1, 1, 10]^\top \quad (5.50)$$

$$\nu = 1 \quad (5.51)$$

$$U_{1,1}^{2,2} = U_{2,2}^{1,1} = 0.5 \quad (5.52)$$

$$\boldsymbol{F}_{\text{ext}} = [0, 0, 8]^\top \quad (5.53)$$

とした. ただし指定されない U の成分はすべて 0 である.

l-BFGS 法による計算の結果, 得られた解は以下の通り.

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0.0367 \\ -0.0148 \\ 7.8728 \end{pmatrix} \text{ mN}$$

$$\nabla \mathbf{F}(0) = \begin{pmatrix} -0.84 & -0.073 & -0. - 22 \\ 0.076 & -0.83 & -0.0011 \\ -0.041 & 0.029 & -0.81 \end{pmatrix} \text{ mN/mm}$$

$$\lambda(\nabla \mathbf{F}) = \begin{pmatrix} -0.83 + 0.067i \\ -0.83 - 0.067i \\ -0.81 + 0.00i \end{pmatrix} \text{ mN/mm}$$

固有値が全てほぼ等しい場が得られ、下面のみの浮揚に比べ全方向に安定することが期待される。この場も実際に球を浮揚させ、その最大変異・浮揚時間共に下面のみの場合より安定して浮揚した。

5.4.4 下面フェーズドアレイによる正八面体の浮揚

5.4.2節と同じ、下面のみフェーズドアレイの中心直上200 mmの位置に正八面体を浮揚させることを考える。正八面体は球と異なりトルクを含めた6次元で考えなければならぬ。対角線長が50 mmの正八面体を、 $l = 1 \text{ mm}$ でメッシュ化し、目標浮揚点を996振動子からなる40kHz($\lambda = 8.5 \text{ mm}$) フェーズドアレイの直上200 mmの地点に設定し、ここを原点 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ とおく。すなわち、フェーズドアレイ平面は $z = -200 \text{ mm}$ におく。正八面体は発泡スチロールで作成し、その質量は0.5 gとなった。しかしながら、この時パラメータを調整しても安定条件を満たす場は得られなかった。

5.4.5 上下両面フェーズドアレイによる正八面体の浮揚

下面に加え、上面にもフェーズドアレイを配置し正八面体の浮揚を試みた。ジオメトリを図5.4に示す。

目的関数 II, 式 (5.36) を採用し、その重み係数と外力 $\mathbf{w}, \nu, U, \mathbf{F}_{\text{ext}}$ は、

$$\mathbf{w} = [1, 1, 10, 1, 1, 1]^\top \quad (5.54)$$

$$\nu = 1 \quad (5.55)$$

$$U_{1,1}^{2,2} = U_{2,2}^{1,1} = 0.5 \quad (5.56)$$

$$\mathcal{F}_{\text{ext}} = [0, 0, 8, 0, 0, 0]^\top \quad (5.57)$$

とした。ただし指定されない U の成分はすべて0である。

l-BFGS 法による計算の結果、得られた解は以下の通り。

$$\mathcal{F} = \begin{pmatrix} 0.0000 \\ -0.0000 \\ 7.4664 \\ 0.0000 \\ 0.0000 \\ -0.0174 \end{pmatrix} \text{ mN}$$

$$\nabla \mathbf{F}(0) = \begin{pmatrix} -2.34 & -0.31 & 0.00 & -0.014 & 0.085 & 0.059 \\ -0.54 & -2.26 & 0.00 & -0.014 & 0.085 & 0.059 \\ 0.00 & 0.00 & -6.56 & -0.014 & 0.085 & 0.059 \\ 0.14 & 1.65 & 0.00 & -9.92 & 2.35 & 0.00 \\ -1.97 & -0.26 & 0.00 & 2.16 & -18.03 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & -0.049 & 0.00 & 0.00 & -4.34 \end{pmatrix} \text{ mN/mm}$$

$$\lambda(\nabla \mathbf{F}) = \begin{pmatrix} -18.60 + 0.00i \\ -1.89 + 0.00i \\ -2.72 + 0.00i \\ -9.34 + 0.00i \\ -6.56 + 0.00i \\ -4.34 + 0.00i \end{pmatrix} \text{ mN/mm}$$

得られたフェーズドアレイの位相, 正八面体の有無による場の変化, ホログラムモデルによる面の音圧をそれぞれ図5.17, 図5.18, 図5.19, 図5.20, 図5.21に示す. 有限要素法による場の表示は, 対角線から45度傾いた面であることを注意する. 対象物体が存在しない時の音響ビームは一見浮揚させるように見えないが, 物体によって音場が散乱した結果, 質量を支えつつ最大限のトルクを得るように, 面の隅に音場が集中していることが観察できる.

この場は図5.22のように実際に正八面体を浮揚させる. この時, 正八面体にかかる力の分布は図5.23, 図5.24のようになる. 原点周りで線形の復元力がかかり, ヤコビアンによる線形近似が妥当であることが観察できる.

5.5 本章のまとめ

音響ホログラムモデルによる, 球と正八面体の浮揚が実証された. 波長より大きい構造をもつ剛体にかかる音響放射力およびトルクと, フェーズドアレイの出力を陽に書き下すモデルを構築し, その力とトルクが安定条件を満たすような出力を最適化計算によって求めた. 下面のみのフェーズドアレイに比べ, 上下両面による浮揚はより安定になる傾向が確かめられ, また非球形状になるにつれ不安定になる傾向が観察できた.

今後の課題としては以下があげられる. まず第一に, フェーズドアレイの出力を求める過程において解く非凸最適化計算の解法には改善の余地がある. 特に, 音圧絶対値を含めた最適化を行うためには, 次元が2倍となるため収束の速度・安定性はさらに重要となる. 第二に, 浮揚可能な物体の形状や位置のおおまかな上限についての評価が望まれる. 第三に, 安定性についての定量的な評価をより多彩な形状について行う必要がある. 第四に, 静的な浮揚場と共に動的制御を用いたより安定な場の制御法の構築が考えられる. 静的場によってある程度の安定

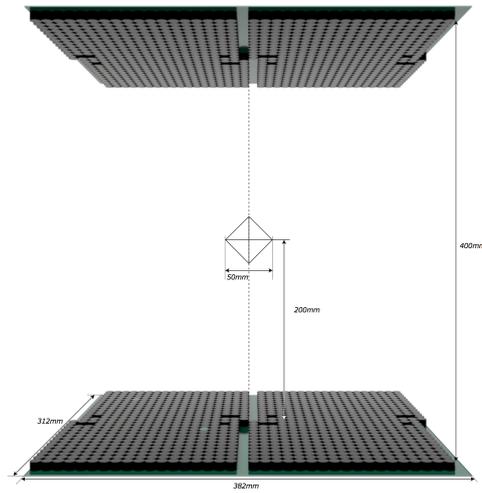


図5.16: 対角線長50 mm正八面体の浮揚実験: ジオメトリ

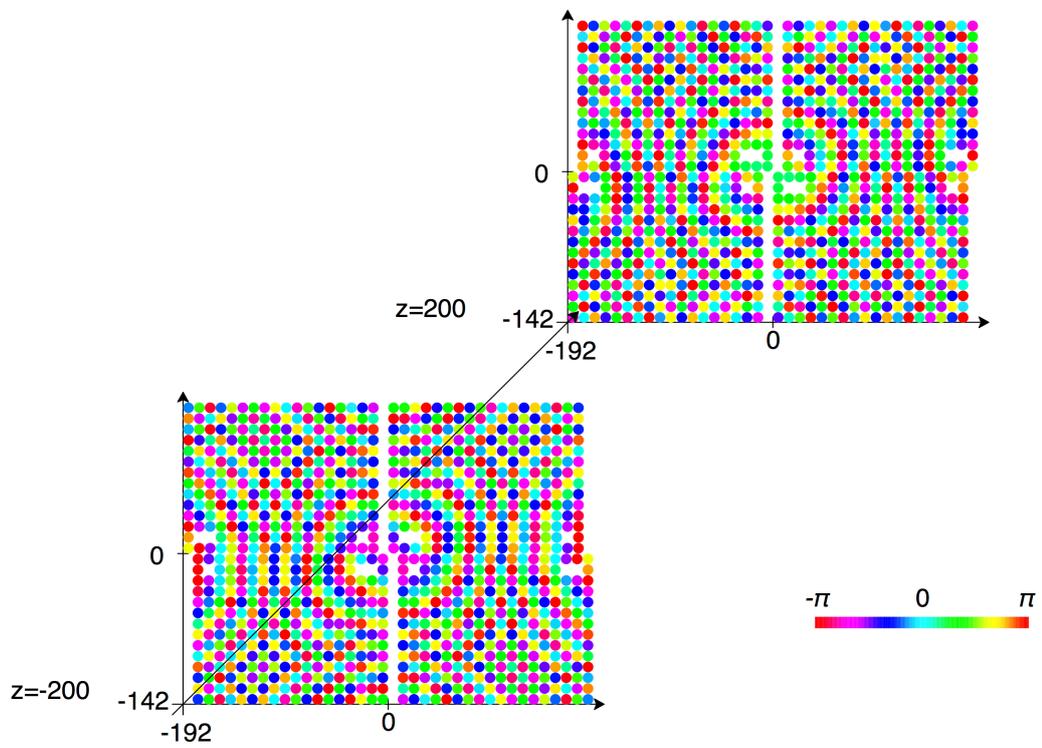


図5.17: 対角線長50 mm正八面体の浮揚場をつくるフェーズドアレイの位相

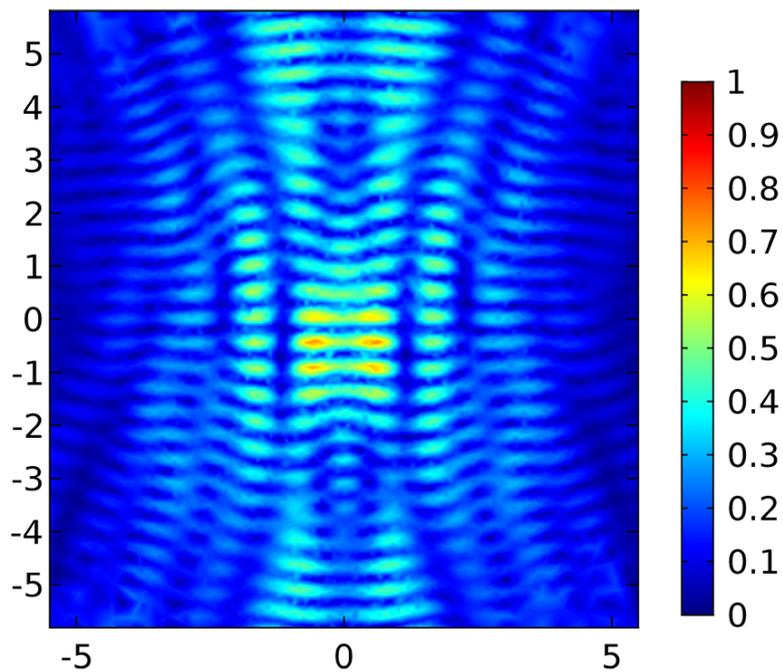


図5.18: 対角線長50 mm正八面体の浮揚場: 有限要素法による $x + y = 0$ 平面の音圧. 正八面体がない状態の音場

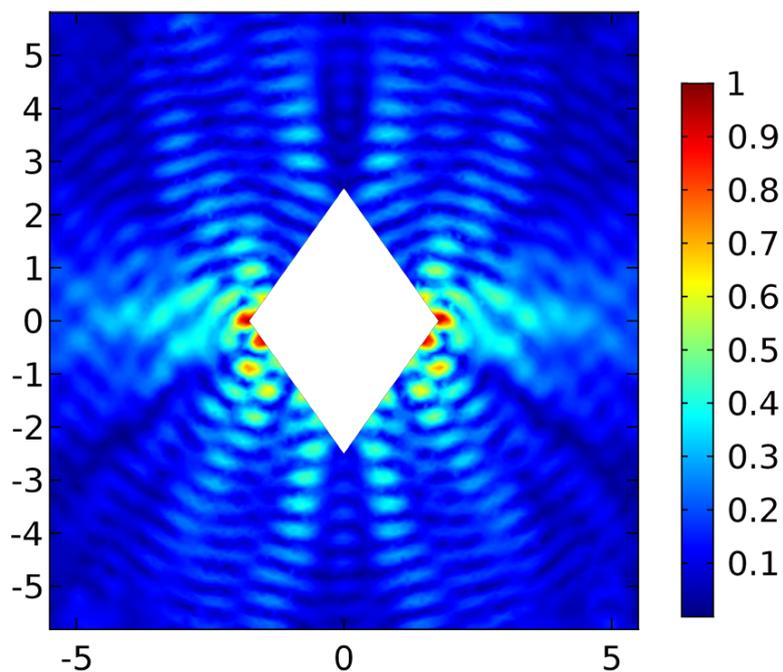


図5.19: 対角線長50 mm正八面体の浮揚場: 有限要素法による $x + y = 0$ 平面の音圧. 正八面体がある状態の音場

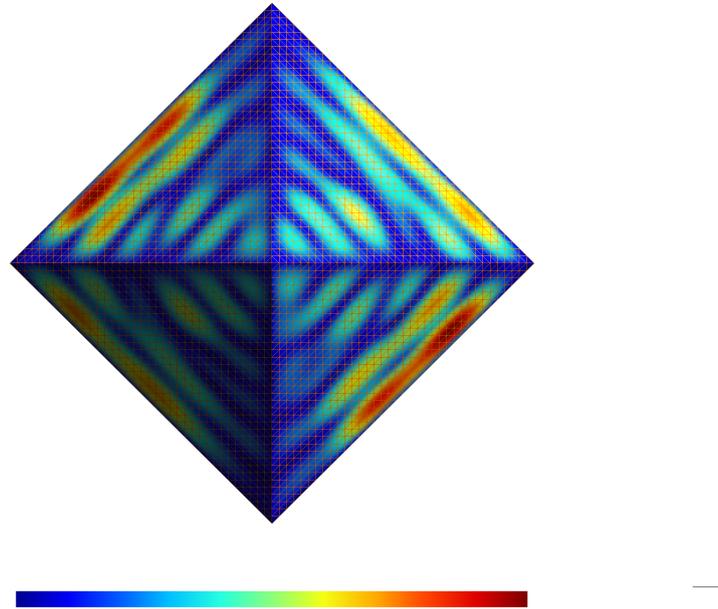


図5.20: 対角線長50 mm正八面体の浮揚場: 境界ホログラムモデルによる面音圧. 下面図 (z 軸負から z 軸正を見る向き)

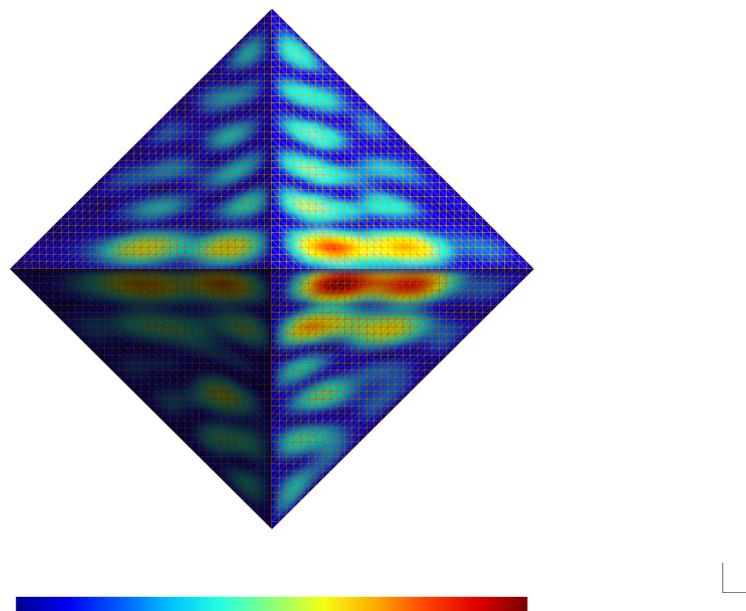


図5.21: 対角線長50 mm正八面体の浮揚場: 境界ホログラムモデルによる面音圧. 右面図 (x 軸正から x 軸負を見る向き)

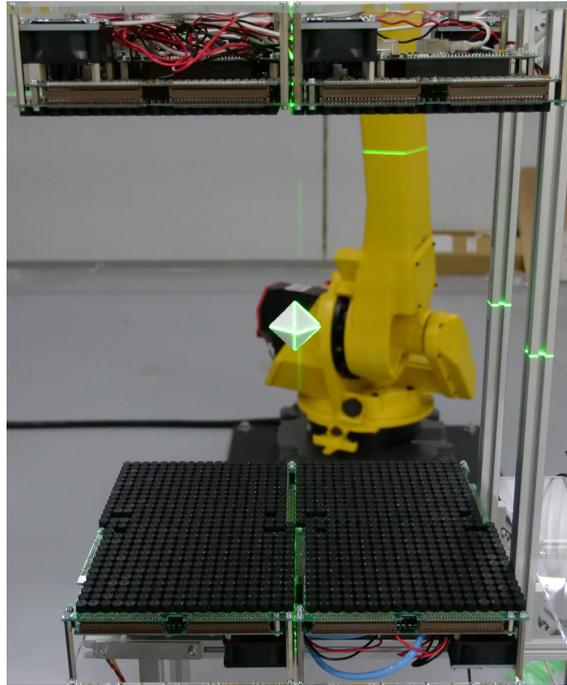


図5.22: 対角線長50 mm正八面体の浮揚

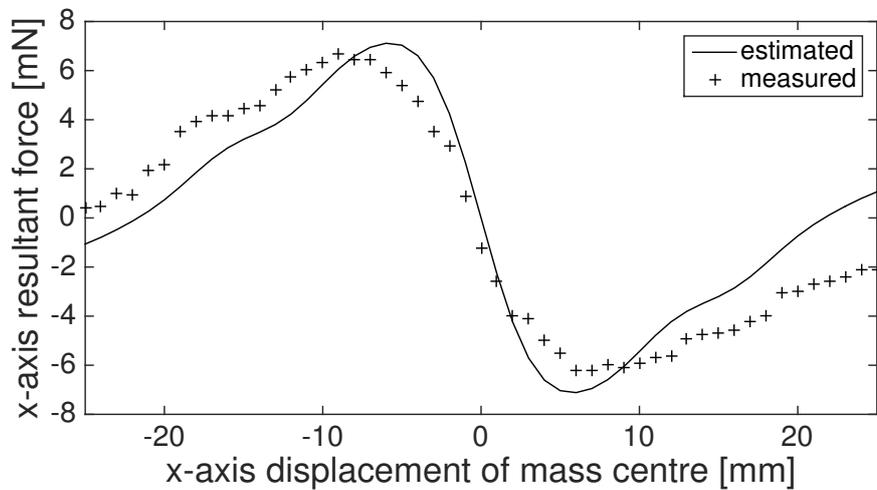


図5.23: 対角線長50 mm正八面体の浮揚場: 正八面体にかかる x 方向の力

性が確保されていることは、動的制御における正味の駆動力を向上させ、むだ時間による影響を克服できる可能性がある。このためには境界ホログラムモデルと最適化計算のより高速な構築、解法が必要である。これについては第8章にて議論する。最後に、動的制御を用いて物体のマニピュレーションや輸送について実証し、応用性について検証することが求められる。

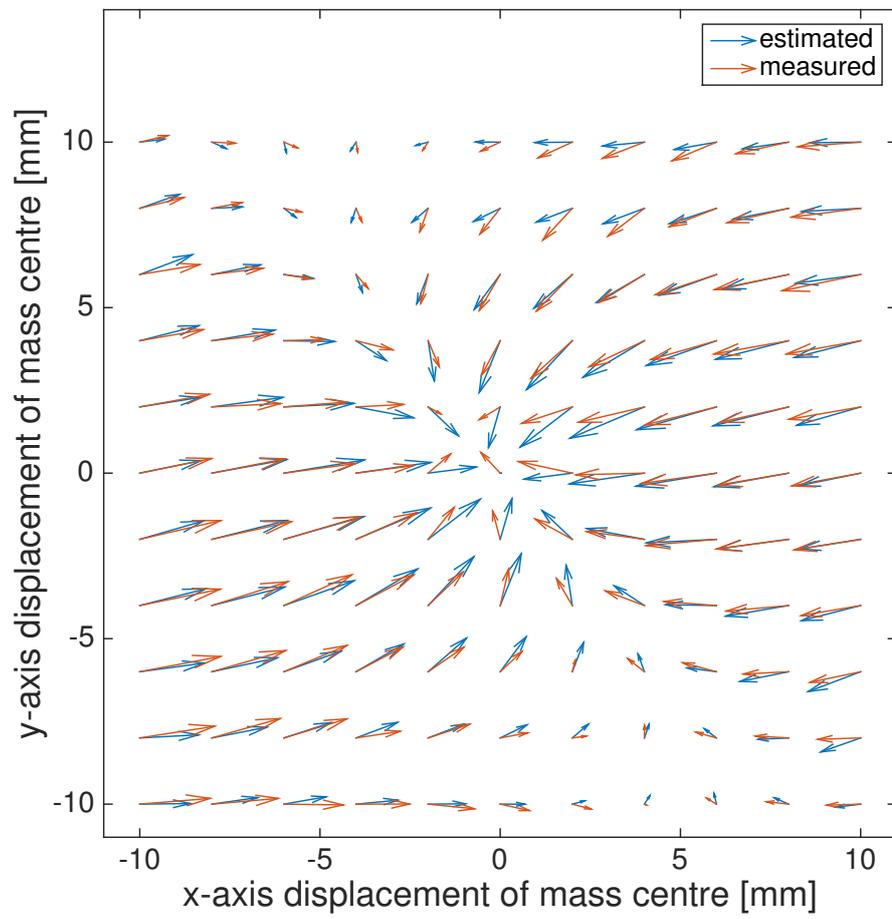


図5.24: 対角線長50 mm正八面: 正八面体にかかる xy 平面の力場

第6章

空中触覚ディスプレイ

本章では、音響放射圧の応用例として遠隔非接触の触覚ディスプレイについて述べる。

空中超音波は素手に対して遠隔に触覚刺激を与えることが出来るが、その絶対的な強度は接触型のディスプレイに比べて弱い上に、超音波は皮膚の表面で散乱しオクルージョンされるため厳密なコントロールが難しい。本章では、リアルタイムに計算可能な散乱モデルによって、皮膚の厳密な位置により強い焦点の形成を行う。境界ホログラムに基づく提案アルゴリズムは、これまでに提案された超音波フェーズドアレイの駆動決定則との親和性に優れている。計算時間と収束性能に対する、手のモデル精度の影響を数値実験により明らかにするとともに、心理物理実験により提案手法による触覚刺激が従来の単一焦点に比べて有意に向上していることを示す。

6.1 散乱モデル

人間の指をメッシュ表現し、その表面の音圧を評価することを考える。第3章より、表面音圧 \mathbf{p} はフェーズドアレイ振動子 i の駆動複素ゲインを q_i として、

$$\mathbf{B}\mathbf{p} = \mathbf{G}\mathbf{q} \quad (6.1)$$

となる。ただし $\frac{1}{2}\mathbf{I} + \mathbf{B}$ を改めて \mathbf{B} と置いた。

一方で Iwamoto, Carter, Long らおよび筆者の提案したフェーズドアレイ駆動決定則は全て以下のようなホログラム行列モデルで表すことができる [61][7][8][9]

$$\mathbf{p} = \mathbf{G}'\mathbf{q} \quad (6.2)$$

ここで、 \mathbf{p} は空中の超音波音圧であり、 \mathbf{q} はフェーズドアレイ振動子の出力である。単一焦点であれば p はスカラーであり、複数焦点であれば、 \mathbf{p}, \mathbf{G} とともに複数の行を持つ。

このように、提案モデルは既存の手法を自然に拡張した形となっており、単一焦点、複数焦点の駆動則の拡張は容易であると考えられる。

6.1.1 皮膚上の単一焦点の最大化

式 (6.1) から, ある一点の焦点を作り出すことを考える. この時, すべての振動子を最大出力するとする. すなわち焦点の位置にあたるメッシュのインデックスを i として

$$\max_{\forall j \|q_j\|=1} \|p_i\|^2 \quad (6.3)$$

が本問題である. 逆行列を用いることを許せば,

$$p_i = (B^{-1}G)_i q \quad (6.4)$$

であるから, この解は

$$\hat{q}_j = \frac{(B^{-1}G)_{ij}^*}{\|(B^{-1}G)_{ij}^*\|} \quad (6.5)$$

である.

