

### 最適化手法に基づく正弦波磁束波形制御を実装した単板磁気試験器による磁気特性測定に関する研究

高橋, 良彰 / TAKAHASHI, Kazuaki

---

(出版者 / Publisher)

法政大学大学院理工学研究科

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

法政大学大学院紀要. 理工学・工学研究科編

(巻 / Volume)

61

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

6

(発行年 / Year)

2020-03-24

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00022846>

# 最適化手法に基づく正弦波磁束波形制御を実装した 単板磁気試験器による磁気特性測定に関する研究

STUDY ON MEASUREMENT OF MAGNETIC PROPERTY USING SINGLE-SHEET TESTER SUPPORTED  
CONTROLLER FOR SINUSOIDAL WAVEFORM OF MAGNETIC FLUX DENSITY CONTROL USING  
OPTIMIZATION METHOD

高橋良彰

Kazuaki TAKAHASHI

指導教員 岡本吉史

法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻修士課程

In recent years, electrification of cars and airplanes has been increasingly promoted. Therefore, the demand for higher efficiency motors is remarkably increasing. When high-efficiency motor is designed, the loss estimation is performed by numerical electromagnetic field analysis in advance of the practical manufacturing. To realize highly accurate loss estimation, it is necessary to utilize the magnetic properties of the electromagnetic steel sheet measured with high accuracy. In this paper, a basic study on magnetic property measurement using a single-sheet tester designed in our laboratory is carried out. Then, a technique to efficiently control the secondary-side voltage waveform to a sinusoidal wave using an optimization method is developed. The validity of the proposed system by comparing the results obtained from the proposed system with the those derived from the conventional waveform control technique is demonstrated.

**Key Words** : *H coil method, Single sheet testers, Steepest descent method, Waveform control*

## 1. はじめに

近年、海水面の上昇や高温な気候が続くことに起因した旱魃、食料・水不足、動植物の絶滅といった気候変動による危機的状況を緩和することを目的として、温室効果ガスの抑制が要請されている。その中で、地球温暖化の主要因である二酸化炭素を削減するために、自動車業界では、温室効果ガスや窒化酸化物 (NOx)、硫黄酸化物 (SOx) の排出量が多いガソリン車から電気自動車、ハイブリッドカーへの転向が進んでいる。その結果、自動車駆動用モータの更なる高効率化が望まれている<sup>[1]</sup>。

モータ高効率化のために、損失評価は必需の技術であり、鉄損に注目した電磁界解析は設計現場における強力な設計ツールになっている<sup>[2]-[4]</sup>。鉄損は、ヒステリシス損と渦電流損を合算した物理量であり、磁気履歴曲線に囲まれた領域の面積である。特に、モータに使用される軟磁性材料は、高透磁率性、高い飽和磁束密度値、低保持力が要求され、それらの磁気特性パラメータの向上を目的とした研究開発が行われている。このような磁気特性は、モータの部品 (例えば、積層して固定されるロータの鉄芯) における選定には必要不可欠であり、磁気試験器 (例えば、単板磁気試験器) によって測定される。

さらに、電磁界解析に磁気ヒステリシス特性を考慮する場合には、渦電流の影響を除外した磁気ヒステリシス特性の高精度な実測データを必要とする<sup>[5]</sup>。また、初磁化曲線を使用して磁気非線形性を考慮する場合、飽和領域の磁気ヒステリシスループの近似が問題となり<sup>[6]</sup>、例えば、文献 [7] では、ティース部先端の磁束密度値に差異が生じ、コギングトルク特性に大きく影響を与えるとの報告例がある。そのため、高磁束密度領域までを含めた磁気ヒステリシス特性の高精度測定が求められている。

磁気試験では、励磁部にある回路定数によって差異が生じないように、試料の二次側に誘起される磁束波形が正弦波となるように、磁束正弦波条件を満たして印加電圧を波形制御した上で、測定することが国際規格で決定されている<sup>[8]</sup>。以前から、二次側電圧あるいは磁束密度の測定値と目標値との差を適当な係数を掛け、一次側の印加電圧に加えることでフィードバックする手法が広く用いられてきた<sup>[9]-[11]</sup>。しかしながら、従来行われていた波形制御では、収束するまでに要する測定時間の増大、フィードバック係数による収束特性の差異が問題であった。また、波形制御に最適化手法 (準ニュートン法) を適用した例<sup>[12]</sup>が見られるが、一反復当たりにも最適な修正係数を決定するための反復が多いという欠点があった。

