

非破壊検査のための高機能磁気光学デバイスの開発
(Development of highly functional magneto-optic device
for non-destructive evaluation)

2016 年 1 月

博士（工学）

橋本 良介

豊橋技術科学大学

非破壊検査のための高機能磁気光学デバイスの開発

論文要旨

現在、多種多様な非破壊検査が行われている。本論文は、強磁性金属の表面欠陥を、イメージングを利用して評価するために磁気光学(MO)イメージングに着目し、非破壊検査のための高機能MOデバイスの開発について述べた。MOイメージングは、被検体表面の欠陥から漏洩する磁界を、MO効果を利用して可視化する。本論文では、欠陥評価のための高空間分解能なMOデバイスと、遠隔から欠陥を探索するための位相干渉を利用したMOデバイスをそれぞれ開発した結果について述べた。

高空間分解能なMOセンサとして、ナノメートルオーダーの磁区で構成された多結晶磁性ガーネット膜を挿入した磁性フォトニック結晶(MPC)を利用した。薄膜を利用して欠陥近傍で漏洩磁界を可視化することで、高空間分解能なMOイメージが得られる。作製したMPCを利用して得られたMOイメージから空間分解能を評価した結果、現在利用されている光学検査で要求される空間分解能である25 μm (1ミル)を達成した。

MOイメージの光強度が漏洩磁界強度に依存していることを利用して、欠陥の深さ評価を行った。MPCは強磁性材料を利用しているため、欠陥が深くなると磁気飽和する。そこで磁気飽和を回避するために、距離に応じた漏洩磁界の減衰に着目し、高さ方向に異なる位置にMO層を複数有するマルチキャビティMPCを開発した。その結果、光源の波長選択によりMOイメージを取得する位置が直ちに選択でき、磁気飽和することなく欠陥深さを1 mmから10 mmの範囲で評価できた。

MPCを利用した場合は、被検体表面に接触させる必要があるため、遠隔からの欠陥探索には不向きである。そこで、位相干渉を用いてMO効果による位相変調から欠陥が遠隔探索できるデバイスの開発を念頭に、参照光と物体光が同軸上を伝搬するため耐外乱性が高い、コリニア位相干渉光学系を設計した。設計したコリニア位相干渉光学系を作製して欠陥を模した段差の評価を行った結果、触診段差計との誤差率は4.3%で位相干渉法による段差評価ができた。

本論文では非破壊検査の高機能化として、高空間分解能欠陥評価用MOデバイスの開発および遠隔欠陥探索用MOデバイスの開発を行った。本研究は、光を利用して欠陥の探索および評価が可能で、新たな非破壊検査手法として利用できると考えている。

Development of highly functional magneto-optic device for non-destructive evaluation

Abstract

Non-destructive evaluation (NDE) is an important technology for the safety. The magneto-optical (MO) imaging can visualize the magnetization distribution corresponding to the stray magnetic fields originated from defects on metal surface. The MO imaging is one of the advantageous methods as the NDE technique of the metal surface. In this study, the author fabricated the MO imaging devices to detect and evaluate the defect as one of the NDE methods.

The spatial resolution of the MO image depends on the magnetic domain size. In this study, the author used the polycrystalline garnet films with a domain size of approximately 50 nm for high-spatial resolution imaging. The author also demonstrated MO imaging using the magnetophotonic crystal (MPC) with the polycrystalline garnet films. The MPC can enhance the Faraday rotation angle due to the Fabry-Perot resonance with thin MO film. In the case of thin film, it can suppress the distribution of stray field in the film, so it gives sharp MO image. Therefore, a high-spatial resolution and high-contrast MO image was obtained.

It is valuable for the NDE to evaluate the defect depth. However, evaluation of the defect depth from a just optical image is difficult because it can provide only two dimensional information of the surface. On the other hand, the MO imaging provides the light intensity of image corresponding to the polarization rotation angle of the MO film. The polarization rotation angle depends on the stray field strength. In addition, the stray field strength depends on the defect depth. Therefore, the MO imaging has a possibility of depth evaluation of defects. The defect depth was evaluated by the MO images with the MPC. However, controlling of the applied field was necessary, because the magnetization of the MPC was saturated when the defect depth was 6 mm. Therefore, to prevent the magnetic saturation, the author focused on the stray field decays gradually from the surface of specimen. The multi-cavity MPC, which has several spatially separated MO defect layers, was fabricated. This multi-cavity MPC displays MO images by controlling of the wavelength of the light source, because each MO defect layers have different localized wavelength. This multi-cavity MPC can visualize the stray field in each magnetic layer.

The phase interference optical system can evaluate the specimen surface with high sensitivity. The optical system for NDE is required high disturbance resistance for remote detection of the defect. Therefore, the author focused on the collinear phase interference system for the remote NDE method. The Fresnel zone plate can generate the reference light and the object light. Therefore, in the case of the collinear phase interference system, the optical pass of both the reference light and the object light is arranged on the same axis. Since these lights are interfered, the collinear phase interference system provides the phase state of the specimen surface via MO effect (Kerr effect). Therefore, this optical system can detect defects with high sensitivity and remotely.

The MO imaging with the MPC and the collinear phase interference mentioned in this thesis are expected to contribute as one of the new NDE methods.

目次

第 1 章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 研究の背景	2
1.2.1 渦電流探傷試験	2
1.2.2 磁粉探傷試験	4
1.2.3 浸透探傷試験	5
1.2.4 超音波探傷試験	6
1.3 磁気光学(MO)効果	7
1.3.1 ファラデー効果	7
1.3.2 ファラデー回転角の測定	8
1.3.3 MO イメージング	9
1.3.4 直交検光子法による MO イメージの光強度	11
1.4 磁性ガーネット	12
1.4.1 ガーネットの磁性	13
1.4.2 単結晶磁性ガーネット	15
1.5 位相干渉光学系	16
1.5.1 トワイマン・グリーン干渉光学系の構成	16
1.5.2 物理的な段差の測定	17
1.6 研究の目的	22
1.7 研究の概要	23
参考文献	24
 第 2 章 一次元磁性フォトリック結晶(MPC)を利用した欠陥形状の高空間分解 能評価	27
2.1 はじめに	27
2.2 目的	28
2.3 原理	30
2.4 磁性膜構造の設計	32
2.4.2 磁性膜の計算的評価	37
2.4.2 まとめ	51
2.5 欠陥形状の高空間分解能評価	52

2.5.1	MPC の作製と特性評価	52
2.5.2	MPC を利用した MO イメージングの特性評価	60
2.5.3	欠陥高空間分解能評価	62
2.5.4	まとめ	66
2.6	小括	67
	参考文献	68
第 3 章 マルチキャビティ MPC を利用した欠陥深さ評価		70
3.1	はじめに	70
3.2	目的	71
3.3	有限要素法を用いた欠陥深さ評価方法の検討	71
3.3.1	円柱欠陥の場合の欠陥深さ評価に関する検討	71
3.3.2	円柱欠陥ではない場合の欠陥深さ評価に関する検討	73
3.4	シングルキャビティ MPC を用いた欠陥深さ評価	75
3.5	理論計算を用いたマルチキャビティ MPC を用いた欠陥深さ評価	80
3.5.1	マルチキャビティ MPC の設計	82
3.5.2	まとめ	90
3.6	マルチキャビティ MPC の作製と欠陥深さ評価	91
3.6.1	マルチキャビティ MPC の作製と特性評価	91
3.6.2	欠陥深さ評価	94
3.6.3	まとめ	98
3.7	小括	99
	参考文献	100
第 4 章 コリニア位相干渉光学系を利用した遠隔欠陥 探査		101
4.1	はじめに	101
4.2	目的	102
4.3	原理	102
4.4	有限要素法を用いたコリニア位相干渉光学系の設計	105
4.4.1	コリニア位相干渉光学系の計算的動作解析	105
4.4.2	コリニア位相干渉光学系の設計	109
4.4.3	欠陥探査に関する解析	112
4.5	コリニア位相干渉光学系の作製	114
4.5.1	遠隔欠陥探査装置の作製と特性評価	114

4.5.2 遠隔欠陥探査	117
4.5.3 まとめ	122
4.6 小括	123
参考文献	124
第 5 章 総括	125
謝辞	127
研究業績	128

第1章 序論

1.1 はじめに

現在,我々の日常生活の安全性を維持するために多種多彩な検査が行われている.検査の中でも,被検体を破壊・分解せずに検査する技術を非破壊検査といい,それぞれの検査規格に基づいて被検体が使用可能であるか否かを判定する工程のことを指す¹⁾.非破壊検査で合否判定されるきず(欠陥)を探索および評価する工程を非破壊試験という.非破壊試験では,目で行う目視試験の他に,電気,磁気,光,音波,放射線など多くの物理現象が利用されている¹⁾.これらにはそれぞれ一長一短があり,非破壊試験を適用する場合には,試験に対する要求を考慮して,適切な検査方法を選定することが重要である²⁾.

構造物の安全を脅かす欠陥に,疲労亀裂がある³⁾⁻⁵⁾.疲労亀裂は,炭素鋼のような金属材料にも発生し,マイクロクラックと呼ばれる数 10 μm オーダの微小亀裂が進展して生じる⁶⁾.このマイクロクラックを早期かつ被検体表面に影響を与えず遠隔探査できる技術が求められている.また構造物の安全性に欠陥の大きさが関係するため,欠陥の開口形状および深さを高分解能で評価することが重要である.欠陥の形状,深さが評価できる手法として渦電流探傷試験⁷⁾⁻⁸⁾がある.この試験の空間分解能は,検出器の物理的な大きさに依存し,数ミリメートルオーダであり⁹⁾ マイクロクラックの検査に必要なマイクロメートルオーダの空間分解能には満たない.また被検体近傍に検出器を設置する必要があるため,遠隔からの探査は困難である.

そこで本研究では,磁気光学(Magneto-optical:MO)効果を用いたイメージングに着目し¹⁰⁾⁻¹⁴⁾,非破壊試験の工程を欠陥探査と欠陥評価に分割し,それぞれの工程について検討した.MO イメージングは検出器として MO 材料を利用するため,遠隔欠陥探査は困難であった.一方で MO イメージングの空間分解能は検出器の物理的な大きさに依存せず,検出に用いる MO 材料の磁区サイズに依存するため高空間分解能化が期待できる.しかし,二次元情報から欠陥深さを評価するのは困難であった.

本論文は,MO センサに利用する磁性膜の材料,磁区構造,膜構造を検討し,マイクロメートルオーダの分解能で MO イメージが取得でき,かつ欠陥深さが評価できる MO デバイスを開発した.さらに,遠隔欠陥探査が可能な光学系を構築し,構造物表面の非破壊試験用 MO デバイスを開発した.

1.2 研究の背景

非破壊試験では、被検体の情報を運ぶ情報キャリアとして多くの物理現象が利用される。これら物理現象を利用した試験手法は多岐にわたるがそれぞれ一長一短であるため、非破壊試験を適用する場合には、試験への要求を十分に考慮して、適切な検査方法を選定することが重要である。ここでは代表的な非破壊試験方法として、渦電流探傷試験、磁粉探傷試験、浸透探傷試験、超音波探傷試験を取り上げ、その特徴やマイクロクラックの非破壊試験を行う際の課題を述べる。

1.2.1 渦電流探傷試験

ここでは金属表面の有用な試験方法であり、本研究の比較対象でもある渦電流探傷試験(Eddy current testing: ECT)¹⁵⁾⁻¹⁷⁾について述べる。ECTとは一次側の励起コイルによって試験体に渦電流を励起し磁束を発生させ、二次側の検出コイルによって鎖交する磁束を電気信号として取得する。試験体が欠陥を有している場合、欠陥のない健全部と比較して、その磁束パターンが変化するため、検出コイルで取得する電気信号に変化が生じる。この電気信号の変化を、ブリッジ回路など磁気センサ¹⁸⁾⁻¹⁹⁾を利用して欠陥検出する手法である。表皮効果の影響で、漏洩磁界が発生するような表面近くの表層部の欠陥は試験できるが、内部の試験には適さない²⁰⁾。図 1.2.1-1 に ECT の概要図の例を示す。ECTは、試験体が導体に限られるものの、強磁性体だけではなくステンレス鋼のような非磁性体でも試験できる。また、欠陥の情報を電気信号として取得することが可能で、その信号を解析することにより欠陥の形状、深さなどが評価できる。そして、比較的容易に高速で試験可能である。

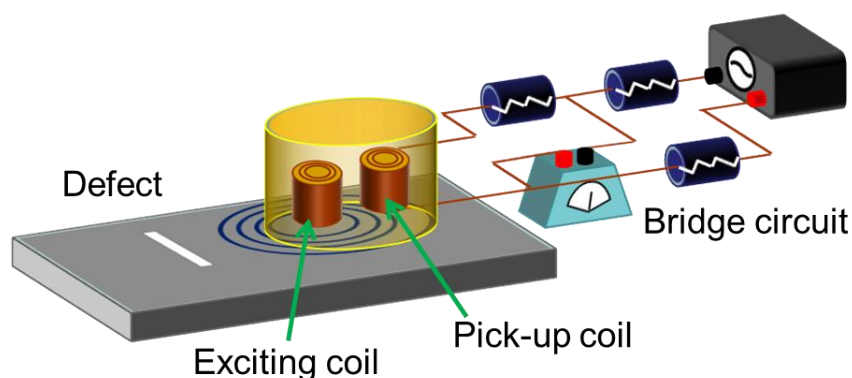


図 1.2.1-1 ECT の概要図例

ECT を利用した欠陥形状評価および複雑形状部における欠陥評価に関する例を述べる．岡川らは 2002 年の日本機械学会講義論文集の中で，渦電流を励起してその漏洩磁束を，ホール素子を利用して検出することで疲労亀裂の三次元形状評価の可能性について述べている²¹⁾．この研究では漏洩磁束を測定し，信号を解析することで炭素鋼材料表面のミリメートルオーダーの疲労亀裂の長さ，深さを評価した結果，形状，寸法は良く一致していると結論している．

ECT を利用して二次元的な欠陥検出を試みた例としては，西水らはフレキシブル型マルチコイル ECT センサを作製した結果について述べている⁹⁾．論文中で作製した ECT センサの外観を図 1.2.1-2 に示す．このように ECT センサを被検体に押し付ける機構を装着することで曲面形状部表面にも ECT は応用可能で，さらにセンサを走査することで，二次元的な欠陥のイメージングも行われている．また西水らは論文中で欠陥深さ評価も試みており，1 mm から 5 mm までの欠陥深さのミリメートルオーダーでの評価にも成功している．しかしマイクロメートルオーダーの欠陥評価には至っていない．

このように ECT は有用な試験方法として多くの研究がなされているが，欠陥検出にコイルを利用するため空間分解能に制限があり一般的には分解能はミリメートルオーダーであること，高空間分解能化のためにはコイルを微細化する必要があること，一次元検出であるため，二次元的な欠陥評価にはコイルのアレイ化や走査が必要であり，検査が難しくなり，さらに，検査速度が低下することなどが課題としてあげられる．

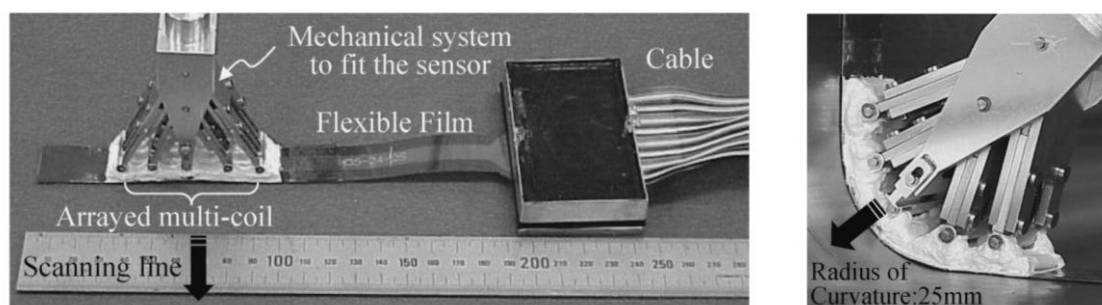


図 1.2.1-2 フレキシブル型マルチコイル ECT センサ
とセンサを被検査体に押し付けた様子⁸⁾

1.2.2 磁粉探傷試験

磁粉探傷試験(Magnetic particle testing: MT)とは、MO イメージングと同様に漏洩磁界を利用した試験方法である。その原理は、強磁性体の被検体を磁化した際に欠陥周辺に生じる磁極により磁粉が吸着されることで欠陥を可視化する。図 1.2.2 に磁化された試験体に対する MT の概要図を示す。試験手法が比較的容易であり、溶接個所や隅肉部のような被検体表面の形状が複雑な場合にも試験できることが特徴で、強磁性金属表面欠陥の有用な非破壊試験方法の一つである。原理も単純で、古くから用いられている。古くは 1920 年代に W.E.Hoke が、被検体の表面欠陥に磁粉パターンが対応して形成されていることを発見し⁵⁾、今日までの MT の発展につながっている。MT は、試験自体は容易であるが、試験前後で洗浄が必要であり、試験に時間を要する。また、欠陥深さ評価はできない。さらに空間分解能は目視試験と同程度で、数マイクロメートルオーダの検査は難しいという課題がある。

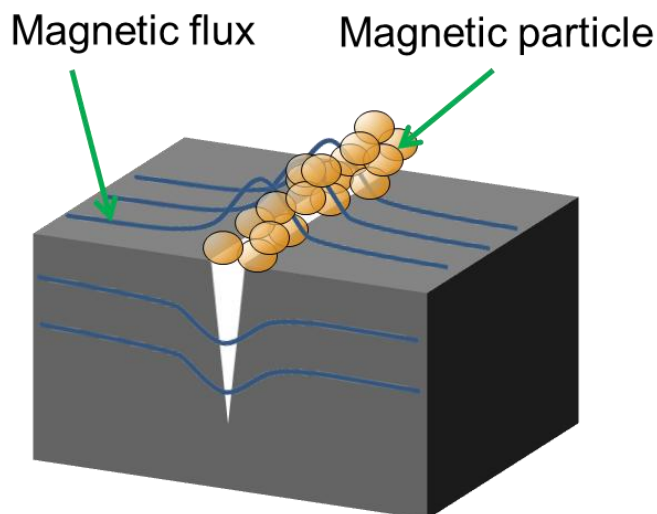


図 1.2.2 MT の概要図

1.2.3 浸透探傷試験

浸透探傷試験(Dye penetrant testing: PT)は表面に開口部を有する欠陥に対し着色料や蛍光体を含む溶液(浸透液)を塗布した際に、毛細管現象により溶液が欠陥中に吸着されることを原理とした試験方法である。PT の概要図を図 1.2.3 に示す。試験の際は表面に塗布した浸透液を洗浄し、欠陥内部に浸透した浸透液を、現像液を利用して表面に吸い出して拡大することで試験する。歴史的には古く、19 世紀後半には Oil and whiting が PT の起源として利用されていた。1937 年に R.Switzer 兄弟が蛍光液体を利用した蛍光 PT を提案したことが発端となり、現在では MT と並び工業的に多く利用される非破壊試験方法として発展した。PT は試験体に制限が少ないことが特徴で、試験体表面の形状にも制限がなく、曲面であろうが平面であろうが比較的容易に試験が可能である(ただし多孔質のような材料には適応できない)⁵⁾。しかし、PT も洗浄プロセスが多く必要であるため試験に時間を要し、また欠陥深さ評価ができず、空間分解能が低いという MT と同様の課題がある。

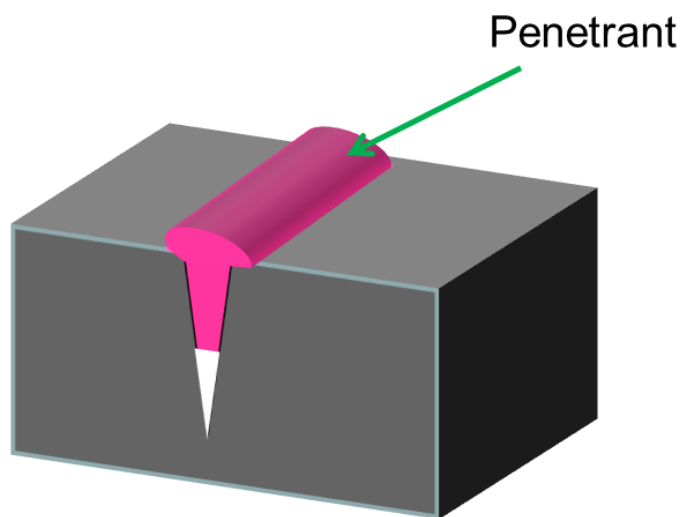


図 1.2.3 PT の概要図

1.2.4 超音波探傷試験

ここまでは主に表面の欠陥に対して適応される非破壊試験について述べた．ここでは内部の欠陥探傷に利用される非破壊試験の一例として超音波探傷試験(Ultrasonic Testing: UT)について述べる⁵⁾．図 1.2.4 に UT の概要図を示す．UT は試験体内部に超音波を励起した際，その試験体中および試験体界面において超音波が反射して戻ってくるエコーの有無，数，時間，大きさなどを観察することで試験する方法である．その最大の特徴は，表面からは観察することができない内部の欠陥を探傷することができる点である．また，欠陥の情報を電気信号として取得できるため，データの取り扱いが容易で，データを詳細解析することで欠陥寸法，位置などを高精度で測定できる．しかし，超音波は空気中ではほとんど伝搬しないため，超音波の励起にはマッチングのための溶液を表面に塗布する必要がある(液中で行われることもある)，非接触な試験は難しく，洗浄などのプロセスが必要である．また，内部の欠陥には有効であるが，その逆に表面の欠陥に対しては探傷が難しく，超音波の励起に工夫を要する．さらに，欠陥の信号が一次元的であるため，形状の再現には二次元的に走査するか，複数の方向の超音波の励起が必要で，試験に時間を要するという課題がある．空間分解能の観点から見ても，ミリメートルオーダーであり，本研究の目的である表面のマイクロクラックの探傷には不向きである．

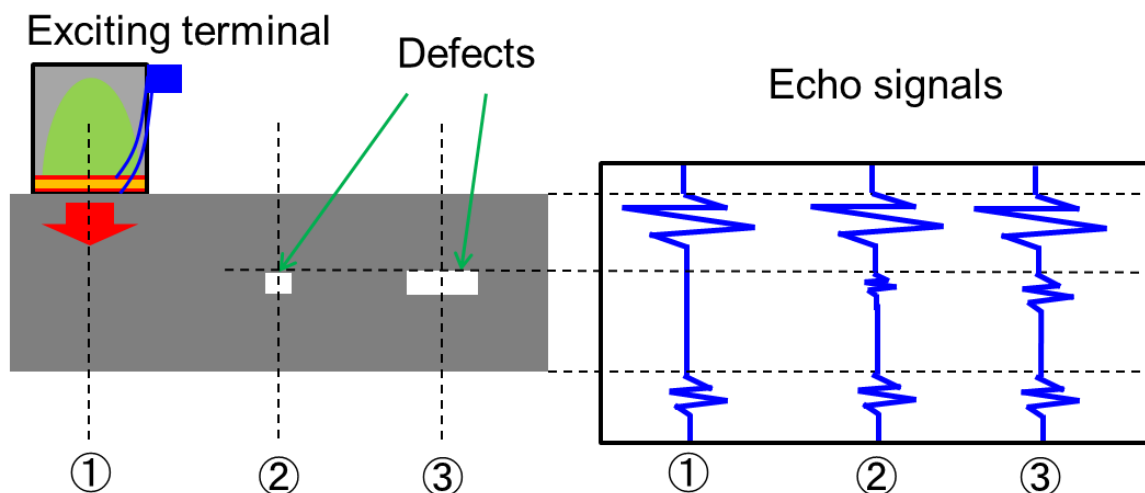


図 1.2.4 UT の概要図

1.3 磁気光学効果²²⁾

本論文は MO イメージングを利用した非破壊検査について研究を行った．ここでは MO イメージングの原理や背景について述べる．

物体に直線偏光を入射し、透過してきた光の偏光面が元の方角から回転していた時、この物体は旋光性を持つという．また、光が物体を透過した時、右円偏光と左円偏光とで吸光度が違うという現象を円二色性という．旋光性と円二色性を合わせて光学活性と呼ぶ．

また、磁化の存在によって生じる光学活性を MO 効果と呼び、光と磁気の相互作用により物質の磁氣的性質が光に及ぼす効果を表す．狭義の MO 効果ではファラデー効果および磁気カー効果のほかにコットン・ムートン効果とマグネトプラズマ共鳴効果を指す．これらの効果のうち本研究ではファラデー効果およびカー効果について扱う．

1.3.1 ファラデー効果

磁性材料を透過した光の偏光面が回転する現象をファラデー効果と呼び(図 1.3.1)、MO イメージングなどに応用されている．

ファラデー効果によって回転した偏光面の角度をファラデー回転角 θ_F と呼び、磁性体の厚さと磁化の大きさに比例して大きくなる．強磁性体のファラデー回転角は、飽和磁化を M_s 、光の進行方向と平行な磁化の大きさを M 、光が磁性体を透過する距離を l としたとき

$$\theta_F = F(M / M_s) l \quad (1.3.1-1)$$

となる． F はファラデー回転係数という材料固有の値である．

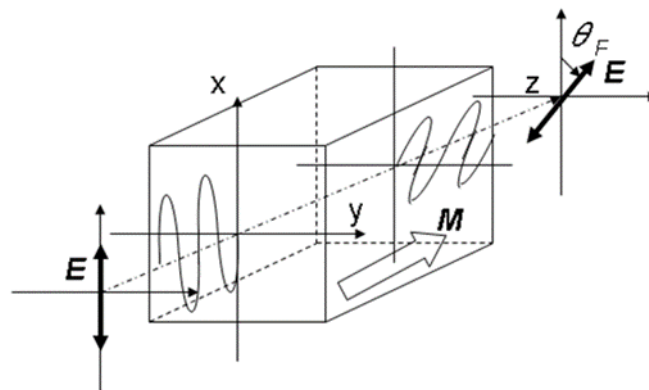


図 1.3.1 ファラデー効果

常磁性体のファラデー回転角は，光の進行方向と平行な磁界の強さを H ，光が磁性体を透過する距離を l としたとき，

$$\theta_F = VHI \quad (1.3.1-2)$$

となる． V はヴェルデ定数という材料固有の値である²²⁾．

1.3.2 ファラデー回転角の測定

本研究では，ファラデー回転角の測定に波長可変型磁気光学特性測定装置（Neoark BH-M600VIR-FKR-TU）を用いた．本装置の構成図を図 1.3.2 に示す．本装置は回転検光子法による測定方式の装置であり，最大印加磁界 10 kOe と回転角分解能 ± 0.02 deg. の性能を有する．回転検光子法とは，検光子を回転させて，検出器の出力からファラデー回転角を測定する方法である．光源にはハロゲンランプを用いて，モノクロメータ（Nikon G-250）で分光し測定波長を設定する．偏光子にはグラントムソンプリズム，検光子には方解石プリズムが用いられ，どちらも消光比 1/50000 である．光検出器には，測定波長範囲 400~700 nm の R3310-02（浜松ホトニクス）を用いている．

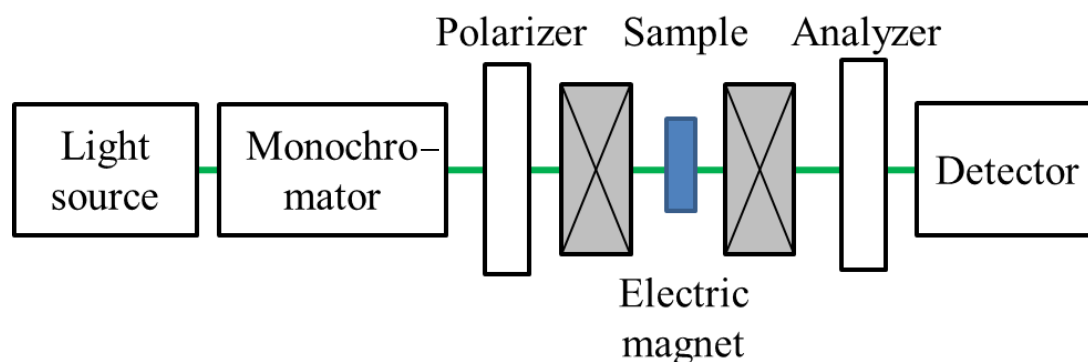


図 1.3.2 波長可変型磁気光学特性測定装置の構成図

1.3.3 MO イメージング

MO イメージングでは，MO 材料である磁性ガーネットなどを MO センサとして利用して，被検体表面に配置する．被検体を磁化すると欠陥から漏洩磁界が発現し磁性ガーネットが磁化されることで，材料内の磁化モーメントが変調される．磁化に応じた偏光面の回転角を検光子および CCD カメラで光強度に変換し画像化することで，画像の濃淡状況から欠陥を可視化できる技術である²³⁾．空間分解能が，磁気センサの物理的な大きさに依存しないため高い空間分解能が得られる．また，漏洩磁界を利用するため非接触でも試験が可能である．そして磁気現象を利用して光で二次元的に試験するため高速かつ容易であり，洗浄プロセスも不要である．従ってこれまでの非破壊試験が有する課題を解決する一つの方法として期待できる．

MO イメージングに用いられる磁性膜は，その磁気異方性の違いから，面内磁化膜と垂直磁化膜に分類される²³⁾⁻²⁵⁾．垂直磁化膜は，垂直方向の磁界に対する保磁力が小さく，漏洩磁界に対する感度が高いという利点があり，これまでに非破壊試験手法として，航空機や鉄鋼生産ラインで利用されてきた．1993 年に G.L.Fitzpatrick らは，MO 素子に単結晶磁性ガーネットの垂直磁化膜を利用して，渦電流を被検体に印加する Magneto-Optic/Eddy Current Imager と呼ばれるセンサ²⁶⁾を開発し，航空機表面および表層欠陥，腐食欠陥の MO イメージを得た．このように MO イメージングは非磁性金属にも適応可能であることが示されている．また 1998 年に J.Lee らは磁区の境界である磁壁での光の透過性および磁区の大きさの変化による磁壁間隔の変化に着目した探傷方法を開発した¹¹⁾．しかし，これらの試験方法では，磁性膜に単結晶磁性ガーネットを使用していたため，その磁区の大きさから空間分解能は 100 μm オーダでマイクロラックを評価するためには低かった．また欠陥の可視化はできたが，欠陥の寸法評価には至っていなかった．

2006 年に石橋らは液相成膜法の一つである有機金属堆積法を利用して多結晶磁性ガーネット膜を MO センサとして利用している²⁷⁾．多結晶磁性ガーネットを利用することで，磁区サイズの課題は解決され，高空間分解能な MO センサを実現している．本研究室では水戸らによってスパッタ法を利用して，スパッタターゲットの組成を制御して磁性ガーネット膜を成膜し，結晶化熱処理を工夫することにより多結晶磁性ガーネット膜を成膜した²⁸⁾．しかし，これらの磁性膜は偏光面回転角を大きくするためには，磁性膜の膜厚を厚くする必要がある．漏洩磁界を高感度で検出するためには，被検体からの距離にも注意すべきである．漏洩磁界は被検体からの距離が大きくな

るのに伴って広がり，急激に減少する²³⁾．従って MO イメージングに用いる磁性膜は薄膜であることが重要であるが，偏光面回転角に膜厚が比例するため，高コントラストな MO イメージが得られない．

MO イメージ取得に用いられる光学系の例として，図 1.3.3 に本研究室の偏光分光顕微鏡の光学系およびその周辺機器の配置を示す．キセノンランプ (SAN-ELECTRIC L2274) を光源に用いて，分光器により波長制御が可能である．偏光子により直線偏光としてハーフミラーを用いて被検体に照射し，反射光を検光子に通して CCD カメラで撮影を行なった．偏光子と検光子をクロスニコル配置とすることで，ファラデー回転角を光強度に変換することができる．磁界の印加には電磁石を用いて，その印加方向は被検体の面内方向とした．

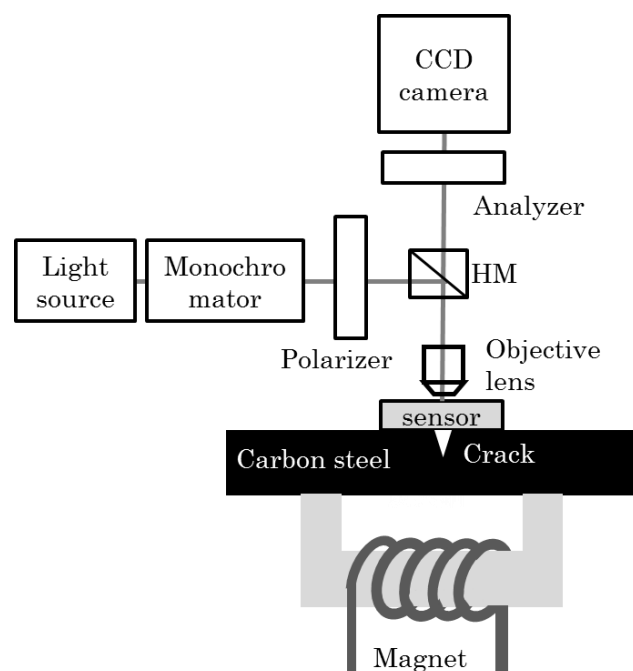


図 1.3.3 偏光分光顕微鏡およびその周辺機器

1.3.4 直交検光子法による MO イメージの光強度

MO イメージングは，偏光子を透過して直線偏光になった光を MO 材料に入射し，その反射光を検光子に透過させ，CCD カメラなどのイメージング素子で光強度を検出する．

このとき，入射光の光強度を I_0 ，偏光子の角度を θ_P ，検光子の角度を θ_A ，とすると，受光器で検出される光強度 I_D は次式で表される．

$$I_D = I_0 \cos^2(\theta_P + \theta_F - \theta_A) \quad (1.3.4-1)$$

偏光子の透過軸と検光子の透過軸を直交させると， $\theta_P - \theta_A = 90 \text{ deg.}$ となるため，直交検光子法²²⁾によると MO イメージの光強度 I_D は次式で表される．

$$I_D = I_0 \sin^2 \theta_F = \frac{I_0}{2} (1 - \cos 2\theta_F) \quad (1.3.4-2)$$

MO イメージングにおいて高い光強度を得るためには，高い透過率と大きな MO 効果の材料が重要である．

1.4 磁性ガーネット

高い透過率と大きな MO 効果を示す材料として、希土類鉄ガーネットが知られている。化学組成は $R_3Fe_5O_{12}$ で表され、結晶構造はガーネット構造で立方晶系に属する。R としては Y, Gd, Tb, Dy, Tb, Eu などの希土類が用いられるが、各サイトに入るイオンは一種のみでなく、数種の別のイオンで置き換えることもできる。例えば、希土類イオンの一部をビスマスで置換することによって、ファラデー回転角が増大することが知られている²²⁾⁻²⁷⁾。

希土類鉄ガーネットは Fe イオンを含むため、波長 500 nm 以下の短波長域では大きな光吸収を持つ。このため、短波長用の MO 材料としては Fe イオンを含まない $Tb_3Al_5O_{12}$ や $Tb_3Ga_5O_{12}$ などの常磁性ガーネットが用いられる。

表 1.4 に各種ガーネットのファラデー回転角を示す。

表 1.4 各種ガーネットのファラデー回転角²²⁾

ガーネット	ファラデー回転角 (deg/cm)	測定波長(μm)
$Y_3Fe_5O_{12}$	250	1.15
$Dy_3Fe_5O_{12}$	310	1.064
$Tb_3Fe_5O_{12}$	535	1.064
$Gd_3Fe_5O_{12}$	65	1.064
$Bi_1Gd_2Fe_5O_{12}$	1.01×10^4	0.8
$Tb_3Al_5O_{12}$	320 (磁界 1 T 印加時)	0.4
$Tb_3Ga_5O_{12}$	200 (磁界 1 T 印加時)	0.4

1.4.1 ガーネットの磁性 ²⁹⁾

ガーネットは $\{A_3^{3+}\}[B_2^{3+}](B_3^{3+})O_{12}$ の化学式で表され、立方晶系に属しており、単位胞中に酸素イオン 96 個を含めた総計 160 個のイオンを持つ。化学式中の括弧の違いは、括弧内のイオン(A,B)と酸素イオンの位置関係の違いを示している。 $\{$ は酸素の 12 面体で囲まれ、 $[$ は 8 面体で囲まれ、 $($ は 4 面体に囲まれている。ここで $($ を a サイト、 $[$ を d サイト、 $\{$ を c サイトと言う。図 1.4.1-1 にイットリウム鉄ガーネット(YIG)の結晶構造を示す。全てのサイトには 3 価の正イオンが入る。価数が同じであるため電子のホッピングが起こらず、可視光のような高周波領域においても損失が少ないため透明になる。

a,d サイトに金属元素、c サイトに希土類元素が入ったものを希土類ガーネットと呼び、中には強い磁性を持つものがある。これを特に磁性ガーネットと呼ぶ。YIG を例にガーネットの磁性を説明する。YIG は a,d サイトに鉄、c サイトにイットリウムが入った構造をしている。3 価の鉄は 5 個の不対電子を持っており、 $5 \mu B$ (ボーア磁子)の磁気モーメントを持つ。a サイトおよび d サイトの鉄は超交換相互作用により反平行に結びついて磁気モーメントを打ち消しあうが、鉄イオンの総数が偶数個ではないため、鉄イオンひとつ分の磁気モーメントは打ち消されず磁化として現れる。ここに希土類の磁気モーメントが反平行に結びつくことで磁性ガーネットのフェリ磁性が完成するが、3 価のイットリウムは磁気モーメントを持たないため、鉄の磁気モーメント $5 \mu B$ が YIG の磁化となる(図 1.4.1-2)。

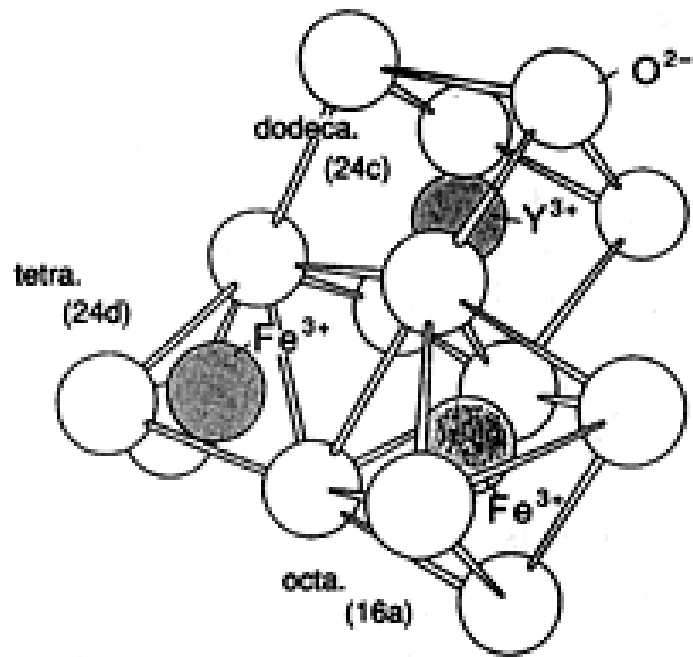


図 1.4.1-1 イットリウム鉄ガーネットの結晶構造 ²⁹⁾

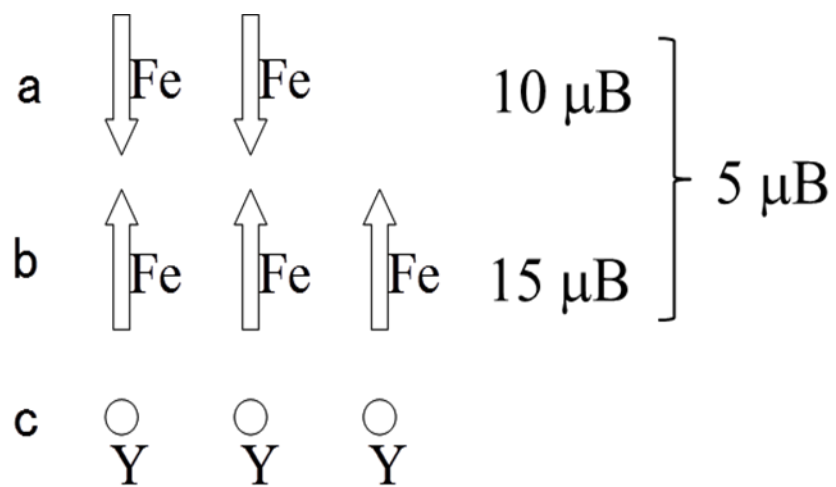


図 1.4.1-2 イットリウム鉄ガーネットの磁化 ²⁹⁾

1.4.2 単結晶磁性ガーネット

Liquid phase epitaxy (LPE) 法などにより成膜される単結晶磁性ガーネット³⁰⁾⁻³¹⁾の垂直磁化膜は保磁力が小さく，漏洩磁界に対して高感度であるため，広く MO イメージングや光通信分野での光アイソレータ³²⁾などに用いられる．単結晶磁性ガーネットは偏光顕微鏡で見ると図 1.4.2 のような磁区構造を観察することができる．磁区構造を決める磁気エネルギーには，反磁界エネルギー，磁気異方性エネルギー，磁壁エネルギーがある．外部磁界がある場合には，これにゼーマンエネルギーが加わる．その分布は，これら磁気的エネルギーが最小になるような構造をとる³³⁾．磁性体の磁化過程は磁壁移動と磁化反転に大別されるが，このような磁区構造を有する場合には，磁壁移動がその磁化過程を支配する．

