

磁気抵抗効果素子を用いた  
発振制御型高感度磁気センシングに関する研究

平成十七年度  
海住英生

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 はじめに	1
1.2 磁気センシング技術	2
1.2.1 フラックスゲート型磁気センシング	2
1.2.2 センス電流型磁気センシング	4
1.2.3 ブリッジ回路型磁気センシング	12
1.2.4 インピーダンス変化型磁気センシング	16
1.3 スピントネル素子の磁気抵抗変化	19
1.4 新しい磁気センシング方法の提案	20
1.5 本研究の目的	23
1.6 本論文の構成	24
参考文献	25
<b>第 2 章 発振制御型磁気センシングの理論</b>	<b>31</b>
2.1 発振制御型磁気センシングの原理	31
2.2 磁気センシング回路	31
2.3 等価回路と発振条件	34
2.4 磁気センシング回路の発振出力	40
2.5 磁気センシング回路のノイズ	43
参考文献	53
<b>第 3 章 スピントネル素子における基礎物性</b>	<b>54</b>
3.1 素子作製と評価方法	54
3.1.1 イオンビームスパッタ法による素子作製方法	54
3.1.2 絶縁層膜厚評価と酸化状態分析方法	56
3.1.3 リーク電流密度の評価方法	59
3.2 第一原理バンド計算による強磁性層/絶縁層の電子状態計算方法	60
3.3 絶縁層の酸化状態	61
3.3.1 酸化アルミニウムの膜厚評価	61

3.3.2	絶縁層におけるアルミニウムの酸化状態	62
3.3.3	未酸化アルミニウムが及ぼす磁気抵抗変化への影響	65
3.3.4	リーク電流密度と磁気抵抗変化の関係	72
3.4	磁気抵抗変化に及ぼす熱処理の影響	74
3.4.1	熱処理方法	74
3.4.2	磁気抵抗変化の熱処理温度依存性	74
3.4.3	絶縁層の電気抵抗及び電気容量変化	79
3.4.4	酸化アルミニウムの組成変化	82
	参考文献	84

## 第 4 章 スピントネル素子の交流インピーダンス特性 86

4.1	交流インピーダンス測定方法	86
4.2	交流インピーダンス特性	92
4.3	磁気インピーダンス効果	97
4.4	発振制御型磁気センシング特性	103
	参考文献	110

## 第 5 章 発振制御型高感度磁気センシング 111

5.1	発振制御型磁気センシング回路の試作	111
5.2	スピントネル素子を用いた磁気センシング	114
5.3	磁気抵抗素子を用いた磁気センシング	121
5.4	立ち上がり時間と立ち下がり時間	129
	参考文献	132

## 第 6 章 結論 133

## 謝辞 136

## 付録 138

## 公刊論文及び学会発表 142

## 第1章 序論

### 1.1 はじめに

近年、磁気センシング技術は、基礎から応用研究に至る様々な分野で飛躍的に発展している。例えば、工学的分野では、コンピュータに用いられているハードディスク装置やフロッピーディスク装置、ビデオ・オーディオ機器に用いられる磁気テープ記録再生装置、キャッシュカード・クレジットカードシステムに用いられる磁気カードリーダ・ライタ、磁気方位センサ、医療電子技術における生体磁気測定等に应用されている。また、極低温における磁性体の磁化を測定する超伝導量子干渉素子(SQUID:Superconducting quantum interference device)磁気センサ、磁性体の磁化状態を観察することができる磁気力顕微鏡(MFM:Magnetic force microscopy)のチップセンサ等が開発されている。

このような磁気センシング技術の著しい発展は、近年の真空技術や微細加工技術の発展なくして語ることはできない。真空技術や微細加工技術により、ジョセフソン効果を用いた SQUID、ホール効果を用いたホール(Hall)センサ、異方性磁気抵抗効果を用いた磁気抵抗効果型磁気(MR:Magnetoresistance)センサ、アモルファス磁性薄膜の表皮効果を用いた磁気インピーダンス(MI:Magnetoimpedance)センサ、ファラデー効果を用いたフラックスゲート(FG:Flux gate)センサ等が研究され、様々な磁気センシング

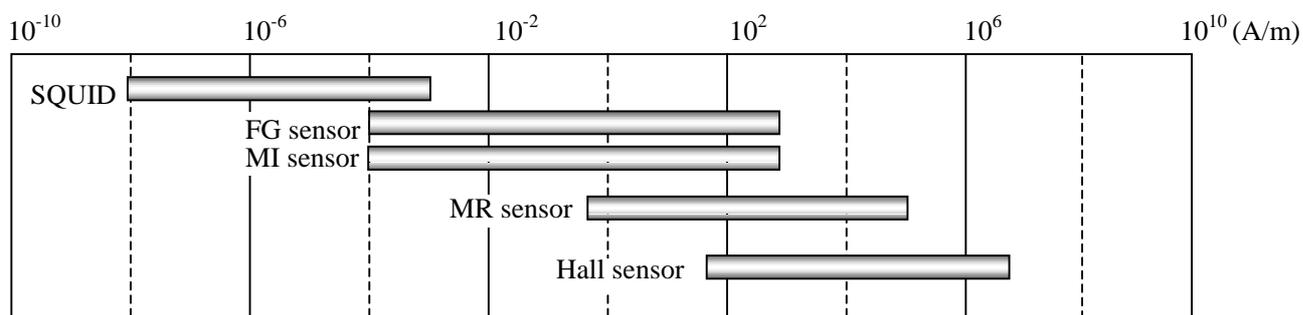


Fig. 1-1. A comparison list of some magnetic sensing technologies. SQUID is used in the field range of  $10^{-8}$  –  $10^{-3}$  A/m. Flux gate type magnetometer and magnetoimpedance sensor using an amorphous wire are used in the field range of  $10^{-4}$  –  $10^3$  A/m. Magnetoresistance sensor is used in the field range of  $10^0$  –  $10^5$  A/m. Hall sensor is used in the field range of  $10^1$  –  $10^7$  A/m.

が開発されてきた。

磁気センシング技術を検出磁場によって分類すると Fig. 1-1 のように表すことができる[1].  $10^{-8}$ - $10^{-3}$  A/m の磁場範囲では SQUID,  $10^{-4}$ - $10^3$  A/m の磁場範囲ではコイルを用いた FG センサ, 及び, アモルファスワイヤを用いた MI センサ,  $10^0$ - $10^5$  A/m の磁場範囲では磁気抵抗素子を用いた MR センサ, そして,  $10^1$ - $10^7$  A/m の磁場範囲では Hall センサに分類される. さらに用途別に分類すると,  $10^{-8}$ - $10^{-3}$  A/m の磁場範囲では, 医用・生体磁気センシング応用に,  $10^{-4}$ - $10^7$  A/m の磁場範囲では, 産業・工業磁気センシング応用に分類できる. ここで,  $10^0$  -  $\sim 10^4$  A/m の磁場範囲を対象とする磁気センシング応用には, ハードディスク・フロッピーディスク装置における再生用磁気ヘッド, ビデオ・オーディオテープにおける再生用磁気ヘッド, クレジット・キャッシュカード等で代表される磁気カードのデータ識別用磁気リーダーがあり, 現在, 盛んに研究・開発競争が行われている. 次節以降, この磁場範囲, すなわち,  $10^0$  -  $\sim 10^4$  A/m における磁気センシング技術に関して, 現在まで提案されている研究成果, 及び, その問題点を述べる.

## 1.2 磁気センシング技術

### 1.2.1 フラックスゲート型磁気センシング

フラックスゲート型磁気センシングとは, 磁場によるコイルの電圧変化を検出する磁気センシングである. Fig. 1-2 にフラックスゲート型磁気センシングの動作原理を示す[2,3]. 高透磁率の強磁性体コアに励磁巻線と検出巻線を施し, 外部磁界を印加する. 励磁巻線に通電されていない状態では, 磁力線は高透磁率をもつコアに引き込まれる. これに対し, 励磁巻線にパルス電流を通電し, コアの磁束密度を飽和させると, 透磁率は急激に減少するので, 磁力線がコアに引き込まれなくなる. すなわち, パルス電流が OFF 状態での磁束密度を  $B_1$ , ON 状態での磁束密度を  $B_2$  とすると,

$$B_{1(2)} = \mu_{1(2)} H_{ex} \quad (1-1)$$

と表せる. このとき, 検出巻線の両端の電位差  $\Delta V$  は,

$$\begin{aligned}
 \Delta V &= V_1 - V_2 \\
 &= NS \frac{d(B_1 - B_2)}{dt} \\
 &= NSH_{ex} \frac{d(\mu_1 - \mu_2)}{dt}
 \end{aligned}
 \tag{1-2}$$

で表せる。ここで、 $N$ はコイルの巻線数、 $S$ はコアの断面積、 $V_1$ はパルス電流が OFF 状態での検出電圧、 $V_2$ は ON 状態での検出電圧である。式(1-2)より、電位差 $\Delta V$ は、磁場 $H_{ex}$ に比例する。この電位差を利用して、磁気センシングを行う。

従来のフラックスゲート型磁気センサは、バルク状コア、及び、巻線コイルを用いていたため、サイズが大きいこと、重量が重いこと、そして、作製コストが高いという問題点が生じていた。そこで、1990年頃から、磁性薄膜と Si ベースのプロセス技術を用いて、小型化磁気センサを作製する研究が行われた。1990年に、T. Seitz 等は、磁性薄膜とらせん状の検出コイルを集積化したフラックスゲート型磁気センサを開発した[4]。その後、1994年に、S. Kawahito 等は、NiFe 薄膜、検出コイル、及び、励磁コイルが完全に集積化されたマイクロフラックスゲートセンサを開発した[5]。1996年には、同グループが、後継である高分解能マイクロフラックスゲートセンサを開発した[6]。

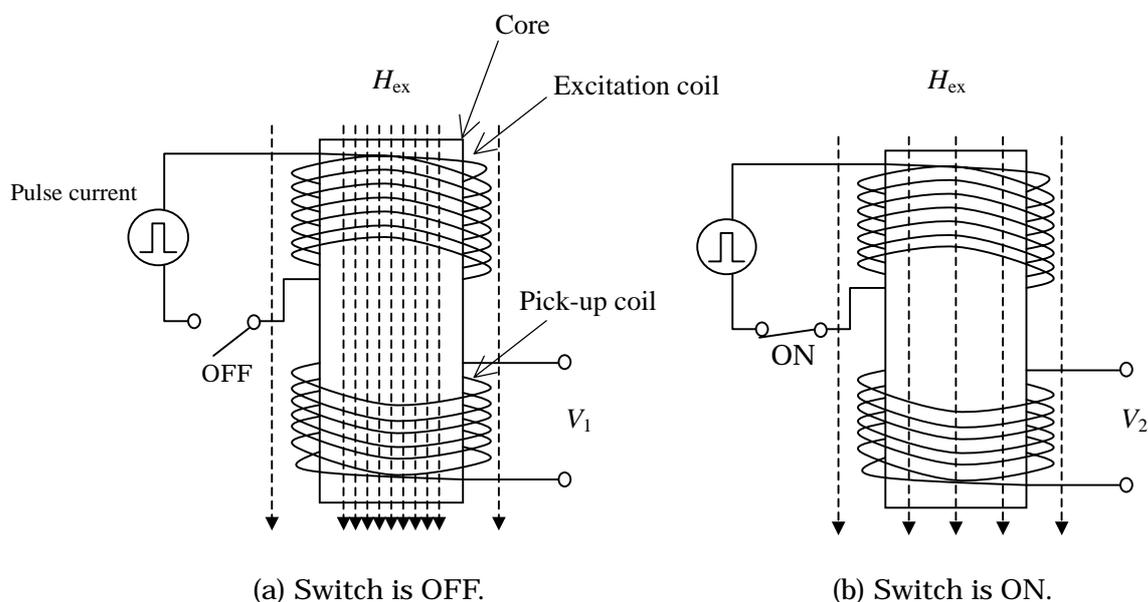


Fig. 1-2. Principle of flux gate type magnetometer. The external magnetic field is large in a) not flowing the current, and small in b) flowing the current.

このセンサは、検出コイルと励磁コイルが接近結合していることが特徴である。その特徴に加え、NiFe 膜へのインジウム添加により、コアの degradation が低減できたことで、直流磁場にて 28.0 dB の S/N 比を得た。なお、本論文では S/N 比を

$$S/N \text{ ratio} = 20 \log(V_S / V_N) \quad (1-3)$$

と定義する。 $V_S$  は出力電圧のピーク-ピーク値、 $V_N$  はノイズ電圧の実効値である。本論文では、ノイズ電圧は

$$V_N = \sqrt{\int_{dc}^{1\text{GHz}} v_n^2(f) df} \quad (1-4)$$

と定義する。 $v_n(f)$  はノイズスペクトラム密度である。ノイズ電圧の定義は論文により様々であるが、示されているノイズスペクトラムに従って積分することにより各々のセンシングにおける評価基準を同一にした。ノイズスペクトラムが記載されておらず、実時間波形が記載されている文献に関しては実時間波形のノイズ電圧を式(1-3)におけるノイズ電圧  $V_N$  とした。

マイクロフラックスゲートセンサに対し、TDK のグループは直交フラックスゲート型磁気センサを開発した[7]。これは、アモルファス合金をパターンエッチングしたコアを作製し、それに検出巻線を施したセンサである。これにより、直流磁場から 2 kHz の交流磁場において、17.5 dB の S/N 比を得ている。しかしながら、センサを小型にすると巻線数が下がり、コア断面積が小さくなるので、S/N 比向上には透磁率変化の大きい材料の開発が必要となる。

## 1.2.2 センス電流型磁気センシング

センス電流型磁気センシングとは、磁気センシング素子にセンス電流を通電し、磁場による素子の電位差を検出する磁気センシングである。

初めに半導体を用いた磁気センシングについて説明する。半導体を用いた磁気センシングには、ホール効果を用いた磁気センシング、及び、半導体磁気抵抗効果を用いた磁気センシングがある。

ホール効果を用いた磁気センシングとは, Si, InSb, GaAs 等の半導体を電子及びホールが流れる時, 外部から磁場を印加すると電子及びホールがローレンツ力を受けるため, 内部に電位差が生じる, いわゆる, ホール効果を利用して, 磁場に対応した電位差を検出する方法である. 代表的な例として, GaAs において, 15.5 dB の S/N 比, InSb において 34.5 dB の S/N 比が報告されている[8]. 1994 年に V. Mosser 等により AlGaAs/InGaAs/GaAs ヘテロ構造を用いた高感度ホールセンサが報告されて以来[9,10], Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As/In<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As/GaAs の量子井戸ホールデバイスや 2 次元電子ガス AlGaAs/InGaAs/GaAs ホールデバイス等が研究された[11,12]. 現在のところ, 26.5 dB の S/N 比が得られている.

半導体磁気抵抗効果を用いた磁気センシングとは, 半導体膜に平行に電流が流れている時, 垂直に磁場が印加されると半導体の抵抗が変化する, いわゆる, 半導体磁気抵抗効果を利用して, 磁場に対応した電位差を検出する方法である. 磁場  $H$  が印加されたときの半導体の比抵抗  $\rho_B$  は,

$$\rho_B = \rho_0 \{ (1 + g(H)(\mu_H H)^2) \} \quad (1-5)$$

で表される. ここで,  $\rho_0$  は磁場が印加されていないときの半導体の比抵抗,  $g(H)$  はジオメトリックファクタ,  $\mu_H$  は移動度である. ジオメトリックファクタとは半導体膜の形状, 及び, 磁場に対する半導体膜の位置によって決まる定数である. 式(1-5)より, Si 等の移動度が小さい半導体よりも, InSb や InAs の移動度が高い半導体において, 磁気抵抗変化が大きいことがわかる. 2000 年に, S. A. Solin 等は, 1.3  $\mu\text{m}$  の膜厚の InSb を用いて, 40 kA/m の磁場印加で 113 % の磁気抵抗比が得たことを報告した[13,14]. 2002 年には, 同グループが, Si をドーブした量子井戸型 InSb を用いて, 80 kA/m の磁場印加で, 37 dB の S/N 比を実現したことを報告した[15,16]. また, 薄膜 InSb ホール素子と FeCo 強磁性体から構成されるハイブリッドホールセンサにおいて, 感度が向上する提案も報告されている[17,18].

次に, 合金系の異方性磁気抵抗効果素子, 巨大磁気抵抗効果素子, 及び, スピントネル磁気抵抗効果素子を用いた磁気センシングについて説明する.

異方性磁気抵抗 (AMR: Anisotropic Magnetoresistance) 効果とは, 磁性膜に流れる電流と磁性膜の磁化の向きが平行のときは抵抗が高く, 垂直のときは低くなる現象である. 外部磁場  $H$  に対して, 磁性膜の比抵抗  $\rho_\theta$  は,

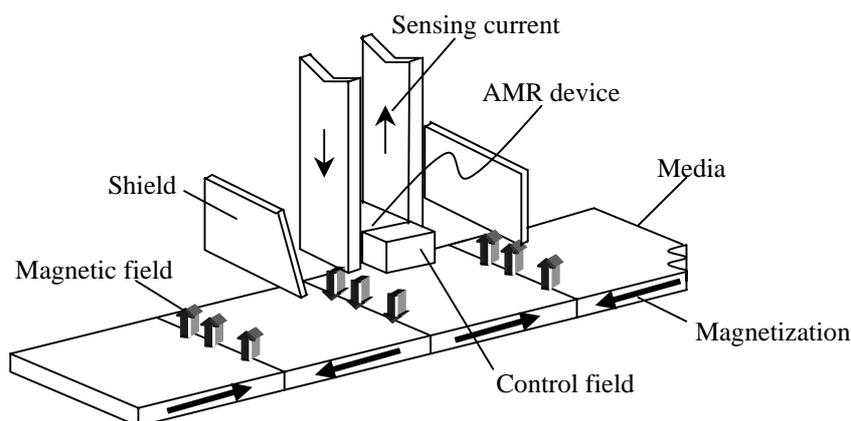


Fig. 1-3. Sensing current type magnetic sensing using AMR device. The sensing current flows into AMR device. The resistance of AMR device changes with application of the magnetic field from the recorded media. The voltage difference due to resistance change is detected.

$$\rho_{\theta} = \rho_0 \cos^2 \theta(H) \quad (1-6)$$

で表される。 $\theta$ は磁化と電流のなす角度で、 $\rho_0$ は $\theta=0$ のときの比抵抗である。磁気抵抗変化(MR:Magneto-resistance)比は磁性膜によって決まっていますが NiFe 合金では約 3 %、CoNi 合金では約 6 %である。半導体を用いた磁気センシングと同様に、磁場に対応した電位差を検出することで、磁気センシングを行う。Fig. 1-3 に AMR 素子を用いたセンス電流型磁気センシングを示す。Fig. 1-3 は磁気記録装置を示しており、記録媒体から漏洩する信号磁場を検出する。一定のセンス電流が AMR 素子に流れている。磁場により素子の磁化と電流のなす角度が変化すると抵抗が変化する。それに伴い電位差が変化する。この磁気センシングでは、MR 比が重要な物理量となる。磁場による変化後の電位を  $V_H$ 、磁場による変化前の電位を  $V_0$  とすると、検出電位差  $\Delta V$  は、

$$\begin{aligned} \Delta V &= V_H - V_0 \\ &= I(R_H - R_0) \\ &= V_0(R_H - R_0)/R_0 \\ &= V_0 \cdot MR \text{ ratio} \end{aligned} \quad (1-7)$$

となる。ここで、 $I (= V_0/R_0)$  は、磁気抵抗素子に流すセンス電流を示す。電位差  $\Delta V$  を大きくするには、MR 比を大きくする必要がある。2000 年に、Y. Q. Mapps 等は下地層を

5 nm の Ta, 強磁性層を 10 nm の NiFe とした複合膜において, 250 Hz の磁場で 27.6 dB の S/N 比を得た[19]. しかし, MR 比は材料によって決まってしまうため, S/N 比の向上には, 新たな材料開発が必要である.

巨大磁気抵抗(GMR: Giant Magnetoresistance)効果とは, 1988 年に多層膜[20], 1991 年にスピバルブ膜[21], 1992 年にグラニューラ膜[22]において発見された磁気抵抗効果である. AMR 効果における MR 比よりも大きいため, 巨大磁気抵抗効果と呼ばれるようになった.

1988 年に発見された多層膜は, Fig. 1-4(a)に示す強磁性層(Fe) / 非磁性層(Cr)の交互多層膜から構成される. 非磁性膜材料や膜厚を変えることによって, 非磁性膜を介する相互作用が変化し, 互いの強磁性膜の安定な磁化方向が変化する. 磁場が印加されない状態で磁化が反平行になり, 磁場が印加された状態で平行になるようにしておく. すると, 磁化が反平行である場合, 電子の散乱が大きいため抵抗が大きくなり, 平行である場合, 電子の散乱が小さいため抵抗が小さくなる. 多層膜における MR 比は, 数十%程度の大きな値を示す. P. Parkin, 及び, J. C. Jury 等のグループにより, Co/Cu 多層膜において 39.1 dB の S/N 比が得られている[23,24].

1991 年に発見されたスピバルブ膜は, Fig. 1-4(b)に示す強磁性層(NiFe) / 非磁性層(Cu) / 強磁性層(NiFe) / 反強磁性層(FeMn)から構成される. 反強磁性層はそれ自体の磁化は持たないが, 一方向異方性により, 最近接の強磁性層の磁化方向を固定する作用を持つ. このため, 強磁性層の磁化方向は反強磁性層により固定され, 磁化反転には大きな外部磁場を必要とする. 一方で, 反強磁性層と接しない強磁性層の磁化方向は外部磁場により容易に反転する. 従って, 外部磁場により互いの強磁性層の磁化方

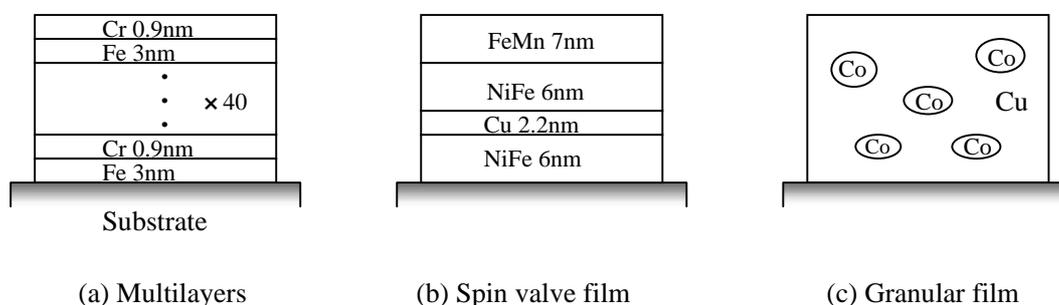


Fig.1-4. Structures of a) multilayers, b) spin valve film, and c) granular film showing giant magnetoresistance effect.

方が平行である場合と反平行である場合が実現する。磁化方向が反平行である場合、電子の散乱が大きいため抵抗が大きくなり、平行である場合、電子の散乱が小さいため抵抗が小さくなる。スピバルブ膜における MR 比は、数十%程度の大きな値を示す。しかしながら、スピバルブ膜では強磁性層 / 非磁性層 / 強磁性層構造の抵抗に比べて寄生抵抗、すなわち、電極や反強磁性層の抵抗が大きいため S/N 比の向上には材料や薄膜構造の検討が必要である。2004 年に、A. Tanaka 等は NOL(Nano-oxide Layer)構造を用いて薄膜面に垂直に流す電流を狭窄し、強磁性層 / 非磁性層 / 強磁性層構造の信号を効率良く検出する検討を行った結果、28.5 dB の S/N 比を得た[25,26].

1992 年に発見されたグラニューラ膜は、Fig. 1-4(c)に示す非磁性金属母相(Cu)中に強磁性微粒子(Co)が分散した構成となっている。外部磁場が存在しない場合、強磁性微粒子の磁化は各微粒子の磁化容易方向を向いており全体としてランダムであるが、外部磁場の印加により磁化方向が平行となる。磁化方向が平行である場合、抵抗が小さく、磁化方向がランダムである場合、抵抗が大きくなる。数十%程度の大きな MR 比を有するが S/N 比向上にはランダムな磁化によるノイズを低減する工夫が必要となる。

スピントネル磁気抵抗 (TMR: Spin Tunneling Magnetoresistance) 効果とは、1995 年に Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe トンネル接合で発見された磁気抵抗効果であり、4.2 K で 30 %、室温で 18 %という大きな磁気抵抗比を示す[27,28]. TMR 効果を示すスピントネル素子は、強磁性層/絶縁層/強磁性層から構成される。スピントネル素子の両端に電圧を印加すると、絶縁層がナノメートルオーダー以下であれば、トンネル効果により電子が絶縁層をトンネルする。外部磁場の変化に伴い、両強磁性層の磁化方向が平行となる場合、抵抗が小さくなり、磁化方向が反平行となる場合、抵抗が大きくなる。TMR 効果の発見はそれが初めてではなく、1975 年に Julliere によって、Fe/Ge/Co 接合において発見されていた[29]. しかしながら、室温のデータがなく実用的でなかったこと、そして、試料を作製するのが困難だったことなどの理由により注目されなかった。それに対し、現在では室温において大きな磁気抵抗比が得られ、さらに、真空薄膜装置、電子線リソグラフィ、光リソグラフィなどの微細加工技術を用いることで作製が容易になったことから、再び注目されるようになった。

Fig. 1-5 に TMR 効果の原理を示す。トンネル電流は、フェルミ準位においてトンネルしようとする電子状態数とトンネルする行き先の電子状態数の積に比例する。電流

の担い手である電子には上向きスピンと下向きスピンの2種類が存在し、それらが独立に伝導に寄与するという2流体モデル[30]を適用すると、スピントネル素子におけるコンダクタンスは、

$$G = R^{-1} \propto \sum_{\sigma} T_{\sigma} \cdot D_{L\sigma}(E_F) D_{R\sigma}(E_F) \tag{1-8}$$

で表せる[31].  $D_L(E_F)$ ,  $D_R(E_F)$ は各々左右の強磁性体のフェルミ準位における(=上向き, 下向き)スピン電子の状態密度であり,  $T$ は障壁を透過するスピン電子の透過率である. ここで, Fig. 1-5において, 左右の強磁性体の磁化が平行状態であるとき, フェルミ準位におけるトンネルしようとする上向きスピン電子の状態数  $D_L(E_F)$ が大きく, 行き先の状態数  $D_R(E_F)$ も大きいのでトンネル電流は大きくなる. 一方, 左右の強磁性体の磁化が反平行状態であるとき, 上向きスピンに関しては, トンネルしよう

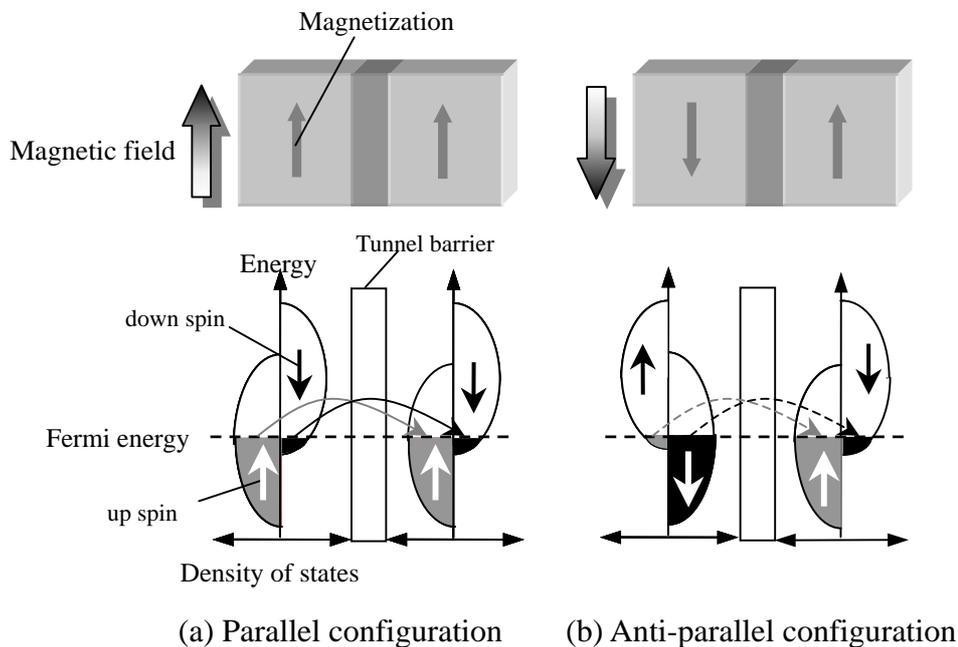


Fig. 1-5. Principle of TMR effect. When the magnetic configuration changes from a) parallel configuration to b) anti-parallel configuration by the magnetic field, the tunneling resistance changes dramatically, having large TMR ratio as much as 100 % or excess at R.T.

とする電子の状態数  $D_L(E_F)$  が小さく、下向きスピンの状態数  $D_{L\downarrow}(E_F)$  が大きい方がトンネルしやすくなる。すなわち、磁化平行状態 ( $P$ ) と磁化反平行状態 ( $AP$ ) でのコンダクタンスはそれぞれ異なる。ここで、TMR 比を

$$TMR\ ratio = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} \quad (1-9)$$

と定義する。ここで、左と右の強磁性層の分極率を

$$P_{L(R)} = \frac{D_{L(R)\uparrow}(E_F) - D_{L(R)\downarrow}(E_F)}{D_{L(R)\uparrow}(E_F) + D_{L(R)\downarrow}(E_F)} \quad (1-10)$$

と定義すると、TMR 比は

$$TMR\ ratio = \frac{2P_L P_R}{1 - P_L P_R} \quad (1-11)$$

となる。以上のモデルでは、分極率  $P_L, P_R$  が大きい程、TMR 比が大きくなると予想される。大きな TMR 比を得るためには、フェルミ面での上向きスピンと下向きスピンの状態密度の比が大きいことが要求される。

1995 年に、Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe において室温で 18 %、CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co において室温で 13.4 % という大きな TMR 比が得られて以来[27,28]、1997 年に Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co/NiFe において 24 %、1998 年に NiFe/CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe において 36 %、1999 年に NiFe/CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe において 40 %、42 % と、次々と高 TMR 比の研究結果が報告された[32-35]。高 TMR 比の結論としては、Fig. 1-6 に示す Slater-Pauling 曲線[36]から明らかなように、スピントネル素子の両強磁性層には、磁気モーメントが大きい磁性体を採用すべきである、ということであった。Slater-Pauling 曲線より、大きな磁気モーメントを示す強磁性体

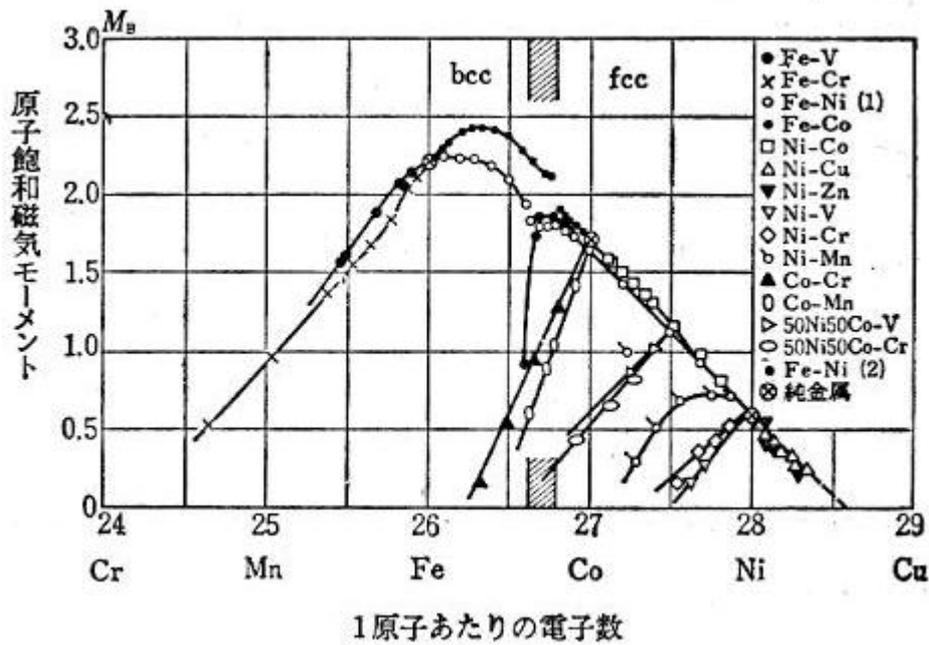


Fig. 1-6. Slater-Pauling curve. Magnetic moment shows the maximum value in  $Fe_xCo_y$ .

は Fe, FeCo, Co であり, その最大値は FeCo が有する. それを支持するように, 1999 年に, 両強磁性層を CoFe としたスピントネル素子において, S. Cardoso, 及び, H. Kikuchi のグループが, 40 %, 42 % の巨大な TMR 比を報告した[34,35]. 2000 年から 2003 年の間では, 高 TMR 比を得た研究成果は報告されず, TMR 比の向上に限界が見え始めたと考えられていた. しかしながら, 2004 年に, S. Yuasa, 及び, S. Parkin のグループが, それぞれ, Fe/MgO/Fe, 及び, FeCo/MgO/FeCo スピントネル素子において, 室温で 100 % を超える高 TMR 比を報告した[37-39]. 高 TMR 比を実現するには, Coherent Tunneling, すなわち, 完全にスピンの状態が保存された状態でトンネル電気伝導を示す必要がある. そのためには, 絶縁層に結晶性の材料を選択することが必要であるということ結論付けた.

しかしながら, スピントネル素子は絶縁層を有するため, 抵抗が大きく, 大きなセンス電流を流すことが困難である. そのため, 高出力電圧が得られない応用上の問題が生じている[40,41]. すなわち, 式(1-7)において, 電位差  $\Delta V$  を大きくするには, TMR 比を大きくするだけでなく,  $V_0$  も大きくする必要があり, そのためには, センス電流  $I$  を大きくする必要がある. しかしながら, 抵抗が大きいため, 大きなセンス電

流  $I$  は発熱を生じる。また、大きなセンス電流は絶縁破壊や低寿命を導く[42-44]。

### 1.2.3 ブリッジ回路型磁気センシング

ブリッジ回路型磁気センシングとは、磁気抵抗素子をブリッジ回路内に設置し、検流用抵抗の電位差を検出する磁気センシングである。

AMR 効果は MR 比が小さいので、センス電流型磁気センシングでは高 S/N 比が期待できないことを述べた。ブリッジ回路型磁気センシングでは、4 つの AMR 素子でブリッジ回路を構成し、寄生抵抗による電圧降下分を相殺させて感度を上げる磁気センシングである。Fig. 1-7 に4つの AMR 素子で構成されたブリッジ回路型磁気センシングの原理を示す[45]。Fig. 1-7(a), (b)は、ブリッジ回路のチップ、及び、回路図である。バイアス磁場を  $45^\circ$  の角度で印加する。4 つの AMR 素子に電流  $I$  を流す。外部磁場  $H_{ex}$  を印加しないとき、4 つの AMR 素子の磁化は  $45^\circ$  の方向を向く。従って、4 つの AMR 素子の磁化方向と電流のなす角度は  $45^\circ$  であるため、AMR 素子の抵抗は全て等しい。ブリッジ回路の平衡条件を満たすので出力電圧は  $0\text{ V}$  である。外部磁場  $H_{ex}$  を矢印の方向に印加したとき、及び、の素子の磁化方向と電流のなす角度は  $0^\circ$  に近づくので抵抗は増加する。及び、の素子の磁化方向と電流のなす角度は  $90^\circ$  に近づくので抵抗は減少する。及び、の素子の抵抗が増加し、及び、の素

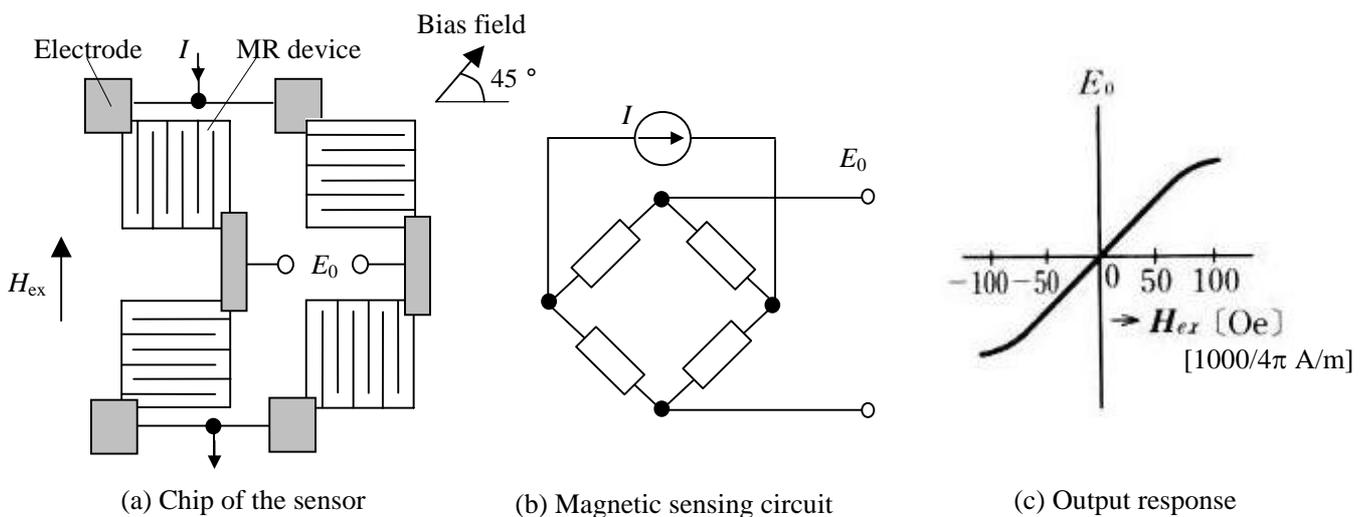


Fig.1-7. Bridge circuit type magnetic sensing using anisotropic magnetoresistance device.

子の抵抗が減少したことで, Fig. 1-7(c)に示すように, 出力電圧が正となる. 逆方向の印加磁場に対しては, 出力電圧が負となる. その結果, Si 基板に真空蒸着させた NiFe 膜を用いた素子を使用して 21.6 dB の S/N 比が得られている.

GMR 効果で得られる MR 比は, 数 10 % であるため, AMR 効果を用いた磁気センシングよりも高感度化が期待できる. 1994 年, J. Daughton 等は, ホイートストンブリッジ回路の 4 つの抵抗を, 全て多層膜の GMR 素子に置き換えた磁気センサを作製した [46]. 2003 年, 同グループは, 直流磁場にて, 47.5 dB の高 S/N 比を得ている [47]. Fig. 1-8 に同グループが開発した磁気センサを示す. 4 つの GMR 素子とフラックスコンセントレータから構成される. GMR 素子の膜構成と磁気抵抗曲線を Fig. 1-9 に示す. GMR 素子は NiFeCo/CoFe/Cu の多層膜である. 抵抗は 5 k $\Omega$  で, GMR 比は 10 % 程度である. フラックスコンセントレータはホイートストンブリッジ回路内の 2 個の GMR 素子を覆っている. これはフラックスコンセントレータが 2 個の GMR 素子をシールドする機能を果たし, この GMR 素子に磁場が印加されることを防ぐ. 従って, 磁場を印加したとき, 中央の GMR 素子は抵抗が減少することに対して, フラックスコンセントレータの中に置かれた GMR 素子は抵抗が変化しない. この不均衡により, 出力差が生じる. 同グループは, この磁気センシングにより 47.5 dB の S/N 比を得た.

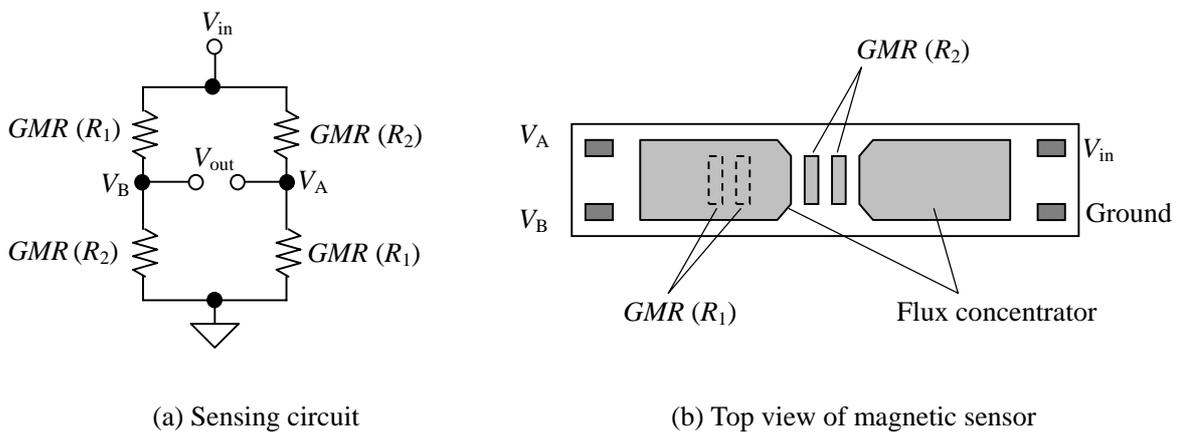
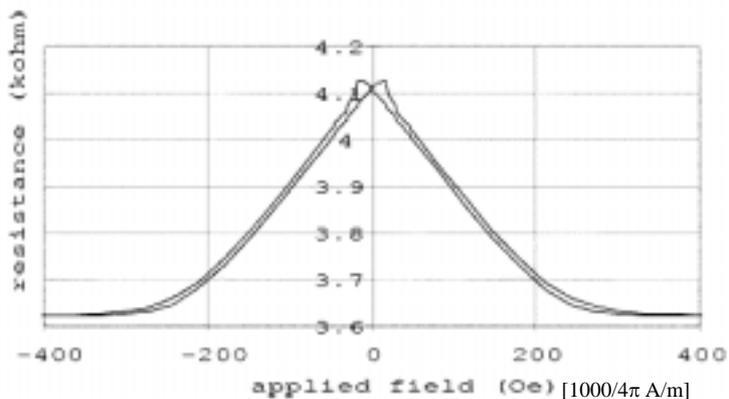


Fig. 1-8. Bridge circuit type magnetic sensing by using GMR device. The resistances of GMR( $R_1$ ) and GMR( $R_2$ ) are  $R_1$  and  $R_2$ , respectively in the a) sensing circuit. GMR( $R_1$ ) is covered with flux concentrator and GMR( $R_2$ ) is not covered.

10 nm Ta
4.0 nm NiFeCo
1.5 nm CoFe
1.5 nm Copper Alloy
1.5 nm CoFe
2.0 nm NiFeCo
1.5 nm CoFe
1.5 nm Copper Alloy
1.5 nm CoFe
2.0 nm NiFeCo
1.5 nm CoFe
1.5 nm Copper Alloy
1.5 nm CoFe
4.0 nm NiFeCo
SiN
Si substrate



(a) Structure of GMR device.

(b) GMR effect

Fig. 1-9. a) Structure of multilayer showing GMR effect. The resistance is changing from 4.1 kΩ to 3.7 kΩ in the application with the magnetic field of 24 kA/m [300 Oe] in b) GMR curve.

スピントンネル素子を用いたブリッジ型回路磁気センシングも提案された[48]. Fig. 1-10 にスピントンネル素子を用いたホイートストンブリッジ回路型磁気センシングを示す. これはホイートストンブリッジ回路内の1つの抵抗をスピントンネル素子に置き換え, 磁場による抵抗変化を電流の大きさに対応させる磁気センシングである. この方法では, ホイートストンブリッジ回路において, 平衡条件を満たす場合, 検流用抵抗  $R_d$  には電流が流れない. すなわち,

$$R_1 R_T = R_2 R_3 \tag{1-12}$$

を満たす場合は電流が流れない. それに対し, 磁場によりスピントンネル素子の抵抗が変化すると平衡条件を満たさなくなる. これにより, 検流用抵抗には電流が流れ電位差が生じる. テブナンの定理を用いると電位差  $v_{out}$  は,

$$v_{out} = \frac{v_d}{R_d + r_i} R_d \tag{1-13}$$

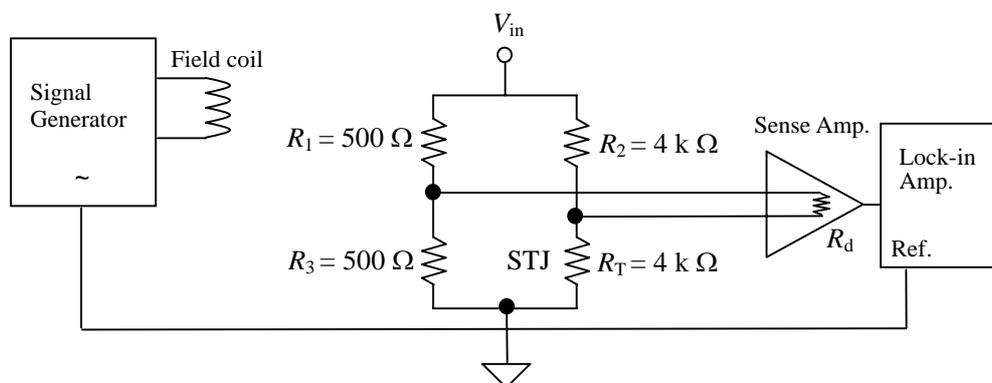


Fig. 1-10. Wheatstone bridge type magnetic sensing method using spin tunneling junction (STJ).  
When the equilibrium condition is not satisfied in accordance with the resistance change, the current flows into the input impedance of sense amplifier.

となる。ここで、 $v_d$ 、及び、 $r_i$ は検流用抵抗を開放したときの増幅器から見た出力電圧、及び、出カインピーダンスである。 $v_d$ 、及び、 $r_i$ は、

$$v_d = \frac{V_{in} / R_{in}}{(R_1 + R_3) + (R_2 + R_T + \Delta R_T)} \{ (R_T + \Delta R_T) R_1 - R_3 R_2 \} \quad (1-14)$$

$$r_i = \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_T + \Delta R_T)}{(R_1 + R_2) + (R_3 + R_T + \Delta R_T)} \quad (1-15)$$

である。 $R_{in}$ は入力電源の内部インピーダンスである。式(1-13)による電位差  $v_{out}$  を検出する。2003年、A. Jander等は、NiFeCo/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeCo スピントネル素子を用いたブリッジ回路型磁気センシングにより、10 Hzの交流磁場に対して、43.9 dBのS/N比を得た[48].

