

■9 群 (電子材料・デバイス) - 6 編 (受動・機能デバイス)

9 章 光非相反デバイス

【本章の構成】

本章では以下について解説する.

- 9-1 光非相反効果
- 9-2 磁気光学材料とアイソレータ
- 9-3 導波路型光アイソレータ

■9 群-6 編-9 章

9-1 光非相反効果

(執筆者：水本哲哉) [2011年10月 受領]

光非相反効果は、光アイソレータ、光サーキュレータなどの光非相反デバイスを構成するために重要な役割を果たす。本節では、光非相反デバイスに用いられる光非相反効果について述べる。

9-1-1 ファラデー効果

磁気光学材料中を直線偏光が伝搬するとき、光の伝搬方向な平行な磁化成分によって偏光面が回転する。この現象はファラデー効果と呼ばれ、偏光回転角（ファラデー回転角） θ は、伝搬距離 L と伝搬方向の磁化成分 M に比例する。通常は、磁化を揃えるために、光の伝搬方向と平行に外部から直流磁界を印可する。常磁性体、反磁性体では磁化が磁界に比例するので、 θ は外部印可磁界の大きさ H に比例し、 $\theta = VLH$ と表される。ここで、 V は材料に依存する定数でベルデ定数と呼ばれる。外部磁界の印可方向の反転によって磁化方向が反転すると、偏光の回転方向も反転する。また、光の伝搬方向を反転させると、伝搬方向に沿って観測した偏光の回転方向が反転する。

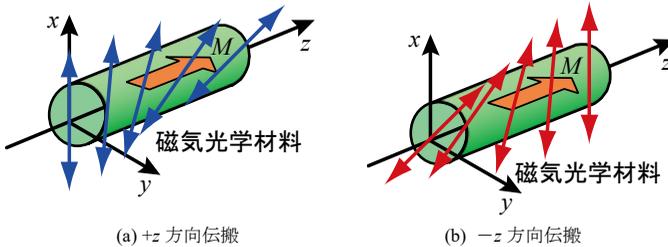


図 1・1 ファラデー効果. M は磁気光学材料の磁化を表す。

ファラデー効果は、次のように説明される¹⁾。図 1・1 のように、直流磁界を印可して磁化 M を $+z$ 方向に揃えると、磁気光学材料の誘電率は式(1・1)のテンソルで表される。

$$\epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -j\gamma & 0 \\ j\gamma & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1 \cdot 1)$$

この磁気光学材料中を z 軸に沿って伝搬する直線偏光を考える。直線偏光は、振幅の等しい右回り円偏光と左回り円偏光に分解することができる。 $+z$ 方向に伝搬する右回り円偏波と左回り円偏波は、それぞれ $\epsilon_0(\epsilon_{xx} - \gamma)$ 、 $\epsilon_0(\epsilon_{xx} + \gamma)$ という異なる誘電率を感じながら伝搬する。これにより、距離 L だけ伝搬すると 2 つの円偏波の間に位相差が発生し、合成して得られる直線偏光の偏光方向が、初期の偏光方向から式(1・2)で与えられる角度 θ だけ回転する。

$$\theta = k_0 \left(\sqrt{\epsilon_{xx} + \gamma} - \sqrt{\epsilon_{xx} - \gamma} \right) L / 2 \approx \gamma k_0 L / (2\sqrt{\epsilon_{xx}}) \quad (1 \cdot 2)$$

ここで、光の波長を λ とすると、自由空間波数 k_0 は $k_0 = 2\pi/\lambda$ で与えられる。外部磁界の印可方向を反転すると非対角項成分 γ の符号が反転するため、偏光の回転方向が反転する。

酸化テルビウムや酸化鉛などを含む磁性ガラスは、常磁性あるいは反磁性を示し、ファラデー回転角は印可直流磁界の大きさに比例する。この材料は、可視光波長域でも光吸収の小さいファラデー回転材料として知られている。希土類鉄ガーネット $R_3Fe_5O_{12}$ (R は希土類を表す)は、光ファイバ通信波長帯 ($1.31\ \mu\text{m}/1.55\ \mu\text{m}$)で光吸収が小さく、磁性ガラスに比べて大きなベルデ定数を持つ材料として知られ、光非相反デバイスに用いられる。希土類鉄ガーネットはフェリ磁性体であり、ある大きさ以上の外部印可磁界に対して磁化が飽和し、それ以上の直流磁界を印可してもファラデー回転角は変化しない。光非相反デバイスに用いる場合には、外部磁界の変動に対してデバイス特性が変化しないように、通常は磁化が飽和した状態で用いる。

