The Coupled Analysis of Electromagnetic Wave and Heat Conduction with Rotational Motion of Heated Target and Temperature-Dependent Complex Permittivity

Yoshifumi Okamoto Member (The Institute of Physical and Chemical Research, okamoto@riken.jp)

Ryutaro Himeno Non-member (The Institute of Physical and Chemical Research, himeno@riken.jp)

Kiminori Ushida Non-member (The Institute of Physical and Chemical Research, kushida@riken.jp)

Akira Ahagon Member (Science Solutions International Laboratory, Inc., ahagona@ssil.co.jp)

Koji Fujiwara Member (Doshisha University, koji.fujiwara@mail.doshisha.ac.jp)

Keywords: finite element method, electromagnetic wave analysis, heat conduction analysis, coupled analysis, rotational motion, temperature-dependent complex permittivity

In order to evaluate the heated process of the target, S parameter, and initial design of cavity size in the dielectric heating furnaces for recycling the plastic wastes including the polyvinyl chloride (PVC), the coupled analysis method of electromagnetic wave and heat conduction (EM-HC coupled analysis) is a useful tool for practical design. In this paper, valuable EM-HC coupled analysis method with rotational motion of heated target such as turntable and temperature-dependent complex permittivity by using edge-based finite element method is proposed.

The convergence characteristic of incomplete Cholesky conjugate gradient method (ICCG method) in electromagnetic wave analysis is poor process by using electric field E and the complex ratio a of reflected wave amplitude as unknown variables (E - a formulation). Authors transform the E - a formulation into the magnetic vector potential A and electric scalar potential ϕ (A - ϕ - a formulation) in order to prevent the poor numerical convergence of ICCG method. The convergence characteristics of ICCG method is shown in Fig. 1. The iteration number of A - ϕ - a formulation is about a quarter number of E - a formulation. The CPU time for solving algebraic equation is reduced to three quarters of E - a formulation by using A - ϕ - a formulation as shown in Table 1.

The application of EM-HC coupled analysis is performed in

Fig. 1. Convergence characteristics of ICCG method

Table 1. Computation time of ICCG method

formulation	D. O. F.	iteration number	CPU time
$E - a$	99,922 (1.00)	8,971 (1.00)	628.01 (1.00)
$A - \phi - a$	132,358 (1.32)	2,543 (0.28)	459.57 (0.73)

CPU: Intel Pentium 4 3.72 GHz / 3.0 GB, COMPILER: Intel Visual Fortran Ver. 9

SHARP made microwave oven. Heated region of PVC sample is widely diffused with turntable motion because the mode of electric field heavily depends on the rotational position. Therefore, the reflection coefficient $|S_{11}|$ in input port is changed at each time as shown in Fig. 2. The comparison of temperature rise in high temperature spot against the different time step size is shown in Fig. 3. The relative error of final temperature against the case $\Delta t = 0.0666$ s is less than 0.2% on the condition that the time step size Δt is less than 0.3333 s.

As a result of above investigation, the proposed EM-HC coupled analysis method is effective for designing the dielectric heating furnaces for not only the decomposition of waste plastics but also various foods. The proposal of EM-HC coupled analysis method with the rotational motion of stirrer fan and the comparison with experimental results are future works.

Fig. 2. Time variation of reflection coefficient $|S_{11}|$

Fig. 3. Effect of time step size on temperature rise

被加熱体の回転運動と温度依存性の複素誘電率を考慮した 電磁波・熱伝導連成解析

正員 岡本 吉史* 非会員 姫野龍太郎*
非会員 丑田 公規** 正員 阿波根 明***
正員 藤原 耕二****

The Coupled Analysis of Electromagnetic Wave and Heat Conduction with Rotational Motion of Heated Target and Temperature-Dependent Complex Permittivity

Yoshifumi Okamoto*, Member, Ryutaro Himeno*, Non-member, Kiminori Ushida**, Non-member, Akira Ahagon***, Member, Koji Fujiwara****, Member

In order to evaluate the heated process of the target, S parameter, and initial design of cavity size in the furnaces for dielectric heating such as microwave oven, the coupled analysis of electromagnetic wave and heat conduction (EM-HC coupled analysis) is a useful tool for practical design. In this paper, valuable EM-HC coupled analysis method with rotational motion of heated target such as turntable and temperature-dependent complex permittivity by using edge-based finite element method is proposed. As a result of useful investigation of the proposed method, the effectiveness in tracing the detailed temperature rise of dielectric target is demonstrated.

キーワード：有限要素法，電磁波解析，熱伝導解析，連成解析，回転運動，温度依存性複素誘電率

Keywords: finite element method, electromagnetic wave analysis, heat conduction analysis, coupled analysis, rotational motion, temperature-dependent complex permittivity

1. はじめに

電子レンジのような誘電加熱機器において，被加熱体の発熱状況，散乱行列，キャビティ寸法などの初期設計値を数値的に評価するために，電磁波・熱伝導連成解析は実機設計の観点から，重要な手段となる。本論文では，廃プラスチック内の塩化ビニル樹脂（PVC）を誘電加熱によって，

効率的に処理するための高効率リサイクル誘電加熱炉の実機設計を目的とした電磁波・熱伝導連成解析手法の高度化について検討する。

従来，電子レンジのような共振器の電磁波・熱伝導連成解析では，FDTD法⁽¹⁾を用いた解析例が多数報告されている^{(2)~(4)}。電磁波の伝搬と熱伝導の時間スケールは大幅に異なるため，FDTD法のような時間領域の解法と，非定常熱伝導解析との連成解析では，時間スケールの小さい電磁波解析に追従させる必要があるため，時間ステップ数が膨大となる。さらに，共振器内の電磁界は，単一周波数で励振されていることと，過渡状態よりも共振状態である定常現象の把握が重要となるため，周波数領域の解析が効率的であると考えられる。また，商用電子レンジ内に取り付けられているターンテーブルやステラファンのように，庫内の特定部分が回転運動するような問題では，離散化形状が格子状であると，回転部と静止部の境界上で格子不整合が生じるため，解析が困難となる。

そのため，本研究では，離散化形状の自由度が高く，周波数領域の解析が可能である有限要素法を使用する。その先行研究として，文献(5)では，三次元場において，有限要素法を用いた先駆的な電磁波・熱伝導連成解析手法が提案されている。しかし，温度依存性の複素誘電率の取り扱い

* (独) 理化学研究所 情報基盤センター

〒351-0198 和光市広沢 2-1

Advanced Center for Computing and Communication, The Institute of Physical and Chemical Research

2-1, Hirosawa, Wako 351-0198

** (独) 理化学研究所 環境ソフトマテリアル研究ユニット

〒351-0198 和光市広沢 2-1

Eco-Soft Material Research Unit, The Institute of Physical and Chemical Research

2-1, Hirosawa, Wako 351-0198

*** サイエンス ソリューションズ (株)

〒153-0065 東京都目黒区中町 2 丁目 21-7

Science Solutions International Laboratory, Inc.

