方向性珪素鋼板に導入した線状溝による磁区細分化効果の解析

Analysis of the Domain-Refining Effect of Grooved Grain-Oriented Silicon Steel

石田昌義・中野 恒・本田厚人・佐藤圭司

川崎製鉄(株)鉄鋼研究所, 岡山県倉敷市水島川崎通り 1 丁目 (〒712)

M. Ishida, K. Nakano, A. Honda and K. Sato

Iron and Steel Research Laboratories, Kawasaki Steel Corporation,
1 Kawasaki-dori, Mizushima, Kurashiki 712

The domain-refining effect of linear grooves introduced into the surface of grain-oriented silicon steel was analyzed on a basis of a 180° domain wall scheme. The stable domain wall spacing was calculated by minimizing the sum of the domain wall energy and the magnetostatic energy arising from the free magnetic charges occurring along the groove edges. The results of the calculation showed that the wall spacing depends heavily on the depth, pitch and angle of the grooves but only negligibly on the groove width in the range of the present consideration. The eddy-current loss calculated using the Pry and Bean theory was compared with the experimental results, and it was found that the loss was in qualitative agreement with the results; the numerical discrepancy can be attributed to uneven magnetization around the grooves.

Key words: grain-oriented silicon steel, heat-resistant domain-refining technique, linear grooves, 180° domain wall, magnetostatic energy, wall energy, eddy-current loss

1. はじめに

近年, 方向性珪素鋼板における磁壁運動による異常渦電流損の低減を目的とする磁区細分化技術に関する多くの研究開発が行われている。この磁区細分化の方法は, 非耐熱型と耐熱型に分類される。このうち, 非耐熱型と分類されるものとしては, けがき¹⁾, レーザー光照射²⁾, プラズマジェット照射³⁾などの方法がある。これらは局所歪によって発生する 90° 磁壁上に生じる自由磁極による静磁エネルギーの磁区細分化効果を利用する。一方, 耐熱型に分類される突起ロール圧刻⁴⁾, エッチング^{5)~7)}などによる方法では, 鋼板表面の溝の側壁部に生じる自由磁極を利用する。このような磁区細分化技術においては, 線状の自由磁極密度を高める構造をとることが重要であると考えられる。本論文においては, 局所的な歪が存在せず, 自由磁極密度分布の影響がより直接的に現わ

れると考えられるエッチング法による溝を対象として, 溝構造の影響をモデル解析する。まず単独の溝側壁上の磁極モデル⁸⁾による計算結果を実測値と比較し, 次に補正因子として, 溝側壁における μ^* 効果, 溝両側の磁極間の磁氣的結合, 溝近傍における磁化の傾斜の効果について検討する。

2. 単独の溝側壁モデルによる解析

圧延方向に磁化容易軸を有する鋼板の表面に, Fig. 1 に示すような断面が矩形の線状の溝を圧延直角方向に形成した場合を考える。磁区構造としては, 圧延方向に平行で, 板面に垂直な 180° 磁壁モデルを仮定する。

溝幅 g が磁区幅 d に比べて十分広い場合には, 溝の両側の側壁間の磁氣的結合は無視でき, 高さ h の単独の側壁に発生する磁極の静磁エネルギーの単純和に還元できると考えてよい。飽和磁化を I_s とすれば, 側壁に発生する磁極の密度 ρ_m は $\pm I_s$ で与えられる。この磁極密度 ρ_m による磁気ポテンシャル $\phi(r)$ は Poisson 方程式

$$\Delta\phi(r) = -\frac{\rho_m(r)}{\mu_0} \quad (1)$$

Fig. 1 Model of 180° domain walls occurring in a grooved grain-oriented silicon steel sheet used for the present analysis.

