冷延鋼板の再結晶集合組織と磁気異方性

北 川 孟* 田 村 清*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 47, No. 9 (1983), pp. 781-788

The Relation between Magnetic Anisotropy and Recrystallized Textures in Cold Rolled Steel Sheets

Hajime Kitagawa* and Kiyoshi Tamura*

For estimating the anisotropy of the physical properties of a polycrystal by the texture represented by ODF, there are two possible methods; One is a conventional method and the other is a new method proposed by us. In the newly proposed method, the correspondence between an anisotropy of the physical properties of a single crystal and that of the polycrystal becomes more clear.

In the present study of the magnetic anisotropy, the relation between the magnetic torque curves for aluminium killed, rimmed, and non-oriented silicon steel sheets and the texture ODF has been obtained by the new method. In this case, the magnetic anisotropy energy and the magnetic torque in an alpha-iron single crystal has been calculated as a function of the Eulerian angle. Magnetic torque values were measured using a torsion-wire magnetometer and compared with the calculated ones. The calculated value was also compared with that obtained by the conventional method. Although the recrystallized texture of the materials used is fairly widely dispersed, the torque curves agree with those calculated by the new method, with results better than by the conventional method.

In addition, some investigations are made on the pole-figure. To examine the symmetry of texture around RD and TD, four quadrants of the pole figure, which correspond to four oblique surfaces of each sample, were measured according to the method proposed by Lopata *et al.* It has been found that the textures of all samples used are symmetrical.

(Received December 27, 1982)

Keywords : magnetic anisotropy, single crystals, polycrystals, texture analysis, low-carbon steel sheet, recrystallized texture

* 川崎製鉄株式会社技術研究所 (Research Laboratories, Kawasaki Steel Corporation, Chiba)

I. 緒 言

多結晶金属板の物理的あるいは機械的性質の中には、集合組織依存性を示すものが多い。これらは、ランクフォード値(r 値)、ヤング率、弾性波伝播速度、磁気特性、などであり、それらの集合組織依存性に関する研究は数多くなされてきている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。とりわけ、磁気特性については、単結晶におけるその結晶方位依存性が古くから研究されていることもあって⁽⁵⁾、軟磁性材料の特性向上を目的として積極的に利用されている。たとえば一方向性珪素鋼板は使用の際の磁化方向に磁化容易結晶軸である $\langle 001 \rangle$ 方向が一致するような集合組織となっている。この種の鋼板では、最近の製造技術の進歩によって、 $\langle 001 \rangle$ 方向の圧延方向(RD)への集積が極めて高く分散方位成分の少ない集合組織が得られるようになってきている。したがって、その磁気特性は単結晶のそれに近いものとなっている。

しかしながら、このような特殊な鋼種を除いて実用に供されている鋼板の集合組織は、軟磁性材料としての電磁鋼板においても、かなりの分散方位成分が存在する。

従来よく用いられていた極点図のような2次元的な表示法では、このような集合組織を精度よく解析することができない。それに対して3次元的に解析された集合組織では単一位成分を定量的に評価することが可能である。3次元解析の具体的手法としては、既に実用段階にある級数展開法(ODF法)⁽⁶⁾と数年前に提唱された逐次近似法(ベクトル法)⁽⁸⁾とがある。ベクトル法では非対称な集合組織を容易に解析することが可能である。ODF法でも非対称集合組織の解析が可能であるが、対称性をもつ集合組織の解析に適用される場合が多い。同一試料を両法により解析した結果の比較報告例によると⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、優先方位を含めて両者は基本的にほぼ一致するとされている。

3次元集合組織を用いて多結晶鋼板の諸特性の異方性を予測する具体的方法の一つは、ODF法から求まる多結晶鋼板の方位係数を変数としたある関数から計算するものである⁽¹⁾⁽²⁾。他の一つは、単結晶における単一位ごとの特性値にODF法によって得られるその方位の方位密度を重みづけし、全方位空間に関し積分して求めるものである⁽³⁾。後者の方法の方が、単結晶における特性の方位依存性と多結晶のそれとの対応がより明確となる。

