

ビットア一法による可視化磁区画像に関する考 察

須永, 高志 / SUNAGA, Takashi

(発行年 / Year)

2008-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2008-03-24

(学位名 / Degree Name)

修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

2007 年度

修士論文

ビッター法による可視化磁区画像に関する考察
～ 磁性体の $1/f$ ゆらぎと鉄損分布の可視化～

A Study of Visualized Magnetic Domain Images by the Bitter Method
～ $1/f$ Fluctuation and Visualization of Iron Loss Distributions～

法政大学大学院 工学研究科

電気工学専攻 修士課程

すなが たかし
須永 高志

学籍番号：06R3116

指導教授：齋藤 兆古

目次

1. 序論	1
2. ビッター法による磁区挙動の可視化とその磁化特性	5
2.1. 磁性材料の巨視的磁化特性	
2.1.1. 初期磁化曲線	
2.1.2. 磁気飽和現象	
2.1.3. 磁気履歴現象	
2.2. ビッター法による磁区画像の可視化	
2.2.1. 実験準備	
2.2.2. 磁区画像の可視化	
2.3. 各種磁性体の磁区挙動	
2.4. 可視化磁区画像から磁化特性の抽出	
2.5. まとめ	
3. 磁区動画像における $1/f$ ゆらぎ	13
3.1. フーリエ変換	
3.1.1. 関数系の変換	
3.1.2. 関数の直交性と線形性	
3.1.3. 離散値系フーリエ変換	
3.1.4. 1次元フーリエ変換	
3.2. 動磁区画像の周波数特性	
3.2.1. $1/f$ ゆらぎ周波数	
3.2.2. 画像の構成要素	
3.2.3. 時間領域周波数特性	
3.2.4. 最小自乗法	
3.2.5. ゆらぎ周波数分布の可視化	
3.3. $1/f$ ゆらぎと磁界の関係	
3.4. まとめ	
4. $1/f$ ゆらぎと磁化特性の関係	28
4.1. $1/f$ ゆらぎに対応した局所的磁化特性	
4.1.1. 局所的磁化特性	
4.1.2. $1/f$ ゆらぎを呈する磁区の磁化特性	
4.2. $1/f$ ゆらぎと全体的磁化特性	
4.3. 各種磁性体の $1/f$ ゆらぎと鉄損の関係	
4.4. 鉄損分布の可視化	
4.4. まとめ	
5. 結論	36

参考文献

研究業績

謝辞

Abstract

The Bitter method is most commonly observing way of the magnetic domains situation even though it is possible to observe only the surface of specimen. To observe the magnetic domains by Bitter method, magnetic liquid is put on the target magnetic material after electrical field polishing process. Applying magnetic field to this magnetic material covered by magnetic fluid makes it possible to observe the magnetic domain dynamics by a microscope.

It has been reported that local magnetization characteristics could be obtained from the visualized magnetic domain dynamics. Principal purpose of the visualized magnetic domain dynamics research is to work out a fully automatic quality control system for the thin magnetic materials by visualizing the magnetic domain dynamics.

This paper tries to extract the magnetic domains exhibiting frequency fluctuation movement from the dynamic magnetic domain images because it may be considered one of the causes of magnetic noise as well as chaotic behaviors. As a result, it is revealed that the local domains exhibiting $1/f$ fluctuation frequency characteristic give higher iron loss while not exhibiting $1/f$ fluctuation domains, i.e. containing much silicon, give lower iron loss. Thus, it is suggested that the mixture rate of iron and silicon determines the optimal silicon steel for most of the electrical machines use.

1. 序論

現代社会において、磁気を利用した電気・電子機器は必要不可欠であり、磁気装置は現代文明を支えている大きな要素と言っても過言ではない。超大型から超小型に至る磁気装置が活用される理由は、磁気を持つ本質的な特性である空間にエネルギーを蓄える性質だけでなく、磁束の流れ、あるいは磁気エネルギーを制御するのに適した磁性材料が存在することにあり、磁気装置全てに磁性材料が主要構成材料として使用されている。大型・小型を問わず磁性材料を活用した磁気装置を開発・設計する場合、磁性材料の磁化特性を把握することが必要である。磁性材料の磁化特性は複雑多岐に亘り、磁気飽和特性、磁気飽和に至るまでの高透磁率特性、磁気ヒステリシスさらに磁歪など、どのような磁性材料でも多かれ少なかれ有する特性であり、磁気装置の開発・設計ではこれら多様な磁化特性から望ましい特性を目的に応じて利用している。

磁性鋼板は一般に、磁区と呼ばれる微小磁石の集合で構成され、外部磁界に応じて材料中の磁気エネルギーが最小となるように磁区が変化する[1]。すなわち、磁性材料の磁化過程は外部磁界に対して磁気エネルギーを最小化する磁区挙動である。所望の磁化特性を持つ材料開発・評価を計算機で機械的に行うため、磁区挙動の可視化によって磁化過程を掌握することは重要な役割を担う。磁区挙動の可視化は、磁性コロイド溶液を用いたビッター法、磁気光学的方法、電子顕微鏡に拠る方法などがある。ビッター法は手軽な方法で磁性体表面の磁区間の磁壁の可視化を行うことができる。また、磁気光学的方法は磁性体表面の磁区挙動可視化に限定される。電子顕微鏡に拠る方法は磁性体内部の磁区挙動を観察可能とするが、高価な機器を必要とする。

磁区の電子顕微鏡画像から磁性体の磁化特性を抽出する全く新しい方法が提案されている[2]。本論文は安価な設備で磁性体の磁区を可視化可能とするビッター法を用いて磁性体の磁化特性を抽出する方法を提案している。

ビッター法で磁区動画像の可視化を行い、周波数特性(主に $1/f$ ゆらぎ)を抽出し、その結果からゆらぎの呈する部分と呈さない部分の磁化特性・鉄損の分布が把握可能かを検討する。

2. ビッター法による磁区挙動の可視化とその磁化特性

2.1. 磁性材料の巨視的磁化特性

2.1.1. 初期磁化曲線

強磁性体の磁化特性を論ずる際、強磁性体が全く磁化されていない状態、すなわち、磁界が零のとき、外部に現れる磁化が零の状態から考えることが必要である。この状態を消磁状態といい、磁性体を消磁状態にするには、強磁性体をキュリー点まで熱し、無磁界中で冷却する熱消磁、交流磁界を加えて B-H ループを描かせ、交流磁界を徐々に小さくして行き B-H ループを零点に収束させる交流消磁がある。消磁状態から磁界 H を徐々に加えて行くと、磁束密度 B は図 2.1 に示すように、最初は緩やかに増加し、次に急激に増加し、また緩やかな増加となり、最終的には一定値に近づく。この曲線が初期磁化曲線(Initial Magnetization Curve)と呼ばれるものである。

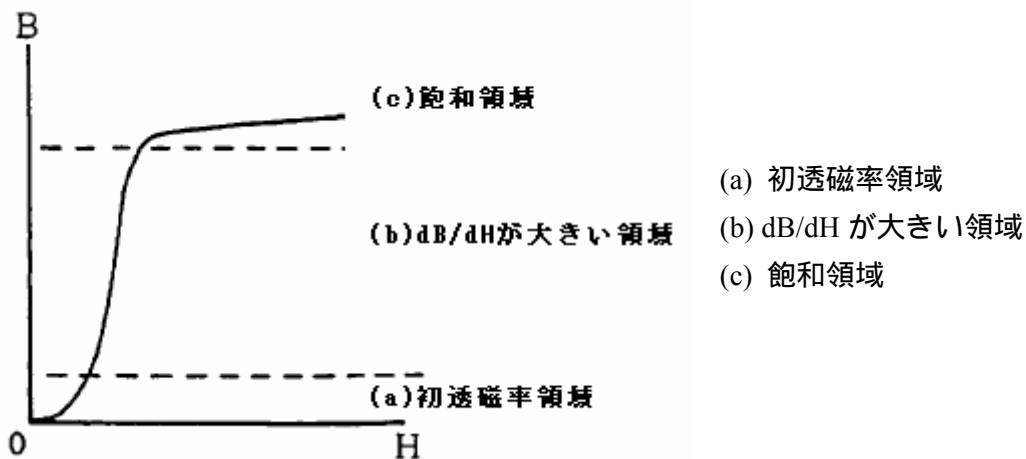


図 2.1 初期磁化曲線

この曲線において、磁化過程は三領域に分類することができる。これらの各領域に対応する磁区状態を観察すると、(a)の初透磁率領域では可逆的磁壁移動(復元可能な磁区の変化)により磁化が行われる。この領域は可逆的磁壁移動領域と呼ばれているが、実際は磁壁の摩擦を伴って磁壁移動が行われるために、外部磁界を零にしても磁束密度は零にならない。すなわち、残留磁気が残る。従って、厳密な意味で可逆的でなく、通常 Rayleigh の法則が成り立つ範囲を初透磁率領域という。また、Rayleigh loop のような規則的な履歴現象を生ずることは、外部磁界を取り去った場合、磁区状態がもとの状態に復帰することを意味する。従って、可逆的磁壁移動範囲を Rayleigh 範囲ともいう。これに対し、(b)の dB/dH が大きい領域では、外部磁界を取り去っても元の磁区状態に復帰できない。このため、(b)の領域は非可逆的磁壁移動によって磁化される状態である。

従って、(b)の領域は非可逆的磁壁移動領域という。(c)の領域では、磁壁移動による磁化は限界となり、各磁区内の自発磁化の方向が回転し磁化される範囲である。このため、(c)の領域では、物理的磁壁移動がなく、各磁区内の自発磁化の方向が回転することから可逆的な磁化過程となる。従って、(c)の領域は可逆的回転磁化領域とも呼ばれる。

2.1.2. 磁気飽和現象

磁性体は外部から磁界が加えられたとき、容易に磁化されやすいのを大きな特徴とするが、一方で磁束は、最初は急激に増加するが、ある一定値以上では飽和しほとんど増加しない。この現象を磁気飽和現象(Magnetic Saturation)という。この磁気飽和現象と磁区の関係を知るため、図 2.2 に示すような正方形の磁区を仮定する。同図(a)では、各磁区の自発磁化の方向はランダムな方向を向いており、互いに打ち消し合い全体として磁化されていない状態である。同図(b)では、外部から磁界が加わり、その結果、各磁区中の自発磁化は外部からの印加磁界と全て同じ方向に向いた状態である。従って、この状態では、これ以上の磁束密度の増加が望めない。この状態を磁気飽和状態という。

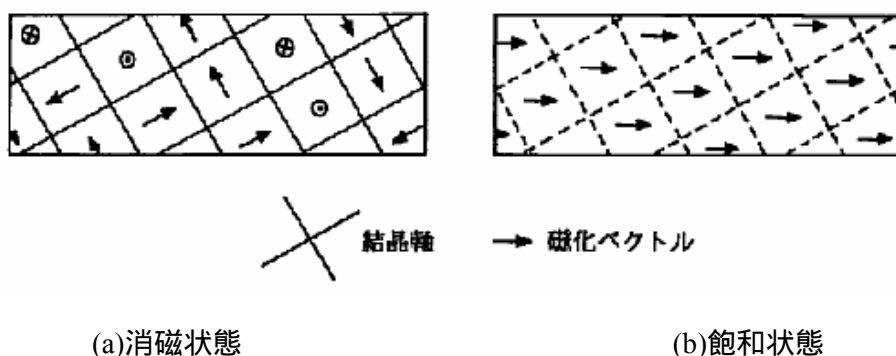


図 2.2 磁区と磁化状態

2.1.3. 磁気履歴現象

自発磁化を持つ磁区間の境界を磁壁(Magnetic Domain Wall)という。外部から磁界が加わり、自発磁化の方向が外部磁界と一致しようとする。このとき、各磁区内部の自発磁化の方向が変化する前に、磁壁が移動することが観察されている。磁壁の移動は往路と帰路で異なる経路をとり、これが磁気履歴現象を呈する原因と言われている。

2.2. ビッター法による磁区画像の可視化

2.2.1. 実験準備

ビッター法による観察は、磁性体の表面の磁区を観察するので、機械研磨によるひずみの影響を受けやすい。そこで、ひずみの入った表面層を取り除く必要がある。磁性体の表面のゆがみをどれだけ取れるかが磁区の可視化の重要なポイントになってくる。磁

性体のゆがみを取り除くため、サンドペーパー等で削って、物理的加工を施す。しかし、これだけではゆがみを完全に取り除くことはできないので、表面をさらに研磨する。今回は電解研磨法によって表面を研磨する。電解液はリン酸 85%と無水クロム酸を重量比で9対1の割合で混合しビーカーの中に入れ、面積の広い銅板を陰極とし直流電源から電流を流し電解研磨を行う。

2.2.2. 磁区画像の可視化

試料台に試料を載せて、研磨面にスポイトで磁性コロイド溶液を垂らし、カバーガラスを載せて観察する。強磁性微粒子(酸化鉄)のコロイド液を強磁性体表面につけると、コロイド液内に分散していた酸化鉄の微粒子が、磁壁付近の急峻な磁化変化による漏れ磁束の勾配に吸引されて凝集し表面近傍の磁壁観測ができる。この引き付けられた微粒子を光学顕微鏡で観察する。この原理はマグネットビューワーなどの商品に応用されており、比較的面倒な実験準備を必要とせずに実行可能である[5][6]。

ピッター法による磁区可視化の原理について述べる。金属試料表面の磁区を観察するには、反射型の金属光学顕微鏡を用いる。倍率は100~200[倍]程度でよいとあるが、本研究では、倍率300[倍]と750[倍]で実験を行った。

