

博士論文
Doctoral Thesis

高降圧比 DC-DC コンバータの
導通損失低減技術に関する研究

A Study on Reduction of Conduction loss
in High Step-down DC-DC Converter

2021 年 3 月
March 2021

白川 知秀
Shirakawa Tomohide

岡山大学自然科学研究科
Graduate School of Natural Science and Technology,
Okayama University

目次

第 1 章	序論	1
1.1.	本論文の背景	1
1.1.1.	高周波磁気部品の銅損設計の現状	2
1.1.2.	部品の小型化に伴う相対的な配線経路損失の増加	3
1.2.	技術動向と課題抽出	4
1.2.1.	高周波磁気部品の銅損解析技術	4
1.2.2.	大電流用途の整流回路の構成	6
1.3.	研究目的と論文の構成	6
第 2 章	高周波磁気部品に用いられる 並列巻線の電流分配解析のための 磁気随伴エネルギー極値の原理	8
2.1.	緒言	8
2.2.	磁気随伴エネルギー極値の原理	9
2.3.	磁気随伴エネルギー極値の原理に基づく高周波インダクタの 並列巻線の電流分配解析手法の提案	11
2.4.	実証実験	18
2.4.1.	電流分配測定	18
2.4.2.	銅損測定	18
2.5.	結言	22
第 3 章	並列巻線を採用した高周波フォワードトランスのための 磁気随伴エネルギー極値の原理に基づく銅損解析手法	23
3.1.	緒言	23
3.2.	磁気随伴エネルギー極値の原理-トランスへの応用-	23
3.3.	磁気随伴エネルギー極値の原理に基づくフォワードトランス 銅損解析手法の提案	25
3.4.	実証実験	31
3.4.1.	電流分配測定	33
3.4.2.	銅損測定	33
3.5.	結言	33

第 4 章	二次巻線に中点タップ並列巻線を採用した フォワードトランスの巻線層順の最適化	35
4.1.	緒言	35
4.2.	銅損解析手法	35
4.2.1.	Step1:巻線層を流れる電流の導出	37
4.2.2.	Step2 : 銅損の推定	39
4.3.	6つの巻線構造の銅損解析	41
4.4.	シミュレーション	44
4.4.1.	二次巻線の電流波形	45
4.4.2.	銅損	45
4.5.	実証実験	46
4.5.1.	二次巻線の電流波形	48
4.5.2.	温度上昇	48
4.6.	結言	49
第 5 章	並列巻線の電流分配の均一化への磁気随伴エネルギー極値の 原理の応用 -巻線層の巻数割り当ての最適設計-	51
5.1.	緒言	51
5.2.	並列巻線の電流分配の均一化	51
5.3.	実証実験	54
5.3.1.	並列巻線の電流分配	54
5.3.2.	銅損に起因する寄生抵抗	56
5.4.	結言	58
第 6 章	板状ワンターンコイルを採用した 高降圧中点タップ整流方式の銅損低減	60
6.1.	緒言	60
6.2.	巻線の引き出し部の近接効果	61
6.3.	整流素子一体化巻線を使用した整流方式	65
6.3.1.	提案方式の実用上の課題と解決指針	65
6.3.2.	試作機の作成	67
6.4.	実証実験	69

6.4.1.	導通損失の比較	69
6.4.2.	引き出し線の電流	70
6.4.3.	コンバータ効率	71
6.5.	結言	72
第7章	結論	74
謝辞	79
参考文献	80

第1章 序論

1.1. 本論文の背景

5Gの到来やAI技術とクラウド技術の連携などを背景に、近年、データセンタや情報通信設備の消費電力は増加を続けており、省電力・高効率化が求められている。効率改善の取り組みの一つとして、400V級の高圧直流配電システムの導入が世界的に進められている[1][2]。配電システムの高圧化は配線に流れる電流量を減らし、導通損失を低減できる。しかし、情報機器が必要する低電圧と配電システムの高電圧との間には大きな乖離が生まれる。したがって、配電系の400Vから各ラックに使われる数十Vの電圧を生成するため、高い降圧比を持ったDC-DCコンバータが必要となる(図1-1参照)。

また、近年、電気自動車のための電源システムや電気自動車の電池を利用したエネルギーマネジメントに関する研究が活発になっている[3][4]。純粋な電気自動車ではないハイブリッド車なども含めて、自動車の電動化が進めば、エネルギーとして化石燃料だけでなく電気エネルギーも利用可能となる。この電気エネルギーとして太陽光発電や風力発電などの再生可能エネルギーを利用することで、二酸

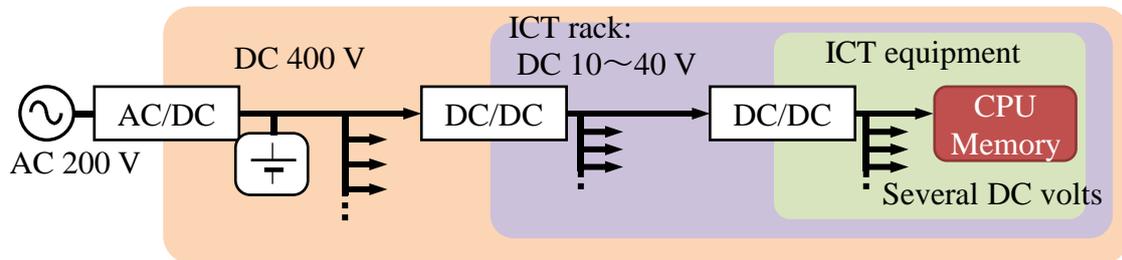


Fig. 1-1. High DC Power Distribution system for ICT facilities.

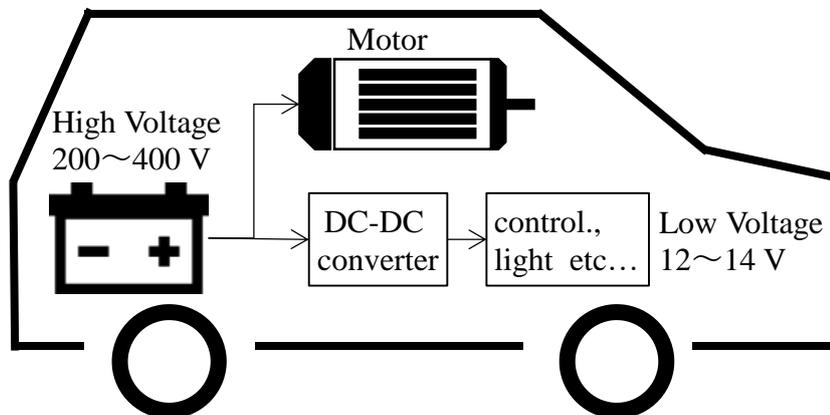


Fig. 1-2. Power flow of an electric vehicle.

化炭素を排出しない環境にやさしい自動車社会の実現が可能となる。このような電気自動車ではモータ用の高電圧と車内電源用の低電圧との間に高降圧比 DC-DC コンバータが利用される (図 1-2 参照)。自動車完全に電動化した将来では、高降圧比 DC-DC コンバータの効率改善によって、社会全体として大きな節電効果が得られることが期待される。また、近年の乗用車では走行性能だけでなく、快適性も求められており、車内空間の広い車両の需要が高まっている。したがって、できる限り小型で高効率な電源回路の実現が求められる。

以上のように高い降圧比を持ったコンバータの需要は大きく、これまでも多くの回路構成が研究されてきた[5]-[12]。高降圧比 DC-DC コンバータの開発において、磁気部品の銅損がしばしば課題となる。高降圧比 DC-DC コンバータでは、一次側に流れる電流は小さくなり、導通損失も少ない。しかし、依然として二次側には 50~100 kHz, 50~100 A 程度の大きな高周波電流が通電される。直流電流は巻線の断面に対し均一に分布するため、巻線の断面積を増やすことで容易に損失を低減することが可能となる。しかし、数十 kHz を超えるような高周波においては、近接効果の影響によって巻線を通る電流に偏りが生まれる(図 1-3 参照)。その結果、十分に断面積の大きな巻線を採用しても、巻線の断面を有効に活用することができず、大きな導通損失を生じてしまう傾向がある。したがって、効果的に電流密度を下げるためには、巻線内の電流分布がどのようなメカニズムで決定されるのかを把握した上で銅損改善に取り組むことが望ましい。

1.1.1. 高周波磁気部品の銅損設計の現状

近接効果は磁気部品の巻線構造に大きな影響を受けることが知られている [13]-[20]。したがって、近接効果の少ない巻線構造を導き出すことができれば銅損を抑制できる可能性がある、このアプローチは、高い降圧比を持ったコンバータ

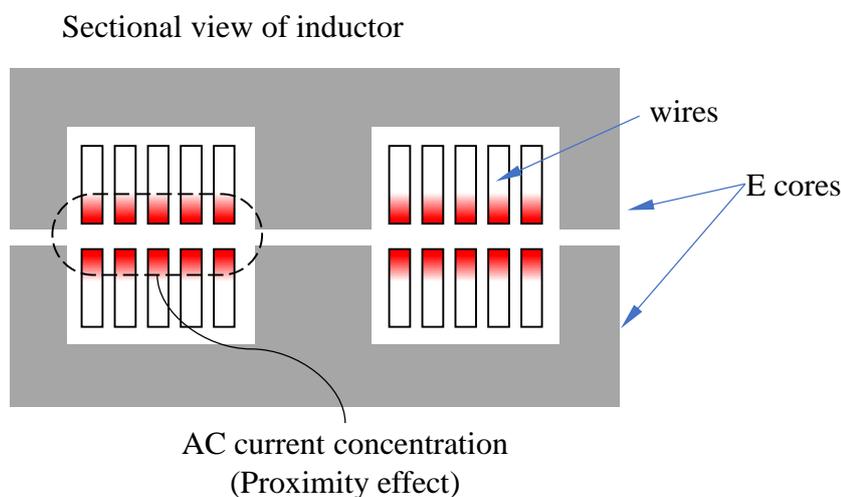


Fig. 1-3. Example of proximity effect in magnetic components.

の二次側に利用される磁気部品の巻線で起こる近接効果の抑制に有効な場合がある。しかし、試作機を作成し、多数の構造について比較し、最適な構造を探索することは金銭・時間コストの観点から現実的ではない。

これに対し、巻線構造から銅損を推定するための解析技術が提案されて来た[18][20][23]-[26]。これらの技術によって、近年は簡便に構造の比較が可能となってきた。しかし、これらの損失解析手法を用いたとしても、多くの構造から最適な構造を総当たりに探し出すためには、繰り返しのシミュレーションが必要となり多くの時間を要する。

実際の産業現場の開発速度ではこれらの解析技術の利用が難しい場合もあり、定格電流・電圧を基に経験やノウハウに頼った設計が行われることも少なくない。その結果、トランスの試作段階で近接効果による想定外の大きな銅損が発生し、巻線の焼損を引き起こす事例も起こり得る。

以上のことからわかるように、効率よく系統的に磁気部品の銅損を設計するために、できうる限り簡便で高速な銅損解析手法が必要とされている。

1.1.2. 部品の小型化に伴う相対的な配線経路損失の増加

高降圧比 DC-DC コンバータでは、降圧比を稼ぐためにしばしば二次側がワンターンのトランスが利用される。また、この二次巻線には占積率の高さや製作の容易性から板状のコイルを用いることが少なくない。

降圧比が極端でない場合、一般に磁気部品の巻線の長さに対し、部品同士を接続する配線経路の長さは短く、配線経路の損失は他の損失と比べ相対的に小さく見える。しかし、図 1-4 に示すように、高降圧コンバータでは配線経路の長さはワンターンの二次巻線の長さと同程度となることも少なくない。その結果、配線経路上の銅損がコンバータ損失の主要因の一つとなりうるほど大きく見える場合もある。一般に、基板面への放熱板の取り付けが容易であることから、この整流回路の配線経路の導通損失による焼損は冷却することで対策される。しかし、この対策は回路よりも大きな体積を持った放熱システムを必要とする事もあり、サイズや効率の観点では本質的な問題の解決には至らない。放熱板も含んだシステム全体の小型化を図るためには整流回路の配線経路における損失の低減も重要な課題の一つとなる。

DC-DC コンバータを構成する電気回路部品は近年飛躍的な進化を見せており、大幅な部品の小型化が進んでいる。その結果、部品単体の損失よりも、部品同士を接続する配線経路における導通損失がさらに大きな課題となる可能性がある。これらのことから、この配線経路を含めた総合的なアプローチでの近接効果に起因する銅損の低減への着手が必要と考えられる。

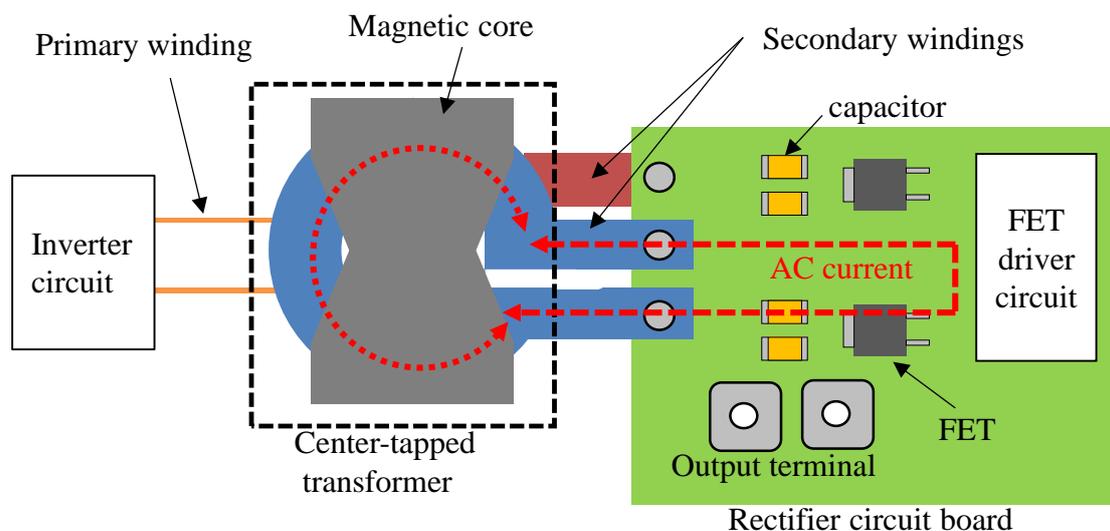


Fig. 1-4. AC current in rectifier circuit with one turn coil for high step-down transformer.

1.2. 技術動向と課題抽出

1.2.1. 高周波磁気部品の銅損解析技術

並列巻線は効果的に巻線の断面積を増やすことができる[19][21]-[25][27][28]. したがって、コンバータの磁気部品の銅損低減のために並列巻線が採用される場合がある[22]-[24][26]. 一方で、並列巻線は交流電流による銅損を必ずしも抑制するとは限らない[19][21]-[25][27][28]. 前述のとおり、並列巻線の電流は、各巻線で起こる電圧降下が同じになるように分配される. ここで電圧降下の交流成分は巻線のインピーダンスと交流電流の積と等しくなる. しかし、一般に並列巻線のインピーダンスは各巻線の断面積が同じでも異なる値をとることが多い. なぜなら、実際のインピーダンスは漏れインダクタンスや巻線間の複雑な磁気結合に強く影響されるからである. このメカニズムは近接効果として広く知られているものに他ならない[18]-[20].

高周波では並列巻線の電流分配がこの近接効果に依存して決まる傾向がある. また、一般にこのような近接効果と巻線の配置には深い関係があることが知られている[13]- [20]. 実際に巻線配置によって銅損が変化した事例はいくつかの文献で紹介されている[18][23][24][26]. つまり、巻線配置は並列巻線を使って銅損を低減させるための重要な設計項目といえる.

前述したように、巻線構造と銅損との関係性を明らかとするための解析技術はこれまでも多く提案されてきた[18][20][23]-[26]. 例えば、[18][20][23][24]にて、数

値解析を利用した手法が報告されている。他にも、集中定数回路モデルを利用した手法が[25][26][28]にて提案されている。確かに、これらの技術は十分な精度で任意の巻線構造の銅損を導き出すことが可能である。しかし、これらの手法は計算やモデリングや解析に膨大な数値計算や実機による計測結果を必要とし、解析時間が損なわれる傾向がある。最適な巻線構造の探索のために、繰り返し解析を実行することを考えると、このような複雑な手順を必要としない単純な解析が必要かもしれない。

一方で、1966年に Dowell によって磁気部品の磁界分布を一次元の単純なモデル（以降、Dowell モデルと記述する）に近似し、トランス巻線の電流分布やトランスが持つインダクタンスを定式化する手法[29]が提案されている。Dowell モデルを利用した銅損解析は、数値計算を含まず、単純で少ない計算のみによって実行される。つまり、実際の磁気部品設計に応用するうえで有効な素早い解析速度を持っているといえる。実際に Dowell モデルを磁気部品の設計に活用した事例が多く報告されている[23][29]-[38]。

この解析モデルを基に 1994 年に Ferreira は磁気部品の銅損を単純な理論式としてまとめることに成功した[31]。この理論式によると十分薄い巻線は近接効果の影響を受けづらく、断面には均一に電流が流れる傾向がある。近年、この知見を基に磁気部品に薄い巻線を採用した事例が実際に報告されている[39][40]。このように、巻線構造の具体的なパラメータと銅損の関係式は、近接効果に対し有効な設計指針の導き出すうえで重要な知見をもたらすこともある。これは、解析結果から有効な巻線構造を導き出すような、逆問題の解決に Dowell モデルが有効であることを示唆している。

しかし、前述した Dowell モデルは巻線層の起磁力を基に構成されるため、解析の前段階ですべての巻線の電流値を必要とする[23]。この要件のため、並列巻線を採用した磁気部品に Dowell モデルを適用することは難しい。高周波において、トランスの並列巻線に流れる電流の分配は、巻線間の複雑な磁気結合や漏れインダクタンスなど、近接効果に関係するパラメータに依存して決まる[18]-[20]。この磁気結合は巻線構造の影響を強く受ける[13]-[20]。したがって、並列巻線を採用した磁気部品に Dowell モデルを適用するためには、その巻線構造における並列巻線の電流分配をあらかじめ特定しておく必要がある。

例えば、[23]は一次元の電磁界数値計算を用いて交流電流を得ることで、Dowell モデルを並列巻線に適用させている。しかし、この方法は数値計算の手順を含むため、巻線構造の具体的なパラメータと銅損の関係を理論式として整理することは難しく、Dowell モデルの強みである解析の容易性も損なわれる。

1.2.2. 大電流用途の整流回路の構成

大電流アプリケーションではトランスの二次側巻線の銅損低減を目的として、一般的に中点タップ整流方式が利用されることが多い[9]-[12]. 中点タップトランスでは、二次巻線が二つに分かれて配置される. これらの巻線に半周期毎に交互に負荷電流が通電されるため、単位巻線あたりの電流量を減らすことができる. また、同様に二つの整流素子にも電流が交互に通電されるため、整流素子による損失も少なくなる傾向を持つ. 加えて、中点タップ巻線に流れる電流は直流成分と交流成分に分かれる. したがって、近接効果の影響を受ける交流成分の実効値はさらに減少する. つまり、中点タップ化は単純な巻線の並列化よりも近接効果による銅損悪化の影響を受けづらい特徴をもつといえる. したがって、二次巻線の中点タップ化と並列化を併用することで、単位巻線あたりの銅損を大幅に抑えた巻線構造を実現できるかもしれない.

また、多くの場合、整流素子には同期整流方式が採用される[41]-[43]. 同期整流方式は、ダイオードをスイッチング素子に置き換え、順方向電流が通電されている間、スイッチング素子をオンにする. これによって、ダイオードの順方向電圧によって生じる導通損失を大幅に低減できる.

配線経路の銅損を減らすために、部品間の距離はできる限り短くなるように配置される. しかし、トランスから整流回路までの配線経路や基板パターン内での近接効果に主要な着眼を置き設計した事例は少なく、未だ改善の余地が残されている. (前述のように、放熱板に頼った実用的な設計が一般的である).

1.3. 研究目的と論文の構成

以上の背景を踏まえて、本研究では以下の二点に着目した高降圧比 DC-DC コンバータで起こる近接効果に起因した導通損失の低減技術の開発を目的とする.

(A)並列巻線を使った磁気部品に適用可能な簡便な銅損解析技術

(B)整流回路の配線経路で起こる近接効果に着目した損失低減手法

(A)では、並列巻線を用いた中点タップトランスの銅損を素早く簡便に解析できる手法を提案する. 提案手法に求められる要件を以下に示す.

(i)モデリングや計算過程が単純で解析に必要な時間が短い (数値計算を利用しない).

(ii)解析結果として、巻線構造と銅損・電流分布の関係を示した理論式を得ることができる.

(i)の要件の達成によって、実用的な製品開発に活用できるような素早い解析速

度の実現が期待される。(ii)の要件の達成によって、並列巻線を採用した磁気部品の構造と銅損の関係性の解明において、理論式を利用した新たな視点を導入することが可能となる。本論文では、実際にこの理論式の応用事例として、トランスの新しい設計手法も提案する。

前述のとおり、高降圧比コンバータのためには、並列化された中点タップ巻線を持ったトランスの銅損を特定できる解析手法が必要となる。本論文では、まず、上記要件を満たすために並列巻線の電流分配解析手法を提案し、その後、一般的なフォワードトランスに適用可能な銅損解析手法を提案する。最後に、提案した銅損解析を中点タップトランスに適用する手順について議論し、実際に低銅損な中点タップトランスの開発を試みる。

(B)では、近接効果による銅損の低減に着目し、新たな整流方式を提案する。通常的设计手順では、先に回路構成を決定し、部品配置や配線パターンを設計する。これに対し、本論文で提案する整流方式の開発においては、先んじて近接効果的に有利な部品配置・配線パターンを検討し、その部品配置を実現するための回路構成を検討することで、導通損失の少ない新たな整流回路の構成を提案した。

本論文は、以下に示す全7章で構成される。

1章では、研究背景と課題について解説し、研究の目的を記す。

2~5章では、並列巻線を用いた磁気部品の電流分配・銅損解析手法とこれを応用した巻線構造の最適化手法について記述する。2章ではインダクタとトランスの並列巻線の電流分配解析のための新しい着眼点を導入する。3章では、2章の電流分配解析とDowellモデルを組み合わせた実用的なトランスの銅損解析技術を提案する。4章では、3章の銅損解析を進歩させ中点タップトランスに適用可能な銅損解析手順を紹介し、中点タップトランス構造の最適化を行う。5章では2章で提案した電流分配の解析結果を応用した、新たな磁気部品の最適化手法を提案する。(提案手法が逆問題の解決に有効であることを検証する。)

6章では、高降圧比DC-DCコンバータの二次側整流回路の配線経路で起こる近接効果に着目し、導通損失の低い整流方式を提案する。

7章では、本論文をまとめ、結論を示す。

第2章 高周波磁気部品に用いられる 並列巻線の電流分配解析のための 磁気随伴エネルギー極値の原理

2.1. 緒言

本章では「(A) 並列巻線を使った磁気部品に適用可能な簡便な銅損解析技術」の実現に向けたファーストステップとして、磁気部品の並列巻線の電流分配解析を簡便にするための、並列巻線の電流分配に関する新たな着眼点を導入する。これによって、<1.3>に示した要件(i)(ii)を達成した、新しい並列巻線の電流分配解析手法を実現する。

インダクタは高周波コンバータの電流平滑のため、さまざまな回路構成において利用されている[44]-[51]。しかし、インダクタを流れる高周波電流は近接効果の影響を受け大きな銅損を発生させる。この銅損低減のために、巻線の断面積を増やす目的で並列巻線が利用される[19][21]-[25][27][28]。しかし、並列巻線を流れる高周波交流電流の分配は、近接効果の影響によって必ずしも均一にはならず、銅損低減に貢献できるとは限らない。したがって、高周波磁気部品設計において、並列巻線の電流分配の均一性は重要な設計項目の一つとなる。

これに対し、磁気部品の電流分配を解析できる手法がこれまで提案されてきた。一般に磁気部品は有限要素法に基づく電磁界シミュレーションによって予測・解析される[18][20][24]。しかし、有限要素法のような数値計算は複雑なベクトル計算を含んだ数値計算によって、解析に長い時間を必要とすることもある。それに加え、実用的な磁気部品の設計では、最適な巻線配置を探すために繰り返し解析を行う必要がある。したがって、電磁界シミュレーションによる巻線構造の最適化は実用的な解析速度を達成でないこともある。言い換えると、より簡単な解析手法が巻線構造の最適化において重要な役割を果たす可能性がある。

実際にFEM解析よりも簡単な手順で解析できる手法もいくつか提案されている[23][25][26][28]。確かに、従来提案されてきた手法は簡単な手順でモデリングが可能である。しかしながら、これらの手法はわずかに複雑な計算手順を必要としている。例えば W. Chen らが提案した手法[23]は一次元磁界解析の数値計算を必要とする。R. Prieto らが提案した手法[26][28]は各巻線のインピーダンスを求めるために部分的に有限要素法による解析や実機による実測結果を必要とする。

一方で、M. Chen らが提案した手法[25]では薄型磁気部品を集中定数回路モデルとして解析することができる。したがって、この手法は回路理論に基づいて電流分配解析が可能であり、磁界解析を必要としない。しかし、これらの集中定数回

路モデルでは各巻線層に一つずつ理想トランスを必要とするため、回路モデルが複雑化する傾向がある。したがって、この手法でも複雑な計算に悩まされ、回路波形のシミュレーションに基づく数値計算が避けられない。

そこで、本章では磁気部品の磁気構造から直線的に電流分配を求めることができ、複雑な電磁界ベクトル計算や膨大な計算量を必要とする数値計算を伴わない簡便な並列巻線の電流分配解析手法を提案する。提案手法は新しい着眼点を導入し、とても簡単な計算に基づく解析を可能とした。その着眼点とは、一定の交流電流が与えられたとき交流磁束に付随する磁気随伴エネルギーが極値をとるように交流電流が分布する[52][53]というものである。以降、この着眼点を磁気随伴エネルギー極値の原理と呼ぶこととする。ただし、この原理は、寄生抵抗が交流電流分配に影響しないほど小さいという近似の下で成立する。高周波においては、抵抗成分よりも漏れインダクタンスや磁気結合が大きくなるため、並列巻線の電流分配はおおむね近接効果によって決まることが報告されている[19][24]-[28]。したがって、この近似は実用上十分受け入れることができる。

2.2. 磁気随伴エネルギー極値の原理

磁気随伴エネルギー極値の原理によると、並列巻線に流れる電流の総量を一定としたとき、交流磁束による磁気随伴エネルギーが極値をとるように並列巻線の交

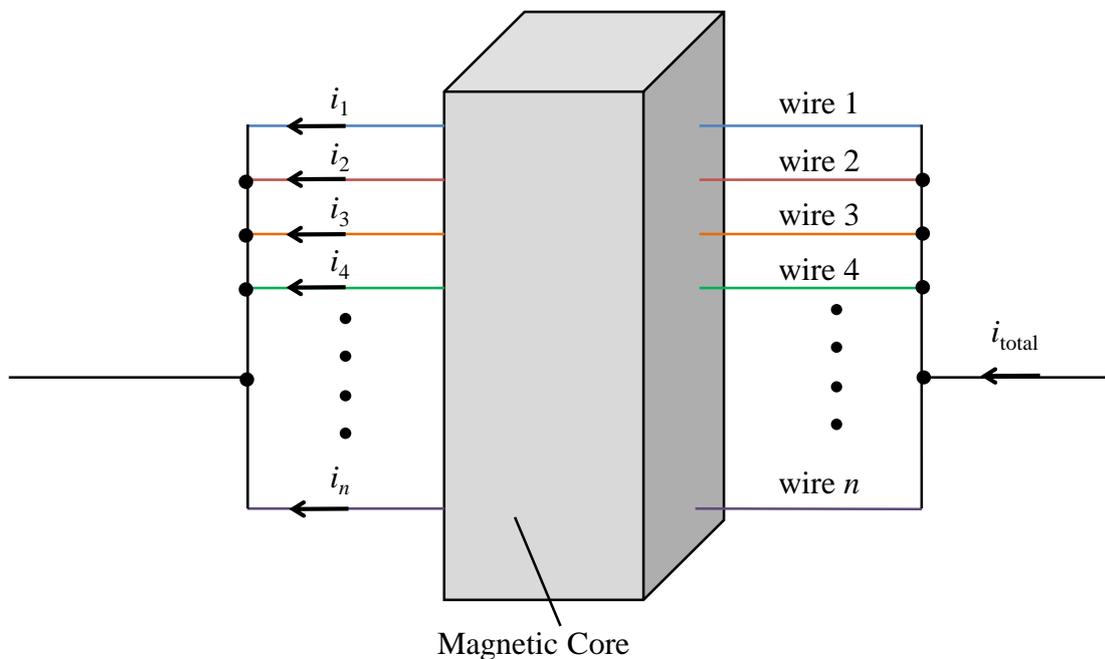


Fig. 2-1. Generalized inductor model with parallel connected wires.

