

2008 年度 卒業論文

ビッター法に拠る磁区挙動観察と
巨視的磁化特性の抽出

指導教授 斎藤 兆古

法政大学

工学部

情報電気電子工学科

学籍番号 04D3011

氏名 石井 隆

目次

1. 序論	2
2. ビッター法に拠る磁区挙動の可視化と巨視的磁化特性の抽出	3
2.1 磁性材料の巨視的磁化特性	3
2.1.1 磁区の仮説と発見	3
2.1.2 初期磁化曲線	4
2.1.3 磁気飽和現象	5
2.1.4 磁気履歴現象	5
2.1.5 正規磁化曲線	6
2.1.6 理想磁化曲線	8
2.1.7 減磁曲線	9
2.1.8 磁気余効	10
2.2 ビッター法に拠る磁区挙動の可視化	11
2.2.1 実験準備	11
2.2.2 磁区挙動の可視化	14
2.3 各種磁性体の磁区挙動	16
2.4 巨視的磁化特性の抽出	18
3. まとめ	19
参考文献	20
謝辞	21
付録	21

1. 序論

現代社会において、磁気を利用した電気・電子機器は必要不可欠であり、磁気装置は現代文明を支えている大きな要素と言っても過言ではない。超大型から超小型に至る磁気装置が活用される理由は、磁気を持つ本質的な特性である空間にエネルギーを蓄える性質だけでなく、磁束の流れ、あるいは磁気エネルギーを制御するのに適した磁性材料が存在することにより、磁気装置全てに磁性材料が主要構成材料として使用されている。大型・小型を問わず磁性材料を活用した磁気装置を開発・設計する場合、磁性材料の磁化特性を把握することが必要である。磁性材料の磁化特性は複雑多岐に亘り、磁気飽和特性、磁気飽和に至るまでの高透磁率特性、磁気ヒステリシスさらに磁歪など、どのような磁性材料でも多かれ少なかれ有する特性であり、磁気装置の開発・設計ではこれら多様な磁化特性から望ましい特性を目的に応じて利用している。

磁性鋼板は一般に、磁区と呼ばれる微小磁石の集合で構成され、外部磁界に応じて材料中の磁気エネルギーが最小となるように磁区が変化する。すなわち、磁性材料の磁化過程は外部磁界に対して磁気エネルギーを最小化する磁区挙動である。所望の磁化特性を持つ材料開発・評価を計算機で機械的に行うため、磁区挙動の可視化によって磁化過程を掌握することは重要な役割を担う。磁区挙動の可視化は、磁性コロイド溶液を用いたビッター法、磁気光学的方法、電子顕微鏡に拠る方法などがある。ビッター法は手軽な方法で磁性体表面の磁区間の磁壁の可視化を行うことができる。また、磁気光学的方法は磁性体表面の磁区挙動可視化に限定される。電子顕微鏡に拠る方法は磁性体内部の磁区挙動を観察可能とするが、高価な機器を必要とする。

磁区の電子顕微鏡画像から磁性体の磁化特性を抽出する全く新しい方法が提案されている。本論文は安価な設備で磁性体の磁区を可視化可能とするビッター法を用いて磁性体の磁化特性を抽出する方法を提案している。

本論文では、ビッター法で磁区動画像の可視化を行い、その結果から磁化特性を抽出し評価を行う。

2. ビッター法に拠る磁区挙動観察の可視化と巨視的磁化特性の抽出

2.1 磁性材料の巨視的磁化特性

2.1.1 磁区の仮説と発見

鉄，コバルト，ニッケルのような金属だけが磁石に吸引され、銅やアルミニウム等は磁石に吸引されない。このことを調べてみると、結果的に鉄，コバルト，ニッケルのような強磁性体は自発磁化を持つことが他の非磁性体金属との本質的な違いであることが見いだされた。自発磁化を強磁性体は有しているにも拘らず必ずしも磁化していないことは、強磁性体が磁区(magnetic domain)に分かれていて、各磁区内の磁化方向がそれぞれ異なっているために全体として磁化されていない状態になるとする仮説は 1907 年 P. Weiss によって立てられた。

1919 年、Barkhausen は強磁性体の磁化が不連続的に行われることを発見した。図 1 に示すように、強磁性体にコイルを巻き、コイルに誘起する電圧を増幅器で増幅しスピーカで出力する装置で、左側から永久磁石を近づけると強磁性体の自発磁化の方向が外部からの磁界に応じて変化し、音を発生する。このとき、永久磁石の運動速度に応じた音よりはるかに高い周波数の雑音が発生する。これをバルクハウゼン雑音(Barkhausen noise)といい、これが磁区の発見の動機の一つとなった。同(b)に示す磁化曲線の拡大部分のように、多くの不連続的な磁化が続いている。これはおもに、磁壁が磁性体中の不純物や欠陥にひっかかりながら移動することに起因する。

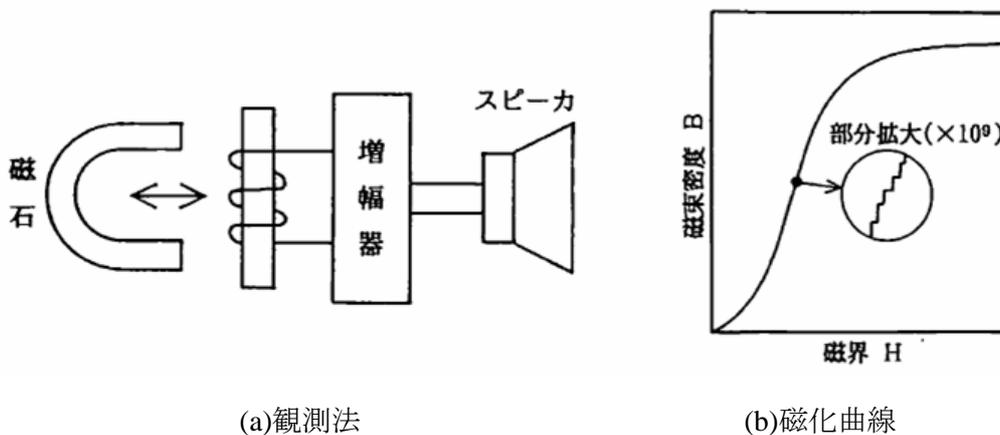
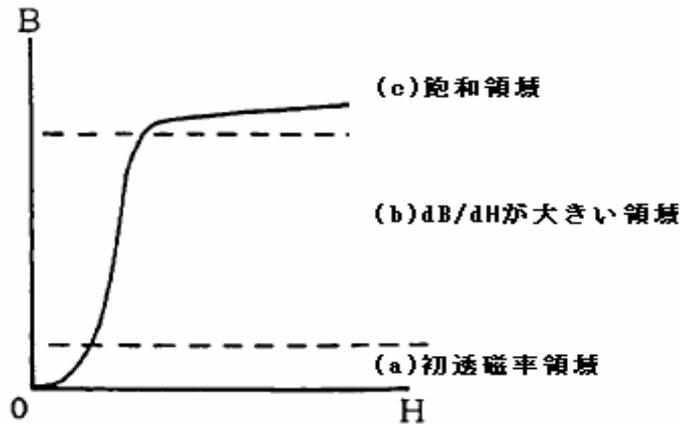


図 1. バルクハウゼン雑音

2.1.2 初期磁化曲線

強磁性体の磁化特性を論ずる際、強磁性体が全く磁化されていない状態、すなわち、磁界が零のとき、外部に現れる磁化が零の状態から考えることが必要である。この状態を消磁状態といい、磁性体を消磁状態にするには、強磁性体をキュリー一点まで熱し、無磁界中で冷却する熱消磁、交流磁界を加えてB-H ループを描かせ、交流磁界を徐々に小さくして行きB-H ループを零点に収束させる交流消磁がある。消磁状態から磁界Hを徐々に加えて行くと、磁束密度B は図2に示すように、最初は緩やかに増加し、次に急激に増加し、また緩やかな増加となり、最終的には一定値に近づく。この曲線が初期磁化曲線(Initial Magnetization Curve)と呼ばれるものである。



(a) 初透磁率領域 (b) dB/dH が大きい領域 (c) 飽和領域

図2. 初期磁化曲線

この曲線において、磁化過程は三領域に分類することができる。これらの各領域に対応する磁区状態を観察すると、(a)の初透磁率領域では可逆的磁壁移動(復元可能な磁区の変化)により磁化が行われる。この領域は可逆的磁壁移動領域と呼ばれているが、実際は磁壁の摩擦を伴って磁壁移動が行われるために、外部磁界を零にしても磁束密度は零にならない。すなわち、残留磁気が残る。従って、厳密な意味で可逆的でなく、通常Rayleighの法則が成り立つ範囲を初透磁率領域という。また、Rayleigh loopのような規則的な履歴現象を生ずることは、外部磁界を取り去った場合、磁区状態がもとの状態に復帰することを意味する。従って、可逆的磁壁移動範囲をRayleigh 範囲ともいう。これに対し、(b)の dB/dH が大きい領域では、外部磁界を取り去っても元の磁区状態に復帰できない。このため、(b)の領域は非可逆的磁壁移動によって磁化される状態である。従って、(b)の領域は非可逆的磁壁移動領域という。(c)の領域では、磁壁移動による磁化は限界となり、各磁区内の自発磁化の方向が回転し磁化される範囲である。このため、(c)の領域では、物理的磁壁移動がなく、各磁区内の自発磁化の方向が回転することか

ら可逆的な磁化過程となる。従って、(c)の領域は可逆的回転磁化領域とも呼ばれる。

2.1.3 磁気飽和現象

磁性体は外部から磁界が加えられたとき、容易に磁化されやすいのを大きな特徴とするが、一方で磁束は、最初は急激に増加するが、ある一定値以上では飽和しほとんど増加しない。この現象を磁気飽和現象(Magnetic Saturation)という。この磁気飽和現象と磁区との関係を調べるため、図3に示すような正方形の磁区を仮定する。同図(a)では、各磁区の自発磁化の方向はランダムな方向を向いており、互いに打ち消し合い全体として磁化されていない状態である。同図(b)では、外部から磁界が加わり、その結果、各磁区中の自発磁化は外部からの印加磁界と全て同じ方向に向いた状態である。従って、この状態では、これ以上の磁束密度の増加が望めない。この状態を磁気飽和状態という。

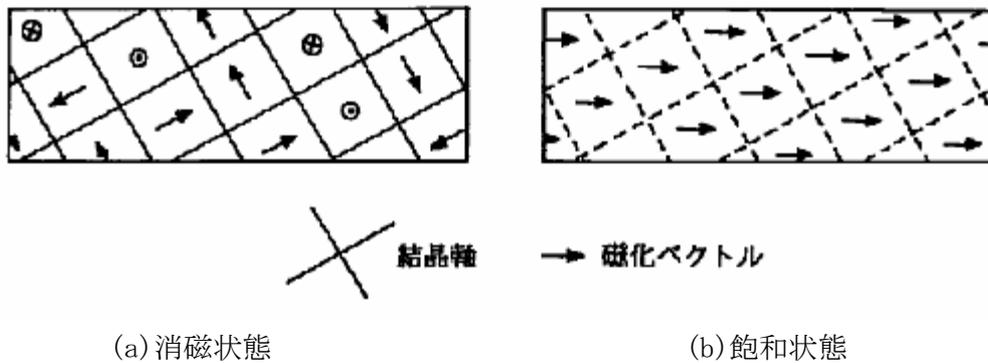


図3. 磁区と磁化状態

2.1.4 磁気履歴現象

自発磁化を持つ磁区間の境界を磁壁(Magnetic Domain Wall)という。外部から磁界が加わり、自発磁化の方向が外部磁界と一致しようとする。このとき、各磁区内部の自発磁化の方向が変化する前に、磁壁が移動することが観察されている。磁壁の移動は往路と帰路で異なる経路をとり、これが磁気履歴現象を呈する原因と言われている。

2.1.5 正規磁化曲線

強磁性体に交流の磁界を加えた時、図4に示すように最大磁界 $+H$ に対する磁束密度と最小磁界 $-H$ に対する磁束密度の絶対値は等しくならない。

しかし、磁界を $+H$ から $-H$ に変化させる過程を反復すると、 $+H$ と $-H$ に対応する磁束密度の絶対値は等しくなる。この状態を、周期的磁化状態 (cyclic magnetic state) という。

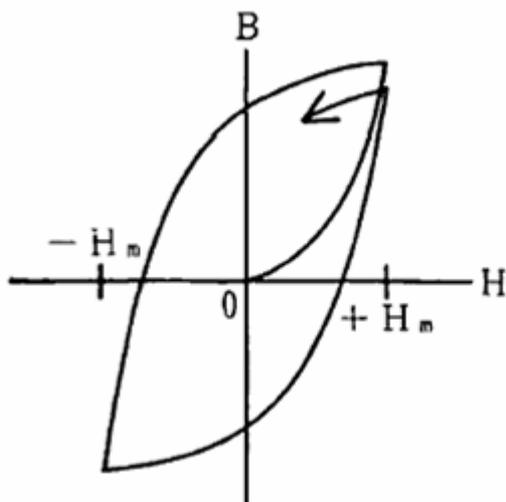


図4. 周期磁化状態へ至る過程

図5にこのような周期的磁化状態の一連のB-Hループ群 (a family of hysteresis loops) を示す。図5において、それぞれのB-Hループの頂点を結んで得られる曲線を正規磁化曲線 (normal magnetization curve or commutation curve) という。

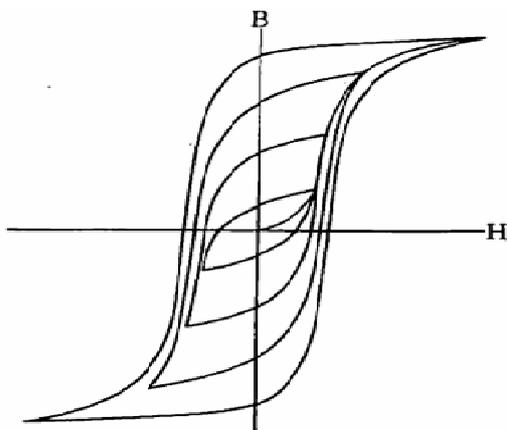


図5. 一連のB-Hループと正規磁化曲線

図6に示すように、飽和領域まで達した周期的磁化状態のB-Hループの上昇曲線bと下降曲線aの、同一磁界Hに対する磁束密度Bの平均値をトレースした曲線が、正規磁化曲線に一致する。

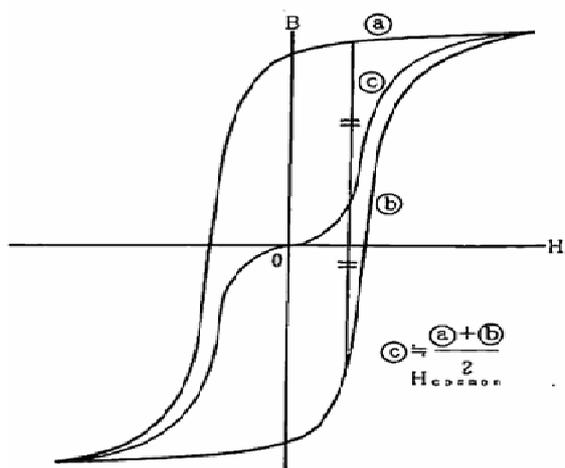


図6. 正規磁化曲線

外部からの入力エネルギーや蓄積エネルギーが同じであっても、原点からの出発とループの途中からの出発では、内部損失が異なるため、同一絶対値の磁界に対して異なった大きさの磁束密度となる。従って、何周期も反復してループを描かせると正の保磁力と負の保磁力が等しくなり、結果として上昇曲線と下降曲線での内部損失が等しくなり、同一絶対値の磁界Hに対して同一絶対値の磁束密度となる。この状態が周期的磁化状態である。また、磁束密度と保磁力が飽和に至る程充分大きな磁界で磁化すると、最初のループから原点に対して対称なB-Hループが得られる。これは、最大磁束密度と保磁力がそれぞれの飽和値によって支配されるためである。さらに、図7に示す角形磁化特性の材料や硬磁性材料では入力エネルギーの大部分が内部エネルギー損失となるため、比較的速く周期的磁化状態となる。よって、正規磁化曲線はB-Hループの上昇、下降曲線で内部損失が等しくなる条件を表す特性といえる。

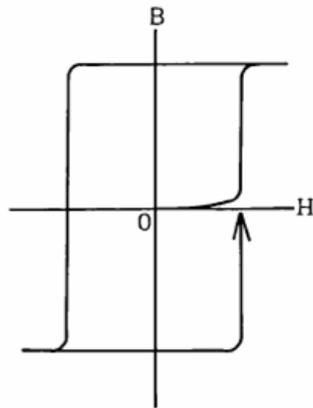


図7. 角型磁化特性

2.1.6 理想磁化曲線

強磁性体を磁化するとき、直流磁界と交流磁界を重ねて磁化し、交流磁界の振幅を飽和磁化に達する大きな値から徐々に小さくして最終的に零にする。このとき得られる直流磁界と、それによる磁束密度との関係を表す図8の曲線を理想磁化曲線 (ideal magnetization curve or anhysteretic magnetization curve) という。

図8に示されるように、飽和領域まで達した周期的磁化状態のB-Hループの上昇曲線bと下降曲線aの、同一磁束密度Bに対する磁界Hの平均値をトレースした曲線が、極めて良く理想磁化曲線と一致する。

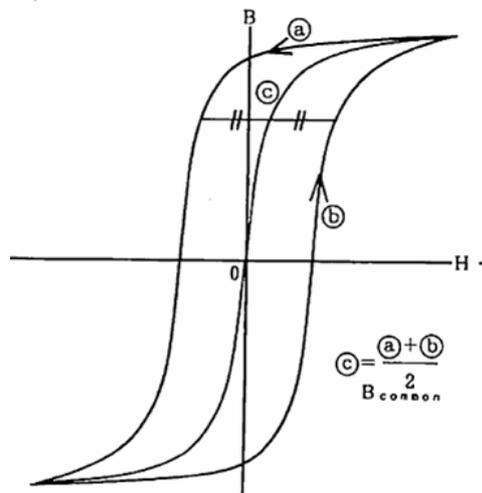


図8. 理想化曲線

各磁区状態に至るまでに磁壁移動に伴う損失が存在する。図9のように、この損失の影響を打ち消すために、理想磁化曲線は、印加磁界Hが直流分 H_{dc} と交流分 H_{ac} からなるとし、 H_{dc} を一定値に保ち、 H_{ac} を磁束密度の飽和値になる程充分大きい値から徐々に

に小さくし、磁化に伴う損失を上昇曲線と下降曲線で等しくして、 H_{dc} とBの関係を測定する。すなわち、理想磁化曲線は、交流の磁界で過去の履歴を打ち消して得られる各磁区状態における磁界と磁束密度の関係を表す特性である。

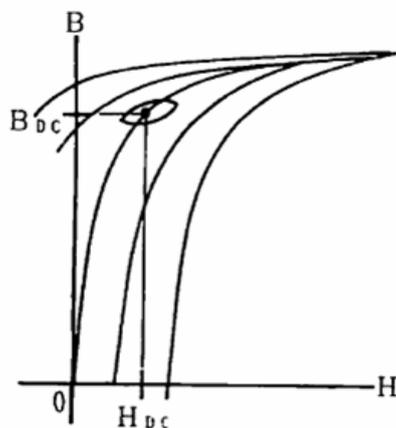


図9. 理想磁化曲線の特性

2.1.7 減磁曲線

強磁性体を飽和領域まで磁化した後、磁界を徐々に減少し、磁界が0から負の値をとる領域で得られる、図10の曲線を減磁曲線(demagnetization curve)という。図10で、減磁曲線の始まる $H=0$ の点における磁束密度 B_r を残留磁気(residual flux density or remanence flux density)という。また、磁束密度Bが零になる点の磁界 H_c を保磁力(coercive force)という。