図 2.3 は、動的磁壁挙動の可視化に用いた実験装置である。励磁コイルから周波数1[Hz]の交流磁界を磁壁可視化対象の軟鉄に印加する。表 2.1 に仕様を示す。顕微鏡はKEYENCE社のHD中倍率ズームレンズVH-Z75に高精細クイックマイクロ스코ープVH-5000を接続して用いた。

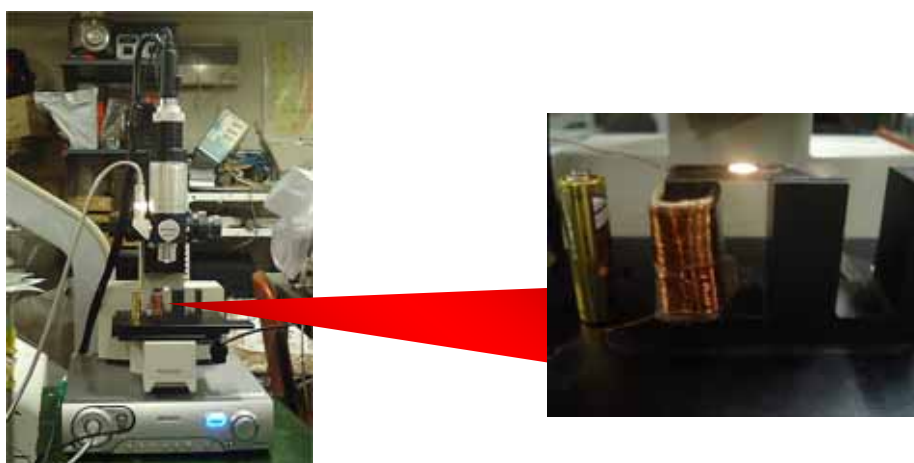


図 2.3 ピッター法による磁壁移動可視化の実験装置

表 2.1 励磁コイルと検出コイルの寸法

	巻数 [Turn]	コイルの直径 [mm]	コイルの長さ [mm]	線 [mm]
励磁コイル	300	10	30	0.5
サーチコイル	200	4	10	0.4

実験を行った試料は軟鉄のほかに、珪素鋼板、パーマロイ(45%)、パーマロイ(78%)、ニッケルの5種類である。試料に磁界を印加すると、磁界振幅に応じて磁壁が移動し、磁壁移動は磁性流体の移動を促す。この状況を撮影する。動画の撮影に用いたサンプリング周波数は30[Hz]であるので、印加した外部磁界の1周期で30枚のフレーム画像を得ることができる。

2.3. 各種磁性体の磁区挙動

前節ではビッター法による磁壁移動の撮影方法を述べた。図 2.4、図 2.5、図 2.6、図 2.7、図 2.8、は交流磁界印加時の磁壁移動を示す。試料を磁化するための励磁コイルに0.10[V]~1.00[V]まで0.05[V]単位で印加電圧を変更して交流磁界を生成した。また、試料が全く磁化されていない状態も観察した。

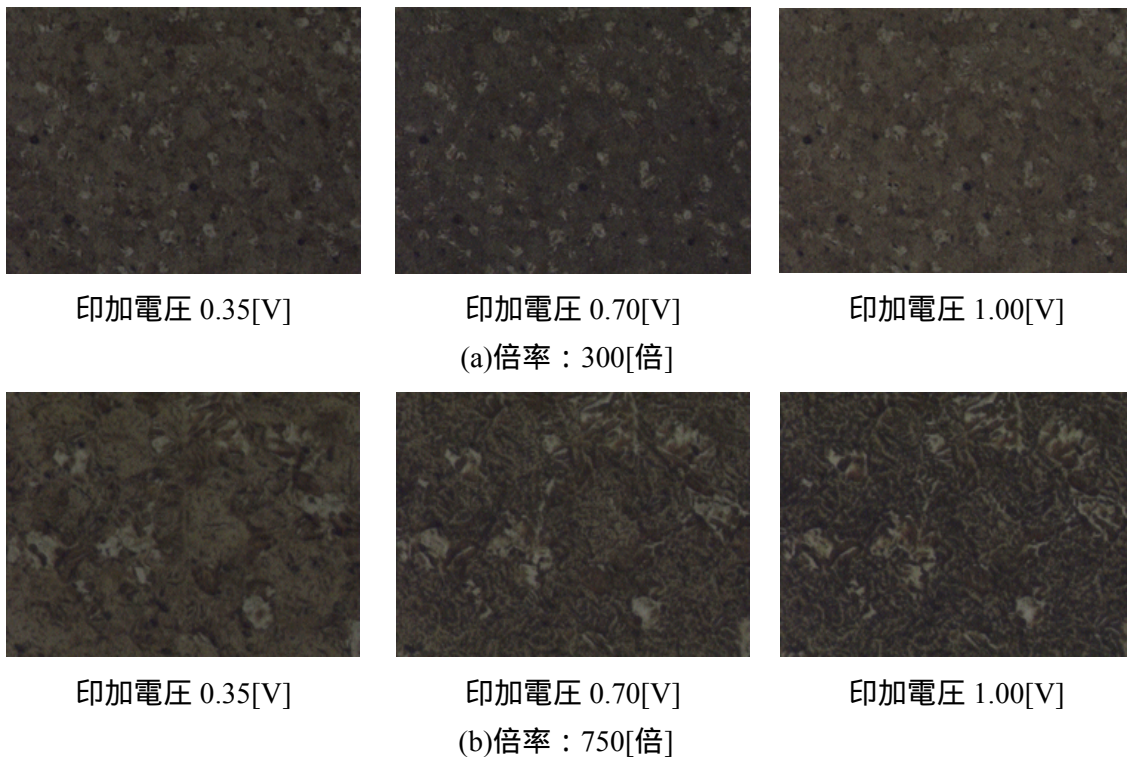


図 2.4 ビッター法による磁壁移動可視化 軟鉄



印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(a)倍率：300[倍]

印加電圧 1.00[V]

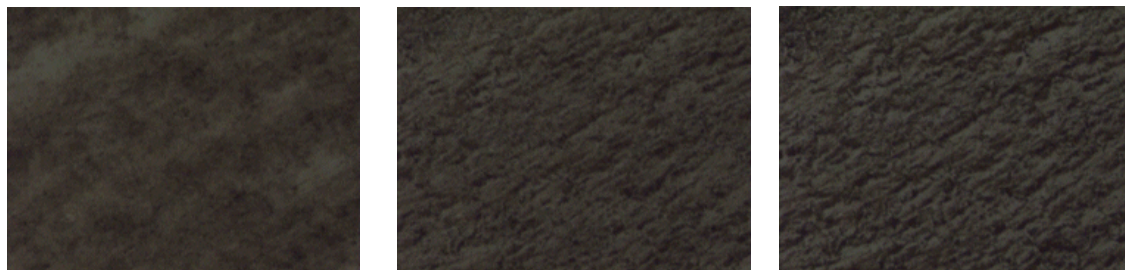


印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(b)倍率：750[倍]

印加電圧 1.00[V]

図 2.5 ビッター法による磁壁移動可視化 珪素鋼板



印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(a)倍率：300[倍]

印加電圧 1.00[V]

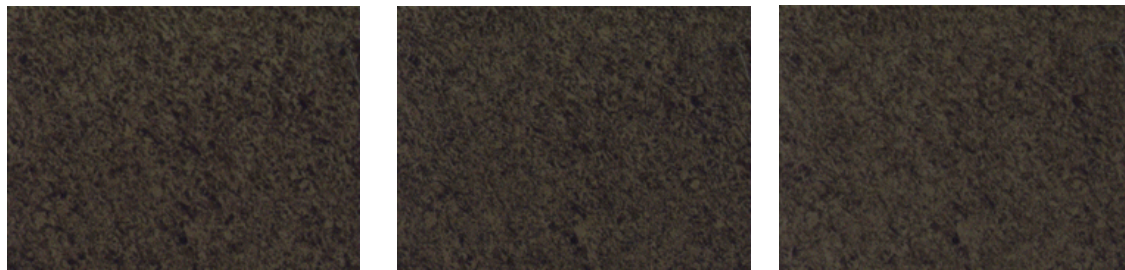


印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(b)倍率：750[倍]

印加電圧 1.00[V]

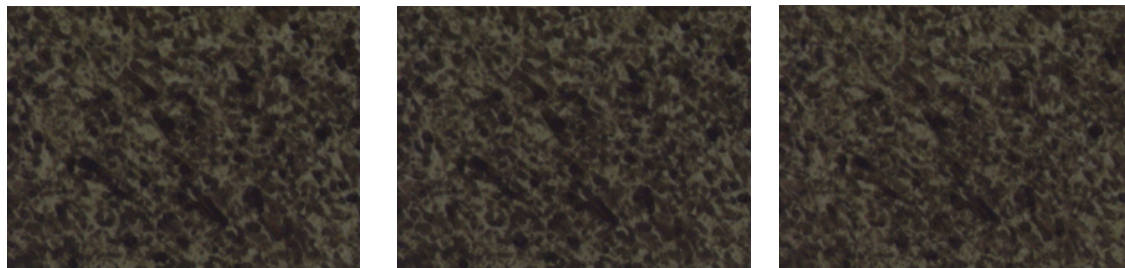
図 2.6 ビッター法による磁壁移動可視化 ニッケル



印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(a)倍率：300[倍]

印加電圧 1.00[V]

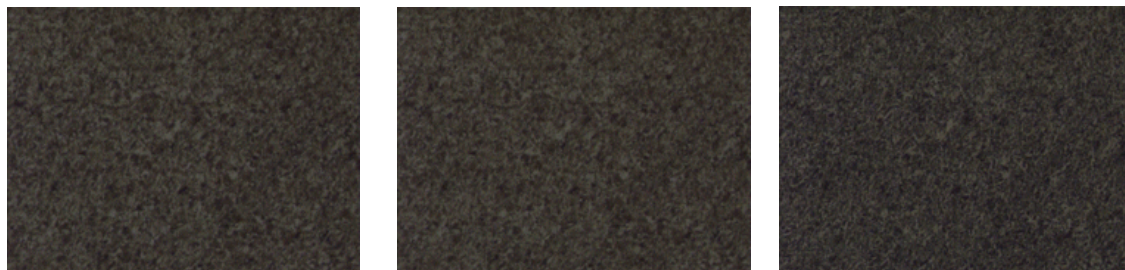


印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(b)倍率：750[倍]

印加電圧 1.00[V]

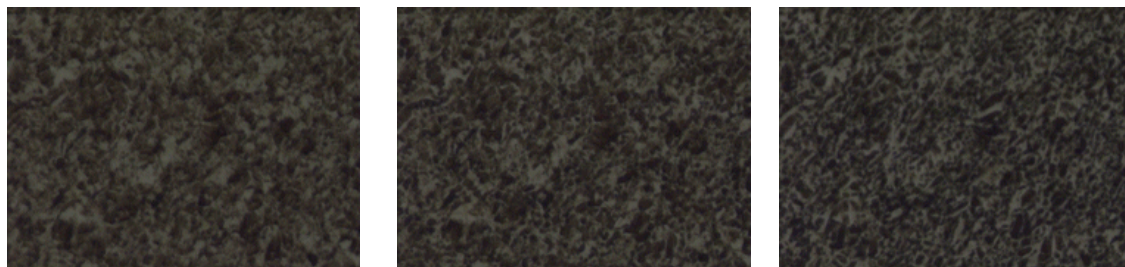
図 2.7 ビッター法による磁壁移動可視化 パーマロイ(45%)



印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(a)倍率：300[倍]

印加電圧 1.00[V]



印加電圧 0.35[V]

印加電圧 0.70[V]
(b)倍率：750[倍]

印加電圧 1.00[V]

図 2.8 ビッター法による磁壁移動可視化 パーマロイ(78%)

軟鉄，珪素鋼板，パーマロイの磁区画像から，外部磁界によって変化する筋状の様子が磁壁部分に観察される．

2.4. 可視化磁区画像から磁化特性の抽出

試料を磁化させる外部磁界は，式(2.1)で与えられる．

$$H(t) = \frac{N_1 I(t)}{L} \quad [\text{A/m}] \quad (2.1)$$

磁束密度の変化による試料に発生する誘起電圧 $v(t)$ をサーチコイルで測定する．ファラデーの法則である式(2.2)より，式(2.3)を求めることができる．

$$v(t) = -N_2 \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad [\text{V}] \quad (2.2)$$

$$B(t) = \frac{1}{N_2 S} \int V(t) dt \quad [\text{T}] \quad (2.3)$$

v : 誘起電圧， N_1 : 励磁コイルの巻き数， N_2 : 検出コイルの巻き数， I : 電流， L : 磁路長， φ : 磁束

式(2.3)で測定された誘起電圧波形を積分することで磁束密度の変化を算出することができる[3][4]．式(2.2)，式(2.3)より各試料を磁化させるための印加電圧を 1.00[V]の時の磁化特性を求めると，図 2.9 のようになる．

