

ラップ・ジョイント方式巻鉄心変圧器の騒音

Noise of Lap-jointed Wound Core Type Transformers

佐藤 博* 松村 和男* 林 栄生*
 Hiroshi Satō Kazuo Matsumura Hideo Hayashi

内 容 梗 概

巻鉄心変圧器の鉄心構造の一方式として採用されているラップ・ジョイント方式の鉄心から発生する騒音の発生原因について解析を行なった結果を述べるもので、騒音源としてラップ・ジョイント部に作用する電磁力に起因した振動音と、コア部の振動音を取り上げて検討を加えた。その結果、騒音の主原因は後者の振動音でさらにこの振動音は、従来の変圧器騒音で考えられているような磁気ひずみによる伸びに起因した一次的な振動音としては説明できず、本方式の鉄心構造が関係した磁気ひずみの二次的振動音として考えねばならない点を明らかにした。また、鉄心内部の積厚方向の振動姿態の実験結果についても言及した。

1. 緒 言

方向性ケイ素鋼帯を用いた、いわゆる巻鉄心変圧器の急速な発展に伴い、配電用変圧器の大半が巻鉄心変圧器化されつつある。方向性ケイ素鋼帯は、周知のように良好な磁気特性、すなわち低鉄損、高磁気誘導度をもった材質であるから、巻鉄心変圧器化することにより、配電用変圧器は小形、軽量化され、電柱への装柱が容易になったことと、電力需要の急増のため、最近では75~150kVA程度の中容量のものまで装柱せんとする傾向にある。これら配電用変圧器は設置箇所の一般的性格上、騒音低減に対する要望がきわめて強い。

変圧器騒音の問題は非常に歴史が古く、1930年頃、初めて文献が発表されて以来、数多く文献が報告されているが^{(1)~(9)}、従来の研究の大半は電力変圧器を対象としたもので、配電用変圧器のように小さなものに関する研究は皆無に近い。また、在来のものは使用材質も無方向性ケイ素鋼板であって、巻鉄心変圧器の材質とは根本的に異なっている。

方向性ケイ素鋼帯の開発された初期には、鉄損、磁気誘導度の特性はもちろん、変圧器騒音に関係のある磁気ひずみも無方向性ケイ素鋼板に比べ良好であると期待されていたが、高磁束密度で使用された場合には、必ずしも良好とはいえない点が指摘されている⁽¹⁰⁾。

巻鉄心変圧器の鉄心構造として、現在用いられているカット・コア方式には、バット・ジョイント方式とラップ・ジョイント方式の二方式のあることは、周知のとおりであるが、前者の方式においては鉄心が固着、接着処理されるのに対し、後者の方式ではこのような鉄心の剛体化処理がなされないのが普通で、常識的に考えてもラップ・ジョイント方式はバット・ジョイント方式に比べ騒音を発生しやすい鉄心構造と見なすことができる。また変圧器では、鉄心重量が重くなるほど騒音レベルも大きくなるのが普通である。

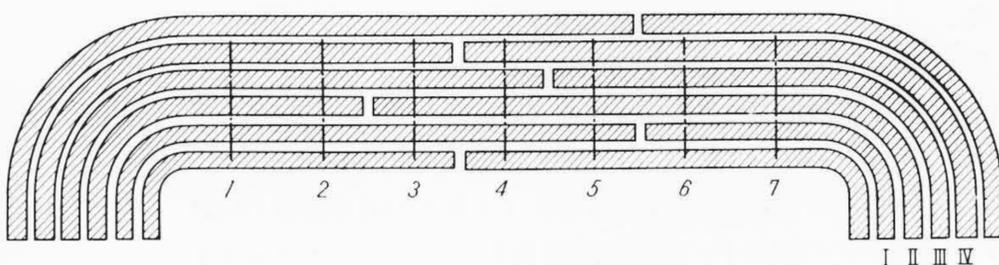
筆者らはラップ・ジョイント方式鉄心の騒音低減を図るため、騒音発生原因を解析し、従来の考え方では説明し得ない点を握した。研究結果について以下に報告する。

2. ラップ・ジョイント部分から発生する騒音

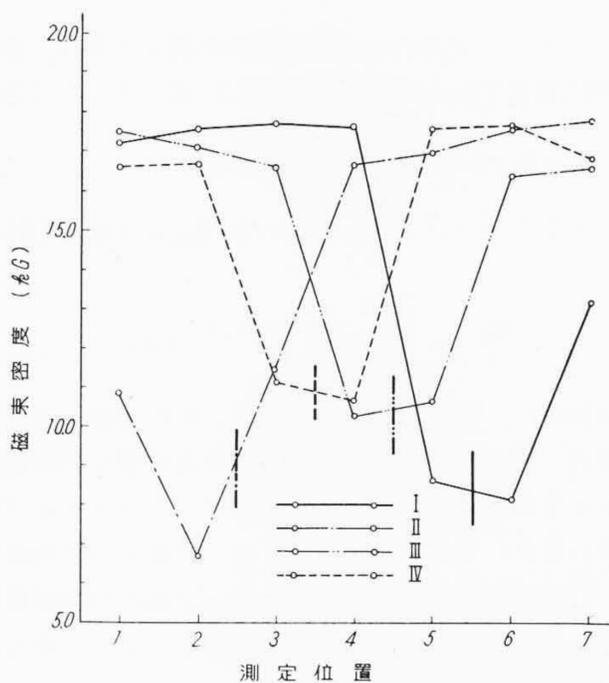
2.1 ラップ・ジョイント部分の構造と空間磁束密度

ラップ・ジョイント方式鉄心のラップ・ジョイント部分の構造は第1図のとおりで、バット・ジョイントされたものがオーバ・ラップしている。バット・ジョイント部分の空げきは、組立作業上ごく小さく保つことは困難で、このためオーバ・ラップ部分の空げきを

