

第3章 ベクトル磁気特性の過渡モデル

第3.1節 緒言

磁界解析に関して存在する多くの非線形問題のなかで、特に重要な問題となるのが磁性材料の非線形性であると言える。磁性材料の非線形性には磁気飽和現象、異方性問題、磁気ヒステリシス現象等があり、その磁気特性をどのようにモデリングし磁界解析に導入するかが重要となってくる。その中でも高配向性けい素鋼板は、ある特定方向に磁化されやすいという強い磁気異方性を示すため、その扱いを一層困難にしている。さらに、変圧器や電動機等の電気機器は主に磁性材料中を磁束が流れるため、磁界解析の際に磁性材料の非線形をどのように扱うかは重要な問題であると言える。

一方磁気測定に関しては、磁性材料のベクトルの磁気測定が行えるベクトル磁気測定装置が提案された。そのため磁性材料内の詳細な磁場の振る舞いが明らかになり、従来の測定によって得られた磁気特性による表現法すなわちスカラー表現では磁界解析を正確に解くことが出来ないことが解ってきた。そこで磁気特性のモデリングに関して様々な取り組みがなされているが、交番磁束条件下におけるヒステリシス現象は未だに考慮されていない。ヒステリシス特性を含むベクトル磁気特性のモデリングは、電気機器鉄心内の鉄損解析の際に必要であり、交流電気機器の最適設計技術にも必要不可欠である。

そこで本章では、任意励磁方向での交番及び回転磁束条件下におけるヒステリシス現象のモデルの定義を行う。このモデルはベクトル磁気特性の磁束密度の大きさと傾き角における非線形性を考慮し、かつ交番及び回転ヒステリシスが表現可能である。またこのモデルを有限要素磁界解析に導入し、検証用鉄心モデルに適用した結果について報告する。また得られた解析結果から直接鉄損計算を行い検証用鉄心内における鉄損分布を明らかにする。

3.2.1 モデルの定義

異方性を有する磁性材料に対して容易軸方向と異なる方向に励磁した場合、磁界強度 H と磁束密度 B は同じ方向を取らず両者の間に空間的位相差が生じてくる。このような磁性材料のベクトル磁気特性は磁束密度の大きさ B とその傾き角 θ_B における非線形性を持つ。そのため従来での磁界解析では、交番磁束条件下における任意方向のベクトル磁気特性は磁気抵抗率テンソルを用いて次式のように表現してきた。

$$\begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} v_x & 0 \\ 0 & v_y \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_x \\ B_y \end{Bmatrix} \tag{3.2.1}$$

$$v_x = f(B, \theta_B), \quad v_y = f(B, \theta_B) \tag{3.2.2}$$

(3.2.2) 式に示すように磁気抵抗率 v_x, v_y は磁束密度の大きさ B とその傾き角 θ_B の関数である。しかしながら、テンソルモデルで交番磁束条件下におけるヒステリシスを表現することは出来ない。なぜならば、Fig. 3.2.1 に示すように完全な交番磁束条件下においては B_x, B_y が共に零となる瞬間が存在するが、その際 H_x, H_y は交番ヒステリシスのため零にはならない。しかし(3.2.1)式を用いて交番磁束条件下の B と H を表現すると、 B_x, B_y が共に零の時は必ず H_x, H_y は零になってしまう。また Fig. 3.2.2 の様に、増加中である点 P と減少中である点 Q は

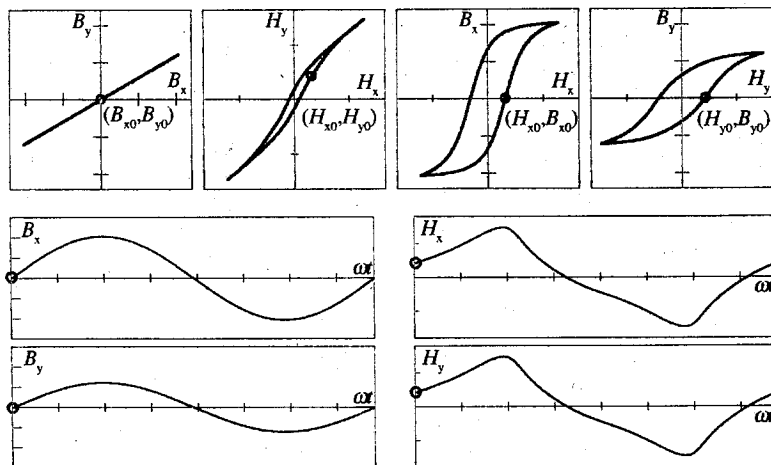


Fig. 3.2.1 Measured data under the alternating flux condition.

磁束密度 B において瞬時的にはどちらも同じ値であるため、 B の関数だけで定義するのが困難である。ヒステリシスを考慮した交番及び回転磁束条件下における磁気特性を表現するには、 B だけでなく、 B の増加減少を表す B の微分を用いてモデリングを行えばよい。すなわち B と H の関係を過渡的に表現すれば、交番及び回転ヒステリシスを表現することが可能となる。そこでこのようなモデルを過渡モデル (E&Sモデル; Enokizono and Soda Method) と称し、次式のように定義できる。

$$\begin{cases} H_x = v_{xr} B_x + v_{xi} \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ H_y = v_{yr} B_y + v_{yi} \frac{\partial B_y}{\partial t} \end{cases} \quad (3.2.3)$$

過渡磁気抵抗率係数 v_{xr} 、 v_{xi} 、 v_{yr} 及び v_{yi} はベクトル磁気測定の結果から以下のようにして求められる。

ベクトル磁気測定では二次元励磁により任意方向に対する交番及び回転磁束条件を作り出すため、磁束密度が完全な正弦波形になるように波形制御される。これにより H と B は一意的にその関係が定まる。そのため磁束密度の x 成分 B_x と y 成分 B_y は次式のように表される。

$$\begin{cases} B_x = B_{xm} \cos(\omega t + \phi_x) \\ B_y = B_{ym} \cos(\omega t + \phi_y) \end{cases} \quad (3.2.4)$$

ここで B_{xm} 及び B_{ym} はそれぞれ B_x 、 B_y の最大値である。

また、(3.2.4) 式を微分して次式を得る。

$$\begin{cases} \frac{\partial B_x}{\partial t} = -\omega B_{xm} \sin(\omega t + \phi_x) \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} = -\omega B_{ym} \sin(\omega t + \phi_y) \end{cases} \quad (3.2.5)$$

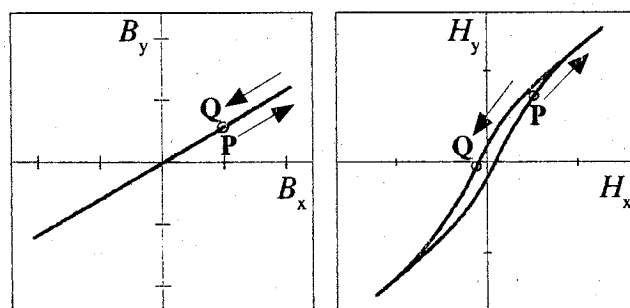


Fig. 3. 2. 2 Measured data under the alternating flux condition.

x成分のみについて考えると、(3.2.4)式と(3.2.5)式から次の関係が得られる。

$$\begin{cases} \sin \omega t = \frac{C_1}{C_3} B_x - \frac{C_2}{\omega C_3} \left(\frac{\partial B_x}{\partial t} \right) \\ \cos \omega t = \frac{C_2}{C_3} B_x + \frac{C_1}{\omega C_3} \left(\frac{\partial B_x}{\partial t} \right) \end{cases} \quad (3.2.6)$$

ここで C_1 、 C_2 、 C_3 は

$$\begin{cases} C_1 = -B_{xm} \sin \phi_x \\ C_2 = B_{xm} \cos \phi_x \\ C_3 = B_{xm}^2 \end{cases} \quad (3.2.7)$$

である。

そこで、(3.2.3)式のx成分に(3.2.4)式及び(3.2.5)式のx成分を代入して(3.2.7)式を用いてまとめると次式になる。

$$H_x = (C_2 v_{xr} + C_1 \omega v_{xi}) \cos \omega t + (C_1 v_{xr} - C_2 \omega v_{xi}) \sin \omega t \quad (3.2.8)$$

このとき第3高調波まで考慮した磁界強度のx成分 H_x とy成分 H_y を次式のように近似する。

$$\begin{cases} H_x = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + A_2 \cos(3\omega t + \alpha_2) \\ H_y = B_1 \cos(\omega t + \beta_1) + B_2 \cos(3\omega t + \beta_2) \end{cases} \quad (3.2.9)$$

ここで A_1 、 A_2 、 B_1 、 B_2 、 α_1 、 α_2 、 β_1 、 β_2 は測定データから得られる磁束条件下で一定の値である。

また、(3.2.9)式のx成分を次式のように書き直す。

$$H_x = P \cos \omega t + Q \sin \omega t \quad (3.2.10)$$

ここで P 及び Q は次のようになる。

$$\begin{cases} P = P_1 + P_2 \cos^2 \omega t \\ P_1 = A_1 \cos \alpha_1 - 3A_2 \cos \alpha_2, \quad P_2 = 4A_2 \cos \alpha_2 \\ Q = Q_1 + Q_2 \sin^2 \omega t \\ Q_1 = -A_1 \sin \alpha_1 - 3A_2 \sin \alpha_2, \quad Q_2 = 4A_2 \sin \alpha_2 \end{cases} \quad (3.2.11)$$

(3.2.8) 式と (3.2.10) 式を比較することにより磁気抵抗率係数 v_{xr} 、 v_{xi} は次式のように求められる。

$$\begin{cases} v_{xr} = k_{xr1} + k_{xr2}B_x^2 + k_{xr3}B_x\left(\frac{\partial B_x}{\partial t}\right) + k_{xr4}\left(\frac{\partial B_x}{\partial t}\right)^2 \\ v_{xi} = k_{xi1} + k_{xi2}B_x^2 + k_{xi3}B_x\left(\frac{\partial B_x}{\partial t}\right) + k_{xi4}\left(\frac{\partial B_x}{\partial t}\right)^2 \end{cases} \quad (3.2.12)$$

ここで各係数は次式により測定データから求められる。

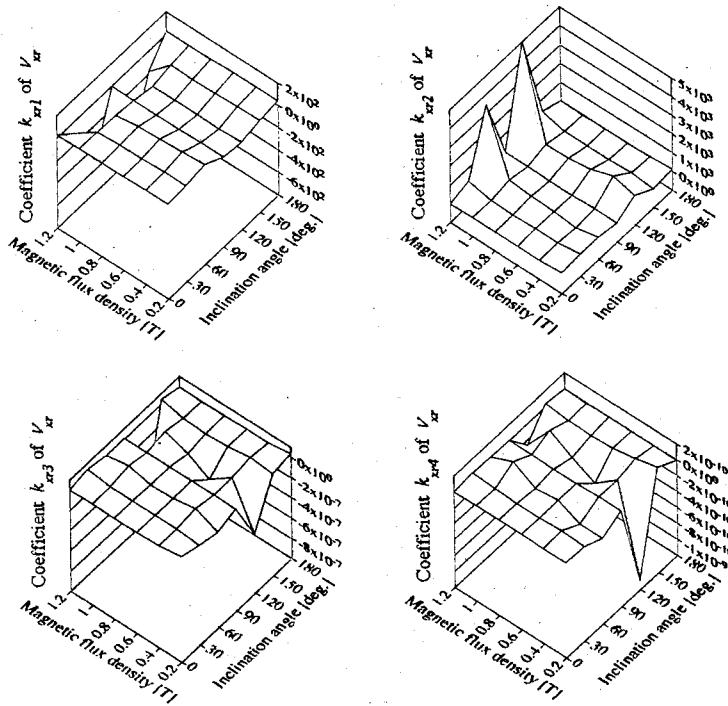
$$\begin{cases} k_{xr1} = \frac{C_2P_1 + C_1Q_1}{C_3} \\ k_{xr2} = \frac{C_2^3P_2 + C_1^3Q_2}{C_3^3} \\ k_{xr3} = \frac{2C_1C_2(C_2P_2 - C_1Q_2)}{\omega C_3^3} \\ k_{xr4} = \frac{C_1C_2(C_1P_2 + C_2Q_2)}{\omega^2 C_3^3} \end{cases} \quad (3.2.13)$$

$$\begin{cases} k_{xi1} = \frac{C_1P_1 - C_2Q_1}{\omega C_3} \\ k_{xi2} = \frac{C_1C_2(C_2P_2 - C_1Q_2)}{\omega C_3^3} \\ k_{xi3} = \frac{2C_1C_2(C_1P_2 + C_2Q_2)}{\omega^2 C_3^3} \\ k_{xi4} = \frac{C_1^3P_2 - C_2^3Q_2}{\omega^3 C_3^3} \end{cases} \quad (3.2.14)$$

