高磁束密度における電磁鋼板の磁気特性について

正 員 開道 力 (新日本製鐵)

非会員 脇坂岳顕 (新日本製鐵)

正 員 溝上雅人 (新日本製鐵)

非会員 田中政樹 (新日本製鐵)

Magnetic Properties of Electrical Steel Sheets at High Flux Density.

Chikara Kaido, Member, Takeaki Wakisaka, Non-member, Masato Mizokami, Member
Masaki Tanaka, Non-member. (Nippon Steel Co.)

Abstract

The magnetic properties of electrical steel sheets and plates at high flux density near saturation magnetization were investigated. The sheets and plates have nearly the same magnetization curves as theoretical ones calculated with magnetic anisotropy and magnetization rotation. The slopes of iron losses to flux density on log scales are almost constant at high sinusoidal flux density. Those of hysteresis losses are almost two and also those of eddy current losses to effective flux density obtained from induced voltages are also constant near saturation magnetization.

キーワード：電磁鋼板、電磁厚板、鉄損、ヒステリシス損、渦電流損

(electrical steel sheet, electrical steel plate, iron loss, hysteresis loss, eddy current loss.)

1. 緒言

家電機器で小形化が重要視される扇風機等のモータはコアの設計磁束密度が2 T以上であり、電子加速器等で使用するコアも2 T以上で使用されている⁽¹⁾。また、サーボモータ等の回転機では永久磁石の高性能化、巻線技術の向上により小形軽量／高出力化がなされ⁽²⁾、さらにIPM(埋め込み磁石型モータ)等の高性能モータが出現し、モータの小形化はさらに進んだ⁽³⁾。特にIPMはサーボモータをはじめ、エアコンのコンプレッサモータ、電気自動車(EV)の駆動モータとして注目されている。最近、スイッチドリラクタンスモータ(SRM)が注目されており、EVでの検討も進んでいる。このモータは高出力化のためには高い制御技術とともに、高磁束密度で使用できるコア素材が必要である。このような背景により、モータのコア材は飽和磁化に近い磁束密度で使用されるようになってきた。しかし、コアを磁気飽和の状態で使用すると、コアの鉄損や励磁電流が大きくなる。従って、小形軽量、高出力モータを高効率化や最適設計する為にはコア素材の飽和磁化近傍での鉄損特性や磁化特性が必要である。

一方、大形発電機でも小形化の為に高磁束密度設計がなされて、特に歯部では飽和領域で使用される場合もある。さらに超電導発電機の検討も進んでおり、コアは高磁束密度設計となってきた。従って、最適設計のためにはコア素材の飽和磁化近傍での鉄損特性や磁化特性が必要であ

る。トランスにおいても、移動機器や、高速鉄道等では小形化が重要であり、高磁束密度設計が必要と思われる。

そこで、回転機コア素材として、現在多く使用されている市販の電磁鋼板や電磁厚板について、高磁界／高磁束密度における磁気特性を調査した。

2. 高磁束密度における磁化曲線

板厚1.6 mmの電磁厚板⁽⁴⁾を用いて、50 kA/m以上の磁化曲線(DC)を調べた。試料は10枚積層した平均直径160 mm(外径177 mm、内径143 mm、磁路断面17φの円)のリングであり、励磁巻線は通常の導線を巻いたもの(試料1)と超電導巻線を巻いたもの(試料2)を用意した。試料2を用いて、液体He温度で約2600 kA/mまでの磁化曲線を測定した。測定結果を図1に示す。磁化の飽和領域では、磁束密度は磁界Hに対して $\mu_0 H$ (μ_0 : 真空の透磁率)で変化し、理論通りの結果が得られた。試料1と試料2について、高磁束密度における保磁力を調べた。8 kA/m以上では表1より磁束密度は測定温度に対して殆ど変化しないので、室温の磁化曲線も図1とほぼ同じになると推察され、保磁力は表2より8 kA/m～40 kA/mの範囲すなわち磁束密度が1.5 Tから飽和磁化近傍まで殆ど変化していない。

次に電磁鋼板を用いて、5～50 kA/mの磁化曲線を調べた。方向性電磁鋼板(3 wt% Si)の磁化の大きさIと磁界Hの関係(DC)を図2に示す。エプシュタイン試験で

図1 電磁厚板の磁化曲線

Fig. 1 Magnetization curve of an electrical plate.

表1 電磁厚板の磁束密度

Table 1 Flux densities of an electrical plate.