### 1.2.4 インピーダンス変化型磁気センシング

アモルファスワイヤの磁気インピーダンス変化を用いた磁気センシングを Fig. 1-11 に示す. コルピッツ発振回路の共振部にアモルファスワイヤを設置し, 磁場による抵抗変化を発振振幅・周波数に対応させる磁気センシング方法である[49,50]. この方法では, 共振部にアモルファスワイヤを設置し, その両端の発振振幅・周波数を検出する. Fig. 1-11 において, ダイオード  $D$  より右方は, 検波回路, 及び, 増幅回路から構成される. ここでは, ダイオード  $D$  より左方にあるコルピッツ回路を用いて, 磁気センシング原理を説明する. アモルファスワイヤのインピーダンス  $Z$  は

$$\begin{aligned} Z &= r(\omega_0) + j\omega L(\omega_0) \\ r(\omega) &= \frac{aR_{dc}}{2\sqrt{2}\rho} \sqrt{\omega\mu_m} \\ L(\omega) &= \frac{aR_{dc}}{2\sqrt{2}\rho} \sqrt{\mu_m / \omega} \end{aligned} \quad (1-16)$$

で表せる. ここで,  $\omega_0$  は発振角周波数,  $R_{dc}$  は直流抵抗,  $\mu_m$  は透磁率,  $\rho$  は比抵抗,  $a$  はワイヤ半径である. このとき, 発振周波数は

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L+L_0}} \sqrt{\frac{1}{C_2} + \left(1 + \frac{r}{R_i}\right) \frac{1}{C_1}} \quad (1-17)$$

となる.  $C_1, C_2$  は発振部の電気容量,  $R_i$  はトランジスタ等価回路の入力インピーダンス,  $L_0$  はアモルファスワイヤに直列接続したコイルのインダクタンスである. また, 利得条件は,

$$h_{fe} \geq \frac{r}{L+L_0} \{ (R_i(C_1+C_2) + C_2r) \} + \frac{C_2r}{C_1R_i} + \frac{C_2}{C_1} \quad (1-18)$$

となる.  $h_{fe}$  はトランジスタの電流増幅率である. 参考文献[49,50]で用いたアモルファスワイヤは,  $\text{Fe}_{4.35}\text{Co}_{68.15}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  組成の高透磁率磁性体である. 磁場を印加すると, 透磁率が変化するため, 式(1-16)の抵抗  $r$  とインダクタンス  $L$  が変化する. 抵抗  $r$  とイン

ダクタンス  $L$  の変化により, 式(1-17), 及び, 式(1-18)で表される発振振幅・周波数が変化する. Fig. 1-12 に, 磁場によるアモルファスワイヤの電圧変化を示す[51,52]. Fig. 1-12 より, 磁場に対して, インピーダンスが大きく変化するため, 電圧が大きく変化するが,  $\sim 10^2$  A/m 以下の磁場範囲に限定される. 従って, Fig. 1-1 で示したようなアモルファスワイヤを用いた磁気センシングは,  $10^{-4}$ - $10^2$  A/m の磁場範囲の応用に適していると考えられる.

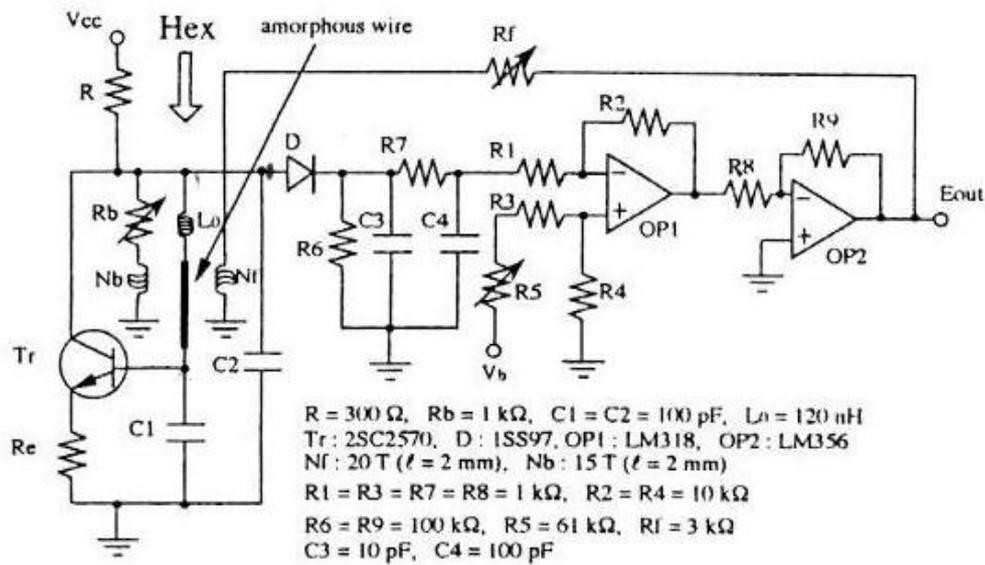


Fig.1-11. Colpitts oscillation type magnetic sensing by using amorphous wire.

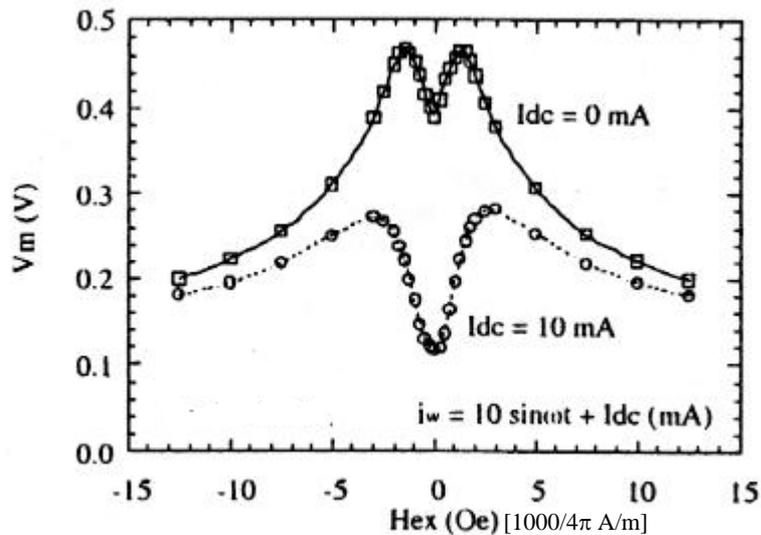


Fig. 1-12. Output voltage of magnetoimpedance effect for the amorphous wire.

なお、磁気センシングとは直接関係ないが、発振回路を用いたその他のセンシング方法として、近接スイッチが提案されている[53,54]。近接スイッチとは、金属の接近/離反を、発振回路のQ値の変化に対応させるセンシング方法である。金属を発振回路のコイルに近接させると、回路のQ値が変化して、発振電圧が変化する。その発振電圧を検出する方法である。Fig. 1-13に、近接スイッチの回路図を示す。(A)が金属センシング回路、(B)が増幅回路である。金属センシング回路は、検出コイルL、及び、コンデンサCとが並列接続されたLC共振回路となっている。 $r_D$ は、検出コイルLに発生する損失抵抗である。この損失抵抗 $r_D$ が、被検出物である金属との距離に応じて変化する。並列共振回路のQ値は、

$$Q = 2\pi f_0 L / r_D \tag{1-19}$$

で表される。従って、金属が近接すると損失が生じ、損失抵抗 $r_D$ が大きくなりQ値が下がる。これにより、金属の接近/離反を検出する。この近接スイッチは、上述の

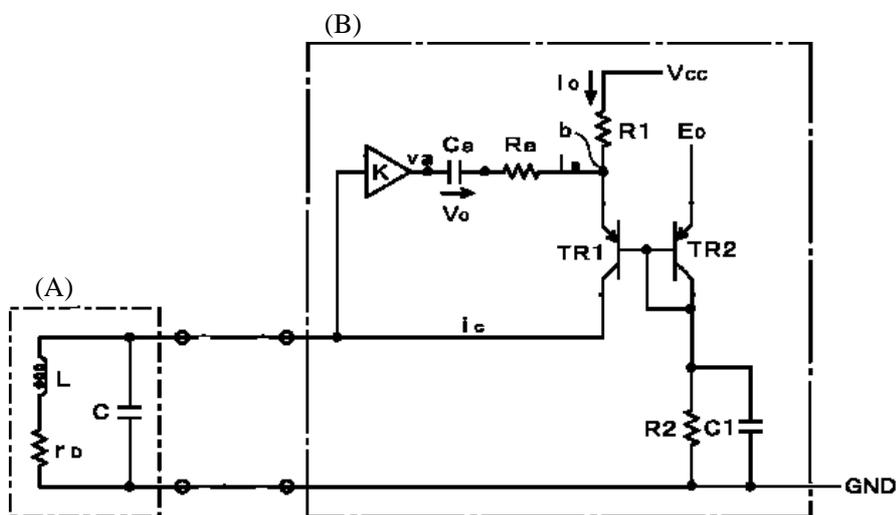


Fig. 1-13. Proximity switch, which is a proposed oscillation type sensing method. (A), and (B) are a sensing part and an amplification part, respectively. When the metal approaches the coil consisting the inductance  $L$  and resistance  $r_D$ , the resistance  $r_D$  changes in accordance with the distance between the coil and the metal.

アモルファスワイヤを用いた磁気センシング方法と同様で、検出のためのコイルが発振部に設置されている。従って、発振を用いたセンサとして、両者は同様の原理である。

### 1.3 スピントンネル素子の磁気抵抗変化

本論文では、新しい磁気センシングとして磁気抵抗効果素子を用いた発振制御型磁気センシングを提案する[55-57]。特に磁気抵抗素子としてスピントンネル素子に注目しセンシング特性の向上を検討する。従来のセンス電流型磁気センシングにおいて高S/N比を得るためには、式(1-7)で示したようにTMR比、すなわち、 $\Delta R/R$ を大きくする必要があった。つまり、 $\Delta R$ を大きくすると同時に $R$ を小さくする必要があった。しかし、発振制御型磁気センシングでは磁気抵抗変化 $\Delta R$ だけが大きければよいと考えられる。そこで、 $\Delta R$ の観点からスピントンネル素子における現在までの研究成果を述べると次のようになる。

1995年にT. Miyazaki等のグループがFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Feトンネル素子において18%のTMR比を得た。しかし、抵抗 $R = 0.0064 \Omega$ 、磁気抵抗変化 $\Delta R = 0.0012 \Omega$ と極めて小さい値であった[27]。その後、下部電極、及び、Alを大気暴露無しに成膜する方法を提案し、1999年に同グループはNiFe/Co/Al-oxide/Coにおいて $R = 100 \Omega$ 、 $\Delta R = 10 \Omega$ を得た[58]。しかし、1998年にH. Tsuge等のグループは従来の磁気センシング方法で高S/N比を得るためには、高TMR比の実現だけでなく低抵抗化も必要であることを指摘した[59,60]。これはノイズを低減する必要があるからである。具体的には、20%以上のTMR比、及び、 $10 \Omega \mu\text{m}^2$ 以下の面積抵抗(RA:Resistance area)が必要であることを指摘した。2001年に、J. J. Sun等のグループは、ガスクラスタライオンビーム(GCIB:Gas Cluster Ion Beam)法により0.5-0.7 nmの絶縁層Al-oxideを均一に作製することに成功し、TMR比 = 14-18%、 $RA = 3.6-6.5 \Omega \mu\text{m}^2$ を得た[61]。これは $R = 22.5-40.6 \Omega$ 、 $\Delta R = 3.2-7.3 \Omega$ に相当する。また、2002年に、Z. G. Zhang等のグループは、40 Pa、及び、5 minの低圧力短時間自然酸化法により0.8-0.9 nmの絶縁層Al-oxideを均一に作製することに成功し、TMR比 = 14-17%、 $RA = 10-12 \Omega \mu\text{m}^2$ を得た[62]。これは $R = 10-12 \Omega$ 、 $\Delta R = 1.4-1.7 \Omega$ に相当する。これらの検討は低抵抗、低 $\Delta R$ の方向に進んでいる。

高TMR比、及び、高 $\Delta R$ の伸び率が停滞していた中で、2004年に、T. S. Yoon等のグループはAr+N<sub>2</sub>を用いたプラズマ窒化法により絶縁層AlNを作製し、CoFe/AlN/CoFeにおいて $R = 10 \text{ k}\Omega$ 、 $\Delta R = 4 \text{ k}\Omega$ を得た[63]。同年、S. Yuasa等のグループは電子ビーム蒸

着法により単結晶 Fe/MgO/Fe の作製に成功し,  $R = 7 \text{ k}\Omega$ ,  $\Delta R = 10 \text{ k}\Omega$ を得た[38]. さらに同時期に S. S. P. Parkin 等のグループは CoFe/MgO/CoFe において  $R = 10 \text{ k}\Omega$ ,  $\Delta R = 14 \text{ k}\Omega$ を得た[39]. 以上のように, 現在までに  $10 \text{ k}\Omega$ 程度の大きな $\Delta R$  が得られていることが報告されている.

### 1.4 新しい磁気センシング方法の提案

1.2 節では, 現在, 提案されている磁気センシングの S/N 比, 及び, その問題点を述べた. Fig. 1-14 に S/N 比で分類した各磁気センシングの位置づけを示す. 横軸は, 検出する磁場の周波数である. 市販のポータブル磁場センサ等の周波数は直流から数 kHz, 磁気カードの磁気センサ・ライタの周波数は数 kHz, オーディオテープの磁気ヘッドの周波数帯域は数十 kHz, ビデオテープの磁気ヘッドの周波数帯域は数 MHz, ハードディスクの磁気ヘッドの動作周波数は数百 MHz である. 数 kHz 程度までの磁気セン

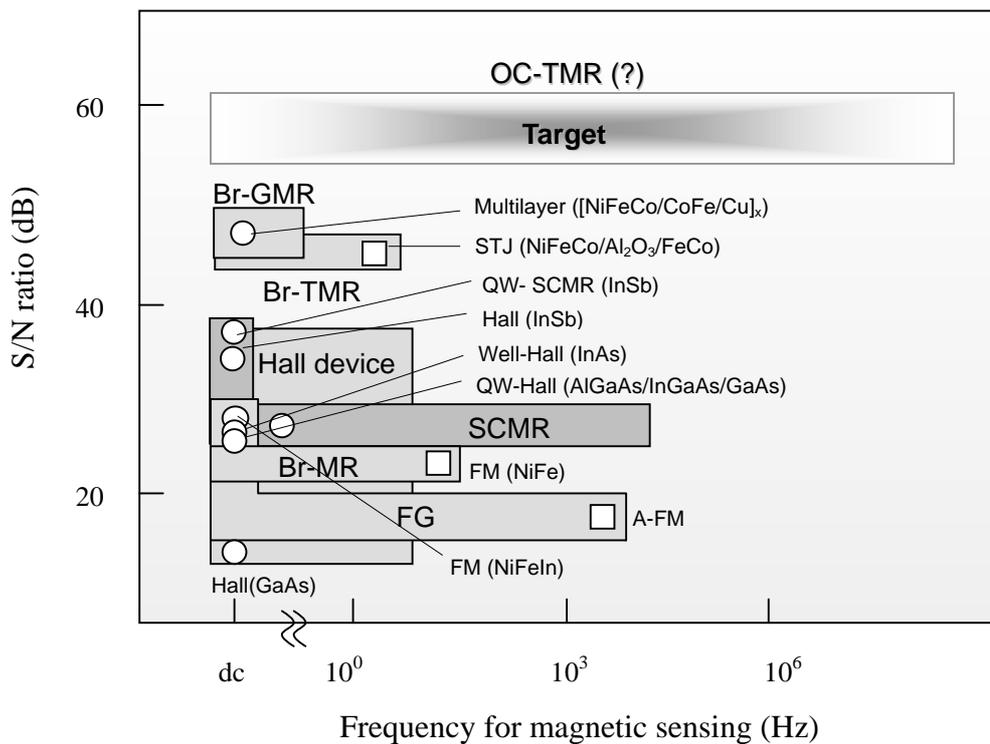


Fig. 1-14. S/N ratio of various proposed magnetic sensing methods. Some of the highest S/N ratio are 37 dB, 43.9 dB, and 47.5 dB for semiconductor MR, bridge circuit type TMR, and bridge circuit type GMR. Our target is high S/N ratio of 60 dB by oscillation controlled magnetic sensing with TMR devices.

シングでは、前述のように、TMR 素子を用いたブリッジ回路型磁気センシング (Br-TMR), GMR 素子を用いたブリッジ回路型磁気センシング (Br-GMR) において、43.9 dB, 47.5 dB の S/N 比が得られている [47,48]. 究極的な目的は数百 MHz までの周波数領域において 60 dB 程度の S/N 比を実現させることである.

60 dB 以上の S/N 比を実現させる磁気抵抗素子として本研究ではスピントネル素子に注目する. スピントネル素子は室温にて巨大な磁気抵抗変化率を有する. しかしながら、従来の磁気センシングでは、スピントネル素子の抵抗が大きいため、大きなセンス電流を流すことができない. そのため、高出力電圧が得られない. また、抵抗が大きいためノイズが高くなる. すなわち、S/N 比の向上が困難となる. これらを定量的に議論すると以下のようなになる. 式(1-7)より S/N 比における信号電圧  $V_S$  は、

$$V_S = V \cdot TMR \text{ ratio} \quad (1-20)$$

となる. S/N 比におけるノイズ電圧  $V_N$  は、

$$V_N = \sqrt{4kTR\Delta f + 2qIR^2\Delta f} \quad (1-21)$$

で表される. ここで、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は温度、 $q$  は電荷、 $R$  はスピントネル素子の抵抗、 $\Delta f$  は周波数帯域である. 第 1 項は熱ノイズ、第 2 項はショットノイズである. 従って、S/N 比は

$$S/N \text{ ratio} = 20 \log \frac{V \cdot TMR \text{ ratio}}{\sqrt{4kTR\Delta f + 2qVR\Delta f}} \quad (1-22)$$

となる. 式(1-22)より S/N 比を高くするには TMR 比、及び、印加電圧  $V$  を大きくすること、抵抗を下げる必要がある. これらは全て材料の特性によって決まる. しかし、60 dB 以上の S/N 比を得るために非常に困難であると考えられる. 例えば、30 % の TMR 比、100 mV の出力電圧、1 k $\Omega$  の抵抗であるとき、S/N 比は 42.7 dB となる. これは 60 dB の S/N 比に達しない. 仮に TMR 比を 50 %、100 % としても 47.1 dB、53.1 dB と

なる。また、1.3 節で述べたように、S/N 比を高くするために、抵抗を下げるものが検討された。そのために絶縁層の膜厚をサブナノメートル程度に薄くすることが考えられたが、TMR 比の低下を招き S/N 比の向上は見られなかった。

これらの問題を解決するためには、本研究では、磁気センシング方法との検討を行った。スピントネル素子の材料特性として注目すべき点は室温にて磁気抵抗変化率が高いことだけでなく、磁気抵抗変化 $\Delta R$  が大きいことである。つまり、磁気抵抗変化 $\Delta R$  を検出する磁気センシングを検討した。しかしながら抵抗に依存する磁気センシングでは従来の磁気センシングと変わらない。そこで、抵抗が大きくても S/N 比に影響しない磁気センシングを検討すればよい。つまり、抵抗の大きさに依存せず、かつ、磁気抵抗変化 $\Delta R$  を検出する磁気センシングを提案し、これにより S/N 比を高くできれば上記の問題を解決できることになる。

センス電流型磁気センシング、及び、ブリッジ型磁気センシング等の直流駆動型磁気センシングでは上記の問題を避けて通ることができない。そこで、交流駆動型磁気センシングに注目した。交流駆動型磁気センシングでは 1.2.4 節で述べたインピーダンス変化型磁気センシングが提案されている。そこで、インピーダンス変化型磁気センシングと同様の発想で、発振部にスピントネル素子を設置しその両端の発振電圧を出力とする方法が考えられる。しかし、この磁気センシングにおいて発振出力電圧を大きくするためにはスピントネル素子に大きな電流が流れてしまう。大電流は絶縁破壊や短寿命を引き起こす。また、スピントネル素子の両端を出力とするので、出力電圧にスピントネル素子から生じる熱ノイズ、及び、ショットノイズが重畳される。さらにはセンス電流型磁気センシング、及び、ブリッジ型磁気センシング等と同様に、磁気抵抗比、正確に述べると磁気インピーダンス比を検出することになる。これらは上記の問題を解決しないことになる。

さて、スピントネル素子を発振部ではなく帰還部に設置し、発振部の両端の電圧を出力とすることを考えると、磁気抵抗変化 $\Delta R$  により帰還量が変化すると発振出力電圧が大きく変化する可能性がある。また、発振部の両端の電圧を出力としているので、出力電圧にはスピントネル素子から生じる熱ノイズ、及び、ショットノイズが直接重畳されることはない。さらに、この方法ではスピントネル素子に流れる電流を小さくできる可能性がある。従って、抵抗の大きさに依存せず、かつ、磁気抵抗変化 $\Delta R$  を検出する磁気センシングとなりうる。これにより S/N 比を高くできる可能性がある。

しかしながら、発振制御型磁気センシングにはいくつかの課題が考えられる。まず、1) 磁場により抵抗が変化したとき、再現性良く発振が開始するかどうかである。また、抵抗を元に戻したときに、確実に発振が停止するかどうかである。すなわち、動作原理の確認、及び、その再現性が必要である。そこで、回路の発振条件を理論的に明らかにし、実験的にそれが正しいかどうかを調べることにした。また、発振/無発振の試行実験を行い、再現性があるかどうかを調べる必要がある。次に、2) 発振電圧として、高出力電圧が得られるかどうかである。そこで、発振出力電圧の磁気抵抗変化依存性を理論的に明らかにし、実験的に確認する必要がある。次に、3) ノイズ電圧が抵抗の大きさに依存せず低減できるかどうかである。ノイズ電圧の抵抗依存性を理論的に明らかにし、実験的に低ノイズ電圧が得られるかを調べる必要がある。次に、4) スピントネル素子に流れる電流を十分に小さくできるかどうかである。出力電圧を高く、かつ、ノイズ電圧を小さくできたとしても、スピントネル素子に流れる電流が大きい可能性がある。従って、スピントネル素子に流れる電流を調べる必要がある。最後に、5) 発振の立ち上がり時間・立ち下がり時間が要求される時間に対して短いかどうかである。また、その再現性も問題となる。発振条件を満たし発振が開始したとしても、定常状態に達する時間が長い可能性がある。また、無発振条件を満たしても発振が徐々に停止する可能性がある。従って、発振の立ち上がり時間・立ち下がり時間を調べる必要がある。

## 1.5 本研究の目的

前節で述べた通り、スピントネル素子は、室温にて巨大な磁気抵抗変化率を有することから、高感度磁気センシング用素子として大きな期待ができる。しかしながら、従来の磁気センシングでは、スピントネル素子の抵抗が大きいため、大きなセンス電流を流すことができない。そのため、高出力電圧が得られない。また、抵抗が大きいためノイズが高くなる。すなわち、S/N比の向上が困難となる。これを解決するには、センス電流が小さくても、大きな出力電圧を得ることができ、かつ、ノイズを低減できる磁気センシングの確立が必要となる。そこで、本研究では、スピントネル素子を用いた新しい発振制御型高感度磁気センシングを提案し、その応用可能性を検討することを目的とする。

## 1.6 本論文の構成

本論文は全6章から構成されている。第1章では、本研究の背景、及び、目的を述べた。第2章では、本論文で提案する発振制御型磁気センシングの原理、及び、その原理に基づいた磁気センシング回路を示し、磁気センシング回路における発振条件を求める。ここでは、発振/無発振を決定する発振条件とスピントネル素子の磁気インピーダンス変化との関係について述べる。さらに、発振出力電圧、及び、ノイズ電圧を理論計算の結果を述べる。次に、第3章、及び、第4章にて磁気抵抗素子として用いるスピントネル素子の作製方法、及び、磁気インピーダンス効果を述べる。第5章ではスピントネル素子、及び、スピントネル素子の等価回路を用いた発振制御型磁気センシングの実験結果を述べる。ここでは、発振制御型磁気センシングの再現性、発振出力電圧、ノイズ電圧、S/N比、立ち上がり時間・立ち下がり時間に関する実験結果を述べる。最後に、第6章で本論文の結論を述べる。

## 参考文献

- [1] A. M. Mahdi, L. Panina, and D. Mapps: *Sens. Actuators A* **105**, 271 (2003).
- [2] F. Primdahl: *J. Phys. E.* **12**, 241 (1979).
- [3] P. Ripka: *Sens. Actuators A* **33**, 129 (1992).
- [4] T. Seitz: *Sens. Actuators A* **21**, 799 (1990).
- [5] S. Kawahito, Y. Sasaki, H. Satoh, S. Choi, T. Nakamura, and Y. Tadokoro: *Sensors Mater.* **5**, 241 (1994).
- [6] S. Kawahito, H. Satoh, M. Sutoh, and Y. Tadokoro: *Sens. Actuators A* **54**, 612 (1996).
- [7] 赤地義昭: The Hotline-TDK press release **25** (1997).
- [8] A. Okamoto, T. Yoshida, S. Muramatsu, and I. Shibasaki: *J. Crystal Growth* **201/202**, 765 (1999).
- [9] V. Mosser, S. Constreras, S. Aboulhouda, P. Lorenzini, F. Kobbi, J. L. Robert, and K. Zekentes: *Sens. Actuators A* **43**, 135 (1994).
- [10] V. Mosser, S. Aboulhouda, J. Denis, S. Constreras, P. Lorenzini, F. Kobbi, and J. L. Robert: *Sens. Actuators A* **41-42**, 450 (1994).
- [11] J. S. Lee, K. H. Ahn, Y. H. Jeong, and D. M. Kim: *Sens. Actuators A* **57**, 183 (1996).
- [12] J. S. Lee, K. H. Ahn, Y. H. Jeong, and D. M. Kim: *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 1665 (1996).

- [13] S. A. Solin, T. Thio, D. R. Hines, and J. J. Heremans: *Science* **289**, 1530 (2000).
- [14] T. Zhou, D. R. Hines, and S. A. Solin: *Appl. Phys. Lett.* **78**, 667 (2001).
- [15] S. A. Solin, D. R. Hines, A. C. H. Rowe, J. S. Tsai, Yu. A. Pashkin, S. J. Chung, N. Goel, and M. B. Santos: *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4012 (2002).
- [16] S. A. Solin, D. R. Hines, J. S. Tsai, Yu. A. Pashkin, S. J. Chung, N. Goel, and M. B. Santos: *IEEE Trans. Magn.* **38**, 89 (2002).
- [17] W. Y. Kim, J. Y. Chang, S. H. Han, S. G. Chang, and W. Y. Lee: *Phys. Stat. Sol.* **201**, 1980 (2004).
- [18] 高山裕樹, 小峰啓史, 杉田龍二, 村野井徹夫, 長谷川靖洋: *日本応用磁気学会* **29**, 278 (2005).
- [19] Y.Q. Mapps, Y. Q. Ma, and M. A. Akhter: *Sens. Actuators A* **81**, 60 (2000).
- [20] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, J. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas : *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [21] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri : *Phys. Rev.* **B43**, 1287 (1991).
- [22] 三谷誠司, 高梨弘毅, 藤森啓安: *まてりあ* **37**, 745 (1998).
- [23] H. T. Hardner, S. S. P. Parkin, M. B. Weissman, M. B. Salamon, and E. Kita: *J. Appl. Phys.* **75**, 6531 (1994).
- [24] J. C. Jury, K. B. Klaassen, J. C. L. Peppen, and S. X. Wang: *IEEE Trans. Magn.* **38**, 3545 (2002).

- [25] A. Tanaka, Y. Seyama, A. Jogo, H. Oshima, R. Kondo, H. Kishi, C. Kamata, Y. Shimizu, S. Eguchi, and K. Satoh: *IEEE Trans. Magn.* **40**, 203 (2004).
- [26] M. Sahashi, H. Iwasaki, M. Takagishi, H. Yuasa, T. Funayama, and M. Yoshikawa: *日本応用磁気学会誌* **26**, 979 (2002).
- [27] T. Miyazaki and N. Tezuka : *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231 (1995).
- [28] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey : *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [29] M. Julliere : *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
- [30] 井上順一郎, 前川禎通 : *日本応用磁気学会誌* **16**, 623 (1992).
- [31] 前川禎通 : *固体物理* **15**, 171 (1980).
- [32] M. Sato and K. Kobayashi : *IEEE Trans. Magn.* **MAG-33**, 3553 (1997).
- [33] R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. da Silva, and J. C. Soares : *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3288 (1998).
- [34] S. Cardoso, V. Gehanno, R. Ferreira, and P. Freitas: *IEEE Trans. Magn.* **MAG-35**, 2952 (1999).
- [35] 菊地英幸, 佐藤雅重, 小林和雄 : *日本応用磁気学会学術講演概要集* **7pPS-21**, 421 (1999).
- [36] S. Chikazumi: *Physics of Magnetism*, John Wiley & Sons, 73 (1964).

[37] S. Yuasa, A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando, and Y. Suzuki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, L588 (2004).

[38] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando: *Nature Materials* **3**, 868 (2004).

[39] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang: *Nature Materials* **3**, 862 (2004).

[40] K. Ohashi, K. Hayashi, K. Nagahara, K. Ishihara, E. Fukami, J. Fujikata, S. Mori, M. Nakada, T. Mitsuzuka, K. Matsuda, H. Mori, A. Kamijo, and H. Tsuge: *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2549 (2000).

[41] K. Shimazawa, O. Redon, N. Kasahara, J.J. Sun, K. Sato, T. Kagami, S. Saruki, T. Umehara, Y. Fujita, S. Yarimizu, S. Araki, H. Morita, and M. Matsuzaki: *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2542 (2000).

[42] H. Tian and J. K. Lee: *IEEE Trans. Magn.* **31**, 2624 (1995).

[43] A. J. Wallash and Y. K. Kim: *J. Appl. Phys.* **81**, 4921 (1997).

[44] W. Oepts, H. J. Verhagen, W. J. M. de Jonge, and R. Coehoorn: *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2363 (1998).

[45] M. Ueda, M. Endoh, H. Yoda, and N. Wakatsuki: *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1572 (1990).

[46] J. Daughton, J. Brown, E. Chen, R. Beech, A. Pohm, and W. Kude: *IEEE Trans. Magn.* **30**, 4608 (1994).

[47] J. Daughton: *Proc. of The IEEE* **91**, 681 (2003).

- [48] A. Jander, C. A. Nordman, A. V. Pohm, and J. M. Anderson: J. Appl. Phys. **93**, 8382 (2003).
- [49] K. Bushida, K. Mohri, and T. Uchiyama: IEEE Trans. Magn. **31**, 3134 (1995).
- [50] 武士田健一, 内山剛, 毛利佳年雄: 電気学会論文誌 A **115**, 943 (1995).
- [51] L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, and M. Noda: J. Appl. Phys. **76**, 6198 (1994).
- [52] L. V. Panina and K. Mohri: Appl. Phys. Lett. **65**, 1189 (1994).
- [53] 稲葉保: 発振回路の設計と応用, CQ 出版社, 146 (2003).
- [54] 平尾猪一: 特開 2003-273719 (2003 年 9 月 26 日).
- [55] H. Kaiju, K. Saisho, and K. Shiiki: Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 5600 (2004).
- [56] 海住英生, 椎木一夫: 特許第 3557442 号 (2004 年 5 月 28 日).
- [57] H. Kaiju and K. Shiiki: USPTO 20040257186 (2004 年 12 月 23 日).
- [58] 安藤康夫, 横田匡史, 宮崎照宣: 日本応用磁気学会誌 **23**, 1285 (1999).
- [59] H. Tsuge, T. Mitsuzuka, A. Kamijo, and K. Matsuda: Mat. Res. Soc. Proc. **87**, 517 (1998).
- [60] R. Coehoorn, S. R. Cumpson, J. J. M. Ruigrok, and P. Hidding: IEEE Trans. Magn. **35**, 2586 (1999).
- [61] J.J. Sun, K. Shimazawa, N. Kasahara, K. Sato, T. Kagami, S. Saruki, S. Araki, and M. Matsuzaki: J. Appl. Phys. **89**, 6653 (2001).

[62] Z. G. Zhang, P. P. Freitas, A. R. Ramos, N. P. Barradas, and J. C. Soares: *J. Appl. Phys.* **91**, 8786 (2002).

[63] T. S. Yoon, C. O. Kim, T. Shoyama, M. Tsunoda, and M. Takahashi: *Appl. Phys. Lett.* **85**, 82 (2004).

## 第2章 発振制御型磁気センシングの理論

### 2.1 発振制御型磁気センシングの原理

Fig. 2-1, 及び, Fig. 2-2 にスピントネル素子(STJ:Spin Tunneling Junctions)を用いた従来の磁気センシングの原理, 及び, 本研究で提案する磁気センシングの原理を示す. 従来の磁気センシングは第1章で述べたセンス電流型磁気センシングである. 本研究で提案する磁気センシングは, スピントネル素子を発振回路の帰還部に設置し, 磁場によるインピーダンス変化を発振に対応させる原理である. 磁場によりスピントネル素子のインピーダンスが変化すると発振が開始し, インピーダンスが元に戻ると発振が停止する. すなわち, インピーダンス変化を帰還量の変化としてとらえ発振の有無に対応させる原理である. 次節以降, 本原理の理論を示し, これに基づいて考察した磁気センシング回路, 及び, 発振条件, 発振出力電圧, ノイズ電圧, S/N 比に関する理論計算結果を述べる.

### 2.2 磁気センシング回路

2.1 節の原理に基づいて考案した磁気センシング回路の1例を Fig. 2-3 に示す. ハートレー発振回路の帰還部に, 抵抗とコンデンサの並列回路, 及び, 電極部の抵抗から構成したスピントネル素子の等価回路を設置した. スピントネル素子の等価回路は絶縁層, 及び, 電極部により構成される. 絶縁層ではトンネル電流と変位電流が流れるため, 絶縁層は抵抗とコンデンサの並列回路で表すことができる. 電極部は抵抗で表すことができる. それらが直列で接続された回路がスピントネル素子の等価回路となる. 発振部は, 2つのコイルと1つのコンデンサで, 増幅部は, 1つのトランジスタと1つのダイオードで構成した. スピントネル素子には, 直列に抵抗  $R_s$  を, 並列にコンデンサ  $C_p$  を接続した. 抵抗  $R_s$ , 及び, コンデンサ  $C_p$  は, 発振/無発振の境界を決めるための受動素子である. 回路には直流電圧  $V_{DD}$  を与えた. 発振出力はトランスを介して, 発振部の両端から得た. 磁場によりスピントネル素子のインピーダンスが変化すると, それに伴い発振が開始する. その磁場により発振出力が変化することを検出し, 磁気センシングを行う.

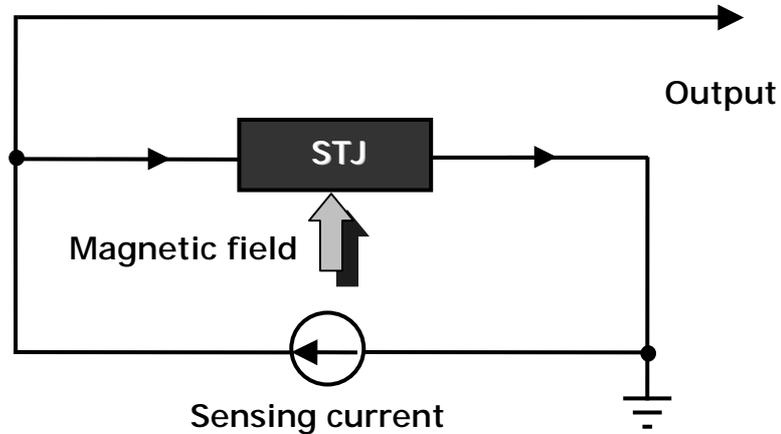


Fig. 2-1. Conventional magnetic sensing method using spin tunneling junction. Sensing current flows into the spin tunneling junction. Resistance of the spin tunneling junction changes by an external magnetic field. Output voltage changes in accordance with the resistance change.

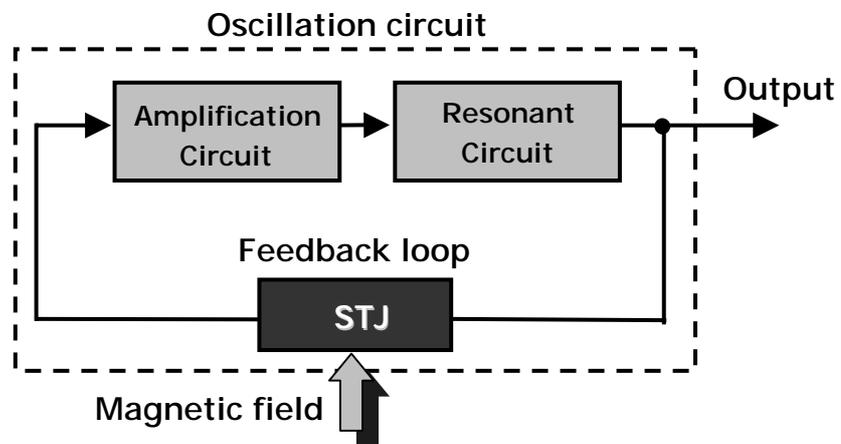


Fig. 2-2. Block diagram of oscillation controlled magnetic sensing method. The spin tunneling junction is used in the feedback loop of the oscillation circuit. The output voltage is obtained via the amplification circuit and the resonant circuit. The oscillation or nonoscillation in accordance with the external magnetic field is detected as a magnetic 1 or 0 signal, respectively.

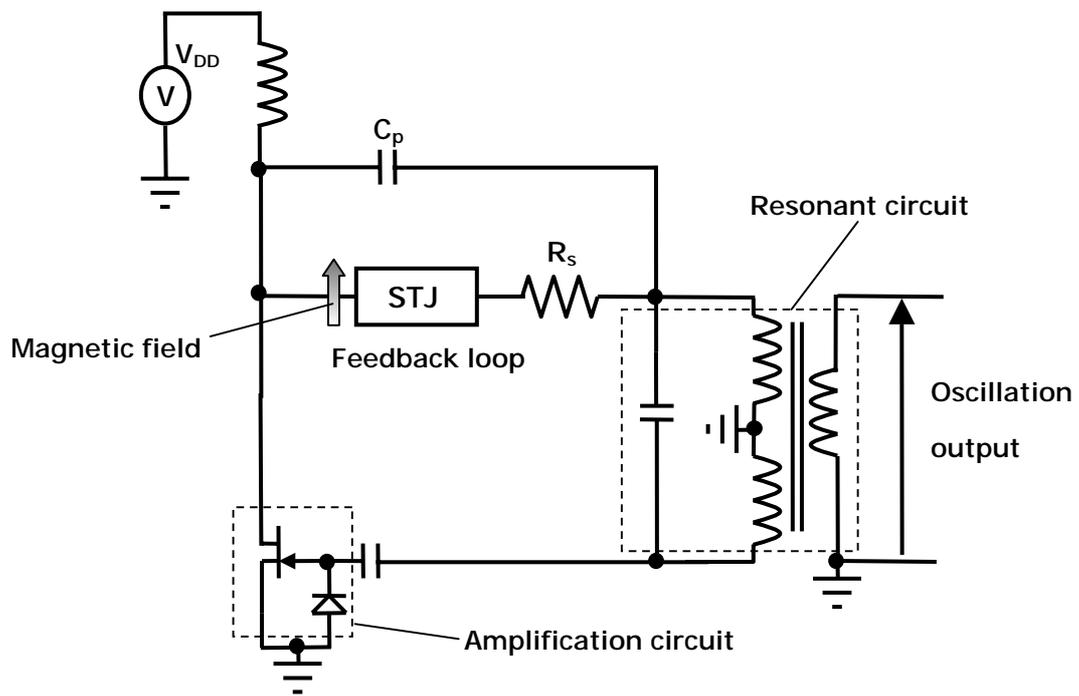


Fig. 2-3. Magnetic sensing circuit for detection of oscillation. The spin tunneling junction which is assumed to be the parallel circuit with resistance and capacitance is constructed in the feedback loop of the oscillation circuit. The output voltage is obtained via the amplification circuit and the resonant circuit.

### 2.3 等価回路と発振条件

本節では、発振制御型磁気センシング回路の発振条件、発振電圧、ノイズを定量的に述べ、高 S/N 比を得るための条件を記す。

Fig. 2-4 に磁気センシング回路を示す。スピントネル素子の接合部の RC 並列回路を  $R_T$  と  $C_T$  で表した。スピントネル素子の電極の抵抗を  $R_L$  とした。ハートレー発振部のコイルのインダクタンスを  $L_{O1}$ ,  $L_{O2}$  とし、コンデンサの電気容量を  $C_O$  とした。2次側コイルのインダクタンスを  $L_{O3}$  とした。自己バイアス回路を構成する接合型 FET のゲートソース間抵抗を  $R_{DS}$  とし、ダイオードの抵抗を  $R_D$  とした。交流ブロック用コイルのインダクタンスを  $L_1$  とした。スピントネル素子に直列に接続した抵抗を  $R_S$  とし、バイパスコンデンサを  $C_P$  とした。スイッチ抵抗を  $R_1$  とし、発振トリガー用コンデンサを  $C_1$  とした。

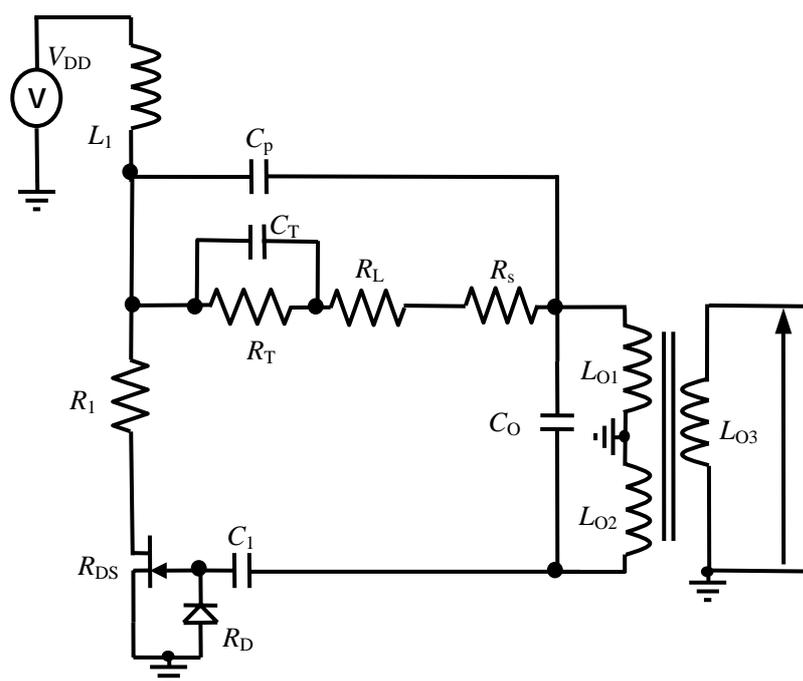


Fig. 2-4. Oscillation controlled magnetic sensing circuit. Typical values are  $R_T = 1.2 \text{ k}\Omega$ ,  $C_T = 0.47 \text{ nF}$ ,  $R_L + R_S = 5 \text{ k}\Omega$ ,  $C_P = 0.47 \text{ nF}$ ,  $L_{O1} = L_{O2} = 300 \text{ }\mu\text{H}$ ,  $C_O = 4.72 \text{ nF}$ ,  $R_{DS} = 400 \text{ }\Omega$ ,  $R_D = 10 \text{ k}\Omega$ ,  $L_1 = 1 \text{ mH}$ ,  $R_1 = 125 \text{ }\Omega$ ,  $C_1 = 100 \text{ nF}$ , and  $g_m = 2.2 \text{ mS}$ .

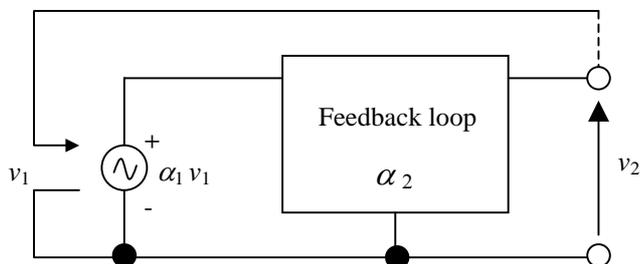


Fig. 2-5. Diagram of the oscillation circuit having the feedback loop. Oscillation starts when  $\text{Re}(\alpha_1\alpha_2) \geq 1$  and  $\text{Im}(\alpha_1\alpha_2) = 0$  are satisfied.

Fig. 2-5 において、帰還型発振回路の発振条件を説明する[1]. 電圧  $v_2$  は、

$$v_2 = \alpha_1\alpha_2 v_1 \quad (2-1)$$

で表される. この電圧  $v_2$  は出力電圧であると同時に入力電圧  $v_1$  となる. 従って,  $\alpha_1\alpha_2$  が帰還型発振回路の利得となる. すなわち,

$$\alpha_1\alpha_2 \geq 1 \quad (2-2)$$

が満たせば, 振幅が増大する. 振幅が飽和すると, 能動回路の非線形性によりループゲインが減少し,

$$\alpha_1\alpha_2 = 1 \quad (2-3)$$

となった状態で定常振幅となる. 式(2-2)の実部が振幅条件で, 虚部が周波数条件である. すなわち, 振幅条件, 及び, 周波数条件は,

$$\begin{aligned} \text{Re}(\alpha_1\alpha_2) &\geq 1 \\ \text{Im}(\alpha_1\alpha_2) &= 0 \end{aligned} \quad (2-4)$$

となる. 従って, Fig. 2-4 における磁気センシング回路の  $\alpha_1\alpha_2$  を求めれば, 発振条件を導くことができる. そこで, ループゲイン  $\alpha_1\alpha_2$  を求めるために, 回路の F-matrix の A 要素を計算する. Fig. 2-4 の等価回路を, Fig. 2-6 に示す. ここで, 帰還部におけるスピントネル素子の等価回路, それに直列に接続した抵抗, 及び, 並列に接続したコンデンサの合成インピーダンスを  $Z_{FB}$  とした. Fig. 2-6 のインピーダンス表示を Fig. 2-7 に示す.

