

信州大学審査学位論文

ファラデー効果型光プローブ電流センサ用磁性薄膜
ファラデー素子の作製と評価

2019 年 3 月

宮本 光教

目次

第1章 緒言	1
1.1 研究背景.....	1
1.1.1 社会的背景と電流計測の必要性	1
1.1.2 電流計測の実際	5
1.1.3 光を利用した電流計測.....	8
1.1.4 透明磁性体.....	11
1.1.5 ファラデー素子用透明強磁性磁気光学材料の作製法としての成膜技術.....	13
1.2 研究目的.....	17
1.3 本論文の概要	18
参考文献.....	19
第2章 光プローブ電流センサの構造と動作原理	24
2.1 偏光とファラデー効果	24
2.1.1 偏光	24
2.1.2 ファラデー効果	25
2.2 光ファイバーおよび光学部品	28
2.2.1 光ファイバー	29
2.2.2 光源	33
2.2.3 光アイソレータ	35
2.2.4 偏光子（ポラライザー）	35
2.2.5 波長板.....	36
2.2.6 偏光ビームスプリッター	37
2.2.7 フォトダイオード.....	37
2.2.8 フェルルール・スリーブ.....	38
2.3 光プローブ電流センサの構造と動作原理.....	40
2.3.1 センサ光学系構造と偏光状態.....	40

2.3.2	Jones 行列による偏光状態の記述.....	43
2.3.3	差動検出.....	45
2.3.4	センサ光学系における光損失.....	47
2.3.5	センサの電圧出力.....	49
2.4	電流によって生じる磁界.....	50
2.4.1	許容電流と磁界.....	50
2.4.2	導体径と誘導磁界の距離依存性.....	53
2.4.3	各種機器定常動作時の磁界と異常磁界.....	54
	参考文献.....	56
第3章	強磁性金属薄膜のファラデー素子への利用.....	59
3.1	はじめに.....	59
3.2	強磁性金属薄膜の形成と磁気光学特性.....	60
3.2.1	強磁性薄膜の作製方法.....	60
3.2.2	強磁性薄膜の評価方法.....	63
3.2.3	Fe, Co 単層膜の磁気光学特性と飽和ファラデー回転角の推定.....	65
3.3	誘導透過干渉フィルタの設計.....	71
3.4	誘導透過干渉フィルタの作製.....	74
3.5	誘導透過干渉フィルタの光学特性とファラデー効果.....	76
3.6	誘導透過干渉フィルタの導入によるファラデー効果性能指数改善効果.....	81
3.7	アドミタンス層の整合波長ずれの効果.....	83
3.8	本章のまとめ.....	86
	参考文献.....	87
第4章	透明強磁性グラニューラー薄膜の作製と評価.....	89
4.1	はじめに.....	89
4.2	材料選択とグラニューラー膜の設計.....	91
4.2.1	生成熱差による構成材料の検討.....	91
4.2.2	Maxwell-Garnett 有効誘電媒質近似による性能指数の推定.....	93
4.3	共蒸着法による Co-MgF ₂ グラニューラー薄膜の作製.....	100
4.4	Co-MgF ₂ グラニューラー薄膜の評価.....	102

4.4.1	Co 体積濃度の影響	102
4.4.2	成膜基板温度の影響	108
4.4.3	ファラデー効果および性能指数	113
4.4.4	X 線回折による結晶性評価.....	118
4.4.5	透明性の考察.....	119
4.5	ポストアニールによる性能指数改善.....	123
4.6	Co-MgF ₂ グラニューラー薄膜の耐熱性評価.....	129
4.7	Co-MgF ₂ グラニューラー薄膜の高周波特性の予測	131
4.8	本章のまとめ	133
	参考文献.....	134
第 5 章	Fabry-pérot 共振器構造導入によるグラニューラー薄膜ファラデー効果の増強.....	138
5.1	はじめに.....	138
5.2	Fabry-pérot 共振多層膜の設計	140
5.3	マトリックスアプローチ法によるファラデー効果の推定.....	142
5.4	Fabry-pérot 共振多層膜の作製	145
5.5	Co-MgF ₂ グラニューラー薄膜の光学定数波長分散	146
5.6	Fabry-pérot 共振によるファラデー効果の増強	149
5.7	マルチキャビティ構造によるファラデー効果性能指数の向上	153
5.8	本章のまとめ	156
	参考文献.....	157
第 6 章	ファラデー素子としての総合評価および光プローブ電流センサへの適用例	159
6.1	ファラデー素子としての総合評価	159
6.2	光プローブ電流センサによる電流計測	161
6.2.1	電流計測セットアップ	162
6.2.2	センサ動作から要求されるファラデー素子の性能指数	164
6.2.3	ファラデー素子用磁性膜の最適な膜厚	165
6.2.4	電流計測結果.....	169
6.3	本章のまとめ	170
	参考文献	171

第 7 章 結論	172
研究業績	176
謝辭	179

記号表

記号	:	名称	[単位]
a	:	コアの半径	[m]
a_0	:	格子定数	[m]
A	:	微粒子の電子構造によって定義される係数	[eV]
A_c	:	導体断面積	[m ²]
A', B'	:	Sellmeier 分散式の係数	[-]
A'', B'', C'', D''	:	Lorentzian 分散式の係数	[-]
c	:	光速	[m/s]
C_{loss}	:	光学経路の接続ロス	[dB]
d, d_1, d_2, d_n	:	試料厚さ	[m]
d_D, d_M	:	誘電体層, 磁性体層の厚さ	[m]
d_m	:	金属薄膜の厚さ	[m]
d_p	:	微粒子の直径	[m]
D	:	気体分子直径	[m]
D_1	:	導体外径	[m]
D_2	:	電線外径	[m]
$D_{\text{ave.}}$:	微粒子の平均直径	[m]
D_{Co}	:	Co 微粒子直径	[m]
$D_{\text{int.}}$:	粒子間距離	[m]
f_a	:	体積濃度比	[-]
f_{Co}	:	Co の体積濃度比	[-]
f_{max}	:	臨界体積濃度比	[-]
FOM	:	性能指数	[° /dB] or [° /(A·m ⁻¹ ·dB)]
H	:	磁界	[A/m] or [Oe]
※SI 単位系の A/m を基本としたが, 引用した文献値など一部は CGS 単位系の Oe を用いた.			
H_d	:	反磁界	[A/m]
H_s	:	飽和磁界	[A/m]
i	:	被測定電流	[A]
I_0	:	入射光強度	[W]
I_{in}	:	TIA に流れる電流	[A]
I_{IG}	:	イオンガンの電流	[A]

I_{pc}	:	電線の許容電流	[A]
I_t	:	透過光強度	[W]
j	:	虚数	[-]
k	:	消衰係数	[-]
k_B	:	ボルツマン定数	[erg/K]
k_p, k_n	:	左右円偏光に対応する波数	[m ⁻¹]
K	:	瞬時許容電流計算における定数	[-]
L	:	試料長さ	[m]
L_b	:	直線偏光ビート長	[m]
L_c	:	円偏光ビート長	[m]
$L_{coh.}$:	可干渉距離（コヒーレンス長）	[m]
L_x	:	形状に関する因子	[-]
M	:	磁化	[T]
M_s	:	飽和磁化	[T]
n	:	屈折率	[-]
n_x	:	x 偏波に対する屈折率	[-]
n_y	:	y 偏波に対する屈折率	[-]
\hat{N}	:	複素誘電率	[-]
NA	:	開口数	[-]
N_{clad}	:	クラッドの屈折率	[-]
N_{core}	:	コアの屈折率	[-]
N	:	反磁界係数	[-]
P	:	圧力	[Pa]
P_0	:	入射光強度（動作点）	[W]
P_1	:	絶縁皮膜の固有熱抵抗	[°C cm/W]
P_2	:	表面拡散の固有熱抵抗	[°C cm/W]
P_{loss}	:	透過光損失	[dB]
P_p	:	P 偏光の光強度	[W]
P_s	:	S 偏光の光強度	[W]
P_{SLD}	:	SLD 光源から出射された光強度	[W]
r	:	導体の中心からの距離	[m]
r_0	:	導体の半径	[m]
r_{20}	:	20 °C における導体抵抗	[Ω/cm]
r_c	:	導体実効抵抗	[Ω/cm]
R	:	反射率	[%]
R_1	:	絶縁皮膜の熱抵抗	[°C cm/W]

R_2	:	電線表面の熱抵抗	[°C cm/W]
$R_{\text{cross-talk}}$:	Slow 軸と Fast 軸間のクロストーク比	[-]
R_{total}	:	電線の全熱抵抗	[°C cm/W]
Re	:	複素数の実数部のみを取り出す記号	[-]
S	:	フォトダイオードの感度定数	[A/W]
T	:	温度	[K]
T_0, T_1, T_2	:	透過率	[%]
T_{max}	:	電線の最高許容温度	[°C]
T_a	:	周囲温度	[°C]
$T_{\text{coh.}}$:	可干渉時間（コヒーレンス時間）	[s]
T_{pulse}	:	パルス幅	[s]
V	:	微粒子の体積	[m ³]
V	:	ヴェルデ定数	[min./Oe・cm]
V_{IG}	:	イオンガンの印加電圧	[V]
V_n	:	規格化周波数	[-]
X	:	アドミッタンス整合層の屈折率	[-]
Y_e	:	光学アドミッタンス	[-]
Z	:	アドミッタンス整合層の消衰係数	[-]
Z_{TIA}	:	トランスインピーダンスゲイン	[V/A]
α	:	Gilbert の損失定数	[-]
α_t	:	導体温度抵抗係数	[-]
β_x	:	x 偏波の伝播定数	[-]
β_y	:	y 偏波の伝播定数	[-]
γ	:	整合波長ずれ	[%]
γ_R	:	磁気回転比	[-]
δ	:	光の位相	[rad]
δ_p, δ_n	:	左右円偏光の位相	[rad]
Δ	:	位相差	[rad]
$\Delta_t H^\ominus$:	生成熱	[J/mol]
Δn	:	屈折率差	[-]
$\Delta \hat{N}$:	複素屈折率差	[-]
ΔP	:	P 偏光と S 偏光の光強度差	[W]
$\Delta \beta$:	x 偏波と y 偏波の伝播定数差	[-]
$\Delta \lambda$:	波長幅または設計波長のずれ量	[nm]
ε_0	:	真空の誘電率	[F/m]
$\tilde{\varepsilon}$:	誘電率テンソル	[-]

ε'	:	有効誘電率の実部	[-]
ε''	:	有効誘電率の虚部	[-]
$\varepsilon_a, \varepsilon_b$:	グラニュー膜構成材料の誘電率	[-]
$\varepsilon_{\text{effect}}$:	有効誘電率	[-]
$\tilde{\varepsilon}_{\text{effect}}$:	有効誘電テンソル	[-]
ε_{xx}	:	誘電率テンソルの対角項	[-]
ε_{xy}	:	誘電率テンソルの非対角項	[-]
$\varepsilon_{xx}^{\text{Co}}$:	Co 誘電テンソルの対角項	[-]
$\varepsilon_{xx}^{\text{Co}}$:	Co 誘電テンソルの非対角項	[-]
$\varepsilon_{xx}^{\text{Co-interband}}$:	Co 誘電テンソル対角項の自由電子寄与項	[-]
$\varepsilon_{xx}^{\text{Co-intraband}}$:	Co 誘電テンソル対角項の束縛電子寄与項	[-]
$\varepsilon_{xy}^{\text{Co-interband}}$:	Co 誘電テンソル非対角項の自由電子寄与項	[-]
$\varepsilon_{xy}^{\text{Co-intraband}}$:	Co 誘電テンソル非対角項の束縛電子寄与項	[-]
$\varepsilon_{xx}^{\text{effect}}$:	有効誘電テンソルの対角項	[-]
$\varepsilon_{xy}^{\text{effect}}$:	有効誘電テンソルの非対角項	[-]
$\varepsilon_{xx}^{\text{MgF}_2}$:	MgF ₂ 誘電テンソルの対角項	[-]
ϵ_p, ϵ_n	:	左右円偏光に対する比誘電率	[-]
η_0	:	多条布設の場合の許容電流低減率	[-]
η_F	:	ファラデー楕円率	[-]
θ	:	光学軸と偏光面の成す角度	[°]
θ_{bias}	:	光バイアス角度	[°]
θ_F	:	ファラデー回転角	[°]
$\theta_{F,s}$:	飽和ファラデー回転角	[°]
θ_{max}	:	臨界角	[°]
λ	:	光の波長	[m]
λ_a	:	入射媒質側の整合層の設計波長	[m]
λ_b	:	出射媒質側の整合層の設計波長	[m]
λ_L	:	Landau-Lifshitz の損失定数	[-]
A	:	平均自由行程	[m]
μ	:	磁気モーメント	[Wbm]
μ'	:	複素透磁率の実部	[-]
μ''	:	複素透磁率の虚部	[-]
$\tilde{\mu}$:	透磁率テンソル	[-]
μ_0	:	真空の透磁率	[H/m]
μ_{atm}	:	原子当たりの磁気モーメント	[Wbm]
$\mu_{\text{ave.}}$:	強磁性微粒子の平均磁気モーメント	[Wbm]

μ_B	:	ボーア磁子	[erg/G]
μ_i	:	複素透磁率	[-]
ν	:	光の振動数	[Hz]
π	:	円周率	[-]
ρ	:	電気抵抗率	[Ωm]
σ	:	導電率	[S/m]
τ	:	緩和時間	[eV ⁻¹]
φ_F	:	複素ファラデー回転角	[°]
Φ_n	:	遷移マトリックス	[-]
Φ_D, Φ_M	:	誘電体層, 磁性体層の遷移マトリックス	[-]
χ	:	磁化率	[-]
χ_r	:	比磁化率	[-]
ψ	:	ポテンシャル透過率	[%]
ω	:	角周波数	[rad/s]
ω_0	:	共鳴状態の角周波数	[rad/s]
ω_c	:	サイクロトロン周波数	[eV]
ω_p	:	プラズマ周波数	[eV]

第 1 章 緒言

1.1 研究背景

1.1.1 社会的背景と電流計測の必要性

全世界におけるエネルギー需要の拡大は、発電から送配電におけるインフラ整備に加えて、再生可能エネルギーの大量導入や送配電網の構築、更には「スマートグリッド」の導入を通じたエネルギーマネジメントの実現も見据えた動きに繋がっている [1] [2]. 2000 年後半からアメリカの景気対策法の一部に取り入れられた「スマートグリッド」政策は今は、各国で様々な形態で取り組まれている. スマートグリッドはこれまで一方向であった電力潮流（供給サイドから需要サイドへ）を双方向の潮流を作ることで電力の需給の効率化と最適化を測る電力網の事を目指している. アメリカでは、国内のエネルギー需要増に対して発電所や送電設備の老朽化やインフラ整備が不十分であることから、停電が多いなど電力供給の信頼度が悪いため、これ解消し供給信頼度の高い電力網の構築に取り組んでいる. 再生可能エネルギーの導入拡大についても、2025 年までに全電力量の 25%を再生可能エネルギーによることを掲げており、このような方針に基づき、将来、再生可能エネルギーによる大量の不安定な電源が電力網に繋がった場合を想定し、送電網の増強やスマートメーターの設置等によるスマートグリッドの構築を推進している [3]. また、欧州においては 2020 年までに、温室効果ガス 20 %削減（1990 年対比）、エネルギー効率 20 %向上、および全エネルギーに占める再生可能エネルギーの割合 20 %を目標に掲げている. これらはスマートグリッド構築の推力となっている. 欧州では、各国を跨って電力網がメッシュ状

に連結されており，各地の陸上および海上に設置された風力発電の大きな発電量変動が国際連系線を介して各国の電力系統運用に影響を与えている．これらの課題に対して，スマート技術によって国際連系線容量，可観測性および信頼性を向上させる狙いがある [3]．各地域で目的は違っても，再生可能エネルギーの大量導入とスマートグリッドの構築は重要な国家戦略の一部であると考えられる．日本においては，元々電力供給の信頼度が高く，比較的電力供給に余力があると見られていたため，他国とスマートグリッドに対する考えが異なる面があった．しかし，去る 2011 年 3 月 11 日，東日本大震災がもたらした福島第一原発事故は，わが国におけるスマートグリッドの前提条件を大きく変化させた．電力需給の逼迫が長期化する見通しの中，需要サイドでのコントロールが重要視され，AMI (Advanced Metering Infrastructure; スマートメーター) によるローカル電力の見える化 [4]

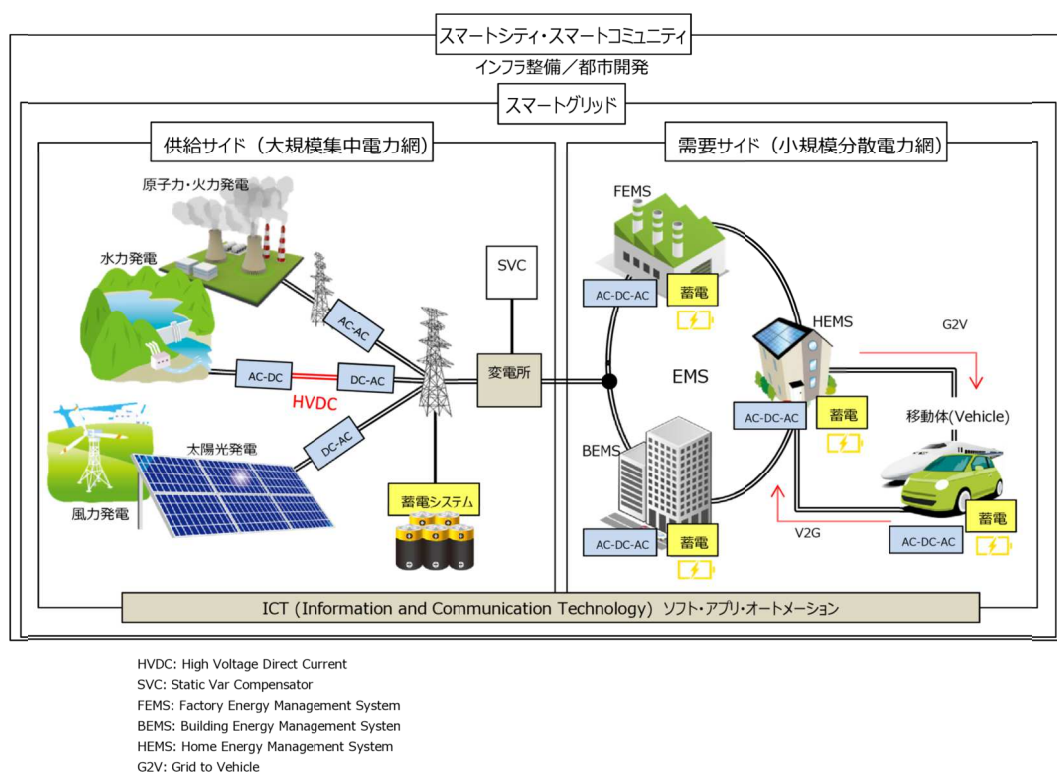


図 1-1 スマートシティ・スマートコミュニティ [1]

や EMS (Energy Management System) [5]の構築へ期待が高まった。EMS は FEMS (Factory Energy Management System), BEMS (Building Energy Management System), HEMS (Home Energy Management System) などの小規模エリアにおけるエネルギー消費の効率化を図るものであるが、エネルギーマネジメントの実現には既存産業の個別機器間での繋がり、既存機器と新規機器とのインターフェイスを共通化 (標準化) することが重要である。

供給サイドと需要サイドの双方向電力潮流は、例えば、プラグインハイブリッドや電気自動車の普及に備えて電力網から EV への順方向電力潮流 (G2V: Grid to Vehicle) だけでなく、夜間電力や太陽光発電の余剰電力を車載電池に充電し、電力需要のピーク時に電気を電力網に戻す、「逆向き」の電力潮流 (V2G; Vehicle to Grid) を作り出すことはその一例である。スマートグリッドにおける、送配電においては、各所に適した電力形態をとり、高効率な電力伝送が必須であり、HDVC (High Voltage Direct Current; 高圧直流送電) や FACTS (Flexible Alternating Current Transmission System; フレキシブル交流送電システム) などが 1990 年代から提案されている。

スマートグリッドによる電力網の効率化および最適化の実現のためには、大きく「蓄電池」、「電気エネルギーインフラ」、「パワー半導体」といった 3 つの技術革新が必要とされている。このうち電気エネルギーインフラの開発整備は、他の開発状況を見据えて進めていくべきであるが、蓄電池とパワー半導体の高密度化の開発と普及には時間を要するため、更なる産学官連携が求められる [6]。この中で、パワー半導体は、スマートグリッドの供給サイドにおける SVC (Static Var Compensator; 静止形無効電力補償装置) や、最適な電力形態への変換機器 (FACTS 機器) への搭載がすでに進められており、今後更に進むことが見込まれる。これらを支えるのが、今、益々移動体や家電、産業機器を中心に搭載されている SiC パワー半導体を用いたパワエレ機器である。京都大学の松浪らが SiC 材料を高耐圧・低スイッチング損失で駆動できる半導体材料として提案 [7]して以降、SiC ショットキーバリアダイオードや電界効果トランジスタ (MOSFET) を実現し、シリコン半導体では成し得

なかった高性能パワーデバイスが実現可能であることを実証した。このワイドバンドギャップ SiC パワーデバイスを採用したインバータやコンバータでは効率の向上と併せて体積電力密度の上昇によって電力変換機器の小型化が劇的に進展している。家電や移動体だけでなく、電力送電の各所に半導体技術を利用した小型電力変換機器が設置されれば、低損失な電力伝送が実現される。

これら小型化するパワーエレクトロニクス機器における電流計測（監視）は精密なパワーコントロールや省エネルギーの為に必須であることは明らかであるが、電流計測機器として今まで成しえなかった高い性能が要求されている。例えば、パワエレ機器内部での in-situ 計測が可能であること（超小型センサヘッド）、DC～高周波の広い周波数帯域を持つとともに主回路動作への影響が小さいこと、環境温度変化に対する温度特性が良好であること、劣悪な電磁ノイズ環境下でもセンサ信号の伝送に影響を受けないことなど、複数の要求を満足した計測機器（センサ）でなければならない。

電流計測に関わるユーザーニーズについて調査した結果を以下に抜粋・記述する。

- (a) 非接触で外乱影響を受けない電流センサが必要
- (b) EV/PHEV 用バッテリー、インバータ出力電流の高周波ノイズの計測
- (c) 燃料電池のスタック内の電流分布の計測
- (d) インバータとモータの小型化の開発のため、100℃以上の耐熱電流センサが必要
- (e) バスバー上の電流分布の計測
- (f) ランプ光源回路中の電流計測
- (g) 遮断機、スマートメーター用に小型で大電流計測できる電流センサが必要
- (h) 空間電磁ノイズの計測
- (i) 新幹線インバータ、モータ用電流計の小型・軽量化

この中で特に強いニーズは、狭所における in-situ 計測である。従って、外乱（電磁ノイズ）に強く、超小型ヘッド（軽量）を備え、高周波まで対応した電流センサを産業界（特にパ

ワーエレクトロニクス産業，自動車産業）から強く望まれている。

昨今，有限要素法などによる電磁界シミュレーションの発展によって，実際の回路を製作しなくとも回路内もしくはバスバーなどの電流（磁界）分布を予測することができる。しかし，実際の回路製作の現場において，回路内の電流を計測しようとした場合，主回路に直接電流センサを実装するか，クランプ型電流計のために導体を外部へ予め引き出しておく必要がある。いずれの方法でも主回路への挿入インピーダンス，あるいはインダクタンスを無視することができない。

1.1.2 電流計測の実際

導体に流れる電流を非接触で計測する場合，電流によって生じる磁界を検出対象とし，磁界量から電流値を求める方法が従来から用いられている。すなわち，磁気センサであり，

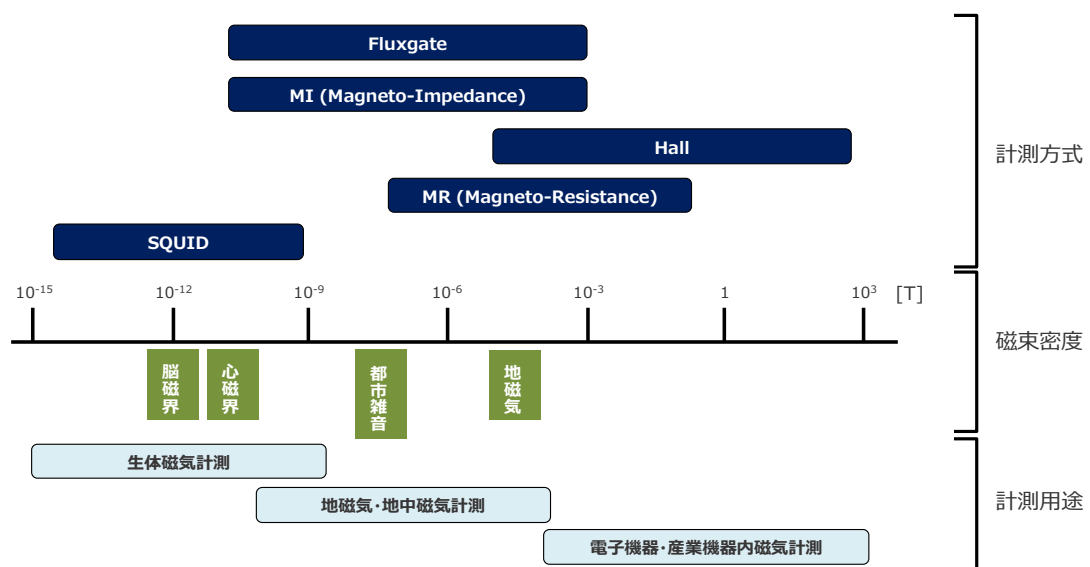
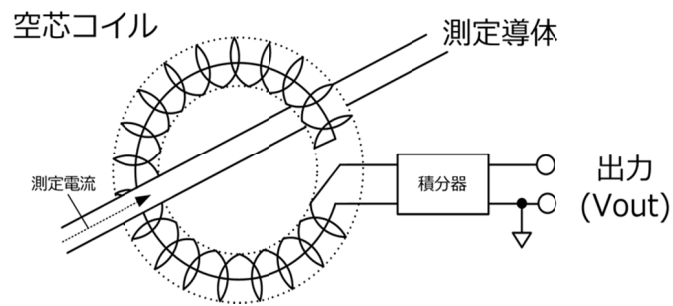


図 1-2 磁界範囲と磁界検出方式 [47]

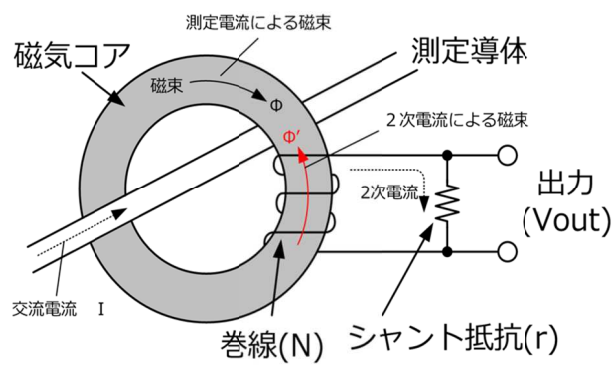
mT 程度の磁界を検出できることができれば、電流センサとして有用である。

図 1-2 に発生磁界範囲とそれに対応した計測方式を示す。検出すべき磁界強度に応じて、いくつかの大別された検出方式が用いられている。その中で、特に電子機器、家電・産業機器内の磁気センサは、ホール素子（ホール効果に基づく検出方式）がその役割のほとんどを担っていると言える。機器内に実装される電流センサのほとんどはホール素子であるが、非接触電流計として代表的な方式 [8] について図 1-3 に示す。(a) ロゴスキーコイルは、空芯コイルであることから、コアの磁気飽和が無く、大電流の計測に適している。また、交流電流による誘起電圧から電流量に変換するためには積分演算が必要であり、測定精度は被測定電流の周波数と積分器の特性に依存する。以上のことから、10A 以下の低電流や低周波は不得意で、直流電流は計測することができない。(b) カレントトランスは、磁気コアを有し、交流電流によって誘起された磁束により、巻線に 2 次電流が流れる。これにシャント抵抗を用いて電圧出力している。これもロゴスキーコイルと同様に直流電流は計測できない。しかし、構造が比較的簡便で安価であり、出力電圧の直線性が良いことから商用電源で用いる機器の電流監視に良く用いられている。(c) ホール素子を利用した電流センサでは、磁気コアを貫通する導体電流によるエアギャップ磁界が被測定電流に比例することを利用するものであり、ギャップ内のホール素子に生じるホール起電力を検出する。他方式と異なり、直流から交流電流まで計測できる。磁気コアは被測定回路から見ると誘導性負荷となるため、高周波では無視できない挿入インピーダンスを発生する。ホール素子には半導体材料が用いられるが、その中で、InSb は高感度であるが、温度係数が大きく、GaAs は感度は低い温度係数が小さいという特徴がある。全般的にホール素子の直線性と温度特性があまり良くない事と、経時的にドリフトすることが欠点として挙げられる。最近では、コアレスの超小型電流センサ [9] も製品化されており、小型インバータの制御用途として利用されている。

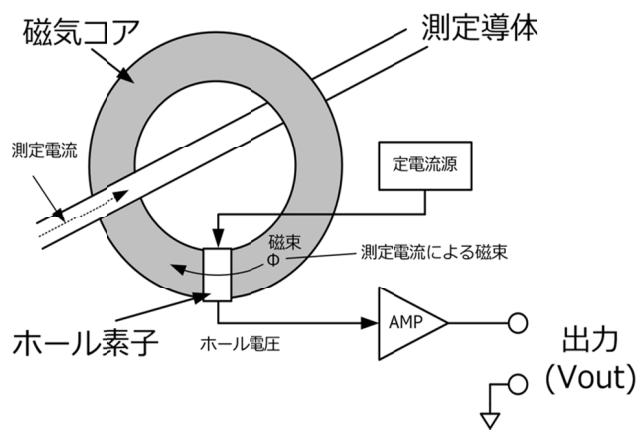
インバータやコンバータといった電力変換器がフル SiC 化することで、これまで以上に



(a) ロゴスキーコイル



(b) カレントトランス



(c) ホール素子

図 1-3 電流計 [8]

(日置電機株式会社 H.P.より抜粋)

スイッチング周波数が高周波化し、低スイッチング損失や耐圧の向上によって大電流化していく。現実には高周波化・大電流化したところで、計測する手段が極めて限定的であることは明らかである。よって、計測機器側に於いても、それに追従する革新的な計測方式の開発が望まれる。

1.1.3 光を利用した電流計測

ある媒質に印加された磁界方向に対して平行に偏光面が偏った光（直線偏光）が進行しているとき、偏光面の旋光が生じる。図 1-4 にファラデー効果の概念図を示す。このファラデー効果は 1845 年に Michael Faraday によって発見され、以来、様々な産業用途に応用され、代表的には光アイソレーターがある。光アイソレーターは、イットリウム鉄ガーネット（YIG: $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ）単結晶がファラデー素子として用いられるのが一般的で、YIG 単結晶の周囲に配置した磁石でバイアスを印加し、磁化飽和させることによって、偏光面が 45° 回転するように製作される。当然のことながら、外部磁界が加わればそれに依存して偏光面

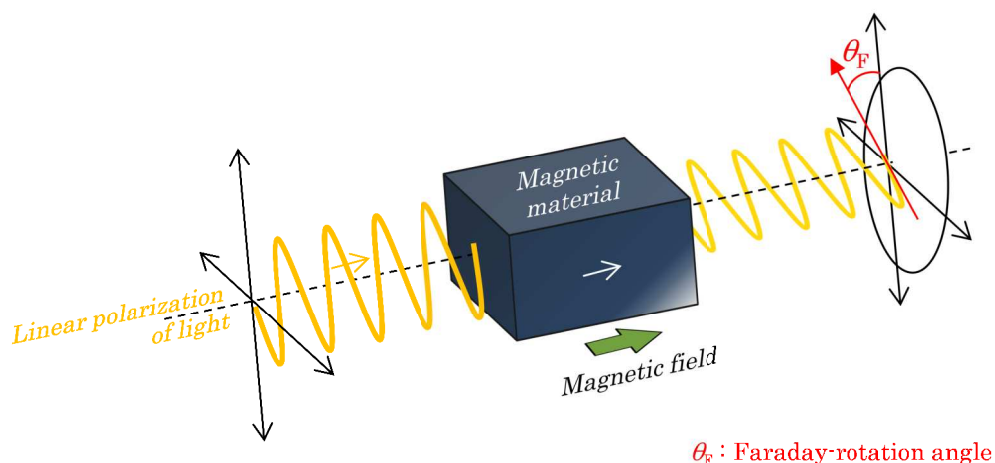


図 1-4 ファラデー効果の概念図

が回転することになり、磁気センサ用ファラデー素子として機能する。ファラデー効果は YIG のみならず、磁性体全般で起こりうる物理現象で、常磁性ガラス [10]、強磁性金属 [11]、光ファイバー [12] もファラデー効果を有し、センサへの応用が検討されてきた。前述したとおり、これまで電流計測はシャント抵抗器や CT、ホール素子などを用いて行われてきたが、現在では、この光ファイバーが持つファラデー効果を利用した電流センサが、発電所や変電所の高圧・大電流計測用途で光 CT として製品化されている [13] [14] [15]。以下に、光を用いて電流・磁界センサを構成した場合の一般的な特長と利点について記述する。

- (1) 小型・軽量（超小型ヘッダの可能性、軽量化、コンパクトな設計）
- (2) 耐電磁雑音性（光伝送のため信号線に電磁雑音がのらない）
- (3) 耐外部磁界性
- (4) 絶縁性・安全性（2 次回路に高電圧発生無く、絶縁処理も不要）
- (5) 長距離伝送（ヘッド — 電源・制御部間の分離、危険地域でのリモートセンシング）
- (6) DC~AC 計測（直流に応答、光速・磁化速度に対応した高周波まで応答）
- (7) 大電流計測（特に光ファイバーセンサでは効果飽和が無い）

これまでの研究事例を元に、光を用いた電流・磁界センサを光源、光伝送部、磁界感応部、信号処理部の 4 つに分類し、その詳細を図 1-5 に示した。これらの組み合わせの最適化によって、様々な方式のセンサ構造が検討されてきた。光源は、主に SLD [16] や LED などの広帯域ブロード光源を用いることが多い。ブロード光源を用いるのは、光強度の確保と、光ファイバー内の偏光安定伝送のためであると考えられる。また、これらの光源は連続光（CW）で用いる他に、位相変調（周波数掃引）、パルス波によるコードモジュレーションを利用する場合もあり、光信号をどのように処理するかによって様々な変調方式を選択できる。光伝送部は SMF、PMF [17] が用いられ、安価のために POF を利用する場合もある。磁界感応部はファラデー効果を利用する場合は透明であることが前提であり、各種光ファ

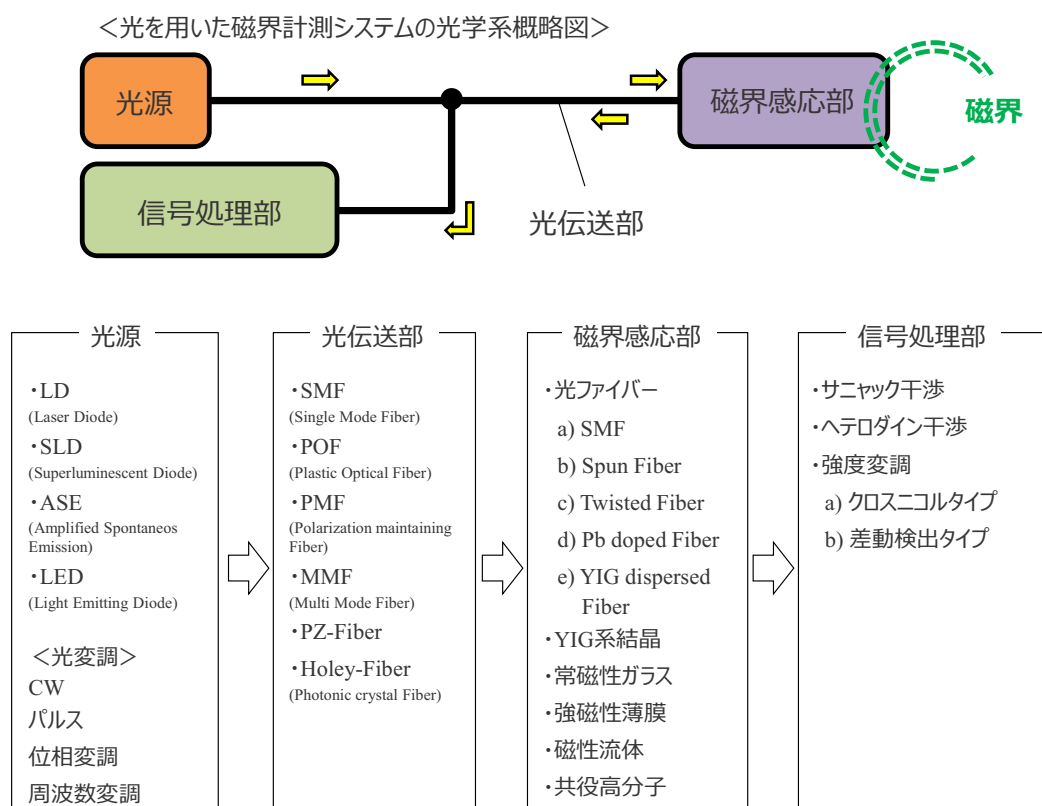


図 1-5 光を用いた磁界計測システムの光学系概略と分類

イバーや常磁性ガラス，YIG 系結晶など幅広く研究されてきた．特に光ファイバーや常磁性ガラスは極めて透明であることと磁気飽和が無いことから広い磁界範囲で駆動できる素子として研究されている．YIG 系結晶は可視域におけるヴェルデ定数の高さから古くから研究されてきた．その研究は，薄膜化（結晶性制御），温度依存の改善，一次元フォトニック結晶への応用，希土類置換によるヴェルデ定数向上など多岐にわたっている．信号処理はサニャック干渉と強度変調が主である．強度変調方式（クロスニコルタイプ）は，偏光子ーファラデー素子ー検光子の順で配置され，ファラデー回転が生じたときに検光子から

漏れた光を検出するもので、古くから利用されている。サニャック干渉方式は、すでに実用化されている光ファイバージャイロ [18]で使われているシステムであり、そのまま磁界計測システムへ利用できることが利点である。

これらの多種多様な組み合わせは、被測定物の大きさや形状、性質に応じて決定される。

1.1.4 透明磁性体

ファラデー効果を利用するには、透過光利用が必須であり、透明な磁性体の開発は、磁性材料分野における重要な課題の一つである。一般的に、光の吸収とファラデー効果は、トレードオフの関係にあり、透明な材料ほど単位厚さ当たりのファラデー回転角は小さい傾向にある。

ヴェルデ定数とは、ファラデー効果の度合いを示す物質固有の比例係数で以下のような関係がある [19]。

$$\theta_F = V l H$$

ここで、 θ_F (min.)はファラデー回転角、 V (min./Oe・cm)はヴェルデ定数、 l (cm)は試料長さ（薄膜の場合は厚さ）、 H (Oe)は磁界である。表 1-1 に、各文献から引用して整理した各種材料のヴェルデ定数を示す。

石英ガラスを主成分とするシングルモードファイバー(SMF)は、広い波長範囲で極めて透明であるが、ヴェルデ定数が他と比べて小さい。市販されているファラデーガラス（磁性ガラス）は、高濃度に希土類酸化物（主に酸化テルビウム）を含んでおり、石英ガラスに比べると一桁大きい [20]。石英系光ファイバーやファラデーガラスは、可視域で極めて透明であることから、磁界センサ用のファラデー素子としても研究されてきた [12][20]。

アイソレーターとして古くから利用されているイットリウム鉄ガーネット（YIG）は、今なお広く研究されており、YIG のイットリウムをビスマス（Bi）やセリウム（Ce）といっ

表 1-1 各種材料のヴェルデ定数の比較

材料	分類	ヴェルデ定数 (min./Oe・cm)			文献
		633 nm	850 nm	1550 nm	
SMF (Single Mode Fiber)	Fused Silica (常磁性)	0.008	—	0.0018	[12]
FR5 (HOYA)	Faraday Glass (常磁性)	0.30	0.15	0.04	[12]
VL5000 (住田光学ガラス)	Faraday Glass (常磁性)	0.487	≈0.300	—	[43]
PBB (PbO-Bi ₂ O ₃ -B ₂ O ₃)	Faraday Glass (常磁性)	0.15	—	—	[35]
Cd _{0.06} Mn _{0.37} Co _{0.03} Te	希薄磁性半導体 (常磁性)	12	—	—	[36]
アモルファス CoFe ₂ O ₄ 薄膜	フェライト (強磁性)	—	255	—	[45]
Bi:YIG 薄膜	希土類鉄 garnet (フェリ磁性)	—	—	42.5	[31]
Ce:YIG 薄膜	希土類鉄 garnet (フェリ磁性)	—	—	81	[40]
ポリチオフェン薄膜 (+ナノ粒子)	ナノ粒子含有 共役高分子 (超常磁性)	150	150	60	[44]
Fe 薄膜	遷移金属 (強磁性)	—	—	2472	[41]

た希土類元素に置換することで磁気光学効果が大きくなることが知られている。従来は単結晶で得ていたが、スパッタリングとアニール処理によって、様々な組成の薄膜も得られている。近年では有機金属分解法 (MOD) によって高濃度に Bi で置換することができ、飛躍的にファラデー効果を向上することに成功している [21] [22]。Ce 置換 YIG もスパッタリングや PLD (Pulse Laser Deposition) によって、大きなファラデー効果が得られている [23]。

YIG 系材料は特に赤外域で透明であるので、ファラデー素子としての性能は最も高い材料と言える。唯一の欠点は酸化物磁性体の欠点であるキュリー温度が低いことであり、高温環境下でファラデー効果が大きく減少する。

その他、Fe や Co, Ni などの遷移金属磁性体は通常不透明であるが、極めて薄い厚さ（ナノメートルオーダー）にすれば、光が透過できる。特に Fe や Co は古くからその巨大ファラデー効果を持つことが知られており、そのヴェルデ定数は他の材料を大きく凌ぐ。もし極薄膜領域で用いれば、金属であってもファラデー素子として利用可能である。加えて、金属系磁性体は酸化物磁性体に比べてキュリー温度が 2 倍以上高く、高温環境下での利用を前提とするような応用に適する。

表 1-1 では挙げていないが、2016 年、電磁材料研究所の小林らが新たな透明強磁性体としてナノグラニューラー薄膜 [24]を報告した。ナノグラニューラー薄膜は、強磁性金属ナノ粒子 (Fe, FeCo) が誘電体マトリックス (AlF₃, YF₃ など) 中に分散した構造であり、高い透過率とファラデー効果を有している。ナノグラニューラー薄膜は、大きなトンネル磁気抵抗効果 (TMR 効果) [25]を有し、熱安定性が良いことから、磁界センサ GIGS (Nano-Granular In Gap Magnetic Sensor) に応用された [26]。その他にも磁気誘電効果 (TMD 効果) も見出された [24]。ナノグラニューラー薄膜が大きな透過率を有することが明らかにされたことから、その磁気光学効果 (MO 効果) [27]を利用した磁気デバイス・センサに応用することが期待される。

1.1.5 ファラデー素子用透明強磁性磁気光学材料の作製法としての成膜技術

先に挙げた透明磁性体の多くは、各種デバイスの小型化という視点から薄膜として得ることが試みられてきた。図 1-6 は、一般的に用いられる成膜法の分類を示したものである。透明磁性体をファラデー素子として用いる場合においても、薄膜として得ることは有効で

あり，例えば，光ファイバーや導波路等の光路に直接薄膜形成できれば，センサやデバイスの小型化や光結合効率の向上，高集積化が期待できる．アイソレーターとして利用されているイットリウム鉄ガーネット（YIG）は，通常フラックス法や FZ（Floating Zone）法によって単結晶を育成する．これをファラデー素子として用いる場合には，単結晶（バルク）の状態だと周囲媒質との界面反射の問題やアッセンブリ上の位置精度合わせに課題があり，センサやデバイスの小型化が困難であるため，その改善策として薄膜化が試みられてきた．

イットリウム鉄ガーネット系材料の薄膜化においては，スパッタリング法や PLD 法（Pulsed Laser Deposition）といった気相成長による成膜事例が大半を占めている [23]．これは，イットリウム鉄ガーネットは希土類元素の添加によって特性改善が可能であることから，構成元素組成比の精密な制御が必要なためである．近年では，有機金属分解法（MOD: Metal-organic decomposition）によっても，ファラデー効果の大きな薄膜が得られ，磁気光学デバイスに応用されている [28] [29]．その他にも，希薄磁性半導体薄膜は真空蒸着法に分類される分子線エピタキシー（MBE: Molecular Beam Epitaxy）によって，フェライト系材料はスパッタリングや電解めっきによって薄膜を得ている．また，誘電体中に金属微粒子が分散したグラニューラー系材料では，スパッタリング法や真空蒸着法など気相成長による成膜法を用いるのが大半である．これらは，成膜中に基板加熱を併用するか，あるいは成膜後に高温でポストアニールすることでより高品位な薄膜を得る工夫をしている．

以上のように，多くの透明磁性体の薄膜化には，気相成長である PVD（Physical Vapor Deposition）法が広く利用されていることがわかる．

本稿で作製する透明強磁性体および積層構造も，PVD に分類される真空蒸着法を利用する．PVD の代表的な成膜法である，真空蒸着法とスパッタリング法の大きな違いとして，蒸発機構，真空度，平均自由行程，粒子の入射エネルギーなどが挙げられる．真空蒸着法は熱エネルギーによる蒸発であり，蒸発温度は蒸発させたい材料によって大幅に違うが，およそ 1000 °C から 3000 °C の範囲である．このような高温に加熱するために，電子銃によ

る熱電子ビーム供給による加熱や、高融点金属 (Mo,Ta,W) 製のボートに通電させて発熱させる抵抗加熱による方法が用いられる。一方、スパッタリングはイオン衝突によって材料に運動エネルギーを付与し、固体材料表面から材料の原子あるいは分子を叩き出して堆積させる手法である。したがって、こちらの方法では材料の固さなど機械的性質がスパッタし易さを決める要素であり、材料によってスパッタリング率 (単位は、原子／イオン、または分子／イオン) が異なる。この 2 つの方法は、物理的機構が異なるため、その入射エネルギーは桁違いである。一般的に、真空蒸着法では $10^{-1} \sim 10^{-2}$ eV 程度であるのに対し、スパッタリングは $10^2 \sim 10^3$ eV とも言われ、このことから、スパッタリングの方が、得られる薄膜の基板に対する付着力や充填密度が高く、膜応力が大きい傾向がある。

どちらの手段も、電子ビームやプラズマなど、真空中での物理現象を利用することから、真空チャンバーが必須である。また、蒸発機構の違いから、成膜中の真空度は大きく異なる。真空蒸着法では、酸化物や窒化物などの化合物薄膜では反応性補助のため酸素や窒素の導入を併用して蒸発させるので、 10^{-2} Pa 台で成膜するが、金属薄膜の場合は極力酸素や窒素を排除しなければならない、特に活性の高い Al や Fe, Ti を薄膜として得る場合には 10^{-5} Pa 以下といった高真空が要求される。一方、スパッタリングでは、材料表面に入射する不活性ガスイオンをプラズマによって生成させる必要があるため、高濃度で不活性ガス (一般的に Ar が用いられる) を導入しなければならない。したがって、 $0.1 \sim 1$ Pa 程度の低真空中で動作することになる。動作する真空度が大きく異なるため、蒸発粒子が到達する距離が大幅に異なる。蒸発粒子が到達できる距離は一般に、平均自由行程 Λ として次式で計算される。

$$\Lambda = 3.11 \times 10^{-24} \frac{T}{P D^2}$$

ここで、 T は温度 (K)、 P は圧力 (Pa)、 D は真空中に存在する気体分子の直径 (m) である。真空蒸着法とスパッタリング法における真空度を当てはめてみれば、真空蒸着法は 1 m 前後の平均自由行程であるのに対して、スパッタリングは 10 cm 程度であることがわかる。

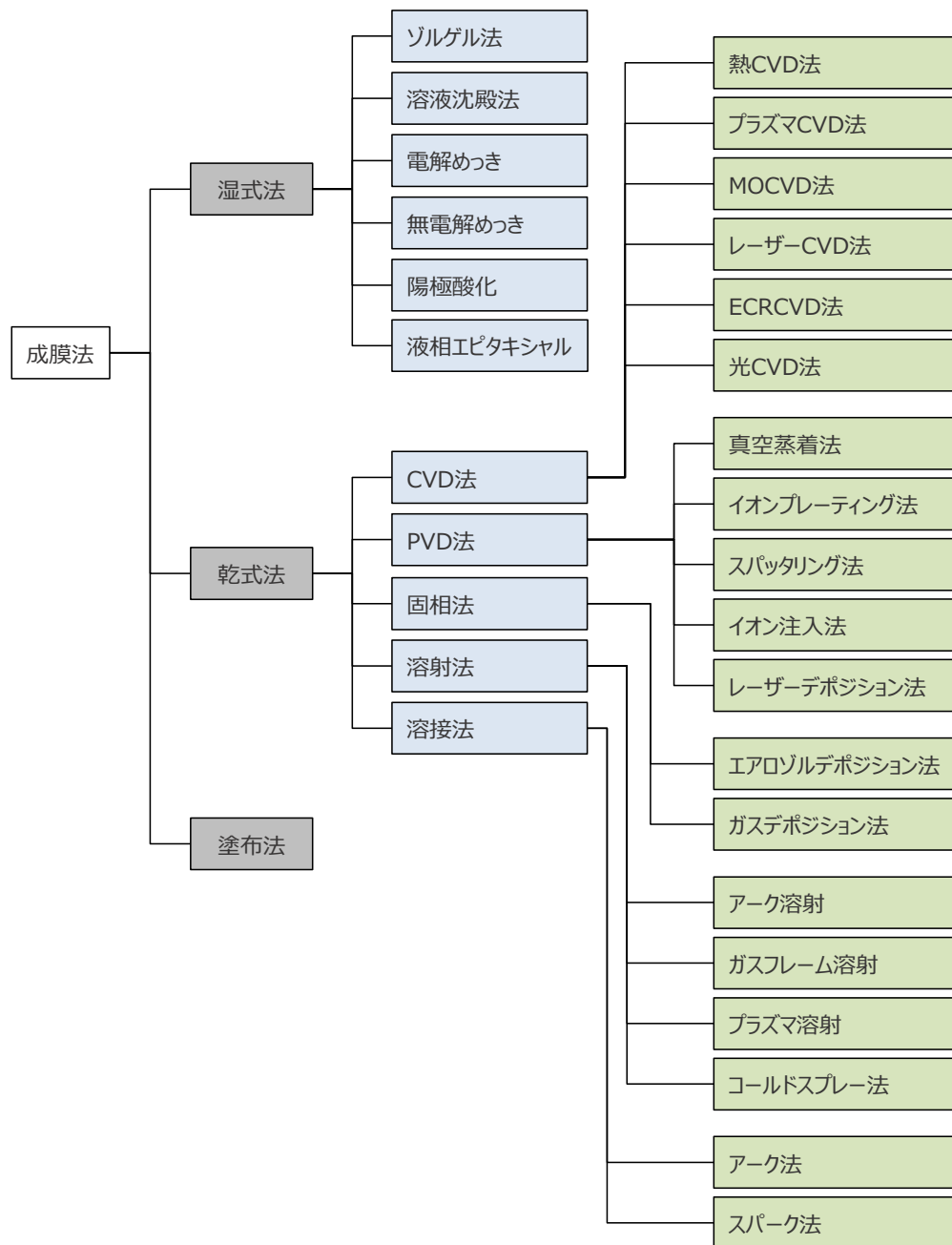


図 1-6 成膜法の分類

これはその距離範囲での蒸発粒子と真空中気体の衝突確率を表しており、真空蒸着法では、基板到達まで気体と衝突確率が低く、基板への入射方向が揃った蒸発流となり、スパッタリングでは、基板到達まで気体と衝突確率が高く、様々な入射角度で基板に到達することになる。

真空蒸着法とスパッタリング法の両者には上記のような違いがあるが、Thornton のモデル [30] に代表されるように、材料と成膜条件の組み合わせによって得られる薄膜の光学的・機械的性質、微視的構造は様々であるので、対象とするセンサやデバイスに合った成膜法を選択する必要がある。

1.2 研究目的

前述したように、パワーエレクトロニクス機器における電流計測は精密なパワーコントロール、省エネルギーの為に必須であり、機器内部での in-situ 計測、DC～高周波の広帯域応答、低い挿入インピーダンス、安定した温度特性、高い電磁ノイズ耐性などの複数の要求を同時に満足する必要がある。現在、多くのシステムで利用されているホール素子型をはじめとする磁気センサではこれらすべてを満足することは困難である。

機器内の電流を非接触、且つ、主回路動作にほとんど影響しない（低い挿入インピーダンス）電流計測を実現する有力な方法として、ファラデー効果を利用した光ファイバー電流センサがある [13]。現在商業化されている光ファイバー電流センサは光ファイバーを素子としており、ヴェルデ定数が低く、センサヘッドは電流導体に光ファイバーを巻きつける構造であるため、機器内部の in-situ 電流計測は困難である。また、長いファイバー長とサニャック干渉を検出原理としていることから、応答可能な周波数は数十 kHz 程度が上限と考えられる。光センサヘッドの小型化のためには、透明磁性材料を用いた磁性薄膜ファラデー素子を採用することが有効であり、典型的な透明磁性材料として希土類置換イット

リウム鉄ガーネット (R:YIG) 系材料が挙げられる [23] [31]. Ito ら [32]は Bi:YIG 薄膜をファラデー素子として光学部品をヘッドに搭載した光プローブ電流磁界センサを報告している. しかし, R:YIG 材料はキュリー点が低いことにより温度特性に課題があることや, 磁化過程が磁壁移動であるため高周波駆動に制限があるといった課題がある. Bi:YIG 系薄膜および結晶の強い温度依存性に対して, Gd 元素を添加すれば, 限られた温度範囲において克服することができる [32] [33] [34]. しかしながら, これらを用いた磁気センサは, 実用化に至っていない.

本研究は, 従来ある電流センサの課題を克服した“超小型ヘッドを備えるファラデー効果型光プローブ電流 (磁界) センサ”の実現を目指し, 各種検討を行ったものである. はじめに, 光プローブ電流センサの基本光学系の構築を行い, それを用いて各種磁性薄膜および光学構造を併用した磁性多層膜の基礎検討を行った. 磁性薄膜の検討において, 第一に, 極めて大きなファラデー効果と高いキュリー温度を有する強磁性金属薄膜 (Fe, Co) のセンサへの適用を検討し, 更には金属薄膜の最大の欠点である透過率を補うために誘導透過干渉の手法を導入した. 第二に, 強磁性金属の高いキュリー点を生かし, 且つ誘電体膜の透明性を付加した強磁性金属-誘電体グラニューラー薄膜の基礎条件の検討を行い, センサへの適用を試みた. 第三には, このグラニューラー薄膜の高い透明性を利用して, Fabry-Pérot 共振器構造を導入することにより, ファラデー効果および性能指数の増強効果について検討した. これらは共通して, 薄膜の単位厚さ当りのファラデー回転角 $[\text{°}/\mu\text{m}]$ および透過損失当りのファラデー回転角 $[\text{°}/\text{dB}]$ で定義される性能指数 FOM (Figure of merit) を用いて比較評価している.