本研究の目的は、後者の方法を用いて再結晶焼鈍後の冷延鋼板の磁化回転力(トルク)を計算し、実測値との比較を試み、この方法の有効性を検討するところにある。従来、分散方位の極めて少ない方向性珪素鋼板について、前者の方法からトルク曲線を計算した結果は報告されている⁽⁴⁾。本論文で用いた試料は、数種の無方向性珪素鋼板および低炭素冷延鋼板であり、それらの集合組織には分散方位成分がかなり多く存在するものである。

II. α 鉄の磁気異方性

1. 単結晶の磁気異方性

α 鉄単結晶の異方性エネルギー A.E. は次式によって表現される⁽¹¹⁾。

$$A.E. = K_1(u^2v^2 + v^2w^2 + w^2u^2) + K_2u^2v^2w^2 \quad (1)$$

ここで、 u, v, w は磁化方向の方向余弦であり、 K_1, K_2 は異方性係数である。

一方、板状単結晶の任意の結晶軸方位の方向余弦を、Roe による ODF 法⁽⁶⁾と同様の定義によってオイラー角にて表示すると、試料座標系と結晶座標系は次式で関係づけられる。

$$\left. \begin{aligned} u &= \cos \phi \cdot \cos \theta \cdot \cos \phi - \sin \phi \cdot \sin \phi \\ -v &= \cos \phi \cdot \cos \theta \cdot \sin \phi + \sin \phi \cdot \cos \phi \\ w &= \cos \phi \cdot \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

同様の定義によると、板面法線方向(ND)の方位(結晶面方位) $\langle hkl \rangle$ は θ と ϕ のみの関数となる。したがって、任意の方位 $\{hkl\} \langle uvw \rangle$ の磁気異方性エネルギーの板面内の値(面内異方性)は、式(1)と式(2)から θ と ϕ を一定とし、 ϕ を変数とすることにより算出される。たとえば、ゴス方位 $\{110\} \langle 001 \rangle$ に関しては、 θ を 90° 、 ϕ を 45° とし、 ϕ を 0° から 90° まで変えることによって圧延方向(RD)から板面内で圧延方向と直交する方向(TD)までの A.E. の面内異方性が与えられる。

また、板状単結晶における任意の方位の単位体積に作用するトルクは、磁気異方性エネルギーの角度 ϕ に対する変化率と等しい。したがって、任意の方位のトルク $M(\phi, \theta, \phi)$ は次式で与えられる。

$$M(\phi, \theta, \phi) = -\partial[A.E.(\phi, \theta, \phi)]/\partial\phi \quad (3)$$

今までにも、特殊な 10 個程度の方位に関する磁気異方性エネルギーやトルクの計算式は提示されている⁽¹²⁾。

本論文では、まず、任意の方位の磁気異方性エネルギーとトルクをオイラー角の関数として算出した。

これらの計算式は以下の通りである。

$$A.E.(\phi, \theta, \phi) = K_1(A_1 \cos 4\phi + A_2 \sin 4\phi + A_3 \cos 2\phi + A_4 \sin 2\phi + A_5) + K_2(B_1 \cos 6\phi + B_2 \sin 6\phi + B_3 \cos 4\phi + B_4 \sin 4\phi + B_5 \cos 2\phi + B_6 \sin 2\phi + B_7) \quad (4)$$

