

磁化特性の表現とその応用

A representation of magnetization characteristics and its application

早野 誠治 斎藤 兆吉

S. Hayano Y. Saito

法政大学 工学部

College of Engineering, Hosei University

1. まえがき

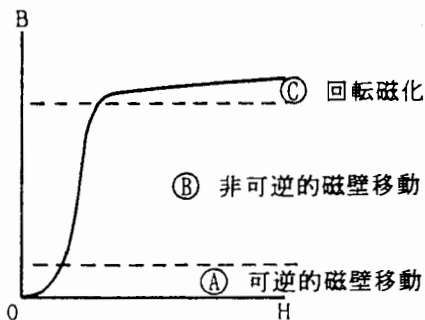
スーパーコンピュータや小型で高性能のパーソナルコンピュータの普及に伴い、有限要素法に代表される数値解析法が、電磁界の解析や電磁機器の設計に広く活用されるようになって来た。磁気装置の解析・設計を厳密に行うためには当然、磁性材料の磁化特性を考慮しなければならないが、磁性材料は磁気飽和、磁気ヒステリシス、磁気余効さらに磁歪などの多様な性質を呈示し、それらすべての性質を考慮することは困難であるため、多くの解析ではせいぜい磁気飽和特性を導入するのにとどまっている。

筆者らはこのような現状に鑑み、十年来、磁性材料の磁気飽和、磁気ヒステリシスさらに磁気余効を表現でき、かつ数値解析に適した構成式を提案し、その妥当性を基本的な回路について実験値と比較して検証してきた。これを単相並列インバータの動作解析に適用し、従来不可能であった磁化特性を考慮した解析が可能であることを示し、さらに、磁性薄膜材料の高周波磁化特性を考慮した数値解析結果に基づいて、新方式の磁性薄膜特性測定装置の提案を行った。本稿はそれらの結果をまとめたものである。

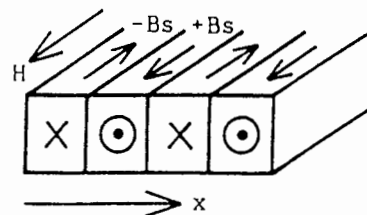
2. 磁化特性の巨視的構成式

2.1. 磁区モデル

多くの磁化特性は、磁区理論を用いて説明できる。磁区理論によれば、非磁化状態は飽和磁化を持つ各磁区がランダムに並んでいるため、全体として磁化されていない状態である。第1図は、初期磁化曲線が(A)可逆的磁壁移動で磁化される初期磁化領域、(B)非可逆的磁壁移動で磁化される領域、さらに(C)磁壁移動が終わり、各磁区中の磁化



第1図. 初期磁化曲線.



第2図. 短冊状磁区モデル.

の回転による回転磁化領域に分類されることを示している。初期磁化領域では可逆的磁化過程であるため、次式の関係が成り立つ。

$$B = \mu_i H + \left(\frac{1}{2}\right) \nu H^2, \quad (1)$$

ここで、 B , H , μ_i , ν は、それぞれ磁束密度、磁界、初期透磁率さらにRayleighの定数である。(1)式はRayleighの初期磁化曲線と呼ばれている。このため、初期磁化領域はRayleigh領域とも呼ばれる。この初期磁化曲線を始め、多くの磁化特性は磁区・磁壁の物理的移動によって説明される。

2.2. 磁化特性構成式

磁化特性構成式を導くため、第2図に示す短冊状磁区モデルを考える。この磁区に外部磁界 H_s を加えたとき、外部磁界と同方向にそろった磁区の数 n とすれば、

$$B = \mu_0 H_s + n B_s, \quad (2a)$$

$$= \mu_0 \left[1 + \left(\frac{n B_s}{\mu_0 H_s} \right) \right] H_s, \quad (2b)$$

$$= \mu H_s, \quad (2c)$$

が成り立つ。ここで、 μ_0 , B_s はそれぞれ空気の透磁率と各磁区の飽和磁束密度である。磁区が外部磁界 H_s の方向に移動するためには、物理的移動が伴い、結果として損失を含んだ過程である。このため、(2)式の関係は過去の履歴を交流バイアスで打ち消して得られる理想磁化曲線で一意的に成り立つ。換言すれば、理想磁化曲線は各磁区状態の静的な特性を表し、このときの透磁率 μ は磁化方向に変わった磁区の数 n を表している。次に、動的な磁界 H が加わった状態は、

$$\frac{dB}{dt} = \mu_0 \frac{dH}{dt} + B_s \frac{\partial n}{\partial H} \frac{dH}{dt} + B_s \frac{\partial n}{\partial x} \frac{dx}{dt}, \quad (3a)$$

$$= \mu_r \frac{dH}{dt} + B_s \frac{\partial n}{\partial x} \frac{dx}{dt}, \quad (3b)$$

