

卒業論文発表会

日時： 2017年1月24日、午前10時～

場所： 応用電磁気学実験室

発表時間： 質疑応答含め一人12分以内

2016年度卒業論文集

Version 3.0

2017-01-22

学籍番号	氏名	題目	
13X2031	岸本 甫	調和平衡法による Chua 型モデルのパラメタ同定とその応用	1
13X2035	熊谷 真	調和平衡法による Chua 型磁化モデルのパラメタ同定とその応用	7
13X2045	齋藤 慎司	スイッチング電源の高周波化に関するいくつかの考察	12
13X2052	佐藤 悠太	浮遊容量制御に拠る直列共振回路生成と非接触給電への応用	18
13X2057	下村 俊紀	赤外線画像を用いた金属材料識別法	26
13X2124	橋本 拓也	地震波の RGB 可視化システムの提案とその応用	30
13X2127	早津 政人	三次元有限要素法による平面型変圧器の数値シミュレーション	31
13X2135	藤野 孝明	速度微分法を用いた平面型多相誘導電動機の特性格解析	42
13X2146	茂木 一平	赤外線カメラを用いた電子機器の温度上昇評価	47
09X2138	ロドリゲス	1/f 周波数ゆらぎに拠るギターの弦評価システムの試み	52
13X2138	堀田 修平	共振結線を用いた空心変圧器 (仮)	58

法政大学理工学部電気電子工学科

齊藤 兆古 研究室

2017年1月22日

調和平衡法による Chua 型モデルのパラメタ同定と表皮効果解析

13X2031 岸本 甫 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

現代社会において磁性体を用いた電気機器が多く開発される. その鉄損を解析的に計算することは機器の設計に極めて重要である. 本論文では, 鉄損を勘案した磁性体の表皮効果を解析的に計算することを目的とする.

調和平衡法的アプローチは鉄損を含んだ表皮効果の計算において, 唯一と言える解析方法である.

この方法で算出した磁化特性パラメータから磁化特性モデルを再現し, 鉄損を勘案した磁性体の表皮効果を吟味し, 報告する.

1 緒言

現代社会において, 磁氣的結合など磁性材料の特性を積極的に利用した電気機器が数多く開発され, 実用化されている. 磁性材料の持つ磁気飽和, ヒステリシス, 渦電流等の特性は, 時として磁性材料を用いる電気機器において, 予測困難で複雑なシステム応答を示す場合がある.

これらの電気機器に用いられる磁性材料には表皮効果が存在する. しかし, 現状ではこの表皮効果問題を磁気飽和やヒステリシスを考慮し, 解析的に解いた例が無い. 本論文の主要な目的は, 調和平衡法的アプローチによって, 従来, 表現出来なかった磁気飽和を含む非線形な磁化特性を磁区理論に基づく磁化特性モデルで表現し, 磁性材料の特性が表皮効果にどのような影響を及ぼすかを吟味することで, 電気機器の新しい解析技術の一端を開拓することである.

本論文では第一に磁化特性を磁区理論に基づく構成方程式で表現し, 調和平衡法的アプローチによって, 磁気飽和を含む非線形な磁化特性を表現可能であることを報告する. 第二に調和平衡法的アプローチによって得られた磁化特性のパラメータを用いて表皮効果を解析する.

2 一次元表皮効果問題とその解析

2.1 磁区理論に基づく構成方程式

磁区理論に基づく磁化特性モデルの構成方程式は静的な磁区状態を表す式(2.1)と動的な磁区状態を表す式(2.2)を表す式で表される.

$$H_{static} = \frac{1}{\mu} B(2.1)$$

$$H_{dynamic} = \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right) (2.2)$$

すなわち, 静的な磁区状態と動的な磁区状態の両方

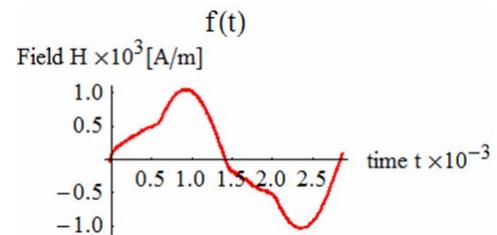
を包括した構成方程式は式(2.3)で表される.

$$H = H_{static} + H_{dynamic}$$

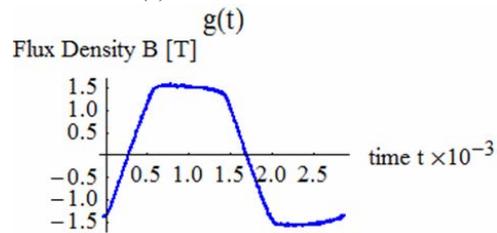
$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right) (2.3)$$

2.2 調和平衡法

図1のような磁気飽和を含む領域において調和平衡法的アプローチにより磁化特性パラメータを各高調波に対して決定する方法を述べる.



(a) 磁界 H



(b) 磁束密度 B

図1 磁気過飽和領域での磁界と磁束密度波形

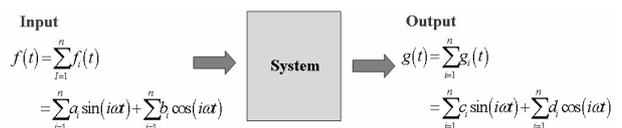


図2 入出力システムの模式図

磁界 H を入力, 磁束密度 B を出力として, 図2に示すような入出力システムを考える. このシステムの入力, 出力をそれぞれ(2.4), (2.5)式のように与える.

$$f(t) = \sum_{i=1}^n a_i \sin(i\alpha t) + \sum_{i=1}^n b_i \sin(i\alpha t) \quad (2.4)$$

$$g(t) = \sum_{i=1}^n c_i \sin(i\alpha t) + \sum_{i=1}^n d_i \sin(i\alpha t) \quad (2.5)$$

このシステムが磁区理論に基づく構成方程式で表現可能とすると、式(2.6)を得る。

$$f(t) = \frac{1}{\mu_i} g(t) + \frac{1}{s_i} \frac{dg(t)}{dt} - \frac{\mu_{ri}}{s_i} \frac{df(t)}{dt} \quad (2.6)$$

パラメータ α, β, γ を用いて、(2.6)式を変形すると

$$f(t) = \alpha_i g(t) + \beta_i \frac{dg(t)}{dt} - \gamma_i \frac{df(t)}{dt} \quad (2.7)$$

と表せる。

以下、関数の直交性を用いて、(2.7)式のパラメータ α, β, γ を求める。まず、式(2.7)の両辺に出力 $g(t)$ を掛け、時間 t を 0 から T まで 1 周期積分すると式(2.8)を得る。

$$\int_0^T g(t)f(t)dt = \alpha_i \int_0^T g(t)g(t)dt + \beta_i \int_0^T g(t) \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma_i \int_0^T g(t) \frac{df(t)}{dt} dt \quad (2.8)$$

同様に、式(2.7)の両辺に出力関数の微分 $dg(t)/dt$ を掛け、時間 t を 0 から T まで 1 周期積分すると式(2.9)を得る。

$$\int_0^T \frac{dg(t)}{dt} f(t)dt = \alpha_i \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} g(t)dt + \beta_i \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma_i \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} \frac{df(t)}{dt} dt \quad (2.9)$$

さらに、式(2.7)の両辺に入力関数 $f(t)$ を掛け、時間 t を 0 から T まで 1 周期積分すると式(2.10)が得られる。

$$\int_0^T f(t)f(t)dt = \alpha_i \int_0^T f(t)g(t)dt + \beta_i \int_0^T f(t) \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma_i \int_0^T f(t) \frac{df(t)}{dt} dt \quad (2.10)$$

式(2.8)(2.9)(2.10)に入力と出力の関数を代入することで、式(2.11)のシステム方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} a_i c_i + b_i d_i \\ b_i c_i - a_i d_i \\ a_i^2 + b_i^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_i^2 + d_i^2 & 0 & -i a_i (a_i d_i - b_i c_i) \\ 0 & i a_i (c_i^2 + d_i^2) & -i a_i (a_i c_i + b_i d_i) \\ a_i c_i + b_i d_i & -i a_i (a_i d_i - b_i c_i) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

式(2.11)を解くことで、第 i 次高調波におけるパラメ

ータがそれぞれ求まる。また、フェーザー表示を導入し、 \wedge を複素数とすると、式(2.7)より式(2.12)を得る。

$$(1 + j i \omega \gamma_i) \hat{f} = (\alpha_i + j i \omega \beta_i) \hat{g}, \quad (2.12)$$

したがって出力は式(2.12)の実数部となり、式(2.13)で表される。

$$g(t) = \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{1 + (i\omega\gamma_i)^2}{\alpha_i^2 + (i\omega\beta_i)^2}} \sqrt{f_{i,r}^2 + f_{i,m}^2} \cos(i\alpha t + \varphi) \quad (2.13)$$

$$\varphi = -\tan^{-1} \frac{f_{i,m}}{f_{i,r}} + \tan^{-1} i\omega\beta_i - \tan^{-1} \frac{i\omega\beta_i}{\alpha_i}$$

2.3 一次元表皮効果の支配方程式

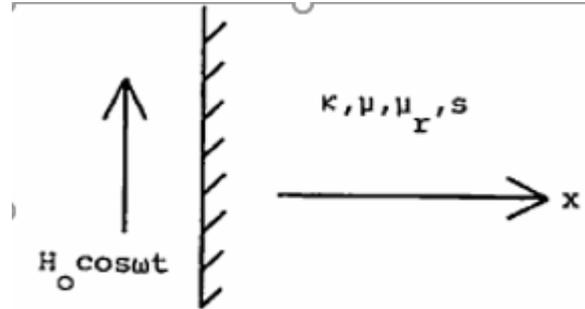


図3 表皮効果の一次元モデル

図3のモデルは磁性体表面の微小部分へ平行に磁界が加わっている状態を示す。表面に加えた磁界が磁性体内の X 方向へどのように浸透するかを調べる。

まず、準静的な電磁界系の Maxwell の方程式は次式となる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{J} = \kappa \mathbf{E} \quad (2.16)$$

これらの式を変形して、

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{H} &= \nabla \times \mathbf{J} = \kappa \nabla \times \mathbf{E} \\ &= -\kappa \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.17)$$

を得る。また、(2.3)式から

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} + \nabla \times \nabla \times \frac{\mu_r}{s} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{s} \nabla \times \nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.18)$$

$$-\mathbf{K} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \frac{\kappa \mu_r}{s} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial t} \right) (\nabla \times \nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.19)$$

(2.19)式において時間微分を $j\omega$ として変形すれば, $\text{div} \mathbf{B} = 0$ であるから,

$$\left(1 + j\omega \frac{\mu}{s} \right) \nabla^2 \mathbf{B} + \omega \kappa \mu \left(\omega \frac{\kappa \mu_r}{s} - j \right) \mathbf{B} = 0 \quad (2.20)$$

の支配方程式を得る. (2.20)式の空間微分を離散化すれば, システム方程式は(2.21)の形に書ける.

$$\mathbf{Y} = \mathbf{C}\mathbf{X} \quad (2.21)$$

(2.23)式の具体的な例として, 空間微分を 3 点差分で置き換え, 空間の媒質が一様であるとした場合を(2.22)式に示す.

$$\mathbf{C} = \left(\left(1 + j\omega \frac{\mu}{s} \right) \right) \mathbf{H} + \left(1 + j\omega \frac{\mu}{s} \right) \Delta x^2 \mathbf{K} \quad (2.22 a)$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 2 & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -1 & 2 & -1 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 2 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & 2 \end{pmatrix} \quad (2.22b)$$

\mathbf{K} は単位行列

(2.22)式を前提とすれば, (2.21)式は磁性体に平行磁束が加わっている場合の磁性体中の磁束密度を表すシステムとなる.

3 実験

3.1 磁化特性パラメータの算出方法

実験手順を以下に示す.

1. U 字型フェライトコアから成る測定装置 (図 4) を用いて, 磁界 \mathbf{H} , 磁束密度 \mathbf{B} の波形をオシロスコープにて測定する.
2. 1 で測定した \mathbf{H} と \mathbf{B} のデータをプログラミング言語 Mathematica で組んだコードへ取り込み磁化特性パラメータである透磁率 μ , ヒステリシス係数 s , 複素透磁率 μ_r を計算する.

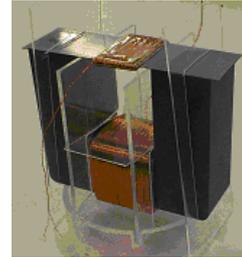


図 4 磁化特性の測定装置

測定装置の諸定数, 実験回路をそれぞれ表 1, 図 5 に示す.

表 1 実験装置の諸定数

供試材料	U 字型フェライトコア
材料:珪素鋼板 長さ:100mm 幅:30mm 厚さ:0.8mm 巻き数:300 巻き 導線直径:0.2mm	材料:フェライト 巻き数:300 巻き 導線直径:0.6mm

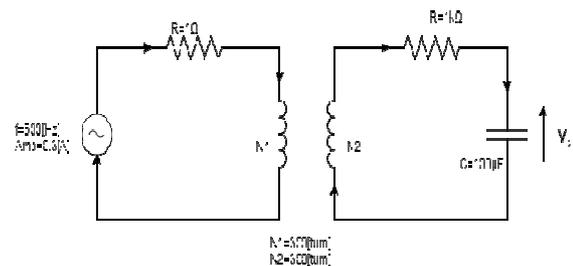


図 5 測定回路図

3.2 一次元表皮効果の解析

解析手順を以下に示す.

1. (2.21)式のシステム方程式に 3.1 にて算出したパラメータを用いて, プログラム言語 Mathematica で組んだコードを用いて表皮効果を解析する.
2. 解析結果より, 磁性体表面に平行磁界を印加した場合に, 磁性体内部でどのような現象が起こるのかを吟味する.

4 実験結果

4.1 磁化特性パラメータ

図4に示す測定装置を用いて測定した過飽和状態での磁界 H と磁束密度 B 、それぞれの波形を図6示す。尚、今回パラメータ計算に用いるデータは、文献[2]で報告されているそれを利用する。

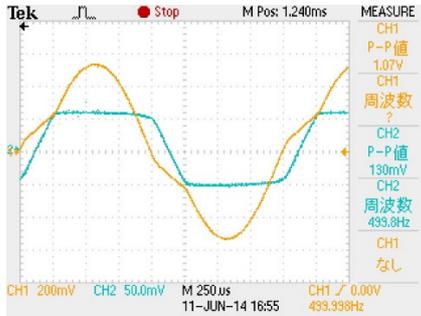
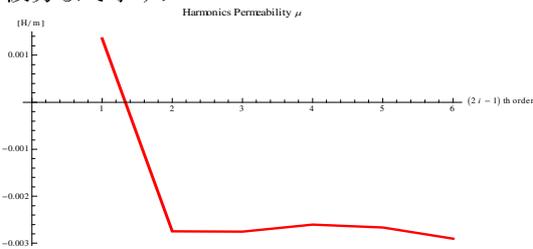
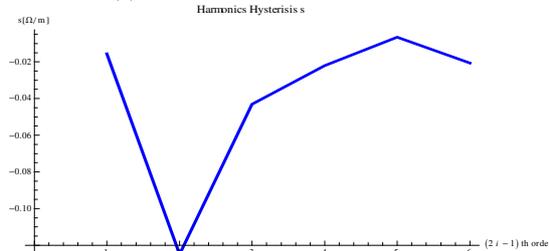


図6 磁界 H (黄線) と磁束密度 B (青線)

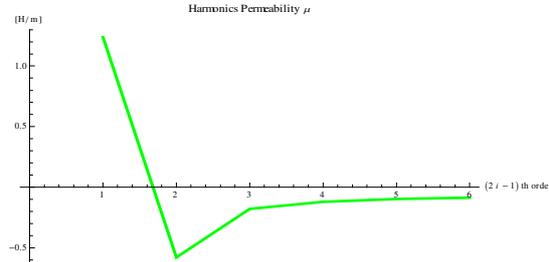
図7(a)-(c)はそれぞれ測定したデータから透磁率 μ 、ヒステリシス係数 s 、複素透磁率 μ_r を第11次高調波分まで示す。



(a) 各次高調波における透磁率 μ



(b) 各次高調波におけるヒステリシス係数 s



(c) 各次高調波における複素透磁率 μ_r

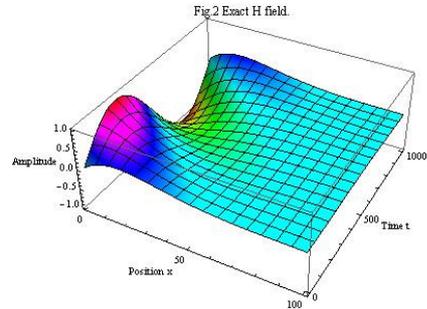
図7 磁化特性パラメータ

図7(a),(b)において、磁化特性パラメータが負値を取ることが確認できる。これはあくまで各次高調波のパラメータを求める際の過程で生じるものであり、物理的な意味よりも数学的な意味で生じた値である。

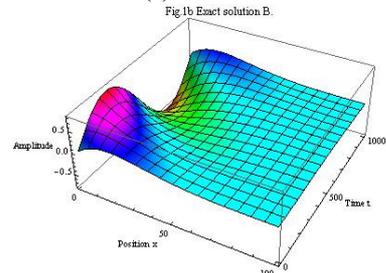
4.2 一次元表皮効果の解析

4.1 で算出したパラメータから表皮効果のシステム方程式を解いた結果を示す。

図8は基本波の磁界と磁束密度の空間分布である。



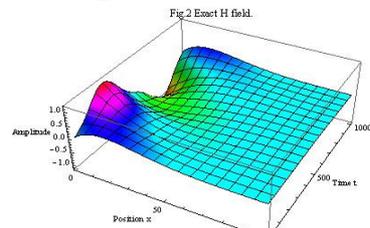
(a) 磁界 H



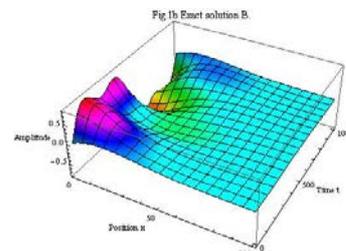
(b) 磁束密度 B

図8 基本波の磁界 H 、磁束密度 B 分布

図9は基本波から第3高調波までの和からなる磁界と磁束密度分布を示す。



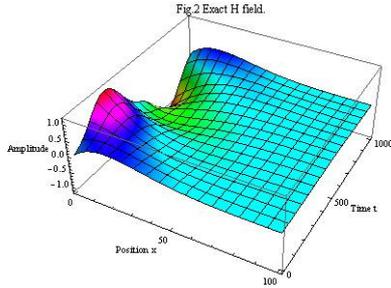
(a) 磁界 H



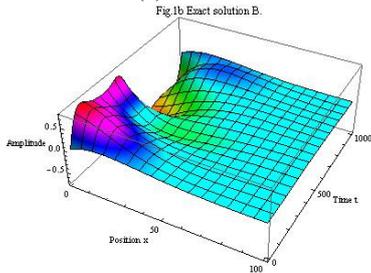
(b) 磁束密度 B

図9 磁界 H 、磁束密度 B の基本波、第3高調波和

図10は基本波から第5高調波までの和からなる磁界と磁束密度分布を示す。



(a) 磁界 H

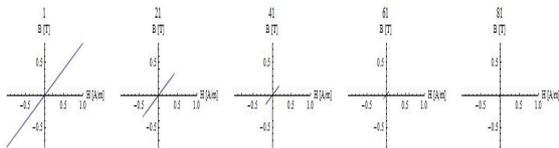


(b) 磁束密度 B

図 10 基本波と第 3、5 高調波の和からなる磁界 H, 磁束密度 B の分布

図 8, 9, 10 より, 基本波に高調波を重ねると, 非線形性に起因した波形歪みが再現されることがわかる。また, 高調波を重ねても基本波の振幅は殆ど変化しないことから, 基本波が波形の支配的成分であることがわかる。

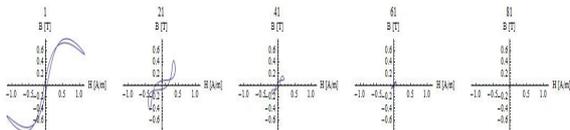
次に, 図 11 に各次高調波における各表皮深さのヒステリシスループを示す。



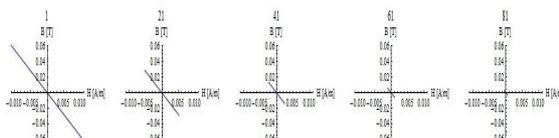
(a) 基本波のヒステリシスループ



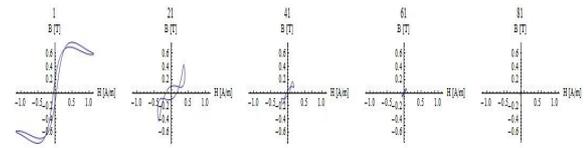
(b-1) 第 3 高調波のヒステリシスループ



(b-2) 第 1,3 高調波の和によるヒステリシスループ



(c-1) 第 5 高調波のヒステリシスループ



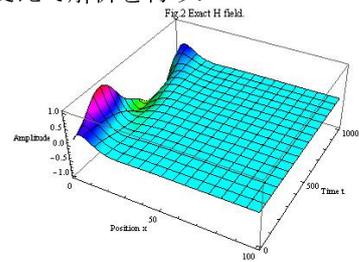
(c-2) 第 1,3,5 高調波の和によるヒステリシスループ

図 11 高調波による表皮効果への影響

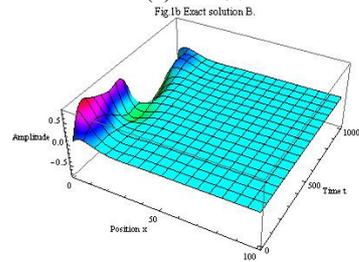
図 11 は高調波による表皮効果への影響を示す。この結果, 基本波から高調波成分の重ね合わせはヒステリシスを考慮した表皮効果を与えることがわかる。図 11(b-2), (c-2)において, 表面でのヒステリシスループは飽和を表現できているが, 深くなるにつれ, ループは簡単な軌跡とならないことが判る。また, 第 7 次高調波以降を考慮しないのは重ねてもほとんど変化が見られなかったためである。

4.3 異なる導電率における一次元表皮効果の解析

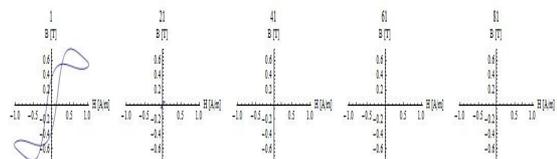
4.2 で表皮効果の解析を行った場合の導電率の値は $\kappa=1.0 \times 10^6 \text{ s/m}$ として解析を行った。次に導電率 κ の値を変えて解析を行う。



(a) 磁界 H

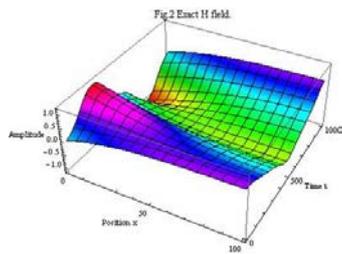


(b) 磁束密度 B

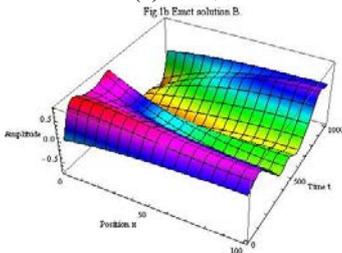


(c) 第 1,3,5 高調波の和によるヒステリシスループ

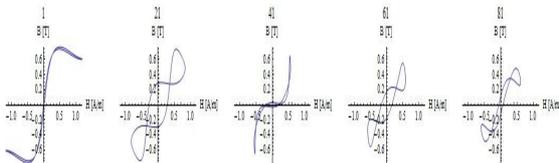
図 12 導電率 $\kappa=1.0 \times 10^7$ における表皮効果



(a) 磁界 H

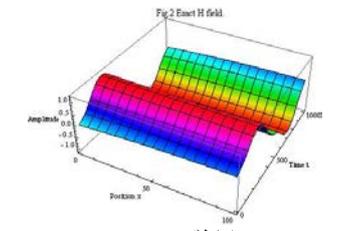


(b) 磁束密度 B

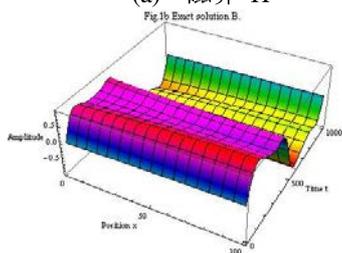


(c) 第 1,3,5 高調波の和によるヒステリシスループ

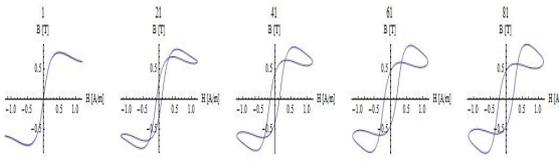
図 13 導電率 $\kappa=1.0 \times 10^5$ における表皮効果



(a) 磁界 H



(b) 磁束密度 B



(c) 第 1,3,5 高調波の和によるヒステリシスループ

図 14 導電率 $\kappa=1.0 \times 10^4$ における表皮効果

図 12-14 より導電率の値が最も大きな表皮効果の支配的パラメタであることがわかる.特に, 導電率が小さい $\kappa=1.0 \times 10^4 \text{ s/m}$ では表皮効果は殆ど無く均一に磁化されていることがわかる.

5 結言

本論文では, 磁区理論による磁化特性モデルを用いて一次元表皮効果に対する磁化特性の影響に関する考察を行った.

その結果, 導電率の値が表皮効果の最も大きな支配的なパラメタであることが判明した.

参考文献

- [1] 早野誠治, 宮崎淳, 並木勝, 斎藤兆古 “磁界計算のための磁性材料の構成式” マグネティックス研究会, SA-90-33, RM-90-45, Aug. 1990.
- [2] 根守英明, 齊藤兆古: “磁性材料の磁化特性に及ぼす応力に関する研究”, 2014 年度法政大学院修士論文
- [3] 宮田海志, 齊藤兆古: “磁気ヒステリシスを考慮した一次元表皮効果”, 2015 年度法政大学卒業論文

教員記入-(2012 年?月??日受理)

調和平衡法による Chua 型磁化特性モデルのパラメタ同定とその応用

13X2035 熊谷 真 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本論文は、磁気履歴現象による磁気飽和の表現を行う Chua 型磁化特性モデルについて調べた研究である。このモデルは、透磁率とヒステリシス係数の 2 つのパラメタで構成されるが、これらは非線形であり、数式による表現が難しい。調和平衡法では、フーリエ級数の直交性を用いて 2 つの独立したパラメタを表現する。各パラメタは高調波次数毎では線形要素であり、その足し合わせにより非線形を表現する。

本研究では、磁化特性モデルと実験値との比較を行い、その妥当性を検証し、応用として応力印加時の影響を考察する。

1. 緒言

現在流通している殆ど全ての電磁界解析ソフトウェアパッケージでは線形問題に関して充分実用性があるが、強磁性体における電磁界解析では、解析空間が空気等の線形媒質で支配される場合を除き実務に耐えられない。

これは、磁性体は非線形であり、磁気飽和、磁気ヒステリシス、磁区間の磁化特性が異常渦電流、表皮効果などを呈し、これらの特性は環境条件によっても変化するためである。

強磁性体中で磁束密度が正弦波状に時間変化している場合、この磁束密度に伴う磁界は強磁性体の非線形磁化特性に起因して歪波となる。この磁界へフーリエ解析を適用することで、磁界は奇関数成分と偶関数成分に分けられ、それぞれの磁界と同相となる磁束密度とその時間微分を勘案すると、磁界と磁束密度、及び磁束密度の時間微分を表す構成方程式が導かれる。

しかしながら、磁性体の磁気飽和特性により、磁束密度を正弦波状に時間変化させることは不可能である。

本論文では、応力を印加した場合の磁化特性を、Chua 型磁化特性モデルを用いて表現し、調和平衡法アプローチによって各パラメタの応力特性を数値化し、磁化特性が受ける応力の影響に関して考察する。

2. 調和平衡法による Chua 型磁化特性パラメタ導出

2.1 構成方程式の導出

磁束密度 B が正弦波状に時間 t に対して変化しているとき、磁界 H は磁気飽和とヒステリシスに起因して図 2.1 の橙色の波形のような歪波となる。この磁界 H をフーリエ級数で表すと以下の様に書ける。

$$H = H_{\text{odd}} + H_{\text{even}} \quad (2.1)$$

H_{odd} と H_{even} はそれぞれ磁界 H の奇関数と偶関数

成分を表し、次式で与えられる。

$$H_{\text{odd}} = \sum_{n=1}^{\infty} H_{\text{on}} \sin(n\omega t) \quad (2.2)$$

$$H_{\text{even}} = \sum_{n=1}^{\infty} H_{\text{en}} \cos(n\omega t) \quad (2.3)$$

$$H_{\text{on}} = \frac{2}{T} \int_0^T H \sin(n\omega t) dt \quad (2.4)$$

$$H_{\text{en}} = \frac{2}{T} \int_0^T H \cos(n\omega t) dt \quad (2.5)$$

これらの磁界成分 H_{odd} や H_{even} および磁束密度 B

とその時間微分 dB/dt の関係を考える。磁束密度 B は正弦波状に変化しているため、磁界の奇関数成分

H_{odd} と時間に対して同位相であり、 dB/dt と磁界の

偶関数成分 H_{even} と同位相である。ここで、 H_{odd} と B

間のパラメタを μ, H_{even} と dB/dt 間のパラメタを s

とすれば、

$$B = \mu H_{\text{odd}} \quad (2.6)$$

$$\frac{dB}{dt} = s H_{\text{even}} \quad (2.7)$$

が成り立つ。ここで μ は透磁率、 s はヒステリシス係数と呼ぶこととする。(2.1), (2.6), (2.7) 式より磁界 H は次式で与えられる。

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{dB}{dt} \quad (2.8)$$

2.2 調和平衡法

磁界 H を入力, 磁束密度 B を出力として, 図 2.2 に示すような入出力システムを考える. このシステムの入力 $f(t)$, 出力 $g(t)$ はフーリエ級数で与えられる.

$$f(t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\omega t) \quad (2.9)$$

$$g(t) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^{\infty} d_i \cos(i\omega t) \quad (2.10)$$

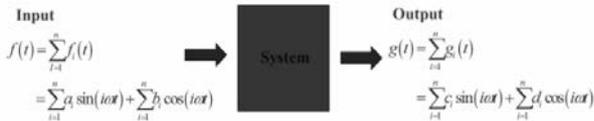


図 2.2. 入出力システム

(2.8)式より,

$$f(t) = \frac{1}{\mu_i} g(t) + \frac{1}{s_i} \frac{dg(t)}{dt} \quad (2.11)$$

パラメタ μ_i, s_i をそれぞれ α, β とし,

$$f(t) = \alpha_i g(t) + \beta_i \frac{dg(t)}{dt} \quad (2.12)$$

と表せる.

以下, 正弦波と余弦波の直交性を用いて, α_i, β_i は,

$$\alpha_i = \frac{\int_0^T f_i(t) \cdot g_i(t) dt}{\int_0^T f_i^2(t) dt} = \frac{a_i c_i + b_i d_i}{a_i^2 + b_i^2} \quad (2.13)$$

$$\beta_i = \frac{\int_0^T \left(\frac{df_i}{dt}\right) \cdot g_i(t) dt}{\int_0^T \left(\frac{df_i}{dt}\right)^2 dt} = \frac{a_i d_i - b_i c_i}{i\omega(a_i^2 + b_i^2)} \quad (2.14)$$

式(2.13), (2.14)に入力と出力の関数を代入することで, 式(2.15)のシステム方程式を得る.

$$\begin{bmatrix} a_i c_i + b_i d_i \\ a_i d_i - b_i c_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_i^2 + b_i^2 & 0 \\ 0 & i\omega(a_i^2 + b_i^2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{bmatrix}$$

3. 磁化特性の測定

3.1. 測定

測定装置を図 3.1 に示す. 継鉄にマンガンジング系フェライトコア, 供試材料として方向性ケイ素鋼板を用いた.

U字フェライトコアの底部に直径0.6mmの銅線で励磁コイルを300回巻き, ケイ素鋼板には直径0.2mmの銅線でサーチコイルを300回巻いた.

測定装置の諸定数, 実験回路をそれぞれ表 1, 図 3.2 に示す.

この測定装置に周波数500Hzの正弦波交流電圧を印加して, 磁界 H , 磁束密度 B を測定する.



図 3.1. 磁化特性測定装置

表 1. 磁化特性測定装置詳細

供試材料		U字フェライト	
材料	珪素鋼板	材料	フェライト
距離 d	37 [mm]	距離 d	37 [mm]
幅 w	30 [mm]	幅 w	30 [mm]
厚さ h	0.35 [mm]	厚さ h	30 [mm]
コイル巻数 N_s	300 [turn]	コイル巻数 N_e	300 [turn]
銅線直径	0.2 [mm]	銅線直径	0.6 [mm]

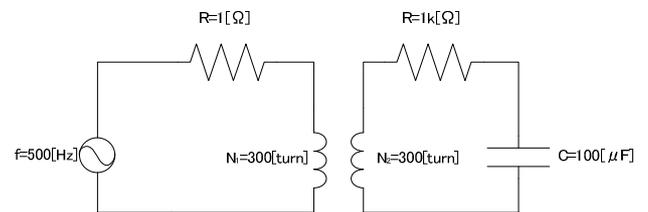


図 3.2. 磁化特性測定回路図

3.2. 応力印加時の磁化特性

図 3.3 に示すように, サーチコイル部に非磁性体の200g 錘を吊り下げ応力を加え, 磁界 H , 磁束密度 B を測定する.