$$M(\phi, \theta, \phi) = -K_1(-4A_1 \sin 4\phi + 4A_2 \cos 4\phi - 2A_3 \sin 2\phi + 2A_4 \cos 2\phi) - K_2(-6B_1 \sin 6\phi + 6B_2 \cos 6\phi - 4B_3 \sin 4\phi + 4B_4 \cos 4\phi - 2B_5 \sin 2\phi + 2B_6 \cos 2\phi) \quad (5)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= (ad + ce - ae - cd + 4b^2 + af - cf + df - ef)/8 \\ A_2 &= (ab - bd - bc + be)/4 \\ A_3 &= (ad - ce + af + df)/2 \\ A_4 &= (ab - bd + bc - be)/2 \\ A_5 &= (3ad + 3ce + 3af + 3df + ae + cd - 4b^2 + cf + ef)/8 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= (ad + ce - ae - cd + 4b^2) f / 32 \\ B_2 &= (ab - bd - bc + be) f / 16 \\ B_3 &= (3ad - ce - ae - cd + 4b^2) f / 16 \\ B_4 &= (ab - bd) f / 4 \\ B_5 &= (15ad - ce + ae + cd - 4b^2) f / 32 \\ B_6 &= (5ad - 5bd + 3bc - 3be) f / 16 \\ B_7 &= (5ad + ce + ae + cd - 4b^2) f / 16 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

また、 a, b, c, d, e, f は、 θ と ϕ の関数であり、それぞれ

$$\begin{aligned} a &= \cos^2 \theta \cdot \cos^2 \phi, \quad b = \cos \phi \cdot \sin \phi \cdot \cos \theta, \quad c = \sin^2 \phi, \\ d &= \cos^2 \theta \cdot \sin^2 \phi, \quad e = \cos^2 \phi, \quad f = \sin^2 \theta \end{aligned}$$

となる。

$0^\circ \leq \phi, \theta, \phi \leq 90^\circ$ の範囲で、これらオイラー角を直交軸とした 3 次元座標系の空間を設定し、この 3 次元空間の結晶方位の各アドレスにその方位の A.E. トルク値を割り付けて表示した。Fig.1 は、この方法による計算結果の表示例である。この図には、A.E. ($\phi, \theta, 45^\circ$) および M ($\phi, \theta, 45^\circ$) の値が等高線表示されている。鋼板の再結晶集合組織における主要結晶方位の多くが、この ϕ を 45° とし ϕ と θ を直交軸とした 2 次元平面 ($\phi = 45^\circ$ 断面) 上に表示される。Fig.1 の中央の図に、主要結晶方位の位置が記入されている。右端の図の $\theta = 90^\circ$ の軸上の値が ϕ が 0° から 90° まで、 ϕ を横軸に M ($\phi, 45^\circ, 90^\circ$) を縦軸としてプロットすると、ゴス方位 $(110)[001]$ の RD から TD に至るトルク曲線が得られる。

なお、これらの計算値は、式 (4) および式 (5) 中の異方性係数 K_1 と K_2 をそれぞれ $42 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ (5.28 MGOe), $15 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ (1.89 MGOe) なる数値として算出した⁽¹³⁾。

Fig.1 Contour-line maps of magnetic anisotropy energy and magnetic-torque at $\phi = 45^\circ$ for a single crystalline Fe.

2. 多結晶鋼板の磁気異方性

緒言で述べたように ODF 法による 3 次元集合組織を用いて多結晶試料の特性値を予測する方法は二通りに分類される。これらについて若干説明を加える。

従来よく用いられた方法は、以下の通りである。

まず、単結晶の材料特性の方位係数が ODF 法と同様の定義により球面調和関数に展開可能な場合、多結晶体としての平均方位係数を算出する。この値を変数とした適当な関数から多結晶体の特性値を求める。今、単結晶の材料特

性の方位係数 $g(\phi, \theta, \phi)$ を次式の形式で表現する。

$$g(\phi, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^k \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l G_{lmn} Z_{lmn}(\cos \theta) \exp(-im\phi) \exp(-in\phi) \quad (8)$$

