電気鉄道の直流磁界に対する磁気シールドの解析

— 複雑構造物の等価透磁率決定法の検討 —

正 員 和木 浩* 正 員 五十嵐 一**

正 員 本間 利久**

An Analysis of Shielding against DC Magnetic Fields Generated by Electric Railways — Evaluation of Effective Permeability of Fine Structures —

Hiroshi Waki*, Member, Hajime Igarashi**, Member, Toshihisa Honma**, Member

This paper describes an effective analysis of magnetic shielding based on homogenization. The analyses become time-consuming if the problems include the magnetic substances having fine structure. The homogenization of the structure makes it possible to analyze effectively the magnetic fields. The authors introduce a method to estimate the effective permeability of the homogenized substance. This method can be applied to any periodic structure made of magnetic substance. The magnetic shielding effects by the structures against direct-current (DC) fields generated by electric railways are analyzed by using the present method. As a result, it is found that the overhead way and the protective fence near the railway work as a magnetic shield, whose effects can be improved by appropriate arrangement of those constructions.

キーワード：等価透磁率，磁界解析，磁気シールド，電磁両立性，電気鉄道

Keywords：effective permeability, magnetic field analysis, magnetic shield, electromagnetic compatibility, electric railway

1. はじめに

電気鉄道のき電電流による直流磁界は，沿線にある CRT (Cathode-Ray Tube) や電子顕微鏡等の電子機器に機能障害を引き起こすことがある⁽¹⁾。特に鉄道と建築物が隣接する都市部では，鉄道と電子機器の電磁両立性は無視できない問題である⁽²⁾⁽³⁾。この種の磁気障害に対しては，鉄道に磁気シールドを施すことが一つの方法として考えられ，具体的には，強磁性材料でできた防護柵や防音壁を沿線に設置する方法が考えられる。また，高架橋や隧道等を建設する際に，そのコンクリート構造に含まれている棒鋼とともに，強磁性材料を内挿しておくという方法も考えられる。

これらの方法による磁気シールド効果は，理論的には有限要素法等を用いた磁界解析により評価することができる。しかし，実際には解析領域全体のスケールに比べ磁気

シールドの構造が非常に細かいため，数値解析における要素分割数が増大し，計算量が膨大となる。また，磁気シールドの構造を忠実に考慮するためには，3次元問題を扱う必要があるため，さらに計算量が増大する。このような磁界解析を効率的に行うには，磁気シールドの構造を等価な磁性を持つ均質な物体に置き換えて形状を単純化し，さらに鉄道の線路構造を生かした2次元問題として扱うことが有効だと考えられる。

磁性体の構造を単純化するには，混成物の見掛けの透磁率，すなわち等価透磁率について議論しなければならない。混成物の等価材料定数の決定法については，これまでに数多くのモデルが提案されてきた⁽⁴⁾⁽⁵⁾。今日では，混合媒質中の波動伝播や，電磁シールド用複合材料等の分野において関連する報告⁽⁶⁾⁽⁷⁾があるが，最もよく知られているのは，おそらく Maxwell-Garnett⁽⁴⁾の式であろう。しかし，この式は，適用できる磁性体の形状が球や棒，円板等に限定されるだけでなく，磁性体間の相互作用も考慮されていない⁽⁸⁾⁽⁹⁾。そのため，実際の磁気シールドには適用できない場合がある。

本論文では，磁性体の形状に制約が無く，相互作用も考慮した等価透磁率の決定手法を提案する。本手法では，等価透磁率を平均場 (Average field)⁽⁸⁾に基づいて定義する。

* 北海道大学大学院工学研究科システム情報工学専攻
〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目
Department of System and Information Engineering, Graduate
School of Engineering, Hokkaido University
Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo 060-8628

** 北海道大学大学院情報科学研究科システム情報科学専攻
〒060-0814 札幌市北区北14条西9丁目
Division of Systems Science and Informatics, Graduate School of
Information Science and Technology, Hokkaido University
Kita-14, Nishi-9, Kita-ku, Sapporo 060-0814

また、構造物は周期的な磁性体構造を持つものと見なし、その 1 周期分である最小体積を単位セルとして定義する。そして、単位セルに磁界を印加した時の磁界分布を有限要素法によって求め、その結果から等価透磁率を決定する。磁界分布の解析では、周期性が考慮されているため、磁性体間の相互作用が取り入れられる。また、有限要素解析を行うことから、磁性体の形状に制約が無い。

