

第2章 ベクトル磁気特性の瞬時モデル

第2.1節 緒言

従来の単板試験装置やエプスタイン法による磁性材料の磁気測定法は、交番磁束条件下において磁界強度と磁束密度が平行であることを前提とするスカラー測定法であった。しかしながら、異方性磁性材料の場合、磁化容易軸方向から印加磁界方向が傾くと、材料中で磁束密度と磁界強度の各ベクトルの方向が異なり、両者のベクトル間に空間的位相差が生じる。また、回転磁束条件下においても回転ヒステリシスのため両者のベクトル間に空間的位相差を生じる。従来の測定法は前で述べたようにスカラー測定のためその状態を測定できず不十分である。さらに、磁束密度と磁界強度のベクトル間に生じる空間的位相差は一定ではなく、磁束密度ベクトルの向く方向によっても変化するため、磁性材料の非線形性が磁束密度の大きさのみならず空間的位相角度に対しても存在する。そのため、従来の測定法に基づく磁気特性の表現方法では正しく評価されているとは言えず、磁界解析のための入力特性値として用いることは当然出来ないであろう。そこで、磁束密度と磁界強度をベクトル量として測定できるベクトル磁気測定法が提案され、磁性材料内の詳細な磁場の振る舞いが明らかになってきた。

一方、有限要素法で電気機器内の現象を詳細に解明するためには、磁気特性をベクトル量として捕らえた表現方法が必要になる。言い換えれば、ベクトル場の解析はベクトルデータを用いて行われなければならない。しかしながらベクトル磁気測定法により得られる磁気特性は、従来の磁気特性を用いたスカラー的有限要素磁界解析法には直接適応することが出来ない。またベクトル磁気特性をそのまま磁界解析に用いると多大な入力データのためメモリ使用量が増大してしまう。ベクトル磁気特性を導入した有限要素磁界解析を行うためには、それに適応する磁気特性表現法が必要となる。

そこで本章では、まずベクトル磁気特性の測定法について簡単な説明を行い、本研究を進めるにあたり重要であるベクトル磁気特性の特徴を挙げる。そして磁場の挙動を正確に表現するために、磁束密度と磁界強度の空間的位相差と圧延方向からの角度変化に対する透磁率の違いを瞬時ごとに現すモデルを定義す

る。そのため直流磁界下での初磁化曲線に適用でき、交流磁界下での回転磁界にも適用できる。このモデリングを導入した有限要素磁界解析を行い、従来法では表現できなかった磁場の振舞いや B と H の関係を明らかにする。

第 2 . 2 節 ベクトル磁気特性測定装置の概要

Fig. 2.2.1 にベクトル磁気測定装置の構造を示す。図に示されるように、 x 方向と y 方向に励磁用継鉄を対極して配置し、試料内に磁束を集中させるため励磁用継鉄の先端を図のように 45 度に加工している⁽¹⁷⁾。また、試料内の磁束を均一にするために試料と励磁継鉄の間に 0.1mm のシートを挟んでエアーギャップを作っている⁽¹⁷⁾。励磁コイルは対極して配置した励磁継鉄にそれぞれに施している。励磁コイルは 0.8mm ϕ のホルマール線をアクリルの巻き枠に 160×2 ターン巻いたものを各対直列に接続している。Hコイルは $1 \times 18 \times 18\text{mm}^3$ のベークライトに 0.04mm ϕ の銅線を H_y コイルの上に重ねて H_x コイルを直交するように巻いており、Hコイルの校正エリアターンは、 x 、 y それぞれ $130.6 \pm 0.1\text{cm}^2 \cdot \text{Turn}$ 及び $108.8 \pm 0.1\text{cm}^2 \cdot \text{Turn}$ であった。これらのHコイルは試料近傍に配置され、試料を装

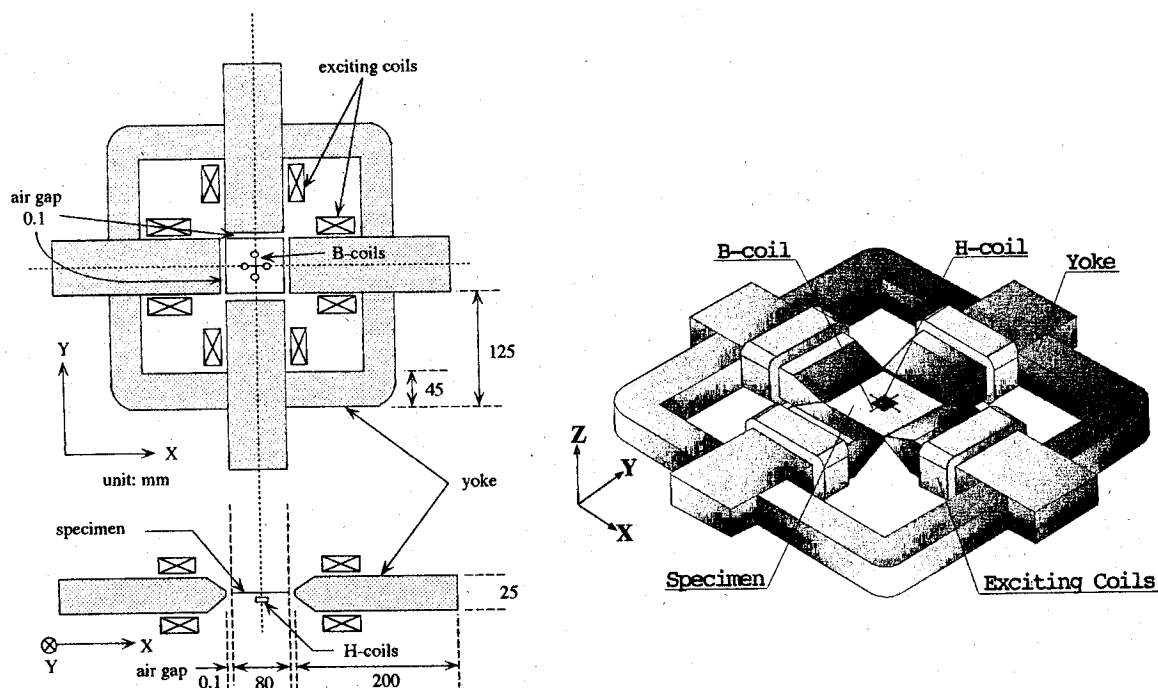


Fig. 2.2.1 Structure of vector magnetic measuring apparatus.

着するステージ中央の溝にスポンジを敷いて詰め込んでいる。Bコイルは試料中央部 25 mm の領域に 0.8 mm ϕ の穴をあけ、0.1 mm ϕ のホルマール線を各方向 3 ターン直交するように巻いている。BコイルとHコイルの接触を防ぐため、Hコイル中心と試料表面との間の距離を厚さ 0.5 mm のスペーサを入れ、1.6 mm に保っている。

Fig. 2.2.2 に測定システムの構成を示す。Fig. 2.2.2 のようにベクトル磁気測定はマイクロコンピュータと各測定機器を組み合わせ、波形制御、波形処理、B、H 及び鉄損の計算まで全てソフトプログラミングで行っている。

一般に磁気特性測定は正弦波磁束条件下を課して行われる。つまり、出力である磁束密度が正弦波になるように磁束成分のフィードバックにより印加磁界を波形制御して行われる。これにより、BとHのベクトル関係が一意的に定まることになる。測定方法は、まず任意の回転磁束もしくは交番磁束を発生させるパラメータ（磁束密度、傾き角、周波数、材料名等）を入力する。Bコイルの出力電圧から、試料内を任意の磁束条件になるまで制御する。その後、BとHを測定し、鉄損等を計算する。磁束密度波形制御段階では、Nicolet420を使用し、BとHの測定段階ではTDS744Aを用いる。Hコイルの出力は非常に小さいので、ノイズ低減のため16周期の仮想平均法による同期加算処理を施している。試料寸法はどちらも 80 mm \times 80 mm の正方形で、中心から十字方向の 12.5 mm 個所に直径 0.8 mm のBコイル用の穴を四つ空けた。励磁周波数は 50 [Hz] の商用周波数を使用し、一周を 500 分割して波形近似している。

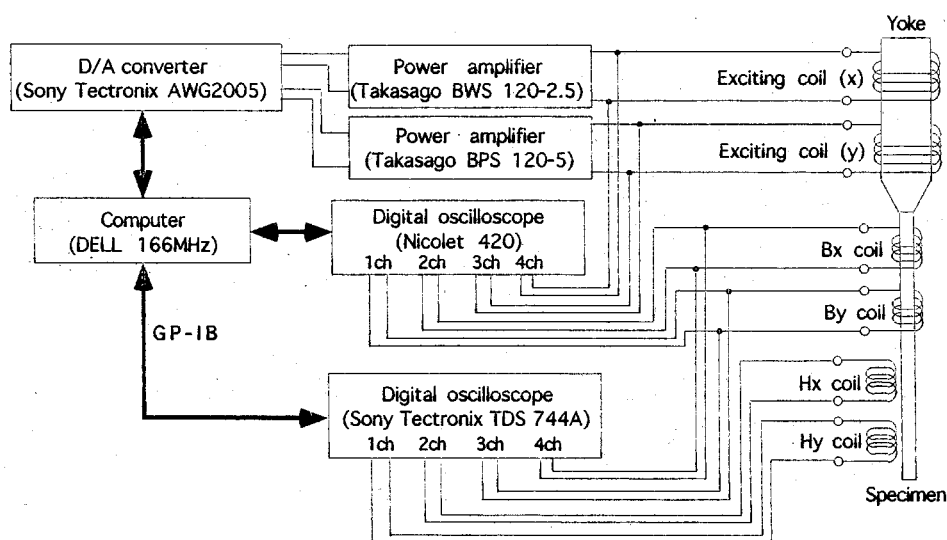
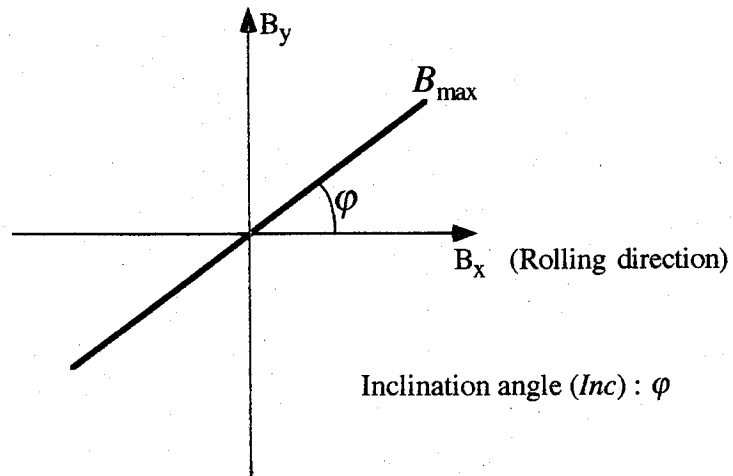


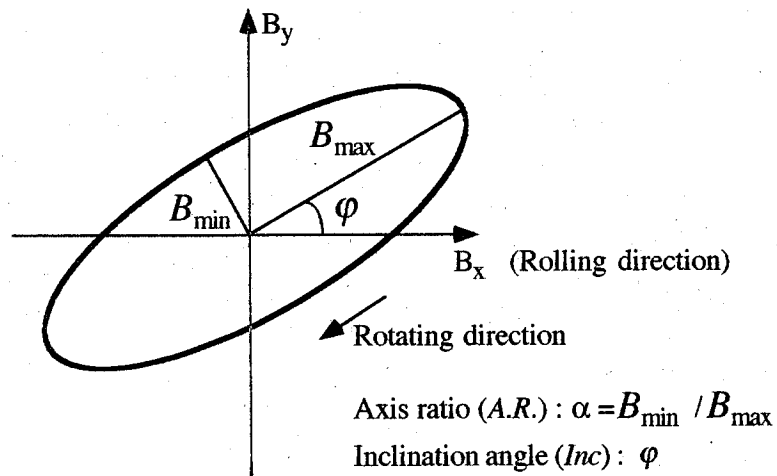
Fig. 2.2.2 Measurement system.

測定に使用した材料は新日本製鐵製、無方向性けい素鋼板（H30:0.5 mm厚）、方向性けい素鋼板（23ZDKH90:0.23 mm厚）である。

また、Fig. 2.2.3 に示すように交番磁束、回転磁束を定義する。交番磁束においては最大磁束密度 B_{max} と容易軸からの傾き角 ϕ によって、回転磁束においては軸比 α （短軸/長軸）と最大磁束密度 B_{max} そして長軸の容易軸からの傾き角 ϕ によって表される。



(a) Alternating flux condition



(b) Rotating flux condition

Fig. 2. 2. 3 Representation of alternating and rotating flux.

第 2 . 3 節 ベクトル磁気特性について

ここでは Fig.2.2.3 に示す交番及び回転磁束条件の定義に従いベクトル磁気測定により得られたベクトル磁気特性について述べる。まず交番磁束条件下でのベクトル磁気特性は、 B ベクトルの軌跡、 H ベクトル軌跡、 x 成分のヒステリシス特性及び y 成分のヒステリシス特性を順に示した。また回転磁束条件下でのベクトル磁気特性は、 B ベクトルの軌跡、 H ベクトル軌跡、 x 成分のヒステリシス、 y 成分のヒステリシス及び B と H の空間的位相差波形を順に示した。 B と H の空間的位相差は Fig.2.2.3 に示すように回転磁束の回転方向を時計周りとした時、 B ベクトルよりも H ベクトルが進み位相角の場合が正となるように定義している。

まず方向性けい素鋼板のベクトル磁気測定した結果について述べる。方向性けい素鋼板は Fig.2.3.1 に示すように磁化容易方向である $\langle 100 \rangle$ の方位を圧延方向に出来るだけ揃えたもので、圧延方向の磁性は良いがその他の方向、例えば圧延と直角な方向や厚み方向は非常に悪い。測定に用いた試料は圧延方向である x 軸が $\langle 100 \rangle$ の方位を、 y 軸が $\langle 110 \rangle$ の方位であり、 x 軸から約 60° 方向に $\langle 111 \rangle$ の方位を持つため、高磁束領域即ち磁束飽和領域においては約 60°

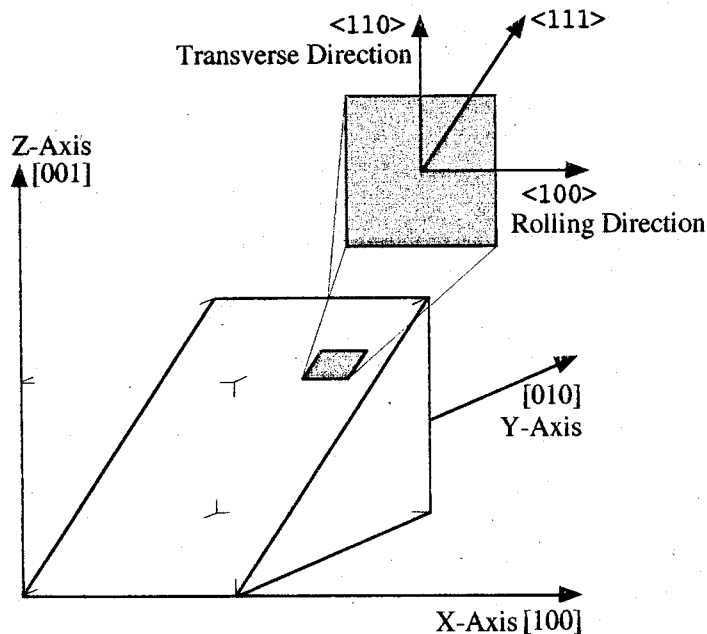


Fig. 2. 3. 1 Structure for a crystal.

方向に困難軸を生じる。Fig. 2.3.2 に交番磁束条件下の傾き ϕ を一定とし B_{\max} の大きさを变化させた場合の B と H の測定結果を示す。異方性が強いこのけい素鋼板は、1.0 [T] 程までは H ベクトル軌跡が約 90° 方向のみを向いている。しかしながら 1.2 [T] になると磁束飽和領域であるので約 60° 方向に困難軸を生

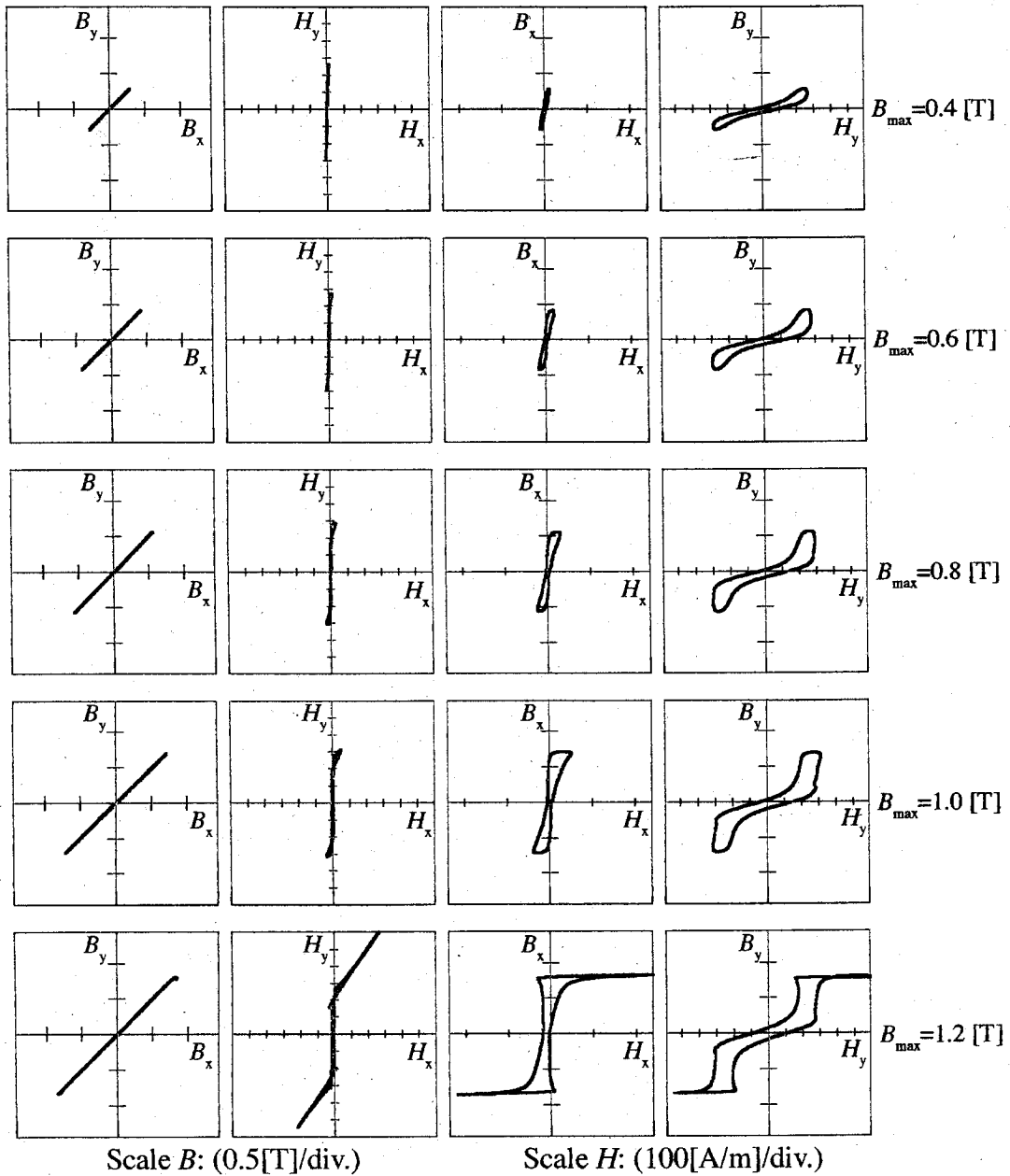


Fig. 2.3.2 Vector magnetic properties in changes of B_{\max} .
(Sample: Grain-oriented steel sheet [23ZDKH90], $\phi = 45^\circ$)

じ、 H ベクトルが約 60° 方向に向いている。Fig. 2.3.3 に交番磁束条件下の B_{\max} の大きさを一定とし傾き φ を変化させた場合の B と H の測定結果を示す。 90° 方向を軸に傾き φ が 30° と 150° 、 60° と 120° は対称であり、 B と H のベクトル軌跡も 90° 方向を軸に対称となっている。Fig. 2.3.4 に回転磁束条件下の傾

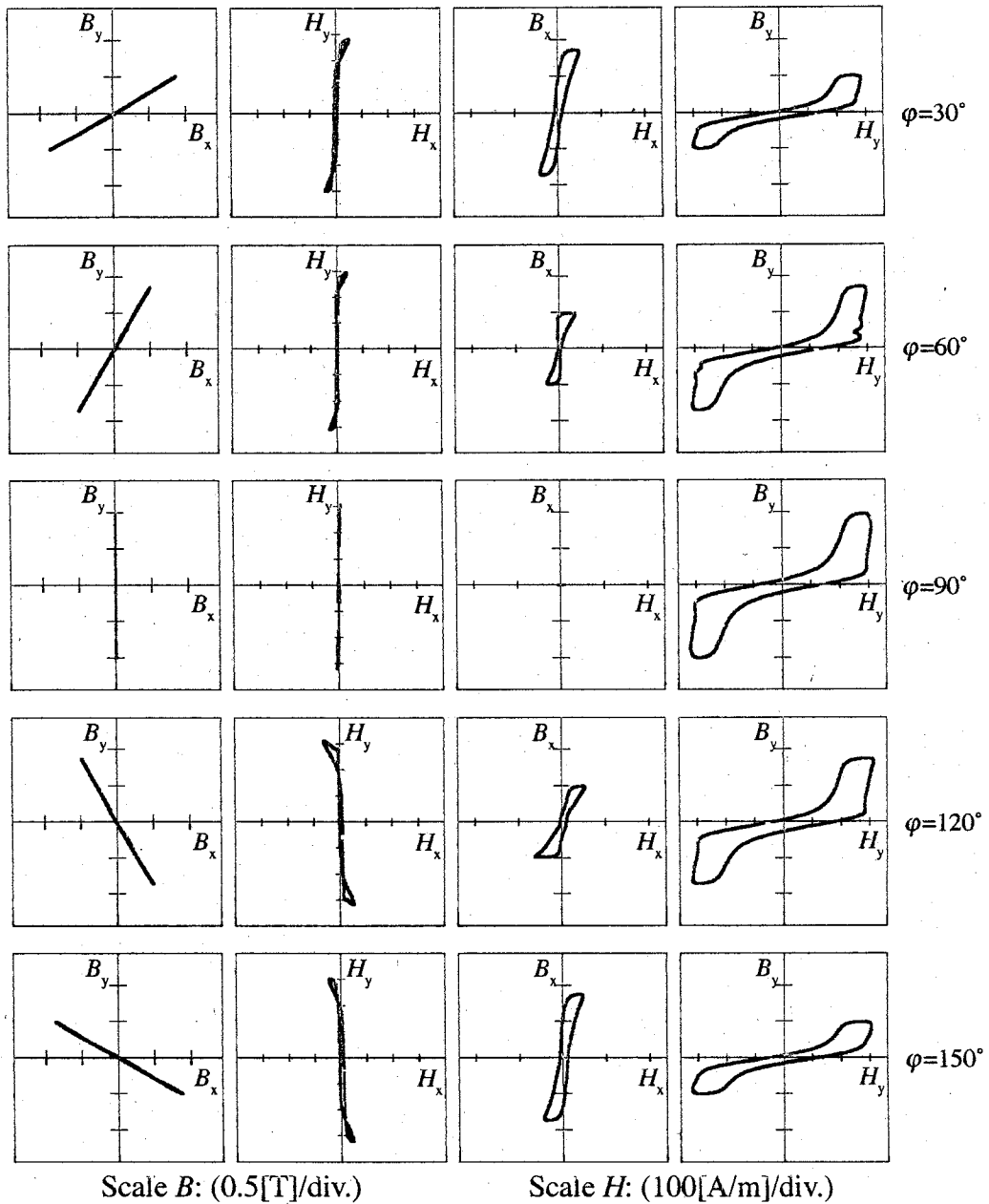


Fig. 2.3.3 Vector magnetic properties in changes of inclination angle φ .
(Sample: Grain-oriented steel sheet [23ZDKH90], B_{\max} : 1.0 [T])

