固有モードによる時間積分を用いた 電磁界の過渡解析

正員 坪井 始 (岡山大)

准員 田中 始男 (岡山大)

正員 内藤 督 (富士電機総研)

Transient Analysis of Electromagnetic Field Using an Integral with Respect to Time by Eigenmodes

Hajime Tsubol, Member, Motoo Tanaka, Associate (Okayama University), Tadashi Naito,
Member (Fuji Electric Corporate Research and Development, Ltd.)

In this paper, transient analysis of electric field is performed by the integral with time based on the formulation of boundary element method. When the equation of boundary element method is used for transient response analysis, the terms of the domain integrals is used for the formulation by substituting the unknowns on the boundary, and unknown variables are defined in the conductor regions because the domain integrals is unavoidable. Then the state equations for the variables in conductor regions are made and they are solved by the integration with time using eigenmodes.

It is shown that the integrations with respect to time using the change of variable by eigenvalues and eigenmode give accurate solutions in comparison with step-by-step method because of the analytical integrations. Moreover, in the proposed method, numerical inverse Laplace transforms is not necessary, and the integrations with respect to time for the external condition which does not give Laplace transforms can be performed by numerical integrations. Non-conducting regions can be remove from the region to be analyzed and open boundary problems can be solved by the proposed method. The applicability of the method was verified by using one-dimensional and two-dimensional problems.

キーワード：電磁界過渡解析，固有モード，境界要素法

1. ま え が き

電磁界の数値解析法は，二次元解析から三次元解析へ，あるいは定常解析から準定常解析，そして過渡解析へと進歩を遂げている。なかでも，過渡解析は，移動問題，熱解析や構造解析との結合問題などを解くための基礎的な解析技術となるものである。電磁界の過渡解析は有限要素法および境界要素法を基にした手法が多く発表されている⁽¹⁾⁽²⁾。時間積分法としては，有限要素法では非線形性を扱うことから時間区間ごとに順次積分するステップバイステップ法が用いら

れ⁽³⁾⁽⁴⁾，境界要素法ではステップバイステップ法やラプラス変換法などが用いられる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

この場合に，ステップバイステップ法では空間と時間領域が同時に離散化されるため，計算精度の良い時間ステップ幅の設定法が必ずしも明確でなく，煩雑である。また，解析的に時間積分を行うラプラス変換を用いると，数値的な逆変換が必要であり，外部条件の時間変化が複雑な場合は有効でない⁽⁵⁾。

そこで，著者らは時間積分に固有値と固有モードを用い行う方法を提案する。同法では解析的に時間積分を行うため，ステップバイステップ法のもつ時間ステ

ップ幅による誤差が避けられると共に、逆ラプラス変換の煩雑さが無い。更に、同法を適用するにはモデルの状態微分方程式を導く必要があり、有限要素法では微係数が零の絶縁物中の変数を代入消去して方程式の縮約を行うが、境界要素法では絶縁物中に変数をもたないため縮約の必要がなく、有限要素法より有利である。このため、定式化は境界要素法に基づいて行っている。また、これにより解の高精度化、開領域の扱いが容易になるなどの利点も得られる。本論文では定式化の理論的な説明を行うと共に、実際にシミュレーションを行い提案した方法が有効なことを示している。

2. 定式化

二次元渦電流問題においてベクトルポテンシャルの z 成分を A とすると、マクスウェルの電磁方程式より次の支配方程式を得る。

$$\nabla^2 A - \mu\sigma \frac{\partial A}{\partial t} = \mu\sigma \nabla \phi \quad (1)$$

ここで、 μ :透磁率、 σ :導電率、 ϕ :電位

(1)式は、 A について空間と時間の偏微分方程式となっている。まず、空間についての積分方程式を得るために図1のような解析領域を考え、グリーンの定理を適用すると次式が得られる⁽⁶⁾。

$$\begin{aligned} C_i A_i + \int_{\Gamma} A \frac{\partial A^*}{\partial n} d\Gamma \\ = \int_{\Gamma} \frac{\partial A}{\partial n} A^* d\Gamma - \int_{\Omega} \mu\sigma (\nabla \phi + \dot{A}) A^* d\Omega \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 C_i :計算点 i において領域 Ω をみる角度、 $\dot{A}$:ベクトルポテンシャルの時間微分、 n :境界上の単位法線ベクトル、 A^* :ラプラス方程式の基本解