以下では、まず本手法について論じ、その妥当性を数値実験により示す。数値実験では、本手法と Maxwell-Garnett の式を比較し、磁性体間の相互作用が考慮されていることと、磁性体の形状に制約が無いことを検証する。さらに、本手法を用いて、鉄道沿線に強磁性材料でできた防護柵を設置した場合と、高架橋に棒状の強磁性材料で組まれた格子を内挿した場合について磁界解析を行い、それらの磁気シールド効果について考察する。

2. 混成物の等価透磁率

混成物を同体積の均質な物体として扱うために、見かけの透磁率である等価透磁率を決定する。ここでは、図 1 が示す様な球形磁性体を含む混成モデルに一樣な磁界が印加された場合を考え、等価透磁率 μ_{eff} の決定法について論じることとする。なお、このモデルの透磁率と磁束密度、磁界は、球形磁性体内部では $\mu_i, \mathbf{B}_i, \mathbf{H}_i$ とし、周囲（外部）では $\mu_e, \mathbf{B}_e, \mathbf{H}_e$ とする。このモデルでは、球形磁性体はランダムに分散しており、混成物全体の磁氣的性質は等方的だと仮定する。

等価材料定数については、数多くのモデルが提案されているが、ここでは平均場（Average field）の考え方にに基づいて、混成物の等価透磁率を

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \mu_{eff} \langle \mathbf{H} \rangle \quad (1)$$

とおく。(1)式における $\langle \mathbf{B} \rangle$ と $\langle \mathbf{H} \rangle$ は、それぞれ磁束密度 $\mathbf{B}$ と磁界 $\mathbf{H}$ の体積平均で

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{B} dv \quad (2)$$

$$\langle \mathbf{H} \rangle = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{H} dv \quad (3)$$

のように表される。

はじめに、体積 V における球形磁性体の体積比率が十分

図 1 混成物の均質化
Fig. 1. Homogenization of composite material.

小さい場合について考える。この場合、相互作用が小さいために、球形磁性体は一樣な磁界中にある孤立磁性体と同様に扱うことができると仮定する。また、磁性体の周囲の磁界は、一樣だと仮定する。このとき、磁束密度と磁界の体積平均は、

$$\langle \mathbf{B} \rangle = f \mu_i \mathbf{H}_i + (1-f) \mu_e \mathbf{H}_e \quad (4)$$

$$\langle \mathbf{H} \rangle = f \mathbf{H}_i + (1-f) \mathbf{H}_e \quad (5)$$

と表すことができる。(4)式と(5)式の f は、混成物の体積に対する磁性体の体積が占める比率（以下、体積比率と称する。）である。また、一樣磁界中にある磁性体の内部の磁界は、その形状が楕円体として扱うことができる場合、反磁界係数を考慮して容易に求めることができる。球形磁性体の場合、その内部磁界は

$$\mathbf{H}_i = \frac{3\mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} \mathbf{H}_e \quad (6)$$

となる⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。(6)式を(4)式と(5)式に代入して得た $\langle \mathbf{B} \rangle$ と $\langle \mathbf{H} \rangle$ により、(1)の等価透磁率を決定すると

$$\mu_{eff} = \mu_e + 3f \mu_e \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e - f(\mu_i - \mu_e)} \quad (7)$$

となる。(7)式は、透磁率に適用した Maxwell-Garnett の式である。この式は、等価材料定数の算定では最もよく知られた式の一つだが、体積比率 f が十分に小さく相互作用が無視でき、それらの形状が楕円体で近似可能な場合にしか適用できないと言う制約がある⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

次に、任意の混成物を対象として等価透磁率を算定することを考える。著者らは、辺要素を用いた有限要素法で、より厳密に $\langle \mathbf{B} \rangle$ と $\langle \mathbf{H} \rangle$ を評価し、(1)式の等価透磁率を決定することを考えた。本手法では、混成物を図 2 の様に周

図 2 単位セルの定義
Fig. 2. Definition of cell.

図 3 境界条件
Fig. 3. Boundary condition.

図 4 3通りの印加磁界

Fig. 4. Three patterns of applied fields.

