

## 第7章 光磁気デバイス

### 第7章の内容

この章では、磁気光学効果を用いたいくつかのデバイスについて、その原理と構成などを解説する。磁気光学効果の応用としては、光磁気記録、光アイソレータ、電流磁界センサなどがある。初版以来この分野の研究開発は大きな進展があったが、ここではこれらの技術的進展のすべてをフォローすることはせず、デバイス技術がいかに材料開発や物性研究に支えられているかを中心に述べる。

#### 7.1 光磁気ディスク

##### 7.1.1 光ディスク概説<sup>1)</sup>

光磁気ディスクは、多くの光ディスクの一種である。光ディスクには、再生専用型(CD-ROM, DVD-ROM など)、追記型(CD-R, DVD-R など)、書き換え可能型(CD-RW, DVD-RAM, DVD-RW, MO, MD)に分類される。ここでは、光ディスク全般について解説しておく。まず、CD-ROM でおなじみの再生専用ディスクであるが、デジタル情報(0,1)はピット(くぼみ)として記録されている。ピットは、型を作ってプレスするか、型にプラスチックを流し込んで固める方法(射出成形)によって作られる。ピットの直径は光をレンズで絞ったときに回折限界で決まるサイズより小さく深さは半波長  $\lambda/2n$  となっている。(n は基板の屈折率で、基板面から光が入るので基板内の波長は基板の屈折率分の  $1/n$  になっている。)ピットの底からの反射と周りからの反射が干渉して打ち消しあい、ピットのある部分の反射率は低くなっている。追記型(direct-read-after-write)というものは、消去や書き換えはできないが記録が可能なディスクである。追記型として現在では、色素を用いた熱変形タイプのもので CD-R という形で定着した。CD-R はポリカーボネート基板に色素層を塗布し、その上に金の反射層を蒸着した単純な構造をもつため、低価格に製造できる点が特徴である。色素の吸収帯の波長をもつレーザービームが照射されると、色素が光を吸収し熱エネルギーに変わり色素が分解し気体が発生、その圧力で、熱的に軟化した基板に変形が生じることが記録の原理である。再生のときには、基板変形によって戻り光の位相が周辺より進むことで、CD-ROM のピットと同様に位相差によって反射光の強弱がもたらされる。

書き換え可能型には、結晶-アモルファスの構造相変化を利用した相変化光ディスク(CD-RW, DVD-RAM, DVD-RW)と、熱磁気記録と磁気光学再生を利用した光磁気ディスクとがある。そのうち相変化光ディスクでは、GeSbTe などの多元化合物を用い、結晶状態にあるものを融点(600 程度)以上に加熱して急冷するとアモルファスに相変化し、アモルファス状態にあるものを結晶化温度(400 程度)以上に加熱し徐冷すると結晶化することを利用し、レーザー光強度の強弱によってアモルファス相と結晶相とを制御して情報を記録している。再生には、レーザーの反射光強度がアモルファスと結晶とで異なるという性質を利用する。

相変化ディスクは、直接重ね書きが容易であること、光磁気ディスクと異なり偏光を使わず反射光強度を利用するので、信号強度が大きく光ヘッド構造が単純で、かつ、再生専用ディスクとの両立性があるという利点をもつ一方で、媒体ノイズが多い、消え残りをなくすることが困難、600 近くに加熱するため媒体の変形が起きやすい、融解の際融液の移動が起きて膜が薄くなるため書き換え可能回数が小さい(1000~10 万回)などの欠点がある。

これに対し光磁気ディスクでは、物質の磁性を光(正しくは熱)により変化させて磁気記録し、磁気光学効果を用いて磁化状態を読みとり電気信号に再生するので、構造変化を伴わずに消去・書き込みができるため繰り返し耐性が高い(1000 万回以上)こと、本質的に磁気記録であるため記録密度を高くできることなどの利点をもつ一方、再生に偏光を利用しているため光ヘッドが複雑になること、CD-ROM や DVD との互換性がないことなどの欠点もある。本書は「光と磁気」が主題なので相変化記録にはこれ以上ふれず、光磁気記録について詳しく述べる。

##### 7.1.2 光磁気記録の歴史

光磁気記録の歴史は古く、1957 年に遡る。Williams は MnBi に熱ペンで記録した磁区を磁気光学効果で観測することに成功した<sup>2)</sup>。1967 年にはビームアドレス方式の光磁気ディスクが提案されている<sup>3)</sup>。

光磁気記録の方法として歴史的には表 7.1 に示すような 4 つの種類が研究された<sup>4)</sup>。いずれもレーザー光の照射による媒質の温度上昇に基づく磁性の変化を利用して磁気記録しており、正しくは熱磁気記録と呼ぶべきものである。

1971 年になるとハネウェル社から MnBi 薄膜のキュリー温度記録を用いた光磁気ディスクが発表された<sup>5)</sup>。1972 年には磁気光学効果の大きい磁性半導体 EuO のキュリー温度記録を用いた光磁気ディスクが IBM 社から発表されている<sup>6)</sup>。EuO はキュリー温度が低い(68K)ので、冷却装置の中で記録再生が行われた。大きなブレークスルーは 1973 年 IBM 社の Chaudhari と阪大の桜井らが独立にアモルファス GdCo 合金薄膜が補償温度記録に使えることを報告し<sup>7,8)</sup>、これがきっかけとなって、実用性のある光磁気ディスクの開発へとつながった。

その後、地道な研究が実を結び、1988 年以来 ISO 規格の光磁気(MO)ディスクとして市販され、日本においては、書き換え型光ディスクのうち最もポピュラーなメディアとして普及した。記録容量も、第 1 世代の 5 インチ(両面)650MB、1991 年に市販された 3.5 インチ(片面)128MB から、第 2 世代(230MB)、第 3 世代(640MB)を経て、さらに第 4 世代の GIGAMO(1.3GB)まで着実に増加している。この間、光強度変調型直接重ね書き(LIMDOW)<sup>9)</sup>、磁気誘起超解像(MSR)<sup>10)</sup>など、磁性物理に基づくさまざまな工夫と発明がなされ、それらが直ちに実用化され製品として市場に送り出されてきた。さらに 1997 年には次世代の MO として 5 インチ 6GB の ASMO 規格が発表され<sup>11)</sup>、2001 年にはこの規格に従った初の製品として、デジタルカメラ用途の iD-Photo

とよばれる 2 インチの MO ディスクが市販された。さらに MAMMOS<sup>\*</sup>、DWDD<sup>†</sup>など新しい高出力再生技術が開発され続けている。一方、1994 年にはオーディオ用のミニディスク(MD)が開発され、2000 年には容量が 4 倍の MD-LP も登場、今日ではステレオプレーヤからカセットテープを駆逐してしまった。また、ファイルメモリ用のミニディスク MD-Data(記録容量 140MB)、MD-Data2(記録容量 650MB)も販売されている。

以下では光磁気記録について、技術的な詳細は専門書<sup>12-14)</sup>に譲り、記録再生の原理に重点をおいて紹介するとともに、さまざまな磁性物理の利用によりどのように記録密度の向上が図られてきたかについても紹介したい。

### 7.1.3 記録および再生の原理

#### (a) 記録の原理

光(熱)を使って磁気記録するために、媒体がもつ「磁化の温度特性」を用いている。熱磁気記録には、表 7.1 のように 4 つの方式があるが、このうち、実際に使われているのは希土類<sup>‡</sup>と遷移金属<sup>§</sup>のアモルファス合金薄膜(以下ではアモルファス R-TM 膜と略称)を使用したキュリー温度記録である。これには、下に示すように補償温度記録の特性も組み合わせている。

図 7.1 に、光磁気ディスクの記録の原理図を示す。記録のメカニズムの詳細は 7.1.5 に述べるのでここではその概略のみを紹介する。磁気記録媒体としては保磁力の大きな垂直磁化 R-TM 膜が使われる。この膜は予めある方向(図では下向き)に 10kOe( 800kA/m)程度の強い磁界で磁化してあり、記録したい部分のみをレーザー光で局所的に加熱する。図 7.2 にアモルファス TbFe 薄膜の磁化の温度変化を示す。自発磁化はキュリー温度  $T_c$  付近で急激に減少して 0 になってしまう。 $T_c$  以上の温度では長距離の磁気秩序がなくなり常磁性となる。このとき逆方向の磁界を与えておくと、 $T_c$  以上に加熱された部分のみ冷却時に磁化が反転して、マークが記録される。これが光磁気記録の原理である。この記録方式は熱磁気記録、あるいは、キュリー温度記録とよばれる。

光磁気記録に用いられているアモルファス希土類遷移金属(R-TM)合金膜は一種のフェリ磁性体である。(フェリ磁性については、付録 1 参照)フェリ磁性体では互いに逆向きの磁気モーメントをもつ 2 つの副格子が存在するが、それら 2 つの副格子磁化の温度依存性が異なっていて、ある温度で打ち消しあって巨視的な磁化が 0 になる場合がある。この打ち消しあいの温度を補償温度  $T_{comp}$  という。保磁力  $H_c$  は、磁化を反転させるに要する磁界の強さで、巨視的な磁化  $M_s$  にほぼ反比例するので、補償温度付近で非常に大きくなる。補償温度が室温付近にある材料を使い、レーザー光で加熱すると、保磁力が小さくなって外部磁界の方向に磁化が向けられ磁気記録できる。これを補償温度記録という。補償温度は組成比に非常に敏感であるため制御が困難で、純粋な形での補償温度記録は行われていない。しかし、室温付近に補償温度を示す膜を用いてキュリー温度記録すると、記録後は大きな保磁力をもつため記録された磁区が容易に反転しないので、記録されたマークは安定に存在する。このように、現在の光磁気記録ではキュリー温度記録と補償温度記録を組み合わせて用いている。光磁気記録は外部磁界によって記録するのであるが、記録される磁区はレーザーで加熱された微小部分に限られている点の特徴である。光磁気ディスクの記録メカニズムは後述する。

#### (b) 再生の原理

光磁気記録された情報の再生には、磁気光学効果を利用している。反射の磁気光学効果である磁気カー効果、または、透過の磁気光学効果であるファラデー効果が用いられる。磁気光学効果の大きさは磁化の向きと光の進行方向とが平行なとき、最も大きくなる。したがって、媒体の面に垂直な磁化をもつ材料が望まれる。面に垂直な磁化という条件は垂直磁気記録の要件も満たしているため、高密度記録にも適する。