が成り立つ。ここで、可逆透磁率 μ_r は $\mu_r = \mu_0 + B_s (\partial n / \partial H)$ である。(3)式は、動的な磁界 H が加わったとき、単位面積当りの誘起電圧 dB/dt が右辺第1項の変圧器誘起電圧と右辺第2項の磁壁運動による速度誘起電圧から成ることを意味する。この速度誘起電圧による磁界 H_d は

$$H_d = \frac{1}{s} B_s \frac{\partial n}{\partial x} \frac{dx}{dt}, \quad (4a)$$

$$= \frac{1}{s} \left[\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right], \quad (4b)$$

で与えられる。ここで、 s はヒステリシス係数と呼ばれ、次元は $[0\text{hm/m}]$ である。この係数 s の物理的意味は磁壁間の物理的摩擦損失を生ずる摩擦係数である。さて、物理

動的な摩擦は動的な摩擦と静的な摩擦に分類されるが、電氣的な観点からこれらは、磁壁間に流れる異常な電流項と静的ヒステリシスの保磁力に対応することになる。これは、動的な摩擦損失が磁壁の運動速度の自乗に比例し、運動速度は励磁周波数に比例すること、静止摩擦損失が速度に比例し、静的なヒステリシス損が励磁周波数に比例することによる。(2c)式の磁界 H_s は静的な特性を表し、(4)式による磁界 H_d は動的な特性を表すから、全体の磁界 H は、

$$H = H_s + H_d, \quad (5a)$$

$$= \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} B_s \frac{\partial n d x}{\partial x d t}, \quad (5b)$$

$$= \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left[\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right], \quad (5c)$$

で与えられる。(5)式が筆者らの提唱するChua型モデルと呼ぶ構成式である[1]。

2.3. Preisach型モデル

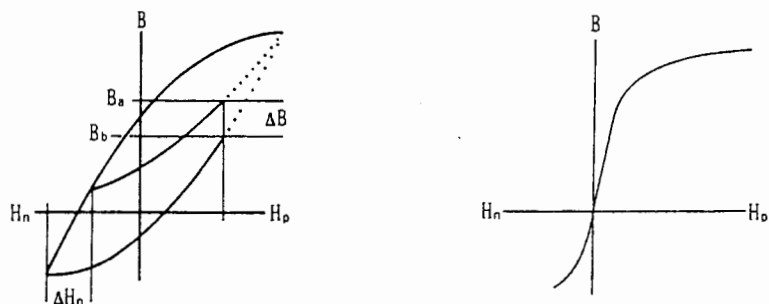
第3(a)図に示すように、飽和に至る以前に磁界を反転させたとき、その後の軌跡は反転時の磁界 H_n によって異なる経路をとる。従って、反転時の磁界 H_n に対する上昇曲線の微分透磁率 $\partial B / \partial H_p$ の変化率

$$\Psi = \frac{\partial^2 B}{\partial H_p \partial H_n}, \quad (6)$$

は有限の値となる[2]。(6)式を磁気ヒステリシスの存在しない第3(b)図の飽和曲線に適用すると、磁束密度 B は磁界 H の一価関数であるため常に零となる。これはPreisach型モデルが磁化特性の中で磁気ヒステリシスのみを表し、磁気飽和特性を表現できないことを意味する。(5)式のChua型モデルとPreisach型モデルの関係を調べるため(5)式の μ , μ_r , s が一定値として、第3(a)図の磁化状態を表すと

$$H_p + (\mu_r/s) dH_p/dt = (1/\mu) B_a + (1/s) dB_a/dt, \quad (7a)$$

$$H_p + (\mu_r/s) dH_p/dt = (1/\mu) B_b + (1/s) dB_b/dt, \quad (7b)$$



(a) ヒステリシスがある場合.

(b) ヒステリシスがない場合.

第3図. Preisach型モデル.

が成り立つ。(7a)式から(7b)式を辺々引き算し、変形すると、

$$(1/\mu)(B_a - B_b) = (1/s)(dB_b/dt - dB_a/dt), \quad (8)$$

の関係をj得る。ここで、

$$\frac{dB_b}{dt} - \frac{dB_a}{dt} = \left(\frac{\partial B_b}{\partial H_p} - \frac{\partial B_a}{\partial H_p} \right) \frac{dH_p}{dt}, \quad (9)$$

と変形し、第3(a)図で $\Delta H_n \rightarrow 0$ の時、 $\Delta B = B_a - B_b$ も零に近づくから

$$\lim_{\Delta H_n \rightarrow 0} \Delta H_n = \frac{\Delta B}{\mu}, \quad (10)$$

と仮定すれば、

$$\begin{aligned} s &= \lim_{\Delta H_n \rightarrow 0} \left(\frac{\mu}{\Delta B} \right) \left(\frac{\partial B_b}{\partial H_p} - \frac{\partial B_a}{\partial H_p} \right) \frac{dH_p}{dt} \\ &= \frac{\partial^2 B}{\partial H_n \partial H_p} \frac{dH_p}{dt}, \end{aligned} \quad (11)$$

の関係をj得る。よって、(6)式と(11)式を比較すれば、(5)式のChua型モデルのヒステリシス係数sと(6)式のPreisachの分布関数 Ψ は、

$$s = \Psi \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (12)$$

の関係で結び付くこととなる。(12)式は、Chua型モデルの損失を表示する項がPreisach型モデルのヒステリシスを表す特性と密接な関係を有することを意味している。