期性のある構造を持つ混成物と仮定し、その全体の磁気的性質を表すことができる最小体積を単位セルとして定義する。このとき、図3の単位セルに境界条件

$$\mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{C} \quad \text{on} \quad \Omega_1, \Omega_2, \Omega_3 \text{ and } \Omega_4 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$(\nabla \times \mathbf{A}) \times \mathbf{n} = 0 \quad \text{on} \quad \Omega_5 \text{ and } \Omega_6 \quad \dots\dots\dots (9)$$

を設定する。(8)式と(9)式における $\mathbf{A}$ はベクトルポテンシャル、 $\mathbf{n}$ は法線ベクトル、 $\mathbf{C}$ は定数ベクトルを表す。磁性体の形状が球や円柱である場合、それらを単位セルの中心に設定することで厳密に磁界分布を求めることができる。磁性体の形状に対称性が無い場合は、(8)式と(9)式のもとで近似的に磁界分布を求める。この様に、本手法は、磁性体間の相互作用が考慮されるだけでなく、磁性体の形状に制約が無い。

実際に本手法を用いて等価透磁率の算定する場合、異方性がある場合も考慮し、等価透磁率を

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \bar{\mu}_{eff} \langle \mathbf{H} \rangle \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\bar{\mu}_{eff} = \text{diag}(\mu_{eff}^x, \mu_{eff}^y, \mu_{eff}^z) \quad \dots\dots\dots (11)$$

の様に定義しておく。単位セルの磁界解析は、図4の様に印加磁界 $\mathbf{B}_0$ の方向を x , y , z の各軸方向に変えて、3通り行う。それぞれの解析結果から、等価透磁率を

$$\mu_{eff}^x = \langle B^x \rangle / \langle H^x \rangle \quad \text{for } \mathbf{B}_0 = (B_0, 0, 0) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\mu_{eff}^y = \langle B^y \rangle / \langle H^y \rangle \quad \text{for } \mathbf{B}_0 = (0, B_0, 0) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\mu_{eff}^z = \langle B^z \rangle / \langle H^z \rangle \quad \text{for } \mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0) \quad \dots\dots\dots (14)$$

の様に決定する。

3. 数値実験

本手法の妥当性を評価するため、2次元静磁界解析による数値実験を行った。この数値実験では、図5の様に、試料に一樣な静磁界を印加し、その時の磁界分布を有限要素法により解析する。この試行は、試料として混成物を近似無しに直接モデル化した場合（以下、オリジナルと称する。）と等価透磁率を持つ均質な等価物を設定した場合について行い、それらの結果から誤差

図 5. 数値実験

Fig. 5. Test problem.

図 6 4種類のセル

Fig. 6. Four types of cell.

$$E = |\mathbf{B}_{homo} - \mathbf{B}_{orig}| / |\mathbf{B}_{orig}| \quad \dots\dots\dots (15)$$

を評価する。(15)式の $\mathbf{B}_{orig}$ は試料として混成物のオリジナルを設定した場合の磁束密度、 $\mathbf{B}_{homo}$ は等価物を設定した場合の磁束密度である。

試料とする混成物は、周期的な磁性体構造を持ち、正方形の単位セルが設定できるものとする。その単位セルとしては、図6の様な4種類を設定する。透磁率は、磁性体内部で $\mu_i = 1000\mu_0$ 、外部で $\mu_e = \mu_0$ とする。試料の大きさは $0.4[\text{m}] \times 0.2[\text{m}]$ とし、問題の対称性を考慮して図5の第一象限（原点を含む $5[\text{m}] \times 5[\text{m}]$ の領域）のみを有限要素法によって解析する。等価透磁率は、本手法によるものとMaxwell-Garnettの式によるものを設定し、比較評価を行う。ここで、2次元のMaxwell-Garnettの式⁽⁷⁾は、

$$\mu_{eff} = \mu_e + 2f\mu_e \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e - f(\mu_i - \mu_e)} \quad \dots\dots\dots (16)$$

である。なお、(16)式は図1の球形磁性体を、長軸が z 軸方向に向いた円柱形磁性体に置き換えることにより得られる。

〈3・1〉円柱形磁性体の場合 まず、混成物のオリジナルが円柱形の磁性体を含む場合、すなわち単位セルとして図6のAを設定した場合について数値実験を行った。円柱形磁性体は直径 $6 \times 10^{-3}[\text{m}]$ とし、その本数により体積比率 f を変えた。ここでは、体積比率 f に対する等価透磁率 μ_{eff} と誤差 E を解析した結果について述べる。

