

波長多重方式による光メモリーの
大容量化に関する研究

2007 年度

石井紀彦

目次

第1章	序論	1
1-1	光メモリーの原理	1
1-2	ROM型光メモリーの歴史	3
1-3	書き換え型(RW; Rewritable)光メモリーの歴史	7
1-4	本論文の構成と研究目的	11
	参考文献	14
第2章	波長多重方式の基礎検討と材料の作製	17
2-1	緒言	17
2-1-1	本章の目的	17
2-1-2	解決のためのあらすじ	18
2-2	実験方法	20
2-2-1	レーザアブレーション法による製膜	20
2-2-2	結晶性及び磁気光学特性の測定方法	23
2-3	ガーネット結晶中の置換イオン種の基礎検討	24
2-4	実験結果	32
2-4-1	作製した薄膜の諸特性	32
2-4-2	波長多重記録・再生用三層膜の磁気光学特性	43
2-4-3	波長多重記録・再生用三層膜の磁気光学効果の温度特性改善	50
2-4-4	波長多重積層型ホログラムメモリーへの適用	55
2-5	結語	56
	参考文献	57
第3章	相変化媒体の結晶化過程の解明及び波長多重メモリー媒体への応用	59
3-1	緒言	59
3-1-1	本章の目的	59
3-1-2	解決のためのあらすじ	59
3-2	実験方法	62
3-2-1	記録マーク形状シミュレーション方法	62
3-2-2	記録層の結晶化速度によるマーク形状計算	65
3-2-3	メディアテストの作製及び媒体評価法	68
3-3	実験結果	70
3-3-1	記録膜の結晶化速度によるマーク形状変化	70
3-3-2	高速結晶化用記録媒体の膜厚のシミュレーションによる見積もり	73
3-3-3	高速結晶化用記録媒体及び核発生補助界面層	75
3-3-4	試作媒体の赤色半導体レーザによる評価	76
3-3-5	再生アンプの広帯域化・低雑音化	85

3-3-6	青紫色半導体レーザ用 GeSbTe 媒体の記録高速化	92
3-4	波長多重積層型ホログラムメモリー媒体への適用	97
3-4-1	熱シミュレーションによるガーネット薄膜での発熱	97
3-4-2	ガーネット薄膜へのレーザアニール実験	99
3-4-3	ガーネット薄膜へのレーザアニールのまとめ	101
3-5	結語	102
	参考文献	103
第4章	波長多重方式をホログラムメモリーに適用したときの問題点 とその解決方法	105
4-1	緒言	105
4-1-1	本章の目的	105
4-1-2	解決のためのあらすじ	105
4-2	波長多重積層型ホログラムメモリーのための波長によらない安定記録化および 大容量化	107
4-2-1	FDTD 法による回折光シミュレーション	107
4-2-2	FDTD 法による位相変動が干渉縞(回折強度)に与える影響の計算	108
4-2-3	実験方法及び測定結果	110
4-2-4	デジタルビットデータへの位相補償の適用	114
4-2-5	4 章 2 節のまとめ	117
4-3	波長多重積層型ホログラムメモリー用多重化方式	118
4-3-1	位相コード多重化方式の原理と問題点	118
4-3-2	位相コードの選択	120
4-3-3	位相変調高速化の可能性	123
4-3-4	3 × 3 位相変調用液晶素子の試作	125
4-3-5	離散コサイン変換を用いた位相コード多重記録実験	127
4-3-6	4 章 3 節まとめ	130
4-4	波長多重積層型ホログラムメモリーに適用した場合の記録容量の見積もり	131
4-5	結語	132
	参考文献	133
第5章	結論	135
5-1	まとめ	135
5-2	今後の展望	137
	謝辞	138
	本論文に関係した研究論文及び研究発表等	139

1章 序論

1-1 光メモリーの原理

光メモリーシステムはその名の通り、光(レーザ)を用い、その光に情報を乗せて記録媒体に情報を記録するシステムである。記録媒体に何を使うかによって、MO(Magneto-Optical Disc)や DVD-RW(DVD-ReWritable)などその名前が違っている。光メモリーシステムにおける記録・再生の流れ図を図 1-1 に示す。

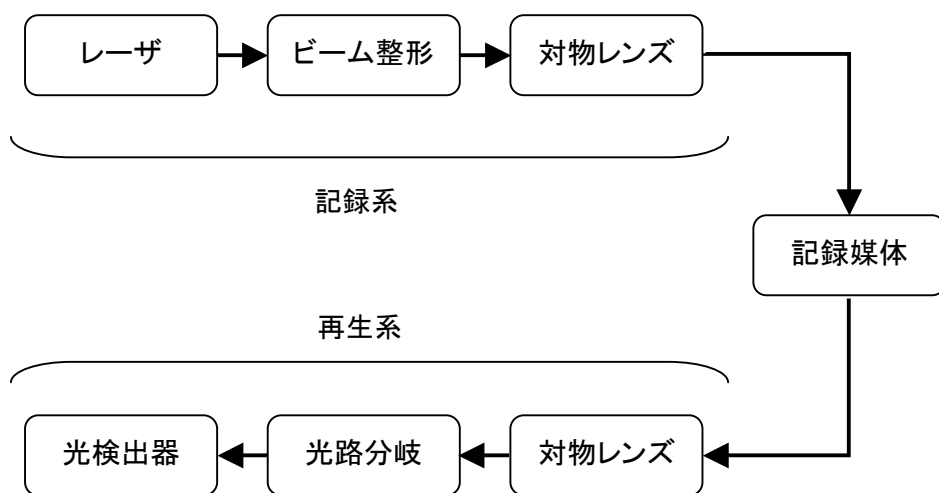


図 1-1 光メモリーシステムにおける記録・再生の流れ図

半導体レーザからレーザが出射される。放出されたレーザ光は通常、楕円形をしている。しかし、ビーム形状が楕円形の場合、集光時のスポット形状が大きくなってしまいうため、集光時のスポット形状を最小とするよう、円形にビーム整形を行う。次に、レーザ光は記録媒体の直前に位置する対物レンズにより回折限界近くまで集光され、記録媒体に入射す

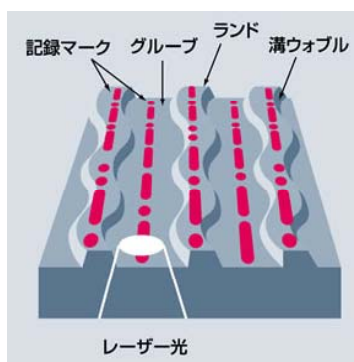


図 1-2 書き換え型 DVD の記録ビットの模式図

る。記録時には入射したレーザ光を記録媒体が吸収し、主に発熱を起こし、記録媒体の特性変化(相変化記録媒体の場合は相変化)が起きる。光源であるレーザ光を記録するデータに同期してオン、オフし、“1”と“0”のデジタル情報として記録する。

DVD-RAMの場合の記録されたマークの模式図を図1-2に示す。トラックと呼ばれるガイド溝の上(ランド)と下(グルーブ)に長短のランダムなマークが書かれる。

一方、信号の読み出し時には、このマークの上を書込み時よりはるかに弱いレーザパワーでなぞる。図1-3に示すように、記録した部分では、反射率が低下しており、戻り光量が弱くなる。逆に無記録部分では、反射率が高いまま保持されているので、戻り光量が強い。

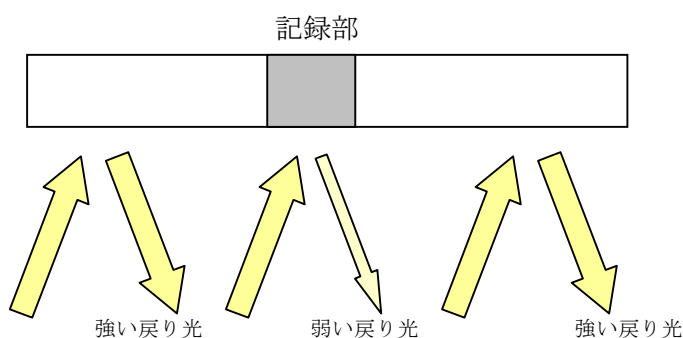


図 1-3 再生の仕組み

この戻り光量の大きさの違いを、Photo Detector(PD)などの光検出器で電流値として取り出し、デジタル情報の“1”と“0”として読み出す。

この様に、記録媒体と信号を読み書きするヘッドは光を介してのみ情報のやり取りをするため、基本的に記録媒体とヘッドは非接触であり、記録媒体の劣化やヘッドクラッシュによる媒体損失を防ぐことができる記録方式である。

1-2 ROM 型光メモリーの歴史

1970年代から80年代初頭のHe-Neガスレーザを用いたLaser Discに始まる光メモリーシステム¹⁻¹⁾は1983年に第二世代にあたる近赤外線半導体レーザ(Laser Diode: LD)を用いたCD(Compact Disc), 1995年に第三世代にあたる赤色LD¹⁻²⁾を用いたDVD(Digital Versatile Disc), 2006年に第四世代にあたる青紫色LDを用いたBlu-RayやHD DVDなど, レーザの発展, 変調方式と共に常に大容量・高速化を目指した研究開発が行われてきている。これらの様子は表1-1に示した。

表 1-1 各世代の光メモリーシステムの概要

Generation	Name	Light Source	Purpose	Modulation Code
First	Laser Disc	He-Ne Laser Infrared LD	NTSC*Video Signal	FM Modulation
Second	CD MO	Infrared LD	Audio (Video)	PCM Digital EFM
Third	DVD	Red LD	Standard Video	MPEG2 8-16
Fourth	Blu-Ray Disc HD DVD	Blue-Violet LD	Hi-Vision	MPEG2(or4)

第一世代のLaser Discでは, NTSC(National TV Standards Committee)*ビデオ信号の再生専用ディスクとして, カラオケ用途で大きな市場を得た。しかし, 当時はデジタル信号処理がまだ発達していなかったため, 映像記録変調方式はFM(Frequency Modulation)変調であった。音声信号は当初FM変調記録であったが, 1986年にPCM(Pulse Code Modulation)デジタルが追加された。30cmディスクにCLV(Constant Linear Velocity)では片面1時間, CAV(Constant Angular Velocity)では30分の収録時間であった。当時の研究によって, 第二世代のCDに必要な技術が開発された。例えば高周波重畳によるLDレーザ発振モードの安定化, 光学系の小型化, アルミ反射膜をプラスチック基板に蒸着して面に作製した凹凸(ピット)の有無を反射率の差で信号を読む再生方式, フォーカスサーボやトラッキングサーボ技術¹⁻³⁾が開発された。

* NTSC: アメリカで制定されたアナログテレビジョン放送方式。日本や台湾, 韓国, フィリピン, 中南米諸国で採用されている。

第二世代のCD¹⁻⁴⁾では、デジタル信号処理の開発が大きく寄与した。直径12 cm、厚み1.2 mmのプラスチック(ポリカーボネート)基板に音声デジタル信号をPCMで74分記録可能である。光源は近赤外線LDレーザが安定に使用可能となり¹⁻⁵⁾、LP(Long Play)レコードに代わる大きな市場を作り出した。レコードに比べると非接触で再生劣化がない、コンパクトで収納性が良い、ランダムアクセスに優れるなどの利点により、光メモリーの有用性が大きく世間に認知されることになった。

このCDは後にその他のCD群と区別するために音楽用ということでCDDA(Compact Disc Digital Audio)と呼ばれるようになるが、サンプリング周波数44.1 kHz、量子化ビット深度16 bit、EFM(Eight Fourteen Modulation)変調方式、誤り訂正符号の利用といった技術はその後の光メモリー開発の礎となった。

さらに、映像信号にMPEG1(Moving Picture Expert Group)画像信号圧縮を施してCDに入れるVIDEO-CD、“イメージパック”というコダック社独自の形式で圧縮された写真を入れるPhoto-CD、誤り訂正符号を強化しPC(Personal Computer)用のデータを保存するCD-ROM(Compact Disc Read Only Memory)、カラオケなどに使われたインタラクティブな使用ができるCD-I(Interactive)、など様々な用途で使われた。