1.3 本論文の概要

第 1 章では, 研究背景, 本研究の目的, 本論文の概要について述べる.

第 2 章では、偏光と磁気光学効果の基本的性質に触れ、本研究で用いたセンサ光学系の構造について解説する。また、どのような電流磁界を対象とすべきか、そして対象とする磁界からセンサへ要求される事項について述べる。

第 3 章では、磁気センサ用ファラデー素子として、巨大ファラデー効果をもつ強磁性金属の利用を検討し、金属薄膜の弱点である透過率を誘導透過干渉フィルタの設計を取り入れ、性能改善を行った結果について述べる。

第 4 章では、磁気センサ用ファラデー素子として、誘電体中に強磁性金属微粒子が分散したグラニューラー薄膜の基礎検討を行い、主に Co-MgF₂ グラニューラー薄膜における成膜条件、ポストアニール条件による性質の変化について調査した結果を述べる。Co-MgF₂ グラニューラー薄膜によって得られた高い透明性とファラデー効果について、粒子サイズや結晶性の観点から考察する。

第 5 章では、Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の透明性を生かし、Fabry-Pérot 共振器構造を導入することによるファラデー効果の性能指数改善効果について、マトリックスアプローチ法によって計算されたファラデー効果性能指数との比較、検証した結果を述べる。

第 6 章では、3~5 章で得られた各ファラデー素子を同じ評価軸で比較した結果を述べる。また、本稿で作製した磁性薄膜ファラデー素子を搭載した光プローブ電流センサの計測事例を示す。

そして最後に第 7 章で、各章で得られた結果を総括する。

参考文献

- [1] 水谷 昭夫, 篠原 弘俊, "スマートグリッド関連産業の産業構造とビジネスモデル," *Mizuho Industry Focus*, vol. 110, no. 7, pp. 1-41, 2012.
- [2] 足立 立二, "スマートグリッドの国際標準化の動向," *J. IEIE Jpn.*, vol. 33, no. 8, pp. 569-572, 2013.

- [3] 澤 敏之, "海外でのスマートグリッドの取り組み情況," *J. IEIE Jpn.*, vol. 33, no. 8, pp. 565-568, 2013.
- [4] 緑川 治, 齊藤 秀和, 手塚 雅晴, 藤井 誠 and 大野 勉, "スマートメーター通信システム (AMI) における実績," *NEC 技報*, vol. 68, no. 2, pp. 74-77, 2015.
- [5] 白川 正弘, 小林 直人 and 桑山 仁平, "エネルギーマネジメントシステム (EMS) の現状と展望," *富士電機技報*, vol. 86, no. 3, pp. 160-165, 2013.
- [6] 西本 清一, "京都・長野・福井・滋賀広域連携 スーパークラスターの Good Practice," *産学官連携ジャーナル*, vol. 11, no. 2, 2015.
- [7] H. Matsunami and T. Kimoto, "Step-controlled epitaxial growth of SiC: High quality homoepitaxy," *Mater. Sci. & Eng.*, vol. 20, no. 3, pp. 125-166, 1997.
- [8] "電流センサの原理と技術情報," 日置電機株式会社, [オンライン]. Available: <https://www.hioki.co.jp/jp/products/listUse/?category=39>. [アクセス日: 27 /6 /2018].
- [9] "電流センサー," 旭化成エレクトロニクス(株), [オンライン]. Available: <https://www.akm.com/akm/jp/product/detail/0009/>. [アクセス日: 27 /6 /2018].
- [10] K. Tanaka, "Magnetism of Glass," *NEW GLASS*, vol. 24, no. 3, pp. 47-54, 2009.
- [11] K. Clemens and J. Jaumann, "Magneto-optische und optische Eigenschaften von ferromagnetischen Schichten im Ultraroten," *Zeitschrift für Physik*, vol. 173, pp. 135-148, 1963.
- [12] S. Donati, V. Annovazzi-Lodi and T. Tambosso, "Magneto-optical fibre sensors for electrical industry : analysis of performances," *IEEE Proceedings*, vol. 135, no. 5, pp. 372-382, 1988.
- [13] K. Bohnert , P. Guggenbach, "A revolution in high dc current measurement," ABB Review, 2005.
- [14] T. Murao, Y. Hirata and K. Sasaki, "Optical Current Transformer for High Voltage DC Transmission systems," *東芝レビュー*, vol. 64, no. 11, pp. 47-51, 2009.
- [15] R. M. Silva, H. Martins, I. Nascimento, J. M. Baptista, A. L. Ribeiro, J. L. Santos, P. Jorge and O. Frazão, "Optical Current Sensors for High Power Systems: A Review," *Appl. Sci.*, vol. 2, pp. 602-628, 2012.
- [16] T. Ohgoh, Y. Morishima, A. Mukai, J. Yaguchi and H. Asano, "Broadband Semiconductor Light Source for Optical Sensing," *Fujifilm Research & Development*, vol. 54, pp. 47-50, 2009.
- [17] S. Arai, H. Saitou, N. Oyama, T. Nakamura, K. Yokomizo and K. Aiso, "Polarization Maintaining Fiber," *古河電工時報*, no. 109, pp. 5-10, 2002.

- [18] 左貝潤一, 著: 光計測入門, 森北出版株式会社, 2016, pp. 153-154.
- [19] 佐藤勝昭, 著: 光と磁気, 株式会社朝倉書店, 1988, p. 9.
- [20] S. Kumari and S. Chakraborty, "Study of different magneto-optic materials for current sensing applications," *J. Sens. Sens. Syst.*, vol. 7, pp. 421-431, 2018.
- [21] O. Galstyan, "Dependence of Magneto-Optical Properties of Bi-YIG Thin Films on Post-Annealing Temperature," *Armenian Journal of Physics*, vol. 8, no. 1, pp. 21-29, 2015.
- [22] Q. Liu, G. Lou, M. Sasaki and T. Ishibashi, "Characterization of large Nd_{3-x}BixFe_{5-y}GaO₁₂ thin films on glass substrates for magneto-optical imaging," *39th Annu. Conf. Magn. Jpn.*, p. 7, 2015.
- [23] M. Onbasli, L. Beran, M. Zahradník, M. Kučera, R. Antoš, J. Mistrík, G. Dionne, M. Veis and C. Ross, "Optical and magneto-optical behavior of Cerium Yttrium Iron Garnet thin films at wavelengths of 200–1770 nm," *Nature, Scientific Reports* 6, no. 23640, 2016.
- [24] N. Kobayashi, H. Masumoto, S. Takahashi and S. Maekawa, "Optically Transparent Ferromagnetic Nanogranular Films with Tunable Transmittance," *Nature, Scientific Reports* 6, no. 34227, pp. 1-7, 2016.
- [25] N. Kobayashi, S. Ohnuma, H. Fujimori and T. Masumoto, "TMR and Thermal Stability Improvement of FeCo-AlF Nano-Granular Thin Films," *J. Japan Inst. Metals*, vol. 76, no. 6, pp. 375-379, 2012.
- [26] N. Kobayashi, S. Ohnuma, K. Shirakawa, H. Fujimori and T. Masumoto, "GIG(Nano-Granular in Gap) Film with High Magnetic Field Sensitivity of Magnetoresistance," *Materia Japan*, vol. 41, no. 8, pp. 561-565, 2002.
- [27] N. Kobayashi, K. Ikeda, B. Gu, S. Takahashi, M. Hiyoshi and S. Maekawa, "Giant Faraday Rotation in Metal-Fluoride Nanogranular Films," *Nature, Scientific Reports* 8, no. 4978, pp. 1-8, 2018.
- [28] Q. Liu, G. Lou, M. Sasaki, T. Ishibashi, "Characterization of large Nd_{3-x}BixFe_{5-y}GaO₁₂ thin films on glass substrates for magneto-optical imaging," 第39回 日本磁気学会学術講演概要集 8pB-2, p. 7, 2015.
- [29] O. A. Galstyan, "Dependence of Magneto-Optical Properties of Bi-YIG Thin Films on Post-Annealing temperature," *American Journal of Physics*, vol. 8, no. 1, pp. 21-29, 2015.
- [30] J. A. Thornton, "Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol.

11, no. 4, pp. 666-670, 1974.

- [31] A. D. Block, P. Dulal, B. J. Stadler and N. C. Seaton, "Growth Parameters of Fully Crystallized YIG, Bi:YIG, and Ce:YIG Films With High Faraday Rotations," *IEEE Photonics Journal*, vol. 6, no. 1, 2014.
- [32] N. Ito, H. Minemoto, D. Ishiko and S. Ishizuka, "Small optical magnetic-field sensor that uses rare-earth iron garnet films based on the Faraday effect," *Applied Optics*, vol. 38, no. 10, pp. 2047-2052, 1999.
- [33] M. Wada, H. Fudo, S. Egawa, S. Ishizuka, D. Ishiko and N. Itoh, "Rare-Earth Iron Garnets for Fiber Optic Current Sensors," *Transactions of IEE Japan*, vol. 112, no. 12, pp. 793-797, 1992.
- [34] S. Ishizuka, Itoh Nobuki and H. Minemoto, "Optical Fiber Current Sensors Using Garnet Crystal for Power Distribution," *Optical Review*, vol. 4, no. 1A, pp. 45-49, 1997.
- [35] Q. Chen, Q. Ma, H. Wang, Q. Wang, Y. Hao and q. Chen, "Properties and structure of Faraday rotating glasses for magneto optical current transducer," *BOLETIN DE LA SOCIEDAD ESPANOLA DE CERAMICA Y VIDRIO* , vol. 56, pp. 1-12, 2017.
- [36] A. Okada and M. Imamura, "Magneto-Optical Response to AC Magnetic Fields in DMS Films," *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 30, no. 2, pp. 208-211, 2006.
- [37] I. Takano, I. Nakamura and Y. Sawada, "Processed of Thin Film Formation Using Ion Beam Assist," *Journal of the Japan Welding Society*, vol. 71, no. 4, pp. 12-16, 2002.
- [38] L. Zhang and R. Zhang, "Giant Faraday rotation in Fe-ZnSe granular films," *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 320, pp. 1849-1852, 2008.
- [39] M. Furuta, "A Consideration of Fluorides Classification and Self Re-Combination Sputtering of Magnesium Fluoride Films," *J. Vac. Soc. Jpn.*, vol. 47, no. 1, pp. 7-13, 2004.
- [40] T. Goto, Y. Eto, K. Kobayashi, Y. Haga, M. Inoue and C. A. Ross, "Vacuum annealed Cerium-substituted Yttrium iron garnet films on non-garnet substrates for integrated optical circuits," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no. 17A939-1, 2013.
- [41] M. Miyamoto, T. Kubo, Y. Fujishiro, K. Shiota, T. Sato and M. Sonehara, "Improvement of Figure of Merit of Faraday Effect of Fe (Co) Thin Film by Introduction of Induced Transmission Filter," *T. Magn. Soc. Jpn. (Special issues)*, vol. 1, no. 1, pp. 14-19, 2017.

- [42] K. Kato, Y. Takeno, O. Kitakami and Y. Shimada, "Precipitation Process of Highly Resistive Soft Magnetic Films," *J. Magn. Soc. Jpn*, vol. 21, no. 4-2, pp. 429-432, 1997.
- [43] “ファラデー回転ガラス,” 株式会社 住田光学ガラス, [オンライン]. Available: <http://www.sumita-opt.co.jp/ja/products/optical/faraday.html>. [アクセス日: 1 /7 /2018].
- [44] 山田 整, “巨大ファラデー回転を用いた超高感度磁気センサ”. 日本 特許番号: 特表 2011-510328, 31 3 2011.
- [45] 平塚 信之, 市川 智徳, 杉山 和夫, 杉本 光男, "アモルファスコバルト鉄酸化膜のファラデー効果," *粉体および粉末冶金*, vol. 37, no. 1, pp. 23-26, 1990.
- [46] 吉田 俊也, 原田 和明, 西本 圭司, 関根 啓一, 江藤 和幸, "イオンビームスパッタリング法による紫外線用フッ化物薄膜の作製," *航空電子技報*, vol. 28, pp. 1-11, 2005.
- [47] “磁気センサの種類と生体磁場,” TDK, [オンライン]. Available: <https://product.tdk.com/info/ja/techlibrary/developing/bio-sensor/index.html#contents02>. [アクセス日: 21 11 2018].

第 2 章 光プローブ電流センサの構造と動作原理

2.1 偏光とファラデー効果

2.1.1 偏光

光は，電界と磁界が直交しながら振動する横波である．つまり，電界によって直交方向に磁界が生じ，それが連鎖的に繰り返されることによって伝播する一種の電磁波と考えられる [1] [2]．波動の本質は，時間的変化によって進行することである．波の振動方向を y 軸にとり，波の進行方向を z 軸とした時に y は位置 z と時間 t との関数 $y = f(z, t)$ で表される．関数 f が次式を満足するとき，速度 v で進行する波動が存在できる．

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \dots \dots \dots (2.1)$$

この微分方程式は Maxwell の方程式から導出される，位置による変位（左辺）と時間による変位（右辺）の関係式である．

光の電界方向成分にのみ着目し，振動方向が偏った状態あるいはそのような光を偏光（Polarization）と呼ぶ．図 2-1 に示すように， x, y 軸に対して斜めに振動している光は yz 平面に垂直な成分と水平な成分に分解して考えることが出来る． yz 平面に垂直に振動する電場成分は TE（Transverse Electric mode of propagation）波と呼び，S（Senkrecht：独）偏光に相当する．一方，水平に振動する成分は TM（Transverse Magnetic mode of propagation）波と呼び，P（Parallel：独）偏光に相当する．上記のような自由空間における伝播ではなく，偏波面保存光ファイバーや水晶のように複屈折がある環境で伝播する直交する光の成

分は、屈折率の違い（伝播速度の違い）から Slow 軸, Fast 軸と呼び、使い分けることがある。波長 λ で伝播する光に位相差 Δ が無い場合（図 2-1 (a)），振動の軌跡は直線にのみ動くため、直線偏光と呼ばれ、 $\Delta = \pi/2, 3\pi/2$ だけ生じた時、合成ベクトルの軌跡は真円を描き、円偏光（図 2-1 (b)）となる。それ以外の位相差の場合は楕円偏光である。

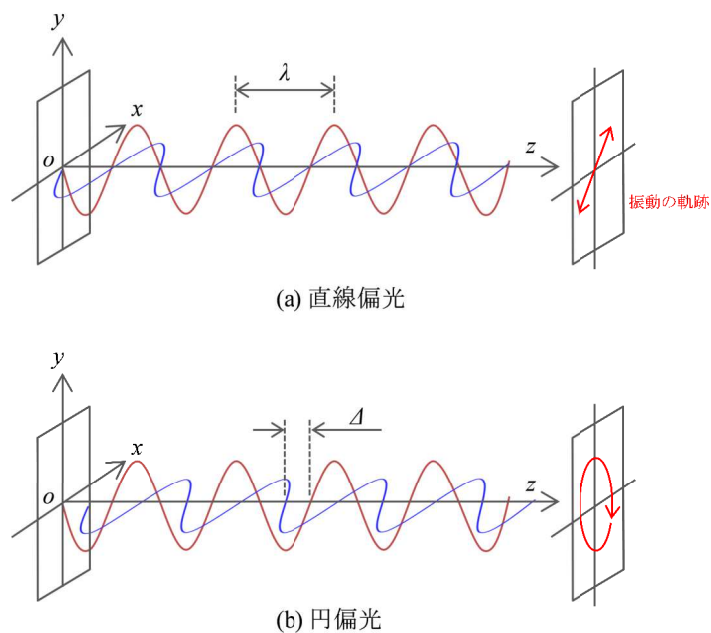


図 2-1 偏光

2.1.2 ファラデー効果

上述した一軸の直線偏光は、右円偏光と左円偏光が同位相で伝播していることと等価である。もし、物体に一軸の直線偏光を入射した時、左右円偏光に対する屈折率差がある場合左右円偏光間には位相差が生じ、それらを合成した直線偏光は入射前に比べて傾いていることになる。これを旋光性と呼ぶ。また、左右円偏光に対する吸光度が異なる場合には、入射した直線偏光は楕円偏光になる。これを円二色性と呼ぶ。これらは、互いに独立では

ない。つまり、物質の複素誘電率の実部と虚部は、クラマースークローニヒの関係式によって結ばれていることを意味している。

この旋光性と円二色性を持つ材料は光学活性を有していると言い、外部からの電界や磁界が無くても生じるものは、自然活性と呼ばれる。本稿で扱う磁気光学効果、ファラデー効果は、物質に入射する直線偏光に平行した外部磁界下においてのみ生じる光学活性である。ファラデー効果 [3] [4]は、印加する磁界の大きさに比例し、磁界の方向が反転すれば、偏光回転方向も反転する。このような性質を有することから、ファラデー効果は磁界検知あるいは電流（磁界）検知するセンサに利用する研究が数多く進められてきた [5] [6] [7]。図 2-2 は電流によって生じる磁界を磁性体のファラデー効果によって検知する時の原理図である。ある導体に電流が流れていない場合 ($i = 0$) は磁性体に入射した直線偏光は変化せずそのまま出射するが、電流が流れている場合 ($i > 0$) は電流によって誘導された磁界によって磁性体が磁化しファラデー効果が生じる。出射した偏光は磁化に応じたファラデー回転角 θ_F だけ旋光し、円二色性だけ楕円化する。もし、電流が流れる方向が変われば、ファラデー回転の符号も反転する。

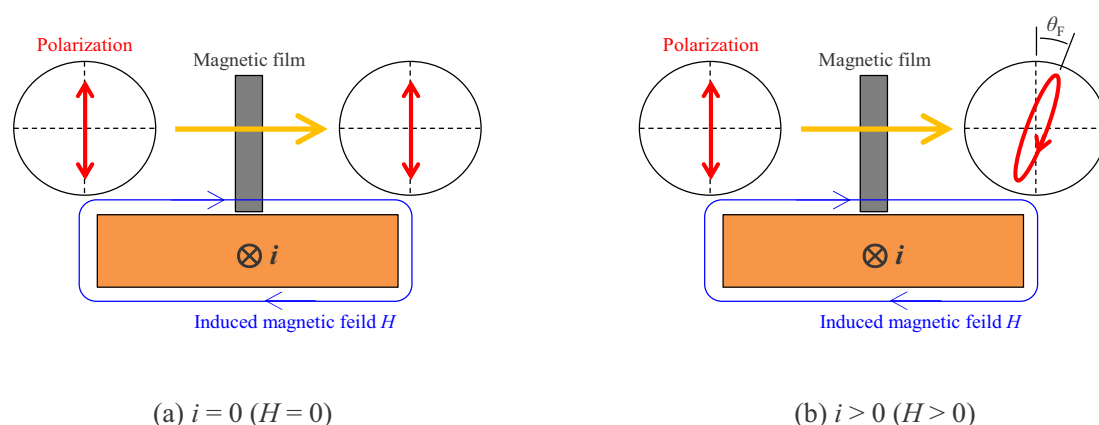


図 2-2 ファラデー効果による磁界検知の原理図
(a) 導体に電流が流れていない場合 (b) 導体に電流が流れている場合

一般的に、磁気光学効果を示す磁性体の応答は、誘電テンソルを用いて記述される。誘電テンソルを用いるのは、誘電テンソルは物質固有の量であることと、物質中の電子構造や光学遷移の遷移マトリックスに直結することが出来るためである。マックスウェルの方程式は電磁波の電界と磁界の間に成り立つ連立微分方程式である。

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \tilde{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \dots \dots \dots (2.2)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \dots \dots \dots (2.3)$$

ここで、 \mathbf{E} は電界、 \mathbf{D} は電束密度、 \mathbf{H} は磁界、 \mathbf{B} は磁束密度を表している。 ε_0 、 μ_0 は真空中の誘電率および透磁率、 $\tilde{\varepsilon}$ 、 $\tilde{\mu}$ は誘電率テンソルおよび透磁率テンソルを表している。光の周波数領域では物質の磁化はその高周波磁界に追従できなくなるため、比透磁率は1である。概略、電磁波の周波数が強磁性共鳴周波数よりも十分に高い周波数で比透磁率はおおよそ1に収束する。(2.2), (2.3) 式から、電界 \mathbf{E} について解けば、(2.4) 式が得られる。(このとき、 $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$ (c ; 光速) を用いて計算している)

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = -\frac{\tilde{\varepsilon}}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \dots \dots \dots (2.4)$$

ここでは誘電率 ε を用いているが、金属を扱う時は導電率 σ を用いる。誘電率テンソルは、2階のテンソル量で、3行×3列のマトリックスで表すことができ、物質の光が透過する際に進行方向に異方性が無い場合は対角項のみで表される。

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (2.5)$$

また、磁気光学効果を持つ物質が z 方向に磁化するときには、対角項、非対角項を用いて以下のように表される。

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (2.6)$$

対角項成分は、通常の光の屈折や反射に寄与し、非対角項成分は光学活性に寄与する。フ

ファラデー効果や円二色性は左右円偏光間の屈折率および消衰係数の差によって生じる現象であるから、左右円偏光における複素屈折率の固有値は対角項と非対角項を用いて、

$$\hat{N}_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm j\varepsilon_{xy} \dots \dots \dots (2.7)$$

と表せ、左右円偏光間の複素屈折率差 $\Delta\hat{N}$ は、

$$\Delta\hat{N} = \hat{N}_{+} - \hat{N}_{-} = \sqrt{\varepsilon_{xx} + j\varepsilon_{xy}} - \sqrt{\varepsilon_{xx} - j\varepsilon_{xy}} \cong j \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}} \dots \dots \dots (2.8)$$

となる。正負の符号はそれぞれ右回り、左回りの円偏光に対応している。磁気光学効果が生じる原因である非対角項成分は、磁化 M の関数であるが、もし磁化が無い場合には、 ε_{xy} が無くなり、左右円偏光に対して同じ光学定数を与え、ファラデー効果および円二色性は生じない。ここで、ファラデー回転角を実数部、ファラデー楕円率を虚数部とした複素ファラデー回転角を複素屈折率差、誘電テンソルの要素を用いて表せば、

$$\varphi_F = \theta_F + \eta_F = -\frac{\pi\Delta N l}{\lambda} = -\frac{j\pi l}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}} \dots \dots \dots (2.9)$$

となる。複素ファラデー回転角は対角項成分に比例し、非対角項成分の平方根に反比例することがわかる。

2.2 光ファイバーおよび光学部品

現在、数多くの光ファイバーが製品化されており、特に光通信波長帯域では様々な種類の光ファイバーを利用することができる。光ファイバーの種類は第 1 章で触れたが、ここでは、シングルモードファイバー（SMF: Single Mode Fiber）および偏波面保存光ファイバー（PMF: Polarization Maintaining Fiber）中における光の伝播について述べる。

本節では、光プローブ電流センサを構成する主な光部品についても触れる。

2.2.1 光ファイバー

光ファイバーは光信号を伝送するための文字通り繊維状の光導波路であり，その多くは，光通信用途に用いられている．光ファイバーといえば石英系ファイバーを指すのが一般であり，その中でも広く用いられているステップインデックス（SI）型のシングルモードファイバー [8]について，図 2-3 に概略を示す．光の導波路であるコアとその外側にあるクラッドには屈折率差が設けられている．コア屈折率 $n_{\text{core}} >$ クラッド屈折率 n_{clad} の屈折率差があるとき，式(2.10)の関係で与えられる角度 θ_{max} は臨界角であり，この角度以上の光は全反射することになる．この角度の正弦を取った値が開口数 NA （Numerical Aperture）と呼ばれ， NA が大きいほど広い角度範囲から光を入光することが出来るため，光源との結合効率が良い．光ファイバーは，この全反射現象を利用して光を伝播する．

$$NA = \sin \theta_{\text{max}} = n_{\text{core}} \sqrt{2\Delta n} = n_{\text{core}} \sqrt{2 \frac{n_{\text{core}} - n_{\text{clad}}}{n_{\text{core}}}} \dots \dots \dots (2.10)$$

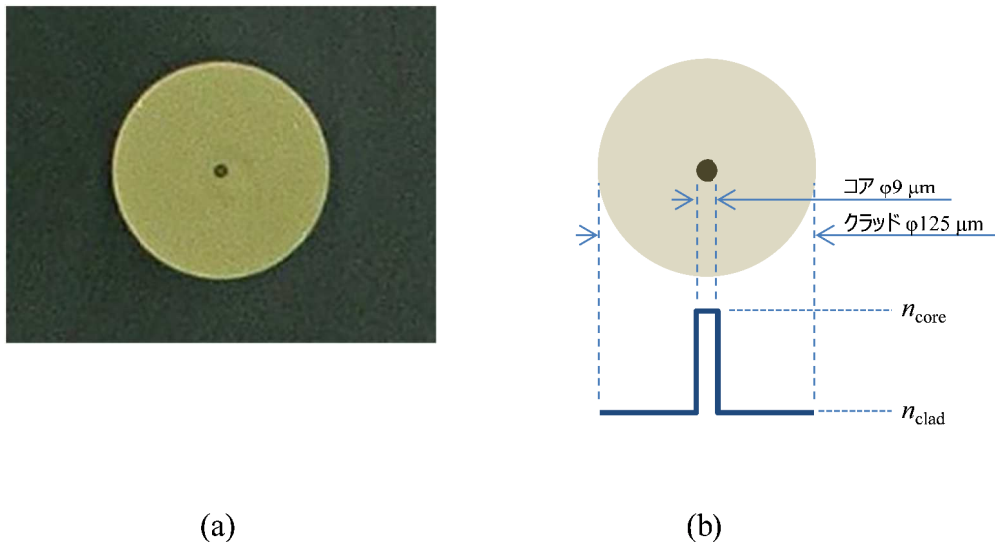


図 2-3 シングルモードファイバー(SMF)の断面構造
(a) SMF 断面写真 (b) 屈折率構造

ここで、 Δn はコアとクラッドの屈折率差である．光ファイバーの主成分は SiO_2 であるが、 n_{core} の屈折率は n_{clad} のそれより大きくする必要があり、 SiO_2 に GeO_2 、 P_2O_5 、 Al_2O_3 、 TiO_2 、 PbO 、 ZrO_2 、 Sb_2O_3 などの添加材を加えることで屈折率を高くすることが出来る．逆に屈折率を低める場合には、 B_2O_3 や F を添加する [9]．一般的な SMF は、クラッドに純石英ガラス、コアに GeO_2 を添加した石英ガラスが用いられている．光ファイバー内における光損失は、散乱損失としてレイリー散乱 ($\propto 1/\lambda^4$) が短波長ほど影響し、吸収損失として、 Si-O 分子振動、OH 基による赤外吸収が影響することから通信分野では 1.31, 1.55 μm の波長帯が好ましく用いられている．例えば 1.55 μm における伝送損失はおよそ 0.2~0.3 dB/km 程度であるが、本稿では光ファイバーをセンサの伝送路として用いており、伝送距離が比較的短いので、この程度の伝送損失は無視できる．

光ファイバー中を伝播する光はそれぞれの位相が存在するため、臨界角以上の光がすべて伝播するわけではなく、ファイバー中の光の伝播角は離散的である．この離散的な値をモードと呼ぶが、伝播モード数は、式(2.11)で定義される規格化周波数 V_n によって見積もることが出来る．

$$V_n = \frac{2\pi a}{\lambda} NA \dots\dots\dots (2.11)$$

ここで、 $2a$ はコアの直径、 λ は光の波長である． V が 2.405 を下回る時、ファイバー中の伝播モードは 1 種類だけになり [10]、シングルモード光ファイバーが成り立つ．本研究で用いた SMF では、 $NA=0.13$ 、 $2a=9\text{ }\mu\text{m}$ 、 $\lambda=1550\text{ nm}$ であり、コアとクラッドの屈折率差 Δn は 0.4 % 程度と計算され、規格化周波数 V_n はおよそ 2.37 と計算される．

偏波保持光ファイバーは、基本的な伝播特性はシングルモード光ファイバーであり、コヒーレント光通信用線路あるいはファイバジャイロ等の各種光センサに用いられる．最大の特徴は、応力付与部による直交する電界成分の分離である．図 2-4 に示すように、応力付与部は SiO_2 に B_2O_3 がドーピングされており、コア部に異方性のひずみを印加し、光弾性効果に

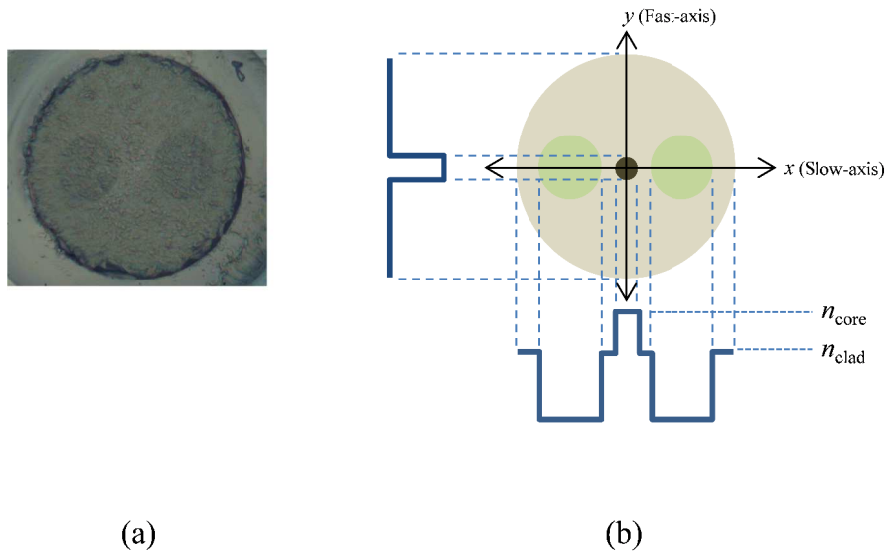


図 2-4 偏波保持光ファイバー(PMF)の断面構造

(a) PMF 断面写真 (b) 屈折率構造

よって、 x , y 方向に大きな屈折率差を設けている．応力付与部がある x 軸には引っ張り応力が働き、直交する y 軸には圧縮応力が働く．屈折率差はすなわち伝播速度差であるので、 x , y 軸は伝播速度の違いから便宜上、それぞれ Slow 軸，Fast 軸と呼ばれる．この屈折率差は、直交する偏光間の結合を抑制する働きがあり、偏波保持能力がある．直交偏光間のクロストークはおよそ 30 dB 程度である．ここで、PMF の光学軸に対して 45° の直線偏光を入射した場合、互いに直交する独立した電界成分と理解でき、互いに直交する偏光は伝播定数 β で伝播する．入射した直線偏光は x , y 方向の速度差による連続的な位相変化により楕円偏光、円偏光というように偏光状態がたえず変化していき、やがて直線偏光に戻る．元に戻るまでの 1 周期長さ L_b はビート長と呼ばれ、 x , y 方向の伝播定数 β_x と β_y の差 $\Delta\beta$ を使って、式 (2.13) のように表せる [11]．

$$\Delta\beta = |\beta_x - \beta_y| = \frac{2\pi}{\lambda} |n_x - n_y| = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \dots\dots\dots (2.12)$$

$$L_b = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{\Delta n} \dots \dots \dots (2.13)$$

本研究で用いた PMF のビート長はおよそ 4.2 mm 程度である． ビート長の概念についてポアンカレ球を用いて図 2-5(a) に示す． ポアンカレ球上における赤道上のすべての点は直線偏光（楕円率 = 0）であり， 北極点は右回り円偏光（楕円率 = 1）， 南極点は左回り円偏光（楕円率 = -1）である．

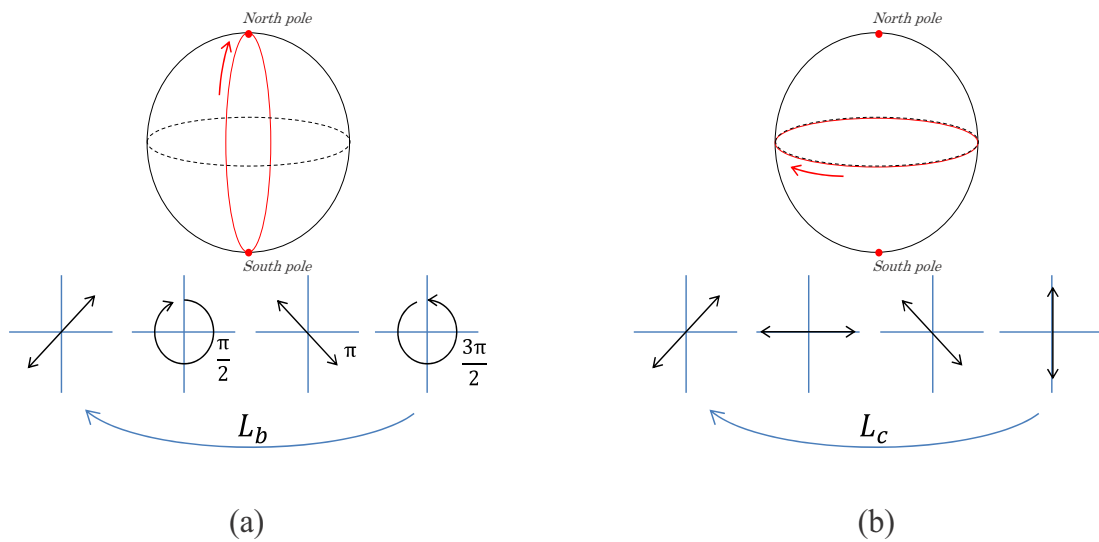


図 2-5 ポアンカレ球上における偏光の挙動
(a) 直線偏光ビート長の挙動 (b) 円偏光ビート長の挙動

（楕円率 = 1）に対応している．それ以外は楕円偏光（ $0 < \text{楕円率} < 1$ ）になる．PMF 内を伝播する光は，緯度方向に変化するため，絶えず楕円率が変化し続けることがわかる．一方，この PMF 製造時に線引きと同時に回転させることで，コアおよび応力付与部が回転した Spun 光ファイバーを得ることが出来る．Spun 光ファイバーは，線引き時に回転しているため歪みが無く，長手方向に一様で，複屈折のほとんど無いファイバーが得られる．この場合は，入射光の楕円率を保持したまま伝播できるが，円偏光ビート長 [12] [13] が現れる．すなわち，図 2-5(b) に示すように，直線偏光を入力した場合は，楕円率を保持したまま赤

道上の経度方向に変化するため、直線偏光を保持したまま旋光し続けることになる。Spun 光ファイバーは PMF の複屈折構造を有しているが、全体としては複屈折が無いことと等価であるので、PMF と比較して外界の影響を受けて偏波変動やクロストークが生じやすいことに注意しなければならない。

2.2.2 光源

光ファイバーは極めて高効率（低損失）で光を伝播できるが、導波路であるコアは、およそ 10 μm 程度の大きさしか無いため、光をコアに効率良く入力するためには、光源の発光点が、なるべく小さいことが望ましい。その観点からレーザーダイオード（LD）は光ファイバーとの結合が良く、広く用いられている。レーザーの大きな特徴は、単色性、可干渉性、高密度光出力、指向性、光周波数安定性、などが挙げられる。この中で、単色性と可干渉性（コヒーレンス）は密接な相互関係がある。レーザーのように位相が揃った光が発せられた時、発光点とは異なる様々な位置空間で干渉する空間的コヒーレンス、ある空間的位置で時間変化とともに干渉度合いが変化する時間的コヒーレンスについて考慮しなければならない。もし、2つの独立した光源から発した光を合波しても、2光束間に周波数・位相の相関が無いため、可干渉性を得ることは出来ない。同一光源から発した位相が揃った光が1本の光ファイバー中を伝播するとき（あるいは自由空間中を伝播するとき）、空間的、時間的に干渉する度合いを可干渉距離 L_{coh} （コヒーレンス長）、可干渉時間 T_{coh} （コヒーレンス時間）と呼び、式(2.14)で表される [14]。

$$L_{\text{coh}} = c \cdot T_{\text{coh}} \cong \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \dots\dots\dots (2.14)$$

ここで、 λ は光の中心波長、 $\Delta\lambda$ は波長幅、 c は光ファイバーを伝播する光速である。このことから波長幅 $\Delta\lambda$ がコヒーレンス長に強く影響していることがわかり、波長幅の狭い単色光であるほど干渉性が高いと言える。可干渉性が違う光ファイバーとの結合の容易さを備え、可干渉性が対照的に異なる光源として、DFB レーザー（Distributed Feed Back Laser）と SLD

(Super Luminescent Diode) が挙げられる．図 2-6 にスペクトルアナライザで取得した DFB レーザーと SLD のスペクトル実測値を示す．DFB レーザーでは，発光層の N 型半導体に回折格子構造が形成されており，素子内で生じた光が干渉して波長と位相が揃った光（単色光）が出力される．一方 SLD は，その様な回折構造を持たず，発生した自然放出光が活性

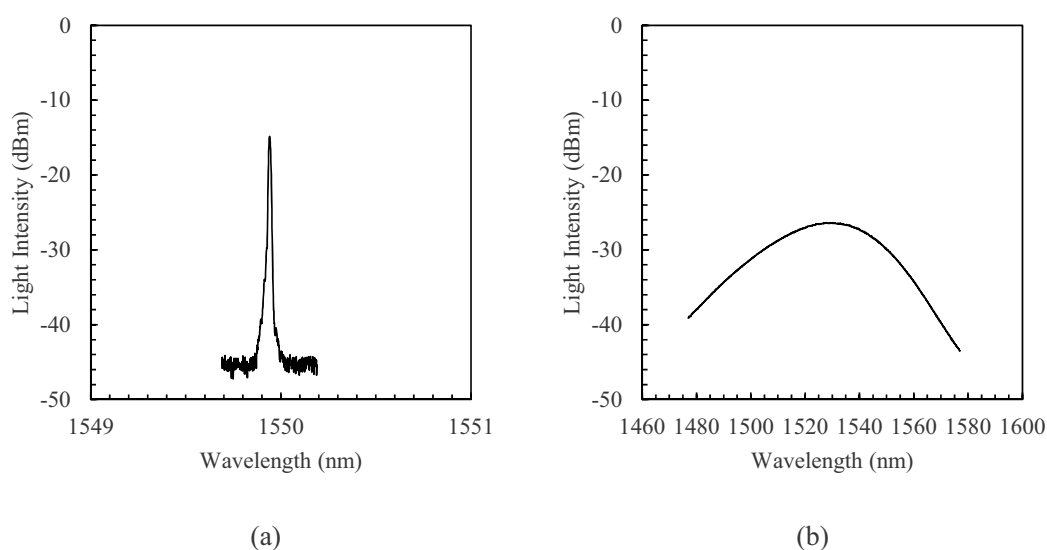


図 2-6 レーザー光源のスペクトル（実測値）
(a) DFB レーザー (b) SLD

層を進むにつれ誘導放出で増幅されるため位相が揃った波長幅が広い光（ブロード光）が出力される．従って，この 2 種類のレーザーでは，波長幅 $\Delta\lambda$ が大きく異なるため，コヒーレンス長に大きな差がある．SLD から発生する光はコヒーレンス長 L_{coh} がゼロに近づくため，インコヒーレント光として扱うことが出来る．

本稿で扱う光プローブ電流センサでは，2 光束干渉ではなく，P-, S-偏光の強度変調を利用している．上述した可干渉性の影響で，ファラデー効果によって偏光面が回転したあと，PMF ファイバー光軸から角度ずれの状態で PMF 中を光伝播すると DFB レーザーなどの波

長幅の狭い光源の場合は、時間的強度変化が大きくなってしまう。本センサにおいては、波長幅が大きく、インコヒーレントな SLD 光源を採用している。SLD 光源のほか、ASE (Amplified Spontaneous Emission) 光源も波長幅が広く、インコヒーレント光として用いることが出来る。

2.2.3 光アイソレータ

光アイソレータは順方向に進む光を通過させ、逆方向に進む光を遮断する光部品である。簡便には偏光子－ファラデー素子 (YIG 結晶)－検光子の順に配置された構造を持ち、ファラデー素子は周囲に配置された磁石によるバイアスによって、偏光が 45° 旋光するように設計されている。ファラデー効果が印加磁界に対して非相反の作用であることを動作原理としている。光アイソレータは、レーザー光源などの直後に配置され、レーザー素子への戻り光を阻止するために用いる。レーザー素子への戻り光は、レーザー素子を損傷させる恐れがあることや、干渉によるレーザー出力の不安定化・ノイズ発生の要因となり、光通信や光計測のためには障害となる。

本稿における、光プローブ電流センサにおいても例外なく、上記の理由によりアイソレータを用いている。

2.2.4 偏光子 (ポラライザー)

偏光子はランダム光の入力に対して、一軸に偏った光を (直線偏光) 出力する光学素子である。簡便・安価には PVA+ヨウ素分子から成る偏光板は広く用いられる。しかし、消光比や透過率が悪いので、それらの性能が重視される、光通信や光計測には、複屈折性光学結晶を用いたグラントムソンプリズムが適している。複屈折光学結晶として方解石が良く使われ、2つの直線偏光 (常光線, 異常光線) に対して屈折率が異なる。これによる全反

射角度の違いを利用して、高い消光比を得ることができる。方解石は、極めて広い範囲で透明であることから、広い波長範囲における直線偏光子として利用されている。

光プローブ電流センサでは、ファラデー効果による偏光面の旋光を利用するため、光の入力は基本的に直線偏光である必要がある。偏光子の消光比が悪いと、ファラデー効果によって得られる光強度変化量が小さくなってしまうため、消光比を高くしておく必要がある。そのため、本稿における、光プローブ電流センサではグラントムソンプリズム型偏光子を採用している。

2.2.5 波長板

波長板は、直線偏光に所定の位相差を与えて、偏光状態を変調するための光学素子である。波長板は複屈折材料で製作されており、入射する電界振動方向が直交した光に対して屈折率が異なるため直交する 2 偏光間に位相差が生じる。複屈折材料として、従来からの水晶のほか、ポリイミド製 [15] も用いられている。水晶波長板は結晶光学軸異方性を利用しており、ポリイミドは製造時に延伸することによって異方性を付与している。偏光面に与える位相差は、波長板の厚さによって任意の値に設定できるが、中でも最も流通量が多いのが $1/4$ 波長板と $1/2$ 波長板である。

$1/4$ 波長板は入射光の偏光面に $\pi/2$ ($\lambda/4$) の位相差を与える。入射する光の偏光面と波長板の光学軸との成す角が 45° であるとき、円偏光が出射される。逆に円偏光を入射すれば、直線偏光に戻すことが出来る。 45° 以外の方位角で入射した場合は角度に応じた楕円偏光が出射される。一方、 $1/2$ 波長板は入射光の偏光面に π ($\lambda/2$) の位相差を与える。入射する光の偏光面と波長板の光学軸との成す角が θ であるとき、 2θ の角度に回転した偏光が得られる。つまり、 45° で入射した直線偏光は 90° の直線偏光に変換される。この機能は、光学素子や光ファイバーに入射する角度を任意に調整できるため光学系を構成する際に有用である。また、 $1/2$ 波長板に円偏光を入射すれば、回転方向が反転した円偏光を得ることも

可能である。

光プローブ電流センサにおいては、1/2 波長板をバイアスとして用いている。ファラデー効果の旋光性は直線偏光に対して生じるが、磁性薄膜で生じるファラデー回転角が小さいため、そのままでは、ファラデー効果による光の強度変調量が小さい。1/2 波長板を偏光面に対して 22.5° に配置すれば、 45° の直線偏光が得られ、ファラデー効果による強度変調量が最大にすることができる。詳細については、次項で述べる。

2.2.6 偏光ビームスプリッター

偏光ビームスプリッター（PBS ; Polarization Beam Splitter）は偏光を分岐する光学部品である。PBS にはプレートタイプまたはプリズムタイプがあるが、どちらも誘電体多層膜に 45° の角度で入射する構造になっている。PBS は、P 偏光と S 偏光を分離する機能があるが、上述した光ファイバー中には伝播速度の違いから、Slow 軸、Fast 軸として電界振動方向が直交した偏光を識別していたが、PBS は、入射する偏光が入射面の法線に対して平行または垂直に入射する成分を、それぞれ P 偏光、S 偏光として識別される。すなわち、最終的に検出される偏光が、P 偏光であるか S 偏光であるかは、PMF の光軸と PBS の入射面の方向によって決まるということを意味している。

本稿における、光プローブ電流センサは、最終的に P 偏光と S 偏光に分岐してそれぞれの光強度の差分を検出している。これは、光源や光学系に起因する同相ノイズを除去できる利点があるためである。一般的に、PBS の消光比は 40 dB 程度期待できる。

2.2.7 フォトダイオード

フォトダイオードは、光起電力を利用した半導体受光素子である。一般的には、PN 接合した半導体であり、接合部近傍に半導体の禁制帯幅（バンドギャップ）よりも大きなエネルギーを持つ光が入射すると、半導体層に光が吸収され、電子が励起され、自由電子と自

由正孔が生じる．そして内部電界により，P，N 半導体層および空乏層で生じた電子は N 層へ流れ，正孔は P 層へ流れる．この PN 接合されたフォトダイオードに負荷が接続されていれば電流が流れることになる．光によって励起される電子および正孔は，光の入射強度に比例するため，光の変化を電流または電圧の変化として取り出すことができる．PN フォトダイオードに対して，PIN フォトダイオードは，ダイオードの極性と反対方向に逆バイアス電圧を印加して応答速度を上げたもので，PN 接合間に適度な厚さの I 層（真性半導体層）を挿入し，高い逆バイアス電圧下で駆動できる素子である．

フォトダイオードの変換効率 $[A/W]$ の波長依存性は，用いる半導体の分光感度に依存する．素子に用いる半導体材料固有のバンドギャップより長波長（低エネルギー）の光は PN 接合層で吸収されず，透過してしまうため感度が無い．一方，より短い波長（より高エネルギー）は，最表層で光が吸収されて，PN 接合層へ光が届かないために感度が低くなってしまう．このような原理で半導体材料固有のバンドギャップ及び光吸収効率によって，フォトダイオードの感度波長範囲が決まる．1550 nm に感度をもつ InGaAs 化合物半導体では，およそ 900 ～ 1700 nm の範囲で光電変換可能である．本研究で用いた SLD 光源の波長幅はせいぜい 1550 nm を中心に 100 nm 程度であり，フォトダイオードの感度範囲に比べて十分に小さい．

2.2.8 フェルール・スリーブ

光通信に用いられる MU（Miniature Universal coupling）型光コネクタやレセプタクルは，1992 年に NTT 光エレクトロニクス研究所によって開発され [16]，それらに用いられるジルコニア製フェルールは直径 1.25 mm という細径を実現した．ジルコニアフェルールは中心に光ファイバーを固定する微細孔をもつ円筒棒であり，現在では，標準化された最小寸法フェルールとして広く用いられている．図 2-7 は，ジルコニアフェルールとそれを差し込むジルコニア割スリーブの外観写真である．フェルールは直径 $\phi 1.249 \pm 0.0005$ mm，ファイバ

一細孔の同芯度 $\phi 0.0014 \text{ mm}$ の高精度で製作されており，スリーブの両側からフェルールを差し込めば，調芯することなく，光軸を合わせることが出来，低損失で光を結合できる．

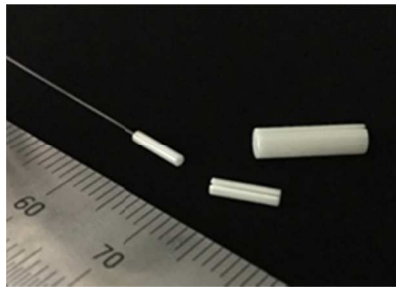


図 2-7 ジルコニアフェルール・割スリーブ
(シチズンファインデバイス㈱製)

本研究における光プローブ電流センサにおける光学系内で光ファイバーや光部品の接続にフェルールやスリーブを用いたコネクタ接続を利用するほか，センサヘッドにもフェルール／スリーブを利用して構成している．センサヘッドにこれらを利用する利点は，

- a) 磁性薄膜や波長板をファイバー間に設置することが容易である
- b) 偏波面保存光ファイバー（PMF）の光軸をヘッド内で任意に回転でき，偏光角を任意に変更することができる
- c) 標準化された規格サイズであるため入手が安価且つ容易である
- d) mm サイズの小型センサヘッドを実現できる

などが挙げられる．

2.3 光プローブ電流センサの構造と動作原理

2.3.1 センサ光学系構造と偏光状態

図 2-8 に光プローブ電流センサの光学系構造 [17]の概略図を示す．図中には伝播中の偏光の状態も図示している．SLD 光源(アンリツ(株)製 SLD 1.55 μm モジュール AS5B125EM50M)から発生した光は，戻り光遮断のために配置したアイソレータを通り，偏光子（ポラライザ）によって，Slow 軸に平行な直線偏光のみ透過する．SLD 光源から生じる光は，ほぼ直線偏光であり Slow 軸に平行に出射しているが，偏光子を通すことで，より消光比の高い直線偏光を得ている．ファラデー素子（磁性薄膜）によるファラデー回転角が比較的小さいことと PMF にクロストークがあることを考慮し，極力高い消光比の直線偏光を用いている．直線偏光は PMF の Slow 軸を伝播して，センサヘッド内の磁性薄膜に入射する．磁性薄膜は，厚さ 0.1 mm のガラス基板に成膜されている．センサヘッド内では，図 2-9 に示すよう

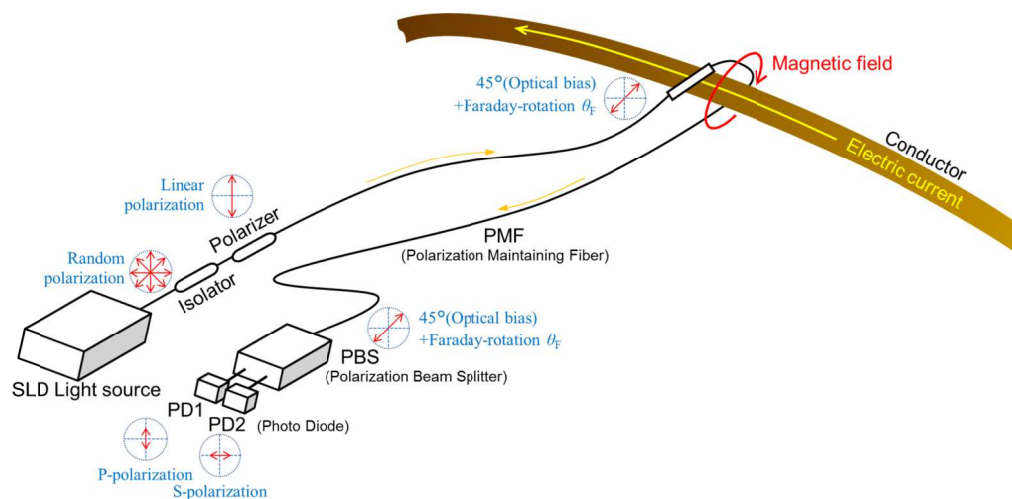


図 2-8 光プローブ電流センサの光学系構造と偏光状態図

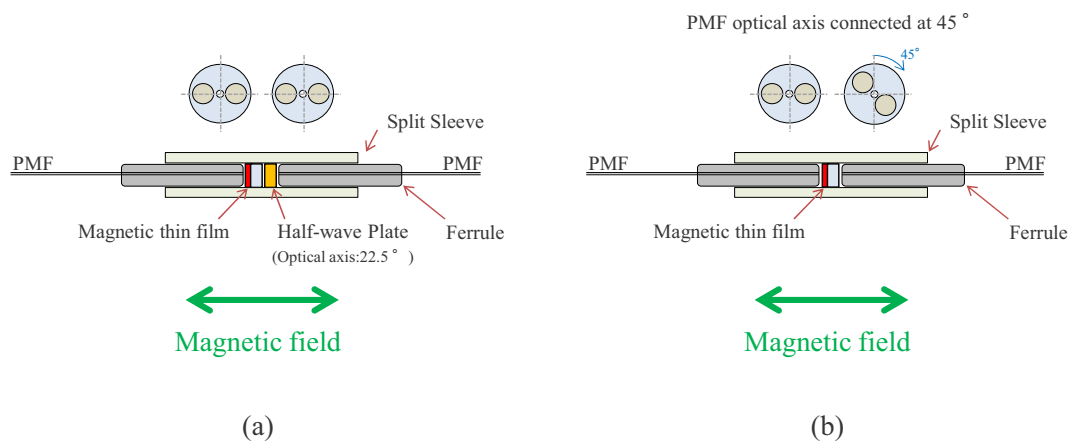


図 2-9 センサヘッド構造例

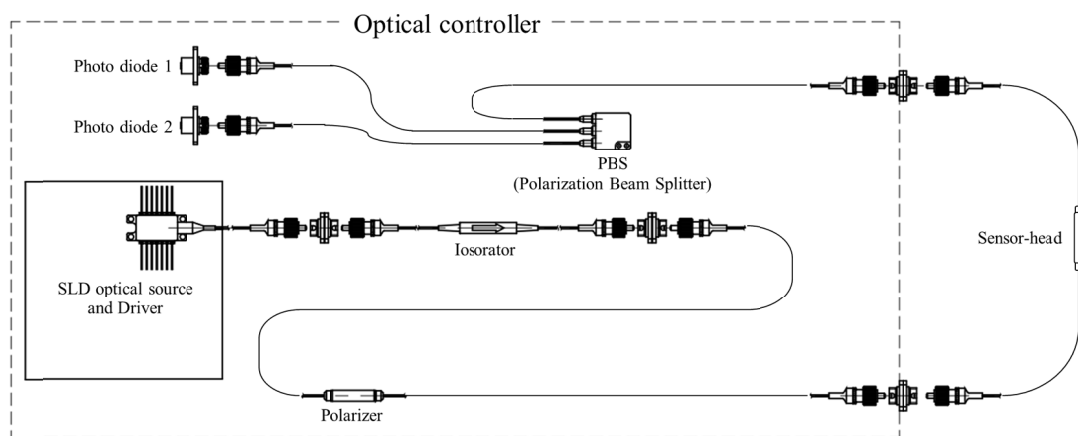
- (a) PMF 同士の光軸が一致しており 1/2 波長板によって 45° バイアスを付与した構造例
 (b) PMF 同士の相対的な光軸角度によって 45° バイアスを付与した構造例

に偏光面が PMF の光軸に対して 45° の角度になるように光学バイアスを付加している。尚、図中の左側の PMF が光の入射側である。(a)の場合は、PMF 同士の光軸が一致（または、互いに直交していても良い）しており、PMF 間に 1/2 波長板が配置されている。このとき、1/2 波長板の光軸と PMF の Slow 軸との成す角 θ は 22.5° になっている。出射角は 2θ となるので、入射角に対して 45° 偏光面が傾く。(b)の場合は、入射側の PMF と出射側の PMF の光軸が互いに 45° に配置されている。(a), (b) いずれも入射した偏光面が相対的に 45° で出射しており、バイアスが付与されていることがわかる。どちらの構造も同様の効果が得られる。入射側および出射側の PMF 間には、ファラデー素子として磁性薄膜付きガラス基板が挿入されている。図 2-10 は、実際に作製したセンサヘッドの外観図である。センサヘッドが近接している導体に電流が流れていない場合は、磁性薄膜でファラデー効果は生じないため、偏光面が 45° 傾いた状態で伝播される。もし、導体に電流が流れた場合は、