単結晶磁性ガーネットを MO イメージングに利用した場合には，磁壁のピンニングがないため，磁化するとき磁壁が広がってしまい迷路状の磁区³⁴⁾⁻³⁵⁾を形成する(図 1.4.2)．イメージの濃淡から欠陥を判断する MO イメージングにおいて，迷路状の磁区はノイズとなる．面内磁化膜を用いると迷路状の磁区は見えないが，ファラデー効果に起因する垂直方向の磁界に対しては磁化困難軸であるため，感度が低下してしまう．さらに，単結晶磁性ガーネットは磁区の大きさから，MO イメージの空間分解能は 100 μm オーダであり，従来の単結晶 MO センサはマイクロクラックの検査には適さないという課題がある．



図 1.4.2 単結晶磁性ガーネットの磁区構造²⁹⁾

1.5 位相干渉光学系

一般的に MO イメージングでは MO センサを利用して生じる偏光面の回転を，検光子を通して光強度に変換して探傷する．従って試験体近傍にセンサを設置する必要がある，非接触で遠隔探傷することは難しくなる．非接触で MO イメージングする場合には，反射光に対する MO 効果であるカー効果²²⁾の利用が考えられる．しかし，カー効果はファラデー効果と比較すると非常に小さく，偏光面回転を光強度に変換した際の感度が低いため検知が難しい．そこで，カー効果のように偏光面の回転としてとらえるのではなく，右円偏光と左円偏光を入射した際のそれぞれの位相差を検知する方法に着目した．このような位相差の検知には位相干渉光学系^{36)・39)}が利用される．そこで位相干渉光学系として，代表的な二光束干渉光学系の一つであるトワイマン・グリーン(Twiman-Green)干渉光学系を作製し，段差解析を行った結果について述べる．まず，トワイマン・グリーン干渉光学系の構成を示し，使用した装置について述べる．次に，干渉光学系を用いた試験体表面の凹凸による位相ずれの測定方法について説明する．そして，物理的に段差を設けた試験体の段差高さを干渉光学系により評価し，位相干渉光学系による位相差検出の原理実証について述べる．

1.5.1 トワイマン・グリーン干渉光学系の構成

トワイマン・グリーン干渉光学系は，試験体に照射する物体光と参照ミラーに照射する参照光の光路が 2 つに分岐した光学系である^{40)・41)}．構築したトワイマン・グリーン干渉光学系の構成を図 1.5.1 に示す．光源は出力 100 mW のレーザダイオード(COHERENT Compass 315M-100, 波長 $\lambda = 532$ nm, 連続発振モード)を使用し，レーザから出射した光の光量調整のために 1/2 波長板(Half Wave Plate : HWP)と偏光ビームスプリッタ(Polarization beam splitter : PBS)を用いる．ビームスプリッタで光路を 2 つに分岐し，一方は試験体に，一方は参照ミラーに入射する．試験体に集光する対物レンズの倍率は 20 倍とする．試験体とミラーの反射光は同一の光路を伝搬し，両光の位相差によって干渉縞を形成する．干渉縞画像は CCD カメラ(Q Imaging QICAM, ピクセルサイズ $4.65 \mu\text{m} \times 4.65 \mu\text{m}$, 画素数 1392×1040)で撮影する．位相シフト干渉法による計測を行うためには，参照ミラーをナノメートルオーダーで移動させて光路長を任意に変更する機能が必要となる．そのため，参照ミラーはフィードバックステージ(SIGMATEC FS-1020UPX)に配置し， 67 nm ($1/4 \lambda$) 単位で光路長を変化させた．

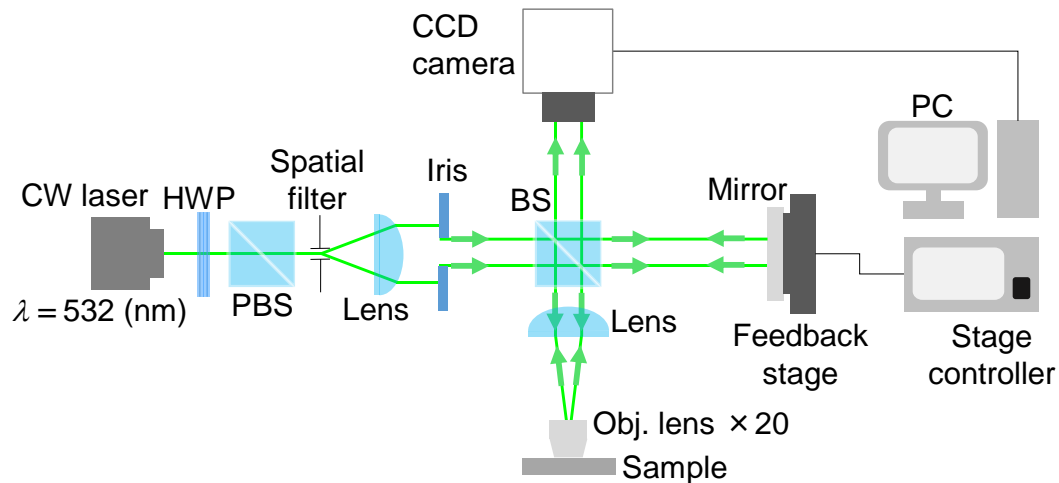


図 1.5.1 トワイマン・グリーン干渉光学系の構成

1.5.2 物理的な段差の測定⁴²⁾

本光学系で試験体の段差測定を行った結果について述べる．試験体には nm オーダの段差を設け位相シフト干渉法⁴³⁾により，段差の測定を行った．

試験体は合成石英基板上に Au を成膜し，カプトンテープによって段差を設けた．段差高さは触針段差計（小坂研究所 SUREFCORDER ET4000M）を用いて計測し，71 nm の高さであった．試験体の構造を図 1.5.2-1 に示す．物体光は図 1.5.2-1 の青線の枠内の段差部分に入射し，フィードバックステージを段階的に移動させながら，カメラで干渉縞画像を撮影した．干渉縞画像（画素数 300×600 pixels）を図 1.5.2-2 に示す．図 1.5.2-2 は 1 枚目の画像を位相の基準値（位相 0π ）とし，参照ミラーを $\pi/4$ ずつ移動させることで，往復の光路長として $\pi/2$ ずつ位相シフトする．

図 1.5.2-2 に示す干渉縞画像から段差高さ（位相差）を求める． $x=1, y=1:600$ の領域の光強度を図 1.5.2-3 に示す．干渉縞画像はレーザ光源のコヒーレンスに由来するスペックル等のノイズにより，光強度のばらつきが大きい．そのため，測定画像からローパスフィルタを適用することで，干渉縞画像のノイズ成分を低減する．上記の操作を全画像に適用し，干渉縞画像のピーク値を求めることで，干渉縞画像の周期，及び各画像の位相ずれを求める．次に，各ピクセルの位相 ϕ を算出する．位相 ϕ を算出した結果を図 1.5.2-4 に示す．位相 ϕ は逆タンジェント関数で表されるため，位相が正の値から負の値に変化する点を連続的に接続する位相接続と傾きの補正を行う．最後に，位相から，高さ情報に変換する．

全ピクセルの位相 ϕ を図 1.5.2-5 に，全ピクセルの高さ h を図 1.5.2-6 に示す．4 枚の干渉縞画像から各ピクセルの位相を求め，試験体の高さを算出した．次に，試験体の段差高さの測定精度を評価するため，図 1.5.2-6 の y 軸の位置 $60\text{ }\mu\text{m}$ と $70\text{ }\mu\text{m}$ の点における高さを求めた．横軸に x 軸をとり高さを計算した結果を図 1.5.2-7 に示す．段差高さ h は，段差部分を境にして溝部分と高さ 0 nm 付近の平均をとり，両者の差を求めた．計算の結果，段差高さ h は 93.9 nm であった(図 1.5.2-7 (a))．一方で，図 1.5.2-7 (b)に示す $y = 70\text{ }\mu\text{m}$ における段差高さ h は， 73.2 nm であった．両者の計算値と，触針段差計で測定した 71 nm との差は，それぞれ 32.3% と 3.1% であった．これは，段差部分の作製段階でカプトンテープを用いているため，糊等が付着していることや，位相接続した後の傾き補正の操作が原因である．また，干渉縞画像を取得する際に，参照ミラーの移動の他，空気の揺らぎや光学系の振動により干渉縞画像の位相ずれが生じたことが誤差の原因としてあげられる．

このようにトワイマン・グリーン干渉光学系のような位相干渉光学系を利用することで，位相差の検知が可能であり，表面の凹凸のような段差情報を可視化することができる．しかし，一般的な位相干渉光学系は参照光と物体光が別々の光路を通るため，振動や温度変化のような外乱に対する耐性が低く，実験室の光学定盤上のような限られた空間に使用が制限される．

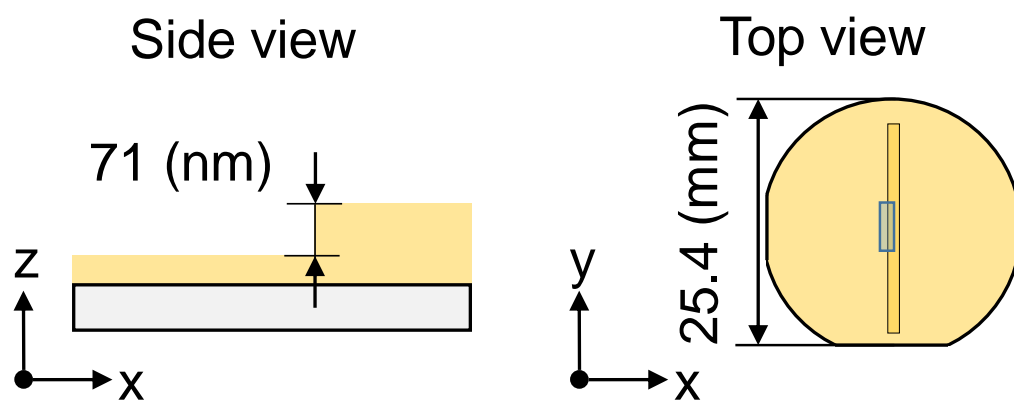


図 1.5.2-1 試験体構造

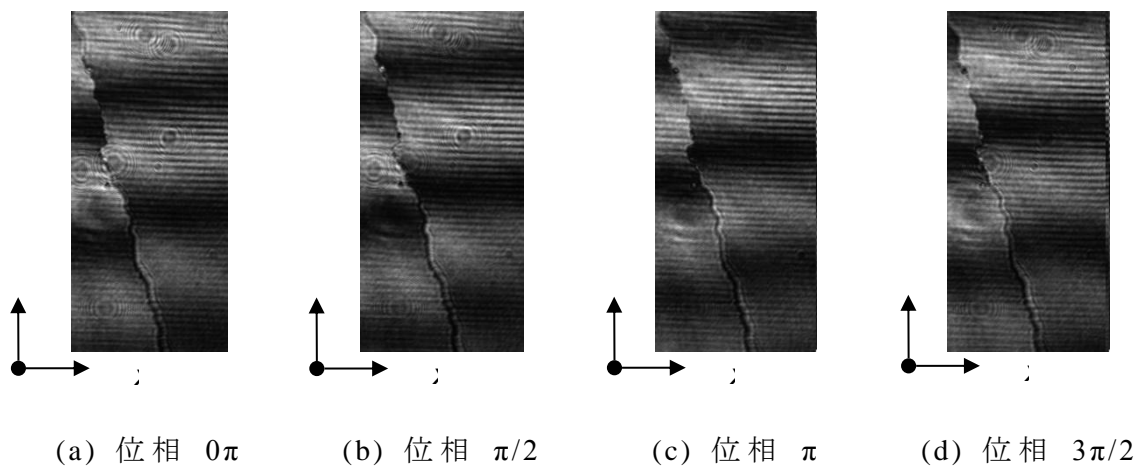


図 1.5.2-2 段差部分の干渉縞画像

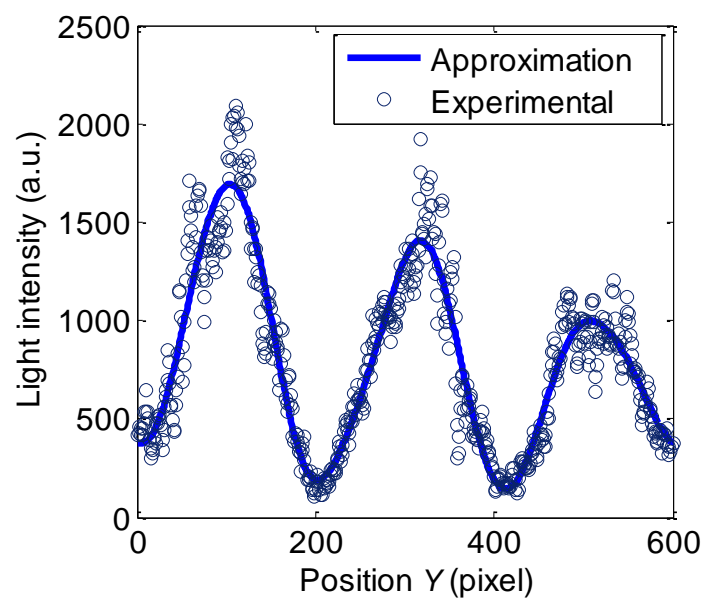


図 1.5.2-3 干渉縞画像の光強度

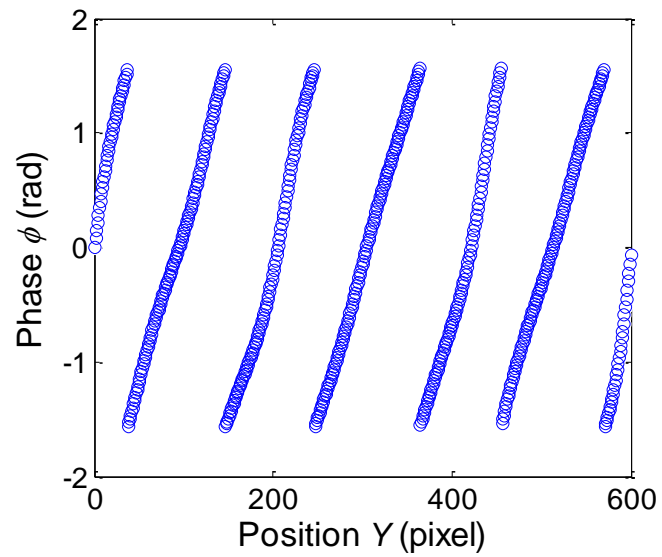


図 1.5.2-4 干渉縞画像から求めた位相 $\phi(x=1, y=1:600)$

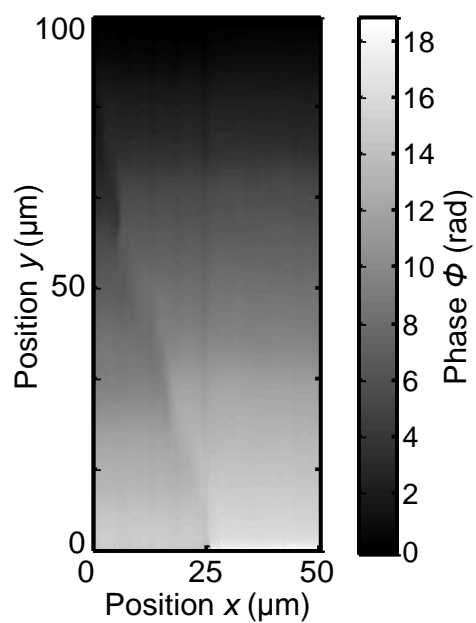


図 1.5.2-5 試験体の位相 ϕ
(位相接続処理後)

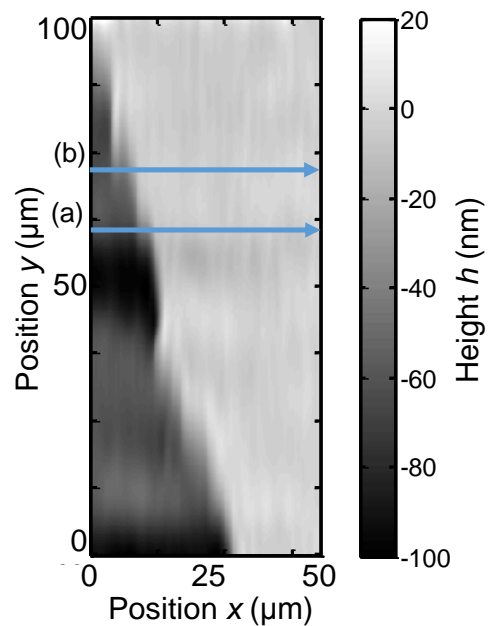
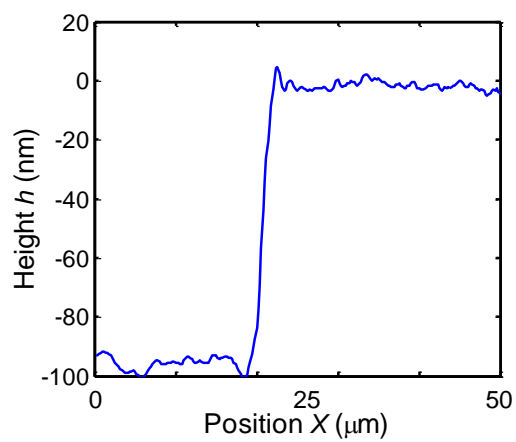
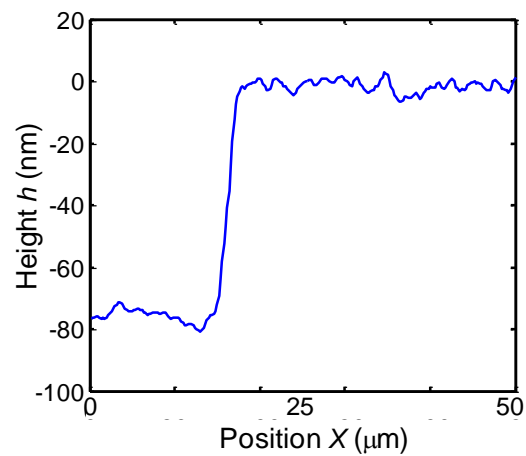


図 1.5.2-6 試験体の高さ h
青線の段差は図 1.5.2-7 に示す



(a) $y = 60 \text{ (}\mu\text{m)}$



(b) $y = 70 \text{ (}\mu\text{m)}$

図 1.5.2-7 y 軸の $60 \text{ }\mu\text{m}$ と $70 \text{ }\mu\text{m}$ の位置における高さ h

1.6 研究の目的

表 1.6 にこれまでに述べてきた代表的な非破壊試験の特徴を示す．ECT は空間分解能が検出器のサイズに依存することが課題であり，また検出が点であるため速度との両立が難しい．MT や PT は，原理的に高空間分解能化が難しく，また洗浄などの前後処理により速度が遅い．一方，UT は，内部の欠陥が試験可能である反面，表面欠陥の試験には不向きであり，かつ検出が点であるため二次元的な走査が必要である．

本研究は，二次元イメージを利用して高速かつ高空間分解能で構造物表面の非破壊試験を行うための MO デバイスを開発することが目的である．MO イメージングは，光学的な二次元イメージとして欠陥が可視化できるため，高速かつ容易であり，その速度は従来の ECT の 5~10 倍速いといわれる¹¹⁾．また金属や磁性体など，励磁した際に欠陥の存在によって MO センサの磁化方位が変調されるものであれば検査可能である．しかし，従来の研究では MO センサに単結晶磁性ガーネットを利用していたためマイクロメートルオーダーの高空間分解能化が困難であり，また，欠陥深さ評価について研究された報告が少ない．そこで，本研究では欠陥探査および欠陥評価のための MO デバイスの開発を目的とした．MO イメージングの高空間分解能を行い，マイクロメートルオーダーの空間分解能を有する MO センサを開発した．さらに，欠陥深さ 1 mm から 10 mm までの評価を行うための MO センサを開発した．一方で MO センサを利用した場合，非接触での欠陥遠隔探傷が困難である．一般的には MO センサと被検体表面が 1 mm 以上離れてしまうと MO イメージングは困難になる．そこで本研究では MO イメージングの適応範囲の拡大を目指して，欠陥が非接触で 1 mm 以上の遠隔から探傷可能な MO デバイスを開発した．

表 1.6 代表的な非破壊試験の特徴一覧⁴⁷⁾

試験方法	表面	内部	速度	空間分解能	検出
磁気光学イメージング	○	表層	○	磁区サイズに依存	面
渦電流探傷試験	○	表層	○	検出器サイズに依存	点
磁粉探傷試験	○	×	×	mm オーダ	面
浸透探傷試験	○	×	×	mm オーダ	面
超音波探傷試験	△	○	×	100 μ m オーダ	点

1.7 研究の概要

本研究は、構造物表面の非破壊試験のための MO イメージング用デバイスを開発することが目的である。このような非破壊試験では非接触で遠隔欠陥探査ができて、かつ発見した欠陥の寸法評価が可能であることが求められる。欠陥の探査と評価ではそれぞれ要求が異なる。欠陥探査では、被検体表面に影響を与えないために、遠隔から非接触で被検体表面を検査できることが望ましい。一方で欠陥評価では、発見した欠陥を高空間分解能かつ大きな信号強度で取得できることが望ましい。そこで、非破壊試験の工程を欠陥探査と欠陥評価に分割し、それぞれの工程について研究を行った。

本論文第 2 章では発見した欠陥の評価を行うための MO センサの開発を行った。MO センサに多結晶磁性ガーネットを利用する場合、漏洩磁界が被検体表面近傍に分布することから、MO センサが十分に磁化されず、大きな光強度が得られなかった。そこで、光強度を増大するために多結晶磁性ガーネット膜の膜構造を設計し、1 μm 程度の膜厚でマイクロメートルオーダーの欠陥がノイズレベルの 2 倍以上の光強度で可視化できる MO センサを作製した。

本論文第 3 章では、MO イメージの光強度をアナログ的に取得することで欠陥の寸法を評価し、特に、従来の二次元情報では評価が困難であった欠陥の深さが評価できる MO センサを開発した。欠陥深さに応じて漏洩磁界強度が大きくなるため、MO イメージの光強度から欠陥深さの評価ができる。そこで深さ評価のための磁性層を複数有する MO センサを設計し、印加磁界一定で欠陥深さ 1 mm から 10 mm まで評価できる MO センサを開発した。

本論文第 4 章では、非接触で欠陥を遠隔探査するための光学系を開発した。磁性膜を用いず高感度で MO 効果を検出するために位相干渉光学系に着目した。一般的に位相干渉光学系は、外乱などの影響に対する耐性が低く、光学定盤上で利用される。そのため非破壊検査の現場で利用することが困難であった。耐外乱性が低い大きな原因は、参照光と物体光が別の光路をとるためである。そこで耐外乱性の高い位相干渉光学系を開発し、シミュレーションを利用した動作解析を行った。また、光学系を作製して原理実証を行い、遠隔欠陥探査のための MO デバイスを開発した。

本論文第 5 章では、これらの研究を総括した。

参考文献

- 1) 日本非破壊検査協会編, “非破壊検査便覧”, 日刊工業新聞社, (1978)
- 2) 水谷義弘, “よくわかる最新非破壊検査の基本と仕組み”, 秀和システム, (2010)
- 3) 酒井達雄, “図解入門よくわかる最新金属疲労の基本と仕組み”, 秀和システム, (2011)
- 4) E.R.Delos Rios, Z.Tang and K.J.Miller, *Fatigue Engineering Materials and Structures*, **7**, p.97, (1984)
- 5) D.Taylor and J.F.Knott, *Fatigue of Engineering Materials and Structures*, **4**, p.147, (1981)
- 6) N.Hironobu, G.Masahiro and K.Norio, *Engineering Fracture Mechanics*, **41**, p.499, (1992)
- 7) J.G.Martin, J.G.Gil and E.V.Sanchez, *Sensors*, **11**, p.2525, (2011)
- 8) B.Helifa, A.Oulhadj, A.Benbelghit, I.K.Lefkaier, F.Boubenider and D.Boutassouna, *NDT&E International*, **39**, p.384, (2006)
- 9) 西水亮, 松井哲也, 小池正浩, 野中善夫, 小島史男, 小林太, 高木敏行, 内一哲哉, 遠藤久, 橋本光男, 福岡克弘, 日本原子力学会和文論文誌, **7**, p.142, (2008)
- 10) P.Novotny, P.Sajdl and P.Machac, *NDT&E International*, **37**, p.645, (2004)
- 11) J.Lee, T.Shoji, D.Minkov and M.Ishihara, *The Japan Society of Mechanical Engineers*, **64**, p.281, (1998)
- 12) Y.Deng, X.Liu, Y.Fan, Z.Zeng, L.Udpa and W.Shih, *IEEE Transactions on Magnetics*, **42**, p.3228, (2006)
- 13) V.E.Ivanov, *Journal of Magnetism and Magnetic Material*, **324**, p.2572, (2012)
- 14) M.Bazilijevich, D.Barness, M.Sinvani, E.Perel, A.Shaulov and Y.Yeshurun, *Review of Scientific Instruments*, **83**, p.083707, (2012)
- 15) B.A.Auld and J.C.Moulder, *Journal of Nondestructive Evaluation*, **18**, p.3, (1999)
- 16) H.Shaikh, N.Sivaibharasi, B.Sasi, T.Anita, R.Amirthalingam, B.P.C.Rao, T.Jayakumar, H.S.Khatak and B.Raj, *Corrosion Science*, **48**, p.1462, (2006)
- 17) Z.Chen, N.Yusa and K.Miya, *Nuclear Engineering and Design*, **238**, p1651, (2008)

- 18) K.F.Bainton, NDT International, **10**, p.253, (1977)
- 19) M.M.Tehranchia, S.M.Hamidi, H.Eftekhari, M.Karbaschi and M.Ranjbaran, Sensors and Actuators A:Physical, **172**, p.365, (2011)
- 20) 宮腰貴久, 谷口哲樹, 山田外史, 岩原正吉, 日本応用磁気学会誌, **24**, p.855, (2000)
- 21) 岡川由美子, 黒島義人, 原田昭治, 日本機械学会講義論文集, **028-1**, p.87, (2002)
- 22) 佐藤勝昭, “光と磁気”, 改訂版, 朝倉書店, (2001)
- 23) 岩崎勝博, “磁気光学素子を利用した磁気探傷技術”, 検査技術, p.44, (2011)
- 24) H.Lee, T.Kim, S.Kim, Y.Yoon, S.Kim, A.Babajanyan, T.Ishibashi, B.Friedman and K.Lee, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **322**, p.2722, (2010)
- 25) 町敬人, 応用物理, **82**, p.117, (2013)
- 26) G.L.Fitzpatric, D.K.Thome, R.L.Skaugset, E.Y.C.Shih and W.C.L.Shih, Materials Evaluation, **51**, p.1402, (1993)
- 27) T.Ishibashi, T.Yoshida, T.Kobayashi, S.Ikehara and T.Nishi, Journal of Applied Physics, **113**, p.17A926, (2013)
- 28) S.Mito, H.Sakurai, H.Takagi, A.V.Baryshev and M.Inoue, Journal of Applied Physics, **111**, p.07A519, (2012)
- 29) 水戸慎一郎, “磁性フォトニック結晶を用いた圧電駆動空間光変調器に関する研究”, 豊橋技術科学大学平成 23 年度博士学位論文
- 30) R.Jablonski, J.Sarnecki, K.Mazur, J.Sass and J.Skwarcz, Journal of Alloys and Compounds, **300**, p.316, (2000)
- 31) M.Huang and Z.Xu, Thin Solid Films, **450**, p.324, (2004)
- 32) Y.Shoji, T.Mizumoto, H.Yokoi, I-W.Hsieh and R.M.Osgood Jr., Applied Physics Letters, **92**, p.071117, (2008)
- 33) 島田寛, 山田興治, 八田真一郎, 福永博俊, “磁性材料－物性・工学的, 特性と測定法”, 講談社, (2003)
- 34) M.Mino, S.Miura, K.Dohi and H.Yamazaki, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **226**, p.1530, (2001)
- 35) M. Mino and H. Yamazaki, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **272**, p.e509, (2004)

- 36) S.Maate, L.Shen, C.Hou, H.Fujiwara and G.J.Mankey, Journal of Applied Physics, **85**, p.1658, (1999)
- 37) J.Gryzagoridis, Journal of Nondestructive Evaluation, **31**, p.295, (2012)
- 38) 張賀東, 三矢保永, 坂野貴裕, 福澤健二, 日本機械学会論文集(C 編), **73**, p. 256, (2007)
- 39) 三矢保永, 張賀東, 石田紗貴子, 日本機械学会論文集(C 編), **66**, p.131, (2000)
- 40) M.Metchkarov, Vacuum, **58**, p.464, (2000)
- 41) Q.Yu, R.Taguchi, M.Hoguro, H.Horimai and T.Umezaki, IEEJ Transactions on Electronics, Information and Systems, **134**, p.56, (2014)
- 42) 坂口一灯, “リモート非破壊検査を目的としたコリニア位相干渉光学系の開発”, 豊橋技術科学大学平成 26 年度博士学位論文
- 43) 辻内順平, “ホログラフィー”, 裳華房, (1997)
- 44) J.Novak, Optik, **114**, p.63, (2003)
- 45) I.Yamaguchi, S.Ohta and J.Kato, Optics and Lasers in Engineering, **36**, p.417, (2001)
- 46) M.Shan, B.Hao, Z.Zhong, M.Diao and Y.Zhang, Optics express, **21**, p.2126, (2013)
- 47) 石井勇五郎, “非破壊検査工学”, 産報出版, (1973)

第2章 一次元磁性フォトニック結晶(MPC)を利用した

欠陥形状の高空間分解能評価

2.1 はじめに

非破壊試験において欠陥の形状を高速に可視化することは重要であり、視覚的に欠陥形状が理解できるイメージング技術が重要となっている。磁性材料における欠陥の一つである疲労亀裂は、微小なマイクロクラックに繰り返し応力が加わることによって進展して発生する欠陥である¹⁾⁻²⁾。疲労亀裂を非破壊試験によって発見した場合、その欠陥が許容可能であるか、あるいは修理、交換がいつ必要であるかを予測するために、欠陥の寸法を評価する。その後、各々の構造物で定められる規格に基づいて合否判定される³⁾。欠陥の評価には、その長さや開口幅、あるいは深さのような欠陥の情報が必要である。

これまでのMOイメージング⁴⁾⁻⁹⁾はMOセンサに単結晶磁性ガーネット膜を用いていたため、僅かな漏洩磁界で磁化方位を制御することができ、欠陥の有無と位置を検出する事が容易だった⁴⁾。しかし、単結晶ガーネット膜はメイズ磁区を形成し、空間分解能が低い。一方、多結晶ガーネット膜は磁区をナノメートルオーダーにまで微細化できるため高空間分解能である。しかし、偏光面回転角が膜厚に比例するため、薄膜で欠陥近傍の漏洩磁界を捉えた場合、十分なコントラストのMOイメージを得ることができなかった。もし漏洩磁界を高分解能かつ高コントラストで可視化するMOイメージングセンサが開発できれば、欠陥の形状・寸法を定量的に評価できる。

本章では、従来の磁性ガーネットを利用したMOイメージングでは磁区サイズおよび偏光面回転角の課題から可視化が困難であったマイクロメートルオーダーの開口幅を持つ欠陥を可視化した。特に、多結晶磁性ガーネット¹⁰⁾⁻¹¹⁾に着目し、高空間分解能でかつ高コントラストなMOイメージングのための磁性膜を設計し、得られた漏洩磁界分布を解析することで疲労亀裂の開口状態を高空間分解能で評価した。

本章では、磁気情報を高空間分解能で可視化することで、欠陥の開口状態のような表面形状の評価について述べる。欠陥内部の構造評価として、特に非破壊検査に関わる人が多い深さの評価方法については次章で述べる。

2.2 目的

検査規格は構造物ごとに定められており，その数も膨大である．そこで，一般的に規格が公開されている原子力発電所の規格を例として着目した．原子力発電所クラス 1 容器では，脆性破壊の防止を目的に，容器の評価不要欠陥寸法基準は，ASME Boiler & Pressure Vessel Code Section III¹²⁾⁻¹³⁾及び発電用原子力設備規格・維持規格において，亀裂の長さや深さのアスペクト比によって仮想欠陥を想定して評価される¹⁴⁾．維持規格における欠陥評価の基本的な考え方を図 2.2-1 に示す．検査で亀裂が発見された場合，亀裂の寸法を測定しモデル化する．モデル化の様子を図 2.2-2 に示す．このように，亀裂の有害性の評価は亀裂の長さや深さのアスペクト比で決められる．従って亀裂の開口幅や長さおよび，亀裂の深さが評価可能であるかが重要になる．

本章は，亀裂の表面形状を高空間分解能で可視化するための MO センサを開発することが目的である．論文中では，亀裂を欠陥と定義し，欠陥を表面から見た場合の長軸方向の寸法を欠陥の長さ，短軸方向を欠陥の開口幅と定義する．本章では，より高い空間分解能が要求される開口幅の評価について着目した．MO イメージングは目視試験の応用であり，本研究では，評価する欠陥の開口幅は目視試験の空間分解能を目標にした．目視試験の中で金属表面欠陥に対して高い空間分解能が要求される規格として，原子炉の表面検査用水中カメラに適用される，「25 μm (1 ミル)のワイヤが識別できること」を参考にした¹⁶⁾．本研究では，ワイヤを欠陥に置き換えて，開口幅が 25 μm の欠陥が可視化できる MO センサの開発を目的とした．

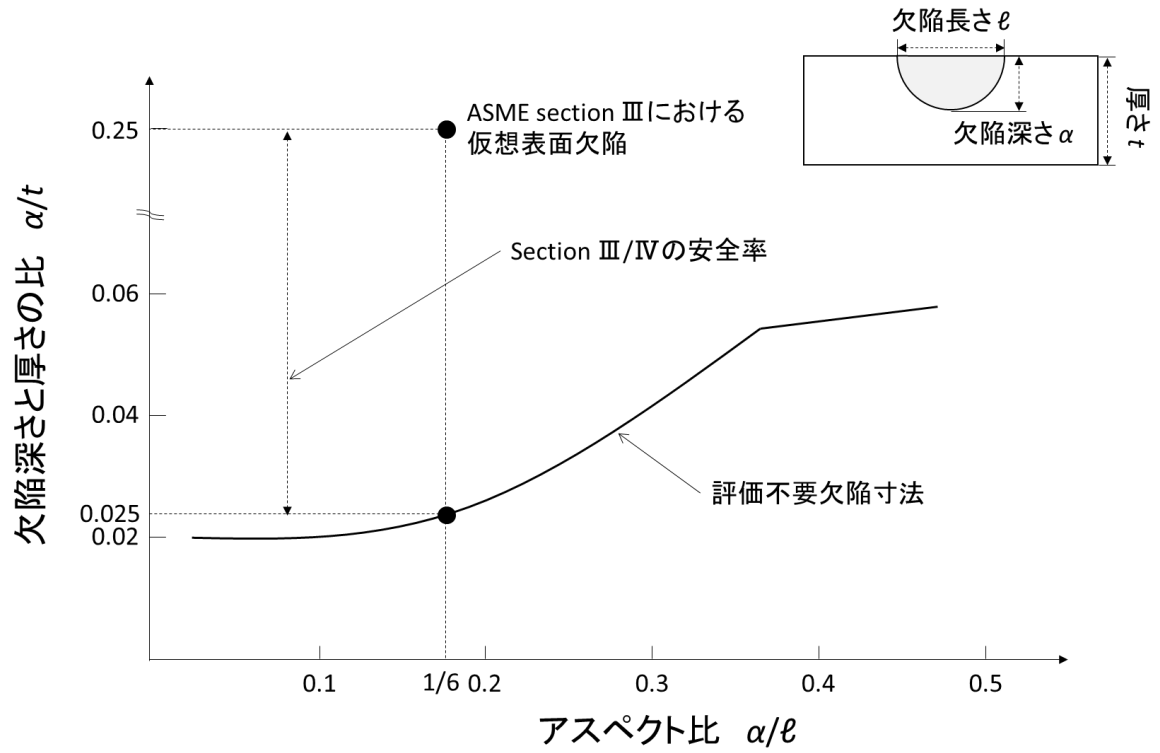


図 2.2-1 原子力発電所クラス 1 容器の評価不要欠陥寸法の考え方 ¹⁴⁾

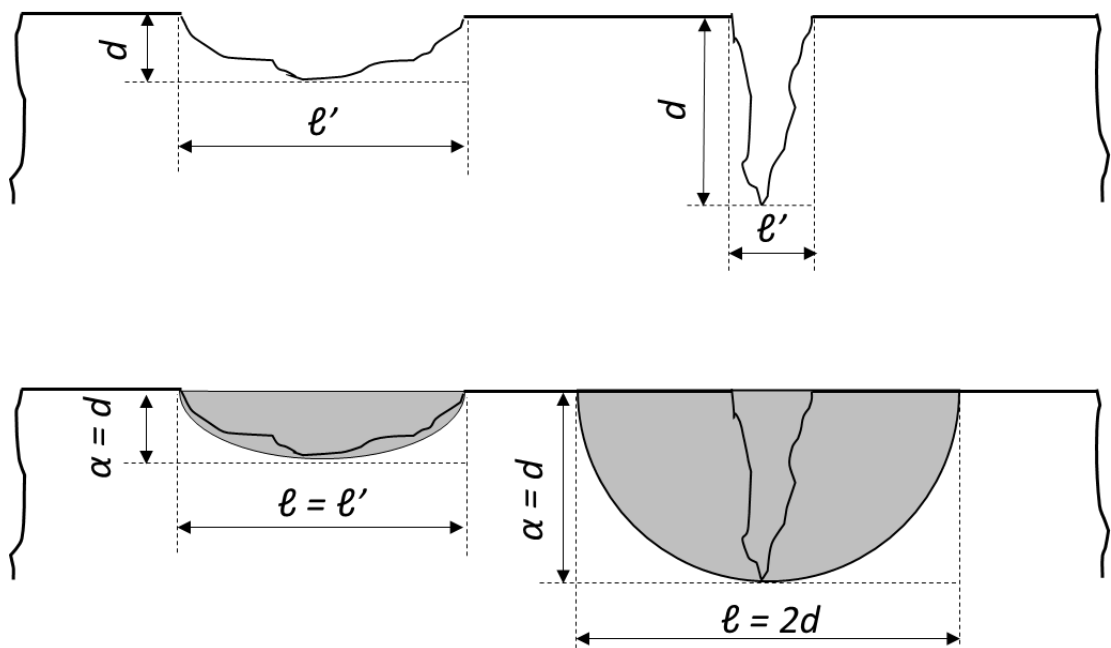


図 2.2-2 表面亀裂のモデル化の例 ¹⁴⁾

2.3 原理

MO イメージングでは，偏光面回転角がイメージのコントラストに変換される．単層構造の磁性膜でコントラストを高くするためには厚膜化が必要であるが，膜厚方向の漏洩磁界の平均値をコントラストとして可視化するため，空間分解能を下げる要因となる¹⁵⁾．本研究の目的の空間分解能は $25\ \mu\text{m}$ ¹⁶⁾ であり，達成のためにはマイクロメートルオーダの空間分解能が必要である．従って高空間分解能化には薄膜で大きな偏光面回転角を有する MO センサが必要である．本章では，厚膜化による空間分解能低下と偏光面回転角のトレードオフを回避する方法として，薄膜で大きな偏光面回転角を有する磁性フォトリック結晶(Magnetophotonic Crystal: MPC)¹⁷⁾⁻¹⁸⁾に着目した．MPC はフォトリック結晶の周期構造の一部を磁性体で置き換えたもので，MO 材料と，誘電体材料を光の波長程度の周期で組み合わせた人工結晶である．屈折率が周期的に変化する方向の数によって，一次元，二次元，三次元フォトリック結晶を考えることができる．フォトリック結晶は，光が伝搬しない波長帯域フォトリックバンドギャップを有し，その帯域はフォトリック結晶を構成する誘電体の周期と屈折率によって決定される．また，フォトリック結晶の周期構造に意図的な乱れ(欠陥)をもたせることによって，この欠陥部分に光を局在させることができ，フォトリックバンドギャップ中に特定の波長の光が透過する局在モードが現れる．誘電体多層膜中に磁性体欠陥層を挿入した一次元 MPC(図 2.3-1)の局在モードにおいて高い透過率と大きな MO 効果を示す(図 2.3-2)．本研究室の場合，材料には，誘電体多層膜の低屈折材料として SiO_2 ，高屈折材料として Ta_2O_5 が，磁性材料には，ビスマス置換型イットリウム鉄ガーネットが多く利用されてきた．誘電体多層膜の膜厚(d_D)は，そのフォトリックバンドギャップの中心波長を設計波長(λ)として次式で与えられる．

$$d_D = \frac{\lambda}{4n} \quad (2.3-1)$$

ここで n は各誘電体材料の屈折率である．

MPC は，誘電体多層膜のペア数増大によってファラデー回転角は増大していくので，MO イメージの光強度の観点から見るペア数は多いほうがよいと考えられる．しかし，誘電体多層膜のペア数が増加すると MO センサの磁