また、この他にもMO(Magneto-Optical Disc)¹⁻⁶⁾などはPC用の外部記録装置や公官庁での記録資料の保存に非常に良く使われている。

第三世代では、デジタル信号圧縮技術が音声だけではなく、映像にも大きく利用され始めた点で大きく飛躍した。映像信号をMPEG1で圧縮して収録するVIDEO-CDの解像度は352×240と通常のNTSCテレビジョンサイズの約1/4であり、標準テレビジョン走査線数480本程度の記録再生には解像度が不足していた。そこで、テレビジョン映像の効率的な圧縮技術としてMPEG2の利用が大前提となった。MPEG2の解像度は720×480とNTSCテレビジョン信号と同等の解像度を達成しているが、CDに2時間以上の映画を収録するには大きく容量が不足していた。標準テレビジョン走査線数480本で135 min(約2時間)収録可能なディスク容量は次のように求められる¹⁻⁷⁾。ビデオ収録に必要な要件を表1-2に示す。映像の平均レートを画像主観評価から3.5 Mbpsとし、5.1チャンネルサラウンド音声、マルチランゲージのサブタイトルを含めて、4.7 Mbpsと見積もると、必要な容量は総転送速度と時間の積であるので、

表 1-2 ビデオ収録に必要な要件

Conditions	MPEG2 Average rate		3.5 Mbps	
	Dolby AC3 Surround		0.384 Mbps	
	Sub-Title		0.01 Mbps	
Required Data Transfer Rate	Video	3.5 Mbps	Total	4.7 Mbps
	Audio	0.384 Mbps×3		
	Sub-Title	0.01 Mbps×4		
Capacity				4.75 GB

$$4.7 \text{ Mbps} \times 60 \text{ s} \times 135 \text{ min} \div 8 \text{ bits/Byte} = 4.75 \text{ GB}$$

となる。

4.7 GB の記録量を CD(780 MB)サイズのディスクに記録するには 6 倍以上の高密度化が必要である。この高密度化を達成するために開発された要素技術を表 1-3 に示す¹⁻⁸⁾。最も大きな寄与をしているのが、レーザ波長と NA(Numerical Aperture)の二つの光学系の部分である。光学において集光できるビームスポットサイズ ϕ はレーザ波長 λ と NA から

$$\phi \propto \frac{\lambda}{2NA} \quad (1-1)$$

になる。つまり NA を大きくすればする程、また、波長を短くすればする程集光ビームスポットは小さくなる。この集光ビームスポットの小径化により CD に対する高密度化は λ で 780 nm から 650 nm の 1.44 倍、さらに NA で 0.45 から 0.6 の 1.78 倍の向上を達成している。その他、誤り訂正符号の符号化効率を上げる(31 %→15.4 %), 変調方式の効率化(8/17→8/16), トラックピッチの狭トラック化(スポットサイズ比 0.92→0.68), ピットサイズの小サイズ化(スポットサイズ比 0.48→0.37), 内周への記録領域の拡大(25 mm→24 mm)など、すべてあわせて 6 倍以上の大容量化が達成された。LP レコードから CD へ音楽記録媒体が移行したように、ビデオテープから DVD への映像記録媒体の移行が進み、DVD 再生装置とビデオテープ記録再生装置の出荷台数は平成 14 年には完全に逆転した。

このように一般家庭用の記録装置についてはビデオテープから光メモリーへ移行している。

表 1-3 光メモリー記録密度向上の要素技術

	CD	DVD	Ratio
NA(Numerical Aperture)	0.45	0.6	1.78
Error Correction redundancy	31 %	15.4 %	1.24
Modulation Code	8/17	8/16	1.06
Wavelength of LD	780 nm	650 nm	1.44
$\frac{\text{Track Pitch}}{\text{Spot Size}}$	0.92	0.68	1.35
$\frac{\text{Pit Size}}{\text{Spot Size}}$	0.48	0.37	1.30
Area Enhancement of inner diameter	25 mm	24 mm	1.02
Capacity	780 MB	4.7 GB	6.03

* CD の音楽用は 780 MB, CD-ROM は誤り訂正符号を強化しており、650 MB となっている

第四世代では、2000年12月に始まった衛星デジタルハイビジョン放送、2003年12月に始まった地上デジタルハイビジョン放送などのテレビジョンのハイビジョン化に向けて、光メモリーのハイビジョン化が検討された。

ハイビジョンを録画できるシステムとしては現在、二つの規格がある。この規格の概要を図1-4に示す。技術的には大容量化に必須である青紫色LDが1995年に日亜化学工業(株)から発表されて¹⁻⁹⁾、可能となった。

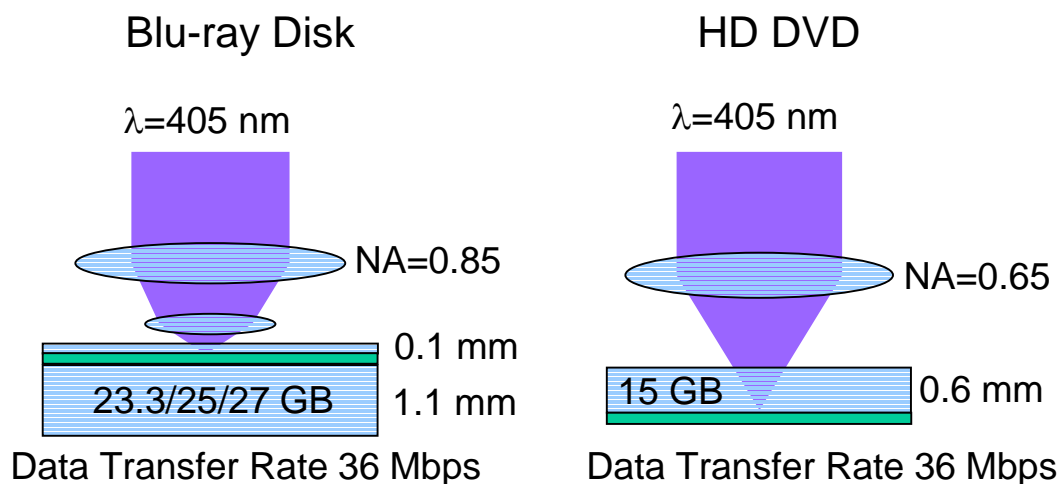


図 1-4 第四世代の光メモリーの概要

二つの規格は共に青紫色 LD を使用する事は同じであるが、HD DVD¹⁻¹⁰⁾¹⁻¹¹⁾は現在の DVD との互換性とディスクの作りやすさを重視し、Blu-ray¹⁻¹²⁾は青紫色 LD に適したカバー層厚みにしている。

以上述べたように光メモリーは、音楽から標準映像画像、ハイビジョン画像へ、また、PC 用ではテキストデータから図面データへと使用用途の拡大に応じて容量を増加させてきた。

1-3 書き換え型(RW ; ReWritable)光メモリの歴史

読み出し専用光メモリであり、配布型メモリである ROM の開発研究と同期して、ユーザが任意にデータを記録・再生できるメモリの研究開発が望まれてきた。図 1-5 に書き換え型光メモリに関する容量と年代のマイルストーンを示す。

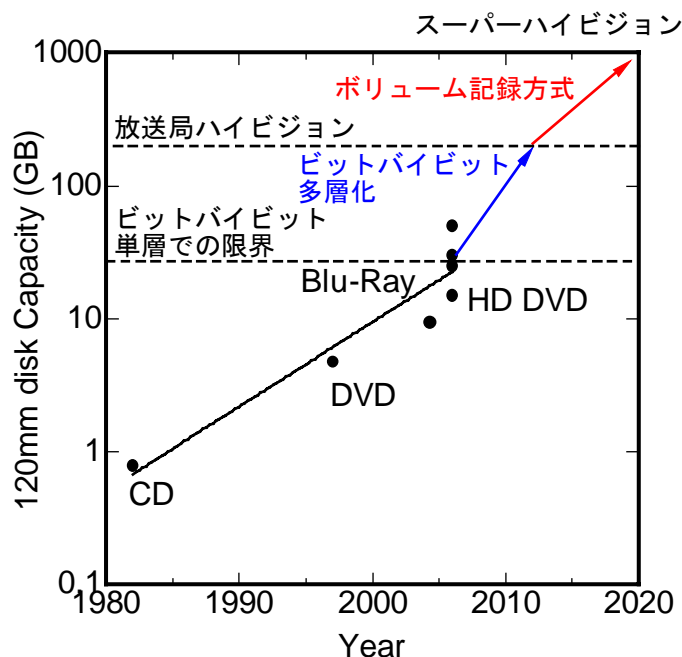


図 1-5 光メモリの記録容量マイルストーン

CD の規格が制定された 1980 年以降に、CD にユーザデータを記録するライトワンス型(1回記録・書き換え不可)のメモリが研究され、CD-R(Compact Disc-Recordable)¹⁻¹³が発表された。CD では ROM での用途が音楽用の CD-DA やパソコンデータ用の CD-ROM などが主な使用用途であったため、書き換え型の CD-R もこれら音楽用途やパソコンのデータバックアップ用として急速に広まっていった。

1997 年に DVD の規格が制定された。規格化当初より書き換え型を視野に入れた規格であり、DVD-R(Digital Versatile Disc-Recordable)、DVD-RW(Digital Versatile Disc-Rewritable)¹⁻¹⁴、DVD-RAM(Digital Versatile Disc-Random Accesses Memory)などである。映像用途およびパソコンデータ保存用に CD-R の置き換えとして普及している。特に映像用途としては、標準画質の動画映像を 2 時間記録再生することが出来るため、CD に対して格段の用途の広がりを見せた。家庭用ビデオテープレコーダからの置き換え、家庭用ムービーカメラなどがそれである。

2000 年 12 月に始まった衛星デジタルハイビジョン放送、2003 年 12 月に始まった地上デジタルハイビジョン放送などを記録できる Blu-Ray ディスクは 2006 年に登場し、家庭にハイビジョンレコーダが徐々に浸透しているところである。

一方、メモリー容量だけでなく、データ転送速度も重要な要素のひとつである。大容量で時間をかけて記録・再生する方式は使用方法が制限される。大容量となった場合にはそれに伴う転送速度が必須である。図 1-5 に要求される転送速度を図 1-6 に示す。

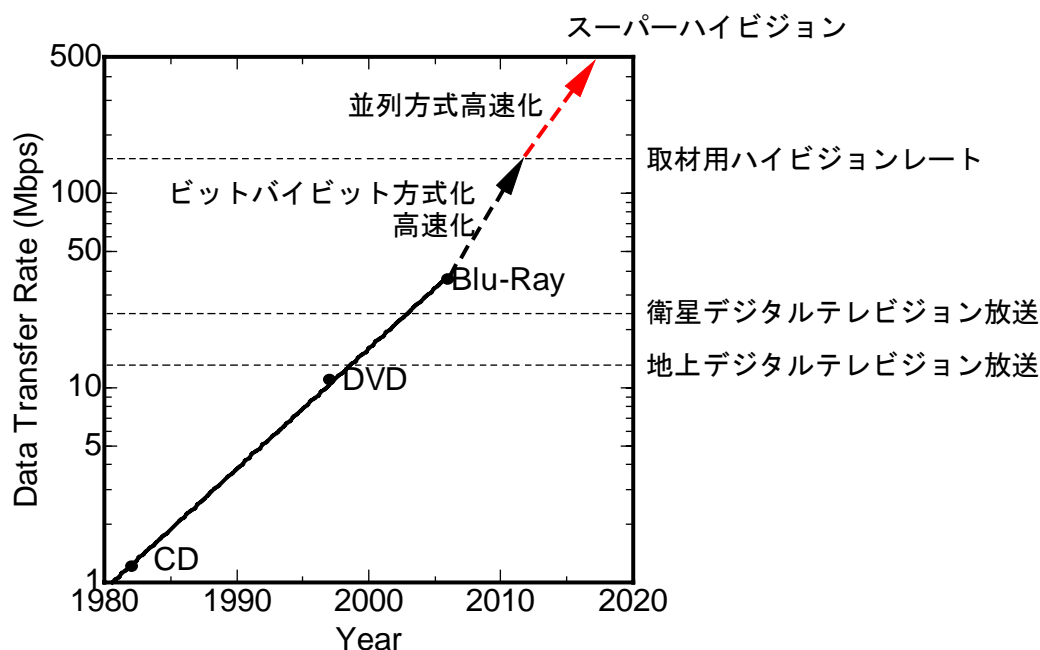


図 1-6 光メモリーの転送速度マイルストーン

地上デジタルテレビジョン放送の転送速度が 13 Mbps、衛星デジタルテレビジョン放送のそれは 24 Mbps である。DVD のそれは 11 Mbps、Blu-Ray のそれは 36 Mbps であり、これらは全て一般家庭用であるが、現状の放送サービスをそのまま記録するには十分の転送速度である。

