UDC 621.318.434: 621.3.042.12

論文 54-B 79

オープンコア形リアクトルの特性の計算法

正員 山田外史 (金沢大)
正員 別所一夫 (金沢大)
正員 飯塚恒雄 (東洋電機)
正員 木村紘道 (東洋電機)

1. まえがき

電力用リアクトルは，容量，用途などによって種々の形状のものが製作されている。一般的傾向として，小容量のものは磁路の一部にギャップを設けた閉磁路形，容量が大きくなるに従って磁路中の磁心部分が少なくなり，大容量においては空心形が用いられる。近年，電力用半導体，特にサイリスタによって精密な電力制御を行なうことが可能になり，電気車両の直流電動機に見受けられるチョッパ制御による速度制御，回生制動などが行なわれている。これらの直流大電流のチョッパ制御によって発生するリプルのフィルタ，平滑用にはオープンコア形と呼ばれる形状のリアクトルが使用されている[1]。

円柱状磁心にコイルを巻いた構造のオープンコア形リアクトルは，構造の簡単さ，軽量化の点などで数百Aの直流電流用に使用されている。この種のリアクトルは磁気回路のほとんどが空気で占められているため，普通の閉磁路形などの解析に用いるパーミアンス法による特性計算は困難であり，この形状のインダクタンスの計算式を示した例は少ない[2]。

本研究では，磁心が円柱状であることに着目し，物理学の領域でしばしば用いられる反磁界に基づく反磁界係数を用いて磁界分布を求め，鎖交磁束によりそのインダクタンスの式を求めた[3]~[5]。

反磁界係数を用いたオープンコア形リアクトルのインダクタンスの計算式を導くにあたり，不平等磁界中での反磁界係数を実験的に求め，空気中での磁路を検討した結果，実用上十分な精度で，かつ設計に使いやすい簡単な式を得ることができた。また，この計算式を用いた設計の一例を示す。

2. インダクタンスの計算式

円柱状磁心にコイルを巻いたオープンコア形リアクトルの代表的な構造を第1図に示す。このリアクトルは簡単化のため磁心の断面は円形となっているが，実際の磁心は積層鉄心で製作するために図の破線で示す構造となる。解析では，同じ断面積をもつ円柱状の磁心で置換えている。

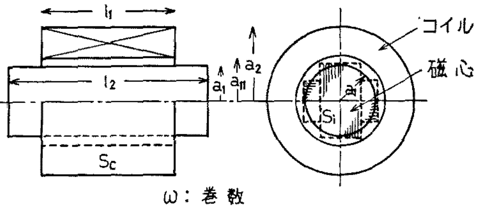
このオープンコア形リアクトルのインダクタンスは，空間の磁束分布に着目した磁束分布法によって求めることができる。従って，磁束分布を決定するための反磁界係数，漏れ磁路について検討する。

〈2・1〉 反磁界係数 円柱状磁心を平等磁界 H 中においたとき，円柱状磁心の磁束密度 B は反磁界係数 N を用いると，

$$B=\frac{\mu_0\mu^* H}{1+N(\mu^*-1)} \quad \cdots\cdots(1)$$

ここに，μ_0: $4\pi\times10^{-7}$ H/m, μ^*: 磁心の比透磁率で表わせる[6]。この反磁界係数を厳密に計算できるのはだ円体だけで，

$$N_e=\frac{1}{m^2-1}\left\{\frac{m}{\sqrt{m^2-1}}L_n(m+\sqrt{m^2-1})-1\right\} \quad \cdots\cdots(2)$$



第1図 オープンコア形リアクトル
Fig. 1. Open-core type reactor.

A Calculation Method of Characteristics of Open-Core Type Reactor. By *Sotoshi Yamada*, Member, *Kazuo Bessho*, Member (Faculty of Technology, Kanazawa University), *Tsuneo Iizuka*, Member & *Hiromichi Kimura*, Member (Toyo Denki Seizo Corp., Yokohama Works).

山田外史：正員，金沢大学工学部
別所一夫：正員，金沢大学工学部
飯塚恒雄：正員，東洋電機製造株式会社横浜工場
木村紘道：正員，東洋電機製造株式会社横浜工場

第 1 表　コイルの形状
Table 1. Coil demensions.

コイル / 寸法		No. 1	No. 2
長　さ	l_1	23.5 cm	16.0
内　径	a_{11}	3.55 cm	3.55
外　径	a_2	8.55 cm	10.9
巻　数	ω	520 T	560

第 2 表　磁心の形状
Table 2. Core demensions.

