

非接触給電技術に関する基礎的研究

高田, 将吾 / TAKADA, Shogo

(発行年 / Year)

2011-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2011-03-24

(学位名 / Degree Name)

修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

2010 年度 修士論文

非接触給電技術に関する基礎的研究

Fundamental Study of Contactless Power Suppliers

指導教授 齊藤兆古

法政大学大学院
工学研究科電気工学専攻

学籍番号 09R3113

氏名 タカダ ショウゴ
高田 将吾

Abstract

All of the modern electrical devices are composed of two major parts: one is the electrical/electronic signal processing parts, and the other is the power suppliers. Recent electrical devices are spreading in use not only the conventional consumer electronic products but also electrical vehicles. A reason why electrical vehicles should be developed is simply the antipollution of earth atmosphere, i.e., the electrical motors employed instead of combustion type engines. The electrical vehicles require a battery system which should be charged up by an external power source. This means that a contactless power supplier is extensively convenient to practical use for battery charging of the electrical vehicles.

Contactless power supplier is composed of a transformer having the distinct primal and secondary coils separated by air gap. Because of the electromagnetic compatibility problem, it is essential to keep the leakage magnetic fields around the contactless power supplier as low as possible.

This paper carries out the wavelets multi-resolution analysis to the magnetic field distributions around contact less power supplier. As a result, we have succeeded in obtaining one of the core shape designing methodologies by observing the wavelets spectra of measured magnetic field vectors distributions. Furthermore, it is revealed that a tested trial transformer gives nearly 80 percent power transmission efficiency even though the primary and secondary coils are separated by 10mm air gap.

目次

第1章 緒論	3
第2章 非接触給電システム	4
2.1 非接触給電システムとは	4
2.2 非接触給電システム近傍磁界ベクトル分布の可視化	4
2.2.1 一次・二次コイル分離型単相変圧器	4
2.2.2 磁界分布測定	5
2.2.3 磁界ベクトル分布	6
2.2.4 有限要素法を用いた磁界ベクトル分布の計算	10
2.3 ウェーブレット変換に拠る電磁界分布解析	11
2.3.1 3次元ウェーブレット変換	11
2.3.2 磁界ベクトル分布の解析	12
2.4 並列共振による高効率化	17
2.4.1 並列共振回路	17
2.4.2 実験	17
2.4.3 共振時の磁界ベクトル分布	22
第3章 考察	24
3.1 磁界分布の可視化	24
3.1.1 コア形状	24
3.1.2 非共振型と共振型	24
3.2 磁界ベクトル分布の解析	25
3.2.1 ウェーブレット変換解析	25
3.2.2 有限要素法解析	25
3.2.3 非共振型と共振型	25
第4章 結論	26
参考文献	27
研究業績	28
謝辞	29
付録	30

第1章 緒論

半導体技術の発展は、電気・電子機器の小型軽量化のみならず、インテリジェント化を可能とし、爆発的な電気・電子機器の普及をもたらした。その結果、高周波で駆動される電気・電子機器は生産設備のみならず家電機器まで広汎に普及し、家庭、事務所、工場、その他あらゆる場所でパソコン、ファックス、携帯電話、空調設備、照明機器等の多くの電気・電子機器が設置され、必要不可欠な文明の利器として活用されている。それらの電気・電子機器が空間を占める密度は、従来想定不可能な密度である。この意味で、現代の人工空間はあらゆる周波数の電磁界で満たされている。この過酷な電磁環境中でも、電気・電子機器は誤作動をすることなく円滑にそれらの機能を発揮しなければ、人類の文明生活が維持できない状況に至っている。換言すれば、あらゆる周波数の電磁界で満たされた空間の中で人類は生活を強いられている状況である。電気・電子機器に対してだけでなく人類に対しても可能な限り、高周波の電磁界が分布しない自然な空間が望ましいことは言うまでもない。

近年、地球温暖化対策のために電気自動車の開発が急務となっている。電気自動車普及の大きなボトルネックとして電気自動車への給電システムとそのインフラがある。

本稿は電気自動車を前提とする非接触給電システム開発に関するものであり、具体的には非接触給電システムが与える近傍電磁界分布の可視化とそのウェーブレット解析である。最終的には、高い電力伝送効率を有する平面型の磁性コアを用いた一次・二次コイル分離型変圧器を非接触電力伝送路とする給電システムを提唱する。

第2章 非接触給電システム

2.1 非接触給電システムとは

非接触給電システムとは電源コード等の機械的な接触なしで，電源から機械へ電力を供給するシステムである．このシステムは，移動するもの，回転するもの，水中・真空中等の密閉された場所で使用するものなどへ電力を供給可能とする．

非接触での電力供給を可能にする技術として主な電力伝送方式は，非放射型では「電磁誘導方式」，放射型では「マイクロ波方式」，「レーザー方式」等がある．

この非接触給電システムに関して，使用場所を選ばない電化製品等の利便性の追求や，充電部の露出がなく感電の恐れがない安全性，電源コードの削減・環境保全等の観点から多様な研究開発が行われている．将来的には移動中のロボットや，移動中の電気自動車への非接触給電も考えられる．

2.2 非接触給電システム近傍磁界ベクトル分布の可視化

2.2.1 一次・二次コイル分離型単相変圧器

非接触給電システムでは一次・二次コイル分離型の変圧器を採用するため，空隙を介して電力伝送を行う．変圧器のコア材は比較的重量があるため，コア材の量を削減する方途として高周波駆動が一般的である．高周波特性のよい磁性材料はフェライトである．

このフェライトをコア材料とする一次・二次コイル分離型変圧器を2器試作した．図1は2個のU字型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型の試作変圧器であり，一次・二次側ともにコイル巻数を30回巻とした．図2は2個の平面型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型の試作変圧器であり，一次・二次側ともにコイル巻数を30回巻とした．

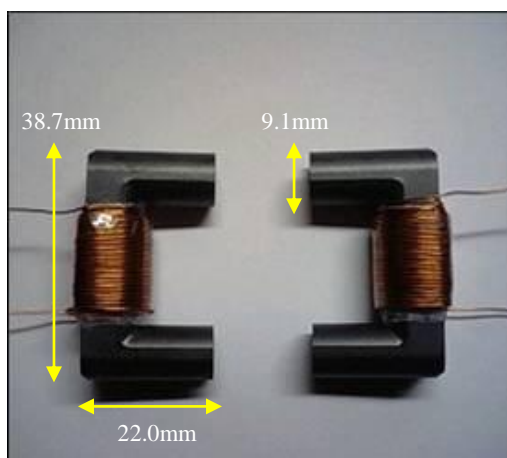


図1 U字型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型変圧器

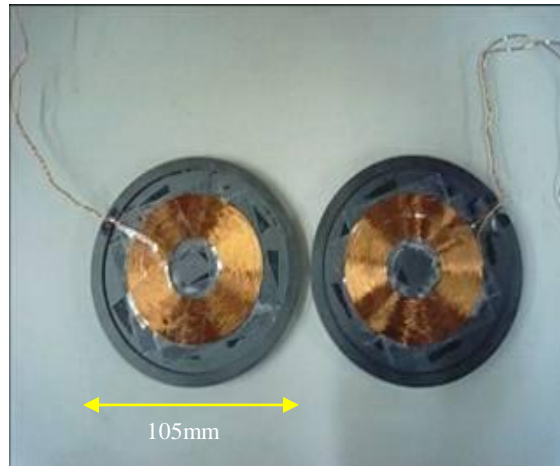


図2 平面型フェライトコアを用いた一次・二次コイル分離型変圧器

2.2.2 磁界分布測定

励磁電流に起因する磁界分布を測定する。磁界分布はサーチコイルを用いて測定する。サーチコイルの巻数を n 、サーチコイルの断面積を S 、空気中の透磁率を μ_0 とし、サーチコイルに鎖交する磁束を ϕ とすれば、サーチコイルに誘起する起電力 u は以下の式で与えられる。

$$u = -n \frac{d\phi}{dt} \quad (1)$$

磁束 ϕ は、磁界を H とすれば

$$\phi = \mu_0 SH \quad (2)$$

である。

従って、サーチコイルの誘導起電力を

$$u = -u_m \cos(\omega t) \quad (3)$$

とすると、測定される磁界は次式のようにになる。

$$H = \frac{\mu_m}{\mu_0 n S \omega} \sin(\omega t) \quad (4)$$

2.2.3 磁界ベクトル分布

(a) U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布

図1に示すU字型フェライトコアで構成される一次・二次コイル分離型変圧器のエアギャップ近傍磁界ベクトル分布を測定するため、図3に示すように一次・二次のフェライトコアヘッドに平行なx-y平面でフェライトコアヘッド面に垂直な方向を高さz方向として、高さ(z方向)を10[mm]毎に4段階変更して、コアから漏れた磁界のxyzの3成分を測定した[2]。また、磁界分布測定時には一次側端子のみ通電させ、二次側端子を開放している。