	最大励磁磁界 (kA/m)	磁束密度 (T)		
		4 K	77 K	20 °C
試料1	8	1.53	1.54	1.52
	20	2.02	2.02	2.00
試料2 (超電導巻線)	8	1.48	1.49	1.49
	20	2.00	2.01	
	40	2.16		

表2 電磁厚板の保磁力

Table 2 Coercive forces of an electrical plate.

	最大励磁磁界 (kA/m)	保磁力 (A/m)		
		4 K	77 K	20 °C
試料1	8	80	75	67
	20	79	75	67
試料2 (超電導巻線)	8	82	78	68
	20	82	77	
	40	82		

測定した。実験値と理論的に求められる磁化特性を従来、単結晶で行われている方法⁽⁵⁾と比較してみる。高磁界での磁化過程は印加磁界方向に最も近い角度の磁化容易方向<100>からの自発磁化の回転だけとする。

方向性電磁鋼板の磁気異方性エネルギー E は自発磁化の方向を方向余弦 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ で表すと、

$$E = K_1 (\alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (1)$$

で表せる。電磁鋼板では $K_1 \gg K_2$ なので、 K_1 のみについて検討する⁽⁶⁾。

一方、磁界によるエネルギーは自発磁化と磁界のなす角度を θ とすると、飽和磁化を I_s として、

$$E_M = -I_s H \cos \theta \quad (2)$$

で表せる。従って、これらの2式で表せるエネルギーが最小となるように方程式を解くと、高磁界での磁化曲線が求められる。方向性電磁鋼板の圧延方向<100>における磁化の大きさ I は $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = \alpha_3 = \theta = 0$ となるので飽和磁化 I_s に等しくなる。

$$I = I_s \quad (3)$$

方向性電磁鋼板の幅方向<011>の磁化曲線を検討する。磁界方向と磁化容易方向を[011]、[010]とし、 $I = I_s \cos \theta = x I_s$ 、 $H = p K_1 / I_s$ とすると、 $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = \cos(\pi/4 - \theta), \alpha_3 = \cos(\pi/4 + \theta)$ なるので、これらを式(1)、式(2)に代入し、両式のエネルギーの最小条件より、磁化曲線を求めると次式で表せる。

$$2(2x^2 - 1)x = p \quad (4)$$

次に<111>方向について検討する。磁界方向と磁化容易方向を[111]、[100]、また $\cos \gamma = 3^{-0.5}$ とすると、 $\alpha_1 = \cos(\gamma - \theta), \alpha_2 = \alpha_3 = 2^{-0.5} \cos(\gamma + \theta)$ なるので、同様に式(1)、式(2)より磁化曲線を求めると、

$$(7x^2 - 3)x + 2^{0.5}(1 - x^2)^{0.5}(4x^2 - 1) = 3p \quad (5)$$

で表せる。そこで、 $K_1 = 3.7 \times 10^4 \text{ J/m}^3, I_s = 2.03 \text{ T}$ として、理論磁化曲線を求めると図2になる。今回測定した方向性電磁鋼板においても、理論式は高磁界では実験式とほぼ一致していることが確認された。

図2 方向性電磁鋼板 (GO) の磁化曲線

Fig. 2 Magnetization curves of an oriented electrical steel sheet (GO).

無方向性電磁鋼板50A1300の磁化曲線（リング測定）を図3に示す。同様に鋼板面{111}、{110}、{100}である鋼板の理論曲線を求め、同図に示した。この結果より、無方向性電磁鋼板の磁化曲線が3つの鋼板面よりおおよそ推定できると考えられる。

図3 無方向性電磁鋼板 (NO) の磁化曲線
Fig. 3 Magnetization curves of a non-oriented electrical steel sheet (NO).

3. 無方向性電磁鋼板における高磁束密度の鉄損

電磁鋼板の鉄損の磁束密度依存性を 10 kA/m程度の磁界まで測定した。鉄損の測定法は鉄損による温度上昇をサーミスタで検出して鉄損を算定する方法⁽⁷⁾を使用した。試料は55mm×55mmであり、励磁は正弦波電圧の印加状態（磁束密度波形は歪んでいる状態）で行い、磁束密度は試料全体55mmに巻かれた探索コイルで測定した。

測定した無方向性電磁鋼板NOは新日鉄製の50H1300、50H470 (JIS⁽⁸⁾の50A1300、50A470相当)、35H210である。⁽⁹⁾ 50Hzでの鉄損の結果を図4に示す。飽和磁化近傍でも鉄損は極端に増加する傾向はないことが分かる。

