

# 無方向性電磁鋼板の集合組織に基づく 磁化の異方性

立 野 一 郎\*

## Anisotropy in the Magnetic Induction Derived from the Texture of Non-oriented Electrical Steel Sheets

Ichiro TACHINO

### Synopsis :

A quantitative method for deriving the anisotropy in the magnetic induction from the texture data of electrical steel sheets was developed. Using the data of the three dimensional texture analysis by the vector method, magnetic induction parameter  $B_T$  for any direction in the steel sheet plane was formulated, under the assumptions of (1) each grain is magnetized in one of the easy magnetization directions having a smallest angle from the direction of the applied field, and (2) interaction between neighbouring grains is negligible.

Comparing  $B_T$  calculated from the data of the three dimensional texture analysis by the vector method with observed  $B_{50}/B_S$ , it was confirmed that the two agreed well in three kinds of non-oriented electrical steel sheets. By an observation of magnetic domains by SEM, it was revealed that the assumption for the calculation of  $B_T$  that each grains had no domain walls in themselves was realized in the vicinity of  $B_{50}$ . This was the reason for the agreement of calculated  $B_T$  with observed  $B_{50}/B_S$ .

**Key words :** electrical steel sheet ; magnetic anisotropy ; magnetic induction ; texture ; vector method ; three dimensional texture analysis ; magnetic domain.

## 1. 緒 言

鉄単結晶の磁化特性の結晶方位依存性が明らかにされて<sup>1)</sup>以来、軟磁性材料の特性向上を目的として集合組織の制御が工業的に広く行われている。その代表的な例として、トランス鉄心用の方向性電磁鋼板におけるいわゆる Goss texture が挙げられるが、最近の製造技術の進歩により、磁化容易軸である  $\langle 001 \rangle$  方向が圧延方向 (RD) に平行に極めて尖鋭に集積した集合組織が得られるようになってきている。

一方、発電機、電動機等の回転機鉄心用の無方向性電磁鋼板においては、磁化の方向が板面内で回転するので、あらゆる方向の磁化特性が良好で、しかも均等であることが望まれるため、(100) [0 *vw*] 型の集合組織いわゆるランダムキューブが最も好適であることは既に良く知られている。ところが、市販の無方向性電磁鋼板の集合組織は、若干ゴス系あるいはキューブ系の方位成分が多いもの等もあるが、概してランダムに近いものとなっている。このような無方向性電磁鋼板において、その集合

組織を制御することにより磁化特性を改善する余地は十分にあると考えられるが、集合組織と磁化特性の定量的な関係を把握しておくことは、集合組織制御の効果を評価する上で有用であろうと考え本研究に着手した。

集合組織の三次元解析の手法としては級数展開法<sup>2)3)</sup>とベクトル法<sup>4)</sup>とが実用化されており、前者を用いた多結晶鋼板の磁氣的性質の異方性解析例は既に報告されている<sup>5)~7)</sup>。しかしながら、後者を用いた解析はいまだなされていない。

そこで本研究では、無方向性電磁鋼板の集合組織のベクトル法による三次元解析データに基づき、板面内の任意の方向の磁化特性を定量的に計算し、実測値との比較により、この方法の有効性を検証することを目的とした。

## 2. 磁化特性パラメーターの算出方法

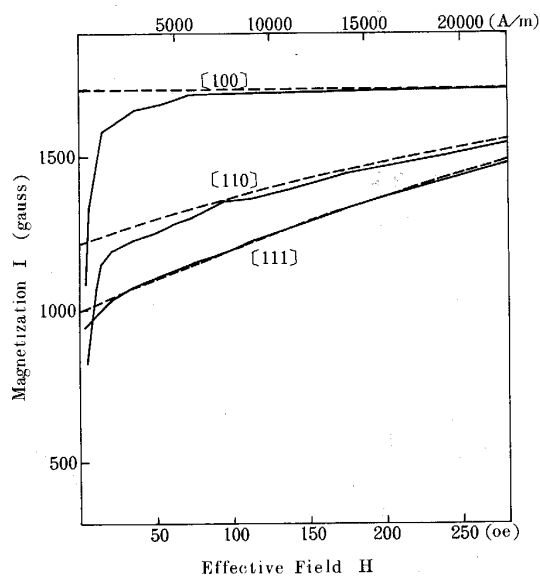
### 2.1 磁化特性パラメーター $B_T$ 算出の前提条件

Fig. 1 に本多・茅<sup>1)</sup>による鉄単結晶の結晶方位別磁化曲線を実線で示す。図中の点線は、飽和磁化状態から外部磁界  $H$  をしだいに小さくしていった場合に、磁化の

平成元年 3 月 29 日受付 (Received Mar. 29, 1989)

\* 新日本製鉄(株)電磁鋼研究センター (現:新日本製鉄(株)研究企画部) (Electrical Steel Research Lab., Now R & D Planning & Coordination Div., Nippon Steel Corp., 5-10-1 Fuchinobe Sagamihara 229)

回転がだんだん小さくなるという現象のみが生起すると仮定したときの計算曲線<sup>8)</sup>である。



Solid lines : Observed<sup>1)</sup> Dotted lines : Calculated<sup>8)</sup>

Fig. 1. Magnetization curves in various directions on (100) plane of iron single crystal.