2-21-7, Naka-cho, Meguro-ku, Tokyo 153-0065

**** 同志社大学 工学部 電気工学科

〒610-0321 京田辺市多々羅都谷 1-3

Department of Electrical Engineering, Doshisha University

1-3, Tatara-Miyakodani, Kyotanabe 610-0321

い方や熱伝導解析の時間刻み幅が計算精度に与える影響について述べられていない。また、被加熱体の一様加熱化を目的として、商用電子レンジに備え付けられているターンテーブルやステラファン等の回転物体を厳密に模擬した電磁波・熱伝導連成解析の報告例はほとんどない。

そこで、本論文では、有限要素法を用いた温度依存性複素誘電率、被加熱体の回転運動を考慮することができる電磁波・熱伝導連成解析手法を提案する。まず、電磁波解析における計算速度向上を目的として、複素対称方程式の解法として使用する不完全コレスキー分解付き共役勾配法 (ICCOCG 法) の収束特性を改善するため、野村氏らによる電界 $\mathbf{E}$ を未知変数とし、散乱行列を考慮した弱定式化⁶⁾を磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知変数とした $\mathbf{A}$ - ϕ 法⁽⁷⁾⁽⁸⁾へ拡張した。また、熱伝導解析の時間刻み幅が、回転運動を伴った被加熱体の温度上昇、計算時間へ与える影響について検討し、提案手法の有用性を示すことができたので報告する。

2. 電磁波・熱伝導連成手法

〈2・1〉 電磁波解析 本節では、電子レンジのように、マグネトロンと共振器内部を接続する導波管断面において、共振器側からの電磁界の散乱が容易に扱えるように、不連続境界面 (導波管断面) の反射波複素振幅比を未知変数に追加した $\mathbf{E}$ 法に基づく弱定式化⁶⁾を磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知変数とする $\mathbf{A}$ - ϕ 法へ拡張する。また、熱伝導方程式とのカップリングを勘案すると、電磁波と熱伝導の時間発展スケールは大幅に異なるので、電磁界方程式の時間微分項 ($\partial/\partial t$) を複素数近似 ($j\omega$) した定常解析を採用する。 $\mathbf{A}$ - ϕ 法⁽⁷⁾⁽⁸⁾を使用した周波数領域の電磁界方程式を (1), (2) 式に示す。

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) = -j\omega\epsilon(j\omega\mathbf{A} + \text{grad} \phi) \dots \dots \dots (1)$$

$$\text{div}\{-j\omega\epsilon(j\omega\mathbf{A} + \text{grad} \phi)\} = 0 \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 ϵ は誘電率、 ν は磁気抵抗率、 j は虚数単位、 ω は角周波数である。なお、本解析では、強制電流、導電性材料を使用しないため、それらに関する項を省略している。次に、辺要素、節点要素の補間関数 N_i, N_j を用いて、(1), (2) 式の弱形式を導出すると、(3), (4) 式のようにになる。

$$\begin{aligned} G_i^{\text{edge}} = & \iiint_V \text{rot} N_i \cdot \nu \text{rot} \mathbf{A} \, dV \\ & + \iiint_V N_i \cdot j\omega\epsilon(j\omega\mathbf{A} + \text{grad} \phi) \, dV \\ & - \iint_S N_i \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{n}) \, dS = 0 \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_j^{\text{node}} = & \iiint_V \text{grad} N_j \cdot \epsilon(j\omega\mathbf{A} + \text{grad} \phi) \, dV \\ & - \frac{1}{j\omega} \iint_S \text{grad} N_j \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{n}) \, dS = 0 \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

ここで、 $\mathbf{n}$ は境界面における外向き法線方向単位ベクトル、 $\mathbf{H}$ は磁界である。また、係数マトリクスを対称にするため、

図1 固有モード関数 $\mathbf{e}_k$ の計算法
Fig. 1. Computation method of eigen mode function $\mathbf{e}_k$.

(4) 式の両辺を時間積分している。なお、(4) 式右辺第二項の境界積分項の導出については、付録を参照されたい。

導波路を解析する場合、入出力ポートにおける電磁界モードは、使用する導波管によって、既知の場合が多い。そのため、ポート k における電界、磁界の固有モード関数 $\mathbf{e}_k, \mathbf{h}_k$ をあらかじめ計算しておけば解析が容易となる。ここでは、 TE_{10} モードで励振される固有モード関数 $\mathbf{e}_k$ の計算方法について述べる。まず、図1のような正方形格子で分割された方形導波管の入出力ポートを想定し、ポート上の節点における仮の固有モード関数 $\mathbf{e}_k^{\text{temp}}$ を (5) 式より計算する。

$$\mathbf{e}_k^{\text{temp}} = \sin\left(\pi \frac{y-y_1}{y_2-y_1}\right) \mathbf{k} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 $\mathbf{k}$ は z 方向単位ベクトル、 y_1, y_2 は方形導波管の境界座標値とする。次に、伝送電力が χ となるように、入出力ポートにおける $\mathbf{e}_k^{\text{temp}}$ の規格化を行う。ポート k で使用されている導波管の特性界インピーダンスを Z_k^H とすると、 $\mathbf{e}_k, \mathbf{h}_k$ の関係式は (6) 式ようになる。なお、 Z_k^H は、導波管の遮断波長および自由空間波長から計算できる⁹⁾。

$$\mathbf{e}_k = Z_k^H (\mathbf{h}_k \times \mathbf{n}) \dots \dots \dots (6)$$

(6) 式を利用すると、ポート k における伝送電力 χ は、(7) 式のように表すことができる。

$$\frac{1}{2} \iint_{S_k} (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_k^*) \cdot \mathbf{n} \, dS = \frac{1}{2Z_k^H} \iint_{S_k} |\mathbf{e}_k|^2 \, dS \equiv \chi \dots \dots \dots (7)$$