さらに文献 [13] では、ニューラルネットワークを用いた波形制御技法が提案されているが、フィードバック回数の低減に成功している一方で、重み決定のために多量の学習データが必要となり、種々の磁気材料に関して一律に決定できない懸念がある。

そこで本稿では、単板磁気試験器における、二次側誘起電圧に関して、目標二次側電圧との二乗誤差の一周積分が最小となる最適化問題へ変換し、最急降下法によって、磁束密度波形を正弦波に漸近させる手法を提案する。さらに、印加電圧入力波形に関して、回路方程式に基づいた初期波形推定<sup>[14]</sup>を行い、フィードバック回数の低減を図った。従来法である単純修正方程式に基づく過小緩和法による波形制御法と、提案法である最急降下法による波形制御法について、磁束密度波形、波形率、鉄損のパラメータにより比較したので、その仔細について報告する。

## 2. 磁気特性測定原理

### (1) 磁気測定技法

#### a) H コイル法

H コイル法<sup>[15]</sup>は試料表面に設けた空芯コイル (H コイル) の誘起電圧の時間積分により、磁界  $H$  を算出する。これは、試料内部の磁界と、その表面の磁界について、接線成分の連続性が成立することを利用している。H コイルから誘起される電圧  $v_H$  と磁界  $H$  は、(1) 式となる。

$$H(t) = -\frac{1}{\mu_0 N_H S_H} \int v_H(t) dt \quad (1)$$

ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $N_H S_H$  は H コイルのエリアタールである。また、試料に直巻きしたコイル (B コイル) における誘起電圧  $v_B$  と磁束密度  $B$  は (2) 式で表される。

$$B(t) = -\frac{1}{N_B S_B} \int v_B(t) dt \quad (2)$$

ここで、 $N_B$  は B コイルの巻数、 $S_B$  は B コイル断面積 (試料断面積) である。

#### b) フーリエ級数展開による波形データ処理

電源線由来のノイズにより、測定された H コイル誘起電圧、B コイル誘起電圧、印加電圧の各波形が歪み、正確な波形が再現できないことが懸念される。それゆえ、フーリエ級数展開を行った。各測定波形を総称して  $v$  とおき、測定波形の対称性により、偶数調波成分を除外できるので、(3) 式のようにフーリエ級数展開を施せる。

$$v(t) = \sum_{k=0}^{N_{\max}} (a_{2k+1} \sin(2k+1)\omega t + b_{2k+1} \cos(2k+1)\omega t) \quad (3)$$

ここで、 $k$ 、 $N_{\max}$  は、それぞれ調波次数及び最大調波次数を決定する変数であり、 $a_{2k+1}$ 、 $b_{2k+1}$  は測定した各波形デー

タから得られる奇数次調波における奇関数及び偶関数のフーリエ係数、 $\omega$  は角周波数である。

### (2) 波形制御法

#### a) 単純修正方程式に基づく過小緩和法による波形制御 (従来法)

磁気試験において、B コイルの目標電圧  $v_B$  になるように、3 章で述べるファンクションジェネレータの印加電圧  $v_c$  を歪ませる式として、(4) 式を使用する<sup>[16]</sup>。

$$v_c^{(j+1)}(t) = v_c^{(j)}(t) - K \frac{V_c^{(j)}}{V_B^{(j)}} (v_B^{(j)}(t) - v_{Br}^{(j)}(t)) \quad (4)$$

ここで、 $K$  は 1 以下の正数 (フィードバック係数)、 $V_c$  は設定電圧における基本波成分の振幅、 $V_B$  は B コイル電圧における基本波成分の振幅、 $v_B$  は B コイル電圧、 $j$  は反復回数である。

#### c) 最急降下法による波形制御

最適化問題では、一周期における B コイル電圧と B コイルの目標電圧との二乗誤差の最小化を目標とし、最適化手法として最急降下法を実装した。なお、設計変数は印加電圧波形の奇関数及び偶関数のフーリエ係数  $p_{2k+1}$  及び  $q_{2k+1}$  である。最適化問題を (5) 式に示す。

$$\min. W = \sum_{t=n_0}^{n_0+n_T} (v_B^{(j)}(t) - v_{Br}^{(j)}(t))^2 \Delta t \quad (5)$$