流電流は分配される。この原理では、巻線の寄生抵抗による交流電流の分配に対する影響は無視できるほど小さいと近似している。したがって、高周波磁気部品に関して、電流分配は各巻線の漏れインダクタンスと磁気結合によっておおよそ決まるはずである。

これ以降は、一般化したインダクタを基に磁気随伴エネルギー極値の原理が成り立つことを証明する。ここでは図2-1に示したような n 本の並列巻線を持った高周波インダクタについて考える。巻線 $1, 2, \dots, n$ に流れる電流はそれぞれ i_1, i_2, \dots, i_n とする。ここで電流ベクトル \mathbf{i} を $\mathbf{i}=[i_1, i_2, \dots, i_n]^t$ と定義する。これらの巻線の鎖交磁束はこの \mathbf{i} の関数となる。したがって、これらの鎖交磁束をそれぞれ $\psi_1(\mathbf{i}), \psi_2(\mathbf{i}), \dots, \psi_n(\mathbf{i})$ とする。これに加え、鎖交磁束ベクトル $\boldsymbol{\psi}$ を $\boldsymbol{\psi}=[\psi_1(\mathbf{i}), \psi_2(\mathbf{i}), \dots, \psi_n(\mathbf{i})]^t$ と定義する。

次に、インダクタの総磁気随伴エネルギー E は

$$E(i_1, i_2, \dots) = \int_0^{\mathbf{i}} \boldsymbol{\psi}(\mathbf{i}) \cdot d\mathbf{i} \dots\dots\dots (2-1)$$

と表すことができる。

ここで電流 i_1, i_2, \dots, i_n をそれぞれ直流電流 I_1, I_2, \dots, I_n と交流電流 $i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}$ の合計と考える。また鎖交磁束 $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ もそれぞれ直流鎖交磁束 $\psi_{dc1}, \psi_{dc2}, \dots, \psi_{dcn}$ と交流鎖交磁束 $\psi_{ac1}, \psi_{ac2}, \dots, \psi_{acn}$ の合計と考える。直流電流 I_1, I_2, \dots, I_n は巻線の断面積と長さから単純に予想することができる。したがって、この直流電流 I_1, I_2, \dots, I_n から直流鎖交磁束 $\psi_{dc1}, \psi_{dc2}, \dots, \psi_{dcn}$ も求めることができる。

次に直流電流ベクトル $\mathbf{I}=[I_1, I_2, \dots, I_n]^t$ と交流電流ベクトル $\mathbf{i}_{ac}=[i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}]^t$ をそれぞれ定義する。すると、 $\mathbf{i}=\mathbf{I}+\mathbf{i}_{ac}$ と表せる。また、直流鎖交磁束ベクトル $\boldsymbol{\psi}_{dc}=[\psi_{dc1}, \psi_{dc2}, \dots, \psi_{dcn}]^t$ と交流鎖交磁束ベクトル $\boldsymbol{\psi}_{ac}=[\psi_{ac1}, \psi_{ac2}, \dots, \psi_{acn}]^t$ もそれぞれ定義する。すると $\boldsymbol{\psi}=\boldsymbol{\psi}_{dc}+\boldsymbol{\psi}_{ac}$ と表せる。ここで、再度式(2-1)を書き直すと

$$E(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}) = \int_0^{\mathbf{I}+\mathbf{i}_{ac}} \boldsymbol{\psi} \cdot d\mathbf{i} = \int_0^{\mathbf{I}} \boldsymbol{\psi}_{dc} \cdot d\mathbf{i} + \int_{\mathbf{I}}^{\mathbf{I}+\mathbf{i}_{ac}} \boldsymbol{\psi}_{ac} \cdot d\mathbf{i} = E_{dc}(\mathbf{I}) + \boldsymbol{\psi}_{dc} \cdot \mathbf{i}_{ac} + E_{ac}(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}) \dots\dots\dots (2-2)$$

となる。ここでの E_{dc} は \mathbf{I} の関数、 E_{ac} は \mathbf{i}_{ac} の関数として、

$$E_{dc}(\mathbf{I}) = \int_0^{\mathbf{I}} \boldsymbol{\psi}_{dc} \cdot d\mathbf{i}, \dots\dots\dots (2-3)$$

$$E_{ac}(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}) = \int_{\mathbf{I}}^{\mathbf{I}+\mathbf{i}_{ac}} \boldsymbol{\psi}_{ac} \cdot d\mathbf{i} = \int_{\mathbf{I}}^{\mathbf{I}+\mathbf{i}_{ac}} \boldsymbol{\psi}_{ac}(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}) \cdot d\mathbf{i}_{ac} \dots\dots\dots (2-4)$$

と表現できる。

インダクタに与えられる総合の電流 i_{ac_total} は $i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}$ によって

$$i_{ac_total} = \sum_{k=1}^n i_{ack} \dots\dots\dots (2-5)$$

と表現できる．ここで， k は巻線の通し番号である． $E_{ac}(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac})$ は交流磁束に付随する磁気随伴エネルギーである．そこで，磁気随伴エネルギー極値の原理の証明のためインダクタに一定の電流 i_{ac_total} を与えたときに $E_{ac}(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac})$ が極値をとるような電流の条件を求めてゆく．この解はラグランジュの未定乗数法をつかって求めることができる．まず，

$$E'(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}, \lambda) = E_{ac}(\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}) + \lambda \left(i_{ac_total} - \sum_{k=1}^n i_{ack} \right) \dots\dots\dots (2-6)$$

を定義する．ここでの λ はラグランジュの未定乗数である．次に， E' が極値をとるように \mathbf{i}_{ac} の解を求めゆく．すると，この解の必要条件は

$$\frac{\partial E'}{\partial i_{ac1}} = \frac{\partial E'}{\partial i_{ac2}} = \dots = \frac{\partial E'}{\partial i_{acn}} = \frac{\partial E'}{\partial \lambda} = 0 \dots\dots\dots (2-7)$$

となる．その結果，式(2-5)と以下の関係を導き出すことができる．

$$\Psi_{ac1} = \Psi_{ac2} = \dots = \Psi_{ack} = \lambda \dots\dots\dots (2-8)$$

式(2-8)はすべての巻線の鎖交磁束が同じであることを示している．ここで，ファラデーの法則により，鎖交磁束の時間微分と電圧は等しくなる．つまり，式(2-8)は各並列巻線で起こる電圧降下がすべて等しくなることを示唆している．したがって，磁気随伴エネルギー極値の原理に従い求めた各巻線の電圧降下はキルヒホッフの電圧則に矛盾していないといえる．一方で，式(2-5)はキルヒホッフの電流則と一致している．結論として，キルヒホッフの電圧則・電流則を満たしていることから高周波インダクタにおいて磁気随伴エネルギー極値の原理は妥当性があることを証明することができた．

次に， Ψ_{ac} は $\mathbf{I}, \mathbf{i}_{ac}$ に関する関数となっているため，式(2-5)と式(2-8)から電流 $i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}$ の解を求めることができる．なぜなら， $n+1$ 個の変数（例えば $i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}, \lambda$ ）に対し，式(2-5)と式(2-8)から $n+1$ 個の方程式を得ることができるからである．つまり，これは磁気随伴エネルギー極値の原理を利用すれば，インダクタの磁気随伴エネルギーの総量 E' から，各並列巻線を通る電流 $i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}$ の解を求めることができることを示唆している．

2.3. 磁気随伴エネルギー極値の原理に基づく高周波インダクタの並列巻線の電流分配解析手法の提案

本節では磁気随伴エネルギー極値の原理に基づき高周波インダクタの電流分配

を求める方法を新たに提案する。提案する電流分配解析の手順は大きく二つのステップに分けることができる。

一つ目は、磁気部品の磁気随伴エネルギーの理論式の導出である。この磁気随伴エネルギーの理論式は各巻線を通る電流についての関数として求める必要がある。高周波トランスの磁気随伴エネルギーは、磁気回路を利用することで比較的簡単に導出することができる。磁気回路モデルは磁気構造から直接的に求めることができる。

二つ目は、電流の理論式の導出である。磁気随伴エネルギー極値の原理に従い、磁気部品に一定の電流を与えたときに磁気随伴エネルギーが極値をとるような電流の解を求める。この解はラグランジュの未定乗数法を利用すれば簡単に求めることができる。

これ以降は、図2-2に示したインダクタのモデルを対象に磁気随伴エネルギー極値の原理に基づく電流分配解析の詳細な手順を説明してゆく。議論の簡単化のために、コア材の透磁率は非常に大きいものと仮定する。また、コアの磁気飽和も無視する。すると、磁気随伴エネルギーは磁気エネルギーと等しいとみなし求めることができる。

(a)理論 ここでは、磁気随伴エネルギー極値の原理を基に、磁気回路モデルからインダクタの並列巻線の交流電流の分配を求める。磁気回路モデルでは、起磁力がキルヒホッフの電圧側に従い、磁束がキルヒホッフの電流側に従う。したがって、磁気抵抗を通る磁束を回路理論から簡単に求めることができる。すると、この磁束は電流に関する関数となる。

次に、この磁束の解から交流電流と交流磁束による磁気随伴エネルギーを求める。議論を簡単にするため、ここではコアの磁気飽和は起こらないものとする。したがって、磁気抵抗は磁束の大きさにかかわらず一定と仮定する。この仮定の下では、直流電流 I に関係なく交流磁束 $\psi_{ac1}, \psi_{ac2}, \dots, \psi_{acn}$ は決まるといえる。したがって、交流電流と交流磁束による磁気随伴エネルギーも直流電流と無関係に求めることができる。

総磁気随伴エネルギーは磁気抵抗に付随する磁気随伴エネルギーの総計で求めることができる。例えば磁気抵抗 R に ϕ_{ac} の交流磁束が通っているとすると、この磁気抵抗に付随する磁気随伴エネルギーは $R\phi_{ac}^2/2$ と表現することができる。交流磁束は交流電流の関数となっているため、交流磁束と交流電流による総磁気随伴エネルギーは交流電流の関数として求めることができる。

磁気随伴エネルギー極値の原理によると、インダクタに一定の電流を与えたときにこの総磁気随伴エネルギーが極値をとるように交流電流は分配する。この交流電流の解はラグランジュの未定乗数法を利用すれば簡単に導出することができる。

る。まず、磁気随伴エネルギーに関する

$$E'(i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}, \lambda) = E(i_{ac1}, i_{ac2}, \dots, i_{acn}, \lambda) + \lambda(i_{ac1} + i_{ac2} + \dots + i_{acn} - i_{ac_total}) \quad (2-9)$$

を導入する。次にこの解として並列巻線の電流を以下の条件式

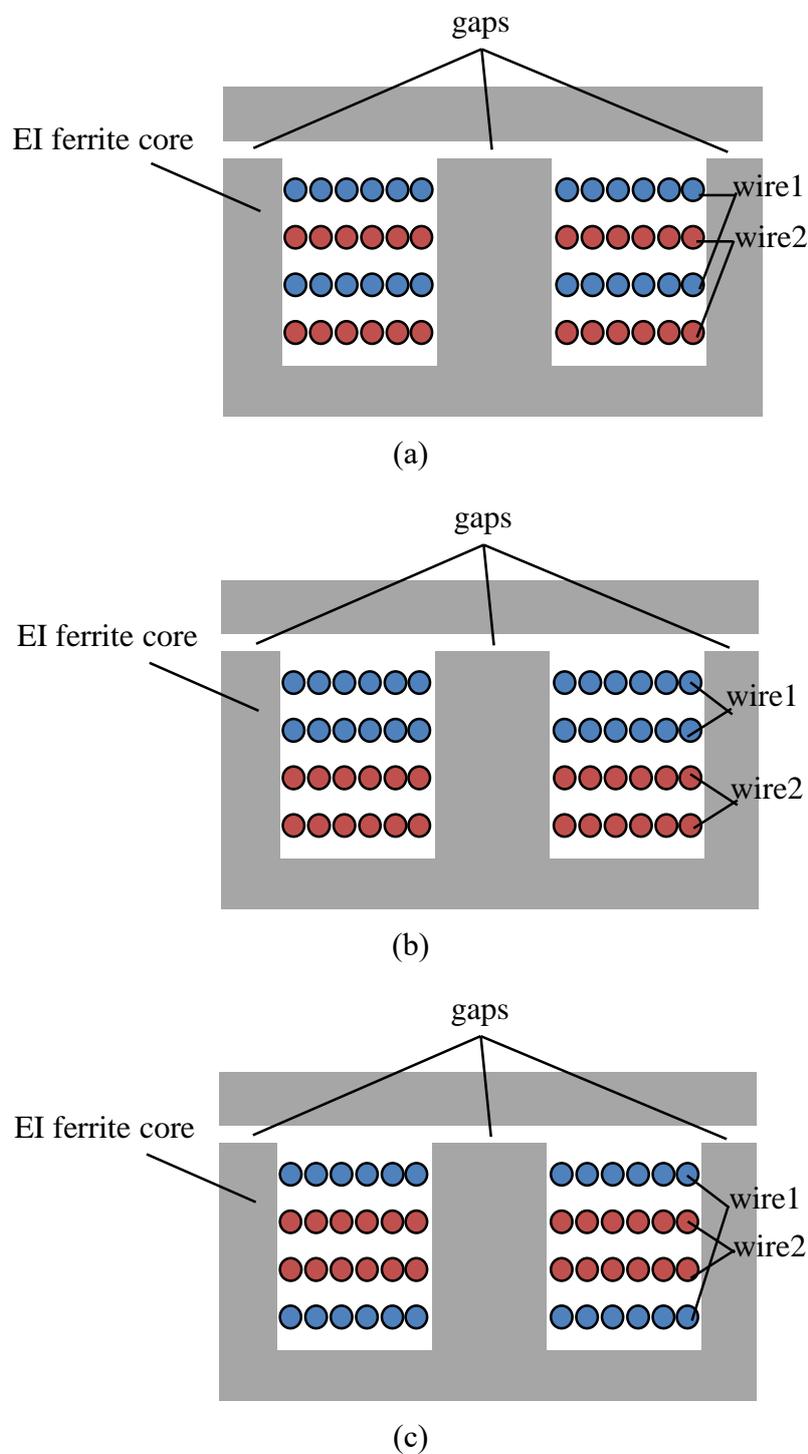
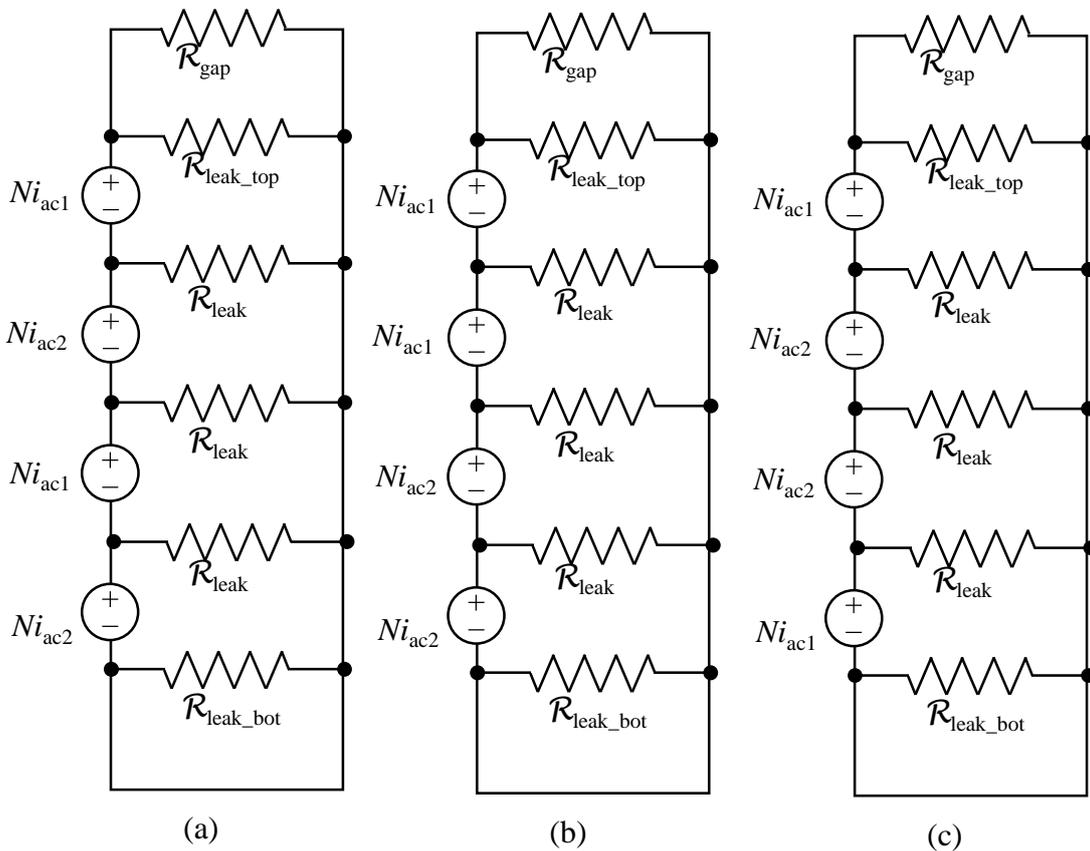


Fig. 2-2. Cross-section views of the inductor of examples.

$$\frac{\partial E'}{\partial i_{ac1}} = \frac{\partial E'}{\partial i_{ac2}} = \dots = \frac{\partial E'}{\partial i_{acn}} = \frac{\partial E'}{\partial \lambda} = 0 \dots\dots\dots (2-10)$$

から導出する。

(b)インダクタ構造の最適化への応用 ここではいくつかの拘束条件を基に並列巻線を用いたインダクタの巻線構造を抽出し、それらの電流分配を比較することで最も銅損が少なくなる構造を導き出す。これらインダクタは四つの層に分けて巻線が巻かれている。また、並列接続された二つの巻線は、二つの層に分けてそれぞれ巻かれている。加えて、各層に巻かれた巻線の巻数はすべて同じとする。以上の条件下でとり得る巻線構造は図 2-2(a), 図 2-2(b), 図 2-2(c)の三つとなる。図 2-2 で示したインダクタの磁気回路を図 2-3 に示す。まず、初めに図 2-3(a)について解析してゆく。図 2-3(a)の総磁気随伴エネルギーは



i_{ac1}, i_{ac2} : current of wires 1 and 2 N : Number of turns per layer
 R_{gap} : Reluctance of the gaps $R_{leak}, R_{leak_top}, R_{leak_bot}$:
 Reluctance of the leakage path between neighboring winding layers
 or between a winding layer and the top or bottom magnetic core

Fig. 2-3. Magnetic circuit models of the inductors of examples.

$$E_{\text{ex}2a} = \frac{(2Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{N^2 i_{\text{ac}2}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} \quad (2-11)$$

と表すことができる。

次にインダクタに一定の交流電流 $i_{\text{ac_total}}$ が与えられた時に磁気随伴エネルギー $E_{\text{ex}2a}$ が極値をとるような電流 $i_{\text{ac}1}$, $i_{\text{ac}2}$ の解を求めてゆく。この解はラグランジュの未定乗数法を用いれば簡単に求めることができる。そこで、

$$E'_{\text{ex}2a} = \frac{(2Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{N^2 i_{\text{ac}2}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \lambda(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2} - i_{\text{ac_total}}) \quad (2-12)$$

を定義する。ここでの λ はラグランジュの未定乗数である。このとき $E'_{\text{ex}2a}$ が極値をとる条件は式(2-10)と同様になるため、以下の式

$$\begin{aligned} \frac{4N^2(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{N^2(2i_{\text{ac}1} + 3i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{leak}}} &= -\lambda, \\ \frac{4N^2(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{N^2(3i_{\text{ac}1} + 6i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{leak}}} &= -\lambda, \quad (2-13) \\ i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2} &= i_{\text{ac_total}} \end{aligned}$$

が得られる。式(2-13)の解より

$$i_{\text{ac}1} = \frac{3}{2}i_{\text{ac_total}}, \quad i_{\text{ac}2} = -\frac{1}{2}i_{\text{ac_total}} \quad (2-14)$$

と求めることができる。

これは巻線2に逆電流(位相が π だけずれた電流)が流れることを示している。したがって、この構造では一本の巻線でインダクタを構成した時よりも交流銅損が悪化することを示している。

次に、図2-3(b)について解析してゆく。図2-3(b)の総磁気随伴エネルギーは

$$E_{\text{ex}2b} = \frac{(2Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{4N^2 i_{\text{ac}2}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{N^2 i_{\text{ac}2}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} \quad (2-15)$$

と表すことができる。

次にインダクタに一定の交流電流 $i_{\text{ac_total}}$ が与えられた時に磁気随伴エネルギー $E_{\text{ex}2b}$ が極値をとるような電流 $i_{\text{ac}1}$, $i_{\text{ac}2}$ の解を求めてゆく。この解はラグランジュ

の未定乗数法を用いれば簡単に求めることができる。そこで

$$E'_{\text{ex}2b} = \frac{(2Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{4N^2i_{\text{ac}2}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{N^2i_{\text{ac}2}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \lambda(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2} - i_{\text{ac_total}}) \quad \dots\dots\dots (2-16)$$

を定義する。ここでの λ はラグランジュの未定乗数である。このとき $E'_{\text{ex}2b}$ が極値をとる条件は式(2-10)と同様になるため、以下の式

$$\frac{4N^2(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{N^2(i_{\text{ac}1} + 2i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{leak}}} = -\lambda, \quad \frac{4N^2(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{N^2(2i_{\text{ac}1} + 9i_{\text{ac}2})}{\mathcal{R}_{\text{leak}}} = -\lambda, \quad \dots\dots\dots (2-17)$$

$$i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2} = i_{\text{ac_total}}$$

が得られる。式(2-17)の解より

$$i_{\text{ac}1} = \frac{7}{6}i_{\text{ac_total}}, \quad i_{\text{ac}2} = -\frac{1}{6}i_{\text{ac_total}} \quad \dots\dots\dots (2-18)$$

と求めることができる。

最後に図 2-3(c)について解析してゆく。図 2-3(c)の総磁気随伴エネルギーは

$$E_{\text{ex}2c} = \frac{(2Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{N^2i_{\text{ac}1}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} \dots\dots (2-19)$$

と表すことができる。

次にインダクタに一定の交流電流 $i_{\text{ac_total}}$ が与えられた時に磁気随伴エネルギー $E_{\text{ex}2c}$ が極値をとるような電流 $i_{\text{ac}1}$, $i_{\text{ac}2}$ の解を求めてゆく。この解はラグランジュの未定乗数法を用いれば簡単に求めることができる。そこで

$$E'_{\text{ex}2c} = \frac{(2Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{gap}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + 2Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{(Ni_{\text{ac}1} + Ni_{\text{ac}2})^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \frac{N^2i_{\text{ac}1}^2}{2\mathcal{R}_{\text{leak}}} + \lambda(i_{\text{ac}1} + i_{\text{ac}2} - i_{\text{ac_total}}) \quad \dots\dots\dots (2-20)$$

を定義する。ここでの λ はラグランジュの未定乗数である。このとき $E'_{\text{ex}2c}$ が極値をとる条件は式(2-10)と同様になるため、以下の式

第2章 高周波磁気部品に用いられる並列巻線の電流分配解析のための
磁気随伴エネルギー極値の原理

$$\frac{4N^2(i_{ac1} + i_{ac2})}{\mathcal{R}_{gap}} + \frac{N^2(3i_{ac1} + 3i_{ac2})}{\mathcal{R}_{leak}} = -\lambda,$$

$$\frac{4N^2(i_{ac1} + i_{ac2})}{\mathcal{R}_{gap}} + \frac{N^2(3i_{ac1} + 5i_{ac2})}{\mathcal{R}_{leak}} = -\lambda, \dots\dots\dots (2-21)$$

$$i_{ac1} + i_{ac2} = i_{ac_total}$$

が得られる。式(2-21)の解より

$$i_{ac1} = i_{ac_total}, \quad i_{ac2} = 0 \dots\dots\dots (2-22)$$

と求めることができる。

この式(2-14)および式(2-18), 式(2-22)より, 図 2-3(b)と図 2-3(c)において巻線 2 を流れる逆電流は図 2-3(a)の比べて大幅に減らすことができているといえる。したがって, 図 2-3(b)と図 2-3(c)は図 2-3(a)よりもよい構造であるといえる。一方で, 図 2-3(c)は逆電流が全く流れていないため, 図 2-3(b)よりも良い構造であるといえる。

Table 2-1 Specifications of the inductors of examples.

Inductance of Fig. 2-4(a)	34.4 μH
Inductance of Fig. 2-4(b)	34.7 μH
Inductance of Fig. 2-4(c)	35.2 μH
Litz wire (wire 1 and wire 2)	Sumitomo Electric Lz 1-FEIW-N φ0.1×57
Number of turns per layer	6 turn
Outer diameter of winding layers	33 mm
Inner diameter of winding layers	20 mm
Height of the space between the winding layers	0.5 mm
Material of the bobbin for the winding	polyethylene
Size of the E core	19×49×17 mm
Size of the I core	9×49.5×14 mm
Magnetic material	TDK PC40
Length of the gaps	1 mm
Gap material	polyethylene

2.4. 実証実験

ここでは提案手法の妥当性の検証実験について記述する。前節で紹介した解析事例と同じ構造の磁気部品を実際に作成し理論と実測を比較した。

図 2-4 には EI コアを用いた実験用のインダクタを示している。これらのインダクタの仕様は表 2-1 に示している。これらのインダクタは二本の並列接続されたリッツ線 ($\phi 0.1 \times 57$) 12 turn が巻かれている。それぞれの巻線は二つの巻線層に六巻ずつ分けて巻かれている。ギャップの長さは 1 mm とした。各巻線層間の距離は 0.5 mm とした。

2.4.1. 電流分配測定

電流分配の解析結果の検証のため並列巻線の電流分配の計測を実施した。この時、並列巻線の総電流が 1.0 Arms となるようにインダクタには 100 kHz の交流電圧を印可した。

図 2-5 に巻線 1 と巻線 2 の交流電流の計測値をフェーザー図にプロットした結果を示す。フェーザー図の基準位相は総電流の位相であり、大きさは実効値を示す。理論によると電流は実軸に状にプロットされる。結果として、交流電流は非常に実軸に近い位相を示した。

次に、並列巻線の電流分配の比率を実験結果と理論で比較する。比較のために、図 2-5 の結果から、電流の実軸成分を抽出する。そのうち、一次巻線と二次巻線の実軸成分の比率を計算し、提案手法による理論値と比較する。図 2-6 にその結果を示す。このグラフでは合計の電流振幅と巻線 2 を流れる電流振幅の比較を示している。比の実験結果は理論予測よりもわずかに大きかったが、巻線の配置に対する比の依存性は両者で一致していた。この理論とのわずかな誤差は、磁気回路モデルに組み込まれていない漏れ磁束の経路によるものだと考えられる。本解析では理論解析の単純化のため、非常に単純化した磁気回路を用いていた。磁気回路の改善により精度の上昇が期待できる。

2.4.2. 銅損測定

提案解析によって、最も銅損が小さい構造を探索できたか確認するため、LCR メータを用いて 100 kHz 時の実験用インダクタの交流抵抗を計測した。交流抵抗は銅損だけでなく鉄損にも依存する。しかし、この結果から銅損の違いを読み取ることができる。なぜなら、鉄損は巻線の配置にほとんど影響を受けず、鉄損の大きさはすべての実験用インダクタでほとんど同じになると予想されるからである。

交流抵抗の計測結果を図 2-7 に示す。図 2-4(a) と他の二つの間には大きな差異があったが、図 2-4 (b) と図 2-5(c) の間には大きな差が生まれなかった。この結果は

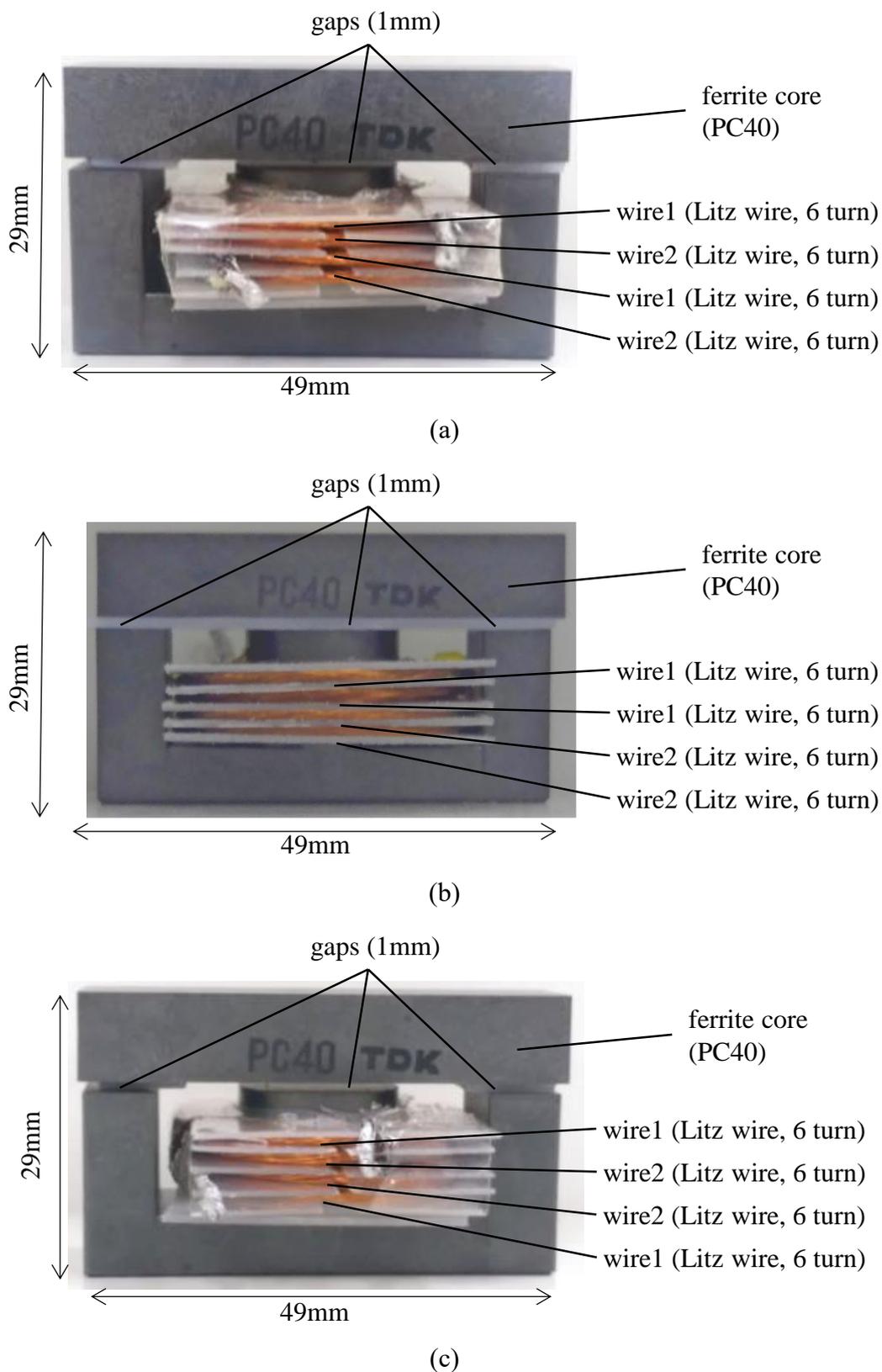
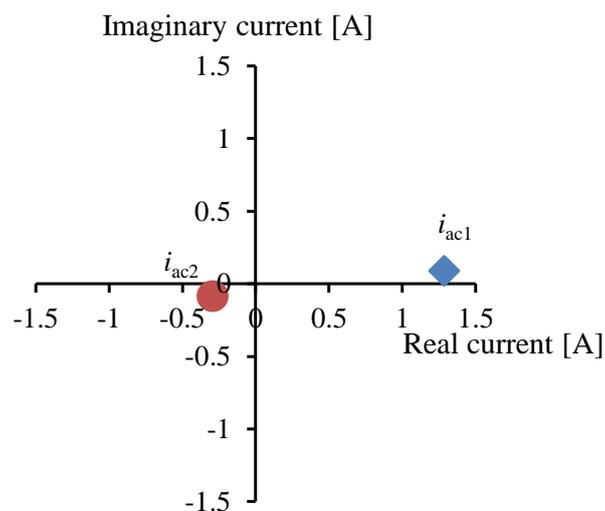
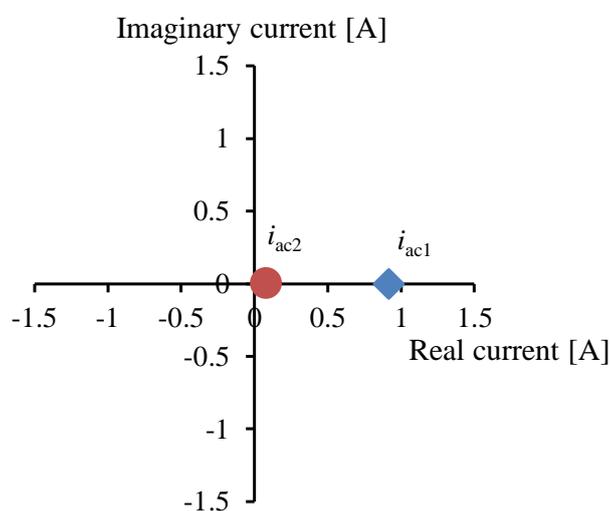


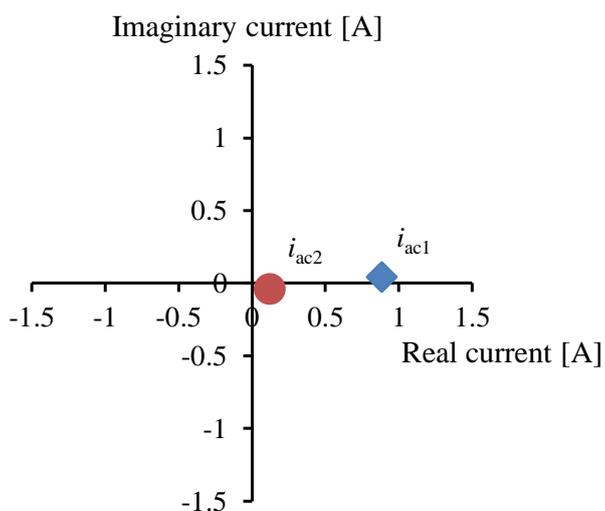
Fig. 2-4. Photographs of the experimental inductors of examples.