ここで, $x = (B^{-1}G)_i$ は以下の方程式の解である.

$$B^T x = e \quad (6.6)$$

ただし,

$$e_j = \begin{cases} 1 & (j = i) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (6.7)$$

これは, 逆行列に比べて高速に計算できる.

6.2 数値実験

本節では数値実験の結果を示す. この数値実験にあたっては, コンピュータグラフィックス用にモデリングされた指のモデルを用いた.*¹ 指の腹中央部分に焦点の目標点を設定し, 目標点から最も近いメッシュを目標面素と呼び, この音圧を最大化する. 評価に当たっては, 境界要素法によって各メッシュの音圧を求め目標点から半径3 mm以内の面素の音圧の二乗値を用い, これを放射圧の評価値とする. また, 比較対象として, 振動子と焦点位置の距離 r_i によって各振動子の位相を

$$q_i = e^{jkr_i} \quad (6.8)$$

のように定める従来手法を置く. 以下これを naive 法と呼ぶ.

本数値実験及び, 次節の被験者実験で用いる振動子配置は全 996 振動子を 4 面に直方体状に配置するものを採用した. 図6.1にそのジオメトリを図示する.

*¹ Autodesk, Inc. CC License. <http://www.123dapp.com/123C-3D-Model/Finger-Index/866442>

図6.2に本手法と naive 法による皮膚モデル表面の音圧を図示する。それぞれ左から、本手法の指の腹の面, 本手法の指の背の面, naive 法の指の腹の面, naive 法の指の背の面である。まず, 本手法によって焦点音圧ピークが向上していることがわかる。また, naive 法で見られる爪の部分の音圧スポットが本手法では見られない。

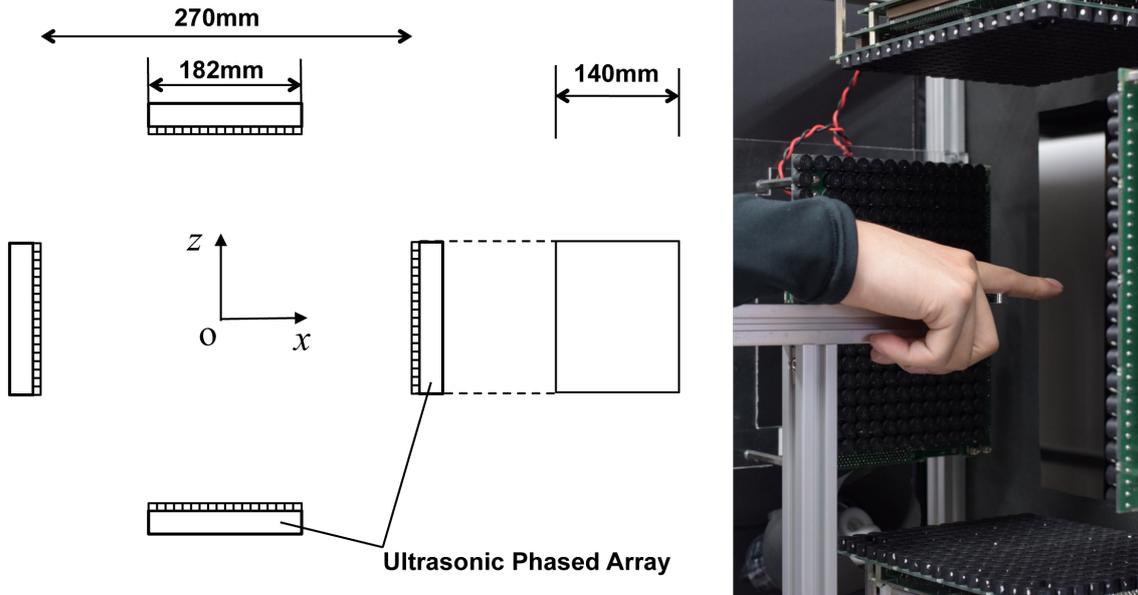


図6.1: 数値実験および被験者実験で用いた振動子配置

モデル領域の評価

ユーザーの皮膚表面をモデル化するにあたり, どこまでの領域を考慮すべきであるかは, 実用上重要な問題である。本節では, 人差し指の腹に焦点を作るケースにおいて, モデルを意図的に切断することにより, その収束放射圧に与える影響を調べた。

先と同じモデルを用い, 人差し指の腹の中央部に目標面素を設定した。指の方向と垂直に5 mm間隔でモデルを切断し, それぞれについて放射圧の評価値を調べた。振動子パターンの計算を各切断モデルで行い, 評価は最も長いモデルで行った。本実験で用いたモデルのエッジ平均長は0.46 mmである

図6.3は提案手法と naive 法の刺激強度の評価値比を, 目標点から切断面の距離と共に示したものである。30 mmより短いモデルでは放射圧の向上が見られず, 提案法は焦点距離から30 mm以内の要素の影響を受けていることが示唆される。参考までに, これは波長の 3.5 倍程度であるとともに, 指の周囲の長さ程度である。

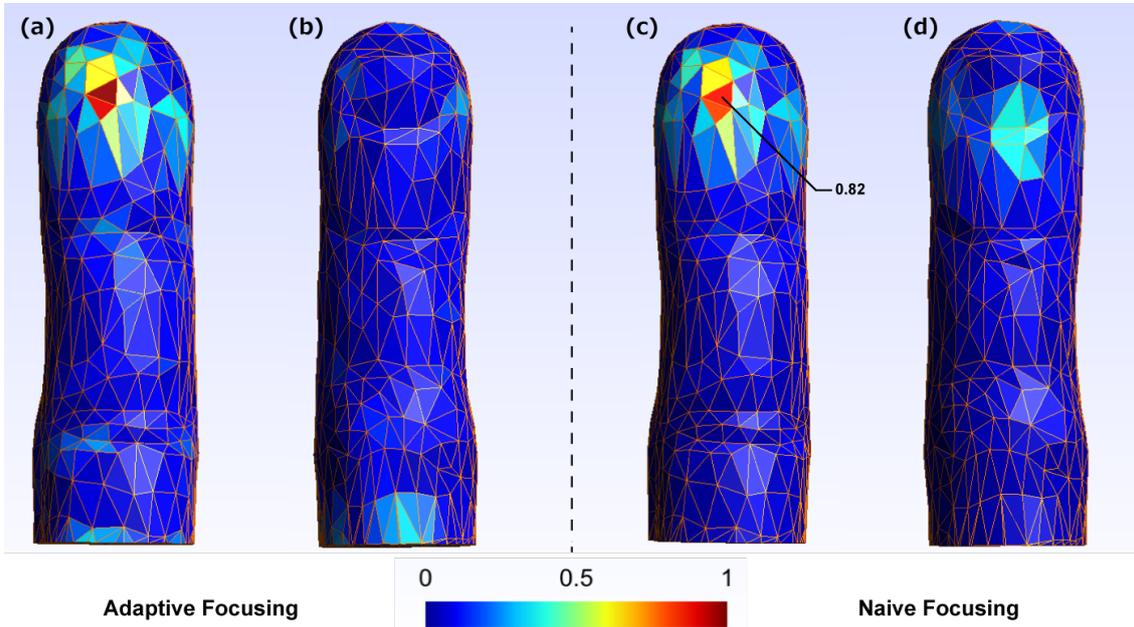


図6.2: (a) 本手法による指の腹の音圧分布. (b) 本手法による指の爪側の音圧分布. (c) naive 法による指の腹の音圧分布. (d) naive 法による指の爪側の音圧分布. (a)-(d) の値は (a) における最大値で規格化した.

メッシュサイズの評価

次に、モデルの平均メッシュサイズと収束放射圧との関係を調べた。総ポリゴン数 5000 のモデルから、段階的に簡略化を行い、153 個から 5000 個までの 6 種類のモデルを用意した。この簡略化には quadric error 法を用いた [62]。振動子パターンの計算を各簡素モデルで行い、評価は元となる総ポリゴン数 5000 のモデルで行った。

図6.4は提案手法と naive 手法との放射圧比をエッジの平均長と共に示したものである。下図における破線は半波長を表す。提案手法は、平均エッジ長が半波長を上回る場合において、ナイーブ手法に比べて悪くなっている。これより、半波長を一つの基準としてモデルを同定すべきであると結論づけられる。

計算時間の評価

リアルタイムの応用を考えた時、計算時間は重要なファクターである。計算時間は主にモデルポリゴン数に依存すると考えられる。前節の簡素化モデル列において、それぞれの計算時間を図 6.5 に示す。実装は CUDA, GPGPU framework を用いて行い、Intel Xeon E5-2670 と GRID K520 processors にて評価を行った。

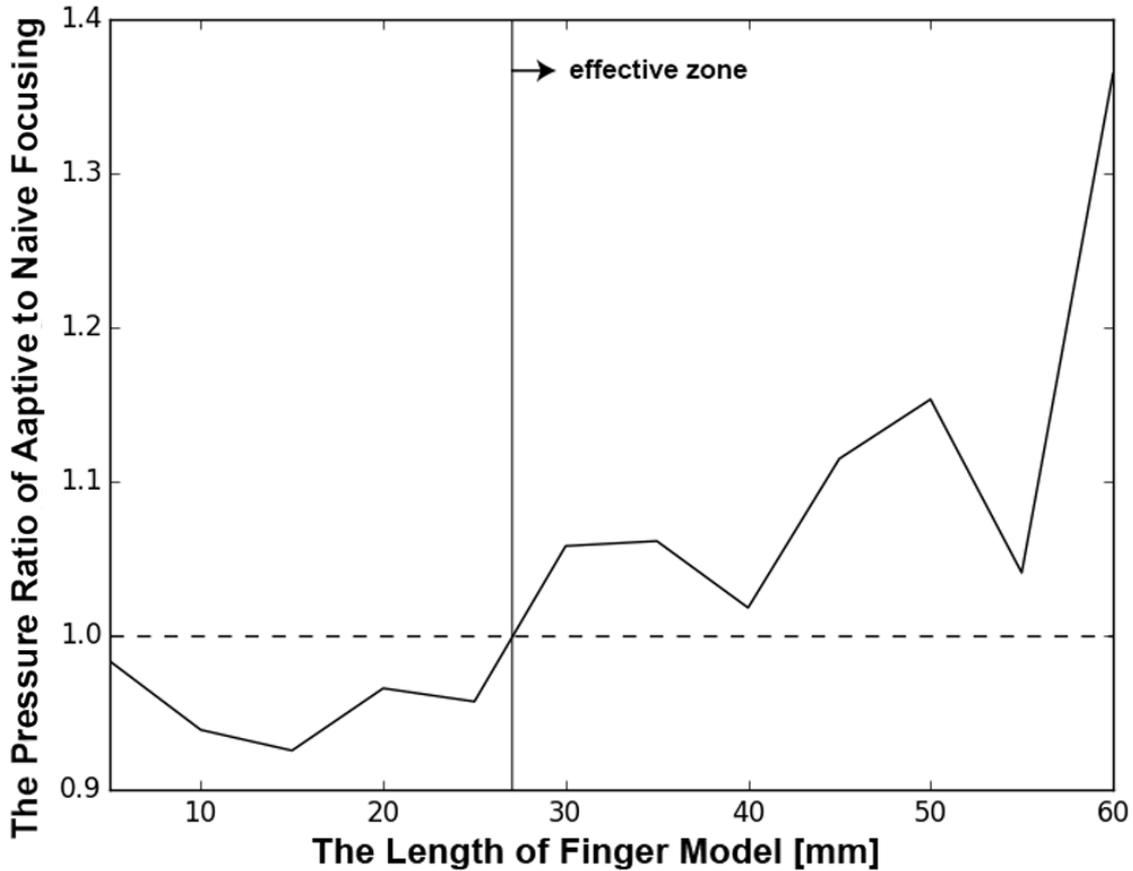


図6.3: 指モデルの長さを変化させた際の, 提案法と naive 法による放射圧比. 破線は両手法で同じ音圧が得られるモデルの長さを示す.

3.5 波長の球殻を半波長の edge 長を持つ三角形でメッシュ化した時のメッシュ数の概算は

$$\frac{4\pi(3.5\lambda)^2}{\sqrt{3}(0.5\lambda)^2/4} \approx 1422 \quad (6.9)$$

であり, この時の計算時間はおよそ 28 ms である.

考察

以上の結果より, 本アルゴリズムは皮膚上の放射圧強度の向上に有効である. 目標点からおよそ波長の 3.5 倍程度離れた領域の寄与は無視できると考えられ, またポリゴンモデルのエッジ長は波長の 1/2 倍程度で十分であるという知見を得た.

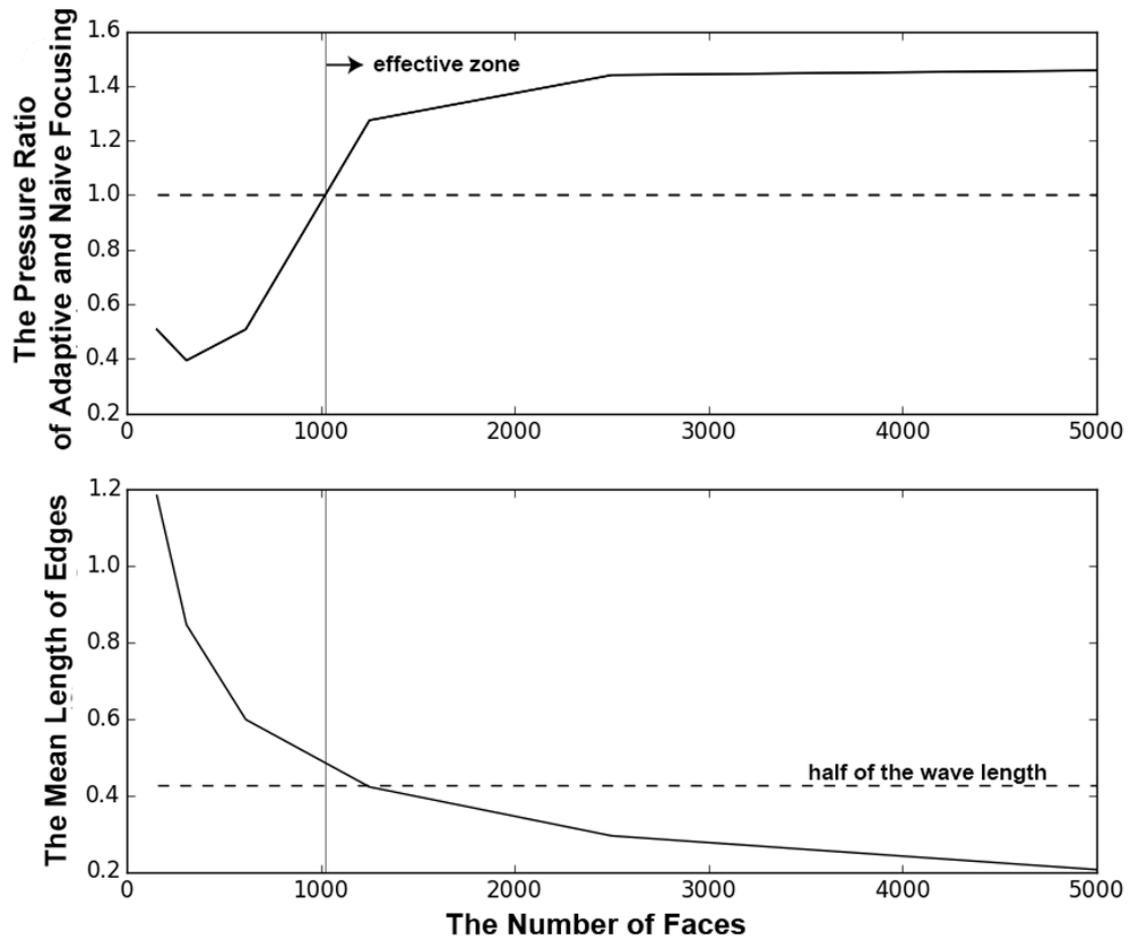


図6.4: 指モデルのメッシュサイズを変化させた際の、提案法と naive 法による放射圧比. 上図破線は両手法で同じ音圧が得られるメッシュサイズを示し、下図破線は平均エッジ長が半波長と等しい場合を示す.

6.3 被験者実験

提案手法によって指の腹に圧力を生成した時、naive 法に比べ、どのように強度が知覚されるのかを調べる実験を行った。

実験装置

実験に当たっては、4面を取り囲む対向型のフェーズドアレイを用いた。各面に249個の振動子を持ち、その総数は996個である。指を指定の位置に置くためにアームレストを用意し、またアームレストの先には人差し指の第一関節を合わせるための印がが付いている。被験者は視聴覚がブラインドされた環境下で指を所定の位置に置き、ランダムに提示される刺激に対して口頭で二肢強制選択を行う。計算に用いられる立体モデルと実際の指との幾何的差異を検討

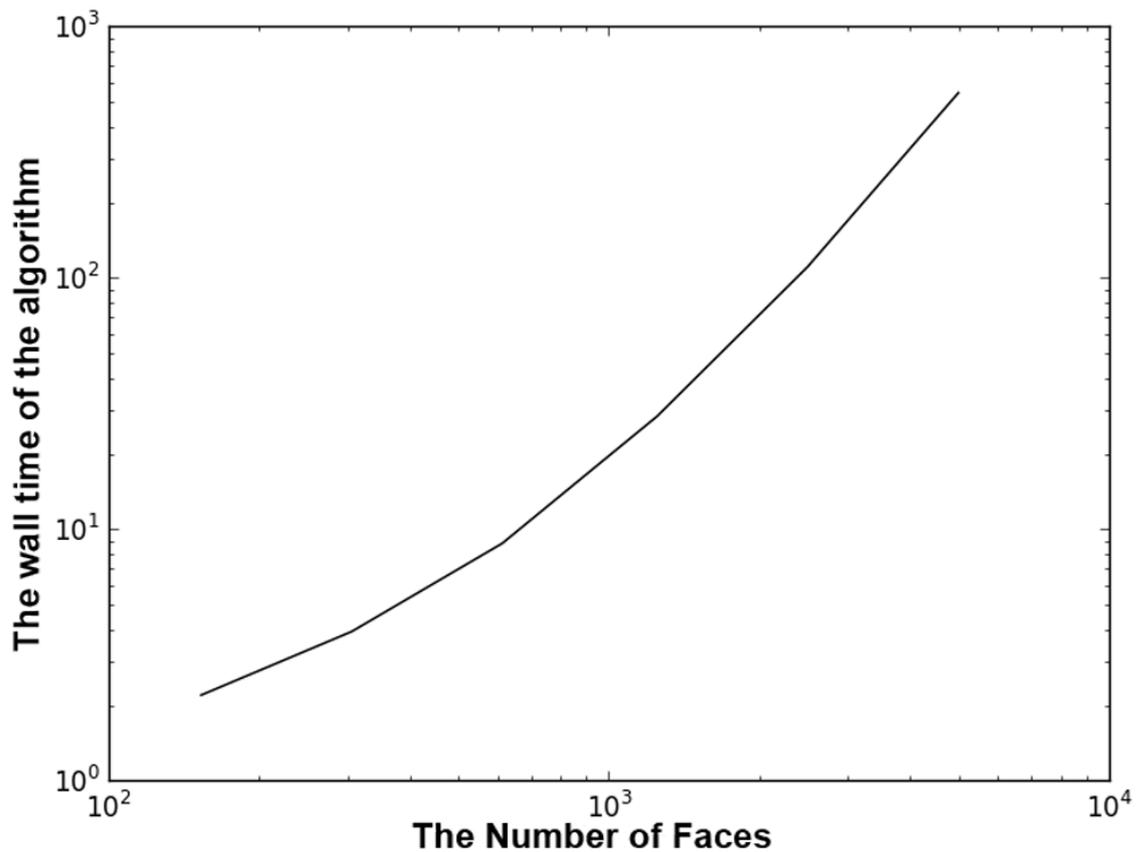


図6.5: メッシュの数と計算時間の関係

するため、モデルは各被験者で同じものを同じ縮尺で用い、比較のために実験前に各被験者の人差し指の第1関節の径を計測する。モデルは、数値実験で用いたものと同じ指モデルを用い、メッシュの数は584、平均エッジ長は4.7mmであり、焦点位置から40mmの位置でカットした。モデルの第一関節径は20mmである。超音波刺激は、5 Hz, 40 Hz, 200 Hzにピークを持つ振幅変調により振動刺激を用いた。被験者は20代の男性8人と30代の男性1人である。

プロトコル

超音波刺激は2パターン用意する。一つは散乱を考慮しない naive な単一焦点 (reference) であり、もう一つは提案手法によって計算された指の腹への刺激 (target) である。刺激はまず

reference を 5 秒間提示したのち, 1 秒間空白期間を置く. その後, ランダムに reference もしくは target を 5 秒間刺激する. その後, 5 秒以内に "Strong" もしくは "Same or Weak" のどちらかを口頭で回答する. このセットを一人につき 20 回行う. 両刺激の回数はそれぞれ 10 回である.