このように現在の書き換え型光メモリーは記録容量、転送速度共に一般家庭用としては問題にないレベルに達している。しかし、放送局で使用する記録容量、転送速度としては、編集を繰り返すことや後世に残すことを考えると、家庭用の 10 倍程度高い画質が要求される。更に 1 桁以上の大容量化、転送速度の高速化が必要である。

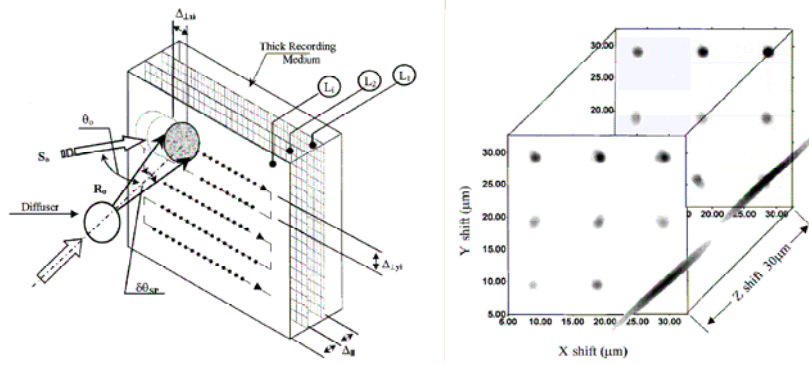
また、更に高画質なシステムとしてスーパーハイビジョンの研究¹⁻¹⁵⁾が進められているが、これに対しては Blu-Ray では記録容量、転送速度共に十分ではない。スーパーハイビジョンの情報量は、ハイビジョンの 16 倍以上の情報を有している。ちなみに、ハイビジョンでも現行の標準テレビジョンの 7 倍の情報を有しており、標準テレビジョンと比較すると 112 倍の情報量である。ハイビジョンの視野角が約 30 度であるのに対し、スーパーハイビジョンでの視野角は約 100 度と 3 倍近い視野角が得られるので、高臨場感が得られる。一方、情報が 16 倍のため、記録に必要な容量も単純計算で 16 倍となる。非圧縮での転送速度は 48 Gbps で、2 時間記録するのに 43 TB になる。動画像圧縮の技術を用いても 2 時間記録するには 500 GB~1 TB が必要と計算できる¹⁻¹⁶⁾。今後はこのような画像の高精細化、情報

量の増大化に対応した記録システムが必要となる。

光メモリーの大容量化として、記録層を多層化し、記録容量をその層数分増大化する多層記録膜が研究されている¹⁻¹⁷⁾¹⁻¹⁸⁾¹⁻¹⁹⁾。しかし、記録層を多層化した場合、信号強度を決める反射率と透過率、吸収率の関係から多層化の限界は10層程度と予想される。そこで、500 GB~1 TB もしくは、それ以上の容量を達成するには新たな記録方式を開発する必要がある。

この多層化を超えて大容量化が望める方式として、メモリー媒体中に3次元的に情報を記録するボリュームホログラム記録方式がある。ホログラムは1948年にDennis Gaborが発明した光の強度と位相を記録する記録方式¹⁻²⁰⁾である。ホログラムとは「すべて」を表すギリシャ語の“holo”と記録したものを意味する“gram”を組み合わせる“hologram”とした造語である。記録物体として2次元の白と黒のビットパターンを記録するデジタルホログラムは1970年代から様々なアイデアが出されている。A. Vander¹⁻²¹⁾は物体光として、ページコンポーザを使用して、100×100の明暗のドットを配置して、記録できることを実証した。しかし、物体光のドットの数(現在のSLM(Spatial Light Modulator))が限られることや、受光する素子(撮像するカメラの性能)などに制限があり、実用には至っていない。さらに、デジタル信号処理(誤り訂正や変調方式)などがなかったことも実用化できなかった理由として挙げられる。

しかし、1990年代に入り、アメリカの国家プロジェクトとして1994年4月からのPRISM(the PhotoRefractive Information Storage Materials)が1995年4月からHDSS(the Holographic Data Storage System)が行われた。多くの研究発表が大学、企業からされた。この中で、フォトリフラクティブ効果を示す結晶が、書き換え可能なホログラム記録媒体として有望視された。たとえば、ニオブ酸リチウム結晶を用いて、一箇所に5,000多重といった非常に多重度の高い記録が行われた¹⁻²²⁾。しかし、記録媒体の厚みをある一定以上厚くしても記録容量は厚みに比例して増えないという報告¹⁻²³⁾がある。この問題を解決するために図1-7に示すようにホログラム記録媒体を多層にする試み¹⁻²⁴⁾や図1-8のような焦点位置を変える試み¹⁻²⁵⁾がされている。しかしながら、厚み方向への選択性は図1-7(b)に示されるように、光学的な焦点深度で決まりクロストークを減らす事が難しい。さらに、機械精度のみで厚み方向へのアクセス精度を出しているため、深さ方向での記録位置抽出などのサーボが難しくなる。また、深さ方向で同一の感光特性となっているため、例えば、図1-7(a)のL₁層に記録時に、記録するべきでないL₂、L₃層へも露光がされてしまい、その分L₂やL₃層における雑音の上昇となってしまうなどの問題があった。



(a) 多層化ホログラムでの記録方式 (b)記録位置及び厚み方向のクロストーク
 図 1-7 多層化ホログラムでの記録方式及び厚み方向のクロストーク 1-24)

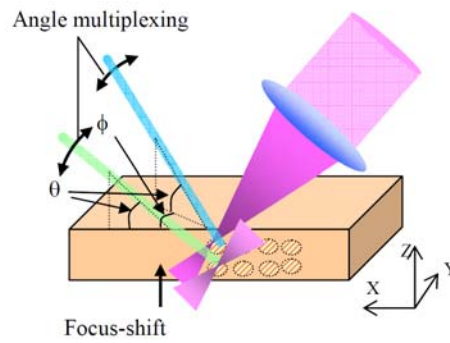


図 1-8 焦点位置を変え厚み方向の容量を増やした記録方式 1-25)

1-4 本論文の構成と研究目的

本論文では、これらの解決法として波長多重積層型ホログラムメモリー媒体を提案する¹⁻²⁶⁾。本方式の概念図を図 1-9 に示す。本方式はホログラム記録可能な膜を多層に積層し、各層の吸収を変えることにより、各層の記録・再生波長を変化させ、記録媒体の厚み方向への制御を行うことを目的としている。層により波長感度が違うため、目的の層以外への露光の影響を少なくすることができる、層選択が容易、厚みを増加させた場合の容量の上限をなくし、層数分の大容量化が可能といった特徴がある。

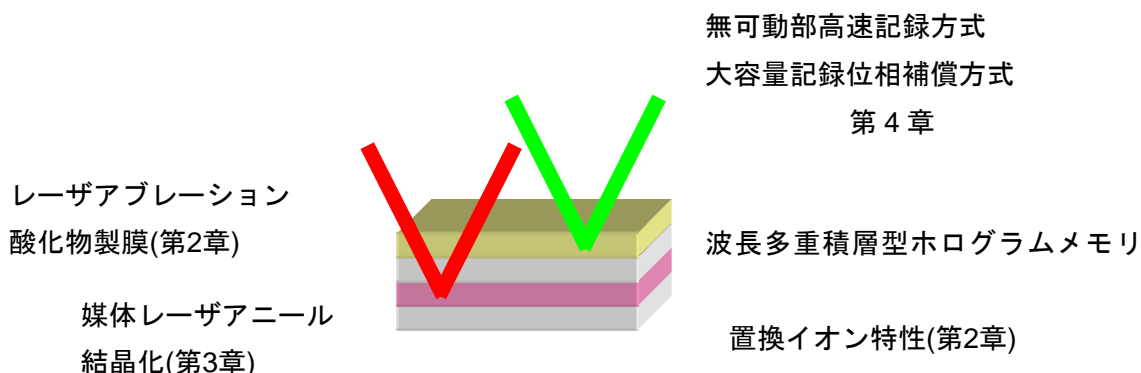


図1-9 超大容量・高速アクセス固体光メモリー
(波長多重積層型ホログラムメモリー)

このような記録媒体を作製するには、酸化物結晶の製膜法を確立し、フォトリフラクティブ効果の起源となるイオンの位置や吸収について明らかにしなければならない。酸化物結晶の薄膜作製法では、スパッタ法、LPE(Liquid Phase Epitaxy)法などがあるが、置換元素の種類や置換量による作製条件依存性が大きいいため置換元素の制御が難しく¹⁻²⁷⁾、置換量により配位する格子位置も違ってきてしまう。

また、良質の酸化物結晶を得るには正確な温度制御により in-situ 結晶化もしくはエピタキシャル結晶成長をおこなう必要がある。通常の炉によるアニールでは、雰囲気全体の温度が上昇するため、平衡状態となりやすく、置換イオン種が条件によっては析出してしまふ。このため、局所的に正確な制御がアニール温度だけでなく時間でも必要となる。さらに in-situ 結晶化においては白金ヒーター、インコネルを使用しても基板加熱による最高到達温度はほぼ 900 °C 付近¹⁻²⁸⁾であるため、酸化物結晶化に必要な 1200 °C までは到達しない。そこで、正確な温度、時間制御が可能で、到達温度もレーザの照射パワーで制御できるレーザアニールが必要である。このレーザアニールにおいて、温度シミュレーションおよび、結晶核生成、結晶成長の過程を明らかにし、良質の結晶を得る必要がある。

また、本波長多重積層型ホログラムメモリー媒体では、記録する波長が層によって変わる為、記録する波長に依存しない安定な記録方式が必要となる。使用するレーザ光は使用

する波長により，半導体レーザ，半導体レーザの通倍波，ガスレーザなど様々なものを必要とする可能性がある．使用するレーザによりレーザ自体の安定性，さらに，光路途中の微小な空気の屈折率の違い，温度，振動に影響を及ぼされる比率が違い，物体光と参照光の位相が時間変動してしまう．物体光と参照光の光路長を同じにしてもこれらの原因で位相ずれした二つを干渉させると，干渉縞が時間的に揺らいでしまい，SNRの低下を招き，大容量化を阻害してきた¹⁻²⁹⁾．

同じ層の同じ場所にデータをいくつも記録する多重化技術では，図 1-8 に示すような角度多重，図 1-7(a) に示すようなシフト多重など様々な多重化方式が提案されている¹⁻³⁰⁾¹⁻³¹⁾．しかし，これらの方法では，図 1-7(b) に示すように層間距離をクロストークがなくなるまで離さなくてはならないため，記録密度に疎の部分が出てしまう．一方，層間のクロストークを少なくできる波長多重積層型ホログラムメモリーでは，層全体を使用して記録容量を増加させる事ができるため，大容量化が可能である．しかし，記録したデータの読み出し時には記録層全体を使用して記録したため，通常よりクロストークが少なく分離可能な多重化方式が必要であった．

このような波長多重積層型ホログラムメモリーを実現すべく，記録媒体として立方晶系ガーネット結晶を選んだ．このガーネット結晶では，酸素に囲まれた十二面体中心に配位するイオン，八面体中心に配位するイオン，四面体中心に配位するイオンを有しており，それらを様々なイオンで自在に代えることができるため，それぞれの層ごとに波長特性を変化させる波長多重積層型ホログラムメモリーには適用しやすいと考えられる．さらに，例えば，十二面体中心に配位するイオンに Bi を添加することによる結晶化温度の低温化など従来のフォトリフラクティブ結晶の 1200 °C 以上といった作製条件を大きく緩和することができる可能性がある．また，基板としても単結晶基板 GGG(Gadlinium Garnet) などの良質なものの入手が容易である．