上付き添え字* は共役複素、 S_k は導波管の入出力ポート面を示す。次に、(8) 式のように規格化定数 α_k を定義する。

$$\mathbf{e}_k = \alpha_k \mathbf{e}_k^{\text{temp}} \dots \dots \dots (8)$$

(8) 式を (7) 式に代入することで、規格化定数 α_k は (9) 式のように計算できる。

$$\alpha_k = \sqrt{\frac{2Z_k^H \chi}{\iint_{S_k} |\mathbf{e}_k^{\text{temp}}|^2 \, dS}} \dots \dots \dots (9)$$

以上より、(5), (9) 式を (8) 式へ代入すると、伝送電力が χ となる固有モード関数 $\mathbf{e}_k$ の計算が可能となる。

図2 入出力ポートにおける既知変数と未知変数
Fig. 2. Known and unknown variables on input and output ports.

導波路の解析では、散乱行列の計算を容易にするため、入出力ポート k における反射波複素振幅比 a_k ($0 < |a_k| < 1$) を未知変数に追加することが好ましい。入射波複素振幅比を b_k とし、TE モードで励振された場合を想定すると (TM モードについては、文献 (6) を参照)、ポート k における電界 $\mathbf{E}$ 、磁界 $\mathbf{H}$ は (10)、(11) 式ようになる。

$$\mathbf{E} = (a_k + b_k)\mathbf{e}_k \dots \dots \dots (10)$$

$$\mathbf{H} = (a_k - b_k)\mathbf{h}_k \dots \dots \dots (11)$$

なお、図 2 に示すように、 a_k は未知、 b_k は既知 (ポート k が入力ポート: $b_k = 1.0$, 出力ポート: $b_k = 0$) である。また、(3)、(4) 式における境界積分項は、(6)、(10)、(11) 式を用いることで、(12)、(13) 式ようになる。

$$\begin{aligned} & \iint_{S_k} \mathbf{N}_i \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{n}) dS \\ &= (a_k - b_k) \iint_{S_k} \mathbf{N}_i \cdot (\mathbf{h}_k \times \mathbf{n}) dS \\ &= \frac{a_k - b_k}{Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{e}_k dS \dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \iint_{S_k} \text{grad } N_i \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{n}) dS \\ &= (a_k - b_k) \iint_{S_k} \text{grad } N_i \cdot (\mathbf{h}_k \times \mathbf{n}) dS \\ &= \frac{a_k - b_k}{Z_k^H} \iint_{S_k} \text{grad } N_i \cdot \mathbf{e}_k dS \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

3 種類の未知変数 ($\mathbf{A}$, ϕ , a) に対して、(3)、(4) 式だけでは方程式の個数が不足しているため、ポインティングベクトルを利用した (14) 式を追加する。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{E} \cdot \mathbf{e}_k^* dS &= \frac{(a_k + b_k)}{2Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_k^* dS \\ &= \chi(a_k + b_k) \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

以上より、3 種類の解くべき方程式を整理すると、(15)~(17) 式ようになる。

$$\begin{aligned} G_i^{\text{edge}} &= \iiint_V \text{rot } \mathbf{N}_i \cdot \nu \text{rot } \mathbf{A} dV \\ &+ \iiint_V \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{j}\omega\epsilon(\mathbf{j}\omega\mathbf{A} + \text{grad } \phi) dV \\ &- \sum_k \frac{a_k - b_k}{Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{e}_k dS = 0 \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_j^{\text{node}} &= \iiint_V \text{grad } N_j \cdot \epsilon(\mathbf{j}\omega\mathbf{A} + \text{grad } \phi) dV \\ &- \sum_k \frac{a_k - b_k}{\mathbf{j}\omega Z_k^H} \iint_{S_k} \text{grad } N_j \cdot \mathbf{e}_k dS = 0 \\ &\dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_k^{\text{scat}} &= -\frac{1}{Z_k^H} \iint_{S_k} \left(\mathbf{A} + \frac{1}{\mathbf{j}\omega} \text{grad } \phi \right) \cdot \mathbf{e}_k^* dS \\ &- \frac{2\chi(a_k + b_k)}{\mathbf{j}\omega} = 0 \dots \dots \dots (17) \end{aligned}$$

上記した $\mathbf{A}$ - ϕ 法に反射波複素振幅比 a を未知変数に追加した定式化を、以下、 $\mathbf{A}$ - ϕ - a 法と略称する。(15)~(17) 式から、係数マトリクスを作成すると、(18) 式ようになり、左辺係数行列の i 行 j 列成分を (19)~(27) 式に示す。

$$\begin{bmatrix} S_A^{\text{edge}} & S_\phi^{\text{edge}} & S_a^{\text{edge}} \\ S_A^{\text{node}} & S_\phi^{\text{node}} & S_a^{\text{node}} \\ S_A^{\text{scat}} & S_\phi^{\text{scat}} & S_a^{\text{scat}} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{A} \\ \phi \\ a \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{Y}^{\text{edge}} \\ \mathbf{Y}^{\text{node}} \\ \mathbf{Y}^{\text{scat}} \end{Bmatrix} \dots \dots \dots (18)$$

$$S_A^{\text{edge}}|_{i,j} = \iiint_V (\nu \text{rot } \mathbf{N}_i \cdot \text{rot } \mathbf{N}_j - \omega^2 \epsilon \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{N}_j) dV \dots \dots \dots (19)$$

$$S_\phi^{\text{edge}}|_{i,j} = \iiint_V \mathbf{j}\omega\epsilon \mathbf{N}_i \cdot \text{grad } \mathbf{N}_j dV \dots \dots \dots (20)$$