性層と被検体表面からの距離（以後リフトオフ）が離れてしまう．その結果，漏洩磁界強度が減衰してしまい磁性体欠陥層が磁化されなくなり，結果的に磁化に比例してファラデー回転角が低下してしまう．また漏洩磁界はリフトオフに応じて空間的に広がり分布するため，MO センサ内の平均的な空間分解能が低下する．従って，誘電体多層膜のペア数と空間分解能の間にはトレードオフの関係があり，MPC は，この関係を考慮して設計する必要がある．

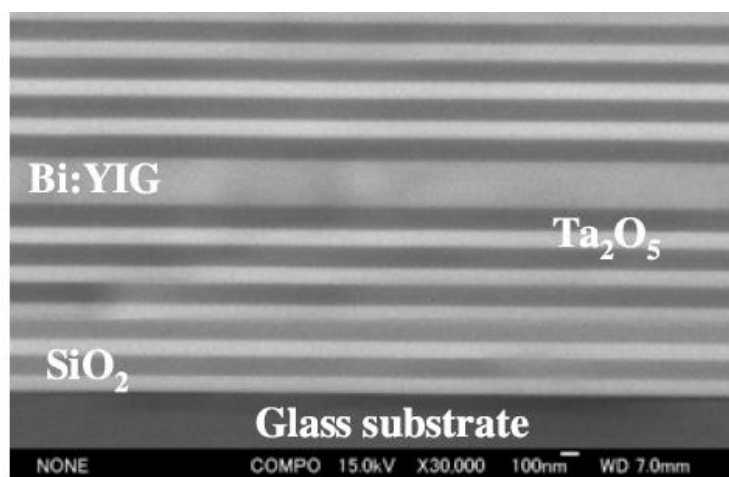


図 2.3-1 1D-MPC の断面 SEM 像 ¹⁸⁾

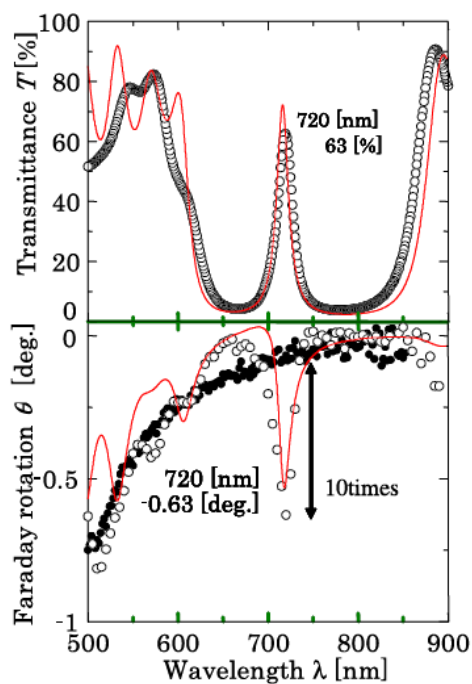


図 2.3-2 1D-MPC の特性 ¹⁸⁾

2.4 磁性膜構造の設計

2.4.1 欠陥形状の評価手法の検討

MO イメージングでは、画像が二次元の情報を与えるため欠陥形状の評価ができる。しかし、一般的な単結晶膜を利用した MO イメージングでは、その磁区サイズに依存して、数マイクロメートルオーダーの高空間分解能の評価は困難である。そこで本研究では、磁性膜を多結晶構造として、その磁区サイズを微細化して空間分解能を向上させ、膜構造を薄膜である MPC とすることで、MO センサの膜厚方向にも漏洩磁界を高空間分解能で可視化して欠陥形状評価を実現する方法を検討した。前述したとおり、MO イメージングは、磁気情報を可視化することができる。そこで MO イメージングで可視化する漏洩磁界の強度分布を、有限要素法を用いて求めて、高空間分解能な漏洩磁界分布を取得する MPC 構造を設計した。

有限要素法シミュレータには COMSOL Multiphysics (ver. 4.4)を用いて欠陥からの漏洩磁界強度を計算した。シミュレーションモデルを図 2.4.1-1 に示す。試験体の寸法は縦 15 mm, 横 100 mm, 厚さ 15 mm, 磁化器の寸法は縦 60 mm, 横 60 mm, 厚さ 70 mm で、被検体の面内方向への磁界印加が容易な U 字型の電磁石を想定した。この磁化器の構造は 1 章で述べた実験系の磁化器の構造(図 1.3.3)と同様である。外部境界条件を吸収とすることで、空気で満たされた無限大の空間を設定した。

また、被検体材料には広範囲で炭素鋼材料が利用されていることに着目し、一般構造用圧延鋼材(SS400)を想定した。金属材料の中でも鉄鋼材料は、工業的に利用されている材料のうちの 95%を占めているといった報告がある¹⁹⁾。鉄鋼材料でも最も一般的に利用されている材料の一つが炭素鋼であり、その中でも使用頻度の高い材料として SS400 を被検体として利用した。

その比透磁率(μ_r)には、磁化特性の測定結果を用いた。SS400 の磁化特性は、振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer:VSM) を用いて、膜面内方向および垂直方向の磁化特性をそれぞれ測定した。測定した結果を図 2.4.1-2 に示す。この磁化特性を基に以下の式から SS400 の比透磁率を算出し、被検体の μ_r は 40 とした。試験体、磁化器の周りは空気($\mu_r=1$)とした。試験体表面の中央部に欠陥を想定した。

図 2.4.1-3 にマイクロクラックを模した、直径が 10 μm , 深さが 20 μm の欠陥の漏洩磁界分布を示す。磁界分布は z 方向(被検体面に対して垂直方向)のみの結果であり、絶対値で表示している。また x 軸の原点は、欠陥の中心を示している。漏洩磁界強度は欠陥の両端部付近で、一つの欠陥に対して二

つのピーク値を示した．これは漏洩磁界強度を絶対値で表示しているためで，磁界方向は逆向きであり，磁界が片方の端部周辺から漏洩し，もう片方の端部周辺へと侵入していくことに対応している．なお，このピーク値の半値幅は $8.5\ \mu\text{m}$ であった．

図 2.4.1-4 に欠陥の直径が $1\ \text{mm}$ ，深さが $1\ \text{mm}$ の磁界分布と深さ $5\ \text{mm}$ の磁界分布を示す．磁界分布は z 方向のみの結果であり，絶対値で表示している．また x 軸の原点は，欠陥の中心である．図 2.4.1-4 中に漏洩磁界分布のピークの先端部の拡大図を示す． y 軸はそれぞれの深さの漏洩磁界分布のピーク値を 100% として規格化している．この拡大図から，欠陥の開口幅はミリメートルオーダーにも関わらず，ピーク値の半値幅は $11\ \mu\text{m}$ で $10\ \mu\text{m}$ 程度であり，ピーク値から 10% の位置のピーク幅は $2\ \mu\text{m}$ でマイクロメートルオーダーであった．従って漏洩磁界のピーク幅は，欠陥の開口幅，深さに大きく依存せずマイクロメートルオーダーで漏洩磁界分布を可視化する必要があることがわかった．

また，欠陥深さが深くなることで漏洩磁界の強度が増加していることが分かる．欠陥の深さと z 方向の漏洩磁界強度の最大値の関係を図 2.4.1-5 に示す．MO イメージングでは漏洩磁界強度の変化は MO イメージの光強度のコントラストの変化として得られる．従って，漏洩磁界強度の変化を高空間分解能で取得することで欠陥の開口幅，長さおよび深さが評価できると考えた．なお欠陥深さの評価については，第 3 章で述べる．

そこで，図 2.4.1-4 に示すように欠陥の両端部で漏洩磁界に応じた光強度のピークが取得でき，その時の信号強度がバックグラウンドと比較して 2 倍以上得られる MO センサの作製を行った．

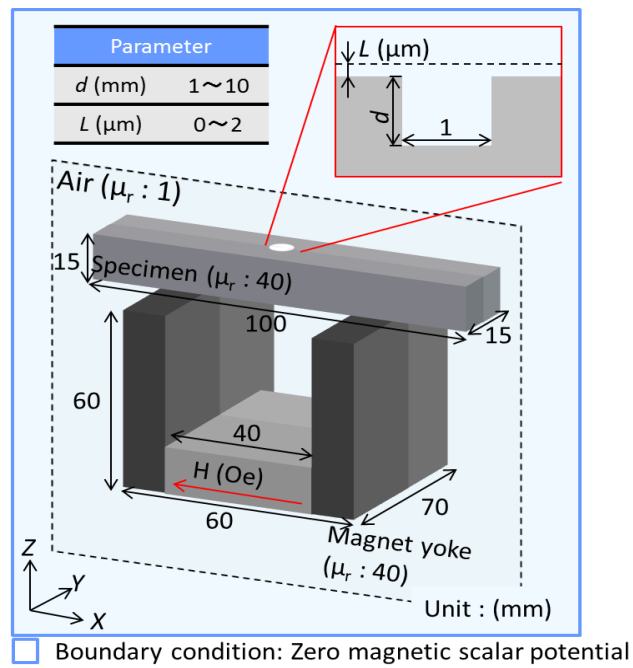


図 2.4.1-1 シミュレーションモデル

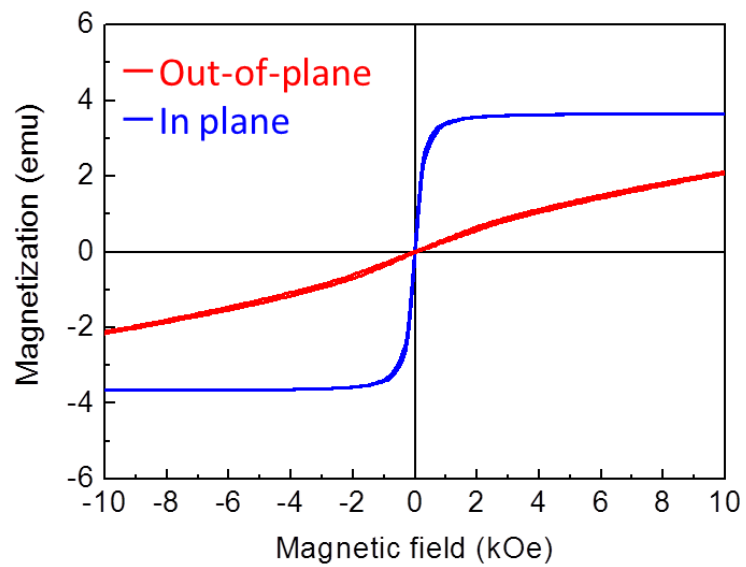


図 2.4.1-2 SS400 鋼材の磁化特性

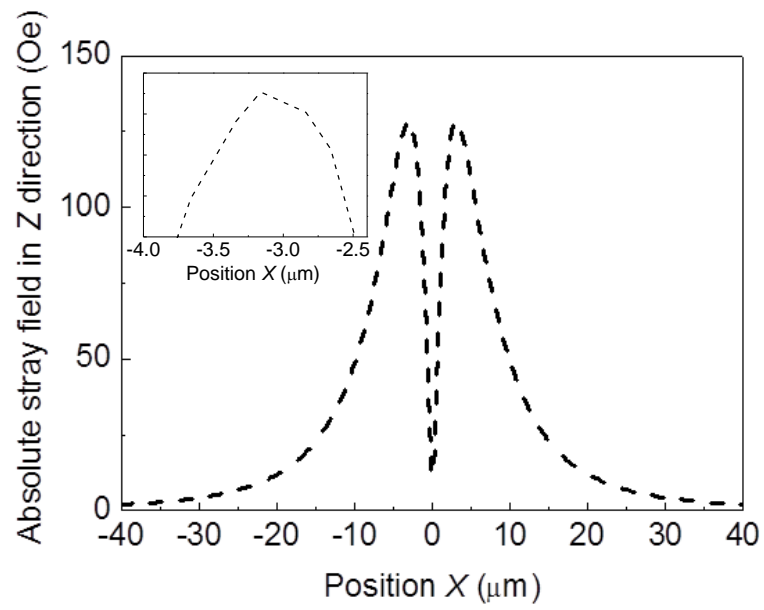


図 2.4.1-3 欠陥幅 10 μm の時の z 方向の漏洩磁界分布

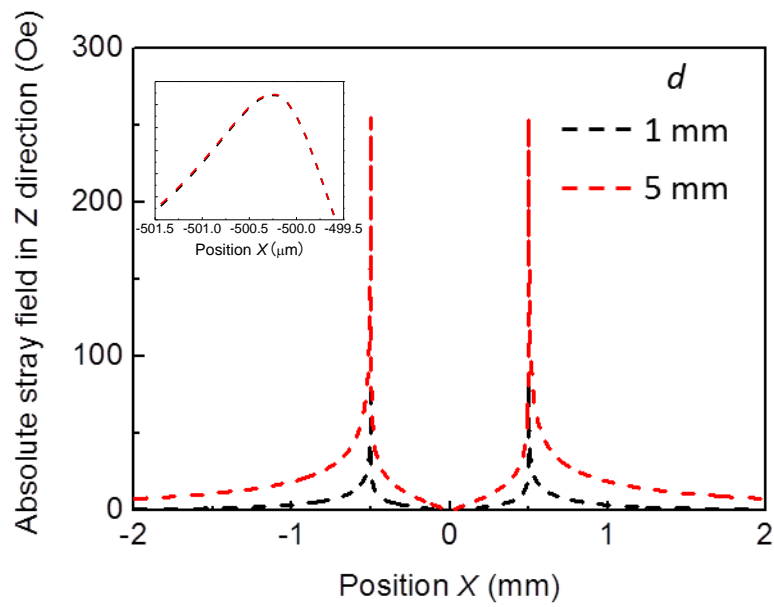


図 2.4.1-4 欠陥幅 1 mm の時の z 方向の漏洩磁界分布

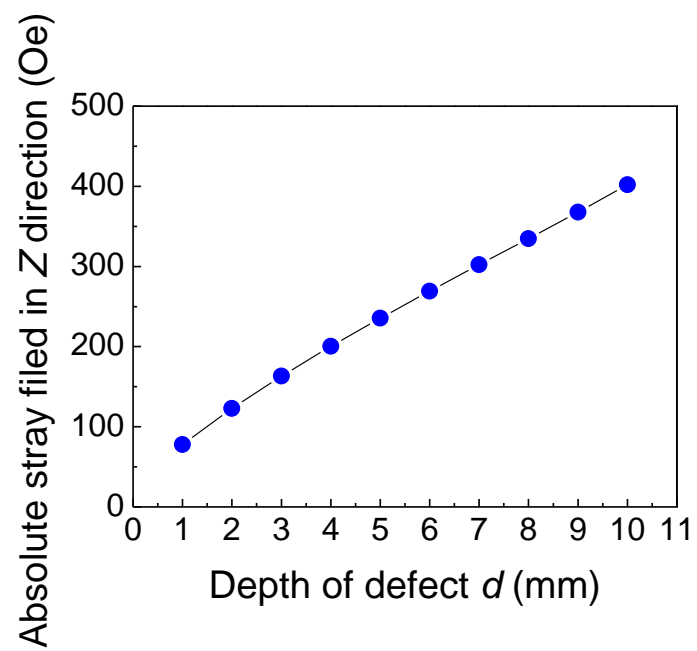


図 2.4.1-5 欠陥の深さに対する
 z 方向の漏洩磁界強度の最大値の関係

2.4.2 磁性膜の計算的評価

MPC のファラデー回転角および反射率は，誘電体多層膜の層数と磁性ガーネット層の膜厚により決定される．誘電体多層膜は 2 種類の異なる屈折率の材料から構成され，2 層を 1 ペアとして離散的な値をとる．そして，ペア数を多くするほどその局在モードの半値幅は鋭くなり，MO 効果のエンハンスは大きくなるが，磁性層の被検体からのリフトオフが大きくなる．被検体からのリフトオフが大きくなると，漏洩磁界が MO センサの膜厚方向で広がるため，空間分解能が低下する．図 2.4.2-1 に欠陥が複数ある場合の漏洩磁束の様子をシミュレーションした結果を示す．シミュレーション中で被検体は三本の欠陥を有しており，左の欠陥から順に欠陥①，欠陥②，欠陥③とする．リフトオフがナノメートルオーダーのときにはそれぞれの欠陥端部周辺から漏洩した磁束はもう片方の端部周辺に侵入している．しかし，リフトオフが数マイクロメートルオーダーになると距離に伴い漏洩磁束が広がってしまい，欠陥①の左の欠陥端部から漏洩した磁束は，欠陥③の右の欠陥端部に侵入しており，それぞれの欠陥の漏洩磁界のピークを可視化することは難しく，空間分解能距離が低下している．図 2.4.2-2 に各リフトオフにおける MO イメージのシミュレーション結果を示す．リフトオフが 0.1 μm の時は欠陥が明瞭に区別できているが，1.5 μm になると区別することが難しくなっている．リフトオフに応じた漏洩磁界の減衰を考慮すると，磁性層の位置は 1 μm 程度に抑える必要がある．そこで磁性層の位置を 1 μm 程度に抑えるように MPC を設計した．MPC の設計波長は，比較的高い透過率で大きなファラデー回転角が得られる 532 nm とし，誘電体多層膜には SiO_2 (91 nm)および Ta_2O_5 (59 nm)を想定し，光強度が最大となるときのペア数を算出した．また磁性ガーネット層も同様に，膜厚を厚くすればファラデー回転角が大きくなるが，空間分解能は低下する．磁性ガーネット層の膜厚(d)は，

$$d = \frac{\lambda}{2n} \quad (2.4.2-1)$$

の整数倍で与えられ，離散的な値をとる．式 2.4.2-1 で λ は設計波長で， n は各波長での磁性ガーネット膜の屈折率である．

そこで，磁性ガーネット層に多結晶 YIG を想定し，材料の性能指数(I)が最大となるときの膜厚を算出した．なお材料の性能指数は MO イメージの光強度に関係する材料特性を与える次式で定義した．

$$I = R \cdot \sin^2 \theta_F \quad (2.4.2-2)$$

ここで R は磁性膜の反射率, θ_F はファラデー回転角を示している.

MPC の光学特性の計算にはマトリックス・アプローチ法を利用し, MPC の各構造でのファラデー回転角および反射率を求め, MO イメージングのための MPC を設計した.

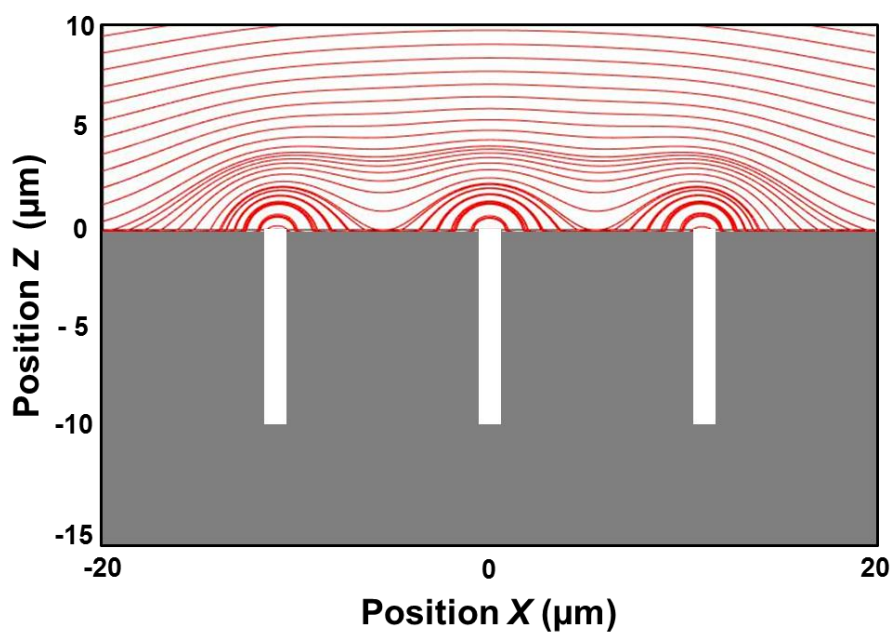
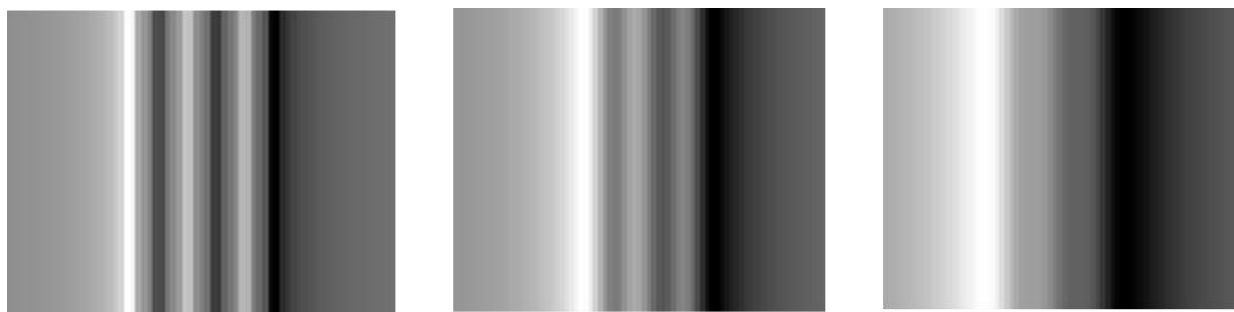


図 2.4.2-1 複数の欠陥から漏洩する磁束のシミュレーション結果



(a) リフトオフ 0.1 μm

(b) リフトオフ 1.0 μm

(c) リフトオフ 1.5 μm

図 2.4.2-2 各リフトオフにおける MO イメージのシミュレーション結果

2.4.2.1 マトリックス・アプローチ法

MPC 構造における光のふるまいを解析するには伝達マトリックス法 (Transfer Matrix Method: TMM) が有効である²⁰⁾。マトリックス・アプローチ法は MO 材料からなる構造物の TMM を指す。また TMM は 1 次元の構造物であれば簡単に短い時間で高い精度のシミュレーションができる利点を有する²¹⁾。MO 材料の誘電率テンソルは、

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & +i\varepsilon_{xy} & 0 \\ -i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.4.2.1-1)$$

となる。4 行 4 列の伝達行列 Φ^n を用いて n 層目の計算式を示す。

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{bmatrix}^n = \Phi^n \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{bmatrix}^{n-1} \quad (2.4.2.1-2)$$

ここで $E_x(E_y)$ と $H_x(H_y)$ は電界、磁界の $x(y)$ 成分を示し、電磁波の進行方向は z 方向で層構造に対して垂直である。例えば $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5 / \text{Bi:YIG} / (\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ のような構造の MPC の伝達行列 Φ は

$$\Phi = (\Phi^{\text{Ta}_2\text{O}_5} \times \Phi^{\text{SiO}_2})^5 \times \Phi^{\text{Bi:YIG}} \times (\Phi^{\text{SiO}_2} \times \Phi^{\text{Ta}_2\text{O}_5})^5 \quad (2.4.2.1-3)$$

で示される。また得られるファラデー回転角 θ_F は、

$$\theta_F = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2\text{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} \right) \quad (2.4.2.1-4)$$

で与えられる。 $\chi = T_y / T_x$ であり x, y 成分の透過光の比を示す。

2.4.2.2 多結晶磁性ガーネット膜

単結晶磁性ガーネット膜は磁区サイズが $10\ \mu\text{m}$ 以上になるため高空間分解能化が難しい．そこで本研究では多結晶磁性ガーネット膜に着目した．図 2.4.2.2-1 に，本研究室で作製した多結晶磁性ガーネット膜の偏光分光顕微鏡像を示す．単結晶磁性ガーネットは図 1.4.2-1 の様に迷路状の磁区構造を形成し，MO イメージの空間分解能に寄与する．一方，この多結晶磁性ガーネット膜は，図 2.4.2.2-1 の様に迷路状の磁区構造は観察されない．これは，多結晶磁性ガーネットをスパッタ法で成膜する際，化学両論からずれたターゲットを利用しているためである．ガーネット組成よりずれた元素は結晶化熱処理の際，粒界に異相として析出し，粒界に常磁性物質が析出している可能性は高い．そのため，粒子間での交換相互作用は極めて弱くなる¹⁸⁾．従って，本多結晶磁性ガーネット膜は磁区構造を有しておらず，個々の結晶粒が磁化反転する．

多結晶磁性ガーネット膜の断面を(Field Emission Scanning Electron Microscope:FE-SEM)で観察した結果¹⁰⁾を図 2.4.2.2-2 に示す．本多結晶磁性ガーネット膜は結晶化の際に施す熱処理の温度および時間を制御することで，結晶粒の成長を制御している．この結果から，膜を構成する結晶粒径はおよそ $50\sim 100\ \text{nm}$ 程度でナノクラスターを形成していることがわかった．次に，多結晶磁性ガーネットの磁化反転過程を，磁気力顕微鏡 (Magnetic Force Microscope: MFM) で観察した¹⁰⁾．測定では垂直上向きに飽和磁界以上の磁界を与えた後，逆向きの磁界を徐々に印加した．測定領域は $20\ \mu\text{m}$ 四方とした．測定結果を図 2.4.2.2-3 に示す．図 2.4.2.2-3 (a)に示すように，印加磁界 $H=200\ \text{Oe}\uparrow$ の時は磁化の方位は印加磁界の向きに揃っている．その後，印加磁界を $H=20\ \text{Oe}\downarrow$ とした時の測定結果(図 2.4.2.2-3 (b))では観察面内に微細な黒い領域が生じた．これは周囲と磁化の大きさが異なっていることを示しており，孤立した磁化反転領域が生じたことを示している．磁壁移動の様子は見られなかったことから，磁化過程は磁壁移動ではなく，結晶の磁気モーメントが個々に回転しているものと考えられる¹⁰⁾．その磁化反転領域が数 $10\ \text{nm}$ オーダであることから，本多結晶磁性ガーネット膜は，MO イメージングに用いる場合には単結晶磁性ガーネットより一桁以上高いナノメートルオーダの空間分解能を有している．

そこで，多結晶磁性ガーネットを実際に成膜し，MO イメージングにおいて $25\ \mu\text{m}$ 以下の欠陥の可視化を目的に研究を行った．

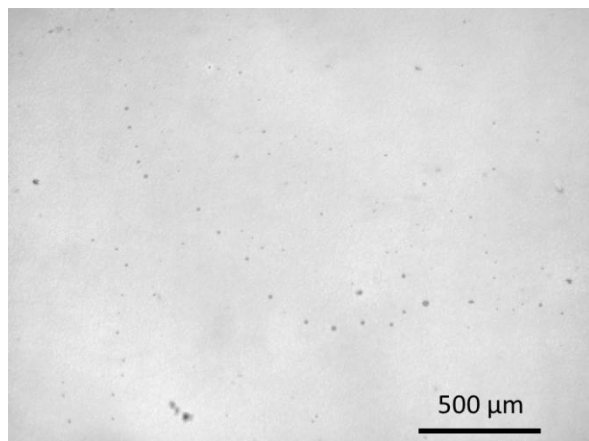


図 2.4.2.2-1 多結晶磁性ガーネット表面の偏光分光顕微鏡像

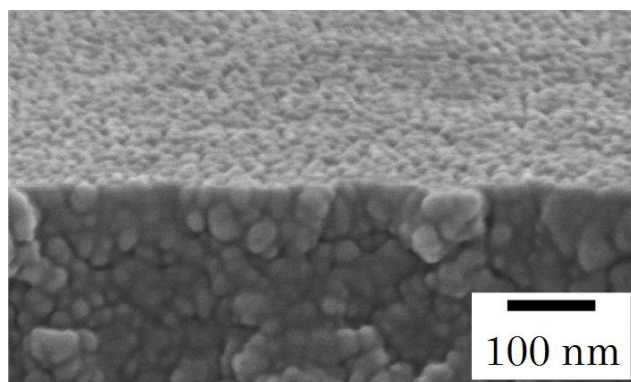


図 2.4.2.2-2 多結晶磁性ガーネットの断面 SEM 像 ¹⁰⁾

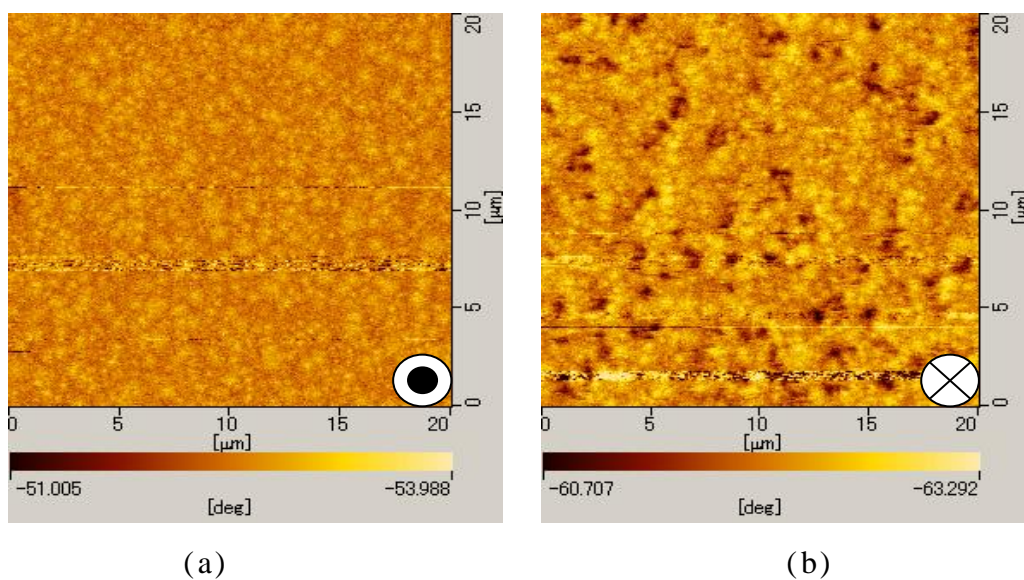


図 2.4.2.2-3 多結晶磁性ガーネットの MFM 像 ¹⁰⁾

(a) $H=200 \text{ Oe} \uparrow$, (b) $H=20 \text{ Oe} \downarrow$

(\odot 磁界方向 \uparrow \otimes 磁界方向 \downarrow)

多結晶磁性ガーネットの材料には、比較的大きなファラデー回転角を有し、可視広域において高い透光性を示すビスマス置換型のイットリウム鉄ガーネット¹⁴⁾を用いた。中でも、本研究室にて多く作製されている、飽和磁界低減のための Al 置換と飽和磁歪向上のための Dy 置換を行ったビスマス・ジスプロシウム・アルミニウム置換イットリウム鉄ガーネット (Bi:YIG)¹⁸⁾を MO イメージングに用いた。

Bi:YIG の成膜には高周波イオンビームスパッタ (Radio Frequency Dual Ion Beam Sputtering:RF-DIBS)装置 (OSI インダストリー TDY-TA-97-S)を用いた。ターゲットには、Bi を多量に置換した組成 $\text{Bi}_{1.5}\text{Dy}_{1.0}\text{Y}_{1.0}\text{Fe}_{3.8}\text{Al}_{1.2}\text{O}_x$ の焼結体 (直径 4 inch, 5 mm 厚) を用いた。成膜基板には 1 インチの Substituted gadolinium gallium garnet (SGGG)基板を用いて、成膜前処理としてアセトンによる超音波洗浄 10 min.および 2-プロパノール (IPA)による超音波洗浄 10 min.を行った。スパッタガスにはアルゴンを用いて、チャンバ内は酸素ブローを行った。成膜条件の詳細を表 2.2 に示す。本スパッタ前のプレスパッタは 15 min.行った。

図 2.4.2.2-4 に、成膜した Bi:YIG の磁化特性を示す。磁化特性の測定には振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer:VSM) を用いて、膜面内方向および垂直方向に磁界を加えたときの磁化特性を測定した。この結果から本 Bi:YIG の垂直方向磁界に対する保磁力が 200 Oe 程度であった。保磁力が小さいほど漏洩磁界に対する感度が高い膜となる¹⁰⁾。また、漏洩磁界は欠陥が小さくなると、小さくなる。一般にマイクロクラックから発生する漏洩磁界は微小であることから Bi:YIG の保磁力は小さい方が望ましい。

図 2.4.2.2-5 に、磁気光学特性測定装置を用いて測定した、波長 532 nm でのファラデー回転角のヒステリシスループを示す。この結果から、本 Bi:YIG のファラデー回転角は、同膜厚の単結晶磁性ガーネットの 10 分の 1 以下であることがわかった。エネルギー分散型 X 線分析装置 (Energy Dispersive X-ray Spectroscopy:EDS) による組成解析を行った結果、組成が $\text{Bi}_{0.93}\text{Dy}_{1.13}\text{Y}_{0.94}\text{Fe}_{3.5}\text{Al}_{1.5}\text{O}_x$ となっており Bi の置換量が少ないことがわかった。ファラデー回転角は Bi 置換量の増加により増加することが報告されている²¹⁾。

保磁力の低減およびファラデー回転角の増大を目的に、Bi 置換量を増加して特性を調査した。これまで本研究室では、磁性ガーネット構成元素の中で低融点材料である Bi の置換量を増やすことで結晶化温度の低減を図ってきた²¹⁾。Bi 置換量の増加に伴い、ファラデー回転角が増大すると共に、Dy

の置換量が減少し角型比が低減することで、その保磁力が減少するという結果が得られている。そこで、Bi の置換量増加を行い、ファラデー回転角が大きく保磁力の小さい膜の形成方法について調査した。

Bi 置換量を増加するために、スパッタに利用する焼結体ターゲット上に Bi チップ (5×5×1 mm 厚) を 4 つ配置した。なお Bi チップは銀ペーストを用いて固定した。Bi チップは長期間使用すると表面が酸化し性能が低下するが、Bi₂O₃ チップよりもワンチップあたり多量の Bi 置換が望まれる。そこで、チップを磨き表面の酸化層を除去した Bi チップを使用した。

Bi チップを 4 つ配置して成膜した膜の組成は、EDS を用いて評価した結果、Bi_{1.36}Dy_{1.07}Y_{0.57}Fe_{3.7}Al_{1.3}O_x であった。Bi の置換量は約 0.43 増加し、Dy の置換量は約 0.06 減少した。

図 2.4.2.2-6 に Bi 置換量を増やした Bi:YIG の磁化過程を示す。Bi の置換量増加に伴い、保磁力が 100 Oe まで低減できた。一方、図 2.4.2.2-7 に Bi 置換量を増やした Bi:YIG のファラデー回転角のヒステリシスループを示す。Bi 置換量増加後のファラデー回転角は -3.6 deg. であり、2.4 倍に改善された。

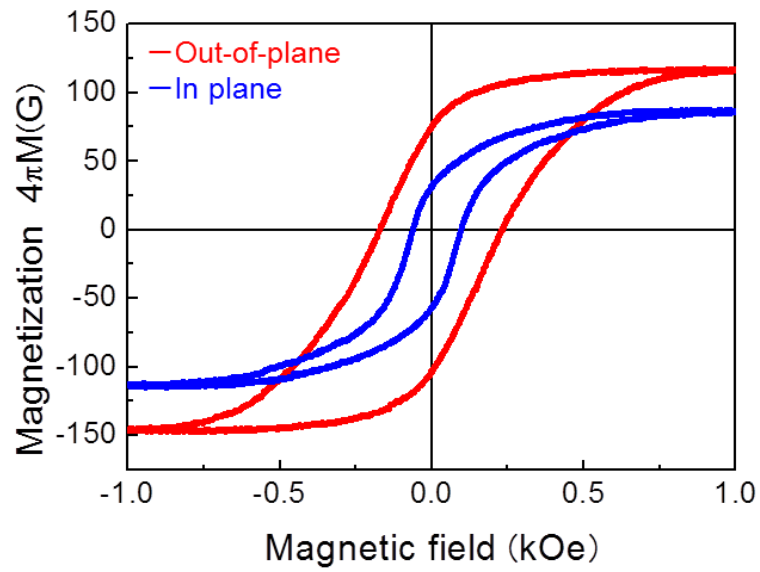


図 2.4.2.2-4 組成が $\text{Bi}_{0.93}\text{Dy}_{1.13}\text{Y}_{0.94}\text{Fe}_{3.5}\text{Al}_{1.5}\text{O}_x$ の多結晶磁性ガーネットの磁化過程

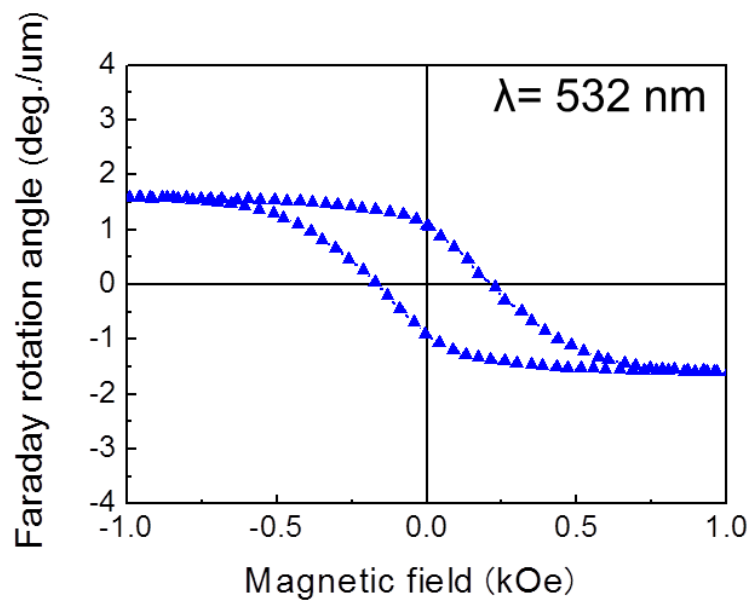


図 2.4.2.2-5 組成が $\text{Bi}_{0.93}\text{Dy}_{1.13}\text{Y}_{0.94}\text{Fe}_{3.5}\text{Al}_{1.5}\text{O}_x$ の多結晶磁性ガーネットのファラデー回転角

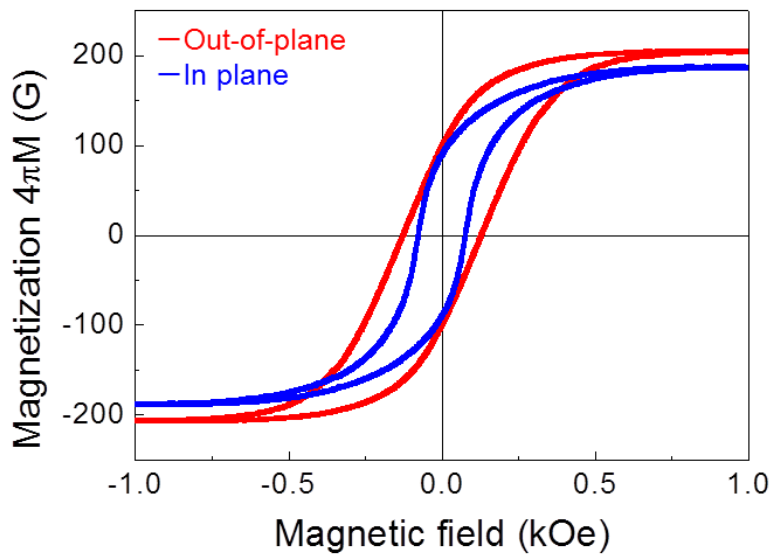


図 2.4.2.2-6 組成が $\text{Bi}_{1.36}\text{Dy}_{1.07}\text{Y}_{0.57}\text{Fe}_{3.7}\text{Al}_{1.3}\text{O}_x$ の多結晶磁性ガーネットの磁化特性

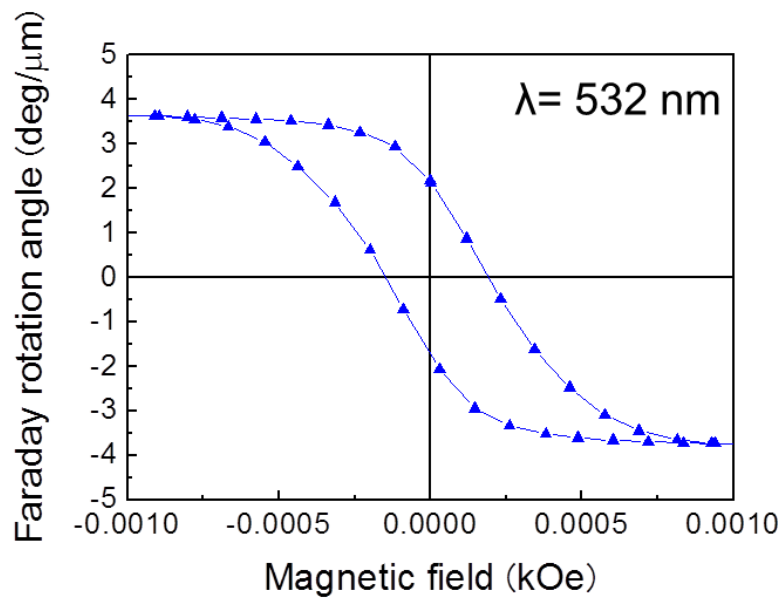


図 2.4.2.2-7 組成が $\text{Bi}_{1.36}\text{Dy}_{1.07}\text{Y}_{0.57}\text{Fe}_{3.7}\text{Al}_{1.3}\text{O}_x$ の多結晶磁性ガーネットのファラデー回転角

2.4.2.3 単層膜を用いた場合に得られる光強度

MO イメージングで得られる光強度は以下の式で定義される⁴⁾.

