

Co系非晶質磁性薄帯における高周波透磁率の改善

小笠原 宏* ・ 福永 博 俊**
古賀 浩 二* ・ 太田 幸 彦***
掛橋 英 典***

Improvement of High Frequency Permeability in Co-Based Amorphous Magnetic Ribbons

by

Hiroshi OGASAWARA*, Hirotohi FUKUNAGA**, Koji KOGA*,
Yukihiko OTA***, and Hidenori KAKEHASHI***

Improvement of high frequency magnetic properties was tried with success for Co-based amorphous ribbons. Process of the improvement is as follows. First, control of domain structure was examined and it was found that field annealing under magnetic field applied in the transverse direction of ribbon creates a ladder-like domain structure. This domain structure improves permeability and magnetic loss in the frequency range larger than 1 MHz. Insulation between ribbons results in further improvement in permeability and magnetic loss. Although reduction of ribbon thickness does not cause remarkable improvement in high frequency magnetic properties when ribbons are not insulated each other, it increases permeability and decreases magnetic loss remarkably when ribbons are insulated. The maximum permeability of 1000 at 10 MHz was obtained for 6.8 μ m thick domaincontrolled ribbons with insulation. This value is about tow times as large as that conventional Mn-Zn ferrites.

1. はじめに

近年、電源用ノイズフィルタ等の小型化、高周波化の傾向が強まり、高飽和磁束密度で周波数特性のよい高透磁率材料が益々必要とされてきている。

零磁歪のCo系非晶質薄帯は高飽和磁化で、その自然共鳴周波数がフェライト系材料よりも高いので、優れた高周波用高透磁率材料として注目されているが、高周波でその特性を十分活かすためには、金属材料特有の渦電流損失を十分に抑制する必要がある。

渦電流損失は板厚の自乗に比例するので、板厚の減少は渦電流損失の抑制に効果的である。八木氏はこ

の考えに基づいて3.3 μ m厚までのCo系非晶質薄帯を作製して、極薄非晶質薄帯が10MHz程度の周波数でも優れた鉄損特性を有することを示しているが¹⁾、更に高性能化をはかるためには、層間絶縁や磁区構造制御の磁気特性に及ぼす影響を明確にする必要がある。

層間絶縁に関しては、汎用の非晶質薄帯材料では用いられていないが、薄帯の厚みを薄くするために表面形状を改善し、高周波で使用すると必要となると報告されている²⁾。しかし、10MHz程度で使用する極薄薄帯で、どの程度影響があるかは明らかにされていない。また、磁区構造制御に関しては三野氏らが2 MHzまで

平成3年9月6日受理

*大学院電気工学専攻 (Graduate School of Electrical Engineering)

**電気情報工学科 (Department of Electrical Engineering and Computer Science)

***松下電工(株) (Matsushita Electric Works, Ltd.)

の周波数で損失低減に効果のあることを示しているが³⁾、より高周波での報告や、磁区観察等は行なわれていない。

そこで我々は、数10MHz程度の周波数で使用可能なコモンモードチョーク用非晶質薄帯の開発を目的とし、10MHzまでの周波数で薄帯の板厚減少を試み、磁区構造制御および、その磁区構造に及ぼす影響を検討するとともに、更に層間絶縁を施し、これらの透磁率に及ぼす影響を検討したので、その結果を報告する。

2. 実験方法

2. 1 試料

零磁歪の非晶質薄帯 ($\text{Co}_{70.3} \text{Fe}_{4.7} \text{Si}_{15} \text{B}_{10}$) を、大気中あるいはHeガス中で、片ロール法で作製した。作製した薄帯の板厚は13.7~6.8 μm の範囲であるが、10 μm 以下の厚さの薄帯には、溶融金属とロールの間に巻き込まれた気体により生じた若干の穴がみられた。

作製した幅3mm程度の非晶質薄帯を、セラミック製ポビンに巻きトロイダルコアとして、測定に供した。コアの磁路長は5cm程度、また断面積は0.02 cm^2 程度とした。また、層間絶縁は、非晶質薄帯表面上にシリコン樹脂を塗布することにより行なった。