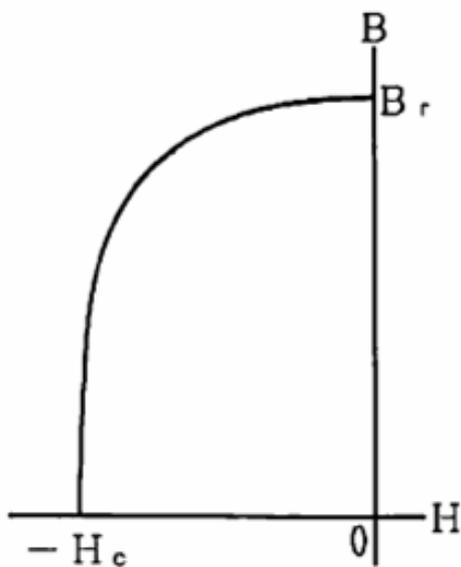


図10. 減磁曲線

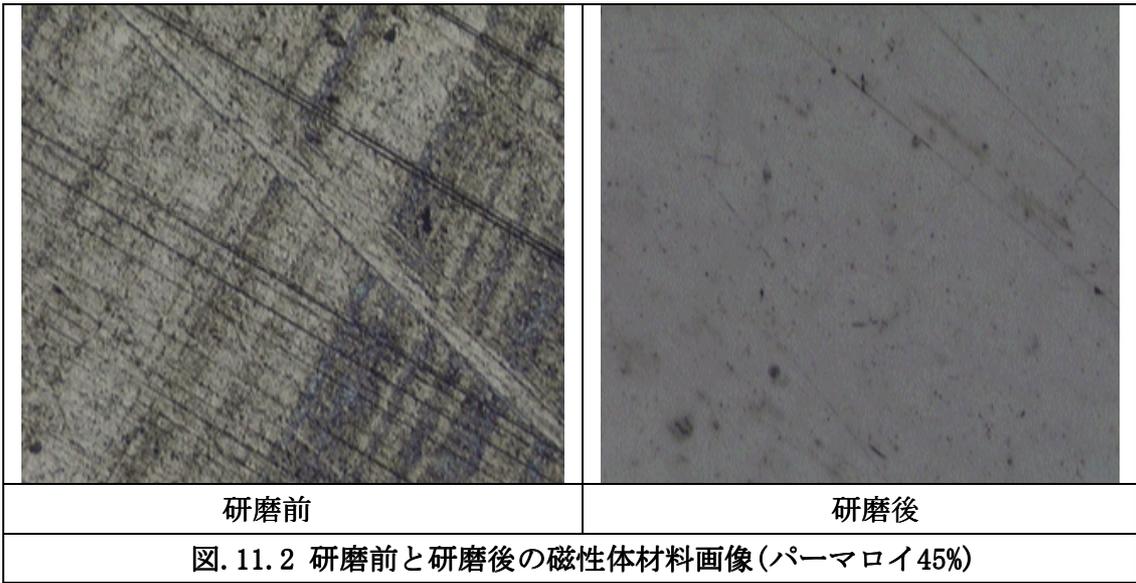
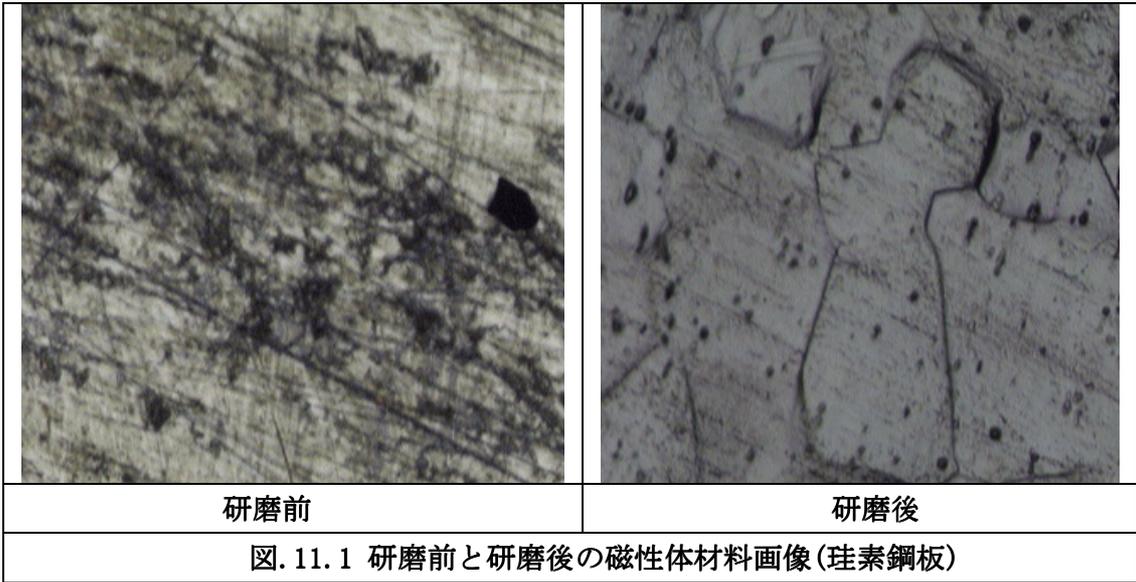
2.1.8 磁気余効

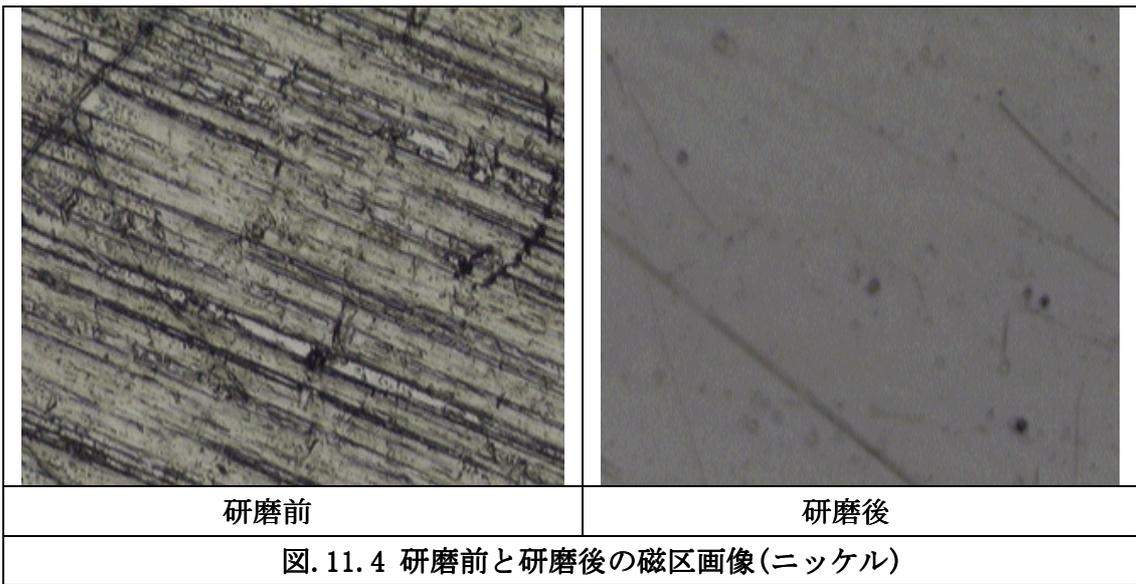
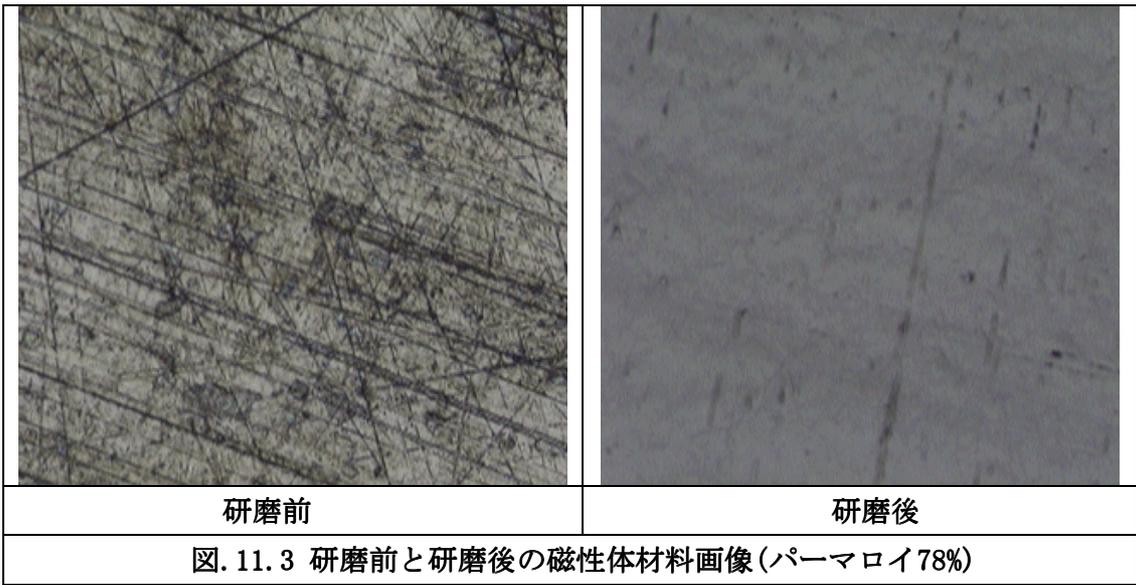
磁気余効には種々の原因によるものがあるが、ここでは磁壁移動によるものについて述べる。磁界Hが印加されて、磁壁移動と磁区中の自発磁化の回転によって磁束Bが増加して行く。このときの磁壁移動は、物理的観点からみると磁壁間の摩擦が一様でないために、磁束密度Bの変化は単純でなく、時間の対数に比例したり、指数関数状に変化したりする。一般的な傾向として、磁界が加わって磁壁の膨張から磁壁の移動まで、磁壁の静止摩擦に対応する閾値(threshold value)の磁界が存在し、この閾値を越えた磁界が加わると磁化は急速になされる。

2.2 ビッター法による磁区挙動の可視化

2.2.1 実験準備

ビッター法による観察は、磁性体の表面の磁区を観察するので、機械研磨によるひずみの影響を受けやすい。そこで、ひずみの入った表面層を取り除く必要がある。磁性体の表面のゆがみをどれだけ取れるかが磁区の可視化の重要なポイントになってくる。磁性体のゆがみを取り除くため、サンドペーパー等で削って、物理的加工を施す。しかし、これだけではゆがみを完全に除去することはできないので、表面をさらに研磨する。今回は電解研磨法によって表面を研磨する。電解液はリン酸85%と無水クロム酸を重量比で9対1の割合で混合しビーカーの中に入れ、面積の広い銅板を陰極とし直流電源から電流を流し電解研磨を行う。図. 11.1, 図. 11.2, 図. 11.3, 図. 11.4は、金属光学顕微鏡を用いて倍率700[倍]で撮影した各種磁性材料の研磨前と研磨後の画像である。





2.2.2 磁区挙動の可視化

試料台に試料を載せて、研磨面にスポイトで磁性コロイド溶液を垂らし、カバーガラスを載せて観察する。強磁性微粒子(γ 酸化鉄)のコロイド液を強磁性体表面につけると、コロイド液内に分散していた酸化鉄の微粒子が、磁壁付近の急峻な磁化変化による漏れ磁束の勾配に吸引されて凝集し表面近傍の磁壁観測ができる。この引き付けられた微粒子を光学顕微鏡で観察する、この原理はマグネットビューワーなどの商品に応用されており、比較的面倒な実験準備を必要とせずに行う可能である。

ビッター法による磁区可視化の原理について述べる。金属試料表面の磁区を観察するには、反射型の金属光学顕微鏡を用いる。倍率は100~200[倍]程度でよいとあるが、本研究では、200[倍]と700[倍]で実験を行った。

図12は、動的磁壁挙動の可視化に用いた実験装置である。励磁コイルから周波数1[Hz]の交流磁界を磁壁可視化対象に印加する。表1 に仕様を示す。顕微鏡はKEYENCE 社のHD中倍率ズームレンズVH-Z75 に高精細クイックマイクロスコープVH-5000 を接続して用いた。

実験を行った試料は珪素鋼板、パーマロイ45%、パーマロイ78%、ニッケルの4種類である。試料に磁界を印加すると、磁界振幅に応じて磁壁が移動し、磁壁移動は磁性流体の移動を促す。この状況を撮影する。動画の撮影に用いたサンプリング周波数は30[Hz]であるので、印加した外部磁界の1周期で30枚のフレーム画像を得ることができる。

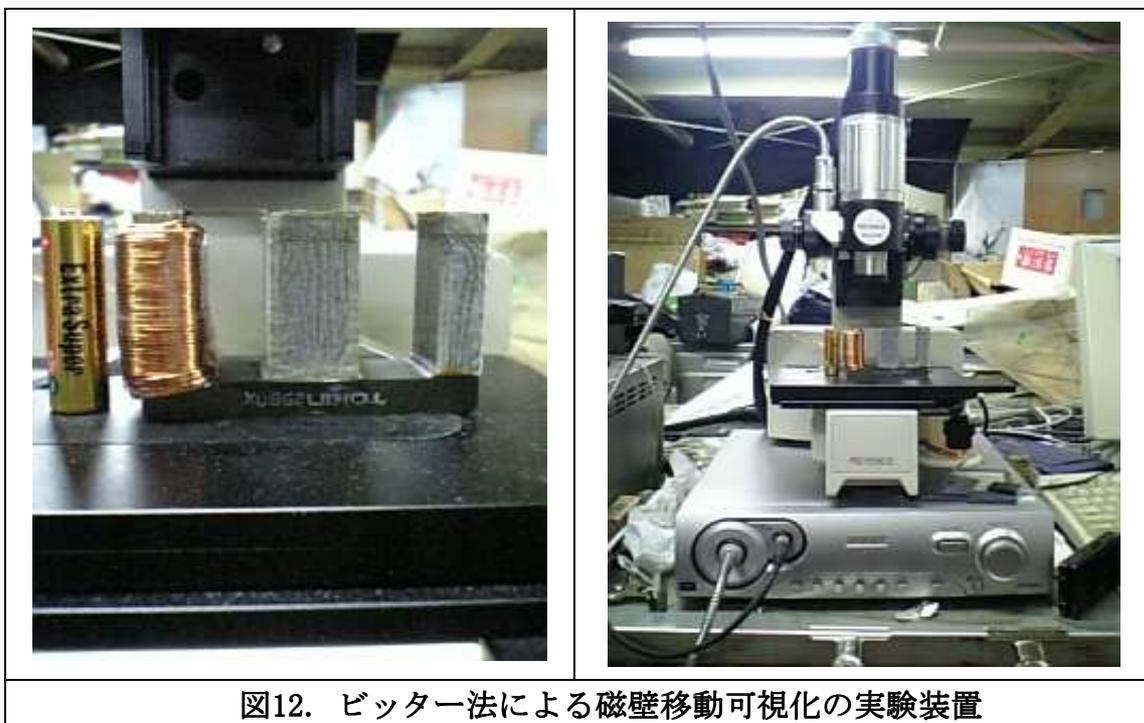
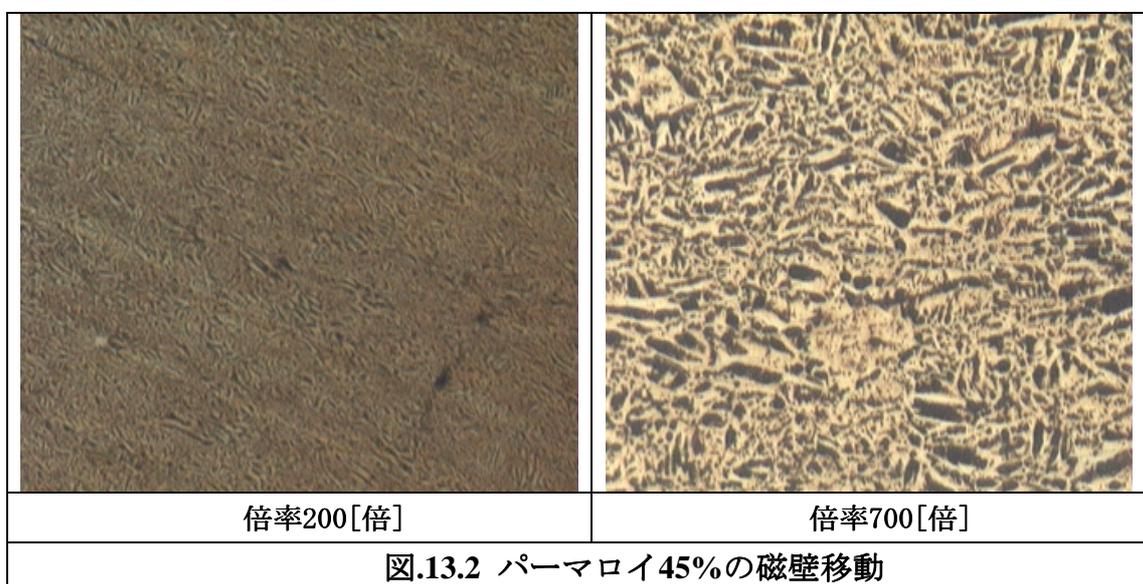


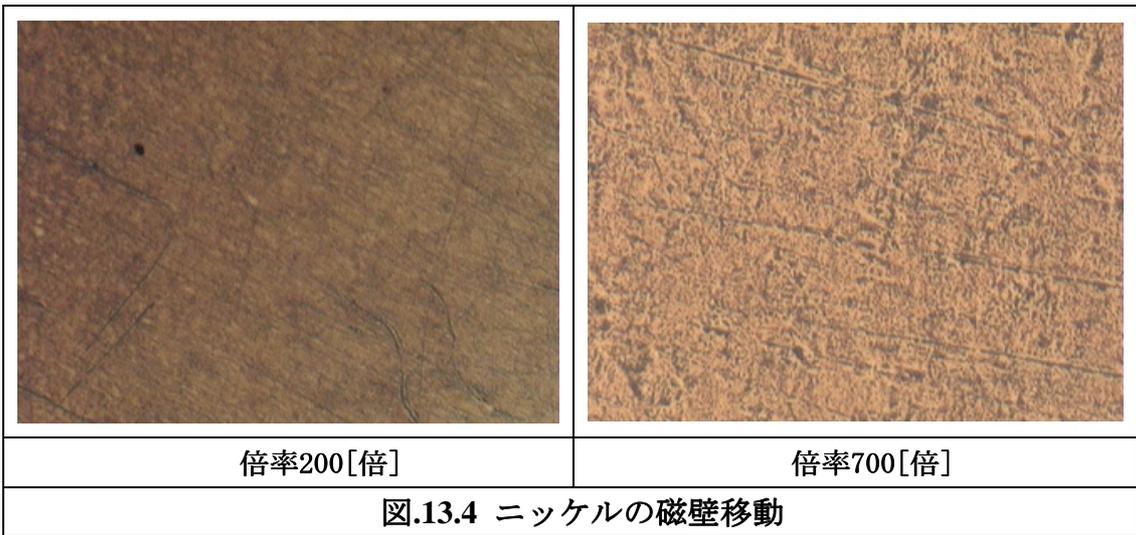
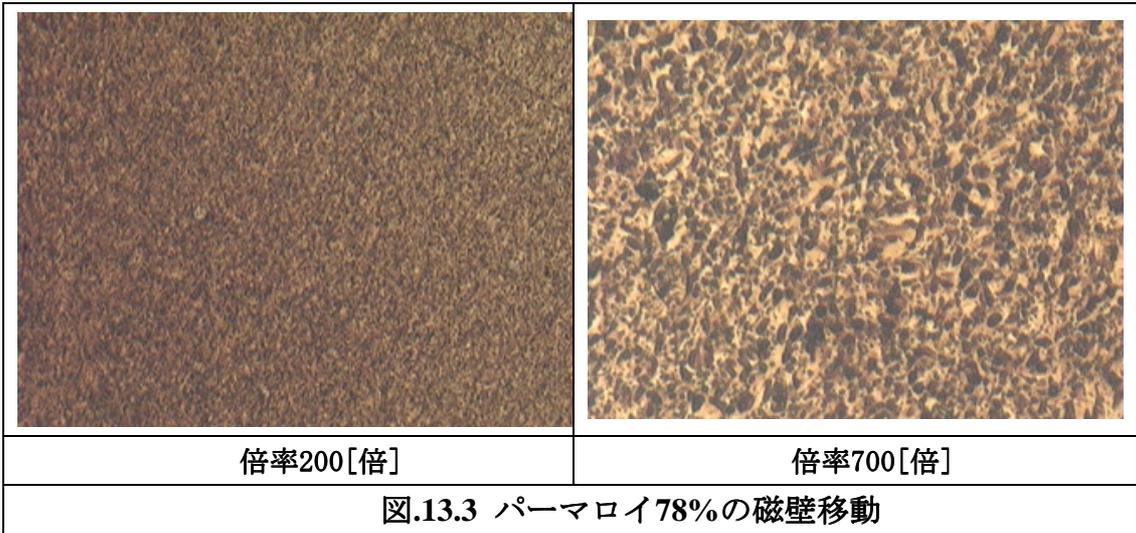
図12. ビッター法による磁壁移動可視化の実験装置