図7に、試料の等価透磁率を求めた結果を示す。本手法による等価透磁率とMaxwell-Garnettの式によるものでは、 f の増加に伴い、両者の差は大きくなった。図8は、本手法

により等価透磁率を決定する過程で得た単位セル内部の磁力線図である。図 8 の(a)と(b)には、等しい一様磁界が印加されている。体積比率が小さい図 8(a)の場合、磁性体の近傍を除いて、磁界分布は磁性体の内外でほぼ一様である。しかし、体積比率が大きくなると、図 6(b)の様に、相互作用により磁性体の内外で磁力線に著しい歪みが生じ、磁力線の密度にも違いが現れる。図 7 の等価透磁率に見られる相違は、この相互作用によるものだと考えられる。

次に、図 5 の数値実験を行った。図 9 は、本手法による

図 7 試料（形状 A）の等価透磁率
Fig. 7. Effective permeability of samples.

(a) $f=0.071$

(b) $f=0.636$

図 8 単位セル内部の磁力線
Fig. 8. Lines of magnetic force in cell.

解析結果から得た誤差 E の等高線図である。図 9(a)は解析領域全体を示した図で、等高線は、 2×10^{-5} 毎、最大 4×10^{-3} まで示されている。図 9(b)は、試料付近の拡大図である。この図では、等高線が 1×10^{-3} 毎に示されている。図 10(a)は、 x 軸上の誤差である。 X は $x-0.2$ に等しく、試料の表面を基点に誤差が示されている。

図 9(a)が示す様に、誤差は試料から遠ざかるに従って小さくなる。図 10 の様に、この傾向は等価透磁率の算定手法を問わず等しい。また、図 9(b)より、試料の表面付近では、誤差は非常に大きく、その分布に細かいリップルも見られる。

(a) 解析領域全体

(b) 試料付近の拡大図

図 9 誤差 E の分布（形状 A, $f=0.636$ ）

Fig. 9. Distribution of error.

図 10 x 軸上における試料から距離 X と誤差 E の関係
(形状 A, $f=0.636$)

Fig. 10. Error E vs. distance X on the x -axis.

このリップルの周期は、円柱形磁性体の間隔に等しく、均質化に伴う避けられない誤差だと考えられる。

図 11 は、体積比率 f に対する誤差 E を示している。ここで示されている誤差 E は、図 5 の点 P における値である。図 11 が示すように、本手法を用いた場合に比べ、Maxwell-Garnett の式を用いた場合は、 f の増加とともに E が急増している。この結果は、本手法により決定された等価透磁率が、Maxwell-Garnett の式によるものよりも妥当性が高いことを意味している。

〈3・2〉 異形磁性体の場合 次に、混成物に円柱以外の磁性体（異形磁性体と称することにする。）が含まれる場合について、図 5 の数値実験を行った。ここでは、単位セルとして図 6 の B～D を設定した。これらの等価透磁率を Maxwell-Garnett の式により求める場合、各セルの f をそのまま(16)式に代入した。

表 1 は、各単位セルの等価透磁率と点 P における誤差 E である。A の値は、異形磁性体の結果を比較評価するために記載した。本手法を用いた場合の誤差は、形状を問わず Maxwell-Garnett の式を使った場合よりも小さく、本手法が任意形状の磁性体に適用可能であることがわかる。異形磁性体の中では、D の誤差が最も小さく、その大きさは A の結果に匹敵する。これは、D の磁性体形状が円形に近く、境界条件がほぼ正しいためだと考えられる。

以上の結果から、本手法を用いて等価透磁率を決定することにより、磁性体間の相互作用が考慮できるほか、任意形状の磁性体に対して適用できることが検証できた。

図 11 体積比率 f に対する誤差 E (形状 A, 点 P)

Fig. 11. Error E vs. volume fraction f .

表 1 磁性体の形状と誤差

Table 1. Error E versus shape of magnetic substance.