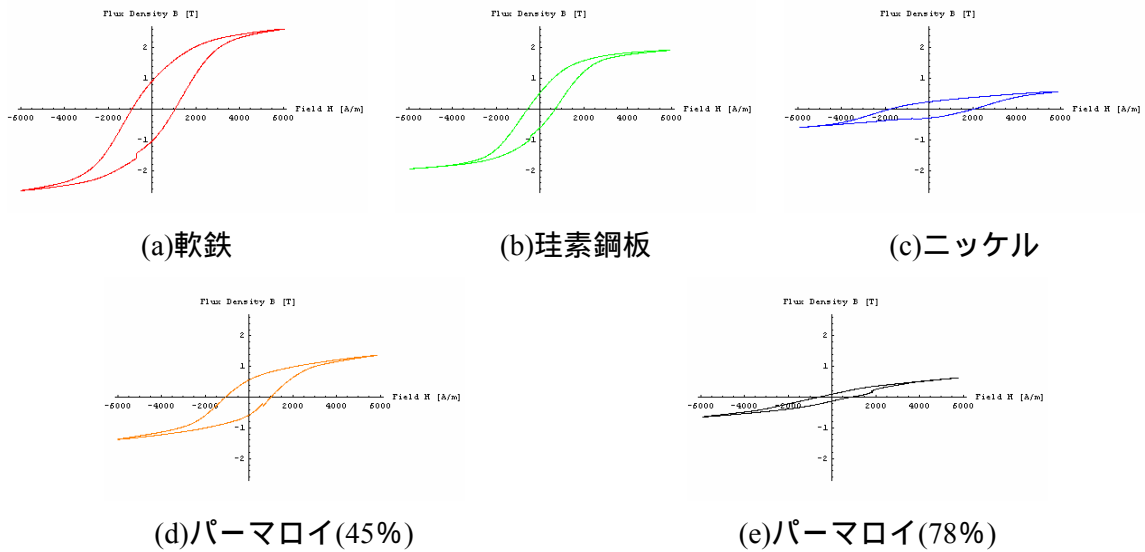


図 2.9 各試料の磁化特性 1.00[V] 印加時

各試料の比較を容易にするため、一つのグラフに纏めると図 2.10 のようになる。

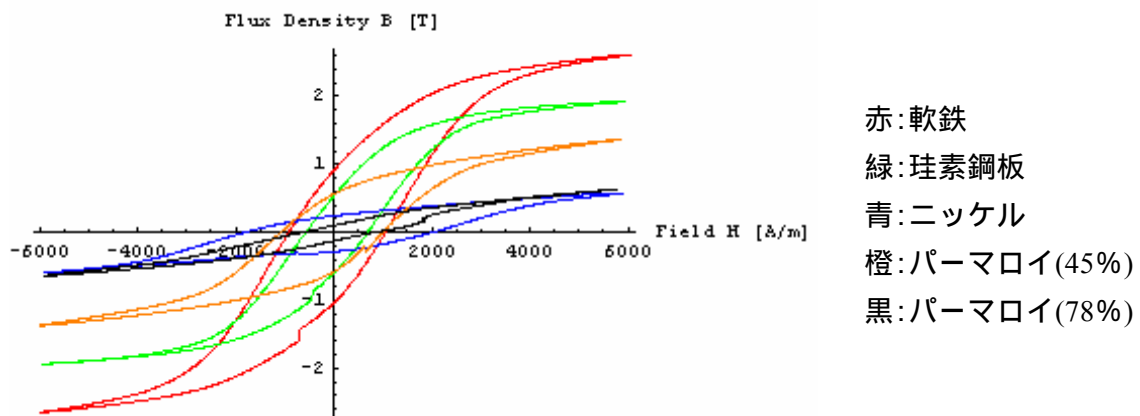


図 2.10 各試料の磁化特性 1.00[V] 印加時

2.5. まとめ

本章では、磁区挙動、磁壁移動が磁性体の磁化過程に結びついていることに着眼し、磁壁移動を可視化することができた。また、試料に発生した誘起電圧を測定することによって磁化特性を求めることができた。

比較的飽和磁束密度が高いのは、軟鉄と珪素鋼板、低いのがパーマロイ、中間がニッケルという結果が得られた。

3. 磁区動画像における 1/f ゆらぎ

3.1. フーリエ変換

データを直交するデータ(線形独立, すなわち, 互いに重複する情報を持たないデータ)の線形和へ並べ直す演算の代表にフーリエ級数がある. 計算機で扱い得るのは連続関数を離散化(Discretize)して得られた一連の数値である. このため, 解析的な関数のように無限の概念が使えない. また, フーリエ変換やフーリエ級数は関数が連続関数であるため, 基準座標の選び方で原点に対して線対称か点对称かで偶関数か奇関数がそれぞれ決まる. このため, 離散化された数値の並びで与えられる計算機中の一連の離散値データも原点に対して線対称か点对称かで偶関数か奇関数かがそれぞれ仮定できる.

3.1.1. 関数系の変換

古典的な関数変換の目的は, 解析的に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ変換することである. 例えば, ラプラス(Laplace)変換は微積分演算を単純な掛け算や割り算へ変換させる. また関数系の変換とは, ある関数, 例えば時間変化する関数を解析が容易な周期関数の和で表現することにも使われる. 具体的な例としてフーリエ(Fourier)変換を取り上げる. フーリエ変換は解析的に扱えない関数を解析的に扱える角周波数の異なる正弦波と余弦波の和で表現する変換である. 換言すれば, フーリエ変換は解析的に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ分解する変換と考えるもよい.

今, ある任意の時間 t をパラメータとする関数 $f(t)$ を一定値 a_0 , 正弦波および余弦波の和で表現できるとする. ω を角周波数をとって, 式(3.1) と仮定する.

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\omega t) \quad (3.1)$$

問題は式(3.1)の係数, a_0 , a_i , b_i を決める方法である. 今, 関数 $f(t)$ が $t=0$ から $t=T$ の区間で式(3.1)の係数を決めることを考えれば, 式(3.1)は, $\omega = 2\pi/T$ であるから, 式(3.2)とも書ける.

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin\left(i\frac{2\pi}{T}t\right) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos\left(i\frac{2\pi}{T}t\right) \quad (3.2)$$

式(3.2)の両辺を時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分すると, 式(3.3)が成り立つ.

$$\int_0^T f(t)dt = \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i \frac{2\pi}{T}t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i \frac{2\pi}{T}t) \right) dt$$

$$= a_0 T$$
(3.3)

したがって，定数項 a_0 は式(3.4)となる．

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t)dt$$
(3.4)

次に，式(3.2)の両辺に正弦波 $\sin[j(2\pi/T)t]$ ， $j=1,2,3,\dots$ を掛け算し，時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分する．

$$\int_0^T f(t) \sin(j \frac{2\pi}{T}t) dt = \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i \frac{2\pi}{T}t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i \frac{2\pi}{T}t) \right) \times \sin(j \frac{2\pi}{T}t) dt$$

$$= a_i \frac{T}{2}, \quad i=j \quad \text{or} \quad 0, \quad i \neq j$$
(3.5)

式(3.5)から係数 a_i は式(3.6)が得られる．

$$a_i = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin(i \frac{2\pi}{T}t) dt$$
(3.6)

同様に，式(3.2)の両辺に余弦波 $\cos[j(2\pi/T)t]$ ， $j=1,2,3,\dots$ を掛け算し，時間 $t=0$ から $t=T$ の区間について積分することで，式(3.7)で示すように係数 b_i が得られる．

$$b_i = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos(i \frac{2\pi}{T}t) dt$$
(3.7)

したがって，関数 $f(t)$ は，区間 $t=0$ から $t=T$ で，式(3.8)と書ける．

$$\begin{aligned}
f(t) = & \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin(i \frac{2\pi}{T} t) dt \right) \sin(i \frac{2\pi}{T} t) \\
& + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos(i \frac{2\pi}{T} t) dt \right) \cos(i \frac{2\pi}{T} t)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

これがいわゆるフーリエ変換の原型となるフーリエ級数であり，左辺の関数 $f(t)$ を右辺の計算が簡単な定数項と三角関数の和に変換している．

3.1.2. 関数の直交性と線形性

フーリエ級数の考え方の中に重要な関数間で成り立つ性質，すなわち，関数の直交性 (Orthogonality) が使われている．

まず式(3.4)の係数が計算される過程を考える．式(3.3)は式(3.2)の両辺に定数値 1 を掛け算し積分する演算である．このとき，式(3.9)の関係が成り立つために，式(3.4)の係数 a_0 が計算できる．

$$\int_0^T 1 \cdot \sin(i \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad \int_0^T 1 \cdot \cos(i \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots \tag{3.9}$$

この関係を，定数値 1 と正弦波 $\sin[j(2\pi/T)t]$ ，および余弦波 $\cos[j(2\pi/T)t]$ 間の直交性と呼ぶ．同様に，式(3.6)，式(3.7)で計算される a_i ， b_i は式(3.10)のような直交性が成り立つことに基づいている．

$$\int_0^T \sin(i \frac{2\pi}{T} t) \sin(j \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad \int_0^T \cos(i \frac{2\pi}{T} t) \cos(j \frac{2\pi}{T} t) dt = 0, \quad i \neq j \tag{3.10}$$

また，式(3.9)，式(3.10)から，直交性とは与えられた関数を他の関数の和で表現しようとする場合，和となる関数の大きさ（係数）を一意的に決める条件であることがわかる．言い換えれば，与えられた関数を他の関数の和で表現できる条件である．

ある任意の時間 t をパラメータとする関数 $f(t)$ は，区間 $t=0$ から $t=T$ で，一定値，正弦波および余弦波の和で表現できることがわかった．この変換は，一定値，正弦波および余弦波間で直交性が成り立つことが条件であった．この結果に至る過程を考えてみると，まず，展開される関数の和で元の関数が表現されるとする大前提がある．ある関数が他の関数の和で表現できる性質を線形性と呼ぶ．では，式(3.6)で計算される正弦波の係数 a_i が定数 c_i の n 個の和で表現されるとする．すなわち，式(3.11)である．

$$a_i = c_i + c_i + \dots = nc_i \quad (3.11)$$

式(3.11)から、和を前提とする系では比例関係が成り立つことを意味する。すなわち、線形性とは比例関係が成立する系である。

3.1.3. 離散値系フーリエ変換

離散値なる用語が生まれたのは計数型計算機を用いて数値計算を行う場合、連続関数をサンプリングして得られる数値で代表したことに起因する。例えば、関数 $f(t)$ を時間 $t=0$ から $t=T$ の区間で、 Δt ごとに n 個サンプリングして離散値系で表すと、式(3.12)というベクトルとなる。

$$F = [f(\Delta t), f(2\Delta t), f(3\Delta t), \dots, f(n\Delta t)]^T \quad (3.12)$$

同様に、式(3.1)を離散値系で書けば式(3.13)のようになる。ただし、 \mathbf{I} は n 次の単位列ベクトルである。

$$\begin{pmatrix} f(\Delta t) \\ f(2\Delta t) \\ f(3\Delta t) \\ \vdots \\ f(n\Delta t) \end{pmatrix} = a_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sin(\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}\Delta t) \\ \sin(\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}2\Delta t) \\ \sin(\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}3\Delta t) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sin(\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}$$

$$+ \begin{pmatrix} \cos(\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}\Delta t) \\ \cos(\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}2\Delta t) \\ \cos(\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}3\Delta t) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \cos(\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cos(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix}$$

or (3.13)

$$\mathbf{F} = a_0 \mathbf{I} + \mathbf{A}\mathbf{S} + \mathbf{B}\mathbf{C}$$

また，式(3.13)の右辺の係数 a_0 ，ベクトル \mathbf{S} と \mathbf{C} は，式(3.14)で与えられる．

$$a_0 = \frac{1}{n} \mathbf{I}^T \cdot \mathbf{F}, \quad \mathbf{S} = \frac{2}{n} \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{F}, \quad \mathbf{C} = \frac{2}{n} \mathbf{B}^T \cdot \mathbf{F} \quad (3.14)$$

ここで，離散値系でフーリエ係数を計算する過程で，式(3.13)を

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= a_0 \frac{1}{\sqrt{n}} \mathbf{I} + \sqrt{\frac{2}{n}} \mathbf{A} \mathbf{S} + \sqrt{\frac{2}{n}} \mathbf{B} \mathbf{C} \\ &= a_0 \mathbf{I} + \mathbf{A}' \mathbf{S} + \mathbf{B}' \mathbf{C} \end{aligned} \quad (3.15)$$

と書き直すと，

$$a_0 = \frac{1}{\sqrt{n}} \mathbf{I}^T \cdot \mathbf{F}, \quad \mathbf{S} = \sqrt{\frac{2}{n}} \mathbf{A}'^T \cdot \mathbf{F}, \quad \mathbf{C} = \sqrt{\frac{2}{n}} \mathbf{B}'^T \cdot \mathbf{F}, \quad (3.16)$$

$$\mathbf{A}'^T \cdot \mathbf{A}' = \mathbf{I}, \quad \mathbf{B}'^T \cdot \mathbf{B}' = \mathbf{I}$$

の関係が成り立つ． \mathbf{I} は n 次の単位行列である．この結果は，離散値系で正弦波や余弦波のフーリエ係数を求める場合，式(3.16)の係数行列 \mathbf{A}' ， \mathbf{B}' の逆行列がそれぞれの転置行列で与えられることを意味する．言い換えれば，変換行列の逆行列が変換行列の転置行列で与えられることでフーリエ係数の直交性が満足される．

3.1.4.1 次元フーリエ変換

画像データは，2次元配列で格納された数値の並びとしてデジタル計算機で表現される．この数値の並びを系統的に変更することを考える．すなわち，画像を構成する数値データを系統的に並べかえる演算を画像データの変換と呼ぶ．本項では画像データを複素数へ変換するフーリエ変換を導入する．フーリエ変換はフーリエ級数を複素数で行う演算と考える．