寸法 / 磁心	長　さ　l_1	断面積　Si	等価寸法比　m
No. 1	30.0 cm	26.8 cm²	5.14
2	22.0	26.8	3.77
3	30.0	21.2	5.77
4	22.0	21.2	4.23
5	15.0	26.8	2.57
6	25.6	16.0	5.89

ここに，m：(だ円体の長軸)/(短軸)

と表わせる[9]。円柱状磁心では反磁界係数は磁心内部の位置によって変化し，Bozorth 氏の実験的に磁心中央における反磁界係数 N_0 を求めた報告がある[9]。また，だ円体の反磁界係数を円柱状磁心に拡張した理論的な中心反磁界係数として，

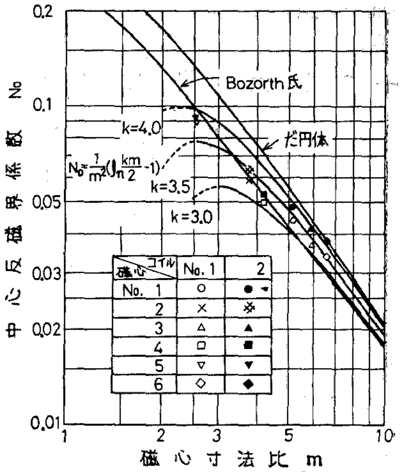
$$N_0=\frac{1}{m^2}\left(l_n\frac{Km}{2}-1\right) \quad\cdots\cdots(3)$$

ここに，m：寸法比 $l_2/2a_1$

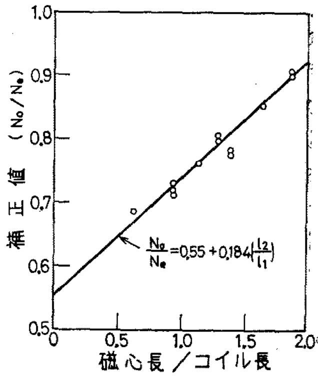
が報告されている[7]。山田氏は，$4<m<20$ の範囲で $K=3$ の値を適当としている。

一般にオープンコア形リアクトルは（磁心長）>(コイル長）の形状をしており，磁心を除いた空心コイルの中心軸上では磁界は不平等となっている。そのため，これまでに報告された結果をそのまま使うことは適当でない。そこで，第1表に示した各形状のコイルと，第2表の各磁心を組み合わせた種々のモデルリアクトルによって，磁心が未飽和の状態で磁心軸中央の断面での磁束を測定し，(1)式を用い中心反磁界係数を求め，その結果を第2図に示す。この結果，Bozorth 氏の反磁界係数に近い値が得られた。一般にオープンコア形リアクトルの磁心は，$1<m<6$ の範囲であり，山田氏の反磁界係数は $4<m<20$ としているため本研究の使用範囲からはずれるが，反磁界係数を関数の形で表わすことは設計上望ましい。

上記の実験結果からコイルの形状によって反磁界係数が異なることがわかる。これは，反磁界係数は磁心形状によって決定されるが，本実験は不平等磁界で測定したことによって外見上異なった値が得られた。そこで，有限長コイルによる不平等磁界中での見掛け上



第 2 図　反磁界係数
Fig. 2. Demagneting factors.



第 3 図　反磁界係数の補正
Fig. 3. Correction of demagnetizing factors.

の中心反磁界係数を，だ円体の反磁界係数 N_e を補正して得ることを試みた。その結果を第3図に示すように整理すると，ほぼ直線上に各点が集まることから中心反磁界係数は，

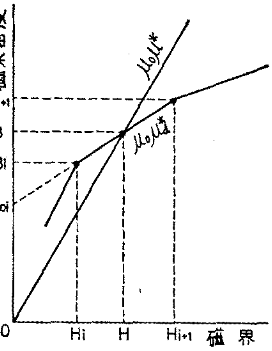
$$N_0=\left(0.184\frac{l_2}{l_1}+0.55\right)N_e \quad\cdots\cdots(4)$$

のように表わすことができる。上式では，(磁心長)/(コイル長）(l_2/l_1) によって磁界の不平等性による反磁界係数への影響を加味している。

この中心反磁界係数 N_0 を用いて磁心中央の磁化特性を求める。但し，磁心が飽和する状態においても反磁界係数が使用できると仮定し，飽和領域を含めて求める。そこで，磁心の B-H 曲線を第4図に示すような折れ線で近似し，$B_i<B<B_{i+1}$ の範囲において，原点からの傾きを比透磁率 μ^* とすれば，

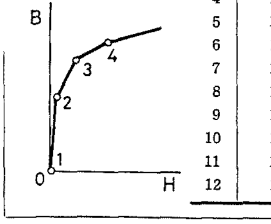
$$\mu^*=B/(B-B_{0i})\mu_d^* \quad\cdots\cdots(5)$$

ここに，μ_d^*：$B_i<B<B_{i+1}$ での折れ線の各傾き



第 4 図　磁化特性の近似

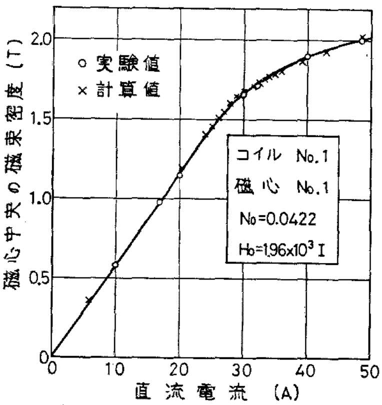
Fig. 4. Linear approximation of a magnetization curve.