ここで、 G_{lmn} は展開係数、 $Z_{lmn}(\cos \theta)$ は一般化したルジャンドルの陪関数である。級数展開法の 3 次元結晶方位分布関数 (ODF) の値を $w(\phi, \theta, \phi)$ とすると、多結晶体の平均方位係数 g_m は、

$$g_m = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi g(\phi, \theta, \phi) \cdot w(\phi, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi d\phi \quad (9)$$

で与えられる。 $g(\phi, \theta, \phi)$ と $w(\phi, \theta, \phi)$ との直交性を考慮すると、

$$g_m = 4\pi^2 \sum_{l=0}^k \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l G_{lmn} W_{lmn} \quad (10)$$

となる⁽¹⁾。

珪素鋼板の磁気特性についても、式 (1) を 4 次の項で近似し式 (10) により計算し実測した特性と比較した結果が報告されている⁽⁴⁾。

他の方法は、まず単一方位の特性値 $g'(\phi, \theta, \phi)$ をすべて計算し、これらと $w(\phi, \theta, \phi)$ とから次式によって算出するものである。すなわち、多結晶体の特性値を g_m' とすると、

$$g_m' = \frac{4}{\pi^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} g'(\phi', \theta, \phi) w(\phi, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi d\phi \quad (11)$$

で与えられる⁽³⁾。ここで、 $\phi' = \phi + \omega$ で、 ω は鋼板面内で

RD となす角度を表わす。本論文では、 $g'(\phi, \theta, \phi)$ の具体的な特性値としてトルク $M(\phi, \theta, \phi)$ を用いて式 (11) から鋼板の磁気特性を計算した。これらの計算と実測値と比較するとともに、一部の試料については式 (10) を用いて得た値とも比較、検討を加えた。

式 (11) より計算する方法は「実測されたトルク曲線は、適当な比率で存在する各主要結晶方位のトルク曲線が重ね合わされたものである」としてそれらの方位の存在比を推定していた従来の手法⁽¹⁴⁾を、直接的に一般化したものである。したがって、この方法では単結晶の磁気特性の方位依存性と多結晶のそれとがより直接的に対応する。

III. 冷延鋼板の再結晶集合組織とトルク曲線

1. 集合組織の解析

本論文では、ODF 法により集合組織を3次元的に解析した。すなわち $\{110\}$, $\{100\}$, $\{211\}$ 結晶面に関する完全極点図を用い、級数打ち切り次数を22次としてODFを算出した。

実験に用いた試料は次のようなものである。すなわち、一部は実生産ラインで生産されたリムド鋼(SPCC)とAlキルド鋼(SPCE)の熱延鋼板を実験室で40%、70%および90%の圧下率で冷間圧延し再結晶焼鈍を施したものである。両鋼種に対する焼鈍は、実生産ラインのそれと同一条件とした⁽³⁾。また、実生産ラインで再結晶焼鈍を施した商用の無方向性珪素鋼板(S18, S23, S30の3鋼種)からも試料を採取し併せて解析に供した。

これらの試料の化学成分を Table 1 に示す。

Table 1 Chemical compositions (mass%).

Sample	C	Si	Mn	P	S	Total Al
Al killed (SPCE)	0.034	0.012	0.32	0.011	0.011	0.044
Rimmed (SPCC)	0.050	0.001	0.30	0.010	0.015	—
Si steel (S-18)	0.010	1.850	0.20	0.030	0.007	0.300
Si steel (S-23)	0.010	1.450	0.30	0.030	0.007	0.250
Si steel (S-30)	0.010	1.250	0.20	0.030	0.007	0.250

これらの試料はRDに関して対称な集合組織を有するとして、ODFは $0^\circ \leq \phi, \theta, \phi \leq 90^\circ$ の角度範囲で計算した。

ODF算出の基本となる、供試材集合組織の対称性および極点図の精度、に若干の検討を加えた結果を述べ、集合組織の3次元解析結果を示す。

(1) 集合組織の対称性の検討

Lopataらの方法⁽¹⁵⁾を用い、反射法の不完全 $\{100\}$ 極点図を測定した。すなわち、Fig.2に示すように積層成形した試料からRD, TD, NDのそれぞれと 54.7° をなす方向が測定面法線となるように1試料から4個のX線回折用試料を作製し、反射法により極点図を測定した。70%冷延後再結晶焼鈍を施したSPCEに関する測定結果をFig.3に

Fig.2 Positions of four oblique planes for determining the four quadrants of pole-figure by reflection. The normals to those planes make an angle of 54.7° with any coordinate-axis of ND, TD and RD.

