磁気モーメント法を用いた非線形三次元 磁気回路の最適設計法

正員 高橋 則雄 (岡山大)

正員 中田 高義 (岡山大)

正員 内山 倫行 (日立)

Optimization of 3-D Nonlinear Magnetic Circuit by Using Magnetization Integral Equation Method

Norio Takahashi, Member, Takayoshi Nakata, Member (Okayama University), Noriyuki Uchiyama, Member (Hitachi, Ltd.)

In order to design optimal electrical machines, it is necessary to develop an optimal design method for determining the shapes, sizes, positions of the cores, permanent magnets and windings which produce the specified values, such as flux distributions and torques.

In this paper, a design method for determining the optimal sizes of core taking into account the nonlinearity of the core has been developed by using the nonlinear programming method and the magnetization integral equation method. The pole shape of an electromagnet which produces the uniform flux distribution is determined by using the design method for determining the optimal sizes of core. The effectiveness of the method is shown by designing the pole piece of the permanent magnet type MRI device.

キーワード：最適設計，数値計画法，非線形三次元磁気回路，磁気モーメント法

1. ま え が き

通常の磁界解析では，電気・電子機器の形状，寸法，および印加電圧などが与えられており，磁束分布，損失，トルクなどを計算する。しかし，最適な設計を短期間で行うためには，設計目標として与えられる磁束分布などを満足するような機器の形状・寸法を計算機によって自動的に求める手法を開発する必要がある。近年，このような，いわゆる逆問題解法の開発が注目されている。

電極や絶縁物の最適形状を決定する電界問題では，ある程度実用的な三次元の逆問題解法が提案されている⁽¹⁾。磁界問題では，導体の配置を求める二次元静磁界において，実用的な逆問題解法が提案されている⁽²⁾。また，磁界問題は磁性体の非線形性や渦電流の考慮が要求されるため，これらを考慮した逆問題の解

析も試みられている⁽³⁾。しかしながら，従来の解析は，非線形問題では二次元に限られ，三次元では線形問題しか扱えていない^{(4)~(11)}。

そこで著者らは，三次元非線形静磁界において，磁束分布が与えられた場合に，それを生じるような鉄心の三次元形状を求める手法の開発を試みた。そのための磁界解析法としては，磁気モーメント法⁽¹²⁾を用いた。磁気モーメント法は，磁束分布と鉄心寸法の間の関係式を直接的に与えることができるので，数値計画法⁽¹³⁾を容易に適用することができ，かつ非線形性も考慮できるという特長を有している。

本論文では，まず三次元非線形静磁界解析のための磁気モーメント法にガウス・ニュートン法と直線探索法を適用し，鉄心を有する磁気回路の最適設計のための定式化を行った。その際，新しく考察した形状修正用の特殊な要素を用いれば，形状を矛盾なく修正できる

と共に、要素数の増加も抑えられることを示した。次に、本手法を一樣磁界を発生させる電磁石の磁極形状の設計、ならびに永久磁石方式MRI用磁気回路のポールピースの設計に応用し、その有用性を示した。

2. 最適設計法

〈2・1〉 概要 鉄心を有する磁気回路の最適設計を行う際の設計変数としては、鉄心の形状・位置、および巻線配置などがあげられる。以下では、そのうちの鉄心形状の決定法のみを取上げる。

図1に示すように、領域中に鉄心、永久磁石および巻線が存在しているモデルを考える。鉄心は図のように多面体の要素に分割されており、渦電流は流れないものとする。簡単のため、空気中の n 個の点 $P_1, \dots, P_i, \dots, P_n$ における磁束密度の z 方向成分 $B_{0z1}, \dots, B_{0zi}, \dots, B_{0zn}$ が与えられているものとし、これを満足するような鉄心の形状を求める問題を考える。 z 方向成分以外が与えられている場合も同様に取扱うことができる。この場合、図1に示した面を構成する節点だけが、要素の稜方向(図1では、 z 方向)に可

図1 解析対象
Fig. 1. Analyzed model.