を満たす。溝の側面 $z=0$ (座標系を Fig. 1 中に示したようにとる) における境界条件は, Gauss の法則より

$$2 \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = \pm \frac{I_s \cos \theta}{\mu_0} \quad (2)$$

で与えられる⁹⁾。ここで $\pm I_s \cos \theta$ は磁極の面密度である。まず $\theta=0$ の場合, $\phi(r)$ をフーリエ展開して (1), (2) 式から展開係数を求めると, 解として

$$\begin{aligned} \phi(r) = & \frac{4I_s}{\pi^2 \mu_0} \sum_{\substack{n=1 \\ (\text{odd})}}^{\infty} \frac{1}{n} \int_0^{\infty} d\xi \frac{\sin(\xi h/2)}{\xi \sqrt{(n\pi/d)^2 + \xi^2}} \\ & \times \sin(n\pi x/d) \cos(\xi y) \exp(-\sqrt{(n\pi/d)^2 + \xi^2} |z|) \end{aligned} \quad (3)$$

を得る。したがって溝の単位長さ当たりの磁極による静磁エネルギー ε_m は,

$$\varepsilon_m = \frac{1}{2} \int \rho_m(r) \phi(r) d^3v \quad (4)$$

$$= \frac{2I_s^2 h^2}{\pi^3 \mu_0} \sum_{\substack{n=1 \\ (\text{odd})}}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^{\infty} d\kappa \frac{\sin^2 \kappa}{\kappa^2 \sqrt{\kappa^2 + (n\pi h/2d)^2}} \quad (5)$$

$$= \begin{cases} [0.180 + \ln(d/h)] \frac{I_s^2 h^2}{4\pi\mu_0} & (h \ll d) \\ 0.853 \frac{I_s^2 h d}{4\pi\mu_0} & (h \gg d) \end{cases} \quad (6)$$

で与えられる。(6) 式は $h \ll d$ および $h \gg d$ における近似より得た。次に溝単位長さ当たりの磁壁エネルギー ε_w

$$\varepsilon_w = \gamma t l / d \quad (7)$$

を導入し (ここで γ は単位面積当たりの磁壁エネルギー), (6), (7) による全エネルギー ε_t

$$\varepsilon_t = 2\varepsilon_m + \varepsilon_w \quad (8)$$

が最小となる条件から安定な磁区幅 d_0 を求めると,

$$d_0 = \begin{cases} \frac{2\pi\mu_0\gamma t l}{I_s^2 h^2} & (h \ll d_0) \\ \sqrt{\frac{2\pi\mu_0\gamma t l}{0.853 I_s^2 h}} & (h \gg d_0) \end{cases} \quad (9)$$

を得る。 $h \gg d$ の場合の近似式は Kittel による結果¹⁰⁾に帰着する。定数値として $I_s = 2.0 \text{ T}$, $\gamma = 1.6 \times 10^{-3} \text{ J/m}$, $t = 2.3 \times 10^{-4} \text{ m}$ を使い, ε_m として式 (5) を用いて d_0 の溝深さ h およびピッチ l に対する依存性を数値計算した結果を Fig. 2 に示す。安定磁区幅 d_0 の h 依存性が $d_0 \sim h$ の領域を境界として変化するのは, ε_m の h および d 依存性を反映している。図中に示した実測値と計算値を比べると実測値は約 1 桁大きい値を示している。また, 溝の延長方向 θ に対する磁区幅の依存性を Fig. 3 に示す。 $h \ll d_0$ の場合における θ 依存性は, 式 (9) の $h \ll d_0$ の場合の表式を $1/\cos \theta$ 倍することにより得られる。

Fig. 2 Calculated dependence of the stable domain width on groove depth and pitch.

Fig. 3 Calculated dependence of the stable domain width on grooving angle.

3. 実験結果との比較

上記のモデルにより計算された磁区幅から Pry and Bean¹¹⁾ の式によって計算した渦電流損を, 種々の線状溝を形成した方向性珪素鋼板を用いて実測した渦電流損その他の磁気特性と比較する。Fig. 4 は溝の深さ, Fig. 5 は溝の間隔, Fig. 6 は溝の角度を変化させた場合の磁気特性の変化を示す。Fig. 2 に示したように磁区幅の実測値は計算値に比べて約 1 桁大きい値を示すため, 渦電流損の実測値も同様に計算値に対して大きい値を示すが, 溝形状の変化に対応する渦電流損の振舞は上述のモデル計算によって定性的に説明可能であることがわか

Fig. 4 Dependence of magnetic flux density B_8 and core loss $W_{17/50}$ on the groove depth. The solid line, calculated; the symbols, measured in 0.23 mm thick Epstein specimens.