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \cdot R \cdot \sin^2 \theta_F \quad (2.4.2.3-1)$$

ここで、 I_{out} は漏洩磁界によって得られる光強度、 I_{in} は入射光強度、 R は磁性膜の反射率、 θ_F はファラデー回転角を示している。

今回は実験に利用するハロゲンランプ光源を想定し I_{in} を $6 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ と一定のもと、漏洩磁界に依存する磁性膜の反射率と偏光面回転角が大きな磁性膜の構造を設計した。MO イメージの光強度は光源の出力に依存しているが、光源の出力を一定値とすることで、材料に依存した光強度が評価できる。

磁性膜の構造を図 2.4.2.3-1 に示す。光は基板側から入射し磁性層を通過後、アルミニウムで反射する。反射層のアルミニウムの膜厚は 100 nm とした。基板は $(\text{GdCa})_3(\text{GaMgZr})_5\text{O}_{12}$ (SGGG) を利用した。一般的に磁性層の膜厚を厚くすることで偏光面回転角を大きくできるが、偏光面回転角と反射率はトレードオフの関係にある。そこで、磁性層の膜厚を変数としマトリックス・アプローチ法を用いて磁性膜の反射率、偏光面回転角を計算した。またその時に得られる光強度を算出した結果を図 2.4.2.3-2 に示す。この結果から磁性層の膜厚 $1 \mu\text{m}$ 程度で最も大きな光強度が得られることがわかった。そこで、漏洩磁界強度の分布を考慮した。図 2.4.2.3-3 に試験体の距離に対する、その時の直径 1 mm 、深さ 1 mm の欠陥から漏洩する z 方向の磁界強度を計算した結果を示す。漏洩磁界の強度は試験体から距離が離れるに従い、著しく低下していることが分かる。従って、単に磁性層の膜厚を厚くしても、磁性層の上部は十分に磁化されない。そこで、この漏洩磁界強度の分布も考慮し、磁性膜を膜厚方向に 100 nm ずつ(有限要素法に利用したメッシュサイズの最小値)に分割し、それぞれのリフトオフに応じた漏洩磁界強度で得られる光強度を算出して、膜全体で積分した時の光強度を計算した結果を図 2.4.2.3-4 に示す。漏洩磁界強度の分布を考慮する前と比べて、偏光面回転角は低下しており、それに伴い得られる光強度も小さくなった。

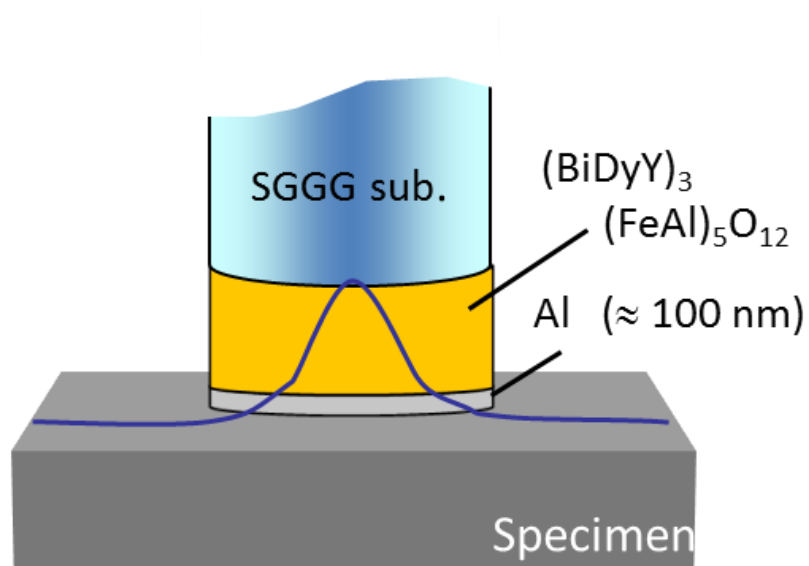


図 2.4.2.3-1 単層膜の構造

被検体中心に欠陥がある場合の磁界強度のイメージを青線で示す.

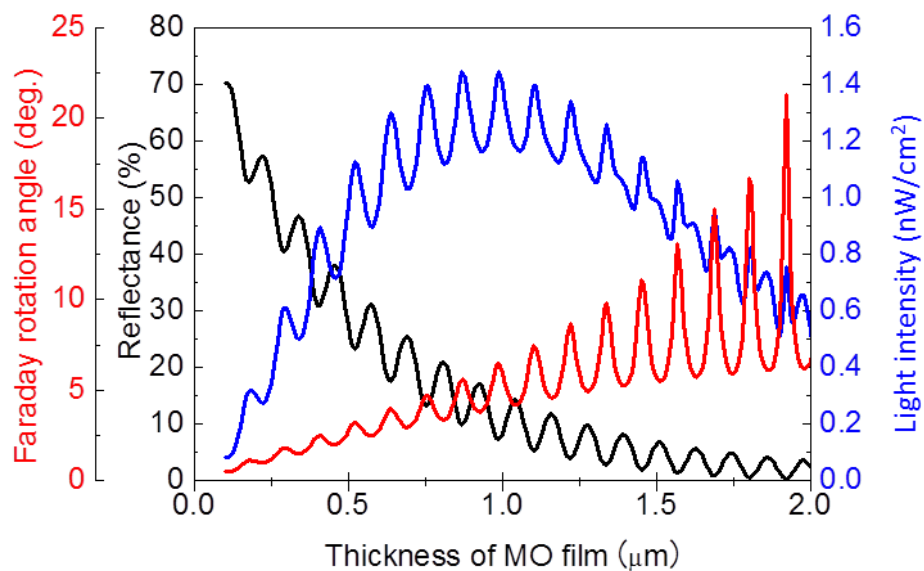


図 2.4.2.3-2 単層膜の膜厚に対する反射率，偏光面回転角とその時に得られる光強度

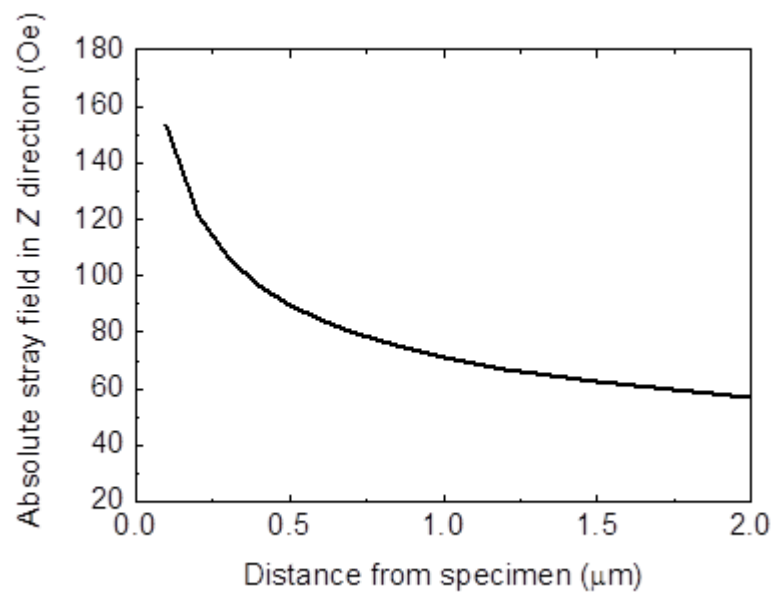


図 2.4.2.3-3 試験体の距離に対する，その時の直径 1 mm，
深さ 1 mm の欠陥から漏洩する z 方向の磁界強度

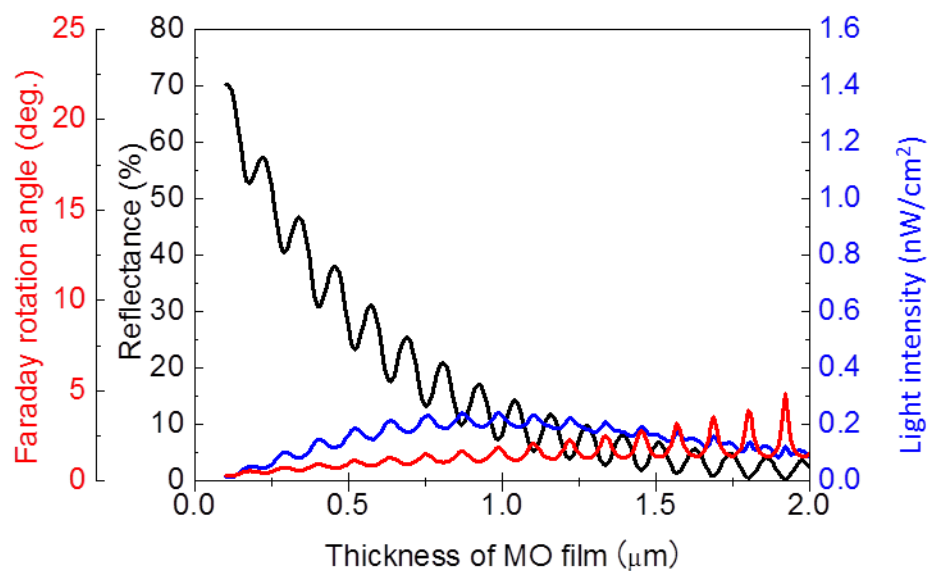


図 2.4.2.3-4 漏洩磁界強度の分布を考慮した
単層膜の膜厚に対する反射率，偏光面回転角と
その時に得られる光強度

2.4.2.4 MPC を用いた場合に得られる光強度

MPC に関しても前節同様に式 2.4.2.3-1 を利用して得られる光強度を算出した．MPC の磁性層に用いた Bi:YIG の組成は単層膜と同様でビスマス，ジスプロシウム，アルミニウム置換のイットリウム鉄ガーネット $((\text{BiDyY})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12})$ である．MPC の構造を図 2.4.2.4-1 に示す．基板側から入射した光は，試験体に近い誘電体多層膜で反射される．従って，基板側の誘電体多層膜に比べて 2 倍のペア数に設計されている．MPC は単層膜と異なり，誘電体多層膜のペア数を増やすことでも偏光面回転角を大きくすることが可能である．しかし，誘電体多層膜の存在によって磁性層の位置が試験体から離れてしまう．この距離をリフトオフといい，基板側の誘電体多層膜のペア数(X)が 1 ペアの場合，磁性膜は試験体から 300 nm 離れた位置に存在する．漏洩磁界の距離に応じた減衰を考慮するとリフトオフは 1 μm 程度に抑える必要がある．誘電体多層膜のペア数を変数とし，得られる光強度を算出した結果を図 2.4.2.4-2 に示す．リフトオフ 100 nm の位置にあるプロットは単層膜を示している．ペア数が少ない $X=1$ では，光の共振が小さく，得られる光強度が小さくなった．またペア数が多い $X=3$ では，反射率が低いため，得られる光強度が小さくなった．試験体からの距離と反射率，誘電体多層膜のペア数の関係から最も得られる光強度が高かった構造は $X=2$ であった．次に，MPC に用いる磁性層の膜厚に関して設計した．MPC の膜厚は光の波長と屈折率によって決まる離散的な値である．膜厚を厚くすると偏光面回転角は大きくなるが，単層膜の時と同様に試験体からの距離が離れるため，磁性層が磁化されない可能性がある．従って磁性層の膜厚と試験体からの距離のバランスが重要になる．図 2.4.2.4-2 の結果から，磁性層の膜厚が 351 nm，基板側の誘電体多層膜のペア数(X)が 2 ペアの時に最も大きな光強度を得た．また誘電体多層膜のペア数によって最も光強度が高くなる磁性層の膜厚が異なることがわかる．これは，誘電体多層膜のペア数によって試験体からの位置が異なるため，その分，磁性膜の膜厚の最適値も異なっているためである．

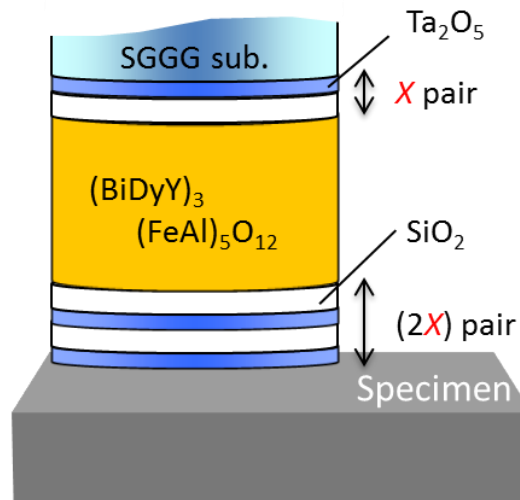


図 2.4.2.4-1 MPC の構造

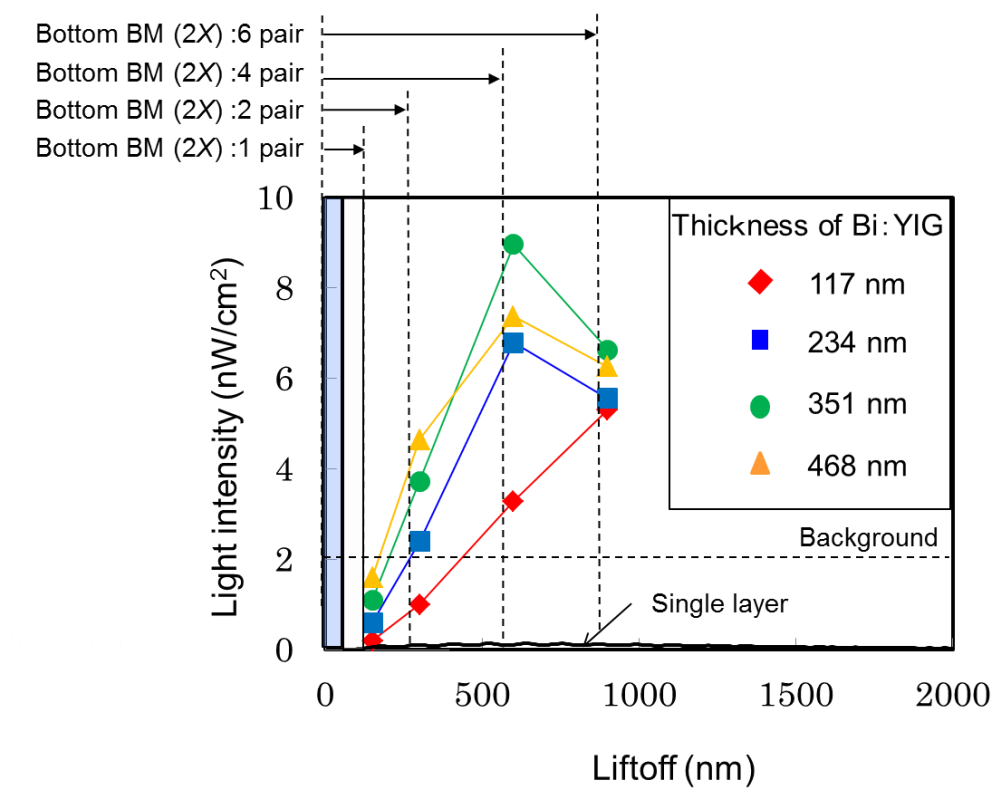


図 2.4.2.4-2 MPC を用いた場合の得られる光強度

2.4.2 まとめ

本節では高空間分解能で欠陥形状を評価するための磁性膜の材料，結晶構造および膜構造について検討した．

有限要素法シミュレータを用いて欠陥からの漏洩磁界分布の計算を行い，空間分解能の検討を行った．その結果，漏洩磁界強度分布のピーク値の幅は $1\ \mu\text{m}$ のオーダーであることがわかった．従って漏洩磁界のピーク値を捉えるには，欠陥の開口幅，深さに大きく依存せず $1\ \mu\text{m}$ オーダーで漏洩磁界分布を可視化する必要があることが分かり，この結果から空間分解能の目標値を $1\ \mu\text{m}$ オーダーとした．

一般的な MO イメージング膜として利用される単結晶磁性ガーネット膜は磁区構造を有し，その磁区サイズが MO イメージの空間分解能を制限する．一方，多結晶 Bi:YIG 膜は結晶化の際に施す熱処理の温度および時間を制御することで，結晶粒の成長を制御できる．断面観察の結果，膜を構成する結晶粒径はおよそ $50\sim 100\ \text{nm}$ 程度でナノクラスターを形成していることがわかった．また，磁化過程は磁壁移動を伴わず，磁化反転が支配的であった．従って，本多結晶 Bi:YIG 膜は磁区構造を有しておらず，個々の結晶粒が磁化反転する．その磁化反転領域が数 $10\ \text{nm}$ オーダーであることから，本多結晶 Bi:YIG 膜を MO イメージングに用いる場合には，単結晶磁性ガーネットより一桁以上高いナノメートルオーダーの空間分解能を有していた．そこで，多結晶 Bi:YIG 膜を成膜し，MO イメージングにおいて数 $10\ \mu\text{m}$ 幅の欠陥を可視化した．

初めに多結晶 Bi:YIG の単層膜に関して膜厚の設計を行った．マトリックス・アプローチ法を用いて，磁性膜の偏光面回転角，反射率の大きな磁性層の膜厚を設計した．しかし，漏洩磁界の強度は試験体から離れるに従い著しく低下するため，磁性層の膜厚を厚くするだけでは大きな偏光面回転角が得られなかった．そこで，欠陥近傍，すなわち薄膜で大きな偏光面回転角が得られる MPC に着目した．MPC に関しても同様に得られる光強度を計算した結果，入射光強度が $6\ \mu\text{W}/\text{cm}^2$ であるとき最大で $7\ \text{nW}/\text{cm}^2$ の光強度が得られた．

2.5 欠陥形状の高空間分解能評価

2.5.1 MPC の作製と特性評価

2.5.1.1 MPC の作製

MPC の構造は前述した設計の通り AR/SGGG sub./ $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^2_{\text{pair}}/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^4_{\text{pair}}$ である．AR は反射防止膜（Anti-Reflection）であり，AR と誘電体多層膜は設計波長 532 nm で，電子ビーム蒸着法で作製した．Bi:YIG 層は RF-DIBS にて単層膜と同条件で成膜した．作製した MPC の構造を図 2.5.1.1-1 に示す．

作製した MPC の反射率スペクトルを図 2.5.1.1-2 に示す．設計した光学膜厚は波長 532 nm であったが，測定した結果，波長 546 nm にて局在モードを観測した．これはスパッタ時の物理的な膜厚の誤差によるものだと考えられる．図 2.5.1.1-3 にファラデー回転角スペクトルを示す．波長 546 nm の局在波長にてファラデー回転角の増大が確認できる．また，局在波長においてファラデー回転角のヒステリシスループを取得し，単層膜と比較した結果を図 2.5.1.1-4 に示す．MPC のファラデー回転角は -17 deg. であり，単層膜と比較して 9 倍のファラデー回転角が得られた．

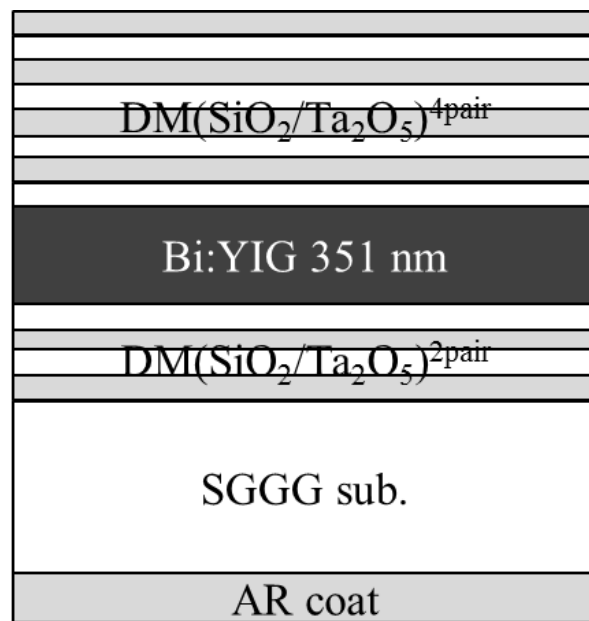


図 2.5.1.1-1 作製した MPC の構造

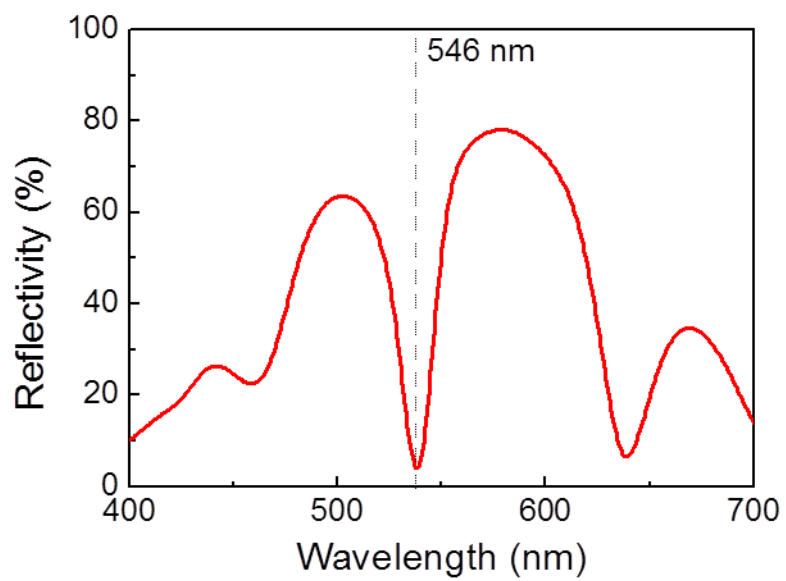


図 2.5.1.1-2 作製した MPC の反射率スペクトル

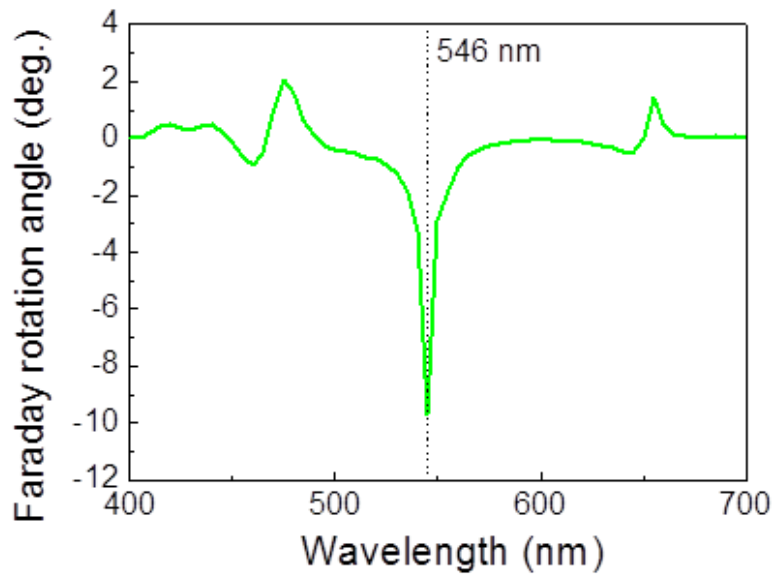


図 2.5.1.1-3 作製した MPC のファラデー回転角スペクトル

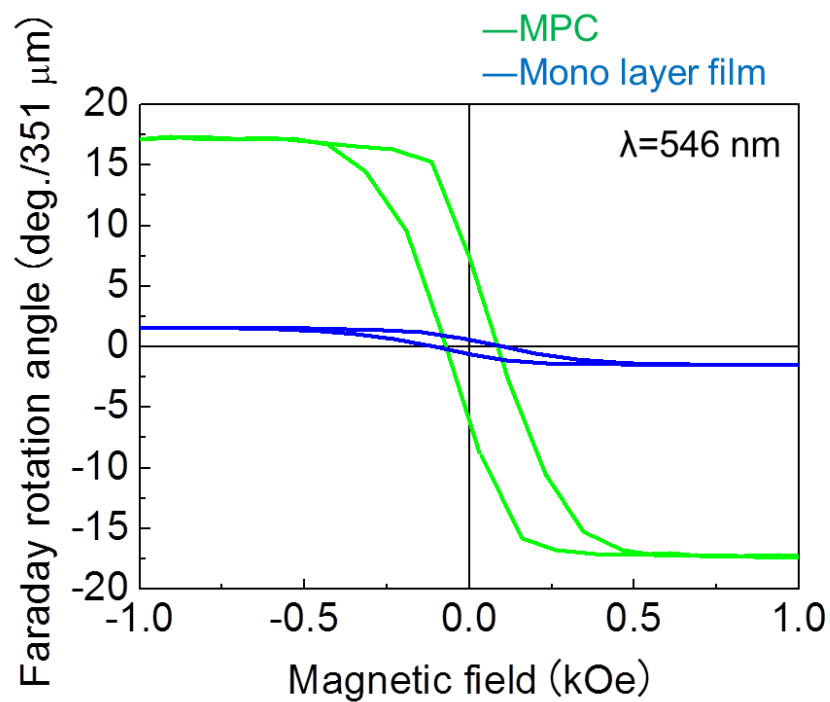


図 2.5.1.1-4 波長 546 nm における MPC と単層膜のファラデー回転角
縦軸は MPC の磁性層膜厚である 351 nm あたりのファラデー回転角

2.5.1.2 MO イメージの空間分解能

ここでは作製した MPC を利用して得られる MO イメージの空間分解能について評価した。空間分解能は、炭素鋼材料を被検体として表面に開口幅約 25 μm の引掻ききずを欠陥として、MO イメージングで可視化することで、欠陥が可視化できるか評価した。この開口幅 25 μm は、原子炉の目視検査に利用される装置に求められる最高の空間分解能である 1 mil^{※)}に基づいて設定した目標値である。なお信号強度については後述する。

図 2.5.1.2-1 に MO イメージ取得に用いた偏光分光顕微鏡の光学系およびその周辺機器の配置を示す。キセノンランプ(SAN-ELECTRIC L2274)を光源に用いて、分光器により波長 546 nm に設定した。偏光子により直線偏光としてハーフミラーを用いて対象物に照射し、反射光を検光子に通して CCD カメラで撮影を行なった。CCD カメラの露光時間は 500 ms とした。偏光子と検光子をクロスニコル配置とすることで、ファラデー回転角を光強度に変換することができる。対物レンズには倍率 4 倍のものをを用いた。

図 2.5.1.2-2 に被検体表面の光学顕微鏡像を示す。矢印で示す個所に欠陥が 2 本確認できる。図 2.5.1.2-3 に垂直方向に磁化容易軸を有する、厚さ 2.6 μm の単結晶イットリウム鉄ガーネット(YIG)を利用して取得した MO イメージを示す。単結晶 YIG はメイズ磁区を形成するため、欠陥が可視化できず、結果的に空間分解能が低い。図 2.5.1.2-4 にスパッタ法で作製した厚さ 350 nm の多結晶 Bi:YIG を利用して取得した MO イメージを示す。本多結晶 Bi:YIG は結晶粒間での磁気的な結合が弱く、メイズ磁区を形成していないことがわかる。しかし、ファラデー回転角が十分でないため画像のコントラストが低く、欠陥が明瞭に可視化できていない。そこで、ファラデー回転角を増大させるために膜厚を厚くした多結晶 Bi:YIG を作製した。図 2.5.1.2-5 にスパッタ法で作製した厚さ 2.2 μm の多結晶 Bi:YIG を利用して取得した MO イメージを示す。膜厚の増加に伴ってコントラストが向上し、欠陥が可視化できている。しかし、膜内での漏洩磁界の空間的分布が影響して空間分解能が低下し、特に欠陥②が湾曲している様子などが可視化できていない。図 2.5.1.2-6 に厚さ 350 nm の多結晶 Bi:YIG を挿入した MPC を利用して取得した MO イメージを示す。MPC は薄膜でファラデー回転角が増大されるため空間分解能が高く、2 本の欠陥が明瞭に可視化できており、目標である開口幅 25 μm の欠陥を可視化するために必要な空間分解能を有している。

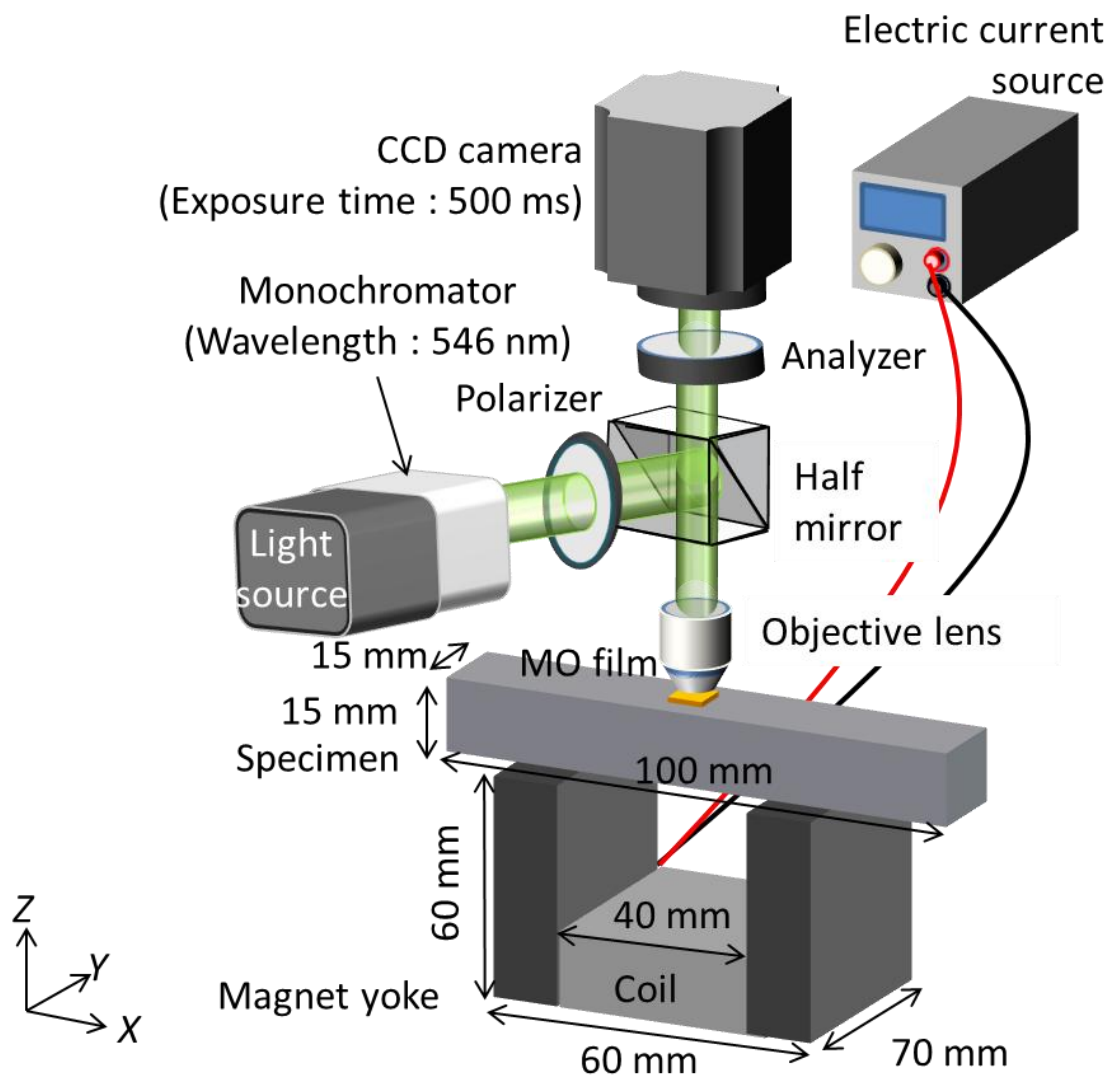


図 2.5.1.2-1 MO イメージングシステム

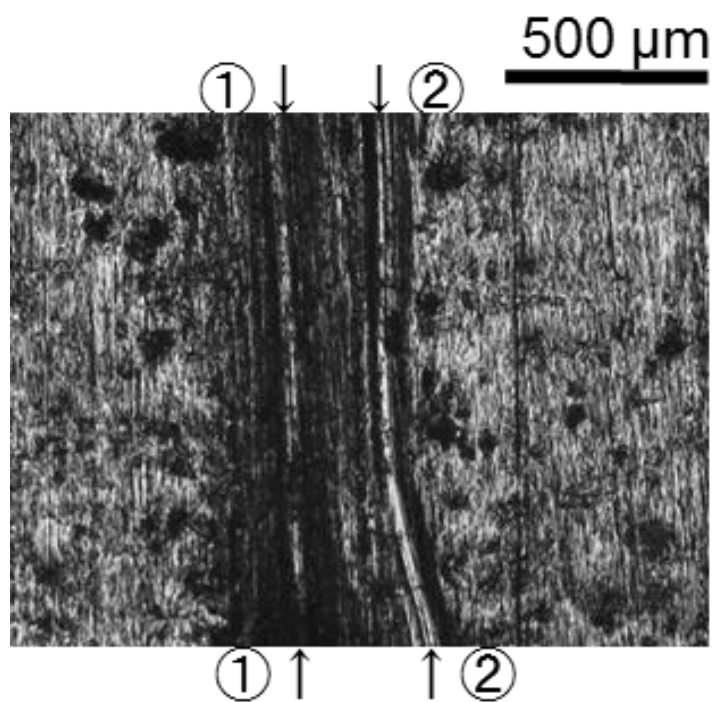


図 2.5.1.2-2 被検体表面の光学顕微鏡像

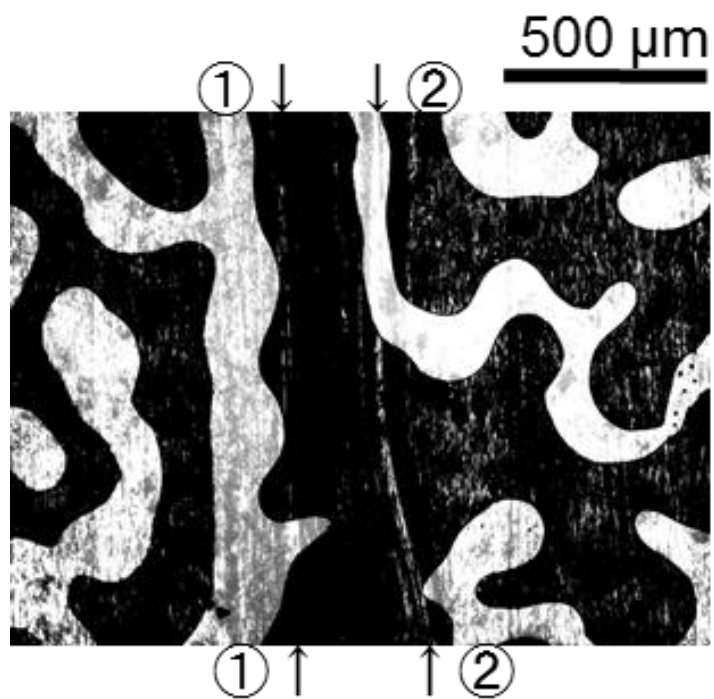


図 2.5.1.2-3 厚さ 2.6 μm の単結晶 YIG を利用して取得した
MO イメージ

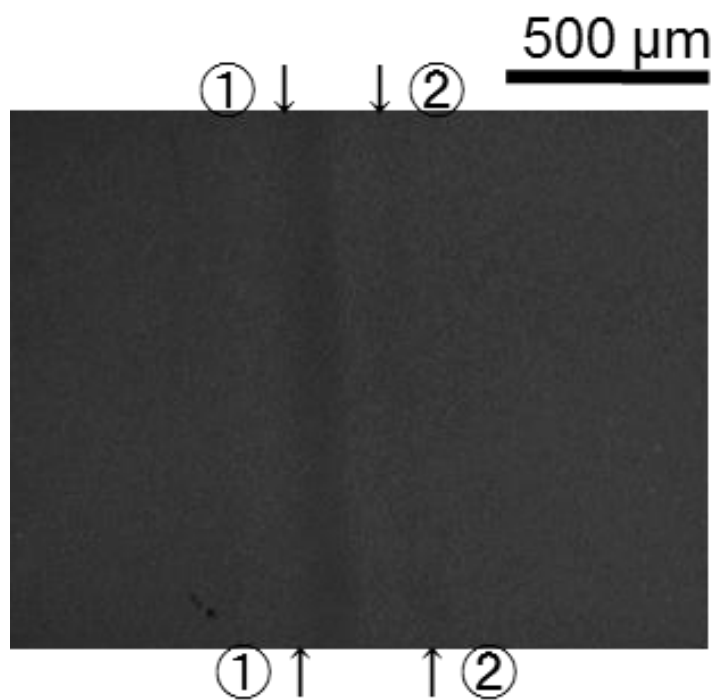


図 2.5.1.2-4 厚さ 350 nm の多結晶 Bi:YIG を利用して取得した
MO イメージ

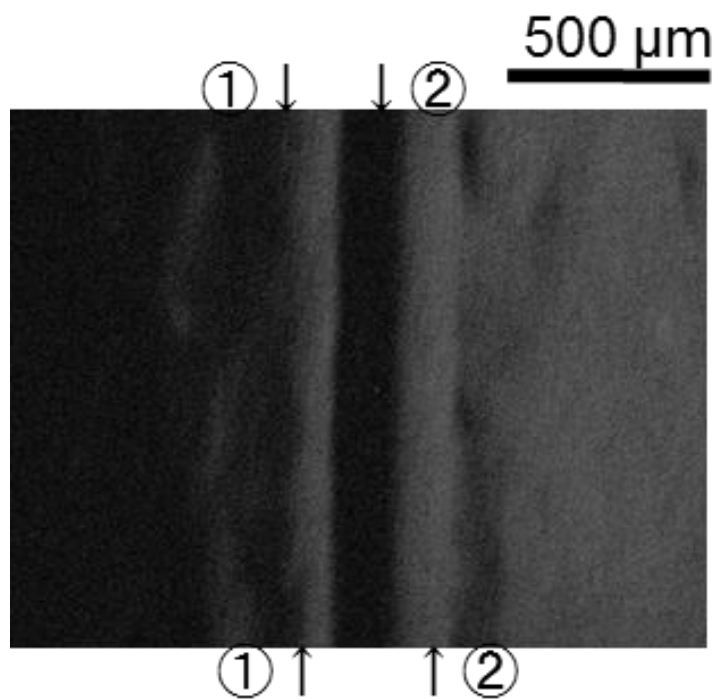


図 2.5.1.2-5 厚さ 2.2 μm の多結晶 Bi:YIG を利用して取得した
MO イメージ

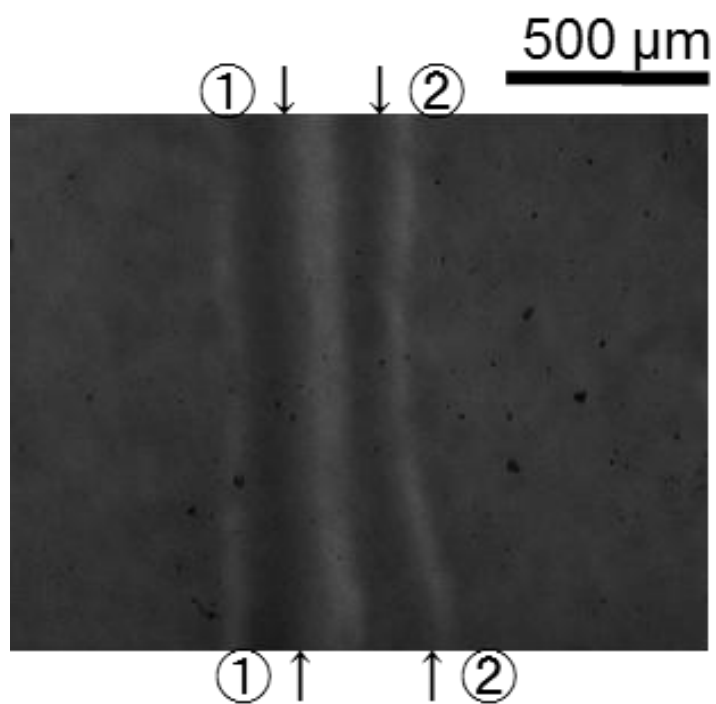


図 2.5.1.2-6 厚さ 350 nm の多結晶 Bi:YIG を挿入した MPC を
利用して取得した MO イメージ

2.5.2 MPC を利用した MO イメージングの特性評価

前節では形状，深さなどが制御されていない引っ掻ききずを利用して，欠陥が可視化できるかについて述べた．ここでは，欠陥形状，深さが制御された欠陥について，図 2.5.1.2-1 に示した光学系を利用して MO イメージングによる空間分解能評価を行い，欠陥が識別できているかについて評価した．試験体には縦 15 mm，横 100 mm，厚さ 15 mm の SS400 を使用し，試験体表面中央に円柱の欠陥を設けた（図 2.5.2-1）．円柱欠陥の形状は直径 1 mm，深さ 1 mm から 10 mm と深さが異なる試験体を 10 個用意した．本試験片は，一般に利用される非破壊試験における標準試験片を参考に作製した．欠陥の深さは，原子力発電所クラス 1 容器の規格¹⁴⁾に基づき決定した．被検体表面の光学イメージを図 2.5.2-2 に示す．