ここで、 $n_0$  は一周期開始点、 $n_T$  は一周期分点数、 $\Delta t$  は時間刻み幅である。また、印加電圧は (6) 式となる。

$$v_c(t) = \sum_{k=0}^{N_{\max}} (p_{2k+1} \sin(2k+1)\omega t + q_{2k+1} \cos(2k+1)\omega t) \quad (6)$$

次に、設計変数の更新式を (7) 式に示す。

$$\mathbf{u}^{(j+1)} = \mathbf{u}^{(j)} + \alpha^{(j)} \mathbf{d}^{(j)} \quad (7)$$

ここで、 $\mathbf{u}$  は設計変数である印加電圧における奇関数及び偶関数のフーリエ係数  $p_{2k+1}$  及び  $q_{2k+1}$  を一つに纏めたベクトルである。また、 $\mathbf{d}$  は設計変数に対する目的関数の勾配から得られる修正ベクトル、 $\alpha$  は修正係数である。これらは、(8)、(9)、(10) 式で表される。

$$\mathbf{u} = \{p_1, p_3, \dots, p_{2N_{\max}+1}, q_1, q_3, \dots, q_{2N_{\max}+1}\}^T \quad (8)$$

$$\mathbf{d}^{(j)} = \frac{\partial W}{\partial \mathbf{u}} \Big|^{(j)} \quad (9)$$

$$\alpha^{(j)} = \frac{\beta^{(j)}}{\left\| \frac{\partial W}{\partial \mathbf{u}} \Big|^{(j)} \right\|_{\infty}} \quad (10)$$

ここで、 $\beta$  は修正係数を調整するパラメータである。

また、勾配計算では、設計変数に対する  $v_B$  の勾配  $\partial W / \partial u_k$  について、励磁コイル・B コイル間の非線形性等により、 $v_B$  と  $u_k$  間の勾配  $\partial v_B / \partial u_k$  を厳密に求解することは困難である。そこで (10) 式のように、各次数の展開次数に対して摂動  $\Delta u$  を与え、中央差分により算出した。

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial u_k} &= \frac{\partial W}{\partial v_B} \frac{\partial v_B}{\partial u_k} \\ &= \sum_{t=n_0}^{n_0+n_T} \left\{ 2(v_B(t) - v_{B_r}(t)) \Delta t \frac{\partial v_B}{\partial u_k} \right\} \\ &= \sum_{t=n_0}^{n_0+n_T} \left\{ 2(v_B(t) - v_{B_r}(t)) \Delta t \frac{v_B(u_k + \Delta u) - v_B(u_k - \Delta u)}{2\Delta u} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

最急降下法によるフローチャートを図1に示す。まず、反復回数  $j$  の初期値を零にする (step 1)。次に、目的関数に対する設計変数  $u$  の勾配  $\nabla W$  を各調波に対して算出し (step 2)、修正ベクトル  $d$  を計算する (step 3)。その後、修正係数  $\alpha$  を計算し (step 4)、設計変数  $u$  を更新し (step 5)、収束条件を満たすまで同様の処理を行う (step 6)。

次に、step 4 における  $\alpha$  の決定方法について、図2に示す。まず、 $\beta$  を毎反復ごとに  $\beta_{\text{init}}$  に初期化し、 $\alpha$  の値を変更する。続いて、その  $\alpha$  により設計変数  $u$  を決定して、新たに印加電圧を生成し、測定を行う。そして、後の波形率誤差  $\varepsilon_{\text{FF}}^{\text{(new)}}$  が  $\varepsilon_{\text{FF}}^{\text{(old)}}$  に比べて低下が認められる場合は、 $\beta$  の値を変更する。

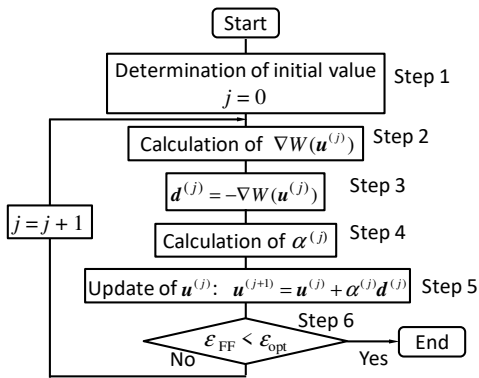


Fig. 1 Flowchart for steepest descent method.