き ϕ 、軸比を一定とし B_{\max} の大きさを変化させた場合の B と H の測定結果を示す。交番磁束条件の時とほぼ同じで、1.0 [T] 程までは H ベクトル軌跡が約 90° 方向のみを向いているが、磁束飽和領域である 1.2 [T] になると約 60° 方向に困難軸を生じ、 H ベクトルが約 60° 方向に向く。空間的位相差波形から分かるように H は B に対して進みと遅れを持ち、 B_{\max} の大きさが変化してもほとんど波形の形は変化しない。ただし磁束飽和領域では空間的位相差波形に歪みが現れる。Fig. 2.3.5 に回転磁束条件下の B_{\max} の大きさ、軸比を一定とし傾き ϕ を変化さ

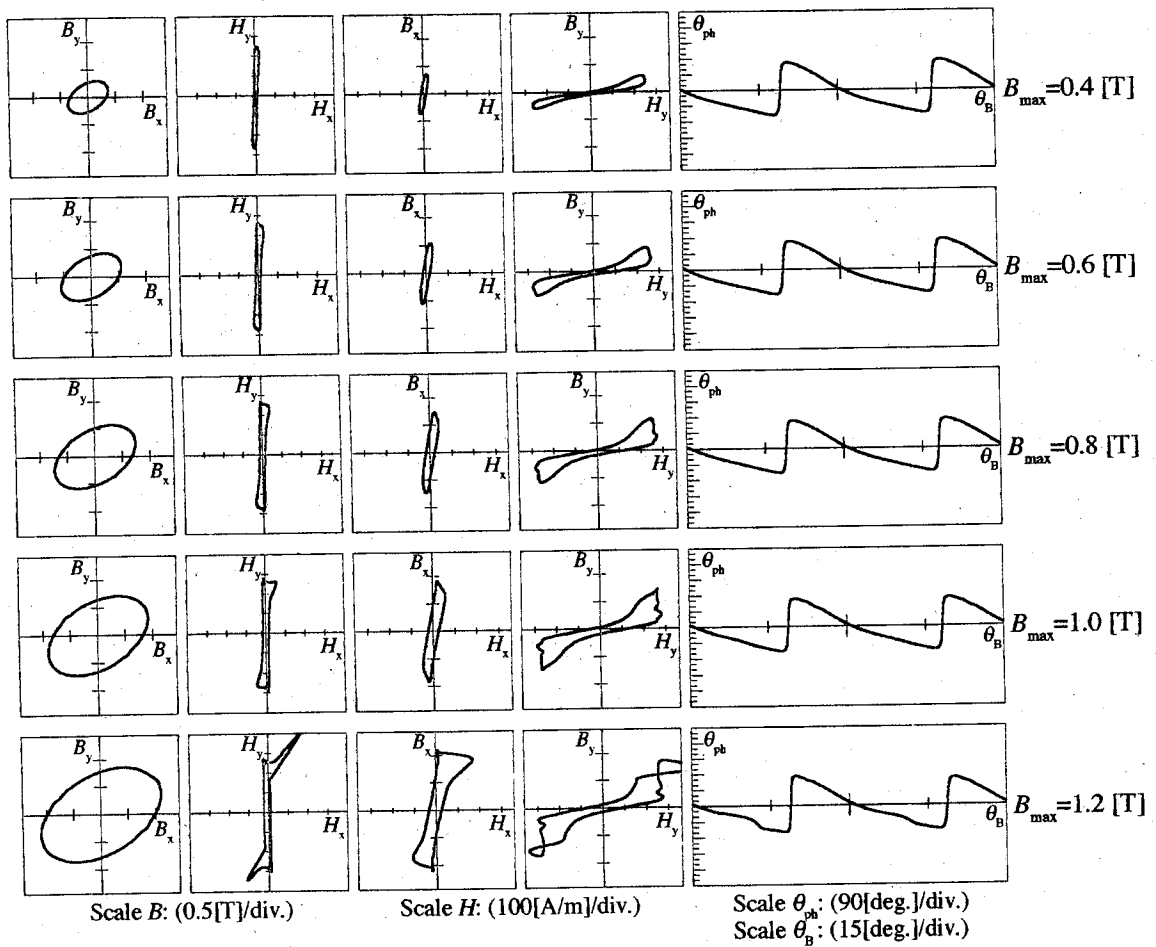


Fig. 2.3.4 Vector magnetic properties in changes of B_{\max} .
(Sample: Grain-oriented steel sheet [23ZDKH90], ϕ : 30° , α : 0.6)

せた場合の B と H の測定結果を示す。交番磁束条件の場合と違い 90° 方向を軸に傾き φ が 30° と 150° 、 60° と 120° は対称であっても、 B と H のベクトル軌跡は 90° 方向を軸に対称とならない。Fig. 2.3.6 に回転磁束条件下の B_{\max} の大きさ、傾き φ を一定とし軸比を変化させた場合の B と H の測定結果を示す。楕円磁束が真円磁束に近付くにつれ、 H のベクトル軌跡も少しずつ大きくなっている。また空間的位相差波形の形状が大きく変化している。

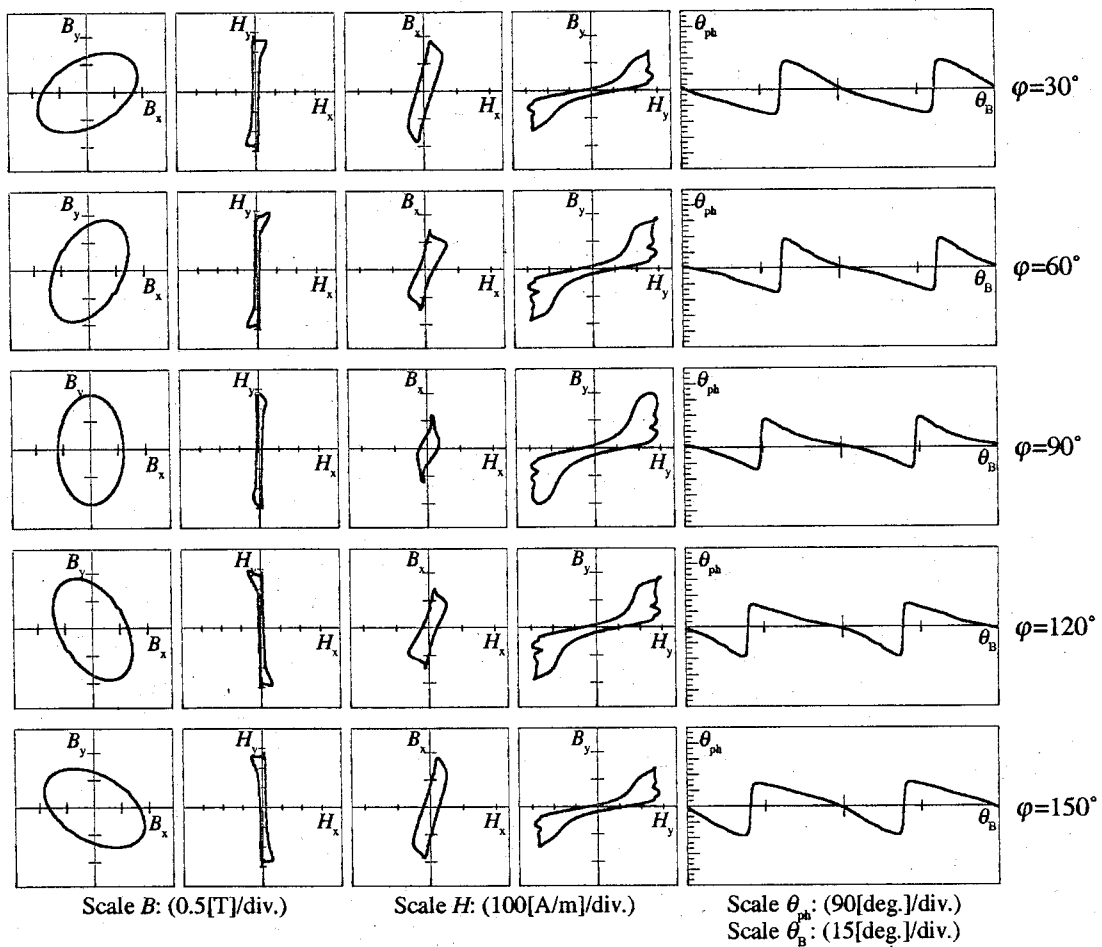


Fig. 2.3.5 Vector magnetic properties in changes of inclination angle φ .
 (Sample: Grain-oriented steel sheet [23ZDKH90], B_{\max} : 1.0 [T], α : 0.6)

次に無方向性けい素鋼板のベクトル磁気測定した結果について Fig. 2.3.7 ~ Fig. 2.3.11 に示す。無方向性けい素鋼板は各結晶の磁化容易軸を出来るだけランダムに配置したものである。そのため圧延方向に若干磁化され易いが、特定方向に偏った磁気特性は持たないものであり、これは低磁束密度領域において見られるが、高磁束密度領域においては約 60° 方向に磁化され難くなっている。交番磁束条件下では方向性の場合と違い、 H ベクトル軌跡の傾き角は B ベクトル

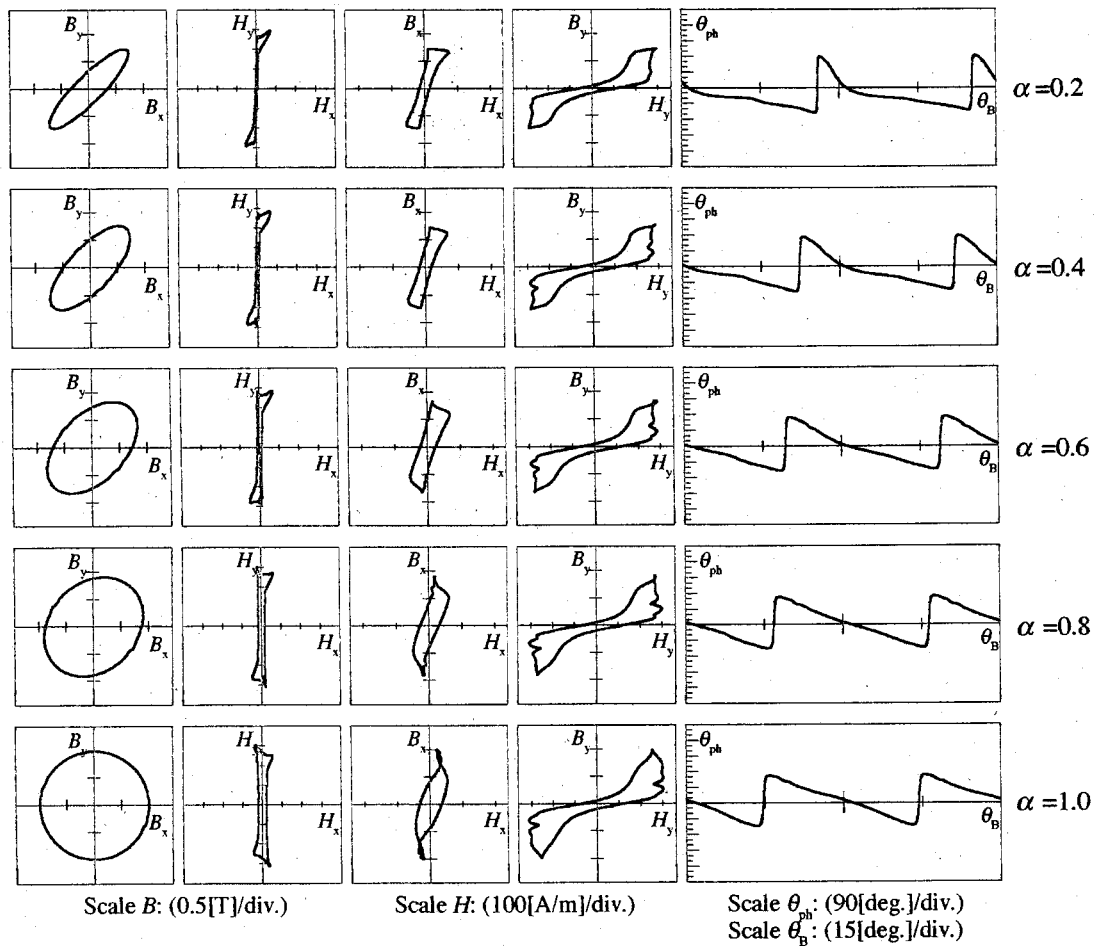


Fig. 2.3.6 Vector magnetic properties in changes of axis ratio.
 (Sample: Grain-oriented steel sheet [23ZDKH90], B_{\max} : 1.0 [T], φ : 45°)

ルの軌跡の傾き角とほとんど同じである。回転磁束条件下では、空間的位相差は常に H は B よりも進んだ状態にあり、最大磁束密度 B_{\max} が1.4[T]の真円回転磁束においては空間的位相差がほとんどなくなっている。

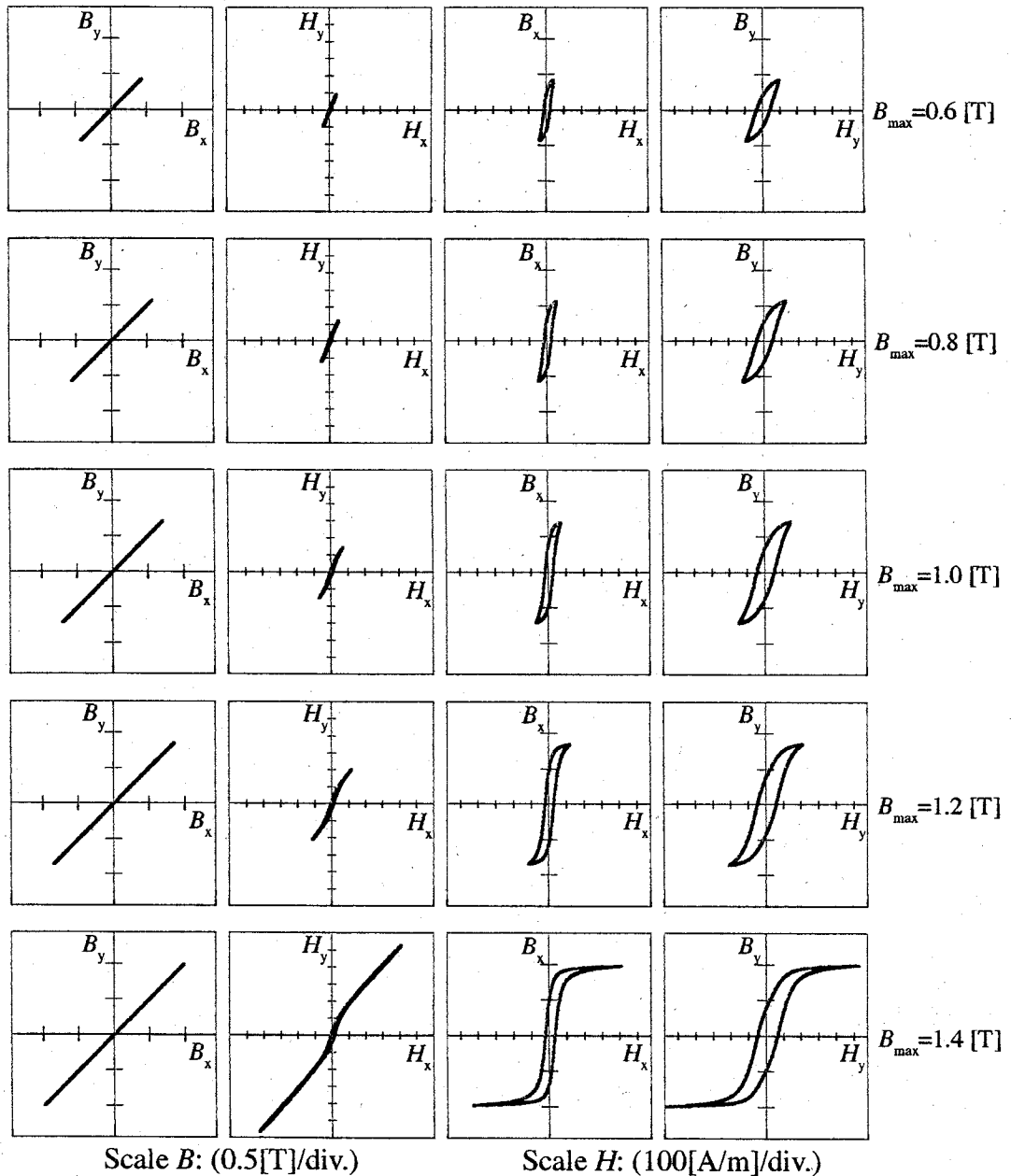


Fig. 2. 3. 7 Vector magnetic properties in changes of B_{\max} .
(Sample: Non-oriented steel sheet [H30], ϕ : 45°)

ベクトル磁気特性の重要な特徴を以下にまとめる。

- (1) B の大きさにおける非線形性のみならず、 B の傾き角においても非線形性を持つ。
- (2) 磁束飽和領域においては約 60° 方向に困難軸が発生する。

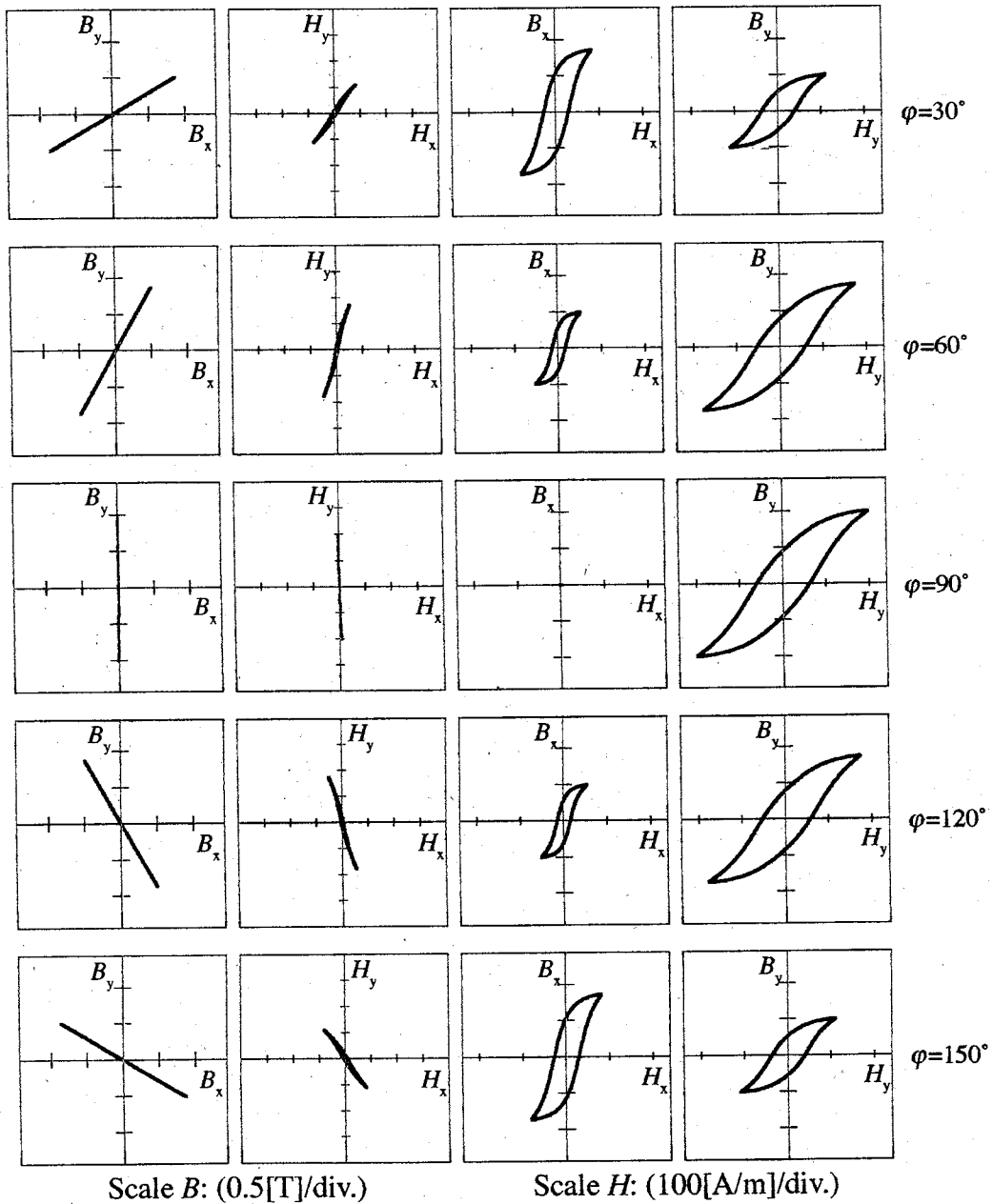


Fig. 2. 3. 8 Vector magnetic properties in changes of inclination angle ϕ .
(Sample: Non-oriented steel sheet [H30], B_{\max} : 1.0 [T])

(3) 回転磁束条件下での磁気特性は 90° 方向を軸に非対称となる。

(4) 磁束条件の違いにより B と H の空間的位相差は大きく変化する。

ベクトル磁気特性のモデリングをする際には、以上の特徴を出来る限り考慮したモデルを定義する必要がある。

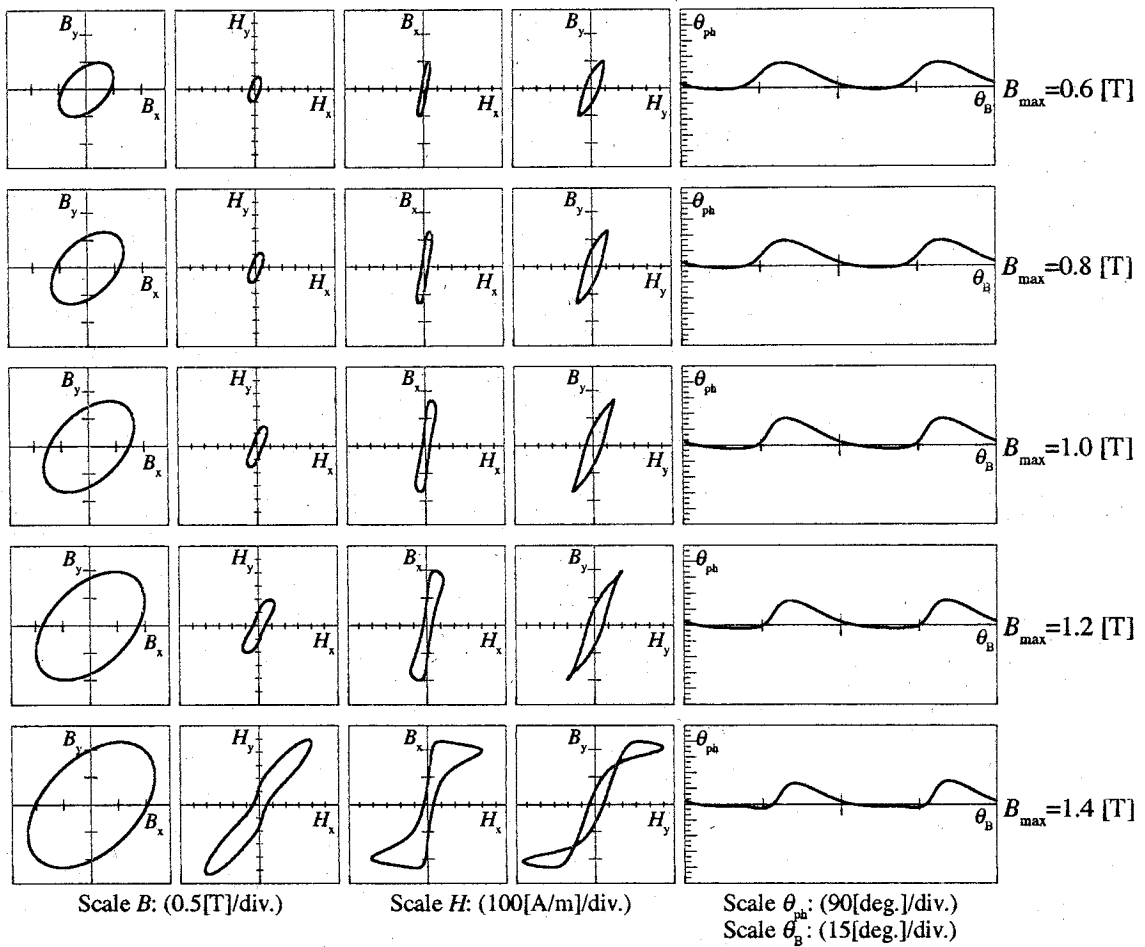


Fig. 2.3.9 Vector magnetic properties in changes of B_{max} .
 (Sample: Non-oriented steel sheet [H30], $\varphi: 45^\circ$, $\alpha: 0.6$)