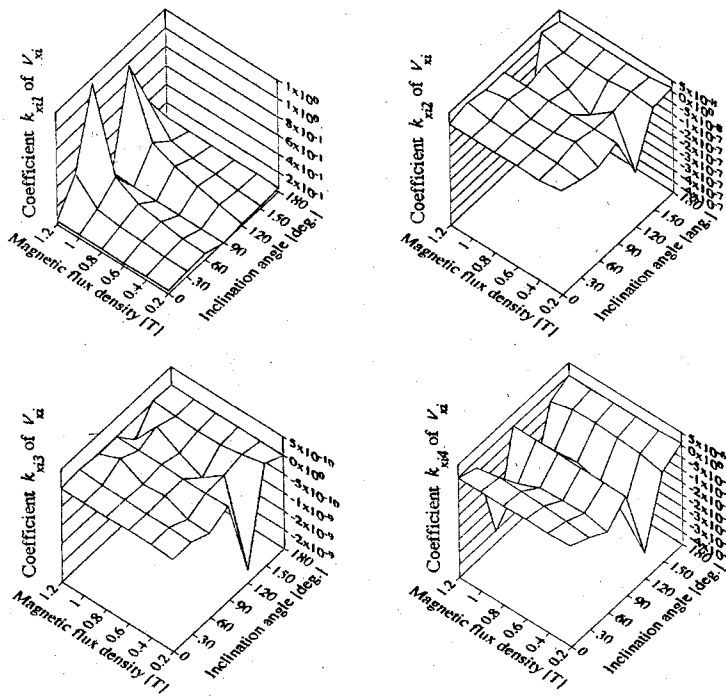
また y 成分の磁気抵抗率係数 v_{yr} 、 v_{yi} も x 成分と同様に求められる。

$$\begin{cases} v_{yr} = k_{yr1} + k_{yr2}B_y^2 + k_{yr3}B_y\left(\frac{\partial B_y}{\partial t}\right) + k_{yr4}\left(\frac{\partial B_y}{\partial t}\right)^2 \\ v_{yi} = k_{yi1} + k_{yi2}B_y^2 + k_{yi3}B_y\left(\frac{\partial B_y}{\partial t}\right) + k_{yi4}\left(\frac{\partial B_y}{\partial t}\right)^2 \end{cases} \quad (3.2.15)$$

交番及び回転磁束条件下における、最大磁束密度 B とその傾き角 θ_B に対する、磁気抵抗率係数を決定する係数 k_{xrn} 、 k_{xin} 、 k_{yrn} 及び k_{yin} ($n=1,2,3,4$) の変化を Fig. 3.2.3 ~ Fig. 3.2.14 に示す。磁気測定及び解析に用いた試料は、新日鐵製の方向性電磁鋼板 23ZDKH90 (板厚 0.23 mm) である。

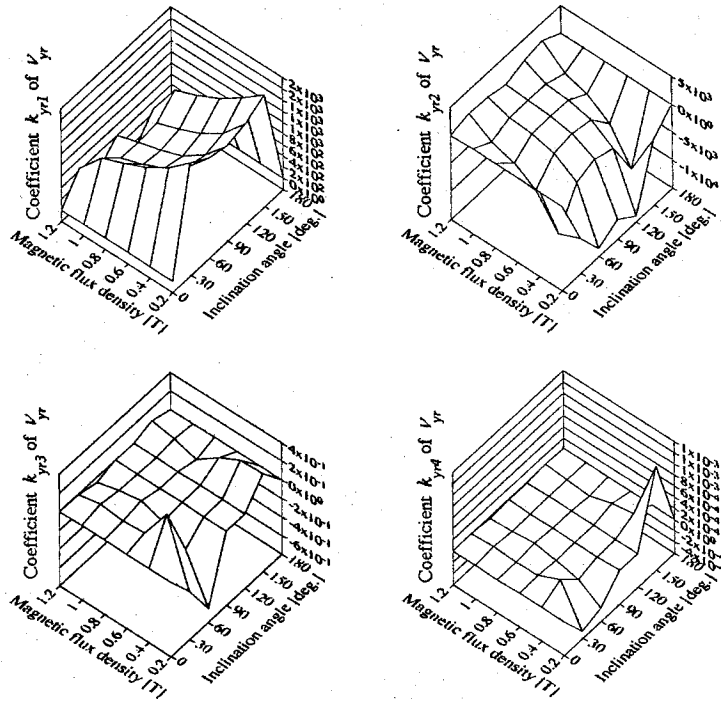


(a) Coefficient k_{xrn} of v_{xr}

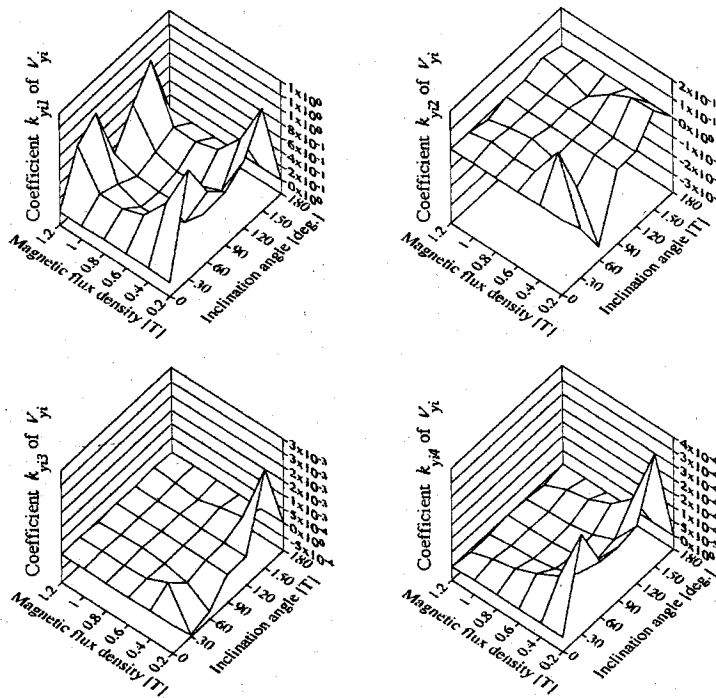


(b) Coefficient k_{xin} of v_{xi}

Fig. 3. 2. 3 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for X-component. (axis ratio $\alpha=0$)

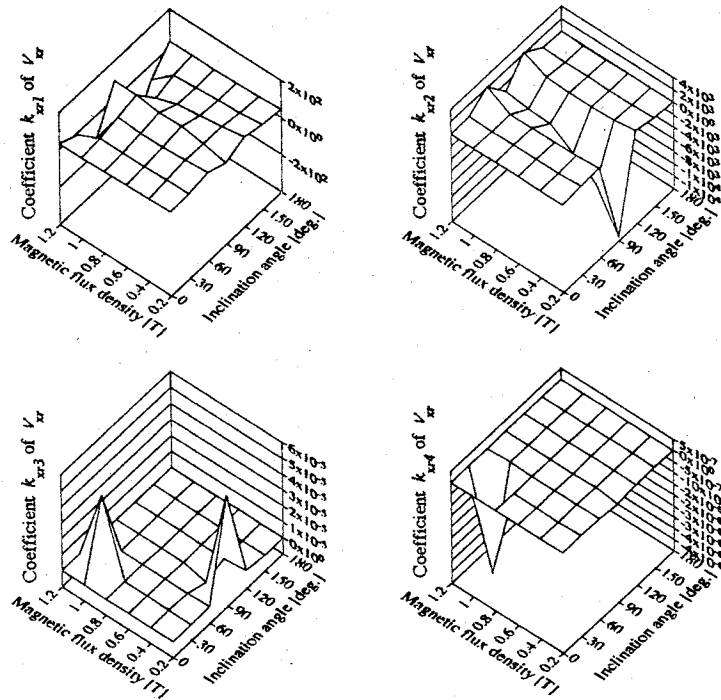


(a) Coefficient k_{yrn} of V_{yr}

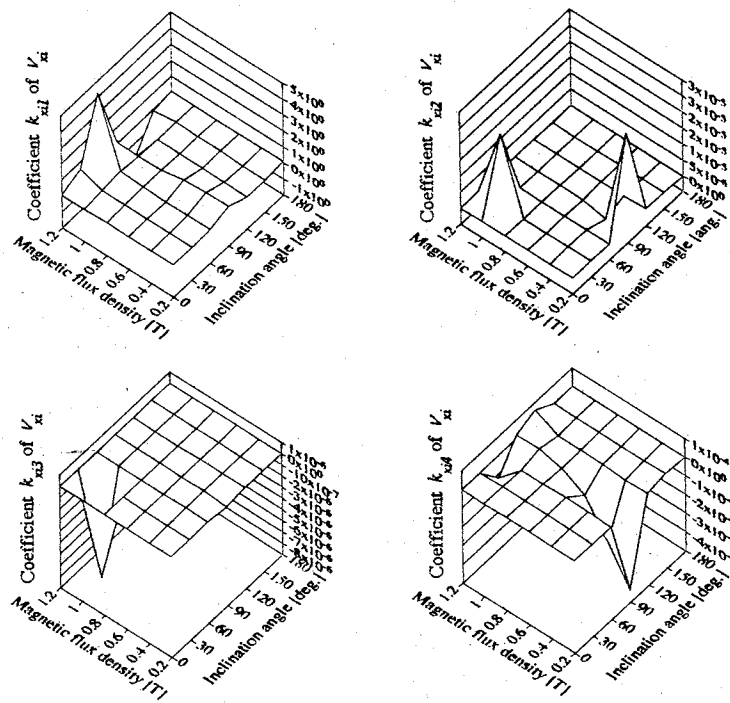


(b) Coefficient k_{yin} of V_{yi}

Fig. 3. 2. 4 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for Y-component. (axis ratio $\alpha=0$)



(a) Coefficient k_{xrn} of v_{xr}



(b) Coefficient k_{xin} of v_{xi}

Fig. 3. 2. 5 Relation among the coefficient of the reluctivity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for X-component. (axis ratio $\alpha=0.2$)

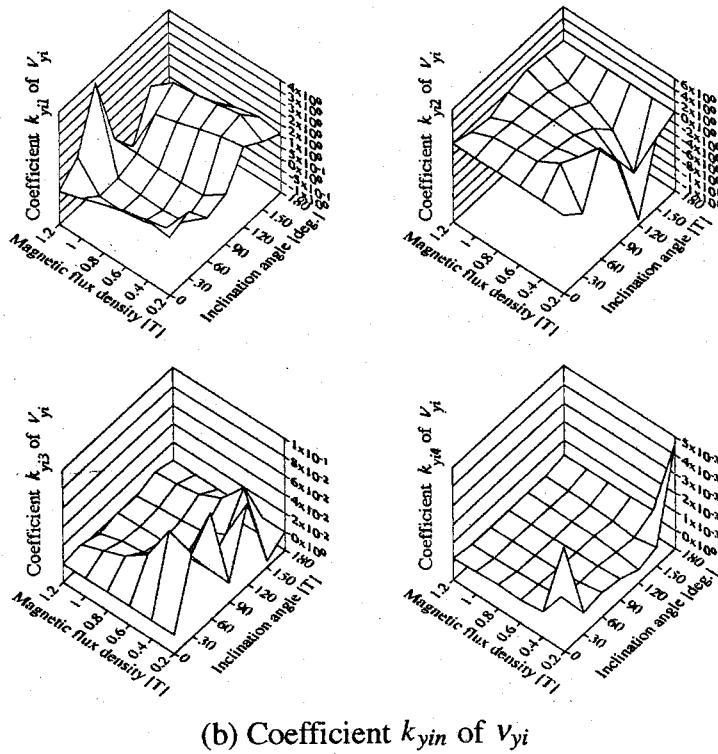
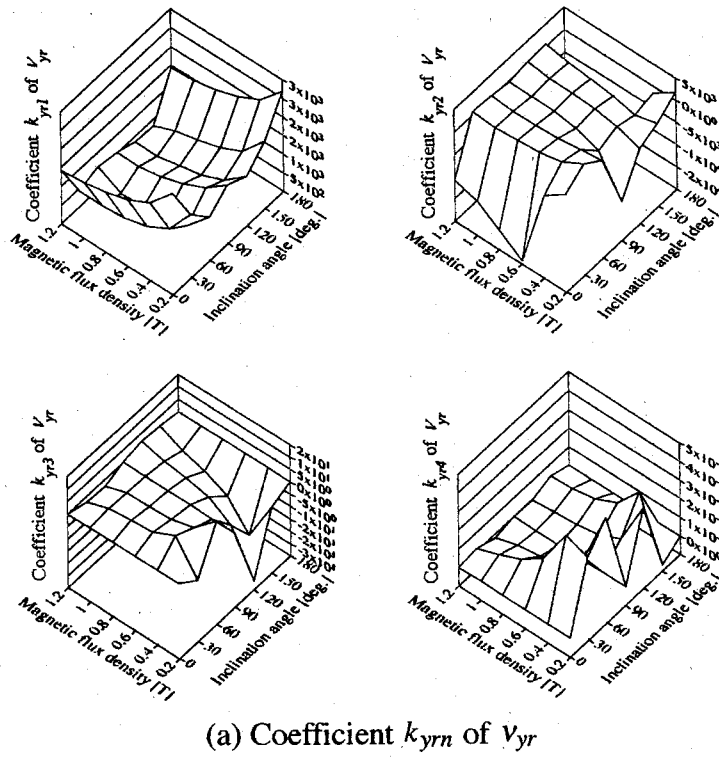
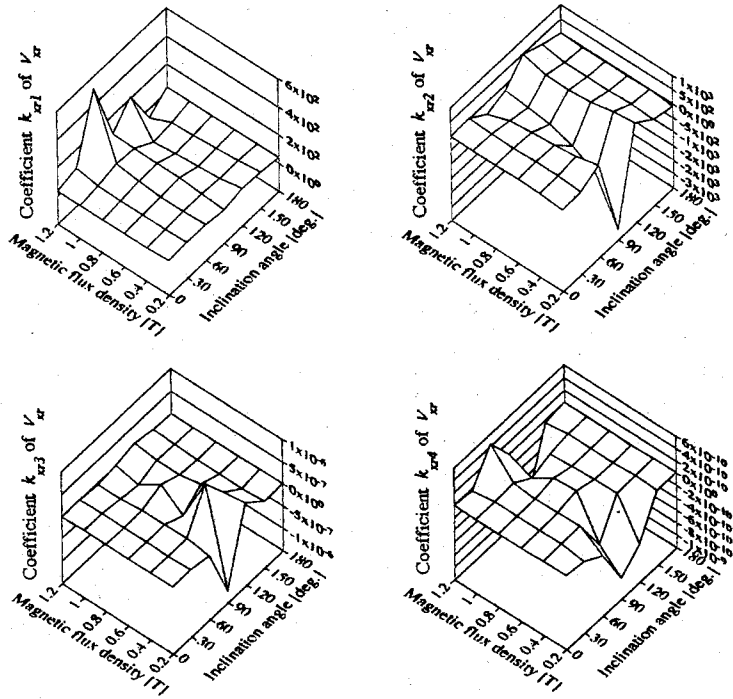
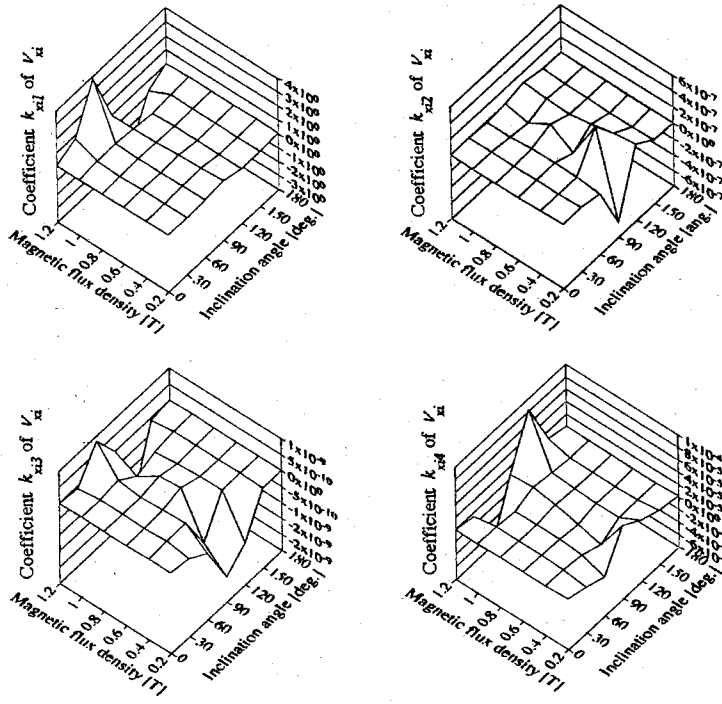


