

—修士論文—

センサ駆動周波数を用いた
大電流測定用フラックスゲートセンサ
Fluxgate current sensor for large current
measurement using sensor driving frequency

2009年2月4日提出

指導教官 古関隆章 准教授
東京大学大学院 情報理工学系研究科 電子情報学専攻
学籍番号 76408
小幡 寛

内容梗概

フラックスゲート形電流センサに関する研究はこれまで数多く行われている。フラックス形電流センサは常温で高感度なセンサであり、数 mA オーダーの測定が可能である。そこで産業機器のバッテリーモニタリングシステムに幅広く用いられて、需要が高まっている。

本研究ではフラックスゲート形電流センサの駆動周波数に注目し、小電流測定だけでなく大電流測定も可能な測定原理を提案し、実装に向けて原理の検証を進めた。透磁率の変化によって磁気回路法に基づき状態空間法を用いた解析、コアの温度特性を測る実験から、コアと電気回路の特性がセンサ駆動周波数に影響することを確認した。そこで回路シミュレータによる解析を行い、コアの特性が大きく影響することを確認した。そこで磁気非線形を持つコアの傾斜データを簡易的な実験から、コアの特性がセンサ駆動周波数に与える影響について検討し、コアの特性限界を示す結果を得た。

Abstract

Today, there are many researches about fluxgate current sensor. The sensor is the most sensitive and reliable sensor among current sensors used in room temperature. This sensor can measure a few milliamperes DC current. It is therefore applied in various measurements, in particular battery monitoring system. It is used for small current measurement. In this paper the author carries out driving sensor frequency measurement method due to measure large DC current, and of it due to measure large current. The author examines this method by using magnetic circuit analysis, measurement effect of fluxgate current sensor and , generic circuit simulator(LTspice) and obtain magnetic nonlinearity data by experiment. From these research the author confirm that core's characteristic and electric circuit characteristic affect sensor driving frequency and at last validate availability of this method and therefore the author conclude the limit of core characteristic.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	フラックスゲートセンサ	1
1.2	本研究の背景と目的	2
1.3	本論文の構成	2
第 2 章	フラックスゲート形電流センサの動作原理	4
2.1	磁気回路法	4
2.1.1	磁気回路の基礎	4
2.1.2	電気回路と磁気回路の結合	4
2.2	フラックスゲート形電流センサの動作原理	6
2.2.1	大電流測定領域で用いるセンサ駆動周波数	12
2.2.2	大電流測定センサに用いる基本式と状態空間法	14
2.2.3	大電流測定センサの解析に用いる状態方程式と出力方程式	16
第 3 章	大電流測定領域で周波数を利用する測定原理の検証	18
3.1	センサ駆動周波数と測定電流の実験結果	18
3.2	状態空間法を用いた解析結果	21
3.3	フラックスゲートセンサ出力周波数の温度特性測定実験と結果	23
3.4	LTspice を用いた解析結果	29
第 4 章	磁気非線形性データ取得実験とデータのモデル化	32
4.1	実験理論	32
4.2	実験環境と実験手順	35
4.3	実験結果と結果のモデル化	36
4.4	磁気非線形の実データに基づく解析	49
第 5 章	結論	53
5.1	本研究のまとめ	53
5.2	今後の課題	53
参考文献		53
謝辞		55

Table of contents

Chapter 1	Introduction	1
1.1	Fluxgate current sensor	1
1.2	Background and purpose of this research	2
1.3	Composition of this paper	2
Chapter 2	Principle of fluxgate current sensor	4
2.1	Magnetic circuit	4
2.1.1	Basic of magnetic circuit	4
2.1.2	Conjunction of electric circuit and magnetic circuit	4
2.2	Principle of fluxgate current sensor	6
2.2.1	Sensor driving frequency for large current measurement	12
2.2.2	Basic equations and state space method for large current measurement	14
2.2.3	state equations and output equations for large current measurement sensor analysis	16
Chapter 3	Varification and measurement principle by using frequency in large current measurement area jjimental and simulation results of driving frequency sensor	18
3.1	Experimental result of driving frequency and measurement current	18
3.2	Result by state space method	21
3.4	Experiment and result about temperature characteristic of fluxgate current sensor output frequency	23
3.3	Simulation result in LTspice	29
Chapter 4	Experiment to obtain magnetic nonlinearity data and data modeling	32
4.1	Experimental principle	32
4.2	Experimental environment and experimental method	35
4.3	Experimental results and data modeling	36
4.4	Approximation of magnetic nonlinearity data	49
Chapter 5	Conclution	53
5.1	Summary of this research	53
5.2	Future Tasks	53
Reference		53
Acknowledgement		55

第1章 序論

1.1 フラックスゲートセンサ

フラックスゲートセンサは磁界センサの一種である。磁界センサは、磁界を測定対象とするセンサであり、主に図 1.1 に示した種類のセンサがある [1]。ここでは代表的な 3 つ、ホール素子、SQUID(Superconducting Quantum Interference Device)、フラックスゲートセンサをあげている。ホール素子はホール効果を用いて磁界を検出素子であり三種類の中で最も小型だが低感度であり、SQUID は超電導体を用いた超高感度の磁界センサだが冷却装置が必要となるため、コストも高く、装置も大きくなってしまいう [2][3]。このような点から、常温で使用する磁気センサとしてフラックスゲートセンサが注目されている。フラックスゲートセンサにも交流電流測定、直流電流測定可能な二種類あるが、本研究では直流(DC)専用のセンサを今回は研究対象としている。

このフラックスゲートセンサは軟磁性のコアに、大振幅で交流励磁するためのコイルと磁束密度の変化を検出するための検出コイルが巻きつけられており、さらに磁界を実際に感じる部分である素子と、素子を磁界センサとして駆動させるための電子回路から構成されている。このセンサ [4] は航空機の磁気探索や潜水艦探知、地磁気利用の鉱物資源探査、磁性金属探知機など微小な磁気検出に広く使用されており、古くから研究が行われている [5]。

また、電流が発生させる磁気を検出することで非接触方式の電流センサとしても応用される。

フラックスゲートセンサは測定分解能がホール素子よりも小さく、ホール素子では検出不可能な数 mA ~ 10mA の微小電流の検出が可能である。現在、フラックスゲート形電流センサは 0A-1.5A で誤差が 0.1 % が一般的な測定範囲である。

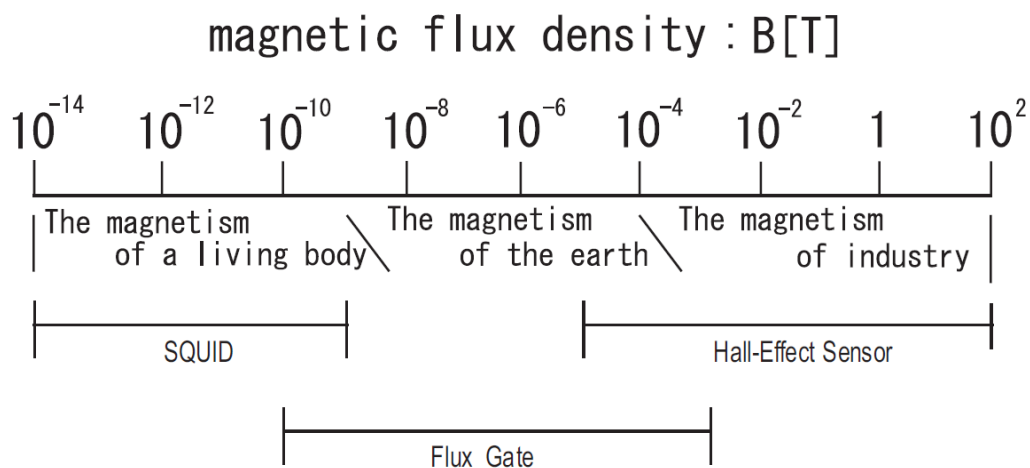


図 1.1: Detectable magnetic field range for carious type of sensors

1.2 本研究の背景と目的

フラックスゲートセンサはバッテリーの充放電を監視するためのバッテリーモニタリングセンサ (図 1.2) としても使用されている。特に漏れ電流の検出に用いられている。近年、電気自動車やハイブリット車の需要が高まるとともにフラックスゲートセンサの需要は高まっている。それと同時に、同じセンサで漏れ電流と負荷電流の測定を行うセンサについてコストの面からも需要が高まっている。

しかし、そのような負荷電流を測定するには数百 A 程度の電流値を判別する機能が求められる為、mA オーダーの測定をする現在のフラックスゲートでは双方の測定を実現できない。また、今までにフラックスゲートセンサの研究は薄膜化させる研究 [6] [7] や、形状を変えて小型化させる研究は行われている [8]。



図 1.2: Battery monitoring system

また小電流測定に用設計支援システム [9]、被測定電流に混じる AC 雑音の影響を小さくする研究 [10] は行われているが、また測定領域そのものを拡大する研究は行われていない。

そこで微小電流検出と大電流測定を可能とする手法として、外部回路にフィードバック機能を付加する、センサをもう一つ付加する、2 手法についてことを検討した。フィードバック機能を付加することで、直流バイアスを差し引くことで常に微小電流測定と同様の分解能で大電流測定も行うことが可能である。しかし、フィードバック用の回路、電圧源が必要となる。またセンサを二つ付加することで大電流と小電流を測定することは大電流測定専用のセンサが必要となり、コストが高くなる。

そこで、本研究で提案するセンサ駆動周波数を用いた測定原理は小電流測定の精度を持ちつつ、大電流測定を可能にする手法として最適な方法である。本論文ではセンサの駆動周波数に注目することで測定領域を従来のセンサよりも拡大することを目的とし、駆動周波数を用いた大電流測定の原理の提案と検証を行った。

1.3 本論文の構成

本論文では、第 2 章で本研究が対象としているフラックスゲート形電流センサの動作原理と、センサの駆動周波数に注目した測定方法について説明する。第 3 章では状態空間法を用いた解析結果とコアの

温度特性を検証する実験と結果について述べる。さらに、LTspice シミュレータから得られた結果とセンサ駆動周波数を用いた測定について、まとめを行う。第 4 章では、周波数駆動センサの設計支援に必要な磁気材料の非線形データの取得方法とデータ解析の方法について説明し、まとめを行った。第 5 章は本論文のまとめと、今後の課題について述べる。

第2章 フラックスゲート形電流センサの動作原理

フラックスゲート形電流センサは主にセンサのヘッド部分に用いられている磁性物質と外部の電気回路から構成されている。このセンサの特徴はセンサに用いている磁性体物質の高透磁率磁性体の透磁率が飽和磁束密度付近で急激に変化するために生じる非線形特性を利用している点である。そのため、電気回路と合わせて磁性体中を流れる磁束の量を考慮した計算を行う必要がある。そこで用いる方法が磁気回路法である。

2.1 磁気回路法

フラックスゲート形電流センサは、磁界を利用して動作する。つまり、電磁装置の設計を行う際、機器の形状・寸法を仮定して磁束分布などを計算し、それから特性を求め、所望の性能が得られるまで機器の設計法変更を行っていく方法が解析には必要となる。このように、形状や寸法を与えて修正して性能を求めていく場合、基本原理を元に最適化を行う必要がある。そこで使用するのが有限要素法や磁気回路法を用いた設計である [13]。ここで本研究では鉄心内の磁束を求めることが問題となり、コアの透磁率の変化により急峻な変化を扱う本解析では複雑な現象を簡潔に表現できる方法として磁気回路法の方が適している。そのため次節で磁気回路法について述べる。

2.1.1 磁気回路の基礎

図 2.1(a) のように磁性体で閉じた回路に磁束が通る場合、これを磁気回路と呼ぶ。磁性体の透磁率が空気に比べて桁違いに大きければ磁束はほとんど磁性体の中だけを通る。この場合、図 2.1(b) のように磁気回路を電気回路と同じように置き換えることができる。図 2.1(a) の磁気回路に N ターンの巻線が巻かれており、この巻線に $I[A]$ の電流が流れると NI だけの起磁力が生じ、磁性体中に磁束 Φ が流れる。 NI が電気回路の起電力に、 Φ が電流に対応し、 NI と Φ の比 R_{mag} が電気抵抗に対する磁気抵抗となる。

$$\Phi = \frac{NI}{R_{mag}} \quad (2.1)$$

磁気抵抗 R_{mag} は、磁性体の透磁率 μ 、磁性体の断面積を S 、磁路長を l_{mag} とすれば、式 (2.2) になる。

$$\Phi = \frac{l_{mag}}{\mu S} \quad (2.2)$$

2.1.2 電気回路と磁気回路の結合

磁気回路は電気回路や他の系とつながって初めて用をなす。そこで電気回路とつながっている場合、磁気回路は電気回路とどのように結合していくのかを検討する。図 2.2 に実際のフラックスゲートセンサの簡易的な図を示し、電気回路と磁気回路が結合した回路を説明。この場合、電気回路の電流値を磁

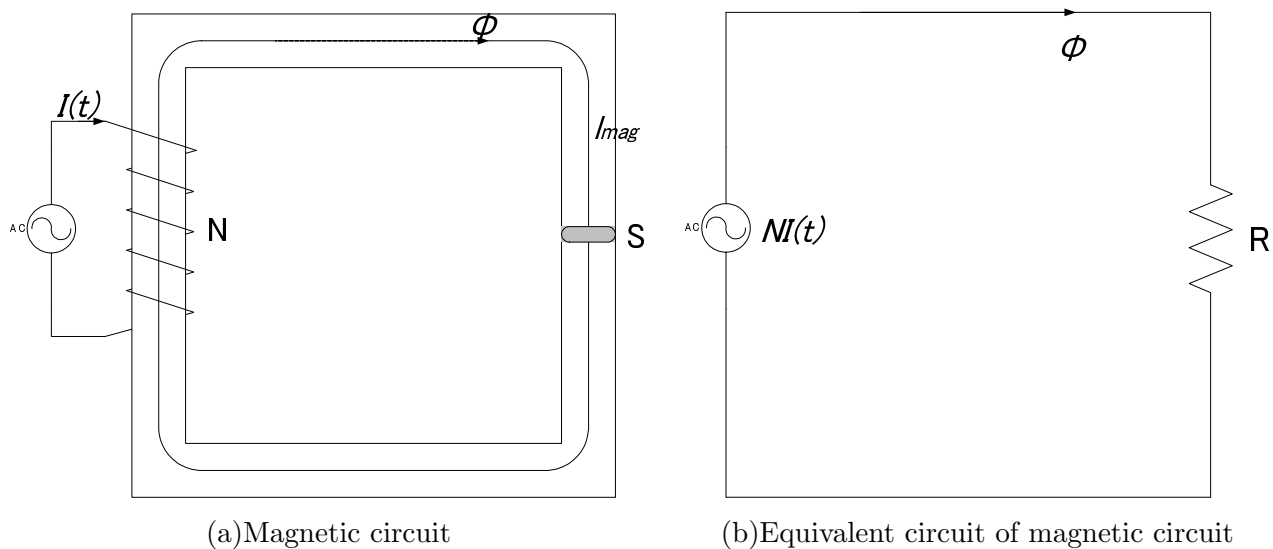


図 2.1: Equivalent circuit between electric circuit and magnetic circuit

電気回路の起磁力に変換し、電気回路の電流値を磁気回路では磁束量に変換して扱う。これによって電気回路と磁気回路が結合した場合でも計算が可能である。

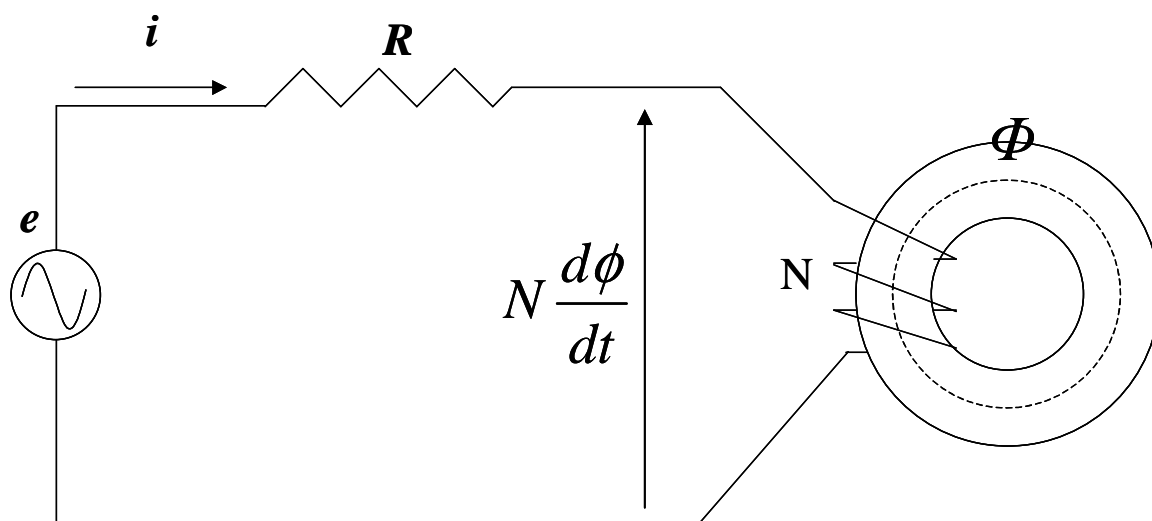


図 2.2: The magnetic circuit and electric circuit

2.2 フラックスゲート形電流センサの動作原理

本章ではフラックスゲートセンサの動作原理について記述する。[4][15]。また本研究で使用したフラックスゲートセンサについては図 2.4 に示し、フラックスゲートセンサのコアのヘッド部分の略図を図 2.3 に示した。図 2.3 中のセンサの各々のパラメータについては表 2.1 に示した。ここで注意しなければならないことは、コアの断面積についてだが、コアは薄いリング状のパーマロイ材が 4 枚積み重なった状態になっている。つまり、断面積を求める計算はコアの内径と外径を用い、さらにパーマロイ材一枚の厚さとパーマロイ材の枚数を基に計算を行った。

センサの構成については、図 2.3 のような円環状の磁性体に巻線が巻かれており、外部から電圧を印加することで巻線に電流を流す。その状態で磁性体の中心を被測定電流 I_{ext} が流れる。

この状態で測定電流が変化した場合、巻線を通る電流波形と電圧波形がどのように変化するかを図 2.5 ~ 図 2.7 に示した。

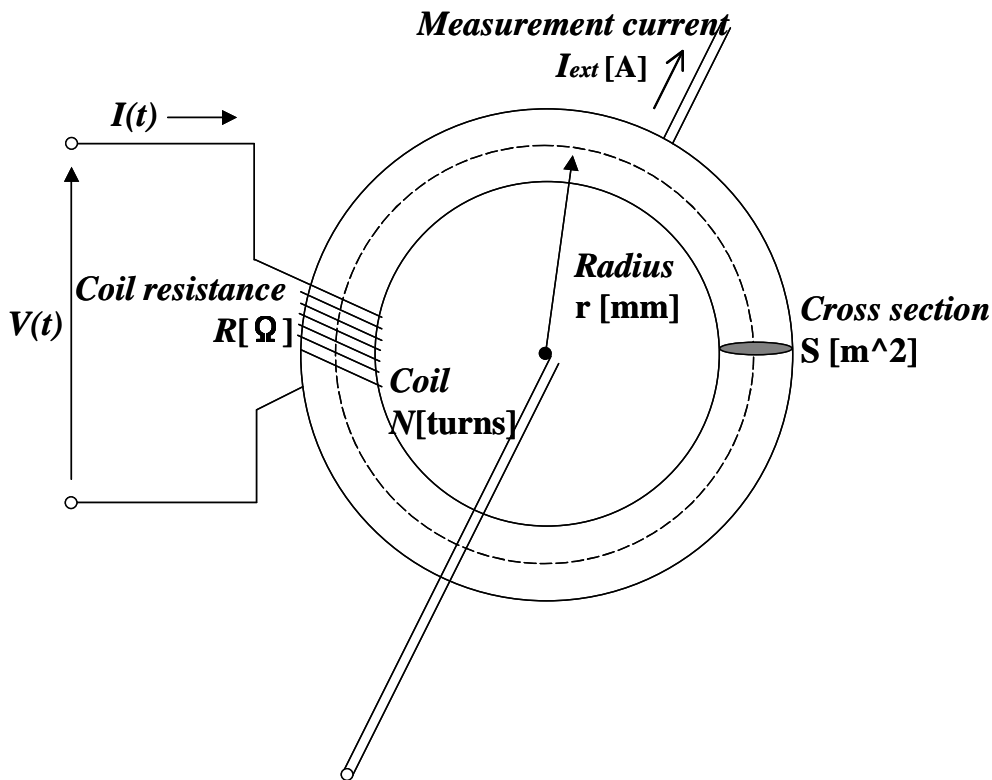


図 2.3: The structure of flux-gate current sensors

ただし、図 2.5 ~ 図 2.7 の (a) と (b) の違いは出力電流に閾値に応じたりレー回路を付加したかどうかの違いである。ここで、図 2.5 は $I_{ext}=0$ の場合の結果だが、この場合は正負の領域において出力電流波形は左右対称となっている。しかし、 $I_{ext} > 0$ や $I_{ext} < 0$ の場合には、 I_{ext} によって生じる磁束が一方へ重畳されるため、正領域または負領域において飽和に達する時間が一方向で早くなる。その結果、左右の対称性が崩れている。

このような現象を利用し、出力電流に閾値を設定することで電圧波形を交差に切り替える機能を付け加えると図 2.5(a) ~ 図 2.7(a) が図 2.5(b) ~ 図 2.7(b) のような波形となる。この時 1 周期 T に対して、1 周期中で電圧がプラス側に触れている時間を t_p とした場合、このデューティ比 (t_p/T) と測定電流の関係は図 2.8 のような線形になる。このようにデューティ比から最終的な出力を得るため、コアの優劣に左右されない利点がある。

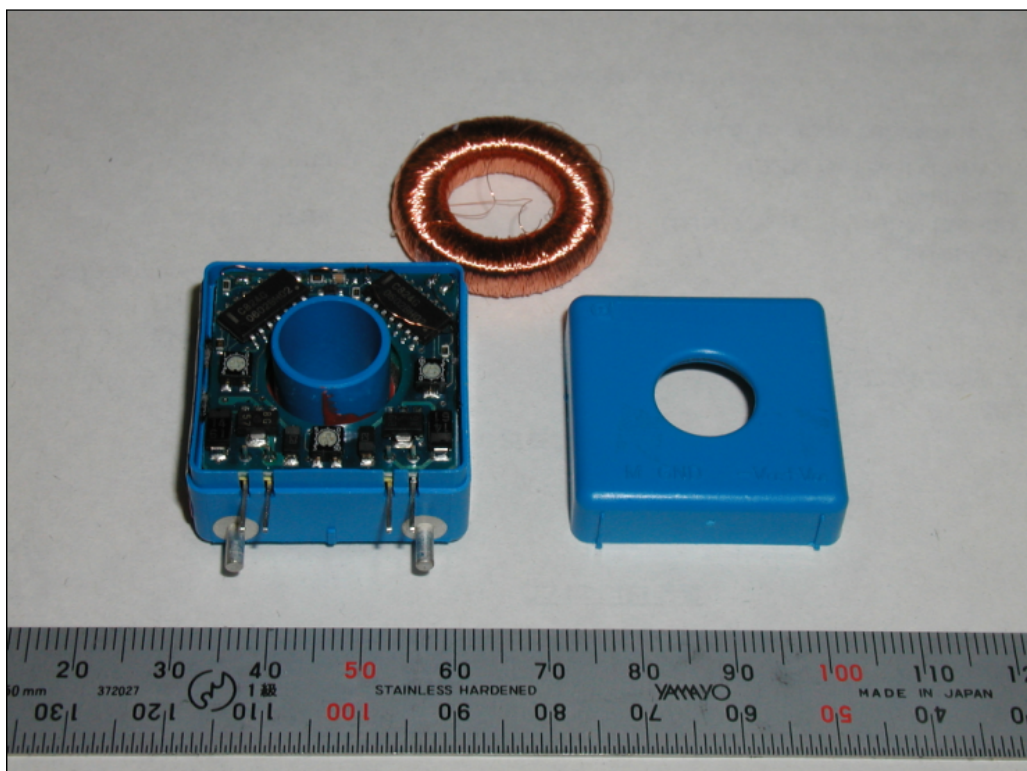
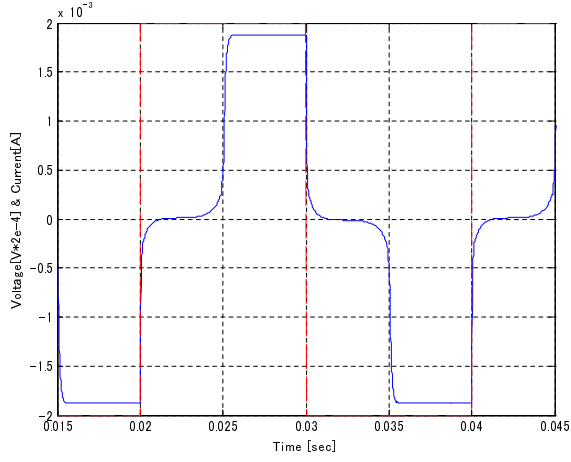