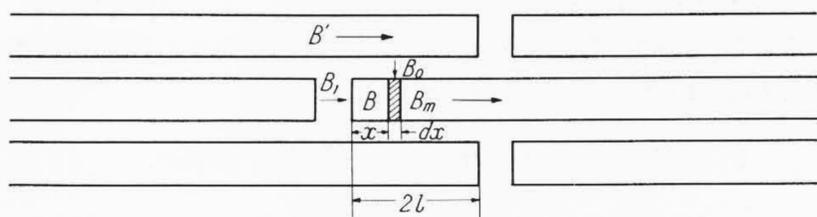
* 日立製作所亀戸工場



第1図 ラップ・ジョイント部の構造とサーチ・コイルそう入位置



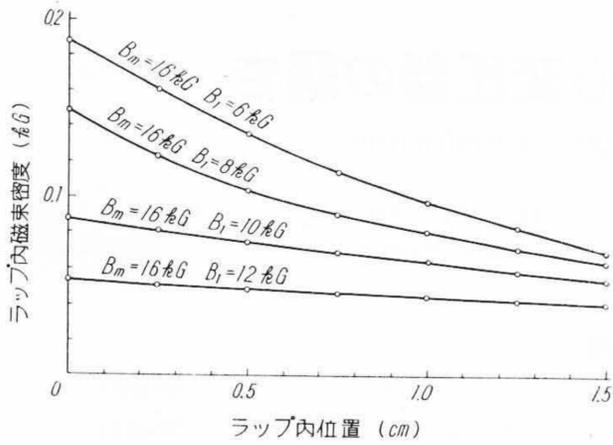
第2図 オーバ・ラップ部ケイ素鋼帯内磁束密度分布



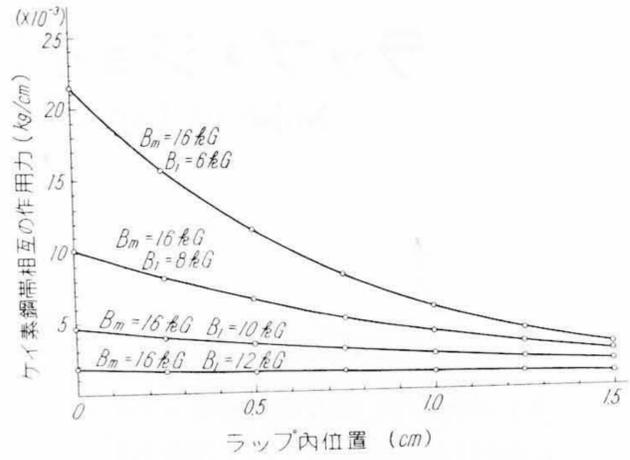
第3図 2 step ラップ・ジョイント部の磁束密度

通って、隣接するケイ素鋼帯へ漏えいする磁束の存在することが予期され、ケイ素鋼帯同士が力を及ぼし合って振動音を発生する。第1図中に示した位置にサーチ・コイルを設け、オーバ・ラップ部分のケイ素鋼帯内の磁束密度分布を測定した結果が第2図であって、バット・ギャップに対し必ずしも対称でなく、また測定点が少なく詳細な分布を示し得ないが、バット・ギャップ近傍の磁束密度が著しく減少することが示されている。したがって、これらの範囲内ではオーバ・ラップした空間内に磁束が漏えいしていることとなる。

いま第3図に示す2stepのラップ・ジョイント構造を考え、諸量



第 4 図 オーバ・ラップ部空間磁束密度分布



第 5 図 オーバ・ラップ部のケイ素鋼帯に作用する力

を下記のようにおく。

- 2l : ケイ素鋼帯のオーバ・ラップしている長さ (mm)
 - t : ケイ素鋼帯の厚み (mm)
 - B₁ : バット・ギャップ内の磁束密度 (k・G)
 - B₀ : オーバ・ラップ部の空間磁束密度 (k・G)
 - B_m : ケイ素鋼帯内の平均磁束密度 (k・G)
 - B : オーバ・ラップ部のケイ素鋼帯内磁束密度 (k・G)
 - B' : オーバ・ラップ部の隣接するケイ素鋼帯内磁束密度 (k・G)
- オーバ・ラップ部 dx 内の空間磁束密度 B₀ は、オーバ・ラップ部のケイ素鋼帯内の磁束密度の増加分 dB に比例する^{(11)~(13)}。

$$B_0 = \frac{t}{2} \frac{dB}{dx} \dots\dots\dots (1)$$

一方、オーバ・ラップ部のケイ素鋼帯内の磁束密度は、位置に対し指数関数的に変化するものと考え、(2)式で表わしうる。

$$B = B_1 + B_m (1 - e^{-\frac{x}{l} \ln \frac{B_m}{B_1}}) \text{ (k・G)} \dots\dots\dots (2)$$

(1), (2)式からオーバ・ラップ部の空間磁束密度は(3)式で表わしうる。

$$B_0 = \frac{t}{2} \cdot \frac{B_m}{l} \ln \frac{B_m}{B_1} e^{-\frac{x}{l} \ln \frac{B_m}{B_1}} \text{ (k・G)} \dots\dots\dots (3)$$

いま、2l=3(cm), B_m=16(k・G)として、0.35(mm)のケイ素鋼帯を用いた場合、種々の B₁ に対する B₀ の分布状態を(3)式により求めた結果を示すと第 4 図のようになり、バット・ギャップ内の磁束密度が大きいとき、すなわちオーバ・ラップ部の空間内にあまり磁束の漏えいしない場合には、オーバ・ラップ部の空間磁束密度はバット・ギャップからの距離にあまり関係なく、平等分布に近くなる。

