特集

電磁非破壊検査工学の体系化

先進漏洩磁束探傷法に関する最近の研究動向

Recent progresses in studies on the advanced magnetic flux leakage testing

Ovidu Mihalache (核燃料サイクル開発機構)

陳 振茂

(普遍学国際研究所)

宮 健三

(普遍学国際研究所)

Ovidu MIHALACHE

Member

Zhenmao CHEN

Member

Kenzo MIYA

Member

1 はじめに

漏洩磁束探傷法 (MFLT: Magnetic Flux Leakage Testing) は主に強磁性材料からなる構造物の表面欠陥の検査に適用されてきた [1]. 欠陥の存在によって磁性材料内部に浸入した磁束の流れが乱され, 一部の磁束が材料表面から空間に漏洩し, それを測定することで欠陥を検出するというものである. これが漏洩磁束探傷法の基本原理である. 漏洩磁束探傷法は比較的に新しい欠陥探傷法であるが, 鉄鋼生産ラインの品質検査,石油やガスのパイプラインの供用期間中検査などに適用されている. しかしながら, 磁束漏洩法では主に欠陥の有無を検出することに主眼が置かれており, 維持基準の適用に不可欠な欠陥のサイジングを行うことはいまのところ困難な状況にあるというのが現状である.

磁束漏洩探傷法は主に磁性体の表面,表層き裂の検査に適用している.最近,外面欠陥検査への適用や,常磁性材料の溶接部における欠陥検査への適用などに関して研究が進んでいる.その一つとして,残留磁化による漏洩磁束信号を用いた欠陥検査及び形状同定が行なわれている[2].また,数値解析(順解析)手法の向上,人工知能法または物理モデルに基づいたサイジング技術の確立など,漏洩磁束探傷法に関わるさまざまな研究が現在めざましく進展している[3][4][5].本論文では,非線形,履歴性を考慮した漏洩磁束信号の順解析手法及び欠陥形状の逆同定手法の開発に関するいくつかの最新の研究成果についてその概要を解説する.

本論文は次のような構成になっている. 第2章において材料の非線形性及びヒステリシス性を考慮できる磁気分極法に基づいた順解析手法を解説し、その妥当性の検証について若干述べる. この順解析手法に基

づけば、直流/交流漏洩磁束信号および残留磁化による 漏洩磁束信号などの数値シミュレーションを実行する ことができる。第3章では、ニューラルネットワーク に基づいた漏洩磁束信号から欠陥形状を同定する逆解 析手法を紹介する。この逆解析手法の妥当性を実証し た数値シミュレーションで得られた磁束漏洩信号を用 いた逆解析結果についてこの章において説明する。最 後にまとめ及び技術開発における問題点を第4章に述 べる。

2 磁気分極法に基づいた順解析手法

先に述べたように、漏洩磁束信号のシミュレーショ ンには材料の磁気特性の非線形性、履歴性を考慮する 必要がある、いままで、さまざまな解析手法が開発さ れてきたが、本節では磁気分極法及びポッターモデル に基づいた有限要素境界要素併用法について解説する. 強磁性材料を解析対象としたため、有限要素及び境界要 素による離散化式の接合には材料内部の表面磁化電流 $(\mathbf{n} \times \mathbf{M})$ を考え、 $\partial \mathbf{A}_1/\partial \mathbf{n} - \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{n} = \partial \mathbf{A}_2/\partial \mathbf{n}$ を適用した. ここで、 $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2$ はそれぞれ磁性材料領 域及び空気領域の磁気ベクトルポテンシャルであり, n は両者の境界面における外法線ベクトルである。次 にベクトルポテンシャル A に基づいた直流磁束漏洩 問題の支配方程式の導出及び FEM - BEM 離散化の 結果、非線形問題を解く反復計算アルゴリズム、およ びポッターモデルを用いたヒステリシス特性の考慮に ついてそれぞれ解説する. 最後に計算結果及び測定結 果との比較によって、磁気分極法に基づいた順解析手 法の妥当性を検証する.