再生の仕組みを図 7.3 に模式的に示す。半導体レーザー光を偏光子によって直線偏光とし、レンズにより光磁気膜に焦点を結ばせる。媒体で反射されて戻ってきた光の偏光が、記録された磁区の磁化の向きに応じて磁気旋光を受けて回転することを利用して電気信号に変えて再生する。

再生の際のレーザー光は、記録のときに比べて 1 けた程度弱いものを用いる。レーザー光は偏光子とビームスプリッターを通して直線偏光で媒体面に集光される。媒体から戻ってくる光の振動面は磁気光学効果によって回転を受けている。この光はビームスプリッターで入射方向と直角な方向に曲げられて光検出系に導かれる。検出系では偏光ビームスプリッターで直交する 2 つの偏光成分に分けそれぞれを光検出器で電気信号に変換し、その差を増幅する(差動検出方式<sup>15)</sup>)。

### \* Magnetic Amplification Magneto-Optical System

#### † Domain Wall Displacement Detection

‡希土類(rare earth) というのは、ランタノイド系列(原子番号 57 から 71 までの 15 個の元素は、化学的な性質が似ているため周期律表では一括して扱われる。)に属する元素(La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu)に、Sc, Y を加えた 17 の元素の総称である。ランタノイド系列の原子は不完全 4 f 殻を有し、これら f 軌道の電子が磁性に寄与する。光磁気記録材料として用いる希土類は、大きい磁気モーメントを示す Gd および Tb が主である。Gd はキュリー温度が 307.7 K の強磁性体であるが、Tb は常磁性体である。

§不完全 d 殻を持つ元素、および、不完全 d 殻を持つイオンを作る元素を遷移元素と総称する。これらはすべて、単体では金属的性質を持つので遷移金属とも呼ぶ。不完全 3 d 殻を持つ遷移金属のうち単体で強磁性を示すのは Fe, Co, Ni のみである。光磁気記録材料では遷移元素として主に Fe と Co が用いられる。

#### 7.1.4 光磁気記録媒体材料

##### (a) 光磁気記録媒体に要求される条件

光磁気記録媒体に用いる材料は、熱磁気記録特性と磁気光学再生特性の両方の要請を満たしていなければならない。したがって、次のような条件が必要である。

(1) 記録特性からの要請として、 $T_c$  が低くレーザ加熱によって容易に磁化を失う、 $M_s$  が小さく小さな記録磁区が安定に存在する、熱的安定性が高い、熱伝導率が大きくレーザ光が離れるとすぐ冷却される、などが要求される。一方、(2) 再生特性からの要請として、媒体ノイズが低い、磁気カー回転角が大きい、垂直磁化で極カー効果が使える、反射率が高く検出に十分な反射光強度がある、などが望まれる。さらに、(3) 記録媒体としての要請として、大面積で均質な膜が容易に低価格に製作できる、化学的、構造的に安定である、という点がある。

磁気特性からみた場合、特に重要なものは、まず、磁化が膜面に垂直に向いており、小さな磁区が安定に存在できることである。すなわち、垂直磁気異方性エネルギー( $K_u$ )が反磁界の静磁エネルギー( $2 M_s^2$ )より大きく、さらに磁化  $M_s$  と保磁力  $H_c$  の積が大きいことが必要である。これは最小円筒磁区の大きさ  $d$  が  $M_s \cdot H_c$  積に逆比例するからである。

また、記録したマークを効率よく読み出すためには、媒体の再生性能が高いことと、媒体の表面が一様であることが要求される。このため磁気光学効果が大きいばかりでなく、表面の凹凸やピンホールがなく、記録マークの形状が歪んでいない材料が望ましい。

光磁気材料としては、表 7.2 に示すように歴史的にさまざまな材料が検討されたが、現在では、アモルファス R-TM 膜が定着している。アモルファス材料は、大面積を均一に作るができること、基板温度で製膜するのでプラスチック基板が使えること、粒界がないので光散乱によるノイズレベルが低いことなどの特徴をもつ。さらに、アモルファス R-TM 合金薄膜は垂直磁化膜なので、記録密度の向上が見込めること、極カー回転が比較的大きいこと、キュリー温度が低く弱いレーザでも十分な記録感度をとれること、補償温度をもち室温付近で記録磁区が安定であるなど多くの長所がある。また、アモルファス合金では任意の組成比を作れるので材料設計上の自由度が大きい点も工学的に好都合である。

##### (b) アモルファス希土類遷移金属合金薄膜の物性

アモルファス R-TM 合金薄膜の磁性を典型的なものについて表 7.3 に示す。この材料においては、TM の磁気モーメントは強磁性的にそろい副ネットワーク磁化  $M_{TM}$  をもっているのに対し、R の磁気モーメントの向きは一般には分布をもちその合成磁気モーメントが作る副ネットワーク磁化  $M_R$  は、R が軽希土類( $f$  電子の数が 7 未満のもの、たとえば、Nd, Pr)のときは反平行に結合するのに対し、重希土類( $f$  電子の数が 7 以上のもの、たとえば、Gd, Tb)では平行に結合する。その結果、R と TM のモーメントは軽希土類で平行、重希土類で反平行になる。光磁気記録に使われる膜は主として重希土類を用いているので、以下、希土類という場合、重希土類を指すものとする。GdCo など Gd 合金に関しては、図 7.4(a)に示すように Gd と遷移元素のモーメントは同一方向を向くが、その他の希土類合金、たとえば、光磁気記録に用いられる TbFeCo では、図 7.4(b)に示すように R のモーメントの向きに広がり(spray)がみられる。Gd では軌道角運動が消滅しているため原子配置の乱れの影響を受けないが、Tb などでは軌道角運動量が消滅していないため配置の乱れの影響を受けてさまざまな方向を向くものと考えられる。図 7.5 に TbFeCo の磁化の温度依存性を模式的に示す<sup>1)</sup>。実線で示すように  $M_{Tb}$  と  $M_{FeCo}$  とは温度依存性が異なるので、両者を合成した全磁化  $M_s$ (太い実線)には、打ち消しあってゼロになる補償温度( $T_{comp}$ )が存在する。 $T_{comp}$  以上では TM の磁化が優勢となり全体の磁化の向きは TM の磁化と同じ向きになる。一方、 $T_{comp}$  以下では、R の磁化が優勢となり全体の磁化は R の磁化方向を向くので、これと反強磁性的に結合している TM の磁化は全体の磁化とは逆方向になる。 $T_{comp}$  が室温付近にくるもの(R が約 25%)を補償組成、 $T_{comp}$  が室温より高いものを希土類リッチ組成、低いものを遷移金属リッチ組成と呼ぶ。図 7.5 にみられるように、全磁化  $M_s$  は  $T_{comp}$  以上でいったん上昇した後緩やかに減少し、キュリー温度(200 程度)以上になると消失する。

アモルファス R-TM 膜は垂直磁化をもっている。アモルファスであれば、本来は磁気異方性がないと考えられるにもかかわらず、垂直磁気異方性が生じる理由については、スパッタ製膜時に R-R の原子対ができることが原因であるという説が有力である。しかし、R-Co 膜の磁気異方性は、図 7.6 に示すように希土類の種類を変えることにより大幅に変化することから<sup>16,17)</sup>、R の 1 イオン異方性が寄与していることは確かで、膜構造の異方性が軌道の異方性をもたらす、スピン軌道相互作用を通じて磁気異方性に寄与しているというのが定説になっている。

アモルファス R-TM 合金の磁気光学スペクトルについては、第 6 章で述べたのでここでは詳細についてふれないが、現在光磁気記録に用いられている光源の波長 680nm に対して磁気光学効果は主として TM から生じているので、 $T_{comp}$  においては全体の磁化がゼロであるにもかかわらず、磁気光学効果が観測される。また、青紫色半導体レーザ(405nm)の波長では希土類からの寄与を観測するので、この場合も  $T_{comp}$  で磁気光学効果が観測される。

アモルファス状態は準安定であるから、いつかは安定な結晶状態へと移行する。この結晶化の時定数が人間の活動時間に対して十分に長ければ実用に耐える。図 7.7 はアモルファス GdCo 薄膜の電気抵抗率の温度変化を示している<sup>18)</sup>。 $T_R$  と記した温度において構造変化が起き始める。さらに、 $T_X$  において結晶化が始まるとされている。書き込みのときのレーザによる加熱で 200 程度の温度上昇をもたらすが、 $T_R$  と  $T_X$  に達することはないと考えられる。

磁気バブルの研究から、垂直磁化膜中に円筒形の逆向きの磁区が安定に存在できる最小の直径  $d_{min}$  は、 $d_{min} = \sqrt{w/M_s H_c}$  で与えられる。ここに  $w$  は磁壁の静磁エネルギー密度である。TbFe と TbCo では  $M_s H_c$  積が GdCo や GdFe に比べて 1 桁以上大きいので、最小磁区を小さくすることができることが知られている。2000 年には

100nm 以下のビットを記録再生することに成功している<sup>19)</sup>。

希土類遷移元素膜は高湿雰囲気中で急速に腐食されて、腐食孔が生じる。耐食性を高めるために少量の Ti, Al, Cr, Be などを加えることもよく行われる。さらに、保護膜を付けることで耐食性は飛躍的に改善され、120% 相対湿度 90% で 1000hr 以上の寿命をもつものと報告されている。

(c) 媒体の構造 (基板材料, 保護膜)

現在使われている光磁気ディスク媒体は、図 7.8 のように、案内溝を切ったプラスチックの基板にカー効果の増強と保護膜を兼ねた誘電体膜を付け、その上にアモルファス希土類遷移元素膜をスパッタで付着する。さらに保護膜、金属反射膜を付けて樹脂で封止してある。直径 5 インチ 650MB の光磁気ディスク媒体は両面を利用するので 2 枚をはりあわせて用いる。記録再生のためのレーザー光は基板を通して磁性膜にフォーカスされる。基板/誘電体膜/光磁気膜/誘電体膜/金属反射膜の構造をとっている。

光磁気ディスク媒体用の基板としては、熱伝導率が小さいこと(記録・消去に要するレーザーパワーを小さくし、高密度化するため)、耐熱性が大きいこと(成膜・レーザー照射時の温度上昇に耐える)、吸湿性が少ないこと(さびやすい媒体に水分を伝えない)、表面硬度が高く、反りが少ないこと、気体の透過性が低いこと、耐候性、耐溶剤性が良好であること、案内溝の作製が容易であること、成形性がよく量産性があり、コストが低いことが要求される。