第 3 表　磁化特性

Table 3. Magnetization curve.

	B(T)	H(A/m)		B(T)	H(A/m)
1	0.0	0	13	1.715	6,000
2	0.15	40	14	1.735	7,000
3	0.37	60	15	1.755	8,000
4	1.18	200	16	1.775	9,000
5	1.40	500	17	1.795	10,000
6	1.45	710	18	1.870	15,000
7	1.50	1,000	19	1 930	20,000
8	1.55	1,500	20	2.020	30,000
9	1.58	2,000	21	2.070	40,000
10	1.62	3,000	22	2.090	50,000
11	1.66	4.000	23	2.100	60,000
12	1.68	5,000	24	2.110	90,000



第 5 図　磁心の磁化特性

Fig. 5. Magnetization curve of the core on the reactor.

となり(1)式に代入すると，リアクトルの空心コイル中心の磁界 H_0 より磁心中央の磁束密度は，

$$B_0=\frac{\mu_0\,\mu_d{}^*H_0}{1+N_0(\mu_d{}^*-1)}-\frac{(1-N_0)B_{0i}}{1+N_0(\mu_d{}^*-1)}\quad(6)$$

但し，

$$H_0=\frac{\omega I}{2(a_2-a_{11})}l_n\frac{a_2+\sqrt{a_2{}^2+(l_1/2)^2}}{a_{11}+\sqrt{a_{11}{}^2+(l_1/2)^2}}\quad(7)$$

のように求まる[8]。第3表の B-H 曲線による磁心の磁化特性の計算した結果を第5図に示す。(6)式において開磁路の影響を含めた見掛け上の比微分透磁率 $\mu_d{}^{*\prime}(d\,B_0/d\,H_0)$ は，

$$\mu_d{}^{*\prime}=\frac{\mu_d{}^*}{1+N_0(\mu_d{}^*-1)}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(8)$$

と表わされ，$1/\mu_d{}^*\ll N_0$ の範囲では，

$$\mu_d{}^{*\prime}\fallingdotseq 1/N_0\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(9)$$

となり，その値は反磁界係数だけで決まる。(9)式で近似できなくなるような値から磁心の飽和の影響が現われる。第5図では，$B_0=1.4\,\mathrm{T}$ よりその影響が現われている。この未飽和領域での磁心の磁化特性は反磁界係数によって決まり，それゆえオープンコア形リアクトルに使用する磁心は $\mu_d{}^*$ の大きな材料は必要でなく，$\mu_d{}^*\gg 1/N_0$ を満足する程度で十分であることになる。

第5図のように未飽和，飽和領域ともに満足する結果を得た。但し，$B_0>2.0\,\mathrm{T}$ の深い飽和領域では(6)式による計算では不十分である。

〈2·2〉 **リプルインダクタンスの計算式**　直流電流に交流電流が重ね合わせた電流が流れているとき，交流分に対するインダクタンスをリプルインダクタンスと呼ぶことにする。リプルインダクタンスは，バイアスとしての直流電流の大きさによって磁心の B-H 曲線上の動作点が変化するため，その点での微分透磁率が変化しインダクタンスが大きく変わる。このリプルインダクタンスを磁束鎖交数によって定義すると，

$$L=\Delta\mathring{\Phi}/\Delta I\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(10)$$

と表わせる。

第1図のオープンコア形リアクトルでは，コイルの窓面積のすべてが磁心によって占められているのではなく，一部空気中の部分が存在する。このため，インダクタンスは磁心部分を通る磁束の寄与する部分 L_i と，空気中を通る磁束による部分 L_a の二つのインダクタンスに分かれる。そこで，リプルインダクタンス L は，

$$L=L_i+L_a\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(11)$$

と仮定する。ここで，L_a については円筒形空心コイルのインダクタンスの式[10]，

$$L_0=K_n\frac{4\pi^2a^2\omega^2}{l_1}\times10^{-7}\,\mathrm{H}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(12)$$

但し，$a=(a_2+a_{11})/2$，$t=(a_2-a_{11})$，$K_n=\{1+0.9(a/l_1)+0.32(t/a)+0.84(t/l_1)\}^{-1}$，$\omega$：コイルの巻

数

を用いて窓に占める空気部分の割合から，

$$L_a=L_0(1-S_i/S_a) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(13)$$

ここに，S_a：コイル窓面積（πa_{11}^2）

で表わす。このインダクタンス L_a は，必ずしもすべての場合に満足するものではないが，次節の実験結果で示すように実用的な方法である。

次に磁心の寄与するインダクタンス L_i は(10)式を用いて計算するため，その磁束分布について調べる。前節において，磁心中央の磁束密度は反磁界係数を用いることによって明らかになった。磁心軸（x 方向）に垂直な断面での軸方向の平均磁束密度 $B(x)$ は二次関数，すなわち，

$$B(x)=B_0\left\{1-C\left(\frac{x}{l_2/2}\right)^2\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(14)$$