一方，ガーネット結晶では対称中心を持ち，ポッケルス誘電率テンソル成分のような奇関数誘電率テンソル成分が消えるため，一般的にはフォトリフラクティブ効果は消滅している．しかし，近年，酸素欠陥などの非対称性の導入によりガーネット結晶でもフォトリフラクティブ効果を示すことがいくつも報告されており¹⁻³²⁾¹⁻³³⁾¹⁻³⁴⁾，様々な研究がされ，フォトリフラクティブ結晶への期待が高まっている．

そこで，本論文では，第 2 章で，酸化物結晶形態を有する Eu:Gd₂O₃ やガーネット結晶を用い，レーザアブレーション法による製膜条件による膜質の違い，特にレーザ照射エネルギー，ターゲットの組成と製膜したターゲット組成の違い，基板温度を変化させた場合の膜質，単結晶基板を用いたエピタキシャル成長について述べる．また，この製膜したガーネット結晶薄膜の磁気光学特性(ファラデー回転係数)の波長特性を明らかにすることにより，酸素に囲まれた十二面体，八面体，四面体中心に配位する Fe や Co イオンなど遷移金属の価数及び占有確率について明らかにする．さらに，上記，製膜法の条件を適用し，ガーネット結晶の多層化を試み，波長多重積層型ホログラムメモリーが可能である事を述べ

る。

第 3 章では、良質な結晶膜を得るためのレーザアニールについて述べる。波長多重積層型ホログラムメモリーでは、前述のように薄膜の in-situ 結晶化もしくは、エピタキシャル結晶化が必要である。また、前記のように酸素欠陥を作製するには真空中での正確な温度制御のもとでアニールが必要である。

そこで、まず相変化媒体のレーザ照射による媒体の結晶化、非晶質化の過程を調べ、これをガーネット結晶に応用した。3次元非定常熱シミュレーションと結晶化のためのアブラミの式を用いて結晶化計算を行った。さらに実際にガーネット薄膜へのレーザ照射により、良質な結晶化膜を得る条件を明らかにする。

第 4 章では、記録する波長に依存しない安定な記録方式として、記録する物体光と参照光の位相を適応的に制御する位相補償を提案している。本方式では、位相雑音記録特性に及ぼす影響を FDTD (Finite Difference Time Domain method)法により明らかにし、位相雑音の抑圧法を提案し、記録する波長に依存しない安定な記録を実現し、大容量化を達成している。

波長多重積層型ホログラムメモリーシステムでの多重化方式で、層全体を使用して記録容量を増加させる事ができ、かつ多重した各ページを通常の多重化方式よりクロストーク少なく分離できる位相コード多重化方式¹⁻³⁵⁾を用い、この位相コード多重化方式での位相コードのパターン及び従来方式より位相を多値にすることにより、転送速度の高速化が可能である事、また、雑音特性及び多重化特性について明らかにする。

第 5 章ではこれらの結果をまとめ、波長多重積層型ホログラムメモリーシステムでの酸化物の製膜条件、添加するイオンによる吸収特性、結晶内に配位する位置、積層時の吸収特性、レーザによる結晶化条件、結晶化した膜の膜質に関する諸特性、波長に依存しない安定な記録方式、クロストークを少なくする多重化方式について述べ、さらに波長多重積層型ホログラムメモリーの課題と展望について述べる。

参考文献

- 1-1) G. Bouwhuis and P. Burgstede: "The Optical Scanning System of the Philips VLP Record Player", *Philips Tech. Rev.*, **33**, 2, pp. 186-189 (1973).
- 1-2) 佐藤裕治, 尾高敏則, 中野敏行: "60 分高精細ビデオディスク", *光メモリーシンポジウム'90*, pp. 55-56 (1990).
- 1-3) R. Johnson: "Focus Error Detection in Optical Data Storage System", *Proc. SPIE*, **200**, pp. 73-78 (1979).
- 1-4) C. Bricot, J. Lehurea, and C. Puech: "Optical Readout of Video Disc", *IEEE Trans. Consumer Elec.*, pp. 304-308 (1976).
- 1-5) M. Carasso, J. Peek, and J. Sinjou: "The Compact Disc Digital Audio System", *Philips Tech. Rev.*, **40**, 6, pp. 151-158 (1982).
- 1-6) F. Tanaka, S. Tanaka, and N. Imamura: "Magnetic-Optical Recording characteristics of Tb-Fe-Co Media by Magnetic Field Modulation", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**, pp. 231-235 (1978).
- 1-7) 菅谷寿鴻: "書き換えできる DVD", *応用物理*, **67**, 1, pp. 3-12 (1998).
- 1-8) 山田尚志: "DVD 技術", *O plus E*, **1999**, pp. 70-79 (1996).
- 1-9) S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano and K. Chocho: "Emission Mechanism of Localized Excitons in InGaN Single Quantum Wells" *Proc. Second Inter. Conf. Nitride Semi. (ICNS-97)*, **S-1**, pp. 444-446 (1997).
- 1-10) M. Kuwahara, S. Takehara, Y. Kashihara, K. Watabe, T. Nakano, M. Tanaka, N. Nakamura, H. Ohsawa, and H. Satoh: "Experimental Study of 30 GB/side Rewritable Optical Disk Using A Blue-laser Diode", *Tech. Dig. ISOM/ODS 2002*, ThD.6, pp. 437-439 (2002).
- 1-11) 山田尚志: "HD DVD", *オプトニュース*, **2**, pp. 21-23 (2005).
- 1-12) T. Narahara, S. Kobayashi, M. Hattori, Y. Shimpuku, G. Enden, J. Kahlman, M. Dijk, and R. Woudenberg: "Optical Disc System for Digital Video Recording", *Tech. Dig. ISOM/ODS1999*, pp. 50-52 (1999).
- 1-13) E. Hamada, Y. Shin and T. Ishiguro: "CD-compatible write once disc with high reflectivity", *Proc. SPIE*, **1078**, pp. 80-87 (1989).
- 1-14) K. Nishiguchi, N. Akahira, E. Ohno and N. Yamada: "Feasibility Study of Ge-Sb-Te Phase-change Optical Medium for One-Pass Overwrite Digital Audio Recording", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, 1, 2B, pp. 653-658 (1992).
- 1-15) 金澤勝: "スーパーハイビジョンの NAB 展示", *放送技術*, **59**, 7, pp. 795-797 (2006).

- 1-16) 石井紀彦, 清水直樹: “二光束干渉法によるホログラム記録システム”, 映像情報メディア学会誌, **61**, 6, pp. 18-21 (2007).
- 1-17) N. Saito, R. Sato, N. Kawamura and M. Kajiura: “Multi-Valued Magneto-Optical Recording in TbFe/SiO”, Jpn. J. Appl. Phys., **28**, Suppl. 28-3, pp. 343-347 (1989).
- 1-18) K.Taki, R. Matsuda and S. Mizutani: “Readout Characteristics in Double Storage Layer Magneto-optical Disk Memories”, IEEE Trans. Magn., **22**, pp. 934- 936 (1986).
- 1-19) K. Shimazaki, M. Yoshihiro, O. Ishizaki, S. Ohnuki and N.Ohata: “Magnetic Multi-valued Magneto-optical Disk”, J. Magn. Soc. Jpn., **19**, Suppl. S1, pp. 429-430 (1995).
- 1-20) D. Gabor: “A New Microscopic Principle”, Nature, **161**, pp. 777-778 (1948).
- 1-21) A. Vanderlugt: “Design relationships for holographic memories”, Appl. Opt., **12**, pp. 1675-1685 (1973).
- 1-22) H. Mok: “Angle-multiplexed storage of 5000 hologram in lithium niobate”, Opt. Lett., **18**, pp. 915-917 (1993).
- 1-23) K. Anderson and K. Curtis: “Polytopic multiplexing”, Opt. Lett., **29**, pp. 1402-1404 (2004).
- 1-24) V. Markov, J. Millerd, J. Trolinger, and M. Norrie: “Multiplayer volume holographic optical memory”, Opt. Lett., **24**, pp. 265-267 (1999).
- 1-25) Y. Nagasaka, K. Okada, A. Nakamura, M. Tanaka, A. Kuwahara, T. Ueyama, S. Yoshida, and Y. Kurata: “Focus-Shift and Angle Combined Multiplexing Method for Holographic Data Storage”, Tech. Dig. ISOM 2007, Th-K-07, pp. 290-291 (2007).
- 1-26) 石井紀彦, 玉城孝彦: “波長多重メモリー”, 特許第 3607013 号
- 1-27) 犬塚直夫, 高井裕司: “薄膜成長の話”, 早稲田大学出版, p. 34 (1999).
- 1-28) 基板加熱ヒーター資料 <http://www.bittech.jp/heater.html>
- 1-29) D. Tontchev, V. Sainov, and G. Stoilov: “Noise filtering in the interference pattern by dynamic holographic recording in photorefractive Bi₁₂O₂₀ crystals”, Appl. Opt., **35**, pp. 3087-3090 (1996).
- 1-30) H. J. Coufal, D. Psaltis and G. T. Sincerbox (Eds.): “*Holographic Data Storage*”, (Springer-Verlag, Berlin, 2000).
- 1-31) 八木生剛: “ホログラフィックメモリー: フォトリフラクティブ材料”, 光学, **26**, 7, pp. 362-367 (1997).
- 1-32) B. Sugg, H. Nurge, B. Faust, E. Ruza, R. Niehuser, H. Reyher, and R. Rupp: “The Photorefractive effect in terbium gallium garnet”, Opt. Mate., **4**, pp.

- 343-347 (1995).
- 1-33) V. Eremenko, S. Gnatchenko, I. Kachur, and V. Piryatinskaya: "Photoinduced optical absorption in $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}:\text{Mn}$ garnet", *Appl. Phys. Lett.*, **79**, pp. 734-736 (2001).
- 1-34) M. Ellabban, M. Fally, and R. Rupp: "Light-induced phase and amplitude gratings in centrosymmetric Gadolinium Gallium garnet doped with Calcium", *Optic. Exp.*, **14**, pp. 593-602 (2006).
- 1-35) C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen and T. Tschudi: "Potentialities And Limitations of Hologram Multiplexing by Using the Phase-coding Technique", *Appl. Opt.*, **31**, 26, pp. 5700-5705 (1992).

2章 波長多重方式の基礎検討と材料の作製

2-1 緒言

2-1-1 本章の目的

第1章で述べたような波長多重積層型ホログラムメモリー²⁻¹⁾を実現するためには、材料の薄膜作製技術の確立、波長多重特性の検討を行わなくてはならない。

一般に、フォトリフラクティブ効果を示す材料は、電気光学効果を示す材料で、結晶の非対称性に起因する。この非対称性の効率的な作製には酸化物結晶内に遷移金属をドーピングする事が多く、それらはフォトリフラクティブ効果を主に示す元素であるため、フォトリフラクティブ中心(Photorefractive center)とも呼ばれる²⁻²⁾。もっとも有名な材料のひとつはLiNbO₃にドーピングしたFeを用いる方法である²⁻³⁾。このようなフォトリフラクティブ中心を導入しなくても、酸素欠陥のような非対称性の導入によりフォトリフラクティブ効果は示すことが確認されているが²⁻²⁾、より大きなフォトリフラクティブ効果を示すには、上記のように遷移金属をドーピングする。

このフォトリフラクティブ中心となる遷移金属は、八面体中心位置に配位するイオンの価数による変化がフォトリフラクティブ効果の発生源として知られているが、これを換えることにより、フォトリフラクティブの記録・再生波長の特性を変更することが可能である。しかしながら、通常のフォトリフラクティブ結晶において、種々の遷移金属に換えることはイオン半径や共有結合の状態から制約がある。

そこで、種々の遷移金属の添加が可能で、所望の波長多重特性を示す事が出来る結晶形態として立方晶系ガーネット結晶²⁻⁴⁾²⁻⁵⁾を選んだ。このガーネット結晶は、酸化物媒体で、一般的にR₃T₅O₁₂の組成式で表される。Rは希土類、Tは遷移金属や非磁性金属などで、R₃T₂T₃O₁₂とも記載できる。R₃は酸素に囲まれた十二面体中心位置(c サイト)、T₂は八面体中心位置(a サイト)、T₃は四面体中心位置(d サイト)を占める。このR、Tに添加できる元素はイオン半径等から様々なイオンを取る事が出来る。この様々なイオンで自在に代えることにより、それぞれの層ごとに波長特性を変化させる波長多重積層型ホログラムメモリーには適用しやすいと考えられる。さらに、例えば、十二面体中心に配位するイオンにBiを添加することによる結晶化温度の低温化²⁻⁶⁾など従来のフォトリフラクティブ結晶の1200℃以上といった作製条件を大きく緩和することができる可能性がある。また、単結晶基板GGG(Gadlinium Garnet)など基板として良質なものが入手可能である。

一方、一般的にガーネット結晶では、対称中心をもつため、ポッケルス誘電率テンソル成分のような奇関数誘電率テンソル成分が消えるため、フォトリフラクティブ効果は消滅している。しかし、酸素欠陥や非対称中心の作製によりフォトリフラクティブ効果を示す事が実証されており²⁻⁷⁾²⁻⁸⁾²⁻⁹⁾、フォトリフラクティブ結晶への期待が高まっている。

このようなガーネット結晶において波長多重積層型ホログラムメモリーを実現するには、

T 位置に配位する金属イオンの価数や配位位置, その比率を特定しなければならない. また, そのイオンによる吸収や磁気光学効果からその位置に配位した場合の電子軌道についても明らかにしなければならない. さらに, 波長多重積層型ホログラムメモリーでは, 多層にした場合を考え, 単層時とは波長特性の異なった別の層を積層するため, 種々のイオンについても同様な特性も明らかにしなければならない.