Fig.3 $\{100\}$ Pole-figures of aluminium killed steel, SPCE, which is cold rolled to 70% then annealed in the laboratory. Left: four quadrants of the pole-figure measured only by reflection. Right: a quadrant of the pole-figure measured both by reflection and by transmission.

例示する。同図中、右図は透過-反射法による完全極点図である。左図は、直交する試料座標軸から 54.7° オフセットしたポーラネットに測定値をプロットしたものである。これら4個の極点図は相互にはほぼ等しく、また右図の極点図ともほぼ一致する。他の試料に関しても同様の結果が得られた。

このことから、本実験に用いた試料の集合組織は極めて対称性の良いものであることが明らかになった。

(2) 極点図測定精度の検討

ODF法の解析プログラム入力としての極点図の測定精度は直接解析結果に影響を与える。そこで極点図の測定精度について若干検討を加えた。

本論文における極点図の測定は、計算機によって制御された自動極点図作成装置⁽¹⁶⁾によって行われた。従来、極点図上のある角度位置での回折強度は、デッカ法による透過モード、シュルツ法による反射モード、のいずれの測定の場合も等しい積算時間で計数されていた。この条件では反射モード測定点(極点図の中心近傍)の回折強度値(勿論、バックグラウンド強度を差し引いた後の値)は透過モード測定点(極点図の外周近傍)のその $1/6$ となっていた。したがって中心点近傍の回折強度の統計誤差は、外周近傍のそれより大きいことが予想される。そこで計算機パラメータを変更して積算時間が測定結果に与える影響を解析してみた。Fig.4は結果の1例であり70%冷延後再結晶焼鈍を施したSPCEに関するものである。同図中、Mode Iは従来通り透過、反射モードともに4sの積算時間で測定した結果であり、Mode IIは透過モードは2s、反射モードは20sの積算時間で測定した結果である。 $\phi=45^\circ$ で例示した3次元集合組織を比較してみると、最優先方位 $\langle 111 \rangle < 01\bar{1} \rangle$ においてMode IIの方が若干高くなっているが総体的には相互に差がみられない。同図中の極点図のA, B点の回折強度値、ランダム強度との比の値を、Table 2に示す。

Fig.4 Textures of SPCE which is cold rolled to 70% then annealed in the laboratory. Upper two figures: quadrants of $\{100\}$ pole-figures obtained both by reflection and by transmission. Lower two figures: textures shown by ODF ($\phi=45^\circ$ sections). Left two figures: texture obtained by mode I. Right two figures: texture obtained by mode II.

(Point A in the $\{100\}$ pole-figure is the projection of a $\langle 100 \rangle$ pole which lies at an angle of 10° from ND, making an angle of 45° with RD. Point B in the same pole-figure is the projection of a $\langle 100 \rangle$ pole which lies at an angle of 80° from ND, making an angle of 45° with RD.)

Table 2 Diffraction intensities and pole densities at point A and point B of $\{100\}$ pole-figures, shown in Fig.4.