図 2-10 フェルルール・割スリーブを用いたセンサヘッド外観図

アンペールの法則に従い、電流の向きと直行する方向に磁界が誘起される。電流磁界の向きと磁性薄膜を透過する光が平行に印加されたとき、磁性薄膜内でファラデー効果が生じる。光学バイアス角とファラデー回転角が合成された光は、偏光ビームスプリッター (PBS) に入射して、P 偏光と S 偏光に分離され、フォトダイオードによって光の強度として検出される。P 偏光と S 偏光の光強度はセンサヘッドで生じるファラデー回転に応じて互いに相反する方向に変化する。図 2-11 は、実際に試作した光プローブ電流センサ試作品のブロック図と外観写真である。最終的に、上記光学システムから出力される P 偏光および S 偏光をフォトダイオードと TIA (Trans-Impedance Amplifier) で構成される光 - 電気変換回路にて差動増幅し、センサ出力電圧を得ている。センサ出力電圧波形は、オシロスコープによって取得することが出来る。



(a)



(b)

図 2-11 実際に試作した光プローブ電流センサコントローラ
(株オプトクエスト製)

(a) ブロック図 (b) コントローラ外観写真

2.3.2 Jones 行列による偏光状態の記述

偏光子や波長板といった偏光状態を変換するための光学素子は、互いに直交する 2 つの偏光を表す 2 次元ベクトルを結びつける量であるので、 2×2 の行列で記述できる。従って、

光源から発せられた光が、各光学素子を通過することを考えたとき、各光学素子に対応したジョーンズマトリックスを順番に掛けていけば、最終的に出力される偏光状態が計算できる。

以下に代表的な光学素子に対応したジョーンズマトリックスを示す。

$$\text{偏光子} : \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{または} \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{ファラデー素子} : \begin{pmatrix} \cos \theta_F & -\sin \theta_F \\ \sin \theta_F & \cos \theta_F \end{pmatrix}$$

$$1/2 \text{ 波長板} : \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{pmatrix}$$

$$1/4 \text{ 波長板} : \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + j \cos \theta & j \sin 2\theta \\ j \sin 2\theta & 1 - j \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

従って、図 2-8 に示したセンサ光学系は、ジョーンズマトリックスを用いて以下のように表すことができる。

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_F & -\sin \theta_F \\ \sin \theta_F & \cos \theta_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ \sin \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \end{pmatrix}$$

ここで、 θ は直線偏光と波長板光軸の成す角である。左辺を、ランダム偏光（入射光）－偏光子－ファラデー素子－1/2 波長板の順に記述し、計算すれば、右辺のように 45° ($\pi/4$) のバイアスが付与された \sin , \cos 成分が直交軸に伝播されることがわかる。最終的に PBS によって偏光分離され、 $\begin{pmatrix} 0 \\ \sin \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \end{pmatrix}$ と $\begin{pmatrix} \cos \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ 0 \end{pmatrix}$ の 2 成分の光に分けられる。以上のように、どのような光学系配置とした場合でも、それに対応したジョーンズマトリックスで行列計算すれば、どのような偏光が出力されるか、計算することができる。

2.3.3 差動検出

本研究における光プローブ電流センサは、前述したとおり P 偏光および S 偏光の光強度差，すなわち P-S 差動検出 [18]を測定原理としている．P 偏光強度 P_p と S 偏光強度 P_s の変化から電流（磁界）値を算出する．P 偏光、S 偏光の光強度は次式で表すことができる．

$$P_p = P_0 \sin^2(\theta_{\text{bias}} + \theta_F) \dots \dots \dots (2.15)$$

$$P_s = P_0 \cos^2(\theta_{\text{bias}} + \theta_F) \dots \dots \dots (2.16)$$

ここで、 P_0 は全光強度、 θ_{bias} は図 2-9 で付加した光バイアス角度、 θ_F はファラデー回転角である． θ_{bias} は望ましくは 45° であるが、実際には波長板や PMF 光軸角度のアッセンブリ上の誤差を含む． P_p と P_s の光強度の差（光強度の変化量） ΔP は次式で表される．

$$\Delta P = P_p - P_s = P_0 \cos 2(\theta_{\text{bias}} + \theta_F) \dots \dots \dots (2.17)$$

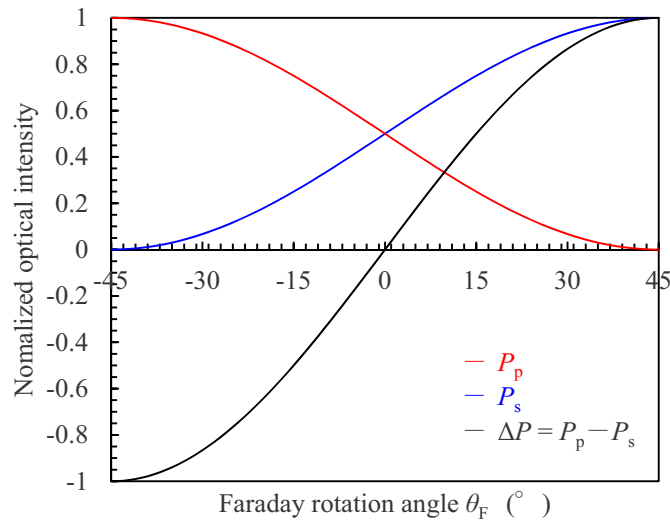


図 2-12 ファラデー効果の差動検出による光強度変化
(光バイアス角 $\theta_{\text{bias}} = 45^\circ$ のとき)

ここで、 P_0 は動作点における光強度である．図 2-12 に P_p ， P_s および ΔP の強度変化を示す．ファラデー回転角がゼロ（磁界無印加時）付近では、 $P_p - P_s$ 光強度差 ΔP がほぼ線形に変化していることがわかる．

ここで、PMF 伝播中には Slow 軸および Fast 軸間で光の漏洩，すなわちクロストークが生じる．クロストークの割合を $R_{\text{cross-talk}}$ とすれば、これを加味した P_p と P_s の光強度差 ΔP は次式で表される．

$$\Delta P = (1 - R_{\text{cross-talk}})P_0 \cos 2(\theta_{\text{bias}} + \theta_F) \dots \dots \dots (2.18)$$

ファラデー回転 θ_F に対する光強度変化 ΔP と、その近似直線との直線性誤差について、図 2-13 に示す．ファラデー回転角が $\pm 5^\circ$ の範囲ではほぼ直線と見なすことが出来るが、 $\pm 10^\circ$ では 2%程度直線に対して誤差を生じる．このように、光プローブ電流センサに搭載

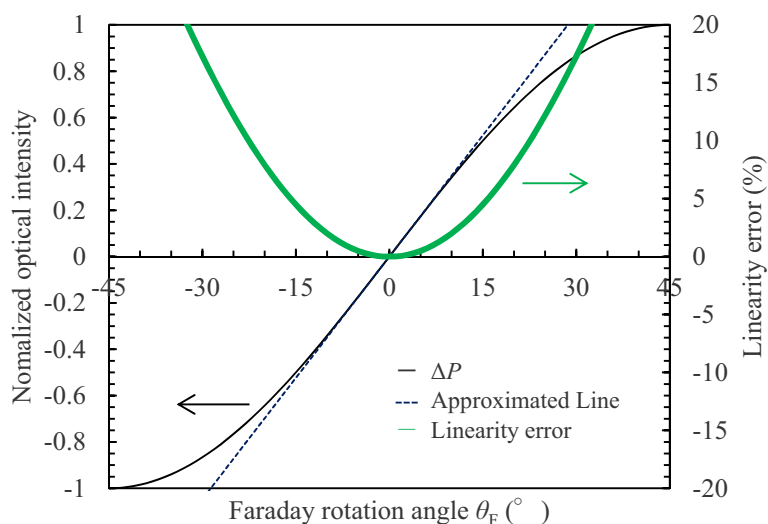


図 2-13 ファラデー効果による光強度変化 ΔP と直線性誤差
(光バイアス角 $\theta_{\text{bias}} = 45^\circ$ のとき)

するファラデー素子に求められるファラデー回転角は、 $\pm 5^\circ$ 以内の範囲が直線性に優れ、センサとして使い易いものと考えられる。

2.3.4 センサ光学系における光損失

光ファイバーを用いた場合の光伝送では、挿入する光学部品やファイバー同士の結合ずれ、光路に用いる材料内の散乱・吸収による光損失は避けられない。前述した光強度変化 ΔP を大きくすることはセンサのダイナミックレンジ拡大のために最も重要な課題である。それには、ファラデー素子の偏光回転性能の高さは当然ながら、光源からの光出力を極力減衰することなく、フォトダイオードへ到達させることが極めて重要である。図 2-14 に SLD 光源で出力可能な光強度を示す。入力電流 400 mA で約 20 mW の光出力が得られる。近年、

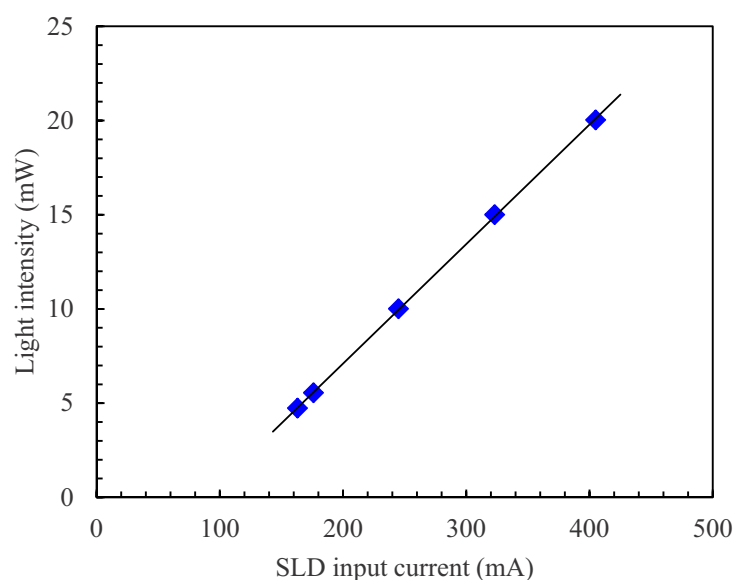


図 2-14 SLD 光源の入力電流値と光出力の関係
※光源からアイソレータ，ポラライザを通過した後の光出力

レーザーの高出力化が進み、比較的安価に高出力レーザーを得ることが可能となってきた。

図 2-15 は本研究で作製した光プローブ電流センサの構成部品と光損失の内訳である。20 mW（SLD 電流 400 mA のとき）の光強度で入力された光は、最終的に 0.92 mW まで減衰しており、入力から出力まで総じて、14.2 dB 程度減衰している。最後は PBS によって P 偏光，S 偏光に分離されるため，P，S 偏光はそれぞれ 0.46 mW ずつの光強度となる。図からわかるように，光の減衰のほとんどはセンサヘッド内で生じている。ここで，ファラデー素子（磁性膜）は第 4 章で述べる Co-MgF₂ グラニューラー薄膜を用いている。この光減衰は，磁性膜に光吸収があることと，センサヘッド内の光路ずれ，アッセンブリ誤差による光損失が主な原因である。仮に CoMgF₂ グラニューラー薄膜の飽和ファラデー回転角が 2° とした場合

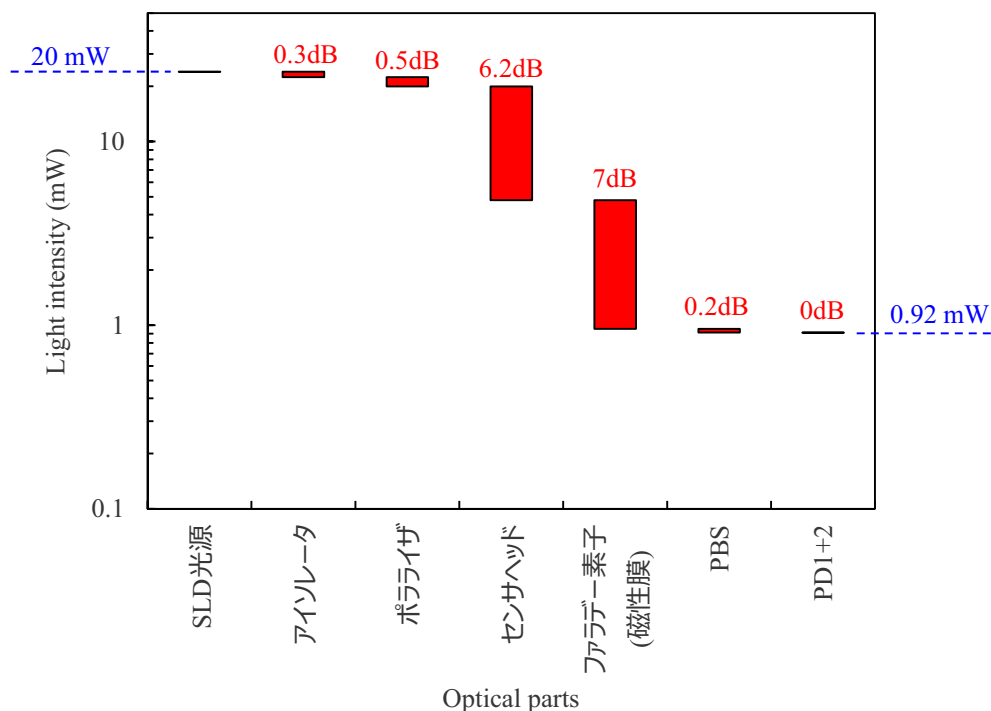


図 2-15 光プローブ電流センサの構造例と光損失の内訳
(SLD 光源の入力電流 = 400 mA のとき)

合，光強度変化 ΔP は式(2-17)より，およそ 0.064 mW となるはずである． ΔP の大きさは，センサ感度，ダイナミックレンジと直結するため，センサヘッド内における光減衰を抑制することが重要である．

2.3.5 センサの電圧出力

本センサは，図 2-7 にて示した光回路から出力される P 偏光および S 偏光をフォトダイオードと TIA (Trans-Impedance Amplifier) にて構成される光 - 電気変換回路にて差動増幅し，センサ出力 V_{out} を得る．図 2-16 は，光回路から電圧出力までの接続図である．

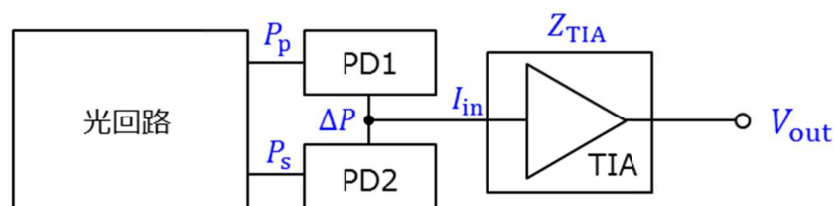


図 2-16 光プローブ電流センサ接続図

光回路から出力された P 偏光および S 偏光は，それぞれ PD1, 2 に入射し，フォトダイオードによって光電変換される．フォトダイオードの感度定数 S (A/W) に応じた電流が流れ，これが電流アンプ (TIA) によって増幅，電圧変換される．最終的に出力される電圧 V_{out} は，以下のように表される．

$$V_{out} = I_{in} \cdot Z_{TIA} = \Delta P \cdot S \cdot Z_{TIA} \dots \dots \dots (2.19)$$

ここで、 I_{in} は TIA に流れる電流、 Z_{TIA} はトランスインピーダンスゲイン (V/A)、 S はフォトダイオードの感度定数 (A/W)、 ΔP は式 (2-18) で表されるファラデー効果によって生じる光強度変化である。本研究で用いたフォトダイオードは Tholab 製 FGA01FC を用いており、1550 nm における感度定数 S は 1.003 A/W である。また、TIA はオプトサイエンス製 HCA-100M-50K-C (帯域幅 DC～100 MHz) または HCA-100M-500K-C (帯域幅 DC～4 MHz) を用いており、このときのトランスインピーダンス Z_{TIA} は、それぞれ 50 kV/A および 500 kV/A である。TIA は計測対象の帯域幅によって選択する。

2.4 電流によって生じる磁界

2.4.1 許容電流と磁界

電線などの導体に電流を流す場合、導体には少なからず電気抵抗があるため発熱する。電線に絶縁被覆がある場合には、発熱によって被覆が溶解し短絡および発火に繋がることがある。そのため電線にはその径によってそれぞれ許容電流が定められている。通常は連続的に電流を流した状態を想定する。概略、許容電流は、導体断面積、絶縁被覆の材質、布設環境、周囲温度によって変化する。光プローブ電流センサは、電流によって誘起される磁界量を検知するため、これら電線の構造により発生磁界量は大きく左右されてしまう。従って、被測定導体の構造を正確に理解しておくことが極めて重要である。電線の許容電流 I_{pc} は一般的に次式で計算することができる。

$$I_{pc} = \eta_0 \sqrt{\frac{T_{max} - T_a}{r_c \cdot R_{total}}} \dots \dots \dots (2.20)$$

ここで、 η_0 は多条布設の場合の許容電流低減率、 T_{max} は電線の最高許容温度(°C)、 T_a は周囲温度(°C)、 r_c は電線の T_{max} (°C)における導体実効抵抗(Ω/cm)、そして R_{total} は電線の全

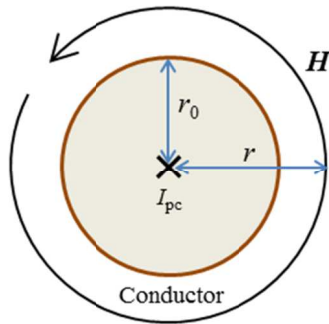


図 2-17 円柱導体に生じる磁界

熱抵抗($^{\circ}\text{C cm/W}$)である． r_c は，電線の材質に依存し，式(2.21)で計算でき， R_{total} は，導体と絶縁被覆の形状や材質に依存し，式(2.22)で計算できる．

$$r_c = r_{20} \{1 + \alpha_t (T_{\text{max}} - 20)\} \dots \dots \dots (2.21).$$

$$R_{\text{total}} = R_1 + R_2 = \frac{P_1}{2\pi} \log_e \frac{D_2}{D_1} + \frac{10P_2}{\pi d_2} \dots \dots \dots (2.22)$$

ここで， r_{20} は 20°C における導体抵抗 (Ω/cm)， α_t は導体温度抵抗係数である．銅の場合， $\alpha_t = 0.00393$ (20°C のとき) である． R_1 ， R_2 はそれぞれ絶縁皮膜と電線表面の熱抵抗($^{\circ}\text{C cm/W}$)である． D_1 ， D_2 はそれぞれ導体と電線外径であり， P_1 ， P_2 はそれぞれ絶縁皮膜と表面拡散の固有熱抵抗($^{\circ}\text{C cm/W}$)である．

円柱導体に電流が流れたときにその周囲に誘導される磁界は，一般的にアンペア周回積分の法則を用いて求められる．半径 r_0 の導体の中心からの距離 r の円を任意の閉じた経路 C としたとき，発生する磁界を H とおけば，アンペア周回積分の式は， 以下のように表すことができる．

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{L} = I \dots \dots \dots (2.23)$$

同心円状における磁界 H は一定であるので， H は積分記号の外に出し，円周長さ

$\oint_c d\mathbf{L} = 2\pi r$ であるので、円柱導体において生じる磁界 H は単純に、

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (r \geq r_0 \text{ のとき}) \dots\dots\dots (2.24)$$

となる。円柱では無い場合も、導体外部で周回積分すれば、生じる磁界を求めることが出来る。

図 2-18 に円柱導体直径 $2r_0$ での許容電流 I_{pc} とそれによって誘導される最大磁界 H_{max} について示す。許容電流 I_{pc} の計算において、導体材質は銅、周囲温度 25 °C、絶縁被覆は PVC として算出している。磁界 H_{max} の計算において、 $r = r_0 + 2$ 、つまり導体表面から 2 mm の位置とした。導体径と許容電流はおおよそ比例関係にあるが、誘導される最大磁界は、大電流になるにつれ飽和に近づく傾向であった。このことから、大電流でも計測できるセンサを目指した場合でも、磁界 16 kA/m (約 200 Oe) 程度まで感度があれば、各種電気機器における定常動作時の電流計測は十分に可能と考えられる。

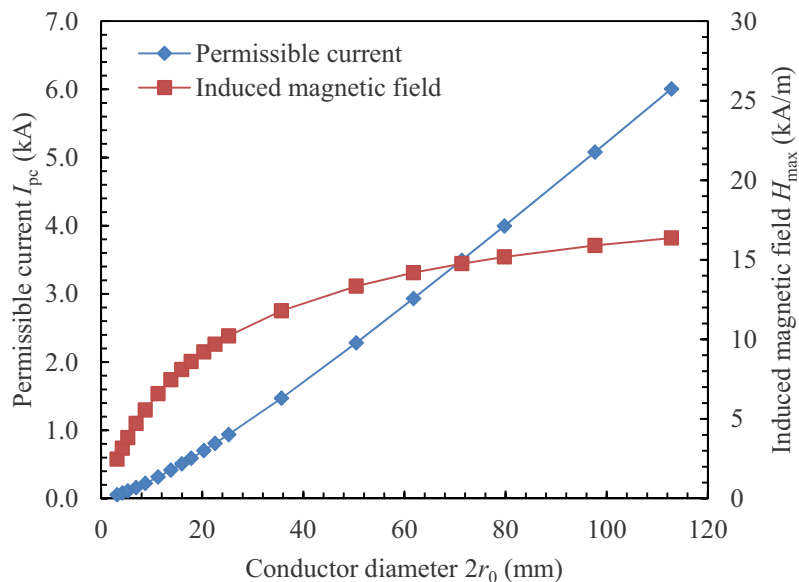


図 2-18 許容電流と誘導される最大磁界

2.4.2 導体径と誘導磁界の距離依存性

前述のように、導体径の増大に伴い、流せる電流も比例的に増加するが、誘導される磁界はそれほど大きくはならない。式(2.24)からわかるように、導体表面から遠ざかるにつれて、誘導磁界は減衰していく。図 2-19 は、8, 200, 1000, 10000 mm² (直径 $2r_0=3.2, 16.0, 35.7, 112.8$ mm) の導体表面の誘導磁界が 5 kA/m (62.8 Oe) になるように電流を流した場合の導体表面からの距離依存性である。ゼロの位置が導体表面であるが、表面から離れるほど、磁界が減衰するが、導体径が大きいほど減衰率が小さくなる。導体表面から 10 mm 離れた位置では、8 mm² の導体の場合 86%の減衰に対し、10000 mm² の導体では 15%しか減

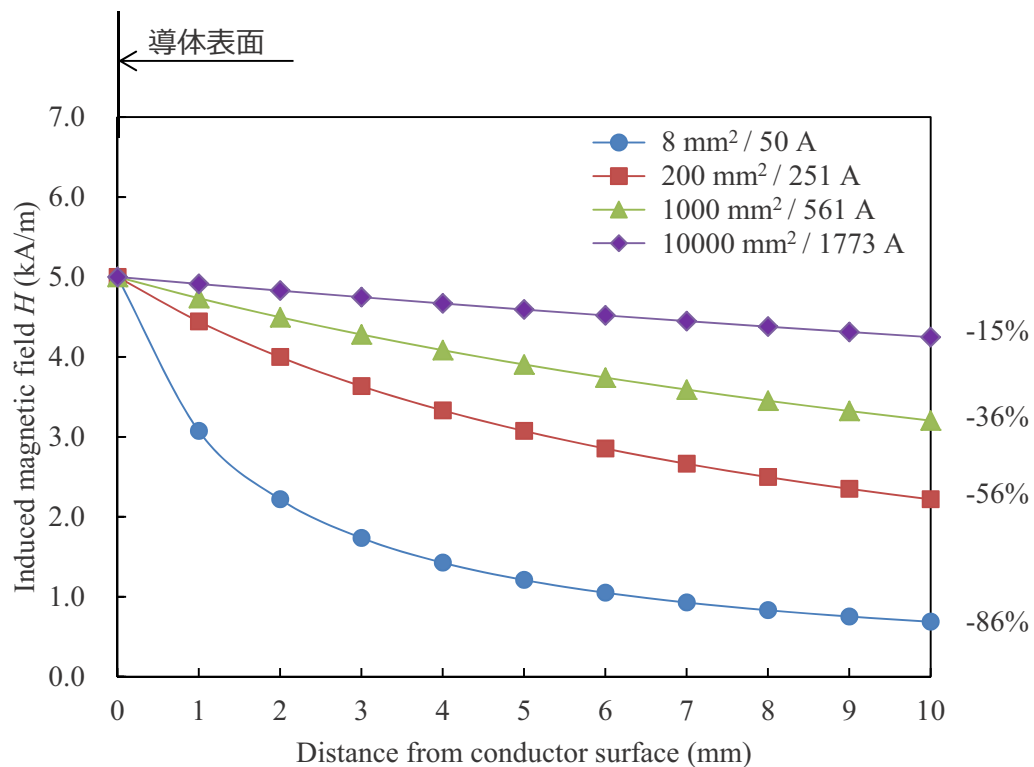


図 2-19 導体径と誘導磁界の距離依存性

衰しない．導体径が大きいほど広い範囲に磁界が波及することになる．電線表面の磁界を計測する場合，細い導体ほど，距離依存性が強いことに注意しなければならない．また，複数の電線が布設された環境においては，被測定電線の近傍に太い電線が隣接している場合には，隣接電線から誘導される磁界の影響を十分に考慮しなければならない．

2.4.3 各種機器定常動作時の磁界と異常磁界

家電や自動車など，数多く普及している電気機器では，せいぜい数百アンペア程度の電流値しか扱わない．従って，前述の許容電流から推測される誘導磁界はおよそ 8 kA/m（約 100 Oe）以下程度と考えられる．しかし，産業・インフラ用途まで広く見れば定常動作時の磁界は更に強い．そして，電流は直流から交流まで幅広く扱われ，近年，特に高周波領域の計測ニーズは高まっている．表 2-1 は，用途別機器の推定電流範囲と周波数範囲である．加速器および着磁器を除けば，いずれも電流を連続的に流すことが想定され，2.4.1 で示した常時許容電流で誘導される磁界量を考えれば良い．加速器や着磁器は，パルス波を用いるため，瞬時許容電流で考える必要がある．この場合，極めて短時間の通電であるため，

表 2-1 用途別機器の推定電流・周波数範囲

用途分類	電流	周波数
電力	～ 30 kA	DC, 50/60 Hz
産業機器	～ 800 A	DC ～ 200 kHz
自動車	～ 400 A	～ 200 kHz
エネルギー	～ 100 A	～ 200 kHz
鉄道	～ 1200A	～ 200 kHz
家電	～ 30 A	DC ～ 200 kHz
加速器	～ 100 A	GHz
着磁器	～ 25 kA	kHz

発生熱はすべて導体内に蓄積すると見なされ、導体材料の特性とパルス電流の通電時間だけでおよそ決定できる。瞬時許容電流 I_{pc} の概算式は以下のようなものである。

$$I_{pc} = K \frac{A_c}{\sqrt{T_{pulse}}} \dots\dots\dots (2.25)$$

ここで、 K は定数（硬銅の場合 152）、 A_c は導体断面積（ mm^2 ）、 T_{pulse} はパルス幅（s）である。このように短パルスほど許容電流は飛躍的に大きくなる。しかし、短パルス波であっても、短時間で繰り返し連続運転する場合には、常時許容電流として扱わなければならない。実際には、各機器の設計は様々であり、電流によって誘導される磁界量は一概に決定できないが、およそ推定した磁界範囲と周波数範囲について図 2-20 に示す。

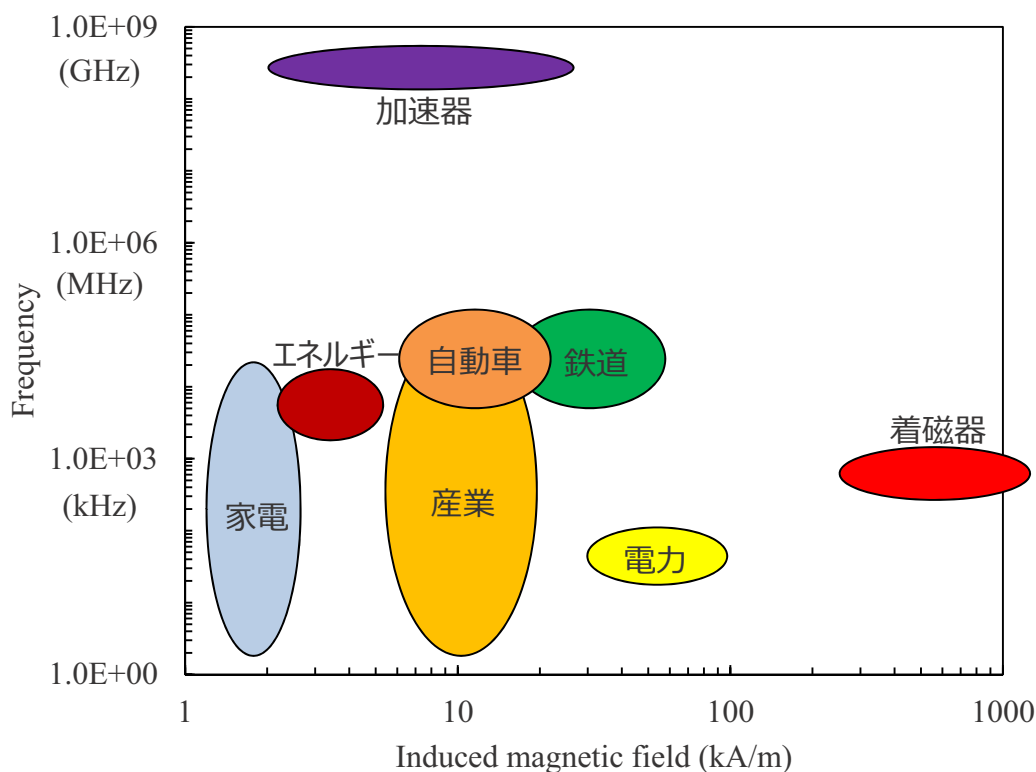


図 2-20 用途別機器の推定磁界・周波数範囲

以上のように，民間で使用される機器の多くは，磁界 16 kA/m (約 200 Oe)，周波数数百 kHz の領域で計測できれば良いことになる．しかしながら，これらは，あくまでも定常運転する場合の範囲であって，突発的な異常電流，サージ電流は加味されていない．実際に各機器の開発者や技術者は定常運転の中に含まれる高周波ノイズや異常電流の検出を必要としている．よって，例えば，以下のような場合に生じる磁界量・周波数を考えなければならない．

(A) 変圧器励磁突入電流

→ 100 ms (10 Hz)，最大で定格電流の約 10 倍程度と推定される

(B) 商用電源直入れモーターの突入電流

→ 5 ms (200 Hz)，最大で定格電流の 5~8 倍程度と推定される

(C) インバーター搭載モーターの突入電流

→ ms (kHz)以上，最大で定格電流の 1.5~2 倍程度と推定される

(D) インバーター駆動時のヒゲ電流

→ ns (GHz)，最大で定格電流の数倍程度と推定される

(E) 落雷（サージ電流）

→ μ s (MHz)，1 kA~500 kA 程度と推定される

以上より，将来的な電流計測用センサとしては，GHz 程度の高周波に追従でき，160 kA/m (約 2000 Oe) 程度の磁界量に対して感度を持っていることが望まれる．

参考文献

- [1] 小檜山光信，著：光学薄膜の基礎理論，オプトロニクス社，2003，pp. 22-27.

- [2] 李正中, 著: 光学薄膜と成膜技術, 榊アグネ技術センター, 2003, pp. 7-16.
- [3] 佐藤勝昭, 著: 光と磁気[改訂版], 朝倉書店, 2014, pp. 24-41.
- [4] 佐藤勝昭, "光と磁気を取り巻く最近の進展と将来展望," 光学, vol. 42, no. 1, pp. 2-12, 2013.
- [5] K. Barczak, "Optical Fibre current sensor for electrical power engineering," *Bull. Pol. Ac.: Tech.*, vol. 59, no. 4, pp. 409-414, 2011.
- [6] M. Iwanami, M. Nakada, H. Tsuda, K. Ohashi and J. Akedo, "Ultra small magneto-optic field probe fabricated by aerosol deposition," *IEICE Electronics Express*, vol. 4, no. 17, pp. 542-548, 2007.
- [7] A. C. S. BRIGIDA, I. M. NASCIMENTO, S. MENDONCA, J. C. W. A. COSTA, M. A. G. MARTINEZ, J. M. BAPTISTA and P. A. S. JORGE, "Experimental and Theoretical Analysis of an Optical Current Sensor for High Power Systems," *Photonic Sensors*, vol. 3, no. 1, pp. 26-34, 2013.
- [8] 戸田 宏司 , 石田 堯三, 光学セラミックスと光ファイバー, 技報堂出版株式会社, 1983.
- [9] 星野政雄, "光ファイバの材料とその特性," 日本複合材料学会誌, vol. 10, no. 1, pp. 9-16, 1984.
- [10] 左貝潤一, "光ファイバ構造と設計(1)-光ファイバの導波理論と特性," 光学, vol. 18, no. 11, pp. 641-650, 1989.
- [11] 村田 浩, 吉田 進 and 下石坂 勝至, "新しい光ファイバと応用," 繊維学会誌, vol. 39, no. 5, pp. 163-170, 1983.
- [12] A. Argyros, J. Pla, F. Ladouceur and L. Poladian, "Circular and elliptical birefringence in spun microstructured optical fibres," *OPTICS EXPRESS*, vol. 17, no. 18, pp. 15983-15990, 2009.
- [13] D. N. Payne, A. J. Barlow and J. J. Ramskov Hansen, "Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vols. MTT-30, no. 4, pp. 323-333, 1982.
- [14] 左貝潤一, 著: 光計測入門, 森北出版, 2016, pp. 60-63.
- [15] 澤田 孝, 安藤 慎治 , 井上 靖之, "ポリイミド光波長板の開発とその特性," 電子情報通信学会 信学技報, pp. 67-72, 1994.
- [16] 長瀬 亮, 大塚 宗丈 and 中村 稔, "MU型光コネクタとその応用技術," *NTT技術ジャーナル*, vol. 15, no. 10, pp. 8-11, 2003.
- [17] T. Hanada, H. Ihara, T. Kubo, M. Miyamoto, T. Sato and M. Sonehara,

"Fundamental study of optical probe current sensor using Faraday Effect of metallic magnetic thin film," *40th Annual Conf. on Magnetism in Japan*, pp. 6pB-13, 2016.

- [18] Y. Fujishiro, K. Shiota, K. Iwami, M. Miyamoto, T. Kubo, M. Sonehara, T. Sato, *The 30th Symposium on Electromagnetism and Dynamics in Japan, 5-2-10*, pp. 45-48, 2018.

第 3 章 強磁性金属薄膜のファラデー素子への利用

3.1 はじめに

前章では、本研究で構築した電流センサの基本構造について述べた。第 3 章では、磁界を検知するためのファラデー素子として、強磁性金属薄膜を用いて検討した結果について述べる。

鉄 (Fe) やコバルト (Co)、ニッケル (Ni) といった遷移金属では、s、p 電子の他に、部分的に占有された 3d 電子殻をもつが、これらの原子は、3d 電子を占有する偏ったスピンのことによって自発磁化を持つ。上向きスピンバンドと下向きスピンバンドの占有された電子密度の差が磁気モーメントの強さの違いと考えられ、磁気モーメントの強さは、ファラデー効果の大きさに比例する。これら強磁性金属は、室温で極めて大きなファラデー効果を持つ材料として、古くから知られている。単位厚さ当たりのファラデー回転角でみれば、他の磁気光学材料と比較して、圧倒的に大きい。更には、赤外域で Fe や Co といった強磁性体のファラデー回転角は最大化する [1]ため、本研究における光プローブ電流センサが波長 1550 nm の光通信帯の赤外光を利用していることは、都合が良い。また、強磁性金属単体では、キュリー点が高く（例えば α -Fe は 1043K、Co は 1388K）、たとえ高温環境下においても磁性を失わず、安定したファラデー効果が得られると期待できる。これらは金属であり、その誘電率は自由電子モデル（ドルーデモデル）で説明される。自由電子モデルにおける比誘電率のスペクトル分散では、低エネルギー（長波長）側では比誘電率の実数部が $-\infty$ に発散し虚数部は $+\infty$ へと向かう。実数部が負の誘電率を持つと、金属表面で光がわずかにしか入り込めず、強い反射を生じる。金属の吸収と反射は自由電子の挙動が強く関係して

おり，ファラデー効果を扱う上で大きな障害となってしまう．しかし，金属磁性体であっても，光が透過できる程度の厚さの薄膜構造を採用し，更には強い反射光を抑制できる光学構造を導入することで，強磁性金属がもつ巨大ファラデー効果を利用できると考え，検討を行った．本章では，金属磁性体として Fe あるいは Co 薄膜を採用し，誘導透過干渉フィルタの設計手法の導入によって反射光を抑制し，大きなファラデー効果と透過率の両立を図ることを目指した．

3.2 強磁性金属薄膜の形成と磁気光学特性

3.2.1 強磁性薄膜の作製方法

Fe および Co 薄膜の作製には，IAD（Ion Assisted Deposition）真空蒸着装置（オプトラン株式会社 HOC-1300）を用いた．本装置は図 3-1 に示すように，拡散ポンプ，ロータリーポンプが接続された真空チャンバー内に，蒸発源のほか，イオンガンによるイオンビームアシスト機構を有している．銅製のハースライナー（坩堝）に充填された Fe や Co 材料は，電子ビームによって熔融され，上方に向かって蒸発する．蒸発した分子は上方に配置される基板へと上昇する．直上にはワーキングドームが配置されており，ここには薄膜の支持基板

表 3-1 Fe と Co の蒸着条件

Material	Substrate	Degree of	Deposition	Ion-gun parameters			
	Temperature (°C)	vacuum (Pa)	rate (nm/s)	Gas	$V_{IG}(V)$	$I_{IG}(mA)$	Ion current density ($\mu A/cm^2$)
Fe	< 80	1.0×10^{-2}	0.05	Ar	500	600	31
Co	< 80	$< 4.0 \times 10^{-4}$	0.05	—	—	—	—

となるホウ珪酸ガラス基板（SCHOTT 製 D263Teco）が設置されている．ガラス基板背面には，シースヒーターが配置されており，450 °C 以下の温度であれば，任意の温度で基板加熱することが可能である．ワーキングドームは成膜中およそ 30rpm の速さで回転しており，基板回転中心には，成膜レートを監視するための X-tal モニターが配置されている．表 3-1 に，Fe および Co の蒸着条件を示す．いずれも成膜中に基板加熱はしておらず，<80 °C となっているのは，蒸発源の輻射熱による温度上昇があるためで，つまり，蒸着開始当初に室温であった基板が最終的に 80 °C 以下程度まで上昇することを意味している．Fe を蒸着する場合には，蒸発と同時にイオンガンにより，Ar イオンビームの照射を併用した．イオンガンは，その内部にプラズマ生成室を有し，そこから引き出され加速された陽イオン（ここでは酸素イオンやアルゴンイオン）は蒸発粒子と共に成膜基板へ照射される．加速されたイオンは蒸発粒子に運動エネルギーを付加し，蒸発粒子の基板上におけるマイグレーション

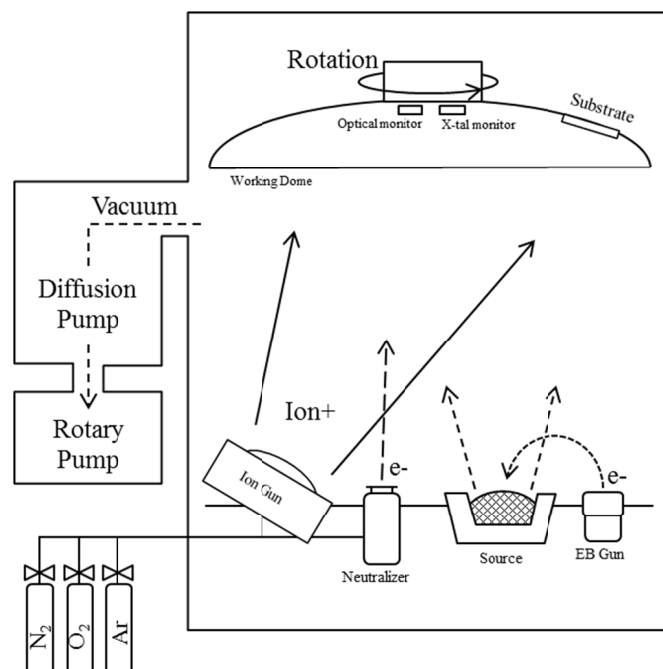


図 3-1 イオンビームアシストを併用した真空蒸着装置

ヨンが促進されることで高密度な薄膜が得られる。イオンガンは、プラスの電荷を持ったイオンを連続的に照射しているので、基板上的チャージアップを抑制するためにニュートライザ（中和器）から電子を放出し中和している。Co はイオンビームの照射は併用していない。Fe は酸素と活性が高く、真空チャンバー内を長時間排気したとしても、チャンバー内壁に吸着した残留酸素が、蒸発源加熱による輻射熱によって脱離し、酸化してしまう。Fe が酸化すれば、磁化が低下し、Fe 本来のファラデー効果が得られないと考えたためである。図 3-2 に、実際に Ar イオンビームを併用して作製した Fe 薄膜内をオージェ電子分光法（AES: Auger electron spectroscopy）によって元素分析した結果を示す。分析に用いた試料は、シリコン基板上に Fe 薄膜を蒸着し、その上に保護膜として SiO₂ を蒸着している。Fe 層には酸素が含有されておらず、純粋な Fe 薄膜が得られていると考えられる。Fe および Co 薄膜は、それぞれガラス基板上に 70 nm 以下の厚さで成膜している。これ以上厚く成膜すれば、透過率が極めて小さくなり、ファラデー効果の測定が困難になるためである。

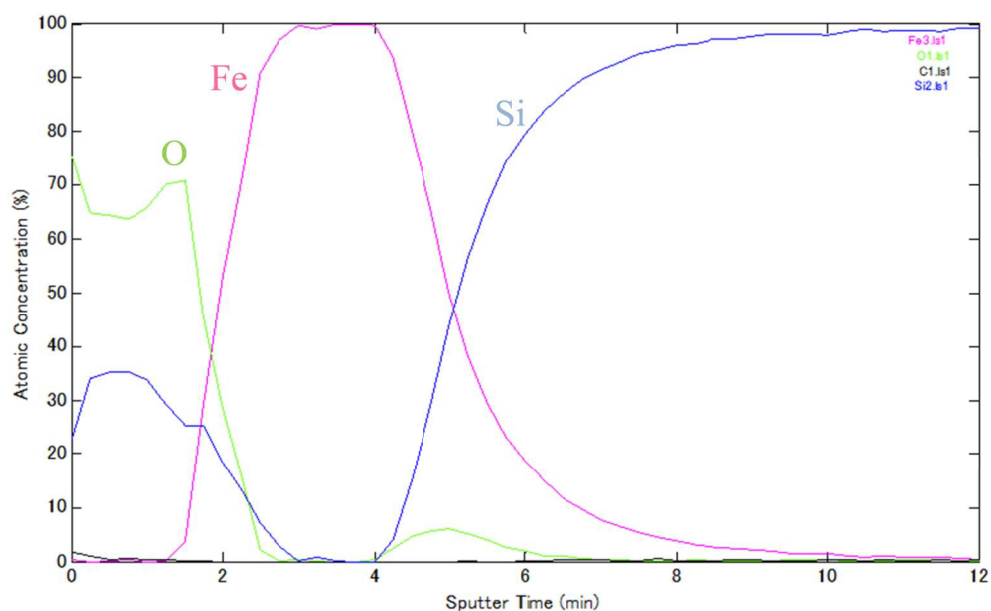


図 3-2 Ar イオンビームアシストを併用して作製した Fe 薄膜の AES 分析結果
積層構造： SiO₂/Fe/シリコン基板

3.2.2 強磁性薄膜の評価方法

得られた Fe, Co 単層薄膜の磁気光学特性について、以下の手段によって評価した。静磁化特性については振動試料型磁力計 (VSM: Vibrating Sample Magnetometer/理研電子(株)製 BHV-50) を使用した。磁力計で得られる磁化 [emu] では、試料間の比較が困難であるため、各試料の薄膜体積を予め求めておき、体積当たりの磁化 [T] に換算している。体積を求める時に薄膜厚さを知る必要があり、薄膜厚さ測定は触針式段差計 (KLA Tencor 社製) を用いた。静磁化曲線は、膜面内方向 (磁化容易軸) と実際に光が通過する方向である膜面に垂直な方向 (磁化困難軸) の 2 方向で測定した。

透過率・反射率分光特性 については、分光光度計 (株日立製作所製 U4100) を用いた。各薄膜の光学定数 (屈折率 n と消衰係数 k) は以下のようにして求めた [2]。まず、厚みの異なる試料 (d_1 , d_2) を準備し、それぞれの透過率 (T_1 , T_2) を測定した。このデータから式(3.1)によって、消衰係数 k を求めた。

$$k = \left[\frac{\lambda}{4\pi(d_1 - d_2)} \right] \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \dots \dots \dots (3.1)$$

更に、光が透過しない厚さの試料を作製して、その反射率 R を測定した。光が透過しなければ、薄膜の表裏面の多重反射を無視でき、その反射率 R は、式(3.2)で表される。光が透過しない厚さとは、厳密には相当な厚さが必要であるが、多重反射を無視できる程度であれば良いので、ここでは 200 nm 程度の厚さの試料を用いている。

$$R = \frac{(1 - n)^2 + k^2}{(1 + n)^2 + k^2} \dots \dots \dots (3.2)$$

式(3.2)に測定された反射率 R と式(3.1)で求めた消衰係数を代入し、屈折率 n を計算した。

Fe, Co 薄膜のファラデー回転角については、第 2 章 2.3 で説明した光学系を用いて測定した。磁性膜を取り付けたヘッドは振動試料型磁力計の電磁石間に光の通過方向と印加磁界の方向が並行するように配置し、直流磁界を印加した。磁界を印加することで生じるファラデー回転は、最終的に P 偏光と S 偏光の光強度変化として捉えることが出来るが、ファラデー回転角 $\theta_F(^{\circ})$ は各偏光の光強度を用いて、次式から計算できる。

$$\theta_F = \frac{180}{\pi} \left(\tan^{-1} \sqrt{\frac{P_p}{P_s}} - \frac{\pi}{4} \right) \dots\dots\dots (3.3)$$

ここで、 P_p および P_s は光パワーメータ (Agilent Technologies 製 8163A) で受光した P 偏光および S 偏光の光強度 (W) である。これは、光学バイアス角度を 45° とした場合に P 偏光および S 偏光の動作点近傍でファラデー効果が生じた時に適用できる近似式である。

薄膜のファラデー回転角や透過率は、膜厚によって変動する。また、材料によっても差がある。光プローブ電流センサにファラデー素子として搭載する場合、そのどちらも重要になるため、共通した性能指標で表すと便利である。実験で得られた薄膜の飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ と透過光強度 I_t を用いて、性能指数 FOM (Figure of merit) を以下のように定義した。

$$\text{FOM}(^{\circ}/\text{dB}) = \frac{|\theta_{F,s}|}{P_{\text{loss}}} \dots\dots\dots (3.4)$$

$$P_{\text{loss}}(\text{dB}) = -10 \log \frac{I_t}{I_0} \dots\dots\dots (3.5)$$

ここで、 I_0 は入射光強度、 P_{loss} は透過光損失である。本稿では一貫して、この性能指数 FOM を用いて、ファラデー素子としての性能比較を行う。但し、センサは磁界に対する応答があるので、どの程度の磁界を印加したときの回転角かによって性能指数は変化する。磁界量の定義は各章にそれぞれ付記する。本章内では、Fe, Co が磁気飽和した際の飽和ファラデー

一回転角を用いている．

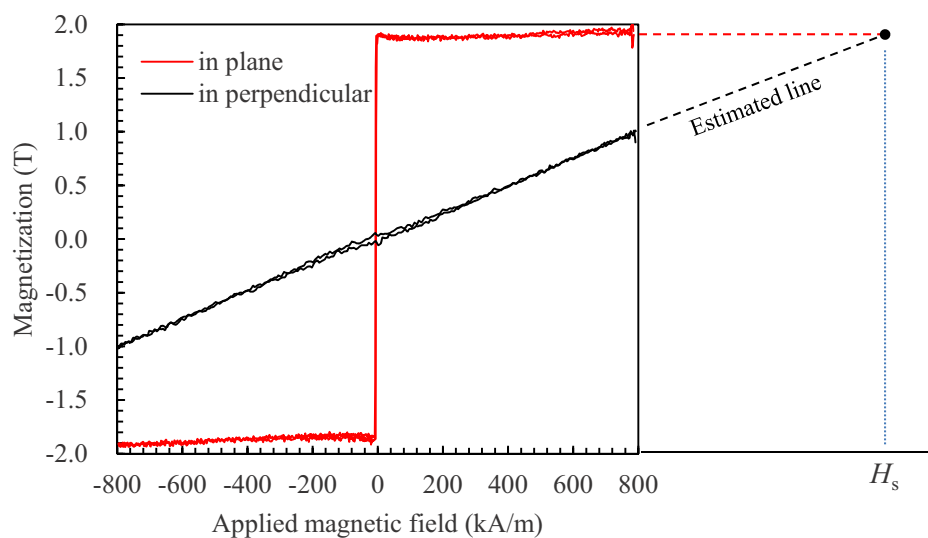
3.2.3 Fe, Co 単層膜の磁気光学特性と飽和ファラデー回転角の推定

図 3-3 に，ガラス基板上に蒸着法で作製した Fe, Co 単層膜を最大 $\pm 796 \text{ kA/m}$ ($\pm 10 \text{ kOe}$)の磁界を印加して測定した静磁化曲線を示す．Fe 薄膜は厚さ 65 nm で，Co 薄膜は厚さ 55 nm の試料を用いている．Fe, Co 双方とも，面内方向に磁界を印加した場合は，原点近傍のごく小さな磁界で磁気飽和しており，面内磁化膜であることがわかる．飽和磁化 M_s は Fe 薄膜で 1.88 T, Co 薄膜では 1.7 T 程度であった．文献 [3]による飽和磁化 M_s は，Fe 薄膜は 2.16 T, Co 薄膜は 1.78 T と報告されており，いずれも本研究で作製した薄膜の方が小さい結果となった．その原因として，2 点考えられる．本研究では，真空蒸着法を用いているがチャンバー内の残留酸素による金属酸化物の生成によって飽和磁化値が低下したことが一因と考えられる．もう一点は，蒸着法はスパッタリングなどの成膜法に比べて粒子エネルギーが低く，得られた薄膜の充填密度が低くなっていると考えられ，体積あたりの磁化が低下してしまったことも要因として考えられる．一方，光の入射方向と同じである膜面に垂直方向の磁化曲線では， $\pm 796 \text{ kA/m}$ ($\pm 10 \text{ kOe}$)の磁界でも磁気飽和していない．薄膜の場合は，成膜面積に比べて厚さが圧倒的に小さいため反磁界の影響を最大限受けることになる．VSM の電磁石で印加できる最大磁界が $\pm 796 \text{ kA/m}$ であり，垂直方向の磁気飽和させることができない．従って，垂直方向磁化曲線が印加磁界に対して線形比例していると見なし，その直線の延長線が面内方向磁化曲線と交わる点が飽和磁界 H_s であると推定した．推定された飽和磁界 H_s は，Fe 薄膜で $\pm 1536 \text{ kA/m}$ ($\pm 19.3 \text{ kOe}$)，Co 薄膜で $\pm 1456 \text{ kA/m}$ ($\pm 18.3 \text{ kOe}$)であった．面内方向磁化曲線から得た飽和磁化 M_s と垂直方向磁化曲線から推定した飽和磁界 H_s は近い値であった．反磁界 H_d は次式のように表すことができる．(SI 単位系の場合)

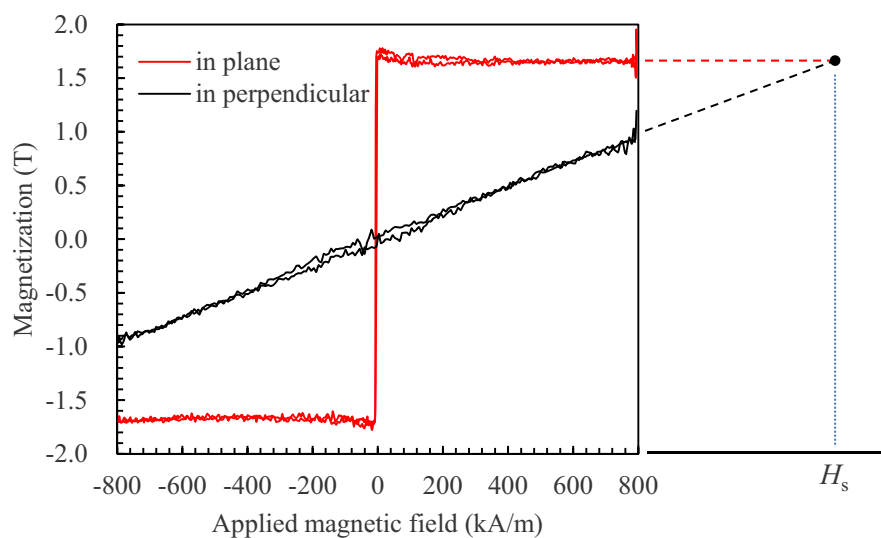
$$\mu_0 H_d = N \cdot M_s \quad \dots \dots \dots (3.6)$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率 ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m), N は反磁界係数で、薄膜垂直方向は 1 である.

異方性磁界 H_s と H_d は限りなく近い値であり、比磁化率 $\chi_r (= M_s/H_d)$ は 1 となる.