薄帯の板厚は、アルキメデス法により測定した密度の値 (7.75 g/cm^3) と、薄帯の重さ、長さ、および幅から決定した。

2. 2 磁界中熱処理による磁区構造制御

薄帯の磁区構造制御は、コアの幅方向に3.6kOeの磁界を印加して (Fig. 1)、磁界中熱処理を施し、コアの幅方向に異方性を誘導することにより行なった。

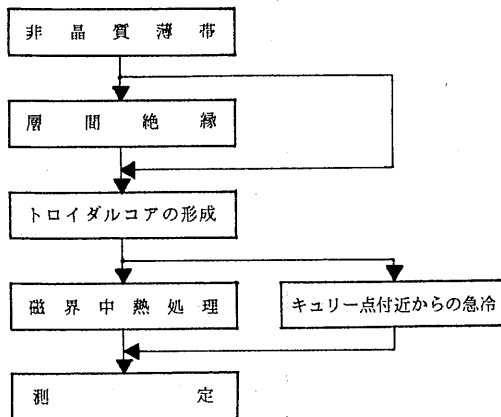


Fig. 1 Direction of magnetic field added to core in annealing.

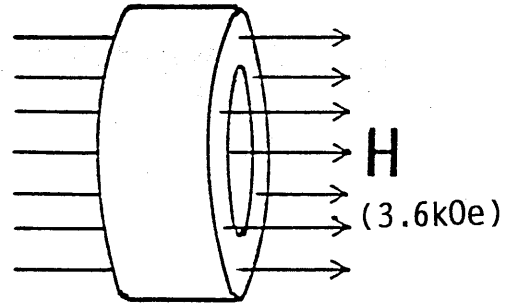


Fig. 2 Making process of cores to measure.

2. 3 測定

薄帯の初透磁率に及ぼす磁区構造制御、層間絶縁の効果調べるために、Fig. 2に示されるような過程で作製した3種類のコア (層間絶縁なし&キュリー点付近からの急冷、層間絶縁なし&磁界中熱処理、層間絶縁あり&磁界中熱処理) について、インダクタンスおよび等価電気抵抗の測定を行なった。

非晶質薄帯の初透磁率の決定は、以下のように行なった。まず、薄帯を入れたポビンに5ターンの巻線を施し、LCRメータ (YHP 4275A) により、インダクタンスおよび等価電気抵抗を測定する。次に、薄帯材料を除いたポビンに、同様の巻線を施したときのインダクタンスおよび等価電気抵抗を測定する。更に、これらの値を薄帯を入れたポビンの測定値から差し引くことで、空間部分のインダクタンスおよび巻線抵抗を除いた純粋な薄帯コアが持つインダクタンスおよび等価抵抗を求めた。これらの値から磁路長、断面積および、巻線の巻数を用いて初透磁率の実数成分 μ' および虚数成分 μ'' を計算した。尚測定に際しては、巻線の近接効果等の影響を極力抑制するため、リッツ線を巻線として用いた。

3. 実験結果

3. 1 磁界中熱処理による磁区構造制御の効果

薄帯の初透磁率に及ぼす磁区構造制御の効果を知るために、磁界中熱処理を施した場合とキュリー点付近から急冷した場合の特性の比較を行なった。Fig. 3に、キュリー点付近から急冷した場合と磁界中熱処理を施した場合の初透磁率の実数成分 μ' の周波数特性を示す。板厚は9.2 μm で、層間絶縁は施していない。

薄帯の透磁率の変化が渦電流の制動により生じているとすると、磁壁を考慮せず、薄帯幅が無限に広いとの仮定のもとでは

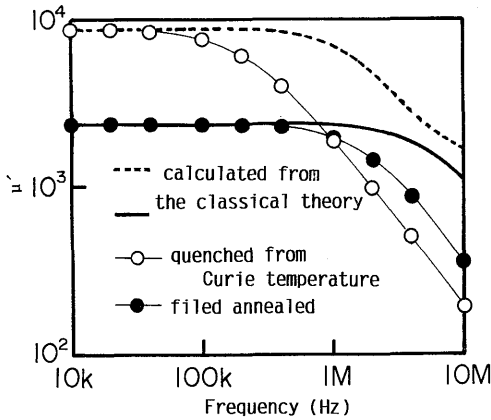


Fig. 3 Frequency dependence of μ' in $9.2\mu\text{m}$ thick as-quenched and filed annealed ribbons.