(a) AC Current of Fig. 2-4(a)



(b) AC current of Fig. 2-4(b)



(c) AC Current of Fig. 2-4(c)

Fig. 2-5. Experimental results of the AC current in the inductors of examples.
(The AC current was plotted as phasors on the complex plane).

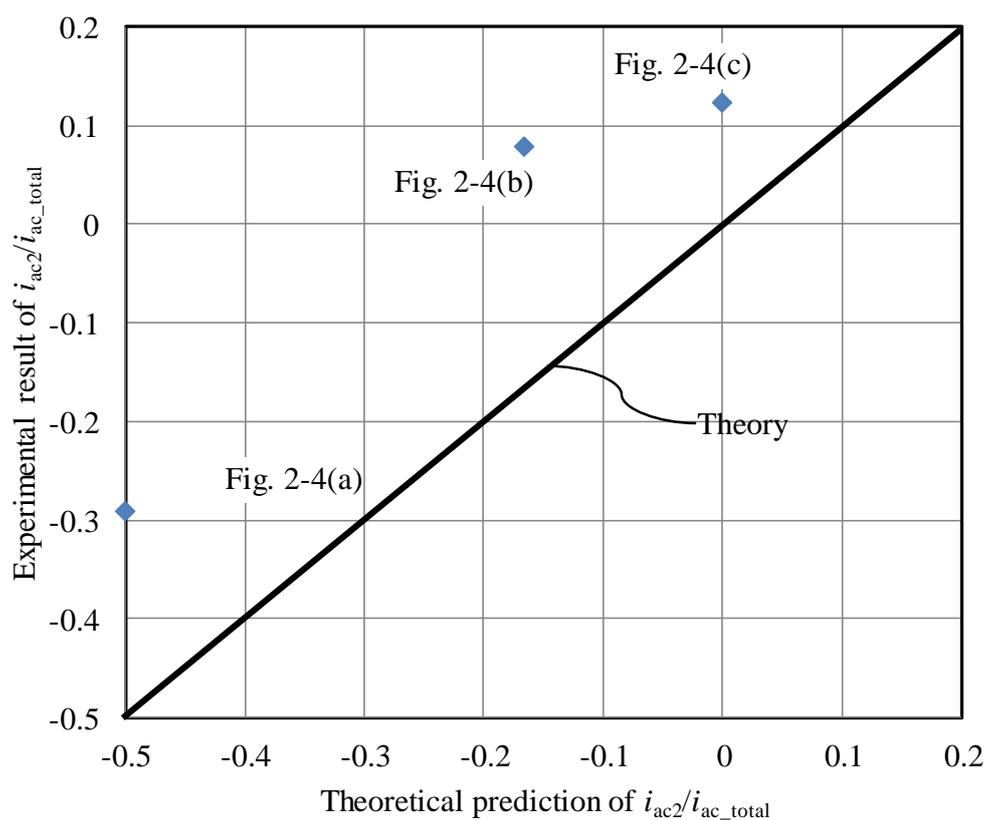


Fig. 2-6. Experimental result and theoretical prediction of the ratio of the real part of the phasor of the AC current in wire 2 (i_{ac2}) to that of the total AC current (i_{ac_total}).

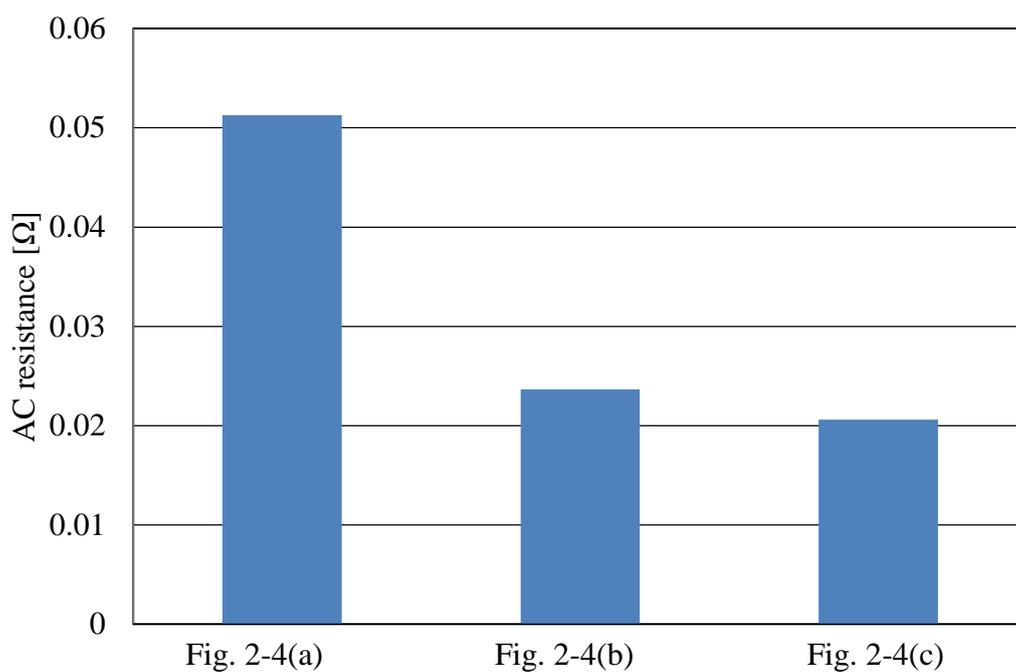


Fig. 2-7. Experimental result of the AC resistance of the inductors of examples.

理論と整合的だった。加えて、理論が予測した最も銅損が少ない構造と実際に最も銅損が少ない構造は一致しており、提案解析が磁気部品の最適化に有用であることが示唆された。

2.5. 結言

並列巻線は磁気部品の銅損を減らすため一般によく用いられる。しかし、高周波では近接効果の影響により電流の集中が起こり、並列巻線を用いてもうまく銅損を低減できないことがある。一方で、巻線の配置と近接効果は深い関係があることが知られている。したがって、巻線の配置を工夫することで効果的に銅損を減らすことができる可能性がある。

並列巻線の電流が均一に分配するような、最適な巻線構造を見つけるためには何度も繰り返し電流分配の解析を行う必要がある。したがって、磁気部品の銅損設計にはできるだけ直接的で簡単な電流分配解析手法が必要とされている。

本章では新たな着眼点、磁気随伴エネルギー極値の原理、に基づいた並列巻線の電流分配解析手法を提案した。提案手法は単純なモデリングとシンプルな計算で構成され、非常に素早い解析時間を実現することができる。提案手法の妥当性は、インダクタを用いた実験によって検証された。その結果、提案手法によって磁気部品の電流分配をおおよそ推定することができることが分かった。提案手法を用いていくつかの構造を比較した結果、もっとも交流抵抗の低い構造を選ぶことができた。結論として、提案手法は磁気部品の巻線構造の最適化への利用が有望な並列巻線の電流分配解析手法といえる。

一方で、本解析では電流分配の特定までは至ったが、実際の銅損設計では、おおよその銅損の大きさの推定が必要不可欠である。したがって、実用的な巻線構造最適化のため、この解析手法を進歩させた銅損解析手法の提案が望まれる。

第3章 並列巻線を採用した高周波フォワードトランスのための磁気随伴エネルギー極値の原理に基づく銅損解析手法

3.1. 緒言

本章では「(A) 並列巻線を使った磁気部品に適用可能な簡便な銅損解析技術」の実現に向けたセカンドステップとして、並列巻線を採用したフォワードトランスのための銅損解析手法を提案する。これによって、<1.3>に示した要件(i)(ii)を達成した、新しいトランスの銅損解析手法を実現する。

1章で議論したように、現実の産業現場では高速で簡便な磁気部品の銅損解析手法が必要とされている。これに対し、簡便な銅損解析モデルとして、Dowell モデルが挙げられる[23][29]-[38]。しかし、並列巻線を採用した磁気部品に対してこの銅損解析モデルを適用するためには、事前に並列巻線の電流分配を特定しておく必要がある[23]。

従来の電流分配解析手法は確かに正確に電流を推定できる[18][20][24]-[26][28]。しかし、数値計算や複雑なモデリング手順によって、Dowell モデルの簡便性をそこなう傾向があった。これに対し、2章で提案した磁気随伴エネルギー極値の原理に元づいた電流分配解析[54]は磁気構造からの単純なモデリングとコンピュータを必要としないシンプルな計算手順で構成されている。そこで本稿では、磁気随伴エネルギー極値の原理と Dowell モデルを組み合わせることで DC-DC コンバータに用いられる高周波フォワードトランスのための簡便な銅損解析手法を提案する。

3.2. 磁気随伴エネルギー極値の原理-トランスへの応用-

前章では、磁気随伴エネルギー極値の原理の高周波インダクタへの適用事例について議論した。本節では、磁気随伴エネルギー極値の原理がトランスにも適用可能であることを証明する。

ここでは n 本の巻線を持った高周波トランスを考える。巻線 $1, 2, \dots, n$ を流れる交流電流はそれぞれ i_1, i_2, \dots, i_n とする。また、巻線 $1, 2, \dots, n$ の交流鎖交磁束は $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ とする。簡単化のために、巻線 $1, 2, \dots, k$ は並列接続された一次巻線とし、巻線 $k+1, k+2, \dots, n$ は並列接続された二次巻線とする。このとき、鎖交磁束 $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ は電流 i_1, i_2, \dots, i_n の関数である。

次に電流ベクトル \mathbf{i} を $\mathbf{i} \equiv [i_1, i_2, \dots, i_n]^T$ と定義する。さらに、鎖交磁束ベクトル $\boldsymbol{\psi}$

を $\Psi \equiv [\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n]^t$ と定義する. このとき, トランスの磁気随伴エネルギー $E(i_1, i_2, \dots)$ は

$$E(i_1, i_2, \dots) = \int_0^i \Psi(\mathbf{i}) \cdot d\mathbf{i} \dots\dots\dots (3-1)$$

と示すことができる. ここでの $\mathbf{0}$ はゼロベクトルである.

次に, トランスの一次巻線に I_p , 二次巻線に I_s を流した時, 磁気随伴エネルギー $E(i_1, i_2, \dots)$ が極値をとるような i_1, i_2, \dots, i_n の解を求めてゆく. この解はラグランジュの未定乗数法を用いれば簡単に求めることができる. そこで, まず関数 E' を

$$E'(i_1, i_2, \dots) = \int_0^i \Psi(\mathbf{i}) \cdot d\mathbf{i} - \lambda_p (i_1 + i_2 + \dots + i_k - I_p) - \lambda_s (i_1 + i_2 + \dots + i_k - I_s) \dots\dots (3-2)$$

と定義する. ここでの λ_p と λ_s はラグランジュの未定乗数である.

ここで E' が極値となるための必要条件は

$$\frac{\partial E'}{\partial i_1} = \frac{\partial E'}{\partial i_2} = \dots = \frac{\partial E'}{\partial i_n} = \frac{\partial E'}{\partial \lambda_p} = \frac{\partial E'}{\partial \lambda_s} = 0 \dots\dots\dots (3-3)$$

である. その結果,

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_2 = \dots = \psi_k = \lambda_p, \\ \psi_{k+1} &= \psi_{k+2} = \dots = \psi_n = \lambda_s, \dots\dots\dots (3-4) \\ i_1 &= i_2 = \dots = i_k = I_p, \\ i_{k+1} &= i_{k+2} = \dots = i_n = I_s \end{aligned}$$

を得ることができる.

式(3-4)のうち上の二つの式は, 並列接続された一次巻線および二次巻線の鎖交磁束がそれぞれ等しくなることを示している. ここで, ファラデーの法則によると鎖交磁束 $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ の時間微分は電圧と等しい. つまり, これらの式は並列接続された一次巻線および二次巻線の電圧降下がそれぞれ等しくなることを示唆している. したがって, 磁気随伴エネルギー極値の原理に従い求めた各巻線の電圧降下はキルヒホッフの電圧則に矛盾していないといえる. 一方で, 式(3-4)のうち下二つの式はキルヒホッフの電流則と一致している. 結論として, キルヒホッフの電圧則・電流則を満たしていることから, 高周波トランスにおける磁気随伴エネルギー極値の原理は妥当性があることを証明することができた.

また, $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ は i_1, i_2, \dots, i_n に関する関数となっているため, 式(4)から電流 i_1, i_2, \dots, i_n の解を求めることができる. なぜなら, $n+2$ 個の変数 (例えば $i_1, i_2, \dots, i_n, \lambda_p, \lambda_s$) に対し, 式(4)から $n+2$ 個の方程式を得ることができるからである. つまり, これは磁気随伴エネルギー極値の原理を利用すれば, トランスの磁気随伴エネルギー

ギーの総量 E から、各並列巻線を通る電流 i_1, i_2, \dots, i_n の解を求めることができることを示唆している。

提案する銅損解析手法では、並列巻線の電流分配を導出するために、磁気随伴エネルギー極値の原理を利用する。次に、すべての巻線の電流を求めたのち、銅損を算定する。

3.3. 磁気随伴エネルギー極値の原理に基づくフォワードトランス銅損解析手法の提案

本節では、理論的な導出手順について詳述する。議論の簡単化のため、以下の仮定を導入する。

1. 表皮深さは巻線の厚みよりも小さい。
 2. 磁気コアの透磁率 μ は空気に比べて十分大きく一定に保たれるものとする。
- 仮定 2 によって、磁気飽和は無視される。さらに、磁気抵抗も無視できるほど

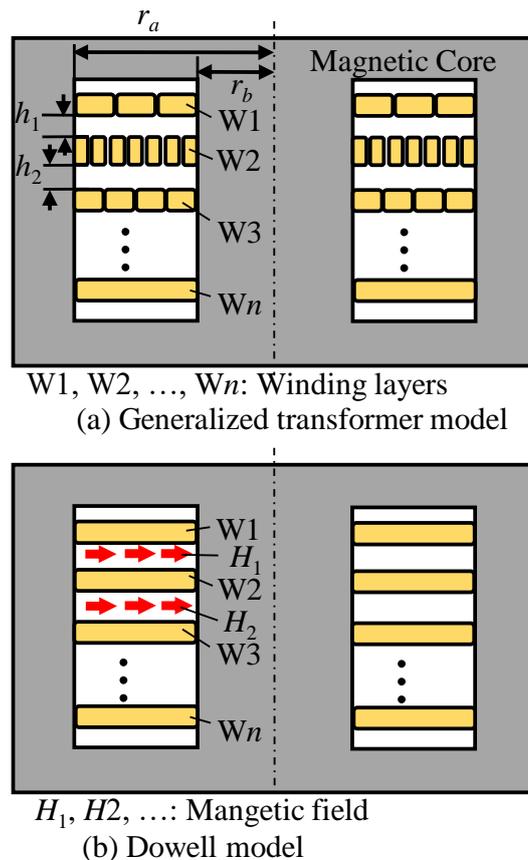


Fig. 3-1. Generalized forward transformer model and its Dowell model.
(Vertical sectional view).

小さい。よって、本解析では磁気随伴エネルギーと磁気エネルギーは同じとして解析する。

ここからは図 3-1 に示した一般化したトランスモデルを基に提案手法について議論する。このモデルは、EE コアに巻かれたいくつもの巻線層を持っている。Dowell モデルに従うと、それぞれの巻線層は図 3-1 に示すように一塊の導体として近似することができる[29]。

(a)理論 1)並列巻線の電流分配の導出：初めにトランスの総磁気随伴エネルギーの理論式を求めてゆく。このトランスの磁気随伴エネルギーはコア内の磁束によるものとコアから漏れた磁束によるものの二つに大別できる。前者は後者に比べ非常に小さいと近似できる。なぜなら、体積当たりの随伴エネルギーは $B^2/2\mu$ と表すことができるからである。ここで B は磁束密度、 μ は透磁率である。コアの透磁率は空気の透磁率に比べて非常に大きい。結論として、トランスの磁気随伴エネルギーの大部分はコアから漏れ出した磁束によるものだといえる。

次に、このコアから漏れ出した磁束による磁気随伴エネルギーを求めてゆく。表皮効果によって、巻線の内部まで磁束は入り込むことができない[55][56]。すると、ほとんどの磁束は巻線外の空間を通るといえる。したがって、トランスの磁気随伴エネルギーのほとんどは巻線の周辺の空間に分布する。

ここから巻線周辺の空間の磁気随伴エネルギー密度を推定してゆく。図 3-2 のように、断面 A-A と断面 B-B に分けて磁気随伴エネルギー密度の分布を考えてゆく。コアは高い透磁率を持っているため、コア内の磁界は非常に小さいといえる。ここで、断面 A-A の中の点線で示した閉曲線に対して、アンペールの法則を適応す

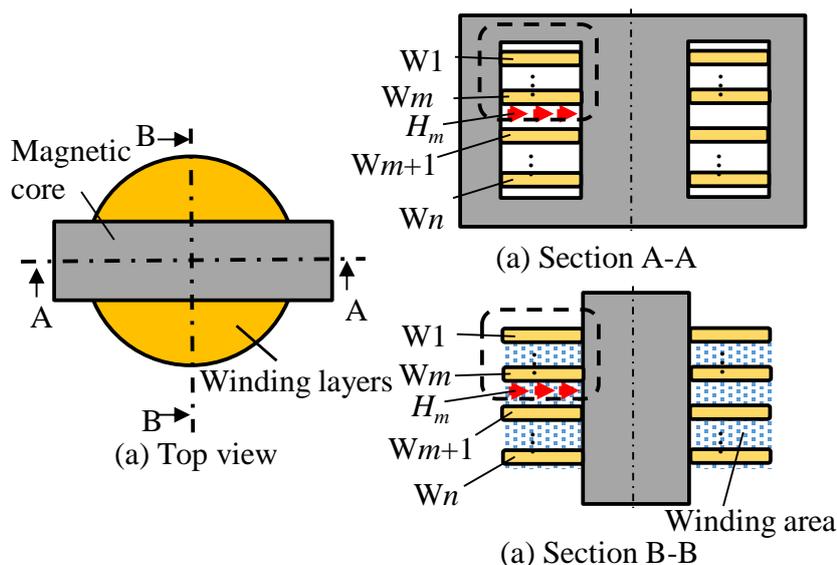


Fig. 3-2. Definition of vertical sections A-A and B-B in the Dowell model of the forward transformer.

ると、巻線層間の磁界強度は

$$H_m = \frac{1}{r_a - r_b} \sum_{j=1}^m N_j i'_j \dots\dots\dots (3-5)$$

と表すことができる。ここで、 r_a と r_b はそれぞれ巻線層の外側と内側の半径を示し、 m は上から数えたときの巻線層の通し番号で、 H_m は巻線レイヤ m と $m+1$ の間の磁界強度、 N_j と i'_j は巻線層 j の巻数と電流である。(ここでの i' は巻線ごとの電流 i とは異なるもので、巻線層ごとの電流を示している)。ここでは、 i'_j が閉曲線を手前側に向けて通過する時、正方向の電流が流れていると考える。また、厳密には、巻線層間を通る漏れ磁束経路の断面積は外側の脚付近で広がってゆく。したがって、磁界の強さは中央の脚付近に比べ外側の脚付近のほうが小さい。しかし、簡単化のためここでは磁界の強さは均一と近似する。

次に、同じように断面 B-B の中の点線で示した閉曲線に対してアンペールの法則を適用する。ここで、巻線より外側の空いている空間の磁界強度は巻線層間の磁界強度より非常に小さくなる。まず、巻線層間の磁束経路の断面積は狭いのに対し、外側の空間の磁束経路の断面積は非常に広い。それに加え、外側の空いているスペースでは、一次巻線による磁束と二次巻線による磁束が打ち消しあっている。したがって、外側の空いている空間の磁界強度は無視できるほどに小さくなるといえる。結果として、ここでは点線で示した閉曲線における磁界の線積分要素は巻線層間の磁界によるものだけと近似できる。つまり、アンペールの法則より、断面 B-B でも巻線層間の磁界強度は式(3-5)のように求めることができる。

ここでの議論を総括すると、トランスの巻線層間の空間ではどの断面においても磁界強度は式(3-5)で与えられ、コア外の磁気随伴エネルギーのほとんどがこの巻線層間の空間に分布する。また、前述のとおりコア内の磁気エネルギーは無視できるほど小さいため、トランスの総磁気随伴エネルギー E_T は

$$E_T = \sum_{m=1}^{n-1} \frac{1}{2} \mu_0 H_m^2 h_m \pi (r_a^2 - r_b^2) = \frac{\pi \mu_0 (r_a^2 - r_b^2)}{2(r_a - r_b)^2} K_T (i'_1, i'_2, \dots) \dots\dots\dots (3-6)$$

と求めることができる。ここでの m は巻線層の通し番号で、 μ_0 は空気の透磁率、 h_m は巻線層 m と $m+1$ の間の長さである。次に関数 K_T を

$$K_T = \sum_{m=1}^{n-1} h_m \left(\sum_{j=1}^m N_j i'_j \right)^2 \dots\dots\dots (3-7)$$

と定義する。

K_T は E_T と比例しているため、磁気随伴エネルギー極値の原理から、 K_T が極値をとるように電流が分配するといえる。つまり、電流 i' は K_T の極値を探すことで特

定することができる。ただし、任意の一次電流総電流 I_p と二次総電流 I_s を与え、一次電流総電流 I_p が各一次巻線を通る電流の総和と等しく、二次総電流 I_s が各二次巻線を通る電流の総和と等しいという条件下で極値を算定する必要がある。これはラグランジュの未定乗数法を利用すれば簡単に実行可能である。

また、仮に I_p と I_s の内どちらかがわからなかったとしても、 K_T は特定可能である。この場合は、高周波トランスでは総起磁力がゼロとなることを利用すればよい。つまり、一次巻線の巻数を N_p 二次巻線の巻数を N_s としたとき、 $N_p I_p = N_s I_s$ といえる。ここで、上式の左辺は一次巻線の総起磁力を示し、右辺は二次巻線の総起磁力を示している。この式により、 I_p か I_s のどちらかがわかれば、一次巻線と二次巻線の巻数からわかっていないもう片方を求めることができる。

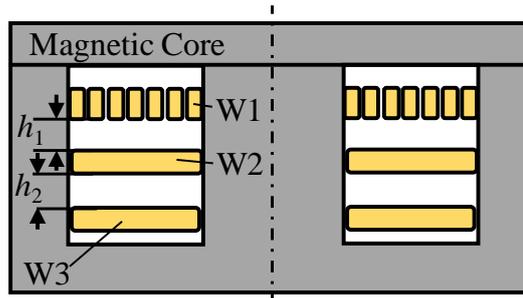
2)銅損の導出：各巻線層の電流 i_1, i_2, \dots が求まったのち、銅損を推定できる。仮定1により、高周波電流は巻線の表面を流れ、単位長さ当たりの電流量は表面の磁界の強さと一致する[57]。Dowell モデルによって各巻線レイヤが一つの導体として近似されていることから、巻線レイヤ m の上部表面を流れる電流 i''_{m-t} と下部表面を流れる電流 i''_{m-b} を定義する。すると、 $i'_m = i''_{m-t} + i''_{m-b}$ となる。巻線レイヤ m の下部表面と巻線レイヤ $m+1$ の上部表面は同じ磁界を共有するため、 $i''_{m-b} = i''_{m+1-t} = H_m \cdot (r_a - r_b)$ が成り立つ。

電磁気学によると、導体の表面の単位面積で発生する銅損は、表面電流が表皮深さ δ 内で均一に流れるときのジュール損失に等しくなる。すると、巻線レイヤ m の下部表面の銅損 p_{m-b} と巻線レイヤ $m+1$ の上部表面の銅損 p_{m+1-t} は一致し、以下のように導出できる。

$$p_{m-b} = p_{m+1-t} = \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{(r_a - r_b)\delta} i''_{m-b} = \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{(r_a - r_b)\delta} H_m^2 (r_a - r_b)^2 \dots\dots\dots (3-8)$$

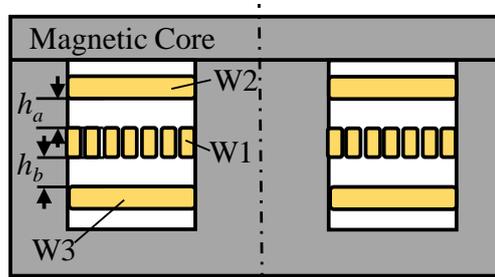
ここで ρ は導体の抵抗率である。式(3-7)より、最下層の巻線レイヤ n の下部表面の磁界は0になる。よって、 $p_{n-b} = 0$ となる。同様に最上層の巻線レイヤ1の磁界もゼロになる。よって、 $p_{1-t} = 0$ となる。

Dowell 近似によって巻線レイヤは一塊の導体と近似されたが、実際の巻線レイヤは異なっている。したがって、実際の巻線レイヤは導体で満たされていない。仮に巻線レイヤ m の横幅に対する導体の占積率を η_m とすると、銅損の式(3-8)は以下のように修正できる。



Primary winding: W1
Secondary winding: W2, W3 (connected in parallel)

Fig. 3-3. Transformer structure of example 1. (Vertical sectional view).



Primary winding: W1
Secondary winding: W2, W3 (connected in parallel)

Fig. 3-4. Transformer structure of example 2. (Vertical sectional view).

$$p_{m_b} = \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{\eta_m(r_a - r_b)\delta} i_{m_b}'' = \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{\eta_m(r_a - r_b)\delta} H_m^2 (r_a - r_b)^2 \dots\dots\dots (3-9)$$

$$p_{m+1_t} = \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{\eta_{m+1}(r_a - r_b)\delta} i_{m+1_t}'' = \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{\eta_{m+1}(r_a - r_b)\delta} H_m^2 (r_a - r_b)^2$$

最後に、式(3-5)より各レイヤの合計の銅損を導出する。(ただし、 $p_{n_b} = p_{1_t} = 0$ である。)

$$P = p_{n_b} + \sum_{m=1}^{n-1} (p_{m_b} + p_{m+1_t}) + p_{1_t}$$

$$= \frac{\rho\pi(r_a + r_b)}{\delta(r_a - r_b)} \sum_{m=1}^{n-1} \left\{ \left(\frac{1}{\eta_m} + \frac{1}{\eta_{m+1}} \right) \left(\sum_{j=1}^m N_j i_j' \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (3-10)$$

(b)解析事例1 ここでは図 3-3 に示すような簡単な構造のトランスの並列巻線の電流分配解析事例を紹介する。このトランスではEIコアと三つの巻線層で構成される。巻線層は、 N ターンの一次巻線の巻線層 (W1) と二つの1ターンの二次巻線の巻線層 (W2 と W3) がある。これらの二次巻線は並列接続されているとする。ここで W2 の電流を i_2 、W3 の電流を i_3 、W1 と W2 の間の高さを h_1 、W2 と

W3 の間の高さを h_2 とする．次に，式(3-7)により K_T を導出する．

$$K_T = h_1 N^2 I_p^2 + h_2 (NI_p - i_2')^2 \dots\dots\dots(3-11)$$

すると， $i_2' = NI_p$ のとき， K_T が極値をとることは明らかである．ここで，二次巻線の総電流 I_s は NI_p であるため， $i_3' = 0$ となるように分配する．つまり，この構造では，片方の巻線にすべての電流が集中して流れるため，並列巻線を用いても交

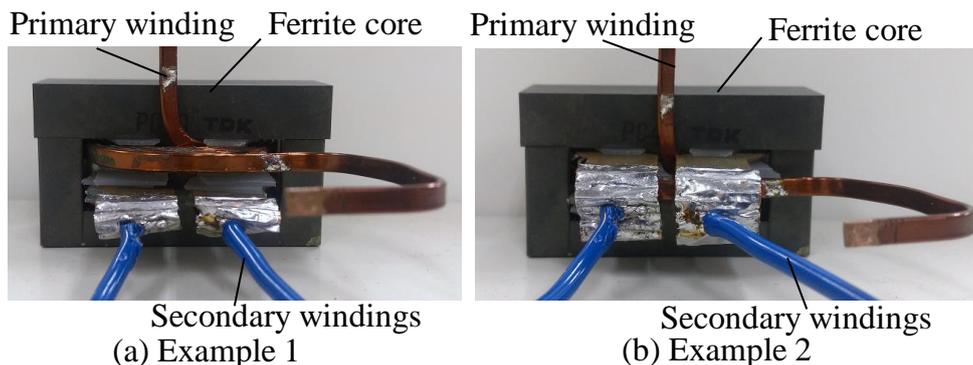


Fig. 3-5. Photographs of the experimental transformers for examples 1 and 2.

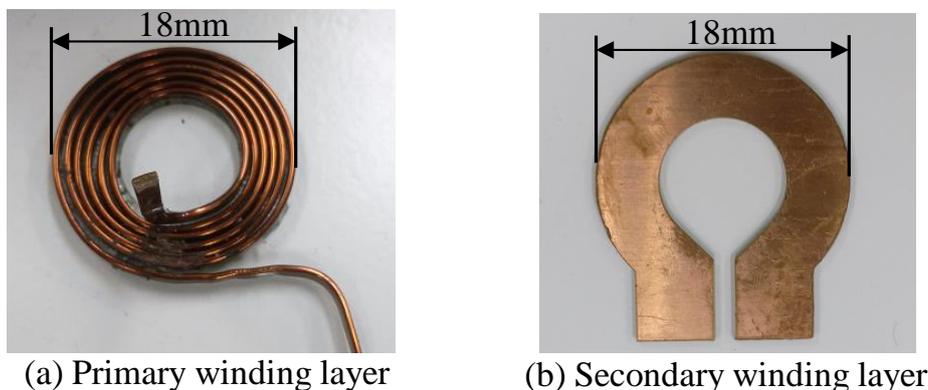


Fig. 3-6. Photographs of the primary and secondary winding layers.

Table 3-1 Specifications of experimental transformer.