表1に測定に用いた諸定数を示す。測定対象周辺の磁界を測定するための実験装置の概略図を図4に示す。また、サーチコイルの諸定数を表2に示す。

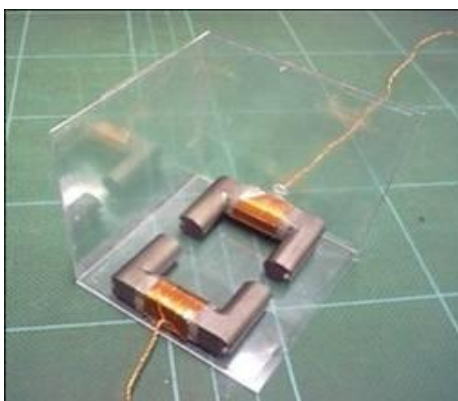


図3 実験装置概観図

表1 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界分布測定の諸定数

測定範囲 [cm]	測定点数	周波数 [kHz]	一次側電流 [A]	ギャップ距離 [mm]
8×8	8×8×4	10	3.0	10

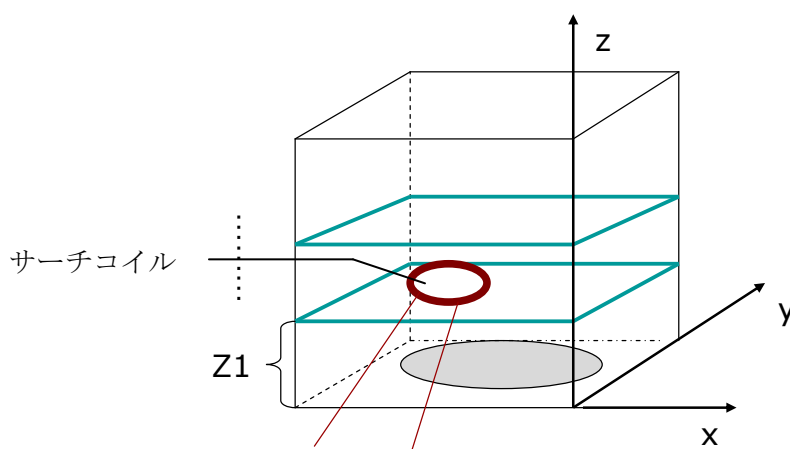


図4 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界分布測定の概略図

表2 サーチコイルの諸定数

巻数 [Turn]	半径 [mm]	線径 [mm]
30	5	0.4

図5にU字型フェライトコアを用いた変圧器で、フェライトコアヘッド間が10[mm]である場合の変圧器近傍磁界ベクトル分布を示す。

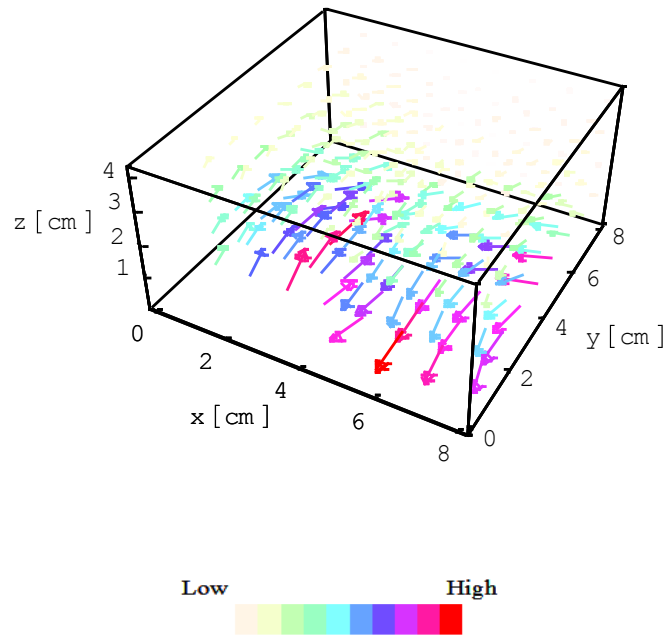


図5 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布

(b) 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布

図6に示すように一次・二次の平面型フェライトコアに平行な x - y 平面で、平面型フェライトコア面に垂直な方向を高さ z 方向として、高さ (z 方向) を 10[mm]毎に 4 段階変更して、コア間の磁界の xyz の 3 成分を測定した[2]。この場合も U 字型コアと同様に、磁界分布測定時には一次側端子のみ通電させ、二次側端子を開放している。

表 3 に測定に用いた諸定数を示す。測定対象周辺の磁界を測定するための実験装置の概略図を図7に示す。また、サーチコイルの諸定数を表4に示す。



図6 実験装置概観図

表3 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界分布測定の諸定数

測定範囲 [cm]	測定点数	周波数 [kHz]	一次側電流 [A]	ギャップ距離 [mm]
12×12	8×8×4	10	0.5	40

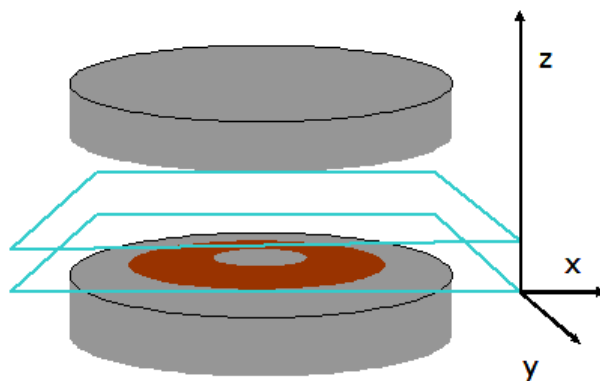


図7 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界分布測定の概略図

表 4 サーチコイルの諸定数

巻数[Turn]	半径 [mm]	線径 [mm]
30	7.5	0.4

図 8 に平面型フェライトコアを用いた変圧器で、フェライトコア間が 40[mm]である場合の変圧器近傍磁界ベクトル分布を示す。

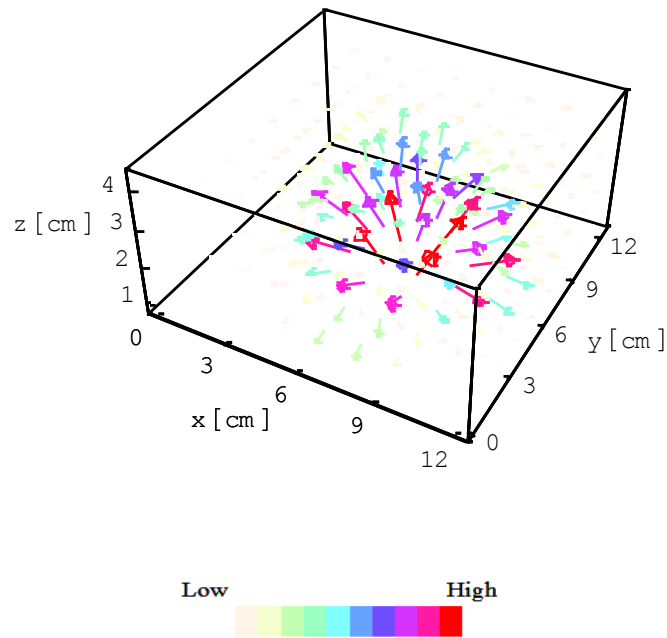


図 8 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布

2.2.4 有限要素法を用いた磁界ベクトル分布の計算

ここでは平面型フェライトコアを用いた変圧器に対して有限要素法を適用して、理論上の磁界ベクトル分布を求める。採用した電磁界解析用有限要素法パッケージは Ansoft 社の学生用フリーソフト MaxwellSV である[6].