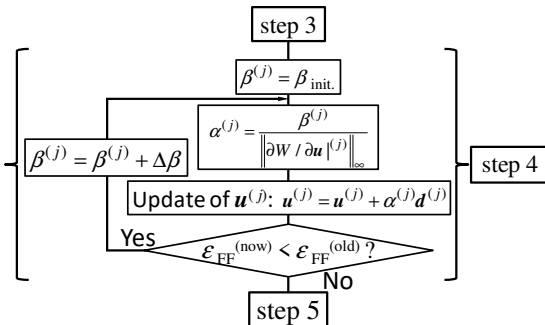


Fig. 2 Flowchart for decision of  $\alpha$ .

### c) 初期入力波形の推定法

通常、低磁束密度から高磁束密度において、従来法の (4) 式あるいは提案法の (7) 式を使用する。一方で、高磁束密度領域では、印加電圧  $v_c$  の初期値を正弦波として波形制御を行うと、磁束密度が正弦波に収束するまでのフィードバック回数が増大する。そのため印加電圧  $v_c$  について初期入力波形の推定を行い、収束波形に近い歪波を入力することで、反復回数の低減を目指した。まず、正弦波電圧を印加し、得られたヒステリシスループから磁束密度が正弦波に対応する磁界波形を算出する。次に、その正弦波磁束を用いて、一次側回路における回路方程式に基づいた初期波形推定を行った。励磁巻線が無限長ソレノイドの一部と仮定すると、目標磁束密度 (正弦波磁束密度) を  $b_{\text{goal}}$  として、3章で述べるパワーアンプ出力電圧  $v_0$  について、(11) 式が成り立つ。

$$v_0(t) = \frac{R}{n} h(t) + \frac{L}{n} \frac{dh(t)}{dt} + NS \left( \frac{db_{\text{goal}}(t)}{dt} - \mu_0 \frac{dh(t)}{dt} \right) \quad (11)$$

ここで、 $R$ 、 $L$  は励磁巻き線の抵抗及びインダクタンス、 $n$  は単位長さ当たりの励磁巻数、 $N$  は励磁巻数、 $h$  は試料表面磁界の強さである。

### (3) 波形率誤差

波形率  $FF$  は、測定された波形における平均値に対する実効値の比であり、(12) 式となる。

$$FF = \frac{v_{\text{rms}}}{v_{\text{av}}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T v_B(t)^2 dt} / \frac{1}{T} \int_0^T |v_B(t)| dt \quad (12)$$

正弦波における波形率  $FF_{\text{sin}}$  は 1.111 となることから、その値と測定波形における波形率との誤差  $\varepsilon_{\text{FF}}$  を (13) 式にて比較した。

$$\varepsilon_{\text{FF}} = \frac{FF - FF_{\text{sin}}}{FF_{\text{sin}}} \times 100 [\%] \quad (13)$$

### (4) 鉄損算出方法

鉄損は、磁気ヒステリシスループに囲まれた領域の面積から算出できる。本論文では、台形積分を用いて算出した。測定点を  $m$  として、単位体積当たりの鉄損  $W_i$  は、(14) 式より求められる。

$$W_i = \frac{f}{\rho} \int_{n_0}^{n_0+n_T} H dB = \frac{f}{2\rho} \sum_{m=n_0}^{n_0+n_T} (B_{m+1}^{(j)} - B_m^{(j)}) (H_{m+1}^{(j)} + H_m^{(j)}) \quad (14)$$