Parameter		Value
Outer diameter of winding layers	r_a	18 mm
Inner diameter of winding layers	r_b	9.0 mm
Number of turns (primary winding)	N	6 turn
Thickness of primary winding		3.0 mm
Thickness of secondary winding		0.5 mm
Porosity factor of primary winding	η_1	63%
Porosity factor of secondary winding		100%

流銅損は低減しないといえる。

最後に、合計の銅損 P_1 は、

$$P_1 = \frac{\rho\pi(r_a+r_b)}{\delta(r_a-r_b)} \left(\frac{1}{\eta_1} + 1 \right) (NI_p)^2 \dots\dots\dots (3-12)$$

と導出できる。 η_1 は W1 の占積率であり、 W2 と W3 の占積率は 1 とする。

(c)解析事例 2 次に図 3-4 に示すような簡単な構造のトランスの並列巻線の電流分配解析事例を紹介する。このトランスでも EI コアと三つの巻線層 W1, W2, W3 で構成される。ただし、W2 と W3 は W1 を挟み込むように配置されている。ここで W2 と W1 の間の高さを h_a , W1 と W3 の間の高さを h_b とすると、式(15)により K_T は

$$\begin{aligned} K_T &= h_a i_2'^2 + h_b (NI_p - i_2')^2 \\ &= (h_a + h_b) \left(i_2' - \frac{h_b}{h_a + h_b} NI_p \right)^2 + \frac{h_a h_b}{h_a + h_b} N^2 I_p^2 \dots\dots\dots (3-13) \end{aligned}$$

と求めることができる。

すると、 $i_2' = h_b / (h_a + h_b) NI_p$ のとき、 K_T が極値をとることは明らかである。ここで、二次巻線の総電流 I_s は NI_p であるため、 $i_3' = h_a / (h_a + h_b) NI_p$ となる。つまり、この構造では、巻線層間の距離に依存して電流分配が変化するといえる。特に $h_a = h_b$ の時、電流は W2 と W3 に均一に分配する。

最後に、合計の銅損 P_2 は、

$$P_2 = \frac{\rho\pi(r_a+r_b)}{\delta(r_a-r_b)} \left(\frac{1}{\eta_1} + 1 \right) \frac{h_a^2 + h_b^2}{(h_a + h_b)^2} (NI_p)^2 \dots\dots\dots (3-14)$$

と導出できる。

この結果は、 P_2 は P_1 よりも小さくなることを示唆している。さらに、 $h_a = h_b$ の時、 P_2 は最も小さな値を示し、 P_1 のおおよそ半分の値となる。したがって、図 3-3 の巻線構造に対し、図 3-4 の構造の方が銅損の少ない巻線構造と言える。

3.4. 実証実験

ここでは提案手法の妥当性の検証実験について記述する。前節の解析事例と同じ構造のトランスを実際に作成し、理論と実測を比較した。

図 3-5 に実験用トランスの写真を示し、図 3-6 にその巻線の写真を示す。これら

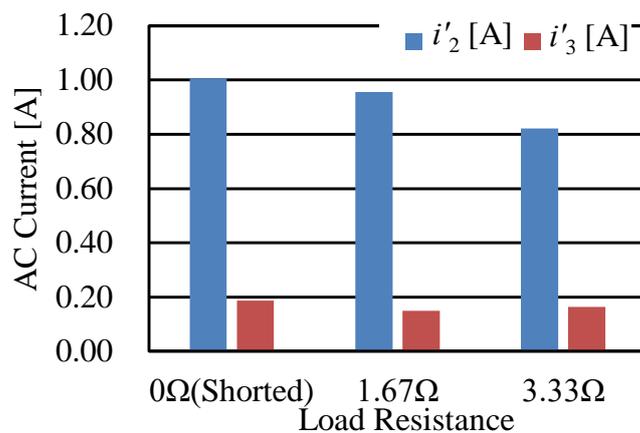


Fig. 3-7. AC current in two secondary winding layers of Example 1.

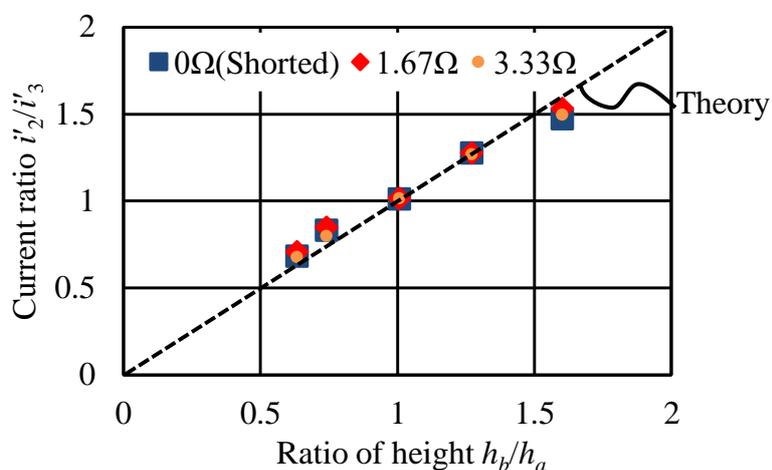


Fig. 3-8. Ratio of AC current in two secondary winding layers of Example 2.

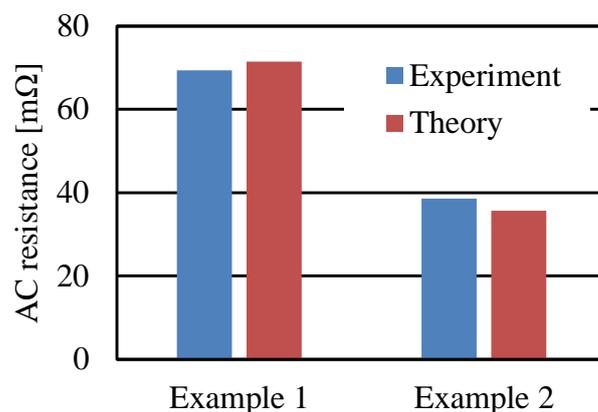


Fig. 3-9. Experimental results and theoretical prediction of the AC resistance of the primary current.

のトランスは EI コアに構成されている。これらのトランスの仕様は表 3-1 に示している。一次巻線は一つの巻線層 (W1) に 6 turn 巻かれている。二次巻線(W2,W3) は二つの巻線層にそれぞれ 1 turn ずつ巻かれ並列接続されている。

3.4.1. 電流分配測定

ここでは提案手法の妥当性検証のために例 1 (図 3-5(a)), 例 2 (図 3-5 (b)) の並列接続された二次巻線で起こる電流分配の計測を実施した。この時, 二次巻線は抵抗 ($0 \Omega, 1.67 \Omega, 3.33 \Omega$) に接続し, 一次巻線には 100 kHz, 200 mA を通電した。この時の巻線の表皮厚さは 0.21 mm と推定されている。

図 3-7 に図 3-5 (a)のトランスの結果を示す。この時, 巻線層間の長さ h_1 と h_2 は両者とも 3.2 mm に設定した。この結果として, 接続された抵抗の大きさに関係なく電流は W2 に集中して流れておいた。この結果は理論と整合的だった。

図 3-8 に図 3-5 (b)のトランスの結果を示す。巻線層間の長さ h_a と h_b を変化させながら電流分配を計測した。その結果, W2 と W3 に流れる電流の比 i_2/i_3 は, 巻線層間の長さの比 h_b/h_a と同じように変化しており, 理論と整合的だった。

3.4.2. 銅損測定

次に提案手法の妥当性検証のため例 1 (図 3-5 (a)), 例 2 (図 3-5 (b)) の銅損も計測した。この時, トランスの二次側ショートし, 一次側に 100 Hz の交流電圧を印可した。この時, 一次側に流れる電流の振幅は 1.0 Arms に設定した。

図 3-9 に例 1 と例 2 の計測結果と理論の比較をそれぞれ示す。巻線層間の距離はすべて 3.2 mm に設定した。この結果は理論と 8%以内の誤差で整合しており, 理論の妥当性を確認することができた。

3.5. 結言

本章では, DC-DC コンバータに用いられる並列巻線を採用したフォワードトランスのための銅損解析手法を提案した。提案手法は電流分配解析についてこれまでの銅損解析にはなかった磁気随伴エネルギー極値の原理という新たな着眼点を導入し, 並列巻線を採用したトランスに対して, 主要な銅損解析モデルの一つである Dowell モデルを適用可能となるよう進歩させた。このアプローチは従来の数値解析などの複雑な計算を必要とせず, 巻線構造の幾何学的パラメータと銅損の関係を直接的な理論式として表現できる。これによって, 並列巻線トランスの巻線構造と銅損の関係を解明するうえで今までになかった新しい視点を導入できたといえる。(従来の FEM では, 電流密度分布などの視覚的な情報を得ることはできるが, 本解析のような理論式に基づく見識を得ることは難しかった)。検証実験と解析結果は整合的であり, 提案手法の妥当性が検証された。

以上の成果により，実用的な高速性と簡易性を持った銅損解析手法が提案されたと結論付ける．しかし，この手法の適用範囲は限定的な部分も残されている．例えば，この手法を中点タップトランスへ直接的に適用することは難しい．しかし，1章にて議論したように，中点タップトランスは高降圧コンバータにおいて一般的な設計で良く採用されている[9]-[12]．したがって，本手法の中点タップトランスへの拡張が必要とされる．

第4章 二次巻線に中点タップ並列巻線を採用した フォワードトランスの巻線層順の最適化

4.1. 緒言

本章では前章で提案した銅損解析手法を中点タップトランスに適用するための手順を解説し、実際に中点タップトランスの巻線層順の最適化を行う。これによって、高降圧コンバータの中点タップ整流方式に対し、有望な巻線構造を導き出すことができる。

高降圧比 DC-DC コンバータでは二次側の大きな銅損を低減するために、しばしば中点タップ整流方式が採用される[9]-[12]。

特に一次巻線と二次巻線との間の巻線層の配置順序は、近接効果に大きな影響を与えることが知られている[13]-[20]。その結果、巻線層の順序がトランスの銅損に影響を与え、コンバータ全体の効率低下を招く場合もある[18][23][24][26]。巻線層順の変更はコストアップにつながることはほとんどないため、巻線層順の最適化は有用な効率改善のアプローチになり得る。

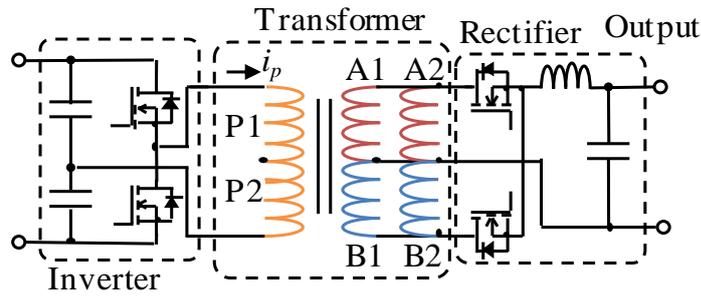
しかし、前述したように、銅損と巻線構造の関係性は複雑である。高降圧コンバータでは二次側の銅損を落とすために、図 4-1 に示すようにしばしば並列巻線を採用する[22]-[24][26]。その結果、巻線構造の選択肢は増加し、より最適化は難しくなる。

そこで、最適な構造の探索方法として、3 章で議論した簡便な銅損解析[58]が有望であるといえる。これらの手法は確かに交流電流が流れるフォワードトランスに有効であることが検証されている。しかし、このアプローチがすべてのフォワードトランスに有効であるかは検証されていない。例えば、中点タップトランスは二次電流に直流成分と交流成分を含むため、従来の解析手順を直接適用することは困難である。

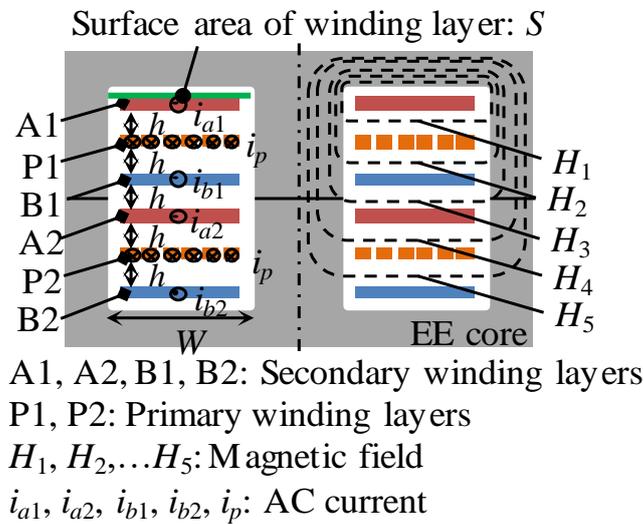
そこで、本章では 3 章の銅損解析アプローチが直流成分と交流成分の両方を含むアプリケーションに実際に適用できるか検討する。検証方法として、実際に 6 つの巻線層配置から最も銅損が少ない構造を分析的に探索する。

4.2. 銅損解析手法

3 章にて議論した銅損解析により並列巻線を採用したトランスの銅損が可能になった。この節では、図 4-1 に示すように、EE コアを用いて構成された中点タップフォワードトランスの例を使用して銅損解析手順を解説する。このトランスは、



(a) Schematics of the forward converter using the transformer



(b) Cross-section view

Fig. 4-1. Secondary-side center-tapped transformer under consideration.

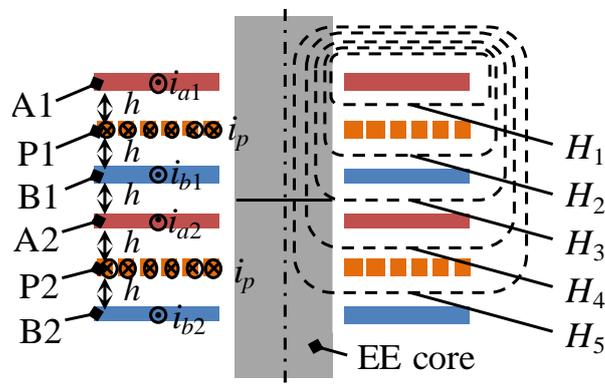


Fig. 4-2. Another cross-section view of the transformer in perpendicular to Fig. 4-1(b).

2つの直列接続された一次巻線の巻線層 P1 と P2、および2つの並列接続された二次巻線層のペア A1, A2 および B1, B2 で構成される。すべての巻線層同士の距離は h になるように配置されている。

解析手順は以下二つのステップで構成される。Step1: 巻線層を流れる電流の導出。Step2: 銅損の推定。仮定1: コアの透磁率は空気よりも十分高く一定。仮定2: 巻線材料の表皮深さは巻線の厚みや巻線層間の距離よりも浅い。また、計算の簡単化のため、一次巻線に通電される電流は正弦波であると仮定する。

4.2.1. Step1:巻線層を流れる電流の導出

磁気随伴エネルギー極値の原理は並列巻線同士の磁気結合に対し、巻線の寄生抵抗の影響が十分無視できるほど小さいという条件下で成立する[54][58]。これに対し、コンバータは十分高いスイッチング周波数で動作しているため、交流電流についてのこの過程を受け入れることができる。一方で、巻線を通る直流成分は、主に巻線抵抗の影響を受ける。その結果、並列接続された巻線層を流れる直流電流成分は、直流抵抗による電圧降下が等しくなるように分配する。一方で、磁気随伴エネルギー極値の原理を用いて導出した巻線 A1, A2, B1 および B2 の電流の解 $i'_{a1}, i'_{a2}, i'_{b1}, i'_{b2}$ は磁気結合によってのみ決められる。したがって、実際に巻線 A1, A2, B1 および B2 に流れる電流 i_{a1}, i_{a2}, i_{b1} および i_{b2} は、磁気随伴エネルギー極値の原理の解の直流成分が直流抵抗によって分配されシフトされたものとなる。並列接続された巻線のペア, A1 : A2 と B1 : B2 について、この直流オフセット成分をそれぞれ I_A, I_B として定義する。すると、各巻線に実際に流れる電流は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} i_{a1} &= i'_{a1} + I_A, & i_{a2} &= i'_{a2} - I_A, \\ i_{b1} &= i'_{b1} + I_B, & i_{b2} &= i'_{b2} - I_B, \end{aligned} \dots\dots\dots (4-1)$$

ただし、一次巻線には交流電流のみが通電されるため、磁気随伴エネルギー極値の原理を利用して求めた結果をそのまま適用できる。

初めに $i'_{a1}, i'_{a2}, i'_{b1}, i'_{b2}$ を導出する。各二次巻線のペアにはそれぞれ整流器が接続されている。前半周期中に A1 と A2 の二次巻線は一次電流に対応した電流を流し、B1 と B2 の巻線は解放される、後半周期中に B1 と B2 の二次巻線は一次電流に対応した電流を流し、A1 と A2 の巻線は解放される。A1 と A2 は B1 と B2 に対してこのような対称性を持ち、加えて構造的な対称性も備えている。したがって、前半周期のみの解析によって、一周期すべての電流を求めるのに十分な結果を得られる。言い換えると、後半周期の $i'_{a1}, i'_{a2}, i'_{b1}, i'_{b2}$ はそれぞれ前半周期の $-i'_{b2}, -i'_{b1}, -i'_{a2}, -i'_{a1}$ と等しくなる。

ここから、磁気随伴エネルギー極値の原理を利用して、前半周期の $i'_{a1}, i'_{a2}, i'_{b1}, i'_{b2}$ を導出する。基本的なモデル化の手順は3章と同様となる。まず、初めに磁気

随伴エネルギーを i'_{a1} , i'_{a2} , i'_{b1} , i'_{b2} の関数としてモデル化する。

3.2.1 節にて詳述したように、コアの透磁率が十分に高く、線形性が確保されている場合、磁気随伴エネルギーは磁気エネルギーと等しくなる。また、磁気エネルギーの大部分は巻線間の空間に分布すると近似することができる。コアの透磁率は低く、コアに内部の磁界はゼロと近似できる。図4-2に示すような、次に、コアに囲まれていない断面について考える。巻線層の周辺の磁界は一次電流の起磁力と二次電流の起磁力が打ち消し合うことで比較小さな値を示す。加えて、巻線層間の隙間に対し、周期の空間は十分に広く、比較的小さな磁束密度を示す。以上から、巻線層の周囲の空間もコアがある場合と同様に、発生する磁界は近似的にゼロとみなすことができる。

以上の近似の下、3.2.1 節と同様に、図4-1に示した点線に沿ってアンペールの法則を適用することで、巻線間の磁界と各巻線層を流れる電流について、以下のような関係を導くことができる。

$$H_k W = \sum_{m=1}^k N_m i_m \dots\dots\dots (4-2)$$

ここで、 k と m は上側から数えた巻線層の通し番号であり、 W はコアの窓の横幅、 H_k は巻線層 k の下部表面に接する空間の磁界、 N_m は巻線層 k の巻線の巻数、 i_m は巻線層 k の巻線を通る電流である。

磁気随伴エネルギーの総和は各巻線層間のスペースのエネルギー密度 $\mu H^2/2$ と体積の積の総和として求めることができる。ここでよって、 μ は透磁率であり、 H は磁界を示している。式(4-2)から、図4-1のトランスの磁気随伴エネルギーの総和は以下のように導出できる。ただし、 S は巻線層の表面の断面積である。

$$\begin{aligned} E = \frac{\mu_0 S h}{2W^2} & \left\{ N_2 i_{a1}'^2 + (N_2 i_{a1}' - N_1 i_p / 2)^2 \right. \\ & + (N_2 i_{a1}' + N_2 i_{b1}' - N_1 i_p / 2)^2 \\ & + (N_2 i_{a1}' + N_2 i_{b1}' + N_2 i_{a2}' - N_1 i_p / 2)^2 \dots\dots\dots (4-3) \\ & + (N_2 i_{a1}' + N_2 i_{b1}' + N_2 i_{a2}')^2 \\ & \left. + (N_2 i_{a1}' + N_2 i_{a2}' + N_2 i_{b1}' + N_2 i_{b2}' - N_1 i_p)^2 \right\} \end{aligned}$$

電流 i'_{a1} , i'_{a2} , i'_{b1} , i'_{b2} は、 E が極値を取るような解として求めることができる。ただし、このトランスの結合度が十分高いと想定されるため、前半周期において $N_1 i_p = N_2 i_{a1}' + N_2 i_{a2}' + N_2 i_{b1}' + N_2 i_{b2}'$, $N_2 i_{b1}' + N_2 i_{b2}' = 0$ が成立しなければならない。この条件の下での解はラグランジュの乗数法をもちいて、簡単に導出することができる。この方法によると、解は次の条件から導き出すことができる。

$$\frac{\partial E'}{\partial i_p} = \frac{\partial E'}{\partial i'_{a1}} = \frac{\partial E'}{\partial i'_{a2}} = \frac{\partial E'}{\partial i'_{b1}} = \frac{\partial E'}{\partial i'_{b2}} = \frac{\partial E'}{\partial \lambda_1} = \frac{\partial E'}{\partial \lambda_2} = 0 \dots\dots\dots (4-4)$$

ただし、 $E' = E + \lambda_1(N_2 i'_{a1} + N_2 i'_{a2} + N_2 i'_{b1} + N_2 i'_{b2} - N_1 i_p) + \lambda_2(N_2 i'_{b1} + N_2 i'_{b2})$ であり、 λ_1 と λ_2 はラグランジュの未定乗数である。

結果として、前半周期の電流 i'_{a1} , i'_{a2} , i'_{b1} , i'_{b2} は、以下のように導出できる。

$$i'_{a1} = \frac{3N_1}{8N_2} i_p, \quad i'_{a2} = \frac{5N_1}{8N_2} i_p, \quad i'_{b1} = -\frac{N_1}{8N_2} i_p, \quad i'_{b2} = \frac{N_1}{8N_2} i_p \dots\dots\dots (4-5)$$

また前述の通り、対称性から後半周期の i'_{a1} , i'_{a2} , i'_{b1} , i'_{b2} はそれぞれ前半周期の $-i'_{b2}$, $-i'_{b1}$, $-i'_{a2}$, $-i'_{a1}$ と等しくなる。したがって、後半周期の電流 i'_{a1} , i'_{a2} , i'_{b1} , i'_{b2} は以下のようになる。

$$i'_{a1} = \frac{N_1}{8N_2} i_p, \quad i'_{a2} = -\frac{N_1}{8N_2} i_p, \quad i'_{b1} = \frac{5N_1}{8N_2} i_p, \quad i'_{b2} = \frac{3N_1}{8N_2} i_p \dots\dots\dots (4-6)$$

次に、二次巻線の直流オフセット電流 I_A と I_B を求めることで、実際に巻線に流れる電流 i_{a1} , i_{a2} , i_{b1} , i_{b2} を決定する。式(4-5)と式(4-6)によると、 i'_{a1} , i'_{a2} の波形は図4-3に示すように求めることができる。直流成分の電流分配は直流抵抗によって決まる。二次巻線の構造はすべて同じであることから、電流の直流成分は A1 と A2 で一致する。このことから、 I_A と I_B は以下のように導出できる。

$$I_A = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{4} \right) \frac{N_1}{N_2} |i_p|, \quad I_B = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{4} \right) \frac{N_1}{N_2} |i_p| \dots\dots\dots (4-7)$$

$i_{a1} = i'_{a1} + I_A$, $i_{a2} = i'_{a2} - I_A$, $i_{b1} = i'_{b1} + I_B$, $i_{b2} = i'_{b2} - I_B$ に対し、式(4-5)-(4-7)の結果を代入すると、図4-3に示すような瞬時電流を導出することができる。

4.2.2. Step2 : 銅損の推定

変圧器の銅損は前節で求めた瞬時電流をもとに導出することができる。巻線の銅損は直流電流と交流電流によって発生する銅損の総和となる。巻線層 m の直流の銅損は $P_{DCm} = R_{DCm} I_{DCm}^2$ となる。 R_{DCm} は各巻線層の直流抵抗であり、以下のように与えられる。

$$R_{DCm} = \frac{\rho N_m^2 l}{d_m W \eta_m} \dots\dots\dots (4-8)$$

ここで ρ は導体の抵抗率であり、 l は巻線レイヤ m の平均の周回距離、 d_m は巻線レイヤ m の厚みであり、 η_m は巻線レイヤ m の占積率を示している

交流の損失は Dowell モデルを利用して算出できる。(3.2.1)で詳述したように、巻線の厚みが表皮厚さよりも分厚い場合、交流電流は巻線の表皮深さの領域に集

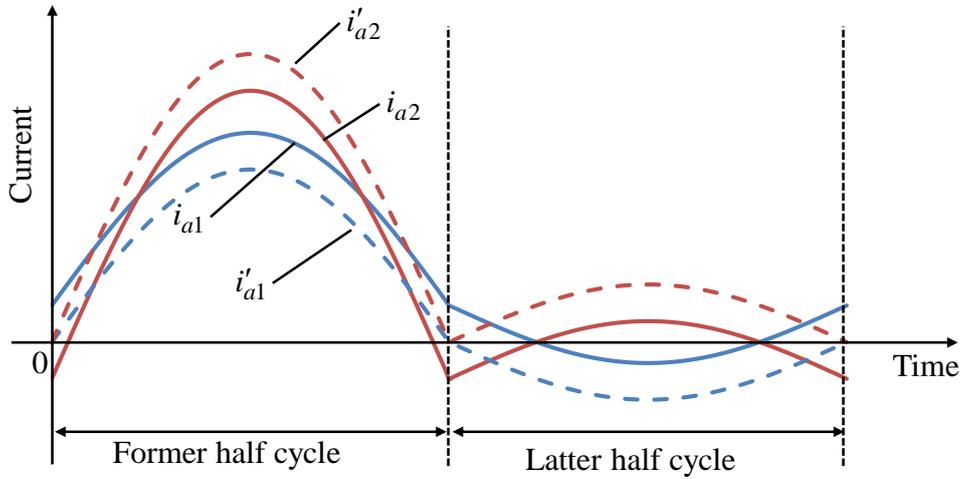


Fig. 4-3. Current waveforms of A1 and A2 calculated according to the extremum co-energy principle.

中して流れると近似できる。また、その電流の単位巻線幅さ当たりの電流密度は表面の交流磁界に等しくなる。二次巻線の交流電流には高周波が含まれるが、便宜上、スイッチング周波数を使って計算した表皮深さの領域に均一に交流電流は流れると近似する。すると、交流銅損は以下のように導出できる。

$$P_{ACm} = \frac{\rho l W}{\delta_{eff_m} \eta_m} (H_{ACm}^2 + H_{ACm-1}^2) \dots\dots\dots (4-9)$$

ここで P_{ACm} は巻線層 m の瞬時銅損であり、 H_{ACm} は巻線層 m の下部の表面の磁界、 δ_{eff_m} は巻線層 m の多孔性を考慮した巻線層 m の等価表皮深さをしめしており、以下のように定義される[59].

$$\delta_{eff_m} = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu} \frac{1}{\eta_m}} \dots\dots\dots (4-10)$$

(ただし、最上部の巻線の上表面と最下部の巻線の下表面はほとんど磁場がないものとみなすことができる)。

H_{ACm} は H_m の AC 成分であり、式(4-2)に基づいて算定できる。以上のことから、スイッチング期間全体にわたっての平均の銅損 P_{loss} は以下のように求められる。

$$\begin{aligned} P_{loss} &= \frac{1}{T} \int_0^T \left(\sum_{m=1}^6 P_{ACm} + \sum_{m=1}^6 P_{DCm} \right) dt \\ &= \frac{\rho l W}{T} \sum_{m=1}^6 \int_0^T \frac{H_{ACm}^2 + H_{ACm-1}^2}{\delta_{eff_m} \eta_m} dt + \frac{\rho l}{WT} \sum_{m=1}^6 \int_0^T \frac{N_m^2 I_{DCm}^2}{d_m \eta_m} dt \dots\dots\dots (4-11) \end{aligned}$$

ここで、 T はスイッチング周期を示している。

直流電流 I_{DCm} と交流磁界 H_{ACm} は、実際に巻線に流れる電流の瞬時値 i_{a1} , i_{a2} , i_{b1} , i_{b2} から算定可能である。また、総銅損は i'_{a1} , i'_{a2} , i'_{b1} , i'_{b2} , I_A , と I_B を使って、式(4-5)-(4-7)を導出することで、算定することができる。結果として、図 4-1 に示すトランス構造の銅損は表 4-1 の(a)として得られる。ここで I_{prms} は一次電流の実効値を示している。括弧内の最初の二つの項は交流銅損を示し、第三項は直流銅損を示している。

4.3. 6つの巻線構造の銅損解析

本節では、前節で解説した銅損解析手法を用いて最適な巻線層順を導き出す。図 4-1 のトランス構造には、2つの一次巻線層と4つの二次巻線層がある。したがって、二つの二次巻線 A (A1 と A2) と B (B1 と B2) の間に対称性を持たせるとすると、巻線層順は図 4-4 に示すように6パターンに限定される。この六つの構造の銅損の解析結果は表 4-1 に示される。

この結果にトランスの具体的なパラメータを図 4-6 のように指定した場合、各構造の銅損は図 4-5 のようになる。この計算では、一次交流電流は 100 kHz, 5 Arms に設定した。この図からわかるように、図 4-5(a)は、銅損が最小であることを示し、

Table 4-1 Analysis results of copper loss of the transformers in Fig. 4-4.

	P_{total}
(a)	$\left(\frac{0.262}{\delta\sqrt{\eta_1}} + \frac{0.286}{\delta\sqrt{\eta_2}} + \frac{0.203}{d\eta_2} \right) \frac{\rho l}{W} N_1^2 I_{prms}^2$
(b)	$\left(\frac{0.503}{\delta\sqrt{\eta_1}} + \frac{0.537}{\delta\sqrt{\eta_2}} + \frac{0.203}{d\eta_2} \right) \frac{\rho l}{W} N_1^2 I_{prms}^2$
(c)	$\left(\frac{0.500}{\delta\sqrt{\eta_1}} + \frac{0.532}{\delta\sqrt{\eta_2}} + \frac{0.203}{d\eta_2} \right) \frac{\rho l}{W} N_1^2 I_{prms}^2$
(d)	$\left(\frac{0.250}{\delta\sqrt{\eta_1}} + \frac{0.345}{\delta\sqrt{\eta_2}} + \frac{0.203}{d\eta_2} \right) \frac{\rho l}{W} N_1^2 I_{prms}^2$
(e)	$\left(\frac{0.689}{\delta\sqrt{\eta_1}} + \frac{0.595}{\delta\sqrt{\eta_2}} + \frac{0.203}{d\eta_2} \right) \frac{\rho l}{W} N_1^2 I_{prms}^2$
(f)	$\left(\frac{0.500}{\delta\sqrt{\eta_1}} + \frac{0.595}{\delta\sqrt{\eta_2}} + \frac{0.203}{d\eta_2} \right) \frac{\rho l}{W} N_1^2 I_{prms}^2$

* I_{prms} is the effective value of the primary current.