そこで, 本章では, まず酸化物での薄膜作製法を確立するため, レーザアブレーション法による酸化物作製条件を明らかにする.

次に, 理論的な背景を基に T に添加するイオンとして Fe, Co を選び, その薄膜の作製条件を明らかにし, 磁気光学効果の測定結果からイオンの特性吸収と配位位置や異なった位置に配位する比率について明らかにする.

また, この薄膜の積層化を行い, 多層膜としての特性を明らかにする.

2-1-2 解決のためのあらすじ

本章での実験の流れを図 2-1 に示す.

まず, 酸化物作製法であるレーザアブレーション法での製膜条件による膜質の変化について, 相の変化を X 線回折のみだけではなく, 蛍光でも特性の変化として捕らえることができる Eu:Gd₂O₃ を用いて, 明らかにする. 次に, ガーネット型結晶に添加する遷移金属として, どのような元素が良いかを分子場近似理論を用い検討する. その他のイオン種との兼ね合い, 結晶中のサイトの位置から, 細かい特性は全く分からない. さらに実際のサンプルでは, 熱処理の温度や時間にも左右される. そこで, 様々なイオン種と置換量を実験的に求めなくてはならない. この実験的に作製したサンプルにおいて磁気光学効果, ひいては遷移金属および, その周りに存在する酸素との結合などによる吸収を明らかにする.

これらの結果から, 波長多重積層型ホログラムメモリー媒体の可能性を示す.

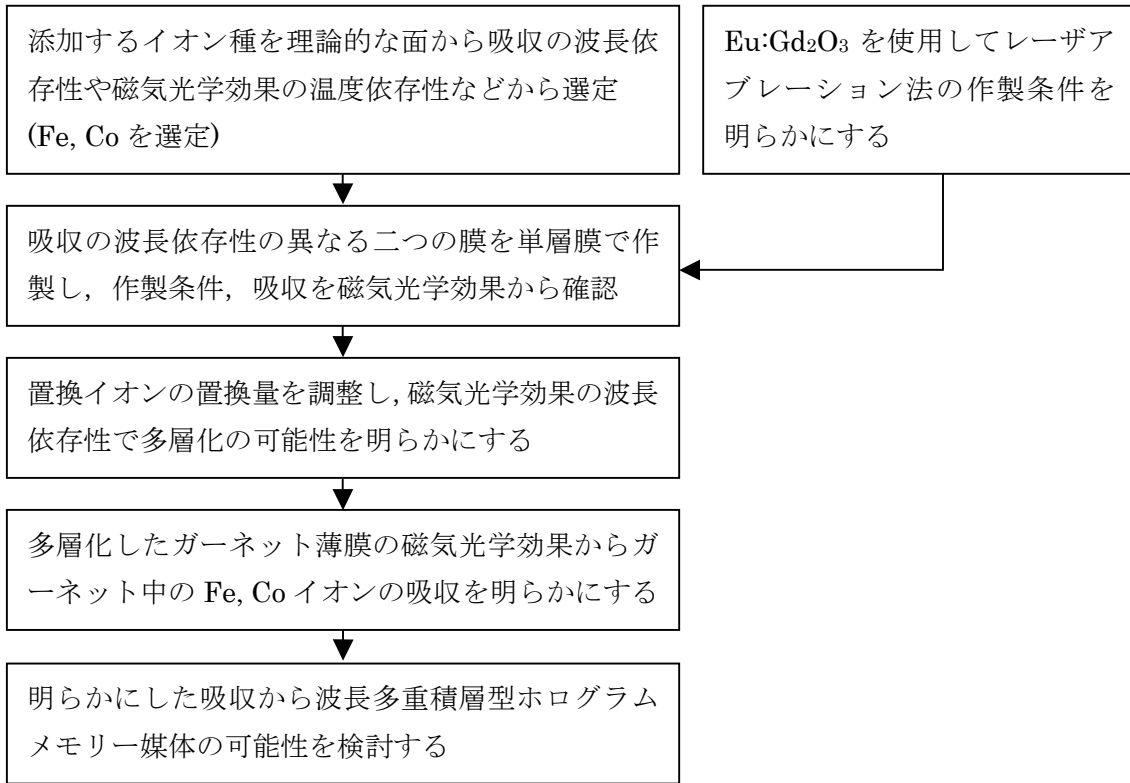


図 2-1 本章での実験の流れ

2-2 実験方法

2-2-1 レーザアブレーション法による製膜

レーザアブレーション法はPLD(Pulsed Laser Deposition)法やPLA(Pulsed Laser Ablation)法とも呼ばれる蒸着法の一つである。強力なレーザを物質に照射することによりその名のとおり物質を剥ぎ取る(Ablation)方法である^{2-10),2-11),2-12)}。

酸化物薄膜の作製では、マグトロンスパッタ法、ゾルゲル法、LPE法、など種々の製膜法があるが、レーザアブレーション法では、短波長でパルス幅の短いパルスレーザを用いることにより、ターゲットの極表面層のみを瞬時にアブレーションできるため、ターゲットの中での元素の拡散が無視でき、ターゲットの組成がそのまま蒸発種の組成に転写され、ターゲットと堆積膜の組成ずれが起こりにくいといった特徴がある。このため、様々なイオンで置換を行うことを目的とするガーネット結晶膜には適している。さらに、ガーネット結晶膜は酸化物であるため、融点が高く、酸素雰囲気中での作製が必要である。薄膜作製として汎用的に使われるスパッタ法では、酸素濃度を高くすると放電しなくなるため、酸素濃度を高くできないが、レーザアブレーション法では、要求される高い真空度を必要としないため、反応系内の酸素分圧を高くでき、膜中の酸素量を制御しやすいといった特徴も挙げられる。また、固体原料を気化するエネルギーを製膜チャンバ外からレーザ光によって導入するので、抵抗加熱ヒーターや電子ビーム放射用フィラメントをチャンバ内に設置する必要がなく、汚染が少ない点もある。

製膜法としては、レーザ光源を集光レンズでターゲットに集光し、ターゲットと対向した基板上にターゲットと同性質の薄膜を堆積させて使用する。この概念図を図2-2に示す。ターゲットから飛び出す物質形態は原子、分子、イオン、クラスター、液滴状粒子など様々な状態である。

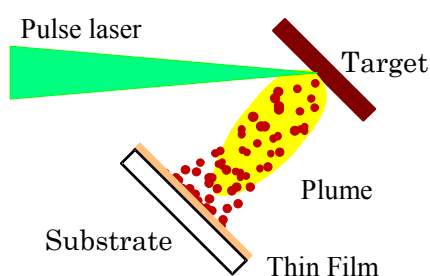


図 2-2 レーザアブレーションの概念図

本研究の製膜実験に用いたレーザーアブレーション装置の概略を図2-3に示す。光源として KrF エキシマレーザー (波長 248 nm, 出力エネルギー300 mJ, パルス幅 15 ns, 繰り返し周波数 10 Hz) や 5 倍波の Nd:YAG レーザ(波長 212 nm, 出力エネルギー75 mJ, パルス幅 10 ns, 繰り返し周波数 10 Hz)を用いた。紫外線レーザーとして一般的に使用可能なレーザーは上述のようなエキシマレーザーであるが、エキシマレーザーでは、出射レーザーのビーム拡がり角が大きく、ビーム特性が良くない。そのため、作製するチャンバに導入するまでに非常に大きなパワーロスを出してしまう。また、出力安定性が良くないため、作製条件にむらが出来てしまう。そこで、本研究では、エキシマレーザーと共に固体レーザー(Nd:YAG レーザ)の第5高調波を使用した。波長は KrF エキシマレーザーの 248 nm より短波長の 212 nm で、出力値は KrF エキシマレーザーの 1/4 であるが、製膜時の集光パワー密度では固体レーザーの方が大きく取れる。また、出射ビームのパルス幅も固体レーザーの方が短いため、ターゲット表面を瞬時に“剥ぎ取る”レーザーアブレーション法に適している。このため、レーザー入射エネルギーに対する膜質特性の測定が容易となった。

これらの光源を酸化物ターゲット (3 rpm で回転) に約 30° で照射してターゲットから 50 mm 離れた石英基板上に薄膜を堆積させた。ターゲットは Bi, Ge 及び Co で置換した DyIG($\text{Bi}_x\text{Dy}_{3-x}\text{Ge}_z\text{Co}_z\text{Fe}_{5-2z}\text{O}_{12}$)と、Bi と Ga を置換した DyIG($\text{Bi}_x\text{Dy}_{3-x}\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$)の組成となるように酸化物原料を秤量後、攪拌、プレスし、1000 °C で 1 時間焼結して作製した。

チャンバ内の酸素圧を 400 mTorr, 基板温度を 500 °C の条件で、膜の組成および膜厚を均一にするために基板を 9 rpm で回転させながら製膜した。製膜中のチャンバ内の写真を図 2-4 に示す。ターゲットから剥ぎ取られた原子、粒子が発光しながら(プルーム粒子)対向する基板に向かっている。

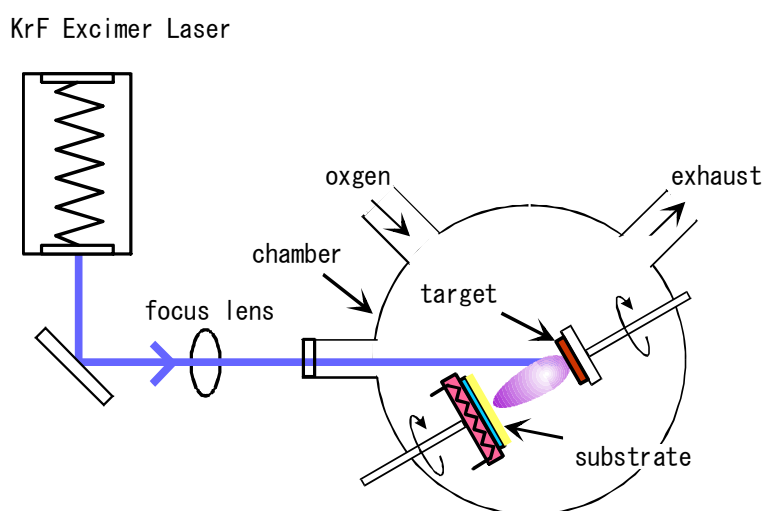


図 2-3 レーザーアブレーション法の作製方法

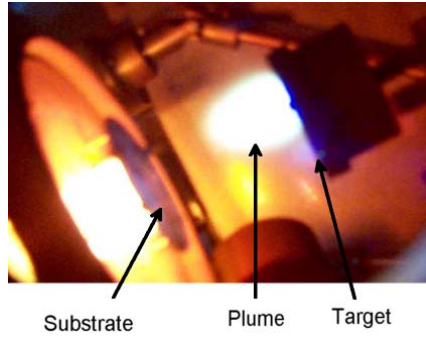


図 2-4 製膜時のプルームの状態

2-2-2 結晶性及び磁気光学特性の測定方法

製膜した薄膜の結晶性はX線回折装置（日本電子：JDX-3530）を、また組成分析は蛍光X線装置（理学：RIX2000）を用いて測定した。ファラデー回転角の波長依存性は、分光器を取り付けた回転検光子型の偏光角測定装置、ファラデーロープは He-Cd レーザ($\lambda = 441$ nm), Ar レーザ(514.5, 501, 497, 488, 476, 473, 466, 458 nm), He-Ne レーザ($\lambda = 633, 590, 540$ nm)を光源とし、図 2-5 に示すような偏光角測定装置を用いて測定した。