支配方程式の導出

磁性体を解析対象とした場合、磁束密度 B と磁場 の強さ H との関係は材料中の磁化を M, 真空の透磁 率を μ₀ とすると,

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \tag{1}$$

と表される. ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ で定義すると、式(1)は

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \tag{2}$$

となる. 式 (2) および, $\partial \mathbf{D}/\partial t = 0$ (静磁界) を考慮 すると、アンペアの法則 $(\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \partial \mathbf{D}/\partial t)$ は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}\right) = \mathbf{J}$$
 (3)

となる、解を一意に決定するためにクーロンゲージ $(\nabla \cdot \mathbf{A} = 0)$ を用いることで、最終的に非線形静磁界 問題の支配式

$$-\frac{1}{\mu_0}\nabla^2 \mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{M} \qquad in \quad \Omega_F \quad (4)$$
$$-\frac{1}{\mu_0}\nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_0 \qquad in \quad \Omega_0 \quad (5)$$

$$-\frac{1}{\mu_0}\nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_0 \qquad in \quad \Omega_0 \quad (5)$$

が得られる。ただしここで、 Ω_F は磁性体領域、 Ω_0 は 空気領域をそれぞれ表すものとし、また J_0 はコイル などによる外部強制電流である. Fig.1 に解析領域の 概念図を示す.

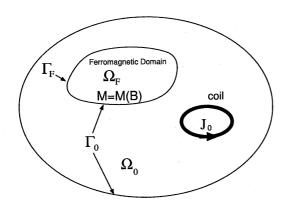


Fig. 1: Configuration of the FEM-BEM problem.

材料の非線形性を表す構成関係は

$$\mathbf{H} = F(\mathbf{B}) \tag{6}$$

と書くことが多い、式(5)実際の数値計算に適用する 磁化と磁束密度の関係は式(6)に基づいて次のように 表すことができる.

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - F(\mathbf{B}) = G(\mathbf{B}) \tag{7}$$

有限要素領域と境界要素領域との境界条件としては

$$\mathbf{A}|_{FEM} = \mathbf{A}|_{BEM} \tag{8}$$

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} - \mathbf{M} \times \mathbf{n}|_{FEM} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}}|_{BEM}$$
(9)

を適用する [6].

磁性体を含む導体領域 Ω_F において有限要素法、そ の境界面外の空気領域 Ω0 を境界要素法を用いて離散 化し、得られた方程式を上記境界条件を用いて接合す ると次のシステム方程式が導出することができる.

$$[P][K]\{A\} = [D][G]^{-1}\{F_0\} + [S]\{M\}$$
 (10)

但し,[P],[K],[D],[G],[S] は係数行列であり, $\{A\}$ は各節点におけるベクトルポテンシャル, $\{F_0\}$ は外 部電流によるポテンシャル、 $\{M\}$ は各節点における 磁化ベクトルである.

上記方程式は線形方程式のように見えるが、磁化 ベクトル $\{M\}$ は磁気ベクトルポテンシャル $\{A\}$ の 非線形関数なので、普通の直接解法は式(10)からポ テンシャル A を解くことが困難である. そこで、構 成関係を直接に式 (10) に代入する変わりに、Mを未 知の外部ソースとして取り扱う手法が考案されている [7][8]. 即ち,磁化 M を既知(想定する)として式 (10) から A を求め、構成関係式 (7) を利用して M を 修正していく反復計算法である。この手法は非線形問 題を線形化し、また反復計算の収束性を保証している という特徴がある. 次にこのアルゴリズムの基本手順 を説明する.

3.1 解法の手順

Step1 磁性体内部の磁化 \mathbf{M}^0 を全て 0 とする.

Step2 外部コイルに流れる電流及び材料内部の磁化 によって作られる磁場を外部磁場とし、式(10)を用 いて磁性体内部の磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A}^i の分 布を求める. ここで、i は反復計算の回数を表す.

Step3 求められた磁性体内部の A^i より、磁性体が 作る磁場を計算する.