平面型フェライトコアを用いた変圧器は明らかに円盤状磁性体コアを中心とする軸対称モデルで表現可能である。このため、有限要素法解析モデルとして図 9 に示すモデルを採用した[7]。赤い部分が一次・二次コイルを示す。

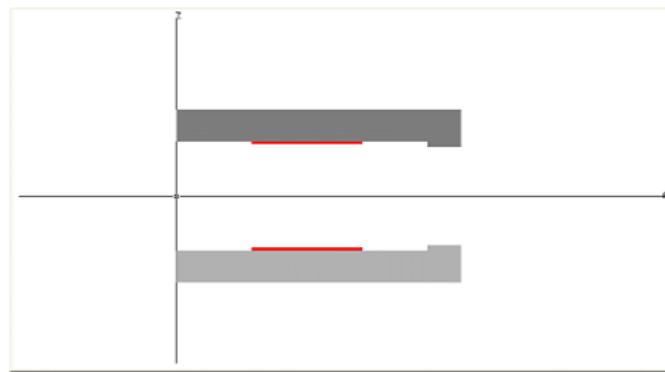


図 9 平面型フェライトコアを用いた変圧器の有限要素法解析モデル

図 9 のモデルから計算される図 8 に対応する磁界ベクトル分布を図 10 に示す。但し、円盤状磁性体コアの中心を通過する一断面に沿って表示してある。

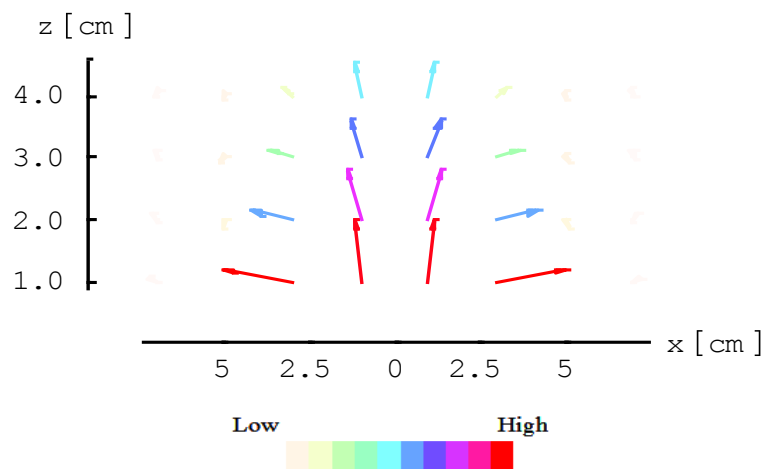


図 10 有限要素法解析モデルにより再現される磁界ベクトル分布

2.3 ウェーブレット変換に拠る電磁界分布解析

2.3.1 3次元ウェーブレット変換

一般に、3次元の離散値系ウェーブレット変換は、3次元行列の転置行列を

$$[H_{lmn}]^T = H_{mnl} \quad (5)$$

で表すと

$$S = \left[W_n \cdot \left[W_m \cdot \left[W_l \cdot H_{lmn} \right]^T \right]^T \right]^T \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 S はウェーブレットスペクトラム、 H は $l \times m \times n$ の直方マトリックス、 W_l , W_m , および W_n はそれぞれ $l \times l$, $m \times m$, $n \times n$ のウェーブレット変換行列である。さらに、 H の各要素が x , y , z 方向の3成分からなるベクトル

$$\mathbf{H} = \mathbf{X} + \mathbf{Y} + \mathbf{Z} \quad (7)$$

であるとき、式(5), (6)より

$$\mathbf{S} = \left[W_n \cdot \left[W_m \cdot \left[W_l \cdot (\mathbf{X} + \mathbf{Y} + \mathbf{Z}) \right]^T \right]^T \right]^T \quad (8)$$

が得られる。ここで \mathbf{X} , \mathbf{Y} , \mathbf{Z} はそれぞれ直交するベクトルであるから式(8)は

$$\begin{aligned} \mathbf{S} = & \left[W_n \cdot \left[W_m \cdot \left[W_l \cdot \mathbf{X} \right]^T \right]^T \right]^T \\ & + \left[W_n \cdot \left[W_m \cdot \left[W_l \cdot \mathbf{Y} \right]^T \right]^T \right]^T \\ & + \left[W_n \cdot \left[W_m \cdot \left[W_l \cdot \mathbf{Z} \right]^T \right]^T \right]^T \end{aligned} \quad (9)$$

となる。すなわち、ベクトルデータのウェーブレット変換スペクトラムは各成分のウェーブレット変換スペクトラムを成分とするベクトルである[4]。

2.3.2 磁界ベクトル分布の解析

図 5 と図 8 に示した U 字型フェライトコアと平面型フェライトコア，それぞれの 3 次元磁界ベクトル分布へ離散値系ウェーブレット変換を適用する[1]．図 5，8 のベクトルデータを x ， y ， z 成分ごとに離散値系ウェーブレット変換し，ウェーブレットスペクトラムを求める．図 5，8 とともに基底関数にドビッシーの 2 次基底関数を使用する．

図 11(a)，(b)にそれぞれ U 字型フェライトコアと平面型フェライトコアを用いた場合のベクトルウェーブレットスペクトラムを示す．

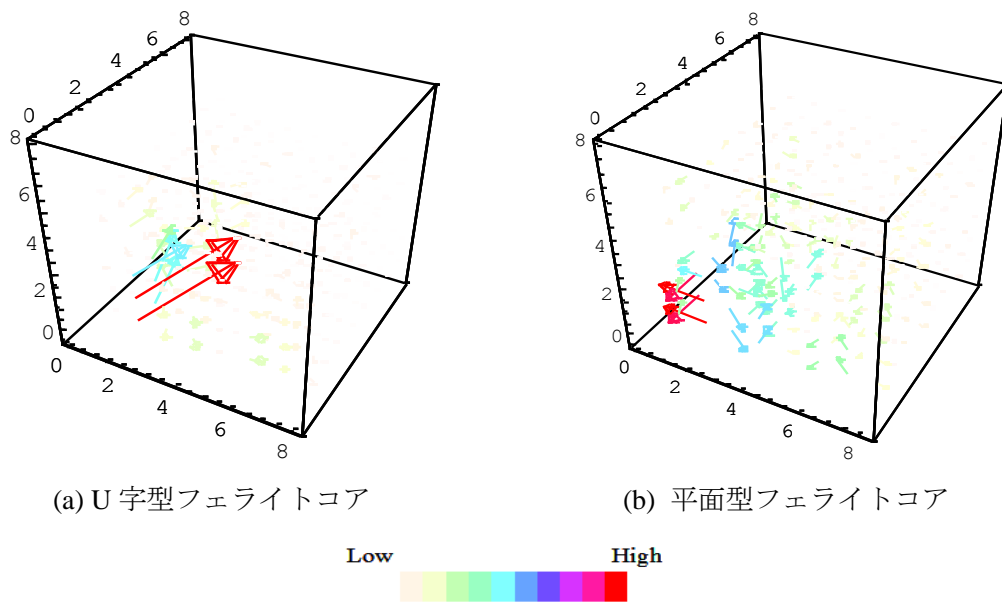
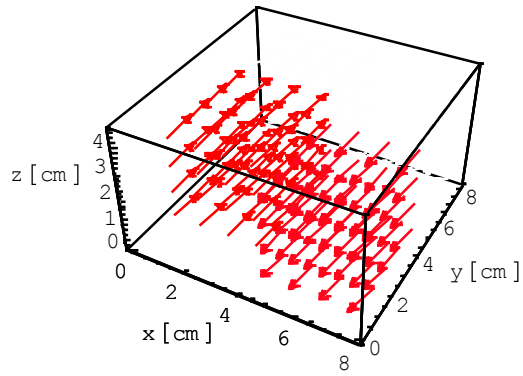
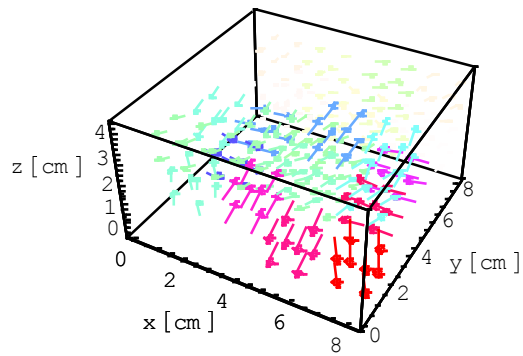