で近似できることがわかっている[7]。ここで B_0 は磁心中央の磁束密度，C は磁心の寸法比 m によって決まる係数で $C=0.6\sim0.7(m=4\sim20)$ となっている。

一方，モデルリアクトルの軸方向の磁束密度分布を各磁心断面における平均値で測定した結果を第6図に示す。この結果から，磁心の中央が深く飽和しない限り二次関数で近似できることがわかる。また，減衰定数 C は不平等磁界による影響のために上記の値よりやや大きく，

$$0.70<C<0.85 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

の範囲となった。但しこの値とリアクトル形状，ならびに磁心寸法比との相関関係を明確にすることはできなかったが，実験結果から次の値を選ぶと便利である。

$$\left.\begin{array}{l} C=0.7:\ \text{鉄心長}<\text{コイル長の場合} \\ C=0.8:\ \text{鉄心長}>\text{コイル長の場合} \end{array}\right\} \quad \cdots(16)$$

磁心の漏れ磁束について有限要素法によって計算した例を第7図に示す。この図から，計算のため漏れ磁路として第8図に示す磁路とすれば，近似が良く，もっとも式を簡単にすることができる。

以上の結果，中心軸上の磁束密度の分布 $B(x)$ から磁束鎖交数 $\mathring{\Phi}$ を求めると，

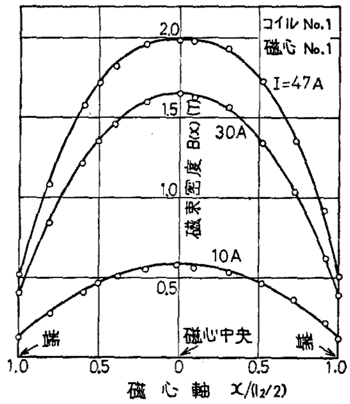
$$\mathring{\Phi}=2\int_0^{l_1/2}(a_2-a_{11})nS_iB(x)dx$$

$$=B_0S_i\omega\left\{1-\frac{C}{3}\left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(17)$$

ここに，n：$\omega/l_1(a_2-a_{11})$

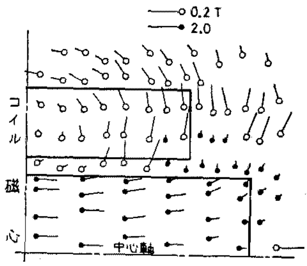
となり，簡単な式で表わすことができる。この磁束径路の取り方は最も簡単であり，かつ良い近似が得られて便利である。

磁心の寄与するインダクタンスは(10)式から，



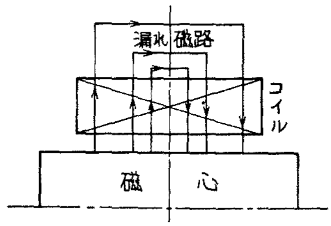
第 6 図　磁心の磁束密度分布

Fig. 6. Flux density distribution on the core.



第 7 図　磁束密度ベクトル（第1象現）

Fig. 7. Flux density vectors (first quadrant).



第 8 図　漏れ磁路

Fig. 8. Leakage flux path.

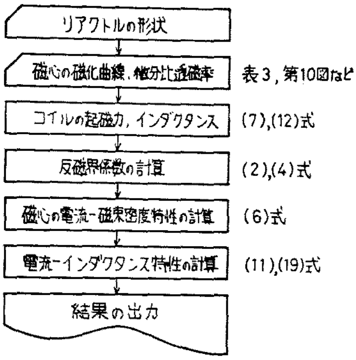
$$L_i=\frac{\Delta\mathring{\Phi}}{\Delta I}=\frac{\Delta\mathring{\Phi}}{\Delta B_0}\cdot\frac{\Delta B_0}{\Delta H_0}\cdot\frac{\Delta H_0}{\Delta I} \quad \cdots\cdots\cdots(18)$$

となり，(17)，(6)，(7)式によって書換えると，

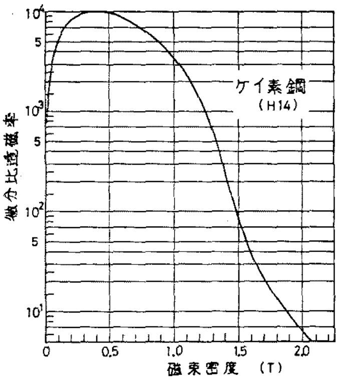
$$L_i=\frac{\mu_0\mu_d{}^*S_i\omega^2\left\{1-\frac{C}{3}\left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2\right\}}{2\{1+N_0(\mu_d{}^*-1)\}(a_2-a_{11})}$$

$$\times l_n\frac{a_2+\sqrt{a_2{}^2+(l_1/2)^2}}{a_{11}+\sqrt{a_{11}{}^2+(l_1/2)^2}} \quad \cdots\cdots\cdots(19)$$

となる。上式から磁心の寄与するインダクタンスが求まり，更に(11)式に代入するとオープンコア形リアクトルのリプルインダクタンスが得られる。(19)式の $\mu_d{}^*$ の値は B-H 曲線の折れ線近似における傾きであり，微分透磁率を表わすが，しかし厳密には増分透



第 9 図　流れ図
Fig. 9. Flow chart.

