

Fig. 1. Schematic view of sensor element.

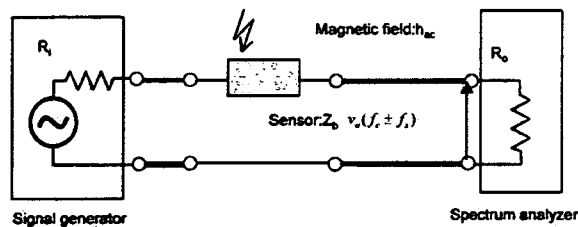


Fig. 2. Equivalent circuit.

where  $f_c$  is the carrier frequency,  $f_s$  is the signal frequency,  $J$  is the current density of the sensor,  $S$  is the cross section of the sensor,  $R_o$  is the input impedance of the spectrum analyzer,  $R_i$  is the input impedance of the signal generator,  $Z_b$  is the impedance of the sensor at a bias point, and  $dZ/dH$  is the impedance change. The sideband level is proportional to the impedance change of the sensor.

On the other hand, white noise increased when the current density  $J$  reached over  $10^7$ – $10^8$  A/m<sup>2</sup>. Therefore, the current density was set to be constant at  $10^7$ – $10^8$  A/m<sup>2</sup> in order to obtain the highest signal-to-noise ratio [6].

2.2. Calculation method

Fig. 3 shows a flow chart of the analysis. Parameters are width, thickness of the strip. The magnetic film is a CoNbZr monolayer film with a resistivity of  $120 \times 10^{-8} \Omega m$ , and a length of almost several millimeters. Relative permeability was taken into account for eddy current generation, LLG equation, and magnetic dispersion [7]. The dispersion value was decided so that the theoretical permeability agreed with the measured permeability.

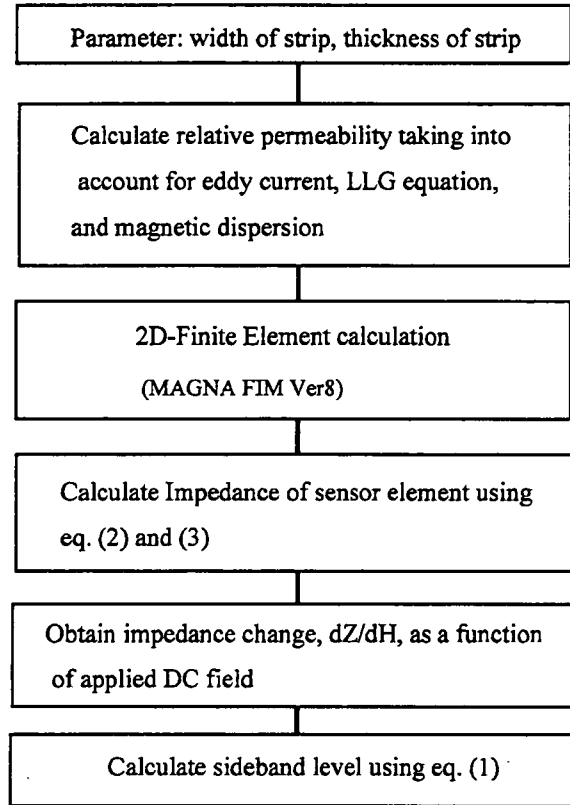


Fig. 3. Flow chart to calculate signal-to-noise ratio.

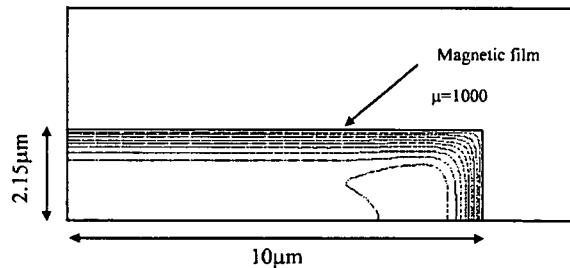


Fig. 4. Flux line of sensor element.

Fig. 4 shows the calculated flux line in cross-sectional view of the sensor strip (2D model) when the width of the strip was  $20 \mu m$ , the thickness of the strip was  $4.3 \mu m$ , the relative permeability was 1000 and the frequency was 500 MHz. The model is 1/4 of the total cross section. The carrier current flows through the cross section perpendicularly. The magnetic field was calculated using MAGNA FIM ver. 8 (CRC SOLUTIONS). Most of the magnetic flux existed at the edge of the magnetic film due to the skin effect. There was a closed magnetic loop inside the magnetic film.

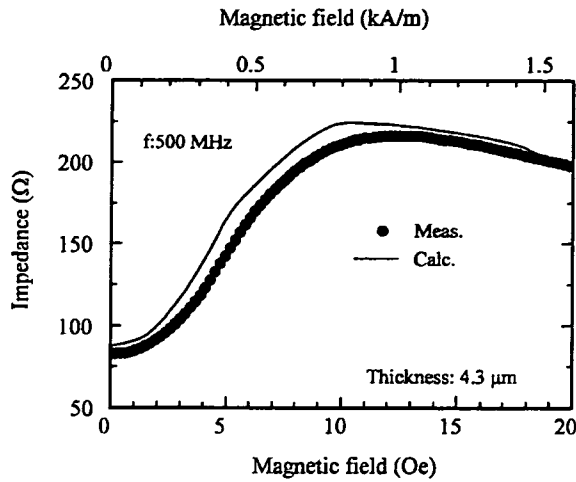


Fig. 5. Strip impedance as a function of DC field.

The inductance was obtained by using Eq. (2) as a sum of the magnetic energy, while the resistance was obtained using Eq. (3) as a sum of Joule's loss.

$$\frac{1}{2} LI^2 = \int_v BH \, dv, \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} RI^2 = \int_v \rho J^2 \, dv, \quad (3)$$

where  $L$  is inductance,  $I$  is current,  $B$  is flux density,  $H$  is magnetic field,  $R$  is resistance,  $\rho$  is resistivity of magnetic film, and  $J$  is current density.

Fig. 5 shows a strip impedance as a function of the applied DC magnetic field. The symbols show the measured impedance and the solid line shows the theoretical impedance. The dispersion of magnetic anisotropy was set at about 2.6 Oe, and the dispersion of angle in the easy direction was set at about 2.0°. Measured impedance is in good agreement with theoretical impedance.

### 2.3. Optimum size

An optimum width of 20–30  $\mu\text{m}$  and an optimum thickness of 4.3  $\mu\text{m}$  was obtained from the following analysis: Optimum width of the strip was set at about 20–30  $\mu\text{m}$  by experimental analysis. In the narrow strip, it is difficult to apply an easy axis along the width of the strip. However, the impedance change,  $dZ/dH$  of Eq. (1), increased as the magnetic anisotropy in the direction of width decreased. We applied the easy axis parallel to the direction width when the width of the strip was larger than around 20  $\mu\text{m}$ . We obtained the smallest

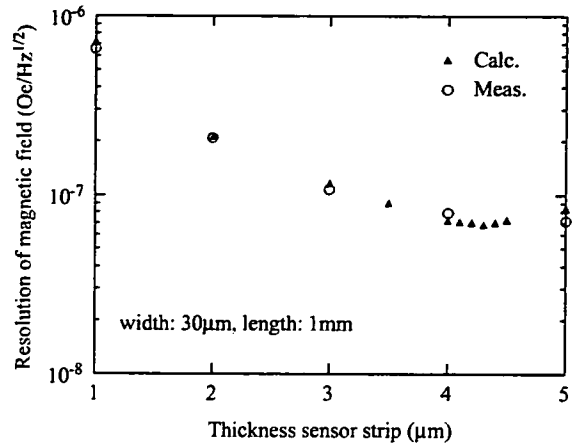


Fig. 6. Resolution as a function of strip thickness.

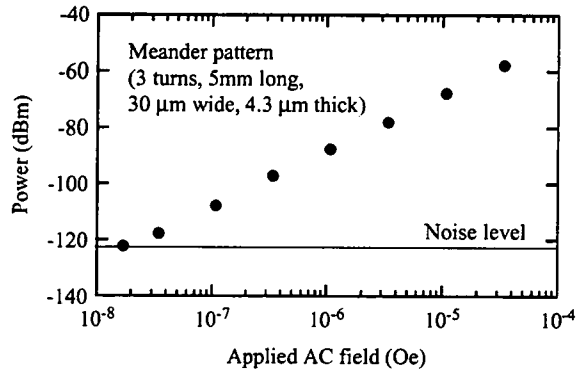


Fig. 7. Resolution as a function of AC field.

anisotropy field with a width of around 20  $\mu\text{m}$  to achieve higher impedance change.

Fig. 6 shows the magnetic field resolution as a function of the optimum thickness when the width was around 20  $\mu\text{m}$ . The circles show the measured resolution and the triangles show the theoretical resolution. Theoretical resolution was in good agreement with the measured data. An optimum thickness of around 4.3  $\mu\text{m}$  was obtained. Impedance change  $dZ/dH$  decreased over the thickness of 4.3  $\mu\text{m}$  because the perpendicular magnetic flux at the edge of the film decreased the effective permeability. Resolution decreased under a thickness of 4.3  $\mu\text{m}$  because the impedance of the sensor element was too high.

### 3. Experimental results

Fig. 7 shows the measured resolution of magnetic field. The CoNbZr sensor element had a width of 30  $\mu\text{m}$ ,

3 turns and a meander pattern, and the thickness of each component strip was 4.3  $\mu\text{m}$ . It was DC biased with 5 Oe and a current at a carrier frequency (370 MHz) was passed through the sensor. A bias field and an AC field were applied in the longitudinal direction of the meander pattern. A small magnetic field was detected using a carrier suppression circuit [8]. The AC magnetic field and the bias field are applied using helmholtz coils. The experiments were carried out in a magnetically shielded room (Attenuation: 40 dB at 1 Hz, 60 dB at 1 kHz). A resolution of  $1.7 \times 10^{-8} \text{Oe/Hz}^{1/2}$  was obtained at 501 kHz.

#### 4. Conclusion

1. We optimized a sensor structure using FEM analysis to obtain good signal-to-noise ratio.
2. A field resolution of  $1.7 \times 10^{-8} \text{Oe/Hz}^{1/2}$  were obtained at 501 kHz. The limit was determined by thermal noise at room temperature.

#### Acknowledgement

A part of this research was supported by scientific research fund from the Ministry of Welfare of Japan (16206041).

#### References

- [1] H. Yamadera, Y. Nishibe, T. Morikawa, Y. Nonomura, *Trans. IEE Japan* 118-A (1998) 689.
- [2] D. Atkinson, P.T. Squire, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 3364.
- [3] A. Takayama, T. Uehara, A. Yuguchi, H. Kato, K. Mohri, T. Uchiyama, *IEEE Trans. Magn.* 35 (1999) 3643.
- [4] D. Robbes, C. Dolabdjian, Y. Monfort, P. Ciureanu, *Physica C* 372–376 (2002) 249.
- [5] H. Kikuchi, Doctor Paper, Tohoku University, 2002.
- [6] H. Mawatari, H. Kikuchi, S. Yabukami, M. Yamaguchi, K.I. Arai, *J. Magn. Soc. Japan* 27 (2003) 414.
- [7] K. Ishiyama, A. Toyoda, K.I. Arai, K. Okita, *IEEE Trans. Magn.* 31 (6) (1995) 3841.
- [8] S. Yabukami, T. Suzuki, N. Ajiro, H. Kikuchi, M. Yamaguchi, K.I. Arai, *IEEE Trans. Magn.* 37 (2001) 2019.



ELSEVIER

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

SCIENCE @ DIRECT®

Journal of Magnetism and Magnetic Materials 290–291 (2005) 1330–1333



[www.elsevier.com/locate/jmmm](http://www.elsevier.com/locate/jmmm)

## Wireless motion capture system using magnetically coupled LC resonant marker

S. Hashi<sup>a,\*</sup>, Y. Tokunaga<sup>a</sup>, S. Yabukami<sup>b</sup>, T. Kohno<sup>b</sup>, T. Ozawa<sup>b</sup>,  
Y. Okazaki<sup>a</sup>, K. Ishiyama<sup>b</sup>, K.I. Arai<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Department of Materials Science and Technology, Gifu University, 1-1 Yanagido, 501-1193 Gifu, Japan

<sup>b</sup>Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira Aoba-ku, 980-8577 Sendai, Japan

Available online 15 December 2004

### Abstract

A novel motion capture system using magnetically coupled LC resonant marker have been developed. This system composed from the LC marker, a driving coil and a pickup coil array. The marker consists only of an inductor and a capacitor without battery or electric wires, and driven wirelessly by the action of electromagnetic induction. The position accuracy was around 2 mm when the marker was located within the space of 50 mm apart from the pickup coil array. The system is applicable for highly accurate motion capturing without magnetic shielding because the system is free from the earth field. Additionally, it has a possibility of a multi-point motion capturing because the system allow markers to have an individual frequency band.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

**Keywords:** Wireless sensing; Motion capture; Magnetically coupled LC resonant marker; Electromagnetic induction

### 1. Introduction

Magnetic motion capture is useful to detect invisible objects in optically isolated space such as in or on a human body. It is desirable to the marker, which puts on a body, is free from electric wiring in order to capture human motions. Particularly, an exact localization and direction will be required for a medical field or a human interface of the next generation.