このような条件を満たす基板材料として、ガラスのほか、ポリカーボネート(PC)、アクリル(PMMA)、エポキシなどが研究された。表 7.4 に種々の基板材料の物性一覧を示す<sup>1)</sup>。ガラスは複屈折がなく、吸水性が低く、熱変形も受けにくいので基板材料としては申し分のない性能をもっている。研究開発用の基板や保存用データファイルとして用いられる。PC は低価格で吸水性が小さいので、現在ほとんどの光磁気ディスクがこの材料を用いている。しかし、PC は複屈折が大きいのが欠点である。基板に不均一な複屈折があると直線偏光が乱れてノイズとして検出される。射出成形の技術を工夫して複屈折のばらつきを抑えている。PMMA は複屈折は小さいが、吸水性が大きいのが欠点である。エポキシは、複屈折、吸水性ともに良好であるが、価格の面から使われていない。またポリオレフィン系樹脂も複屈折が小さいがやはり価格の点からあまり採用されていない。

また、基板には、通常、0.6~1.0 $\mu\text{m}$  幅の光ガイド用の案内溝が 1.6 $\mu\text{m}$  のピッチで螺旋状にディスク上の全面に設けられている。この案内溝の作り方は、ガラスの場合、ポジ型のレジストを塗布して予備加熱した後、レーザーで螺旋状に溝を記録し、反応性イオンエッチングによってガラス表面を直接エッチングするか、光硬化樹脂をスピコートした後、スタンパで溝付きの原盤を重ねて圧力を加えながら転写硬化させる光重合法によって作製する。PC や PMMA の場合は溝付き原盤を用いた射出成形法によって作るのがふつうである。ガラスに案内溝を作るには反応性エッチングを用いて直接加工する。

アモルファス R-TM 合金の泣き所は、さびやすいことである。このため透明な誘電体膜を付けて酸化を防止するための技術が開発された。誘電体としては、SiO<sub>2</sub>, Tb 添加 SiO<sub>2</sub>, SiN<sub>x</sub>, AlN, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZnS などが研究されたが、現在では、ほとんどのメーカーが SiN<sub>x</sub> を採用している。SiN<sub>x</sub> の表面処理がその上に製膜される R-TM 膜の構造、ひいては磁性に大きな影響を及ぼし、その結果、感度および CN(carrier to noise)比にも変化をもたらすことが知られている。

誘電体膜は保護膜としてのみならず、磁気光学効果を強めるという光学的な機能も果たしている。アモルファス R-TM 膜自身の磁気カー回転角は最大 0.5° 程度しかないので、誘電体膜と組み合わせて多層構造を作ることにより多重反射と干渉の効果を用いて、カー回転角を強めることができる。

図 7.9 は、基板、誘電体膜、光磁気膜からなる多層膜構造におけるカー回転角・反射率の誘電体膜厚み依存性を示している<sup>20)</sup>。厚みを変えることによりカー回転角が増強されたり、減少したりしていることがわかる。カー回転が最大になる膜厚では反射率が極小になるので、実際の膜では両者の妥協を計り最適化される。現在使われている光磁気媒体は、基板/誘電体膜/光磁気膜/誘電体膜/金属反射膜の構造をとっているが、この場合は、光磁気膜の表面で反射された光だけでなく、光磁気膜を透過し金属膜で反射されて再び光磁気膜を透過して戻ってくる光も利用されているので、カー効果とファラデー効果の両方が寄与している。第 3 章に述べたように、カー効果もファラデー効果も誘電率の非対角成分に起因し、いずれも対角成分の寄与も受けているのであるから、多層化は実効的に対角成分からの寄与を制御して磁気光学効果を増強しているものと解釈できる。

金属薄膜は反射膜としてだけでなく熱拡散層としても利用される。光磁気記録膜構造の決定には光学設計だけでなく熱設計も重要である。

### 7.1.5 記録のメカニズム

(a) 熱磁気記録による微小磁区の形成

光磁気記録では、半導体レーザーからの光ビームをレンズを使って記録膜面に絞り込むと、波長の程度の小さなスポットにすることができる。正確にいうと、対物レンズの開口数を  $NA$  とすると、分解できる最小距離  $d$  は波長を  $\lambda$  として、

$$d = 0.6\lambda/NA \quad (7.1)$$

で与えられる。ここに、 $NA = n \sin \theta$  である。ただし  $n$  はレンズの周辺にある媒体の屈折率、 $\theta$  はレンズの開口角を表す。 $NA$  は 0.5 の程度の数値であるから、 $d$  は波長と同程度の大きさとなる。よく用いられる半導体レーザーの波長はおおよそ 700nm であるから、1 $\mu\text{m}$  以下の小さなスポットにレーザー光を集めることができる。記録時のレーザーパワーを 10mW とすると、 $10^6\text{W}/\text{cm}^2$  という高いエネルギー密度である。この光を吸収して、磁気記録媒体の温度は 150~200 程度上昇する。照射された部分は図 7.10 のようにガウス形の温度分布となる。

レーザー光を照射したスポットのうち  $T_c$  以上に加熱された部分のみ磁化が失われる。加熱された部分が室温に戻るとき、まわりの部分からの逆向きの磁界を受けて磁化反転を起こす。この際に永久磁石やコイルで磁界を

印加して磁化反転を助けてやると磁化反転が完全に行われる。外部磁界が広い領域に加わっていたとしても、加熱されて  $T_c$  以上になった部分のみが外部磁界による磁化反転を受けるので、狭い領域に選択的にビットを記録することが可能なのである。また、温度が  $T_c$  を超える部分は図 7.10 からわかるように光スポットより小さいので、波長の数分の 1 の磁区でさえも記録することが可能である。また、後述の磁界変調記録を採用すると、スポットが少しずつ移動して重ね書きするので、 $0.1\mu\text{m}$  以下の小さなマークでも記録することができる。

記録磁区の安定性を決めるのが保磁力  $H_c$  である。 $H_c$  は、磁気異方性エネルギー  $K_u$  に比例し全磁化  $M_s$  に逆比例するので図 7.5 に破線で示すように、 $T_{\text{comp}}$  で発散的に増大する。通常、光磁気膜には補償組成付近の組成 (Tb25% 付近) を用いるので、室温付近での  $H_c$  が 5kOe 程度の大きな値をもつように調整することが可能で、これにより記録された磁区が室温で安定に存在する。

磁区の大きさは次のように決まる。Huth によれば、垂直磁化膜において半径  $r$  の円筒状の磁区がどのような大きさで存在できるかは、磁気的エネルギーのバランスで決まる<sup>21)</sup>。図 7.11 に示すモデル図に従って磁壁に働く力の方程式を立てると、

$$H_c(r) = \left| H_{\text{ex}} + H_d - \frac{\sigma_w}{2rM_s} - \frac{\partial M_s}{\partial r} \cdot \frac{1}{2M_s} \right| \quad (7.2)$$

となる。左辺は保磁力、右辺第 1 項は外部磁界、第 2 項は考えている磁界の周辺からの漏れ磁界、第 3 項は磁壁のエネルギーに相当する磁界、第 4 項は磁化の勾配からくる磁界である。外部磁界と漏れ磁界は磁区を縮小する方向に働き、磁壁のエネルギーや磁化の勾配は  $H_c$  を下げ磁区を拡大する方向に働く。 $H_c$ 、 $H_d$ 、 $M_s$ 、 $\sigma_w$  は温度の関数であるから、レーザースポット内の温度分布を考慮して、式(7.2)をコンピュータによってシミュレートすることができる。シミュレーションの結果、 $0.5\mu\text{m}$  以下の磁区でも十分安定に存在できることが示されている。

#### (b) 変調方式

電気信号をどのようにして光磁気記録しているのだろうか。記録のやり方には図 7.12 に模式的に示すように 2 種類あって、(a)記録したい電気信号をレーザー光の強弱に変えて記録する「光強度変調(LIM)記録方式」と、(b)光信号の強度はそのまま磁界の強さを変調する「磁界変調(MFM)記録方式」とがある。LIM 方式で記録されたマークは、図 7.13(a)のように、長円形<sup>22)</sup>であるが、MFM で記録されたマークは図 7.13(b)に示すように矢羽根形状<sup>23)</sup>となる。LIM の利点は磁気ヘッドを必要としないためドライブがシンプルになることであるが、1 方向に記録することしかできないので、直接重ね書き(direct overwrite)ができないのが欠点である。重ね書きのためには、やや複雑な交換結合膜を用いる必要がある。一方、MFM 方式では磁気ヘッドを必要とし、十分な浮上量を確保するためには強い磁界を必要とするため、ドライブの構成がやや面倒であるが、通常の磁気記録と同じであるから重ね書きが容易で、小さな記録磁区を安定に記録できるという利点をもつ。

現行の ISO 規格の MO ディスクは LIM 方式であるが、次世代の ASMO 規格では重ね書きが容易な MFM を採用する。一方、ミニディスク(MD)は当初から MFM 方式を採用している。MD は回転速度が遅いので、磁気ヘッドは媒体に直接接触している。

#### 7.1.6 光学系とサーボメカニズム

光ヘッドは図 7.14 に示すように半導体レーザー、ビームスプリッター、対物レンズ(NA=0.5 程度)、サーボ用 6 分割フォトダイオード、偏光ビームスプリッター、信号検出用フォトダイオード、レンズ移動用アクチュエータなどから構成される。半導体レーザーの波長は 780~650nm 程度、膜面における光強度は記録時 10mW 程度\*、再生時 1~3mW 程度である。半導体レーザーのビーム断面は楕円状なので、ビーム成形プリズムを用いるとともに斜め入射によって円形に変換している。媒体からの反射光はビームスプリッターで検出系に導かれる。信号検出系では偏光ビームスプリッター(または、ウォラストンプリズム)で P 偏光、S 偏光に分割しそれぞれフォトダイオードで検出され、差動方式で CN 比を稼いでいる。

ミニディスクについては、いくつかの光学部品を一体化した光ヘッドが開発され、実装・調整作業の簡略化、ひいては、ドライブの低価格化が図られている<sup>24,25)</sup>。