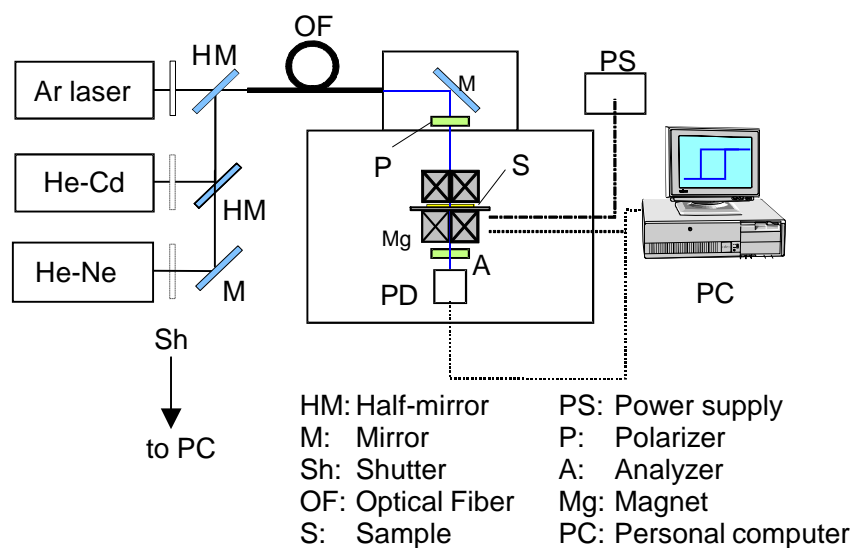


図 2-5 偏光角測定装置の概要

2-3 ガーネット結晶中の置換イオン種の基礎検討

理論的な背景からのイオン種の選定

希土類磁性ガーネットの分子式は一般的に $R_3T_5O_{12}$ ($R=Sm\sim Lu$, $T=遷移金属$) で表される。ここで、 R には希土類イオンが入るが、これを $R_xR'_xR''_{(3-x-x')}$ といったように数種類の希土類イオン種で置換することができる。また、 T には基本的には Fe が入り、そのほかにも一部を非磁性イオンや他の強磁性イオンで置換することができる。このため、組み合わせや置換量は無限に多くなるが、必要な要件よりどのようなイオン種が適しているかの検討をおこなった。

垂直磁気異方性エネルギーが大きい希土類イオン

垂直磁気異方性は磁歪からくるもの、基板との熱膨張係数の違いから発生する応力などが挙げられる。前者では、使用する元素を、後者では使用する基板を注意深く選定しなければならない。本論文では、前者の理由から使用する希土類元素を選定した。

$$\lambda_s = \frac{2}{5} \cdot \lambda_{100} + \frac{3}{5} \cdot \lambda_{111} \quad (2-1)$$

$$K_u = -\frac{3}{2} \lambda_s \cdot \sigma$$

K_u : 垂直磁気異方性

σ : 磁壁エネルギー

λ : 各面方位への磁歪定数

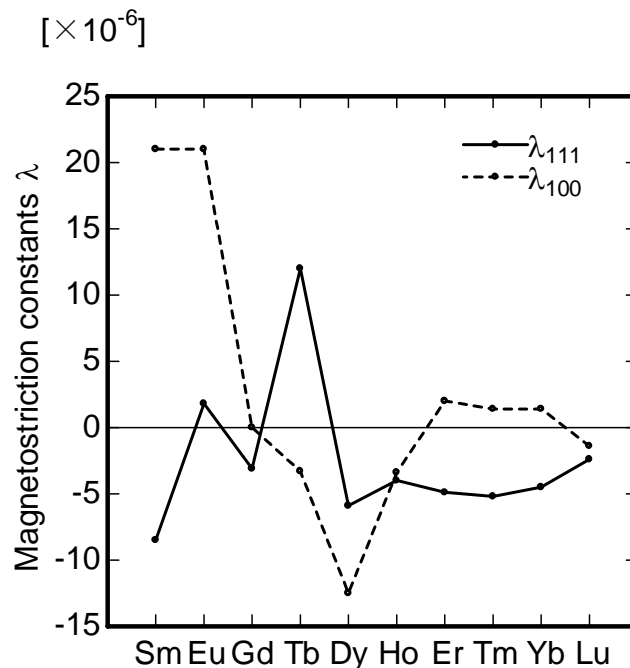


図 2-6 鉄ガーネットにおける希土類イオンを含む磁歪定数

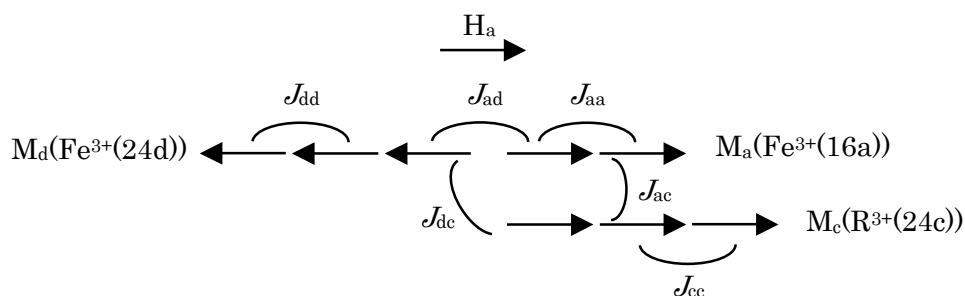
磁歪により発生する垂直異方性エネルギーは式(2-1)のように表される。この式から磁歪定数は共に同符号で、かつ、負の値でなければ K_u は大きくなる。図 2-6 に鉄ガーネットにおける希土類イオンを含む磁歪定数を示す。両磁歪定数が負である条件を考慮すると、大きな垂直磁気異方性は、 $Dy > Ho > Lu > Gd$ の順に得られる。この理由により、希土類の第一候補として Dy を選んだ。

キュリー温度及び補償温度による希土類イオン

書き込み温度であるキュリー温度や、反並行な磁性のスピンの向きの大きさが一致して見かけ上磁性を失う補償温度は、書き込み条件、読み出し条件に大きな影響を及ぼす。そこで、磁化の温度変化を分子場(配位子場)近似による磁気モーメント計算²⁻¹³⁾で行い、希土類イオンの選定を行った。

以下に分子場近似による磁気モーメント計算方法を示す。ガーネット型結晶 $R_3T_5O_{12}$ において、T をすべて鉄とした希土類磁性ガーネット $R_3Fe_5O_{12}$ ($R=Sm \sim Lu$, 以降組成を記載しない場合 RIG と記載) では、1 式量あたり 5 個の Fe^{3+} イオンのうちで、2 個が酸素に囲まれた八面体中心位置(a サイト), 残りの 3 個が酸素に囲まれた四面体中心位置(d サイト)を占める。また、希土類 R^{3+} イオンが十二面体中心位置(c サイト)を占める。異なる位置の Fe^{3+} イオ

Alignment of Magnetic Moment at low temperature



H_a : External Magnetic Field

J : Exchange interaction

M_a, M_d, M_c : The moment of a, d, c site

Alignment of Magnetic Moment at high temperature

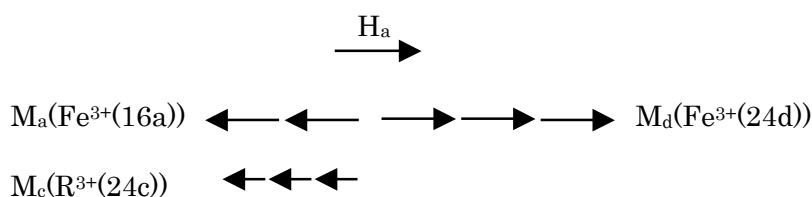


図 2-7 希土類磁性ガーネット内の副格子によるモーメント

ン間の強い超交換相互作用のために、フェリ磁性を示す。そのキュリー点は、希土類イオンの種類にはあまり依存せず、530~570 Kの範囲にある。

ここで、a, d, cサイトの磁気モーメントを、それぞれ M_a , M_d , M_c とし、図 2-7 に示す。この図から分かるように、RIGの磁気モーメントは M_a と M_d は反平行に、 M_a と M_c は平行に配列する。低温では、 $M_a+M_c > M_d$ となっているため、外部磁界 H_a には M_a+M_c が平行に揃う。また、逆に高温になると、 M_c の温度変化が大きいため、 $M_a+M_c < M_d$ となり、外部磁界 H_a には M_d が平行に揃う。そのため全体としての磁化と温度の関係は複雑で、キュリー温度 (T_c) 以下では補償温度 (T_{comp}) が存在し、その前後でファラデー回転角の符号が反転する。

図 2-8 に RIG 1 分子あたりの自発磁化の温度変化を示す。希土類の磁性、非磁性に関係なく全ての RIG のキュリー温度 T_c がほとんど同じであるのは、主な相互作用が a, d 両サイトの鉄イオン間の超交換相互作用によって起こるためである。希土類イオンの磁気モーメントは 4f 電子から生じ、低温における磁気モーメントは大きい。しかし、希土類同士の相互作用は弱く、鉄イオンからの分子場の影響で常磁性的に振る舞っている。このため、温度の上昇とともに希土類イオンの副格子磁化は急激に減少し、見かけの自発磁化が消失する補償温度 T_{comp} があり、ネールの N 型の温度変化を示す。

T_{comp} は希土類の種類によって変わり、RIG の磁化の温度変化はその特有の性質によって左右される。

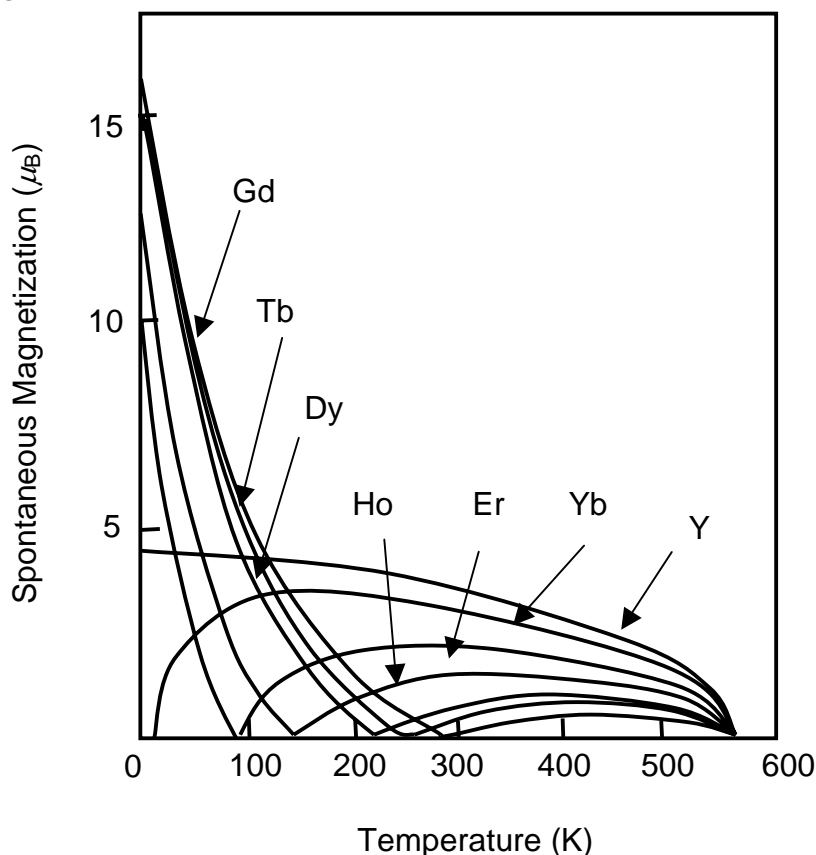


図 2-8 希土類イオンによる希土類磁性ガーネット自発磁化の温度変化²⁻¹⁴⁾

フントの法則に従って希土類の未閉殻(4f)ⁿに電子を詰めていくと、スピン角運動量数 S は単調増加していき 4f⁷の Gd で最大となり、さらに電子数が増すと単調減少する。軌道角運動量量子数 L は電子数の増加とともに 3, 5, 6 と増加し、次に 6, 5, 3 と減少していき Gd で 0 となる。さらに電子数が増加する 4f⁸の Tb から 4f¹⁴の Lu は 4f⁰の La から 4f⁷の Gd と同様な変化を示す。全角運動量量子数 J はスピンと軌道の両角運動の和として定義され、電子数が閉殻の半分以下の場合は L-S となり、半分以上の場合は L+S となる。