図2 要素の定義
Fig. 2. Definition of elements

変で、他はすべて固定されているものとする。従って、未知変数は、図1に示した m 個の辺の長さ $L_1, \dots, L_j, \dots, L_m$ である。なお、磁束密度指定点の数 n と未知変数の数 m は一致する必要はない。

指定された磁束密度 B_{0zi} を生じるような辺の長さ $L_1, \dots, L_j, \dots, L_m$ を、数値計画法を用いて求めるためには、次式の目的関数 W を最小化する L_j を決定すればよい⁽¹³⁾。

$$W = \sum_{i=1}^n \{B_{0zi} - B_{zi}(L_j)\}^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $B_{zi}(L_j)$ は任意の点 P_i の磁束密度であり、未知変数 L_j の関数として表現される。もし、形状を求めようとする鉄心を図2(a)のような六面体要素(未知変数: 要素各表面での磁化 M の外向き方向成分 $M_{j1}, \dots, M_{j6}$) で分割した場合、●印の節点を移動節点とすれば、これらの節点で構成される面[(a)図の上面]は、節点の移動によって、平面でなくなる。そこで、(b)図に示すような、移動節点で構成される面を三角形に分割した要素(未知変数: $M_{j1}, \dots, M_{j7}$) を用いれば、この問題を克服できる。また、このようにすれば磁束密度の指定点近くの磁性体表面を細分割することになり、計算精度も向上する。そこで、ここでは形状を修正する要素には(b)図の要素を、形状を変化させない要素には(a)図の要素を用いることにする。

ところで、磁界解析法としては有限要素法、境界要素法、磁気モーメント法⁽¹²⁾などがあるが、鉄心の非線形性まで考慮して L_j と B_{zi} の間の関係式を与えるためには、磁気モーメント法を用いる必要がある。そこで、ここでは磁界解析法として、磁気モーメント法を用いることにする。

$B_{zi}(L_j)$ は、後述のように、寸法 L_j の非線形関数となる。それゆえ、(1)式より目的関数 W も L_j の非線形関数となる。目的関数が非線形で制約条件のない場合の代表的な解法としては、ガウス・ニュートン法⁽¹³⁾、準ニュートン法⁽¹³⁾、共役こう配法⁽¹³⁾、最急降下法⁽¹³⁾などのいわゆる降下法があげられるが、ここでは目的関数の一階・二階の微係数を用いて最適解を探索するため、収束が速いという点に着目して、ガウス・ニュートン法を用いる。

以上のように、磁界解析法として磁気モーメント法を、数値計画法としてガウス・ニュートン法を用いれば、鉄心の非線形性を考慮して、指定された磁束密度を生じるような鉄心形状を求めることができる。

〈2・2〉 定式化 (1)式を最小化するために解くべき式は、次式となる。

$$\frac{\partial W}{\partial L_j} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

(2)式は非線形方程式であるので、次節で述べるように、反復計算によって解かなければならない。この場合、 $q+1$ 回目の反復で得られる寸法 L_j^{q+1} は次式で与えられる。

$$L_j^{q+1} = L_j^q + \alpha^q \cdot \delta L_j^q \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 α^q は直線探索法⁽¹³⁾により求まる正数である。ここで、直線探索法とは目的関数 $W(L_j + \alpha \cdot \delta L_j)$ において、 $L_j, \delta L_j$ の値が与えられた場合に、 W が最小になるような α を決める方法である。上式の δL_j^q は、次式を解くことにより求まる。

$$\begin{Bmatrix} \frac{\partial^2 W}{\partial L_1 \partial L_1} & \dots & \frac{\partial^2 W}{\partial L_1 \partial L_m} \\ \vdots & \frac{\partial^2 W}{\partial L_j \partial L_k} & \vdots \\ \frac{\partial^2 W}{\partial L_m \partial L_1} & \dots & \frac{\partial^2 W}{\partial L_m \partial L_m} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \delta L_1 \\ \vdots \\ \delta L_j \\ \vdots \\ \delta L_m \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} \frac{\partial W}{\partial L_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial W}{\partial L_j} \\ \vdots \\ \frac{\partial W}{\partial L_m} \end{Bmatrix} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、(4)式中の L_j, W はすべて q 回目の値である。上式の $\partial W / \partial L_j, \partial^2 W / \partial L_j \partial L_k$ は、それぞれ次式で求められる。