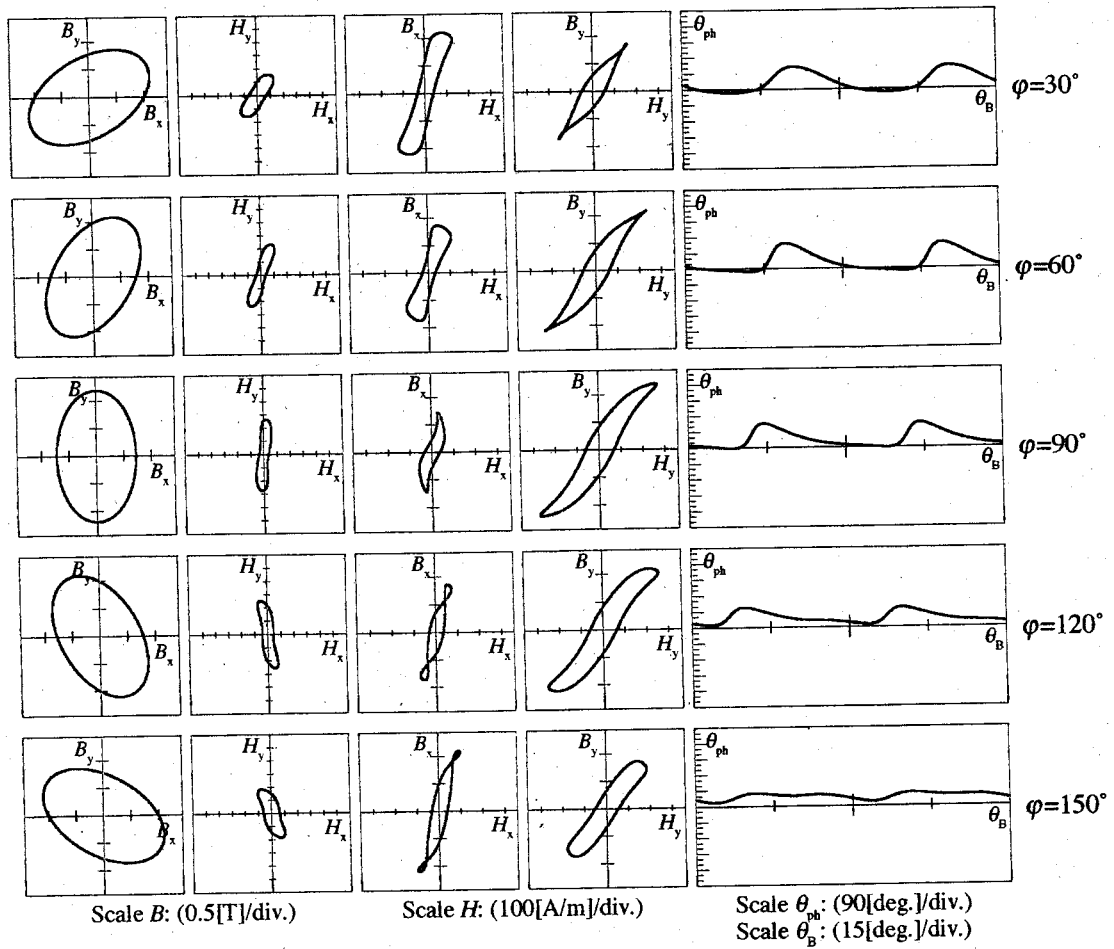


Fig. 2. 3. 10 Vector magnetic properties in changes of inclination angle φ .
 (Sample: Non-oriented steel sheet [H30], B_{max} : 1.2 [T], α : 0.6)

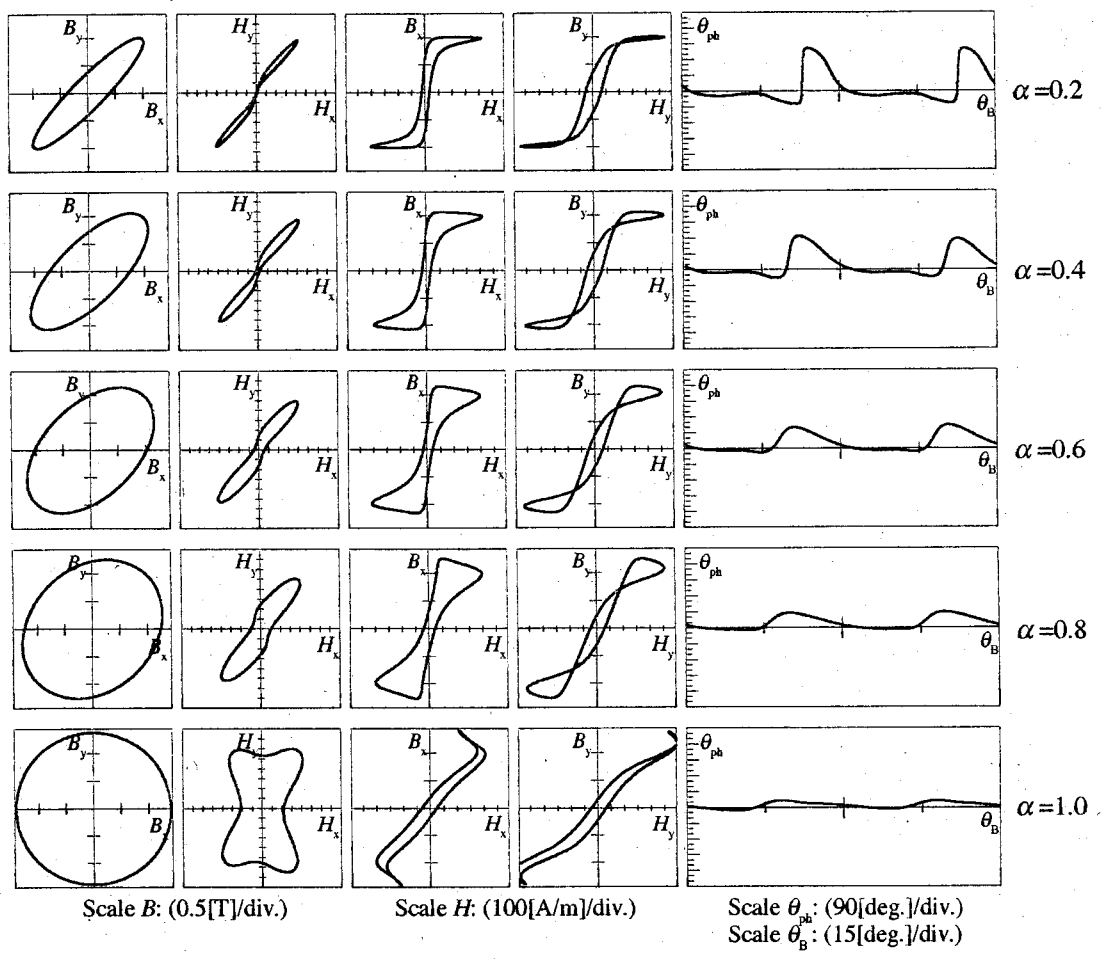


Fig. 2. 3. 11 Vector magnetic properties in changes of axis ratio.
 (Sample: Non-oriented steel sheet [H30], B_{max} : 1.4 [T], φ : 45°)

2 . 4 . 1 モデルの定義

前節で述べたベクトル磁気測定装置によって測定した各種励磁条件下におけるベクトル磁気特性を導入した新しい有限要素磁界解析を行うためには、磁気特性の新しいモデリングを行う必要がある。

回転磁束条件下のベクトル磁気特性が交番磁束条件下のそれと大きく異なる点は、回転方向に対して磁界強度 H と磁束密度 B の間に、空間的位相差を持っていることである。しかしながら、交番磁束条件下においても、異方性を有する磁性材料に対して圧延方向と異なる方向に励磁した場合、Fig. 2.4.1 に示すように H と B は平行とならず両者のベクトル間に空間的位相差が生じてくる。以上のように回転磁束条件下はもちろん、交番磁束条件下においても H ベクトルと B ベクトルの間には空間的位相差が存在するため、この空間的位相差はベクトル磁気特性をモデリングするにあたり重要な要素となる。またこの空間的位相差は一定値ではなく、磁束密度の大きさ及び傾き角において変化する非線形性を有する。

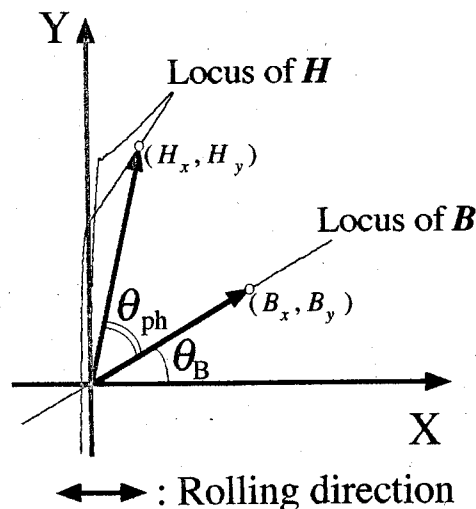


Fig. 2. 4. 1 Relationship between B and H .

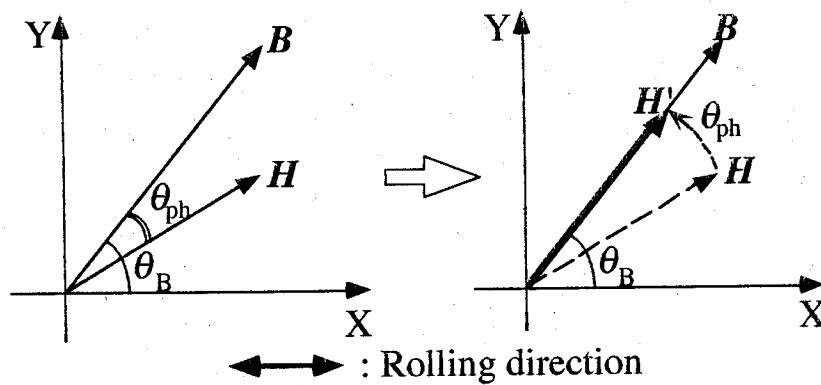


Fig. 2. 4. 2 Definition of effective anisotropic reluctivity and phase difference.

そこで Fig. 2.4.2 に示すように、ある瞬時に於ける B と H の空間的位相差を θ_{ph} とすると、 B に重なるように原点を中心に θ_{ph} だけ回転させた H は H' として次式により定義する。

$$\begin{Bmatrix} H'_x \\ H'_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{ph} & -\sin\theta_{ph} \\ \sin\theta_{ph} & \cos\theta_{ph} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.1)$$

このため H' は H と同じ大きさを持ち、 B の方向を向くベクトルとなる。

さらに B と H' の大きさの関係を表すため、実効異方性磁気抵抗率 κ を次式で定義することにした。

$$\kappa = H'/B \quad (2.4.2)$$

(2.4.1) 式、(2.4.2) 式を用いて磁界強度 H と磁束密度 B の関係を表すと、

$$\begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{ph} & \sin\theta_{ph} \\ -\sin\theta_{ph} & \cos\theta_{ph} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_x \\ B_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.3)$$

となる。

ただし、実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} は磁束密度の大きさ B

と傾き角 θ_B における非線形性を持つため、 B と θ_B の関数として定義できる。

$$\begin{cases} \kappa = \kappa(B, \theta_B) \\ \theta_{ph} = \theta_{ph}(B, \theta_B) \end{cases} \quad (2.4.4)$$

ただし、 B と θ_B は

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (2.4.5)$$

$$\theta_B = \tan^{-1}(B_y/B_x) \quad (2.4.6)$$

である。

(1) 交番磁束条件下の場合

交番磁束条件下においては、Fig. 2.4.3 に示すようにヒステリシスを無視するため B が最大の点の H を用いて、(2.4.3) 式より実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を求める。そのため交番磁束条件下の場合は、一つの磁束条件下の実測データから一つの実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} が得られる。

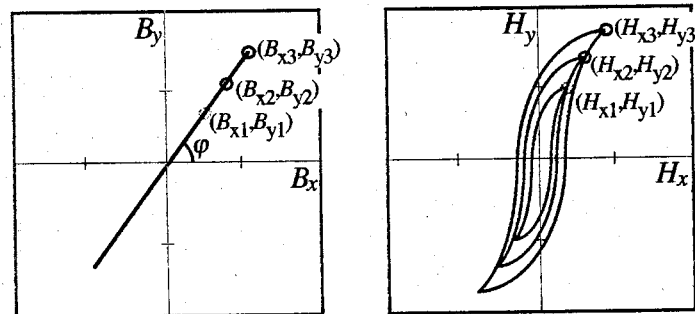


Fig. 2.4.3 Definition to obtain the data for κ and θ_{ph} under alternating flux conditions.

(2) 回転磁束条件下の場合

回転磁束条件下においては、Fig. 2.4.4 に示すように傾き角 ϕ 、軸比 α の楕円回転磁束条件下の実測データを、以下の手順で真円回転磁束条件に変換してから考える。まず Fig. 2.4.4 (a) の様に次式を用いて、傾き角 ϕ だけ時計回転方向に回転させる。

$$\begin{Bmatrix} B'_x \\ B'_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_x \\ B_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.7)$$

$$\begin{Bmatrix} H'_x \\ H'_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.8)$$

次に Fig. 2.4.4 (b) の様に次式を用いて y 座標方向に $1/\alpha$ 倍する。

$$\begin{Bmatrix} B''_x \\ B''_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/\alpha \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B'_x \\ B'_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.9)$$

$$\begin{Bmatrix} H''_x \\ H''_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/\alpha \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} H'_x \\ H'_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.10)$$

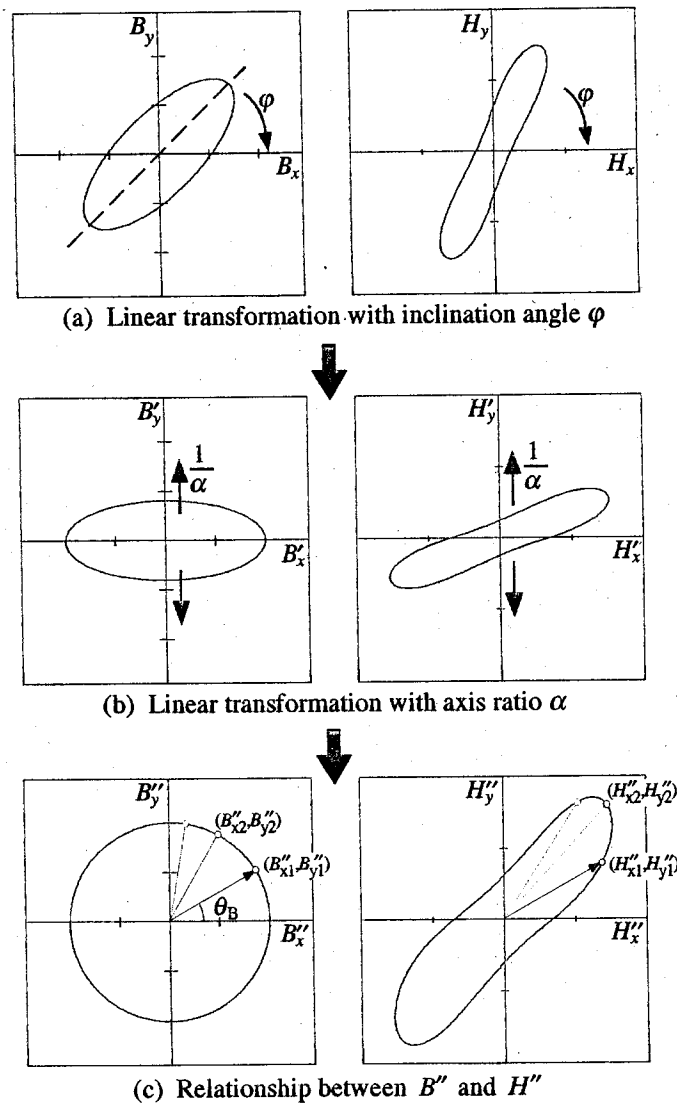


Fig. 2.4.4 Definition to obtain the data for κ and θ_{ph} under rotating flux conditions.

こうして楕円回転磁束条件下の実測データは Fig. 2.4.4 (c) に示すような真円回転磁束になる。そのため実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} は次式により求める。

$$\begin{Bmatrix} H_x'' \\ H_y'' \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{ph} & \sin\theta_{ph} \\ -\sin\theta_{ph} & \cos\theta_{ph} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_x'' \\ B_y'' \end{Bmatrix} \quad (2.4.11)$$

ただし有限要素磁界解析に導入する際には、 B と H の関係が必要となるので、

$$\begin{bmatrix} v_{xx} & v_{xy} \\ v_{yx} & v_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{ph} & \sin\theta_{ph} \\ -\sin\theta_{ph} & \cos\theta_{ph} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa \end{bmatrix} \quad (2.4.12)$$

とテンソル表示すると、 B と H の関係式は (2.4.7) 式～(2.4.10) 式を (2.4.11) 式に代入して次式のようにになる。

$$\begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{xx} & v_{xy} \\ v_{yx} & v_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_x \\ B_y \end{Bmatrix} \quad (2.4.13)$$

回転磁束条件下の場合は、交番磁束条件下の場合と違い、一つの磁束条件下の実測データから B の傾き角 θ_b を様々に変化させて、瞬時的な実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を求める。

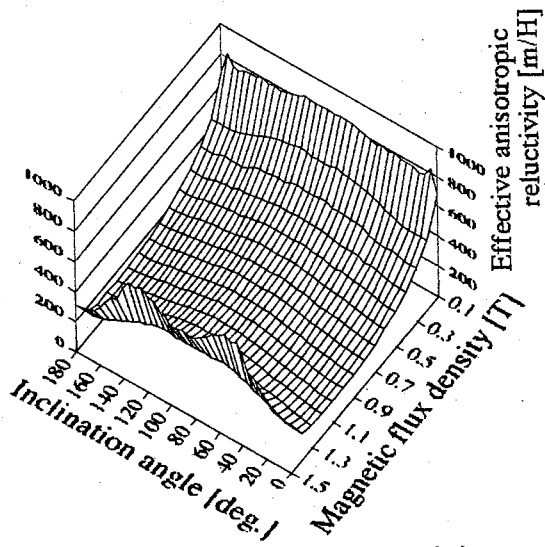
以上に示したように本研究における瞬時モデリングは、交番及び回転磁束条件下のどちらにも適応できるため、有限要素磁界解析に導入した際、各種励磁条件に対する取り扱いが容易となる。

2. 4. 2 無方向性けい素鋼板

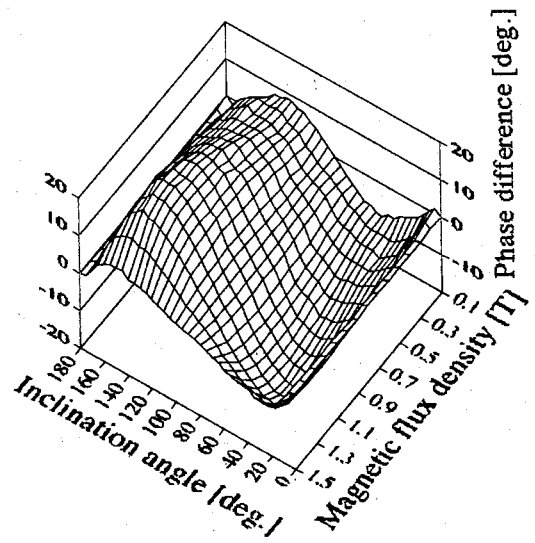
まず、無方向性けい素鋼板(H30)に前節で定義した瞬時モデルを適応し実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を求める。無方向性けい素鋼板は各結晶の磁化容易軸を出来るだけランダムに配置したものである。

Fig. 2.4.5 に交番磁束条件下での、Fig. 2.4.6 (a) に軸比1 ($\alpha = 1$) 及び傾き角 0° ($\varphi = 0^\circ$) の真円回転磁束条件下での実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を示す。実効異方性磁気抵抗率 κ は、交番磁束条件下では B の傾き角が 90° を境に対称な分布を取っているのに対し、回転磁束条件下では対称とならない。これは回転ヒステリシスの影響である。また実効異方性磁気抵抗率 κ は、低磁束密度領域では全体的に変化が見られず、 B の傾き角にあまり依存していないことが分かる。しかしながら、高磁束密度領域になると無方向性けい素鋼板でも約 60° 方向に磁化困難軸が出現するため、傾き角に対する変化が激しくなっている。交番及び真円回転磁束条件下での実効異方性磁気抵抗率 κ は数値的にも又分布的にも非常に似ており、実効異方性磁気抵抗率 κ が任意方向における異方性の大きさを表していると言える。空間的位相差 θ_{ph} は、交番磁束条件下では B の傾き角が 90° 以下なら負、 90° 以上なら正の値を取っているが、真円回転磁束条件下では常に正の値を取っているのが分かる。これは回転磁束条件下の場合、 B に対し常に H が進んでいったためである。

また Fig. 2.4.6 (b) ~ Fig. 2.4.6 (f) に軸比及び傾き角が変化した場合の実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を示す。軸比が1より小さくなるにつれて、実効異方性磁気抵抗率 κ の角度に対する変化が大きくなっている。空間的位相差 θ_{ph} については、ピーク値が軸比及び傾き角の変化によって変化しているのが分かる。

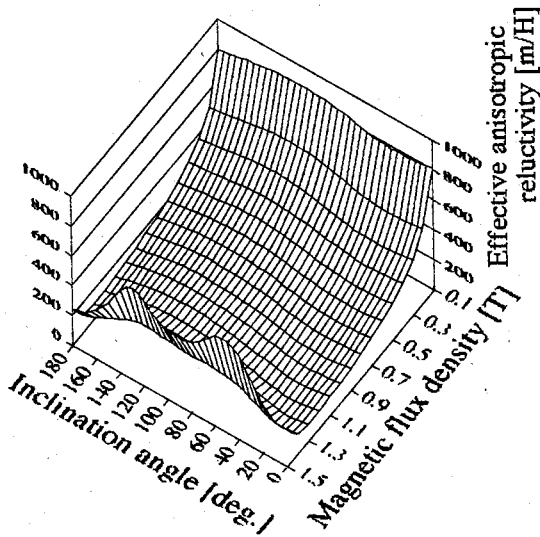


(a) Effective anisotropic reluctivity

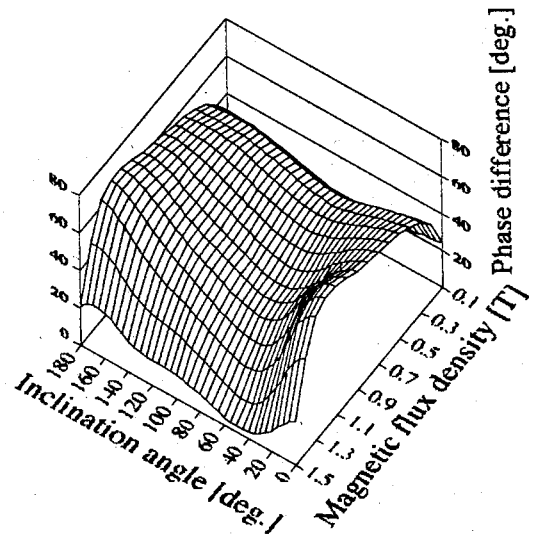


(b) Phase difference

Fig. 2. 4. 5 Alternating flux condition (sample: H30).