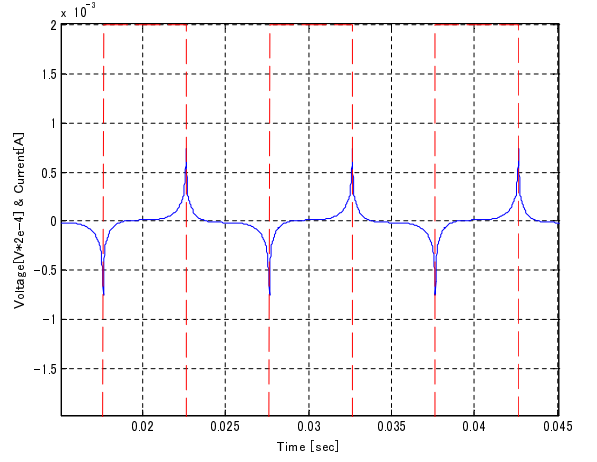
図 2.4: Fluxgate-current sensor

表 2.1: Parameters of fluxgate sensor

コアの外径	23.05 [mm]
コアの内径	18.00 [mm]
コアの半径 r	10.26 [mm]
巻き線数	1000 [turns]
コアの断面積 S	3.535×10^6 [turns]
抵抗 R	390.0 [Ω]
電圧 $V(t)$	± 5.4 [V]

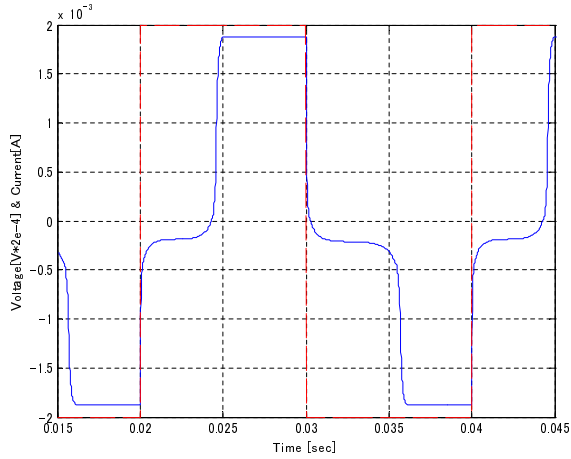


(a)V: without the function of switching

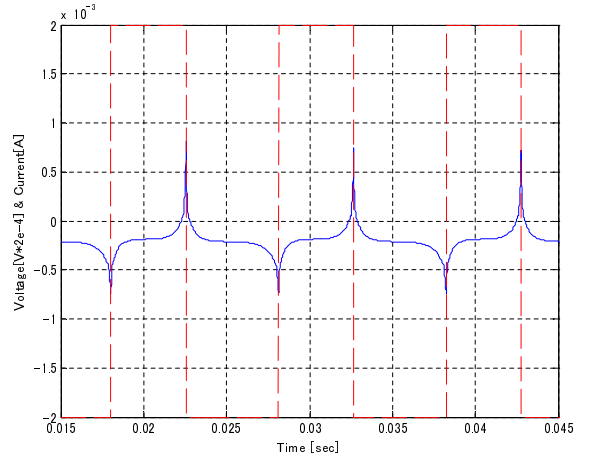


(b) V: with the function of switching

⊠ 2.5: Vlotage steps and current response ($I_{ext} = 0$)

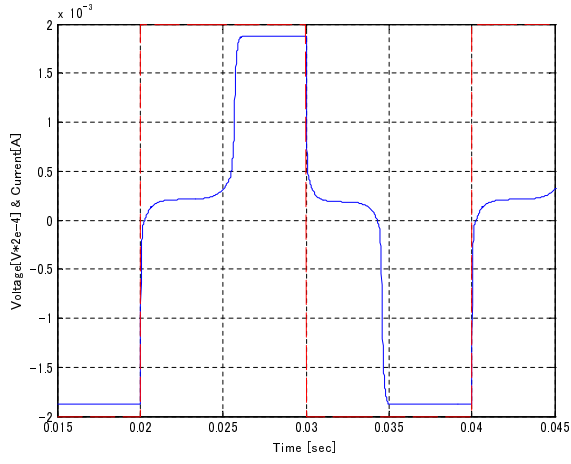


(a)V: without the function of switching

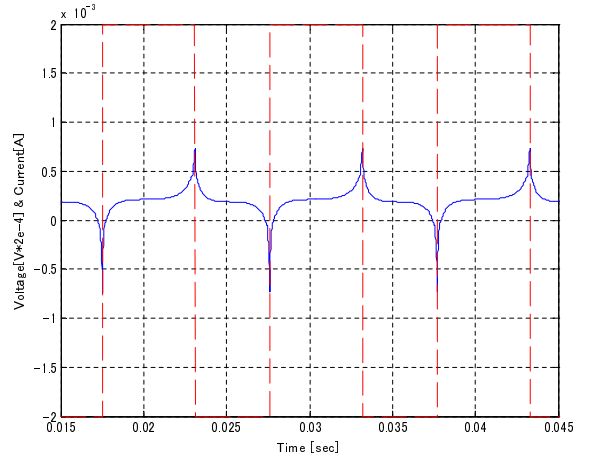


(b) V: with the function of switching

⊠ 2.6: Vlotage steps and current response ($I_{ext} > 0$)



(a) V: without the function of switching



(b) V: with the function of switching

Fig. 2.7: Voltage steps and current response ($I_{ext} < 0$)

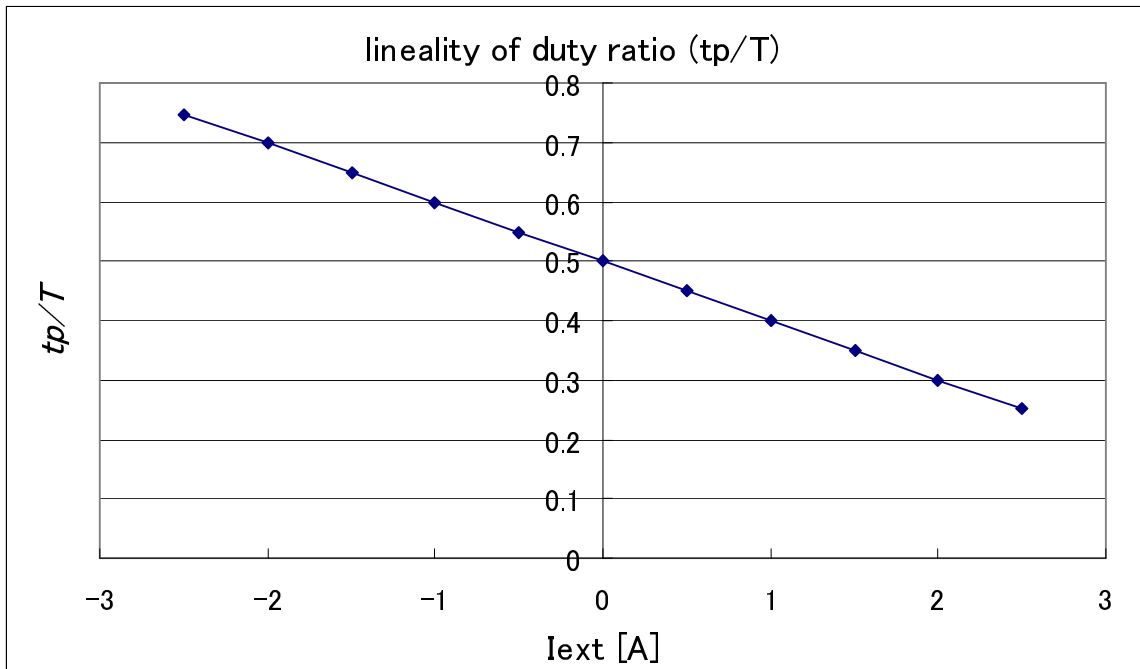


Fig. 2.8: Measurement current and duty ratio

ここで、述べたことがフラックスゲートセンサの原理であり、このデューティ比の線形性を用いることで I_{ext} の測定が可能である。しかし実際の測定においては、このパルス幅 t_p の比率を検出することは不可であるため、実際の計測では出力電流信号をローパスフィルタに通すことで直流成分を取り出し、それが被測定電流に比例することから I_{ext} を検出している。

また先程説明したような図 2.5～図 2.7 の非線形な電流波形の急峻な変化は磁性体に巻線を巻いた部分に関係している。したがって外部から電圧をかけることで、動作点は図 2.9 に示すようにヒステリシスカープ上を動き、インダクタンスの大きさが時間とともに変化する。また、このインダクタンスの大きさは $\mu = \frac{dB}{dH}$ に比例している。

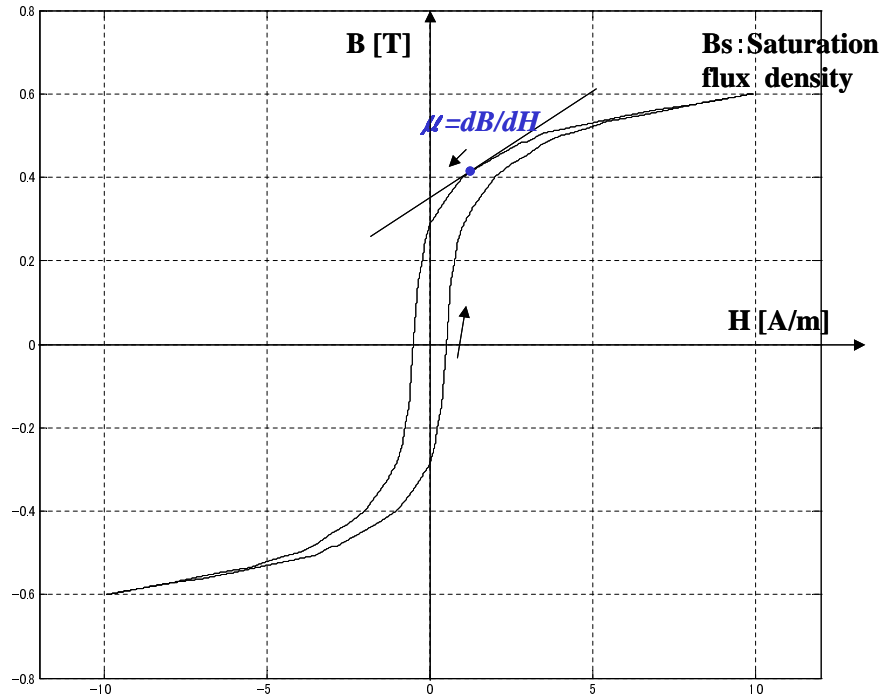


図 2.9: Hysteresis curve

さて、ここでフラックスゲートセンサの原理を説明する基本式について説明する。コアに流れる電流と発生する磁束の関係はアンペールの法則より式 (2.3) のようになる (ただし、各々のパラメータは図 2.3 に対応している)。磁束密度や磁束、磁束の総和から以下のように立式できる。

$$H(2\pi r) = NI \quad (2.3)$$

$$B = \mu H \quad (2.4)$$

$$\phi = BS = \mu \frac{NIS}{2\pi r} \quad (2.5)$$

$$N\phi = LI \quad (2.6)$$

また、式 (2.3) ~ 式 (2.6) より、磁性体が有するインダクタンス L は式 (2.7) のようになる。

$$L = \frac{\mu N^2 S}{2\pi r} \quad (2.7)$$

ここで RL 回路の時定数は $\tau = \frac{L}{R}$ なので

$$\tau = \frac{L}{R} = \frac{\mu N^2 S}{2\pi r R} \quad (2.8)$$

となる。したがって、 μ の大きさ、つまりヒステリシスループ上の接線の傾き $\mu = \frac{dB}{dH}$ によって時定数が大きく変化することが分かる。したがって、時定数の変化が電流波形の変化になることが説明できる。

2.2.1 大電流測定領域で用いるセンサ駆動周波数

本章では本研究で注目するセンサの駆動周波数について、さらに駆動周波数が変化する原理について述べる。本研究で用いるセンサの駆動周波数とはセンサの巻線を通る電流値の周波数である。小電流用のモード1は周波数情報を落とし口バストな状況に対応できる高精度センサである。しかし、1.5 [A]までの測定しか行うことができない。そこで、本研究では大電流測定にセンサ駆動周波数を用いることを提案する。図2.10は、測定電流の上昇とセンサ駆動周波数の関係を示した結果である。ここに示したように、小電流測定をモード1、大電流測定をモード2と呼ぶ。このようにモード2の測定領域を拡大することが目的である。

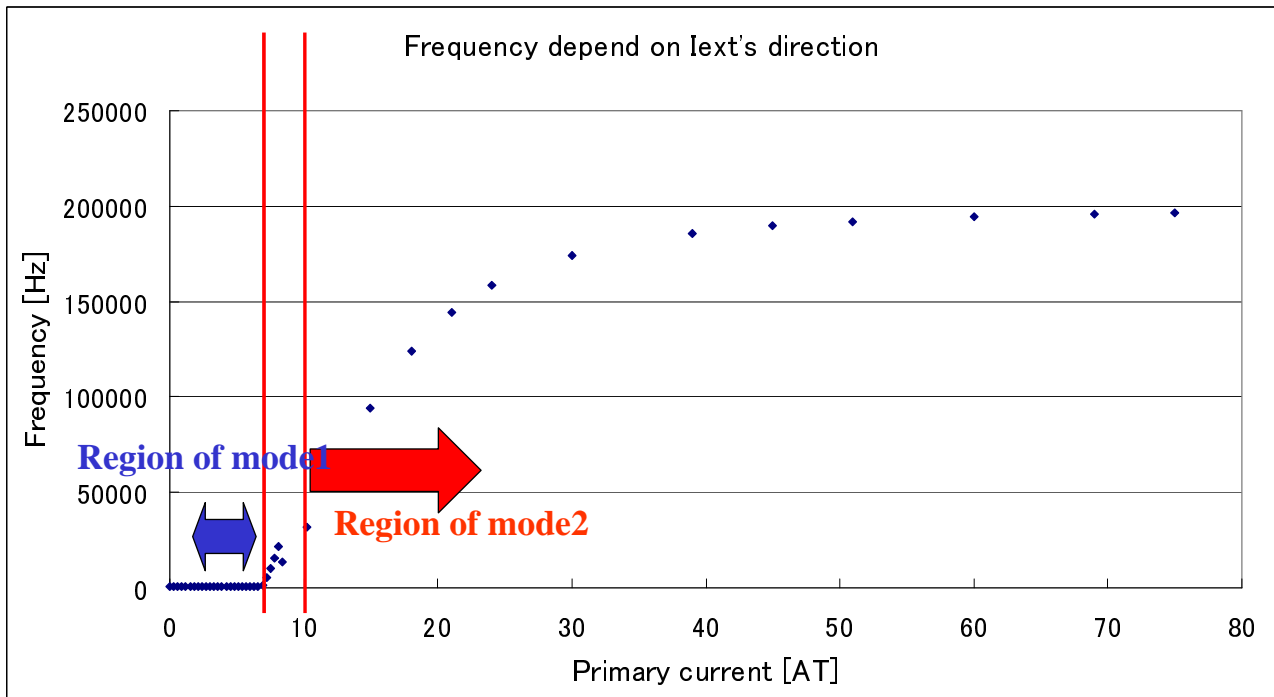


図 2.10: Explanation of mode1 and mode2

また、本研究では解析に汎用性を持たせるためコアのヒステリシスデータに近似曲線を用いている。図2.11には実際のコアのヒステリシスカーブと、近似曲線について示している。ここで一本の近似曲線を用いている理由は、磁性材料の性質として大きなヒステリシスを有するコアは鉄損が生じるため、小電流測定に用いるフラックスゲートセンサには理想的にヒステリシス部分を持たないコアが好まれる。動作原理から考えればヒステリシスの大きさに関わらずヒステリシス曲線の傾きによって動作が決定されるため、ヒステリシスカーブを一本で近似することで動作に影響が出ることは、殆んど考えられない。さらに、本研究は小電流の測定より大電流測定に注目しているため、飽和領域の傾きの方が重要である。したがって、飽和領域のヒステリシスデータに合わせて一本の近似曲線を用いている。

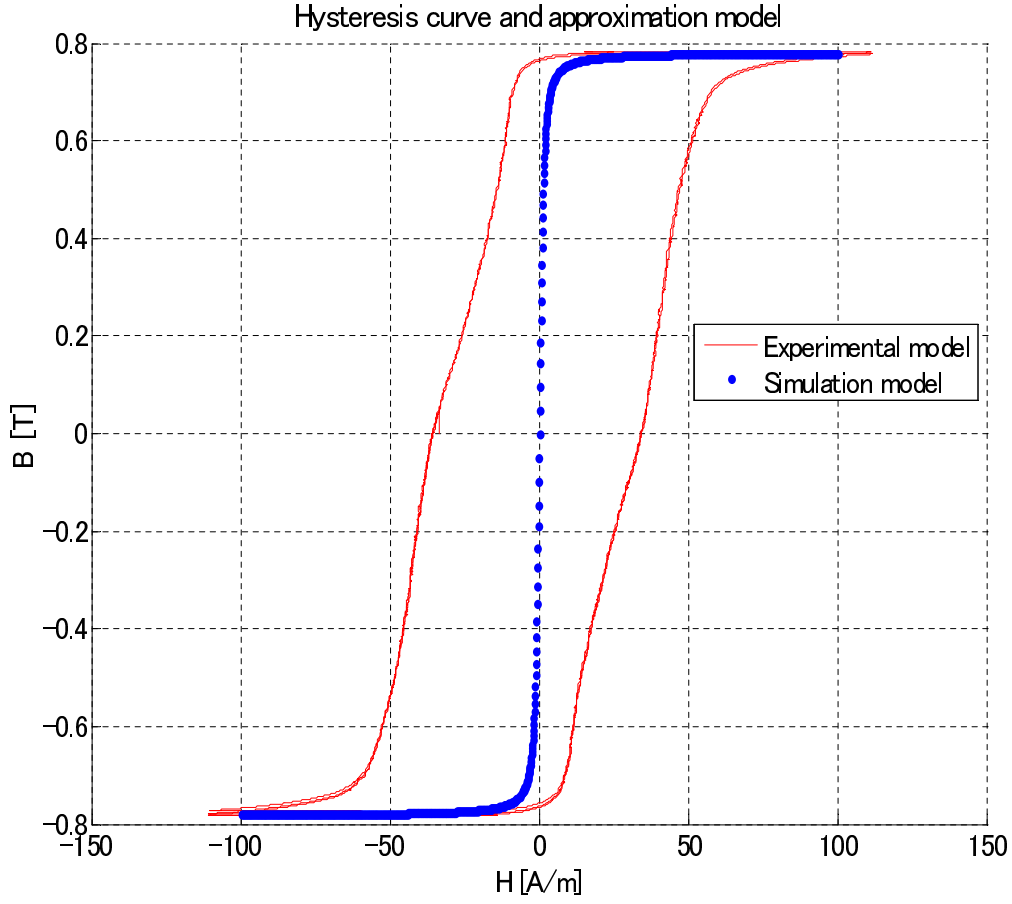


図 2.11: Approximate Hysteresis curve

次にヒステリシスカートの近似式モデルについて述べる。今回用いた近似式モデルは式 (2.9) に示した。この数式は磁界解析ソフト (Flux3D) で使用されている数式モデルを適用した。この近似曲線を用いるメリットは、シグモイド関数や arctangent を用いた関数では比透磁率と最大磁束密度を任意に設定できる近似モデルであるが、今回用いた関数は BH カーブの曲がり具合まで図 2.12 のように調整できる利点がある。したがって、ヒステリシスカートの傾きを柔軟にパラメータの調整で可能になる。

$$B(H) = \mu_0 H + B_s \frac{\mu_0 H \frac{\mu_r - 1}{B_s} + 1}{2(1 - \alpha)} - B_s \frac{\sqrt{(\mu_0 H \frac{\mu_r - 1}{B_s} + 1)^2 - 4\mu_0 H \frac{\mu_r - 1}{B_s} (1 - \alpha)}}{2(1 - \alpha)} \quad (2.9)$$

ただし、 B :磁束密度, H :磁界の強さ, μ_0 :真空の透磁率, B_s :飽和磁束密度, μ_r :比透磁率, α :曲線屈折率である。

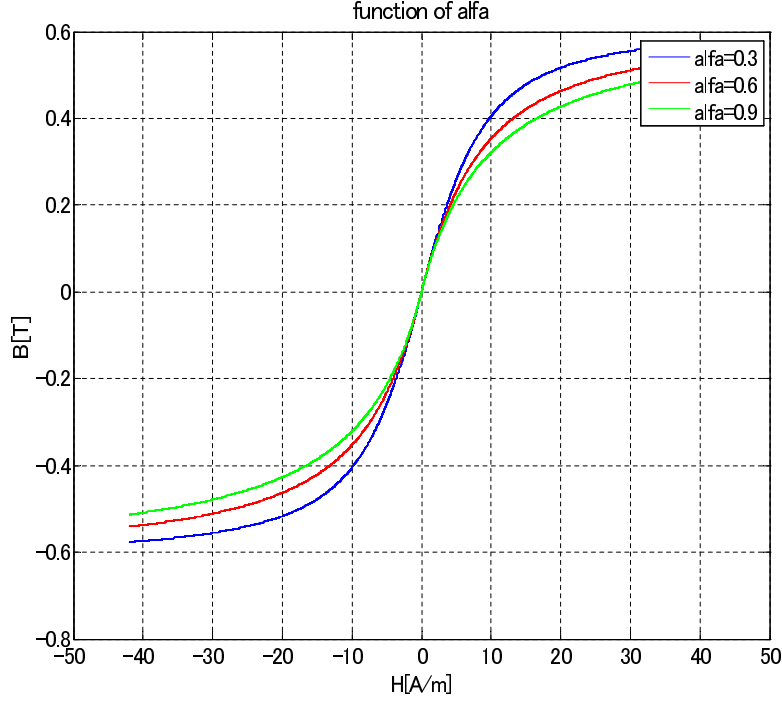


図 2.12: Function of bending parameter α

2.2.2 大電流測定センサに用いる基本式と状態空間法

本章では本研究の解析を行う上で基本となる式を示す。本研究の前任者である古関研究室橋口氏の論文 [9] によると、Simulink による解析では時定数の急激な変化にシミュレータが対応していない。そこで厳密解を求めることができる状態空間法を採用している。この方法では厳密解のつなぎ合わせによって解析を行うため、高精度な解析が行える。また同氏論文ではヒステリシスカートをドットを線で結んだヒステリシスカートをを用い、磁束密度から磁界の大きさを計算させているが、本研究で用いた近似式を本解析に適用した場合にも同様の結果が得られた。したがって状態空間法を用いて解析を行う。また、先行研究である同氏のモデルでは電流が磁界の強さを決定し、磁界の強さによって磁束密度が決まる自然現象に反するモデルとなっている。そこで本研究では、以下のような数式計算を行い、電流値から磁界の大きさを決定し、磁界の大きさからヒステリシスカートの傾きを求める計算式へと変更した。その基本式を式 (2.10) ~ (2.12) に示す。

$$V(t) = RI(t) + N \frac{d\phi(t)}{dt} = RI(t) + NS \frac{dB(t)}{dt} \quad (2.10)$$

$$H(t) = \frac{1}{2\pi r} (NI(t) + I_{ext}) \quad (2.11)$$

$$\frac{dB(t)}{dt} = \frac{dB(t)}{dH(t)} \cdot \frac{dH(t)}{dt} \quad (2.12)$$

式 (2.11) を t で微分すると

$$\frac{dH(t)}{dt} = \frac{1}{2\pi r} \left(N \frac{dI(t)}{dt} + \frac{dI_{ext}}{dt} \right) \quad (2.13)$$