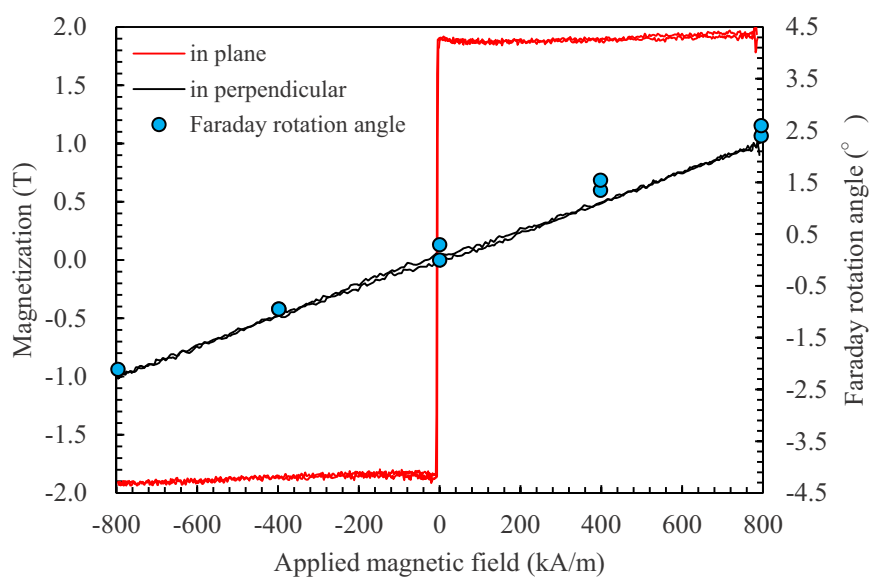
(a) Fe



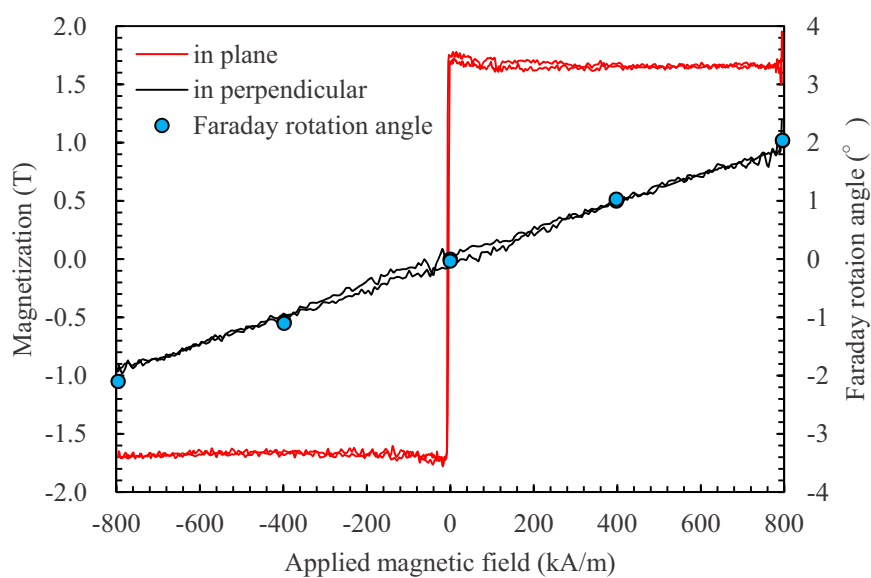
(b) Co

図 3-3 蒸着法による Fe, Co 単層薄膜の静磁化曲線と飽和磁界の推定

(a) Fe 薄膜 厚さ 65 nm / (b) Co 薄膜 厚さ 55 nm



(a) Fe

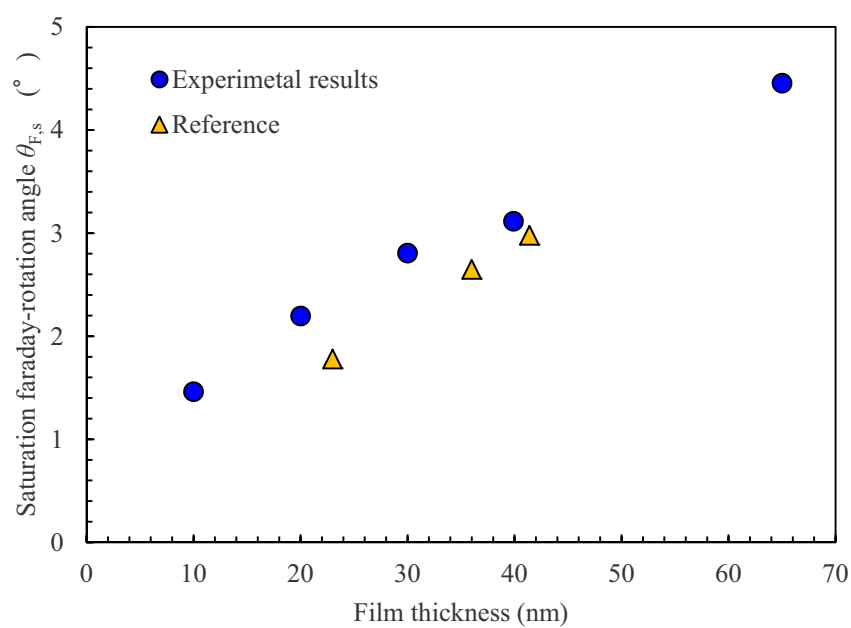


(b) Co

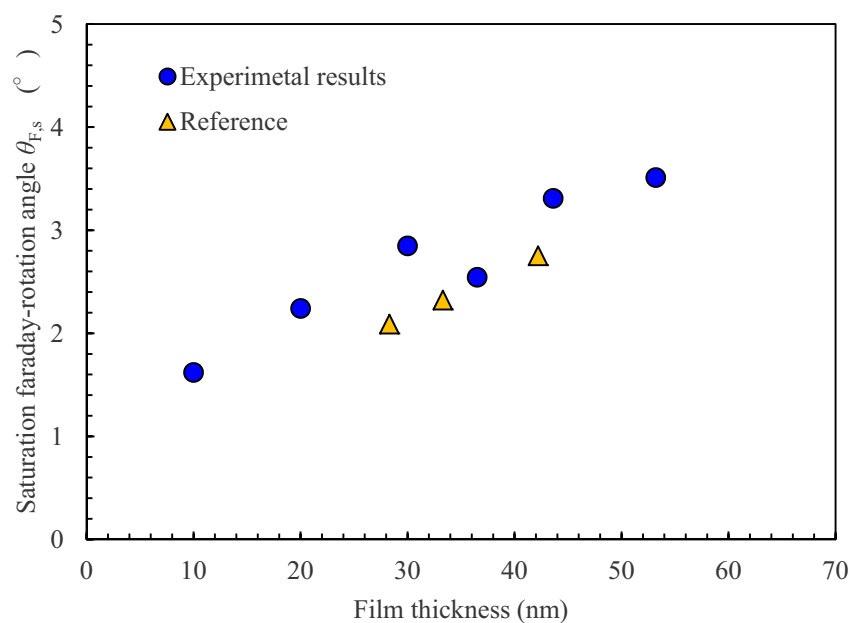
図 3-4 Fe, Co 単層薄膜の静磁化曲線とファラデー回転角
(a) Fe 薄膜 厚さ 65 nm / (b) Co 薄膜 厚さ 55 nm

図 3-4 は、 $\pm 796 \text{ kA/m}$ ($\pm 10 \text{ kOe}$) の範囲で磁界印加した場合のファラデー回転角 θ_F と磁化曲線である。光の入射方向は膜面に対して垂直方向であるので、ファラデー回転角の挙動は垂直方向の磁化曲線と良く対応している。磁化曲線から推定した飽和磁界 H_s から、磁気飽和した際の飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ を推定した。磁化曲線と同様にファラデー回転角も $\pm 796 \text{ kA/m}$ ($\pm 10 \text{ kOe}$) 以上の磁場に対して、直線性を有していると仮定し、Fe, Co の $\pm 796 \text{ kA/m}$ ($\pm 10 \text{ kOe}$) での θ_F 測定値にそれぞれ 1.93, 1.83 を乗じた値を飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ とした。以後、本章内で記載する $\theta_{F,s}$ はすべて上記に基づいて計算された値である。作製された薄膜は、面内磁化膜であり、ファラデー効果は膜面垂直方向の反磁界を利用しているため、印加磁界に対する線形性に優れており、広い磁界範囲で線形応答できるため、強磁場でも駆動できるファラデー素子として有用である。

光が透過できる厚さ、およそ 70 nm 以下で数種類の厚さで作製した Fe, Co 薄膜について、上述の方法で飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ を推定した。図 3-5 に、膜厚に対する飽和ファラデー回転角を示す。図には、文献 [1] から引用した Fe および Co 薄膜の飽和ファラデー回転角についても併記した。Fe, Co 薄膜共に、飽和ファラデー回転角は、膜厚に対して比例関係を示した。文献値と比べると、いずれも、やや高い値であった。この差について、本稿の飽和ファラデー回転角は、推定値であったことと、ファラデー回転角の測定が一般的な空間結合の系ではなく、光ファイバーを接続した本研究独自に構築したものであることが、関係していると考えられる。薄膜が十分に薄い場合、特に薄膜の表面と裏面の多重反射が寄与するときは、純粋な 1 回透過より高いファラデー回転を示す可能性がある。図 3-4 をみると、直線比例のように見えるが、膜厚が厚いときにやや直線から外れてきているように見える。膜厚が薄い方が、上述の膜内の多重反射の影響が強く現れていると考えられるためやや高い値をとっており、膜厚が厚い場合には、純粋な 1 回透過に近い値になっているのではないかと考えられる。各膜厚におけるプロットの近似直線を引いたとすれば、その近



(a) Fe



(b) Co

図 3-5 Fe, Co 単層薄膜の飽和ファラデー回転角の膜厚依存性
(a) Fe 薄膜 厚さ 65 nm / (b) Co 薄膜 厚さ 55 nm

似直線は原点を通らない．膜厚が 0 ～ 数 nm 程度の領域では，一般に薄膜は島状構造をとることが知られており [4]，その島状構造から網目構造，連続膜構造へと移行する過程で急激なファラデー回転角の増加があるのではないかと推測している．連続膜構造になった以降の膜厚では，図のように線形状に比例増加していくと思われる．

図 3-6 に, Fe および Co 薄膜の透過率・反射率の波長依存性を示す. 膜厚はそれぞれ 65 nm, 55 nm の試料を用いている. この場合, センサ光学系で用いる波長 1550 nm において, およそ 2.2 % の透過率である. 反射率は極めて高く, 入射する光の多くは薄膜内部で吸収される訳ではなく, 主に表面で反射されている. 金属特有の自由電子による影響である. 本研究で目指す光プローブ電流センサにおける光学系設計の光損失量については, すでに第 2 章

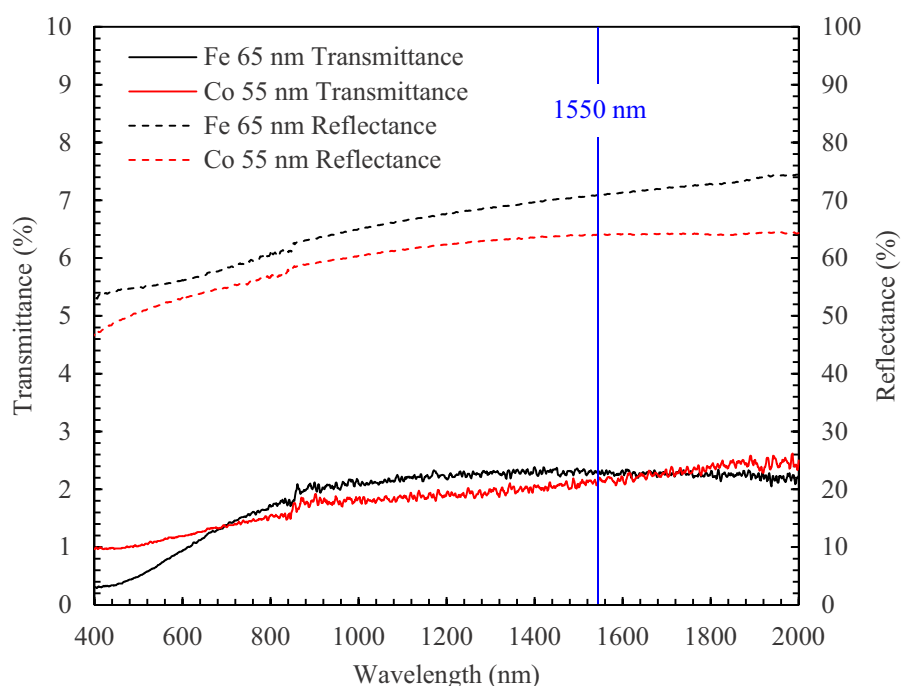


図 3-6 Fe, Co 単層薄膜の分光特性

表 3-2 Fe, Co 薄膜の光学定数解析結果 [5] [6]

Optical properties	Fe		Co	
	Ref.	Exp.	Ref.	Exp.
Refractive index n (@1550 nm)	3.62	3.65	4.29	4.30
Extinction coefficient k (@1550 nm)	5.56	5.60	6.41	6.17

2.3.3 で述べたが，ファラデー素子の光損失が 7 dB（透過率 20 %）となるには，12~15 nm 程度にしなければ達成できない．Fe 薄膜よりも Co 薄膜の方が，吸収係数が大きいことがわかる．

式(3.2)，式(3.3)から求めた各薄膜の屈折率 n および消衰係数 k について，表 3-2 に示す．文献 [5] [6] から引用した値を比較対象とした．本研究で得られた Fe, Co 薄膜の光学定数は，文献値に近い．

3.3 誘導透過干渉フィルタの設計

Fe や Co のように強い光吸収をもつ金属磁性体中を透過する光を信号光として利用する磁気光学デバイスにとって，反射光を抑制し透過光の利用効率を上げることが重要である．誘導透過干渉フィルタ [7] の導入によって反射光を抑制し，大きなファラデー効果と透過率の両立を図ることを目指して種々の検討を行った．誘導透過干渉フィルタは金属磁性体膜を誘電体多層膜で挟み込んだ構造である．誘導透過干渉フィルタの特徴は，金属磁性体膜と周囲媒質とのアドミタンス整合を考慮している点であり，光吸収が強く屈折率が高い Fe, Co 層界面における反射防止によって透過光の増大が期待できる点である．実際に，Ag 薄膜に適当なアドミタンス値をもつ誘電体積層を整合させることによって設計波長で極

めて高い透過率が得られることが報告されている [8].

ある厚さの金属膜に対して，最大どれくらいの透過率が得られるかを，ポテンシャル透過率を用いて表す．用いる金属薄膜の厚さを d_m ，複素屈折率を $n-jk$ とし，出力される光学アドミッタンスを $Y_e (=X+jZ)$ としたとき，最大透過率を表すポテンシャル透過率 ψ は，次式で与えられる．

$$\psi = \frac{T}{1-R} = \frac{\text{Re}(Y_e)}{\text{Re}(B \cdot C)} \dots \dots \dots (3.7)$$

ここで，

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & \frac{n}{n-jk} \sin\delta \\ j(n-jk)\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ X+jZ \end{bmatrix}$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n-jk)d_m$$

である． Re は複素数の実数部のみ取り出す記号である．金属薄膜の種類と厚さを決定すれば，ポテンシャル透過率 ψ は，アドミッタンス整合層の複素屈折率 $X+jZ$ によって決定される．アドミッタンス整合層の構造は ψ が最大化する材料の組み合わせと積層数を外挿によって検討した．アドミッタンス整合層を構成する材料は Ta_2O_5 （屈折率 $n=2.138$ ）と SiO_2 （ $n=1.458$ ）を用いている．

波長 1550 nm における Fe と Co がもつ光学定数 n ， k は，比較的近い値をとるため，最良解としては同じ積層構造となっている．第 2 章 2.3.3 で述べた，ファラデー素子（磁性膜）の光損失が 7 dB（透過率 20 %）程度となるように，各層の物理膜厚を設計し，図 3-7 のような積層構造とした．

Medium $n = 1.46$	Medium $n = 1.46$
Ta ₂ O ₅ (181nm)	Ta ₂ O ₅ (181nm)
SiO ₂ (266nm)	SiO ₂ (266nm)
Ta ₂ O ₅ (181nm)	Ta ₂ O ₅ (181nm)
SiO ₂ (266nm)	SiO ₂ (266nm)
Ta ₂ O ₅ (181nm)	Ta ₂ O ₅ (181nm)
Fe (65nm)	Co (55nm)
Ta ₂ O ₅ (154nm)	Ta ₂ O ₅ (154nm)
SiO ₂ (266nm)	SiO ₂ (266nm)
Ta ₂ O ₅ (181nm)	Ta ₂ O ₅ (181nm)
SiO ₂ (266nm)	SiO ₂ (266nm)
Ta ₂ O ₅ (181nm)	Ta ₂ O ₅ (181nm)
Glass substrate $n = 1.52$	Glass substrate $n = 1.52$

(a)
(b)

図 3-7 Fe, Co を用いた誘導透過干渉フィルタの積層構造

Ta₂O₅ と SiO₂ 層の厚さは設計波長 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ に対して光学膜厚 $nd = \lambda/4$ となる厚さに設計されている。但し、Fe と Co に隣接する Ta₂O₅ 層は、実際に作製する際に、スペクトル位置調整のため、適宜膜厚を微調整している。図 3-8 は Fe 65 nm と Co 55 nm の単層膜の実測した透過率と、上記で設計した誘導透過干渉フィルタを導入した場合のポテンシャル透過率である。誘導透過干渉フィルタの導入による透過率上昇の効果は長波長ほど大きく、センサで使用する波長 1550 nm においては、同じ厚さの単層膜と比較して 10 倍程度向上している。

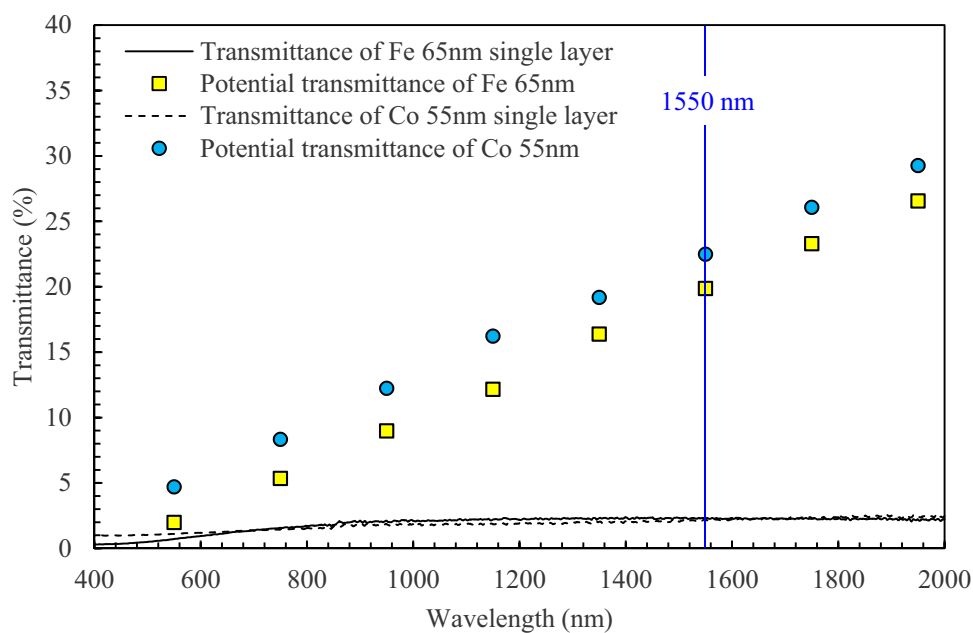


図 3-8 Fe 65 nm と Co 55 nm 単層膜の実測透過率とポテンシャル透過率計算値

3.4 誘導透過干渉フィルタの作製

誘導透過干渉フィルタを構成する磁性膜 Fe , Co および誘電体膜 Ta_2O_5 , SiO_2 は, 図 3-1 に示す IAD(Ion Assisted Deposition)蒸着装置 (オプトラン(株)製 HOC-1300) を用いて, ガラス基板 (SCHOTT 社製 D263Teco) 上に成膜した. 表 3-3 に誘導透過干渉フィルタ構成材料の蒸着条件を示す. 誘電体膜は, 蒸発と共にイオンガンによる酸素イオンの照射を併用している. 酸素イオンの照射は, 材料が蒸発するときに解離した酸素を補う目的と, 加速されたイオンの運動エネルギー付与による充填密度を向上させる目的がある. これにより, 蒸着後の特に水分などの環境変化に対して, 信頼性を高めることができる. 耐熱性も高く, 高温環境下でも安定したファラデー素子の構成材料として利用できる.

表 3-3 誘導透過干渉フィルタ構成材料の蒸着条件

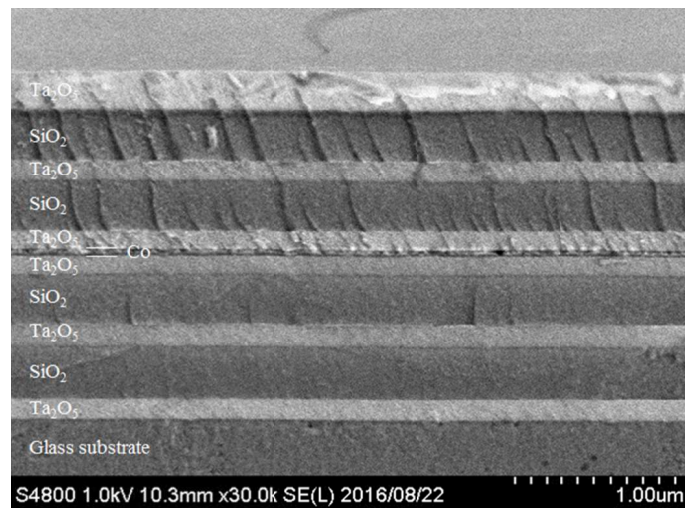
Material	Substrate	Degree of vacuum (Pa)	Deposition rate (nm/s)	Ion-gun parameters			
	Temperature (°C)			Gas	$V_{IG}(V)$	$I_{IG}(mA)$	Ion current density ($\mu A/cm^2$)
Fe	< 80	1.0×10^{-2}	0.05	Ar	500	600	31
Co	< 80	$< 4.0 \times 10^{-4}$	0.05	—	—	—	—
Ta ₂ O ₅	80 ~ 150	1.5×10^{-2}	0.2	O ₂	900	900	104
SiO ₂	80 ~ 150	1.5×10^{-2}	0.6	O ₂	750	900	92

光学薄膜において、所望のフィルタ特性を得るには、各層の光学膜厚の精密制御が重要である。誘電体膜の厚さは光学膜厚 (nd) で管理する必要があるため、蒸着中に光学モニターによって、ガラス上に堆積する薄膜の反射率をリアルタイム監視している。これにより、設計波長に対する膜厚誤差を軽減することができる。蒸発レートは水晶膜厚計で監視・制御している。

実際に作製した、Fe および Co を用いた誘導透過干渉フィルタの破断面 SEM 像を図 3-9 に示す。強磁性膜層を中心として、その両側に上下対称にアドミッタンス整合層が配置されていることがわかる。



(a)



(b)

図 3-9 Fe, Co を用いた誘導透過干渉フィルタの断面 SEM 像
(a) Fe 65 nm を配置したフィルタ / (b) Co 55 nm を配置したフィルタ

3.5 誘導透過干渉フィルタの光学特性とファラデー効果

図 3-10 に、作製した誘導透過干渉フィルタの透過率スペクトルを示す。比較として、同

じ厚さの単層膜のスペクトルも併記した．図からわかるように，誘導透過干渉フィルタは設計波長においてのみ整合するため，設計波長で透過率が極大化する．それ以外の波長域は阻止帯となる．製したフィルタは，Fe が 65 nm のとき，ピーク透過率が約 20 % となり，ポテンシャル透過率 ψ の計算値 19.9 % とほぼ一致した．Co が 55 nm のとき，ピーク透過率は約 25 % でポテンシャル透過率 ψ の計算値 22.5 % より大きい．これは実際に成膜された Co が 55 nm よりもやや薄かった可能性がある．単層の場合と比較してみると，Fe を 65 nm 単層で配置したとき，その透過率は約 2.2 % であり本フィルタによって約 9 倍に透過光を増加することができている．Co を 55 nm 単層で配置したときの透過率も約 2.2 % であるので，約 10 倍に透過光を増加することができている．

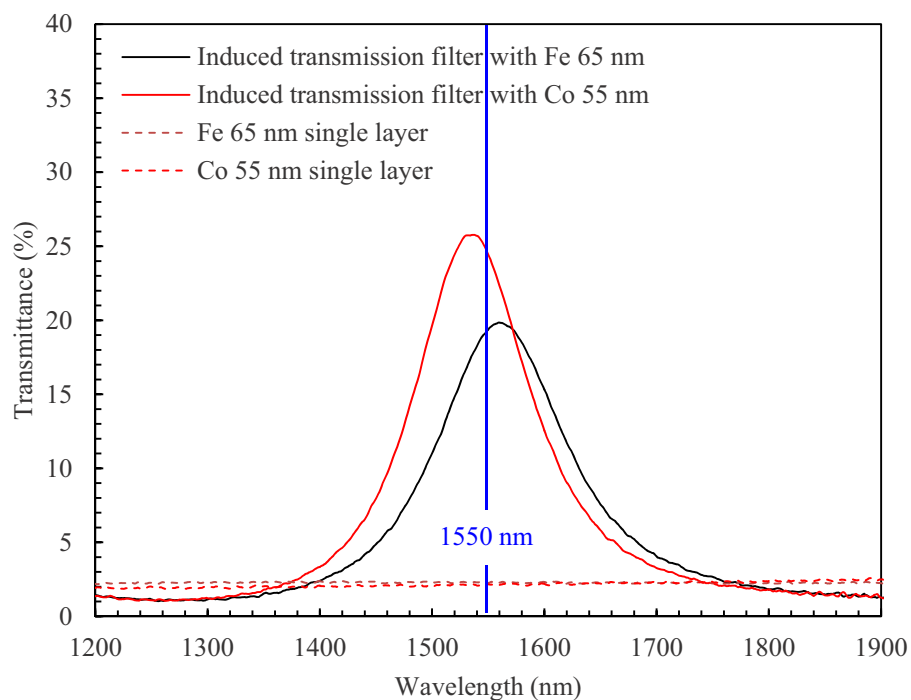
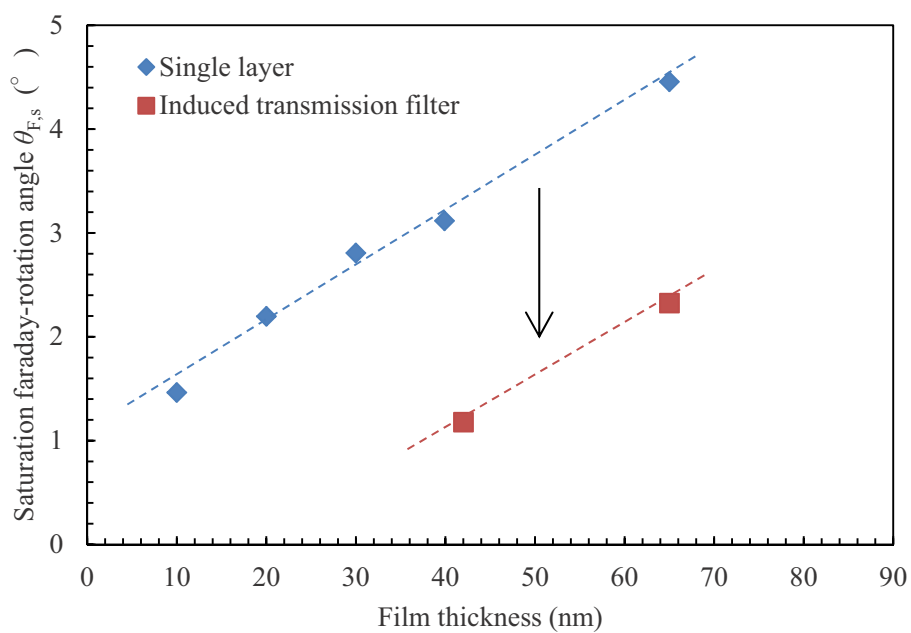


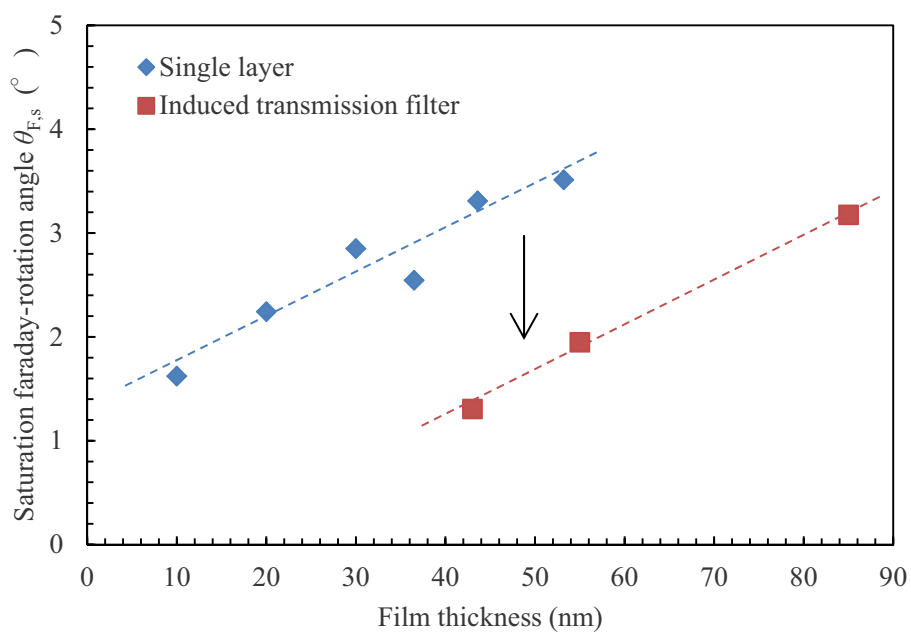
図 3-10 Fe, Co を用いた誘導透過干渉フィルタの透過率スペクトル

先のポテンシャル透過率の計算において、赤外域ほど高い透過率を得ることができ、Fe, Co がもつファラデー効果もまた、赤外域で最大値を取ることから、強磁性体のファラデー効果を最大限に生かすために、本フィルタは適していると考えられる。

以上のように、波長 1550 nm では、透過率の大幅な向上が成されたが、ファラデー効果はどのようになるだろうか。図 3-11 に、強磁性体層の膜厚をいくつか変更した誘導透過干渉フィルタを作製し、ファラデー回転角を測定した結果を示す。単層の結果も併記した。Fe, Co の厚さが同じでも、単層膜の場合と、誘導透過干渉フィルタの場合では、後者の方が厚さ当たりのファラデー回転角は大幅に低下した。図中には、各プロットに対する近似直線を引いたが、傾きはあまり変化が無く、誘導透過干渉フィルタ内に配置する Fe, Co 膜厚に対して比例関係であることに違いは無い。誘導透過干渉フィルタは、透過光を増大させる半面、膜内の反射光を極限まで減らしている。このことが、実効的なファラデー回転の低下を引き起こしていると考えられる。ファラデー効果は磁化した磁性体中を伝播している際に生じるのが一般論であるが、磁化されている媒質と磁化されていない媒質との境界を通過する際にも生じる他、図 3-12 に示すように内部多重反射によっても増強される。このような境界効果 [9]および内部多重反射効果が、全体のファラデー効果に大きく寄与していると考えられる。図 3-13 は、Fe を用いた誘導透過干渉フィルタ多層膜内の電界強度を示したものである。多層膜内の電界強度については、光学設計ソフト Essential Macleod (Thin Film Center Inc.) を用いて計算した。アドミッタンス整合層によって中央に配置された Fe 層における電界強度が小さくなっており、このことが、単層と比べて透過率が上昇し、ファラデー回転角が低下している原因と推測した。当然、Co を配置した場合にも結果は同様である。



(a)



(b)

図 3-11 Fe, Co を用いた誘導透過干渉フィルタの飽和ファラデー回転角
(a) Fe 65 nm を配置したフィルタ / (b) Co 55 nm を配置したフィルタ

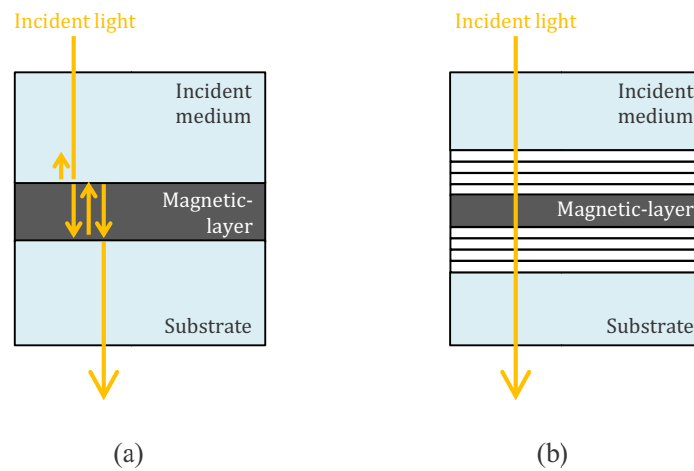


図 3-12 単層膜と誘導透過干渉フィルタの磁性層界面効果モデル
 (a) 単層膜（境界効果，内部多重反射効果有り）
 (b) 誘導透過干渉フィルタ（境界効果，内部多重反射効果無し）

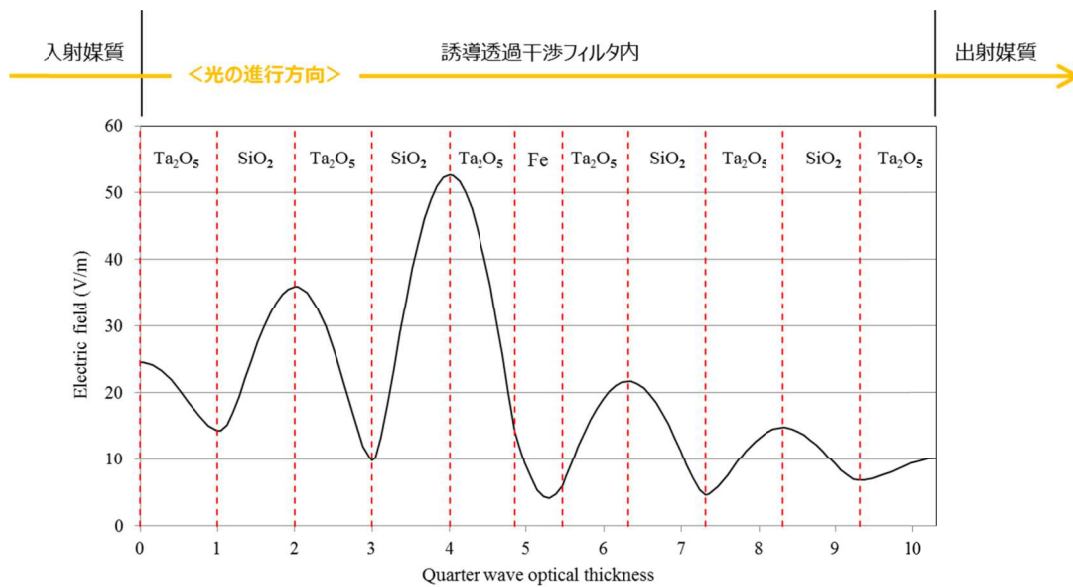
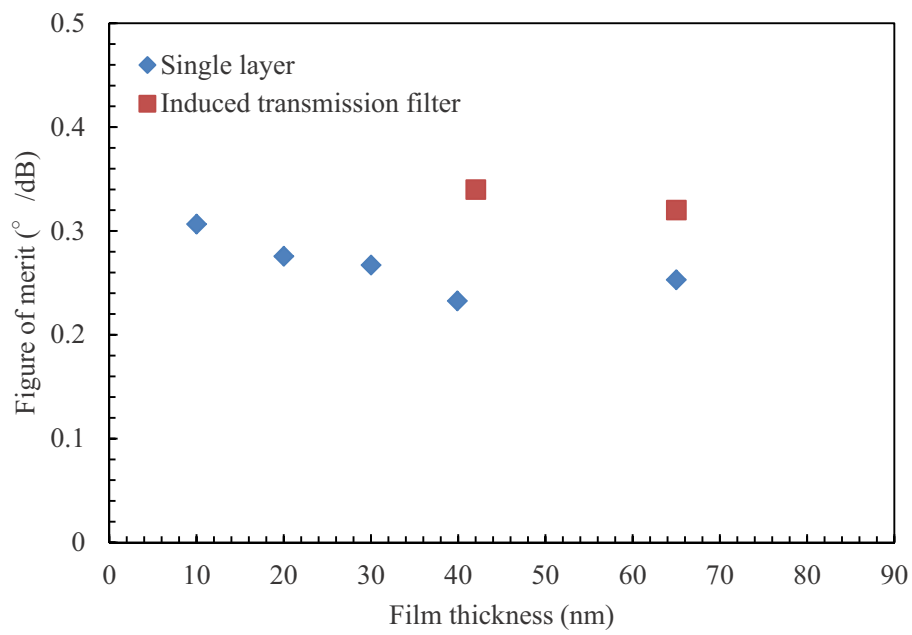


図 3-13 Fe を用いた誘導透過干渉フィルタ内の電界強度

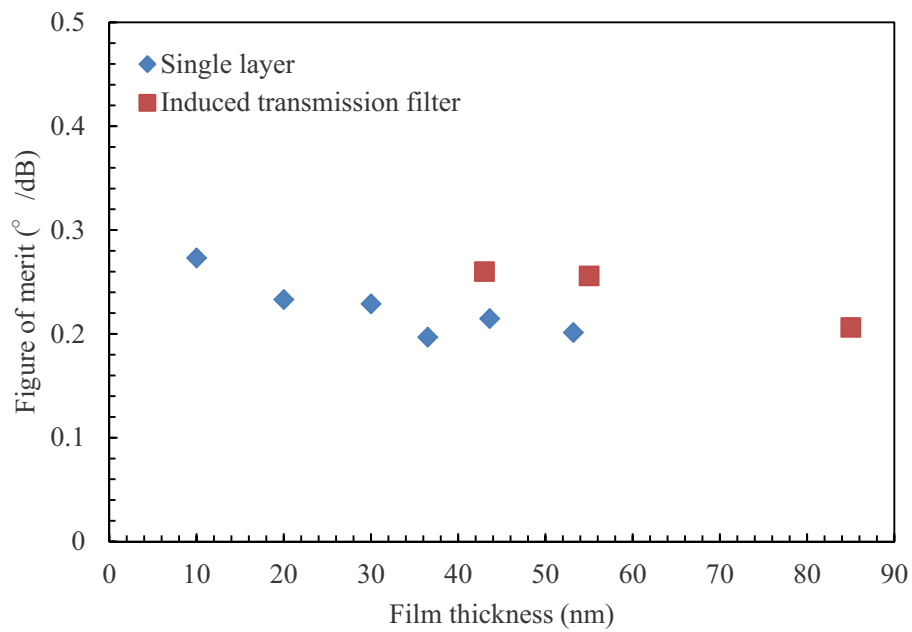
3.6 誘導透過干渉フィルタの導入によるファラデー効果性能指数改善効果

誘導透過干渉フィルタは、透過率が向上する反面、単位厚さ当たりのファラデー効果が低下してしまうことがわかった。光プローブ電流センサのファラデー素子として用いる場合は、透過光損失当たりのファラデー回転角を性能指数 FOM [$^{\circ}/\text{dB}$] として評価し、より高いものを選択したい。図 3-14 に、単層膜および 誘導透過干渉フィルタの性能指数 FOM を示す。ファラデー回転角の低下よりも透過率向上の効果がやや優勢であり、誘導透過干渉フィルタの性能指数 FOM は、単層のそれよりも大きくなっていることがわかった。誘導透過干渉フィルタの導入は、性能指数改善に効果がある。

Bi:YIG と誘電体膜からなる磁性フォトニック結晶では、すでに多くの構造で検討が成されている。その中で $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5 / \text{Bi:YIG} / (\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5$ の構造で具体的な実施例が示されている [10]。文献によれば、設計波長 720 nm, Bi:YIG 層の厚さ 300 nm のとき、波長 634 nm 付近に大きな光局在が生じ、透過率 56 % (2.52 dB) でファラデー回転角 -0.8° が得られている。本論文で定義した性能指数 FOM で表せば、 $0.32^{\circ}/\text{dB}$ となり、波長 1550 nm で観測した Fe 65 nm の誘導透過干渉フィルタと同程度の性能指数となる。



(a)



(b)

図 3-14 Fe, Co を用いた誘導透過干渉フィルタの性能指数
(a) Fe を配置したフィルタ / (b) Co を配置したフィルタ

3.7 アドミッタンス層の整合波長ずれの効果

誘導透過干渉フィルタの導入によって、強磁性体薄膜単層と比べて、性能指数を向上させることができた。性能指数は向上したものの、多層膜内中央に配置された磁性層の電界強度低下により実効的なファラデー回転角は低下した。センサ用ファラデー素子として利用する場合には、性能指数を維持したまま、ファラデー回転角を大きくすることが必要である。

誘導透過干渉フィルタのアドミッタンス整合層は磁性層の両側に対称に配置される。このアドミッタンス整合層の設計波長を任意にずらすことで、膜内に反射光をわずかに生じさせ、磁性層に光を局在化させることでファラデー回転角が増強できるか試みた。図 3-15 のように磁性層に対して、入射媒質側の整合層の設計波長を λ_a ，出射媒質（ガラス基板）側の整合層の設計波長を λ_b としたとき、 λ_a ， λ_b を光源波長に一致させた $\lambda_a = \lambda_b = 1550$ nm の場合を基本構造としている。膜内に反射光を生じさせ磁性体層に光を局在化させてファラデー効果を増大させることを目的に、基本構造に対して入射媒質側の整合波長 λ_a と出射媒質側の整合波長 λ_b を以下のようにずらした構造を考える。

$$\lambda_a = 1550 + \Delta\lambda, \quad \lambda_b = 1550 - \Delta\lambda$$

ここで、基本構造（設計波長 1550 nm）に対する整合波長ずれ γ [%] を以下のように定義する。

$$\gamma = \frac{\Delta\lambda}{1550} \times 100 \text{ [%]}$$

基本構造（ $\gamma = 0$ ）に対して入・出射媒質の整合波長を $\pm \gamma$ % ずらした構造を作製し、その効果について検証した。図 3-16、図 3-17 に、誘導透過干渉フィルタにおける飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ および性能指数 FOM に対する整合波長ずれ γ の関係を示す。

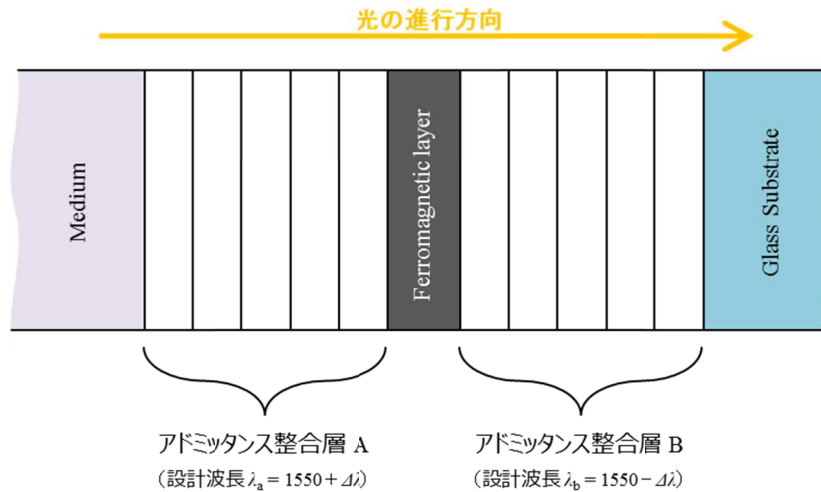


図 3-15 アドミタンス整合層の設計波長ずれモデル

図 3-16 から分かるように、整合波長ずれ γ が 8 % までは $\theta_{F,s}$ が単調に増加し、基本構造の約 1.5 倍にまで達した。しかしながら、 γ を 8 % 以上に大きくしても、Fe の場合にはこれ以上の $\theta_{F,s}$ 増加は無く、Co の場合には逆に低下する傾向が見られた。Fe の場合では、8 % までの γ の領域で $\theta_{F,s}$ を増大させることができたが、その性能指数は保持された。Co の場合では、5 % までの γ の領域で $\theta_{F,s}$ と性能指数の両者が増大することが確認でき、8 % までは、性能指数が維持されている。 γ が 8 % 以上という整合波長ずれが大きい領域で性能指数が低下するのは、膜内部での反射が強くなり、透過損失が大きくなるためであると考えられる。誘導透過干渉フィルタの基本構造は膜内の反射光を抑制することに主眼をおいたものであるのに対し、整合ずれ構造は膜内で生じる反射光による弱い光局在化によってファラデー効果が増大されるものと推察され、前述した磁性フォトリック結晶 [10] で導入されたマイクロキャビティ構造と類似した効果が発現しているものと考えられる。膜内における適度な反射光はファラデー効果を大きく増強する働きがあるが、強い光吸収をもつ金属磁性体膜の場合、ある一定以上の強い光局在化を起こすと多重反射による光吸収が優位となり、性能

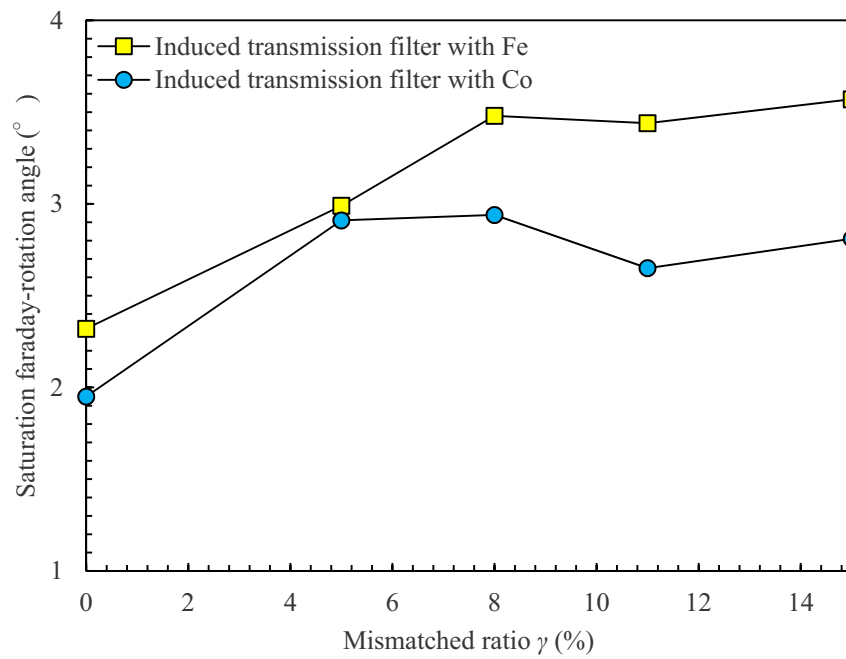


図 3-16 飽和ファラデー回転角と整合波長ずれ γ の関係

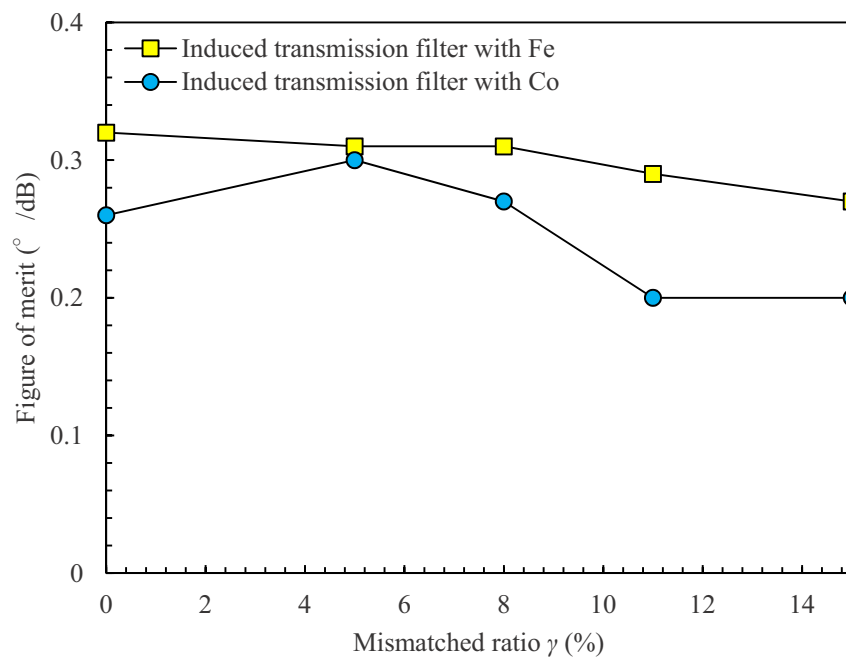


図 3-17 性能指数と整合波長ずれ γ の関係

指数としては低下してしまうと考えられる.

誘導透過干渉フィルタは, アドミッタンス整合層の設計波長によって膜内の反射光, 光局在化を自在にコントロールすることが可能であり, 条件範囲によっては性能指数を低下させることなく, 実効的なファラデー回転角を増大させることが可能である.

3.8 本章のまとめ

ファラデー効果を利用した光プローブ電流センサに搭載するファラデー素子として, Fe, Co といった強磁性金属を採用し, その巨大ファラデー効果が利用可能か基礎検討を行った. 単層における基本的性質を理解した上で, 透過率とファラデー効果の両立を目指し, 誘導透過干渉フィルタを導入し, 磁気光学特性の評価を行った. 以下に得られた知見を要約して示す.

- (1) 真空蒸着法(IAD)で作製した Fe, Co 薄膜は, スパッタ法で作製された文献値と比べてやや高いファラデー回転角を示し, 膜厚に対して比例関係であった.
- (2) Fe, Co 超薄膜を用いた誘導透過干渉フィルタの設計波長におけるピーク透過率は, 理論計算から求めたポテンシャル透過率とよく一致し, Fe, Co 単層に比べ 10 倍近く透過光を増加させることができた.
- (3) 誘導透過干渉フィルタによって膜中の界面反射を極限まで減らした結果, 磁性層膜厚あたりのファラデー回転角は単層に比べて半分以下に低下した.
- (4) 誘導透過干渉フィルタの導入による透過率の大幅な増加によって, Fe 厚さ 65 nm のとき,

性能指数 FOM は単層時の $0.25^{\circ}/\text{dB}$ と比べ、 $0.32^{\circ}/\text{dB}$ まで向上した。これは、観測波長は異なるものの、Bi:YIG を用いた磁性フォトニック結晶の FOM と同程度である。

- (5) 誘導透過干渉フィルタを構成する整合層の整合波長をずらすことで膜内に反射光が生じ、ファラデー回転角が増大した。整合波長ずれを適切に選択することで性能指数を犠牲にすることなく、ファラデー回転角を増大できる。

以上のことから、強磁性金属の巨大ファラデー効果を最大限に利用するために、その周囲媒質とのアドミッタンス整合をすることは、性能指数 FOM 向上に効果的である。

参考文献

- [1] K. H. Clemens and J. Jaumann, "Magneto-optische und optische Eigenschaften von ferromagnetischen Schichten im Ultraroten," *Zeitschrift für Physik*, vol. 173, pp. 135-148, 1963.
- [2] 小檜山 光信, 著: 光学薄膜の基礎理論, オプトロニクス社, 2003, pp. 237-142.
- [3] 日本化学会, 著: 化学便覧 基礎編 II, 丸善, pp. 1247-1248.
- [4] 李正中, 著: 光学薄膜と成膜技術, ㈱アグネ技術センター, 2003, pp. 304-306.
- [5] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. A. Newquist and M. R. Querry, "Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths," *APPLIED OPTICS*, vol. 27, no. 6, pp. 1203-1209, 1988.
- [6] "Network Database System for Thermophysical Property Data," AIST, [オンライン]. Available: <https://tpds.db.aist.go.jp/tpds-web/index.aspx>. [アクセス日: 19 2018].
- [7] P. H. Berning and A. F. Turner, "Induced Transmission in Absorbing Films Applied to Band Pass Filter Design," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 47, no. 3, pp. 230-239, 1957.
- [8] M. Scalora, M. J. Bloemer and C. M. Bowden, "Metals under a New Light," *Optics & Photonics News*, pp. 25-27, 1999.

- [9] 芳野 俊彦, "強磁性体の磁気光学効果," *生産研究*, vol. 20, no. 9, pp. 439-447, 1968.
- [10] T. Takayama, K. Nakamura, K. Yayoi, M. Inoue, T. Fujii, M. Abe and K. Arai, "Preparation and Properties of One-dimensional Magnetophotonic Crystals with Bi-Substituted YIG Films," *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 24, no. 4-2, pp. 391-394, 2000.