$$\frac{\partial W}{\partial L_j} = 2 \sum_{i=1}^n \left\{ (B_{0zi} - B_{zi}) \left(-\frac{\partial B_{zi}}{\partial L_j} \right) \right\} \quad \dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 W}{\partial L_j \partial L_k} = & 2 \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{\partial B_{zi}}{\partial L_j} \frac{\partial B_{zi}}{\partial L_k} \right. \\ & \left. + (B_{0zi} - B_{zi}) \left(-\frac{\partial^2 B_{zi}}{\partial L_j \partial L_k} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ところで、空気中の任意の点 P_i における磁束密度 B_{zi} は、求まった磁化 M_u を用いて次式により与えられる⁽¹²⁾。

$$B_{zi} = \mu_0 \left(H_{0zi} + \sum_{u=1}^{ne} C_{tu} M_u \right) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 H_{0zi} は図1の巻線中を流れる強制電流、または永久磁石が点 P_i につくる磁界の z 方向成分であり、強制電流による磁界はビオ・サバルの式により、また永久磁石による磁界は解析式⁽¹⁴⁾により求める。また、 μ_0 は真空の透磁率、 ne は多面体要素の数である。上式中の C_{tu} は(付3)式のところで述べるよう

に、かなり複雑な式になるので、(6)式中の $\partial^2 B_{zi} / \partial L_j \partial L_k$ を直接求めることは困難である。そこで、目的関数 W の最小点の近くでは、 $(B_{0zi} - B_{zi})$ と $\partial^2 B_{zi} / \partial L_j \partial L_k$ が相当小さくなるという点に着目すれば、(6)式は次式で近似できる⁽¹³⁾。

$$\frac{\partial^2 W}{\partial L_j \partial L_k} = 2 \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial B_{zi}}{\partial L_j} \frac{\partial B_{zi}}{\partial L_k} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $\partial B_{zi} / \partial L_j$ は(7)式より次式となる。

$$\frac{\partial B_{zi}}{\partial L_j} = \mu_0 \sum_{u=1}^{ne} \frac{\partial C_{tu}}{\partial L_j} M_u \quad \dots\dots\dots (9)$$

(付3)式のところで述べるのと同様に、 $\partial C_{tu} / \partial L_j$ は数値積分により求める。(8)式は近似式であるため、目的関数 W の最小点において(8)式は必ずしも(6)式に収束しない⁽¹³⁾。それゆえ、(4)式から求まる δL_j は、降下方向(最適解を探索する方向)の決定だけに利用し、 L_j の値は、(3)式のところで述べたように、その方向に直線探索を行って決定した⁽¹³⁾。

〈2・3〉 解析手順 図3に本手法の計算手順を示す。以下、簡単にこれを説明する。

- ①：初期形状の分割図、磁束密度指定点の座標および指定値 B_{0zi} 、鉄心の透磁率の初期値などを入力する。透磁率の初期値としては、平均磁束密度に対応する値を与えればよい。また、鉄心の初期寸法は、最終寸法と大幅に異ならないように選ぶ。
- ②：磁気モーメント法により、各要素 u の磁化 M_u を計算する⁽¹²⁾。その際、非線形性を考慮するために、ニュートン・ラプソン法を用いる。
- ③～⑤：ガウス・ニュートン法により、寸法 L_j^{q+1} を決定する。その際、②で求まった M_u および鉄心の透磁率 μ_u は一定として計算する。

図3 本手法の計算手順
Fig. 3. Flowchart.

- ⑥: 修正量 $\alpha \cdot \delta L_j$ が十分小さくなくても、そのときの磁化 M_u の変化量も小さくなっているとは限らないので、収束判定は次式を用いて、修正量と磁化 M の両方で行う。

$$|\alpha^q \cdot \delta L_j| < \varepsilon_1 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$|M_j^q - M_j^{q-1}| < \varepsilon_2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

本論文では、 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ はそれぞれ $1 \times 10^{-5}, 1 \times 10^{-4}$ とした。

なお、反復回数は指定点の数にはあまり影響されない⁽¹⁷⁾。

3. 適用例

ここでは、本手法を、一様磁界を発生させる電磁石⁽¹⁵⁾の磁極の形状決定および永久磁石方式MRI用磁気回路⁽¹⁶⁾のポールピースの設計に適用した例を示す。

〈3・1〉 一様磁界を発生させる電磁石の磁極の形状決定 図4に解析モデルを示す。解析領域は、対称性を考慮して1/4領域 ($x, z \geq 0$) とした。図5に分割

図4 モデル電磁石

Fig. 4. Model of electromagnet.