## 3. 磁気特性測定原理

### (1) 磁気測定回路

磁気測定では、後述する単板磁気試験器を用いて測定

を行った。まず、測定器間の制御に特化したグラフィカルプログラミング言語である LabVIEW<sup>[17]</sup> (National Instrument, LabVIEW2019) を使用して印加電圧を決定し、ファンクションジェネレータ (エヌエフ回路設計ブロック, WF1968) に設定した波形データを転送して電圧を決定する。次に、出力電圧を電力増幅器 (エヌエフ回路設計ブロック, BP4620) にて増幅させ、変圧器 (変圧比 1:1) を介して、単板磁気試験器の励磁コイルに電力を供給し、単板試料を励磁する。そして、単板磁気試験器の H コイル電圧の波形と B コイル電圧の波形を、オシロスコープ (Rohde & Schwarz, RTB2004) のチャンネル 1, 2 でそれぞれ取得する。なお、設定電圧の波形はチャンネル 3 にてモニターした。

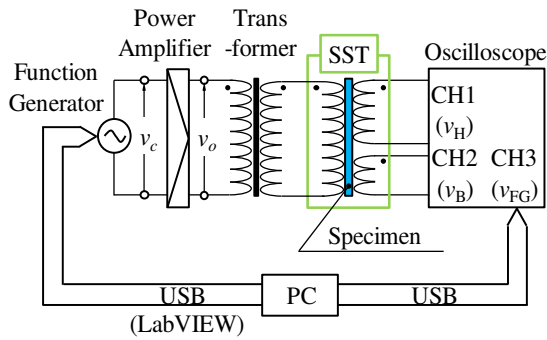


Fig. 3 Measurement system.

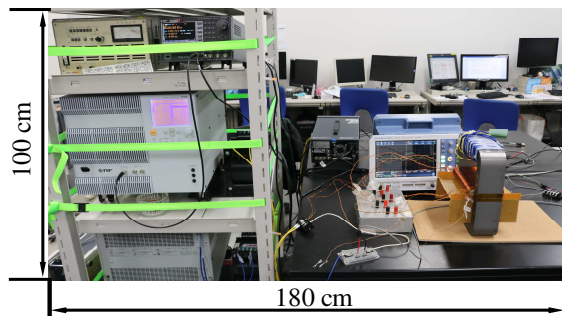


Fig. 4 Measurement system (whole view).

## (2) 単板磁気試験器の仕様

図 5 に自作した中型の単板磁気試験器 (SST: Single sheet tester) における構成を示す。図 6 に SST の写真を示す。SST は、単板試料を、上下に設置したコの字型ヨーク (方向性電磁鋼板: 23JGH090) にて挟み、閉磁路を形成する構成の磁気試験器である。横形ヨークと縦型ヨークの二種類に分けられるが、消磁が容易である後者を用いた。励磁棒の中央 100 mm に亘って、試料に直巻きした B コイルは 50 回巻 ( $\phi 0.5$  mm), H コイルは 333 回巻 ( $\phi 0.5$  mm), SST 内蔵 B コイルは 177 回巻 ( $\phi 0.5$  mm) とした。また、励磁棒の 188 mm に亘って、励磁巻線を 840 回巻 ( $\phi 1.0$  mm) とした。なお、通常では SST 内蔵 B コイルにおいて、誘起される電圧から算出される空隙磁束を含んでいるために、その値を除去する処理が必要となる。そのため本論文では、上述した処理を省略するため、直巻き B コイルを用いて測定を行った。

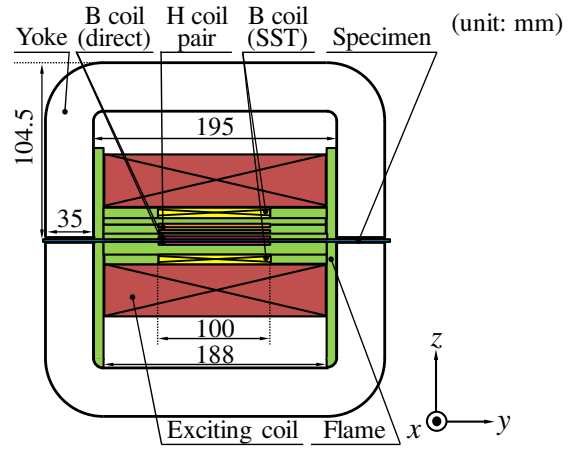


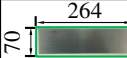
Fig. 5 Medium SST (y-z plane).



Fig. 6 Photograph of medium SST (y-z plane).