レーザー光を常に磁性体膜上に結像するよう、フォーカス・サーボとトラッキングサーボの 2 つのサーボ機構が使われている。フォーカス・サーボは非点収差、トラッキングサーボは、3 ビーム法、プッシュプル法などがよく使われる。

#### 7.1.7 交換結合多層膜の応用

光磁気ディスクでは、様々な形で磁性多層膜における層間の交換結合が用いられる。一つは、機能分散である。熱磁気記録と、磁気光学読み出しとを、それぞれの機能に適した膜に分担させ、両層を適当に結合させる方法である。たとえば、キュリー温度が高く室温での磁化が大きいためカー回転も大きい GdFeCo を読み出し層として使い、保磁力が大きくキュリー温度が低いため記録感度が高い TbFeCo とを交換結合すると、記録感度、再生信号ともに大きな光磁気媒体を作ることができる。

もう一つは、熱磁気転写の利用である。これを利用しているのが、光変調式直接重ね書き(LIMDOW)技術と磁気誘起超解像(MSR)技術である。以下では、はじめに交換結合多層膜における交換結合の原理を述べ、実例として LIMDOW および MSR について解説する。

##### (a) 交換結合の原理<sup>26)</sup>

7.1.4(b)に述べたように、アモルファス R-TM 合金系において、交換相互作用は TM の磁気モーメント同士を

\* 光変調直接重ね書き(LIMDOW)の場合には、1 と 0 とで異なった光強度が用いられる。

平行に、R の磁気モーメント同士も平行にし、R の磁気モーメントと TM のそれを反平行にするように働く。このため、一般にアモルファス R-TM 膜はフェリ磁性体である。

組成や構成元素が異なる複数の磁性膜を積層して多層膜を作るとき、その界面が十分に清浄であれば、各層を構成する原子同士が電子を交換できるようになり、層間に交換相互作用が働くようになる。このような多層膜のことを「交換結合多層膜」と呼んでおり、交換結合を制御した材料という点で、広い意味の量子材料と見なすことができる。

組成や構成元素の異なる 2 種類のアモルファス R-TM 層からなる交換結合膜を考えよう。各層は独立の磁性膜として、それぞれの保磁力  $H_c$ 、飽和磁化  $M_s$  をもつが、界面で隔てられた 2 つの層の R どうし、TM どうしには互いに平行になろうとする交換力が働く。図 7.15<sup>27)</sup>は、一例として、A-type(第 1 層に、室温では TM のモーメントが支配的である組成の層を、第 2 層に R のモーメントが支配的である層をおいた場合)と、P-type(第 1 層、第 2 層ともに TM のモーメントが支配的な膜)の 2 種類の 2 層膜における交換結合の様子を表している。A-type(上段)において、磁界 0 の場合左図(a)のように、全体の磁気モーメント間は反強磁性的な結合になるが、TM 同士、R 同士は平行であるから界面の副ネットワーク磁化は連続で磁壁はできない。十分強い磁界を印加した場合、右図(b)のように合成磁化同士が平行になるため、R 同士、TM 同士は反平行になり、界面磁壁が生じる。一方、P-type(下段)において磁界 0 の場合、右図(c)のように各モーメント、全体のモーメントともに平行なので界面磁壁は生じない。もし第 2 層の  $H_c$  より大きい第 1 層の  $H_c$  より小さな磁界を加えると、両層の各原子の磁気モーメントは反平行になるので、界面磁壁が生じる。このように交換結合膜では、様々な磁化状態の組み合わせを作ることができる。また、磁化をみると、カー効果のように特定の構成元素からの寄与をみるのとはヒステリシスループの形状も異なってくる。

#### (b) 光強度変調直接重ね書き(LIMDOW)

LIMDOW ディスクについて述べる<sup>28)</sup>。光変調型光磁気ディスクは、そのままでは直接の重ね書きができないが、LIMDOW ディスクでは図 7.16 に示すようなキュリー温度  $T_C$  の異なる 4 層(メモリ層( $T_{C1}$ )/記録層( $T_{C2}$ )/スイッチ層( $T_{C3}$ )/初期化層( $T_{C4}$ ))からなる多層膜を用い、光の強度を変調することにより重ね書きを行う。最下層(初期化層)のキュリー温度  $T_{C4}$  は高く、記録用のレーザー光によって常磁性に転移することはない。いわば、永久磁石である。次に高いキュリー温度  $T_{C2}$  を持つのが記録層である。最表面にあるメモリ層は記録層より低いキュリー温度  $T_{C1}$  を持つ。最も低いキュリー温度  $T_{C3}$  を持つのがスイッチ層である。

重ね書きのプロセスを説明する。初期状態で各層の磁化はメモリ層以外は上向きに磁化されている。メモリ層は上向き("0")または下向き("1")に磁化し、情報が蓄えられる。"0"を重ね書き記録するときは弱い光を照射し、"1"を重ね書き記録するときは強い光を照射する。スイッチ層とメモリ層は  $T_C$  が低いので、弱い光でも強い光でも常磁性に転移する。

弱い光では記録層は反転しないので、メモリ層は冷却過程で交換結合によって記録層の磁化と同じ上向き("0")に記録される。冷却過程の最後に、上向き磁化で挟まれたスイッチ層も"0"になる。したがって、初期状態が 0, 1 いずれであってもメモリ層には"0"が記録されることとなる。

これに対し、強い光を照射すると、 $T_C$  の最も高い初期化層を残して全ての層が常磁性となる。冷却していくとき下向きのバイアス磁界をかけておくと、キュリー温度の高い記録層が最初に強磁性に転移し下向き("1")に磁化される。次にメモリ層が冷却過程で、記録層との交換結合で"1"になる。さらに冷却すると最後にスイッチ層が強磁性となるがこのとき初期化層との結合によって上向き("0")に磁化され、この時点ではもはやバイアス磁界はないので記録層も上向きになる。このときメモリ層の保磁力  $H_{C1}$  は非常に大きいので下向き("1")を維持する。このため、メモリ層と記録層の間に磁壁が形成される。ISO 規格として市販されている現行のオーバライト MO ディスクは、このようなメカニズムを利用している。

#### (c) 磁気誘起超解像(MSR)

磁気誘起超解像(MSR)は、読み出しに用いるレーザーの波長よりも小さなビットを読み出すための技術である<sup>29)</sup>。このディスクは、交換結合した読み出し層/記録層から構成されている。これには、図 7.18 に示すように FAD(フロントアパーチャ - 検出)、RAD(リアアパーチャ検出)、CAD(センターアパーチャ検出)という 3 つの再生方式がある<sup>30)</sup>。FAD、RAD のポイントは、読み出しの際のレーザー光による高温部分が様ではなく一部に集中しており、回転に伴って、高温部がやや後方に偏ることを利用している。FAD では、読み出し層に記録されたマークの後ろの部分をマスクすることにより、開口を小さくする。一方、RAD では読み出し層を予め磁界によって消去しておき、高温部で記録層から転写して読むのでクロストークに強いという特徴がある。CAD 方式は、これらとはやや異なっており、記録層の上に面内磁気異方性をもつ読み出し膜を重ねておく。レーザー光で加熱すると中心部のみの方性が変化し、交換結合により記録層から読み出し層に転写が起きる。転写された部分は光の波長よりかなり小さな領域であるから、回折限界以下の小さなビットを再生できるのである。この方法では、光が当たった部分以外は表面に垂直磁化が現れていないので、隣接するトラックからのクロストークに強いなどの特徴をもつ。

1998 年に市場に出た GIGAMO とよばれる 1.3GB の容量をもつ 3.5"MO ディスクは、MSR を利用したはじめての市販品である<sup>31)</sup>。この MSR は RAD の一種でレーザービームの前部と後部にマスクのできるダブルマスク RAD 方式とよばれるものを使っている。赤色のレーザー波長で 0.3  $\mu\text{m}$  の記録マークを再生している。

次世代の MO 規格である ASMO では 5"ディスクで 6GB の記録容量が達成されるが、これには、高密度化のために研究されてきたほとんどの技術が取り込まれている。その中でキーを握るのが MSR 技術である。

#### (d) 磁区拡大再生

MSR は記録磁区の 2~3 倍の直径をもつビームを使いながら、記録磁区以外の部分をマスクすることで読みとっているが、ビームの利用効率が悪くなるので信号強度は小さくなってしまふ。これを解決しようというのが図 7.19 に模式的に示す磁区拡大再生である<sup>32)</sup>。MSR により読み出し層に転写された磁区が外部磁界の存在

のもとで拡大するので、ビームの直径程度まで大きくすることができる。次のマークを読むためには、逆方向の磁界をかけて読み出し層の転写磁区を壊す。このような磁区の拡大はかつてバブルメモリの研究において確立したものである。これを用いると、単なる MSR では信号が小さすぎて再生できない  $0.1\ \mu\text{m}$  以下の記録マークも大きなマークの再生信号と同程度の振幅で再生できることが示された。これを MAMMOS(magnetically amplified MO system)と称している。LLG(Landau-Lifshitz-Gilbert)方程式を用いたシミュレーション<sup>33)</sup>によれば、転写と拡大は非常に短時間に起き、2ns 程度でビーム径程度に拡大する。転写の過程では、記録層からの磁界のうち横方向の磁場勾配が重要で、したがって、記録層に書かれた磁区の外周の直上付近でかつ読み出し層の磁気異方性の弱い部分から磁化反転が開始される。磁区拡大の過程で、磁壁はブロッホ磁壁になったり、ネール磁壁になったり、非常に複雑な動きをする。

このほか、一方の磁壁のみを動かして磁区拡大をはかり信号強度の増大をめざす DWDD(domain wall displacement detection)という磁区拡大再生も提案されている<sup>34)</sup>。

#### 7.1.8 光磁気記録の展望

光磁気記録のさらなる発展として、SIL (solid immersion lens)を HDD のスライダに搭載し記録再生する first surface MO 技術<sup>35)</sup>、波長多重光磁気記録<sup>36)</sup>、記録媒体を多層化して媒体を立体的に利用する 3次元 MO 技術<sup>37)</sup>、さらには、光磁気記録技術と MR ヘッド再生技術を組み合わせた光アシスト磁気記録技術<sup>38,39)</sup>など、多くの新技術の萌芽がみられる。さらなる発展が期待される。