磁性材料

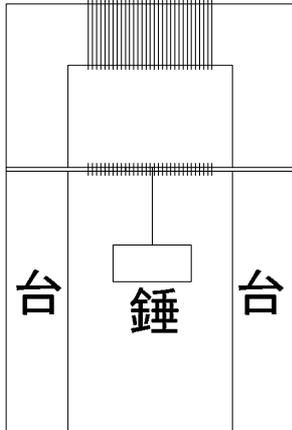


図 3.3. 応印加時の磁化特性の測定

3.3. 実験結果

無負荷の場合の磁束密度と磁界の波形を図 3.4 に示す。

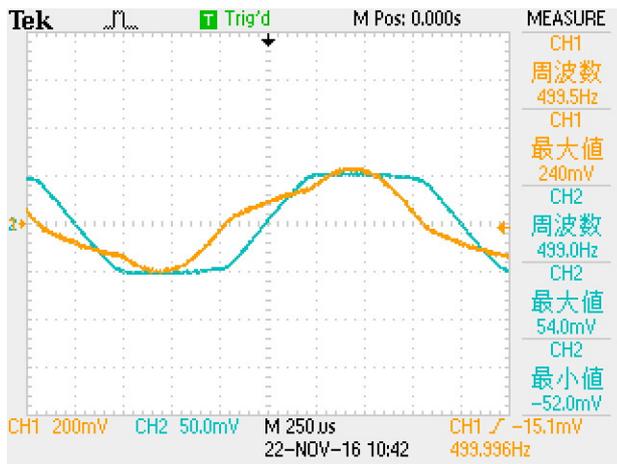


図 3.4. 無負荷時の磁界 H (橙色) と磁束密度 B (水色)

測定で得られた元のループ(青色)と磁化特性モデルによって再現した波形(赤色)の比較を図 3.5 に示す。

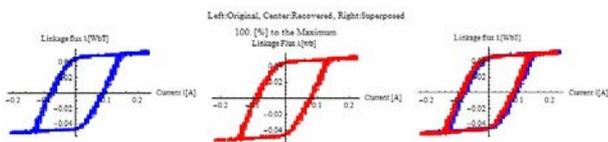


図 3.5. 測定したループ(左)と再現ループ(中央)とその重ね合わせ(右)

続いて、応力 100g, 200g 印加時の磁束密度と磁界の波形をそれぞれ図 3.6, 3.7 に示す。

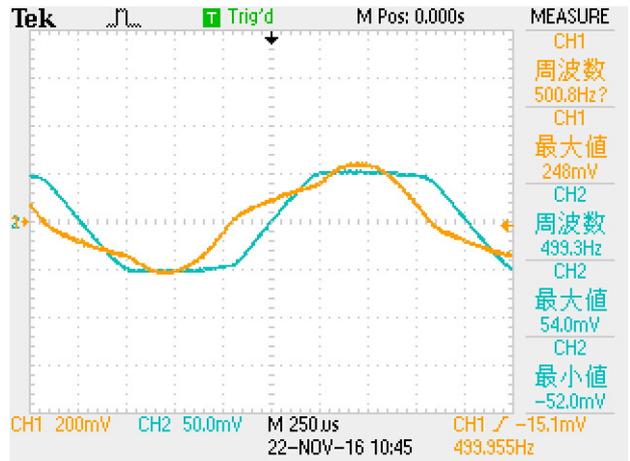


図 3.6. 100g 印加時の磁界 H (橙色) と磁束密度 B (水色)

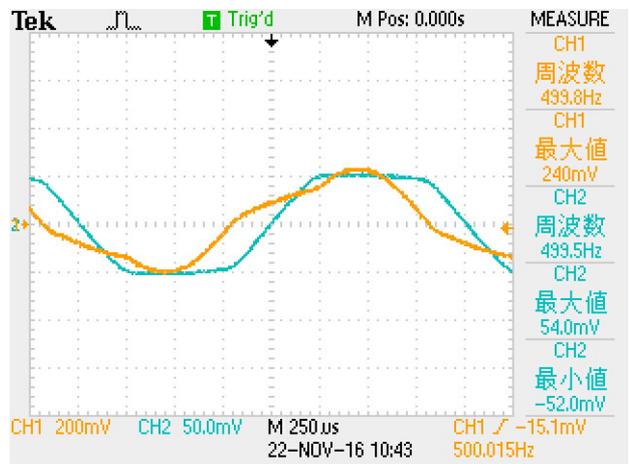


図 3.7. 200g 印加時の磁界 H (橙色) と磁束密度 B (水色)

パラメタ μ [H/m] と s [Ω /m] を基本波から第 9 高調波までを. 無負荷(青色), 応力 100g(黄緑色), 200g(赤色)として図 3.8, 3.9, 3.10 に示す。

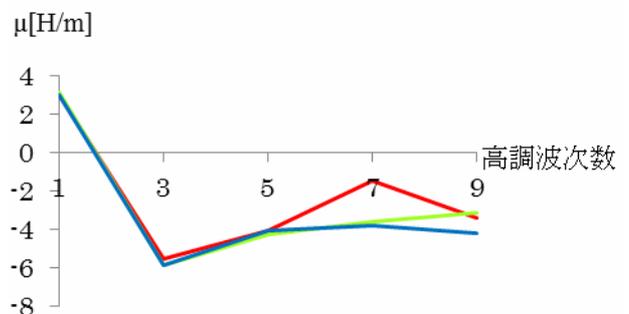


図 3.8. 透磁率 μ

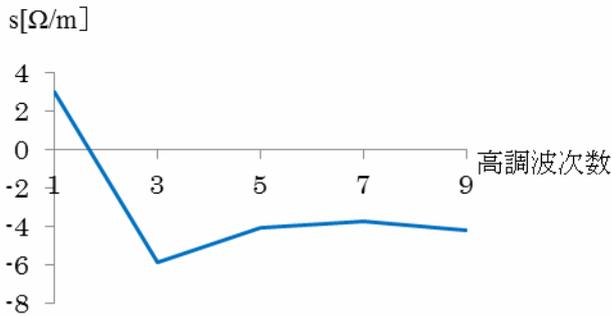


図 3.9. 無負荷の場合のヒステリシス係数 s

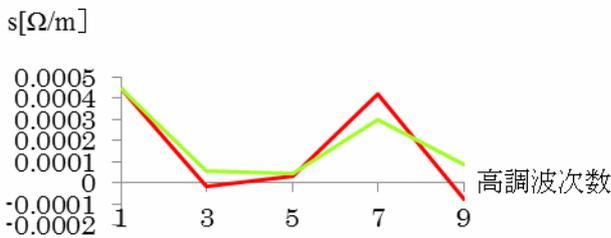


図 3.10. 応力印加時のヒステリシス係数 s

基本波から第 9 高調波までの高調波ループ和(左)と高調波ループ(右)の比較を無負荷(青色), 100g(黄緑色), 200g(赤色)について図 3.11 から図 4.15 に示し, 最終的なループ和を図 4.16 に示す.

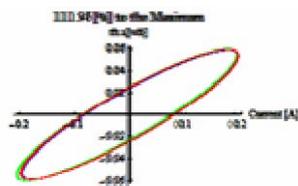


図 4.11 基本波の高調波ループ

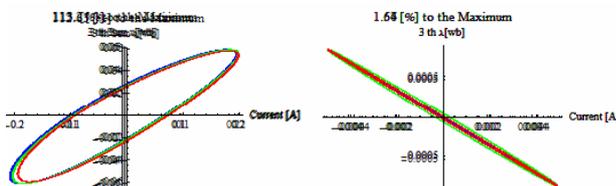


図 4.12. 第 3 高調波のループとループ和

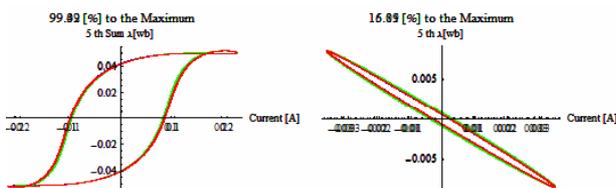


図 4.13. 第 5 高調波のループとループ和

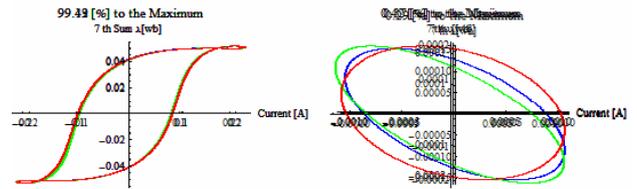


図 4.14. 第 7 高調波のループとループ和

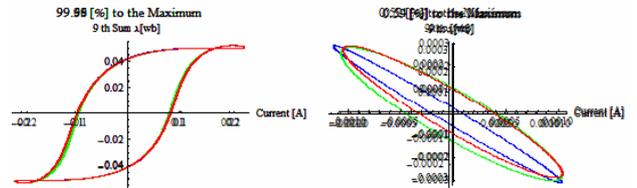


図 4.15. 第 9 高調波のループとループ和

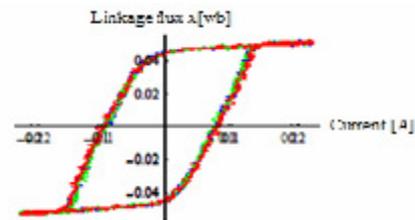


図 4.16. 高調波を足し合わせたループ和

負荷 200g 程度ではヒステリシスループ自体の変化はほぼ確認できないが, 高調波毎に比較してみるとパラメタ s は応力が加わると高調波毎の絶対値が大幅に小さくなる. s の単位は $[\Omega/m]$ であることから, 応力を掛けると抵抗値が下がることがわかる.

高調波毎のループでは, 次数ごとに絶対値が大きく異なる. 基本波ループが正の傾きを示すのに対し, 第 3 次以降の各高調波は負の傾きを示している. これは, ヒステリシスループにおける損失の大半を基本波によって示しており, 損失となった磁気エネルギーは各高調波で回生されることで, ヒステリシスループを再現しているためである.

また第 7 高調波以降で基本波と比べループの形が大きく異なっており, 負荷 100g と 200g では特に第 7 高調波において大きくなることから, 高調波次数が高くなるにつれて応力の影響が大きくなり, 応力が大きいほど比較的低い高調波次数から影響が大きくなると思われる.

4. 結言

本論文では, Chua 型モデルに調和平衡法アプローチを用い, 外部応力によるヒステリシスループの変化を数値化し, その考察を行った.

応力により抵抗値は下がり, 高調波次数に比例して各高調波ループでの応力による影響が大きくなること

考えられるが、ループ和は第5高調波までの和でほぼヒステリシスループが再現できており、高次数部分は影響がほとんどなく、高次数部分の和によって角型特性が再現できるということが判明した。

参考文献

- [1] 和久田恭祐, 齊藤兆古: “フーリエ級数を用いた磁界制御型磁化特性モデルの導出”, 2014 年度法政大学院修士論文

スイッチング電源の高周波化に関するいくつかの考察

13x2045 齋藤 慎司 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本卒業論文は電子機器の小型・軽量・高性能化をはかるための動作周波数の高周波化を目的として、直流電圧を変換する DC/DC コンバータに用いるトランスに従来のフェライトが入ったトランスと空心のトランスを試作し、周波数特性を考察する。

1 序論

近年、半導体技術の進歩により、パーソナルコンピュータや携帯電話など、電子機器の小型・軽量・高性能化が成されてきている。電子機器の小型・軽量・高性能化をはかる一方法は動作周波数の高周波化である。電子機器は信号処理部と電源部分から成る。信号処理部分は、電子回路の集積化技術の発達により小型・軽量化が電源部分に比較して格段に進んでいる。

このため、電子機器の小型・軽量化は電源部分の小型・軽量化に依存するといっても過言ではない。特に電源部分では大きなスペースを占め、重量の重い部分である。各種電気機器の中で、モーター駆動用などの中容量（数 kW ）以上のものはそれ自体を独立に単体品として製造するケースが多いが、数百あるいは数十 kW 以下の小容量のものは、その製品システムの中に組み込まれていることが多い。メモリデバイスなどの小型・高集積化が飛躍的に進んでいる今日では、システム内における電源部分の占める割合が大きくなってきている。小容量電源のより一層の小型・軽量化が要求されるようになり、スイッチング電源は高効率・小型・軽量といった特徴から、電子機器の電源として情報機器、通信機器、事務用機器、制御設備機器などの産業電子機器から映像機器、音声機器などの民生電子機器の分野にまで用途が拡大している。いずれのどの分野においても、電子機器が複雑になるにしたがって、精度の高い電圧を供給する必要性が増えてきており、スイッチング電源には、常に小型化・大容量化・低ノイズ化が要求され続けている。

スイッチング電源は半導体トランジスタをスイッチ素子としてその半導体スイッチのオン・オフの時比率を制御することによって、電力の流れを調整する電源方式である。この方式では、半導体トランジスタが飽和領域と遮断領域で動作しているため、半導体素子

における損失が少なく電力変換率が高い。

スイッチング電源の中でも DC/DC コンバータは、回路構成部品が少なく簡単に、しかも安価にできるという利点をもつ反面、半導体素子の電圧債務が大きいという特徴がある。

本稿では、 DC/DC コンバータに用いられる変圧器に空心トランスを適用することで、高周波での高効率化を目的とする。

2 スwitchング電源の種類

スイッチング電源とは、大電力を扱うパワーエレクトロニクスが、いわゆる強電の一分野として議論されたのに対し、いわば弱電におけるパーエレクトロニクスとして位置づけることができる。

スイッチング電源は小型化とコストの低減をはかる目的のために開発された技術であり、半導体スイッチ（トランジスタなど）の開閉により最小の損失で電力の流れを制御することを基本とする。この場合、必要となるリアクトルとコンデンサなどの蓄積用素子は回路のサイズの増大を招くが、これはスイッチの開閉周波数を高めるにより小型化ができる。

入力電力から希望の出力電力を得る電力変換装置において、電力を変換・調整するためにスイッチング素子を用いた電源装置がある。その中で特に、直流電圧を別の直流電圧に変換する $DC-DC$ コンバータ、および交流電力を一定の直流電力に変換する整流装置によって構成された電源装置を指すことが多い。電圧降下をジュール熱として放出するシリーズレギュレータとは異なり、電力の損失を少なくできるため、高精度・高効率を得ることができる。スイッチング電源には「降圧（ステップダウン）、昇圧（ステップアップ）、昇降圧」という分類と「定電圧、定電流、定電力」という分類がある。この電源方式では、入力電圧と ON/OFF の時間の割合で出力電圧が決定される。この ON/OFF

の周波数は高いほど *ON/OFF* による電圧の変動（リップル）が小さくなり高速な応答が可能となるが、十分に配慮して回路を設計しないとノイズを撒き散らしてしまう。

DC/DC コンバータのうちで最も基本的な回路はトランスを除く基本要素を1個ずつ用いて構成された降圧形、昇圧形および昇降圧形 *DC/DC* コンバータである。以下に基本的な回路の動作原理について求める。ここで、*ON* 時の時比率 *D*、*OFF* 時の時比率 *D'*、電圧変換率 *M* とおく。

2.1 降圧型コンバータ

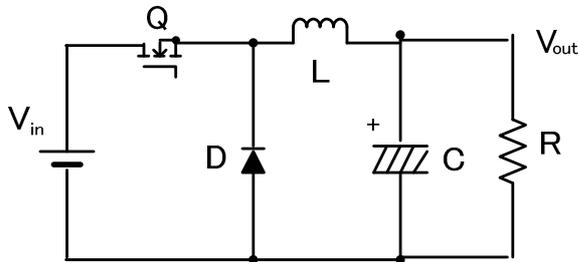


図1 降圧形コンバータ

図1に示す回路は降圧形コンバータである。スイッチが *ON* の時、リアクトル *L* に電圧 ($V_{in} - V_{out}$) が加えられる。この期間に、リアクトル *L* は電圧 ($V_{in} - V_{out}$) で励磁され、磁束の増加分は

$$\Delta I_{L_{on}} = \frac{V_{in} - V_{out}}{L} T_{on} \quad (2.1)$$

となる。

スイッチが *OFF* の時、リアクトル電流が連続のため、ダイオードが *ON* となる。出力電圧 V_{out} が *ON* 時と逆方向にリアクトル *L* に加えられる。この間、リアクトル *L* の磁束はリセットされ、磁束の減少分は次式となる。

$$\Delta I_{L_{off}} = \frac{V_{out}}{L} T_{off} \quad (2.2)$$

定常状態では、リアクトル *L* の磁束の増加分と減少

分が等しくなり、降圧形コンバータの電圧変換率 *M* は次式のように求められる。

$$M \equiv \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{T_{on}}{T_{on} + T_{off}} = D \quad (2.3)$$

時比率 *D* が1より小さいため、このコンバータは直流電圧を降圧させる変換器となる。

2.2 昇圧型コンバータ

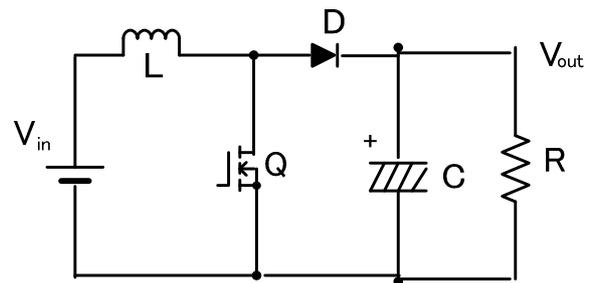


図2 昇圧形コンバータ

図2に示す回路は昇圧形コンバータの回路を示す。スイッチングが *ON* の時、入力電圧 V_{in} がリアクトル *L* に加えられる。リアクトル *L* は入力電圧 V_{in} で励磁され、*ON* の期間における磁束の増加分は

$$\Delta I_{L_{on}} = \frac{V_{in}}{L} T_{on} \quad (2.4)$$

と表される。

スイッチ *OFF* の時、リアクトル電流が連続のため、ダイオードが *ON* となる。電圧 ($V_{out} - V_{in}$) が *ON* 時と逆方向にリアクトル *L* に加えられ、リアクトルの磁束はリセットされる。*OFF* 期間における磁束の減少分は

$$\Delta I_{L_{off}} = \frac{V_{out} - V_{in}}{L} T_{off} \quad (2.5)$$

となる。

定常状態では、リアクトル磁束の増加分と減少分が等しいとし、昇圧形コンバータの電圧変換率は次式のように求められる。

$$M \equiv \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{T_{on} + T_{off}}{T_{off}} = \frac{1}{1-D} = \frac{1}{D'} \quad (2.6)$$

$$M \equiv \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{T_{on}}{T_{off}} = \frac{D}{1-D} = \frac{D}{D'} \quad (2.9)$$

時比率 D' が 1 より小さいため、このコンバータは直流電圧を昇圧させる変換器となる。

このコンバータでは、直流電圧の降圧と昇圧が両方も可能であり、出力電圧を任意のレベルに設定することができ、昇降圧形変換器となる。

2.3 昇降圧型コンバータ

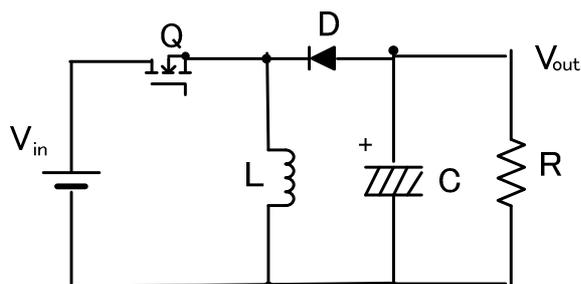


図3 昇降圧形コンバータ

図3に示す回路は昇降圧形のコンバータを示す。スイッチがオンの時、入力電圧 V_{in} がリアクトル L に加えられ、リアクトル L は励磁される。オンの期間に、リアクトル磁束の増加分は次式で表される。

$$\Delta I_{L_{on}} = \frac{V_{in}}{L} T_{on} \quad (2.7)$$

スイッチがオフの時、リアクトル電流が連続のため、ダイオードがオン状態になる。出力電圧 V_{out} がオン時と逆方向にリアクトル L に加えられ、リアクトルの磁束はリセットされる。この間における磁束の減少分は

$$\Delta I_{L_{off}} = \frac{V_{out}}{L} T_{off} \quad (2.8)$$

となる。

定常状態では、リアクトル磁束の増加分が減少分と等しいと置くことにより、昇降圧形コンバータの電圧変換率は次式のように求められる。

3 実験

3.1 フライバック型 DC/DC コンバータ

表. 1 に示す定数を用いて、図4に示す変圧器の試作を行った。

表. 1 変圧器のパラメータ

外径 (mm)	31
内径 (mm)	19
厚さ (mm)	8
飽和磁束密度 (mT)	410
磁心定数	1.6
断面積 (mm ²)	47.1
磁路長 (mm)	75.5
インダクタンス係数	7700
一次側巻数 (回)	50
二次側巻数 (回)	100



図4 フェライトコア

フライバック型 DC/DC コンバータは回路構成部品

が少なく簡単にしかも安価に製造できるコンバータである。図 5 にフライバック型 DC/DC コンバータの回路図を示す。

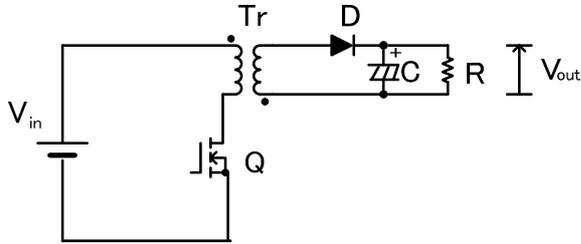


図 5 フライバック型コンバータ

図 5 に「 \cdot 」で示したように変圧器の一次・二次巻線の極性は逆極性になるように接続する。フライバック型 DC/DC コンバータの動作原理はトランジスタのスイッチを ON すると一次電流が流れる。このとき変圧器の一次・二次巻線が逆極性になっているため、二次側のダイオード D により二次側回路には電流が流れない。この状態では変圧器による電力の伝達が行われず、一次回路に供給されたエネルギーは変圧器内に磁気エネルギーとして蓄積される。次にスイッチを OFF にすると OFF の瞬間に一次側回路への電力供給は停止し、同時に変圧器には逆起電力が発生し、二次回路のダイオードが導通し変圧器に蓄積されていた磁気エネルギーを二次回路へ放出することで一次・二次間の直流電力の伝達を行うものである。また、二次出力電力はスイッチの ON を $duty$ の制御により可変することができる。同様にして負荷変動に対する定電圧制御を行うことができる。

図 1 に示した降圧形コンバータを一次側入力 $1.2[V]$ 一定、周波数 $30[kHz]$ 、 $duty50[\%]$ 、二次側抵抗 $33[\Omega]$ 、コンデンサの値 $10[\mu F]$ 、でパワーMOS-FET は(IRF840 梅本合同会社)を使用した。

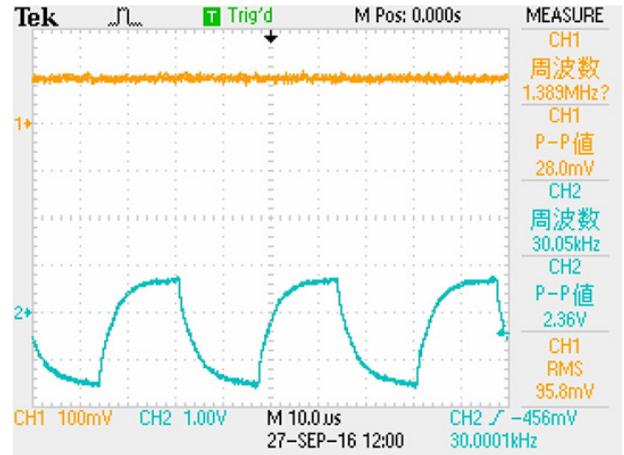


図 6 出力電圧波形

二次側抵抗を $33[\Omega]$ から $90[\Omega]$ に変えて実験を行った。

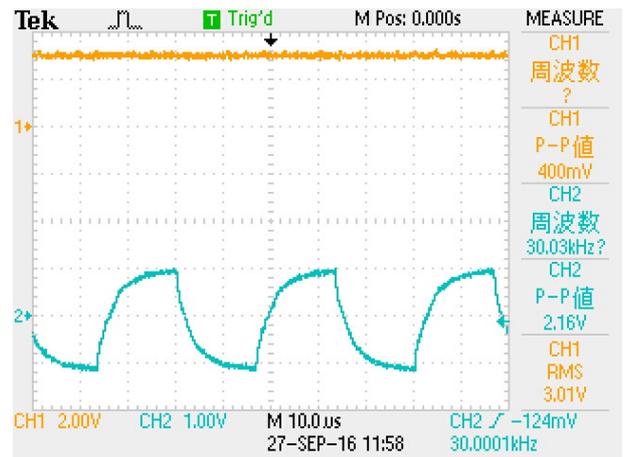


図 7 出力電圧波形

3.2 空心トランス

図 8 に磁性材料を磁心に用いた従来型のトランスの原理図を示す。

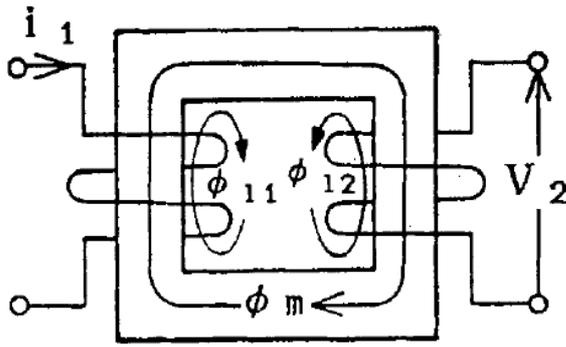


図8 磁路材料を磁性体に用いた従来の内鉄型トランスの原理図

主磁束 ϕ_m は一次および二次巻線に共通に鎖交し、一方、漏れ磁束 ϕ_{11} および ϕ_{12} は、各巻線の近傍でその磁束を生じさせる電流の流れている巻線と同じ巻線の方に鎖交している。

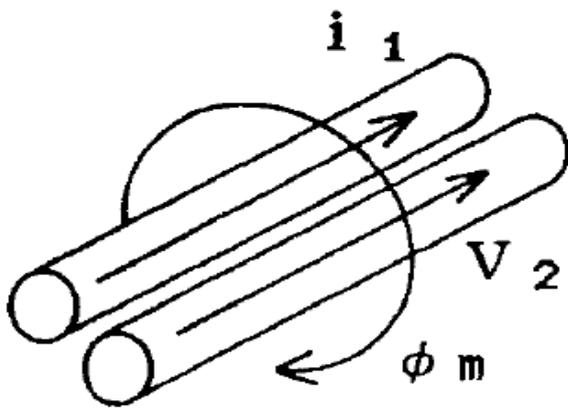


図9 隣接する1次・2次コイル

図8に存在する漏れ磁束を削減する一方途として一次・二次巻線間の幾何学的な距離を接近させることが考えられる。この場合、図8に示すような磁性体が構成する磁路の概念は無く、磁氣的結合は個々の導線周囲を取り囲む磁束が担うこととなる。導体に高周波電流を通電すると、表皮効果によって電流は導体の表面に集中する。表面に集中した電流が生ずる磁束は隣接するコイルの表面に鎖交する。これが高周波空心トランスの基本動作原理であり、導体の直径が数 $100\mu\text{m}$ の時、励磁周波数が数 10kHz 以上となると磁心が無い状態、すなわち、空气中(透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$)にお

いても結合係数が 70%以上となることが確認されている。

フライバック型 DC/DC コンバータに用いられるトランスは、コイルの許容実効電流範囲内でできるだけ励磁電流の大きいもの、すなわち、相互インダクタンス M の小さいものが望ましく、磁性体コアを用いない空心トランスはこれに適している。

図10に本研究で試作した空心トランスを示し、表2にその諸定数を示す。

図11は試作 DC/DC コンバータに適用し、負荷抵抗が $33[\Omega]$ と $90[\Omega]$ の DC/DC コンバータ効率 η の周波数特性の実験値を示すものである。なお、パワー MOS-FET は(IRF840 梅本合同会社)を使用した。

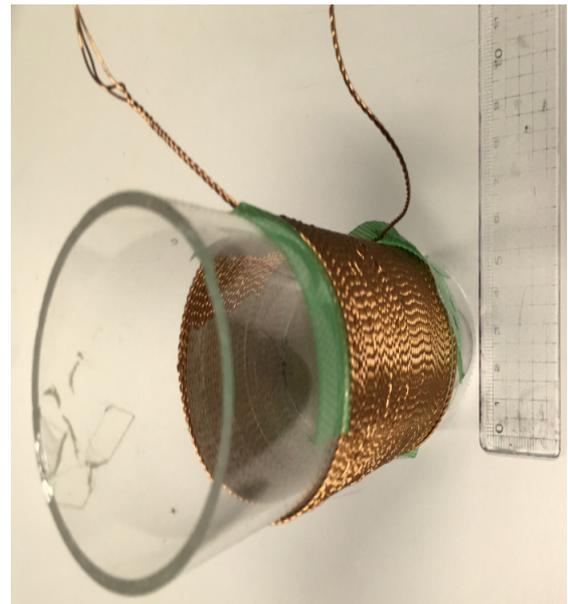


図10 空心トランス

表2 試作した空心トランスの諸定数

直径(mm)	50
長さ(mm)	83
コイル径(mm)	0.5
一次側コイルの長さ(m)	11
二次側コイルの長さ(m)	22
一次側巻数(回)	70
二次側巻数(回)	140

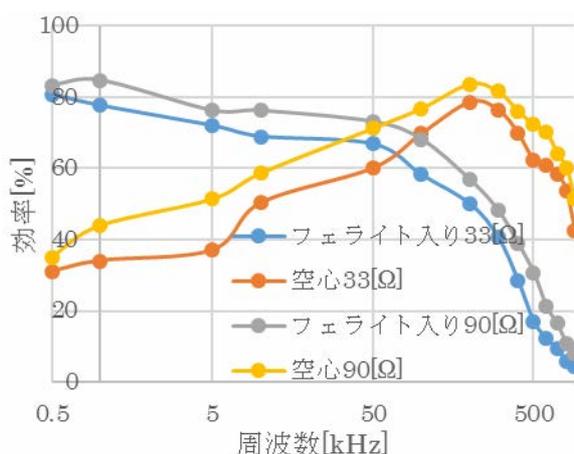


図13 DC/DCコンバータの周波数特性(各々の比較)

4 考察

以上の実験結果から考えると、スイッチング電源の二次側の抵抗の値を大きくした方が出力電圧の値が上がる事が分かった。

低周波帯域では従来のトランスを用いたDC/DCコンバータの効率の方が良好であったが、高周波帯域では空心トランスを用いたほうが高効率となった。この理由は、フェライトを使用すると高周波帯域では鉄損が大きくなり、効率に影響を及ぼすからである。

DC/DCコンバータの効率はトランジスタのスイッチング損失によって支配されるため、極端な高周波化をする必要はなく、むしろ比較的low周波で高効率を得ることができた。このことは、スイッチング周波数を上げることによってトランスの効率は向上するが、トランジスタのスイッチング損失の増加により、DC/DCコンバータ全体の効率は低下することを示している。

以上のことから、従来のトランスとは異なった原理に基づく鉄損や磁気飽和のない、空心トランスを用いた小型・軽量電源装置の実現も夢ではないことが明らかにされた。

5 まとめ

本論文は試作した変圧器をスイッチング電源に実装した場合についての評価を行った。スイッチング電源の難しいところは回路の素子の値を変えると、二次側電圧波形に影響が出てしまう所である。

スイッチング電源の変圧器にトロイダルコアを用いているため、コアによる損失が効率に影響を与えるので、理想的なスイッチング電源を作るには高周波空心トランスなどを用いることが望ましいことなども判明した。

参考文献

- [1] 布谷 浩平、スイッチング電源の試作と評価、2009年度法政大学工学部電気電子工学科卒業論文

浮遊容量制御に拠る直列共振回路生成と非接触給電への応用

13X2052 佐藤 悠太 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

環境への負荷が少ない電気自動車(EV: Electric Vehicle)の普及が期待される中で、さらなる普及には充電インフラの整備などが不可欠になってくる。その中で、プラグを接続する手間が省ける給電方法である、非接触給電が注目を浴びている。非接触給電の方式として、磁界共振結合型が中距離ギャップでの伝送を可能とすることから選ばれる中で、共振に用いられる外付けコンデンサが必要となり、システム構成要素を増加し、回路の煩雑さを喚起する。本論文では、外付けコンデンサを用いず浮遊容量を制御することで自己直列共振回路を生成し、非接触給電への応用を提案する。

1. 序論

電力用半導体素子の小型化、高周波化に伴い各種電源機器は小型化が可能となってきている。それに伴い無線通信技術の領域でのみ利用されてきた高周波帯の共振現象が身近な場面へ実装可能となってきている。特に、環境性能の良い電気自動車の普及とともに、プラグなどの機械的接触のない給電方法である、非接触給電に注目が集まっており、共振現象を用いた方式が実装段階まで来ている。一方、共振に用いられるコンデンサには様々な種類、特性、耐圧性能があり、使用用途に合わせた設計が必要となってくる。並列共振現象では電圧が極大値、直列共振現象では電流が極大値をとるため、高電圧・大電流を用いる場面が多くなり、設計の幅が狭まってしまう。

本論文では、導線間に生まれる浮遊容量を利用し、自己共振コイルを作成することでコイル単体での並列共振・直列共振現象を可能とさせ、機器設計の幅を広げるとともに、コンデンサレスの磁界共振結合型非接触給電の構成を目指す。

2. 非接触給電システム

2.1. 共振現象

この世に存在する物体は固有振動数をもっており、外部から周期的な振動が加わると、互いの振動が同調した場合振幅が増大する。この現象は共振と呼ばれている。損失がなくエネルギーが保存されている状態で共振現象が生じると、振動は断続的に維持され、振動に起因する物理量間をエネルギーが往来し続ける状態となる。電気回路における共振現象は LC 共振回路と称されており、誘導リアクタンス L の持つ磁気エネルギー

と容量リアクタンス C の持つ静電エネルギーがそれぞれを繰り返して往来することで振動が維持され、磁気エネルギーと静電エネルギーが等しくなったとき共振現象が現れる。

LC 共振回路は L と C が並列接続された並列共振回路と、直列接続された直列共振回路に分類される。並列共振回路は共振周波数でインピーダンスが極大となり、電圧が極大をとる。直列共振回路は共振周波数でアドミタンスが極大となり、電流が最大となる。共振周波数は磁気エネルギーと静電エネルギーが等しく平衡状態にある状態であるため、直列共振、並列共振共に同じ共振周波数をとる。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (1)$$

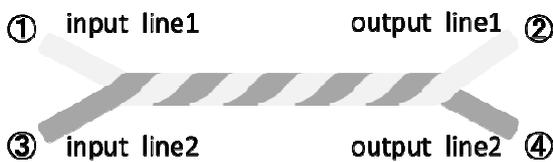
2.2. 浮遊容量

浮遊容量とはコイルの巻線間や配線間、電子部品の物理的な構造に起因する、絶縁物を介した静電容量である。浮遊容量はコンデンサのように意図した形でキャパシタンス成分が現れないため、設計時に浮遊容量が小さくなるよう配線を整えるなど配慮が必要となる。一般的にはコイルの巻線間や配線間に生じるため、素子に並列にキャパシタンス成分が現れる。特にコイルの巻線間は導線間の距離が短いため浮遊容量は大きく無視することができず、現実のコイルはインダクタンス成分とキャパシタンス成分、抵抗成分で構成されている。したがって、コイルは並列共振を起こす周波数特性を有しており、コイル自身だけで共振現象が起こることから自己共振と呼ばれている。