また、使用した単板試料の詳細を表 1 に示す。無方向性電磁鋼板 35A300 (圧延方向) を用いて、測定を行った。なお、電磁鋼板の密度  $\rho$  は  $7,650 \text{ kg/m}^3$  である<sup>[18]</sup>。

TABLE I SPECIFICATION OF SINGLE SHEET

| Tester                                      | Single sheet   |
|---|--|
| Material                                    | 35A300   |
| Actual material                             |  (unit: mm) |
| Cross sectional area $S$ [mm <sup>2</sup> ] | 24.5   |
| Magnetic path $l$ [m]                       | 0.188  |
| Saturation magnetic flux density $B_s$ [T]  | 2.0  |

さらに、波形制御に使用したパラメータを表 2 に示す。

TABLE II PARAMETERS FOR WAVEFORM CONTROL

| $f$ [Hz] | $b_{\text{goal}}$ [T] | $N_{\text{max}}$ | $n_T$ | $\Delta t$ [ $\mu\text{s}$ ] | $\beta_{\text{init}}$ | $\Delta\beta$ | $\varepsilon_{\text{opt}}$ [%] |
|----------|-----------------------|------------------|-------|------------------------------|-----------------------|---------------|--------------------------------|
| 50       | 1.7                   | 14               | 1,042 | 19.2                         | $10^{-4}$             | $10^{-4}$     | 5                              |

## 4. 実験結果

### (1) 波形制御による磁束密度変化

#### a) 単純修正方程式に基づく過小緩和法による波形制御

初期波形推定の有無による波形制御における磁束密度波形の推移を図 7 に示す。初期波形推定の有無に関わらず単純修正方程式に基づく過小緩和法による波形制御では、磁束密度波形が、初期波形である台形波に似た波形

から正弦波 ( $b_{goal}$ ) に近づいていることがわかる。

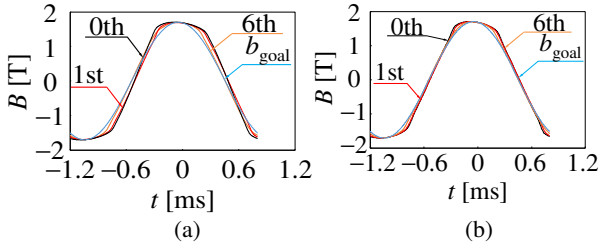


Fig. 7 Magnetic flux density by Conventional method. (a) Without initial waveform estimation. (b) With initial waveform estimation.

### b) 最急降下法による波形制御

初期波形推定を行わない場合における波形制御による磁束密度波形の推移を図 8 (a) に示す. 波形制御により, 磁束密度波形が正弦波 ( $b_{goal}$ ) に近づいていることがわかる. a) 節の図 7 (a) にあるように, 初期波形推定を行わない場合における単純修正方程式に基づく過小緩和法による波形制御の磁束密度波形推移に比べると, 磁束密度の正弦波に向かう変化が緩慢であることが分かる. なお, 波形誤差率が増加したため, 反復 5 回目以降は打ち切っている.

初期波形推定を行う場合における磁束密度波形の推移を図 8 (b) に示す. 図 8 (a) にある, 初期波形推定を行わない場合における最急降下法による波形制御の磁束密度波形推移に比べると, 磁束密度波形が台形波に似た波形から正弦波に敏捷に変化していることが分かる.

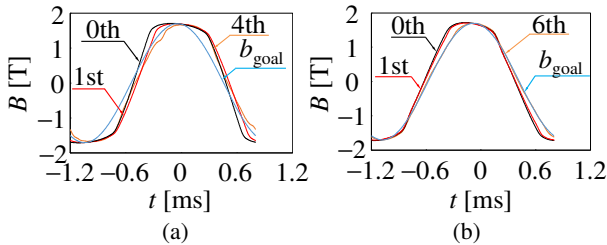


Fig. 8 Magnetic flux density controlled by steepest descent method. (a) Without initial waveform estimation. (b) With initial waveform estimation.