次に50Hzと60Hzの2周波数法によりヒステリシス損と渦電流損に分離した。高磁束密度では印加電圧が正弦波でも、磁束密度は正弦波でなく歪むと考えられるので、渦電流損 W_e は次式のように誘起電圧の実効値 V_e の2乗に比例するとして分離した。ここで、 B 、 ρ 、 t は磁束密度、電気抵抗率、時間である。

$$W_e \propto \frac{1}{\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \propto \frac{V_e^2}{\rho} \quad (6)$$

即ち、励磁電源周波数 f で、磁束密度が歪んでいるときの鉄損と探索コイルの誘起電圧の実効値を $W(f)$ と $V_e(f)$ 、磁束密度のピーク値、磁路断面積と探索コイルの巻数を B_m 、

S 、 N として、渦電流損を式(7)で算出し、ヒステリシス損 $W_h(f)$ は鉄損 $W(f)$ より渦電流損 $W_e(f)$ を除いて求めた。

$$W_e(f) = \frac{\frac{W(f_1)}{\zeta(f_1)} - \frac{W(f)}{\zeta(f)}}{\frac{\zeta(f_1) - \zeta(f)}{\zeta(f_1) - \zeta(f)}} \{ \zeta(f) \}^2 \quad (7)$$

$$\zeta(f) = \frac{V_e(f)}{\sqrt{2} \pi N S B_m}$$

ヒステリシス損は図5に示され、低磁束密度では磁束密度の1.6乗にほぼ比例しているが、1.5Tでは約2乗に比例し、飽和磁化近傍でも2.2乗程度である。即ち、ヒステリシス損は飽和磁化近傍でも急増することはない、近似的にC. P. Steinmetzの実験式⁽¹⁰⁾で表せることが分かる。

図4 NOの鉄損 [50 Hz]
Fig. 4 Iron losses of NO [50 Hz].

図5 NOのヒステリシス損 [50 Hz]
Fig. 5 Hysteresis losses of NO [50 Hz].

一方、渦電流損は図6に示され、高磁束密度では磁束密度

度に対して急峻に増加している。これは磁束密度波形が歪んでいることが原因と考えられる。

そこで、探索コイルに誘起する電圧の実効値 V_e から計算される実効磁束密度 B_{ve} を考える。 f 、 N 、 S を周波数、巻数、磁路断面積として、実効磁束密度 B_{ve} を、

$$B_{ve} = \frac{V_e}{\sqrt{2} \pi f N S} \quad (8)$$

とすると、渦電流損と実効磁束密度 B_{ve} の関係は図7のようになり、渦電流損は B_{ve}^2 にほぼ比例している。従って、渦電流損は磁気飽和近傍でもこの実効磁束密度の2乗則で変化することと分かる。

図6 NOの渦電流損 [50 Hz]

Fig. 6 Eddy current losses of NO [50 Hz].

図7 NOの渦電流損 [50 Hz]

Fig. 7 Eddy current losses of NO [50 Hz].

4. 方向性電磁鋼板における高磁束密度の鉄損

方向性電磁鋼板 [GO] の50 Hzでの鉄損の磁束密度依

存性を調べた。実験に用いたGOは板厚が0.27 mmで、Si含有量は3 wt%とほぼ0 wt% Siである。3 wt% Si材は市販されているもの⁽⁹⁾、ほぼ0 wt% Si材 (no Si) は研究用の試作材⁽¹¹⁾である。鉄損の測定法はNOと同様にサーミスタ法である。

GOにおける50 Hzの鉄損の磁束密度依存性を図8に示す。圧延方向に励磁した場合の鉄損は3 wt% Si材の方がno Si材より低い。3 wt% Si材では1.7 T以上で急増し、no Si材では1.9 T以上で急増している。no Si材が高い飽和磁化を有していることが鉄損の磁束密度依存性に表れている。圧延方向に対して直角方向に励磁した場合の鉄損は圧延方向より大きく、1.4 T近傍で傾きが大きくなり、1.7 T以上ではほぼ直線的に増加している。直角方向の鉄損について、3 wt% Si材とno Si材を比較するとその差は圧延方向の鉄損における差より小さくなっている。

NOの場合と同様に、磁束密度波形の歪を考慮した50 Hzと60 Hzの2周波数法の式(7)を用いて、鉄損をヒステリシス損と渦電流損に分離した。GOは鉄損が小さく、ヒステリシス損と渦電流損のばらつきが大きくなった。ヒステリシス損は図9より両対数グラフで最大磁束密度に対しほぼ直線的に増加している。一方、渦電流損は図10より圧延方向では1.9 T以上で、直角方向は1.4 T以上で急増している。

図8 GOの鉄損 [50 Hz]

Fig. 8 Iron losses of GO [50 Hz].