Step4 コイルが発生する磁場に Step3 で新たに求められた磁場を加えた全磁場から構成関係 (7) 式を用いて磁性体中の \mathbf{M}^i を再計算する.

Step5 得られた \mathbf{M}^i を修正前の値 \mathbf{M}^{i-1} と比較し、

$$||\Delta \mathbf{M}^{i}|| = ||\mathbf{M}^{i} - \mathbf{M}^{i-1}||$$
$$= \sqrt{\int_{\Omega} (\mathbf{M}^{i} - \mathbf{M}^{i-1})^{2} d\Omega} < \varepsilon (11)$$

であれば収束したものとして計算を終了する。ここで ε はあらかじめ決定した閾値である。

Step6 Step6 での収束判定基準が満たされなかった 場合, Step2 に戻り, 反復計算を行う.

磁性体外部の磁束密度は、磁性体内部の磁化、表 面磁化電流、そしてコイルによるものの3つのソース を考慮することで

$$\mathbf{B}(p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_{FEM}} \frac{(\nabla \times \mathbf{M}) \times \mathbf{R}}{R^3} dV + \int_{\Gamma_{FEM}} \frac{(\mathbf{M} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{R}}{R^3} dS + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega_0} \frac{\mathbf{J}_0 \times \mathbf{R}}{R^3} dV$$
(12)

と計算される.

3.2 ポッターモデルを用いた残留磁束信号の計算

実際の磁性体中の B と H との関係は、非線形であるだけではなく、外部磁場の履歴にも依存する。磁性体内部に生じる残留磁化は履歴性の代表的な例である。これはヒステリシス性と呼ばれている現象であるが、残留磁化などを正しく計算するためには、考慮しなくてはいけないものである。

ここでは外部磁場を取り去ったときの磁性体内部 に残された磁化, すなわち残留磁化の数値計算を行う ための手法について解説を行う.

ヒステリシス曲線の近似には、ポッターモデルと 呼ばれている近似式 [9],

$$\frac{M}{M_s} = \operatorname{sgn}(\alpha) - \alpha \left[1 + \tanh \left(\frac{H_c - H \operatorname{sgn}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1} \left(\frac{M_r}{M_s} \right) \right) \right] \tag{13}$$

を採用した。ただしここで M_r , M_s , H_c はそれぞれ 残留磁化,飽和磁化および保持力を表すものであり, α はヒステリシス曲線の位置によって決定される,曲率

を決定する係数である.初期磁化曲線においては、 α は

$$\alpha = \begin{cases} 1/(1 + M_r/M_s) , \mathbf{H} \ \text{增大} \\ -1/(1 + M_r/M_s) , \mathbf{H} \ \text{減少} \end{cases}$$
 (14)

と与えられる.これより, α は [-1,1] をとり,また B-H 座標面の第 1 象限においては正,第 3 象限においては負となる値であることがわかる. メジャーループの場合は $\alpha=\pm 1$ に対応するものであり,通常のヒステリシスループは $\alpha=\pm S,-1< S<1$ に対応したものである.

外部磁場を取り除く場合に適用する B-H カーブは次式で表される α' を式 (13) 中の α と置き換えた

$$\alpha' = -\left\{2\operatorname{sgn}(\alpha) - \alpha \left[1 + \tanh\left(\frac{H_c - H_m \operatorname{sgn}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1}\left(\frac{M_r}{M_s}\right)\right)\right]\right\} / \left(1 + \tanh\left[\frac{H_c + H_m \operatorname{sgn}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1}\left(\frac{M_r}{M_s}\right)\right)\right] (15)$$

を用いることとする。これにより、材料物性値 M_r 、 M_s 、 H_r 、 H_m が既知であれば残留磁化の数値計算に ヒステリシスの影響を考慮することが可能となる。

3.3 数値解析結果と実験値の比較

上記解析手法を検証するために,作成した計算コードを用いて Fig.2 に示す探傷システムを解析し,実験データとの比較を行った.