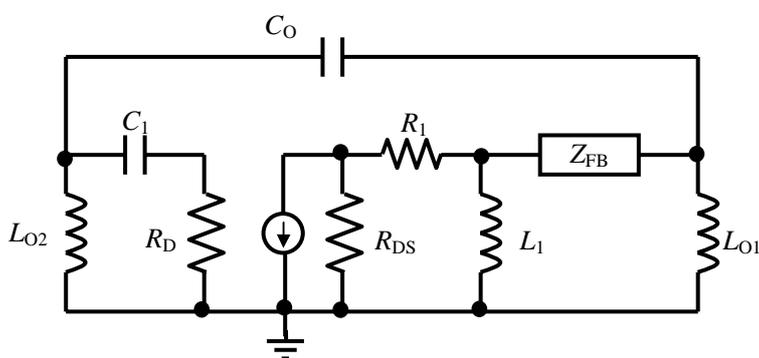


Fig. 2-6. Equivalent circuit of the oscillation controlled magnetic sensing circuit.

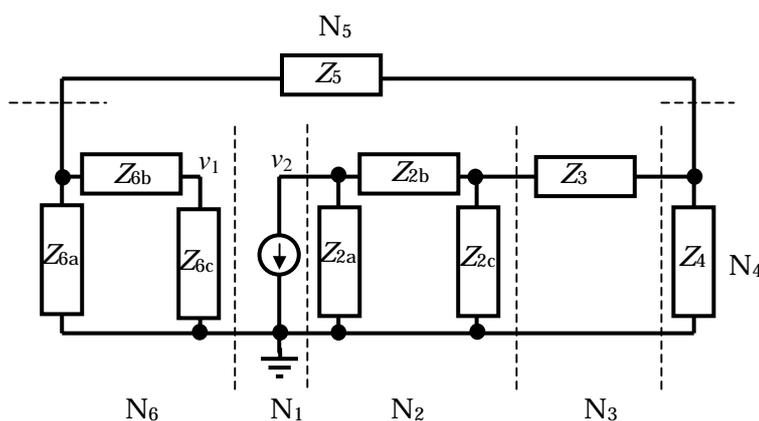


Fig. 2-7. Equivalent circuit of the oscillation controlled magnetic sensing circuit.

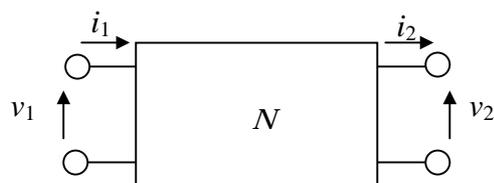


Fig. 2-8. Voltage and current of F-matrix. The  $v_1$  and  $i_1$  are the voltage and current for the input. The  $v_2$  and  $i_2$  are the voltage and current for the output.

この回路は $N_1-N_6$ の縦続接続回路になっている。従って、各々の回路のF-matrixの積から得られるF-matrixのA要素の逆数が、ループゲイン $\alpha_1\alpha_2$ となる。一般に、F-matrix表示は、

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ i_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_2 \\ i_2 \end{pmatrix} \tag{2-5}$$

で表される[1]。ここで、 $v_1, i_1, v_2, i_2$ は、Fig. 2-8における入力電圧・入力電流、及び、出力電圧・出力電流である。以上より、Fig. 2-7における $N_1-N_6$ のF-matrixは、

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \begin{pmatrix} 0 & -1/g_m \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ N_2 &= \begin{pmatrix} 1 + Z_{2b}/Z_{2c} & Z_{2b} \\ 1/Z_{2a} + 1/Z_{2c}(Z_{2b}/Z_{2a} + 1) & Z_{2b}/Z_{2a} + 1 \end{pmatrix} \\ N_3 &= \begin{pmatrix} 1 & Z_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ N_4 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_4 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \tag{2-6}$$

$$N_5 = \begin{pmatrix} 1 & Z_5 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$N_6 = \begin{pmatrix} 1 + Z_{6b}/Z_{6c} & Z_{6b} \\ 1/Z_{6a} + 1/Z_{6c}(Z_{6b}/Z_{6a} + 1) & Z_{6b}/Z_{6a} + 1 \end{pmatrix}$$

となる。ここで、

$$N_{2(6)} = \begin{pmatrix} N_{2(6)1} & N_{2(6)2} \\ N_{2(6)3} & N_{2(6)4} \end{pmatrix} \quad (2-7)$$

とおく。  $N_1$ - $N_6$  の F-matrix の積から得られる F-matrix の A 要素は、

$$A = -1/g_m [N_{61} \{N_{23} + (N_{23}Z_3 + N_{24})/Z_4\} + N_{63} \{Z_5(N_{23} + N_{23}Z_3/Z_4 + N_{24}/Z_4) + N_{23}Z_3 + N_{24}\}] \quad (2-8)$$

となる。 A 要素の逆数がループゲインになるので、式(2-4)より、

$$\text{Re}(A^{-1}) \geq 1 \quad (2-9)$$

が発振条件となる。式(2-8)、及び、式(2-9)より、発振条件は、

$$R_{FB}P + X_{FB}O + Q + g_m \geq 0 \quad (2-10)$$

となる。計算の詳細は付録に記すこととし、ここでは、結果のみを示した。ここで、

$$\begin{aligned} O &= A - DF + HJ + LM \\ P &= -B - DE + HI - LJ \\ Q &= C - DG + HK \end{aligned} \quad (2-11)$$

$$\begin{aligned}
A &= \frac{1}{\omega L_{O1} R_{DS}} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_{O2}}\right) & B &= \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega^2 L_1 L_{O1}} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_{O2}}\right) \\
C &= \frac{1}{R_1} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_{O2}}\right) & D &= \frac{1}{\omega R_D C_1} + \frac{1}{\omega R_D C_0} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 L_{O2}}\right) \\
E &= \frac{1}{\omega L_{O1} R_{DS}} & F &= \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega^2 L_1 L_{O1}} \\
G &= \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega L_1} + \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega L_{O1}} & H &= \frac{1}{R_D} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 L_{O2}}\right) \\
I &= \frac{1}{R_{DS}} & J &= \frac{1}{\omega L_1} \left(\frac{R_1}{R_{DS}} + 1\right) \\
K &= \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 & L &= \frac{1}{\omega L_{O2}} \\
M &= \frac{1}{R_{DS}}
\end{aligned} \tag{2-12}$$

である。  $R_{FB}$ ,  $X_{FB}$  は、スピントネル素子の等価回路、それに直列に接続した抵抗、及び、並列に接続したコンデンサの合成インピーダンス  $Z_{FB}$  の実部と虚部である。すなわち、

$$\begin{aligned}
R_{FB} &= \operatorname{Re} Z_{FB} \\
X_{FB} &= \operatorname{Im} Z_{FB}
\end{aligned} \tag{2-13}$$

である。ここで、

$$Z_{FB} = \frac{R_S + R_L + R_T + j\omega C_T R_T (R_S + R_L)}{1 - \omega^2 C_P (R_S + R_L) C_T R_T + j\{\omega C_T R_T + (R_T + R_S + R_L)\omega C_P\}} \tag{2-14}$$

である。従って、式(2-13)は、

$$R_{FB} = \operatorname{Re} Z_{FB} = \frac{\zeta\chi + \xi\lambda}{\zeta^2 + \xi^2} \quad (2-15)$$

$$X_{FB} = \operatorname{Im} Z_{FB} = \frac{\zeta\lambda - \xi\chi}{\zeta^2 + \xi^2} \quad (2-16)$$

$$\zeta = 1 - \omega^2 C_P (R_S + R_L) C_T R_T \quad (2-17)$$

$$\xi = \omega C_T R_T + (R_T + R_S + R_L) \omega C_P \quad (2-18)$$

$$\chi = R_T + R_S + R_L \quad (2-19)$$

$$\lambda = \omega C_T R_T (R_S + R_L) \quad (2-20)$$

となる。以上より、Fig. 2-4 における各素子の値を、式(2-10) - 式(2-20)に代入することで、発振条件を求めることができる。

例えば、 $R_T = 1.2 \text{ k}\Omega$ ,  $C_T = 0.47 \text{ nF}$ ,  $R_L + R_S = 5 \text{ k}\Omega$ ,  $C_P = 0.47 \text{ nF}$ ,  $L_{O1} = L_{O2} = 300 \text{ }\mu\text{H}$ ,  $C_O = 4.72 \text{ nF}$ ,  $R_{DS} = 400 \text{ }\Omega$ ,  $R_D = 10 \text{ k}\Omega$ ,  $L_1 = 1 \text{ mH}$ ,  $R_1 = 125 \text{ }\Omega$ ,  $C_1 = 100 \text{ nF}$ ,  $g_m = 2.2 \text{ mS}$  を代入すると、式(2-10)において、等号が成り立つ。そして、 $R_T > 1.2 \text{ k}\Omega$  の場合、式(2-10)において、左辺が0を超える。すなわち、スピントンネル素子の抵抗が変化すれば、発振が開始することになる。

ここで、式(2-10)において、磁場により第1項と第2項が相殺せず変化することが重要となる。実際にどのように変化するかを明らかにするには、スピントンネル素子の磁気インピーダンス効果を調べる必要がある。スピントンネル素子の磁気インピーダンス効果の詳細は第4章にて述べる。

## 2.4 磁気センシング回路の発振出力

本節では、発振条件が満たされた場合の発振電圧について議論する。Fig. 2-7 において、発振出力電圧  $V_{out}$  を含む F-matrix 表示は、

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ i_1 \end{pmatrix} = N_1 N_2 N_3 N_4 \begin{pmatrix} v_{out} \\ i_{out} \end{pmatrix} \quad (2-21)$$

で表される.  $N_1$ - $N_4$  の F-matrix の積から得られる F-matrix の A 要素は,

$$A = -1/g_m \{N_{23} + (N_{23}Z_3 + N_{24})/Z_4\} \quad (2-22)$$

となる. ここで,  $N_{23}, N_{24}$  は, 式(2-6)で表した F-matrix 要素と等しい. これより, 発振出力電圧  $V_{out}$  を求めると,

$$|v_{out}| = g_m v_1 \left| \left[ \left\{ \frac{1}{R_{DS}} \left( 1 + \frac{X_{FB}}{X_{O1}} \right) - \frac{R_{FB}(R_1/R_{DS} + 1)}{X_1 X_{O1}} \right\} - j \left\{ \frac{R_{FB}}{X_3 R_{DS}} + \frac{R_1/R_{DS} + 1}{X_1} \left( 1 + \frac{X_{FB}}{X_{O1}} \right) + \frac{R_1/R_{DS} + 1}{X_{O1}} \right\} \right]^{-1} \right| \quad (2-23)$$

となる. ここで,  $R_{FB}, X_{FB}$  は, スピントネル素子の等価回路, それに直列に接続した抵抗, 及び, 並列に接続したコンデンサの合成インピーダンス  $Z$  の実部と虚部であるので, 式(2-15), 及び, 式(2-16)と等しい.  $X_1, X_{O1}$  は, コイル  $L_1$  とコイル  $L_{O1}$  のインピーダンスの大きさである. 磁場により, スピントネル素子のインピーダンスが変化すると同時に帰還量が変化する. これに伴い, 出力電圧が変化する. ここで, 帰還量比例係数  $\alpha$  を定義し, 電圧  $v_1^2$  を  $\alpha \Delta R$  と表す.

帰還量比例係数  $\alpha$  はパワーの次元をもつ. 任意の磁気抵抗変化  $\Delta R$  に対する帰還回路の入力電圧  $v_1$  へのエネルギー注入比例係数を示す. 例えば,  $\Delta R = 200 \Omega$  であるとき, 入力電圧  $v_1$ , すなわち, トランジスタのゲートソース間電圧  $V_{GS}$ , あるいは, 同電位となるダイオードの両端電圧  $V_D$  が  $360 \text{ mV}$  である場合, 帰還量比例係数は  $\alpha = 0.65 \text{ mV}^2/\Omega$  が得られる. 式(2-23)を用いて計算した発振出力電圧の計算結果を Fig. 2-9 に示す. 磁気抵抗変化  $\Delta R$  が大きいほど, 大きな発振出力電圧を得ることができる. また, 帰還量比例係数  $\alpha$  が大きいほど, 大きな発振出力電圧を得ることができる. 例えば,  $\Delta R = 200 \Omega$ ,  $\alpha = 0.65 \text{ mV}^2/\Omega$  のとき,  $1 V_{pp}$  の大きな出力が得られることになる.

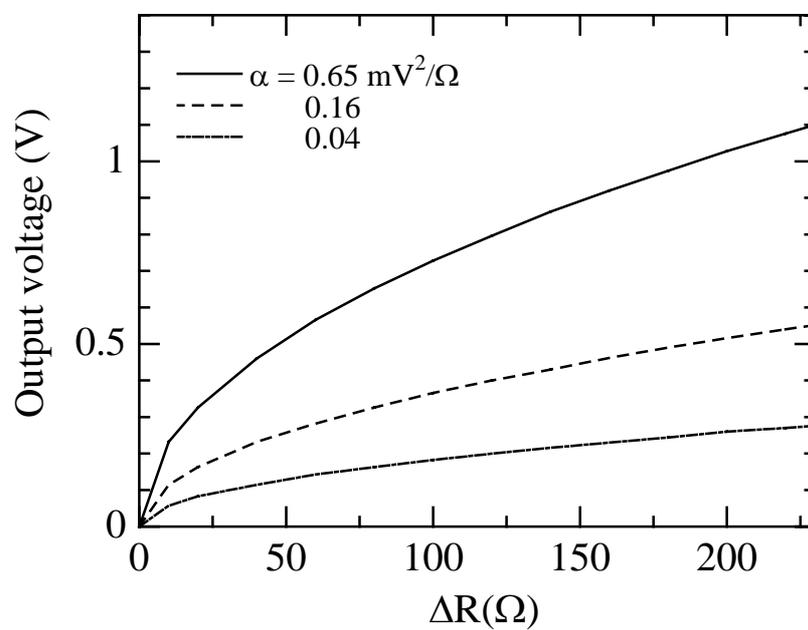


Fig. 2-9. Calculated results of output voltage for the sensing circuit when the constant,  $\alpha$ , related to the feedback magnitude, is assumed to be 0.65, 0.16, and 0.04  $\text{mV}^2/\Omega$ , respectively.

## 2.5 磁気センシング回路のノイズ

本節では、発振制御型磁気センシングのノイズについて述べる。抵抗  $R$  の純抵抗が絶対温度  $T$  に置かれたとき、純抵抗の両端子には常に瞬時値電圧を発生する。いわゆる、熱ノイズ電圧が生じる。その2乗平均値  $\overline{V_{Thermal}^2}$  は周波数帯域幅を  $\Delta f$  とすると、

$$\overline{V_{Thermal}^2} = 4kTR\Delta f \quad (2-24)$$

で表すことができる[2,3]。これは、構成する物質の種類や形に関係しない。例えば、金属、半導体、誘電体、液体でも成り立つ。しかしながら、式(2-24)は、抵抗  $R$  が周波数帯域  $\Delta f$  に依存しないときに成り立つ式である。現実には、抵抗が周波数に依存しない純抵抗は存在しない。そこで、式(2-24)を、インピーダンス  $Z$  で表す必要がある。インピーダンス  $Z$  の物質が絶対温度  $T$  に置かれたとき、単位周波数帯域内の熱ノイズ電圧の2乗平均値  $\overline{v_{thermal}^2}$  は、

$$\overline{v_{thermal}^2} df = 4kT \operatorname{Re} Z(f) df \quad (2-25)$$

で表すことができる。ここで、 $\operatorname{Re} Z(f)$  は周波数  $f$  におけるインピーダンスの実部である。ただし、周波数が高い場合は、単位自由度あたりのエネルギーは

$$\varepsilon = \frac{hf}{\exp(hf/kT) - 1} \quad (2-26)$$

で表されるので、式(2-25)は、

$$\overline{v_{thermal}^2} df = \frac{4hf \operatorname{Re} Z(f) df}{\exp(hf/kT) - 1} \quad (2-27)$$

となる。 $hf \ll kT$  のとき、式(2-25)に一致するので、式(2-27)が一般式といえる。ただし、式(2-27)は、周波数  $f > \sim \text{THz}$  においても成り立つ厳密式である。本研究で提案す

る磁気センシングでは、1 GHz までの周波数積分でノイズを算出した。そこで、式(2-25)をノイズ理論計算に用いる。Fig. 2-10に式(2-25)と式(2-27)の整合性を示す図を示す。式(2-25)、及び、式(2-27)において、

$$g_1(f) = 4kT \quad (2-28)$$

$$g_2(f) = \frac{4hf}{\exp(hf/kT) - 1} \quad (2-29)$$

とおく。Fig. 2-10 より ~ THz 以下の周波数帯域では、厳密式である  $g_2(f)$  が近似式である  $g_1(f)$  と良い一致を示す。従って、ノイズ理論計算には式(2-25)を用いる。

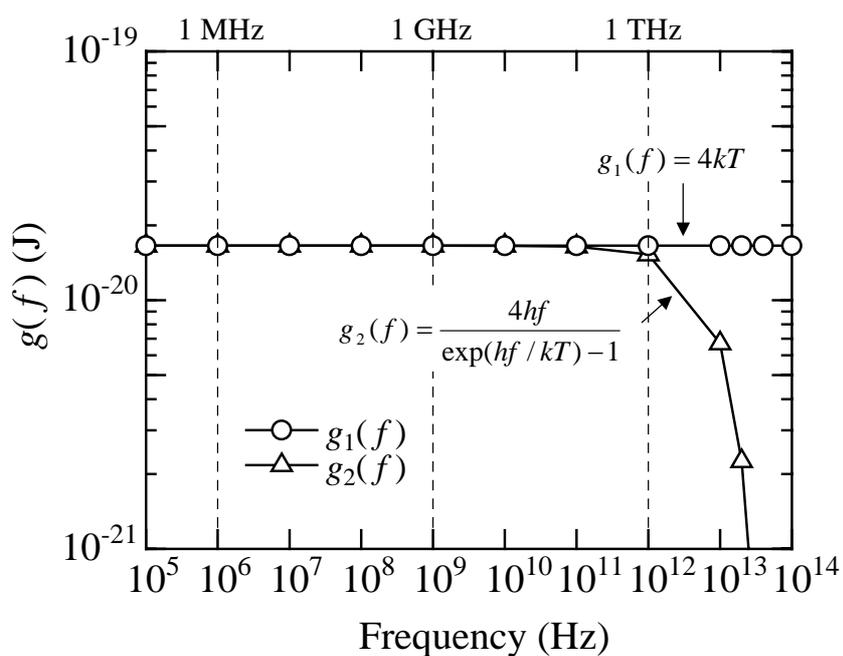


Fig. 2-10. Frequency dependence of  $g_1(f)$  and  $g_2(f)$ . In the frequency region lower than ~ THz,  $g_1(f)$  is in good agreement with  $g_2(f)$ . This allows that the approximation expression  $g_1(f)$  is used in the calculation of noise voltage because the integrating region of the calculation is less than 1 GHz.

式(2-25)で表される熱ノイズは, Fig. 2-4 におけるコイル 1( $L_{O1}$ ), 及び, コイル 2( $L_{O2}$ ) 側から見たインピーダンスノイズの和となる. すなわち, コイル 1, 及び, コイル 2 から見た出力インピーダンスを  $Z_{coil1}$ , 及び,  $Z_{coil2}$  とすると, 熱ノイズ電圧の 2 乗平均値は,

$$\begin{aligned} \overline{v_{thermal}^2 df} &= \overline{v_{thermal,coil1}^2 df} + \overline{v_{thermal,coil2}^2 df} \\ &= 4kT\{\text{Re } Z_{coil1}(f) + \text{Re } Z_{coil2}(f)\} df \end{aligned} \tag{2-30}$$

となる.  $\text{Re } Z_{coil1}(f)$ , 及び,  $\text{Re } Z_{coil2}(f)$ は, 磁気センシング回路のコイル 1, 及び, コイル 2 から見た出力インピーダンスの実部である. Fig. 2-11 に, コイル 1 から見た出力イン

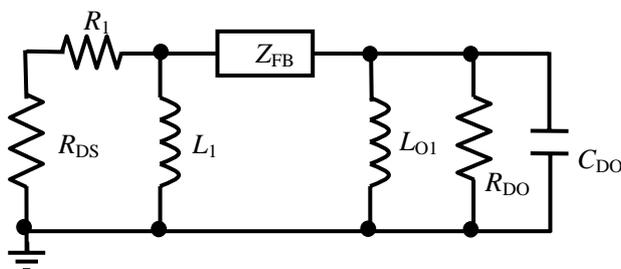


Fig. 2-11. Output impedance viewing from coil 1 side in the oscillation controlled magnetic sensing circuit.

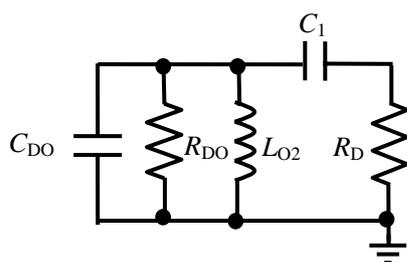


Fig. 2-12. Output impedance viewing from coil 2 side in the oscillation controlled magnetic sensing circuit.

ピーダンス回路を示す.  $R_{DO}$  と  $C_{DO}$  は, デジタルオシロスコープの内部抵抗と内部コンデンサである. Fig. 2-12 にコイル 2 から見た出力インピーダンスを示す. Fig. 2-11, 及び, Fig. 2-12 より,  $\text{Re}Z_{\text{coil1}}(f)$ , 及び,  $\text{Re}Z_{\text{coil2}}(f)$  を計算し, それを式(2-28)に代入し周波数積分した値が, 熱ノイズ電圧の 2 乗平均値となる. 式(2-25), 及び, 式(2-30)で重要なことは, スピントネル素子のみならず他の受動素子, 及び, 能動素子のインピーダンスが考慮されていることである. 本研究の磁気センシングでは, スピントネル素子の抵抗が大きく, ノイズが大きくなったとしても, それが現れないようにできることを意味する.

物質に電流が流れると, 荷電粒子の粒子数に揺らぎが生じる, いわゆる, ショットノイズが生じる. ショットノイズ電流の 2 乗平均値  $\overline{i_{\text{shot}}^2}$  は周波数帯域幅を  $\Delta f$  とすると,

$$\overline{i_{\text{shot}}^2} = 2qi\Delta f \quad (2-31)$$

で表すことができる[4]. ここで,  $q$  は電荷で,  $i$  は電流である. ショットノイズ電圧の 2 乗平均値  $\overline{V_{\text{shot}}^2}$  は, 抵抗  $R$  を乗じることで,

$$\overline{V_{\text{shot}}^2} = 2qiR^2\Delta f \quad (2-32)$$

で表すことができる. 式(2-24)と同様に, 式(2-32)は抵抗  $R$  が周波数  $\Delta f$  に依存しないときに成り立つ式である. そこで, 式(2-32)をインピーダンス  $Z(f)$  で表すと, 単位周波数帯域内のショットノイズ電圧の 2 乗平均値  $\overline{v_{\text{shot}}^2}$  は,

$$\overline{v_{\text{shot}}^2} df = 2qi[\text{Re}Z(f)]^2 df \quad (2-33)$$

で表すことができる. ここで,  $\text{Re}Z(f)$  は周波数  $f$  におけるインピーダンスの実部である. 式(2-33)で表されるショットノイズは, Fig. 2-4, 及び, Fig. 2-5 におけるコイル 1, 及び, コイル 2 側から見たインピーダンスノイズの和となる. 従って, 熱ノイズ理論と同様に, コイル 1, 及び, コイル 2 から見た出力インピーダンスを  $Z_{\text{coil1}}$ , 及び,  $Z_{\text{coil2}}$

とすると、ショットノイズ電圧の2乗平均値は、

$$\begin{aligned}\overline{v_{shot}^2 df} &= \overline{v_{shot,coil1}^2 df} + \overline{v_{shot,coil2}^2 df} \\ &= 2qi[\{\text{Re}Z_{coil1}(f)\}^2 + \{\text{Re}Z_{coil2}(f)\}^2]df\end{aligned}\quad (2-34)$$

となる。 $\text{Re}Z_{coil1}(f)$ 、及び、 $\text{Re}Z_{coil2}(f)$ は、磁気センシング回路のコイル1、及び、コイル2から見た出力インピーダンスの実部である。Fig. 2-11、及び、Fig. 2-12より、 $\text{Re}Z_{coil1}(f)$ 、及び、 $\text{Re}Z_{coil2}(f)$ を計算し、それを式(2-34)に代入し周波数積分した値が、ショットノイズ電圧の2乗平均値となる。

以上より、磁気センシング回路において、出力電圧に重畳する全ノイズ電圧の2乗平均値は、

$$\begin{aligned}\overline{v_{total}^2 df} &= \overline{v_{thermal}^2 df} + \overline{v_{shot}^2 df} \\ &= 4kT\{\text{Re}Z_{coil1}(f) + \text{Re}Z_{coil2}(f)\}df \\ &\quad + 2qi[\{\text{Re}Z_{coil1}(f)\}^2 + \{\text{Re}Z_{coil2}(f)\}^2]df\end{aligned}\quad (2-35)$$

で表すことができる。式(2-35)により、磁気センシング回路のノイズを計算する。Fig. 2-11、及び、Fig. 2-12の回路における、 $\text{Re}Z_{coil1}(f)$ 、及び、 $\text{Re}Z_{coil2}(f)$ の計算結果をFig. 2-13に示す。これらを周波数積分することで、熱ノイズ電圧とショットノイズ電圧の2乗平均値を計算した。その結果、

$$\begin{aligned}\sqrt{\overline{v_{thermal,coil1}^2}} &= 0.0640\text{mV}_{rms}, & \sqrt{\overline{v_{thermal,coil2}^2}} &= 0.0641\text{mV}_{rms} \\ \sqrt{\overline{v_{shot,coil1}^2}} &= 0.405\text{mV}_{rms}, & \sqrt{\overline{v_{shot,coil2}^2}} &= 0.889\text{mV}_{rms}\end{aligned}$$

となった。従って、全ノイズ電圧の2乗平均値の平方根 $\sqrt{\overline{v^2}}$ は $0.981\text{mV}_{rms}$ となる。Fig. 2-14にノイズ電圧の抵抗依存性を示す。抵抗に依らずノイズ電圧はほぼ一定値を示す。

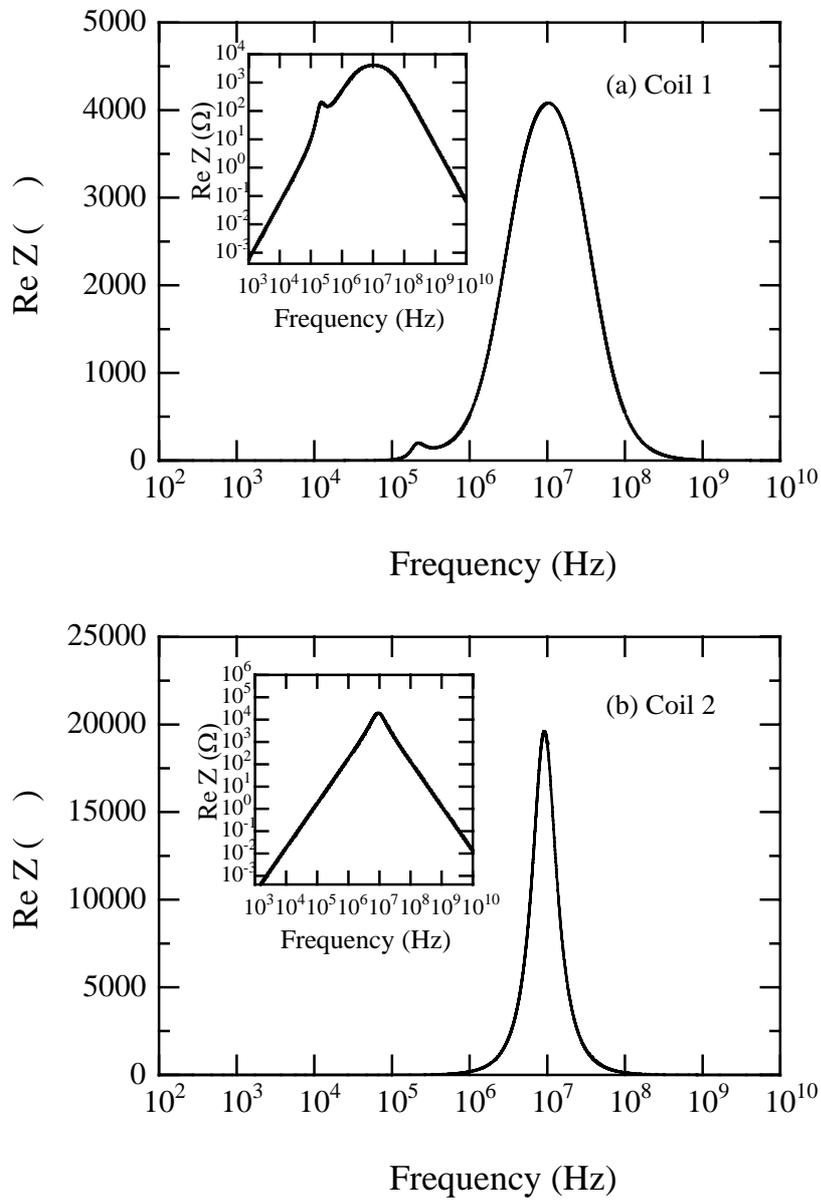


Fig. 2-13. Frequency characteristics of the real part of impedance from a) coil 1 side and b) coil 2.

Thermal noise and shot noise are obtained by integrating these frequency characteristics.

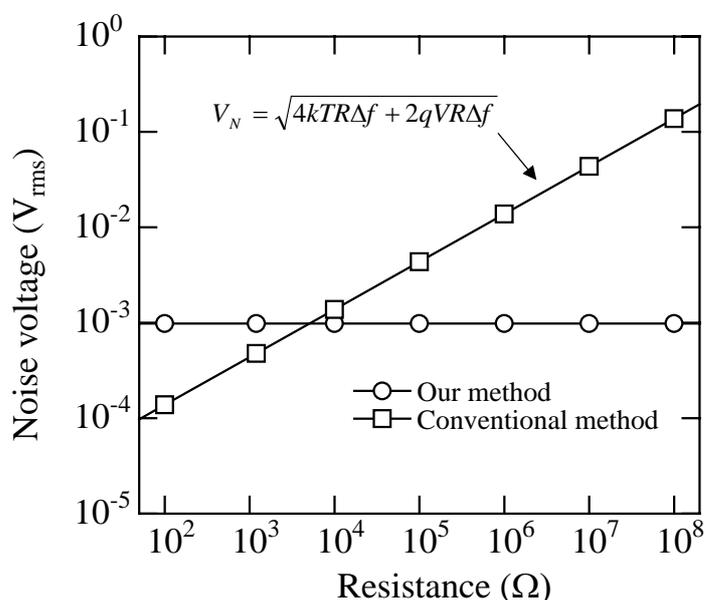


Fig. 2-14. Resistance dependence of noise voltage in case of the oscillation controlled magnetic sensing method (○) and the conventional method (□). In the oscillation controlled magnetic sensing method, the noise voltage shows the constant value, independent of the resistance.

これはスピントネル素子の抵抗が大きくてもコイル1, 及び コイル2 から見た出力インピーダンスの周波数特性に大きな変化を及ぼさないことを示す。それに対し, 従来の磁気センシングによるノイズ電圧は式(1-21)で表されるため抵抗に大きく依存する。Fig. 2-15 に, 式(2-23)と式(2-35)を用いて計算した S/N 比の磁気抵抗変化依存性を示す。磁気抵抗変化 $\Delta R$  が大きいほど, 高 S/N 比を得ることができる。また, 帰還量比例係数 $\alpha$  が大きいほど, 高 S/N 比を得ることができる。その結果,  $\Delta R = 200 \Omega$ ,  $\alpha = 0.65 \text{ mV}^2/\Omega$  のとき, 60 dB 以上の S/N 比が得られることになる。

ここで重要なことは, 本論文で提案する発振制御型磁気センシングでは, 高 S/N 比を得るためには磁気抵抗変化 $\Delta R$  の増大が要求されるということである。従来のセンス電流型磁気センシングでは, 高 S/N 比を得るためには TMR 比, すなわち,  $\Delta R/R$  の増大が要求されていた。これらを定量的に議論する。式(1-7)より信号電圧  $V_S$  は,

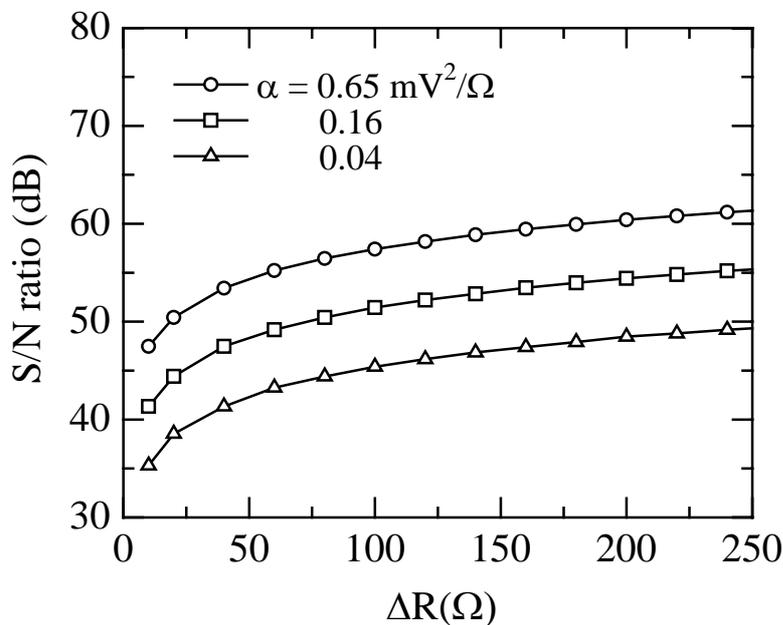


Fig. 2-15. Calculated results of resistance change dependence of S/N ratio in the oscillation controlled magnetic sensing circuit when the constant,  $\alpha$ , related to the feedback magnitude, is assumed to be 0.65, 0.16, and 0.04  $\text{mV}^2/\Omega$ , respectively.

$$V_s = V \cdot \text{TMR ratio} \quad (2-36)$$

で表される。ノイズ電圧  $V_N$  は,

$$V_N = \sqrt{4kTR\Delta f + 2qVR\Delta f} \quad (2-37)$$

で表される。第1項は熱ノイズで、第2項はショットノイズである。式(2-36)、及び、式(2-37)により S/N 比を求めた。Fig. 2-16 にセンス電流型磁気センシングによる S/N 比を示す。TMR 比が大きいほど S/N 比が高くなる。また、抵抗が小さいほど S/N 比が高くなる。つまり、S/N 比を高くするには TMR 比を大きくすること、及び、抵抗を小さくすることが必要となる。それに対し、本論文で提案する発振制御型磁気センシング

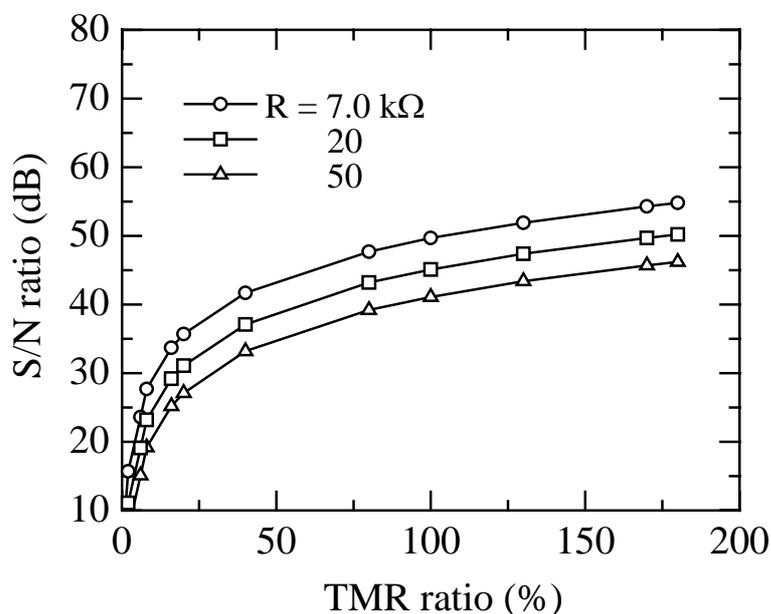


Fig. 2-16. TMR ratio dependence of S/N ratio with varying resistances of 7.0, 20, and 50 kΩ in the sense current type magnetic sensing. In order to obtain high S/N ratio, spin tunneling junctions having high TMR ratio and low resistance are required when the sensing current type magnetic sensing is used for a magnetic sensing.

では, Fig. 2-17 で示すように S/N 比を高くするには磁気抵抗変化 $\Delta R$ を大きくする必要  
がある. また, Fig. 2-14 に示したように抵抗  $R$  には依存しない. つまり, S/N 比を高く  
するには, 磁気抵抗変化 $\Delta R$ を大きくさえすればよい. 最近, S. Yuasa 等のグループは 7  
kΩの抵抗, 及び, 180 % の TMR 比を有する Fe/MgO/Fe スピントネル素子を報告し  
た[5]. この素子をセンス電流型磁気センシングに用いると, Fig. 2-16 の白丸に示すよ  
うに TMR 比が 180 % であるとき 54.8 dB の S/N 比が得られる. それに対し, 発振制  
御型磁気センシングでは, TMR 比が 180 % の場合, 磁気抵抗変化 $\Delta R$  が 2.2 kΩとなるの  
で, Fig. 2-17 より 70.4 dB の S/N 比を得られる可能性がある.

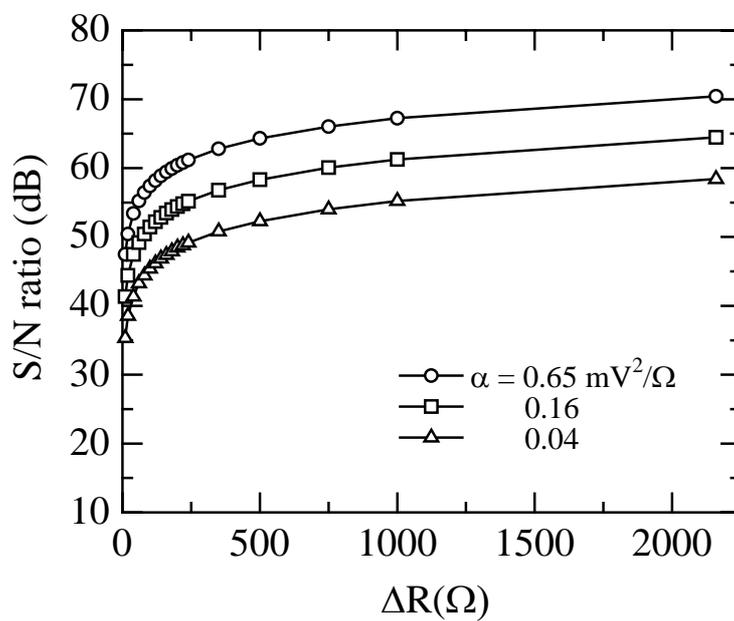


Fig. 2-17. Calculated results of resistance change dependence of S/N ratio in the oscillation controlled magnetic sensing circuit when the constant,  $\alpha$ , related to the feedback magnitude, is assumed to be 0.65, 0.16, and 0.04  $\text{mV}^2/\Omega$ , respectively. Estimated S/N ratio is 70.4 dB when a spin tunneling junction having the resistance change of 2.2  $\text{k}\Omega$  is used in the oscillation controlled magnetic circuit.

## 参考文献

- [1] 石橋幸男: アナログ電子回路, 培風館, 265 (2003).
- [2] 関英男: 雑音, 岩波全書, 20 (1955).
- [3] J. B. Johnson: Phys. Rev. **32**, 97 (1928).
- [4] W. Schottky: Phys. Rev. **28**, 74 (1926).
- [5] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando: Nature Materials **3**, 868 (2004).

## 第3章 スピントネル素子における基礎物性

### 3.1 素子作製と評価方法

#### 3.1.1 イオンビームスパッタ法による素子作製方法

保磁力差型 Co/Al-oxide/Co スピントネル素子の作製には、Fig. 3-1 に示すイオンビームスパッタ装置 (ULVAC 製 MB94-1035) を用いた。Fig. 3-2 に、保磁力差型 Co/Al-oxide/Co スピントネル素子の(a)Top view と(b)Cross section を示す。十字型接合における接合部分が Co/Al-oxide/Co である。接合部に垂直に電流を流し、4 端子法を適用するため、保磁力差型 Co/Al-oxide/Co スピントネル素子は十字型接合とした。また、Fig. 3-2(b)の断面 TEM 像に示すように、2 nm 程度の極薄の Al-oxide 層が形成されていることがわかる。以下に作製方法の詳細を示す。10 mm × 10 mm × 0.5 mm のガラス基板 (コーニング社製 #7059 及び #1737 SiO<sub>2</sub> · Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) 上に、1 層目として膜厚 10 nm の Co 層を幅 0.1 mm のストライプ

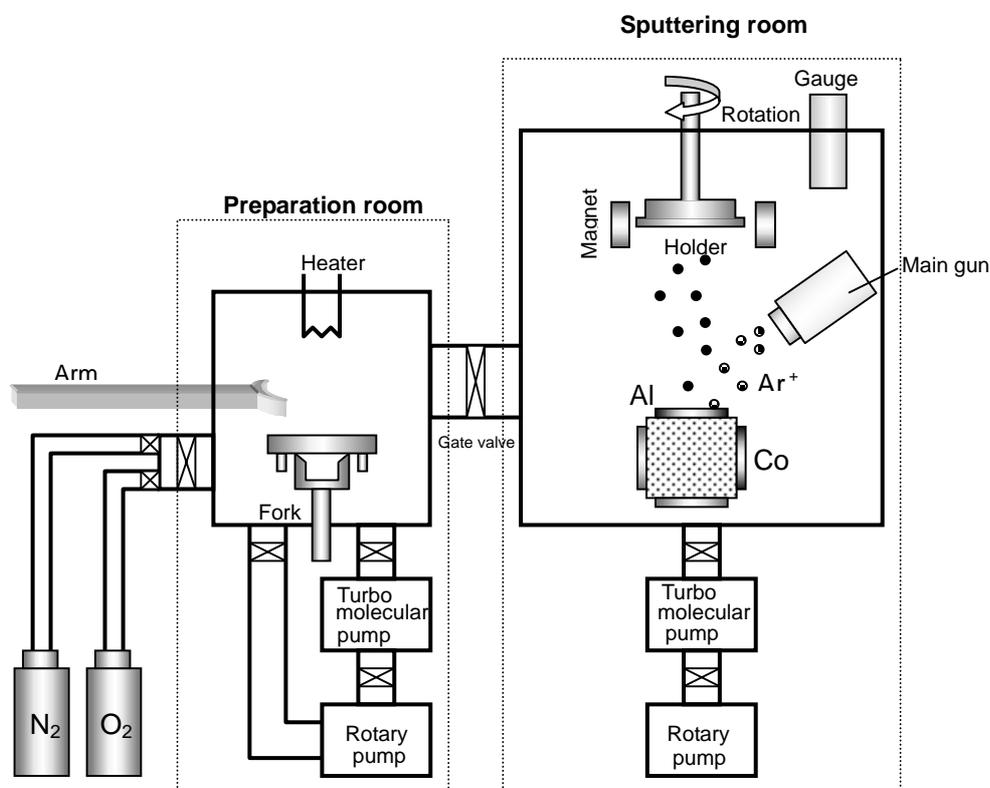


Fig. 3-1. Ion-beam sputtering system for the fabrication of spin tunneling junctions.

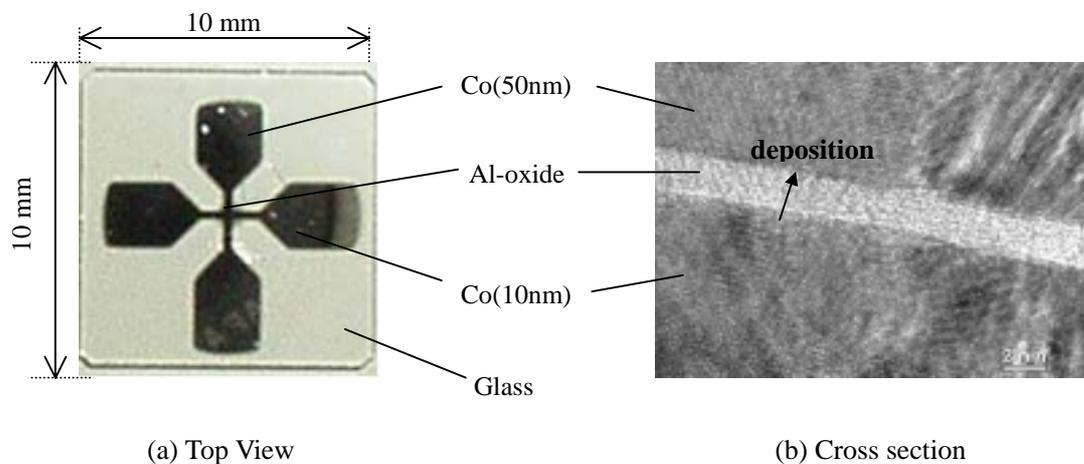


Fig. 3-2. (a) Top view and (b) cross-sectional TEM image of a spin tunneling junction.

状に成膜した. この上に, 2層目として, 膜厚 1-5 nm の Al 層を直径 1 mm の円形に成膜した. その後, 酸素雰囲気中, 室温で 12-216 h 酸化することにより Al-oxide を作製した. 3層目として, 1層目の 10 nm の Co 層と交差するように膜厚 50 nm の Co 層を幅 0.1 mm のストライプ状に成膜した. 以上の工程においては, SUS メタルマスク (三谷電子工業製) を用いた. 1層目と 3層目の Co 層に保磁力差を付するため, 8.0 kA/m の磁場中で成膜し, 1層目と 3層目の Co 層の磁場の方向を互いに垂直にした. 最高到達真空度は  $3.9 \times 10^{-7}$  Pa, スパッタ時真空度は  $6.6 \times 10^{-2}$  Pa とした. その他の成膜条件を Table 3-1 に示す. なお, 成膜前には, ガラス基板表面を脱脂するため, トリクロロエチレン, アセトン, エタノールによる洗浄, 大気中でのスピンドライによる乾燥, 及び, 真空中でのヒーターによる乾燥を行った.