9-1-2 非相反移相効果

非相反移相効果は、磁気光学材料を含む光導波路中を伝搬する光の伝搬定数が進行方向により異なる効果であり²⁾、バルク磁気光学材料中を伝搬する光では発現しない。磁気光学材料を導波路コアとするスラブ導波路(図1・2)で、光の伝搬方向(z 方向)と直交する y 方向に磁化を揃えると、磁気光学材料の誘電率は式(1・3)のテンソルで表される。

$$\epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & -j\gamma \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ j\gamma & 0 & \epsilon_{xx} \end{pmatrix} \quad (1 \cdot 3)$$

この導波路を z 方向に伝搬するTMモードの伝搬定数決定方程式中に伝搬定数 β の1次の項が現れ、これが非相反効果に関与する。すなわち、光が $+z$ 方向に伝搬する場合と $-z$ 方向に伝搬する場合とで、決定方程式の解 β が異なる。 $+z$ 方向と $-z$ 方向の伝搬定数差は、単位伝搬距離当たりの非相反移相量を与える。また、上部層や基板などの導波路クラッドに磁気光学材料を配置しても、非相反移相効果は発現する。なお、図1・2の配置では、TEモードでは非相反移相効果は発現しない。

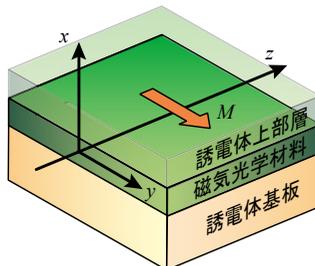


図1・2 磁気光学スラブ導波路

更に、強磁性金属などの強大な磁気光学効果を有する媒質を用いると、光の減衰係数が伝搬方向によって異なる非相反な損失変化が顕在化する^{3),4)}。この効果は、非相反移相効果を複素的に解釈することで理解される。

9-1-3 進行波変調による非相反性

進行波による光の変調を考えた場合、光と変調信号が同方向に伝搬すると有効な変調が行えるが、互いに逆方向に伝搬する場合には、光と変調波の間には有効な相互作用が発生しない⁹⁾。これを光のモード変換に利用すると、光が変調波と同方向に伝搬する場合にはモード変換が効果的に生ずるが、光と変調波が互いに逆方向に伝搬する場合にはモード変換が生じないという一方向モード変換が起こり、非相反効果として利用することができる。

このとき、モード変換が効果的に生じるためには、2つの光波モードと変調波で位相整合条件を満足する必要がある。すなわち、図1・3に示すように、モード1とモード2は、周波数と波数がそれぞれ (ω_1, k_1) 、 (ω_2, k_2) と異なる(位相不整合)。進行波変調により結合ベクトル q (周波数 $\omega_2 - \omega_1$ 、波数 $k_1 - k_2$)を生成すると、負方向に伝搬するモード1とモード2は結合ベクトル q を介して位相整合条件が満たされ、モード1とモード2の間で有効なモード変換が起こる。一方、正方向に伝搬するときには、結合ベクトル q では位相整合条件が満足されず、モード変換は生じない⁹⁾。