There have been several investigations to determine the position of a magnetic object by measuring the magnetic field of the object [1–8]. However, conventional magnetic motion captures require comparatively large markers and markers are not free from electric wiring as to obtain a high SN ratio for magnetic signal of markers.

Accordingly, we propose a new kind of magnetic motion capture system utilizing magnetically coupled LC resonant marker. The system is composed of a driving coil, LC marker and a matrix designed pickup coil array. The small marker composed of a minimal LC circuit with no battery driven wirelessly by the action of electromagnetic induction. An investigation of position sensing system using magnetically coupled LC resonance was reported [9]. However, this system is unable to realize the position accuracy in millimeter unit, furthermore, hard to detect the orientation of the marker.

The objective of the present investigation is, therefore, the development of a more accurate method for capturing motion of the markers. In this paper, the fundamental of the proposed motion capture system is described for accurate positioning, position detection of the marker is demonstrated, and then both an induced voltage from the marker responsible for the position accuracy is discussed.

\*Corresponding author. Tel./fax: +81 58 293 2722.

E-mail address: [hashi@cc.gifu-u.ac.jp](mailto:hashi@cc.gifu-u.ac.jp) (S. Hashi).

2. System setup and theory of sensing

Fig. 1 shows a schematic diagram for the motion capture system. The system is composed of a driving coil, a marker and a pickup coil array. The magnetically coupled LC marker that we have prepared is shown in Fig. 2. The marker consists of a high permeability ferrite core ( $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$ ) inductor with wound coil and a chip capacitor, which represents LC series circuit designed for a resonant frequency of 175 kHz. Total size of the marker is 4 mm in diameter and 10 mm long. The pickup coil array consists of 25 coils (70 turns of copper wire around acryl bobbin 10 mm in diameter) placed at interval of 45 mm on an acryl board to configure a matrix layout ( $5 \times 5$ ). The excitation is a 25-V sinusoid applied to the driving coil (10 turns of copper wire around Teflon ring 200 mm in diameter), sweeping linearly from 100 to 250 kHz at interval of 20 Hz. The marker is strongly excited at around its own resonant frequency by the action of electromagnetic induction.

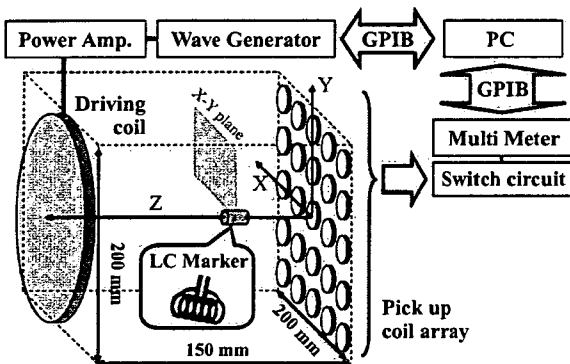


Fig. 1. Schematic diagram for the motion capturing system.

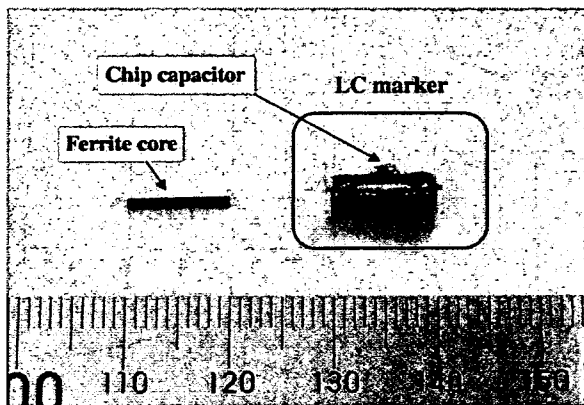


Fig. 2. Photograph of LC resonant marker with high permeability ferrite core.

The induced voltage from the marker is required to detect position and orientation of the marker. Induced voltage from the marker, however, which can be measured with the pickup coil, is associated with the contribution of driving coil. It is necessary to extract only induced voltage of the marker's contribution. In order to extract the desired voltage, first, electromagnetic induced voltage between driving coil and pickup coil without marker, then, induced voltage with the marker was measured, respectively. It is therefore possible to obtain the desired voltage by vectorially subtract induced voltage with the marker from induced voltage without the one.

The position and orientation of the marker is obtained by the use of Eqs. (1)–(3) make an optimization using the Gauss–Newton method [10]:

$$S(\vec{p}) = \sum_{i=0} (\vec{B}_{\text{meas}}^{(i)} - \vec{B}_{\text{cal}}^{(i)}(\vec{p}))^2 \rightarrow \text{Minimum}, \quad (1)$$

$$\vec{B}_{\text{cal}}^{(i)}(\vec{p}) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \left\{ -\frac{\vec{M}}{r_i^3} + \frac{3(\vec{M} \cdot \vec{r}_i) \cdot \vec{r}_i}{r_i^5} \right\}, \quad (2)$$

$$\vec{p} = (x, y, z, \theta, \phi, M), \quad (3)$$

where  $S(\vec{p})$  is an objective function (the least-square value),  $i$  is coil number,  $\vec{B}_{\text{meas}}^{(i)}$  is the measured flux density,  $\vec{B}_{\text{cal}}^{(i)}$  is the theoretical flux density which is taken into account of the dipole field and  $\vec{p}$  is the parameters of marker.  $\vec{M}$  is the magnetic moment,  $(x, y, z)$  is the position of the marker and  $\vec{r}_i$  is a position vector.  $\theta$  and  $\phi$  are the orientation angles of the marker. Eq. (2) shows the algorithm based on the equation of an ideal dipole field, which expressed as a function of the position and orientation. More than six of pickup coils are needed to solve the equation due to six valuables in  $\vec{p}$ .

Fig. 3 shows an example of frequency dependence of the induced voltage with a magnetic marker's

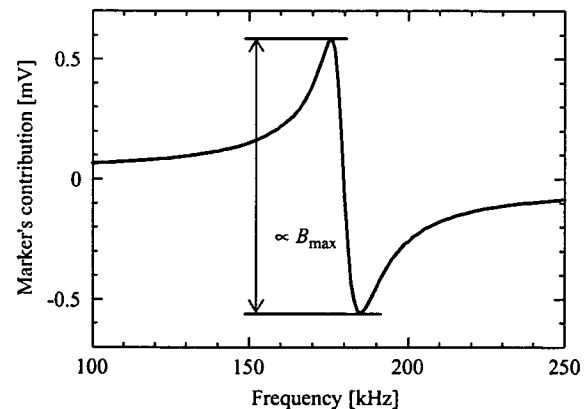


Fig. 3. Marker's contribution extracted from the induced voltage measured with a pickup coil.

contribution. It is measured by a pickup coil which is placed at center of pickup coil array, when the marker was located on the center between the driving coil and pickup coil array parallel to the both coil's axis (Z-axis in Fig. 1). It is subtracted voltage in vector as described before. An abrupt voltage variation is observed around the resonant frequency at 175 kHz of the marker in Fig. 3. The signal is maximal when the coil's axis is aligned with the local magnetic field, which tends to run along the pickup coil's axis. The peak–peak voltage is proportional to the intensity of magnetic flux and depends on the location of the each pickup coils. These peak–peak values were used in the calculation for the position and orientation of the marker.

### 3. Results and discussion

The position accuracy was verified experimentally for the system. Fig. 4 shows the position accuracy when the marker is located parallel to the Z-axis. Marker swept along A–F directions in X–Y plane (Ref. in Fig. 1) at Z-axis coordinates is 25, 35, 45 and 55 mm, respectively.

The positions calculated from measured induced voltage are represented by filled circle and the actual positions with the exact dimension of the marker are shown as rather large open circle. As shown in Fig. 4, the position accuracy after considering the size effect of the marker was within 2 mm.

Fig. 5 shows the position accuracy plotted against a geometric mean of the peak–peak voltage with marker's contribution for all 25 pickup coils. According to Fig. 5, the position accuracy is obtained within 2 mm at average voltage above 0.4 mV.

### 4. Conclusion

We have proposed and demonstrated magnetic motion capture system using magnetically coupled LC resonant marker. It has shown that the theory of the system was able to realize, using approximation where the marker is as a magnetic dipole. The position accuracy of the system was about 2 mm when the marker was located within 50 mm from pickup coil array.

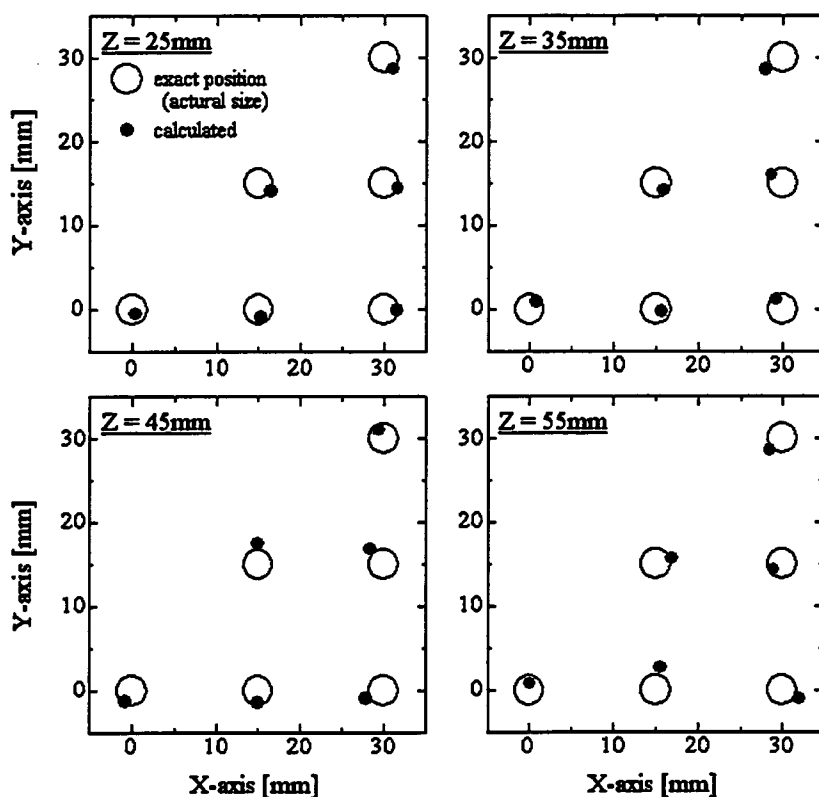


Fig. 4. Calculated and actual position of the marker displaced along A–F directions in X–Y plane at various Z coordinates.

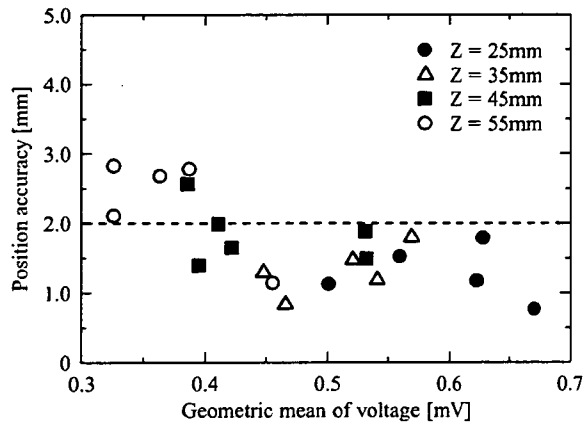


Fig. 5. Position accuracy as function of the average for all signal of the marker measured in pickup coils.

#### Acknowledgements

This study was supported by the Industrial Technology Research Grant Program in 03A47063a from the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO) of Japan. This study was also supported by Strategic Information and Communications R&D Promotion Programme (SCOPE) in the

Ministry of Public Management, Home Affairs, Posts and Telecommunications (MPHPT).

#### References

- [1] F. Grant, G. West, *Interpretation Theory in Applied Geophysics*, McGraw-Hill, New York, 1965.
- [2] S.V. Marshall, *IEEE Trans. Vehicular Technol.* VT-27 (1978) 65.
- [3] W.M. Wynn, C.P. Frahm, P.J. Carroll, R.H. Clark, J. Wellhoner, M.J. Wynn, *IEEE Trans. Magn.* MAG-11 (1974) 701.
- [4] J.E. Mcfee, Y. Das, *IEEE Trans. Antenn. Propag.* AP-29 (1981) 282.
- [5] S.V. Marshall, *IEEE Trans. Vehicular Technol.* VT-27 (1978) 65.
- [6] W.M. Wynn, C.P. Frahm, P.J. Carroll, R.H. Clark, J. Wellhoner, M.J. Wynn, *IEEE Trans. Magn.* MAG-11 (1975) 701.
- [7] J.E. Mcfee, Y. Das, *IEEE Trans. Antenn. Propag.* AP-29 (1981) 282.
- [8] S. Yabukami, K. Arai, H. Kanetaka, S. Tsuji, K.I. Arai, *J. Magn. Soc. Jpn.* 28 (2004) 711.
- [9] J.A. Paradiso, K. Hsiao, J. Stricken, J. Lifton, A. Adler, *IBM Systems Journal* 39 (2000) 892.
- [10] T. Nakagawa, Y. Koyanagi, *Experimental Data Analysis by the Least Square Method*, The University of Tokyo Press, 1982.

