Study on Negative Regions Problem using Moving Model

H. Gokaya, T. Horii, Y. Hamamatsu, N. Soda, K. Kurihara and M. Kobayashi

College of Engineering, Ibaraki University, 4-12-1 Nakanarusawa, Hitachi 316-8511

The Preisach model is constructed with some experimental loops that are measured to turn over at any external magnetic field to opposite maximum one. It is possible to predict relations between magnetization and magnetic field, using the distribution function made from the experimental loops. It can think that the magnitude of distribution function imply the number of magnetic dipole in the magnetics. Therefore, it can be expected that all values in the distribution function are positive. However, in the actual distribution function taken from the experimental loops, both areas having positive and having negative exist actually. In this paper, examples of adverse effects because of the large negative regions are shown. Then the moving model is applied as a solution of the problem. Predicted minor loops with the model are in good agreement with experimental ones, confirming the effectivity of moving factor decided experimentally.

Key words: magnetic hysteresis, distribution function, Moving model, Preisach model

ムービングモデルによる負領域問題の検討

五ヶ谷宏臣・堀井龍夫・浜松芳夫・祖田直也・栗原和美・小林正典

茨城大学工学部, 日立市中成沢町 4-12-1 (〒316-8511)

1. はじめに

磁性材料を利用した産業製品の応用例は様々な分野に見ることができ、発電機や変圧器など電力に利用される製品からコンピュータに使用される磁気記録媒体までさまざまな産業分野で利用されている。これら磁性材料は飽和現象や磁気ヒステリシス現象といった複雑な現象を有するためそれらの現象を正確に把握することが磁性材料の応用分野の重要な課題となっている。

1935年、Preisach氏によって古典プライザッハモデル¹⁾が提案された。このモデルは、外部磁界のある大きさにおいて向きを反転する磁気双極子を単位として、さまざまな反転性質を持った磁気双極子の集合として実際の磁性材料を表現したものである。このモデルは実験的に一次推移曲線群と呼ばれるいくつかのマイナーループを測定することによって複雑なマイナーループを予測可能とした点で優れたものであるが、一方で問題点も存在する。このモデルには合同特性と名づけられた特徴があり、同一磁界間に存在するマイナーループはいずれの磁化位置でも同一となる欠点を有している。また、一次推移曲線群から作成されるプライザッハ分布関数図表の値は、本来、磁気双極子の数を表しているのが正の値であるべきと考えられるが、実験的に求めた図表上では負の値を持つ領域が存在する。

これらの問題、特に合同特性を解決するため、これまで数々の改良モデルが提案されてきている。第1のモデルは本論で取り上げる Della Tole 氏等の提案したムービングモデルである。Woodward 氏および Della Tole 氏は磁気記録テープの磁気粒子間の相互作用の影響を示し²⁾、その改良方法として局所的に発生する磁界と古典プライザッハモデルを結合したモデルを提案した³⁾。このムービングモデルに関する報告は多

数あるが理論的な解析報告が多数を占め、プライザッハ図表の分布を正規分布と仮定することでモデルを構築する方法⁴⁾等が挙げられる。第2のモデルは Mayergoyz 氏の提案しているモデルで、一次推移曲線群に加えて二次推移曲線群の実測ループを要求している⁵⁾が、測定したデータの次数まで合同特性は解消されるが実測ループの多さから実用的とは言えない。第3のモデルは Kádár 氏等の提案しているプロダクトモデルである。このモデルは古典プライザッハモデルの二次元の図表を、磁化の影響を考慮した項および二次元分布を一次元分布に置き換えた項との積と仮定することで、磁化自身の影響を考慮したもの⁶⁾である。このモデルは磁界方向の合同性に問題点を残している。

第1のモデルであるムービングモデルの磁気双極子相互作用を表す移動係数を決定する方法として、Della Torre 氏以外にもその決定方法について実験的に求める方法が幾つか検討されている。その一つにマイナーループ群の傾きから移動係数を求める方法がある⁷⁾が、精度的に問題があり最終的には補正を加える等の後処理が加えられている。最近、この移動係数を実験的に決定する合理的な方法が報告⁸⁾されているが、そこでは具体的なムービングモデルへの適用は行っていない。本論文では、この決定方法に従って、硬質磁性材料である環状アルニコ磁石について、実験的に移動係数の決定を行っている。さらに、プライザッハ分布関数のある集中した負の値を持つ領域がその原因であると考えられるマイナーループのメジャーループ外に飛び出す現象について、今回実験的に決定した移動係数を用いたムービングモデルが飛び出し現象を解決できることを示す。最後に、ムービングモデルでは有効磁界と磁化の関係を推定することはできるが、数値計算等で必要となる外部磁界を直接求めることができないため、ムー