$$S_a^{\text{edge}}|_{i,j} = -\sum_k \frac{1}{Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{e}_k dS \dots \dots \dots (21)$$

$$S_A^{\text{node}}|_{i,j} = \iiint_V \mathbf{j}\omega\epsilon \text{grad } \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{N}_j dV \dots \dots \dots (22)$$

$$S_\phi^{\text{node}}|_{i,j} = \iiint_V \epsilon \text{grad } \mathbf{N}_i \cdot \text{grad } \mathbf{N}_j dV \dots \dots \dots (23)$$

$$S_a^{\text{node}}|_{i,j} = -\sum_k \frac{1}{\mathbf{j}\omega Z_k^H} \iint_{S_k} \text{grad } \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{e}_k dS \dots \dots \dots (24)$$

$$S_A^{\text{scat}}|_{i,j} = -\sum_k \frac{1}{Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{e}_k^* dS \dots \dots \dots (25)$$

$$S_\phi^{\text{scat}}|_{i,j} = -\sum_k \frac{1}{\mathbf{j}\omega Z_k^H} \iint_{S_k} \text{grad } \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{e}_k^* dS \dots \dots \dots (26)$$

$$S_a^{\text{scat}}|_{i,j} = -\frac{2\chi}{\mathbf{j}\omega} \dots \dots \dots (27)$$

なお、(21) 式と (25) 式、(24) 式と (26) 式をそれぞれ比較すると、 $\mathbf{e}_k$ と $\mathbf{e}_k^*$ が異なっている。しかし、電界の固有モード関数 $\mathbf{e}_k$ を実数のみで評価すれば $\mathbf{e}_k = \mathbf{e}_k^*$ となり、係数行列は対称となるため、ICCOG 法が適用可能となる。また、キャビティ表面上では、電界の接線方向成分が $\mathbf{0}$ となるので、境界条件として、 $\mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{0}, \phi = 0$ を課す。それゆえ、(18) 式の右辺項は、(28)~(30) 式ようになる。

$$\mathbf{Y}^{\text{edge}}|_i = -\sum_k \frac{b_k}{Z_k^H} \iint_{S_k} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{e}_k dS \dots \dots \dots (28)$$

$$\mathbf{Y}^{\text{node}}|_i = - \sum_k \frac{b_k}{j\omega Z_k^H} \iint_{S_k} \text{grad } N_i \cdot \mathbf{e}_k dS \cdots \cdots (29)$$

$$\mathbf{Y}^{\text{scat}}|_i = \frac{2b_k}{j\omega} \chi \cdots \cdots (30)$$

以上より、 $\mathbf{A}\text{-}\phi\text{-}a$ 法では、辺に割り当てられた未知変数の個数を N_A 、節点に割り当てられた未知変数の個数を N_ϕ 、導波管の入出力ポートの個数（反射波複素振幅比の個数）を N_a とすると、未知変数の総数は、 $N_A + N_\phi + N_a$ となる。

〈2・2〉 熱伝導解析 被加熱体の時間的な加熱状況を詳細に把握するため、熱伝導解析では (31) 式に示す非定常熱伝導方程式を使用する。

$$\text{div}(\lambda \text{grad } T) + Q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \cdots \cdots (31)$$

ここで、 λ は熱伝導率、 Q は単位時間に供給される単位体積当たりの熱量（発熱率）、 ρ は密度、 c は比熱、 T は温度を示す。節点要素の補間関数 N_i を用いて、節点 i における (31) 式の弱形式を導くと、(32) 式のようになる。

$$\begin{aligned} G_i^{\text{heat}} = & \iiint_V \text{grad } N_i \cdot \lambda \text{grad } T dV \\ & + \iiint_V N_i \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV - \iiint_V N_i Q dV \\ & - \iint_S N_i (\lambda \text{grad } T) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \cdots \cdots (32) \end{aligned}$$

(32) 式の時間微分項には、後退差分近似を適用し、完全陰解法で解く。熱伝導解析を行う領域と空気部が接触している境界では、固体壁から空気部（流体側）へ対流によって、熱が伝達される。そのため、(32) 式の右辺第四項目の境界積分項は、(33) 式のように変形できる⁽¹⁰⁾。

$$- \iint_S N_i (\lambda \text{grad } T) \cdot \mathbf{n} dS = \iint_S N_i h (T - T_f) dS \cdots \cdots (33)$$

ここで、 h は熱伝達率、 T_f は空気部（流体側）の温度である。

〈2・3〉 連成解析の概略計算手順 共通の変数を媒介として、異なる方程式を連成させる手法を弱連成法と呼ぶ。これに対して、異なる方程式を一括して、同時に解く方法は強連成法と呼ばれる⁽¹¹⁾。一般に、弱連成法では、開発済みの解析コードが利用可能である。一方、強連成法では、異なる方程式を結合させる新たな定式化、それに適した行列解法、解析コードの大幅な修正が必要となるため、本研究では弱連成法を使用する。本節では、弱連成法に基づいた電磁波解析と熱伝導解析の連成法について説明する。

電磁波・熱伝導連成解析のフローチャートを図3に示す。まず、初期時刻 ($t = 0$) における温度 T_0 を設定する (step 1)。次に、温度依存性の複素誘電率を考慮する領域における各要素の積分点では、設定した温度に相当する複素誘電率を計算して (step 2)、周波数領域で電磁波解析を行う (step 3)。複素誘電率と電磁波解析により得られた電界を用いて、損失性誘電体の各積分点における誘電損失 P_d を (34) 式により計算し、(32) 式の発熱率 Q に受け渡す (step 4)。

図3 連成解析のフローチャート

Fig. 3. Flow chart of coupled analysis.

$$P_d = \omega |\mathbf{E}_{\text{eff}}|^2 \varepsilon_0 \varepsilon' \tan \delta \cdots \cdots (34)$$