簡単のため，式(3.1)で n 次の1次元ベクトル \mathbf{F} をフーリエ変換することを試みる．

$$\mathbf{F} = [f(0), f(\Delta x), f(2\Delta x), \dots, f(\overline{(n-1)\Delta x})] \quad (3.17)$$

変換行列は式(3.18)で与えられる．

$$\mathbf{C} = \frac{1}{\sqrt{n}} \begin{pmatrix} e^0 & e^0 & e^0 & \dots & e^0 \\ e^0 & e^{i\Delta x} & e^{i2\Delta x} & \dots & e^{i(n-1)\Delta x} \\ e^0 & e^{i2\Delta x} & e^{i4\Delta x} & \dots & e^{i2(n-1)\Delta x} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ e^0 & e^{i(n-1)\Delta x} & e^{i(n-1)2\Delta x} & \dots & e^{i(n-1)(n-1)\Delta x} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

$$e^{i\alpha} = \cos(\alpha) + i\sin(\alpha), \quad i = \sqrt{-1}$$

式(3.17)のフーリエ変換は，式(3.18)の変換行列を使って式(3.19)のように行われる．

$$\mathbf{F} = \mathbf{C}\mathbf{F}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{n}} \begin{pmatrix} e^0 & e^0 & e^0 & \dots & e^0 \\ e^0 & e^{i\Delta x} & e^{i2\Delta x} & \dots & e^{i(n-1)\Delta x} \\ e^0 & e^{i2\Delta x} & e^{i4\Delta x} & \dots & e^{i2(n-1)\Delta x} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ e^0 & e^{i(n-1)\Delta x} & e^{i(n-1)2\Delta x} & \dots & e^{i(n-1)(n-1)\Delta x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f(0) \\ f(\Delta x) \\ f(2\Delta x) \\ \vdots \\ f((n-1)\Delta x) \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

フーリエ逆変換は，上添え字「*」が複素共役演算を示すこととして，式(3.20)で行われる．

$$\mathbf{F} = (\mathbf{C}^T)^* \mathbf{F} \quad (3.20)$$

式(3.20)が成り立つためには，式(3.21)の条件が必要である．

$$\mathbf{C}^{-1} = (\mathbf{C}^T)^* \quad (3.21)$$

このように，元の行列の転置行列の複素共役が逆行列となる行列をエルミート (Hermite)行列と呼ぶ．

3.2. 動磁区画像の周波数特性

本節では離散フーリエ変換を用いた時間領域周波数特性の例題として自然界の動画における時間領域周波数解析について述べる。具体的には、金属顕微鏡により撮影した動画を計算機に取り込み、動画固有の周波数特性の抽出を試みる。計算機に取り込まれた動画は静止画像を時系列に並べた一連のフレーム画像であり、今回使用した金属顕微鏡による撮影は、1秒間に約30コマのフレーム画像を撮影可能である。各フレーム画像は画素の集合であり、各画素は可視光の波長によってそれぞれR(赤)、G(緑)、B(青)成分の色情報を持つ[5][6]。通常、各波長の分解能は8ビットであるから、RGB成分はそれぞれ0から255までの256階調の画素値を取る[7][8]。

3.2.1. 1/f ゆらぎ周波数

「1/f ゆらぎ」は自然界に多く存在し、例えば小川のせせらぎ、小鳥の囀り、爽やかなそよ風などの心安らくリズムなどが相当する。同様に、心地良い音楽を聴いたり、快い感じを抱いたり、安静にしているときの脳波にも「1/f ゆらぎ」が存在する。従来の1/f ゆらぎ解析法は、RGB成分強度値の1フレームに対する平均値を算出し、それを全フレームから求め、時系列に並べることでゆらぎを1次元配列へ格納し、その数値配列に対してフーリエ解析を用いてゆらぎの特徴を求める。より具体的には、ある信号へ離散フーリエ変換(DFT, Discrete Fourier Transform)を適用し、各周波数に対するパワースペクトラムを計算する。周波数の低下とともにパワースペクトラムが増加するような信号の中で、パワースペクトラムの振幅が周波数に対して反比例する信号を「1/f ゆらぎ」と呼ぶ。

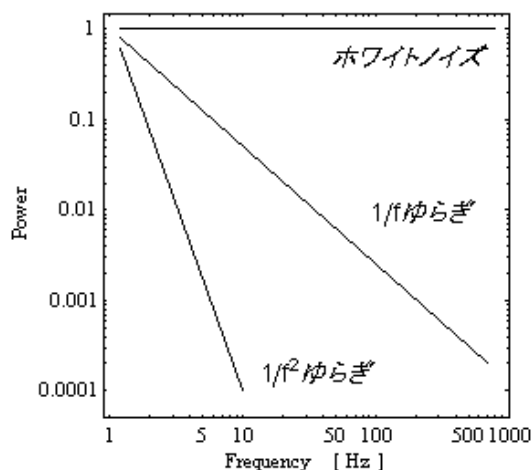


図 3.1 フーリエ・パワースペクトラムの例

ゆらぎ画像解析で視覚的に判りやすくするために、よく行われる方法は、フーリエ・

パワースペクトラム対周波数の両対数図を描き，フーリエ・パワースペクトラムの周波数に対する傾きを直線近似し，直線の傾きからゆらぎの種類を大別する方法である．図 3.1 にフーリエ・パワースペクトラムの一例を示す[8]．図 3.1 において，直線の傾きがゼロの場合は主にホワイトノイズである．また，直線の傾きが急になる程単調な信号で「 $1/f^2$ ゆらぎ」と呼ぶ．そして，ホワイトノイズと単調な信号の中間的な信号で傾きが約-1 の場合を「 $1/f$ ゆらぎ」と呼び，人間が心地よいと感じる信号と言われる．

3.2.2. 画像の構成要素

計算機のスクリーン上に描かれる画像は，色成分により赤，緑，青の濃淡で表現されている．また， $m \times n$ 画素で構成される画像はスクリーン上で 2 次元平面上の画素の集合であり，表すことができる．

$$\begin{aligned}
 image &\in pixel_{i,j} \\
 pixel_{i,j} &\in R_k, G_k, B_k \\
 i &= 1, 2, 3, \dots, m \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \\
 k &= 1, 2, 3, \dots, m \times n
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

3.2.3. 時間領域周波数特性

動画像のゆらぎ成分の可視化方法としては最初に動画像の画素値に時間軸方向へ DFT を適用し，各周波数に対するパワースペクトラムを計算する．すなわち，図 3.2 に示した磁区動画像の各フレーム画像の画素値に DFT を適用し，各周波数に対するパワースペクトラムを計算する．フーリエ・パワースペクトラムと周波数をそれぞれ，縦軸と横軸に対応させ，両対数図を描く．図 3.3 に示すような両対数軸上に描かれる曲線へ最小自乗法を適用し，回帰直線の傾きを求める．ただし，DFT スペクトラムは，全サンプル数に等しい実部と虚部を与えるから，独立なパワースペクトラムは全サンプル数の半分までで有り，さらに DFT の精度を勘案して，全サンプル数の $1/4$ 項までの低周波領域から傾きを求める[8]．図 3.3 は典型的なパワースペクトラム対周波数特性である．周波数が高いほど DFT の精度が悪く，振動的にパワースペクトラムが変化することが判る．

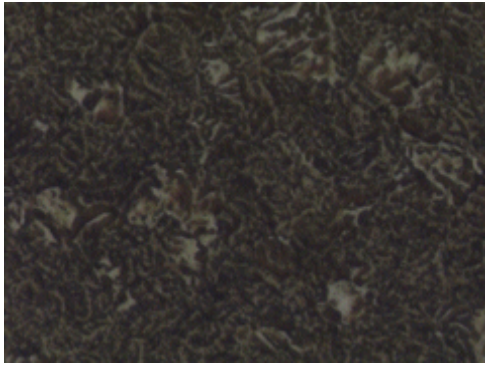


図 3.2 供試動画像

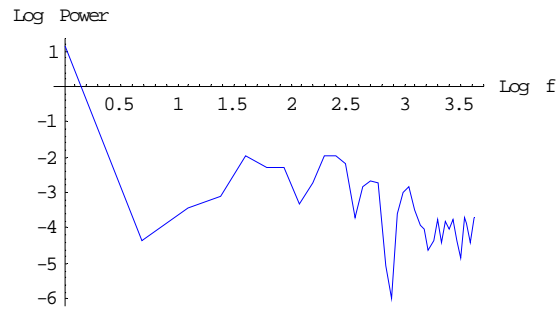


図 3.3 フーリエ・パワースペクトラム

3.2.4. 最小自乗法

最小自乗法は多くの場合、実験値を曲線で近似する場合などに用いられる。しかし、式の数が未知数よりも多い不適切な線形システムでは、全ての式を満足する解ベクトルは得られない。そのため、誤差ノルムが最小となる近似解を与える方法である。図 3.3 において、縦軸と横軸をそれぞれスペクトラムと高調波次数の対数とした場合の直線勾配を求める方法として本論文では最小自乗法を採用する。

3.2.5. ゆらぎ周波数分布の可視化

図 3.4 は磁化させるための印加電圧を 1.00[V]にした軟鉄の磁区動画像の各フレームの画素値を時系列(フレーム)方向に DFT 解析し、各周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムを計算し、周波数振幅の傾きを求めて得られたカラー画像である。すなわち、軟鉄の磁区動画像の時間領域周波数分布画像である。図 3.4 で求めたフーリエ・パワースペクトラムの傾きが-1.025 から-0.975 の場合は画素値を 1 とし、その他の値は画素値をゼロとして得られる $1/f$ ゆらぎ周波数の二値化画像を作成し、 $1/f$ ゆらぎ周波数部分のみを抽出する。二値値画像の赤、緑、青はそれぞれ $1/f$ ゆらぎが抽出された画素である。図 3.5 は軟鉄の磁区動画像から $1/f$ ゆらぎ部分を抽出したフレーム画像の例である。

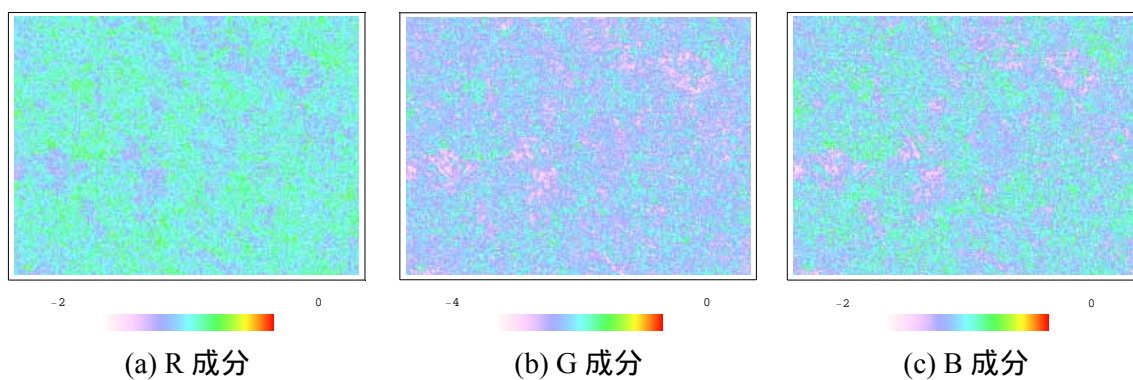


図 3.4. ゆらぎ周波数分布 軟鉄 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

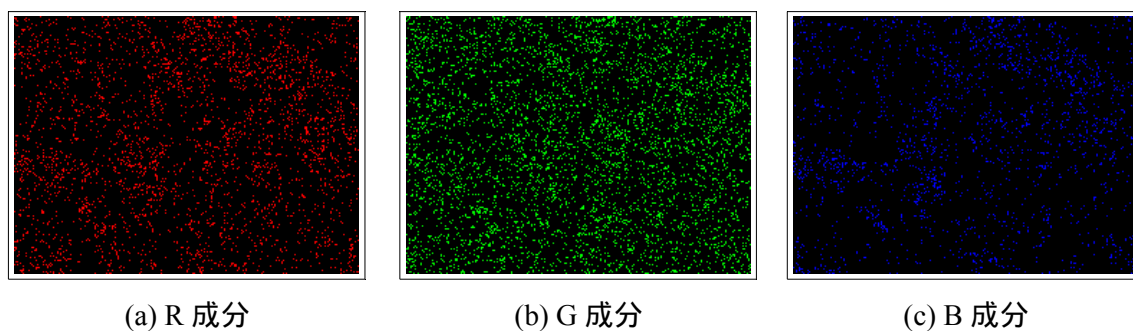


図 3.5. $1/f$ ゆらぎ周波数成分の抽出 軟鉄 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

同様にして、珪素鋼板，ニッケル，パーマロイ(45%)，パーマロイ(78%)のゆらぎ周波数， $1/f$ ゆらぎ周波数成分を抽出し、それらの結果を図 3.6-3.13 へそれぞれ示す。