次に(12)式の関係を用いて、(5)式のChua型モデルを変形すると

$$H + \frac{\mu_r}{s} \frac{dH}{dt} = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{dB}{dt} = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{\partial B}{\partial H} \frac{dH}{dt}, \quad (13a)$$

これに(12)式を代入して

$$H + \frac{\mu_r}{\Psi} = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{\Psi} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (13b)$$

の関係をj得る。(13b)式を磁束密度Bの初期値を零として解くと

$$B = \mu H + \left(\frac{\mu}{\Psi} \right) (\mu_r - \mu) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Psi H}{\mu}\right) \right], \quad (14)$$

の関係となる。ここで、初期磁化領域を考え、 $\exp(-\Psi H/\mu) \approx 1 - (\Psi H/\mu) + (1/2)(\Psi H/\mu)^2$ と近似し、さらに $\mu \gg \mu_r$ と仮定すれば、

$$B \approx \mu_r H + \frac{1}{2} \Psi H^2, \quad (15)$$

となる。(15)式を(1)式のRayleighの初期磁化曲線と比較すると、可逆透磁率 μ_r は初期磁化領域であるから初期透磁率 μ_i に等しく、Preisachの分布関数 Ψ はRayleighの定数 ν に対応することとなる。これはPreisach型のモデルがRayleighの法則を高磁束密度領域まで拡張したものであることを意味する。

2.4. Hodgedon の数学的モデル

M. Hodgedon は、強磁性体の磁化特性が次式で与えられることを提唱している[3]。

$$\frac{dH}{dt} = \alpha \left| \frac{dB}{dt} \right| \left[f(B) - H \right] + g\left(B, \frac{dB}{dt}\right) \frac{dB}{dt}, \quad (16)$$

ここで、 α は材料に依存して決まるパラメータであり、 f は磁束密度 B の一価関数、さらに g は磁束密度 B とその時間微分 dB/dt の一価関数である。(16)式を $f(B) > H$ として変形すると

$$H = f(B) + \frac{g(B, dB/dt)}{\alpha \left| dB/dt \right|} \left[\frac{dB}{dt} - \frac{1}{g(B, dB/dt)} \frac{dH}{dt} \right], \quad (17)$$

となる。(17)式を(15c)式のChua型モデルと比較すると、

$$f(B) = \frac{1}{\mu} B, \quad (18a)$$

$$\frac{1}{g(B, dB/dt)} = \mu_r, \quad (18b)$$

$$\frac{g(B, dB/dt)}{\alpha \left| dB/dt \right|} = \frac{1}{s}, \quad (18c)$$

と対応することがわかる。この結果は、Hodgedonの数学的モデルが実質的にChua型モデルと同じものであることを意味する。

2.5. パラメータの決定

磁化特性を表す構成式としてChua型モデルを提案した。その結果、Chua型モデルはPreisach型モデルを包含していること、Hodgedonのモデルと実質的に同じものであることを示した。実際に構成式を用いて実験的検証を行うには、供試材料の透磁率 μ 、可逆透磁率 μ_r さらにヒステリシス係数 s を測定し、決定しなければならない[4]。

最初に透磁率 μ について検討する。2.2.節で述べたように、透磁率 μ は静的な磁区状態を表すパラメータであるから、過去の磁気履歴に無関係な一意的な値でなければならない。過去の履歴に無関係にユニークに決まる磁化曲線は、過去の履歴を交流パイアスで打ち消して得られる理想磁化曲線である。理想磁化曲線の特徴は、第4(a)図に示してあるように $B=0$ の原点付近で最大透磁率を持つことである。

次に可逆透磁率 μ_r は、ヒステリシスループの上昇曲線と下降曲線で同磁束密度に対して異なった値をとる。従って、可逆透磁率 μ_r が磁束密度 B の一価関数として表されるとするGansの法則は、理想磁化曲線の測定時に得られる可逆透磁率に対して厳密に成

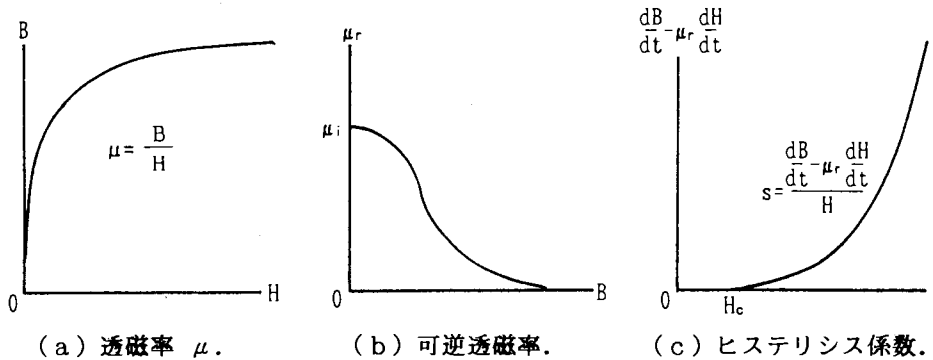
り立つ[5]。このとき、(3b)式からわかるように、過去の履歴を打ち消すためのバイアスの周波数は磁壁の運動速度 dx/dt が無視できる程充分低い周波数でなければならない。その結果、第4(b)図に示すように $B=0$ 付近で可逆透磁率は最大値をとり、その値は初期透磁率 μ_i に等しい。