なお、本装置はドリフトを自動的に処理するようにプログラム制御しており、後述のムービングモデルの移動係数 γ に応じた有効磁界および磁束密度をリアルタイムで計算して反転命令を発行するシステムを構築している。

$$f(t) = \iint_{\alpha > \beta} \mu(\alpha, \beta) \hat{\zeta}_{\alpha\beta} u(t) d\alpha d\beta \quad (1)$$
$$F(\alpha, \beta) = \frac{1}{2}(f_{\alpha\beta} - f_\beta) \quad (2)$$
$$\mu(\alpha, \beta) = -\frac{\partial^2 F(\alpha, \beta)}{\partial \alpha \partial \beta} \quad (3)$$

Sample name	sample 1	sample 2
Material	AlNiCo	AlNiCo
Shape	ring	ring
Thickness (mm)	26.06	20.10
Outside diameter (mm)	51.30	61.80
Inside diameter (mm)	45.27	46.90
First turns	2600	4300
Second turns	30	30
Coercive force (kAT/m)	8.75	12.7

Journal of the Magnetics Society of Japan Vol. 31, No. 3, 2007

Fig. 4 Measured ascending first order reversal curves.

Fig. 5 Existence of the negative regions on distribution diagram.

Fig. 6 Simulation for descending curves using the Preisach model.

タから決定したプライザッハ分布関数図を示す。データから求めたプライザッハ分布関数では Fig.5 に示したように黒塗りの部分に負の値が存在している。以降この負の値を負領域と呼ぶことにする。なお、この分布関数の作成では出力として磁化の代わりに磁束密度を採用している。

次に負領域の存在理由について考察する。分布関数の値は式 (3) で与えられているが、この式と Fig.2 の対応を考えてみる。2 点 α および $\alpha - \Delta\alpha$ の微小区間 $\Delta\alpha$ における $f_{\alpha\beta}$ と $f_{(\alpha-\Delta\alpha)\beta}$ との差は式 (3) のうち α に関する偏微分に相当する部分である。 β および $\beta - \Delta\beta$ の 2 点で反転した二つの反転曲線それぞれの $\Delta\alpha$ 区間の傾きの差がさらに β に関する偏微分を加えたものに相当すると考えられる。隣接する二つの反転曲線の傾きは下側が上側よりも大きくなるかほぼ等しい

ので、式 (3) で決定した分布関数の値は正となる。しかし逆の場合の特性を持つことも考えられる。分布関数は磁気双極子が磁界の上昇 α あるいは下降 β のどの位置に存在するかを示す指標であることから、正の値をとると考えるべきであり、一般にはそのような傾向にあるが、一次推移曲線の傾きが大きく変化する場合には逆転現象が生じ大きな負の値を取る領域が存在することになる。今回対象とした等方性アルニコ磁石ではかなり広い範囲に大きな値の負領域が存在するが、珪素鋼板やフェライトではこのような大きな負分布はほとんど見られず、プライザッハモデルで今回のような問題は発生しない。しかし保磁力付近で増分透磁率が大きく変化する材料では今回のような大きな値の負領域が存在する可能性が予想される。

Fig. 7 Congruency property.

Fig.5 に示したこれら分布関数を用いて、測定データと同じ反転シミュレーションを行えば測定結果と全く同じ予測結果となるが、測定データと反転場所が原点と点対称であるシミュレーション、つまり上昇メジャーリングから負の磁界最大値へ向って反転させた場合の予測計算は問題のある結果を生じる。この結果を Fig.6 に示す。この場合には図から分かるように、一部の下降曲線がメジャーリングより落ち込んでしまっている。つまり磁界最大値に対応する磁束密度より絶対値が大きな値となる点が存在するという問題点が確認された。このような現象は実際には起こり得ず、大きな負の値を持った密集領域の存在に起因すると考えられる。つまり下降曲線がメジャーリングより落ち込む理由は負領域の存在によって分布関数の対称性が崩れているためと考えられる。また磁界最大値に対応する磁束密度より大きな値をとることについては次のように考えられる。プライザツハモデルでは入力変化に対する出力変化の計算を分布関数の足し合わせにより行っている。分布関数が全て正の値の場合、分布関数図により表すことのできる最大出力は磁界最大値に対する磁束密度の値である。しかし分布関数に負領域が存在すると、正の分布関数の総和はこの値より大きな値となる。このため入力条件によっては出力が磁界最大値に対する磁束密度の値を超えることになる。この問題は負の双極子数を減少させるか、負の密集領域そのものを縮小あるいは分散させることで解決できることは明らかである。