図 11 ベクトルウェーブレットスペクトラム

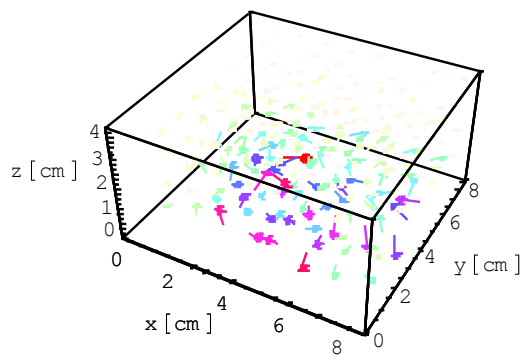
図 11(a)，(b)は複数のウェーブレットスペクトラムからなる．すなわち，図 11(a)，(b)は空間周波数別に空間周波数の低い最も支配的なウェーブレットスペクトラムから空間周波数が高いウェーブレットスペクトラムまでで構成される．図 11(a)，(b)に於けるベクトルウェーブレットスペクトラムへウェーブレット変換の多重解像度解析を適用する．すなわち，図 11(a)，(b)に於けるベクトルウェーブレットスペクトラムをそれぞれ独立にウェーブレット逆変換して再現された 3 次元磁界ベクトル分布をそれぞれ空間周波数の低いウェーブレットスペクトラムから順に，LEVEL 1，LEVEL 2，LEVEL 3 として，図 12，13 に示す．



(a) LEVEL 1



(b) LEVEL 2



(c) LEVEL 3

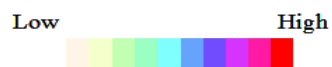
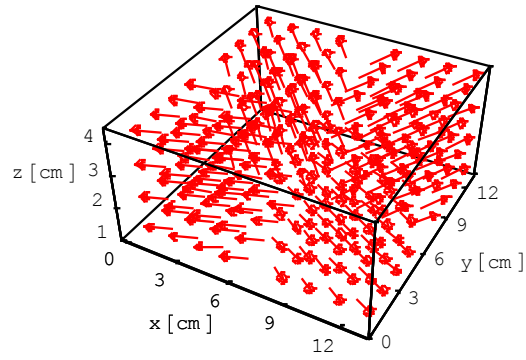
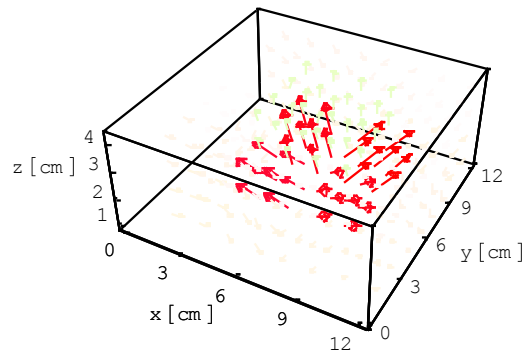


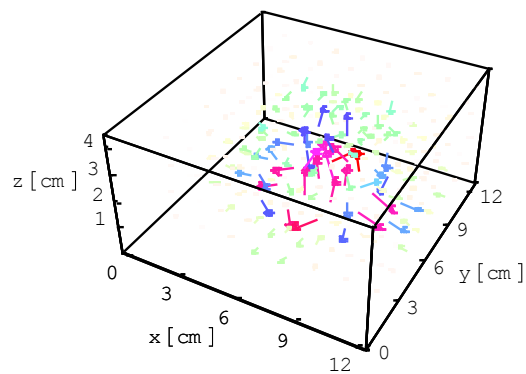
図 12 U字型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布の多重解像度解析結果



(a) LEVEL 1



(b) LEVEL 2



(c) LEVEL 3

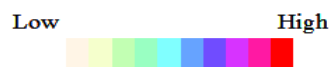


図 13 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布の多重解像度解析結果

次に、有限要素法で得られた図 10 の平面型フェライトコアの磁界ベクトル分布へ離散値系ウェーブレット変換を適用し、ウェーブレット多重解像度解析を適用する[1].

図 14 は図 10 の平面型フェライトコアを用いた変圧器の磁界ベクトル分布へ離散値系ウェーブレット変換を適用して得られたベクトルウェーブレットスペクトラムである.

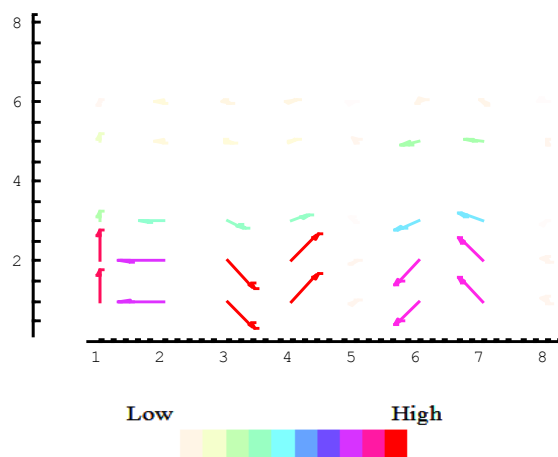
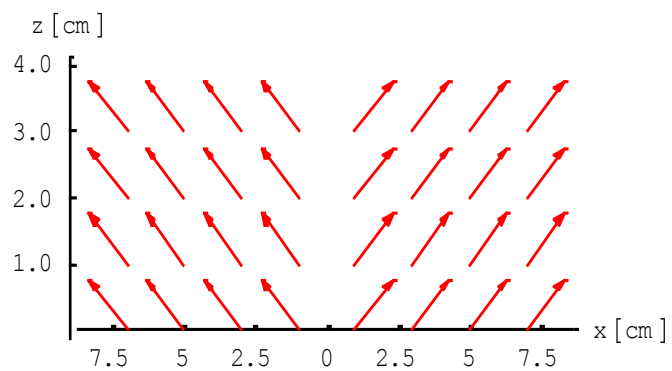


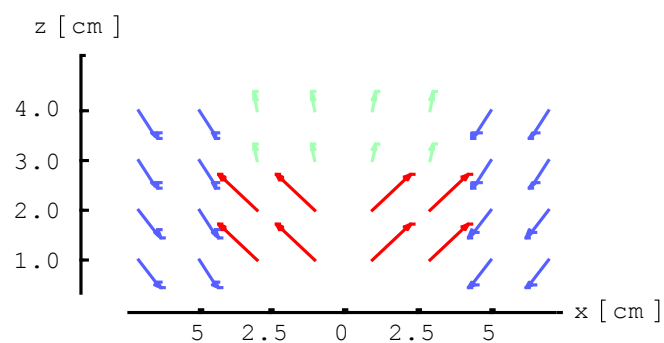
図 14 有限要素法解析モデルより得られたベクトルウェーブレットスペクトラム

図 14 の平面型変圧器の磁界ベクトル分布のベクトルウェーブレットスペクトラムへウェーブレット多重解像度解析を適用し、各解像度（レベル）の磁界ベクトル分布を吟味する.

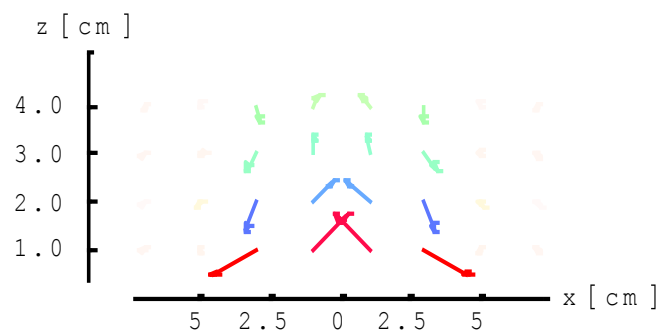
図 15 は図 14 のウェーブレット多重解像度解析結果である.