最後に、ヒステリシス係数 s は(5c)式で磁束密度 $B=0$ の条件を設定し、次式によって得られる。

$$s = \frac{1}{H} \left[\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right] \Bigg|_{B=0} \quad (19)$$

(19)式の dB/dt は環状供試コアに巻いたサーチコイルの誘起電圧、 dH/dt は励磁電流のそれぞれから得られる。透磁率 μ と可逆透磁率 μ_r が極めて低い交流バイアスで測定されるのに対し、ヒステリシス係数 s は比較的高い周波数で測定しなければならない。

一般に、ヒステリシス係数 s を表す $B_s(\partial n/\partial x)dx/dt [= (dB/dt) - \mu_r(dH/dt)]$ 対 H 曲線は第4(c)図のような曲線となり、ヒステリシス係数 s は原点付近で極めて小さな値となり、これが磁壁の静止摩擦、すなわち静的ヒステリシスループの保磁力 H_c を与える。



第4図. Chua型モデルのパラメータ.

2.6. 線形化Chua型モデル[4]

高周波領域では、磁性材料を時間 t に対して正弦波状に変化する磁界 H で励磁したとき、磁束密度 B も正弦波状に変化し線形な動作となり、ヒステリシスループは比較的低磁束密度領域のため、一般に楕円形となり磁気飽和は無視することができる。このような線形動作を考える場合、Chua型磁化特性モデル(5)式のパラメータ μ, μ_r, s を一定値とし、複素記号法 $d/dt = j\omega$ を適用すると

$$(1 + j\omega \frac{\mu_r}{s}) \hat{H} = (\frac{1}{\mu} + j\omega \frac{1}{s}) \hat{B}, \quad (20)$$

を得る。ここで、 $\hat{}$ は複素量であることを示している。(20)式から複素透磁率 $\hat{\mu}(\omega)$ を求めると、

$$\hat{\mu}(\omega) = \hat{B}/\hat{H} \quad (21a)$$

$$= \mu \left\{ \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} - j \frac{\omega (\mu - \mu_r) s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\}, \quad (21b)$$

$$= \mu_R(\omega) - j \mu_I(\omega) \quad (21c)$$

となる。(21)式が線形化Chua型モデルより得られる複素透磁率であり、 j は虚数、 $\mu_R(\omega)$ 、 $\mu_I(\omega)$ はそれぞれ実数部、虚数部である。

複素透磁率は周波数によって変化するので周波数特性を吟味する。まず、実数部について、複素透磁率(21b)式の右辺第1項の ω の両極限をとると、次式が得られる。

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \mu \left\{ \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} = \mu, \quad (22a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \mu \left\{ \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} = \mu_r, \quad (22b)$$

(22a)式より、低周波領域では複素透磁率の実数部が、透磁率 μ によって支配されることがわかる。一方、高周波領域では、(22b)式では可逆透磁率 μ_r により支配されることがわかる。しかし、実際には $\omega \rightarrow \infty$ とすると、表皮効果のため磁束が磁性体内部まで浸透しないため、可逆透磁率 μ_r は真空の透磁率 μ_0 に等しくなり μ_0 によって支配されることとなる。

次に、損失発生の原因となる複素透磁率の虚数部の周波数特性について調べる。複素透磁率(21b)式右辺第2項の ω の両極限をとると、

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \mu \left\{ \frac{\omega (\mu - \mu_r) s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} = 0, \quad (23a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \mu \left\{ \frac{\omega (\mu - \mu_r) s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right\} = 0, \quad (23b)$$

となり、虚数部 $\mu_I(\omega)$ は低周波領域および高周波領域で支配的でないが、その値が最大となる周波数 f_1 は、 $d\mu_I(\omega)/d\omega = 0$ より

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{s}{\mu} \right), \quad (24)$$

で与えられる。

以上の複素透磁率の周波数特性から、線形化Chua型モデルのパラメータは

$$\mu = \lim_{\omega \rightarrow 0} \mu_R(\omega), \quad (25a)$$

$$\mu_r = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \mu_R(\omega), \quad (25b)$$