結果と考察

図6.6に正答率を指の太さと共に示す. 全体の正答率は 92.5% であり, 指の径がモデルの径と乖離するほど正答率が低下する傾向が見られた. しかしながら, すべてのユーザの正答率はチャンスレベルを超えており, この結果は各ユーザーに共通の指モデルの適用で十分であることを示唆している.

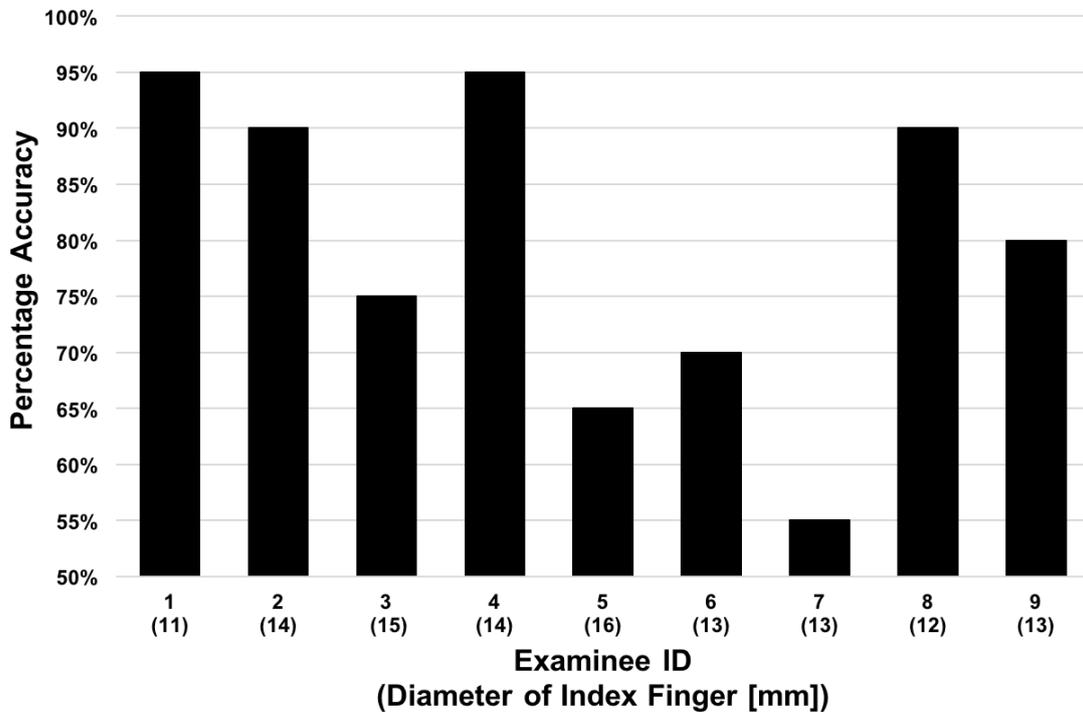


図6.6: 各被験者の正答率. 被験者番号の下の数字は人差し指の直径を示す.

6.4 本章のまとめ

本章では, 皮膚を剛壁とみなす近似の元で, 手による超音波の散乱回折を考慮する収束方法を提案した. 数値実験により現実的なモデル精度の選択について議論し, 主観心理物理実験によって主観的強度が有意に向上していることが示された.

この研究には以下の課題が残されている。第一に、ロバスト性の評価・向上があげられる。表面モデルの位置的誤差についての議論が不足しており、数値的安定性についても向上の余地があると考えられる。第二に、皮膚上の単一点でなく、空間的なパターンの構築があげられる。先行手法を自然に拡張できると言っても、逆演算を必要とする問題は残されており、実行時間の増大などはさまざまな応用において本質的な課題である。第三に、強度の制御があげられる。本手法は皮膚上の強度を最大化できるが、強度を目標の値に近づける制御は発展的な課題である。第四は、リアルタイムシステムの実装である。深度カメラなどと共にリアルタイムに手の位置やそのポリゴンモデルを推定し、アダプティブに焦点を形成するシステムは、弱い力を再現可能な形で提示する触覚装置として汎用的な価値を持つと期待される。

第7章

実験装置および実験手順

本章では、5章及び6章で示した結果を得るにあたって準備した実験装置とについてまとめる。この章の前半では、ユニットを結合することで位同期を維持したまま高出力化できるスケラブル超音波フェーズドアレイ AUTDv3 の開発について述べる。その後、個々の実験装置の詳細について示す。

7.1 スケラブル超音波フェーズドアレイ: AUTDv3

空中超音波フェーズドアレイは、多数の振動子を並べ、その各々の振幅と位相を個別に制御できるものである。これまでにみてきた通り、超指向性スピーカー [1] や粒子の空中浮揚 [16][17]、遠隔触覚ディスプレイ [61, 5] など様々な応用が見込まれるデバイスである。

振動子は工業製品として製造上、振幅位相特性にばらつきが存在し、電氣的に同じ信号を加えても機械的な振幅位相が必ずしも正確に揃うことはない。全ての振動子からの音場の位相が空間の一点で一致する単一焦点を考えると、この点の音圧振幅はこの位相ゆらぎの二乗和で影響するため、振動子数が増えるとともに誤差は大きくなる。しかしながら、この誤差は振動子数 n に対して $O(n)$ である。これは、以下のように説明される。振動子 i の振幅・位相特性を独立な正規分布に従うとして $A_i \sim N(A, \sigma_A^2)$, $\theta_i \sim N(0, \sigma_\theta^2)$ とし、振動子から焦点までは十分遠く減衰は全振動子で等しいと仮定すると、焦点音圧は下記の通り表される。

$$p = \Re \left[\sum_i^n A_i e^{j\theta_i} \right] \quad (7.1)$$

分布の独立性を仮定したから、この期待値は

$$\begin{aligned} E[p] &= \Re E \left[\sum_i^n A_i e^{j\theta_i} \right] = E[A_i] E \left[\Re \sum_i^n A_i e^{j\theta_i} \right] \\ &= AE \left[\sum_i^n \cos(\theta_i) \right] \end{aligned} \quad (7.2)$$

位相のゆらぎ θ_i が十分小さいとして2次までテイラー展開を行うと、

$$E[p] \simeq AE \left[\sum_i^n 1 - \frac{\theta_i^2}{2} \right] \quad (7.3)$$

ここで $\sum_i^n \theta_i^2 / \sigma_\theta^2$ は自由度 n の ξ^2 分布に従うから、

$$E \left[\sum_i^n \theta_i^2 / \sigma_\theta^2 \right] = n. \quad (7.4)$$

したがって、

$$E[p] \simeq nA \left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{2} \right) \quad (7.5)$$

がなりたつ。すなわち、実質的に一振動子あたりの駆動を $A(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{2})$ とみなして重ね合わせの原理を適用できる。

このように、フェーズドアレイはその出力について線形な規模透過性 (スケーラビリティ) を持つ。しかしながら、振動子数を増やすためには、電気的な配線を増やす必要があるが、一つの IC パッケージが備える端子数は限られている。液晶ディスプレイで用いられているような、マトリクス配線技術の活用により効果的にピン数減らすことが可能だと考えられるが、そこには依然として上限が存在する。また、例えば生活環境に埋め込むような応用を考えたとき、数 m 以上にわたる配線を行うことは現実的ではない。

そこで、振動子の配列とコントローラを組み合わせることでモジュール化することによって配線の煩わしさを無くし、取扱いを簡便にすることを考える。複数のフェーズドアレイモジュールを組み合わせる場合に問題となるのは、そのモジュール間の時刻同期である。このモジュール間の時刻同期に要求される精度は、一般の視覚・聴覚の出力装置や記録装置に必要とされるものに比べて非常に高く、超音波の駆動周波数 f [Hz] を位相精度ビット数 Q [bit] で駆動したときに要求される時間分解能 ΔT [s] は

$$\Delta T = \frac{1}{2Qf} \quad (7.6)$$

で与えられる。例えば40 kHzの超音波を4 bit深度で駆動するときは、 $\Delta T = 1.56 \mu\text{s}$ 、周波数にして640 kHzとなる。これは、一般的な液晶ディスプレイが数十から数百 Hz、高速カメラで数千 Hzであることを考えれば非常に高い水準にある。

本節では、データ転送と時刻同期を一本の UTP ケーブルで行い、それらを多段に結合できるユニットの設計と実装について述べる。

7.1.1 要求仕様と実装の方針

本フェーズドアレイユニットの要求仕様として以下を定める。

1. 1 ユニットあたり 250 個程度の振動子を搭載する

2. 位相同期精度が 1 μ s 以下
3. フレームレート (全振動子ゲインの更新レート) が 1 kHz 以上
4. 非リアルタイム OS の PC から制御可能

1 ユニットあたりの振動子数は単一の IC パッケージから非マトリクス配線をすることから設定したものである。また、位相同期精度は 40 kHz 超音波を 4 bit 深度で駆動することを考え設定した。

時刻を同期する方法として以下の 2 つの方針が考えられる。

global clock グローバルクロックを保持する Master が存在し、そのクロックパルスユニット間で伝搬させて、リアルタイムロジックで使用する。

distributed clock 各ユニットが時計を持ち、その時計の差を通信により補償する

1 つめの方針は、小規模なシステムではシンプルな装置となり効果的である。しかしながら、大規模なシステムになるにつれてクロックの伝搬遅れが問題となる。また、クロックを基板外部に依存することはノイズによる誤作動の観点から実装難易度が高い。2 つめの方針は、大規模なシステムを考えても破綻しない。しかしながら、通信のジッタ (信号の時間的なゆらぎ) が小さいことが要求される。

触覚ディスプレイとしての応用を考えたとき、触覚受容器は DC から 500 Hz を超える周波数応答をもつ。サンプリング定理を考えると、1 kHz より大きい更新周波数が必要である。1 kHz の更新周波数で、振幅に 8 bit、位相に 8 bit の 16 bit の情報が 1 つの振動子に必要であるとすると、例えば 8 ユニットの更新に必要なデータ転送速度は 32 Mbps である。

また、アプリケーションの実装を考えれば、リアルタイム OS を制御 PC に要求することは避けなければならない。

これらの要求に基づき、専用のネットワーク物理層を用いて、転送容量と小ジッタを確保することが望ましい。

7.1.2 実装

制御部

前節を踏まえて、ネットワークに EtherCAT プロトコルを採用した。これは、Ethernet プロトコルを拡張したリアルタイムフィールドバス用のプロトコルである。1 台の Master ノードと、複数台の Slave ノードからなる構成となり、Master がフレーム周期を決定する。この 1 周期の間には必ず 1 フレームしかメッセージが送信されず、Slave ノードはこれをバケツリレーのように伝搬させていく。これを専用の物理層で運用すればフレームの衝突が一切なく、小さなジッタで物理層の速度を無駄なく活用できる。また、非リアルタイム OS 上 (Windows) での実装が販売されている。

さらに、EtherCAT には "DC" (Distributed Clock) とよばれる時刻同期の仕様が策定されている。EtherCAT はライン型のトポロジとなっており、ジッタがないと仮定すれば、1 周期のな

かでのフレームを受取る位相は各ノードごとで不変である。フレームに乗せて時刻を送信し合うことでそれぞれの時計を補償することが可能になる。

図7.1に、本システムのブロック図を示す。制御 PC は非リアルタイム OS から、EtherCAT Master プロセスへ命令を発行する。EtherCAT Master と各ユニットは UTP ケーブル上の EtherCAT プロトコルで接続され、ジッタのない通信と時刻補償を行う。各ユニットは 3 種類の演算装置を持つ。すなわち、ネットワークと時刻を管理するネットワークプロセッサ (NPU)、必要に応じて振動子ゲインの演算を行う汎用プロセッサ (CPU)、そして電氣的な波形を生成するリアルタイムロジック (FPGA) である。ネットワークプロセッサからリアルタイムロジックへは、直接時刻同期されたパルス (CAT_SYNC0 信号) が接続される。

図7.2に、ユニット内部の詳細なブロック図を示す。ネットワークプロセッサとして ARM M3、汎用プロセッサとして ARM R4 を採用し、この間は密結合メモリ (Tightly Coupled Memory, TCM) にて情報を伝送する。また、リアルタイムロジックとして Xilinx Artix 7 を用い、CPU・NPU との間はメモリバスでメモリ空間を共有する。また、計算用に SDRAM を 80MB 確保する。

図7.3は実装されたユニットの写真である。電源線と、ネットワーク線の計 3 本のケーブルを接続するだけで動作し、非常に簡単に設置することができる。振動子とパワースイッチングゲートを冷却するためにサーモスタットとファンが取り付けられており、危険温度を上回らないように制御される。

また EtherCAT Master として、Beckhoff TwinCAT3 を採用した。これは Windows OS 上で動作し、命令の発行自体は非リアルタイムに行うことができる。

なお、本ユニットのハードウェア実装は新光商事株式会社・長野沖電気株式会社によるものであることを付記しておく。

このユニットは 3 層からなり、第 1 層は振動子のみからなる。このため、第 1 層を取り替えることで様々な周波数に対応できる。図7.4は 40 kHz フェーズドアレイと 70 kHz フェーズドアレイを並べた写真である。

駆動信号

振動子は、日本セラミック社製 T4010A1 を採用した。この超音波振動子は、共振を利用した PZT 型振動子であり 40 kHz に鋭い共振点を持つ。従って、この素子に加えられた電気信号はその 40 kHz 成分を取り出して音響信号へと変換されると考えて良い。

デジタル回路で生成する信号としては、矩形波が簡便である。そこで、図7.5および式 (7.7) のような周期的矩形波を考える。

$$V(t) = V(T + t)$$

$$V(t) = \begin{cases} V_0 & (S < t \text{ and } t < S + D) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (7.7)$$

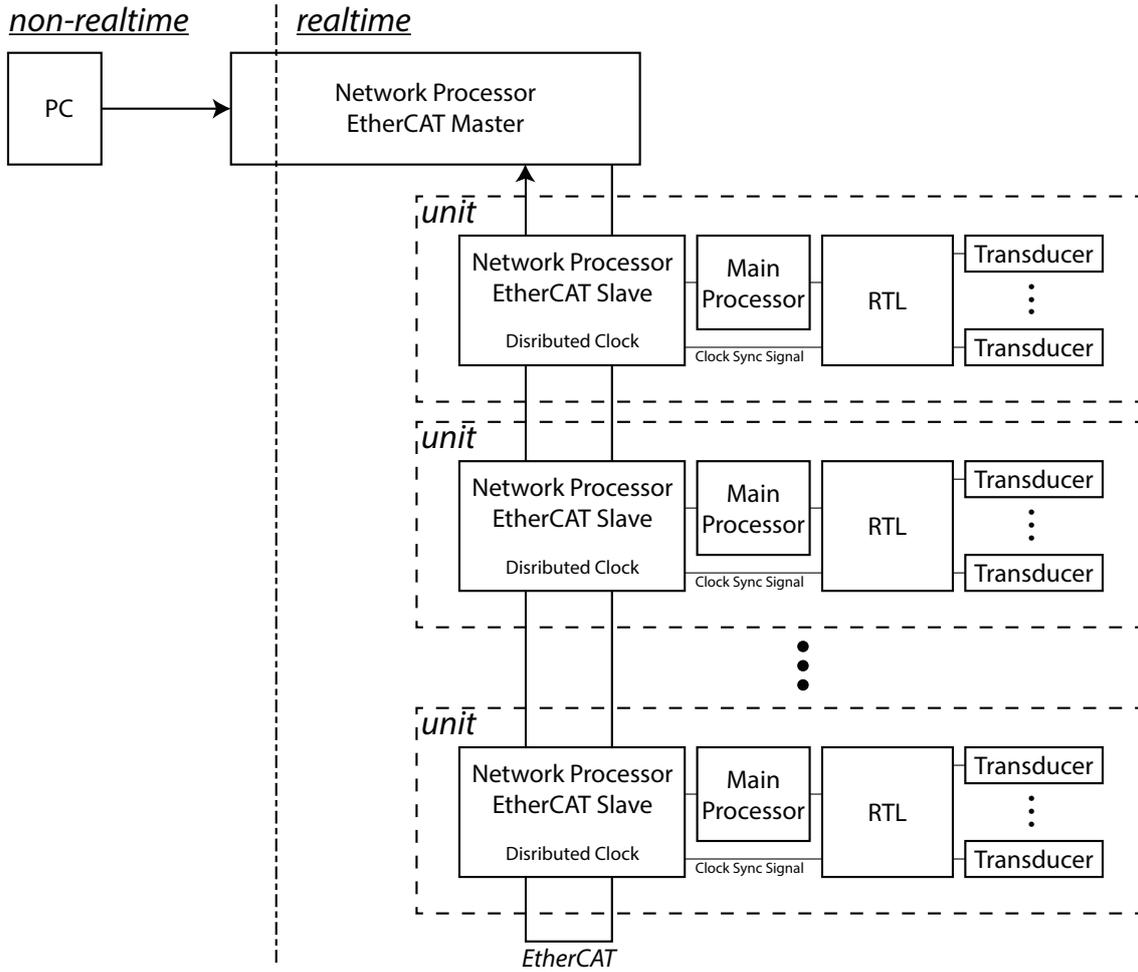


図7.1: システム全体のブロック図

この信号をフーリエ変換すると,

$$\mathcal{F}[V](f) = \frac{\sqrt{2\pi}V_0}{T} \text{sinc}(Df) e^{-j\pi f(2S+D)} \quad (7.8)$$

である. ただし $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$ である. 特に $f = \frac{1}{T}$ の時は

$$\mathcal{F}[V]\left(\frac{1}{T}\right) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} V_0 \sin\left(\frac{D}{T}\pi\right) e^{-2\pi j \frac{2S+D}{2T}} \quad (7.9)$$

すなわち, 超音波振幅 A および位相 θ と, 印加する矩形波のパラメータ D, S の間には下記の関係が成り立つ.