Shape (f)	Effective permeability		Error of field E on P	
	Present method	Maxwell-Garnett	Present method	Maxwell-Garnett
A ($f=0.071$)	1.15149	1.15180	4.23×10^{-6}	4.86×10^{-6}
A ($f=0.636$)	5.09086	4.47797	2.02×10^{-4}	1.28×10^{-3}
B ($f=0.272$)	μ_{eff}^x 200.614	1.74520	1.49×10^{-4}	2.18×10^{-2}
	μ_{eff}^y 1.85269			
C ($f=0.391$)	234.865	2.27986	4.72×10^{-4}	1.78×10^{-2}
D ($f=0.293$)	μ_{eff}^x 1.93373	1.82651	3.72×10^{-6}	9.72×10^{-4}
	μ_{eff}^y 1.85443			

4. 磁気シールド効果の解析

鉄道のき電電流による直流磁界は、沿線に強磁性材料を設置することにより遮蔽効果を得ることが可能だと考えられる。ここでは、強磁性材料でできた格子状の防護柵を鉄道沿線に設置する場合と、高架橋に棒状の強磁性材料でできた格子を内挿した場合の磁気シールド効果について解析する。この様な解析では、3次元問題を扱う必要がある。また、磁性体の細かい構造を忠実に考慮しなければならない。そこで、本手法を用いて、磁性体の構造を単純化し、鉄道の線路構造の特徴を生かした2次元問題として扱う。

本解析では、まず有限要素法と境界要素法の併用法を用いて2次元の静磁界解析を行い、磁束密度の分布を求める。その際、強磁性材料の透磁率は、電磁軟鉄の透磁率（神戸製鋼純鉄系軟磁性鋼 ELCH2 の最大透磁率）を参考に $\mu_r=10000\mu_0$ と設定し、それらの周囲の透磁率は、 $\mu_e=\mu_0$ とおく。この解析は、磁気シールドがある場合と無い場合について行い、減衰比

$$A = 20 \log \left(\frac{|\mathbf{B}_m|}{|\mathbf{B}_a|} \right) \quad (\text{dB}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

により遮蔽効果を評価する。なお、(17)式の $\mathbf{B}_m$ は、磁気シールドがある場合の磁束密度で、 $\mathbf{B}_a$ は無い場合の磁束密度である。なお、ここで扱う防護柵や高架橋は、強度や設置条件等の制約は考慮しないことにする。また、これらの磁気シールドを目的とした強磁性材料以外の磁性体は考慮しないことにする。

〈4・1〉 強磁性材料でできた防護柵 本解析では、図 12(a)の様な2次元問題を扱う。この電気鉄道のモデルは、日本における直流 1.5kV 電化区間の標準的な線路設備を基にしている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。き電電流は、図 12(a)が示す様に合計 2[kA] として解析する。防護柵は線路と平行に設置されており、その高さや設置箇所を変えて解析する。図 12(b)に、防護柵とその単位セルを示す。防護柵は、強磁性材料でできた 1×10^{-2} [m] 厚の板と断面が 1×10^{-1} [m] 角の H 鋼で構成されている。この単位セルを用いて、本手法により防護柵の等価透

(a) 電気鉄道 (b) 防護柵

図 12 電気鉄道と防護柵

Fig. 12. Electric railway and protective fence.

磁率を求めると $diag(1.23075, 143.132, 104.141)$ となった。

まず、高さ 2[m] の防護柵（地中部分 1[m]）が線路の両脇に設置されている場合について解析した。き電電流による磁力線は図 13 の様になる。図 14(a) に減衰比 A の分布を示す

図 13 磁力線図

Fig. 13. Lines of magnetic force.

(a) 高さ 2m（地下 1m）

(b) 高さ 8m（地下 1m）

(c) 高さ 8m（地中部分を付加）

(d) 線路の上方に設置

(e) 線路を囲んだ場合

図 14 防護柵による磁気シールド

Fig. 14. Magnetic shielding by protective fence.