2.2 ケイ素鋼帯同士の作用力および変位置

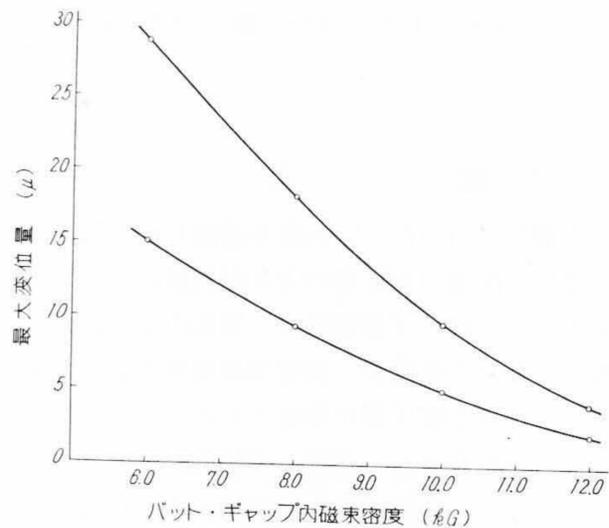
オーバ・ラップ部の空間へ漏えいする磁束が、ケイ素鋼帯に垂直であるとし、空間の透磁率を μ₀ とすると、隣接したケイ素鋼帯に作用する力は(4)式で表わすことができる。

$$F = \frac{B_m^2 t^2}{16 \mu_0 l^2} (\ln \frac{B_m}{B_1})^2 e^{-\frac{2x}{l} \ln \frac{B_m}{B_1}} \text{ (N/m}^2\text{)} \dots\dots\dots (4)$$

いま、l=1.5(cm), t=0.35(mm), B_m=16(k・G)として種々の B₁ の値に対する作用力の大きさを求めると第 5 図のようになり、オーバ・ラップ部の空間磁束密度の小さい場合には、作用力も平等分布に近くなるが、空間磁束密度が大きくなると指数関数的な分布となる。

つぎに上述のような力が作用した場合の変位置を求めるが、指数関数的に分布した厳密な変位置の計算は複雑となるため、一端が固定で他端が自由であって、自由端の一部に等分布荷重が作用したものととして最大変位置を求めると(5)式のようになる。

$$\delta_{\max} = \frac{W}{24 EI} \{3l^4 - (l-a)^3(3l-a)\} \text{ (cm)} \dots\dots\dots (5)$$



第 6 図 オーバ・ラップ部のケイ素鋼帯変位置

- ここに W : 単位長当たりの荷重 (kg/cm)
- l : 梁(はり)の全長 (cm)
- E : ヤング率 (kg/cm²)
- I : 断面二次モーメント (cm⁴)
- a : 荷重の作用長 (cm)

後述の鉄心表面の変位置実測結果に示されるように、鉄心のわん曲部は固定端的に考えられるので、l=5.55(cm), a=1.5(cm)と l=4.55(cm), a=1.5(cm)の2条件の場合について、それぞれ変位置を求めると第 6 図のようになり、バット・ギャップ内磁束密度 8(k・G)の場合には 18(μ)および 9.5(μ), 10(k・G)の場合には 10(μ)および 5(μ)程度の変位置となる。

2.3 ラップ・ジョイント部分の音の強さ、強さのレベルおよび騒音レベル

振動体表面の音の強さは(6)式で示される。

$$I = \rho c u^2 = 84 \pi^2 f^2 \delta^2 \times 10^{-7} \text{ (W/cm}^2\text{)} \dots\dots\dots (6)$$

- ここに ρc : 空気の音響インピーダンス
- u : 振動体表面の粒子速度
- f : 音の周波数
- δ : 変位置

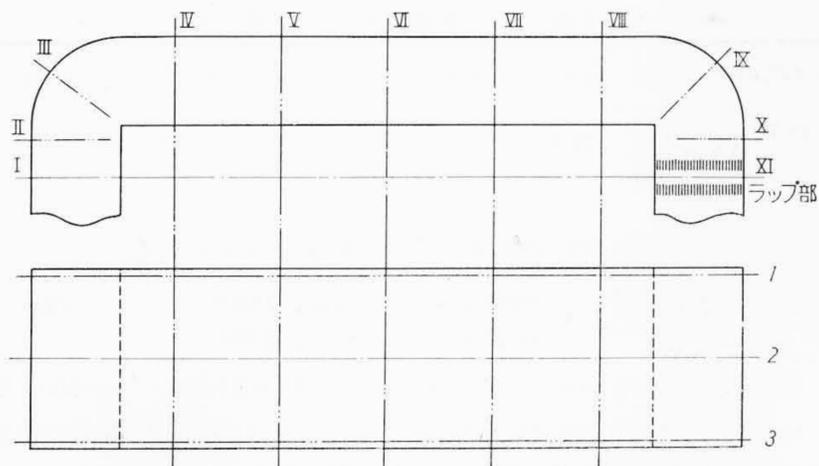
また音の強さのレベル L は規準値を 10⁻¹⁶(W/cm²)として(7)式で示すことができる。

$$L = 10 \log_{10} 84 \pi^2 f^2 \delta^2 \times 10^9 \text{ (dB)} \dots\dots\dots (7)$$

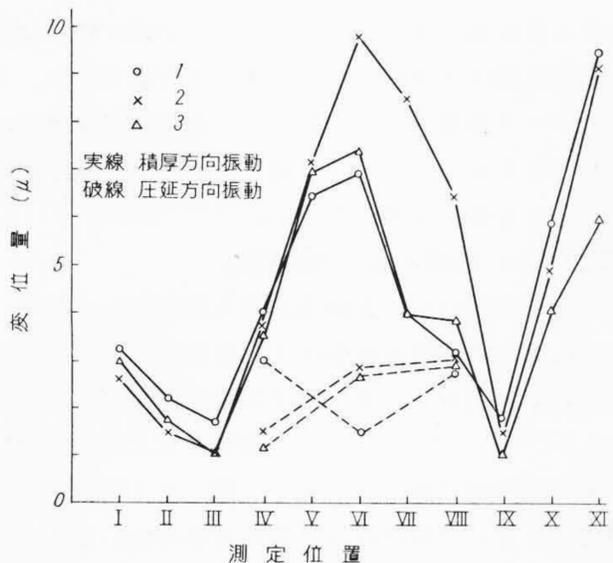
第 6 図の計算結果をもとに、音の強さ、強さのレベルおよび騒音レベルを求めたものが第 1 表である。なお、騒音レベルの計算に当

第 1 表 ラップ・ジョイント部から発生する騒音の計算結果

計算項目	変位置 (μ)	2.5	5.0	7.5	10.0	15.0
表面の音の強さ (W/cm ²)		5.19×10 ⁻⁸	2.08×10 ⁻⁷	4.67×10 ⁻⁷	8.3×10 ⁻⁷	1.87×10 ⁻⁶
音の強さのレベル (dB)		55.5	61.5	65.0	67.6	71.0
騒音レベル (ホン)		39.5	45.5	49.0	51.6	55.0