$$A \propto V_0 \sin\left(\frac{D}{T}\pi\right) \quad (7.10)$$

$$\theta = \frac{2S + D}{2T} \quad (7.11)$$

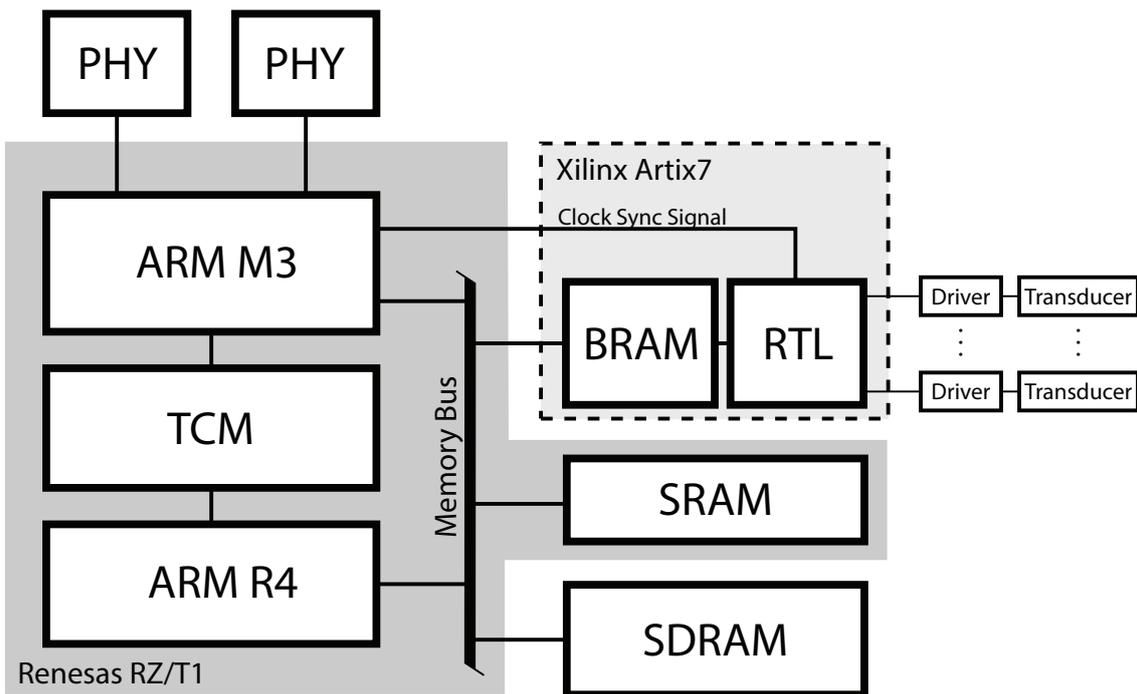


図7.2: ユニット内部の詳細ブロック図

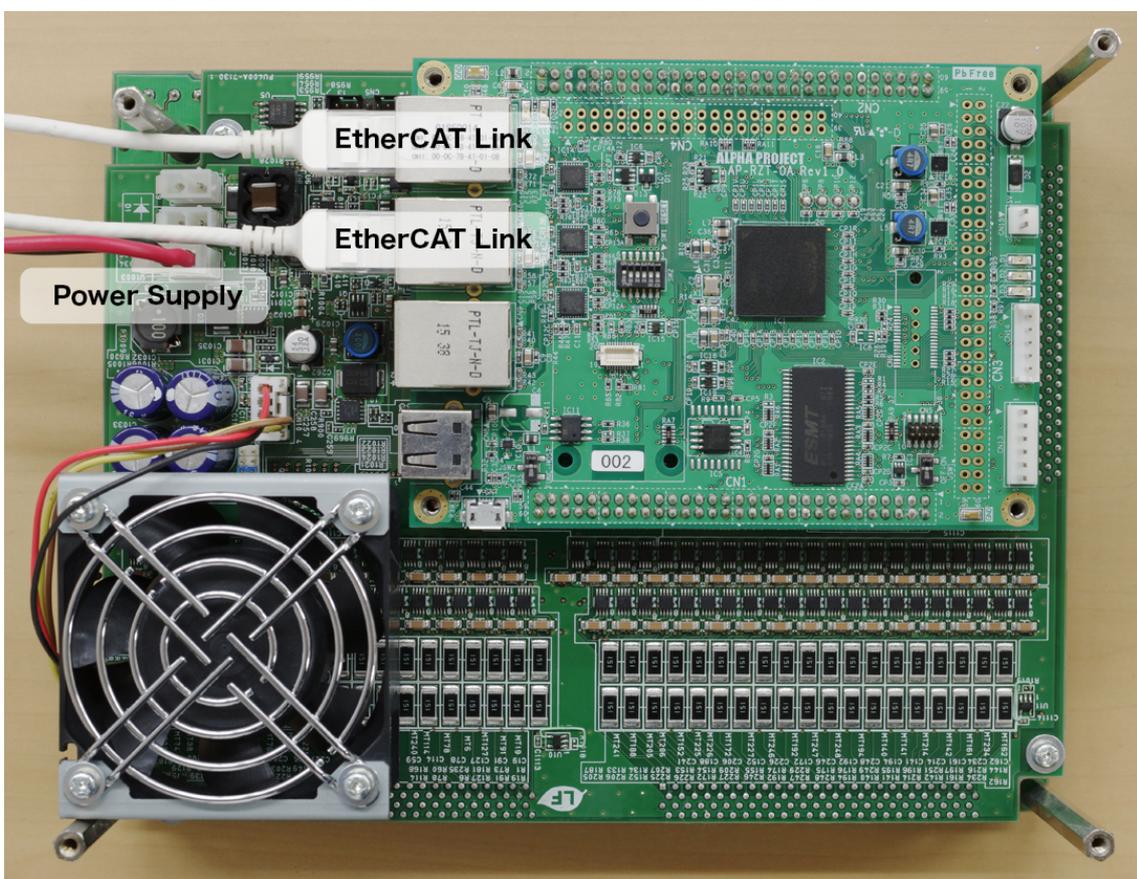


図7.3: フェーズドアレイユニットの背面写真

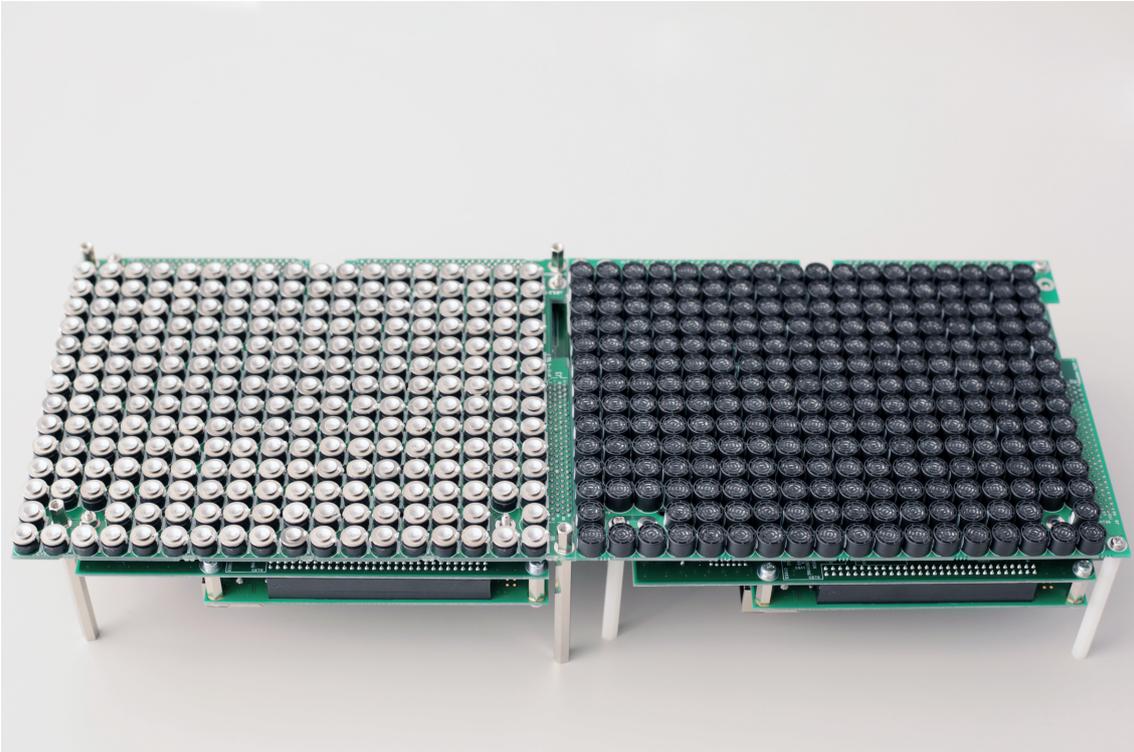


図7.4: 左: 70kHz フェーズドアレイ. 右: 40kHz フェーズドアレイ

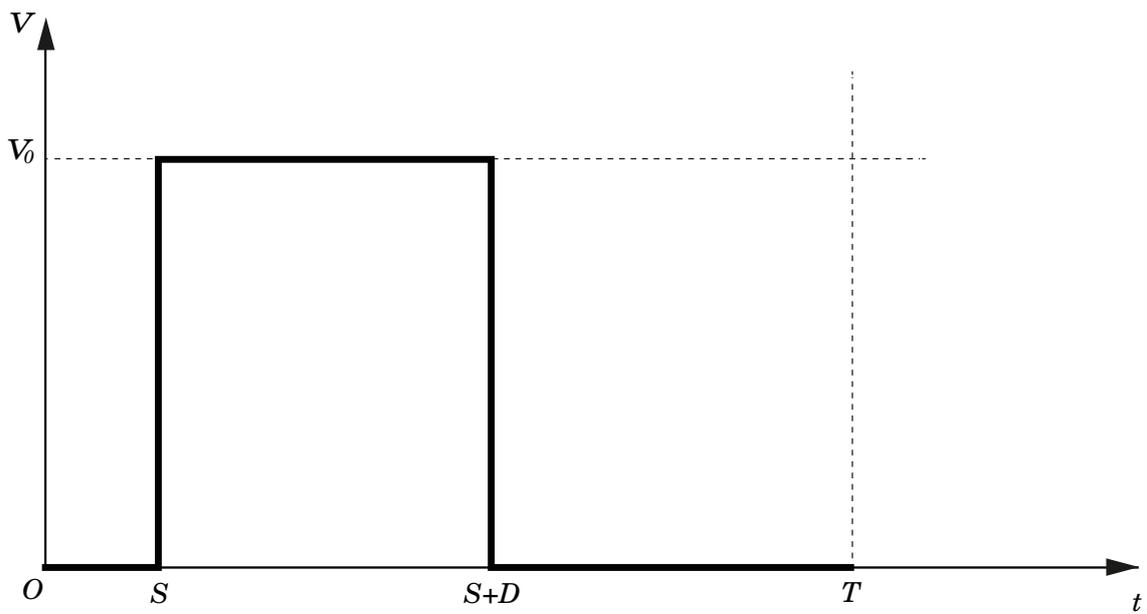


図7.5: 振動子に印加される矩形波

逆に, 駆動周波数 f , 規格化振幅 $0 \leq A \leq 1$, 位相 $0 \leq \theta < 2\pi$ が与えられた時, 矩形波は,

$$T = \frac{1}{f} \quad (7.12)$$

$$D = \frac{T}{\pi} \arcsin A \quad (7.13)$$

$$S = \theta T - \frac{D}{2} \quad (7.14)$$

と波形をデザインすれば良い.

駆動回路

駆動回路は, FPGA からの出力信号 (3.3V) を増幅し, 振動子へ供給する. 図7.6に回路図を示す. 振動子には-12V から 12V への両側矩形波を入力し, R_1 はダンピング抵抗である. 図7.7にダンピング抵抗の有無 $R_1 = 0\Omega, R_1 = 150\Omega$ による振動子両端の電圧波形を示す. ダンピング抵抗によりオーバーシュートが抑えられていることがわかる. 一方で, 有無による振動子の劣化は, 72 時間連続駆動後の音圧をみても観測されなかった.

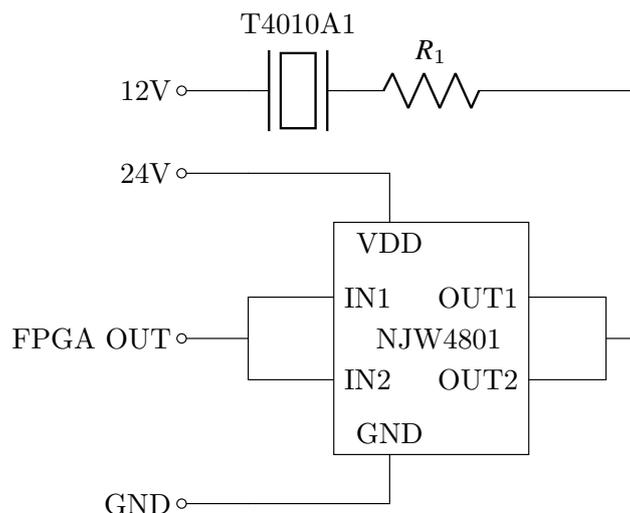


図7.6: 振動子駆動回路

7.1.3 評価

振動子の評価

一つの振動子を駆動した時の振幅・位相指向性を調べ, 図7.8, 図7.9に記録する. なお, 振動子表面の垂線方向を 0° とし, ロボットを用い AUTD の長辺方向にマイクを移動・傾けて指向性を測定した. 詳細は7.3節を参照すること. 実験はフェーズドアレイユニットに搭載された状態で行い, 一つの振動子のみを $V_0 = 24\text{V}$ で駆動した. なおこの結果は無作為に選んだ一つの振動子の特性であり, 集団的特性を表すものではないことに注意する. 150 mmと300 mmの距

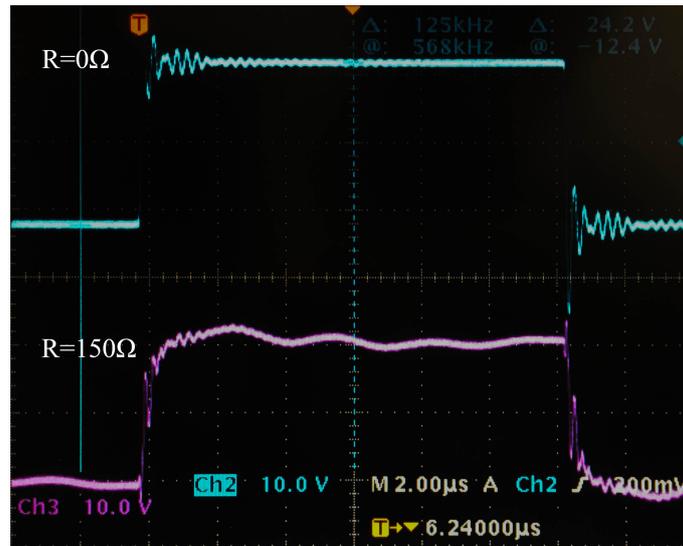


図7.7: ダンピング抵抗による振動子両端の波形の違い

離で 10° おきに測定し、データは 0° のもので基準化した。

フェーズドアレイの評価

実装した AUTD3 ユニットの複数台使用したときの、焦点形成の性能を評価する。

3台を使用したときに1kHzのフレームレートは問題なく達成している。これは、TwinCAT コンソールの表示により確かめられる。このときに、各ユニットの時刻同期信号のジッタをオシロスコープによって確かめた所、これは25 ns以内に収まっていた。

図7.10は1台から4台を接続したときの焦点中心の音圧である。この時のユニットは図7.12の通り配置し、数字の順番のように台数を追加した。焦点は4台全体の中心直上200mmの位置に形成し、同位置に置いた標準マイクにより音圧を計測し、1条件あたり11サンプルの平均をとった。マイクの飽和を避けるため、duty比6.3%で駆動した。台数とともにほぼ線形に音圧が増加し、位相が同期できていることがわかる。強い強度をもつ音波は、線形重ね合せの原理が成り立たず、伝搬できる音圧に限界が存在する。これは音響飽和と呼ばれ、音場の時間項が歪み、非調和となる非線形効果によるものであり、4台時に音圧が理論値より低下している理由であると考えられる。

図7.11は、時刻同期の有無による焦点音圧の時間推移である。図7.12のユニット配置で4台を使用し、焦点は4台全体の中心直上200mmの位置に形成し、同位置に置いた標準マイクにより音圧を計測した。マイクの飽和を避けるため、duty比0.78%で駆動した。時刻同期機能の有効/無効による焦点音圧を250s記録した。時刻同期が有効でないときは、4ユニットの水晶振動子(25.6MHz)同士の微妙な周波数の製造誤差のため、焦点音圧は複雑なうなりが観測された。一方時刻同期が有効なときは、一定かつ無効時より大きな音圧が観測され、各ユニットが正しく位相を揃えていることがわかる。

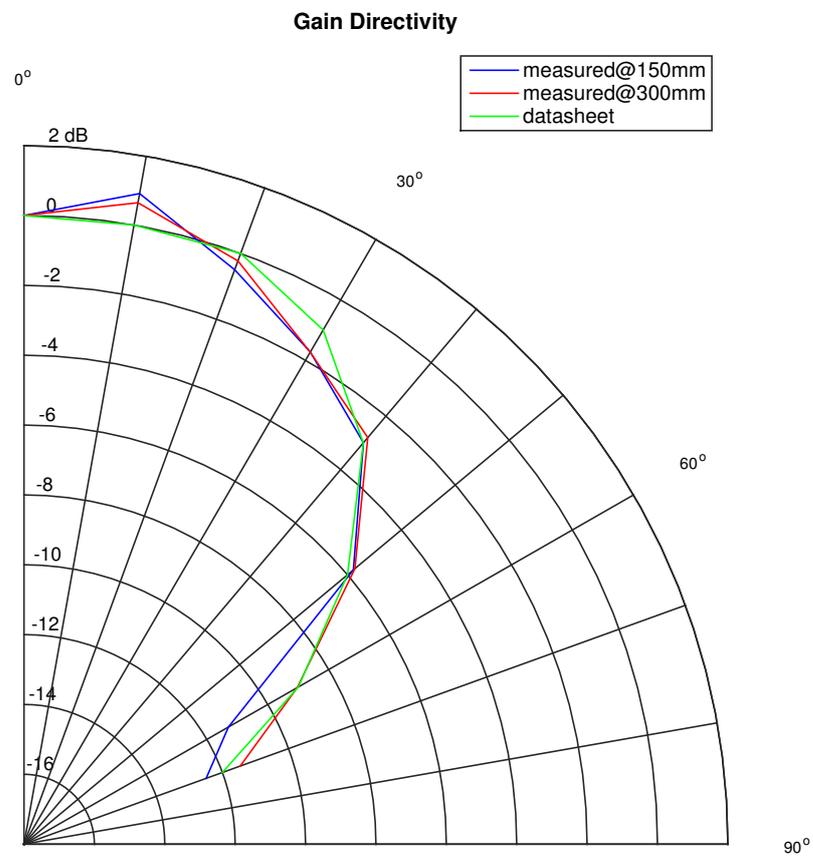


図7.8: 単一振動子の振幅特性

7.2 メッシュ法

曲面をメッシュ分割する方法には任意性があるが, 正しく音響結合を評価するためにはいずれの面素もほぼほぼ等しい面積を持ち, かつ潰れのない形になっていることが望ましい。