しかし、渦電流損と実効磁束密度 B_{ve} の関係で表すと、図11に示されるように、高磁束密度でも B_{ve}^2 に比例して増加していることが分かる。従って、NOの場合と同様に、実効磁束密度 B_{ve} の2乗に比例すると考えられる。

3 wt% Si材では低磁束密度で直角方向の方が渦電流損が大きいが結晶粒の結晶方位配向性高いために推察する。no Siは市販の3 wt% Si材より配向性が低いため、圧延方向とその直角方向の差が生じ難かったものと考えられる。

図9 GOのヒステリシス損 [50 Hz]
Fig. 9 Hysteresis losses of GO [50 Hz].

図10 GOの渦電流損 [50 Hz]
Fig.10 Eddy current losses of GO [50 Hz].

図11 GOの渦電流損 [50 Hz]
Fig.11 Eddy current losses of GO [50 Hz].

5. 結言

今回、高磁束密度（高磁界）における電磁鋼板及び電磁厚板の磁気特性を調査した。磁化曲性は理論通りの磁化特性を示し、磁化と磁界の関係は電磁鋼板結晶粒の配向性から算定されるもので、ほぼ近似的に表せる。ヒステリシスループから求められる保磁力は飽和磁化近傍まで励磁しても殆ど増加しなかった。

鉄損は正弦波電圧励磁では飽和磁化近くで増加するが、磁束変化により生じる誘起電圧より、高調波成分を考慮した実効磁束密度で渦電流損を算定すると、ヒステリシス損、渦電流損も磁束密度に対して、両対数グラフではほぼ直線的に増加する。

最後に、日頃、有益な御指導、御助言をして頂いております九州工業大学山崎二郎教授に深く感謝します。また、液体ヘリウム温度での測定については高エネルギー物理学研究所物理研究部山本助教授（平成2年現在）に御協力頂きました。

（平成9年12月25日受付，平成10年5月12日再受付）

文 献

- (1) H. Hirabayashi, A. Yamamoto, S. Kawabata, G. Brianti, D. Leroy and R. Perin: ASC-90(1990).
- (2) 松本：「日経メカニカル」 1994. 3. 21, pp36.
- (3) 秋山他：「日経メカニカル」 1997. 2. 3, pp50.
- (4) Nippon steel corporation: "Electrical steel plate N-SMIP-1 of Nippon Steel", August 1989.
- (5) H. J. Williams: Phys. Rev., Vol. 52, pp747.
- (6) 近角：「強磁性体の物理(下)」(裳華房, 1984) pp3
- (7) 山本, 大宅, 野沢：電気学会論文誌A, 98巻4号 (昭53-6), pp43
- (8) 日本工業規格：無方向性電磁鋼帯 JIS C 2552-1988
- (9) 新日鐵：「無方向性電磁鋼帯」Cat. No. SC502
- (10) The staff of the Department of Electrical Engineering, MIT: "Magnetic Circuit and Transformers", 13th printing, (John Wiley & Sons, Inc., 1961), pp129.
- (11) 脇坂, 溝上, 岡崎：電気学会マグネティックス研究会資料MAG-97-82

開道 力 (正員) 1950年 9月 7日生まれ。1975年 3月東京工業大学電子物理工学専攻修士課程修了。同年新日本製鐵(株)入社。主として電磁鋼板をはじめとする磁性材料の磁気応用、磁気物性及び磁気計測等の研究に従事。現在、同社技術開発本部鉄鋼研究所主幹研究員。

協坂 岳顕

(非正員) 1967年 3月29日生まれ。1993年 3月大阪大学大学院基礎工学研究科物理系専攻修士課程修了。同年新日本製鐵(株)入社。主として、電磁鋼板の開発、磁気応用等の研究に従事。現在、同社技術開発本部鉄鋼研究所研究員。

溝上雅人

(正員) 1960年11月1日生まれ。1983年3月岡山大学工学部電気工学科卒業。1985年 3月同大学大学院工学研究科修士課程修了。同年 4月新日本製鐵(株)入社。現在、同社技術開発本部鉄鋼研究所主任研究員。主として、電磁鋼板の利用技術研究に従事。

田中政樹

(非正員) 1943年9月2日生まれ。62年山口県立中央工業高等学校卒業。同年八幡製鉄(株)〔現新日鐵〕入社。主として、磁性材料に関する磁気計測技術の開発に従事。現在、新日本製鐵(株)技術開発本部TSセンター所属。