Fig. 3. 2. 6 Relation among the coefficient of the reluctivity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for Y-component. (axis ratio $\alpha=0.2$)



(a) Coefficient k_{xrn} of v_{xr}



(b) Coefficient k_{xin} of v_{xi}

Fig. 3. 2. 7 Relation among the coefficient of the reluctivity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for X-component. (axis ratio $\alpha=0.4$)

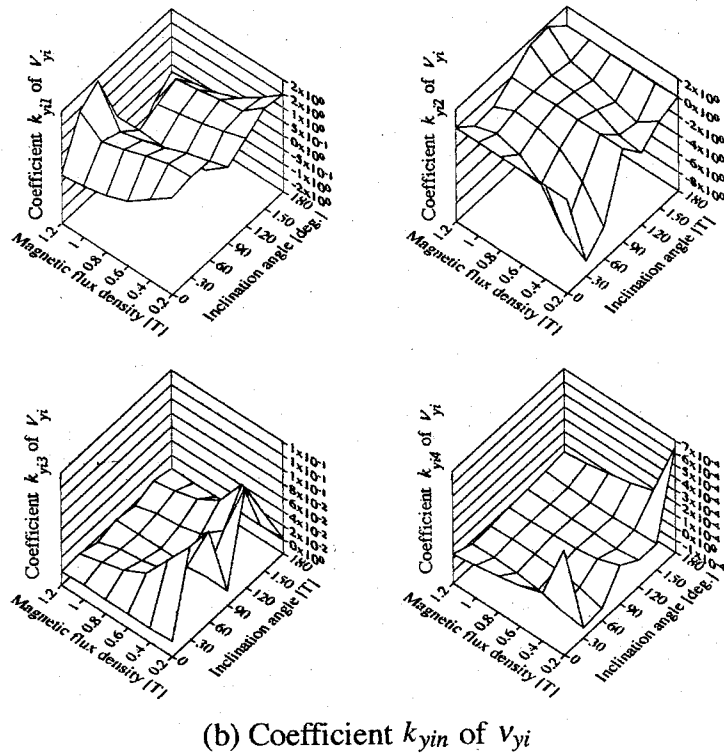
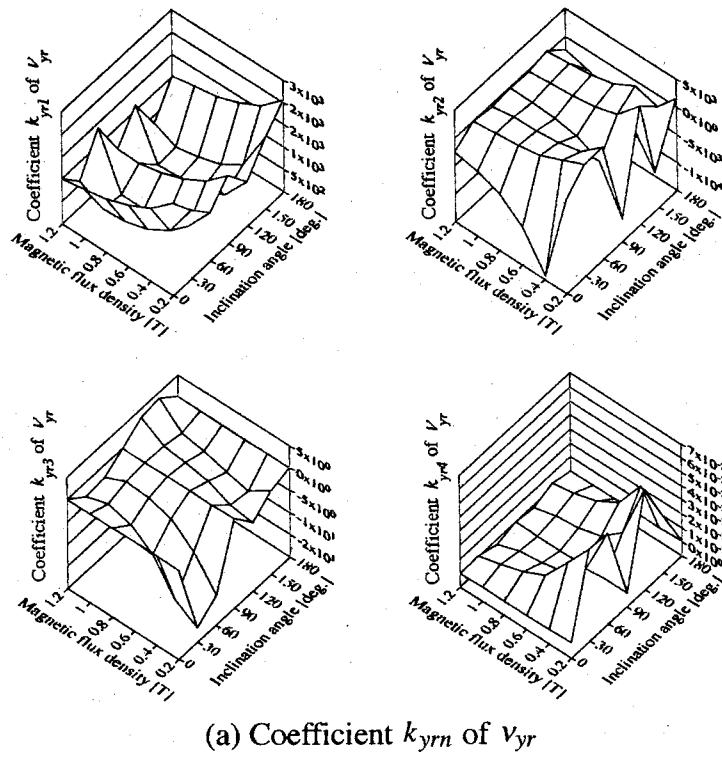
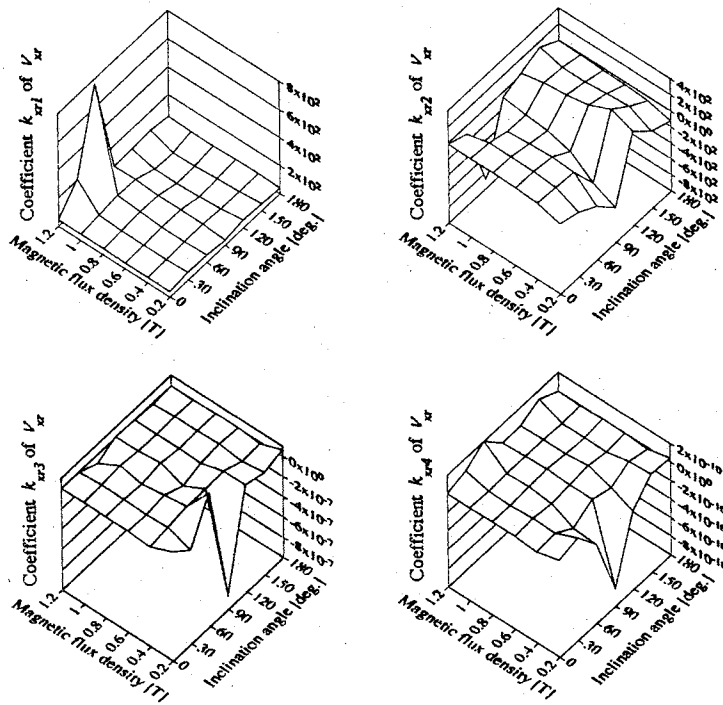
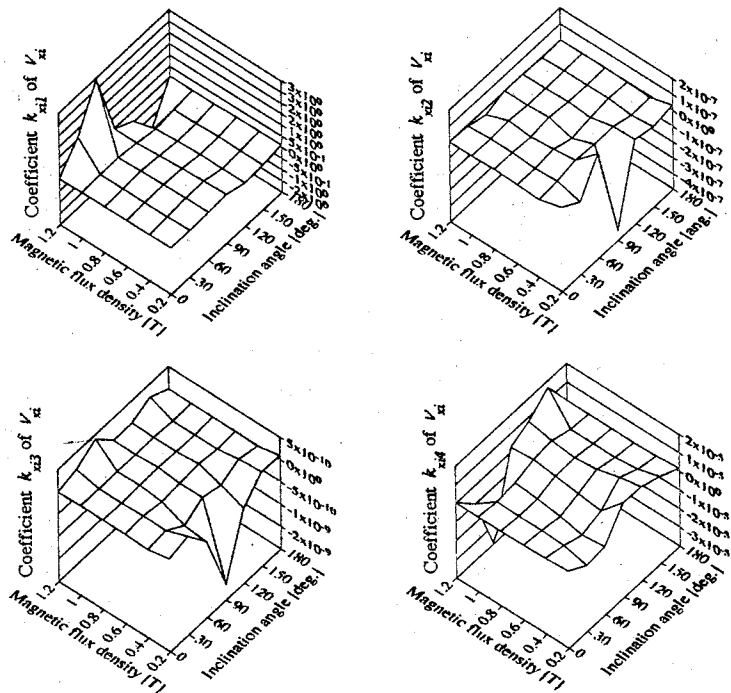


Fig. 3. 2. 8 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for Y-component. (axis ratio $\alpha=0.4$)



(a) Coefficient k_{xrn} of v_{xr}



(b) Coefficient k_{xin} of v_{xi}

Fig. 3. 2. 9 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for X-component. (axis ratio $\alpha=0.6$)