(a) LEVEL 1



(b) LEVEL 2



(c) LEVEL 3



図 15 有限要素法解析モデルによる変圧器近傍磁界ベクトル分布の多重解像度解析結果

2.4 並列共振による高効率化

2.4.1 並列共振回路

従来の接触型給電システムに比べ、非接触給電システムは漏れインダクタンスが大きい
ため、結合係数、電力伝送効率が低下してしまう問題点がある。このため、直列、あるい
は並列にコンデンサを接続し共振回路を構成し、出力電圧を高くするとともに力率を 1 に
近づけて有効電力を最大にさせることで電力伝送効率の向上を図ることができる。また、
二次コイルに電流が流れることで二次磁束が発生するが、二次側の系が共振状態にあると
きは二次コイルの共振電流が発生する磁束と一次磁束が互いに逆位相となる。その結果、
一次コイルより生じる磁束が二次コイルに引き込まれ、強い磁氣的結合が得られる。

現在、この共振を利用した電力伝送効率の向上法に関して、如何なる非接触給電システ
ムに対しても適用可能で、高効率、高力率、そして高い安定性を持つ共振回路の構成とそ
の設計法の確立が望まれている。

2.4.2 実験

(a) 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 κ を調べておく。変圧器の一次・
二次コイルを図 16 に示す回路モデルで考えると、図 17 に示す結線を施しインピーダンス
を測定することで式(13)から結合係数 κ が求まる[7]。

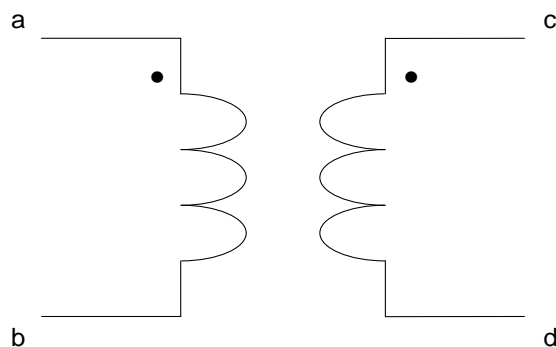


図 16 変圧器回路モデル

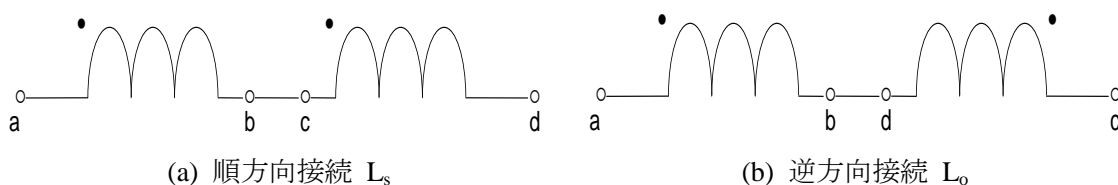


図 17 インダクタンス測定のための回路結線

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M \quad (10)$$

$$L_o = L_1 + L_2 - 2M \quad (11)$$

$$M = \frac{L_s - L_o}{4} \quad (12)$$

$$\therefore k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (13)$$

表 5 および表 6 にそれぞれ U 字型フェライトコア型と平面型フェライトコア型の結合係数を示す。表 6 の結果から、平面型フェライトコア型を用いた単相変圧器は 7[mm]程度のエアギャップが存在しても十分な磁氣的結合を維持することがわかる。

表 5 U 字型変圧器の結合係数 (周波数 : 30[kHz])

Gap [mm]	0	1	3	5	7	10
L ₁ [μH]	1180.6	108.6	90.9	87.0	84.5	82.1
L ₂ [μH]	1187.1	108.8	92.1	87.0	84.4	82.1
L _s [μH]	4012.1	332.4	234.3	211.8	195.7	186.6
L _o [μH]	129.9	132.2	135.8	138.3	140.8	144.5
κ	0.82	0.46	0.27	0.21	0.16	0.13

表 6 平面型変圧器の結合係数 (周波数 : 30[kHz])

Gap [mm]	0	1	3	5	7	10
L ₁ [μH]	578.6	348.2	231.1	181.6	169.9	133.9
L ₂ [μH]	572.7	348.1	229.4	181.0	168.3	133.3
L _s [μH]	2297.4	1358.2	881.8	669.4	617.6	450.8
L _o [μH]	16.9	26.1	41.4	56.0	61.1	84.3
κ	0.99	0.96	0.91	0.84	0.82	0.69

(b) 電力伝送効率

給電システムの最も重要な性能指標である電力伝送効率を調べる．本論文では図 18 に示すような基本的な変圧器回路の電力伝送効率，そして図 19 に示すように二次側の抵抗負荷に対して並列に共振用コンデンサを接続した並列共振回路における電力伝送効率を考える．

図 20 に並列共振回路の等価回路を示す．平面型フェライトコアを使用し，コア間のギャップを 10[mm]とした．二次側を抵抗負荷とし，並列共振回路に於いては共振用コンデンサの値を変化させた場合の電力伝送効率を調べた．非共振時の電力伝送率は二次抵抗負荷を 1[Ω]として測定した．共振時の電力伝送率は抵抗値を 1，10[Ω]の 2 ケースについて測定を行った．

L_1 は一次側自己インダクタンス， L_2 は二次側自己インダクタンス， L_{11} は一次側漏れインダクタンス， L_{12} は二次側漏れインダクタンス， L_m は相互インダクタンス， C は共振用コンデンサをそれぞれ示している．

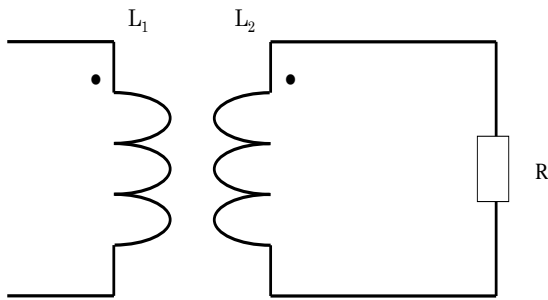


図 18 変圧器回路

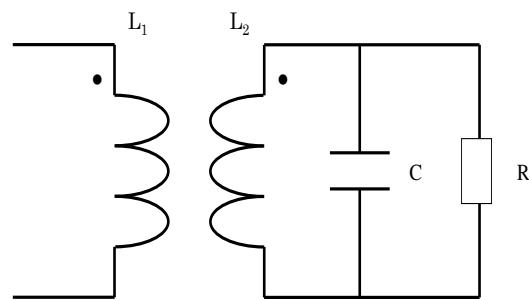


図 19 二次並列共振回路

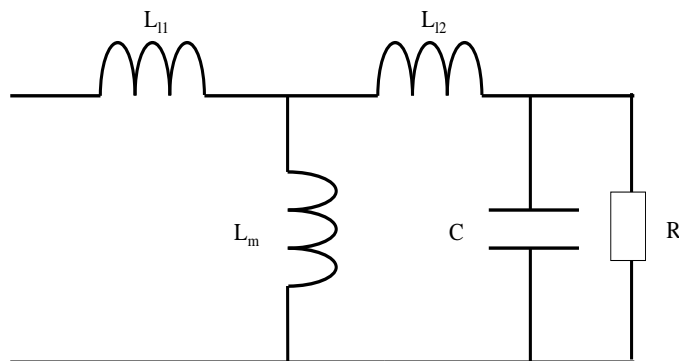


図 20 二次並列共振回路の等価回路

表 7, 8 および表 9 に電力伝送効率を示す. 二次抵抗負荷を同じ値 (純抵抗 $1[\Omega]$) とする表 7, 8 を比較するとコンデンサの値に関わらず全ての場合で共振時の電力伝送効率が大幅に向上していることがわかる. これは, 二次電流の作る磁束は一次電流が作る磁束と位相が 180 度異なるため, 漏れ磁束と二次負荷端子電圧を維持するために必要な磁束を除く全ての一次磁束を二次磁束が打ち消す (吸い込む) ためである.