ここで、 ε' は複素比誘電率の実部、 δ は複素比誘電率の実部と虚部の偏角、 $\mathbf{E}_{\text{eff}}$ は電界の実効値とする。なお、温度依存性複素誘電率と $\tan \delta$ の取り扱い方については、次章で述べる。続いて、step 4 で得られた Q を用いて、熱伝導解析を行う (step 6)。次に、ターンテーブル等の回転運動を考慮するため、有限要素メッシュを修正する (step 7)。メッシュの修正法については、次章で述べる。以上の手順 (step 2～step 7) を指定時刻 t_{max} まで、繰り返し計算を行って連成解析を終了する (step 8)。

3. 材料定数の温度依存性とメッシュ修正法

〈3・1〉 温度依存性複素誘電率 誘電体に高周波電界が加えられると、誘電体内の誘電分子の振動が、電界の振動に追従できなくなる。この時の振動の遅れから誘電加熱される。その場合、比誘電率 ε_r は (35) 式のように、複素数として表示することができる⁽⁹⁾。

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon'' \cdots \cdots (35)$$

ここで、実部と虚部の偏角 δ は、図4のようになる。被加熱体として使用する PVC の $\tan \delta$ は、温度に対して、指数関数的に増加することが確認されている⁽¹²⁾。これより、温度 T と $\tan \delta$ の特性曲線は、指数関数を用いて (36) 式のように近似することができる。

$$\tan \delta = \beta e^{T/T_v} \cdots \cdots (36)$$

本研究で使用する硬質 PVC では、 $\beta = 0.0004$ 、 $T_v = 100 \text{ K}$ とする⁽¹²⁾。この特性曲線を図5に示す。なお、本論文では、複素比誘電率の実部は一定 (= 5.0) とし、虚部のみを温度依存性として取り扱う。

〈3・2〉 有限要素メッシュの修正法 電子レンジのターンテーブルのように、解析領域内部に回転周期 T_r で回転する領域を包含した連成解析手法を説明する。まず、図6(a)に示すように、熱伝導解析領域が含まれている回転側と静

止側の各領域を決定する。次に、図 6(b) のように、熱伝導解析の時間刻み幅 Δt に追従させて、 $2\pi\Delta t/T_r$ rad だけ回転領域の節点座標を移動させる。その結果、回転領域と静止領域の境界面 l では、双方の領域における節点の非適合が生じる。そこで、図 6(c) に示すように、境界面 l 上の回転領域側の節点座標には修正を加えず、静止領域側の節点座標を回転領域側の最も近距離の節点座標に修正し、要素を再構成する⁽¹³⁾。このとき、境界面 l を含む回転領域に属する絶対節点番号、相対節点番号、要素番号には修正を加えずに、静止領域側のメッシュデータのみを変更する。

図 4 複素誘電率

Fig. 4. Complex permittivity.

図 5 T - $\tan \delta$ 特性

Fig. 5. Characteristic of T - $\tan \delta$.

図 6 回転運動を考慮するための有限要素メッシュの修正法

Fig. 6. Automatic meshing with rotational motion.

図 7 回転運動に伴う各節点における温度の移動 (機械角: $\pi/6$ rad)

Fig. 7. Displacement of nodal temperature in rotational motion (mechanical angle: $\pi/6$ rad).

上記の方法を使用すると、図 7 に示すように、メッシュ回転後の温度データの保持が容易となる。なお、この方法を使用するには、境界面 l 上の節点を周方向に対して、ほぼ等間隔で配置させ、三次元有限要素メッシュは、二次元有限要素メッシュを積み上げて作成することが制約となる。

4. 解析例

〈4・1〉 解析モデルと解析条件 提案した電磁波・熱伝導連成解析手法の有用性を検証するため、図 8 に示すような共振器 (SHARP 製電子レンジ: RE-S120-B) を解析対象とする。直径 265 mm、厚さ 2 mm のターンテーブル (ホウ珪酸ガラス) 上に直方体形状の PVC ($60 \times 160 \times 20$ mm³) を配置し、入力ポートより電界が z 方向成分のみの TE₁₀ モード (周波数 $f = 2.45$ GHz, 500 W) の電磁波を $-x$ 方向に対して入射する。入力ポート以外の共振器の外部境界は完全導体とし、 $\mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{0}$, $\phi = 0$ の境界条件を与え、入力ポート上の $\mathbf{A}$, ϕ は未知変数とする。

表 1 に、ホウ珪酸ガラスと PVC の各材料定数を示す。ホウ珪酸ガラス、PVC は損失性誘電体であるため、(34) 式を用いて誘電損失を計算し、(32) 式の熱源 Q として熱伝導解析へ受け渡す。なお、各積分計算には、ガウス積分の 2 点則を使用している。表 2 に解析条件を示す。電磁波解析 (EM analysis) では ICCOCG 法、熱伝導解析 (HC analysis) で

図 8 解析モデル

Fig. 8. Analyzed model.

表 1 材料定数 ($T = 293.15$ K)

Table 1. Material constants ($T = 293.15$ K).

material	turntable (pyrex)	PVC
relative permeability	1	1
complex relative permittivity	real part	4.3
	imaginary part	-0.0200
mass density: ρ [kg / m ³]	2230	1400
specific heat: c [J / kg·K]	740	950
thermal conductivity: λ [W / (m·K)]	1.10	0.16

表 2 解析条件

Table 2. Analyzed conditions.

rotation period of the turntable: T_r [s]		24
heat transfer coefficient: h [W/m ² ·K]		4
initial temperature of heat conduction analysis: T_0 [K]		293.15
air region temperature: T_f [K]		293.15
heated time: $t_{\max}$ [s]		96
convergence criterion of ICCG method	complex type (EM analysis)	10^{-6}
	real type (HC analysis)	10^{-6}

図 9 電磁波・熱伝導連成解析で使用する分割図

Fig. 9. Mesh for the EM-HC coupled analysis.