第7図 鉄心表面振動測定位置



第8図 鉄心表面の振動変位量測定結果の一例

っては、ハーモニック・インデックス⁽⁷⁾を考慮せねばならず、50c/s 励磁の場合、基本波に対するそれは大略 19(dB) 程度であるが、本供試品では高調波が含まれているのでこの点を考慮し 16(dB) とした。

3. 鉄心コア部から発生する騒音

3.1 鉄心表面の振動姿態

変圧器鉄心は回転部を含まないから、騒音源としては鉄心の振動音以外は考えられず、第2章においてまずラップ・ジョイント部の振動音を計算により求めたわけであるが、鉄心表面はすべて音響放射面と考えねばならないから、表面の振動変位量を求める必要がある。これらの変位量は計算によっては一義的に求めがたいので、第7図に示す諸点について、鉄心積厚方向と圧延方向両者の変位量を実測した。実測結果の数列を取まとめたものが第8図であって、この振動姿態の大きな特長は、コア部における積厚方向の変位量が圧延方向の変位量に比べ著しく大きいこと、わん曲部の変位量が極端に小さく、コア中央部の変位量がこれに比べはるかに大きいことの2点である。なお、本実測結果で得られているラップ・ジョイント部の変位量は6~9(μ)で、これは第2章で求めた計算値にほぼ一致する値である。

3.2 コア部の音の強さ、強さのレベルおよび騒音レベル

3.1において実測したコア部の変位量をもとに、(6)、(7)式を用いてコア部表面の音の強さ、強さのレベルおよび騒音レベルを求めると第2表のようになる。実験に用いた鉄心単体の騒音レベル実測値は第3表に示したように50~54ホン程度で、コア部の変位量を7.5μ程度と見込んでも計算値の方がやや大きい。これはコア部全体が一定の変位量をもって振動したものと計算したこと以外に計算に際しては、音源は点音源であること、音場は球面波音場であること、音波の波形は正弦波であることなどの仮定に立脚しており、

第2表 コア部から発生する騒音の計算結果

計算項目	変位量(μ)	2.5	5.0	7.5	10.0	12.5
表面の音の強さ(W/cm ²)		5.19×10 ⁻⁸	2.08×10 ⁻⁷	4.67×10 ⁻⁷	8.3×10 ⁻⁷	1.29×10 ⁻⁶
音の強さのレベル(dB)		64.1	70.1	73.6	76.1	78.0
騒音レベル(ホン)		48.1	54.1	57.6	60.1	62.0

第3表 供試品の騒音レベル実測値

測定項目	試料番号	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5
騒音レベル(ホン)		52.3	51.0	50.3	52.6	54.2

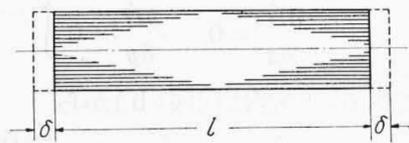
注：測定値は50cmにおける周囲8点の平均値である。

これらの仮定は実際とはかなり異なった仮定である。したがって騒音レベルの計算値と実測値を比較することは必ずしも妥当とはいいがたく、この点に言及することは避けるが、同一条件のもとで計算された第1、2表の結果を比較するとコア部から発生する騒音の方がラップ部より発生する騒音より大きな値を示している。一方第8図に示した鉄心表面の振動変位量の実測値に示されているようにラップ・ジョイント部の変位量がコア部の変位量に比べ極端に大きくなることはなく、同等程度となっている。変位量が同等程度である以上、振動面積、音響放射面積の大きい振動面が重要になるわけで、本方式の鉄心の騒音源はコア部の積厚方向の振動であるといえることができる。

4. 振動強制力に対する考察

4.1 鉄心から発生する騒音の騒音レベル

いま第9図に示されるような棒状鉄心を考え、これが重心でささえられて重心が動かず、かつ磁気ひずみによって積厚方向に変化を伴わずに、長さのみが上、下端でそれぞれδだけ伸びたとし、磁気ひずみ量をεとすれば



第9図 棒状鉄心の伸び

$$\delta = \epsilon \cdot \frac{l}{2} \dots\dots\dots (8)$$

となる。鉄心中の磁束が周波数fで交番するものとすれば、鉄心端面は2fの周波数で交番振動し、その変位量はδ/2になると考えられる。それゆえ、振動波形を正弦波と仮定した場合には、音の強さのレベルLは(7)式から

$$L = 20 \log_{10} 84 \cdot \pi \cdot f \cdot \frac{l}{2} \cdot \epsilon \times 10^6 \text{ (dB)} \dots\dots\dots (9)$$

となる。したがって周波数が50、60c/sの場合の音の強さのレベルをL₅₀、L₆₀とすればこれらはそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} L_{50} &= 39.2 + 20 \log_{10} \frac{l}{4} + 20 \log_{10} (\epsilon \times 10^6) \text{ (dB)} \\ L_{60} &= 40.8 + 20 \log_{10} \frac{l}{4} + 20 \log_{10} (\epsilon \times 10^6) \text{ (dB)} \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

となる。(10)式に示した両式が磁気ひずみ量と音の強さの関係を示す一般的な関係式とされ⁽⁶⁾⁽⁷⁾、ハーモニック・インデックスを考慮することによって、実測値と一致する値が得られるとされている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。方向性ケイ素鋼帯の磁気ひずみ量に関するデータは未だ十分に発表されておらず、必ずしも適確な数値を求めがたいが、手元にて得られる資料⁽¹⁰⁾から試験時のそれを4×10⁻⁶にとり、同時にハーモニック・インデックスを16dBとして実測距離における騒音レベルを求めてみると41.4ホンとなり、この数値は実測値はもちろんのこと、第1、2表に示した数値よりもかなり小さい。