次に, 表 8 より抵抗負荷 $1[\Omega]$ では共振用コンデンサの値が $39.98[\mu\text{F}]$ の場合に電力伝送効率が $79.88[\%]$ と最大になり, 表 9 より抵抗負荷が $10[\Omega]$ では共振用コンデンサの値が $39.98[\mu\text{F}]$ の場合に電力伝送効率は $33.74[\%]$ で最大になることがわかる. また, 最大効率をとる共振用コンデンサの値を境に電力伝送効率は徐々に低下していることがわかる. この結果から使用する負荷抵抗により共振用コンデンサの最適値が存在することがわかる. さらに, 抵抗負荷の大きさによって電力伝送効率が変わり, 低抵抗負荷時に電力伝送効率は高くなる. これは, 前述と重複するが, 二次電流の作る磁束は一次電流が作る磁束と位相が 180 度異なるため, 漏れ磁束と二次負荷端子電圧を維持するために必要な磁束を除く全ての一次磁束を二次磁束が打ち消すことに起因する. すなわち, 二次抵抗負荷の増加は二次負荷端子電圧の増加を促し, 結果として二次電流によって打ち消されない磁束の増加となるためである. 換言すれば, 二次負荷消費電力の減少は電力伝送効率を低下させ, 系全体としての無効電力を増加させる.

以上の実験結果とその考察から, 二次側の負荷端子電圧 (二次巻数 \times 角周波数 \times 磁束) を維持するために必要な磁束を極小化するため, 周波数の増加と二次巻数を増加すれば電力伝送効率向上の可能性が期待できる.

表 7 抵抗負荷 1[Ω]を用いた場合の非共振時電力伝送効率

入力 [W]	出力 [W]	効率 [%]
1.32	0.29	21.6

表 8 抵抗負荷 1[Ω]を用いた場合の共振時電力伝送効率

C[μF]	入力 [W]	出力 [W]	効率 [%]
20.00	1.97	1.48	75.0
39.98	2.20	1.76	79.9
59.87	2.29	1.61	70.2
79.45	3.28	1.82	55.4
99.03	2.93	1.71	58.4

表 9 抵抗負荷 10[Ω]を用いた場合の共振時電力伝送効率

C[μF]	入力 [W]	出力 [W]	効率 [%]
20.00	3.88	1.16	30.0
39.98	2.86	0.97	33.7
59.87	3.29	0.81	24.5
79.45	3.75	0.68	18.1
99.03	4.07	0.47	11.6

2.4.3 共振時の磁界ベクトル分布

共振時と非共振時の磁界ベクトル分布を比較するために平面型フェライトコアを用いて磁界分布の測定を行った。共振時の磁界ベクトル分布を図 21(b)に、非共振時の磁界ベクトル分布を図 21(a)を示す。さらに、図 21(a)に示す磁界ベクトル分布に対するウェーブレット多重解像度解析の結果を図 22(a), (b), (c)に示す。図 21(b)に示す磁界ベクトル分布に対するウェーブレット多重解像度解析の結果を図 22(d), (e), (f)に示す。

第 2.2.3 節と第 2.3.2 節において平面型フェライトコアを用いた磁界ベクトル分布とウェーブレット解析を示したが、ここで示す磁界ベクトル分布は二次側端子に抵抗負荷 $1[\Omega]$ を接続し、入力電流と周波数を共振時と非共振時の場合で同じ条件に設定した磁界ベクトル分布である。共振回路には $39.98[\mu\text{F}]$ のコンデンサを用いた。さらに、測定方法は第 2.2.3 節と同様であり、図 6 に示すように一次・二次の平面型フェライトコアに平行な x-y 平面で、平面型フェライトコア面に垂直な方向を高さ z 方向として、高さ (z 方向) を 10mm 毎に 4 段階変更して、コア間の磁界の xyz の 3 成分を測定した。表 10 は測定に用いた諸定数を示す。測定対象周辺の磁界を測定するためのサーチコイルの諸定数を表 11 に示す。

表 10 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界分布測定の諸定数

測定範囲 [cm]	測定点数	周波数 [kHz]	一次側電流 [A]	ギャップ距離 [mm]
12×12	8×8×4	1.6	3.2	40

表 11 サーチコイルの諸定数

巻数 [Turn]	半径 [mm]	線径 [mm]
30	7.5	0.4

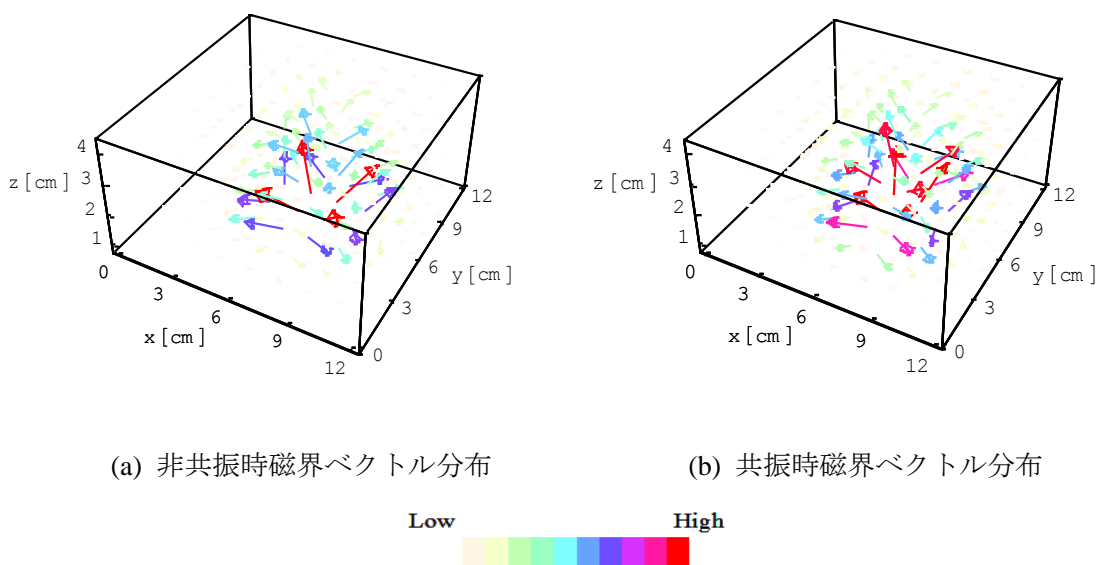
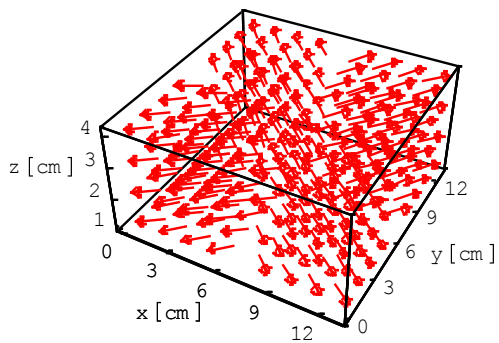
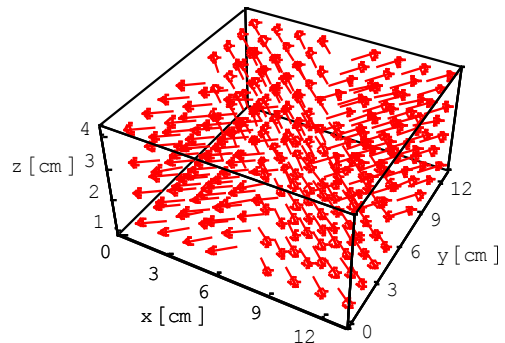


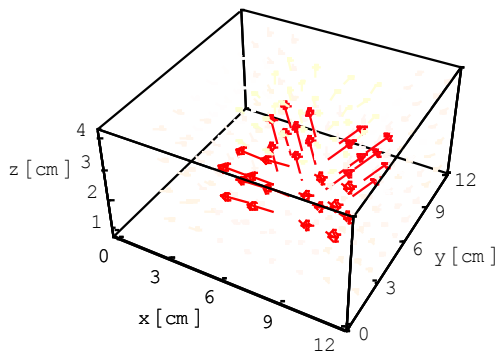
図 21 平面型フェライトコアを用いた変圧器近傍磁界ベクトル分布の比較



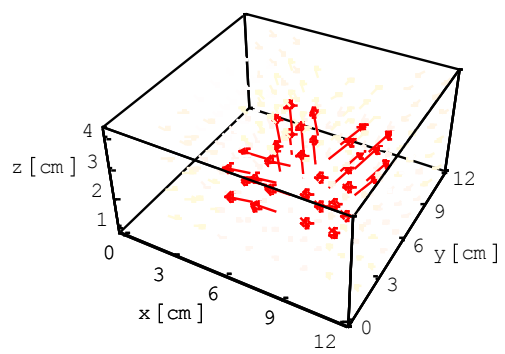
(a) LEVEL 1 (非共振時)