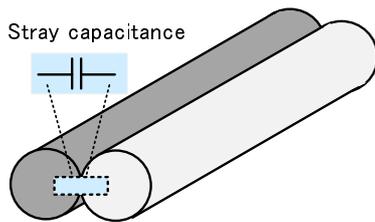
2.3. 共振結線

2.3.1 並列共振結線

配線を行ったとき線間に必ず発生してしまう浮遊容量を効率よく利用し、キャパシタンス成分を大きくすることで自己共振周波数を大きく低減させる方法を考える。線間での浮遊容量の大きさは線間に生ずる電位差が要因とされている。この電位差を線間に均一に生じさせると同時に、線間を極限まで接近することでキャパシタンス成分の増加を図る。この条件に適した配線構造が2線を交差させる構造で製作するツイスト導線(図1)である。



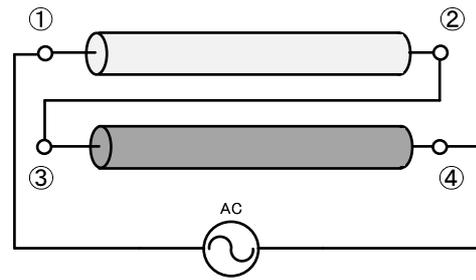
(a) 全体図



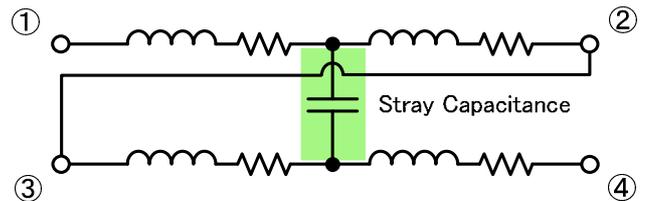
(b) 断面構造図

図1 ツイスト導線

まず、導線間の物理的距離について考える。導線間の距離はツイスト線を用いることで均一化させることが可能となり、キャパシタンス成分がツイスト導線の接触面全般に渡って同等化される。これにより、ツイスト導線の接触面全体を並列接続された浮遊容量の集合体とみなせるようになる。次に、線間の電位差を考える。通常ツイスト導線は帰線を折り返すような結線方法にすることで、線間に発生する磁界を互いに打ち消し合わせ、内部ノイズを低減させると同時に、外部ノイズにより発生した電位差を打ち消し合わせノイズを低減させることを目的とした構造をとっている。しかし、この構造であると線間の電位差は均一にならず浮遊容量は小さくなるため条件に適さなくなる。ここで、結線方法を変えることにより、線間の電位差を均一にさせる結線を行う。



(a) 結線図



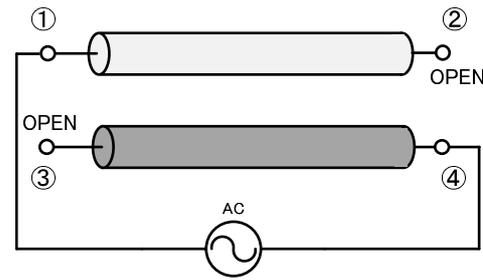
(b) 等価回路図

図2 並列共振結線[1]

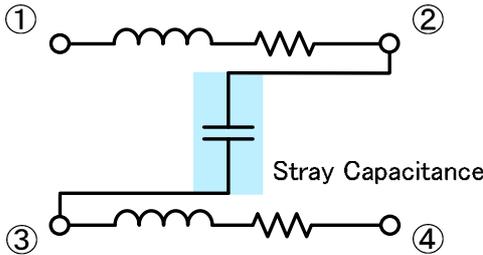
図2(a)に示すようにツイストした片方の導線終端をもう一方の導線始端へ結線を行う。この結線により、一つ目の導線始端①から終端②までの電圧降下の勾配と、始端③から終端④までの電圧降下の勾配は等しくなる。したがって、ツイスト線の線間電位差は接触面全体で等しくなり、キャパシタンス成分を効率よく利用できるようになる。さらに、平行線に流れる電流が同一方向であるとき、レンツの法則より導線同士で引力が働き、導線は密着する形になる。その結果、図2(b)に示すような等価回路の特性を得ることになり、この結線を施した導線単体で並列共振を起こすことが可能となる。コイルを作成した場合はインダクタンス成分の増加も含めると自己共振周波数を大きく低減することが可能となる。この結線方法は共振結線と呼ばれており、並列共振を生じることから本論文では並列共振結線と呼称する[1]。

2.3.2 直列共振結線

本論文の主目的である、外付けコンデンサを用いず浮遊容量のみを利用した直列共振回路の生成を考える。浮遊容量を効率よく利用するには、並列共振結線同様にツイスト導線を用いることが望ましい。直列共振回路の場合、並列共振回路と違い導線で電氣的に接続される部分を分断しキャパシタンス成分を組み込まなければならない。そのため、導線同士を物理的に結線せず、浮遊容量をコンデンサと同様の素子と見立て電界を介した結線を行う。



(a) 結線図



(b) 等価回路図

図3 直列共振結線

図3 (a) に示すように、並列共振結線時に②と③を接続していた導線を開放し、①を始端、④を終端とした結線方法をとる。このとき、浮遊容量は隣接した導線面全体に生じ、両者の導線間が電界で結合される。これにより、空間ギャップを変位電流が流れることになり、導通することになる。その結果、接触面全体をコンデンサとみなすと図3のような等価回路が得られる。

2.3.3 共振周波数の低減

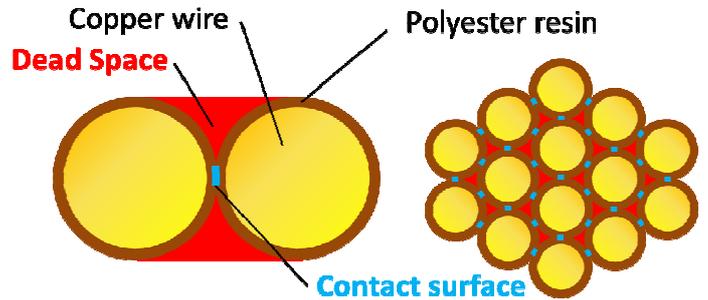
微小区間でツイスト導線の接触面をみると線間の静電容量は平行平板コンデンサの静電容量を算出する(2)式に近似できる。

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (2)$$

(S: 面積、d: 間隔、 ϵ_0 : 真空の誘電率)

直列共振結線の共振周波数を下げるには、ツイスト線のツイストピッチ間隔を狭めるか、導線の太さを大きくし接触面積を大きくする方法が(2)式より考えられる。導線の太さと数による静電容量の変化を考える。本論文で用いる導線はポリエステル樹脂で表層をコーティングされた導線である。導線間をコンデンサとして考えると、誘電体となる部分はポリエステル樹脂なる。そのため、導線のコーティング剤を誘電率の大き

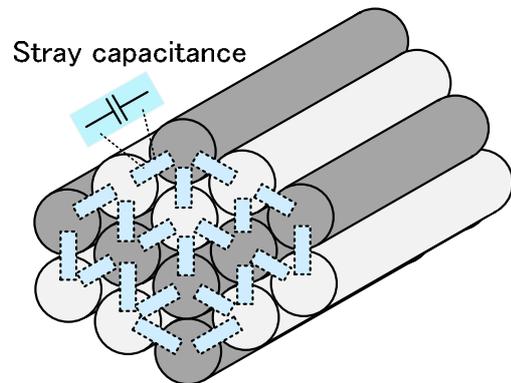
い誘電体(絶縁体)に変えることは共振周波数の低減につながる。



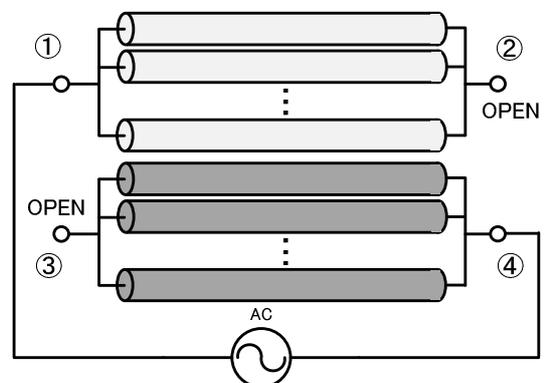
(a) A pair of thick copper wires (b) A bundle of thin copper wires

図4 導線の太さと数による接触面積の変化

一方で、導線の太さによる静電容量の大きさは、導線が太いほど静電容量が増えるとは限らない。図4のように、1本ずつ絶縁された細い銅線を複数ツイストさせたものを用いて導線の接触面積を増やす方が線間の空間ギャップであるデッドスペースは減り、静電容量はより増加する。



(a) 結線図



(b) 断面構造図

図5 複数の導線使用時の結線方法(直列共振結線)

細い銅線を複数ツイストさせた導線を用いて直列共振結線を行った場合の浮遊容量の発生は図 5 (a) のようになる。このとき、複数の導線を用いた場合の直列共振結線方法は図 5 (b) のように行う。複数の導線を用いた方が単に太い導線を用いた場合より隣接する導線間の対向面積の合計が大きくなり、キャパシタンス成分は大きくなる。さらに、導線を複数の小さな導線へ分割し並列接続することで、表皮効果によるインピーダンス増加を抑制することができ、高周波での共振を利用する共振結線との相性は良い。直列共振結線に限らず、結線を変えることで並列共振結線でも、この方法によるキャパシタンス増加は有用である。並列共振結線の場合、②と③の結線を行うことで並列共振現象を発生させる。

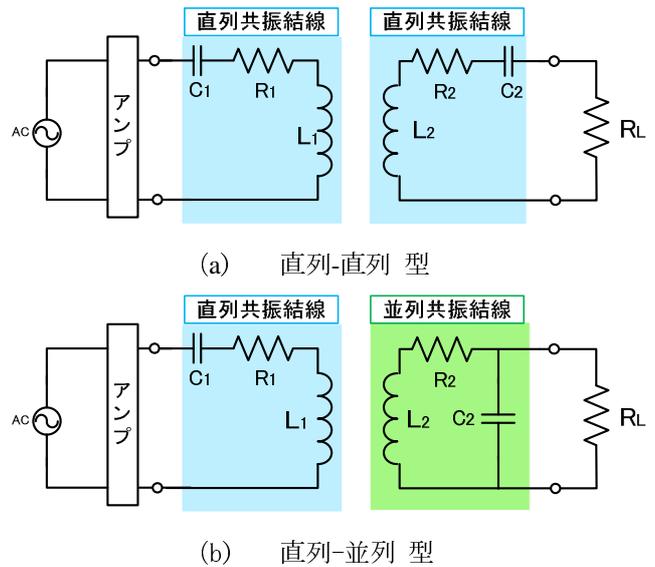


図 6 磁界結合共振型非接触給電

2.4. 非接触給電

非接触給電システムとは、送電用と受電用の 2 コイルを用いて、空間を介した電力伝送を行う手法である。受電側から送電側までケーブル（導線）で接続されていないため、機械的摩擦による金属疲労や断線がなく、プラグをコンセントに刺す動作が必要なくなるなど使用者の手間も省ける。さらに、雨天時の感電事故も防止できることから、安全面での運用も期待されている。

2.5. 磁界共振結合型非接触給電

古くからある非接触給電システムは変圧器から派生している部分があり、電磁誘導を基礎として成り立っている。一方、最近注目を浴びている磁界共振結合型は電磁誘導型にコンデンサを接続することで共振現象を取り入れ、空芯コイルなどの高い Q 値を有するコイルを使用することで、送受電コイルが離れることによる結合係数の減少を補う。これにより、高い伝送効率を保つことができるシステムである[2]。使用するコイルは 1 次側と 2 次側にあり、それぞれに使用する共振現象の組み合わせから 4 種類存在する。本論文では、図 6 に示すように 1 次側は直列共振、2 次側を直列共振および並列共振にした場合の電力伝送を考える。従来では、コンデンサを接続することで直列・並列共振現象を生じさせていたが、本論文では、図 6 に示すように共振結線を用いたコイルのみで磁界共振結合型非接触給電システムを構成する。

3. 実験

3.1. 直列共振結線の周波数特性

直列共振結線の周波数特性を調べるため、供試ツイスト線を作成し（図 7）、インピーダンスアナライザを用いて測定する。得られた周波数特性を図 8 に示す。供試ツイスト線は長さ 1 m で、導線径 0.3 mm、PEW コーティングの銅線である。

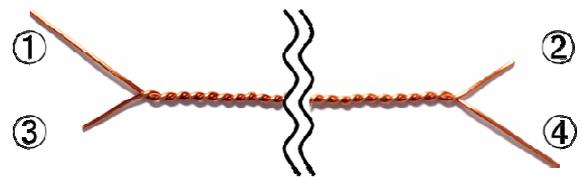


図 7 直列共振結線を施した供試ツイスト線

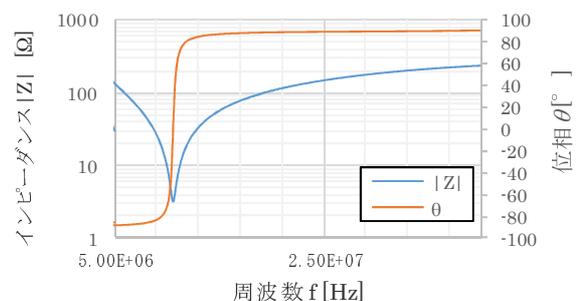


図 8 直列共振結線の周波数特性

図 8 より、共振周波数は 10.5 MHz である。直列共振現象の周波数特性が見受けられ、位相が反転していることから、外付けコンデンサを利用せずに直列共振回路が生成可能であることを確認できる。この共振周波数は、ツイスト線をコイル状に巻いておらず導線単体であるためインダクタンス成分が小さくなっている。

3.2. 共振周波数の低減

直列共振結線を施した供試ツイスト線を複数作成し、ピッチ間隔とより線数に対する静電容量の大きさを測定し、最小二乗法で近似した曲線を図 9 に示す。試供ツイスト線は長さ 1 m で、導線径 0.3 mm、PEW コーティングの銅線である。

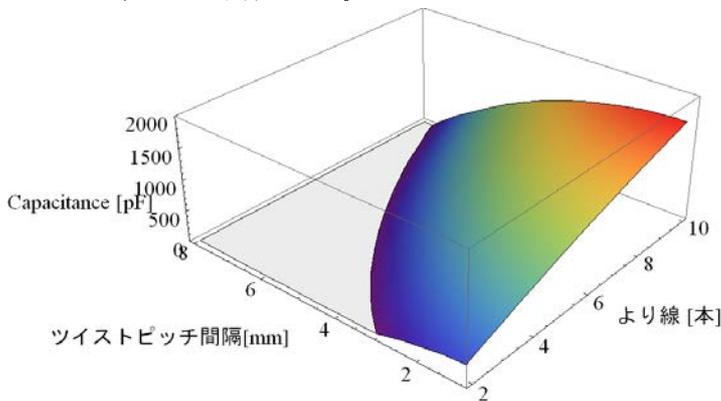


図 9 ピッチ間隔とより線数に対する静電容量の大きさ

最小二乗法で求めたキャパシタンス C の近似式を示す。

$$C = -148.51 + 218.46x - 4.52x^2 + 9.52y + 5.28xy - 34.49y^2 \quad (3)$$

(x : ツイストピッチ間隔、y : より線数)

ツイストピッチ間隔を広めるとキャパシタンスが極めて小さくなるのが図 9 より確認できる。これはツイストピッチ間隔が広すぎると線間距離が大きくなるためと考えられる。一方、より線の本数を増やしていくと本数に比例してキャパシタンス成分が増加していることがわかる。

次に、導線太さとより線数を変えた場合の周波数特性について測定を行う。

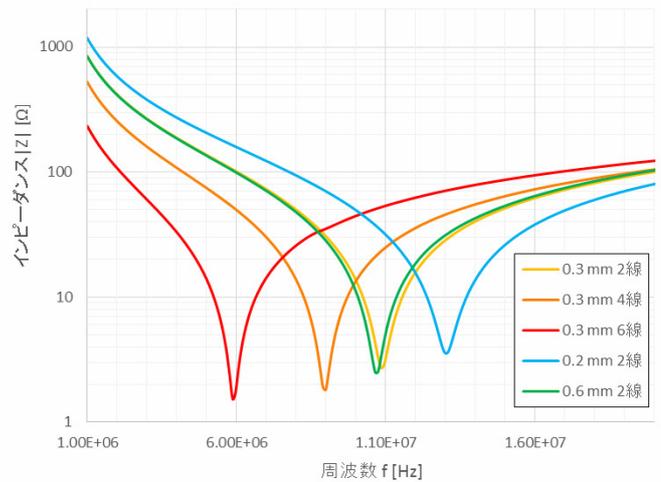


図 10 導線の断面積別周波数特性

図 10 から導線径を変えることによる大きな周波数特性の変化はないことが判る。一方、図 10 から銅線を複数ツイストさせた導線では、ツイストさせた銅線の本数を増やしていくと共振周波数は比例するようになると判る。これは、銅線の本数を増やすことで表皮効果が低減され、インピーダンスの大きさが小さくなることに起因すると考えられる。

3.3. 共振結線を用いた非接触給電

3.3.1 直列-直列型

非接触給電に用いる 1 次コイルおよび 2 次コイルに直列共振結線を施したツイスト導線で作成し、インピーダンスアナライザで共振周波数を測定する。コイルの外観とそのパラメータをそれぞれ図 11 および表 1 に示す。

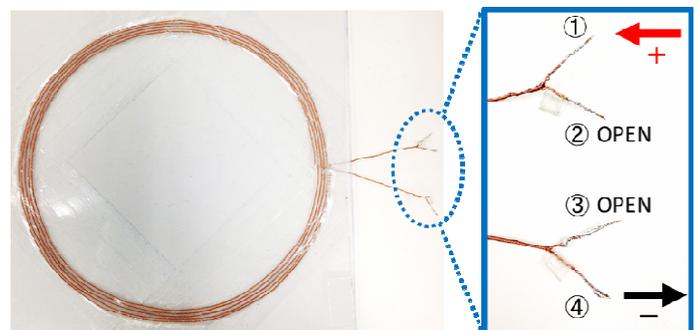


図 11 非接触給電用コイル

表1 送受電コイルのパラメータ

	1次コイル	2次コイル
共振周波数 f_0	668.7 kHz	667.0 kHz
導線太さ	0.3 mm	
より線数	6 本	
コイル径	300 mm	
巻き数	5 巻	
抵抗成分	2.46 Ω	2.47 Ω
キャパシタンス成分	3.47 nF	3.48 nF

図 6 (a) の回路図を基に、作成したコイルを使用して回路を組む。構成した非接触給電装置は図 12 のようになる。1 次側と 2 次側の電流・電圧を測定し、入力電力と出力電力を算出し、効率の算出を行う。

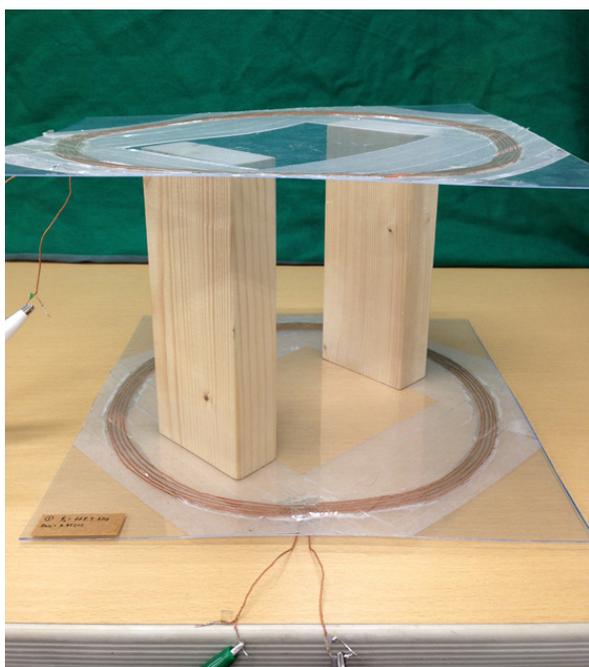
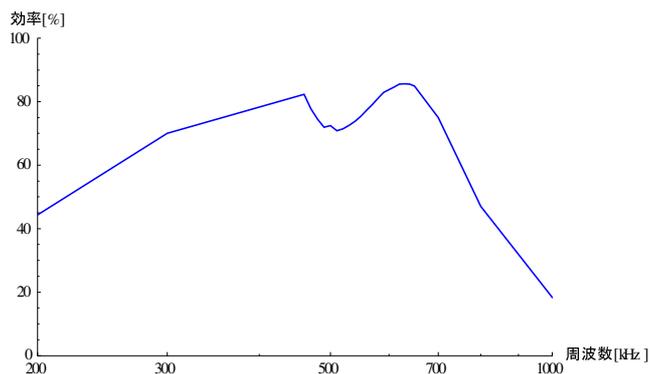
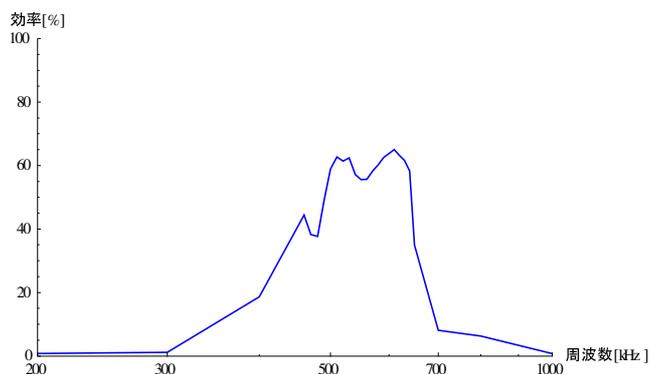


図 12 非接触給電装置

測定を行うギャップ間隔は 5cm と 10cm で行う。この実験で使用した負荷抵抗は、実際の電気機器に使用される範囲のものを利用し、 $R_L = 11 \Omega$ とした。



(a) 5 cm ギャップ



(b) 10 cm ギャップ

図 13 共振結線で行った非接触給電 (直列-直列)

測定の結果得られた周波数に対する伝送効率を図 13 に示す。使用した電力は 6W である。5 cm のギャップでは約 85% の伝送効率、10 cm では 65 % の電力伝送効率を得た。

3.3.2 直列-並列型

2 次側を並列共振に変更し、直列-直列型と同様に測定を行う。10 cm ギャップのみ測定を行う。測定から得られた伝送効率を図 14 に示す。

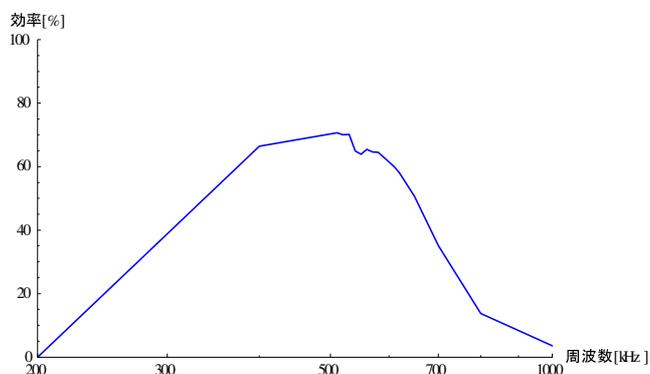


図 14 共振結線で行った非接触給電 (直列-並列)

この実験で使用した負荷抵抗は、 $R_L = 1000 \Omega$ とした。
伝送効率は約 65%ほどであった。

3.4. 直列共振結線と並列共振結線の関係

図 15 に示すように直列共振結線の開放した端子間を接続し、並列共振結線を行い測定する。

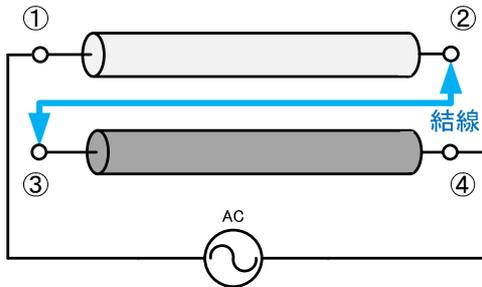
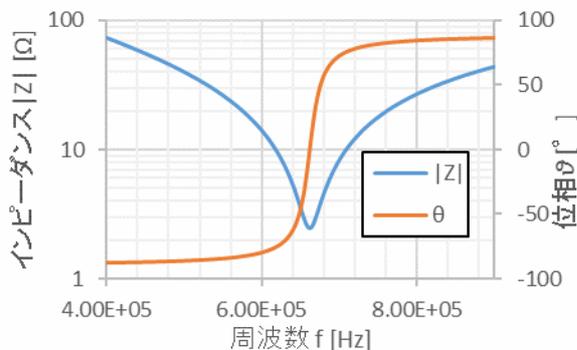
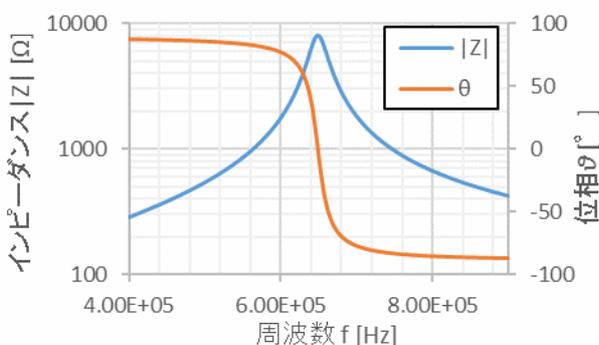


図 15 共振結線のタップ切り替え

直列および並列共振結線時の周波数特性をインピーダンスアナライザで測定し、図 16 に示す。図 16 の結果から、ほぼ同じ周波数帯で共振を起こしていることがわかる。



(a) 結線前 (直列共振結線)



(b) 結線後 (並列共振結線)

図 16 直列・並列共振の切り替え

表 2 結線切り替え時の各パラメータ

	結線前	結線後
共振種類	直列共振	並列共振
共振周波数	662 kHz	648 kHz
共振時インピーダンス	2.45 Ω	8,005 Ω
Q値	25.8	28.3
R [Ω]	2.5	1.1
L [μH]	16.0	65.0
C [nF]	3.47	0.89

表 2 から、結線を変えるだけで、直列共振と並列共振にそれぞれ切り替え可能であることが確認できる。極めて興味深い点は、LC の積はほぼ同じであるが、L と C の値が直列と並列共振で入れ替わっていることである。すなわち、直列共振では L が小さく C が大きい。他方、並列共振では L が大きく C が小さい。

4. 考察

4.1. 直列共振結線と並列共振結線の関係

実験で示されたように、直列共振結線と並列共振結線は図 16 の②と③の結線を行うか否かで切り替えることができる。表 2 より、直列共振結線と並列共振結線ではインダクタンス成分とキャパシタンス成分に明確な違いがあることが確認できる。しかし、共振周波数自体はほぼ同じ値をとる。すなわち、電界エネルギーと磁気エネルギーの支配的な領域は変わるものの、蓄えられるエネルギーの総量は同一であると考えられる。しかし、共振周波数は 10kHz 程ずれる。原因としてはインダクタンス成分の変化が考えられる。直列共振結線の場合、ツイスト導線をペアで 1 線としカウントする。一方、並列共振結線の場合、折り返すような形で結線されているためツイスト導線をペアで 2 本分の導線として考える。例えば、直列共振結線を施したツイスト導線で 10 回巻のコイルを作ると、コイルの巻線数は 10 回巻となる。一方、並列共振結線で同様の 10 回巻のコイルを作ると、実質の巻き数は 20 回巻となる。したがって、インダクタンス成分がわずかに変化するとともに巻き数の変化による線間の浮遊容量の大きさもわずかに変化するため、共振周波数がずれるものとみられる。

4.2. 共振結線の特徴

従来の方式で共振現象を起こすためには、キャパシタンス成分を構成するためにはコンデンサ、インダクタンス成分を構成するにはコイルが必要となる。共振を構成するエネルギーはコンデンサ、コイルにそれぞれ蓄えられる。このとき、磁気エネルギーはコイル全体へと分散される形で蓄えられるが、静電エネルギーは単一部品であるコンデンサに局所的に蓄えられる。一方で共振結線を行った場合、共振を担う磁気エネルギーと静電エネルギーはコイル全体に分散して蓄えられる。したがって、エネルギー蓄積に伴う負担も分散され、コンデンサがなくなることによるコイル自体への負担は軽減されることが予想できる。

4.3. 非接触給電の伝送効率

今回作成したコイルのQ値は26ほどで、一般的な磁界共振型非接触給電で使用されるコイルのQ値より低く、結合係数を完全に補えるほどのQ値を備えていなかった。一方、Q値が高くない代わりに共振周波数のズレに強くなる。送受電コイル間のギャップ長が変わることによって、2次コイルの共振周波数がずれたとしても効率の変化はあまりみられない特徴を持っている。LC直列共振のQ値は(4)式より求まる。

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4)$$

Q値の鋭さはコイルの設計による部分が多い。2.3.3における、より線の数を増やすことで共振周波数を低減させる方法は、キャパシタンスを増大させることで成立している。しかし、直列共振のQ値は(4)式に示すようにインダクタンスは大きく、キャパシタンスは小さくした方が高くなる。一方で、より線の数を増やすと表皮効果を低減でき抵抗値は小さくなるため、Q値は高くなる。したがって、より線の数は増やした方が良いが抵抗値の減少率が低くなったところで止め、導線長を短くした方がQ値の上昇につながる。高Q値のコイルを用いると共振周波数のずれに弱くなるため、結合係数との整合性が取れる範囲にQ値を設定することが更なる効率改善につながる。

5. 結論

導線の結線方法を変えることで、直列共振回路を導線のみで生成することができ、磁界結合型非接触給電への応用を可能とした。並列共振結線と違い直列共振結線は導線を分断し、電界で線間を結びつけるため漏れた部分は熱損失となり導線周りの絶縁体への影響が大きくなる。したがって、導線自体のコーティングを変えるなど直列共振結線用の導線を作成することが今後の課題となるであろう。

参考文献

- [1] Y.Midorikawa, S.Hayano, and Y.Saito : "A New Inductor Having A Noise Filtering Capability",IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS , VOL. 30, NO. 6 , NOVEMBER p4761 ,(1994)
- [2] 田倉哲也・松木英敏 : Magnetics Jpn. Vol. 9, No 3, p112, 113 , (2014)

赤外線画像を用いた金属材料識別法

下村 俊紀 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本論文は、赤外線カメラを用いて金属材料の識別を目指す研究である。金属を誘導加熱させ、常温冷却し、その温度分布を赤外線カメラで可視化することによって金属材料を識別する。熱容量の異なる金属を用い、また、その冷却表面を変化させることで金属材料識別が可能であるかを探る。

1. 序論

映像情報による診断は多くの分野で極めて具体的な状態把握を可能にする。例えば言語の異なる民族間でも映像情報を用いることで意思疎通が可能となるように、人間の視覚情報処理は大変有効な知的機能である。

また人間は、外部から得る情報のなかで 80%以上を視覚から取り入れている。しかし、視覚から得られる情報にも限界があり、すべての物質の材料を識別することはできない。

本研究では誘導加熱を用いて検査対象である金属を加熱し、過渡温度上昇分布動画を赤外線ビデオカメラで取得し、得られた動画をコンピュータで画像処理、すなわち、画像認識・識別・監視技術を含めた赤外線動画画像処理により、金属材料識別を行う。

換言すれば、本研究は赤外線カメラと誘導加熱を用いた金属材料識別に関する技術開発である。

具体的には、赤外線カメラを用いた“基準温度同時撮影法”を用いて、検査対象である金属の過渡温度上昇分布動画画像から絶対温度分布動画を厳密に抽出する。

そして熱容量の違いを利用し、金属の冷却割合による熱分布の違いから金属の識別を行う。

2. 基本理論

2.1 赤外線ビデオカメラ

赤外線とは赤色光よりも波長が長く、ミリ波長の電波よりも波長の短い電磁波全般を指し、波長ではおよそ $0.7[\mu\text{m}] \sim 1000[\mu\text{m}]$ に分布する。すなわち、可視光線と電波の間に属する電磁波である。赤外線は波長によって、近赤外線、中赤外線、遠赤外線に分けられる。性質として可視光より波長が長いため、目には見えず可視光の明暗に関係しない。

あらゆる物体は全ての絶対零度以上の温度を持つ

ていて、それらの絶対温度以上の温度を持つ物体からは、その温度に対応した強さの赤外線が放射されている。この赤外線領域を持つ物体からは、その温度に対応した強さの赤外線が放射されている。この赤外線領域を検知する映像装置をしようすることで熱源となる物体や生物を出来る。

本研究で使用した赤外線カメラは図 1 に示す三菱電機株式会社製「三菱サーマルイメージャ(IR-SC1)」である。

赤外線カメラで取得された赤外線画像は対象物の温度分布を温度の高い部分を白色、温度が低い部分を黒色のモノクロ濃淡情報として可視化する。



図 1 「三菱サーマルイメージャ(IR-SC1)」
三菱電機株式会社製

赤外線カメラで取得された赤外線画像は対象物の温度分布を温度の高い部分を白色、温度が低い部分を黒色のモノクロ濃淡情報として可視化する。赤外線カメラの特性として、対象物の周囲の温度の高低によりモノクロ濃淡状況が影響される。また、赤外線カメラは発熱体を強調するため AGC (Automatic Gain Control, 自動利得制御) 機能を有する。このため、完全黒体を用いない限り絶対温度測定は不可能である。この問題を解決するため、既知の温度を有する物体と被検査対象を同時に撮影し、温度が既知の赤外線画像の画素値から絶対温度を計測可能とする方法が「基準温度同時撮影法」である。

2.2 赤外線画像データ

計算機中の赤外線データ ここでは赤外線カメラを使用して撮影された赤外線画像がコンピュータ中でどのように表されるかを述べる。赤外線カメラの画像データを計算機の演算機能を利用して絶対温度分布画像へ変換する場合、温度分布として表示されるモノクロ濃淡情報は計算機中で画素値の分布情報であり、0~255の8ビット整数値を用いて画像濃淡を表現される。画素値0で黒色、画素値255で白色を表し、中間色はその間の数値で表現される。一例として図2に示す。お湯の入ったコップを撮影した赤外線画像を考える。そして図3に図2の画素値分布を示す。温度の高い部分ほど、画素値が大きく、白色で表示される。

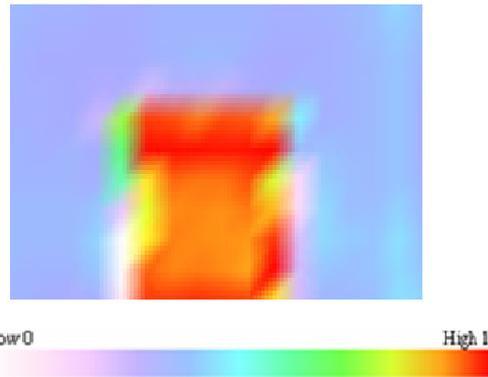


図4 紙コップ RGB 画像

2.3 画素値と温度の関係

赤外線カメラを用いて撮影された熱画像は対象の赤外線反射率に依存する。すなわち、対象の赤外線反射率が厳密に既知で無い限り厳密な熱画像・温度画像は得られない。

Automatic Gain Control (AGC)と赤外線反射率問題を解決する一方法として、本論文では、赤外線画像中に既知の異なる温度を持つ複数の温度基準画像を、被温度測定対象と同時に撮影し、既知温度を有する複数個の画像を構成するそれぞれの画素値とそれらの温度間を用いて被温度測定対象の絶対温度を測定する“基準温度同時撮影法”を採用する[1]。さらに、この基準温度同時撮影法と誘導加熱を併用した赤外線非破壊検査の幾つかの具体的な例を示す。