このように希土類の L や S が決まると、それに伴って磁気モーメントも決まってくる。軌道磁気モーメント M_L は

$$M_L = -\mu_B L \quad (2-2)$$

と表される。ここで μ_B はボーア磁子である。またスピン磁気モーメントは

$$M_S = -2 \mu_B S \quad (2-3)$$

と表される。したがって、これらを合成した磁気モーメント M_R は

$$M_R = M_L + M_S = -(L+2S) \mu_B \quad (2-4)$$

となり、平均の磁気モーメントの大きさは

$$M_S = -g J \mu_B \quad (2-5)$$

となる。ここで g は g 因子と呼ばれる量で、S, L, J に関する係数である。以上の計算では各スピンは空間的にあらゆる方向を取り得ると仮定したが、実際は空間量子化のためであるとびとびの方向しか取ることができない。磁界の方向を z 方向にとると、磁気モーメントの成分は

$$M_z = g J \mu_B B(x) \quad (2-6)$$

となる。ここで、B(x) はブリルアン関数、 $x = \frac{gJ\mu_B}{kT}$ である。

また i サイトにおける磁気モーメントの温度変化は

$$M_i(T) = g_i J_i \mu_B B(x) \quad (2-7)$$

$$x = \frac{g_i J_i \mu_B}{kT} \quad (i=a, d, c)$$

と表すことができる。g_i, J_i は i サイトにおける値である。

これにより、補償温度が室温付近に存在、つまり室温における保磁力が大きくまた磁化が小さく、室温で垂直磁化膜となりやすい希土類イオンは Dy, Tb, Gd である事が分かる。

次に置換量による補償温度、キュリー温度の変化を計算するため、分子場近似を用いた。分子場近似は多体系を扱う場合、その多体の相互作用をまともに解くことが通常非常に困難であることから、多体の効果のある平均的なもの(分子場)とみなす近似である。

希土類鉄ガーネットの飽和磁化 M_s は a, d, c サイトの副格子磁化をそれぞれ M_a, M_d, M_c とすると

$$M_s = |M_a + M_d + M_c| \quad (2-8)$$

と表される.

一方, 各位置の副格子磁化の温度変化は

$$M_i(T) = M_i(0)B(x_i) \quad (2-9)$$

となる. ここで, $M_i(0)$ は $T=0$ K における i 位置の副格子磁化, $B(x_i)$ はブリルアン関数で,

$$B(x_i) = \frac{2S_i + 1}{2S_i} \coth \frac{(2S_i + 1)x_i}{2S_i} - \frac{1}{2S_i} \coth \frac{x_i}{2S_i} \quad (2-10)$$

で与えられる. ここで, $x_i = \sum_j \frac{g_i \mu_B S_i}{kT} N_{ij} M_j$ で N_{ij} は i 副格子と j 副格子間の分子場係数, μ_B

はボーア磁子, k はボルツマン定数である. a と d 位置の Fe^{3+} の基底状態は ${}^6S_{\frac{5}{2}}$ で表させるの

で, 軌道モーメントは 0 で, a と d 位置のスピン磁気モーメント S_a と S_d は $\frac{5}{2}$, また, $g=2$ で

近似できる.

一方, 希土類イオンの g 値はランダウの g 因子

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2-11)$$

から求められる. また, 副格子間の分子場係数は

$$N_{ij} = 2 \frac{z_{ij}}{n_i} \cdot \frac{J_{ij}}{g_i g_j \mu_B^2} \quad (2-12)$$

となる. J_{ij} は i と j イオン間の交換相互作用 (図 2-7 参照) で z_{ij} は i イオンと相互作用している j イオンの数, n_i は i 副格子 1 モルあたりのイオンの数である. 希土類磁性ガーネットには, 三つの副格子があり, 副格子 1 モルあたりの磁化の温度変化は式(2-9)を用いて

$$M_a(T) = M_a(0)B(x_a) \quad (2-13)$$

$$M_d(T) = M_d(0)B(x_d) \quad (2-14)$$

$$M_c(T) = M_c(0)B(x_c) \quad (2-15)$$

と書ける. 0 K における各副格子磁化は

$$M_a(0) = 2g_a \mu_B N \quad (2-16)$$

$$M_d(0) = 3g_d \mu_B N \quad (2-17)$$

$$M_c(0) = 3g_c \mu_B N \quad (2-18)$$

で与えられる. ここで, N はアボガドロ数である.

式(2-12) で表わせる副格子間の分子場係数は鉄を Al や Ga などの非磁性元素で置換した場合(置換量 y), このうち, a サイトの置換量を Y_a , d サイトの置換量を Y_d とすると置換量に応じて変化する. また, c サイトの希土類が関与し, a サイトと c サイト, d サイトと c サ

イト, c サイトと c サイト間の分子場係数をそれぞれ N_{ac} , N_{dc} , N_{cc} とすると, これらの係数は希土類イオンの種類によって変わる.

$Dy_3Ga_yFe_{5-y}O_{12}$ の場合の分子場係数を表 2-1 に示す.

表 2-1 $Dy_3Ga_yFe_{5-y}O_{12}$ の分子場係数

N_{ad}	$96.9(1+0.07-0.125Y_a-0.127Y_d)$
N_{aa}	$-65(1-0.42Y_d)$
N_{dd}	$-30.4(1-0.43Y_a)$
N_{ac}	-3.35
N_{dc}	3.318
N_{cc}	0.1
y	Y_a+Y_d

0 K における各副格子の磁化を計算後, 式(2-9), (2-10)で温度変化を計算し, 式(2-9)に代入する事により, 合成の磁気モーメントが計算され, 補償温度が計算される.

実際に置換量の制御は実験条件にもよるため, 置換量の計算, 実験を交互に行いながら進めた.

磁気光学効果の波長変化をもたらすイオンの選定

希土類磁性ガーネットでのファラデー回転は主として O^{2-} から a サイトの鉄への電荷移動遷移によるものである. 代表的な希土類磁性ガーネットである YIG(Yttrium Iron Garnet) の電子準位図を図 2-9 に示す²⁻¹⁵⁾. $R_3Fe_5O_{12}$ の R^{3+} をビスマスで置換するとスピン軌道相互作用の大きい Bi^{3+} の 6p 軌道がその周りの O^{2-} の 2p 軌道と混成し, O^{2-} から d サイトの Fe^{3+} への遷移によるファラデー回転への寄与も大きくなる. このためファラデー回転は Bi^{3+} を置換すると著しく増大し, その符号も正から負に反転する²⁻¹⁶⁾. さらに, 吸収係数はほとんど変わらないために磁気光学効果に関する性能指数は著しく良くなる. このように非常に大きな信号強度を示す Bi 置換型希土類磁性ガーネットを母体として選んだ.

次に置換するイオンとして複雑かつ, 大きな磁気光学効果を示すイオンとして強磁性元素の Co を選んだ. Co は 2 価と 3 価の状態を取る事が可能で, その価数によっても特性が変化する. 特に 400~700 nm 付近の短波長で複雑なレベルを有し, 大きな磁気光学効果が期待できる. Co の価数と吸収レベルを示したものを図 2-10 に示す²⁻¹⁷⁾.

図 2-7 に示すように通常は強磁性を発現する Fe は 3 価で単位格子中に入っているため, そのまま Co で置換すると 3 価の Co となる. これを 2 価にするためには, 単位格子で価数が補償されるよう, 4 価の非磁性イオンで置換する. 例えば, Ge^{4+} や Pb^{4+} などで置換する必要がある.

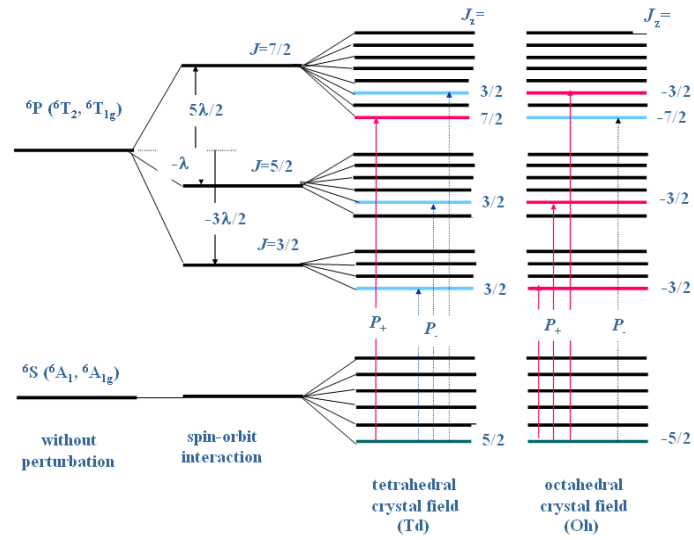


図 2-9 YIG の電子準位図

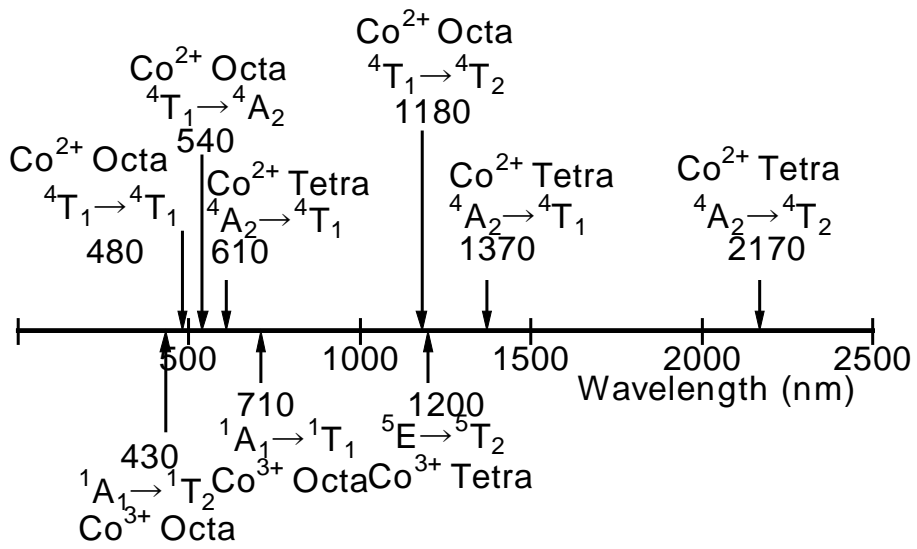


図 2-10 磁性ガーネット中の Co の吸収波長

希土類磁性ガーネットの選定

前節により希土類の母体に Dy を選び, Dy を置換する元素を Bi とした. また, Fe を置換する元素を Ga とした. つまり, 多層記録用の 1 層を $\text{Dy}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$ の構成とした.

次に磁気的なカップリング(静磁結合)を防ぐために中間層が必要となるが, この層を非磁性とするため, Ga を多量に添加した $\text{Dy}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$ とした.