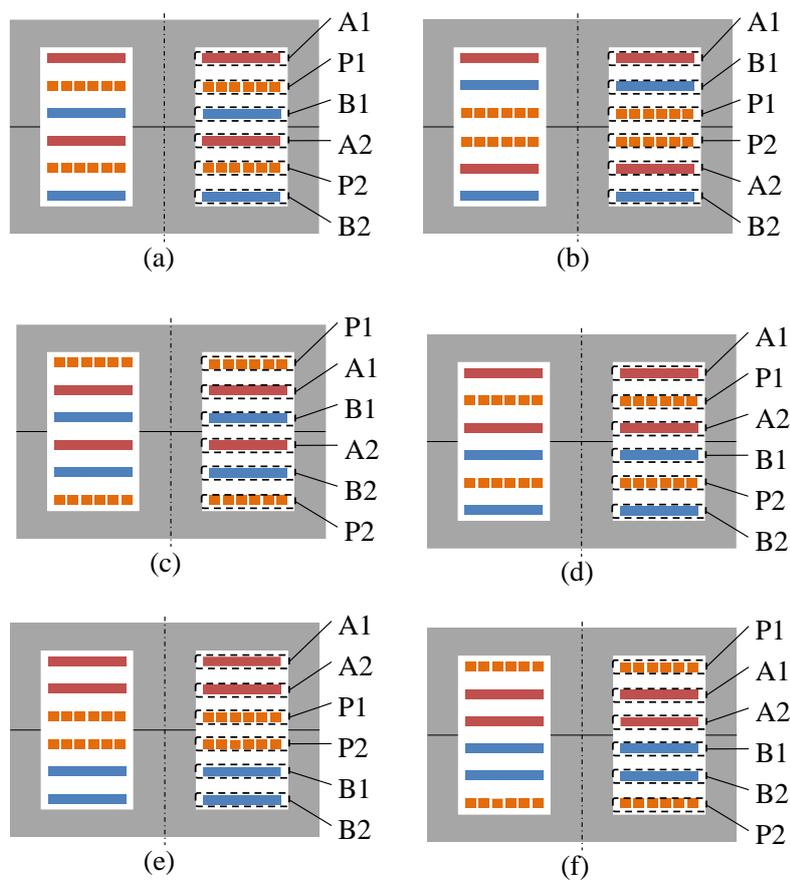


Fig. 4-4. Allocation patterns of the winding layers for the secondary-side center-tapped transformer.

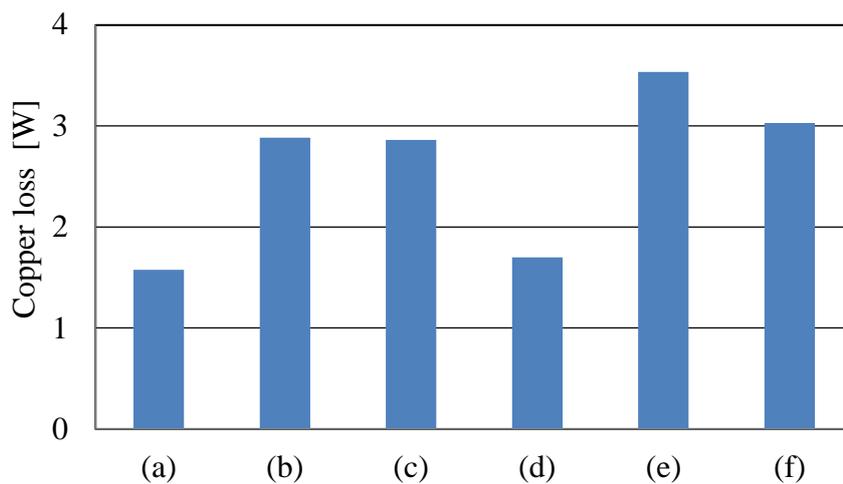


Fig. 4-5. Allocation patterns of the winding layers for the secondary-side center-tapped transformer.

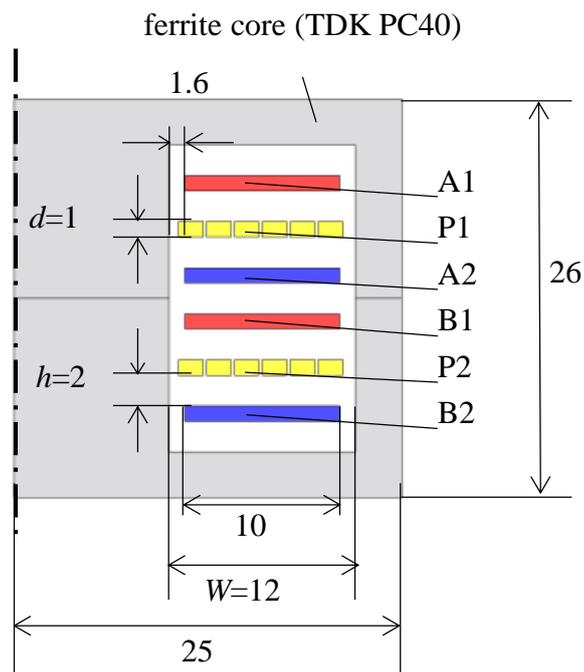


Fig. 4-6. Simulated transformer model. (Fig. 4-4(a)).

Table 4-2 Specifications of Simulation.

Number of turns N	$N_{P1}=N_{P2}=6, N_{A1}=N_{A2}=N_{B1}=N_{B2}=1$
Porosity factor	$\eta_{P1}=\eta_{P2}=0.80, \eta_{A1}=\eta_{A2}=\eta_{B1}=\eta_{B2}=0.83$
Copper resistivity	$P=1.68 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$
Average length per turn l	100 mm
Rectifier	Ideal diode without voltage drop
Primary side power source	Sinusoidal current source

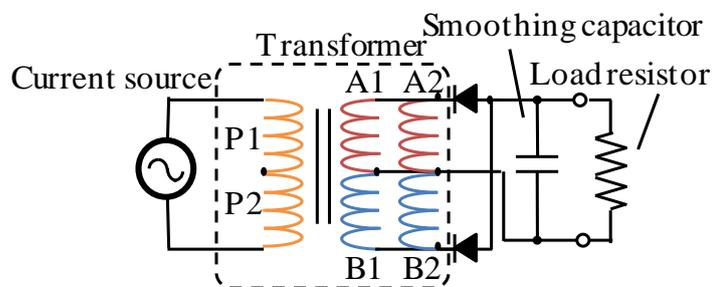


Fig. 4-7. Circuit diagram of the simulation.

図 4-5(e)は最大の銅損を示し、それらの差は 2.24 倍となった。この結果から、巻線層の順序の最適化は重要な設計項目の一つであることが明らかとなった。

4.4. シミュレーション

解析結果の妥当性の検証のため、FEM シミュレーションを行った。シミュレータは JMAG ver. 16.0 (JSOL Corp.)を使用した。解析した6つの構造について、軸対称モデルを生成し、一次交流電流 100 kHz, 5 Arms を与えた。表 4-2 にシミュレーションの詳細を示す。

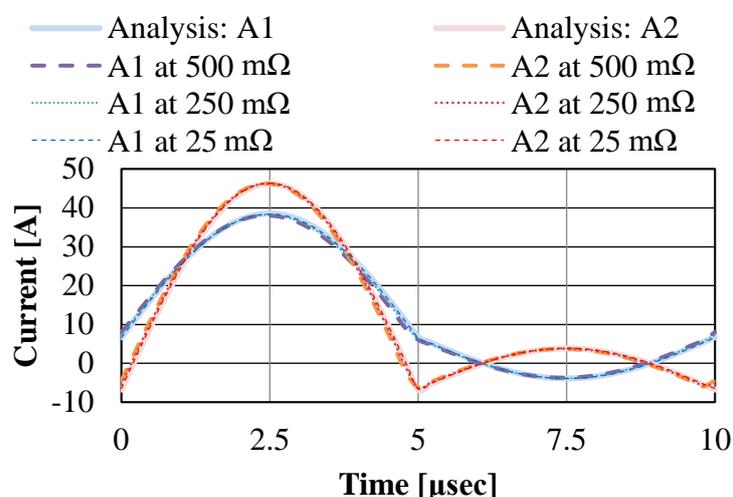


Fig. 4-8. Analysis and simulation results of the current waveforms of winding layers A1 and A2 of Fig. 4-4(a).

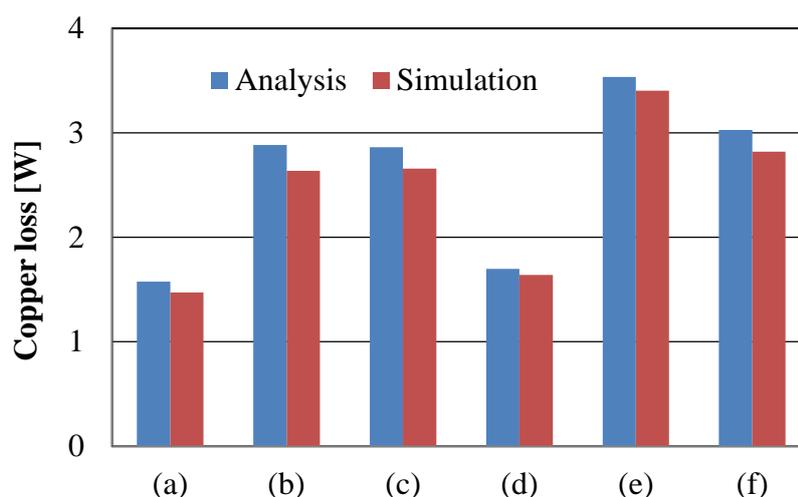


Fig. 4-9. Analysis and simulation results of the copper loss of the transformers of Fig. 4-4.

4.4.1. 二次巻線の電流波形

二次巻線の瞬時電流波形について検証を行った。図 4-7 に示すように、フォワードコンバータを模倣して、整流素子と平滑コンデンサが接続されている。このコンデンサの電圧によって、トランスには方形波電圧が印可される。理論によると、十分に励磁インダクタンスが高い場合、二次電流はこの励磁電圧の影響を受けないと結論付けた。これを検証するため、二次電流波形をいくつかの負荷抵抗を接続して比較した。

図 4-8 は、図 4-4(a)のトランスの巻線層 A1 と A2 の二次電流の解析結果とシミュレーションの結果の比較を示している。この結果からわかるように、解析はシミュレーションと整合的な結果を得ることができた。また、二次電流の波形はほとんど負荷抵抗の影響を受けないことも確認された。

4.4.2. 銅損

次に、図 4-4 の六つのトランス構造の銅損の解析結果とシミュレーションの結果

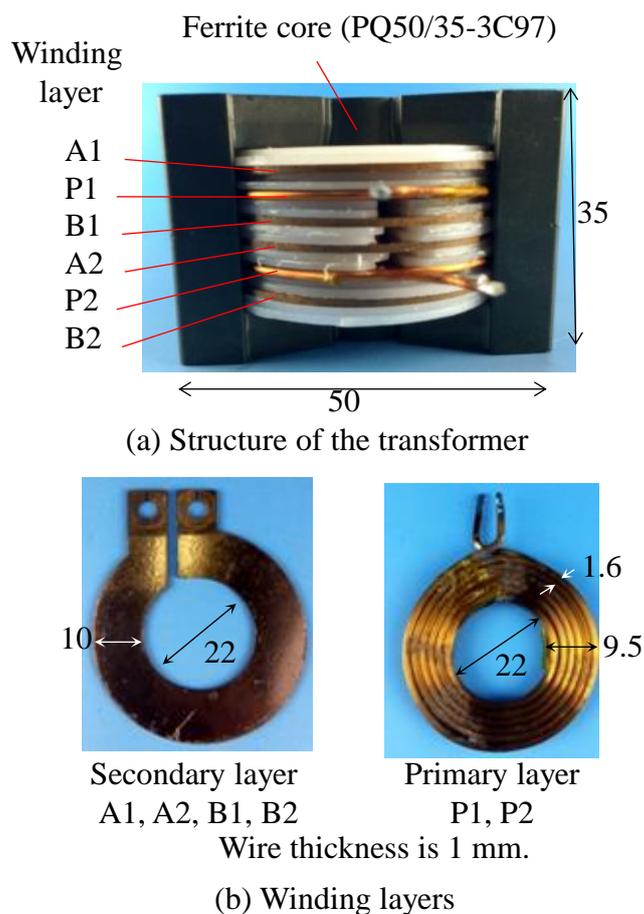


Fig. 4-10. Photographs of the experimental transformer.

の比較を行った。このシミュレーションは前節と同様に負荷抵抗 $0\ \Omega$ とした。

図4-9に結果を示す。シミュレーションと解析結果はよく一致しており、提案解析の妥当性を支持した。

4.5. 実証実験

本節では実証実験の結果について議論する。図4-10に作成したトランスの写真を示す。一次巻線と二次巻線は平角線で構成し、巻線の厚みは $1\ \text{mm}$ とした。

($100\ \text{kHz}$ 時の銅の表皮深さ $0.21\ \text{mm}$ よりも大きい)。これらの巻線は市販のPQコア (Ferroxcube Corp. PQ50 / 35-3C97) に構成された。巻線層間には厚さ $2\ \text{mm}$ のプラスチックシートを挿入し、各層を絶縁した。

このトランスの巻線層の組み合わせを変更することで、6つの巻線構造をそれぞれ作成し、比較を行った。

Table 4-3 Specifications of Experiment.

Semiconductor switches S1–S2	IXYS IXFQ28N60P3
Semiconductor switches S3–S4	Infineon IPB026N06N
Capacitor C1, C2	$88\ \mu\text{F}$
Leakage inductance of Fig. 4-4(a)	$1.8\ \mu\text{H}$
Leakage inductance of Fig. 4-4(b)	$2.9\ \mu\text{H}$
Leakage inductance of Fig. 4-4(c)	$1.8\ \mu\text{H}$
Leakage inductance of Fig. 4-4(d)	$2.4\ \mu\text{H}$
Leakage inductance of Fig. 4-4(e)	$4.8\ \mu\text{H}$
Leakage inductance of Fig. 4-4(f)	$1.9\ \mu\text{H}$

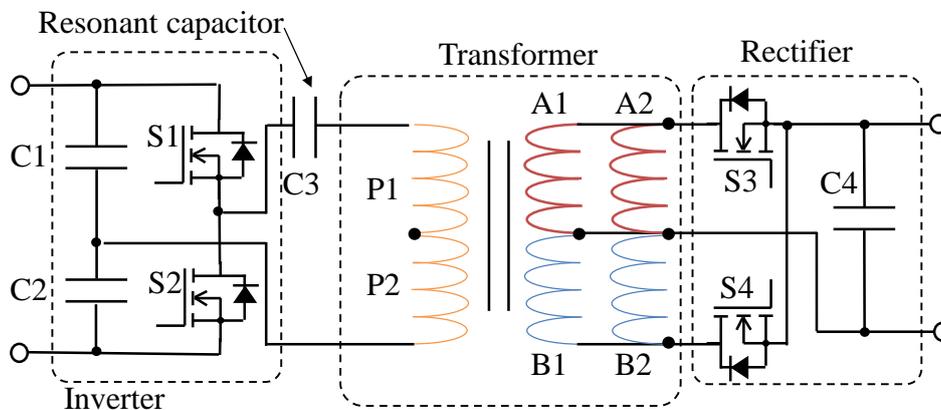


Fig. 4-11. Circuit diagram of the experimental setup.

図 4-11 に示すように，変圧器の二次側には整流器がある．本事件では整流器の出力は短絡され，同期整流方式を利用した．実験装置の仕様を表 4-3 に示す．

一方，変圧器の一次側は共振コンデンサを介してハーフブリッジインバータに接続されていた．このコンデンサとトランスの漏れインダクタンスが共振させ，正弦波状の一次電流を通電トランスに通電した．

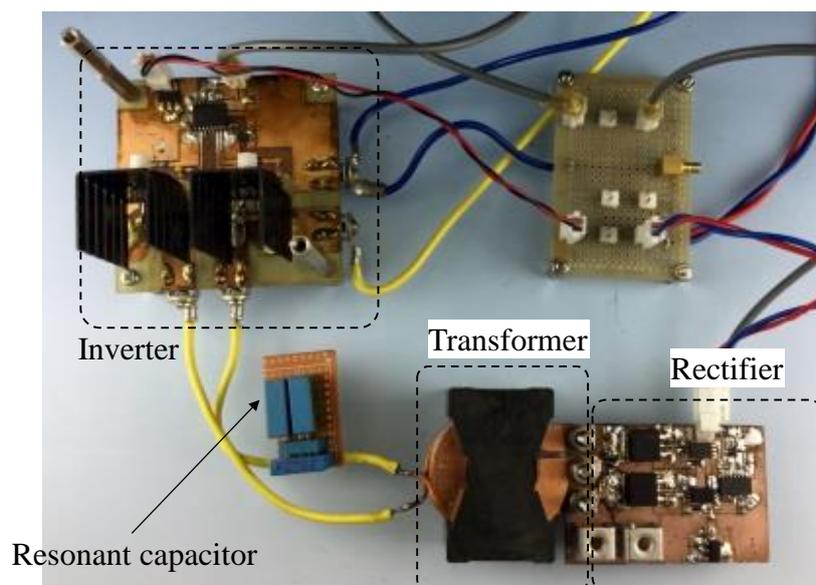


Fig. 4-12. Photograph of experimental setup for evaluation of secondary current.

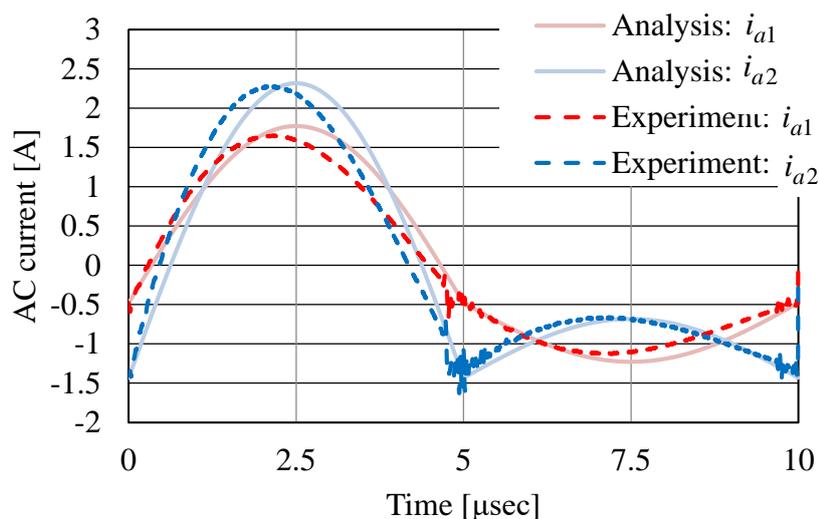


Fig. 4-13. Analysis and experimental results of the current waveforms of winding layers A1 and A2 of Fig. 4-4(a).

4.5.1. 二次巻線の電流波形

ここでは、二次電流波形を評価した。巻線層は互いに近接しており、通常の電流プローブの挿入は難しい。よって、ロゴスキーコイル(IWATSU SS-281)を用いて、AC成分についての評価を行った。

実験用変圧器に 0.5 Apeak, 100 kHz の正弦波一次電流を通電した。図 4-12 に実験装置の写真を示す。二次巻線 A1, A2 の交流電流波形を測定した。計測結果と理論解析結果との比較を図 4-13 に示す。図に見られるように、実験と理論は整合的な結果となった。

4.5.2. 温度上昇

実験装置全体の電力損失は、整流器の損失が多く含まれる。(整流器の出力を短絡しているため鉄損は微小である)。したがって、一次側から見た交流抵抗は銅損を示すものではない。そこで、実験用変圧器を断熱し、巻線の温度上昇を評価し

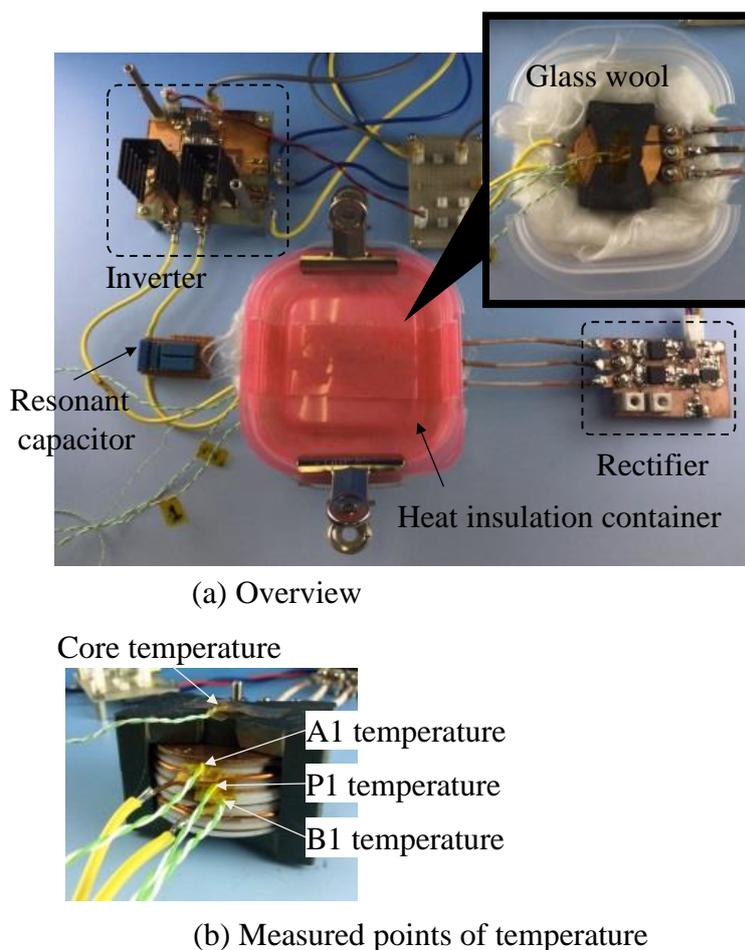


Fig. 4-14. Photographs of experimental setup for measurement of temperature rise speed.

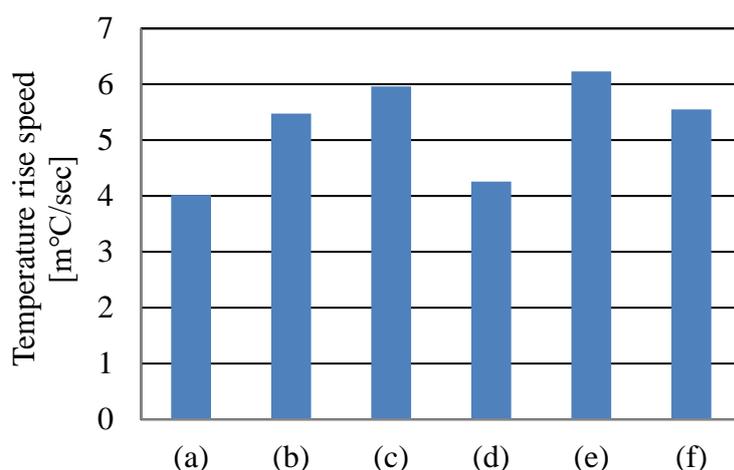


Fig. 4-15. Measured temperature rise speed of three winding layers.

た.

図 4-14 に実験環境の写真を示す. 変圧器はグラスウールに包まれ, プラスチック容器に入られている. また, トランスの二次側と整流回路は比較的長い巻線によって接続されている. したがって, トランスの温度上昇は整流器の損失ではなく, 主にトランスの銅損の影響を受ける.

トランスの一次巻線には 2.0 Arms, 100 kHz の電流を通電した. 上側三層の巻線層の温度をそれぞれ計測し, これらの平均温度上昇 (500-700 sec) を比較した. 図 4-15 に温度上昇の結果を示す. 温度上昇の傾向と, 銅損の解析結果の傾向はおおむね類似しており, 実験結果は解析結果を支持した.

4.6. 結言

二次側中点タップトランスは高降圧コンバータで一般的によく採用される. 本章では, 磁気随伴エネルギー極値の原理と Dowell モデルを組み合わせた銅損解析のアプローチ (3 章の手法) が中点タップトランスにも適用可能であることを検証するために, 二次側が並列の中点タップ巻線の巻線層順の最適化にこの手法の適用を試みた. (3 章の手法手法は交流電流のみが通電されるアプリケーションに有効であることは検証されたが, 中点タップトランスのように直流と交流の両方の電流が通電されるアプリケーションに対しても有効に適用できるのか未解明であった). そこで本章では, 銅損解析を中点タップトランスへ適用するための手順が解説された. また, 提案手法の銅損の最適化への有効性の検証のため提案手法によって 6 つの構造から基も銅損の少ない構造が導き出された.

解析結果はシミュレーションと実験によって検証され, いずれの結果も提案手

法の妥当性を支持した。結論として、磁気随伴エネルギー極値の原理と Dowell モデルによる銅損解析手法は中点タップトランスにも有効であることが分かった。

以上の結果から、高降圧コンバータ用のトランスの巻線構造の最適化に利用できる簡便で高速な銅損解析手法が提案できたといえる。本手法は 1 章で議論した「(A) 並列巻線を使った磁気部品に適用可能な簡便な銅損解析技術」の要件を満たしており、おおむね目的の一つが達成されたといえる。一方で、(4.5.2)温度上昇の実験の項目で議論したように、高降圧比 DC-DC コンバータでは、整流回路における損失も大きな効率悪化の原因の一つとなっている。これに対して、本研究ではトランスのみの損失を評価するため、トランスを熱的に整流回路と分離し、トランスの温度上昇によって損失の評価を実施した。この実験の条件では負荷を短絡しており、印可した電圧は電流と比較して非常に小さい。すると、トランスの鉄損やパワー半導体のスイッチング損失は相対的に導通損失と比べると小さな値を示す。つまり、高降圧コンバータにおいてはトランスの巻線のみならず、整流回路の配線経路における導通損失が大きな効率悪化の原因となっていることが予想される。この課題に対して、本論文では 6 章にて整流回路の配線経路に寄生する銅損の低減に着手している。

第5章 並列巻線の電流分配の均一化への磁気随伴エネルギー極値の原理の応用

-巻線層の巻数割り当ての最適設計-

5.1. 緒言

並列巻線は高周波トランスの銅損を減らす手法として広く一般的に利用されている。しかし、高周波では近接効果によって、交流電流は並列巻線に均一に分配されず、期待した銅損改善効果が得られないこともある。

本章では、2章にて新たに提案した磁気随伴エネルギー極値の原理に基づいた電流分配解析[54]を応用し、巻線構造の最適化によって並列巻線の電流分配を均一化する。磁気随伴エネルギー極値の原理に基づいた電流分配解析は、1章にて提言した解析手法に求められる要件「(ii) 解析結果として、巻線構造と銅損・電流分布の関係を示した理論式を得ることができる。」を満たしている。したがって、連続的に変更可能な巻線の具体的なパラメータ（巻線層に巻き付けられる巻線の巻数、巻線層間の距離など）と並列巻線の電流分配との関係を示した理論カーブを一回の解析のみで定式化することができる。

シミュレーション等[18][20][23]-[25]を利用し、類似した理論カーブを得るためには、パラメータを変更しながら数回の解析を行ったのち、実験データへの理論式のフィッティングが必要となる。（シミュレーション等の従来手法は解析結果から、最適な構造を導き出すような逆問題への直接的な適用が難しい）。加えて、2～4章で議論したように、磁気随伴エネルギー極値の原理に基づいた電流分配解析の一回の解析に必要な計算コストは他の手法と比べ少ない（要件(i)を満たしている）。つまり、提案手法は連続的に変更できるパラメータについて磁気部品の構造を最適化する際（逆問題を解決する場合）、非常に有効な手法であるといえる。

本章では、実際に2章の電流分配解析手法を用いてトランスの巻線層に割り当てられる巻線の巻数を調整することで並列巻線の電流分配の均一化を試みる。これによって、提案手法が解析結果から最適な構造を導き出すような、逆問題の解決に有用であることを検証する。

5.2. 並列巻線の電流分配の均一化

磁気随伴エネルギー極値の原理を利用して、並列接続された巻線の交流電流の分配を均一化できる変圧器構造を導き出す。本節では、図5-1に示す簡単な例に基づいて電流分布の均一化について説明する。

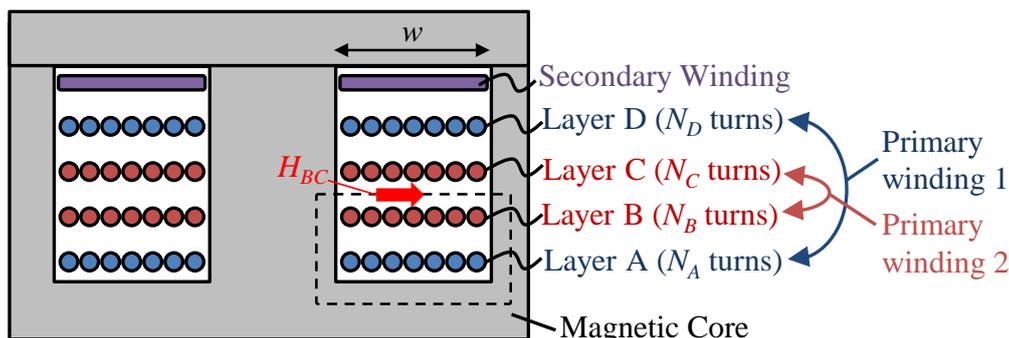


Fig. 5-1. Analyzed planar transformer structure with two parallel-connected primary windings and one secondary winding.