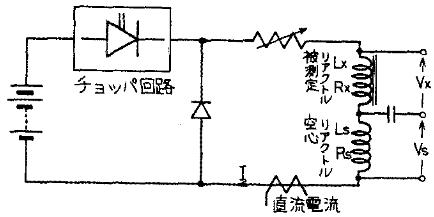


第 10 図　微分比透磁率
Fig. 10. Differential relative permeability.

磁率を用いるべきである。ここでは，磁心の透磁率の影響が現われる深い飽和範囲では，実用上微分透磁率で置換えることが十分可能として，データとして与えられた微分比透磁率曲線から直流電流による磁心中央の磁束密度に対応する値を用いる。インダクタンスの計算のフローチャートを第9図に示す。

つぎに，磁心断面の形状による反磁界係数の影響について検討する。円柱とは最も異なった断面をもつ三角柱磁心を同じ断面を有する円柱磁心に変換した場合の誤差は，2% 以内であることが既に明らかになっている[6]。従って，本研究の磁心（第1図参照）を同じ断面積の等価円柱磁心に変換してもほとんど影響はないものと考えられる。更に，コイルが円筒でない正方形のコイルにおいては，内周，外周の同じ円筒コイルに置換えることによって，実用上精度の良い値を得ることを実験によって確認した。

〈2･3〉 実験結果　(19)式を用いた計算結果について，モデルリアクトルの例を示す。使用した磁心の微分比透磁率を第 10 図に示す。リアクトルのリプル



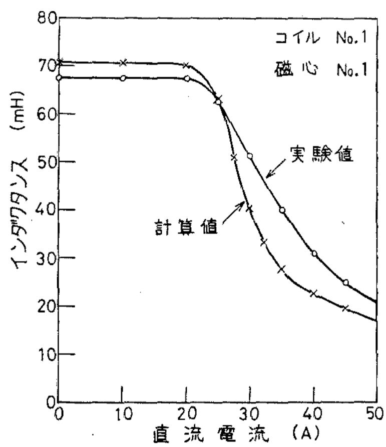
第 11 図　実験回路
Fig. 11. Experimental circuit.

インダクタンスの測定は，第 11 図のように被測定リアクトルと既知のインダクタンスをもった空心リアクトルを直列に接続し，両リアクトルの端子電圧を比較する方法で行なった[11]。但し，電圧は交流の実効値で測定する（付録参照）。すなわち，空心リアクトルのインダクタンスを L_s とすると，被測定リアクトルのインダクタンス L_x は，

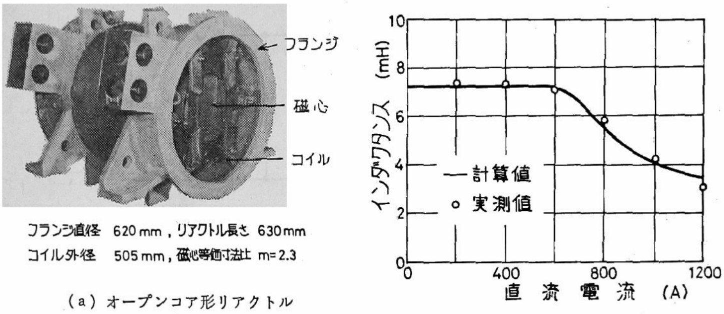
$$L_x = L_s\left(\frac{V_x}{V_s}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (20)$$

となる。実験ではリプル電流をチョッパ回路によって発生させており，繰返し周波数は 120 Hz を用いた。また，測定時のリプル率（交流分の実効値電流/直流電流）は，15% 以下を用いている。この程度では，リプル率によるインダクタンスの変化は現われなかった。

第12図はモデルリアクトルの直流電流-インダクタンス特性を示す。第6図の結果と照し合わせると，磁心中央の磁束密度が $B_0=1.4\,\mathrm{T}$（この点での微分比透磁率　$\mu_d{}^*=250$）までリプルインダクタンスはほぼ一



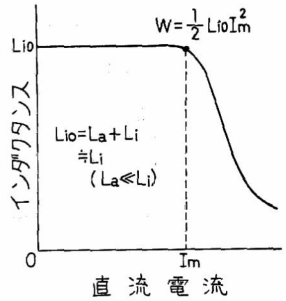
第 12 図　直流電流-インダクタンス特性（モデル）
Fig. 12. Inductance vs. direct current characteristics (model reactor).



(a) オープンコア形リアクトル

(b) 直流電流-インダクタンス特性

第 13 図　実用規模のリアクトルでの試験結果
Fig. 13. Tests on practical reactor.



第 14 図　設計仕様
Fig. 14. Design requirement.