実測値は消磁状態からの初磁化曲線、計算値は飽和磁化状態からの減磁曲線に相当するため、“磁化の回転”が主な磁化過程となっていると考えられる  $H \geq 5000$  A/m の範囲では、両者は良く一致しているが、 $H \geq 5000$  A/m の範囲では、“磁壁の移動”が主な磁化過程となっているため両者の乖離が大きくなっているものと考えられる。

以上のような鉄単結晶の磁化特性をふまえて、任意の集合組織を有する多結晶体の磁化特性を定量的に導出するに際し、計算を単純化するために以下の二つの前提条件を仮定した。すなわち、

①それぞれの結晶粒において、外部磁界の向きと成す角が最も小さい磁化容易軸に平行に磁化されている。

②隣接しあう結晶粒の間の相互作用は無視できる程度に十分に小さい。

この二つの前提条件のもとで、Fig. 1 に示す計算曲線の  $H \rightarrow 0$  のときの磁束密度に対応する値として、多結晶体の集合組織によって規定される磁化特性パラメーター  $B_T$  を以下に算出する。

Table 1. Crystal orientation  $[uvw]$  parallel to the rolling direction for 36 crystal planes when  $\zeta = 0^\circ$  and the angle  $\lambda$  between  $[uvw]$  and vector HC.

$i$ No.	$(hkl)$	$\phi$	Angular parameter $\omega$	$\zeta$	$[uvw]$ (RD)	$\vec{HC}$	$\lambda$
1	(0 0 1)	0	0	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
2	(0 $\bar{1}$ 7)	0	8.1	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
3	(1 $\bar{1}$ 7)	45	8.1	0	[99 1 14]	[7 7 2]	135
4	(0 $\bar{1}$ 4)	0	14	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
5	(1 $\bar{2}$ 8)	26.6	14	0	[66 1 8]	[8 16 5]	116.5
6	(1 $\bar{1}$ 4)	45	14	0	[33 1 8]	[2 2 1]	135
7	(0 $\bar{1}$ 3)	0	18.4	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
8	(1 $\bar{3}$ 9)	18.4	18.4	0	[57 1 6]	[9 27 10]	108.4
9	(1 $\bar{2}$ 6)	26.6	18.4	0	[38 1 6]	[6 12 5]	116.5
10	(1 $\bar{1}$ 3)	45	18.4	0	[19 1 6]	[3 3 2]	135
11	(0 $\bar{1}$ 2)	0	26.6	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
12	(1 $\bar{3}$ 6)	18.4	26.6	0	[27 1 4]	[3 9 5]	108.3
13	(1 $\bar{2}$ 4)	26.6	26.6	0	[18 1 4]	[4 8 5]	116.4
14	(2 $\bar{3}$ 6)	33.7	26.6	0	[30 2 9]	[12 18 13]	123.8
15	(1 $\bar{1}$ 2)	45	26.6	0	[9 1 4]	[1 1 1]	134.4
16	(0 $\bar{3}$ 5)	0	31	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
17	(1 $\bar{6}$ 10)	9.5	31	0	[46 1 4]	[3 18 11]	99.6
18	(1 $\bar{3}$ 5)	18.4	31	0	[23 1 4]	[1 3 2]	108.7
19	(3 $\bar{6}$ 10)	26.6	31	0	[12 1 3]	[2 4 3]	115.7
20	(2 $\bar{3}$ 5)	33.7	31	0	[23 2 8]	[10 15 13]	124
21	(3 $\bar{3}$ 5)	45	31	0	[8 1 4]	[5 5 6]	135
22	(0 $\bar{3}$ 4)	0	36.9	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
23	(1 $\bar{6}$ 8)	9.5	36.9	0	[30 1 3]	[8 48 37]	99.5
24	(1 $\bar{3}$ 4)	18.4	36.9	0	[15 1 3]	[2 6 5]	108.4
25	(3 $\bar{6}$ 8)	26.6	36.9	0	[10 1 3]	[8 16 15]	116.4
26	(5 $\bar{8}$ 12)	32	33.7	0	[9 1 3]	[60 96 89]	121.2
27	(2 $\bar{3}$ 4)	33.7	36.9	0	[15 2 6]	[8 12 13]	123.4
28	(3 $\bar{3}$ 4)	45	36.9	0	[5 1 3]	[2 2 3]	134.2
29	(0 $\bar{1}$ 1)	0	45	0	[1 0 0]	[1 0 0]	0
30	(1 $\bar{6}$ 6)	9.5	45	0	[42 2 5]	[6 36 37]	99.5
31	(1 $\bar{4}$ 4)	14	45	0	[28 2 5]	[4 16 17]	104.1
32	(1 $\bar{3}$ 3)	18.4	45	0	[30 3 7]	[3 9 10]	108.2
33	(1 $\bar{2}$ 2)	26.6	45	0	[14 2 5]	[2 4 5]	116.6
34	(2 $\bar{3}$ 3)	33.7	45	0	[11 2 5]	[6 9 13]	123.1
35	(4 $\bar{5}$ 5)	38.7	45	0	[5 1 3]	[4 5 8]	130
36	(1 $\bar{1}$ 1)	45	45	0	[7 2 5]	[1 1 2]	134

2.2 ベクトル法による集合組織の三次元解析データ

$B_T$  の算出には、ベクトル法による三次元解析における“Averaged symmetrical type”のデータ、すなわち  $\omega$ ,  $\psi$  で決まる  $i=1\sim 36$  の面について ND 軸回りの回転角  $\zeta$  ( $5^\circ$  から  $5^\circ$  きざみで  $180^\circ$  まで、これを  $j=1\sim 36$  で表す) で区分した、合計  $36 \times 36 = 1296$  個の方位分布確率を示す変数  $D_j^i$  を用いた。ここで  $\sum D_j^i = 1$  である。なお、“Averaged symmetrical type”のデータは、ND 軸回りの  $\pm \zeta$  回転成分が、均等に存在するとみなしたものである故、 $+$   $\zeta$  回転成分の存在確率と、 $- \zeta$  回転成分のそれが同じく  $D_j^i/2$  であるとして計算することになる。