### 7.1 節のまとめ

#### 光磁気ディスクの原理

記録：レーザ光の熱で磁気記録する。

再生：レーザ光に対する磁気光学効果を用いて光学的に読み出す。

#### 光磁気ディスク材料

アモルファス希土類・遷移元素合金薄膜 TbFe, TbFeCo, GdTbFe など

さまざまな物理現象を用いて高密度化が図られている

### 7.2 光アイソレータ

#### 7.2.1 光回路素子研究の経緯

マイクロ波回路のアナロジーで光回路を構成するアイデアが出されてから久しい。1968年 Dillon は、磁性体の磁気光学効果の非相反性を光アイソレータ、光サーキュレータ、光スイッチなどに用いて光回路を構成することができるという提案をしている<sup>40)</sup>。

光アイソレータの研究が盛んになったのは、1980年代に入って半導体レーザ(LD=laser diode)を光源とする光ファイバ通信の実用化が始まり、雑音の原因となる戻りビームをカットするために光アイソレータが有効であることが認識されたためであった。現在では LD とアイソレータが一体化されたモジュールが市販されている。その後、ファイバ挿入用、光増幅器用アイソレータが開発された。

光通信回路デバイスとしては、アイソレータのほか、光サーキュレータ、可変光アッテネータ、光スイッチなどが実用化され、市販されている。また、光伝送の急速な伸びに対応する技術として、波長多重光伝送(WDM=wavelength division multiplexing)の実用化が進み、このための光集積回路素子として光アイソレータ、光サーキュレータなどの非相反光学部品が必要とされている。

ここでは磁気光学効果を用いた非相反光回路素子および材料について紹介する。

#### 7.2.2 光通信技術と光非相反回路素子<sup>41)</sup>

##### (a) 光通信と光アイソレータ

光ファイバ通信網における光源である LD の構造は、誘導放出を利用した光増幅部と、発生した光を光増幅部に戻すための反射部、とから成り立つ。光増幅部は電気的にはダブルヘテロ接合となっており、光学的には光導波路構造となっている。一方、光反射部は劈開面が使われるほか、DBR(distributed Bragg reflector)とよばれる回折格子構造が導波路に作り込まれた構造になっている。このため、ファイバ通信網のコネクタや分岐点などから反射された戻りビームが LD に入射すると、発振が不安定となるほか、波形歪みを生じノイズを発生することが顕著により明らかにされた<sup>42)</sup>。その対策としては図 7.20 に示すように LD のすぐ後に戻りビームをカットするためのアイソレータを挿入することが有効である。光伝送には光ファイバの伝送損失が最少ない  $1.3\ \mu\text{m}$  および  $1.55\ \mu\text{m}$  の赤外光 LD が用いられるので、この波長帯で透明な磁性ガーネット結晶のファラデー効果が利用される。

光通信のさらなる大容量・高ビットレート化に対応するために光増幅器(光ファイバンプ)が開発され、急速に普及した。光増幅器とは、Er など希土類を添加した光ファイバにポンプ光( $0.98\ \mu\text{m}$  あるいは  $1.48\ \mu\text{m}$ )を供給し、希土類の励起状態を反転分布状態にしておき、入射した  $1.55\ \mu\text{m}$  の信号光により誘導放出を起こし信号光を増幅するデバイスである<sup>43)</sup>。希土類として Er を用いたものが主流で EDFA(erbium-doped fiber-amplifier)とよばれることが多い。光を光のまま増幅できるので、将来の毎秒テラビットという高速光伝送にも波形の劣化を伴うことなく対応可能であるといわれる。このデバイスは、原理からみてもわかるように一種のレーザであるから、安定な動作のためには、図 7.21 に示すように前後および光ポンプ用 LD 部に光アイソレータを挿入する必要がある。また、光ポンプ用 LD のために  $0.98\ \mu\text{m}$  の短波長アイソレータの需要も生じた。このために希薄磁性半導体(DMS)を用いたアイソレータが開発された<sup>44,45)</sup>。

戻りビームによるレーザノイズの影響は、アナログ伝送系でむしろ深刻である。光 CATV の周波数多重<sup>46)</sup>や

ハイビジョン伝送システム<sup>47)</sup>では、アイソレータは必須である。また、光ディスクは反射光学系なので距離は短くても戻りビームの問題が大きいのであるが、DVD-ROM を例にとっても転送速度が 20~30Mbps と遅いので、光学系の工夫などにより問題を回避しておりアイソレータは使われていない。

#### (b) 光通信と光サーキュレータ

サーキュレータとは、非相反な入出力関係をもつ  $n$  端子対回路網である。一例として A, B, C, D の 4 つの端子対をもつサーキュレータにおいては、A に入力した信号は B に、B に入った信号は C に、さらに、C, D, D, A というように、入出力関係が循環になっている。光通信網においてサーキュレータは、(1)双方向通信における送受信通信の入出力分離、(2)光ファイバの分散補償、(3)波長多重伝送システムの光分岐挿入装置などに応用される。

ここでは、このうち波長多重通信の光分岐挿入装置について紹介する。この装置は OADM(Optical Add-Drop Multiplexing 光アドドロップ多重)ともよばれ、多重化された信号からあるチャンネル数の信号を束で抜き出し、空いている部分にチャンネル束を追加したりする機能をもつ。図 7.22 に示すのは短周期ファイバ・グレーティングと 2 個のサーキュレータを用いた OADM である<sup>48)</sup>。左の入力ポートから入った波長多重信号のうち、取り出したい波長  $\lambda_k$  の信号のみがファイバ・グレーティングによりブラッグ反射され Drop ポートより出力される。一方、Add ポートから入った波長  $\lambda_k$  の信号は、グレーティングを通り抜けた他の波長の信号とともに出力ポートに導かれる。

### 7.2.3 光アイソレータ・サーキュレータの原理と構成

#### (a) 光アイソレータ

アイソレータには、順方向特性に偏光依存性があるものと、偏光依存性がないものに分けられる。前者は、LD 出力光のように偏光状態が一定である場合に用いられ、後者は光ファイバ出力光のように偏光状態が不定である場合に用いられる。偏光依存光アイソレータの構成を図 7.23 に示す。すなわち、2 枚の偏光子  $P_1, P_2$  の間にファラデー旋光子 F をはさみ、孔あき永久磁石中におき光の進行方向と平行に磁界をかけたものである。この磁界は旋光子の磁区を揃えて単一磁区にするためのものである。光アイソレータの動作を説明しておこう。図のように入射光は偏光子  $P_1$  によって直線偏光にされ、ファラデー旋光子 F を透過する。入射直線偏光はこの旋光子によって正確に  $45^\circ$  の回転を受け、透過方向が鉛直から  $45^\circ$  傾けておかれた第 2 の偏光子(検光子) $P_2$  を通してファイバなどの光学系に導かれる。戻り光はさまざまな偏光成分をもっているが、このうち鉛直から  $45^\circ$  傾いた成分のみが  $P_2$  を透過する。この偏光成分は、旋光子 F によってさらに  $45^\circ$  の旋光を受けて、 $P_1$  の透過方向とは垂直に向いた偏光となるため、光源側には光が戻らない。

偏光無依存アイソレータの基本構成はやや複雑で図 7.24 の構成図に示すように 2 枚の複屈折結晶  $B_1, B_2$  の間に旋光子 F と補償板 C をおいた構成になっている<sup>49)</sup>。複屈折結晶というのは屈折率が常光線(結晶の主軸に平行な振動面をもつ偏光)と異常光線(結晶の主軸に垂直な振動面をもつ偏光)とに対して異なるような結晶である。光ファイバ側からの入射光は複屈折結晶  $B_1$  によって常光線と異常光線に分離される。これらはファラデー旋光子 F によって常光線も異常光線も磁界について右回りに  $45^\circ$  の回転を受け、さらに補償板 C で右に  $45^\circ$  回転して  $B_2$  に入るので、常光線と異常光線が入れ替わっていることとなり、 $B_2$  を通すと分離されていた光が合成されて、ファイバ 2 に伝えられる。逆にファイバ 2 から来た光は、 $B_2$  で常光線と異常光線に分離され、C で光の進行方向に対し  $45^\circ$  右に回るが、F では磁化方向について  $45^\circ$  右に回るため打ち消して、 $B_1$  に対して常光線、異常光線がそのままの偏光方向で入射する。このため、両光線の分離はますます進み、ファイバ 1 には戻らない。

光アイソレータが実用に供せられるためには、戻り光に対する逆方向損失が十分大きいこと(30dB 以上)、順方向損失(透過損失、結合損失)が十分低いこと(1dB 以下)、なるべく小型であること、温度係数が小さいこと(-20~+60 で  $0.04\text{deg}/^\circ\text{C}$ )、飽和磁界が少なくすむこと(0.1T 程度)、システムコストに比し十分低価格であること、などの条件が要求される。これらの条件を満たすには、中心となるファラデー旋光子材料に高性能のものを用いることばかりでなく、偏光子の選択、反射防止コーティング、ファイバとの結合方法など多くの技術的問題点を解決せねばならない。これらの技術的問題は専門家のすぐれた解説<sup>41,50)</sup>に譲る。

#### (b) 光サーキュレータの原理と構成<sup>41)</sup>

偏光無依存型光サーキュレータの構成図を図 7.25 に示す<sup>51)</sup>。ポート 1(3)から入力した光は、プリズム A で直交する P, S 成分に分離され、各ビームは反射プリズムを通してファラデー素子と  $1/2$  波長板を透過し、偏光プリズム B に導かれる。ファラデー素子では  $45^\circ$ 、 $1/2$  波長板では  $-45^\circ$  の旋光を受けるので偏光は元に戻り、偏光プリズム B で合成された後の光は、ポート 2(4)から出射する。一方、ポート 2(4)から入力すると、 $1/2$  波長板で  $-45^\circ$ 、ファラデー素子で  $-45^\circ$  旋光し、偏光プリズム A で合成され、ポート 3(1)から出力される。したがって、1 → 2, 2 → 3, 3 → 4, 4 → 1 という循環が実現する。光サーキュレータの構成法には、このほかいくつかの提案がされている。

### 7.2.4 アイソレータ・サーキュレータ材料

表 7.5 にアイソレータ材料の分類を示す。長波長(1.3~1.5  $\mu\text{m}$ )には磁性ガーネットが、短波長用には主として希薄磁性半導体(DMS)が用いられる。7.2.4.1 では、種々の磁性ガーネットの物性を紹介する。7.2.4.2 では、ガーネット系アイソレータ材料の温度特性、波長特性の改善についてふれる。7.2.4.3 では DMS の物性と作製法について述べる。