$$\mu' = |\mu_{\text{effect}}| \cos \theta \quad (1)$$

$$|\mu_{\text{effect}}| = 2\mu_{\text{ad}} / \{d(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}\} \\ \times \left\{ \sinh^2 \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} + \sin^2 \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} \right\}^{1/2} \\ \div \left\{ \cosh^2 \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} + \cos^2 \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} \right\} \quad (2)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left[\left\{ \sin \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} - \sinh \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} \right\} \right. \\ \left. \div \left\{ \sinh \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} + \sin \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} \right\} \right] \quad (3)$$

が得られる。ここで、 μ_{ad} は直流透磁率、 d は板厚、 σ は導電率、 ω は角周波数である。図中の太い実線と破線は板厚として $9.2\mu\text{m}$ を μ_{ad} としてそれぞれの直流透磁率を代入して得られる曲線を示している。

急冷した薄帯の μ' は100kHzをこえる周波数から著しく減少し、10MHzでは200程度まで減少する。磁壁を無視した計算では、 μ' は400kHzまでほとんど変化しないが、急冷薄帯の結果はこれと大きく異なっている。この原因は、磁壁が渦電流による制動のため、高周波の磁界変化に追従できないためと考えられる。一方、磁界中熱処理を施した薄帯では、 μ' の値は1MHzまで古典計算とほぼ一致している。その結果、異方性の誘導によって直流透磁率が下がったにも関わらず、1MHzを越える高周波で急冷した薄帯よりも μ' が上になっているのが了解される。

次に、磁束密度を一定にしたときの一周期当りの損失に比例する $\tan \delta / \mu'$ を周波数 f で割った $(\tan \delta / \mu') / f$ を調べてみた。ただし、 δ は損失角である。Fig. 4にキュ

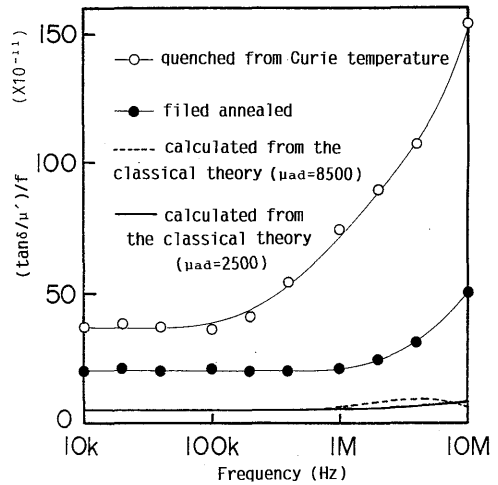


Fig. 4 Frequency dependence of $(\tan \delta / \mu') / f$ in $9.2\mu\text{m}$ thick as-quenched and filed annealed ribbons.

リー一点付近から急冷した場合と磁界中熱処理を施した場合の板厚 $9.2\mu\text{m}$ の薄帯の $(\tan \delta / \mu') / f$ の周波数特性を示す。図中の白丸がキュリー一点付近から急冷した試料、黒丸が磁界中熱処理を施した試料である。 $(\tan \delta / \mu') / f$ は全周波数領域に於て磁界中熱処理を施した試料で小さいが、100kHzを過ぎた周波数でその差が広がる傾向が認められ、磁界中熱処理した試料で渦電流損失が低減されているものと考えられる。

Fig. 3の場合と同様に磁壁の存在を無視して渦電流損失を計算し、これによる損失角を δ_e とすると $\tan \delta_e / \mu'$ は

$$\frac{\tan \delta_e}{\mu'} = \frac{1}{\mu'} \left\{ \sin \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} - \sinh \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} \right\} \\ \div \left\{ \sinh \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} + \sin \frac{(\omega\sigma\mu_{\text{ad}})^{1/2}}{\sqrt{2}d} \right\} \quad (4)$$