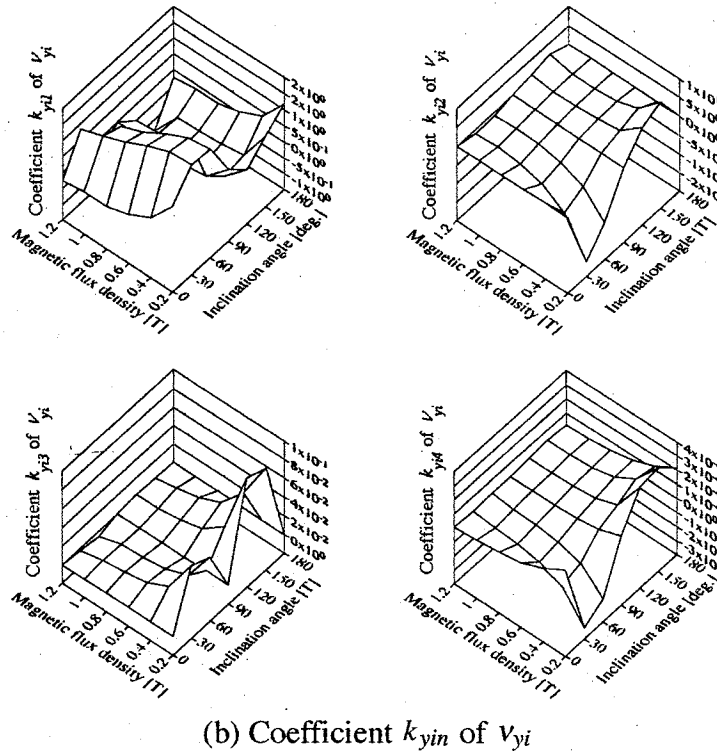
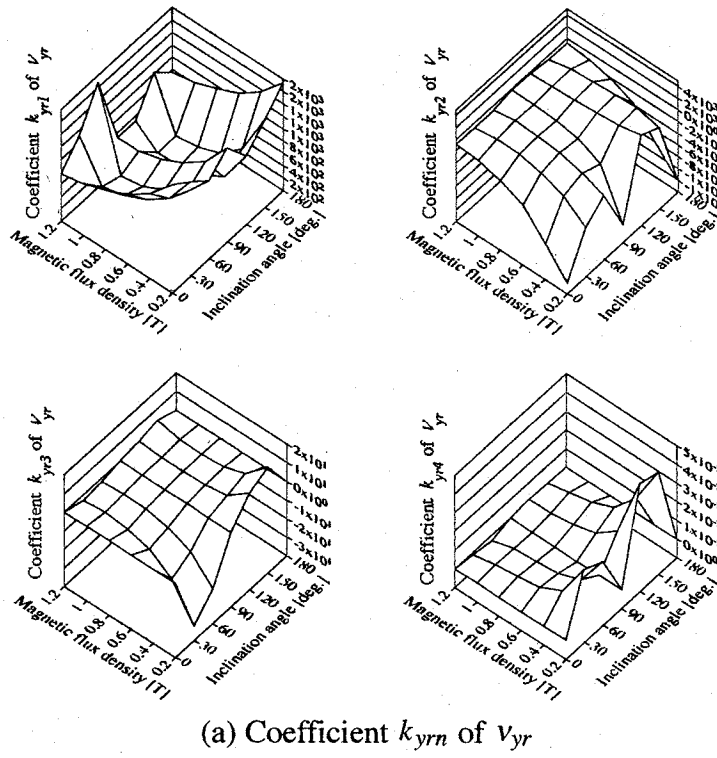
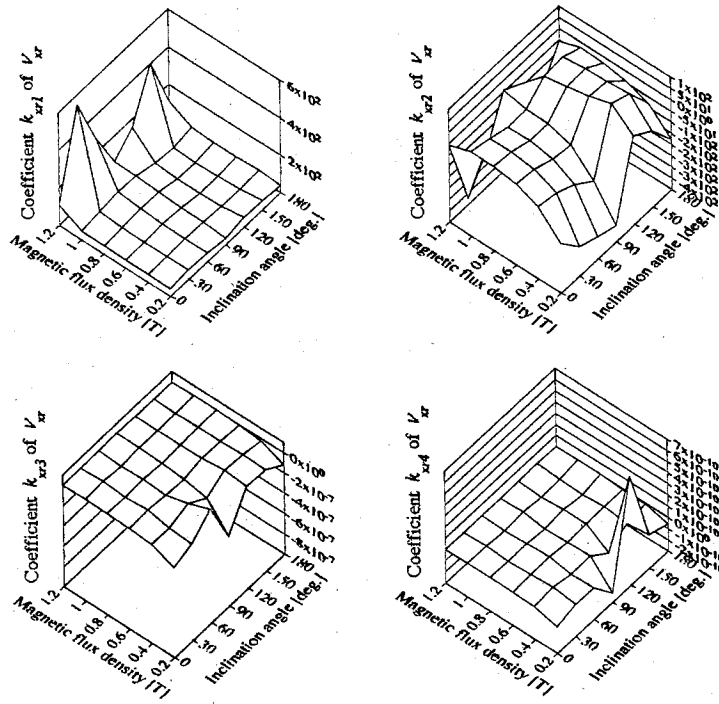
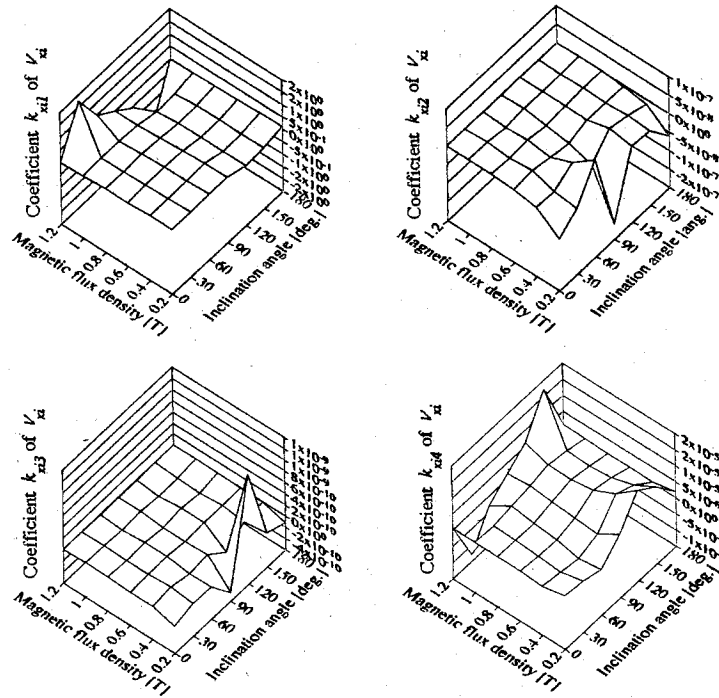


Fig. 3. 2. 10 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_p for Y-component. (axis ratio $\alpha=0.6$)

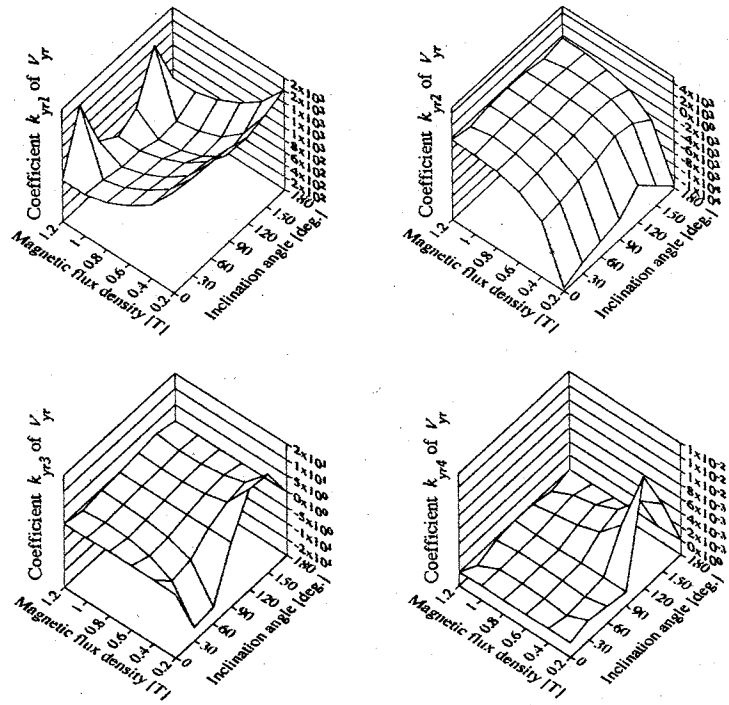


(a) Coefficient k_{xrn} of v_{xr}

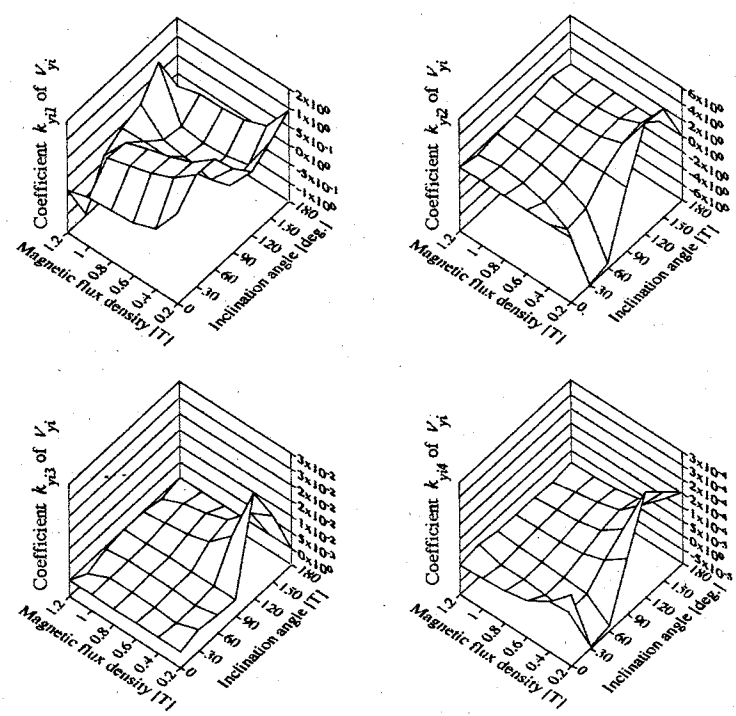


(b) Coefficient k_{xin} of v_{xi}

Fig. 3. 2. 11 Relation among the coefficient of the reluctivity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for X-component. (axis ratio $\alpha=0.8$)

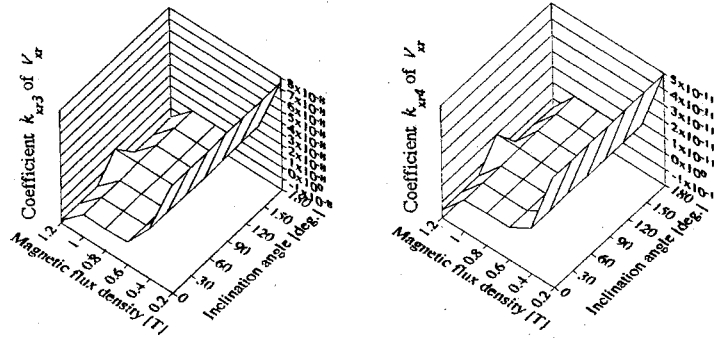
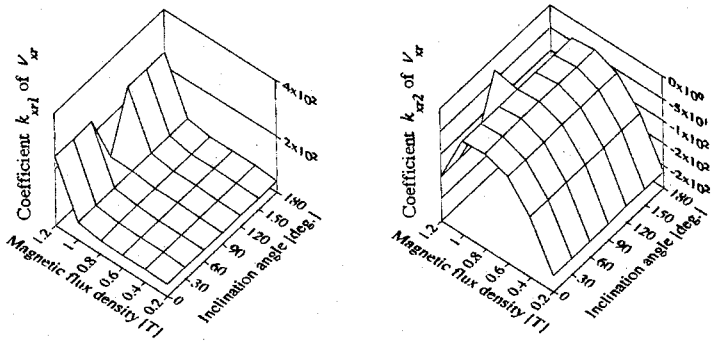


(a) Coefficient k_{yrn} of v_{yr}

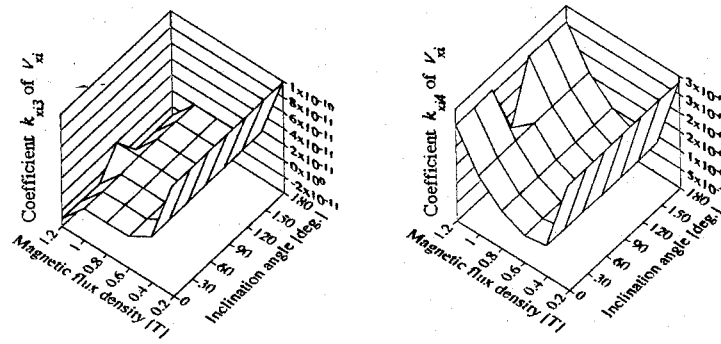
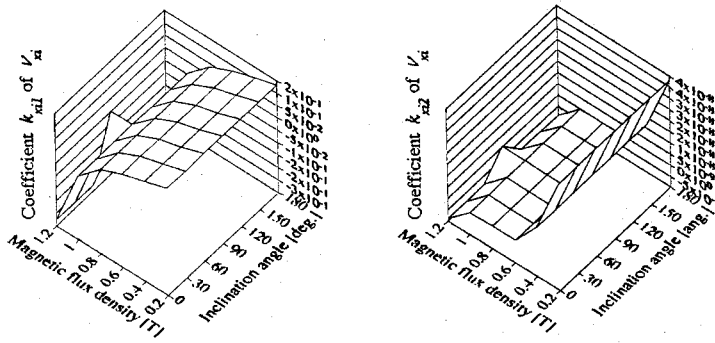


(b) Coefficient k_{yin} of v_{yi}

Fig. 3. 2. 12 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for Y-component. (axis ratio $\alpha=0.8$)

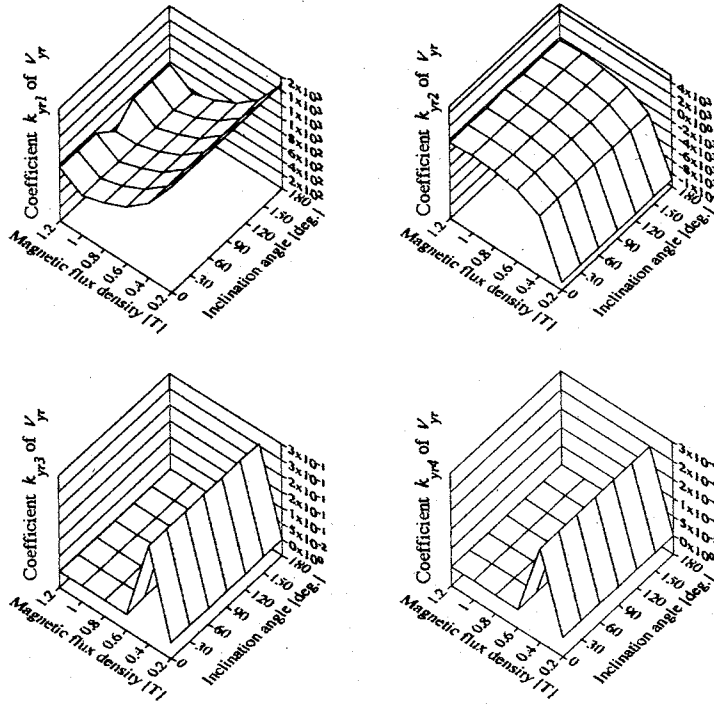


(a) Coefficient k_{xrn} of V_{xr}

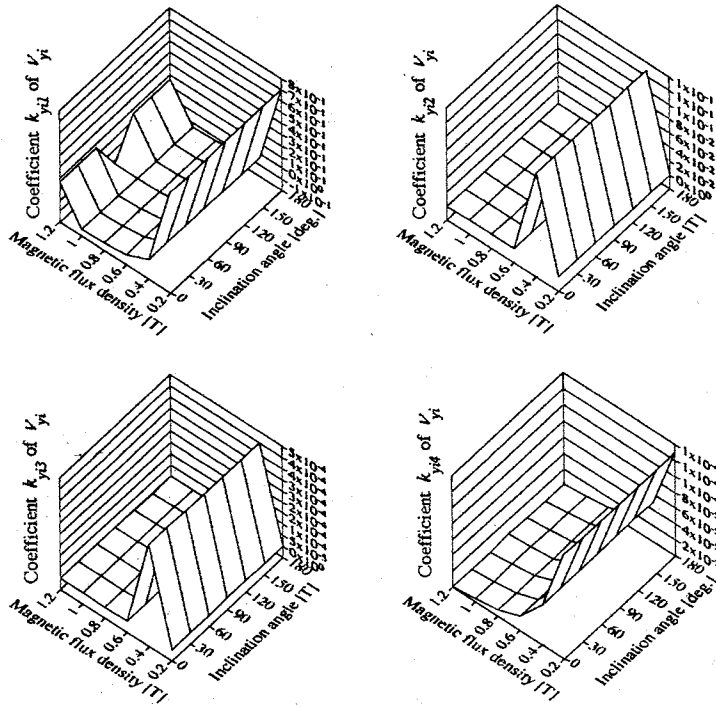


(b) Coefficient k_{xin} of V_{xi}

Fig. 3. 2. 13 Relation among the coefficient of the reluctivity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for X-component. (axis ratio $\alpha=1$)