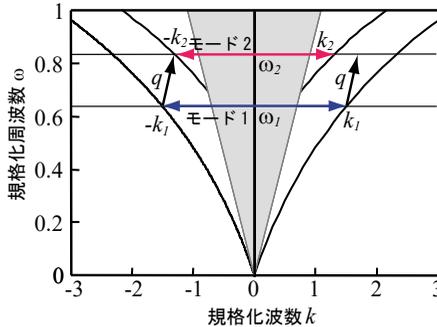


図1・3 進行波変調による結合ベクトルを介した一方向モード変換

■参考文献

- 1) 石野 健, 大原多賀彦, 小笠原直幸, 金木利之, 上村 洸, 北爪 進, 近桂一朗, 桜井良文, 杉江 満, 谷口 哲, 対馬立郎, 橋本忠士, 布施 正: “光・マイクロ波磁気工学”, 桜井良文(編), 第9章, pp. 233-240, 丸善, 1976.
- 2) S. Yamamoto and T. Makimoto: “Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics,” J. Appl. Phys., vol.45, no.2, pp.882-888, Feb. 1974.
- 3) M. Takenaka and Y. Nakano: “Proposal of a novel semiconductor optical waveguide isolator,” 11th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Davos, Switzerland, TuA3-5, May 1999.
- 4) W. Zaets and K. Ando: “Optical waveguide isolator based on nonreciprocal loss/gain of amplifier covered by ferromagnetic layer,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol.11, no.8, pp.1012-1014, Aug. 1999.
- 5) S. Bhandare, W. K. Ibrahim, D. Sandel, H. Zhang, F. Wüst, and R. Noé: “Novel nonmagnetic 30-dB traveling-wave single-sideband optical isolator integrated in III/V material,” IEEE J. Sel. Topics in QE, vol.11, no.2, pp.417-421, Mar/Apr. 2005.
- 6) Z. Yu and S. Fan: “Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions,” Nature Photonics, vol.3, pp.91-94, Feb. 2009.

■9 群-6 編-9 章

9-2 磁気光学材料とアイソレータ

■9 群-6 編-9 章

9-3 導波路型光アイソレータ

(執筆: 庄司雄哉, 水本哲弥) [2011 年 10 月 受領]

レーザーダイオードをはじめとした各種機能光デバイスは半導体基板などを用いた導波路型が主であることから、小型で低価格な高集積光デバイス実現のためには導波路型光アイソレータの利用が望ましい。本節では、動作原理の異なるいくつかの導波路型光アイソレータの研究、開発の経緯を紹介するとともに、それらの特徴と課題について述べる。

9-3-1 TE-TM モード変換型

ファラデー効果による非相反な偏光回転を利用した導波路型光アイソレータが TE-TM モード変換型光アイソレータである。非相反な 45 度の偏光回転と相反な 45 度の偏光回転を組み合わせ、順方向では回転量が相殺して TE モードに戻るのに対し、逆方向では回転量が足し合わされ TM モードに変換される。両端に TM モードの偏光遮断フィルタを設けると、TE モードの入力に対し順方向の光波のみが透過されるため光アイソレータとして動作する。

TE-TM モード変換型光アイソレータは、**図 3・1(a)**に示すような構成で動作実証が報告されている¹⁾。基板には $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG), 磁気光学薄膜には $(BiGdLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ (Bi:LIG) が用いられている。非相反なモード変換にはファラデー効果, 相反なモード変換にはコットン・ムートン効果を利用している。動作特性では、波長 $1.15 \mu\text{m}$ の光波に対し 12.5 dB のアイソレーション比を得ている。

この光アイソレータの問題点は、TE-TM モード間の位相不整合である。平面導波路中の伝搬モードは TE モードと TM モードに固有化され、境界条件の違いから一般的には伝搬定数が異なる。この位相不整合によりファラデー効果の変換効率が極端に低下するため、導波路の構造異方性や材料異方性を制御して有効な変換を行う必要がある。

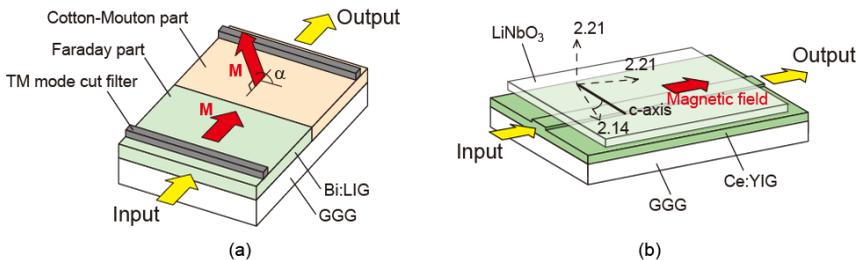


図 3・1 TE-TM モード変換型光アイソレータ

TE-TM モード変換型の派生形として、半漏れ型光アイソレータがある²⁾。図 3・1(b)に示すように、磁気光学導波路上に複屈折材料を接合した構造を有している。複屈折材料が相反なモード変換部と同時に、屈折率異方性を利用した半漏れ構造による TM モードカットフィルタとして機能し、光アイソレータ動作が実現される。特徴として、逆方向の TM 変換成分は逐次放射されるため、位相不整合による影響が極めて少ない。