また、 $i=1\sim 36$  に対応する 36 個の代表面の指数として本論文で採用した  $(hkl)$  を Table 1 に示す。このとき、 $\zeta=0^\circ$  とした場合の RD 方向に平行な結晶方位  $[uvw]$  は以下の式によって求められ、その結果を Table 1 に示す。

$$\begin{aligned} u &= \{[1+l-h^2] \cdot \cos \zeta + hk \sin \zeta\} / (1+l) \\ v &= -\{[1+l-k^2] \cdot \sin \zeta + hk \cos \zeta\} / (1+l) \\ w &= -h \cos \zeta + k \sin \zeta \end{aligned} \dots\dots\dots (1)$$

2.3 36 個の代表面における磁化特性パラメーター

外部磁界作用方向の単位ベクトルを HP としたとき、磁化の向きは HP と成す角の最も小さい磁化容易軸の向きになっていると仮定すると、外部磁界の作用方向を示す角度  $\theta$  が変化したときの磁化の変化を求めることは、単位ベクトル HP の  $x, y, z$  成分を算出する問題に帰着する。

Table 1 の 36 個の代表面を一般的に取り扱うため、Fig. 2 のように、平面 ABC への原点 O からの垂線の足を H ( $x_0, y_0, z_0$ ) とし、HC と HP との成す角を  $\theta$  とすると、単位ベクトル HP の  $x, y, z$  成分は次式で表される。

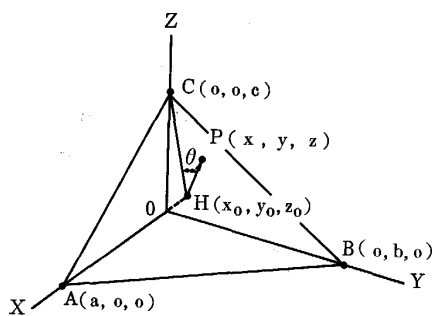


Fig. 2. Applied field unit vector HP on a crystal plane ABC parallel to the sheet plane.

$$\left. \begin{aligned} Bx(\theta) &= x - x_0 \\ By(\theta) &= y - y_0 \\ Bz(\theta) &= z - z_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} x &= a(\alpha b^2 \pm \sqrt{f}) / (a^2 + b^2) \\ y &= b(\alpha a^2 \mp \sqrt{f}) / (a^2 + b^2) \\ z &= (k + \sqrt{c^2 - k} \cos \theta) / c \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $1/k = 1/a^2 + 1/b^2 + 1/c^2 \dots\dots\dots (4)$

$$\alpha = \{(c^2 - k) - \sqrt{c^2 - k} \cos \theta\} / c^2 \dots\dots\dots (5)$$

$$f = \alpha^2 b^4 - (a^2 + b^2) \alpha^2 b^2 + (c^2 - k)(k + \cos^2 \theta) / c^2 - 2k\alpha - 1 \dots\dots (6)$$

$\omega$ ,  $\psi$  で決まる  $i=1\sim 36$  の方位空間のそれぞれの代表面  $(hkl)$  において、面内のある結晶方位ベクトルを基準にして  $\theta$  の方向に外部磁界を作用させたときに、 $x, y, z$  の各磁化容易軸方向に磁化したと仮定した場合の外部磁界方向の磁化成分を前述の方法で求めた結果を Table 2 に示す。表中の  $B_x$  は、 $x$  軸方向に磁化した場合の外部磁界方向の磁化成分の  $B_s$  に対する比を示すものである。

ところで、前述の外部磁界の作用方向  $\theta$  は、Fig. 2 のベクトル HC を基準とした角度であるが、36 個の代表面におけるそれぞれのベクトル HC を Table 1 に示す。ベクトル HC は、 $\zeta=0^\circ$  の場合の RD 方向と必ずしも一致しておらず、この二者の成す角を  $\lambda$  として Table 1 に示した。

かくして、 $i$  番目の代表面における  $\zeta=0^\circ$  の場合の磁化特性パラメーターの面内異方性は次式で表される。

$$B^i(\theta) = \max(|B^i x(\theta)|, |B^i y(\theta)|, |B^i z(\theta)|) \dots\dots\dots (7)$$

$B^i(\theta)$  の一例として  $i=27$  の場合を Fig. 3 に示す。(7) 式での  $\theta$  は、ベクトル HC を基準とした外部磁界の作用方向を示す角度であるが、圧延 (RD) 方向を基準とした角度  $\gamma$  で外部磁界の作用方向を表すと、

$$\gamma = \theta - \lambda \dots\dots\dots (8)$$

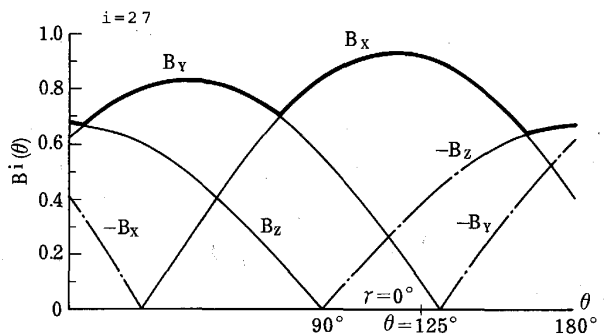


Fig. 3. Angular dependency of magnetization parameter for the 27th plane (Heavy solid line).

Table 2. Magnetization component in the direction of the applied field when magnetized in one of the easy magnetizing directions.