Table 3-1. Condition during sputtering of the ion-beam sputtering system.

基板温度	R.T.
基板回転	7 rpm
加速電圧	1.25 kV
A/D 電圧	2.5 kV
イオン電流	15-20 mA
Anode Moni.	130 mA
マイクロ波発振電力	0.3-0.33 kW
放電ガス	Ar
ガス純度	99.9999 %
ガス流量	20 sccm

### 3.1.2 絶縁層膜厚評価と酸化状態分析方法

保磁力差型 Co/Al-oxide/Co スピントネル素子における絶縁層 Al-oxide の膜厚評価及び酸化状態分析には、X 線光電子分光装置（日本電子株式会社製 JPS-9000MC）を用いた。分析用試料には 8 mm の Co/Al-oxide 膜を用いた。

絶縁層 Al-oxide において、Al 原子に O 原子が結合する割合を示す O/Al 比は、標準試料  $\text{Al}_2\text{O}_3$  のピーク強度と Co/Al-oxide のピーク強度の比から算出した。標準試料の O  $1s$  ピーク強度を  $I_{\text{Ostd}}$ 、Al-oxide ピーク強度を  $I_{\text{Al-Ostd}}$  とし、Co/Al-oxide の O  $1s$  ピーク強度を  $I_{\text{O}}$ 、Al-oxide ピーク強度を  $I_{\text{Al-O}}$  とすると、O/Al 比  $x$  は  $I_{\text{Ostd}}/I_{\text{Al-Ostd}} : I_{\text{O}}/I_{\text{Al-O}} = 1.5 : x$  で表される [1]。これを用いることで、絶縁層 Al-oxide における O/Al 比を算出した。

絶縁層 Al-oxide は、Al 膜表面を酸素雰囲気中で酸化させるため、表面は Al-oxide になっているが、内部では未酸化 Al として存在する可能性がある。そこで、絶縁層 Al-oxide の膜厚評価には、

$$I_{\text{AlO}} = cN_{\text{AlO}} \lambda_{\text{AlO}}^{\text{AlO}} \sin \theta \left[ 1 - \exp\left(-\frac{d_{\text{AlO}}}{N_{\text{A}} \lambda_{\text{AlO}}^{\text{AlO}} \sin \theta}\right) \right] \quad (3-1)$$

$$I_{Al} = cN_{Al}\lambda_{Al}^{AlO} \sin \theta [\exp(-\frac{d_{AlO}}{\lambda_{Al}^{AlO} \sin \theta}) - \exp(-\frac{d_{Al}}{\lambda_{Al}^{AlO} \sin \theta})] \quad (3-2)$$

$$I_{Co} = cN_{Co}\lambda_{Co}^{AlO} \sin \theta \exp(-\frac{d_{Al}}{\lambda_{Co}^{AlO} \sin \theta}) \quad (3-3)$$

を用いた。ここで、 $N_{AlO(Al, Co)}$  は Al-oxide (Al, Co) の原子密度、 $\theta$  は検出角度（本研究では $\pi/2$ ）、 $c$  は装置により決まる定数、 $d_{AlO(Al)}$  は Al-oxide (Al) 最下層から表面までの距離、 $\lambda_m^l$  は  $l$  層にある  $m$  原子から発生する光電子の平均自由行程である。式(3-1)、式(3-2)、式(3-3)、及び、X 線光電子分光装置から得られた強度から、絶縁層 Al-oxide の膜厚を見積もった。

X 線光電子分光装置における X 線源の設定値を Table 3-2 に示す。深さ方向分析には、X 線光電子分光装置付属の自動方向深さ分析ユニットを用いた。エッチングには Ar イオンビームを用いた。Table 3-3 にイオンエッチング条件を示す。標準試料には、サファイア ( $Al_2O_3$ ) を用いた。試料位置はガラス基板中の Si のピークが検出されないことで確認した。Co  $1s$ , O  $1s$ , Al  $2p$  ピーク測定については、Table 3-4 に示す測定条件で光電子スペクトルを測定した。Al  $2p$  ピークに関しては、O と結合した Al の光電子ピークである Al oxide 成分と、未酸化の Al の光電子ピークである Metallic Al の成分が存在するので、Al 標準試料の Al  $2p$  ピーク波形を用いて、Al  $2p$  ピーク全体から Al 標準試料のピークを差し引き、Al oxide ピークと Metallic Al ピークの波形分離を行った。各ピーク面積を求める際のバックグラウンドの除去は Shirley 法を用いて行い、バックグラウンドを取る際のエネルギーの範囲はピーク毎に統一した。Table 3-5 に各ピークのバックグラウンド範囲を示す。スペクトル処理は全て、JPS-9000MC 付属の波形処理ソフト SpecXPS を用いて行った。

Table 3-2. Condition of X-ray source.

X線源	励起電流	励起電圧	測定時の真空度	分析領域
MgK	10 mA	10 kV	$1 \times 10^{-5}$ Pa	$\phi$ 6 mm

Table 3-3. Condition of ion etching.

加速電圧	イオン電流	エッチング刻み	エッチング時の真空度	ガス
500 V	7-8 mA	6-10 s	$5 \times 10^{-2}$ Pa	Ar

Table 3-4. Measurement condition.

ピーク	走査範囲	パスエネルギー	ステップ	積算回数	1ステップの 保持時間
Co <i>1s</i>	$1216-1267 \times 10^{-19}$ J	$32 \times 10^{-19}$ J	$0.16 \times 10^{-19}$ J	5	100 ms
O <i>1s</i>	$824-878 \times 10^{-19}$ J	$32 \times 10^{-19}$ J	$0.16 \times 10^{-19}$ J	5	100 ms
Al <i>2p</i>	$101-133 \times 10^{-19}$ J	$32 \times 10^{-19}$ J	$0.16 \times 10^{-19}$ J	5	100 ms

Table 3-5. Range of background elimination.

Co <i>1s</i>	O <i>1s</i>	Al <i>2p</i>
$1238-1258 \times 10^{-19}$ J	$841-861 \times 10^{-19}$ J	$109-125 \times 10^{-19}$ J

### 3.1.3 リーク電流密度の評価方法

スピントネル素子に流れる電流密度は, Stratton の式によるトンネル電流密度  $J_{str}$ [2]と, Schottky の熱電子放出理論[3]によるリーク電流密度  $J_{sch}$  の和であると仮定する[4]. すなわち,

$$J_{ic} = J_{str} + J_{sch} \quad (3-4)$$

と仮定する. ここで, Stratton の式は,

$$J_{str} = \frac{A \exp(-b)}{(ckT)^2} \frac{\pi ckT}{\sin(\pi ckT)} [1 - \exp(-cV)] \quad (3-5)$$

で表すことができる. ここで,

$$A = \frac{4\pi qmk^2}{h^3} T^2$$

$$b = \frac{4\pi(2m)^{\frac{1}{2}}}{h} d\phi^{\frac{1}{2}}$$

$$c = \frac{2\pi(2m)^{\frac{1}{2}}}{h} d\phi^{\frac{1}{2}}$$

である. Schottky の熱電子放出理論において, 電極間の双方向電気伝導, 並びに, 金属の自由電子論を考慮すると, 金属/絶縁層/金属の電子輸送現象に拡張することができる. その結果,

$$J_{sch} = \frac{16qm}{3h^3} (\pi kT)^{\frac{1}{2}} \left[ E_F^{\frac{3}{2}} + \frac{(\pi kT)^2}{8} E_F^{-\frac{1}{2}} \right] \exp \left[ -\frac{q(\phi_0 - \sqrt{\frac{qV/d}{4\pi\epsilon_s\epsilon_0}})}{kT} \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (3-6)$$

が導かれる. 式(3-5), 及び, 式(3-6)を, 式(3-4)に代入することで, スピントネル素子に流れる電流密度を表し, 電流-温度特性の実験結果とフィッティングし

て、リーク電流密度を見積もった。測定温度は 77.3 K- 373 K とした。スピントネル素子に印加される電圧は常に 50 mV になるように制御した。

### 3.2 第一原理バンド計算による強磁性層/絶縁層の電子状態計算方法

スピントネル素子における未酸化アルミニウムが磁気抵抗変化に及ぼす影響を調べるため、第一原理バンド計算により、Co 層/Al 層/絶縁層の電子状態を調べた。第一原理バンド計算には、TB-LMTO-ASA(Tight Binding Linear Muffin-Tin Orbital Atomic Sphere Approximation)法を用いた[5]。計算に用いたスーパーセル構造を Fig. 3-3 に示す。(a)Co<sub>7</sub>/vac<sub>9</sub> は、hcp(0001)方向に、7 個の Co 原子と、9 個の真空原子を積層させたスーパーセル構造である。これは、Al 原子の残存がない構造

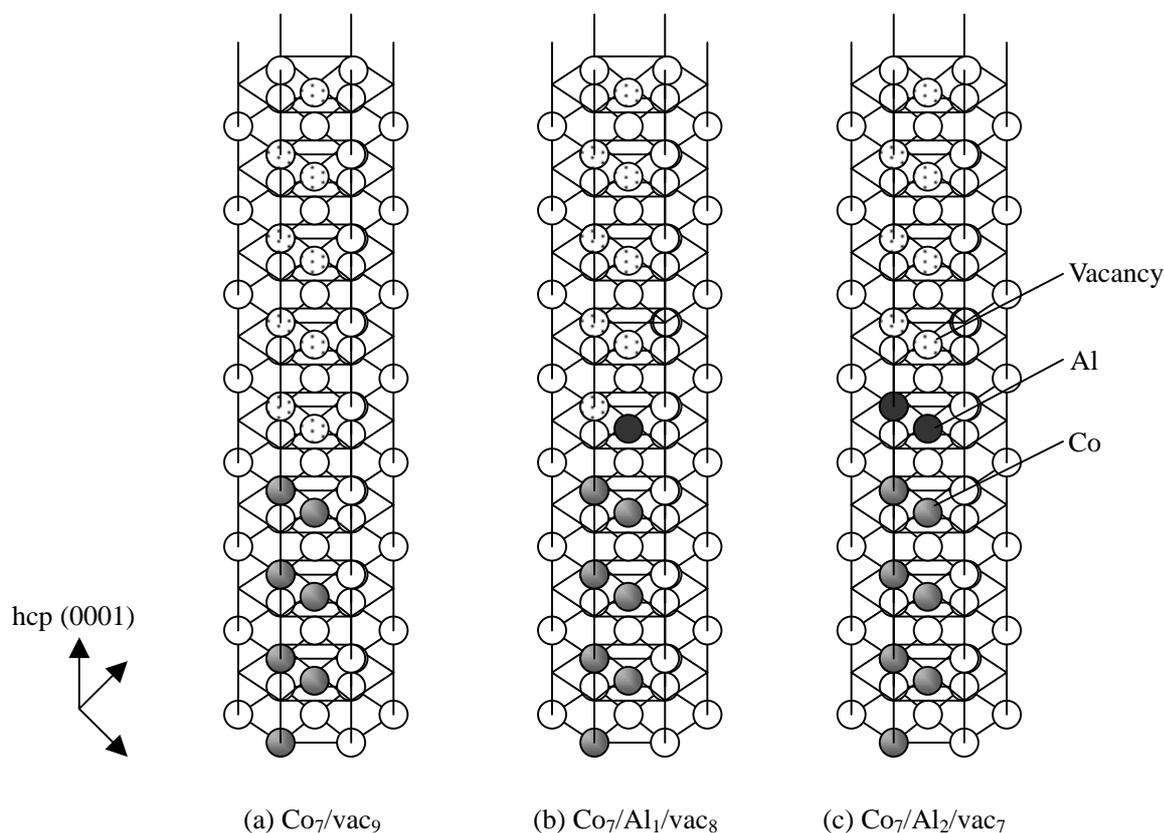


Fig. 3-3. Supercell of a) 7 Co atoms and vacancy atoms which corresponds to no resident Al atom, b) 7 Co atoms, one Al atom and vacancy atoms which corresponds to one resident Al atom, c) 7 Co atoms, two Al atoms and vacancy atoms which corresponds to two resident Al atoms. The supercell consists of Co atom, Al atom, and vacancy, which are shown in gray, black, and hatching.

を意味する。(b)  $\text{Co}_7/\text{Al}_1/\text{vac}_8$  は, hcp(0001)方向に, 7個の Co 原子と, 1個の Al 原子と, 8個の真空原子を積層させたスーパーセル構造である。これは, 1層の Al 原子層が残存する構造を意味する。(c)  $\text{Co}_7/\text{Al}_2/\text{vac}_7$  は, hcp(0001)方向に, 7個の Co 原子と, 2個の Al 原子と, 7個の真空原子を積層させたスーパーセル構造である。これは, 2層の Al 原子層が残存する構造を意味する。Co 原子を 7個とした理由は, Co 層をバルクと見なすためである。Co 原子を 7個以上積層させたスーパーセル構造において, 最中心の Co 原子のバンド状態が, バルクのバンド状態とほぼ同状態を示す。そのため, スーパーセル構造において, Co 原子を 7個とした。計算は密度汎関数理論に基づく局所スピン密度近似(LSDA:Local Spin Density Approximation)を用い, LSDA の表式には Vosko-Wilk-Nusair の表式を用いた[6]。既約ブリルアンゾーン内の  $k$  点は 108 点とした。収束判定は, セルフコンシステントループにおいて, フェルミエネルギーの変化が  $1.6 \times 10^{-23}$  J 以下となることを条件とした。バンド図 ( $E$ - $k$  分散) から状態密度への計算には, 線形テトラhedロン法を用いた。以上の計算条件により, Co 層/Al 層/絶縁層の電子状態を調べた。

### 3.3 絶縁層の酸化状態

#### 3.3.1 酸化アルミニウムの膜厚評価

Fig. 3-4 に, XPS 分析によって得られた Al-oxide と未酸化 Al の膜厚のスパッタ Al 膜厚依存性を示す。スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以下では, 未酸化 Al が存在しないため, 未酸化 Al の膜厚が 0.0 nm となる。スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以上では, 未酸化 Al が存在するので, 未酸化 Al の膜厚が 0.0-0.5 nm 程度となる。これは, Al 原子層が 0-2 層程度に相当する。また, Al-oxide と未酸化 Al の膜厚の和が, スパッタ Al の膜厚よりも小さい。例えば, スパッタ Al の膜厚が 2.5 nm のときは, Al-oxide と未酸化 Al の膜厚の和は 1.7-2.1 nm となる。これは, 初期成長速度が遅いことを意味する。以後, 本論文では, スパッタ Al の膜厚は Fig. 3-4 の横軸を, Al-oxide の膜厚は Fig. 3-4 の縦左軸を, 未酸化 Al の膜厚は Fig. 3-4 の縦右軸を示すことにする。

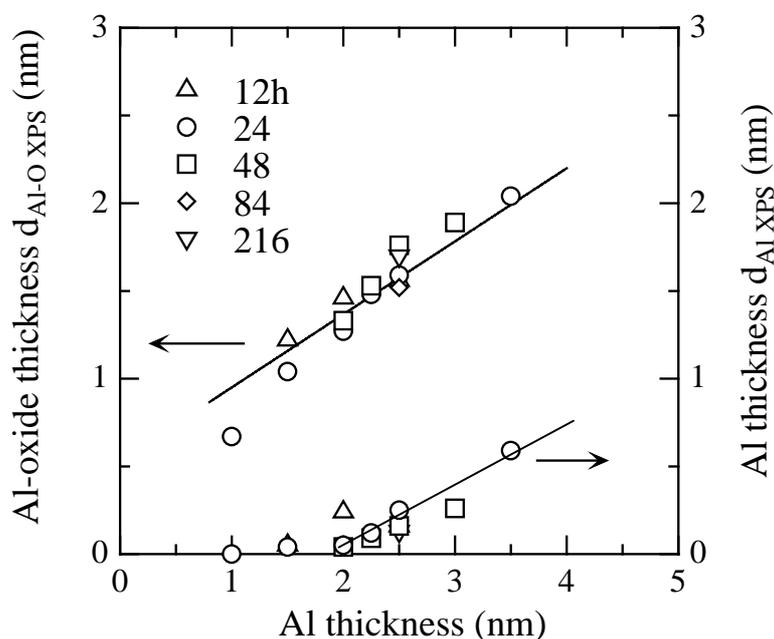


Fig. 3-4. Sputtered Al thickness dependence of Al-oxide thickness and Al thickness calculated by XPS analysis.

### 3.3.2 絶縁層におけるアルミニウムの酸化状態

Fig. 3-5 に Co(10 nm)/Al(1.5-4 nm)-oxide (24 h oxidation)における Al  $2p$  ピークの XPS 分析結果を示す. スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以下のとき,  $118.4 \times 10^{-19}$  J 付近のエネルギーにおいて, ピークが生じている. これは, 絶縁層内には, Al-O 結合のみが存在することを示す. つまり, スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以下のときは未酸化アルミニウムが存在しないことを意味する. それに対して, スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上のとき,  $118.4 \times 10^{-19}$  J 付近だけでなく,  $113.6 \times 10^{-19}$  J 付近のエネルギーにおいて, ピークが生じている. これは, 絶縁層内に, Al-O 結合だけでなく, Al-Al 結合も存在することを示す. すなわち, 未酸化アルミニウムが存在することを意味する. これは, Fig. 3-4 の結果と矛盾しない. Fig. 3-6 に Co(10 nm)/Al(1-5 nm)-oxide (12-216 h oxidation)における Al-Al/Al-O 比のスパッタ Al 膜厚依存性を示す. スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以下のとき, Al-Al 結合がないため, ほぼ 0 を示す. スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上のとき, Al-Al 結合の存在が顕著となり, 未酸化アルミニウムが増加傾向を示す. なお, いずれのスパッタ Al 膜厚においても, Co の O  $1s$  ピークにおけるケミカルシフトは見られなかった. これは, Co 層において, CoO が存在しないことを意味する.

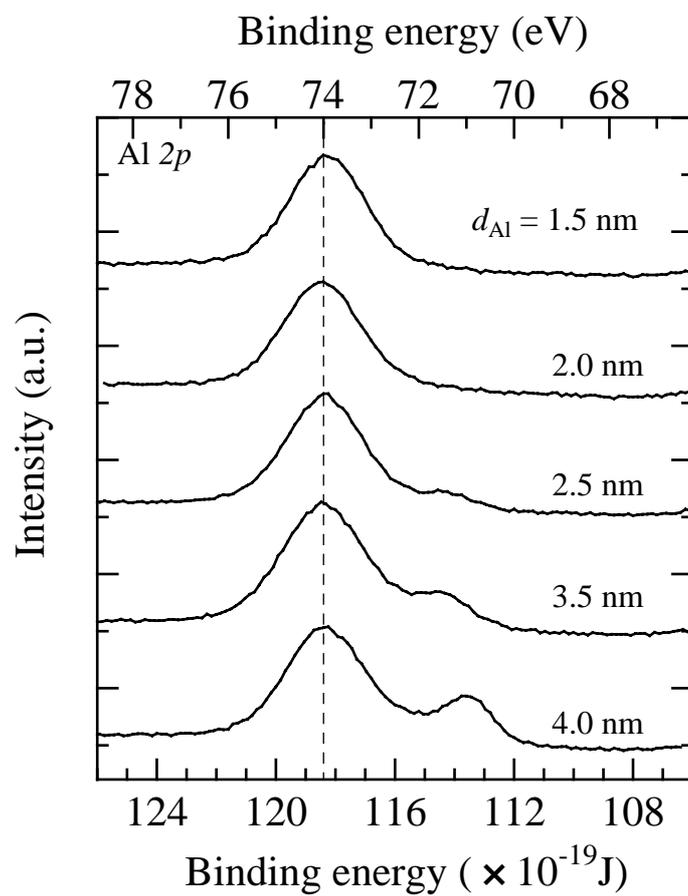


Fig. 3-5. XPS spectra of Al 2p peaks in Al-oxide layer of Co(10nm)/Al-oxide of the oxidation time of 24 h with the sputtered Al thickness of 1.5 - 4.0 nm. The broken line shows the position of the metallic Al 2p peak.

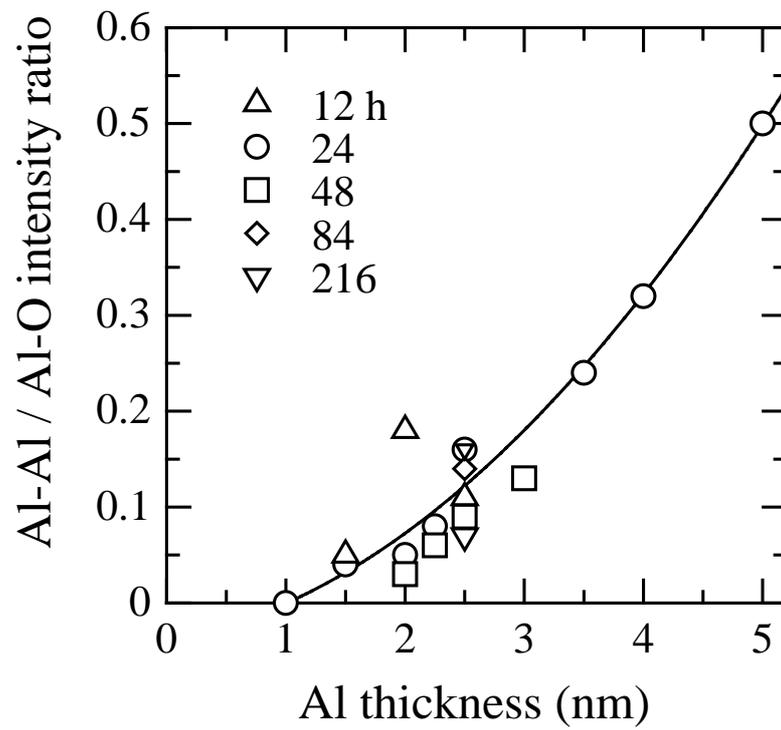


Fig. 3-6. Sputtered Al thickness dependence of Al-Al/Al-O integral intensity ratio for Co(10 nm) /Al-oxide with the oxidation time of 12 - 216 h.

### 3.3.3 未酸化アルミニウムが及ぼす磁気抵抗変化への影響

本節では未酸化アルミニウムが磁気抵抗変化に及ぼす影響を述べる. Fig. 3-7, 及び, Fig. 3-8 に Co(10 nm)/Al(1.5-5 nm)-oxide (12-216 h oxidation)/ Co(50 nm) における磁気抵抗変化, 及び, 抵抗のスパッタ Al 膜厚依存性を示す. スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 付近で磁気抵抗変化が極大となる. また, スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上で, 抵抗は飽和する. その理由について議論する. 3.3.2 節で述べたように, XPS 分析結果から, スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上のとき, Al-Al 結合の存在が顕著となり, 未酸化アルミニウムが増加傾向を示すことが明らかになった. これは, スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上において, 1 層目の Co(10 nm) の上部に未酸化アルミニウムが残存していることを意味する. つまり, この領域では, 未酸化アルミニウムの存在により 1 層目の Co(10 nm) のスピン分極率を減少させたため, 磁気抵抗変化が小さくなったと考えられる. その場合, スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上では, ほぼ未酸化アルミニウムの増加のみとなるので, 抵抗は大きくな

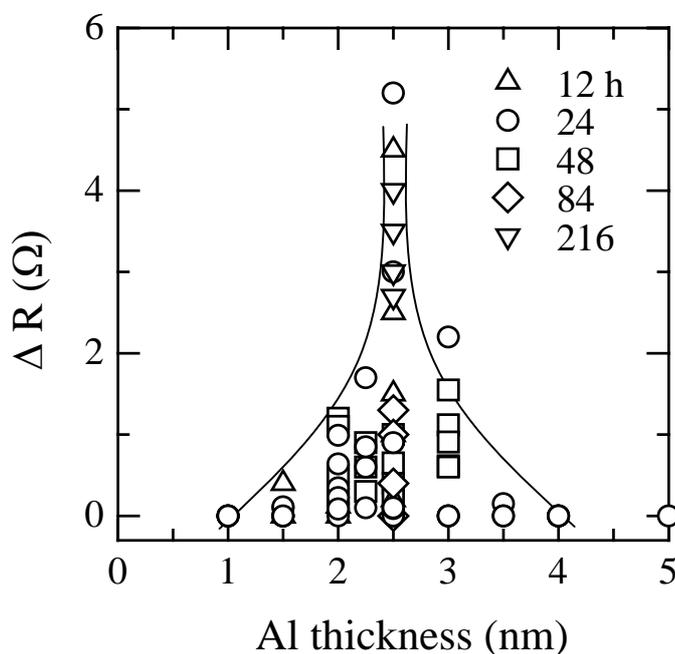


Fig. 3-7. Sputtered Al thickness dependence of the resistance change in spin tunneling junctions Co(10nm)/Al-oxide/Co(50nm). The oxidation time for Al-oxide is 12 –216 h and the sputtered Al thickness is 1-5 nm.

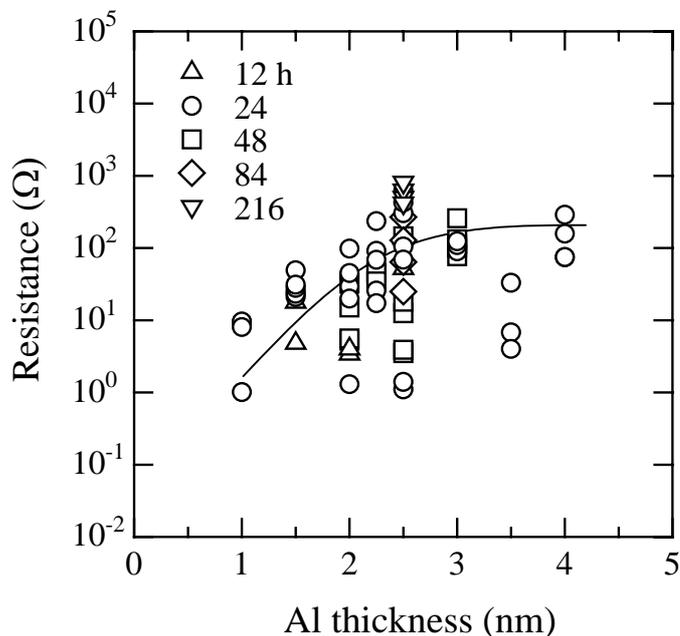


Fig. 3-8. Sputtered Al thickness dependence of the resistance in spin tunneling junctions Co(10nm)/Al-oxide/Co(50nm). The oxidation time for Al-oxide is 12 –216 h and the sputtered Al thickness is 1-4 nm.

らない。これが、抵抗が飽和する理由である。Y. Ando らのグループは、Al 膜厚が増加するに従い、未酸化 Al の残存の影響を受け TMR 比が減少することを述べている [7]。しかしながら、TMR 比が減少する理由は議論していない。磁気抵抗変化が減少する理由も議論していない。そこで、スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上において、Co/Al-oxide 界面の分極率が減少したか否かを電子状態計算から考察する。Fig. 3-9 に第一原理バンド計算による Co/Al-oxide 界面の電子状態計算結果を示す。(a)は、未酸化アルミニウムが存在しないときの Co 原子の電子状態である。(b)は、未酸化アルミニウムが 1 層存在するときの Al 原子の電子状態である。(c)は、未酸化アルミニウムが 2 層存在するときの Al 原子の電子状態である。点線はフェルミエネルギーを示す。各図の上段が up spin, 下段が down spin の電子状態である。未酸化アルミニウムが存在しないとき、*d* 電子に関して、フェルミ準位における up spin と down spin の状態密度差が大きい。それに対し、未酸化アルミニウムが存在するとき、*p* 電子に関して、up spin と down spin の状態密度差がやや存在するものの、差は小さい。ここで、興味深いことは、Al 原子は非磁性であ

るにもかかわらず, Co 界面では分極を示すことである. Fig. 3-10 は, Al 原子数が 1 層であるときの Co/Al 界面の電子状態密度である. Co 原子の分極が低下し, Al 原子の分極を誘発している. Fig. 3-11 は, Al 原子数が 2 層であるときの Co/Al 界面の電子状態密度である. Co 原子の分極が低下し, 2 層の Al 原子の分極を誘発している. up spin に注目すると, Co 原子のフェルミ面近傍の  $d$  電子が, Al 原子のフェルミ面近傍の  $p$  電子に影響を及ぼしている可能性が高い.

磁気抵抗変化  $\Delta R$ , 基準抵抗  $R(=R_{AP})$ , 及び, 分極率  $P$  を用いると Julliere の式より  $\Delta R/R$  は

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{2P^2}{1+P^2} \quad (3-7)$$

で表される. ここで分極率  $P$  は

$$P = \frac{D_{\uparrow}(E_F) - D_{\downarrow}(E_F)}{D_{\uparrow}(E_F) + D_{\downarrow}(E_F)} \quad (3-8)$$

である.  $D_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$  はフェルミ準位における up(down) spin の状態密度である. Fig. 3-9 によって求めた  $D_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$  を式(3-8), 及び, 式(3-9)に代入することで  $\Delta R/R$  を算出した.  $\Delta R/R$  の Al 原子数依存性を Fig. 3-12 に示す. Fig. 3-9 の状態密度を反映して, Al 原子数が多くなるに従い,  $\Delta R/R$  が小さくなる. 1, 2 原子層の Al 原子の残存は, Fig. 3-7, 及び, Fig. 3-8 において, スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上に相当し, この領域で磁気抵抗変化が減少する理由は, XPS 分析結果のみならず, バンド計算からも説明できることがわかる.

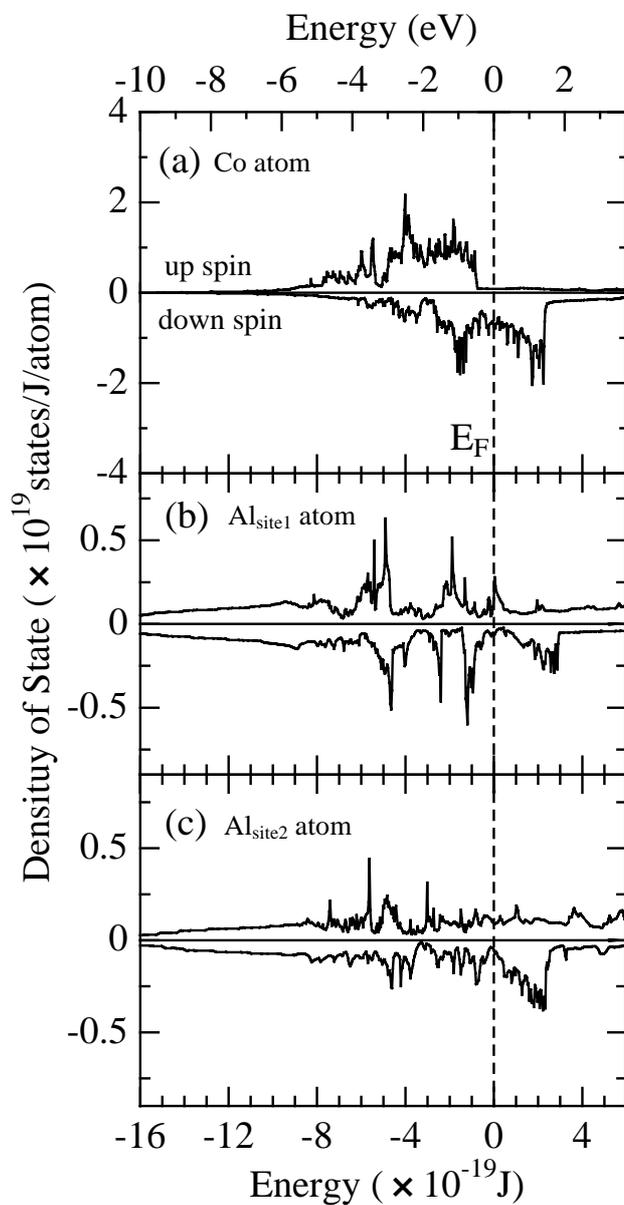


Fig. 3-9. Density of states with up spin and down spin of a) Co atom in Co/insulator, b) Al atom in Co/Al/insulator where Al layer consists of one atomic layer, and c) Al atom in Co/Al/insulator where Al layer consists of two atomic layers. The broken line is the Fermi energy.

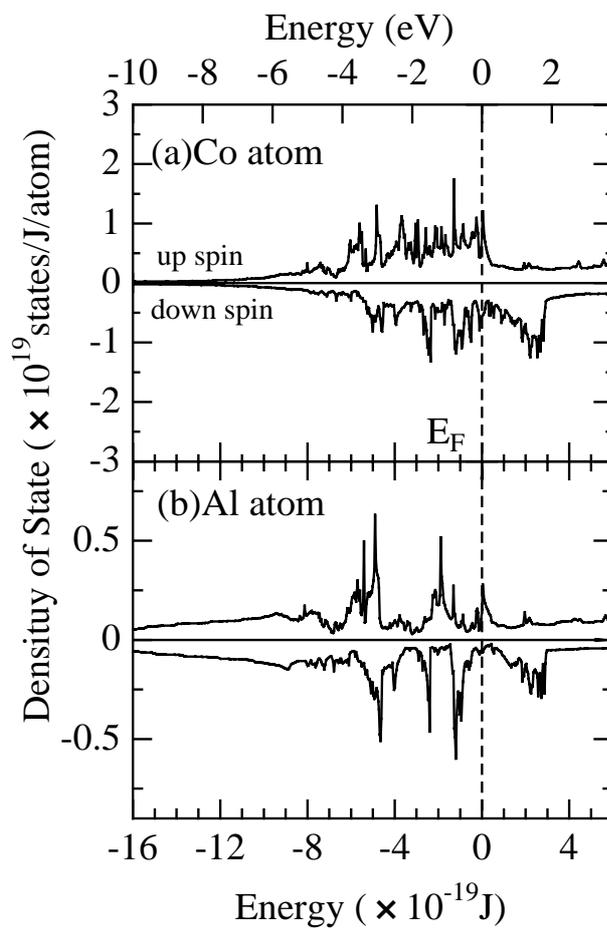


Fig. 3-10. Density of states with up spin and down spin of a) Co atom and b) Al atom in Co/Al/insulator where Co layer and Al layer consist of seven atomic layers and one atomic layer. The broken line is the Fermi energy.

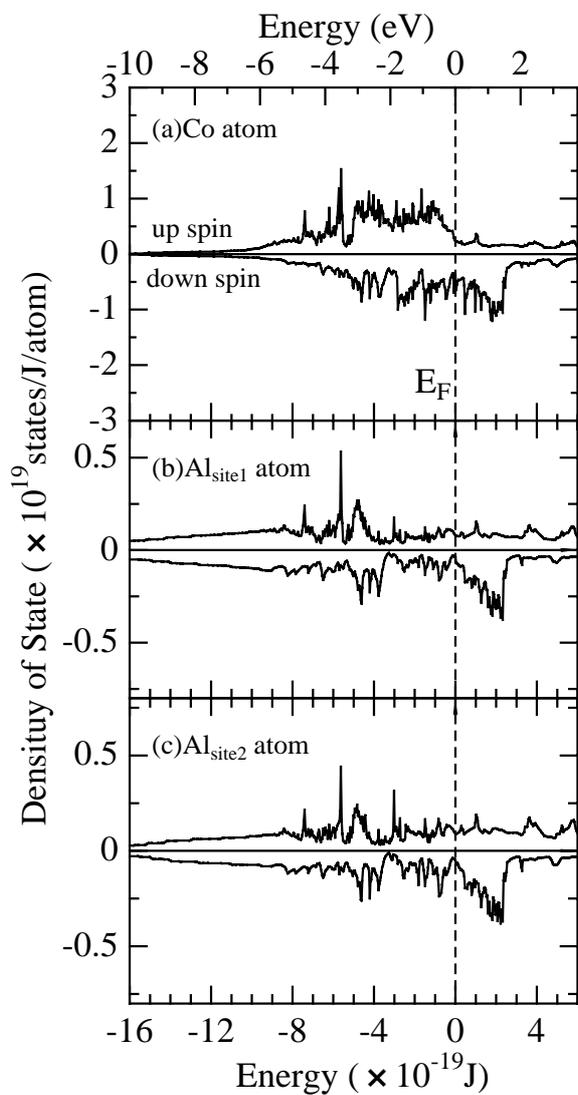


Fig. 3-11. Density of states with up spin and down spin of a) Co atom, b) Al atom of site 1, and c) Al atom of site 2 in Co/Al/insulator where Co layer and Al layer consist of seven atomic layers and two atomic layers. The broken line is the Fermi energy.

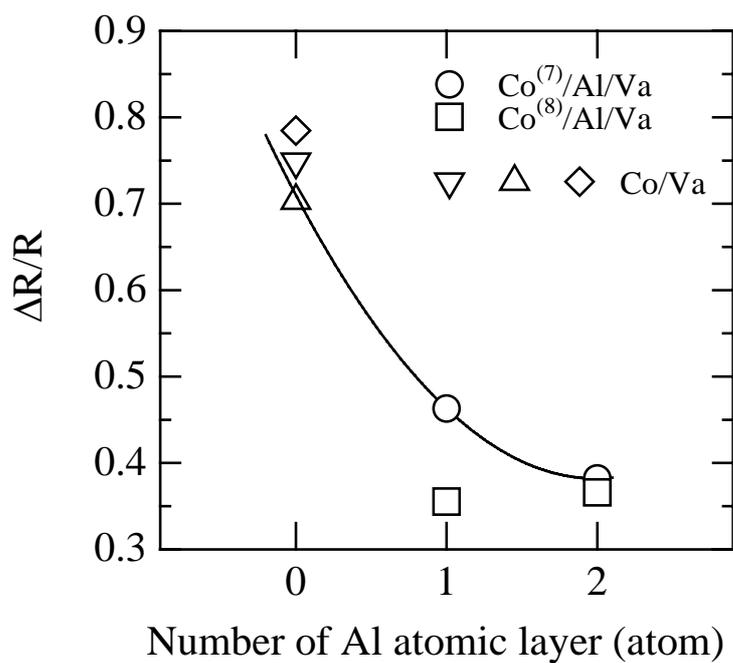


Fig. 3-12. Relation between the resistance change ratio and the number of unoxidized Al atomic layer. The circle (○) represents the result of unit cell which consists of 7 Co atoms, 1 or 2 Al atoms, and vacancy atoms. The square (□) represents the result of unit cell which consists of 8 Co atoms, 1 or 2 Al atoms, and vacancy atoms. The others (▽, △, ◇) represents the result of unit cell which consists of 7, 8, 9 Co atoms and vacancy atoms.

### 3.3.4 リーク電流密度と磁気抵抗変化の関係

スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以下での磁気抵抗変化の減少について考える. スパッタ Al 膜厚が 2.0 nm 以下では, 絶縁層において未酸化アルミニウムが存在しないにもかかわらず, 磁気抵抗変化は減少している. その理由を明らかにするため, リーク電流密度を調べた. Fig. 3-13 にリーク電流密度の温度依存性を示す. リーク電流密度は式(3-6)で定義される. すなわち, 熱励起により絶縁層障壁を越える電流密度を示す. スパッタ Al 膜厚が 1.0 nm, 及び, 1.5 nm において, 温度上昇に伴って, リーク電流密度が増加することがわかる. スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以上では, リーク電流密度の急激な増加は見られない.

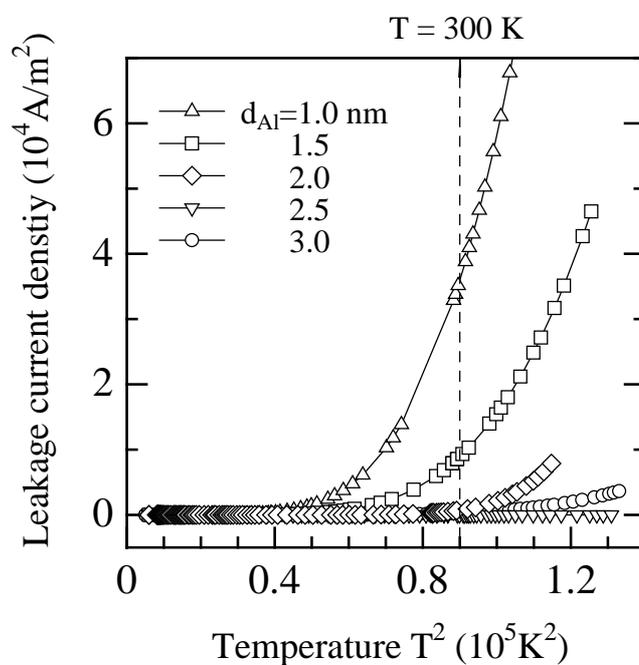


Fig. 3-13. Temperature dependence of the leakage current density for junctions with the Al thickness of 1.0 – 3.0 nm. The leakage current density increases with increasing temperature. The leakage current density is extremely large in the sputtered Al thickness of 1.0 nm and 1.5 nm at room temperature.

Fig. 3-14 に、リーク電流密度のスパッタ Al 膜厚依存性を示す。スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以下では、リーク電流密度が急激に増加する。150 K では、いずれのスパッタ Al 膜厚においてもリーク電流は小さいが、室温以上では、リーク電流が増加する。スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm 以下では、リーク電流の存在により、トンネル電流に寄与しない電子が増加し、磁気抵抗変化を減少するものと結論できる。

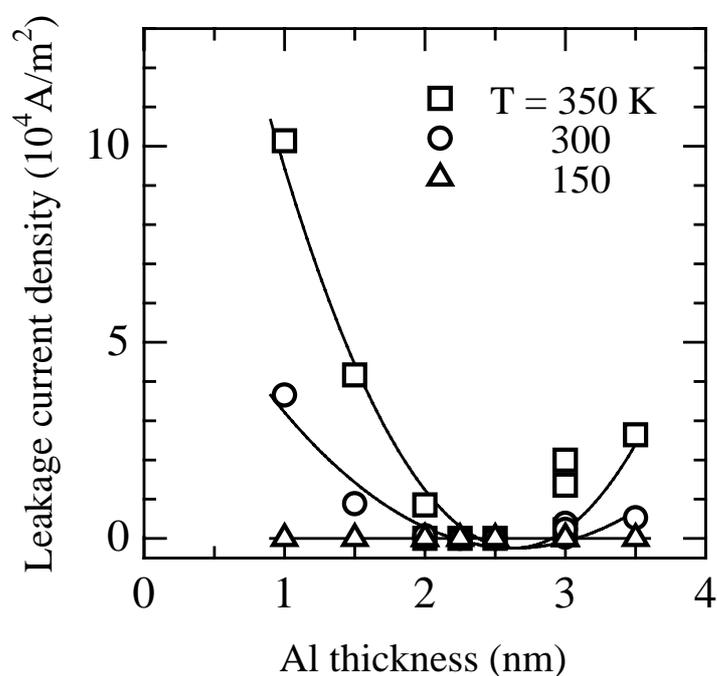


Fig. 3-14. Temperature dependence of the sputtered Al thickness for junctions at 150 K, 300 K, and 350 K. The leakage current density increases with decreasing Al thickness. The leakage current density is extremely large in the sputtered Al thickness of 1.0 nm and 1.5 nm at higher than room temperature.

### 3.4 磁気抵抗変化に及ぼす熱処理の影響

#### 3.4.1 熱処理方法

本節では、大きな磁気抵抗変化を得るために熱処理効果を調べた。スピントネル素子の熱処理効果は高 TMR 比実現のための有効な手段として現在まで下記の検討が行われている。R. C. Sousa 等は NiFe/CoFe/Al-oxide/CoFe/MnPh における TMR 比の熱処理効果を調べた結果、200 °C までの温度上昇において TMR 比が増加する原因は強磁性層の分極率上昇のためであることを述べた[8]。200 °C 以上の温度上昇において TMR 比が増加する原因は絶縁層における実効的な障壁が高くなるためであることを述べた。M. Kamijo 等は NiFe/IrMn/Co/Al-oxide/Co/NiFe において TMR 比の熱処理効果を調べた結果、絶縁層両界面の障壁の対称性が良いほど TMR 比が増加することを報告している[9]。絶縁層両界面の障壁の対称性は Brinkman の近似式から見積もった[10]。J. J. Sun 等は NiFe/CoFe/Al-oxide/CoFe/X(=pin layer)において TMR 比の熱処理効果を調べた結果、熱処理温度を 250 °C、熱処理時間を 5 h とした時、X として RuRhMn、及び、PtMn を用いた場合は 14.3 %、及び、25.8 %の TMR 比を示したことに對して、Ru/CoFe/PtMn とした場合は 31.6 %の TMR 比を示した。これは CoFe/Ru 界面の内部拡散が小さいためであると述べている[11]。以上のように、熱処理による TMR 比の増加原因は分極率の上昇、障壁高さの増加、障壁の対称性、ピン止め層の内部拡散が小さいこと等が考えられている。しかしながら、磁気抵抗変化 $\Delta R$ に関する報告はされていない。そこで、本節では熱処理効果が磁気抵抗変化 $\Delta R$ にどのような影響を及ぼすかについて議論する。

3.1 節で述べた方法で Co(10 nm)/Al (2.5 nm)-oxide(12-216 h oxidation)/Co(50 nm)を作製した後、 $10^{-5}$  Pa の真空中にて、1 h の熱処理を行った。熱処理後は、室温まで冷却した。冷却時間は 1-2 h とした。熱処理温度は、150, 200, 230, 250 °C とした。各熱処理後、直流 4 端子法、交流 4 端子法、及び、磁場中直流 4 端子法により、スピントネル素子の抵抗、電気容量、磁気抵抗変化、及び、リーク電流密度を測定した。

#### 3.4.2 磁気抵抗変化の熱処理温度依存性

Fig. 3-15 に磁気抵抗変化の熱処理温度依存性を示す。熱処理温度上昇に伴い、磁気抵抗変化が増加する傾向にある。酸化時間が 216 h のスピントネル素子は、熱処理後、熱処理前の 3 倍程度まで増大した。

Fig. 3-16 に、熱処理前の Al-oxide 層における O/Al 比の酸化時間依存性を示す。試料

は, Co(10 nm) /Al (2.5 nm)-oxide (12-216 h oxidation)である. 白四角が XPS 分析装置における Ar<sup>+</sup>エッチング前の結果で, 白丸が XPS 分析装置における 6 s の Ar<sup>+</sup>エッチング後の結果である. Ar<sup>+</sup>エッチング前は, C 等の汚染物質の存在による酸素の吸着が生じるため, O/Al 比が高くなる. Ar<sup>+</sup>エッチング後の O/Al 比は, 酸化時間に依らず, ほぼ 1.9-2.0 となる. この結果は, AlO<sub>2</sub> の化学組成で Al-oxide 層が形成されていることを意味する. Fig. 3-17 に熱処理前の Al-oxide 層における O/Al 比のスパッタ Al 膜厚依存性を示す. 試料は, Co(10 nm) /Al (1.5-5.0 nm)-oxide (24 h oxidation)である. 白四角が XPS

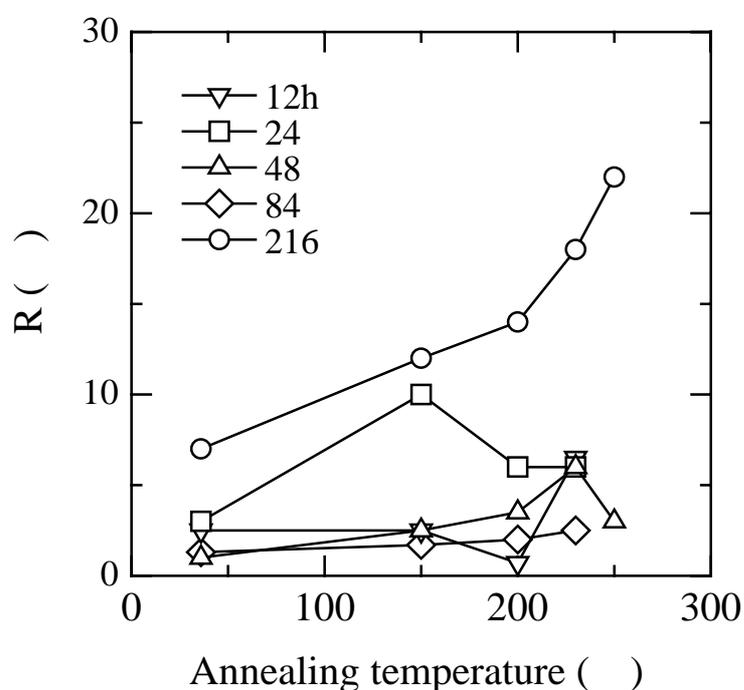


Fig. 3-15. Annealing temperature dependence of magnetoresistance change for junctions with oxidation time of 12 – 216 h. The magnetoresistance change tends to increase as increasing the annealing temperature.