半漏れ型光アイソレータを作製するためには、磁気光学薄膜と複屈折材料との光学的なコン

タクトが必要となる。ダイレクトボンディング技術を用いて $(\text{CeY})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (Ce:YIG) 導波路上に LiNbO_3 を直接接合したデバイスにより、波長 $1.55 \mu\text{m}$ の光波に対し 20.2 dB のアイソレーション比を得る動作実証が報告されている³⁾。

9-3-2 非相反移相型光アイソレータ

非相反移相効果は光波の進行方向により伝搬定数が異なる効果であり、様々な光回路と組み合わせ非相反な透過特性を得ることができる^{4)~7)}。図 3・2 に広く研究が進められているマッハ・ツェンダー干渉計 (MZI) タイプの例を示す。各アームで反平行な磁界を印加すると、アーム間に順方向と逆方向で符号の反転した $\pi/2$ の位相差を与えることができる。光路長差を設けて $\pi/2$ を付加し、順方向ではこれらが打ち消し合い同位相、逆方向では足し合わされ逆位相になるようにすれば、逆方向の光波のみ消光され光アイソレータとして動作する。

集積化に向けて、ウエハボンディング技術を用いて半導体導波層上に磁気光学薄膜を接合した構造が提案されている⁸⁾。図 3・2(b) にシリコンを導波層とする場合の例を示す。これら集積型アイソレータでもアイソレーション比 20 dB 以上の動作実証が成されている^{7),9),10)}。

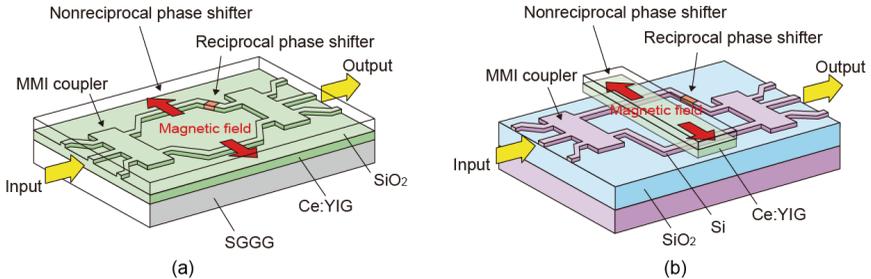


図 3・2 非相反移相型光アイソレータ (MZI タイプ)

非相反移相型光アイソレータは、非相反移相効果が一つの偏光に対して発現する効果であるため、TE-TM モード間の位相整合の問題がない。また、導波路構造の境界における磁気光学効果を利用しているため、磁気光学材料が上部クラッド層であっても十分な変化が得られ、上記のような集積化に適した構成が可能となることも特徴である。一方、TM モードでは上下境界、TE モードでは左右境界で非対称な構造が必須となり、TM 動作に対しては容易に作製できるが TE 動作に対しては作製が難しいという点が課題である。

9-3-3 非相反損失型光アイソレータ

鉄コバルトなど強磁性金属の強大な磁気光学効果を利用した光アイソレータとして、非相反損失型光アイソレータがある。強磁性金属による大きな光損失を補償するために導波路は半導体光増幅器 (SOA) 構造を有する。順方向では損失と利得が相殺され光は透過するが、逆方向では損失が利得より大きくなるため光アイソレーションが得られる。非相反な損失変化は、非相反移相効果を複素的に解釈することで解析できる。図 3・3 に示すように、強磁性金属層を導波路の横または上クラッド部に配置することでそれぞれ TE モード¹¹⁾、TM モード¹²⁾ での動

作が実現でき、最大で 14.7 dB/mm のアイソレーション比が報告されている。

非相反損失型光アイソレータは、半導体レーザーとのモノリシック集積が最大の特徴であり、リング共振器と組み合わせた一方向共振レーザーなどの報告例もある¹³⁾。課題は、利得を得るために常に電力消費が伴うことや、SOA の非線形効果による影響が挙げられる。