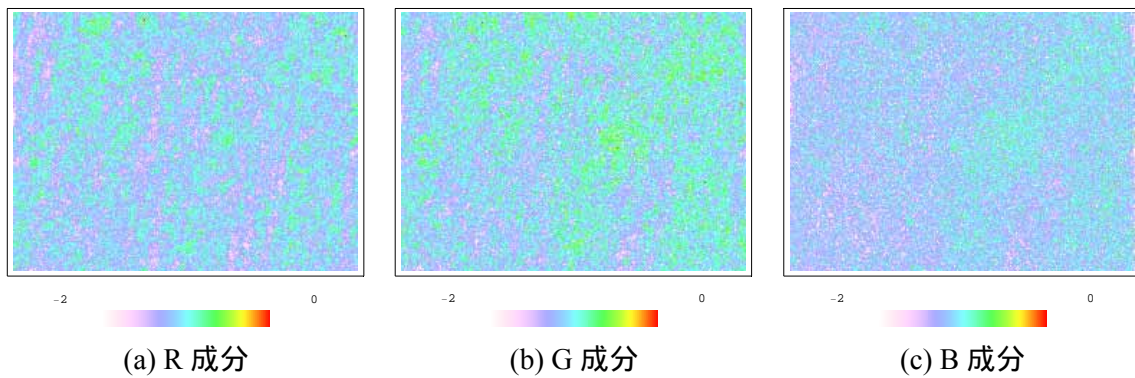


図 3.6. ゆらぎ周波数分布 珪素鋼板 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

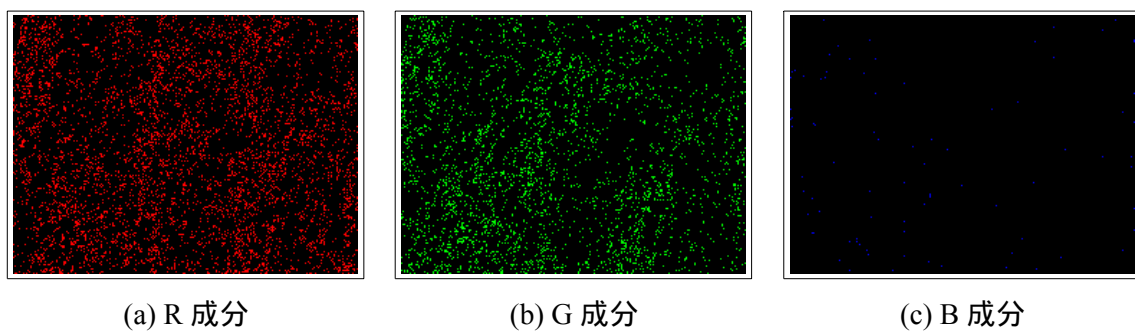


図 3.7. $1/f$ ゆらぎ周波数成分の抽出 珪素鋼板 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

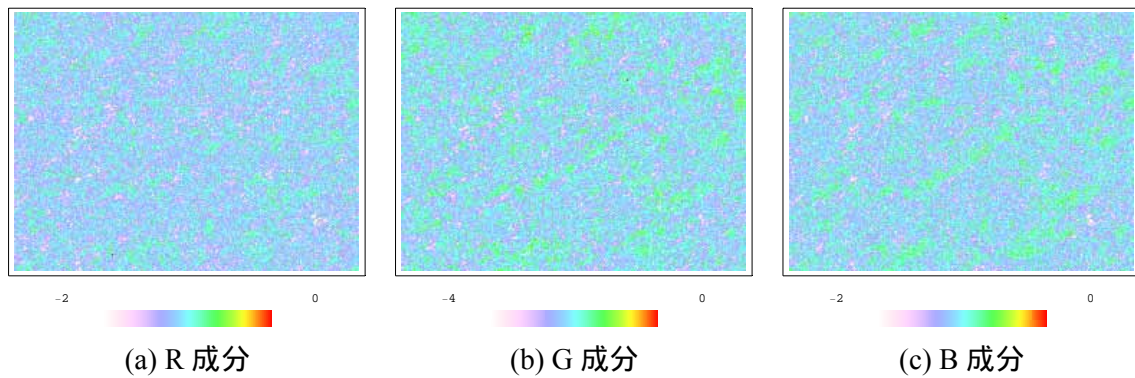


図 3.8. ゆらぎ周波数分布 ニッケル 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

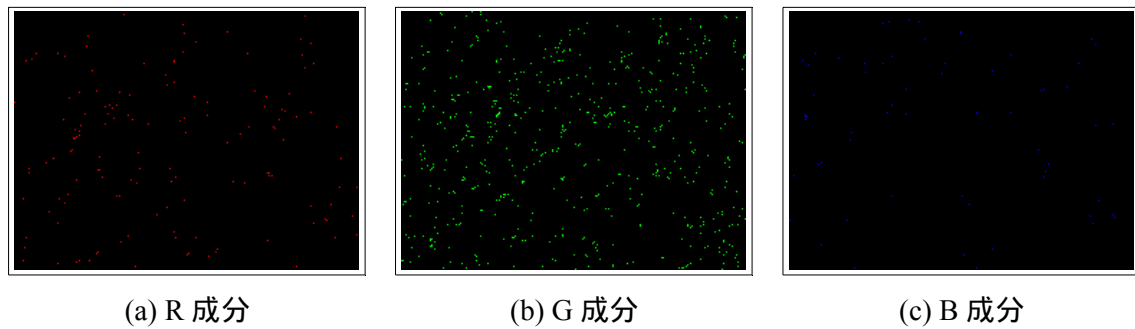


図 3.9. $1/f$ ゆらぎ周波数成分の抽出 ニッケル 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

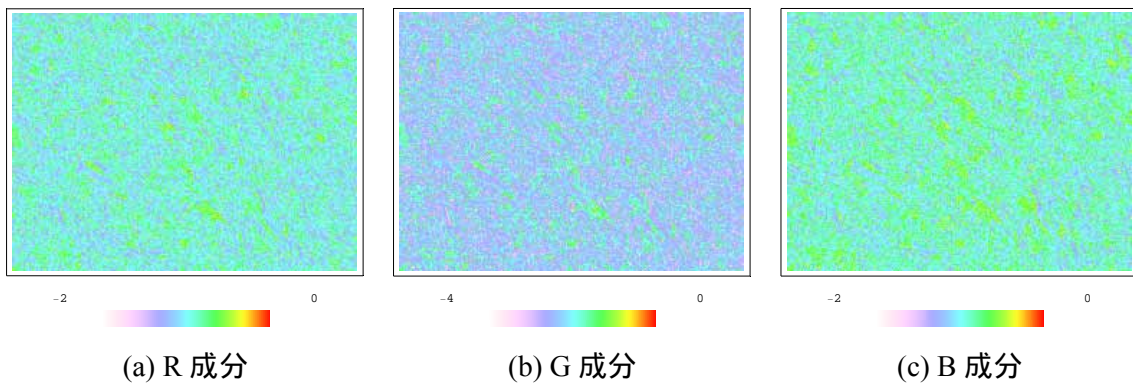


図 3.10. ゆらぎ周波数分布 パーマロイ(45%) 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

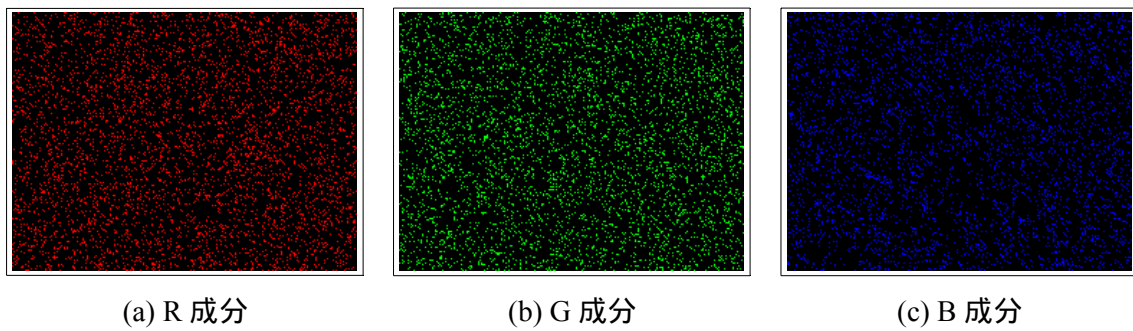


図 3.11. $1/f$ ゆらぎ周波数成分の抽出 パーマロイ(45%) 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

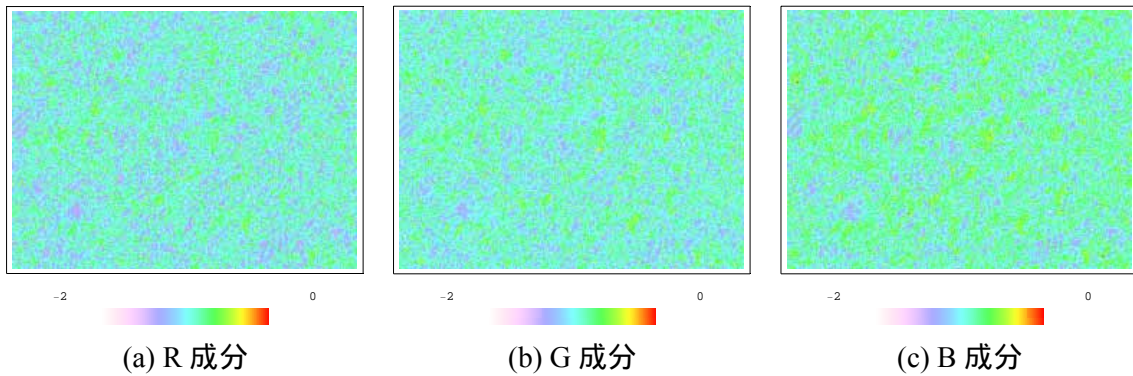


図 3.12. ゆらぎ周波数分布 パーマロイ(78%) 倍率:750[倍] 印加電圧:1.00[V]