図5 分割図

Fig. 5. Subdivision.

図を示す。この場合の要素数は210である。磁極およびヨークの材質はSS41で、巻線を12,210 ATで直流励磁した。図4の面 S_1 と S_2 は、それぞれ1.73, 0.55 Tであり、鉄心は部分的に飽和しているので、非線形解析が必要である。図6に○で示した60個の点に指定値として、 $B_{0xi} = B_{0yi} = 0.0$ T, $B_{0zi} = 0.365$ Tを与え、ギャップに面した要素の z 方向の各辺の長さ $L_j (j=1 \sim 24)$ を未知変数とした。図4の形状を初期形状として、磁極およびヨークの非線形性を考慮して形状決定を行った。

図7に求まった磁極の形状を $x=0$ および 16.7 mm

図6 磁束密度指定点

Fig. 6. Prescribed points.

図7 求まった最終形状

Fig. 7. Obtained shape.

図8 初期形状と最終形状における磁束密度分布の比較(y軸上)

Fig. 8. Comparison of flux densities (y-axis).

の断面について示す。また、図 8 に初期形状と最終形状における、 y 軸上の B_{zi} 分布を示す。ただし、 B_{zi} の値を磁束密度の指定値 B_{0zi} で正規化してある。最終形状においては、磁束密度が指定値に近づいていることがわかる。なお、この場合、ガウス・ニュートン法は、4 回の反復で収束した。また、図 3 の手順②の反復回数は $q=1$ のときは約 20 回、 $q=2$ 以降は 3~5 回、手順④の直線探索法の反復回数は、100 回程度である。

〈3・2〉 永久磁石方式 MRI 用磁気回路のポールピースの設計 図 9 に示す永久磁石方式 MRI 装置のポールピース形状の設計に本手法を適用した。本装置では、図 9 に///で示す直径 300 mm の球内の磁束密度が均一になることが要求される。

図 9 MRI 用磁気回路の解析モデル

Fig. 9. Model of MRI device.

図 10 分割図

Fig. 10. Subdivision.

図 10 に本モデルの分割図を、図 11 に///内の磁束密度指定点の位置を示す。解析領域は、対称性を考慮して 1/16 領域とした。図 11 の 29 個の指定点に、磁束密度指定値として、 $B_{0xi}=B_{0yi}=0.0$ T, $B_{0zi}=0.268$ T と与え、ギャップに面した要素の z 方向の各辺の長さ L_j ($j=1\sim 36$) を未知変数とした。また、永久磁

図 11 磁束密度指定点

Fig. 11. Prescribed points.

図 12 求めた最終形状 (x - z 断面)

Fig. 12. Obtained shape (x - z plane)

図 13 初期形状と最終形状における磁束密度分布の比較

Fig. 13. Comparison of flux densities at initial and final shapes.

表 1 均一度の比較
Table 1. Comparison of homogeneity.

	目的関数 W	$ B _{\max}(\text{T})$	$ B _{\min}(\text{T})$	均一度 $\mu(\text{ppm})$
初期形状	1.54×10^{-4}	0.2698	0.2645	19,800
最終形状	3.92×10^{-5}	0.2682	0.2679	1,400

石の磁化特性は線形であるとして磁化 $M=1.2\text{ T}$ を与えた。ヨークおよびポールピースの材質は SS 41 である。例えば、図 9 中の点 Q_1, Q_2 の磁束密度の絶対値は、それぞれ 1.87, 1.05 T であり、鉄心は部分的に飽和しているの、非線形解析を行った。

図 12 に求まったポールピースの形状を示す。この場合のポールピースの初期寸法は、図 12 の破線のように 100 mm であるが、初期寸法を 150 mm にした場合は、解が振動して収束しなかった。それゆえ、与える初期寸法は、磁気回路法などで概算して、最終寸法と大きくは異ならない寸法を与えるべきである。

図 13 に、図 12 に示した初期形状と最終形状における磁束密度分布の比較を示す。図より、球内部のほうが球表面よりも磁束分布が均一であることがわかる。このように、球内部の磁束は均一になりやすいので、球表面の磁束密度が均一になるように指定するだけで十分である。