Fig. 6 Dependence of the magnetic flux density B_8 and core loss $W_{17/50}$ on groove angle. The solid line, calculated; the symbols, measured in 0.23 mm thick Epstein specimens.

Fig. 5 Dependence of magnetic flux density B_8 and core loss $W_{17/50}$ on the groove pitch. The solid line, calculated; the symbols, measured in 0.23 mm thick Epstein specimens.

Fig. 7 Stable domain width calculated against groove wall tilt angle χ with and without μ^* effect.

る。

4. 180° 磁壁モデルに対する補正

以下に磁区幅の計算値と実測値の偏差を与える原因と考えられる要因について検討する。

4.1 溝側壁傾斜に対する μ^* 効果の寄与

線状溝の側壁が傾斜している場合には、磁束が側壁を

迂回して磁極発生を避けることにより静磁エネルギーを低下させる、いわゆる μ^* 効果が顕著になると考えられる。この効果を補正した磁気ポテンシャル ϕ^*

$$\phi^* = \frac{2}{1+\mu^*} \phi = \frac{1}{1+I_s^2 \sin^2 \chi / 4\mu_0 K_1} \phi \quad (10)$$

(ここで χ は側壁の傾斜角、 K_1 は立方晶における結晶異方性定数) を用いて計算した磁区幅を、 μ^* 効果を見捨てた場合の結果とともに Fig. 7 に示す。側壁の傾斜と

Fig. 8 Magnetostatic and wall energies calculated as a function of the domain width.

Fig. 9 Dependence of the sum of magnetostatic, wall and anisotropy energies on the domain width and depth of region of canting magnetization.

もに磁区幅は急速に増大することがわかる。

4.2 溝の両側壁に発生する磁極間の磁気的結合

2節のモデルでは側壁間の結合はないとして計算したが、ここで磁区幅が溝幅に比べて広い場合も考慮に入れて一般化する。さらに、両側の磁極間の距離により磁極が磁区内部に発生しうることと同時に考慮する。溝からの距離に対して指数関数的に磁極分布が減少すると仮定すれば、溝両側の磁極による静磁エネルギーは

$$\varepsilon_m = \frac{4I_s^2 h^2}{\pi^3 \mu_0} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^{\infty} d\kappa \frac{\sin^2 \kappa}{\kappa^2 \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2}} \times \frac{1 + \gamma \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2} - \exp(-\beta \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2})}{[1 + \gamma \sqrt{\kappa^2 + n^2 \pi^2 / \alpha^2}]^2} \quad (11)$$

で与えられる。ここで、 α, β, γ は溝深さ h に対する磁区幅 d 、溝幅 g 、磁区内部の磁極発生部分の深さ δ に対する比

$$\alpha = 2d/h, \quad \beta = 2g/h, \quad \gamma = 2\delta/h \quad (12)$$

である。(11)式の積分中の第2因子が補正因子であり、 $\beta/\alpha = g/d \rightarrow \infty, \gamma \rightarrow 0$ の場合(11)式は(5)式に帰着する。この磁極間結合を考慮した静磁エネルギーを磁壁エネルギーとともに Fig. 8 に示す。溝の寸法は現実に近い深さ $20 \mu\text{m}$ 、幅 $200 \mu\text{m}$ とした¹²⁾。全エネルギーが最小値をとる磁区幅の領域ではこの磁極間結合の静磁エネルギーへの寄与は無視できることが確認される。