<i>i</i> No.	( <i>h k l</i> )	<i>B<sub>x</sub></i>	<i>B<sub>y</sub></i>	<i>B<sub>z</sub></i>
1	(0 0 1)	1.0000 cos θ	1.0000 sin θ	0
2	(0 1 7)	1.0000 cos θ	0.9899 sin θ	0.1414 sin θ
3	(1 1 7)	-0.6931 cos θ + 0.7071 sin θ	0.6931 cos θ + 0.7071 sin θ	0.1980 cos θ
4	(0 1 4)	1.0000 cos θ	0.9701 sin θ	0.2425 sin θ
5	(1 2 8)	-0.4307 cos θ + 0.8944 sin θ	0.8614 cos θ + 0.4472 sin θ	0.2692 cos θ
6	(1 1 4)	-0.6667 cos θ + 0.7071 sin θ	0.6667 cos θ + 0.7071 sin θ	0.3333 cos θ
7	(0 1 3)	1.0000 cos θ	0.9487 sin θ	0.3162 sin θ
8	(1 3 9)	-0.2983 cos θ + 0.9487 sin θ	0.8950 cos θ + 0.3162 sin θ	0.3315 cos θ
9	(1 2 6)	-0.4191 cos θ + 0.8944 sin θ	0.8381 cos θ + 0.4472 sin θ	0.3492 cos θ
10	(1 1 3)	-0.6396 cos θ + 0.7071 sin θ	0.6396 cos θ + 0.7071 sin θ	0.4264 cos θ
11	(0 1 2)	1.0000 cos θ	0.8944 sin θ	0.4472 sin θ
12	(1 3 6)	-0.2798 cos θ + 0.9487 sin θ	0.8393 cos θ + 0.3162 sin θ	0.4663 cos θ
13	(1 2 4)	-0.3904 cos θ + 0.8944 sin θ	0.7807 cos θ + 0.4472 sin θ	0.4880 cos θ
14	(2 3 6)	-0.4755 cos θ + 0.8321 sin θ	0.7132 cos θ + 0.5547 sin θ	0.5151 cos θ
15	(1 1 2)	-0.5774 cos θ + 0.7071 sin θ	0.5774 cos θ + 0.7071 sin θ	0.5774 cos θ
16	(0 3 5)	1.0000 cos θ	0.8575 sin θ	0.5145 sin θ
17	(1 6 10)	-0.1405 cos θ + 0.9864 sin θ	0.8427 cos θ + 0.1644 sin θ	0.5197 cos θ
18	(1 3 5)	-0.2673 cos θ + 0.9487 sin θ	0.8018 cos θ + 0.3162 sin θ	0.5345 cos θ
19	(3 6 10)	-0.3714 cos θ + 0.8944 sin θ	0.7428 cos θ + 0.4472 sin θ	0.5571 cos θ
20	(2 3 5)	-0.4499 cos θ + 0.8321 sin θ	0.6749 cos θ + 0.5547 sin θ	0.5849 cos θ
21	(3 3 5)	-0.5392 cos θ + 0.7071 sin θ	0.5392 cos θ + 0.7071 sin θ	0.6470 cos θ
22	(0 3 4)	1.0000 cos θ	0.8000 sin θ	0.6000 sin θ
23	(1 6 8)	-0.1309 cos θ + 0.9864 sin θ	0.7852 cos θ + 0.1644 sin θ	0.6053 cos θ
24	(1 3 4)	-0.2481 cos θ + 0.9487 sin θ	0.7442 cos θ + 0.3162 sin θ	0.6202 cos θ
25	(3 6 8)	-0.3427 cos θ + 0.8944 sin θ	0.6854 cos θ + 0.4472 sin θ	0.6425 cos θ
26	(5 8 12)	-0.4167 cos θ + 0.8480 sin θ	0.6667 cos θ + 0.5300 sin θ	0.6180 cos θ
27	(2 3 4)	-0.4120 cos θ + 0.8321 sin θ	0.6180 cos θ + 0.5547 sin θ	0.6695 cos θ
28	(3 3 4)	-0.4851 cos θ + 0.7071 sin θ	0.4851 cos θ + 0.7071 sin θ	0.7276 cos θ
29	(0 1 1)	1.0000 cos θ	0.7071 sin θ	0.7071 sin θ
30	(1 6 6)	-0.1154 cos θ + 0.9864 sin θ	0.6927 cos θ + 0.1644 sin θ	0.7119 cos θ
31	(1 4 4)	-0.1689 cos θ + 0.9701 sin θ	0.6755 cos θ + 0.2425 sin θ	0.7177 cos θ
32	(1 3 3)	-0.2176 cos θ + 0.9487 sin θ	0.6529 cos θ + 0.3162 sin θ	0.7255 cos θ
33	(1 2 2)	-0.2981 cos θ + 0.8944 sin θ	0.5963 cos θ + 0.4472 sin θ	0.7454 cos θ
34	(2 3 3)	-0.3548 cos θ + 0.8321 sin θ	0.5322 cos θ + 0.5547 sin θ	0.7687 cos θ
35	(4 5 5)	-0.3845 cos θ + 0.7809 sin θ	0.4806 cos θ + 0.6247 sin θ	0.7882 cos θ
36	(1 1 1)	-0.4082 cos θ + 0.7071 sin θ	0.4082 cos θ + 0.7071 sin θ	0.8165 cos θ

ここで、λはベクトル HC と RD 方向との成す角である。従って、

$$B^i(\gamma) = B^i(\theta - \lambda) = \max(|B^i_x(\theta - \lambda)|, |B^i_y(\theta - \lambda)|, |B^i_z(\theta - \lambda)|) \dots\dots\dots(9)$$

となる。ここで *k* を外部磁界の作用方向を示す角度  $\gamma = 5^\circ, 10^\circ, \dots, 180^\circ$  に対応して *k* = 1, 2, ..., 36 とすると、*i* 番目の代表面上における  $\zeta = 0^\circ$  の場合の磁化特性パラメーター *B<sup>k</sup>* は(9)式により求めることができる。