また、 A^* , $\partial A^* / \partial n$ は次式で与えられる。

$$A^* = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{r} \quad (3)$$

図1 解析領域

Fig. 1. Region to be analyzed.

$$\frac{\partial A^*}{\partial n} = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial r}{\partial n} \quad (4)$$

ここで、 r :ソース点から計算点に向かうベクトルの大きさ

(2)式は境界積分と領域積分の項をもっているの、数値積分を行うために境界 Γ 上と領域 Ω 内を各々直線要素と三角形要素に分割する。また、未知数を要素内で一定とする一定要素を用い、未知数の代表点を直線要素では要素の中央に、三角形要素に対してはその重心に置く。以上のように離散化を行うと、境界上のベクトルポテンシャル A_s と領域内のベクトルポテンシャル A_r に関する式は次のように表せる。

$$\begin{aligned} [H]\{A_s\} = [G]\left\{\frac{\partial A_s}{\partial n}\right\} - \mu\sigma[S]\{A_r\} \\ - \mu\sigma[S]\{\nabla \phi\} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \{A_r\} = [G']\left\{\frac{\partial A_s}{\partial n}\right\} - [H']\{A_s\} - \mu\sigma[S']\{A_r\} \\ - \mu\sigma[S']\{\nabla \phi\} \end{aligned} \quad (6)$$

このとき、直線要素が N 個、三角形要素が M 個の場合、マトリックス H, G, H', G', S, S' は、それぞれ、 $N \times N, N \times N, M \times N, M \times N, N \times M, M \times M$ の大きさとなる。

次に、(5)、(6)式中の境界上の値を境界条件によって既知となる値 X_1 と未知数 X_2 に分け、(5)、(6)式を書き換えると次のようになる。

$$[H]\{X_2\} = [G]\{X_1\} - \mu\sigma[S]\{\dot{A}_r\} - \mu\sigma[S]\{\nabla \phi\} \quad (5')$$

$$\begin{aligned} \{A_r\} = [G']\{X_1\} - [H']\{X_2\} - \mu\sigma[S']\{\dot{A}_r\} \\ - \mu\sigma[S']\{\nabla \phi\} \end{aligned} \quad (6')$$

そして、(5')、(6')式から X_2 を消去すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \{A_r\} = ([G] - [H']^{-1}[G])\{X_1\} \\ - \mu\sigma([H']^{-1}[S] + [S'])\{\dot{A}_r\} \\ - \mu\sigma([H']^{-1}[S] + [S'])\{\nabla \phi\} \end{aligned} \quad (7)$$

(7)式の未知数は、領域内のベクトルポテンシャルとその時間微分である。ここで、時間微分を差分近似する方法もあるが、本論文では(7)式を状態方程式の形に変形し、時間微分項を解析的に積分する。次式が(7)式より求められる状態方程式である。

$$\{\dot{A}_r\} = [C]\{A_r\} + [D]\{f\} \quad (8)$$

ここで、 $\{f\}$: $\{X_1\}$ と $\{J_0\}$ を要素にもつベクトル、 $[C], [D]$: (7)式より求められるマトリックス

(8)式の解は周知のように次のようになる。

$$\{A_{(t)r}\} = e^{[C]t} A_{(0+)r} + \int_{0+}^t e^{[C](t-\tau)} [D] \{f(\tau)\} d\tau \quad (9)$$

ここで、 $e^{[C]t}$ は次の無限級数で定義される。

$$e^{[C]t} = I + [C]t + [C]^2 \frac{t^2}{2!} + \cdots + [C]^k \frac{t^k}{k!} + \cdots \quad (10)$$

この無限級数を高精度に数値計算することは、困難であるので、以下に示すように固有値と固有ベクトルを用いて(9)式を書き換える。

一般に、固有値と固有ベクトルを用いると次式が成り立つ。

$$[C] = [U][\Lambda][U]^{-1} \quad (11)$$

ここで、

$$[U] = \{(\xi_1), (\xi_2), \dots, (\xi_m)\} \quad (12)$$

$$[\Lambda] = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \lambda_m \end{bmatrix} \quad (13)$$