# 振幅変調による高周波キャリア型薄膜磁界センサの設計

## Design of a High-Frequency-Carrier-Type Thin-Film Magnetic Field Sensor

堀越 直・藪上 信\*・村山芳隆\*・小澤哲也\*・石山和志\*・荒井賢一\*

タカノ株式会社, 長野県上伊那郡宮田村 137 (〒399-4301)

\*東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

N. Horikoshi, S. Yabukami\*, Y. Murayama\*, T. Ozawa\*, K. Ishiyama\*, and K. I. Arai\*

Takano Co., Ltd., 137 Miyada-mura, Kamiina-gun, Nagano 399-4301, Japan

\*Research Institute of Electrical Communication, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

We designed high-frequency-carrier-type thin-film sensors to obtain high sensitivity. We consider the relation between the sensor form and the sensor to be characteristic. When the sensor area was fixed to 5 mm × 5 mm, and the sensor interval was 30 μm, the width of the sensor with the best sensitivity was set to 200–400 μm. We fabricated a meander-type sensor element, and compared the calculated and measured result. It was found that they mostly in agreed.

**Key words:** high-frequency-carrier-type thin-film magnetic field sensor; high sensitivity

### 1. はじめに

高透磁率磁性体に高周波電流やパルス波を直接通電し、外部磁界による透磁率変化を介し、表皮効果および自然共鳴によりインピーダンスが大きく変化することを利用した磁界センサは、GMIセンサあるいは高周波キャリア型磁界センサと呼ばれ、高感度化の研究および産業応用が議論されている<sup>1,2)</sup>。このセンサ素子の磁界検出の感度限界は熱による磁化のゆらぎで決定され、その値は室温で $10^{-13}$  T台に達するとの報告がある<sup>3)</sup>。この磁界センサの高感度化においては、微小信号検出回路の開発および検出回路を考慮した素子設計するとともに、センサ素子自体の感度を高めることが重要となる。

これまでに筆者らは、高周波キャリア型薄膜磁界センサを用いた交流磁界の検出回路として搬送波抑制回路を提案し<sup>4)</sup>、搬送波の位相雑音を熱雑音以下に低減させることで、501 kHzにおいて $1.7 \times 10^{-12}$  T ( $1.7 \times 10^{-8}$  Oe)の微小交流磁界を検出したことを報告した<sup>2)</sup>。

本論文では、交流磁界計測感度を極限まで高め、高いSN比を得ることを指向し素子の設計をした。設計には、バイアス磁化率の理論<sup>3)</sup>、LLG方程式、有限要素法による電磁界解析などを用い、最適なセンサ素子形状を検討した。ここではセンサ面積を5 mm × 5 mmと固定し、その中にミアンダ形センサ素子を作成した場合の最適素子

断面形状を検討した。主として素子幅を変化させて、200 μm ~ 400 μmでSN比の極大値があることを示し、また、実験的にも確認したので報告する。

### 2. 高感度素子設計

#### 2.1 素子設計指針

Fig. 1は振幅変調による高周波キャリア型磁界センサにおける微小交流磁界の計測方法を概念的に示したものである。搬送波電流はシグナルジェネレータによりセンサ素子へ加えられ、出力信号はスペクトラムアナライザ等の50 Ω系の測定装置で計測される。計測磁界は振幅変調された出力信号の側波帯から求める。高いSN比を得るためには、信号レベルを大きくすることとノイズレベルを低減させることが必要である。このうち信号レベルはFig. 1の回路における振幅変調波の側波帯として(1)式で近似できる<sup>5)</sup>。

$$|V_o(\omega_c \pm \omega_s)| = \frac{JS(Z_b + R_o)R_o h_{ac}}{2\{Z_b + R_o + R_i\}^2} \left( \frac{\Delta Z}{\Delta H} \right) \quad (1)$$

ただし、 $J$ はセンサに流れる電流密度、 $S$ は素子断面積、 $R_b$ はシグナルジェネレータの出力抵抗、 $R_o$ はスペクトラムアナライザの入力抵抗であり、 $Z_b$ は素子の動作点におけるインピーダンス、 $\Delta Z/\Delta H$ は外部磁界に対するインピーダンス変化率である。

(1)式によれば、側波帯を大きくするためのパラメータは素子断面積、電流密度、インピーダンス変化率、動作点インピーダンスである。以下ではこれらの値と素子断面形状の依存性を検討した。

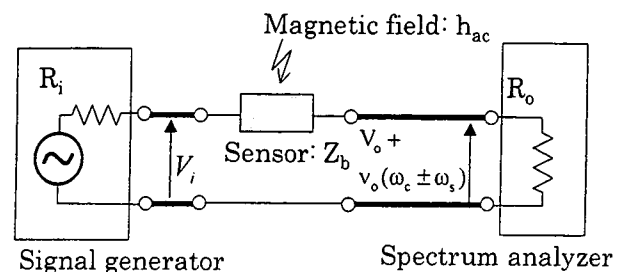


Fig. 1 Equivalent circuit.



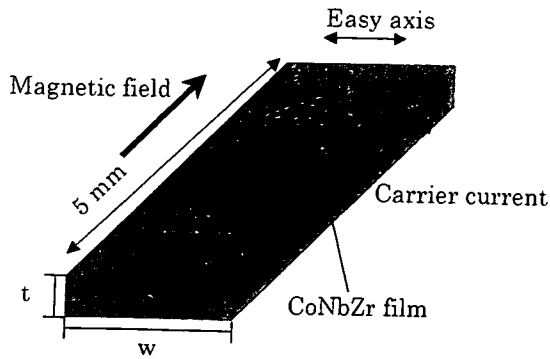


Fig. 2 Sensor element.

## 2.2 計算手順

(1)式より最も SN 比が大きくなるように素子寸法を設計した。計算に用いる素子の形状を Fig. 2 に示す。解析に用いたパラメータは素子幅  $w$ 、膜厚  $t$  である。短冊センサ素子は、素子幅  $w$ 、膜厚  $t$  の矩形断面をもち、幅方向に磁化容易軸を付与してある。その配線に高周波のキャリア電流を流した時のインピーダンスと印加直流磁界の関係を求める。Fig. 3 はインピーダンスと印加直流磁界の一例である。(1)式に入力する値は、印加直流磁界に対してインピーダンスがもっとも急峻な傾きを持つ部分である。その地点のインピーダンス変化率を  $\Delta Z/\Delta H$ 、動作点インピーダンスを  $Z_b$  とする。また、断面積  $S$  は素子幅  $w \times$  膜厚  $t$  である。

## 2.3 センサ特性の計算方法

計算手順を Fig. 4 に示す。この手順に従って側波帯のレベルの計算を行なった。

### 2.3.1 形状パラメータの決定

素子断面の形状を決定する。センサ素子断面を矩形とし、素子幅を  $w$ 、膜厚を  $t$  とした。

### 2.3.2 比透磁率と印加直流磁界の計算方法

比透磁率と印加直流磁界の関係をバイアス磁化率の理論<sup>9,7)</sup>で Landau-Lifshitz の磁化の運動方程式<sup>7)</sup>を解くことで得る(計算 A)。ここで比透磁率は素子幅方向に一軸異性が付与されていることを仮定している。また、磁化の回転は面内方向にのみ回転するモデルに近似している<sup>9)</sup>。

### 2.3.3 インピーダンスと比透磁率の計算方法

インピーダンスと比透磁率の関係を有限要素法による電磁界解析(MAGNA/fim ver.8 CRCsolutions)によって求める(計算 B)。Fig. 5 は解析条件の模式図である。素子断面の 1/4 モデルで解析を行っている。また、Fig. 6 はセンサ素子の比透磁率  $\mu_r=1000$ 、周波数 500 MHz のときの磁束線図である。表皮効果によって表面付近に磁束が集中している様子が分かる。

### 2.3.4 インピーダンスと印加直流磁界の計算方法

ここで上記の A 及び B の 2 つの計算に用いた比透磁率は共通であるので、比透磁率を代入することによって、インピーダンスと印加直流磁界の関係を求めることができる。そこからインピーダンス変化率( $\Delta Z/\Delta H$ )、動作点インピーダンス( $Z_b$ )を算出する。

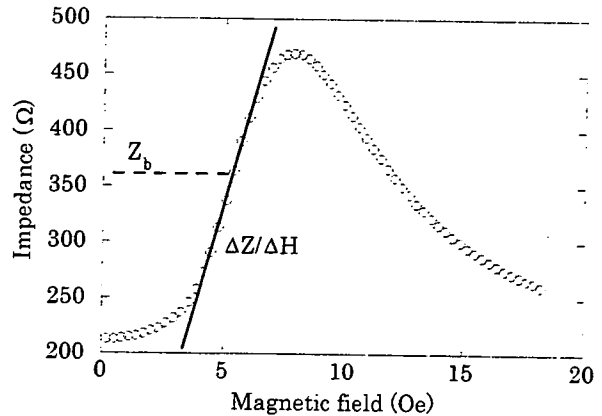


Fig. 3 Relationship between the external magnetic field and the impedance of the sensor.

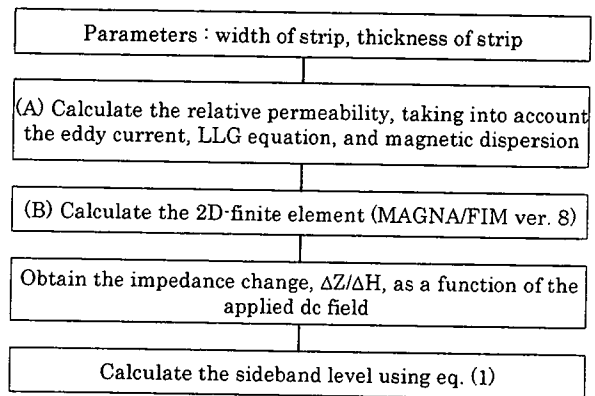


Fig. 4 Analysis procedure.

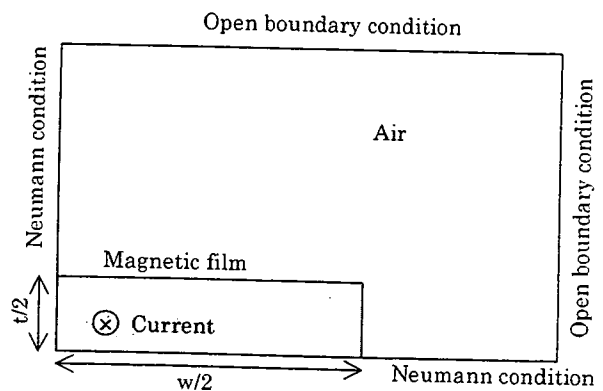


Fig. 5 Analysis model.

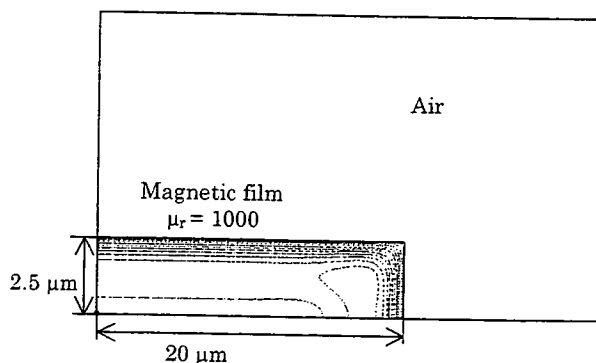


Fig. 6 Magnetic flux lines calculated by FEM.

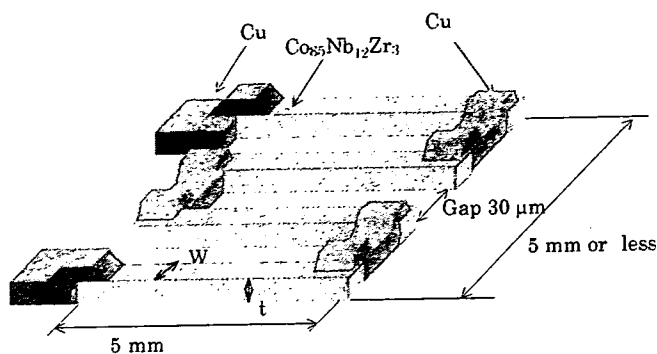


Fig. 7 Pattern of the sensor.

### 2.3.5 側波帯のレベルの計算

断面積( $S$ ), インピーダンス変化率( $\Delta Z/\Delta H$ ), 動作点インピーダンス( $Z_b$ )を(1)式に代入し, 側波帯のレベルを求める.