本節で取り上げられた騒音発生機構を振り返ってみると、第9図にも示されているように鉄心はその長手方向にのみ変位し、積厚方

向の変化はないとしているわけであるから、鉄心の変形は磁気ひずみに基づく一次的な単純な変形のみを考えているわけで、また音響放射面も当然鉄心の上下端面を考えていることになる。このように長手方向の伸縮のみを考えるだけで十分であるものならば、供試変圧器の変位量も当然圧延方向の変位量が顕著であるべきはずである。しかるに、すでに第8図に示したように実測結果では圧延方向の変位量は積厚方向のそれに比べ、逆にかなり小さな値となっており、本節で述べたような考え方はあてはまらない。したがって、本論文で取り扱っているラップ・ジョイント方式の鉄心に関しては、従来考えられているような騒音発生機構によっては説明し得ないわけである。

4.2 ケイ素鋼帯内の渦電流によって生ずる強制力

前節までの実験、検討結果から、ラップ・ジョイント方式の巻鉄心変圧器の場合、騒音源がコア部の振動音であり、かつこの振動が従来考えられている磁気ひずみに基づいた鉄心の一次的な伸びによっては説明できず、積厚方向の強制力を考慮しなければならない点が見出された。磁性体が磁化された場合には当然その内部に渦電流が流れる。変圧器鉄心のように、多数のけい素鋼帯が積み重ねられたものでは、当然この渦電流による電磁力によって隣接したケイ素鋼帯同士が力を及ぼし合い、積厚方向の強制力となりうる。本節ではこの点に関し検討を加えることとする。

いま、ケイ素鋼帯の厚みを $2a$ とし、長さおよび幅はこれに比し十分大きな値をもつものとして、直交3軸を第10図のようにとり磁界の方向は z 軸に平行とする。したがって

$$\left. \begin{aligned} \dot{H} = \dot{H}_z, \dot{H}_x = \dot{H}_y = 0 \\ \frac{\partial \dot{H}_x}{\partial z} = 0, \frac{\partial \dot{H}_z}{\partial y} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

である。つぎに同図(b)から

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\mu \dot{H}) = \frac{\rho}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2 \dot{H}}{\partial x^2} \quad \text{または} \quad \frac{\partial^2 \dot{B}}{\partial x^2} = \frac{4\pi\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial \dot{B}}{\partial t} \\ \frac{\partial \dot{i}_y}{\partial x^2} = \frac{4\pi}{\rho} \cdot \frac{\partial \dot{j}_y}{\partial t} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

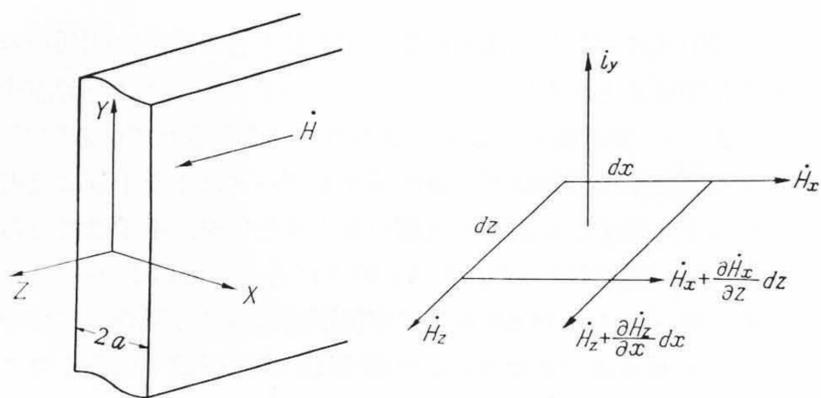
が成立する。ここに μ : ケイ素鋼帯の透磁率
 ρ : ケイ素鋼帯の比抵抗

(12)式を解けばケイ素鋼帯内の磁束密度、渦電流分布が求まるわけで、この解は(13)式となる。

$$\left. \begin{aligned} \dot{B} = \mu \dot{H}_0 \frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma a} \\ \dot{i} = -\frac{\gamma \dot{H}_0}{4\pi} \frac{\sinh \gamma x}{\cosh \gamma a} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ただし $x=a$ で $\dot{B} = \dot{B}_a = \mu \dot{H}_0$ である。

いま
$$\gamma = \frac{m}{2} + j \frac{m}{2}, \quad m^2 = \frac{4\pi\mu\omega}{\rho}, \quad \omega = 2\pi f$$



(a) (b) 第10図 ケイ素鋼帯内の磁界

第4表 ケイ素鋼帯内の渦電流分布

ケイ素鋼帯内の位置	$x = a$	$x = \frac{2}{3}a$	$x = \frac{1}{2}a$	$x = \frac{1}{3}a$	$x = 0$
渦電流密度 (A/cm ²)	23.0	15.3	11.5	7.7	0

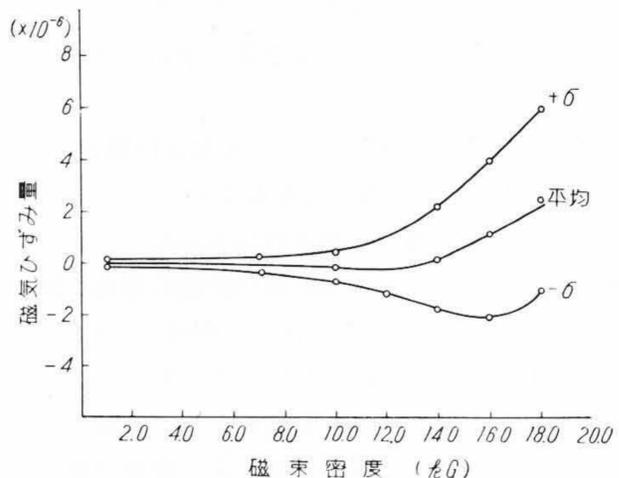
とおくと、渦電流密度の大きさ I は(14)式で与えられる。

$$I = \frac{mH_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\cosh \sqrt{2} mx - \cos \sqrt{2} mx}{\cosh \sqrt{2} ma - \cos \sqrt{2} ma}} \dots\dots\dots (14)$$