(a) Coefficient k_{yrn} of V_{yr}



(b) Coefficient k_{yini} of V_{yi}

Fig. 3. 2. 14 Relation among the coefficient of the relativity coefficients v , magnetic flux density B and inclination angle θ_B for Y-component. (axis ratio $\alpha=1$)

3. 2. 2 有限要素磁界解析のための定式化

前項でヒステリシスを考慮したベクトル磁気特性の過渡モデルを行った。そこでこの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のようになる。

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J}_0 \quad (3.2.16)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = 0 \quad (3.2.17)$$

ただし、 \mathbf{H} は磁界強度で、 \mathbf{J}_0 は電流密度、 \mathbf{B} は磁束密度である。

また、(3.2.17)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。

$$\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A} \quad (3.2.18)$$

ここで二次元場のみを対象として、(3.2.16)式に(3.2.3)式を代入すると、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yr} B_y + v_{yi} \frac{\partial B_y}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xr} B_x + v_{xi} \frac{\partial B_x}{\partial t} \right) = J_0 \quad (3.2.19)$$

また(3.2.18)式より、

$$\begin{cases} B_x = \frac{\partial A}{\partial y} \\ B_y = -\frac{\partial A}{\partial x} \end{cases} \quad (3.2.20)$$

となるので、(3.2.19)式に(3.2.20)式を代入すると二次元場での磁界支配方程式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yr} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xr} \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yi} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xi} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right\} = -J_0 \quad (3.2.21)$$

ただし J_0 、 A は z 方向の電流密度及び磁気ベクトルポテンシャルである。

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。

$$G_i = \iint_S R \cdot N_i dx dy = 0 \quad (3.2.22)$$

ただし、 R は残差で、 N_i は補間関数である。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。

$$N_i = \frac{1}{2\Delta} (b_i + c_i x + d_i y) \quad (3.2.23)$$

ただし、 Δ は三角形要素の面積である。(3.2.22)式の残差 R に(3.2.21)式を代入すると、

$$G_i = \iint_S N_i \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yr} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xr} \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{yi} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{xi} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right\} + J_0 \right] dx dy = 0 \quad (3.2.24)$$

また、 A を次式のように要素内で離散化する。

$$A = \sum_{i=1}^3 N_{ie} A_{ie} \quad (3.2.25)$$

(3.2.25)式を(3.2.24)式に代入して各要素内を離散化すると、

$$\begin{aligned} G_i = & \iint_S \sum_{j=1}^3 \left\{ v_{xr} \frac{\partial N_{ie}}{\partial y} \frac{\partial N_{je}}{\partial y} + v_{yr} \frac{\partial N_{ie}}{\partial x} \frac{\partial N_{je}}{\partial x} \right\} A_{je} dx dy \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \sum_{j=1}^3 \left\{ v_{xi} \frac{\partial N_{ie}}{\partial y} \frac{\partial N_{je}}{\partial y} + v_{yi} \frac{\partial N_{ie}}{\partial x} \frac{\partial N_{je}}{\partial x} \right\} A_{je} dx dy \\ & - \iint_S J_0 N_{ie} dx dy = 0 \end{aligned} \quad (3.2.26)$$

となる。

様々な磁束条件下における測定データから計算されて得られる磁気抵抗率係数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。任意の磁気抵抗率係数を求める際には、磁束密度の最大値、傾き角及び軸比に対して線形補間を行うことにより算出する。

また(3.2.26)式から分かるように時間微分項を含むため、本解析は後退差分

法を用いて計算を行う。

Fig. 3.2.15 に本解析手法のフローチャートを示す。まず初期値として各領域内で一定な磁気抵抗率係数 ν_{xr} 、 ν_{xi} 、 ν_{yr} 、 ν_{yi} を与える。この時、磁性材料ではない領域には磁気抵抗率係数 ν_{xr} 、 ν_{yr} のみに値を与え、 ν_{xi} 、 ν_{yi} は零とする。

この場合 1 周期を 24 分割してあり、磁気抵抗率係数を決定する係数 k_{xrn} 、 k_{xin} 、 k_{yrn} 及び k_{yin} ($n=1,2,3,4$) は、1 周期中、各要素内で一定とする。ただし 1 周期計算後ごとに、得られる交番及び回転磁束の最大磁束密度、軸比及び傾き角に対応した k_{xrn} 、 k_{xin} 、 k_{yrn} 及び k_{yin} ($n=1,2,3,4$) を各要素ごとに求め直し、再度磁界計算を行う。各要素における交番及び回転磁束の最大磁束密度、軸比及び傾き角が収束するまで繰り返し計算を行う。

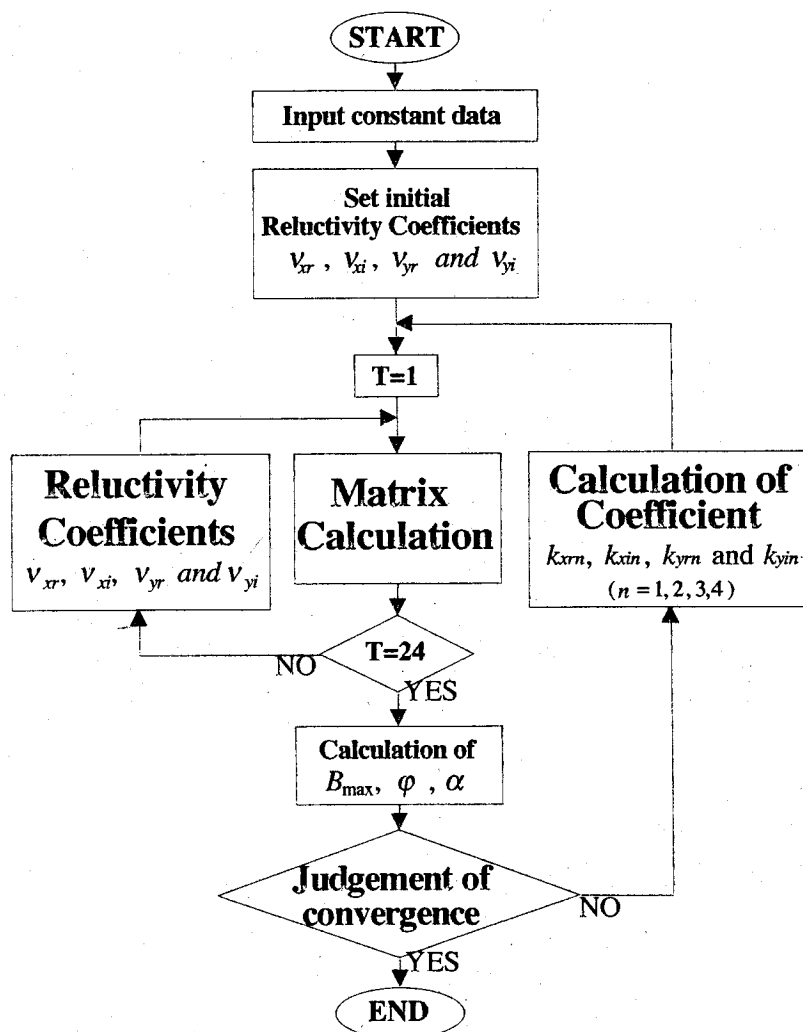


Fig. 3.2.15 Flow chart for magnetic field analysis.

第 3 . 3 節 交番ヒステリシスのみを考慮した磁界解析

3 . 3 . 1 解析モデルと解析条件

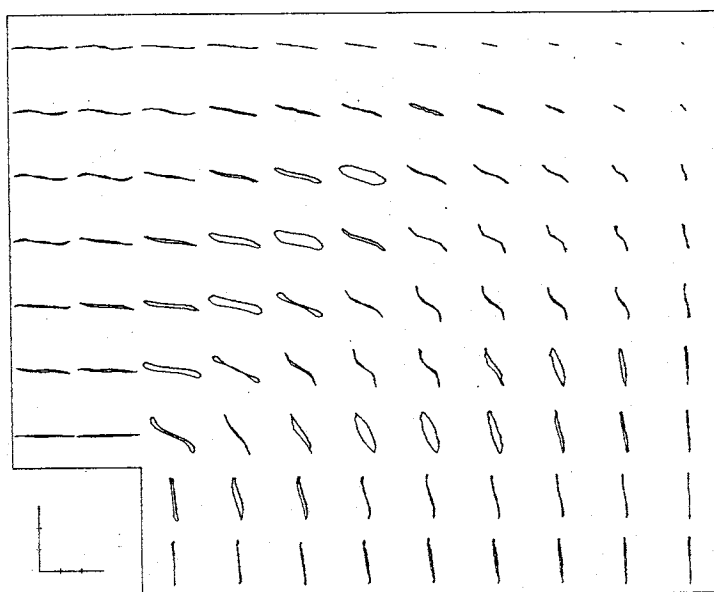
本節では、過渡モデルにより交番ヒステリシスを考慮した磁界解析の妥当性を検討するために Fig. 2.6.1 に示した検証用単相鉄心モデルを解析モデルとした。今回も解析領域は対称性を考慮し 1/2 領域とし、解析に用いたメッシュは Fig. 2.6.2 に示したものと同様のものを用いた。磁気抵抗率係数を決定する係数特性曲線を用いる場合、磁性材料の補間は磁束密度及び傾き角に対しての線形補間により算出した。

計算手法は前節で示したフローチャートのように、Fig. 3.2.3 ~ Fig. 3.2.14 に示した磁気抵抗率係数を決定する係数 k_{xrn} 、 k_{xin} 、 k_{yrn} 及び k_{yin} ($n=1,2,3,4$) 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。

3 . 3 . 2 解析結果と検討

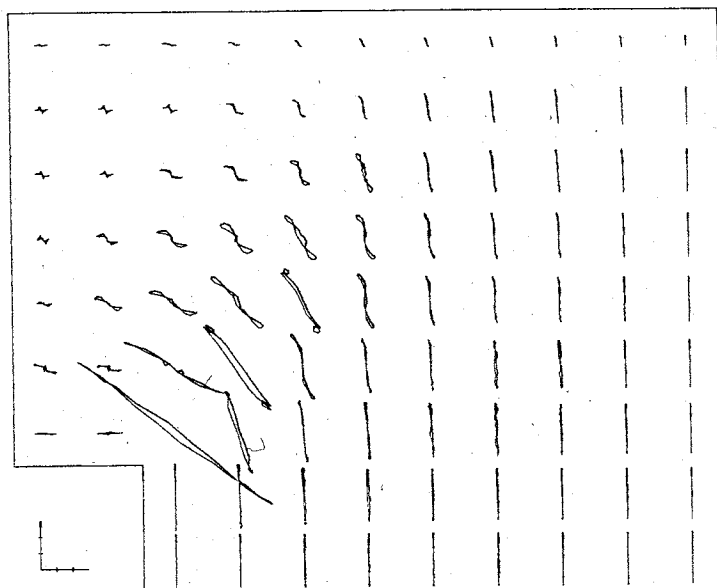
本項では検証用単相鉄心モデルの磁界解析を行った結果について検討する。

Fig. 3.3.1 に平均磁束密度が 1.0 [T] の時の解析結果を示す。(a) は磁束密度 B の軌跡分布、(b) は磁界強度 H の軌跡分布である。 B の軌跡分布を見るとコーナー部中央では交番磁束ではなく歪みを持った楕円磁束が発生しているのが分かる。また H の軌跡分布を見るとコーナー部内側に近くなる程 H が大きくなっている。特に H が大きくなる理由は、コーナー部内側における B は磁束の飽和領域に達しており、そのような高磁束密度領域においては通常困難軸方向である 90° 方向よりも、約 60° 方向に困難軸が出現するためである。



1SCALE=1[T]

(a) Loci of B -vector



1SCALE=200[A/m]

(b) Loci of H -vector

Fig. 3. 3. 1 Loci of calculated B - and H -vector.
(sample: 23ZDKH90)

次に Fig. 3.3.2 に示すそれぞれ磁束条件の違う 3 点 A、B、C において局所的検討を行う。点 A では磁束が圧延方向に対して平行すなわち容易軸からの傾き角が 0° 方向に流れる点である。点 B では丁度磁束が折れ曲がるように流れる点であり、圧延方向に対する磁束の傾き角が一様でない。また点 C では磁束が圧延方向に対して直角方向すなわち容易軸からの傾きが 90° 方向に流れる点である。

Fig. 3.3.3 に B の軌跡、 H の軌跡、 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示す。点 A においては圧延方向への磁界印加となるため、 B が圧延方向を向く交番磁束となり、 H も圧延方向を向く交番磁界となった。交番磁束条件であっても x 成分のヒステリシス特性は表現出来ている。点 B においては B の軌跡が容易軸から約 45° の傾きを持つ楕円磁束となった。 H は困難軸である y 成分の方が大きくなっている。またこの点においては B が飽和状態に近いので H の軌跡は歪んでいる。点 C においては B は困難軸方向を向く交番磁束となり、 B と H は共に 90° 方向をとるため、主に y 成分のヒステリシス特性のみである。いずれの点においても x 、 y 成分のヒステリシスを表現出来ており、ヒステリシスを考慮した非線形磁界解析が本手法によって可能になったと言える。

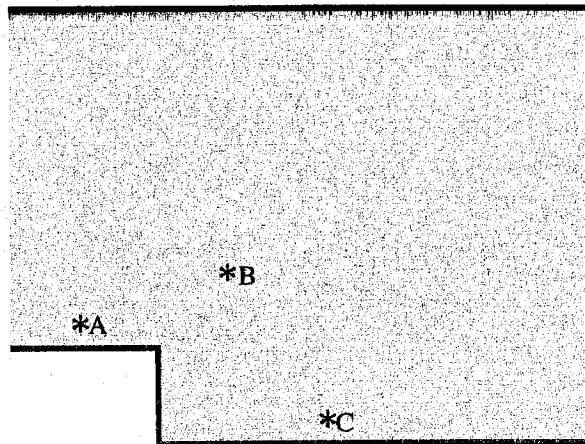


Fig. 3.3.2 Evaluated points.