ただし、 λ : 固有値、 $\{\xi\}$: 固有ベクトル

(11)式を用いると(10)式の無限級数は次式となる。

$$e^{[C]t} = [U]e^{[\Lambda]t}[U]^{-1} \quad (14)$$

また

$$e^{[\Lambda]t} = \begin{bmatrix} e^{\lambda_1 t} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & e^{\lambda_m t} \end{bmatrix} \quad (15)$$

よって(9)式は次式となる。

$$\begin{aligned} \{A_{(t)r}\} &= [U]e^{[\Lambda]t}[U]^{-1}\{A_{(0+)r}\} \\ &+ \int_{0+}^t [U]e^{[\Lambda](t-\tau)}[U]^{-1}[D]\{f(\tau)\}d\tau \end{aligned} \quad (16)$$

(8)式の解は(16)式となり、任意の時間における領域内のベクトルポテンシャルが、時間積分とマトリックス演算によって求められることを示している。

ここで、(16)式の時間積分は、 $\{f(t)\}$ が関数で表されている場合には、(16)式において時間積分を解析的に行うことができ、解析的に積分できない場合には数値積分を行う。

一例として、 $\{f(t)\}$ がステップ関数で与えられる場合について定式化を示す。(16)式において、 $\{f(t)\}$ が時間に関して一定であれば、(16)式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \{A_{(t)r}\} &= [U]e^{[\Lambda]t}[U]^{-1}\{A_{(0+)r}\} \\ &+ [U]e^{[\Lambda]t}[\Lambda]^{-1}[U]^{-1}[D]\{f(t)\} \\ &- [U][\Lambda]^{-1}[U]^{-1}[D]\{f(0+)\} \end{aligned} \quad (17)$$

また、(11)式より次式が得られる。

$$[\Lambda]^{-1}[U]^{-1} = [U]^{-1}[C]^{-1} \quad (18)$$

これを用いると(17)式は次のように表される。

$$\begin{aligned} \{A_{(t)r}\} &= [U]e^{[\Lambda]t}[U]^{-1}\{A_{(0+)r}\} \\ &+ [U]e^{[\Lambda]t}[\Lambda]^{-1}[U]^{-1}[C]^{-1}[D]\{f(t)\} \\ &- [C]^{-1}[D]\{f(0+)\} \end{aligned} \quad (19)$$

(19)式が時間積分を解析的に行った結果得られる最終な方程式であり、時刻 t が与えられれば領域内のベクトルポテンシャルが求められる式となっている。また、ステップバーステップ法と同様に、時刻 t における値を初期値とみなして計算することも可能である。

3. 計算例

本手法の妥当性を確認するために、一次元および二次元問題に本手法を適用し、理論解と比較した。

<3・1> 一次元モデル 図2(a)に一次元問題の

(a) 分割 A

(b) 分割 B

図2 一次元モデル

Fig. 2. One-dimensional model.

(a) 計算モデル

(b) 外部磁束密度

図3 一次元モデルの分割図

Fig. 3. Triangular mesh for the one-dimensional model.

計算モデルを示す。ここで、導体は x 軸方向と z 軸方向に無限に長い、 y 軸方向の一次元問題となるが、解析には二次元解析用プログラムを使用した。よって、解析領域として斜線部分を選び、導体の両端を固定境界、他を自然境界とした。外部磁束密度として図 2 (b) に示す磁束密度を用い、導体内部に拡散していく磁束密度分布を求めた。また、三角形要素の大きさが計算精度に与える影響について考察するため、図 3 に示す二種類の分割形状について計算を行った。ここで、分割 A は三角形要素数が 32、分割 B は 48 である。

この問題では磁束密度が未知数となっているが、一次元および二次元問題では、磁束密度に関する支配方程式は、次のように (1) 式と同様の形となる。

(a) 分割 A の計算結果

(b) 分割 B の計算結果

図 4 一次元モデルの磁束密度分布
Fig. 4. Distribution of magnetic flux density of the one-dimensional model.

$$\nabla^2 B - \mu \sigma \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

従って、(19) 式において A を磁束密度、 J_0 を 0 とすれば、磁束密度を未知数とする式が得られる。

また、この問題は一次元熱伝導問題と同じ問題となり、理論値は次のように求められる。

$$B(x, t) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \{(-1)^n - 1\} \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi x}{d} e^{-a_n t} \quad (21)$$