第 4 章 透明強磁性グラニューラー薄膜 の作製と評価

4.1 はじめに

前章では，強磁性金属をファラデー素子として利用するための基礎検討を行った．強磁性金属の最大のメリットは，極めて高いキュリー点を有することと赤外域で大きなファラデー効果を示すことである．一方，最大のデメリットは消衰係数が極めて大きいため透過率が得られないことである．

代表的な透明磁性体である希土類置換イットリウム鉄ガーネット（R:YIG）は極めて透過率が高くファラデー素子として有用であるが，以下のような課題が考えられる．

- (A) キュリー点が 300 °C 以下であり，実用温度範囲（たとえば -20~60 °C）において飽和磁化値が大きく変化する．例えば文献 [1]によれば，Ce 置換 YIG 薄膜において，200 °C 環境での飽和ファラデー回転角は室温のときと比べ 36~48 %低下している．
- (B) 赤外域（1550 nm 近傍）における単位厚さ当たりのファラデー回転角が小さく，薄膜の場合は膜厚を非常に厚く配置しなければならない [2]．
- (C) 印加される磁界によって薄膜が磁化するプロセスは磁壁移動が主であり，磁化速度が制限されるため，MHz 以上の高周波磁界（電流）に追従することが難しい．
- (D) イットリウム鉄ガーネットは結晶成長によって得ることがほとんどであり，高品位の薄膜として得るには，最適な基板の選定や適切な高温熱処理が必要であり，製造上の難易度が高い．

強磁性金属の性質を持ちながら透明性が得られる磁性材料として、金属-誘電体グラニューラー薄膜が考えられる。金属-誘電体グラニューラー薄膜は、誘電体媒質（誘電体マトリックス）中に、Fe や Co のような強磁性金属微粒子が分散した構造である。この構造体の最も重要な点は、誘電体中に分散された微粒子が強磁性金属で存在していることと、微粒子サイズがナノメートルオーダーであることが挙げられる。このような構造体とした場合の利点として以下の点が挙げられる。

- (A) 化合物を形成させずに、強磁性金属微粒子と誘電体マトリックスを相分離させることで強磁性金属特有のキュリー点の高さを利用できる可能性がある。
- (B) 強磁性金属微粒子のサイズが光の波長に比べて十分に小さいことにより、透明性を確保できる可能性がある。実際に、電磁材料研究所の小林ら [3]は FeCo-AlF グラニューラー薄膜で高い透明性を実現している。
- (C) 赤外域で比較的大きなファラデー効果が得られる。J. L. Dorman ら [4]は、Fe-Al₂O₃ グラニューラー薄膜を作製し、観測波長 1550 nm で 3000 ~ 4000 °/cm を得ている。
- (D) 金属微粒子は単磁区であり、磁化プロセスは磁気モーメントの回転運動のみであることと、大きな異方性磁界によってから共鳴周波数を GHz オーダーに高周波化できる可能性があり、電流センサとして MHz 以上の高周波応答が期待できる [5]。

本章では、YIG 系材料の課題を克服し、光プローブ電流センサ用のファラデー素子として利用可能な透明強磁性薄膜材料を得るために金属-誘電体系グラニューラー薄膜を作製して、特性評価を行った。具体的には、強磁性金属として Fe, Co を、誘電体として MgF₂ を用いて、各種条件下で薄膜作製した。誘電体マトリックスとして MgF₂ を選定した理由は次節以降で述べる。

4.2 材料選択とグラニューラ膜の設計

グラニューラ構造を持つ薄膜に期待する点は、磁性と共に高い透過率（低い消衰係数）を有することと強磁性金属が持つ高いキュリー温度を有することである。これを実現するために強磁性金属と誘電体の最適な組み合わせを選択する必要がある。以下に、金属化合物の生成熱差の観点から良好なグラニューラ構造を形成する材料の組み合わせを考え、また、Maxwell-Garnett 有効誘電媒質近似による誘電率計算によって性能指数が最大化する材料の組み合わせを検討した。

4.2.1 生成熱差による構成材料の検討

誘電体マトリックス中に強磁性微粒子を分散したグラニューラ薄膜を考えた場合、なるべく純粋な強磁性金属の微粒子として存在することが望ましい。なぜならば、強磁性金属が化合物となれば（例えば酸化物など）、飽和磁化が顕著に低下し、大きなファラデー効果が得られない恐れがあるからである。また、強磁性金属の高いキュリー点を最大限生かすことも目的の一つである。グラニューラ薄膜の作製法によっては、成膜後すぐに相分離している場合と、成膜直後はアモルファス状でその後の熱処理で相分離してグラニューラ構

表 4-1 金属酸化物・フッ化物の標準生成熱

Metal	Oxide	$\Delta_f H^\ominus$ (kJ/mol)	Fluoride	$\Delta_f H^\ominus$ (kJ/mol)
Co	CoO	-237.74	CoF ₂	-671.53
	Co ₃ O ₄	-910.02	CoF ₃	-790.36
Fe	Fe ₂ O ₃	-825.5	FeF ₂	-705.84
	Fe ₂ O ₄	-1120.89	FeF ₃	-1041.82
Al	Al ₂ O ₃	-1675.69	AlF ₃	-1510.42
Si	SiO ₂	-905.49	-	-
Mg	MgO	-601.24	MgF ₂	-1124.24

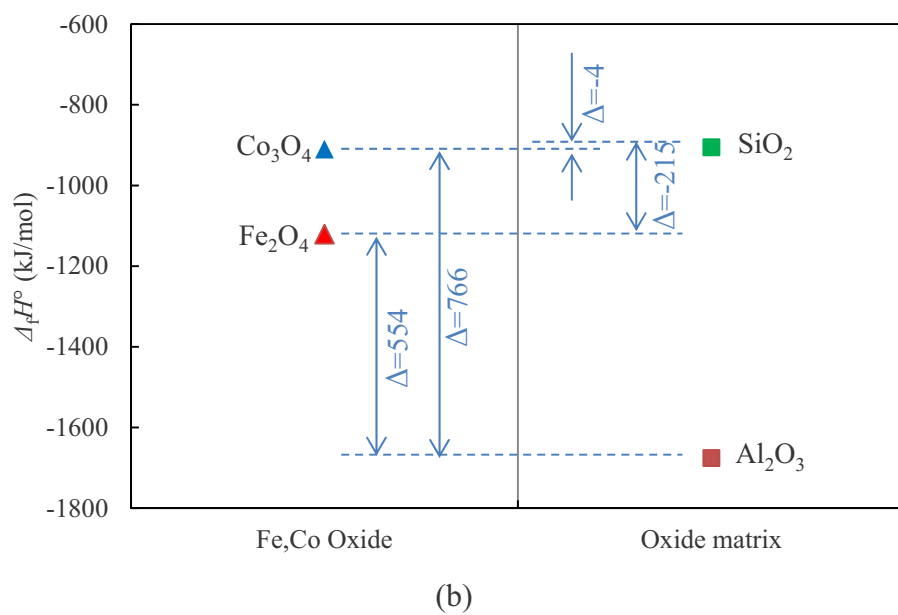
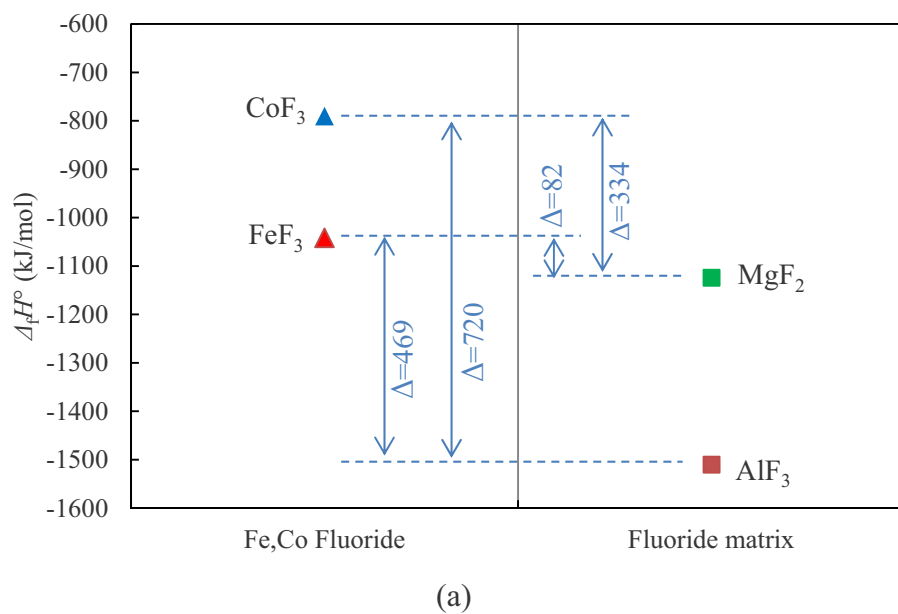


図 4-1 金属化合物の生成熱差
(a) フッ化物 / (b) 酸化物

造となる場合がある．いずれの場合でも，薄膜成長または熱処理するときの強磁性金属と軽元素（酸素，窒素，フッ素など）の化合物における生成熱の差が，相分離には大きく関与する [6] [7]．

ここで，強磁性金属として Fe, Co を，誘電体マトリックスの候補として SiO_2 , Al_2O_3 , MgF_2 , AlF_3 を考えたとき，各金属元素（Fe, Co, Si, Mg, Al）の酸化物，フッ化物とした場合の標準生成熱（標準生成エンタルピー） $\Delta_f H^\ominus$ について表 4-1 に示す．生成熱差が大きい材料を選定すれば，グラニューラー構造をとり易くなる．例えば，誘電体マトリックスとして SiO_2 や Al_2O_3 といった酸化物で考えた場合，その生成熱差は図 4-1 (a) のようになり，誘電体マトリックスとして MgF_2 , AlF_3 のようなフッ化物で考えた時，図 4-1 (b) のようになる．Fe, Co の化合物を考えたとき，酸化物では Al_2O_3 が，フッ化物では AlF_3 で生成熱差が大きく，グラニューラー構造を得るには良さそうである．逆に SiO_2 は，Fe および Co 酸化物と近く，材料選定し難い． MgF_2 の場合は AlF_3 ほどではないがグラニューラー構造を得るための候補として挙げられる．ここでは，限られた材料について言及したが，他にも Y_2O_3 や ZrO_2 などの酸化物や， YF_3 や CaF_2 といったフッ化物も，同様の観点から良好にグラニューラー構造が得られそうである．酸化物やフッ化物に限らず， ZnSe [8] などグラニューラー構造を得るために有効である．

4.2.2 Maxwell-Garnett 有効誘電媒質近似による性能指数の推定

薄膜は，内部的に均質で平行平滑であれば良いが，実際の薄膜は不均質且つ不連続であり，膜面や界面に粗さを持っているのが普通である．グラニューラー薄膜も意図して強磁性金属微粒子を分散させており，不均質膜と解釈できる．グラニューラー薄膜に限らず，2 成分から成る媒質を一つの均質な媒質と捉えて近似する方法がある．主として Bruggeman の式や Maxwell-Garnet の式が挙げられる．Bruggeman の式は，エリプソメトリの表面ラフネスの

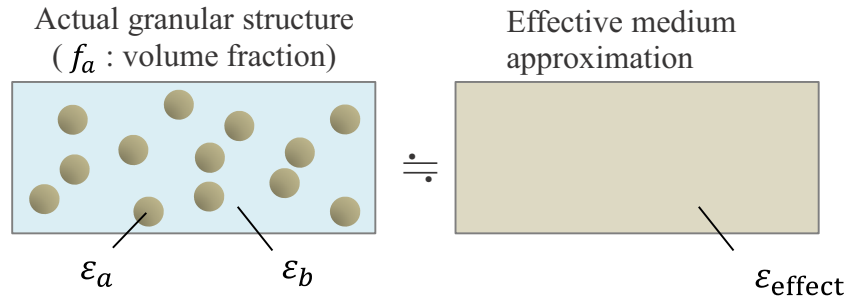


図 4-2 微粒子分散系の有効誘電媒質近似概念図

解析に良く使われている．概略，Bruggeman の式は 2 成分混合比率が中濃度のラフネス層の解析に，Maxwell-Garnet の式は微粒子分散系などの 2 成分混合比率が低濃度の場合に適しているとされている．本研究において，上記 2 式を比較検証したが，Maxwell-Garnet の式で良好な結果が得られたため，本稿では Maxwell-Garnet の有効誘電媒質近似を用いて解析を行った結果を示す．図 4-2 は，微粒子分散系の有効誘電媒質近似概念図であり，式(4.1)が Maxwell-Garnett の式である．

$$\frac{\epsilon_{\text{effect}} - \epsilon_b}{\epsilon_{\text{effect}} + \epsilon_b} = f_a \frac{\epsilon_a - \epsilon_b}{\epsilon_a + 2\epsilon_b} \dots \dots \dots (4.1)$$

$$\epsilon_{\text{effect}} = \epsilon' - j\epsilon''$$

$$\epsilon' = n^2 - k^2, \quad \epsilon'' = 2nk$$

ここで， ϵ_{effect} は有効誘電率であり， n は屈折率， k は消衰係数である．2 成分の誘電率 ϵ_a および ϵ_b から，均質な媒質と見なした薄膜全体の誘電率を求めることができる．グラニューラ一薄膜の誘電率を概略見積もるにはこれで十分な精度である．グラニューラ一薄膜に用いる誘電体マトリックスには，数多くの候補が挙げられるが，Fe，Co と組み合わせた場合の消

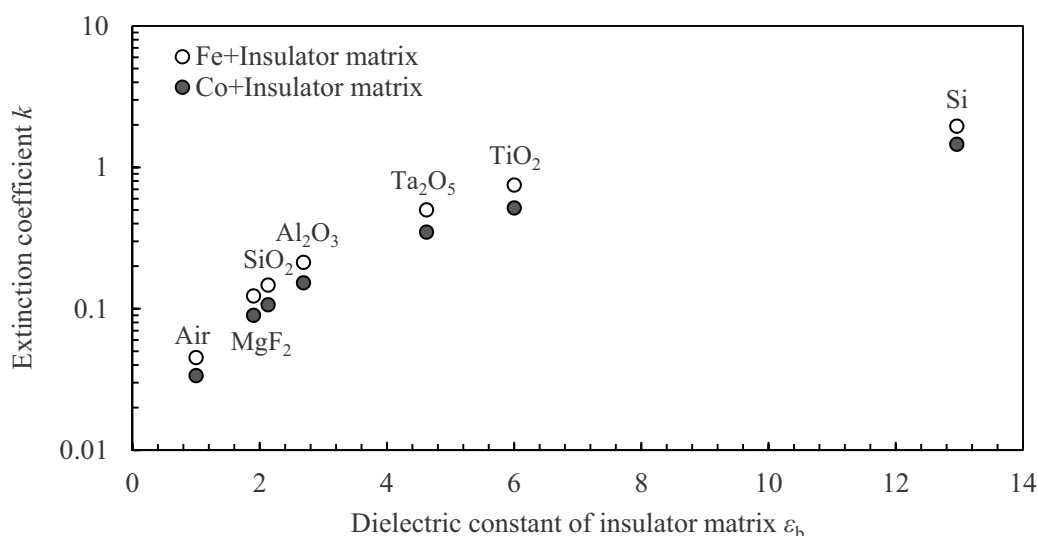


図 4-3 Fe, Co と各誘電体マトリックスの組み合わせと消衰係数
(波長 $\lambda=1550$ nm / Fe(or Co) volume fraction = 0.33)

衰係数 k を Maxwell-Garnett の式から計算した結果を図 4-3 に示す．図中に記載した誘電体材料の名称は，横軸に示す誘電率をとる代表的な材料を示している．消衰係数 k が小さいほど，透過率は高いということになる．波長 1550 nm，体積濃度は Fe or Co = 0.33（体積比 Fe or Co : 誘電体 = 1 : 2）のときの計算値である．これより更に体積濃度が薄ければ，消衰係数 k は低下する．誘電体の誘電率が小さいほど，グラニューラー薄膜全体の消衰係数 k は低くなる．最小となるのは，マトリックスが空気（or 真空）の時であるが，現実的に構成できないので，MgF₂ が最小となっている．図示していないが AlF₃ も同程度である．一般的に酸化物よりもフッ化物の方が，波長 1550 nm における誘電率は小さいので，透明性を確保するためにはフッ化物を選定することが有効である．強磁性金属 Fe と Co を比較した場合，同じ体積濃度の場合には Co と誘電体を組み合わせてグラニューラー薄膜を作製した方が，消衰係数 k が低く，有利であることがわかった．

以上のことから，強磁性金属として Co を用い，誘電体材料として MgF₂ を選択した．前

項の生成熱差の議論では、 AlF_3 が有効と判断したが、 MgF_2 は PVD などでは薄膜にした後の信頼性が高く、性情が安定していることと、Co フッ化物との生成熱差が十分に取れることから選択している。

Co と MgF_2 を用いてグラニューラー構造とした場合に得られるファラデー効果について、同じく Maxwell-Garnett の式により求めた。Maxwell の方程式、式(2.3)における電束密度 \mathbf{D} と電界 \mathbf{E} はベクトル量であり、外部磁界によって異方性を持つ場合には、誘電率テンソルによる記述が便利である。

もし、グラニューラー薄膜に外部磁界印加が無く、等方性の媒質として振舞う場合の有効誘電率テンソル $\tilde{\epsilon}_{\text{effect}}$ は、次式で表せる。

$$\tilde{\epsilon}_{\text{effect}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}^{\text{effect}} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xx}^{\text{effect}} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{xx}^{\text{effect}} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (4.2)$$

この等方性磁性体に磁界印加したとき、磁性体は異方性を持ち、非対角成分が生じる。この場合は次式のように表せる。

$$\tilde{\epsilon}_{\text{effect}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}^{\text{effect}} & \epsilon_{xy}^{\text{effect}} & 0 \\ -\epsilon_{xy}^{\text{effect}} & \epsilon_{xx}^{\text{effect}} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}^{\text{effect}} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (4.3)$$

グラニューラー薄膜における有効誘電率の対角項および非対角項は、グラニューラー薄膜を構成する Co と MgF_2 の誘電率、体積濃度そして微粒子形状に依存する。有効誘電率の対角項および非対角項は次式のように表すことができる [9]。

$$\epsilon_{xx}^{\text{effect}} = \epsilon_{xx}^{\text{MgF}_2} + \frac{f_{\text{Co}}(\epsilon_{xx}^{\text{Co}} - \epsilon_{xx}^{\text{MgF}_2})}{a} \dots \dots \dots (4.4)$$

$$\epsilon_{xy}^{\text{effect}} = \frac{f_{\text{Co}} \cdot \epsilon_{xy}^{\text{Co}}}{a^2} \dots \dots \dots (4.5)$$

$$a = \left[1 + (1-f) \frac{(\epsilon_{xx}^{\text{Co}} - \epsilon_{xx}^{\text{MgF}_2})}{\epsilon_{xx}^{\text{MgF}_2}} L_x \right]$$

ここで L_x は形状に関する因子であり，グラニューラー薄膜に分散する微粒子は，およそ球形であると仮定して， $L_x=1/3$ とした．このように，グラニューラー薄膜全体のファラデー効果を支配する非対角成分は，構成する材料（Co と MgF_2 ）の非対角成分にのみ依存するわけではなく，対角成分も寄与していることがわかる．

このままでも，Co と MgF_2 のバルクでの誘電率を用いれば，ファラデー効果の計算は可能であるが，より精度を高めるには，Co が微粒子になった場合のサイズ効果 [10]を考慮しなければならない．金属が微粒子になった場合，誘電率の値はバルクからずれてくる．これは，電子の平均自由行程より微粒子径が小さくなるとその距離を移動する前に微粒子表面で散乱されるためである．Co 微粒子の誘電率テンソルの対角成分，非対角成分を支配する因子は次式のように表現できる．

$$\epsilon_{xx}^{\text{Co}}(\omega) = \epsilon^{\text{Co-interband}}_{xx}(\omega) + \epsilon^{\text{Co-intraband}}_{xx}(\omega) \quad \dots \dots \dots (4.6)$$

$$\epsilon_{xy}^{\text{Co}}(\omega) = \epsilon^{\text{Co-interband}}_{xy}(\omega) + \epsilon^{\text{Co-intraband}}_{xy}(\omega) \quad \dots \dots \dots (4.7)$$

ここで， ω は光の周波数であり，上式加法 Co-interband は自由電子寄与項で Co-intraband は束縛電子寄与項である．ここで重要なのは自由電子寄与項であり，微粒子のサイズによって電子の平均自由行程が制限を受けて変動する．この自由電子寄与項は，微粒子直径 d_p に依存する次式で表される．

$$\epsilon^{\text{Co-interband}}_{xx}(\omega) = 1 + i \frac{[1 - i\omega\tau(d_p)] \omega_p^2 \tau(d_p)}{\omega \{ [1 - i\omega\tau(d_p)]^2 + [\omega_c \tau(d_p)]^2 \}} \quad \dots \dots \dots (4.8)$$

$$\epsilon^{\text{Co-interband}}_{xy}(\omega) = -i \frac{\omega_c [\omega_p \tau(d_p)]^2}{\omega \{ [1 - i\omega\tau(d_p)]^2 + [\omega_c \tau(d_p)]^2 \}} \quad \dots \dots \dots (4.9)$$

ここで， ω_c はサイクロトロン周波数， ω_p はプラズマ周波数である．それぞれ，0.089 eV，9.74 eV を計算に用いている [11]．微粒子直径 d_p に依存するのは緩和時間 $\tau(d_p)$ の項であり，

次式で表される.

$$\frac{1}{\tau(d)} = \frac{1}{\tau} + \frac{A}{d} \dots\dots\dots (4.10)$$

ここで, τ はバルクにおける緩和時間であり, 0.632 eV^{-1} を用いた [11]. A は微粒子の電子構造によって定義される係数であり, ここでは 1.6 nmeV としている [10]. このように Co ナノ微粒子の誘電率テンソルは微粒子直径 d_p に依存する. 上式をもちいて Co 微粒子のサイズ効果を計算してみると, サイズ効果が現れるのは微粒子直径が 10 nm 以下の領域で, それ以上の微粒子直径では, ほぼバルクの誘電率と見なせる.

図 4-4 にサイズ効果を考慮した Co 微粒子と各種誘電率をもつ誘電体マトリックスで構成した場合のファラデー回転角と光学定数 (屈折率 n と消衰係数 k) を示す. これらは, Co

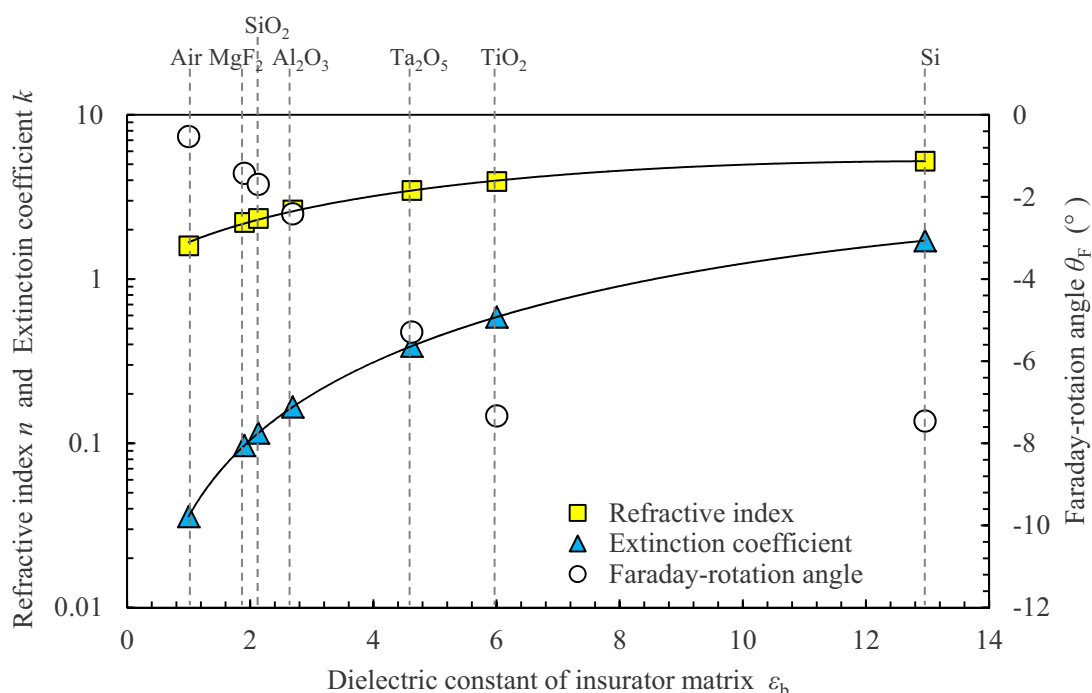


図 4-4 Co 誘電体グラニューラー薄膜の Maxwell-Garnett 近似式から求めた
ファラデー回転角と光学定数
(計算条件: Co 微粒子直径 6 nm / 膜厚 $1 \mu\text{m}$ / 光の波長 1550 nm)

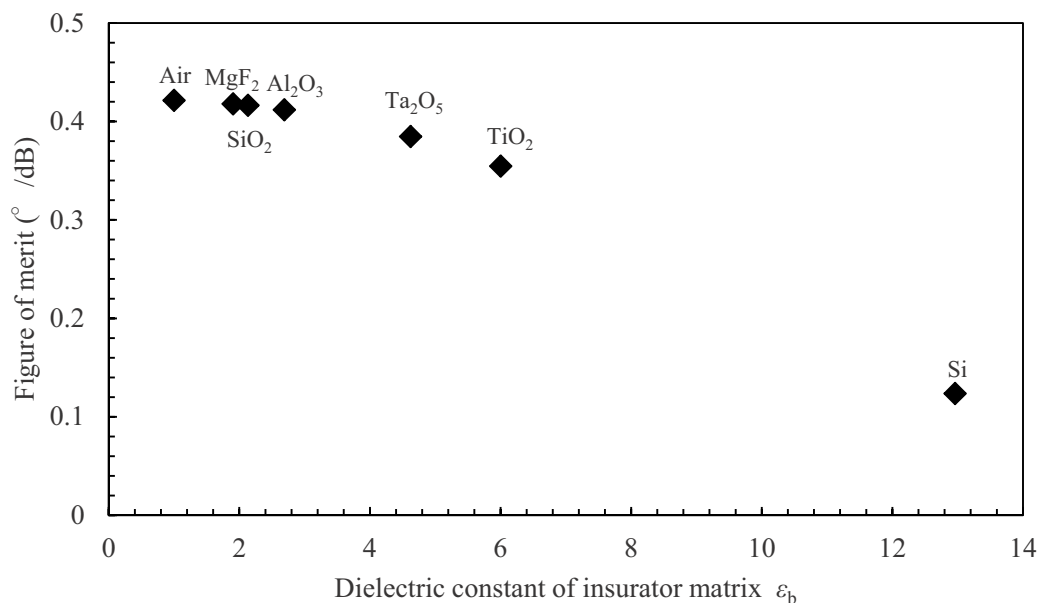


図 4-5 Co 誘電体グラニューラー薄膜の性能指数計算結果
 計算条件：Co 微粒子直径 6 nm / 膜厚 1 μ m / 光の波長 1550 nm

微粒子直径が 6 nm，膜厚 1 μ m，光の波長 1550 nm としたときの計算値である．グラニューラー薄膜の光学定数は構成するマトリックスの誘電率が低いと低下する．一方，ファラデー回転角は負の回転角を示し，誘電率が低いほどゼロに近づく．誘電率が 6～13 の範囲は適当な誘電体材料がないので図示していないが，誘電率が 6 付近までは単調に増加したのち，誘電率が負の最大値をとる．それより誘電率が大きくなるとゼロに近づき，やがて正の回転角に反転する計算結果が得られている．消衰係数 k とファラデー効果は比例関係，つまり透明性とファラデー効果はトレードオフの関係である．

どのような材料構成が良いか，第 3 章の式(3.4)を用いて性能指数を計算した結果を図 4-5 に示す．計算条件は図 4-4 と同様である．透過率とファラデー効果はトレードオフの関係があるものの，誘電率が低いほど性能指数が高いことがわかる．従って，誘電体マトリックスは，消衰係数になるべく小さくなるような材料を選定した方がよい．

以上のように、本研究では消衰係数の低さ、グラニューラー構造の形成し易さから、グラニューラー薄膜の構成材料として、Co と MgF_2 を選択した。

4.3 共蒸着法による Co- MgF_2 グラニューラー薄膜の作製

Co- MgF_2 グラニューラー薄膜の作製には、真空蒸着装置（榊昭和真空製 SGC-22WA-RF）を用いた。本装置は図 4-6 に示すように、拡散ポンプ，ロータリーポンプが接続された真空チャンバー内に、2つの蒸発源を装備している。銅製のハースライナー（坩堝）に充填された材料は、電子銃によって熔融され、上方に向かって蒸発する。直上にはワーキングドーム

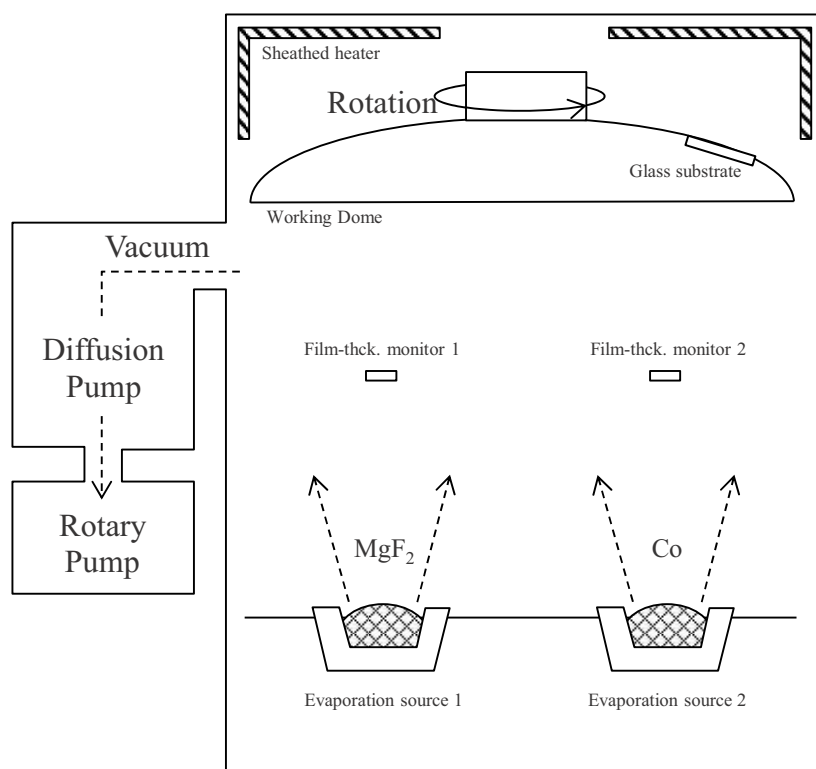


図 4-6 共蒸着装置構造図

が配置されており，ここには薄膜の支持基板となるホウ珪酸ガラス基板（SCHOTT 製 D263Teco）が設置されている．Co と MgF_2 は，それぞれ別々の蒸発源から水晶膜厚計によって独立した蒸発レートに制御される．蒸発レートによって所望の体積比率となるように調整している．Co は形状 2 ～ 4 mm／純度 99.9 % 以上， MgF_2 は形状 1 ～ 3 mm／純度 99.9 % 以上のものを用いた．ガラス基板背面には，シースヒーターが配置されており，室温 (<70 °C) から 450 °C の範囲で基板加熱した．ワーキングドームは成膜中 30rpm の速さで回転している．蒸発レート，基板加熱温度や回転速度はグラニューラー薄膜中の微粒子径や結晶性に大きく関与するため重要である．得られた薄膜は，その後，真空中でポストアニール処理を行い，磁気特性および磁気光学特性の変化についても評価した．表 4-2 に，Co と MgF_2 の共蒸着条件およびポストアニール条件を示す．

グラニューラー薄膜の構成物質として， MgF_2 を用いているが，過去の研究では，酸化物，窒化物，フッ化物，硫化物問わずスパッタリング法を利用する事例が大半を占めている [12] [13]．一般的にフッ化物は，スパッタリング法で薄膜作製した場合，フッ素欠損を生じ，光の吸収損失が発生してしまう．通常スパッタリングは Ar ガスを導入してプラズマを生成し

表 4-2 共蒸着条件とポストアニール条件

Parameters	Conditions
Evaporation rate (nm/s)	Co = 0.05 / MgF_2 = 0.05, 0.10, 0.15, 0.20
Volume fraction of cobalt	0.20, 0.25, 0.33, 0.50
Substrate temperature (°C)	<70, 250, 350, 450
Substrate rotation speed (rpm)	30
Back pressure during evaporation (Pa)	$<5.0 \times 10^{-4}$
Post annealing environment	in vacuum
Post annealing temperature (°C)	500
Post annealing time (h)	4
Back pressure during post annealing (Pa)	$<5.0 \times 10^{-3}$

て行うが、 MgF_2 ターゲットへのイオンの入射衝撃によって MgF_2 が解離し、プラズマ中では原子状となり基板上で Mg と F が再結合すると考えられている．そのため、フッ素欠損を生じやすく、これを補うためには、マルチカソード再結合スパッタ [14]やイオンビームスパッタ [15]などを選択しなければならない．一方、真空蒸着法は純粋な熱蒸発機構によるものであって、蒸発粒子のエネルギーも比較的小さく MgF_2 分子およびその集合体（クラスター状）で基板到達していると考えられる．従って、フッ素欠損が生じ難いため、極めて透明な MgF_2 薄膜を簡便に得ることが可能である．このことから、本研究においては真空蒸着法を選択している．

4.4 Co- MgF_2 グラニューラー薄膜の評価

4.4.1 Co 体積濃度の影響

グラニューラー薄膜は、共蒸着により 2 つの材料を混合して得る．表 4-2 のように Co の蒸発レートは固定して、 MgF_2 の蒸発レートを変更することで、4 種類の Co 体積濃度の試料を作製した．このとき、成膜中基板加熱は行わなかった．基板加熱を行わない場合は、蒸着初期は室温であるが、 $1\ \mu\text{m}$ 程度蒸着された頃にはおよそ $70\ ^\circ\text{C}$ まで輻射熱によって温度上昇している． Co 体積濃度 0.5, 0.33, 0.25, 0.2 で作製した試料の磁化曲線を図 4-7 に示す． Co 体積濃度が高濃度では面内方向に磁化しやすく、飽和磁化値が大きい． Co 体積濃度低下に伴って、面内方向と垂直方向の磁化曲線が一致してきており、 Co 体積濃度 0.20 では、磁化方向が等方的な薄膜となっている．高濃度では、 Co 微粒子が近接しており、微粒子同士が磁氣的に結合しており、形状異方性により面内が磁化容易方向となっていると考えられる． Co 体積濃度が希薄になると、粒子間距離が離れ Co 微粒子が 1 つの球体として捉えることができ、反磁界係数はすべての方向に対して $1/3$ となるため、等方的な磁化曲線が得られるものと考えられる．いずれも磁化曲線は双曲線を描き、ヒステリシスが無いため、超常磁

性状態であると推測した.

実際の Co 微粒子の粒径を直接計測することは困難であるが, 薄膜が超常磁性状態であれば, その磁化曲線は一般的にヒステリシスが無い双曲線を描き, Langevin 関数で表すことができるので, 振動試料型磁力計で測定された磁化曲線に合うように Langevin 関数を用いてフィッティング解析すれば, 強磁性微粒子の粒径を推定することが可能である. 式(4.11)は強磁性微粒子フィッティング解析に利用した Langevin 関数である.

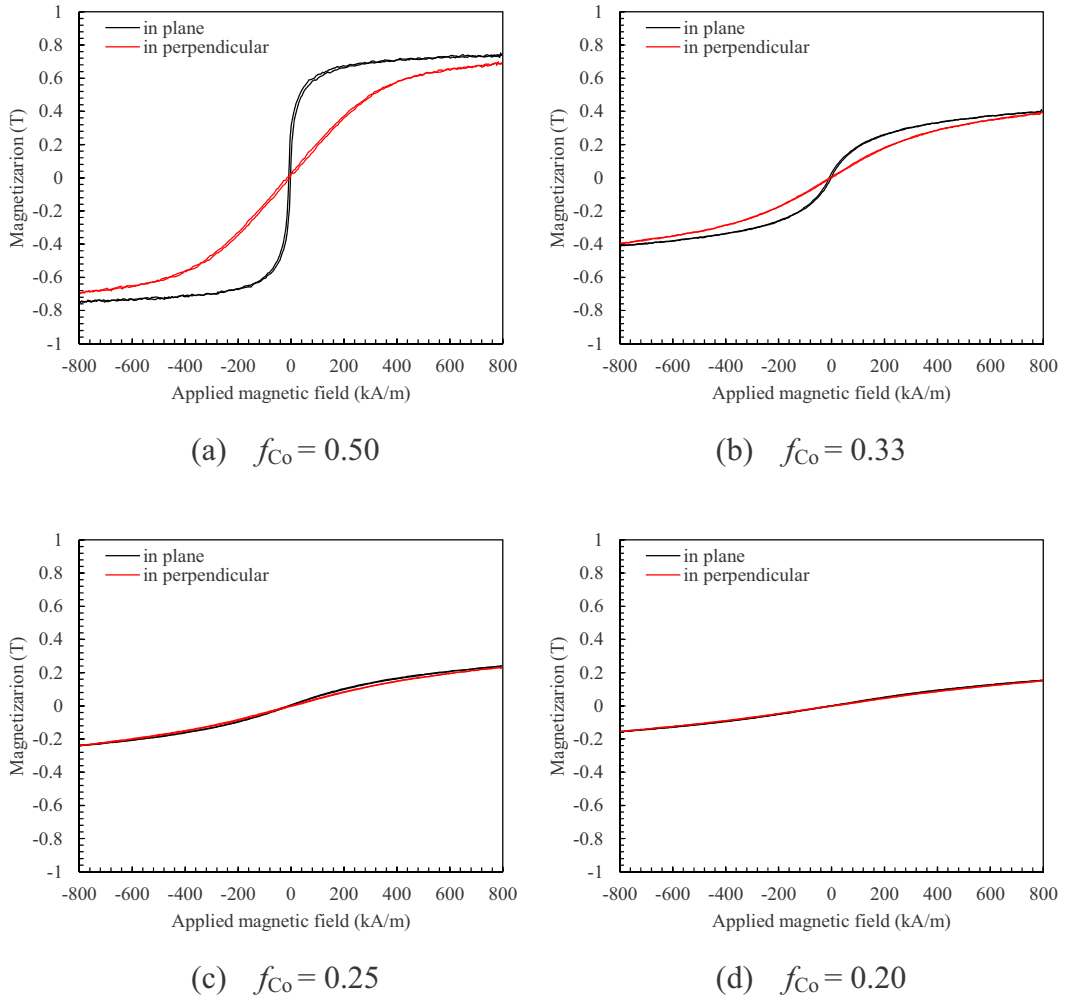


図 4-7 Co 体積濃度 f_{Co} を変更した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の磁化曲線

$$M(H) = M_s \left[\coth \left(\frac{\mu_{ave} H}{k_B T} \right) - \left(\frac{k_B T}{\mu_{ave}} \right)^{-1} \right] \dots \dots \dots (4.11)$$

ここで、 M_s は飽和磁化、 H は印加磁界、 k_B はボルツマン定数 (1.381×10^{-16} erg/K)、 T は絶対温度 (K) である。 μ_{ave} は強磁性微粒子の平均磁気モーメントであり、式(4.12)で表される。

$$\mu_{ave} = \mu \cdot \frac{k_B}{\mu_B} \dots \dots \dots (4.12)$$

ここで、 μ はフィッティング解析から得られた磁気モーメントで、 μ_B はボーア磁子 (9.274×10^{-21} erg/G) である。最終的に、平均磁気モーメント μ_{ave} を用いて式(4.13)から微粒子の体積 V_p を求め、式(4.14)から微粒子の直径 d_p を求める。

$$V_p = \left(\frac{\mu_{ave}}{\mu_{atm}} \cdot \frac{a_0^3}{2} \right) \dots \dots \dots (4.13)$$

$$d_p = 2 \left(\frac{3V_p}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \dots \dots \dots (4.14)$$

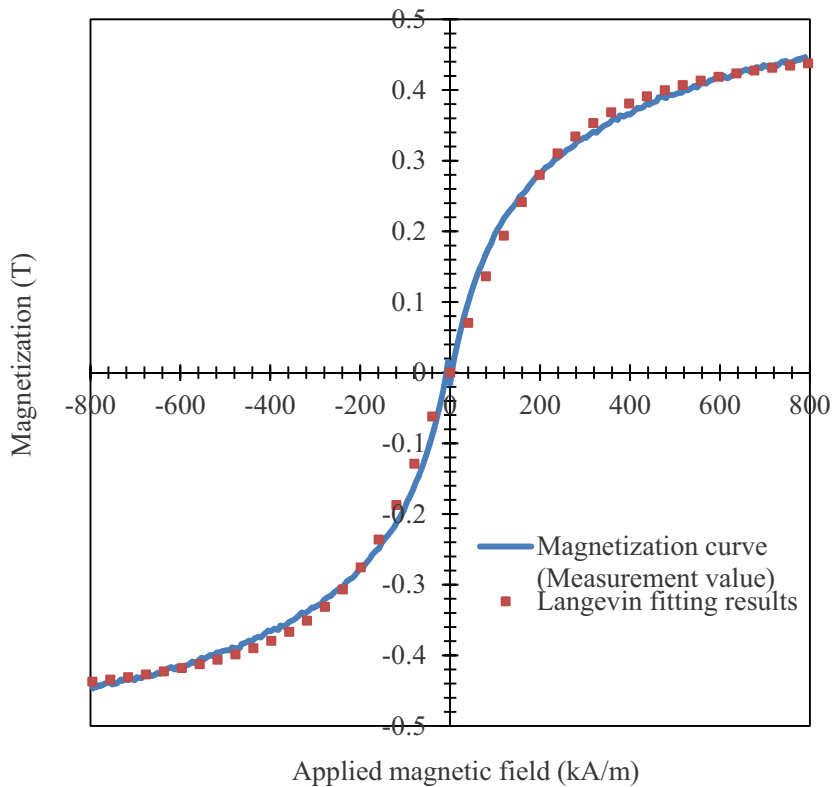
ここで、 μ_{atm} は原子当たりの磁気モーメントで、Fe の場合は $2.219\mu_B$ 、Co では $1.715\mu_B$ である [16]。 a_0 は格子定数であり、Fe は 0.2867 nm、Co は 0.3548 nm を用いている [17]。

以上のように、飽和磁化 M_s および磁気モーメント μ を変数として、測定された磁化曲線に合うようにフィッティングすれば、微粒子直径を推定することができる。図 4-8 は、実際のグラニューラー薄膜を解析した例である。解析に用いた薄膜は、Co と MgF_2 の体積比が 1:2 で、基板温度 < 70 °C で成膜された試料である。

このグラニューラー薄膜を解析したところ、Co 微粒子直径は 4.587 nm と推定された。図 4-9 は、これと同じグラニューラー薄膜を透過電子顕微鏡 (TEM: Transmission Electron Microscope) を用いて観察した結果である。TEM 画像からおおよそ計測した微粒子直径は、平均 2.9 nm (min.-max. = 2.4-3.6 nm) であった。Langevin 解析から推定した粒径とはやや差が見られた。

Langevin 関数は、双曲線関数であるので、超常磁性の臨界粒径を超えて強磁性にシフトす

れば、その磁化曲線は双曲線から外れ、フィッティングが悪くなってしまう。あくまでも、超常磁性領域の範囲内での微粒子直径推定にのみ使用できる。文献 [18]によれば、超常磁



平均磁気モーメント	$\mu_{ave.}$	3.60E-17
ボルツマン定数	k_B	1.38E-16
温度	T	300
飽和磁化	M_s	4.950
ボーア磁子	μ_B	9.27E-21
格子定数	a_0	0.3548
微粒子体積	V	50.547
微粒子直径	d_p	4.587

図 4-8 Langevin フィッティング解析による微粒子直径の推定
(使用したグラニューラー薄膜：Co-MgF₂ 体積比 1:2 成膜温度<70℃)

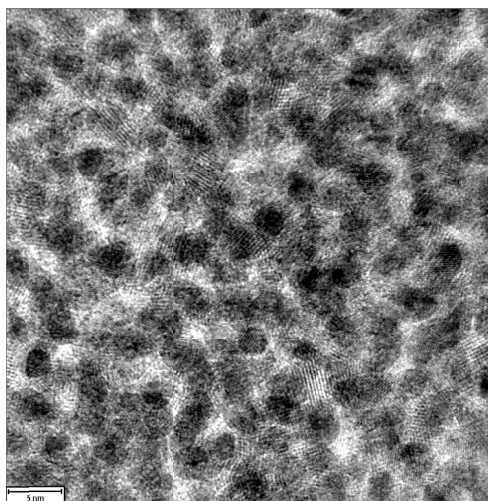


図 4-9 グラニューラー薄膜の透過電子顕微鏡像
(使用したグラニューラー薄膜： Co-MgF₂ 体積比 1:2 成膜温度<70°C)

性臨界粒径は Fe では約 17 nm 程度，hcp-Co では，約 7 nm 程度と計算されている．hcp-Co は磁気異方性エネルギーが大きいため，臨界粒径が小さくなる．

図 4-10 に Langevin フィッティングにより推定した Co 微粒子直径を示す．Co 体積濃度 0.5 の場合は垂直方向磁化曲線が線形になってきており，Langevin 関数との乖離が大きい．Co が高濃度であるために Co 微粒子同士が結合し始め，強磁性を発現し始めていると考えられる．Co 体積濃度 0.5 は Langevin 関数から外れているので解析不能であるため図中に示していない．面内および垂直方向磁化曲線から推定した微粒子直径はほぼ一致しており，球形に近いのではないかと推測できる．前述のとおり，TEM 観察から計測した微粒子直径より解析結果が大きくなっているが，本解析によって Co 濃度の上昇に伴い微粒子直径は増大していくことが推測された．

図 4-11 は，各 Co 体積濃度で作製した試料の単位厚さあたりの飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ と消衰係数 k である．双方とも Co 体積濃度に比例して増加することがわかる．これらの結

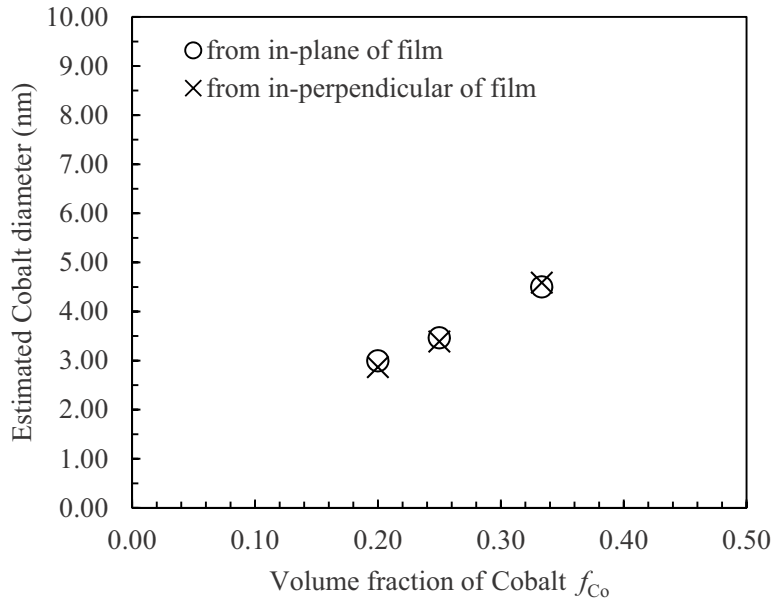


図 4-10 Langevin フィッティング解析により推定した Co 微粒子直径

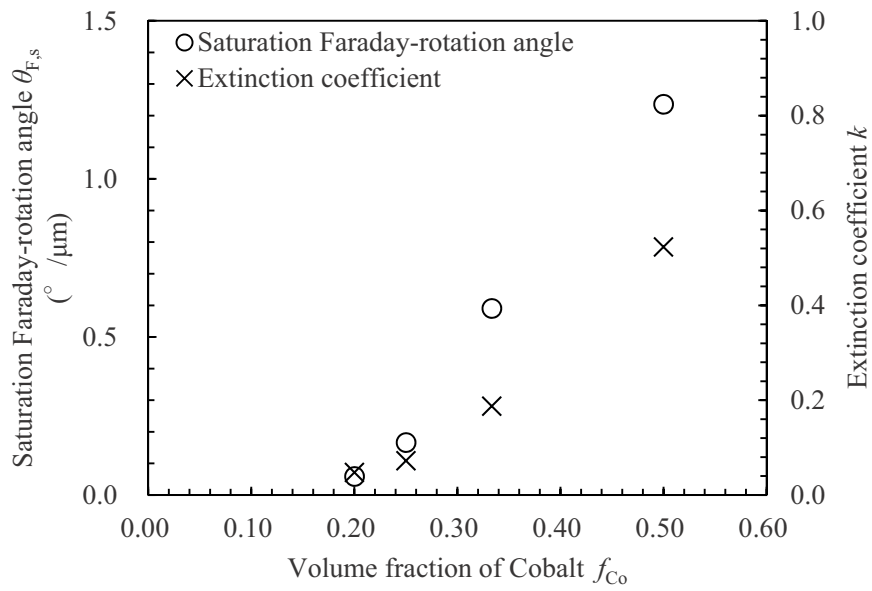


図 4-11 体積濃度を変更した Co-MgF₂ グラニューラー膜の飽和ファラデー回転角と消衰係数

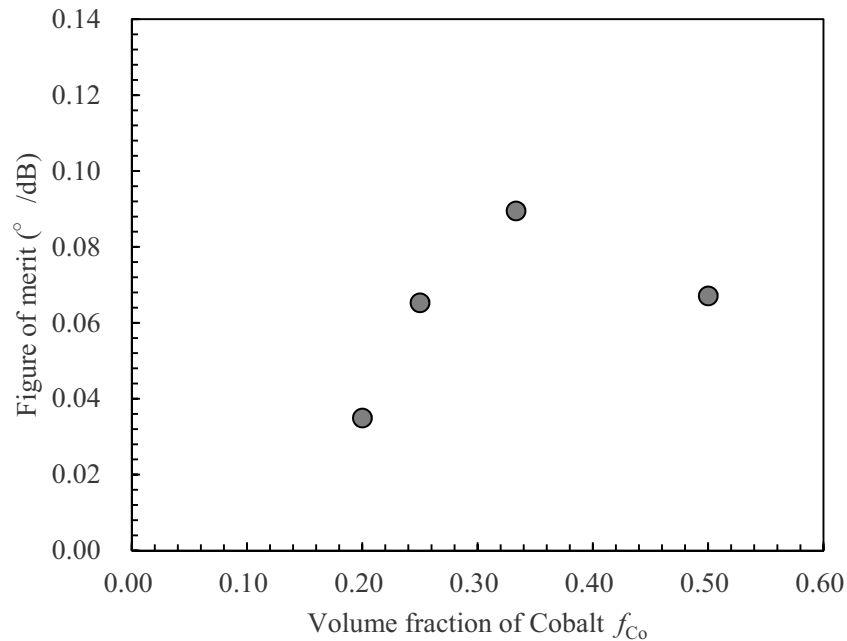


図 4-12 体積濃度を変更した Co-MgF₂ グラニューラー膜の性能指数

果から求めた性能指数 FOM を図 4-12 に示す．低濃度ではファラデー効果が小さく性能指数が低下する．一方，高濃度では，光吸収が優位になりこれも性能指数が低下してしまう．実験試料の中では，Co 体積濃度 $f_{Co}=0.33$ （体積比率 Co : MgF₂ = 1 : 2）のとき，性能指数が最大値を示した．以降の実験では，Co 体積濃度 $f_{Co}=0.33$ を基本としている．

4.4.2 成膜基板温度の影響

前項の結果から，最適な Co 体積濃度を求めることができたが，その性能指数は十分とはいえない．Co 体積濃度 $f_{Co}=0.33$ に固定し，基板温度を <70 °C, 250 °C, 350 °C, 450 °C と変化させ各特性に与える影響を調べた．各成膜基板温度で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の磁化曲線を図 4-13 に示す．低温（<70 °C）では超常磁性的な挙動を示したが，250 °C

以上では、原点付近の磁化率が増加し、更にそれ以上の温度では明確なヒステリシスが見られた。350 °C 以上の試料では、超常磁性の臨界粒径以上の粒径となり強磁性を発現していると推測できる。従って前節のように Langevin フィッティング解析を利用することはできない。

実際のグラニューラー構造と Co 微粒子サイズを評価するために、各成膜基板温度で作製した試料の TEM 観察を行った結果を、図 4-14 に示す。図中に TEM 像から計測した粒子直径の平均値 D_{ave} も併記した。いずれの成膜基板温度でもグラニューラー構造が明瞭に観察する

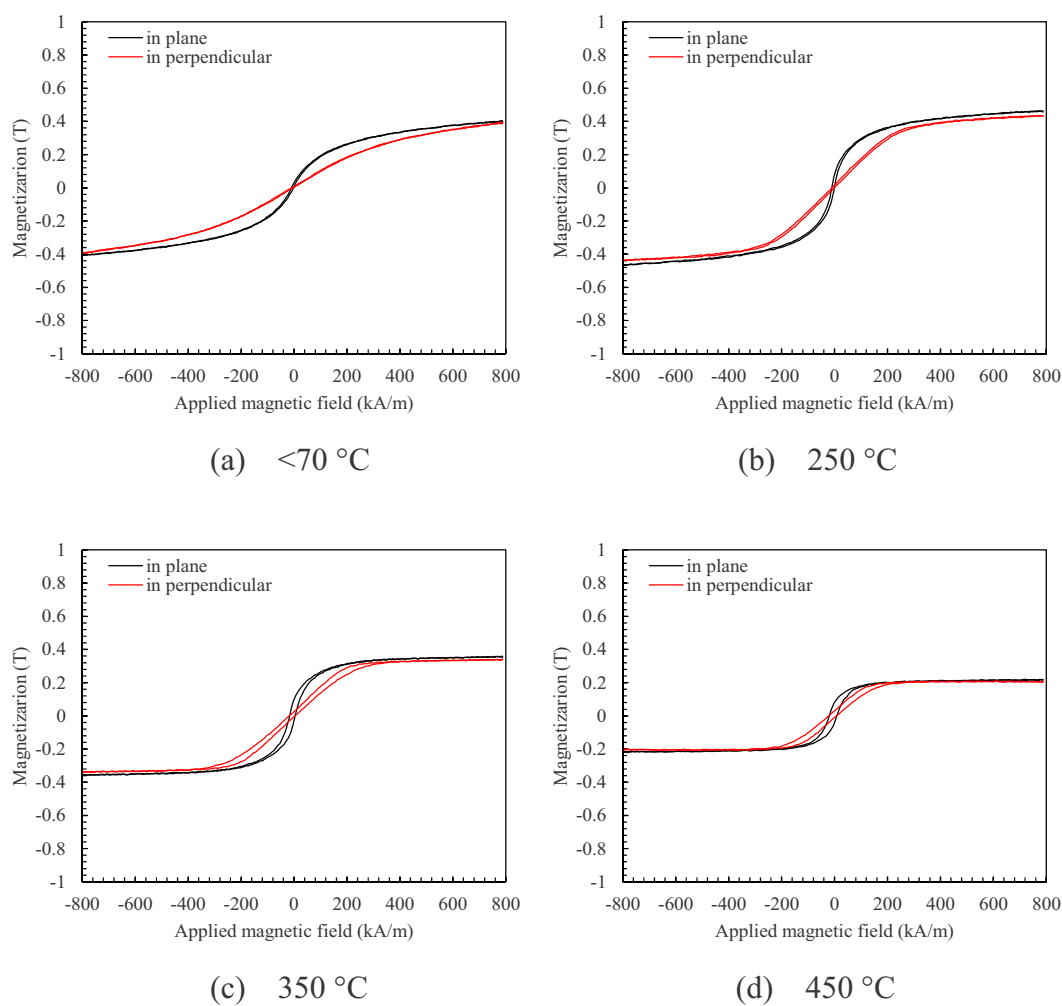


図 4-13 成膜基板温度を変更した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の磁化曲線

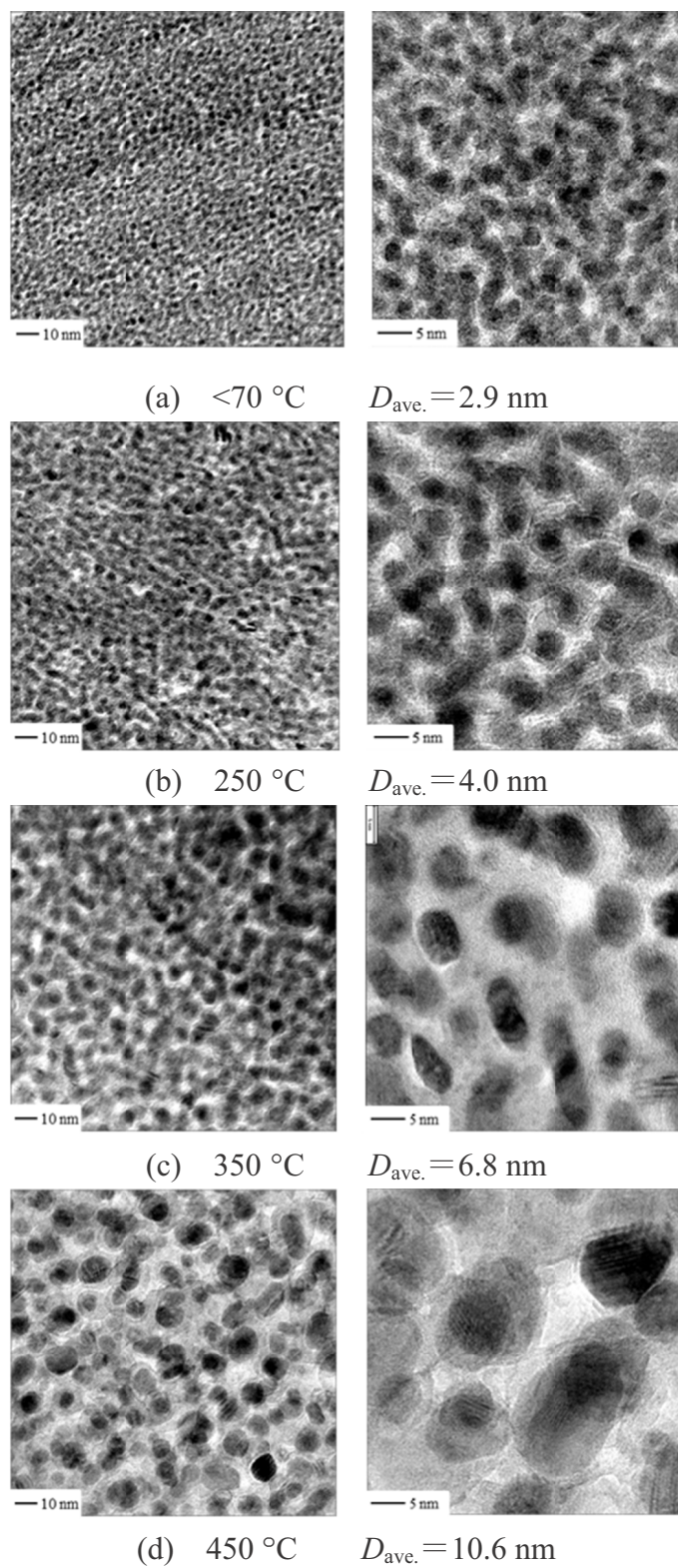


図 4-14 成膜基板温度を変更した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の透過電子顕微鏡像

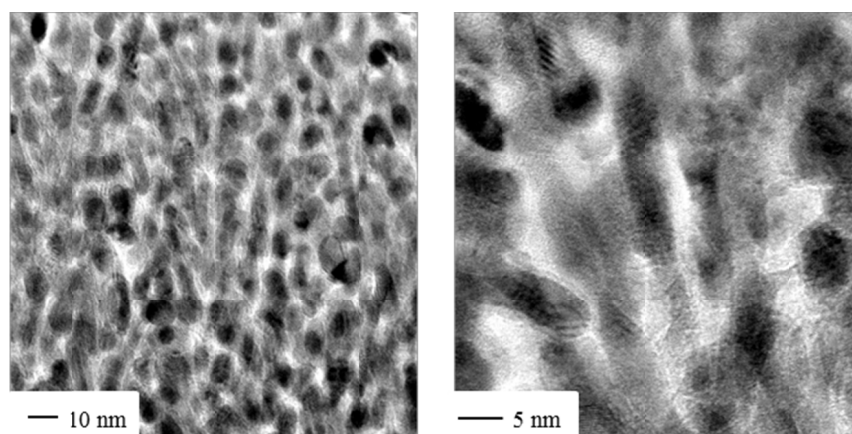


図 4-15 350°C で作製した Fe-MgF₂ グラニューラー薄膜の透過電子顕微鏡像

ことができ、温度に関わらず相分離が良好に出来ている．成膜基板温度に比例して平均 Co 粒子直径が増大していることがわかる．基板温度によって Co 微粒子の粒成長が促進されているようである．450 °C では Co 微粒子平均直径は 10 nm を超えている．

hcp-Co の超常磁性の臨界粒径は約 7 nm と報告されている [18]が、図 4-13, 図 4-14 から、250 °C の試料が超常磁性と強磁性が混合状態にあると考えられ、本実験における臨界粒径はおおよそ 4.0 nm 付近ではないかと思われる．