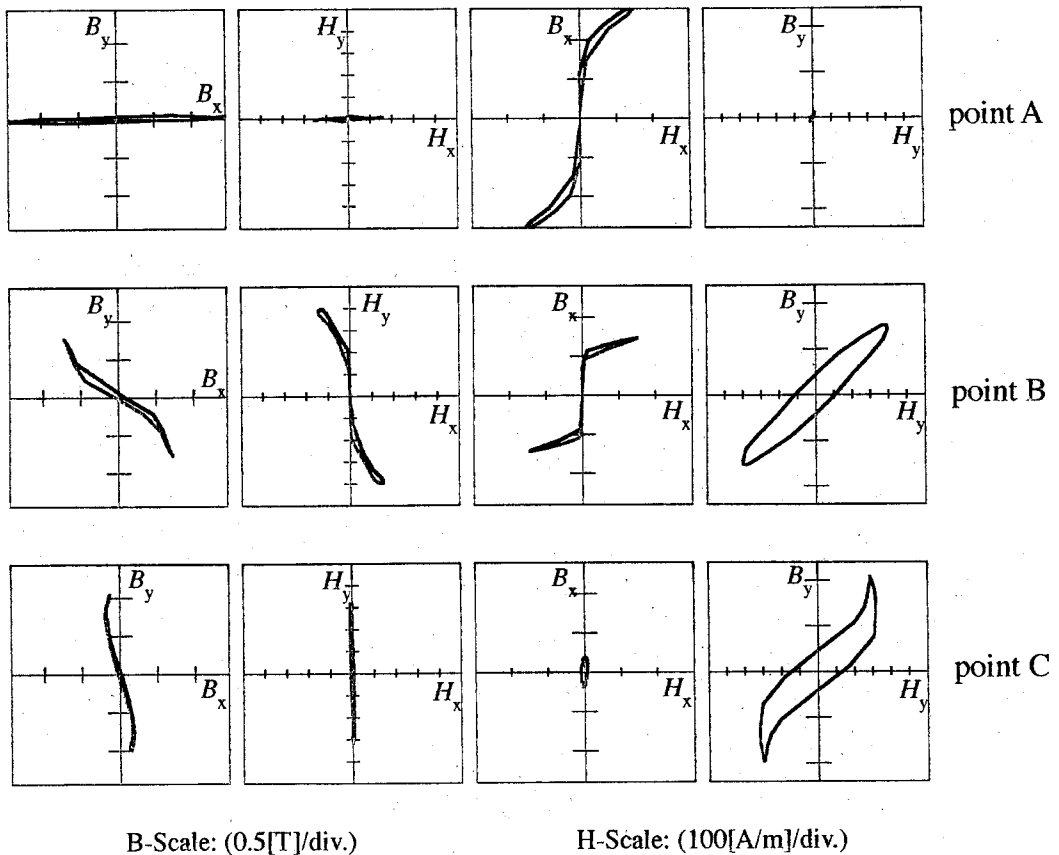
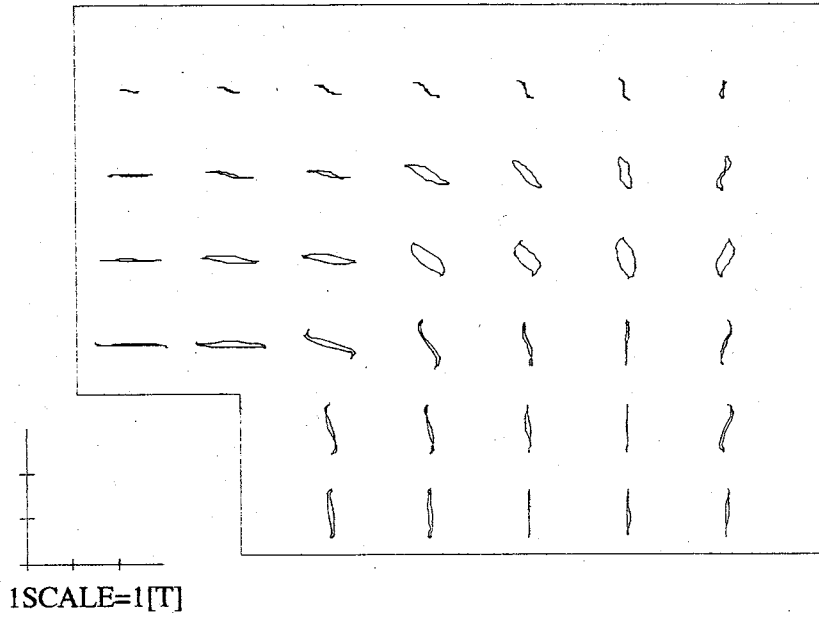


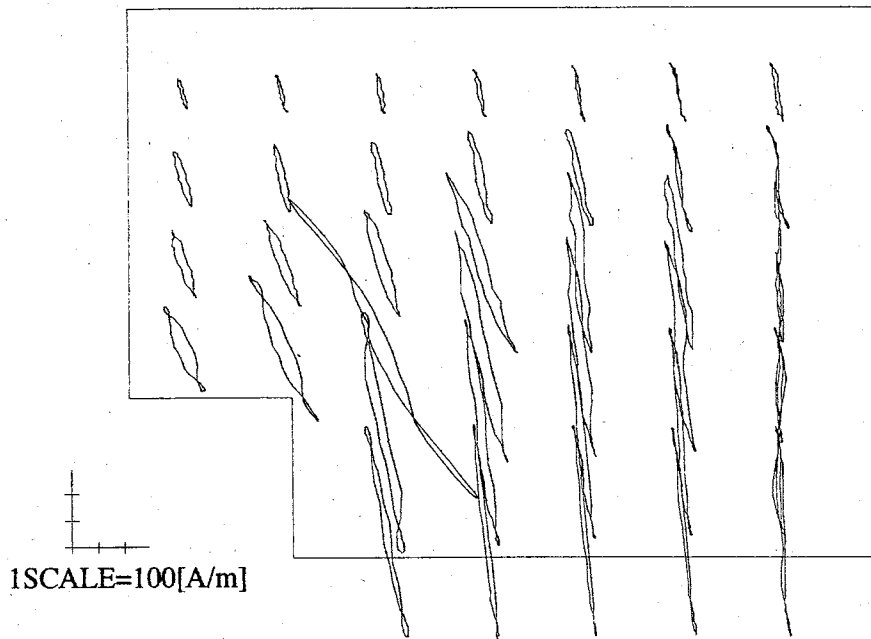
Fig. 3.3.3 Loci of calculated B - and H -vector in evaluated points.
(sample: 23ZDKH90)

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モデルで、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 に示した磁束密度は探針法、磁界強度は H-コイル法により測定を行った。

Fig. 3.3.4 に測定結果の B と H の軌跡分布を示す。Fig. 3.3.1 と Fig. 3.3.4 を比較してみると、コーナー部において歪み楕円磁束を形成すること、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。



(a) Loci of B -vector



(b) Loci of H -vector

Fig. 3. 3. 4 Loci of measured B - and H -vector..
(sample: 23ZDKH90)

3.3.3 鉄損分布と検討

ここでは前項で行った検証用単相鉄心モデルの磁界解析結果から鉄損計算を行い、鉄心内の鉄損分布を求める。また検証用単相鉄心モデルの実測結果から直接鉄損計算を行い、得られた検証用単相鉄心内の鉄損分布を解析により得られた鉄損分布と比較検討する。

過渡モデルでは交番ヒステリシスを考慮しているため、得られた磁界解析結果から直接鉄損計算を行うことが可能である。しかしながらベクトル磁気特性では通常の磁気特性と違い、x成分とy成分の2つのB-H曲線が存在するため鉄損計算には次式を用いる。

$$P_t = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left(H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad [\text{W/kg}] \quad (3.3.1)$$

ただし T は励磁周期、 ρ は材料密度である。

式(3.3.1)を用いて直接計算した検証用単相鉄心内の鉄損分布を Fig. 3.3.5 に示す。鉄損はコーナー部内側で最大値をとっている。しかしながら検証用単相

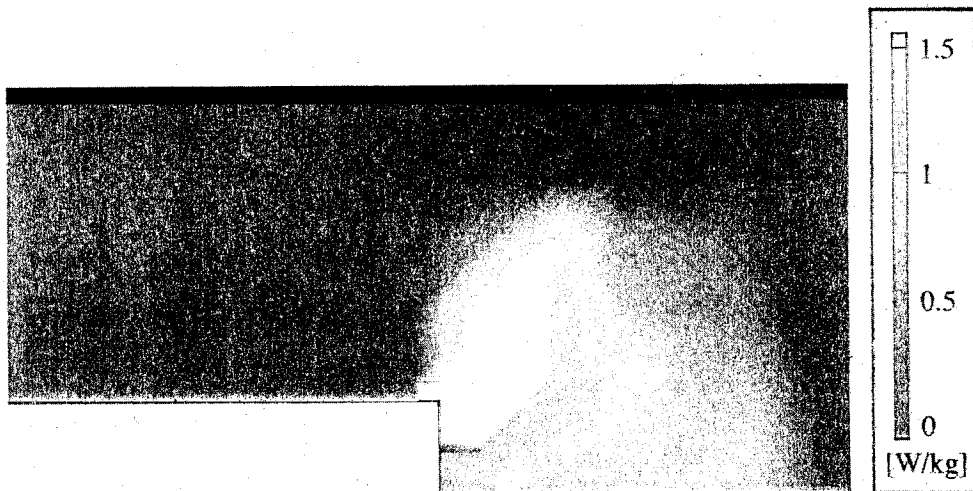


Fig. 3.3.5 Distribution of calculated iron loss.

鉄心の形に沿って内側から外側へと徐々に鉄損は小さくなるのではなく、コーナー部内側を中心に鉄損が広がっている。

さらに、Fig. 3.3.4 に示した実測結果から式(3.3.1)を用いて直接計算した鉄損分布を Fig. 3.3.6 に示す。実測の鉄損はコーナー部内側で最大値をとっており、コーナー部内側を中心に広がっている。解析結果は実測の鉄損分布に比べコーナー部内側の鉄損値が若干高くなっている。

次に鉄損分布の比較だけでは分かりにくいので、解析結果と実測結果の鉄損値の局所的な比較を行う。Fig. 3.3.7 に解析結果と実測結果を比較するための評価点を示す。Fig. 3.3.8 に4つの評価点における解析結果と実測結果の鉄損値の比較

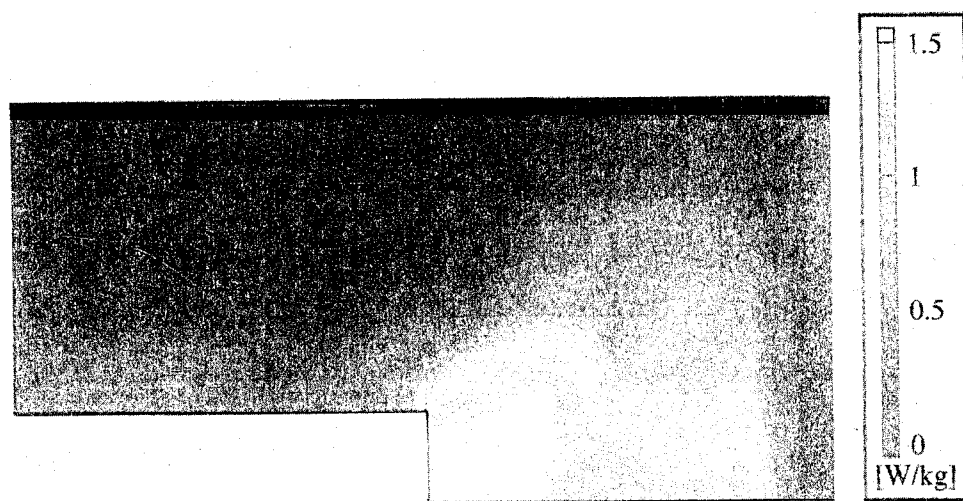


Fig. 3.3.6 Distribution of measured iron loss.