2.4 任意の集合組織を有する多結晶体の磁化特性パラメーター

任意の集合組織が方位分布マトリックス *D<sub>j</sub><sup>i</sup>* で与えられ、一方 *i* = 1~36 の各面について圧延 (RD) 方向を基準として  $\gamma$  の方向に外部磁界を作用させたときの磁化特性パラメーターは *B<sub>k</sub><sup>i</sup>* で表される。これらを用いると、任意の集合組織を有する多結晶体の磁化特性パラメーターの面内異方性は *B<sub>T</sub>( $\gamma$ )* として次式で表現できる。ただし、 $\gamma$  は  $5^\circ$  きざみとする。

$$B_T(\gamma) = \sum_{i=1}^{36} B^i(\gamma) = \sum_{i=1}^{36} \sum_{j=1}^{36} (D_j^i/2) \cdot (B_k^i + B_l^i) \dots\dots\dots(10)$$

$$k = (j + \gamma/5) \text{ mod } 36$$

$$l = (-j + \gamma/5) \text{ mod } 36$$

であり、*k* は + $\zeta$  回転成分に *l* は - $\zeta$  回転成分にそれぞれ対応するものである。

以上により、任意の集合組織を有する多結晶体の磁化特性パラメーター *B<sub>T</sub>( $\gamma$ )* が、その集合組織の三次元解析データから導出された。この磁化特性パラメーター *B<sub>T</sub>( $\gamma$ )* を用いることにより、圧延 (RD) 方向、圧延直角 (TD) 方向のみならず、板面内の任意の方向の磁化特性及びその全周平均値の推算が可能となる。

3. 無方向性電磁鋼板への適用結果

3.1 供試材とその集合組織

解析に供した試料は、実生産ラインで再結晶焼鈍を施した商用の無方向性電磁鋼板、S10, S18, S50 (旧 JIS 記号) の 3 種類 (板厚 0.5 mm) から採取した。供試材の平均結晶粒径は、S10; 150  $\mu\text{m}$ , S18; 40  $\mu\text{m}$ , S50; 15  $\mu\text{m}$  であった。

供試材の板厚中心部約 70  $\mu\text{m}$  厚の試料を作成しその集合組織を解析した。{200} 極点図を Fig. 4 に示す。また、ベクトル法による三次元解析の結果を Fig. 5 に

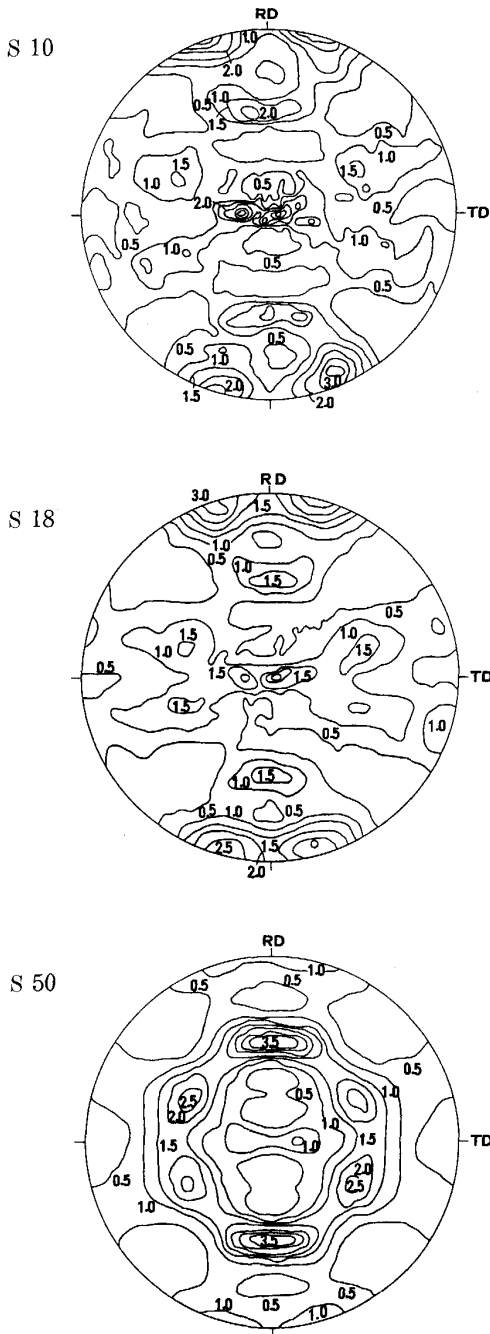


Fig. 4. (200) pole figures of non-oriented electrical steels (Midplane).

示す。ただし、Fig. 5 では簡単のため反転極点図上の周辺部にある方位群についてのみ示した。

3・2 磁化特性パラメーター  $B_T$  の計算結果

前述の3種類の供試材について、(10)式により求めた磁化特性パラメーター  $B_T$  を Fig. 6 に示す。圧延方向 (RD) を基準として  $\gamma=0^\circ$  から  $5^\circ$  おきに  $90^\circ$  まで計算した値を実線で示した。