参考として、350 °C で作製した Fe-MgF₂ (Fe 体積濃度 0.33) グラニューラー薄膜の TEM 像を図 4-15 に示す．同じ 350 °C で作られた Co-MgF₂ グラニューラー薄膜よりも微粒子像が細長く隣接した微粒子と結合しているように見え、Co-MgF₂ グラニューラー薄膜のように球形の微粒子は少ない．Fe フッ化物と MgF₂ の生成熱差は Co の場合ほど小さくなく、相分離しにくい状況であったと予想している．

図 4-16 は、各成膜基板温度における消衰係数 k と Co 微粒子直径をプロットした図である．成膜基板温度 300 °C 以上の領域で、急激に消衰係数の低下があり Co 微粒子の急激な増大と共に低下した．Co 体積濃度が一定の場合、個々の Co 微粒子が大きく成長すれば、それに

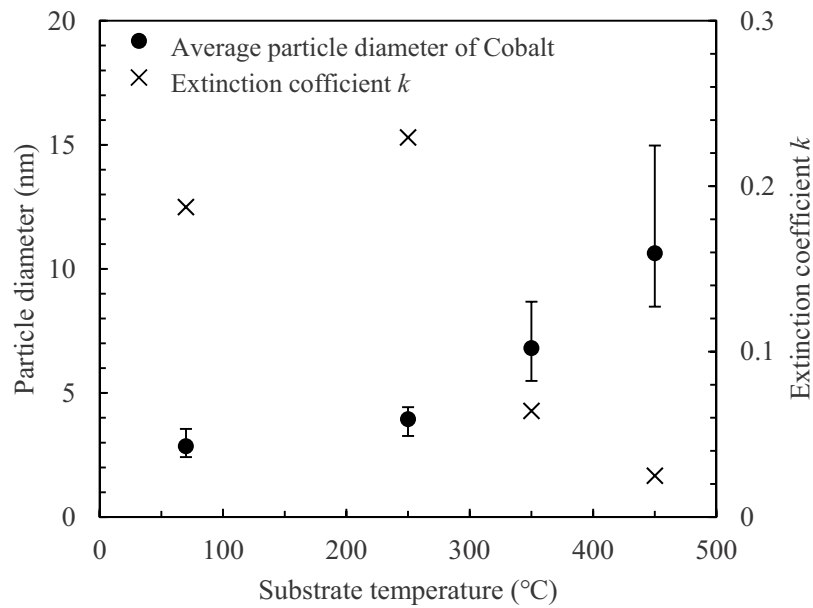


図 4-16 各成膜基板温度における Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の微粒子直径と消衰係数

伴って粒子間距離は広がる。Co 微粒子の粒子直径（粒子間距離）は消衰係数（透過率）と強く関係していると考えられる。表 4-3 は、過去の文献 [9] [19] [20] [21] から抽出したグラニューラー薄膜の光学定数（屈折率 n ，消衰係数 k ）である。いずれの文献値も Co ベースのグラニューラー薄膜のものであり、本研究で選択した Co 体積濃度 0.33 に近いものである。本研究における実験値は、いずれの文献値よりも消衰係数が低い結果が得られている。特に成膜基板温度が高い条件では、極めて透明である。

各成膜基板温度で得られた消衰係数 k は 0.028～0.183 の範囲であり、冒頭に Maxwell-Garnett 有効誘電媒質近似で計算した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の消衰係数 $k = 0.089$ （Co 体積濃度 0.33 のとき）と近い値を示した。

表 4-3 グラニューラー薄膜の光学定数比較

<References>

Granular structure	Coating method	Substrate temperature	Volume fraction of cobalt	Optical constant		
				633 nm	850 nm	1550 nm
Co・MgF ₂	Co-evaporation	R.T. 285 °C annealing	0.30	$n=1.998$ $k=0.558$	-	-
Co・Al ₂ O ₃	Co-evaporation	<100 °C	0.30	$n=2.177$ $k=0.339$	$n=2.207$ $k=0.267$	$n=2.256$ $k=0.197$
Co・ZrO ₂	PLD	R.T.	0.20	$n=2.676$ $k=0.73$	$n=2.458$ $k=0.61$	-
Co・HfO ₂	Co-evaporation	R.T.	0.30	$n=2.17$ $k=0.74$	$n=2.39$ $k=0.74$	-

<Experimental results>

Granular structure	Coating method	Substrate temperature	Volume fraction of cobalt	Optical constant		
				633 nm	850 nm	1550 nm
Co・MgF ₂	Co-evaporation	<70 °C	0.30	$n=2.049$ $k=0.386$	$n=2.117$ $k=0.309$	$n=2.186$ $k=0.183$
〃	〃	250 °C	0.30	$n=1.972$ $k=0.466$	$n=2.073$ $k=0.392$	$n=2.186$ $k=0.244$
〃	〃	350 °C	0.20	$n=1.935$ $k=0.173$	$n=1.910$ $k=0.091$	$n=1.939$ $k=0.068$
〃	〃	450 °C	0.30	$n=1.669$ $k=0.082$	$n=1.649$ $k=0.055$	$n=1.632$ $k=0.028$

4.4.3 ファラデー効果および性能指数

厚さ 3 μm の Co-MgF₂ グラニューラー薄膜 (Co 体積濃度 $f_{\text{Co}} = 0.33$, 成膜基板温度 350 °C) の膜面内方向および垂直方向の磁化曲線とファラデー回転角のメジャーリングについて、

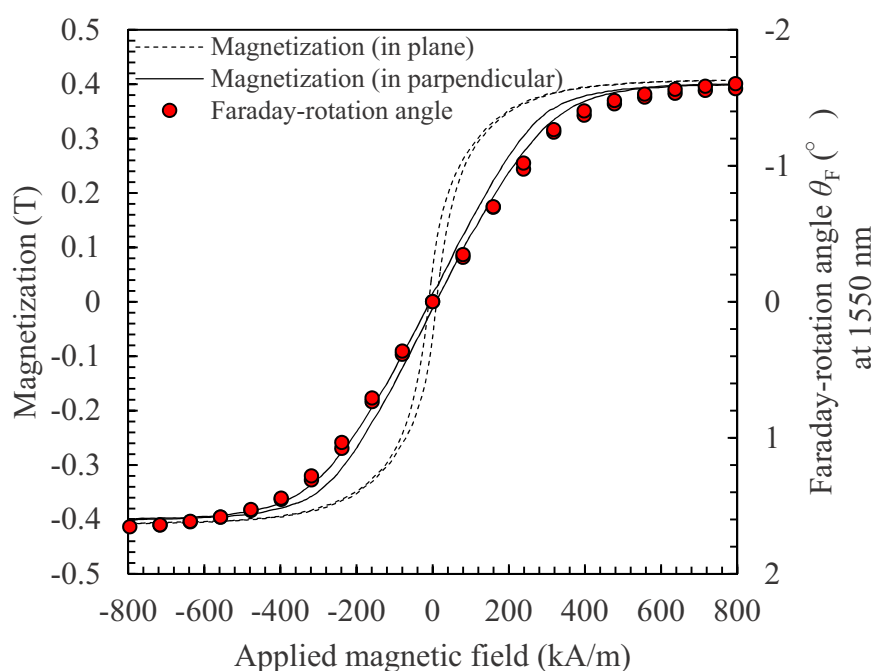


図 4-17 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の磁化曲線とファラデーロープ

図 4-17 に示す．印加磁界に対するファラデーロープは膜面垂直方向の磁化曲線と良く対応しており，特に ± 160 kA/m (± 2 kOe) の範囲で良好な直線性を有している．しかし，磁化曲線ではヒステリシスが観察されたが，ファラデーロープではヒステリシスが観察されなかった．この理由については理解できていないが，ファラデー回転角測定が空間結合光学系ではなく，光ファイバーで結合した系を用いていることが関係しているのではないかと考えている．原点付近のファラデー回転の挙動の詳細を調べるために，ヘルムホルツコイルを用いて ± 19.9 kA/m (± 250 Oe) の範囲で磁界印加したときの，線形マイナーファラデーロープを図 4-18 に示す．メジャーロープ同様にヒステリシスは観察されなかった．マイナーロープであるのでメジャーロープよりも保磁力が十分に小さいことも影響している．磁気センサとして利用する場合は，マイナーロープで使うことがほとんどであると考え

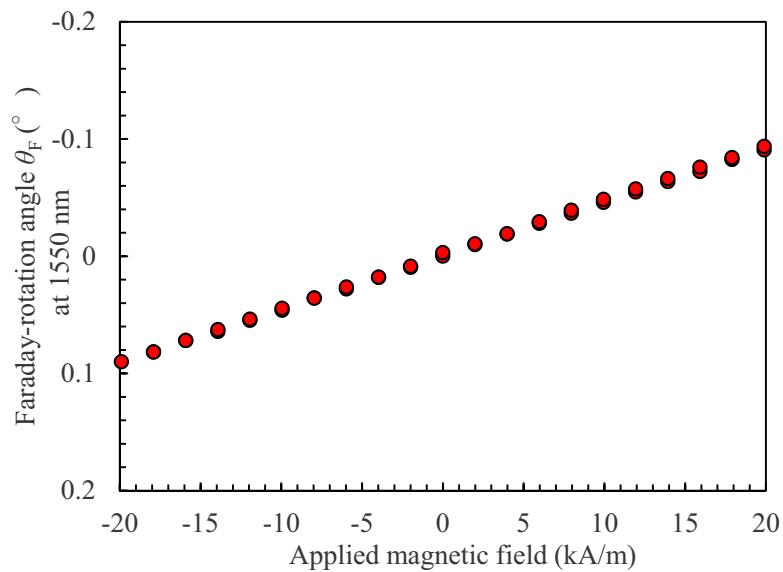


図 4-18 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜のマイナーファラデーループ

られるため、ヒステリシスが無く、良好な直線性を有するファラデー素子として期待できる。

図 4-19 は、成膜基板温度に対する飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ と消衰係数 k をプロットしたものである。波長は 1550 nm である。飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ と消衰係数 k は基板温度に対して同様の挙動を示した。250 °C で最大値をとり、その後は成膜基板温度と共に急激に減少した。350 °C 以上での急激な変化は、ファラデー回転角の低下も招いたが、それ以上に消衰係数の低下が顕著であったため、図 4-20 に示すように、350 °C 以上で性能指数が急激に上昇した。薄膜作製に用いた真空蒸着装置の性能上、成膜基板温度 450 °C が限界点であるため、それ以上の成膜基板温度でテストすることができないが、さらに温度を上げることができれば、性能指数は更に向上するはずである。しかし、性能指数は高くても、単

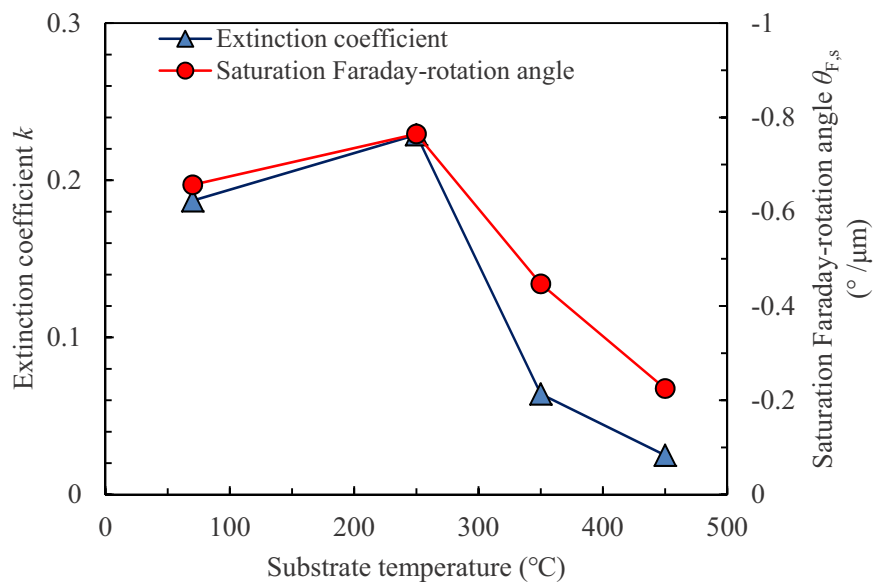


図 4-19 各成膜基板温度における飽和ファラデー回転角と消衰係数

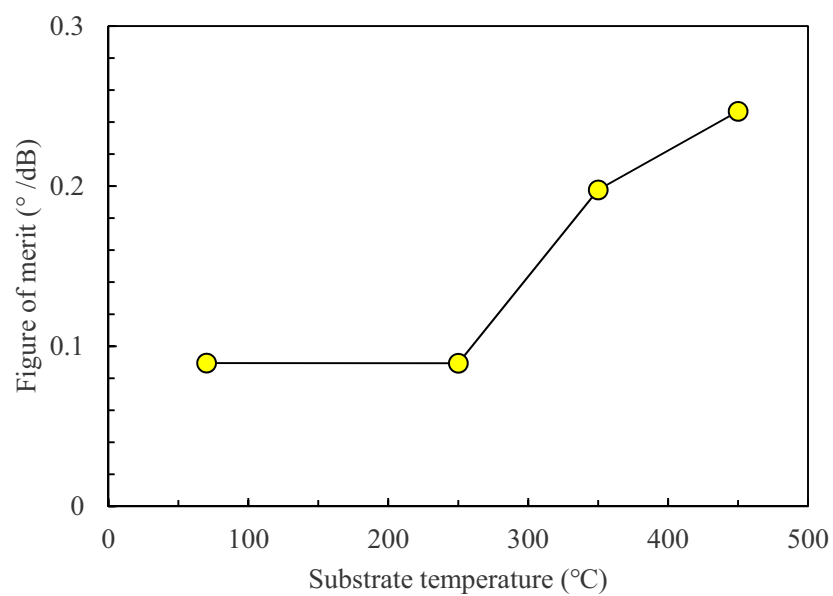


図 4-20 性能指数の成膜基板温度依存性

位厚あたりのファラデー回転角は成膜基板温度と共に減少してしまうので、同じ回転角を得ようとした場合に膜厚を厚くしなければならないというデメリットがある。

以上のように、成膜基板温度を上げることは、ファラデー素子の性能指数向上のために有効である。

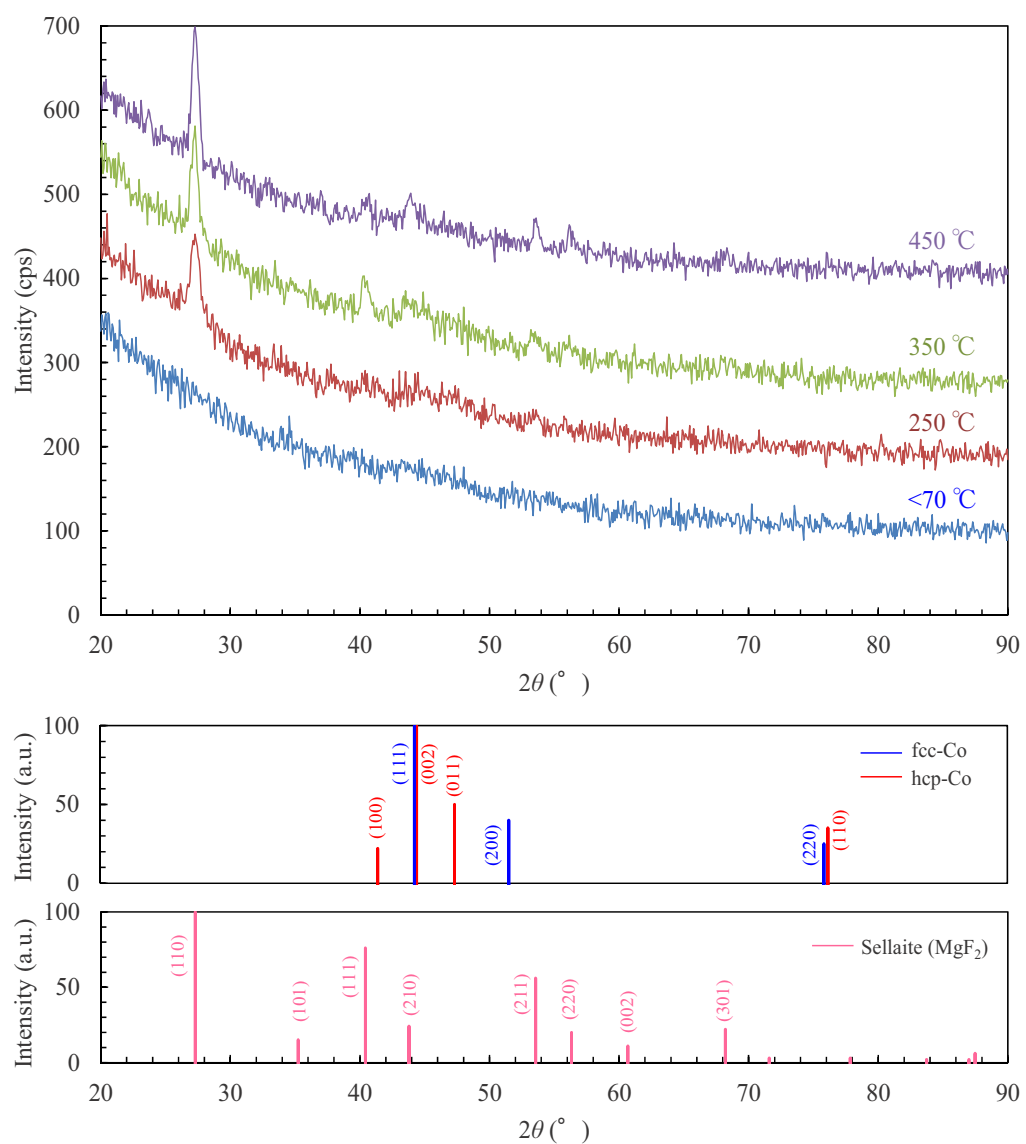


図 4-21 各成膜基板温度で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の X 線回折結果

4.4.4 X線回折による結晶性評価

MgF₂ は、成膜基板温度が低い場合にはアモルファス＋部分結晶になり、高温（200℃以上程度）では、正方晶を取ることが報告されている [22]。一方、Co は、高温相では面心立方格子構造 fcc が安定で、低温相では六方最密充填構造 hcp が安定である。これはバルクでのことであり、そのサイズが減少し微粒子が 40 nm 以下になってくると fcc 構造をとると報告されている [23]。図 4-21 に、各成膜基板温度で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の X 線回折結果を示す。＜70℃ では、MgF₂ に由来するピークは観察されず、アモルファス状であると考えられ、Co は微粒子径が小さいためか、同様に検出されなかった。250℃ で基板加熱した場合には、MgF₂ が結晶化しはじめ、350℃ 以上では、 $2\theta = 44^\circ$ 付近の Co 由来の回折ピークが観察することができた。しかし、Co 微粒子が hcp 構造か fcc 構造であるかについては、本結果からは判別することは出来なかった。また、350℃ の試料における 44° 付近の回折ピークは、ブロードであり、Co 微粒子の結晶格子面間隔に分布がある可能性がある。

図 4-22 は、各成膜基板温度で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の電子線回折像 [24] である。作製した薄膜は多結晶体であるので、電子線は任意の方向を等確率でとるため逆格子点は同心円状に均一に分布し、デバイ・シェラー環として観察することができる。＜70℃ では、帯状の環が得られアモルファスというよりは微結晶の集合体と考えられる。成膜基板温度が高くなるにつれて、逆格子点が局所的になってきており、結晶が大きく成長していることがわかる。しかしながら、電子線回折からも Co の結晶構造は明確に判別することはできなかった。

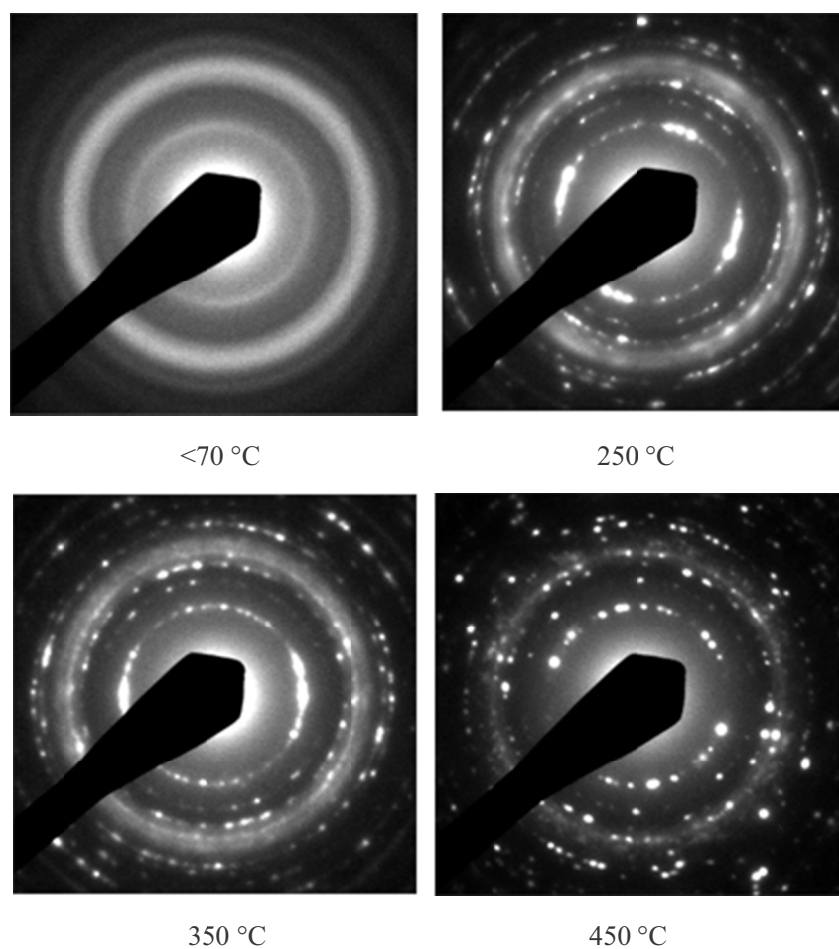


図 4-22 各成膜基板温度で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の電子線回折像

4.4.5 透明性の考察

成膜基板温度を高くすれば，特に赤外域で大きな透過率を得ることができる．なぜ高温加熱下では透明性が得られるのであろうか．いくつか要因として考えられる事項について，以下に考察する．

(A) 粒子間距離と電界強度

(B) MgF₂ マトリックスの結晶性

(C) Co 微粒子周囲のフッ化物生成

(A) 粒子間距離と電界強度

前項までの実験で Co と MgF_2 の体積比を 1:2 で固定した状態のとき、Co 微粒子直径が大きくなることは、粒子間距離が広くなることと等価である。Co 微粒子を完全球体であると仮定し、Co 微粒子直径を D_{Co} 、Co 体積濃度を f_{Co} とおけば、粒子間距離 D_{int} は次式で計算できる。

$$D_{\text{int}} = D_{\text{Co}} \left(\sqrt[3]{\frac{f_{\text{max}}}{f_{\text{Co}}}} - 1 \right) \dots\dots\dots (4.15)$$

ここで、 f_{max} は臨界体積濃度である。図 4-23 は、上式を用いて粒子間距離を計算した結果と微粒子に電磁波が入射したときのモデル図である。微粒子に電磁波（光）が入射した場合、光の周波数に応じて粒子内で分極が起こる。もし、2 つの微粒子が隣接した場合、電磁波の

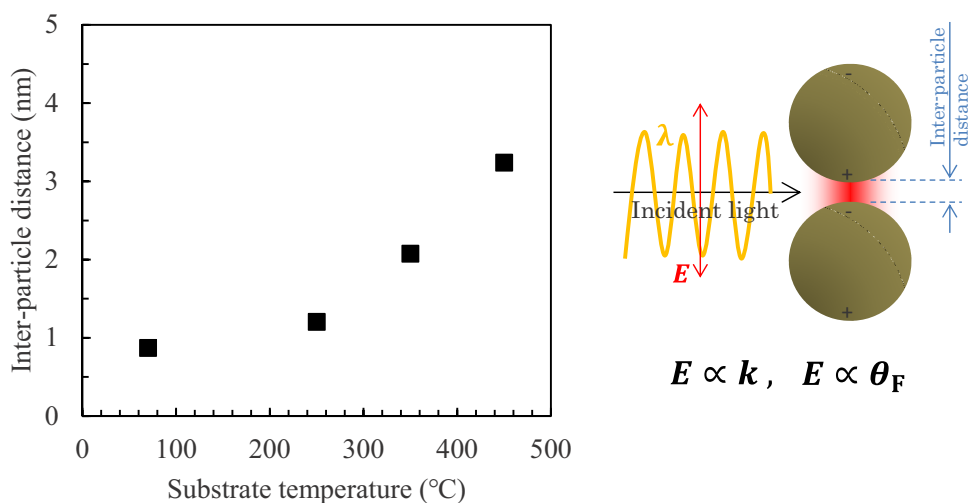


図 4-23 粒子間距離と電界強度増強の様子

電界振動方向と平行方向の電界強度は、2 粒子間距離に依存し、その電界強度は 2 粒子間距離のおよそ 3 乗に反比例して増強される。電界強度は消衰係数 k またはファラデー効果と比例関係にあり、結果として透過率とファラデー効果は反比例の関係である。体積濃度が同一条件下であれば、成膜基板温度の上昇に伴い微粒子直径は増大し粒子間距離が広がることで粒子間電界強度が低下する。このことが透過率上昇（消衰係数の低下）とファラデー効果低下の要因の一つと考えられる。

(B) MgF_2 マトリックスの結晶性

Co と MgF_2 は生成熱差の観点から、相分離し、グラニューラ構造を形成しやすい。蒸着中に 2 材料を混合したとき、成膜基板温度が低いと、基板に到達した蒸発分子が十分にマイグレーションできず即座に運動エネルギーを失ってしまう。このことは、低温で Co 微粒子直径が小さくなる要因と考えられるが、 MgF_2 マトリックス中にも Co が原子状で存在していることも考えられる。つまり、図 4-24 のモデル図のように、低温では MgF_2 中に Co が混合された状態であり、高温ほど相分離が明瞭になりストイキオメトリな組成に近づいていると推測した。これにより、高温では MgF_2 本来の高い透明性を利用できると考えられる。

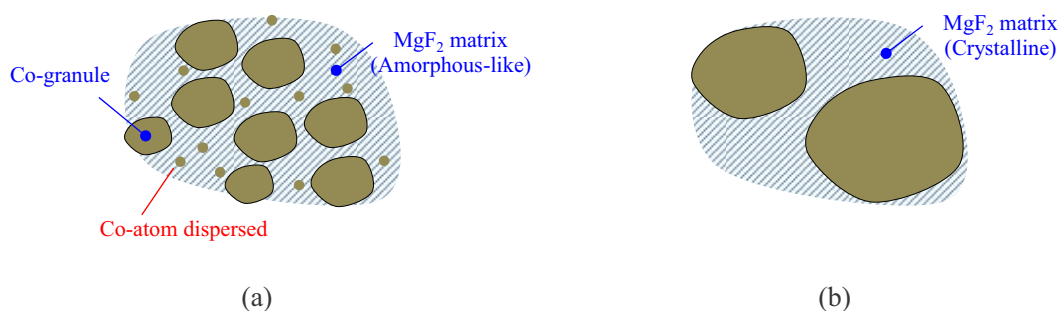


図 4-24 成膜基板温度と相分離モデル図

(a) 成膜基板温度が低温の場合 (b) 成膜基板温度が高温の場合

(C) Co 微粒子周囲のフッ化物生成

すでに TEM 像から, Co が微粒子状態で MgF_2 マトリックス中に存在していることは明らかであるが, Co と MgF_2 の界面で組成が明瞭に分離しているとは考え難い. 図 4-25 は, 成膜基板温度 450°C で成膜した Co-MgF₂ (体積比率 Co:MgF₂ = 1:2) グラニューラー膜を 2 つの倍率で観察した TEM 像である. 図中の赤矢印で示した部分に Co 微粒子を覆うように形成された皮膜状のものが観察することができる. 各成膜基板温度で成膜された試料の元素分析結果を, 表 4-4 に示す. 元素分析は日本電子製 EPMA (Electron Probe Micro Analyzer) を用いた. 高温の試料では, Co の元素比率が下がり, MgF_2 成分比が上昇している. そして, いずれの試料も MgF_2 の化学量論比と比べてフッ素 (F) の比率が大きい. 従って, Co 微粒子の最表層はコバルトフッ化物 (CoF_2 , CoF_3) が形成されている可能性がある. もし予測のとおりフッ化物が生成されていれば, 金属 Co に比べて消衰係数が小さくなり, 透明になると予想される.

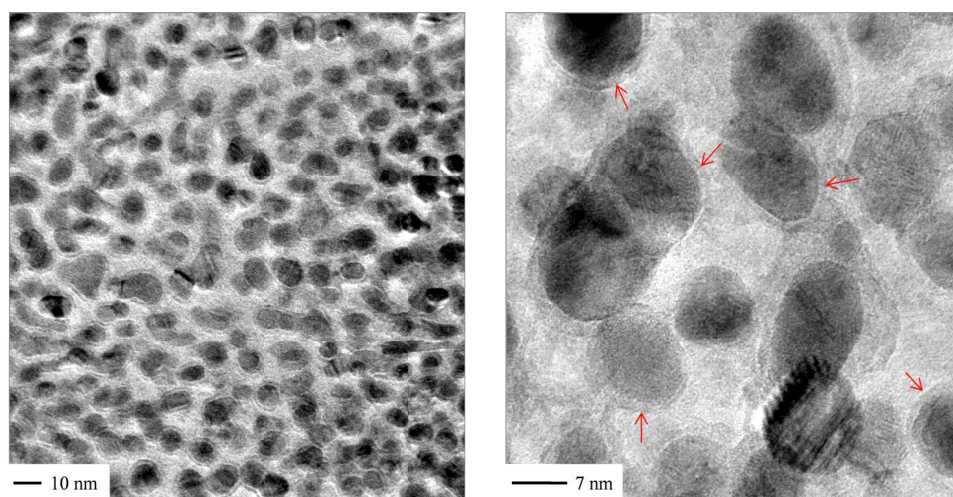


図 4-25 450°C で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の透過電子顕微鏡像
(矢印の箇所 Co 微粒子を覆うように皮膜のようなものが観察できる)

表 4-4 各成膜基板温度で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー
薄膜の元素分析結果

Substrate temperature (°C)	Atomic %		
	Co	Mg	F
<70	21.63	19.63	58.73
250	23.44	20.15	56.41
350	19.12	22.38	58.50
450	10.73	25.73	64.04

以上の 3 点の要因あるいは複合した要因によって、基板加熱されたグラニューラー薄膜は透明性を有するものと考えられる。

4.5 ポストアニールによる性能指数改善

これまでの実験結果から、成膜中の基板温度は高いほど性能指数が高くなることがわかった。成膜後のポストアニール処理（熱処理）は、薄膜の結晶化促進や構造変化、あるいは特性の安定化などの目的で一般的に用いられる手段の一つである。ここでは、各成膜基板温度で作製したグラニューラー薄膜を、真空中で 500 °C × 4 hour でポストアニールを行い、消衰係数およびファラデー回転角特性の変化を調べた。図 4-26 と図 4-27 に、ポストアニール前後における消衰係数 k と飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ の変化を示す。成膜直後（ポストアニール前）の消衰係数は、特に低温で成膜された試料の消衰係数が大きかったが、ポストアニールによって大幅に低下した。350 °C 以上の試料もわずかであるが消衰係数の低下が確認できた。一方、飽和ファラデー回転角は、ポストアニールによる変化はほとんど見られなかった。このことから、消衰係数は、薄膜内部の構造変化に依存し、ファラデー効果は、成膜時の構造（条件）が支配的であると考えられる。

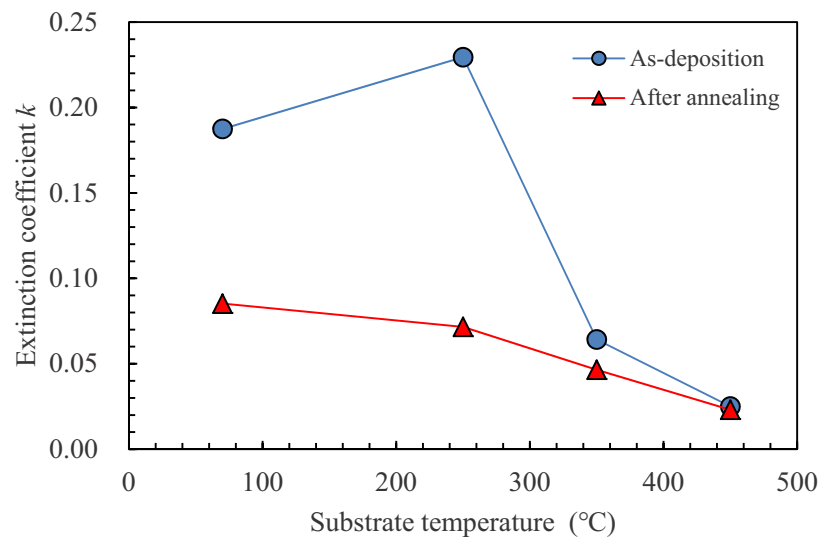


図 4-26 ポストアニール前後における消衰係数の変化

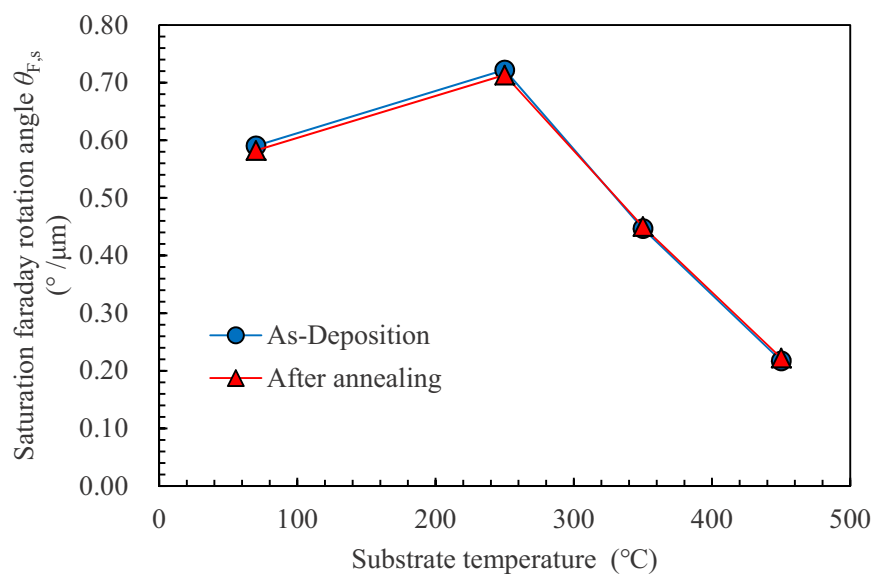


図 4-27 ポストアニール前後における飽和ファラデー回転角の変化

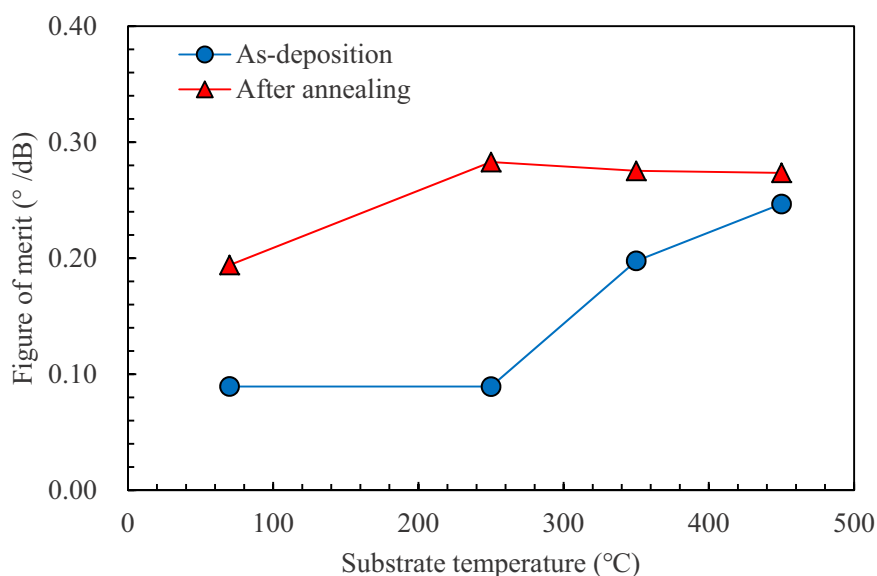
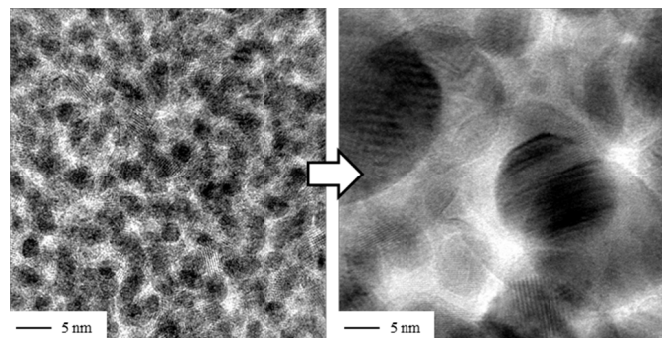


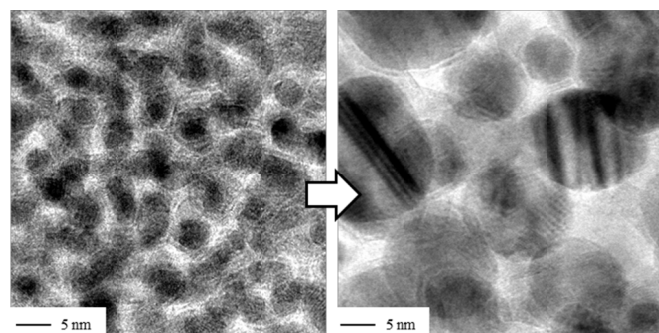
図 4-28 ポストアニール前後における性能指数の変化

このように，ポストアニールによって飽和ファラデー回転角は変化せず，消衰係数が大幅に低下することは，性能指数の大幅な改善が可能であることを意味している．図 4-28 は，ポストアニール前後における性能指数 FOM の変化である．250 °C 以上の試料はポストアニール後にほぼ同じ性能指数（約 0.28 °/dB）にまで達した．特に 250 °C で成膜された試料は，およそ 3 倍超の性能指数改善が見られた．

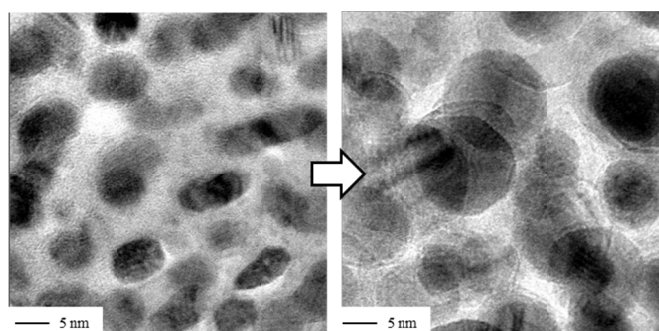
性能指数改善効果の要因はポストアニールによる消衰係数 k の低下によるものである．ポストアニールによって生じるグラニューラー薄膜中の Co 微粒子の変化を TEM 観察により行った．図 4-29 にポストアニール前後の TEM 像を示す．左側がポストアニール前（成膜直後），右側がポストアニール後である．特に低温域で作製された試料は，Co 微粒子が大きく成長しており，隣接した微粒子同士が結合したものと考えられる．図 4-30 は，アニール前の粒子間距離とアニール後の Co 粒子径の増加率の関係を示したものである．図のように，アニ



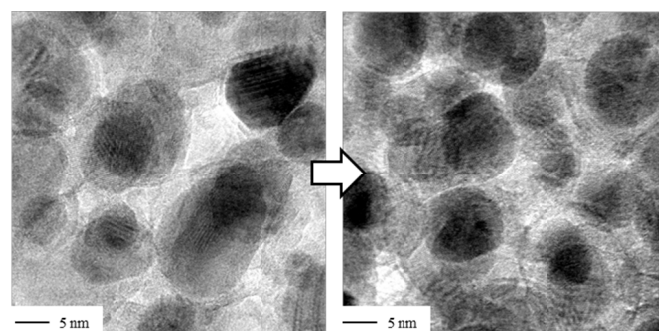
(a) 成膜基板温度 <70 °C



(b) 成膜基板温度 250 °C



(c) 成膜基板温度 350 °C



(d) 成膜基板温度 450 °C

図 4-29 ポストアニール前後における Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の透過電子顕微鏡像
(左：アニール前／右：アニール後)

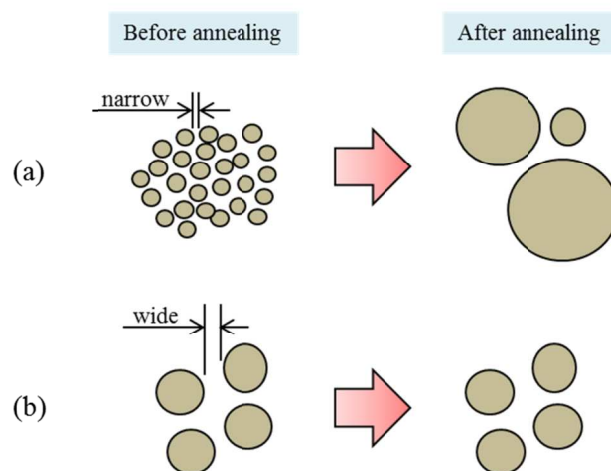
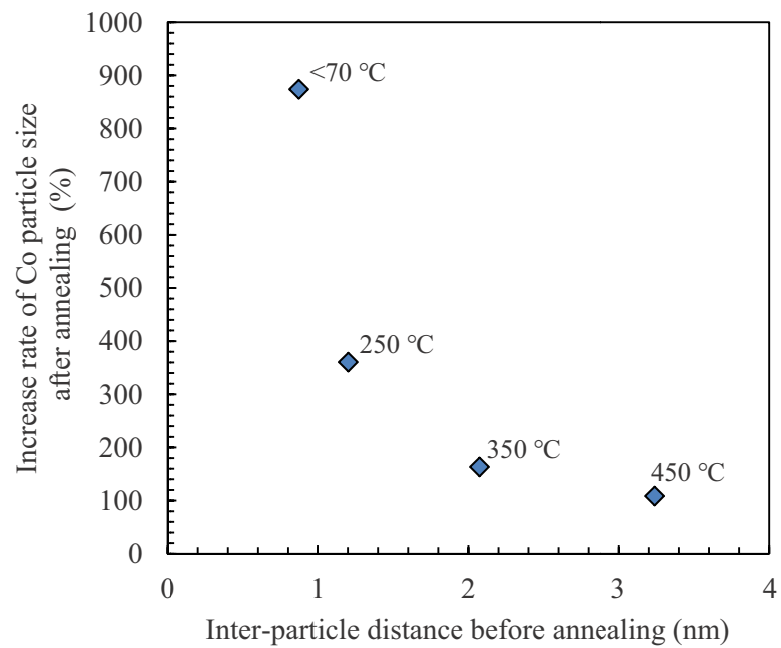


図 4-30 アニール前の粒子間距離とアニール後の Co 粒子径の増加率
(a) 粒子間距離が狭い場合／(b) 粒子間距離が広い場合の粒径増加のモデル

ール前に粒子間距離が狭い場合（成膜基板温度が低い場合）は粒子径の増加率が極めて高く，粒子間距離が広い場合（成膜基板温度が高い場合）には，粒子径の増加率が小さいこ

とがわかった．粒子間距離が狭い場合は粒子間引力が強く働いているものと考えられる．

<70 °C で作製された試料が最も粒子間距離が狭く，粒径変化が大きかったが，極端に大きな微粒子から小さい微粒子まで幅広く分布しているようである．逆に 450 °C で作製された

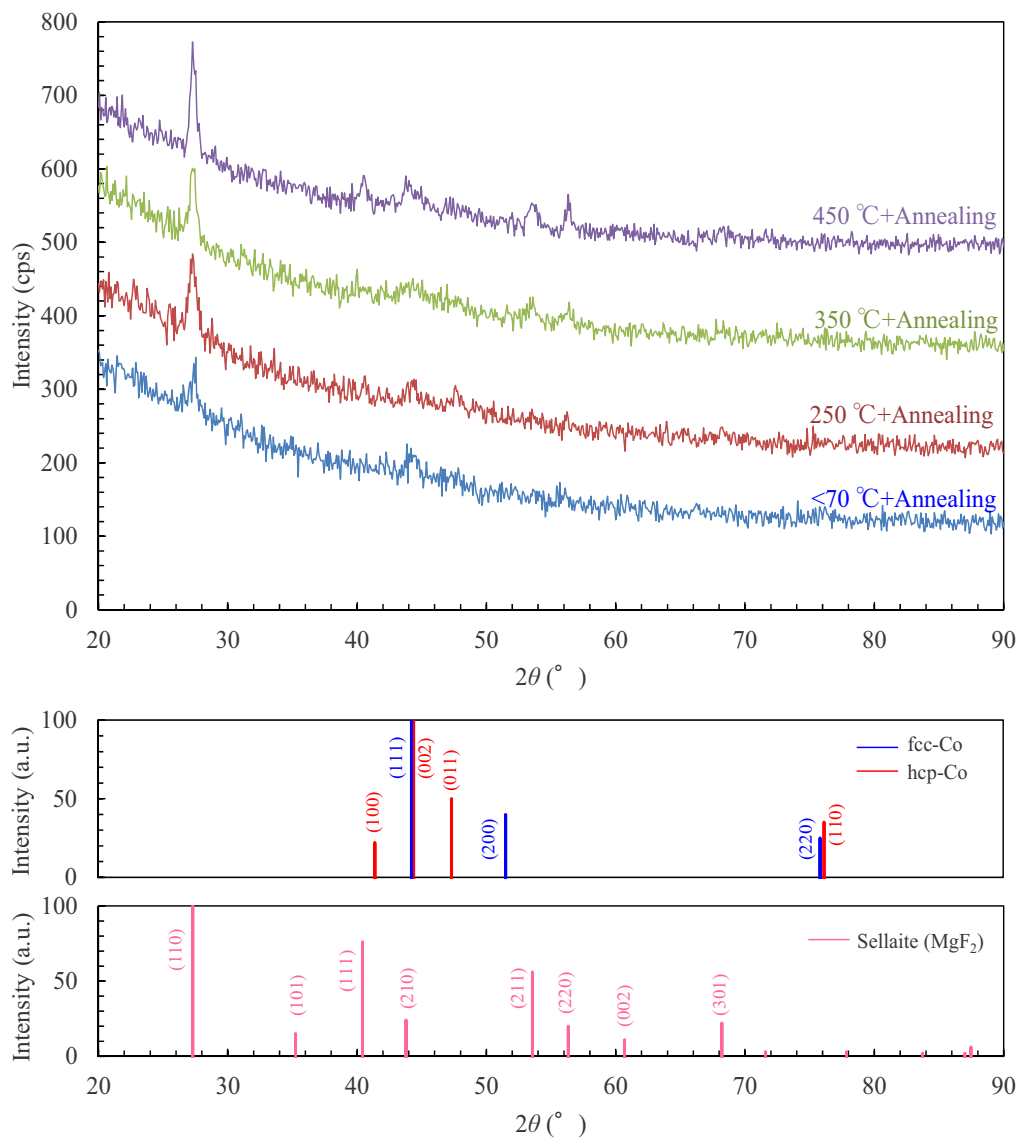


図 4-31 ポストアニール後の Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の X 線回折結果

試料は、粒径の増加はほとんど見られなかったが、他の試料と同様に Co 微粒子の形状が球形に近くなっていた。低温で成膜された試料がポストアニールによって透明性が増すのは粒子間距離が広がることが要因と考えられる。

図 4-31 はポストアニール後の X 線回折結果である。<70°C で成膜した試料でアニール前は回折ピークが得られなかったが、ポストアニール後には Co および MgF_2 の回折ピークが得られ、Co 微粒子径の増大と結晶化が促進されているものと思われる。いずれの試料もアニール前よりも回折ピークが明瞭に観察された。更に hcp-Co (011) の回折ピークが明瞭に現れ (特に 250°C の試料)、グラニューラ薄膜中の Co 微粒子は hcp 構造であることが伺える。

上述のように、ポストアニールによって、ファラデー効果は変化しないが、隣接した Co 微粒子同士の結合による粒径増大と、結晶性向上により消衰係数低下が起こることで、性能指数改善効果が得られたと考えられる。

4.6 Co-MgF₂ グラニューラ薄膜の耐熱性評価

本章のはじめに触れたが、ファラデー素子として知られる希土類置換イットリウム鉄ガーネット (R:YIG) 薄膜は周囲温度の変化により、磁気特性が大幅に変化してしまう。これはキュリー点が低いことが原因であるが、Co-MgF₂ グラニューラ薄膜はキュリー点が高い金属 Co が微粒子状で分散されているので、優れた耐熱性が期待できる。図 4-32 は、周囲温度を 100, 150, 200, 350 °C に変化させた時の Co-MgF₂ グラニューラ薄膜 (体積比率 Co:MgF₂ = 1:2, 成膜基板温度 350 °C) の磁化曲線である。周囲温度 350 °C で飽和磁化が低下し始めているが、それ以下の温度ではあまり変化が見られない。グラニューラ薄膜のキュリー点は 350 °C より大幅に高いものと推察される。原点付近の磁化率 χ が変化しないのは、本薄膜が面内磁化膜であり、膜面に垂直方向の反磁界を利用しているためである。この場合の磁化率 χ は、次式で表される。

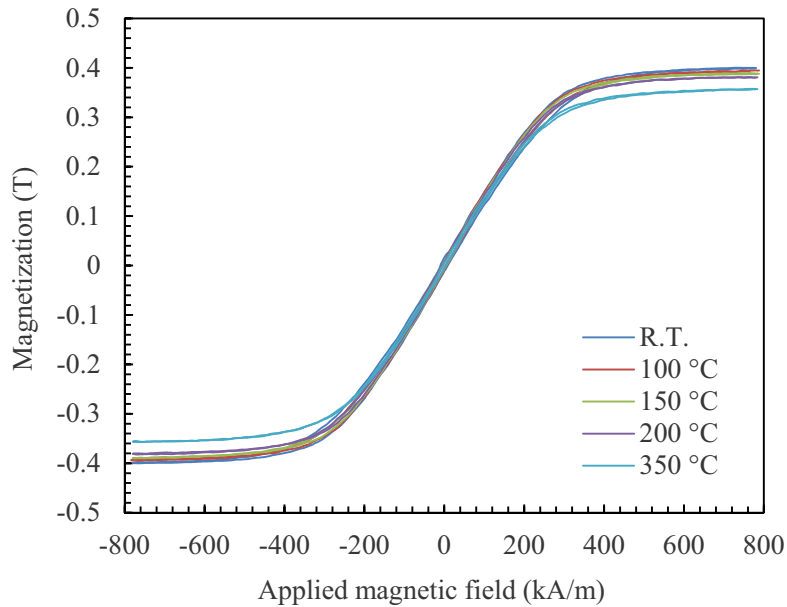


図 4-32 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の熱磁化特性
(使用した薄膜の作製条件：体積比率 Co:MgF₂ = 1:2, 成膜基板温度 350 °C)

$$\chi = N \frac{M_s}{\mu_0 H_d} \dots \dots \dots (4.16)$$

膜面垂直方向の反磁界係数 $N = 1$ であるので、常に飽和磁化 M_s = 反磁界 H_d が成り立つ。よって、周囲温度が高く M_s が低下しても、原点付近の傾きは変化しない。

図 4-33 は、室温における飽和磁化 M_s と磁化率 χ に対する変化率である。上記の理由から磁化率は周囲温度の影響を受けずほぼ変化していない。飽和磁化は 350 °C でおよそ 10 %ほど低下した。磁化率が変化しないのは、センサ用ファラデー素子として用いる場合に重要な利点である。Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は、耐熱性に優れた材料と言える。

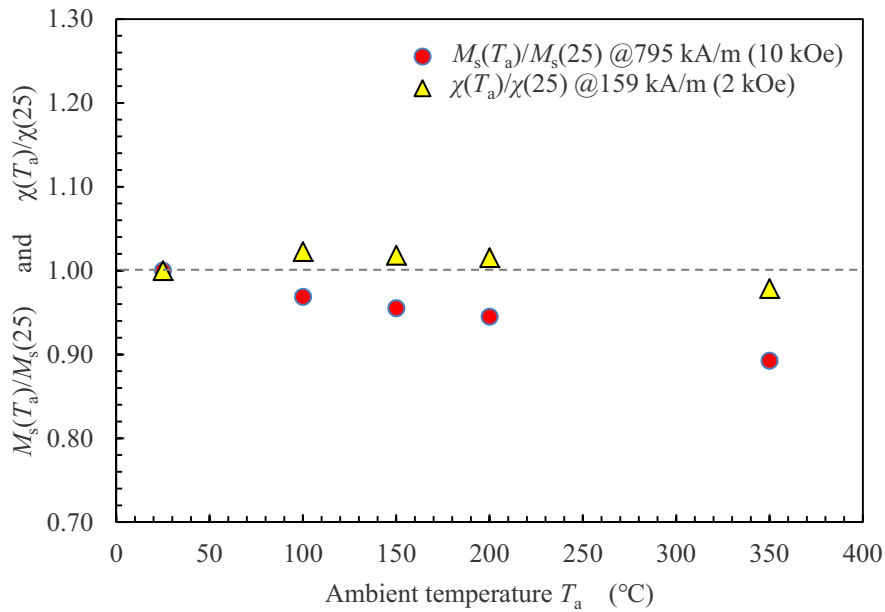


図 4-33 周囲温度による飽和磁化と磁化率の変化

4.7 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の高周波特性の予測

光プローブ電流センサが高周波磁界を検知するためには，広い周波数範囲において，低損失で一定の透磁率を持つ必要がある．ある磁気モーメントが外部磁界中に置かれたとき，磁気モーメントは固有角振動数をもって歳差運動するが，これを表現した Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) の方程式を線形化した解析によって磁性薄膜の初透磁率の実部 (μ_i')，虚部 (μ_i'') を計算することができ，磁気共鳴周波数が予測できる [25]．Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の初透磁率 μ_i の周波数特性を以下の式(4.17)によって求めた．

$$\mu_i = \frac{(4\pi M_s)^2 \gamma_R^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j4\pi\lambda\omega} \dots \dots \dots (4.17)$$

$$\omega_0^2 = 4\pi\gamma_R^2(H_k M_s)$$

$$\lambda_L = \alpha \gamma_R M_s$$

ここで, M_s は飽和磁化, γ_R はジャイロ磁気回転比 (磁気モーメントとスピン角運動量の比), ω_0 は共鳴状態の角周波数, ω は角周波数, H_k は異方性磁界, α は Gilbert の損失定数 (ここでは 0.01 とした), λ_L は Landau-Lifshitz の損失定数である. 図 4-34 は, Co-MgF₂ グラニューラー薄膜 (体積比 1:2, 成膜基板温度 350°C) の初透磁率を計算した結果である. 磁気共鳴周波数がおおよそ 10 GHz 程度となっている. このように極めて高い周波数まで透磁率が一定であるが, 上式からわかるように磁気共鳴周波数は飽和磁化 M_s と異方性磁界 H_k に依存しており, 本薄膜は面内磁化膜であるため, H_k は光の進行方向 (膜面に垂直方向) の反磁界 H_d ($=M_s/\mu_0$) となり, 共鳴が高い周波数帯にあるものと考えられる.