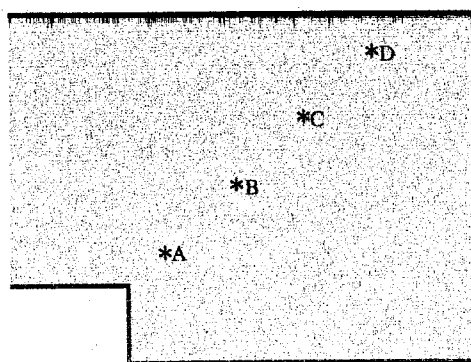


Fig. 3.3.7 Distribution of evaluated point for comparison between calculated iron loss and measured one.

を示す。A、B、C点では解析結果の方が実測結果より鉄損値が若干大きくなっているが、D点のみ解析結果の方が鉄損値が小さくなっている。これは解析の方が検証用単相鉄心内で磁束がまだ十分に飽和してないため、外側へと十分に磁束が分布しなかったためである。しかしながら解析結果は実測結果と比較して近い値であり、良好な一致を示していると言える。

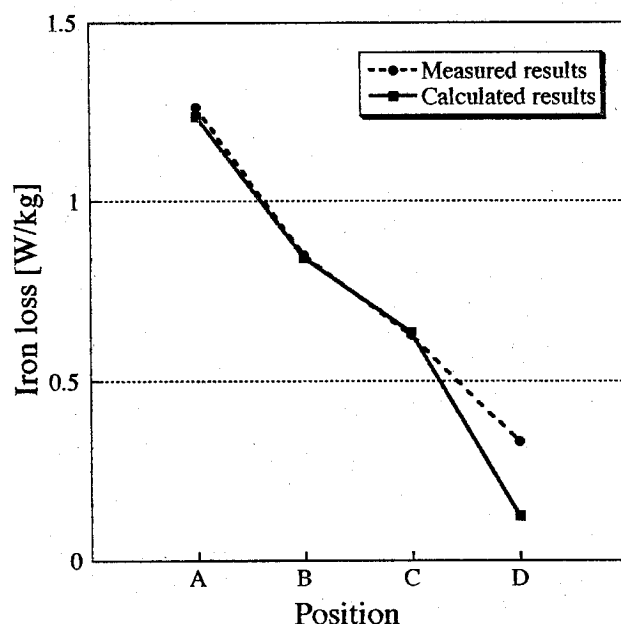


Fig. 3.3.8 Comparison between calculated iron loss and measured one.

第3.4節 交番及び回転ヒステリシスを考慮した磁界解析

3.4.1 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の混在する場合の解析を行うために解析モデルを検証用三相鉄心モデルとした。解析モデルはFig.2.7.1に示した検証用三相鉄心モデルと同様で強制電流を与えるポワソン問題として扱った。解析領域は対称性を考慮し1/2領域のみを用いた。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。

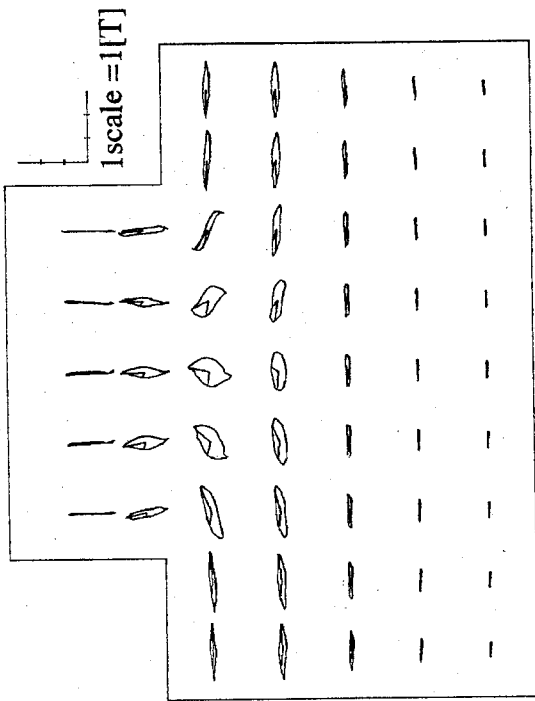
分割メッシュはFig.2.7.2と同様で一次三角形要素を用いて分割をおこなった。

計算手法は Fig. 3.2.15 で示したフローチャートのように、Fig. 3.2.3 ~ Fig. 3.2.14 に示した磁気抵抗率係数を決定する係数 k_{xrn} 、 k_{xin} 、 k_{yrm} 及び k_{yin} ($n=1,2,3,4$) 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。また磁気抵抗率係数を決定する係数特性曲線を用いる場合、磁性材料の補間は磁束密度の最大値、軸比及び傾き角に対しての線形補間により算出した。

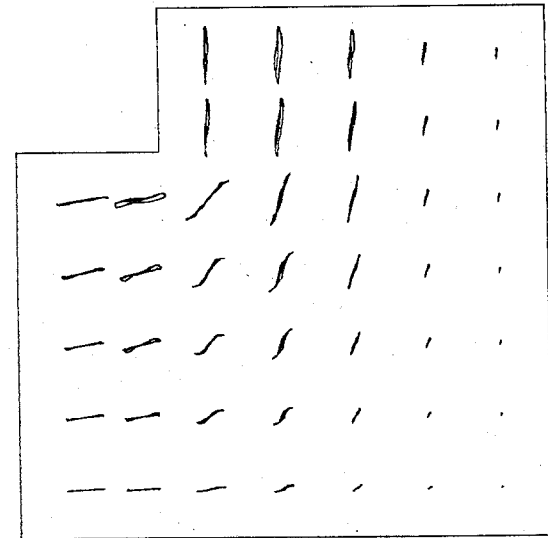
3.4.2 解析結果と検討

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。

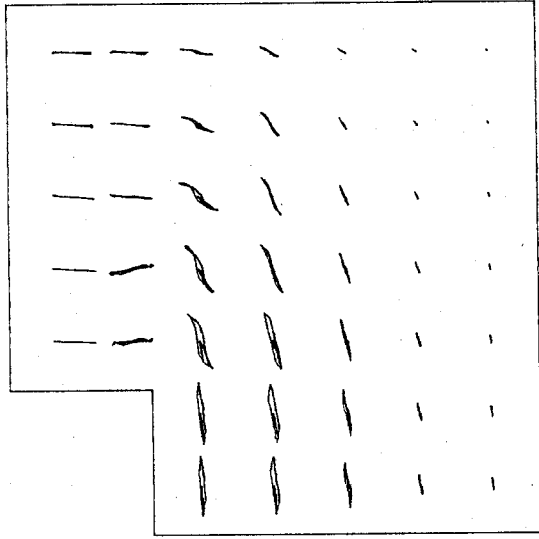
Fig. 3.4.1 及び Fig. 3.4.2 にそれぞれ、平均磁束密度が 1.0 [T] の磁束密度及び磁界強度の軌跡分布を示す。また、得られた解析結果と実際に実験で得られた測定結果との比較を行い、解析結果の妥当性についての検討を行う。実験装置は解析で用いた寸法と同じ検証用三相鉄心モデルで、鉄心材料は方向性けい素鋼板 (23ZDKH90) を用い、40 枚積層した。測定は Fig. 2.2.6 と同様、磁束密度は探針法、磁界強度は H コイル法により測定を行った。Fig. 3.4.3 及び Fig. 3.4.4 にそれぞれ、測定結果の B と H の軌跡分布を示す。解析結果、測定結果共に検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。 B の軌跡分布を見ると測定結果の方が解析結果に比べ回転磁束の軸比が大きくなっている。しかし軌跡分布の傾向はかなり表現出来ていると言える。また H の軌跡分布を見ると測定結果、解析結果共に検証用三相鉄心のそれぞれコーナー内側において、 H の値が非常に大きくなっている。また Fig. 2.7.6 と同様に得られた解析結果は検証用三相鉄心中央部にて非対称の分布となっている。以上から解析結果は測定結果に対し良好な一致を示していると言える。



(a) Central part

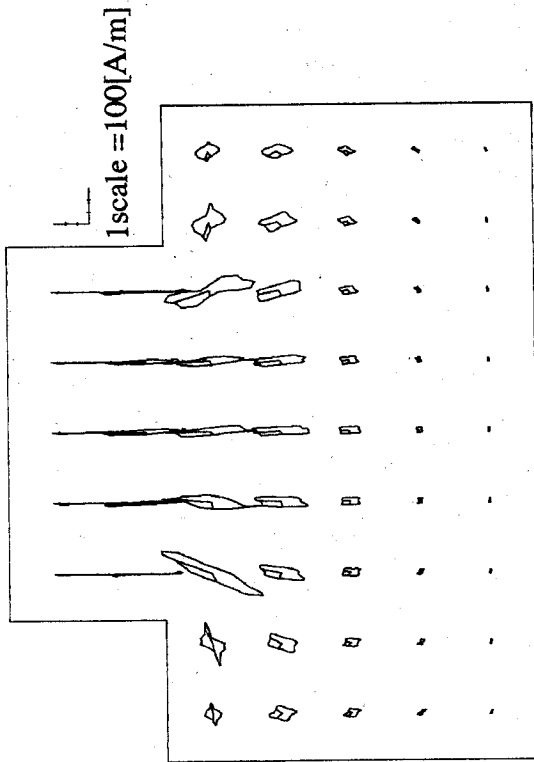


(b) Left corner part

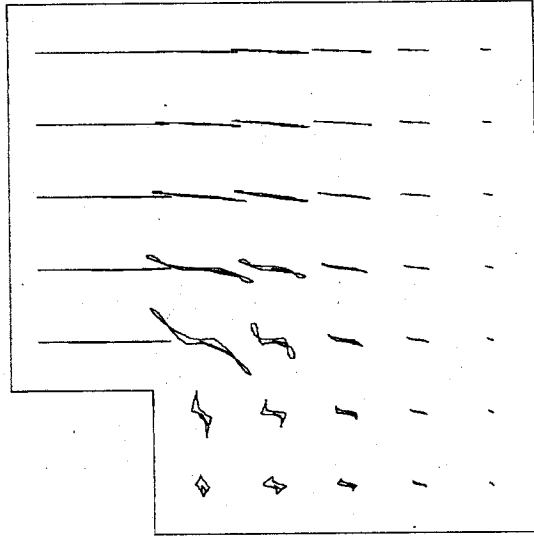


(c) Right corner part

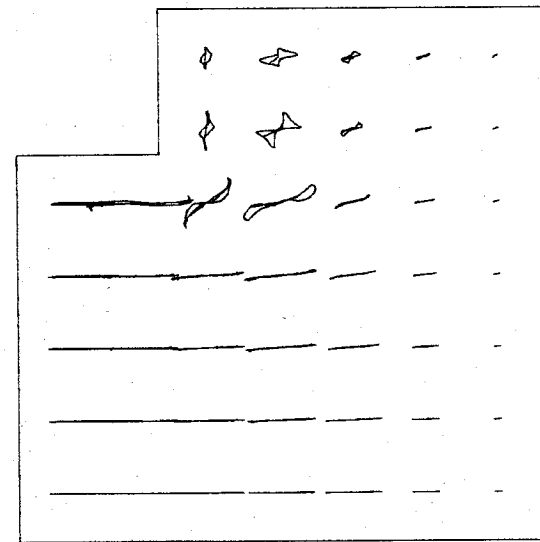
Fig. 3. 4. 1 Distribution of loci of calculated B -vector.



(a) Central part

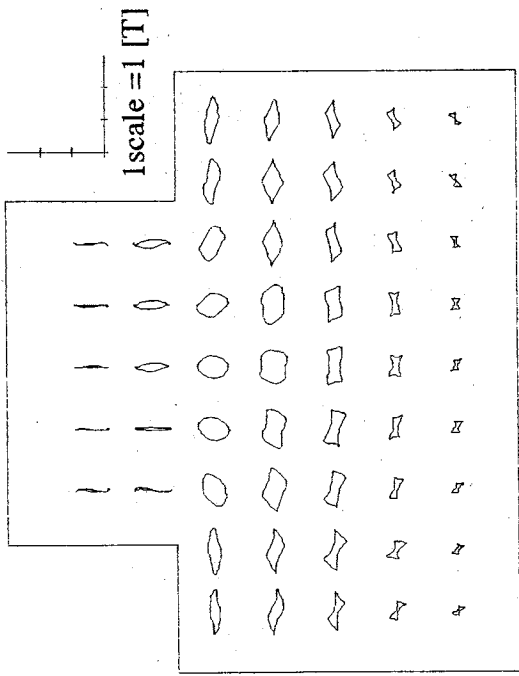


(b) Left corner part

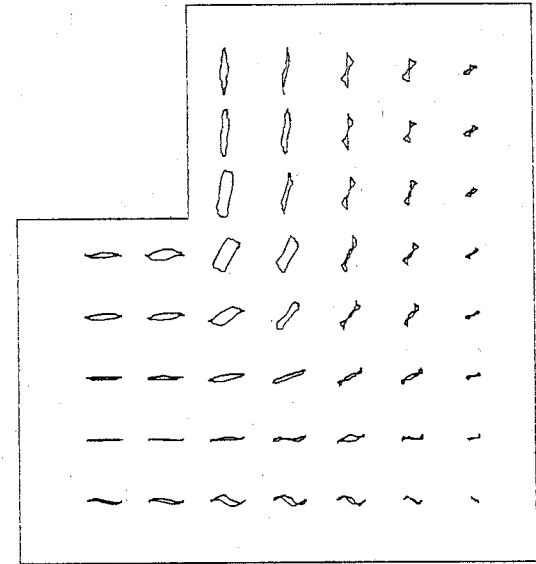


(c) Right corner part

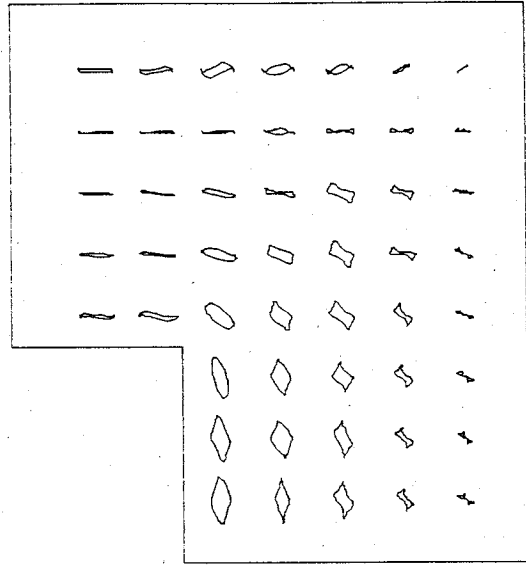
Fig. 3. 4. 2 Distribution of loci of calculated H -vector.