3・3 磁化特性実測値との比較

S10 の製品板から、RD ( $0^\circ$ ) 方向から TD ( $90^\circ$ ) 方

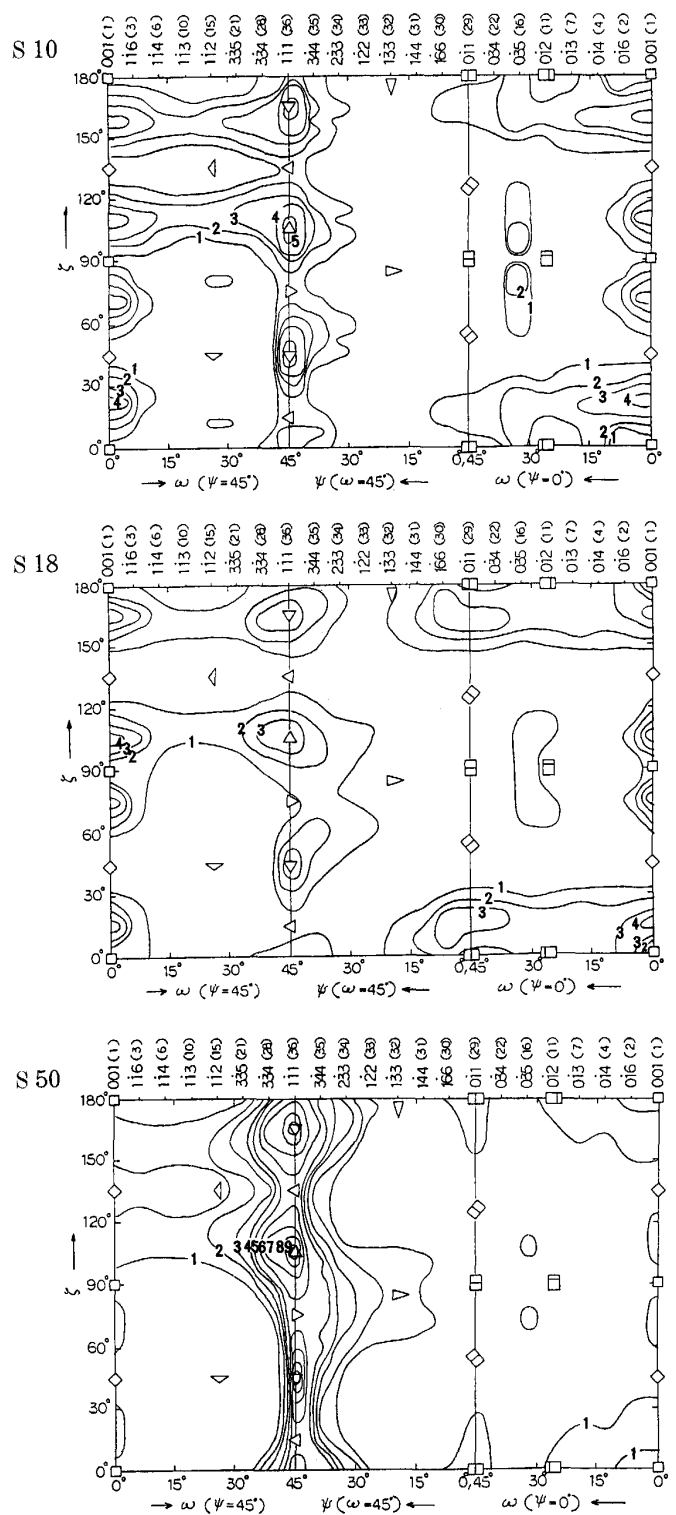
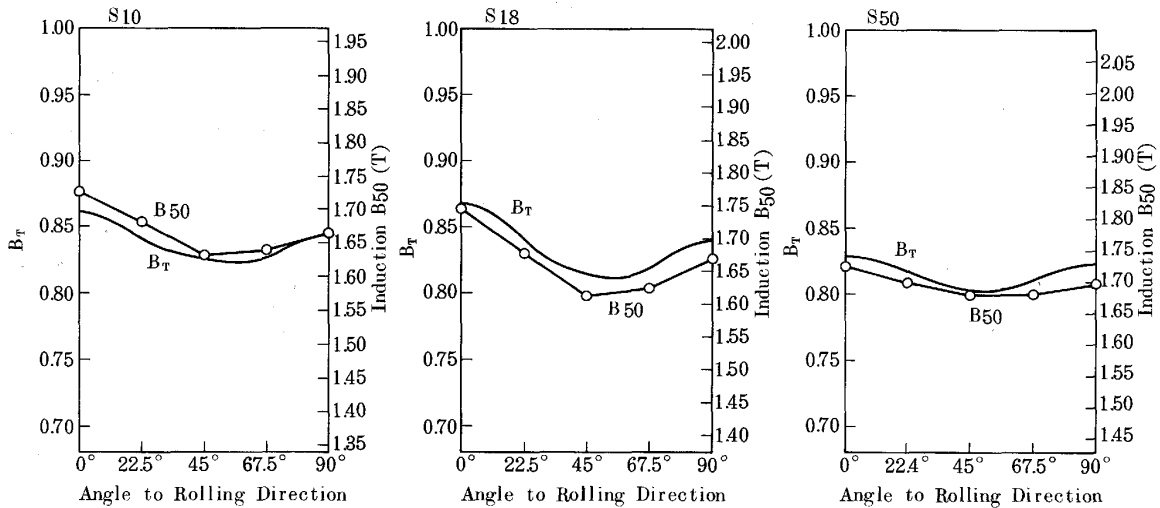


Fig. 5. Three dimensional texture data by the vector method.

向まで  $22.5^\circ$  おきにエプスタイン試料を採取し、直流で測定した角度別磁化特性を Fig. 7 に示すが、 $H=500$  A/m における磁束密度  $B_5$  から、 $H=10000$  A/m における磁束密度  $B_{100}$  までの角度依存性は相互に良く似たものとなっており、ほぼ同一のプロファイルを示している。



$B_T$ : Texture dependent magnetization parameter

Fig. 6. Calculated  $B_T$  and observed  $B_{50}$  for tested steels.