Mode	Intensity	Point A	Point B
I	Diffraction intensity (count)	1051	11924
	Pole density (random multiple)	0.4	0.3
II	Diffraction intensity (count)	5251	5862
	Pole density (random multiple)	0.4	0.3

この比較結果に基づいて本論文の極点図の測定は従来通り透過、反射モードともに4sの積算時間で実施した。

(3) 供試材の3次元集合組織

供試材の集合組織をFig.5に示す。

同図は珪素鋼板供試材の再結晶集合組織解析結果を $\phi=45^\circ$ 断面に例示したものである。低炭素冷延鋼板の集合組織とは異なり、 $\{554\}\langle 225 \rangle$ 方位近傍に優先方位が存在する。一方、低炭素冷延鋼板の再結晶集合組織は、オイラー角を直交座標軸とする3次元方位空間において $\{111\}\langle uvw \rangle$ を優先方位群とする管状の強度集積帯をもつ⁽³⁾。いずれにしても両鋼種の集合組織は、現在製造されている一方向性珪素鋼板のそれと比較すると、より多くの分散方位が存在する。

Fig.5 Recrystallized textures shown by ODF for three kinds of nonoriented silicon steel, S-18, S-23 and S-30, produced in a production line.

2. 供試材の磁気異方性(トルク値についての計算値と実測値の比較)

式(5)および式(3)によって与えられる各単一方位のトルク値 $M(\phi, \theta, \phi)$ を式(11)の $g'(\phi', \theta, \phi)$ に代入して供試材の多結晶鋼板としてのトルク値を算出した。実測トルク値はトルクメータにより、直径20mmの円板状に打ち抜

Fig.6 Torque curves for SPCE, being cold rolled to 40%, 70% and 90% then annealed in the laboratory. Solid lines are from measured values, while dotted lines are from calculated ones.

いた試料を用いて $200 \times 10^3 \text{ A/m}$ 以上の一様磁場中で測定した。

Fig. 6, Fig. 7, Fig. 8 に計算および実測結果を示す。こ

Fig. 7 Torque curves for SPCC, being cold rolled to 40%, 70% and 90%, then annealed in the laboratory.

Fig. 8 Torque curves for S-18, S-23 and S-30, produced in a production line.

れらの図において M_{cal} は計算値, M_{obs} は実測値である。

Fig. 6 は冷延圧下率を種々変更した後再結晶焼鈍を施した SPCE に関する解析結果であり, Fig. 7 は同様の処理を施した SPCC に関するものである。Fig. 8 は商用の無方向性珪素鋼板に関する解析結果である。

これらの図から明らかなように, 各試料間で集合組織がかなり異なるので実測トルク曲線は種々の異なった形をしているが, いずれの場合も計算値とはよく一致している。

IV. 考 察

本論文で解析に用いた試料の集合組織は多くの分散方位成分を持つ。したがって, 代表的な主要方位に注目して得られた結果を考察しても明確な結論は得られ難いが, 若干の検討を加えてみた。Fig. 6 に示される 70% および 90% 冷間圧延を施した試料のトルクの最大(あるいは最小)値は他の試料のそれより小さい。この理由は, $\{111\}\langle uvw \rangle$ 方位群への集積の程度の差から説明し得る。すなわち, これらの試料の $\{111\}\langle uvw \rangle$ 方位群の強度は他の試料のものより大きい⁽³⁾。一方, Fig. 1 に示すように, $\{111\}\langle uvw \rangle$ 方位群のトルクの最大値は比較的小さい。たとえば, $\{111\}\langle 01\bar{1} \rangle$ 方位に注目すると, この方位は面内異方性も小さく最大値は $0.83 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ である。しかしながら, 分散方位の寄与も無視できないので最優先方位のみからは, より詳細な解析は不可能である。Fig. 8 に示す珪素鋼板試料の場合は, 通常ゴス型と称せられている $\{110\}\langle 001 \rangle$ 方位のトルク曲線と類似であるが, その最小値の絶対値はゴス方位のそれより一桁程度小さい。Fig. 5 に示す 3 次集合組織から明らかなように, これらの試料には強いゴス方位は存在しない。Morris らが, これらと類似の集合組織をもつ珪素鋼板について 4 次近似により式 (10) を用いてトルク曲線を計算しているが⁽⁴⁾, 同様の結果を得ている。