表1. 励磁コイルとサーチコイルの寸法				
	巻数 [Turn]	コイルの直径 [mm]	コイルの長さ [mm]	線 [mm]
励磁コイル	300	10	30	0.6
サーチコイル	200	15	15	0.2

2.3 各種磁性体の磁区挙動

前節ではビッター法による磁壁移動の撮影方法を述べた。図13.1, 図13.2, 図13.3, 図13.4は交流磁界印加時の各種磁性体の磁壁移動を示す。試料を磁化するための励磁コイルに1.00[A]の印加電流を流し、交流磁界を生成し、倍率200[倍]と倍率700[倍]で磁壁移動を撮影した。





2.4 巨視的磁化特性の抽出

試料を磁化させる外部磁界は、式(2.1)で与えられる。

$$H(t) = \frac{N_1 I(t)}{L} [A/m] \quad (2.1)$$

磁束密度の変化による試料に発生する誘起電圧 $v(t)$ をサーチコイルで測定する。ファラデーの法則である式(2.2)より、式(2.3)を求めることができる。

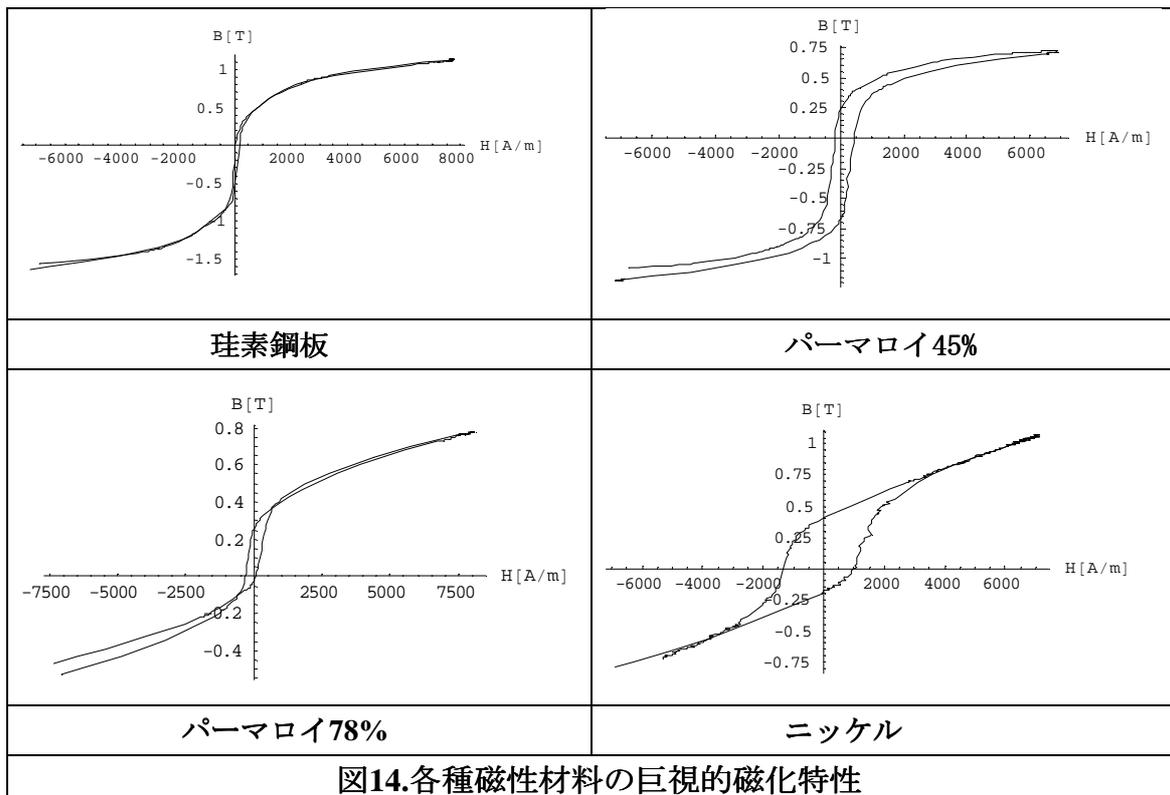
$$v(t) = -N_2 \frac{d\phi(t)}{dt} [V] \quad (2.2)$$

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int V(t) dt [T] \quad (2.3)$$

v : 誘起電圧, N_1 : 励磁コイルの巻き数, N_2 : 検出コイルの巻き数, I : 電流,
 L : 磁路長, ϕ : 磁束, S : 断面積

式(2.3)で測定された誘起電圧波形を積分することで磁束密度の変化を算出することができる。

各試料に印加電流を1.00[A]かけた時の磁化特性を求めたものを、図14に示す。



3. まとめ

本論文では、珪素鋼板、パーマロイ 45%、パーマロイ 78%、ニッケルの 4 種類の金属を用い実験を行った。磁区挙動の可視化では、4 種類の金属全ての撮影に成功し、ビッター法による磁区挙動の可視化に成功した。

次に、磁化特性の抽出では、各試料に印加電流を流し、試料に発生した誘起電圧を測定する事により磁化特性を求める事に成功した。しかし、全体的に各試料の飽和磁束密度値に定まらなく、特にパーマロイ78%とニッケルは滑らかなS型B-Hループにはならなかった。これは巻き線間、試料と巻き線との間にできるわずかな空気層の影響によるものと思われる。

本論文の結果は、電気・磁気装置に使用されている磁性材料の複雑な磁区構造または磁区挙動の解析による、磁化特性の把握と評価に繋がるものだといえる。

参考文献

1. 藤咲忠晴、「ビッター法に拠る磁区挙動からの磁化特性抽出とそのハードウェアシミュレーション」、平成5年度 修士論文
2. 須永高志、「ビッター法による可視化磁区画像に関する考察 ～磁性体の1/fゆらぎと鉄損分布の可視化～」、平成19年度 修士論文
3. 山田直平、「電磁気学 第3改訂」、電気学会、オーム社
4. 齋藤兆古、早野誠治、田中祐司、「磁性材料の特性とその構成方程式」、電磁力学特論講義資料

謝辞

本研究を進めるに当たり、ご指導頂いた齋藤兆古先生、早野誠治先生、齋藤兆古研究室の皆様に厚く御礼申し上げます。

付録

付属のCD に本論文，実験の詳細，計算結果，計算プログラム等の詳細を収録致します。

2008年度卒業論文

1/f揺らぎを利用した時間領域信号識別

指導教授 齋藤 兆古

法政大学工学部
情報電気電子工学科
学籍番号 05d3078

のじま さとし

氏名 野嶋 悟士

目次

1.	序論.....	1
2.	フーリエ変換.....	2
2.1	関数系の変換.....	2
2.2	関数の直交性と線形性.....	4
2.3	離散値系フーリエ変換.....	5
3.	本論.....	8
3.1	小鳥の鳴き声.....	8
3.2	人の声.....	11
4.	考察.....	22
5.	まとめ.....	23
6.	参考文献.....	24
7.	付録.....	24

1. 序論

パーソナルコンピュータの広汎な高性能・小型化・低価格化に伴い、パーソナルコンピュータは高機能文房具として急速な普及を遂げている。パーソナルコンピュータは、単純な電卓などのように単機能機器ではなく、入力指令に基づいて複雑な作業も可能な機器である。複雑な作業を行える半面、パーソナルコンピュータのユーザは複雑な命令を使いこなす知識が不可欠である。しかし、ゲーム専用計算機で見られるように直感的操作が可能なGUI (Graphical User Interface) を用いることで、直感的な命令を生成する知識は不必要となりつつある。しかしながら、何らかの入力装置、例えばジョイスティックなどの装置を操作する技術は必要である。

このような、機械と人間のインターフェイスを改善する究極の方途は、人間の情報伝達方法として使われる、音声認識と考えられる。このような観点から、既に音声認識ソフトは商品として販売されている。音声認識の問題点は、人間が機械ではなく生物であることから必然的に新陳代謝を行うため、同一人物でも全く同じ音声を生成出来ない点にある。

一方「揺らぎ」とは自然界の鳥のさえずりや小川のせせらぎなどに存在する特有の周波数特性のものである。音声を周波数分布で見た際にスペクトラムが周波数に反比例するもの、つまりフーリエパワースペクトラム対周波数の両対数グラフの傾きが -1 になるものを特に「 $1/f$ 揺らぎ」と呼ぶ。この「 $1/f$ 揺らぎ」周波数には人間のメンタル部分へ作用し、いわゆる「癒し」効果が有ると言われているが本論文では深くそのことについては追求しない。

本論文は周波数分布で見た際の傾きは大小関わらずその音声がもつ「固有の情報」として捉え、さらに人の音声のスペクトルを観察する際にあらわれる複数のピーク＝フォルマント (formant) の概念を加えた上で音声認識に応用していくことを目標としている。

2. フーリエ変換

データを直行するデータ（線形独立、すなわち互いに重複する情報を持たないデータ）の線形和へ並べなおす演算の代表にフーリエ級数がある。計算機で扱い得るのは連続関数を離散化して得られた一連の数値である。このため、解析的な関数のように無限の概念が使えない。またフーリエ変換やフーリエ級数は関数が連続関数であるため、基準座標の選び方で原点に対して線対称か点対称かで偶関数か奇関数がそれぞれ決まる。このため、離散化された数値の並びで与えられる計算機中の一連の離散値データも原点に対して線対称か点対称かで偶関数か奇関数かそれぞれ仮定できる。

2.1 関数系の変換

古典的な関数変換の目的は、解析的に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ変換することである。例えば、ラプラス（Laplace）変換は微積分演算を単純な掛け算や割り算へ化す変換である。また関数系の変換とは、ある関数、例えば時間変化する関数を解析が容易な周期関数の和で表現することにも使われる。具体的な例としてフーリエ（Fourier）変換を取り上げる。フーリエ変換は解析的に扱えない関数を解析に扱える角周波数の異なる正弦波と余弦波の和で表現する変換である。換言すれば、フーリエ変換は解析に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ分解する変換と考えても良い。

今、ある任意の時間 t をパラメータとする関数 $f(t)$ を一定値 a_0 、正弦波および余弦波の和で表現できるとする。すなわち、 ω を角周波数として、

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\omega t) \quad (1)$$

と仮定する。

問題は式(1)の係数、 a_0 、 a_i 、 b_i を決める方法である。今、関数 $f(t)$ が $t=0$ から $t=T$ の区間で式(1)の係数を決めることを考えれば、式(1)は、 $\omega = 2\pi/T$ であるから、

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i \frac{2\pi}{T} t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i \frac{2\pi}{T} t) \quad (2)$$

とも書くことができる。

式(2)の両辺を時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分すると、

$$\int_0^T f(t)dt = \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i \frac{2\pi}{T} t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i \frac{2\pi}{T} t) \right) dt$$

$$= a_0 T$$
(3)

が成り立つ。

したがって、定数項 a_0 は

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t)dt$$
(4)

となる。

次に、式(2)の両辺に正弦波 $\sin[j(2\pi/T)t]$ 、 $j=1,2,3,\dots$ を掛け算し、時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分する。

$$\int_0^T f(t) \sin(j \frac{2\pi}{T} t) dt = \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i \frac{2\pi}{T} t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i \frac{2\pi}{T} t) \right) \times \sin(j \frac{2\pi}{T} t) dt$$

$$= a_i \frac{T}{2}, \quad i = j \quad \text{or} \quad 0, \quad i \neq j$$
(5)

式(5)から係数 a_i は

$$a_i = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin(i \frac{2\pi}{T} t) dt$$
(6)

として得られる。

同様に、式(2)の両辺に余弦波 $\cos[j(2\pi/T)t]$ 、 $j=1,2,3,\dots$ を掛け算し、時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分することで、

$$b_i = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos(i \frac{2\pi}{T} t) dt$$
(7)

として係数 b_i が得られる。

したがって、関数 $f(t)$ は、区間 $t=0$ から $t=T$ で、

$$f(t) = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin(i \frac{2\pi}{T} t) dt \right) \sin(i \frac{2\pi}{T} t) + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos(i \frac{2\pi}{T} t) dt \right) \cos(i \frac{2\pi}{T} t) \quad (8)$$

と書ける。これがいわゆるフーリエ変換の原型となるフーリエ級数であり、左辺の関数 $f(t)$ を右辺の計算が簡単な定数項と三角関数の和に変換している。

2.2 関数の直交性と線形性

フーリエ級数の考え方の中に重要な関数間で成り立つ性質、すなわち、関数の直交性(orthogonality)が使われている。

まず(4)の係数が計算される過程を考える。式(3)は式(2)の両辺に定数値 1 を掛け算し積分する演算である。このとき、

$$\int_0^T 1 \cdot \sin(i \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad \int_0^T 1 \cdot \cos(i \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

の関係が成り立つために、式(4)の係数 a_0 が計算できた。この関係を、定数値 1 と正弦波 $\sin[j(2\pi/T)t]$ 、および余弦波 $\cos[j(2\pi/T)t]$ 間の直交性と呼ぶ。同様に、式(6)、(7)で計算される a_i 、 b_i は

$$\int_0^T \sin(i \frac{2\pi}{T} t) \sin(j \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad \int_0^T \cos(i \frac{2\pi}{T} t) \cos(j \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad i \neq j \quad (10)$$

なる直交性が成り立つことに基づいている。

また、式(9)、(10)から、直交性とは与えられた関数を他の関数の和で表現しようとする場合、和となる関数の大きさ(係数)を一意的に決める条件であることがわかる。言い換えれば、与えられた関数の和で表現できる条件である。

さて、ある任意の時間 t をパラメータとする関数 $f(t)$ は、区間 $t=0$ から $t=T$ で、一定値、正弦波および余弦波の和で表現できることがわかった。この変換は、一定値、正弦波および余弦波間で直交性が成り立つことが条件であった。この

結果に至る過程を考えてみると、まず、展開される関数の和でもとの関数が表現されるところの大前提がある。ある関数が他の関数の和で表現できる性質を線形性と呼ぶ。では、式(6)で計算される正弦波の係数 a_i が定数 c_i の n 個の和で表現されるところ。すなわち、

$$a_i = c_i + c_i + \dots = nc_i \quad (11)$$

である。式(11)から、和を前提とする系では比例関係が成り立つことを意味することがわかる。すなわち、線形性とは比例関係が成立する系である。

2.3 離散値系フーリエ変換

離散値なる用語が生まれたのは計算型計算機を用いて数値計算を行う場合、連続関数をサンプリングして得られる数値で代表したことに起因する。例えば、関数 $f(t)$ を時間 $t=0$ から $t=T$ の区間で、 Δt ごとに n 個サンプリングして離散値系で表すと、

$$F = [f(\Delta t), f(2\Delta t), f(3\Delta t), \dots, f(n\Delta t)]^T \quad (12)$$

なるベクトルとなる。

同様にして、式(1)を離散値系で書けば、

$$\begin{pmatrix} f(\Delta t) \\ f(2\Delta t) \\ f(3\Delta t) \\ \vdots \\ f(n\Delta t) \end{pmatrix} = a_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sin(\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}\Delta t) \\ \sin(\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}2\Delta t) \\ \sin(\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}3\Delta t) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sin(\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}$$

$$+ \begin{pmatrix} \cos(\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \vdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}\Delta t) \\ \cos(\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \vdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}2\Delta t) \\ \cos(\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \vdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}3\Delta t) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \cos(\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \vdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix}$$

or

(13)

$$F = a_0 I + AS + BC$$

となる。ただし、 I は n 次の単位列ベクトルである。

また、式(13)右辺の係数 a_0 、ベクトル S と C は、

$$a_0 = \frac{1}{n} I^T \cdot F, \quad S = \frac{2}{n} A^T \cdot F, \quad C = \frac{2}{n} B^T \cdot F, \quad (14)$$

で与えられる。

ここで、離散値系でフーリエ係数を計算する過程で、式(13)を

$$\begin{aligned} F &= a_0 \frac{1}{\sqrt{n}} I + \sqrt{\frac{2}{n}} AS + \sqrt{\frac{2}{n}} BC \\ &= a_0 I + A'S + B'C \end{aligned} \quad (15)$$

と書き直すと、

$$a_0 = \frac{1}{\sqrt{n}} I^T \cdot F, \quad S = \sqrt{\frac{2}{n}} A^T \cdot F, \quad C = \sqrt{\frac{2}{n}} B^T \cdot F, \quad (16)$$

$$A'^T \cdot A' = I, \quad B'^T \cdot B' = I,$$

の関係が成り立つ。 I は n 次の単位行列である。この結果は、離散値系で正弦波や余弦波のフーリエ級数を求める場合、式(16)の係数行列 A' 、 B' の逆行列がそれぞれの転置行列で与えられることを意味する。言い換えれば、変換行列の逆行列が変換行列の転置行列で与えられることでフーリエ係数の直交性が満足される。

3. 本論

3.1 小鳥の鳴き声

3.1.1 データ入力

まず音声データを入力する。ここでは小鳥の鳴き声を入力し、時間対スペクトラムの波形を示す。なお本論文で使う音源のサンプリング周波数は全て最も一般的に広く使用されている 44.1kHz の音源を用いている。

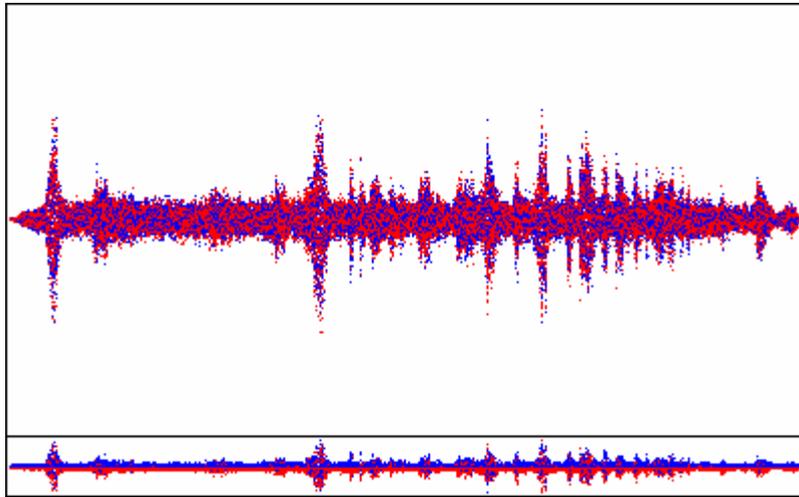


図 1 音声データ (小鳥の鳴き声)

ステレオの場合、波形が赤と青の表示になる。

3.1.2 フーリエスペクトラム

次にフーリエ変換を行い周波数対スペクトラムの波形を示す。

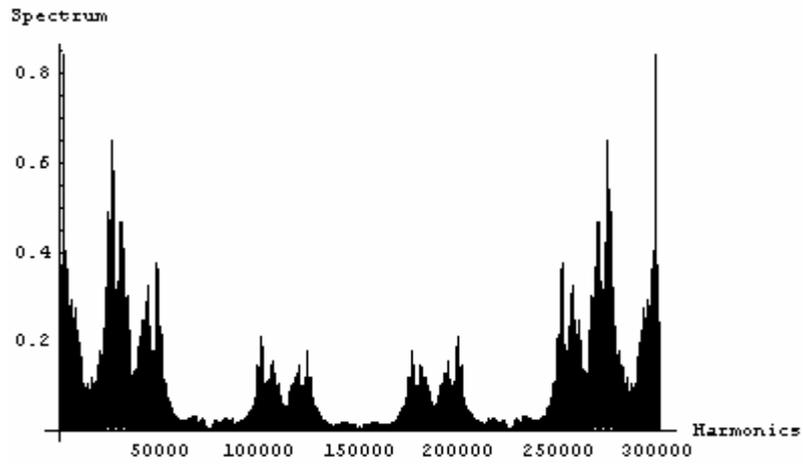


図2 フーリエスペクトラム

3.1.3 ローパスフィルター (LPF)