7.2.1 球表面のメッシュ法

球表面のメッシュ化には下記の Octasphere 法を採用した。なお, 元となる正八面体を正二十面体に変えたものは Icosphere 法と呼ばれる。

図7.13にメッシュ例を図示する。

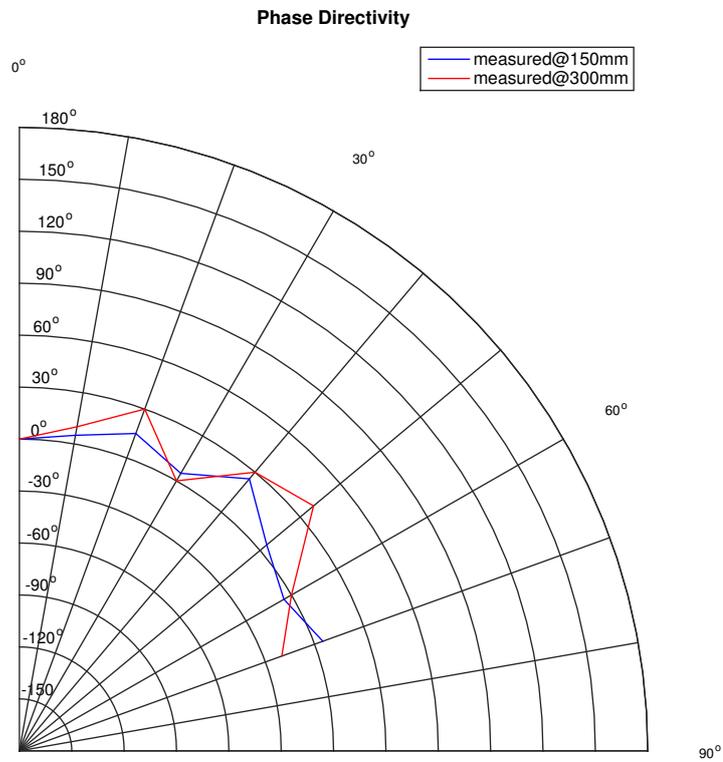


図7.9: 単一振動子の位相特性

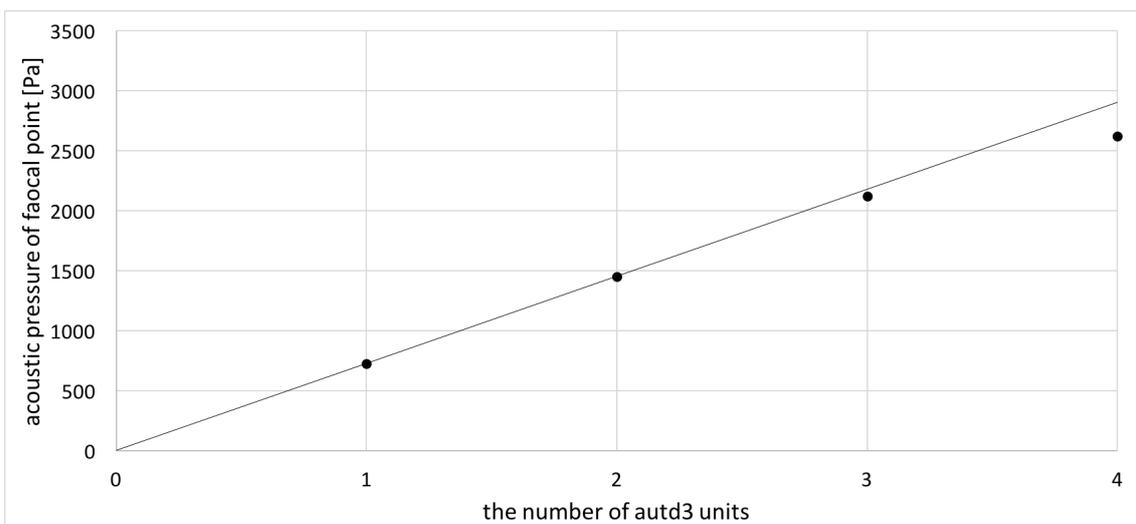


図7.10: 焦点音圧と AUTD ユニット台数の関係

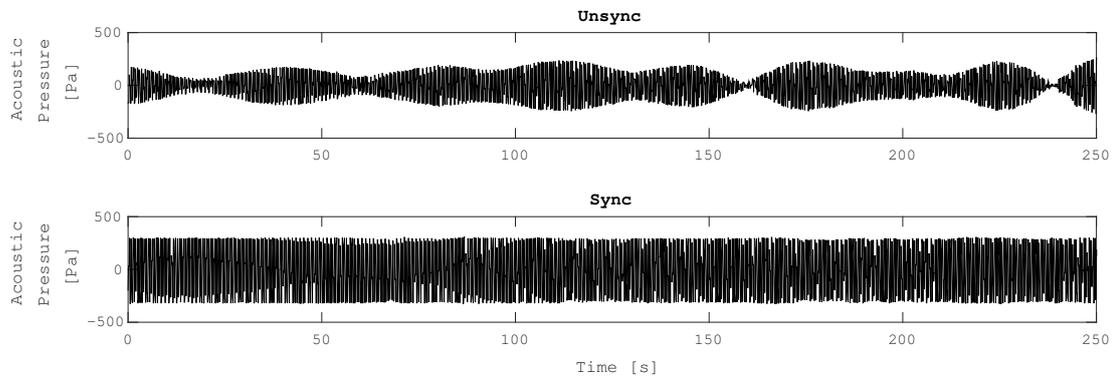


図7.11: 4台の AUTD ユニットの接続した際の, 時刻同期の有無による焦点音圧の時間推移

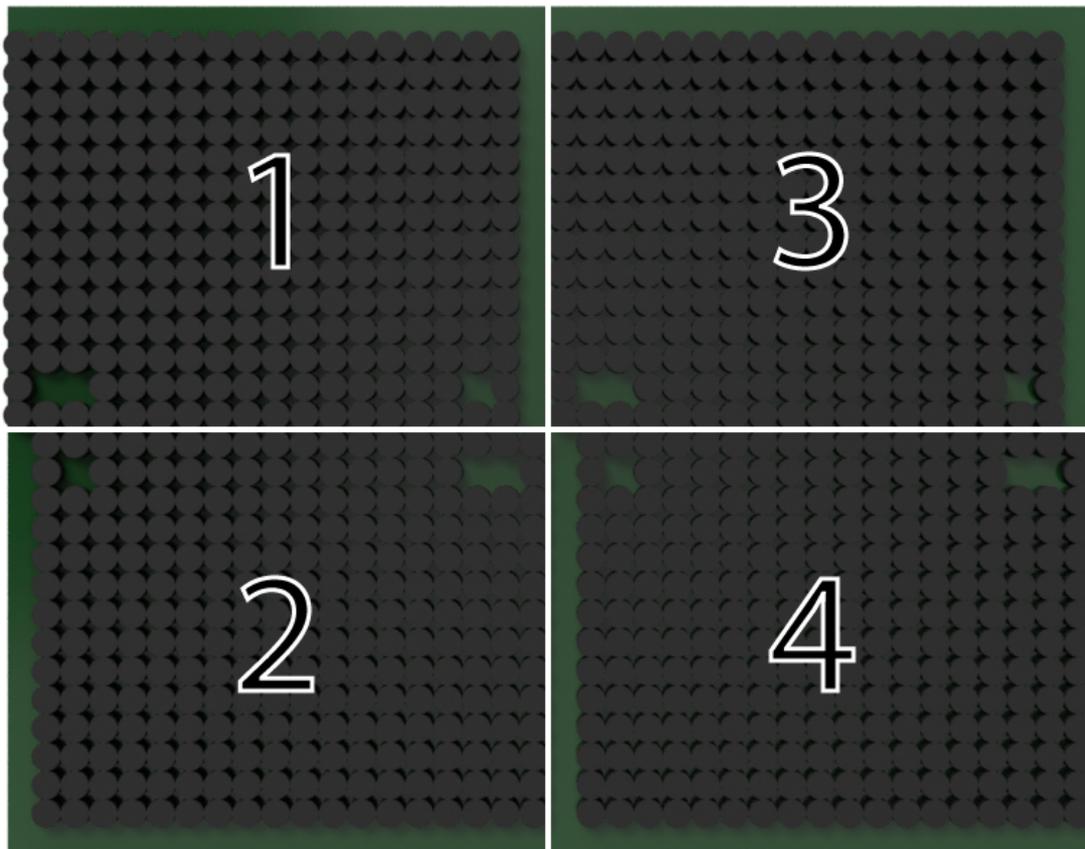


図7.12: AUTD ユニットの時刻同期評価実験に用いたユニットの配置

Algorithm 1 Octasphere mesh

Require: r : 球の半径, l : 目標とする平均エッジ長

半径 r の球に内接する正八面体をつくる

repeat

 for all 三角メッシュ do

 三角形の各辺中点をとる

 円の中心と中点をを伸ばし, 球面と交わった点に新しく点をとる

 球面上の点を結び新しく 4つの三角メッシュをつくる

 end for

until 平均メッシュ長が l 以下

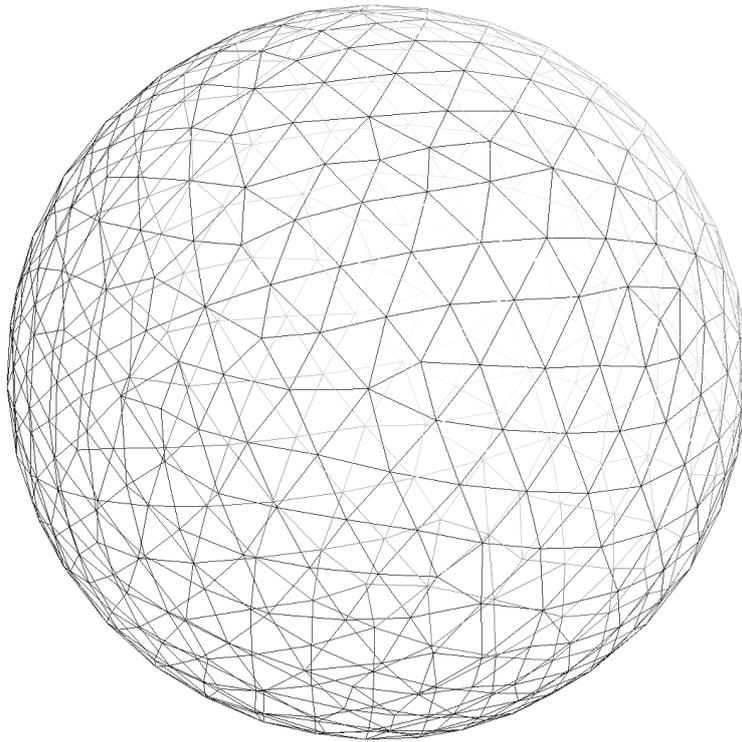


図7.13: Octasphere 法による球メッシュの例

7.2.2 正八面体のメッシュ法

正八面体は、各面が三角形であることから、それぞれの8面を等しく細かくしていくことによりメッシュを作成する。

Algorithm 2 Octahedron mesh

Require: 正八面体, l : 目標とする平均エッジ長

```
repeat
  for all 三角メッシュ do
    三角形の各辺中点をとる
    円の中心と中点をを伸ばし、球面と交わった点に新しく点をとる
    球面上の点を結び新しく4つの三角メッシュをつくる
  end for
until 平均メッシュ長が  $l$  以下
```

図7.14にメッシュ例を図示する。

7.3 音場の計測

本論文における音圧の計測は、6軸の多関節ロボットの先に取り付けたマイクによって行った。用いた器具等は以下の通り。

マイクロフォンおよびプリアンプ Brüel & Kær 社製, 4138-A015

増幅器 Brüel & Kær 社製, NEXUS Conditioning Amplifier, 2690-A-0S1

フィルタ 10kHz ハイパスフィルタ

ロボット FANUC 社製, M-710iC

計測間隔 500ms

計測回数 一箇所につき 10回

7.4 力場の計測

本論文における力場の計測は、6軸の多関節ロボットの先に取り付けたロードセルによって行った。用いた器具等は以下の通り。

ロードセル 共和電業社製, LTS-50GA

増幅器 共和電業社製, WGA-900A

ロボット FANUC 社製, M-710iC

計測間隔 1000ms

計測回数 1箇所につき 10回

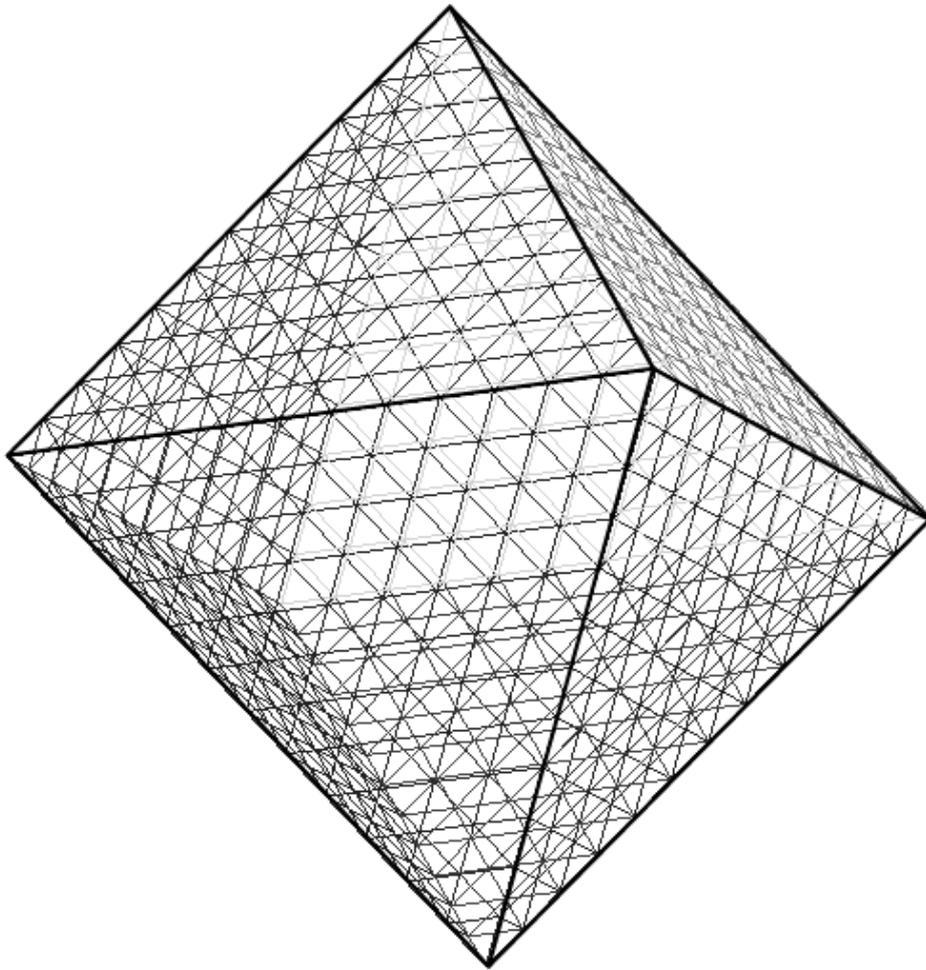


図7.14: 正八面体のメッシュ例

図7.15に計測装置の写真を示す.

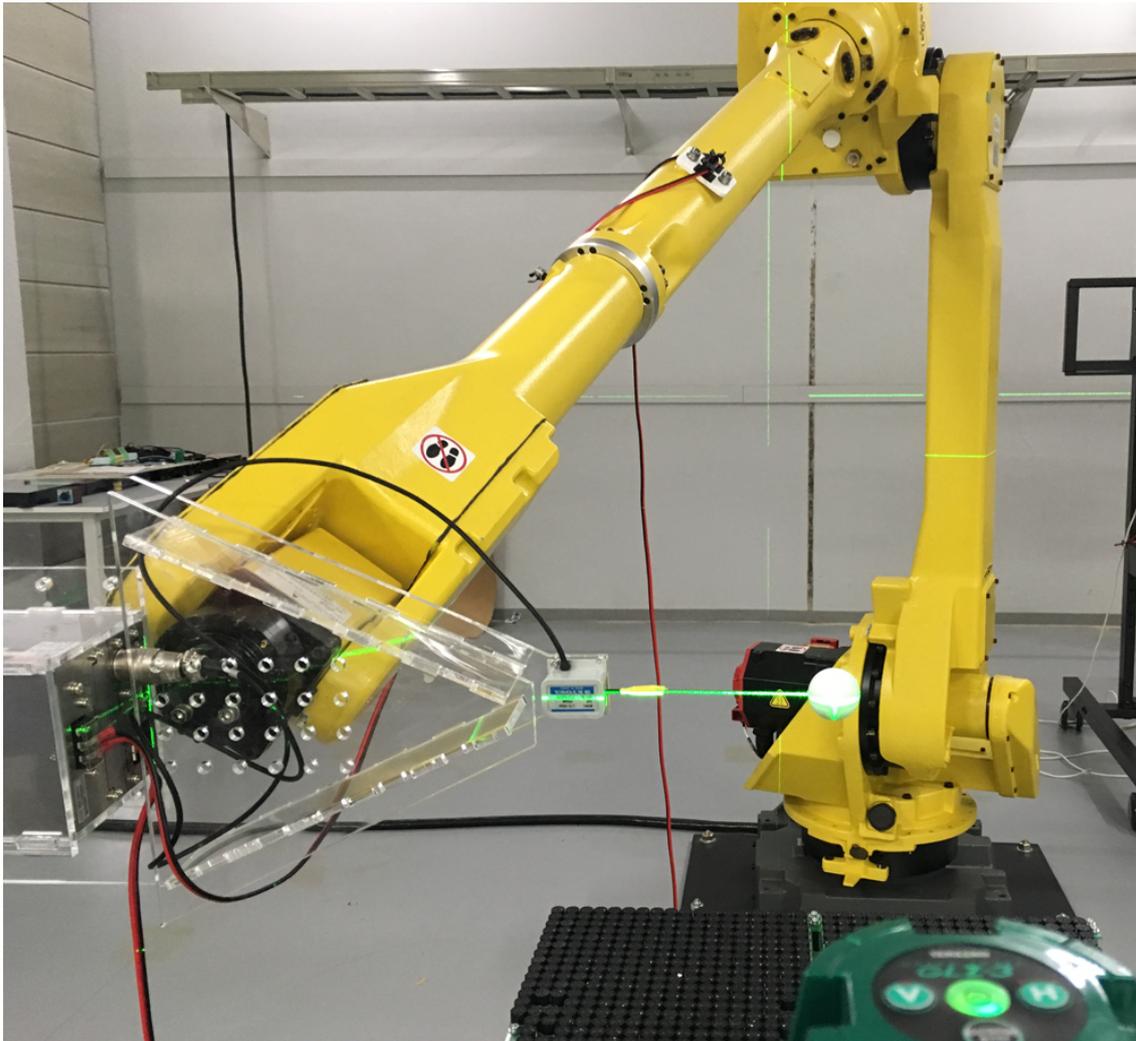


図7.15: ロボットに設置されたロードセルによる力計測ツール

第 8 章

音響結合行列の高速アセンブリ

本章では、主に剛体の動的制御を念頭に、境界ホログラムモデルの高速な構築について考察する。

8.1 各音響結合行列のサイズと計算量

音響放射圧による剛体にかかる合力のモデルを再掲する。 ($i \in \{x, y, z\}$)

$$F_i = \mathbf{q}^* \mathbf{G}^* \mathbf{B}^{-1*} \left(N_i - \frac{1}{k^2} D_i^* N_i D_i \right) \mathbf{B}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{q} \quad (8.1)$$

ここで、 \mathbf{q} はフェーズドアレイの複素ゲインベクトル、 \mathbf{G} は音響素子–剛体面素間の音響結合行列、 \mathbf{B} は剛体面素–剛体面素間の音響結合行列、 N は剛体面素の法線を対角要素に並べたもの、 D は剛体表面上の接面微分作用素、 k は波数である。フェーズドアレイの音素数を N 、剛体面素数を M としたとき、 \mathbf{G} のサイズは $N \times M$ 、 \mathbf{B}, D, N のサイズは $M \times M$ である。

このとき \mathbf{B}, D, N は剛体の位置に対して不変である。すなわち、剛体とフェーズドアレイの相対位置や姿勢が如何に変わろうとも、 $\mathbf{B}^{-1*} \left(N_i - \frac{1}{k^2} D_i^* N_i D_i \right) \mathbf{B}^{-1}$ は再計算を必要としない。したがって、合力のモデルを構築するのにかかる計算量は以下のとおりである。

新しい剛体の評価 $O(M^2 + MN)$

位置・姿勢の更新 $O(MN)$

以下、位置・姿勢の更新、すなわち \mathbf{G} の要素計算の高速化について議論する。

8.2 グリーン関数計算の高速化

\mathbf{G} の各要素は、ヘルムホルツ方程式のグリーン関数のガウス求積によるものである。3次元空間でのグリーン関数は、

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{s}|} e^{-jk|\mathbf{r} - \mathbf{s}|} \quad (8.2)$$

である。ここで、 \mathbf{r} はフェーズドアレイ振動子の位置、 \mathbf{s} は剛体の面要素の位置である。本節では、このグリーン関数の高速計算法について述べる。

8.2.1 減衰の無視

フェーズドアレイと剛体が十分離れているとき、 $\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{s}|}$ は一定であるとみなすことができ、定数 c を用いて $g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \sim ce^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{s}|}$ と近似することができる。しかしながら、これによる計算量の減少は限定的である。

8.2.2 周期的補間

グリーン関数の指数関数の肩は純虚数であるから、これは周期的な値をもつ。したがって、予め十分細かく離散化した $k|\mathbf{r}-\mathbf{s}| \bmod 2\pi$ について $e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{s}|}$ を計算し、ルックアップテーブルを作成し多項式補間を行うことができる。これはメモリを消費するが、指数関数の計算に比べて高速である。

8.2.3 並列計算

行列の各成分は独立に計算が可能である。GPU による並列計算は効果的に計算時間を短縮できると考えられる一方で、メモリアクセス・転送を最小限に抑える工夫が必要である。

8.2.4 計算時間の評価

振動子数 1996、剛体面素数 3572 に対して、 G の各要素を計算する時間を計測した。CPU は Intel® Xeon® CPU E5-1620 v3 3.50GHz を用い、GPU 計算には同 CPU と NVIDIA® TITAN X (Pascal) を使用した。周期補間には波長あたり 5000 点を事前計算した。ガウス求積階数は 4 とした。

結果を表8.1に示す。本実験では減衰の無視は行っていない。CPU では補間によって半分程度の短縮が可能であり、GPU では 1/15 ほどの高速化が達成できた。GPU 上での三角関数命令は十分高速であり、周期補間による効果はあまり見られなかった。

表8.1: 行列 G の構成にかかる時間

| 手法 | 計算時間 |
|-----------------|----------|
| exp の直接計算 (CPU) | 31900 ms |
| 周期的補間 (CPU) | 14730 ms |
| exp の直接計算 GPU | 1390 ms |
| 周期的補間 (GPU) | 1221 ms |

8.3 低ランク近似

次に、密行列 G 自体を効率的に求めるべく、低ランク近似することを考える。すなわち、行列 U, S, V を用いて $G = USV^*$ と分解する。ここで、正方行列 S のサイズを \mathcal{L} とできれば、行列の構築にかかる計算量は $O(\mathcal{L}(\mathcal{L} + M + N))$ となる。

Galerkin 法による行列 G の要素は以下のように表される。

$$G_{ij} = \int_{\Gamma_i} \phi_i(\mathbf{r}) \int_{\Gamma_j} g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \psi_j(\mathbf{s}) d\mathbf{r} d\mathbf{s} \quad (8.3)$$

ここで、 Γ_i は境界要素 i の面領域を表し、 $\phi_i(\mathbf{r}), \psi_j(\mathbf{s})$ は基底関数である。例えば区分的定数関数を採用すると、 $\phi_i(\mathbf{r}) = \psi_j(\mathbf{s}) = 1$ となる。以下簡単のために区分的定数関数を採用して議論する。

8.3.1 平面波近似

グリーン関数を、ある単位方向ベクトル \mathbf{c} を用いて、以下のように分解する。

$$\begin{aligned} g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) &= \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{s}|} e^{-jk|\mathbf{r} - \mathbf{s}|} \\ &= \underbrace{\frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{s}|}}_{\text{減衰}} \underbrace{e^{-jk(\mathbf{r} - \mathbf{s}) \cdot \mathbf{c}}}_{\text{平面波}} \underbrace{e^{-jk(|\mathbf{r} - \mathbf{s}| - (\mathbf{r} - \mathbf{s}) \cdot \mathbf{c})}}_{\text{残差}} \end{aligned} \quad (8.4)$$

ここで、この第3項 (残差) は \mathbf{c} と $\mathbf{r} - \mathbf{s}$ がほぼ一致する方向に対して滑らかな関数となる (図 8.1)

ランク 1 近似

極端な例として、この残差と減衰項を無視して平面波だけで近似してしまうことを考える。このとき式 (8.3) は、

$$\begin{aligned} G_{ij} &= \int_{\Gamma_i} \int_{\Gamma_j} e^{-jk(\mathbf{r} - \mathbf{s}) \cdot \mathbf{c}} d\mathbf{r} d\mathbf{s} \\ &= \int_{\Gamma_i} e^{-jk(\mathbf{r} \cdot \mathbf{c})} d\mathbf{r} \int_{\Gamma_j} e^{jk(\mathbf{s} \cdot \mathbf{c})} d\mathbf{s} \\ &= u_i v_j^* \end{aligned} \quad (8.5)$$

と書け、行列 G はランク 1 の近似として $G = \mathbf{u} \cdot \mathbf{v}^*$ と表すことができる。

言うまでもなく、フレネル領域の音場を遠方場と見なすこの近似は本応用にとっては不適切である。この近似によって得られた結合行列は焦点を形成することさえできない。

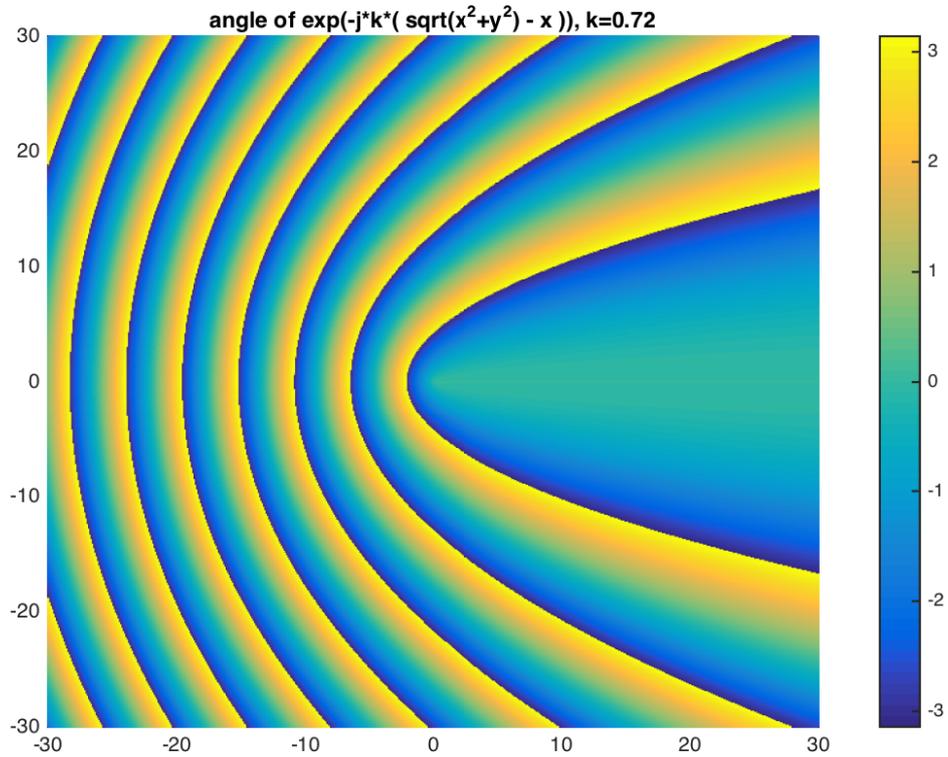


図8.1: 関数 $e^{-jk(|r-s|-(r-s)\cdot c)}$ の位相分布

ランク \mathcal{L} 近似

式 (8.4) の減衰項と残差項を \mathbf{r} と \mathbf{s} それぞれ \mathcal{L} 点でラグランジュ多項式補間することを考える。すなわち、

$$\sigma(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{s}|} e^{-jk(|r-s|-(r-s)\cdot c)} \quad (8.6)$$

$$\sim \sum_{k,l \in \mathcal{L}} \sigma(\mathbf{r}_k, \mathbf{s}_l) A_k(\mathbf{r}) B_l(\mathbf{s}) \quad (8.7)$$

と置いて、

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = e^{-jk(\mathbf{r}-\mathbf{s})\cdot c} \sigma(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \quad (8.8)$$

$$\sim \sum_{k,l \in \mathcal{L}} \sigma(\mathbf{r}_k, \mathbf{s}_l) A_k(\mathbf{r}) B_l(\mathbf{s}) e^{-jk(\mathbf{r}-\mathbf{s})\cdot c} \quad (8.9)$$

と書く。この時、式 (8.3) は、

$$\begin{aligned}
 G_{ij} &= \int_{\Gamma_i} \int_{\Gamma_j} \sum_{k,l \in \mathcal{L}} \sigma(\mathbf{r}_k, \mathbf{s}_l) A_k(\mathbf{r}) B_l(\mathbf{s}) e^{-jk(\mathbf{r}-\mathbf{s}) \cdot \mathbf{c}} d\mathbf{r} d\mathbf{s} \\
 &= \sum_{k,l \in \mathcal{L}} \sigma(\mathbf{r}_k, \mathbf{s}_l) \int_{\Gamma_i} A_k(\mathbf{r}) e^{-jk(\mathbf{r} \cdot \mathbf{c})} d\mathbf{r} \int_{\Gamma_j} B_l(\mathbf{s}) e^{jk(\mathbf{s} \cdot \mathbf{c})} d\mathbf{s} \\
 &= \sum_{k,l \in \mathcal{L}} \Sigma_{kl} U_{ik} V_{jl}^* \\
 &= (U \Sigma V^*)_{ij}
 \end{aligned} \tag{8.10}$$