まず、純鉄制のヨークを溶接部モデルの着磁に適用した場合の磁束密度の分布を計算した。磁束密度の計算箇所は Fig.2 に示す。漏洩磁束密度はホール素子を用いて実際にも測定した。Fig.3 には走査線における Bz の計算値及び測定値を示す。計算結果として体積分法を用いた結果も示している。材料の磁気異方性などは数値計算に考慮していないことを考えれば、計算値は実験値と良好な一致が得られたと見なすことができる。

次に、残留磁化の計算結果を示す。Fig.2に示した 純鉄製の磁気ヨークを用いて試験体平板を励磁し、磁 気ヨークを取り去った後試験体中央部に設けられた人 工欠陥付近での漏洩磁場を計算した。試験体は F82H 鋼製の平板であり、欠陥は長さ 15 mm、幅 0.5 mm、深さ 3 mm、6 mm、9 mm の 3 種類の半楕円形状 EDM ノッチである。欠陥の長さ方向に沿った漏洩磁 東密度の水平成分の分布を Fig.4 に示す。図中太線が 解析コードにより得られたシミュレーション結果であり、細線が実験結果である. 実験値はやや緩やかなものとなっているが、シミュレーションと実験との、良好な一致が得られているのが確認できる.

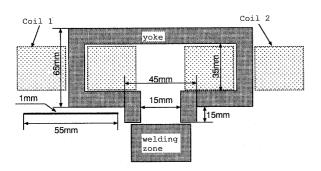


Fig. 2: Configuration of the testing system and the location of measurement.

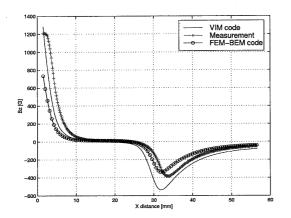


Fig. 3: Comparison between the numerical and measured results for the case of the active field.

4 人工知能法を用いたき裂形状の再構成

欠陥形状の逆同定には、さまざまな方法が提唱されている [10][11][12]. その中に漏洩磁束信号と欠陥形状間に存在する写像そのものをニューラルネットワークを用いて求め、欠陥形状の逆解析に適用する手法に関する研究は最近活発に行なわれている. 上記写像を求めるには大量の探傷信号一欠陥形状に関するデータセットが必要である. このようなデータセットを測定するには欠陥生成及び実機測定の点からして不可能である. 一方、前節で説明した順解析コードはデータセットの作成に簡単に適用することができる. 更に順解析の高速化によって計算時間の短縮を図ることも可

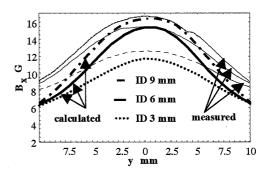


Fig. 4: Comparison between the numerical and measured results for the case of residual magnetic field.

能である. 作成した探傷信号-欠陥形状に関するデータベースをニューラルネットワークに与えてデータ間の写像を学習・検証させば、逆解析用のネットワークが得られる. 次にこの手法の基本的なやり方について説明する.

4.1 ニューラルネットワークの概要

逆解析に適用するニューラルネットワークの構成を Fig.5 に示す. 隠れ層を 1 層持つ階層型構造のニューラルネットワークであるが、加えて入力層が出力層へ直接結合しており、これによって写像の線形性をより効果的に表現することができるようになっている. また、ネットワークを小型化するために、隠れ層のユニット数を、学習開始時には 1 つから始め、学習が進むにつれて徐々に増加させていく手法をとることとする. ニューロン間の結合強度および閾値を決める学習アルゴリズムは通常の誤差逆伝播法ではなく、最小二乗法に基づく学習アルゴリズムを適用する [13][14]. 具体的に、ネットワークのパラメータを

$$\begin{bmatrix} \mathbf{X} & f_1 \left(\mathbf{X} \mathbf{W}_{ih} \right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{W}_{io} \\ \mathbf{W}_{ho} \end{bmatrix} = f_2^{-1} (\mathbf{Y}) \qquad (16)$$