図5は、4種類の異なる温度のお湯を満したコップの赤外線画像である。それぞれのお湯の温度は、上段左のお湯が最も高温で78.2℃、上段右が43.9℃である。さらに下段右は23.5℃、下段左は3.2℃である。

図4は、赤外線カメラのAGC機能が有効に機能している為、高温から低温へ至るコップのお湯が最大コントラストで可視化され目視でもそれぞれ間の相対的な温度関係が極めて把握しやすい。

また、図5に図4の画素値分布を示す。

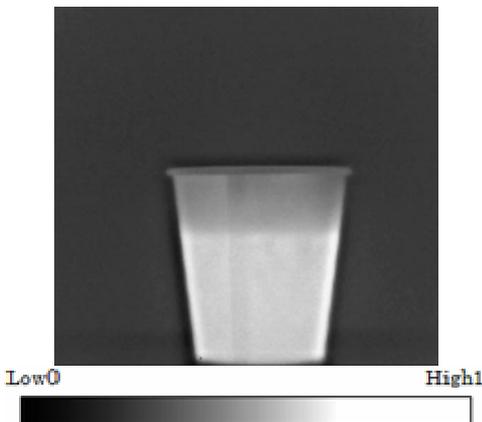


図2 お湯の赤外線画像

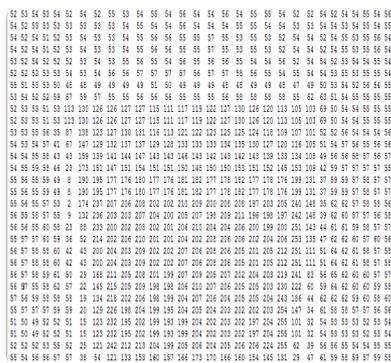


図3 お湯の画素値分布

図3の画素値分布を観察すれば、温度が高い部分(画素値が大きい)と低い部分(画素値が小さい)がわかる。

また赤外線画像をコンピュータ中で画像処理を用いて、RGB画像に表す。温度が低いところが白色で、温度が高いところが赤色である(図4)。

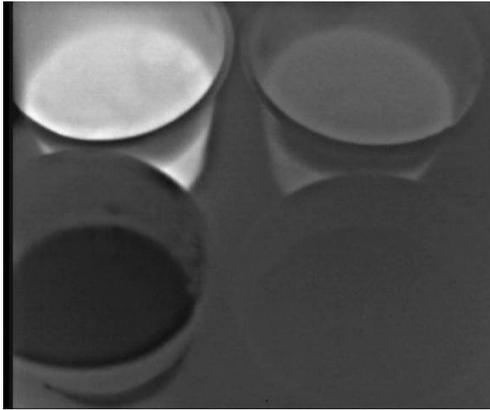


図4 温度の異なるお湯の赤外線画像

109	126	129	139	144	147	149	146	143	141	134	126	124	114	102	62	69	69	73	75	75	70	69	67	71	73	78	77	72	72	73	71					
114	137	142	150	160	174	181	185	182	174	164	144	124	127	120	81	83	82	78	79	81	79	79	74	82	82	77	75	72	74	70						
113	139	149	169	189	202	204	207	204	205	207	202	182	149	132	81	84	87	81	76	78	87	84	100	101	100	98	94	85	76	72	73	74				
111	145	167	205	209	204	207	206	201	209	213	211	193	140	137	78	70	76	72	92	100	98	97	96	97	96	99	100	94	77	71	71	70				
109	164	205	205	201	200	202	200	196	198	200	192	218	187	143	84	68	82	89	89	89	84	94	92	93	94	93	94	94	88	78	72	70				
110	202	206	199	197	195	196	196	190	192	198	195	191	224	123	97	65	81	100	94	95	93	94	93	93	94	94	94	94	86	79	71					
116	207	199	194	192	199	195	193	193	191	170	190	200	53	60	64	62	112	93	92	92	90	91	91	91	92	92	92	94	102	82	75					
122	222	197	191	190	191	197	194	189	185	195	197	213	62	69	66	67	64	107	92	90	89	91	92	91	90	90	90	90	97	86	76					
24	222	225	199	196	190	190	183	181	201	232	176	38	104	69	66	66	71	59	104	95	99	96	97	97	98	98	98	98	100	92	59					
61	44	112	222	239	232	243	236	218	162	71	42	82	147	51	67	66	63	82	55	59	102	99	95	92	92	94	99	104	86	64	59					
76	94	100	47	50	67	66	51	37	54	73	84	135	250	148	68	65	61	87	66	55	52	48	61	72	77	77	74	63	46	54	43					
76	75	70	66	69	66	68	72	82	115	126	143	191	116	52	69	65	60	79	82	67	54	55	56	53	52	53	53	63	63	63	61					
74	70	68	70	69	66	67	63	58	38	113	241	199	81	62	63	61	70	89	90	88	74	63	60	62	61	69	63	71	58	60	61					
71	71	70	67	64	64	64	63	60	29	54	165	51	68	67	64	62	63	91	90	66	35	36	37	38	37	34	39	39	39	39	41	42				
71	69	67	64	64	63	62	62	63	60	61	44	48	74	69	68	64	63	61	63	52	58	60	59	59	59	59	59	59	59	61	61	60				
70	67	65	69	69	64	66	60	60	67	56	63	67	68	68	69	63	64	62	62	62	61	59	60	60	59	60	59	61	61	61	64	64				
68	68	68	65	67	60	63	59	56	54	60	60	67	64	64	64	62	62	62	62	62	62	59	59	59	59	60	59	61	61	62	63					
75	64	66	33	33	31	32	27	26	37	55	53	56	55	67	62	64	61	62	63	61	58	56	56	57	57	57	57	59	61	61	63	63				
73	40	37	37	37	36	35	32	28	27	52	57	49	65	63	63	63	64	61	58	57	58	57	58	58	59	58	58	60	62	62	63					
52	40	41	40	37	36	34	34	32	29	30	48	51	64	62	62	64	62	59	59	59	59	60	60	60	60	60	60	61	64	65						
47	41	41	39	38	37	36	35	33	33	32	26	39	36	63	63	62	61	60	61	59	60	60	59	60	59	61	62	63	62	63	63					
47	43	42	40	38	38	37	36	35	34	33	29	33	39	62	62	62	62	60	61	60	59	61	60	60	60	61	62	61	62	62	63	63				
45	42	42	41	39	38	37	36	35	34	31	22	69	61	62	63	61	62	62	62	61	61	59	61	62	62	62	62	62	63	64	64	64				
49	44	43	42	41	37	36	36	37	36	21	42	68	61	61	65	62	62	62	61	62	61	61	62	61	62	61	62	62	63	64	64	65				
50	46	46	44	42	39	39	39	38	37	21	97	73	62	62	66	63	62	63	62	61	61	62	63	63	63	63	63	64	63	63	63	63	63			
44	42	45	45	43	42	40	36	28	20	49	76	54	62	61	63	63	64	61	62	62	63	62	63	62	63	62	64	64	64	65	65	66				
83	51	38	34	30	27	28	34	48	71	77	50	57	64	63	62	65	64	63	63	62	63	62	63	62	63	63	63	63	64	65	65	65	65			
86	65	69	66	79	78	78	75	73	44	67	63	62	63	63	62	64	64	64	63	62	62	62	63	64	63	63	63	63	64	65	65	65	65	65		
86	78	63	65	72	75	72	70	67	37	46	63	63	63	62	63	63	65	64	63	63	63	64	64	64	64	64	64	64	65	66	66	66	66	66		
90	82	79	72	54	44	41	40	46	63	69	64	59	60	61	61	60	59	60	59	59	60	61	62	61	61	61	62	62	62	62	63	63	63	63	63	

図5 温度の異なるお湯の画素値分布

これらの画素値と絶対温度を比較すれば、単純な比例関係ではないことが判る。

多くの自然科学の問題では、温度上昇などの拡散現象は時間・空間に対しては指数関数的に変化する。

このため、ここでは赤外線画像を構成する画素値と絶対温度の関係も指数関数的に仮定し、図6に示すように両者を両対数グラフへプロットする。

図6から画素値と温度が比例することが判り、明らかに両者の関係は指数関数的である。したがって、この関係を用いて画素値を温度へ換算すれば絶対温度分布の可視化画像を得ることが可能となる。

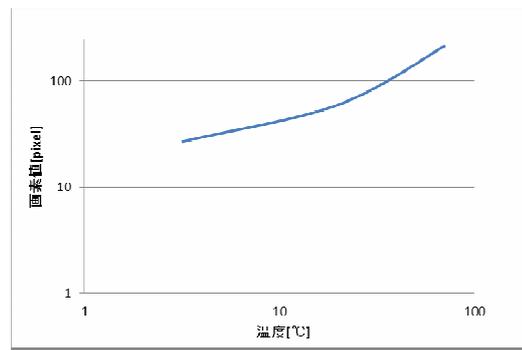


図6 画素値と温度の関係

3. 比熱を利用した金属識別への応用

3.1 概要

物質にはそれぞれの比熱が存在する。比熱とは、物質 1g の温度を 1°C (K) 上昇させるのに必要な熱量のことである。この比熱と物質の質量の積は、熱容量といい任意の量の物質を 1°C 上昇させるために必要な熱量である。この熱容量の違いを利用し、金属の判別を行うことにする。

任意の温度まで対象の金属を磁気誘導加熱する。その後、一定の時間だけ常温冷却を行う。すると熱容量の違いにより、金属の冷却度合が異なる。これを赤外線カメラによる基準温度同時撮影法を行い、画像をそれぞれ比較し、金属の識別を行うことにする。

3.2 実験

金属判別の可能性を検討する。まず、銅、鉄、真鍮、アルミニウム 3cm×3cm, 5cm×5cm, 10cm×10cm をそれぞれ用意する。なお厚みは 0.03cm で一定とする。

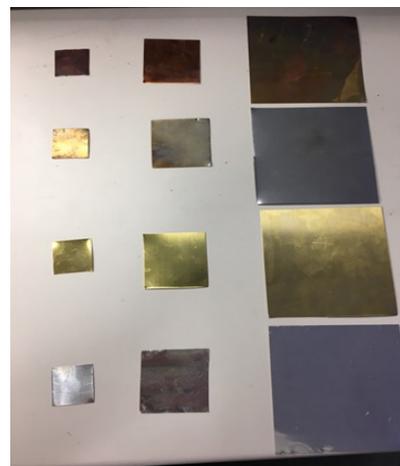


図7 金属画像 上から銅,鉄,真鍮,アルミニウム

それぞれの供試材料、100℃まで磁気誘導加熱する。この時熱電対温度計により基準温度測定を行う。金属が100℃まで上昇したら加熱をやめ、温度25℃の常温冷却を30秒行う。その後赤外線カメラで金属を撮影し画像処理を行う。そして、表1の熱容量を参考にし、金属を識別する。

表1 金属の質量,比熱,熱容量

物質	質量(重比×体積) [g]	比熱 [J/kg°C]	熱容量(質量×比熱) [J/K]
銅(Cu) ₂₉	(重比8.82)		
3cm x 3cm	2.38	419	997.22
5cm x 5cm	6.615	419	2771.685
10cm x 10cm	26.646	419	11164.674
鉄(Fe) ₂₆	(重比7.85)		
3cm x 3cm	2.11	461	972.71
5cm x 5cm	5.89	461	2715.29
10cm x 10cm	23.56	461	10861.16
真鍮	(重比8.45)		
3cm x 3cm	2.28	385	877.8
5cm x 5cm	6.33	385	2437.05
10cm x 10cm	25.32	385	9748.2
アルミニウム(Al) ₁₃	(重比2.71)		
3cm x 3cm	0.73	900	657
5cm x 5cm	2.03	900	1827
10cm x 10cm	8.13	900	7317

3.3 赤外線画像

赤外線カメラで撮影した画像を、RGB画像で表す。図7は、RGB画像である。

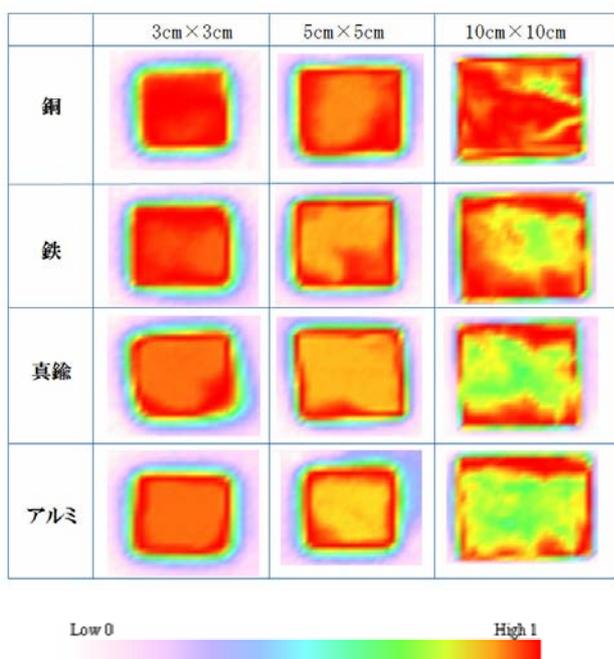


図7 供試材料の過渡RGB画像

3.4 考察

縦、横3cm×3cmのすべての金属はRGB画像による大きな違いは観られない。5cm×5cmも同じことが言える。これは、冷却される表面積が小さいため本実験の冷却時間では十分に冷却されず違いが観られなかったと言える。

しかし10cm×10cmでは明らかな違いが観察できた。熱容量が大きな物質は、冷却速度が他と比べ遅い。この事より、RGB画像の赤い部分の面積が1番大きい金属は、銅と言える。また熱容量が小さな物質は、他と比べ冷却速度が早い。この理由より、RGB画像の赤い部分の面積が1番小さい金属は、アルミニウムと判別できる。同様に、鉄と真鍮を比較しRGB画像の赤い部分の面積が大きなのが鉄、小さいのが真鍮と識別できる。

よってすべての金属が、熱容量の違いを利用し、赤外線カメラによる準温度同時撮影法を行うことで、金属の識別が可能である。

4.結論

本論文では、赤外線カメラを使用して撮影された赤外線動画像をコンピュータの演算機能を利用して絶対温度分布可視化動画像へ変換する基準温度同時撮影法の金属材料判別への具体的応用を検討した。その結果、赤外線カメラを用いて機器の熱容量の違いによる温度冷却により、金属を識別することが可能であることが検証された。

参考文献

- [1] 鈴木剛、赤外線ビデオカメラを用いた電流分布の可視化とその応用、法政大学大学院工学研究科電気工学専攻2008年度修士論文

地震波の RGB 可視化システムの提案とその応用

13x2124 橋本 拓也 指導教官 齊藤 兆古

論文概要

本論文では、数式計算ソフト Mathematica を用いて地震波を可視化する事を目指す研究である。地震波の 3 方向成分（東西、南北、上下）をそれぞれ光の三原色の R（赤）G（緑）B（青）に対応させることにより、新しい地震の可視化システムを提案する。そして、可視化システムにより地震それぞれの特徴を見つけ出すことを目標にする。また、観測点それぞれにおける揺れの特徴から共通する地盤の特徴を探る。

1 目的

「ビッグデータ」という言葉の普及が表すように現代は情報の時代である。スマートフォンや PC、測定器などの進化によってたくさんの情報がもたらされ、誰もがその情報の一部を利用できる一方、ビッグデータの利用方法が重要視されている。

大量のデータを集めるだけでなく、どのように扱うかが情報を読み取る上で最も重要なことの一つとなった。ビッグデータを扱う方法は多くあるが、その中でも可視化は非常に有効な手段である。人の得る情報のうち視覚からの情報はその 8 割を占めると言われている。大量のデータをわかりやすく可視化することでそのデータの特徴を見つけやすくすることが出来る。

大量のデータの一つに地震の情報がある、日本は地震大国であるが、発生する地震の種類や特徴を視覚的に見分ける方法は多くない。そこで、本研究は、地震波を解析し、視覚的に見分ける一方法を提案するとともにその応用を試みる。

2 RGB 可視化システム

2.1 地震波の三次元可視化

日本において地震波の観測を行っている測候所は各地にあり、その地点で地震が起こった際の地震波の加速度波形を、北南(NS)方向、東西(EW)方向、上下(UD)方向の 3 方向の成分に分けて観測している。具体的に 2016 年 4 月 16 日 1 時 46 分ごろに発生した平成 28 年熊本地震、熊本県宇崎市松橋町では以下の地震波がそれぞれ観測された例を取り上げる。

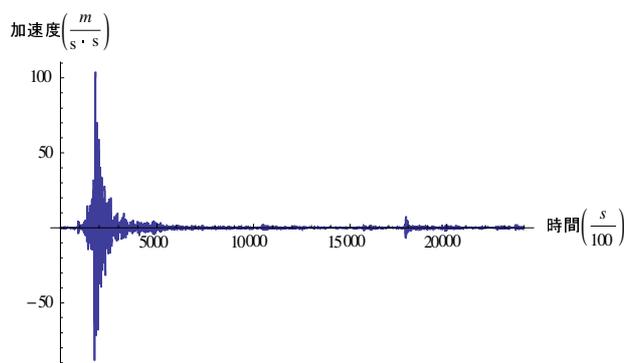


図1 東西の揺れ

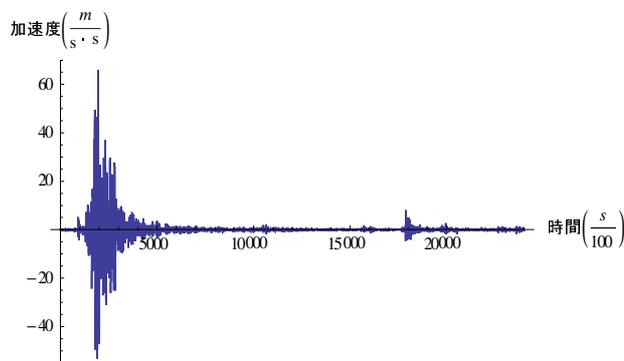


図2 南北の揺れ

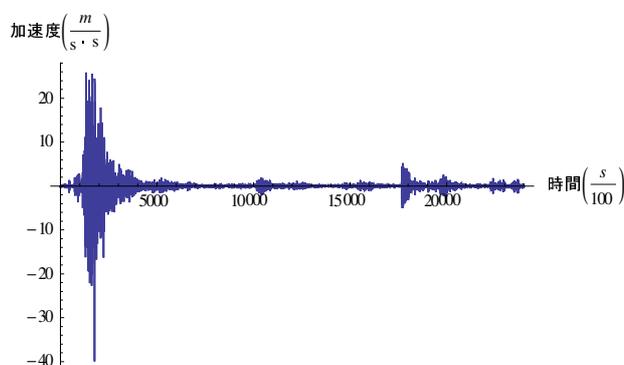


図3 上下の揺れ

図 1-3 に示す 3 方向それぞれの波形を一つにまとめると図 4 に示すように 3 次元の情報として表わされる。

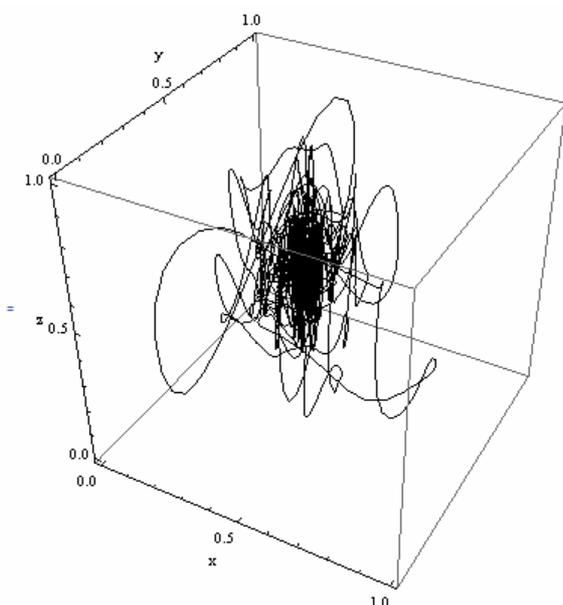


図 4 地震波の 3 次元グラフ表示

しかし、図 4 から地震波の特徴を読み取ることは困難である。そこで、光の三原色を用いた可視化方法を提案する。

2.2 RGB 可視化システムとは

コンピューターのグラフィックスでは光の三原色による色の表現を利用している。色の表現は R(赤)G(緑)B(青)の量を変化させることですべての色を再現している。R、G、Bそれぞれが、何段階使用できるかで、再現できる色の数が決定される。例えば、R G B がそれぞれ 8 段階しか使用できないもの場合には、 $8 \times 8 \times 8 = 512$ 色の表示能力ということになり、R G B がそれぞれ 0 ~ 255 の 256 段階の場合には表示色数は、 $256 \times 256 \times 256 = 16,777,216$ 色となりフルカラー表示となる。R G B は 0 ~ 255 までの 256 段階での数値で、数値が 255 のときに、その色の光の量が最大となる。

この性質を利用し、地震波の 3 成分(NS、EW、UD)をそれぞれ正規化し、RGB の成分に割り振り、これにより地震波を RGB 可視化することを可能にした。

2.3 正規化

地震波 3 成分それぞれを RGB に割り振るために、地震波の値を 0 ~ 255 の値に正規化する必要がある。以下の通り行った。

$$\text{正規化された値} = \left\{ \frac{\text{地震波の一成分} - \text{地震波の最小値}}{\text{地震波の最大値}} \right\} \times 255$$

3 RGB 可視化

2016 年 4 月 16 日 1 時 46 分ごろに発生した平成 28 年熊本地震、熊本県宇崎市松橋町での揺れを RGB 可視化すると図 5 になる。



図 5 RGB 可視化

図 5 は図の左側から 0s ~ 5s 間の記録である。これを見ると画像の色の線 (カラーライン) が揺れの方、色の線と線の間隔で揺れの激しさ、色の濃さでその方向への揺れの強さなど、その揺れの特徴を判別することができる。この時の色に対する揺れの方を以下に示す。

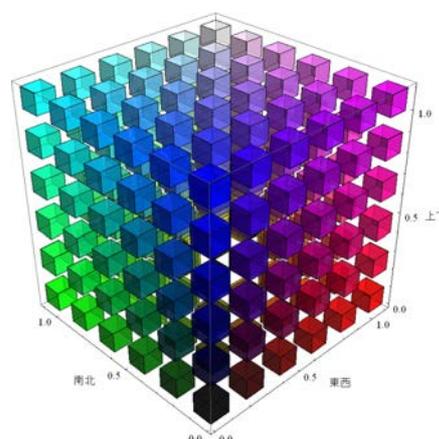


図 6 カラーマップ

4 2016年熊本地震について RGB 可視化の考察

2016年熊本地震4月16日、1時46分に発生した地震(本震)についてそれぞれの地点におけるRGB可視化画像を震度や位置関係が分かるように重ねた画像を図7に示す。

ここで、宇崎市と八代市の地震波のRGB可視化画像に注目してみると揺れの初めの位置に類似した揺れのカラーパターンを確認することができる。さらに、4月15日0時2分の同2地点の揺れのRGB可視化画像と震源からの距離、震度を示した結果を以下図8に示す。図8の2地点のカラーパターンを見ても類似したパターンを確認することができる。

そこで、図9の地盤についての図を確認すると、宇崎市、八代市共に約1万8000年前～現在までに形成された最も新しい時代の地層であり、後期更新世-完新世の海成または非海成堆積岩類の地層であった。

また、それぞれの観測点での発生時間の異なる地震のRGB可視化画像を図10に示す。図10を見るとそれぞれ観測点ごとにRGB可視化された揺れに特徴があることが分かる。たとえば熊本県宇崎市松橋町では緑や赤のカラーラインが交互に見られ、さらに一つ一つのカラーラインの幅が太い。熊本県熊本市西区春日において可視化された画像は全体的に色が薄く、ラインが細い。上天草市ではラインが細く、いろいろな方向に揺れている。また、青の線が断続的にあるのが特徴となっている。

このように、各地点ごとに揺れに特徴があり、RGB可視化された地震波の画像を見ることでそれを読み解くことができる。この特徴は地盤の差によるものであると考えられ、逆に、RGB可視化画像を大量に集めることができれば類似した地盤の識別ができると推測される。

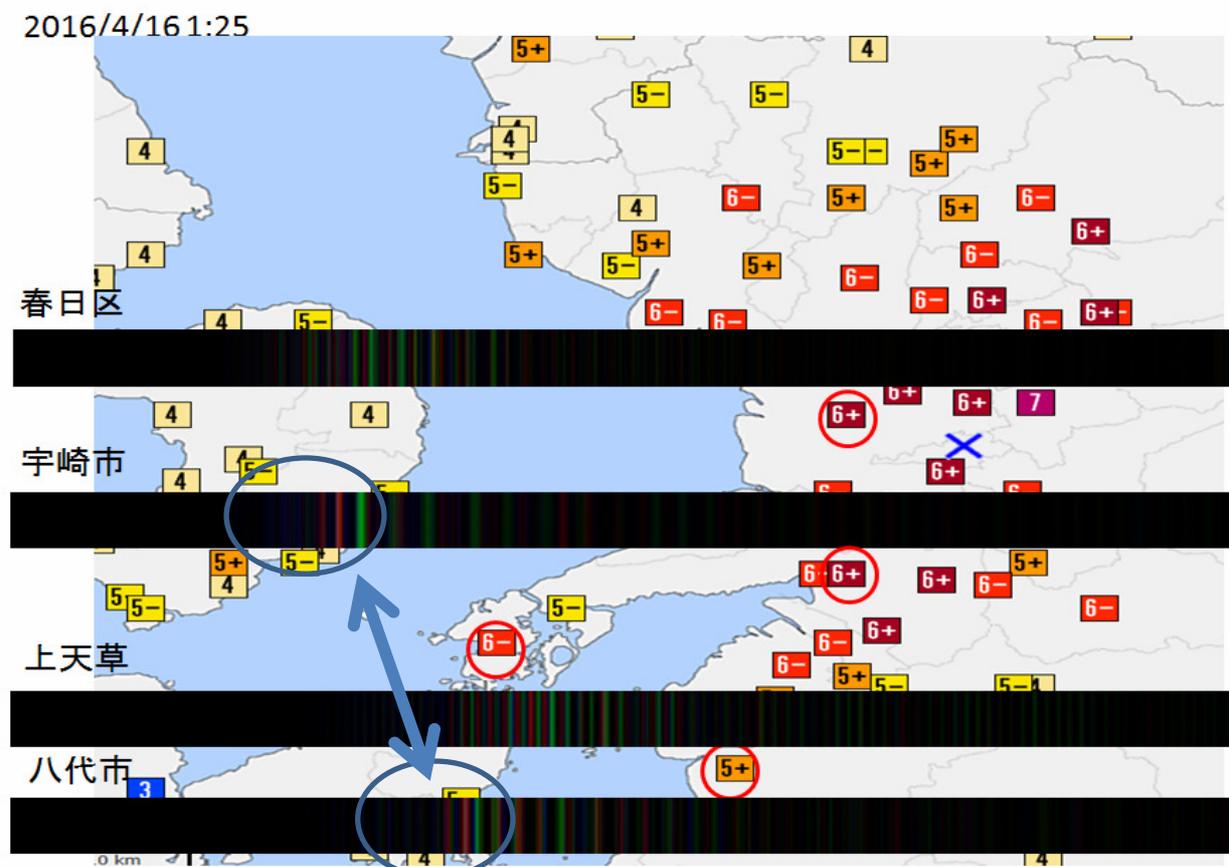


図7 RGB可視化画像と震源、位置との関係

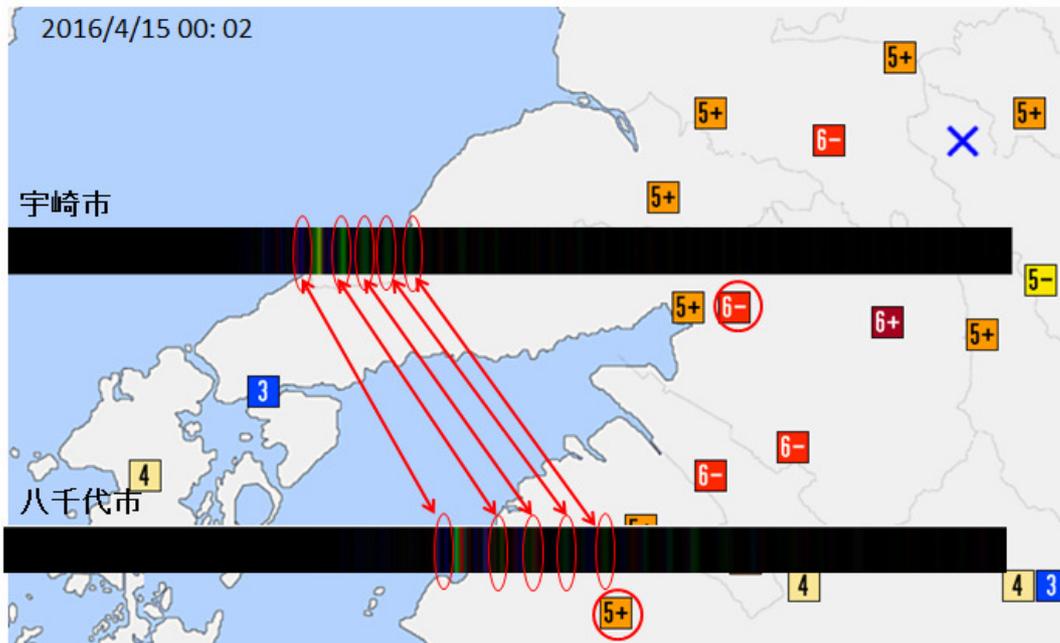


図8 RGB 可視化画像と震源、位置との関係

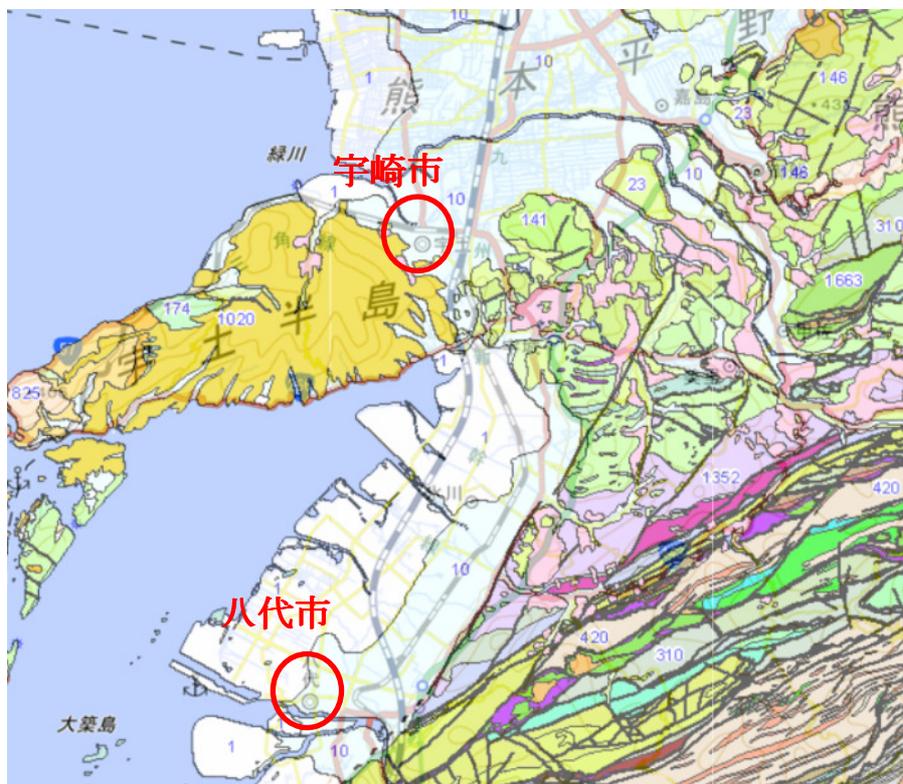


図9 熊本の地盤、地質図

宇崎市松橋町

4/14 21時 26分



4/15 00時 02分



4/16 01時 46分



4/16 09時 48分



熊本西区春日

4/14 21時 26分



4/15 00時 02分



4/16 01時 24分



4/16 01時 46分



4/16 09時 48分



4/16 22時 04分



上天草町大矢野町

4/14 21時 26分



4/16 01時 24分



4/16 01時 46分



4/16 09時 48分



図 10 各地点における RGB 可視化画像 (観測開始から 5s 間)

5 結論

本研究では、地震波のRGB可視化の方法とその応用例について述べた。

地震波をRGB可視化することで同一地域における色のパターンにある程度類似した傾向があることが示された。これは、その地域の地盤の特性によるものと考えられ、RGB可視化画像を見ることで、類似した地盤の場所を判別できると考えられる。

今後、地震の分析に本研究が生かされれば幸いである。

最後に、本論文の計算、および画像処理はすべて Wolfram Research, Inc. の「Wolfram Mathematica 9」を使用して行った。

参考文献

- [1] 現代応用数学入門 齊藤兆古 研究室内部資料 p179 8.4 簡単な画像処理
- [2] 気象庁ホームページ、強震観測データ
<http://www.data.jma.go.jp/svd/eqev/data/kyoshin/jishin/index.html>
- [3] 平成28年(2016年)熊本地震 復興支援 ボーリング柱状図 緊急公開サイト
<http://geonews.zenchiren.or.jp/2016KumamotoEQ/webgis/index.html>

三次元有限要素法による平面型変圧器の数値シミュレーション

13X2127 早津 政人 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本研究では、三次元有限要素法による数値シミュレーションを用いて変圧器の一般的な試験及び、低周波数での周波数特性試験を行い、シミュレーション値と実験値も比較を行いシミュレーションの妥当性を検証した。

平面型変圧器の設計の妥当性及び、三次元有限要素法数値シミュレーションによる設計の有用性とその限界を示していくことが究極の目的とする。

1. 緒言

近年、電力用半導体の進歩と普及が変圧器の可変周波数駆動を促し、従来の商用周波数を前提とする変圧器設計の概念を見直す時期に到達していると考えられる。特に、インバータ駆動の蛍光灯やプラズマディスプレイでは駆動周波数が数十kHzから数百kHzへ高周波化しつつあり、DC/DCコンバータではMHz帯でのスイッチングが実用化されてきている。また、インテリジェントビル等では電源機器の小型軽量化のために高周波配電も検討されている。