は ICCG 法を適用し、残差ノルムが初期ノルムに対して、 10^{-6} 未満となれば反復計算を終了させる。

図 9 に連成解析で使用する分割図を示す。電磁波解析の領域は共振器内部の全領域、熱伝導解析の領域は被加熱体である PVC とターンテーブルとし、空気部と接触している境界面には、(32) 式で示した熱伝達境界積分を考慮する。電磁波解析、熱伝導解析とも、同様のメッシュを使用して連成解析を行う。なお、辺要素、節点要素には、双方ともアイソパラメトリック六面体一次要素を使用する。

〈4・2〉 ICCOCG 法の収束特性 本節では、第 2 章で定式化を行った $A - \phi - a$ 法による定式化の優位性を検証するため、文献 (6) で示されている E 法に基づいた定式化 ($E - a$ 法) を用いた場合の ICCOCG 法の収束特性と比較する。なお、解析条件として、 $T = 293.15$ K における各材料定数を使用し、ターンテーブルは図 8 の位置で静止した状態を採用する。ICCOCG 法の収束特性を図 10 に示す。複素対称方程式の反復 n 回目における残差ノルムの初期ノルムに対する比 ($\|r_n\|/\|r_0\|$) の減少過程より、定式化に $A - \phi - a$ 法を使用した方が、 $E - a$ 法よりも収束特性が良好であることを確認できる。

図 10 ICCOCG 法の収束特性

Fig. 10. Convergence characteristics of ICCOCG method.

表 3 電磁波解析の各定式化における ICCOCG 法の計算時間

Table 3. Computation time of complex type ICCOCG method for each formulation in electromagnetic wave analysis.

formulation	D. O. F.	iteration number	CPU time
$E - a$	99,922 (1.00)	8,971 (1.00)	628.01 (1.00)
$A - \phi - a$	132,358 (1.32)	2,543 (0.28)	459.57 (0.73)

CPU: Intel Pentium 4 3.72 GHz / 3.0 GB, COMPILER: Intel Visual Fortran Ver. 9

図 11 温度分布 ($t = t_{\max}$)Fig. 11. Temperature distributions ($t = t_{\max}$).

各定式化における ICCOCG 法の計算時間を表 3 に示す。高周波領域の解析では、空気領域に変位電流を考慮するため、 $A - \phi - a$ 法の未知変数の個数 (D. O. F.) が、 ϕ の未知変数の個数だけ、 $E - a$ 法よりも多くなる。そのため、同様のモデルにおいて、ICCOCG 法の収束特性が向上しても、それに対応する速度向上効果は得られていない。しかし、 $A - \phi - a$ 法を採用することで、 $E - a$ 法の計算時間を約 1/4 削減できることが確認できる。以上より、計算時間削減の観点から、電磁波解析には、 $A - \phi - a$ 法による定式化を使用する。

〈4・3〉 誘電加熱特性 連成解析より得られた PVC の加熱状況を図 11 に示す。ターンテーブルの回転運動を考慮しないケースでは、過熱箇所が局在化しているが、温度上昇

図 12 電界強度分布
Fig. 12. Distributions of electric field intensity.

図 13 反射係数 $|S_{11}|$ の時間変化
Fig. 13. Time variation of reflection coefficient $|S_{11}|$.

はあまり確認されない。一方、ターンテーブルの回転運動を考慮した結果では、温度上昇が PVC の広い範囲で確認できる。これは、図 12 に示すように、ターンテーブルの各位置によって、電界強度分布が大幅に異なるため、誘電損失により生じる熱源の場所も異なるためである。ターンテーブルの一周分の反射係数 $|S_{11}|$ の時間変化を図 13 に示す。ターンテーブルが静止したケースでは、 $|S_{11}|$ はほとんど変化せずに一定であるが、ターンテーブルの回転を考慮すると、各機械角によって、 $|S_{11}|$ が大幅に変化していることがわかる。なお、ターンテーブルが図 11(a) の位置では、 $|S_{11}|$ が大きく、損失性誘電体のエネルギー吸収効率が悪いいため、ほとんど加熱されていない。しかし、図 13 の 4.4 s 付近における $|S_{11}|$ が極小の回転位置を採用すれば、図 11(a) の場合よりも、さらに加熱されることが予想される。

〈4・4〉 時間刻み幅に対する温度上昇特性 時間刻み幅 Δt を数パターン変化させた場合の温度上昇特性を図 14 に示す。なお、その評価点は、温度上昇が顕著である要素番号 108 の要素重心とする。ターンテーブルの回転による影響のため、階段状に温度が上昇しており、 Δt を 0.3333 s 以下に設定した温度上昇特性は、それぞれがほぼ一致してい

図 14 時間刻み幅が温度上昇に与える影響
Fig. 14. Effect of time step size on temperature rise.

表 4 時間刻み幅に依存した温度の相対誤差
Table 4. Relative error of temperature depending on time step size.

Δt [s]	0.0666	0.1333	0.3333	0.6666	1.0000
$\Delta \theta$ [rad]	$\pi / 180$	$\pi / 90$	$\pi / 36$	$\pi / 18$	$\pi / 12$
T [°C]	160.66	160.78	160.89	162.83	147.14
η [%]	—	0.07	0.14	1.35	8.42

図 15 時間刻み幅が温度分布に与える影響
Fig. 15. Effect of time step size on temperature distribution.

ることがわかる。表 4 に、各時間刻み幅に対する要素番号 108 の最終温度の相対誤差を示す。ここで、 Δt を 0.0666 s とした場合の最終温度を真値とする。 Δt を 0.3333 s 以下に設定すれば、相対誤差が 0.2% 以下の解析が可能である。

時間刻み幅の選定による温度分布の差異を図 15 に示す。時間刻み幅 1 ステップ当たりの回転角 ($\Delta \theta$) が小さいほど、図 11(b) の結果に近づいている。また、回転角が大きいほ

表 5 電磁波・熱伝導連成解析の計算時間

Table 5. CPU time of EM-HC coupled analysis.