となる。

また式 (2.12) と式 (2.13) を式 (2.10) に代入すると

$$\frac{dI(t)}{dt} = \frac{2\pi r}{N^2 S} (V(t) - I(t)R) \cdot \frac{dH(t)}{dB(t)} \quad (2.14)$$

実際に解析に用いる数式は式 (2.11) と式 (2.14) である。

2.2.3 大電流測定センサの解析に用いる状態方程式と出力方程式

先程示した基本式を用いて解析を行う際、漸化式表現にしなければならない。そこで解析に用いる状態方程式と出力方程式について述べる。

基本式より式 (2.11) に示す出力方程式、及び式 (2.15) に示した状態方程式を得た。

$$H(t) = \frac{N}{2\pi r} I(t) + \frac{1}{2\pi r} I_e$$

$$\frac{dI(t)}{dt} = \frac{2\pi r}{N^2 S} (V(t) - I(t)R) \cdot \frac{dH(t)}{dB(t)} \quad (2.15)$$

これらを状態遷移行列を用いて漸化式表現にする。出力方程式は式 (2.16) のように表現され、状態方程式は式 (2.17) のようになる。ただし T_s はタイムステップである。

$$H(n) = \frac{N}{2\pi r} I(n) + \frac{1}{2\pi r} I_{ext} \quad (2.16)$$

$$I(n+1) = e^{A(n)T_s} I(n) + \int_{nT_s}^{(n+1)T_s} e^{A(n)[(n+1)T_s-\tau]} u(\tau) d\tau \quad (2.17)$$

ここで、 $A(n)$ 、及び $u(n)$ は次のものである。

$$A(n) = \frac{-2\pi r}{N^2 S} \cdot R \cdot \frac{dH(n)}{dB(n)} \quad (2.18)$$

$$u(n) = \frac{2\pi r}{N^2 S} \cdot V(n) \cdot \frac{dH(n)}{dB(n)} \quad (2.19)$$

ここで式 (2.17) の右辺第 2 項について検討する。積分区間内では $u(t)$ は一定値としてよいことから次のように変形される。

$$\int_{nT_s}^{(n+1)T_s} e^{A(n)[(n+1)T_s-\tau]} u(\tau) d\tau = u(n) \cdot \int_0^{T_s} e^{A(n)[T_s-\tau]} d\tau = u(n) \cdot e^{A(n)T_s} \cdot \int_0^{T_s} e^{-A(n)\tau} d\tau$$

$$= (e^{T_s} - 1) \quad (2.20)$$

したがって、以下の漸化式を用いて解析を行った。

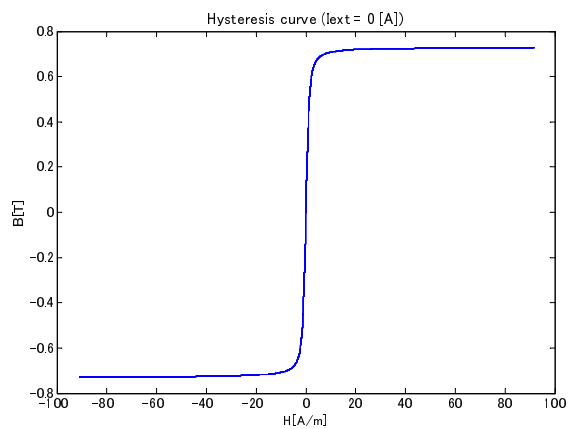
$$I(n+1) = e^{A(n)T_s} I(n) + u(n) \cdot (e^{T_s} - 1) \quad (2.21)$$

$$H(n) = \frac{1}{2\pi r} (NI(n) + I_{ext}) \quad (2.22)$$

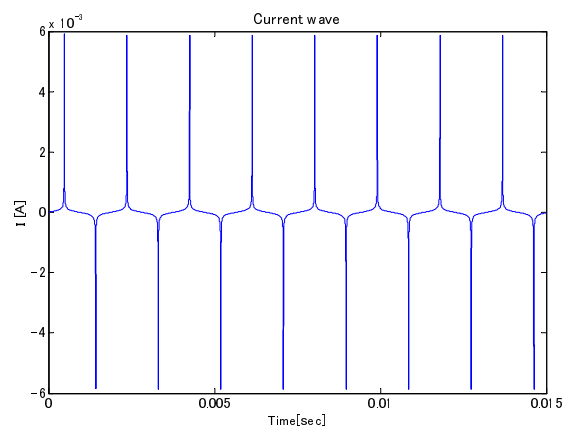
以上に示したように、本研究で対象とするモード 2 領域の解析は理論的にはヒステリシスカーブの傾きに依存した数式を用いる。つまり、モード 2 はコアの性質に大きく影響を受けることが分かる。

ここで、この状態方程式と出力方程式を用いて解析した結果を図 2.13 と図 2.14 に示す。

この図 2.13(a) と図 2.14(a) を比較すると、測定電流が大きいと直流電流によって生じる磁束分のバイアスが加算されるため、動作点がヒステリシス曲線上でシフトしている。それに伴って周波数も上がっていることが図 2.14(b) の図から確認できる。つまり、ヒステリシス曲線がシフトすると同時に瞬時的なヒステリシスカーブの傾きも小さくなり、結果的に電流の立ち上がりが早くなる。したがって周波数が上昇すると考えられる。

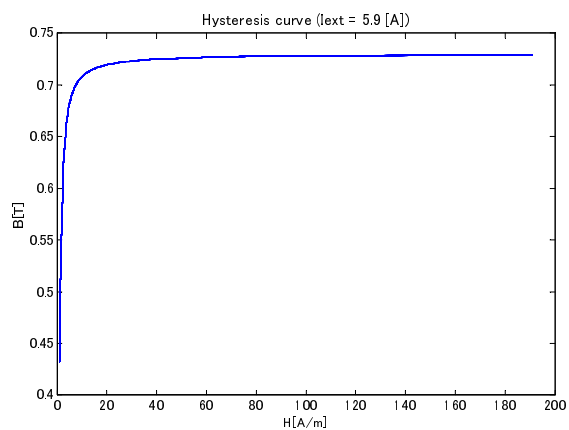


(a) BH curve

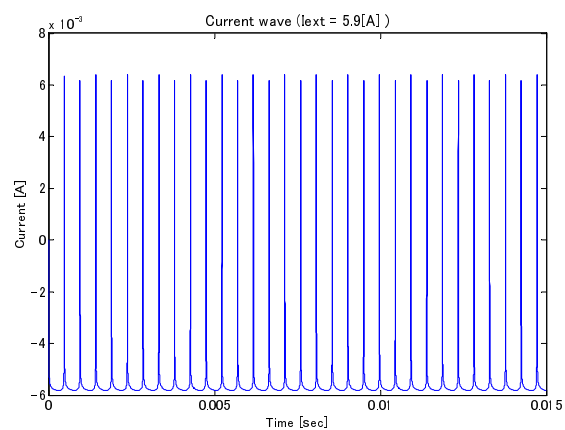


(b) Current wave

☒ 2.13: External current is 0 [A]



(a) BH curve



(b) Current wave

☒ 2.14: External current is 5.9 [A]

第3章 大電流測定領域で周波数を利用する測定原理の検証

本章では、測定電流とセンサ駆動周波数の関係を実験から測定した結果を示し、周波数を用いた測定原理を実験結果と理論的計算の比較から検討を行う。

まず、先程示した状態空間法を用いた解析結果を示す。その後、磁性体は温度によって特性が変化する可能性があることを考慮し、センサ外部の温度がセンサ駆動周波数にどのような影響を与えるか、外部温度との関係を実験から示した。その結果、回路の影響を考慮する必要がある結果を得たため、回路モデルと同等の回路を回路シミュレータ (LTspice) で作成し、その計算結果を最後に示し検討を行う。

3.1 センサ駆動周波数と測定電流の実験結果

本章では実験で測定したセンサ駆動周波数と測定電流 (I_{ext}) の関係を示す。その結果が図 3.1 と図 3.2 である。図 3.1 は測定電流を 0 ~ 100 アンペアターン [AT] の間で変化させた場合のセンサの駆動周波数の結果である。図 3.2 は小電流領域を拡大し 0 [AT] から 8 [AT] の領域を拡大した結果である。実際にモード 1 は 1.5 [AT] までの小電流測定に用いているが、周波数の上昇する領域を考えれば 7 [AT] 以降、また周波数が増える初期は波形にばらつきが見られ周波数が安定しない領域がある。したがって周波数が安定し始める 10 [AT] から 40 [AT] までの周波数の上昇部分を新しい測定方法に应用することを考えられる。

この時、測定電流が 0 [AT] と 6 [AT] のセンサの電流波形と電圧波形を図 3.3 と図 3.4 に示した。その結果、測定電流が増えるにつれて波形の対称性が崩れ電流波形の周波数が増えていくことが確認できる。

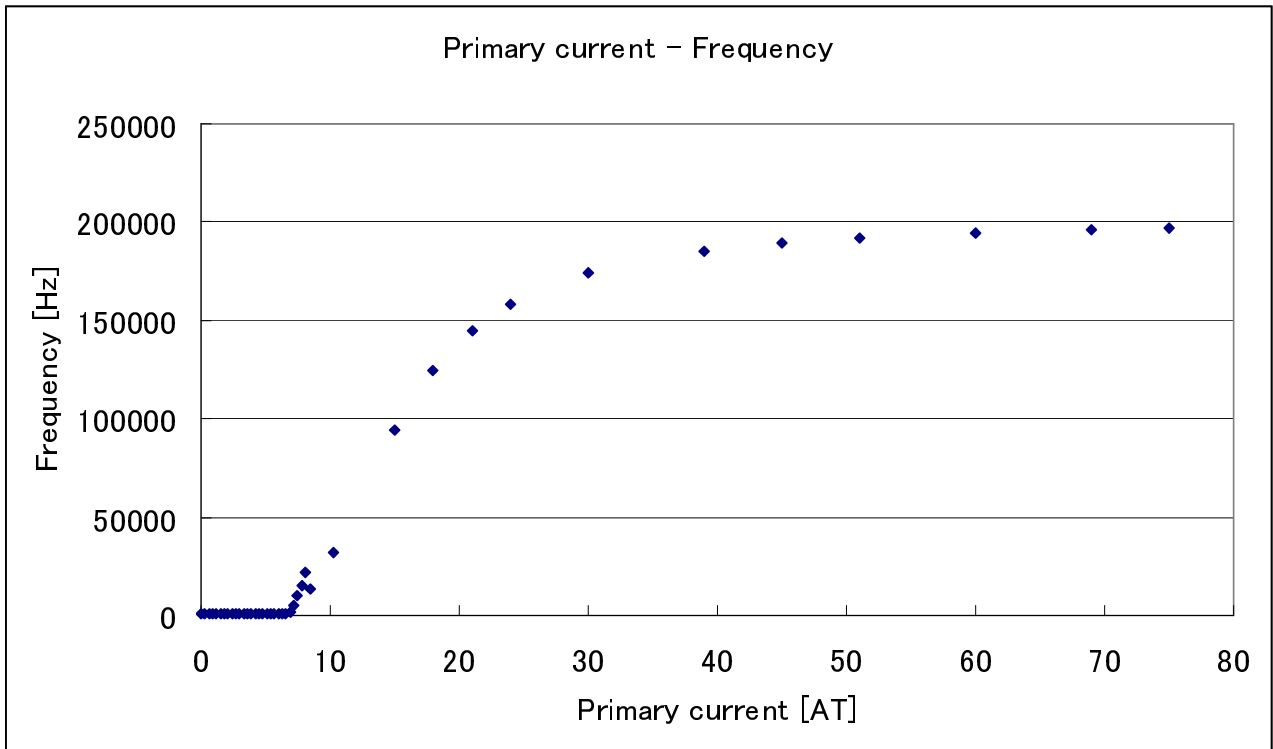


Fig. 3.1: Frequency - measurement current (Primary current)

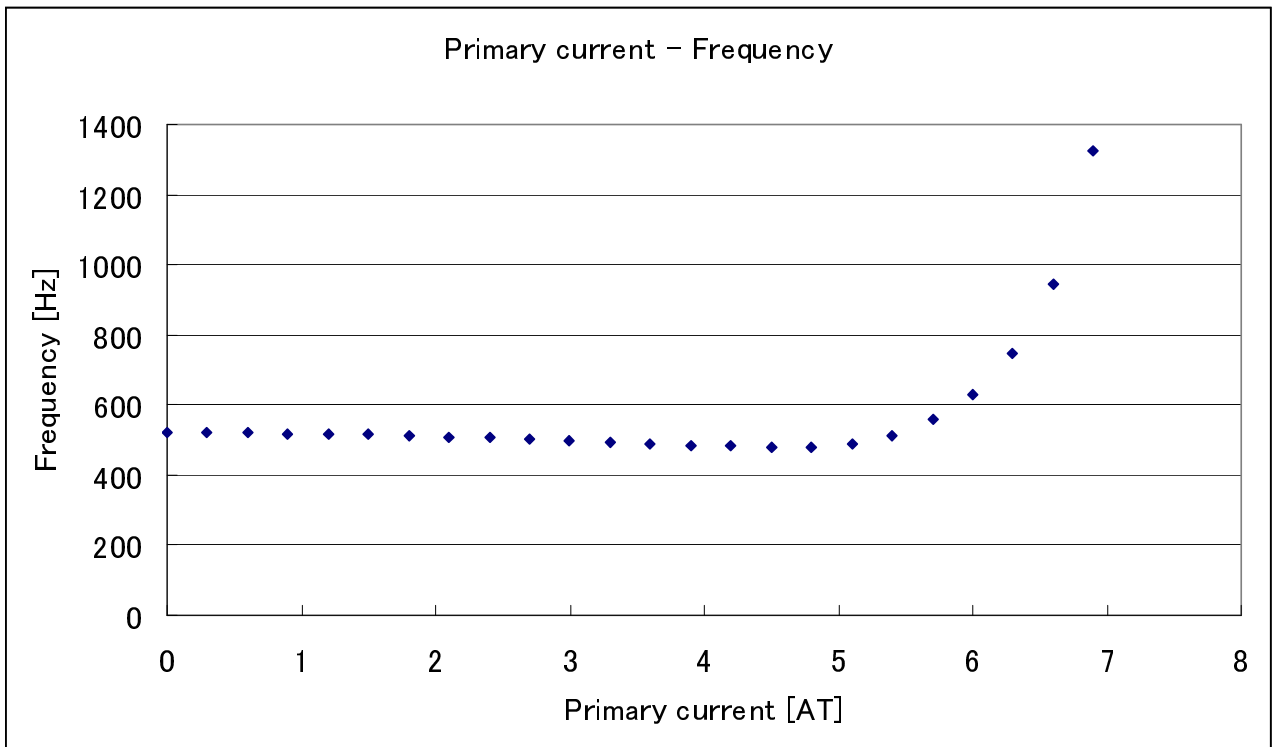


Fig. 3.2: Enlarged result of Fig. 3.1 ($I_{ext}: 0 \text{ [AT]} \sim 8 \text{ [AT]}$)

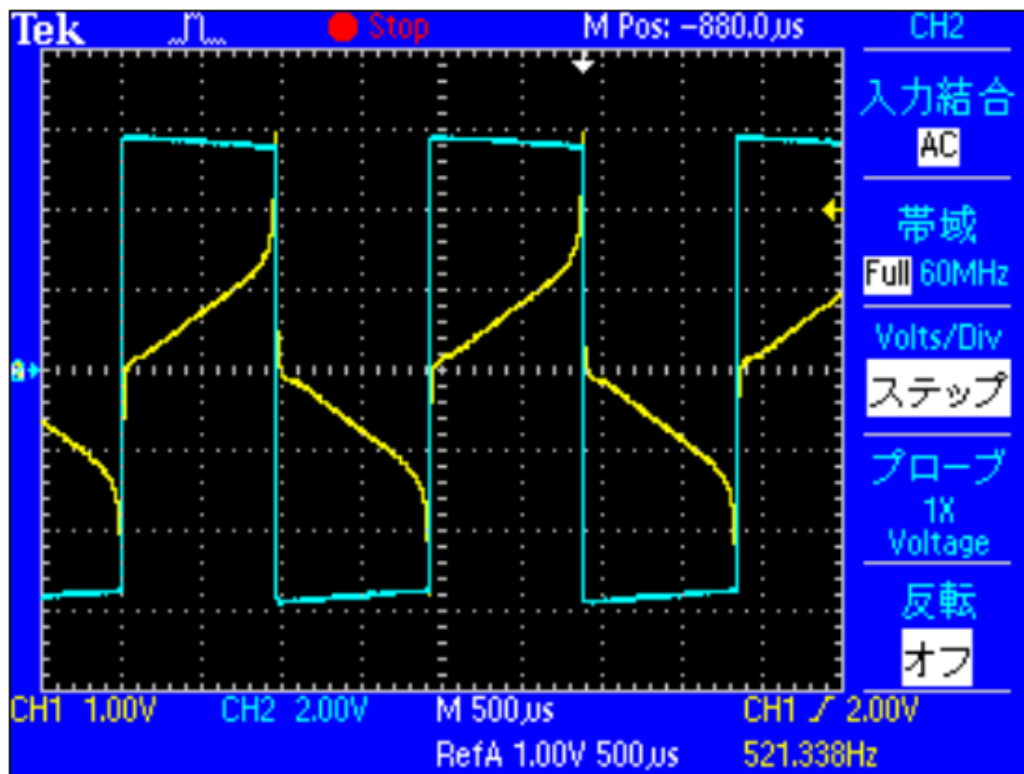


図 3.3: Current and voltage wave ($I_{\text{ext}}=0$ [AT])

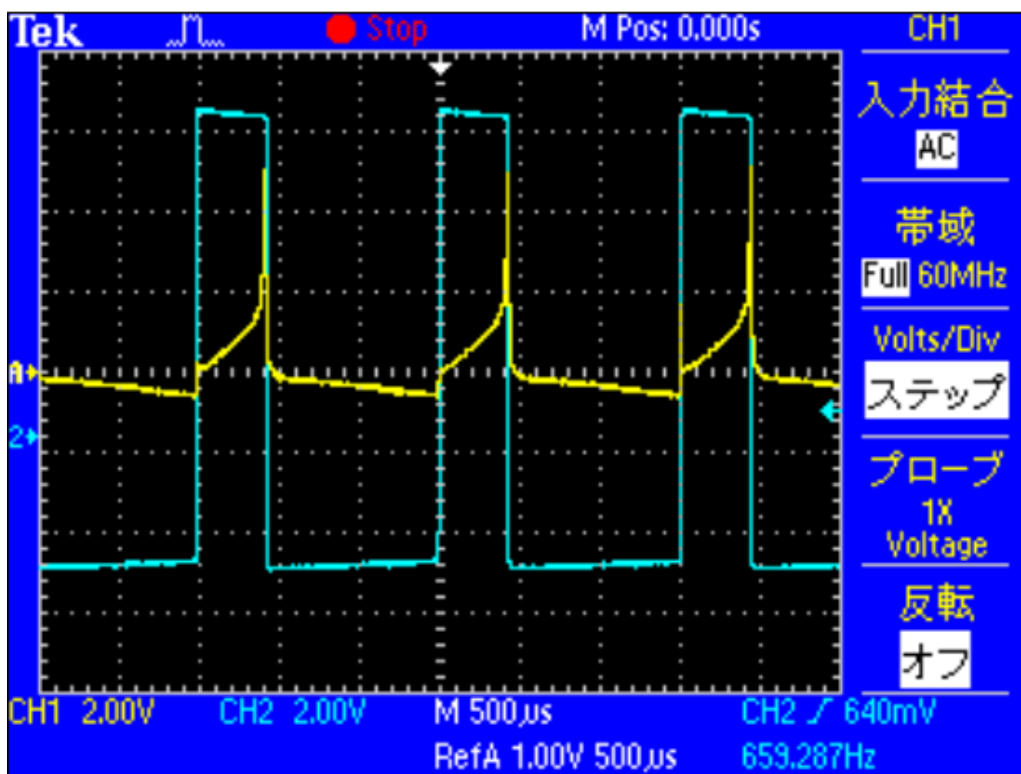


図 3.4: Current and voltage wave ($I_{\text{ext}}=6.0$ [AT])

3.2 状態空間法を用いた解析結果

本章では、2章で述べた状態方程式と出力方程式を用いて解析した結果について検討する。またヒステリシスカーブは先程説明した数式を用いている。その際、パラメータはヒステリシスカーブの飽和領域に一致するよう磁束密度を決め、ヒステリシスカーブの最大比透磁率をヒステリシスカーブの立ち上がりに合わせて決めている。 $(B_s=0.78, \mu_r=4e+5, \alpha=0.10)$ を設定している。

そのヒステリシスモデル(図 2.11)を用いて状態方程式からセンサ駆動周波数と測定電流の関係を求めた。その結果が図 3.5 である。

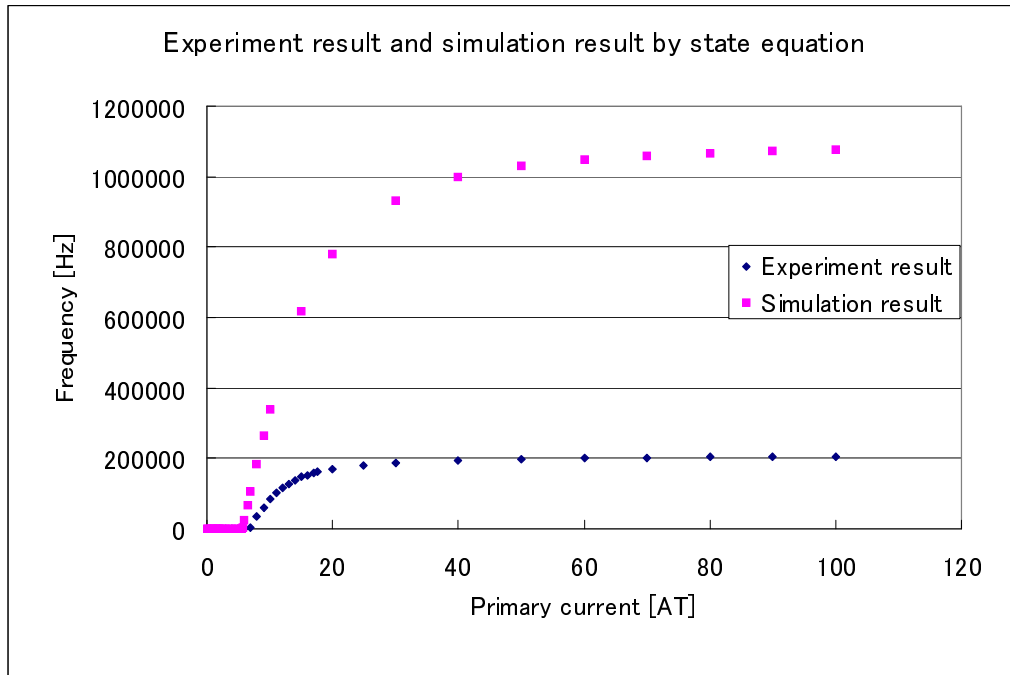


図 3.5: Result by equation state space model and experiment

この結果から状態方程式を用いた数式演算では、測定電流が 60 [AT] 以降の周波数が実際の周波数よりも 5 倍以上も大きな結果になった。ここで図 3.6 と図 3.7 に示したように電圧波形、電流波形を比較する。その結果、大きく周波数が異なることが分かる。この違いはヒステリシスカーブを近似していることから、ヒステリシスカーブのモデルが近似式と実際のコアの傾きの違いの要素も含まれているといえる。しかし、さらに検討を行うために双方の結果の電圧波形に注目する。状態空間法を用いた解析では電流値に閾値を設けて矩形波電圧を切替えているため、電圧波形は常に矩形波である。また理論的には電圧波形は矩形波である。しかし、図 3.7 から分かるように、実験から得た電圧波形は矩形波ではなく歪んでいる。したがって、この結果からコアの特性そのものを見直す、もしくはコア以外からの要因を見直す必要性がある。