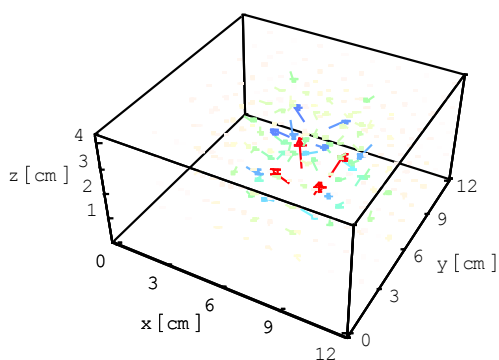
(d) LEVEL 1 (共振時)



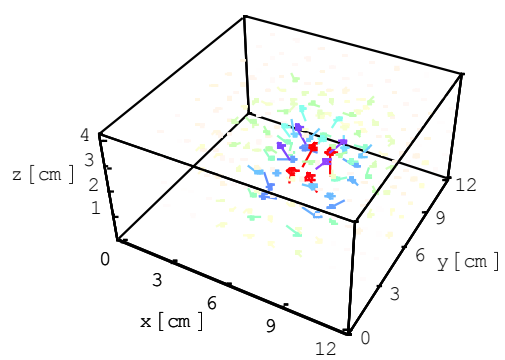
(b) LEVEL 2 (非共振時)



(e) LEVEL 2 (共振時)



(c) LEVEL 3 (非共振時)



(f) LEVEL 3 (共振時)

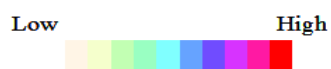


図 22 多重解像度解析による変圧器近傍磁界ベクトル分布の比較

第3章 考察

3.1 磁界分布の可視化

3.1.1 コア形状

図5よりU字型フェライトコアを用いた変圧器は磁氣的結合がU字型に沿った直線的磁界ベクトルによってなされることがわかる。図8より平面型フェライトコアを用いた変圧器ではコアの中心から噴水状に広がる磁界ベクトルによって磁氣的結合がなされることがわかる。すなわち、U字型フェライトコアを用いた変圧器の磁氣的結合は二次側コアに対し、直線的な一方向による磁氣的結合様式である。しかし、平面型フェライトコアを用いた変圧器の磁氣的結合は二次側コアに対し、平面に広がる三方向による磁氣的結合様式を呈している。また、図2に示すように励磁コイルをコア面に対して渦巻きとすることで励磁コイル断面積が広くとることができる。すなわち、平面型のコアを使用した場合、二次コイル面の増加が鎖交磁束の増加に繋がり、結果として高い磁氣的結合を得ることができると考えられる。実用に際して、これは重要な意味を持ち、給電の際に一次側コアに対して、二次側コアに位置的なズレが生じた場合でも比較的高い磁氣的結合を可能とすることを意味する（付録参照）。このことは表5、6の結果よりも明らかである。

3.1.2 非共振型と共振型

図21(a)の非共振時の磁界ベクトル分布はコアの中心から磁界ベクトルが噴水状に広がる。同21(b)の共振時の磁界ベクトル分布は非共振時と比較すると磁界ベクトルの垂直方向成分が増加していることがわかる。すなわち、二次コイルに共振用コンデンサを接続し共振状態とすることで、二次電流が生じる二次磁束と一次磁束が互いに逆位相となり、一次磁束を二次磁束が吸収するような状態であると考えられる。これは、図22(c)と(f)の比較から、明らかに共振時の二次漏れ磁束が減少していることから確認される。よって、一次側から二次側への電力伝送効率が向上される。また、このことは表7、8の結果よりも明らかである。

3.2 磁界ベクトル分布の解析

3.2.1 ウェーブレット変換解析

図 12(a)の磁界ベクトル分布は明らかに空間に漏れの無い、一次側コアと二次側コア間で磁氣的結合がなされている理想的な磁界分布を表しており、図 12(b), (c)の磁界ベクトル分布は磁氣的結合に直接寄与しない磁界分布を表している。

図 13(a), (b)の磁界ベクトル分布は一次側コアと二次側コア間で磁氣的結合がなされている磁界分布を表しており、図 13(c)の磁界ベクトル分布は磁氣的結合に直接寄与しない磁界分布を表している。平面型フェライトコアを用いた変圧器の最低レベルのスペクトラムの他にも高次レベルの磁界ベクトル分布が磁氣的結合に寄与する。これが平面型変圧器特有の磁界ベクトル分布であろう。すなわち、U字型フェライトコアを用いた変圧器と平面型フェライトコアを用いた変圧器はその磁氣的結合様式が相補的な形で異なるためである。第 3.1.1 節で述べたように、U字型フェライトコアを用いた変圧器は磁氣的結合がU字型に沿った直線的磁界ベクトルによってなされるため、一定方向へ磁界ベクトルが揃ったレベル 1 のウェーブレットスペクトラムが理想的な磁界ベクトルを再現する。しかし、平面型フェライトコアを用いた変圧器ではコアの中心から噴水状に広がる磁界ベクトルによって磁氣的結合がなされるため、レベル 1 のウェーブレットスペクトラムだけではなくレベル 2 のウェーブレットスペクトラムが平面型コア特有の噴水状磁界ベクトルを良好に再現可能とすることに拠ると解釈される。

3.2.2 有限要素法解析

図 15 の結果で、明らかに図 15(c)に示されているレベル 3 の磁界ベクトル分布は励磁コイルのみに鎖交する漏れ磁束分布を表している。すなわち、平面型変圧器で一次・二次コイルに鎖交する有効磁束はウェーブレット多重解像度解析のレベル 2 までと考えられる。

この結果から、変圧器の磁氣的結合様式で着目すべきウェーブレットスペクトラムが異なることが判明した。

また、有限要素法解析は図 13 に示す実測から得られた磁界ベクトル分布を忠実に再現している。換言すれば、有限要素法解析は実測値の良好な結果を再現することが可能であると言える。

3.2.3 非共振型と共振型

図 22 のレベル 1, 2 成分に差異はほとんど見られないが、レベル 3 成分に着目すると図 22(c)は磁界ベクトルが放射状に広がるが図 22(f)では磁界ベクトルが垂直方向を向き、且つ、ベクトルの大きさが小さいことわかる。すなわち、一次磁束が二次コイルに引き込まれる様子を示している。換言すれば、二次コイルに共振用コンデンサを接続し共振状態とすることで、二次電流が生じる二次磁束と一次磁束が互いに逆位相となり、一次磁束を二次磁束が吸収するような状態であると考えられる。

第4章 結論

本論文では、非接触給電システムの根幹要素である一次・二次コイル分離型変圧器の近傍磁界分布の可視化を行い、ウェーブレット変換に拠る解析、および並列共振時における電力伝送効率の測定を行った。

一次・二次コイル分離型変圧器の近傍磁界分布の可視化では U 字型フェライトコア、平面型フェライトコアを使用した。磁界ベクトル分布から各々のコアの特徴を比較し、特に平面型フェライトコアの有利性を述べた。

変圧器近傍の磁界ベクトル分布に対するウェーブレット変換解析は、対象となる磁界ベクトル分布を空間周波数の低い支配的な成分と空間周波数の高い成分に分けることができ、各々の成分を吟味することでコア形状の最適化指標を明確に与えることが判明した。さらに、非共振時と共振時の磁界ベクトル分布は明確に異なり、二次共振時は二次磁束の位相が変化することで一次磁束が二次磁束に吸い込まれるような様相を示すことを明らかにした。