### (2) 波形率誤差

図 9 及び表 3 に, 各手法における波形率誤差の推移を示す. 何れの手法においても, 反復回数が増えるごとに波形率誤差が低下していることが分かる. また, 初期波形推定を行うことで, 行わない場合に比べ, 少ない反復回数で波形誤差率 5%以下に達しており, その有用性が示されたといえる. 提案手法において, 初期波形推定を行わない場合では, 波形率誤差の低減が難しいことがわかる. これは, 目的関数の勾配算出時に使用する  $\partial v_B / \partial u_k$  における各展開次数に対して, 摂動  $\Delta u_k$  を加えた際, 測定器間を結ぶケーブルにおける電圧降下の発生や, 印加電圧の高調波成分が減衰し, 所望の電圧値より低い電圧となるためだと考えられる.

TABLE III ERROR RATE OF FORM FACTOR AT EACH STEP

| Itr. | Waveform error rate [%] |           |                         |           |
|------|-------------------------|-----------|-------------------------|-----------|
|      | Conventional method     |           | Steepest descent method |           |
|      | without est.            | with est. | without est.            | with est. |
| 0th  | 22.44                   | 10.93     | 25.16                   | 12.36     |
| 1st  | 10.68                   | 8.20      | 19.10                   | 10.14     |
| 2nd  | 7.52                    | 5.83      | 12.19                   | 8.87      |
| 3rd  | 6.57                    | 4.68      | 11.65                   | 8.57      |
| 4th  | 5.19                    | 3.46      | 10.88                   | 5.28      |
| 5th  | 4.61                    | 4.19      |                         | 5.27      |
| 6th  | 6.62                    |           |                         | 3.88      |

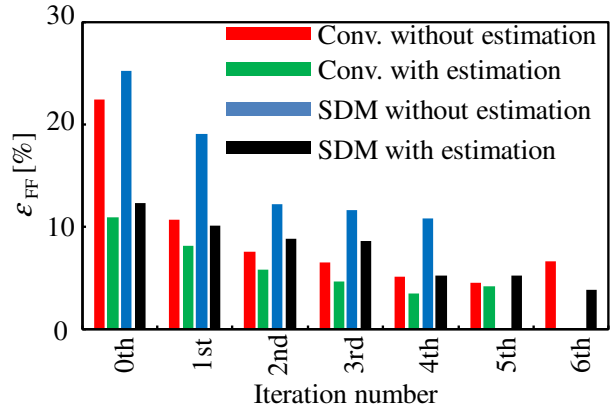


Fig. 9 Comparison about the error rate of form factor in each technique.

### (3) 鉄損

各手法における鉄損値を表 4 及び図 10 に示す. 各手法とも, 鉄損値は, 6 W/kg 程度であった. 概ね波形率誤差に比例して減少していることがわかる. これは, 磁気ヒステリシスループにおいて, 磁束密度波形に基本波以外の成分が重畳した結果, 磁気履歴曲線が歪み, その分多く損失を算定しているためである.

TABLE IV IRON LOSS DERIVED FROM WAVEFORM CONTROL METHOD

| Method       | Conventional method |           | Steepest descent method |           |
|--------------|---------------------|-----------|-------------------------|-----------|
|              | without est.        | with est. | without est.            | with est. |
| $W_i$ [W/kg] | 6.43                | 6.24      | 6.83                    | 6.36      |

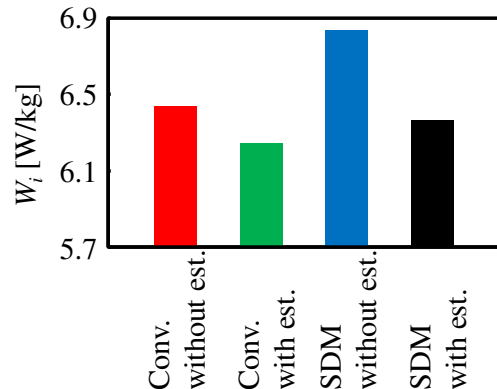


Fig. 10 Iron loss for waveform control method.