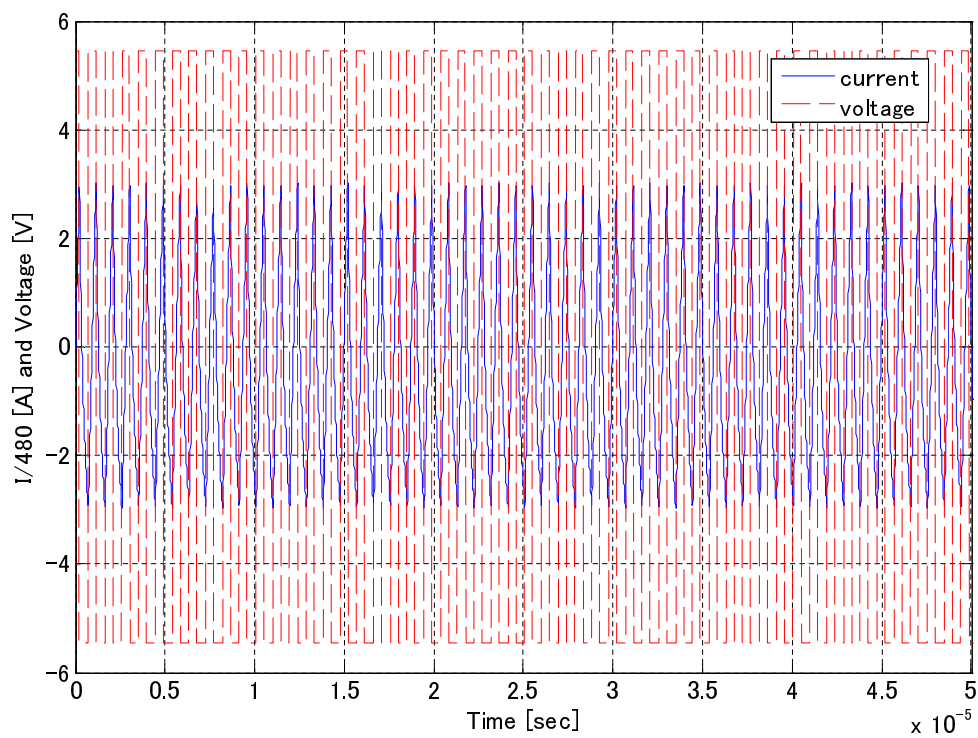


図 3.6: Voltage and current wave by simulation ($I_{ext}=80$ [AT])

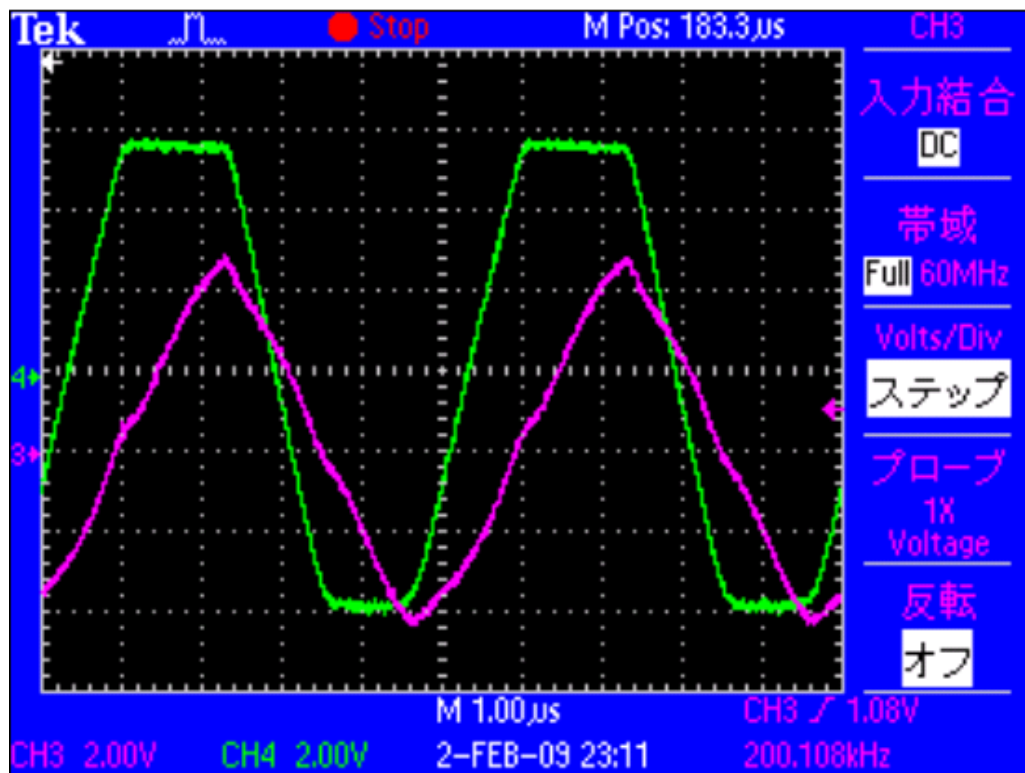


図 3.7: Voltage in experiment ($I_{ext}=80$ [AT]) Voltage:green, Current:red

3.3 フラックスゲートセンサ出力周波数の温度特性測定実験と結果

ここで、コアの特性に注目して外部温度が周波数にどの程度影響を与えるかを実験から示す。一般的に、磁性体は温度特性を持つ。それは温度によって磁性体内部の磁気モーメントが変化し、磁化しやすくなるといったことが考えられ、ヒステリシスカーブが変化するからである。また磁性体研究の論文[16][18]の中では比透磁率が温度によって変化する結果、さらには飽和磁束密度が温度の上昇によって下がる結果が示されている。その結果はコアの特性が大きく影響を与える本測定手法ではコアの特性の変化は重要な問題となる。温度と共に飽和磁束密度が下がると、周波数値は全体的に上昇する。したがって、外部の温度状況が変わることでセンサ駆動周波数に、どのような影響が与えられるか検討を行う必要がある。

そこで本章ではフラックスゲートセンサの外部温度を変化させることで、センサの駆動周波数が、どの程度影響を受けるかについて検討を行う。その際、ヒーターの中にコアだけを入れた場合、さらにはコアと電気回路を一緒にヒーターへ入れた場合の2パターンについて実験を行った。それらの結果について以下で実験方法と共に示す。

電気回路とコアを共に温めた場合

表 3.1: 実験機器

Oscilloscope	LeCroy wave surfer454
Temperature-measuring device	Thermometer/FLUKE 52
Heater	Precision temperature for cing system/Termonics(ET-HTT13019)

表 3.1 に今回の実験で使用した実験機器についてまとめた。これらの実験機器をセンサが駆動するように接続した後、コアと電気回路を共にヒーターの中に入れ、図 3.8 のような状況で実験を行った。この時、室温で周波数を計測し、ヒーターで外部気温を 45、65、85 まで温め、これらの環境で周波数を測定した。

これらの結果は図 3.9 ~ 図 3.11 に示した。

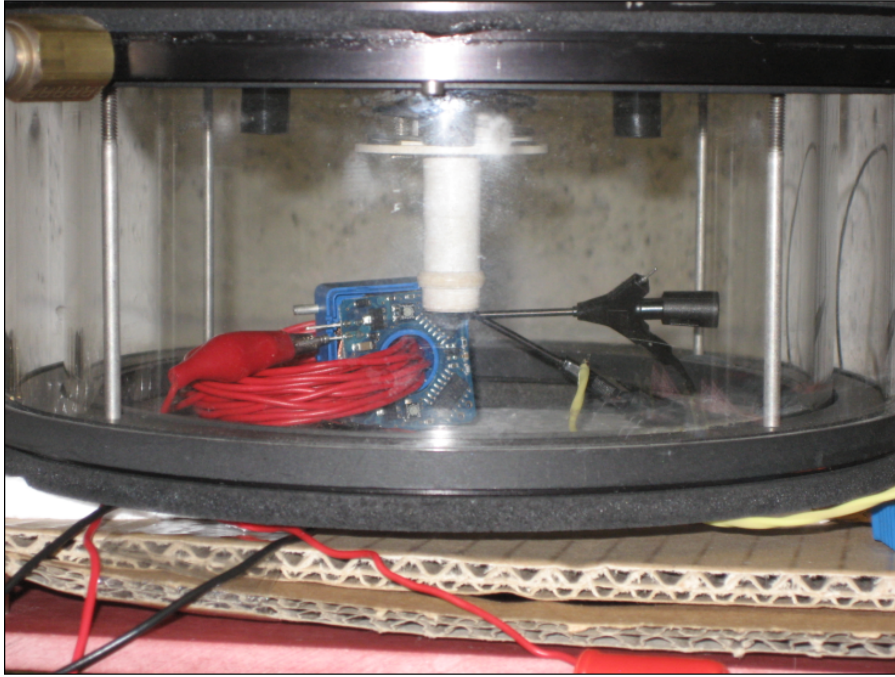


図 3.8: Experimental environment

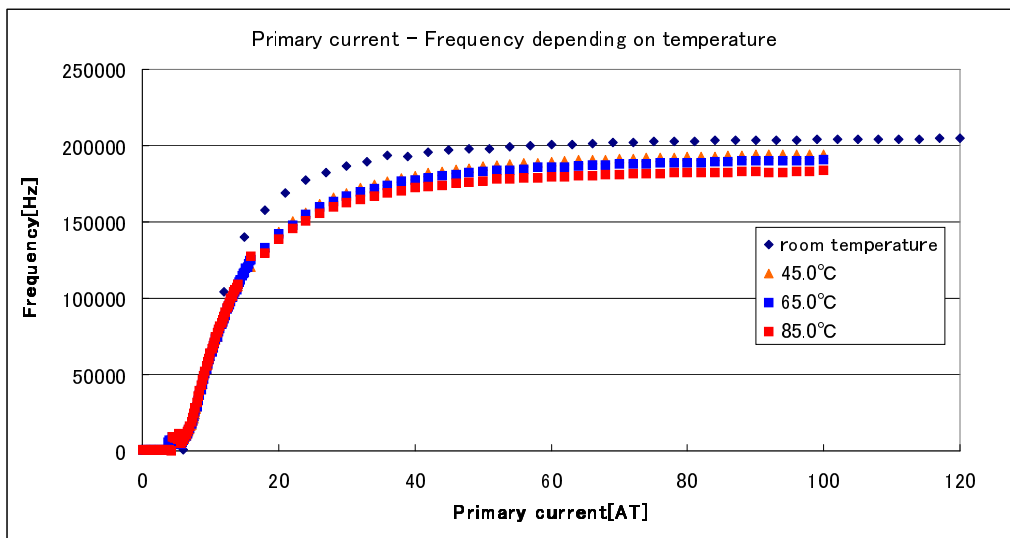


図 3.9: Temperature effect result (0 [AT] ~ 100 [AT])

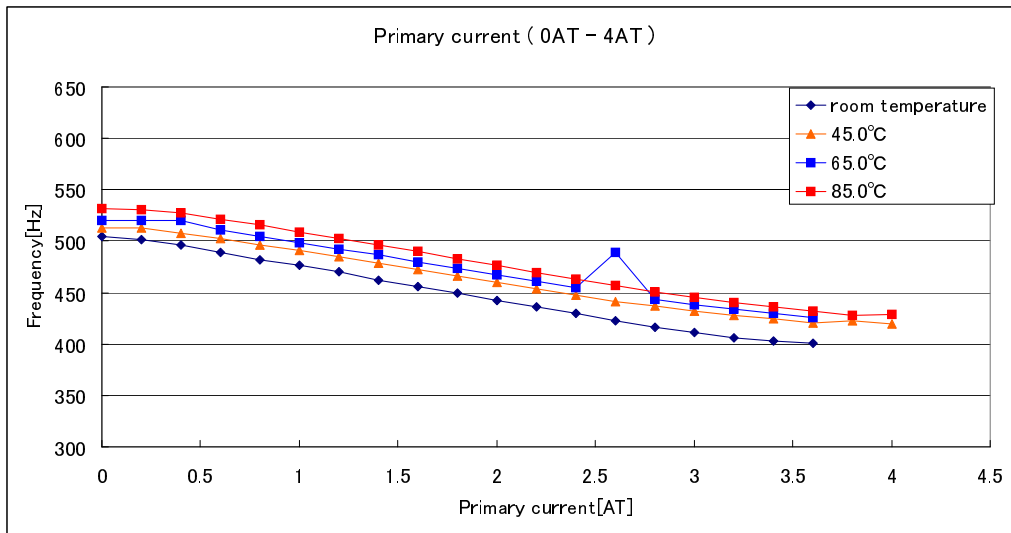


図 3.10: Temperature effect result (0 [AT] ~ 4 [AT])

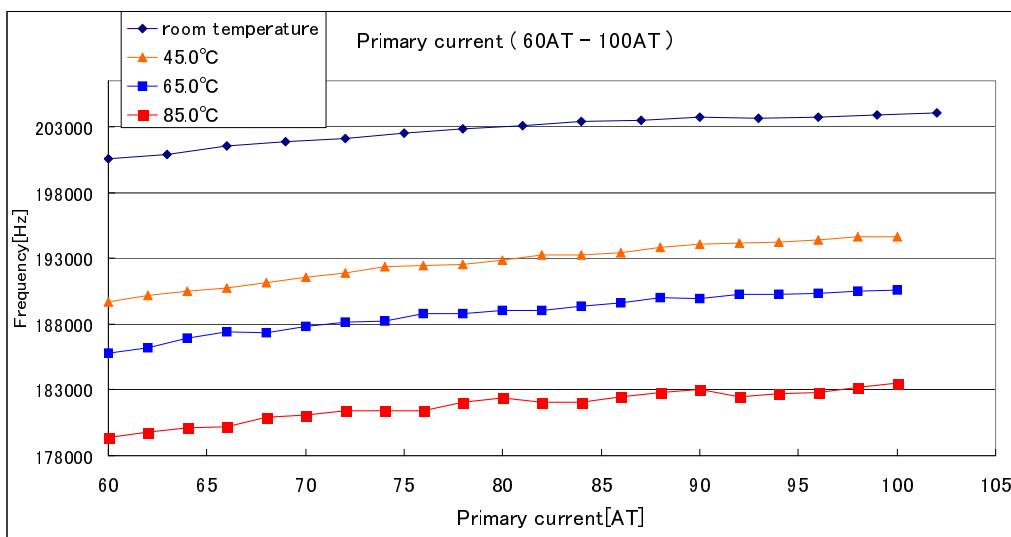


図 3.11: Temperature effect result (60 [AT] ~ 100 [AT])

ただし図 3.10 は、一次側電流が小さい領域を拡大した図である。その結果から分かることは温度が上がれば、周波数が多少上がっている。

また、図 3.11 は一次側測定電流が大きい領域を拡大した図であるが、これから測定電流が大きい場合、周波数が下がる傾向が見られた。この結果は、仮説として考えていた結果と異なる結果である。

コアのみを温めた場合

次に、コアだけを温めた場合について述べる。実験の方法は先程と同じ手順である。また使用した実験機器については表 3.2 にまとめた。

表 3.2: 実験機器

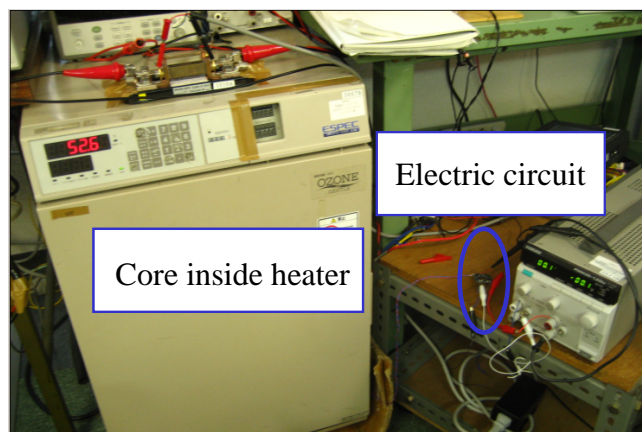
Oscilloscope	LeCroy 9304
Voltage source	KIKUSUI PMM35-1.2DU
Heater	ESPEC temperature chamber SU-240

これらの機器をセンサが駆動するように接続し、コアのみをヒーターの中へ入れた状況で実験を行った。その実験環境については図 3.12 に示す。また、周波数を室温で計測した後、ヒーター内部の設定温度を 45 、 65 、 85 と変化させ、各々の条件で電流波形の周波数を測定した。

これらの結果については図 3.13 ~ 図 3.15 に示した。



(a)Core inside heating machine



(b)Electric circuit outside heating machine

図 3.12: Experimental setup

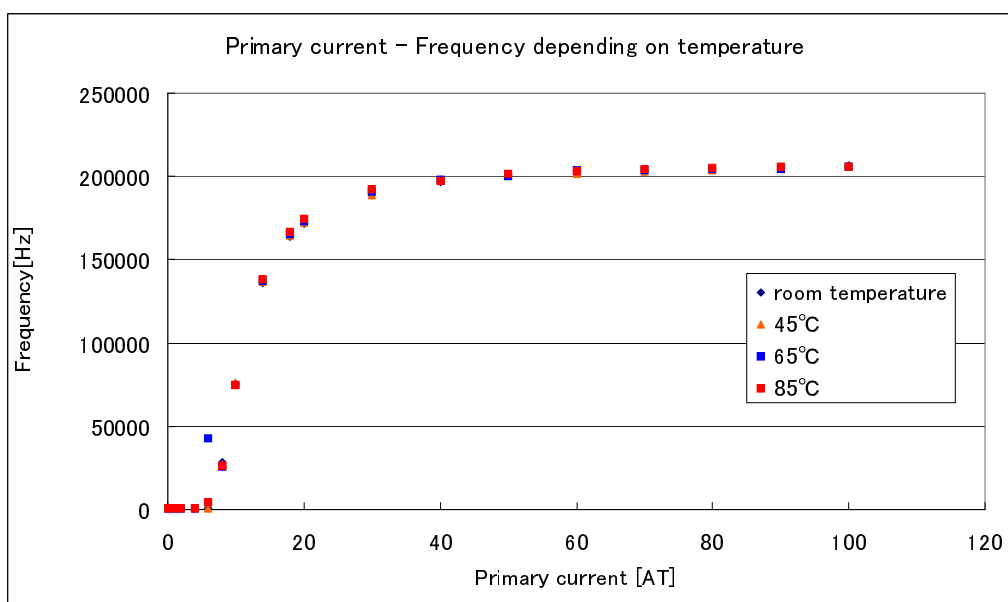


図 3.13: Temperature effect result

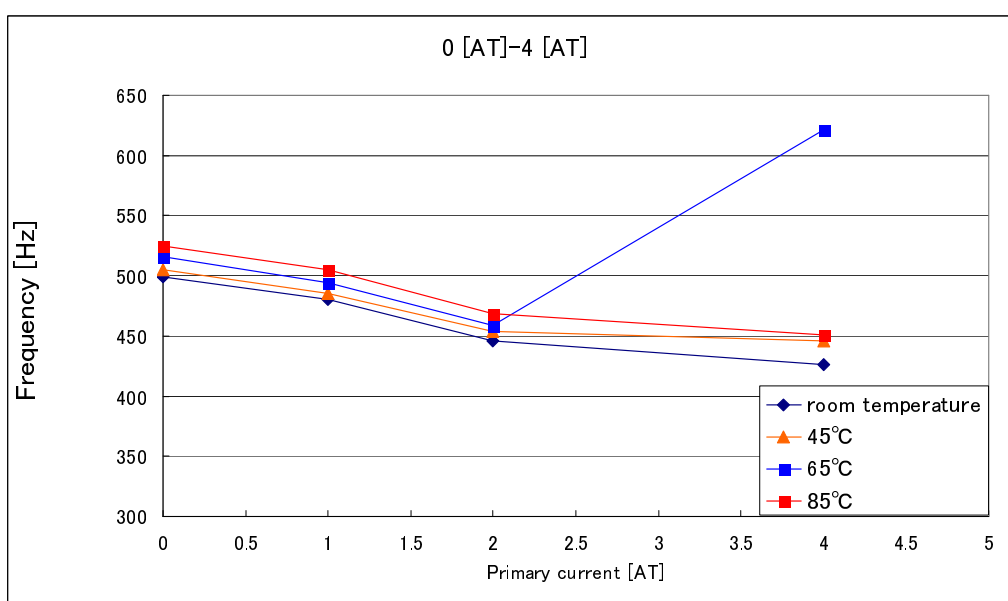


図 3.14: Temperature effect result(0 [AT] ~ 4 [AT])

ここで、図 3.14 は測定電流が 0 [AT] から 4 [AT] までの小電流領域を拡大した結果である。この結果でも図 3.10 と同様に温度が上がると周波数上がる傾向が見られた。

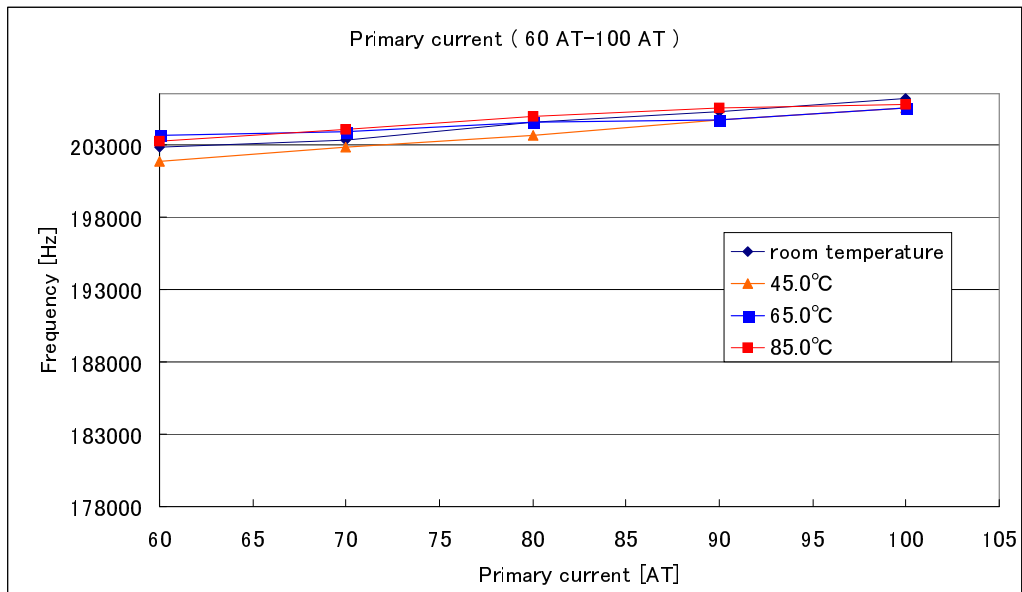


図 3.15: Temperature effect result(60 [AT] ~ 100 [AT])

また、図 3.15 は測定電流が 60 [AT] から 100 [AT] までの大電流領域を拡大した結果だが、この結果からは図 3.11 のように飽和領域でも周波数が下がる傾向が見られなかった。

つまり、コアと回路を共に温めた場合に見られた飽和領域で外部温度の上昇が周波数の低下を示す結果はコアの特性からの影響ではなく、電気回路側の特性が関与していることが今回の結果を比較することで明示できる。

また、状態空間法を用いた解析の結果、電圧波形が異なっていた原因は、コアの性質ではなく、回路側の特性が含まれていたといえる。

そこで、これまでコアの特性のみが周波数に影響を与えていたと考えていたが、コレ以降、回路の特性そのものを含めた議論が必要となる。

3.4 LTspice を用いた解析結果

本章では数式モデルでなく、電気回路シミュレータ (LTspice) を用いて、実際の回路モデルを設計し、シミュレーションを行った。その結果を実験結果と比較し検討を行う。

そこでまず図 3.16 に回路図を示した。図中の各々のブロック図は、Block1 が測定電流値 I_{ext} の設定、Block2 がコアの等価回路である。この等価回路では鉄損を考慮しているため、並列に抵抗を挿入している。また L_{fx} の部分には式 (2.9) に示した数式を設定し、実際の磁性体に類似した磁気非線形性を設定している。ここで並列に入れた抵抗の役割について述べると、測定電流が小さい場合、インダクタンスのインピーダンスが抵抗に対して大きい為、抵抗に流れる電流は少ない。しかし、測定電流が大きくなればインダクタンスのインピーダンスが小さくなり、抵抗部分を流れる電流が増える。その結果鉄損が大きくなることと同意となる。