低周波の特性を調べるために高周波成分をカットし、その音を聞いてみる。

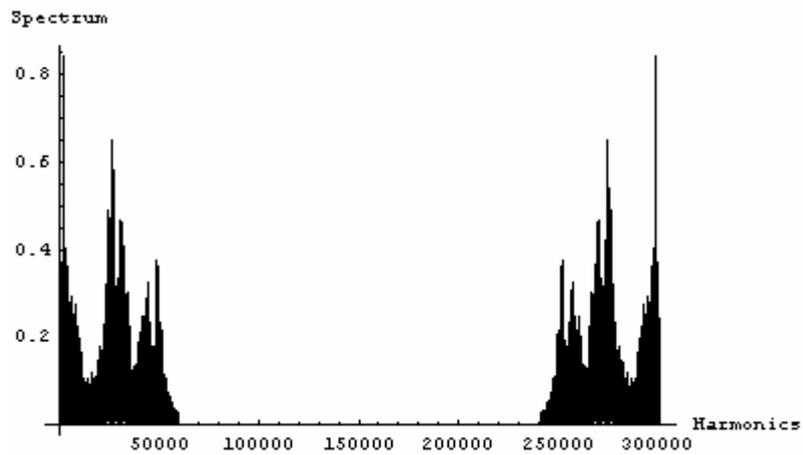


図3 LPF

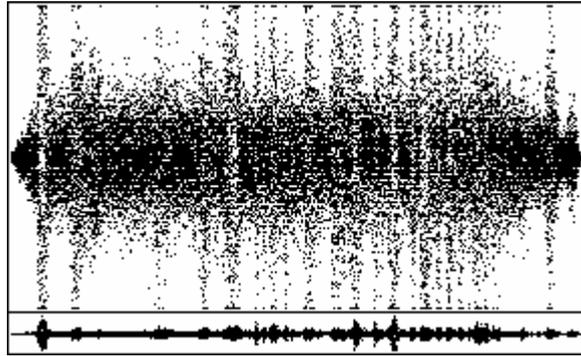


図4 LPF 音声

周辺の雑音が入っているような音がすることがわかる。

3.1.4 ハイパスフィルター

高周波の特性を調べるために低周波成分をカットし、その音を聞いてみる。

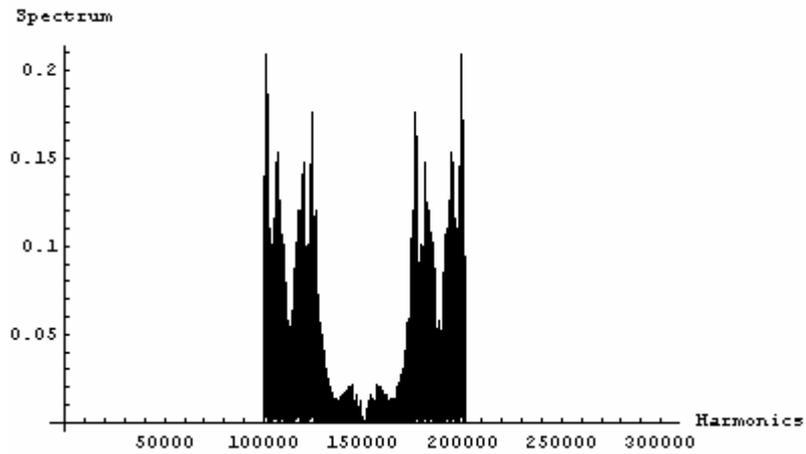


図5 HPF

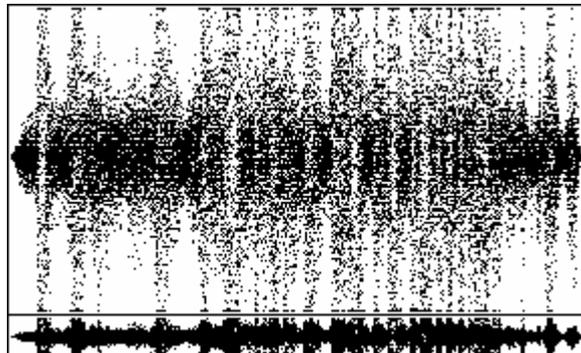


図6 HPF 音声

3.2 人の声

3.2.1 データ入力

音声の録音は IC - RECORDER (SONY 製 ICD-SX78) を用いて雑音、騒音の少ない密室の小部屋で行った。

ここでは母音である「あ」、「い」、「う」、「え」、「お」の 5 つをデータの信憑性のために 4 回にわけて録音し、データとして入力させる。ここで注意するのは録音時間がそれぞれ異なることと、サンプリング周波数が 44.1kHz であることを踏まえてデータの個数を全て均一に揃えることである。

3.2.2 フーリエスペクトラム

それぞれの母音をフーリエ変換し、全サンプル数の 1/4 項までを出力させる。さらに音声と直接は関係ない直流成分を 0 として計算する。

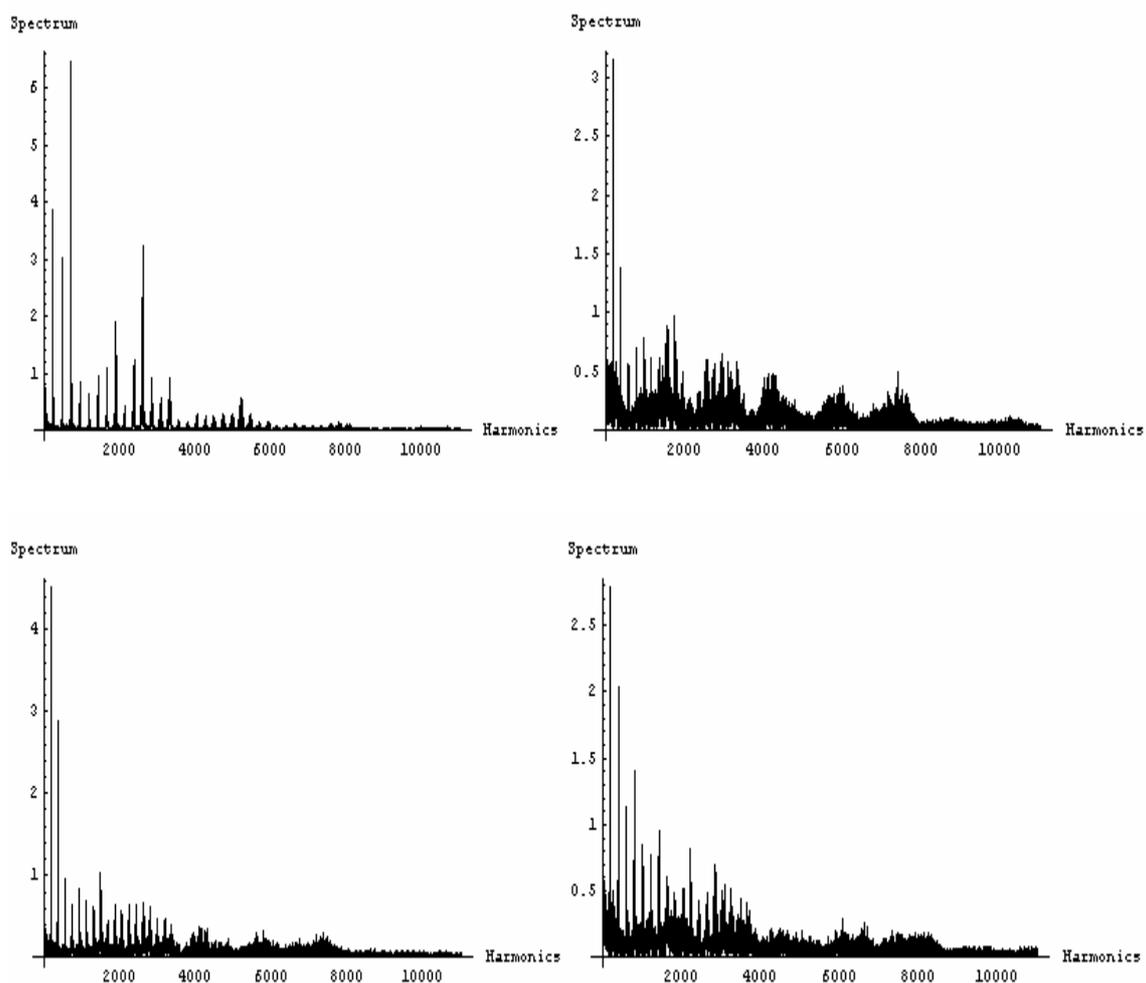


図 7 「あ」 スペクトラム (左上から 1, 2, 3, 4 とする)

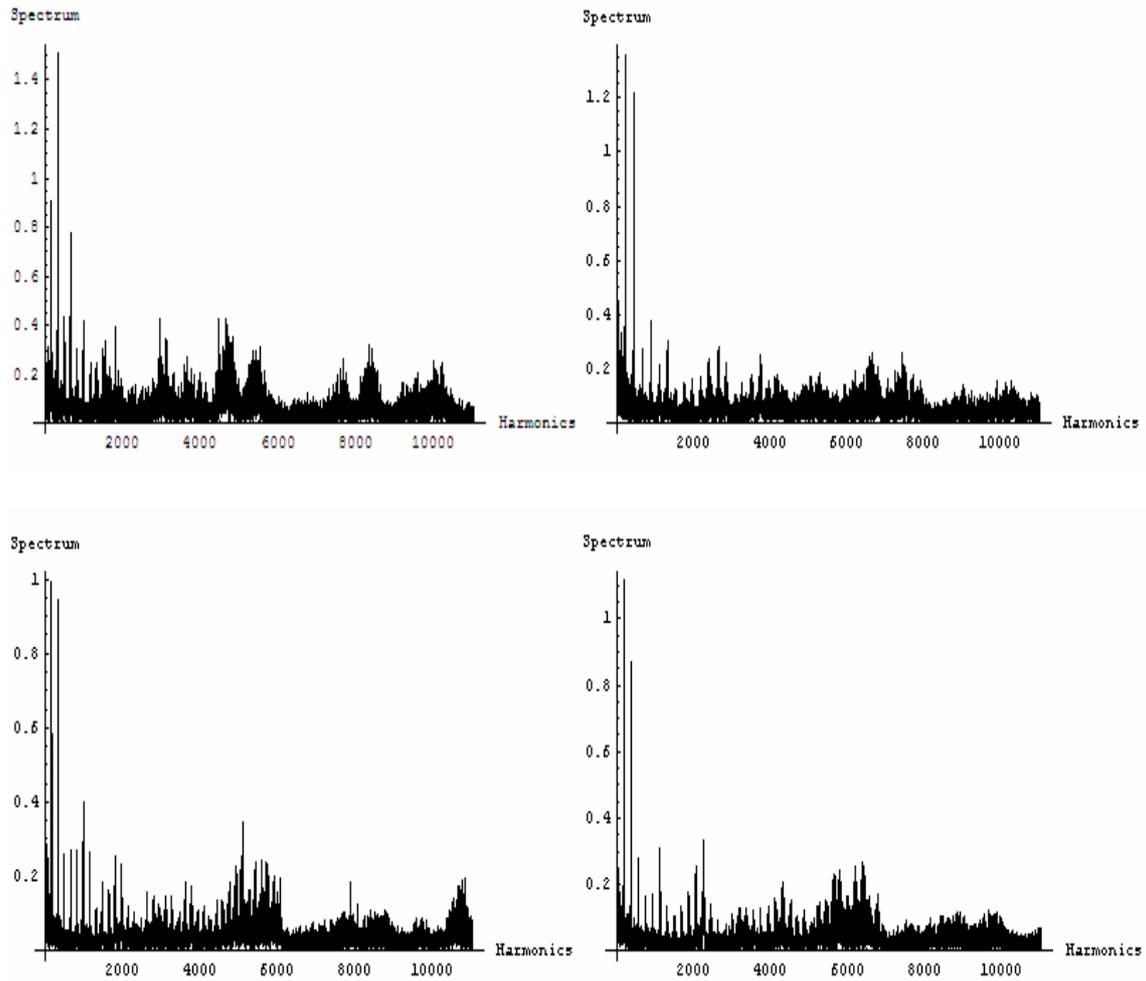


図 8 「い」 スペクトラム

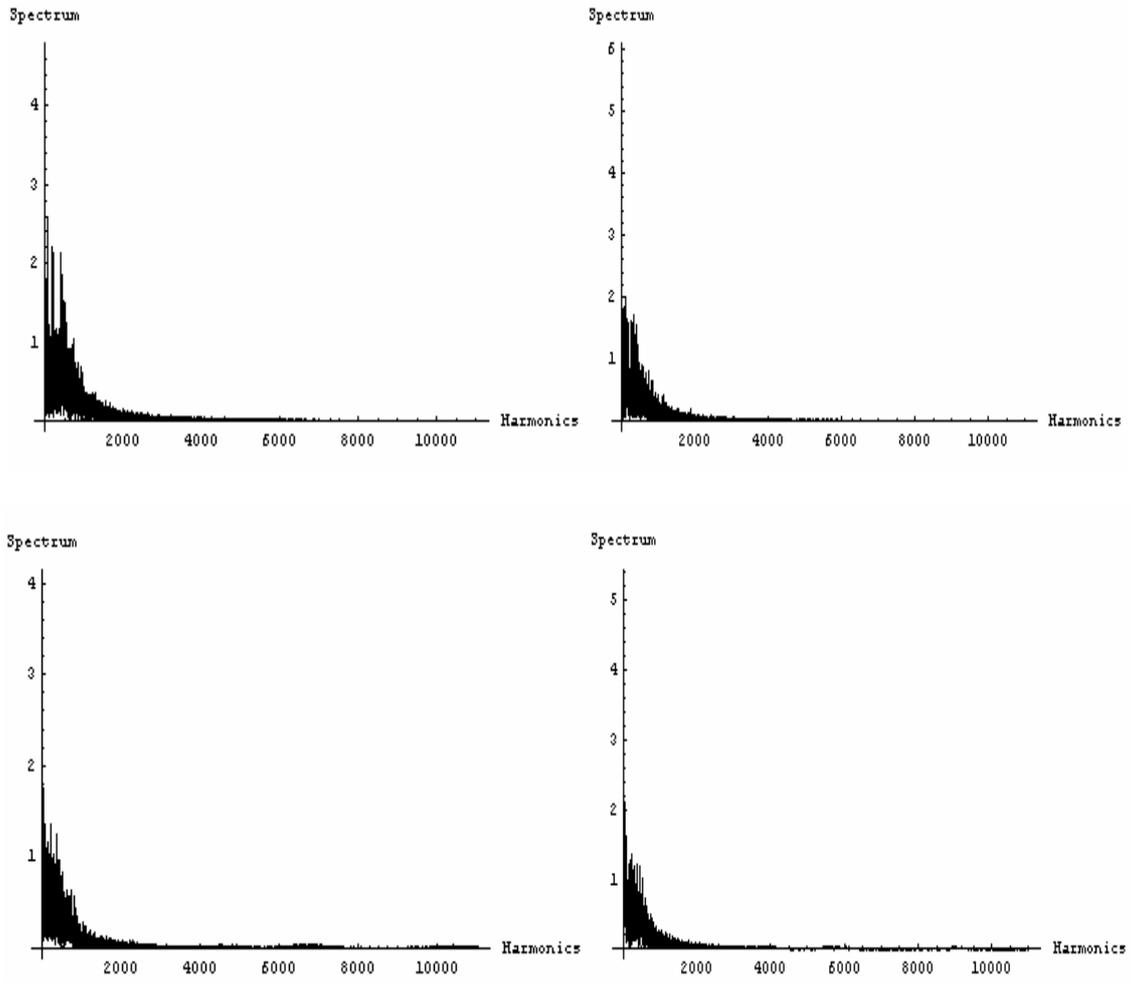


図9 「う」 スペクトラム

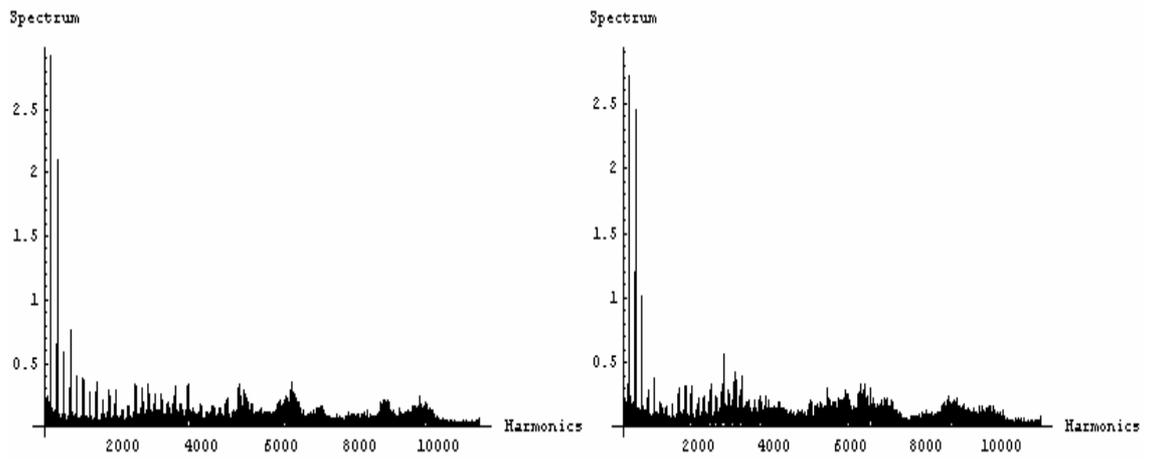
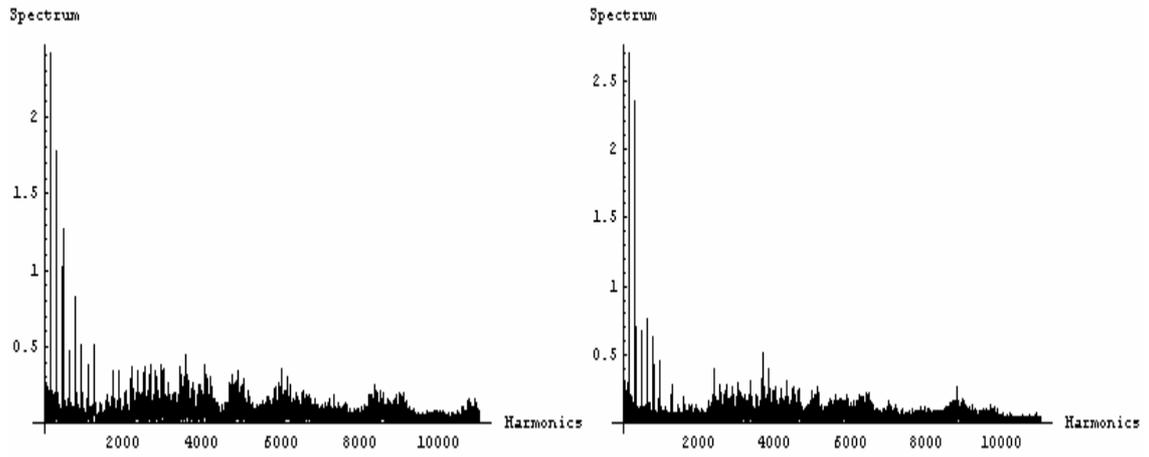