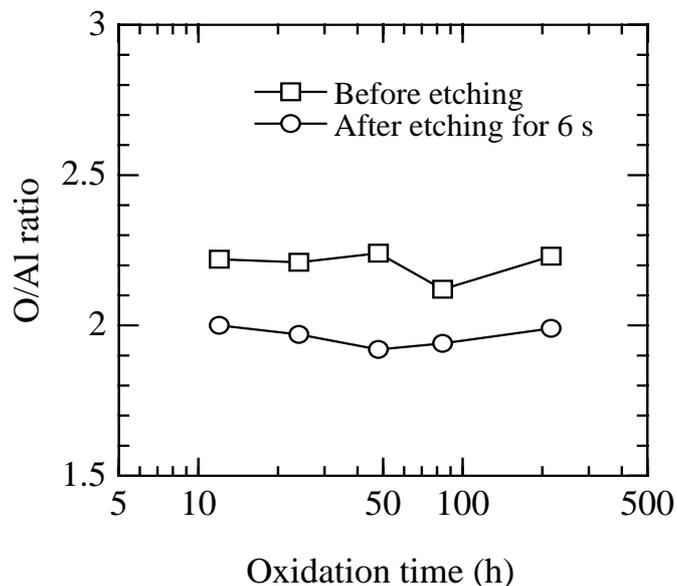


Fig. 3-16. Relation between O/Al ratio and the oxidation time for Al-oxide of Co(10nm)/Al-oxide layer. Open square and open circle represent O/Al ratio before etching by Ar gas and after etching by Ar gas for 6 s.

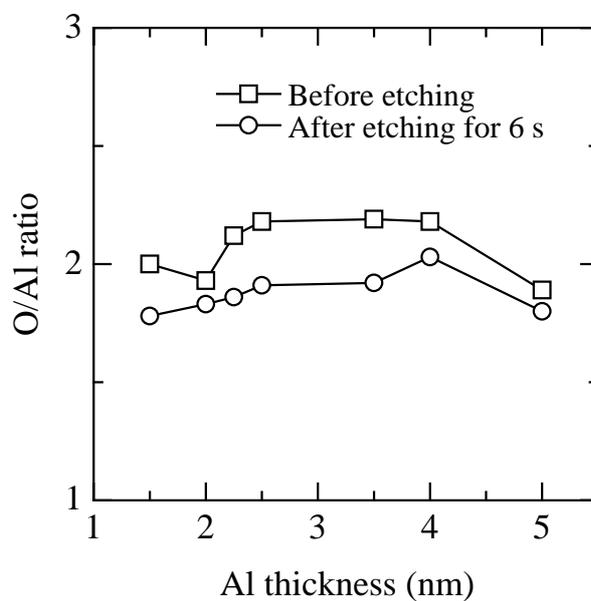


Fig. 3-17. Relation between O/Al ratio and the sputtered Al thickness for Al-oxide of Co(10nm)/Al-oxide layer. Open square and open circle represent O/Al ratio before etching by Ar gas and after etching by Ar gas for 6 s.

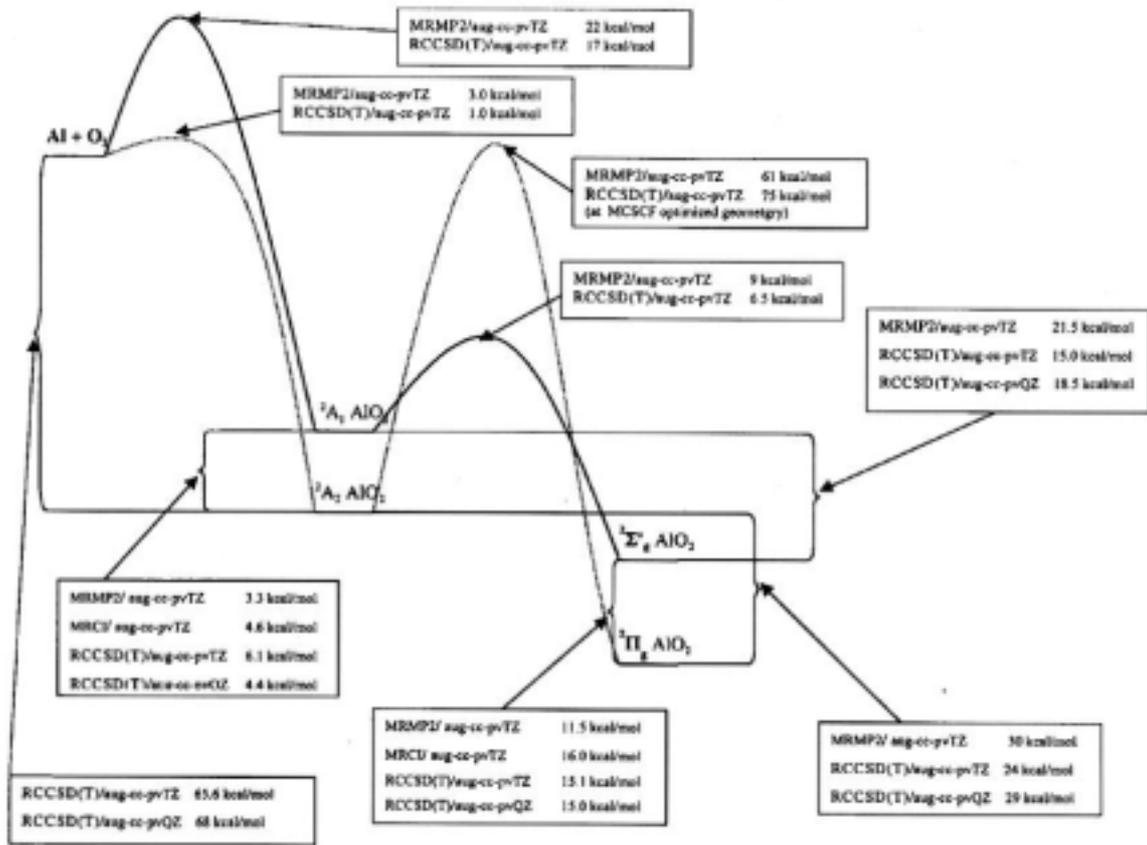


Fig. 3-18. Schematic of Al+O<sub>2</sub> potential energy surfaces at several levels of theory. (Al+O<sub>2</sub>→AlO<sub>2</sub>)

分析装置における Ar<sup>+</sup>エッチング前の結果で、白丸が XPS 分析装置における 6 s の Ar<sup>+</sup>エッチング後の結果である。Ar<sup>+</sup>エッチング前は、C 等の汚染物質の存在による酸素の吸着が生じるため、O/Al 比が高くなる。これは、Fig. 3-16 で見られた効果と同等である。Ar<sup>+</sup>エッチング後の O/Al 比は、スパッタ Al 膜厚に依らずほぼ 1.8-2.0 となる。この結果は、スパッタ Al 膜厚が変化しても、自然酸化で作製した Al-oxide 層は、AlO<sub>2</sub> の化学組成となることを意味する。この実験結果は、Second-order Multireference Perturbation Theory (MRMP2)と、The Singles and Doubles Coupled Cluster plus Perturbative Triples (CCSDT) [12]により計算された結果と良く一致する。Fig. 3-18, 及び、Fig. 3-19 に、理論計算に基づく Al+O<sub>2</sub> のポテンシャルエネルギー図を示す。Fig. 3-18 は、Al+O<sub>2</sub>→AlO<sub>2</sub>の反応で、Fig. 3-19 は、Al+O<sub>2</sub>→AlO+Oの反応である。この理論計算によると、Al 原子と O 原子が反応する場合、第 1 段階として、<sup>2</sup>A<sub>1</sub> AlO<sub>2</sub>, あるいは、<sup>2</sup>A<sub>2</sub> AlO<sub>2</sub>

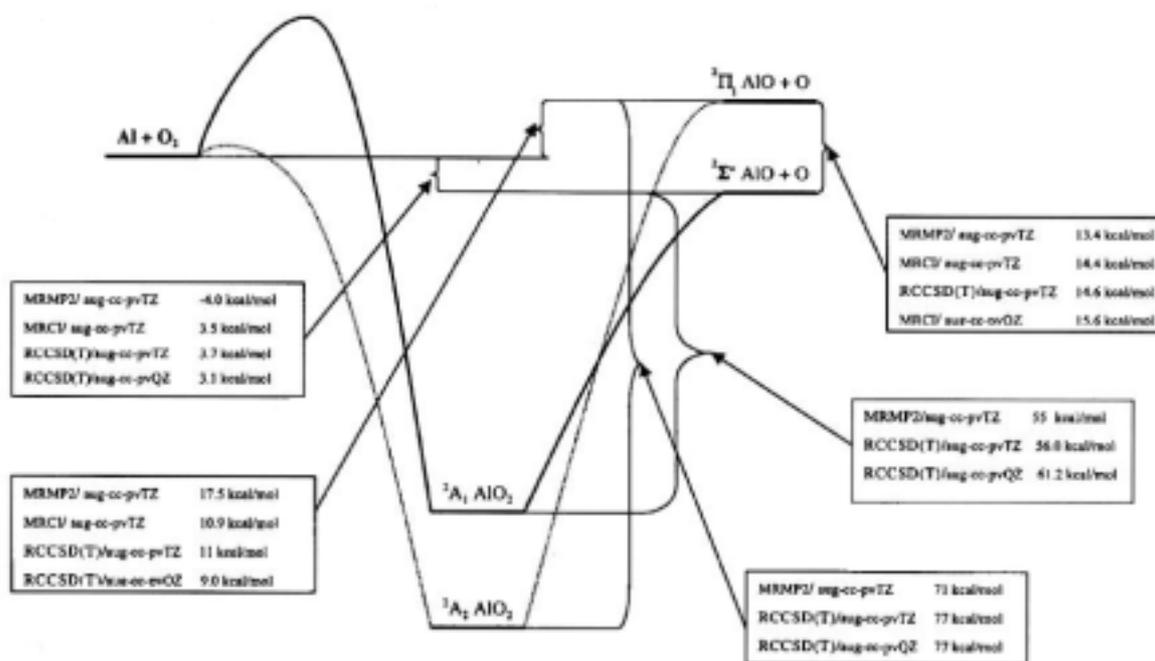


Fig. 3-19. Schematic of Al+O<sub>2</sub> potential energy surfaces at several levels of theory. (Al+O<sub>2</sub>→AIO+O)

が形成される。71 kJ/mol [0.74 eV]のエネルギーが与えられた場合、<sup>2</sup>A<sub>1</sub> AlO<sub>2</sub>となる。4.2 kJ/mol [0.044 eV]のエネルギーが与えられた場合、<sup>2</sup>A<sub>2</sub> AlO<sub>2</sub>となる。第2段階として、第1段階にて<sup>2</sup>A<sub>1</sub> AlO<sub>2</sub>が形成された場合は、27 kJ/mol [0.28 eV]のエネルギーでは<sup>2</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup> AlO<sub>2</sub>が、240 kJ/mol [2.4 eV]のエネルギーでは<sup>2</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup> AIO+Oが形成される。また、第1段階にて<sup>2</sup>A<sub>2</sub> AlO<sub>2</sub>が形成された場合は、260 kJ/mol [2.7 eV]のエネルギーでは<sup>2</sup>Π<sub>g</sub> AlO<sub>2</sub>が、300 kJ/mol [3.1 eV]のエネルギーでは<sup>2</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup> AIO+Oが形成される。第3段階として、第2段階で形成されたAlO<sub>2</sub>とAIOが反応して、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>となる。これが、Al原子とO原子の反応により、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>が形成されるメカニズムである。自然酸化では、第1段階の反応が起きるので、<sup>2</sup>A<sub>1</sub> AlO<sub>2</sub>、あるいは、<sup>2</sup>A<sub>2</sub> AlO<sub>2</sub>が形成される。このとき、室温での反応であれば、3.2 kJ/mol [0.033 eV]程度のエネルギーが与えられたことになるので、<sup>2</sup>A<sub>2</sub> AlO<sub>2</sub>が形成されると考えられる。すなわち、自然酸化では、この反応で準安定状態に落ち着く。この理論計算結果は、本研究の実験結果と良く一致する。スパッタAl膜厚の変化、及び、酸化時間の変化に依らず、O/Al ratioは1.8-2.0程度であることから、自然酸化で作製したAl-oxide層はAlO<sub>2</sub>であると考えられる。

### 3.4.3 絶縁層の電気抵抗及び電気容量変化

熱処理により, Al-oxide 層の膜厚が変化したこと, Al-oxide 層の組成が変化したこと, Co 層の磁化状態が変化したこと等の物性変化が考えられる. この原因を明らかにするため, 熱処理による電気的特性を調べた.

Fig. 3-20 に抵抗の熱処理温度依存性を示す. 温度上昇とともに, わずかに抵抗が上昇する傾向がある. 抵抗が上昇する理由は, Al-oxide 層内の O 原子が拡散し, Al-oxide 膜厚が厚くなったことが考えられる. 例えば, 84 h 酸化のスピントネル素子は, 酸化膜厚が 1.72 nm, バリアが 1.43 eV, 抵抗が 64  $\Omega$  である. ここで, バリアは, 式(3-4), 式(3-5), 式(3-6)にフィッティングすることで求めた. 250  $^{\circ}\text{C}$  の熱処理後, 抵抗は 524  $\Omega$

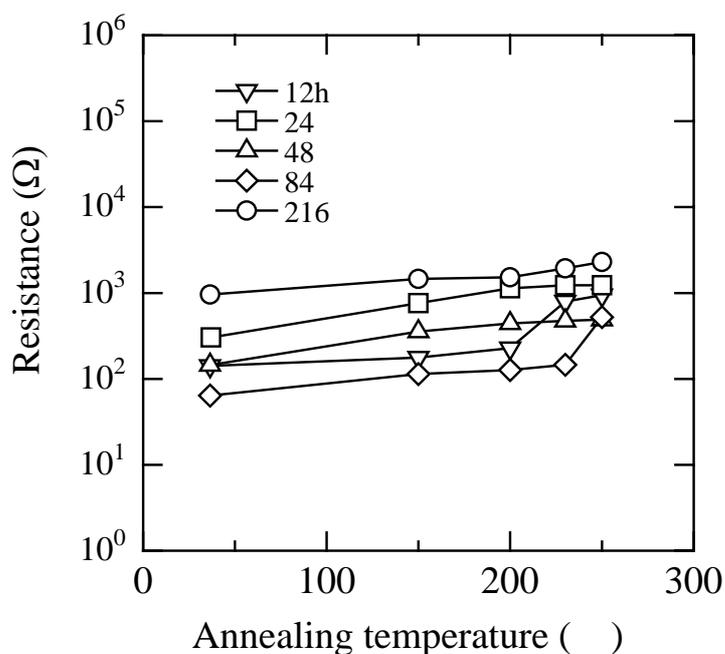


Fig. 3-20. Annealing temperature dependence of resistance for junctions with oxidation time of 12 – 216 h. As increasing temperature from R.T. up to 250  $^{\circ}\text{C}$ , the resistance of each sample increases slightly, which shows the interdiffusion of only one atomic layer.

に増加した. この抵抗変化, 及び, バリアを用いて, Al-oxide 層の膜厚を見積もる. トンネル抵抗  $R_T$  は,

$$R_T = R_0 \exp(2d\sqrt{2m\phi/\hbar}) \tag{3-9}$$

で表すことができる[13]. ここで,  $\phi$  は絶縁層のバリア,  $d$  は絶縁層の膜厚である. 室温での抵抗, 及び, 250 での抵抗を

$$R_T(R.T.) = R_0 \exp(2d_{R.T.}\sqrt{2m\phi/\hbar}) \tag{3-10}$$

$$R_T(250) = R_0 \exp(2d_{250}\sqrt{2m\phi/\hbar}) \tag{3-11}$$

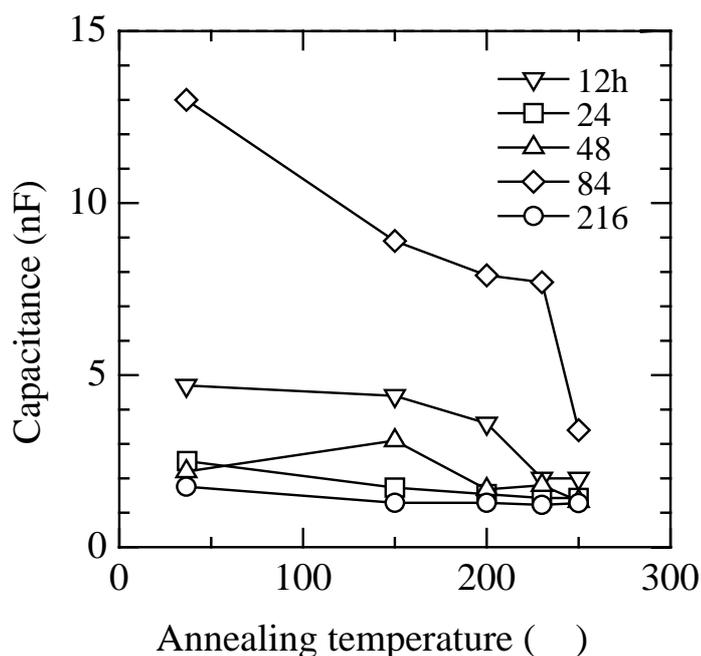


Fig. 3-21. Annealing temperature dependence of capacitance for junctions with oxidation time of 12 – 216 h. The capacitance tends to decrease as increasing temperature from R.T. up to 250 . It means that the dielectric constant and/or Al-oxide thickness changes by annealing up to high temperature.

と書くと,

$$d_{250} = d_{R.T.} + \ln(R_T(250) / R_T(R.T.)) \hbar / 2\sqrt{2m\phi} \quad (3-12)$$

となる.  $d_{R.T.}$  は XPS 分析結果から求めた Al-oxide 膜厚を用いる.  $\phi$  は, 式(3-4), 式(3-5), 及び, 式(3-6)によってフィッティングしたバリアを用いる. 以上により, 各温度  $T$  で膜厚  $d_T$  を求めることができる. その結果, 250 の熱処理後, 抵抗が 524  $\Omega$  に上昇した試料の Al-oxide の膜厚は, 1.72 nm から 1.89 nm に変化したことがわかった. 0.17 nm だけ Al-oxide 層の膜厚が厚くなったことになる. これは, O 原子が 1 層程度拡散したことに等しい.

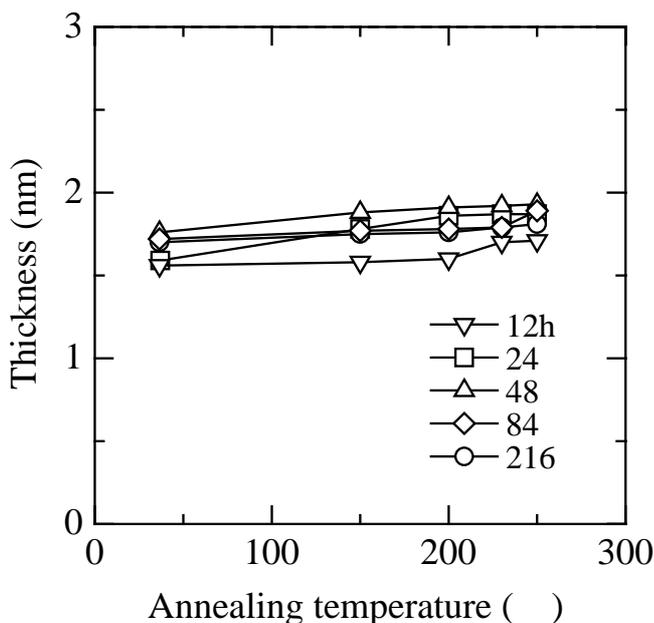


Fig. 3-22. Annealing temperature dependence of Al-oxide thickness for junctions with oxidation time of 12 – 216 h. Al-oxide thickness shows approximately 1.6 – 2.0 nm, which shows the interdiffusion of only one atomic layer by annealing.

しかし、熱処理によって変化する物性がO原子の拡散のみで説明できるかどうかは断定できない。そこで、熱処理によって他の物性値が変化するかを確認するため、スピントネル素子の電気容量を調べた。電気容量測定には LCR メーター(Hewlett Packard 製 4284A)による交流4端子法を用いた。周波数は 100 kHz とした。LCR メーターにおける等価回路 mode を RC 並列回路として電気容量を求めた。Fig. 3-21 に電気容量の熱処理温度依存性を示す。温度上昇に従い、電気容量が小さくなる傾向が見られる。例えば、84 h 酸化のスピントネル素子の電気容量は、熱処理前では 13.0 nF であったことに對し、熱処理後では 3.4 nF となった。電気容量は 0.26 倍程度変化する。これは、上述の拡散だけでは説明できないことになる。なぜなら、熱処理によって、膜厚が 1.72 nm から 1.89 nm に変化したとしても、電気容量は 0.91 倍の変化のみにとどまるからである。Fig. 3-22 に、Al-oxide 膜厚の熱処理温度依存性を示す。Al-oxide 層の膜厚は、熱処理によって、0.11-0.17 nm だけ厚くなる程度である。つまり、拡散のみでは、実験結果を説明できないことになる。

#### 3.4.4 酸化アルミニウムの組成変化

熱処理により Al-oxide 層の組成が変化したか否かを調べるため、誘電率測定を行った。誘電率測定には LCR メーター(Hewlett Packard 製 4284A)による交流4端子法を用いた。3.4.3 節で説明した方法により電気容量  $C$  を測定し、 $C = \epsilon S/d$  より誘電率  $\epsilon$  を求めた。接合面積  $S$  は走査型レーザー顕微鏡により測定した。膜厚  $d$  は式(3-10)-式(3-12)により求めた。Fig. 3-23 に、スピントネル素子における比誘電率の熱処理温度依存性を示す。温度上昇に伴い、比誘電率が小さくなる傾向がある。点線が  $\text{AlO}_2$  の比誘電率 ( $\epsilon = 22.7$ ) を、破線が  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\epsilon = 8.0$ ) の比誘電率を示す。熱処理前の比誘電率は ~40 を示し、 $\text{AlO}_2$  に対応した値と思われる。XPS 分析、及び、計算から導かれる結果と矛盾しない。熱処理後の Al-oxide の誘電率は、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  の比誘電率に近づく傾向にある。すなわち、熱処理によって、Al-oxide の相が、 $\text{AlO}_2$  から  $\text{Al}_2\text{O}_3$  に変化したと考えられる。最近、熱処理を行ったスピントネル素子において、温度を高くするに従い、O/Al 比が 2.0 から 1.5 に近づく研究成果が報告された[14]。これは、Fig. 3-21 の結果を裏付ける結果である。XPS 分析により O/Al 比を調べることで、絶縁層の組成を知ることができるが、これはパターニング前の分析用試料であり、パターニング後の試料ではない。両測定方法における結果は絶縁層の組成に関して同様の結果となった。

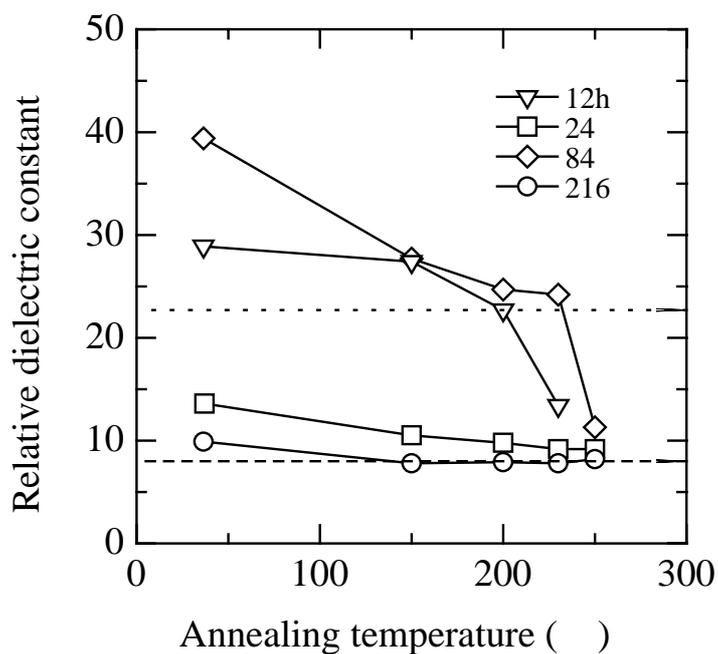


Fig. 3-23. Annealing temperature dependence of the dielectric constant in spin tunneling junctions with the oxidation time of 12–216 h. The dot line and broken line represent the dielectric constant of  $\text{AlO}_2$  ( $\epsilon=22.7$ ) and  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\epsilon=8.0$ ). The dielectric constant of Al oxidized in pure  $\text{O}_2$  shows from 10 to 40 before annealing. It indicates that Al oxidized in pure  $\text{O}_2$  can be  $\text{AlO}_2$  from a viewpoint of dielectric properties as well as XPS analysis results of O/Al ratio of 1.9–2.0. It is found that the dielectric constant approaches approximately 8.0, which is equal to the dielectric constant of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , when the temperature increases from R.T. up to 250 .

## 参考文献

- [1] D. Briggs and M. P. Seah : Practical Surface Analysis, 2<sup>nd</sup> ed. John Wiley & Sons, Inc., New York (1990).
- [2] R. Stratton: J. Phys. Chem. Solids **23**, 1177 (1962).
- [3] S. R. Pollack: J. Appl. Phys. **34**, 877 (1963).
- [4] M. Nishiyama, H. Kaiju, Y. Otaka, and K. Shiiki: The 9<sup>th</sup> Joint Magnetism & Magnetic Materials – Intermag Conference, FX-02, 348 (2004).
- [5] O.K.Andersen : Phys. Rev. **B12**, 3060 (1975).
- [6] S.H.Vosko, L.Wilk, and M.Nusair : Can. J. Phys. **58**, 1200 (1980).
- [7] 安藤康夫, 横田匡史, 宮崎照宣: 日本応用磁気学会誌 **23**, 1285 (1999).
- [8] R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. Silva, and J. C. Soares: J. Appl. Phys. **85**, 5258 (1999).
- [9] M. Kamijo, J. Murai, H. Kubota, Y. Ando, T. Miyazaki, C. Kim, and O. Song: J. Magn. Soc. Jpn **24**, 591 (2000).
- [10] W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell: J. Appl. Phys. **41**, 1915 (1970).
- [11] J. Schmalhorst, H. Bruckl, G. Reiss, G. Gieres, and J. Wecker: J. Appl. Phys. **91**, 6617 (2002).
- [12] M. V. Pak and M. S. Gordon: J. Chem. Phys. **118**, 4471 (2003).

[13] 井上順一郎: 日本応用磁気学会誌 **22**, No.4-1 (1998).

[14] 森住昌弘, 河野剛, 堀切康平, 大高悠毅, 西山真生, 椎木一夫: 日本物理学会 第60回年次大会 **60**, 24pPSA-9 (2005).

## 第4章 スピントネル素子の交流インピーダンス特性

### 4.1 交流インピーダンス測定方法

本章では、スピントネル素子の交流インピーダンス特性を調べることで発振制御型磁気センシングと磁気インピーダンス効果の関係を明らかにする。第2章において、発振条件はスピントネル素子のインピーダンス特性に依存することを示した。しかしながら、スピントネル素子のインピーダンス特性に関しては、詳しい研究成果が報告されていない。それは、スピントネル素子に関する研究が、磁場による直流抵抗比に関する報告が主であったからである[1,2]。そこで、本章では、交流インピーダンス特性を明らかにし、発振制御型磁気センシングと磁気インピーダンス効果との関係を示す。

Co/Al-oxide/Co スピントネル素子のインピーダンス測定には、LCR メーター (Hewlett Packard 製 4284A) による交流4端子法[3]と、交流発振器(KENWOOD 製 SG-7130)とロックインアンプ(Stanford Research Systems 製 SR844)による交流4端子法[4]を用いた。前者は 100 Hz-1 MHz、後者は 100 kHz-100 MHz の周波数帯域である。前者の低周波帯域では、電極、及び、内部インピーダンスによる大きな影響は及ぼさない。それに対し、後者の高周波帯域では、その影響が顕著となる。そこで、本研究では、交流発振器とロックインアンプを用いて、高周波帯域のインピーダンス測定を確立した。高周波インピーダンス特性の測定回路とその等価回路を Fig. 4-1、及び、Fig. 4-2 に示す。Co/Al-oxide/Co スピントネル素子と抵抗  $Z$ ,  $Z'$  を直列に接続し、交流発振器からの交流信号を印加した。交流信号は入力信号と同時にロックインアンプの参照信号としても使用した。1, 3 層目の Co 電極(A1 と A2)と抵抗  $Z'$ (A3)の信号電圧をロックインアンプで測定し、それぞれ  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$  とした。測定は室温で行い、測定周波数は 100 kHz -100 MHz の範囲で変化させた。

Fig. 4-3 にロックインアンプの入力を A1 に接続した時の測定回路の等価回路を示す。

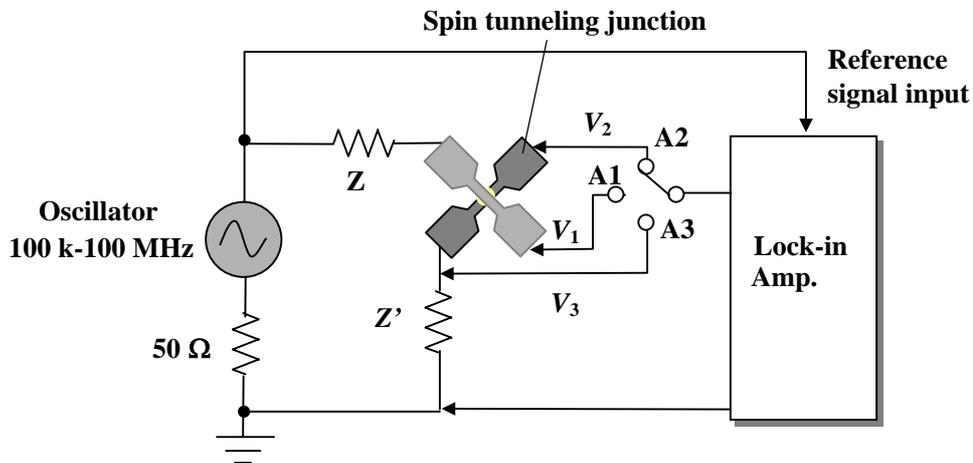


Fig. 4-1. Measurement system of impedance for a spin tunneling junction.

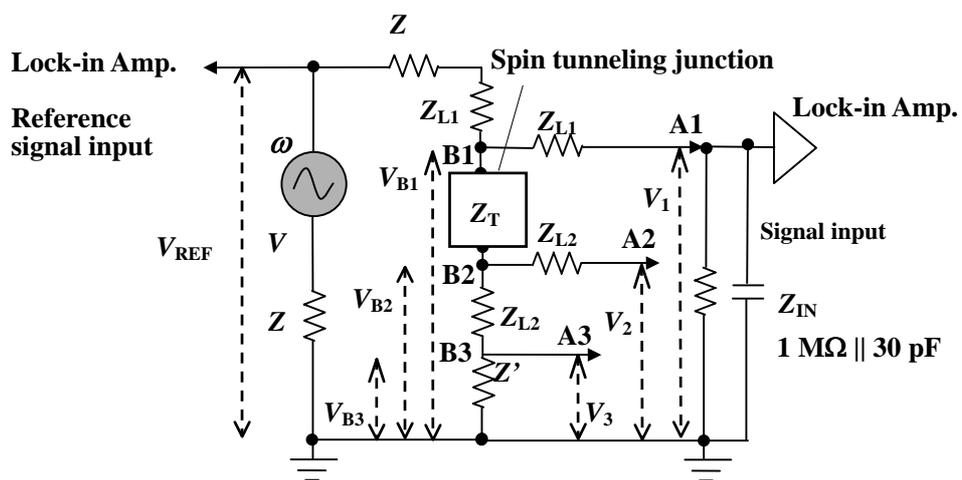


Fig. 4-2. Equivalent circuit of impedance measurement system shown in Fig. 4-1.

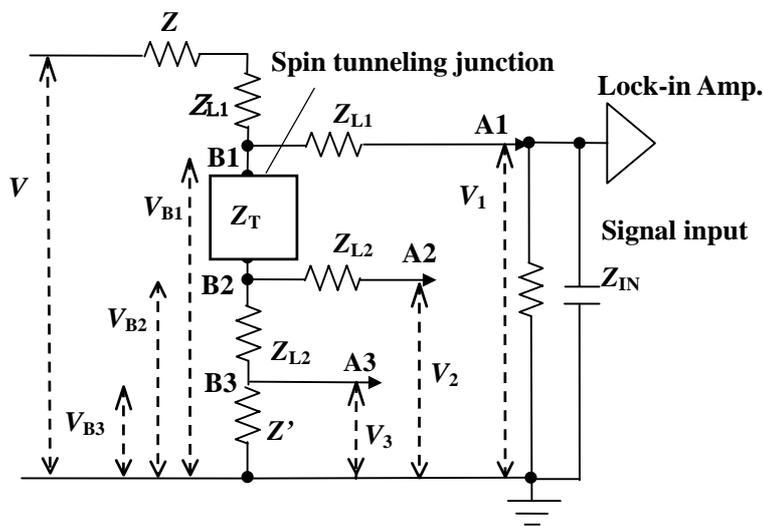


Fig. 4-3. Equivalent circuit of impedance measurement when the terminal, A1, is connected into the input of Lock-in Amplifier.

$Z_T$ はスピントネル素子のインピーダンスである。 $Z_{L1}$ ,  $Z_{L2}$ はそれぞれ1層目, 3層目の  $C_0$  電極のインピーダンスである。 $Z_{IN}$  はロックインアンプの内部インピーダンスで  $1\text{ M}\Omega \parallel 30\text{ pF}$ (Stanford Research Systems, SR844 取扱説明書の記載値)である。 $V_{B1}$ ,  $V_{B2}$ ,  $V_{B3}$  はロックインアンプの入力を A1 に接続した時の B1, B2, B3 の電圧値である。スピントネル素子のインピーダンス  $Z_T$  は,

$$Z_T = \frac{V_{B1} - V_{B2}}{V_{B3}} Z' \tag{4-1}$$

で表される。式(4-1)においてスピントネル素子のインピーダンス  $Z_T$  を求めるために、 $V_{B1}$ ,  $V_{B2}$ ,  $V_{B3}$  を求めることが必要となる。

Fig. 4-3 より、 $V_{B1}$  は  $V_1$  を用いて

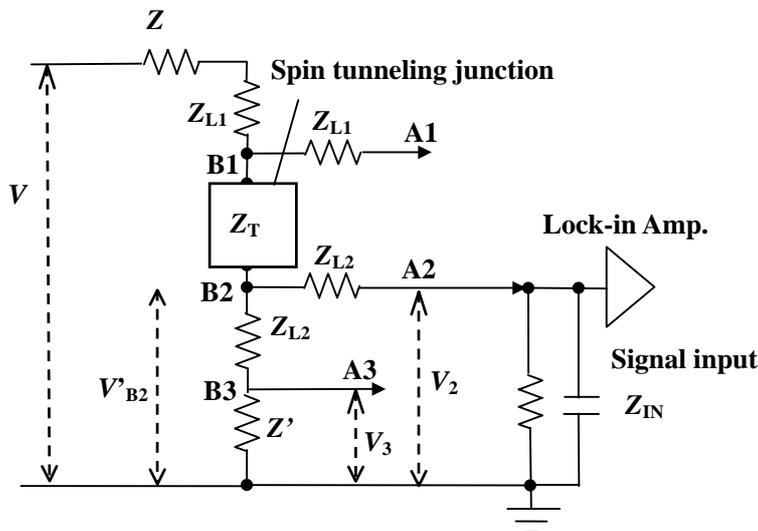


Fig. 4-4. Equivalent circuit of impedance measurement when the terminal, A2, is connected into the input of Lock-in Amplifier.

$$V_{B1} = \frac{Z_{L1} + Z_{IN}}{Z_{IN}} V_1 \tag{4-2}$$

で表される.

$V_{B2}$ ,  $V_{B3}$  を求めるために必要となる  $V$  と  $V_{B1}$ ,  $V_{B1}$  と  $V_{B2}$ ,  $V_{B2}$  と  $V_{B3}$  の関係を求める. Fig. 4-3 より  $V_{B1}$  と  $V$ ,  $V_{B1}$  と  $V_{B2}$ ,  $V_{B2}$  と  $V_{B3}$  の関係は,

$$V_{B1} = \frac{(Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN})}{Z + Z_{L1} + ((Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN}))} V \tag{4-3}$$

$$V_{B2} = \frac{Z_{L2} + Z'}{Z_T + Z_{L2} + Z'} V_{B1} \tag{4-4}$$

$$V_{B3} = \frac{Z'}{Z_T + Z_{L2} + Z'} V_{B1} \tag{4-5}$$

で表される.

Fig. 4-4 にロックインアンプの入力を A2 に接続した時の測定回路の等価回路を示す.  
電圧値  $V'_{B2}$  は,

$$V'_{B2} = \frac{Z_{L2} + Z_{IN}}{Z_{IN}} V_2 \quad (4-6)$$

$$V'_{B2} = \frac{(Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L2} + Z_{IN})}{Z + Z_{L1} + Z_T + ((Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L2} + Z_{IN}))} V \quad (4-7)$$

で表される.

ここで, 式(4-3), 式(4-4)を用いて  $V_{B2}$  と  $V$  の関係は

$$V_{B2} = \frac{Z_{L2} + Z'}{Z_T + Z_{L2} + Z'} \cdot \frac{(Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN})}{Z + Z_{L1} + ((Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN}))} V \quad (4-8)$$

で表される.

従って, 式(4-6), 式(4-7), 式(4-8)を用いて  $V_{B2}$  は

$$V_{B2} = \frac{Z_{L2} + Z'}{Z_T + Z_{L2} + Z'} \cdot \frac{(Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN})}{Z + Z_{L1} + ((Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN}))} \cdot \frac{Z + Z_{L1} + Z_T + ((Z_{L1} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN}))}{(Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L2} + Z_{IN})} \cdot \frac{Z_{L2} + Z_{IN}}{Z_{IN}} V_2 \quad (4-9)$$

で表される.

Fig. 4-5 にロックインアンプの入力を A3 に接続した時の測定回路の等価回路を示す.  
電圧値  $V''_{B3}$  は

$$V''_{B3} = V_3 \quad (4-10)$$

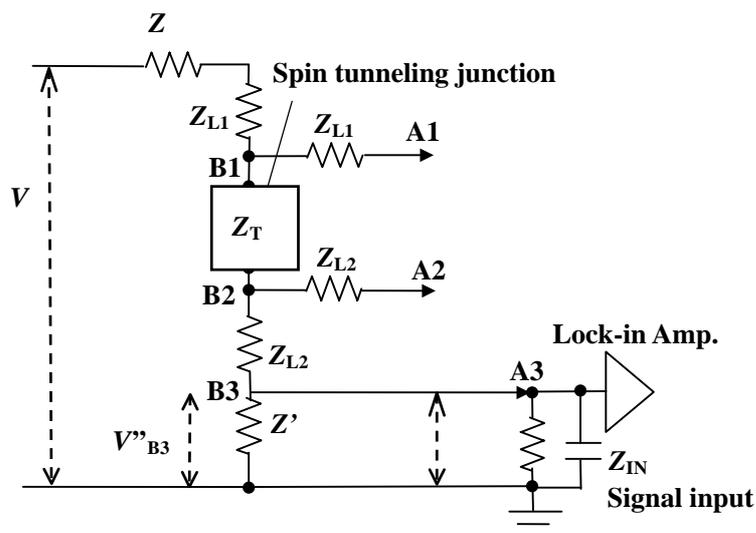


Fig. 4-5. Equivalent circuit of impedance measurement when the terminal, A3, is connected into the input of Lock-in Amplifier.

$$V''_{B3} = \frac{Z' \parallel Z_{IN}}{Z + Z_{L1} + Z_T + Z_{L2} + (Z' \parallel Z_{IN})} V \quad (4-11)$$

で表される. さらに式(4-3), 式(4-5)を用いて  $V_{B3}$  と  $V$  の関係は

$$V_{B3} = \frac{Z'}{Z_T + Z_{L2} + Z'} \cdot \frac{(Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN})}{Z + Z_{L1} + ((Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN}))} V \quad (4-12)$$

で表される.

従って, 式(4-10), 式(4-11), 式(4-12)を用いて  $V_{B3}$  は

$$V_{B3} = \frac{Z'}{Z_T + Z_{L2} + Z'} \cdot \frac{(Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN})}{Z + Z_{L1} + ((Z_T + Z_{L2} + Z') \parallel (Z_{L1} + Z_{IN}))} \cdot \frac{Z + Z_{L1} + Z_T + Z_{L2} + (Z' \parallel Z_{IN})}{Z' \parallel Z_{IN}} V_3 \quad (4-13)$$

で表される.  $Z_{L1}$ ,  $Z_{L2}$  は  $C_0$  薄膜のインピーダンスをベクトルインピーダンスメーター

で測定し、その半分とした。以上より、 $V_{B1}$ ,  $V_{B2}$ ,  $V_{B3}$  は式(4-2), 式(4-9), 式(4-13)によってそれぞれ表されることから、式(4-1)を用いて、 $Z_T$  を求めた。

## 4.2 交流インピーダンス特性

Fig. 4-6 に、LCR メーターによる交流 4 端子法で測定した Co(10 nm)/Al-oxide/ Co(50 nm)スピントネル素子のインピーダンス特性を示す。絶縁層におけるスパッタ Al 膜厚は 2.5 nm で、酸化時間は 24 h である。白丸が実験結果で、実線が計算結果である。計算結果は、スピントネル素子が抵抗  $R_T$  とコンデンサ  $C_T$  の並列回路であることを仮定して求めた結果である。すなわち、スピントネル素子のインピーダンス  $Z$  の実部  $\text{Re } Z$  と虚部  $\text{Im } Z$  は、

$$\text{Re } Z = \frac{R_T}{1 + (\omega C_T R_T)^2} \quad (4-14)$$

$$\text{Im } Z = -\frac{\omega R_T^2 C_T}{1 + (\omega C_T R_T)^2} \quad (4-15)$$

で表すことができる[3]。抵抗、及び、電気容量は、それぞれ、 $R_T = 105 \, \Omega$ ,  $C_T = 10.3 \, \text{nF}$  とした。低周波領域では、インピーダンスの実部は抵抗  $R_T$  に漸近し、インピーダンスの虚部は 0 に漸近する。ここで、ロールオフ周波数  $f_{\text{roll-off}}$  を、

$$f_{\text{roll-off}} = (2\pi R_T C_T)^{-1} \quad (4-16)$$

と定義する。 $R_T = 105 \, \Omega$ ,  $C_T = 10.3 \, \text{nF}$  の場合、 $f_{\text{roll-off}} = 147 \, \text{kHz}$  となる。ロールオフ周波数  $f_{\text{roll-off}}$  では、インピーダンスの実部は  $R_T/2$  となり、インピーダンスの虚部は  $-R_T/2$  となる。インピーダンスの虚部は、この点において極小点となる。高周波領域では、インピーダンスの実部、及び、虚部は、両者とも、0 に漸近する。これらはベクトル軌跡で考えるとわかりやすい。Fig. 4-7 にベクトル軌跡を示す。式(4-14), 及び、式(4-15)より、

$$\left(\text{Re } Z - \frac{R_T}{2}\right)^2 + (\text{Im } Z)^2 = \left(\frac{R_T}{2}\right)^2 \quad (4-17)$$

となる. すなわち, ベクトル軌跡は中心が $(R_T/2, 0)$ で半径が $R_T/2$ の下半円となる. 低周波領域において $(R_T, 0)$ から出発し, ロールオフ周波数 $f_{\text{roll-off}}$ では $(R_T/2, -R_T/2)$ となり, 高周波領域では $(0, 0)$ に近づく. これらの理論計算は, 実験結果とよく一致することから, スピントネル素子は, 抵抗 $R_T$ とコンデンサ $C_T$ の並列回路で表されると考えられる.