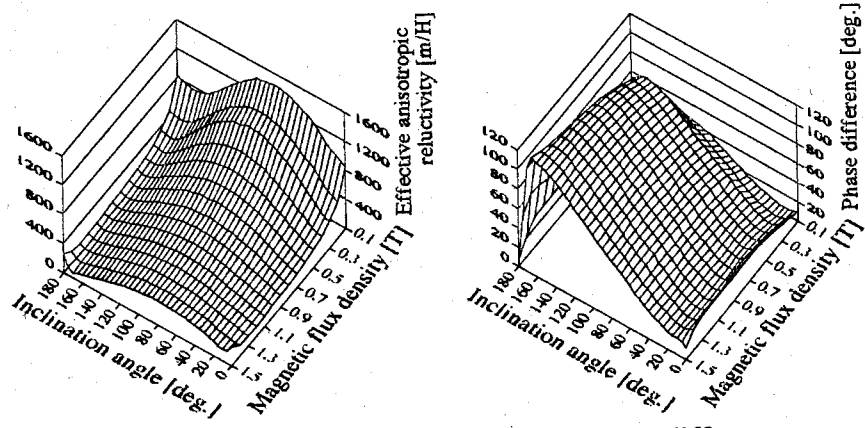


(a) Effective anisotropic reluctivity

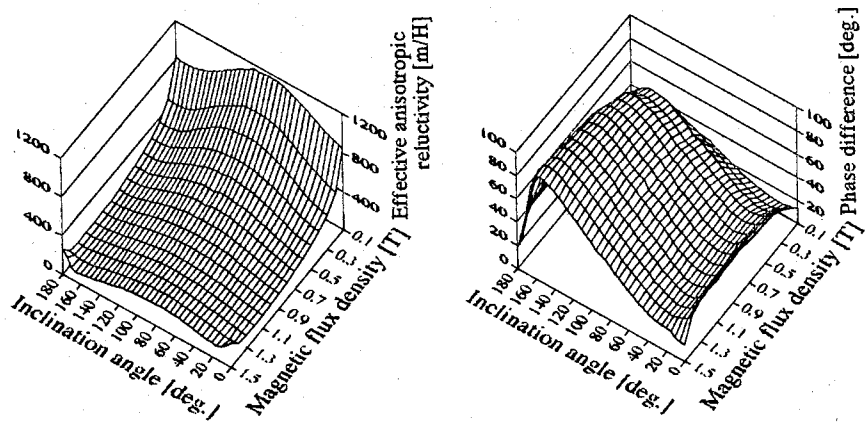


(b) Phase difference

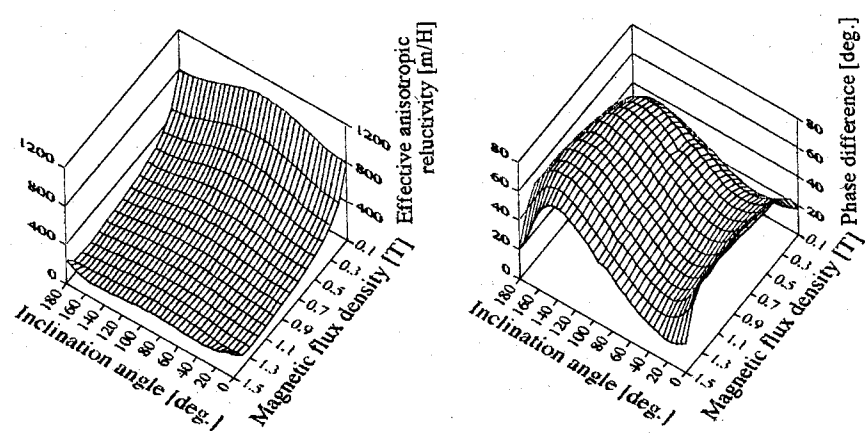
Fig. 2. 4. 6 (a) Rotating flux condition (sample: H30).
 (Axis ratio $\alpha=1.0$, Inclination angle $\varphi=0$ [deg.])



(a) Effective anisotropic reactivity (b) Phase-difference
(Axis ratio $\alpha=0.3$)

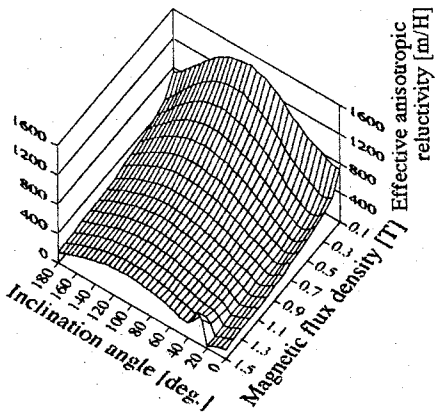


(a) Effective anisotropic reactivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.5$)

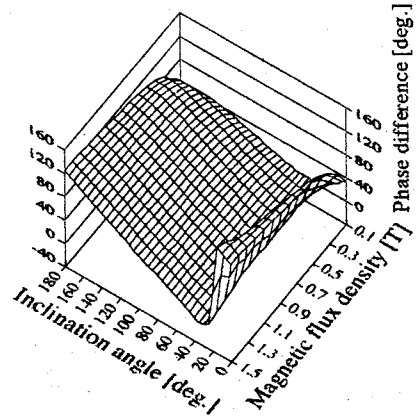


(a) Effective anisotropic reactivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.7$)

Fig. 2. 4. 6 (b) Rotating flux condition (sample: H30).
(Inclination angle $\varphi=0$ [deg.])

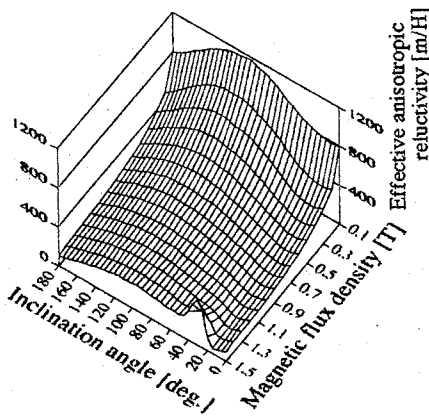


(a) Effective anisotropic reluctivity

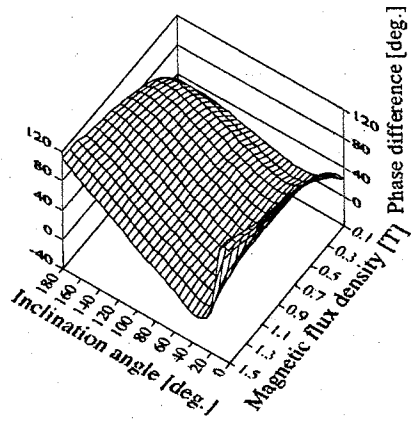


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.3$)

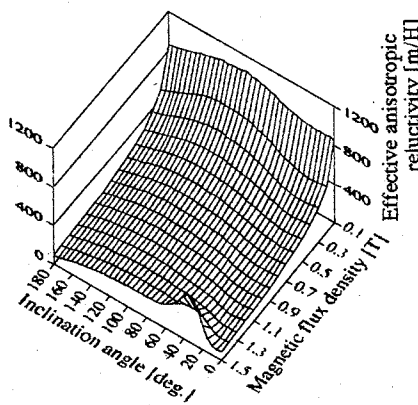


(a) Effective anisotropic reluctivity

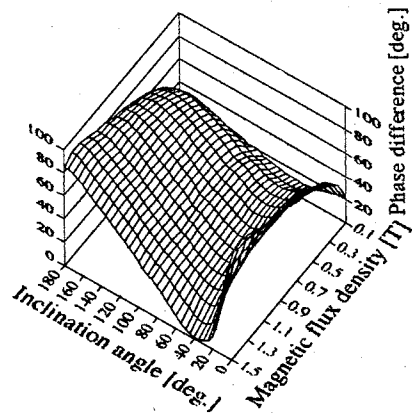


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.5$)



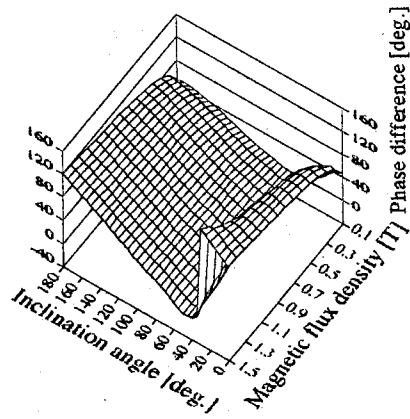
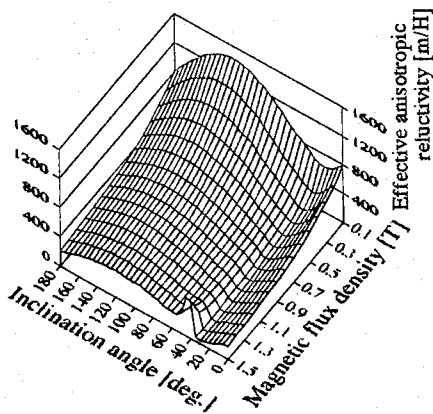
(a) Effective anisotropic reluctivity



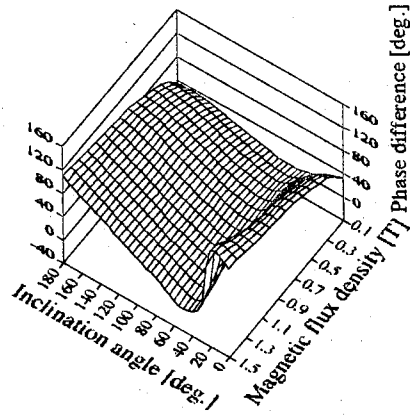
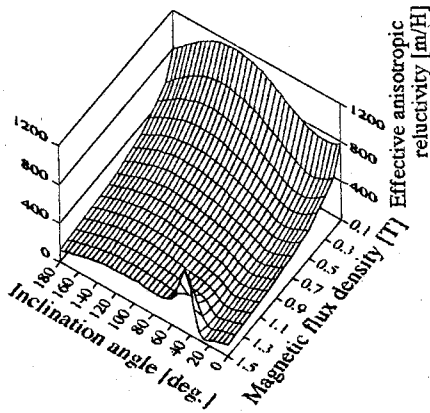
(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.7$)

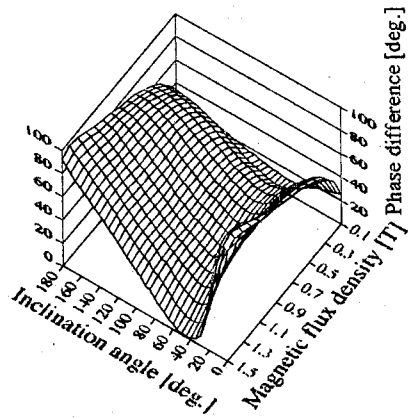
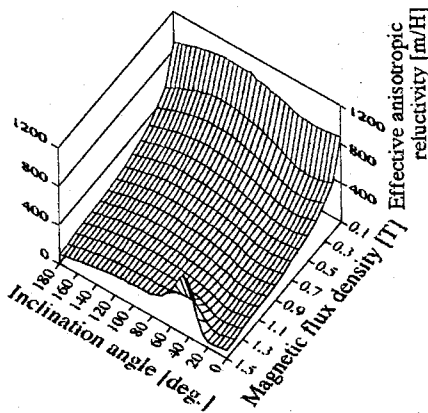
Fig. 2. 4. 6 (c) Rotating flux condition (sample: H30).
(Inclination angle $\varphi=30[\text{deg.}]$)



(a) Effective anisotropic reactivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.3$)

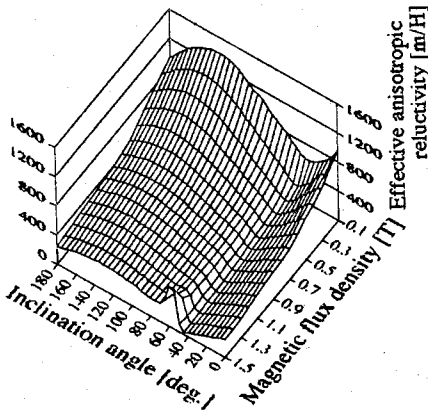


(a) Effective anisotropic reactivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.5$)

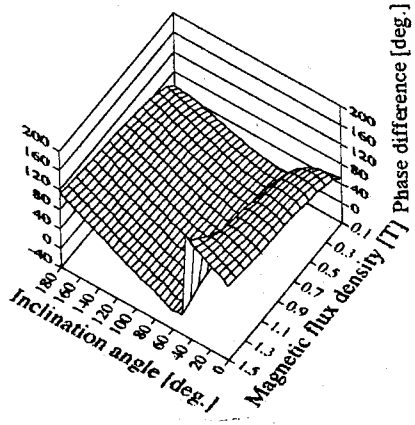


(a) Effective anisotropic reactivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.7$)

Fig. 2. 4. 6 (d) Rotating flux condition (sample: H30).
(Inclination angle $\varphi=45$ [deg.])

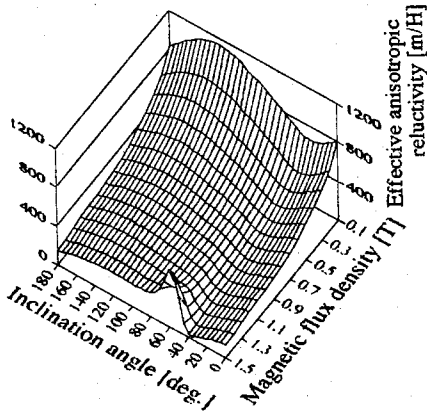


(a) Effective anisotropic reluctivity

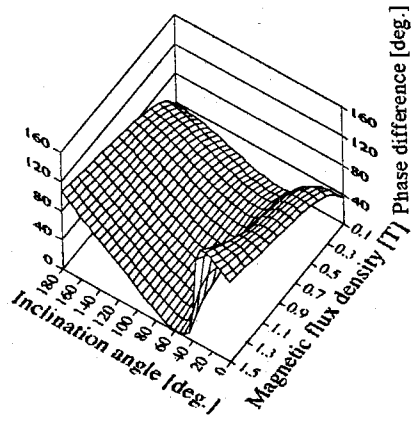


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.3$)

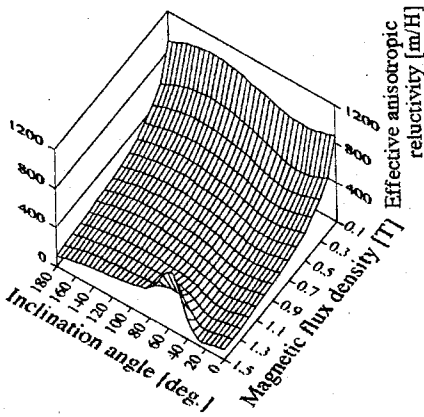


(a) Effective anisotropic reluctivity

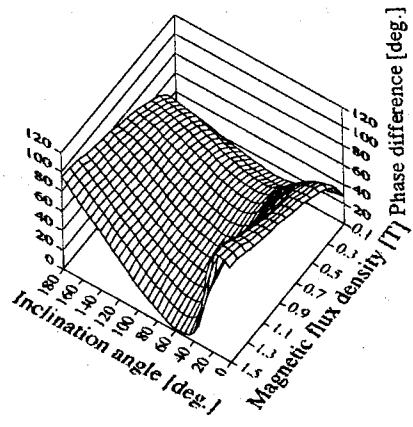


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.5$)



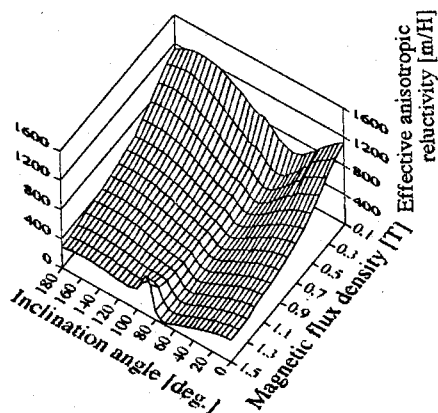
(a) Effective anisotropic reluctivity



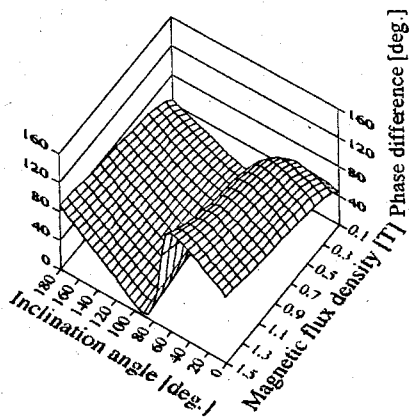
(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.7$)

Fig. 2. 4. 6 (e) Rotating flux condition (sample: H30).
(Inclination angle $\varphi=60$ [deg.])

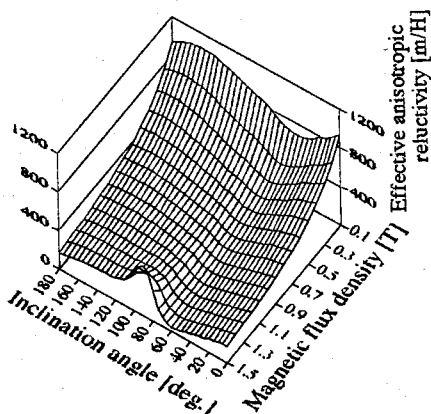


(a) Effective anisotropic relativity

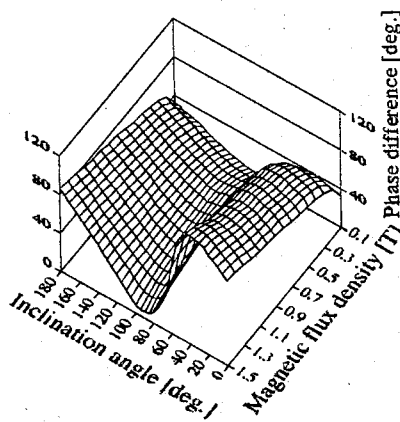


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha = 0.3$)

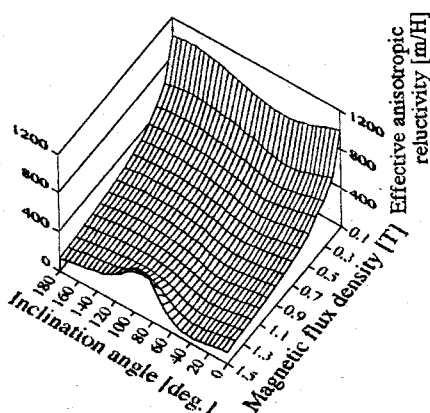


(a) Effective anisotropic relativity

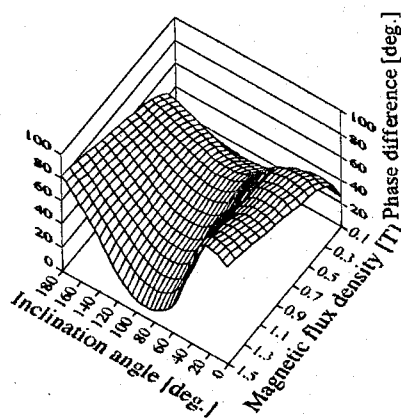


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha = 0.5$)



(a) Effective anisotropic relativity



(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha = 0.7$)

Fig. 2. 4. 6 (f) Rotating flux condition (sample: H30).

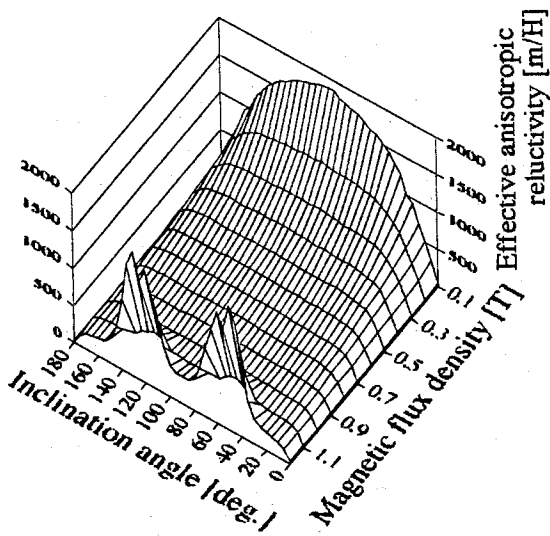
(Inclination angle $\varphi = 90[\text{deg.}]$)

2. 4. 3 方向性けい素鋼板

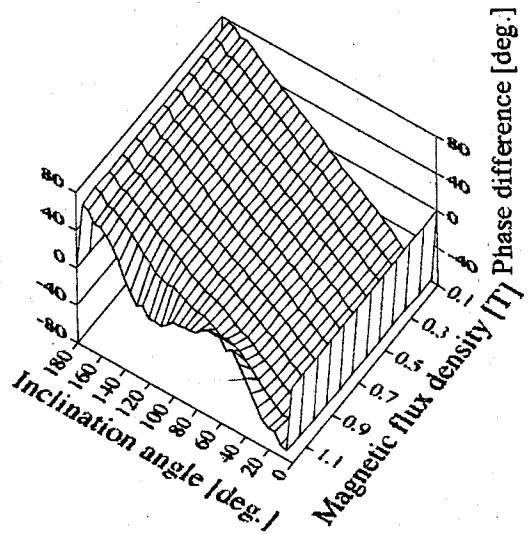
次に方向性けい素鋼板(23ZDKH90)を瞬時モデルに適応する。

Fig. 2.4.7 は交番磁束条件下での、Fig. 2.4.8 (a) に軸比1及び傾き角 0° の真円回転磁束条件下での実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を示す。実効異方性磁気抵抗率 κ は、圧延方向(容易軸方向)である 0° 方向に最小値を取り、困難軸である 90° 方向で最大値となるため、角度に対する依存性が大きいと言える。また、高磁束密度領域で約 60° 方向に磁化困難軸が出現しているのが分かる。空間的位相差 θ_{ph} は、異方性が強いため磁束密度の大きさが変化しても空間的位相差はあまり変化しない。ただし高磁束密度領域では空間的位相差波形にひずみが生じている。

また Fig. 2.4.8 (b) ~ Fig. 2.4.8 (f) に軸比及び傾き角が変化した場合の実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} を示す。実効異方性磁気抵抗率 κ においては、軸比が1から小さくなるにつれ値が大きくなっているが、異方性が強いため波形の形はそれほど変わらない。空間的位相差 θ_{ph} においても異方性が強いため、軸比及び傾き角が変化しても無方向性のような大きな変化は見られない。

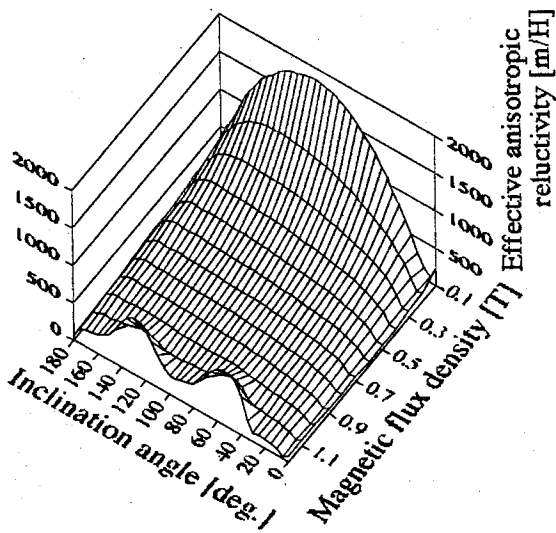


(a) Effective anisotropic relativity

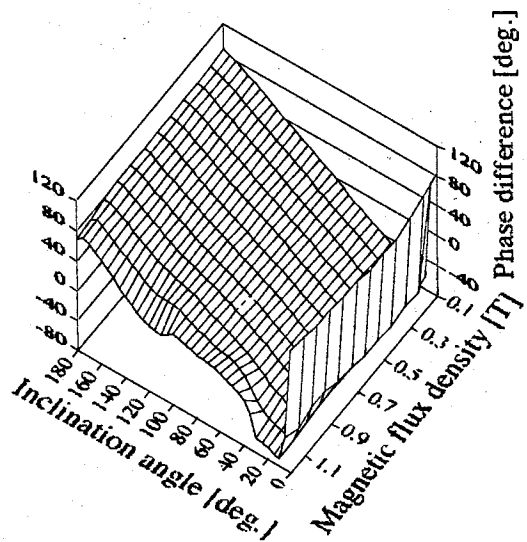


(b) Phase difference

Fig. 2. 4. 7 Alternating flux condition (sample: 23ZDKH90).

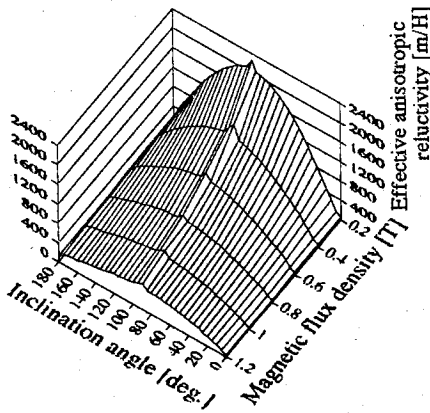


(a) Effective anisotropic relativity

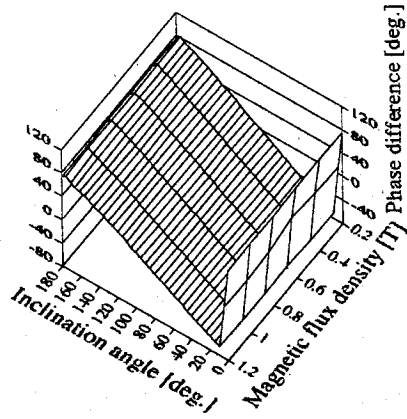


(b) Phase difference

Fig. 2. 4. 8 (a) Rotating flux condition (sample: 23ZDKH90).
 (Axis ratio $\alpha=1.0$, Inclination angle $\varphi=0$ [deg.])