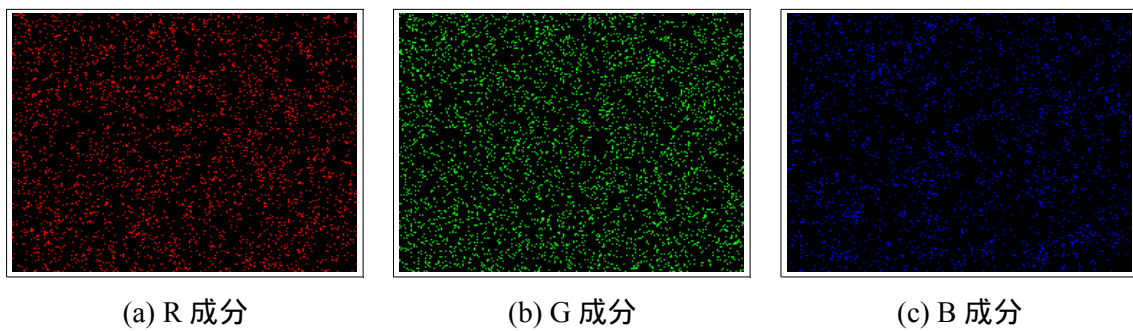


図 3.13. $1/f$ ゆらぎ周波数成分の抽出 パーマロイ(78%) 1.00[V] 印加時

3.3. 1/f ゆらぎと磁界の関係

横軸を磁界、縦軸を 1/f ゆらぎ呈する画素数としてグラフを描くと図 3.14-図 3.18 となる。

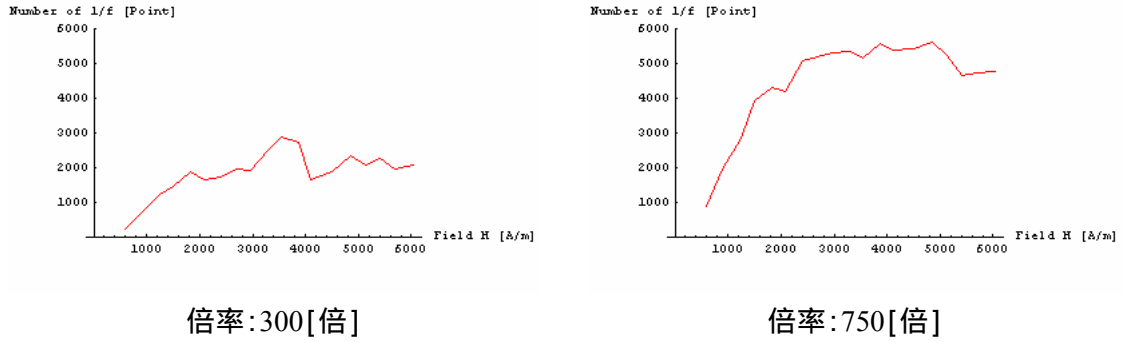


図 3.14. 1/f ゆらぎと磁界の関係 軟鉄

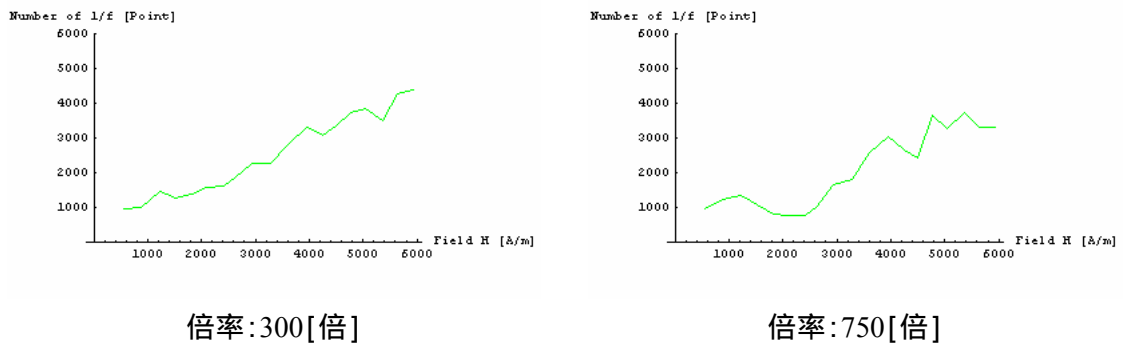


図 3.15. 1/f ゆらぎと磁界の関係 珪素鋼板

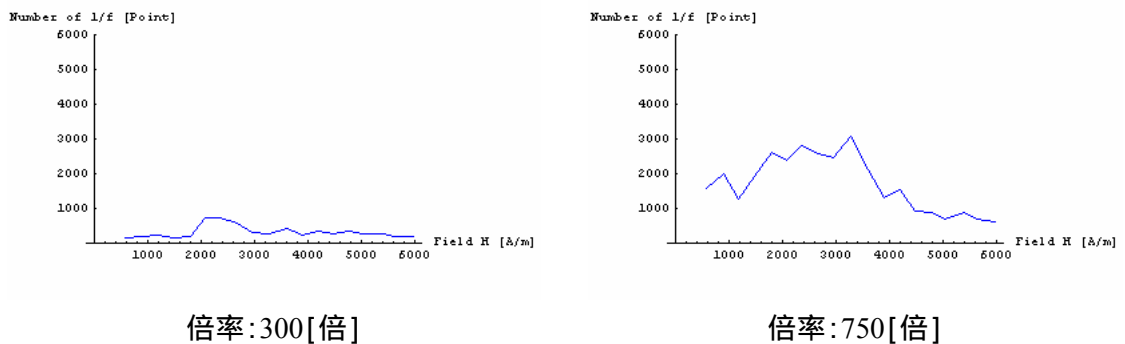
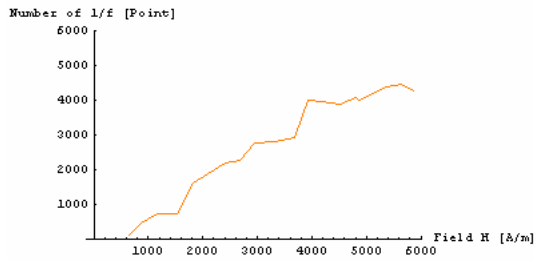
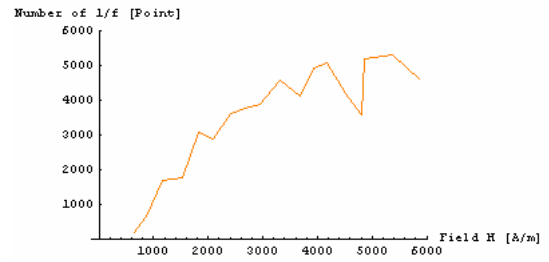


図 3.16. 1/f ゆらぎと磁界の関係 ニッケル

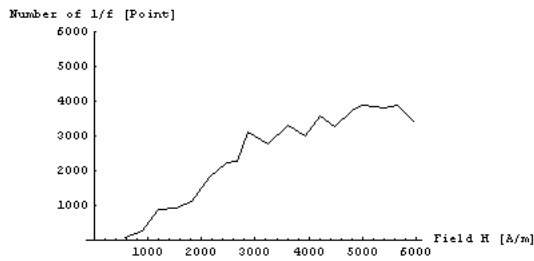


倍率:300[倍]

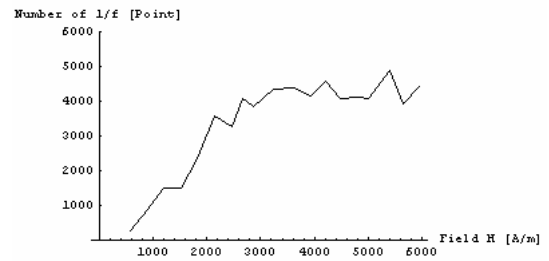


倍率:750[倍]

図 3.17. 1/f ゆらぎと磁界の関係 パーマロイ(45%)



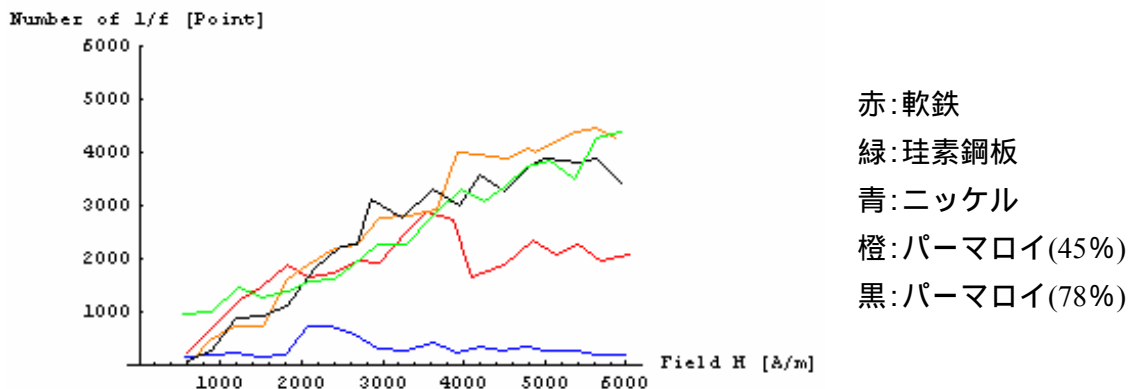
倍率:300[倍]



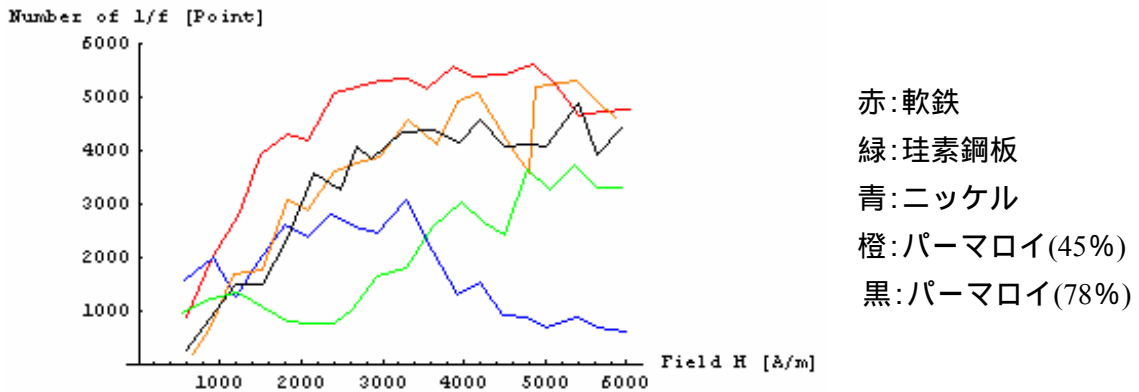
倍率:750[倍]

図 3.18. 1/f ゆらぎと磁界の関係 パーマロイ(78%)

各試料の比較を容易にするため、図 3.14 から図 3.18 の結果を一つのグラフに纏めると図 3.19 のようになる。



倍率:300[倍]



倍率:750[倍]

図 3.19. 1/f ゆらぎと磁界の関係 パーマロイ(78%)

3.4. まとめ

図 3.4 から図 3.13 より, 1/f ゆらぎ周波数分布を可視化することによって試料の磁区動画像におけるゆらぎ周波数, 1/f ゆらぎ周波数の分布を求めることができた. 得られた分布図より 1/f ゆらぎの分布が比較的, 光の低周波成分の R 成分と中間周波成分の G 成分画像に顕著であることがわかった. また図 3.4 から図 3.13 より, 磁性流体が集まる磁壁部分に顕著であることがわかった.

1/f ゆらぎと磁界の関係を示す図 3.14 から図 3.19 を観察すると, 初期磁化曲線と同じ傾向を持っていると考えられる. このことから, 1/f ゆらぎは磁区が非可逆的磁壁移動を行っている場合に多く発生すると考えられる.

4. 1/f ゆらぎと磁化特性の関係

4.1. 1/f ゆらぎに対応した局所的磁化特性

4.1.1. 局所的磁化特性

撮影された磁区動画像をモノクロ化し(図 4.1),モノクロ画像の濃淡を表す画素値と検出コイルから得られる図 4.2 の実験によって求められる磁束密度を対応させ,全体的な磁化曲線を描く.すなわち、画素値の平均と実測磁束密度との比から換算係数を計算し,モノクロ画像データを磁束密度に比例した画素値へ変換し,求めた磁化特性が図 4.3 である.

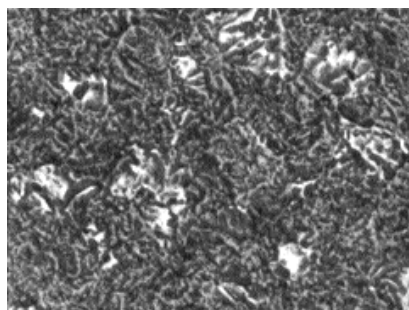


図 4.1. モノクロ磁区動画像

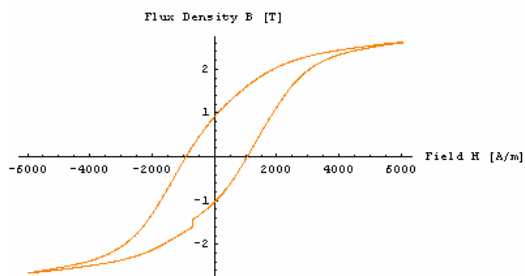


図 4.2. 実測による磁化特性

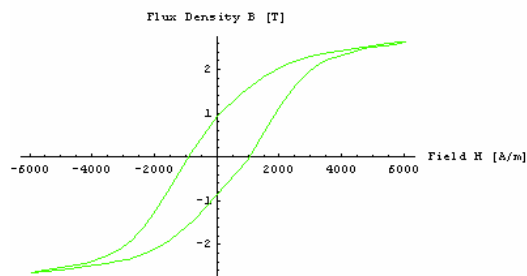


図 4.3. 画素値から求めた全体的磁化特性

各画素単位でモノクロ濃淡値の変化から相対的に磁束密度の変化を算出することで局所的磁化特性を可視化動画像から得ることが出来る.局所的磁化特性の一例を図4.4に示す.

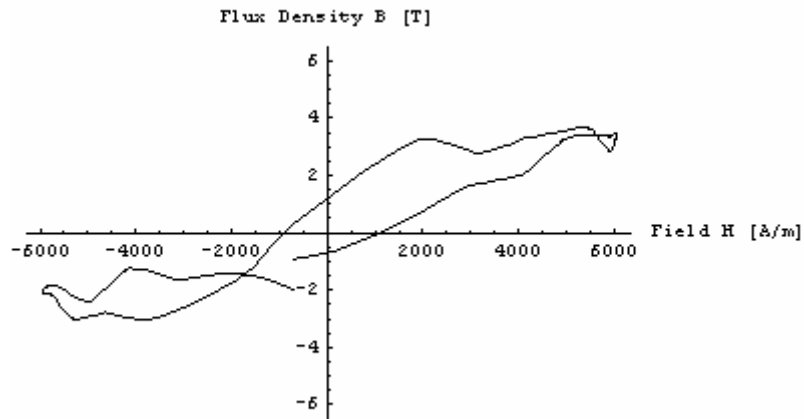


図 4.4. 局所的磁化特性

4.1.2. $1/f$ ゆらぎを呈する磁区の磁化特性

局所的磁化特性の抽出方法を用いて、 $1/f$ ゆらぎを呈する部分の局所的磁化特性を求めることが可能になる。図 4.5 は $1/f$ ゆらぎの有無による局所的磁化特性の比較を示す。

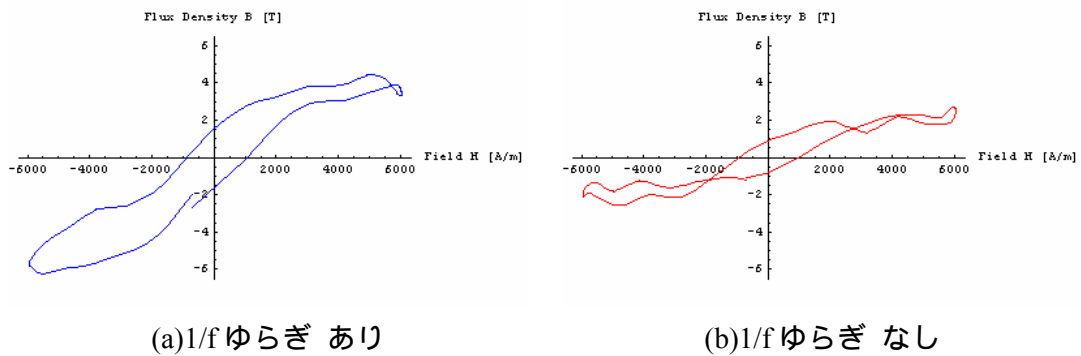


図 4.5. $1/f$ ゆらぎに対応した局所的磁化特性の一例

図 4.5(a)と(b)の比較を容易にするため、両者を一つのグラフに纏めると図 4.6 のようになる。

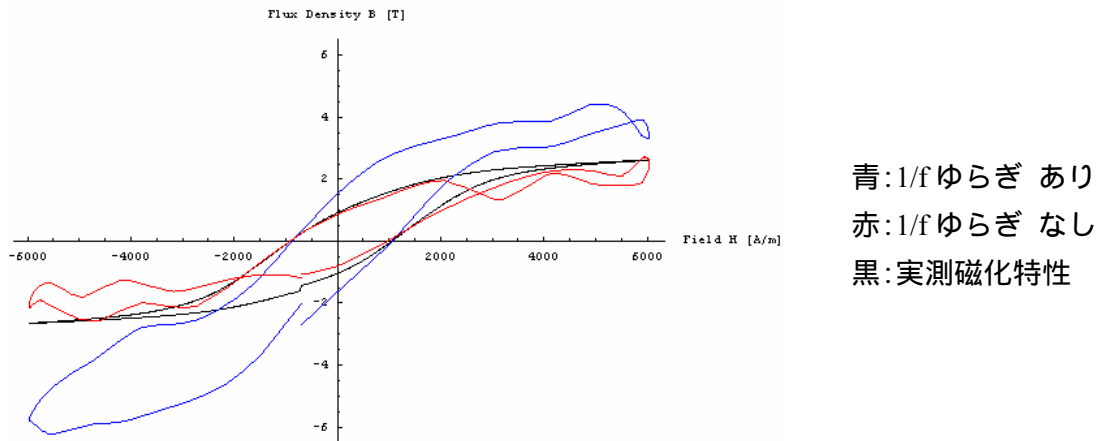


図 4.6. それぞれの磁化特性

図 4.5 ,図 4.6 から ,1/fゆらぎを呈する部分は 1/fゆらぎを呈さなかった部分に比べ ,飽和磁束密度が高いことがわかる .