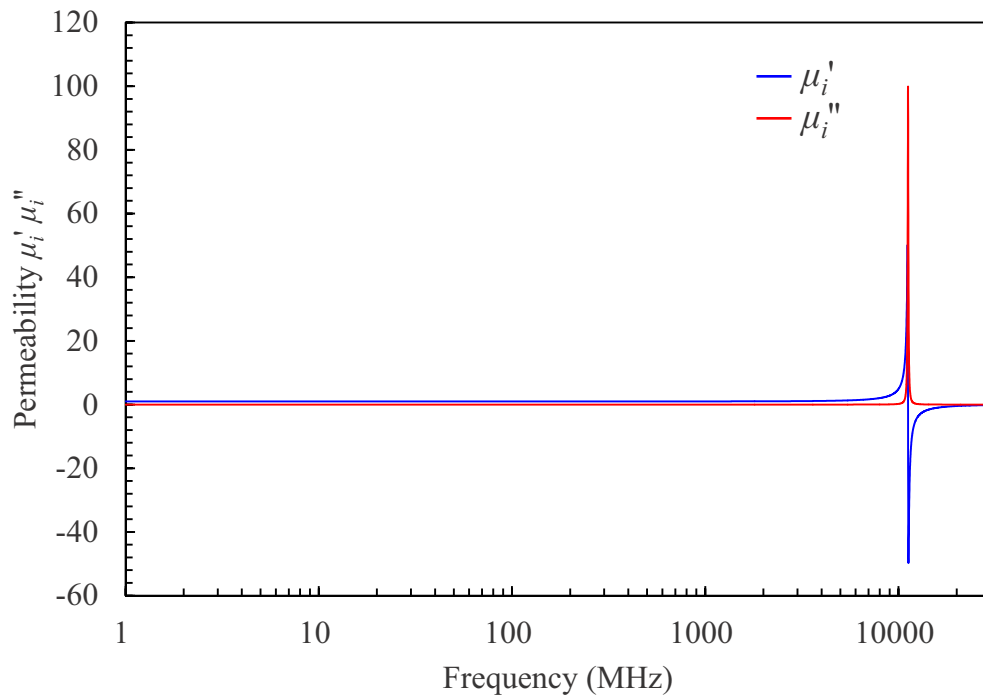


図 4-34 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の初透磁率計算結果
(体積比 Co:MgF₂=1:2, 成膜基板温度 350°C)

また、本研究で作製した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は電気抵抗率が金属に比べて 5 桁以上高いので、少なくとも、数百 MHz 程度の周波数まではうず電流の影響は無視できると考えられる。

以上のことから、本研究で作製した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は、DC から数百 MHz の高周波まで広い周波数範囲で応答できるファラデー素子として期待できる。但し、あくまでもファラデー素子としての薄膜単体の高周波特性であるので、実際の電流センサとしては、光電変換後の電気回路処理速度等によって周波数帯域は制限されることに注意しなければならない。

4.8 本章のまとめ

ファラデー効果を利用した光プローブ電流センサに搭載する新たなファラデー薄膜素子を得るために、強磁性金属を誘電体中に分散した金属-誘電体グラニューラー薄膜の作製を検討した。構成材料の選定と、作製条件の基礎検討を行った。以下に得られた知見を要約して示す。

- (1) 室温 (<70 °C) で作製された Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は超常磁性を示したが、高温で作製された試料は Co 微粒子径増大により強磁性を発現した。
- (2) 各成膜基板温度で成膜された Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の 1550 nm における消衰係数 k は最小で 0.028 を示し、飽和ファラデー回転角は最大で 0.77°/μm を示した。いずれも、過去の文献と比較して良好な結果であった。透明性に関して、粒子間距離や結晶性、微粒子構造の観点から考察した。

- (3) 作製したグラニューラー薄膜は 500 °C ポストアニールによって、ファラデー効果は変化しなかったが消衰係数 k が大幅に低下した。ポストアニールは性能指数 FOM の改善に効果があることがわかった。最大で 3 倍超の改善効果が得られた。
- (4) Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の最大性能指数は、体積比 1:2, 成膜基板温度 250 °C, 500 °C ポストアニールの条件下で最大値 0.28 °/dB を示した。Maxwell-Garnett 有効誘電媒質近似によって計算された値よりもやや低い値であった。
- (5) 周囲温度 350 °C 以内での熱磁化特性を調べたところ飽和磁化は 10 %以下の低下であり、磁化率は一定であった。Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は、キュリー点が 350 °C より十分高く、熱的に安定であることを示した。
- (6) Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の透磁率を計算し、飽和磁化と異方性磁界が大きく、磁気共鳴周波数が 10 GHz 付近にあることを示した。また、本薄膜は電気抵抗が大きいことから、少なくとも数百 MHz の高周波まで安定的に応答できる可能性がある。

以上のことから、特に高温で作製された Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は赤外域で極めて透明（低い消衰係数）であり、ファラデー効果は印加磁界に対して線形比例であった。更に磁気特性は熱的に安定しており、数百 MHz レベルの高周波数に追従できる可能性がある。今後の電流計測ニーズに対応可能なファラデー薄膜素子として期待される。

参考文献

- [1] 服部 貴也 , 清水 大雅, “スパッタ製膜時の酸素流量比によるセリウム置換イットリウム鉄ガーネットの磁気光学効果の変化,” 第 75 回応用物理学会秋季学術講演会 講演予

稿集, pp. 18a-S2-4, 2014.

- [2] P. Hansen and J. P. Krumme, "Magnetic and Magneto-Optical Properties of Garnet Films," *Thin Solid Films*, vol. 114, pp. 69-107, 1984.
- [3] N. Kobayashi, K. Ikeda, B. Gu, S. Takahashi, H. Masumoto and S. Maekawa, "Giant Faraday Rotation in Metal-Fluoride Nanogranular Films," *Nature, Scientific Reports* 8, no. 4978, 2018.
- [4] J. L. Dorman, D. Fiorani, F. Giammaria and F. Lucari, "Magnetization measurements by magneto-optical methods on films with Fe particles in an Al₂O₃ amorphous matrix," *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no. 9, 1990.
- [5] ナノスケール磁性体の機能調査専門委員会, “ナノ構造磁性体の高周波機能,” 著: ナノ構造磁性体, 共立出版, 2010, pp. 79-81.
- [6] 島田 寛, "軟磁性材料 ナノ構造材料Ⅱ「ナノクリスタル材料・グラニューラー薄膜」," まぐね, vol. 4, no. 11, pp. 544-551, 2009.
- [7] 大沼 繁弘 and 増本 健, "ナノグラニューラー磁性薄膜の動向と展望," まてりあ, vol. 41, no. 6, pp. 402-405, 2002.
- [8] L. Zhang and R. Zhang, "Giant Faraday rotation in Fe-ZnSe granular films," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, pp. 1849-1852, 2008.
- [9] C. Clavero, B. Sepulveda and G. Armelles, "Size mediated control of the optical and magneto-optical properties of Co nanoparticles in ZrO₂," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, no. 074320, 2006.
- [10] S. Ozaki, H. Kura, H. Maki and T. Sato, "Size effect in magneto-optical properties of Co nanoparticle dispersed systems," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 113913, 2009.
- [11] G. S. Krinchik, "Ferromagnetic Hall Effect at Optical Frequencies and Inner Effective Magnetic Field of Ferromagnetic Metals," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 3, pp. 1089-1092, 1964.
- [12] K. Kato, Y. Takeno, O. Kitakami and Y. Shimada, "Precipitation Process of Highly Resistive Soft Magnetic Films," *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 21, no. 4-2, pp. 429-432, 1997.
- [13] L. Zhang and R. Zhang, "Giant Faraday rotation in Fe-ZnSe granular films," *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 320, pp. 1849-1852, 2008.
- [14] M. Furuta, "A Consideration of Fluorides Classification and Self Re-Combination Sputtering of Magnesium Fluoride Films," *J. Vac. Soc. Jpn.*, vol. 47, no. 1, pp. 7-13, 2004.

- [15] 吉田 俊也, 原田 和明, 西本 圭司, 関根 啓一, 江藤 和幸, "イオンビームスパッタリング法による紫外線用フッ化物薄膜の作製," *航空電子技報*, vol. 28, pp. 1-11, 2005.
- [16] 佐藤 勝昭, 著: *磁気工学超入門*, 共立出版, 2014, p. 39.
- [17] 日本化学会, 著: *化学便覧 基礎編II*, 丸善, 1975, p. 1416.
- [18] O. Kitakami, T. Sakurai, Y. Miyashita, Y. Takeno, Y. Shimada, H. Takano, H. Awano, K. Ando and Y. Sugita, "Fine Metallic Particles for Magnetic Domain Observations," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 1724-1728, 1996.
- [19] P. H. Lissberger and P. W. Saunders, "Optical and Magneto-optical Properties of Thin Film Cermets," *Thin Solid Films*, vol. 34, pp. 323-333, 1976.
- [20] G. A. Niklasson and C. G. Granqvist, "Optical properties and solar selectivity of coevaporated Co-Al₂O₃ composite films," *J. Appl. Phys.*, vol. 55, no. 9, pp. 3382-3410, 1984.
- [21] V. G. Kravets, A. K. Petford-Long and A. F. Kravets, "Optical and magneto-optical properties of (CoFe)_x(HfO₂)_{1-x} magnetic granular films," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 4, pp. 1762-1768, 2000.
- [22] H. Yu, H. Qi, Y. Cui, Y. Shen, J. Shao and Z. Fan, "Influence of substrate temperature on properties of MgF₂ coatings," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 253, pp. 6113-6117, 2007.
- [23] 北上 修, 佐藤 久輝, 島田 寛, "気相凝集法で形成したコバルト微粒子の結晶構造," *までりあ*, vol. 37, no. 3, pp. 189-194, 1998.
- [24] 山本 直紀, "電子回折図形を見てみよう," *日本結晶学会誌*, vol. 39, no. 4, pp. 279-288, 1997.
- [25] Y. Shimada, "Fundamentals of Magnetically Soft Material I," *Magnetics Jpn*, vol. 4, no. 2, pp. 93-100, 2009.
- [26] ナノスケール磁性体の機能調査専門委員会, "ナノ構造体材料," 著: *ナノ構造磁性体*, 共立出版, 2010, pp. 192-193.

第 5 章 Fabry-pérot 共振器構造導入によるグラニューラー薄膜ファラデー効果の増強

5.1 はじめに

前章では, Co-MgF₂ グラニューラー薄膜が赤外域で極めて高い透明性を有する強磁性体であり, ファラデー素子として有効な材料であることを示した. また, 金属-誘電体グラニューラー薄膜は, ファラデー効果を発現する膜面垂直方向の磁化過程は磁化回転が主となり, 1GHz 以上の強磁性共鳴を有し [1], 広帯域計測に適している. 本研究で作製したグラニューラー薄膜は体積の 2/3 またはそれ以上が誘電体材料で構成されており, 強磁性金属バルクと比べれば, 磁化が小さく, 単位厚さあたりのファラデー回転角は小さくなってしまうため, 実効的に大きなファラデー回転を得るには, 薄膜を厚くしなければならない. また, 膜面内磁化膜であるので, 光が通過する膜面に垂直方向の反磁界を利用していることから, 磁化率は 1 であり, 磁界に対する感度が低いことも欠点として挙げられる. 少ない磁性層厚さであっても, 大きなファラデー回転角を得るための手段として, Fabry-pérot 共振器構造の導入が考えられる.

ある特定の波長における共振現象を利用した光学多層膜を, 磁性フォトニック結晶やマイクロキャビティ, 狭帯域バンドパスフィルタなどいくつかの呼び方があるが, いずれも Fabry-pérot 型共振多層膜の概念に従って設計されたものである. 基本構造について, 図 5-1 に模式図を示す. 最も簡単な構造は, M-D-M (金属-誘電体-金属) 構造であり, 3 層で構成できる. このとき, 中央に配置される誘電体層 (スペーサ層) を, 設計波長 λ_0 の 1/2 波長

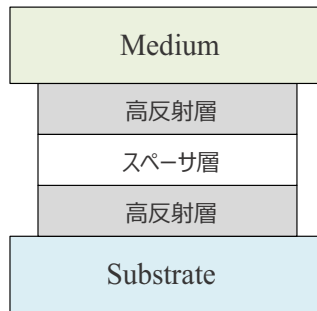


図 5-1 Fabry-pérot 型共振多層膜の基本構造図

の厚さの整数倍で設計すれば，設計波長 λ_0 で透過率が最大化する．しかし，この構造では，光路に金属膜（例えば，Au や Ag など）を用いるので，透過光にロスが生じる欠点がある．金属膜を誘電体多層膜から成る高反射膜に置き換えることで欠点を回避できる．高反射膜はブラッグミラーとも呼ばれ，屈折率が高／低異なる材料を，設計波長 λ_0 の $1/4$ 波長の厚さになるように交互に積層することで得られる．スペーサ層に磁性薄膜を配置したのが，磁性フォトリック結晶である．両側に配置されたブラッグミラーによって中央の磁性層（スペーサ層）に光が局在化し，ファラデー効果が増強される．実際に，光を局在化する磁性層としてガーネット系薄膜 [2]，金属コバルト薄膜 [3]，コバルトフェライト薄膜 [4]，GaAs:MnAs 半導体薄膜 [5]を用いた構造が報告されている．しかし，金属－誘電体グラニューラー系薄膜を磁性層として用いた実施例は見当たらない．

本章では，赤外域で大きな透過率を示す Co-MgF₂ グラニューラー薄膜と誘電体薄膜を用いて，Fabry-pérot 共振器構造を構成し，ファラデー効果の増強を試みた．また，Fabry-pérot 共振器構造を連続的に配置したマルチキャビティ構造を作製し，性能評価を行った．各構造における増強効果について以下に述べる．

5.2 Fabry-pérot 共振多層膜の設計

前述したとおり，Fabry-pérot 共振多層膜の基本的な構造 [6]は，光学膜厚 $nd = \lambda/4$ で周期積層したブラッグミラーを光学膜厚 $nd = \lambda/2$ のスペーサ層の両側に配置するものであり，本研究でもこの構造を基本としている．ここで，ブラッグミラーを構成する誘電体材料として， Ta_2O_5 （五酸化タンタル，屈折率；Refractive index $n = 2.15$ ，消衰係数；Extinction coefficient $k = 0$ at 1550 nm）と SiO_2 （二酸化珪素， $n = 1.46$, $k = 0$ at 1550 nm）を用いた．この2材料を用いたのは，屈折率の安定が良く，環境信頼性が良いことと， Ta_2O_5 の屈折率が，Co-MgF₂ グラニューラー薄膜のそれと近く，Fabry-pérot 共振多層膜とした場合の透過率をより高く設計できるためである．多層膜中央に配置する磁性層（スペーサ層）として Co-MgF₂ グラニューラー薄膜（体積比 Co:MgF₂ = 1:2，成膜基板温度 350 °C）を用いた．グラニューラー薄膜は成膜基板温度が高いほど性能指数が高いが，単位厚さあたりのファラデー回転角は低下してしまう．本研究では，Fabry-pérot 共振によって透過率が大きく減衰せず，実効的に大きなファラデー回転角が期待できる条件として成膜基板温度 350 °C のグラニューラー膜を選択した．設計波長 λ_0 は 1550 nm である．図 5-2 (a) はシングルキャビティ構造の模式図である．ここで， x は $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ の周期数であり，実際に $x = 2, 3, 5$ の多層膜を作製した．光は Air 側から入射し，Substrate 側から出射する．入射側の $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ の周期数を 2 で固定したのは，光の透過効率を考慮したためである．更に，上記の基本構造で $x = 2$ の構造をシングルキャビティ L とし，複数のキャビティを連続的に配置したマルチキャビティ構造も作製・評価を行った．図 5-2 (b) は，マルチキャビティの構造図である．ここで， C_p は L 同士を結合するためのカップリング層であり， SiO_2 を光学膜厚 $nd = 1/4\lambda$ の厚さで配置している． y はキャビティ L の周期数であり，実際に $y = 0, 1, 2, 3$ （それぞれ 1, 2, 3, 4, Cavity に対応）のマルチキャビティ構造を作製し，評価した．

シングルキャビティ ($y = 0$) の場合のブラッグミラー積層周期を増やすと，設計波長の

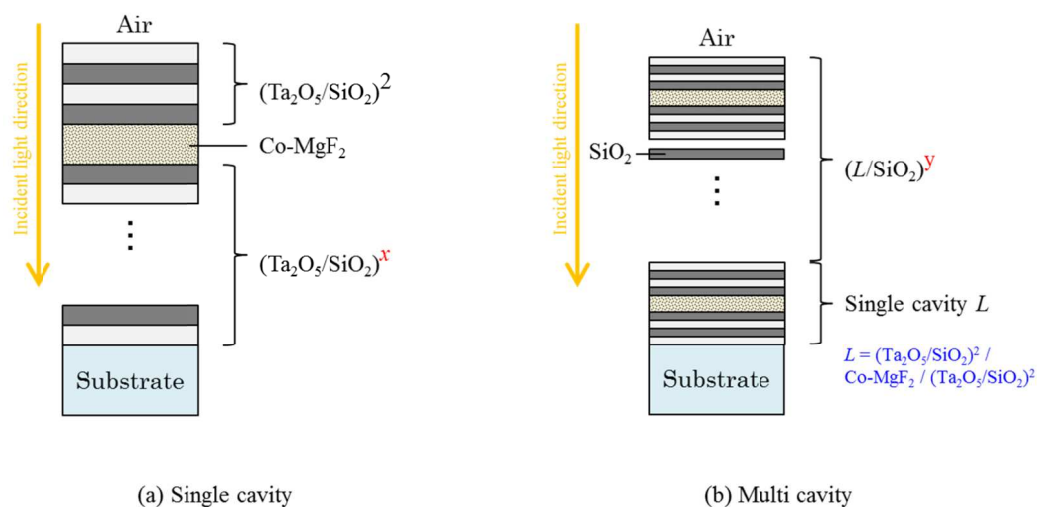


図 5-2 Fabry-pérot 共振多層膜のシングル／マルチキャビティ構造図

両側に現れるフォトリックバンドギャップ（阻止帯）の反射率が高くなり，設計波長で生じる透過帯の半値幅は狭くなる．中央に配置された $1/4 \lambda$ の磁性層を整数倍に厚くしていても同様の現象が得られる．ファラデー効果もブラッグミラー積層周期に依存し，特に設計波長で大きく増強される．一方，マルチキャビティ構造では，シングルキャビティにくらべ透過帯が広くなりキャビティ数が多いほど，理想的な矩形フィルタに近づく．この場合のファラデー効果は波長に対してブロードな特性を持つ．詳しくは，後述する．

このような多層膜は，各層の膜厚コントロールが精密に行われなければならない．膜厚の誤差は透過率の低下や透過帯の波長シフト，透過帯のリップルが大きくなる，などの弊害を引き起こすため，製造上，注意が必要である．

図 5-3 に示す断面 SEM 像は，蒸着によって作製されたマルチキャビティ（3 Cavity）構造の一例である．3 周期の共振器構造が形成されていることがわかる．またグラニューラー薄膜上の誘電体膜は凹凸無く平滑な層として確認できることから，Co-MgF₂ グラニューラー薄膜自身が極めて平滑に膜成長していることが伺え，積層に適した構造体であると考えられる．

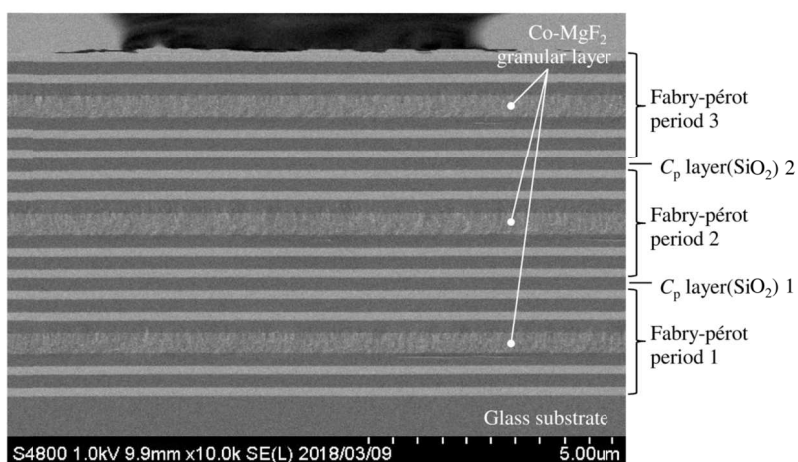


図 5-3 Fabry-pérot 共振多層膜マルチキャビティ構造（3 Cavity）の断面構造

5.3 マトリックスアプローチ法によるファラデー効果の推定

任意に積層された多層膜中を光が伝播したとき、任意の位置でどのような偏光状態にな

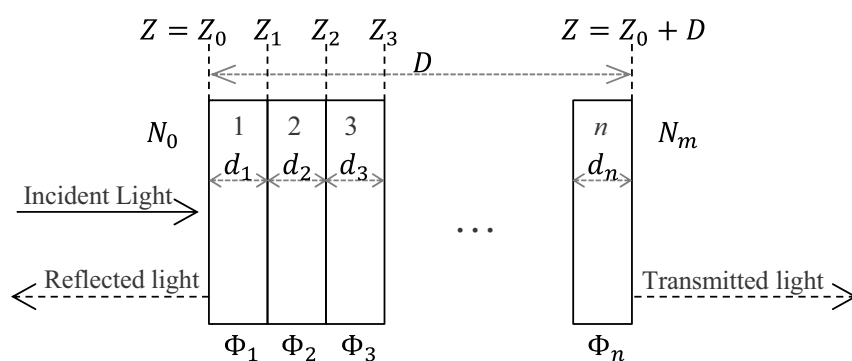


図 5-4 多層膜計算モデル

っているのか、マトリクスアプローチ法 [7]を用いて計算することができる。図 5-4 は、マトリクスアプローチ法を用いたときの多層膜計算モデル図である。Φ_n は進行する光の偏光状態に作用する遷移マトリクスである。遷移マトリクスの積が最終的に出射する光の状態ベクトルを決定する。光が進行する膜内の任意の位置 Z における状態ベクトル ρ(Z) は、電磁波伝播で表現され、左右円偏光の進行波と後退波の和として以下のように表現できる。

$$\rho(Z) = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} 1 \\ -j \\ j\sqrt{\epsilon_p} \\ \sqrt{\epsilon_p} \end{bmatrix} e^{jk_p Z} + B \begin{bmatrix} 1 \\ -j \\ -j\sqrt{\epsilon_p} \\ -\sqrt{\epsilon_p} \end{bmatrix} e^{-jk_p Z} + C \begin{bmatrix} 1 \\ j \\ -j\sqrt{\epsilon_n} \\ \sqrt{\epsilon_n} \end{bmatrix} e^{jk_n Z} + D \begin{bmatrix} 1 \\ j \\ j\sqrt{\epsilon_n} \\ -\sqrt{\epsilon_n} \end{bmatrix} e^{-jk_n Z} \quad (5.1)$$

ここで、 $k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p}$, $k_n = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_n}$ である。

ω は角周波数、(=2πν, ν は光の振動数)、c は光速、A, B, C, D はカップリング係数である。 k_p と k_n は左右円偏光に対する波数であり、 ϵ_p と ϵ_n は左右円偏光に対する誘電率である。このように、左右円偏光に対する誘電率がわかれば、任意の膜内位置 Z における偏光状態を推定することができる。等方性媒質である誘電体膜の遷移マトリクス Φ_D は、次式のようにある。

$$\Phi_D = \begin{pmatrix} \cos\delta & 0 & 0 & \frac{j}{\sqrt{\epsilon_D}} \sin\delta \\ 0 & \cos\delta & -\frac{j}{\sqrt{\epsilon_D}} \sin\delta & 0 \\ 0 & -j\sqrt{\epsilon_D} \sin\delta & \cos\delta & 0 \\ j\sqrt{\epsilon_D} \sin\delta & 0 & 0 & \cos\delta \end{pmatrix} \dots \dots \dots (5.2)$$

ここで、 $\delta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_D} d_D = \frac{\omega}{c} n_D d_D$ である。

一方、異方性を持つ磁性体の場合の遷移マトリクス Φ_M は以下のように表される。

$$\Phi_M = \frac{1}{2} \left(\begin{pmatrix} \cos\delta_p & -j\cos\delta_p & \frac{1}{\sqrt{\epsilon_p}}\sin\delta_p & -\frac{j}{\sqrt{\epsilon_p}}\sin\delta_p \\ j\cos\delta_p & \cos\delta_p & \frac{j}{\sqrt{\epsilon_p}}\sin\delta_p & \frac{1}{\sqrt{\epsilon_p}}\sin\delta_p \\ -\sqrt{\epsilon_p}\sin\delta_p & j\sqrt{\epsilon_p}\sin\delta_p & \cos\delta_p & -j\cos\delta_p \\ -j\sqrt{\epsilon_p}\sin\delta_p & -\sqrt{\epsilon_p}\sin\delta_p & j\cos\delta_p & \cos\delta_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos\delta_n & j\cos\delta_n & -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_n}}\sin\delta_n & -\frac{j}{\sqrt{\epsilon_n}}\sin\delta_n \\ -j\cos\delta_n & \cos\delta_n & \frac{j}{\sqrt{\epsilon_n}}\sin\delta_n & -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_n}}\sin\delta_n \\ \sqrt{\epsilon_n}\sin\delta_n & j\sqrt{\epsilon_n}\sin\delta_n & \cos\delta_n & j\cos\delta_n \\ -j\sqrt{\epsilon_n}\sin\delta_n & \sqrt{\epsilon_n}\sin\delta_n & -j\cos\delta_n & \cos\delta_n \end{pmatrix} \right) \dots\dots\dots(5.3)$$

ここで, $\delta_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} d_M$, $\delta_n = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_n} d_M$ であり左右円偏光の位相である. 式中の左項は右円偏光, 右項は左円偏光を表している.

最終的に出力される光の状態は各層における遷移マトリックス Φ_n の積によって計算される.

$$\rho(Z_0 + D) = \Phi_1 \cdot \Phi_2 \cdot \Phi_3 \cdots \Phi_n \cdot \tau(Z_0) = \Phi \cdot \rho(Z_0) \dots\dots\dots(5.4)$$

本研究におけるシングルキャビティ構造で示せば, 以下のようである.

$$\rho(Z_0 + D) = (\Phi_{D1} \cdot \Phi_{D2})^2 \cdot \Phi_M \cdot (\Phi_{D2} \cdot \Phi_{D1})^x \cdot \rho(Z_0) \dots\dots\dots(5.5)$$

以上のように, 各層において状態変化を与える遷移マトリックスは, 各層の左右円偏光に対する誘電率と厚さの関数であり, 磁性層における左右円偏光に対する誘電率がわかれば, ファラデー効果を計算できる. Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の左右円偏光に対する誘電率は, 単層成膜した試料のファラデー回転角に合うように外挿によって求めた. 得られた誘電率を用いて, Fabry-pérot 共振多層膜のファラデー回転角を計算した. マトリックスアプ

ローチ法の詳細については，文献 [7]を参照されたい．

5.4 Fabry-pérot 共振多層膜の作製

Fabry-pérot 共振多層膜は，磁性層として Co-MgF₂ グラニューラー膜を，ブラッグミラーを構成する誘電体として Ta₂O₅ と SiO₂ を用いている．表 5-1 に Co-MgF₂ グラニューラー薄膜と Ta₂O₅, SiO₂ 薄膜の蒸着条件を示す．

Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は，前章のとおり共蒸着法によって成膜した．Ta₂O₅ と SiO₂ は蒸発と同時にイオンガンによるイオンビームアシストを併用している．イオンビームアシストによって均質な薄膜が得られ，安定した光学定数が再現できるが，基板加熱なしの場合，蒸着源からの輻射熱により成膜中に 160 °C 程度まで基板温度が上昇するため，成膜初期段階から基板温度を安定に保つ目的で 160 °C の基板加熱を行った．Fabry-Pérot 共振多

表 5-1 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜と誘電体 Ta₂O₅, SiO₂ 薄膜の蒸着条件

Parameters	Co	MgF ₂
Evaporation rate (nm/s)	0.05	0.10
Substrate temperature (°C)	350	
Rotation speed (rpm)	30	
Degree of vacuum during evaporation (Pa)	4.0×10 ⁻⁴	
Parameters	Ta ₂ O ₅	SiO ₂
Evaporation rate (nm/s)	0.20	0.60
Substrate temperature (°C)	160	
Rotation speed (rpm)	30	
Degree of vacuum during evaporation (Pa)	2.0×10 ⁻⁴	1.5×10 ⁻⁴
Inlet gas	O ₂	
Applied voltage for Ion-gun (V)	900	750
Applied current for Ion-gun (mA)	900	900

層膜は、はじめに、IAD (Ion Assisted Deposition) 蒸着装置 (オプトラン^株製 HOC-1300) を用いて基板側の Ta_2O_5 , SiO_2 からなるブラッグミラーを成膜した。次に異なる真空蒸着装置 (^株昭和真空製 SGC-22WA-RF) で Co-MgF_2 グラニューラー薄膜を成膜し、再び IAD 蒸着装置を用いて、空気側のブラッグミラーを成膜した。マルチキャビティの場合は、周期数に応じて、この手順を繰り返し行った。これらの多層膜は、ガラス基板 (SCHOTT 社製 D263Teco) 上に成膜した。

5.5 Co-MgF_2 グラニューラー薄膜の光学定数波長分散

本章で扱う Fabry-pérot 共振多層膜のような光学干渉を利用した多層膜は、各層の光学膜厚を精密に制御しなければ、所望の特性を得ることができない。特に共振を利用する場合は、設計波長でのみ透過率が極大化するため、各層の膜厚誤差によって、共振波長がシフトするか、あるいは最悪の場合共振スペクトルが得られない恐れがある。実際に得られるスペクトルを多層膜設計値により近づけるためには、多層膜を構成する各材料の光学定数 (屈折率 n , 消衰係数 k) を正確に理解する必要がある。

光学定数 (n, k) は光の波長に依存しており、この波長分散を表すための種々の分散式が提唱されている [8]。吸収のない誘電体薄膜は、Cauchy や Sellmeier の分散式が使い易く、若干の吸収がある薄膜は、Lorentzian (バンド間遷移モデル) の式が良く用いられる。 n, k の大きな金属は Drude (自由電子モデル) の式が良い解を与える。また、これらを複合した式も提案されている。本研究で用いた誘電体 (Ta_2O_5 , SiO_2) は Sellmeier の分散式を用い、 Co-MgF_2 グラニューラー薄膜の光学定数は Lorentzian の分散式を用いて解析した。分散式の係数を実際の透過率および反射率スペクトルにあうように決定 (Curve Fitting) すれば、光学定数波長分散を推定することができる。実際のスペクトルは、分光光度計 (日立製作所^株製 U4100) を用いて測定した。

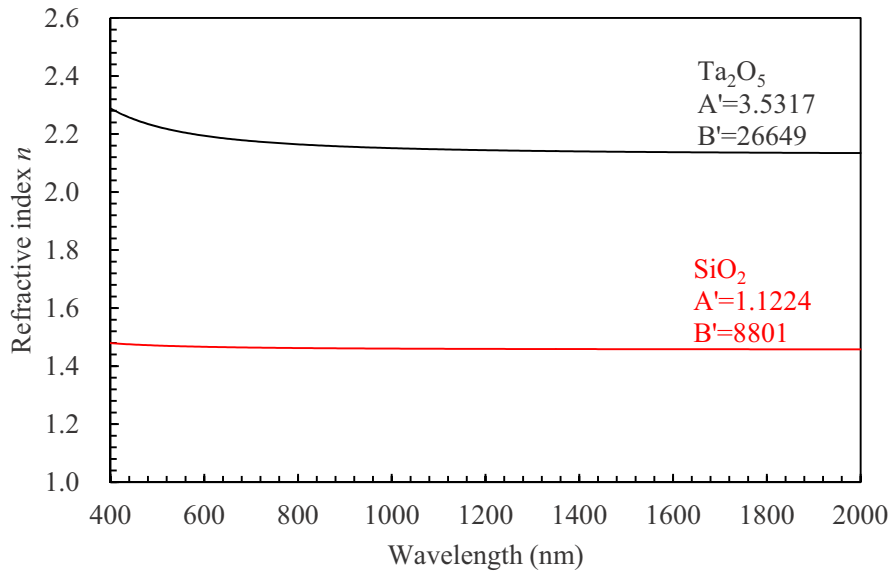


図 5-5 Ta₂O₅, SiO₂ 薄膜の屈折率波長分散

誘電体 (Ta₂O₅, SiO₂) の解析に用いた Sellmeier の分散式を以下に示す.

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{A'}{1 - \frac{B'}{\lambda^2}}}, \quad k(\lambda) = 0 \quad \dots \dots \dots (5.6)$$

多層膜計算に用いた各材料の屈折率分散を図 5-5 に示す. Sellmeier の分散式の係数 A', B' も図中に併記した.

Fabry-pérot 共振多層膜に挿入される Co-MgF₂ グラニューラー層は光学膜厚 λ/2 (物理膜厚 : 約 400 nm) の厚さで配置されるため, これと同じ厚さの単層試料を用いて光学定数波長分散を解析した. 光学定数波長分散の解析には次式の Lorentzian model を用いた.

$$n^2(\lambda) = A'' + k^2(\lambda) + \frac{B''\lambda^2(\lambda^2 - C''^2)}{(\lambda^2 - C''^2)^2 + D''^2\lambda^2} \quad \dots \dots \dots (5.7)$$

$$k(\lambda) = \frac{1}{2n(\lambda)} \frac{B''D''\lambda^3}{(\lambda^2 - C''^2)^2 + D''^2\lambda^2} \quad \dots \dots \dots (5.8)$$

ここで、 A'' , B'' , C'' , D'' は Curve Fitting に使用する係数である。グラニューラー薄膜は共蒸着によって成膜されるため、成膜中の各材料のレート比、基板温度、真空度によって光学定数が大きく変化する可能性がある。そのため、膜内で不均質になり易く、単層モデルでは良い解が得られなかった。そこで表 5-2 に示すように 2 層解析モデルとすることで不均質さを近似することを試みた。つまり、薄膜の前半と後半で光学定数の変化が生じてても薄膜全体の光学定数を再現できる。結果、成膜初期(Layer 1)は屈折率が低く、その後(Layer 2)の屈折率が高いと解析されたことから、薄膜の成長と共に消衰係数 k にあまり変化は無いが、屈折率 n が上昇していると推察した。解析された Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の光学定数波長分散について、図 5-6 に示す。 n, k は 可視域では大きく、赤外域ほど低下した。Drude model で近似される金属コバルトの光学定数波長分散 [9]とは異なり、誘電体材料に近い波長分散であった。波長 1550 nm の平均屈折率は 1.89 程度であり、誘電体多層膜を設計するには都

表 5-2 Co-MgF₂ グラニューラー膜の分散解析モデルと解析結果

Dispersion analytical model				Analyzed results		
Layer	Material	Dispersion formula	Curve fitting coefficient A'' to D''	Calculated optical constant at 1550 nm		Thickness
				n	k	
Medium	Air	-	-	1.000	0.000	-
2	Co-MgF ₂	Lorentian	A''=1.37089	1.918	0.053	325 nm
			B''=2.287998			
			C''=193.5233			
			D''=133.9831			
1	Co-MgF ₂	Lorentian	A''=1.226106	1.779	0.050	75 nm
			B''=1.933150			
			C''=157.5613			
			D''=141.7150			
Substrate	D263Teco	-	-	1.506	0.000	1mm

合が良い程度である。

以降の多層膜計算には 2 層解析モデルの結果を用いて Fabry-pérot 共振多層膜のスペクトル計算を行っている。前述の結果から Fabry-pérot 共振多層膜の中央に配置する Co-MgF₂ グラニューラー層($nd=\lambda/2$)の設計上の物理膜厚 d は 409.6 nm と計算した。

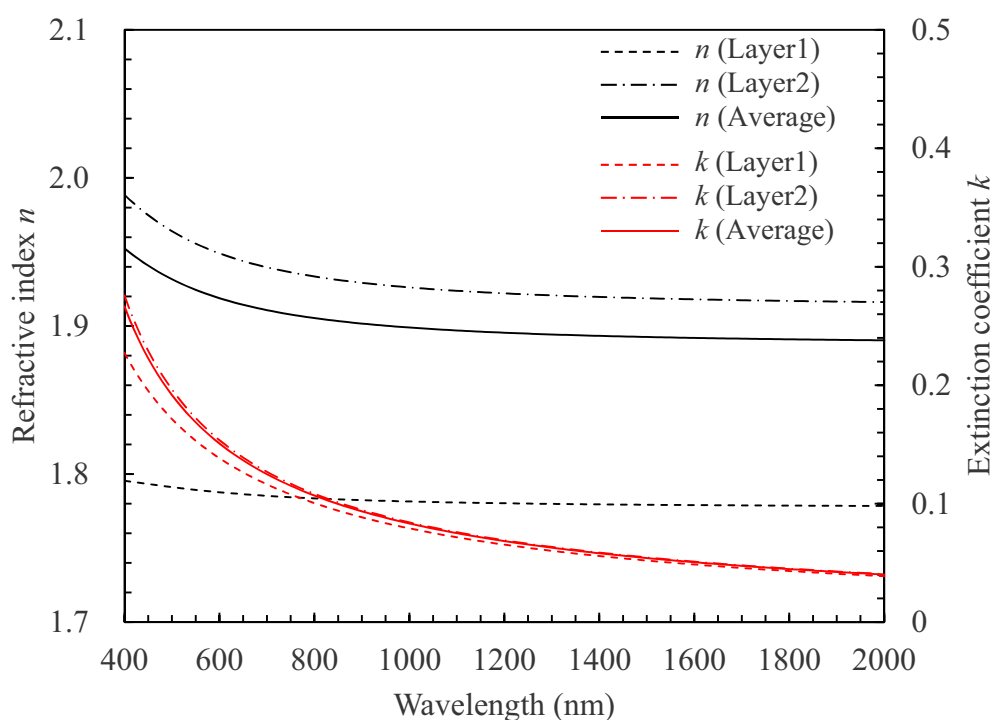


図 5-6 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の光学定数 (n, k) 波長分散

5.6 Fabry-pérot 共振によるファラデー効果の増強

Fabry-pérot 共振多層膜シングルキャビティ構造のブラッグミラー積層周期 x によるファラデー効果の増強効果について評価を行った。下記構造のブラッグミラー積層周期 $x=2, 3, 5$ としたときの透過率スペクトルの計算値と実測値を図 5-7 に示す。

$$\text{Air} / (\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^2 / \text{Co-MgF}_2 / (\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^x / \text{Substrate}$$

設計波長 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 付近で透過率が最大化し、ブラッグミラーによって設計波長 1550 nm 以外の波長域ではフォトニックバンドギャップ（阻止帯）になっている．Fabry-pérot 共振多層膜の典型的なスペクトルである．いずれの試料も計算値と実験値が近く，各層が設計に近い膜厚で作製できていると考えられる． $x = 2$ の試料でやや共振波長の位置がシフトしているが，シフト量から推測しても膜厚誤差はおよそ 2% 以下であり，ほぼ設計通りに積層されていると考えられる．ブラッグミラーの積層周期の増加に伴い，最大透過率が低下している．ブラッグミラーの積層数が増加すれば，反射率が高くなり，中央に配置した磁性層の電界強度が大きくなったことが原因と考えられる．

図 5-8 に，マトリックスアプローチ法によって計算された飽和ファラデー回転の波長依存

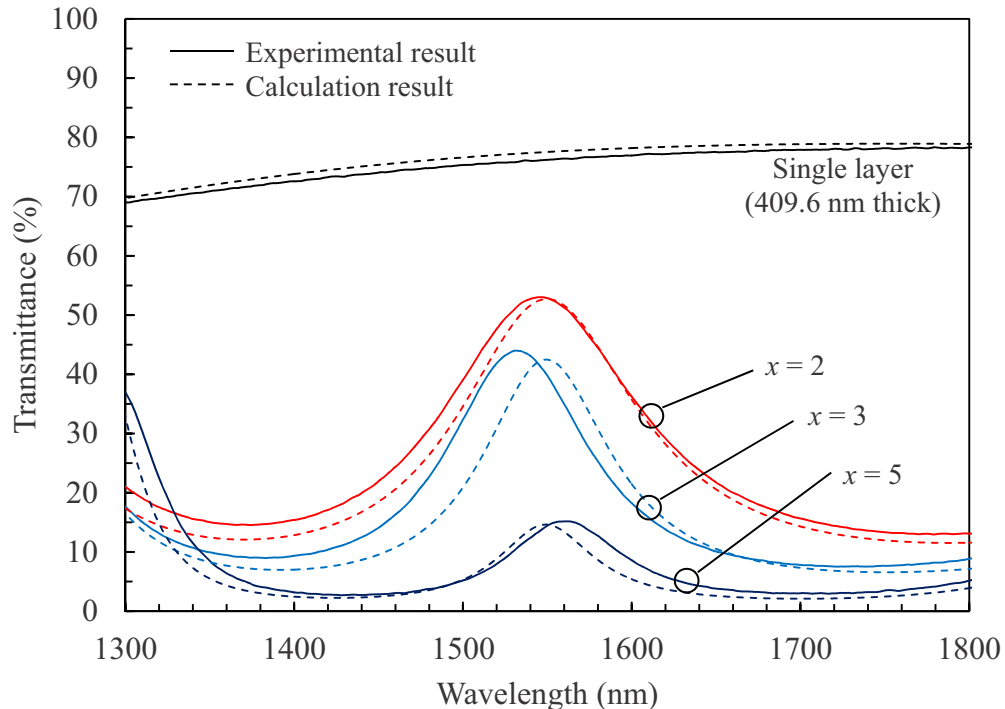


図 5-7 ブラッグミラー周期数 x を変更した Fabry-pérot 共振多層膜の透過率スペクトル

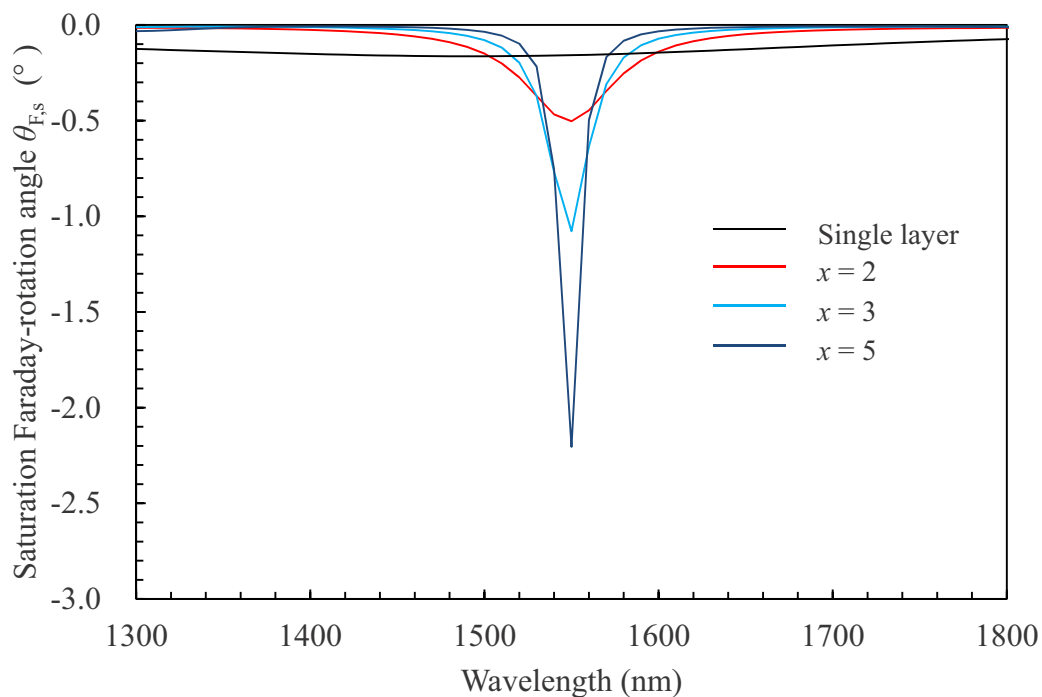


図 5-8 Fabry-pérot 共振多層膜の飽和ファラデー回転角の波長依存スペクトル（計算値）

スペクトル $\theta_{F,s}(\lambda)$ を示す．ファラデー効果の波長依存性は本研究の光学システムでは測定できないため，本図は計算値のみ記載している．単層では，波長に対して平坦なスペクトルであるが，Fabry-pérot 共振多層膜では，設計波長 1550 nm でファラデー回転角が最大化しているのがわかる．ブラッグミラー積層周期 x が増加すると，スペクトルがよりシャープになり，ピーク値が大きく増大している．ピーク値だけで見れば， $x = 5$ のとき，単層のおよそ 13 倍にまで達している．本研究で構成する光学システムで使用している光源は，SLD であり，ブロードなスペクトルをもっている（第 2 章に記述）．従って，1550 nm のみのファラデー効果を利用できるわけではない．本システムで得られる飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ は，次式によって計算した．

$$\theta_{F,s} = \int \frac{SLD \text{ power}(\lambda)}{SLD \text{ total power}} \cdot \theta_{F,s}(\lambda) d\lambda \dots\dots\dots (5.9)$$

図 5-9 に、各構造における飽和ファラデー回転角と性能指数 FOM を示す．比較のため，計算値と実測値をそれぞれ示した．積層周期 x に比例して，飽和ファラデー回転角は増大している．積層周期 $x=5$ のとき，最大 $-1.24^\circ/\mu\text{m}$ を示し，単層 Co-MgF_2 グラニューラー膜の 3.4 倍であった．ここでは，最大積層周期数 $x=5$ としたが，更に積層周期を増加させれば，比例して飽和ファラデー回転角は増加するはずである．一方，性能指数 FOM は積層周期の増加に伴って減少した．特に積層周期 $x=3$ 以上で顕著に低下した．ブラッグミラーの積層数

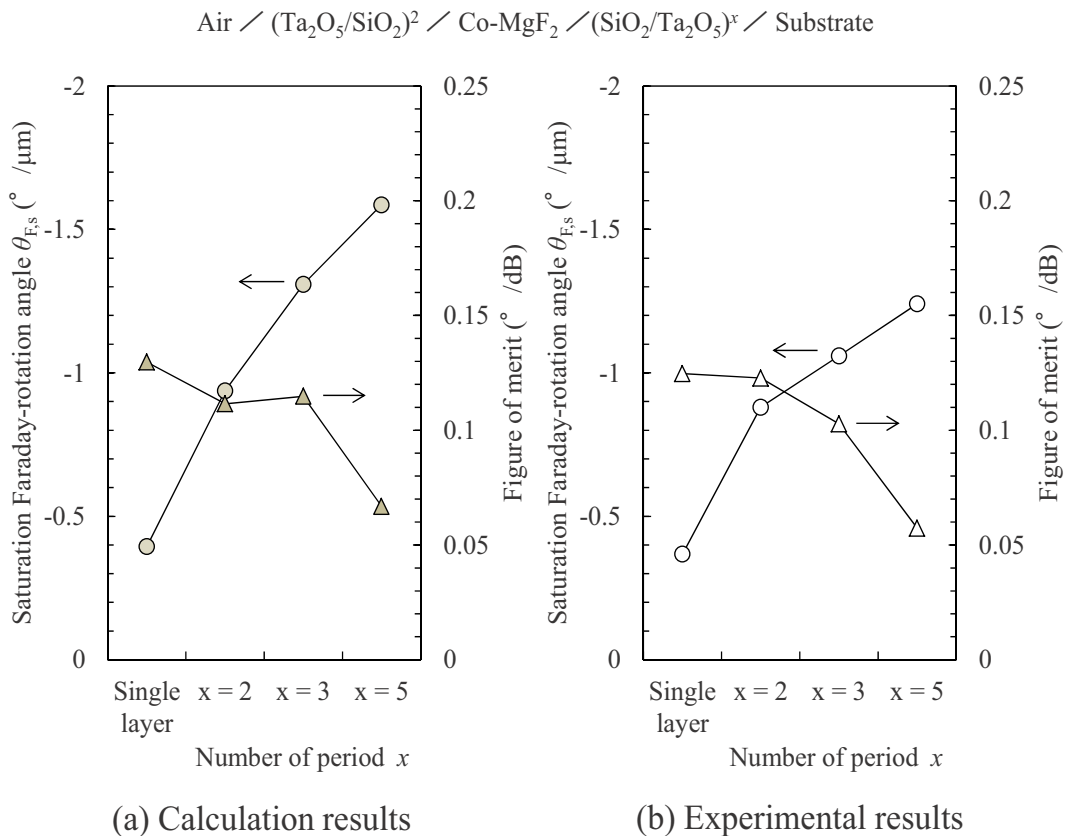


図 5-9 Fabry-pérot 共振多層膜の飽和ファラデー回転角と性能指数

増加は、ファラデー効果を大幅に増強できる反面、それ以上に透過損失が増加してしまうことを意味している。

5.7 マルチキャビティ構造によるファラデー効果性能指数の向上

前述のとおり、シングルキャビティの場合に積層数を増やしても性能指数を上げることが出来ない。しかし、図 5-9 からわかるように、ブラッグミラー積層周期 $x=2$ の場合のみ、性能指数 FOM を低下させることなくファラデー効果が増大している。そこで、 $x=2$ の Fabry-pérot 共振多層膜を 1つのキャビティ L として、マルチキャビティ構造を作製した。下記構造のマルチキャビティ構造周期 $y=0, 1, 2, 3$ （それぞれ 1, 2, 3, 4 Cavity に対応）とし

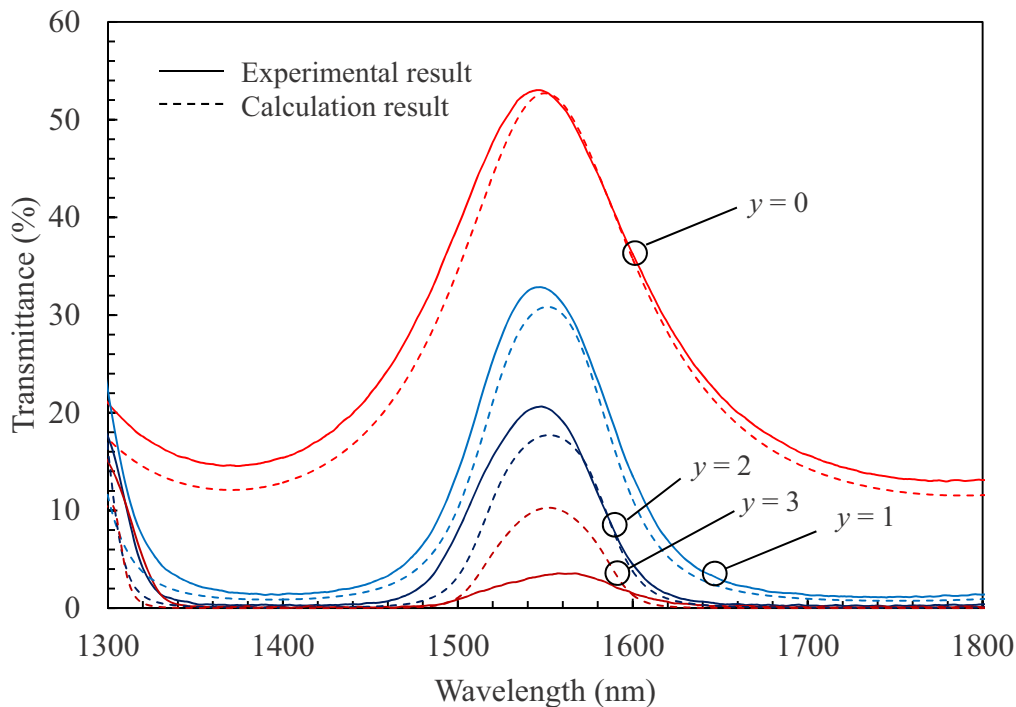


図 5-10 キャビティ構造周期数 y を変更した Fabry-pérot 共振多層膜の透過率スペクトル

たときの透過率スペクトルの計算値と実測値を図 5-10 に示す。

$$\text{Air} / L / (C_p/L)^y / \text{Substrate}$$

$y=0\sim 2$ のとき, 計算値に近いスペクトルが得られたが, キャビティ構造周期 $y=3$ のとき, 計算値より透過率が低かった. スペクトル形状に歪みが見られることから, ブラッグミラーおよび磁性層の膜厚または光学定数が設計に対して乱れが大きかった可能性がある. 前述したブラッグミラー積層周期を変更した場合と同様に, キャビティ構造周期を増やすとピーク透過率が減少した. ブラッグミラー積層周期増加の場合は, 磁性層の電界強度が大きくなることが要因と考えられたが, キャビティ構造周期増加の場合は, 単純に磁性層が増えたことが透過率減衰の要因と考えている.