3. 負領域問題の解消法

3.1 Moving モデルの適用

古典プライザツハモデルでは磁気双極子間に働く相互作用は考慮されていない。そのため各双極子はそれぞれ独立して存在し Fig.1 に示すように双極子へ影響を及ぼすものは外部磁界のみと仮定されている。Della Torre 氏はこの問題を解決するために有効磁界

$$H_e = H + \gamma M \quad (4)$$

を古典プライザツハモデルに導入することを提案³⁾している。ここで H は外部磁界、 γ は移動係数、 M は磁化である。この

Fig. 8 Transformation of B - H curve to the effective field.

Fig. 9 Division of diagram by the line $\alpha = -\beta$ for the optimal decision of the moving factor γ .

ムービングモデルにおける有効磁界の導入は磁気双極子相互の影響を考慮し結果的に Fig.7 に示すプライザツハモデル特有の特徴である合同特性を解消することとなったが、本論で対象としている大きな負領域の発生原因も磁気双極子相互の影響が考慮されていないモデルであるためと考えられるので、有効磁界を導入した一次推移反転曲線群の測定データから磁気双極子の分布関数図を作成しモデルの構築を行いその有効性を確認する。

3.2 移動係数 γ の決定法

有効磁界を適用した場合に生じる磁気特性曲線の変化を Fig.8 に示す。実線は外部磁界 H に対する磁気特性曲線である。一方、破線は有効磁界 H_e に対する曲線であり、 γM の項により磁気特性曲線が入力軸方向に引き伸ばされた形となる。この有効磁界を考慮した一次反転曲線群のデータを測定するためには、移動係数 γ が未定であるので、まずこの定数を実験的に決定する必要がある。幾種類かの γ の値について一次反転曲線群から求めたプライザツハ分布関数図の負領域の合計値は γ の増加とともに減少傾向を示すことは明確であるが、分布関数図の対称性の観点から一概に増やすことはできない。そこで理想とする分布関数図が $\alpha = -\beta$ に対して対称性を有すると考えられることから、Fig.9 に示すように領域を二分化

Fig. 10 Experimental determination for the moving factor γ .

Fig. 11 Simulation of descending curves using the Moving model.

し⁸⁾、分布関数図の $S1$ 領域と $S2$ 領域における磁気双極子の総和が等しくなる γ の値を最適値とする。

3.3 Moving モデルによる予測計算結果

ある γ の値に対応した一次推移反転曲線群の実測データから分布関数図を作成し、二分化した $S1, S2$ の領域について磁気双極子の総和を求め、この作業を γ を変化させて繰り返した結果を Fig.10 に示す。sample 1、sample 2 の最大外部磁界はそれぞれ 300Öe、400Öe、分割数は 48 である。Fig.10 より γ の増加に伴い $S1, S2$ 領域における磁気双極子の総和が変化していることがわかる。また sample 1 では $\gamma=0.0047$ 付近で、sample 2 では $\gamma=0.0074$ 付近で領域の対称性が保たれるという結果を得ることができた。この最適とされる γ の値から作成した分布関数図を用い、2.3 節で行った予測計算と同様に一次推移曲線群の測定データに対し原点に点対称の反転シミュレーションの結果を Fig.11 に示す。有効磁界による計算のため最大磁界は sample 1 では 350Öe、sample 2 では 480Öe である。比較のために一次推移反転曲線の測定データを有効磁界に変換し原点で 180 度回転したデータを示す。測定値と算定値の反転磁界の値は、保磁力近辺で変化が激しく、大きさを揃えることが難しいのではほぼ同程度と考えられるものを示す。これらデータから材料に点対称が成立していないことが分かるが両者は比較的一致していると考えられる。Fig.11 では Fig.6 に示したようなマイナーループの落ち込みは見られなくなり、負領域問題の解決に Moving モデルが有効であることが確認できた。

4. 外部磁界への適応

4.1 計算方法

入力を有効磁界とすることで負領域のような磁化依存問題を解消することが確認できたが、その入出力関係は有効磁界に対する磁化あるいは磁束密度という制約が生じ、一方で実際のヒステリシス現象は外部磁界に対する磁束密度の関係が問題となる。このことからムービングモデルを数値解析等に導入するためには、有効磁界から決定された分布関数図から外部磁界に対応した出力が得られなければならない。そこで本項では外部磁界にムービングモデルを適応させるための計算方法を述べる。