4.2. 1/f ゆらぎと全体的磁化特性

4.1 節までは ,各画素単位の局所的磁化特性を求めていたが ,1/fゆらぎ呈する部分と 1/fゆらぎ呈さなかった部分の平均的磁化特性を求める . 図 4.7 が結果である .

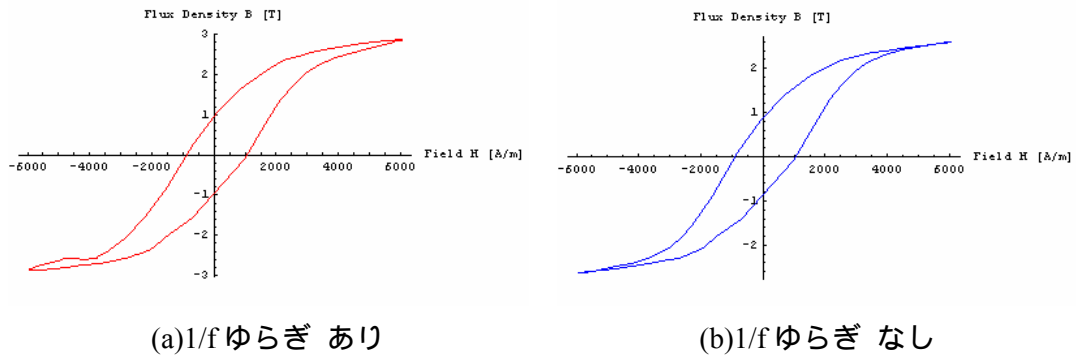


図 4.7. 1/f ゆらぎ呈する部分と 1/f ゆらぎ呈さなかった部分の平均的磁化特性

図 4.7 で ,1/fゆらぎ呈する部分と 1/fゆらぎ呈さなかった部分の平均的磁化特性の比較を容易にするため ,一つのグラフに纏めると図 4.8 のようになる .

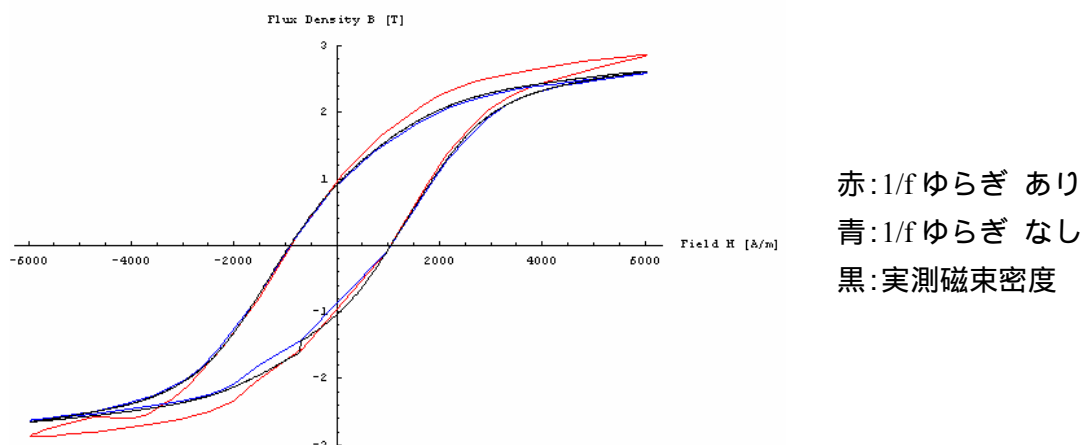


図 4.8. 1/f ゆらぎ呈する部分と 1/f ゆらぎ呈さなかった部分の平均的磁化特性の比較

図 4.8 から、赤の 1/f ゆらぎを呈する部分は青の呈さない部分に比べ、飽和磁束密度が高いことがわかった。

4.3. 各種磁性体の 1/f ゆらぎと鉄損の関係

1/f ゆらぎを呈する部分と 1/f ゆらぎを呈さなかった部分それぞれの鉄損を求め、両者を比較する。

鉄損はB-Hループの面積であるので、B-Hループで囲まれる面積を積分することで求めることができる。B-Hループで囲まれる面積を求める積分は、B-Hループを上昇と下降部分に分割することにより、計算が容易になる。図4.11は各試料の1/f ゆらぎを呈する部分と呈さない部分それぞれの平均的磁化特性から求めた磁界対鉄損の特性を示す。

表 4.1. 軟鉄の鉄損の比較

印加電圧[V]:	倍率 300[倍]		倍率 750[倍]	
	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]
0.10	238.777	226.278	243.210	225.998
0.15	753.176	722.532	761.373	721.189
0.20	1281.57	1247.27	1288.56	1245.4
0.25	1636.17	1594.94	1646.86	1591.27
0.30	2193.47	2123.25	2182.72	2120.02
0.35	2614.38	2461.08	2550.14	2458.03
0.40	3330.81	3067.23	3146.23	3068.65
0.45	3981.24	3740.26	3846.13	3738.13
0.50	4591.07	4148.77	4253.27	4156.42

0.55	5137.72	4882.86	5177.53	4858.10
0.60	5411.45	5143.22	5311.67	5140.87
0.65	4294.80	3931.02	4226.07	3913.61
0.70	6992.56	6235.31	6775.65	6191.01
0.75	5533.28	4904.38	5321.81	4875.94
0.80	6323.88	5502.81	5733.61	5519.46
0.85	8690.13	7138.54	8080.6	7093.01
0.90	8355.02	7439.97	7815.55	7448.08
0.95	9515.08	7568.21	7930.38	7622.58
1.00	6890.12	7220.84	8648.97	7025.53

表 4.2. 珪素鋼板の鉄損の比較

印加電圧[V]:	倍率 300[倍]		倍率 750[倍]	
	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]
0.10	123.761	113.679	130.589	113.519
0.15	413.932	351.379	402.852	351.384
0.20	512.227	413.884	474.829	415.332
0.25	863.811	693.128	733.784	697.250
0.30	1459.07	1144.75	1295.41	1152.08
0.35	1691.38	1216.36	1351.81	1231.59
0.40	2422.33	1772.04	2053.36	1791.61
0.45	2255.25	1718.68	1924.6	1737.04
0.50	2113.70	1597.49	1910.66	1613.20
0.55	2160.99	1704.00	1863.61	1722.16
0.60	3366.83	2770.88	2980.98	2798.99
0.65	1614.35	1453.78	1378.06	1472.77
0.70	2027.85	1845.45	1803.32	1862.06
0.75	2663.80	2347.78	2435.78	2368.34
0.80	2250.48	2038.75	2060.88	2056.65
0.85	3087.68	2860.60	3009.24	2870.28
0.90	3440.85	3125.74	3174.57	3149.11
0.95	3282.95	3035.03	2955.57	3068.23
1.00	3233.69	3036.81	3272.33	3038.98

表 4.3. ニッケルの鉄損の比較

印加電圧[V]:	倍率 300[倍]		倍率 750[倍]	
	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]
0.10	24.2014	25.7935	23.9593	25.858
0.15	8.58506	8.56931	7.14331	8.63911
0.20	0.43918	0.639179	0.274705	0.649044
0.25	4.58768	2.34873	0.78451	2.42978
0.30	110.573	117.841	115.915	117.931
0.35	286.438	282.308	284.648	282.243
0.40	526.062	530.185	542.926	529.231
0.45	870.816	896.701	926.904	894.429
0.50	1017.98	1050.73	1109.02	1046.96
0.55	1278.85	1300.69	1385.51	1294.06
0.60	1513.18	1536.19	1636.21	1530.83
0.65	1751.1	1773.37	1947.24	1767.9
0.70	1924.31	1993.09	2147.76	1986.84
0.75	2122.43	2118.27	2351.54	2113.26
0.80	2250.01	2250.21	2426.20	2246.60
0.85	2318.45	2305.6	2512.23	2302.4
0.90	2390.73	2526.84	2723.98	2521.92
0.95	2547.01	2685.6	2845.09	2682.43
1.00	2591.35	2723.38	2892.06	2720.44

表 4.4. パーマロイ(45%)の鉄損の比較

印加電圧[V]:	倍率 300[倍]		倍率 750[倍]	
	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]
0.10	186.378	181.359	188.011	181.343
0.15	353.486	370.760	399.151	370.147
0.20	711.441	738.277	796.232	735.426
0.25	1086.46	1148.30	1213.65	1144.49
0.30	1320.50	1369.05	1420.49	1363.16
0.35	1650.71	1678.18	1774.62	1669.97
0.40	1921.75	1969.63	2005.62	1963.7

0.45	2038.63	2138.71	2160.06	2130.87
0.50	2300.32	2390.24	2417.91	2381.16
0.55	2518.54	2534.24	2645.54	2519.89
0.60	2558.55	2585.71	2599.88	2582.19
0.65	2696.47	2762.17	2901.60	2737.33
0.70	2496.57	2553.16	2673.39	2531.25
0.75	2930.82	2987.92	3010.81	2979.75
0.80	3222.94	3220.76	3158.32	3226.62
0.85	2466.87	2495.09	2613.88	2475.86
0.90	3235.89	3289.67	3373.99	3271.67
0.95	3050.59	3095.66	3241.86	3071.51
1.00	2722.51	2835.57	2812.61	2825.76

表 4.5. パーマロイ(78%)の鉄損の比較

印加電圧[V]:	倍率 300[倍]		倍率 750[倍]	
	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎあり 鉄損 [J/m ²]	1/f ゆらぎなし 鉄損 [J/m ²]
0.10	20.7228	18.8006	19.189	18.8016
0.15	88.7689	93.4349	94.8354	93.376
0.20	195.089	200.632	203.626	200.407
0.25	229.151	240.519	251.968	239.863
0.30	220.704	233.936	239.218	233.272
0.35	210.627	220.152	219.72	219.758
0.40	288.784	297.059	303.519	296.069
0.45	203.560	209.076	213.036	208.343
0.50	350.577	357.825	357.257	357.307
0.55	166.990	170.562	172.953	170.04
0.60	291.604	293.643	307.741	291.87
0.65	117.850	101.930	99.1184	103.45
0.70	393.947	380.048	402.195	378.715
0.75	247.256	252.817	251.529	252.485
0.80	37.7880	11.48450	9.96429	14.164
0.85	494.651	518.821	534.376	514.795
0.90	258.820	273.213	315.089	266.431
0.95	40.3646	83.8830	88.4893	79.1333

1.00	96.1472	62.2853	74.8939	63.8264
------	---------	---------	---------	---------

表 4.1 から表 4.5 に示したように、試料を磁化するための励磁コイルに 0.10[V]から 1.00[V]まで 0.05[V]単位で印加電圧を変えて励磁した、 $1/f$ ゆらぎを呈する部分は呈さない部分に比べ鉄損が高い傾向にあることが判明した。

4.4. 鉄損分布の可視化

4.1.2 節の各画素単位で求めた磁化特性において、4.3 節で述べた方法で局所的な鉄損を計算し鉄損分布の可視化を行う。軟鉄、珪素鋼板、ニッケル、パーマロイ、それぞれの試料に対する鉄損分布を図 4.12 ~ 図 4.16 に示す。