図 5-1 に EI コアのトランスの断面図を示す。トランスは並列接続された二つの一次巻線と一つの二次巻線がある。各一次巻線はそれぞれ二つの巻線層に巻き付けられる。巻線 1 は巻線層 A, D に巻き付けられ、巻線 2 は巻線層 B, C に巻き付けられる。巻線は巻線層に均一に巻かれており、すべての巻線層は等距離に配置されているものとする。また、一次巻線は細い撚り線でできており、二次巻線は板状の材料でできているものとする。さらに、高周波電源用途を想定し、高い透磁率を持ったフェライトコアで構成されているものとする。

N_A, N_B, N_C, N_D はそれぞれ巻線層 A~D の巻数とする。巻線 1 と巻線 2 によってコアを通る種磁束を一致させるために、ファラデーの法則より、巻線 1 と 2 の総巻数 $N_A + N_C = N_B + N_D$ として一致させる。巻線 1 と 2 の交流電流はそれぞれ i_1, i_2 とする。次に磁気随伴エネルギー極値の原理を利用して、巻線 1 と巻線 2 の電流分配を求める。

[58]で説明したように、高周波トランスの磁気随伴エネルギーは、コアの透磁率が十分に高く線形性が確保されている場合、主に巻線層間の空間に寄生すると近似できる。

また、Dowell 近似[23][29]-[38]を用いることで、巻線層 B と C の間の空間の磁界 H_{BC} は、図 5-1 の点線に沿ってアンペールの法則を適用することで、次のように導出できる。

$$H_{BC} = \frac{N_A i_1 + N_B i_2}{w} \dots\dots\dots (5-1)$$

ここで w はコアの窓の幅である。同様の方法で、巻線層 A, B 間の空間の磁界 H_{AB} , 巻線層 C, D 間の空間の磁界 H_{CD} , 巻線層 D と二次巻線層間の空間の磁界 H_{DS} の磁界を以下のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
 H_{AB} &= \frac{N_A i_1}{w}, & H_{CD} &= \frac{N_A i_1 + N_B i_2 + N_C i_2}{w}, \\
 H_{DS} &= \frac{N_A i_1 + N_B i_2 + N_C i_2 + N_D i_1}{w}
 \end{aligned}
 \dots\dots\dots (5-2)$$

磁気随伴エネルギーの総和は各巻線層間のスペースのエネルギー密度 $\mu H^2 / 2$ と体積の積の総和として求めることができる。ここでよって、 μ は透磁率であり、 H は磁界を示している。すると、総磁気随伴エネルギー E_{co} は以下のように導出できる。

$$\begin{aligned}
 E_{co}(i_1, i_2) &= \frac{1}{2} \mu_0 H_{AB}^2 Sh + \frac{1}{2} \mu_0 H_{BC}^2 Sh + \frac{1}{2} \mu_0 H_{CD}^2 Sh + \frac{1}{2} \mu_0 H_{DS}^2 Sh \\
 &= \frac{\mu_0 Sh}{2w} \left\{ N_A^2 i_1^2 + (N_A i_1 + N_B i_2)^2 + (N_A i_1 + N_B i_2 + N_C i_2)^2 \dots\dots\dots (5-3) \right. \\
 &\quad \left. + (N_A i_1 + N_B i_2 + N_C i_2 + N_D i_1)^2 \right\}
 \end{aligned}$$

ここで、 μ_0 は空気の透磁率、 S と h は、それぞれ巻線層空間の上下面の断面積、巻線層間の距離を示す。

ここで、総一次電流 $i_{total} = i_1 + i_2$ であるとして、式(5-3)に $i_2 = i_{total} - i_1$ を代入し、 $N_A + N_C = N_B + N_D$ 関係を用いて整理すると、以下のようなになる。

$$\begin{aligned}
 E_{co} &= \frac{\mu_0 Sh}{2w} \left[N_A^2 i_1^2 + \left\{ N_B i_{total} + (N_A - N_B) i_1 \right\}^2 \dots\dots\dots (5-4) \right. \\
 &\quad \left. + \left\{ (N_B + N_C) i_{total} + (N_A - N_B - N_C) i_1 \right\}^2 + \left\{ (N_B + N_C) i_{total} \right\}^2 \right]
 \end{aligned}$$

磁気随伴エネルギー極理の原理に従って、 E_{co} が極値を取る条件 $\partial E_{co} / \partial i_1 = 0$ の解として i_1 は導出できる。この結果から、巻線 1 の電流 i_1 と一次巻線の総電流 i_{total} の関係 κ を以下のように導出できる。

$$\kappa = \frac{i_1}{i_{total}} = - \frac{N_B (N_A - N_B) + (N_B + N_C) (N_A - N_B - N_C)}{N_A^2 + (N_A - N_B)^2 + (N_A - N_B - N_C)^2} \dots\dots\dots (5-5)$$

式(5-5)の比率 κ は正の値と負の値両方を取りえる。負の値の意味は、巻線 1 の電流が総一次電流と逆方向の電流を流すことを示している。したがって、負の巻線 1 の電流は総一次電流と 180 度異なる位相を持つ。

一般の設計として、すべての巻線層の巻数を N として一致させた例を考える。 $N = N_A = N_C = N_B = N_D$ を(5-5)に適用すると、巻線 1 と巻線 2 の電流分配を導出できる。すると、 $i_1 = i_{total}$ と $i_2 = 0$ が得られる。この結果から、一般的な設計では、交流電流はすべて巻線 1 に集中して流れる。したがって、巻線 2 は交流銅損の低減に寄与しないことがわかる。

次に、各巻線層に巻き付ける巻数を調整することで、電流分配の改善を試みる。 $\kappa=1/2$ を満たすとき $i_1=i_2=i_{total}/2$ となり、一次巻線の電流は巻線 1, 2 に均一に分配する。ここで、 $N_B=N_C$ として、巻線 2 の巻数は一定とする。次に巻線 1 の巻線層の巻数の割り当ての比率 $\alpha=N_A/N_B$ を定義する。(すると、 $N_D/N_B=2-\alpha$)。次に、 α について式(5-5)を再度整理する。

$$\kappa = \frac{i_1}{i_{total}} = \frac{5-3\alpha}{3\alpha^2-6\alpha+5} \dots\dots\dots (5-6)$$

最後に、 $\kappa=1/2$ を満たすような解は、 $\alpha = \sqrt{5/3} \approx 1.29$ となる。これによって、巻線層の最適な巻数割り当ての比率が導き出された。 $N_A=1.29N_B$ と $N_D=0.71N_B$ を満たすように巻線の巻数割り当てを設計することで、一次巻線の並列巻線の電流分配は均一化される。磁気随伴エネルギー極値の原理は、二次巻線に接続された負荷の情報を必要としない。つまり、並列接続された巻線の電流分配は、負荷インピーダンスに関係なく一定に保たれるといえる。

本解析で取り扱った解析事例は、非常に単純な事例である。ただし、Dowell モデルは平坦で均一に巻かれた巻線層を持った多くの磁気部品に適用できる手法である[23][29]-[38]。したがって、多くの構造の磁気随伴エネルギーのモデル化は、今回の事例のように簡単な計算手順で実現することが可能である。つまり、提案された手法は磁気随伴エネルギーが定式化できるすべての構造に対し、有効に活用することが可能である。

5.3. 実証実験

磁気随伴エネルギー極値の原理を利用した交流電流の均一化の検証試験について記述する。本実験では、図 5-1 の構造の変圧器について、並列巻線の電流分配と銅損関する交流寄生抵抗を計測した。作成したトランスの写真を図 5-2 に示す。実験用トランスの一次巻線と二次巻線の写真を図 5-3 に示す。前節の条件と同様に、一次巻線は撚り線で構成され、二次巻線は銅板状の巻線とした。一次巻線の巻数は 14 turn で、二次巻線の巻数は 1 turn である。一次巻線 1 と 2 は同じ巻数となる。したがって、各一次巻線層の巻数は $N_A + N_C = N_B + N_D = 14 \text{ turn}$ を保つように構成された。トランスの仕様を表 5-1 に示す。

5.3.1. 並列巻線の電流分配

まず、一次巻線 1 と 2 の電流を様々な巻数比 $\alpha (=N_A/N_B)$ で計測し、電流比と α の依存性について検証した。この実験では、図 5-3 に示すように二次巻線に負荷抵抗を接続し (この時の負荷抵抗 0.0 Ω , 250 m Ω , 500 m Ω , 1.0 Ω と設定)、一次巻線に交流電流を通電した。AC 電流の周波数は 100 kHz に設定されている。一次電

流の総量は、負荷抵抗が 0.0Ω の時は 0.5 Arms , $250 \text{ m}\Omega$ と $500 \text{ m}\Omega$ の場合は 0.2 Arms , 1.0Ω の場合は 0.1 Arms に設定した。

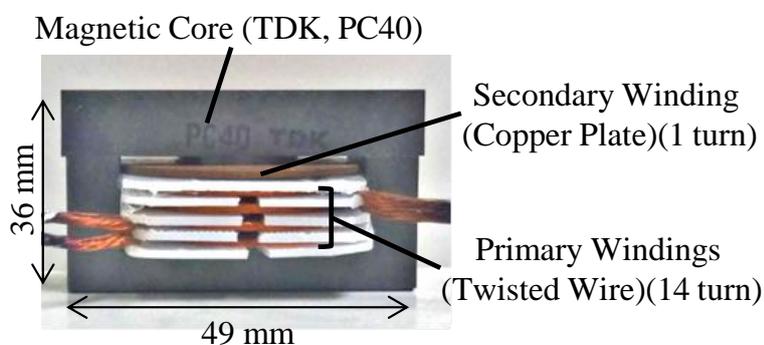


Fig. 5-2. Photograph of experimental transformer.

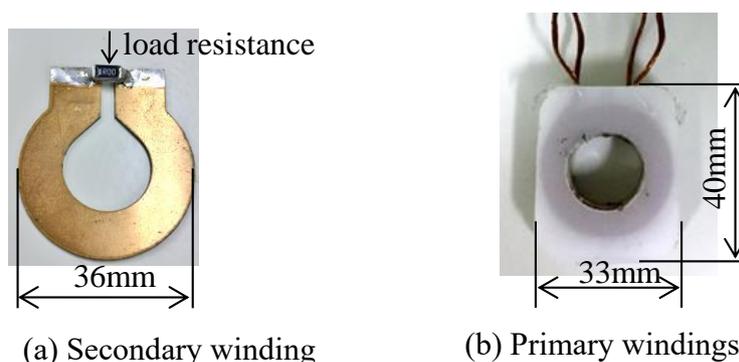


Fig. 5-3. Photographs of windings for experimental transformer.

Table 5-1 Specifications of experimental transformer.

Parameter		Value
E core		TDK PC40EER49-Z
I core		TDK PC40EI-50
Secondary winding		Copper plate (thickness: 1 mm)
Inner and outer diameter of secondary winding	r_a, r_b	9.0 mm, 18 mm
Primary windings		Twisted wire strands 2UEWSTC 57/ ϕ 0.1
Number of turns(winding layer B and C)	N_B, N_C	7 turn
Number of turns (winding layer A)	N_A	5~10 turn
Number of turns (winding layer D)	N_D	9~4 turn
Height of the space between the winding layers	h	1.0 mm
Height of the winding layer		1.0 mm

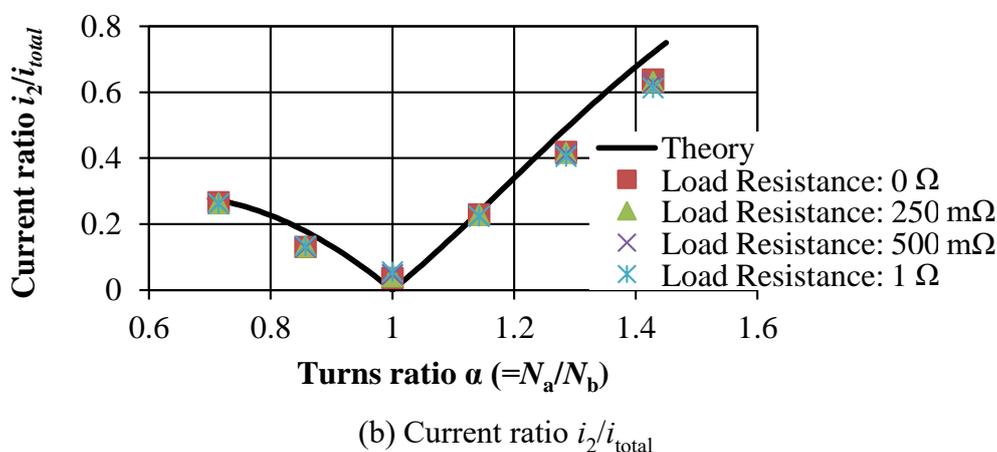
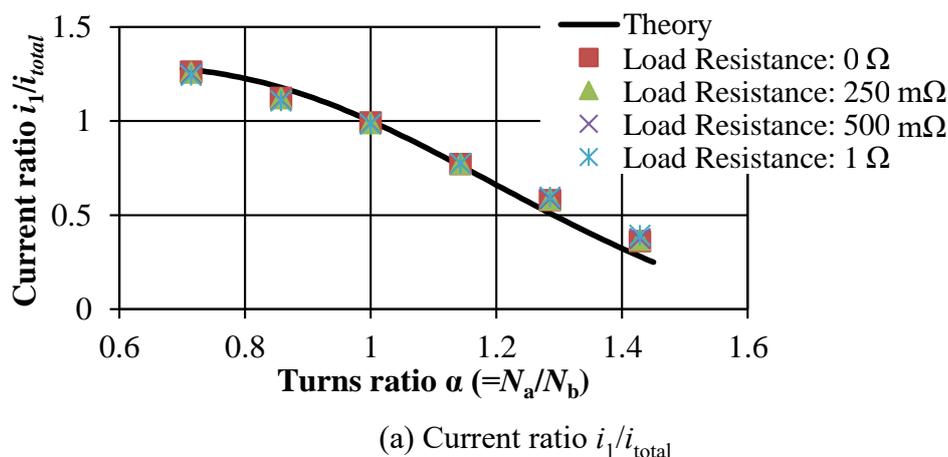


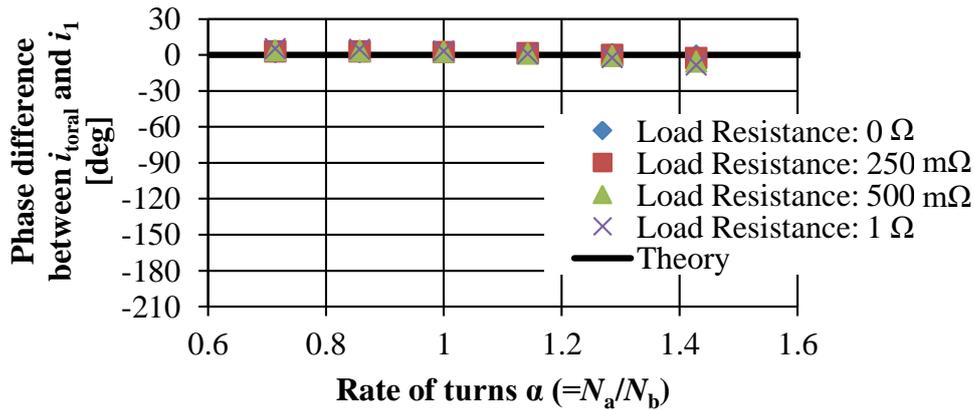
Fig. 5-4. Experimental result of current distribution in primary windings.

図5-4と図5-5に一次巻線1と2の交流電流の実効値と位相角の測定結果を示す。図5-5の結果は一次巻線の総電流によって、正規化した一次巻線1, 2の電流の結果を示している。図5-6は一次巻線の総電流の位相を基準として、一次巻線1, 2の電流位相を示している。これらの図からわかるように実験結果は式(5-6)に理論式の結果と整合的だった。

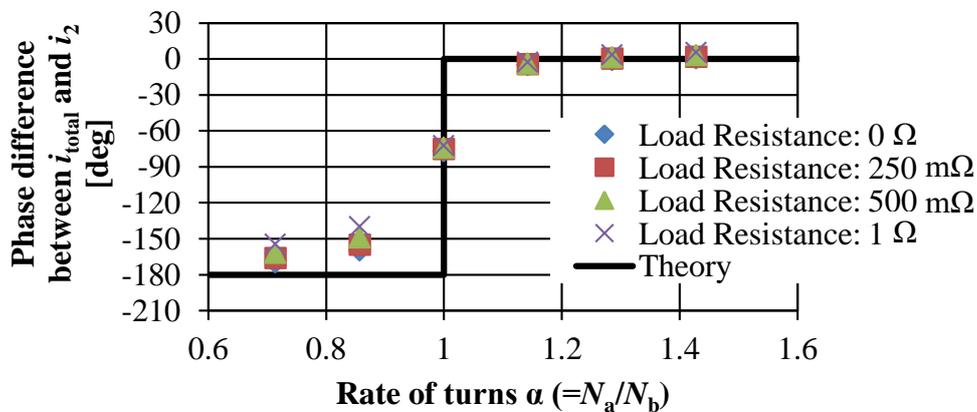
理論によると、 N_A と N_D の両方が7 turnに設定されている時 ($\alpha=1.0$)、すべての一次電流は巻線1に集中する。一方、 N_A と N_D をそれぞれ9 turnと5 turnに設定されている時 ($\alpha=1.29$)、電流はほぼ均一に分配する。実験の結果はこれらの傾向と一致しており、提案手法の有効性を支持した。

5.3.2. 銅損に起因する寄生抵抗

次に、提案手法による電流の均一化による、銅損の最小化について検証した。検証ために、実験用トランスの寄生抵抗値と理論的に予測した電流分布に基づいて推定した寄生抵抗との比較を行った。



(a) Phase angle difference between i_1 and i_{total}



(b) Phase angle difference between i_2 and i_{total}

Fig. 5-5. Experimental result of phase angle difference from the total primary current.

寄生抵抗は二次巻線を短絡させた状態で計測した。したがって、鉄損は小さく無視できるものと近似した。図 5-6 に測定方法を示す。一次巻線に AC 電圧源を接続し、1 Arms, 100 kHz の電流を通電した。次に、電圧プローブ、電流プローブ、オシロスコープを用いて、一次巻線の電流と電圧を測定した。一次巻線の電圧と電流の実効値をそれぞれ v_p , i_p とし、それぞれの位相差を θ とすると、寄生抵抗は以下のように求められる。

$$R_{mes} = \frac{v_p}{i_p} \cos \theta \dots\dots\dots (5-7)$$

一方、AC 銅損推定値は、一次巻線と二次巻線の総銅損を推定することで求められた。まず、一次巻線に使用する巻線の寄生抵抗 R_p を事前に測定した。測定では、100 kHz で、トランスに利用された巻線と同じ長さの巻線が用いられた。次に、二次巻線の寄生交流抵抗を推定した。3 章にて、解説したように、AC 電流は二次巻線の底面の表皮深さの領域に集中して流れると近似できる。したがって、二次巻

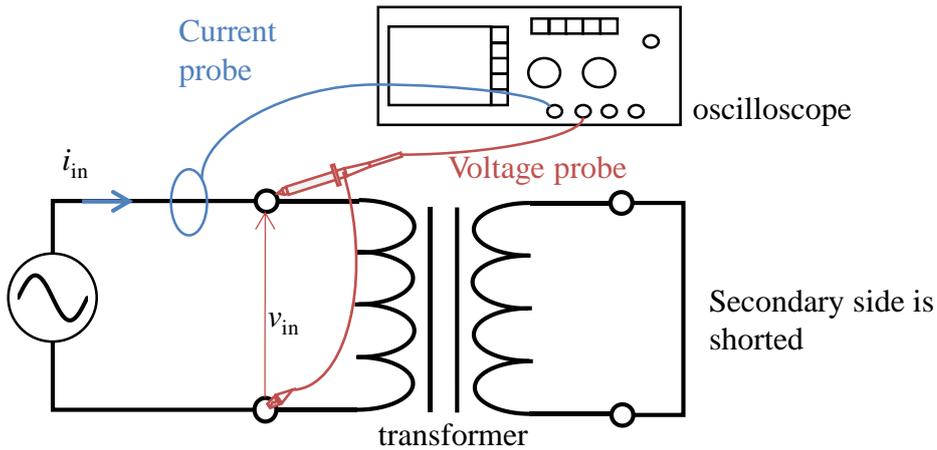


Fig. 5-6. Measurement system for the parasitic AC resistance.

線の寄生抵抗 R_s は以下のように推定できる.

$$R_s = \rho \frac{\pi(r_b + r_a)}{\delta(r_b - r_a)} \dots\dots\dots (5-8)$$

ここで, ρ は銅の抵抗率で, r_a と r_b はそれぞれ二次巻線の内径と外径である. 記号 δ は表皮深さで, 銅の場合 100 kHz で 0.2 mm である.

次に, 銅損 P_{copper} は, 最初に計測した一次巻線一本の寄生抵抗 R_p と先ほど求めた R_s に基づいて, 次のように導出できる.

$$P_{copper} = R_p \left\{ \kappa^2 + (1 - \kappa)^2 \right\} i_p^2 + R_s i_s^2 = \left\{ (2\kappa^2 - 2\kappa + 1)R_p + n^2 R_s \right\} i_p^2 \dots\dots\dots (5-9)$$

ここで i_p と i_s はそれぞれ一次電流と二次巻線の実効値で, n は一次巻線と二次巻線の巻数比である. 最後に式(5-6)と(5-9)より, 交流抵抗の推定値 R_{est} は次のように導出できる.

$$R_{est} = (2\kappa^2 - 2\kappa + 1)R_p + n^2 R_s$$

$$= \left\{ 2 \left(\frac{5 - 3\alpha}{3\alpha^2 - 6\alpha + 5} \right)^2 - 2 \left(\frac{5 - 3\alpha}{3\alpha^2 - 6\alpha + 5} \right) + 1 \right\} R_p + n^2 R_s \dots\dots\dots (5-9)$$

図 5-7 に推定した交流抵抗 R_{est} と計測した交流抵抗 R_{mes} の比較を示す. その結果, 理論と実測はほぼ一致していた. 理論によると $\alpha=1.29$ 時に最小の銅損を示す. これに対し, 実験結果も同様の傾向を示した. 以上から, 提案した並列巻線の電流分配の均一化手法は, 巻線構造の最適化に有効に利用できることを確認できた.

5.4. 結言

本章では, 磁気随伴エネルギー極値の原理が解析結果から, 磁気部品の構造を

導き出すような逆問題の解決に有効に活用できるか確認することを目的とした。検証のため、単純な構造のトランスを対象として、巻線層に巻き付けられる巻線の巻数の最適設計を行い、並列巻線に流れる電流の均一化を行った。

解析の結果は、実証実験によって検証され、提案手法による並列巻線間の電流分配改善による、銅損の最小化の有効性が証明された。本手法のように、並列巻線を用いた磁気部品を対象として、一回の解析から直接的に逆問題を解決する手法はほとんど報告されていない。また、提案手法は他の解析手法と比べても計算の量が少なく、非常に少ない時間で並列巻線を用いた磁気部品の設計パラメータの最適化が可能である。これによって、実際の産業現場において、従来ではコストの観点から着手できなかった細かな設計パラメータの最適化が実現可能となるかもしれない。また、本解析手法独自の理論式に基づき、新たな視点からの銅損低減手法の提案の助力になることが期待される。

第6章 板状ワンターンコイルを採用した高降圧中点 タップ整流方式の銅損低減

6.1. 緒言

1章および4.6節で議論したように、高降圧比 DC-DC コンバータにおいて、二次側の整流回路における銅損は大きな課題の一つである。5章までは、磁気部品の銅損に着目し、トランス巻線構造の最適化に必要な解析技術の提案と有効性の検証を実施した。その結果として、4章では高降圧比 DC-DC コンバータにおいて頻繁に利用される中点タップトランスの有望な巻線層順を導き出すことに成功した[60]。本章では、整流回路の銅損低減における新たなアプローチを導入し、4章で示した有望なトランス構造と組み合わせることで、新たな高降圧比 DC-DC コンバータの設計指針を提示する。

安全性の確保のために、高降圧比 DC-DC コンバータにはしばしば絶縁方式が用いられる。また、高降圧比 DC-DC コンバータでは導通損失を抑えるために、整流素子が少ない中点タップ整流方式が採用される[9]-[12]。これに加え、高い降圧比を実現するために、トランスの二次巻線はしばしばワンターンで構成される。したがって本論文では、トランスの二次側にワンターンの中点タップ巻線を使った整流方式を対象に、導通損失低減に取り組む。

また、本章ではトランス巻線が平角線であることを前提として検討を進める。近接効果・表皮効果の抑制のために、トランス巻線としてリッツ線が採用されることは少なくない[61]-[65]。しかし、リッツ線は絶縁皮膜を持つ無数の細かい巻線を撚り合わせて構成されるため、巻線自身の占積率は低く、製作コストも高い。さらに大電流アプリケーションでは、太く丸いリッツ線を E コアなどの四角い窓に

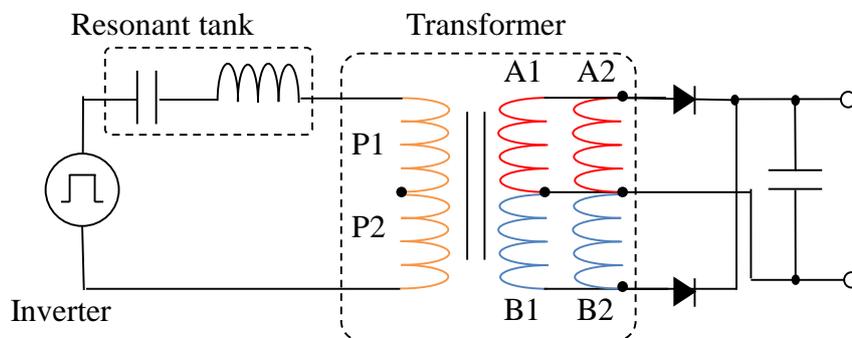


Fig. 6-1. Schematics of the LLC converter incorporating the transformer under consideration.

巻き付けることになり、大きなデットスペースを生む傾向がある。これに対し、平角線は窓の寸法に合わせて巻線の幅を調整でき、リッツ線と比べ高い占積率を実現できる可能性がある。また、加工が容易でコスト面にも優れている。しかし、平角線は表皮効果・近接効果の影響を強く受けるため、トランス構造の工夫等、銅損を抑える配慮が必要である。

そこで本章で議論する DC-DC コンバータ用の磁気部品として、4章にて最適化された巻線層の配置順を持っているトランス構造を採用する。この構造では銅損低減を狙って、中点タップ二次巻線に二つの並列接続された巻線を採用されている。例として、図 6-1 に二次側を並列巻化された中点タップ巻線で構成した場合の LLC コンバータの構成を示す。LLC コンバータは比較的少ない部品構成のコンバータで小さなスイッチング損失を実現できる回路構成として注目されている [48]-[51]。

本章では特にワンターン板状二次巻線の引き出し部で起こる近接効果の影響に着目して議論を進める。実用的な解析速度を達成するため、トランス損失の解析では同軸モデルのように簡易化された 2D モデルが使用される場合がある [18][20][23][24]。しかし、実際のトランスには巻線を引き出す部分があり、この引き出し部では同軸モデルと異なる近接効果が働く。特にワンターン板状コイルは巻線本体の巻線長が短く、引き出し部のわずかな経路の損失悪化が、全体のトランス損失へ大きな影響を与える可能性がある。そこで、この引き出し部の損失悪化を実験的に検証した。その結果、引き出し部では無視できないほど大きな損失悪化が起こっていることが分かった。

この引き出し部の損失悪化を解消するため、本章ではトランスと整流回路を一体化し、引き出し部の損失を排除した整流方式を考案した。提案方式はトランスの各二次巻線に直接整流素子と平滑コンデンサを配置する。平滑コンデンサの容量が十分に大きければ、交流電流のほとんどは同軸モデルと同じドーナツ状の経路に閉じ込められる。その結果、引き出し部に流れる電流のほとんどは直流成分となり、引き出し部の近接効果による損失悪化を防止することができる。本報告では、このコンセプトを実現する上で想定されるいくつかの課題についても議論し、解決指針を提示する。最後に考案した整流方式のコンセプトに従って実機を作成し、提案方式の効果を確認したため報告する。

6.2. 巻線の引き出し部の近接効果

本節ではトランスの引き出し部で起こる近接効果の影響を検証する。引き出し部では同軸モデルと異なる近接効果が働き、4章で実施した解析よりも大きくトランスの銅損を増加させる恐れがある。本章では引き出し線の損失がトランスに与

第6章 板状ワンターンコイルを採用した高降圧中点タップ整流方式の銅損低減

える影響を確認するため、引き出し距離の異なるトランスを作成し、引き出し距離と一次換算交流抵抗の関係を実測した。計測は二次側を短絡した状態で、LCRメータによって実施した。計測した抵抗値は 100 kHz 時のものである。

本実験では α 巻の一次巻線とワンターン板状二次巻線を使ってトランスを構築した。作成したトランスを図 6-2 に示す。このトランスは三つの巻線層を持ち、二次巻線は中心に配置され、 α 巻きされた一次巻線が上下に配置されている。一次巻

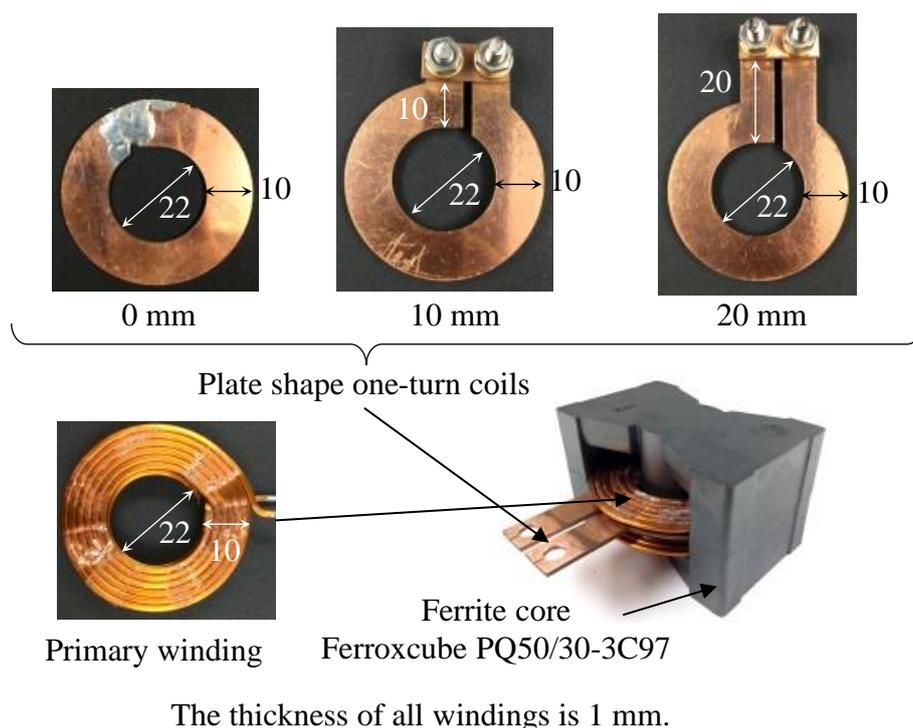


Fig. 6-2. Photograph of the experimental transformer.

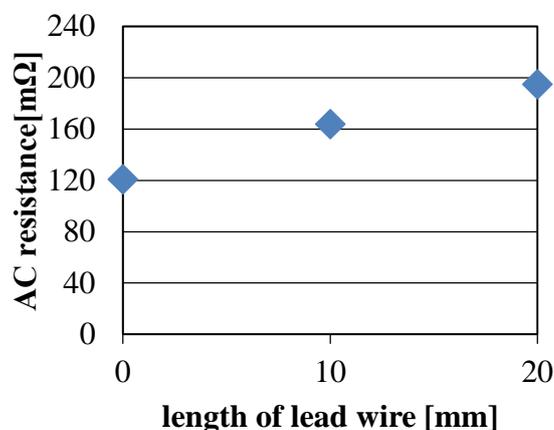


Fig. 6-3. Relationship between lead wire length and resistance value.

線と二次巻線の寸法は4章にて議論した中点タップトランスの寸法と同等とした。

実測したトランスの一次換算交流抵抗値を図 6-3 に示す。引き出し長 0 mm のトランスは同軸モデルと同じ構造を持ち、引き出し長 10 mm のトランスはドーナツ状の経路から二次巻線を引き出した直後に短絡した構造を持つ。両者を比較すると引き出し距離 10 mm のトランスは引き出し距離 0 mm の構造に比べ、1.35 倍と大きく一次換算抵抗が増加した。この結果から、わずかな長さの引き出し線でも、大きな銅損の悪化を招くことが分かった。

次に、この銅損の悪化の原因を特定するため、20 mm の引き出長を持つトランスの三次元電磁界シミュレーション(JMAG)を行った。解析したモデルを図 6-4 に示す。モデルは図 6-2 の実機の寸法に従って作成されている。

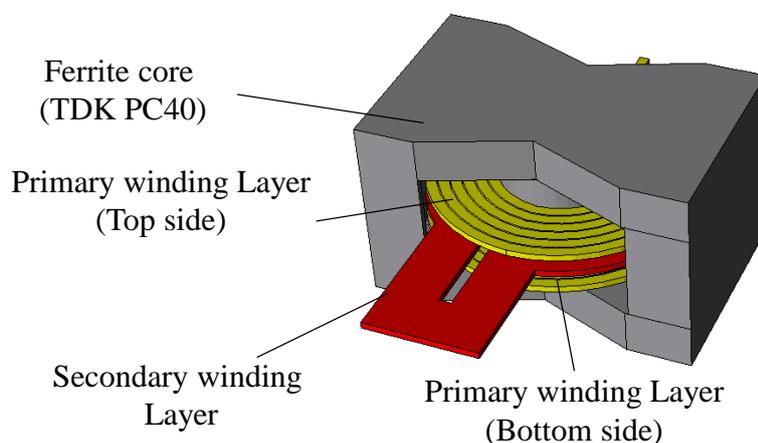


Fig. 6-4. Three-dimensional model of the experimental transformer in Fig.6-2.