Block3 はオペアンプのコンパレータ回路であり、ツェナー電圧 4.7V を使い、矩形波電圧を生成する。Block4 は 2 次のローパスフィルタである。このローパスフィルタはモード 1 の出力を得るためのローパスフィルタであり、モード 2 の解析には関与しない。また Block5 はセンサの電源電圧である。モード 2 のセンサ駆動周波数は回路内の抵抗 $RC_{u,fx}$ を通る電流の周波数を測定している。

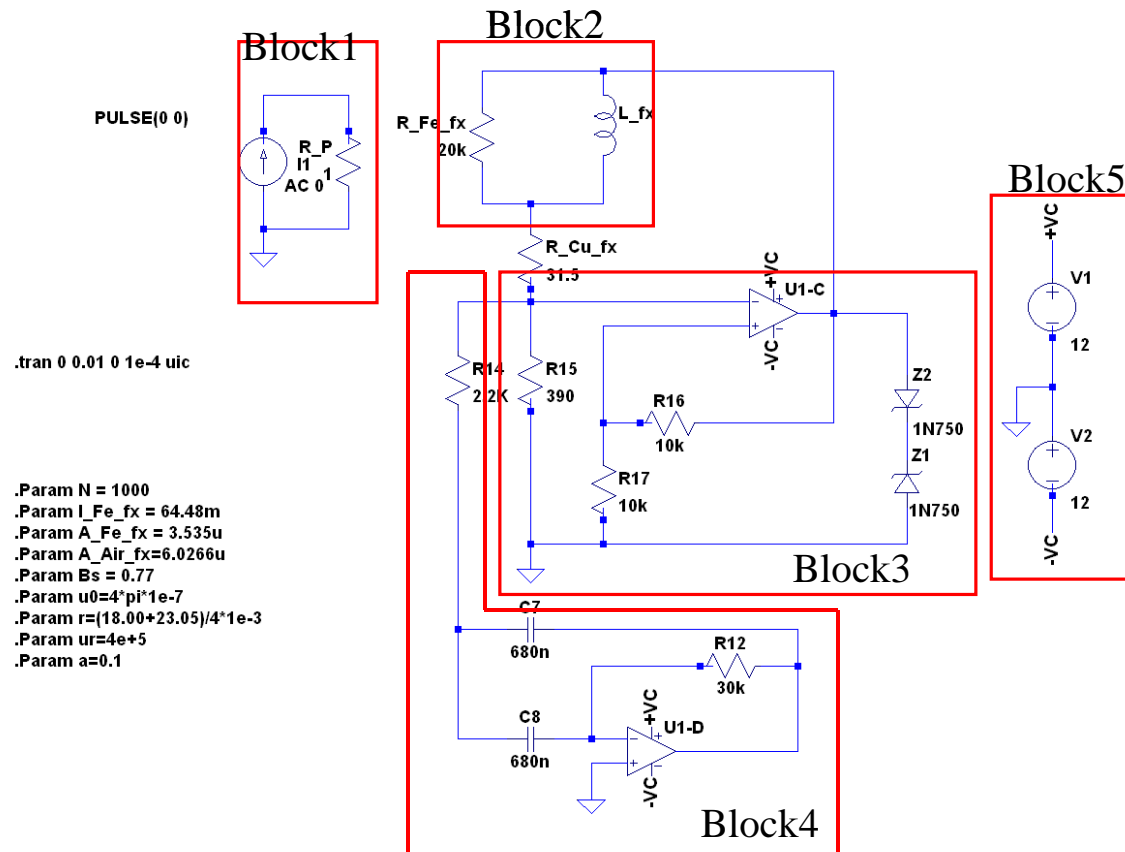
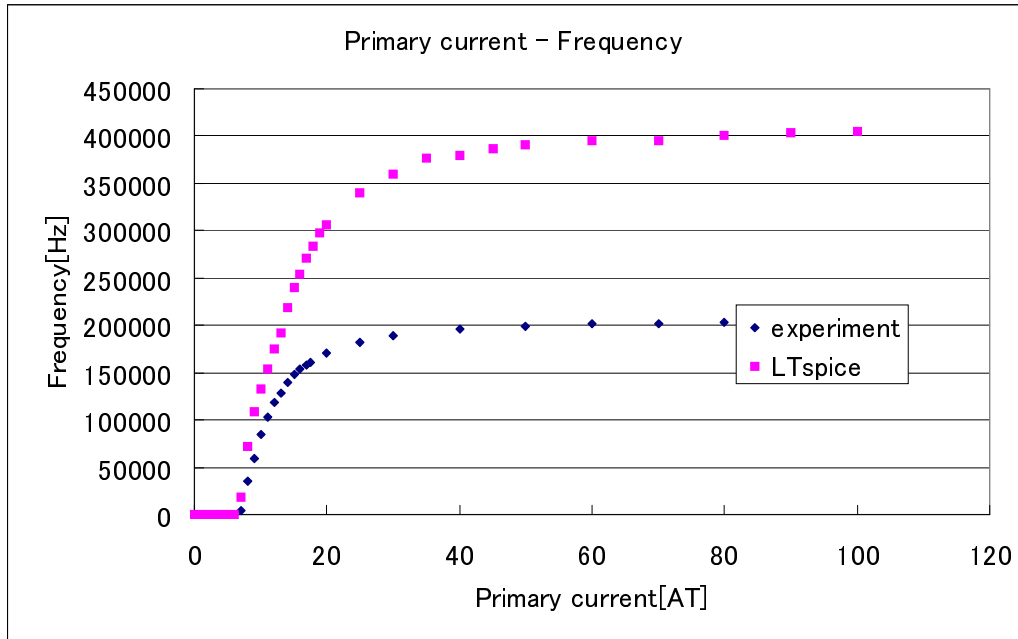
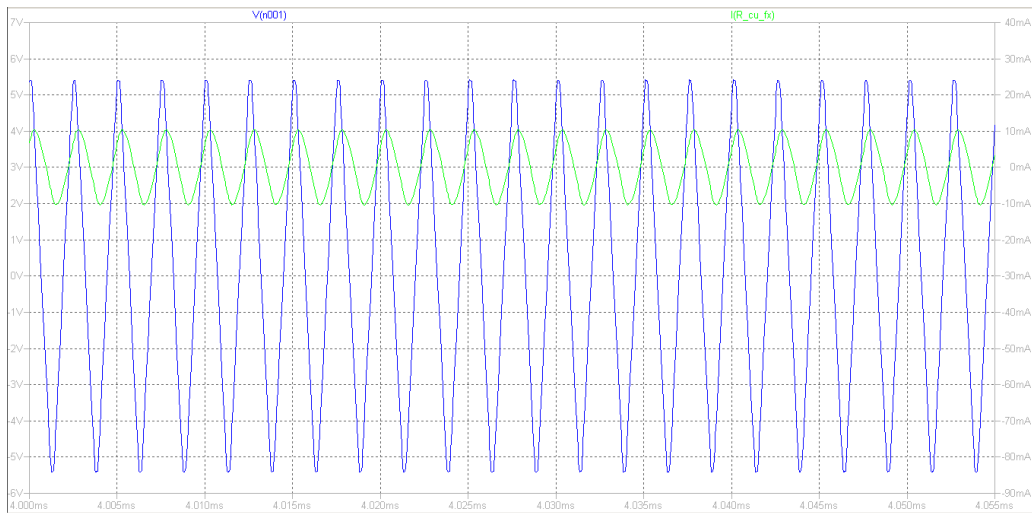


図 3.16: Electric circuit model by LTspice

この回路を用いて、測定電流と周波数の関係を求めたものが、図 3.18 である。この時、80 [AT] の時の波形を実験結果図 3.19 と比較する検討する。



⊗ 3.17: Results of experiment and LTspice simulation



⊗ 3.18: Voltage and current in LTspice simulation

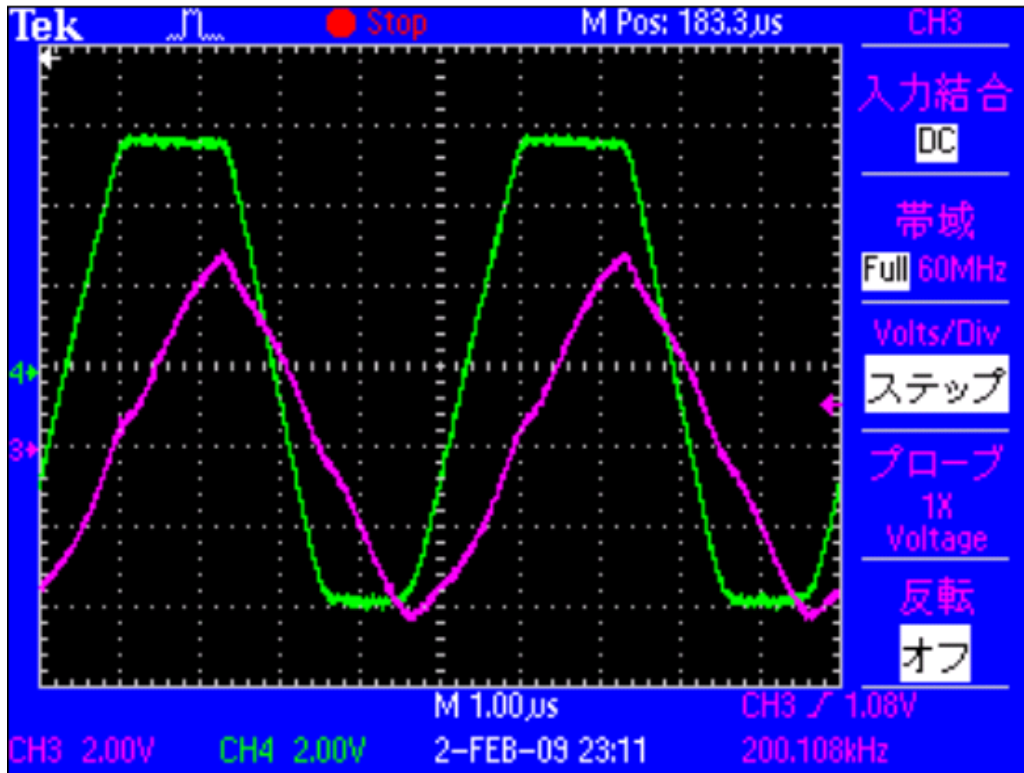


図 3.19: Voltage and current by experiment ($I_{ext}=80$ [AT]) Voltage:green, Current:red

このように、実際の回路モデルと同じように回路を組んだ場合、状態空間法で示した結果よりも小さな周波数の結果が得られる。測定電流が 80 [AT] の場合、実験値では 201 [kHz] の結果に対し、LTspice シミュレーションの結果は 399 [kHz] の結果であった。その結果を比較すると周波数の値としては大きく異なるが、その原因は仮定しているヒステリシスカーブのモデルが回路シミュレータで使用している近似式を用いている点である。したがって実際の磁性体のコアを用いた結果とシミュレータの周波数が異なってくる。また実際の回路シミュレータとの違いにはツェナーダイオードの反転の早さ、オペアンプのスルーレートも関係してくるが、オペアンプは十分な周波数に対応するオペアンプであるため、回路側の特性としてフィルタ特性が過渡応答に影響を与えていないか、さらにはツェナーダイオードの切替速度がボトルネックになっていないか、などの検討が必要となる。このように、回路側の特性とコア側の特性の双方から考えなければならない。しかし、本研究では実際の磁気データを実験から得ることでコアの特性から評価を行う。

第4章 磁気非線形性データ取得実験とデータのモデル化

ここまで述べてきたことから、本研究で提案する周波数駆動センサは回路特性と電気回路の特性が混同している。そこで、大電流領域を対象とした周波数を用いたセンサの原理を考える上で、コアの飽和領域の磁気データを実験から取り、回路の特性、コアの特性から測定領域を議論する必要がある。また磁気材料は本来ヒステリシスの非飽和部分を使用する目的としているため、飽和領域の非線形データを手に入れることは困難である。そこで本章では本原理の解析を行う上で最も重要であるヒステリシスカーブの傾斜 $\frac{dB}{dH}$ のデータを得る方法を理論的に示し、実験から得た結果を示した。その後、そのデータを状態空間法を用いた解析に入れた結果を最後に示し検討を行う。

4.1 実験理論

本章では磁性体の非線形データを取る時の実験理論について述べる。本実験は磁気の透磁率が 100 倍 ~ 1000 倍以上も変化することによって測定精度が急峻に変化する点が本質的に困難な点であることも留意しなければならない。ここで実際に実験で用いる電気回路を図 4.1 に示した。四角で囲まれた部分がコイルヘッド部分であり R_{in} が巻線抵抗、 L がコアが持つインダクタンスである。そのコイルヘッドに抵抗 R_0 を直列につなぎ、そのまま電圧源に接続した回路である。

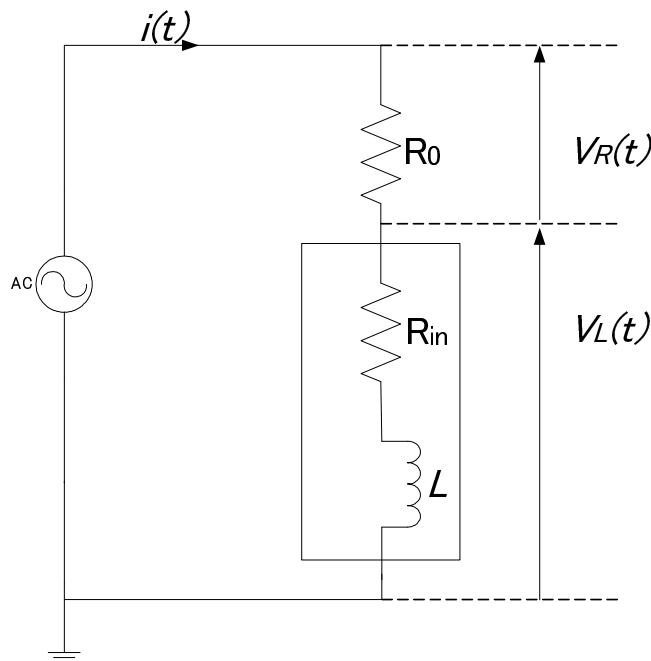


図 4.1: Experimental electric circuit

ここで電磁誘導を考慮すると、コイルヘッドの電圧の関係式は以下のような式になる。

$$\begin{aligned} V_L(t) &= R_{in} \cdot i(t) + N \frac{d\phi(t)}{dt} \\ &= R_{in} \cdot i(t) + NS \frac{dB(t)}{dt} \end{aligned} \quad (4.1)$$

また実際に回路の中を流れる電流は以下の関係式から求められる。

$$i(t) = \frac{V_R}{R_0} \quad (4.2)$$

$$H(t) = \frac{1}{2\pi r} (Ni(t) + I_{ext}) \quad (4.3)$$

さらに磁性体のヒステリシスカーブの傾き $\frac{dB}{dH}$ は式 (4.4) のように変形できるため、 $\frac{dH}{dt}$ 、 $\frac{dB}{dt}$ さえ実験から求められれば非線形データが得られる。

$$\frac{dB}{dH} = \frac{1}{\frac{dH}{dt}} \cdot \frac{dB}{dt} \quad (4.4)$$

ただし、 $\frac{dH}{dt}$ と $\frac{dB}{dt}$ は以下の数式から求められる。

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} &= \frac{d}{dt} \cdot \left(\frac{1}{2\pi r} (Ni(t) + I_{ext}) \right) = \frac{1}{2\pi r} \cdot N \frac{di(t)}{dt} \\ &= \frac{1}{2\pi r} \cdot N \frac{di(t)}{dt} = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{N}{R_0} \frac{dV_R(t)}{dt} \end{aligned} \quad (4.5)$$

式 (4.1) より

$$\begin{aligned} \frac{dB}{dt} &= \frac{V_L(t) - R_{in} \cdot i(t)}{NS} \\ &= \frac{V_L(t) - R_{in} \cdot \frac{V_R(t)}{R_0}}{NS} \end{aligned} \quad (4.6)$$

したがって、式 (4.1) ~ 式 (4.6) より、実際に実験データから V_L 、 V_R を測定すれば $\frac{dB}{dH}$ を求めることが理論的に可能である。

$$\frac{dB}{dH} = \frac{R_0 \cdot V_L(t) - R_L \cdot V_R(t)}{\left(\frac{dV_R(t)}{dt} \right)} \quad (4.7)$$

ただし電圧源の交流電圧は

$V(t) = A \sin(\omega t) = A \sin(2\pi f t)$ であるため、電圧の振幅と周波数を適宜設定することが必要である。

またデータを取得後、データを処理する段階で $\frac{dB}{dt}$ をローパスフィルタ (LPF) を用いてデータ列を積分処理することで、ヒステリシスカーブの外形を出している。今回用いたローパスフィルタの時定数 τ は 1[sec]、一次の LPF($\frac{1}{1+s}$) である。

そこで注意しなければならないことは、LPF を通す前に実験で得たデータから 1 周期分のデータを作成し、そのデータから仮想的に 4000 周期のデータを作成した後、そのデータを LPF に通した。その理由は、今回の実験は周波数ジェネレータの基本周波数を 500[Hz] としているため、1 周期は時間にして

2[msec] である。したがって今回設定した LPF の時定数 1[sec] に対して非常に小さい為、LPF を積分器として作動させる過渡応答分のデータ列が必要である。

これらのことを考え、十分に大きな時間の応答を得るために仮想的に 4000 周期のデータ列 (8[sec]) を作成した後、積分器に通し最後の一周期のデータを結果として用いている。

また最終的に求めた波形は、直流バイアスが積算された結果だが、今回求める結果は磁界と傾きの情報なので直流バイアスを差し引く計算はする必要がない。

その結果、図 4.3(b) ~ 図 4.5(b) のような結果を得ることができる。

これを数式的に示すと

$$\int \frac{dB}{dt} dt = B + C \quad (C \text{ は積分定数})$$

となり、積分定数 C が決まらないため、磁束密度方向 (B) の絶対値に意味は無い。しかし、磁束 H と磁束密度 B の相対的位置関係は意味を持つ。それゆえ、これらのデータからヒステリシス波形の形状とその傾きの情報は実際のコアのデータとして考えることができる。

4.2 実験環境と実験手順

本章では今回の実験で用いた機器と実験手順について説明する。
今回、使用した機器と型番については表 4.1 にまとめた。

表 4.1: Experiment machine

Oscilloscope	Tektronix TDS2004B
Synthesized function generator	Yokogawa FG120
Fluxgate sensor	LEM CT-0.4
Sensor driving voltage source	Kenwood regulated DC power supply PW 18-3AD
DC current source	Takasago bipolar power supply BWS 60-5
DC ampere meter	Yokogawa DC current ampere meter

またセンサの中心部分には測定電流相当の直流電流を流す。その際、コイルを 10 ターン巻きにしている。その様子は図 4.2 に示す。

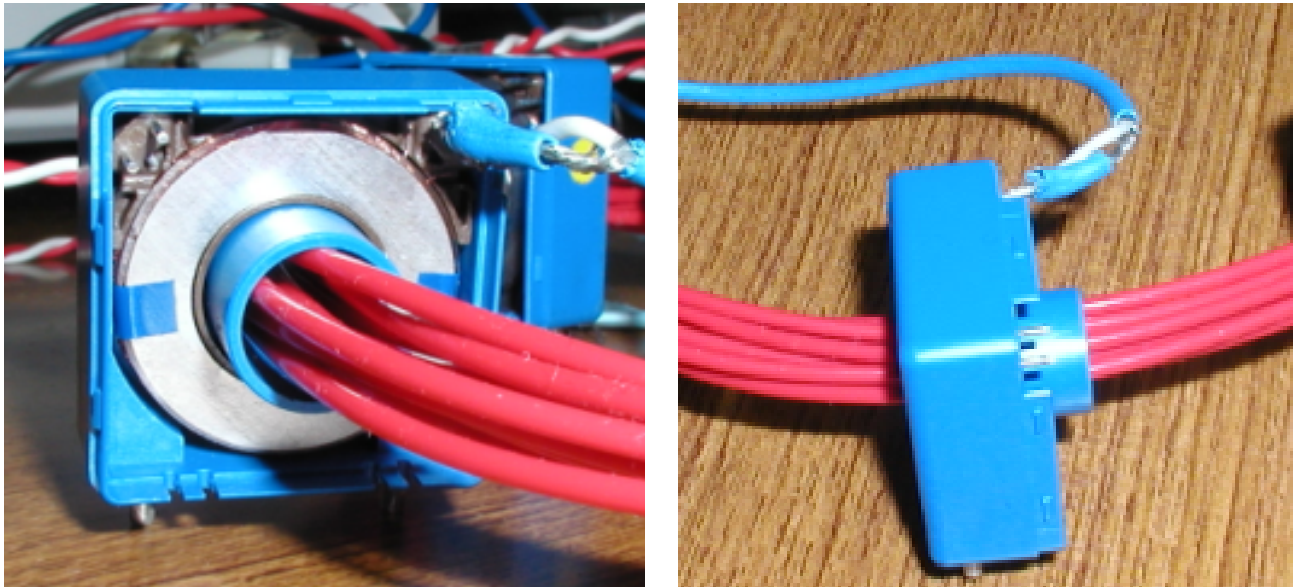


図 4.2: Sensor head

これらの機器を前章で示した回路と接続し、周波数ジェネレータを用いてコイルの巻線に正弦波を流す。その際の正弦波の周波数は測定電流が 0 [A] の時のセンサの駆動周波数 500[Hz] に設定した。その後、センサの一次側コイルに直流電流を流し電流値を変化させ、 V_R 、 V_L を測定する。

この測定を行う際、注意しなければならないことは磁性体のインダクタンスの値はセンサの中央に流す直流電流の大きさに応じて 1000 倍以上も変化するため、センサに直列接続した分圧抵抗の値を、インダクタンスの変化に合わせて大きく変更しなければ精度の高い測定ができない点である。

したがって、巻線抵抗よりも充分大きな抵抗を入れ、直流電流 I_{ext} の値を変更すると同時に抵抗を変えながら実験を行った。そして今回、92[k Ω]、75[k Ω]、20[k Ω]、15[k Ω]、11[k Ω]、3[k Ω]、1[k Ω]、295[Ω]、30[Ω] の抵抗を順次用いている。

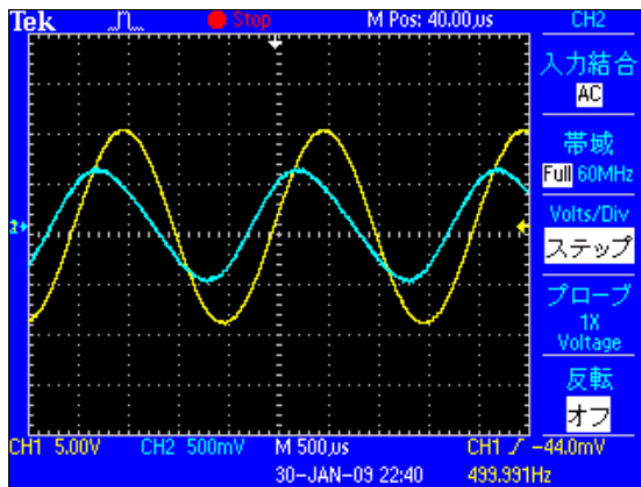
これらの手順から得られた結果を式 (4.1) ~ 式 (4.6) を用いて計算することで磁気非線形データを得る。

4.3 実験結果と結果のモデル化

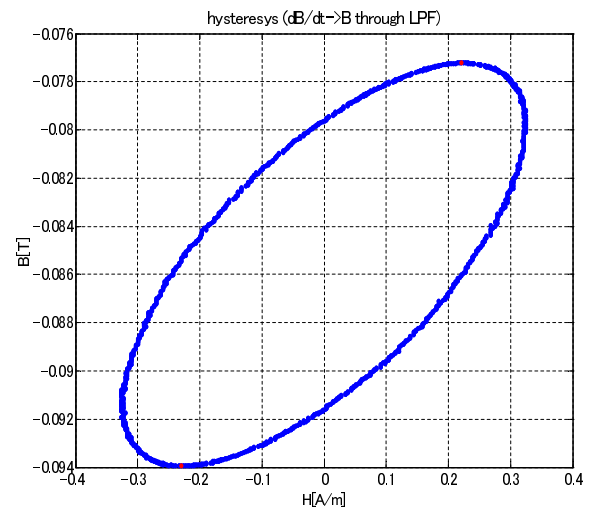
分圧抵抗の大きさによって測定精度が変化してしまうことについて実験結果から説明をする。今回、最も大きな抵抗として分圧抵抗 92[k Ω] を挿入し、徐々に小さくする。その際、分圧抵抗にかかる電圧が測定精度に影響する為、実際の波形とヒステリシスカーブを示す。この時の条件を周波数ジェネレータの電圧を $V_{pp}=4$ [V]、基本周波数を 500 [Hz] に設定した。ただし、結果として示した実験波形は黄色が V_R であり、青色が V_L である。