図 2.5.2-1 試験体および欠陥の模式図

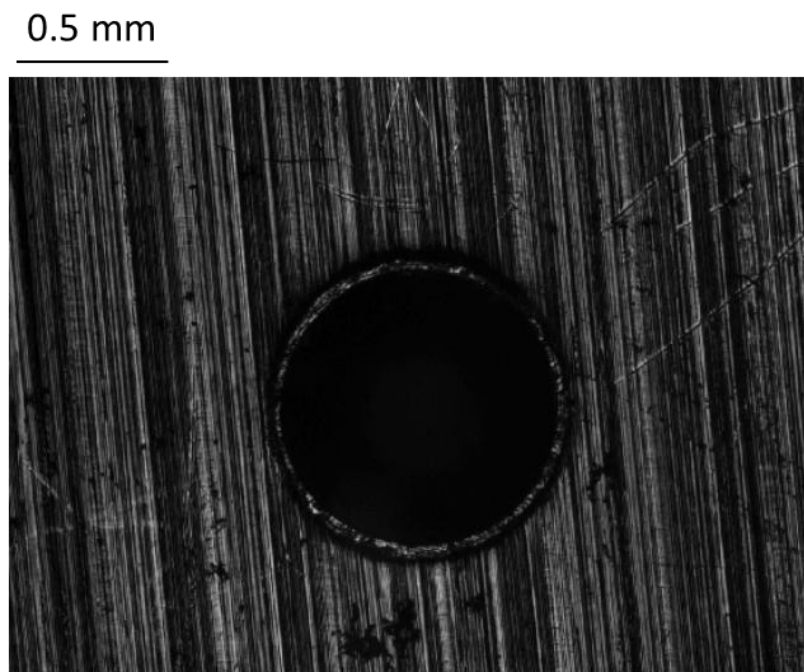


図 2.5.2-2 試験体および欠陥の光学像

2.5.3 欠陥高空間分解能評価

直径 1 mm、深さ 1 mm の円柱欠陥の MO イメージを図 2.5.3-1(a)に示す．欠陥の情報の他に偏光分光顕微鏡の光源の光強度分布や，光学系内に存在するノイズが MO イメージ内に存在している．そこで，最初に光学系が有するノイズを評価した．MO イメージの光強度は前述の通り式 2.4.2.2-1 で与えられる．この式 2.4.2.2-1 は，光学系にノイズが含まれていない場合の MO イメージの光強度を与える．しかし，実際には MPC 以外の素子による光吸収や反射などによる損失と，バイアス的に影響を及ぼすバックグラウンドノイズが考えられる．これら二つのノイズの影響を考慮することで，実際に偏光分光顕微鏡を利用して得られる MO イメージの光強度は次の式 2.5.3-1 で与えられると考えられる．

$$I_{out} = I_{in} \cdot R \cdot \sin^2 \theta_F \cdot I_l + I_b \quad (2.5.3-1)$$

ここで， I_{out} は MO イメージの光強度， I_{in} は入射光強度， R は MPC の反射率， θ_F はファラデー回転角， I_l は損失，そして I_b はバックグラウンドノイズを示している．

式 2.5.3-1 から θ_F が 0 deg. のときの光強度を測定することで I_b が評価できることがわかる．そこで被検体をアルミミラーとして，偏光子と検光子をクロスニコル配置として，反射光の光強度を，パワーメータを用いて測定することで I_b を評価した． I_b が評価できれば，偏光子と検光子を平行配置とすることで， θ_F を 90 deg. とすることで式 2.5.3-2 を利用することで I_l が評価できる．

$$I_l = \frac{I_{out} - I_b}{I_{in} \times R} \quad (2.5.3-2)$$

偏光子と検光子がクロスニコル配置の時および平行配置の時の光強度をそれぞれ 5 回ずつ測定し I_b および I_l を評価した．

光強度の測定結果を表 2 に示す．この結果より I_b および I_l を算出すると，偏光子と検光子がクロスニコル配置の時，

$$I_b = I_{out} = 31.8 \text{ nW} \quad (2.5.3-3)$$

偏光子と検光子が平行配置の時，

$$I_l = \frac{I_{out} - I_b}{I_{in} \times R} = \frac{4 - 0.0318}{30 \times 0.9} \quad (2.5.3-4)$$

となった．そこで欠陥の情報のみ可視化するために，MO 効果による偏光面回転の方向が磁化の向きに依存することに着目した．印加する磁界の向きを反転させると磁化の方向も反転する．磁化の方向に依存して偏光面の回転方向が反転するため，偏光子を通してイメージングを行った場合，偏光子を透過する際，光の強度が変化する．従ってクロスニコル配置から 20° 程度ずらすことで，MO イメージの明暗が印加磁界方向に依存して反転する．光源の強度分布やその他のノイズによる明暗情報は印加磁界方向に依存しないため，印加磁界方向の異なる 2 枚の MO イメージを減算処理して絶対値表示することで，両画像の光強度が異なる箇所，即ち欠陥による情報のみ可視化することができる考えた．図 2.5.3-1(a) から印加磁界方向を反転したときの MO イメージを図 2.5.3-1(b) に示す．磁界印加方向は図 2.5.3-1(a) のときを正として表記する．この 2 枚の画像の差分を取り，絶対値で表した MO イメージを図 2.5.3.1-2 に示す．画像処理を施すことで，欠陥以外の情報は理論的には消去され，欠陥の情報を強調できたことがわかる．以降の欠陥深さ評価については，すべてこの画像処理を施して行った．

図 2.5.3-3 に，図 2.5.3-2 の MO イメージの欠陥中央部の光強度を一次的にプロットした結果を示す．図 2.5.3-3 から欠陥両端部周辺で発生する漏洩磁界強度のピークが捉えられており，また，ピークの強度は周辺のバックグラウンドの 2 倍以上の値であった．ピークの半値幅は $50 \mu\text{m}$ 程度で，図 2.5.3-3 中に示すピークの拡大図から，ピーク先端部の幅は $2 \mu\text{m}$ 程度であり，シミュレーションの漏洩磁界分布と概ね一致していると考えられる．

表 2.5.3-1 光強度の測定結果

測定回数	ミラー前 (μW)	クロスニコル状態 (nW)	平行状態 (μW)
1 回目	30	33	4
2 回目	30	34	4
3 回目	30	30	4
4 回目	30	31	4
5 回目	30	31	4
平均	30	31.8	4

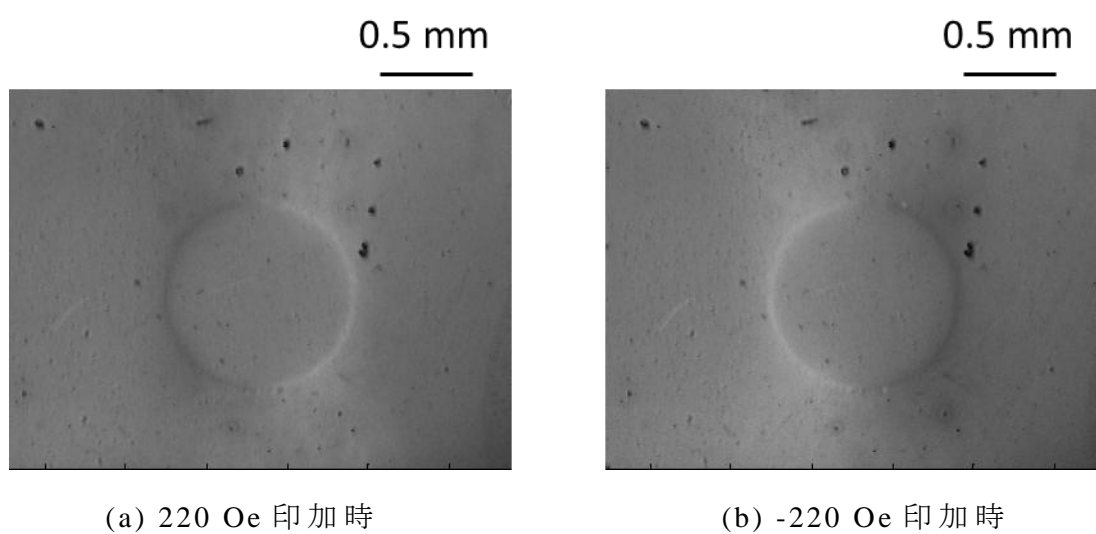


図 2.5.3-1 直径 1 mm，深さ 1 mm の円柱欠陥の MO イメージ

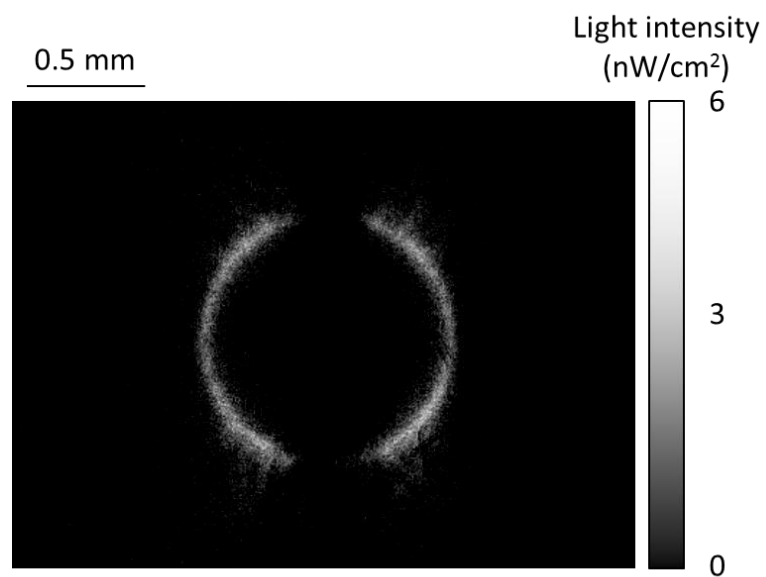


図 2.5.3-2 画像処理を施した MO イメージ

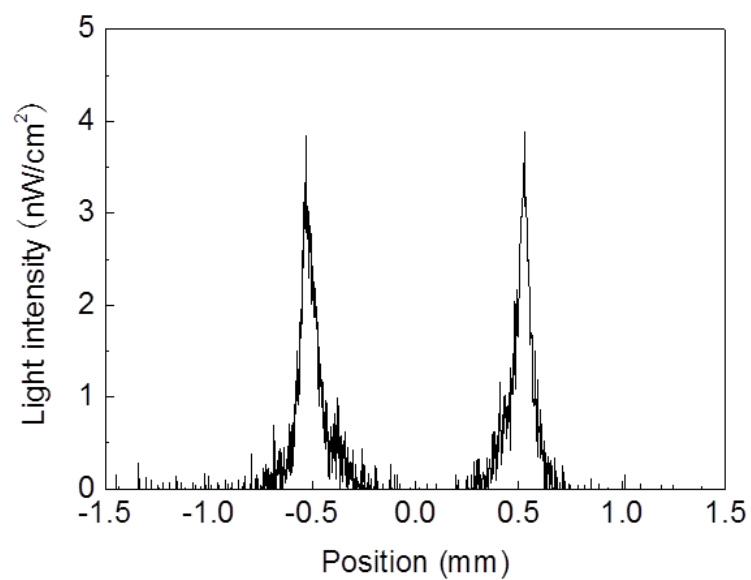


図 2.5.3-3 欠陥周辺の MO イメージの光強度を 1 次元的にプロットした結果

2.5.4 まとめ

本節では設計した $\text{AR/SGGG sub.}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^2 \text{ pair}/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^4 \text{ pair}$ の構造の MPC を作製した．AR と誘電体多層膜は設計波長 532 nm で電子ビーム蒸着法を利用して作製した．Bi:YIG 層は RF-DIBS にて単層膜と同条件で成膜した．設計した光学膜厚は波長 532 nm であったが，作製した MPC は，波長 546 nm にて局在モードを観測した．これはスパッタ時の物理的な膜厚の誤差によるものだと考えられる．局在波長においてファラデー回転角のヒステリシスループを取得し，単層膜と比較した結果，MPC のファラデー回転角は -17 deg. であり，9 倍のファラデー回転角が得られた．

次に作製した MPC を利用して得られる MO イメージの空間分解能について評価した．空間分解能は，炭素鋼材料を被検体として表面に開口幅約 25 μm の引掻ききずを欠陥として，MO イメージングで可視化することで評価した．この開口幅 25 μm は，原子炉の目視検査に利用される装置に求められる空間分解能である 1 ミルに基づいて設定した．

作製した MPC は，スパッタ法で作製した厚さ 2.2 μm の多結晶 Bi:YIG では可視化ができなかった欠陥が湾曲している様子などが明瞭に可視化されており，目標である開口幅 25 μm の欠陥を可視化するために必要な空間分解能を有していることが示された．

そして，欠陥形状，深さが制御された欠陥について，MO イメージングによる空間分解能評価を行った．試験体には縦 15 mm，横 100 mm，厚さ 15 mm の SS400 を使用し，試験体表面中央に円柱の欠陥を設けた．円柱欠陥の形状は直径 1 mm，深さ 1 mm から 10 mm と深さが異なる試験体を 10 個用意した．本試験片は，一般に利用される非破壊試験における標準試験片を参考に作製した．欠陥の深さは，原子力発電所クラス 1 容器の規格に基づき決定した．磁気ヨークに直径 0.8 mm の導線が 351 回巻いてある磁化器を利用して，磁界を試験体の長手方向に印加した．印加磁界は本磁化器で印加可能な最大の値 220 Oe を印加した．印加磁界方向を反転したときの MO イメージを差分し，絶対値表示する画像処理を施すことで，欠陥以外の情報は理論的には消去される．得られた MO イメージの光強度のピーク値から，バックグラウンドの 2 倍以上の信号が得られており，ピークの幅は目標の 1 μm のオーダーを概ね満たしていることが確認された．従って目標の空間分解能の MO イメージが取得できる MPC が作製できた．

2.6 小括

本章では、欠陥からの漏洩磁界を高空間分解能で可視化する MO イメージングセンサの開発を目的とした。MO イメージングは空間分解能がセンサの物理的な大きさに依存せず、センサに利用する磁性膜の磁区サイズおよび外部の光学系に依存する。特に、磁性膜の磁区に着目することで高分解能化が期待される。MO イメージングは二次元の試験であるため、欠陥の長さや開口の様子の評価は容易である。一方で、欠陥深さ評価のような内部構造の評価は難しい。そこでまず本章では、磁気的な情報を高空間分解能で可視化することで、欠陥の開口状態のような表面形状の評価について述べる。

有限要素法シミュレータを用いて欠陥からの漏洩磁界分布を計算し、空間分解能を評価した結果、欠陥両端部の漏洩磁界のピークを捉えるには、欠陥の開口幅、深さに大きく依存せずマイクロメートルオーダーで漏洩磁界分布を可視化する必要があることがわかった。

そこで結晶化の際に施す熱処理の温度および時間を制御し、膜を構成する結晶粒径がおおよそ 50~100 nm 程度でナノクラスターを形成する多結晶磁性ガーネット膜の利用に着目した。しかし、その偏光面回転角の大きさが十分ではなく、漏洩磁界の強度は試験体から離れるに従い著しく低下するため、磁性層の膜厚を厚くするだけでは大きな偏光面回転角が得られなかった。そこで、薄膜で大きな偏光面回転角が得られる MPC に着目し、得られる光強度を計算した結果、MO イメージングに十分な 7 nW/cm^2 の光強度を得た。

次に設計した構造の MPC を作製した。局在波長においてファラデー回転角のヒステリシスループを取得し、単層膜と比較した結果、MPC のファラデー回転角は 17 deg.であり、目標であった 20 deg.に近い値が得られた。

次に作製した MPC を利用して得られる MO イメージの空間分解能について評価した。欠陥形状、深さが制御された欠陥について、MO イメージングによる空間分解能評価を行った。得られた MO イメージの光強度のピーク値から、その空間分解能は目標の $1 \mu\text{m}$ のオーダーを概ね満たしていることが確認され、目標の空間分解能の MO イメージが取得できる MPC が作製できた。

次章では、欠陥内部の構造評価、特に非破壊検査に関わる人が多い深さの評価方法について述べる。

参考文献

- 1) 城野政弘, 宋智浩, 日本材料学会誌, **33**, p.560, (1984)
- 2) 宮長文吾, “材料の破損とその対策”, 日刊工業, (1994)
- 3) 水谷義弘, “よくわかる最新非破壊検査の基本と仕組み”, 秀和システム, (2010)
- 4) 岩崎勝博, “磁気光学素子を利用した磁気探傷技術”, 検査技術, p.44, (2011)
- 5) Z.Zeng, X.Liu, Y.Deng, L.Udpa, L.Xuan, W.C.L.Shih and G.L.Fitzpatrick, IEEE Transactions on Magnetism, **42**, p.3737 (2006)
- 6) P.Novotny, P.Sajdl and P.Machac, NDT&E International, **37**, p.645, (2004)
- 7) P.Y.Joubert and J.Pinassaud, Sensors and Actuators A, **129**, p.126, (2006)
- 8) V.E.Ivanov, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **324**, p.2572, (2012)
- 9) 日本磁気学会編, “磁気イメージングハンドブック”, 共立出版, (2010)
- 10) 水戸慎一郎, “磁性フォトリック結晶を用いた圧電駆動空間光変調器に関する研究”, 豊橋技術科学大学平成 23 年度博士学位論文, (2011)
- 11) S.Mito, H.Sakurai, H.Takagi, A.V.Baryshev and M.Inoue, Journal of Applied Physics, **111**, p.07A519, (2012)
- 12) The American Society of Mechanical Engineers:2007 ASME Boiler & Pressure Vessel Code Section III, Rules for Construction of Nuclear Facility Components, (2007)
- 13) 榎並宏治, 溶接学会誌, **65**, p.23, (1996)
- 14) 出町和之, “原子力教科書原子力保全工学”, オーム社, 第一版, (2010)
- 15) R.Hashimoto, H.Takagi, T.Yonezawa, K.Sakaguchi and M.Inoue, Journal of Applied Physics, **115**, p.17A931 (2014).
- 16) 東北電力株式会社, “炉心シュラウド中間部リング及びシュラウドサポートリングのひびについて”, (2003)
- 17) M.Inoue, K.I.Arai, T.Fujii and M.Abe, Journal of the Magnetism Society of Japan, **22**, p.321, (1998)
- 18) M.Inoue, R.Fujikawa, A.Baryshev, A.Khanikaev, P.B.Lim, H.Uchida, O.Aktsipetrov, A.Fedyanin, T.Murzina and A.Granovsky, Journal of Physics D: Applied Physics, **39**, p.R151, (2006)
- 19) 田中和明, “図解入門最新金属の基本がわかる事典”, 秀和システム, (2015)

- 20) 芳賀洋二, “デュアルキャビティ構造を有する磁性フォトニック結晶の作製に関する研究”, 豊橋技術科学大学 2011 年度修士論文, (2012)
- 21) 後藤太一, “1 次元磁性フォトニック結晶の界面モードの発現とその機能に関する研究”, 豊橋技術科学大学 2009 年度修士論文, (2010)

第3章 マルチキャビティ MPC を利用した欠陥深さ

評価

3.1 はじめに

非破壊検査においてマイクロメータオーダの開口幅を持ち、深さが 1 mm から 10 mm 程度の欠陥の検出が求められている．高速に欠陥イメージを取得する手法に，MO イメージングを利用した非破壊試験があり，欠陥から漏洩する磁界の二次元強度分布を可視化できる．第 2 章ではナノクラスターを持つ多結晶磁性体および MPC を用いることで 1 μm 程度の空間分解能の MO センサが作製できた．

本章では欠陥からの漏洩磁界の空間的な強度分布に着目することで，欠陥深さを漏洩磁界から予測するための MO センサを開発した．特に第 2 章にて欠陥深さに応じて漏洩磁界強度に相関があることが有限要素法を用いた理論計算からわかった．この時の漏洩磁界のピーク幅は 1 μm 程度であった．この 1 μm の漏洩磁界強度を正確に測定することができれば，欠陥深さを予測できる¹⁾．

第 2 章で作製した MPC を用いることで漏洩磁界分布および強度を 1 μm 程度の高分解能でアナログ量として取得することで 1 mm から 10 mm の欠陥深さを MO イメージから評価した結果について報告する．第 2 章で作製した MPC は光局在層が一つのシングルキャビティ MPC 構造である．シングルキャビティ MPC では光局在層の磁性体の保磁力以下，磁気飽和以上の漏洩磁界を発生させる深さを持つ欠陥の評価には，印加磁界制御が必要となる．本章では，最終的に光局在層を複数持つマルチキャビティ MPC を設計することで，印加磁界制御を不要とし，光源の波長制御で 1 mm から 10 mm までの欠陥深さを評価した結果についても論述する．

3.2 目的

第 2 章では MPC による MO イメージングを利用して欠陥の開口形状の高分解能イメージングを行った．本章では，非破壊検査において重要となる欠陥深さを二次元状の MO イメージングから評価するための MO センサを作製した．第 2 章で欠陥からの漏洩磁界は欠陥深さと相関があることがわかった．この漏洩磁界を，高分解能かつ正確に測定することで，1 mm から 10 mm の範囲の欠陥深さが評価できる MO センサを作製することを目的とした．

3.3 有限要素法を用いた欠陥深さ評価方法の検討

3.3.1 円柱欠陥の場合の欠陥深さ評価に関する検討

欠陥深さと漏洩磁界の関係をより詳細に調べることで，欠陥深さ評価方法を理論的に調べた．有限要素法シミュレータには COMSOL Multiphysics (ver. 4.4) を利用した．シミュレーションには第 2 章で示したモデル(深さの異なる円柱欠陥を持つ被検体と磁化器：図 2.4.1-1)を利用し，欠陥深さと漏洩磁界強度の関係を計算した．図 3.3.1 に計算結果を示す．第 2 章で作製した MPC の磁性膜のリフトオフは $0.6\ \mu\text{m}$ である．そこでまず，印加磁界が 220 Oe でリフトオフが $0.6\ \mu\text{m}$ での最大漏洩磁界強度と欠陥深さの関係を計算した．計算結果を図 3.3.1 中の黒の実線で示す．欠陥深さが 5 mm を超えた時，その最大漏洩磁界強度が 250 Oe に達することがわかる．次に，欠陥深さ 5 mm から 10 mm までの欠陥が磁気飽和することなく欠陥深さを評価できる条件を調べた．その結果の一例を図 3.3.1 中の赤と青の実線で示す．磁気飽和せずに 10 mm で約 250 Oe の飽和磁界程度の最大漏洩磁界が得るには，リフトオフ $0.6\ \mu\text{m}$ で印加磁界が 118 Oe のときか，リフトオフ $3.1\ \mu\text{m}$ で印加磁界が 220 Oe のときであった．したがって，これまでのシングルキャビティ MPC を利用して印加磁界の制御を行うか，異なるリフトオフ位置に欠陥層を持つマルチキャビティ MPC を用いることで，1 mm から 10 mm の範囲の欠陥深さが評価できる．

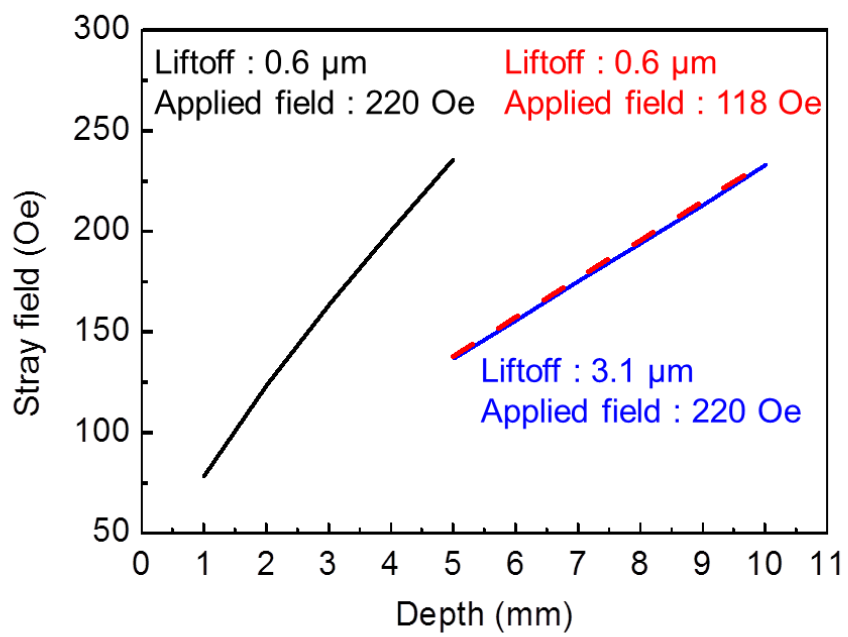


図 3.3.1 計算で求めた各リフトオフおよび印加磁界における
欠陥深さと最大漏洩磁界強度の関係

3.3.2 円柱欠陥ではない場合の欠陥深さ評価に関する検討

前節では、欠陥の断面形状が円柱である場合に欠陥深さを評価する方法として、欠陥深さに応じて漏洩磁界強度が変化することに着目した。ここでは断面形状が円柱ではない場合においても、同様の方法で欠陥深さ評価が可能であるかを調査する。有限要素法の計算モデル中で、欠陥の断面形状を円柱から変化させることで、欠陥形状と漏洩磁界強度の関係を求めた。

図 3.3.2-1 にシミュレーションモデルを示す。欠陥の断面形状が異なる場合の例として、断面形状が三角の場合と半円の場合の漏洩磁界強度を計算し、断面形状が四角(円柱欠陥)の場合の漏洩磁界強度と比較した。

図 3.3.2-2 に計算で求めた欠陥形状に応じた欠陥深さと最大漏洩磁界強度との関係を示す。黒色で示したプロットは欠陥形状が四角の場合の漏洩磁界強度の最大値を示しており、赤色で示したプロットは欠陥形状が三角の場合、青色で示したプロットは欠陥形状が半円の場合をそれぞれ示している。この結果から形状に応じた漏洩磁界強度の変化は 10 Oe 程度であることがわかった。そこで、10 Oe の漏洩磁界の変化が欠陥深さに及ぼす影響を明らかにするために、MO イメージングを行った場合のイメージの光強度の変化を求めた。イメージの光強度の算出には第 2 章と同様に式 2.4.2-2 を利用した。ここで式 2.4.2-2 を再度掲載する。

$$I = R \cdot \sin^2 \theta_F \quad (2.4.2-2)$$

ここで R は磁性膜の反射率、 θ_F はファラデー回転角を示している。

式 2.4.2-2 で、 R には実測した MPC の反射率を代入した。また式 2.4.2-2 で、 θ_F には実測した MPC の MO ヒステリシスループ(図 2.5.1.1-4)を利用して、図 3.3.2-2 から求めた漏洩磁界強度における θ_F を算出して代入した。その結果、漏洩磁界強度が 10 Oe 変化した場合の光強度の変化は 1.2 nW/cm^2 であることがわかった。この値は、実測した MO イメージング光学系のバックグラウンドノイズ(2 nW/cm^2)以下であり、欠陥形状の変化による欠陥深さ評価に及ぼす影響は少ないとわかる。従って、欠陥形状が円柱の場合と同様に MO イメージングを利用して欠陥深さ評価ができる。

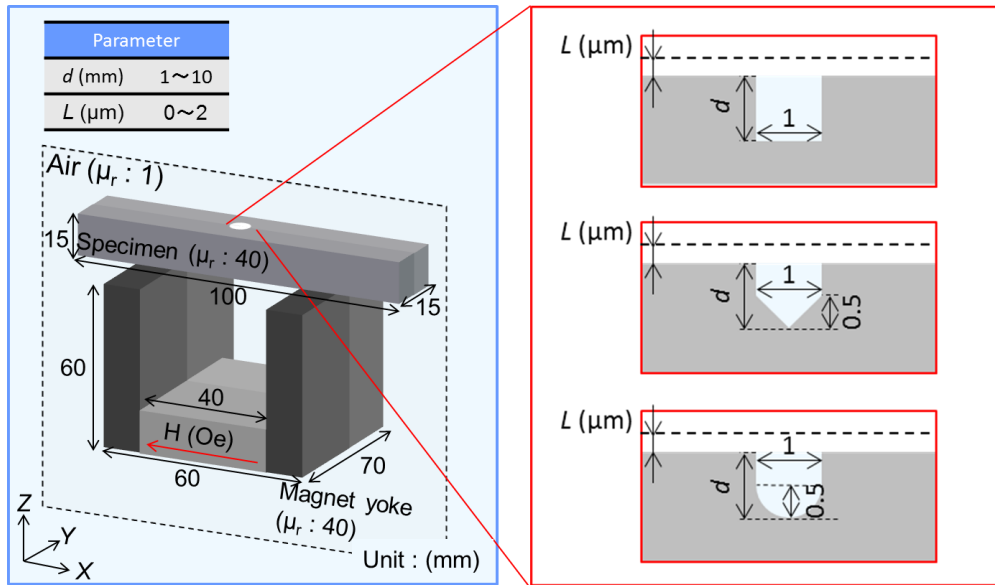


図 3.3.2-1 シミュレーションモデル

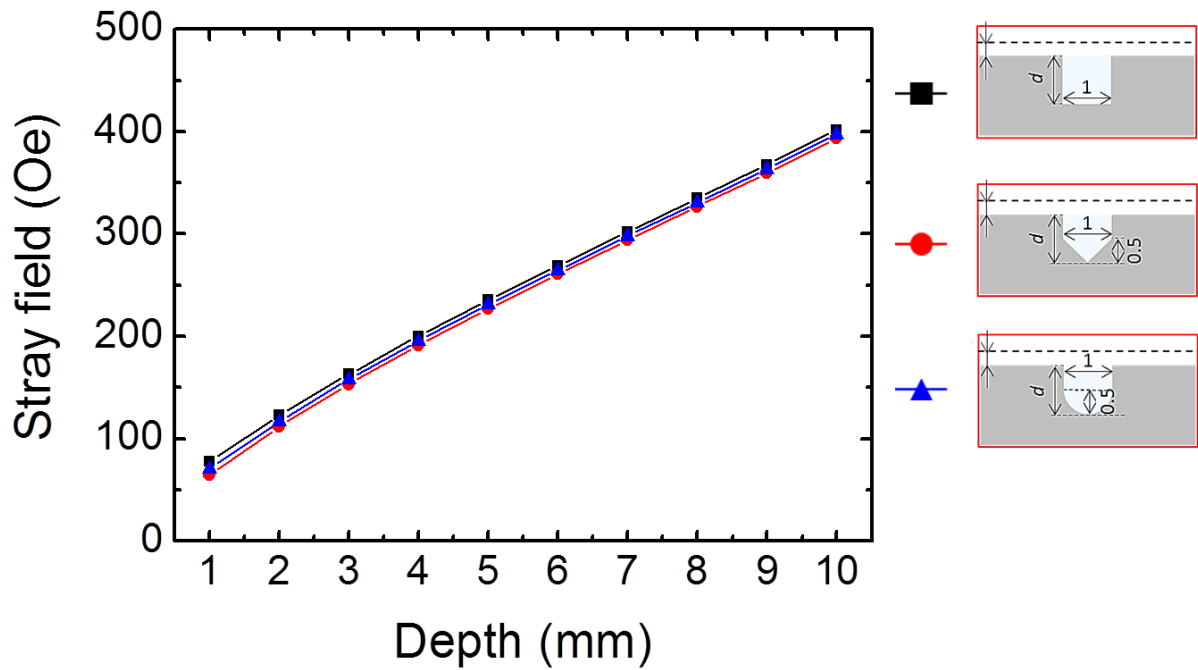


図 3.3.2-2 欠陥形状に応じた欠陥深さと最大漏洩磁界強度の関係

3.4 シングルキャビティ MPC を用いた欠陥深さ評価

開口幅 1 mm で深さが 1~10 mm の円柱欠陥に対して、第 2 章で作製した光局在層が一つのみのシングルキャビティ MPC を用いて MO イメージから欠陥深さの評価を行った。欠陥端で欠陥深さに応じた漏洩磁界ピークが発生し、MO イメージにおいて大きな光出力強度が得られる。図 3.4-1 に図 2.5.3-3 で示した印加磁界が 220 Oe の時の円柱欠陥の MO イメージの実験結果を再度示す。MPC を用いることで得られた MO イメージの最大光強度を取得し、実験的に欠陥深さを評価した。欠陥深さと MO イメージから取得した光強度の最大値の関係を図 3.4-2 に示す。図 3.4-2 に示すエラーバーは測定回数 10 回の標準偏差を表している。赤色の実線は、有限要素法を用いたシミュレーションで得られた漏洩磁界強度を、実験的に取得した MPC のファラデー回転角ヒステリシスループの磁界強度に当てはめることで得られたファラデー回転角を利用して光強度を算出した結果を計算結果として示した。実験結果と計算結果は概ね一致していることが分かる。しかし、欠陥深さが 5 mm 以上になると光強度が飽和している。これは、深さ 5 mm 以上の欠陥から漏洩する磁界が、MPC の飽和磁界と同等の大きさになったからである。MPC の磁化が飽和すると偏光面回転角も飽和するため、それ以上漏洩磁界強度が強くなったとしても光強度は変化しない。そこで、漏洩磁界が MPC の飽和磁界に達した欠陥の深さから、印加磁界を制御し印加磁界強度を低下することで、磁気飽和を回避した。

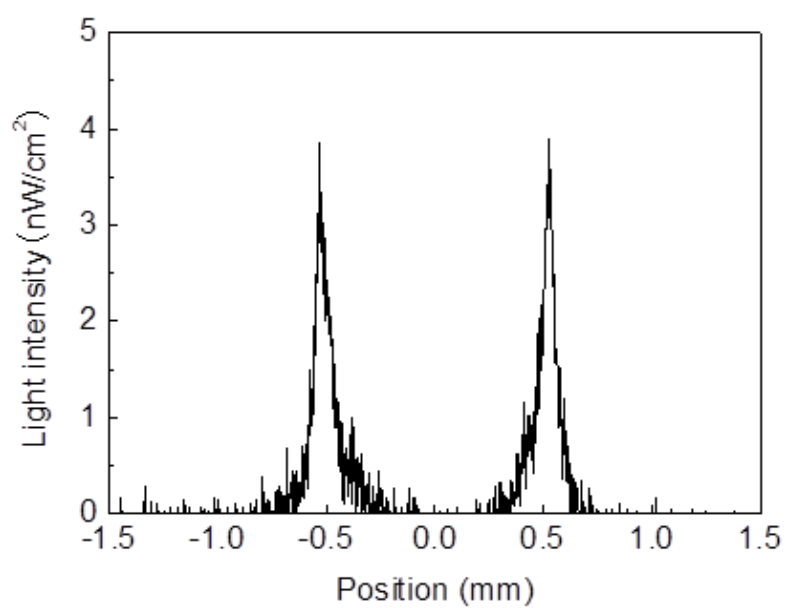


図 3.4-1 MPC を用いた MO イメージの光強度分布
±0.5 mm の位置に欠陥の端がある

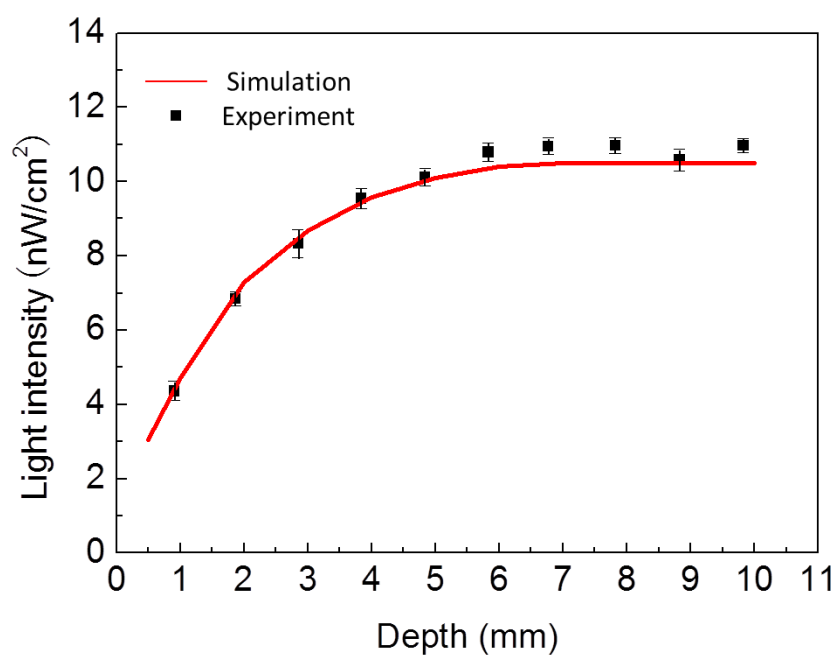


図 3.4-2 欠陥深さと光強度の関係

欠陥深さが 1 mm から 10 mm の範囲で漏洩磁界が MPC の飽和磁界に達しないよう印加磁界を調整したシミュレーションを行った．その結果を図 3.4-3 に示す．欠陥深さ評価の分解能を表 3.4-1 に示す．図 3.4-3 の印加磁界 220 Oe に着目した場合，光強度が大きくなるにつれて，深さに対する光強度の傾きが低下しており，分解能が低下していることが分かる．また，220 Oe の印加磁界に比べて 70 Oe の印加磁界では，深さ評価の分解能が低下していることが分かる．例えば，分解能は深さに対して 10 分の 1 の測定精度を要求されたとき，深さ 5 mm 以上では少なくとも 0.5 mm の分解能が必要になる．シミュレーション結果から，印加磁界が 70 Oe 以上で深さ 5 mm 以上の欠陥を分解能 0.5 mm で評価できることが示唆できる．また，150 Oe 以上の印加磁界では飽和してしまうことが分かる．この結果を基に欠陥の深さを実測した結果を図 3.4-4 のプロットで示す．印加磁界 220 Oe は深さ 1 mm で実測とシミュレーションをフィッティングしており，また，印加磁界 70 Oe では深さ 5 mm で実測とシミュレーションをフィッティングしている．10 回の測定の標準偏差をエラーバーで表示している．本実験で使用した磁化器の制御性から，印加磁界 70 Oe で実験を行った．この条件では，図 3.4-4 から光強度が飽和することなく，欠陥深さと光強度の関係が実験的に示されている．

図 3.4-4 の結果を基に，欠陥深さ評価の精度を算出した．ダイヤルゲージを用いて欠陥の深さを 5 回測定し，その平均値を真値とした．ダイヤルゲージで測定した欠陥の深さと MO イメージングから評価した欠陥の深さを比較した結果を図 3.4-5 に示す．欠陥の深さ 1 mm から 5 mm までは印加磁界 220 Oe で評価しており，5 mm から 10 mm は 70 Oe で評価している．印加磁界 220 Oe は深さ 1 mm で実測とシミュレーションをフィッティングしており，また，印加磁界 70 Oe では深さ 5 mm で実測とシミュレーションをフィッティングしているため真値との差は 0.00 mm となっている．ダイヤルゲージで測定した欠陥の深さと MO イメージングから評価した欠陥の深さの差は平均で 0.15 mm であった．また，誤差は平均 14.9% で評価できた．しかしながら，5 mm 以上の深さの欠陥については漏洩磁界が MPC の飽和磁界を上回ったため，印加磁界を制御し，磁気飽和を回避する必要があった．次章では印加磁界を制御しなくても欠陥深さを評価できるようにするため，光局在層を複数枚もつマルチキャビティ MPC を設計し，欠陥深さを評価した結果について報告する．