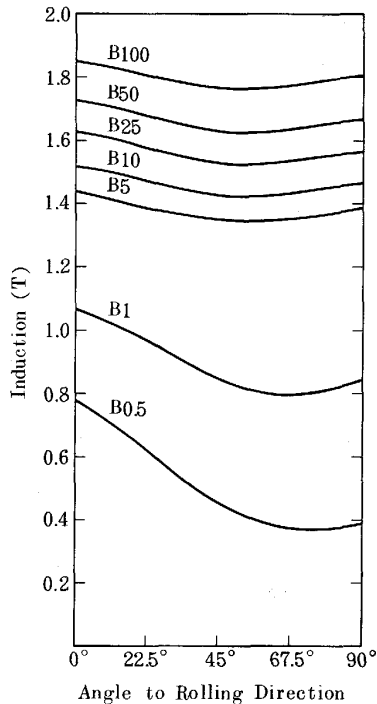


Fig. 7. Observed anisotropy in magnetic induction of S10.

さて、本法による計算値を磁化特性実測値と比較するに際し、 $B_S$ によってノーマライズするため、3種類の供試材について、VSM (Vibrating Sample Magnetometer) により  $B_S$  を測定した。その結果を Table 4 に示す。Fig. 6 にそれぞれの  $B_S$  でノーマライズした  $B_{50}$  をプロットしたが、 $B_T$  の計算値と実測の  $B_{50}/B_S$  とはかなり良く一致していることがわかった。Fig. 8 に、 $0^\circ$ 、 $22.5^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $67.5^\circ$ 、 $90^\circ$  における  $B_T$  と  $B_{50}$  の相関を

Table 3. Saturation magnetization of tested steels.

	$B_S$ (Observed)	$a$	$a/B_S$
S10	1.967	1.988	1.011
S18	2.019	1.991	0.986
S50	2.099	2.072	0.987

$B_S$  (Observed): Measured at 10 koe by VSM  
 $a$ : Regression coefficient in  $(B_{50})=a \times (B_T)$

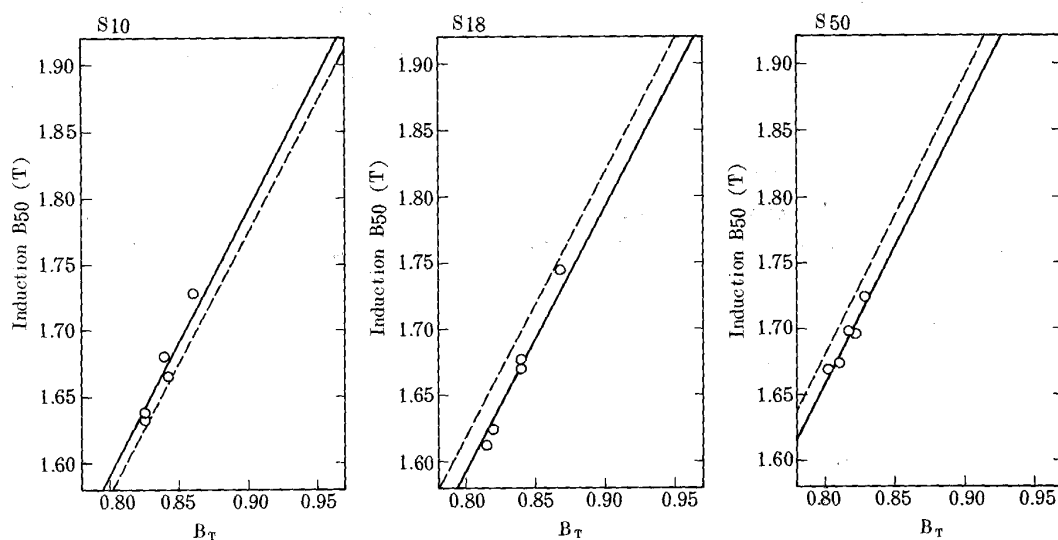
示したが、回帰式  $Y=aX$  における比例係数  $a$  を最小二乗法で求めた値を Table 3 に示す。この比例係数  $a$  は  $B_S$  の値と一致すべきものであるが、 $\pm 1.5\%$  の誤差範囲で良く一致している。

以上から、本法による磁化特性パラメーター  $B_T$  は、実測の  $B_{50}/B_S$  にかなり良く一致するものであり、多結晶体の集合組織を制御した場合の磁化特性の変化を解析する手段として利用できることが判明した。

#### 4. 考 察

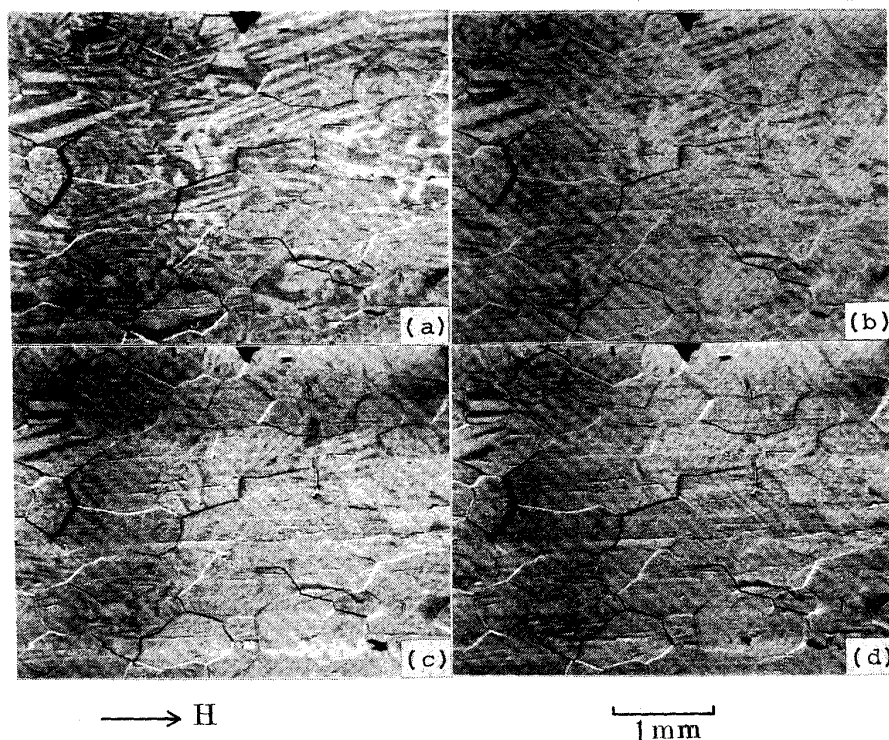
前節で鋼板の集合組織から計算した磁化特性パラメーター  $B_T$  は、実測の  $B_{50}/B_S$  と良く一致していることを示したが、その理由について検討する。