図 10 「え」 スペクトラム

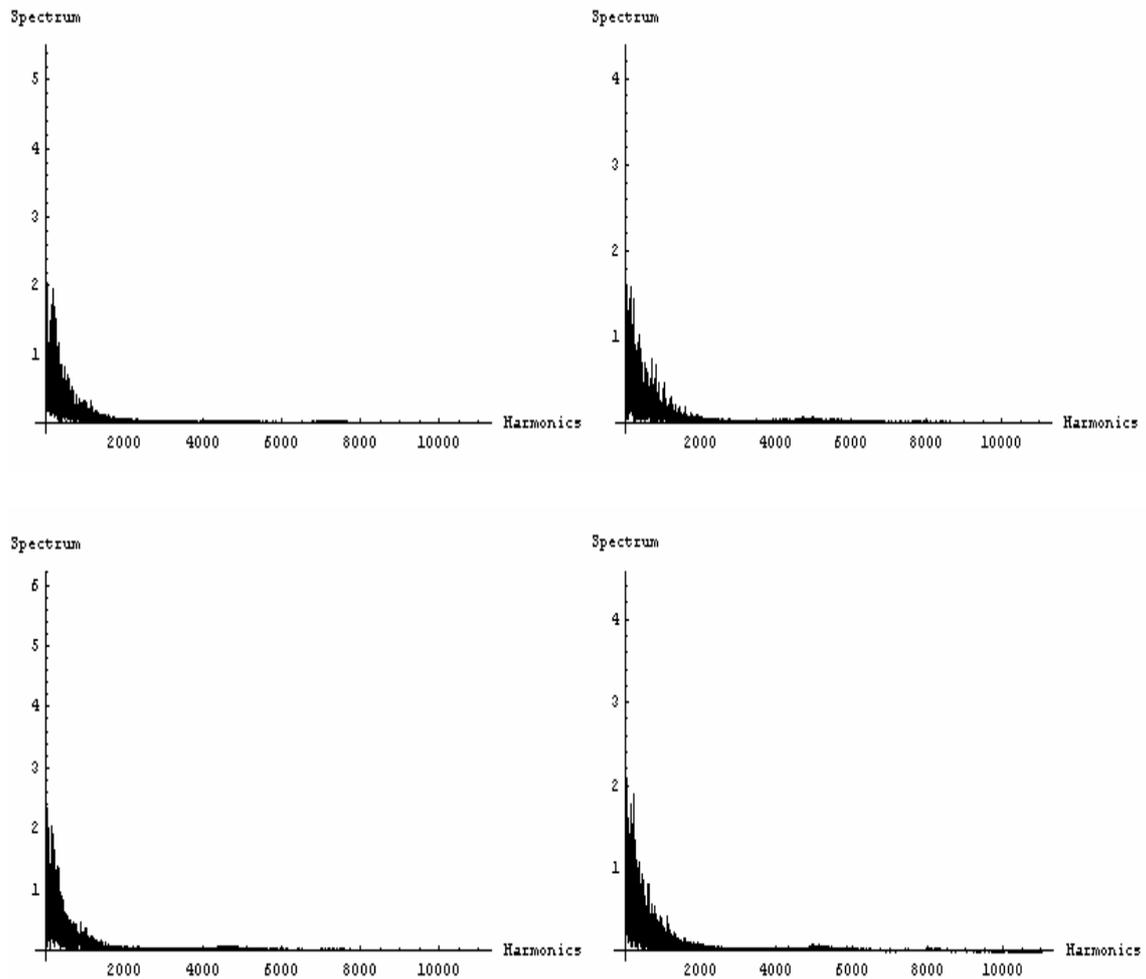


図 11 「お」 スペクトラム

3.2.3 フォルマント抽出、傾き算出

フォルマント周波数（以下 **FF**）を抽出する。パワースペクトルがもっとも高い周波数を抽出するのだが、100Hz 以下の周波数は雑音の可能性があるので対象からは除外した。

次に、ゆらぎ解析のためにフーリエパワースペクトラム対周波数の両対数図を描き、フーリエパワースペクトラムの周波数に対する傾きを直線近似する。ちなみに直線の傾きがゼロの場合は主にホワイトノイズである。また直線の傾きが急であるほど単調な信号である。

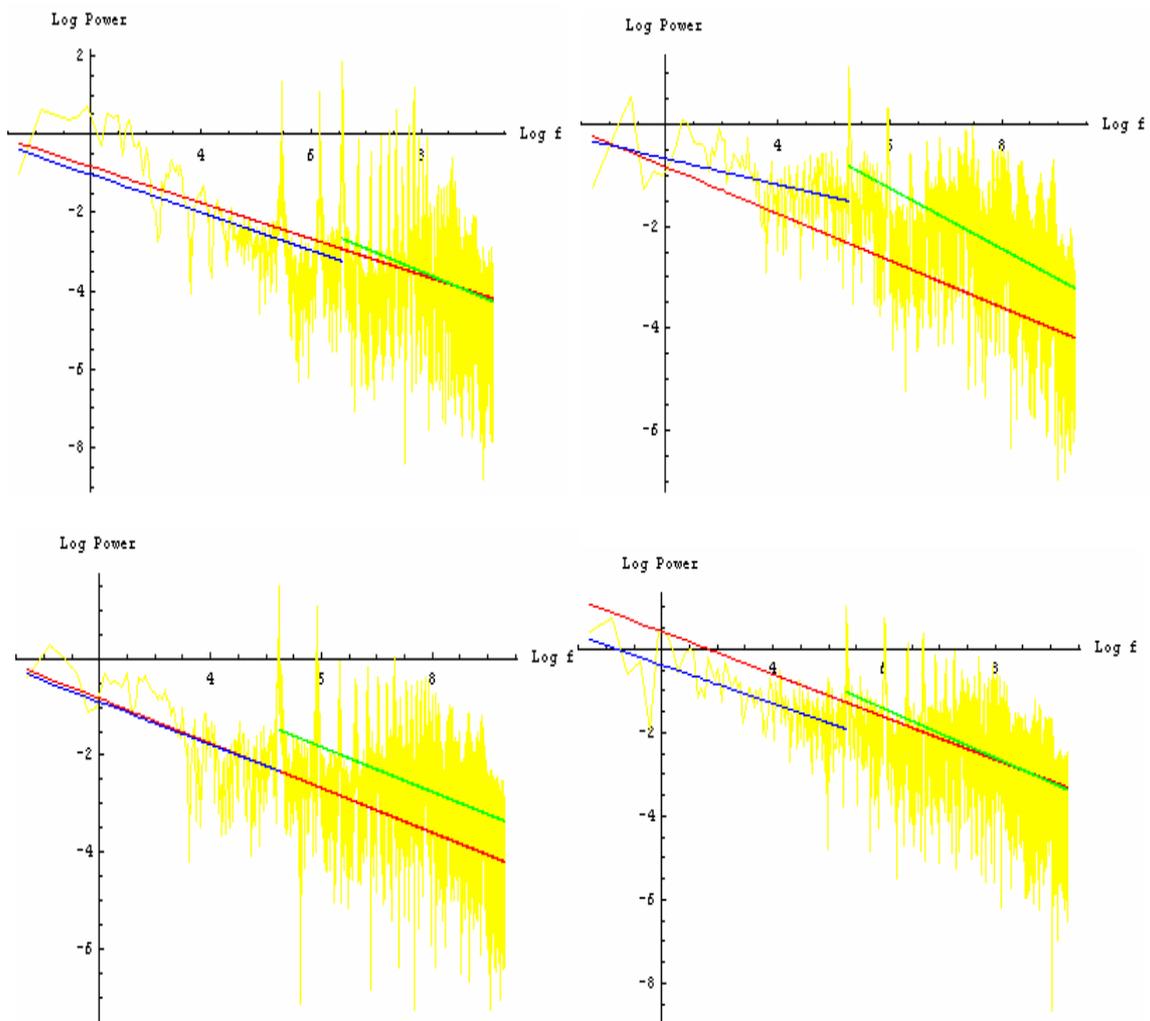
今回の研究では傾きを3つ算出した。それぞれの傾きの特性は以下の通りである。

- ・最小周波数 (Fmin) から最大周波数 (Fmax) まで全体を近似したもの (赤)
- ・FF から最大周波数までを近似したもの (緑)
- ・最小周波数から FF までを近似したもの (青)

表 それぞれの母音の FF と傾きのまとめ

	FF(Hz)	全体近似(赤)	FFからFmax(緑)	FminからFF(青)
「あ」1	713	-0.458942	-0.586733	-0.483357
「あ」2	196	-0.516345	-0.593675	-0.255782
「あ」3	188	-0.400544	-0.461931	-0.43887
「あ」4	205	-0.50839	-0.584825	-0.458668
「い」1	330	-0.177396	-0.155101	-0.403388
「い」2	221	-0.139257	-0.0741582	-0.35037
「い」3	165	-0.0781975	-0.0114187	-0.526127
「い」4	188	-0.0772744	-0.00532991	-0.412632
「う」1	203	-1.49802	-1.74336	-0.365911
「う」2	102	-1.45116	-1.59808	-0.325027
「う」3	225	-1.1333	-1.22984	-0.295587
「う」4	250	-1.245	-1.36712	-0.326724
「え」1	159	-0.191	-0.182347	-0.404272
「え」2	161	-0.209427	-0.202758	-0.444941
「え」3	166	-0.149675	-0.1046	-0.442343
「え」4	165	-0.179201	-0.16069	-0.514974
「お」1	176	-1.37646	-1.51319	-0.355466
「お」2	162	-1.27584	-1.40312	-0.254975
「お」3	160	-1.31038	-1.43252	-0.329191
「お」4	225	-1.21902	-1.3488	-0.195216

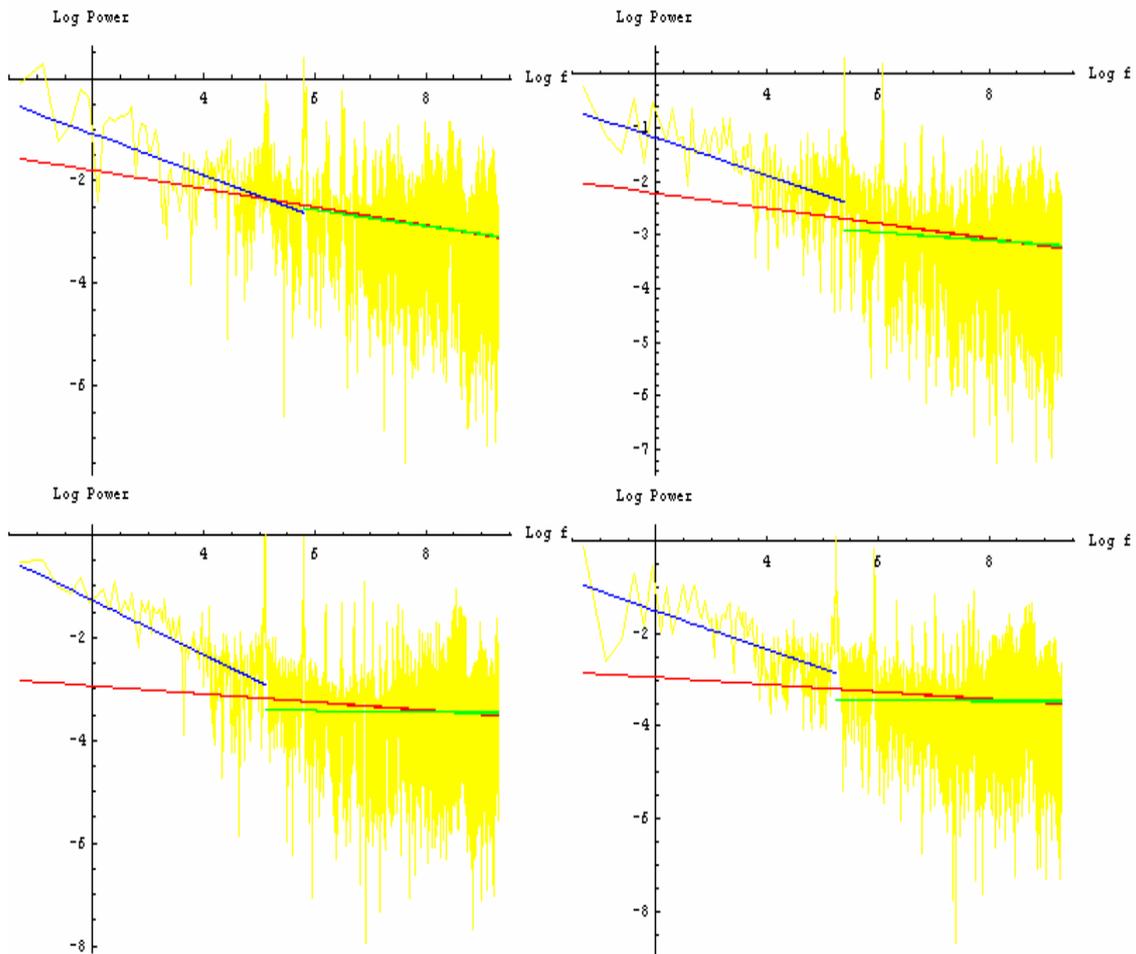
「あ」



	FF(Hz)	全体近似(赤)	FFからFmax(緑)	FminからFF(青)
「あ」1	713	-0.458942	-0.586733	-0.483357
「あ」2	196	-0.516345	-0.593675	-0.255782
「あ」3	188	-0.400544	-0.461931	-0.43887
「あ」4	205	-0.50839	-0.584825	-0.458668

図 12 「あ」傾き

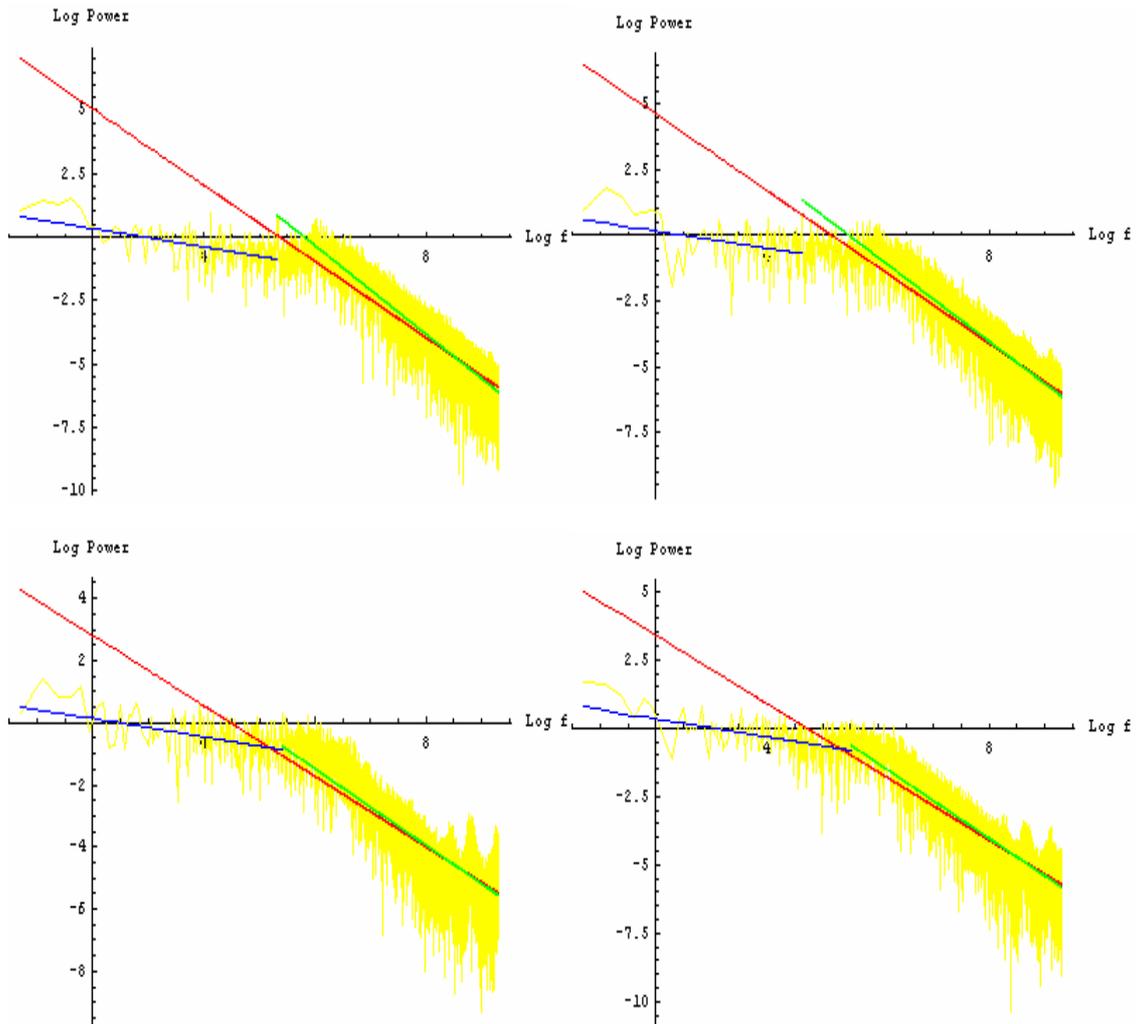
「い」



	FF(Hz)	全体近似(赤)	FFからFmax(緑)	FminからFF(青)
「い」1	330	-0.177396	-0.155101	-0.403388
「い」2	221	-0.139257	-0.0741582	-0.35037
「い」3	165	-0.0781975	-0.0114187	-0.526127
「い」4	188	-0.0772744	-0.00532991	-0.412632

図 13 「い」傾き

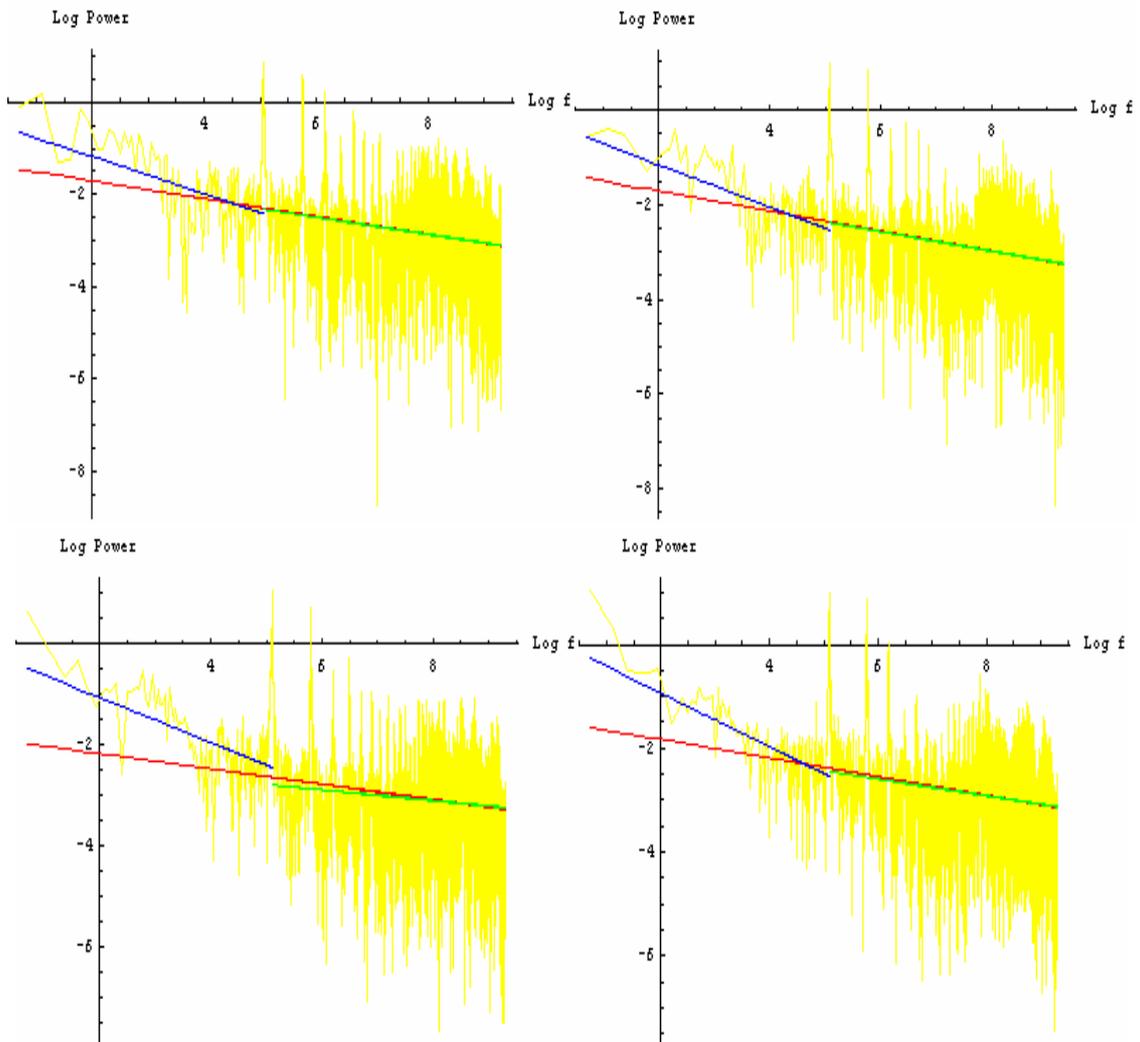
「う」



	FF(Hz)	全体近似(赤)	FFからFmax(緑)	FminからFF(青)
「う」1	203	-1.49802	-1.74336	-0.365911
「う」2	102	-1.45116	-1.59808	-0.325027
「う」3	225	-1.1333	-1.22984	-0.295587
「う」4	250	-1.245	-1.36712	-0.326724