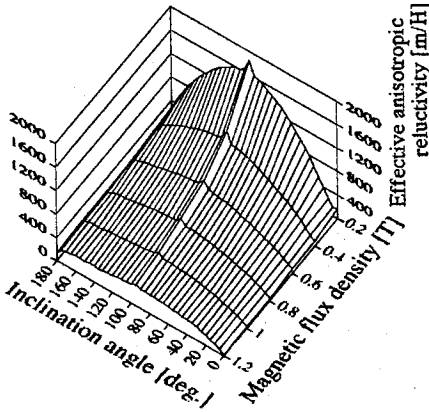


(a) Effective anisotropic reluctivity

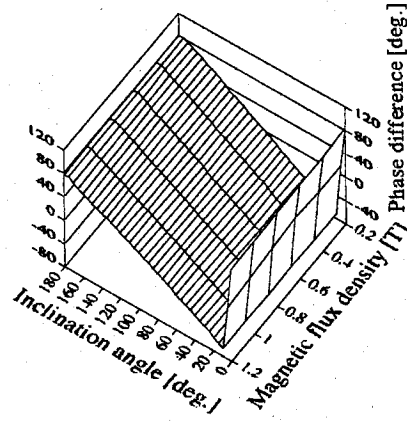


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.4$)

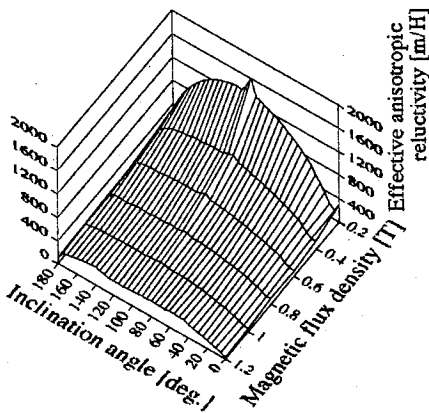


(a) Effective anisotropic reluctivity

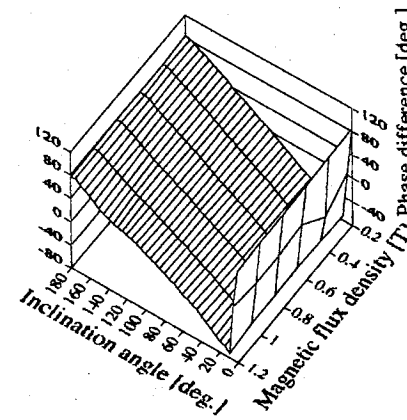


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.6$)



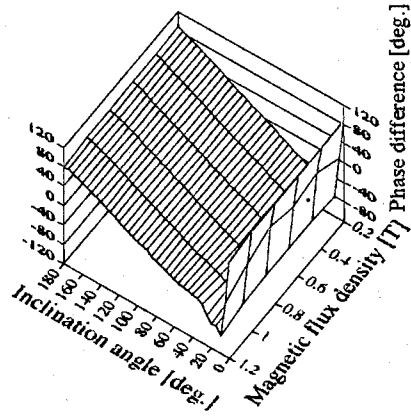
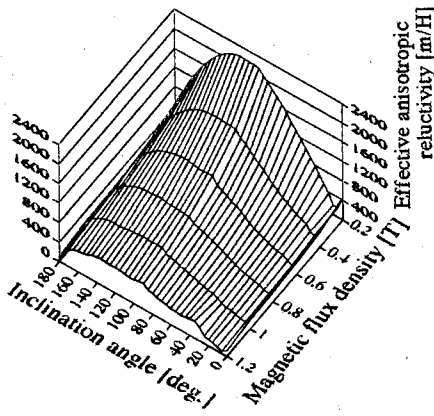
(a) Effective anisotropic reluctivity



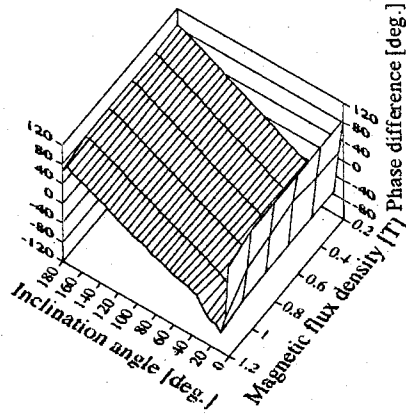
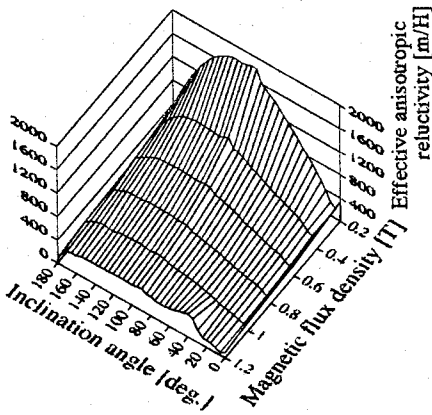
(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.8$)

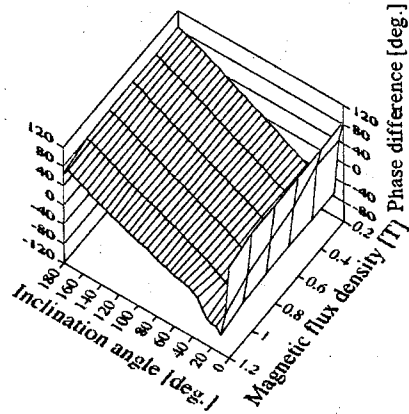
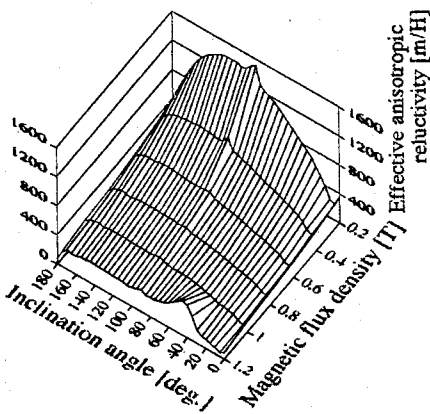
Fig. 2. 4. 8 (b) Rotating flux condition (sample: 23ZDKH90).
(Inclination angle $\varphi=0$ [deg.])



(a) Effective anisotropic relativity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.4$)

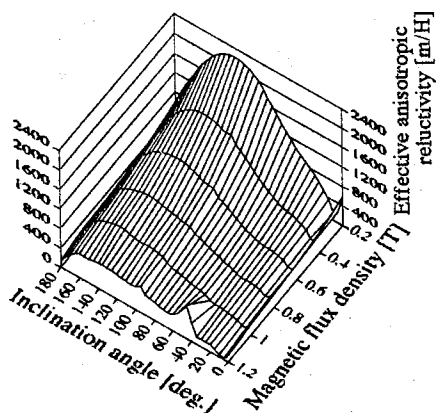


(a) Effective anisotropic relativity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.6$)

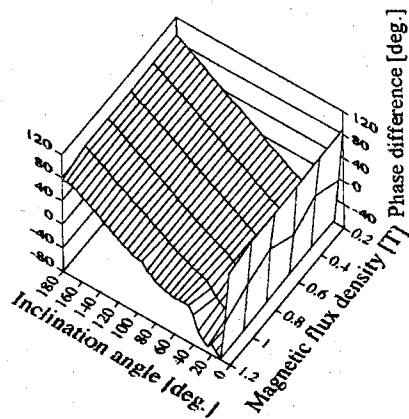


(a) Effective anisotropic relativity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.8$)

Fig. 2. 4. 8 (c) Rotating flux condition (sample: 23ZDKH90).
(Inclination angle $\varphi=30$ [deg.])

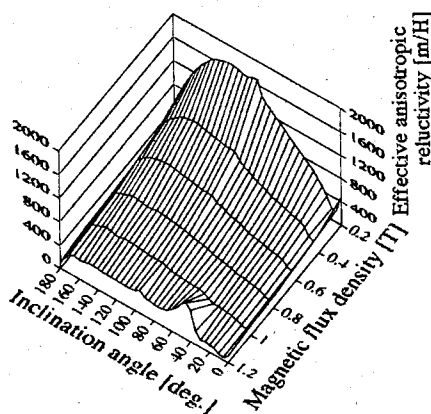


(a) Effective anisotropic relativity

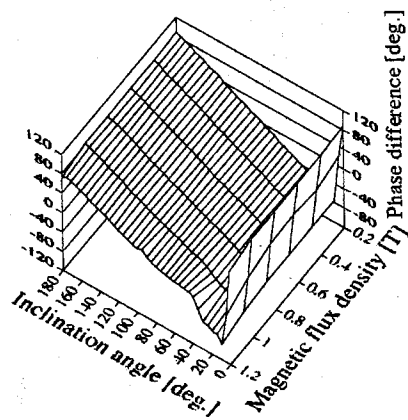


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.4$)

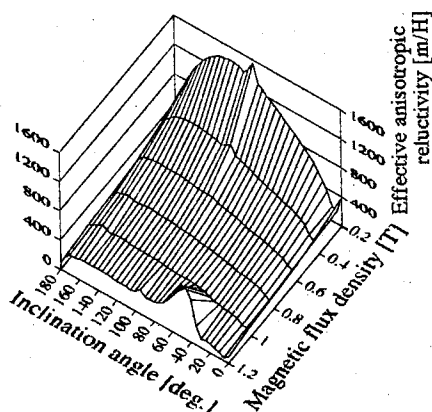


(a) Effective anisotropic relativity

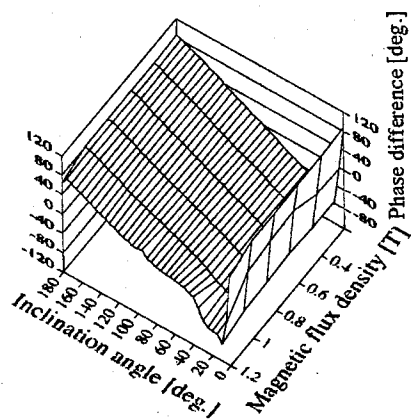


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.6$)



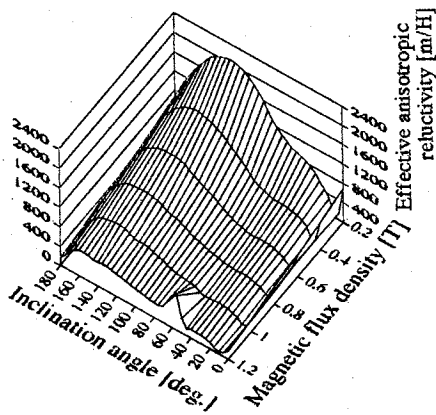
(a) Effective anisotropic relativity



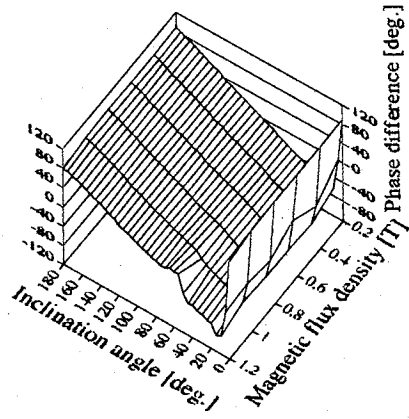
(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha=0.8$)

Fig. 2. 4. 8 (d) Rotating flux condition (sample: 23ZDKH90).
(Inclination angle $\varphi=45[\text{deg.}]$)

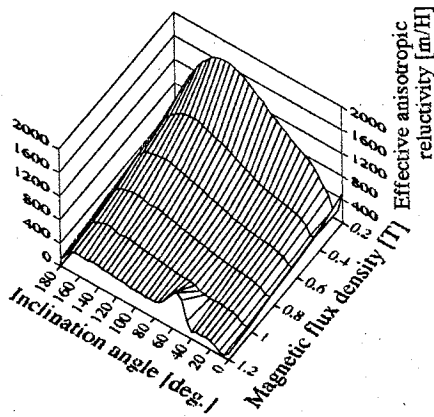


(a) Effective anisotropic relativity

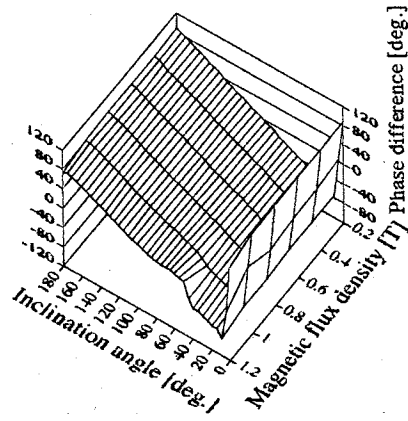


(b) Phase-difference

(Axis ratio $\alpha = 0.4$)

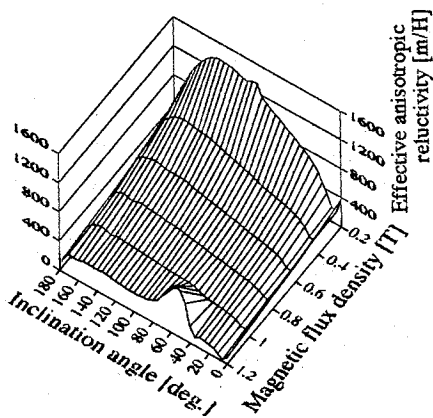


(a) Effective anisotropic relativity

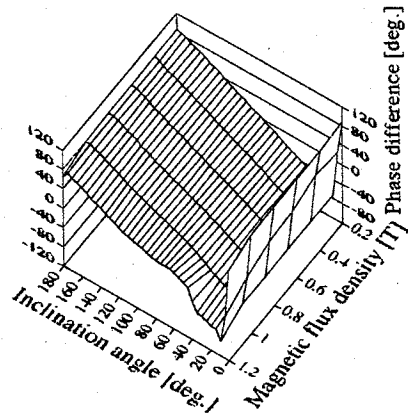


(b) Phase difference

(Axis ratio $\alpha = 0.6$)



(a) Effective anisotropic relativity

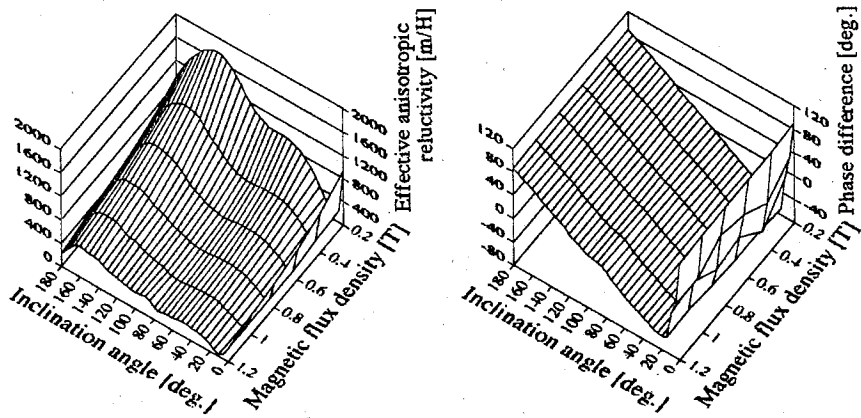


(b) Phase difference

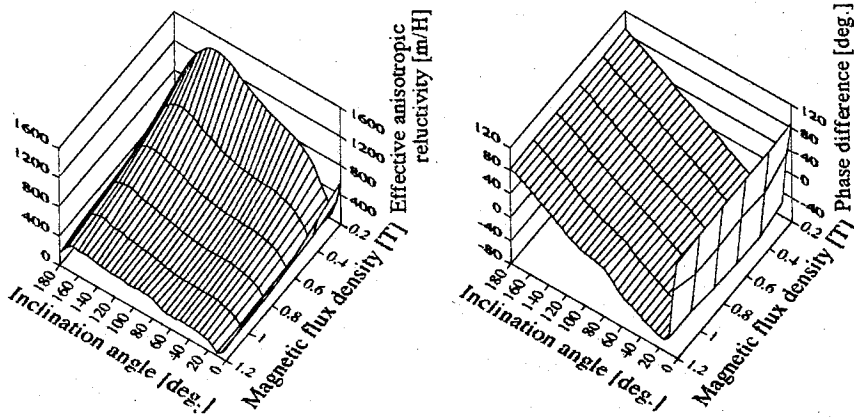
(Axis ratio $\alpha = 0.8$)

Fig. 2. 4. 8 (e) Rotating flux condition (sample: 23ZDKH90).

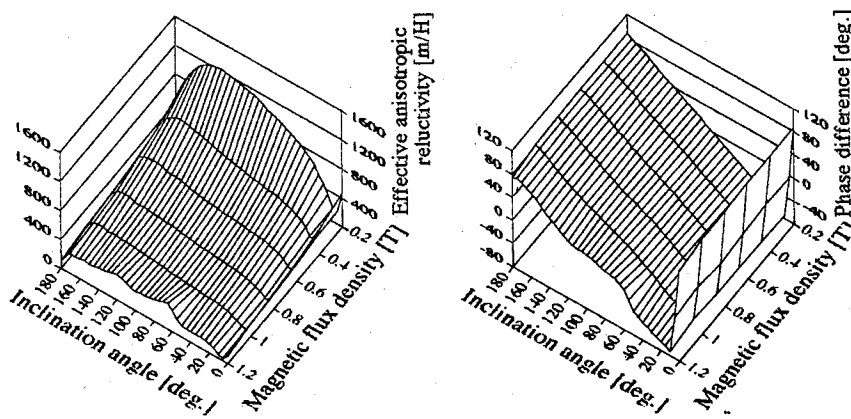
(Inclination angle $\varphi = 60[\text{deg.}]$)



(a) Effective anisotropic reluctivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.4$)



(a) Effective anisotropic reluctivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.6$)



(a) Effective anisotropic reluctivity (b) Phase difference
(Axis ratio $\alpha=0.8$)

Fig. 2. 4. 8 (f) Rotating flux condition (sample: 23ZDKH90).
(Inclination angle $\varphi=90[\text{deg.}]$)

2.4.4 有限要素磁界解析のための定式化

前章でベクトル磁気特性の交番及び回転磁束条件下の瞬時モデルを行った。そこで、その瞬時モデルを有限要素法へ適用するための定式化を行う。

静磁場におけるマクスウェルの電磁方程式は以下ようになる。

$$\text{rot}H = J_0 \quad (2.4.14)$$

$$\text{div}B = 0 \quad (2.4.15)$$

$$B = \mu H \quad (2.4.16)$$

ただし、 H は磁界強度で、 J_0 は電流密度、 B は磁束密度である。また、(2.4.15)式のように磁束の発散は常に零であるから、次のように磁気ベクトルポテンシャル A が定義される。

$$B = \text{rot}A \quad (2.4.17)$$

ここで、簡略化のため前章で定義した瞬時モデルを磁気抵抗率テンソルとして表すと、交番磁束条件下では

$$\begin{bmatrix} v_{xx} & v_{xy} \\ v_{yx} & v_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{ph} & \sin\theta_{ph} \\ -\sin\theta_{ph} & \cos\theta_{ph} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa \end{bmatrix} \quad (2.4.18)$$

また回転磁束条件下では

$$\begin{bmatrix} v_{xx} & v_{xy} \\ v_{yx} & v_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta_{ph} & \sin\theta_{ph} \\ -\sin\theta_{ph} & \cos\theta_{ph} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \quad (2.4.19)$$

よって、(2.4.3)式は次式のように書き直される。

$$H = vB \quad (2.4.20)$$

(2.4.14)式に(2.4.17)、(2.4.20)式を代入すると、

$$\text{rot}(v \text{rot}A) = J_0 \quad (2.4.21)$$

となり、(2.4.21)式における v をテンソル表示し、二次元場の式で表すと以下

の式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xx} \frac{\partial A}{\partial y} - v_{xy} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yy} \frac{\partial A}{\partial x} - v_{yx} \frac{\partial A}{\partial y} \right) = -J_0 \quad (2.4.22)$$

上式が二次元場での磁界支配方程式である。ここで次式に示すガラーキン法を用いて直接離散化を行う。

$$G_i = \iint_S R \cdot N_i dx dy = 0 \quad (2.4.23)$$

ただし、 R は残差で、 N_i は補間関数である。本研究では要素として一次三角形要素を用いているので、補間関数 N_i は次式で表される。

$$N_i = \frac{1}{2\Delta} (b_i + c_i x + d_i y) \quad (2.4.24)$$

ただし、 Δ は三角形要素の面積である。(2.4.23)式の残差 R に(2.4.22)式を代入すると、

$$G_i = \iint_S N_i \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xy} \frac{\partial A}{\partial y} - v_{yx} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yy} \frac{\partial A}{\partial x} - v_{yx} \frac{\partial A}{\partial y} \right) + J_0 \right\} dx dy = 0 \quad (2.4.25)$$

また、 A を次式のように要素内で離散化する。

$$A = \sum_{i=1}^3 N_{ie} A_{ie} \quad (2.4.26)$$

(2.4.26)式を(2.4.25)式に代入して、各要素内を離散化する。

$$G_i = \iint_S \sum_{j=1}^3 \left\{ v_{xx} \frac{\partial N_{ie}}{\partial y} \frac{\partial N_{je}}{\partial y} - v_{xy} \frac{\partial N_{ie}}{\partial x} \frac{\partial N_{je}}{\partial y} + v_{yy} \frac{\partial N_{ie}}{\partial x} \frac{\partial N_{je}}{\partial x} - v_{yx} \frac{\partial N_{ie}}{\partial y} \frac{\partial N_{je}}{\partial x} \right\} A_{je} dx dy - \iint_S J_0 N_{ie} dx dy = 0 \quad (2.4.27)$$

Fig. 2.4.5 ~ Fig. 2.4.8 に示す実効異方性磁気抵抗率と空間的位相差の特性曲線を用いて、ポテンシャル値が収束するまで繰り返し計算することにより非線形磁界解析を行う。

また実効異方性磁気抵抗率と空間的位相差の特性曲線を用いる場合、磁性材料の補間は磁束密度及び傾き角に対して線形補間を行い算出した。

第 2 . 5 節 モデル検証のための磁界解析

2 . 5 . 1 解析モデルと解析条件

本章では、ベクトル磁気特性の瞬時モデルが有限要素磁界解析に適用出来ているかを検証するため、Fig. 2.2.1 に示すベクトル磁気測定装置を解析モデルとし、実測との比較検討を行う。解析モデルは Fig. 2.5.1 に示すように一次三角形要素を用いて分割を行った。総要素数は 1152、総節点数は 625 である。この装置は Fig. 2.5.1 のように試料と励磁継鉄の間にエアギャップがあり、試料内の磁束は均一になる。

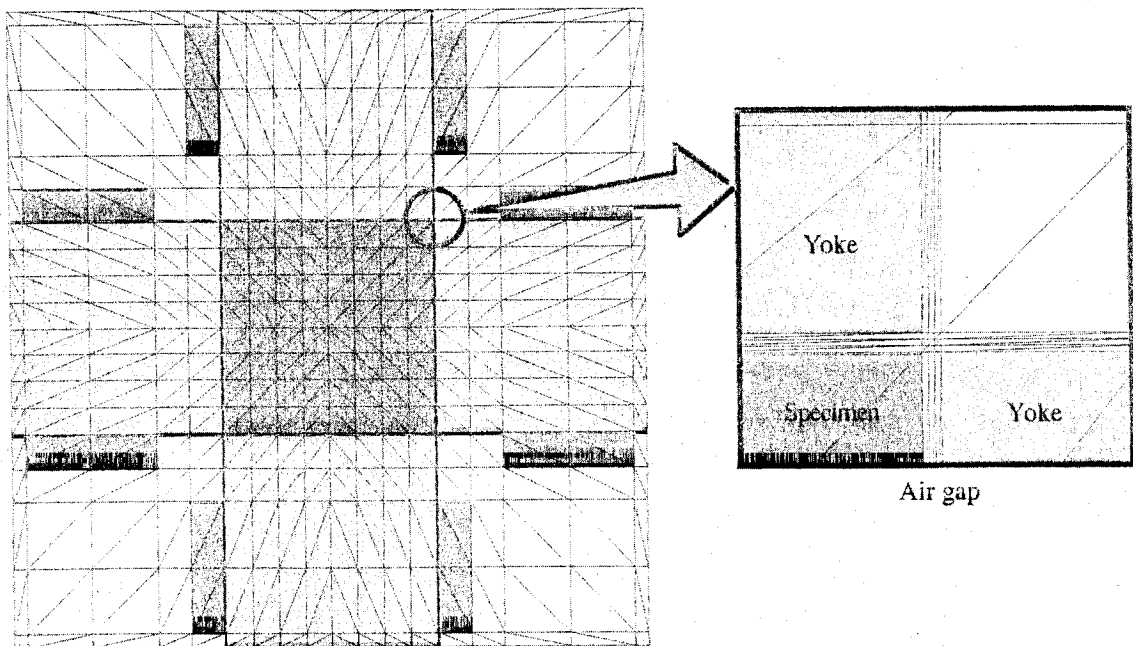


Fig. 2.5.1 Arrangement of triangular elements.