$$s = \omega_1 \mu = 2\pi \mu f_1, \quad (25c)$$

として与えられる[6]。

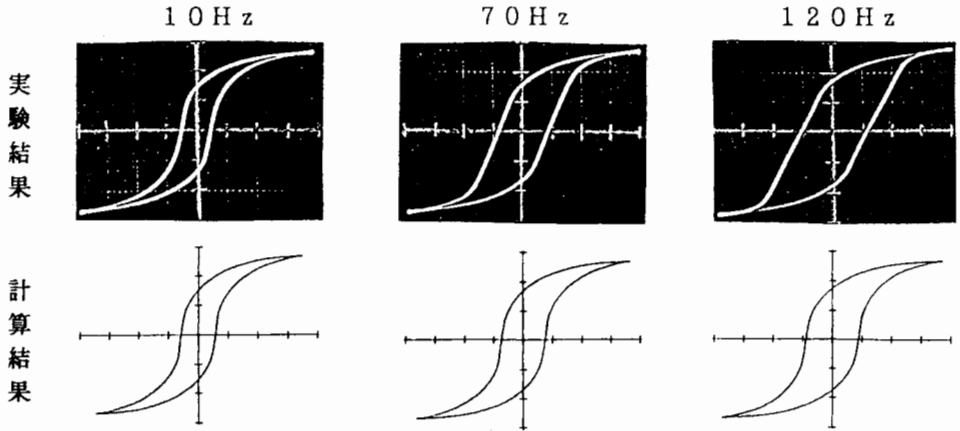
3. 実験的検証

以上、筆者らの提唱するChua型の磁化特性構成式は、Preisach型モデルを包含していること、Hodgedonの数学的モデルと実質的に同じであることを述べたが、本構成式を用いて実験的検証を行う。

3.1. 非線形集中定数モデル

3.1.1. ヒステリシスループの周波数特性

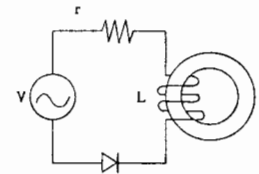
ヒステリシスループは励磁周波数が高いとループ幅が広くなり、励磁周波数が低いとループ幅が狭くなる特性が知られている。この特性の再現性を調べた結果を第5図に示す。



第5図. ヒステリシスループの周波数特性。x:0.2[A/div.], y:0.0552[mWb/div.]

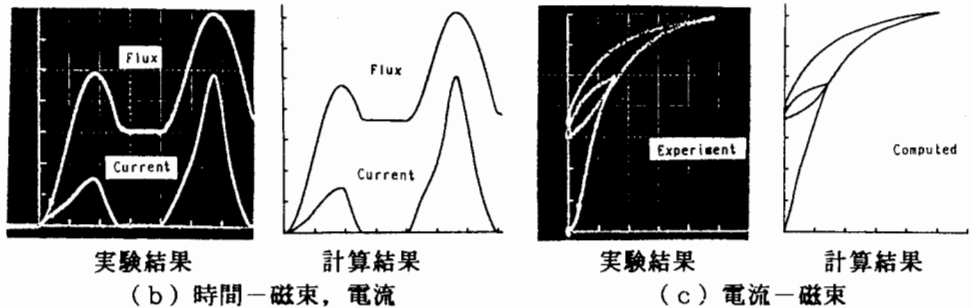
3.1.2. R-L半波整流回路

第6(a)図に示す、ダイオードを接続した半波整流回路では電流が不連続となり、磁気余効プロセスやマイナーループを含む現象となる。第6(b)図に時間-磁束、電流、第6(c)図に電流-磁束の関係を示す。



(a) 半波整流回路

x:5.0[ms/div.], y:0.022[mWb/div.], 0.2[A/div.]



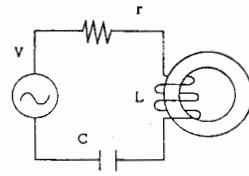
(b) 時間-磁束, 電流

(c) 電流-磁束

第6図. R-L半波整流回路の解析.

3.1.3. R-L-C直列鉄共振回路

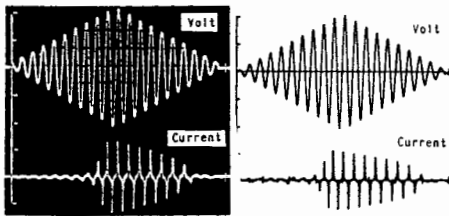
第7(a)図に示すような、鉄心を有するリアクトルからなるR-L-C回路に一定周波数の交流電圧を加え、その振幅を増加させてゆくところある電圧値で共振が起き、電流が急激に増加する。この状態から電圧振幅を減少しても共振は直ちには停止しない。あるいは、電圧一定で周波数を変化させた場合も同様の現象が起きる。第7(b)図に、直線的に増加、減少する電圧を加えた時の鉄共振減少を、第7(c)図に周波数を変化させた場合の共振現象を示す。



(a) 鉄共振回路

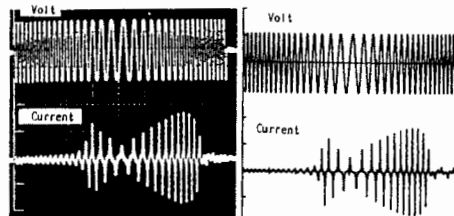
x:50[ms/div.], y:20[V/div.], 5[A/div.]
f=50[Hz], 終了0.4秒

x:100[ms/div.], y:20[V/div.], 2[A/div.]
f=70→20→70[Hz], 終了0.8秒



実験結果

計算結果



実験結果

計算結果

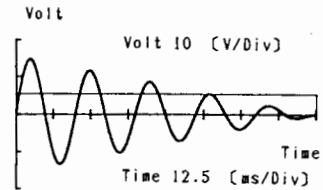
(b) 電圧を変化させた場合

(c) 周波数を変化させた場合

第7図. R-L-C鉄共振回路の解析.