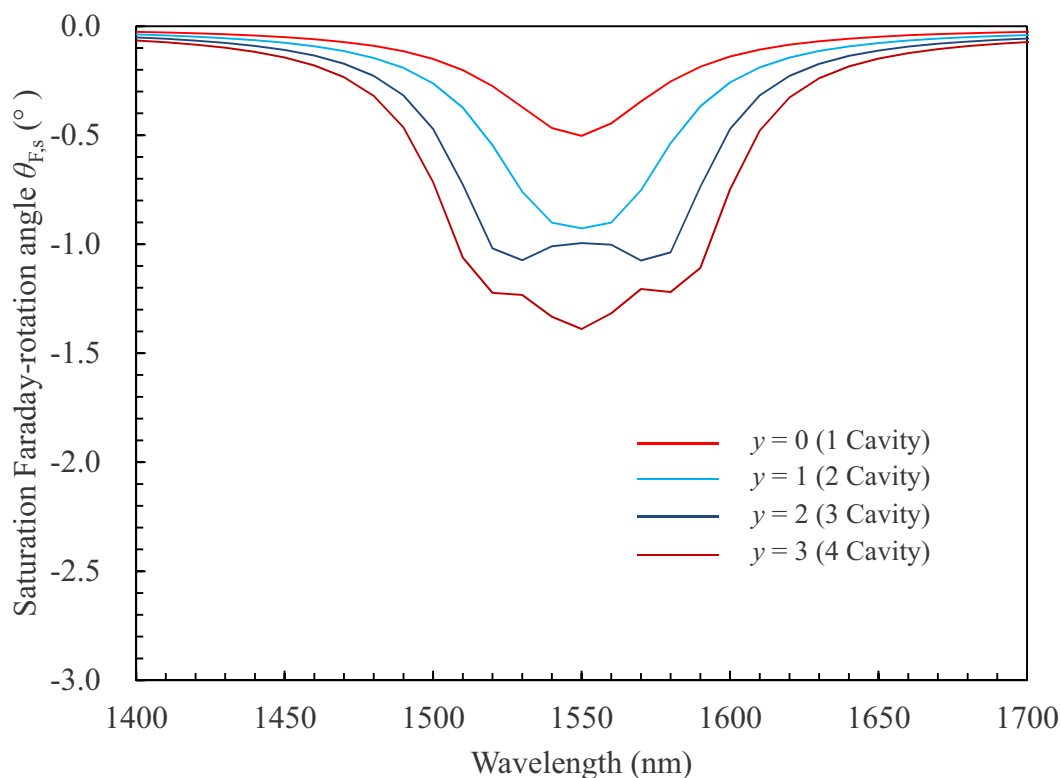


図 5-11 マルチキャビティ Fabry-pérot 共振多層膜の飽和ファラデー回転角波長依存スペクトル (計算値)

図 5-11 に、キャビティ構造周期 y を変更した場合の、マトリクスアプローチ法によって計算された飽和ファラデー回転の波長依存スペクトル $\theta_{F,s}(\lambda)$ を示す。マルチキャビティ構造の波長依存スペクトルは、シングルキャビティのブラッグミラー積層周期を増やした時と大きく性質が異なり、設計波長 1550 nm で極大化するわけではなく、ブロードなスペクトルになっている。マルチキャビティ構造は光通信などで用いられる広帯域バンドパスフィルタの設計手法である。透過率のバンド幅がブロードになると共にファラデースペクトルのバンド幅もブロードになることがわかった。図 5-12 に、マルチキャビティ構造における飽和ファラデー回転角と性能指数 FOM を示す。比較のため、計算値と実測値をそれぞれ示した。キャビティ構造周期 $y = 2$ (3 Cavity) までは、 $\theta_{F,s}$ が上昇すると共に、FOM も同時

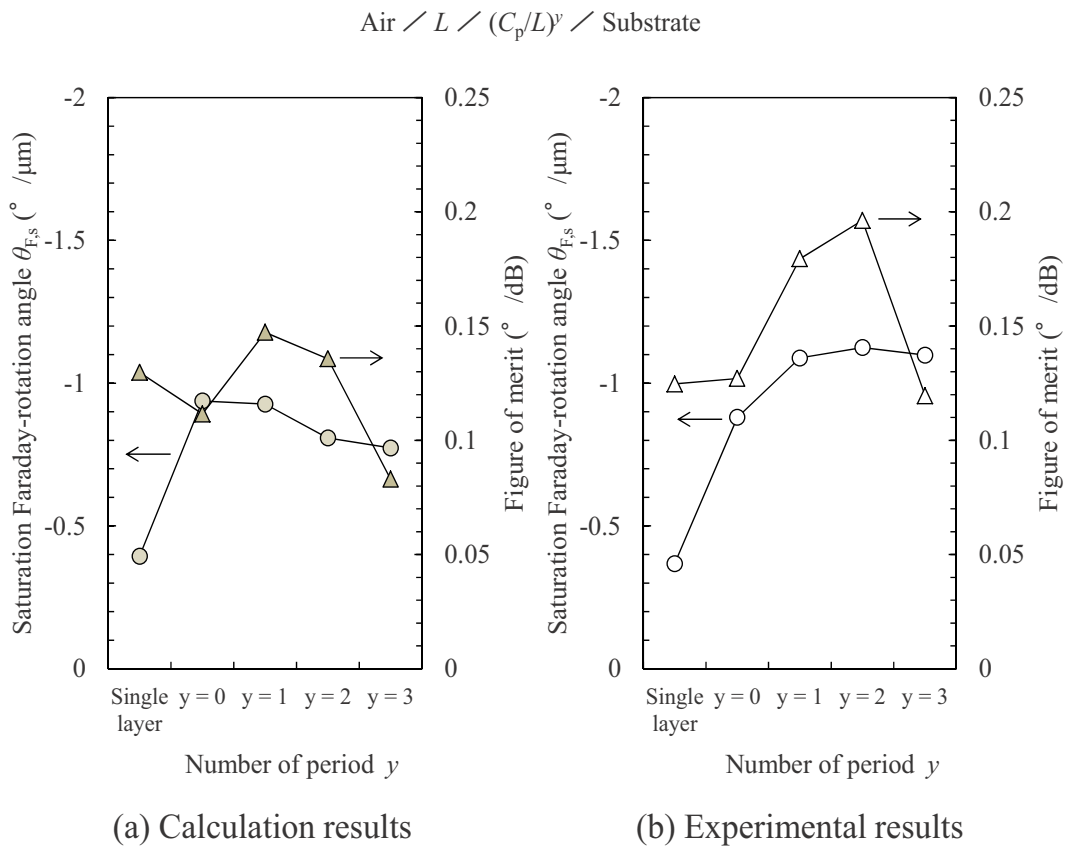


図 5-12 マルチキャビティ Fabry-pérot 共振多層膜の飽和ファラデー回転角と性能指数

に上昇することが確認された．単位膜厚当たりの飽和ファラデー回転角は最大で単層 Co-MgF₂ グラニューラー膜の 3.1 倍 ($\theta_{Fs} = -1.12^\circ/\mu\text{m}$) に達したが， $y = 1$ (2 Cavity) より構造周期を増やしても，ほぼ変化していない．性能指数 FOM は構造周期 $y = 2$ (3 Cavity) のとき，約 1.5 倍 (FOM = 0.196 °/dB) にまで向上した．構造周期 $y = 3$ (4 Cavity) では， θ_{Fs} はほぼ変化しなかったが，FOM は単層と同程度まで急激に低下した．これは，実際の透過率が計算値より低くなってしまったことが原因である．性能指数を上昇あるいは保持するには，積層構造の作製精度は重要である．

以上のことから，キャビティ構造周期の増加は，単位厚さ当たりのファラデー効果の増大と共に，性能指数向上にも効果がある．本センサはブロードなスペクトルをもつ SLD 光源を利用しているため，ブロードなファラデー回転特性を有するマルチキャビティ構造が有効であったと考えられる．

5.8 本章のまとめ

前章で作製した透明強磁性 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は，性能指数が高い薄膜が得られたが，単位厚さあたりのファラデー回転角は比較的小さい．少ない磁性層厚さであっても実効的に大きなファラデー回転を得ることを目的とし，Co-MgF₂ グラニューラー薄膜を利用して Fabry-pérot 共振多層膜およびそれを連続的に配置したマルチキャビティ構造を作製した．これらの構造がファラデー効果および性能に与える影響について評価した．以下に，得られた結果を要約して示す．

- (1) Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の波長 1550 nm における平均屈折率 n は 1.89, 消衰係数 k は 0.052 であった．作製した薄膜は光学的に不均質であり，薄膜の成長と共に屈折率が上昇していると考えられる．

- (2) 1550 nm を設計波長とする Co-MgF₂ グラニューラー薄膜を用いた Fabry-pérot 共振多層膜の、出射側積層周期 x に比例して飽和回転角 $\theta_{F,s}$ が増加した。 $x = 5$ のとき、単層の 3.4 倍 ($\theta_{F,s} = -1.24^\circ/\mu\text{m}$) に達した。性能指数 FOM は積層周期の増加に伴い大幅に低下した。
- (3) 1550 nm を設計波長とする Fabry-pérot 共振多層膜マルチキャビティ構造において、構造周期 $y = 2$ (3 Cavity) のとき、単層と比較して飽和ファラデー回転角 $\theta_{F,s}$ は約 3.1 倍 ($-1.12^\circ/\mu\text{m}$)、性能指数 FOM は約 1.5 倍 ($0.196^\circ/\text{dB}$) にまで向上した。
- (4) Fabry-pérot 共振多層膜のブラッグミラー積層周期を増やすことでファラデー効果は向上するが、透過光減衰が優位である。一方、マルチキャビティ構造周期は、透過光減衰に比べてファラデー効果向上がやや優位であり、性能指数向上に効果がある。

透明強磁性 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜のファラデー効果は、Fabry-pérot 共振器構造およびその周期構造によって性能向上させることが可能であり、磁気センサ用ファラデー素子の感度向上に繋がる有効な手段の一つと言える。

参考文献

- [1] ナノスケール磁性体の機能調査専門委員会, 著: ナノ構造磁性体, 共立出版, 2010, pp. 79-81.
- [2] K. Yamada, T. Goto, Y. Suzuki, H. Sato, A. Kume, S. Mito, H. Takagi and M. Inoue, "Fabrication of Magnetophotonic Crystals with Paramagnetic Garnet Films," *J.*

- Magn. Soc. Jpn.*, vol. 35, no. 3, pp. 199-202, 2001.
- [3] M. Inoue, K. Matsumoto, K. I. Arai, T. Fujii and M. Abe, "Preparation and properties of magneto-optical micro-cavities composed of Co thin film and dielectric multilayers," *J. Magn. Magn. Mat.*, Vols. 196-197, pp. 611-613, 1999.
 - [4] E. Takeda, N. Todoroki, Y. Kitamoto, M. Abe, M. Inoue, T. Fujii and K. Arai, "Faradayeffect enhancement in Co-ferrite layer incorporated into one-dimensional photonic crystal working as a Fabry-Pérot resonator," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, pp. 6782-6784, 2000.
 - [5] K. Ueda, H. Shimizu and M. Tanaka, "Design, Fabrication, and Magneto-optical properties of Multilayers Containing GaAs/AlAs DBR and MnAs Nano-clusters," *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 27, no. 4, pp. 273-276, 2003.
 - [6] 李正中, 著: 光学薄膜と成膜技術, アグネ技術センター, 2002, pp. 213-222.
 - [7] H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura and M. Inoue, "Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystal," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 7, pp. 3906-3911, 2003.
 - [8] J. A. Dobrowolski, F. C. Ho and A. Waldorf, "Determination of optical constants of thin film coating materials based on inverse synthesis," *Appl. Opt.*, vol. 22, no. 20, pp. 3191-3200, 1983.
 - [9] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of transition metal: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd," *PHYSICAL REVIEW B*, vol. 9, no. 12, pp. 5056-5070, 1974.

第 6 章 ファラデー素子としての総合評価および光プローブ電流センサへの適用例

6.1 ファラデー素子としての総合評価

前章までに作製されたそれぞれの構造体がセンサ用ファラデー素子としてどの程度適しているであろうか．各構造体を全く同じ評価軸で比較してみる．実際の電流計測では，およそ 8～16 kA/m (100～200 Oe) 程度の磁界を計測対象とするため，磁気飽和した場合のファラデー回転角，つまり飽和ファラデー回転角の大小が問題ではなく，原点付近の単位磁界あたりのファラデー回転角 [$^{\circ}/(\text{A}\cdot\text{m}^{-1})$] が重要である．もちろん，透過光損失の大小も重要である．図 6-1 は，各構造体の，透過損失 [dB] に対する単位磁界あたりのファラデー回転角 [$^{\circ}/(\text{A}\cdot\text{m}^{-1})$] をプロットしたものである．（単位磁界あたりのファラデー回転角の計算には，印加磁界 ± 80 kA/m (± 1 kOe) におけるファラデー回転角の結果を用いている）これはすなわちファラデー素子としての性能を表しており，図中の左上にいくほど性能が高く，センサ用ファラデー素子として有用ということになる．第 3 章で作製した強磁性金属薄膜単層はその光吸収の大きさから最も性能が低く，誘導透過干渉フィルタを導入した構造によって，ある一定の性能指数改善効果は得られた．第 4 章で作製した Co-MgF₂ グラニューラ薄膜は，その透過率の高さによって，大幅に性能指数の向上が達成された．また，ポストアニールを併用したことで性能改善の効果があり，性能指数の高い試料が得られた．これらは，他の構造体をはるかに凌いでいる．第 5 章で作製した Fabry-pérot 共振多層膜では，

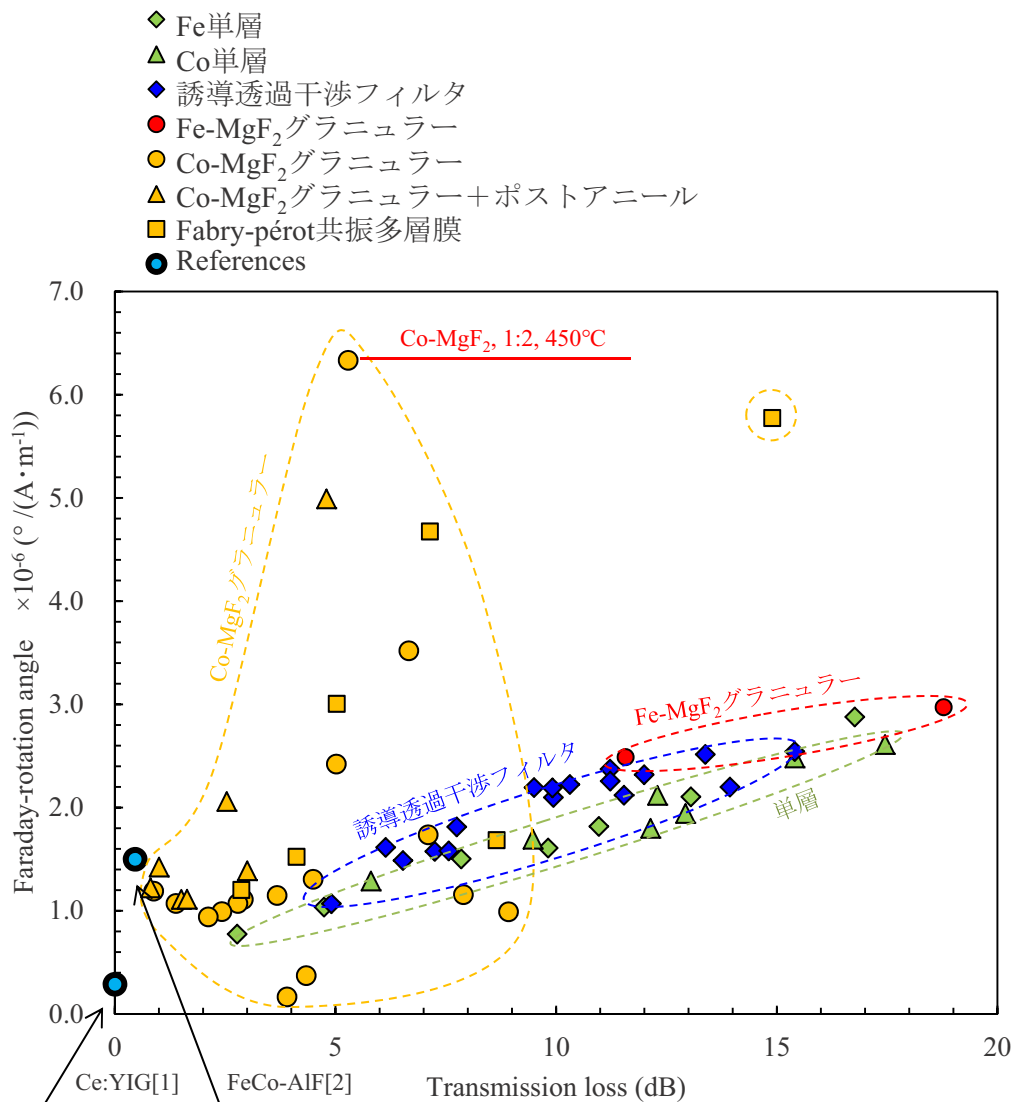


図 6-1 本研究で検討したファラデー素子用薄膜ならびに誘導透過干渉フィルタ，Fabry-pérot 共振器を採用した場合の透過損失と単位磁界あたりのファラデー回転角の関係

磁性層が薄い場合でもファラデー効果の増強効果や性能指数改善効果は得られたものの，膜厚が厚い単層試料が最も性能が高い結果となった．比較として，Ce 置換鉄ガーネット薄膜 [1] (Ce:YIG) と FeCo-AlF グラニューラー薄膜 [2]の文献値を図中に記載した．Ce:YIG

表 6-1 本研究で作製した各構造体の性能指数比較

構造	性能指数 $\times 10^{-6} [^{\circ}/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})]$
Fe 単層膜 65 nm	0.17
誘導透過干渉フィルタ (Fe 65 nm)	0.22
Co-MgF ₂ グラニューラー膜 (体積比 1:2, 成膜基板温度 450 °C)	1.35
Co-MgF ₂ グラニューラー膜 (体積比 1:2, 成膜基板温度 450 °C, 500 °C×4h ポストアニール)	1.51
Fabry-pérot 共振多層膜 (3 Cavity)	0.65

薄膜は、ファラデー回転角は小さいが極めて透明であるため、性能指数が高い。しかし、厚く成膜して実効的に大きなファラデー回転を得ることは困難であるため、センサ用ファラデー素子として適さない。FeCo-AlF グラニューラー薄膜では本研究で作製した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜よりも高い透過率を有し、性能指数が高い。

本稿で作製した代表的な構造体における、単位磁界あたりのファラデー回転角 $[^{\circ}/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1})]$ を透過損失 [dB] で除した最終的な性能指数 $[^{\circ}/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})]$ を、表 6-1 に示す。結果、体積比 1:2, 成膜基板温度 450 °C, 500 °C × 4 h ポストアニールの条件で作製した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜が本研究において最大性能指数 ($1.51 \times 10^{-6} \text{ } ^{\circ}/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$) を示した。Fe 単層膜の性能指数の 10 倍近い性能が得られた。グラニューラー系薄膜は、材料の組み合わせと成膜条件（特に基板加熱温度）によって、幅広く性能が変化するため、今後の更なる発展が期待される。

6.2 光プローブ電流センサによる電流計測

本研究で作製したファラデー効果を有する磁性膜および多層膜構造のうち、最も性能指

数が高かった Co-MgF₂ グラニューラー薄膜をファラデー素子として使用して、実際に電流計測を行った。以下にその結果を述べる。

6.2.1 電流計測セットアップ

図 6-2 は実際に商用電源周波数の電流を計測した際の概略図である。電流計測に用いた光学系と光電変換・増幅回路は図 2-11, 図 2-16 に基づいて構成されている。ファラデー素子として用いた磁性膜は、体積比 1:2, 成膜基板温度 350 °C, 厚さ 3 μm で成膜した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜である。断面積 50 × 10 mm のバスバーに商用電源周波数 60 Hz の電流を

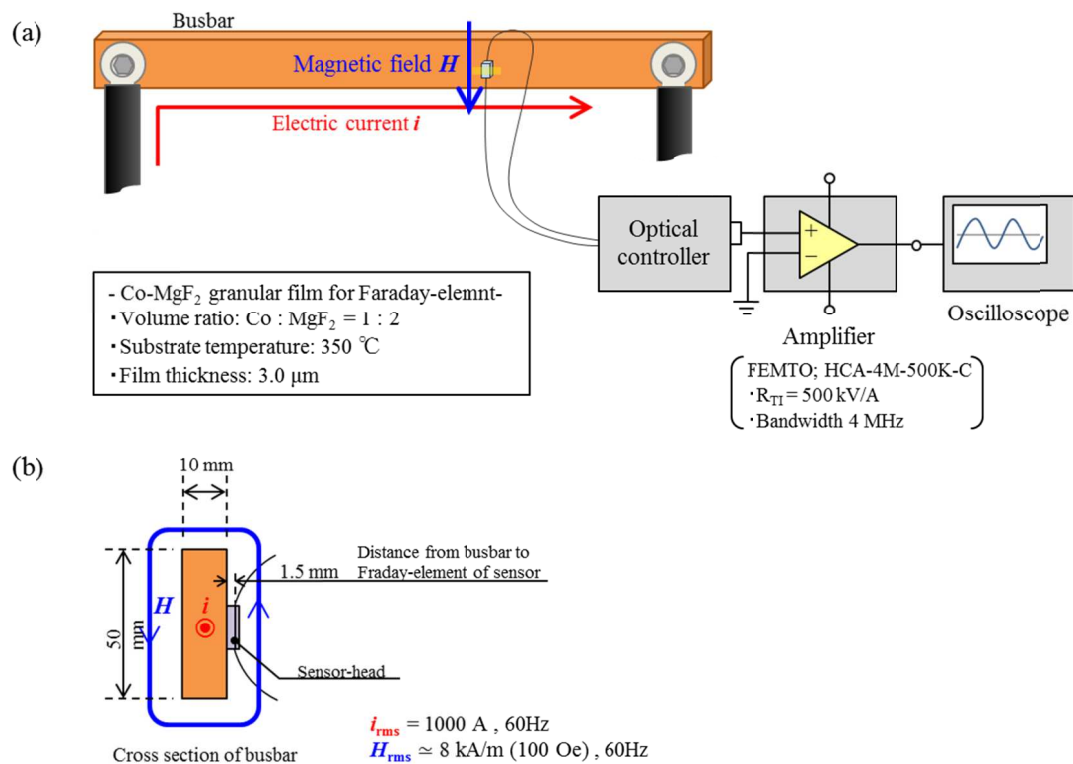


図 6-2 電流計測セットアップ（商用電源周波数の電流）

(a) 電流計測の概略図 (b) バスバー断面とセンサヘッド配置の詳細

流し，それによって磁界が発生する．ファラデー素子（グラニュー膜）はバスバー表面からおよそ 1.5 mm 離れた位置に配置しており，ここで，電流を 1000 A rms 流した時，ファラデー素子近傍で発生する磁界はおよそ ± 8 kA/m (± 100 Oe) である．図中の Optical controller は，図 2-10 (a) の構造であり，フォトダイオードで受光した光電流の差分は電流アンプで増幅され，最終的にオシロスコープで電流波形を計測した．電流アンプは市販品（オプトサイエンス社製，型式:HCA-100M-500K-C，帯域幅:DC \sim 4 MHz，トランスインピーダンスゲイン: 500 kV/A）を用いている．

図 6-3 は，SiC パワーモジュールのスイッチング電流波形を計測するための回路図である．ハイサイド FET は常にオフ状態であり，ローサイド FET のオン/オフにより図 6-3 (b)に示すように動作させた．ローサイド FET がオンの時，電流はリアクトル，ローサイド FET へと流れ，その大きさは時間に比例する．ローサイド FET がオフとなると，直前まで流れていた電流はリアクトルからハイサイド FET のダイオードへと還流電流が流れる．還流回路の抵抗が十分小さく，また，ターンオフ時間が十分短ければ，電流は減衰しない．再び，ローサイド FET がオンになると，この還流電流はリアクトル，ローサイド FET へと流れ，オン時間に応じて増大する．図のように電流計測はローサイド FET の出口で行っており，本回路の被測定電流はおよそ 0 \sim 100 A の範囲である．測定導体の直径は $\phi 2$ mm であり，導体径表面から 2 mm 離れた位置にセンサヘッドを設置している．アンペールの法則より，被測定電流 100 A のときに発生する磁界は 5.3 kA/m (= 67 Oe) 以下程度である．電流計測するためのセンサ構造は，図 6-2 と同じ構造であり，最終的な電圧出力をオシロスコープで観察した．

以上の 2 つの測定系で，Co-MgF₂ ファラデー素子を搭載した光プローブ電流センサを用いて電流計測を実施した．

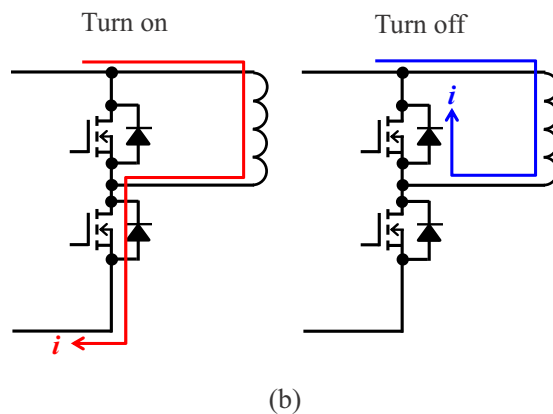
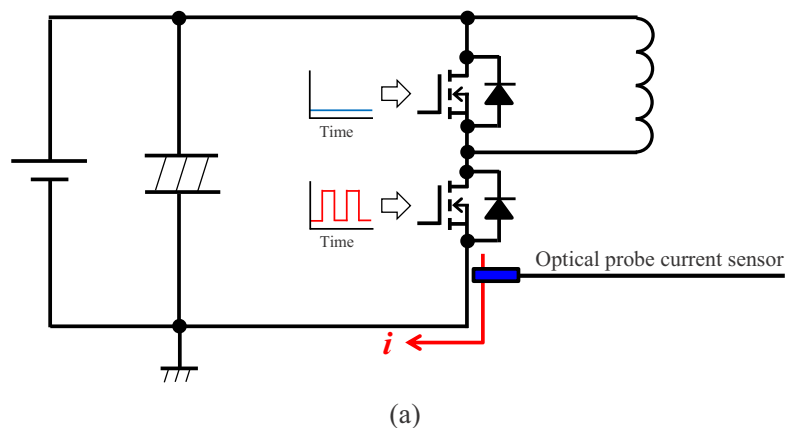


図 6-3 電流計測セットアップ (パワーモジュールスイッチング電流)
 (a) 電流計測の測定回路と計測位置 (b) Turn ON/OFF 時の電流

6.2.2 センサ動作から要求されるファラデー素子の性能指数

電流センサとして動作するために、ファラデー素子に要求される性能指数はどの程度必要か。仮に、帯域幅 DC~4 MHz で 8 kA/m (約 100 Oe) 程度の磁界を検知できるセンサを考える。 (2.19) 式より、出力電圧 V_{out} は、 ΔP によってその大きさが決まる。図 6-2 に示した構成で、ファラデー回転が起こっていない (すなわち被測定電流がゼロ) ときにオシロス

コープで観測されたノイズレベルは約 30 mV (Peak to Peak) であった。従って、発生磁界 8 kA/m のとき、 V_{out} が 30 mV 以上得られなければ、信号を得ることは出来ない。(2.19) 式の PD 感度定数 $S = 1.003 \text{ A/W}$ 、TIA ゲイン $Z_{\text{TIA}} = 500 \text{ kV/A}$ とすれば、 ΔP は $0.06 \mu\text{W}$ 以上必要ということになる。(2.17) 式において、動作点における光強度 P_0 は磁性膜の透過率で決まり、 θ_F は、磁性膜の成膜条件や厚さで決まる。 ΔP を大きくするには、透過率が高く、ファラデー効果が大きい磁性膜、すなわち性能指数がより高い磁性膜が求められる。(2.17) 式より、 $\Delta P > 0.06 \mu\text{W}$ を満たすためには、性能指数 FOM が約 $0.1 \times 10^{-6} \text{ }^\circ / (\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$ 以上あれば良い。これは、最低限の性能指数であって、より高い S/N 比を得るために、より性能指数が高い磁性膜が必要である。本計測に用いたグラニューラ薄膜（体積比 Co:MgF₂ = 1:2、成膜基板温度 350 °C、厚さ 3 μm ）の性能指数は $0.53 \times 10^{-6} \text{ }^\circ / (\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$ であるので、センサとして動作できる最低限の基準は満たしている。

S/N 比をより良くするために、磁性膜付近に磁性体ヨークを配置して、集磁効果を付加する手段がある [3]。文献に記載されているヨークを配置することで原点付近のファラデー回転の感度が約 4.8 倍向上する。本計測においてもファラデー素子近傍に同様のヨークを配置しており、最終的な性能指数は $2.54 \times 10^{-6} \text{ }^\circ / (\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$ 程度である。

6.2.3 ファラデー素子用磁性膜の最適な膜厚

磁性膜の厚さが薄い場合、透過率が高いがファラデー回転角は小さい。一方、厚い場合は、ファラデー回転角は大きいが、透過率が小さい。前節のとおり、センサ感度を最大にするためには、式(2.17)の光強度変化量 ΔP が最大になるように磁性膜厚さを決定すれば良い。ここでは、体積比 Co:MgF₂ = 1:2、成膜基板温度 350 °C の条件で作製されたグラニューラ膜を用いて計算している。図 6-4 は、グラニューラ膜の膜厚を 1~3 μm の範囲で変更した場合の性能指数 FOM の変化である。図中の直線は 3 つのプロットの近似直線である。3 μm

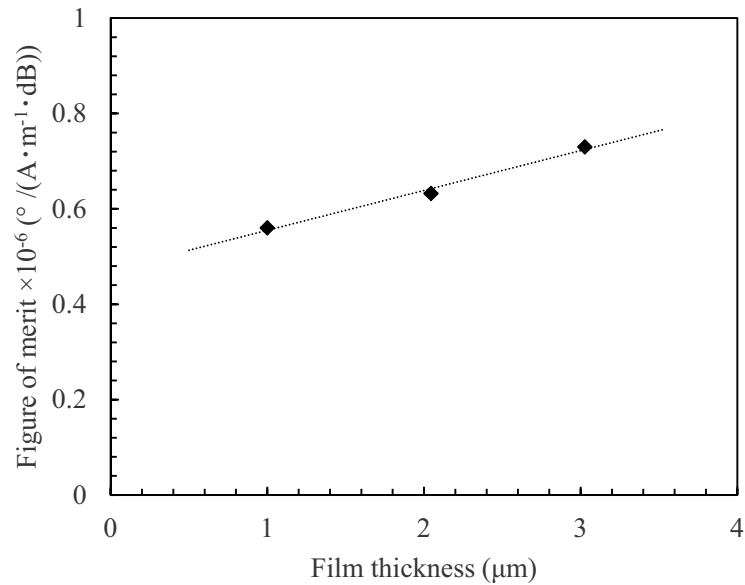


図 6-4 Co-MgF₂ グラニューラー膜の性能指数の膜厚依存性
(体積比 Co:MgF₂ = 1:2, 成膜基板温度 350 °C)

までの実験データしか無いが，性能指数が膜厚に直線比例しており，更に膜厚を厚くすれば比例的に性能指数が上昇することが予想される．3 μm 以上でも膜厚に比例して性能指数が上昇すると仮定すれば，Co-MgF₂ グラニューラー膜の性能指数の膜厚依存性は，次式で近似できる．

$$\text{FOM } (^\circ / \text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB}) = 0.0836 d + 0.4715 \quad \dots \dots \dots (6.1)$$

ここで， d は Co-MgF₂ グラニューラー膜の膜厚である．

図 6-5 に膜厚 0~10 μm の範囲における透過率 T_0 と印加磁界 8 kA/m におけるファラデー回転角 θ_F を計算した結果を示す．透過率はランベルトの法則から次式によって計算した．

$$T_0 = \exp(4\pi k d / \lambda) \quad \dots \dots \dots (6.2)$$

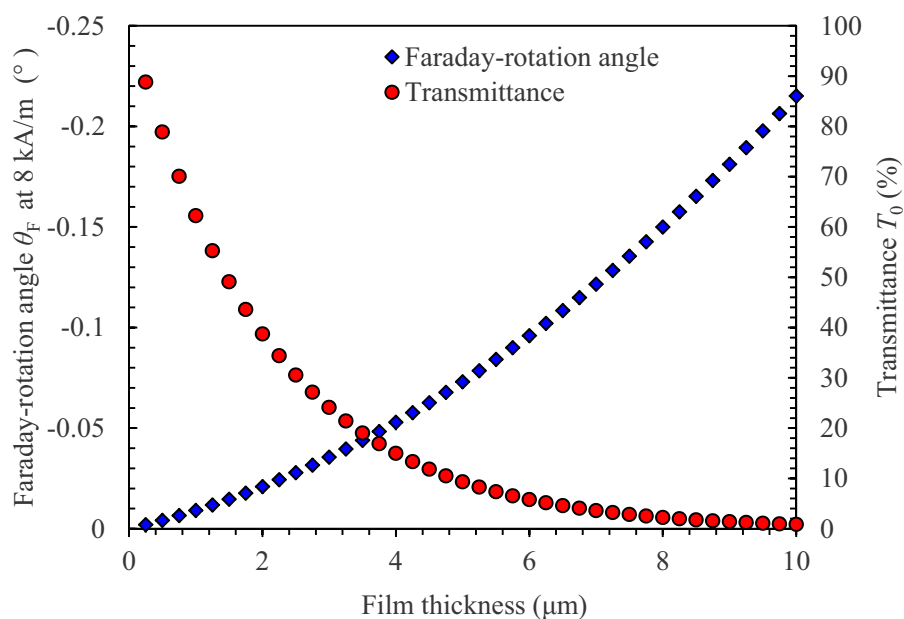


図 6-5 Co-MgF₂ グラニューラー膜のファラデー回転角および透過率の膜厚依存性
(体積比 Co:MgF₂ = 1:2, 成膜基板温度 350 °C, 印加磁界 8 kA/m)

ここで、 k は消衰係数であり、 $k=0.058$ を用いた． d は Co-MgF₂ グラニューラー膜の膜厚， λ は波長であり、 $\lambda=1550$ nm である．ファラデー回転角 θ_F は、式(6.1)の膜厚分散を加味した性能指数 FOM と透過率 T_0 、印加磁界（ここでは、8 kA/m（約 100 Oe）とした）を用いて計算した．透過率は膜厚が厚くなると指数関数的に減衰し、ファラデー回転角は直線よりやや上昇曲線を描いている．これは、膜厚が増えると性能指数が比例的に上昇するためである．

以上の結果を用いて、センサ感度に直結する ΔP が膜厚にどのように依存するのか求める．式(2.17)より ΔP を求めることができるが、式中の P_0 はフォトダイオードに入射する光強度（動作点）であり、次式で計算される．

$$P_0 = P_{\text{SLD}} C_{\text{loss}} T_0 \dots \dots \dots (6.3)$$

ここで、 P_{SLD} は SLD 光源から出射する光強度[W]、 C_{loss} は SLD 光源からフォトダイオードまでの光学経路の接続ロス（ファラデー素子の透過損失を除く）である．これを，式(2.17)に代入し，次式が得られる．

$$\Delta P = P_{\text{SLD}} C_{\text{loss}} T_0 \cos 2(\theta_{\text{bias}} + \theta_{\text{F}}) \dots \dots \dots (6.4)$$

ここで、 P_{SLD} は 20 mW、 C_{loss} は 7.2 dB（透過率 19 %）、 θ_{bias} は 45° (= 0.785 rad) とした．このように ΔP はファラデー素子の透過率 T_0 とファラデー回転角 θ_{F} に比例する．しかし，この両者はトレードオフの関係にあるため，最適値があるはずである．図 6-5 の計算結果を用いて，式(6.4)によって光強度変化量 ΔP を計算した結果を図 6-6 に示す．横軸を透過率としたとき， ΔP （印加磁界 8 kA/m のとき）は，透過率 27 %付近（膜厚 $d=2.75 \mu\text{m}$ に相当）で最大化しており，およそ透過率が 20～35 %の範囲になるように磁性層厚さを決定すること

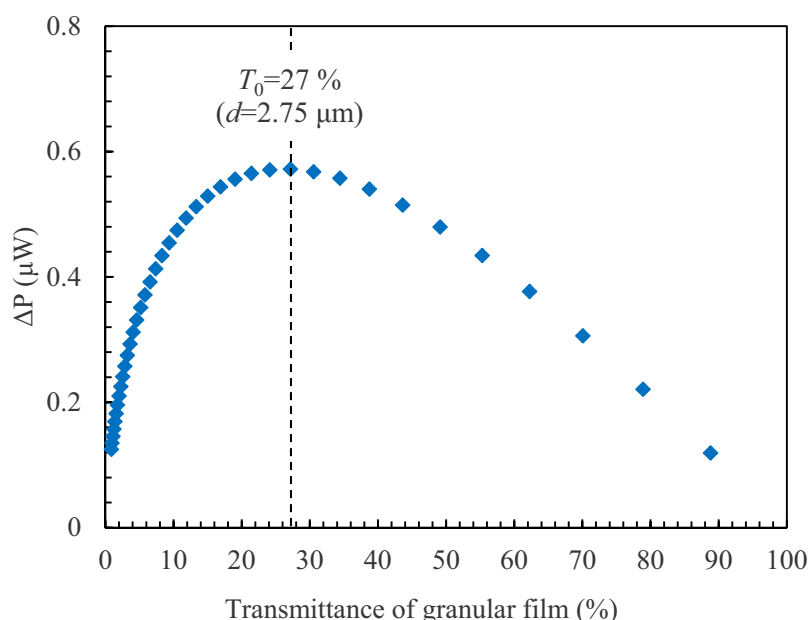


図 6-6 Co-MgF₂ グラニューラー膜の透過率と光強度変化量の関係
（印加磁界 8 kA/m の場合）

が望ましい．本計測で用いた Co-MgF₂ グラニューラー膜もこれを考慮した厚さで設計しており，その透過率の実測値は，21.58 %（実測膜厚 3 μm）であった．

この他の条件で作製した磁性膜であっても，同様に，この透過率範囲で ΔP が最大値（感度が最大）をとるので，それに対応した膜厚が本センサにとって最適値である．

6.2.4 電流計測結果

図 6-7 は，1000A rms，60Hz の電流をバスバーに流し，実際に光プローブ電流センサによって計測した電流波形である．多少ノイズが見られるものの，商用電源の正弦波を良く再現できている．図 6-8 は，パワーモジュールのスイッチング電流を測定した結果である．こちらもノイズはまだ大きいですが，急峻なスイッチング電流の立ち上がりを計測できている．これらは 5.3 ~ 8 kA/m（67 ~ 100 Oe）程度の磁界であれば，計測可能であることを示してい

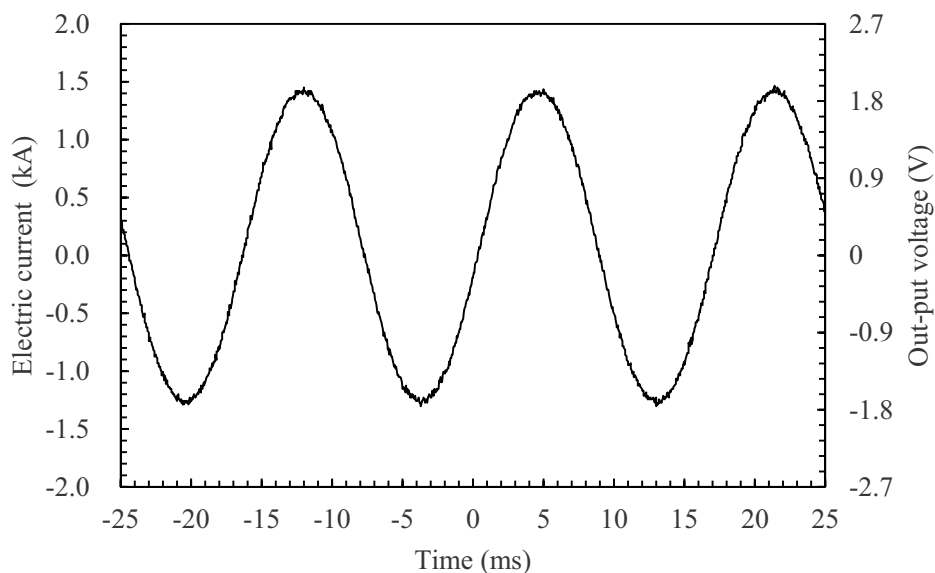


図 6-7 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜ファラデー素子を搭載した光プローブ電流センサによる電流計測波形（1000 A rms，60 Hz）

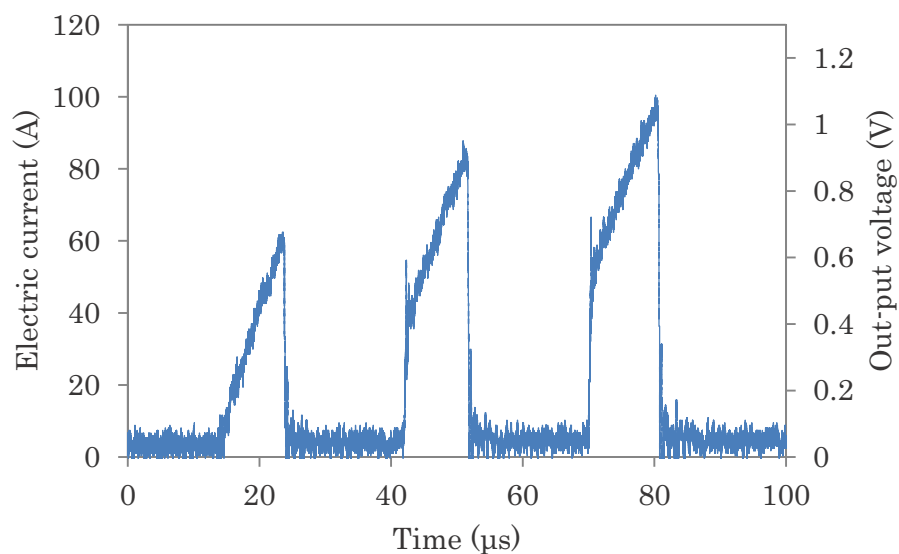


図 6-8 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜ファラデー素子を搭載した光プローブ電流センサによる SiC パワーモジュール電流計測波形

るが、ノイズ量から見ると 0.5 kA/m 以下程度の磁界は検出困難と思われ、本測定系の場合であれば 10 A 程度の電流に相当する。

今後、数アンペアオーダーの電流を精度よく計測するには、出力ノイズの低減やファラデー素子の性能指数の向上、光学系の接続ロス低減等によるセンサ感度向上が必要である。

6.3 本章のまとめ

本章では、前章までに作製したすべての磁性薄膜を同じ評価軸を用いて性能比較すると共に、最も高い性能を有した Co-MgF₂ 系グラニューラー薄膜を搭載した「光プローブ電流センサ」による電流計測事例を示した。

以下に得られた知見を要約して示す。

- (1) 本研究で作製したすべての構造体のうち Co-MgF₂ グラニューラー系薄膜がもっとも性能が高く，体積比 Co:MgF₂ = 1:2，成膜基板温度 450 °C，500 °C ポストアニールの条件で作製した単層試料において最大性能指数 $1.51 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$ を示した．
- (2) Co-MgF₂ グラニューラー薄膜をファラデー素子として搭載した光プローブ電流センサを用いて商用電源の正弦波電流および SiC パワーモジュールのスイッチング電流を計測した．5.3 ~ 8 kA/m (67 ~ 100 Oe) 程度の磁界であれば，計測可能であることを示した．

本論文で作製した Co-MgF₂ グラニューラー薄膜が持つ性能指数は，電流センサとして駆動するために最低限必要な性能以上であることが確認された．今後の更なる性能指数改善によるセンサ感度向上が期待される．

参考文献

- [1] T. Goto, Y. Eto, K. Kobayashi, Y. Haga, M. Inoue and C. A. Ross, "Vacuum annealed Cerium-substituted Yttrium iron garnet films on non-garnet substrates for integrated optical circuits," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no. 17A939-1, 2013.
- [2] 小林 伸聖，石田 今朝雄，岩佐 忠義，“透光性磁性体”．日本 特許番号：特開 2017-98423, 1 6 2017.
- [3] 塩田 健太，藤城 佑太，山崎 健太，久保 利哉，宮本 光教，佐藤 敏郎，曾根原 誠，“ファラデー効果光プローブ電流センサ用磁気ヨーク付きセンサヘッドの検討,” 電気学会全国大会講演論文集, 第 3-156, 2018.

第 7 章 結論

本論文では、近年急速に拡大する SiC/GaN パワーデバイス普及・開発の一助とするべく、各種機器の主回路に悪影響を与え難い電流計測システムを実現することを最大の目的としている。本研究で提案する“光プローブ電流センサ”は市場から要求される厳しい計測ニーズに追従できる可能性がある。本論文では、光プローブ電流センサの基本構造を提案すると共に、電流磁界を検知するためのファラデー素子として、光学構造を併用した強磁性薄膜、強磁性金属微粒子を誘電体中に分散したグラニューラー薄膜、そしてグラニューラー薄膜を利用した Fabry-pérot 共振多層膜、といった構造体を作製し、評価した。これらは共通して、透過損失当りの飽和ファラデー回転角として定義された性能指数 FOM を用いて、性能評価した。

本論文において得られた主要な成果を以下に要約して示す。

- (1) 本論文で提案するファラデー効果型光プローブ電流センサは、光ファイバーと絶縁体で構成でき、計測対象の主回路に対し低い挿入インピーダンスを実現できる。そのセンサヘッドは mm オーダーの超小型ヘッドであり、局所（狭所）における in-situ 計測が可能である。
- (2) 強磁性金属 Fe, Co 薄膜をファラデー素子として利用した場合は、飽和磁化が大きく線形応答するため、大電流（強磁場）計測に有利である。最大の欠点は光吸収であるが、誘導透過干渉フィルタとその整合ずれ構造の導入によって、性能改善可能であることを見出した。単層に比べて FOM が約 1.27 倍 ($0.32^{\circ}/\text{dB}$) 上昇することを確認した。

- (3) 強磁性金属 Co と誘電体 MgF_2 で構成したグラニューラー薄膜は、高い成膜基板温度で作製したとき、強磁性を発現し、透過率が高く、性能指数が高い薄膜が得られた。グラニューラー薄膜の高い透過率とファラデー効果は Co 微粒子の粒径(粒子間距離)、結晶性、Co 微粒子周囲のフッ化物生成が深く関与していると考えられる。
- (4) Co- MgF_2 グラニューラー薄膜は、 $350\text{ }^\circ\text{C}$ を遥かに超えるキュリー点を有していると考えられ、従来からある希土類鉄ガーネット薄膜に比べて、良好な温度依存性を示した。周囲温度 $350\text{ }^\circ\text{C}$ で飽和磁化値は約 10 %低下したものの、磁化率は変化しなかったことから、センサ感度が温度によって変化し難いと考えられ、高温下で駆動できるセンサ素子として期待できる。
- (5) Co- MgF_2 グラニューラー薄膜は、成膜後のポストアニール処理によって、Co 微粒子径が増大し、それに伴い透過率が増大した。その反面、ファラデー効果は変化しないため、性能指数改善に効果があることがわかった。体積比 1:2、 $250\text{ }^\circ\text{C}$ で成膜された試料で、ポストアニール後に最大約 3.1 倍の性能指数 FOM の上昇が確認された。ファラデー効果は成膜条件にのみ依存することがわかり、成膜条件とポストアニール条件の組み合わせによって、更なる性能改善の余地がある。
- (6) Co- MgF_2 グラニューラー薄膜を利用した Fabry-pérot 共振多層膜では、ブラッグミラー積層周期によって単位厚さあたりのファラデー回転角が増大した。積層周期 $x = 5$ のとき、単層のおよそ 3.4 倍 ($-1.24\text{ }^\circ/\mu\text{m}$) まで上昇することを確認した。その反面、性能指数は低下した。Fabry-pérot 共振によって磁性層の電界強度が大幅に増大したことが原因である。

- (7) Fabry-pérot 共振多層膜を複数配置したマルチキャビティ構造において、単位厚さあたりのファラデー回転角と性能指数が同時に増大した。構造周期 $y = 2$ (3 Cavity) のとき、単層と比較して飽和ファラデー回転角は約 3.1 倍 ($-1.12^\circ/\mu\text{m}$)、性能指数 FOM は約 1.5 倍 ($0.196^\circ/\text{dB}$) にまで向上した。少ない磁性層厚さであっても、光学構造の併用によって、性能改善が可能であることを示した。
- (8) 単位磁界あたりの性能指数によって本稿における全構造体を評価し、体積比 1:2、成膜基板温度 450°C 、 500°C ポストアニールした Co-MgF₂ グラニューラー膜が最大性能指数 $1.51 \times 10^{-6}^\circ/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$ を示した。強磁性金属単層薄膜の場合は、およそ $0.15 \times 10^{-6}^\circ/(\text{A} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB})$ 程度であるので、10 倍近い性能を持つ薄膜を得ることができた。
- (9) Co-MgF₂ グラニューラー膜をファラデー素子として搭載した「光プローブ電流センサ」を用いて商用電源の正弦波電流および SiC パワーモジュールのスイッチング電流を計測した。 $5.3 \sim 8 \text{ kA/m}$ ($67 \sim 100 \text{ Oe}$) 程度の磁界であれば、計測可能であることを示した。

本論文では、著者らが提案する光プローブ電流センサに搭載するためのファラデー素子として、Co-MgF₂ グラニューラー薄膜が極めて有用であることを見出した。Co-MgF₂ グラニューラー薄膜は、体積比や成膜基板温度によって、その磁気光学的性質が変化する。本研究では、設備の制約から最大成膜基板温度を 450°C としたが、更に高温とすれば、更なる性能改善を目指すことができる。また、強磁性金属と誘電体の組み合わせも、Co と MgF₂ に限ることなく、多様に考えることができ、グラニューラー材料の今後の発展に大きな期待が寄

せられる.

今後は周波数 100 MHz, < 1 kA の電流計測を目標に, 更なる高感度化 (広いダイナミックレンジ) が必要である. そのためには, ファラデー素子の性能指数向上はもちろんのこと, 光ファイバー光学系の結合ロスの低減, 光源や光電変換時および電流増幅時のノイズ除去が今後の課題である.

本論文で提案する「グラニューラー磁性膜を搭載したファラデー効果型光プローブ電流センサ」は, 近年のパワーエレクトロニクス機器の小型化, 高周波化の潮流に追従した新たな電流計測システムとして社会への貢献が期待される.

研究業績

(1) 審査付発表論文

1. 宮本光教・久保利哉・花田貴拓・井原敬人・佐藤敏郎・曾根原誠
“誘導透過干渉フィルタの導入による Fe, Co 超薄膜のファラデー効果性能指数の改善効果に関する基礎検討”
日本磁気学会論文特集号, 1 巻, 1 号, pp14-19 (2017)
2. M. Miyamoto, T. Kubo, Y. Fujishiro, K. Shiota, M. Sonehara, T. Sato “Fabrication of Ferromagnetic Co-MgF₂ Granular Film with High Transmittance and Large Faraday-effect for Optical Magnetic Field Sensor”
IEEE Transactions on Magnetics, Vol.54, No.11, #2501205, 5 pages (2018)
3. 宮本光教・久保利哉・藤城佑太・塩田健太・曾根原誠・佐藤敏郎
“Fabry-pérot 共振器の導入による透明強磁性 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜ファラデー効果の増強”
電気学会論文誌 A, 138 巻, 12 号, pp.655-661 (2018)

(2) 口頭発表

1. 宮本光教、久保利哉、花田貴拓、井原敬人、佐藤敏郎、曾根原誠
“Fe,Co を用いた誘導透過干渉フィルタのファラデー回転特性”
第 40 回 日本磁気学会学術講演会 (2017.9.5) 口頭発表 05pE-11
2. 宮本光教、久保利哉、藤城佑太、塩田健太、曾根原誠、佐藤敏郎
“共蒸着 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の透過率とファラデー効果”
第 41 回 日本磁気学会学術講演会 (2017.9.21) 口頭発表 21aB-1

3. M. Miyamoto, T. Kubo, Y. Fujishiro, K. Shiota, M. Sonehara, T. Sato
 “Magnetic and magneto-optical properties of Co-MgF₂ granular film prepared by co-evaporation for optical probe magnetic sensor”
 電気学会 マグネティクス研究会 (2017.11.10) 口頭発表 MAG-17-157
4. 宮本光教、久保利哉、藤城佑太、塩田健太、曾根原誠、佐藤敏郎
 “透明強磁性 Co-MgF₂ グラニューラー薄膜の作製と Fabry-pérot 共振構造によるファラデー効果の増強”
 第 30 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム SEAD30
 (2018.5.24) 口頭発表 1-1_04

(3) 関連特許

(公開済み)

1. 出願番号 特願 2016-161033、提出日 平成 28 年 8 月 19 日
 発明の名称「磁界センサ素子および磁界センサ装置」
 久保利哉、宮本光教、佐藤敏郎
2. 出願番号 特願 2017-027586、提出日 平成 29 年 2 月 18 日
 発明の名称「磁界センサ素子及びその製造方法」
 宮本光教、久保利哉、佐藤敏郎
3. 出願番号 特願 2017-190920、提出日 平成 29 年 9 月 29 日
 発明の名称「磁気センサ素子及び磁気センサ装置」
 久保利哉、宮本光教、佐藤敏郎
4. 出願番号 特願 2018-022511、提出日 平成 30 年 2 月 9 日
 発明の名称「磁界センサ素子及び磁界センサ装置」
 宮本光教、久保利哉、佐藤敏郎

(公開前)

5. 出願番号 特願 2019-019105、 提出日 平成 31 年 2 月 5 日

発明の名称「磁界センサ装置」

宮本光教, 久保利哉, 佐藤敏郎, 藤城佑太, 曾根原誠

6. 出願番号 特願 2019-019134、 提出日 平成 31 年 2 月 5 日

発明の名称「干渉型光磁界センサ装置」

宮本光教, 久保利哉, 佐藤敏郎, 藤城佑太, 曾根原誠

謝辞

本研究の遂行と本論文をまとめるにあたり、信州大学工学部教授 佐藤敏郎氏には多大なご指導とご助言を頂きました。2016 年に社会人博士生として受け入れて頂いて以来、今日に至るまで休日問わず熱心なご指導を頂き、このような成果を得ることができました。この場を借りて、深く感謝申し上げます。

同准教授 曾根原誠氏は本研究で取り上げた電流センサを長く研究されており、その経験から度重なるご助言を頂き、また当研究を進めるにあたり広くサポートして頂きました。ここに感謝申し上げます。

本論文の審査をして頂きました、信州大学工学部教授 水野勉氏、同准教授 宮地幸祐氏、電磁材料研究所主席研究員 小林伸聖氏に深く感謝致します。小林氏には、グラニューラー膜に関して、幾度と無く貴重なご助言を賜りました。

本研究で作製したグラニューラー膜の構造観察を信州大学基盤研究支援センター 山上朋彦氏に協力して頂きました。ナノオーダーの構造を観察するには熟練した技術が必要であり、山上氏の協力無くしてはこのような成果は得られませんでした。感謝申し上げます。

信州大学大学院修士課程学生である、花田貴拓氏、井原敬人氏、藤城佑太氏、塩田健太氏には、実験の協力を頂くと共に、時には熱く研究方針について議論させてもらいました。感謝致します。

シチズンファインデバイス(株) 久保利哉氏にはいかなる時も研究に協力して頂き、ご助言や励ましを頂きました。また、小畑元樹氏、藤沢千生氏ならびに同僚には研究と仕事の両立に際して、理解頂き、度重なる励ましを頂きました。関係各位に深く感謝致します。

最後に、私生活で苦しい時も、いついかなる時も応援してくれた妻、息子、娘、家族に感謝し、本論文を綴じます。