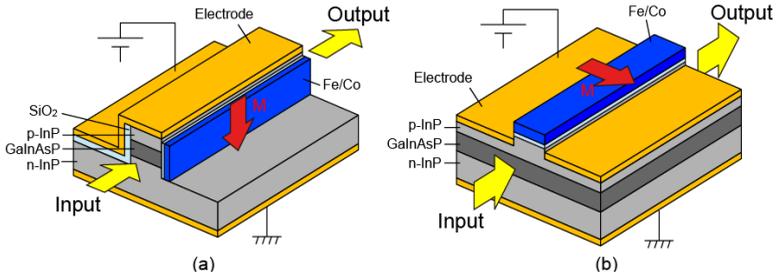


図 3.3 非相反損失型光アイソレータ

■参考文献

- 1) K. Ando, T. Okoshi, and N. Koshizuka : “Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing,” *App. Phys. Lett.*, vol.53, no.1, pp.4-6, Jul. 1988.
- 2) S. Yamamoto, Y. Okamura, and T. Makimoto : “Analysis and design of semileaky-type thin-film optical waveguide isolator,” *J. Quantum Electron.*, vol.QE-12, no.12, pp.764-770, Dec. 1976.
- 3) 水本哲弥, 齊藤日出紀 : “表面活性化ダイレクトボンディングを用いた半漏れ型光アイソレータの製作,” *電子情報通信学会論文誌 C*, vol.J89-C, no.6, pp.423-424, 2006.
- 4) F. Auracher and H.H. Witte : “A new design for an integrated optical isolator,” *Opt. Commun.*, vol.13, no.4, pp.435-438, 1975.
- 5) T. Shintaku : “Integrated optical isolator based on efficient nonreciprocal radiation mode conversion,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.73, no.14, pp.1946-1948, Oct. 1998.
- 6) H. Dötsch, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, M. Hammer, L. Wilkens, R. Gerhardt, P. Hertel, and A. F. Popkov : “Application of magneto-optical waveguides in integrated optics: review,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.22, no.1, pp.240-253, Jan. 2005.
- 7) M. Tien, T. Mizumoto, P. Pintus, H. Kromer, and J.E. Bowers : “Silicon ring isolators with bonded nonreciprocal magneto-optic garnets,” *Opt. Express*, vol. 19, no.12, pp.11740-11745, Jun. 2011.
- 8) H. Yokoi and T. Mizumoto : “Proposed configuration of integrated optical isolator employing wafer-direct bonding technique,” *Electron. Lett.*, vol.33, no.21, pp.1787-1788, Oct. 1997.
- 9) Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I.-W. Hsieh, and R.M. Osgood, Jr. : “Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.92, no.7, p.071117, Feb. 2008.
- 10) S. Ghosh, S. Keyvaniinia, W.V. Roy, T. Mizumoto, G. Roelkens, and R. Baets : “Ce:YIG/SOI optical isolator realized by BCB bonding,” *Proc. GFP 2011*, pp.196-198, Sep. 2011.
- 11) H. Shimizu and Y. Nakano : “Fabrication and characterization of an InGaAsP/InP active waveguide optical isolator with 14.7 dB/mm TE mode nonreciprocal attenuation,” *J. Lightwave Technol.*, vol.24, no.1, pp.38-43, Jan. 2006.
- 12) W.V. Parys, B. Moeyersoon, D.V. Thourhout, R. Baets, M. Vanwolleghem, B. Dagens, J. Decobert, O.L. Gouezigou, D. Make, R. Vanheertum, and L. Lagae : “Transverse magnetic mode nonreciprocal propagation in an amplifying AlGaInAs/InP optical waveguide isolator,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.88, no.7, p.071115, Feb. 2006.
- 13) H. Shimizu, Y. Kono, S. Goto, and T. Mori : “Demonstration of a Magnetically controllable Fabry-Perot laser and an unidirectional ring laser utilizing a nonreciprocal semiconductor optical amplifier,” *Appl. Phys. Express*, vol.4, p.022201, Jan. 2011.