次に, 本実験で用いた試料について従来行われてきた 4 次近似で式 (10) を用いる方法でも計算し, 本論文で用いた方法による計算結果と比較してみた。比較結果の一例を Table 3 に示す。両者は比較的良く一致し, その差は 6 次の項を考慮に入れるか否かによって生じるものである (Bunge の方法により⁽¹⁷⁾ g_m として 6 次の展開係数まで対象にして得た結果を小数点以下 2 桁目で四捨五入した値は, 本論文による方法のそれらの値と全く一致した)。

磁気異方性以外の特性を式 (10) から得られる g_m を変数として計算する試みは多くなされている。この方法で機械的特性を計算する場合は変形機構に関する仮定がいくつか設けられている⁽¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾。各仮定に基づいて得られた計算結果に検討を加え, 前提となる仮定に関する問題点も指摘されている⁽²¹⁾。また, 式 (11) から機械的特性を計算し式 (10) から得られた計算結果や実測値と比較, 検討を行い, 式 (11) から得られた値を整理して導出した補正式によりヤ

Table 3 Magnetic torques for SPCE, being cold rolled to 70% then annealed in the laboratory, obtained by two methods. A : obtained by equation (11). B : obtained by equation (10).

Angle from RD	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°
A (10^3 J/m^3)	0	-0.48	-0.91	-1.24	-1.43	-1.49	-1.40	-1.19	-0.88	-0.53
B (10^3 J/m^3)	0	-0.38	-0.72	-0.98	-1.13	-1.17	-1.10	-0.94	-0.70	-0.42
Angle from RD	50°	55°	60°	65°	70°	75°	80°	85°	90°	
A (10^3 J/m^3)	-0.19	-0.15	0.40	0.57	0.61	0.56	0.43	0.23	0	
B (10^3 J/m^3)	-0.15	0.12	0.32	0.44	0.49	0.44	0.34	0.18	0	

ング率を定量的に予測する方法も報告されている⁽³⁾⁽²²⁾.

一方、多結晶鋼板の磁気異方性を式(10)を用いて計算する場合は粒界の存在が磁化過程に及ぼす効果に関する仮定は特に設けられていない。式(11)から計算する場合も粒界の拘束は考慮されていない。したがって両方法による計算結果は本来一致するものと考えられる。相互の計算結果の差異は式(10)の計算の場合の打ち切り次数の影響など、計算手法のちがいによるものである。多結晶鋼板の磁気特性の中でも磁気トルクの集合組織依存性は、鉄損など他の特性値のそれと比較すると極めて顕著であることが式(10)からの計算結果から報告されている⁽²³⁾.

磁気トルクの測定は比較的簡単にできるので、従来から便宜的に磁気トルクの測定結果をそのまま、あるいはフーリエ解析して試料の方位を大まかに予測したり、逆に特定方位の存在比を仮定し各方位のトルク値にその存在比を重みづけして重ね合わせた結果と実測値と対比させてそれらの方位の存在比を推定する試みはよく行われてきた⁽¹⁴⁾。本論文で用いた方法は、これらの磁気トルク曲線を用いた方位解析の簡便法を直接的に一般化したものであり、これに定量的根拠を与えるものである。また本方法は全方位の存在比とその磁気トルクを対象にしており分散方位の寄与も明らかになり、解析精度も向上している。

V. 結 論

(1) 本論文では、単結晶における磁気的性質と多結晶のそれとの対応をより明確にした式(11)による方法で多結晶鋼板の磁気トルクを計算し、実測値と比較した。両方の値を比較すると相互に極めてよく一致した。この方法は、特定の主要方位が適当な比率で存在すると仮定しそれらのトルク曲線の重ね合わせが実測されたトルク曲線である、として方位を推定していた従来の簡便的な手法を直接的に一般化したものである。本実験で用いた試料は分散方位成分の多い異なった型の集合組織を示すものである。