図 14 「う」傾き

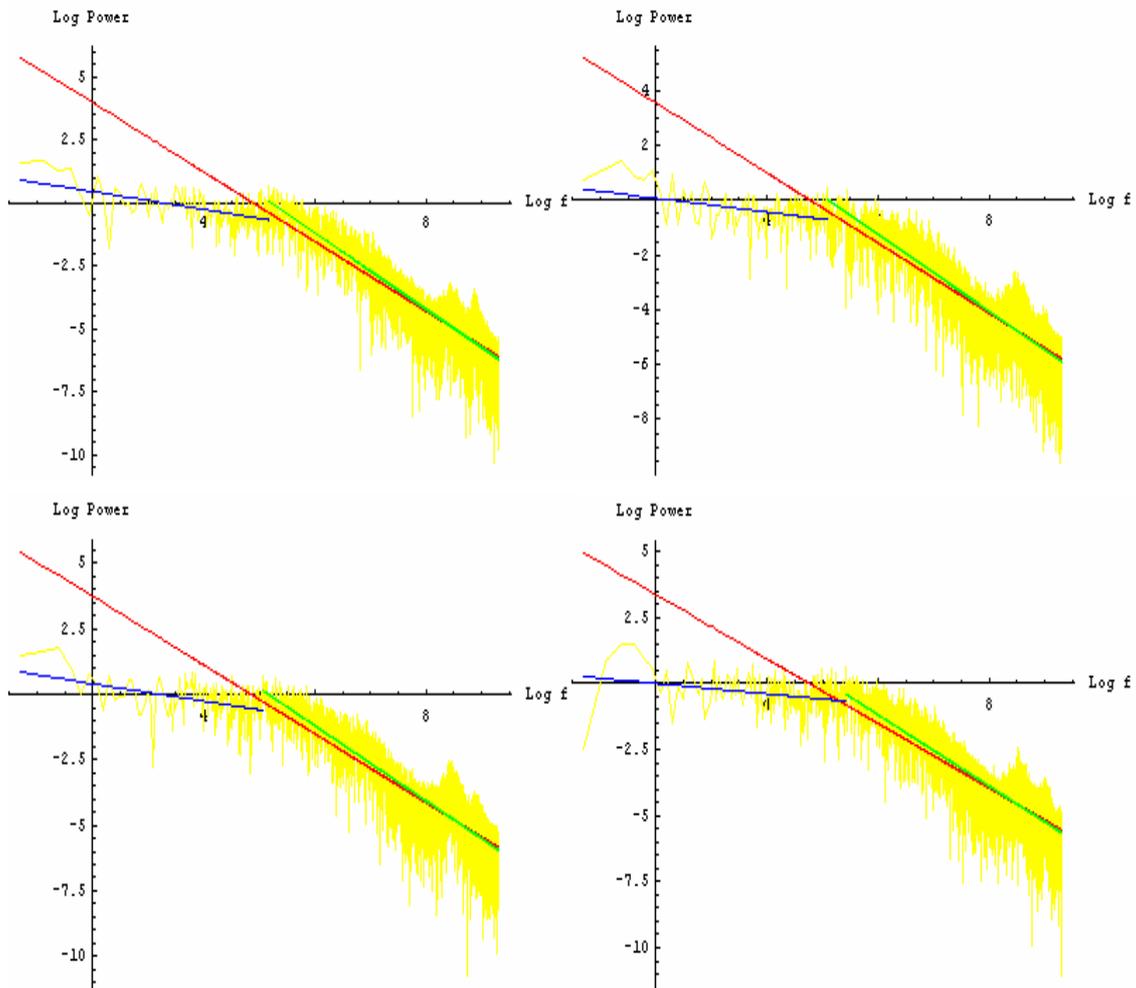
「え」



	FF(Hz)	全体近似(赤)	FFからFmax(緑)	FminからFF(青)
「え」1	159	-0.191	-0.182347	-0.404272
「え」2	161	-0.209427	-0.202758	-0.444941
「え」3	166	-0.149675	-0.1046	-0.442343
「え」4	165	-0.179201	-0.16069	-0.514974

図 15 「え」傾き

「お」



	FF(Hz)	全体近似(赤)	FFからFmax(緑)	FminからFF(青)
「お」1	176	-1.37646	-1.51319	-0.355466
「お」2	162	-1.27584	-1.40312	-0.254975
「お」3	160	-1.31038	-1.43252	-0.329191
「お」4	225	-1.21902	-1.3488	-0.195216

図 16 「お」傾き

4. 考察

4.1 小鳥の鳴き声

スペクトラムが 2 峰特性となったのは低周波の周辺ノイズの影響と高周波の小鳥の鳴き声が混ざっていたためであった。今回用いた方法では、低周波（ノイズ）を取り除いた後、逆フーリエ変換によって音声を復元、再生させると、よりはっきりと小鳥の鳴き声が聴こえるようになった。

本論文では載せていないが、小鳥の鳴き声に含まれる $1/f$ 揺らぎ周波数を抽出しようと試みたが抽出できなかった。本当に小鳥の鳴き声に $1/f$ 揺らぎが含まれているのだとすれば、普通の方法では抽出できないと思われる。

4.2 人の声

それぞれの母音が特徴的な周波数特性をしていることがわかる。例えば「あ」の周波数特性と「お」の周波数特性はグラフの概形からも視覚的に違うとわかるが、赤の全体近似の傾きで見ると「あ」はおよそ -0.5 であるに対し（「い」にいたっては傾きは -0.1 程度である）、「お」は -1.3 である。また緑の FF から F_{max} の傾きで見ると「あ」はおよそ -0.5 であるが、「お」は -1.4 である。このことから「あ」と「お」の識別はそれほど難しくはなさそうである。

しかし「い」と「え」、「う」と「お」の 2 組は赤、緑、青どの傾きも似たような数値であるため識別は難しい。これはそれぞれの発声方法が関係すると思われる。

また、母音全てに対して赤の全体近似と緑の FF から F_{max} の傾きの値は似たような値が算出された。これは両対数になおすと低周波に比べて高周波の方が横軸に対するデータ数が多くなってしまうため、全体近似する際にどうしても高周波成分のデータを多く近似してしまうためと考えられる。

5. まとめ

本論文では前半は小鳥の鳴き声、後半は人の声を扱った。小鳥の鳴き声の音声データは WEB サイトにて取得したが、いざ解析してみるとノイズが混入していたため録音状況がそれほど好ましくない環境であったといえる。しかし、フィルターを用いて低周波と高周波に分離させることで、小鳥の鳴き声だけを綺麗に取り出すことができた。

後半、人の声は傾きを 3 つ抽出して音声の特徴量を割り出した。もともとは第 3 者を含めて複数の人間の声を録音して解析するつもりであったが、データ量が多く自分の声だけを解析することで手一杯であった。またフォルマントは、子音には存在しないため、今回は母音のみの解析にとどまった。子音を識別する際にはまた新たな要素が必要となるであろう。

一般的に標準語におけるフォルマントは「あ」「い」「う」「え」「お」それぞれおよそ 800Hz、250Hz、300Hz、500Hz、500Hz であるとされているが今回の分析では低周波に大きなスペクトラムが集まる傾向があった。今回は第一フォルマントを基点として傾きを算出したが、第二、第三…フォルマントを調べて傾きを算出し固有の情報を出すことで、音声識別能力向上の可能性があるとと思われる。

そもそも単音としての「あ」と「あやとり」のような単語としての「あ」は同じ「あ」でも違う周波数分布を示す。これは後に続くもしくは前に付く言葉によって人間の声帯、口腔、舌およびそれらを動かす筋肉が変化するからである。そういった意味では、既存の単語をデータベースとして蓄積させておき、そのデータを元に音声を識別する方法は有用であるといえる。

本論文では音声を周波数分布の傾きで識別するという研究を行った。まだまだ音声認識のレベルには程遠いが、音を解析する 1 つの方法を示したのではないだろうか。

6. 参考文献

- [1] 寺西正晃、齋藤兆古：動画像の時間領域周波数解析とその応用に関する研究、研究室内部資料、2006
- [2] 齋藤兆古：サウンドから 1byf 揺らぎ周波数抽出ノート、研究室内部資料 2008
- [3] 城戸健一：音声の合成と認識、新 OHM 文庫、1986
- [4] 武者利光：ゆらぎの世界、ブルーバックス、1980
- [5] 鈴木松美：日本人の声、洋泉社、2006

7. 付録

7.1 Message

Mathematica では膨大な命令を備えていることと、同じ変数名によるバグを防止するため、執拗なまで警告メッセージを出力する。本書では、計算結果に無関係なメモリー節約の警告メッセージが煩わしいので、この警告メッセージが出ないように設定する。

```
Off[General::spell1,MemoryConserve::start,MemoryConserve::end];
```

7.2 Function memoryUsed

Mathematica はインタープリター型、すなわち、逐次翻訳型言語であり、同じコードがあるとその都度機械語へ変換しなければならない。このため、一般に計算速度は遅い。Mathematica の計算速度が遅い理由は、このようなインタープリター型言語の本質的な性質に起因する場合と Mathematica 固有の性質に起因する場合がある。Mathematica は計算途中で表示した入出力データ必ず保持している。これは以前の表示した入出力結果を後から呼び出し可能とするためである。

Mathematica の Kernel が Mathematica コードを機械語へ翻訳して計算を実行しようとする場合、以前の入出力結果全体を走査する。このため、余分な計算時間とメモリーを消費する。以下の関数 memoryUsed は、過去の表示された入出力を消去して計算時間とメモリーの使用を節約する。また、この関数は使われているメモリーを 1K バイトを 1000 バイトとして表示する。

```
memoryUsed:=Module[{},Unprotect[In,Out];Clear[In,Out];Protect[In,Out];
```

```
Print[Round[N[MemoryInUse[]/1000], "K Bytes used"]];
```

7.3 時間領域フーリエ変換を行う関数

フーリエ変換は全サンプル数に等しい実部と虚部を与えるので独立なパワースペクトラムは全サンプル数の半分までであり、さらにフーリエ変換の精度を勘案し全サンプル数の 1/4 項までで、高調波解析を行う。

```
fourierCS=Compile[{{soundData,_Real,1}},Module[{dummy={0.},dim={0},i=0},dim=Dimensions[soundData];  
dummy=Abs[Fourier[soundData]];  
Table[dummy[[i]],{i,Floor[0.25*dim[[1]]}]]];
```

7.4 部分フーリエスペクトラムから最小自乗法で Log-Log 直線近似の定数項と比例項を計算する関数

両対数のフーリエスペクトラムからスペクトラムの振幅を直線近似で計算する関数であり、比例項が周波数に対する傾きを与える。出力は定数項と比例項、および誤差ノルムの順に要素が入った 1 次元配列である。

この関数ではフーリエスペクトラムで特定帯域の周波数 (range[[1]]からrange[[2]])スペクトラムの傾きを計算する。

```
lsLogLogFitP=Compile[{{data,_Real,1},{range,_Integer,1}},  
  
Module[{xPara={0.},funcV={0.},solV={0.},erroR={0.},erroD={0.},matC={{0.}},matC  
T={{0.}},i=0},  
xPara=Table[Log[1.*i],{i,range[[1]],range[[2]]}];  
funcV=Table[Log[Abs[data[[i]]]],{i,range[[1]],range[[2]]}];  
matC=Table[{1.,xPara[[i-range[[1]]+1]]},{i,range[[1]],range[[2]]}];  
matCT=Transpose[matC];  
solV=Inverse[matCT.matC].(matCT.funcV);  
erroR=funcV-matC.solV;  
erroD=erroR;  
len=Sqrt[erroR.erroD];  
Append[solV,len]  
]  
];
```

7.5 Sound データの特定周波数範囲のみを取り出すフィルター

サウンドデータのフーリエスペクトラムで、range[[1]]から range[[2]]までの周波数のみを取り出すバンドパスフィルター関数。入力は元のサウンドデータ soundData と取り出したい周波数範囲を表す配列 range であり、出力は周波数が range[[1]]から range[[2]]で構成されるサウンドデータである。

```
bpFilter[soundData_,range_] :=  
  Module[{len=0,i=0,filter={0.},fourierCoe={0.}},  
    len=Length[soundData];  
    fourierCoe=Fourier[soundData];  
    filter=Table[1.,{len}];  
    Do[filter[[i]]=0.,{i,2,range[[1]]-1}];  
    Do[filter[[i]]=0.,{i,range[[2]]+1,len}];  
    Re[InverseFourier[filter*fourierCoe]]  
  ];
```

2008年度 卒業論文

共振型 ECT センサーの提案

法政大学

工学部 情報電気電子工学科 4年

学籍番号 05D3095

氏名 細原 隆史

指導教員 齊藤 兆古 教授

- 目次 -

第1章 序論

第2章 共振型 ECT センサーの原理

2.1 動作原理

2.1.1 渦電流探査法

2.1.2 共振型 ECT 法

2.1.3 共振現象

2.2 共振型 ECT 法におけるデータの処理

2.2.1 プログラムとその説明

2.2.2 理論値から求めたグラフと測定値から求めたグラフとの比較

第3章 実験

3.1 測定装置および試作センサー

3.2 原理の検証

3.3 測定

3.3.1 欠損幅を変えた際のスリット状欠損探査

3.3.2 欠損の厚さを変えた際のスリット状欠損探査

3.3.3 金属材料による違い

第4章 考察

第5章 結論

参考文献

謝辞

1. 序論

エレベータやエスカレータ、さらに航空機などの構造を支える金属材料の非破壊検査は安全性確保のために極めて重要な技術である。他方、金属そのものの品質評価要素として、材料の均一性、ゆがみ、たわみなどがあり、これらの要素を計測する手段としての非破壊検査技術もある。金属の非破壊検査として、超音波、放射線、電気抵抗、渦電流などが用いられている。この中で、超音波による金属の非破壊検査は精度が良く信頼性も高い反面、振動子を検査対象に接触させる必要がある。この意味では電気抵抗測定による非破壊検査も同様に直接接触させる必要がある。放射線による方法は、安全性の観点から放射線の取り扱いに一定の基準が課されているため、使用上に制約がともなう。

渦電流による方法は検査対象と直接接触の必要がなく、比較的簡単な装置で高速な作業が行える反面、渦電流の流れる方向によって金属中の欠損を探知できない問題もある。しかしながら、非接触で探査可能であり他の非破壊検査法に比較して有利な特性を渦電流法は有する。

そして、従来の渦電流による方法は、測定周波数を低めに固定し、測定を行うのが一般的である。また、その時に用いる測定周波数は技術者の経験によって決めるのが常であった。

そこで、この論文では技術者の経験によって測定周波数を決めなくとも欠損の探査ができるような方法として、コイルの共振周波数とそのインピーダンスの変化をみるという方法を提案する。

2. 共振型 ECT 法の原理

2.1 動作原理

2.1.1. 渦電流探査法

渦電流探査(ECT : Eddy Current Testing)法は検査対象中に渦電流の発生を交番磁界を照射して行う。このため、渦電流法は広い意味で磁気による非破壊検査の一種とみなされる。渦電流による非破壊検査で、図 1 に示すように励磁磁界を発生するコイルを変圧器の一次コイルとみなせば渦電流の流れる検査対象が変圧器の二次回路に対応し、欠損の有無による二次回路のインピーダンスの変化を一次回路に換算して評価することができる。これが渦電流法の原理である。

従って、渦電流法の探査感度は励磁コイルと検査対象間の磁氣的結合に大きく依存し、励磁コイルと探査対象が空間的に接近するほど、探査感度が向上することになる。これは磁気による非破壊検査が非接触である利点と渦電流法の探査感度が相反することを意味する。換言すれば漏れ磁束が少ないほど正確な渦電流探査が可能である。しかし、非接触であれば必然的に漏れ磁束が増加し、渦電流探査の感度は低下する。

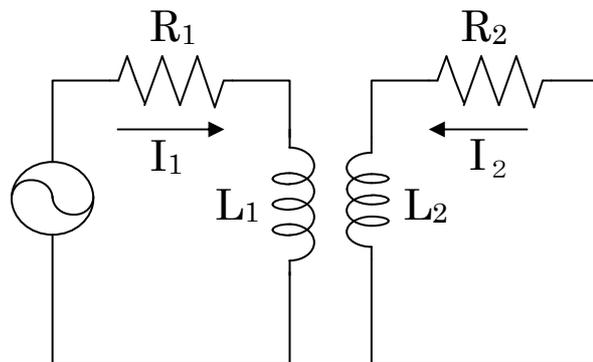


図 1

2.1.2. 共振型 ECT 法

これに対し共振型 ECT 法の原理は、金属板上に欠損がある時に空隙が存在し、その空隙が図 1 の二次回路の R と L の部分にキャパシタンスとして加わってインピーダンスの変化が生じると考える。

そのため、そのキャパシタンスの変化によって生じる変化を一次回路の共振周波数とその時のインピーダンスの変化から評価するという方法である。

2.1.1. 共振現象

電気回路における共振現象とは、図2のようなLC回路の誘導性リアクタンスと容量性リアクタンスが等しい時に発生する現象である。また、共振という言葉は、小さな揺れの供給が系全体に大きな効果を及ぼすような現象を意味するので、LC回路にも交流電源の供給がないと共振は発生しない。そして、誘導性リアクタンスと容量性リアクタンスが等しくなる周波数をその回路の共振周波数といい、図2のようなLC回路の共振周波数 f は次式のように表せる。

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}} \rightarrow f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

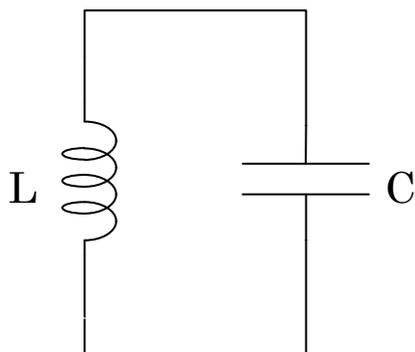


図 2

ここで、共振現象には直列共振と並列共振の2つに分けられているので、それぞれについて述べると以下のようなになる。

(1)直列共振

直列共振とは、図3のように抵抗 R とインダクタンス L とキャパシタンス C が直列接続している時の共振現象のことである。

このときのRLC直列回路は、周波数を高くなるにつれて、誘導性リアクタンス X_L が大きくなり、容量性リアクタンス X_C が小さくなる。そして、ある周波数（共振周波数） f で2つのリアクタンスは同じ大きさになるが、位相は逆である。そのため、これらがお互いに打ち消しあうため、この回路で残るのは抵抗のみである。したがって、直列共振では共振周波数で電流が最大となり、インピーダンスは最小となる。

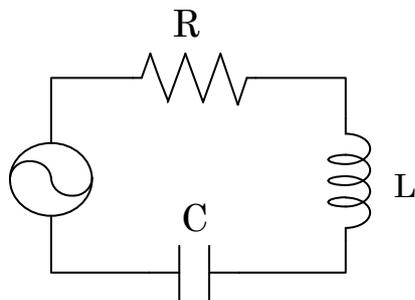


図 3

(2)並列共振

並列共振とは、図4のように抵抗 R とインダクタンス L とキャパシタンス C が並列接続している時の共振現象のことである。

このときの RLC 並列回路は、RLC 直列回路の場合とは逆に、ある周波数（共振周波数） f で X_L と X_C が等しい時、両者の電流が逆方向で打ち消しあい、主線に流れる電流が最小になる。そのため、全体の電流は最小となり、全体のインピーダンスが最大となる。

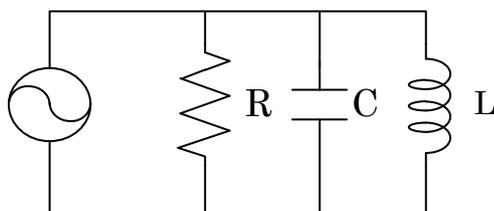


図 4

2.2 共振型 ECT 法におけるデータの処理

2.2.1. プログラムとその説明

共振型 ECT 法は 2.1.2. で述べたように一次回路の共振周波数とその時のインピーダンスの変化をみるという方法である。

そのため本論文では、まず実験から得られたコイルの $Z-\phi$ の周波数特性から ϕ の近似関数を作成し、次にその ϕ の近似関数から位相が $0[\text{deg}]$ のときの周波数を求め、それを Z の近似関数に代入して求め、その結果を基準値と比較して変化率を求めるという方法で計算した。