現在では、モバイルツールに代表されるような小型・軽量の電子機器が続々と登場している。それに伴い、電子機器に内蔵される部品のより小型・軽量化が要求されている。

本研究は、このような現状を鑑み、表皮効果を利用したフィルム状変圧器の特性を踏まえ、平面型変圧器を試作した。これを用いて、一般的特性及び低周波数での周波数特性を測定する。また、平面型変圧器のシミュレーション結果と比較して、薄型・軽量の変圧器としての有用性を示めすとともに、三次元有限要素法数値シミュレーションによる設計の限界を検討する。

2. 平面型変圧器

2.1 従来型変圧器

従来型変圧器は周知のごとく図1(基本的な内鉄形)に示すような構造となっており、鉄心に一次導体・二次導体を巻き、一次側に交流電圧を加えると、鉄心中に磁束を生ずる。この磁束が二次巻線と鎖交して誘導起電力を得るといった形式である。これはどのような形式の従来型変圧器においてもすべて共通である。従って、従来型変圧器は、主磁路が磁性体で形成されるた

め、低周波から高周波まで良好な一次・二次導体間の結合が期待できる。しかしながら、磁束は必ず磁性体内を通過するため、高周波時の鉄損増加による効率の低下は免れない。このため高周波動作で鉄損の少ないフェライトやアモルファス等の磁性体で磁路が形成される。

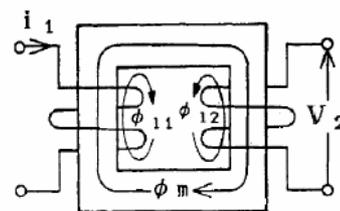


図1 従来型変圧器

2.2 平面型変圧器

変圧器の小型・軽量化に応ずるべく開発したのが、鉄心を全く使用しない空心変圧器である。これは磁性体の透磁率で磁気抵抗を低減する方法ではなく、一次側に流れる電流 I_1 によりできる磁束を、磁路を短くすることで磁気抵抗を低減し、一次・二次間で結合させ、二次側に電圧 V_2 を誘起させようとする考え方に基づいている。すなわち、幾何学的形状で磁気抵抗を低減し、空心変圧器を実現しようとするものである。平面型は隣接する一次・二次導体間の磁氣的結合を前提としているために、導体の内部インダクタンスが大きい低周波数で高い結合は望めない。しかし、高周波では表皮効果で電流が導体の表面に集中するため内部インダクタンスが減少し、一次・二次導体間の磁氣的結合が高められる。

平面型空心変圧器の低周波特性を改善するため、磁性体(フェライト)を用い、この平面型空心変圧器を上下から包み込むようにして密閉したものが全閉型

平面変圧器である。用いられる磁性体は主磁路を形成する為ではなく、磁束を磁束体表面に沿って流す目的で使われる。このため、全閉型平面変圧器の特性は磁性体の性質の依存性は少ない。全閉型平面変圧器に使用する磁性体は抵抗率と透磁率が大きければよい。

図 2 及び図 3 に実際に試作した空心型平面変圧器と全閉型平面変圧器を示す。また表 1 にそれぞれのコイルの諸定数を示す。

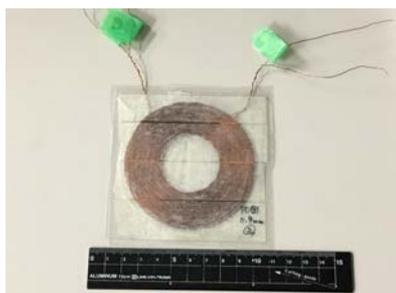


図 2 空心型平面変圧器 (変圧器 A)



図 3 全閉型平面変圧器 (変圧器 B)

表 1 各変圧器のコイルの諸定数

	コアの材料	一次側巻線	二次側巻線	銅線の直径
変圧器A	なし(空気)	50巻	50巻	0.4mm
変圧器B	フェライト	50巻	50巻	0.4mm

2.3 シミュレーションモデル

第 2.2 節で述べた空心型平面変圧器及び全閉型平面変圧器の有限要素法によるシミュレーションモデルを作成した。

それぞれのシミュレーションモデルを図 4、図 5 に示す。

本研究で使用した三次元有限要素法汎用パッケージソフトは株式会社 JSOL の JMAG である。また

解析の方法は周波数応答解析を用いた。

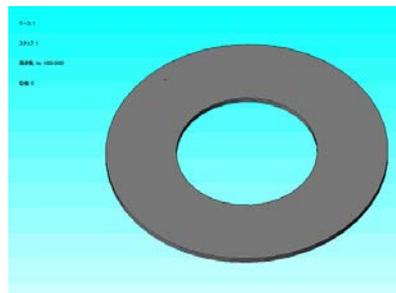


図 4 シミュレーションモデル (空心型平面変圧器)

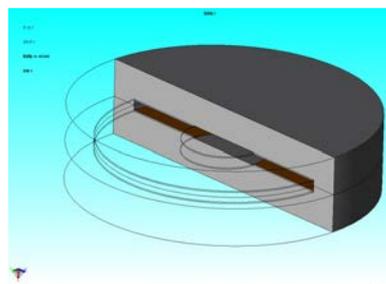


図 5 シミュレーションモデル (全閉型平面変圧器)

シミュレーションによって算出された結果の一例を図 6 に示す。

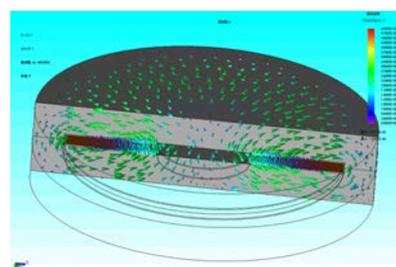


図 6 シミュレーション結果の一例

2.4 変圧器の一般的な特性試験

電気機器用の変圧器は信号用等と比較して容量が圧倒的に大きく、変圧器動作の主をなす磁束も大きくなる。このため、磁束が通過する磁路を形成する継鉄などの鉄の磁化特性が無視できない。

変圧器の鉄損は、ヒステリシス損 (周波数に比例する磁気履歴損失) と渦電流損 (周波数の二乗に比例する誘導電流損失) の和からなる。

本研究では、二次コイルの端子を開放して一次コイルに通電させる無負荷試験により鉄損を勘案し、鉄損をコンダクタンス g_0 の損失で代表して扱う。

また、二次コイルの端子を短絡して通電させる短絡

試験により、コイルの巻線抵抗による損失である短絡損を測定した。

これらの測定結果から、変圧器の簡略等価回路として L 型等価回路を用いて、シミュレーションによる理論値と比較した。

一次側コイルの抵抗、漏れインダクタンス r_1 、 x_1 さらに二次側コイルの抵抗 r_2 、漏れインダクタンス x_2 の中間に一次二次コイル間の相互インダクタンス M の逆数であるサセプタンス b_0 と鉄損を表すコンダクタンス g_0 をとして考慮した L 型等価回路を図 7 に示す。

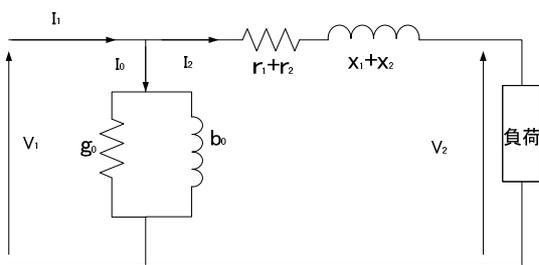


図 7 L 型等価回路 (巻線比 1:1)

2.4.1 抵抗測定

直流電源を用いて、変圧器 A、B の巻線抵抗 r_1, r_2 をそれぞれ測定した。

各巻線抵抗と一次側に換算した合成抵抗 R の結果を表 2 に示す。

表 2 抵抗測定

	一次側巻線 $r_1[\Omega]$	二次側巻線 $r_2[\Omega]$	合成抵抗 $R[\Omega]$
変圧器A	3.12	3.15	6.27
変圧器B	3.23	3.19	6.42

2.4.2 無負荷試験

変圧器 B の二次側を開放して無負荷状態とし、一次側に電圧 V_1 を加え、電流 I_0 及び電力 W_0 を測定し、巻線抵抗による銅損 W_{os} を引くことで鉄損 W_i を求めた。

$$W_{os} = r_1 I_0^2 \tag{1}$$

$$W_i = W_0 - W_{os} \tag{2}$$

周波数 1kHz における鉄損 W_i の実験値と理論値を図 8 に示す。

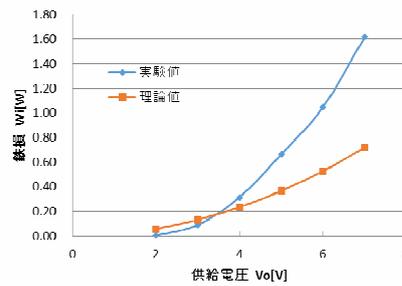


図 8 鉄損曲線

2.4.3 短絡試験

変圧器 A、B それぞれの二次側を短絡し、供給電圧を変化させ、短絡電流 I_s に対する供給電圧 V_s 、短絡損 W_s を測定し、75°C に換算した負荷損 W_{s75} を算出し、シミュレーション値とそれぞれ比較する。

室温を 25°C とすると 75°C に換算した負荷損 W_{s75} は以下の様な式になる。

$$W_{s75} = I_s^2 \times R \left\{ \frac{309.5}{234.5 + 25} \right\} + (W_s - I_s^2 \times R) \left\{ \frac{234.5 + 25}{309.5} \right\} \tag{3}$$

変圧器 A における周波数 1kHz に対しての各銅損の実験値と理論値を図 9 に、変圧器 B における周波数 1kHz に対しての各銅損の実験値とシミュレーション値を図 10 にそれぞれ示す。

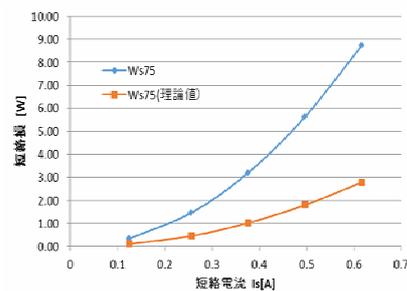


図 9 変圧器 A の短絡曲線 (75°C に換算時)

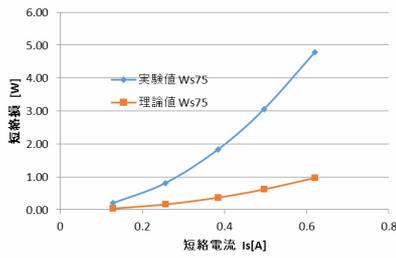


図10 変圧器Bの短絡曲線(75°Cに換算時)

2.4.4 L型等価回路

各試験より、変圧器BのL型等価回路の各パラメータを表3、表4に示す。また、各パラメータは以下の式で求めた。

$$g_o = \frac{W_o}{V_1^2} \quad (4)$$

$$b_o = \sqrt{\left(\frac{I_o}{V_1}\right)^2 - g_o^2} \quad (5)$$

$$r_1 + r_2 = \frac{W_s}{I_s^2} \quad (6)$$

$$x_1 + x_2 = \sqrt{\left(\frac{V_s}{I_s}\right)^2 + \left(\frac{W_s}{I_s^2}\right)^2} \quad (7)$$

表3 無負荷試験による各パラメータ

供給電圧 V1[V]	go[s] 実験値	go[s] 理論値	bo[s] 実験値	bo[s] 理論値
5.0	1.3	1.0	5.7	4.5

表4 短絡試験による各パラメータ

短絡電流 Is[A]	r1+r2[Ω] 実験値	r1+r2[Ω] 理論値	x1+x2[Ω] 実験値	x1+x2[Ω] 理論値
0.5	0.1	0.5	7.4	6.4

2.5 平面型変圧器の周波数特性

平面型変圧器の妥当性を示すために、周波数に対する結合係数、変圧比特性、効率特性をそれぞれ測定し、シミュレーション値と比較する。

2.5.1 結合係数

変圧器の基礎的で最も重要な性能指標である結合係数Kを調べる。変圧器の一次・二次コイルを図11に示す回路モデルで考えると、両コイル間に相互誘導作用があるとき、自コイルがつくる磁束の一部が他コイルと鎖交する磁束を相互誘導作用の原因となる磁束という意味から相互磁束と呼ぶことにする。

コイルの結線時、互いが加わるような関係にある場合を和動接続、互いに打ち消しあう関係にある場合を差動接続という。

図12、図13に示す結線を施しインピーダンスを測定することで式(11)から結合係数を求める。

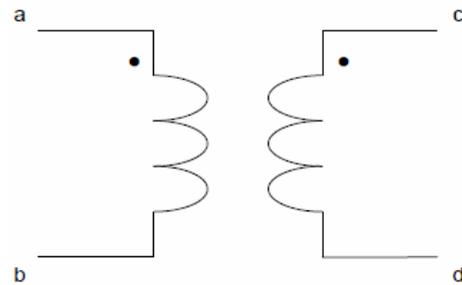


図11 変圧器回路モデル

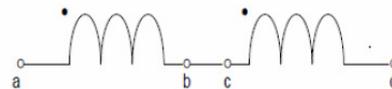


図12 和動接続 Ls

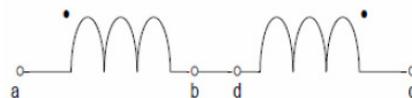


図13 差動接続 Lo

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M \quad (8)$$

$$L_o = L_1 + L_2 - 2M \quad (9)$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4} \quad (10)$$

$$\therefore K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (11)$$

図 14、図 15 に変圧器 A、B それぞれの実験値とシミュレーション値を示す。

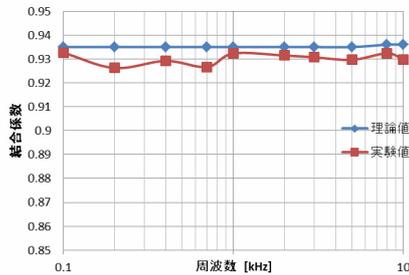


図 14 変圧器 A の結合係数

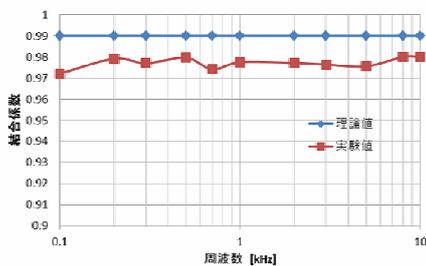


図 15 変圧器 B の結合係数

2.5.2 変圧比周波数特性

変圧器の二次側回路を開放して、周波数対変圧比特性(二次誘導電圧/一次印加電圧)を調べた。変圧器 A、B それぞれの周波数特性を図 16、図 17 に示す。

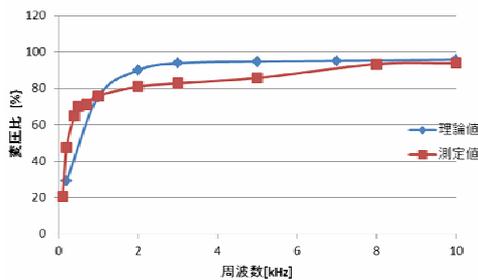


図 16 変圧器 A の周波数対変圧比特性

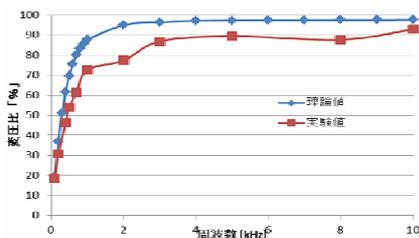


図 17 変圧器 B の周波数対変圧比特性

2.5.3 周波数対効率特性

変圧器の電力伝達効率 ϵ は以下の式で計算される。

$$\epsilon = \frac{\text{負荷に消費される電力}}{\text{一次端子間からの入力}} \times 100[\%] \quad (12)$$

一次端子間からの入力は、デジタルオシロスコープを用いて一次端子間電圧と入力電流の両者を同時に時間方向へ離散化された数値データを要素とするベクトルで取り込む。仮に、サンプリングタイム Δt としてパソコンへ取り込んだこれらのベクトルを

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{in} &= [v_{in,1} \quad v_{in,2} \quad \dots \quad v_{in,n}]^T \\ \mathbf{I}_{in} &= [i_{in,1} \quad i_{in,2} \quad \dots \quad i_{in,n}]^T \end{aligned} \quad (13)$$

とすれば、一次端子間からの入力は

$$\begin{aligned} P_{in} &= \frac{1}{n} \mathbf{V}_{in} \cdot \mathbf{I}_{in} \\ &= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{in,j} \cdot i_{in,j} \end{aligned} \quad (14)$$

で計算される。

負荷に消費される電力も、サンプリングタイム Δt としてパソコンへ取り込んだ負荷の端子電圧と負荷電流をそれぞれ、

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{out} &= [v_{out,1} \quad v_{out,2} \quad \dots \quad v_{out,n}]^T \\ \mathbf{I}_{out} &= [i_{out,1} \quad i_{out,2} \quad \dots \quad i_{out,n}]^T \end{aligned} \quad (15)$$

とすれば、一次端子間からの入力は

$$\begin{aligned} P_{out} &= \frac{1}{n} \mathbf{V}_{out} \cdot \mathbf{I}_{out} \\ &= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{out,j} \cdot i_{out,j} \end{aligned} \quad (16)$$

で計算される。

よって効率 ϵ は

$$\epsilon = \frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100[\%] \quad (17)$$

で計算される。

変圧器 A、B それぞれの一次側に 1Ω 、二次側へ抵抗値 1000Ω を接続し負荷とした。

それぞれの測定結果とシミュレーション値を図 18、図 19 に示す。

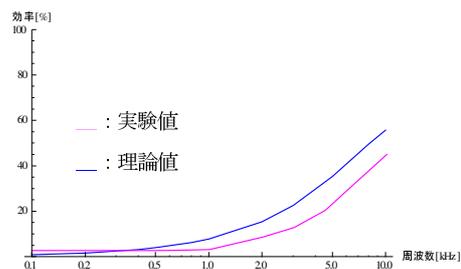


図 18 変圧器 A の効率

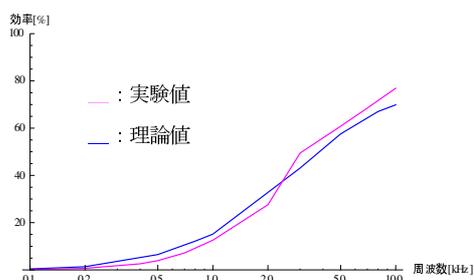


図 19 変圧器 B の効率

3 考察

3.1 変圧器の一般的な特性試験

変圧器 B における鉄損について、周波数一定にして測定を行った。供給電圧 5[V]におけるコンダクタンス g_0 は実験値とシミュレーション値との誤差は小さかった。しかし電圧を上げていくにつれて誤差は大きくなってしまっている。これは後述する周波数対効率特性にも言えることであるが、シミュレーション値は正確な磁化特性を考慮できていないからだと考えられる。

また短絡損試験において、変圧器 A と変圧器 B について実験値とシミュレーション値の誤差について見てみると、変圧器 B の方が、誤差が大きくなっている。このことから空心の方がシミュレーションによる設計に優れていることが考えられる。

3.2 周波数対効率特性

結合係数について変圧器 A、B ともに良好な値を取っている。しかし、結合係数は周波数に依存せず一定でなければならないにも関わらず、値に多少のばらつきが生じている。この原因として表皮効果による内部インピーダンスの増加などが考えられる。

また、変圧器 A とコアにフェライトを用いた変圧器 B を比べると、磁性体により磁束の流れが制御され効率良く磁束が鎖交しているため、変圧器 B の方が、結合力が強いと分かる。そのため、変圧比及び電力伝送効率も変圧器 B の方が良好な値が出ている。

しかし、結合係数において、変圧器 B の方が実験値とシミュレーション値による誤差が大きくなってしまっている。これはシミュレーション値には磁気飽和特性などの磁化特性が完全には考慮されていないからである。したがって、シミュレーションによる設計においては空心型の方が優れていると考えられる。

4 結論

本研究では平面型変圧器を用いて、変圧器の一般的な特性試験や周波数特性試験のシミュレーション値と実験値を比較した。変圧器のコアに磁性体を入れることで、平面型にしても良好な結果が出た。したがって、全閉型平面変圧器が変圧器として優れていると分かる。

しかしながら、フェライトの磁化特性が考慮されていないため、シミュレーション値との誤差が大きくなった。したがって、シミュレーションによる設計という点においては、空心型平面変圧器の方が優れていると分かった。

今後の課題としては磁性材料の磁化特性をシミュレーションに考慮して、設計することが理想である。

参考文献

- [1] 金子聡、早野誠治、齊藤兆古：全閉型平面変圧器の基礎特性 電気学会研究会資料. MAG, マグネティクス研究会 1997(111), 31-35, 1997-07-17
- [2] 高田将吾、「非接触給電に関する基礎的研究」、2010 年度法政大学工学研究科修士論文
- [3] 電気電子工学実験 II 変圧器 法政大学理工学部電気電子工学科(2015 年度)教材

速度微分法を用いた平面型多相誘導電動機の特性格解析

13X2135 藤野 孝明 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本稿は回転計を用いて、試作した電動機のトルクスピード特性を疑似的に導出する試みである。通常の電動機の特性格解析と異なり、回転計で試作電動機が加速し終えるまでと、停止するまでの回転速度を記録し、その時間変化を時間に対する速度の関数として扱い、その時間微分から加速度の関数を導く。そして加速度をトルクとして扱うことでトルクスピード特性を導出する。本稿では鉄心を用いずに固定子を作成した 6 極機の平面型誘導電動機をさくせい試作しその特性格解析を行った。

1. 序論

現在の電動機のパフォーマンス試験は、同一電動機を 2 台使用して、測定を行っている。このため、新しく電動機を試作した際には同様の電動機を試験用にもう 1 台作らねばならない。これでは電動機を開発を行う度に電動機を 2 台作らなければならない、試作を重ねた場合かなりのコスト増が見込まれる。

本稿では電動機 1 台で特性格解析を行える手段として、電動機の回転速度を回転計で測定し、その結果に速度微分法を用いて解析する方法を提案する。これにより電動機の特性格解析の簡略化と電動機を試作コストダウンが可能となる。具体的な例として三相交流電源を用いる平面型多相誘導電動機を試作し、そのトルクスピード特性を導出する。

2. 原理

2.1 速度微分法

ここでは、本稿における誘導電動機の特性格解析の考え方について述べる。誘導電動機を同期速度まで加速させた後、減速させた際の速度の時間変化を測定する。その結果を、最小二乗法を用いて二次関数に近似する。導出した近似式を微分することで加速度の時間に対する関数が導き出される。そして、加速度を測定した誘導電動機のトルクとして扱うことで、トルクスピード特性が導出される。これにより測定対象の出力が計算可能となる。

2.2 平面型誘導電動機

2.2.1 動作原理

ここでは、回転機の基本原理解について述べる。図 1 はアラゴの円盤と称し、軸に取り付けられた導体円盤及び永久磁石は自由に回転できるようになっている。磁石を回転させると、磁石の移動に伴い導体が磁力線によって切られるために導体に誘導電圧 e が生じる。磁石の磁界を B 、磁石に対する導体の相対速度を v (磁石が静止していて、円盤が逆方向に速度 v で回転すると考える) とし、電圧 e が誘起する導体長を l とすると、フレミングの右手則より、

$$e = vBl \tag{1}$$

となる。この誘導電圧 e により導体表面に渦電流 i が発生し、磁界 B によって電磁力 f が生じる。この方向はレンツの法則

$$f = iBl \tag{2}$$

より、磁石と円盤との相対速度を減少させる方向である。その結果、円盤は磁石と同一方向に回転する。円盤は常に磁石よりも遅い速度で回転する。磁石と同じ速度になると、相対速度 v は 0 になり、渦電流が消滅して電磁力がなくなる。試作電動機の場合、界磁の両側に回転磁界が発生するので、図 2 のように、2 枚の回転子の間で円盤形磁石が回転すると考えればよい[1]。

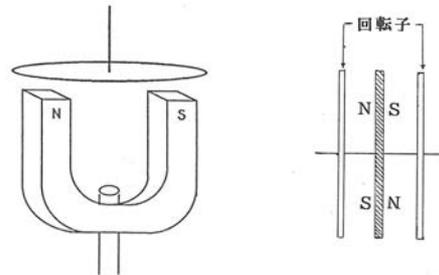


図 1 アラゴの円盤 図 2 試作電動機

誘導電動機では磁石を回転させる代わりに、固定子に平衡多相交流を流して回転磁石と等価な磁界、回転磁界を作る。試作モータは三相交流を採用しているため、三相巻線による回転磁界について述べる。

図 3 に示すようなコイルに直流を印加すると、磁界は図中に示す向きに生じる。正弦波を印加した際は、左右のコイル内側に互いに正反対で振動する交番磁界が生じる。このコイルを図 4 に示すように、 120° ずつずらして重ね合わせて星形結線し、平衡三相交流を流した場合を考える。

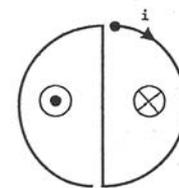


図 3 各相のコイル

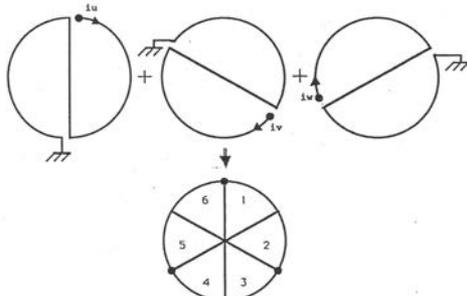


図4

三相交流は図5に示すように、各相間における電流の位相差は $2\pi/3$ である。基準を u 相とすると、 v 相は $2\pi/3$, w 相は $4\pi/3$ ずつ u 相より時間位相が遅れている。図3の電流の向きを正、紙面の表から裏の向きの磁界を正とすれば、図4の6等分された領域内の合成磁界は、

1: $B_u - B_v + B_w$ (3)

2: $B_u - B_v - B_w$ (4)

3: $B_u + B_v - B_w$ (5)

4: $-B_u + B_v - B_w$ (6)

5: $-B_u + B_v + B_w$ (7)

6: $-B_u - B_v + B_w$ (8)

B は電流 i に依存するので、 B の最大値を 1 とすると、時刻 t における各領域の合成磁界は表1のようになる。

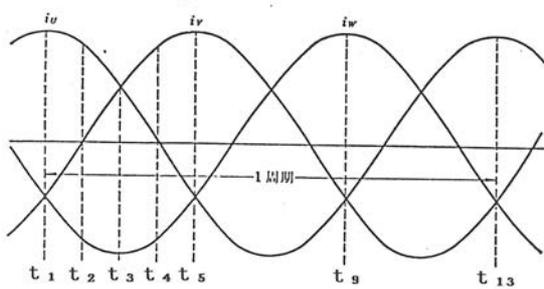


図5 三相交流

表1 時刻 t における合成磁界

	領域名					
	1	2	3	4	5	6
t_1	1	2	1	-1	-2	-1
t_2	0	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	0	$-\sqrt{3}$	$-\sqrt{3}$
t_3	-1	1	2	1	-1	-2
t_4	$-\sqrt{3}$	0	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	0	$-\sqrt{3}$
t_5	-2	-1	1	2	1	-1
t_9	1	-1	-2	-1	1	2
t_{13}	1	2	1	-1	-2	-1

表1は以下の図6のように表せる。各領域内の磁界の強さを直径で表すと、時間の経過と共に時計回りに回転していることが分かる。尚、 t_1 から t_{13} の1周期で磁界も1回転している。つまり、界磁の両面に同一方向に回る回転磁界が生じる。

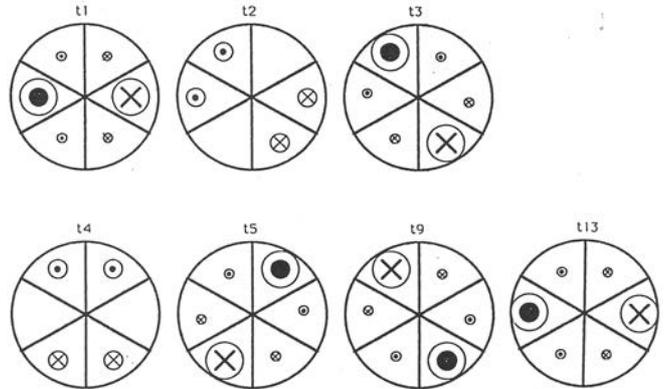


図6 磁界の回転の様子

界磁が回転磁界を発生し続けるためには、界磁のある1点での発生磁界が、電源の1周期毎に等しくならなければならない。それには、電源の各相間の位相差と各相のコイル間の位相差が一致する必要がある。ここで、 $2p=2$ 極、 $2p=4$ 極のコイルに電流を流したときのある瞬間におけるコイルの誘起電圧 e はそれぞれ図7、図8のようになる。4極の場合、2極の場合と比較して、電気角の周期が $1/2$ になっている。即ち、極対数 p が2の時同一の機械角の変化 θ は電気角で 2θ となる。一般に $2p$ 極の時、

電気角 = $p \times$ 機械角 p : 極対数 (9)

同時に、角速度で表すと

電気的角速度 = $p \times$ 機械的角速度 (10)

となる。よって2極機では 120° 、4極機では 60° 、6極機では 40° ずつずらして各相コイルを配置すると条件に合う。

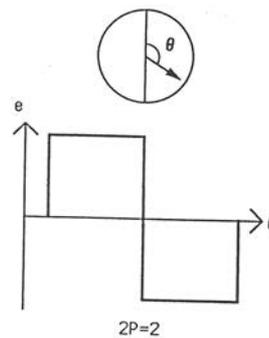


図7 2極機の誘起電圧

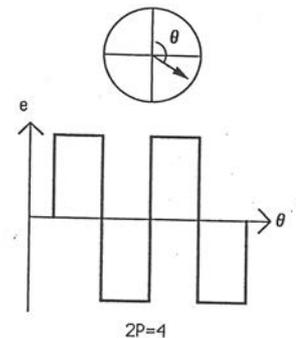


図8 4極機の誘起電圧

2極機では、電源の周期と回転磁界の周期が一致するので、電源の周波数を f [Hz], 磁界の回転速度を n_s [rps] とすると

$$n_s = f \tag{11}$$

これが4極の場合には、電源の1周期に対して磁界は半周期しか回転しないので、

$$n_s = f/2 \tag{12}$$

一般に、 $2p$ 極機(p は極対数)における回転磁界の回転速度は

$$n_s = f/p \text{ [rps]} \tag{13}$$

回転速度は毎分[rpm]が一般的なので

$$N_s = 60f/p \text{ [rpm]} \tag{14}$$

となる。 n_s または N_s を同期速度という。

2.2.2 構造

2.2.2.1 固定子

界磁コイルの構造として、ループ形(図9)とスパイラル形(図10)が挙げられる。前者は一般的な電動機に用いられる構造で、巻線は1本ずつ立体的に形成される。後者は巻線を渦巻状にすることで平面化したものである。今回はスパイラル形で固定子を作成している。

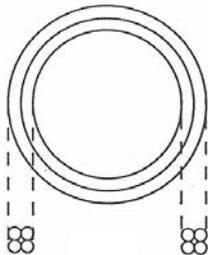


図9 ループ形

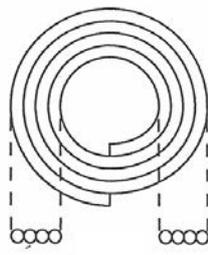


図10 スパイラル形

図11は6極機一相のコイルで、反時計回りに扇形状に導線を巻いた後、時計回りに導線を巻くという事を繰り返して作成する。両面テープの片面に導線を接着する。3枚製作した後、各コイルの極性を直流安定化電源に接続し、方位磁石を近づけることで確認した後、 40° ずつずらして接着する[2]。

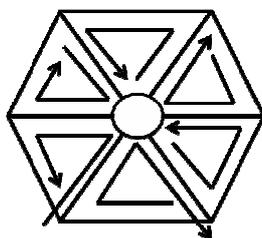


図11 各相のコイルの略図

2.2.2.2 回転子

回転子はアルミの円盤にスリットが入った形状である。この試作機はアラゴの円盤の原理、つまり渦電流によって駆動している。そのため、長時間駆動していると抵抗損失のため発熱する。

軸は高剛性かつ軽量で非磁性体が好ましい。軸受はモータの形状によって、単列、複列、スラスト等を使い分ける。

2.2.2.3 製作例

試作機は、スパイラル形界磁を用いた界磁直径70[mm]の6極機である。図12に示すように、固定子を回転子で挟みこみ、その間に軸受を配置してギャップを調節している。両側から軸を保持している。

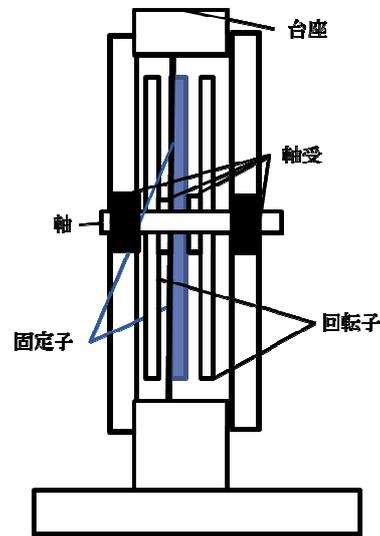


図12 試作機の全体図

3. 実験

3.1 回転速度測定

本稿では、図12の試作電動機について、回転計で回転速度を測定した。その際の回転速度の推移をオシロスコープにアナログ信号で出力した。そして結果をUSBに保存し、移動平均を出すことで測定値のばらつきを抑制し時間に対する回転速度のグラフを作成した。