分圧抵抗による測定精度

- 電圧条件： $V_{pp}=4$ [V]、周波数 500 [Hz]

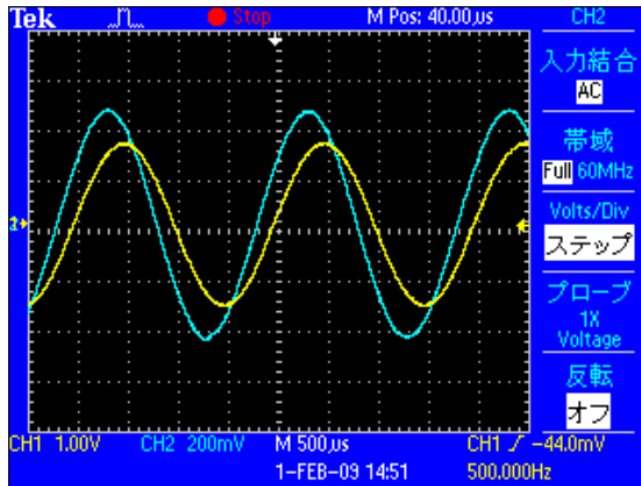


(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

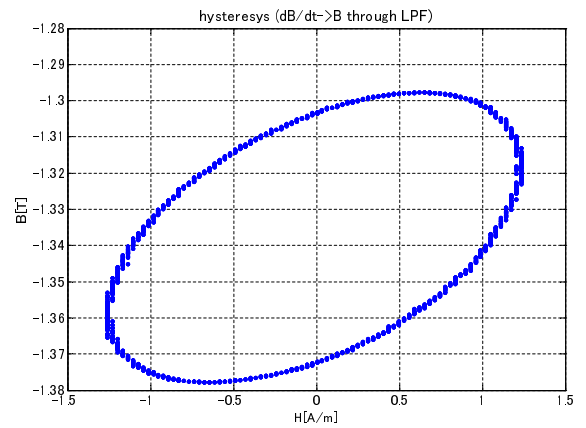


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=0$ [AT])

図 4.3: Experimental data ($R_0=92$ [k Ω])

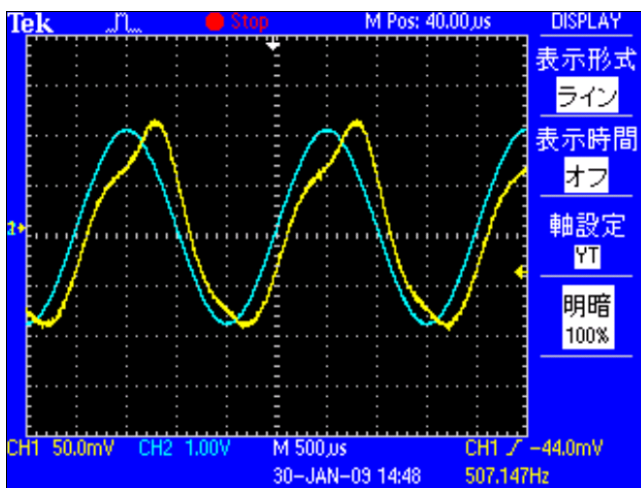


(a) Experimental data (V_R :red, V_L :blue)

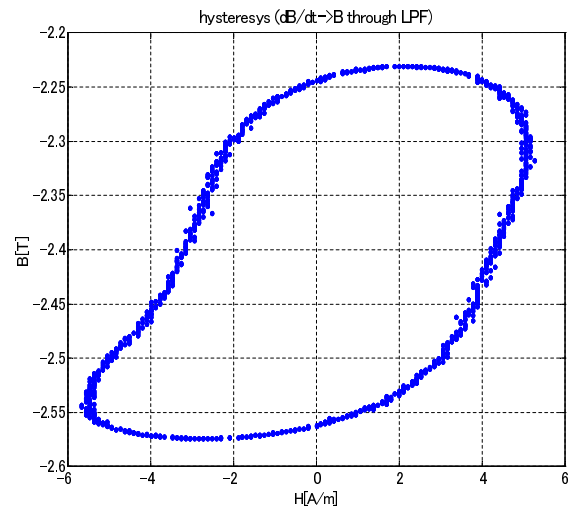


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=0$ [AT])

図 4.4: Experimental data ($R_0=20$ [kΩ])



(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)



(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=0$ [AT])

図 4.5: Experimental data ($R_0=295$ [Ω])

これらの波形を同じスケールでプロットすると図 4.6 のようになる。

これらの結果から分かるように、分圧抵抗が小さくなればヒステリシス上の動作点を大きく動かすことになる。

これは実験理論の数式に示した通り、 V_R の波形 (yellow) が一対一に磁界の大きさに対応しているからである。またヒステリシスカーブの結果を見れば分圧抵抗が小さい場合ほどプロットにばらつきが見られる。したがってこの問題を回避する為に、分圧抵抗を大きな抵抗から小さな抵抗へ変更することでヒステリシスカーブ上で小さく動作点を動かす必要がある。

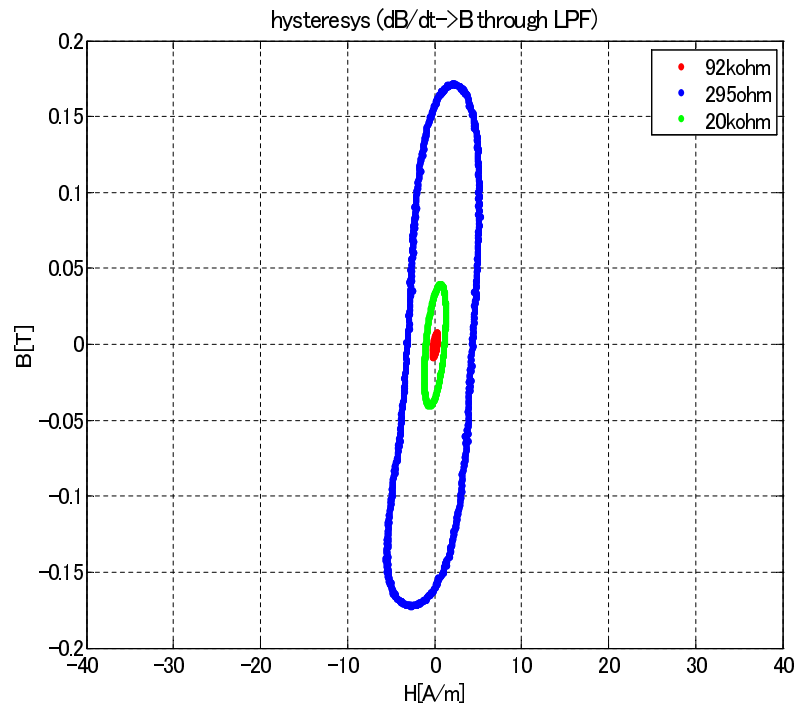


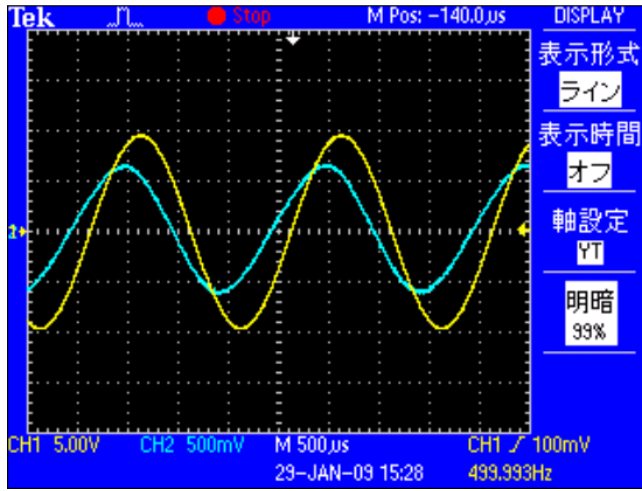
図 4.6: Comperation of hysteresis curves

- 抵抗 R_0 を $R_0=92 \text{ [k}\Omega\text{]}$ 、電圧 V_{pp} を変更した場合

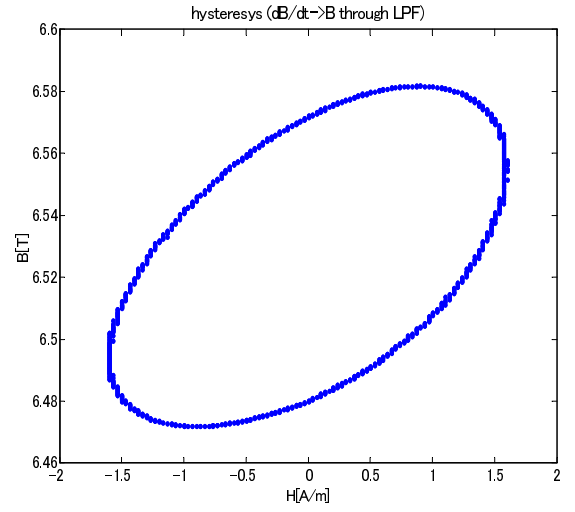
ここで電圧の値を変更することで測定精度にどのような影響を与えるのか述べる。そこで電圧の設定を 20[V]、10[V]、4[V] と変更し波形とヒステリシスカーブの結果を図 4.7～図 4.9 に示す。

これらの結果を同じスケールでプロットすると図 4.10 のようになる。

これらの結果から、電圧のみを大きくした場合ではヒステリシス上で見た結果、磁界の大きさに広がりを持った結果となり、その分精度が落ちてしまう。つまり、ヒステリシス上で小さく動作点を動かすように抵抗値に対して電圧を決めることが良いことが分かる。

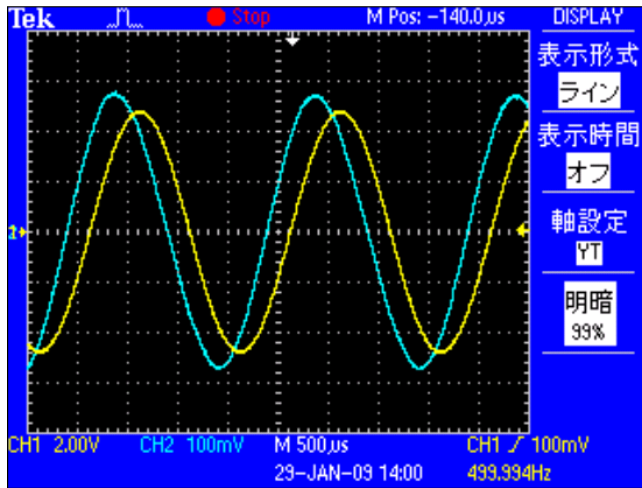


(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

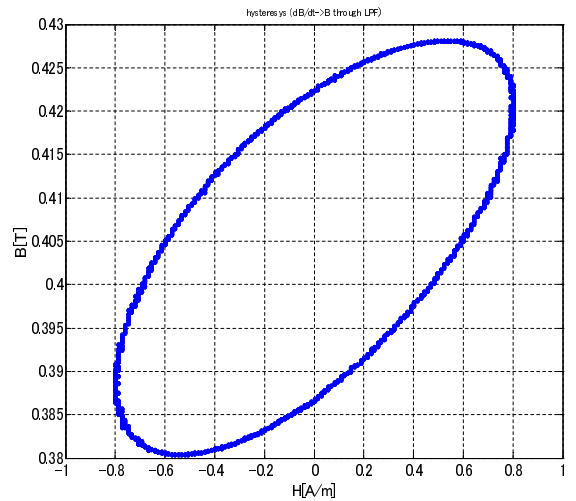


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=0$ [AT])

図 4.7: Experimental data ($V_{pp}=20$ [V])

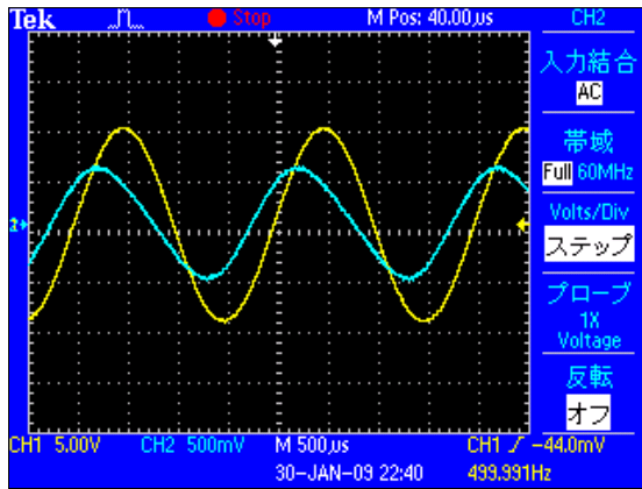


(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

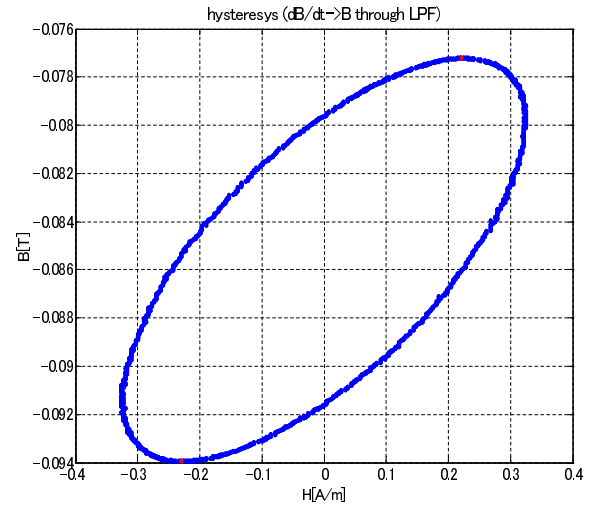


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=0$ [AT])

図 4.8: Experimental data ($V_{pp}=10$ [V])



(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)



(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=0$ [AT])

図 4.9: Experimental data ($V_{pp}=4$ [V])

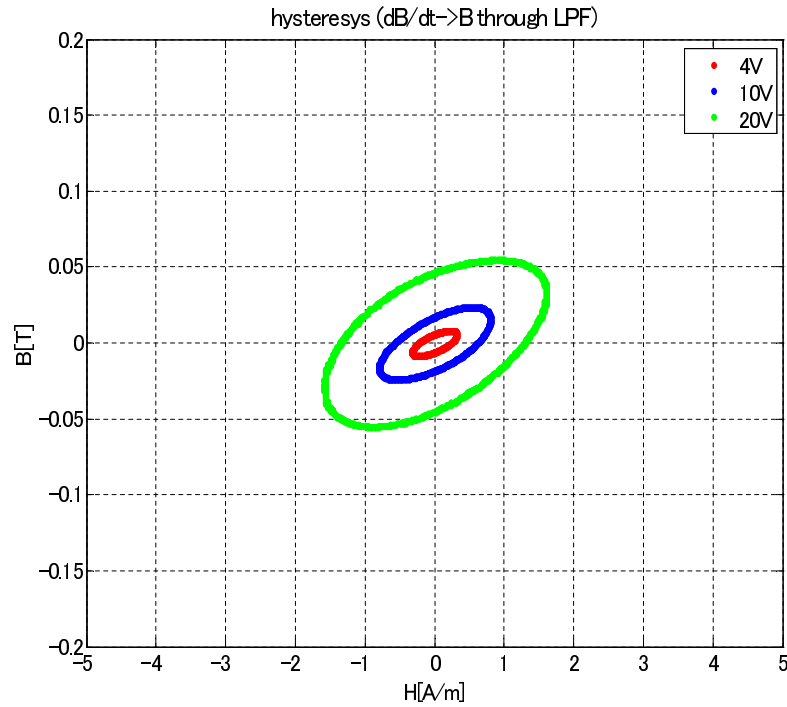
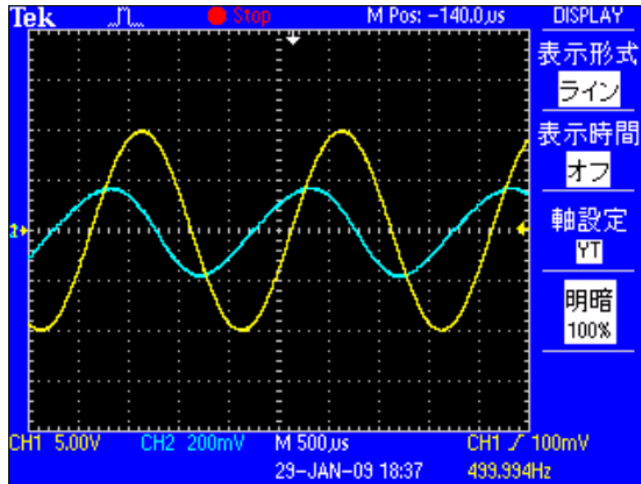


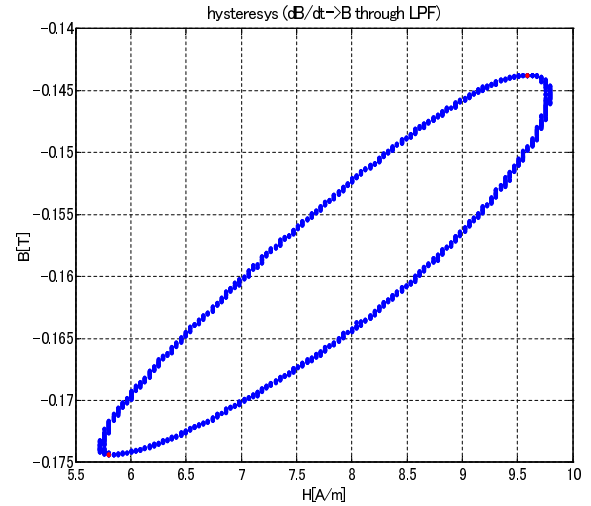
図 4.10: Comperation of hysteresis curves ($V_{pp}=4\text{V}, 10\text{V}, 20\text{V}$)

直流電流 I_{ext} を変更し分圧抵抗 R_0 も変更した結果

ここで、分圧抵抗と直流電流を変更した測定の結果について示す。先程までに示したように、小さい磁界の大きさでは楕円系のヒステリシスが得られた。しかし、直流電流を大きくしていき、それと同時に電圧の値、抵抗の値を変更していくと、非線形な曲線を持つヒステリシスカーブが得られる。それらの結果を以下に示す。

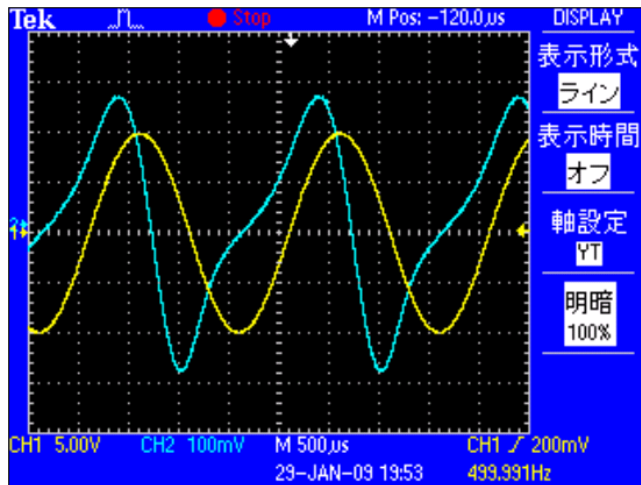


(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

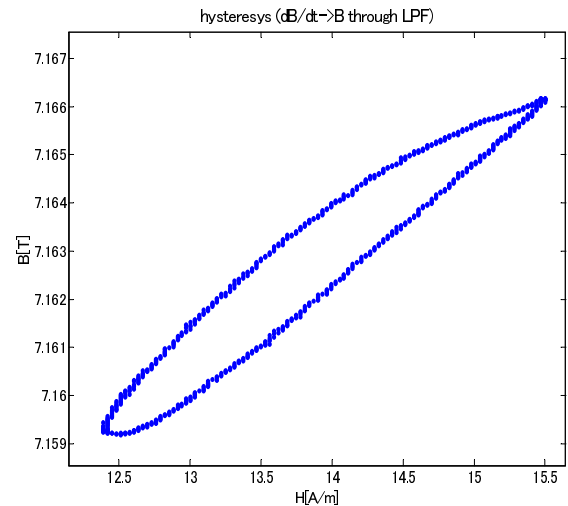


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=500\text{m [AT]}$)

図 4.11: Experimental data ($V_{pp}=20$ [V]、周波数 500 [Hz]、 $R_0=75$ [k Ω]、 $I_{ext}=500$ [mAT])



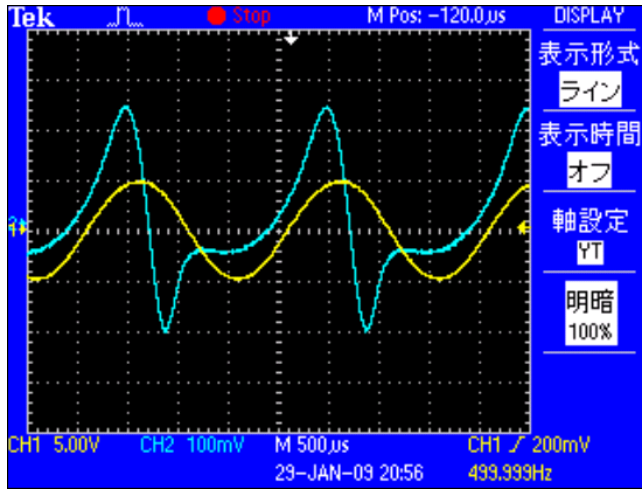
(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)



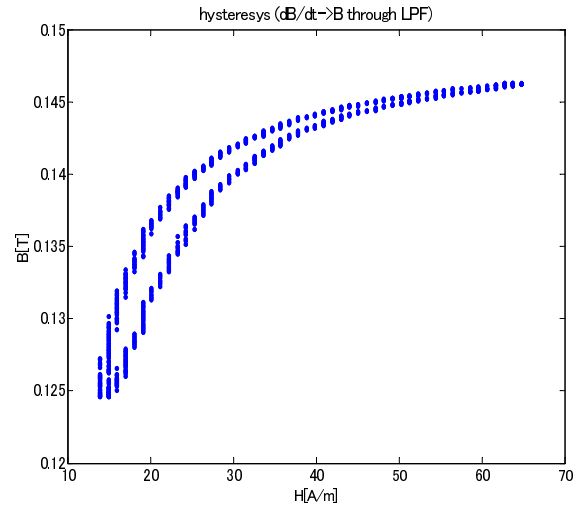
(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=1000\text{m [AT]}$)

図 4.12: Experimental data ($V_{pp}=20$ [V]、周波数 500 [Hz]、 $R_0=20$ [k Ω]、 $I_{ext}=1000$ [mAT])

これらの結果のように分圧抵抗の値を大きくし、小さくヒステリシス上を振っている場合は楕円形のヒステリシスカーブが得られる。さらに直流電流を大きくしていき、分圧抵抗を小さくすると図 4.13、図 4.14 で示したように、ヒステリシスカーブの曲線が結果として得られることが確認できる。