となる。計算した結果を、図中に太い実線および破線で示している。高周波領域で観測された損失角はほぼ渦電流損失によって発生していると考えられるが、実験値と古典理論値の差は、磁界中熱処理を施した材料でも10MHzで5倍程度存在する。

以上のような特性改善は誘導磁気異方性によると考えられる。Fig. 5にはキュリー一点付近から急冷したコアと磁界中熱処理したコアの直流ヒステリシス曲線を示す。図より磁界中熱処理により、異方性磁界が3.70e程度程度の異方性が誘導されたことが確認できる。

この誘導磁気異方性による磁区構造の変化を確認す

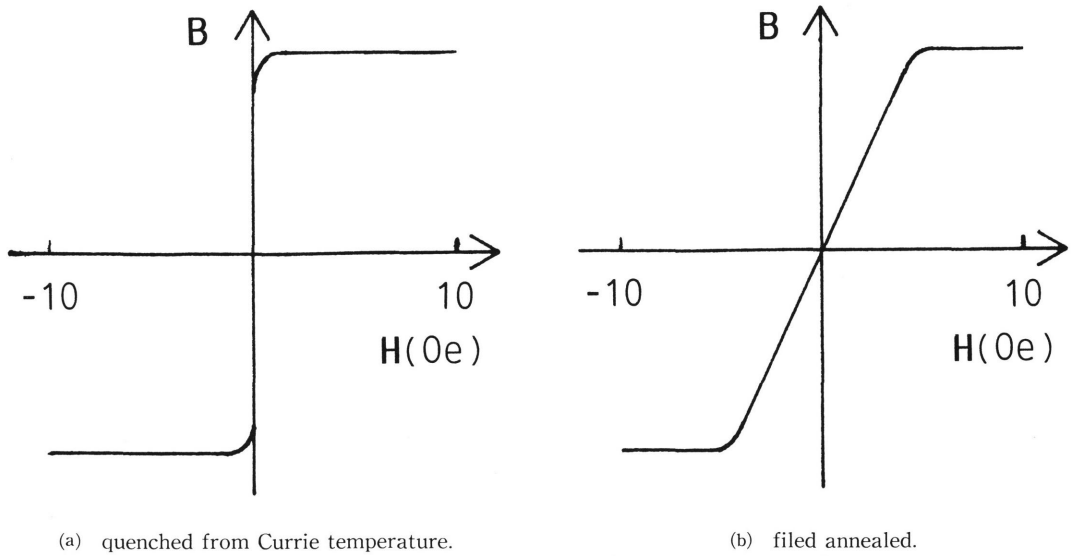


Fig. 5 DC hysteresis loops

るために、磁界中熱処理後の薄帯表面の磁区構造をコロイド法により観察した。この結果をPhoto. 1に示す。写真中の矢印が磁壁の位置を示している。写真のように薄帯の幅方向に磁壁が発生しているのがわかる。また、磁区内の磁化は薄帯の幅方向に向いていると考えられ、写真中の磁区内にみられる縦方向に走る筋はリップルが発生しているためと思われる。このコロイドパターンにより予測される磁区構造を模式的にFig. 6 (a)に示す。磁界を印加すると幅方向を向いていた磁化がFig. 6 (b)に示すように回転して磁化が変化する。この変化は、専ら磁化回転で行なわれるために渦電流の発生が少ないのであろう。

3. 2 層間絶縁の効果

Fig. 3およびFig. 4で示されるように、薄帯の μ' と $(\tan\delta/\mu')/f$ は、磁区構造制御で異方性を誘導しても、理想値と比べると、1 MHz以上の周波数ではまだ劣化が著しい。そこで、高周波での初透磁率低下の要因である渦電流損失を更に抑制するため、層間の短絡を防ぐ絶縁を施し、磁界中熱処理後の絶縁の効果を調べた。

Fig. 7に、磁界中熱処理後の絶縁していない薄帯と、絶縁された薄帯の μ' の周波数特性を示す。図の太い実線は、Fig. 3と同様に板厚を $9.2\mu\text{m}$ とし、直流透磁率を与えて計算した理論値である。 μ' に於いての絶縁の効果は、1 MHzあたりから現われ、高周波になるほど顕著となる。その結果、10MHzにおける μ' は絶縁されていないのに比べ2倍近い700程度になっている。