これによって、得られた結果は、誘導性と容量性のリアクタンスが等しいということになるので、そのときのインピーダンスはコイルの実部のみの値になると考えられる。

ここで、実際に用いたデータの処理は以下のような方法で用いている。

(1) まず、SetDirectory を用いて、ファイルのあるフォルダを作業フォルダに指定する。

ここで、この例の["E:\800maki\貫通\16\sukima1\1mm"]の部分は、E ドライブにある 800maki の中の貫通の中の 16 の中の sukima1 の中の 1mm のフォルダという意味であり、これを右クリック→プロパティで実際にみると、E:\800maki\貫通\16\sukima1\1mm となっているので、注意が必要である。また、上の部分は入力部分、下の部分は出力部分である。

```
In[ ]:= SetDirectory["E:\800maki\貫通\16\sukima1\1mm"]
```

```
Out[ ]:= E:\800maki\貫通\16\sukima1\1mm
```

(2) 次に、Fit 関数を用いて、コイルの ϕ の周波数特性の近似関数を作成する。その後、その近似関数と $y=0$ （縦軸が 0）との交点を求めることで、位相が $0[\text{deg}]$ のときの周波数が求まり、その値を a とする。

そして、その計算結果である a の値を、Fit 関数を用いて作成した Z の近似関数の式に代入することで共振周波数時のインピーダンスの大きさが求まる。そのため、出力結果の値は上からそれぞれ周波数とインピーダンスの値である。尚、本論文では 3.1.1. で紹介するインピーダンスアナライザの測定結果を GPIB プログラムにより入手し、その時のファイルのデータは dat 形式となっている。また、コイルの $Z-\phi$ の周波数特性を測定しているので、ファイルのデータの順番は左から順に周波数、インピーダンス、位相となっている。

```
In[ ]:= ReadList["0.dat", {Real, Real, Real}];
Drop[%, {}, {2}];
f = Fit[%, {1, x, x^2, x^3, x^4, x^5}, x];
a = Solve[f == 0, x]
ReadList["0.dat", {Real, Real, Real}];
Drop[%, {}, {3}];
Fit[%, {1, x, x^2, x^3, x^4, x^5, x^6}, x];
%/. a
```

```
Out[ ]:= {{x -> 306854.}, {x -> 425795. - 145887. I}, {x -> 425795. + 145887. I},
{x -> 569265.}, {x -> 672218.}}
```

```
Out[ ]:= {422676., 235322. + 216561. I, 235322. - 216561. I, 72404.7, 120253.}
```

(3)そして、上の計算で得られた結果をこの例であれば、周波数なら k_0 に、インピーダンスなら z_0 にそれぞれ値を入力する。しかし、(2)の計算結果だと値は5個分出てしまいが実際には1個だけである。そのため、ここでは測定周波数範囲である 410k~610kHz までの間にある値を有効とみなし、その値を入力する。これにより、測定位置におけるコイルの共振周波数とそのインピーダンスの変化率の変数 f_{k0}, h_0 が求まる。

```
In[ ]:= k0 = 569265;
z0 = 72404.7;
h0 = N[ $\frac{z0 - z0}{z0}$ ] 100;
fk0 = N[ $\frac{k0 - k0}{k0}$ ] 100;
```

ここで、データの個数が 11 個を超えた時からその変数が、それぞれ he_{10}, f_{10} になっているが、これは同じような変数を何回も shift+enter で入力していくと、

General::spell1:

スペル間違いの可能性があります。新規シンボル"zh10"はすでにあるシンボル"z10"に似ています。 詳細

といった表示が毎回出ないようにするためにしただけなので、この変数自体には特に意味が無く、結果にも影響はないので気にしなくよい。

尚、ここでは 0cm の値である z_0 、 k_0 を基準に取っているので、この時の変化率は 0[%] である。また、この処理を行うことにより、共振周波数でのそれぞれの変化がセンサーコイルの線間容量の変化によって生じたのではなく、二次回路の変化によって変わったということが分かる。

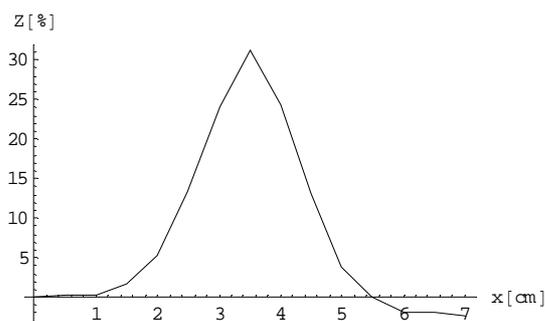
(4)最後にこれまでの(2)~(3)までの処理を、測定した分(3.実験では15個分)行い、このデータ全体をインピーダンスの変化率の場合は `data`、共振周波数の変化率の場合は `fjp` としてそれぞれ分けてまとめ、そのまとめたものを `ListPlot` を用いてそれぞれ図に示す。ここで、実際にこのデータをグラフで表すと図5のようになる。

```
In[ ]:= data={{0,h0},{0.5,h1},{1,h2},{1.5,h3},{2,h4},{2.5,h5},{3,h6},
             {3.5,h7},{4,h8},{4.5,h9},{5,he10},{5.5,he11},{6,he12},
             {6.5,he13},{7,he14}};
```

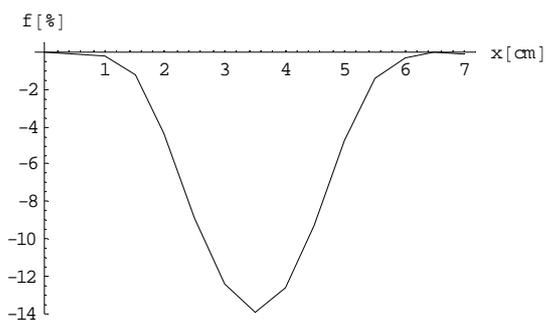
```
In[ ]:= fjp={{0,fk0},{0.5,fk1},{1,fk2},{1.5,fk3},{2,fk4},{2.5,fk5},{3,fk6},{3.5,fk7},
            {4,fk8},{4.5,fk9},{5,f10},{5.5,f11},{6,f12},{6.5,f13},{7,f14}};
```

```
In[ ]:= ListPlot[data,PlotJoined->True,AxesLabel->{"x[cm]","Z[%]"},
               PlotRange->{-3,60}]
```

```
In[ ]:= ListPlot[fjp,PlotJoined->True,AxesLabel->{"x[cm]","f[%]"},
               PlotRange->{-20,3}]
```



(a)インピーダンスの変化のグラフ



(b)周波数の変化のグラフ

図 5

また、`PlotRange` で範囲を指定する際には以下のような方法を用いて、最大値と最小値を求めた。

```
In[ ]:= Max[data]
```

```
In[]:= Min[data]
```

```
In[]:= {h7}
```

2.2.2. 理論値から求めたグラフと測定値から求めたグラフとの比較

ここでは、2.2.1.で説明したことを実際にグラフで描き、それと測定値から求めたグラフを比べると図6のようになる。また、この時の周波数範囲は410k~610kHzである。

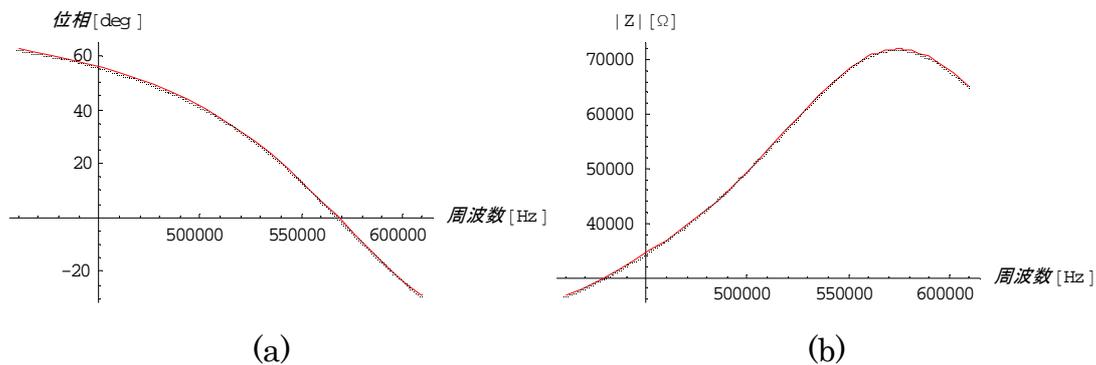


図 6

ここで、図 6 での赤線は理論値から求めたグラフであり、黒線は測定値から求めたグラフである。

また、この図を見ると、(a)、(b)ともにほぼ同じ波形となっているということが分かり、この方法はほぼ正確な値を出せるということが確認できる。

3. 実験

3.1 測定装置および試作センサー

3.1.1. 測定装置

今回の実験に用いた測定装置は、図 7 の写真に示すインピーアナライザ HP4194A である。また、測定する時は、積分時間 Short、アベレージング回数 4 回、測定点 401 点で測定した。



図 7

3.1.2. 試作センサー

今回の実験に用いるために図 8 の写真に示すセンサーコイルを試作し、表 1 にその仕様を示す。



図 8

表 1. センサーコイル仕様

巻数	800[回]
外径	48[mm]
内径	10[mm]
厚さ	10[mm]
1層分	20[回]
巻線の直径	0.4[mm]
巻線の種類	PEW

3.2 原理の検証

まず、試作センサーのみの時のコイルの $Z-\phi$ の周波数特性を測定し、つぎに図 9 のように銅板上にコイルを置きその厚さを 0.1、0.5、1mm と変えた時のコイルの $Z-\phi$ の周波数特性を測定し、その結果を図 10 に示す。

ここで、測定周波数は 1k~801kHz であり、このとき用いた銅板の大きさは縦 10cm、横 10cm である。

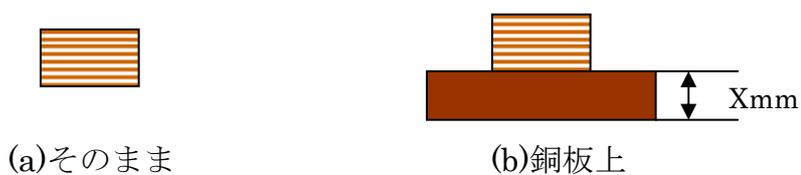
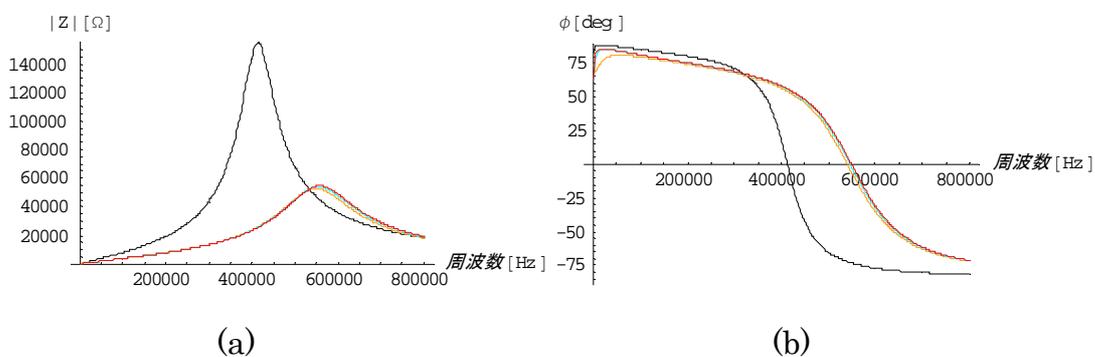


図 9



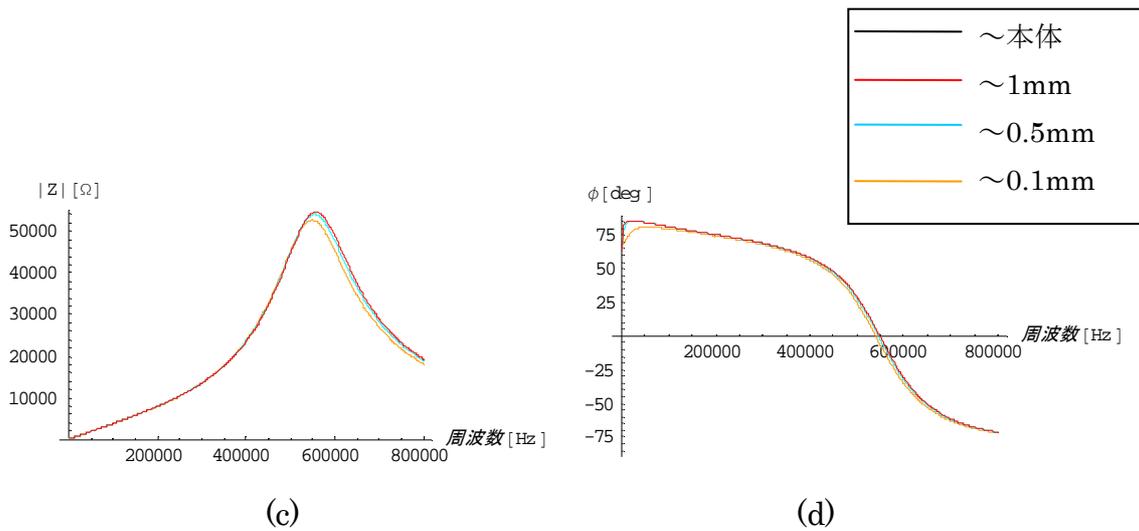


図 10

この結果より、コイルの下に銅板がある状態は、銅板が無い状態と比べると、共振周波数は上昇し、その時のインピーダンス大きさは減少するということが分かる。

このことから、銅板やアルミ板といった金属であれば欠損が生じる時、金属の表面に空隙が存在し、そのことによってコイルの共振周波数が減少し、その時のインピーダンスは増加するということが確認できる。

また、(a)、(b)より、銅板上にある時のコイルの共振周波数は最大でも 400k~600kHz の間を変化することになる。そのため、実際に測定する際は、測定周波数を 410k~610kHz の範囲で測定すればよいということが分かる。

そして、銅板の厚みを変えた場合だと、上図より、銅板の厚みが厚くなると、共振周波数は増加し、その時のインピーダンスも増加するということが分かる。

3.3 測定

3.3.1. 欠損幅を変えた際のスリット状欠損探査

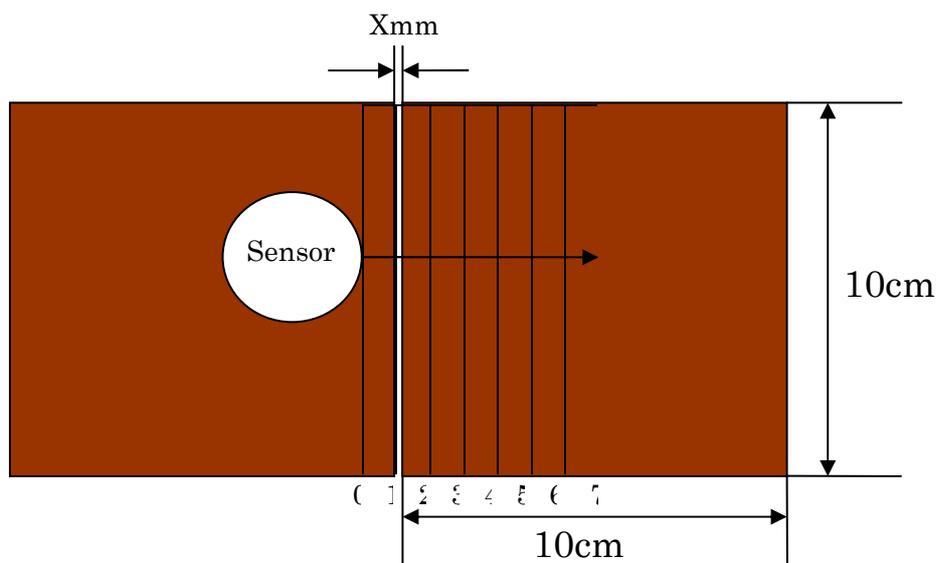
図 1 1 に示すように 2 枚の金属板の端を合わせ、欠損の幅 X を 0mm から 0.5、1、2mm と大きくしていき、その時のセンサーコイルが 0~7[cm]の間を 5mm 間隔で通過するときの共振周波数とその時のインピーダンスの大きさの測定を行った。また、このときに実際に行った風景を写真に取ると、図 1 2 のようになる。この図の(b)から分かるようにセンサーコイルの端が 3.5cm のところにある時、センサーコイルが欠損の中心に位置するので、変化率は最大となる。

ここで、検査対象金属として厚さが 0.5mm の銅板を使用し、このときの測定周波数範囲は 410k~610kHz であり、測定点数は 15 点である。また、センサーコイルと金属の間に

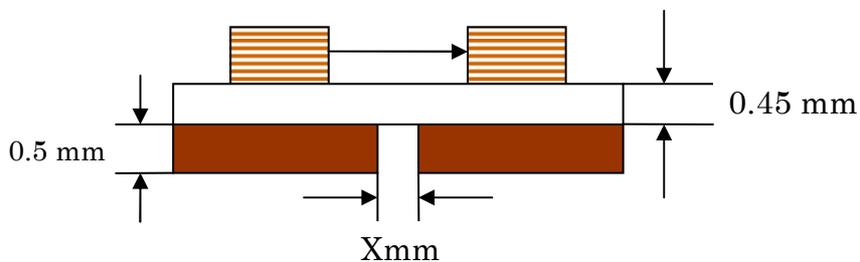
0.45mm のアクリル板を介してある。

そして、得られた測定結果を(1)式に値を代入して求めた変化率を図で表すと、図 13 のようになった。

$$\text{変化率} = \frac{\text{欠損がある時の値} - \text{欠損が無い時の値}}{\text{欠損が無い時の値}} \times 100[\%] \dots\dots(1)$$

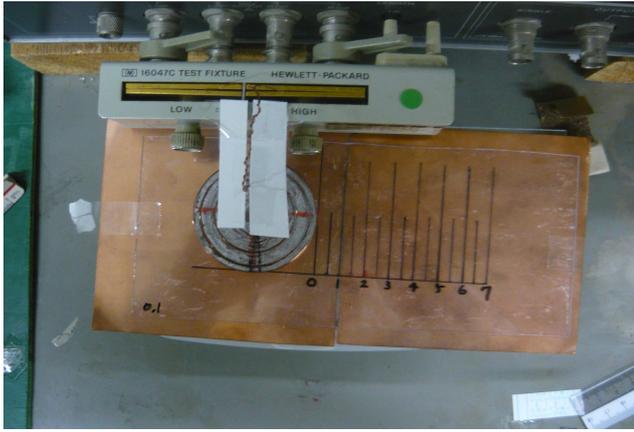


(a)上から見たとき

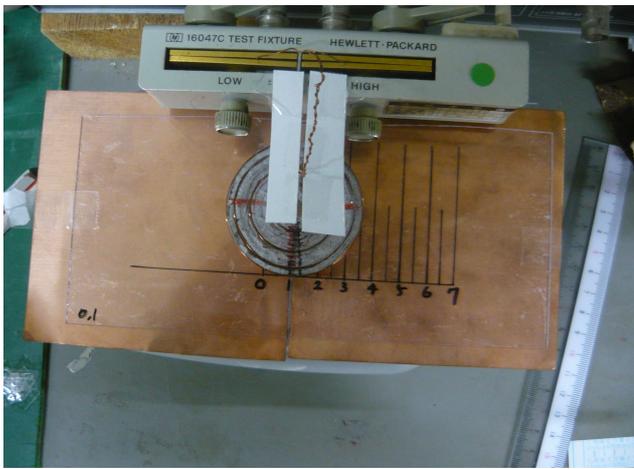


(b)横から見たとき

図 11

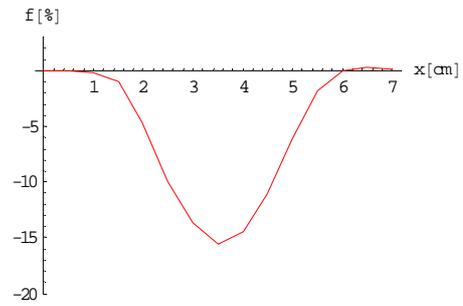
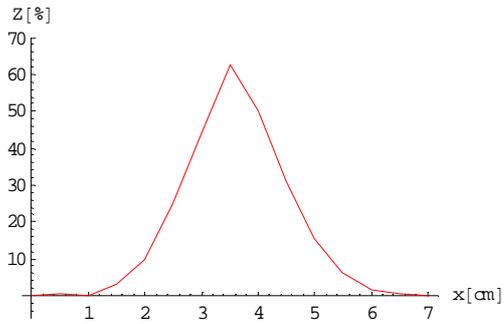