と書けて、ランク \mathcal{L} で表現できる。

近似誤差の数値実験

フェーズドアレイの大きさを 40 cm × 30 cm とし、その直上 20 cm にある剛体が、一辺 10cm の立方体領域を動くとして仮定する。この時、 $\mathbf{r} - \mathbf{s}$ は $[-25, 25] \times [15, 25] \times [-5, 5]$ の領域を動く。2次元空間 $x-y$ において、等間隔に補間点を取り、 σ の近似誤差を調べた。

図8.2, 8.3, 8.4はそれぞれ、補間点数 451, 126, 31 点による近似誤差である。補完点が多くなるとともに、近似可能な領域が広がっていくことがわかる。なおこれらの結果は2次元での評価であることに注意されたい。3次元空間で考えた場合の補間点数はそれぞれ、2706点, 378点, 62点となる。

振動子数 1996, 剛体面素数 3572 に対して、378 点の補間を用いて低ランク近似を行った場合の計算要素数は 2247588 であり、フルランク求値の要素数 7129712 と比べておよそ 32% である。

8.4 本章のまとめ

音響境界ホログラムモデルの数値的構成にかかる時間について、評価をおこなった。また、物体が変形しない場合はモデルに含まれる二つの行列 B, G のうち G のみの更新によって位置・姿勢が更新できることが示された。また、第5章における球の浮揚の場合 (振動子数 1996, 剛体面素数 3572) においては、GPU 上での低ランク近似によっておよそ 400 ms 程度となる。

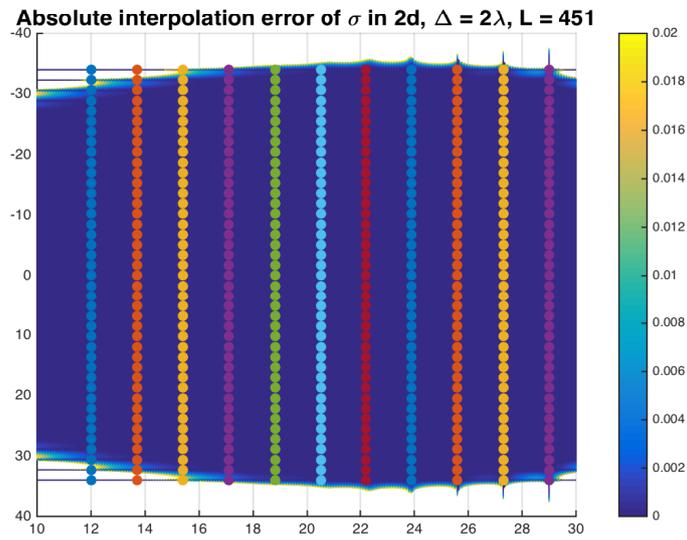


図8.2: 関数 σ のラグランジュ補間の絶対誤差. 補間点は $2\lambda = 1.7$ cm 毎に等間隔にとり, 補間点数は 451

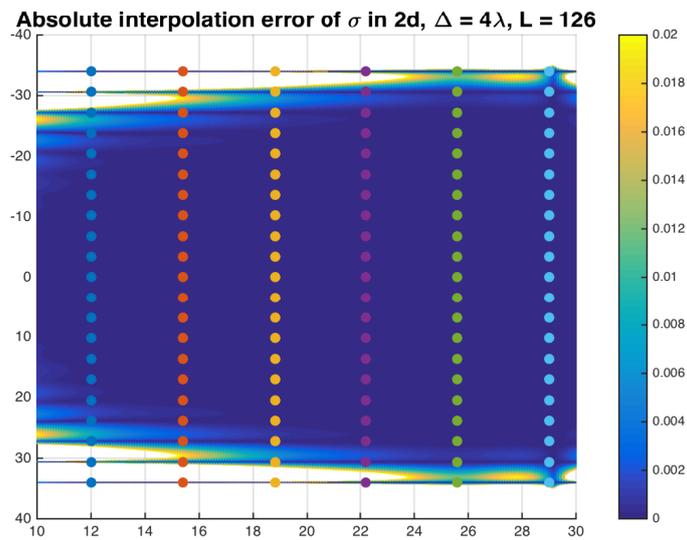


図8.3: 関数 σ のラグランジュ補間の絶対誤差. 補間点は $4\lambda = 3.4$ cm 毎に等間隔にとり, 補間点数は 126

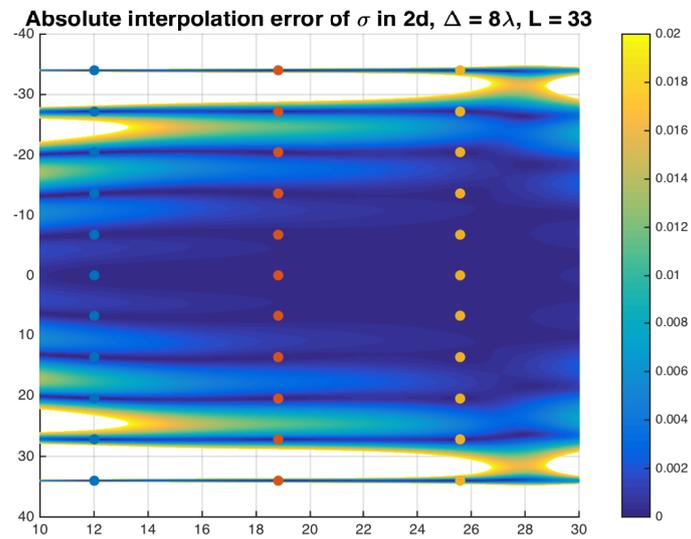


図8.4: 関数 σ のラグランジュ補間の絶対誤差. 補間点は $8\lambda = 6.8$ cm 毎に等間隔にとり, 補間点数は 31

第9章

結論

本論文では音響場の制御問題の発展系として、散乱を陽に考慮しながら境界表面の音場を制御する音響境界ホログラム問題を提案した。特に物体にかかる音響放射圧を制御することを念頭に、境界要素法の立式を取り入れ、物体にかかる放射圧による力をフェーズドアレイの駆動によって陽に表すモデルを提案した。

音響境界ホログラムの応用例として、具体的に剛体の空中浮揚と触覚ディスプレイの強度向上の二例を取り上げた。

剛体の空中浮揚では、剛体のダイナミズムを線形化して状態表現し、リアプノフ安定に至るように最適化問題を形成することでフェーズドアレイの駆動を決定した。実際に球と正八面体が浮揚することを実証し、その力場および音場について評価を行った。この浮揚は、波長と比べての波源からの距離・物体の大きさをみても従来に類を見ないものであり、新たな材質・形状非依存の浮揚法としての応用可能性があると考えられる。また、Lab on a Chipなどの応用が期待されている超音波による粒子の浮揚に対しても、従来に比して高い周波数を用いることができ、空間・時間分解能の向上が期待できる。

触覚ディスプレイの強度向上実験では、手を取り囲むようなフェーズドアレイの配置において、指により散乱する音場を利用しての音圧向上が可能であることを実証し、被験者実験によって有意に知覚強度が向上することを確かめた。触覚ディスプレイにおいては、ユーザの力の込め具合や発汗の状態などによって知覚が異なってしまうこと問題となる場合があるが、超音波触覚ディスプレイによる正確な放射圧は、再現可能な触覚の実験装置としての可能性を見いだせる。

境界音響ホログラムのさらなる応用のアイデアとしては、下記が挙げられる。

まず第一は、表面弾性波の励起である。物体に斜めに入射する超音波は表面弾性波を励起することが知られている。境界面の音響パターンは、連続的な表面弾性波の波源となり、複雑な弾性波パターンを生成できる可能性がある。

第二は、音響放射圧による面の吸引である。第4章の最後に見たように、接線粒子速度が十分大きい時、音響放射圧によって物体はエネルギー密度の大きい方へ引き寄せられるという、一見不思議な振る舞いをみせる。この現象を積極的に活用すれば、高い周波数でもトラクタービームが実現する可能性がある [17, 23]。

第三として、音響放射圧による応力の制御である。第4章で示されたように音響放射圧は面の法線方向に限る力ではなく、この意味で「圧力」*1ではない。この応力を制御することにより、触覚提示の多彩化や結晶過程の制御などへの応用が考えられる。

第四としては、電磁波を利用することによる表面プラズモンパターン¹の形成である。よりマクロな構造に対して選択的な化学センサーなどの応用が期待できる。

第五に、構造照明の設計が考えられる。例えば特定の構造をもった物体に対してのみ特異的な反射を示すような照明などの応用可能性がある。

*1 面に垂直に互いに押し合う単位面積当たりの力。[大辞林より抜粋]

謝辞

本論文の執筆に当たっては多くの方の支えを頂きました。特に指導教官の篠田裕之教授には、修士からの5年間にわたり大変お世話になりました。物理的な考え方から、研究に対する態度、そしてお忙しい中での原稿のチェックなど多くのことをご指導いただきました。議論の中では不遜な態度を取ってしまったこともあるかと思いますが、変わらず熱心にご指導いただき心より感謝申し上げます。牧野泰才准教授には、特に研究の応用性や意義についての議論の仕方をご指導いただきました。時にははじめ突飛に思えるもしかし深いアイデアや洞察をいただき、研究を進める上でのモチベーション維持という意味でも大変お力添えをいただきました。元計数工学科の原辰次先生には、ご退官後も剛体の空中制御について定期的にご相談に乗っていただきました。副査の稲見昌彦教授、猿渡洋教授、奈良高明教授、渡辺義浩講師には、審査を通じて深くかつ詳細な議論をいただきました。長谷川圭介特任助教には、超音波触覚ディスプレイ研究の先輩として、そして研究室の先輩として技術的なことのみならず多くのことを教わりました。南山大学の野田聡人准教授には、実験装置の作成法や論文の校正などでお世話になりました。私の原稿のみならず、他の方の原稿の校正などもよく拝見し勉強させていただきました。慶應義塾大学の門内靖明助教には、研究を拝見する中で波動現象の捉え方を勉強させていただきました。櫻井達馬さん、藤原正浩さんには触覚研究の先輩として多くの基礎知識を教わりました。増田祐一さん、神垣貴晶さんは柏キャンパスにいつもいらっしやり、柏キャンパスでの実験を楽しく行うことができました。伊藤充さん、岡田明正さんには、お時間の少ない中多くの議論や相談に乗っていただきました。一山智弘さん、現猿渡研の最上伸一さんとは空中浮揚理論の議論と実験において良いチームとして研究を進めることができました。現D1の松林篤さんに加え、四方紘太郎さん、古山佳和さん、尾谷和則さんにはご卒業後もオンライン上で研究生活を支えていただきました。新光商事株式会社の藤村様、山本様、駒形様、長野沖電気株式会社の須藤様、岩本様、西沢様、JSLテクノロジー株式会社の皆様には、AUTDv3の開発において大変お世話になりました。心より感謝申し上げます。また、Mist Technologies 株式会社、Bulbit 株式会社のメンバーには研究との両立生活において大変なご迷惑をおかけした中でも見守って頂き大変感謝しております。これらの方々以外にも、本来ならお名前とともにご紹介すべき多くの皆様に支えられ充実した研究生活を送ることができました。誠にありがとうございました。

参考文献

- [1] A. J. Berkhout, D. de Vries, and P. Vogel, “Acoustic control by wave field synthesis,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 93, no. 5, pp. 2764–2778, 1993.
- [2] M. M. Boone, E. N. G. Verheijen, and P. F. van Tol, “Spatial Sound-Field Reproduction by Wave-Field Synthesis,” *The Journal of the Audio Engineering Society*, vol. 43, no. 12, pp. 1003–1012, 1995.
- [3] S. Koyama, K. Furuya, Y. Hiwasaki, and Y. Haneda, “Analytical Approach to Wave Field Reconstruction Filtering in Spatio-Temporal Frequency Domain,” *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, vol. 21, no. 4, pp. 685–696, 2013.
- [4] S. Koyama, K. Furuya, K. Wakayama, S. Shimauchi, and H. Saruwatari, “Analytical approach to transforming filter design for sound field recording and reproduction using circular arrays with a spherical baffle,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 139, no. 3, pp. 1024–1036, 2016.
- [5] T. Hoshi, M. Takahashi, T. Iwamoto, and H. Shinoda, “Noncontact Tactile Display Based on Radiation Pressure of Airborne Ultrasound,” *IEEE Transactions on Haptics*, vol. 3, no. 3, pp. 155–165, 2010.
- [6] K. Hasegawa, Y. Monnai, S. Inoue, Y. Furuyama, Y. Makino, and H. Shinoda, “Midair touch display,” in *ACM SIGGRAPH 2015 Emerging Technologies*, 2015.
- [7] T. Carter, S. A. Seah, B. Long, B. Drinkwater, and S. Subramanian, “UltraHaptics: Multi-point Mid-air Haptic Feedback for Touch Surfaces,” in *Proceedings of the 26th Annual ACM Symposium on User Interface Software and Technology, UIST '13*, pp. 505–514, ACM, 2013.
- [8] B. Long, S. A. Seah, T. Carter, and S. Subramanian, “Rendering Volumetric Haptic Shapes in Mid-air Using Ultrasound,” *ACM Transactions on Graphics*, vol. 33, no. 6, 2014.
- [9] S. Inoue, Y. Makino, and H. Shinoda, “Active touch perception produced by airborne ultrasonic haptic hologram,” in *Proceedings of IEEE World Haptics Conference 2015*, 2015.
- [10] G. Korres and M. Eid, “Haptogram: Ultrasonic Point-Cloud Tactile Stimulation,”

- IEEE Access, vol. 4, pp. 7758–7769, 2016.
- [11] K. Hasegawa, L. Qiu, A. Noda, S. Inoue, and H. Shinoda, “Electronically steerable ultrasound-driven long narrow air stream,” *Applied Physics Letters*, vol. 111, no. 6, 2017.
- [12] R. R. Whymark, “Acoustic field positioning for containerless processing,” *Ultrasonics*, vol. 13, no. 6, pp. 251–261, 1975.
- [13] P. M. Gammel, A. P. Croonquist, and T. G. Wang, “A high-powered siren for stable acoustic levitation of dense materials in the Earth’s gravity,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 83, no. 2, pp. 496–501, 1988.
- [14] W. J. Xie and B. Wei, “Parametric study of single-axis acoustic levitation,” *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 6, pp. 881–883, 2001.
- [15] D. Foresti, M. Nabavi, M. Klingauf, A. Ferrari, and D. Poulikakos, “Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110, no. 31, pp. 12549–12554, 2013.
- [16] Y. Ochiai, T. Hoshi, and J. Rekimoto, “Pixie Dust: Graphics Generated by Levitated and Animated Objects in Computational Acoustic-potential Field,” *ACM Transactions on Graphics*, vol. 33, no. 4, pp. 85:1–85:13, 2014.
- [17] A. Marzo, S. A. Seah, B. W. Drinkwater, D. R. Sahoo, B. Long, and S. Subramanian, “Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects,” *Nature Communications*, vol. 6, 2015.
- [18] J. Wu, “Acoustical tweezers,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 89, no. 5, pp. 2140–2143, 1991.
- [19] G. Memoli, M. Caleap, M. Asakawa, D. R. Sahoo, B. W. Drinkwater, and S. Subramanian, “Metamaterial bricks and quantization of meta-surfaces,” *Nature Communications*, vol. 8, 2017.
- [20] 三井田惇郎, 音響工学. 昭晃堂, 1987.
- [21] S. Ueha, Y. Hashimoto, and Y. Koike, “Non-contact transportation using near-field acoustic levitation,” *Ultrasonics*, vol. 38, no. 1, pp. 26–32, 2000.
- [22] S. Zhao and J. Wallaschek, “A standing wave acoustic levitation system for large planar objects,” *Archive of Applied Mechanics*, vol. 81, no. 2, pp. 123–139, 2011.
- [23] P. Zhang, T. Li, J. Zhu, X. Zhu, S. Yang, Y. Wang, X. Yin, and X. Zhang, “Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering,” *Nature Communications*, vol. 5, 2014.
- [24] H. Bruus, “Acoustofluidics 7: The acoustic radiation force on small particles,” *Lab on a Chip*, vol. 12, no. 6, p. 1014, 2012.
- [25] M. A. B. Andrade, A. L. Bernassau, and J. C. Adamowski, “Acoustic levitation of a large solid sphere,” *Applied Physics Letters*, vol. 109, no. 4, 2016.
- [26] J. Lee, S.-Y. Teh, A. Lee, H. H. Kim, C. Lee, and K. K. Shung, “Single beam acoustic

- trapping,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 7, 2009.
- [27] D. Baresch, J.-L. Thomas, and R. Marchiano, “Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers,” *Physical Review Letters*, vol. 116, no. 2, p. 24301, 2016.
- [28] R. Sodhi, I. Poupyrev, M. Glisson, and A. Israr, “AIREAL: Interactive Tactile Experiences in Free Air,” *ACM Trans. Graph.*, vol. 32, no. 4, p. 134:1–134:10, 2013.
- [29] H. Lee, J.-S. Kim, S. Choi, J. Jun, J. Park, A. Kim, H. Oh, H. Kim, and S. Chung, “Mid-air tactile stimulation using laser-induced thermoelastic effects: The first study for indirect radiation,” in *Proceedings of IEEE World Haptics Conference 2015*, pp. 374–380, 2015.
- [30] Y. Ochiai, K. Kumagai, T. Hoshi, J. Rekimoto, S. Hasegawa, and Y. Hayasaki, “Fairy Lights in Femtoseconds: Aerial and Volumetric Graphics Rendered by Focused Femtosecond Laser Combined with Computational Holographic Fields,” in *ACM SIGGRAPH 2015 Emerging Technologies, SIGGRAPH ’15*, pp. 10:1–10:1, ACM, 2015.
- [31] Y. Monnai, K. Hasegawa, M. Fujiwara, K. Yoshino, S. Inoue, and H. Shinoda, “HaptoMime: Mid-air Haptic Interaction with a Floating Virtual Screen,” in *Proceedings of the 27th Annual ACM Symposium on User Interface Software and Technology, UIST ’14*, pp. 663–667, ACM, 2014.
- [32] Y. Makino, Y. Furuyama, S. Inoue, and H. Shinoda, “Haptoclone (haptic-optical clone) for mutual tele-environment by real-time 3D image transfer with midair force feedback,” in *Proceedings of Conference on Human Factors in Computing Systems, 2016*.
- [33] S. Inoue, K. J. Kobayashi-Kirschvink, Y. Furuyama, H. K. Kumagai Soichiro, and H. Shinoda, “HORN: Stationary Airborne Ultrasound 3D Haptic Image,” in *Proceedings of Asia Haptics 2014, 2014*.
- [34] Y. Makino, Y. Furuyama, S. Inoue, and H. Shinoda, “Mutual Tele-Environment: Real-time 3D Image Transfer with Force Feedback,” in *Proceedings of the SIGCHI Conference on Human Factors in Computing Systems, CHI ’16, ACM, 2016*.
- [35] M. Ito, D. Wakuda, S. Inoue, Y. Makino, and H. Shinoda, “High spatial resolution midair tactile display using 70 kHz ultrasound,” in *Eurohaptics 2016*, vol. 9774, 2016.
- [36] D. Gabor, “A new microscopic principle,” *Nature*, vol. 161, no. 4098, pp. 777–778, 1948.
- [37] K. Melde, A. G. Mark, T. Qiu, and P. Fischer, “Holograms for acoustics,” *Nature*, vol. 537, no. 7621, pp. 518–522, 2016.
- [38] M. Fink, “Time-Reversed acoustics,” *Scientific American*, no. November 1999, pp. 91–97, 1999.
- [39] Y. Hertzberg and G. Navon, “Bypassing absorbing objects in focused ultrasound using computer generated holographic technique,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 12,

- pp. 6407–6415, 2011.
- [40] S. Mellin and G. Nordin, “Limits of scalar diffraction theory and an iterative angular spectrum algorithm for finite aperture diffractive optical element design,” *Optics Express*, vol. 8, no. 13, p. 705, 2001.
 - [41] A. W. Mills, “On the Minimum Audible Angle,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 30, no. 4, pp. 237–246, 1958.
 - [42] P. J. Westervelt, “Parametric Acoustic Array,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 35, no. 4, pp. 535–537, 1963.
 - [43] M. Yoneyama, J. Fujimoto, Y. Kawamo, and S. Sasabe, “The audio spotlight: An application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 73, no. 5, pp. 1532–1536, 1983.
 - [44] W. Gan, J. Yang, and T. Kamakura, “A review of parametric acoustic array in air,” *Applied Acoustics*, vol. 73, no. 12, pp. 1211–1219, 2012.
 - [45] Y. Ochiai, T. Hoshi, and I. Suzuki, “Holographic Whisper,” in *Proceedings of the 2017 CHI Conference on Human Factors in Computing Systems - CHI '17*, pp. 4314–4325, ACM Press, 2017.
 - [46] S. B. Q. Tran, P. Marmottant, and P. Thibault, “Fast acoustic tweezers for the two-dimensional manipulation of individual particles in microfluidic channels,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 11, 2012.
 - [47] S. Huberman and Tho LeNgoc, “Self-interference pricing for Full-Duplex MIMO systems,” in *2013 IEEE Global Communications Conference (GLOBECOM)*, pp. 3902–3906, IEEE, 2013.
 - [48] A. Masmoudi and T. LeNgoc, “Subspace-based self-interference cancellation for full-duplex MIMO transceivers,” *EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking*, vol. 2017, no. 1, p. 55, 2017.
 - [49] S. N. Chandler-Wilde, I. G. Graham, S. Langdon, and E. A. Spence, “Numerical-asymptotic boundary integral methods in high-frequency acoustic scattering,” *Acta Numerica*, vol. 21, pp. 89–305, 2012.
 - [50] M. Gnewuch and S. A. Sauter, “Boundary integral equations for second order elliptic boundary value problems,” tech. rep., Max Planck Institut, 1999.
 - [51] T. Hasegawa, “A unified theory of Langevin radiation pressure,” *The Journal of the Acoustical Society of Japan*, vol. 52, no. 3, pp. 187–194, 1996.
 - [52] T. Hasegawa, T. Kido, T. Iizuka, and C. Matsuoka, “A general theory of Rayleigh and Langevin radiation pressures,” *Acoustical Science and Technology*, vol. 21, no. 3, pp. 145–152, 2000.
 - [53] M. Kotani, “An acoustical problem relating to the Rayleigh disc,” *Proceedings of Math Society of Japan*, vol. 15, pp. 30–57, 1933.