(2) 式(11)を用いて多結晶トルク曲線を計算するにあたり、まず、任意の単方位の磁気異方性エネルギー、磁気トルクの値をオイラー角、 ϕ, θ, ϕ の関数として算出し表示した。これら基礎データの計算は本論文で最初になされたものである。これらも、今後、種々の分野で活用されることが予想される。

(3) 本論文では、3次元集合組織を、対称性を有する集合組織を解析するプログラム(Roeによる級数展開法⁽⁶⁾)を用いて計算した。このプログラムを適用するにあたり、供試材集合組織の対称性に関し吟味を加えた。試料座標系の座標軸と54.7°をなす方向が測定面法線となるように、各試料から4個のX線回折試料を作製し、シュルツ反射法による極点図を測定した。得られた結果から各試料の集合組織の対称性は極めて良いことを明らかにした。

(4) 極点図の測定精度に検討を加えた。すなわち、透過および反射モードを組み合わせて得られる完全極点図を測定する際の積算時間と極点図の測定精度との関係を調べた。その結果、従来通りの積算時間でも十分な精度が得られることを明らかにした。なお、本実験に用いた試料の結晶粒径はすべて50 μm 以下であった。

文 献

- (1) たとえば, G.J.Davies, D.J.Goodwill and J.S.Kallend : Met. Trans., **3**(1972), 1627.
- (2) たとえば, J.S.Kallend and G.J.Davies : J.Inst. Metals, **5**(1971), 257.
- (3) H.Kitagawa, M.Katayama and H.Maruyama : Trans. ISIJ, **22**(1982), 424.
- (4) たとえば, P.R.Morris and J.W.Flowers: Texture of Crystalline Solids, **4**(1981), 129.
- (5) K.Honda and S.Kaya : Sci. Rep. Tohoku Univ., **15**(1926), 721.
- (6) R.J.Roe : J. Appl. Phys., **39**(1965), 2024.
- (7) H.J.Bunge : Phys. Status Solidi, **26**(1968), 167.
- (8) D.Ruer, A.Vadon and R.Barro : Texture of Crystalline Solids, **3**(1979), 245.
- (9) 北川 孟, 森本一三, 岩崎義光: 鉄と鋼, **68**(1982), S544.
- (10) 太田国照, 清水 亮, 高橋延幸, 松尾宗次: 鉄と鋼, **68**(1982), S1294.
- (11) たとえば, N.S.Akulov : Z.Phys., **54**(1929), 582.
- (12) R.M.Bozorth: Ferromagnetism, D.Van Nostrand, New Jersey, (1964), 567.
- (13) キッテル: 固体物理学入門(下), 宇野良清, 津屋昇, 森田 章, 山下次郎共訳, 丸善, (1969), 472.
- (14) たとえば, J.G.Benford : IEEE Trans.on Magnetics, **Mag-10**(1974), 1053.
- (15) S.L.Lopata and E.B.Kula : Trans. TMS-AIME, **224**(1962), 865.
- (16) 北川 孟, 片山道雄, 森本一三, 丸山英雄, 鶴岡一夫: 鉄と鋼, **63**(1977), 147.
- (17) H.J.Bunge : Mathematische Methoden der Texturanalyse, Academic Verlag, Berlin, (1969), 252.

-
- (18) W.Voight : *Lehrbuch der Kristallphysik*, B.G. Teuber Verlag, Leipzig, (1929) .
- (19) A.Reuss : Z.Angew. Math. Mech., **9**(1929) , 49.
- (20) R.Hill : Proc. Phys. Soc., **A65**(1952) , 349.
- (21) W.B.Huchinson : Trans. Indian Inst. Metals, **34**(1981) , 355.
- (22) H.Kitagawa : Proc. ICOTOM, **6**(1981) , 1166.
- (23) W.B. Hutchinson and J.G.Swift : Texture, **1**(1972) , 117.