(a)はじめの位置

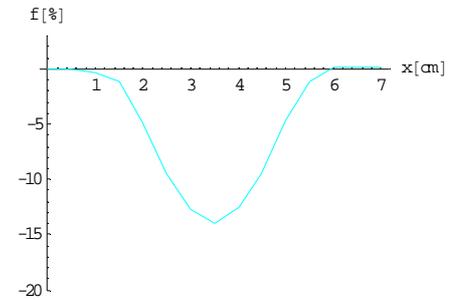
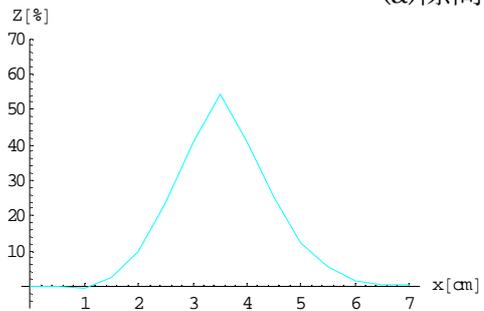


(b)欠損の中心にコイルの中心があるとき

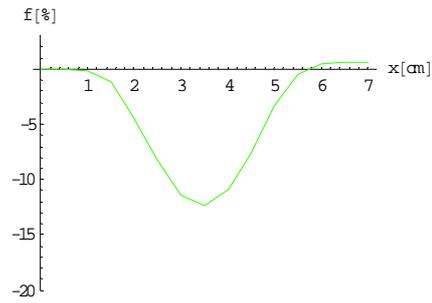
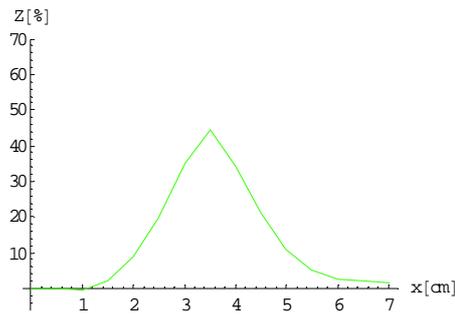
図 12



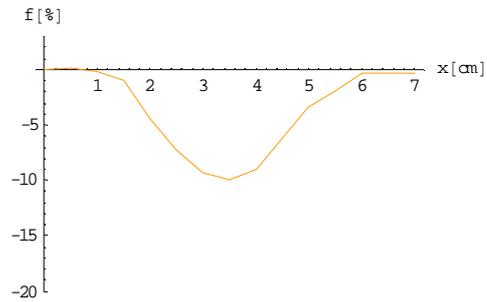
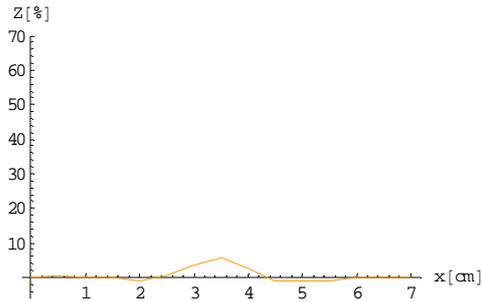
(a)隙間 2mm



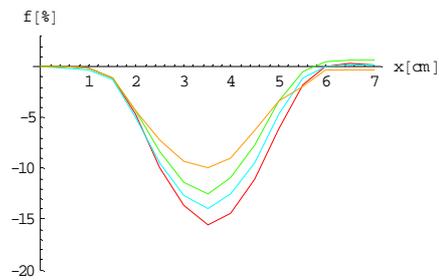
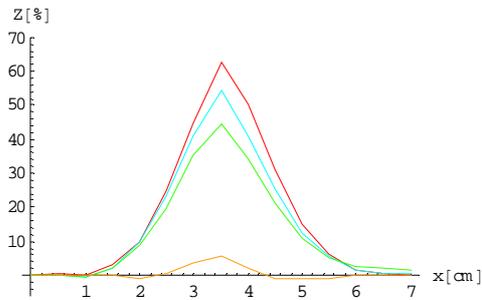
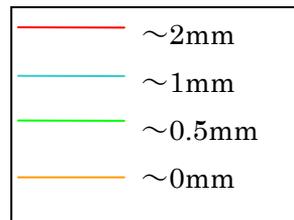
(b)隙間 1mm



(c)隙間 0.5mm



(d)隙間 0mm



(e)比較

図 13

3.3.2. 欠損の厚さを変えた際のスリット状欠損探査

図 1 4 に示すように 2 枚の金属板の厚み X を 1、0.5、0.1mm としたときのセンサーコイルの共振周波数とそのときのインピーダンスを 3.3.1. 欠損幅を変えた際のスリット状欠損探査の時と同じ方法で測定し、その変化率をそれぞれ図にすると図 1 5 のようになった。

ここで、検査対象金属として銅板を使用し、このときの測定周波数範囲は 410k~610kHz

であり、欠損幅は 1mm とし、測定点数は 15 点である。また、センサーコイルと金属の間に 0.45mm のアクリル板を介してある。

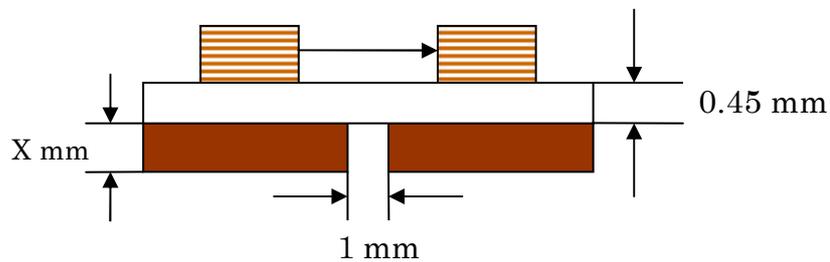
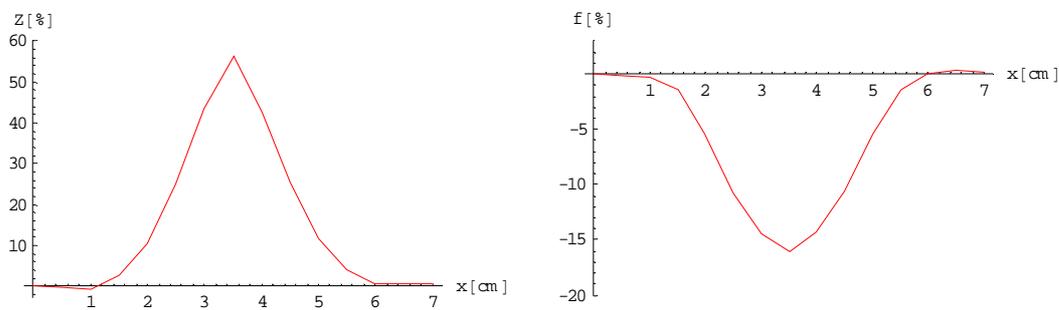
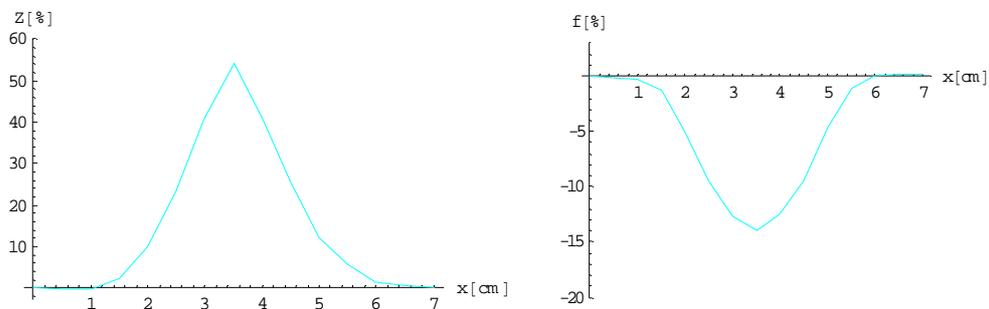


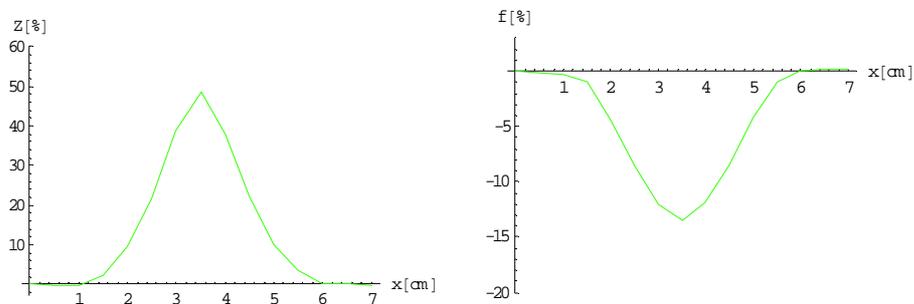
図 14



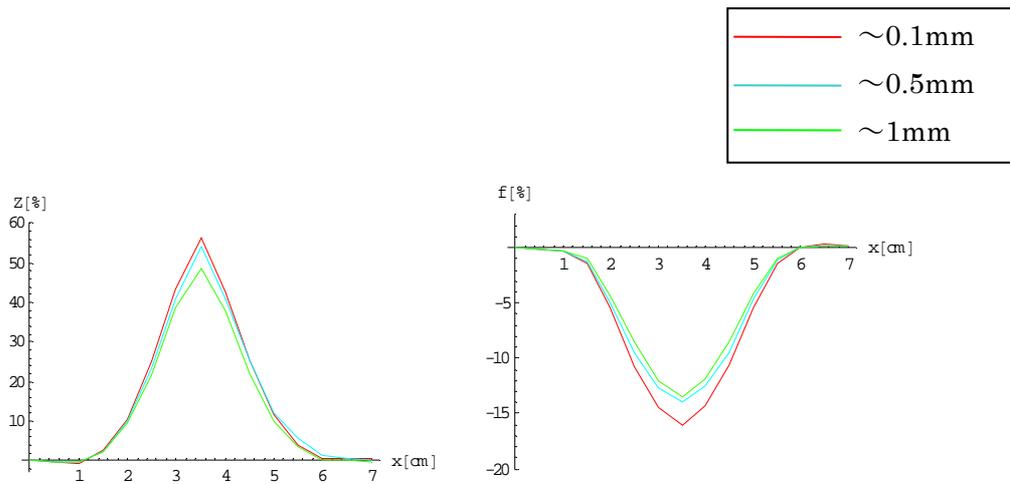
(a) 厚さ 0.1mm



(b) 厚さ 0.5mm



(c) 厚さ 1mm



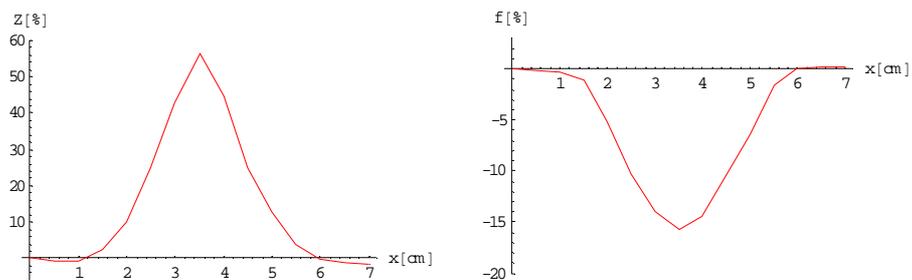
(d)比較

図 15

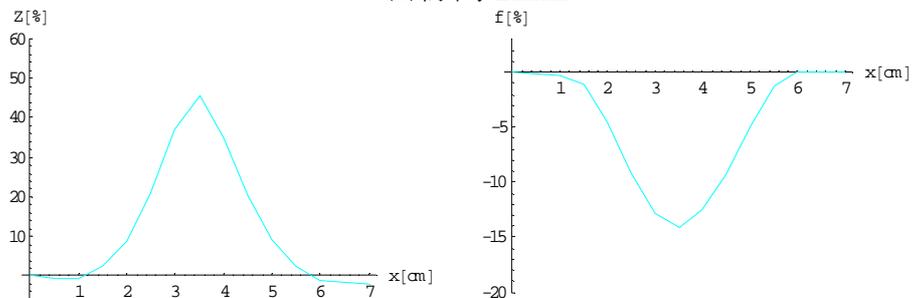
3.3.3. 金属材料による違い

実験方法は、3.3.1.欠損幅を変えた際のスリット状欠損探査と同様に行い、検査試料を厚さ 0.5mm のアルミ板にし、隙間を 0、0.5、1、2mm と変えたときのセンサーコイルの共振周波数とそのインピーダンスを測定し、その変化率をそれぞれ図にすると図 16 のようになった。

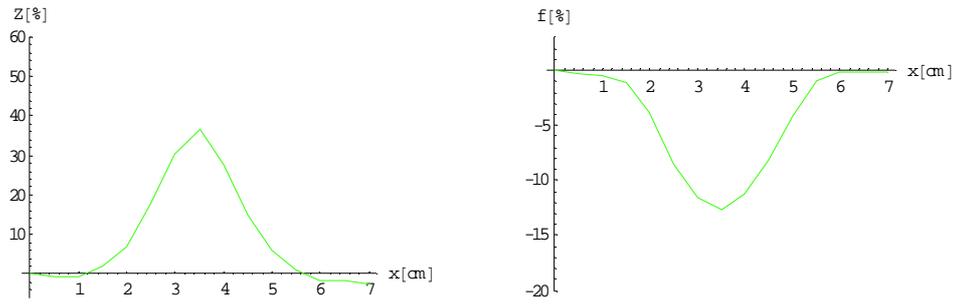
また、この結果の隙間 1mm のグラフと検査試料を銅としたときのグラフを図にすると、図 17 のようになった。



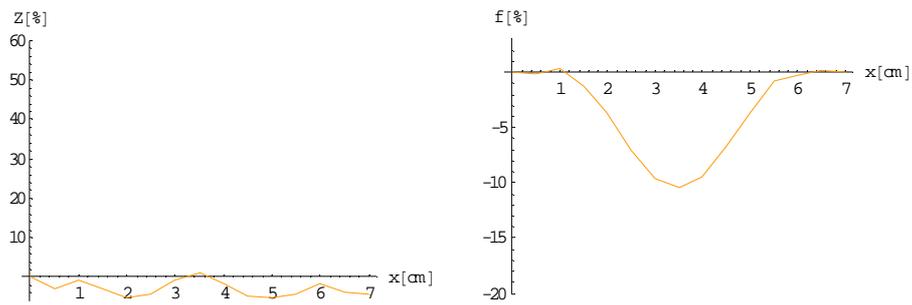
(a)隙間 2mm



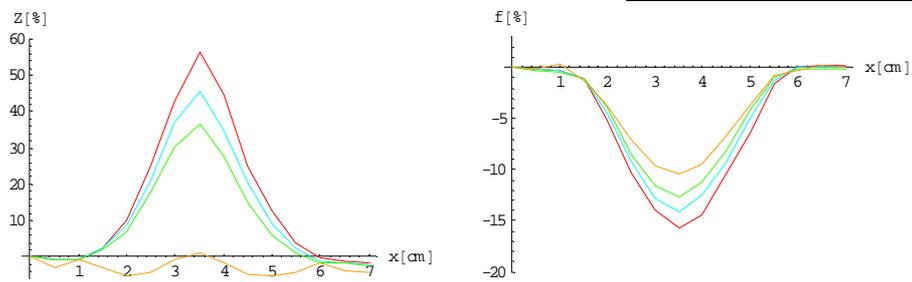
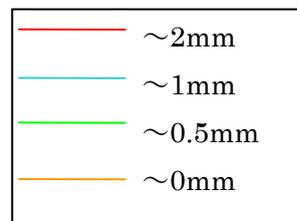
(b)隙間 1mm



(c) 隙間 0.5mm



(d) 隙間 0mm



(e) 比較

図 16

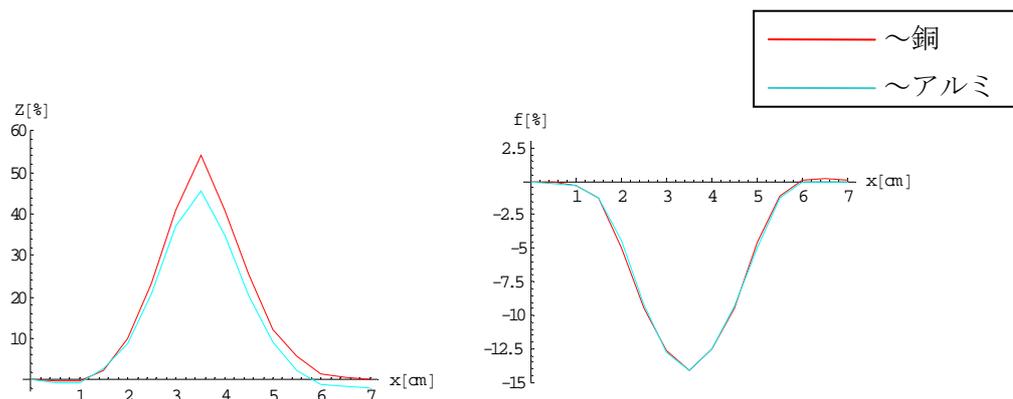


図 17

4. 考察

まず、3.3.1. 欠損幅を変えた際のスリット状欠損探査については、図 13 より、隙間の大きさを広くするほどセンサーコイルの共振周波数とそのインピーダンスの変化率は増加し、その増加のピークは 3.5cm のときになり、これは隙間を変えても変わらないということが分かった。これは隙間を変えることで空隙が大きくなったからではないかと考えた。また、3.5cm のときに変化率が最大になっているので、センサーコイルは欠損の中心に位置した時に変化が最大となることが確認できた。

つぎに 3.3.2. 欠損の厚さを変えた際のスリット状欠損探査については、図 15 より、共振周波数とそのときのインピーダンスの変化率は、金属板の厚みを薄い時ほど大きいということが分かった。

そして、3.3.3. 金属材料による違いについては、図 16 より、アルミ板でも欠損の検出は可能であり、欠損による違いも出るということが分かる。しかし、図 17 をみると、アルミと銅の共振周波数の変化率はさほど変わらないが、インピーダンスの変化率では、銅の方が高い。そのため、アルミは銅より感度が悪いということが分かった。

5. 結論

本論文では金属材料の非破壊検査法として、共振型 ECT 法を提案し、その基礎特性について実験を行った。従来の渦電流探査法の欠点として、測定周波数は固定して行う必要があり、その値は技術者の経験によって決められていた。しかし、今回の測定結果より、金属の欠損探査をセンサーコイルの共振周波数とその時のインピーダンスの変化によって検出することができたので、経験によって周波数を固定しなくとも欠損探査を行えることを示すことができたといえる。

参考文献

- [1] 亀澤・早野・齋藤：「多相交流センサーによる金属のたわみ・ゆがみセンシング」、電気学会マグネティックス研究会、MAG-94-116、（1994）
- [2] I.Marinova, S.Hayano, N.Ishida & Y.Saito：“Polyphase eddy current testing,”*J.App, Phys*, 75, 10, 5904～5906（1994）
- [3] 亀澤・早野・齋藤：「多相交流センサーによる金属欠損の位置・形状センシング」、電気学会マグネティックス研究会、MAG-95-31、（1995）
- [4] 佐藤庸平、早野誠治、齋藤兆古、堀井清之、“三相交流磁気センサーの高度化と薄板状金属の欠損可視化”、可視化情報学会誌、Vol.25、No.1、pp.185-188、（2005）

謝辞

本研究を進めるに当たり、齋藤兆古教授には数多くのご指導、ご支援を賜りました。深く感謝致します。

また、多くのご協力を頂いた齋藤兆古研究室の皆様に心より感謝致します。