表 1 に初期形状と最終形状における目的関数 W および磁束密度の均一度 η の比較を示す。ただし、均一度 η は次式で評価する。

$$\eta = \frac{|B|_{\max} - |B|_{\min}}{|B|_{\text{ave}}} \times 10^6 \quad (\text{ppm}) \cdots \cdots (12)$$

ここで、 $|B|_{\max}$ 、 $|B|_{\min}$ および $|B|_{\text{ave}}$ は、それぞれ各指定点の磁束密度ベクトル絶対値のうちの最大値、最小値および指定点全体での平均値を示す。表 1 より、初期形状では 19,788 ppm であった均一度が最終形状では 1,418 ppm にまで改善されていることがわかる。形状修正量の大きい部分をさらに細かく要素分割すれば、より均一度の高い形状が求められるものと考ええる。なお、ガウス・ニュートン法は 6 回の反復で収束した。

6. む す び

磁気モーメント法とガウス・ニュートン法を併用することにより、非線形三次元磁気回路において、指定された磁束分布を生じるような鉄心の形状決定を行う手法の定式化を行った。更に、本手法を一樣磁界を発生させる電磁石の磁極の形状決定ならびに永久磁石方式 MRI 用磁気回路のポールピースの形状決定に適用し、解析上の問題点を検討した。

今後の検討課題としては以下の事項が挙げられる。

- (1) 寸法の初期値として、適当な値を与えるためのアルゴリズムを追加する。
 - (2) 本手法を種々のモデルに適用すると共に、実験と対比することによって、実用性の向上を図る。
 - (3) 他の最適化手法を形状決定法へ導入し、今回用いたガウス・ニュートン法と比較する。
 - (4) 磁束分布以外の設計条件（例えば、トルクなど）に対する形状決定法、ならびに形状以外の設計変数を用いた最適設計法の開発を行う。
- (平成元年 11 月 27 日受付, 同 2 年 6 月 4 日再受付)

文 献

- (1) 坪井・美咲:「ニュートン法による電極形状及び絶縁物形状の最適化」, 電学論 A, **120**, 307 (昭 61-7)
- (2) 石山・横井・青木・小賢:「境界要素法と最適化手法の併用による均一磁界発生用マグネットの最適設計について」, 同上 B, **115**, 969 (昭 61-11)
- (3) N. Takahashi: "Optimal Design Method of Magnetic Circuit", COMPEL, 9, special issue, (1990)
- (4) T. Nakata and N. Takahashi: "New Design Method of Permanent Magnets by Using the Finite Element Method", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-19**, 2494 (1983)
- (5) 中田・高橋・河瀬・藤原:「ギャップ要素を用いた寸法決定有限要素法の開発とその応用」, 電気学会回転機・静止器合同研究, RM-83-45; SA-83-35 (昭 58)
- (6) P. D. Barba, P. Nabarra, A. Savini & R. Sikora: "Optimum Design of Iron Core Electromagnets", Compumag Conf., Tokyo, (1989)
- (7) S. Gitosusastro, J. L. Coulomb and J. C. Sabonnadiere: "Performance Derivative Calculations and Optimization Process", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-25**, 2834 (1989)
- (8) S. J. Salon and B. Istfan: "Inverse Non-Linear Finite Element Problems", *ibid.*, **MAG-22**, 5, 817 (1986)
- (9) O. A. Mohammed: "A Dynamic Programming-Finite Element Procedure for the Design of Nonlinear Magnetic Devices", Compumag Conf., Tokyo, (1989)
- (10) 横井・石山・小賢:「場の数値解析手法と数値計画法の併用による電磁界問題における最適化について」, 電学論 C, **109**, 314 (平元-4)
- (11) C. G. Anderson & S. H. Salter: "Optimum Geometry Analysis for Rectangular" Hard "Magnet Pairs", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-23**, 5, 3836 (1987)
- (12) M. J. Newman, C. W. Trowbridge & L. R. Turner: "GFUN: An Interactive Program as An Aid to Magnet Design", Rutherford Lab., RPP/A94 (1972)
- (13) R. H. Gallagher & O. C. Zienkiewicz (川井, 戸川監訳): 最適構造設計 (基礎と応用) (昭 52) 培風館
- (14) 山川・大川・宮本: 永久磁石磁気回路の設計と応用 (昭 54) 総合電子出版社
- (15) N. Takahashi, T. Nakata & N. Uchiyama: "Optimal Design Method of 3-D Nonlinear Magnetic Circuit by Using Magnetization Integral Equation Method", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-25**, 5, 4144 (1989)
- (16) 宮本・桜井・矢仲・黒田・佐藤:「Nd-Fe-B 磁石の MRI への応用」応用磁気学誌, **13**, 567 (平元-4)
- (17) 高橋・中田・内山:「数値計画法と磁気モーメント法の併用による非線形三次元磁気回路の最適設計法」, 電気学会回転機・静止器合同研究, RM-88-62; SA-88-40 (昭 63)
- (18) O. C. Zienkiewicz (吉識, 山田監訳): マトリクス有限要素法 (昭 59) 培風館