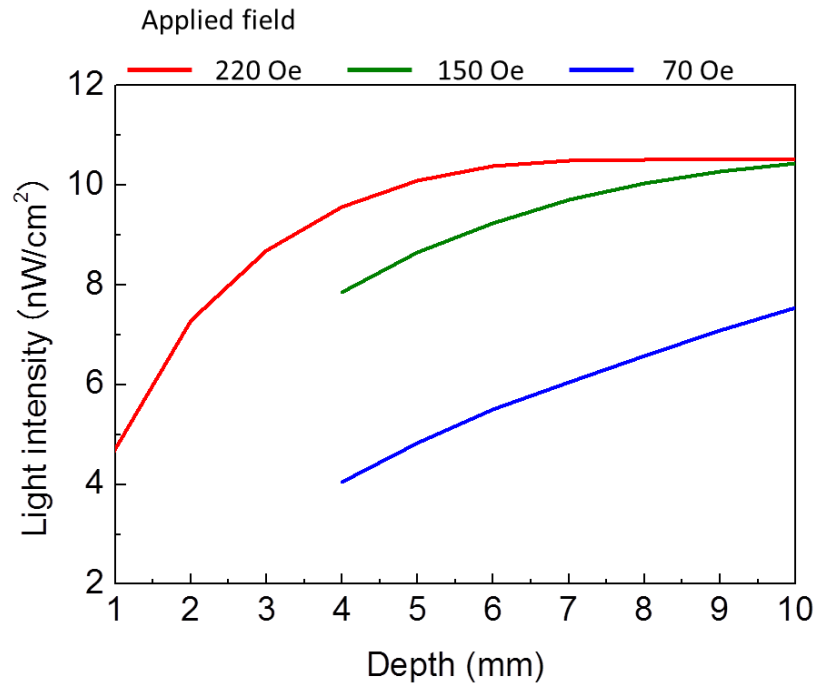


図 3.4-3 印加磁界を調整したシミュレーション結果

表 3.4-1 欠陥深さ評価の分解能

Depth (mm)	Applied field (Oe)	Resolution (mm)
1	220	0.04
2	220	0.11
3	220	0.19
4	220	0.33
5	70	0.19
6	70	0.23
7	70	0.27
8	70	0.28
9	70	0.32
10	70	0.22

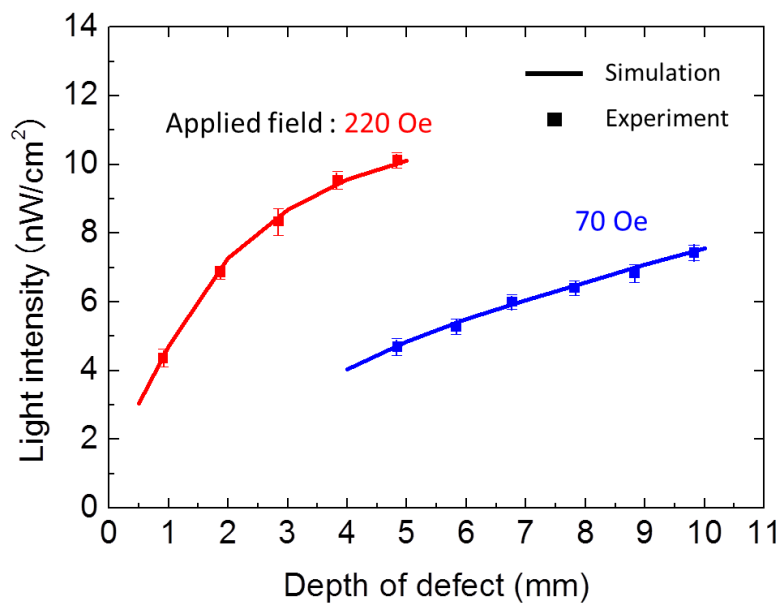


図 3.4-4 欠陥深さと光強度の関係

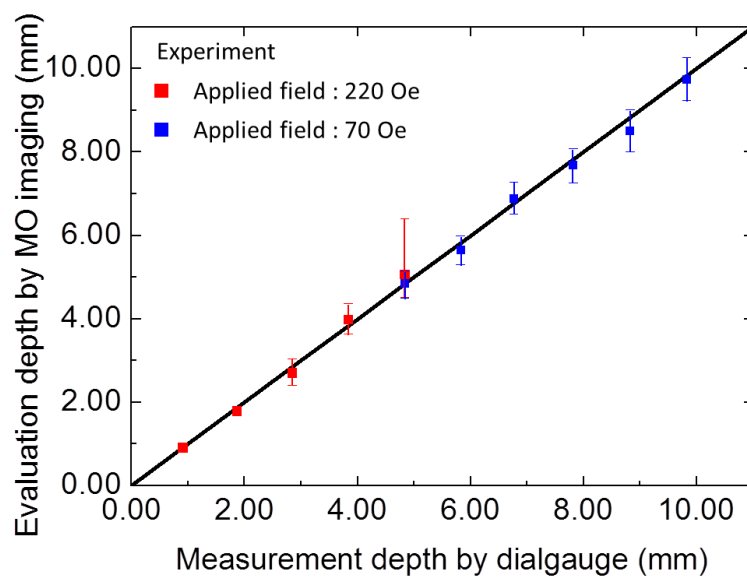


図 3.4-5 ダイヤルゲージで測定した欠陥の深さと MO イメージングから評価した欠陥の深さを比較

3.5 理論計算を用いたマルチキャビティ MPC を用いた欠陥深さ評価

印加磁界を制御することなく MPC の磁気飽和を回避して欠陥深さ 1 mm～10 mm を測定するため、今回は欠陥からの距離に応じた漏洩磁界の減衰に着目した。磁気飽和する深さの欠陥については被検体から距離を離して MO イメージを取得することで、印加磁界一定で目的の範囲の欠陥深さが評価できる。第 2 章で記述した MPC は光局在層である磁性層の位置で高分解能の MO イメージを取得できる。光局在は、設計波長(各誘電体と磁性体の光学膜厚)に依存しており、光の波長で光局在を制御できる。この光局在層を二層有する MPC をデュアルキャビティ MPC と呼び本研究室でも研究されている^{1)・2)}。さらに二つ以上の光局在層を持つ MPC はマルチキャビティ MPC と呼ばれ、光局在層の設計波長を揃える事で大きな MO 効果や透過率の向上ができる。逆に、設計波長をずらす事で任意の波長で任意の光局在層に光を局在させる事ができる。本研究では、MPC の各光局在層を異なる設計波長で作製することで、異なる波長において異なる位置(高さ)で光が局在する MPC を作製した(図 3.5-1)。MO 効果は磁性体中の光路長に依存するため、光局在した磁性層の MO 効果を増幅できるため、光源の波長を選択することで任意の位置の MO イメージを取得できると考えた。

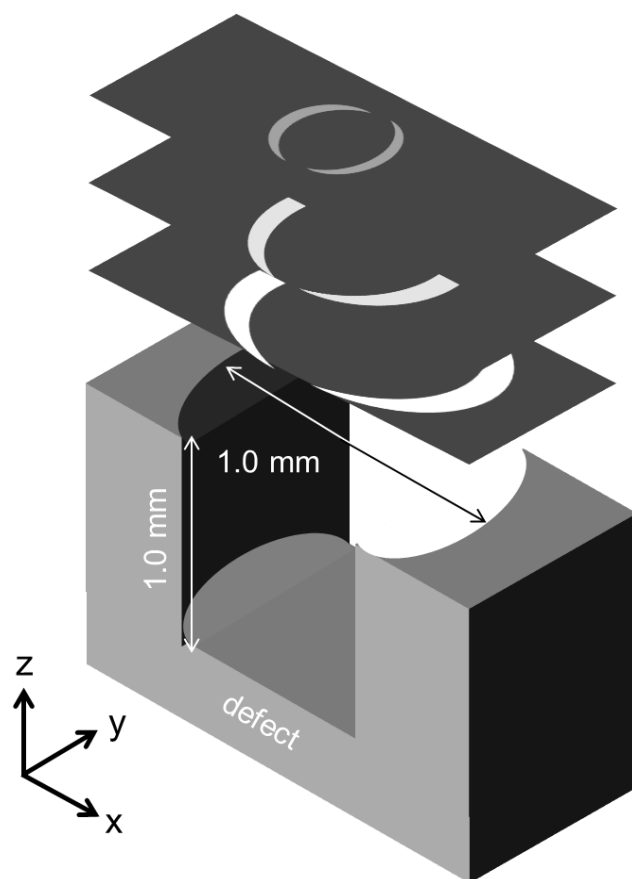


図 3.5-1 MO イメージングを利用した漏洩磁界強度分布取得の概念図
被検体に x 方向に印加磁界を与えた時，高さが異なる 3 つの位置（リフトオフ）の漏洩磁界強度のイメージ．白色ほど z 方向に強い磁界となる．各リフトオフの磁界強度を MO イメージで取得できれば，MO センサの保磁力以上かつ飽和磁界以内で欠陥の深さに応じた MO イメージが取得できる．

3.5.1 マルチキャビティ MPC の設計

3.3 章では、漏洩磁界を制御することなく、1 mm から 10 mm までの欠陥深さの評価に必要な光局在層の数とリフトオフについて述べた。その結果、必要な光局在層は 2 層で、リフトオフは 0.6 μm および 3.1 μm の位置であった。ここでは、光局在を考慮したマルチキャビティ MPC の構造設計について述べる。MPC は誘電体ミラー(DM)と光局在層の磁性層で構成されている。まず、DM の設計波長について決定した。

本マルチキャビティ MPC は 2 層のキャビティで構成され、一方のキャビティの設計波長の光を入射した時は、そのキャビティに光が局在し、もう一方のキャビティでは光が透過する必要がある。これは、両キャビティに光が局在すると、それぞれの位置での MO イメージの分離が難しくなるためである。被検体に近いキャビティを MPC₁(光局在層のリフトオフ 0.6 μm)、被検体から遠いキャビティを MPC₂(光局在層のリフトオフ 3.1 μm)とし、それぞれの設計波長を λ_1 , λ_2 とする。光は MPC₂ 上部から入り、MPC₁ の下部ミラー(532 nm 設計の $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^{2\text{ペア}}$)で反射され、MPC₂ 上部より出射する。局在しない波長の光は局在しない MPC を往復で 2 度透過するが、光局在が無く磁性体中の光路長は短いため光変調量は少ない。MPC₁ の DM は、220 Oe での欠陥深さ評価の実績から、2 章で記述した MPC と同じ 532 nm の $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^{4\text{ペア}}$ とした。一方、MPC₂ の DM は、これまでの研究での作製実績から 780 nm の $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^{6\text{ペア}}$ で設計した²⁾。MPC₂ の DM のペア数が 1 層多いのは、MPC₁ と比較して長波長設計であるため偏光面回転角が小さいためであり、ペア数の増加による共振効果の増大を利用している。

磁性層の設計波長を DM と同じ 532 nm と 780 nm で設計し、その時の光学特性をマトリックス・アプローチ法により計算した。その結果、波長 532 nm では、磁性膜の磁性ガーネット膜(Bi:YIG)の光吸収が大きく単位膜厚当たりの偏光面回転角が大きいため、光が局在しない MPC₂ を透過する際の偏光面回転角が大きくなってしまった。このため、MPC₁ と MPC₂ による MO イメージの分離(以後クロストークと呼ぶ)が難しいことがわかった。一方、波長 780 nm では偏光面回転角が小さいため、MPC₂ での MO イメージのコントラストが低くなることが示唆された。Bi:YIG は短波長ほど光吸収が大きく偏光面回転角が大きくなるため、マルチキャビティ MPC の λ_1 はより長波長側、 λ_2 はより短波長側となるように設計した。図 3.5.1-1 に設計した設計波長 532 nm と 780 nm の際の DM のみの透過率スペクトルを示す。波長 600 nm では、波長 532 nm 設計 DM のフォトニックバンドギャップ中であり、波長

780 nm 設計 DM の脈動による透過率のピークであることがわかる．また，波長 700 nm はその逆で，波長 780 nm 設計 DM のフォトニックバンドギャップ中であり，波長 532 nm 設計 DM の透過率のピークである．両 DM のフォトニックバンドギャップは波長 600 nm および波長 700 nm において重なっていないことがわかる．このように，それぞれの DM のフォトニックバンドギャップと脈動による透過率のピークが重なる波長で設計することで，特定の波長は透過し，特定の波長は反射させる事ができるので，クロストークの影響が小さいマルチキャビティ MPC が設計できることが示唆された．続いて，波長 600 nm から 700 nm で局在するマルチキャビティ MPC を設計した．波長 600 nm および波長 700 nm で光が局在する磁性層の膜厚をマトリックスアプローチ法により求めた．図 3.5.1-2 に波長 600 nm における MPC₁ の磁性層の膜厚とマルチキャビティ MPC の透過率との関係を示す．この時 MPC₂ の設計膜厚は 780 nm として固定した．MPC₁ の磁性層の膜厚が 432 nm の時，入射光の波長が 600 nm の透過率が最も高くなっており，光が局在していることが示唆された．そこで，MPC₁ の磁性層の膜厚を 432 nm とした．次に，MPC₂ の膜厚を計算した．その結果を図 3.5.1-3 に示す．磁性層の膜厚が 464 nm の時透過率が最大となっていることから，MPC₂ の磁性層の膜厚を 464 nm に決定した．

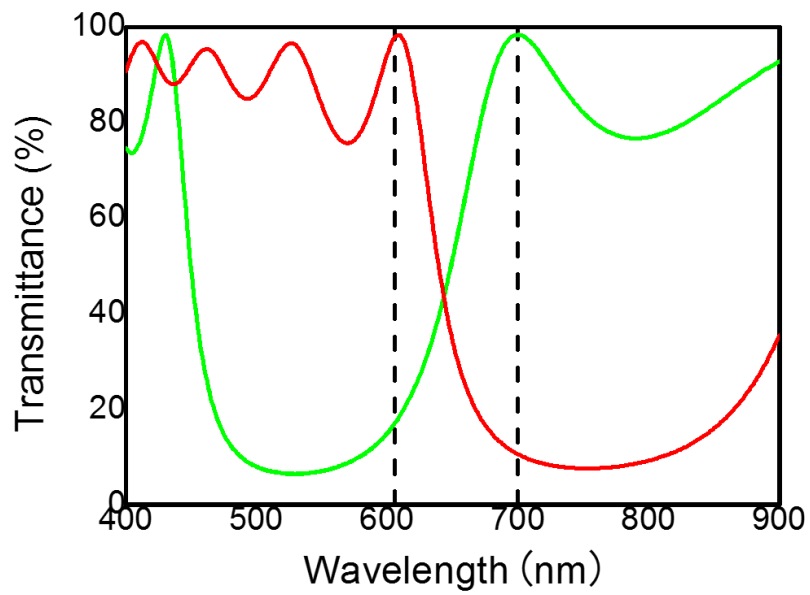


図 3.5.1-1 設計波長 532 nm と 780 nm の DM の透過率スペクトル
 緑線は設計波長 532 nm の時であり，赤線は設計波長 780 nm の時である

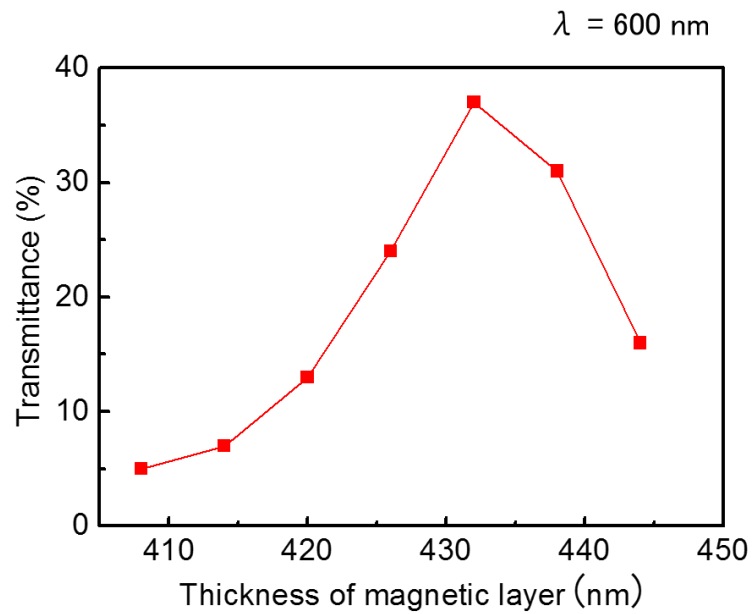


図 3.5.1-2 波長 600 nm における MPC₁ の磁性層の膜厚と
 マルチキャビティ MPC の透過率との関係

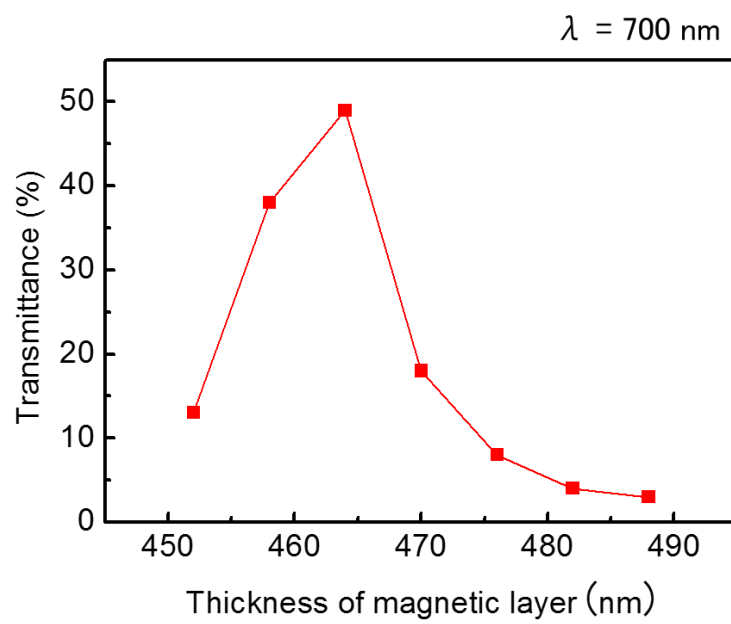


図 3.5.1-3 波長 700 nm における MPC₂ の磁性層の膜厚とマルチキャビティ MPC の透過率との関係

これまでに各キャビティ MPC_1 と MPC_2 の設計波長と構造が決定されたが、 MPC_1 と MPC_2 を積層しても MPC_2 の光局在層のリフトオフ位置は $3.1\ \mu\text{m}$ には到達しない．そこで MPC_2 の光局在層のリフトオフを、両 MPC 間に SiO_2 のスペーサを挿入することで制御した．設計したマルチキャビティ MPC の構造を図 3.5.1-4 に示す．その構造は基板側から、SGGG 基板/波長 $780\ \text{nm}$ 設計 $\text{DM}^3\text{ pair}$ / $\text{Bi:YIG}^{464\ \text{nm}}$ / $780\ \text{nm}$ 設計 $\text{DM}^3\text{ pair}$ / SiO_2 スペーサ $1.2\ \mu\text{m}$ / 波長 $532\ \text{nm}$ 設計 $\text{DM}^2\text{ pair}$ / $\text{Bi:YIG}^{432\ \text{nm}}$ / 波長 $532\ \text{nm}$ $\text{DM}^2\text{ pair}$ / 波長 $532\ \text{nm}$ 反射層 $\text{DM}^2\text{ pair}$ である．

次に設計したマルチキャビティ MPC の両 Bi:YIG 層による透過率・偏光面回転角をマトリックス・アプローチ法から求め、各光局在層の MO 効果による光出力強度を求めた．計算手順を以下に示す．第 2 章で述べた Bi:YIG のヒステリシス特性と、それぞれのリフトオフにおける漏洩磁界強度から各単層磁性膜で生じる偏光面回転角を予測し、マトリックス・アプローチ法でマルチキャビティ MPC の透過率および飽和偏光面回転角を求めた．得られた透過率および偏光面回転角から、得られる MO イメージの光強度を計算した．

続いて、クロストークの影響を予測するため、下記の計算を行った． MPC_1 および MPC_2 の Bi:YIG 層を、自発磁化を持たない誘電体として透過率および飽和偏光面回転角を計算し、上述した両 Bi:YIG 層が強磁性体とした時に得られた光強度と比較した．それぞれの Bi:YIG 層を誘電体として計算することで、偏光面回転角が $0\ \text{deg.}$ となり、光が MPC_1 もしくは MPC_2 のどちらかの MO 効果の影響のみを受けた光学特性が取得できる．波長 $600\ \text{nm}$ の時には MPC_1 のみの MO 効果に伴う光強度が得られるのが理想である．それぞれの MPC で得られる光強度を 100% とした時のクロストークの影響を図 3.5.1-5 に示す．青の実線は MPC_1 による光出力強度 (MPC_1 の光局在層を磁性体、 MPC_2 の光局在層を誘電体)を示し、赤の実線は MPC_2 での光出力強度 (MPC_2 の光局在層を磁性体、 MPC_1 の光局在層を誘電体)を示している．結果から、クロストークの影響は最大でも 5% であることがわかった．この数値は検査目標を満たすことができている．

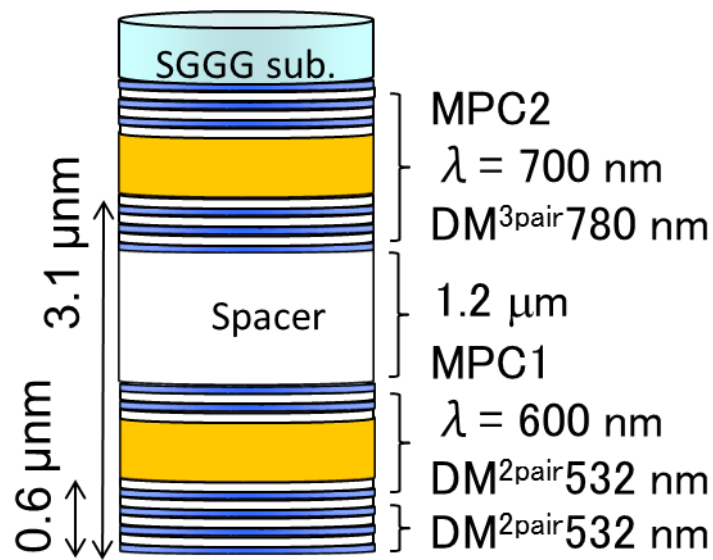


図 3.5.1-4 設計したマルチキャビティ MPC の構造

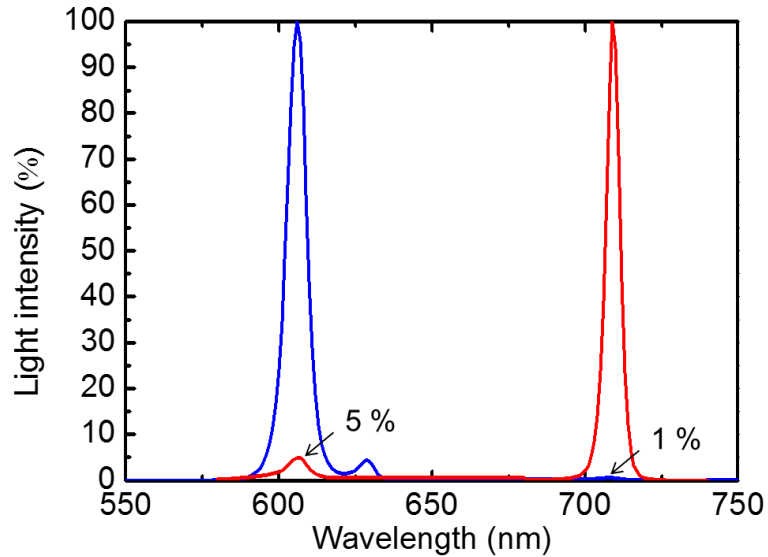


図 3.5.1-5 各 MPC による光出力強度とクロストークの影響
 青線は MPC₁(600 nm 設計)による光出力強度(MPC₁の光局在層を磁性体,
 MPC₂の光局在層を誘電体), 赤線は MPC₂(700 nm 設計)による光出力強度
 (MPC₂の光局在層を磁性体, MPC₁の光局在層を誘電体)

設計したマルチキャビティ MPC で得られる MO イメージを有限要素法シミュレータ COMSOL Multiphysics (ver. 4.4) で求めた。シミュレーションモデルは第 2 章(深さの異なる線状欠陥のある被検体と磁化器)と同じである。また、印加磁界は被検体膜面方向に 220 Oe 一定とした。図 3.5.1-6 に欠陥深さが 1, 5, 10 mm の時に得られる MO イメージを計算した結果を示す。有限要素シミュレータで求めた漏洩磁界の分布から Bi:YIG のヒステリシスループを基に偏光面回転角を試算し、式 2.4.2.2-1 を利用して光強度の二次元的な分布を MO イメージとして表示した。図 3.5.1-6 から、MPC を利用することで、欠陥の端部分で高分解能かつシャープな漏洩磁界分布のイメージが得られた。また波長 600 nm と波長 700 nm で異なるイメージが計算で得られていることから、それぞれのリフトオフでの漏洩磁界分布が可視化できると期待される。欠陥深さを横軸に、それぞれのイメージの光強度を縦軸にとった結果を図 3.5.1-7 に示す。波長 600 nm では欠陥深さ 5 mm まではほぼ線形的な光強度の増加を示すが、5 mm 以上では飽和した。一方、波長 700 nm では欠陥深さが 5 mm から 10 mm までの欠陥で光強度が飽和することなく、ほぼ線形的に評価できた。これは図 3.3-1 で予測された欠陥からの漏洩磁界強度とリフトオフの理論計算結果と一致している。従って、設計したマルチキャビティ MPC を利用して光源の波長を選択することで、印加磁界 220 Oe 一定で磁気飽和することなく、深さが 1 mm から 10 mm までの欠陥が評価できることが計算で示された。

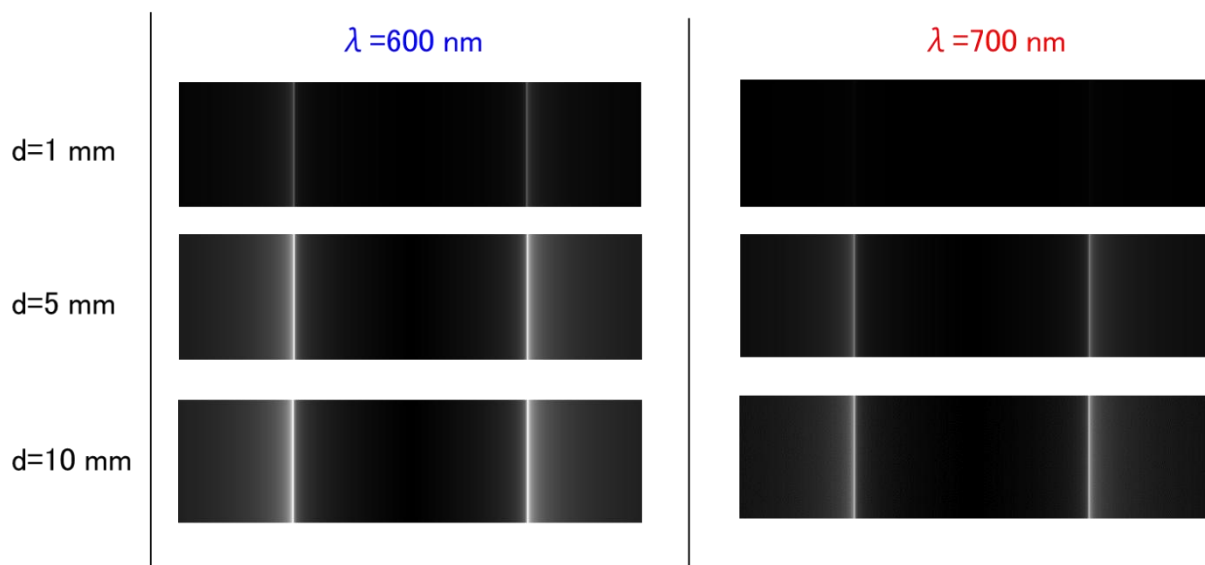


図 3.5.1-6 各欠陥深さにおけるマルチキャビティ MPC で得られる
MO イメージの計算結果

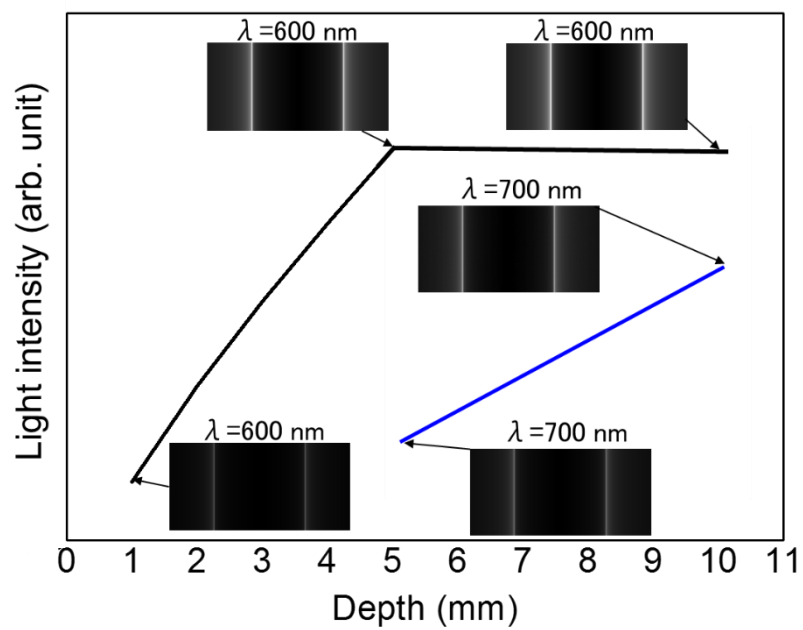


図 3.5.1-7 マルチキャビティ MPC における欠陥深さと光強度の関係

3.5.2 まとめ

本節では 1～10 mm の欠陥深さを磁界制御なしに評価するため，高さ方向に異なる位置で MO イメージを取得できる MO センサの設計を行った．高さ方向に異なる位置で MO イメージを取得するには MPC を数マイクロメートルのオーダーで物理的に移動する必要があるが，非破壊試験の実用化を念頭に置いた場合，このような MPC 位置の制御は現実的ではない．そこで本章では MPC を高さ方向に移動することなく，漏洩磁界の空間的な分布を取得するための MO センサを作製した．このように複数の位置で MO イメージを取得する方法として，光局在層となる磁性層を複数挿入したマルチキャビティ MPC を用いた．MPC は波長依存性があり，各層の光学膜厚を制御することで異なる波長で局在する MPC が作製できる．光源の波長を選択することで MO イメージを取得するリフトオフ位置が選択し，欠陥の深さ評価できると考えた．3.5 章では特にマルチキャビティ MPC の構造を設計した．設計したマルチキャビティ MPC の構造は基板側から，SGGG 基板/波長 780 nm 設計 DM^3_{pair} / Bi:YIG^{464 nm} / 780 nm 設計 DM^3_{pair} / SiO₂ スペーサ 1.2 μm / 波長 532 nm 設計 DM^2_{pair} / Bi:YIG^{432 nm} / 波長 532 nm DM^2_{pair} / 波長 532 nm 反射層 DM^2_{pair} である．設計したマルチキャビティ MPC の特性から得られる MO イメージを計算的に求めた．その結果，印加磁界 220 Oe 一定で，深さが 1 mm から 10 mm までの欠陥が，波長を選択することで MO イメージの光強度が飽和することなく評価できることが計算的に示された．次の章では実際にマルチキャビティ MPC を作製し，欠陥深さを評価した結果について述べる．

3.6 マルチキャビティ MPC の作製と欠陥深さ評価

3.6.1 マルチキャビティ MPC の作製と特性評価

本節では前節で設計したマルチキャビティ MPC を作製して欠陥深さを評価した結果について述べる．マルチキャビティ MPC の作製には光学モニター付の RF-DIBS を利用して，第 2 章で述べたシングルキャビティ MPC と同条件で作製した．作製した MPC の構造は，先に述べた図 3.5.1-4 に示した構造と同じである．

図 3.6.1-1 に作製したマルチキャビティ MPC の断面 SEM 像を示す．各層が剥離することなく成膜できていることがわかる．図 3.6.1-2 にマルチキャビティ MPC の透過率スペクトルを示す．設計波長が 500 nm と 700 nm に対して，波長 560 nm および波長 660 nm で MPC の光局在が観測された．設計波長との 40 nm のずれは，成膜時の物理的膜厚の誤差が主な原因であると考えられる．特に Bi:YIG は成膜後にアニール処理を行うため，屈折率および光学膜厚の変化が生じた事が要因と考えられる．図 3.6.1-3 および図 3.6.1-4 にそれぞれの局在波長における偏光面回転角のヒステリシスループを示す．各波長において MO 効果が観測されたため，作製したマルチキャビティ MPC を利用して欠陥深さ評価を行った．

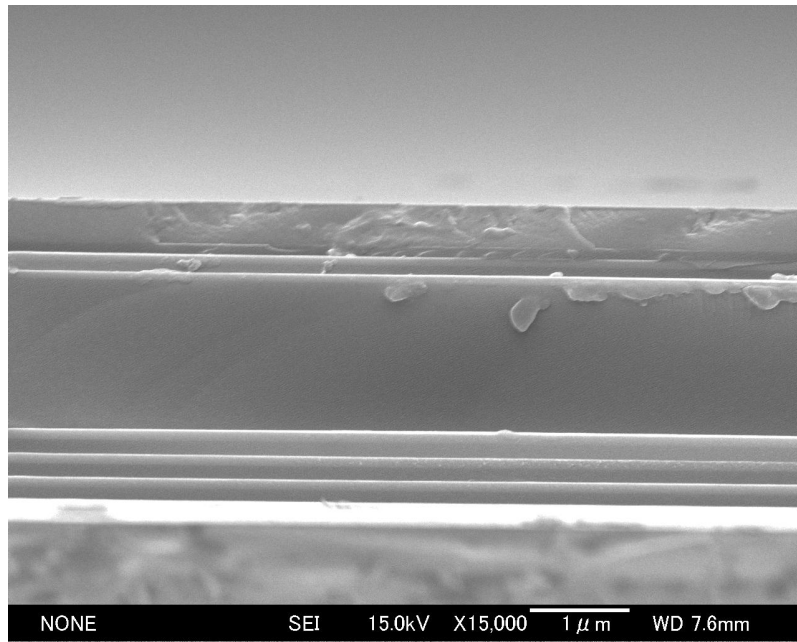


図 3.6.1-1 作製したマルチキャビティ MPC の断面 SEM 像

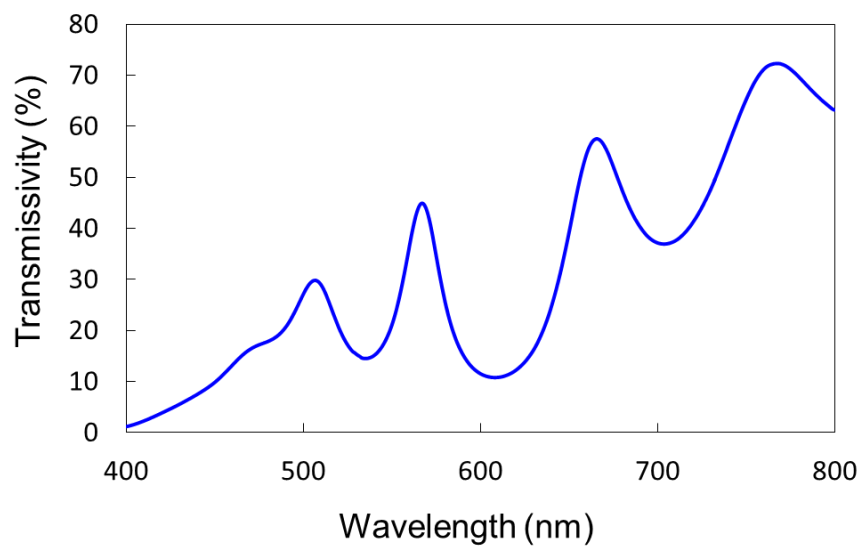


図 3.6.1-2 マルチキャビティ MPC の透過率スペクトル

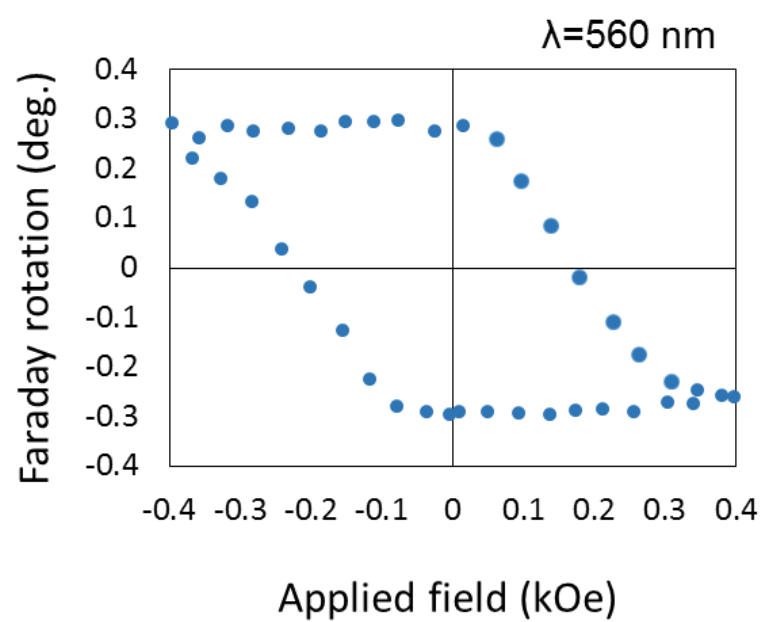


図 3.6.1-3 波長 560 nm における偏光面回転角のヒステリシスループ

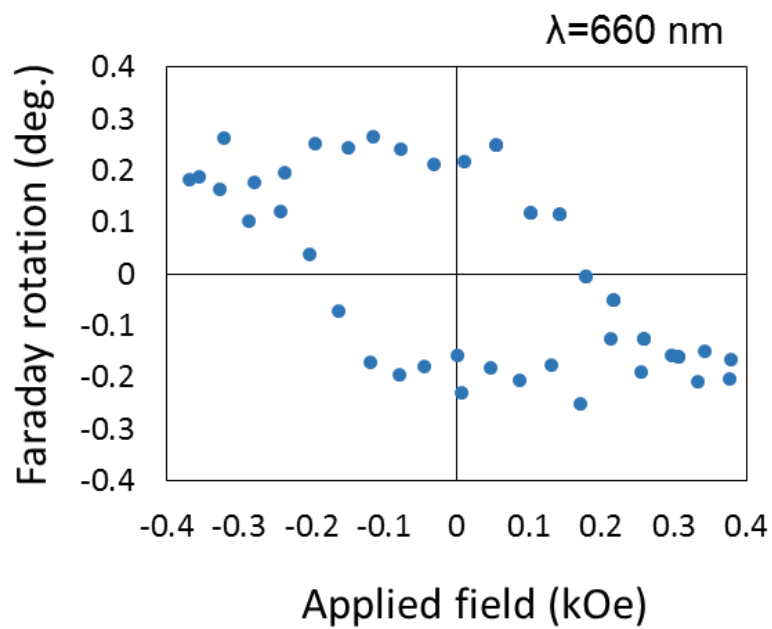


図 3.6.1-4 波長 660 nm における偏光面回転角のヒステリシスループ

3.6.2 欠陥深さ評価

マルチキャビティ MPC を用いることで磁界制御なく，1 mm から 10 mm までの欠陥深さを評価できるようになり，磁界制御分の時定数時間を短縮し，高速欠陥深さ検出が可能となる．なお以降の磁界制御とは印加磁界強度の制御を指し，画像処理のための印加磁界方向の反転は前章で述べた通りに行う．図 3.6.2-1 に欠陥深さ 1 mm から 10 mm までを MO イメージングで評価した結果を示す．図中の MO イメージはそれぞれの欠陥深さおよび波長で取得した MO イメージである．欠陥深さに応じて光強度が増加していることから，その深さが評価できていることがわかる．

560 nm 波長の時は MPC₁にて光が局在されるため，リフトオフ約 0.6 μm の位置での MO イメージングとなる．このため欠陥からの距離が近く浅い欠陥から 5 mm の間において深さと光出力強度に依存性が見られるが，5 mm 以上では漏洩磁界強度が強く磁気飽和する．一方，660 nm に波長を選択することで MPC₂(リフトオフ 3.1 μm)での MO イメージとなるため磁気飽和することなく欠陥深さを評価できている．従って，マルチキャビティ MPC を利用することで印加磁界を制御することなく欠陥深さが評価できることがわかった．なお作製したマルチキャビティ MPC の膜厚が設計からずれたことにより，局在波長が設計から 40 nm ほどシフトしており，光強度にばらつきが多いのは，その膜厚ずれが大きな要因であるといえる．