### 2.4 計算パラメータ

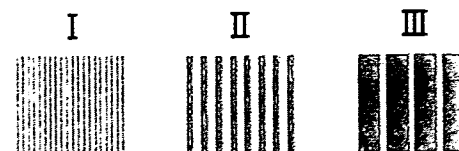
解析に用いたパラメータは以下のように決定した. センサ素子の間隔は隣り合う素子が影響しない十分な距離  $30 \mu\text{m}$  とした<sup>9)</sup>. 電流密度はノイズフロアが上昇してくる  $1 \times 10^6 \text{ A/m}^2$  とした<sup>9)</sup>. キャリア周波数は表皮効果が十分に起こる  $500 \text{ MHz}$  とした. また, 磁性薄膜の異方性分散は角度分散  $1.5 \text{ degree}$ , 強度分散  $1.5 \text{ Oe}$  とした<sup>9)</sup>. また, 計算に用いた異方性磁界は直径  $5 \text{ mm}$  の磁性膜の実測値を用いた. ここでは  $8 \text{ Oe}$  であった. センサ素子の形状は SQUID のヘッド寸法を目安に  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  とし, その中にミアンダパターンを形成し素子長をなるべく長くした. 素子面積が固定されているために, センサ素子幅が広げればミアンダのつづら折れ回数は少なくなる. Fig. 7 は想定した素子構造を模式的に示したものである.

### 2.5 計算結果

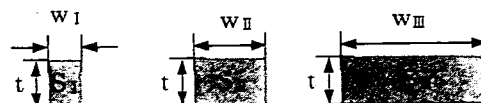
(1)式によれば側波帯のレベルは  $S$ ,  $Z_b$ ,  $\Delta Z/\Delta H$  に依存している. Fig. 8 はセンサの素子幅と  $S$ ,  $Z_b$ ,  $\Delta Z/\Delta H$  の関係の傾向を示したものである. 線幅が小さければセンサ本数が多くセンサ長が長いので,  $S$  は小さく,  $Z_b$ ,  $\Delta Z/\Delta H$  は大きな値をとる. また逆に線幅が大きければセンサ本数が少なくセンサ長が短い. そのために  $S$  は大きく,  $Z_b$ ,  $\Delta Z/\Delta H$  は小さな値をとる. 線幅とセンサのインピーダンス特性は以上のような関係を持つことから, 側波帯を極大にする線幅があると考えられる.

Fig. 9 は線幅を  $50 \mu\text{m} \sim 500 \mu\text{m}$ , 膜厚を  $1 \mu\text{m} \sim 20 \mu\text{m}$  までパラメータとして変化させ解析を行った結果である. この解析結果から, たとえば膜厚が  $5 \mu\text{m}$  であれば, 線幅は  $200 \mu\text{m} \sim 400 \mu\text{m}$  程度で最も高い SN 比を得た. これは素子幅増加によるインピーダンス変化率の低下を, 面積の増加及び動作点インピーダンスの低下によりカバーして, 側波帯を極大にしていることを意味する. また, センサ膜厚は厚いほうが SN 比が良い結果を得た. しかし, ここでの計算式は薄膜に適用した LLG 方程式を用いており, 磁化は面内方向にのみ回転するモデルになっている. また膜厚が大きい部分では, 仮定した異方性分散の適用に限界があることも考えられる.

Pattern of sensor



Element cross-section area



Impedance

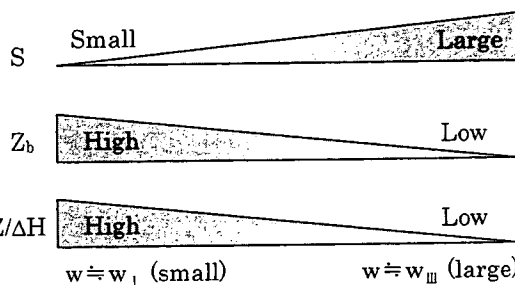
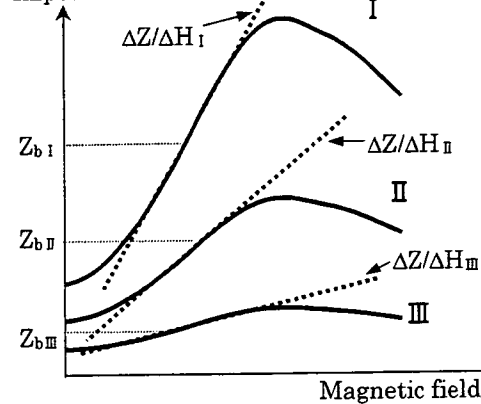


Fig. 8 Tendency of the sensor characteristics.

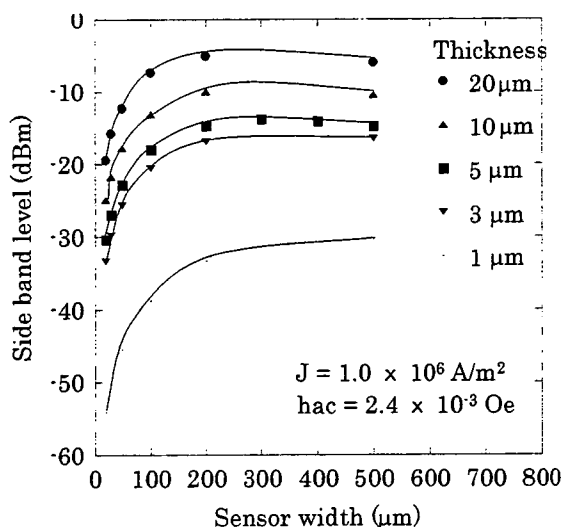


Fig. 9 Calculation of the side band level dependences of the sensor pattern.

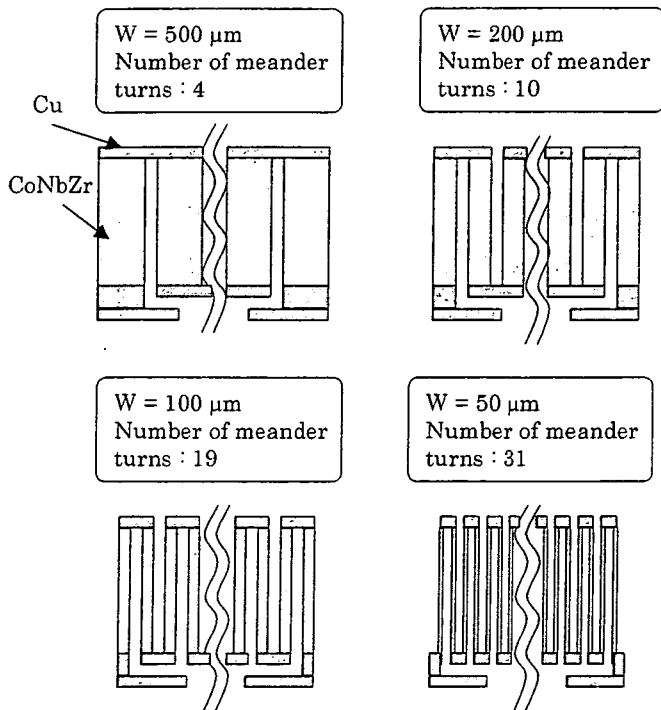


Fig. 10 Sensor element size.

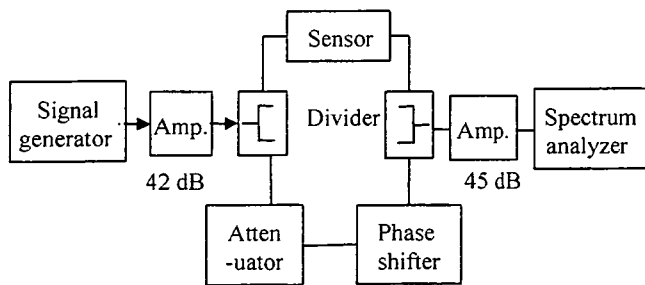


Fig. 11 Carrier-suppressing circuit.

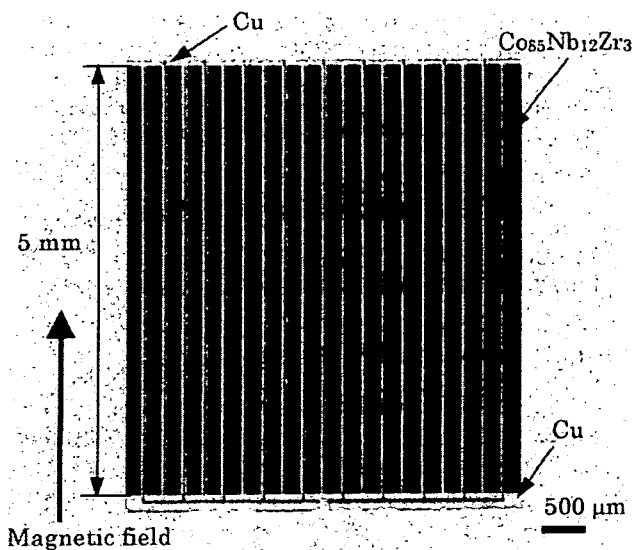


Fig. 12 Picture of a Sensor element.

### 3. 実験方法

センサ素子は rf スパッタ法によりガラス基板に  $\text{Co}_{85}\text{Nb}_{12}\text{Zr}_3$  薄膜を成膜し、リフトオフにより微細加工を施した。加工後、磁界中熱処理 (400 °C, 3 kOe 回転磁界中 2 時間, 静磁界中 1 時間) を施し幅方向に磁化容易軸を付与した。その後、電極の Cu を膜厚 3 μm 成膜して、微細加工を施した。作成したセンサは素子面積が 5 mm × 5 mm, 磁性膜厚 3.7 μm, 長さ 5 mm, 間隔 30 μm である。線幅は 50 μm (つづら折れ回数 31), 100 μm (つづら折れ回数 19), 200 μm (つづら折れ回数 10), 500 μm (つづら折れ回数 4) のものを作成した。Fig.10 は作成したセンサ素子の寸法を整理したものである。

素子のインピーダンスは、素子長手方向に直流磁界をヘルムホルツコイルで印加しながら、ネットワークアナライザを用いて反射法により測定した。Fig. 11 に本実験で使用した搬送波抑制回路<sup>9)</sup>を示す。搬送波成分を抑制し、位相雑音を低減するように回路構成をしている。磁界計測は磁気シールドルーム内で行なった。

### 4. 実験結果

Fig. 12 は素子幅が 200 μm, 間隔が 30 μm, CoNbZr の膜厚が 3.7 μm のつづら折れ回数 10 のセンサ素子の写真である。Fig. 13 はセンサ素子のインピーダンスの外部磁界依存性を示したものである。● は実測値を表し、実線は計算値を表している。膜厚 3.7 μm の場合の実測値と計算値を示してある。実測値は幅方向に一軸異方性が誘導できた膜厚 3.7 μm, 長さ 5 mm, 幅 200 μm, 間隔 30 μm, 本数 20 本の CoNbZr によるミアンダ形センサのインピーダンスである。計算値は実測値とセンサ長さを同じにした場合の直線一本のタイプの結果である。インピーダンス変化率 ( $\Delta Z/\Delta H$ ) はともに約 75 Ω/Oe であり、実測値と計算値はほぼ一致した。動作点でのインピーダンス ( $Z_0$ ) は計算値が約 450 Ω, 実測値は

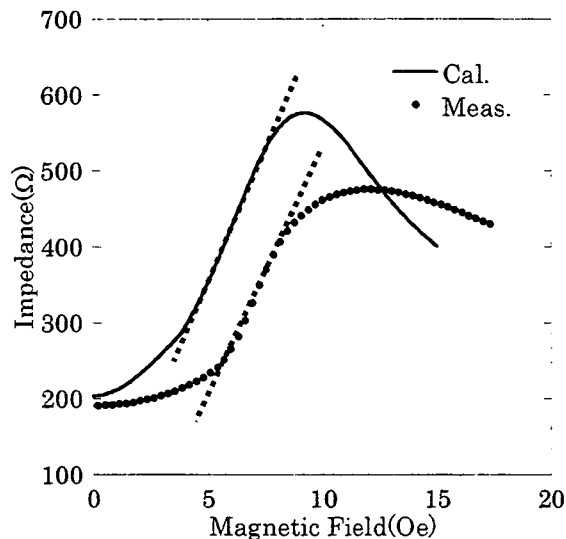


Fig. 13 Impedance dependence of the magnetic field.

約 350 Ωであった。また、インピーダンスのピーク点に差が見られた。ピーク点の外部磁界のずれは、磁性膜をセンサ形状に加工したことによって、センサ素子の異方性磁界が計算値と異なったためだと考えられる。インピーダンスのピーク点の外部磁界強度は異方性磁界とほぼ一致する。計算には直径 5 mm の磁性膜の異方性磁界の実測値を用いているが、センサ形状に加工することによってセンサ素子の異方性磁界が大きな値になったものと考えられる。ピーク点のインピーダンスが異なっているのは、センサを加工したことによる透磁率の低下だと考えられる。透磁率が低下したことにより、表皮効果が起こりにくくなり、インピーダンスの変化が小さくなっていると考えられる。また、動作点でのインピーダンスの値が異なっているのもこういった理由によるものだと考えられる。

Fig. 14 は素子幅に対するセンサのインピーダンス変化率の結果である。実験値と計算値はほぼ一致し、素子幅が

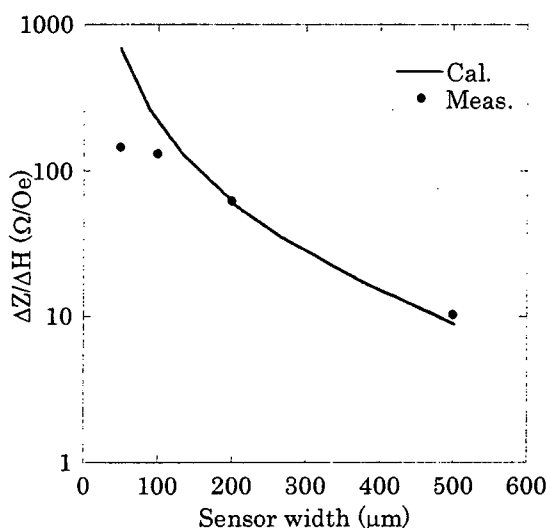


Fig. 14  $\Delta Z/\Delta H$  dependence of the sensor width.