本解析手法では Fig. 2.5.2 に示すフローチャートのように、最初に初期値として一定な実効異方性磁気抵抗率 κ 及び位相差 θ_{ph} を与え、まず一周期線形計算をする。この場合1周期を12分割してある。その結果として得られた回転磁束の傾き角、軸比、最大磁束密度を計算し、軸比が0.05以下を交番磁束、それ以上を回転磁束として取り扱った。そして各位相でポテンシャル値が収束するまで、一周期においては各要素で傾き角、軸比、最大磁束密度が収束するまで繰り返し計算を行う。

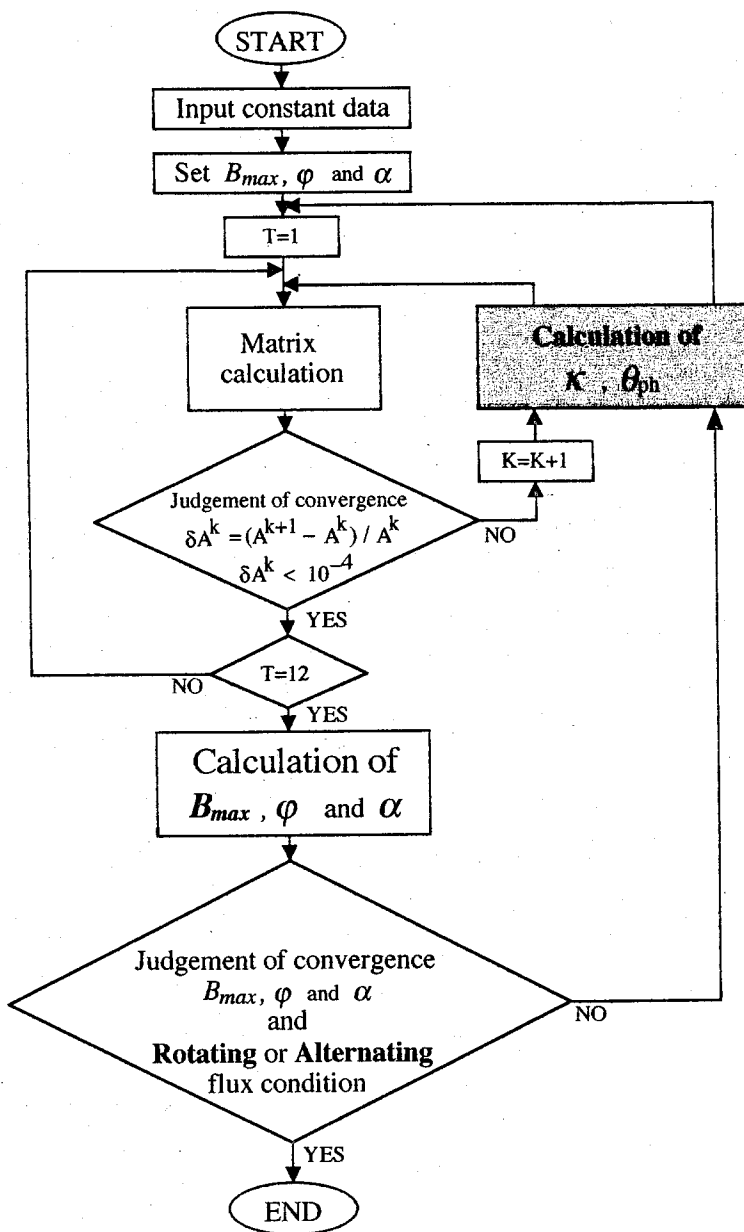


Fig. 2.5.2 Flow chart.

2. 5. 2 交番磁束条件下の磁界解析

最初に、交番磁束条件下の磁界解析を行った。解析結果として、試料中心部における B と H の軌跡ならびに最大磁束密度 B_{\max} と空間的位相差 θ_{ph} との関係を順に示す。それぞれ、ベクトル磁気測定装置によって測定された実測結果と解析結果を比較している。

まず Fig. 2.5.3 の無方向性けい素鋼板 (H30) の場合を示す。交番磁束条件下ではあるが、実測結果及び解析結果共にかなり B と H の間に空間的位相差が生じているのが分かる。また、この瞬時モデルが如何にベクトル磁気特性を正確に表現できているかを示すため、実測結果との誤差を求めた。誤差比較には次式に示すように H の大きさ H_{\max} と、 B と H の間の空間的位相差 θ_{ph} の2通りで調べた。

$$\text{Approximation error of } H_{\max} = \frac{H_{\max}^{(\text{mea})} - H_{\max}^{(\text{app})}}{H_{\max}^{(\text{mea})}} \times 100 \quad [\%] \quad (2.5.1)$$

$$\text{Approximation error of } \theta_{\text{ph}} = \frac{\theta_{\text{ph}}^{(\text{mea})} - \theta_{\text{ph}}^{(\text{app})}}{\theta_{\text{ph}}^{(\text{mea})}} \times 100 \quad [\%] \quad (2.5.2)$$

ただし $H_{\max}^{(\text{mea})}$ 、 $\theta_{\text{ph}}^{(\text{mea})}$ は測定結果、 $H_{\max}^{(\text{app})}$ 、 $\theta_{\text{ph}}^{(\text{app})}$ は解析結果である。また $H_{\max} = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$ である。

Fig. 2.5.4 に示すように H の大きさ H_{\max} 及び B と H の空間的位相差 θ_{ph} のどちらもほとんど実測結果との誤差がなく、解析結果は実測結果と比べ全てに良好な一致を得ている。

Fig. 2.5.5 に方向性けい素鋼板 (23ZDKH90) の場合を示す。方向性けい素鋼板は異方性が強いため無方向性の場合よりも空間的位相差がかかなり大きくなっている。また、高磁束密度領域で $\langle 111 \rangle$ 方位にあたる約 60° 方向に困難軸が出現している。また Fig. 2.5.6 に示すように高磁束密度領域になると若干誤差が大きくなっているが、方向性の場合においても解析結果は実測結果と比べ全てに良好な一致を得ている。

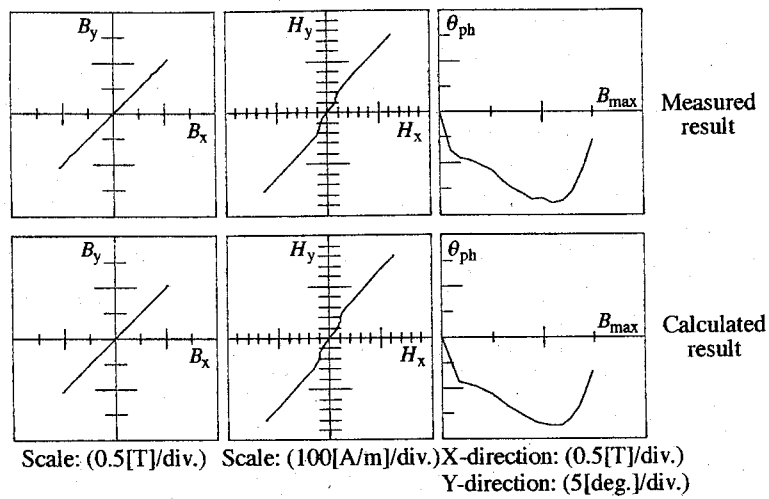


Fig. 2. 5. 3 (a) Measured results and calculated results in alternating flux condition. (Inclination angle $\varphi=45[\text{deg.}]$) (sample: H30)

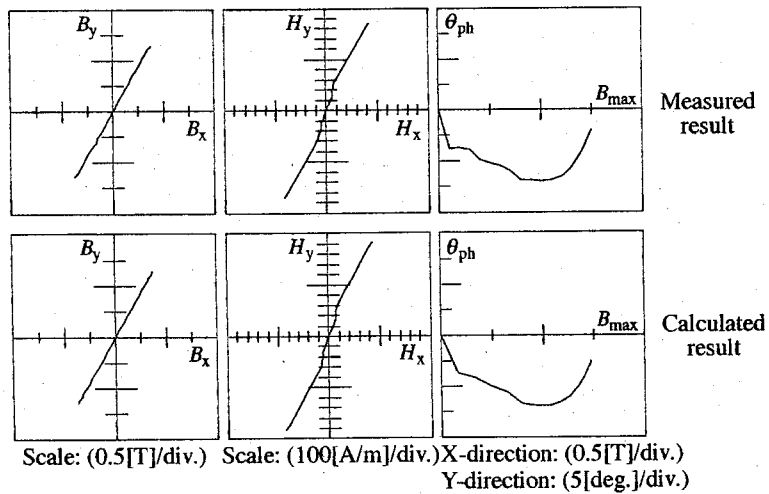


Fig. 2. 5. 3 (b) Measured results and calculated results in alternating flux condition. (Inclination angle $\varphi=60[\text{deg.}]$) (sample: H30)

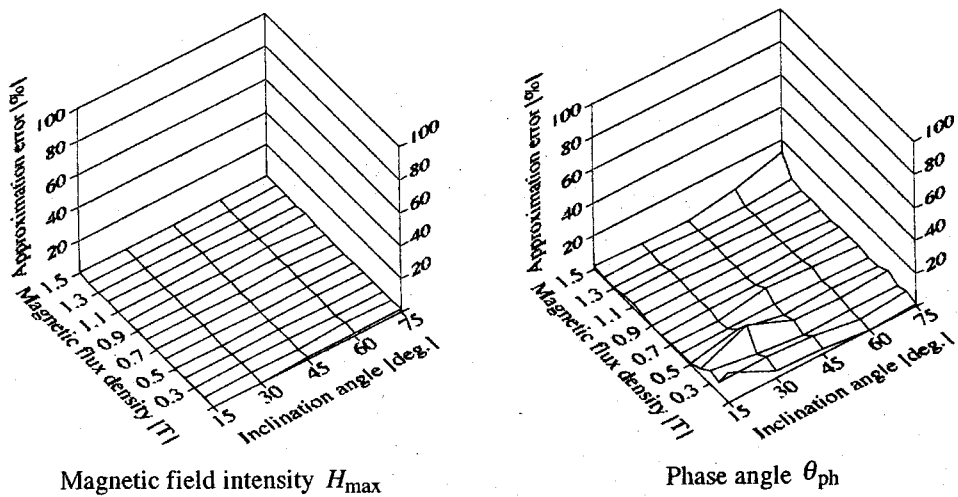


Fig. 2. 5. 4 Approximation errors of magnetic field intensity and phase angle. (Alternating flux condition) (sample: H30)

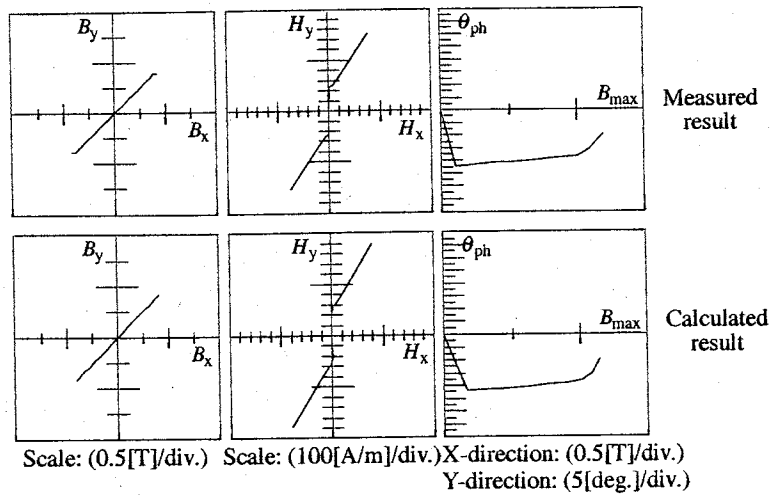


Fig. 2. 5. 5 (a) Measured results and calculated results in alternating flux condition. (Inclination angle $\varphi=45[\text{deg.}]$) (sample: 23ZDKH90)

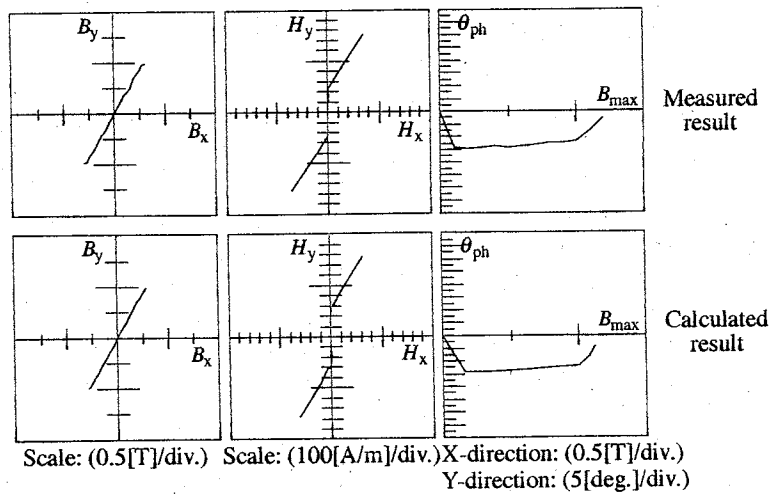


Fig. 2. 5. 5 (b) Measured results and calculated results in alternating flux condition. (Inclination angle $\varphi=60[\text{deg.}]$) (sample: 23ZDKH90)

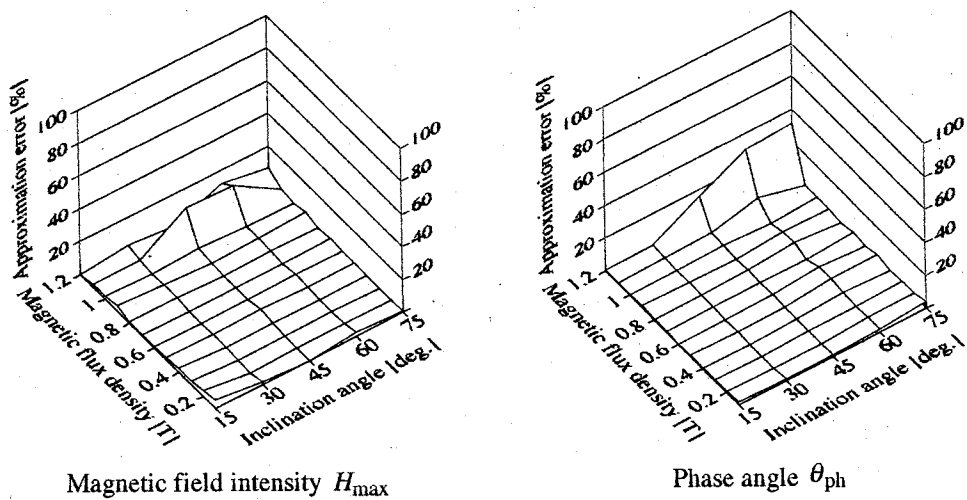


Fig. 2. 5. 6 Approximation errors of magnetic field intensity and phase angle. (Alternating flux condition) (sample: HIB)

2. 5. 3 回転磁束条件下の磁界解析

次に回転磁束条件下の磁界解析では軸比1.0、傾き角 0° の真円の場合のみの解析を行った。解析結果として、試料中心部における B と H の軌跡ならびに容易軸からの瞬時ににおける B の角度(傾き角) θ_B に対する B と H の空間的位相差 θ_{ph} の関係を順に示す。それぞれ、ベクトル磁気測定装置によって測定された実測結果と解析結果を比較している。

まず、Fig. 2.5.7に無方向性けい素鋼板(H30)の場合を示す。回転磁束条件下では、回転方向に対して H が B より進んでいる場合、その空間的位相差 θ_{ph} を正の値としているため、無方向性けい素鋼板の場合は常に正の値を取っている。また、高磁束密度領域になるにつれ約 60° 方向に困難軸が出現するため、 H の軌跡は楕円ではなくなり空間的位相差 θ_{ph} の波形も歪んでくる。またFig. 2.5.8に(2.5.1)式及び(2.5.2)式により求めた H の大きさ H_{max} 及び B と H の空間的位相差 θ_{ph} の実測結果との誤差を示す。交番磁束条件下の場合と比べると若干高磁束密度領域での誤差が大きくなっているが、解析結果は実測結果と比べ全てに良好な一致を得ている。

Fig. 2.5.9に方向性けい素鋼板(23ZDKH90)の場合を示す。異方性が強いいため空間的位相差 θ_{ph} の波形にさほど変化は見られないが、交番磁束条件下の場合のように高磁束密度領域になると $\langle 111 \rangle$ 方位にあたる約 60° 方向に困難軸が出現するため、空間的位相差 θ_{ph} の波形が大きく歪んでいる。Fig. 2.5.10にこの場合の H の大きさ H_{max} 及び B と H の空間的位相差 θ_{ph} の実測結果との誤差を示す。1.0[T]以上で誤差が大きくなっており、1.2[T]付近では波形に歪みがあるため誤差も大きくなっている。しかしながら全体的には解析結果は実測結果と比べてそれほど誤差もなく比較的良好的な一致を得ている。

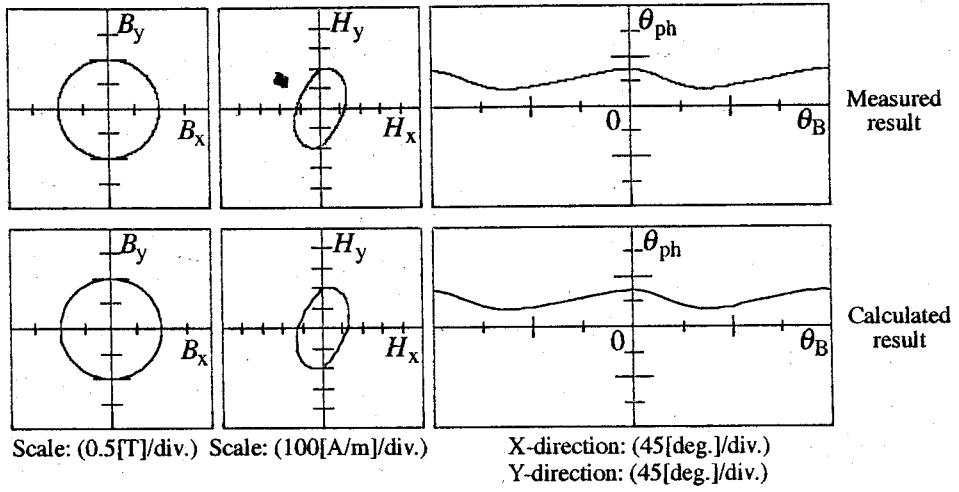


Fig. 2.5.7 (a) Measured results and calculated results in rotating flux condition. ($B_{max} = 1.0[T]$, $\varphi = 0$ [deg.], $\alpha = 1$) (sample: H30)

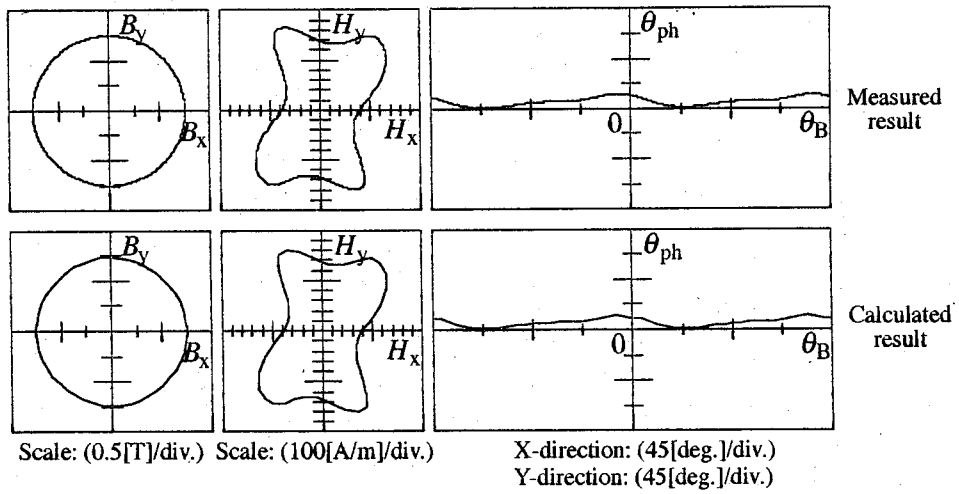


Fig. 2.5.7 (b) Measured results and calculated results in rotating flux condition. ($B = 1.5[T]$, $\varphi = 0$ [deg.], $\alpha = 1$) (sample: H30)

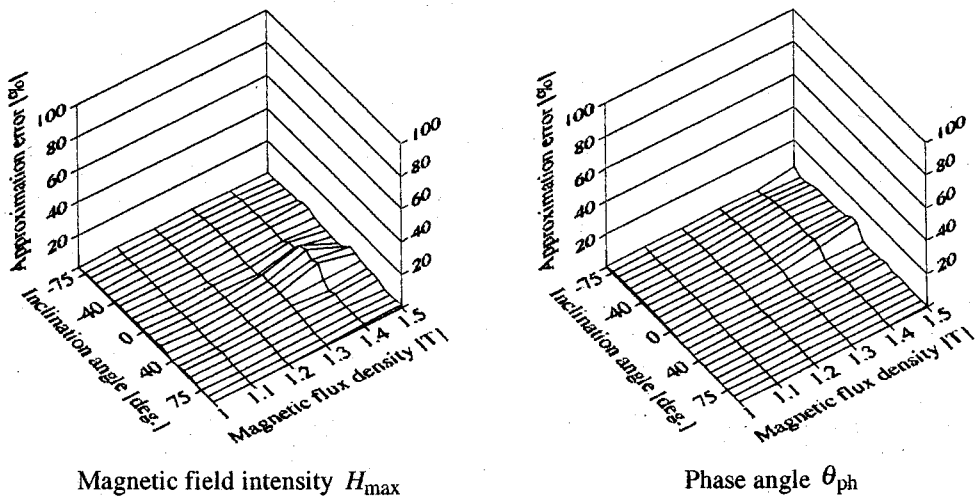


Fig. 2.5.8 Approximation errors of magnetic field intensity and phase angle. (Rotating flux condition : $\alpha = 1$) (sample: H30)

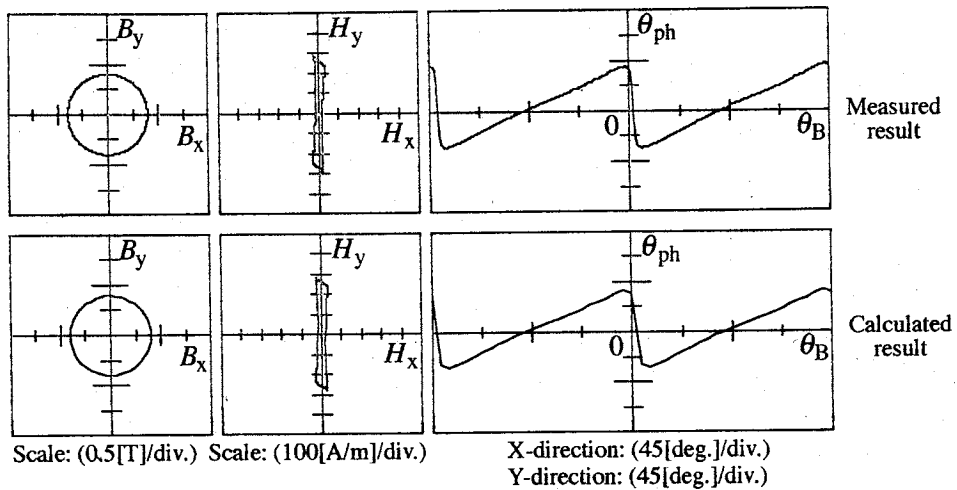


Fig. 2.5.9 (a) Measured results and calculated results in rotating flux condition. ($B = 0.8[T]$, $\varphi = 0$ [deg.], $\alpha = 1$) (sample: 23ZDKH90)