Δt [s]	$\Delta\theta$ [rad]	N. O. T. S.	CPU time [h]
0.0666	$\pi/180$	1440 (1.0000)	135.7 (1.0000)
0.1333	$\pi/90$	720 (0.5000)	68.1 (0.5018)
0.3333	$\pi/36$	360 (0.2500)	27.3 (0.2012)
0.6666	$\pi/18$	180 (0.1250)	13.6 (0.1002)
1.0000	$\pi/12$	96 (0.0667)	9.1 (0.0671)

CPU: Intel Pentium 4 3.72 GHz / 3.0 GB, COMPILER: Intel Visual Fortran Ver. 9

ど、最終的に得られる温度が低いことを確認できる。この原因は、回転角が大きすぎると、共振器内の電磁界モードの時間的な変化を、正しく評価することができないためである。なお、 Δt に 0.6666 s 以下の値を採用した温度分布は、図 11(b) とほぼ同様であったため、ここでは省略する。

〈4・5〉 連成解析の計算時間 加熱時間 $t_{\max}$ を一定として、時間ステップ数、時間刻み幅を変化させた電磁波・熱伝導連成解析の計算時間を表 5 に示す。これより、熱伝導方程式の時間ステップ数 (N. O. T. S.) の増加に概ね比例して、計算時間が増えている。これは、電磁波解析で使用している ICCOCG 法の計算時間が、総計算時間の 9 割以上を占めていることが原因である。

5. ま と め

本論文では、有限要素法による被加熱体の回転運動と温度依存性の複素誘電率を考慮した電磁波・熱伝導連成解析手法を提案した。以下に、得られた知見を要約する。

(1) 電磁波解析の弱定式化において、電界 $\mathbf{E}$ を未知変数とした方程式に、散乱行列を考慮した定式化 ($\mathbf{E}$ -a 法) を磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と電気スカラーポテンシャル ϕ を用いた $\mathbf{A}$ - ϕ -a 法へ拡張した。その結果、未知変数の数が $\mathbf{E}$ -a 法に対して、1.3 倍程度の増加があるものの、ICCOCG 法の収束特性を向上させることが可能となり、 $\mathbf{E}$ -a 法の計算時間を約 1/4 低減できることが明らかとなった。

(2) ターンテーブルの回転運動を考慮すると、共振器内に種々の電磁界モードが生じるため、被加熱体の温度分布が一様化されることが確認された。また、被加熱体の温度は階段状に上昇している特性が明らかとなった。

(3) 提案した電磁波・熱伝導連成解析手法では、熱伝導方程式の時間刻み幅に追従させて、連成解析を行っている。そこで、時間刻み幅の大きさが、温度上昇特性に与える影響を検討した。その結果、本論文で使用する直方体形状のような被加熱体では、時間刻み幅 1 ステップ当たりの回転角を $\pi/36$ rad 以下に設定すれば、回転角が $\pi/180$ rad の場合と、ほぼ同程度の精度で解析が可能であることが明らかとなった。

(4) 電磁波解析では、複素対称方程式の解法として使用する ICCOCG 法の収束特性が好ましくない。それゆえ、提案した連成解析手法に要する計算時間の 9 割以上が、ICCOCG 法による連立一次方程式の求解に依存しているため、熱伝導解析の時間ステップ数にほぼ比例して計算時間が増

加する傾向であった。

今後は、実験結果との比較、ステラファンの運動を厳密に考慮した解析手法の確立、並びに、連成解析のさらなる高速化を図るため、並列化処理等の導入を行い、高効率リサイクル誘電加熱炉の実機設計に適用する予定である。

本論文は、平成 18 年度電気学会静止器・回転機合同研究会発表資料 SA-06-71, RM-06-73 の内容に、加筆、修正を加えたものである。

(平成 18 年 10 月 31 日受付, 平成 19 年 3 月 8 日再受付)

文 献

- (1) K.S. Yee: "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.14, No.4, pp.202-207 (1966)
- (2) F. Torres and B. Jecko: "Complete FDTD analysis of microwave heating process in frequency-dependent and temperature-dependent media", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.45, No.1, pp.108-117 (1997)
- (3) P. Ratanadecho, K. Aoki, and M. Akahori: "A numerical and experimental investigation of the modeling of microwave heating for liquid layers using a rectangular wave guide (effects of natural convection and dielectric properties)", *J. Appl. Math. Model.*, Vol.26, pp.449-472 (2002)
- (4) S. Watanabe, K. Saito, and O. Hashimoto: "Three dimensional analysis of temperature distribution of one-layer wave absorber considering air convection", *IEICE Trans. C*, Vol.J88, No.1, pp.76-78 (2005-1) (in Japanese)
- (5) 渡邊慎也・斉藤耕太・橋本 修: 「三次元領域における対流を考慮した一層型電波吸収体の温度解析」, 信学論 C, **J88**, 1, pp.76-78 (2005-1)
- (6) A. Sekkak, L. Pichon, and A. Razek: "3-D FEM magneto-thermal analysis in microwave ovens", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.30, No.5, pp.3347-3350 (1994)
- (7) Y. Nomura, M. Tsuji, and H. Shigesawa: "Vector finite-element method based on use of hybrid edge elements and its application to three-dimensional electromagnetic waveguide-discontinuity", *IEICE Trans. C-1*, Vol.J78, No.1, pp.36-44 (1995-1) (in Japanese)
- (8) 野村美徳・辻 幹男・繁沢 宏: 「辺要素混合使用によるベクトル有限要素法とその 3 次元電磁導波路不連続問題への応用」, 信学論 C-1, **J78**, 1, pp.36-44 (1995-1)
- (9) K. Fujiwara, T. Nakata, and H. Ohashi: "Improvement of convergence characteristic of ICCG method for the A- ϕ method using edge elements", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.32, No.3, pp.804-807 (1996)
- (10) R. Dyczij-Edlinger and O. Biro: "A joint vector and scalar potential formulation for driven high frequency problems using hybrid edge and nodal finite elements", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.44, No.1, pp.15-23 (1996)
- (11) 岡田文明: マイクロ波工学, 山海堂 (2004)
- (12) 矢川元基: 流れと熱伝導の有限要素法入門, 培風館 (1983)
- (13) Q. Zhang and T. Hisada: "Investigation of the coupling methods for FSI analysis by FEM", *JSME Trans. A*, Vol.67, No.662, pp.1555-1562 (2001) (in Japanese)
- (14) 張 群・久田俊明: 「流体・構造連成有限要素解析における連成手法に関する検討」, 機械学会論 A, **67**, 662, pp.1555-1562 (2001)
- (15) K. Murata, A. Hanawa, and R. Nozaki: "Broadband complex permittivity measurement technique of materials with thin configuration at microwave frequencies", *J. Appl. Phys.*, Vol.98, No.84107, pp.1-8 (2005)
- (16) 「回転機の電磁界高精度数値シミュレーション技術」, 電気学会技術報告, No.565 (1995)
- (17) 卯本重郎: 電磁気学, 昭晃堂 (1975)