ここで、

$$a_n = \frac{n^2 \pi}{\mu \sigma d^2}$$

(21) 式において a_n は時間経過に対する係数であり、正弦関数は a_n に対する空間分布を表しているため、 a_n を固有値、それに対する正弦関数を固有モードと考えることができる。

図 4 に $t=0.0001, 0.001, 0.005, 0.01$ s における磁束密度の分布を示す。この場合、 $t=0$ を初期値として t を (19) 式に代入して、その時刻の磁束密度を求めている。また、表 1 にこのときの計算誤差を示す。図 4 と表 1 から明らかなように、本手法は非常に大きな時間ステップを選んでも計算精度が低下しないこと

表 1 一次元モデルの時刻 t における最大計算誤差

Table 1. Maximum computation errors of one-dimensional model at time t .

時刻 t (s)	1×10^{-4}	1×10^{-3}	5×10^{-3}	1×10^{-2}
分割 A の計算誤差 (%)	4.24	4.38	3.08	3.19
分割 B の計算誤差 (%)	1.36	1.12	0.96	1.07

図 5 時間差分法の計算結果
Fig. 5. Computation results by the difference method with respect to time.

図 6 固有値の計算精度
Fig. 6. Computation accuracy of eigenvalues.

表 2 一次元モデルの固有値の計算誤差
Table 2. Computation errors of eigenvalues of one-dimensional model.

固有値 λ	-82.97	-331.6	-746.26	-1326.7
分割 A の計算誤差 (%)	6.74	5.70	6.48	7.24
分割 B の計算誤差 (%)	1.65	2.33	2.96	3.65

がわかる。(a), (b)図に示すように, t が小さいときの解析精度を上げるには, 解析領域の両端で B の変化が大きい, 高次モードの近似が良い分割 B のほうがよいことがわかる。また, 比較のために時間差分を用いた境界要素法により $\Delta t = 0.001$ として計算した結果を図 5 に示す。この場合の最大誤差は 11.6% であり, 本手法で求めた図 4 (b) の $t = 0.001$ の最大誤差 1.12% と比較すると誤差が大きい。

本手法は, (19) 式からわかるように, 固有値および固有ベクトルから得られる固有モードを合成し, 解を得ている。従って, 固有値および固有ベクトルの計算精度が解の精度に大きく影響する。そこで, 図 6 に示すように, (21) 式の α_n と固有値の計算値との比較を行った。同図においては, α_n を x 座標, α_n に対応する固有値を y 座標として点を表示しているため, 実線で示す $y = x$ の線上に点があるとき誤差が零である。同図に示すように, 固有値は 10^5 以上のものもあるが, 実際の計算では大きな絶対値の固有値は計算に影響を与えない。また, 分割の差によって大きな固有値に計算誤差が生じることもわかる。分割 A, 分割 B とともに絶対値の小さい固有値の計算精度が高いため, 図 4 に示すように $t = 0.0001$ 以後の計算精度は良くな

図 7 一次元モデルの固有モード
Fig. 7. Eigenmodes of the one-dimensional model.

っている。

更に, 絶対値の小さいものから順に 4 個の固有値の誤差を表 2 に示す。また, この 4 個の固有値に対応する固有ベクトルの分布を図 7 に示す。この分布は, (21) 式が与える分布によく一致している。

〈3・2〉 二次元モデル 図 8 (a) に示す二次元境界拡散問題に対して本手法を適用した。図 2 (b) と同様な外部磁束密度が加えられた場合の導体内部の磁束密度分布を求めた。解析領域は, 図 8 (b) に示すように 200 の三角形要素に分割した。また, この問題の理論解は, x 軸方向と y 軸方向に変数分離して考えれば, 次式で与えられる。

図 8 二次元モデル

Fig. 8. Two-dimensional model.

表 3 二次元モデルの時刻 t における
最大計算誤差Table 3. Maximum computation errors of
two-dimensional model at time t .