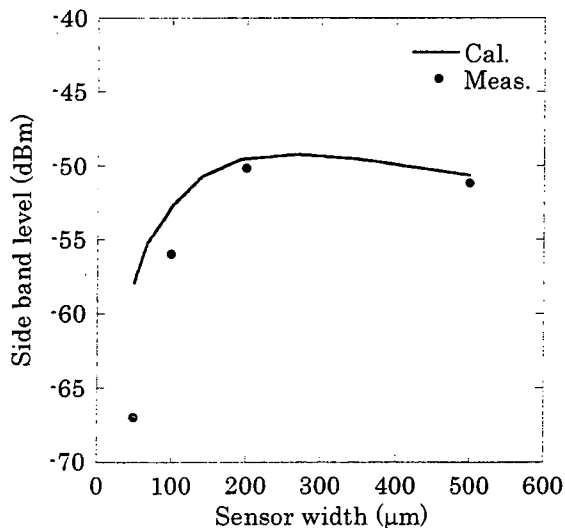


Fig. 15 Side band level dependence of the sensor width.

大きくなるとインピーダンス変化率は小さくなった。これは素子幅の増加による素子のインピーダンスの減少と内部インダクタンスの成分の減少の影響であると考えられる。Fig. 15 は素子幅に対するセンサの側波帯レベルの結果である。実測値と計算値はほぼ一致し、センサの側波帯レベルはおよそ 200 μm 程度で極大値を持った。(1)式による側波帯のレベルと、素子幅によるつづら折れ回数の変化に伴い、素子幅は 200 μm ~ 400 μm の付近で SN 比のピークを取るものと思われる。

なお、素子幅 200 μm のセンサに  $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  のキャリア電流を流して計測を行えば、 $3.3 \times 10^{-7} \text{ A/m}$  ( $4.2 \times 10^{-9} \text{ Oe}$ ) の微小交流磁界検出感度を得られることが期待される。

## 5. まとめ

1. 振幅変調による高周波キャリア型薄膜磁界センサにおいて、センサ面積を固定した場合に最も SN 比が高い線幅をシミュレーションにより検討した。
2. センサ面積が  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 、線間隔が  $30 \text{ μm}$  の場合、線幅は  $200 \text{ μm} \sim 400 \text{ μm}$  が最も SN 比が高い解析結果を得た。
3. 実際にセンサを作成し、素子幅 200 μm 程度で側波帯のレベルが最大になることを示した。

謝辞 本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金基盤研究 A(採択番号 16206041)および平成 16 年度地域新生コンソーシアム研究開発事業(受付番号 16G2012)により行なったものである。本研究の一部は総務省の「戦略的情報通信研究開発推進制度」(5E5 番 126 号)の助成により行った。

## References

- 1) A. Takayama, T. Umehara, A. Yuguchi, H. Kato, K. Mohri, T. Uchiyama : *J. Magn. Soc. Jpn.*, **24**, 763 (2000).
- 2) S. Yabukami, H. Mawatari, Y. Murayama, T. Ozawa, K. Ishiyama, K. I. Arai: *Magnetics, IEEE Transactions on Magnetics* **40** 2670(2004).
- 3) M. Takezawa : Doctoral dissertation of Tohoku University, pp. 216 (1999).
- 4) S. Yabukami, T. Suzuki, N. Ajiro, H. Kikuchi, M. Yamaguchi, K. I. Arai: *IEEE Transactions on Magnetics*, **37**, 2019(2001)
- 5) H. Kikuchi : Doctoral dissertation of Tohoku University, pp. 222 (2002).
- 6) H. Kikuchi, M. Takezawa, M. Yamaguchi, and K. I. Arai : *J. Magn. Soc. Jpn.*, **21**, 789 (1997).
- 7) S. Iida et al.: *Jiseihakumakougaku*, (Maruzen, Tokyo), p. 155(1977).
- 8) H. Mawatari, H. Kikuchi, S. Yabukami, M. Yamaguchi, and K. I. Arai : *J. Magn. Soc. Jpn.*, **27**, 414 (2003).

2004 年 10 月 6 日受理, 2005 年 2 月 8 日採録

# 高周波キャリアを用いた位相検出型薄膜磁界センサの開発

## Development of an Enhanced-Phase-Detection-Type Magnetic Field Sensor using a High-Frequency-Carrier

小澤哲也・横田周子・堀越直\*・藪上信・石山和志・荒井賢一

東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

\*タカノ株式会社, 長野県上伊那郡宮田村 137 (〒399-4301)

T. Ozawa, C. Yokota, N. Horikoshi\*, S. Yabukami, K. Ishiyama, and K. I. Arai

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

\*Takano Co., Ltd, 137 Miyada-mura, Kamiina-gun, Nagano 399-4301, Japan

The impedance of a magnetic thin film changes when a magnetic field is applied. The high-frequency-carrier magnetic field sensor, also called a GMI sensor, employs this phenomenon as its principle. We directed our attention to the change in the phase characteristic, and measured the magnetic field by measuring the phase of the high-frequency-carrier magnetic field sensor as a phase difference. Although the high-frequency-carrier magnetic field sensor is optimized for impedance detection, it is not appropriate for measuring the magnetic field by detecting the phase difference. To improve its resolution and sensitivity in this respect, we developed an enhanced-phase-difference-detection-type magnetic field sensor. As a result, we obtained a best rate of change of 63.5 degree/Oe and a resolution of  $2.6 \times 10^{-7}$  Oe/Hz<sup>1/2</sup>.

**Key words:** magneto-impedance, magnetic thin film, dual-mixer time-difference, microstrip line, phase difference, high-frequency-carrier magnetic field sensor, CoNbZr

### 1. はじめに

高周波キャリア型薄膜磁界センサは、磁性膜に磁界が加えられたときに磁性膜のインピーダンスが変化する現象、いわゆる磁気インピーダンス効果を原理とした高感度な磁界センサである。

われわれは高周波キャリア型薄膜磁界センサで生じるインピーダンス変化を利用した振幅変調を行ない、その周波数成分をスペクトラムアナライザで測定する方法を報告してきた<sup>1)2)</sup>。しかし、スペクトラムアナライザで振幅変調を測定する方法は、高周波キャリアの位相ノイズの影響でDCから1 kHz程度に相当する低周波の磁界測定ができない。そこで、インピーダンス変化に伴って生じる位相成分に着目し、タイムインターバルカウンタで位相変化を測定するというDMTD<sup>3)4)</sup>方法の利用を提案して、直流磁界の測定が可能であるという報告をした<sup>5)</sup>。しかし、その報告で用いたセンサは、振幅変調用、即ちインピーダンス変化用に設計されたものであったので、位相変化が大きいものではない。また、前述の報告で用いたDMTDは、平均値の測定を行なう仕様のために直流磁界しか測定できなかった。

本論文では、位相変化による磁界測定感度の向上を目標として、位相変化率が大きい磁界センサ開発を行なった。その結果、従来型の高周波キャリア型薄膜磁界センサに比べて、1桁以上高い63.5 degree/Oeの位相変化率を得たので報告する。

### 2.1 実験方法

#### 2.1 位相差検出型磁界センサの構造

高周波キャリア型薄膜磁界センサの原理である磁気インピーダンス効果は、外部磁界が加えられたことにより磁性体の透磁率が変化して表皮効果が変化するにより抵抗成分が変化する現象と、キャリアの通電で発生した磁界が透磁率の変化の影響を受けることによりインダクタンスの変化を生じる現象からなる。従来型の振幅変調用高周波キャリア型薄膜磁界センサは、加えられた磁界によりインピーダンスが大きくなることを重視しており、そのインピーダンス  $Z$  は、以下の式で表される。

$$Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2} \quad (1)$$

ここで、 $R$  は通電部分の抵抗、 $L$  はインダクタンス、 $\omega$  は角周波数である。抵抗成分とインダクタンス成分の両方がインピーダンス変化率に寄与することになるので、インピーダンス変化型磁界センサでは、印加磁界に対して両者がともに大きく変化するのが望ましい。一方、センサの位相 $\phi$ は次式で与えられる。

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{\omega L}{R} \right) \quad (2)$$

CoZrNb 磁性膜を直接高周波通電する従来型高周波キャリア型磁界センサでは、磁性膜の表皮効果を利用するためにインダクタンスの変化よりも抵抗成分の変化が大きく、位相変化率は必ずしも大きくなかった。位相変化型磁界センサを開発するにあたっては、前述した表皮効果を利用した抵抗成分の変化よりもむしろインダクタンスの変化を利用した方が大きな位相変化率が得られるものと考えられる。そこで、本研究では、センサの通電部分における抵抗成分の影響を抑制するために、キャリア通電用導体ラインの上に磁性膜を配置する構造を提案し、種々の検討を行った。試作した位相差検出型磁界センサの構造を Fig. 1 に示す。

位相差検出型磁界センサの通電部分は、厚さ 500  $\mu\text{m}$  の両面銅板のフッ素樹脂基板 (銅板の厚さ 18  $\mu\text{m}$ , 絶縁層となるフッ素樹脂の比誘電率は 5) にエッチングを施して、マイクロストリップラインとした。また、マイクロストリップラインの上に載せる  $\text{Co}_{55}\text{Ni}_{25}\text{Zr}_3$  薄膜は、RF スパッタリングによりガラス基板上に成膜して熱処理温度 400°C で異方性を付与している。また、異方性を付与した後、CoNbZr 膜の表面にレジスト (ZPN1100) を塗布

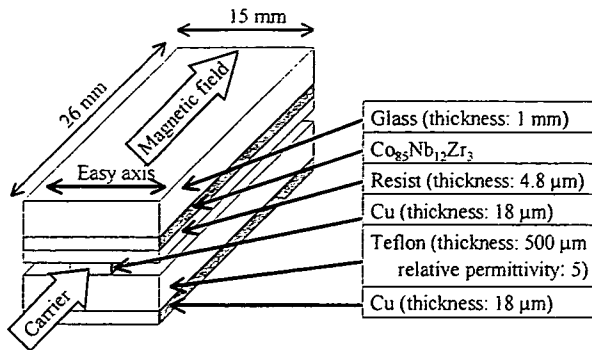


Fig. 1 Enhanced-phase-difference-detection-type magnetic field sensor.

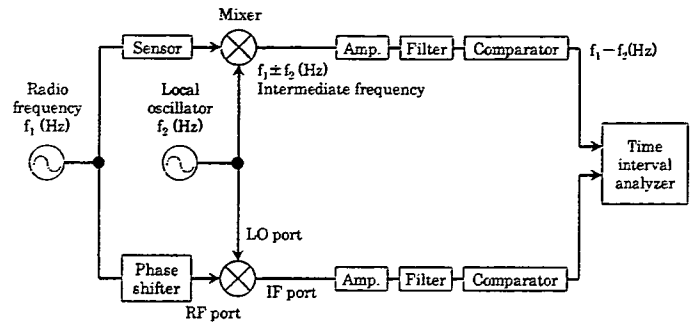


Fig. 2 Dual-mixer time-difference system.