付 録

1. 電流連続式の弱形式における境界積分項の導出

電流連続式の弱形式 (4) 式における境界積分項の導出を試みる。節点要素の補間関数 N_j を用いると、(2) 式の残差方程式は、(付 1) 式ようになる。

$$G_j^{\text{node}} = \iiint_V \text{grad } N_j \cdot \varepsilon(j\omega \mathbf{A} + \text{grad } \phi) dV \\ - \iint_S \varepsilon N_j(j\omega \mathbf{A} + \text{grad } \phi) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \\ \dots\dots\dots (\text{付 } 1)$$

なお、係数マトリクスが対称となるように、(付1) 式を時間積分している。ここで、アンペアの法則の微分形表現式

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \text{rot } \mathbf{H} \dots\dots\dots (\text{付 } 2)$$

を(付1) 式における右辺第二項の境界積分項へ代入すると、

$$- \iint_S \varepsilon N_j(j\omega \mathbf{A} + \text{grad } \phi) \cdot \mathbf{n} dS \\ = \iint_S \varepsilon N_j \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} dS \\ = \frac{1}{j\omega} \iint_S N_j \text{rot } \mathbf{H} \cdot \mathbf{n} dS \dots\dots\dots (\text{付 } 3)$$

となる。次に、ベクトル公式⁽¹⁴⁾

$$\text{rot}(\mathbf{V}\mathbf{x}) = (\text{grad } V) \times \mathbf{x} + V \text{rot } \mathbf{x} \dots\dots\dots (\text{付 } 4)$$

を(付3) 式に適用する。ここで、(付4) 式における V はスカラー関数、 $\mathbf{x}$ はベクトル関数とする。(付4) 式を適用すると、(付3) 式は(付5) 式のように展開できる。

$$\frac{1}{j\omega} \iint_S N_j \text{rot } \mathbf{H} \cdot \mathbf{n} dS \\ = -\frac{1}{j\omega} \iint_S \{(\text{grad } N_j) \times \mathbf{H}\} \cdot \mathbf{n} dS \\ + \frac{1}{j\omega} \iint_S \text{rot}(N_j \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS \dots\dots\dots (\text{付 } 5)$$

(付5) 式における右辺第二項の境界積分は、ストークスの定理⁽¹⁴⁾を適用すると、(付6) 式のように線積分へ変形することができる。

$$\frac{1}{j\omega} \iint_S \text{rot}(N_j \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS = \frac{1}{j\omega} \oint_C N_j \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \\ \dots\dots\dots (\text{付 } 6)$$

ここで、 C は境界面 S の周回上における閉曲線、 $d\mathbf{l}$ は C 上の線要素ベクトルとする。完全導体表面では、 $\mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{0}$ 、 $\phi = 0$ の境界条件を課すため、(付6) 式は0となる。また、磁気壁上では、 $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 0$ となるため、完全導体表面と同様に、(付6) 式は0となる。以上より、(付3)、(付5)、(付6) 式を用いると、(付1) 式は、(付7) 式ようになる。

$$G_j^{\text{node}} = \iiint_V \text{grad } N_j \cdot \varepsilon(j\omega \mathbf{A} + \text{grad } \phi) dV \\ - \frac{1}{j\omega} \iint_S \text{grad } N_j \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{n}) dS = 0 \\ \dots\dots\dots (\text{付 } 7)$$

岡 本 吉 史 (正員) 1978 年 3 月 31 日生。2000 年関西大学工学部電気工学科卒業。2002 年同大学大学院工学研究科博士前期課程修了。2005 年 3 月岡山大学大学院自然科学研究科博士後期課程修了。同年 4 月理化学研究所入所、現在に至る。博士(工学)。主として、低周波・高周波電磁界解析手法、ならびに連成解析の高度化に関する研究に従事。

姫 野 龍太郎 (非会員) 1955 年 1 月 23 日生。1977 年京都大学電気系学科卒業、1979 年同大学院修士修了。1979 年日産自動車入社。1997 年から理化学研究所。現在情報基盤センター長、兼、生体力学シミュレーション特別研究ユニットリーダー、次世代スーパーコンピュータ開発実施本部開発グループ・グループディレクタ。東京大学大学院・埼玉大学大学院客員教授。主として、生体に関連した血流等のシミュレーションの研究に従事。工学博士。

丑 田 公 規 (非会員) 1958 年 8 月 8 日生。1982 年京都大学理学部化学科卒業、1987 年同大学院博士課程修了。同年京都工芸繊維大学工学部教務員、1989 年同助手を経て、1990 年より理化学研究所に勤務。現在、環境ソフトマテリアル研究ユニット・ユニットリーダー。埼玉大学理工学研究科客員助教授を兼任。主として、生体系や高分子などのソフトマター(複雑系)に関する物性物理学の環境分野への応用に関する研究に従事。理学博士。

阿波根 明 (正員) 1964 年 4 月 15 日生。1987 年岡山大学工学部電気工学科卒業。1989 年同大学大学院自然科学研究科修士課程修了。同年 4 月松下電器産業(株)入社。2002 年よりサイエンスソリューションズ(株)に勤務。現在、リサーチグループ／西日本地区マネージャー。主として、低周波・高周波電磁界解析手法に関する研究に従事。電子情報通信学会、IEEE 会員。

藤 原 耕 二 (正員) 1960 年 1 月 26 日生。1984 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 月同大学大学院研究生。1985 年 4 月三井造船(株)入社。1986 年 7 月岡山大学工学部助手、1994 年 7 月同助教授、2006 年 10 月同志社大学工学部教授、現在に至る。博士(工学)。主として、有限要素法による非線形および渦電流を考慮した三次元磁界解析法、ならびに磁性材料の標準磁気特性測定法に関する研究に従事。