- [54] P. J. Westervelt, “The Theory of Steady Forces Caused by Sound Waves,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 23, no. 3, pp. 312–315, 1951.
- [55] Z. A. Gol’dberg, “Acoustic Radiation Pressure,” in *High intensity ultrasonic fields* (L. Rozenberg, ed.), pp. 73–133, Springer US, 1971.
- [56] 鎌倉友男, *非線形音響学の基礎*. 愛智出版, 1996.
- [57] S. Strogatz, *Nonlinear dynamics and chaos : with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. Westview Press, 2001.
- [58] D. C. Liu and J. Nocedal, “On the limited memory BFGS method for large scale optimization,” *Mathematical Programming*, vol. 45, no. 1-3, pp. 503–528, 1989.
- [59] D. J. Wales and J. P. K. Doye, “Global Optimization by Basin-Hopping and the Lowest Energy Structures of Lennard-Jones Clusters Containing up to 110 Atoms,” *The Journal of Physical Chemistry A*, vol. 101, no. 28, pp. 5111–5116, 1997.
- [60] V. Shvedov, A. R. Davoyan, C. Hnatovsky, N. Engheta, and W. Krolikowski, “A long-range polarization-controlled optical tractor beam,” *Nature Photonics*, vol. 8, no. 11, pp. 846–850, 2014.
- [61] T. Iwamoto, M. Tatezono, and H. Shinoda, “Non-contact method for producing tactile sensation using airborne ultrasound,” in *Haptics: Perception, Devices and Scenarios*, pp. 504–513, Springer, 2008.
- [62] M. Garland and P. S. Heckbert, “Surface Simplification Using Quadric Error Metrics,” in *Proceedings of the 24th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques, SIGGRAPH ’97*, pp. 209–216, 1997.

発表文献

- [1] 井上碩, 奥村光平, 奥寛雅, 石川正俊, “自由運動する球面鏡の高速高解像度トラッキングによる動的な周囲環境イメージング,” 第 17 回日本バーチャルリアリティ学会大会論文集, 2012
- [2] 井上碩, 篠田裕之, “空中超音波の定在波を利用した触覚ディスプレイ,” 第 18 回日本バーチャルリアリティ学会大会論文集, 2013
- [3] Seki Inoue, Koseki J. Kobayashi-Kirschvink, Yasuaki Monnai, Keisuke Hasegawa, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “HORN: the hapt-optic reconstruction,” in Proceedings of ACM SIGGRAPH Emerging Technologies, 2014
- [4] Seki Inoue, Yasutoshi Makino and Hiroyuki Shinoda, “An Airborne Ultrasonic 3D Tactile Image by Time Reversal Field Rendering,” in Proceedings of IEEE SICE Annual Conference, 2014.
- [5] Yasuaki Monnai, Keisuke Hasegawa, Masahiro Fujiwara, Kazuma Yoshino, Seki Inoue and Hiroyuki Shinoda, “HaptoMime: Mid-Air Haptic Interactions with a Floating Virtual Screen,” in Proceedings of ACM UIST, 2014
- [6] Seki Inoue, Yasutoshi Makino, Hiroyuki Shinoda, “Designing Stationary Airborne Ultrasonic 3D Tactile Object,” in Proceedings of IEEE SICE International Symposium on System Integration, 2014
- [7] Seki Inoue, Koseki J. Kobayashi-Kirschvink, Yoshikazu. Furuyama, Soichiro Kumagai, Keisuke Hasegawa, and Hiroyuki Shinoda, “Horn: Stationary airborne ultrasound 3d haptic image,” in Proceedings of Asia Haptics, 2014
- [8] Yasuaki Monnai, Keisuke Hasegawa, Masahiro Fujiwara, Kazuma Yoshino, Seki Inoue, and Hiroyuki Shinoda, “Adding Texture to Aerial Images Using Ultrasounds,” in Proceedings of Asia Haptics, 2014.
- [9] Seki Inoue, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “Active Touch Perception Produced by Airborne Ultrasonic Haptic Hologram,” in Proceedings of IEEE World Haptics Conference, 2015
- [10] Yasutoshi Makino, Yoshikazu Furuyama, Seki Inoue, and Hiroyuki Shinoda, “HaptoClone (Haptic-Optical Clone) for Mutual Tele-Environment by Real-time 3D Image Transfer with Midair Force Feedback,” in Proceedings of CHI Conference on Human

Factors in Computing Systems, 2016

- [11] Seki Inoue, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “Mid-Air Ultrasonic Pressure Control on Skin by Adaptive Focusing,” in Proceedings of International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications (Eurohaptics), 2016
- [12] Mitsuru Ito, Daisuke Wakuda, Seki Inoue, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “High Spatial Resolution Midair Tactile Display Using 70 kHz Ultrasound,” in Proceedings of International Conference on Human Haptic Sensing and Touch Enabled Computer Applications (Eurohaptics), 2016
- [13] Kentaro Yoshida, Takaaki Kamigaki, Seki Inoue, Keisuke Hasegawa, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “HaptoCloneAR (Haptic-Optical Clone with Augmented Reality) for Mutual Interactions with Midair 3D Floating Image and Superimposed 2D Display,” in Proceedings of Asia Haptics 2016
- [14] Seki Inoue, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “Scalable Architecture for Airborne Ultrasound Tactile Display,” in Proceedings of Asia Haptics 2016
- [15] Kentaro Yoshida, Yuuki Horiuchi, Seki Inoue, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda “HaptoCloneAR: mutual haptic-optic interactive system with 2D image superimpose,” in Proceedings of ACM SIGGRAPH Emerging Technologies, 2017
- [16] Keisuke Hasegawa, Liwei Qiu, Akihito Noda, Seki Inoue, Hiroyuki Shinoda, “Electronically Steerable Ultrasound-Driven Narrow and Long Air Stream”, Applied Physics Letters, 111, 2017
- [17] Seki Inoue, Shinichi Mogami, Tomohiro Ichiyama, Akihito Noda, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “Acoustic Macroscopic Rigid Body Levitation by Responsive Boundary Hologram,” arXiv:1708.05988 [physics.app-ph], 2017 (preprint)
- [18] Kentaro Yoshida, Seki Inoue, Yasutoshi Makino, and Hiroyuki Shinoda, “VibVid: VIBration Estimation from VIDEo by using Neural Network,” in in Proceedings of ICAT-EGVE 2017 –International Conference on Artificial Reality and Telexistence and Eurographics Symposium on Virtual Environments, 2017.

受賞等

- [1] SICE Annual Conference International Award of the SICE2014. Seki Inoue, Yasutoshi Makino and Hiroyuki Shinoda: “An Airborne Ultrasonic 3D Tactile Image by Time Reversal Field Rendering,” 2014 IEEE SICE Annual Conference, 2014.
- [2] People’s Choice Best Demo Award. Yasuaki Monnai, Keisuke Hasegawa, Masahiro Fujiwara, Kazuma Yoshino, Seki Inoue and Hiroyuki Shinoda, “HaptoMime: Mid-Air Haptic Interactions with a Floating Virtual Screen,” the 27th Annual ACM Symposium on User Interface Software and Technology, UIST 2014.
- [3] Honorable Mention of Best Demonstration Award, AsiaHaptics 2014. Yasuaki Monnai, Keisuke Hasegawa, Masahiro Fujiwara, Kazuma Yoshino, Seki Inoue, Hiroyuki Shinoda, “Adding Texture to Aerial Images Using Ultrasounds,” Asia Haptics, 2014.
- [4] 経済産業省 Innovative Technologies 2014, Industry 特別賞.
- [5] ACM SIGGRAPH Special Prize in Digital Content EXPO 2014.
- [6] 研究科長賞, 東京大学大学院情報理工学系研究科, 2015.
- [7] Best Demo Award, Seki Inoue, Yasutoshi Makino and Hiroyuki Shinoda: “Active Touch Perception Produced by Airborne Ultrasonic Haptic Hologram,” IEEE World Haptics Conference 2015.

付録 A

ユーザーズマニュアル

本稿はスケラブル超音波フェーズドアレイ AUTD3(Airborne Ultrasound Tactile Display Version 3) について、そのアプリケーション開発者にむけたマニュアルである。PC 側の制御ソフトウェアはオープンソースで公開しており*¹, MIT ライセンスのもと自由に使用・再頒布が可能である。

なお、本マニュアルに記された AUTD 本体、ファームウェア、制御ソフトウェア、外部ツール、外部プロプライエタリ・ソフトウェア等はすべて 2017 年 10 月現在に利用可能なバージョンに則っており、後方互換について約束するものではない。本マニュアル作成時に利用したソフトウェアの各バージョンは以下の通り。

- Microsoft Windows 10 Home バージョン 1703
- TwinCAT 3.1.4022.2

A.1 準備

本マニュアルの手順を実行するにあたって、あらかじめ以下の要素を用意しておくこと。

A.1.1 AUTD ユニット本体

本稿執筆時点の最新バージョンは 3.1 である。ユニットは、振動子基板・FPGA 基板・マイコン基板の 3 層からなる。それぞれの基板間コネクタに接触不良、刺し間違い等がないことを確認し、ネジ止めをする。

注意 初回時には、デバイス毎にマイコン・FPGA それぞれのファームウェアインストールが必要である。工場出荷時にファームウェアの書き込みは成されているものと考えて良いが、部品の交換や、誤って消去してしまったなどの必要が生じた場合はインストールを行うこと。

*¹ <https://github.com/shinolab/autd>

A.1.2 AUTD サーバ用 PC

TwinCAT を起動するための PC である。EtherCAT Master としてリアルタイム動作するためにいくつかのハードウェア・ソフトウェア上の要求が存在する。以下、Beckhoff 社ホームページから抜粋する*2。

OS

- Windows XP Service Pack 3
- Windows 7
- Windows Embedded Standard 2009
- Windows Embedded Standard 7
- Windows 10 LTSB

ハードウェア構成

CPU Intel CPU で、かつ VT-x が有効なもの

クロック 1.6GHz かそれ以上

メモリ x86: 1GB RAM, x64: 2 GB RAM

ネットワークインターフェース Intel 製で表A.1に記載されているもの。マザーボードに対応チップが含まれていなくても、PCIe 接続の NIC を増設が可能であるので検討すること。

A.1.3 TwinCAT3.1 XAE (TE1xxx)

Beckhoff 社ホームページ*3から AUTD サーバ用 PC にダウンロードすること。Runtime 版と Engineering 版があるがここでは後者 (XAE) をインストールすること。何回でも更新可能な無償トライアルライセンスが発行できるが、正規ライセンスを適宜必要に応じて購入すること。必要なコンポーネントは以下の通り。

- TC1000 | TC3 ADS
- TC1100 | TC3 I/O

A.1.4 電源

AUTDv3.0 18V – 24V

AUTDv3.1 以降 18V – 35V

*2 https://infosys.beckhoff.com/english.php?content=../content/1033/tc3_requirements/27021597944533387.html&id=4170782673188278099

*3 <http://www.beckhoff.co.jp>

- Intel 82542
- Intel 82543GC
- Intel 82544EI
- Intel 82544GC
- Intel 82540EM
- Intel 82546EB
- Intel 82545EM
- Intel 82541EI
- Intel 82541ER
- Intel 82540EP
- Intel 82547EI
- Intel 82545GM
- Intel 82566MM
- Intel 82566DM
- Intel 82566DC
- Intel 82562V
- Intel 82566MC
- Intel 82571EB
- Intel 82541GI
- Intel 82541PI
- Intel 82559
- Intel 82572EI
- Intel 82546GB
- Intel 82573E
- Intel 80003ES2LAN
- Intel 82573L
- Intel 82562GT
- Intel 82562G
- Intel 82574L
- Intel 82575
- Intel 82576
- Intel 82567V
- Intel 82567LM-4
- Intel 82577LM
- Intel 82577LC
- Intel 82578DM
- Intel 82578DC
- Intel 82567LM
- Intel 82579LM
- Intel 82579V
- Intel 82576NS
- Intel 82580
- Intel I350
- Intel I210
- Intel I217 LM
- Intel I217 VA
- Intel I218 V
- Intel I218 LM
- Intel I218 LM2
- Intel I218 V
- Intel I218 LM3
- Intel I218 V3
- Intel I219 LM
- Intel I219 V
- Intel I219 LM2

表A.1: TwinCAT3.1 対応 NIC の一覧

電流はユニット一台につき 2A を確保すること。なお、電源電圧によらず振動子の片側端子の電圧は 12V に固定されている。電源電圧を 24V 以外にすると振動子に正負非対称の矩形波が印加されるため、とくに理由がない場合は 24V を推奨する。

A.1.5 ケーブル類

電源ケーブル

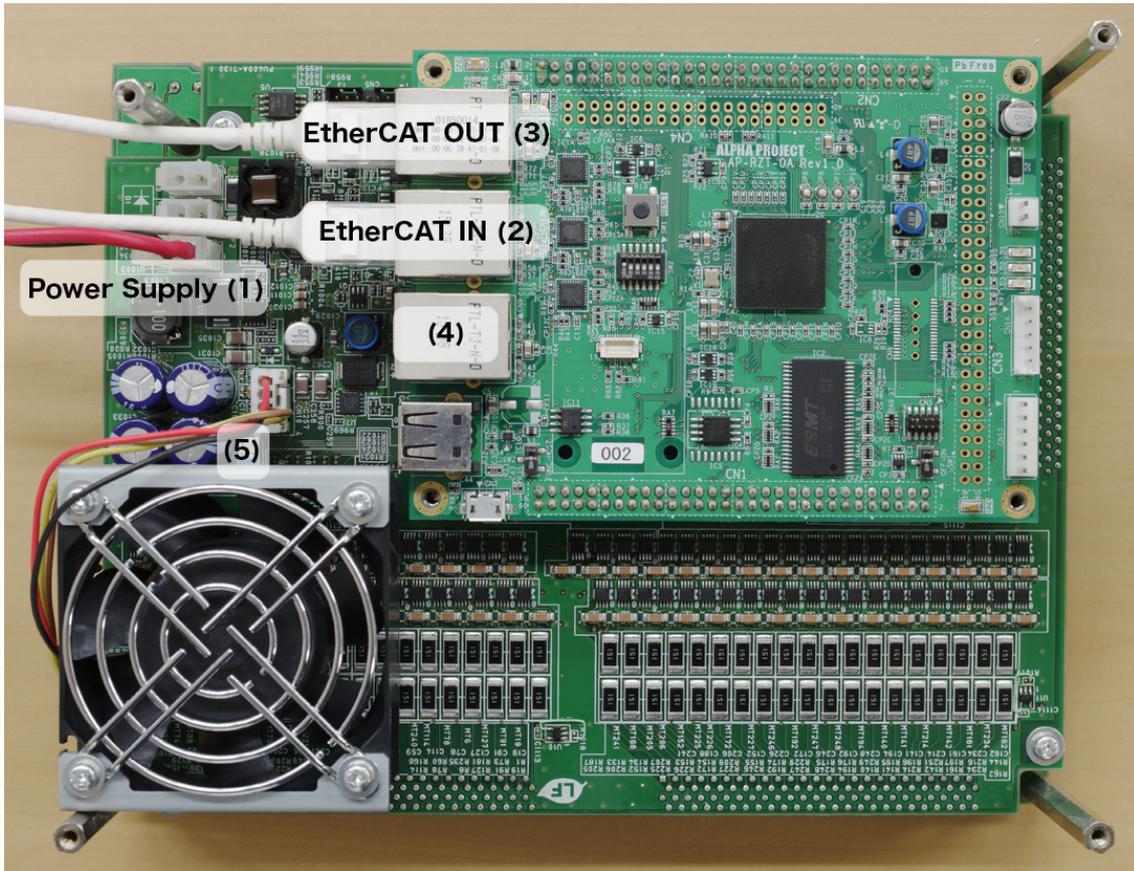
電流容量を確保すること。AUTD ユニットのケーブル側ハウジングは、Moelx 社製 5557-02R。爪側がマイナス端子である。

通信ケーブル

カテゴリ 6 以上の UTP/STP ストレートケーブルを利用すること。端子は RJ-45(8P8C)。

A.2 AUTD ユニットの各部

図A.1に示す各部について説明する。



図A.1: AUTD ユニット本体の背面写真

- (1) 電源ソケット.
- (2) EhterCAT 入力端子.
- (3) EtherCAT 出力端子.
- (4) 使用不可.
- (5) ファン制御用ジャンパ.

RJ45 端子 (2),(3),(4) は等価ではない. ソフトウェアからみた unit_id の振り方に影響するので, かならずサーバ側を (2) へ, 次のユニット側を (3) へと繋ぐこと.

注意 (2) と (3) を逆に接続しても, エラーは表示されず一見動作しているように見えるので注意すること.

ファンの裏のジャンパ (5) で冷却ファンのモードを切り替えることができる. 図A.1でみて上から, 強制 OFF/強制 ON/自動の 3 モードがある.

自動 (ジャンパ: 下) 温度監視 IC により, 自動的にファンを制御する.

強制 ON (ジャンパ: 中) 常時ファンを駆動する.

強制 OFF (ジャンパ: 上) 常時ファンを停止する.

A.3 システムの構成例

A.3.1 AUTD サーバとクライアントを同一端末で兼ねる場合

本構成は、最も標準的に採用されるべきものであり、最も低遅延のシステムを構築することができる。マルチコアプロセッサを搭載していることが望ましい。

A.3.2 サーバとクライアントが異なる端末で動作し、一対一の関係にある場合

サーバとクライアントは遠隔の端末で別個に動作させることができる。クライアント端末の OS が Windows に縛られず、自由に選ぶことができるメリットがあるが必然的に遅延が増加する。このとき通信は、TCP・UDP/IP プロトコルに則って行われる。サーバには、EtherCAT 用の NIC に加えてクライアントとの通信用のネットワークインターフェースを確保する必要がある。この時、サーバとクライアント間ではルーティングやファイアウォールなどの設定が必要になる。以下の 2 ポートをサーバ側で着信を許可すること。

TCP 48898

UDP 48899

A.3.3 サーバとクライアントが異なる端末で動作し、一対多の関係にある場合

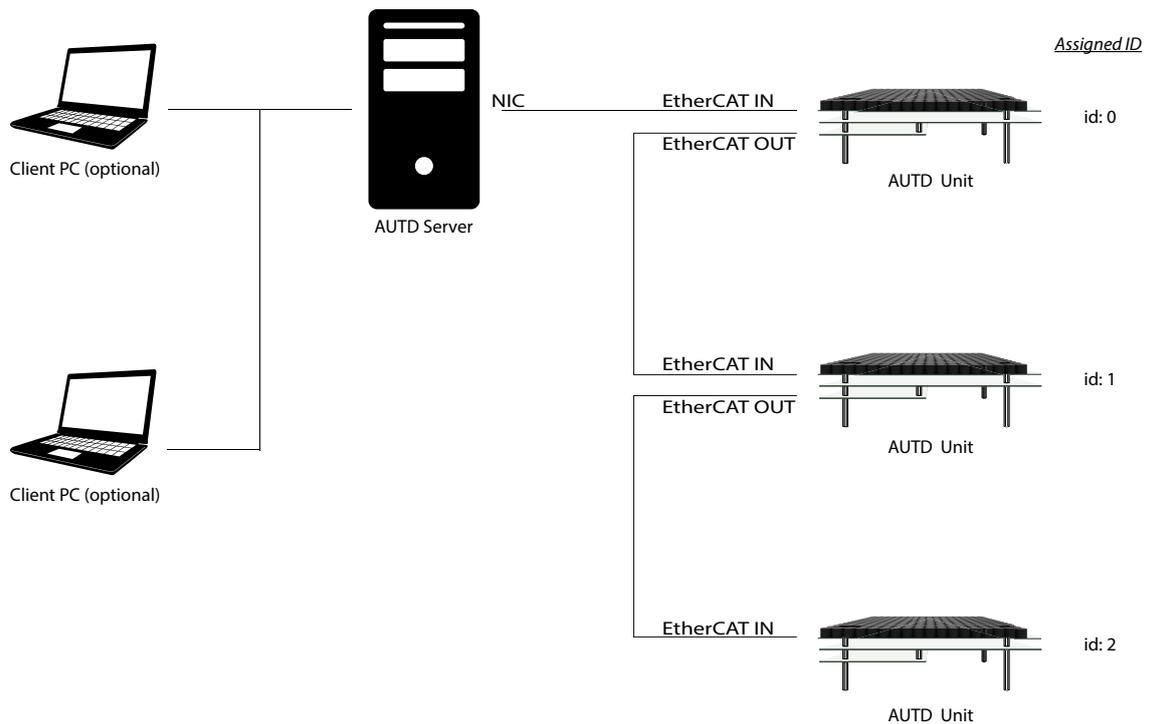
クライアントは、複数台存在しても良い。ただし、同一フレーム内でクライアントからの要求が競合した場合、どの命令が実行されるかは保証されず、ユニットのアトミック性も保証されない。なお、サーバがクライアント群のうちの一台中を兼ねても良い。また、現在 AUTDServer.exe でルーティングを設定できるのは一台のみであるため、手動でクライアントアドレスを TwinCAT に登録する必要がある。

A.4 セットアップ

A.4.1 AUTD ユニット

図A.2に接続例を示す。

RJ45 端子は 3 つ存在する。必ず、(2) をサーバ側、(3) を末端側となるようにデジッチェーン接続をすること。取り違えると、ユニットの id のアサインが不定となる。この時、サーバからの順番と、位置を記録しておくが良い。



図A.2: 接続例

A.4.2 AUTD サーバ

TwinCAT3

1. TwinCAT3 インストーラをダウンロードし、実行する。このとき、Visual Studio 2013 Shell を選択すること。
2. OS が Windows8 以降の場合は、TwinCAT\3.1\System\win8settick.bat を管理者権限で実行し再起動する
3. レポジトリ内のautd\dist\server\Install.bat を実行する。
4. autd\dist\server\AUTDServer.exe を実行する。アドレスを要求されたら、クライアントの IP アドレスを入力して Enter を押す。ただし、サーバとクライアントを同一端末で兼ねる場合は何も入力せず Enter を押して良い。Visual Studio の画面が起動するのを待つ。
5. ライセンスが有効でない場合は、エラーが表示される。Visual Studio の画面にて、ライセンスを取得したうえで Run Mode にする。再度 AUTDServer.exe を起動しても良い。

A.5 クライアントライブラリの用意

A.5.1 依存ライブラリ

autd3 ライブラリはさらに下記のライブラリに依存する。予めインストールすること。

- Eigen3

クライアントライブラリをコンパイルする為には、加えて下記が必要である。

- Boost
- CMake 3

A.5.2 コンパイル済ライブラリの内容

Windows

いくつかの Visual Studio のバージョンにはコンパイル済のライブラリが `autd\dist\libautd3` 以下に準備されている。AUTD ライブラリと ADS ライブラリをリンクし、ヘッダファイルをインクルードすること。

```
release 用 AUTD ライブラリ  win32\vs201x\autd3.lib
release 用 ADS ライブラリ  win32\vs201x\ads.lib
debug 用 AUTD ライブラリ  win32\vs201x\autd3_debug.lib
debug 用 ADS ライブラリ  win32\vs201x\ads_debug.lib
ヘッダファイル  autd3.hpp
```

macOS

```
release 用 AUTD ライブラリ  osx/libautd3.a
ヘッダファイル  autd3.hpp
```

A.5.3 ライブラリのコンパイル

コンパイル済ライブラリを用いることができない場合、以下の手順でコンパイルすること。

shell 環境 (linux/macOS など)

```
# レポジトリをクローン
git clone https://github.com/shinolab/autd.git
# client フォルダへ移動
cd autd/client
# submodule (libADS) をダウンロード
```

```
git submodule update --init
# build フォルダを作り , cmake でビルド
mkdir build
cd build
cmake ..
make
```

GUI 環境 (windows など)

1. git クライアントにて, git submodule を展開する. 依存モジュールはdeps\BeckhoffADS\ADS である. github(<https://github.com/Beckhoff/ADS/tree/9e923e2d68bf6f903ef12c86c724acd3c7f34b22>) から直接ダウンロードし, 配置しても良い.
2. cmake-gui.exe を起動し, “source path” に\client を, “build path” に任意の場所 (\client\build など) を指定する.
3. “Add Entry” から FILEPATH 型の変数 “BOOST_ROOT” を作り, boost ライブラリをインストールしたパスを代入する.
4. “Configure” および “Generate” を実行する.
5. “build path” 以下にプロジェクトファイル (windows なら sln) が作成される. それを開き, “ALL_BUILD” を実行する. サンプルプログラムも共にコンパイルされる.