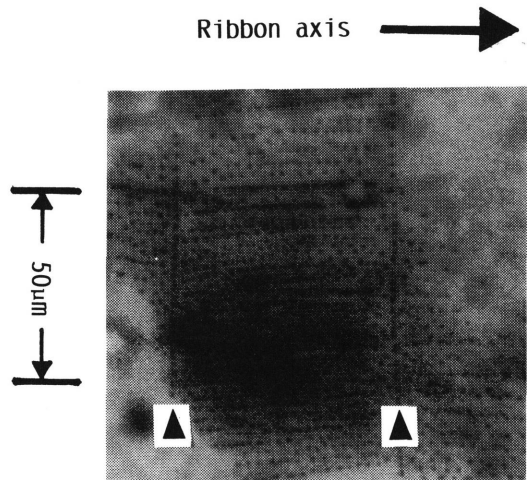


Photo. 1 Micrograph of domain structure in Co-based amorphous ribbon annealed in transverse field.

Fig. 8には、磁界中熱処理後の絶縁していない薄帯と、絶縁された薄帯の $(\tan\delta/\mu')/f$ の周波数特性を示している。図の太い実線は、Fig. 4と同様に板厚を $9.2\mu\text{m}$ とし、直流透磁率を与えて計算した理論値である。絶縁された薄帯の $(\tan\delta/\mu')/f$ は、全周波数領域で絶縁していない薄帯に比べ小さく、1 MHzまでの周波数で3/5程度に低減されているが、それ以上の周波数にな

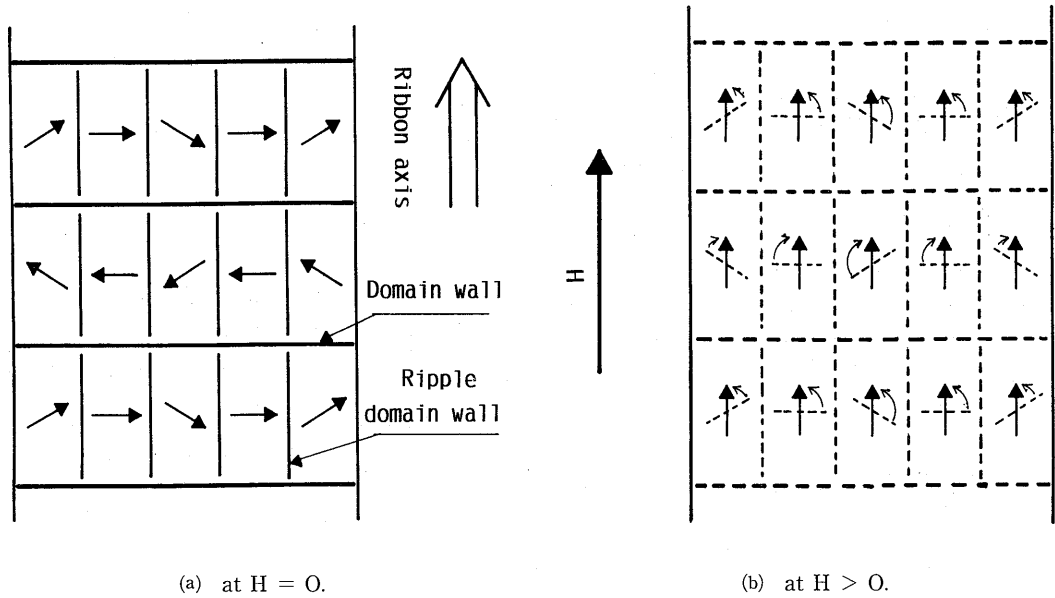


Fig. 6 Domain structure model of filed annealed ribbon

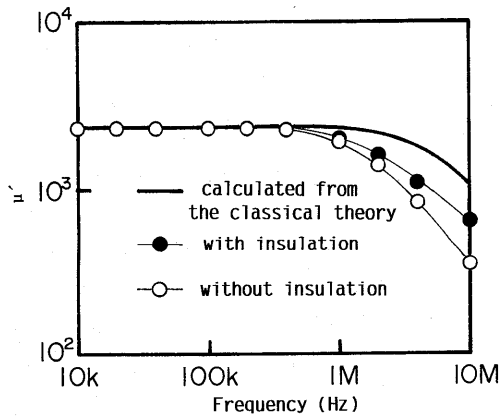


Fig. 7 Frequency dependence of μ' in $9.2\mu\text{m}$ thick ribbons with and without insulation.