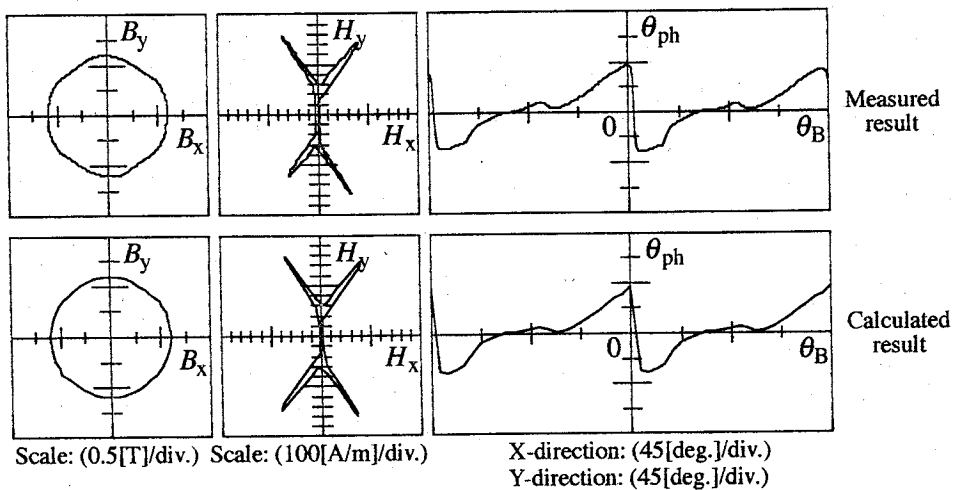


Fig. 2.5.9 (b) Measured results and calculated results in rotating flux condition. ($B = 1.2[T]$, $\varphi = 0$ [deg.], $\alpha = 1$) (sample: 23ZDKH90)

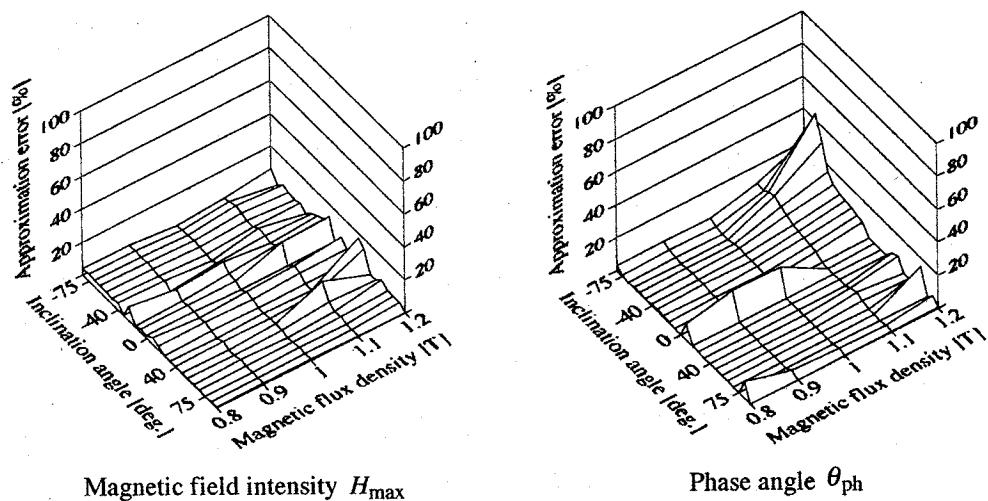


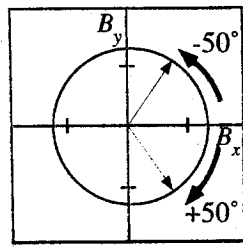
Fig. 2.5.10 Approximation errors of magnetic field intensity and phase angle. (Rotating flux condition : $\alpha = 1$) (sample: HIB)

2. 5. 4 従来モデルとの比較検討 ⁽²¹⁾

瞬時モデルは非線形有限要素法に適用して磁界解析を行った場合、実測結果と比べ良好な一致を示すことを前項で示した。そこで本項では、従来用いて来た磁気特性のモデルと比較し、瞬時モデルの正確性を確かめる。比較に用いたモデルは、従来法(スカラー表現)及びテンソル法⁽¹⁵⁾である。ここで従来法とは圧延方向とそれに垂直な方向の磁気特性のみを用いて、任意方向の磁気特性を表現する手法である。またテンソル法は高磁束密度領域に適用するため、磁界強度波形の第3高調波までを考慮した手法である。高磁束密度領域では磁界強度波形の歪みが激しいため本来なら第5、及び第7高調波位まで考慮すべきだが、入力データの増大化を防ぐため第3高調波までを考慮している。

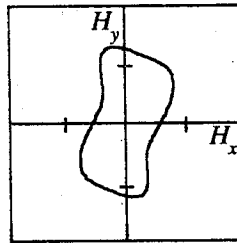
Fig. 2. 5. 11 に従来法、テンソル法及び本手法である瞬時モデルを用いた解析結果を示す。試料が無方向性けい素鋼板(H30)で軸比1.0 傾き角 0° 最大磁束密度1.4[T]の真円回転磁束条件下での、実測結果との誤差をそれぞれのモデルで求めた。誤差比較には H の大きさ H_{\max} を用いた(2.5.1)式を使った。

無方向性けい素鋼板にとって最大磁束密度1.4[T]は高磁束密度領域に近い約 60° 方向に困難軸が出現し始めている。そのためスカラー特性を用いた従来法では表現出来ないため実測結果との誤差が大きくなった。テンソル法ではベクトル磁気特性を考慮しているのでそれほど実測結果との誤差は大きくないが、高調波成分を考慮していないために瞬時モデルよりも大きな誤差となった。もしテンソル法に第5高調波成分以上を考慮していれば瞬時モデル程の誤差に抑えられたのだが、その場合はかえってデータ数が増加してしまい解析には不都合である。結果から分かるように瞬時モデルによる磁界解析結果が最も精度よくベクトル磁気特性を表現出来ている。



(1[T]/div.)

Locus of B



(300[A/m]/div.)

Locus of H

measured result
(Sample: H30, $B_{\max} = 1.4$ [T])

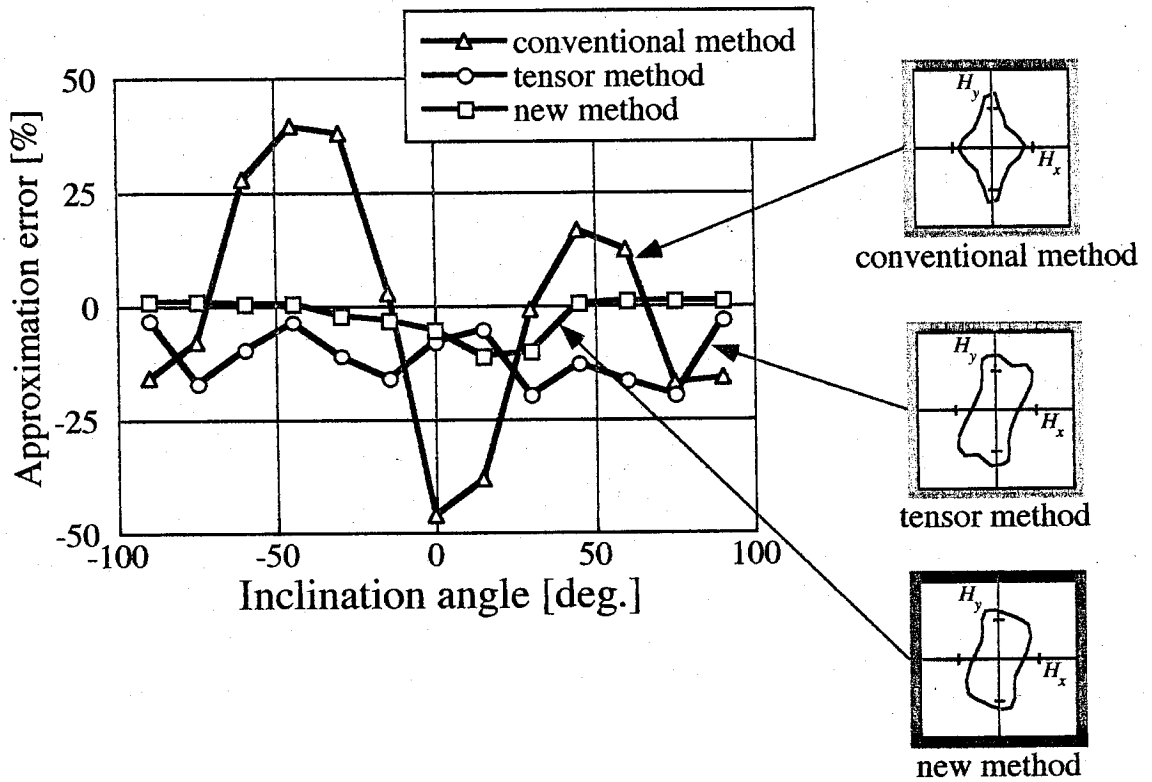


Fig. 2. 5. 11 Comparison between approximation error.

第2.6節 交番磁束条件下での磁界解析

2.6.1 解析モデルと解析条件

本節では、交番磁束条件下における異方性の数値解析及びその解析結果の妥当性の検証のために Fig.2.6.1 に示す検証用単相鉄心モデルを解析モデルとした。このモデルは異方性数値解析用の特別なモデルである。図に示すように中央部を打ち抜いた一枚板であり、磁化容易軸が一方向を向いている。そのためこのモデルには以下のような特徴がある。

- (1) 一枚板のため接合部がないので、接合部における漏れ磁束の影響がない。
- (2) 鉄心の脚の幅が70、90[mm]と異なるため、圧延方向とその垂直方向において共に十分飽和できる。
- (3) 磁束密度が圧延方向から傾く領域が多いため、異方性の影響が出易い。

鉄心に使用してある磁性材料は方向性けい素鋼板である。

解析領域は対称性を考慮し1/2領域のみを用いた。また、強制電流を与え、いわゆるポワソン問題として扱った。Fig.2.6.2 に示すように一次三角形要素を用いて分割を行った。総要素数は3612、総節点数は1892である。対称線上の境界は自然境界条件とした。実効異方性磁気抵抗率と空間的位相差の特性曲線を用いる場合、磁性材料の補間は磁束密度及び傾き角に対しての線形補間により算出した。

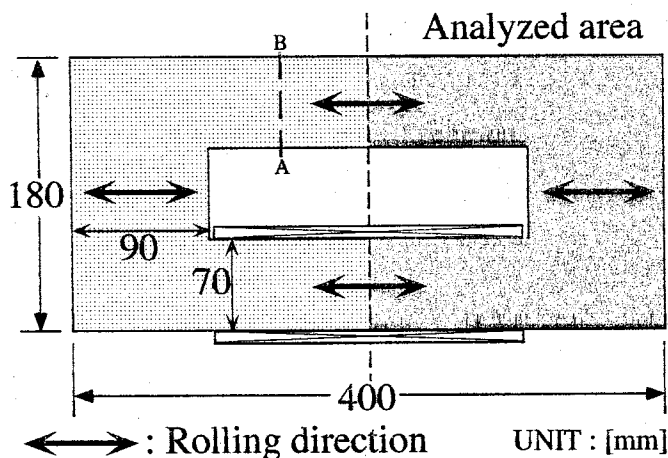


Fig. 2.6.1 The single-phase transformer core model.

計算手法は前章で示したフローチャートのように、実効異方性磁気抵抗率と空間的位相差の特性曲線を用いて、ポテンシャル値が収束するまで繰り返し計算することにより非線形磁界解析を行う。

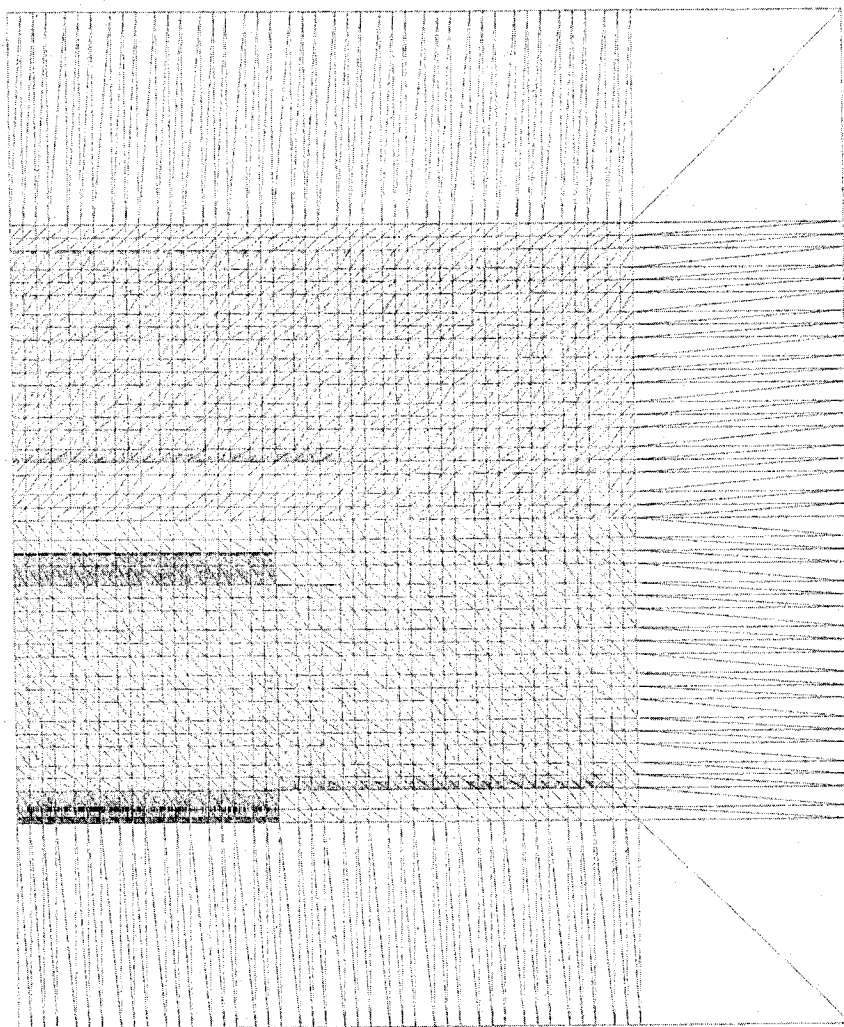
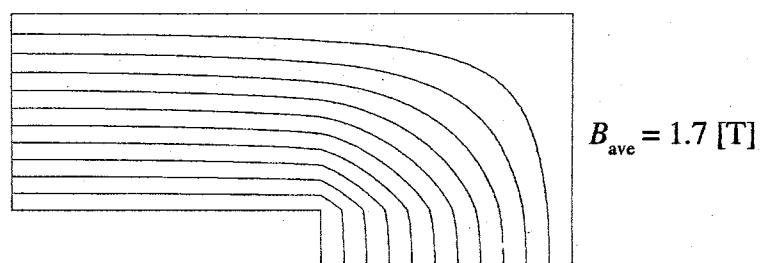
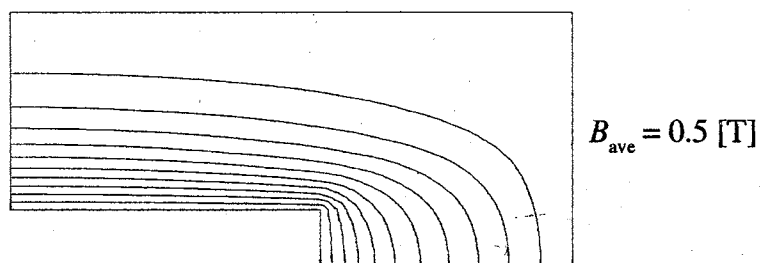


Fig. 2. 6. 2 Arrangement of triangular elements.

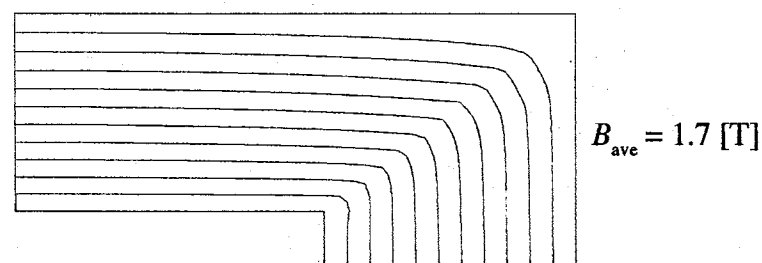
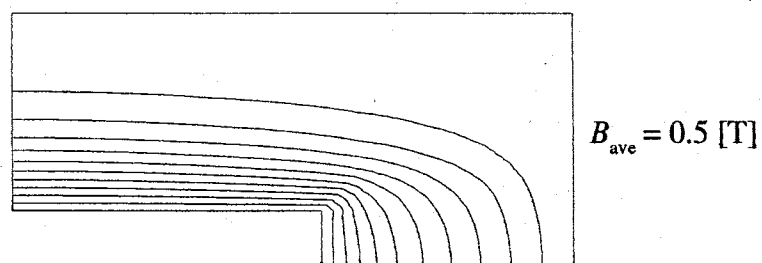
2. 6. 2 解析結果と検討

本項では検証用単相鉄心モデルの磁界解析を行った結果について検討する。また従来法と本手法を用いた解析を行い両者の比較を行った。Fig. 2. 6. 1 に示すモデル中のA-B間の磁束密度を平均したものを基準となる平均磁束密度とする。

Fig. 2.6.3 に平均磁束密度が低磁束密度領域の 0.5 [T] 及び高磁束密度領域の 1.7 [T] の時の磁束分布を示す。(a) は従来法による表現、(b) は新手法を用いた場合である。



(a) Conventional method



(b) New method

Fig. 2.6.3 Flux distribution by using both expression.
(sample: 23ZDKH90)

また、Fig. 2.6.4 及び Fig. 2.6.5 にそれぞれ平均磁束密度が 0.5 [T] 及び 1.7 [T] の時の、(a) は従来法及び、(b) は新手法を用いた場合の B ベクトルと H ベクトルの分布を示す。低磁束密度領域では磁束分布、 B ベクトルの分布とも両手法に

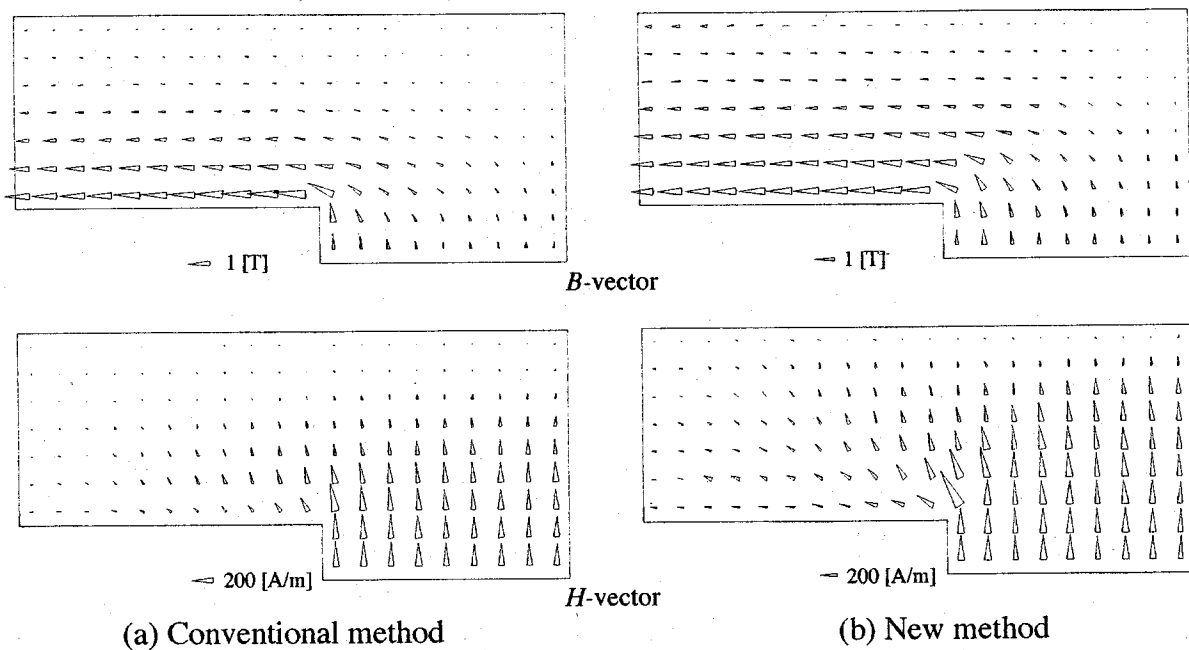


Fig. 2.6.4 Distribution of B- and H-vector by using both expression.
(sample: 23ZDKH90, $B_{ave} = 0.5$ [T])

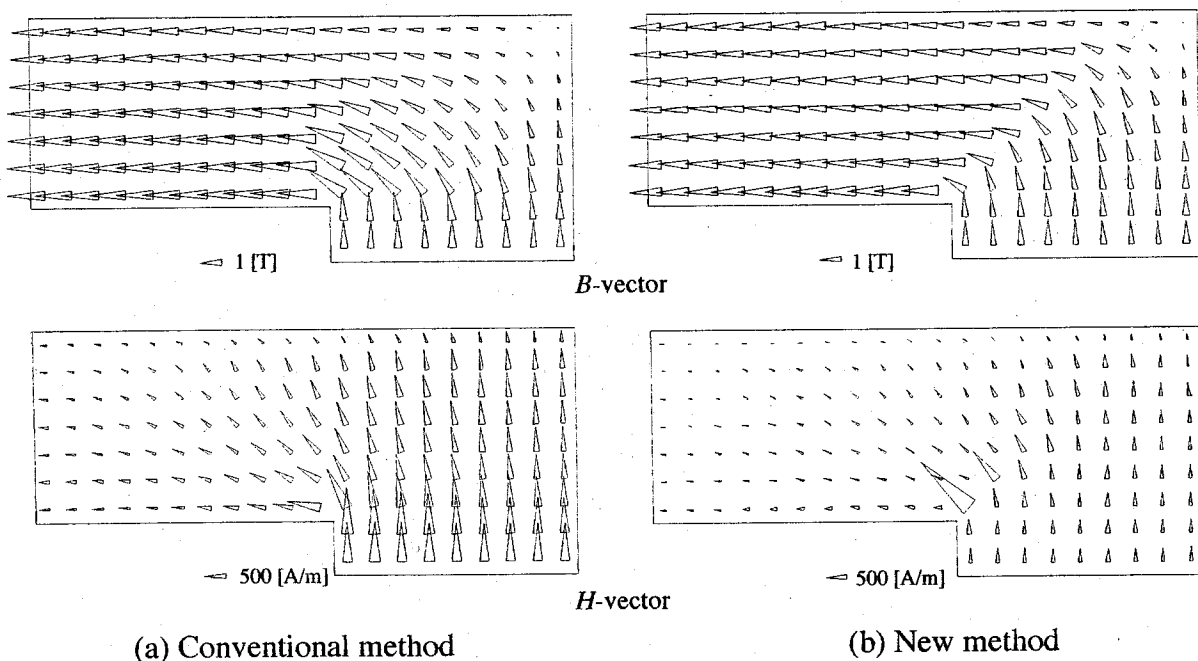


Fig. 2.6.5 Distribution of B- and H-vector by using both expression.
(sample: 23ZDKH90, $B_{ave} = 1.7$ [T])

よる変化はあまり認められない。しかし H ベクトルの分布においては鉄心のコーナー部の内側において新手法を用いた方が H の値が大きくなっていることが分かる。これは平均磁束密度が $0.5 [T]$ であっても、この領域では磁束線が集中するので $1 [T]$ 以上出ているためであると考えられる。高磁束密度領域では磁束分布、 B 、 H ベクトルの分布は大きく異なる。高磁束密度領域では約 60° 方向が磁化困難軸となるため、その方向をさけて磁束線は分布すると考えられる。従来法では 60° 方向が困難軸であることが表現できないため、異なった分布になる。 B ベクトルの分布においても同様に違いが見られる。従来法では B はコーナー部の内側の方が高く、鉄心全体で一番高い値をとっている。新手法ではコーナー部において大きな変化は見られない。 H ベクトルの分布においては両手法の差はさらに大きいことが分かる。特にコーナー部の内側において大きくなっている。

次に、得られた解析結果と実際に実験で得られた測定結果との比較を行い、解析結果の妥当性についての検討を行う。実験装置は解析で用いた寸法と同じ検証用単相鉄心で、鉄心材料は方向性けい素鋼板 ($23ZDKH90$) を用い、40枚積層した。測定は Fig. 2.6.6 に示すように磁束密度は探針法、磁界強度は H コイル法により測定を行った⁹⁾。従来、磁束密度の測定には探りコイルを用いるのが通常であったが、試料に直接穴をあけるため応力が加わり、試料自体の特性も変えかねない。また、測定点を多くとる場合、空孔により磁束の乱れを生じる恐れもある。探針法は試料表面上に探針を2本置き、試料内部に流れる磁束の変化によって生じる渦電流場による探針間の電位差を得る測定法であり、理論的には等間隔で試料に施した探りコイルの $1/2$ ターンと等価である。試料表面が絶縁されてなければ、試料上に設置するだけで測定可能であり、試料に与える影響は少ない。さらに、ここで用いたセンサーは探針の間隔が $15 [mm]$ 、 H コイルの幅が $8 [mm]$ と小さいセンサーを用いているため、鉄心内の磁気特性を細かく把握でき、磁界解析の結果の検証に対しても適していると考えられる。Fig. 2.6.7 に測定結果の B と H のベクトル分布を示す。Fig. 2.6.5 の (b) と Fig. 2.6.7 を比較してみると、コーナー部における磁束密度ベクトルの角度の変化、コーナー部の内側で磁界強度が最大値をとっていることなど、解析結果は測定結果に対し良好な一致を示している。

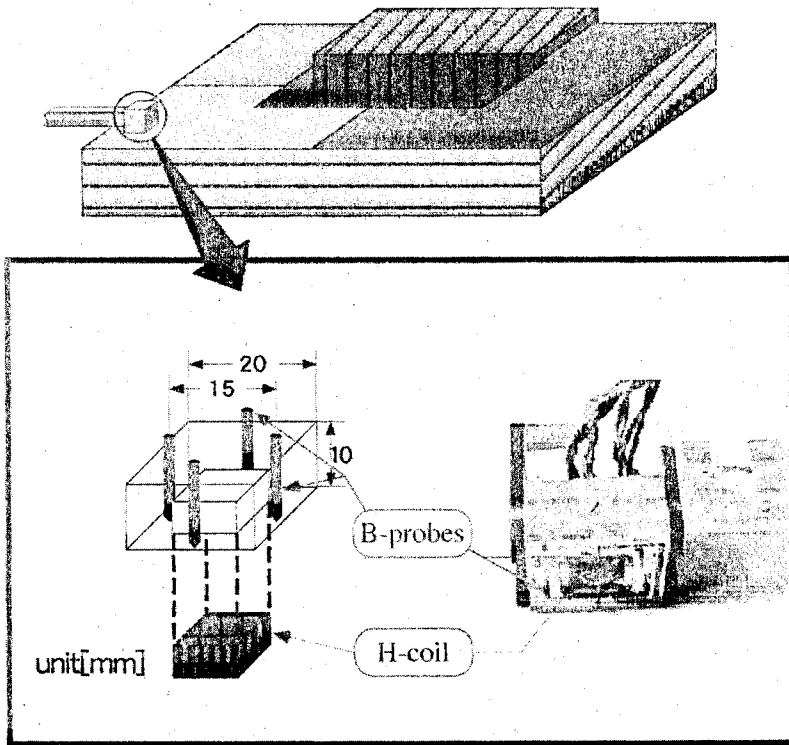


Fig. 2. 6. 6 Two-dimensional magnetic sensor.