#### 7.2.4.1 磁性ガーネットの物性

##### (a) 磁性ガーネット

長波長用光アイソレータの旋光子として最もよく用いられる材料は YIG を基本とする磁性ガーネットである。

第 6 章に述べたように，Y はガーネット構造の十二面体サイトを占める．Fe は四面体サイトと八面体サイトを占める．両者は反強磁性的に結合しフェリ磁性となる．

図 7.26 に YIG の光吸収スペクトルを示す<sup>52)</sup>．図ではスペクトルをガウス型曲線で分解してある．波長 0.55  $\mu\text{m}$  以下(光子エネルギー 2.25eV 以上)での吸収の立ち上がりは，酸素の p 軌道から鉄の d 軌道へのスピン許容電荷移動型遷移  ${}^6\text{S}(\text{d}^5) \rightarrow {}^6\text{P}(\text{d}^6\text{L})^*$  による強い遷移(振動子強度  $10^{-2}$  に及ぶ)が 0.43  $\mu\text{m}$ (2.9eV) ~ 0.36  $\mu\text{m}$ (3.34eV) 付近に存在するためである．この強い遷移が磁性ガーネットの磁気光学効果の起源となっている．0.9  $\mu\text{m}$  付近(1.26eV ~ 1.37eV)にみられる弱い吸収帯は八面体位置の  $\text{Fe}^{3+}$  の配位子場遷移  ${}^6\text{A}_{1g} \rightarrow {}^4\text{T}_{1g}$  に，0.7  $\mu\text{m}$ (1.77eV) 付近の吸収のコブは同じく八面体位置の  $\text{Fe}^{3+}$  の  ${}^6\text{A}_{1g} \rightarrow {}^4\text{T}_{2g}$  とされている<sup>†</sup>．これらの遷移は，スピン禁止遷移であるため振動子強度は弱く  $10^{-5}$  の程度である．一方，0.6  $\mu\text{m}$ (2.03eV) 付近のやや強いピークは，四面体配位の  $\text{Fe}^{3+}$  の  ${}^6\text{A}_1 \rightarrow {}^4\text{T}_1$  と解釈されている．四面体配位では中心対称がないため，八面体配位の対応する遷移に比べ吸収がやや強くなっている．これらの配位子場遷移はアイソレータの挿入損失の原因になるが，磁気光学効果にはほとんど寄与しない．

ファラデー効果のデバイスへの応用にあたって材料の「よさ」を表す指数としては，単位長あたりのファラデー回転角(deg/cm)を，単位長あたりの吸収損失(dB/cm)で割ったファラデー効果性能指数  $F(\text{deg}/\text{dB})$  が用いられる．図 7.26 に示す配位子場吸収帯の影響は 1.3 と 1.5  $\mu\text{m}$  帯にはほとんど及んでいないため，この波長帯では大きな性能指数が得られるが，0.8  $\mu\text{m}$  帯の半導体レーザーの波長で丁度  ${}^4\text{T}_{1g}$  と  ${}^4\text{T}_{2g}$  の 2 つの吸収帯の間の谷間にあるため， $10 \sim 30\text{cm}^{-1}$  程度の吸収があり，それによる損失が発生する．磁性ガーネットの光吸収は物質自身もつ固有の性質なので制御がむずかしいが，配位子場遷移の吸収帯を人為的にシフトさせる試みも行われている．基板と膜の格子不整合により局所的な歪みを与えることによって 0.9  $\mu\text{m}$  付近の弱い吸収帯を短波長側にシフトさせ，1  $\mu\text{m}$  帯の損失を大幅に減少させたという報告もされている<sup>53)</sup>．

#### (b) 希土類磁性ガーネット

Y を希土類 R に置き換えた希土類磁性ガーネット  $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (R は希土類)も YIG と同様の性質をもつ．表 7.6 にはさまざまな磁性ガーネットの 1.064  $\mu\text{m}$  におけるファラデー回転係数を示してある<sup>54)</sup>．Y を R に変えることによって磁気光学効果を大幅に変えることができる．しかし R に置換すると結晶成長，磁気的性質，R 特有の光吸収，温度特性などに影響を与えるので，単純にファラデー回転係数の大小のみでは判断できない．

#### (c) Bi 置換磁性ガーネット

第 6 章で磁性ガーネット  $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  の R の一部を Bi に置換したものの磁気光学効果が Bi 置換量とともに増加することを紹介した．Bi 置換を行ったものでは吸収量をあまり増加させずに，ファラデー効果だけを強めることができるので性能指数が増加し，薄い試料でも 45° の回転を得ることができる．波長 0.8  $\mu\text{m}$  における  $\text{Gd}_{1.8}\text{Bi}_{1.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  の性能指数は，YIG のそれが 1.5 ~ 2[deg/dB] であるのに対し，44[deg/dB] もの大きな値をもち，45° の回転を得るには 45  $\mu\text{m}$  という厚みで十分である．また，1.3  $\mu\text{m}$  において性能指数は 3000[deg/dB] に達するので，45° の回転を得るには，YIG では 2.093mm であるのに対し  $\text{Gd}_{2.85}\text{Bi}_{1.15}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ならば 200  $\mu\text{m}$  でよい．Bi 置換によって小型軽量の光アイソレータの実現が可能となった<sup>55)</sup>．

### 7.2.4.2 磁性ガーネットアイソレータの特性改善

#### (a) 温度依存性の改善

峯本らは，ファラデー回転角の温度変化率 (deg/°C)(45° 回転からの変化率)をパラメータとして，アイソレータにおけるアイソレーション比の温度変化を計算し，デバイスとしての実用温度範囲 - 20 ~ + 60°C で 30dB 以上のアイソレーション比を得るには， $\theta_F$  は 0.04deg/°C とする必要があることを明らかにした<sup>56)</sup>．このための方法として，負の  $\theta_F$  をもつ(Tb, R)IG と正の  $\theta_F$  をもつ(Bi, R)IG の 2 層エピタキシャル膜，あるいは，負の  $\theta_F$  をもつ(Bi, Gd)(Fe, Ga)G と正の  $\theta_F$  をもつ(Bi, Lu, Gd)IG との 2 層エピタキシャル膜を作る方法が試みられ，20 ~ 60 °C の範囲で  $\theta_F = 0.00$  という特性が得られている．鈴木らは，Bi 置換 TbIG においてファラデー回転の温度依存性が Co 添加により大幅に改善されることを報告している<sup>57)</sup>．

#### (b) 波長特性の改善<sup>47)</sup>

光伝送の伝送容量を増大させる方法として波長多重通信が注目されている．しかし，波長多重系に光アイソレータを適用しようとすると，ファラデー回転の波長分散のため異なる波長に対しては十分な性能を発揮しない．図 7.27 に YIG, GdBIG, TbBiIG のファラデー回転の波長依存性を示す．たとえば，1.55  $\mu\text{m}$  用の GdBIG ファラデー旋光子を用いて 1.59  $\mu\text{m}$  の波長で伝送することを考えてみよう．この旋光子は 1.55  $\mu\text{m}$  に対して 45° の旋光を与えるように設計されているが，これを 1.59  $\mu\text{m}$  に用いた場合には 42° しか旋光しない．理想的には光アイソレータの逆方向損失  $L_b$  は，ファラデー回転角を  $\theta_F$  とすると，

$$L_b = 10 \log \cos^2(45^\circ + \theta_F) \quad (7.3)$$

で与えられるので  $\theta_F = 45^\circ$  なら  $L_b = 0$  であるが， $\theta_F = 42^\circ$  だと - 26dB になってしまう．

玉城らは，TbBiIG( $\text{Tb}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ )のファラデー回転スペクトルが Bi 組成  $x$  とともに大きく変化することを見だし， $x = 0.25$  付近の組成で波長依存性が最小になることを明らかにした<sup>58)</sup>．この現象について玉城は， $\text{Tb}^{3+}$  イオンの  ${}^7\text{F}_6 \rightarrow {}^7\text{F}_{0,1,2}$  遷移(1.8  $\mu\text{m}$  付近)によるファラデー効果と，Bi と Fe からのファラデー効果の重畳に

\*  $L$  は p 価電子帯の正孔を表している．

† 配位子場遷移とは，固体中で負イオン(配位子)に取り囲まれた遷移金属イオンの d<sup>n</sup> 電子系のエネルギー準位(多重項)間の光学遷移をいう．d 電子は配位子の p 軌道と混成して t<sub>2</sub> 軌道と e 軌道に分裂(配位子場分裂)している．

よってその波長依存性が打ち消されて起きたものと説明している。

#### 7.2.4.4 希薄磁性半導体(DMS)の物性と作製法

7.2.4.1 に述べたように、磁性ガーネットには、 $1\mu\text{m}$  より短波長側に強い吸収帯が存在するため、これより短波長の光通信アイソレータ材料として用いることがむずかしい。このために利用されるのが、希薄磁性半導体(diluted magnetic semiconductor; DMS)である。すでに第 6 章で述べたように、II-VI 族半導体の II 族元素を Mn に置換した DMS<sup>59)</sup>は、可視-近赤外領域で透明であり、光学吸収端付近の波長で大きなファラデー回転をもつ<sup>60)</sup>ので短波長用のファラデー旋光子材料として期待される。たとえば、 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  のエネルギーギャップは、Mn の置換量  $x$  が 0.4 以下であれば、 $x$  に対して直線的に高エネルギー側にシフトする。したがって、使用したい波長に合わせて調整することが可能である。Mn の濃度が 0.41 を超えると  $\text{Mn}^{2+}$  の配位子場遷移の存在のため、吸収端が  $2\text{eV}$  より短波長には動かなくなる。このエネルギーに対応する波長(620nm)が光アイソレータへの応用限界の目安になる<sup>61)</sup>。この物質は常磁性なので、比較的大きな磁界を必要とする。このため、アイソレータのサイズがやや大きくなる。

7.2.2 に述べたように EDFA 光増幅器には、Er イオンをポンプするために 980nm の LD が用いられるが、このためのアイソレータ材料として、 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  と  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  との固溶体である  $(\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y)_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  が開発され市販された<sup>44)</sup>。カタログによれば、このアイソレータは開口径 1mm、磁石外径 6mm で、 $0.98\mu\text{m}$  においてアイソレーション 25dB 以上、挿入喪失 1dB 以下という特性が得られている。