時刻 t (s)	1×10^{-4}	1×10^{-3}	5×10^{-3}	1×10^{-2}
計算誤差 (%)	2.75	0.87	0.27	0.17

$$\begin{aligned}
 B(x, y, t) = & \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \{ (-1)^n - 1 \} \right. \\
 & \times \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi x}{d} e^{-a_n t} \Bigg] \\
 & \times \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \{ (-1)^n - 1 \} \right. \\
 & \times \frac{2}{n\pi} \sin \frac{n\pi y}{d} e^{-a_n t} \Bigg] \dots \dots (22)
 \end{aligned}$$

ここで、

図 9 二次元モデルの磁束密度分布

Fig. 9. Distribution of magnetic flux density of the two-dimensional model.

$$a_n = \frac{n^2 \pi}{\mu \sigma d^2}$$

表 3 に固有値の計算誤差を示す。また、図 9 に $y = 0.0213$ m に沿った直線上の $t = 0.0001, 0.001, 0.005, 0.01$ s における磁束密度分布を示す。計算値と理論値はよく一致しているが、 $t = 0.0001$ における負の値は空間分割がこの時刻の計算を行うには粗いため生じた誤差である。二次元的な分布を見るために等磁束密度線を図 10 に示す。時間と共に導体内部へ拡散する磁界が二次元問題においても求められていることがわかる。ただし、一定要素を用いているため、要素ごとに計算された値を三角形の各節点に次式で換算し、等磁束密度線を作成した。

$$B_i = \frac{1}{N_e} \sum_{k=1}^{N_e} B_k \dots \dots \dots (23)$$

ここで、 B_i : 節点 i の磁束密度、 B_k : 要素 k の磁束密度、 N_e : 節点 i を共有する要素数
また、同様の方法で、図 11 に正規化した固有ベクトルの分布図を示す。固有値の小さいものから順に六種類のモードを示している。分布に対称性がないものがあるが、これは作図の過程で生じた計算誤差である。

以上、計算値と理論値の比較および固有ベクトルの分布により二次元問題においても本手法が有用であることがわかった。

〈3・3〉 三相ケーブルモデル 導体と絶縁物をもつ開領域問題として三相ケーブルモデルを選び本手法を適用した。図 12(a) に計算モデルを示す。このモデルにおいて、導体は $V\phi = 1$ V/m で 50 Hz の電圧源に接続されている。このモデルに対する導体中の未

図 10 等磁束密度線
Fig. 10. Equi-magnetic-flux-density lines.

知変数に対する状態方程式は、空気側の境界積分方程式を用いて導体境界上の未知変数を消去することにより(8)式と同様に得られる。(b)図に一つの導体の分割図を示す。この場合、導体領域を240の三角形要素と60の境界要素に分割している。また、空気側では導電率が零であるため(2)式中の領域積分が不要となる。従って、60の境界要素のみを用いている。図13に三相ケーブルモデルの代表的な正規化した固有モードを示す。固有値が等しいモードが存在するのは、モデルの対称性のためである。

図14に等ベクトルポテンシャル線を示す。(a)図は本手法による計算結果で、電源投入時から10周期目の $\omega t=3\pi/2$ の瞬間の等ベクトルポテンシャル線である。ここで、時間ステップは0.00025sとして計算している。(b)図は複素解析による計算結果の虚数部であり、 $\omega t=3\pi/2$ に対応している。両手法によるポテ

シャル分布はほぼ一致しており、本手法の妥当性を示している。b相において両手法の分布がやや異なるのは、ポテンシャルのこう配が小さいため誤差の影響が出やすいためである。

4. む す び

以上、境界要素法の定式化をもとに、固有値と固有ベクトルを用いた過渡電磁界解析を提案し、計算例を示した。得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 境界要素法の定式化を用いるが、導体領域の積分は避けられないため、境界面の未知変数を消去し、導体領域のみに未知変数を置く手法を提案した。このとき、誘導電磁界は一種のソースとみなし、境界要素法の基本解としては静磁界問題用の基本解を用いる。

(2) 提案した手法は、境界要素法の定式化に基づ

図 11 二次元モデルの固有モード
Fig. 11. Eigenmodes of the two-dimensional model.

図 12 三相ケーブルモデル
Fig. 12. Three-phase cable model.

図 13 三相ケーブルモデルの固有モード
Fig. 13. Eigenmodes of the three-phase cable model.