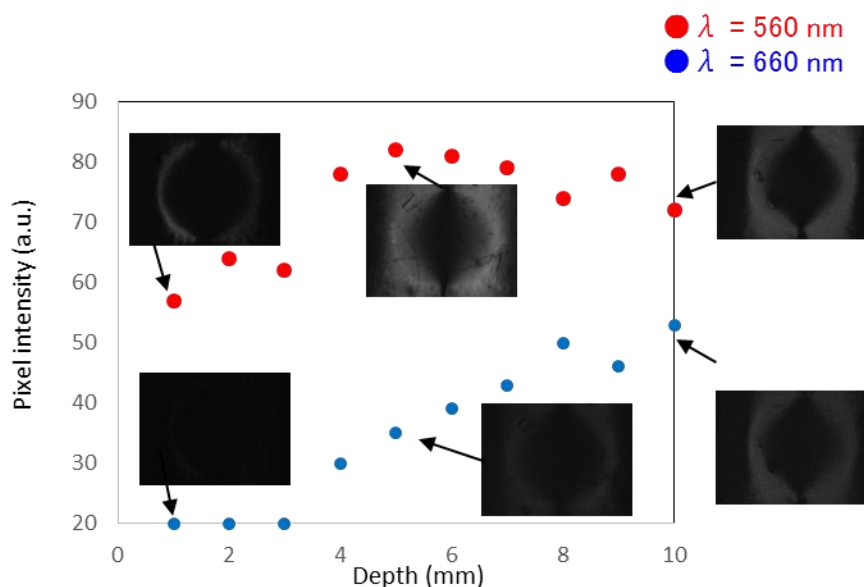


図 3.6.2-1 マルチキャビティ MPC を利用した欠陥深さ評価結果

次に本研究で利用した被検体の表面粗さが、漏洩磁界強度に及ぼす影響を、シミュレーションを利用して調査した。MO イメージングのように電磁気現象を利用した非破壊試験では被検体の表面粗さがセンサで取得する磁気情報に影響を及ぼす。そこで、被検体の表面粗さが MO イメージングを用いた欠陥深さ評価に及ぼす影響を調査した。図 3.6.2-2 に本論文中で試験体として使用した SS400 の表面の光学顕微鏡像を示す。本被検体の表面は周期的に溝状の粗さが存在した。触診段差系で測定した結果、本被検体の表面粗さの最大値 R_{\max} は $4.1 \mu\text{m}$ で、平均的な表面粗さ R_z は $2.7 \mu\text{m}$ であった。溝の間隔は 0.2 mm 程度である。シミュレーションにはこれまでと同様に有限要素法を用いた。表面粗さとは表面の凹凸であり、MO センサのリフトオフとして取り扱った。欠陥深さ評価を行うのは、漏洩磁界強度のピーク値であり、そこは欠陥の端部である。そこで、欠陥端部の高さを原点 ($L = 0 \mu\text{m}$) として、そこからのリフトオフが与える MO イメージの光強度の変化を計算で求めた。図 3.6.2-3 にシミュレーションモデル中の欠陥周辺の様子を示す。シミュレーションモデルには試験体の表面に 0.2 mm 周期の溝状の表面粗さを想定した。溝の高さを変数 L として $0 \mu\text{m}$ から $5 \mu\text{m}$ まで計算した。また欠陥深さ d は変数として 1 mm から 10 mm まで計算した。

欠陥深さ 10 mm の場合に被検体の表面粗さが欠陥深さ評価に与える影響を計算した結果を図 3.6.2-4 に示す。リフトオフを横軸に示し、リフトオフが $0 \mu\text{m}$ の場合の欠陥深さ評価結果を真値として、各リフトオフの欠陥深さ評価結果を、真値から差分した結果をエラーとして縦軸に示した。表面粗さが $4.1 \mu\text{m}$ のときに欠陥深さ評価に与える影響は 0.5 mm 程度であった。このように被検体粗さをあらかじめ測定することにより、欠陥深さ評価に与える影響を求めることができる。

0.5 mm

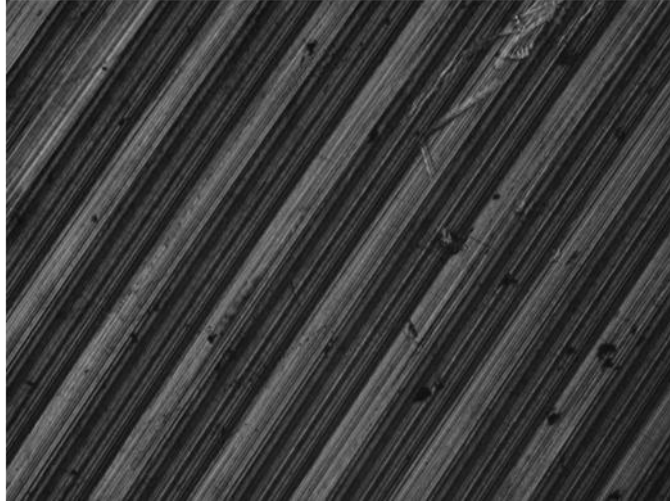


図 3.6.2-2 被検体 SS400 の表面の光学顕微鏡像

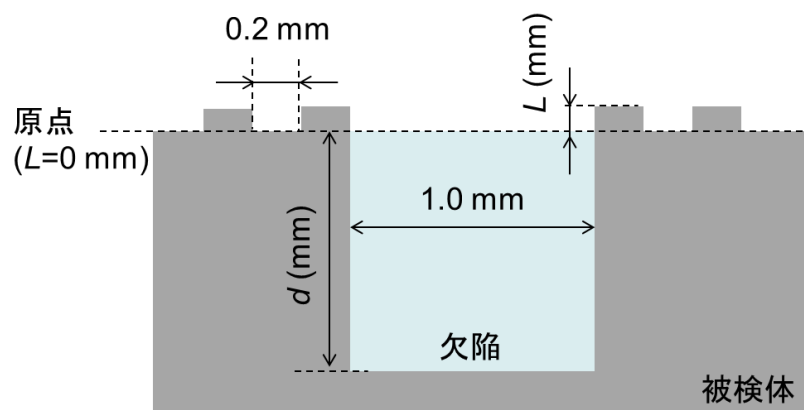


図 3.6.2-3 シミュレーションモデル中の欠陥周辺の様子

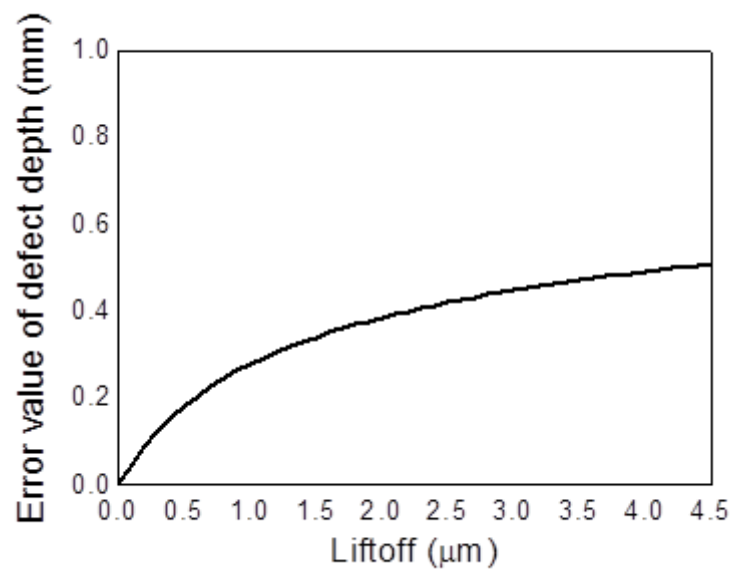


図 3.6.2-4 欠陥深さ 10 mm の場合に被検体の表面粗さが

欠陥深さ評価に与える影響を計算した結果

リフトオフが 0 μm の場合の欠陥深さ評価結果を真値として，リフトオフを横軸に示し，そのときの欠陥深さ評価結果を真値から差分した結果をエラーとして縦軸に示した．

3.6.3 まとめ

本節では前節で求めたマルチキャビティ MPC を作製し，1 mm から 10 mm の欠陥深さを印加磁界制御なく評価した．光学膜厚モニター付の RF-DIBS を利用してマルチキャビティ MPC を作製した．作製したマルチキャビティ MPC は波長 560 nm および波長 660 nm において MPC の局在が観測され，それぞれの波長で MO 効果を示した．作製したマルチキャビティ MPC を利用して欠陥深さ評価を行った結果，波長を選択することで，印加磁界一定で MPC が磁気飽和することなく 1 mm から 10 mm の欠陥深さの評価ができた．

その結果，印加磁界の制御が不要で欠陥深さ評価できる MO センサが作製できた．

3.7 小括

第2章では、ナノクラスターを持つ多結晶磁性ガーネット膜と薄膜で大きな MO 効果が得られる MPC を用いる事で、任意のリフトオフ位置にて面内分解能 $1\ \mu\text{m}$ の分解能で大きな光出力強度が得られることがわかった。この結果、数 $10\ \mu\text{m}$ 程度の開口幅線状欠陥が MO イメージングで可視化できた。

本章では、欠陥深さと MO イメージの光強度に相関があることから、光強度を用いて $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ の欠陥深さを評価するための MO センサを作製した。現在使用している Bi:YIG の保磁力と飽和磁界の関係から、 $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ の欠陥深さ全てを評価することが難しいと理論計算からわかった。

上記背景のもと、光局在層が一つのシングルキャビティ MPC を用いて印加磁界を調整することで、 $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ の欠陥深さの評価を行った。MPC は第2章で作製したものを用いて、印加磁界を $220\ \text{Oe}$ と $70\ \text{Oe}$ に調整することで、 $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ の欠陥を誤差 14.9% 程度で評価することができた。

続いて、印加磁界強度の制御が不要で $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ 全ての欠陥深さを評価できる MO センサの開発を行った。特に、光源の波長選択で任意のリフトオフ位置の MO イメージを取得できるマルチキャビティ MPC に着目した。漏洩磁界は、リフトオフ距離(被検体表面から MO センサ位置の距離)の2乗に反比例低減する。このため、リフトオフが異なる複数の光局在層を持つマルチキャビティ MPC を用いる事で、波長選択によって任意のリフトオフ位置の MO イメージを取得でき、磁気飽和なく漏洩磁界強度と分布を捉える事ができる。

深さが $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ の欠陥からの漏洩磁界を磁気飽和なく検出するためのリフトオフ位置は、有限要素シミュレータによって $0.6\ \mu\text{m}$ と $3.1\ \mu\text{m}$ に定まった。また、クロストークの影響をマトリックス・アプローチ法で計算して設計したマルチキャビティ MPC の構造は SGGG 基板/波長 $780\ \text{nm}$ 設計 $\text{DM}^3\ \text{pair}/\text{Bi:YIG}^{464\ \text{nm}}/780\ \text{nm}$ 設計 $\text{DM}^3\ \text{pair}/\text{SiO}_2$ スペーサ $^{1.2\ \mu\text{m}}/\text{波長 } 532\ \text{nm}$ 設計 $\text{DM}^2\ \text{pair}/\text{Bi:YIG}^{432\ \text{nm}}/\text{波長 } 532\ \text{nm}$ $\text{DM}^2\ \text{pair}/\text{波長 } 532\ \text{nm}$ 反射層 $\text{DM}^2\ \text{pair}$ となった。この時のクロストークは 5% 以内であり、検査に問題ない。

上記構造を光学モニター付の RF-DIBS で作製し、局在波長 $560\ \text{nm}$ と $660\ \text{nm}$ のマルチキャビティ MPC を得た。 $220\ \text{Oe}$ の一定磁界において光源波長を $560\ \text{nm}$ と $660\ \text{nm}$ に設定することで、 $1\ \text{mm}$ から $10\ \text{mm}$ の欠陥深さが評価可能な MO センサが作製できた。

参考文献

- 1) 芳賀 洋二, “デュアルキャビティ構造を有する磁性フォトニック結晶の作製に関する研究”, 豊橋技術科学大学 2011 年度修士論文
- 2) T.Goto, Y.Haga, A.V.Baryshev and M.Inoue, *Jornal of Physics:Conference Series*, **266**, p.012009, (2011)
- 3) T.Goto, R.Hashimoto, R.Isogai, Y.Suzuki, R.Araki, H.Takagi and M.Inoue, *Journal of the Magnetism Society of Japan*, **36**, p.197, (2012)

第 4 章 コリニア位相干渉光学系を利用した遠隔欠陥

探査

4.1 はじめに

一般的に、非破壊試験では、欠陥探査の行程と欠陥評価の行程では要求が異なるため、それぞれの試験方法の特徴を理解したうえで適した手法が選択される。第 2, 3 章では、MPC 構造の MO センサを被検体に接触させて、欠陥からの漏洩磁界によって MO センサの磁化状態を変化させ、MO イメージングを利用して欠陥の形状を評価してきた。しかしこの方法では、被検体に MO センサを接触させる必要があった。一般的には被検体から 1 mm 以上離れてしまうと MO イメージングは困難である。

そこで本章では、欠陥の遠隔探査方法として非接触で試験するための MO デバイスの設計を行い、計算的に非接触で 1 mm 以上の遠隔から MO 効果の検知を目的とした。遠隔から非接触で被検体の表面状態を評価するには光を利用した光学試験が有用である。通常の光学試験では光の強度情報のみ取得されるため、表面の凹凸情報までは取得が難しい。そこで、位相干渉光学系が利用される。しかし、第 1 章でも述べた通り、二光束位相干渉光学系などの位相干渉光学系は、温度変化に敏感¹⁾⁻⁴⁾で、かつ振動などの耐外乱性が低いことから非破壊検査への応用が難しい。本章では、位相の基準となる参照光と、プローブ光となる物体光が同軸上を伝搬するコリニア位相干渉光学系を設計した。コリニア位相干渉光学系では、参照光と物体光が同じ光路上を通過するため、外乱に対する位相変動も同等に受けるので、耐外乱性に優れている。本章では、フレネルゾーンプレート⁵⁾を用いたコリニア位相干渉光学系を提案し、シミュレーションによる動作解析、温度変化に対する耐性、及びコリニア位相干渉光学系の構築、段差部分の位相変動から干渉光強度の変化が検出できることを明らかにした。

初めに有限要素法を利用して理論的に解析を行った。また、外乱に対する耐性について、二光束干渉光学系の場合とコリニア位相干渉光学系の場合を理論的に比較した。次いで試験体に段差を設け、物体光の位相変化による干渉縞の変化を実験的に測定した。さらに、MO 効果を利用することで表面の凹凸情報を除去し、欠陥による位相変動が取得できることを示した。

4.2 目的

本章の目的は、非接触で欠陥を遠隔探査するための MO デバイスの設計および光学系の作製である。欠陥を遠隔探査する方法として光を利用した手法に着目した。しかし、一般的な光学試験では、被検体表面の凹凸情報までは得られない。亀裂の探査では、表面が隆起しているのか、窪んでいるのかを判断する必要があるため、凹凸情報が要求される。表面の凹凸情報を得るためには二光束干渉光学系などを用いて位相干渉を利用することが一般的である⁶⁾⁻¹⁰⁾。しかし、このような光学系は振動や温度変化に対する耐性が低く、実験室の光学定盤上など利用が制限される。これは位相干渉に利用する参照光と物体光が別々の経路を進むため、空気揺らぎや温度変化等に伴う外乱の影響を受けるためである。

そこで、本章ではコリニア位相干渉光学系に着目し、その設計および光学系の作製を行い原理実証することを目的とする。

4.3 原理

本研究で提案するコリニア位相干渉光学系の概要を図 4.3-1 に示す。レーザ光源から出射した光を空間フィルタで整形し、コリメーションレンズで平行光にする。1/4 波長板によって円偏光にした後、ビームをフレネルゾーンプレートによって一点に集光する。フレネルゾーンプレートに照射された光は、大きく透過光と回折光に大別され、回折光は 1 点に集光される。フレネルゾーンプレートから試験体までの光の伝搬経路を図 4.3-2 に示す。フレネルゾーンプレートによって集光された光は、試験体表面の一点から反射されることから位相の基準値（参照光）となる。試験体表面に垂直に入射して反射した光は、再びフレネルゾーンプレートを通過する際に回折し、フレネルゾーンプレート面に対して直交する成分を生じる（図 4.3-2 (a)）。フレネルゾーンプレートで回折せずに角度変調されない透過光（0 次透過光）は、本来ホログラムや回折の場合ではノイズ光となるが、本光学系では物体光として使用する。この物体光は回折格子で角度変調されずに試験体表面にほぼ垂直に入射し、反射光もまたフレネルゾーンプレートで変調されずに、フレネルゾーンプレート表面に対して直交する成分が得られる（図 4.3-2 (b)）。

以上より、試験体の一点から反射してきた光（図 4.3-2 (a)）と試験体の各点から反射してきた光（図 4.3-2 (b)）が同一のベクトルで伝搬して位相干渉し、干渉光強度をカメラで測定する。両者の位相差によって干渉光強度が変化する。物体光と参照光の位相差による干渉光強度 I_{out} は次式で表される。

$$I_{\text{out}} = I_{\text{ref.}} + I_{\text{sig.}} + 2\sqrt{I_{\text{ref.}} \times I_{\text{sig.}}} \cos\theta \quad (4.3-1)$$

I_{out} は出力光強度， $I_{\text{ref.}}$ は参照光強度， $I_{\text{sig.}}$ は物体光強度， θ は $I_{\text{ref.}}$ と $I_{\text{sig.}}$ の位相差である．

式 4.3-1 より，干渉光強度は物体光と参照光の強度の足し合わせの他に，物体光と参照光の位相差 θ に対してコサイン関数で表される．この位相差による出力光強度を検出することで，物体の凹凸や MO 効果による位相変調を高感度で検出できる．また，物体光と参照光がほぼ同じ光路となることから，ノイズの影響を低減できると考えられる．フレネルパターンは空間光位相変調器に表示させることでパターンの書き換え，焦点位置の制御が容易になる．また，空間光位相変調器の位相変調量を制御することで透過光と回折光の強度比を制御することができる．反射光がフレネルゾーンプレートを通過するときに集光する成分について述べる．この光はカメラのイメージセンサ上に集光させることで測定可否のエラー判定に利用できると考えられる．たとえば，光軸と試験体の傾きによって，回折光（参照光）の反射光に位置ずれが生じた場合，カメラで測定される集光光の位置が変化する．この場合，測定エラーとして扱うことでエラー判定を行う．また，試験体の位置が焦点位置から変化した場合，試験体上に集光していないため，反射光は焦点のぼやけた像となり，スポット径の拡大と強度分布の低下が起こる．よって，焦点調整用の機能を持たせることができる．

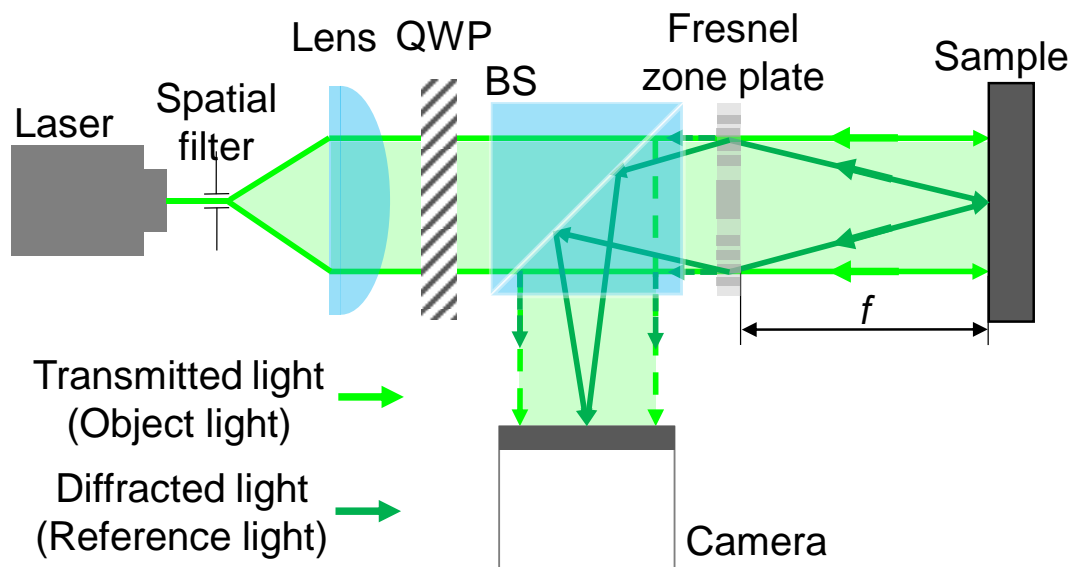


図 4.3-1 コリニア位相干渉光学系の概要

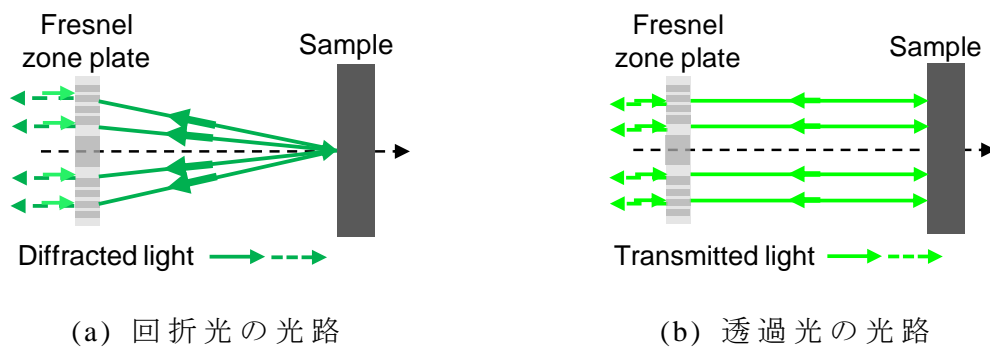


図 4.3-2 フレネルゾーンプレートから試験体までの光路

4.4 有限要素法を用いたコリニア位相干渉光学系の設計

4.4.1 コリニア位相干渉光学系の計算的動作解析

本章ではコリニア位相干渉光学系を利用した欠陥の遠隔探査手法について述べる．前述したとおり，位相干渉を利用することで，被検体表面の凹凸情報を取得することができる．そこで，位相干渉を利用した光学系を設計した．コリニア位相干渉光学系を実現するためには，参照光と物体光が同時に生成でき，かつ位相の基準となる参照光は 1 点に集光させるような光学素子が求められる．また，遠隔から探査するために被検体からの距離を任意に選択することが求められる．そういった光学素子として本研究ではフレネルゾーンプレートに着目した．ここでは遠隔欠陥探査手法として，有限要素法を利用したフレネルゾーンプレートの設計について述べ，その回折光と透過光の強度比を制御し，焦点距離が任意に調整できることを理論的に明らかにした．

フレネルゾーンプレートは屈折率の異なる 2 種類の材料を交互に繰り返した円形の透過型回折格子である．回折格子ではそれぞれの誘電体が周期的に配置されるが，フレネルゾーンプレートでは，同心円状に周期構造が異なる．その結果，回折光は干渉効果によって光軸上の 1 点で強め合い，焦点を形成し，屈折レンズと同様の働きをする．フレネルゾーンプレートの構造を図 4.4.1-1 に示す．

フレネルゾーンプレートは，ある 1 点から出射された光が平面に到達したときに形成される干渉縞の分布で表すことができる．図 4.4.1-2 にフレネルゾーンプレートから集光点までの光路を示す．ここに， ϕ はフレネルゾーンプレートの直径， f は焦点距離， r はフレネルゾーンプレートの表面から焦点までの距離， θ は光軸と r の線分との成す角度， n_1 ， n_2 ($n_1 < n_2$) は屈折率である．干渉縞の分布は次の式 4.4.1-1，式 4.4.1-2 を用いて表す．フレネルゾーンプレートの中心を原点 $(x, y) = (0, 0)$ として，式 4.4.1-1 より各座標 (x, y) と焦点までの距離 r を算出する．次に，式 4.4.1-2 を用いて干渉縞 $A(x, y)$ を求め，フレネルゾーンプレートを生成する．このようにレンズ径 ϕ と焦点距離 f が求まれば，フレネルゾーンプレートの形状を決定できる．

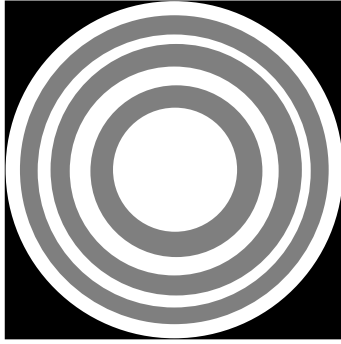


図 4.4.1-1 フレネルゾーンプレートの構造

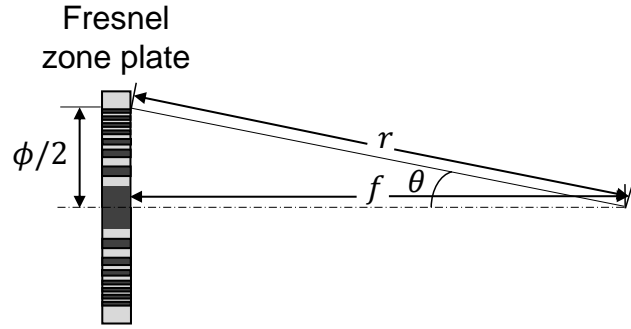


図 4.4.1-2 フレネルゾーンプレートから集光点までの光路

$$r = \sqrt{f^2 + \sqrt{x^2 + y^2}} \quad (4.4.1-1)$$

$$A_{(x,y)} = \frac{\cos(\kappa r)}{r} \quad (4.4.1-2)$$

フレネルゾーンプレートのシミュレーションは、有限要素法シミュレータ COMSOL Multiphysics (ver. 4.3a)を用いた電界計算によって行った。シミュレーションモデルの大きさは、実スケールの 1/500 にして計算した。シミュレーションモデルを図 4.4.1-3 に示す。図 4.4.1-3 に示すモデルは、ビームインプット領域から x 軸方向に光を入射し、フレネルゾーンプレートを通過後、空間中に集光する。フレネルゾーンプレートの焦点距離を 40 μm 、80 μm に設定したときのシミュレーション結果を図 4.4.1-4 に示す。図 4.4.1-4 より、焦点距離を変更したとき、設計値通りに集光していることが分かる。次に、フレネルゾーンプレートの回折効率を変更した。フレネルゾーンプレートの回折効率は、2 種類の材料の屈折率差とフレネルゾーンプレートの厚さ t によって求められる。ここでは屈折率差を 0.15 から 0.25 まで変化させて回折効率を変更した。シミュレーション結果を図 4.4.1-5 に示す。回折光と透過光の強度比が 1:1 になるとき、位相変調に対する干渉光強度の変化量は最も大きくなる。そこで、回折効率を 0.1 から 1.0 まで変更し、回折光と透過光の強度比が 1:1 になる回折効率を求めた。回折効率と光強度の関係を図 4.4.1-6 に示す。図 4.4.1-6 より、回折効率が 0.9 のときに、回折光と透過光の強度比が 1:1 になることが求められた。よって、以降は回折効率 0.9 (屈折率差 0.2) の条件で計算を行った。

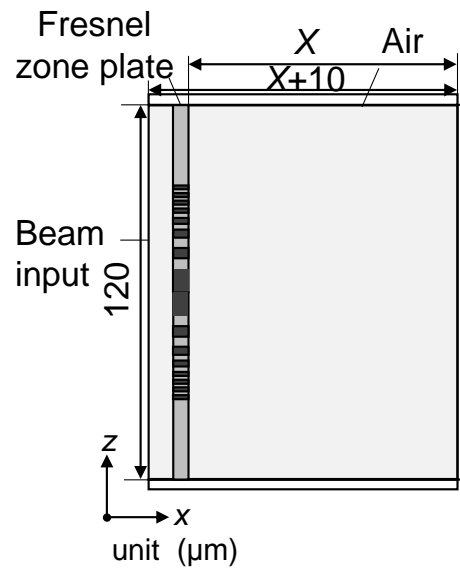
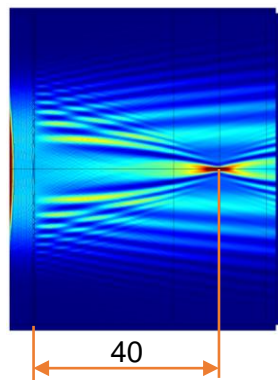
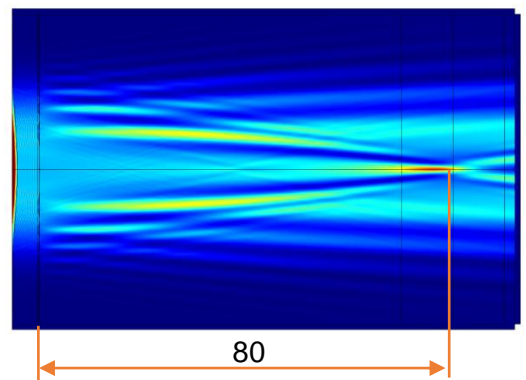


図 4.4.1-3 フレネルゾーンプレートのシミュレーションモデル
フレネルゾーンプレート内は屈折率の異なる 2 つの材料位置を示している。

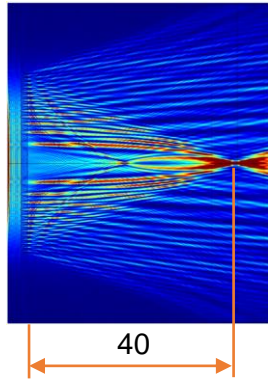


(a) 焦点距離 $f = 40 \text{ (}\mu\text{m)}$

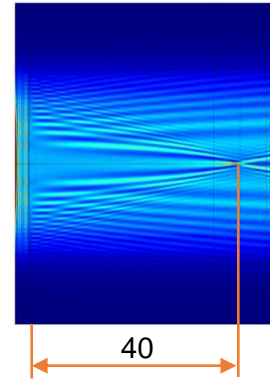


(b) 焦点距離 $f = 80 \text{ (}\mu\text{m)}$

図 4.4.1-4 焦点距離を変更した
フレネルゾーンプレートのシミュレーション結果
赤色ほど強い電界強度を示す。



(a) 回折効率 $\eta = 1.0$



(b) 回折効率 $\eta = 0.1$

図 4.4.1-5 回折効率を変更した
フレネルゾーンプレートの実シミュレーション結果
赤色ほど強い電界強度を示す。

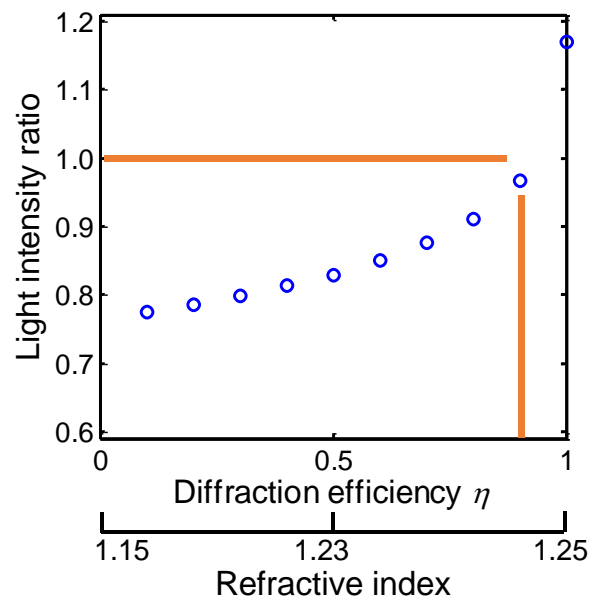


図 4.4.1-6 回折効率に対する回折光と透過光の強度比

4.4.2 コリニア位相干渉光学系の設計

欠陥探査に関する原理実証を行うために回折光と透過光の位相干渉について、シミュレーションを利用して、フレネルゾーンプレートを用いたコリニア位相干渉光学系における位相差の検出に関する解析を行った。欠陥探査の原理実証として、試験体に欠陥を模した段差を設け、段差の深さ方向の大きさをパラメータとして物体光の位相変化によって干渉光強度が変化することを確認し、位相変化量と干渉光強度の関係性が式 4.3-1 のコサイン関数に従うことを確認した。また、本光学系の外乱耐性について調べた。

コリニア位相干渉光学系のシミュレーションモデルを図 4.4.2-1 に示す。図 4.4.2-1 のビームインプット領域には、2箇所から波長 532 nm、幅 4 μm の光を入射する。2か所のビームインプット領域から入射された光は、両者ともフレネルゾーンプレートを通過後、透過して直進する成分と、回折して集光する成分に分離する。集光光は設計された焦点距離 f (45 μm) に集光し、集光位置に試験体を配置することで、ビームインプット領域から入射した光は集光面で反射されフレネルゾーンプレートに戻る。反射光は再びフレネルゾーンプレートを通過後、光軸と平行になり、ビームスプリッタで反射した後、測定面に入射される。反射光がフレネルゾーンプレートを通過する際、高次の回折光が生じるため、ビームスプリッタとフレネルゾーンプレートの間を 30 μm 、ビームスプリッタから測定面まで 70 μm の空間を設けている。試験体は反射率が高く、かつ非磁性体であることからアルミニウムとした。表 4.4.2-1 にアルミニウムの物理定数を示す。入射光 1 側の試験体に幅 5 μm の段差を設け、深さ h を物体光の位相変調量によって決定する。ここでは、深さ h を 0 nm から 0.266 nm まで、0.033 nm 毎に設定した。

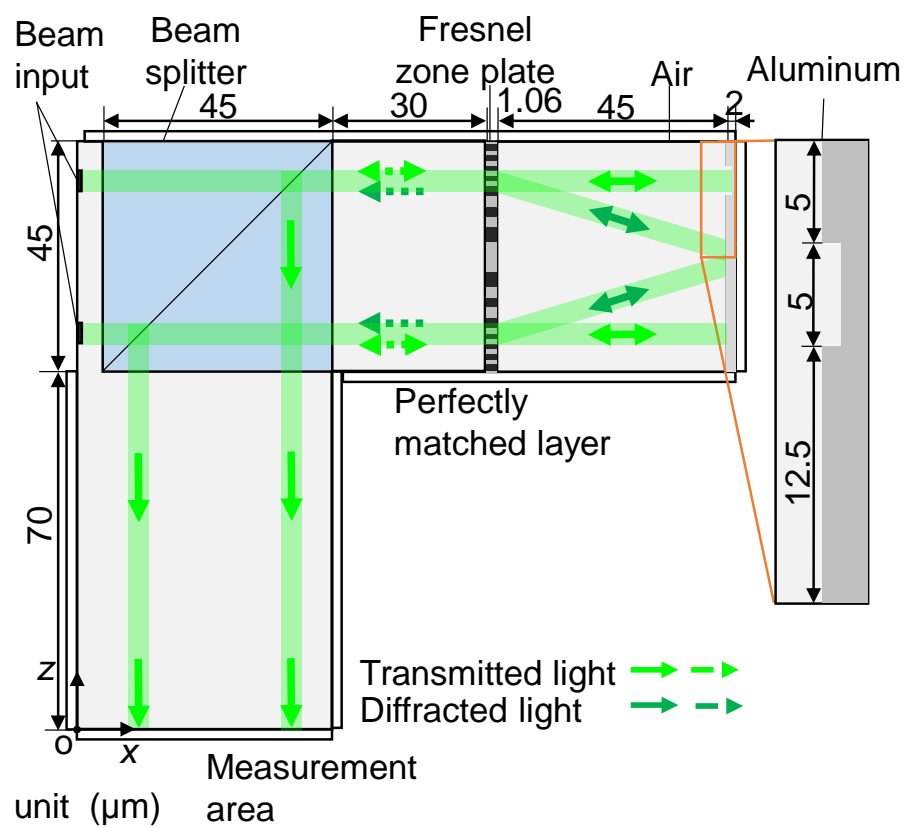


図 4.4.2-1 段差深さによる位相変調のミュレーションモデル

表 4.4.2-1 計算に用いたアルミニウムの物理定数

Relative permittivity ϵ	Relative permeability μ	Electrical conductivity σ (S/m)
1	1	3.77×10^7

コリニア位相干渉光学系の外乱に対する耐性について示す．従来の干渉計測法は空気の温度変化による屈折率差に敏感であり，マイケルソン干渉計やマッハツェンダー干渉計は，空気中の温度変化測定に用いられる．これを試験体の表面形状や MO 効果による位相変調の測定に用いる場合，光路中の温度変化が外乱となり測定誤差の一因となる．例えば，マイケルソン干渉計のように物体光と参照光が分離し，片方の光路のみ温度変化がある場合を想定する．光路中の媒質が空気である場合，温度変化による位相変化量 Ψ と屈折率差 $n - n_0$ は次式で表される¹¹⁾．

$$\Psi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (n - n_0) dx \quad (4.4.2-1)$$

$$n = 1 + K\rho = 1 + K \frac{MP}{RT} \quad (4.4.2-2)$$

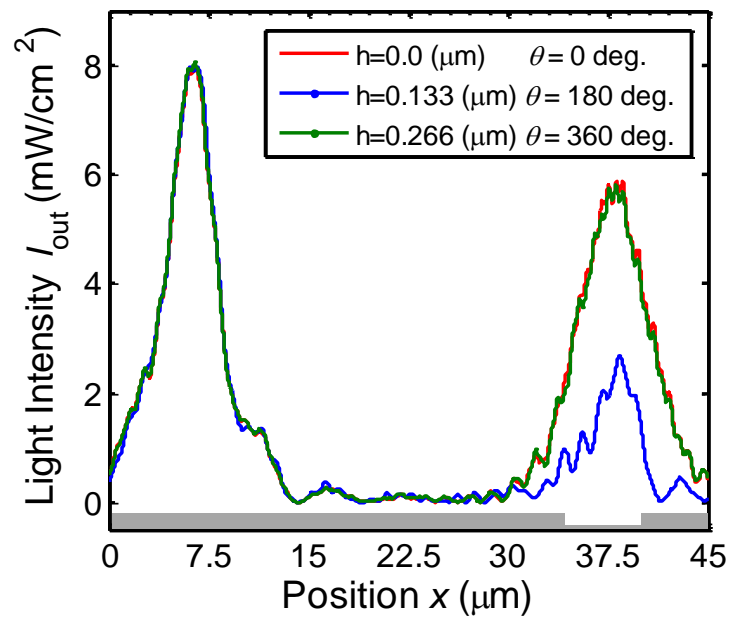
K はグラッドストーン-デイル定数 ($2.256 \times 10^2 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$)， R は気体定数 (8.315 JK^{-1})， P は大気圧 ($1.013 \times 10^5 \text{ Nm}^{-2}$)， M はモル定数 (28.97 g mol^{-1})

例えば，光の伝搬距離 1 mm の範囲にわたって，0.1 °C の温度変化がある場合，物体光と参照光の位相差は 38.4 deg. になる．一方，同条件の下でコリニア位相干渉光学系の物体光と参照光の位相差を求めると， $1.60 \times 10^{-3} \text{ deg.}$ である．ただし，ビーム径は 30 mm，焦点距離 f は 100 mm とした．この結果から，コリニア位相干渉光学系は物体光と参照光を同軸とすることで外乱による位相ずれが小さいということが考えられる．

4.4.3 欠陥探査に関する解析

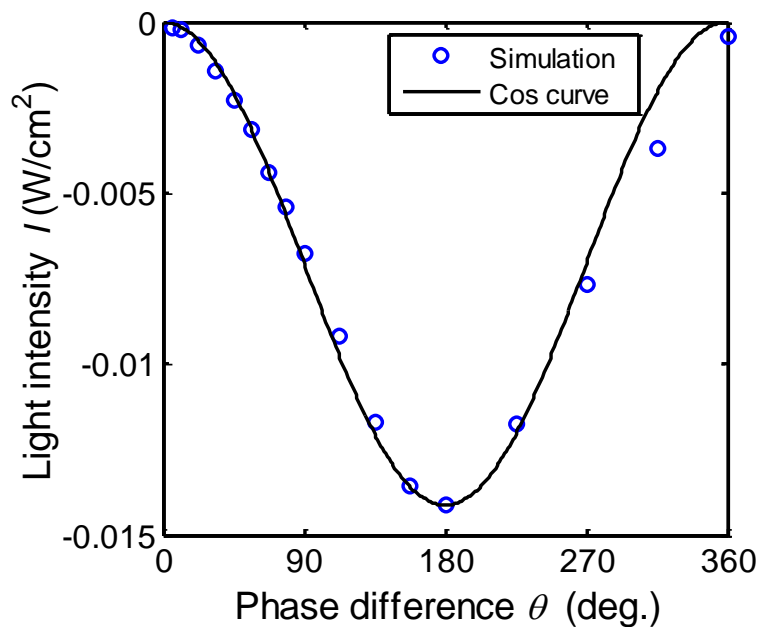
段差計測シミュレーションの結果を図 4.4.3-1 に示す．図 4.4.3-1 (a)は図 4.4.2-1 の測定面での光強度を 1 次元表示した結果である．ここでは，物体光の位相変化量が 0, 180, 360 deg.となる段差深さ h が 0 nm, 0.133 nm, 0.266 nm の 3 通りについて示す．横軸は測定面の位置，縦軸は干渉光の光強度 I_{out} である．横軸の 35 μm から 40 μm の位置が段差部分に相当し，22.5 μm の位置が，参照光が照射される基準面となる．なお段差の有無による位相干渉強度の比較のため，段差のない位置(7 μm)にも物体光を照射している．今回の計算は 2 本のビームで位相干渉強度を求めていることから，図 4.4.3-1 (a)に示すように光強度は 2 つのピーク(段差の有無の位置)を示している．段差のない 7 μm 付近の光強度は段差深さ h が変化しても変化がない．一方，段差がある横軸 37.5 μm 付近では段差深さに応じて光強度が変化した．従って，この光強度の変化は，段差によって生じていると結論でき，この結果から本光学系を用いることで段差に応じた位相干渉強度を検出できると示された．この結果は，フレネルゾーンプレートを利用して位相干渉光学系を構築することで，参照光と物体光が同軸で伝搬するコリニア位相干渉光学系として位相差検知ができることを示唆しており，段差が欠陥である場合にも位相差が検出できると期待される．