#### 7.2.5 光導波路型アイソレータ<sup>62,63)</sup>

光電子集積回路(OEIC)では、基板面に沿って作り込まれた光導波路を用いていくつもの異なる機能素子が集積される。導波路という概念も、従来マイクロ波通信工学の分野で使われてきたものであるが、いまでは光学の用語として定着している。光導波路上では光は進行方向に垂直な方向に定在波をつくる。マイクロ波の類推から、この様な波を TE(横電界)モードとか TM(横磁界)モードとか名付けている。半導体レーザとの一体化をめざし光導波路上でアイソレータやサーキュレータを作る試みがなされている。

導波路型では、そのサイズが波長と同程度であるため、薄膜/空気界面、あるいは、薄膜/基板界面の境界条件が重要な意味をもってくる。これが、バルク型との違いである。このため、導波路型にはバルク型にはないような困難な問題が起きる。一つは、たとえ等方性の材料を用いても、エピタキシャル薄膜では膜厚に依存する TE 波と TM 波の間に複屈折  $n$  が生じることである。導波路型アイソレータのよさは、TE-TM モード変換係数  $R$  により評価される。光路長  $L$  の導波路型ファラデー素子の  $R$  は、複屈折  $n$  の基づく伝搬定数差  $(=2\pi n/\lambda)$  とすると、次式で表される。

$$R(L) = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 \left[ \sqrt{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} L \right] \quad (7.6)$$

したがって、複屈折はモード変換係数を減少させる働きをもつ。困難のもう一つは、導波路型における入射または出射光は、TE または TM モードのいずれかに限られるということである。このため、バルク型のアイソレータのように入射光と出射光の偏光関係を  $\pm 45^\circ$  にすることはできず、 $0^\circ$  または  $90^\circ$  になるよう移相器を入れて調整しなければならない。

図 7.28 には導波路型光アイソレータの模式図を示す<sup>64)</sup>。ガドリニウムガリウムガーネット(GGG)などの基板の上に LPE(液相エピタキシ)法やスパッタ法で、YIG あるいは希土類鉄ガーネットを成長させた単結晶薄膜が導波路として用いられる。このデバイスの原理を図に基づいて解説する。導波路を伝搬する光の固有モードは、先に述べた TE と TM であるが、図の素子では入射部に金属膜が蒸着してあるので、この面上で面に平行な電界が 0 になるような TE 波のみが通過する。非相反領域(nonreciprocal region)と書かれているのがファラデー効果を利用する領域で、磁化が光の進行方向を向いているので、磁化の向きに関して、右あるいは左方向に振動面の回転が起きる。通常は、この非相反領域で、丁度、 $+45^\circ$  回転するように設計する。次に、相反領域(reciprocal region)では、磁化の向きを面の法線方向から  $\theta_M = 22.5^\circ$  だけ傾けてあるので、コットンムートン効果によって、 $-45^\circ$  だけ回転、つまり、元に戻されて結局 TE 波となって出ていく。しかし、戻り光があると相反素子で  $45^\circ$ 、さらに非相反素子で  $45^\circ$  回転するので出力光は TM 波となってしまふ。TM 波は金属膜のフィルタを通過できないので、逆には進めないのである。

この素子を実現するためには、位相整合をとること(TE 波と TM 波の伝搬定数の差による位相のずれをなくす)、相反部と非相反部を同一基板上へ形成する技術を確認することが必要である。このためには、(a)成長時に、なんらかの方法で複屈折を誘導して、 $n$  を打ち消す、(b)部分格子磁化を交互に反転した周期的反転磁化導波路を形成する、などの方法が提案されている。一方、 $n$  は磁気異方性の局所的制御の技術である。これには、(a)レーザアニリングによって成長誘導異方性を消滅させ、非相反部分のみを面内磁化に変える方法<sup>65)</sup>、(b)レーザエッチングやイオンミリング法で磁性ガーネット膜の一部を除去し、その上に異方性の異なる膜を LPE 成長させて複合膜を形成する方法、などの方法が試みられている。

導波路型光アイソレータには、このほかにマッハツェンダー型の分岐導波路を用いたもの、リブ型導波路を用いたものがある。図 7.29 に磁性ガーネット薄膜上に形成されたマッハツェンダー型のを示す<sup>66)</sup>。入射光はテーパー結合器で 2 つのアームに分岐し、両アームとも非相反部で  $90^\circ$  旋光させる。一方のアームには相反部があり、再びテーパー結合器で合成し出射する。一方、リブ型導波路の一例としてガーネット基板上に単モードのリブ型の導波路を作製したものを図 7.30 に示す<sup>67)</sup>。光の導波方向を  $x$  軸、面直方向を  $z$  軸にとり、 $yz$  面内で  $y$  軸から  $\theta$  の角度で磁界を印加する。順方向では TM 波がモード変換なく透過するのに対し、逆方向については、TM の基本波が高次の TE 波に変換され、逆方向伝播が阻害される。実際に Ce 置換 YIG 薄膜(膜厚

0.46 μm)を用いて、微細加工技術により 0.11~0.17 μm 幅、リブの高さ 0.17 μm のアイソレータを作製し、最大 24dB のアイソレーションを得ている。最近、リブ型アイソレータのガーネット材料の組成に検討を加えることにより、ストライプ磁区をリブに沿って形成し、非相反位相差を観測することに成功したという報告がある<sup>68)</sup>。

半導体を用いた光電子集積回路と光アイソレータの一体化が今後の課題である。半導体の上に直接磁性ガーネット膜を作製するのは、格子不整合のため今のところ困難なので、ガーネット膜を作っておき、半導体基板に貼り合わせる方法が提案されている<sup>69)</sup>。DMS、たとえば  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  の結晶構造は、GaAs と同じ閃亜鉛鉱型なので、半導体レーザとの一体化の可能性がある。しかしながら、DMS の面内に導波路として光を通すような良質の薄膜を作るのは非常にむずかしいとされていた。安藤らは GaAs 基板上に MBE 法で  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  の薄膜を作製した。バッファ層として ZnTe、CdTe 層を挿入することにより、伝播損失を大幅に改善できることを明らかにし<sup>70)</sup>、この膜を用いて TE-TM モード変換が実現できることを示している<sup>71)</sup>。

最近、半導体光増幅器を磁性体でカバーすることによって、非相反なゲインが得られる可能性が理論的に指摘された<sup>72)</sup>。現在、その実証のための実験が始まっている<sup>73)</sup>。アイソレータ動作を備えた半導体レーザを作る取り組みとして期待されている。

## 7.2 節のまとめ

光アイソレータ：光回路からの戻り光によるレーザの異常発振を抑えるための素子

構成.....偏光子/ファラデー回転子/偏光子

ファラデー回転子では 45° の旋光性を与える。

材料.....Bi 多量置換希土類鉄ガーネットを用いる。

バルク単結晶：攪はんすくいあげ法

厚膜：LPE 法，イオンビームスパッタ法

導波路型光アイソレータ：非相反領域(ファラデー回転部)と相反領域(コットン-ムートン効果部)とからなる。

## 7.3 電流磁界センサ

光ファイバの先端部に磁気光学センサを取り付けた電流計測デバイスが高压電線や高压送電設備に用いられている。これは 電気的な絶縁性が高い、電磁誘導ノイズに強い、非接触測定ができる、などの特徴をもつ。磁気光学電流センサは、図 7.31 のように、偏光子、磁気光学材料、検光子の組み合わせから構成される。偏光子と検光子は 45° の傾きとなっている。偏光子を透過した後の光強度  $I$  は

$$I = I_0 \cos^2(\theta - \theta/4) = (I_0/2)(1 + \cos(\theta/2 - 2\theta)) \\ = (I_0/2)(1 + \sin 2\theta) \approx (I_0/2)(1 + 2\theta) \quad (7.7)$$

と表され、光強度は磁界(電流)の変化に対し線形に変化する。磁気光学材料としては、主として YIG が用いられる。Y の一部を Tb に置き換えることにより -23~127°C の広い温度範囲で使うことができる<sup>74)</sup>。架空配電線に取り付けるタイプの故障区間検出用電流センサは、図 7.32 に示すように U 字形の鉄心とセンサ部とで架空線を取りまく磁気回路を形成し、磁界を磁気光学素子で検出する。

一方、大電流の場合は磁界が強いので、強磁性物質では磁気飽和のため、正確な測定ができなくなってしまう。そこで、光ファイバのループをファラデーセンサとして用いた電流センサが開発されている<sup>75)</sup>。このセンサにおける最も大きな問題は複屈折である。ファイバの変形、荷重、振動、加熱、残留ひずみなどが応力を発生し、光弾性効果により複屈折を生じ、センサ性能を悪くする。また、コアが楕円形状であっても複屈折が生じる。黒澤らは、鉛ガラスを用いることにより光弾性の大きさ(石英ガラスでは  $3400 \times 10^{-10} \text{cm}^2/\text{kg}$ )を  $4.5 \times 10^{-10} \text{cm}^2/\text{kg}$  まで下げることに成功し<sup>76)</sup>、気体電流遮断器(gas circuit breaker)のように振動のある環境下でも使えることを示した。

## 7.3 節のまとめ

磁界センサ.....希土類鉄ガーネットのファラデー効果を利用して磁界に比例する出力を得る。

光ファイバを用いるので高压設備の計測に有効。

## 7.4 磁気光学効果のその他の応用

磁気光学効果は、これまで述べてきたデバイスへの応用のほか、古くから磁区観察に利用されている<sup>77)</sup>。Kryder らは、パーマロイ薄膜における高速磁化反転機構を測定するために Q スイッチルビーレーザを用いた時間分解磁気光学測定装置により、10ns という時間分解能を達成している<sup>78)</sup>。最近、フェムト秒レーザ技術の発達により、磁化反転現象をより高速に測定できるようになってきた。ハードディスクの高密度化・高転送レート化が進む今、このようなダイナミックな磁気光学測定が再び脚光を浴びつつある。