図 14 三相ケーブルモデルの等ポテンシャル線 ($wt=3\pi/2$)
Fig. 14. Equipotential lines of the three-phase cable model.

いているため、絶縁物の領域を特に考慮する必要はなく、開領域の解析が容易である。

(3) 過渡解析のための時間積分は、未知変数に関する状態方程式を作成し、これを用いて行うことができる。この方法によれば、時間積分を解析的に行うので、時間ステップの選択に関する問題がなく、高精度の解が得られる。

(4) ラプラス変換を用いた過渡解析手法に比べると、提案手法は数値逆ラプラス変換が不要となり、ラプラス変換が容易にできない外部条件に対しても数値積分によって時間積分が可能である。

(5) 提案した手法を、理論解の得られる一次元および二次元の計算モデルに適用し、その妥当性を確認した。また、本手法においては、得られる解の精度は

固有値と固有ベクトルの計算精度によって決まる。

(6) 本手法の時間積分法は、状態方程式が得られる他の問題の過渡応答解析にも適用可能であり、応用範囲は広い。

(平成元年3月27日受付, 同元年11月15日再受付)

文 献

- (1) A. Krawczyk & J. Turowski: "Recent Development in Eddy Current Analysis", *IEEE Trans. Magnetics*, MAG-23, 3032 (1987)
- (2) H. Tsuboi, M. Tanaka, T. Misaki & T. Naito: "Computation Accuracies of Boundary Element Method and Finite Element Method in Transient Eddy Current Analysis", *ibid.*, 24, 3174 (1988)
- (3) 中田・河瀬:「有限要素法による非線形過渡磁界解析」, 電学論B, 104, 380 (昭59-6)
- (4) 徳増・仲村・森田:「新積分法を用いた有限要素法による過渡電磁界解析」, 同上A, 109, 56 (平元-1)
- (5) C. A. プレビア編:境界要素法の応用・1, p. 224 (昭58) 企画センター
- (6) 榎園:境界要素解析, p. 227 (昭61) 培風館
- (7) L. Meirovitch: "Elements of Vibration Analysis, p. 477 (1986) McGraw-Hill

付 録

$\nabla\phi$ の取扱ひ法

導体部の $\nabla\phi$ は導体端子条件により定まり、電圧源 V_0 を印加した場合には、 $\nabla\phi$ は既知となり次式で与えられる。

$$\nabla\phi = \nabla V_0 \dots\dots\dots (\text{付1})$$

次に、電流源 I_0 印加や開放($I_0=0$)の場合には $\nabla\phi$ は未知数となり、次の条件が付加される。

$$-\sigma \int_{\Omega_c} (\partial A / \partial t + \nabla\phi) d\Omega = I_0 \dots\dots\dots (\text{付2})$$

ただし、 Ω_c は I_0 が印加されている導体領域である。上式を本文の定式化に従って離散化すれば次式が得られる。

$$\nabla\phi = -\frac{1}{\Omega_c} \{F\}^T \left\{ \frac{\partial A_r}{\partial t} \right\} + \frac{I_0}{\Omega_c \sigma} \dots\dots\dots (\text{付3})$$

ここで、 $\{F\}$ は M 次の定数ベクトルである。上式を

本文(5), (6)式に代入すれば $\nabla\phi$ は消去され、 A に関する方程式が得られる。

坪 井 始 (正員)

昭和27年4月23日生。53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月大学工学部電気工学科(改組により、現在は電気電子工学科)助手。61年7月同助教授、現在に至る。工学博士。主として、電子計算機による電磁界解析とその電気・電子機器の最適設計への応用に関する研究に従事。電子情報通信学会、情報処理学会、IEEE、境界要素法研究会会員。

田 中 始 男 (准員)

昭和39年8月11日生。平成元年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月福山大学工学部情報処理工学科助手、現在に至る。主として、境界要素法による電磁界解析に関する研究に従事。

内 藤 督 (正員)

昭和23年2月21日生。48年3月新潟大学大学院修士課程修了。同年4月富士電機(株)入社。現在に至る。工学博士。この間、主として温度上昇、電磁界の解析法、高圧配電系統の転流振動の解析法および抑制法などに関する研究に従事。