定である。この範囲では，磁心の見掛け上の比透磁率は(9)式によって決定されることによる。この値における計算値は4%の誤差である。その他のリアクトルにおいても計算値の誤差は ±5% 以内であった。インダクタンスが減少する部分では，計算値の減少割合が大きく現われている。これは，(8)式で示す反磁界係数を用いた磁心の磁束密度の計算は，磁心各部が一定の透磁率（磁心各部の微分比透磁率 が$\mu_d{}^*\gg 1/N_0$ を満足しても近似的によい）のときであり，この場合のように一部が飽和する状態での使用は，厳密には無理であるためである。しかし，インダクタンスが減少する電流値，ならびにその近傍でのインダクタンスの値を推定するにはこの計算式で十分である。なお，実用規模のリアクトルに適用した結果を第 13 図に示す。この結果から，実用上十分な精度が得られるものと確認した。

3. リアクトル形状の検討

オープンコア形リアクトルのインダクタンスの計算式が比較的簡単な式として得られた。ここでは，この式を用いて設計の前段階としてのオープンコア形リアクトルの全般的な形状とインダクタンスとの関係を検討する。このリアクトルは，インダクタンスと特に関係のある反磁界係数が磁心寸法比によって決まることから明らかなように，その形状は特に重要である。

〈3・1〉 リアクトル形状の計算法　オープンコア形リアクトルの形状計算を簡単化するため，以下の仮定を設ける。

(1) インダクタンスは，(11)式において $L_i \gg L_a$ として磁心によるインダクタンスだけを考慮する。

(2) コイルは円筒状コイルとして，均一に巻かれており，全起磁力は，

$$F_m=\omega I=f_c\cdot S_c\cdot\sigma \quad\cdots\cdots(21)$$

ここに，f_c: 占積率，σ: 電流密度，S_c: コイルの断面積

とする。

仮定（1）において簡単化のため L_a を無視しているが，実際の設計では，初めに L_a の値を推定し繰返し計算によって，より正確な計算が可能である。リアクトルの設計にあたり，その設計仕様を次のように与える(第 14 図参照)。

(1) インダクタンス L_{i0}，インダクタンスの減少し始める点の最大直流電流を I_m とする。この直流電流 I_m によるエネルギー W_m は次式となる。

$$W_m=1/2\,L_{i0}I_m{}^2 \quad\cdots\cdots(22)$$

(2) インダクタンスが減少を始める直流電流値 I_m でのコイルの電流密度は，コイルの放熱などから与えられる最大電流密度 σ_m とすれば(21)式から，

$$I_m=(f_c\cdot S_c\cdot\sigma_m)/\omega \quad\cdots\cdots(23)$$

となり，またそのときの磁心中央の磁束密度を B_{0S} であるとする。この磁束密度以上になると(9)式の近似式は使用できなくなる。

設計にあたり，リアクトルの実用的形状について検討する。実用上，磁心断面は第1図に示す形状(破線)となり，コイルの窓に対する最大占積率は $f_i=0.787$ となる。この磁心を等価円柱磁心としたときには $a_{11}/a_1=1.13$ となる。設計上余裕を取って，

$$\alpha=a_{11}/a_1=1.2 \quad\cdots\cdots(24)$$

とする。また，これまでのオープンコア形リアクトルは，その製作，取付けなどの関係から

$$0.65<\beta=l_1/l_2<0.8 \quad\cdots\cdots(25)$$

$$2<\gamma=l_2/a_2<5 \quad\cdots\cdots(26)$$

の範囲でほとんどが製作されている。以下ではこの範囲内の形状のリアクトルを考える。ここで，各寸法を基準化すると，

$$\left.\begin{aligned} a_{11}'&=a_{11}/a_1=\alpha=1.2,\quad a_2'=a_2/a_1\\ l_1'&=l_1/a_1,\quad l_2'=l_2/a_1\end{aligned}\right\}\quad\cdots(27)$$

リアクトルの電流－インダクタンス特性において一定値の状態では，(9)式が仮定できるため，

$$\frac{\Delta B_0}{\Delta H_0}=\frac{\mu_0}{N_0}\quad\cdots\cdots(28)$$

のように表わされ，(21)式を(7)式に代入して(28)式を考慮し，設計条件の(2)を満足させると次式を得る。

$$\frac{B_{0s}}{\mu_0 f_c \sigma_m}\cdot\frac{1}{a_1}=\frac{l_1'}{2N_0}L_n\frac{a_2'+\sqrt{a_2'^2+(l_1'/2)^2}}{\alpha+\sqrt{\alpha^2+(l_1'/2)^2}}\quad\cdots\cdots(29)$$

(18)式に(28)式を代入すると，

$$L_i=\frac{\mu_0 S_i\,\omega^2\left\{1-\dfrac{C}{3}\left(\dfrac{l_1'}{l_2'}\right)^2\right\}}{2N_0(a_2'-\alpha)a_1}\times L_n\frac{a_2'+\sqrt{a_2'^2+(l_1'/2)^2}}{\alpha+\sqrt{\alpha^2+(l_1'/2)^2}}\quad\cdots\cdots(30)$$

となり，(29)式の関係を用いると，

$$L_i=\frac{\pi B_{0s}\,\omega^2}{f_c\sigma_m l_1'(a_2'-\alpha)}\left\{1-\frac{C}{3}\left(\frac{l_1'}{l_2'}\right)^2\right\}\quad\cdots(31)$$