4.3 線状溝近傍での磁化の傾斜

前項で考えた磁区内部での磁極分布に関して、表面磁極の発生を回避するために磁化が溝の近傍で磁化容易方向から傾斜すると仮定する。この磁化の傾斜により異方性エネルギーが生じ、溝の単位長さ当たり

$$\varepsilon_a = \eta K_1 h \delta \quad (13)$$

で与えられる。 η は1の程度の無次元定数である。全エネルギーとして(7)、(11)、(13)の和をとり($\eta=1$ とする)、 d および δ をパラメータとして等高線表示すると Fig. 9 を得る。この図より異方性エネルギーを考慮に入れると磁区幅の磁化の傾斜による増大が説明できる。

ここで述べた表面磁荷の発生を回避する磁化の振舞は4.1項の μ^* 効果と同じ機構によると考えてよいが、溝側壁の傾斜角を仮定していない。なお、SEMによる磁区観察結果からは消磁状態では溝周辺に還流磁区は発生していないと見られるので¹²⁾、主として溝部近傍の磁化の傾斜により磁極密度が減少した結果、矩形溝モデルにおける計算値からの磁区幅の増大が生じたと推定できる。

5. 結 論

圧延方向に容易軸をもつ方向性珪素鋼板の表面に形成した線状溝による磁区細分化効果について、 180° 磁壁モデルに立って解析的に磁区幅を計算し、実験結果と比較した。

モデル計算により、以下のことが明らかになった。

(1) 単独の溝側壁に発生する磁極による磁区細分化効果のモデル計算による磁区幅は実測値に比べて約1桁小さい値となる。その結果渦電流損計算値は、実測値よりも小さい値となるが、溝形状に対する渦電流損の依

存性を定性的に説明できる。

(2) 溝の両側の磁極間の磁氣的結合の磁区細分化効果に及ぼす影響は、溝幅 $\gg$ 磁区幅の場合には無視できる。したがって問題としている溝形状の範囲では影響はない。

(3) 安定磁区幅の単独溝側壁モデルによる計算値と実測値との差異は、磁化の傾斜により磁束が溝近傍を迂回することによって磁極密度が減少するという機構によって説明できる。

文 献

- 1) T. Yamamoto and S. Taguchi: *Proc. Soft Magn. Mater.* 2, p. 15 (Cardiff, 1975).
- 2) T. Iuchi, S. Yamaguchi and T. Ichiyama: *J. Appl. Phys.*, **53**, 2410 (1982).
- 3) B. Fukuda, K. Sato, T. Sugiyama, A. Honda and Y. Ito: *Proc. ASM Conf. Hard and Soft Magn. Mater.*, 8710-008 (1987).
- 4) T. Nozawa, Y. Matsuo, O. Tanaka, H. Kobayashi, K. Kuroi, M. Yabumoto, K. Hirose and T. Takahashi: *Proc. ASM Ann. Meeting* (1987).
- 5) K. I. Arai, K. Ishiyama and H. Mogi: *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 3949 (1989).
- 6) K. Sato, A. Honda, K. Nakano, M. Ishida, B. Fukuda and T. Kan: *Proc. 37th Ann. Conf. Magn. Magn. Mater.* (Houston, 1992), *J. Appl. Phys.*, **73**, 6609 (1993).
- 7) 佐藤圭司, 福田文二郎, 中野 恒, 本田厚人, 菅 孝宏: *日本応用磁気学会誌*, **17**, 215 (1993).
- 8) 石田昌義, 中野 恒, 本田厚人, 佐藤圭司, 菅 孝宏: *電気学会マグネティックス研究会資料*, MAG-92-256 (1992).
- 9) 近角聰信: *強磁性体の物理 (下)*, p. 193 (裳華房, 東京, 1984).
- 10) C. Kittel: *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 541 (1949).
- 11) R. H. Pry and C. P. Bean: *J. Appl. Phys.*, **29**, 532 (1958).
- 12) 中野 恒, 本田厚人, 石田昌義, 佐藤圭司, 福田文二郎, 菅 孝宏: *電気学会マグネティックス研究会資料*, MAG-92-154 (1992).

1993 年 10 月 18 日受理, 1994 年 3 月 18 日採録