電源には三相交流電源を使い、50[Hz], 60[Hz], 100[Hz]で駆動した際の結果を図13~15に示す

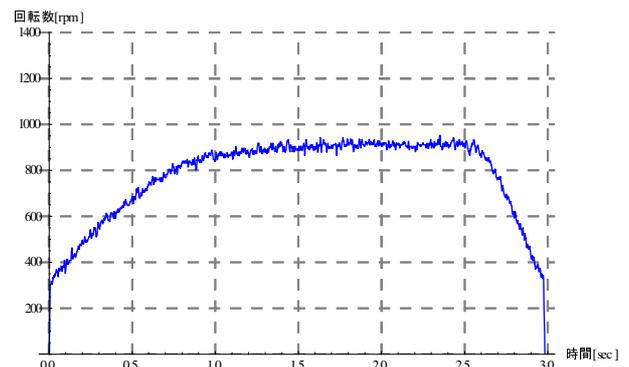


図13 50[Hz]で駆動した際の回転速度の推移

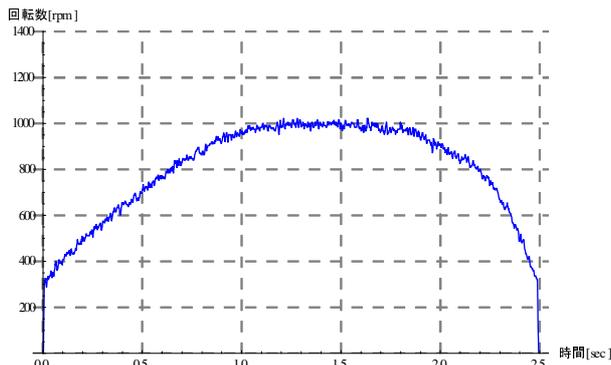


図 14 60[Hz]で駆動した際の回転速度の推移

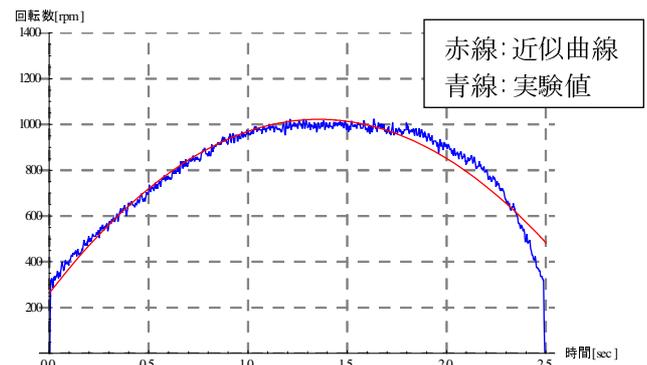


図 17 駆動周波数 60[Hz]での測定値と近似曲線

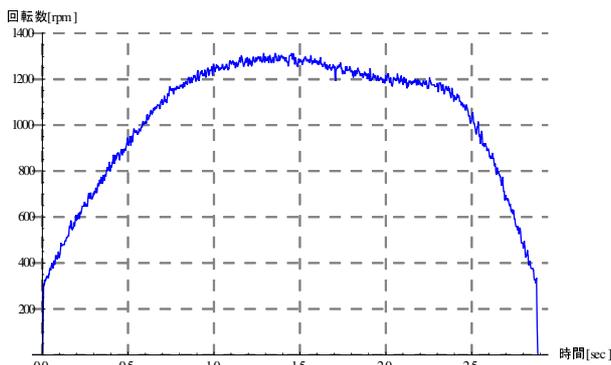


図 15 100[Hz]で駆動した際の回転速度の推移

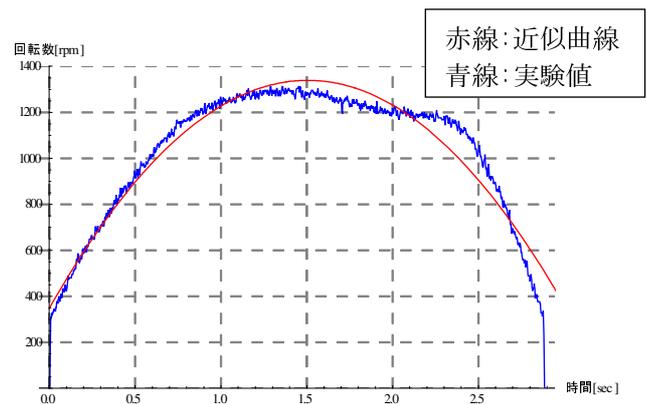


図 18 駆動周波数 100[Hz]での測定値と近似曲線

3.2 速度微分法によるトルクスピード特性の算出

3.1 項にて計測したデータの csv ファイルを Mathematica に読み込ませ、fit 関数を用いて最小二乗法でグラフの近似曲線を二次関数で作成した。

周波数 50[Hz]での近似関数は

$$-231.80x^2 + 761.49x + 331.43 \quad (15)$$

60[Hz]での近似関数は

$$-412.25x^2 + 1118.45x + 263.65 \quad (16)$$

100[Hz]での近似関数は

$$-437.59x^2 + 1317.40x + 347.22 \quad (17)$$

となった。

測定したそれぞれの周波数での近似曲線を測定値のグラフと重ねた結果を図 16～図 18 に示す。

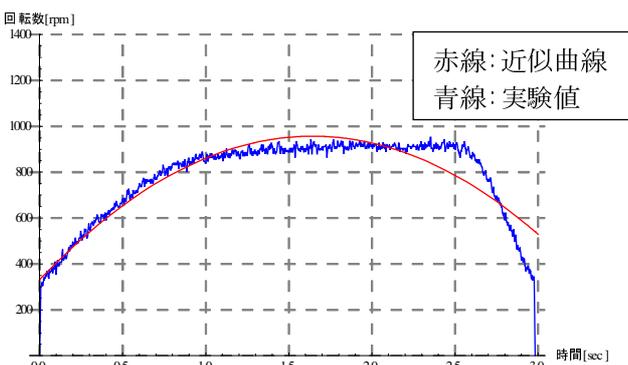


図 16 駆動周波数 50[Hz]での測定値と近似曲線

導出された関数式(15)~(17)のパラメタ x に関する微分を行い、速度変化の時間微分から時間に対する加速度のグラフを作成した。加速時の回転速度に対する加速度のグラフを作成することで、トルクスピード特性を導いた。それぞれの周波数での結果を図 19～図 24 に示す。

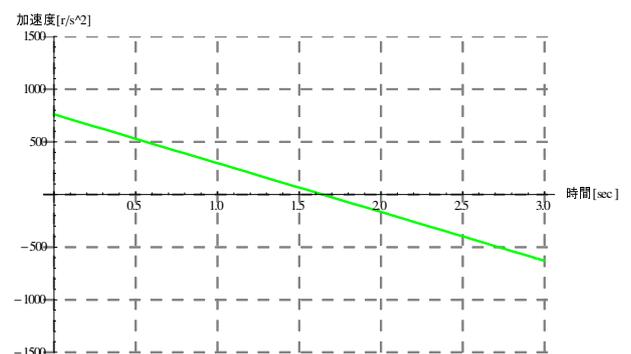


図 19 駆動周波数 50[Hz]での時間に対する加速度

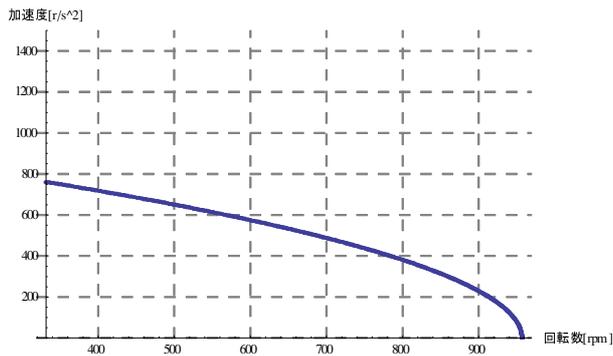


図 20 駆動周波数 50[Hz]でのトルクスピード特性

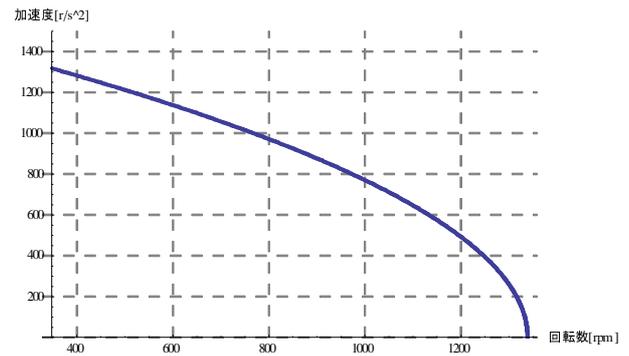


図 24 駆動周波数 100[Hz]でのトルクスピード特性

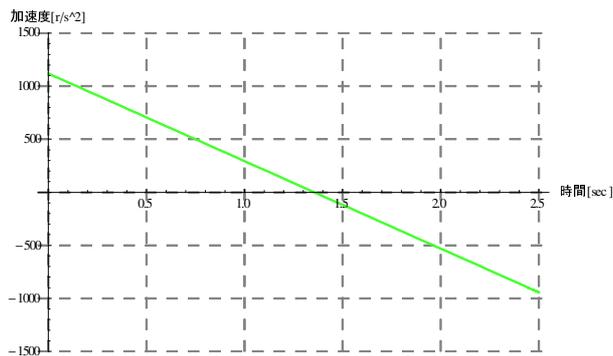


図 21 駆動周波数 60[Hz]での時間に対する加速度

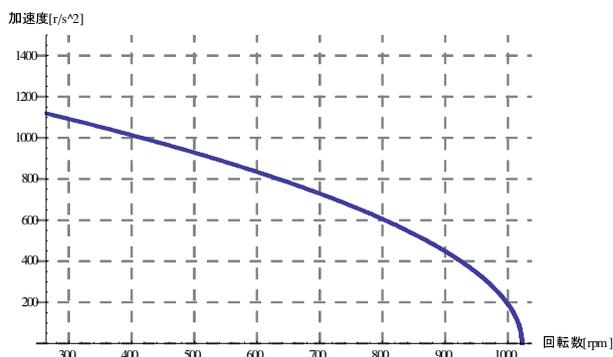


図 22 駆動周波数 60[Hz]でのトルクスピード特性

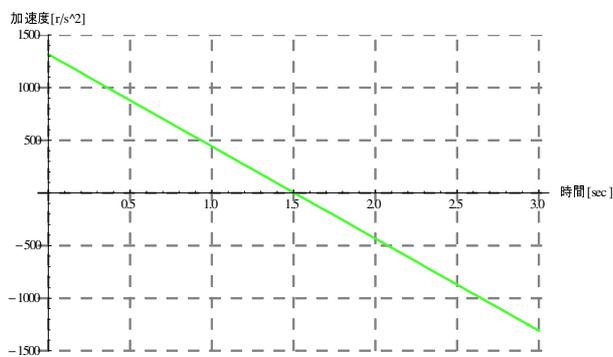


図 23 駆動周波数 100[Hz]での時間に対する加速度

それぞれの駆動周波数での回転速度と加速度の積の最大値と平均値を表 2 に示す。

表 2 回転速度と加速度の積

	50[Hz]	60[Hz]	100[Hz]
最高値	346883.6	510826.8	788800.5
平均値	245187.4	359355.9	555329.9

トルクと回転速度の積は電動機の実出力となる。トルクを加速度の値とみなした時、周波数 50[Hz]の場合は 638[rpm]の時に最高出力が出ていた。同様に 60[Hz]の時は 682[rpm]、100[Hz]の際は 893[rpm]の時に出力が最も高くなっていた事が判明した。

4. 考察

回転数の時間変化のグラフから、各駆動周波数で同期速度に達していないことが分かる。加速時に比べて減速時に急に減速することから、滑りに加えて、回転子が回る時、固定子との摩擦などの抵抗があることが考えられる。

最高出力が出ていたのは、図 16、図 18、図 20 から駆動し始めてから 0.5[sec]程経ってからだと判明した。動作させ始めた時より出力が大きい事から塊状回転子を有する三相誘導電動機と同様な出力特性となっており推察できる。

5. 結論

本稿では試作電動機の実験解析を速度微分法を用いて試みた。

その結果、試験用に作成した平面型多相誘導電動機の実験速度対時間特性から、加速度の時間変化を導出した。そして加速度をトルクとして扱い、疑似的なトルクスピード特性の導出ができた。

参考文献

- [1] 石沢整,多相コアレスフィルムモータの試作と解析,平成4年度法政大学工学部電気工学科齋藤兆古研究室卒業論文.
- [2] 鈴木敦也,コアレスフラットモータの試作と回転子へスリットが与える影響,平成5年度法政大学工学部電気工学科齋藤兆古研究室卒業論文.

赤外線カメラを用いた電子機器の温度上昇評価

13 x 2146 茂木一平 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本論文は、赤外線カメラを用いて電子機器の温度上昇の可視化を目指す研究である。ノート PC を起動させると発熱する。発熱状態を赤外線カメラで収録することで赤外線画像から、ノート PC の負荷状態を把握する電子機器の熱分布を可視化することにより、電子機器設計上での改善に応用することが究極の目的である。

1 序論

映像情報による診断は、医学の世界で広汎に用いられているように、極めて具体的な状態把握を可能にする。たとえ言語の異なる民族間でも映像情報を用いることによって意思疎通が可能となる。このように、人間の視覚情報処理は全地球人類共通の強力な知的機能である。しかし人間の視覚では熱を可視化することは困難である。そのことから発生する事故で低温やけどが考えられる。このような事故を未然に防ぐためにこれからの熱設計に応用できる。

本研究ではノート PC を起動させたときに発生する熱を赤外線カメラで取得し、得られた画像をコンピュータで画像処理、すなわち、画像認識、識別、監視技術を含めた赤外線動画画像処理により、熱分布を可視化する。

換言すれば、本研究は赤外線カメラを用いた、熱設計に関する技術開発である。

本手法は検査対象である金属の定常状態の温度分布動画画像を赤外線カメラによって得られた熱動画画像から厳密に抽出可能とし、負荷を可視化する。

2 基準温度同時撮影法

2.1 赤外線カメラ

本研究において使用した赤外線カメラは「三菱サーマルイメージャ（形式 IR-SC1 三菱電機株式会社）」である。赤外線カメラで撮影された赤外線画像は、対象物の温度分布をモノクロ濃淡情報として表示するものであり、温度の高い部分を白色、温度が低い部分を黒色で可視化する。一例として、

それぞれ温度の異なるお湯の入ったコップを用意し、通常のデジタルカメラで撮影した画像と、赤外線カメラで撮影した赤外線画像を比較する。通常のデジタルカメラで撮影された画像を図 1 に、赤外線カメラによって撮影された赤外線画像を図 2 にそれぞれ示す。図 1 から、温度の違いを感知することはできないが、図 2 の赤外線画像からは温度の違いを明確に感知することができる。また、図 3 のように RGB 分布を調べると温度の違いを明確に感知することができる[1]。



図 1 温度の異なるお湯のデジタルカメラ画像

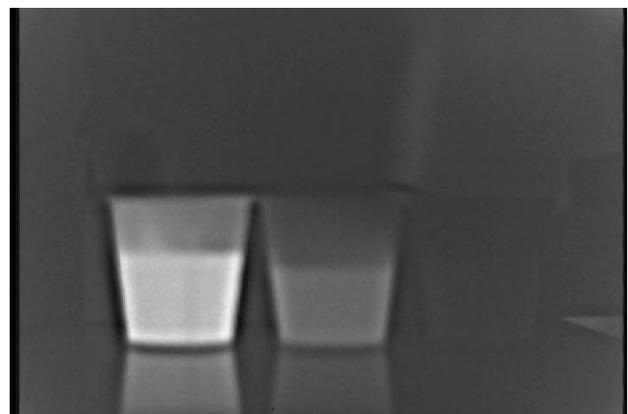


図 2 温度の異なる赤外線画像

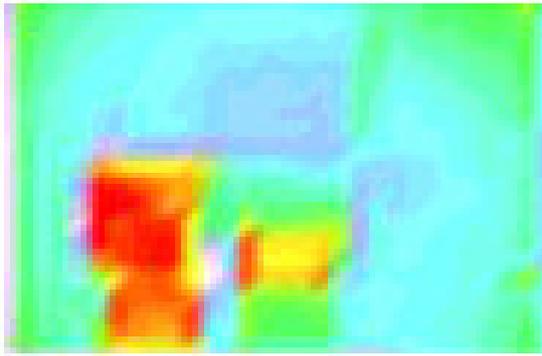


図3 温度の異なるお湯のRGB画像

2.2 AGC(Automatic Gain Control)

本研究では赤外線ビデオカメラで撮影した赤外線可視化動画を絶対温度分布動画へ変換することを基幹技術とする。

赤外線動画から絶対温度分布動画への変換で最も問題となるのが、殆んど全ての赤外線ビデオカメラに組み込まれているAGC(Automatic Gain Control)である。AGCとは赤外線カメラの感度レンジを撮影対象の温度分布中で最も支配的な温度に自動的に設定し、ダイナミックレンジを自動制御する機能である。この機能は、感度のダイナミックレンジが限られた赤外線 CCD を用いて広範囲な温度幅の撮影を高コントラストで可能とし、赤外線カメラの適用範囲をより広汎な温度へ対応可能とする。換言すれば赤外線カメラにAGCが備わっていない場合、温度感知範囲が限定されるため、不測の温度に対する熱画像の撮影が困難となる。

しかし、AGC機能を持つ赤外線カメラはダイナミックレンジを自動制御するために、相対的な温度分布を把握するのには極めて有効であるが、絶対的な温度分布画像を撮影不可能とする。

可動部分や動力源を含むシステムにおいては、相対的な温度分布よりも遙かに絶対的な温度分布が有意義である。これは、多くの機器が特定の許容絶対温度内で正常に機能すべく設計されていることから自明である。

以上の事から、大多数のAGC機能を利用した

赤外線可視化画像から、各種機器の適正動作温度を前提とする高精度連続監視システム構築は困難である。

2.3 画素値

赤外線画像の画素値は0~255の8ビット整数値であり、画素値は画像の濃淡に比例する。画素値0で黒色を表し、画素値255で白色を表し、中間色は0から255間の数値で表される。

本論文では赤外線カメラを使用して得られた赤外線動画をコンピュータの論理的演算機能を利用して絶対温度分布動画へ変換する。温度分布と対応するモノクロ濃淡情報は計算機中で「画素値」の分布として表される。図2の赤外線画像を計算機に取り込み、表示された画素値分布の例を図4に示す。

```

63 38 57 54 56 54 51 52 53 49 50 47 48 47 48 47 45 46 46 45 46 48 46 47 47 49 49 50 51 52 56 56 57 60
59 58 57 54 53 52 51 51 50 49 49 48 48 49 48 46 44 45 45 45 43 42 43 42 43 45 44 47 49 47 49 50 52 55 56 58
58 57 55 55 53 52 51 51 52 51 48 49 49 46 45 44 43 42 43 42 41 42 41 42 42 43 48 47 48 49 51 54 55 56
57 56 55 54 53 49 49 47 46 45 44 43 42 43 42 41 44 42 43 42 41 42 41 42 42 43 48 47 48 49 51 54 55 56
56 54 54 53 51 47 74 94 95 92 94 94 91 98 92 71 42 42 42 49 47 45 44 44 47 46 47 48 50 50 51 56
56 55 52 50 51 58 95 119 122 126 131 132 130 130 138 90 35 42 41 52 53 45 45 46 46 49 49 48 51 47 48 50 52 57
55 54 52 54 52 53 127 140 138 139 145 144 138 138 144 73 37 42 39 47 54 43 45 45 45 48 48 49 49 49 48 50 51 55
55 56 55 53 53 51 164 160 161 167 168 165 160 157 162 63 39 41 38 43 38 43 42 42 45 45 47 47 48 48 47 50 52 53
56 56 54 53 52 43 205 213 213 216 216 215 210 211 211 49 40 41 39 40 67 48 49 49 48 50 51 53 52 48 48 48 51 53
55 55 54 53 54 38 235 250 246 246 246 247 246 248 255 32 40 43 36 38 67 50 49 49 50 52 53 55 52 47 49 49 49 54
55 55 54 54 55 41 207 249 242 243 243 242 243 245 240 226 42 43 40 36 35 52 49 51 51 55 56 50 47 49 49 52 55
56 56 54 53 54 43 185 251 242 243 243 243 248 212 26 44 42 42 38 64 53 50 51 51 53 55 57 50 48 49 50 51 56
55 56 55 53 56 46 152 255 242 242 243 243 242 252 181 30 44 42 43 39 60 56 51 52 53 55 56 57 48 49 47 51 51 56
55 55 56 55 55 47 128 255 243 244 242 243 242 255 155 36 45 43 40 40 59 59 53 53 54 56 56 58 47 48 49 51 52 56
56 56 56 55 55 49 112 255 241 242 243 243 242 255 131 39 48 43 43 39 57 58 54 56 55 57 56 57 48 48 49 53 55
57 56 55 55 55 51 93 255 242 242 243 243 242 255 105 42 48 46 42 41 54 60 55 56 55 56 57 46 49 50 51 56 56
58 56 57 57 57 58 58 255 249 249 248 248 248 255 69 50 49 48 46 45 50 57 56 56 55 57 56 47 50 52 55 55 57
62 62 62 61 61 61 63 166 172 176 179 179 172 169 67 55 54 52 49 48 51 57 53 56 54 56 54 53 51 54 55 60
60 59 58 57 57 74 179 171 170 172 170 169 174 80 49 49 50 48 47 53 56 55 55 55 57 55 56 51 52 55 58 57 60
63 62 62 59 58 56 67 169 163 163 163 161 160 162 92 49 49 49 47 49 55 54 56 56 55 54 55 53 55 56 56 59 62
63 62 60 57 57 59 95 154 152 152 151 149 150 98 50 51 49 49 48 55 55 53 55 55 54 57 54 56 56 57 60 63
63 60 57 57 59 95 130 128 129 127 127 126 124 95 51 51 49 49 40 54 53 53 55 56 57 56 55 56 56 62 64
63 62 60 57 57 59 91 122 120 120 118 119 118 117 94 52 50 50 49 50 57 54 55 55 55 56 56 57 56 57 60 64 65
63 61 61 58 58 100 118 119 120 119 118 116 104 94 51 52 50 50 56 55 54 55 58 58 55 58 56 57 63 63 67
    
```

図4 画素値分布

図4の画素値分布を観察すれば、図2で最も温度が高い部分(画素値が大きい)と低い部分(画素値が小さい)の相違が判別可能となる。

2.4 AGC機能と画素値

実際に赤外線カメラのAGC機能が作用した場合の画素値の変化を示す。図5は左側:63.2°C、右側:26.4°Cの水をそれぞれ入れたコップの赤外線画像、図6は左側:63.2°C、右側:41.7°Cのお湯をそれぞれ入れたコップの赤外線画像である。図5、6において、左側のコップの温度は変化していないが、AGCが作用し赤外線画像を構成する支配的な温度に連動してダイナミックレンジの自動制御が行なわれ、その結果、赤外線画像におけるお湯部分を構成している画素値の表示がそれぞれ異なっ

た値となる。図7は両図の左側のコップを並べ比較したものである。

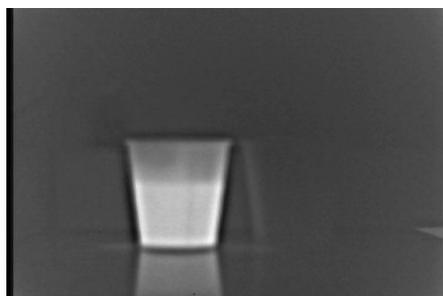


図5 左側:63.2°C、右側:26.4°C

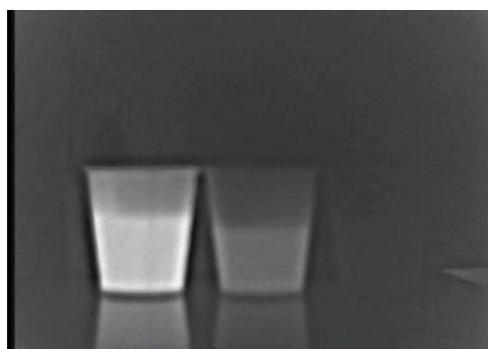


図6 左側:63.2°C、右側:41.7°C

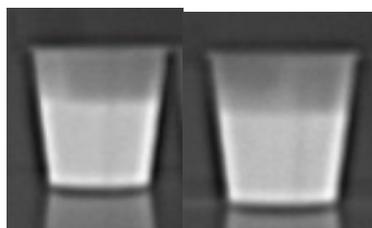


図7 図5、図6の同じ温度の赤外線画像の比較

図7を見てわかるように、撮影される環境に依存してAGCが機能し赤外線CCDの出力が変化する。この為、赤外線画像を構成する画素値のみの情報から正確な温度を得ることは困難である。これが赤外線CCDを用いた絶対温度分布測定の基本的な問題点である。

2.5 画素値と温度の関係

赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を明らかにする。赤外線カメラでは自動利得制御(Automatic Gain Control、AGC)機能が有効に機能

している。このため、赤外線カメラは熱画像中の最高温から最低温へ至る部分を最大コントラストで可視化する。結果として得られる赤外線画像は目視によって温度分布が把握可能とする。

画素値と絶対温度を比較すれば、図8に示すように単純な比例関係ではなく両者の関係は指数関数的である。したがって、この関係を用いて画素値を温度へ換算すれば絶対温度分布の可視化画像を得ることが可能となる。これが基準温度同時撮影法の基本的な着想である。

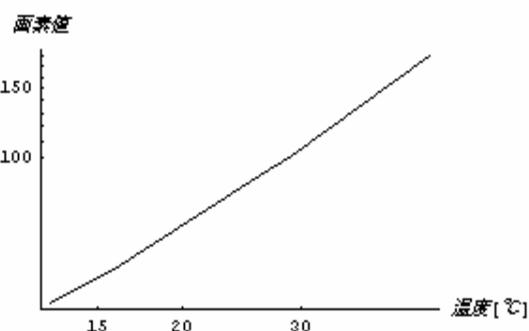


図8 画素値と温度の関係図

基準温度同時撮影法では、温度が既知である対象の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を利用する。このため、AGC問題を解決する一方法として、基準温度同時撮影法は極めて有効な方法である[2]。

2.6 基準温度同時撮影法

赤外線画像を構成する画素値とそれらの温度の関係をj用いて赤外線画像を絶対温度分布画像へと変換する手法を述べる。



図9 基準温度と検査対象

図 9 において、右方にある一枚の鉄板が温度分布を得たい検査対象物である。検査対象物と同時に温度が既知の対象を撮影しておく。図 9 では、図中左に示すあらかじめ温度のわかっている湯の入ったコップを使用している。この場合、基準温度はコップに満たされた既知の温度を持つ湯温である。

図 9 を、赤外線ビデオカメラを用いて撮影し、赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を基準温度で正規化する。これによって、赤外線画像を構成する画素値全てに絶対温度が割り振られ、赤外線画像を絶対分布画像へ変換することが可能となる。この手法を“基準温度同時撮影法”と呼ぶ。

“基準温度同時撮影法”の基本的な着想は、長さなど幾何学的情報が既知の対象を画像中に同時に写し込み、全体の画像中で、幾何学的情報が既知の対象画像を基準として幾何学的情報が未知である対象物の幾何学的情報（寸法）を求める航空写真に抛る地図作成法と同様である。このため、“基準温度同時撮影法”では、温度が既知である対象の赤外線画像を構成する画素値と温度の関係を把握しなければならない。

AGC と赤外線反射率問題を解決する一方法として“基準温度同時撮影法”は有効である。図 9 において、基準温度としてお湯を用いている。この理由としては、熱電対温度計の計測能力とお湯の温度の可制御性にある。ただし、ここではお湯と検査対象物の反射率が等しいと仮定して実験を行っている。この仮定は、基準温度として検査対象物と同じ材質（反射率）の物体、若しくは検査対象物中の複数点の温度が測定可能であれば、完全に厳密な温度計測が可能である事を意味する [1]。

3 赤外線による電子機器の温度上昇評価

3.1 OS が起動状態

本論文で電子機器の代表として採用した供試機器であるノート PC を図 10 に示す。OS のみ起動した場合の温度上昇を評価する。



図 10 用いたノート PC

ノート PC の電源を投入し、OS を立ち上げ 20 分後の、熱的過度現象が終了した定常状態の赤外線画像を図 11 に、図 12 は絶対温度分布に変換しカラー表示した結果である。

117	120	127	124	104	87	77	72	68	63	65	62	59	65	62	65	77	96	110	120	117	122	112	103	77	71	86	59	63	67
82	87	85	114	138	149	154	132	95	90	79	68	85	72	78	61	77	98	114	114	107	99	84	72	66	65	77	82	83	137
70	75	75	107	140	166	213	157	93	95	80	76	78	74	82	72	81	130	180	144	110	91	82	73	71	68	73	91	105	159
64	69	68	99	148	188	220	189	136	103	85	78	77	78	66	79	103	154	135	135	116	109	62	78	81	85	107	144	158	
59	61	61	88	127	149	145	131	108	96	86	81	80	81	88	71	86	106	115	139	116	109	99	75	109	128	126	136	118	73
57	61	57	74	108	115	116	101	80	84	95	85	82	82	89	70	81	92	79	64	58	56	58	70	45	67	72	70	97	88
56	59	54	66	95	94	100	86	102	82	95	94	89	90	95	90	80	83	77	73	71	66	65	59	102	100	86	84	92	87
60	58	54	49	54	61	79	78	88	92	100	96	54	57	62	91	70	65	91	86	74	122	121	57	109	112	104	104	104	101
70	61	58	59	67	73	68	67	62	64	62	58	66	68	64	60	64	69	92	58	67	123	133	52	118	94	94	91	92	89
90	111	111	115	140	120	70	100	103	105	98	105	106	104	79	47	80	48	137	159	167	153	142	43	130	106	105	99	99	96
77	117	120	132	66	112	100	86	102	107	107	105	106	100	97	79	76	44	125	179	178	183	177	47	131	105	105	100	98	98
96	116	122	136	61	124	99	102	111	132	137	116	118	114	111	72	72	80	129	182	189	178	178	80	128	112	112	110	113	112
94	122	125	143	69	118	117	113	130	135	144	142	137	118	84	81	61	154	177	184	178	174	75	112	120	115	104	109	106	
87	106	101	111	89	108	91	95	96	118	112	94	98	99	101	89	89	79	69	64	59	82	108	129	124	129	125	132	119	
92	93	93	95	85	77	66	66	67	74	85	90	92	89	94	93	95	95	97	92	97	98	99	118	123	115	115	116	116	116
94	90	88	86	78	76	76	75	74	74	75	77	78	83	95	96	99	101	102	104	103	104	106	106	105	105	106	103	103	106
96	90	85	80	77	75	73	74	71	72	75	76	81	86	92	95	95	96	94	94	97	98	98	99	100	101	101	104	102	106
104	101	94	91	83	81	80	78	78	77	80	84	88	91	97	98	100	96	92	93	98	101	104	109	113	127	130	136	148	163

図 11 定常状態の赤外線画像

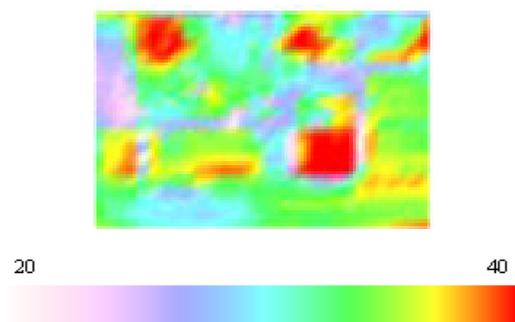


図 12 絶対温度分布画像

図 12 で、赤色部分は最も高温部を示し、白色に近づくにつれ低温部を示す。最も高温な部分はバッテリー部分で、およそ摂氏 15 度の温度上昇を示した。この結果から無負荷の際はバッテリー付近の温度が最大となることがわかる。

3.2 動画を再生

図 10 に示すノート PC で OS のみ起動時と動画の再生時の温度上昇の比較を行う。

```

61 48 50 52 49 52 48 52 48 48 43 44 47 47 45 48 44 43 45 46 46 50 46 50 47 46 44 39 39 48
63 49 52 52 52 53 52 51 50 52 48 48 48 49 50 50 50 51 50 49 50 54 48 51 50 52 40 40 43 46
59 50 50 49 50 49 48 48 45 45 47 49 43 48 49 46 46 49 55 55 52 48 48 51 48 45 41 43 44 48
65 50 58 52 56 52 50 51 52 53 56 53 50 49 53 49 64 69 67 55 51 48 48 48 47 46 40 44 66
66 79 61 68 66 52 57 71 59 65 57 57 65 59 60 56 124 43 53 63 46 45 60 66 41 41 40 40 45 90
57 47 55 104 127 137 132 119 106 30 47 91 54 59 59 52 48 73 83 59 126 113 116 112 38 52 51 51 29 166
88 53 52 100 114 148 119 101 97 96 96 102 54 50 57 50 41 37 95 66 64 54 46 55 39 32 64 33 34 156
55 51 48 109 104 123 115 102 89 96 103 63 53 66 120 114 113 87 116 121 86 59 99 24 35 44 42 35 152
62 62 68 105 96 101 119 103 97 92 101 107 65 71 49 19 30 50 62 22 22 69 148 89 144 106 67 91 78 139
64 88 102 113 97 110 30 57 98 96 101 102 135 74 68 67 63 64 46 83 62 78 68 55 48 66 70 73 64 57
59 91 101 105 105 68 88 80 110 108 107 91 149 65 57 65 52 47 118 112 103 102 94 94 92 87 90 109 61 66
73 70 73 111 105 100 92 103 109 113 110 84 61 55 88 83 119 141 64 112 100 104 96 95 94 92 100 98 41 77
59 50 48 107 112 112 109 112 116 19 104 76 63 56 81 75 130 148 84 99 89 77 75 74 72 69 77 91 43 79
62 102 90 89 127 64 121 124 119 127 131 69 85 53 168 163 154 166 40 97 91 87 89 85 89 88 86 114 62 77
20 87 116 107 126 119 125 123 125 127 119 80 82 61 190 183 192 184 69 105 106 103 101 99 98 93 89 94 40 71
97 93 113 97 120 120 123 131 129 128 133 82 72 60 178 188 186 185 65 122 121 116 117 115 118 114 113 84 99 98
78 109 113 84 129 125 137 143 162 164 155 90 71 77 184 188 183 182 147 115 122 79 87 78 114 113 114 95 75 64
76 69 83 76 71 25 25 74 73 75 79 79 76 44 70 34 29 35 108 124 134 131 135 127 128 128 131 110 79 63
84 64 65 59 59 62 66 64 65 69 68 73 72 71 75 76 74 78 86 79 79 77 74 72 70 64 70 65 65
71 54 57 55 55 51 53 56 55 53 57 57 62 62 62 57 44 43 43 44 42 42 46 40 59 59 57 59 59

```

図 13 動画再生時の定常状態の赤外線画像

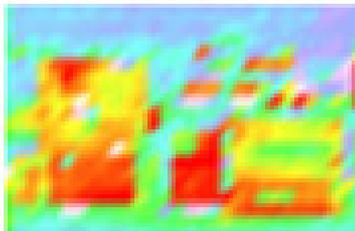


図 15 動画再生時の絶対温度分布画像

図 15 から動画再生時は、バッテリー付近以上に CPU 付近の温度上昇が激しくなっていることが確認できる。また CPU 付近以外にもバッテリー付近をはじめいたるところに温度上昇が確認できた。