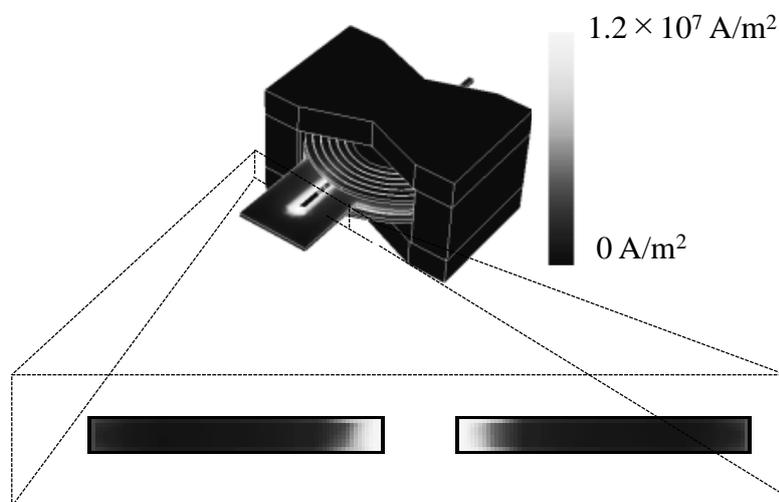


Fig. 6-5. Current distribution of the lead wire.

引き出し部の電流分布を図 6-5 に示す. 引き出し部分の電流は板状巻線の短辺に集中して流れている. 近接効果の一般的な知見として, 並進する二つの巻線に逆方向の電流が通電されている場合, 電流は互いに引き付け合うように分布することが知られている. ワントーンコイルの引き出し部では短辺が対向するため, 近接効果により有効断面積が小さくなる. その結果, 引き出し線では非常に大きな損失悪化が引き起こされたと予想される. 結論として, ワントーンコイルの引き出し線の損失はトランス本体に匹敵するほど大きく, この損失を抑制できれば大きな整流損失の改善が見込めることが分かった.

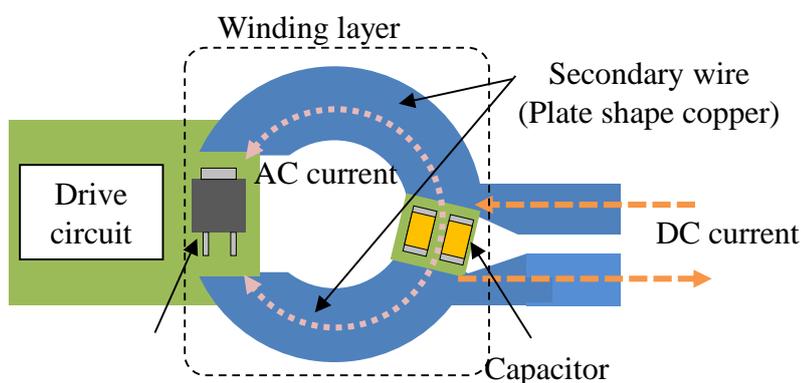


Fig. 6-6. Conceptual diagram of the proposed rectifier integrated winding.

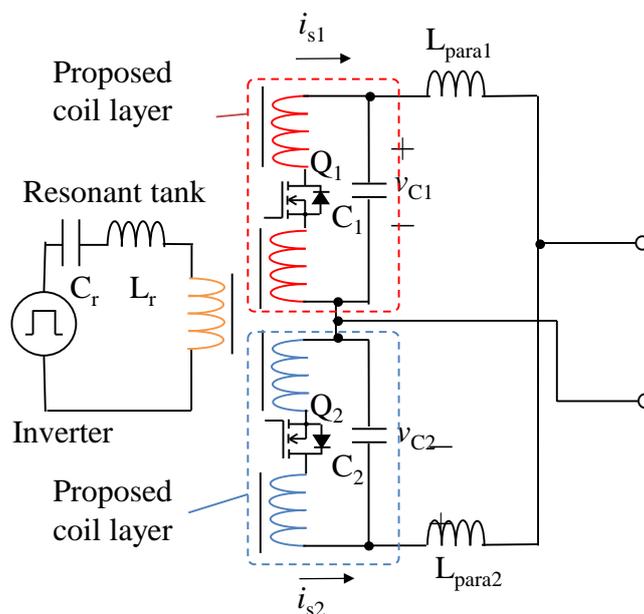


Fig. 6-7. Example of LLC converter using proposed rectification method.

6.3. 整流素子一体化巻線を使用した整流方式

前節で議論したように、板状ワントーンコイルの引き出し部では大きな損失が生まれる。本研究ではこの解決策として、トランス巻線と整流素子を一体化し、交流電流をトランスの同軸モデルと同様の電流経路に閉じ込めるアプローチを検討した。

整流器一体型巻線の概念図を図 6-6 に示し、整流器一体型巻線を採用した場合の LLC コンバータの回路構成を図 6-7 に示す。整流器一体化巻線はトランスの各二次巻線の間付近に整流素子を配置し、引き出し部に平滑コンデンサを配置する。平滑コンデンサの容量が十分確保されていれば、各巻線の交流電流のほとんどは平滑コンデンサに吸収され、交流電流は同軸モデルと同様にドーナツ状の経路に閉じ込められる。その結果、引き出し部には直流電流だけが流れるため、前章で議論した巻線の引き出し部で起こる近接効果を回避できる。これに加え、トランスから整流器までの整流回路基板で発生する交流銅損もなくなり、大きく銅損を低減する効果が期待できる。

6.3.1. 提案方式の実用上の課題と解決指針

ここでは整流素子とトランスを一体化するコンセプトを実現する上で生まれる二つの実用上の課題とその解決指針について議論する。

一つ目の課題は整流素子の放熱にある。整流器一体化巻線によってトランスを構成した場合、整流素子は中空に浮いた形で配置される。すると、直接放熱板を取り付けることが難しくなり、整流素子の冷却能力が不足する恐れがある。

この解決策として、本検討では二次巻線を分厚い銅板で構成し巻線自身を冷却用のヒートパイプとして活用するアプローチを採用する。同様のアプローチで高周波用空芯インダクタの冷却性能の向上を実現した事例[66]が報告されており、このアプローチは整流素子の放熱の課題を緩和できる可能性がある。これに加え、中点タップトランスの二次巻線には直流成分と交流成分が重畳して流れるため、巻線厚みの増加は損失低減と放熱改善の二つの恩恵が得られる。

二つ目の課題は平滑コンデンサの容量不足にある。提案整流方式では各二次巻線にそれぞれ平滑コンデンサが配置される。この平滑コンデンサを配置できるスペースには限りがあり、静電容量を十分に確保できない恐れがある。その場合、平滑コンデンサの電圧リップルによって引き出し線に大きな交流電流が誘導され、提案手法のコンセプトを損なう恐れがある。

二つ目の課題は平滑コンデンサの容量不足にある。提案整流方式では各二次巻線にそれぞれ平滑コンデンサが配置される。この平滑コンデンサを配置できるス

ペースには限りがあり，静電容量を十分に確保できない恐れがある．その場合，平滑コンデンサの電圧リップルによって引き出し線に大きな交流電流が誘導され，提案手法のコンセプトを損なう恐れがある．

まず，図 6-7 の回路において，平滑コンデンサの電圧リップルにより引き出し線に交流電流が誘導されるメカニズムを説明する．LLC コンバータの動作周波数が共振器の共振周波と一致している場合，一次側には正弦波電流が流れ，二次巻線には半波整流された正弦波状の電流が誘導される（図 6-8(a)参照）．提案回路のコンセプトでは，巻線を通る電流 i_{s1} , i_{s2} の交流成分は平滑コンデンサに吸収され，直流成分は配線の寄生インダクタンスに流れる．すると，平滑コンデンサ C_1 , C_2 にはこれらの交流電流によって電圧リップルが発生する（図 6-8(b)参照）．二つのコンデンサの電圧リップルは 180° 位相がずれているため，配線の寄生インダクタンス L_{para1} , L_{para2} にはコンデンサのリップル電圧のおおよそ 2 倍の振幅を持った電圧 ($v_{c1} - v_{c2}$) が印可される．その結果として， $C_2 \rightarrow C_1 \rightarrow L_{para1} \rightarrow L_{para2}$ の経路で交流電流が誘導される．多くの場合，銅損低減の目的で引き出し線は極力短く作られる．そのため，引き出し線の寄生インダクタンス L_{para1} , L_{para2} は非常に小さい．すると，わずかな電圧リップルでも大きな交流電流が誘導される可能性がある．例えば，20 nH の配線に 0.2 Vrms, 100 kHz の正弦波状のリップル電圧が印可されたとすると，16 Arms の大きな交流電流が引き出し線に流れてしまう．

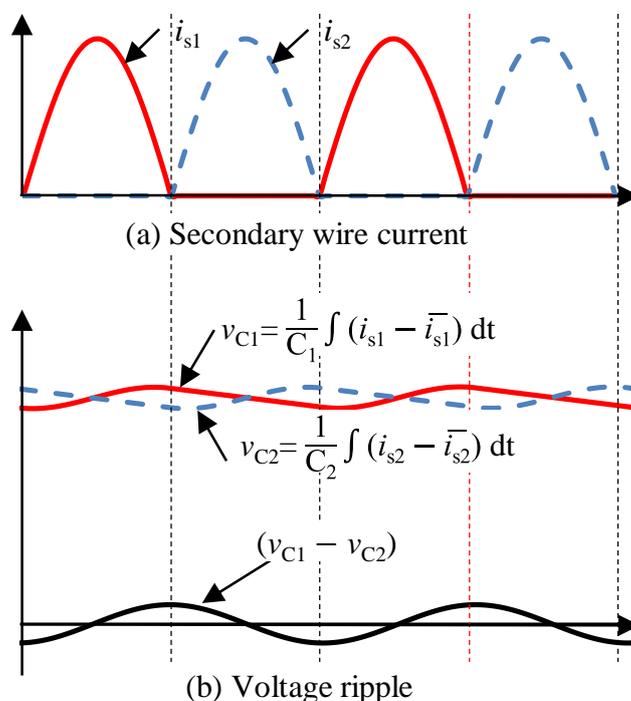


Fig. 6-8. Voltage ripple of the proposed rectifier.

この問題を回避するためには、各二次巻線の引き出し線の電流平滑能力を向上させる必要がある。この平滑回路の設計が提案回路の重要な設計ポイントとなる。単純な対策としては平滑インダクタを追加し、引き出し線の寄生インダクタンス L_{para1} , L_{para2} を大きくする方法が考えられる。この対策は引き出し線の長さを増加させるため、銅損の悪化が懸念される。ただし、提案方式のコンセプトが実現できていれば、この配線にはほとんど交流成分が流れない。よって、配線の断面積を確保するだけで容易にこの銅損の悪化は抑えることができる。

6.3.2. 試作機の作成

提案整流方式の LLC コンバータの試作機を作成した。試作機のトランスは2章の検討にて最も銅損の少なかった図 4-4(a)と同じ巻線配置を持たせた。試作機の回路構成を図 6-9 に示す。

試作した整流器一体化巻線を図 6-10(a), 図 6-10(b)に示す。また、平滑用インダクタ 240 nH を図 6-10(c)に示す。試作した提案整流方式を採用した LLC コンバータの全体像を図 6-11 に示す。直流損失と放熱の改善のため、巻線の厚みは表皮深さの約 5 倍の 1 mm に設定している(動作周波数 100 kHz 時, 表皮深さ 0.21 mm)。それぞれの巻線の寸法は図 6-2 と同様である。コアは Ferroxcube PQ50/35-3C97 に

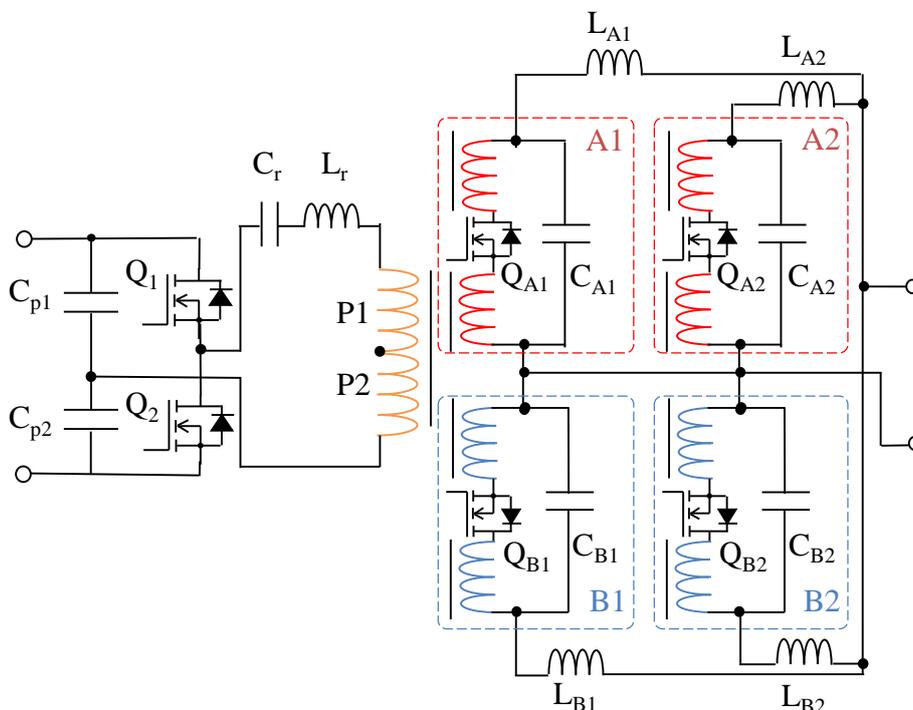


Fig.6-9. Circuit diagram of a prototype of LLC converter using proposed rectification method.

0.4 mm のギャップを設けて作成し、励磁インダクタンスは $82 \mu\text{H}$ となった。

また、比較対象として一般的な中点タップ整流方式の試作機も作成した。試作機の回路構成を図 6-12 に示す。整流トランスの構造は提案トランスと同じ図 4-4(a) の構成を取る。

通常の中点タップ整流方式を採用した LLC コンバータの試作機の外観を図 6-13 に示す。整流素子の数と平滑コンデンサの合計容量等は提案方式の試作機と揃えている。

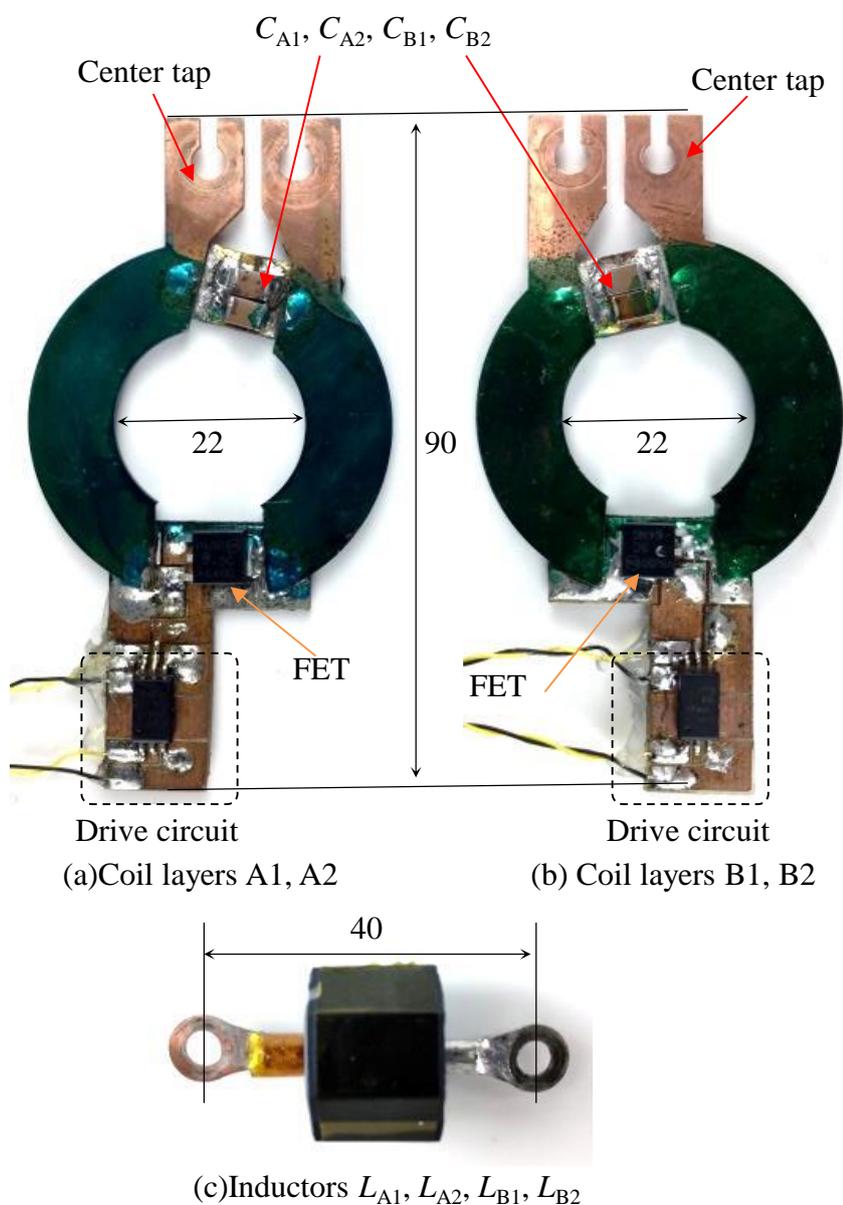


Fig.6-10. Photograph of the rectifier integrated winding.

共振インダクタは提案回路と従来回路で同じインダクタ $5.1 \mu\text{F}$, $6.4 \text{ m}\Omega$ (100 kHz 時) を付け替えて使用した. 提案方式の共振コンデンサは 646 nF , $4.4 \text{ m}\Omega$ (100 kHz 時), 従来方式は 321 nF , $8.1 \text{ m}\Omega$ (100 kHz 時) を使用した.

6.4. 実証実験

提案した整流方式の有効性を確認するため, 試作した LLC コンバータを使って提案方式と従来方式の導通損失の比較を行った. また, 引き出し線の交流電流を計測し, 引き出し線の交流電流を抑制するコンセプトが成功しているか確認した.

6.4.1. 導通損失の比較

従来方式と提案方式の整流器の導通損失を比較し, 提案方式の損失改善効果を

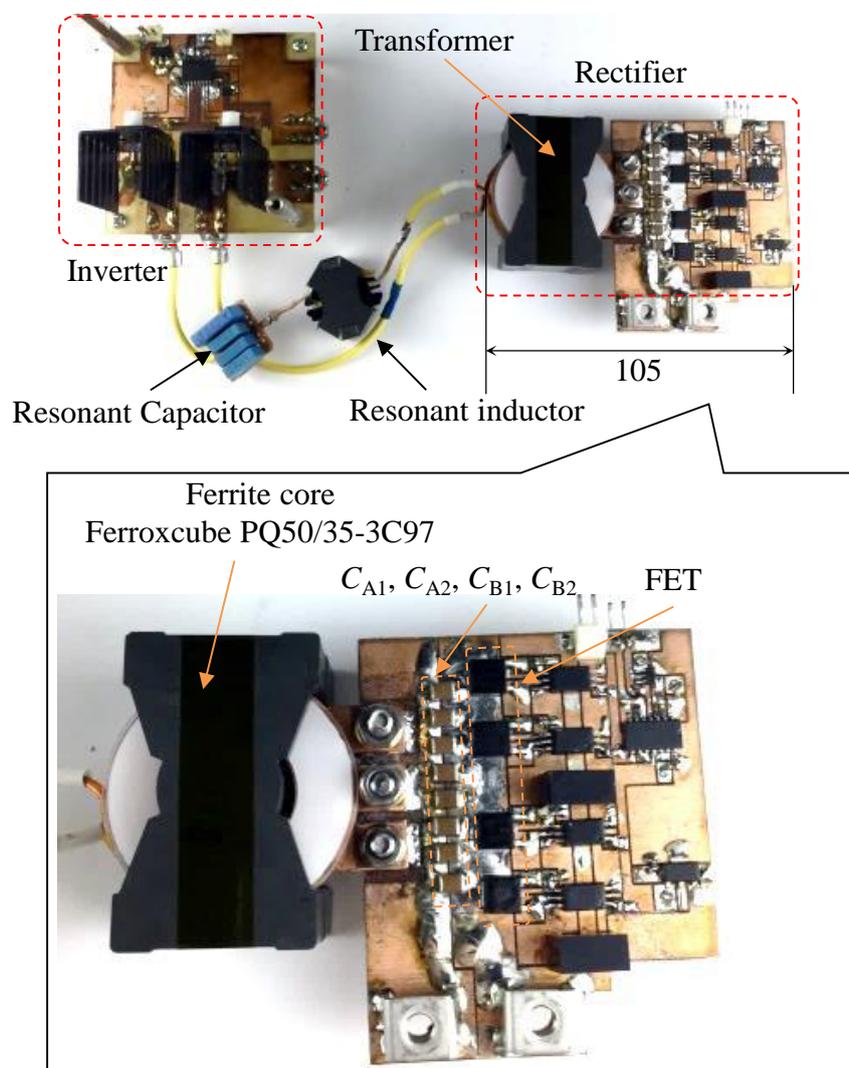


Fig.6-13. Photograph of the LLC converter with conventional rectification method.

確認する。この試験では 4.2 節で説明した LLC コンバータの試作機を共振周波数 100 kHz で動作させ、短絡負荷 $0.61 \text{ m}\Omega$ に DC 25 A を通電した。

整流回路の損失は、インバータの投入電力から共振器の損失と短絡負荷の損失を差し引くことで導き出した。インバータ投入電力はオシロスコープで計測した電流電圧波形から算定した。共振器と短絡負荷の損失は、実測した抵抗値と電流から算定した。また、コンバータには短絡負荷を接続しているため入力電圧は非常に小さく、トランスの鉄損は無視できるほど小さい。また LLC コンバータは共振周波数で動作するため、整流素子のスイッチング損失も充分小さい。したがって、計測した整流回路の損失の大部分は導通損失と近似できる。

提案方式と従来方式の損失の比較を図 6-14 に示す。提案方式の導通損失は 3.52 W、従来方式の整流損失は 5.27 W となり、提案手法は従来手法から 33%損失を改善することができた。

6.4.2. 引き出し線の電流

提案整流方式の銅損低減のポイントは引き出し線の交流電流を抑制することにある。本試験では従来方式と提案方式で巻線の電流を比較し、提案方式が引き出し線の交流成分を抑制できていることを確認した。測定時の動作条件は前節と同じである。

図 6-15(a)に従来手法の負荷電流と引き出し線の交流電流を示す。図 6-15(b)に提案手法の負荷電流と引き出し線の交流電流を示す。従来手法と比べ、提案手法は

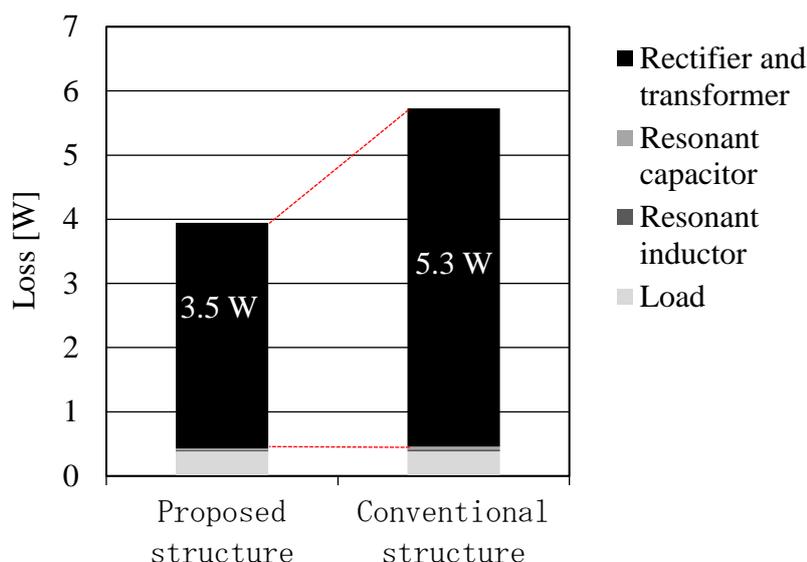


Fig.6-14. Comparison of loss between proposed method and conventional method.

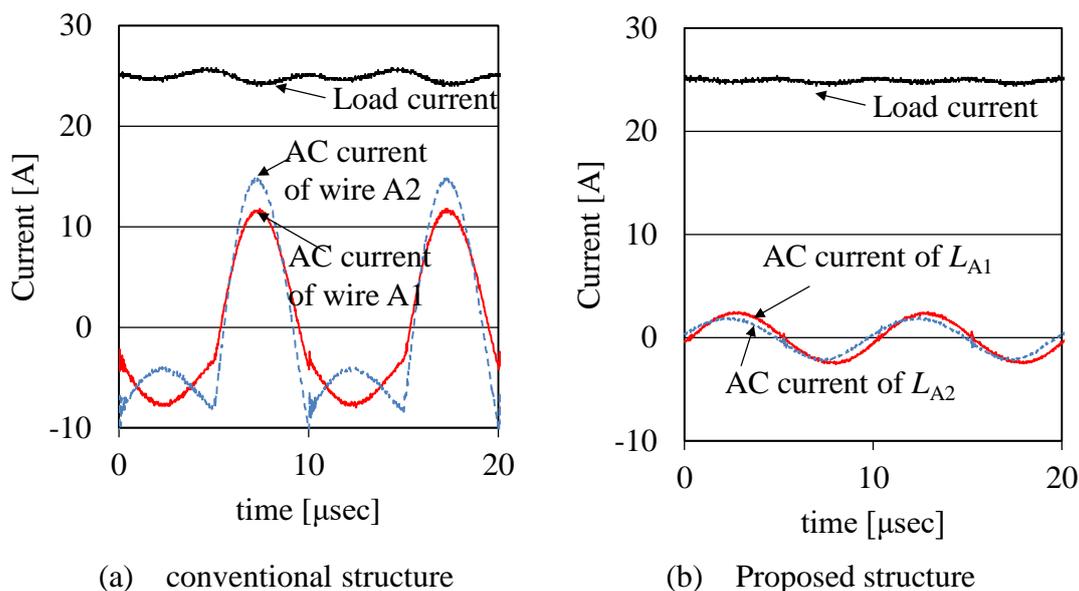


Fig.6-15. Comparison of current ripple in lead wire.

引き出し線に流れる交流電流を 1/5 程度に抑えることに成功している. 以上の結果から, 提案回路は狙いどおり, 引き出し線の交流電流を抑えることで, 銅損を低減することに成功していることが分かった.

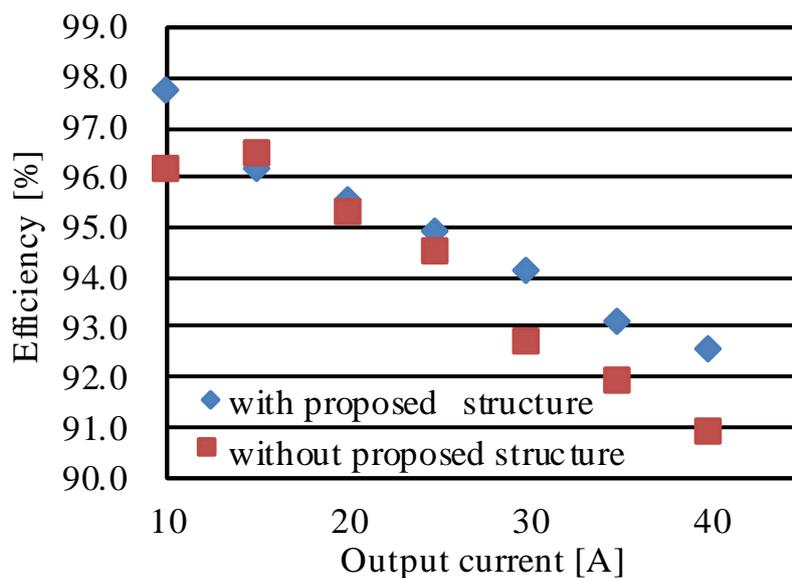
6.4.3. コンバータ効率

試作トランスを使ったコンバータの効率を比較し, 提案した整流方式の効率改善効果を検証する. 実験回路はこれまでの検証と同様である. ただし, 本実験では負荷は短絡でなく電子負荷をつないでいる.

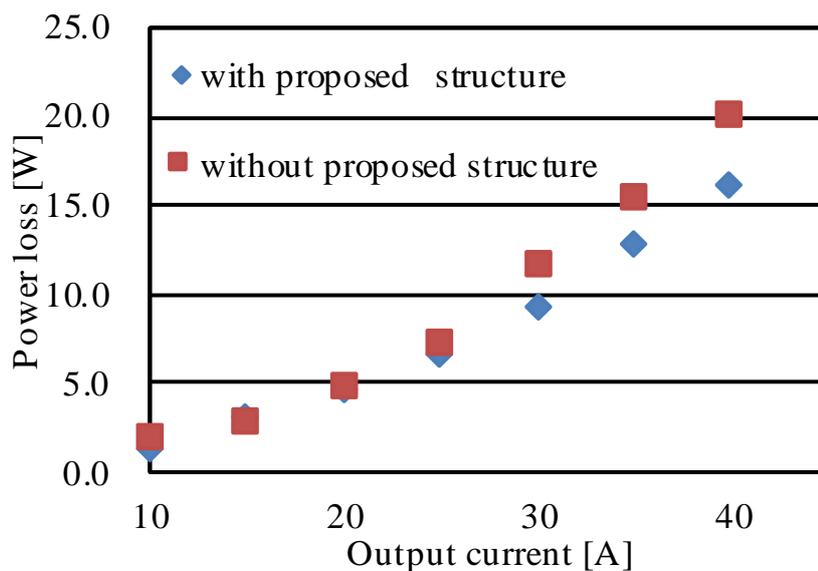
コンバータの動作周波数は 100 kHz である. 入力電圧はおおよそ 200 V で, 実験中出力電圧が 5 V に保たれるように微調整されている. 効率は出力電流を 10 A から 40 A の間で計測された.

図 6-16 にコンバータの効率と電力損失の計測結果を示す. 図からわかるように, 提案構造のトランスを採用したコンバータは出力電流 25 A を超える高負荷の領域で高い効率を示した. この結果から, 提案構造は確かに銅損の低減に有効であることが分かる.

確かに, 出力電流が小さい範囲では, 提案構造と従来構造に明確な差が表れなかった. 低負荷領域ではコンバータの効率が非常に高く, 発生している損失も少ない. したがって, 計測機の計測誤差の影響を大きく受けている可能性がある.