となる。更に，(22)式に代入すると

$$W_m=\frac{\pi}{2}B_{0s}f_c\sigma_m l_1'(a_2'-\alpha)\times\left\{1-\frac{C}{3}\left(\frac{l_1'}{l_2'}\right)^2\right\}a_1^4\quad\cdots\cdots(32)$$

の関係を得る。

(29)，(32)式から a_1 を消去し，β，γ を代入すると，

$$\frac{\mu_0^4 f_c^3\sigma_m^3 W_m}{\pi B_{0s}^5}\cdot\frac{1}{(l_2'/\gamma-\alpha)\left(1-\dfrac{C}{3}\beta^2\right)\beta\cdot l_2'/2}\times\left(L_n\frac{l_2'/\gamma+\sqrt{(l_2'/\gamma)^2+(\beta l_2'/2)^2}}{\alpha+\sqrt{\alpha^2+(\beta l_2'/2)^2}}\cdot\frac{\beta l_2/2}{N_0(\beta,\ l_2'/2)}\right)^4=1\quad\cdots\cdots(33)$$

のような関係が得られる。この式の左辺は l_2' に対して増加関数となり，α，β，γ を与えると l_2' は数値計算によって容易に求まる。その結果，l_2' から各値は次のように求まる。

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{1}{a_1}\right)^4&=\frac{\pi}{2}B_{0s}f_c\sigma_m\cdot(a_2'-\alpha)l_1'\left\{1-\frac{C}{3}\left(\frac{l_1'}{l_2'}\right)^2\right\}\Big/W_m\\ a_2'&=1/\gamma\cdot l_2'\\ l_1'&=\beta l_2'\\ \omega&=(f_c S_c\sigma_m)/I_m\end{aligned}\right|\quad\cdots\cdots(34)$$

(33)，(34)式からリアクトルの形状を与える l_2'，a_1，a_2'，l_1' の値は，エネルギー W_m が与えられると同一の値となり同じ形状となる。

〈3・2〉 **形状の検討**　(33)，(34)式を用いた計算例について，$L_a=8\,\mathrm{mH}$，$I_m=500\,\mathrm{A}(W_m=1{,}000\,\mathrm{J})$ の計算結果を第15図に示す。この計算における各定数は，

$$\left.\begin{aligned}\sigma_m&=3\times10^6\,\mathrm{A/m^2},\quad f_c=0.65\\ B_{0s}&=1.5\,\mathrm{T},\quad \alpha=1.2\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(35)$$

とし，β，γ を変えたときを示す。β に対しては l_1' 以外はその形状的変化は少ない。すなわち，β の値は製作上の都合によって任意の値を取り得る。γ に対してはその形状変化は著しい。

これらのリアクトルの各寸法における評価を行なう。一般的な評価関数とするため，

$$P=f_c V_c+\lambda V_i\quad\cdots\cdots(36)$$

ここに，V_c：コイルの体積，V_i：磁心の体積

の関数を選ぶ。λ は重みで，体積，重量，材料価格の各評価に対し，

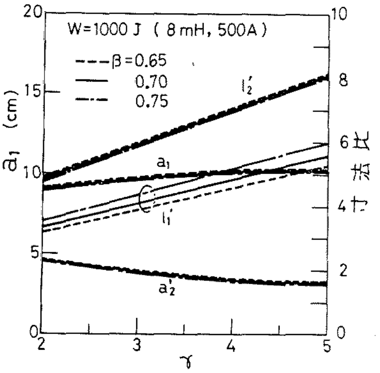
体積評価　$\lambda=1$（この場合 $f_c=1$）
重量評価　$\lambda=$(鉄比重/銅比重)$=0.877$
価格評価　$\lambda=2/5$
（仮に銅価格 1,000円/kg，鉄 400 円/kg）

となる。放熱の面から評価するためコイルの体積と表面積 S_s の比，

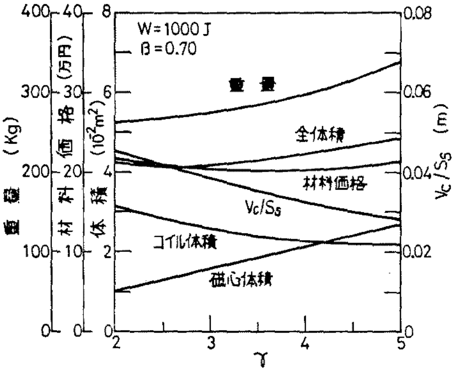
$$P_R=V_c/S_s\quad\cdots\cdots(37)$$

も重要な値である。

第 15 図の設計例において $\beta=0.7$ とした場合，各評価関数の計算例を第 16 図に示す。この結果，全体



第 15 図　リアクトルの寸法
Fig. 15. Demensions of reactor.



第 16 図　種々の寸法に対する評価値

Fig. 16. Evaluation values for variable dimensions.