4 結論

OS 起動時はバッテリー付近の温度変化が著しく、動画再生時はバッテリーより CPU 付近の温度上昇が著しかった。

以上のことから長時間ノート PC を膝の上などにおいて作業する際などは低温やけどの恐れがあると考えられる。

参考文献

- [1]鈴木 剛、赤外線ビデオカメラを用いた電流分布の可視化とその応用、2008 年度法政大学大学院工学研究科修士論文
- [2]小峯 眞衣子、赤外線カメラを用いた渦電流分布の可視化による欠損探査、2015 年度法政学部卒業論文 h

1/f 周波数ゆらぎに拠るギターの弦評価システムの試み

09X2138 ロドリゲス ナウエル 指導教員 齊藤 兆古

論文概要

本研究ではギターの弦の音響情報を周波数揺らぎ解析で評価し、メーカーによる弦の疲労特性の相違抽出を試みる。

1. 序論

音楽は人類共通のものであり太古からあらゆる文化において存在していた。世界で最も古い文化の一つであるメソポタミア文明の遺跡からハープや太鼓を演奏している人々の姿を刻んだレリーフが発見されていることから音楽の歴史の長さが分かる。音楽は人々に癒しを与え、人間の感性へ訴える最も効果的な信号である。すなわち、音楽は我々の心理的環境を人工的に作る事を目的とした代表例とも言う事が出来る。生まれたばかりの赤ん坊ですら音楽に対して反応を示す事からヒトという動物は音楽に対して何らかの遺伝的基盤を備えていると考えられる。

現代の音楽ではほとんどのジャンルで聞かない事が少ないとされるギター。様々な種類があるギターだが、主にアコースティックギター、エレクトリックギターに分類する事が出来る。これらはそれぞれ弦を張り、その弦を弾く事によって音が出る楽器である。今日では様々なメーカーからいろんな種類の弦が発売されているが、その特徴や寿命などは人それぞれで曖昧なものとなっている。

本研究ではギター弦の揺らぎ周波数を解析することでギターの弦の揺らぎ周波数の特性を捉え、判別する方法を検討するものである。これによってギターの弦交換時期を予測し人が弦に対して癒しを感じる時期を予測し、飽きや不快感を感じる時期になる前に交換するタイミングを予測することが目的である。

2. 音響情報処理

2.1 揺らぎ周波数情報処理とは

本研究で採用する方法は揺らぎ周波数信号処理法である。揺らぎ周波数とは、信号情報のフーリエパワースペクトラムと周波数、両者の対数をとった図 1 に示す両対数グラフで、フーリエスペクトラムと周波数の関係を周波数に関する 1 次関数で近似し、1 次関数の次数を最小自乗法で求める。

すなわち、周波数に対するフーリエパワースペクトラム勾配を利用した信号処理方法である [1]。図 1 で、周波数が低い部分のパワーレベルが高く、高域の周波数のパワーレベルが低い反比例が観測され、傾きが -1 を取るものが 1/f 揺らぎ周波数特性として知られている。

1/f 揺らぎは自然界の現象だけでなく、人間の行為や人工物でも観測することができ、人間に心地よさや癒しを与えるとされている。特に人間の生体リズムは外界から五感に伝わってくる 1/f 揺らぎを感知すると交感神経を刺激し、自律神経を調和する。自律神経の調和が維持されると血液の循環がよくなるなどし、人間の活動はより活発になる。尚、図 1 の揺らぎ周波数の中でパワースペクトラムが周波数に対して減衰せず、一定のものはホワイトノイズと呼ばれ、耳障りな音や不快感を与える色彩や配列などから検出される。また、1/f² 揺らぎと呼ばれる揺らぎ周波数は 1/f 揺らぎよりも周波数に対する勾配が大きく、右下に下がるような周波数特性を与え、これは単調な信号を意味し、人間に不快感を与えるとされている。

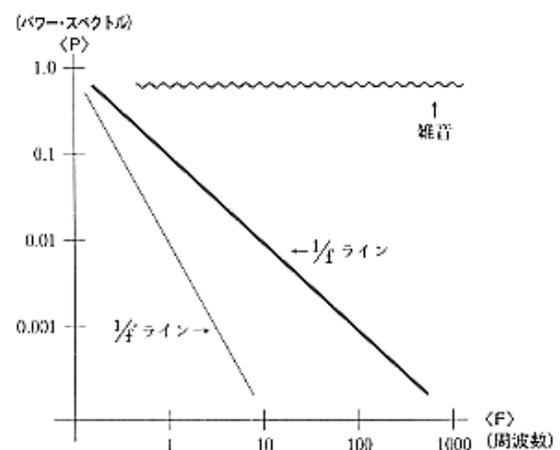


図 1 周波数揺らぎの基本ライン

2.2 音楽データへの応用

本研究ではギター弦の周波数特性をゆらぎ周波数で解析する。手順は以下の通りである。

- ① ギターの5弦の弦（A音基音 440Hz）を収録する。
- ② メーカー別に同じように3回録音する。
- ③ 収録した音響信号をフーリエ変換し、フーリエパワースペクトラムと周波数の両者の対数を取る。
- ④ フーリエパワースペクトラムと周波数の両対数のグラフから勾配を調べ、特徴を検討する。
- ⑤ フーリエパワースペクトラム上と周波数へ最小自乗法を適用し、周波数に対する1次関数近似を行う。フーリエ変換及び1次関数近似には数式処理ソフト Mathematica を使用した。

3. 実験

3.1 揺らぎ周波数解析

3.1.1 メーカー別ギター弦の疲労解析

メーカーの弦を使用時間別に解析する。

張りたて、1週間、2週間でメーカー別に3回ずつ計測したうちの最初の一回計測した結果を図 2-1 から図 2-15 に示す。

D' Addario

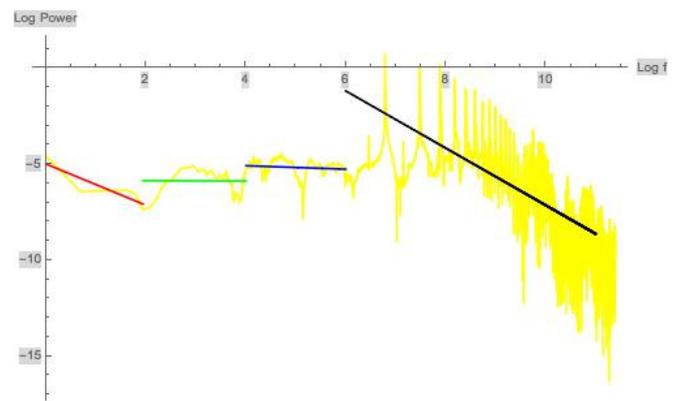


図 2-1 張りたての弦

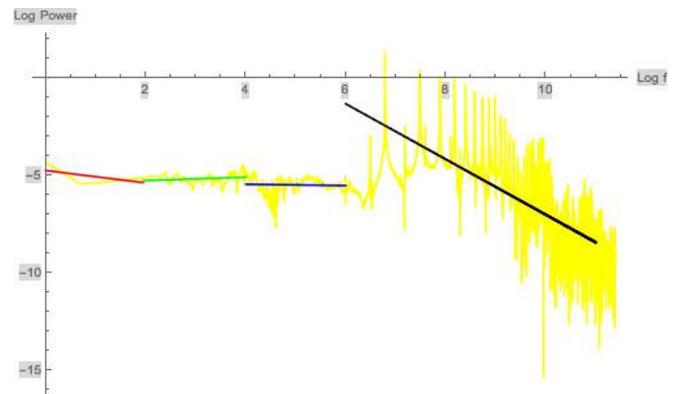


図 2-2 1週間使った弦

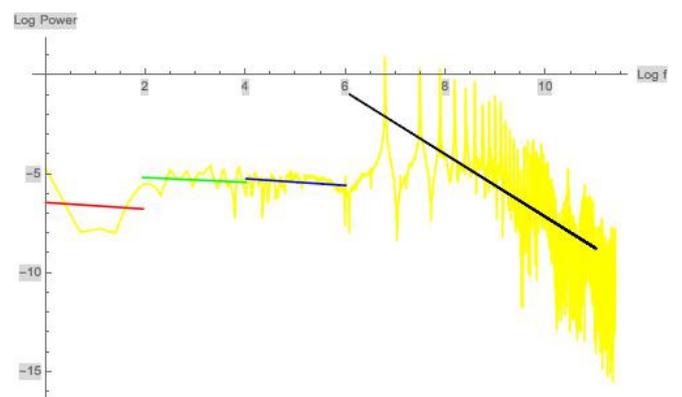


図 2-3 2週間使った弦

Dean Markley

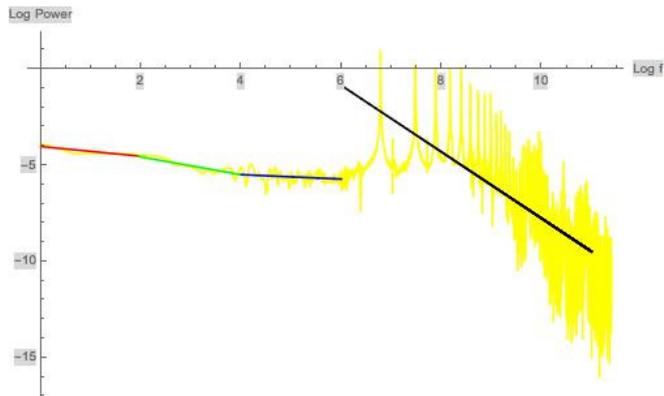


図 2-4 張りたての弦

DUNLOP

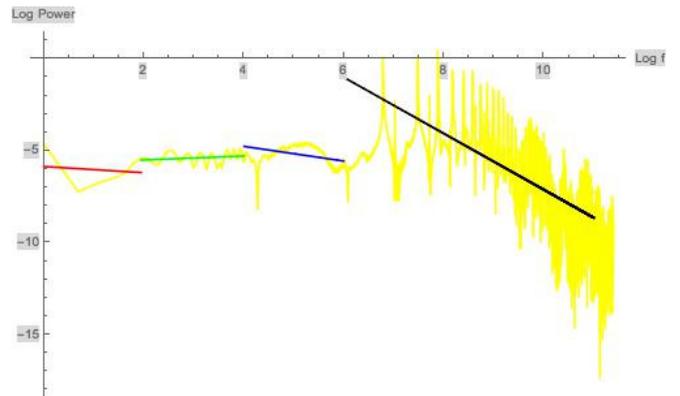


図 2-7 張りたての弦

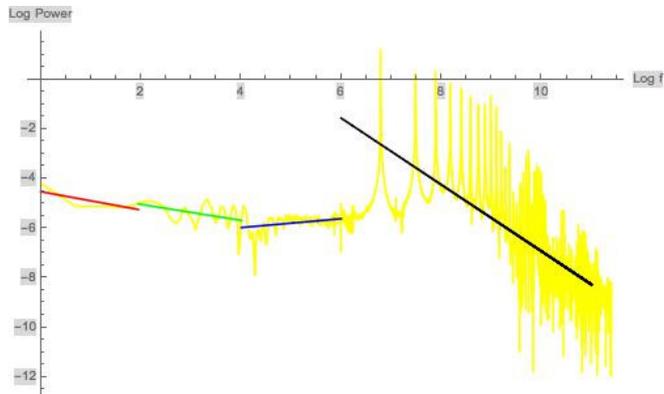


図 2-5 1週間使った弦

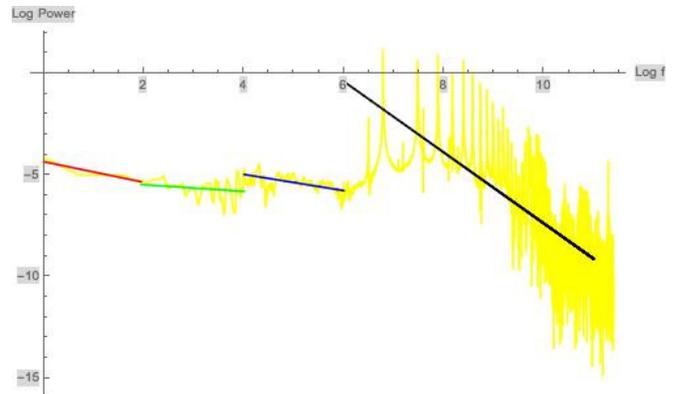


図 2-8 1週間使った弦

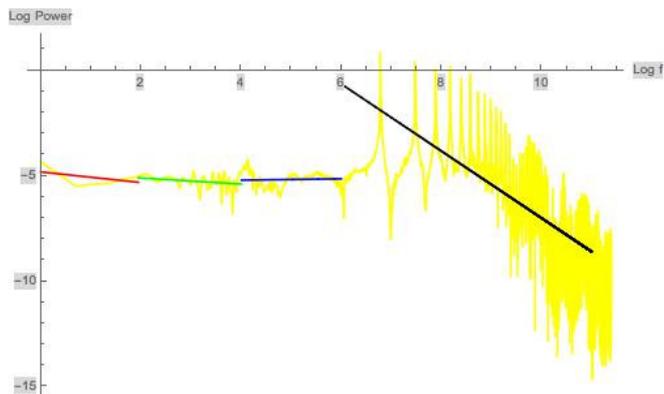


図 2-6 2週間使った弦

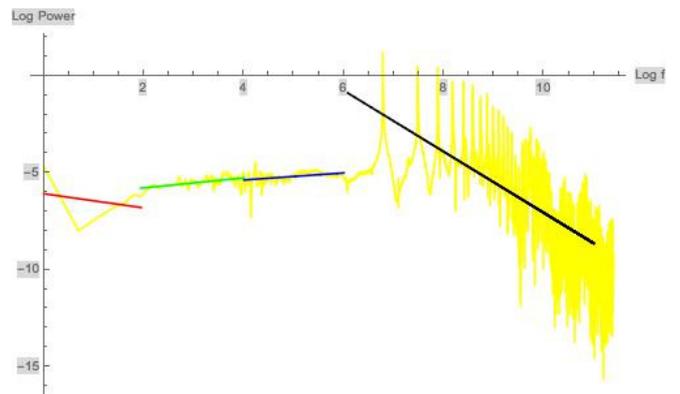


図 2-9 2週間使った弦

ERNIEBALL

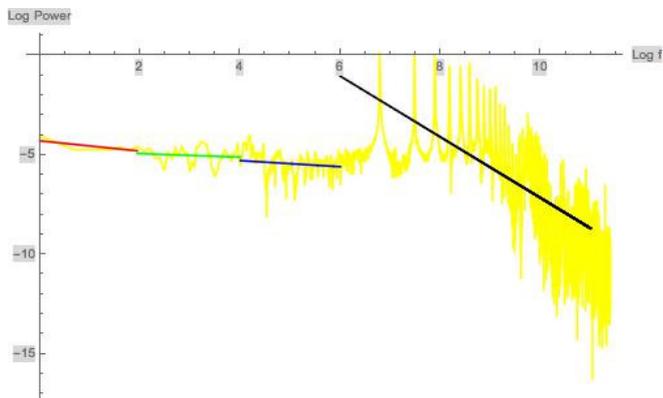


図 2-10 張りたての弦

Gibson

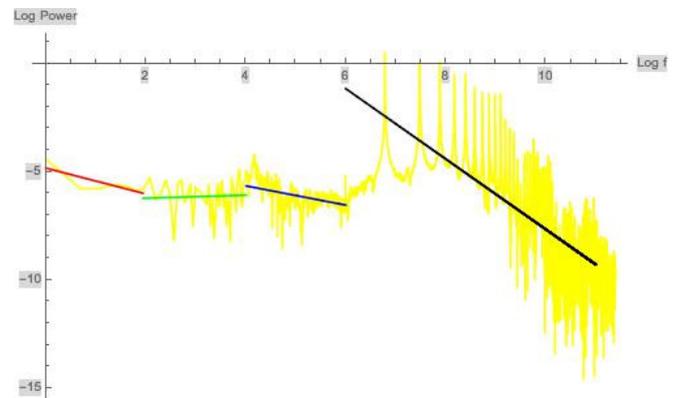


図 2-13 張りたての弦

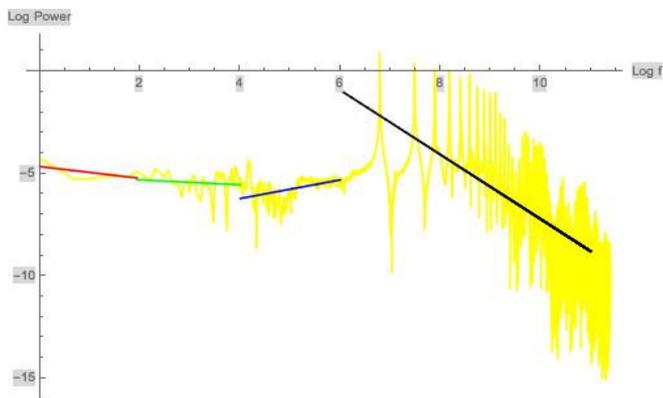


図 2-11 1週間使った弦

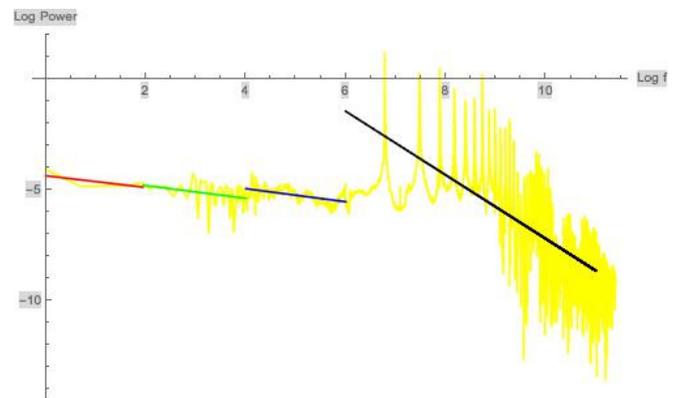


図 2-14 1週間使った弦

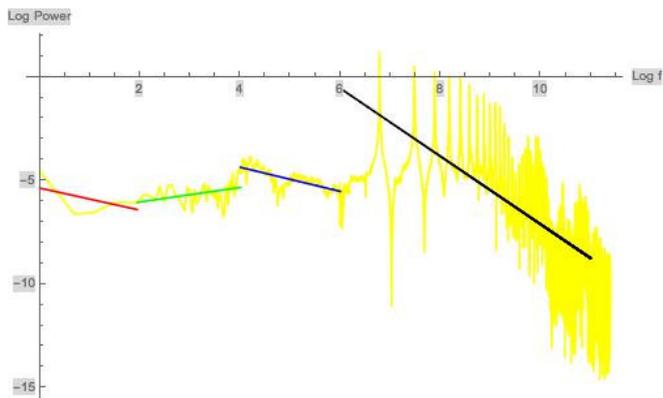


図 2-12 2週間使った弦

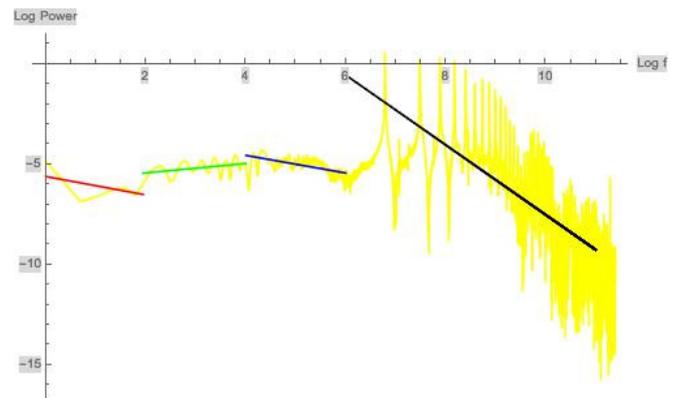


図 2-15 2週間使った弦

3.1.2

それぞれの弦を三回録音し、周波数に対する傾きの平均をとり、表 3-1 から表 3-3 に示すように整理した。またその平均の数値をグラフにしたものを図 3-1 から図 3-3 に示した。

表 1. メーカー別の周波数ゆらぎ特性

	daddario1	daddario2	daddario3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-1.075	-0.36	-0.347	-0.594
2~4	-0.007	0.091	-0.457	-0.124333333
4~6	-0.274	0.104	-0.607	-0.259
6~11	-1.488	-1.479	-1.544	-1.503666667

	deanmarkley1	deanmarkley2	deanmarkley3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.254	-0.316	-0.356	-0.308666667
2~4	-0.461	0.006	-0.29	-0.248333333
4~6	-0.115	-0.527	-0.501	-0.381
6~11	-1.728	-1.583	-1.537	-1.616

	dunlop1	dunlop2	dunlop3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.169	-0.406	-0.362	-0.312333333
2~4	0.108	-0.198	-0.688	-0.259333333
4~6	-0.4	-0.36	-0.609	-0.456333333
6~11	-1.528	-1.568	-1.603	-1.566333333

	ernieball1	ernieball2	ernieball3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.258	-0.398	-0.364	-0.34
2~4	-0.088	-0.549	-0.514	-0.383666667
4~6	-0.154	-0.312	0.039	-0.142333333
6~11	-1.531	-1.655	-1.565	-1.583666667

	gibson1	gibson2	gibson3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.598	-0.369	-0.463	-0.476666667
2~4	0.07	-0.47	0.232	-0.056
4~6	-0.445	-0.202	-0.101	-0.249333333
6~11	-1.626	-1.593	-1.346	-1.521666667

	gibson平均	ernieball平均	dunlop平均	deanmarkley平均	daddario平均
0	0	0	0	0	0
2	-0.476666667	-0.34	-0.312333333	-0.308666667	-0.594
4	-0.056	-0.383666667	-0.259333333	-0.248333333	-0.124333333
6	-0.249333333	-0.142333333	-0.456333333	-0.381	-0.259
11	-1.521666667	-1.583666667	-1.566333333	-1.616	-1.503666667

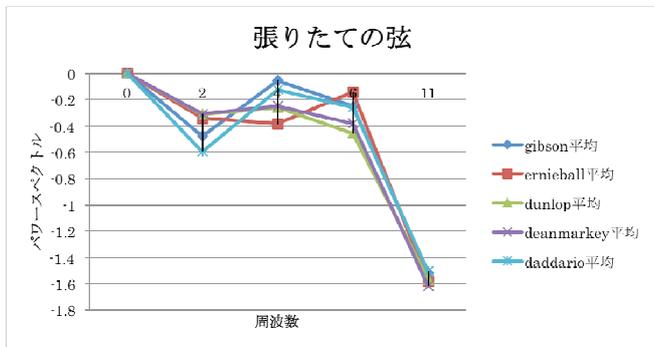


図 3-1 張りたての弦

表 2. メーカー別の周波数ゆらぎ特性

	daddario1	daddario2	daddario3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.317	-0.409	-0.237	-0.321
2~4	0.088	0.118	-0.443	-0.079
4~6	-0.031	-0.28	-0.078	-0.129666667
6~11	-1.423	-1.358	-1.577	-1.452666667

	deanmarkley1	deanmarkley2	deanmarkley3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.369	-0.366	-0.488	-0.407666667
2~4	-0.322	-0.292	0.21	-0.134666667
4~6	0.178	-0.111	-0.25	-0.061
6~11	-1.342	-1.369	-1.536	-1.415666667

	dunlop1	dunlop2	dunlop3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.506	-0.536	-0.495	-0.512333333
2~4	-0.164	0.604	0.937	0.459
4~6	-0.399	-0.414	-0.335	-0.382666667
6~11	-1.747	-1.558	-1.536	-1.613666667

	ernieball1	ernieball2	ernieball3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.287	-0.335	-0.328	-0.316666667
2~4	-0.119	-0.139	-0.06	-0.106
4~6	0.456	-0.936	-0.621	-0.367
6~11	-1.575	-1.597	-1.872	-1.681333333

	gibson1	gibson2	gibson3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.264	-0.256	-0.516	-0.345333333
2~4	-0.286	-0.346	-0.204	-0.278666667
4~6	-0.295	-0.133	-0.696	-0.374666667
6~11	-1.437	-1.565	-1.599	-1.533666667

	gibson平均	ernieball平均	dunlop平均	deanmarkley平均	daddario平均
0	0	0	0	0	0
2	-0.345333333	-0.316666667	-0.512333333	-0.407666667	-0.321
4	-0.278666667	-0.106	0.459	-0.134666667	-0.079
6	-0.374666667	-0.367	-0.382666667	-0.061	-0.129666667
11	-1.533666667	-1.681333333	-1.613666667	-1.415666667	-1.452666667

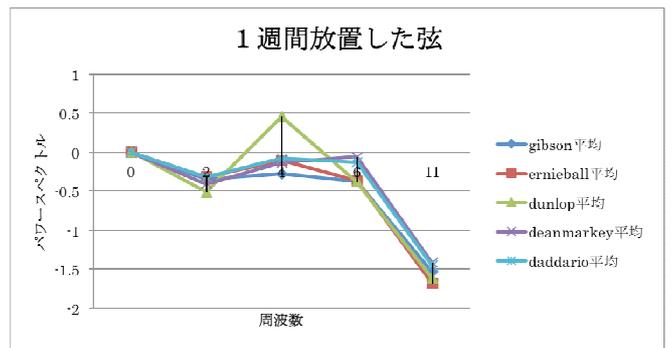


図 3-2 一週間放置した弦

表 3. メーカー別の周波数ゆらぎ特性

	daddario1	daddario2	daddario3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.167	-0.27	-0.245	-0.227333333
2~4	-0.116	0.36	0.185	0.143
4~6	-0.17	0.123	-0.303	-0.116666667
6~11	-1.582	-1.568	-1.762	-1.637333333

	deanmarkley1	deanmarkley2	deanmarkley3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.251	-0.274	-0.407	-0.310666667
2~4	-0.144	-0.51	0.488	-0.055333333
4~6	0.032	0.076	-0.014	0.031333333
6~11	-1.591	-1.434	-1.597	-1.540666667

	dunlop1	dunlop2	dunlop3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.365	-0.575	-0.362	-0.434
2~4	0.256	0.541	0.454	0.417
4~6	0.183	0.262	-0.149	0.098666667
6~11	-1.576	-1.595	-1.589	-1.586666667

	ernieball1	ernieball2	ernieball3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.532	-0.005	-0.075	-0.204
2~4	0.347	0.134	0.099	0.193333333
4~6	-0.583	-0.184	0.017	-0.25
6~11	-1.64	-1.739	-1.844	-1.741

	gibson1	gibson2	gibson3	平均
0	0	0	0	0
0~2	-0.46	-0.387	-0.089	-0.312
2~4	0.235	0.565	-0.069	0.243666667
4~6	-0.44	-0.146	0.176	-0.136666667
6~11	-1.743	-1.614	-1.698	-1.685

	gibson平均	ernieball平均	dunlop平均	deanmarkley平均	daddario平均
0	0	0	0	0	0
2	-0.312	-0.204	-0.434	-0.310666667	-0.227333333
4	0.243666667	0.193333333	0.417	-0.055333333	0.143
6	-0.136666667	-0.25	0.098666667	0.031333333	-0.116666667
11	-1.685	-1.741	-1.586666667	-1.540666667	-1.637333333

4. 考察

図2-1 から図2-15 から高周波帯域にはほとんど差がみられず主に低周波帯域から中周波帯域で使用頻度に対する変化が観察される。

メーカー別でみると主に低周波数に違いが生じた。そして同じメーカーで時期別に比べると中周波数に変化が見られた。音の張りも少し減ったように感じた事と関係しているのではないかとと思われる。

図 3-1 から図 3-3、表 1 から表 3 からメーカー別の勾配の差がみられた。これによってメーカー毎に弦の劣化、または変化がおきやすいメーカーがあることがわかる。

5. 結論

ギター弦の使用時間、すなわち、疲労度が周波数ゆらぎ解析によって抽出可能出ある事が判明した。の経過による変化はみられた。

比較的疲労度が少ない弦は人気のある弦であったことが興味深い。

参考文献

[1] 照井麻乃、揺らぎ周波数特性を利用した音源生成に関する研究、法政大学理工学部電気電子工学科 齊藤兆古研究室 2012 年度卒業論文

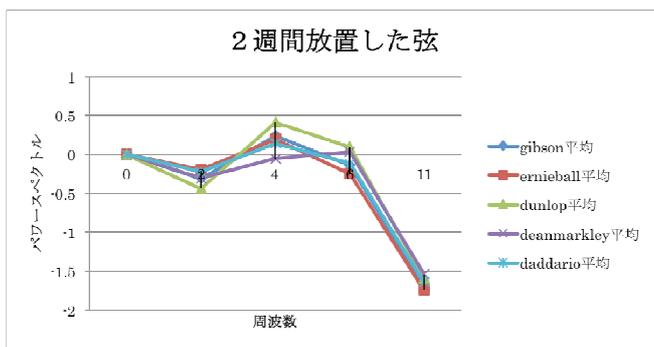


図 3-3 2週間放置した弦

共振結線を用いたソレノイド型空心変圧器

13x2138 堀田 修平 指導教員 齊藤 兆古

概要

最近の電力用半導体素子の高周波化に伴い各種電源機器は高周波化による小型化が実現されている。駆動周波数の増加に対して高効率を期待でき、磁性材料を使わないで一次・二次間の磁気結合が極めて密な空心変圧器は理想的な変圧器の一形態と言える。本論文では、共振結線を用いた空心変圧器を幾つか試作し、それらの特性を測定し、実験値と理論値の比較を行い、空心変圧器の最適設計に関する考察を行う。

1 序論

大容量電源機器から小型の DVD プレイヤーなどの電子機器で最も広範に使われる電気機器として変圧器がある。また、大規模な変電所などにも使用されており、現代文明を支える機器の重要な一要素と言っても過言ではない。磁性材料や絶縁材料の進歩に伴って変圧器も大きな改良が積み重ねられてきたが、依然としてより大きな改良の必要性がある。

最近の電力用半導体素子の高周波化に伴い、各種電源機器の小型化が実現されてきている。特に、パワートランジスタ、パワー-MOS-FET などの自己消弧形半導体デバイスは数百 kHz 以上の駆動が可能であり、小電力のスイッチングレギュレータから電子計算機用として主に使用される無停電電源装置 (UPS) に至るまで幅広く用いられている。一方、これらの電源機器の中で平滑用および変圧用として用いられるインダクタおよびトランスは、フェライトまたはアモルファス磁性材料を磁心に用いることで高周波化に対応している。しかし、比較的高周波特性の良好な磁性材料であるフェライトにおいても、MHz 帯以上の動作では透磁率が小さく実質的に空心と同じ動作となり、さらに材料の渦電流やヒステリシス損失が増加し、磁性材料を用いる本質的な利点が失われてしまう。このため、如何なる高周波に於いても高効率が維持できる変圧器が理想の変圧器として考えられる。駆動周波数の増加に対して高効率が期待でき、磁性材料を用いない空心で漏れ磁束が極小化され一次・二次間の磁気結合が極めて密な空心変圧器は理想的な変圧器の一形態と言える[1]。

本研究は、従来の空心変圧器と共振結線を用いた空心変圧器を試作し、それらの特性を測定し、実験値と理論値の比較を行い、空心変圧器の最適設計に関する考察を行う[2-5]。

2 ツイストコイル型空心トランス

2.1 動作原理

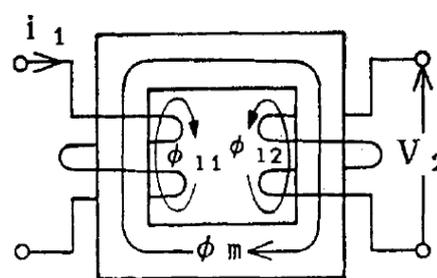


図1 磁路材料を磁性体に用いた従来の内鉄型トランスの原理図

図1に磁性材料を磁心に用いた従来型のトランスの原理図を示す。主磁束 ϕ_m は一次および二次巻線に共通に鎖交し、一方、漏れ磁束 ϕ_{11} および ϕ_{12} は、各巻線の近傍でその磁束を生じさせる電流の流れている巻線と同じ巻線のみ鎖交している。

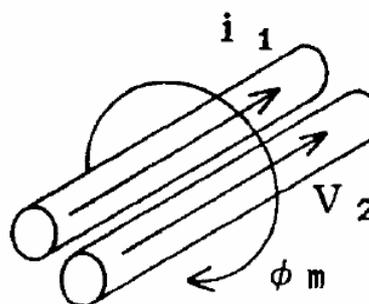


図2.2 隣接する1次・2次コイル

図1に存在する漏れ磁束を削減する一方途として一次・二次巻線間の幾何学的な距離を接近させることが考えられる。この場合、図1に示すような磁性体が構成する磁路の概念は無く、磁氣的結合は個々の導線周囲

を取り囲む磁束が担うこととなる。

導体に高周波電流を通電すると、表皮効果によって電流は導体の表面に集中する。表面に集中した電流が生ずる磁束は隣接するコイルの表面に鎖交する。これが高周波空心トランスの基本動作原理であり、導体の直径が数100 μm の時、励磁周波数が数10 kHz以上となると磁心が無い状態、すなわち、空气中(透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$) においても結合係数が70%以上となることが確認されている。

2.2 円形断面導体の表皮効果

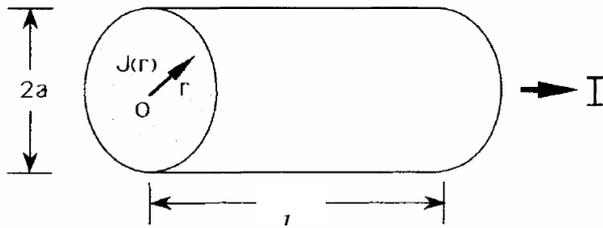


図3 円筒型コイル

図3に示す様な半径 a 、長さ l_1 の導体に電流 I が流れている導体断面上の電流密度 J に関する支配方程式は、

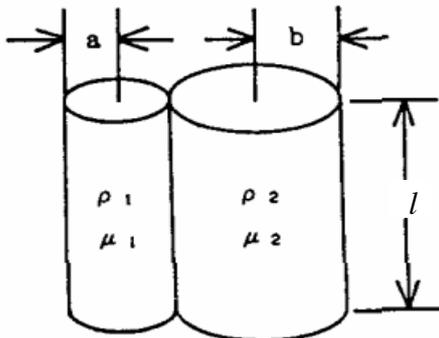
$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial J}{\partial r} \right) = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial J}{\partial t} \tag{1}$$

となる[5]。

ここで、 r 、 t および ρ はそれぞれ半径方向の座標、時間および導体の抵抗率である。円形境界の場合のこの種の支配方程式の解は、ベッセル関数によって表され、

$$J(r) = \frac{k_1 I}{2\pi a} \frac{I_0(k_1 a)}{I_0'(k_1 a)} e^{j\omega t} \tag{2}$$

として与えられる。ただし $I_0(k_1 r)$ は0階第1種の変形ベッセル関数であり、 ω を電流の角周波数として、



$$k_1 = a \sqrt{\frac{\mu_0 \pi \omega}{2\rho}} \tag{3}$$

とした。また、 I_0' は I_0 の半径方向に対する微分関数を表し、式(1)右辺の時間微分 $\partial/\partial t$ は $j\omega$ ($j = \sqrt{-1}$) とした。