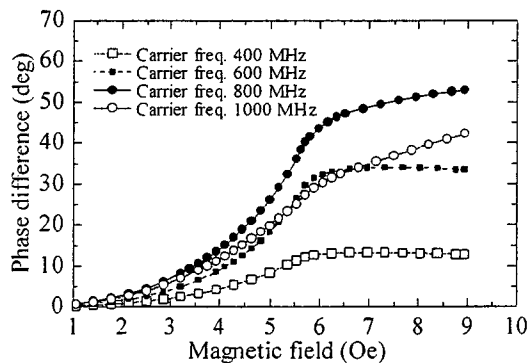
(膜厚 4.8  $\mu\text{m}$ )することで、マイクロストリップライン上に載せたときの絶縁を確保して、磁化容易軸をマイクロストリップラインと直角になるように配置して、これを位相変化型磁界センサとして用いた。

## 2.2 位相の測定方法

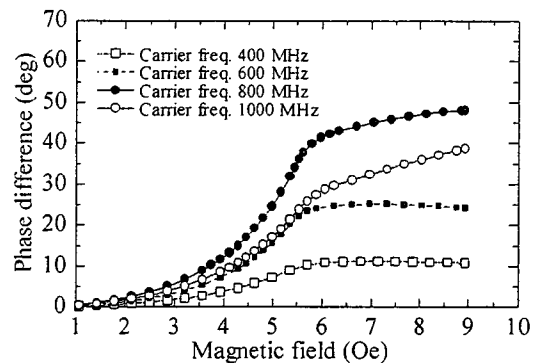
実験における実験回路の概略図を Fig. 2 に示す。位相差測定を行なうキャリアの周波数は 50 MHz から 1000 MHz であり、位相に相当する時間差は短く、高分解能での測定は難しい。本論文では DMTD (Dual-Mixer Time-Difference) により、位相変化型磁界センサを通過した後のキャリア周波数を低周波に変換して、その時間差を位相差に換算して位相変化の評価を行なった。

## 2.3 実験手順

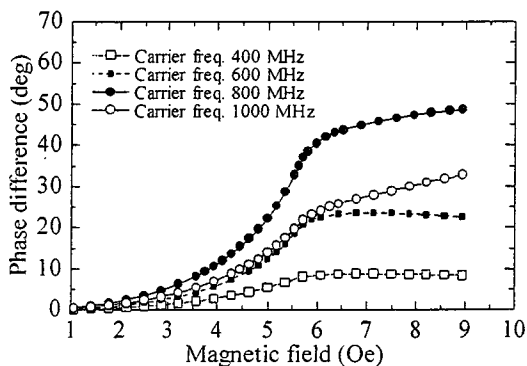
位相変化型磁界センサのマイクロストリップライン幅の依存性を調べるために、CoNbZr 膜の膜厚を 4  $\mu\text{m}$  に固定して、マイクロストリップラインの幅を 0.6 mm, 0.8 mm, 1.0 mm, 1.5 mm に変えたときの直流バイアス磁界と位相差特性を測定した。また、CoNbZr 膜の膜厚依存性を調べるために、マイクロストリップラインの幅を 0.6 mm に固定して、CoNbZr 膜の膜厚を 0.5  $\mu\text{m}$  から 12  $\mu\text{m}$  まで変化させたときの直流バイアス磁界と位相差特性を測定した。位相変化型磁界センサへ加える直流バイアス磁界は、ヘルムホルツコイルを使用して 0 から 9 Oe で変化させた。位相変化型磁界センサに通電させたキャリアの電力は +8 dBm であり、キャリアの周波数は 50 MHz から 1000 MHz まで変化させた。センサに通電させた高周波のキャリアは、DMTD 方法により低周波



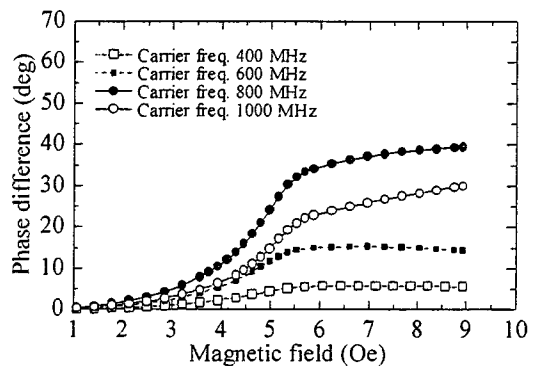
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 3 Relationship of the magnetic field to the phase difference of the sensor: (a) microstrip line width 0.6 mm, (b) microstrip line width 0.8 mm, (c) microstrip line width 1.0 mm, and (d) microstrip line width 1.5 mm.

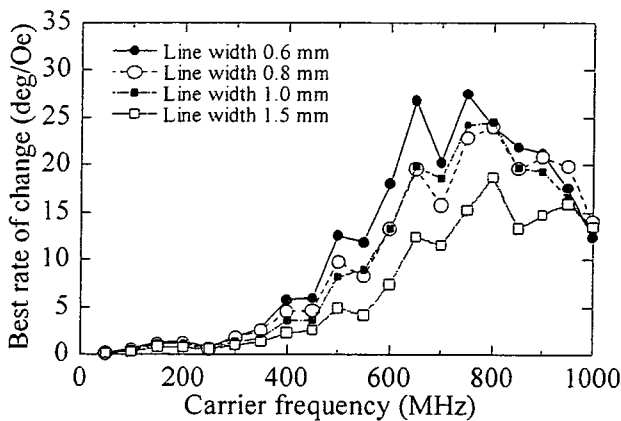


Fig. 4 Relationship of the carrier frequency to the best rate of change for several microstrip line widths.

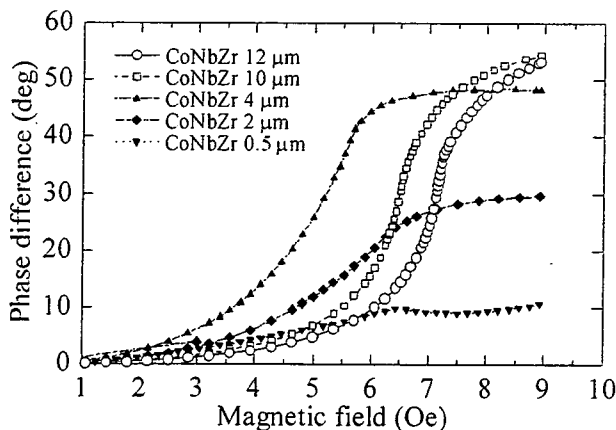


Fig. 5 Relationship of the magnetic field to the phase difference of the sensor for several CoNbZr thicknesses at a carrier frequency of 650 MHz.

(15 kHz 一定)へ変換して、 $1.62 \times 10^5$  degree/Hz<sup>1/2</sup>の分解能で位相差測定を行なった。実験は、磁気シールドルーム内で行なった。

### 3. 実験結果

#### 3.1 マイクロストリップライン幅の依存性

CoNbZr 膜の膜厚を 4 μm に固定して、マイクロストリップラインの幅を 0.6 mm, 0.8 mm, 1.0mm, 1.5mm に変えたときの加えた直流バイアス磁界と位相差特性の測定結果を Fig. 3 に示す。マイクロストリップラインの幅に無関係に、5.5 Oe 付近の直流バイアス磁界で位相差が大きく変化することがわかる。この値は使用した CoNbZr 膜の異方性磁界 5.4 Oe に近い値である。Fig. 1 で確認できるように位相変化型磁界センサに載せた CoNbZr 膜の磁化容易軸は、キャリアの通電によって励磁される方向にある。しかし、キャリアとして使用されている高周波領域では磁化回転はほとんど生じない状態にある。ここで困難軸方向に直流バイアス磁界をかけると、磁化が容易軸方向から困難軸方向に傾いて磁化回転が生じやすくなる。そして異方性磁界に近い大きさの直流バイアス磁界を加えたときに磁化回転が最も生じやすくなるので、バイアス磁界に対する透磁率の変化率は大きくなり、インダクタンスの変化率も大きくなる。したがって、異方性磁界の値と等しい直流バイアス磁界を加えたときに位相変化率が大きくなると考えられる。

Fig. 3 における位相変化率  $\Delta\phi/\Delta H$  の最大値を周波数に対してプロットした図を Fig. 4 に示す。位相変化率は、どのマイクロストリップラインの幅に対しても、概ねキャリア周波数が 650 MHz から 800 MHz であるときに極大値をとることがわかる。これは、使用した CoNbZr 膜の共鳴周波数であり、共鳴が生じるとインダクタンスが急激に変化するので、位相変化率が大きくなっていると考えられる。また、マイクロストリップライン幅が最も細い 0.6 mm 時に全体的に大きな位相変化率を得られることがわかった。これは幅が狭いマイクロストリップラインのインダクタンス成分は大きいので、インダクタンスの変化率も大きくなり、結果として位相変化率を大きくするためである。

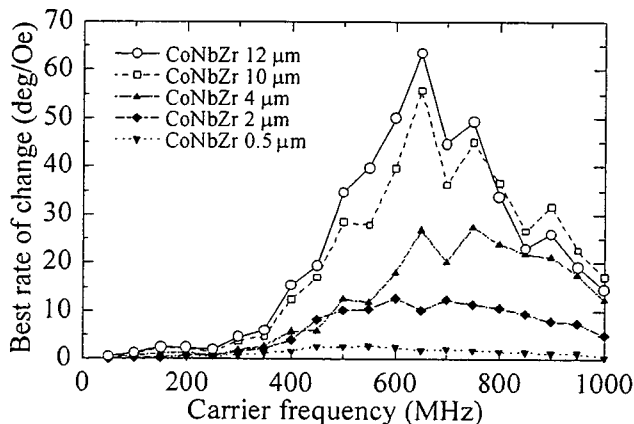


Fig. 6 Relationship of the carrier frequency to the best rate of change for several CoNbZr thicknesses.

#### 3.2 CoNbZr 膜の膜厚依存性

マイクロストリップライン幅を 0.6 mm に固定して、CoNbZr 膜の膜厚を 0.5 μm から 12 μm に変化させたときの直流バイアス磁界と位相差特性の測定結果のうち、キャリアが 650 MHz の場合のみについてまとめたものを Fig. 5 に示す。また、最大の位相変化率についてまとめた結果を Fig. 6 に示す。Fig. 5 と Fig. 6 より膜厚を大きくしていくと、全体的に位相変化率が大きくなることがわかる。また Fig. 6 より得られた最大の位相変化率は、マイクロストリップライン幅 0.6mm, CoNbZr 膜の膜厚 12 μm, キャリア周波数 650 MHz の条件における 63.5 degree/Oe だった。Fig. 5 において、CoNbZr 膜の膜厚が 0.5 μm から 4 μm までは位相変化率が最大となる直流バイアス磁界の値が使用した CoNbZr 膜の異方性磁界に等しい 5.5 Oe 程度であるのに対して、10 μm と 12 μm の場合では、膜厚が大きくなるほど使用した CoNbZr 膜の異方性磁界 (10 μm は 5.2 Oe, 12 μm は 5.1 Oe) よりも最大の位相変化率をとる直流バイアス磁界の値が大きくなっている。これは膜厚が大きくなると反磁界の影響が大きくなるためであり、より大きなバイアス磁界が必要になるためである。

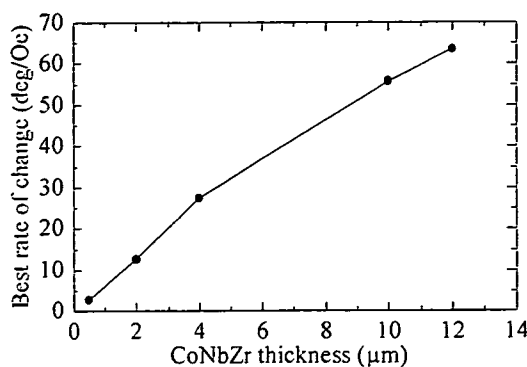


Fig. 7 Relationship of the CoNbZr thickness to the best rate of change.

また、各 CoNbZr 膜の膜厚と位相変化率の極大値の関係についてまとめた結果を Fig. 7 に示す。膜厚が大きくなると、位相変化率は若干の飽和の傾向がある。膜厚が大きくなると位相変化が大きくなる原因は、厚膜化によって渦電流損の変化が大きくなり、位相変化を促進しているためである。

### 3.3 磁界測定分解能

本論文における位相変化型磁界センサの最大の位相変化率は、63.5 degree/Oe であった。使用した位相測定装置のシステムノイズは  $1.62 \times 10^5$  degree/Hz<sup>1/2</sup> であるので、磁界測定の分解能は、 $2.6 \times 10^7$  Oe/Hz<sup>1/2</sup> と換算できる。但し、ここで用いている単位の Hz は、連続位相測定時のサンプルレートである。

更に位相変化率を大きくして磁界測定分解能を向上させるためには、CoNbZr 膜の膜厚を大きくすることが効果的であることがわかったが、本論文で既に 12 μm まで成膜しており、スパッタリングの原理を考慮すると、これ以上の膜厚を成膜することは現実的ではない。仮に膜厚を大きく成膜できたとしても、CoNbZr 膜の軟磁気特性が大きく変化して透磁率の悪化を招く可能性があり、これ以上に膜厚を大きくすることは非合理的であると考えられる。

本論文ではマイクロストリップラインの上に CoNbZr 膜を載せる構造を持っているが、この構造ではキャリアの発生した高周波磁界とグランド面に流れる電流によって、マイクロストリップラインで発生する磁界は殆ど打ち消しあい、CoNbZr 膜へ与える磁界の大きさは僅かな量と考えている。本論文の成果よりマイクロストリップラインに CoNbZr 膜を載せた構造の有用性が見出せたので、今後は薄膜作成プロセスにより通電部分と CoNbZr 膜との

距離を極力短くすれば、更に位相変化率が大きくなることが予想されている。

### 4. まとめ

通電部分の抵抗成分の変化を抑えてインダクタンス成分の変化を促進する目的でマイクロストリップライン上に CoNbZr 膜を載せた位相検出型磁界センサを開発した。

マイクロストリップラインの幅を 0.6 mm から 1.5 mm まで変化させて比較した結果、最も細い 0.6 mm で最大の位相変化率を得た。また、CoNbZr 膜の膜厚を 0.5 μm から 12 μm まで変化させた結果、最も大きな膜厚の 12 μm 使用時に最大の位相変化率を得ることができた。

本論文で開発した位相検出型磁界センサは、最大で 63.5 degree/Oe の位相変化率を得た。この位相変化率は、測定時の S/N 比を考慮すると、 $2.6 \times 10^7$  Oe/Hz<sup>1/2</sup> の磁界測定分解能に匹敵する。

### 謝辞

本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金基盤研究 A(採択番号 16206041)により行なったものである。また東北大学 21 世紀 COE プログラム「新世代情報エレクトロニクスシステムの構築」により行なったものである。

### Reference

- 1) S. Yabukami, T. Suzuki, N. Ajiro, H. Kikuchi, M. Yamaguchi, and K.I. Arai, IEEE Trans. Magn., vol. 37, p2019-2021, 2001.
- 2) H. Mawatari, H. Kikuchi, S. Yabukami, M. Yamaguchi, and K.I. Arai, J. Magn. Soc. Jpn., vol. 27, p414-418, 2003.
- 3) Allan, D. W.: "The measurement of frequency and frequency stability of precision oscillators", NBS Tech. Note 699, May 1975.
- 4) Allan, D. W. and Daams, H.: "Picosecond time difference measurement system", Proc. 29th Annu. Symp. Frequency Control, pp.404-411, May 1975.
- 5) T. Ozawa, H. Mawatari, Y. Murayama, S. Yabukami, K.I. Arai, Y. Hanado, and M. Imae, J. Magn. Soc. Jpn., vol. 28, p718-721, 2004.