A.6 クライアントプログラムの開発

A.6.1 用語

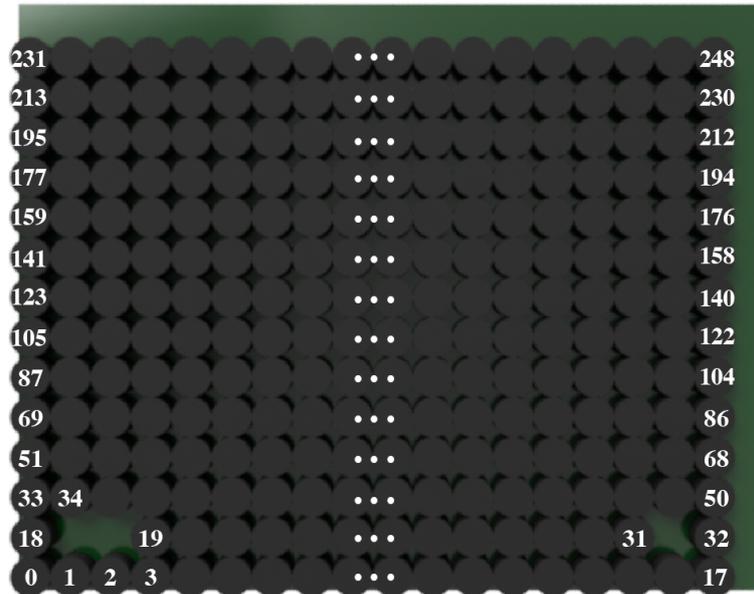
AUTD を操作するにあたり, 以下のオブジェクトを定義する.

Gain

Gain は, 各振動子の振幅と位相を表すオブジェクトである. Gain には時間的な情報を含まず, 1 フレームにおける空間的な超音波の出力をすべて含む. Gain が AUTD に送信される度に, 振幅と位相は更新され, 送信されない場合は現在の出力を維持する. 振幅・位相共に 1 振動子あたり 8bit で表され, 振動子を n として計 $2n\text{byte}$ の構造体である. 振幅は duty 比で表され, 255 のとき duty 比は 50% である. 図A.3に, ローカル振動子番号の配置を示す.

Modulation

Modulation は時間的な振幅変調を表すオブジェクトである. 時間的な情報を含み, 空間的な情報を持たない. この意味で Gain と対になる. Modulation の振幅は全ての振動子に一斉に適用され, 各振動子の振幅は Gain で指定されたものとの積となる. このとき, duty 比の積となることに注意せよ. 指定しない限り, ユニット内で Modulation はループ再生する.



図A.3: AUTD ユニットの振動子インデックス

Geometry

Geometry は, AUTD ユニットの配置を表す. AUTD ユニットは図A.4に示されるようにローカル座標を持つ. Geometry は, 各ユニットがグローバル座標の中でどのように位置しているかを保持する. 図A.5は詳細な上面寸法図である. ローカル座標系において, 基板 4 隅の x, y 座標はそれぞれ

左上 $(x, y) = (-5.08, 146.32)$

右上 $(x, y) = (186.92, 146.32)$

左下 $(x, y) = (-5.08, -5.08)$

右下 $(x, y) = (186.92, -5.08)$

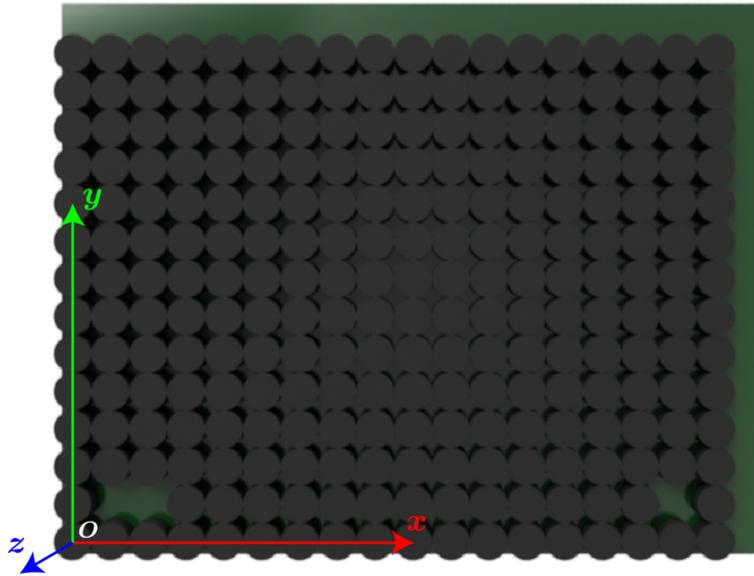
である. また, AUTD ユニットの回転は ZYZ オイラー角を表す 3 次元のベクトルで表される. この時の回転中心は, ローカル座標系原点 (0 番振動子の中心) である.

A.6.2 サンプルプログラム

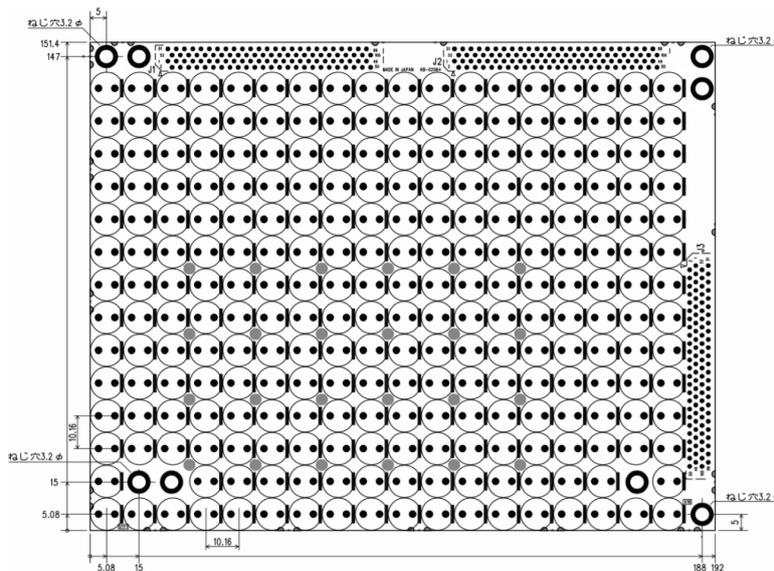
いくつかのサンプルプログラムとともに, ライブラリの使用方法について解説する.

1 台のユニットで単一焦点をつくる

以下は, 1 台のユニットを用い, $(x, y, z) = (90, 70, 200)$ [mm] (およそアレイの中心から直上200 mm) の位置に生成し, キーを押す毎に振幅変調を変えるサンプルプログラムである.



図A.4: AUTD ユニットのローカル座標の定義



図A.5: AUTD ユニットの上面寸法図

座標の指定には `Eigen::Vector3f` オブジェクトを用いる。角度 (16 行目) を除きすべて単位は mm である。ユニットの角度の指定方法は次のサンプルを参照すること。Gain オブジェクトは、`AppendGainSync` メソッドを用いてコントローラに渡される。また、Modulation オブジェクトは `AppendModulationSync` メソッドを用いる。ここで紹介した、`SineModulation`(正弦波)、`SawModulation`(三角波)、`Modulation`(静圧) の他にファイルの内容を再生する `RawPCMModulation` も用意されている。読み込むファイルの中身は、1 行につき 0-255 の整数を含むテキストファイルである。ファイルパスを `RawPCMModulation::Create` の第一引数

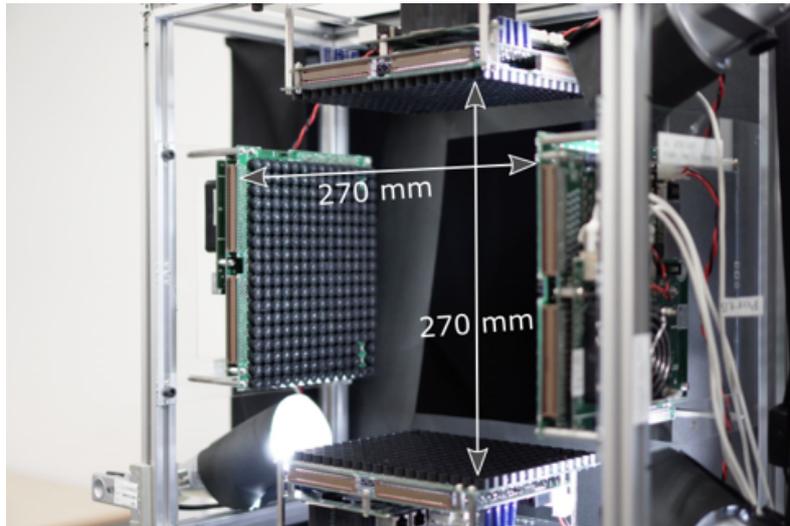
に、サンプリング周波数は `RawPCModulation::Create` の第二引数にて指定される。

30 行目の `Controller::SetSilentMode` メソッドは真理値を引数に取り、ユニット内に実装されたローパスフィルタの使用を切り替える。true を渡した場合、ローパスフィルタが用いられ、可聴音ノイズを抑えることができる。一方で、振幅変調にて感じられる触覚強度は弱くなることがある。デフォルトで true が設定されており、`Controller::silentMode` メソッドにて現在の設定値を取得することができる。

```

1 #include "autd3.hpp"
2
3 using namespace std;
4
5 int main(int argc, char const *argv[])
6 {
7     //コントローラを作成.
8     autd::Controller autd;
9     //サーバへ接続. EITHERCAT以外のLinkTypeは未実装.
10    autd.Open(autd::LinkType::EITHERCAT);
11    //接続できなかった場合, 終了する.
12    if (!autd.isOpen()) return ENXIO;
13    //AUDユニットを登録する. ここでは原点に一台.
14    autd.geometry()->AddDevice(
15        Eigen::Vector3f(0.0f, 0.0f, 0.0f),
16        Eigen::Vector3f(0.0f, 0.0f, 0.0f)
17    );
18    // (x, y, z) = (90, 70, 200) [mm] の位置に焦点を作る.
19    autd.AppendGainSync(
20        autd::FocalPointGain::Create(Eigen::Vector3f(90,70,200))
21    );
22    // 100Hzの正弦波で振幅変調をかける.
23    autd.AppendModulationSync(autd::SineModulation::Create(100));
24    // 何かキーが押されるまで待機
25    std::cout << "press any key to continue..." << std::endl;
26    getchar();
27
28    // 静音モードをオフにし, 変調周波数を150Hzにする.
29    // また変調振幅を0.5倍にする.
30    autd.SetSilentMode(false);
31    autd.AppendModulationSync(autd::SineModulation::Create(150, 0.5));
32    std::cout << "press any key to continue..." << std::endl;
33    getchar();
34
35    // 静音モードを再びオンにし, 50Hz三角波の振幅変調に変更する.
36    autd.SetSilentMode(true);
37    autd.AppendModulationSync(autd::SawModulation::Create(50));
38    std::cout << "press any key to continue..." << std::endl;
39    getchar();
40
41    // 振幅最大の静圧を出力する. 振幅は0-255の整数で与えられる.
42    autd.AppendModulationSync(autd::Modulation::Create(255));
43    std::cout << "press any key to continue..." << std::endl;
44    getchar();
45
46    //サーバとの接続を閉じる.

```



図A.6: Haptocloner の AUTD 配置

```

47     std::cout << "disconnecting..." << std::endl;
48     autd.Close();
49     return 0;
50 }

```

複数の AUTD を組み合わせる

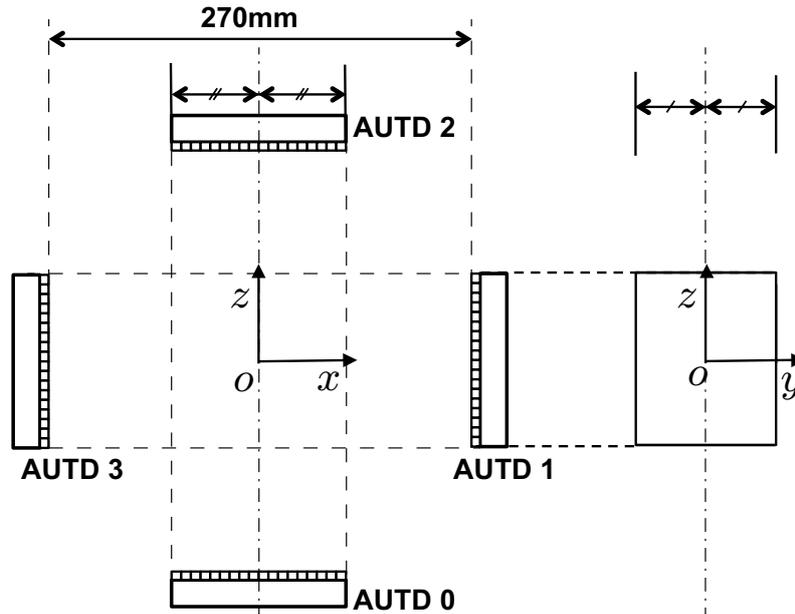
図A.6, 図A.7のように, 4つの AUTD を同時に駆動することを考える. AUTD は下側から時計回りに接続されているものとする. すなわち, UTP ケーブルは, サーバ ←→AUTD0(下)←→AUTD1(右)←→AUTD2(上)←→AUTD3(左) の順で接続されている. また, 0 番振動子は手前側 (y が負の領域) にある.

このとき, プログラム上では Controller::geometry メソッド経由でアクセスできる Geometry::AddDevice メソッドを接続されている順で呼ぶことにより複数台を認識させることができる. 第一引数は 0 番振動子中心のグローバル位置 (単位 mm), 第二引数はユニットの回転を ZYZ オイラー角 (単位ラジアン) で与える. 追加をした後は, Gain および Modulation は台数を気にすることなく透過的に使うことができる.

```

1  #define _USE_MATH_DEFINES
2  #include <math.h>
3  #include "autd3.hpp"
4
5  using namespace std;
6
7  int main(int argc, char const *argv[])
8  {
9      // 振動子0番中心と振動子17番中心との距離
10     const float WIDTH = 172.72;
11     // 振動子0番中心と振動子231番中心との距離
12     const float HEIGHT = 132.08;
13     // AUTD面間の距離

```



図A.7: Haptocloner の AUTD 配置

```

14  const float DISTANCE = 270.0;
15
16  //コントローラを作成.
17  autd::Controller autd;
18  //サーバへ接続. ETHERCAT以外のLinkTypeは未実装.
19  autd.Open(autd::LinkType::ETHERCAT);
20  //接続できなかった場合, 終了する.
21  if (!autd.isOpen()) return ENXIO;
22
23  //下側AUTDユニットを登録する.
24  autd.geometry()->AddDevice(
25      Eigen::Vector3f(-WIDTH/2.0, -HEIGHT/2.0, DISTANCE/2.0),
26      Eigen::Vector3f(0.0f, 0.0f, 0.0f)
27  );
28  //右側AUTDユニットを登録する.
29  autd.geometry()->AddDevice(
30      Eigen::Vector3f(DISTANCE/2.0, -HEIGHT/2.0, -WIDTH/2.0),
31      Eigen::Vector3f(0.0f, -M_PI_2, 0.0f)
32  );
33  //上側AUTDユニットを登録する.
34  autd.geometry()->AddDevice(
35      Eigen::Vector3f(WIDTH/2.0, -HEIGHT/2.0, DISTANCE/2.0),
36      Eigen::Vector3f(0.0f, -M_PI, 0.0f)
37  );
38  //左側AUTDユニットを登録する.
39  autd.geometry()->AddDevice(
40      Eigen::Vector3f(-DISTANCE/2.0, -HEIGHT/2.0, WIDTH/2.0),
41      Eigen::Vector3f(0.0f, M_PI_2, 0.0f)
42  );
43
44  // (x, y, z) = (0,0,0) [mm] の位置に焦点を作る.

```

```

45 autd.AppendGainSync(
46     autd::FocalPointGain::Create(Eigen::Vector3f(0,0,0))
47 );
48 // 100Hzの正弦波で振幅変調をかける.
49 autd.AppendModulationSync(autd::SineModulation::Create(100));
50 // 何かキーが押されるまで待機
51 std::cout << "press any key to continue..." << std::endl;
52 getchar();
53 //サーバとの接続を閉じる.
54 std::cout << "disconnecting..." << std::endl;
55 autd.Close();
56 return 0;
57 }

```

振動子の位相と振幅を個別に設定する

単一焦点をつくる FocalPointGain だけでなく、様々な音響場を作るべく一つ一つの振動子の位相と振幅を指定したい場合を考える。そのためには Gain クラスを継承したカスタム Gain クラスを作り、build メソッドをオーバーライドする。

```

1 #define _USE_MATH_DEFINES
2 #include <math.h>
3 #include "autd3.hpp"
4
5 using namespace std;
6
7 class CustomGain : public autd::Gain {
8 public:
9     void build() {
10         // スーパークラスの build を呼び出す。(必須)
11         autd::Gain::build();
12
13         // this->_data(二次元の std::vector) は既にメモリ確保されている.
14         // ここでは1つだけデューティ比25%, 位相 pi/4 に設定する.
15         int device_id = 0;
16         int trans_id = 12;
17         uint8_t amp = 512*0.25;
18         uint8_t phase = 255 * M_PI_4 / (2.0*M_PI);
19         //16bit の上位8bit が振幅, 下位8bit が位相
20         this->_data[device_id][trans_id] = ((uint16_t)amp << 8) + phase;
21     };
22 };
23
24 int main(int argc, char const *argv[])
25 {
26     autd::Controller autd;
27     autd.Open(autd::LinkType::ETHERCAT);
28     if (!autd.isOpen()) return ENXIO;
29     autd.geometry()->AddDevice(
30         Eigen::Vector3f::Zero(),
31         Eigen::Vector3f::Zero()
32     );
33 }

```

```

34 // 上で継承したCustomGainを作り、コントローラに渡す。
35 autd::GainPtr gain = autd::GainPtr(new MyGain());
36 autd.AppendGainSync(gain);
37
38 autd.AppendModulationSync(autd::SineModulation::Create(100));
39 std::cout << "press any key to continue..." << std::endl;
40 getchar();
41 std::cout << "disconnecting..." << std::endl;
42 autd.Close();
43 return 0;
44 }

```

A.7 トラブルシューティング/FAQs

A.7.1 TwinCAT インストールが「サードパーティの INF にデジタル署名情報が含まれていません。」と失敗する

最新の TwinCAT を改めてダウンロードすること。それでも解決しない場合は、OS をテストモードにし、ドライバー署名の強制を無効化して OS を起動させる。

A.7.2 TwinCAT 正規ライセンスを使用したい。EtherCAT パラメータの変更を保存したい。

AUTDServer.exe は、接続されている AUTD ユニットの数を検索し、都度 TwinCAT プロジェクトを作成する。そのため、TwinCAT ライセンスを都度入力したり、カスタムした EtherCAT パラメータを再設定する必要がある。AUTD ユニット数が確定した段階で、作成された TwinCAT プロジェクトを Visual Studio GUI 上で保存することで、プロジェクトやライセンスを再使用することができる。

A.7.3 AUTDServer を動作するために、Visual Studio2013 を購入する必要があるか

TwinCAT3 のインストール時に、Visual Studio 2013 Shell がバンドルインストールされる為、個別に購入およびインストールの必要はない。

A.7.4 AUTDServer 実行時に「見つかったアセンブリのマニフェスト定義はアセンブリ参照に一致しません。」と表示される

TwinCAT のバージョンが一致していないため、server\AUTDServer.sln から AUTDServer.exe を再コンパイルすること。

A.7.5 AUTD が認識されない

Visual Studio の「TWINCAT」メニューから「Show Realtime Ethernet Compatible Devices...」を開き, Ethercat ドライバをインストールする. 「Installed and ready to use devices(realtime capable)」に接続されている NIC が表示されていることを確認すること. ここでブルースクリーンが出る場合は, デバイスマネージャから既にインストールされているドライバを削除してから再度上記手順を実行する.