次に，段差深さによる光強度の変化を解析するため，段差なし（段差深さ $h = 0 \mu\text{m}$ 時の物体光の位相変化量を 0 deg.と定義する）を基準として，各段差深さにおける光強度を差分した結果を図 4.4.3-1 (b)に示す．図 4.4.3-1 (b)より，段差深さによって設定した位相差が式 4.3-1 の通りコサイン関数に一致しており，干渉光強度の変化から位相変化量を求められることが分かる．



(a) 試験体に段差を設けた場合の光強度

22.5 μm が参照光が照射される位相基準面となる．物体光は $x=7\text{ }\mu\text{m}$, $37.5\text{ }\mu\text{m}$ の位置に照射されており, 段差がない時の物体光の位相を 0 deg. と定義した．



(b) 平坦な面（深さ $h = 0$ ）の光強度を基準とした差分値

図 4.4.3-1 段差計測のシミュレーション結果

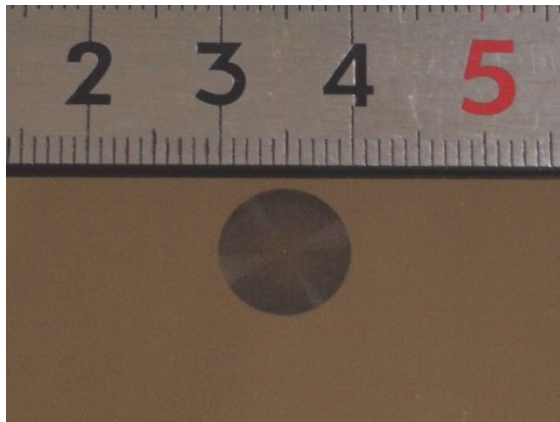
4.5 コリニア位相干渉光学系の作製

4.5.1 遠隔欠陥探査装置の作製と特性評価

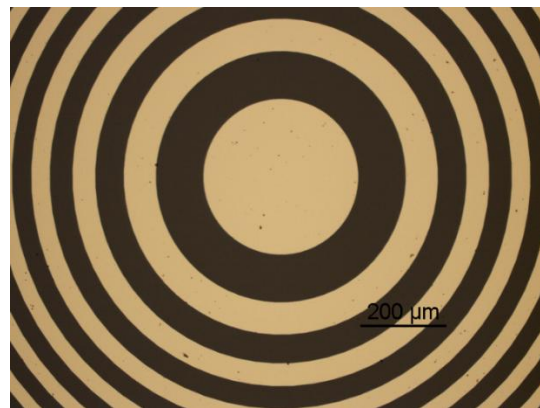
前節では有限要素法を利用した光学系の動作解析を行った．本節では，実際にコリニア位相干渉光学系を構築し，実験的に遠隔からの欠陥探査を行った結果について述べる．

最初にフレネルゾーンプレートの作製を行った．今回は作製の容易化のため金属膜をフレネルゾーンプレート構造でエッチングし作製した．Cr 金属膜上にレジストを塗布し，プリベイクの後，電子線露光によりフレネルゾーンプレートのパターンを形成する．フレネルゾーンプレートは直径 10 mm，焦点距離 100 mm として設計した．電子線露光の後，基板を現像し，金属をフレネルゾーンプレート構造でエッチングし，レジストを除去した．作製したフレネルゾーンプレートの概要を図 4.5.1-1 に示す．金属膜のない部分が光が透過および回折する構造となる．このため，物体光は金属部分のない同心円状となる．作製したフレネルゾーンプレートが透過光と回折光(集光光)を同時に生成すること，及び，透過光と回折光の強度を測定した．測定に用いた光学系の概要を図 4.5.1-2 に示す．図 4.5.1-2 に示す光学系において，焦点距離から -10 mm，0 mm，+10 mm の位置にカメラを配置して，光強度を測定した．焦点の前後における光強度を図 4.5.1-3 に示す．図 4.5.1-3 より，回折光は焦点距離でスポット径が最小となることが分かる．周辺光の光強度は，図 4.5.1-3 の青枠内の光強度を平均して求めた．光強度は，それぞれの位置において 0.3%以下の差であり，焦点位置以外ではカメラの位置によって光強度の変化量が小さいことから，フレネルゾーンプレートを透過した光である．作製したフレネルゾーンプレートによって，透過光と回折光が同時に生成できることが示された．

透過光と回折光の強度を測定した．透過光と干渉を起こす回折光の強度は，試験体で反射した後フレネルゾーンプレートに到達したときの光強度である．そこで，焦点位置にアイリスを配置して透過光を遮断した後，フレネルゾーンプレートから焦点距離の 2 倍 (200 mm)の位置にカメラを配置し，回折光の強度を測定した．測定の結果，回折光と透過光の強度比は 1:1.81 であった．回折光と透過光の強度比が 1:1 のとき，位相変化に対する光強度変化率が最大となるのに対し，上述の強度比 1:1.81 の場合，光強度変化率は約 25%低下する．よって，位相変化に対する干渉光強度の変化量を最大に高めるためには，フレネルゾーンプレートの溝深さを制御し，回折効率を変更する必要がある．



(a)



(b)

図 4.5.1-1 作製したフレネルゾーンプレート概要

(a)フレネルゾーンプレートの概観，(b) フレネルゾーンプレートのパターン

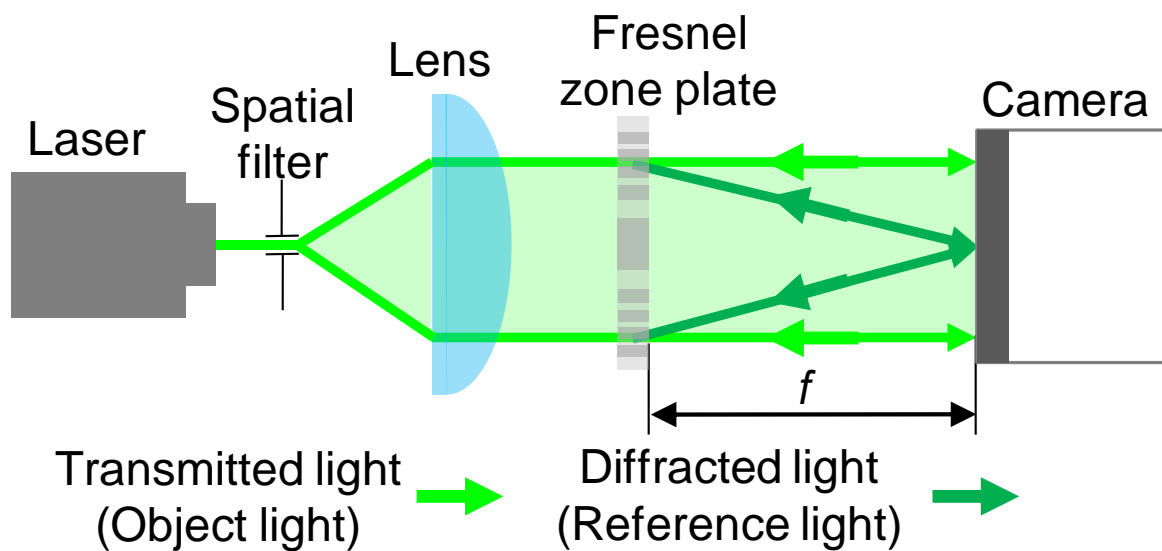
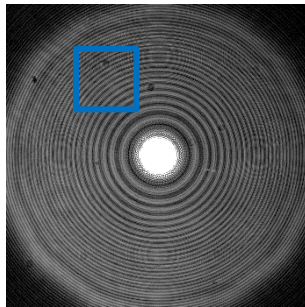
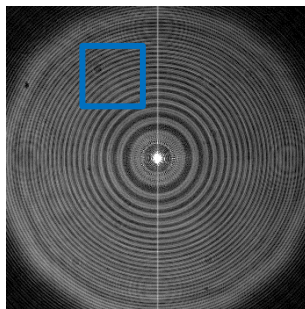


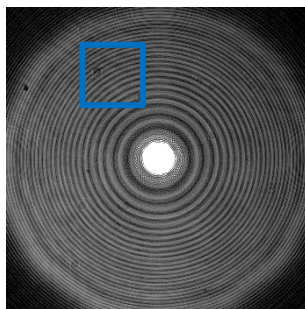
図 4.5.1-2 フレネルゾーンプレート評価用光学系の概要



(a)



(b)



(c)

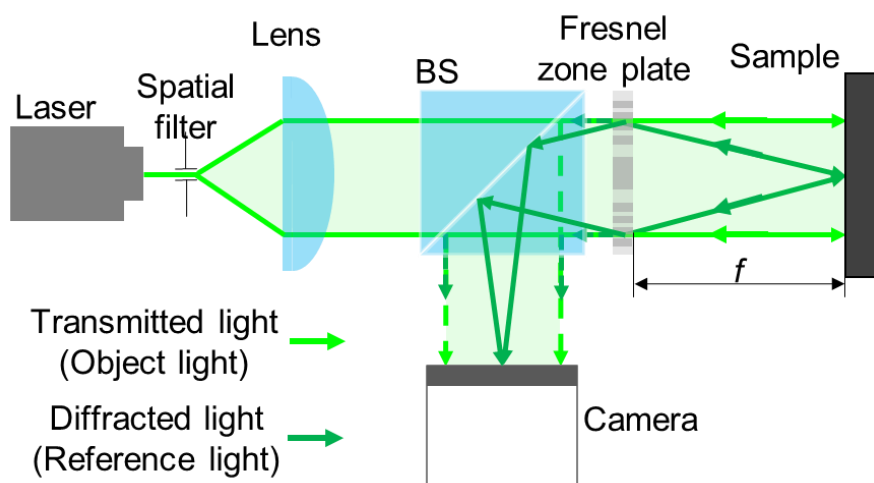
図 4.5.1-3 透過光と回折光の強度

フレネルゾーンプレートからのカメラ距離が(a)90 mm,
(b)100 mm(設計集光距離), (c)110 mm の時の光強度分布.

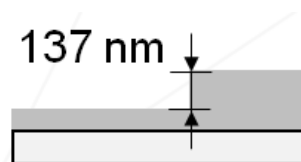
4.5.2 遠隔欠陥探査

前節までにコリニア位相干渉光学系にとって重要となる，目的の集光距離を有して集光光と透過光を同時に生成するフレネルゾーンプレートを作製した．本節では，作製したフレネルゾーンプレートを用いて，コリニア位相干渉光学系を構築した．構築した光学系の構成を図 4.5.2-1 に示す．この光学系を利用して段差をもつ試験体の反射光を測定した．測定に用いる試験体は，合成石英基板上にアルミニウムを場所に応じて厚さが異なるようにイオンビームスパッタ装置で成膜した．作製したアルミニウムは，触針式段差計で計測した結果，137 nm の段差をもつ構造であった．測定結果を図 4.5.2-2 に示す．図 4.5.2-2 の破線部分において段差による干渉縞の変化が見られた．このときの干渉縞のずれを段差に換算した結果，10 回の平均が 143 nm となり，触針式段差計による測定値との誤差率が 4.5%であったことから，構築したコリニア位相干渉光学系を利用して段差が検出できていることが示唆された．従って，コリニア位相干渉光学系を利用することで段差があり，表面および底面からの光が反射されるような欠陥の場合は，遠隔から非接触で欠陥の構造が検知できることが原理的に実証された．

しかし，クラック状欠陥では，鋭角な断面をもっており欠陥部分からの光が反射されないことが予想される．これまで第 2 章にて，欠陥周辺に漏洩磁界が発生しているのは被検体の炭素鋼自身が欠陥周辺に磁極を形成しているためである．例えば遠隔から磁界を印加し，本光学系で欠陥周辺の磁極に伴い，MO 効果で左右円偏光の位相が変調される．これら位相変調を検出することができれば，クラック状欠陥検出にも応用できると考え，その可能性について調査した．



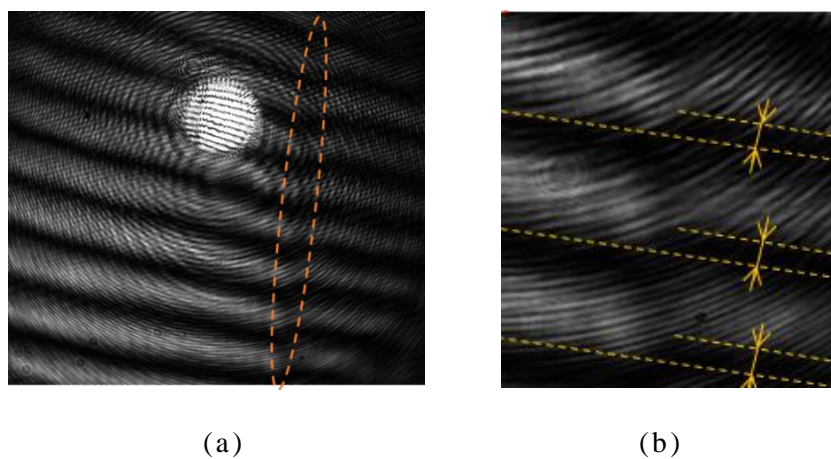
(a)



(b)

図 4.5.2-1 コリニア位相干渉光学系の構成

(a)光学系，(b)測定対象の断面図(Quartz上に137 nmの段差のあるAl構造)



(a)

(b)

図 4.5.2-2 コリニア位相干渉光学系を利用して取得した段差を有するアルミニウム表面からの干渉縞の様子

(a)干渉縞全体，(b)拡大部分

試験体に入射した左右円偏光の位相は，MO 効果(カー回転に伴う左右円偏光の位相変調)によって位相変調を起こす．MO 効果による位相変調を検出するため，非磁性体であるアルミニウムの一部を鉄に置き換えた試験体を設け，鉄の磁化状態によって，試験体から反射する光の位相が変調されることをシミュレーションで求めた．シミュレーションモデルを図 4.5.1-6 に示す．入射光は円偏光とし，波長 $\lambda = 532 \text{ nm}$ の光を入射する．本計算モデルも，アルミニウム被検体の場合と同様に計算の簡略化のため物体光は 2 か所だけのモデルとなる．表 4.5.1-1 に計算に用いた鉄の物性値を示す．鉄とアルミニウムで反射した光がビームスプリッタで反射し，測定面に入射する．磁化の方向は，試験体に対して垂直に正負の方向に印加する．

シミュレーション結果を図 4.5.1-7 に示す．青色の線はアルミニウムに入射した光であり，赤色の線は鉄に入射した光である．両者の強度の差は，入射光がガウス分布をとるために，中央部の光強度と周辺部の光強度が異なるからである．正負の方向に磁化したときの，鉄，アルミニウムの部分の位相を比較する．鉄に入射した光の位相は $\pm 0.338 \text{ deg.}$ ，アルミニウムに入射した光の位相は $\pm 0 \text{ deg.}$ であった．この値は，鉄の飽和偏光面回転角 0.339 deg. とよく一致しており，MO 効果によって円偏光の位相が変化することが確認された．また，磁化の大きさを制御した際の光強度変化を図 4.5.1-8 に示す．磁化の大きさに応じて光強度が変調されることから，欠陥付近に磁極を生じる材料では遠隔から非接触で欠陥の位置を検出できることがわかった．

表 4.5.1-1 計算に用いた鉄の物理定数

Refractive index n	Extinction coefficient κ	Refractive index difference Δn
2.8954	2.9179	6.4773
Extinction coefficient difference $\Delta \kappa$	Relative permeability μ	Electrical conductivity σ (S/m)
1.085	4000	1.12×10^7

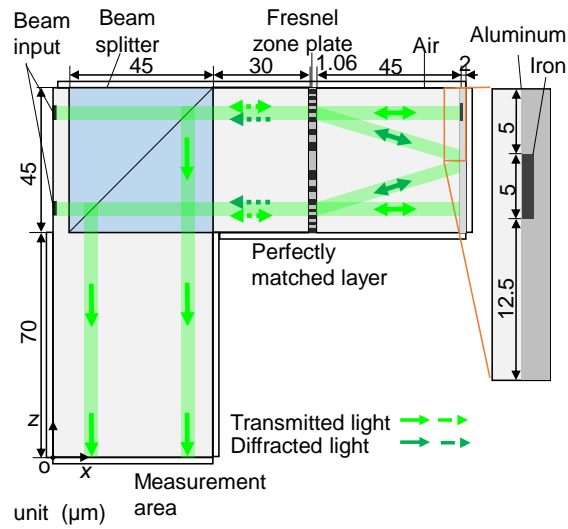


図 4.5.1-6 コリニア位相干渉光学系のシミュレーションモデル。
試験体が鉄/アルミニウムの時の光学系モデル。

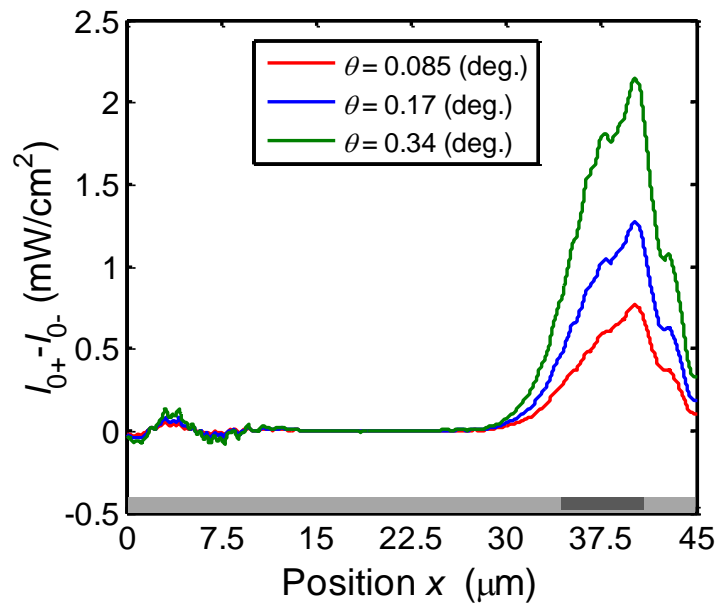


図 4.5.1-7 磁気光学効果による位相変調のシミュレーション結果

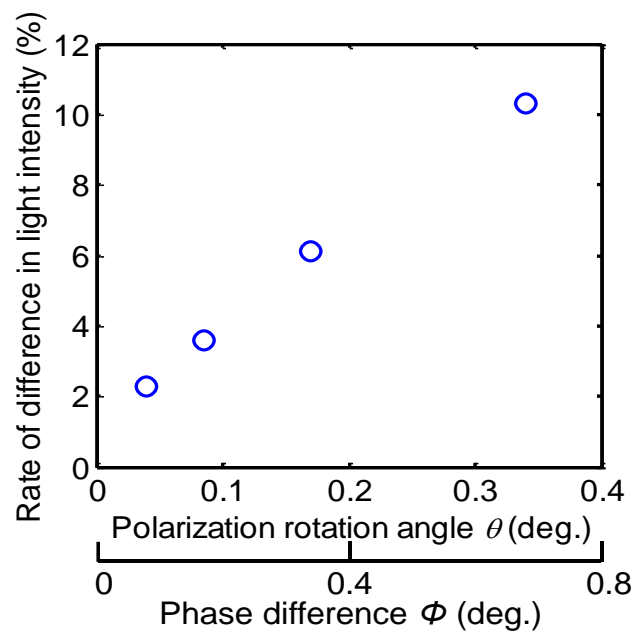


図 4.5.1-8 鉄の垂直方向の磁化の大きさによる
位相変調のシミュレーション結果

4.5.3 まとめ

本節では前節で求めたコリニア位相干渉光学系を作製し，非接触で欠陥形状や欠陥の位置を検出した．物体光と参照光を同時に生成するフレネルゾーンプレートを金属膜とエッチング方法で作製し，集光距離 100 mm のものが得られた．このフレネルゾーンプレートを用いて 137 nm の段差のあるアルミニウム被検体の形状を非接触でイメージングすることができた．この時の段差方向の誤差は 4.5% 程度であった．

続いて，クラック状の欠陥では欠陥部分では光が反射されないことを考慮して，クラック周辺に発生する磁極を，MO 効果を用いて測定する方法を理論計算で示した．鉄の磁化に伴う MO 効果(カー回転角に伴う左右円偏光の位相変調)を，本光学系を用いることで検出することができた．

以上の結果から，測定対象物が磁性体かつ自発磁化を持つ場合，欠陥の形状や欠陥の位置を非接触で検出する方法を確立できた．従って，製造工程での鏡面加工された金属表面の試験や，燃料電池の絶縁シートの導電性強磁性異物検査などに応用できる．

将来的には，第 2，3 章の MO センサと組み合わせることによって，本手法で欠陥の有無と大まかな位置を非接触検出し，より詳細な欠陥形状の評価を，MO センサを利用して行う非破壊検査用 MO デバイスが開発できたといえる．

4.6 小括

第 2, 3 章では, 磁性体からなる MO センサを被検体表面に接触させ, 欠陥からの漏洩磁界に伴う MO センサの磁化変調を MO イメージとしてとらえることで, 高速かつ高分解能の欠陥検出を行った. さらに欠陥深さと漏洩磁界強度の相関関係から, MO イメージのコントラストによって欠陥深さを評価するための MO センサを研究してきた. しかし, これら方法は被検体に MO センサを接触させる必要があった.

そこで非接触で欠陥の有無や位置を検出する方法として, コリニア位相干渉光学系を設計した. 欠陥の形状や被検体の MO 効果による僅かな位相変調を検出するには, 一般的に位相干渉光学系を用いられる. しかし, 二光束位相干渉光学系は測定物の凹凸や磁化状態の情報を含む物体光と, 位相の基準となる参照光が別の光路を通るため, 温度や空気の揺らぎが少ない光学上盤上での測定に限られていた. 実際の測定環境でも欠陥を検出できる位相干渉光学系の開発を目標として, 物体光と参照光が同軸となるコリニア位相干渉光学系を設計し, 理論計算および原理実証を行った.

本光学系を用いることで, 例えば 137 nm の段差を持つ試験体形状を深さ方向誤差 4.5%以内で測定することができた. また, 理論計算によって, 鉄の MO 効果(カー回転に伴う左右円偏光の位相変調)を検出することができた. 炭素鋼等の磁性体材料の欠陥周辺に漏洩磁界が生じることは欠陥近傍に磁極が生じている. 磁界は外部から印加することができることから, 遠隔から磁極(MO 効果)を検出することで欠陥の位置を検出できることを示唆する.

将来的には本光学系を応用して欠陥の有無や位置を検出し, 欠陥部を第 2, 3 章の MO センサを用いることで欠陥のより詳細な開口形状, 深さ情報を検出できるような非破壊検査用 MO デバイスが開発できたといえる.

参考文献

- 1) 筒井壽博, 秋山光庸, 杉山均, 高藤圭一郎, 日本機械学会論文集, **62**, p. 1129, (1996)
- 2) 前田明信, 川口達也, 関谷憲章, 菱田幸一, 日本機械学会論文集, **69**, p. 1216, (2003)
- 3) 濱口卓也, 矢吹智英, 小林誉幸, 中別府修, 機械学会工演会論文集, p. 499, (2011)
- 4) 河原信幸, 富田栄治, 一宮満, 高須靖氏, 後藤和弘, 都築博幸, YAMAHA MOTER TECHNICAL REVIEW, (2002)
- 5) 塩野照弘, 瀬恒謙太郎, 佐和清孝, レーザ研究, **18**, p. 741, (1990)
- 6) 高橋哲生, 田代慎太郎, 電気製鋼, **71**, p. 237, (2000)
- 7) 藤垣元治, システム制御情報学会, **48**, p. 495, (2004)
- 8) P.Measuring, E.Measurement, S.Sonozaki, K.Iwata and Y, Iwahashi, 機密工学会誌, **61**, p.300, (1999)
- 9) S.Maai, L.Shen, C.Hou, H.Fujiwara and G.J.Mankey, Journal of Applied Physics, **85**, p.1658, (1999)
- 10) 石橋隆幸, 佐藤勝昭, 映像情報メディア学会技術報告, **28**, p. 11, (2004)
- 11) B.Wu, J.Zhao, J.Wang, J.Di, X.Chen and J.Liu, Journal of Applied Physics, **114**, p.193103, (2013)

第5章 総括

本研究は MO 効果を用いたイメージングに着目し，欠陥が遠隔探査でき，かつ欠陥からの漏洩磁界を高空間分解能かつ高コントラストで可視化できる MO デバイスの開発が目的である．構造物の安全を脅かす欠陥である疲労亀裂は，マイクロクラックと呼ばれる微小亀裂が進展して生じるため，マイクロクラックを早期に高分解能で検出できる技術の開発が求められている．そこで空間分解能が検出器の物理的な大きさに依存せず，検出に用いる磁性膜の磁区サイズに依存する MO イメージングに着目した．本研究は，MO イメージングを用いた欠陥探傷を利用して，構造物表面の非破壊試験を行い，発見した欠陥の長さ，深さ評価を行うための MO デバイスを開発した．

第 2 章では，高空間分解能かつ高コントラストな MO イメージが得られるセンサを作製した．単結晶磁性ガーネット膜は，その磁区サイズからマイクロクラックの可視化が困難であった．また，メイズ磁区が MO イメージのノイズの原因になり，高空間分解能化が困難であった．一方多結晶磁性ガーネットは磁区サイズを微細化でき，かつメイズ磁区を形成しない反面，膜厚の関係から偏光面回転角が小さく，高コントラスト化が困難であった．従って，マイクロクラックの MO イメージングにおいて空間分解能とコントラストが両立できていなかった．有限要素法シミュレータを用いて欠陥からの漏洩磁界分布を計算し空間分解能を評価した結果，高空間分解能化には，1 μm オーダの空間分解能が必要であることがわかった．そこで高空間分解能化のために，結晶化熱処理の温度および時間を制御し，膜を構成する結晶粒径が 50～100 nm 程度でナノクラスターを形成する多結晶磁性ガーネット膜を作製した．そして高コントラスト化のために，薄膜で大きな偏光面回転角が得られる MPC に着目し，MO イメージングに適した構造を設計した．設計した構造の MPC を作製して空間分解能評価を行った結果，得られた MO イメージの光強度のピーク値から，その空間分解能は目標の 1 μm のオーダを満たしていた．また，MPC で得られる光強度は最大で 7 nW/cm^2 であった．バックグラウンドと比較して MO イメージングに十分なコントラストが得られており，高空間分解能で高コントラストな MO センサの作製ができた．

第 3 章では，欠陥深さと MO イメージの光強度に相関があることから，光強度を利用して 1 mm から 10 mm の欠陥深さを評価した．単結晶磁性ガーネット膜は，磁化のアップとダウンの 2 値情報しか得られないため，欠陥深さの定量評価は難しかった．また多結晶磁性ガーネットは偏光面回転角が小さ

く、十分なコントラストが得られない．そこで多結晶磁性ガーネットを有する MPC を利用して欠陥深さを定量評価した．使用する Bi:YIG の保磁力と飽和磁界の関係から、1 mm から 10 mm の欠陥深さ全てを評価するためには印加磁界の調整が必要であった．そこで、印加磁界を 220 Oe と 70 Oe に調整することで、1 mm から 10 mm の欠陥深さを誤差 14.9% 程度で評価できた．

続いて、印加磁界強度の制御が不要で 1 mm から 10 mm 全ての欠陥深さが評価できる MO センサの開発を行った．特に、光源の波長選択で任意のリフトオフの MO イメージが取得できるマルチキャビティ MPC に着目した．漏洩磁界は、リフトオフの 2 乗に反比例低減する．このため、リフトオフが異なる複数の光局在層を持つマルチキャビティ MPC を用いる事で、波長選択によって任意のリフトオフの MO イメージが取得でき、磁気飽和なく漏洩磁界分布を捉えることができる．有限要素シミュレータによって、深さ 1 mm から 10 mm の欠陥からの漏洩磁界を磁気飽和なく検出するためのリフトオフ位置を 0.6 μm と 3.1 μm に決定した．また、クロストークの影響をマトリックス・アプローチ法で計算することで、マルチキャビティ MPC の構造を設計した．設計したマルチキャビティ MPC のクロストークは 5% 以内であり、検査に問題ないことが示された．作製したマルチキャビティ MPC を利用して 220 Oe の一定磁界において、1 mm から 10 mm の欠陥深さが評価できた．

第 4 章では非接触で欠陥の有無や位置を検出する方法として、コリニア位相干渉光学系を設計した．欠陥の形状や被検体の MO 効果による僅かな位相変調を検出するには、一般的に二光束位相干渉光学系が用いられる．しかし、物体光と参照光が別の光路を通るため、対外乱性が低く、光学定盤上での測定に限られていた．そこで対外乱性を向上させるために、物体光と参照光が同軸となるコリニア位相干渉光学系を設計し、理論計算および実測で原理実証を行った．その結果、本光学系を用いることで、例えば 137 nm の段差を持つ試験体形状を深さ方向誤差 4.5% 以内で測定することができた．また、理論計算によって、鉄の MO 効果(カー回転に伴う左右円偏光の位相変調)を検出することができた．炭素鋼等の磁性体材料の欠陥近傍には磁極が生じており、本コリニア位相干渉光学系を利用することで、遠隔から磁極を検出し欠陥の位置を検出できることを示唆する．将来的には本光学系で欠陥の有無や位置を検出し、欠陥部分だけを MO センサを用いることで欠陥のより詳細な評価ができるようになるといえる．

従って本研究は遠隔からの欠陥の探査、欠陥の表面形状および深さの評価が可能で、新たな非破壊検査として安全性を向上できると考えている．

謝辞

本論文を結ぶにあたり，独創的で興味深い研究テーマを与えてくださり，終始懇切丁寧なご指導を賜りました，豊橋技術科学大学 井上光輝教授，高木宏幸准教授に心から感謝致します．また，本研究を進めるにあたり御助言・御指導を頂いた，豊橋技術科学大学 Lim Pang Boey 特任准教授，中村雄一准教授，後藤太一助教に心から感謝の意を表し，深く御礼申し上げます．

学位審査におきましては，本論文を査読・審査して頂きました，福田光男教授，鈴木新一教授，田中三郎教授に心より感謝致します．本研究室 OB でもあり，研究全般に関する技術的助言・ご指導を頂きました，鈴鹿工業高等専門学校 西村一寛准教授および東京工業高等専門学校 水戸慎一郎講師に深く感謝いたします．

共同研究遂行にあたり，技術的な研究指導・進行に多くのご指導を頂きました日立製作所 日立研究所 遠藤久氏，成重将史氏，西水亮氏および関係の方々に深く感謝申し上げます．

また，同じ博士後期課程学生として公私共にお世話になりました，本学博士後期課程 OB で日本学術振興会特別研究員の磯谷亮介氏に深く感謝します．共同研究グループとして研究遂行した本研究室 OB 坂口一灯氏，米澤拓臣氏，本学博士前期課程 高木田耕作氏，本学学部生 松本将士氏に感謝申し上げます．研究活動遂行にあたり，様々なご支援を頂きましたスピン・エレクトロニクスグループ秘書 山本ゆみこ氏，本学スピン・エレクトロニクスグループの皆様に，改めて感謝の意を記します．

試験体の作製，加工にご協力頂きました，豊橋技術科学大学研究基盤センタ職員の方々に深く感謝します．

課外教育活動として，剣道クラブにおいて熱心な技術指導を頂きました松田厚範教授および同クラブ部員の方々に深く感謝します．

最後に，学生生活において，私を支えて下さった父，母および家族の皆様に深く感謝申し上げます．

研究業績

学術論文	査読あり	3 件(筆頭 2 件, 共著 1 件)
国際会議発表	査読あり	11 件(筆頭 6 件, 共著 5 件)
国内会議発表		14 件(筆頭 9 件, 共著 5 件)
受賞		2 件

<学術論文>

- 1) **Ryosuke Hashimoto**, Takumi Yonezawa, Hiroyuki Takagi, Taichi Goto, Hisashi Endo, Akira Nishimizu and Mitsuteru Inoue, “Defect depth estimation using magneto optical imaging with magnetophotonic crystal”, Journal of the Magnetics Society of Japan, **39**, p. 213, (2015)
- 2) **Ryosuke Hashimoto**, Hiroyuki Takagi, Takumi Yonezawa, Kazuto Sakaguchi and Mitsuteru Inoue, “Magneto-optical imaging using magnetophotonic crystals”, Journal of Applied Physics, **115**, p.17A931, (2014)
- 3) 後藤太一, **橋本良介**, 磯谷亮介, 鈴木裕太, 荒木隆平, 高木宏幸, 井上光輝, 「磁気光学材料と電気光学材料とを挟んだマイクロキャビティ膜の形成」, Journal of the Magnetics Society of Japan, **36**, p.197, (2012)

<国際会議発表>

- 1) **Ryosuke Hashimoto**, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Lim Pang Boey and Mitsuteru Inoue, “Magnetophotonic crystals with multi-localization states for quantitative evaluation of defect depth in non-destructive testing”, Magnetics and Optics Research International Symposium 2015, (MORIS), Mo-P-17, (2015)
- 2) **Ryosuke Hashimoto**, Hiroyuki Takagi, Taichi Goto, Hisashi Endo and Mitsuteru Inoue, “Magneto Optical Imaging with Magnetophotonic Crystal for Estimation of Defect Depth”, The 20th International Workshop on Electromagnetic NonDestructive Evaluation (ENDE), SS22, (2015)
- 3) Kazuto Sakaguchi, **Ryosuke Hashimoto**, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi and Mitsuteru Inoue, “Fabrication and evaluation of magnetophotonic crystal with high Q localized peak, ” International Conference of Global Network for Innovative Technology 2014 (IGNIT), 2014-03-24-0040, (2014)

- 4) **Ryosuke Hashimoto**, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi and Mitsuteru Inoue, "Optical properties of yttrium substituted Ta₂O₅ film for magnetophotonic crystal," The 3rd International Conference of Asian Union of Magnetism Societies (IcAUMS), A7-P13, (2014)
- 5) Takumi Yonezawa, **Ryosuke Hashimoto**, Hiroyuki Takagi, Taichi Goto, Hisashi Endo, Akira Nishimizu and Mitsuteru Inoue, "Fabrication of magnetophotonic crystal for estimation of defect depth by magneto optical imaging," The 3rd International Conference of Asian Union of Magnetism Societies (IcAUMS), A7-P15, (2014)
- 6) **Ryosuke Hashimoto**, Takumi Yonezawa, Kazuto sakaguchi, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Hisashi Endo, Akira Nishimizu and Mitsuteru INOUE, "Fabrication of magnetophotonic crystal for magneto-optical imaging," Moscow International Symposium on Magnetism 2014 (MISM 2014), 2PO-12-6, (2014)
- 7) **Ryosuke Hashimoto**, Hiroyuki Takagi, Takumi Yonezawa, Kazuto Sakaguchi, Hisashi Endo, Akira Nishimizu and Mitsuteru Inoue, "High-spatial resolution and high-contrast magneto-optical imaging by magnetophotonic crystals", Magnetism and Optics Research International Symposium 2013 (MORIS), We-P-14, (2013)
- 8) Takumi Yonezawa, **Ryosuke Hashimoto**, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi and Mitsuteru Inoue, "Fundamental Study on Magneto-optical Imaging for Detection of Defects", International Symposium on Technology for Sustainability 2013 (ISTS), ID218, (2013)
- 9) Kazuto Sakaguchi, **Ryosuke Hashimoto**, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi and Mitsuteru Inoue, "Fabrication of magneto-optical microscope with laser", International Symposium on Technology for Sustainability 2013 (ISTS), ID224, (2013)
- 10) **Ryosuke Hashimoto**, Hiroyuki Takagi, Takumi Yonezawa, Kazuto Sakaguchi and Mitsuteru Inoue, "Magneto-optical imaging using magnetophotonic crystals", 58th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), AT-09, (2013)
- 11) Ryosuke Isogai, **Ryosuke Hashimoto**, Yuta Suzuki, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi and Mitsuteru Inoue, "Fabrication of Magneto- and Electro-Optical Cavity for Spatial Light Modulator", International Workshop on Holography and Related Technologies (IWH), P15, (2011)

<国内会議発表>

- 1) 橋本良介，後藤太一，高木宏幸，井上光輝，“コリニア位相干渉光学系の基礎検討”，平成 27 年電気学会 基礎・材料・共通部門大会，(2015)
- 2) 橋本良介，後藤太一，高木宏幸，井上光輝，“マルチキャビティ磁性フォトリック結晶を利用した欠陥深さ評価”，第 39 回日本磁気学会学術講演会，(2015)
- 3) 米澤拓臣，橋本良介，坂口一灯，高木宏幸，後藤太一，井上光輝，“磁気光学イメージングによる欠陥深さ評価に関する研究”，IEEE マグネティックス 名古屋支部 若手研究会，(2015)
- 4) 坂口一灯，橋本良介，後藤太一，高木宏幸，井上光輝，“リモート非破壊検査を目的としたコリニア位相干渉光学系の開発”，IEEE マグネティックス 名古屋支部 若手研究会，(2015)
- 5) 坂口一灯，橋本良介，後藤太一，高木宏幸，井上光輝，“コリニア位相干渉光学系を用いた非接触形状計測の研究”，電気学会マグネティックス研究会，(2014)
- 6) 米澤拓臣，橋本良介，坂口一灯，高木宏幸，後藤太一，遠藤久，井上光輝，“磁性フォトリック結晶を用いた磁気光学イメージングによる欠陥の深さ評価”，電気学会マグネティックス研究会，(2014)
- 7) 橋本良介，米澤拓臣，高木宏幸，井上光輝，“磁性フォトリック結晶を用いた表面欠陥可視化の基礎検討”，平成 25 年電気学会 基礎・材料・共通部門大会，(2013)
- 8) 橋本良介，米澤拓臣，高木宏幸，井上光輝，“磁性フォトリック結晶を用いた表面欠陥の磁気光学イメージング”，第 37 回日本磁気学会学術講演会，(2013)
- 9) 橋本良介，米澤拓臣，高木宏幸，井上光輝，“マルチキャビティ磁性フォトリック結晶を用いた磁気光学イメージングに関する基礎検討”，電気学会マグネティックス研究会，(2013)
- 10) 橋本良介，高木宏幸，Alexander V. Baryshev，井上光輝，“磁性フォトリック結晶を用いた磁気光学イメージングの基礎検討”，IEEE Magnetics society 名古屋支部若手研究会，(2013)
- 11) 橋本良介，高木宏幸，Alexander V. Baryshev，井上光輝，「多結晶磁性ガーネット膜を用いた磁気光学イメージング」，電気関係学会東海支部連合大会，(2012)
- 12) 橋本良介，高木宏幸，井上光輝，「多結晶鉄ガーネットスパッタ膜を用いた磁気光学イメージングの基礎検討」，電気学会マグネティックス研究会，(2012)

- 13) **Ryosuke Hashimoto**, Taichi Goto, Ryosuke Isogai, Hiroyuki Takagi, Alexander V. Baryshev, Yuichi Nakamura and Mitsuteru Inoue, “Microcavity with Iron-garnet/PLZT defect layer for multiferroic optical modulation”, 応用物理学会, (2012)
- 14) 高木宏幸, 水戸慎一郎, 後藤太一, 鈴木祐太, 磯谷亮介, **橋本良介**, 井上光輝, “磁気光学空間光変調器の開発動向”, 電気学会マグネティックス研究会, (2011)

<受賞>

- 1) ENDE2015 Organizing Committee ENDE2015 Award
Ryosuke Hashimoto, Hiroyuki Takagi, Taichi Goto, Hisashi Endo and Mitsuteru Inoue, “Magneto Optical Imaging with Magnetophotonic Crystal for Estimation of Defect Depth “, (2015)
- 2) 電気学会マグネティックス技術委員会 研究奨励賞
橋本良介, 高木宏幸, 井上光輝, “多結晶鉄ガーネットスパッタ膜を用いた磁気光学イメージングの基礎検討”, (2013)