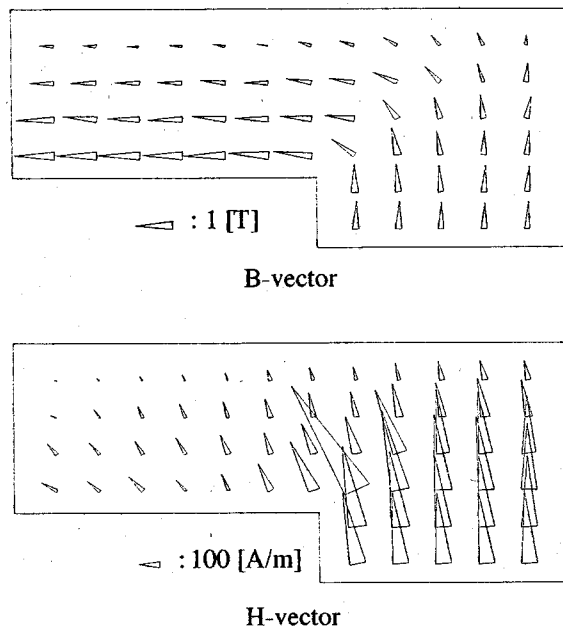


Fig. 2. 6. 7 Distribution of measured B- and H-vector.

Fig. 2.6.8 に平均磁束密度を $0.1 \sim 1.7$ [T] まで変化させた場合の各点の B の軌跡を示す。(a) は従来法による表現、(b) は新手法を用いた場合である。コーナー部において従来法ではあまりコーナー部の内側で B ベクトルの角度の変化はないが、磁束密度の増加に伴って新手法では大きく B の角度が変化していることが分かる。Fig. 2.6.9 は Fig. 2.6.8 と同様の条件での H の軌跡である。 H は B と異なり両手法において角度の変化は見られないが、分布はかなり異なる。新手法ではコーナー部内側で磁界強度が大きいことが分かる。これは磁化難易軸方向を出来るだけ避けて磁束は分布するが、コーナー部では磁束線が連続である性質のため避けることが出来ず磁界強度が大きくなっているものと考えられる。

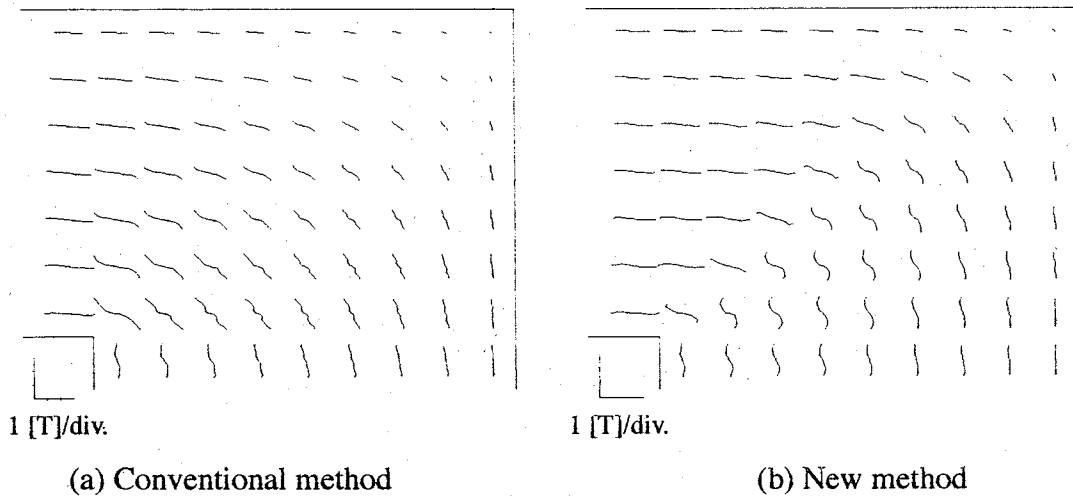


Fig. 2.6.8 Loci of B-vector by using both expression.
(sample: 23ZDKH90)

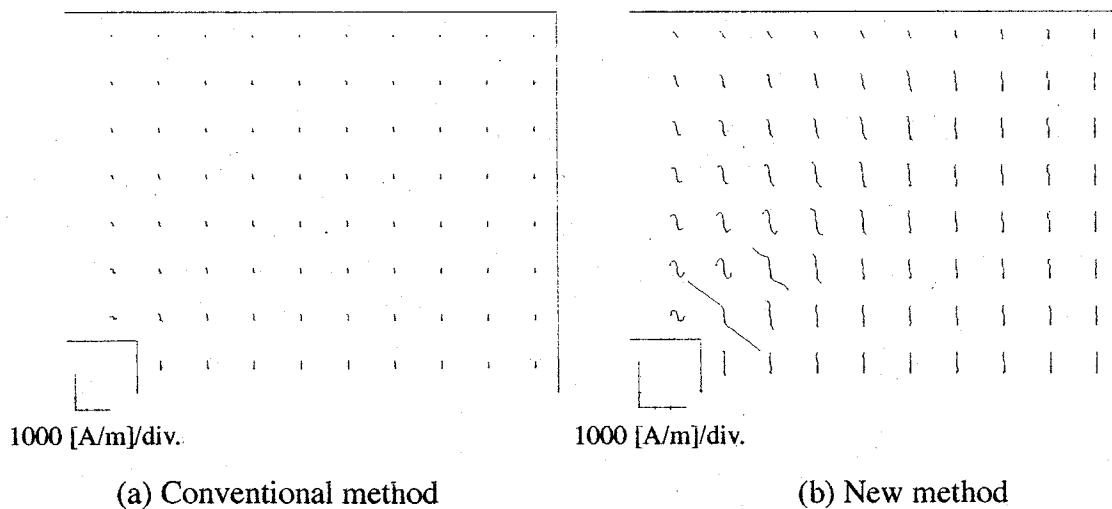


Fig. 2.6.9 Loci of H-vector by using both expression.
(sample: 23ZDKH90)

第 2 . 7 節 交番及び回転磁束が混在する条件下での磁界解析

2 . 7 . 1 解析モデルと解析条件

本節では、交番及び回転磁束条件下が混在する場合の解析を行うため、解析モデルを Fig. 2.7.1 に示す検証用三相鉄心モデルとした。

このモデルも前節の検証用単相鉄心モデル同様に、異方性数値解析用の特別なモデルである。図に示すように一枚板を長方形に 2 つ打ち抜いているため、磁化容易軸が一方向を向いている。また鉄心に使用してある磁性材料は方向性けい素鋼板である。解析領域は対称性を考慮して 1/2 領域のみを用いた。また Fig. 2.7.2 に示すように一次三角形要素を用いて分割を行った。総要素数は 7744、総節点数は 4005 である。対称線上の境界は自然境界条件とした。

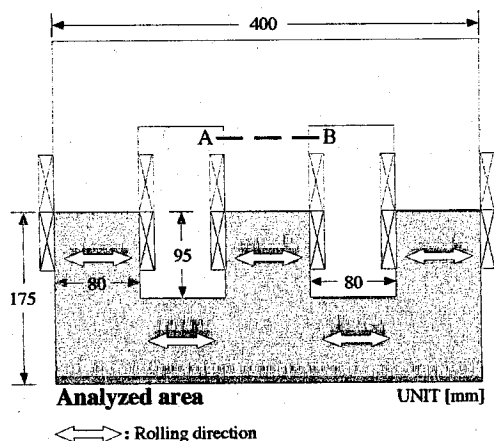


Fig. 2. 7. 1 The three-phase transformer core model.

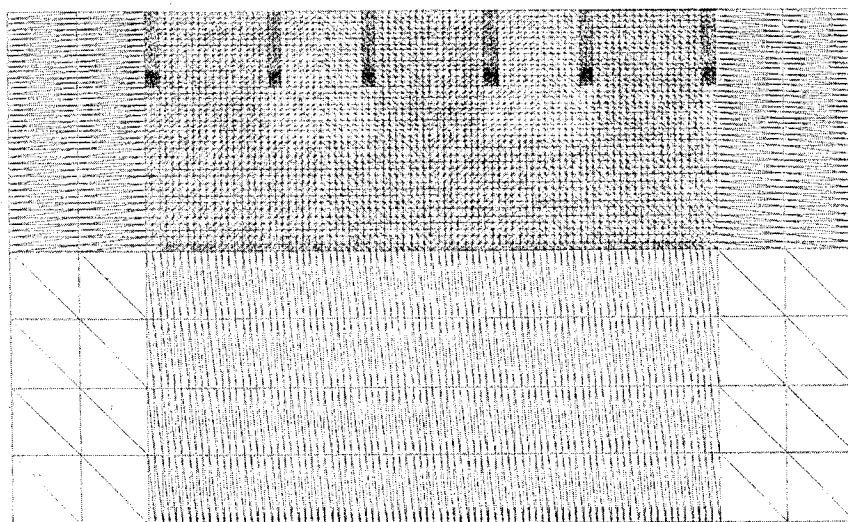


Fig. 2. 7. 2 Arrangement of triangular elements.

2. 7. 2 解析結果と検討

本項では検証用三相鉄心モデルの磁界解析を行った結果について検討する。**Fig. 2. 7. 1**に示すモデル中のA-B間の磁束密度を平均したものを基準となる平均磁束密度とする。

Fig. 2. 7. 3に平均磁束密度が0.5[T]の磁束分布を示す。**Fig. 2. 7. 4**及び**Fig. 2. 7. 5**にそれぞれ、磁束密度及び磁界強度の軌跡分布を示す。検証用三相鉄心中央部にて回転磁束が、また左右の脚の部分にて交番磁束が主に発生しているのが分かる。また得られた解析結果は、従来までの解析で得られる結果と違い検証用三相鉄心中央部にて非対称の分布となっている。これは**Fig. 2. 7. 6**に示すように中央部での左側と右側において、回転磁束の回転方向は両側とも同じであるが、圧延方向に対する回転磁束の傾き角が異なるためである。このことは**Fig. 2. 3. 4**及び**Fig. 2. 3. 9**の実測結果に示されるように、回転磁束の傾き角により磁気特性は異なりその測定データを考慮した磁界解析を行っているため、磁束の変化が最も激しい検証用三相鉄心モデル中央部を中心軸とし非対称に回転磁束が発生するのも当然である。

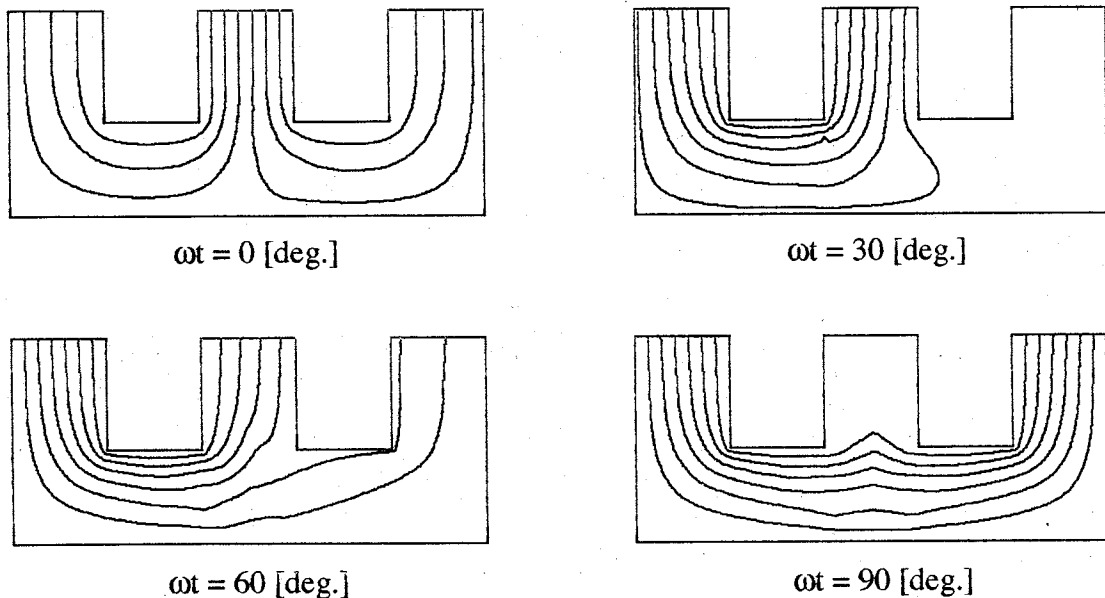
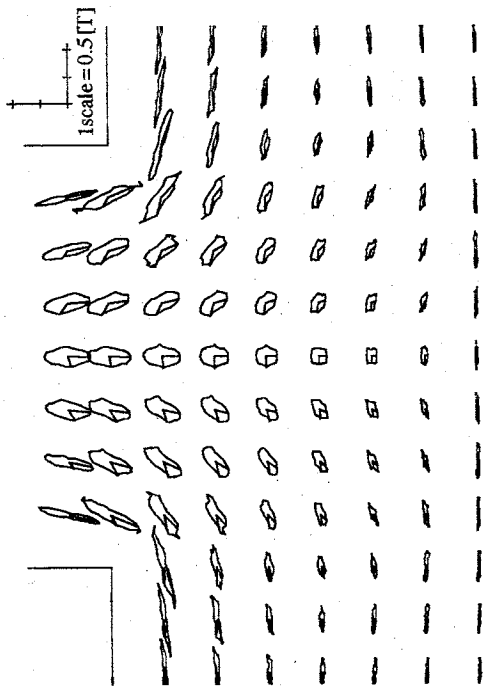
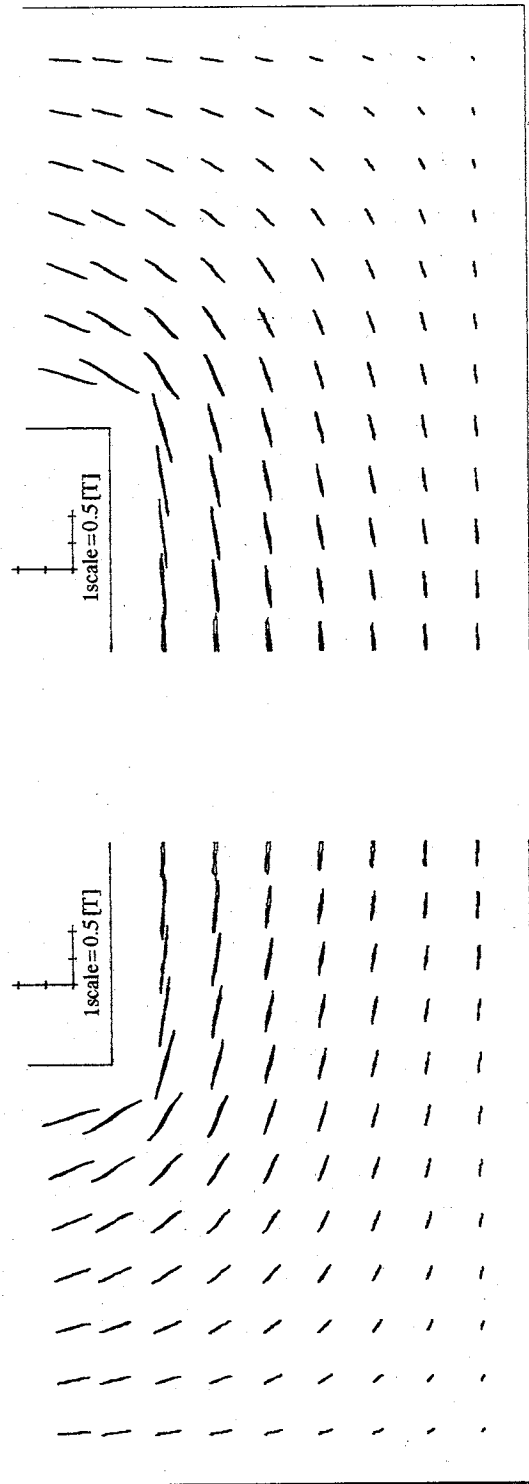


Fig. 2. 7. 3 Magnetic flux distribution.



(a) Central part



(b) Left corner part

(c) Right corner part

Fig. 2. 7. 4 Distribution of loci of B -vector.

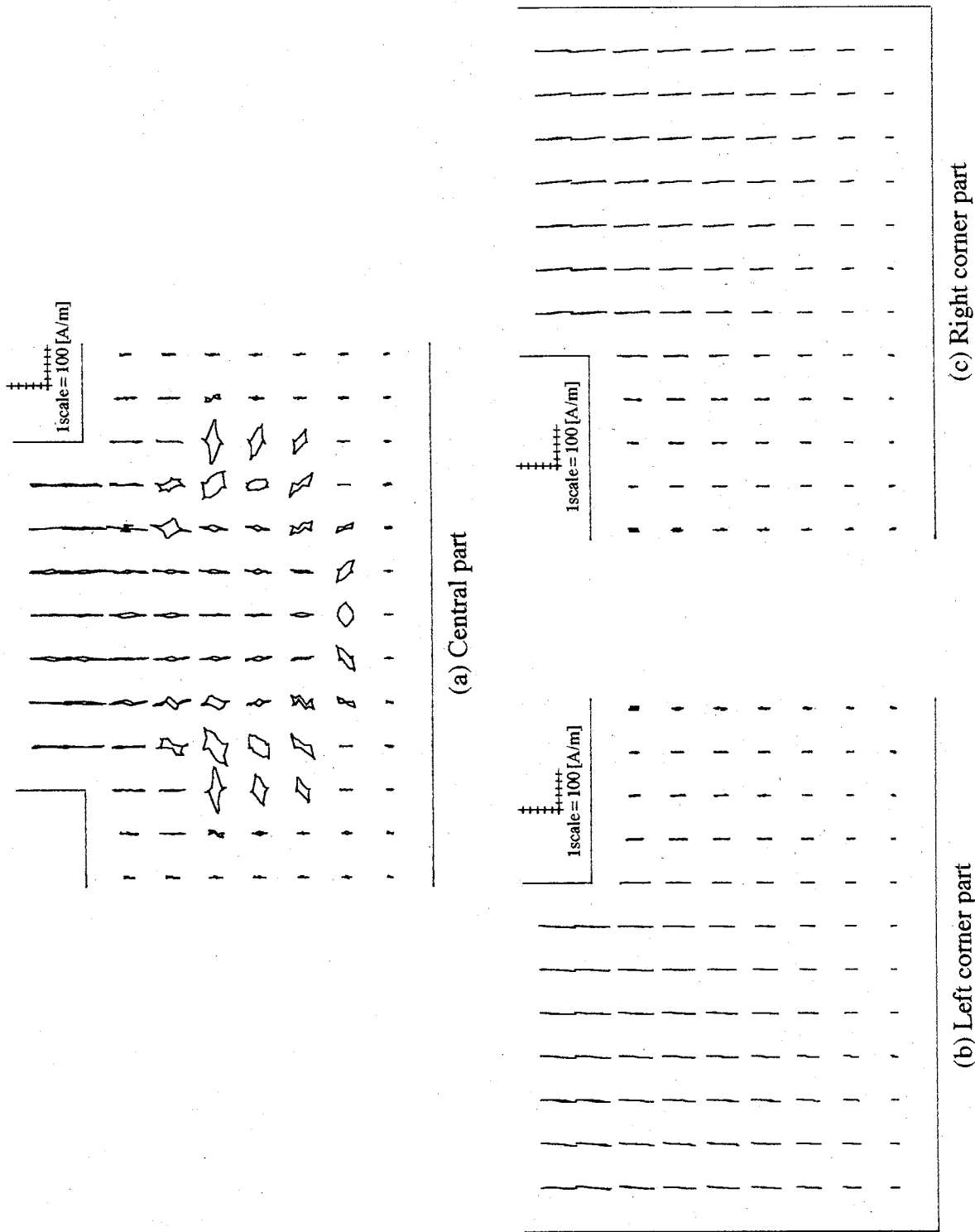


Fig. 2.7.5 Distribution of loci of H -vector.

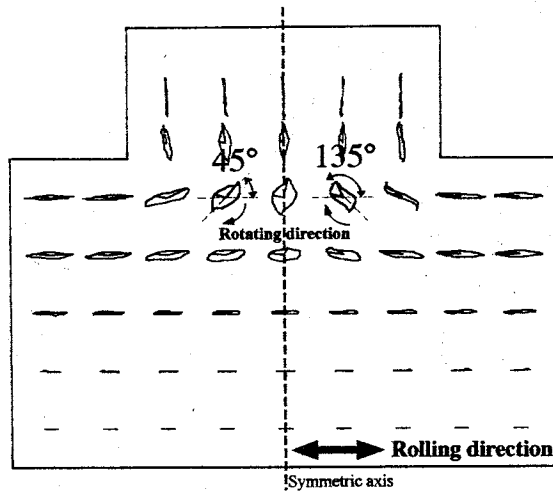


Fig. 2. 7. 6 Distribution of calculated B-vector at the central part of the core.

2. 8 結言

本章ではベクトル磁気特性の瞬時モデルの定義を行い、それを交番及び回転磁束条件下における無方向性、方向性の二種類のけい素鋼板のベクトル磁気特性に適應した。また瞬時モデルを非線形有限要素法に導入し、検証用鉄心モデルに適用し磁界解析を行った。以下に要約する。

- (1) 本章で定義した瞬時モデルは、交番及び回転磁束条件下のどちらにも適用できる。また、各種磁性材料のベクトル磁気特性にも適用できる。
- (2) 無方向性けい素鋼板の任意方向の磁気特性は、異方性が弱く、方向に対する依存性は小さい。回転磁束条件下においては回転ヒステリシスのため磁束密度と磁界強度の間の空間的位相差が大きくなる。また、回転磁束条件下のみならず交番磁束条件下においても磁束密度と磁界強度の間には空間的位相差が存在している。回転磁束条件下において軸比及び傾き角が変化するにつれ、実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} は変化する。
- (3) 方向性けい素鋼板は強い異方性を示すため、交番及び回転磁束条件下においても磁束密度と磁界強度の方向は大きく異なる。また、異方性が強いために無方向性に比べ軸比や傾き角の違いによる実効異方性磁気抵抗率 κ 及び空間的位相差 θ_{ph} の変化は小さい。
- (4) 瞬時モデルを導入した非線形磁界解析は従来の解析手法に比べ、実測値に非常に近く B と H の関係を正確に表現できる。