3.1.4. 交流バイアス特性

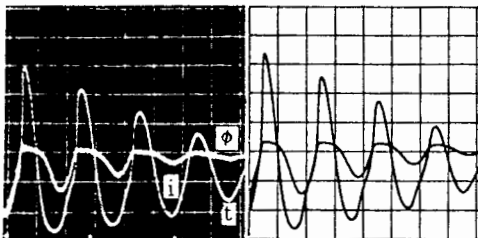
第8(a)図に示すような、一定値の直流に直線的に減少する交流バイアスが重ねられた、交流バイアス特性について解析を行った。



DC=5.03[V], AC init.=10.06[V]

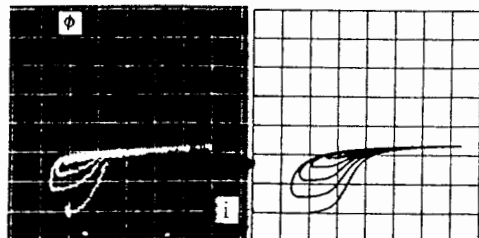
(a) 合成入力波形

x:10[ms/div.], y:0.005[mWb/div.], 0.001[A/div.]



実験結果

計算結果



実験結果

計算結果

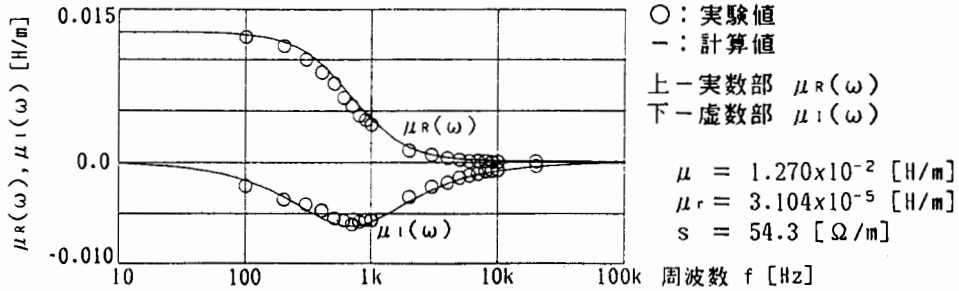
(b) 時間-磁束, 電流

(c) 電流-磁束

第8図. 交流バイアス特性. (MA1アモルファス)

3.2. 線形集中定数モデル

線形化Chua形モデルのパラメータ μ , μ_r , s はそれぞれ (25a) - (25c) 式によって決定されるが、具体的な例としてフェライト (TDK H5c2) に対して得られた結果を第9図に示す。



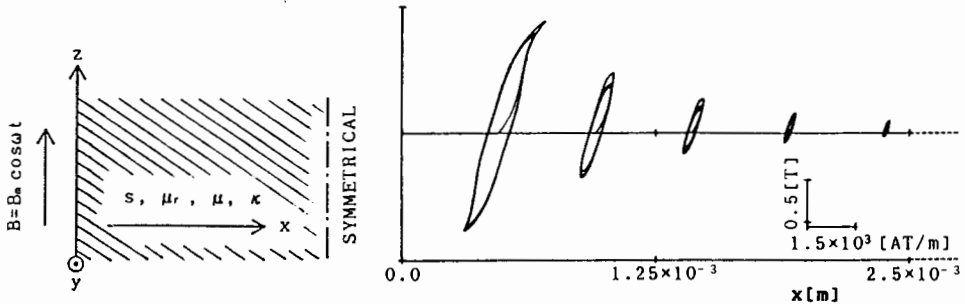
第9図. 複素透磁率の周波数特性とパラメータ μ , μ_r , s .

3.3. 非線形分布定数モデル

分布定数系のモデルとして第9(a)図に示すような一次元問題を取り上げる。変位電流の無視できる低周波領域では、支配方程式として次式が得られる。

$$\nabla^2 B + \frac{\mu}{s} \nabla^2 \frac{\partial B}{\partial t} = \kappa \mu \frac{\partial B}{\partial t} \frac{\mu_r}{s} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \quad (26)$$

(26)式を空間 x 方向については3点有限差分近似、時間 t については前進型オイラー法で離散化して解いた結果を第9(b)図に示す。第9(b)図は、材料中のヒステリシスループが表皮効果のため、内部に行くほど小さくなることを表している。