2004年10月5日受理 2005年4月15日採録



## 高周波キャリア型薄膜磁界センサの 位相差検出による交流磁界測定装置の開発

### Development of an AC Magnetic Field Measurement System Using Phase Difference Detection of a High-Frequency-Carrier Magnetic Field Sensor

小澤哲也・馬渡宏・藪上信・石山和志・荒井賢一

東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

T. Ozawa, H. Mawatari, S. Yabukami, K. Ishiyama, and K. I. Arai

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

The impedance and phase characteristic of a magnetic thin film changes when a magnetic field is applied. The high-frequency-carrier magnetic field sensor, also called a GMI sensor, employs this phenomenon as its principle. We directed our attention to the change in the phase characteristic, and measured the dc magnetic field by measuring the phase as a phase difference, using the dual-mixer time-difference method. We optimized the method and the continuous sampling condition to measure the phase difference, and developed an efficient system for measuring the continuous sampling phase difference with low noise. The system was successfully used to measure the ac magnetic field by continuous sampling of the phase difference of a high-frequency-carrier magnetic field sensor.

**Key words:** magneto-impedance, magnetic thin film, dual-mixer time-difference (DMTD), phase difference, high-frequency-carrier thin-film magnetic field sensor, jitter, time interval analyzer

#### 1. はじめに

磁性薄膜に磁界が加えられると磁性薄膜のインピーダンスが変化する現象, いわゆる磁気インピーダンス効果が生じる. 高周波キャリア型薄膜磁界センサ(磁気インピーダンスセンサ)は, 磁性薄膜に高周波キャリアを通电することにより, そのインピーダンスの変化量を促進して検出することを原理としたセンサであり, 高感度な磁界センサとして応用できる. また, センサ自体の形状が簡単であるので, 容易に薄膜化しやすく, 高密度に配置することが可能であり, その結果, 高い空間分解能を得ることができるので, 脳磁界などの生体磁界情報の測定などに応用が期待される. われわれは高周波キャリアを通电している磁性薄膜センサに対して, 交流磁界が加えられたことで発生するインピーダンスの変化を利用した振幅変調をスペクトラムアナライザで測定することにより, 高感度磁気センサとしての評価を報告してきた<sup>1)2)</sup>. しかし, この振幅変調方式は高周波キャリアの信号源が持つ位相ノイズの影響により低周波の交流磁界における振幅変調成分を検出できなくなる問題があり, 直流磁界の変化や脳磁界測定に向けた 1 kHz 程度の低周波磁界変化の測定が困難である. そこで, われわれは高周波キャリア型薄膜磁界センサのインピーダンス変化に伴って生じる位相成分の変化に着目して, センサを通して位相変化の影響を受けたキャリアとセンサを通していないキャリアとの間に生じる位相差を DMTD (Dual-Mixer Time-Difference) 法<sup>3)4)</sup>とタイ

ムインターバルカウンタを用いることにより時間差として測定することで, 磁界測定感度の評価を行ない報告してきた<sup>5)</sup>. しかし, この報告で使用したタイムインターバルカウンタは, 位相差を連続サンプリングできず, また最もシステムノイズを抑えられる最適な条件下で DMTD 方法が行なわれていなかったために, 測定結果は平均値として取り扱わなければならない, 結果として測定できる磁界の情報は直流磁界だけに限定されてしまう問題があった. 本論文では, 1 周期毎に連続サンプリングが可能なタイムインターバルアナライザを導入して, なおかつ平均化処理なしで高分解能で位相差の連続サンプリングが可能な DMTD の条件を検討した. その結果, 高周波キャリア型薄膜磁界センサに磁界が加えられたときの位相差変化を高分解能で連続サンプリングすることが可能になり, 位相差測定方法では初めて交流磁界が測定可能となったことを報告する.

#### 2. DMTD による位相差測定の原理

高周波キャリア型薄膜磁界センサのインピーダンス変化を原理とした振幅変調方式で用いられているキャリアの周波数は 400 MHz 程度であるので, 位相差測定方法に対しても使用するキャリアは同帯域を使用することが予想される. 一方, 位相差測定による磁界測定分解能は, 位相差測定の分解能に依存するので, 可能な限り高精度で位相差測定を行なう必要があるが, このような高周波の位相差測定は, 周期が短いために位相差に相当する時間の差は, 非常に小さく, 測定が困難である. 本論文では, 高周波キャリア型薄膜センサを通過した後の高周波キャリアとセンサを通していない高周波キャリアを低周波にダウンコンバートして, 周期を長く引き伸ばし, 時間差に相当する位相差を高精度で測定する DMTD 方法を採用している.

DMTD 方法を採用した実験回路の概略図を Fig. 1 に示す. ミキサは RF (Radio Frequency) port と LO (Local Oscillator) port の入力端子と IF (Intermediate Frequency) port の出力端子から構成されているダブル バランスド タイプ (R&K M6CA) を用いた. RF 信号源 (Agilent Technology 8664A) から生成されたキャリアは 3 抵抗パワースプリッタで 2 分割されて, 一方のキャリアはセンサを通過させており, もう一方のキャリアは位相調整用の移相器を通過させた後, 双方のキャリアは個々のミキサの RF port に接続される. また, LO 信号源 (Agilent Technology 8648B) の出力も, 3 抵抗パワースプリッタで 2 分割されて, 個々のミキサの LO port に入力される. 入力された RF 信号と LO 信号によりミキ

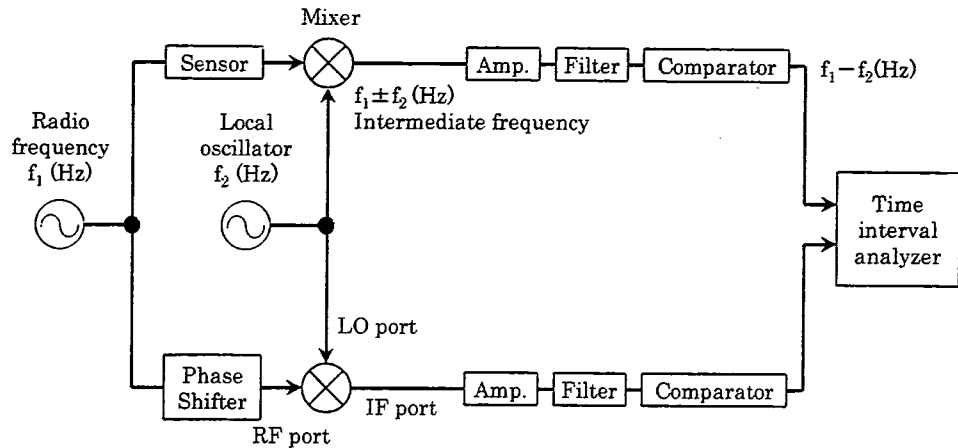


Fig. 1 Dual-mixer time-difference system.

サは、 $f_{IF} = |n \times f_{RF} \pm m \times f_{LO}|$  の信号 ( $m$  と  $n$  は任意の正の整数) を IF 信号として出力する。ここで必要な周波数は  $f_{RF} - f_{LO}$  周波数成分のみであるので、 $f_{RF} - f_{LO}$  周波数成分を通過帯域とする周波数可変のフィルタを接続している。その前段にあるアンプは減衰した IF 信号を増幅するために用いている。また、バンドパスフィルタを通過した信号は正弦波であり、時間差測定に適した矩形波ではない。そこで、フィルタ通過後の信号は、コンパレータを使用することで、正弦波を TTL 信号に変換している。そして、高周波キャリア型薄膜磁界センサを通過していない信号と通過した信号の時間差をタイムインターバルアナライザ (横河電機 TA720) で連続サンプリングして、位相差を求める方法とした。また、全ての機器は、装置間の時間精度を向上させるためにキャリア信号源の内部基準クロック 10 MHz でフェーズロックさせている。

### 3. 位相差測定条件の最適化の検証

#### 3.1 タイムインターバルアナライザの内部ジッタエラーによる位相差測定分解能への影響

DMTD 方法を適用すると、位相情報は保持されながら低周波に変換されるために、時間差測定の分解能が改善されて磁界測定の分解能が向上する。しかし、実際にはタイムインターバルアナライザ固有の時間差測定誤差の内部ジッタエラーが存在するので、この内部ジッタエラーが時間差測定の分解能であり位相差測定の分解能が決定する。そこで、タイムインターバルアナライザの有する内部ジッタエラーが位相差測定分解能に与える影響を検討した。DMTD 方法において位相差を測定する IF 信号の周波数を  $f_{IF}$  とすると、内部ジッタエラー  $T_{int-jitter}$  (sec<sub>rms</sub>) による位相差測定分解能  $\phi_{int-jitter}$  (deg<sub>rms</sub>) は、次式で求められる。

$$\phi_{int-jitter} = 360 \cdot f_{IF} \cdot T_{int-jitter} \quad (1)$$

この(1)式に使用するタイムインターバルアナライザの仕様上の内部ジッタエラー 100 ps<sub>rms</sub> を代入して求められた位相差ジッタエラーを Fig. 2 に示す。

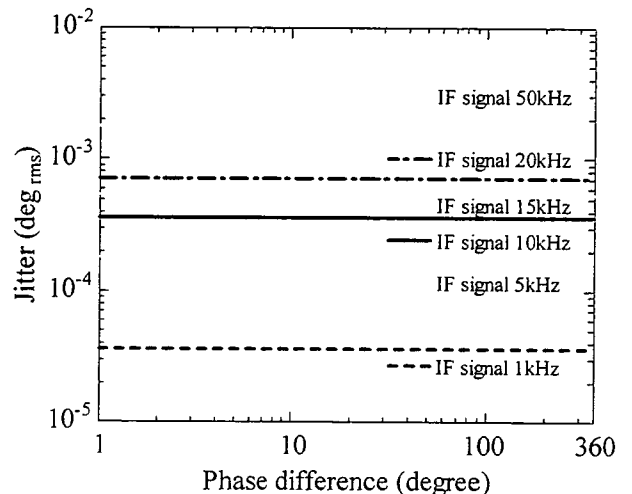


Fig. 2 Phase difference jitter error calculated from the internal jitter error of the Time Interval Analyzer.