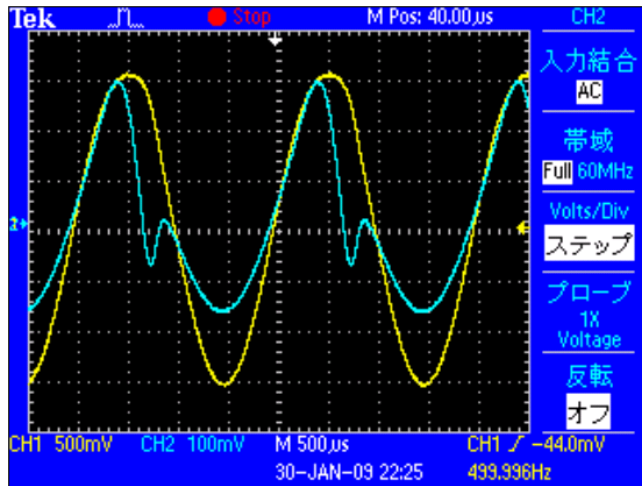


(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

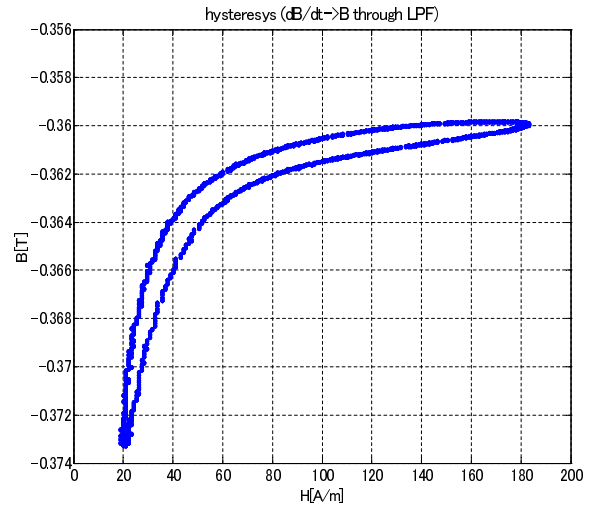


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=2500$ m [AT])

図 4.13: Experimental data ($V_{pp}=10$ [V]、周波数 500 [Hz]、 $R_0=3$ [k Ω]、 $I_{ext}=2500$ [mAT]



(a) Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

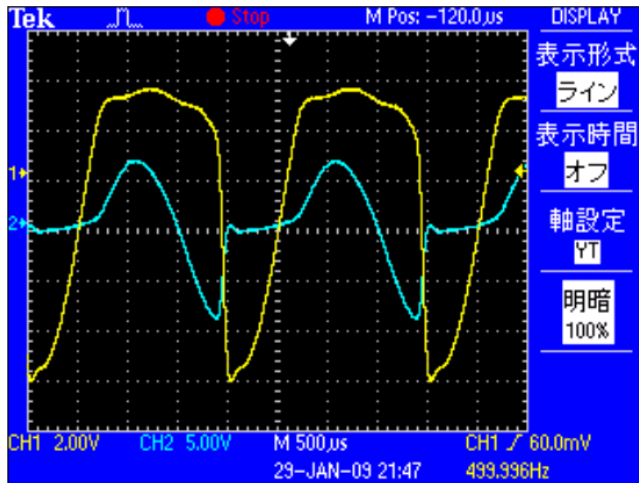


(b) Hysteresis curve ($I_{ext}=6300$ [mAT])

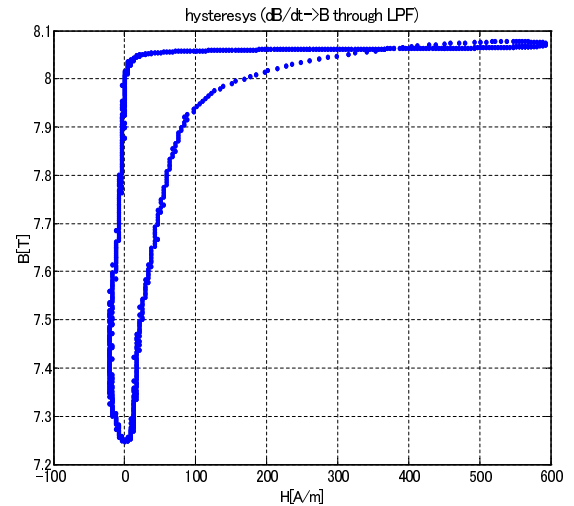
図 4.14: Experimental data ($V_{pp}=4$ [V]、周波数 500 [Hz]、 $R_0=295$ [Ω]、 $I_{ext}=6300$ [mAT]

飽和領域のヒステリシスデータ

ヒステリシスカーブの傾斜情報を取る際に必要となる飽和領域のヒステリシスデータを結果として示す。先程のような手法とは違い、測定精度は多少落ちるが、電圧値を大きく設定し、分圧抵抗を小さく設定した場合にはヒステリシスの外形が確認できる。そこから得たヒステリシスカーブの傾斜情報が飽和領域のデータとして解析を行う上で必要となる。その結果を図 4.15、図 4.16 に示す。

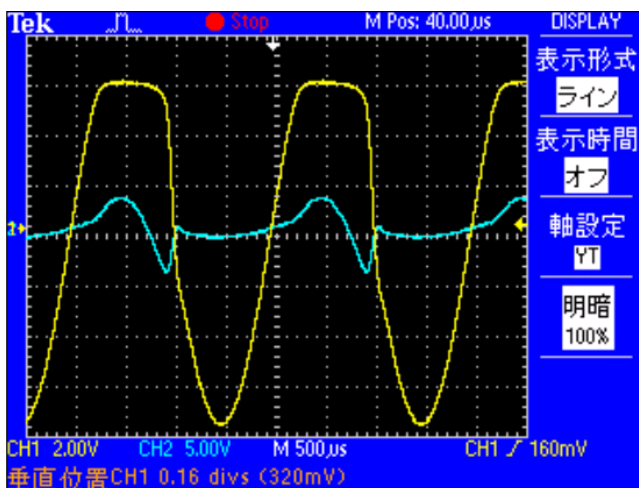


(a)Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)

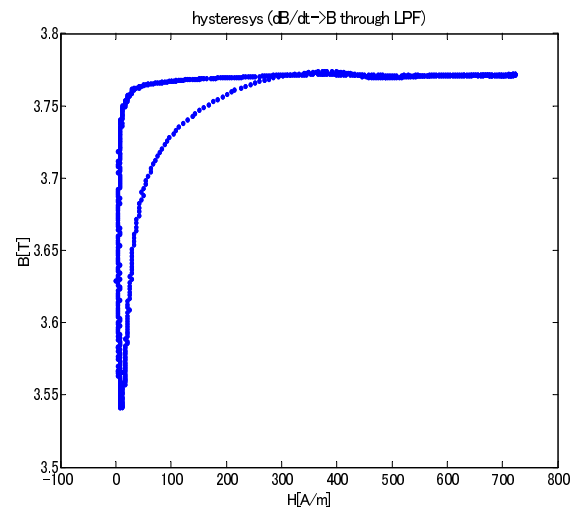


(b)Hysteresis curve ($I_{ext}=10$ [AT])

図 4.15: Experimental data ($V_{pp}=20$ [V]、周波数 500 [Hz]、 $R_0=295$ [Ω]、 $I_{ext}=10$ [AT])



(a)Experimental data (V_R :yellow, V_L :blue)



(b)Hysteresis curve ($I_{ext}=20$ [AT])

図 4.16: Experimental data ($V_{pp}=20$ [V]、周波数 500 [Hz]、 $R_0=295$ [Ω]、 $I_{ext}=20$ [AT])

これらのように、直流電流と共に抵抗の大きさを変化させることでヒステリシスカーブを結果として得ることができる。さらに直流電流 I_{ext} の増加とともに、ヒステリシスカーブがシフトし、曲線部分のヒステリシスも結果として得られた。また、抵抗を小さくし、電流値を大きくすることで飽和領域の結果も得られた。これらの結果からヒステリシスの傾斜情報を取り出す方法を次節で述べる。

ヒステリシスカーブの傾斜 $\frac{dB}{dH}$ 情報取得方法

本章では周波数情報を用いた測定センサの提案に必要となるコアのヒステリシスカーブの傾斜情報を前章で示した結果から得る方法について説明する。この傾斜情報 $\frac{dB}{dH}$ を用いて状態空間法による解析を行うことによってコアの特性を検証することが可能になる。そこで先程の実験結果から二種類のヒステリシスカーブが得られた。一つ目は、直流電流が小さな領域で楕円形のヒステリシスカーブである。もう一つは直流電流の増加と共に曲線部分も含まれるヒステリシスカーブである。これらの二種類のヒステリシスカーブから傾斜情報を得る方法を本章では示す。

そこでまず、楕円型のヒステリシスカーブから傾斜情報得る方法を示す。図 4.17 に示したのが、楕円型のヒステリシスカーブから傾斜情報を得る方法である。図のように B_{max} 、 B_{min} を検出し、その二点から傾きを求める。先程の方法で得たヒステリシスカーブの結果に、この方法を適用して得た結果を図 4.18 に示した。

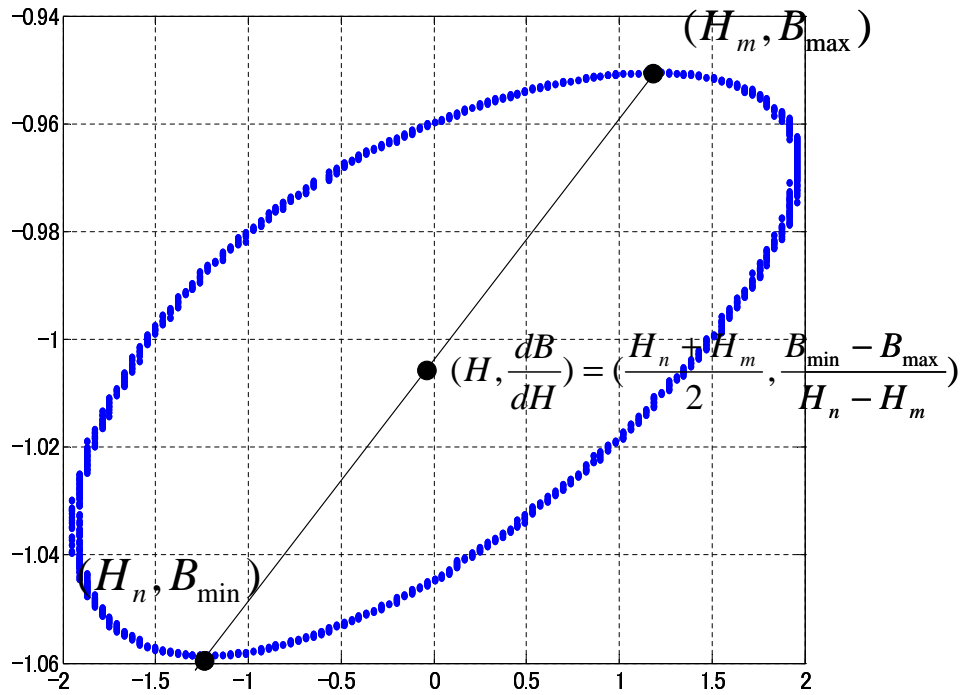


図 4.17: Explanation of calculation

この結果から分かるように $0[\text{A/m}]$ 付近の傾斜情報にばらつきは見られるが、 $20[\text{A/m}]$ 付近からある値に収束していくことが分かる。

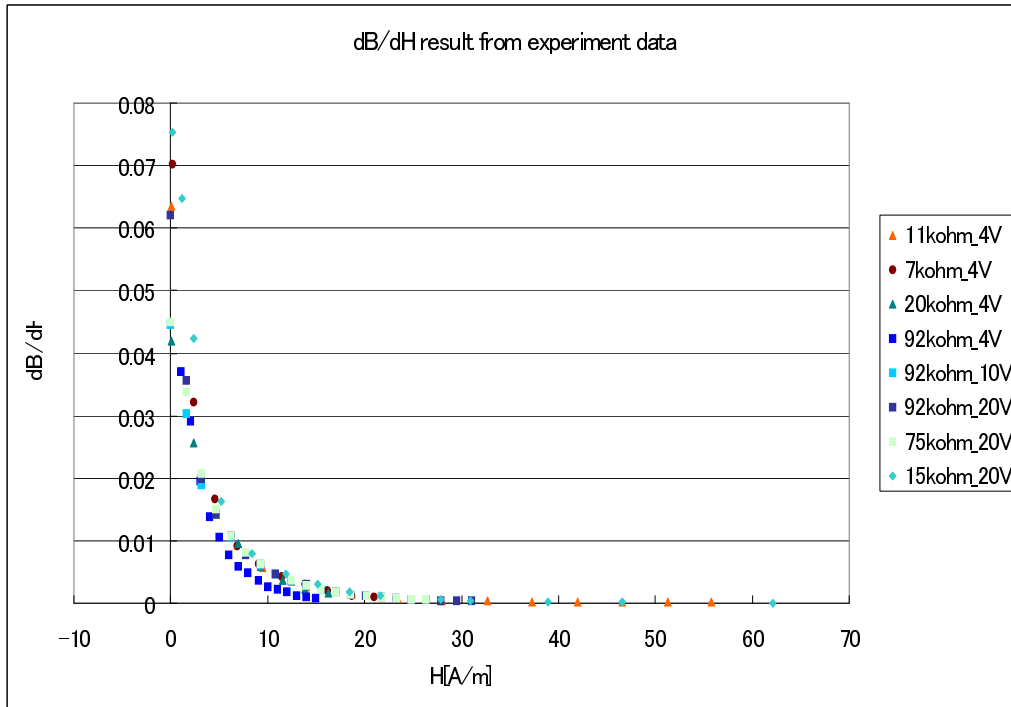


図 4.18: $\frac{dB}{dH}$ data from experiment

次に飽和領域に達した後のヒステリシスカーブの場合の傾斜情報の取得方法について述べる。この場合、抵抗値を小さくし、大きな電圧値を設定した結果得られたヒステリシスカーブを用いる。

そのヒステリシスカーブとそのヒステリシスカーブの包絡線から得た傾斜情報を図 4.19 と図 4.20 に示す。図 4.19 はヒステリシスカーブの二本の曲線を分解したものである。その包絡線の傾きを計算したものが図 4.20 である。この結果から、左右対称に傾斜の結果が収束していることが確認できる。また、包絡線から得た結果は 0 付近では結果に乱れが出ているが飽和領域では収束して行く結果を得た。したがって、包絡線の結果を飽和領域の結果として用いることが妥当であると考えられる。また、左右対称の結果が得られていることも確認でき、今後の議論は正方向の傾きに注目する。

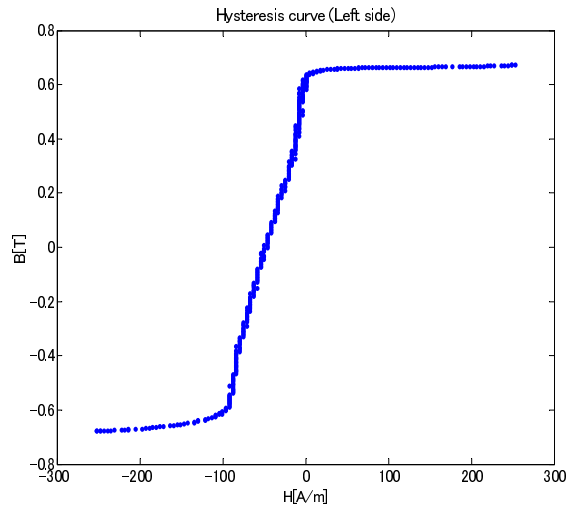
この時に、使用した考え方は点列 H_n 上に $B_{n1} \sim B_{n2}$ の $(n2-n1+1)$ 個プロットされていた場合、以下のように平均した値を取っている。

$$B_n = \frac{\sum_{n1}^{n2} B_i}{(n2 - n1 + 1)} \quad (4.8)$$

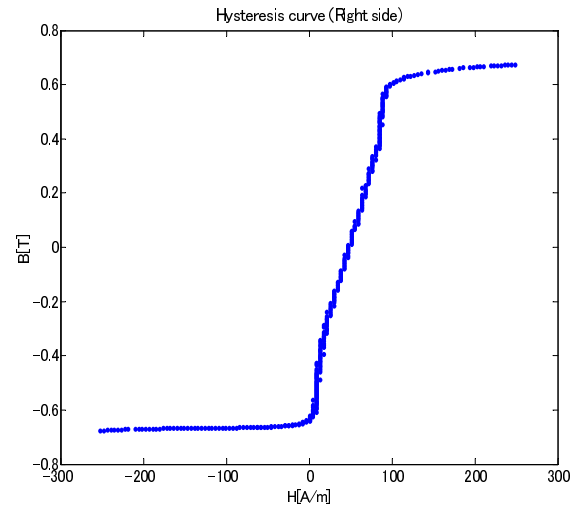
さらに $\frac{dB}{dH}$ についても各々の B_n 、 H_n と B_{n+1} 、 H_{n+1} から

$$\frac{dB}{dH}(n) = \frac{(B_{n+1} - B_n)}{((H_{n+1} - H_n))} \quad (4.9)$$

を算出し、 $\frac{(H_{n+1}+H_n)}{2}$ 上にプロットしている。

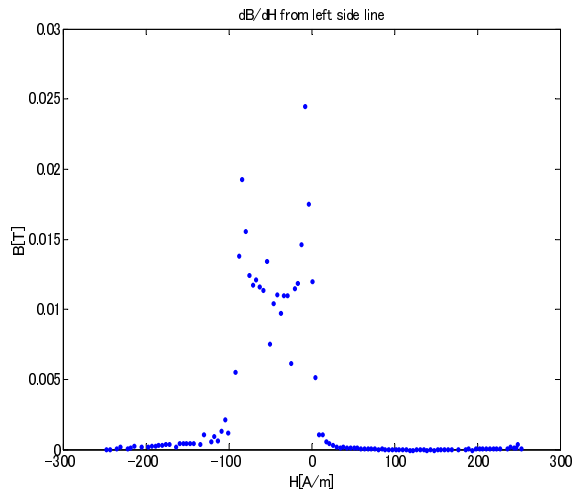


(a) Hysteresis curve (left side)

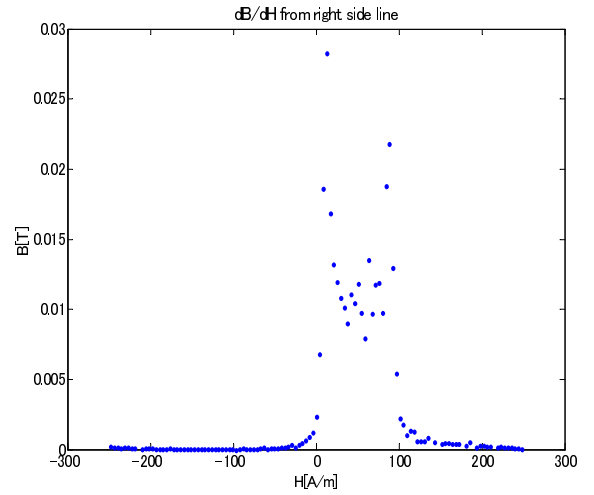


(b) Hysteresis curve (right side)

☒ 4.19: Divisive hysteresis curve



(a) $\frac{dB}{dH}$ in hysteresis curve (left side)



(b) $\frac{dB}{dH}$ in hysteresis curve (right side)

☒ 4.20: $\frac{dB}{dH}$ from divided hysteresis curve

このように、磁界の強さが小さな領域では傾きにばらつきが見られるが飽和領域に向かうにつれて傾きは収束していることが分かる。したがって、曲線を含むヒステリシスカープには包絡線から傾きを出す方法を適用する。

ここで図 4.19(a) に示した左側のヒステリシスカープの包絡線から傾きを出した方法と楕円形のヒステリシスカープから得た結果を図で比較した結果が図 4.21 である。また包絡線のデータは左側の包絡線の傾斜を用いる。さらに、その結果を拡大した結果が図 4.22 である。その結果、包絡線から求めた傾斜結果と楕円形から求めた結果は 50 [A/m] で交差していることが確認できる。

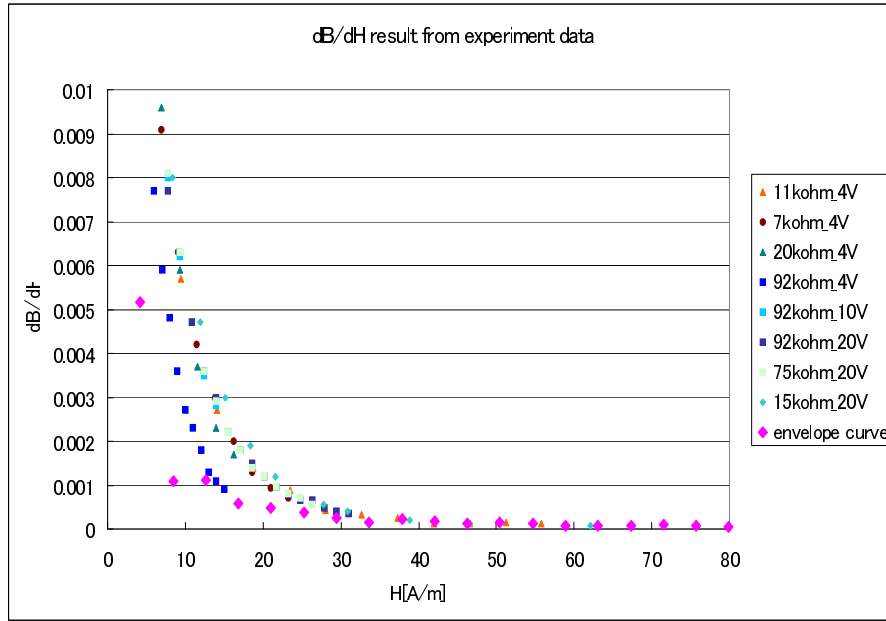


図 4.21: $\frac{dB}{dH}$ data from experiment(0 [A/m] ~ 80 [A/m])

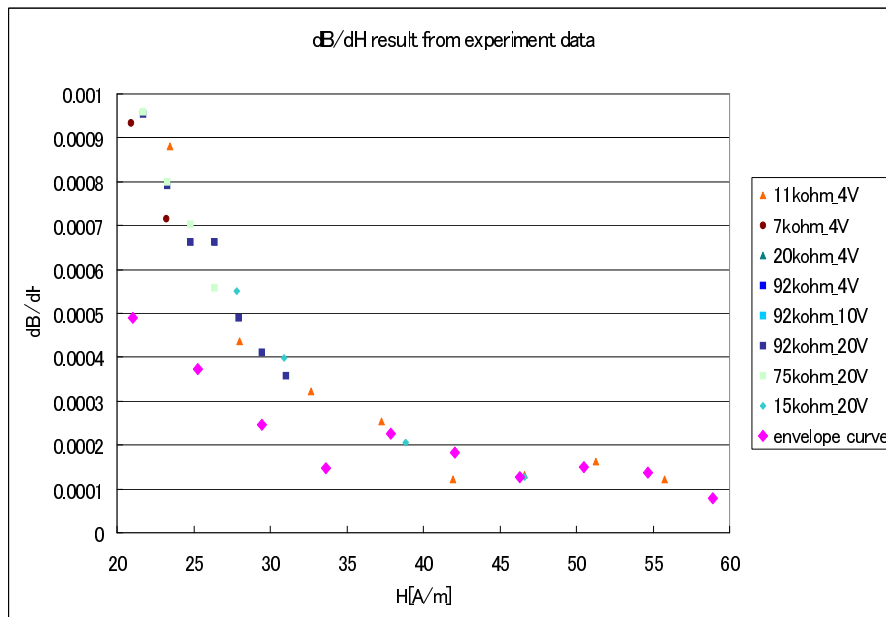


図 4.22: $\frac{dB}{dH}$ data from experiment(20 [A/m] ~ 60 [A/m])