的には γ が小さく(外形の太い場合) なると銅機械的となり，大きく (細長い場合) なるに従って鉄機械的となる。重量，体積では γ が小さい方が良いが，放熱に関する V_c/S_s では逆の傾向を示す。他の容量について検討した結果，小容量のリアクトルは細長く，容量が大きくなるに従って太い形状が望ましい。

実際のリアクトルの設計では，本論文で省いた空心部分のインダクタンス L_a を含めて考える必要がある。更に，放熱については簡単に取扱ったが，最大電流密度 σ_m との関係，更に放熱のためのダクトを設けた場合などについて検討しなければならない。

4. む す び

大電流平滑用リアクトルとして用いられている，オープンコア形リアクトルのインダクタンスの計算式を導き，更にリアクトルの形状の計算法を示し，その評価について検討した。このリアクトルはギャップが磁路に占める割合が大きい特徴があり，そのため反磁界係数を用いた本計算法は適している。この計算結果から，リアクトルのインダクタンスが一定の範囲では，磁心の透磁率よりもその形状によってインダクタンスが決定されることが明らかになった。

導いたリプルインダクタンスの式は実用上良い精度を持ち，またその式は比較的簡単である。この式を用いて形状の検討を行なった結果，その形状について有益な示唆を得ることができた。正確にリアクトルの最適設計を行なうためには，更に詳細な検討が必要であると共に，漏れ磁束が空間に広がるこの種のリアクトルに対しては，その周囲の磁性体，導電体の影響についても検討しなければならない。

終わりに，本研究の遂行にあたり種々の御援助を頂いた東洋電機製造株式会社横浜工場 河内正夫設計部長に深く感謝の意を表わすと共に，本実験に協力された金沢大学工学部電気工学科卒業研究の学生 小川久夫君(現日本電気株式会社)，堂本光男君 (現福井テレビ株式会社) に感謝の意を表します。

(昭和 53 年 8 月 22 日受付，同 54 年 3 月 29 日再受付)

文　献

(1) 電気学会チョッパ制御方式専門委員会編：チョッパ制御ハンドブック，電気学会 94 (昭 51-6)
(2) 高橋・乾・奥山：「オープンコア形リアクトルの特性」電気学会静止器，磁性材料合同研資 TC-77-2 (昭 52-10)
(3) 小川・堂本：「直流大電流用リアクトルの研究」金沢大学工学部電気工学科卒業論文 (昭 51-1)
(4) 飯塚・木村：「オープンコアリアクトルの特性計算式」東洋電機技報 No. 35 (昭 53-10)
(5) 山田・別所・飯塚・木村：「オープンコア形リアクトルの特性の計算法」電気学会，磁気応用研資 AM-79-14(昭 54-2)
(6) 山田・宮沢・別所：基礎磁気工学，85 (昭 50) 学献社
(7) 山田：「差動変圧器の変換理論」電学誌 88，6 (昭 43-6)
(8) たとえば，竹山：電磁気学現象理論 (昭 19) 丸善
(9) Bozorth: Ferromagnetizm, 846, D. Van Nostrand Company Inc. 846 (1951'51)
(10) 電子通信学会編：電子工学ハンドブック，8~14 (昭 42)
(11) 日本国有鉄道規格，平滑用リアクトル一般 JRS 15304-1 B-15 AR 6 E

付　録

第 11 図において，リアクトルに流れる電流を i とし，

$$i=I+i_{ac} \quad \cdots\cdots(付1)$$

ここに，I：直流電流，$i_{ac}=\sum_{n=1}^{\infty} I_{an}\sin(n\omega t+\theta_n)$

で表わすと，空心リアクトルの交流実効値電圧は，$\omega L_s \gg R_s$ とすると

$$V_s=1/\sqrt{2}\sqrt{\sum_{n=1}^{\infty}(n\omega L_x I_{an})^2}$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\omega L_s I_{a1}\sqrt{1+\left(2\frac{I_{a2}}{I_{a1}}\right)^2+\left(3\frac{I_{a3}}{I_{a1}}\right)^2+\cdots} \quad \cdots\cdots(付2)$$

となり，被測定リアクトルの電圧 V_x は，

$$V_x=1/\sqrt{2}\sqrt{\sum_{n=1}^{\infty}(n\omega L_x+R_x)^2 I_{am}{}^2}$$

$$=1/\sqrt{2}\,\omega L_x I_{a1}$$

$$\times\sqrt{\left(1+\frac{R_x}{\omega L_x}\right)^2+\left(2\frac{I_{a2}}{I_{a1}}\right)^2\left\{1+\left(\frac{R_x}{2\omega L_x}\right)\right\}^2+\cdots}$$

となり，$R_x/\omega L_x \ll 1$ とすると，

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\omega L I_{a1}\sqrt{1+\left(2\frac{I_{a2}}{I_{a1}}\right)^2+\left(3\frac{I_{a3}}{I_{a1}}\right)^2+\cdots} \quad \cdots\cdots(付3)$$

が得られる。(付 2)式と(付 3)式から(20)式が得られる。(20)式は，上式の関係より波形に依存しない。