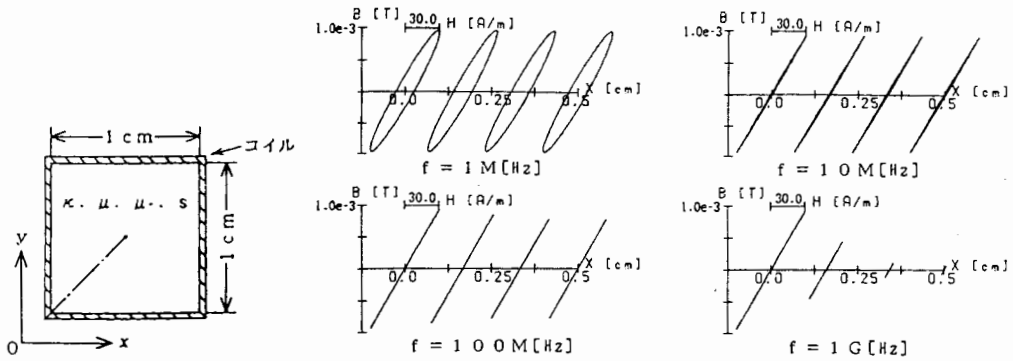
(a) 一次元モデル.

(b) 材料内部のヒステリシスループ

第9図. 非線形分布定数問題. (鉄・ $\kappa=1.0 \times 10^7$ [s/m], $f=50$ [Hz])

3.4. 線形分布定数モデル

(26)式でパラメータ μ , μ_r , s を一定値とし、時間微分を $d/dt = j\omega$ とした線形定常状態を考える。解析対象は第10(a)図に示すトロイダルコア断面であり、数値解析法は有限要素法を用いた。第10(b)図にコア断面の対角線上のヒステリシスループを示す。



(a) 二次元モデル

(b) コア内部のヒステリシスループ

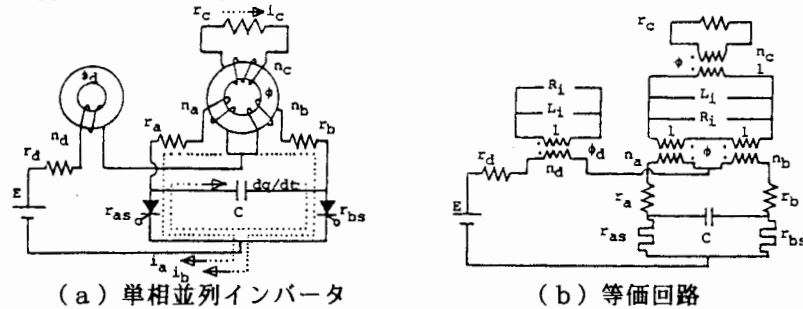
第10図. 線形分布定数モデル.

4. 磁化特性構成式的应用

前章では比較的簡単なモデルについて筆者らの提案するChua型構成式の妥当性を検証した。本章では、より実際のな機器に応用した例を示す。

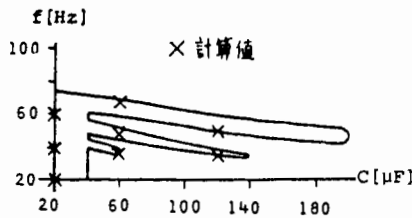
4.1. 単相並列インバータの解析

第11(a)図に解析を行った単相並列インバータ、同(b)図にその等価回路を示す。単相並列インバータには、転流コンデンサ容量と周波数の関係において転流失敗あるいはそれに準ずる不安定な動作を示す領域が存在し、これを同(c)図に示す。また、安定動作領域における転流コンデンサ容量対電流の特性を同(d)図に示す。さらに、同(e)図に安定動作状態への直流リアクトルの過渡磁化特性、同(f)図に転流失敗時の負荷電流 i の過渡現象を示す。