タイムインターバルアナライザを用いて、高周波の位相差情報と低周波の位相差情報を測定したときの測定分解能を比較すると、双方の位相情報が同じ値であっても、位相差を時間差に換算すると、高周波における時間差の方が短く、時間差測定分解能が不足するので、位相差測定の分解能は低下することがわかる。そのために、できるだけ低周波に変換すれば位相差測定の分解能が改善されて磁界測定の分解能が向上することになる。しかし、実際には極端に低周波へ変換すると、位相差測定は 1 周期毎に行なわれるので、サンプリングレートが低下して交流磁界の測定が不可能になる問題が生じる。

#### 3.2 信号源固有の周波数ジッタによる位相差測定分解能への影響

実際の RF 信号の周波数  $f_{RF}$  と LO 信号の周波数  $f_{LO}$  は、RF 信号源の内部基準クロックにより LO 信号源をフェーズロックしていても、RF 信号源の内部で常時わずかに変動する周波数ジッタが存在する。その結果、RF 信号源と LO 信号源には個々の周波数ジッタを有することになる。個々の信号源の周波数ジッタが多い場合、ミキサで生成される IF 信号にも多くの周波数ジッタが含まれ

る結果となり、位相差測定時の位相差ジッタエラーが増加する原因となる。

そこで、使用する RF 信号と LO 信号が有する周波数ジッタの特性を測定して、ミキサで生成される IF 信号の周波数ジッタの予測を行なった。そして、IF 信号の周波数ジッタの影響で発生する位相差ジッタエラーを予測した。測定は、ユニバーサルカウンタ (Stanford Research Systems SR620) を使用して、GATE 幅 1 sec とし、双方の信号源の出力信号 (14 dBm) の立ち上がりの数をカウントして周波数とした。

RF 信号と LO 信号の周波数ジッタの測定結果を Fig. 3 に示す。双方の信号には周波数ジッタが確認されるが、ほとんど一致している。双方の信号源は確実にフェーズロックされていることがわかる。ここで  $f_{RF} - f_{LO}$  周波数成分以外の不要な周波数成分を発生しない理想的なミキサを使用したと仮定したとき、双方の信号源固有の周波数ジッタがミキサで生成される IF 信号の周波数ジッタとして与える影響は、次式で表現できる。

$$f_{IF-jitter} = (f_{RF-jitter}^2 + f_{LO-jitter}^2)^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 $f_{IF-jitter} (\text{Hz}_{rms})$  は IF 信号の周波数ジッタ、 $f_{RF-jitter} (\text{Hz}_{rms})$  は RF 信号の周波数ジッタ、 $f_{LO-jitter} (\text{Hz}_{rms})$  は LO 信号の周波数ジッタである。但し、この表現では、周波数ジッタは測定に使用した GATE 幅 1 sec で平均化されているので、位相差ジッタエラーの予測計算を行なうには、IF 信号の 1 周期毎の周波数ジッタに換算しなければならない。GATE 幅 1 sec の周波数ジッタを IF 信号の 1 周期毎の周波数ジッタに換算する場合は、算出平均における確率誤差を考慮した次式を使用する。

$$f_{IF-jitter} = (f_{RF-jitter}^2 + f_{LO-jitter}^2)^{1/2} \cdot f_{IF}^{1/2} \quad (3)$$

ここで、 $f_{IF} (\text{Hz})$  は IF 信号の周波数である。求めた IF 信号の周波数ジッタから、位相差ジッタエラーは次式で計算できる。

$$\phi_{IF-jitter} = 360 \cdot (f_{IF-jitter} / f_{IF}) \quad (4)$$

ここで、 $\phi_{IF-jitter} (\text{deg}_{rms})$  は IF 信号に発生する位相差ジッタエラーとなる。求めた位相差ジッタエラー  $\phi_{IF-jitter}$  は、1 周期毎にどれだけの位相差ジッタエラーが生じるかの指標であるので、位相差が 180 deg であるときの位相差ジッタエラーは半分の値を取ることになる。この点を考慮して、RF 信号の周波数を 500 MHz 固定の条件で IF 信号の周波数を変化させた場合に予想される位相差ジッタエラーの関係を Fig. 4 に示す。

ミキサで混合させて生成される IF 信号の周波数  $f_{IF}$  が低い場合、位相差ジッタエラーが多く含まれる結果となった。これは IF 信号として  $f_{RF} - f_{LO}$  周波数成分以外の不要な周波数成分を発生しない理想的なミキサを使用した場合、IF 信号の周波数  $f_{IF}$  は  $f_{RF} - f_{LO}$  で表されるが、実際の RF 信号の周波数  $f_{RF}$  と LO 信号の周波数  $f_{LO}$  には各々周波数ジッタが含まれているので、 $f_{IF}$  を小さく設定すると、 $f_{IF}$  に対して信号源が持つ周波数ジッタの割合が多くなるためである。従って、位相差測定の分解能を向上させるために採用し

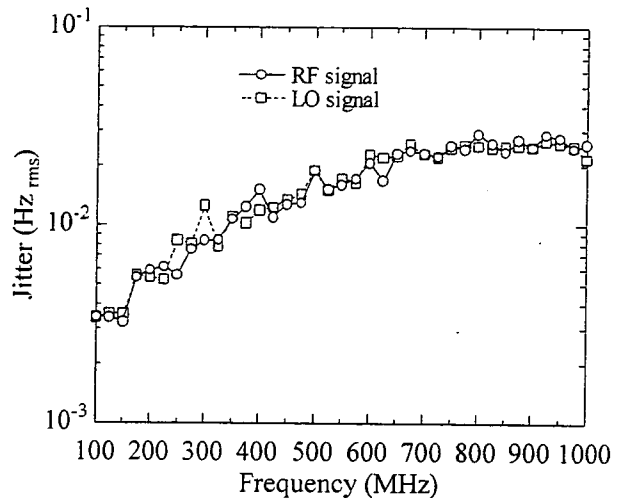


Fig. 3 Measured jitter of a radio frequency signal source and local oscillator signal source.

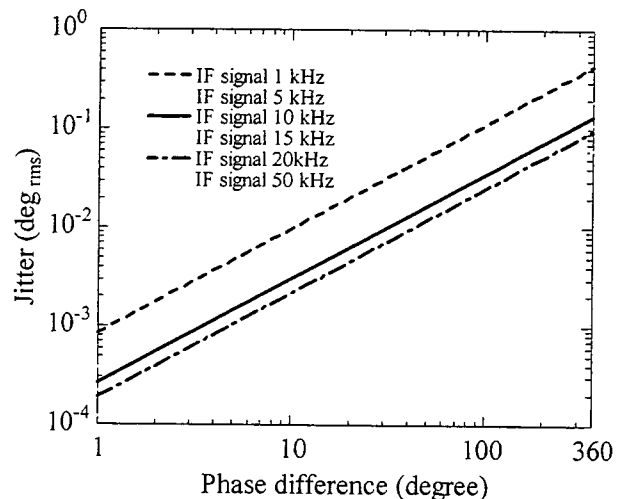


Fig. 4 Phase difference jitter error calculated from the intermediate frequency signal jitter.

た DMTD 方法を使用するとき、極端に IF 信号を低周波に変換することは、位相差ジッタエラーが増加する原因となることわがかる。

### 3.3 最適な IF 信号の周波数の予測

$f_{RF} - f_{LO}$  周波数成分以外の不要な周波数成分を発生しない理想的なミキサを使用した場合に、信号源固有の周波数ジッタから予測される位相差ジッタエラー  $\phi_{IF-jitter}$  とタイムインターバルアナライザの内部ジッタエラーによる位相差ジッタエラー  $\phi_{int-jitter}$  は次式の関係で加算される。

$$\phi_{jitter} = (\phi_{IF-jitter}^2 + \phi_{int-jitter}^2)^{1/2} \quad (5)$$

但し、ここで得られる位相差ジッタエラーは、1 サンプル当たりにも現れる位相差ジッタエラーであり、サンプリングレートを考慮していない。つまり、位相差ジッタエラーが大きくてもサンプリングレートが高ければ算術平均により確率誤差は低下することを

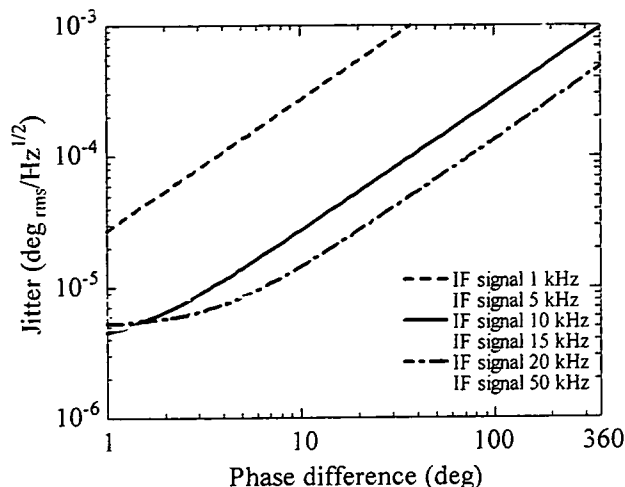


Fig. 5 Phase difference jitter error calculated from the intermediate frequency signal jitter and the internal jitter error of the Time Interval Analyzer.

考慮していない。そのためにサンプリングレートを考慮して位相差ジッタエラーを評価するには、次式を用いる。

$$\phi_{\text{jitter}} = (\phi_{\text{IF-jitter}}^2 + \phi_{\text{int-jitter}}^2)^{1/2} / f_{\text{IF}}^{1/2} \quad (6)$$

(6)式における位相差ジッタエラー $\phi_{\text{jitter}}$ の単位は $\text{deg}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ となる。また、 $f_{\text{IF}}$ はIF信号の周波数であるが、連続サンプリングを行なうので、IF信号の周波数 $f_{\text{IF}}$ は位相差測定のサンプリングレートに等しい。(6)式を用いて計算した結果をFig. 5に示す。

位相差が大きい場合、信号源固有の周波数ジッタによる位相差ジッタエラーの影響が優先的に現れるために、IF信号の周波数が大きいほど位相差ジッタエラーが小さくなるのがわかる。位相差が小さい場合は、信号源固有の周波数ジッタによる位相差ジッタエラーの影響が減少して、位相差測定の分解能が向上することが確認できるが、タイムインターバルアナライザの内部ジッタエラーの影響により、位相差ジッタエラーが一定の値に収束するようになる。従って、位相差を極小小さくした状態で位相差の測定を行なえば、位相差測定分解能が優れていることがわかる。しかし、極端に位相差 $\phi$ を小さくして位相差測定を行なうと、位相差の測定範囲が $\pm\phi$ の範囲内に限定されてしまうために、交流磁界測定時におけるダイナミックレンジを低下させる問題が生じる。ここでは、位相差1 degの測定時を仮定して考察する。位相差1 degの測定時の場合、最も位相差ジッタエラーを少なく測定できる最適なIF信号の周波数は、10 kHzから15 kHz程度であることが予測された。

### 3.4 実測による最適なフィルタ設定の検証

理想的なミキサは $f_{\text{RF}} - f_{\text{LO}}$ 周波数成分以外の不要な周波数成分を発生しないが、実際のミキサは僅かながらも $|n \times f_{\text{RF}} \pm m \times f_{\text{LO}}|$ の信号( $m$ と $n$ は任意の正の整数)の周波数成分を生成する。また、Fig. 1に見られるように、ミキサの出力を増幅するためにアンプを導入しており、アンプの導入によってもランダムな振幅ノイズ

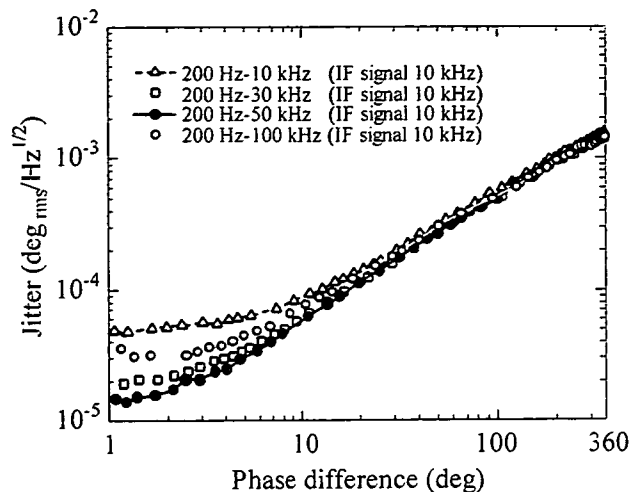


Fig. 6 Dependence on the cutoff frequency of the bandpass filter.

ズが生成される。これらの不要な周波数成分やノイズは、時間差測定エラーを生じる原因となるトリガータイミングエラーを引き起こす原因となるために $f_{\text{RF}} - f_{\text{LO}}$ 周波数成分を通過帯域としたバンドパスフィルタを使用して除去する必要がある。しかし、急峻な通過帯域を持つバンドパスフィルタは周波数に対して急峻に位相が変化する特性を有しているため、IF信号の僅かな周波数ジッタの影響で位相変動を引き起こす原因になると考えられる。したがって、不要な周波数成分を除去しつつ、大きな位相変動を引き起こさない最適なバンドパスフィルタの通過帯域の設定を検証する必要がある。そこでFig. 1における高周波キャリア型薄膜磁界センサ部分を取り除いた状態で、最も位相差ジッタエラーが少なくなるのが予想される10 kHzにIF信号の周波数を固定して、200 Hz-10 kHz, 200 Hz-30 kHz, 200 Hz-50 kHz, 200 Hz-100 kHzの4種類の通過帯域を持つバンドパスフィルタで信号処理を行なったときの位相差-位相差ジッタエラー特性を測定した。ここで、使用したバンドパスフィルタは4次バターワース特性であり、低周波側のカットオフ周波数は、商用周波数の50 Hzとその2次高調波を除去できるように200 Hz固定としている。また、RF信号は500 MHz, 14dBmで固定、LO信号源は19 dBm一定として、ミキサに規定されているLO portのドライブレベルの電力を与えた。また、ミキサのIF端子に接続されているアンプでは、バンドパスフィルタの入力電圧範囲 $\pm 10$  Vに合うようにIF信号を増幅させた。位相差-位相差ジッタエラーのバンドパスフィルタの通過帯域による依存性の測定結果をFig. 6に示す。また、使用したバンドパスフィルタの位相特性をFig. 7に示す。

通過帯域が200 Hz-10 kHzの場合は、カットオフ周波数とIF信号の周波数が等しいために $f_{\text{RF}} - f_{\text{LO}}$ 周波数成分以外の不要な高調波成分は除去されるので、 $f_{\text{RF}} - f_{\text{LO}}$ 周波数成分だけを含む理想に近いIF信号に処理される。しかし、Fig. 7で確認できるように、IF信号の周波数とカットオフ周波数が等しい場合、フィルタの周波数-位相特性が最も急峻に変化するので、IF信号に含まれている周波数ジッタにより位相の変動が最も大きく生じやすい設定にな