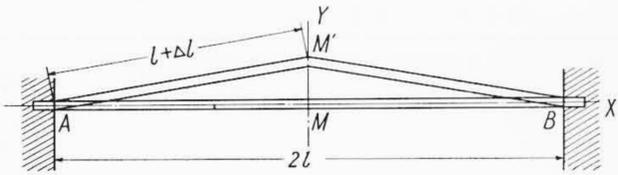
諸定数の数値を $\mu = 1.1 \times 10^4$ (e. m. u), $H_0 = 2$ (Oe), $\rho = 45 \times 10^6$ (Ωcm) とし、励磁周波数 50 c/s の場合のケイ素鋼帯内各部の電流密度を(14)式によって計算すると第4表が得られる。つぎに $a/2$ の点における渦電流密度の大きさの電流がこの点に集中して流れるとして、磁界方向 1 (cm) の間で相互に作用する力およびこの分布力のために生ずる変位量を求めると、それぞれ 2.41×10^{-3} (g), 1.39μ となる。この変位量は実測値に比べ十分小さな値であり、本計算が隣接した2枚のケイ素鋼帯のみに着目した点を考慮すると、実際にはさらに小さくなるものと思われ、渦電流に基づく電磁力が積厚方向の強制力になるものとは考えがたい。

4.3 磁気ひずみに起因する二次的振動

鉄心は数多くの枚数のケイ素鋼帯が積み重ねられており、本研究に使用した鉄心もその積重ね枚数は170枚程度に達している。磁気ひずみ現象自体の究明および磁気ひずみ量の測定は古くから検討されてきているが^{(10)(14)~(16)}、その本質の解明は未だ完全でないと同時に、磁気ひずみ量の絶対値も測定法の問題、ケイ素鋼帯の処理の問題、その他でまとまった資料はほとんど見当たらない現状である。特に、巻鉄心変圧器に用いられる方向性ケイ素鋼帯はわが国における開発の歴史が浅く、また日々進歩の過程にあるので、適確なデータは数少ない。第11図は八幡製鉄株式会社製の方向性ケイ素鋼帯 Z-12, 27 試料につき磁束密度と磁気ひずみ量の関係を実測したデータである⁽¹⁰⁾。このデータを見ると、すべて同一材質でありながら磁気ひずみにより伸長するものと収縮するものがあり、従来の変圧器用ケイ素鋼帯の主力を占める無方向性の T-90 が伸長のみであるのに比べ、きわめて複雑な現象を示していること、10 kG 程度まではほとんど磁気ひずみがなく、これ以上で急激に増加すること、同時にバラツキも急に増すことなどが大きな特長と見ることが出来る。磁気ひずみ量の絶対値が騒音に関係することは当然考えねばならないことであるが、本節では磁気ひずみ量のバラツキの点に着目してみる。ケイ素鋼帯にバラツキのある場合には、たとえ鉄心を形成する各ケイ素鋼帯の長さが一定でも、磁気ひずみに起因した伸びの絶対値は当然異なってくる。また、鉄心は数多くの枚数のケイ素鋼帯が積層されているので、ケイ素鋼帯の波打ちは避けられず、特にラップ・ジョイント方式の鉄心では、最終的に鉄心をコイルにそう入して組み込むものであるから、波打ちの大きくなる可能性は多分にある。この波打ちがいちじるしくなると、ある一定間隔を考えてもそ



第11図 磁気ひずみ量のバラツキ (Z-12, 27 試料)



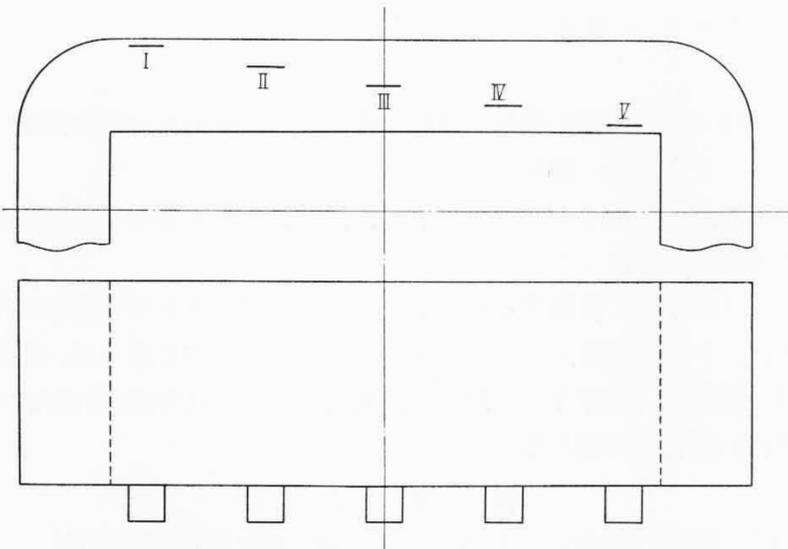
第12図 伸びによる二次的変位

の間における伸びによる絶対値が異なることになり、実質的には磁気ひずみ量のバラツキと同等の効果を示すこととなる。

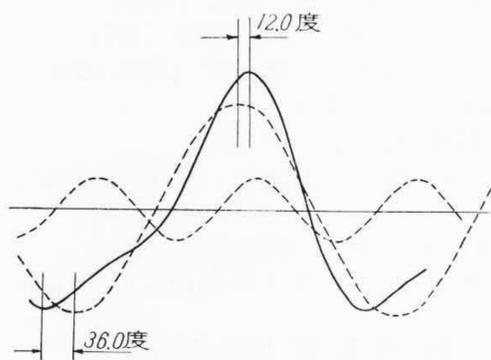
いま第12図に示すように最初 $2l$ の長さのものが、全体として $2\Delta l$ だけ伸びると同時に、A、B両端が完全に固定されて x 軸方向に変位し得ないものとすれば、当然 y 方向に変位量が生ずることとなる。簡単なため変形後は $AM'B$ のような三角形状に変位するものとすれば、この際の y 軸方向の変位量 δ_{max} は磁気ひずみ量を ε として

$$\delta_{max} = \sqrt{(l+\Delta l)^2 - l^2} \doteq \sqrt{2l \cdot \Delta l} = l\sqrt{2\varepsilon} \dots\dots\dots (15)$$