(a) Central part

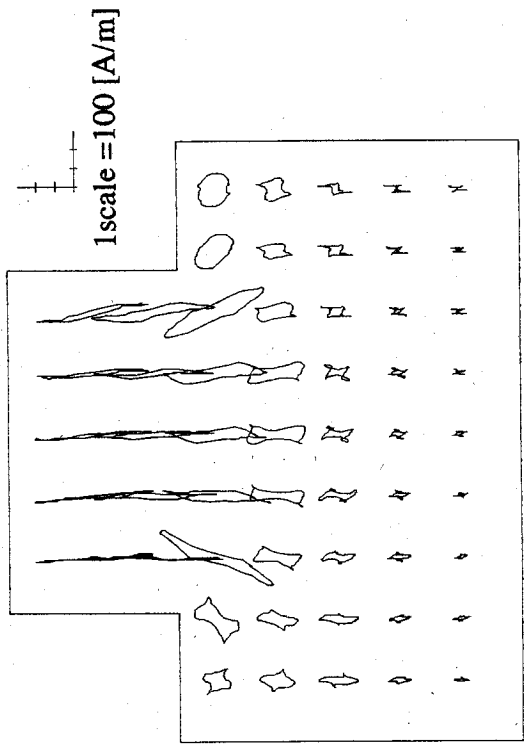


(b) Left corner part

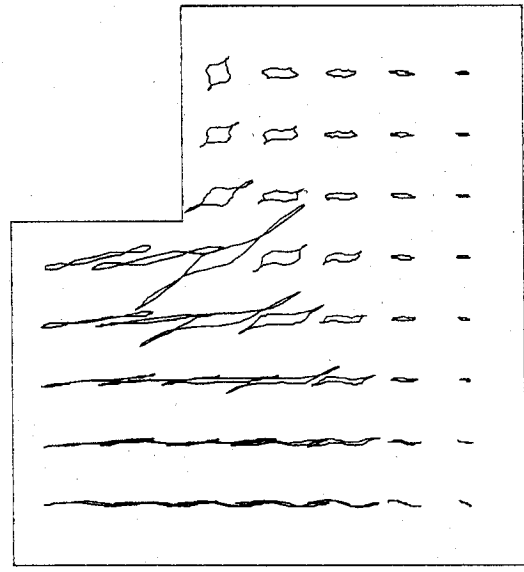


(c) Right corner part

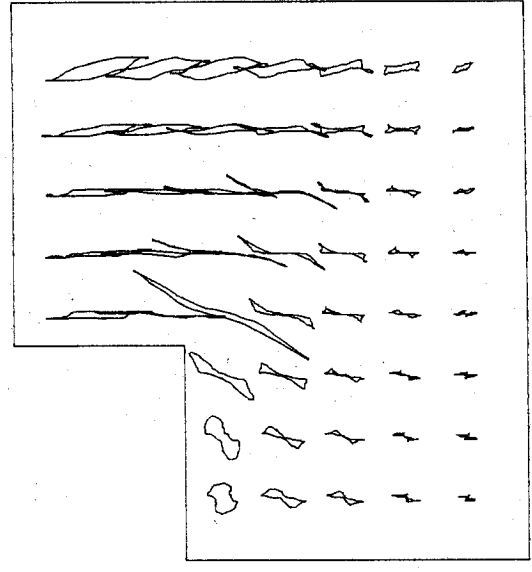
Fig. 3. 4. 3 Distribution of loci of measured B -vector.



(a) Central part



(b) Left corner part



(c) Right corner part

Fig. 3. 4. 4 Distribution of loci of measured H -vector.

3.4.3 鉄損分布と検討

ここでは検証用三相鉄心モデルの磁界解析結果から鉄損計算を行い、鉄心内の鉄損分布を求める。また前節同様に検証用三相鉄心モデルの実測結果から直接鉄損計算を行い、得られた検証用三相鉄心内の鉄損分布を解析により得られた鉄損分布と比較検討する。

式(3.3.1)を用いて直接計算した検証用三相鉄心内の鉄損分布をFig.3.4.5に示す。さらにFig.3.4.3及びFig.3.4.4に示した実測結果から式(3.3.1)を用いて直接計算した鉄損分布をFig.3.4.6に示す。解析結果による鉄損分布は検証用三相鉄心の各コーナー部内側において鉄損値が大きくなっており、実測の鉄損分布にもその傾向が見られる。また B 、 H の軌跡分布と同様に解析結果による鉄損分布も検証用三相鉄心中央部にて非対称となっており、これもまた実測の鉄損分布に見られる特徴である。

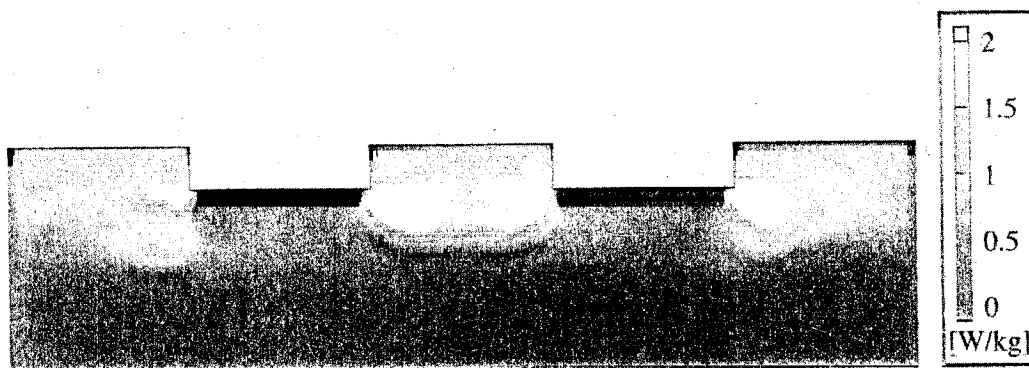


Fig. 3. 4. 5 Distribution of calculated iron loss.

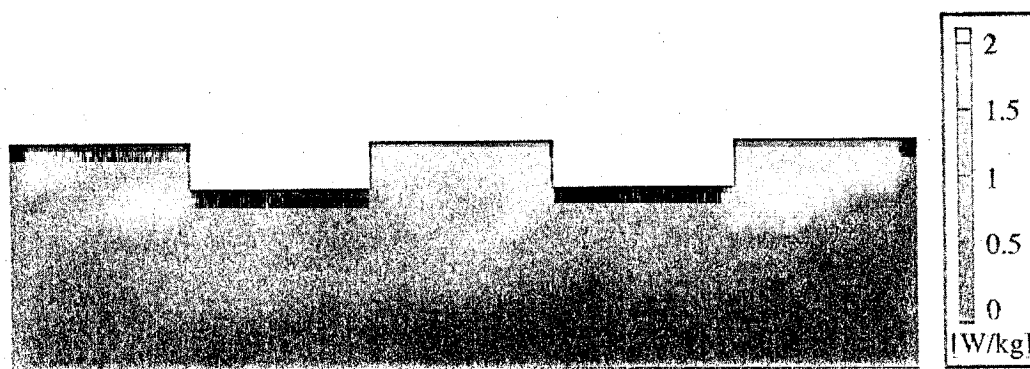


Fig. 3. 4. 6 Distribution of measured iron loss.

また鉄損分布の比較だけでは分かりにくいので、解析結果と実測結果の鉄損値の局所的な比較を行う。Fig. 3.4.7 に解析結果と実測結果を比較するための評価点を示す。左コーナー部に5点、中央部に7点、右コーナー部に5点の計17点の評価点をFig. 3.4.7の様にとる。Fig. 3.4.8 に左、中央、右のそれぞれの評価点における解析結果と実測結果の鉄損値の比較を示す。解析結果は実測結果に対して、左コーナー部、中央部、右コーナー部のいずれも鉄損値及び評価点での鉄損変化の傾向等において良好な一致を示していると言える。またFig. 3.4.8の結果からも検証用三相鉄心内の鉄損分布が非対称であることが分かる。

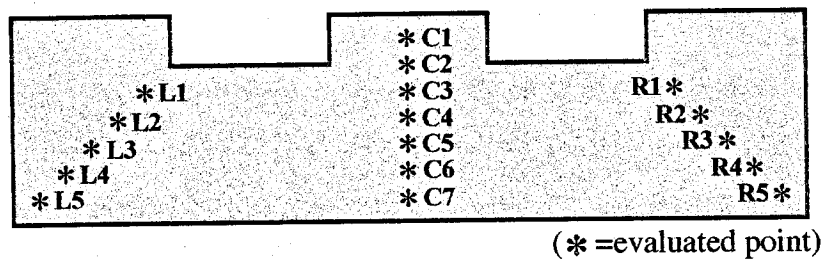


Fig. 3.4.7 Distribution of evaluated point for comparison between calculated iron loss and measured one.

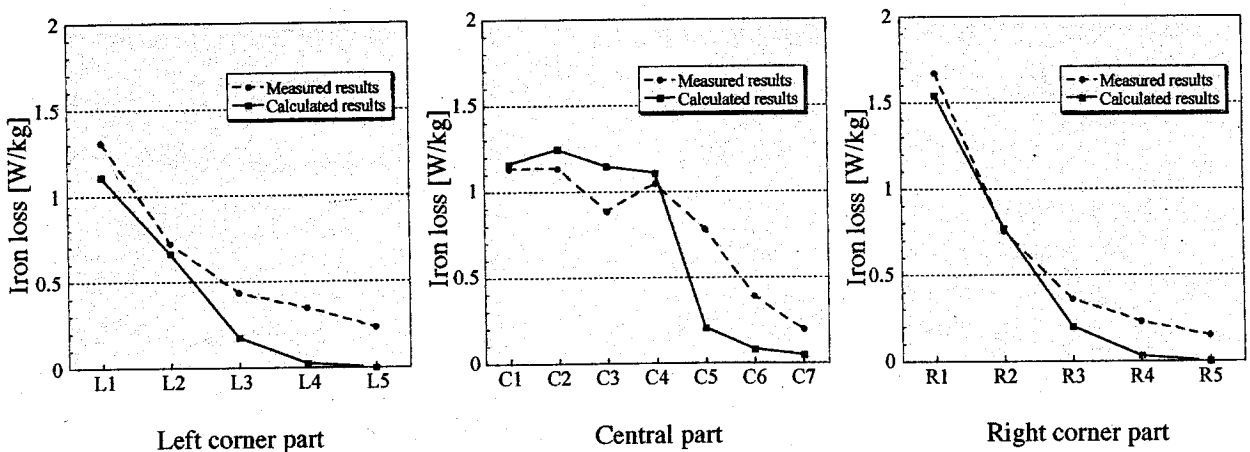


Fig. 3.4.8 Comparison between calculated iron loss and measured one.

第 3 . 5 節 結 言

本章ではベクトル磁気特性の過渡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方向性けい素鋼板のベクトル磁気特性に適応した。また過渡モデルを非線形有限要素法に導入し、検証用の単相及び三相鉄心モデルに適用し磁界解析及び鉄損解析を行った。以下に要約する。

- (1) 過渡モデルは交番及び回転磁束条件下のどちらのヒステリシスにも適用できる。またこのモデルでは交番磁束条件と回転磁束条件が連続的に表現出来るため、交番及び回転磁束が混在する条件下での磁界解析に有効である。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) 磁界強度の第3高調波までしか考慮しなかったため、一つの磁束条件を表現するのに必要なデータ数はわずか16個と少なくすみ、それでいてある程度精度のよいベクトル磁気特性のモデリングが可能となった。
- (3) 検証用単相鉄心モデルの解析結果において、従来法では不可能であった交番ヒステリシスの表現を可能とした。
検証用三相鉄心モデルの解析結果から、 B 、 H の軌跡分布が検証用三相鉄心中心部を軸に非対称であることを明らかにした。また実測結果に対して良好な一致を示した。
- (4) 磁界解析結果から直接鉄損計算を行い、鉄心内の鉄損分布を求めることが可能となった。これもまた実測結果と比較し過渡モデルを用いた鉄損解析の妥当性を示した。