ムービングモデルに外部磁界を直接与えた場合、付加項である γM の磁化 M が未知数であるため有効磁界を決定できない。そこで (5) 式に示す関係式を用いて以下のような反復計算によって磁束密度を決定している。

$$H = \frac{H_e - \gamma B}{1 - \gamma} \quad (5)$$

入力 $u(t) = H$ に対する出力 $f(t) = B$ を求める場合には、最初に Moving モデルへ任意の入力 H_e を与え出力 B_{mov} を得る。ここで求めた出力を B として H_e と共に (5) 式に代入して磁界を求め、これを H_{mov} とする。元の H と H_{mov} との差 dh について収束判定を行い、収束条件を満たすまで計算を繰り返す。以上の反復計算により、入力 $u(t) = H$ に対する出力 $f(t) = B \doteq B_{mov}$ が得られる。

Fig. 12 Resolution of congruency property using the Moving model.

4.2 計算結果

提案した計算方法を用いてムービングモデルによる予測計算を行った結果を Fig.12 に示す。sample 1、sample 2 についてモデルに与える最大外部磁界はそれぞれ 300Öe、400Öe であり、分布関数図は移動係数 γ の最適値のものを使用している。Fig.12 は合同特性について検討を行った結果であり、sample 1 では 87.5Öe と -87.5Öe の間で、sample 2 では 133.3Öe と -133.3Öe の間でそれぞれ反転させたマイナーループ群である。図中の◆、○印はそれぞれ測定値と計算値を示す。古典プライザツハモデルでは同一磁界間で生成されるマイナーループが全て同じ形状をとるのに対し、ムービングモデルによる計算結果では磁化の影響が考慮されているためループの形状が変化していることがわかる。計算精度についてはメジャーループや一次推移曲線の結果はよく一致しているのだが、マイナーループのような二次以上の推移曲線を計算した場合に誤差が目立つ。この問題については次の原因が考えられる。移動係数 γ の決定に用いた二分化による分布関数図の磁気双極子数は各領域で等しくなっているが、局所的に分布状態を比較した場合に対称性が保たれているとはいえない。また保磁力付近や磁化変化の大きな領域に存在する大きな値の磁気双極子が +、- いずれの状態にあるかで計算結果に大きな影響を及ぼす点も一因かと思われる。以上を考慮すると、Fig.10 に示される交点の位置が γ の最適値であるとは限らないとも考えられる。この問題は測定データの分割数を増やすことで解決されるが、今回使用した 48 分割を超える測定には膨大な時間を要することから分割数に応じた比較領域の検討が必要となる。

5. まとめ

古典プライザツハモデルにおける予測計算の精度や自由度は本質的にモデル構築に使用した測定データに依存する。このため複数の反転を繰り返す高次の予測計算では実測値との

誤差が大きくなってしまふ。さらに材料によっては分布関数図内の負領域の存在によって有り得ない結果を引き起こすことが明確になった。今回、負領域の影響の大きな磁性材料に関して古典プライザツハの不適合を明確に示し、その原因を合同特性と同一の解決方法でその不適合を除去できることを示すことができた。併せて移動係数の実験的決定法についての妥当性を示した。しかしながら、マイナーループの計算については誤差が大きいことから、計算精度を向上させるために移動係数 γ の最適決定が必要となる。この決定法には領域を分割する境界線のとり方や比較領域の位置、また測定データの分割数等を検討することが今後の課題と考えられる。

謝 辞 本研究を行うにあたり、測定実験において堀井研究室の杉村徹さん、小野里美さんにご協力を頂きました。この場をお借りして感謝の気持ちを申し上げます。

References

- 1) F.Preisach: *Z. Phys.*,**94**,277(1935).
- 2) J.G.Woodward, E.D.Torre: *J. Appl. Phys.*,**31**,56(1960).
- 3) E.D.Torre: *IEEE. Trans Audio and Electroac.*,**AU-14**,86(1966).
- 4) J.Oti, F.Vajda, E.D.Torre: *J. Appl. Phys.*,**69**,4826(1991).
- 5) I.D.Mayergoyz: *J. Appl. Phys.*,**67**,5373(1990).
- 6) G.Kádár: *J. Appl. Phys.*,**61**,4013(1987)
- 7) K.Okumura,S.Kato,A.Kishima: *T.IEE Jpn.*,**108D**,54(1988).
- 8) P.Postolache, M.Cerchez, *IEEE Trans Magn*,**39**,2531(2003).
- 9) I.D.Mayergoyz: *J. Appl. Phys.*,**57**,3803(1985).

2006 年 9 月 19 日受理, 2007 年 3 月 19 日採録