## 謝辞

本稿で述べた磁気特性測定のエッセンスをご教授いただいた同志社大学 石原好之 名誉教授および 同大 藤原耕二 教授へ謝意を表す。

## 参考文献

- [1] 自動車用モータの技術動向調査委員会：「自動車用モータの技術動向」, 電気学会技術報告, no. 1394, 2017
- [2] 山崎克己・春石義久・荒隆裕：「電磁界解析における誘導電動機の高調波トルク算定」, 電気学会論文誌 D, vol. 124, no. 11, pp. 1155-1163, 2004
- [3] 藤田真史・宮城大輔・赤津観・藤岡琢志・貝森弘行・大口英樹・山崎克己・河瀬順洋・高橋則雄・石原好之：「電気学会ベンチマークの電磁界解析—IPM モータの特性評価」, 電気学会静止器・回転機合同研究会, SA11-11-27, RM11-17, pp. 73-78, 2011
- [4] 中野正嗣・藤野千代・谷良浩・大穀晃裕・都出結花利・山口信一・有田秀哲・吉岡孝：「鉄心内部の応力分布を考慮した高精度鉄損解析手法」, 電気学会論文誌 D, vol. 129, no. 11, pp. 1060-1067, 2009
- [5] 上野庄太郎・藤原耕二・石原好之：「単板磁気特性試験器における低周波領域の磁気特性測定」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-09-241, pp.17-22, 2009
- [6] 藤原耕二：「磁気特性の利用テクニック」, 第 17 回電磁界数値解析に関するセミナー, 2008
- [7] 三輪将彦・成田一行・山田隆・若尾真治：「非線形磁気特性及びメッシュの算出トルクへの影響に関する考察」, 電気学会静止器静止器・回転機合同研究会資料, SA-04-64, RM-04-88, pp. 29-32, 2004
- [8] IEC, “Magnetic materials –Part 3: Methods of Measurement of the Magnetic Properties of Magnetic Sheet and Strip by Means of a Single Sheet Tester,” no. 60404-3, 2010.
- [9] S. Zurek, P. Marketos, T. Meydan, and A. J. Moses, “Use of novel adaptive digital feedback for magnetic measurements under controlled magnetizing conditions,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no.11, pp. 4242-4249, 2005.
- [10] S. Zurek, P. Marketos, and T. Meydan, “Control of arbitrary waveforms in magnetic measurements by means of adaptive iterative digital feedback algorithm,” *Przeład elektrotechniczny*, no. 80, vol. 2, pp.122-125, 2004.
- [11] S. White, T. Krause, and L. Clapham, “A multichannel magnetic flux controller for periodic magnetizing conditions,” *IEEE Transactions on Instrumentation and measurement*, vol. 61, no.7, pp.1896-1907, 2012.
- [12] K. Yamamoto, and S. Hanba, “Waveform control for magnetic testers using a quasi-Newton method,” *Journal of Magnetism and magnetic materials*, vol. 320, no. 20, pp. 539-541, 2008.
- [13] S. Baranowski, E. Misiuk, and S. Tumanski, “Comparison of various methods of the control of flux density waveform,” *Journal of Magnetism and magnetic materials*, vol. 0, pp. 1-3, 2005.
- [14] K. Matsubara, N. Takahashi, K. Fujiwara, T. Nakata, M. Nakano, and H. Aoki, “Acceleration technique of waveform control for single sheet tester,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no.6, pp. 3400-3402, 1995.
- [15] 日本工業規格：「単板磁気試験器による電磁鋼帯の磁気特性の測定方法」, C2556, 2015
- [16] 中瀬知哉・中野正典・藤原耕二・高橋則雄：「単板磁気試験器を用いたデジタル磁気特性測定システムにおける波形制御法」, 電気学会論文誌 A, vol. 119, no. 7, pp. 1019-1025, 1999
- [17] National instrument corporation, 「LabVIEW とは」, <https://www.ni.com/ja-jp/about-ni.html>
- [18] JFE スチール株式会社, 「JFE の電磁鋼帯」, <https://www.jfe-steel.co.jp/products/denji/catalog/flj-01.pdf>

## 研究業績

### A. 国内論文・発表（○印：発表者）

- [1] ○風見浩之・高橋良彰・岡本吉史：「電磁鋼帯の単板磁気特性試験法における最急降下法を用いた波形制御に関する検討」, 令和 2 年電気学会全国大会, 東京電機大学, 2020 年 3 月（発表予定）

### B. 国際論文・発表（○印：発表者）

- [1] ○K. Takahashi, R. Suzuki, H. Masuda, Y. Okamoto and S. Wakao, “Study on Performance of Magnetic Shielding Derived from Topology Optimization in 2-D Magnetostatic Field,” *Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism 2018 (OIPE2018)*, P05, Hall in Tirol, Austria, September, 2018.