並列共振を伴う実験に於いては、電力伝送効率または電力変換効率は二次側を共振させることで向上することを述べた。特に、大電流負荷に対して高電力伝送効率が期待できることを示した。

今後、解決すべき課題として本研究の目的である EMC(Electro-Magnetic Compatibility)問題に対する他方面からのアプローチ、例えば比較的振幅が大きな交流磁束の空隙中の通過に起因する近傍誘導電圧の問題などがある。また、実用化に向けてモータなどの実負荷を使用した測定や、水中など様々な環境下での測定など非接触給電技術に関する様々な研究が必要である。

参考文献

- [1] 齊藤兆古 著：「ウェーブレット変換の基礎と応用」，朝倉書店，1998年
- [2] 宮原晋一郎，早野誠治，齊藤兆古，増田則夫，遠矢弘和：「電気・電子機器の周辺電磁界可視化システム」，マグネティックス研究会資料，1998年，MAG-98-112
- [3] Sekijima,D.,Hayano. and Saito,Y: Time-domain Visualization of Quasi-3D Current Vector Distributions PSFVIP-3 March 18-21,2001, U.S.A. F3303
- [4] 松山佐和，小口雄康，宮原晋一郎，齊藤兆古：「三次元ウェーブレット変換の応用」，日本氏シミュレーション学会，1998年，2-II-3
- [5] 金子聡，緑川洋一，早野誠治，齊藤兆古：「パネル型電力用変圧器に関する基礎的検討」，電気学会マグネティックス研究会資料，1996年，MAG96-191.
- [6] <http://www.theengineer.co.uk/news/ansoft-maxwell%C2%AE-sv/299659.article>
- [7] 高田将吾，齊藤兆古：「ウェーブレット変換に拠る非接触給電システム周辺電磁界分布解析」，電気学会マグネティックス研究会資料，2010年，MAG-10-154

研究業績

- [1] 2009 年度 可視化情報学会 第 37 回可視化情報シンポジウム
高田将吾, 齊藤兆古, 堀井清之:「非接触給電システム近傍磁界分布の可視化」
- [2] 2009 年度 可視化情報学会 可視化情報全国講演会 (米沢 2009)
高田将吾, 齊藤兆古:「非接触給電システム近傍磁界分布のウェーブレット解析」
- [3] 2009 年度 法政大学情報メディア教育研究センター研究報告
高田将吾, 齊藤兆古:「非接触給電システム近傍磁界分布のウェーブレット解析」
- [4] 2010 年度 可視化情報学会 第 38 回可視化情報シンポジウム
高田将吾, 齊藤兆古, 堀井清之:「ウェーブレット変換を用いた非接触給電システム近傍磁界分布の可視化」
- [5] 2010 年度 可視化情報学会 可視化情報学会全国講演会 (鹿児島 2010)
高田将吾, 齊藤兆古:「非接触給電システム周辺電磁界分布の可視化と設計への応用」
- [6] 2010 年度 電気学会 マグネティックス研究会
高田将吾, 齊藤兆古:「ウェーブレット変換に拠る非接触給電システム周辺電磁界分布解析」

謝辞

本研究を進めるにあたり，齊藤兆古教授には多くのご指導，ご支援を賜りました．厚く感謝いたします．

また，齊藤兆古研究室の皆様には公私にわたりご助言，ご支援を賜りました．ありがとうございました．

付録

ここでは実際の非接触給電を想定し、一次側と二次側のコアに位置的なズレが生じた場合、コアの移動距離に対する結合係数と電力伝送効率に関して述べる。

実験方法

平面型フェライトコアを用いた一次側コアに対し、二次側コアの位置を平行方向に 5[mm] 間隔でずらした場合の結合係数と電力伝送効率を測定した。具体的には、二次側コアの位置を 0[mm] から 30[mm] まで平行移動させて測定を行った。

実験装置の概略図を図 23(a), (b) に示す。図 23(a) はコア間にズレの無いことを示しており、同 23(b) はコア間が完全にずれた場合を示している。ここでは便宜上、コアに対するズレの割合を「ズレ率」と呼ぶことにする。具体的には、図 23(a) の様にズレの全く無い状態をズレ率 0%，図 23(b) の様にコア間が完全にズレが生じている状態をズレ率 100% とする。コアの移動距離とズレ率の換算値を表 12 に示す。

コア間のギャップを 10mm とし、二次側端子に 1[Ω] の抵抗負荷を接続した。並列共振回路に於ける共振用コンデンサの値は 20.00[μF] としている。

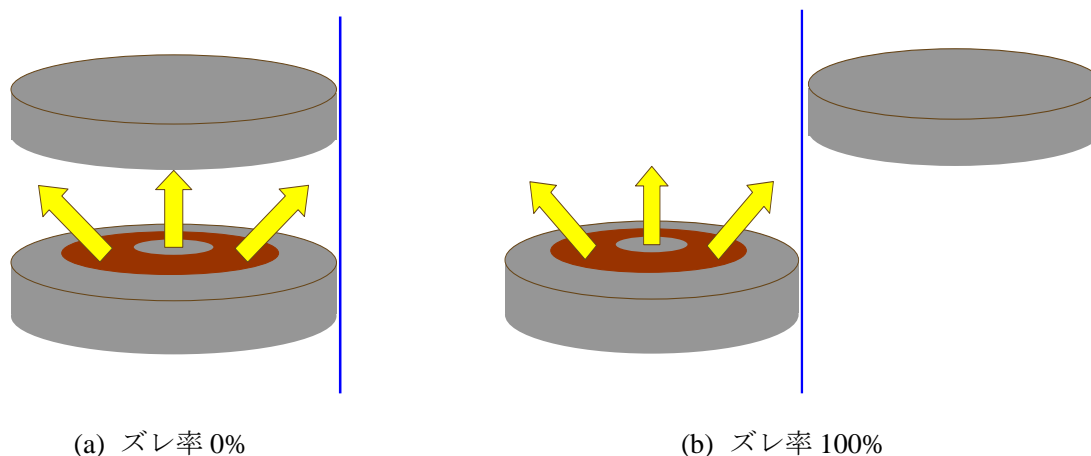


図 23 実験装置概略図

表 12 コアの移動距離とズレ率の換算値

距離 [mm]	0	5	10	15	20	25	30
ズレ率 [%]	0	5	10	14	19	24	29

表 13 にズレ率に対する結合係数, 表 14 にズレ率に対する電力伝送効率を示す. さらに, 表 15 に共振状態でのズレ率に対する電力伝送効率を示す.

表 13-15 の結果から, 二次側コアが一次側コアに対して, 1 割近くズレが生じて, 十分な磁気結合を維持することがわかる. 言い換えれば, 平面型コアを用いることで給電の際にコア同士の位置を完全に合わせる必要性がなくなる. すなわち, 給電作業の効率化という観点でも平面型コアを使った変圧器は有利であると言える.

表 13 ズレ率に対する結合係数 (周波数 30kHz)

ズレ率[%]	0	5	10	14	19	24	29
L_1 [μ H]	138.2	140.4	139.4	139.4	139.1	139.0	138.1
L_2 [μ H]	140.1	139.9	138.2	137.8	137.2	136.9	136.4
L_s [μ H]	483.0	481.6	452.4	421.5	384.4	354.4	319.8
L_o [μ H]	78.9	82.0	104.4	133.2	169.8	202.7	232.3
κ	0.73	0.71	0.63	0.52	0.39	0.28	0.16

表 14 ズレ率に対する非共振時電力変換効率 (周波数 30kHz)

ズレ率[%]	0	5	10	14	19	24	29
入力[W]	1.32	1.32	1.32	1.32	1.32	1.32	1.32
出力[W]	0.29	0.25	0.18	0.09	0.05	0.01	0.006
効率[%]	21.6	19.2	13.7	6.9	3.6	1.1	0.4

表 15 ズレ率に対する共振時電力変換効率 (周波数 30kHz)

ズレ率[%]	0	5	10	14	19	24	29
入力[W]	2.71	2.96	2.58	3.21	5.16	6.73	6.54
出力[W]	1.94	1.86	1.37	0.96	0.58	0.27	0.1
効率[%]	71.7	62.8	53.2	29.8	11.2	4.0	1.6