によって直接的に求める. ただしここで、Y および X は学習データにおける入出力ベクトルであり、非線形 関数 f_1 、 f_2 はそれぞれ隠れ層と出力層のニューロンの伝達関数を表すものとする. 本研究においては、 f_1 、 f_2 ともに関数

$$f(x) = \frac{1 - \exp(-\beta x)}{1 + \exp(-\beta x)} \tag{17}$$

(75)

とした。 β はこの関数の勾配を決定するパラメータであるが、学習とともに増加させていくものとする。また、 \mathbf{W}_{ih} 、 \mathbf{W}_{io} , \mathbf{W}_{ho} はそれぞれ、入力層と隠れ層、入力層と出力層,そして隠れ層と出力層間の結合強度である。式 (16) は未知変数の数と方程式の数が異なるマトリックス方程式であるため、解 $[\mathbf{W}_{io} \ \mathbf{W}_{ho}]$ を決定するためには、最小自乗法及び特異値分解法を適用する。

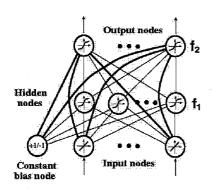


Fig. 5: The neural network architechture.

4.2 主成分分析法による特徴量抽出

ニューラルネットワークに測定データを直接に入力することではなく、測定データの特徴量を入力すれば学習の効率の向上及び再構成精度の改善に繋がる。主成分分析法 (Principal Component Analysis: PCA) は特徴量抽出ための有効な手法の一つである。 具体的な手順は、まず最初に、各列が測定信号ベクトルから成る行列 Y に対し、

$$\mathbf{C} = \mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}^{\mathrm{T}} \tag{18}$$

によって共分散行列 C を求める. C は対称行列であり、全て正の固有値を持つという特徴がある. 上記行列の各固有ベクトルは互いに直交することになっており、座標ベクトルとすればデータ空間の新たな座標系になる. 各測定データベクトルはデータ空間の中の点に対応し、この新しい座標系におけるデータ点の座標は PCA で抽出した各特徴量になる. これらの各特徴量の持つ情報が最も独立である.

4.3 欠陥形状のパラメータ化

欠陥形状の取り扱い方法を Fig.6 に示す. 対象欠陥を幅一定の平面き裂と想定し, 欠陥領域を直方体の

微小領域に分割する. 欠陥内領域の直方体を -1, 欠陥外のものを 1 と表して, 欠陥領域をパラメータ化する. Fig.6 には単位要素の大きさは長さ方向 1 mm, 幅 0.5 mm, 深さ方向 5 mm(厚みの 20%) とし, 対象とする領域全体を長さ方向 9, 幅方向 1, そして深さ方向 5 の計 $9 \times 1 \times 5 = 45$ の要素に分割する. これは欠陥の形状を 45 のパラメータで表現することを意味する.

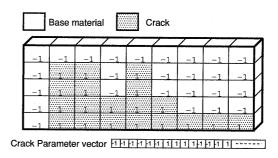


Fig. 6: Schematic for the crack parameterization.

4.4 逆解析結果

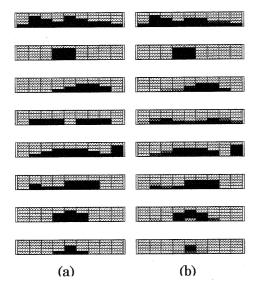
ネットワーク学習時間の短縮及び過学習防止のため、ここではデータベースを3分割し、それぞれ異なった用途に用いる。第1のデータ群は直接ネットワークの学習、すなわちニューロン間の結合強度の決定に用いられるものである。第2のデータ群は評価用データと呼び、評価用データに対する誤差が最小となった時点でネットワークの学習が終了したとみなす。残るデータがネットワークにとって未知データであり、これらを用いて再構成の精度の検証を行う。

学習時のデータに人工的にノイズを混入させることによって、データの量を増加させるとともに、よりなめらかな写像をネットワークによって実現することが可能となる。この場合のポイントの一つはよいノイズを加えることであるが、白色ノイズを用いることは一つの選択肢である。

Fig.7 に外面欠陥に関する再構成結果を示す. 但し, (a) が真の欠陥形状であり, (b) が再構成結果となっている. 学習に用いたデータセット数は 200 である. 上記結果より, 外面欠陥に対しても再構成はかなりの高精度で行われていることが確認できる.