## 参考文献

- 1) 寺尾元康、太田憲雄、堀籠信吉、尾島正啓：光メモリの基礎 (コロナ社、東京、1990)。
- 2) H.J. Williams, R.C. Sherwood, F.G. Foster and E.M. Kelley: J. Appl. Phys. **28** (1957) 1181.
- 3) C.D. Mee and G.J. Fan: IEEE Trans. Mag. MAG-3(1967)72.
- 4) 戸上雄司: NHK 技研月報 26 (1983) 52.
- 5) R.L. Aagard, F.M. Schmit, W. Walters and D. Chen: IEEE Trans. Mag. MAG-7 (1971) 380.
- 6) J.C. Suits: IEEE Trans. Mag. MAG-8 (1972) 421.
- 7) P. Chaudhari, J.J. Cuomo and R.J. Gambino: Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 337.
- 8) 白川友紀、桜井良文: 応用磁気学術講演会論文集 22pA-11 (1973)。

- 9) J. Saito, M. Sato, H. Matsumoto, H. Akasaka: Jpn. J. Appl. Phys. 26, Suppl. 26-4, 155 (1987).
- 10) K. Aratani, A. Fukumoto, M. Ohta, M. Kaneko and K. Watanabe: Proc. SPIE 1499, 209 (1991).
- 11) A. Takahashi, M. Kaneko, H. Watanabe, Y. Uchihara and M. Moribe: J. Magn. Soc. Jpn. 22, Suppl. S2, 67 (1998); S. Sumi, A. Takahashi and T. Watanabe: J. Magn. Soc. Jpn. 23, Suppl. S1, 173 (1999).
- 12) 佐藤勝昭, 片山利一, 深道和明, 阿部正紀, 五味 学: 光磁気ディスク材料 (工業調査会, 東京, 1993).
- 13) M. Kaneko: *Magneto-Optics*, ed. by S. Sugano and N. Kojima (Springer, Berlin, 2000) Chap. 9, p.271.
- 14) R.J. Gambino and T. Suzuki: *Magneto-Optical Recording Materials*, IEEE, New York, 2000.
- 15) D. Treves: J. Appl. Phys. **38** (1967) 1192.
- 16) Y. Suzuki, S. Takayama, F. Kitino and N. Ohta: IEEE Trans **MAG-23** (1987) 2275.
- 17) R. Sato, N. Saito and Y. Togami: Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) L266
- 18) M. Kajiuira, Y. Togami, K. Kobayashi and T. Teranishi: Jpn. J. Appl. Phys. **20** (1981) L389.
- 19) H. Awano, S. Ohnuki, H. Shirai, N. Ohta, A. Yamaguchi, S. Sumi and K. Torazawa: Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 4257.
- 20) T. Chen, D. Cheng and G.B. Charlan: IEEE Trans. **MAG-16** (1980) 1194.
- 21) B.G. Huth: IBM J. Res. Dev. **18** (1974) 100.
- 22) M. Takahashi, H. Sukeda, M. Ojima and N. Ohta: Jpn. J. Appl. Phys. **63** (1988) 3838.
- 23) M. Takahashi, H. Sukeda, T. Nakao, T. Niihara, M. Ojima and N. Ohta: *Proc. Int. Symp. Optical Memory, Kobe, 1989* (1989) 323.
- 24) S. Horinouchi, F. Kobayashi, S. Takeuchi and T. Koga: J. Magn. Soc. Jpn. **20**, Suppl. S1 (1996) 315.
- 25) N. Nishi, K. Toyota and K. Saito: J. Magn. Soc. Jpn. **23**, Suppl. S1 (1999) 245.
- 26) 網島 滋: 日本応用磁気学会誌 **15**, 822 (1991).
- 27) T. Kobayashi, H. Tsuji, S. Tsunashima and S. Uchiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **20** (1981) 2089.
- 28) 中木義幸, 深見達也, 徳永隆志, 田口元久, 堤 和彦: 日本応用磁気学会誌 **14** (1990) 165.
- 29) K. Aratani, A. Fukumoto, M. Ohta, M. Kaneko and K. Watanabe: Proc. SPIE **1499** (1991) 209.
- 30) A. Takahashi: J. Magn. Soc. Jpn. **19**, Supl. S1 (1995) 273.
- 31) K. Shono: J. Magn. Soc. Jpn., **23**, Suppl. S1 (1999) 177.
- 32) H. Awano, S. Ohnuki, H. Shirai, N. Ohta, A. Yamaguchi, S. Sumi and K. Torazawa: Appl. Phys. Lett. **69**, 4257 (1996).
- 33) N. Hayashi, Y. Nakatani, H. Awano and N. Ohta: J. Magn. Soc. Jpn. **23** Suppl. S1, 151 (1999).
- 34) T. Shiratori, E. Fujii, Y. Miyaoka and Y. Hozumi: J. Magn. Soc. Jpn. **22**, Suppl. S2 (1998) 47
- 35) B.D. Terris, H.J. Mamin and D. Rugar: Appl. Phys. Lett., **66** (1996) 141.
- 36) K. Shimazaki, M. Yoshimoto, O. Ishizaki, S. Ohnuki and N. Ohta: J. Magn. Soc. Jpn. **19** Suppl. S1 (1995) 429.
- 37) A. Itoh, K. Nakagawa, K. Shimazaki, M. Yoshihiro and N. Ohta: J. Magn. Soc. Jpn. **23** Suppl. S1 (1999) 221.
- 38) H. Nemoto, H. Saga, H. Sukeda and M. Takahashi: J. Magn. Soc. Jpn. **23** Suppl. S1 (1999) 229.
- 39) H. Katayama, S. Sawamura, Y. Ogimoto, J. Nakajima, K. Kojima and K. Ohta: J. Magn. Soc. Jpn. **23** Suppl. S1 (1999) 233.
- 40) J.F. Dillon, Jr.: J. Appl. Phys. **39** (1968) 922.
- 41) 石尾秀樹, 松本隆男: 磁気工学ハンドブック (川西健次, 近角聡信, 櫻井良文編, 朝倉書店, 東京, 1998) 第7編 7.6節 815-824.
- 42) 覧具博義, 山中千代衛: 「半導体レーザーの基礎」, 第5章, 応用物理学会編(オーム社, 1987).
- 43) R.S. Vodhanel, R.I. Laming, V. Shah, L. Curtis, D.P. Bour, W.L. Barnes, J.D. Minelly, E.J. Tarbox, and F.J. Favire: Electron. Lett. **25** (1989) 1386.
- 44) K. Onodera T. Masumoto and M. Kimura: Electron. Lett. **30**, 1954 (1994).
- 45) K. Onodera and H. Ohba: Cryst. Res. Technol. **31**, S, 29 (1996).
- 46) 菊島, 米田, 首藤, 吉永: 信学技報 OCS 90-28 (1986).
- 47) 玉城孝彦: テレビジョン学会誌 **46**, 1607 (1992).
- 48) 金森弘雄: 電子情報通信学会誌 **82**, 731 (1999).
- 49) 松本隆男: 電子情報通信学会技術報告 OQE78-85 (1978).
- 50) 玉城孝彦: 光通信微小光学系システム設計・応用の要点, 西澤統一監修 (日本工業技術センター, 東京) 第8章 p.203.
- 51) 松本隆男: 電子情報通信学会技術報告 OQE78-149 (1979).
- 52) D.L. Wood and J.P. Remeika: J. Appl. Phys. **38** (1967) 1038.
- 53) H. Kawai, S. Fujii and H. Umezawa: IEEE Trans. Mag., **MAG31** (1995) 3325.
- 54) W.H. Wemple, J.F. Dillon, Jr., L.G. van Uitert and W.H. Grokiewicz: Appl. Phys. Lett. **22** (1973) 331.
- 55) 玉城孝彦, 対馬国郎: 日本応用磁気学会誌 **8** (1984) 125.
- 56) H. Minemoto, O. Kamada, K. Matsuda and S. Ishizuka: J. Magn. Soc. Jpn. **11**, Suppl. S1 (1987) 357.
- 57) 鈴木利保, 河合博貴, 梅澤浩光; 第21回日本応用磁気学会講演概要集 (1997) 4aG-5 p.392.
- 58) T. Tamaki, N. Kaneda, and N. Kawamura: J. Appl. Phys. **70** (1991) 4581.
- 59) J.K. Furdyna: J. Appl. Phys. **64** (1988) R29.
- 60) 小柳 剛: 日本応用磁気学会誌 **12** (1988) 187.
- 61) 及川 亨, 小野寺晃一, 本田洋一: Tokin Technical Review **19** (1993) 32.
- 62) K. Ando: SPIE Vol. **1126** (1989) 58.
- 63) 宮崎保光, 岡村康行: 磁気工学ハンドブック (川西健次, 近角聡信, 櫻井良文編, 朝倉書店, 東京, 1998) 第7編 7.5節 798-814.
- 64) 越塚直己: 日本応用磁気学会誌 **9** (1985) 397.
- 65) K. Ando, T. Okoshi and N. Koshizuka: Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 4.
- 66) H. Yokoi and T. Mizumoto: Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. **517**, 469 (1998).

- 67) T. Shintaku, N. Sugimoto, A. Tate, E. Kubota, H. Kozawaguchi and Y. Katoh: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. **517** (1998) 501.
- 68) M. Fehndrich, A. Josef, L. Wilkens, J. Kleine-Börger, N. Bahlmann, M. Lohmeyer, P. Hertel and H. Dötsch: *Appl. Phys. Lett.* (1999) 2918.
- 69) M. Levy, R.M.Osgood,Jr., A. Kumar, H. Bakhru, R. Liu and E. Cross: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. **517** (1998) 475.
- 70) K. Ando, W. Zaets and K. Watanabe: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. **517** (1998) 625.
- 71) 安藤功児: 日本応用磁気学会学術講演会 (1999).
- 72) W. Zaets and K. Ando: *IEEE Photonics Technology Letters* **11** (1999) 1012.
- 73) M. Takenaka and Y. Nakano: 私信.
- 74) 鎌田 修, 峯本 尚, 戸田和郎, 石塚 訓: 日本応用磁気学会第 48 回研究会資料 (1987) p.57.
- 75) 黒澤 潔, 坂本和夫, 吉田 知, 増田 勲, 山下俊晴: *電気学会論文誌* **116-B** (1996) 93.
- 76) K. Kurosawa, S. Yoshida, K. Sakamoto: *J. Lightwave Technol.* **13** (1995) 1378.
- 77) R. Carey, and E.D. Isaac: *Magnetic Domain and Techniques for their Application* (Academic Press, 1966).
- 78) M.H. Kryder and F.B. Humphrey: *Rev. Sci. Instrum.* **40** (1969) 829.