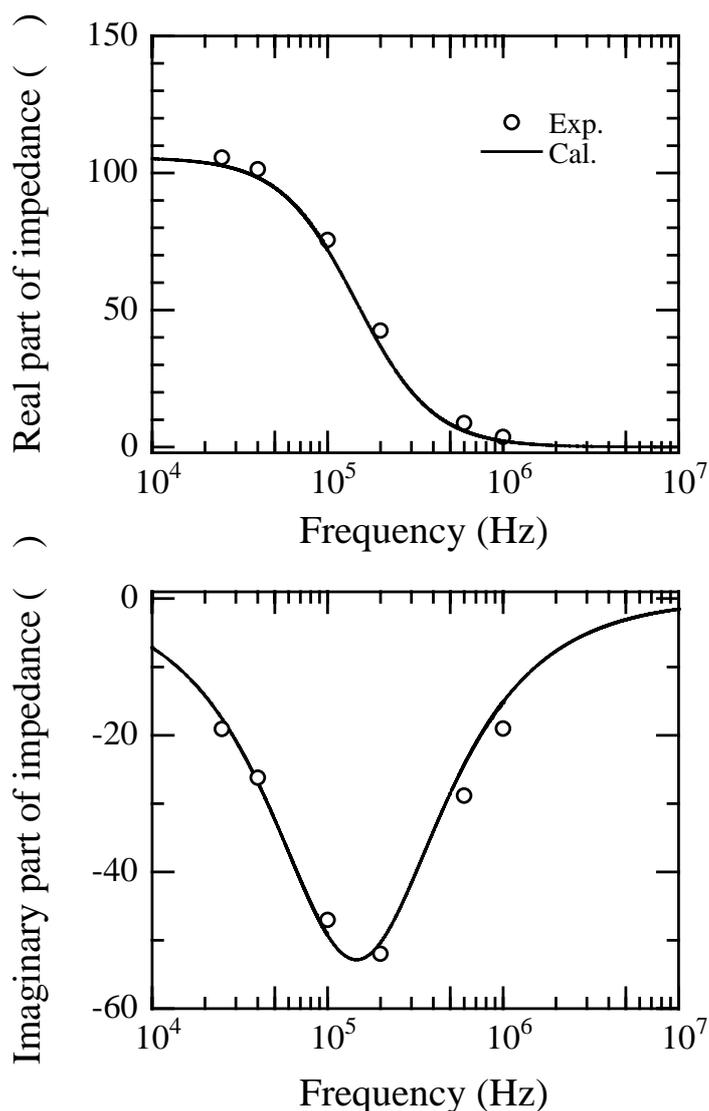


Fig. 4-6. Frequency characteristics of impedance in a spin tunneling junction. The open circle and solid line show experimental and calculated results, respectively. The impedance is calculated from an assumption of RC parallel circuit. Experimental results are in good agreement with calculated results.

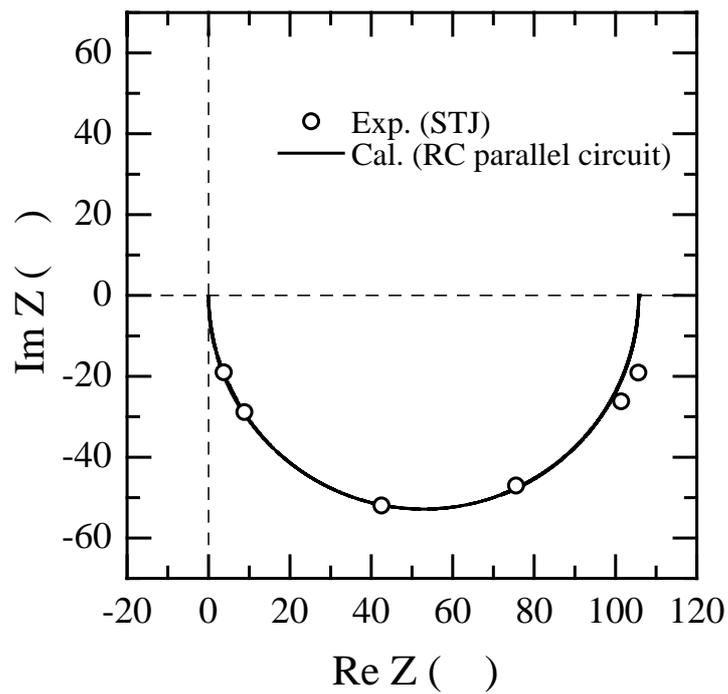


Fig. 4-7. Vector locus of the impedance for a spin tunneling junction. The open circle and solid line show experimental and calculated results, respectively. The impedance is calculated from an assumption of RC parallel circuit. The vector locus shows a semi-circle trajectory, located in radius of the dc resistance in the fourth quadrant. Experimental results are in good agreement with calculated results.

次に、Co(10 nm)/Al-oxide/Co(50 nm)スピントネル素子の磁気インピーダンス効果を Fig. 4-8 に示す。周波数は 10 kHz である。矢印は磁場の掃引方向を示す。Fig. 4-8(a) は、インピーダンスの実部である。磁場によりインピーダンスの実部が変化することがわかる。これは、Fig. 4-9 に示す通常知られるスピントネル磁気抵抗効果と同様の効果である。すなわち、スピントネル磁気抵抗効果において、磁化平行状態では抵抗が小さく、磁化反平行状態では抵抗が大きくなる。Fig. 4-9 では、磁場の大きさが 2 kA/m 付近で、磁化反平行状態となり、抵抗が最大となる。そして、磁場の大きさが 2 kA/m 以上になると、磁化反平行状態から磁化平行状態に変化し、抵抗が最小となる。本研究で作製したスピントネル素子は、1 層目の Co は磁化困難軸に、3 層目の Co は磁化容易軸に磁場を印加している。すなわち、1 層目の Co がスピン自由層、3 層目の Co がスピン固定層に相当する。磁化容易軸の保磁力は 2 kA/m 程度である。従って、8 kA/m 以上の外部磁場を印加すると、両強磁性層の磁化状態は平行となる。そして、

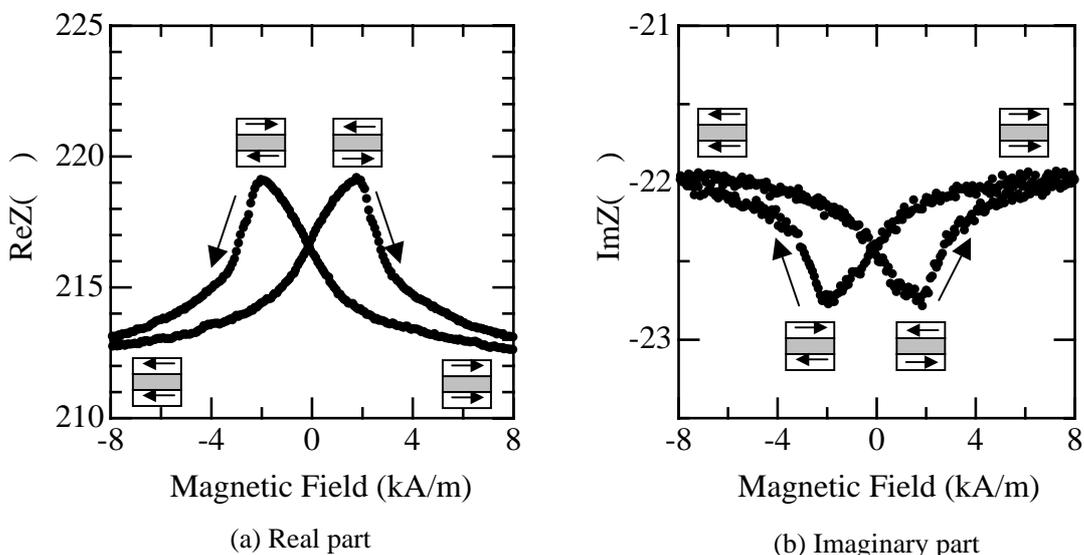


Fig. 4-8. Magnetoimpedance effect at 10 kHz for a spin tunneling junction. The arrows show the sweeping direction of the magnetic field. The real part of the impedance shows a maximum value at about  $\pm 2$  kA/m and decreases with further increases in the magnetic field. The imaginary part of the impedance shows a minimum value at about  $\pm 2$  kA/m and increases with further increases in the magnetic field.

2 kA/m 程度の外部磁場の印加時には、両強磁性層の磁化状態は反平行となる。以上のスピントネル磁気抵抗効果と同様に、Fig. 4-8(a)においても、磁場によりインピーダンスの実部が変化している。それに対し、Fig. 4-8(b)では、磁場によりインピーダンスの虚部も変化していることわかる。磁場の大きさが2 kA/m付近で、インピーダンスの虚部は最小となり、磁場の大きさが2 kA/m以上では、インピーダンスの虚部は増加し、最大値へと向かう。低周波領域において、インピーダンスの虚部は、式(4-15)より、

$$\text{Im}Z \approx -\omega R_T^2 C_T \quad (4-18)$$

となる。磁場によって、抵抗  $R_T$  が最大となるときは、インピーダンスの虚部は、最小となる。Fig. 4-8、及び、Fig. 4-9 に示すスピントネル素子は、 $R_T = 215 \Omega$ 、 $C_T = 7.7 \text{ nF}$  である。このとき、 $f_{\text{roll-off}} = 96 \text{ kHz}$  となる。測定周波数が 10 kHz であるので、低周波領域と見なせる。このような理由で、インピーダンスの虚部に、抵抗  $R_T$  が存在するため、磁場によって、インピーダンスの虚部が変化し、磁化反平行状態で最小値となる。

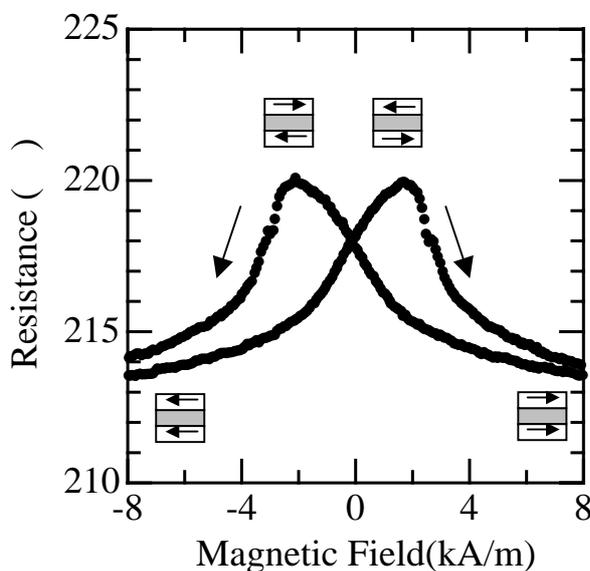


Fig. 4-9. Magnetoresistance effect for a spin tunneling junction. The arrows show the sweeping direction of the magnetic field. The resistance shows a maximum value at about  $\pm 2 \text{ kA/m}$  and decreases with further increases in the magnetic field. The resistance changes in accordance with the magnetization.

### 4.3 磁気インピーダンス効果

Fig. 4-10 に、交流発振器とロックインアンプによる交流4端子法で測定した Co(10 nm)/Al-oxide/Co(50 nm)スピントネル素子の磁気インピーダンス効果の実部を示す。絶縁層におけるスパッタ Al 膜厚は 2.5 nm で、酸化時間は 24 h である。周波数が 100 kHz であるときは、磁場の大きさが 2 kA/m 付近で、インピーダンスは最大となる。それに対し、周波数が 1 MHz, 5 MHz, 25 MHz であるときは、磁場の大きさが 2 kA/m 付近で、インピーダンスが最小となる。Fig. 4-11 に、交流発振器とロックインアンプによる交流4端子法で測定した Co(10 nm)/Al-oxide/Co(50 nm)スピントネル素子の磁気インピーダンス効果の虚部を示す。周波数が 100 kHz, 1 MHz であるときは、磁場の大きさが 2 kA/m 付近で、インピーダンスは最小となる。それに対し、周波数が 5 MHz, 25 MHz であるときは、インピーダンス変化が見られない。

Fig. 4-10, Fig. 4-11 における磁気インピーダンス効果を説明する。スピントネル素子の等価回路を抵抗とコンデンサの並列回路と仮定すると、スピントネル素子のインピーダンス  $Z_T$  は、

$$Z_T = \frac{\sigma - i\omega\varepsilon}{\sigma^2 + (\omega\varepsilon)^2} \frac{d}{S} \quad (4-19)$$

で表すことができる[5]。ここで、 $d$  は絶縁層の膜厚、 $S$  は接合面積、 $\sigma$  はトンネル電気伝導率、 $\varepsilon$  は誘電率である。式(4-14)、及び、式(4-15)の合成インピーダンスに相当する。磁場により、トンネル電気伝導率が  $\Delta\sigma$  だけ変化すると、スピントネル素子のインピーダンス  $Z_{TH}$  は、

$$Z_{TH} = \frac{\sigma(1+\Delta) - i\omega\varepsilon}{(\sigma(1+\Delta))^2 + (\omega\varepsilon)^2} \frac{d}{S} \quad (4-20)$$

となる。ここで、 $\Delta$  は TMR 比に等しい。インピーダンス  $Z_{TH}$  は、トンネル電気伝導率が  $\Delta\sigma$  だけ増加したときのインピーダンスなので、磁化が平行状態のときのインピーダ

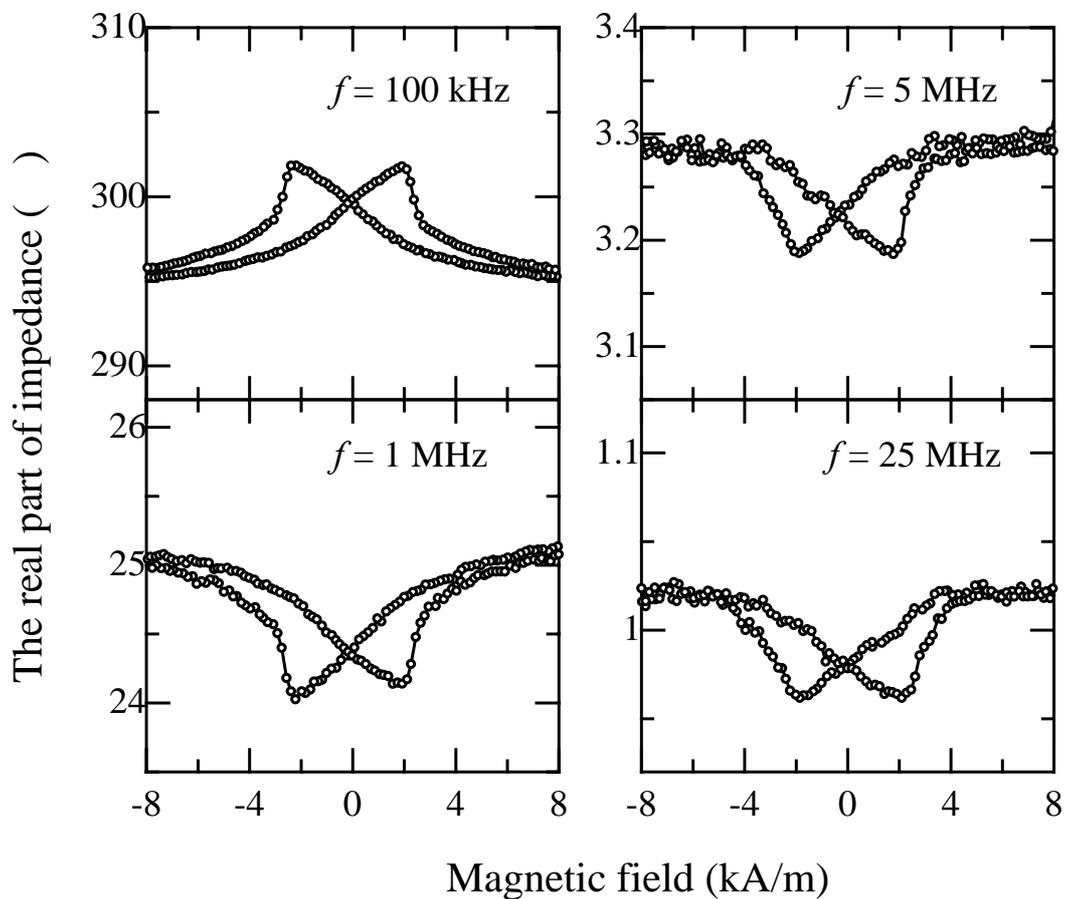


Fig. 4-10. Magnetoimpedance effect of the real part of impedance at 100 kHz, 1 MHz, 5 MHz, and 25 MHz for a spin tunneling junction. The real part of impedance shows a maximum value at about  $\pm 2$  kA/m and decreases with further increases in the magnetic field at lower than roll-off frequency. The real part of impedance shows a minimum value at about  $\pm 2$  kA/m and increases with further increases in the magnetic field at higher than roll-off frequency.

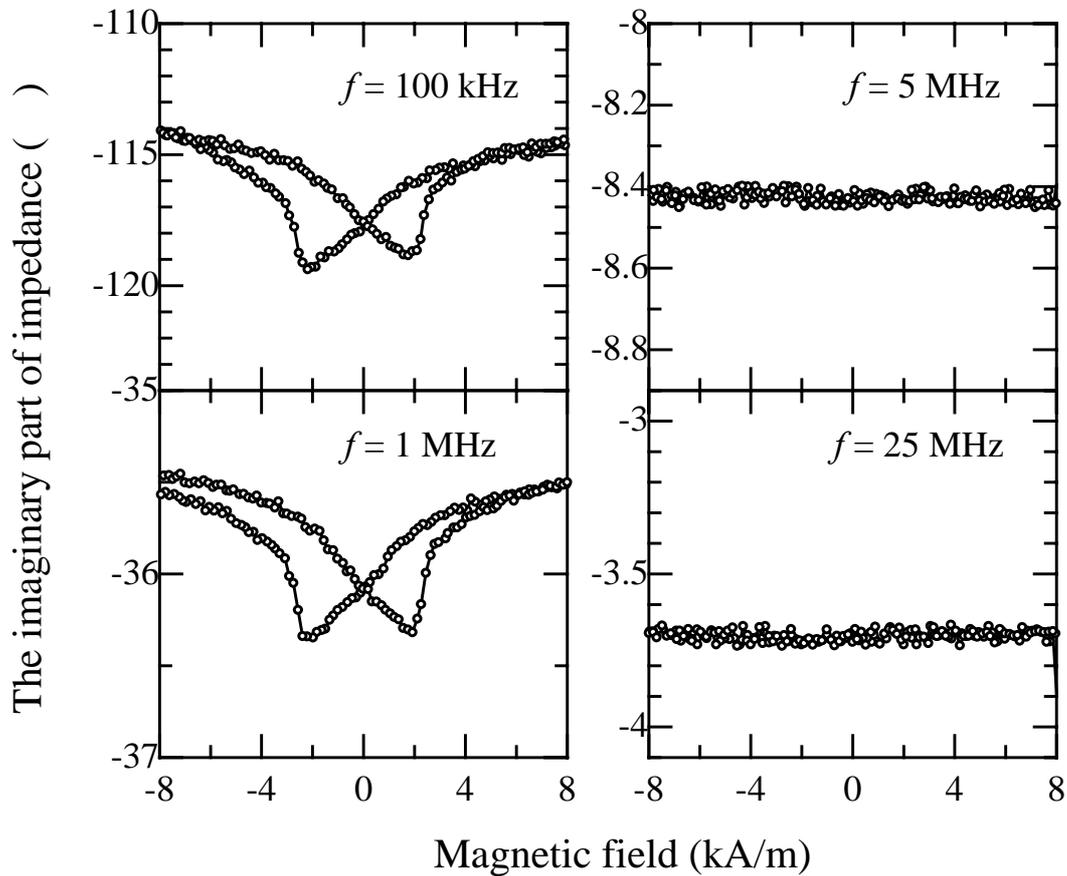


Fig. 4-11. Magnetoimpedance effect of the imaginary part of impedance at 100 kHz, 1 MHz, 5 MHz, and 25 MHz for a spin tunneling junction. The imaginary part of impedance shows a minimum value at about  $\pm 2 \text{ kA/m}$  and increases with further increases in the magnetic field at lower than roll-off frequency. The imaginary part of impedance seems to be independent of the magnetic field at higher than roll-off frequency.

ンスに等しい。一方でインピーダンス  $Z_T$  は、磁化が反平行状態のときのインピーダンスに等しい。ここで、トンネル磁気インピーダンス比を、

$$\text{TMI ratio} = \frac{Z_T - Z_{TH}}{Z_{TH}} \quad (4-21)$$

と定義すると、トンネル磁気インピーダンス比は、

$$\text{Re TMI ratio} = \frac{\sigma^2(1+\Delta)^2/\omega^2\varepsilon^2 + 1}{(\sigma^2/\omega^2\varepsilon^2 + 1)(1+\Delta)} - 1 \quad (4-22)$$

$$\text{Im TMI ratio} = \frac{\sigma^2(1+\Delta)^2/\omega^2\varepsilon^2 + 1}{(\sigma^2/\omega^2\varepsilon^2 + 1)} - 1 \quad (4-23)$$

となる。

式(4-19), 式(4-22), 及び, 式(4-23)を用いて計算した結果と実験結果を比較した。Fig. 4-12, 及び, Fig. 4-13 に, 高周波インピーダンス特性と高周波磁気インピーダンス特性を示す。白四角, 及び, 白丸が, インピーダンスの実部, 及び, 虚部の実験結果である。点線, 及び, 実線が, インピーダンスの実部, 及び, 虚部の計算結果である。Fig. 4-6 において, 1 MHz 以下の周波数領域では, 実験結果と計算結果がよく一致することに対し, Fig. 4-12 においても, 実験結果と計算結果がよく一致する。また, Fig. 4-13 における磁気インピーダンスの周波数特性に関しても, 実験結果と計算結果がよく一致することから, 磁気インピーダンス効果は, スピントネル素子を抵抗とコンデンサの並列回路と仮定すること, 及び, 直流の磁気抵抗効果から説明できると考えられる。

式(4-22)より,  $\omega \rightarrow 0$  のとき, 磁気インピーダンス比の実部は  $\Delta$  となる。これは, 直流における TMR 比と等しい。そして, ロールオフ周波数のとき, すなわち,

$$f = \frac{1}{2\pi\varepsilon/\sigma} \cdot \sqrt{\frac{1}{1+\Delta}} \quad (4-24)$$

$$\approx f_{\text{roll-off}}$$

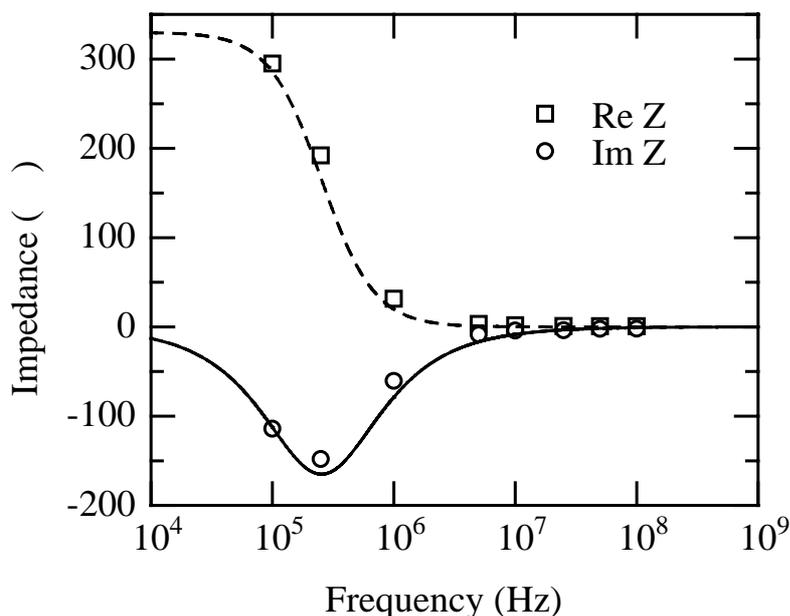


Fig. 4-12. High frequency characteristics of impedance in a spin tunneling junction. The open square and circle represent experimental results of real part and imaginary part of impedance. The broken line and solid line represent calculated results of real part and imaginary part of impedance. The impedance is calculated from an assumption of RC parallel circuit. Experimental results are in good agreement with calculated results in high frequency region.

のとき、磁気インピーダンス比の実部は0となる。ω→∞のとき、磁気インピーダンス比の実部は

$$\begin{aligned} \text{Re TMI ratio} &= -\Delta/(1 + \Delta) \\ &\approx -\Delta \end{aligned} \tag{4-25}$$

となる。Fig. 4-10 において、磁気インピーダンス効果の極性が変化した理由は、式(4-25)から明らかである。抵抗が 330 Ω、電気容量が 1.9 nF であるため、ε / σ = RC = 6.27 × 10<sup>-7</sup> s となる。したがって、ロールオフ周波数が 254 kHz となる。すなわち、254 kHz 以下では、正極性で、254 kHz 以上では、負極性を示す。

式(4-23)より、ω→0 のとき、磁気インピーダンス比の虚部は

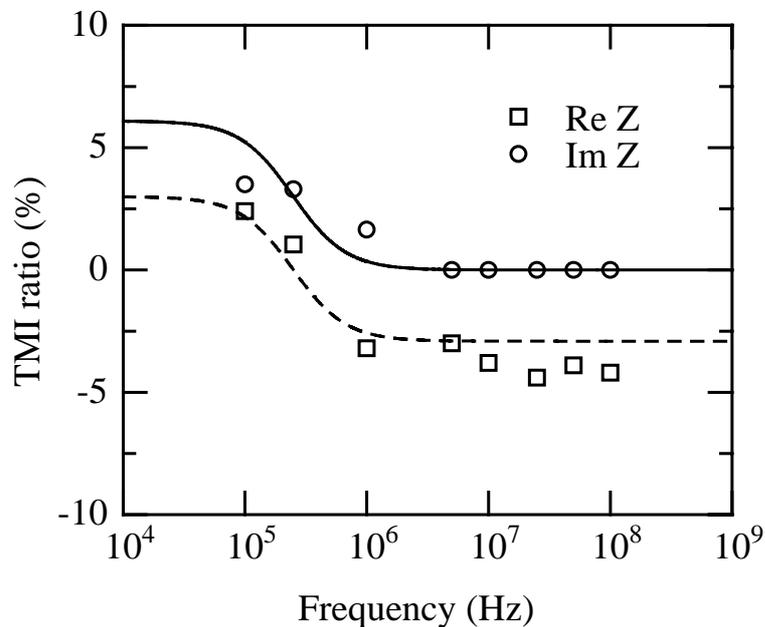


Fig. 4-13. High frequency characteristics of TMI ratio in a spin tunneling junction. The open square and circle represent experimental results of real part and imaginary part of impedance. The broken line and solid line represent calculated results of real part and imaginary part of impedance. The magnetoimpedance is calculated from an assumption of RC parallel circuit and dc TMR effect. Experimental results are in good agreement with calculated results.

$$\begin{aligned} \text{Im TMI ratio} &= 2\Delta(1 + \Delta/2) \\ &\approx 2\Delta \end{aligned} \tag{4-26}$$

となる。これは、直流における TMR 比の 2 倍程度となり、応用上、非常に興味深い。そして、ロールオフ周波数のとき、すなわち、

$$\begin{aligned} f &= \frac{1}{2\pi\epsilon / \sigma} \cdot \sqrt{\frac{1}{1+\Delta}} \\ &\approx f_{roll-off} \end{aligned} \tag{4-27}$$

のとき、磁気インピーダンス比の虚部は $\Delta$ となる。 $\omega \rightarrow$  のとき、磁気インピーダンス

比の虚部は0となる. Fig. 4-11において, 高周波領域において, 虚部の変化が見られなかった理由は, 以上より明らかである. すなわち, 254 kHz 程度では, トンネル磁気インピーダンス比は TMR 比程度となり, 254 kHz 以上では, トンネル磁気インピーダンス比は0に漸近する.

#### 4.4 発振制御型磁気センシング特性

4.3 節において, 磁気インピーダンス効果は, スピントネル素子を抵抗とコンデンサの並列回路と仮定すること, 及び, 直流の磁気抵抗効果から説明できることを示した. 本節では, 磁気インピーダンス効果と発振制御型磁気センシングの関係を述べる. 第2章で説明したように, 本研究で提案した発振制御型磁気センシングの発振条件は式(2-10)より,

$$R_{FB}P + X_{FB}O + Q + g_m \geq 0 \quad (4-28)$$

で表すことができる.  $P, O, Q$  は, 式(2-11)で与えられ, 回路により決定される. ここで,  $R_T = 1.2 \text{ k}\Omega$ ,  $C_T = 0.47 \text{ nF}$ ,  $R_L + R_S = 5 \text{ k}\Omega$ ,  $C_P = 0.47 \text{ nF}$ ,  $L_{O1} = L_{O2} = 300 \text{ }\mu\text{H}$ ,  $C_O = 4.72 \text{ nF}$ ,  $R_{DS} = 400 \text{ }\Omega$ ,  $R_D = 10 \text{ k}\Omega$ ,  $L_1 = 1 \text{ mH}$ ,  $R_1 = 125 \text{ }\Omega$ ,  $C_1 = 100 \text{ nF}$ ,  $g_m = 2.2 \text{ mS}$  を代入すると, 式(4-28)は等号が成り立つ. 磁場によって変化するパラメータは,  $R_{FB}, X_{FB}$  である.  $R_{FB},$

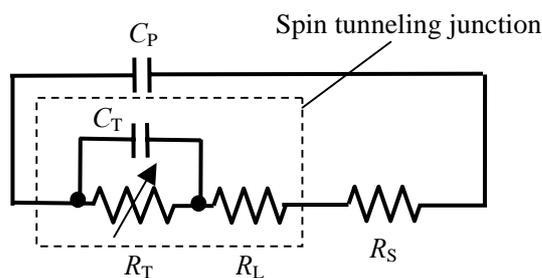


Fig. 4-14. Feedback circuit consisting of the spin tunneling junction, the resistance  $R_S$ , and the capacitance  $C_P$ .  $R_{FB}$  and  $X_{FB}$  are the real and imaginary part of the impedance of this circuit.

$X_{FB}$  は、帰還部におけるスピントネル素子の等価回路、それに直列に接続した抵抗、及び、並列に接続したコンデンサの合成インピーダンス  $Z_{FB}$  の実部と虚部である。すなわち、Fig. 4-14 に示す合成インピーダンス  $Z_{FB}$  である。Fig. 4-15 に合成インピーダンス  $Z_{FB}$  の周波数特性を示す。 $Z_{FB}$  の実部は、低周波領域において  $R_T, R_L, R_S$  の和となり、高周波領域において 0 に漸近する。 $Z_{FB}$  の虚部は、低周波領域において 0 に漸近し、ロールオフ周波数において極小を示す。高周波領域において 0 に漸近する。これは、抵抗が  $R_T, R_L, R_S$  の和で、キャパシタンスが  $C_p$  であるときの並列回路とほぼ等しい。

ここで、磁気インピーダンス効果による発振条件への寄与を考える。上記のパラメータを式(2-11)に代入すると、 $P < 0$ 、及び、 $O > 0$  となる。発振周波数がロールオフ周波数以下の場合、式(4-22)、及び、式(4-23)より、磁気インピーダンスの実部は正の極性、虚部は負の極性を示す。ここで、正の極性とは磁気インピーダンス曲線のピークが上に凸、負の極性とは下に凸と定義する。磁気インピーダンスの実部は正の極性、虚部は負の極性を示すことは、Fig. 4-10、及び、Fig. 4-11 から明らかである。つまり、式(4-28)において、第1項の  $R_{FB}P$  は負の極性となる。そして、第2項の  $X_{FB}O$  も負の極性となる。従って、磁場により変化する極性は同一となる。すなわち、磁場により、スピントネル素子の磁化状態が反平行状態となると、 $R_{FB}P$ 、及び、 $X_{FB}O$  は小さくなる。そして、平行状態になると、 $R_{FB}P$ 、及び、 $X_{FB}O$  は大きくなり、発振が開始する。これは、磁気インピーダンス効果において、実部の変化だけでなく、虚部の変化も同極性で検出していることを示し、インピーダンス変化を最大限に検出していることを意味する。

発振周波数がロールオフ周波数以上の場合、式(4-22)、及び、式(4-23)より、磁気インピーダンスの実部は負の極性、虚部は負の極性を示す。これは、Fig. 4-10、及び、Fig. 4-11 から明らかである。従って、上記と同じ議論をすると、式(4-28)において、磁場により変化する極性が互いに逆方向となり、打ち消しあってしまう。しかしながら、この打ち消し合いは起こらない。その理由を以下に示す。Fig. 4-16 に、ロールオフ周波数以上におけるインピーダンス特性の拡大図を示す。スピントネル素子の抵抗  $R_T$  が 1.2 k から 1.3 k に変化したとき、周波数が 223 kHz において、インピーダンスの実部は減少する。すなわち、負の極性を示す。それは、RC 並列回路のインピーダンスの実部をロールオフ周波数付近で微分すると、

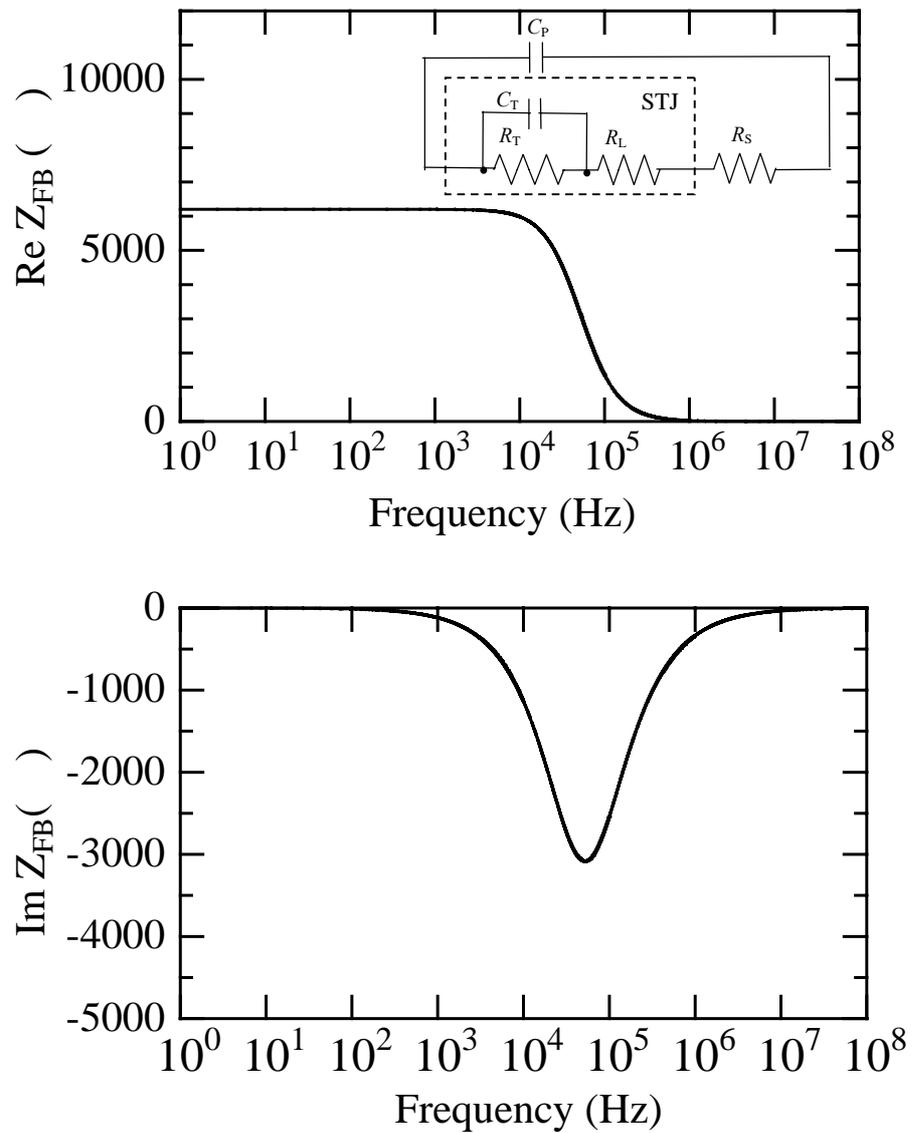


Fig. 4-15. Impedance characteristics of the feedback circuit consisting of the spin tunneling junction, the resistance  $R_s$ , and the capacitance  $C_p$ . The real and imaginary part of the impedance shows  $R_{\text{FB}}$  and  $X_{\text{FB}}$ , respectively.

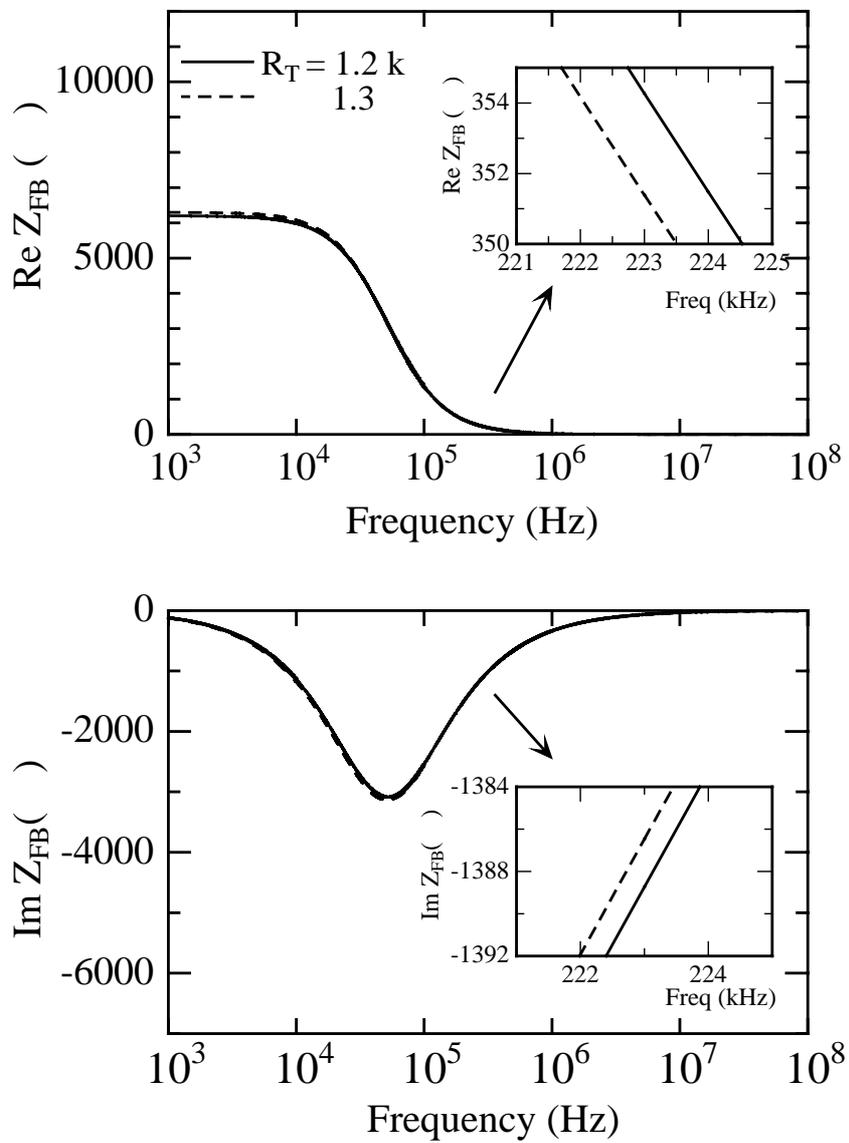


Fig. 4-16. Impedance characteristics of the feedback circuit consisting of the spin tunneling junction, the resistance  $R_s$ , and the capacitance  $C_p$ . The inset shows the impedance characteristics around the oscillation frequency. The real part exhibits the negative polarity and the imaginary part exhibits the positive polarity.

$$\frac{\partial \text{Re} Z}{\partial \omega} \Big|_{\omega=(R_T C_T)^{-1}} = -2^{3/2} R_T C_T \quad (4-29)$$

となることに起因する。すなわち、スピントネル素子の抵抗  $R_T$  が大きくなると、ロールオフ周波数付近で遮断特性が急激になる。従って、インピーダンス特性の実部は、ロールオフ周波数を境にして、大きさに関する逆転が生じ、ロールオフ周波数以上では、負の極性を示すことになる。一方で、虚部に関しては、磁気インピーダンス効果は正の極性を示す。Fig. 4-11 より、スピントネル素子の磁気インピーダンスの虚部は負の極性を示す。これは、素子の抵抗  $R_T$  が大きくなるほど、ロールオフ周波数が低くなるので、インピーダンス特性が低周波側にシフトすると同時に、インピーダンスの虚部の絶対値が大きくなるからである。そして、ロールオフ周波数以上では、インピーダンスの傾きが  $(\omega^2 C_T)^{-1}$  となるので、素子の抵抗  $R_T$  によるインピーダンス特性の交差は存在しない。ここで、インピーダンス特性の交差とは、Fig. 4-17 の  $\text{Im} Z_{FB}$  における 136 kHz での交差を意味する。それに対し、Fig. 4-14 の合成インピーダンス  $Z_{FB}$  の場合、素子の抵抗  $R_T$  が大きくなると、インピーダンスの虚部が大きくなる。極端な場合で説明すると、素子の抵抗  $R_T$  が無限大に変化すると、スピントネル素子の抵抗が開放状態となるので  $-(\omega^2 (C_P + C_T))^{-1}$  となる。素子の抵抗  $R_T$  が  $0 \Omega$  に限りなく近い場合、スピントネル素子の抵抗が短絡状態となるので  $-(\omega^2 C_P)^{-1}$  となる。すなわち、素子の抵抗  $R_T$  が大きくなると、インピーダンスの虚部が大きくなる。以上より、磁場によりスピントネル素子の磁化状態を平行状態とすると  $R_{FB}P$ 、及び、 $X_{FB}O$  は小さくなる。そして、反平行状態にすると  $R_{FB}P$ 、及び、 $X_{FB}O$  は大きくなり、発振が開始する。これは、磁気インピーダンス効果において、実部の変化だけでなく、虚部の変化も同極性で検出していることを示し、インピーダンス変化を相殺することなく検出していることを意味する。以上より、磁気インピーダンス効果を本研究の提案する発振制御型磁気センシングに適用すると、インピーダンス実部、及び、虚部の変化を打ち消すことなく検出することが可能となる。

従って、発振制御型磁気センシングにおける発振周波数の設定としては、磁気インピーダンス変化の実部と虚部が相殺しないこと、及び、磁気インピーダンス変化の実部と虚部に十分な変化があることを満足する周波数帯域が適している。具体的には以下の通りである。1) ロールオフ周波数近辺は除外する。これは Fig. 4-13、及び、Fig. 4-16 で示したように、磁気インピーダンス効果の実部はロールオフ周波数にて変化が

0になるからである。また, Fig. 4-16 に示したように磁気インピーダンス効果の虚部もインピーダンス特性の交差点に近づくからである。次に, 2) 磁気インピーダンス変化の虚部が0に限りなく近くなる高周波領域は除外する。これは Fig. 4-13, 及び, Fig. 4-16 で示したように, 磁気インピーダンス変化の虚部は高周波領域では0に漸近するからである。以上より 50 kHz 以下の周波数帯域, 及び, 140 kHz 以上 5 MHz 以下の周波数帯域がセンシング周波数に適している。高周波領域でもセンシングを可能にするには, スピントネル素子の電気容量  $C_T$ , 及び, 並列接続したコンデンサの電気容量  $C_P$  を小さくすればよいと考えられる。Fig. 4-16 に示したインピーダンス特性での  $C_T$ , 及び,  $C_P$  はそれぞれ 0.47 nF である。それに対し,  $C_T$ , 及び,  $C_P$  をそれぞれ 5 pF 程度に小さくすれば, 13 MHz 以上 470 MHz の周波数帯域でセンシングが可能になると推定できる。

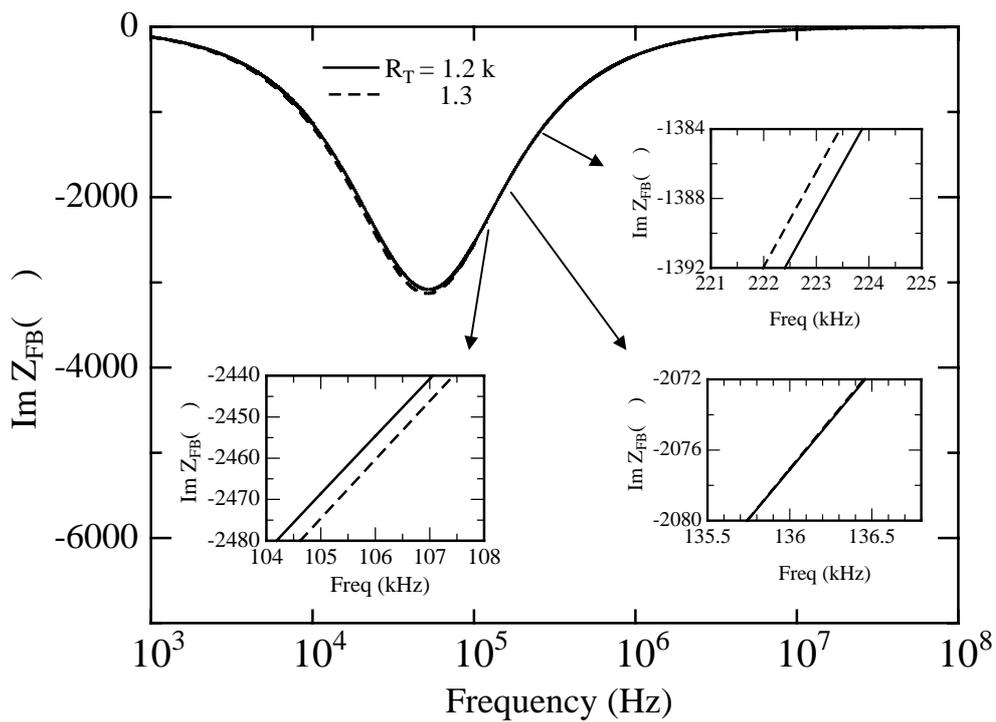


Fig. 4-17. Impedance characteristics of the feedback circuit consisting of the spin tunneling junction, the resistance  $R_s$ , and the capacitance  $C_p$ . The inset shows the impedance characteristics at around 106 kHz, 136 kHz, and 223 kHz. The imaginary parts of the impedance for  $R_s = 1.2 \text{ k}\Omega$  and  $1.3 \text{ k}\Omega$  are crossed at around 136 kHz.