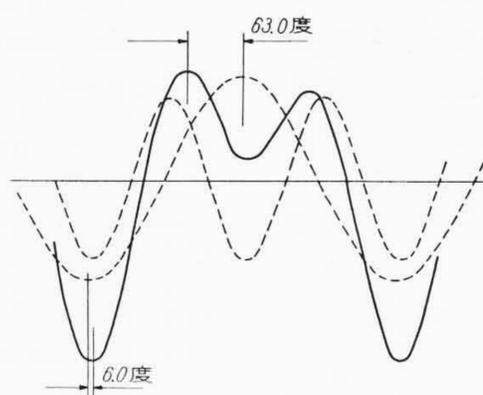
として近似的に表わすことができる。すなわち、最大変位量は l に比例するから、たとえ磁気ひずみ量が小さくとも変位量はかなり大きな値になる。磁気ひずみ量平均値を 4×10^{-6} とし、これに対し



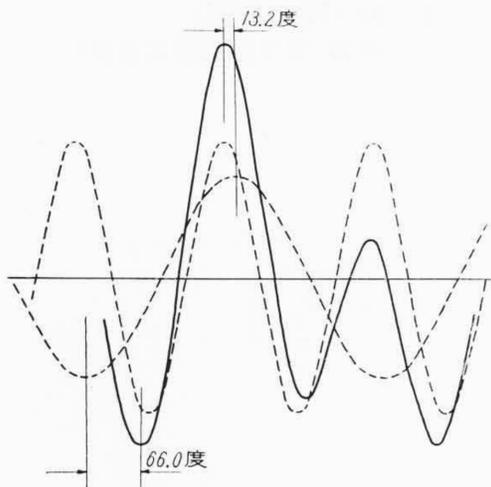
第13図 舌片巻込位置



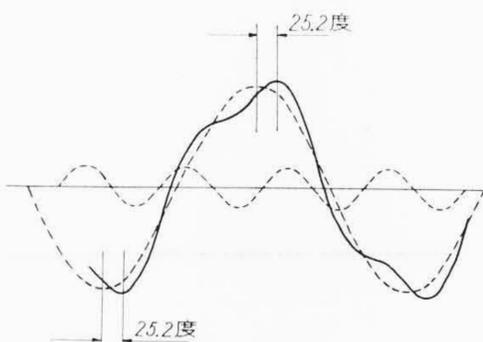
(a) 測定点 I



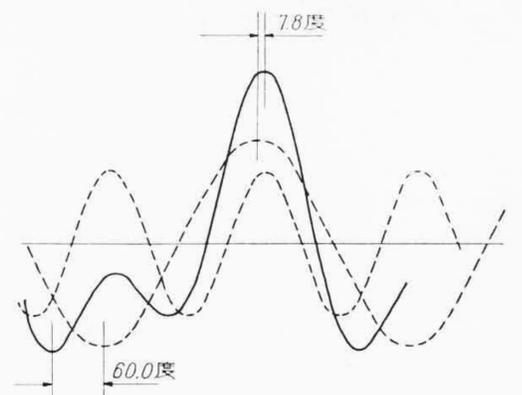
(b) 測定点 II



(c) 測定点 III



(d) 測定点 IV



(e) 測定点 V

第14図 鉄心内部振動波形および波形分析結果

$\pm 10\%$ のバラツキがあるものとし、このバラツキの部分が y 方向に変位するものと仮定すると、供試品の場合の δ_{max} は 190μ となる。この計算は伸びの絶対値がすべて y 方向、すなわち積厚方向に変位するという極端な仮定に立脚した計算であって、実際には圧延方向にもかなり変位するものと考えねばならないから、このように大きな変位量は現われ得ない。ただ表面振動変位量の実測結果でわん曲部の積厚方向の変位量がかなり小さな値に保たれており、この事実がわん曲部近傍が上述のように振動状態の固定端的役割をはたしているものと考えられる。したがって積層方向の変位量を正確に計算することは困難であるが、磁気ひずみの伸びのバラツキが二次的現象として積層方向に力を及ぼし、この結果として積層方向に大きな変位量をもたらすものとする。

5. 鉄心内部の振動状態に対する実験結果

すでに述べたように、ラップ・ジョイント方式の鉄心は剛体化処理がなされないから、鉄心を形成する各けい素鋼帯は単独の振動体と考えねばならず、このような状態にあっても各けい素鋼帯が画一的な振動状態を呈して振動し、鉄心全体を一個の振動体と考えるか否かを握することは、騒音低減対策を考慮する上に重要な問題点となる。そこで第13図に示すような鉄心内部の数点に舌片をスポット溶接して巻込み、この舌片によって振動波形をピック・アップし、主として振動位相の点から画一性を実験検討した。各点の振動波形の実測結果を第14図(a)~(e)中に実線で示してあるが、いずれも高調波を含み、このままの状態では位相差を求めがたいので基本波とおもなる高調波に分離し、各分離波形を図中に破線で示してある。基本波の振幅を100%、位相を 0° とし、これに対する高調波の振幅および位相差の値、基本波のピーク点とひずみ波形すなわち振動波形のピーク点の位相差を整理して示したのが第5表である。この結果に示されているように、高調波振幅、位相ともに測定位置ですべて異なっており、画一性がない。