まず、磁化特性パラメーター  $B_T$  を計算するに際し、各結晶粒において、外部磁界の向きと成す角が最も小さい磁化容易軸に平行に磁化されていることを前提としたが、実際の鋼板ではどのようなになっているのか確認する必要がある。そこで S10 の素材を用いて、磁区の観察を試みた。通常の S10 では平均結晶粒径は約  $150 \mu\text{m}$  であるが、特に高温で最終焼鈍を施すことにより平均結晶粒径を約  $500 \mu\text{m}$  前後にまで大きくした試料を作成し



Solid lines : By the method of least squares Dotted lines : Correspond to  $B_S$  measured by VSM  
 $B_T$  : Texture dependent magnetization parameter

Fig. 8. Correlations between  $B_T$  and  $B_{50}$ .



(a) Demagnetized, (b), (c) and (d) under DC magnetizing forces, roughly estimated values 1000 A/m, 2500 A/m and 5000 A/m respectively.

Photo. 1. Magnetic domains observed on the surface of S10 by SEM.

た。試料の板厚は 0.35 mm であり、板厚方向には一つないし一部で二つの結晶粒が存在していた。Photo. 1 に SEM により鋼板表面から観察した磁区の外部磁界による変化を示した。消磁状態ではどの結晶粒にも複数の磁区が存在しているが、外部磁界の増大とともに磁壁の移動による各結晶粒内の単磁区化（磁壁の消失）に至る変化が明らかに読み取れる。ただし、磁化力が 5000 A/m の状態で 100% の結晶粒が単磁区になってはおら

ず、一部分の結晶粒内には依然として磁区が存在が認められる。しかしながら、磁化力が 5000 A/m の状態においては、前述の前提条件はほぼ満足されていることが判明した。以上により、磁化特性パラメーター  $B_T$  と  $B_{50}/B_S$  とがかなり良く一致することが理解できた。

また、隣り合う結晶粒の間の相互作用が無視できる程度に小さいということも計算の前提としたが、これについての評価はできていない。しかし、この相互作用を無

視した分だけ磁化特性パラメーター  $B_T$  は過大評価になっているものと考えられる。また一方で、回転による磁化の増分を計算では取り込んでいないので、その分は明らかに過小評価になっている。

このような過大評価と過小評価とがほぼ相殺した結果、磁化特性パラメーター  $B_T$  と  $B_{50}/B_S$  とがかなり良く一致することになったものと考えられるが、3種類の電磁鋼板においては、S10 では  $B_T \geq B_{50}/B_S$ 、S18 と S50 では  $B_T < B_{50}/B_S$  となっており、過大評価分と過小評価分のバランスが鋼板の種類によって異なっていることがうかがえる。

ただし、本論文では鋼板の板厚方向で集合組織が一定として取り扱っている点にも注意する必要がある。S10 のように結晶粒径が大きい場合には、中心層と表面近傍とでほとんど集合組織に差異は認められないが、S18 や S50 のように結晶粒径が小さい場合には、通常、両者に若干の差異が認められる。従って、更に詳細な議論を進めるためには、鋼板の全層の集合組織解析データに基づき検討が必要と考えられる。

## 5. 結 論

無方向性電磁鋼板の磁化特性の面内異方性を、その集合組織から推算する手法として、ベクトル法による三次元解析データを用いる方法を検討し、商用の3種類の無方向性電磁鋼板にて本法による計算値と実測値との比較

を行い、以下の知見を得た。

(1)式(10)で与えられる磁化特性パラメーター  $B_T$  は、実測の  $B_{50}/B_S$  と  $\pm 1.5\%$  の精度で良く一致する。

(2)外部磁界による結晶粒内の磁区構造の変化を観察した結果、 $H = 5000 \text{ A/m}$  ではほぼ単磁区構造になっており、磁化特性パラメーター  $B_T$  算出の際に前提とした条件がこの磁化力にてほぼ満足されていることが、(1)の一致をみた理由と考えられる。

終わりに当たり、X線解析にご協力をいただきました清水亮氏、有益なご助言をいただきました中村吉男氏に感謝致します。また、本論文をまとめるにあたり激励を賜りました長嶋晋一工学博士に厚く御礼申し上げます。

## 文 献

- 1) K. HONDA and S. KAYA: Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ., **15** (1926), p. 721
- 2) R. J. ROE: J. Appl. Phys., **36** (1965), p. 2024
- 3) H. J. BUNGE: Phys. Status Solidi., **26** (1968), p. 167
- 4) D. RUER, A. VADON and R. BARO: Texture of Crystalline Solids, **3** (1979), p. 245
- 5) W. B. HUTCHINSON and J. G. SWIFT: Texture, **1** (1972), p. 117
- 6) P. R. MORRIS and J. W. FLOWERS: Texture of Crystalline Solids, **4** (1981), p. 129
- 7) 北川 孟, 田村 清: 日本金属学会誌, **47** (1983), p. 781
- 8) 近角聡信: 強磁性体の物理 (第5版) (1966), p. 98 [裳華房]