す。地上では、柵から約 5[m] の範囲で -1dB 以下の減衰効果が見られる。図 14(b) に、防護柵の高さを 8[m] に延長した場合の結果を示す。防護柵の高さとともに減衰される領域が広がるが、地上での減衰は図 14(a) と大差がない。線路の側方では磁力線が柵とほぼ直角に交わるため、遮蔽効果が得

難いと考えられる。

図 14(c)は、図 14(a)の構造に地中部分を付加した場合の解析結果である。地中部分の構造は、図 12(b)の y 軸成分を x 軸方向に 90 度回転させたものとした。地上では -5dB 以下の減衰領域が広がっており、図 14 の(a)や(b)よりも明らかに良い磁気シールド効果が得られている。これは、地中部分に設けることにより、磁路が形成されたためだと考えられる。

図 14(d)は、線路の上方に柵を設置した場合である。この柵の構造は、図 14(c)の地中部分に適用したものと等しい。図 14 の(b)と(d)を比較すると、線路の上方では -10dB 以下の

領域もあり、側方よりも遮蔽し易いことがわかる。図 14(e)は、線路を柵で囲い込んだ場合である。磁気シールド効果は、最も優れているが、柵の規模が大きくなってしまう。線路の側方をシールドしたい場合は、図 14(c)、上方をシールドしたい場合は、図 14(d)の設置法が効果的である。

なお、本解析では、防護柵の層数を 1 として解析した。本手法による等価透磁率の算定では、無限の広がりを持つ周期構造を仮定しているの、層数が少ない場合は相互作用が適切に考慮されていない可能性がある。等価透磁率を持つシールド層数への依存性については、今後の課題として考えることにする。

〈4・2〉 強磁性材料が内挿された高架橋

図 15 に高架鉄道のモデルを示す。高架橋には、立体格子状に組まれた棒状の強磁性材料が内挿されているものとする。これらの磁性体の配置は、実際の高架橋の鉄筋コンクリート構造を参考にし、図 16(a)が示す単位セル a~f で構成されるものとする。これらの単位セルは、図 16 の(b)と(c)の様に、高架橋

図 15 高架鉄道

Fig. 15. Overhead railway.

(a) 単位セル

(b) 高架橋上部(Q-Q'断面)

(c) Footing beam(Q-Q'断面)

図 16 高架橋の構造

Fig. 16. Structure of overhead railway.

(a) 直径 13mm の場合

(b) 直径 32mm の場合

図 17 高架橋による磁気シールド

Fig. 17. Magnetic shielding by overhead way.

各部に適用する。これらの図において、細い線で描かれた1つの区画に1つの単位セルを当てはめる。本解析では、棒状の強磁性材料の配置を固定して、それらの直径のみを変えた。高架上に架設されている線路類の配置や電流値は図11と同様とし、図15が示す、線路と直交するQ-Q'断面について2次元静磁界解析を行う。

図17(a)は、強磁性材料の直径を 1.3×10^{-2} [m]とおいた場合の解析結果である。図17(b)は、直径 3.2×10^{-2} [m]の場合である。これらの結果から、高架橋に内挿された磁性体の格子が磁気シールドとして働いていることがわかる。高架橋の側方と下方で磁気シールド効果が得られており、特に高架下での減衰効果が大きい。図17の(a)と(b)を比較すると、磁性体の直径が大きい程、シールド効果は優れている。

5. おわりに

本論文では、著者らが提案する、平均場 (Average Field) に基づいた等価透磁率の決定手法について論じた。数値実験を行った結果、磁性体の体積比率が大きい混成物や異形磁性体を含む混成物に対して、Maxwell-Garnettの式よりも妥当性のある等価透磁率を得ることができた。本手法は、磁性体間の相互作用を考慮しているだけでなく、磁性体の形状に対しても制約が無い場合、Maxwell-Garnettの式よりも適用範囲が広い等価透磁率の決定手法だと言える。

鉄道に磁気シールドを施した場合の磁界解析を行った。本手法を用いて、磁気シールドを単純形状の磁性体に置き換え、さらに鉄道の線路構造の特徴を生かして、2次元問題として扱うことができた。本手法は、磁界解析における計算量の低減に有効な手法だと言える。

鉄道沿線に強磁性材料でできた防護柵を設置することは、磁気シールドとして有効であることがわかった。線路の上方に対する遮蔽効果を得るには、防護柵によって比較的容易に遮蔽効果を得ることが可能である。線路の側方に対する遮蔽効果を得るには、防護柵を線路脇に立て、さらに地中部分を付加することが有効である。また、高架橋に棒状の強磁性材料で組まれた格子を内挿することも、磁気シールドとして有効である。それらの直径を太くすることで、磁気シールド効果の向上を図ることができる。