したがって、50 [A/m] を境目に楕円から求めたデータと包絡線から求めたデータをつなぎ合わせた結果を傾きの情報として使用する。

その結果得られた $\frac{dB}{dH}$ と磁界の強さ H の結果は図 4.23 のように纏められる。

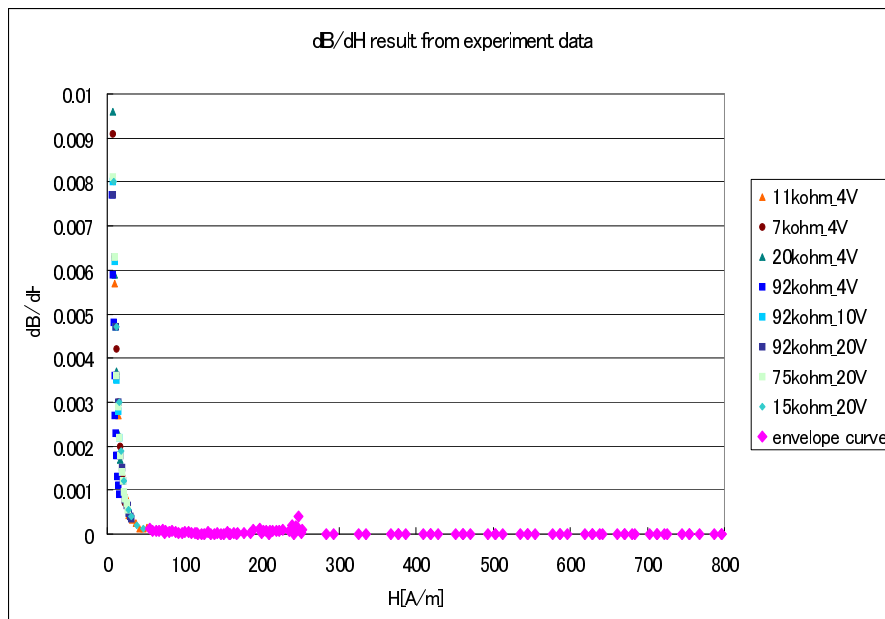
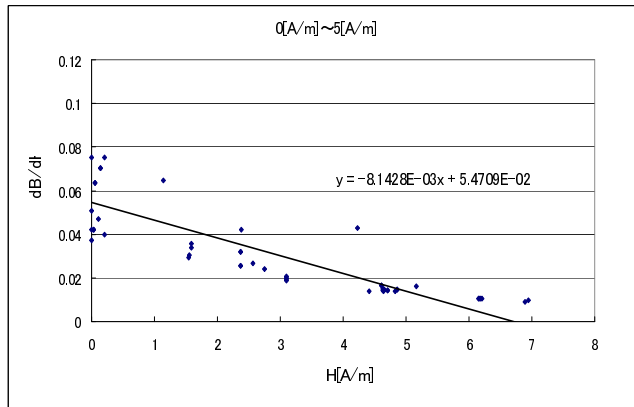


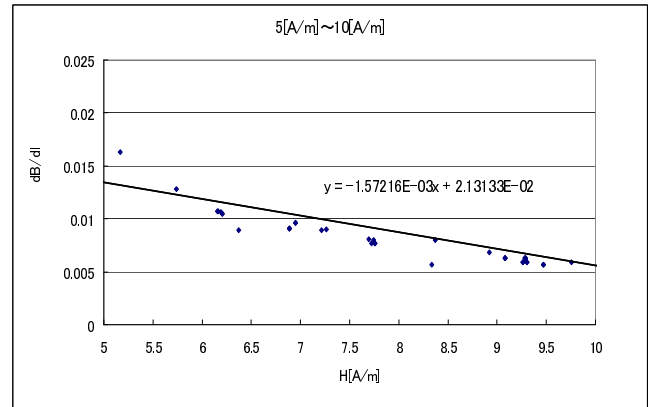
図 4.23: $H - \frac{dB}{dH}$ table

4.4 磁気非線形の実データに基づく解析

前述の実験から得た磁気非線形データをシミュレータに入れる際に、実験データを10分割し、10本の一次関数を繋ぎあわせた。その際、小さな磁界の大きさでは傾斜の変化が大きいため分割する領域を0～5 [A/m]、5～10 [A/m]、10～20 [A/m]、20～30 [A/m]、30～40 [A/m]、40～50 [A/m]、50～80 [A/m]、80～100 [A/m]、100～200 [A/m]、200～800 [A/m]の間隔で分割した。さらに最終的に真空の透磁率 μ_0 との交点以降は μ_0 に収束するように近似を行っている。それらの一次関数と近似式を示したのが、図4.24～図??であり、さらにそれらの近似式をまとめたものが図4.29である。

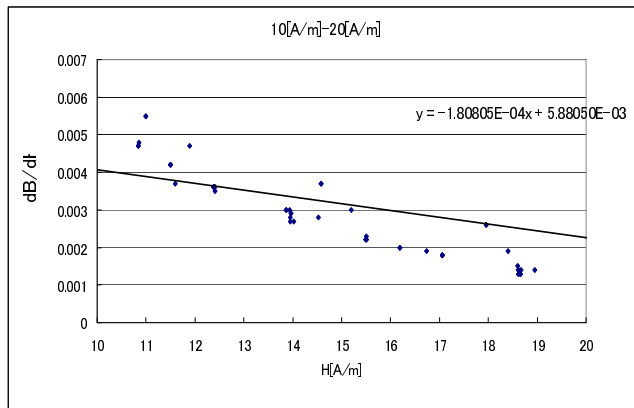


(a) 0 [A/m] ～ 5 [A/m]

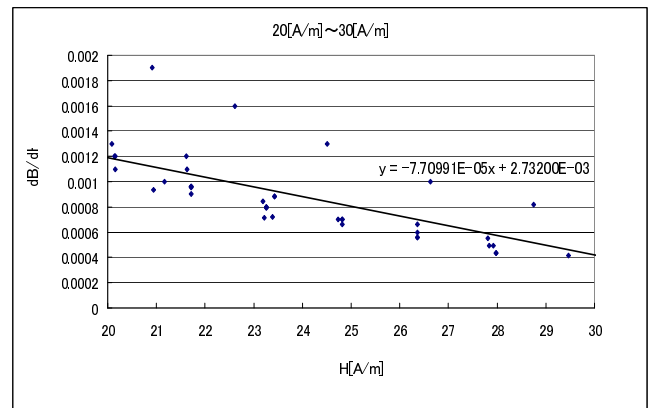


(b) 5 [A/m] ～ 10 [A/m]

図 4.24: approximate equation



(a) 10 [A/m] ～ 20 [A/m]



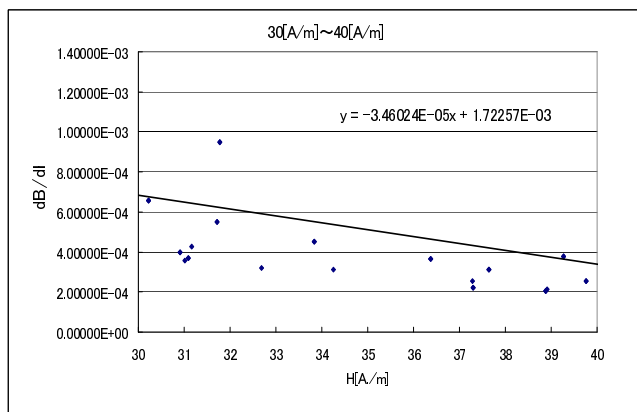
(b) 20 [A/m] ～ 30 [A/m]

図 4.25: approximate equation

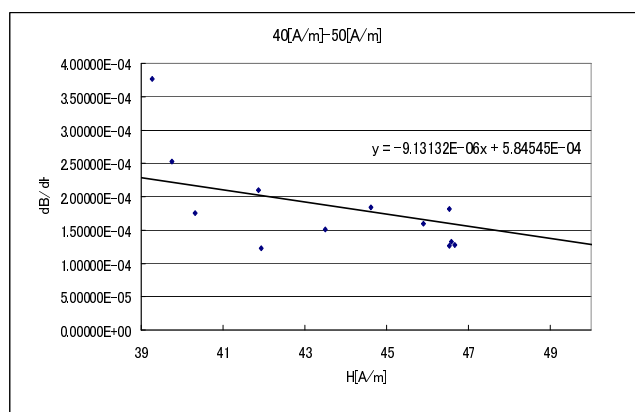
ここで、この関数は実際のコアの特性から得たデータである為、大電流測定センサの周波数へのコアの特性側の影響を考慮したデータである。そこで、この近似曲線を状態空間法を用いたプログラムに組み込み、周波数の上昇の結果をプロットした結果が図4.30である。

この結果から言えることは40 [AT](=620 [A/m])で完全に周波数が一定となり、完全飽和をしていることである。また、コアの特性のみを考慮すれば350 [kHz]まで周波数が上がると考えられる。

したがって、実験結果からセンサ駆動周波数が200 [kHz]に収束していく様に周波数が上がっていくことは、回路の特性が影響していると考えられる。したがって、回路の特性を考慮すれば350 [kHz]ま

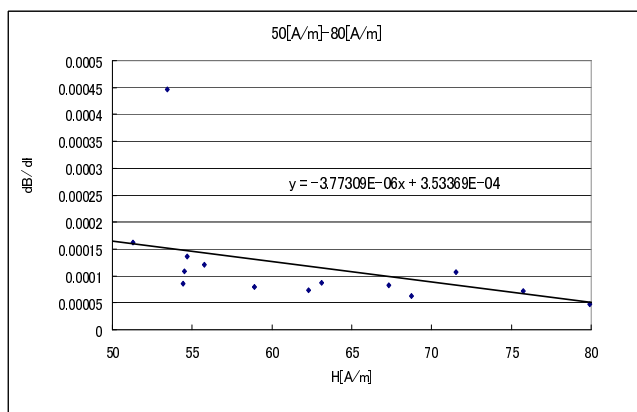


(a) 30 [A/m] ~ 40 [A/m]

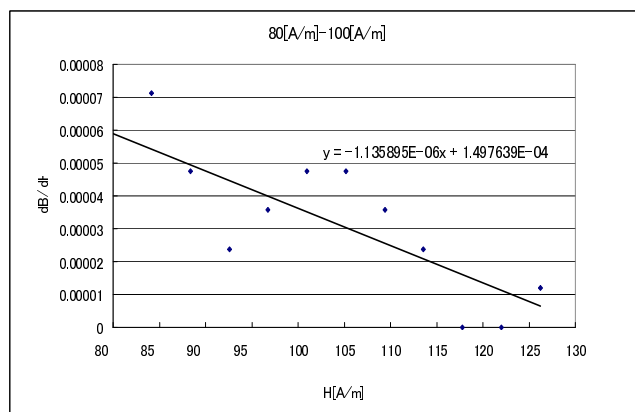


(b) 40 [A/m] ~ 50 [A/m]

☒ 4.26: approximate equation

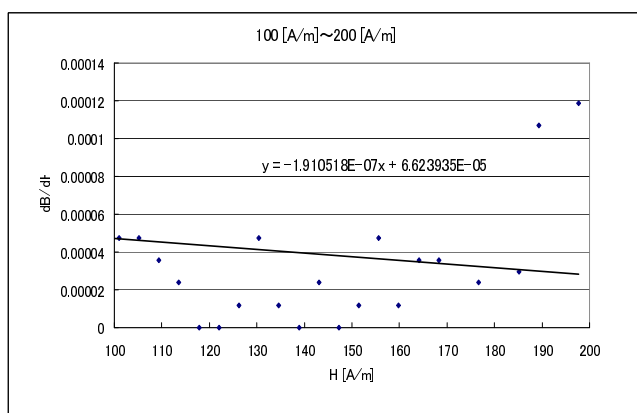


(a) 50 [A/m] ~ 80 [A/m]

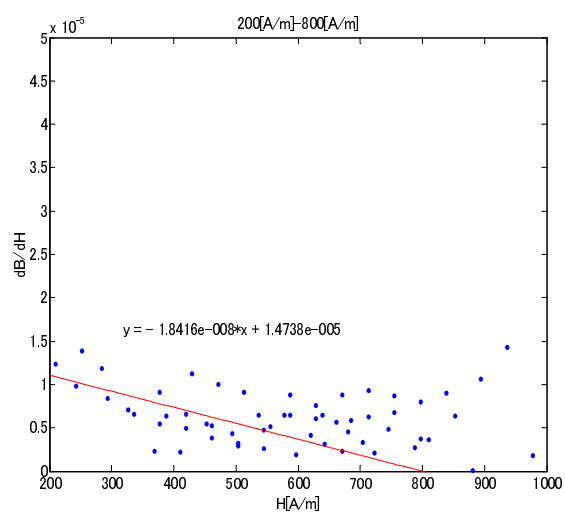


(b) 80 [A/m] ~ 100 [A/m]

☒ 4.27: approximate equation



(a) 100 [A/m] ~ 200 [A/m]



(b) 200 [A/m] ~ 800 [A/m]

☒ 4.28: approximate equation

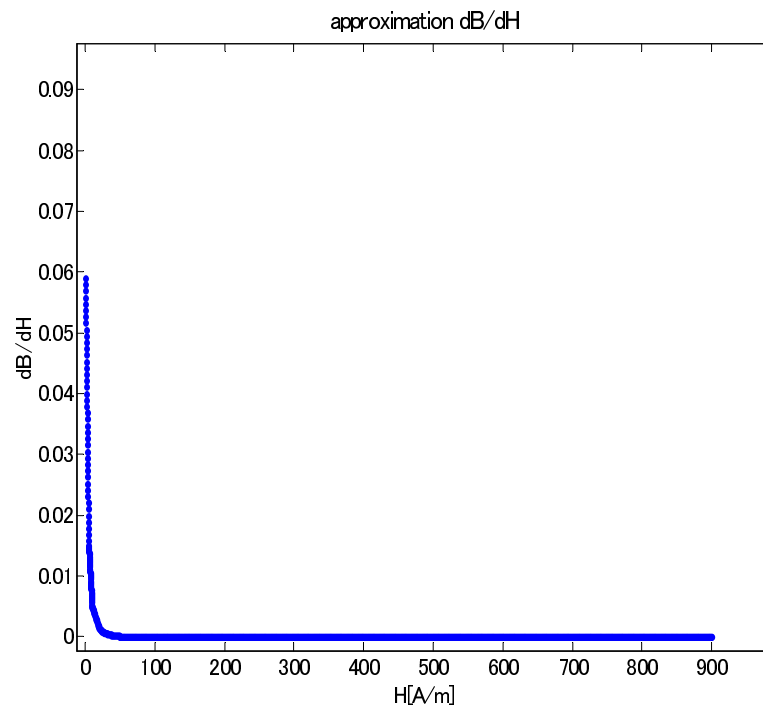


Fig 4.29: $\frac{dB}{dH}$ data and approximate equation

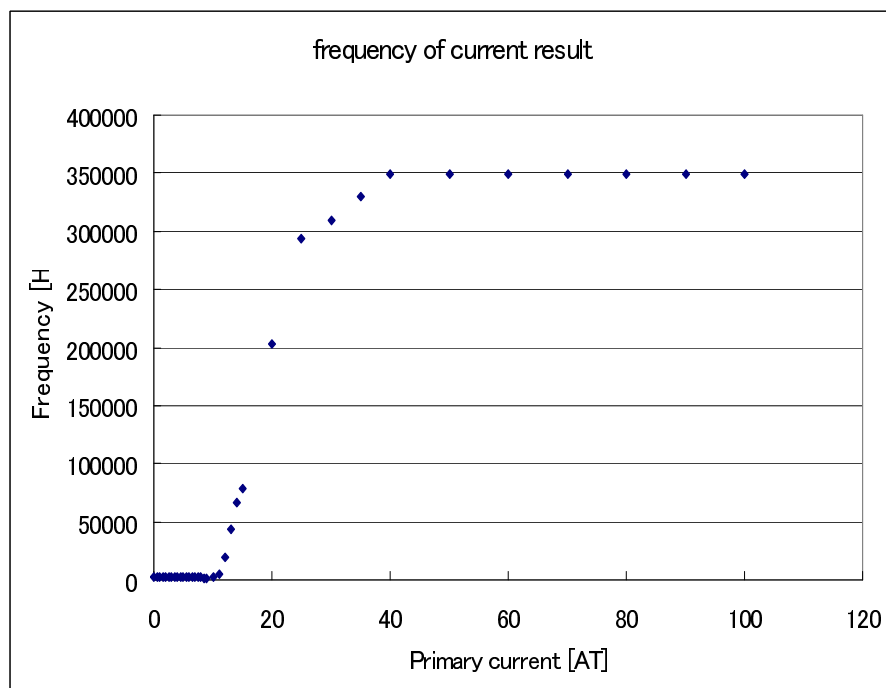


Fig 4.30: Current frequency by experimental $\frac{dB}{dH}$

での周波数の上げ方を回路側で調整可能であればさらなる測定範囲の拡大を望める。さらに回路に負担をかけない設計にするのであれば 20 [A] 以下の設計にすることが必要である。これらのことを考慮すれば回路側の調整によって更なる測定範囲の拡大の可能性を秘めていると言える。

第5章 結論

5.1 本研究のまとめ

本研究では大電流測定で周波数情報を用いたフラックスゲートセンサの原理と設計について原理の検証を行った。実験から求められた測定電流と共にセンサ駆動周波数が 200 [kHz] まで上昇する結果を得た。また、回路シミュレータと実験で得た電圧波形の比較により、コアの特性に依存しない電圧波形が方形波である電圧波形が歪むことを確認した。さらにセンサの温度特性を測る為、電気回路とコアを温めた場合、コアのみを温めた場合でセンサ駆動周波数の変化を実験を行い、センサ駆動周波数の上昇は電気回路の特性とコアの特性の二つの要素が含まれることを確認した。そして、コアの飽和領域の磁気非線形データを実験を行い、ヒステリシスカーブの傾斜情報 $\frac{dB}{dH}$ を実験から得た。その結果を状態空間法を用いた数式に組み込むと、40 [AT] で 350 [kHz] まで上昇することが確認できた。この結果からコアの特性のみを考慮した場合、350 [kHz] まで上昇することが確認できる。したがって回路の特性を考慮すると、コアの特性で 200 [kHz] の点、20 [A] 以下までの領域で測定領域を決めることが望ましいことが確認できた。

これらの結果から、周波数を用いて大電流領域測定を行うフラックスゲートセンサは 20 [A] までの測定電流に対応する可能性があることがいるしたがって、フラックスゲートセンサの特徴である 0 [A] ~ 1.5 [A] までの測定領域で高精度な特性を残しつつ、20 [A] まで測定領域を延ばすことができる本研究で提案する原理は有用であると言える。

5.2 今後の課題

本研究ではコアからの特性に関して検討を行っているが、回路の特性については検討を行っていない。そこで実際に周波数特性を用いたセンサを実装する観点から考えれば、最大測定領域を決める必要があるため、センサ駆動周波数への回路側からの影響を検討しなければならない。また本研究ではセンサの中心に流れる被測定電流を 10 ターン、センサに巻きつけて計測を行った。したがって、被測定電流がコアの中心からずれた場合の検討が必要である。また本研究は共同研究先との知財の関係上、未だ研究発表を行っていない。この成果を公表するすることも今後の課題となる。

参考文献

- [1] 脇若 弘之 “磁気センサ技術の変遷 ” 電気学会誌 124(1)p.36-39 2004
- [2] 原 宏・栗城 眞也 共編 “脳磁気科学 - SQUID 計測と医学応用 ” オーム社 1997
- [3] 松田 瑞史・栗城 眞也 “SQUID の原理とシステム化技術 ” 応用物理 71(12) p.1534-1537
- [4] P.Ripka “Review of fluxgate sensors ” Sensors and Actuators. A33 p.129-141 1992
- [5] 毛利 佳年雄 “磁気センサ理工学 ” コロナ社 1998
- [6] P.Ripka, J.Kubik, M. duffy, and William Gerard Hurley, “Current Sensors in PCB Technology”, IEEE Sens. Journal, vol.5, no.3, Jun. 2005.
- [7] 藤山 陽一, 吉見 健一, 務中 達也, 中西 博昭, “薄膜フラックスゲート磁気センサの開発”, 情報・知能・精密機器部門講演会講演論文集, vol.2000, pp.114-117, 2000.3.
- [8] 川村 祥二, C.Maier, “CMOS 集積化フラックスゲート 2 次元磁気センサ”, 電子情報通信学会技術研究報告, vol.99, No315, pp.83-89, 1999.9.
- [9] 橋口 英司, “高感度電流センサ設計のためのフラックスゲート形コイルシステムの非線形解析 ” The university of Tokyo, master thesis, 2006
- [10] Cheung Cheuk Kei Brian, “An active AC compensation method against disturbance effects due to aliasing in fluxgate current sensor ” The university of Tokyo, graduation thesis, 2007
- [11] 多田隈 進, 石川 芳博, 常広 譲, 電気機器学基礎論, 電気学会, 2004.
- [12] 難波江 章, パワーエレクトロニクスの基礎, 電気学会, 1993.
- [13] 村上 俊之, 内山 太郎, 大西 公平, 電磁気工学, 培風館, 2002.
- [14] Hai Yan Lu, Jian Guo Zhu, and S.Y.Ron Hui, “Measurement and Modeling of Thermal Effects on Magnetic Hysteresis of Soft Ferrites”, IEEE Trans. Magn., vol.43, No.11, Nov. 2007.
- [15] LEM “Isolated current and voltage transducers - Characteristics - Applications - Calculations ” 3rd Edition
- [16] “広い温度範囲において鉄損が低い MnZn フェライト MnZn Ferrites Indicating Low Power Loss in Wide Temperature Range” JFE 技報 No. 8, 2005, p.38.39
- [17] 堀 洋一, 大西 公平, 応用制御工学, 丸善, 1998.
- [18] “電源トランス用高飽和磁束密度低損失 MnZn フェライト MnZn Ferrites with Low Loss and High Flux Density for Power Supply Transformer” JFE 技報 No. 8, 2005 年 6 月, pp.32.37
- [19] 岡村 迪夫, OP アンプ回路の設計, CQ 出版社, 1998.
- [20] 新日本無線, <http://semicon.njr.co.jp/njr/hp/>

謝辞

本研究を行うにあたって、大変多くの方にお世話になりました。ここに深く感謝の意を表したいと思います。指導教官の古関隆章准教授には研究に関する考え方や研究の方針、議論をする時間を多大に割いて頂き、この二年間大変有意義に貴重な体験をさせて頂きました。心から感謝しております。有難うございました。

また、技術職員の高田康宏さんは実験機器の扱い方から事細かに色々と教えて頂き、多大なサポートをして頂き感謝しております。二年間有難うございました。

秘書の松崎由香子さんは、隣の席でいつも楽しい会話で盛り上げ、研究室のお祝いに積極的に動いて下さり、研究以外のサポートをして頂きました。有難うございました。

博士課程の福正博之さんは、研究室を選ぶ際から相談にのって頂き、修士二年の夏休み、ドイツ留学以降は研究について相談にのっていただき、研究以外でも楽しい雰囲気を作って頂き、楽しい研究室生活を送ることができました。有難うございました。

同期の熊澤一将君、野田昂志君、Genevieve Marie Pattersonさんは、研究の内容、資料、研究の進め方についてアドバイスを頂きました。また研究以外でも多々お世話になり、研究室の仲間として楽しい二年間を過ごさせて頂きました。本当に有難うございました。

修士課程1年の槻木澤佑君、田中峻一君、櫻井大輔君、川上千幸君は、研究室の仲間として一緒に過ごして頂き、様々なサポートをして頂いたことに感謝しています。有難うございました。

卒業生の先輩に当たる、野崎雄一郎さん、鈴木武海さん、原和弘さん、中田貴之さん、道念大樹君は修士一年の一年間でしたが、研究の方針、授業、多大なサポートと叱咤激励をして頂き、楽しい一年間を過ごすことができました。本当に有難うございました。

昨年まで秘書として古関研究室に所属していらっしゃった南佳子さん、一年間でしたが隣の席で楽しく会話をして研究室生活に花を添えて頂き有難うございました。

また、本研究を行うに当たり共同研究先である LEM の方々には大変お世話になりました。LEM-SA の Eric Favre 様、Wolfram Teppan 様はスイスへの研修を許可して下さい、多大なサポートをして頂きました。あの経験が私にとって大変貴重な経験となり、心より感謝をしています。本当に有難うございました。Davide Azzoni 様にはスイスへの研修の時に研究の議論にお付き合いして頂き、個人的にも多大なサポートをして頂きました。本当に有難うございました。ここに書き示すことができなく申し訳なくと思いますが、LEMSA 社のご関係者の皆様には私の研究内容、英語に耳を傾けて頂き貴重な助言を頂き、本当に感謝しています。有難うございました。また、LEM-Japan 社の畠山自様、棚木義則様は研究を行うにあたって研究素材の手配、スイス研修のサポート、ミーティングや LEM-Japan 社での実験の手配までして頂きました。本当に有難うございました。

最後に、この二年間常にサポートをしてくれた家族、多くの友人に心から感謝を致します。皆様、本当に有難うございました。

平成 21 年 2 月 4 日
小幡 寛