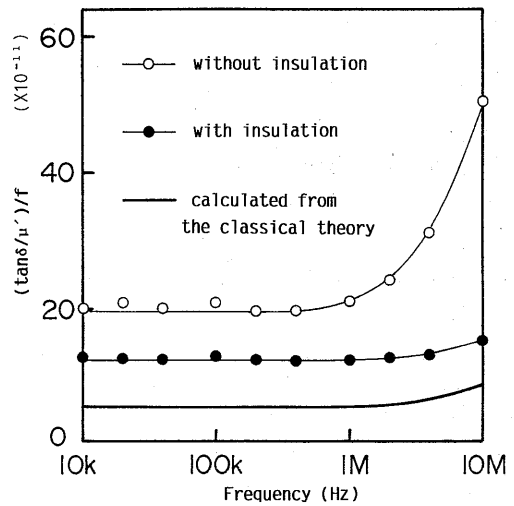


Fig. 8 Frequency dependence of $(\tan\delta/\mu')/f$ in $9.2\mu\text{m}$ thick ribbons with and without insulation.

ると更に著しく改善される。10MHzにおいては絶縁されていない薄帯に比べ、絶縁された薄帯の $(\tan\delta/\mu')/f$ は約1/3に低減されている。また、理論値との差は全周波数領域で2倍程度となり、1MHz以上での著しい増加はみられなくなった。

3. 3 板厚減少の効果

Fig. 9に、層間絶縁と磁区構造制御を行なった $6.8\mu\text{m}$ 、 $7.3\mu\text{m}$ 、 $9.2\mu\text{m}$ 、 $13.7\mu\text{m}$ の板厚の薄帯についての μ' の周波数特性を示す。 μ' は板厚減少にともなって周波数特性が向上しており、2MHz以上の周波数で板厚減少の効果が了解される。

Fig. 10には、層間絶縁と磁区構造制御を行なった

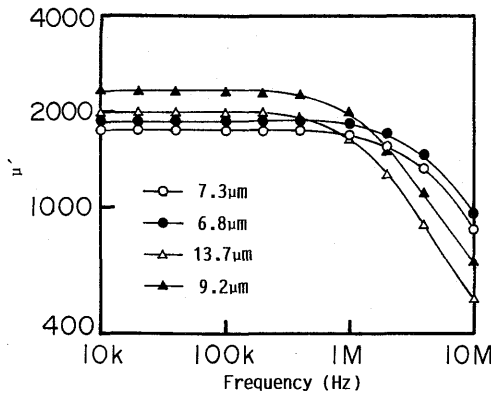


Fig. 9 Frequency dependence of μ' in 6.8 μm , 7.3 μm , 9.2 μm and 13.7 μm thick ribbons.

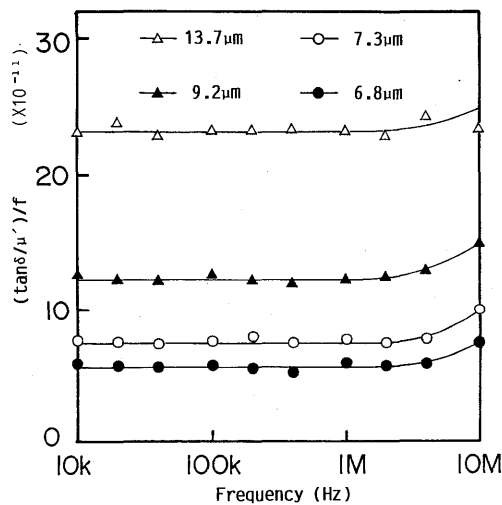


Fig. 10 Frequency dependence of $(\tan\delta/\mu')/f$ in 6.8 μm , 7.3 μm , 9.2 μm and 13.7 μm thick ribbons.