今後の課題は、シールド層数の影響を考慮した等価透磁率の算定である。また、本手法を用いた磁界解析により磁気シールドの多重化や形状等を検討し、より効果的な磁気シールドについて研究することである。

(平成16年3月31日受付、平成16年10月12日再受付)

文 献

- (1) P. Olszewski and I. Saitoh : "Modeling of inner magnetic shielding assemblies cathode ray tubes by 3-dimensional finite element method", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.32, pp.4299-4301 (1996)
- (2) Architectural Institute of Japan : Environmental magnetic field and measurement techniques, pp.14-22 (1998) (in Japanese)
日本建築学会編：環境磁場の計測技術, pp.14-22 (1998)
- (3) Architectural Institute of Japan : Architectural design in electromagnetic

environment, pp.59-84 (2000) (in Japanese)

日本建築学会編：電磁環境と建築設計, pp.59-84 (2000)

- (4) J. C. M. Garnett : "Colors in material glasses and metal films", *Trans. Roy. Soc.*, Vol.53, pp.385-420 (1904)
- (5) D. A. G. Bruggeman : "Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen, I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen", *Annalen der Physik*, 5. Folge, Band 24, pp.636-664 (1935)
- (6) A. Sihvola and J. A. Kong : "Effective Permittivity of Dielectric Mixtures", *IEEE Trans. Geosci. & Remote Sensing*, Vol.26, No.4, pp.420-429 (1988)
- (7) K. K. Karkkainen, A. H. Sihvola, and K. I. Nikoskinen : "Effective Permeability of Mixtures: Numerical Validation by FDTD Method", *IEEE Trans. Geosci. & Remote Sensing*, Vol.38, No.3, pp.1303-1308 (2000)
- (8) A. Sihvola : "Electromagnetic mixing formulas and applications", *IEE ELECTROMAGNETIC WAVES SERIES* 47, pp.63-68 (1999)
- (9) E. Tuncer, Y. V. Serdyuk, and S. M. Gubanski : "Dielectric Mixtures: Electrical Properties and Modeling", *IEEE Trans. Dielect. Elect. Insulation*, Vol.9, No.5, p.809-828 (2002)
- (10) R. M. Bozorth : *Ferromagnetism*, Van Nostrand (1951)
- (11) J. A. Stratton : *Electromagnetic theory*, p.229, McGraw-Hill (1941)
- (12) 松本雅行：電気鉄道, pp.114-132, 森北出版 (1999)
- (13) IEEJ : Latest technologies of electric railway, pp.126-139, Corona Publishing (2000) (in Japanese)
電気鉄道における教育調査専門委員会：最新電気鉄道工学, pp.126-139, コロナ出版 (2000)

和 木 浩

(正員) 1969年生まれ。1996年3月北海道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月東日本旅客鉄道(株)に入社。JR東日本研究開発センターにおいて環境電磁界の研究に従事。現在、北海道大学大学院工学研究科システム情報工学専攻博士後期課程に在学。主として環境電磁界、電磁界解析、逆解析に関する研究に従事。

五十嵐 一

(正員) 1959年生まれ。1984年3月北海道大学大学院工学研究科修了。1984年キャノン(株)入社。1989年北海道大学工学部助手。1999年香川大学工学部助教授、2001年北海道大学大学院工学研究科助教授、2004年同大学院情報科学研究科教授となり現在に至る。1995年から1997年までベルリン工科大学フンボルト財団研究員。工学博士。主として電磁界解析、最適化、逆解析に関する研究に従事。IEEE, International COMPUMAG Society, 電子情報通信学会, 日本シミュレーション学会, 日本計算数学会, 日本AEM学会会員。

本 間 利 久

(正員) 1947年生まれ。1976年9月北海道大学大学院工学研究科電気工学専攻博士課程修了。1975年北海道大学大学院情報工学専攻助手、1979年北海道大学工学部講師、1980年同工学部助教授、1987年同工学部教授、1997年同大学院工学研究科教授、2004年同大学院情報科学研究科長、教授となり現在に至る。1994年から1995年までマサチューセッツ工科大学(MIT)客員教授。工学博士。主としてシミュレーション情報学、計算物理科学、空間情報システム科学に関する研究に従事。日本AEM学会, 日本数値計算工学会(運営委員), IEEE, International COMPUMAG Society(評議員), 日本シミュレーション学会, 日本計算工学会(評議員)。