5 まとめ

本論文では、漏洩磁束探傷法の最近の動向、主に解析技術の新進展について解説した. 順解析では、磁気分極法を非線形性の対応に、ポッターモデルをヒステリシスの考慮に適用した有限要素境界要素併用法の原理と検証、逆解析には、ニューラルネットワーク法に基づいた手法の詳細を説明した. 提案した順解析手法は非線形問題及び残留磁化の計算に有効であることが実証したが、着磁装置の走査のシミュレーションや、マイナーループの対応の仕方など課題が数多く残っている. 一方逆解析の手法は人工欠陥(EDM ノッチ)を対象としたが実際の欠陥の検査への適用にはさらなる努力が必要であると考えられる.



(a)true shape (b)reconstructed shape

Fig. 7: Comparison of reconstruction results for OD cracks.

参考文献

- [1] 塚田, 漏洩磁束探傷試験法, 非破壊検査, Vol.49, No.11 (2000), pp.746-751.
- [2] O.Mihalache, Direct and inverse analysis in nondestructive testing of ferromagnetic materials, Univ. of Tokyo doctoral dissertation, (2000).
- [3] O. Mihalache, G. Preda, K. Demachi and K. Miya, Crack reconstruction in ferromagnetic materials using nonlinear FEM-BEM scheme

- and nerual networks, it Proc. of ENDE 2000, (2000).
- [4] 藤原, 鈴間, 坂本, 交流漏洩磁束探傷における 数値解析技術の開発, 非破壊検査, Vol.47, No.2 (1998), pp.127-212.
- [5] 後藤, 橋本, 磁性管 ECT の未飽和領域によるノイズ低減数値解析法, 電学論 A, 117-A(7), (1997), pp.761-766.
- [6] J. Fetzer, S. Kurtz and G. Lehner, Comparison of analytical and numerical integration techniques for the boundary integrals in the BEM-FEM coupling considering TEAM workshop problem no 13, *IEEE Trans. Magn.*, Vol.33, No.2 (1997) pp.1227-1230.
- [7] R. Albanese, F.I. Hantila and G. Rubinacci, A nonlinear eddy current integral formulation in terms of a two-component current density vector potential, *IEEE Trans. Magn.* Vol.32, No.3 (1996), pp.784-787.
- [8] F.I. Hantila, G. Preda, and M. Vasiliu, Polaization method for static field, *Proc.* 12th COMPUMAG'Sapporo, (1999), pp.664-665.
- [9] R.I. Potter and R.J. Schmulian, Self-consistently computed magnetization patterns in the magnetic recording, *IEEE Trans. Magn.* Vol.7, No.4 (1973), p.873.
- [10] D. Minkov and T. Shoji, Method for sizing of 3-D surface breaking flaws by leakage flux, NDT&E International, Vol.31, No.5 (1998), pp.317-324.
- [11] Z. Chen and K. Miya, ECT inversion using a knowledge based forward solver, J. Nondestr. Eval., Vol.17, No.3 (1998), pp.167-175.
- [12] Z. Chen, O. Mihalache, G. Preda and K. Miya, Reconstruction of crack shape from MFL signals by using a rapid forward solver and an optimization approach, in Proc. COMPUMAG' 2001, (to be published).
- [13] R.C. Popa and K. Miya, A data processing and neural network approach for the inverse problem in ECT, in Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.14 (1998), pp.297-304.
- [14] G.L.P. Chen, A rapid supervised learning neural network for function interpolation and approximation, *IEEE Trans. Neural Network*, Vol.7 (1996), pp.1220-1230.

(77)

77