## 参考文献

- [1] K. Ohashi, K. Hayashi, K. Nagahara, K. Ishihara, E. Fukami, J. Fujikata, S. Mori, M. Nakada, T. Mitsuzuka, K. Matsuda, H. Mori, A. Kamijo, and H. Tsuge: *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2549 (2000).
- [2] K. Shimazawa, O. Redon, N. Kasahara, J.J. Sun, K. Sato, T. Kagami, S. Saruki, T. Umehara, Y. Fujita, S. Yarimizu, S. Araki, H. Morita, and M. Matsuzaki: *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2542 (2000).
- [3] H. Kaiju, S. Fujita, T. Morozumi, and K. Shiiki: *J. Appl. Phys.* **91**, 7430 (2002).
- [4] N. Hirabayashi, H. Kaiju, and K. Shiiki: *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2061 (2004).
- [5] H. Kaiju, K. Shiiki, S. Fujita, and T. Morozumi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 1246 (2003).

## 第5章 発振制御型高感度磁気センシング

### 5.1 発振制御型磁気センシング回路の試作

本章では、実際に磁気センシング回路を試作・評価した結果を述べる。スピントンネル素子、及び、スピントンネル素子の等価回路である磁気抵抗素子とコンデンサの並列回路を用いて、磁気センシング回路の動作原理、発振出力電圧、ノイズ、S/N比、及び、立ち上がり時間・立ち下がり時間を調べた。

Fig. 5-1 に試作した磁気センシング回路を示す[1]。ハートレー発振回路の帰還部に、磁気センシング素子を設置した。磁気センシング素子には、スピントンネル素子、及び、等価回路である磁気抵抗素子とコンデンサの並列回路を用いた場合について検討した。スピントンネル素子には、スパッタ Al 膜厚が 2.5 nm、酸化時間が 216 h、素子作製後の熱処理温度が 230 °C である Co(10 nm)/Al-oxide/Co(50 nm)を用いた。磁気抵抗素子には、InSb 磁気抵抗素子(ニッコーシ製 MRS-F-06)を用いた。発振部は、2つのコイル( $L = 50 \mu\text{H}$ )と1つのコンデンサ( $C = 4.72 \text{ nF}$ )で構成した。増幅部は、接合型電界効果トランジスタ 2SK30A とダイオード 1N4007 で構成した。直流バイアス  $V_{\text{DD}}$  は、4.5V とした。スピントンネル素子に直列に接続した抵抗  $R_s$  は、発振/無発振の境界を決めるため可変とした。境界を検討した結果、およそ 5 k $\Omega$ であった。出力発振電圧は、フェライトコア(TDK 製)を用いてトランスを作製し、コイルの両端から得た。

直流磁場発生には、Fe コアとコイルから構成される電磁石、及び、電流供給源としてバイポーラ電源(KIKUSUI 製)を用いた。電流制御には GPIB コントローラ(高砂製作所製)を、電流測定にはデジタルマルチメータ(Keithley 製)を用いた。磁気抵抗素子を磁場中に挿入し、室温にて、発振出力電圧の磁場依存性を調べた。発振波形は、デジタルオシロスコープ(Lecroy 製)に取り込み、LabVIEW ソフトウェア(National Instruments 製)にて、パソコンに波形データを保存した。

Fig. 5-2 に交流磁場による磁気センシング測定系を示す。交流磁場発生には、パルスジェネレーター(SONY 製)、交流パワー増幅器(YAMAHA 製)、及び、方向性 3%SiFe コア(調所電機製)とコイルから構成される電磁石を用いた。方向性 3%SiFe コアのギャップは 15 mm とした。高周波損失を低減させるため、膜厚 0.23 mm の 3%SiFe 板を重ね併せ、計 50 mm の板厚でコアを作製した。交流パワー増幅器の出力インピーダ

ンスのマッチングは、 $4\ \Omega$  抵抗(東京抵抗社製)をコイルに直列に接続することで行った。Duty ratio の変化に伴う offset 磁場重畳には、直流安定化電源(イーター電機製)、方向性 3%SiFe コア(調所電機製)とコイルを用いた。以上の方法で発生させた交流磁場の中に、磁気抵抗素子を挿入し、室温にて、発振出力波形を調べた。発振波形は、デジタルオシロスコープ(Lecroy 製)に取り込み、LabVIEW ソフトウェア(National Instruments 製)にて、パソコンに波形データを保存した。パルス電圧の周波数は 1 kHz とした。パルス電圧の duty ratio は 10% とした。電流の最大値は 10 A、電圧の最大値

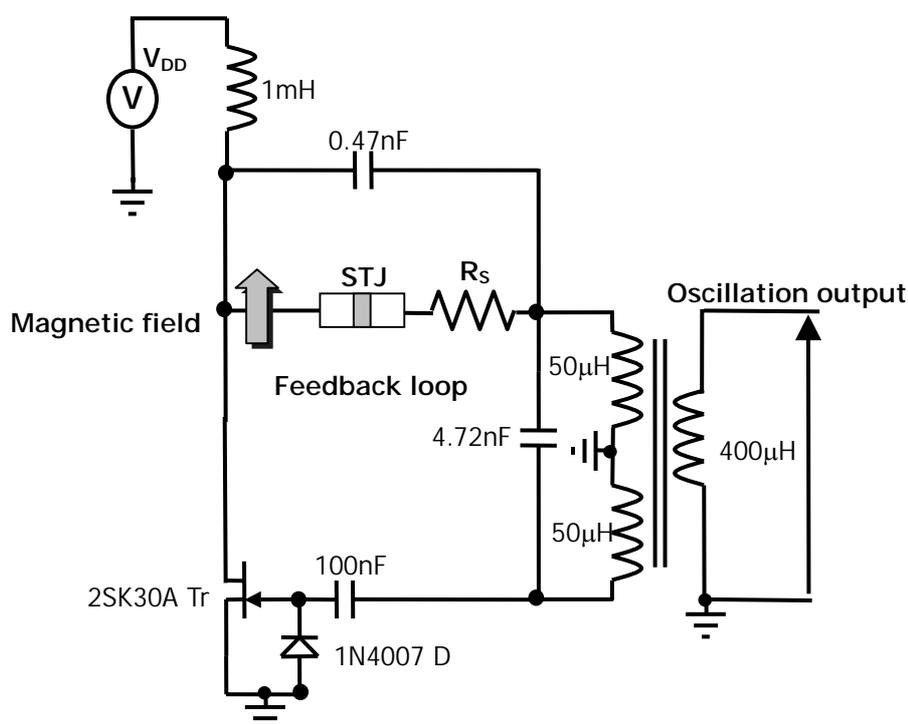


Fig. 5-1. Magnetic sensing circuit using spin tunneling junction or InSb magnetic sensing device for detection of oscillation. The magnetic sensing device was used in the feedback loop of the Hartley oscillation circuit. The resonant circuit consists of two inductors of  $L = 50\ \mu\text{H}$  and one capacitor of  $C = 4.72\ \text{nF}$ . The drain source voltage  $V_{\text{DD}}$  was set at 4.5 V in order to activate the J-FET 2SK30A, made by Toshiba Corporation, in the amplification part. The resistance  $R_s$ , which was connected in series with the InSb magnetic sensing device, was set at 5 k $\Omega$  to fulfill the oscillation condition at the external magnetic field of less than 0 Oe, which means the field of the negative value.

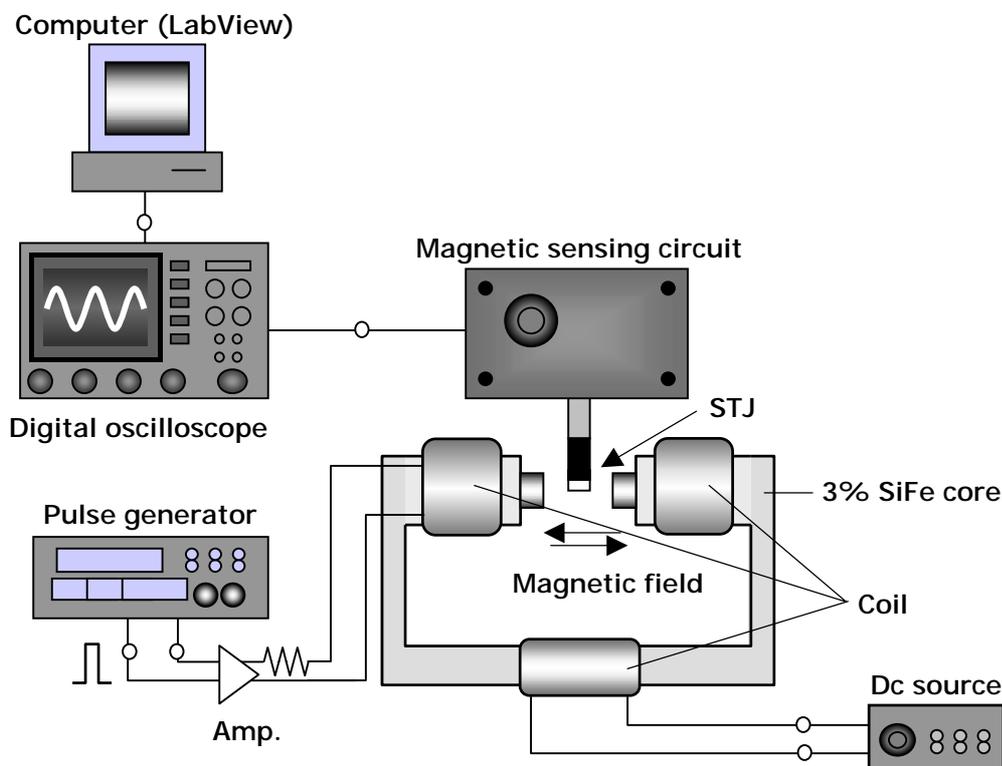


Fig. 5-2. Measurement system of oscillation response in the sensing circuit. Pulse voltage at 1 kHz with the duty ratio of 90 %, is generated and amplified. Current is applied to the coil wound round the 3 % SiFe core. Magnetic field of 0-8 kA/m at 1 kHz is applied to the magnetoresistance device attached the magnetic sensing circuit. The time response is obtained by using digital oscilloscope. Finally, the error rate, rise time and fall time are measured by using measurement software, LabView, and the program of C-language.

40 V とした。従って、0.1 ms 間では、コイルに電流が 10 A 流れ、0.9 ms 間では、コイルに電流が 0 A 流れることになる。最大磁場は 9.6 kA/m であることを確認した。

磁気センシングの再現性を調べるため、エラーレートを検討した。以下にエラーレートの判定方法を述べる。0 or 1 を判定する Window を 0.5 ms とする。その間に、1 回以上、閾値電圧を超えれば、1 とする。1 回も閾値電圧を超えなければ、0 とする。閾値電圧は、出力電圧の半値とする。Window は、パルス電圧が 0 V から 40 V に変化したときの時間から 0.2 ms だけ戻った時間から開始させる。すなわち、0.2 ms の待機時間、0.1 ms の信号'1'判定時間、0.2 ms の待機時間が、第一の Window における信号判定期間である。そして、0.2 ms の待機時間、0.1 ms の信号'0'判定時間、0.2 ms の待機時間が、第二

の Window における信号判定期間である。以上の繰り返しとなる。第一の Window にて、1 であれば、No error, 0 であれば、Error となる。第二の Window にて、0 であれば、No error, 1 であれば、Error となる。このエラーの判定方法により、試行回数  $1 \times 10^7$  以上でエラーレートを測定した。

## 5.2 スピントネル素子を用いた磁気センシング

発振制御型磁気センシングに用いたスピントネル素子の磁気抵抗曲線を Fig. 5-3 に示す。スピントネル素子は、Co(10 nm)/Al-oxide/Co(50 nm)である。スパッタ Al 膜厚は2.5 nm、酸化時間は216 h、素子作製後の熱処理温度は230 °Cである。Fig. 5-4に磁場が(a) 0 kA/m であるとき、及び、(b) -2.5 kA/m であるときの出力波形を示す。磁場により、スピントネル素子のインピーダンスが変化し、発振/無発振が対応することがわかった。このとき、スピントネル素子に流れる電流は 400  $\mu$ A で、電流密度は  $1.3 \times 10^4$  A/m<sup>2</sup> であった。Fig. 5-3 に示すスピントネル素子を従来のセンス電流型磁気センシングに適用した場合、センス電流が 400  $\mu$ A では、 $\Delta V$  は 5 mV となる。それに対し、発振制御型磁気センシングに適用した場合、 $\Delta V$  は 50 mV<sub>pp</sub> となり、十倍程度の出力を

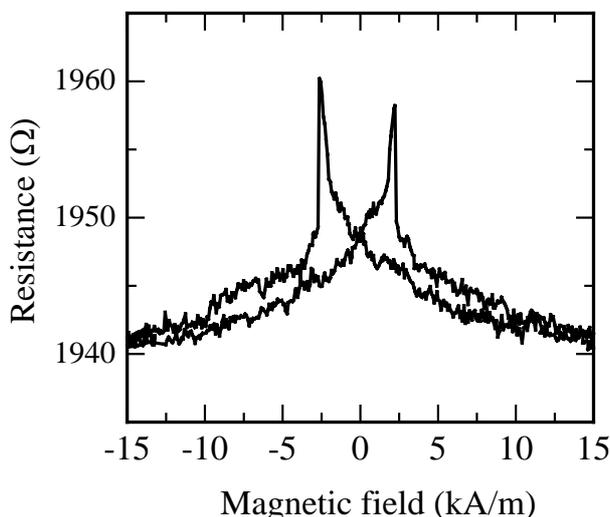
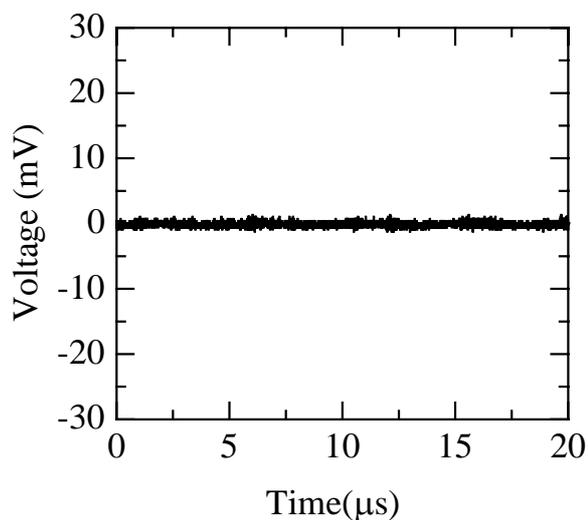
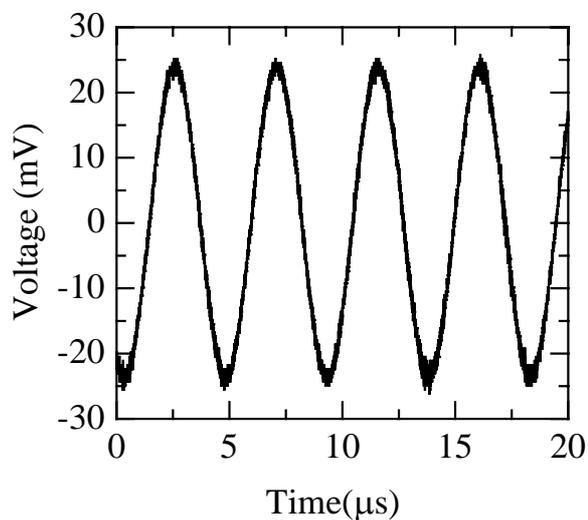


Fig. 5-3. Magnetoresistance curve of a spin tunneling junction for the oscillation controlled magnetic sensing.

示す. Fig. 5-5 にノイズ電圧のヒストグラムを示す. ノイズ電圧の2乗平均の平方根  $\sqrt{v^2}$  は  $0.902 \text{ mV}_{\text{rms}}$  となり, 計算値である  $0.981 \text{ mV}_{\text{rms}}$  とほぼ一致した. 以上より, S/N比を算出すると,  $20\log(50 \text{ mV}_{\text{pp}}/0.902 \text{ mV}_{\text{rms}}) = 34.9 \text{ dB}$  となった.



(a)  $H_{\text{ex}} = 0 \text{ kA/m}$



(b)  $H_{\text{ex}} = -2.5 \text{ kA/m}$

Fig. 5-4. Output waveform of the oscillation controlled magnetic sensing using a spin tunneling junction at a)  $H_{\text{ex}} = 0 \text{ kA/m}$  and b)  $H_{\text{ex}} = -2.5 \text{ kA/m}$ .

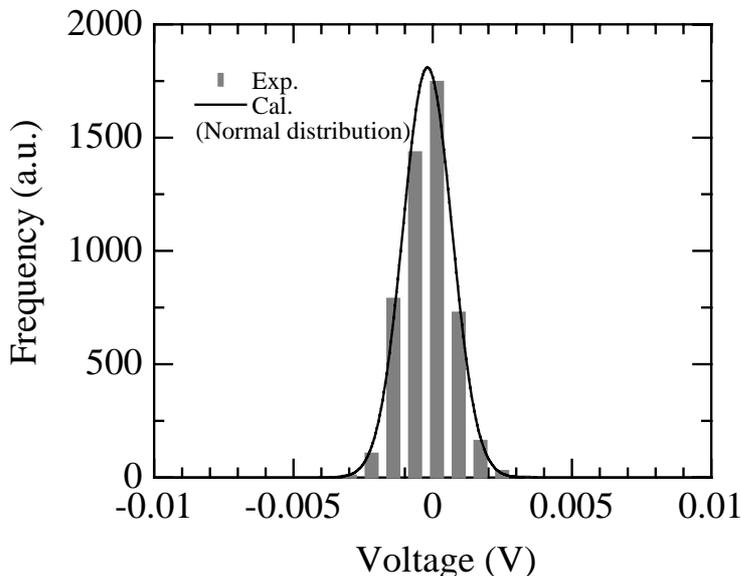


Fig. 5-5. Histogram of noise voltage in the sensing circuit using a spin tunneling junction. Experimental results can be explained by a fit to the normal distribution.

次に発振制御型磁気センシングの再現性を調べるためエラーレートを調べた。Fig. 5-6に、エラーレートの磁気抵抗変化依存性を示す。磁気抵抗変化が  $10 \Omega$  以下の場合、エラーレートが  $10^{-7}$  以上となる。矢印は、試行回数が  $1.2 \times 10^7$  回で、エラーが0であることを示す。すなわち、 $10 \Omega$  以上の磁気抵抗変化では、エラーレートが  $10^{-7}$  以下となる。白丸は磁気抵抗素子を用いた場合、白四角はスピントネル素子を用いた場合である。磁気抵抗素子を用いた場合とスピントネル素子を用いた場合の結果はほぼ一致した。挿入図は、磁気抵抗変化が  $5.2 \Omega$  のときの発振波形である。Wはウィンドウを、Fは閾値を超えたときのフラグを示す。フラグ F12 以外は、全て、1 or 0 の判定が正しく行われている。しかし、ウィンドウ W12 におけるフラグ F12 は、0であるはずのデータが1となっている。その他のエラーについても原因を調べたところ、全てのエラーにおいて、0であるはずのデータが1となっていることがわかった。これは、無発振状態でのノイズに起因する。無発振状態での電圧分布を調べたところ、それは正規分布  $F(V)$  となった。 $V_{TH}$  を判定のための閾値とすると、エラーレート  $P(V_{TH})$  は、

$$\begin{aligned}
 P(V_{TH}) &= \int_{V_{TH}}^{\infty} F(V) dV \\
 &= \int_{V_{TH}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{V^2}{2\sigma^2}\right) dV
 \end{aligned}
 \tag{5-1}$$

で表すことができる。ここで、標準偏差 $\sigma$ について議論する。標準偏差 $\sigma$ は、ノイズ電圧に関する物理量であるが、ノイズ電圧の2乗平均値の平方根ではない。出力電圧が *crest peak* 値であることに對し、ノイズ電圧は *root mean square* 値であるからである。従って、*root mean square* 値を、*crest peak* 値に変換する必要がある。変換した値が標準偏差 $\sigma$ となる。そこで、その変換について以下に述べる。ホワイトノイズを  $v_w(t)$  とすると、*root mean square* 値は、

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T v_w^2(t) dt}
 \tag{5-2}$$

となる。ここで、*crest peak* 値を  $v_{cp}$  とすると、変換式は、

$$v_{cp} = \gamma v_{rms} = \gamma \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T v_w^2(t) dt}
 \tag{5-3}$$

となる。従って、変換比例係数 $\gamma$ を数値計算で求める必要がある。Fig. 5-7 に変換比例係数 $\gamma$ の周期依存性を示す。周期が十分長いときが求める変換比例係数 $\gamma$ となる。ホワイトノイズの発生にはランダム関数を用いた。挿入図は  $T = 1$  ms のときのホワイトノイズである。周期が十分長いとき、 $\gamma = 1.7329$  に漸近する結果となった。

変換比例係数 $\gamma$ を用いて、標準偏差 $\sigma$ を算出し、エラーレート  $P(\Delta R)$  の磁気抵抗変化依存性を計算した。その結果を Fig. 5-8 に示す。黒丸が計算結果である。白丸は磁気抵抗素子を用いた場合、白四角はスピントネル素子を用いた場合の実験結果である。矢印は、試行回数が  $1.2 \times 10^7$  回で、エラーが0であることを示す。すなわち、10  $\Omega$  以上の磁気抵抗変化では、エラーレートが  $10^{-7}$  以下となり再現性のある結果を得た。また、実験結果と計算結果がほぼ一致することから、ノイズ理論、及び、エラーレート算出理論の妥当性が確かめられた。

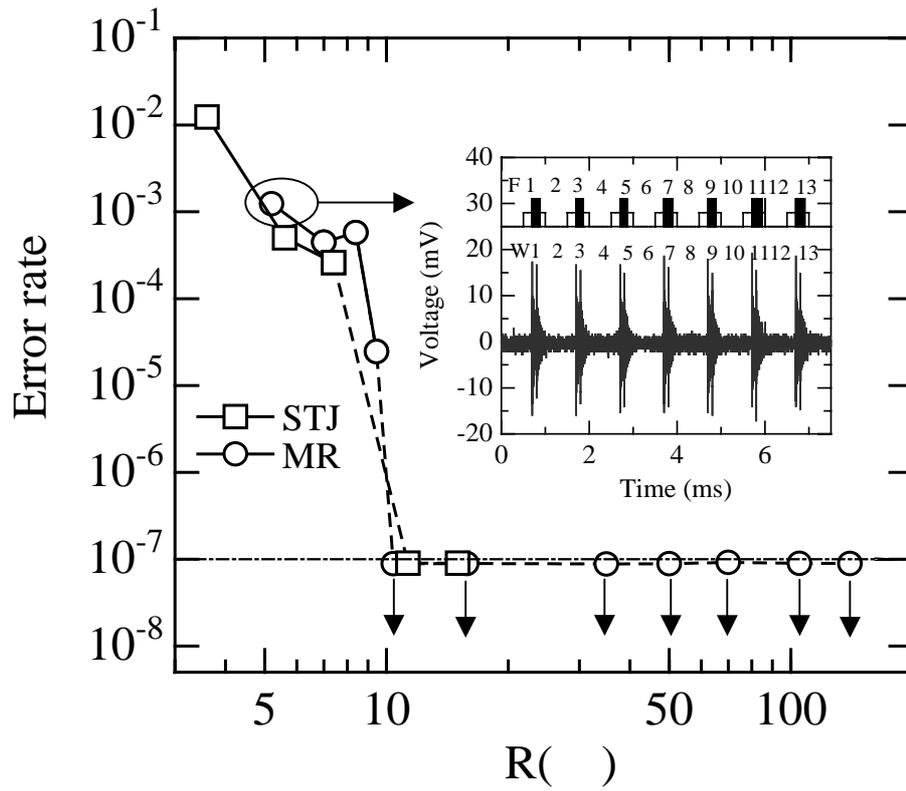


Fig. 5-6. Resistance change dependence of error rate when the spin tunneling junction and the InSb magnetoresistance device are used. The resistance change of more than  $10 \Omega$  is required to maintain error rate of less than  $10^{-7}$ . The inset shows waveform for existence of error.

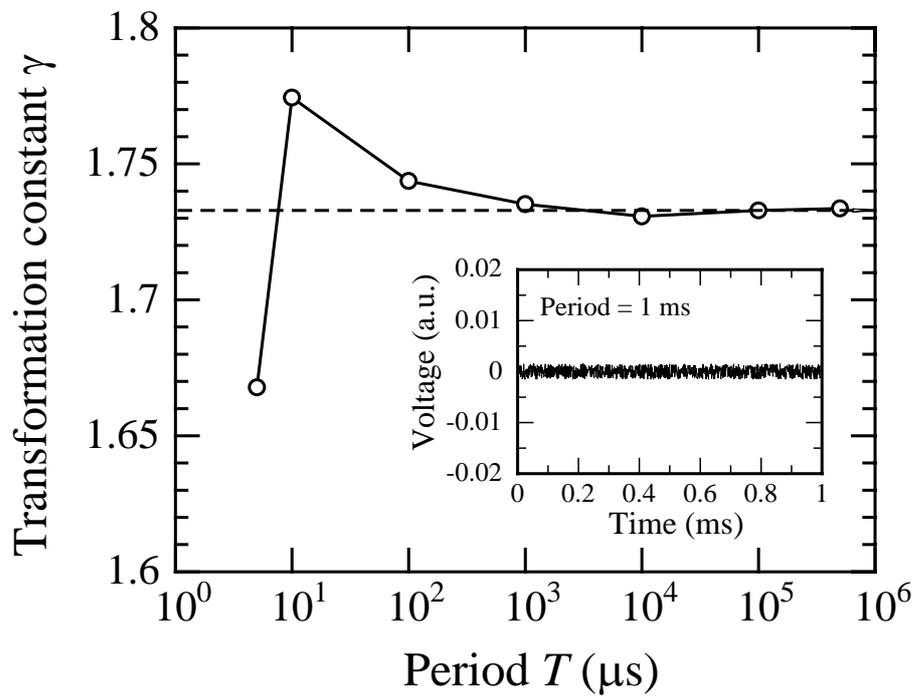


Fig. 5-7. Period dependence of transformation constant  $\gamma$  from root-means-square value to crest-peak value. The transformation constant  $\gamma$  approaches 1.7329 when the period is long. The inset shows the white noise at the period of 1ms.

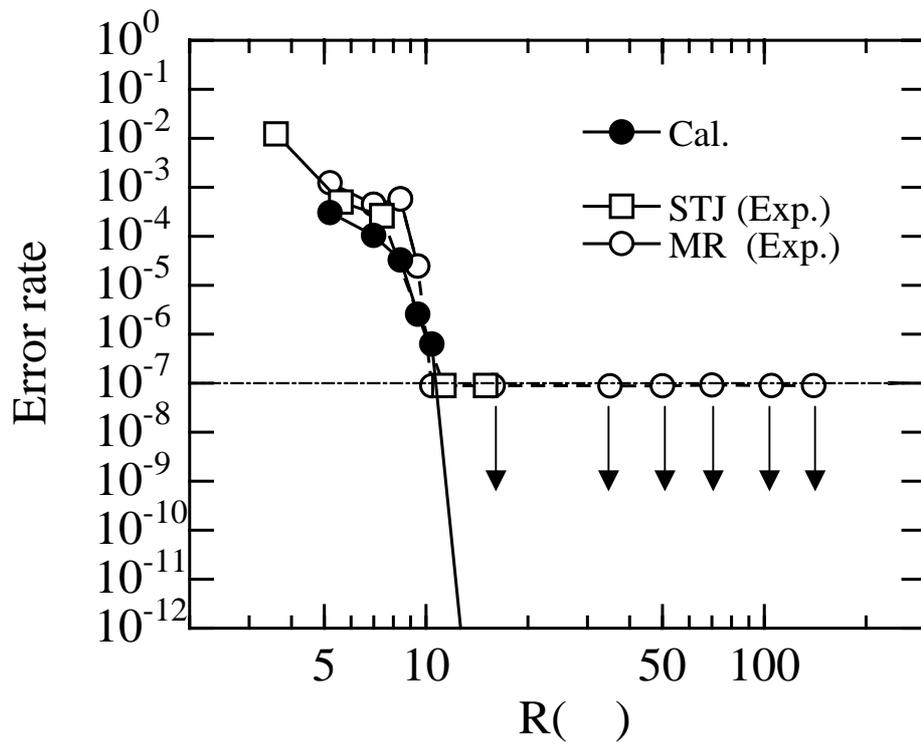


Fig. 5-8. Resistance change dependence of error rate of calculated results and experimental results when the spin tunneling junction and the InSb magnetoresistance device are used. Experimental results are in good agreement with calculated results.

### 5.3 磁気抵抗素子を用いた磁気センシング

発振制御型磁気センシングに用いた InSb 磁気抵抗素子の磁気抵抗曲線を Fig. 5-9 に示す. 一般に, 半導体磁気抵抗素子は磁場に対して 2 次曲線となるが, 本研究で用いた半導体磁気抵抗素子はバイアス磁場が重畳されているため 1 次曲線と近似できる. Fig. 5-10 に, 磁場が 0, -1.6, -4.8, -9.5 kA/m であるときの出力波形を示す. 磁場が 0 kA/m であるときは, 発振条件を満たさないため, 発振は開始しない. それに対し, 磁場が -1.6, -4.8, -9.5 kA/m であるときは, 磁気抵抗素子のインピーダンスが変化し, 発振が開始する. 磁気抵抗素子の抵抗が増加することで, 発振が開始し, 出力が大きくなる実験結果は, 4.4 節の理論を支持する結果である. 磁気センシング回路の発振部におけるコイルのインダクタンス, 及び, コンデンサの電気容量は, それぞれ, 50  $\mu$ H, 4.72 nF である. これらを用いて, 発振周波数  $f_{osc}$  を計算すると,

$$f_{osc} = (2\pi\sqrt{(L_1 + L_2)C})^{-1} \quad (5-4)$$

より,  $f_{osc}=231$  kHz となる. Fig. 5-10 より, 実験による周波数が 223 kHz であることから, 理論と実験がほぼ一致する. Fig. 5-11 に, 発振出力電圧の磁気抵抗変化依存性を示す.

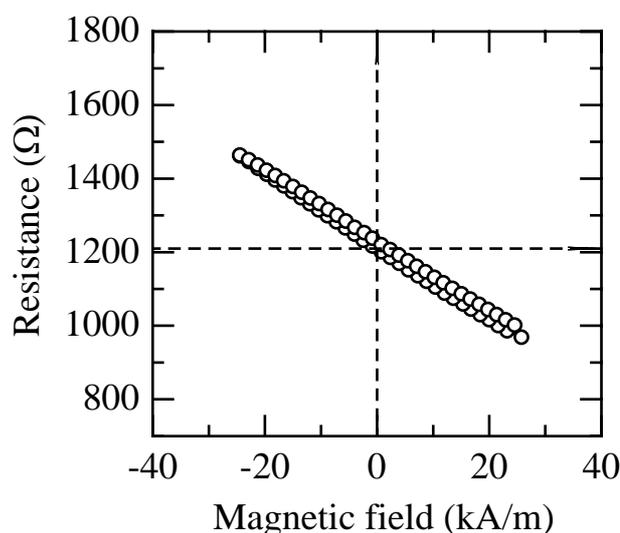


Fig. 5-9. Magneto-resistance curve of InSb magnetic sensing device. The resistance is proportional to the magnetic field.

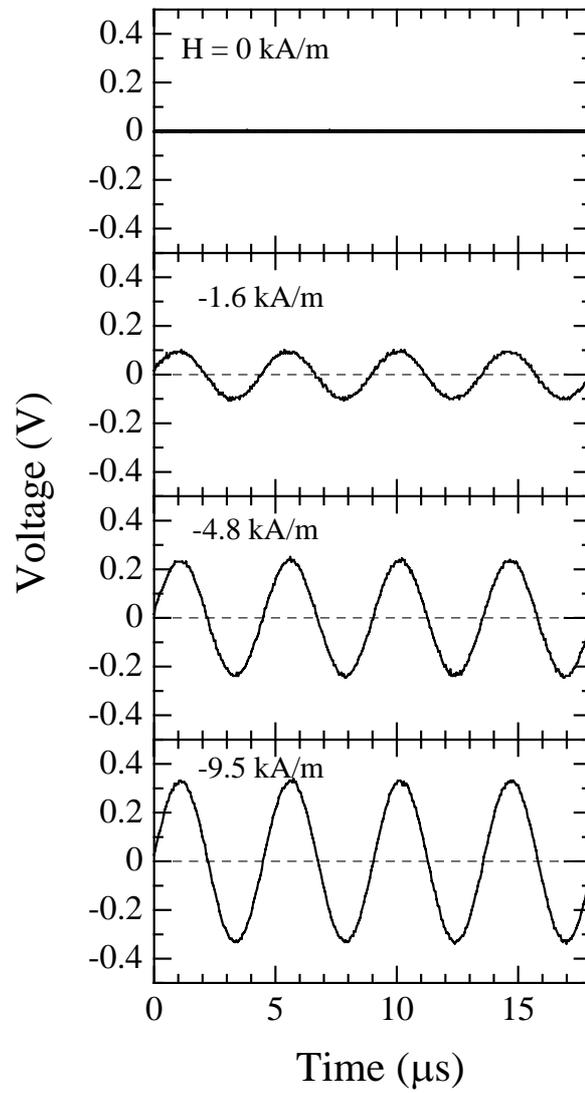


Fig. 5-10. Voltage dependence of the magnetic field by using magnetoresistance device in the sensing circuit. The voltage changes in accordance with the magnetic field.

磁気抵抗変化が大きいほど、高出力電圧を得られる。磁気抵抗変化が  $220 \Omega$  のとき、 $1.1 V_{pp}$  の高出力電圧を得た。このとき、磁気抵抗素子に流れる電流は  $450 \mu A$  であった。従来の磁気センシングにおいて、センス電流を  $I$ 、磁気抵抗変化を  $\Delta R$  とすると、検出電位差  $\Delta V$  は、

$$\Delta V = I \cdot \Delta R \quad (5-5)$$

と表すことができる[2]。式(5-5)より、センス電流が  $450 \mu A$ 、及び、磁気抵抗変化が  $220 \Omega$  であるとき、検出電位差は  $90 mV$  となる。すなわち、本研究で提案した磁気センシングは、従来の10倍程度の高出力を示すことになる。

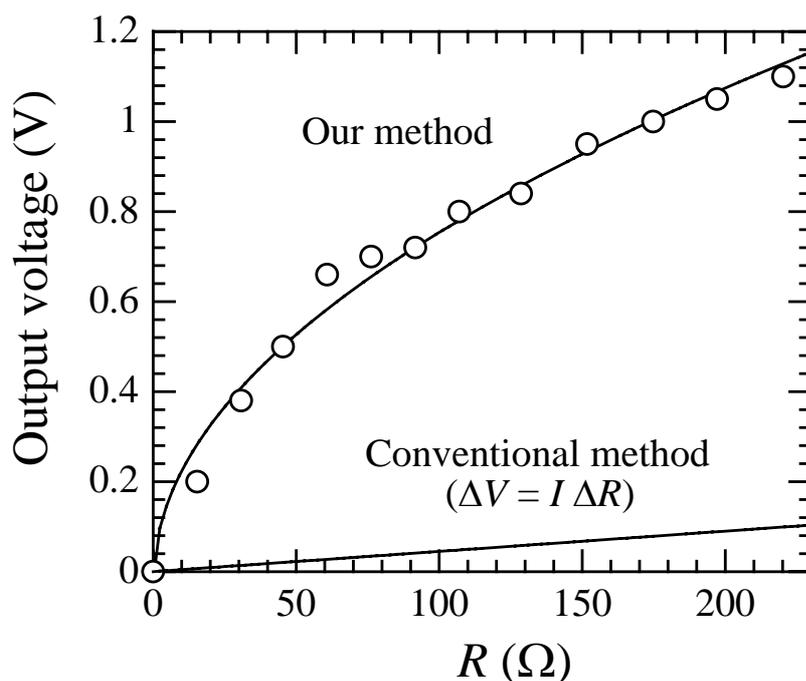


Fig. 5-11. Resistance change dependence of output voltage in the oscillation controlled magnetic sensing circuit using magnetoresistance device. In the conventional method, the voltage of just only  $0.1 V$  is obtained when the resistance change is  $200 \Omega$ . In our method, the voltage of  $1.0 V$  is obtained when the resistance change is the same.

第2章で述べた回路理論により計算した発振出力電圧の結果を Fig. 5-12 に示す。帰還量比例係数 $\alpha$ により出力電圧が変化することを示し、 $\alpha = 0.65 \text{ mV}^2/\Omega$ のとき、実験値とよく一致する。従って、発振制御型磁気センシング回路の発振出力電圧は、F-matrix 法、及び、帰還量比例係数の導入により説明できる。更に大きい磁気抵抗変化であれば一層高い発振出力電圧が得られる。最近、S. Yuasa 等が Fe/MgO/Fe スピントネル素子において室温にて 180 % の TMR 比の作製に成功した[3,4]。このスピントネル素子作製技術を用いれば、トンネル抵抗が  $1200 \Omega$ 、磁気抵抗変化が  $2160 \Omega$  のスピントネル素子作製が可能となる。これを発振制御型磁気センシングに適用すると、Fig. 5-13 に示すように理論的に  $3.3 \text{ V}_{pp}$  の発振出力電圧を示すと推定できる。

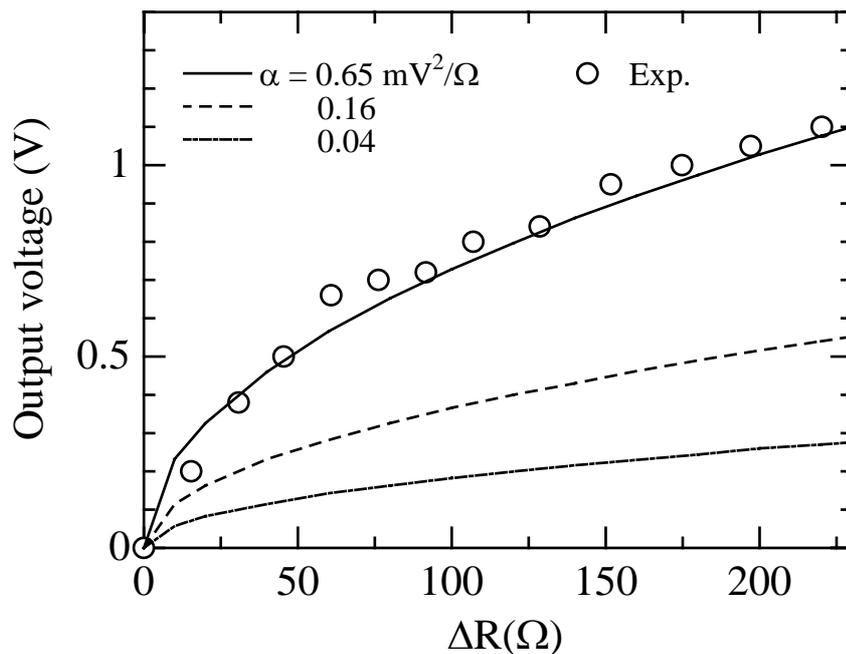


Fig. 5-12. Calculated results of output voltage in the oscillation controlled magnetic sensing circuit when the constant,  $\alpha$ , related to the feedback magnitude, is assumed to be 0.65, 0.16, and  $0.04 \text{ mV}^2/\Omega$ , respectively. At  $\alpha = 0.65 \text{ mV}^2/\Omega$ , experimental results are in good agreement with calculated results.

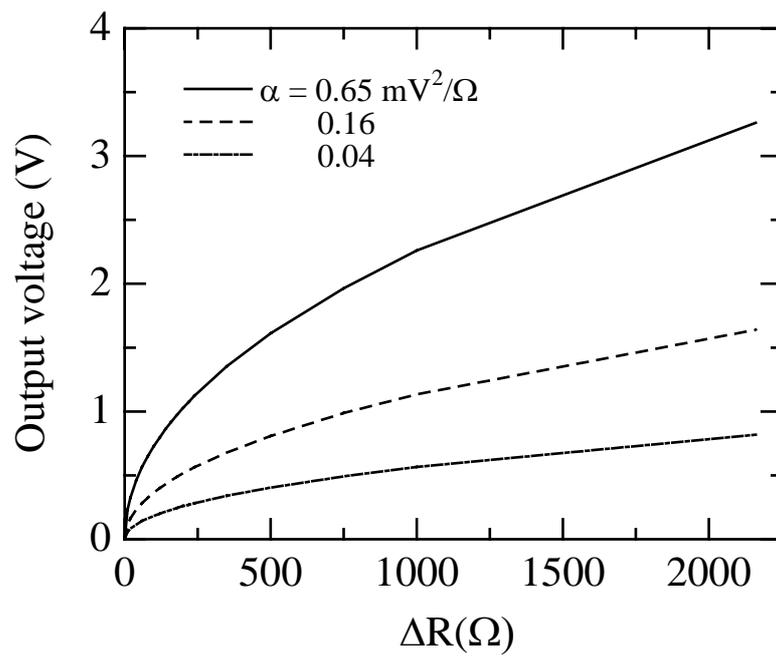


Fig. 5-13. Calculated results of output voltage in the oscillation controlled magnetic sensing circuit when the constant,  $\alpha$ , related to the feedback magnitude, is assumed to be 0.65, 0.16, and 0.04  $\text{mV}^2/\Omega$ , respectively. Estimated voltage shows 3.3 V when a spin tunneling junction having the resistance change of 2.2  $\text{k}\Omega$  is used in the sensing circuit.

Fig. 5-14 に、ノイズ電圧のヒストグラムを示す。挿入図はノイズ電圧波形である。ノイズ電圧の2乗平均値の平方根 $\sqrt{v^2}$ は $0.932 \text{ mV}_{\text{rms}}$ であった。この値は、計算結果 $0.981 \text{ mV}_{\text{rms}}$ とほぼ一致する。従って、磁気センシング回路のノイズは、コイル1、及び、コイル2から見た出力インピーダンスを熱ノイズ理論、及び、ショットノイズ理論に適用することで説明できる。発振出力電圧、及び、ノイズ電圧の実験値により算出したS/N比、及び、理論計算によるS/N比の結果をFig. 5-15に示す。発振出力電圧、及び、ノイズ電圧に関して 実験値と計算値が一致することから、S/N比についても、実験値と計算値が一致する。その結果、S/N比は $20\log(1.1 \text{ V}_{\text{pp}}/0.932\text{mV}_{\text{rms}}) = 61.4 \text{ dB}$ となった。従って、磁気抵抗変化が $200 \Omega$ 以上あれば、どのような抵抗であっても発振制御型磁気センシングに適用することで $60 \text{ dB}$ 以上の高S/N比が実現できる。更に大きい磁気抵抗変化であれば一層高いS/N比が得られる。S. Yuasa 等が180%のTMR比の作製に成功したスピントネル素子作製技術を用いれば、トンネル抵抗が $1200 \Omega$ 、磁気抵抗変化が $2160 \Omega$ のスピントネル素子作製が可能となる[3,4]。これを発振制御型磁気センシングに適用すると、Fig. 5-16に示すように、 $70.4 \text{ dB}$ のS/N比の実現も可能と推定できる。

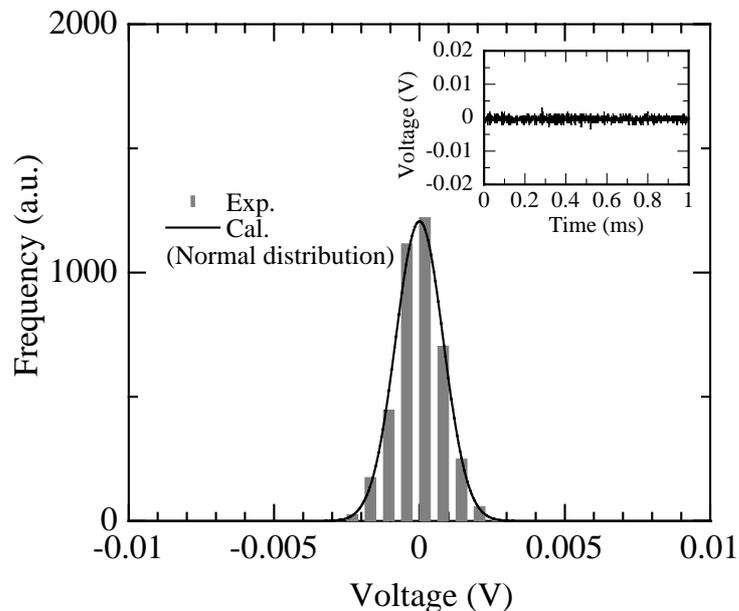


Fig. 5-14. Histogram of noise voltage in the sensing circuit when the circuit does not oscillate. The inset shows the no-oscillation waveform.

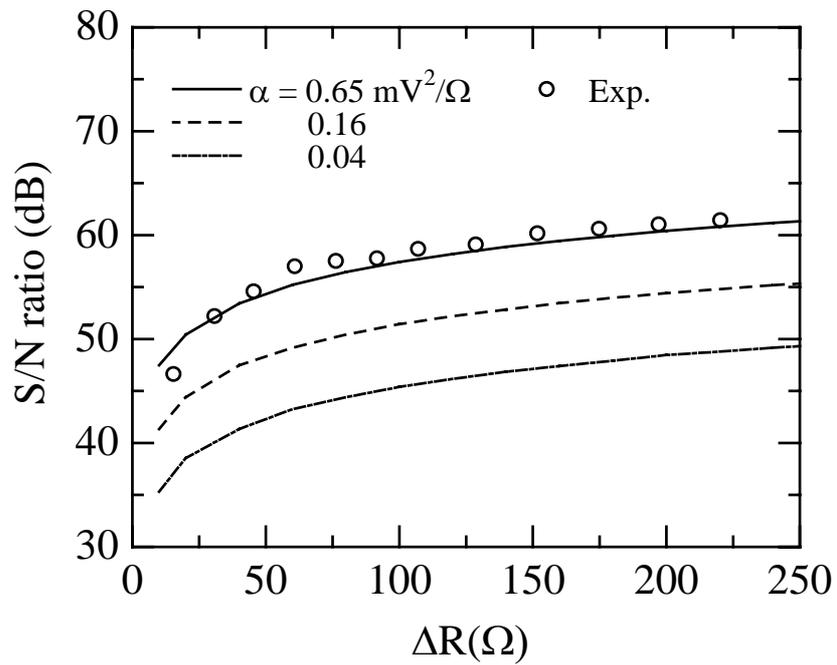


Fig. 5-15. Calculated results of S/N ratio of the sensing circuit when the constant,  $\alpha$ , related to the feedback magnitude, is assumed to be 0.65, 0.16, and 0.04  $\text{mV}^2/\Omega$ , respectively. At  $\alpha = 0.65 \text{ mV}^2/\Omega$ , experimental results are in good agreement with calculated results.