6.8 μm , 7.3 μm , 9.2 μm , 13.7 μm の板厚の薄帯についての $(\tan\delta/\mu')/f$ の周波数特性を示している。 $(\tan\delta/\mu')/f$ は、全周波数領域で板厚減少にもなって低減されているのが認められる。また、板厚13.7 μm の薄帯に比べ、6.8 μm の薄帯の $(\tan\delta/\mu')/f$ は、全周波数領域で1/3程度に低減されている。理想的には、渦電流損失 \propto (板厚)²より、板厚が1/2になっているので、渦電流損失は1/4に低減されるはずである。したがって、 $(\tan\delta/\mu')/f$ の測定値も1/4程度に低減されるはずであるが、実際には1/3程度にしかならない。この差の原因として、

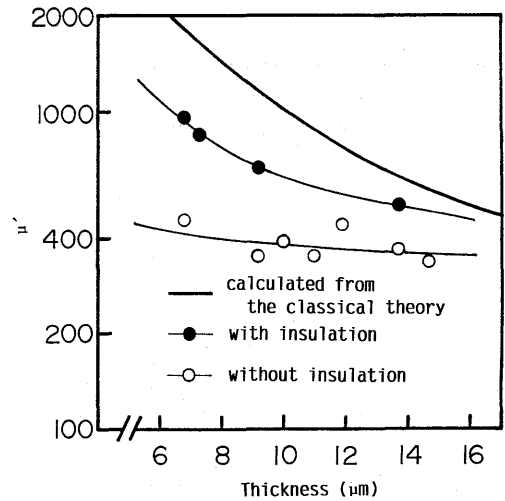


Fig. 11 Thickness dependence of μ' at $f = 10\text{MHz}$ in ribbons with and without insulation.

板厚の極薄化により生じた、気体の巻き込みの穴による不均質さが考えられる。

Fig. 11に、10MHzの周波数における μ' の板厚依存性を示す。図中の太い実線は、例として直流透磁率を2000とし、Fig. 3と同様な方法で板厚を変化させて計算した理論値である。図の白丸は磁区構造制御のみで層間絶縁していない試料、黒丸は磁区構造制御に加えて層間絶縁した試料を示している。絶縁していない薄帯の μ' は、極薄化してもほとんど改善がみられず、400程度で飽和してしまっている。しかし、絶縁を施した薄帯の μ' は、極薄化にともない改善が進み、6.8 μm の板厚で1000程度まで改善できている。また、極薄化にともない理論値との差が広がる傾向にあるが、これはFig. 10で述べたように極薄化による薄帯の不均質さが問題と思われる。よって、高周波でより高透磁率を得るためには、薄帯の極薄化とともに均質性を保つことが課題となる。

4. 結論

高周波領域で使用可能な高透磁率材料を開発するために、数 μm 厚のCo系非晶質薄帯について、層間絶縁、磁区構造制御の初透磁率に及ぼす影響を調べた。

この結果、

- 1) 100kHz程度以上の高周波に於いては薄帯幅方向に異方性を誘導させることにより μ' 、 $(\tan\delta/\mu')/f$ とも改善できる。
- 2) これは誘導磁気異方性により、薄帯内の磁化が幅

方向に向き、磁化変化が磁化回転により起こるようになったためである。

- 3) 1MHz程度以上の高周波では層間絶縁により μ' , $(\tan\delta/\mu')/f$ とも改善される。
- 4) 板厚を6.8 μm まで極薄化した薄帯は層間絶縁, 磁区構造制御により, 10MHzの周波数で1000程度の高い初透磁率を示す。

最後に、本研究を行なうにあたり、日頃よりあたたかい励ましを頂いている長崎大学工学部電気情報工学科の藤山寛教授に感謝致します。

参考文献

- 1) M. Yagi, T. Sawa; IEEE Trans. Magn., 26, 1409 (1990).
- 2) D. M. Nathasingh, A. Datta, C. H. Smith; IEEE Trans. Magn., MAG-20, 1332 (1984).
- 3) 三野, 谷内; 信学技報, PE89-15 (1989).