付 録

1. 磁気モーメント法の式

磁性体を ne 個の七面体要素に分割した場合の磁気モーメント法の離散化式は次式となる。

$$\frac{\mathbf{M}_t}{\mu - \mu_0} = \mathbf{H}_{ct} + \sum_{u=1}^{ne} C_{tu} \mathbf{M}_u \quad \cdots \cdots \cdots (\text{付1})$$

ただし、 t は磁界 $\mathbf{H}$ を計算する七面体要素内の点 (field point) の番号 ($t=1 \sim ne$)、 u は磁化 $\mathbf{M}_u$ を有する七面体要素内の点 (source point) の番号 ($u=1 \sim ne$) である。 μ は磁性体の透磁率を示す。また、 C_{tu} は次式で表される 7×7 のテンソル量で、 u 番目の source point が t 番目の field point に及ぼす影響の度合いを表している。

$$C_{tu} = \begin{bmatrix} C_{t1u1} & \cdots & C_{t1u7} \\ \vdots & C_{tvuv'} & \vdots \\ C_{t7u1} & \cdots & C_{t7u7} \end{bmatrix} \quad \cdots \cdots \cdots (\text{付2})$$

ここで、 $C_{tvuv'}(v, v'=1 \sim 7)$ は次式となる。

$$C_{tvuv'} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint_{S_{uv'}} \text{grad} \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_{tvuv'}|} \right) dS \quad \cdots \cdots \cdots (\text{付3})$$

ただし、 $S_{uv'}$ ；磁化 $\mathbf{M}_u$ を有する要素の v' 番目の面、 $\mathbf{r}_{tvuv'}$ ； $S_{uv'}$ から field point へ向かう位置ベクトル

(付3)式の積分は、直方体要素の場合は、文献(17)のように、解析的に求めることができるが、図2(b)のような七面体要素の場合は、解析的に求めることは容易でないで、数値積分により計算する。数値積分法としては、ガウスの6点積分⁽¹⁸⁾を用いた。

高橋 則雄 (正員)

昭和26年4月28日生。49年3月岡山大学工学部電気工学科卒業。51年3月京都大学大学院工学科電気工学第二専攻修士課程修了。同年4月岡山大学助手、57年6月同大学講師、59年11月同大学助教授、工学部電気電子工学科電力工学講座担当、現在に至る。工学博士。主として、有限要素法による電気・電子機器の磁界解析ならびに最適設計法に関する研究に従事。58年電気学会著作賞受賞。日本応用磁気学会、情報処理学会、IEEE 会員。

中田 高義 (正員)

昭和5年9月20日生。28年3月京都大学工学部電気工学科卒業。同年4月富士電機製造(株)入社。38年4月岡山大学助教授、51年4月同教授、現在に至る。工学博士。主として、有限要素法による電磁界の数値解析、電気・電子機器の磁気回路の特性解析、磁気測定法、波形ひずみに関する研究などに従事。58年電気学会著作賞、60年同論文賞、平成元年同電力賞受賞。IEEE、IEE、日本応用磁気学会、日本シミュレーション学会、電子情報通信学会、情報処理学会会員。

内山 倫行 (正員)

昭和40年12月6日生。平成2年3月岡山大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月(株)日立製作所入社。現在、同社日立研究所勤務。