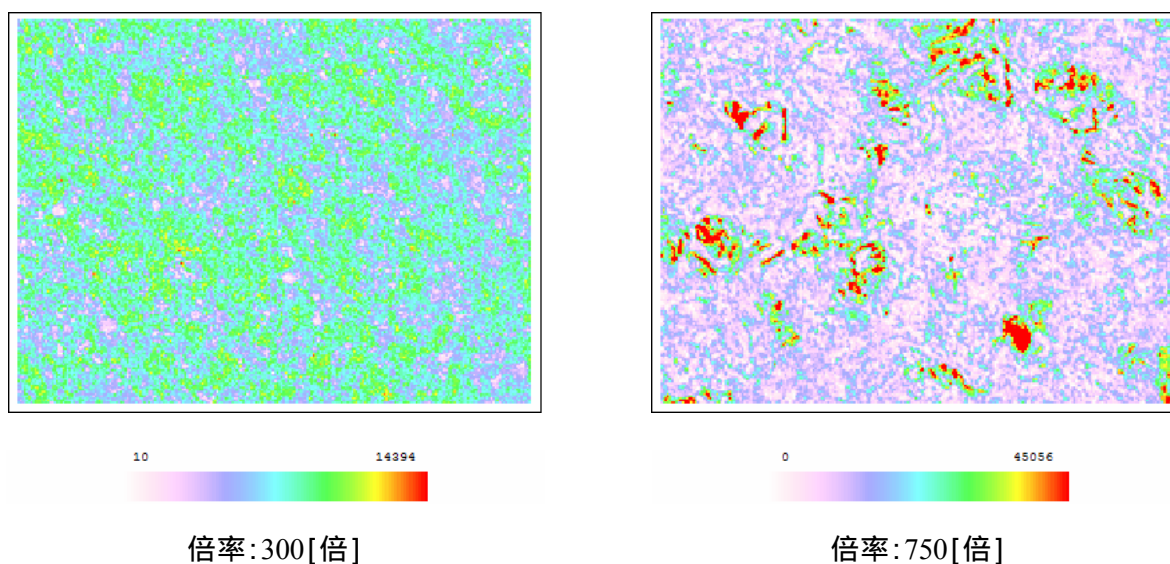
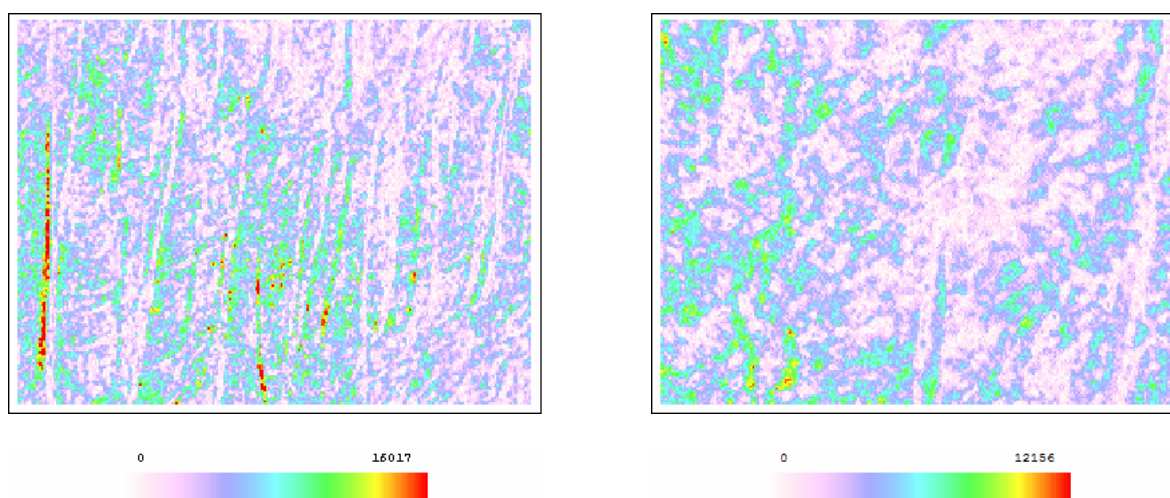


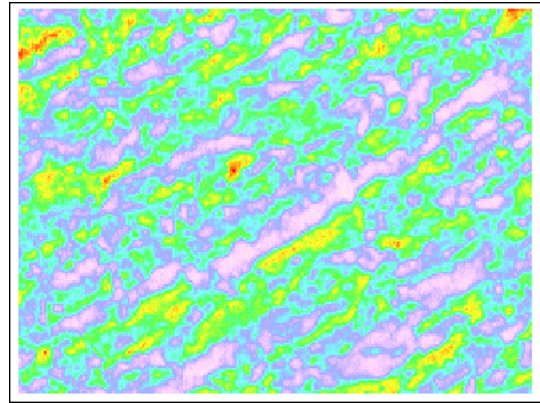
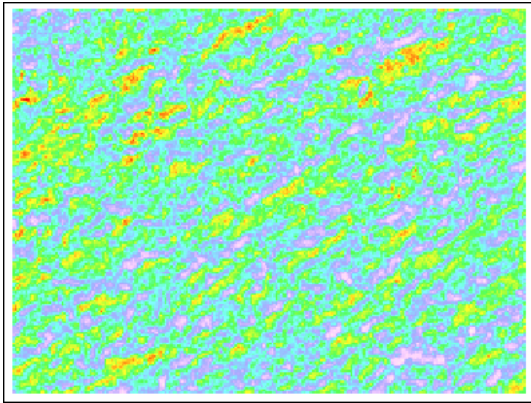
図 4.12. 鉄損分布の可視化 軟鉄 印加電圧:1.00[V]



倍率:300[倍]

倍率:750[倍]

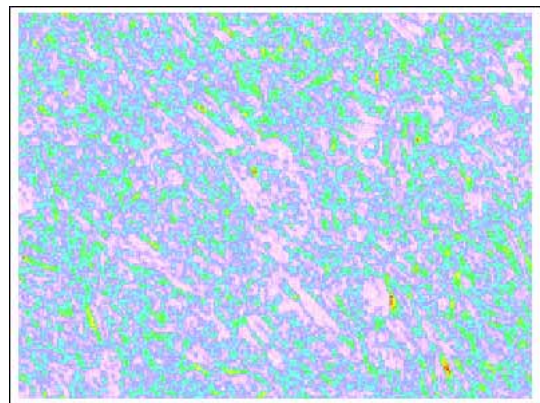
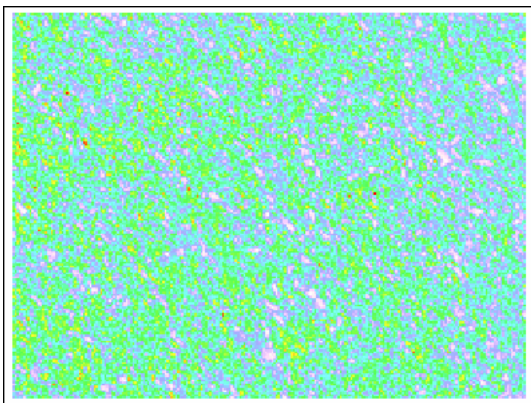
図 4.13. 鉄損分布の可視化 珪素鋼板 印加電圧:1.00[V]



倍率:300[倍]

倍率:750[倍]

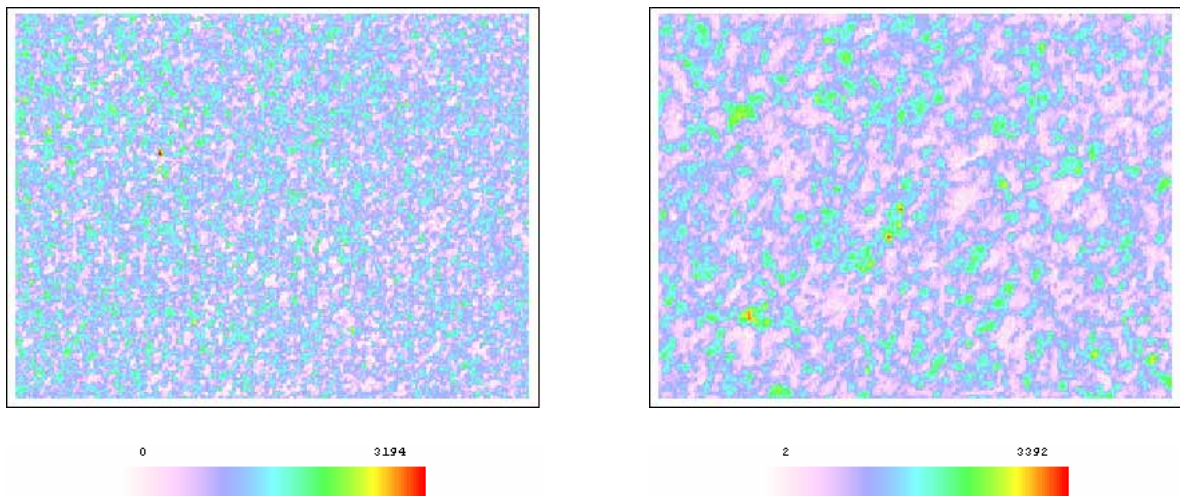
図 4.14. 鉄損分布の可視化 ニッケル 印加電圧:1.00[V]



倍率:300[倍]

倍率:750[倍]

図 4.15. 鉄損分布の可視化 パーマロイ(45%) 印加電圧:1.00[V]



倍率:300[倍]

倍率:750[倍]

図 4.16. 鉄損分布の可視化 パーマロイ(78%) 印加電圧:1.00[V]

4.5. まとめ

磁化させるための印加電圧によらず，磁性材料に問わずどの試料であっても， $1/f$ ゆらぎを呈する部分は，飽和磁束密度は高いが鉄損が多いことが判明した．

鉄損を削減するためにシリコンを含有させた無方向性珪素鋼板は $1/f$ ゆらぎ周波数特性で運動する磁区を削減し，結果として磁性体から生ずるノイズを削減していると考えられる．

鉄損分布で，珪素鋼板だけが 300[倍]と 750[倍]で値の差が少ないことが判明した．

5. 結論

従来から筆者の所属する研究グループでは、磁区挙動、磁壁移動が磁性体の磁化過程に結びついていることに着眼し、磁区挙動、磁壁移動を可視化した画像から、局所的磁化特性を評価する方法を開発している。本研究はその一貫であり、特に磁区のゆらぎ周波数特性を主眼として磁化特性を評価した結果を述べた。

2章では、磁性流体を用いたビッター法を用いて磁区動画像を得る方法を述べた。また、実験により、試料に発生する誘起電圧を測定することで磁化特性を求めることができた。

3章では、動画像の時間領域周波数解析について述べた。解析手法であるフーリエ変換とフーリエ余弦変換について述べ、時間領域周波数特性からそれぞれ固有の特徴量を抽出した。その固有の特徴量を「 $1/f$ ゆらぎ」と呼び、 $1/f$ ゆらぎと磁界の関係を考察したところ、初期磁化曲線に類似した傾向を持っていることが判明した。また、磁区が非可逆的磁壁移動を行っている場合に $1/f$ ゆらぎ現象が多く発生することが判明した。

4章では、ビッター法で可視化された磁区動画像のモノクロ濃淡値から、局所的磁化特性の評価を行い、さらに、 $1/f$ ゆらぎ周波数特性を抽出し、それぞれの磁化特性を比較した結果、 $1/f$ ゆらぎを呈する部分は、呈さない部分に比べ飽和磁束密度が高くなっているが鉄損も大きくなることが判明した。また、鉄損を削減するために非磁性体であるシリコンなどを含有させた場合、 $1/f$ ゆらぎ周波数特性で運動する磁区を削減し、結果として磁性体から生ずる磁気ノイズを削減していることが確認された。

各画素単位の磁化特性を求めたことにより、鉄損の分布を可視化した。軟鉄、ニッケル、パーマロイは倍率が 300[倍]の分布の時より、750[倍]の分布の方が鉄損のとり値の範囲が大きいのにに対して、珪素鋼板は、300[倍]と 750[倍]時を比較すると、鉄損値のレンジがほぼ一致した。これは、珪素鋼板の磁区構造が比較的大きいため、300[倍]以上の顕微鏡の倍率に無関係となったためと考えられる。

以上、本研究の結果を纏めると、 $1/f$ ゆらぎ周波数特性を呈する磁性体は、飽和磁束密度が高いが鉄損も大きくなり、 $1/f$ ゆらぎ周波数特性は磁気ノイズの原因になっている可能性が高いことが考察された。

参考文献

- [1] Alex Hubert, Rudolf Schaefer: “Magnetic Domains” (Springer.1998).
- [2] 藤咲忠晴, 早野誠治, 齋藤兆古: ビッター法による磁区画像から磁化特性評価, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-06-10, 2006.
- [3] 山田直平, 電気磁気学, 電気学会, オーム社.
- [4] 応用電磁著工学研究室, “応用電磁工学入門”, 参図テクス, 1996年初版
- [5] 川西健次, 近角聰信, 櫻井良文: 磁気工学ハンドブック, 朝倉書店(1998).
- [6] H. Endo, S. Hayano, H.Mogi, M.Fujikura, C.Kaido and Y. Saito: Estimation of Iron Loss Distribution by Image Helmholtz Equation Method, IEEE Trans. Magn., Vol. 39 No. 3, pp. 1377-1380, (2003年3月)
- [7] 寺西正晃, 丸山和夫, 早野誠治, 齋藤兆古, 堀井清之: 自然界の画像が持つ $1/f$ 周波数成分の可視化, 可視化情報シンポジウム(2005) B108.

研究業績

- [1] 須永高志, 寺西正晃, 齋藤兆古, 堀井清之: 「ビッター法による可視化磁区画像から $1/f$ ゆらぎの抽出」, 第34回可視化情報シンポジウム, 2006年度
- [2] 須永高志, 寺西正晃, 齋藤兆古: 「ビッター法による可視化磁区画像から周波数特性の抽出」, 第15回 MAGDA コンファレンス in 桐生, 2006年度, 講演論文集 p.89-p94
- [3] 須永高志, 寺西正晃, 齋藤兆古: 「ビッター法による可視化磁区画像から磁化特性の抽出」, 法政大学計算科学研究センター研究報告, 2006年度
- [4] 須永高志, 齋藤兆古, 堀井清之: 「ビッター法による磁性材料の鉄損分布の可視化」, 第35回可視化情報シンポジウム, 2007年度
- [5] 須永高志, 齋藤兆古: 「ビッター法による磁区画像から鉄損分布の可視化」, 法政大学計算科学研究センター研究報告, 2007年度

謝辞

本研究を進めるに当たり，齋藤兆古教授，早野誠治元教授には数多くのご指導，ご支援を賜りました．深く感謝致します．

また，齋藤兆古研究室の皆様には，公私にわたりご助言，ご支援を賜りました．ありがとうございました．

付録

付属の DVD に本論文，実験の詳細，計算結果，計算プログラム等の詳細を収録致します．