(a) Efficiency



(b) Power loss

Fig. 6-16. Measurement result of the AC current flowing through wire connection from secondary coil layers A1 and A2 to output terminal.

結論として、実験結果は提案手法によりコンバータの効率が改善したことを示した。

6.5. 結言

近年、データセンタや情報通信設備では高効率化のため配電系統の高圧化が進んでいる。それに伴い、高い降圧比を持った DC-DC コンバータの高効率化が求め

られている。高降圧比 DC-DC コンバータでは、二次側の整流回路を流れる大電流による銅損が問題となる。本稿では、トランスの二次側にワントーンの中点タップ巻線を使った整流方式を対象に、銅損低減に取り組んだ。

前提条件として、高効率な高降圧コンバータを実現するうえで、本章で提案するコンバータのトランスには4章にて最適化された巻線配置順が採用されている。この構造は一般的に利用される二次側を二つの並列巻線で構成されたトランス構造の中で、最も有望な巻線配置であり、現実の産業界でも十分実用的であるといえる。

本章では板状ワントーンコイルの引き出し部で起こる近接効果の影響に着目した。引き出し部で起こる銅損の悪化は実験的に検証され、引き出し部のないトランスの銅損に比べ引き出し部を付けたトランスの銅損は 1.35 倍と大きく銅損が悪化することが分かった。

そこで本章では、中点タップトランスに整流器を一体化させ、トランスの引き出し部の交流電流を抑制し、銅損を低減する整流方式を提案した。さらに提案方式を実現する上で問題となる、整流器の放熱や平滑コンデンサ間を流れる交流電流についても議論し、解決方針を提示した。

提案した整流方式と従来の整流方式は実験により比較され、提案方式には 33% の銅損改善効果があることが確認できた。以上から、提案した整流方式は高降圧比 DC-DC コンバータの整流方式として有望であることが分かった。

ただし、本手法は未だコンセプト段階であり、残された課題も少なくない。本手法は一般的な中点タップ整流方式と比べて追加で小さなインダクタを必要とする。このインダクタによる損失に比べ、整流素子とトランスの一体化による銅損の低減量は大きく、結果として大幅に銅損を低減することに成功した。このインダクタは現状では最適化されていない。提案方式はインダクタの設計をさらに検討することでさらなる銅損低減を実現できる可能性を残している。また、本稿で巻線自身を冷却パイプとして利用し、巻線上に配置されたスイッチング素子の排熱を助けるコンセプトの採用を提案した。しかし、この冷却パイプの設計手法や定量的な効果の検証はなされておらず、さらなる研究が期待されている。

第7章 結論

近年、通信設備用高圧配電システムや電気自動車の普及にともなって、高効率な高降圧比 DC-DC コンバータの需要が高まっている。高降圧コンバータは二次側に大きな電流が通電されるため、この二次電流による磁気部品の巻線や整流回路における導通損失が大きな課題となっている。今後の電源系統の高圧化や電気自動車の一般化が進めばこれらの問題はより大きな社会問題となり得る。したがって、高降圧比 DC-DC コンバータの高効率化は将来の電源システムの省エネ化に大きく貢献できる可能性がある。

1章の概要

本論文の第1章ではこの高降圧比 DC-DC コンバータの設計における課題について議論し、本研究の目的を提示した。本稿では(A)と(B)の二つの指針を基に高降圧比 DC-DC コンバータの高効率化のための研究を推進した。

(A) 並列巻線を使った磁気部品に適用可能な簡便な銅損解析技術

磁気部品の銅損は高降圧比 DC-DC コンバータの主要な導通損失の一つである。DC-DC コンバータの磁気部品には高周波電流が通電されるため、近接効果によって巻線の電流は均一に流れるとは限らない。銅損を低減するために、断面積の大きな巻線や並列巻線などがしばしば採用される。しかし、近接効果によって、これらの巻線の断面積を有効に活用できないことも少なくない。この近接効果は巻線配置の影響を強く受けることが知られている。したがって、巻線構造の最適設計は磁気部品の銅損低減に有望である。

しかし、近接効果のメカニズムは複雑であり、解析的な手段での構造の最適化は難しかった。確かに、これまで提案されてきた銅損解析技術を活用すれば、多くの巻線構造の銅損の推定が可能となる。しかし、実際の産業現場の開発速度ではより素早い解析技術が求められる。また、従来の解析技術は解析結果から直接的に最適な構造を導き出すことは難しく、任意のパラメータの最適化のために、多くの解析点と理論カーブへの近似が必要となる。このような逆問題を素早く解決するためには、任意の設計パラメータと銅損との関係式を直接的に導出可能な解析手法が求められる。

以上の背景を受けて、本論文では以下(i)(ii)の要件を満たし、並列巻線を用いた中点タップトランスに適用可能な銅損解析技術の提案を目指した。

(i) モデリングや計算過程が単純で解析に必要な時間が短い（数値計算を利用しない）。

(ii)解析結果として、巻線構造と銅損・電流分布の関係を示した理論式を得ることができる。

並列巻線を用いた中点タップトランスは高降圧コンバータによく利用される磁気部品である。したがって、提案する解析技術がこの磁気部品に適用できることも、高降圧比 DC-DC コンバータの導通損失を低減する上で必要な要件の一つと言える。

(B)整流回路の配線経路で起こる近接効果に着目した損失低減手法

近年、DC-DC コンバータを構成する回路部品の高性能化は目覚ましく、部品の単体での小型・効率化が進んでいる。本論の(A)の取り組みもその一つである。

高降圧コンバータのトランスでは降圧比を稼ぐためにしばしばワンターンの巻線が採用される。その結果として、相対的に部品同士を接続する配線経路が長くなり、この配線経路の導通損失が大きな課題となっている。多くの場合、基板面への放熱板の取り付けが容易であることから、この整流回路の損失による焼損は冷却することで対策される。しかし、放熱板によるサイズアップや依然として大きなままの導通損失によって、コンバータのさらなる高効率・小型化が難しくなっている。

これらのことから、部品単体だけでなく整流回路の配線経路を含めた総合的なアプローチでの近接効果に起因する導通損失の低減への着手が必要と考えられる。そこで本稿では、近接効果的に有利な部品配置を導き出し、この部品配置を実現するための新たな整流回路構成を提案する。

以上(A)(B)二つの方針を基に、本論では「高降圧比 DC-DC コンバータの近接効果に起因する導通損失の低減」を目的とした技術開発について論述した。

2章の概要

2章では、方針(A)のファーストステップとして、磁気部品の並列巻線のための電流分配に関する新たな着眼である「磁気随伴エネルギー極値の原理」を提案し、要件(i)(ii)を満たすような並列巻線の電流分配解析技術を提案した。この原理によると、磁気部品の並列巻線の電流分配は磁気随伴エネルギーが極値となる様に分布する。したがって、磁気随伴エネルギーを並列巻線の電流に関する関数として磁気構造からモデル化し、極値を取るような電流の解を求めることで並列巻線の電流分配を特定できる。(ただし、この原理が成り立つ範囲は、磁気結合の影響が寄生抵抗に対し十分高くなるような高周波に限定される)。

本文では一般化したインダクタモデルを基に磁気随伴極値の原理を証明し、この原理に基づいた磁気部品の並列巻線の電流分配解析手順について解説した。い

くつかのインダクタ構造について、実際に解析が実行され、実験結果と比較された。その結果、提案手法はおおむね実験結果と整合的であり、有効性が検証された。

3章の概要

方針(A)に関して、要件(i)(ii)を満たした先行技術として Dowell モデルに基づいた磁気部品の銅損解析が提案されている。しかし、Dowell モデルを並列巻線に適用するためには事前に並列巻線間の電流分配を特定しておく必要がある。一方で、(i)(ii)を満たすような、電流分配解析手法はこれまで報告されていなかった。そこで、3章では2章で議論した電流分配解析と Dowell モデルを組み合わせ、高周波フォワードトランスのための要件(i)(ii)を満たした銅損解析手法を提案する。検証実験によると提案手法は十分な精度で高周波トランスの銅損を予測することに成功したといえる。

4章の概要

高降圧比DC-DCコンバータでは二次側の銅損低減のためしばしば並列接続された中点タップ巻線が採用される。3章の銅損解析技術は確かに、交流電流のみが通電されるような一般的なフォワードトランスに対して有効性が示された。しかし、中点タップ巻線のように、直流・交流の両方の電流成分が流れる巻線を含むようなアプリケーションに対し適用できるかは明確でなかった。

そこで、4章では、3章で提案した銅損解析技術を発展させ中点タップトランスに適用するための算定手順について議論した。また、この解析を利用して比較的単純で一般的な高周波高降圧中点タップトランスの巻線構成の中で、最も銅損が少ない巻線層順を導き出した。この結果はシミュレーションと実験によって検証され、おおむね妥当性が検証された。以上より、提案した銅損解析手法は高降圧比DC-DCコンバータのための磁気部品の設計ツールとして十分実用的であることが確認できた。

5章の概要

5章では、2章の電流分配解析技術を利用し、解析結果の理論式から直接的に最適な巻線構造を導き出す逆問題に取り組む。この取り組みによって、要件(ii)を活用した最適設計に対し本手法が有望であることを確認する。

最適化する対象のパラメータとして、トランスの巻線層に巻き付けられた巻数の割り当てに着眼した。比較的単純なトランス構造を例に並列巻線を通る電流

分配の均一化が実行された一般的な設計では、すべての巻線層に対し均一な巻数の巻線を巻き付ける。この場合、例とした構造では二つの並列巻線の内、片方の巻線にすべての電流が集中する結果となり、もう片方の巻線は銅損の低減に寄与しないことが分かった。これに対し、提案解析によると巻線層の巻数を調整することで並列巻線間の巻線電流がバランスされることが分かった。解析結果と実機による検証結果は一致しており、提案手法の妥当性が確認された。この結果から、提案解析技術は単純に任意の構造に対し解析を実行するだけでなく、有望な構造を探し出す逆問題の解決に活用できることが示唆された。

6章の概要

6章では、後者の方針(B)のために、近接効果を抑制するための新たな整流回路の構成を提案した。この整流回路構成は、4章で解析した低銅損な中点タップトランスの巻線構造と組み合わせられ、低銅損な高降圧比 DC-DC コンバータの試作機が作成・評価された。

高降圧比 DC-DC コンバータではトランスの二次巻線がワンターンとなるような極端な巻数比を要求されることも少なくない。その結果、二次巻線の巻数が少なくなり、巻線の長さは短くなる。一般的な降圧比を持ったコンバータでは、トランスの巻線長は長く、銅損低減においてトランスの巻線が最も支配的な要因となる傾向がある。しかし、高降圧比コンバータでは、二次巻線の巻数が小さくなり、相対的にトランス以外の配線経路で起こる導通損失も大きく見える。特にトランスから整流素子に繋がる配線経路では近接効果の影響を受けた高周波交流電流によって大きな銅損が引き起こされる。一般的な設計では放熱板を回路に取り付けて熱を逃がすことで焼損を避けている。しかし、この対策では、依然として大きな銅損は低減されず、放熱システムによって体積の増加を引き起こす。したがって、より高効率で小型なコンバータを実現するためには、整流回路の配線経路で起こる近接効果を抑制し、銅損を改善する必要がある。

通常的设计では、部品点数や回路理論に基づいて有望な回路構成が選択される。その後、その回路構成の中で銅損を極力減らすような配線パターンが検討される。したがって、素子のサイズや接続順序は制限され、素子の物理的な配置には回路構成による制限が生まれる。そこで、本稿では先に近接効果的に有利な整流回路の部品配置を検討し、その後その部品配置を実現するための回路構成を提案した。その結果、トランスの二次巻線の中に整流素子が配置されるようなユニークな整流回路の設計指針を導き出すことに成功した。提案した整流回路方式の回路構成は従来の一般的な回路構成と実験によって比較され、大電流領域で十分高い導通損失低減効果があることが確認された。

以上のことから、本論文で提案した銅損解析手法と新しい整流回路方式によって、高降圧比 DC-DC コンバータの銅損低減に対する新たな設計的なアプローチが導入されたと結論付ける。これらのアプローチの実用化によって、高降圧コンバータの高性能化が推進され、より環境にやさしい社会が実現されることを期待する。

提案した銅損手法は解析速度が非常に高く現実的な産業現場の磁気部品の設計への活用が期待できる。また、これまでの解析手法と異なり、解析結果として、磁気部品構造の物理的な設計パラメータと銅損の関係の理論式を直接的に導出することができる。この理論式は解析結果から最適な構造を導き出すような逆問題の解決に有効であるといえる。つまり、提案手法は解析的な磁気部品の設計を産業現場で応用するうえで、時間的なコストを大幅に低減し、現実的に活用できる品質に落とし込むことに成功したと結論付ける。一方で、現状の解析手法は議論の簡単化のために巻線厚や通電電流にいくつかの制限が設けられている。今後はこれらの制限をなくした銅損解析について議論し、より汎用的な解析の実現が期待される。

提案した新たな整流回路の設計指針は降圧比が高いことに着目し、より詳細に課題抽出を試みることで、従来になかった回路構成の実現に成功した。部品配置から回路構成を導き出すようなアプローチが一般化されることで、より効果的な部品配置や回路構成が導き出されることが期待される。一方で提案した手法の放熱経路の設計や回路定数の最適化にはまだ議論の余地が残されている。これらのさらなる詳細な議論によって、提案手法の実用化が期待される。

謝辞

初めに、本研究の実施に際し熱心なご指導をいただいた岡山大学 平木 英治教授、東北大学 梅谷 和弘 准教授に深く感謝いたします。また、お忙しい中副査を引き受けてくださった、岡山大学 金 錫範 教授、竹本 真紹 教授にも感謝いたします。特に、平木 英治 教授と梅谷 和弘 准教授のお二人には学部四年から現在に至るまで、研究指導だけでなく、技術者としてのものの考え方、研究へ取り組む姿勢など、多くのことを学ばせていただきました。博士課程の進学を志したのも先生方のご指導があったからこそだと考えております。私の人生の選択肢を広げるきっかけをくださったお二人に謹んで感謝申し上げます。

また、中点タップトランスの銅損解析手法の提案に際し、ご支援・ご協力いただいたオムロン株式会社、伊藤勇輝様、兵頭貴志様に深く感謝いたします。実際の現場でお仕事をされている技術者の方との議論は、私にとって得るものは多く、研究者としてだけでなく一人の技術者として成長させていただきました。

次に、岡山大学電力変換システム工学研究室の関係者の皆様に深く感謝を申し上げます。特に、楠見隆行様、石原將貴様、同期としてお互いに切磋琢磨し、成長しあうことができました。博士課程の間、同じ道を志す同期がいたことは大きな心の支えになったと思います。

最後に、とても長くなってしまった学生生活を支えてくれた両親に感謝いたします。同い年の人たちが次々と就職してゆく中、学生を続ける私は多くの不安を与えてしまったと思います。博士課程への進学のチャンスを与えてくれた両親がいなければ今の私はありませんでした。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Junpei Inamori, Hidekazu Hoshi, Toshimitsu Tanaka, Tadatoshi Babasaki, and Keiichi Hirose, “380-VDC power distribution system for 4-MW-scale cloud facility”, 2014 IEEE 36th International Telecommunications Energy Conference (INTELEC), 2014.
- [2] Keiichi Hirose, “DC powered data center with 200 kW PV panels”, 2018 International Power Electronics Conference (IPEC-Niigata 2018 -ECCE Asia), 2018.
- [3] Jean-Michel Clairand, Javier Rodríguez-García, Carlos Álvarez-Bel, “Assessment of Technical and Economic Impacts of EV User Behavior on EV Aggregator Smart Charging”, *Journal of Modern Power Systems and Clean Energy*, Vol.8, No.2, pp. 356-366, 2020.
- [4] Rongqing Zhang, Xiang Cheng, Liuqing Yang, “EV Dispatch Control for Supplementary Frequency Regulation Considering the Expectation of EV Owners”, *IEEE Transactions on Intelligent Transportation Systems*, Vol.20, No.1, pp. 172-184, 2019.
- [5] J.P.R. Balestero, F.L. Tofoli, G.V. Torrico-Bascopé, F.J.M. de Seixas, "A DC–DC Converter Based on the Three-State Switching Cell for High Current and Voltage Step-Down Applications", *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 28, no. 1, pp. 398-407, 2013.
- [6] F.M. Ibanez, J.M. Echeverria, D. Astigarraga et al., "Soft-switching forward DC–DC converter using a continuous current mode for electric vehicle applications", *IET Power Electron.*, vol. 8, no. 10, pp. 1978-1986, 2015.
- [7] Hongfei Wu, Kai Sun, Liqun Chen, Lei Zhu, Yan Xing, "High Step-Up/Step-Down Soft-Switching Bidirectional DC–DC Converter with Coupled-Inductor and Voltage Matching Control for Energy Storage Systems", *Industrial Electronics IEEE Transactions on*, vol. 63, no. 5, pp. 2892-2903, 2016.
- [8] K. Hwu, W. Jiang, Y. Yau, "Nonisolated coupled-inductor-based high step-down converter with zero dc magnetizing inductance current and nonpulsating output current", *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 31, no. 6, pp. 4362-4377, 2016.
- [9] G. J. Maass, A. Ferrari de Souza, I. Barbi, “Analysis and experimentation of a forward converter with active clamping and output rectifier using a center tapped transformer,” in *Proc. IEEE Power Electron. Special Conf.*, Vancouver, Canada, Jun. 2001, pp. 1767-1772.
- [10] B.-R. Lin and C.-H. Chao, “Analysis, design, and implementation of a soft-switching converter with two three-level PWM circuits,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 28, no. 4, pp. 1700-1710, Apr. 2013.

- [11] J.-H. Jung, "Bifilar winding of a center-tapped transformer including integrated resonant inductance for LLC resonant converters," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 28, no. 2, pp. 615-620, Feb. 2013.
- [12] V. S. Rajguru and B. N. Chaudhari, "Analysis and peak current mode control of active clamp forward converter with center tap transformer," in *Proc. IEEE Intl. Conf. Power Electron. Drives Energy Syst.*, Bengaluru, India, Dec. 2012.
- [13] H. Hämäläinen, J. Pyrhönen, J. Nerg, J. Talvitie, "AC resistance factor of Litz-wire windings used in low voltage high-power generators," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 61, no. 2, pp. 693-700, Feb. 2014.
- [14] H. Shinagawa, T. Suzuki, M. Noda, Y. Shimura, S. Enoki, and T. Mizuno, "Theoretical analysis of ac resistance in coil using magnetoplated wire," *IEEE Trans. Mag.*, vol. 45, no. 9, pp. 3251-3259, Sep. 2009.
- [15] S. L. M. Berleze and R. Robert, "Skin and proximity effects in nonmagnetic conductors," *IEEE Trans. Educ.*, vol. 46, no. 3, pp. 368-372, Aug. 2003.
- [16] N. H. Kutkut and D. M. Divan, "Optimal air-gap design in high-frequency foil windings," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 13, no. 5, pp. 942-949, Sep. 1998.
- [17] M. K. Kazimierczuk and R. P. Wojda, "Foil winding resistance and power loss in individual layers of inductors," *Intl. J. Electron. Telecommunications*, vol. 56, no. 3, pp. 237-246, Sept. 2010.
- [18] V. Nabaei, S. A. Mousavi, K. Miralikhani, and H. Mohseni, "Balancing current distribution in parallel windings of furnace transformers using the genetic algorithm", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.46, No.2, pp.626-629 (2010)
- [19] J. D. van Wyk Jr., W. A. Cronje, J. D. vanWyk, C. K. Campbell, and P. J. Wolmarans, "Power electronic interconnects: skin- and proximity effect-based frequency selective multipath propagation", *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol.20, No.3, pp.600-610 (2005)
- [20] Y Suzuki, I. Hasegawa, S. Sakabe, T. Yamada, "Effective electromagnetic field analysis using finite element method for high frequency transformers with Litz-wire", *Proc. IEEE Intl. Conf. Elect. Mach. Syst. (ICEMS)*, pp.4388-4393 (2008)
- [21] Y. Hu, J. Guan, X. Bai, and W. Chen, "Problems of paralleling windings for planar transformers and solutions", *Proc. IEEE Power Electron. Specialist Conf. (PESC)*, Vol.2, pp.597-601 (2002)
- [22] X. Margueron, A. Besri, Y. Lembeye, and J. P. Keradec, "Current sharing between parallel turns of a planar transformer: prediction and improvement using a circuit simulation software", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol.46, No.3, pp.1064-1071, (2010)
- [23] W. Chen, Y. Yan, Y. Hu, and Q. Lu, "Model and design of pcb parallel winding for planar transformer", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.39, No.05, pp.3202-3204 (2003)

- [24] D. Fu F. C. Lee, and S. Wang, “Investigation on transformer design of high frequency high efficiency DC-DC converters”, Proc. Appl. Power Electron. Conf. Expo. (APEC), pp.940-947 (2010)
- [25] .M. Chen, M. Araghchini, K. K. Afridi, J. H. Lang, C. R. Sullivan, and D. J. Perreault, “A systematic approach to modeling impedances and current distribution in planar magnetics”, IEEE Trans. Power Electron., Vol.31, No.1, pp.560-580 (2016)
- [26] R. Asensi, R. Prieto, and J. A. Cobos, “Automatized connection of the layers of planar transformers with parallel windings to improve the component behavior,” in Proc. IEEE Applied Power Electron. Conf. Expo. (APEC2012), Orlando, FL, USA, pp. 1778–1782, Feb. 2012.
- [27] R. Prieto, J. A. Cobos, O. Garcia, P. Alou, and J. Uceda, “Using parallel windings in planar magnetic components”, Proc. IEEE Power Electron. Specialist Conf. (PESC), Vol.04, pp.2055-2060 (2001)
- [28] R. Prieto, R. Asensi, and J.A. Cobos, “Selection of the appropriate winding setup in planar inductors with parallel windings”, Proc. IEEE Energy Conversion Congr. Expo. (ECCE), pp.4599-4604 (2010)
- [29] P. L. Dowell, “Effects of eddy currents in transformer windings”, Proc. IEE, vol. 113, no. 8, pp. 1387-1394 (1966)
- [30] J.-P. Vandelac and P. D. Ziogas, “A novel approach for minimizing high-frequency transformer copper loss,” IEEE Trans. Power Electron., vol. 3, no. 3, pp. 266–277, Jul. 1988.
- [31] J. A. Ferreira, “Appropriate modelling of conductive losses in the design of magnetic components,” in Proc. IEEE Power Electron. Specialist Conf. (PESC1990), San Antonio, TX, USA, pp. 780–785, Jun. 1990.
- [32] F. Robert and P. Mathys, “Ohmic losses calculation in SMPS transformers: numerical study of Dowell’s approach accuracy,” IEEE Trans. Magn., vol. 34, no. 4, pp. 1255–1257, Jul. 1998.
- [33] W. G. Hurley, E. Gath, and J. G. Breslin, “Optimizing the AC resistance of multilayer transformer windings with arbitrary current waveforms,” IEEE Power Electron., vol. 15, no. 2, pp. 369–376, Mar. 2000.
- [34] J. T. Strydom and J. D. van Wyk, “Improved loss determination for planar integrated power passive modules,” in Proc. IEEE Appl. Power Electron. Conf. Expo. (APEC2002), Dallas, TX, USA, vol. 1, pp. 332–338, Mar. 2002.
- [35] R. Pittini, Z. Zhang, M. A. E. Andersen, “High current planar transformer for very high efficiency isolated boost DC-DC converters,” in Proc. IEEE Intl. Power Electron. Conf. (IPEC2014), Hiroshima, Japan, pp. 3905–3912, May 2014.
- [36] M. A. Bahmani, T. Thiringer, and H. Ortega, “An accurate pseudoempirical model of winding loss calculation in HF foil and round conductors in switchmode magnetics,” IEEE Trans. Power Electron., vol. 29, no. 8, pp. 4231–4246, Aug. 2014.

- [37] J. M. Lopera, M. J. Prieto, J. Diaz, and J. Garcia, "A mathematical expression to determine copper losses in switch-mode power supplies transformers including geometry and frequency effects," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 30, no. 4, pp. 2219–2231, April 2015.
- [38] J.-P. Vandelac, P. D. Ziogas, "A novel approach for minimizing high frequency transformer copper loss," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 3, no. 3, pp. 266–277, Jul. 1988.
- [39] Xiaonan Zhao;Chih-Shen Yeh;Lanhua Zhang;Jih-Sheng Lai;Thomas Labelle , "A 2-MHz Wide-Input Hybrid Resonant Converter With Ultracompact Planar Coupled Inductor for Low-Power Integrated On-Chip Applications", *IEEE Tran. Industry Applications*, vol. 54, no. 1, pp. 376-387 (2018)
- [40] M. Hataya, Y. Oka; K. Umetani, E. Hiraki, T. Hirokawa, M. Imai, "Novel thin heating coil structure with reduced copper loss for high frequency induction cookers", *ICEMS 2016*, Chiba, Japan, November 2016
- [41] G. Hsieh, C. Tsai, and W. Hsu, "Synchronous Rectification LLC Series-Resonant Converter", in *Proc. IEEE Applied Power Electronics Conf. Expo.*, 2007, pp.1003-1009.
- [42] W. Feng, F. C. Lee, P. Mattavelli, and D. Huang, "A Universal Adaptive Driving Scheme for Synchronous Rectification in LLC Resonant Converters," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 27, no. 8, pp. 3775-3781, Aug. 2012.
- [43] Y. Cheng, J. Chen, Y. Liu, K. Huang, and Z. Yang, "Design of a digitally-controlled LLC resonant converter with synchronous rectification," in *Proc. International Future Energy Electronics Conf.*, 2013, pp. 772-776.
- [44] E. Finnansyah, S. Tomioka, S. Abel, M. Shoyama, and T. Ninomiya, "A critical-conduction-mode bridgeless interleaved boost power factor correction", *Proc. IEEE Intl. Telecommunications Energy Conf. (INTELEC)*, pp.1-5 (2009)
- [45] J. C. Hernandez, L. P. Petersen, M. A. E. Andersen, "Characterization and evaluation of 600 v range devices for active power factor correction in boundary and continuous conduction modes", *Proc. Appl. Power Electron. Conf. Expo. (APEC)*, pp.1911-1916 (2016)
- [46] J.-W. Kim and G.-W. Moon, "Minimizing effect of input filter capacitor in a digital boundary conduction mode power factor corrector based on time-domain analysis", *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol.31, No.6, pp.3827-3836 (2016)
- [47] Z. Liu, Z. Huang, F. C. Lee, and Q. Li, "Digital-based interleaving control for GaN-based MHz CRM totem-pole PFC", *Proc. Appl. Power Electron. Conf. Expo. (APEC)*, pp.1847-1852 (2016)
- [48] G. Ivensky, S. Bronshtein, and A. Abramovitz, "Approximate analysis of resonant LLC DC-DC converter", *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol.26, No.11, pp.3274-3284 (2011)

- [49] G. Yang, P. Dubus, and D. Sadarnac, "Double-phase high-efficiency, wide load range high-voltage/low-voltage LLC DC/DC converter for electric/hybrid vehicles", *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol.30, No.4, pp.1876-1886 (2015)
- [50] H. Li and Z. Jiang, "On automatic resonant frequency tracking in LLC series resonant converter based on zero-current duration time of secondary diode", *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol.31, No.7, pp.4956-4962 (2016)
- [51] W. Zhang, F. Wang, D. J. Costinett, L. M. Tolbert, and B. J. Blalock, "Investigation of gallium nitride devices in high frequency LLC resonant converter", *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol.32, No.99, pp.571-583 (2017)
- [52] R. Krishnan, "Switched reluctance motor drives", Boca Raton, FL, USA, CRC Press, pp.3-7 (2000)
- [53] T. J. E. Miller, "Electronic control of switched reluctance machines", Oxford, U. K.: Newns, pp.43-45 (2001)
- [54] T. Shirakawa, G. Yamasaki, K. Umetani, and E. Hiraki, "Extremum co-energy principle for analyzing AC current distribution in parallel-connected wires of high-frequency power inductors," *IEEJ J. Ind. Appl.*, vol. 7, no. 1, pp. 35-42, 2018.
- [55] Acero J., Alonso R., Barragan L. A., Burdio J. M., Carretero C., "Efficiency model of planar loaded twisted-wire windings in a magnetic substrate for domestic induction heating appliances", in *Proc. IEEE Power Electron. Specialists Conf. (PESC2008)*, pp. 3482-3488
- [56] Roskopf A., Bar E., Joffe C., "Influence of inner skin- and proximity effects on conduction in Litz wires", *IEEE Trans. Power Electron.* Vol. 29 no.10, pp. 5454-5461
- [57] S. E. Schwarz, "Electrodynamics," in *Electromagnetics for engineers*, Orland, FL, USA: Sounders College Publishing, 1990, pp. 214-246.
- [58] T. Shirakawa, G. Yamasaki, K. Umetani, and E. Hiraki, "Copper loss analysis based on extremum co-energy principle for high frequency forward transformers with parallel-connected windings," in *Proc. Annu. Conf. IEEE Ind. Electron. Soc.*, Florence, Italy, 2016, pp. 1099-1105.
- [59] A. Van den Bossche and V. C. Valchev, "Eddy currents in conductors," in *Inductors and Transformers for Power Electronics*, 1st ed., GBR: Taylor & Francis Group, 2005, ch.5. sec. 5.3 pp. 173-174.
- [60] Tomohide Shirakawa, Kazuhiro Umetani, Eiji Hiraki, Yuki Itoh, Takashi Hyodo, "Optimal Winding Layer Allocation for Minimizing Copper Loss of Secondary-Side Center-Tapped Forward Transformer with Parallel-Connected Secondary Windings", *Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE) 2019 IEEE*, pp. 6206-6213, 2019.
- [61] W. Water and J. Lu, "Improved high-frequency planar transformer for line level control (LLC) resonant converters," *IEEE Magn. Lett.*, vol. 4, 6500204, Nov. 2013.

- [62] E. L. Barrios, A. Ursua, L. Marroyo, and P. Sanchis, "Analytical design methodology for litz-wired high-frequency power transformers," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 62, no. 4, pp. 2103-2113, Apr. 2015.
- [63] I. Lope, J. Acero, J. M. Burdio, C. Carretero, R. Alonso, "Design and implementation of PCB inductors with litz-wire structure for conventional-size large-signal domestic induction heating applications", *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 51, pp. 2434-2442, Jul. 2015.
- [64] C. Carretero, "Coupling power losses in inductive power transfer systems with litz-wire coils", *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 64, no. 6, pp. 4474-4482, Jun. 2017.
- [65] Kazuhiro Umetani, Jesús Acero, Héctor Sarnago, Óscar Lucia, Eiji Hiraki, "Simple Fully Analytical Copper Loss Model of Litz Wire Made of Strands Twisted in Multiple Levels", *Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC) 2019 IEEE*, pp. 1257-1264, 2019.
- [66] 永井歩美, 北村拓海, 老澤満男, 石飛学「高周波電力用空心インダクタの高密度化」, *電気学会論文誌 D*, Vol.138, No.9, pp.723-729, 2018.