また、励磁々束波形および鉄心表面の振動波形を基準波形とし、これらに対する実測各点の基本波の位相関係を取りまとめたものが

第6表で、いずれに対しても位相関係はまちまちで、振動方向も一定せず、鉄心内部の振動状態に画一性を求めることは困難で、鉄心を一箇の剛体と見なすことは不可能である。

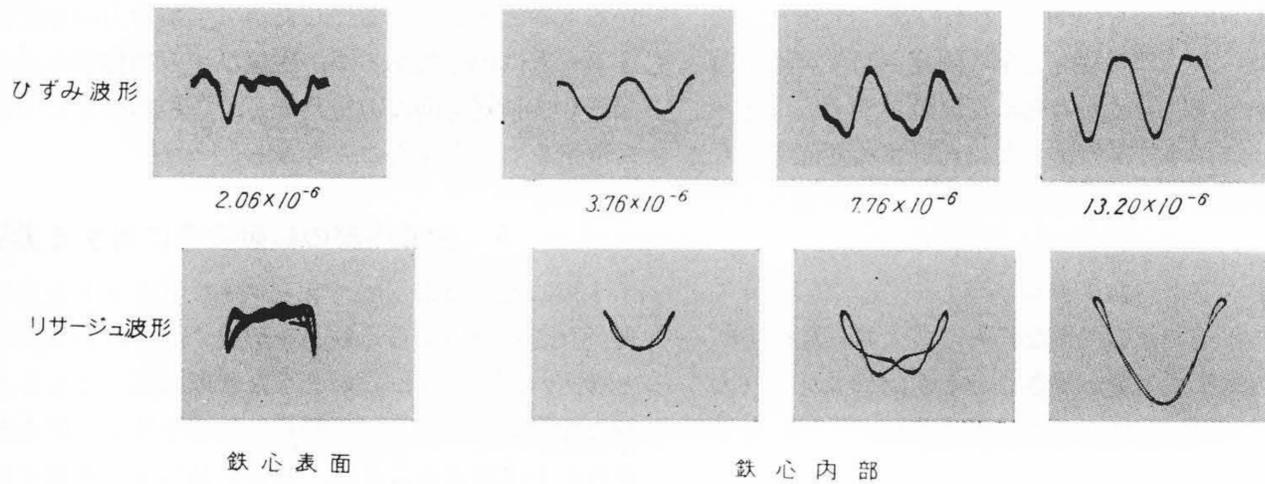
この点の検討をさらに進めるために鉄心表面と鉄心端面の数点にひずみ計をはり付け、振動部に生ずるひずみおよび磁束一ひずみ間のリサーチ波形を測定した。鉄心表面の実測結果と端面の実測結果の一例を第15図に示した。ひずみ計の標点距離はけい素鋼帯の

第 5 表 高調波成分の諸元

測定位置	計算項目 高調波次数	基本波に対する高調波 振幅比 (%)	基本波に対する高調波 位相差 (度)	ピーク点の位相差	
				+(度)	-(度)
I	2	30	-135	12	36
II	2	80	+78	63	6
III	2	135	-63	13.2	66
IV	3	20	+63	25.2	25.2
V	2	70	-108	7.8	60

第 6 表 振動波形基本波の位相関係

測定位置	測定項目	磁束を基準にした 場合の位相差 (度)	表面の振動波形を基準 にした場合の位相差 (度)	振動方向
表面		-56	0	内側
I		+34	-90	外側
II		-91.6	-35.6	内側
III		0	+51.8	外側
IV		-67.4	-11.4	外側
V		-63.6	-7.6	外側



第 15 図 鉄心のひずみおよびリサーチュ波形の一例

厚みに比べ十分大きいから、鉄心端面では標点距離内に含まれるケイ素鋼帯相互間のひずみを実測されることとなる。もしも鉄心内のケイ素鋼帯が、すべて画一的に振動するものであれば、鉄心表面でたとえ変位が生じて鉄心端面において積厚方向のひずみは生じないはずである。しかるに第 15 図に示されているように鉄心表面のひずみに比べ、端面のひずみが大きくなっている。したがってこれらの点からも鉄心内部のケイ素鋼帯は画一性なく振動しているものと考えられる。

6. 結 言

電力用の大形変圧器では、鉄心の磁束密度をある程度下げるとかあるいは吸音バリアのような付属設備を設けることによって騒音レベルを低減せしめることが可能であって、また広くこのような方式で外部に対する低減効果をあげている。しかしながら、巻鉄心変圧器においては磁束密度を低く設計することは、その特長を著しく阻害するものであり、また配電用の性格上、付属設備を設けることは不可能である。したがって、あくまで騒音源自体の音響パワーを小さく保つ必要がある。今回の検討結果から、ラップ・ジョイント方式巻鉄心変圧器の騒音に関し、

- (1) 騒音源は電磁力の作用するラップ・ジョイント部よりコア部が大きい。
- (2) コア部の振動は積厚方向に著しく、これは従来の変圧器騒音とは異なり、磁気ひずみによる二次的現象として考えねばならない。

- (3) 鉄心内部の振動には画一性がなく、鉄心を一個の剛体としては扱えない。

などの点をは握することができ、低減対策上の大きな指針を与えることが可能となった。

ケイ素鋼帯に付随する磁気ひずみあるいはバラツキの減少については、ケイ素鋼帯メーカーの研究にまつべきものと思うが、焼鈍条件、占積率、積厚などと騒音の関連性については今後われわれに残された重要な課題と考えている。

参 考 文 献

- (1) W. C. Sealey: T. A. I. E. E., 60, 109 (March 1941)
- (2) H. Fahnoe: T. A. I. E. E., 60, 277 (June 1941)
- (3) T. D. Gordy: T. A. I. E. E., 69, Pt. I, 45 (1950)
- (4) A. J. Maslin: T. A. I. E. E., 69, Pt. II, 1142 (1950)
- (5) A. V. Lambert: T. A. I. E. E., 70, Pt. II, 1589 (1951)
- (6) H. Rothert, H. Jordan: E. T. Z-A., 75, 107 (Feb. 1954)
- (7) 小沢, 石井: OHM, 43, 35 (昭 31-2)
- (8) 村上, 坂田, 藤木: OHM, 43, 201 (昭 31-2)
- (9) Report on a Ferranti Research project., Beama Jour., 68, No. 1, 3 (1961)
- (10) 電気学会: 電気学会技術報告 34 号 (昭 34-8)
- (11) T. D. Gordy, H. L. Garbadino: T. A. I. E. E., 71, 386 (Jan. 1952)
- (12) O. I. Butler: J. I. E. E., 94, Pt. II, 27 (Jan. 1947)
- (13) O. I. Butler, C. Y. Mang: J. I. E. E., 95, Pt. II, 15 (Feb. 1948)
- (14) Brailsford: J. I. E. E., 89, 225 (1942)
- (15) Brailsford: J. I. E. E., 104, 569 (Nov. 1957)
- (16) 永宮ほか: 物質の磁性 268 (昭 33 共立出版株式会社)