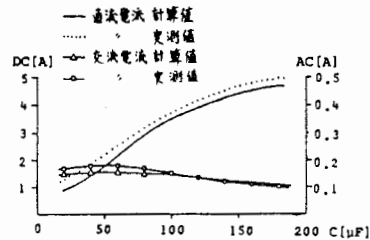


(a) 単相並列インバータ

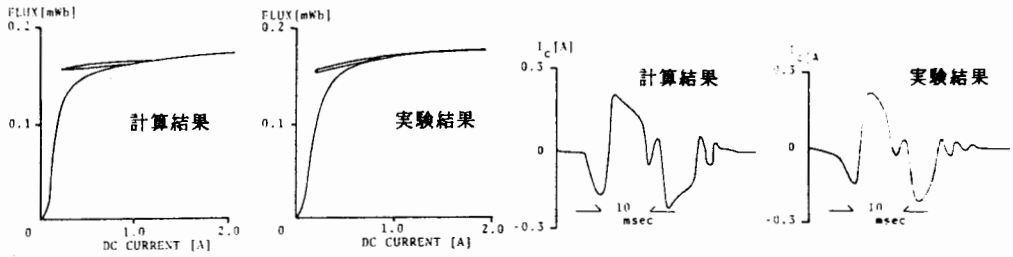
(b) 等価回路



(c) 不安定動作領域



(d) 転流コンデンサ容量対電流



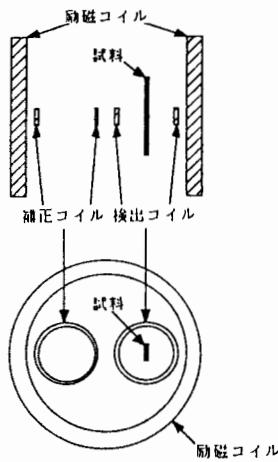
(e) 安定動作状態への直流リアクトルの過渡磁化特性

(f) 転流失敗時の負荷電流 i_c の過渡現象

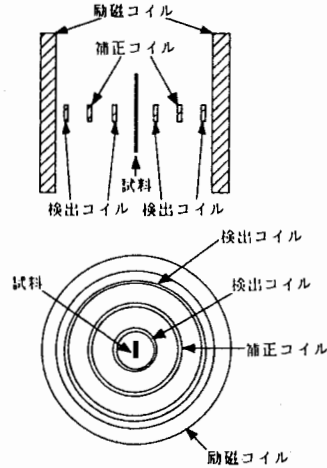
第11図. 単相並列インバータの動作解析.

4.2. 新方式磁性薄膜高周波磁化特性測定装置の提案

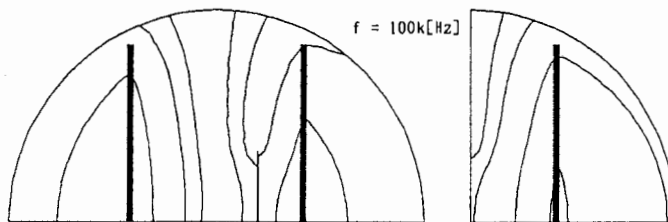
第12(a)図は従来から知られている補正コイル法と呼ばれるもので、同(b)図が筆者らの提案する同軸コイル法である。実際の解析の対象は二次元モデルとした。試料は TDK H5c2 フェライトであり、パラメータは3.2節で示したものを使用した。第12(c)図はポテンシャル分布を示したものであるが、右側の同軸コイル法は対称性のため1/4領域を示した。同(d)図はヒステリシスループを示したものであり、同軸コイル法の精度が良いことがわかる。これは、補正コイル法では試料の非対称配置によりポテンシャル分布も非対称となることによる。



(a) 補正コイル法

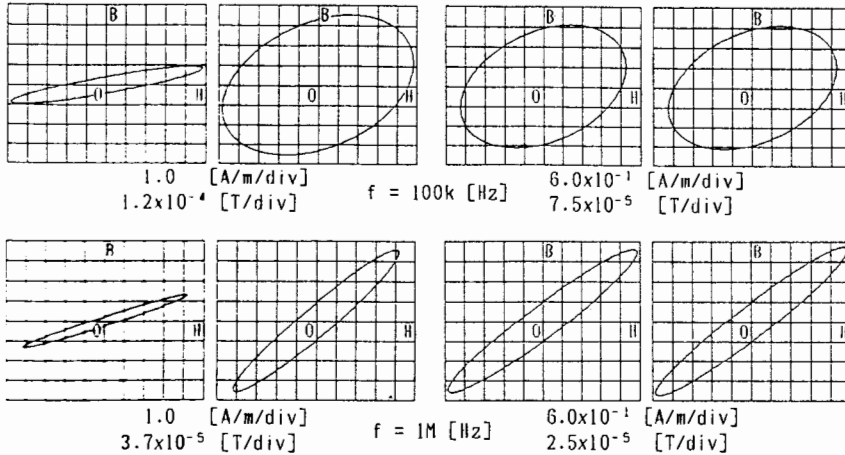


(b) 新方式同軸コイル法



仮想境界半径 : 0.015 [m]
 $\psi = 100 [\mu\text{m}]$, $L = 10 [\text{mm}]$
 Potential Line : 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 [$\times 10^{-8} \text{ Wb/m}$]

(c) ポテンシャル分布



実験結果 計算結果 実験結果 計算結果
 補正コイル法 新方式同軸コイル法

(d) ヒステリシスループ

第 1 2 図. 磁性薄膜高周波磁化特性測定装置.

5. 結 言

本稿では、筆者らが提唱してきた磁性材料の磁化特性を表す構成式の導出について述べ、他の磁化特性モデルとの関係を調べた。その妥当性を実験的に検証し、さらに磁気応用機器の解析を行い、磁気飽和、磁気ヒステリシスなどを考慮した実用的な解析が可能であることを示した。本構成式は、磁界計算に磁化特性を導入し、より精密な解析を行う上で有効な手段であることがわかる。

文 献

- [1] 例えば、早野 他、電気学会静止器回転機合同研究会資料、SA-90-33, RM-90-45、1990年8月。
- [2] F. Preisach, Zeitschrift für Physik, 94, No.5, (1935).
- [3] M.L. Hodgedon, IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-24, No.1, Jan.(1988), pp.218.
- [4] 例えば、早野 他、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-90-89、1990年8月。
- [5] R.M. Bozorth, Ferromagnetism (Van Nostrand Company, INC., 1951).
- [6] 例えば、宮崎 他、電気学会静止器回転機合同研究会資料、SA-90-34, RM-90-46、1990年8月。

原稿受付日

平成 6 年 7 月 27 日