図4 隣接した一次・二次コイル

図4の左に位置する一次導体の内部磁束を考える。導体表面の両端電位差 V は、導体表面電流が内部磁束と鎖交しないことから、

$$k_a = a \sqrt{\frac{\mu_1 \pi \omega}{2\rho_1}} \tag{4}$$

として、

$$V = \rho_1 l J(a) = \rho_1 l \frac{k_1 I}{2\pi a} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \tag{5}$$

として与えられる。

一方、図4の一次導体を集中定数としてみた交流抵抗と内部インダクタンスをそれぞれ R_{A1} と L_{t1} とすれば、

$$V = (R_{A1} + j\omega L_{t1}) I \tag{6}$$

が成り立つ。

ここで、電流 I は

$$I = \int_0^a J 2\pi r dr \tag{7}$$

である。

式(5)で直流抵抗 $R_{D1} = \rho_1 l / (\pi a^2)$ とすれば、式(5)式および式(6)より、

$$\frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{t1}) = \frac{k_1 a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \tag{8}$$

を得る。

(8)式の実部および虚部がそれぞれ等しいから、

(a)電源角周波数 ω が小さく、 $k_a < 1$ の場合、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{t1}) &= \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \\ &\approx 1 + j\kappa_a^2 + \frac{1}{3} \kappa_a^4 - j\frac{1}{6} \kappa_a^6 \end{aligned} \tag{9}$$

と近似できるため、

$$\begin{aligned} R_{A1} &= R_{D1} \left(1 + \frac{1}{3} k_a^4 \right) \\ L_{i1} &= \frac{\mu_1 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6} k_a^4 \right) \end{aligned} \quad (10)$$

(b)電源角周波数 ω が大きく、 $k_a \geq 1$ の場合、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{D1}} (R_{A1} + j\omega L_{i1}) &= \frac{k_a a}{2} \frac{I_0(k_a a)}{I_0'(k_a a)} \\ &\simeq (1+j) + \frac{1}{4} + \frac{3}{32(1+j)\kappa_a} \end{aligned} \quad (11)$$

と近似できるため、

$$\begin{aligned} R_{A1} &= R_{D1} \left(\frac{1}{4} + k_a + \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \\ L_{i1} &= \frac{\mu_1 l}{2} \left(\frac{1}{k_a} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_a^3} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

として交流抵抗 R_{A1} 、および内部自己インダクタンス L_{i1} が与えられる[6]。

図4に示すように二次は半径 b 、長さ l のコイルからなるから、式(10)、(12)と同様にして、

$$\begin{aligned} k_b &= b \sqrt{\frac{\mu_2 \pi \omega}{2\rho_2}} \\ R_{D2} &= \frac{\rho_2 l}{\pi b^2} \end{aligned} \quad (13)$$

とすれば、

(a)電源角周波数 ω が小さく、 $k_b < 1$ の場合、

$$\begin{aligned} R_{A2} &= R_{D2} \left(1 + \frac{1}{3} k_b^4 \right) \\ L_{i2} &= \frac{\mu_2 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6} k_b^4 \right) \end{aligned} \quad (14)$$

(b)電源角周波数 ω が大きく、 $k_b \geq 1$ の場合、

$$\begin{aligned} R_{A2} &= R_{D2} \left(\frac{1}{4} + k_b + \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \\ L_{i2} &= \frac{\mu_2 l}{2} \left(\frac{1}{k_b} - \frac{1}{64} \frac{1}{k_b^3} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

2.3 インダクタンス

電流が各コイル軸を中心として対称に分布すると仮定した場合、図4の一次二次コイル間の相互インダクタンス M_c は

$$M_c = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \quad (16)$$

で与えられる。

従って、一次・二次コイル、それぞれの自己インダクタンスは

$$\begin{aligned} L_{1c} &= L_{i1} + M_c \\ &= L_{i1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} \\ L_{2c} &= L_{i2} + M_c \end{aligned} \quad (17)$$

$$= L_{2i} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\}$$

で与えられる。

式(17)に於ける L_{1i}, L_{2i} はそれぞれ一次二次コイルの内部インダクタンスであり、式(4)の κ_a と式(13)の κ_b の関数であるから、周波数の関数として変化することに注意を要する。

2.4 実際の空心変圧器

2.4.1 ツイストコイル

実際の空心変圧器では、図4に示すようにコイルを平行に並べ通電した場合、二次電流の負荷が誘導性が容量性かで位相が異なるが、仮に二次電流が一次電流と同方向である場合、両者の導体中の電流は導体間に集中する。逆に二次電流が一次電流と逆方向である場合、導体中の電流は互いの電流間の距離が最大になるように分布する。このため、空心変圧器の特性は負荷の力率、すなわち、二次電流の位相によって変化することとなる。この問題を緩和する一方法として図5に示すように一次と二次コイルを互いにツイストさせることで両者の接する面を交互に入れ替えて平均化する。

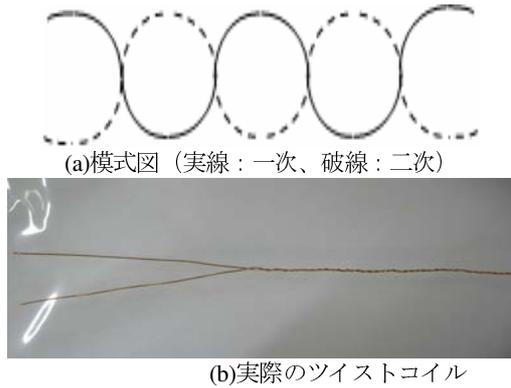


図5 ツイストの模式図と実際のツイストコイル

2.4.2 実際の構造と長岡係数

実際に空心変圧器をツイストコイルで作成する場合、何らかの形でコイルを束ねて置かざるを得ない。最も簡単にコイルを束ねる方法は、図6に示すように有限長ソレノイド形状とすることである。

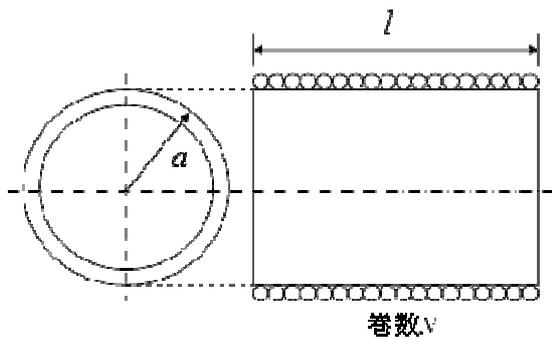


図6 有限長ソレノイド型

図6の有限長ソレノイドでは、ソレノイド内を貫通する一次二次に共通な磁束が存在するため、単純なツイストコイルに比較してより大きな一次・二次間の結合が期待できる。

一次・二次コイルをツイストしたコイルで有限長ソレノイドコイルを作成した場合、有限長ソレノイドコイルの平均半径を x 、長さを t 、ソレノイド中は真空もしくは空気として透磁率を $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 、一次、二次コイルの巻数をそれぞれ N_1, N_2 とすれば、有限長ソレノイド型の構造に起因する一次・二次コイル間の相互インダクタンスは

$$\begin{aligned}
 M_s &= C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t} \\
 &= C \times 4\pi^2 x^2 \times \frac{N_1 N_2}{t} \times 10^{-7}
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

ここで、

$$\text{長岡係数} : C = \frac{4}{3\pi\kappa'} \left\{ \frac{\kappa'^2}{\kappa^2} (K - E) + E - \kappa \right\}$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{4x^2}{4x^2 + t^2}}$$

$$\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$$

$$\text{第一種完全楕円積分} : K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi}}$$

$$\text{第二種完全楕円積分} : E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi} d\varphi
 \tag{19}$$

とする。

よって、有限長ソレノイド型空心変圧器のインダクタンスは、 L_{s1}, L_{s2} をそれぞれ1次2次コイルの自己インダクタンスとして、

$$\begin{aligned}
 L_1 &= L_{t1} + M_c + L_{s1} \\
 &= L_{t1} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7} \\
 L_2 &= L_{t2} + M_c + L_{s2} \\
 &= L_{t2} + \frac{\mu_0}{2\pi} l \left\{ \log \left(\frac{2l}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

となる。

2.4.3 結合係数

一次と二次巻線の有効長を l_{1e} と l_{2e} 、コイル間の透磁率を μ_0 とすれば、巻線間の相互インダクタンス M_c は、

(a) $l_{1e} \leq l_{2e}$ のとき

$$\begin{aligned}
 M &= M_c + M_s \\
 &= \frac{\mu_0}{2\pi} l_{2e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{1e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t}
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ のとき

$$\begin{aligned}
 M &= M_c + M_s \\
 &= \frac{\mu_0}{2\pi} l_{1e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{2e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C\mu_0\pi x^2 \frac{N_1 N_2}{t}
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

となる。

よって、一次、二次コイルの有効長、および巻数が N_1, N_2 とした一般的な場合のインダクタンスは

(a) $l_{1e} \leq l_{2e}$ の場合

$$L_1 = L_{1l} + M_c + L_{s1}$$

$$= L_{1l} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_{2e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{1e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_1^2}{t} \times 10^{-7}$$

(b) $l_{1e} > l_{2e}$ の場合

$$L_2 = L_{2l} + M_c + L_{s2}$$

$$= L_{2l} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_{1e} \left\{ \log \left(\frac{2l_{2e}}{a+b} \right) - 1 \right\} + C4\pi^2 x^2 \frac{N_2^2}{t} \times 10^{-7}$$

(23)

で与えられ、一次と二次間の結合係数 k は、次式によって与えられる。

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (24)$$

2.5 実験によるパラメータ

2.5.1 変圧比

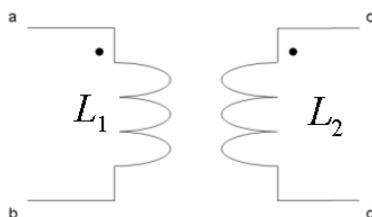
変圧器の二次側回路が開放のときには、変圧比 r は、

$$r = \frac{\omega M}{\sqrt{R_{A1}^2 + (\omega L_1)^2}} \quad (25)$$

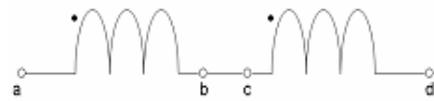
となる。

2.5.2 結合係数

図 7(a)に示すように変圧器の一次、二次、それぞれのインダクタンス L_1, L_2 とする。一次の自己インダクタンス L_1 は二次を開放し、端子間の周波数を変えて入力インピーダンスから測定される。同様に二次の自己インダクタンス L_2 は一次を開放し、周波数を変えて端子間の入力インピーダンスから測定される。さらに、図 7(b)と(c)の結線でそれぞれの端子間インダクタンス L_s, L_o を周波数を変えて入力インピーダンスから測定することで相互インダクタンス M が以下のように求められる。



(a) モデル



(b) 順方向結線



(c) 逆方向結線

図 7 変圧器の相互インダクタンス測定回路

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M$$

$$L_o = L_1 + L_2 - 2M$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4} \quad (26)$$

2.5.3 効率

変圧器の電力伝達効率 ε は

$$\varepsilon = \frac{\text{負荷に消費される電力}}{\text{1次端子間からの入力}} \times 100[\%] \quad (27)$$

で計算される。

一次端子間からの入力は、デジタルオシロスコープを用いて一次端子間電圧と入力電流の両者を同時に時間方向へ離散化された数値データを要素とするベクトルで取り込む。仮に、サンプリングタイム Δt としてパソコンへ取り込んだこれらのベクトルを

$$\mathbf{V}_{in} = [v_{in,1} \quad v_{in,2} \quad \cdots \quad v_{in,n}]^T$$

$$\mathbf{I}_{in} = [i_{in,1} \quad i_{in,2} \quad \cdots \quad i_{in,n}]^T \quad (28)$$

とすれば、一次端子間からの入力は

$$P_{in} = \frac{1}{n} \mathbf{V}_{in} \cdot \mathbf{I}_{in}$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{in,j} \cdot i_{in,j} \quad (29)$$

で計算される。

負荷に消費される電力も、サンプリングタイム Δt としてパソコンへ取り込んだ負荷の端子電圧と負荷電流をそれぞれ、

$$\mathbf{V}_{out} = [v_{out,1} \quad v_{out,2} \quad \cdots \quad v_{out,n}]^T$$

$$\mathbf{I}_{out} = [i_{out,1} \quad i_{out,2} \quad \cdots \quad i_{out,n}]^T \quad (30)$$

とすれば、一次端子間からの入力

$$P_{out} = \frac{1}{n} \mathbf{V}_{out} \cdot \mathbf{I}_{out} \tag{31}$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n v_{out,j} \cdot i_{out,j}$$

で計算される。

よって効率 ϵ は

$$\epsilon = \frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100 [\%] \tag{32}$$

で計算される。

2.6 共振回路

2.6.1 共振について

物体にはそれぞれ固有振動数をもっており、外部から周期的な振動が加わることで、両者の振動が同調した場合に振幅が大きくなる。この現象を共振と呼ぶ。損失がなく、エネルギーが保たれている状態で共振現象が生じると、振動は断続的に維持され、エネルギーが往来し続ける。電気回路における共振現象は LC 共振回路と言われ、誘導リアクタンス L の持つ磁気エネルギーと容量リアクタンス C の持つ静電エネルギーがそれぞれを繰り返し往来することで振動が維持され、磁気エネルギーと静電エネルギーが等しくなったとき共振現象が表れる。

本論文では L と C が並列接続された並列共振回路を扱う。並列共振回路は共振周波数でインピーダンスが最大となり、電圧の値が最大となる。

共振周波数 f_0 は下式に示す。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{33}$$

2.6.2 動作原理

図7(a)の導体を図7(b)のように結線すれば、導体間の電位差は左端から右端まで同じ電位差 $V/2[V]$ であり、電流の方向は同方向である。したがって、図7(b)の結線は図8のプロセスにより図7(c)の等価回路で表されることとなる。図7(c)または図8から図7(b)の結線は共振回路を形成することがわかる。

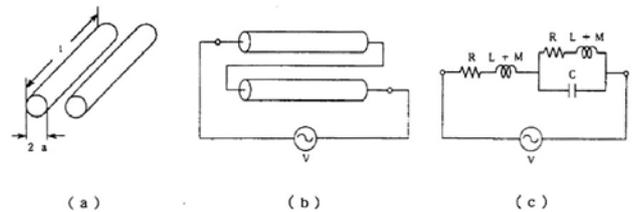


図7 (a)二本の導体 (b)共振回路の結線 (c)等価回路

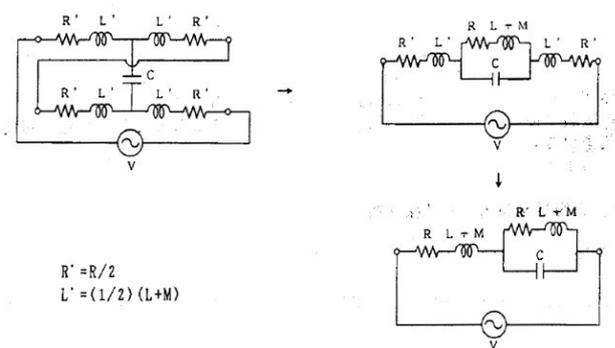


図8 等価回路の導出

本論文では、磁性材料を用いない従来の空心変圧器に上記に示した共振回路を用いることでさらなる理想的な変圧器を考える。そのために共振回路における特徴を見出す必要がある。共振回路の特徴をつかむために、2次回路のみ並列共振とする空心変圧器、1次回路のみ並列共振とする空心変圧器、1次2次回路とも並列共振とする空心変圧器を試作し変圧器の特性を示し、そこから比較・考察を行い、共振結線を用いた空心変圧器の有用性を考える。モデル化した課題における問題点として一般性を示すことが必要である。したがって比較対象を作る事で信頼性を高めることが必要になるだろう。

3 実験

3.1 試作空心変圧器

試作した変圧器の諸定数を表 1 に示す。

タイプ A は従来の空心変圧器、
 タイプ B は 2 次回路のみ並列共振とする空心変圧器、
 タイプ C は 1 次回路のみ並列共振とする空心変圧器、
 タイプ D は 1 次 2 次回路とも並列共振とする空心変圧器である。

タイプ	形状	一次	二次	変圧比
A	ツイスト型	導線長:9.5m	導線長:9.5m	
60回巻	長さ:65mm	導線直径:0.6mm	導線直径:0.6mm	1:1
60回巻	直径:50mm			
B	ツイスト型	導線長:9.5m	導線長:19m	
60回巻	長さ:71mm	導線直径:0.6mm	導線直径:0.6mm	1:2
120回巻	直径:50mm			
C	ツイスト型	導線長:19m	導線長:9.5m	
120回巻	長さ:71mm	導線直径:0.6mm	導線直径:0.6mm	2:1
60回巻	直径:50mm			
D	ツイスト型	導線長:9.5m	導線長:9.5m	
60回巻	長さ:51mm	導線直径:0.6mm	導線直径:0.6mm	1:1
60回巻	直径:50mm			

表 1 試作ツイストコイル

図 9(a)-(d)は試作変圧器の外観を示す。



(a) タイプ A



(b) タイプ B



(c) タイプ C



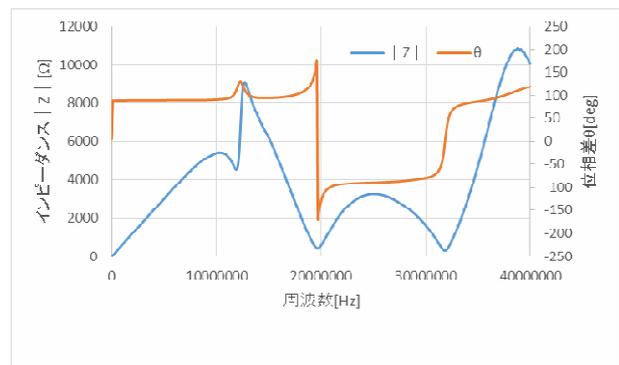
(d) タイプ D

図 9 試作ツイストコイル型空心変圧器

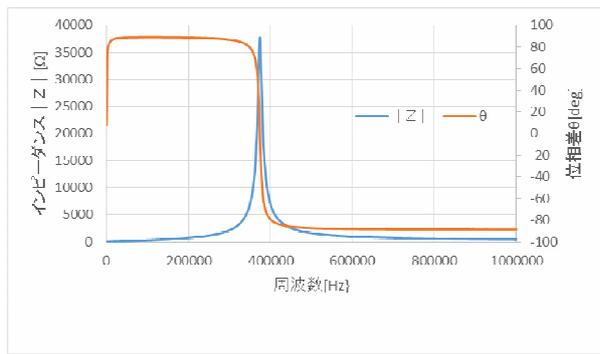
3.2 従来型コイルの 1 次コイルの特性と共振結線したときの 1 次コイルの特性

並列共振結線の周波数特性を調べるために、インピーダンスアナライザを用いて測定する。

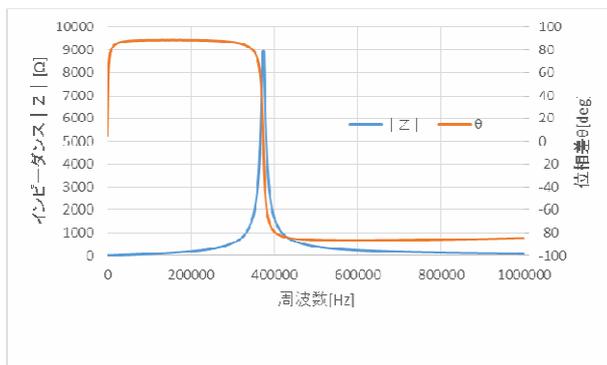
試作変圧器 A-D の並列共振結線の周波数特性を図 10(a)-(d)に示す。



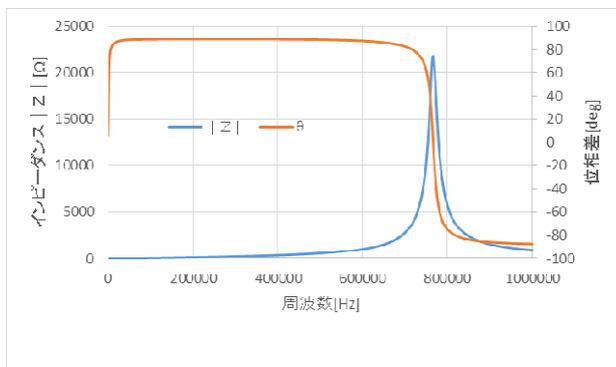
(a) タイプ A



(b) タイプ B



(c) タイプ C



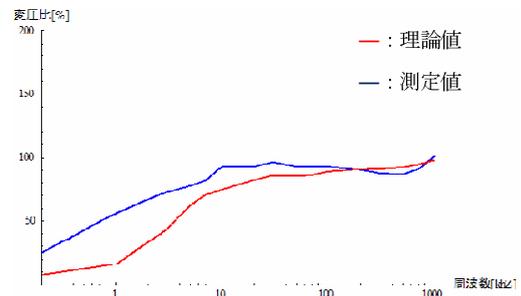
(d) タイプ D

図 10 従来型コイルの1次コイルの特性と共振結線したときの1次コイルの特性

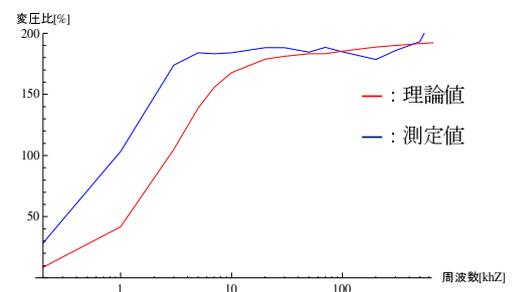
従来型コイルのタイプAは共振周波数がいくつか見られるが、共振結線したタイプB.C.Dについては共振周波数が特定の周波数であることがわかる。

3.3 変圧比

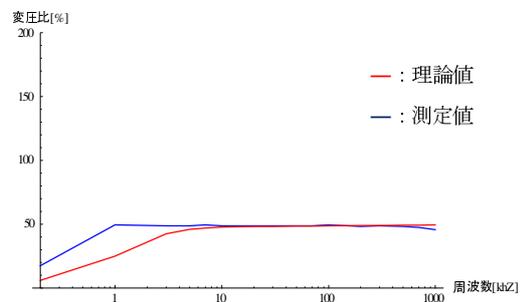
試作変圧器 A-D それぞれに対する変圧比の理論値と実験値の比較を図 11(a)-(d)に示す。



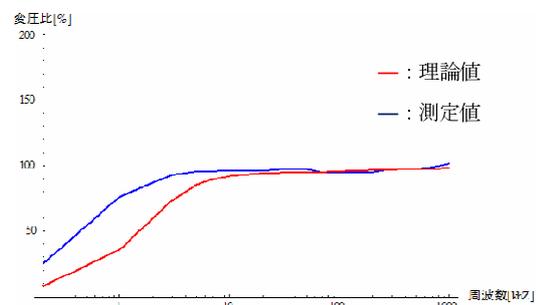
(a) タイプ A



(b) タイプ B



(c) タイプ C



(d) タイプ D

図 11 変圧比の実験値と理論値の比較

3.4 結合係数

試作変圧器 A-D それぞれに対する結合係数の理論値と実験値の比較を図 12(a)-(d)に示す。

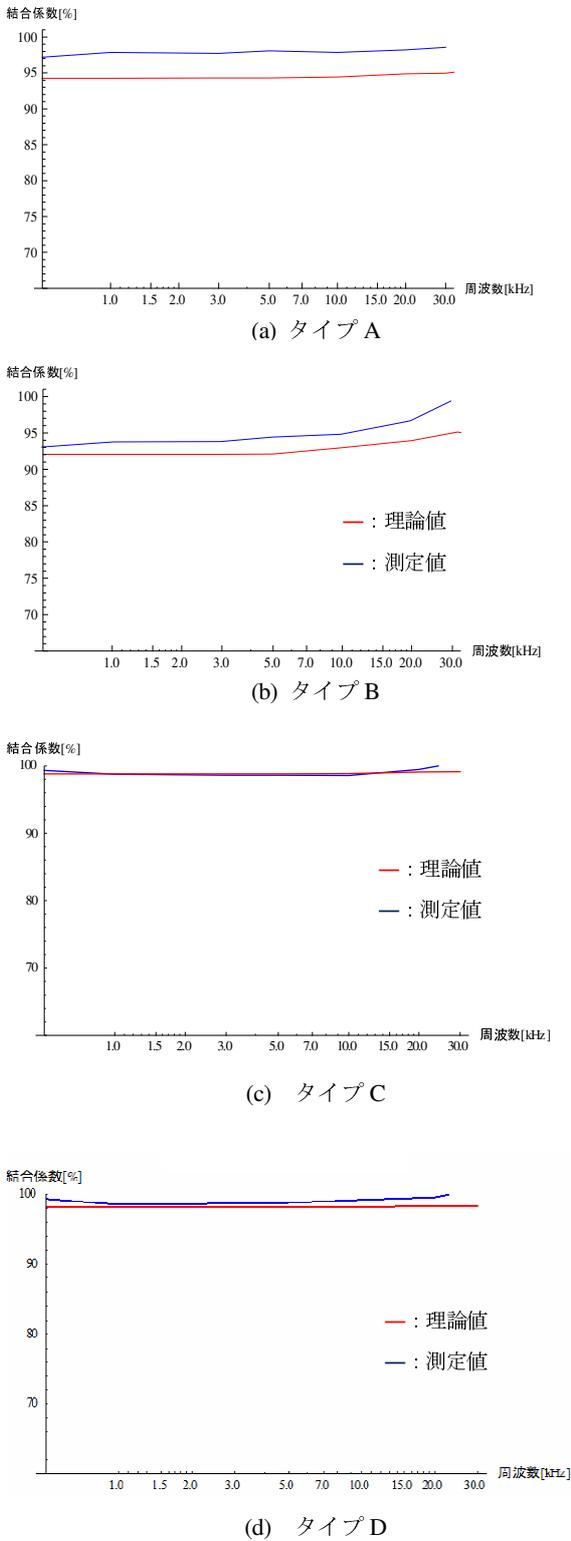


図 12 結合係数の実験値と理論値の比較

3.5 効率

3.5.1 高抵抗負荷

試作変圧器 A-D それぞれの一次側に抵抗値 1Ω 、二次側へ抵抗値 1000Ω を接続し負荷とした。試作変圧器 A-D それぞれに対する効率の理論値と実験値の比較を図 13(a)-(d)に示す。

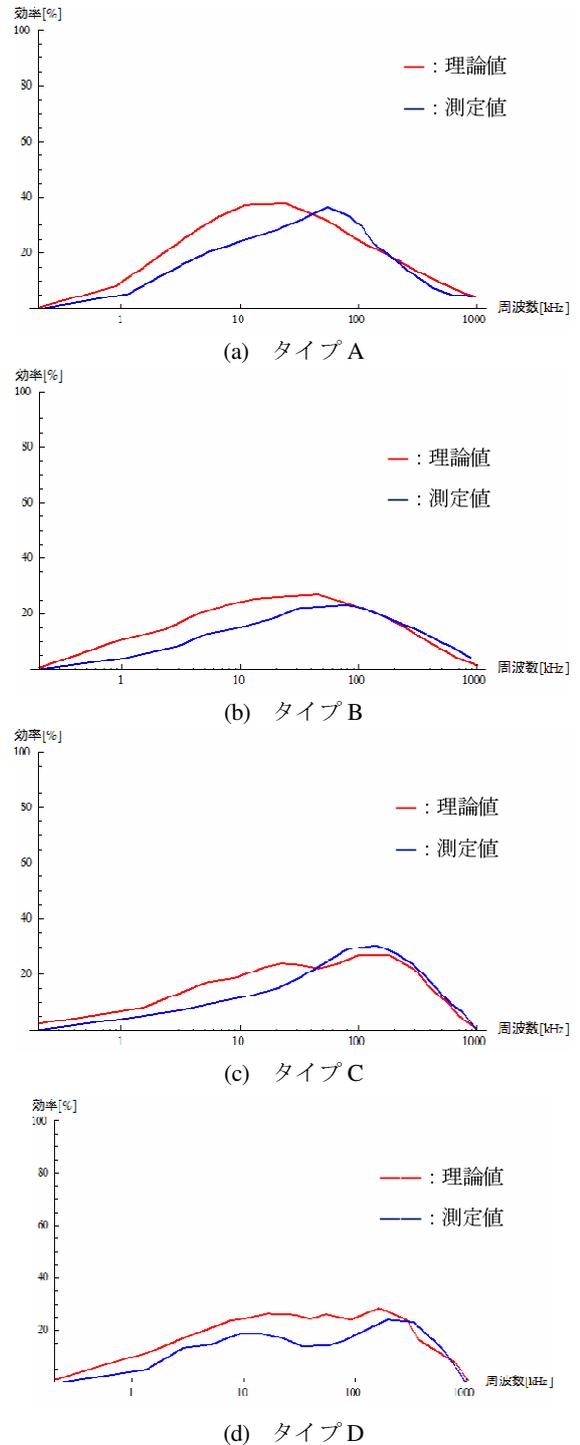


図 13 効率の実験値と理論値の比較
高抵抗(1000Ω)負荷時

3.5.2 低抵抗負荷

試作変圧器 A-D それぞれの一次側に抵抗値 1Ω 、二次側へ抵抗値 10Ω を接続し負荷とした。試作変圧器 A-D それぞれに対する効率の理論値と実験値の比較を図 14(a)-(d) に示す。

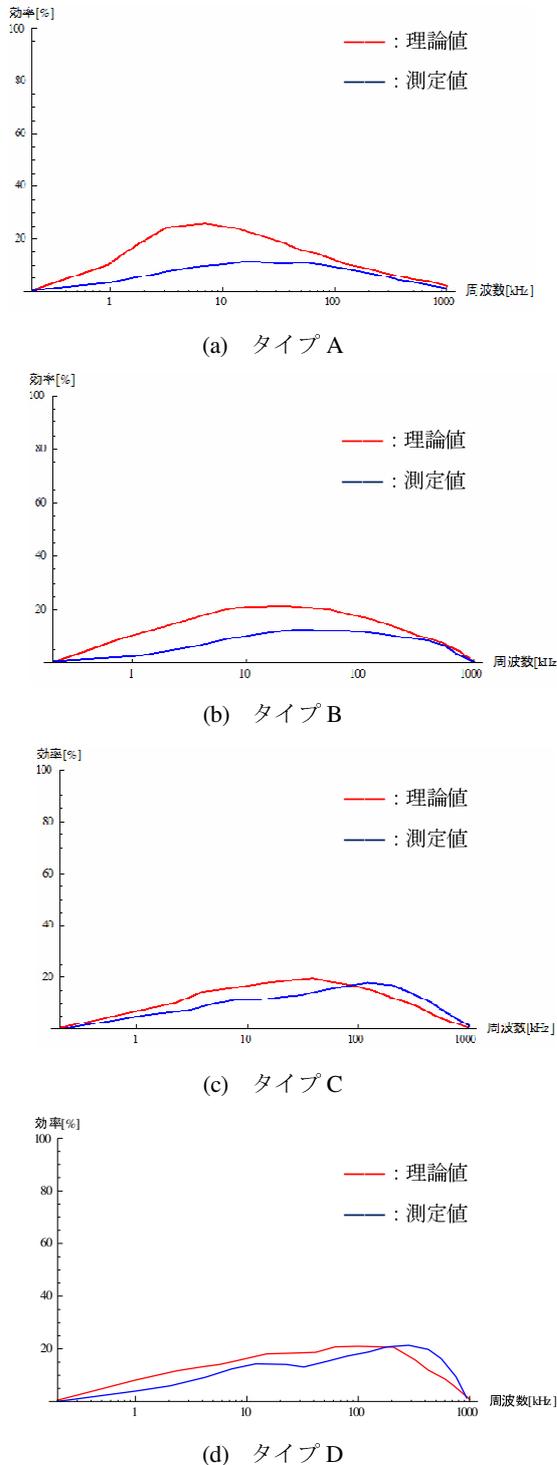


図 14 効率の実験値と理論値の比較
低抵抗(10Ω)負荷時

4 考察

図 11 より変圧比については、タイプ A、D の変圧比 1:1 による変圧器を中心に、タイプ B の変圧比 1:2 ではおよそ 200%、タイプ C の変圧比 2:1 ではおよそ 50% となった。試作した変圧比と同等の結果が見られた。また、5kHz、7kHz 付近からほとんど変化が見られないことも読み取れる。

図 12 より結合係数については、タイプ A、B、C、D に大きな差はみられなかった。しかし従来型のタイプ A よりタイプ B、C、D は理論値と測定値のズレが小さくなるのが読み取れる。

図 10 よりインピーダンスアナライザーを使い、一次コイルの特性を示したが、従来の空心変圧器は共振点がいくつか見られたものの、タイプ B、C、D は共振点の一つであった。タイプ B、C の共振点はそれぞれあまり変化が見られなかったが、タイプ C と比較すると共振点に差が見られた。同時に図 13.14 の効率と照らし合わせてみると、タイプ B、C、D の最大効率と図 10 の共振点の周波数がほぼ同じであることが読み取れる。これより共振周波数のときに最大のエネルギーを与えることができると考えられる。また図 13 と図 14 を比較すると、高抵抗負荷 1000Ω の抵抗を接続した場合の方が高い効率が得られることがわかる。

変圧比、結合係数、効率においてわずかな誤差がみられたのは、試作コイルのために最適な設計ではないこと、機械が古いこと、また目視による誤差などが考えられる。

5 結論

本研究では共振結線を用いて一次回路のみ並列共振とする空心変圧器、二次回路のみ並列共振とする空心変圧器、一次二次回路とも並列共振とする空心変圧器を作成し、従来型の空心変圧器と比較した。共振型変圧器を用いることで、特定の周波数のみ 2 次回路へ伝達することが可能となるため、ノイズの阻止がより可能になると考えられる。また共振周波数と最大効率の周波数がほぼ同値となることが実験を通して読み取ることができた。

参考文献

- [1] S.Hayano, N.Nakajima, H.Saotome and Y.Saito, A New High Frequency Transformer, IEEE Trans. MAG-27, No.6, Nov. 1991, pp.5207-5207.
- [2] 齊藤兆古、新方式高周波トランスの提案、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-91-86 (1991)
- [3] 電気電子工学実験Ⅲ(コース別実験)、表皮効果応用電気機器-高周波空心変圧器の試作と試験-
- [4] 齊藤兆古、緑川洋一、早野誠治、導体間の分布容量を用いた共振回路の実験的検討、(1994)
- [5] 齊藤兆古、緑川洋一、早野誠治、佐藤貞弘、共振型インダクタのフィルタへの応用(1995)