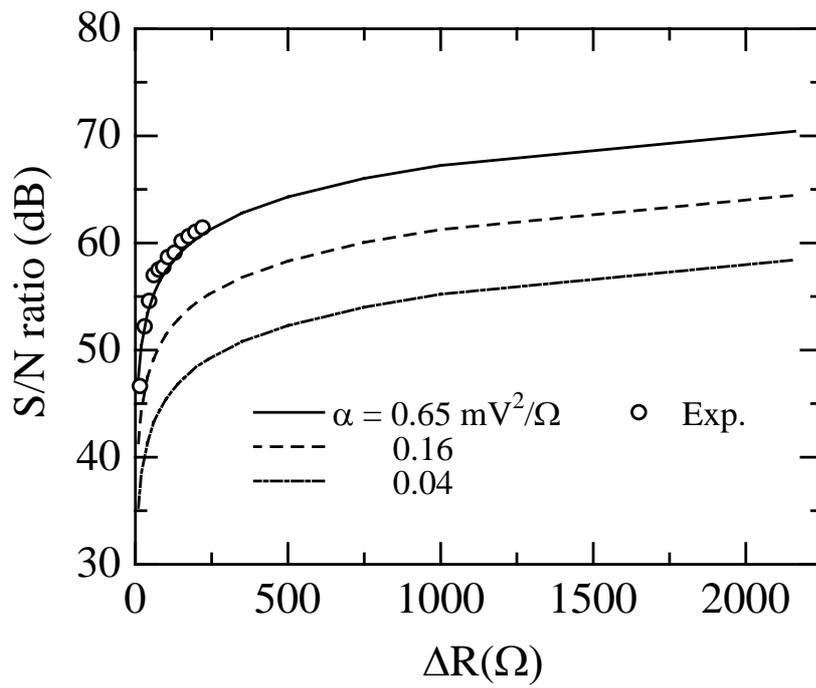


Fig. 5-16. Estimated results of S/N ratio of the sensing circuit. It is possible to realize the highly sensitive magnetic sensing having the S/N ratio of 70 dB by using the top-level technology with respect to the fabrication of spin tunneling junctions.

#### 5.4 立ち上がり時間と立ち下がり時間

本節では、発振制御型磁気センシングにおける立ち上がり時間、及び、立ち下がり時間について述べる。

Fig. 5-17 にスピントネル素子、及び、磁気抵抗素子を用いたときの立ち上がり時間を示す。立ち上がり時間は、

$$T_r = T_{90} - T_{10} \quad (5-6)$$

と定義した。ここで、 $T_{10}$ 、 $T_{90}$  は出力電圧の 10 %、90 % となる時間である。スピントネル素子、及び、磁気抵抗素子のいずれの場合でも、0.5 ms の窓幅に対しては、5  $\mu$ s 以下の立ち上がり時間を示す。すなわち、立ち上がり時間が窓幅の 1/100 以下であるこ

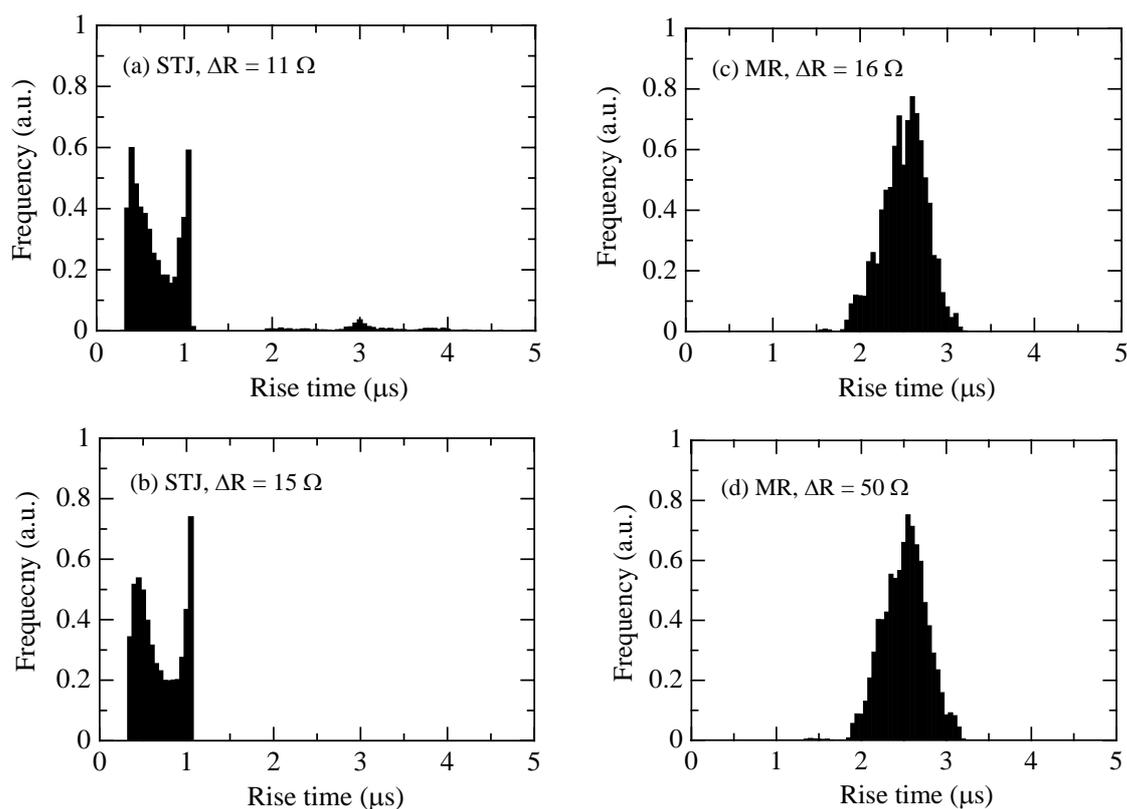


Fig. 5-17. Histogram of rise time in case of using a) and b) spin tunneling junctions and c) and d) magnetoresistance devices.

とから、1kHz 程度の低周波磁場に対して磁気センシング可能であると考えられる。

スピントンネル素子と磁気抵抗素子の場合で異なる点は、ヒストグラムの形である。磁気抵抗素子を用いた場合、ヒストグラムは正規分布になった。それに対し、スピントンネル素子を用いた場合、ヒストグラムは2つのピーク分散が見られた。現在のところ、この原因についてはわからない。Fig. 5-18 に立ち上がり時間の磁気抵抗変化依存性を示す。磁気抵抗素子を用いた場合、立ち上がり時間が正規分布に従ったので標準偏差を算出した。磁気抵抗素子、及び、スピントンネル素子のいずれの場合でも、立ち上がり時間は磁気抵抗変化に依存せず、1-2.5  $\mu\text{s}$  の一定値を示した。

次に、立ち下がり時間について述べる。立ち下がり時間は、出力電圧の10%、90%となる時間  $T_{10}$ 、 $T_{90}$  の差と定義した。Fig. 5-19 にスピントンネル素子、及び、磁気抵抗素子を用いたときの立ち下がり時間を示す。立ち下がり時間の平均値は、100-300  $\mu\text{s}$  程度となり、立ち上がり時間と比較すると、100倍程度長くなる。高周波に対応した磁気センシングを検討する場合、立ち下がり時間を短くすることが課題となる。

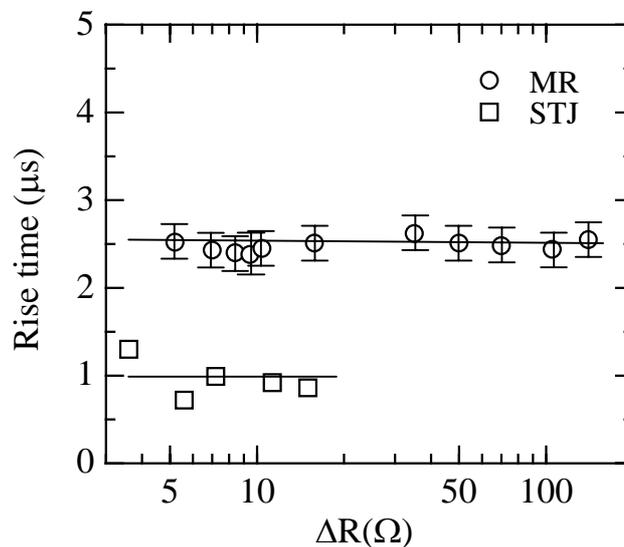


Fig. 5-18. The resistance change dependence of rise time for oscillation controlled magnetic sensing using spin tunneling junctions and magnetoresistance devices, respectively.

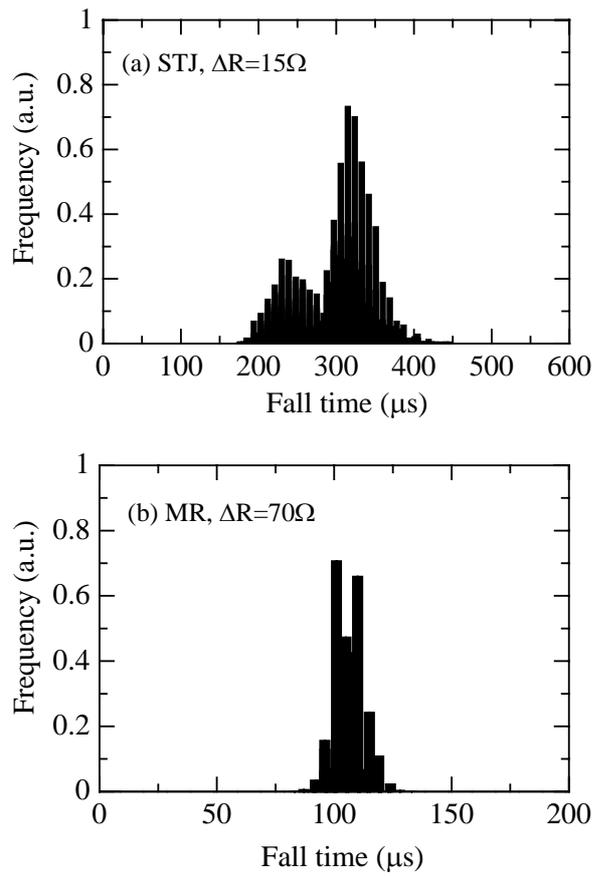


Fig. 5-19. Histogram of fall time in case of using a) a spin tunneling junction with  $\Delta R = 15\Omega$  and b) a magnetoresistance device with  $\Delta R = 70 \Omega$ .

## 参考文献

[1] H. Kaiju, K. Saisho, and K. Shiiki: Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 5600 (2004).

[2] R. Potter : IEEE Trans. Magn. **MAG-10**, 502 (1974).

[3] S. Yuasa, A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando, and Y. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys. **43**, L588 (2004).

[4] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando: Nature Materials **3**, 868 (2004).

## 第6章 結論

本研究では、新しい磁気センシング方法として、発振制御型センシング方法を提案した。この方法は、磁気抵抗素子をハートレー発振回路の帰還部に設置し、磁場によるインピーダンス変化を発振に対応させるセンシング方法である。その動作原理を確認し、特に、1) 発振出力電圧、2) ノイズ電圧、3) S/N比、4) 立ち上がり時間・立ち下がり時間について検討した。以下に結論を示す。

### 1. 発振制御型磁気センシングの動作原理

発振制御型磁気センシング回路において、磁気センシング素子の抵抗が増加すると発振が開始し、抵抗が減少すると発振は停止する動作原理を確認した。これは磁気センシング回路の等価回路変換、及び、F-matrix法により計算した発振条件により説明できる。また、磁気インピーダンス変化の実部、及び、虚部が相殺されないためには、磁気センシング素子として磁気抵抗素子とコンデンサの並列回路で表されるスピントネル素子が適していることが明らかになった。発振制御型磁気センシングの再現性を調べたところ、磁気抵抗変化が  $10\ \Omega$  未満では  $10^7$  回の試行回数において1回以上のエラーが生じた。磁気抵抗変化が  $10\ \Omega$  以上では  $10^7$  回の試行回数において1回もエラーは生じなかった。これは磁気抵抗変化が  $10\ \Omega$  以上では熱ノイズ、及び、ショットノイズに起因する全ノイズがエラー判定閾値に対して十分小さいからである。これらの結果は、磁気センシング素子としてスピントネル素子、及び、その等価回路を用いた場合において同様の結果を得た。

### 2. 発振出力電圧

発振出力電圧の磁気抵抗変化依存性を調べた結果、磁気抵抗変化が大きいほど発振出力電圧が大きくなることがわかった。これは磁気センシング回路の等価回路変換、及び、F-matrix法から説明できる。また、この理論計算によると磁気抵抗変化によって大きく変化する物理量は回路の帰還量であるため、帰還量が大きいほど発振

出力電圧が大きくなる。その結果、スピントネル素子において磁気抵抗変化が  $10\ \Omega$  であるとき  $50\ \text{mV}_{\text{pp}}$  の発振出力電圧を得た。このとき、スピントネル素子に流れる電流密度は  $1.3 \times 10^4\ \text{A}/\text{m}^2$  の低電流密度を示した。これは従来のセンス電流型磁気センシングに同電流を流した場合に得られる出力電圧の十倍程度を示す。

また、磁気抵抗素子を用いたスピントネル素子の等価回路において磁気抵抗変化が  $220\ \Omega$  であるとき  $1.1\ \text{V}_{\text{pp}}$  の発振出力電圧を得た。

また、世の中で知られているスピントネル素子(磁気抵抗変化  $\Delta R = 2.2\ \text{k}\Omega$ )を用いたとき、発振制御型磁気センシングの発振出力がどの程度まで高い値を得ることができるかについて理論的に予測した結果、 $3.3\ \text{V}_{\text{pp}}$  の発振出力電圧を示す可能性があることがわかった。

### 3. ノイズ電圧

実験的に得られた無発振状態でのノイズ電圧分布は正規分布となり、これにより得られたノイズ電圧の2乗平均値の平方根は、発振出力部から見た出力インピーダンス特性を周波数積分し、熱ノイズ理論、及び、ショットノイズ理論に適用することで説明できた。その結果、スピントネル素子、及び、磁気抵抗素子を用いた場合、ノイズ電圧の2乗平均値の平方根はそれぞれ  $0.902\ \text{mV}_{\text{rms}}$ 、 $0.932\ \text{mV}_{\text{rms}}$  の同程度の値を示し、計算結果と良い一致を示した。磁気センシング回路のノイズ電圧を理論的に計算した結果、ノイズ電圧は磁気センシング素子の抵抗に依らず一定値となる。これは磁気センシング素子から発生するノイズが出力電圧に直接重畳されないことを示す。

### 4. S/N比

磁気センシング回路のS/N比を調べた結果、磁気抵抗変化が大きいほどS/N比が高くなることがわかった。これは、磁気抵抗変化、及び、帰還量により発振出力電圧が変化すること、及び、磁気センシング素子から発生するノイズが出力電圧に直接重畳せず、ノイズ電圧が回路の出力インピーダンスによる熱ノイズ、及び、ショットノイズにより決まることから説明できる。その結果、磁気抵抗変化が  $10\ \Omega$  であるスピントネル素子を用いた場合、 $34.9\ \text{dB}$  のS/N比を得た。また、磁気抵抗変化

が  $220 \Omega$  である磁気抵抗素子を用いた場合、 $61.4 \text{ dB}$  の  $S/N$  比を得た。さらに、現在、報告されている磁気抵抗変化の大きいスピントネル素子(磁気抵抗変化  $\Delta R = 2.2 \text{ k}\Omega$ )を用いた場合、理論的に  $70.4 \text{ dB}$  の高  $S/N$  比を示す可能性があることがわかった。

## 5. 立ち上がり時間・立ち下がり時間

磁気センシング回路の立ち上がり時間、及び、立ち下がり時間を調べた結果、 $1 \text{ kHz}$  の低周波磁場に対して、立ち上がり時間は  $1\text{-}3 \mu\text{s}$  程度で、立ち下がり時間は  $100\text{-}300 \mu\text{s}$  程度であった。高周波に対応した磁気センシングを検討する場合、立ち下がり時間を短くすること、及び、その理論解明が今後の課題となる。

本研究で提案した発振制御型磁気センシングは、TMR 比ではなく磁気抵抗変化  $\Delta R$  を検出する。したがって、抵抗  $R$  が大きくても磁気センシング可能であり、低電流・高  $S/N$  比を実現できる。また、自己発振型であるため増幅器等の付随装置が必要ないので小型化が可能である利点もある。以上から、本研究で提案した発振制御型磁気センシングは様々な研究分野への磁気センシング応用が期待できる。再生用磁気ヘッド、及び、磁気ランダムアクセスメモリへの応用等も期待できる。ただし、高周波に対応した磁気センシングの場合、立ち下がり時間を短くすることが今後の課題となる。

また、本研究で提案した発振制御型センシングは、インピーダンス変化型デバイスであれば、磁気センシングに限るものではない。例えば、巨大電界抵抗効果を用いた抵抗ランダムアクセスメモリ等にも応用可能であると考えられる。このように、センシングという大きな研究体系においても、本研究で提案する発振制御型検出法は大きな期待ができると考えられる。

## 謝辞

本研究はすべて慶應義塾大学大学院理工学研究科基礎理工学専攻 椎木一夫教授のもとで行われました。椎木教授には、量子力学、第一原理バンド計算、磁気記録の原理・応用、物性・磁性理論、高周波測定法、発振回路、回路シミュレーション、そして、プレゼンテーション技法に関して様々な御指導を頂きました。さらには、論文・特許・研究関係申請書の書き方等、丁寧に御教授頂きました。また、研究に関する御助言に留まらず、人生や物事に対する考え方についても、丁寧に教えて頂きました。そして、私自身の行動や考え方が適切でなかったとき、いつも私自身を修正して頂き、適切な方向へ導いて頂きました。ここで、改めまして椎木教授に対し深く感謝の意を表したいと思います。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 太田英二教授、的場正憲教授、松本佳宣助教授には、本論文に関する貴重な御意見、及び、有益な御助言を頂きました。ここに深く感謝します。

筑波大学 大塚洋一教授、松田亮史博士には、本研究における磁気インピーダンス効果に関する議論をして頂きました。北海道大学電子科学研究所 早瀬友美乃助教授には、磁気センシングのノイズに関する貴重な御助言を頂きました。北海道大学電子科学研究所 土田義和技術長には磁気インピーダンス効果による発振原理・理論に関して貴重な御助言を頂きました。TDK 株式会社 岡本明氏には、フェライトコアを御提供して頂きました。ここに感謝の意を表します。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 安西修一郎教授(現 慶應義塾大学名誉教授)には、種々の測定器を御提供して頂いたり、誘電体に関する基礎知識を御教授頂きました。慶應義塾大学理工学部物理学科 宮島英紀教授、小野輝男助手(現 京都大学教授)には素子作製の経験談、物理研究の心構え等、丁寧かつ親密に教えて頂きました。慶應義塾大学理工学部物理学科 川村清教授(現 慶應義塾大学名誉教授)には2年間に渡り慶應義塾大学理工学部授業「物理学 B&D」の Teaching Assistant を担当させて頂いたと同時に、誘電率に関する貴重な御助言、御指摘を頂きました。慶應義塾大学理工学部物理情報工学科実験室 大福威氏には物理情報工学実験室の様々な実験器具に関して様々な御助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

慶應義塾大学理工学部中央試験所 三谷智明氏, 加藤祐一氏には, 本研究における XPS 分析装置説明, TEM 試料分析等に関する御助言を頂きました. ここに深く感謝の意を表します.

慶應義塾大学理工学部椎木研究室博士課程 小峰啓史氏(現 茨城大学工学部助手)には, バンド計算, 磁性理論, 量子論等に関して様々な御教授を頂きました. そして, 研究室のコンピュータ管理について丁寧に御指導して頂きました. また, 研究に対する意気込み, 姿勢など学ぶべきことがたくさんあったと同時に, 進路の相談に対しても, 親身になって御助言及び御提案を頂きました. ここに感謝の意を表します.

甲斐正博士(現 東芝)には, トンネル磁気抵抗効果, 及び, 磁気センシングに関して, 有益な御助言を頂きました. 田中友久氏(現 SONY), 新栄次朗氏(現 キヤノン), 渡辺正一氏(現 東芝), 長谷場幸雄氏(現 NEC)にはコンピュータの管理やプログラムの作成など種々の御助言を頂きました. ここに深く感謝致します.

慶應義塾大学理工学部椎木研究室修士課程 税所和也氏には, 発振制御型磁気センシングに関する実験を共に遂行して頂きました. 平林直明氏(現 SONY)には, 交流インピーダンス特性に関する測定を共に遂行して頂きました. 藤田滋雄氏(現 日立製作所), 両角武氏(現 SONY), 大高悠毅氏(現 リコー), 西山真生氏(現 日立製作所), 河野剛氏, 森住昌弘氏には, スピントンネル素子の作製, 分析, 特性評価を共に遂行して頂きました. 原田慎也氏(現 都市再生機構)には, 酸化アルミニウムの組成に関する貴重な議論をして頂きました. 西村真一氏(現 平和)には, スピントンネル素子のノイズに関する貴重な議論をして頂きました. 改めてここに感謝の意を表します. ここに書き記せなかった椎木研究室の皆様にも深く感謝の意を表します.

また, 日頃より著者の研究活動を応援し続けてくれた星野利一先生, 大沼晃助伯父様, 海住嘉彦伯父様に心から感謝致します.

最後に, 私をここまで育ててくれた両親, 及び, 共に勉学に励んできた弟に, 心から感謝を致します.

2005 年 8 月 17 日

## 付録

### A. 発振条件 [ 式(2-10) ] の導出

第2章にて、発振条件を求めるには、F-matrix の A 要素を計算する必要があることを述べた。ここでは、A 要素を算出するための詳細を示し、発振条件が式(2-10)で示されることを示す。

式(2-8)より A 要素は、

$$A = -1/g_m [N_{61} \{N_{23} + (N_{23}Z_3 + N_{24})/Z_4\} + N_{63} \{Z_5(N_{23} + N_{23}Z_3/Z_4 + N_{24}/Z_4) + N_{23}Z_3 + N_{24}\}] \quad (\text{A-1})$$

で表される。式(A-1)を変形すると、

$$A = -1/g_m [(N_{61} + Z_5N_{63}) \{N_{23}(1 + Z_3/Z_4) + N_{24}/Z_4\} + N_{63}(N_{23}Z_3 + N_{24})] = -1/g_m (\psi\eta + \pi\phi) \quad (\text{A-2})$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \psi &= N_{61} + Z_5N_{63} \\ \eta &= N_{23}(1 + Z_3/Z_4) + N_{24}/Z_4 \\ \pi &= N_{63} \\ \phi &= N_{23}Z_3 + N_{24} \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

とした。式(A-3)は、

$$\begin{aligned}
\psi &= 1 + \frac{jX_1}{R_D} + jX_O \left\{ \frac{1}{jX_{O2}} + \frac{1}{R_D} \left( \frac{X_1}{X_{O2}} + 1 \right) \right\} \\
&= 1 + \frac{X_O}{X_{O2}} + j \left\{ \frac{X_1}{R_D} + \frac{X_O}{R_D} \left( \frac{X_1}{X_{O2}} + 1 \right) \right\}
\end{aligned} \tag{A-4}$$

$$\begin{aligned}
\eta &= \left\{ \frac{1}{R_{DS}} + \frac{1}{jX_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) \right\} \left( 1 + \frac{R_{FB} + jX_{FB}}{jX_{O1}} \right) + \frac{1}{jX_{O1}} (R_1 / R_{DS} + 1) \\
&= \left\{ \frac{1}{R_{DS}} \left( 1 + \frac{X_{FB}}{X_{O1}} \right) - \frac{R_{FB} (R_1 / R_{DS} + 1)}{X_{L1} X_{O1}} \right\} \\
&\quad - j \left\{ \frac{R_{FB}}{X_{O1} R_{DS}} + \frac{1}{X_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) \left( 1 + \frac{X_{FB}}{X_{O1}} \right) + \frac{1}{X_{O1}} (R_1 / R_{DS} + 1) \right\}
\end{aligned} \tag{A-5}$$

$$\pi = \frac{1}{R_D} \left( \frac{X_1}{X_{O2}} + 1 \right) - j \frac{1}{X_{O2}} \tag{A-6}$$

$$\begin{aligned}
\phi &= \left\{ \frac{1}{R_{DS}} + \frac{1}{jX_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) \right\} (R_{FB} + jX_{FB}) + \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \\
&= \left\{ \frac{R_{FB}}{R_{DS}} + \frac{X_{FB}}{X_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) + \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right\} + j \left\{ \frac{X_{FB}}{R_{DS}} - \frac{R_{FB}}{X_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) \right\}
\end{aligned} \tag{A-7}$$

となる. ここで,  $X_1, X_O, X_{O1}, X_{O2}, X_{L1}$  は, Fig. 2-6 における  $C_1, C_O, L_{O1}, L_{O2}, L_1$  のリアクタンスである. 式(A-3)-式(A-7)を式(A-2)に代入し, 振幅条件を求めると,

$$\begin{aligned}
&-1/g_m \left[ \left\{ \left( 1 + \frac{X_O}{X_{O2}} \right) \left\{ \frac{1}{R_{DS}} \left( 1 + \frac{X_{FB}}{X_{O1}} \right) - \frac{R_{FB} (R_1 / R_{DS} + 1)}{X_{L1} X_{O1}} \right\} \right. \right. \\
&\quad + \left. \left\{ \frac{X_1}{R_D} + \frac{X_O}{R_D} \left( \frac{X_1}{X_{O2}} + 1 \right) \right\} \left\{ \frac{R_{FB}}{X_{O1} R_{DS}} + \frac{1}{X_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) \left( 1 + \frac{X_{FB}}{X_{O1}} \right) + \frac{1}{X_{O1}} (R_1 / R_{DS} + 1) \right\} \right. \\
&\quad + \left. \frac{1}{R_D} \left( \frac{X_1}{X_{O2}} + 1 \right) \left\{ \frac{R_{FB}}{R_{DS}} + \frac{X_{FB}}{X_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) + \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right\} \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{X_{O2}} \left\{ \frac{X_{FB}}{R_{DS}} - \frac{R_{FB}}{X_{L1}} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right) \right\} \right] \leq 1
\end{aligned} \tag{A-8}$$

となる. 従って, 式(A-8)は,

$$\begin{aligned}
& -1/g_m \left[ \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_5}\right) \left\{ \frac{1}{R_{DS}} \left(1 + \frac{X_{FB}}{\omega L_{O1}}\right) - \frac{R_{FB} (R_1 / R_{DS} + 1)}{\omega^2 L_1 L_{O1}} \right\} \right. \\
& + \left\{ -\frac{1}{\omega C_1 R_D} - \frac{1}{\omega C_0 R_D} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 L_{O2}}\right) \right\} \left\{ \frac{R_{FB}}{\omega L_{O1} R_{DS}} + \frac{1}{\omega L_1} \left(\frac{R_1}{R_{DS}} + 1\right) \left(1 + \frac{X_{FB}}{\omega L_{O1}}\right) + \frac{1}{\omega L_{O1}} (R_1 / R_{DS} + 1) \right\} \\
& + \frac{1}{R_D} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 L_{O2}}\right) \left\{ \frac{R_{FB}}{R_{DS}} + \frac{X_{FB}}{\omega L_1} \left(\frac{R_1}{R_{DS}} + 1\right) + \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right\} \\
& \left. + \frac{1}{\omega L_{O2}} \left\{ \frac{X_{FB}}{R_{DS}} - \frac{R_{FB}}{\omega L_{O1}} \left(\frac{R_1}{R_{DS}} + 1\right) \right\} \right] \leq 1 \quad (A-9)
\end{aligned}$$

となる. 式(4-9)を  $R_{FB}$ ,  $X_{FB}$  に関してまとめると,

$$\begin{aligned}
& -1/g_m \{ R_{FB} (-B - DE + HI - LN) \\
& \quad + X_{FB} (A - DF + HJ + LM) \\
& \quad + C - DG + HK \} \leq 1 \quad (A-10)
\end{aligned}$$

となる. 式(4-10)を変形すると,

$$\begin{aligned}
& R_{FB} (-B - DE + HI - LN) \\
& \quad + X_{FB} (A - DF + HJ + LM) \\
& \quad + C - DG + HK + g_m \geq 0 \quad (A-11)
\end{aligned}$$

となる. ここで,

$$\left. \begin{aligned}
A &= \frac{1}{\omega L_{O1} R_{DS}} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_{O2}}\right) & B &= \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega^2 L_1 L_{O1}} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_{O2}}\right) \\
C &= \frac{1}{R_1} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_0 L_{O2}}\right) & D &= \frac{1}{\omega R_D C_1} + \frac{1}{\omega R_D C_0} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 L_{O2}}\right) \\
E &= \frac{1}{\omega L_{O1} R_{DS}} & F &= \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega^2 L_1 L_{O1}} \\
G &= \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega L_1} + \frac{R_1 / R_{DS} + 1}{\omega L_{O1}} & H &= \frac{1}{R_D} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 L_{O2}}\right)
\end{aligned} \right\} (A-12)$$

$$I = \frac{1}{R_{DS}}$$

$$J = \frac{1}{\omega L_1} \left( \frac{R_1}{R_{DS}} + 1 \right)$$

$$K = \frac{R_1}{R_{DS}} + 1$$

$$L = \frac{1}{\omega L_{O2}}$$

$$M = \frac{1}{R_{DS}}$$

である. 式(A-11), 及び, 式(A-12)から,

$$R_{FB}P + X_{FB}O + Q + g_m \geq 0 \quad (\text{A-13})$$

が導かれる.

## 公刊論文及び学会発表

### 1. 定期刊行誌掲載論文(主論文に関連する原著論文)

- [1] H. Kaiju, S. Fujita, T. Morozumi, and K. Shiiki:  
"Magnetocapacitance effect of spin tunneling junctions",  
J. Appl. Phys. **91**, 7430 (2002).
- [2] H. Kaiju, K. Shiiki, S. Fujita, and T. Morozumi:  
"Frequency dependence of magnetoimpedance in spin tunneling junctions",  
Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 1246 (2003).
- [3] N. Hirabayashi, H. Kaiju, and K. Shiiki:  
"Radio frequency magneto-impedance effect in spin tunneling junctions",  
Rev. Sci. Instrum. **75**, 2061 (2004).
- [4] H. Kaiju, K. Saisho, and K. Shiiki:  
"Highly sensitive magnetic sensing method using magnetoresistance devices",  
Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 5600 (2004).

### 2. 定期刊行誌掲載論文(その他の論文)

- [1] K. Shiiki, M. Igarashi, and H. Kaiju:  
"Electronic structure of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin film studied using first-principle band calculation",  
Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 5185 (2003).
- [2] T. Morozumi, H. Kaiju, Y. Ohtaka, and K. Shiiki:  
"Breakdown of Al/AlO<sub>x</sub>/Al tunneling junctions",  
Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 197 (2004).

- [3] A. Ishibashi, H. Kaiju, Y. Yamagata, and N. Kawaguchi:  
"Connected box-units-based compact highly clean environment for cross-disciplinary experiments platform",  
Electron. Lett. **41**, 735 (2005).
- [4] H. Kaiju, N. Kawaguchi, and A. Ishibashi:  
"Study of very low airborne particle count in clean-unit system platform",  
Rev. Sci. Instrum. **76**, 085111 (2005).

### 3. 国際会議論文(査読付きの full-length papers)

- [1] Y. Otaka, H. Kaiju, M. Nishiyama, N. Sakaguchi, and K. Shiiki:  
"Evaluation of  $\text{AlO}_x$  in Co/ $\text{AlO}_x$ /Co spin tunneling junctions ",  
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **811**, E3.7.1 (2004).
- [2] H. Kaiju and K. Shiiki:  
"Oscillation controlled magnetic sensing by using spin electronics devices",  
Comp. Comm. Cont. Tech. Proc. **2**, 31 (2005).

### 4. 国際会議発表

- [1] H. Kaiju, T. Komine, and K. Shiiki:  
"Study of spin tunneling magnetoresistive effect by first principle band calculation",  
Electronic Structure and Magnetism in Complex Materials International Conference  
2000, Washington DC, P10 (2000).
- [2] H. Kaiju, S. Fujita, T. Morozumi, and K. Shiiki :  
"Magneto-capacitance effect of spin tunneling junctions",  
46<sup>th</sup> Annual Conference on Magnetism & Magnetic Materials, Seattle, Washington,  
CR-08 (2001).
- [3] K. Shiiki, H. Kaiju, S. Fujita, and T. Morozumi:  
"Frequency dependence of magneto-impedance in spin tunneling junctions",

Intermag Europe 2002, Amsterdam, The Netherlands, ER-01 (2002).

[4] H. Kaiju, N. Hirabayashi, T. Morozumi, S. Fujita, and K. Shiiki:

"Influence of oxidation states of Al-oxide layer on RF impedance for spin tunneling junctions",

47<sup>th</sup> Annual Conference on Magnetism & Magnetic Materials, Tampa, Florida, GP-03, 362 (2002).

[5] H. Kaiju, N. Hirabayashi, T. Morozumi, S. Fujita, and K. Shiiki:

"High frequency dielectric constant characteristics of spin tunneling junctions",

2002 Materials Research Society Fall Meeting, Boston, Massachusetts, P5.9, 376 (2002).

[6] T. Morozumi, H. Kaiju, S. Fujita, and K. Shiiki:

"Breakdown of Al/AIO/Al tunneling junctions",

2002 Materials Research Society Fall Meeting, Boston, Massachusetts, P5.8, 376 (2002).

[7] H. Kaiju, N. Hirabayashi, S. Fujita, T. Morozumi, and K. Shiiki:

"RF magnetoimpedance effect in spin tunneling junctions",

The 2003 IEEE International Magnetics Conference, Boston, Massachusetts, ES-02 (2003).

[8] H. Kaiju, K. Saisho, and K. Shiiki:

"High output magnetic sensing method with spin tunneling devices",

The 9<sup>th</sup> Joint Magnetism & Magnetic Materials – Intermag Conference, Anaheim, California, FT-03, 333 (2004).

[9] M. Nishiyama, H. Kaiju, Y. Otaka, and K. Shiiki:

"Evaluations of leakage current characteristics of spin tunneling junctions",

The 9<sup>th</sup> Joint Magnetism & Magnetic Materials – Intermag Conference, Anaheim, California, FX-02, 348 (2004).

[10] Y. Otaka, H. Kaiju, M. Nishiyama, N. Sakaguchi, and K. Shiiki:

"Evaluation of AlO<sub>x</sub> in Co/AlO<sub>x</sub>/Co spin tunneling junctions",

2004 Materials Research Society Spring Meeting, San Francisco, California, E3.7 (2004).

[11] H. Kaiju and K. Shiiki:

"Oscillation controlled magnetic sensing by using spinelectronics devices",  
The 3<sup>rd</sup> International Conference on Computing, Communication and Control  
Technologies, Austin, Texas, 31 (2005).

## 5. 国内学会発表

1. 海住英生, 小峰啓史, 椎木一夫:「第一原理バンド計算によるスピントンネル磁気抵抗効果に関する研究」日本物理学会 春の分科会 関西大学 24pPSB-27 (2000).
2. 海住英生, 小峰啓史, 椎木一夫:「第一原理バンド計算によるスピントンネル磁気抵抗効果に関する研究」日本物理学会 第 55 回年次大会 新潟大学 24pPSB-4 (2000).
3. 海住英生, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:「スピントンネル素子における高周波インピーダンス特性」日本物理学会 第 56 回年次大会 中央大学 29pYB-4 (2001).
4. 藤田滋雄, 両角武, 海住英生, 椎木一夫:「強磁性トンネル接合における絶縁層が及ぼす影響」日本物理学会 第 56 回年次大会 中央大学 27aPS-14 (2001).
5. 両角武, 藤田滋雄, 海住英生, 椎木一夫:「Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co/NiO トンネル素子における高周波インピーダンス特性」日本物理学会 第 56 回年次大会 中央大学 27aPS-15 (2001).
6. 海住英生, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:「スピントンネル素子における高周波磁気インピーダンス効果に関する研究」日本物理学会 秋季大会 徳島文理大学 17pPSA-4 (2001).
7. 藤田滋雄, 両角武, 海住英生, 椎木一夫:「強磁性トンネル接合における絶縁層の組成と電気・磁気特性」日本物理学会 秋季大会 徳島文理大学 17pPSA-5 (2001).

8. 両角武, 藤田滋雄, 海住英生, 椎木一夫:「Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al における絶縁破壊メカニズム解析」日本物理学会 秋季大会 徳島文理大学 17aPS-96 (2001).
9. 海住英生, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:「スピントンネル素子の磁気キャパシタンス効果」電気学会 センサ・マイクロマシン準部門総合研究会 慶応義塾大学 PHS-01-03 (2001).
10. 海住英生, 平林直明, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:「高周波磁気キャパシタンス効果に関する研究」日本物理学会 第 57 回年次大会 立命館大学 25pPSA-18 (2002).
11. 藤田滋雄, 両角武, 海住英生, 椎木一夫:「強磁性トンネル接合における絶縁層及び界面に関する研究」日本物理学会 第 57 回年次大会 立命館大学 25pPSA-19 (2002).
12. 両角武, 藤田滋雄, 海住英生, 椎木一夫:「Al/AlO/Al 接合における絶縁破壊メカニズム」日本物理学会 第 57 回年次大会 立命館大学 25aPSA-20 (2002).
13. 両角武, 海住英生, 西山真生, 椎木一夫:「AlO 薄膜における絶縁破壊に関する研究」日本物理学会 秋季大会 中部大学 8pPSA-5 (2002).
14. 海住英生, 平林直明, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:「トンネル磁気インピーダンス効果の周波数特性」日本物理学会 秋季大会 中部大学 8pPSA-46 (2002).
15. 海住英生, 平林直明, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:「スピントンネル接合の高周波インピーダンス特性」第 26 回日本応用磁気学会学術講演集 17aB-1 (2002).
16. 平林直明, 海住英生, 椎木一夫:「Al/Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co/Al スピントンネル素子の高周波インピーダンス測定」第 26 回日本応用磁気学会学術講演集 17aB-2 (2002).
17. 海住英生, 椎木一夫:「スピントンネル接合における高周波磁気インピーダンス特性」第 82 回マイクロ磁区専門研究会 15:30-16:15 (2003).
18. 大高悠毅, 藤田滋雄, 両角武, 海住英生, 椎木一夫:「トンネル素子における XPS による AlO<sub>x</sub> 障壁厚さの評価」日本物理学会 第 58 回年次大会 東北大学 28pPSA-13 (2003).

19. 原田慎也, 海住英生, 藤田滋雄, 椎木一夫: 「反応性スパッタによって作製した絶縁層薄膜 AlO」日本物理学会 第 58 回年次大会 東北大学 28pPSA-14 (2003).
20. 両角武, 海住英生, 西山真生, 椎木一夫: 「Al/AlO<sub>x</sub>/Al トンネル接合における絶縁破壊に関する研究」日本物理学会 第 58 回年次大会 東北大学 28pPSA-15 (2003).
21. 西山真生, 両角武, 海住英生, 椎木一夫: 「Al/AlO/Al トンネル接合におけるリーク電流の特性評価」日本物理学会 第 58 回年次大会 東北大学 28pPSA-16 (2003).
22. 原田慎也, 海住英生, 椎木一夫: 「反応性スパッタ法による絶縁層薄膜を有する TMR 素子に関する研究」日本物理学会 秋季大会 岡山大学 21pPSA-1 (2003).
23. 西山真生, 海住英生, 大高悠毅, 椎木一夫: 「Co/Al-oxide/Co TMR 素子におけるリーク電流の特性評価」日本物理学会 秋季大会 岡山大学 21pPSA-2 (2003).
24. 大高悠毅, 海住英生, 西山真生, 椎木一夫: 「XPS を用いた Co/AlO<sub>x</sub>/Co スピントンネル素子の絶縁層の評価」日本物理学会 秋季大会 岡山大学 21pPSA-3 (2003).
25. 林克典, 海住英生, 椎木一夫: 「スピントンネル素子の  $d^2I/dV^2$ -V 特性」日本物理学会 秋季大会 岡山大学 21pPSA-4 (2003).
26. 西村真一, 平林直明, 海住英生, 椎木一夫: 「スピントンネル素子における雑音の周波数特性」第 27 回日本応用磁気学会学術講演集 16aE-8 (2003).
27. 平林直明, 海住英生, 椎木一夫: 「スピントンネル接合の RF 磁気インピーダンス効果」第 27 回日本応用磁気学会学術講演集 16aE-9 (2003).
28. 西山真生, 海住英生, 大高悠毅, 椎木一夫: 「トンネル接合におけるリーク電流の特性評価」第 27 回日本応用磁気学会学術講演集 19aA-7 (2003).

29. 税所和也, 海住英生, 西村真一, 椎木一夫: 「スピントネル素子を用いた新しい磁気センシング方法」第27回日本応用磁気学会学術講演集 19pA-13 (2003).
30. 海住英生, 税所和也, 西村真一, 平林直明, 椎木一夫: 「トンネル磁気インピーダンス効果を用いた高感度磁気センシング方法」第27回日本応用磁気学会学術講演集 19pA-14 (2003).
31. 原田慎也, 海住英生, 椎木一夫: 「反応性スパッタ法による絶縁層薄膜  $\text{AlO}_x$  の物性評価と応用可能性の検討」第44回真空に関する連合講演会 13P-46 (2003).
32. 大高悠毅, 海住英生, 西山真生, 椎木一夫: 「XPS を用いた  $\text{Co}/\text{AlO}_x/\text{Co}$  スピントネル素子の絶縁層の評価 (II)」日本物理学会 第59回年次大会 九州大学 27aPS-25 (2004).
33. 西山真生, 海住英生, 大高悠毅, 椎木一夫: 「 $\text{Co}/\text{Al-oxide}/\text{Co}$  TMR 素子におけるリーク電流の特性評価(2)」日本物理学会 第59回年次大会 九州大学 27aPS-26 (2004).
34. 原田慎也, 海住英生, 椎木一夫: 「反応性スパッタ法による  $\text{AlO}_x$  を絶縁層とする強磁性トンネル接合の研究」日本物理学会 第59回年次大会 九州大学 27aPS-28 (2004).
35. 河野剛, 西山真生, 海住英生, 椎木一夫: 「 $\text{Co}/\text{Al-oxide}/\text{Co}$ TMR 素子における絶縁破壊現象に関する研究」日本物理学会 第59回年次大会 九州大学 27aPS-30 (2004).
36. 五十嵐一也, 原田慎也, 海住英生, 椎木一夫: 「反応性スパッタ法による絶縁層  $\text{AlN}$  の研究」日本物理学会 第59回年次大会 九州大学 27aPS-46 (2004).
37. 荒川信行, 大高悠毅, 海住英生, 椎木一夫: 「トンネル確率の数値計算による  $\text{Al}/\text{Al-oxide}/\text{Al}$  素子の膜厚・障壁高さの推定」日本物理学会 秋季大会 青森大学 12aPS-8 (2004).
38. 河野剛, 海住英生, 椎木一夫: 「 $\text{Co}/\text{AlO}_x/\text{Co}$ TMR 素子の定電圧印加での絶縁破壊現象に関する研究」日本物理学会 秋季大会 青森大学 12aPS-9 (2004).
39. 大高悠毅, 海住英生, 西山真生, 椎木一夫: 「XPS を用いた  $\text{Co}/\text{AlO}_x/\text{Co}$  スピ

ントネル素子の絶縁層の評価(III)」日本物理学会 秋季大会 青森大学 12aPS-10 (2004).

40. 原田慎也, 海住英生, 椎木一夫: 「反応性スパッタ法による Co/AlO<sub>x</sub>/Co 接合の研究」日本物理学会 秋季大会 青森大学 12aPS-13 (2004).

41. 西山真生, 海住英生, 大高悠毅, 椎木一夫: 「Co/Al-oxide/Co TMR 素子おけるリーク電流の特性評価(3)」日本物理学会 秋季大会 青森大学 12aPS-136 (2004).

42. 税所和也, 海住英生, 椎木一夫: 「発振制御型磁気センシング法の応答特性」第 28 回日本応用磁気学会学術講演集 21pE-12 (2004).

43. 五十嵐一也, 原田慎也, 海住英生, 椎木一夫: 「反応性スパッタ法による絶縁層 AlN の研究 II」, 日本物理学会 第 60 回年次大会 東京理科大学 24pPSA-11 (2005).

44. 大高悠毅, 海住英生, 西山真生, 原田慎也, 椎木一夫: 「XPS を用いた Co/AlO<sub>x</sub>/Co スピントネル素子の絶縁層の評価(IV)」, 日本物理学会 第 60 回年次大会 東京理科大学 24pPSA-20 (2005).

45. 荒川信行, 大高悠毅, 海住英生, 椎木一夫: 「トンネル確率の数値計算による障壁高さ・膜厚の評価」, 日本物理学会 第 60 回年次大会 東京理科大学 24pPSA-6 (2005).

## 6. その他

### 主論文に関連する研究会論文

- [1] 海住英生, 藤田滋雄, 両角武, 椎木一夫:  
「スピントネル素子の磁気キャパシタンス効果」  
電気学会研究会論文, PHS-01, 9 (2001).

## 主論文に関連する特許

[1] 海住英生, 椎木一夫 :

「磁気抵抗効果を用いた磁気センサ, 磁気抵抗効果を用いた磁気センサの駆動方法, 及び, 磁気記録装置」

特許第 3557442 号 (2004 年 5 月 28 日).

[1]' H. Kaiju and K. Shiiki : ([1]の米国出願特許)

"Magnetic sensor utilizing magnetoresistance effect, method for driving magnetic sensor utilizing magnetoresistance effect and magnetic recording systems"

USPTO #20040257186 (2004 年 12 月 23 日).