また, 第二の記録層として, Fe を Co で置換し, さらにこの Co を 2 価にするための Ge で共置換した $\text{Dy}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Co}_z\text{Ge}_z\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y-2z}\text{O}_{12}$ と選定した.

この系で実際の実験で置換量を測定し分子場による計算値と合わせながら特性を評価し波長多重メモリー媒体の作製を行った.

2-4 実験結果

2-4-1 作製した薄膜の諸特性

レーザーアブレーション法により作製した $\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ の特性結果

レーザーアブレーション法による薄膜作製の知見を得るため、 $\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ の薄膜作製を行い、その条件と作製された薄膜について評価を行った。 Eu イオンは赤の発光準位を有しており、 $\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ は赤色蛍光体として用いられている。ターゲットは Eu を 1 mol% 混合した Gd_2O_3 で、それを 1200 °C の高温で焼結させ、ターゲットとした。このターゲットに 0.4 Torr の酸素雰囲気中で KrF エキシマレーザーのレーザーパワーを変えながら照射し、石英基板上に薄膜を作製した。

焼結体ターゲットのレーザー照射前後、1350 °C で焼結した粉末、及びレーザー照射パワー 3.0 J/cm² で作製した薄膜の X 線回折パターンを図 2-11 に示す。

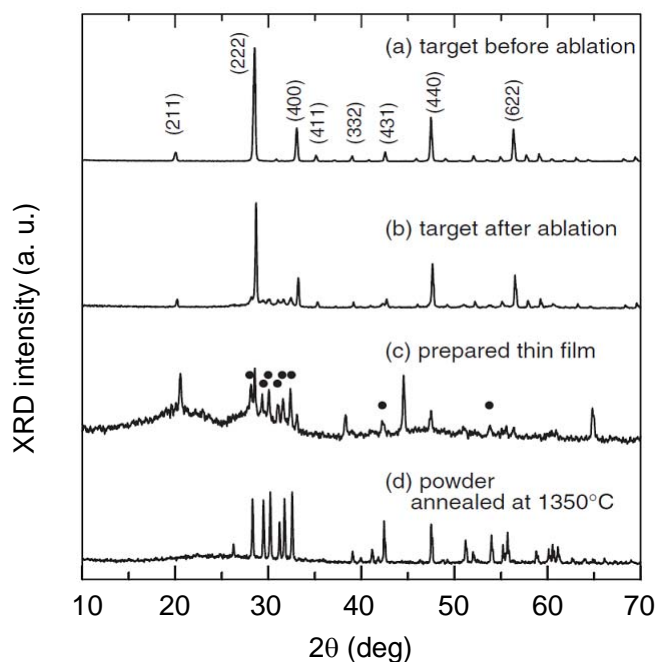


図 2-11 $\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ の薄膜 X 線回折パターン

(a)レーザー照射前の焼結ターゲット，(b)レーザー照射後の焼結ターゲット，
(c)作製した薄膜，(d) 1350 °C で焼結した粉末，●は単斜晶の回折ピーク位置を示す。

$\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ は低温では立方晶であるが、1250 °C 以上で単斜晶に相変化する²⁻¹⁸⁾。レーザー照射前のターゲットの X 線回折パターンでは、1200 °C での焼結のため、立方晶のパターンとなっている(図中 a)。また、粉末をそれより高い 1350 °C に加熱した場合には、単斜晶と相が変化していることがわかる(図中 d)。この結果から、ターゲットとなる粉末、焼結体 $\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ では、1250 °C 以上で立方晶から単斜晶へ相変化していることが確かめられた。

一方、作製した薄膜(図中 c)では、薄膜作製中の基板温度が 500 °C と上記相転移を起こす

ほど高くない条件でありながら，単斜晶のピーク(図中●)が大きく現れていることがわかる。

次に，同サンプルでのフォトルミネッセンス(PL)による評価を行った．測定結果を図 2-12 に示す．

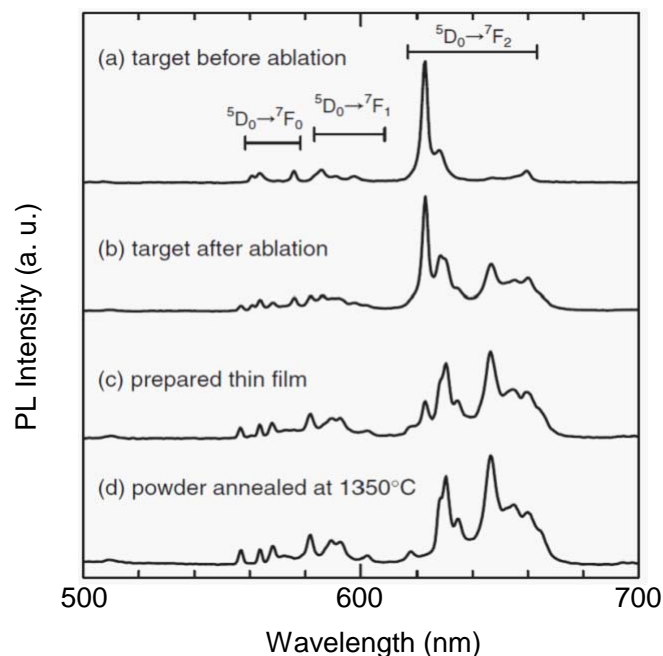


図 2-12 Eu:Gd₂O₃ のフォトルミネッセンス強度の波長依存性

- (a) レーザ照射前の焼結体ターゲット (b) レーザ照射後の焼結体ターゲット
(c) 作製した薄膜 (d) 1350 °C で焼結した粉末

図中(a)の PL ピークはすべて $^5D_0 \rightarrow ^7F_J (J=0,1,2)$ に対応しており，これらは立方晶の発光と一致している²⁻¹⁹⁾．また，図中(d)の 1350 °C で焼結した粉末での PL ピークは単斜晶のそれと一致している²⁻²⁰⁾．一方，作製された薄膜(図中 c)では，レーザ照射前のターゲットとは明らかに違っており，その PL スペクトルは図中(d)の 1350 °C で焼結した粉末に近い．この結果は，図 2-11 に示した X 線回折の結果と一致している．つまり，本条件で作製した薄膜では，高温相である単斜晶が作製されていることがわかった．

次に，ターゲットに照射するレーザパワーによる PL ピークの違いを測定した結果を図 2-13 に示す．図中(a)1.5 J/cm² では，立方晶と単斜晶の PL ピークがほぼ同じ程度観測されているが，レーザ照射パワーを上げていくと，立方晶のそれは徐々に小さくなり，逆に単斜晶のピークが支配的になっている．この時の立方晶の PL ピークを I_c ，単斜晶の PL ピークを I_m とした場合の I_m/I_c をレーザ照射パワー依存性としてプロットしたのが，図 2-13(b) である．レーザ照射パワーに対して， I_m/I_c が線形に変化しており，レーザ照射パワーを上げることにより，高温相が選択的に作製できている事がわかる．つまり，レーザアブレーション法において，ターゲットに照射するレーザパワーを変化させることにより，希望の結晶相を作製可能である事がわかる．

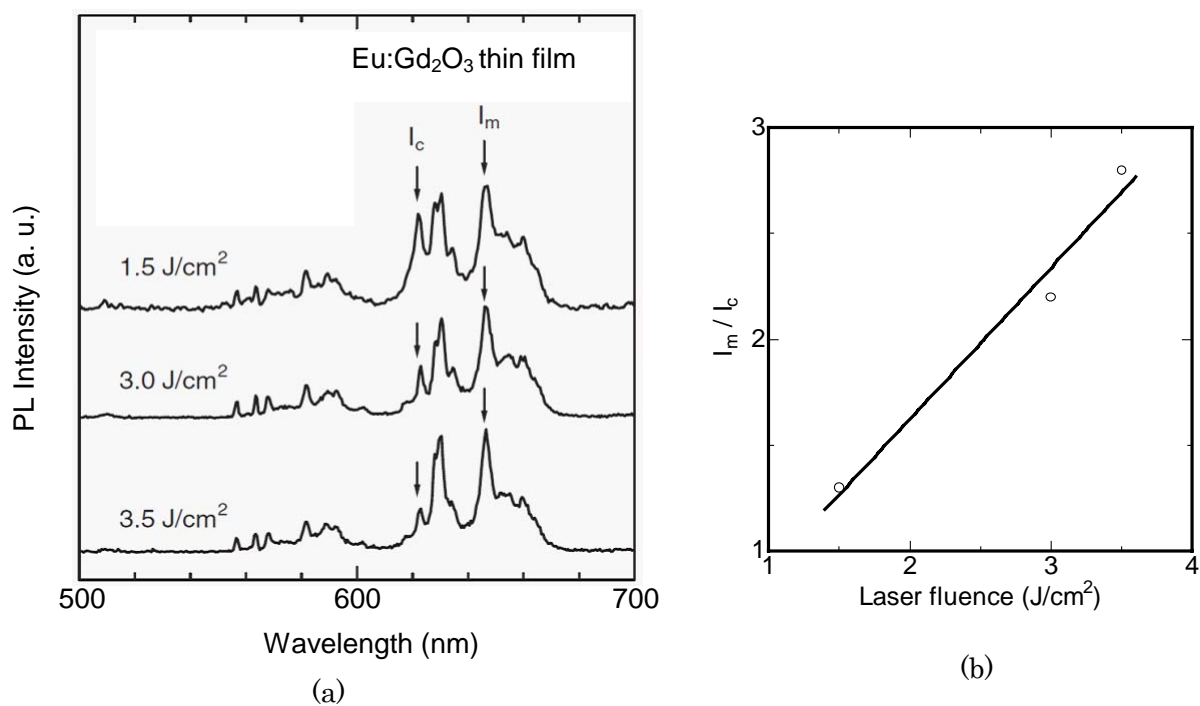


図 2-13 フォトルミネッセンス強度の波長依存性のレーザー照射パワーによる違い (a) と図中 I_c と I_m の比率とレーザー照射パワー依存性(b)

作製した記録層 1 の特性結果

(レーザアブレーション法によるビスマス，ガリウム置換ジスプロシウムアイアンガーネット(Bi, Ga:DyIG)の評価)

2章3節より大きな磁気光学効果を期待できる Bi, Ga:DyIG において，Fe イオンによる吸収，磁気光学効果を明らかにするため，単層膜の作製および特性の評価をおこなった．ガーネットは結晶形態であるため，作製膜が非晶質であった場合にはポストアニールが必要である．一般的に Bi 置換量を増やすと結晶化温度が低くなる事が知られており，磁気光学効果を大きくし，及び結晶化させるための温度を低くするため，Bi 量を増やした $Dy_{1.0}Bi_{2.0}Ga_{1.5}Fe_{3.5}O_{12}$ を作製した．

作製したターゲットの格子定数は 12.49 \AA ，レーザ光強度は 1.65 J/cm^2 ，膜厚は 1.24 \mu m ，これより計算した蒸着速度は 2.30 \AA/s であり，作製した膜の組成は $Dy_{0.98}Bi_{1.78}Ga_{1.62}Fe_{3.62}O_{12}$ ，格子定数は 12.53 \AA であった．

基板には単結晶 GGG(Gadolinium Gallium Garnet)を使用して，in-situ の結晶化も試みた．X 線回折による結晶化評価には入射角度 1 度の低角入射 X 線回折を行い，薄膜だけの回折パターンを測定した．基板に単結晶 GGG を使用したため，基板からのピークが強く，作製した薄膜の X 線回折が測定できなくなる事を防ぐためである．このときの測定結果を図 2-14 に示す．

2θ で 30 度から 40 度にかけて，基板温度 $530 \text{ }^\circ\text{C}$ では図中矢印で示したブロードな山および，基板にはない鋭いピークが観測されている．更に，基板温度を $600 \text{ }^\circ\text{C}$ まで昇温させる事によりブロードな山は消え，鋭いピークが大きく成長していることが分かる．つまり，基板温度 $530 \text{ }^\circ\text{C}$ ではアモルファスと結晶の両方が混在しており，基板温度 $600 \text{ }^\circ\text{C}$ とすることで，ガーネット単相となっている事が推測される．

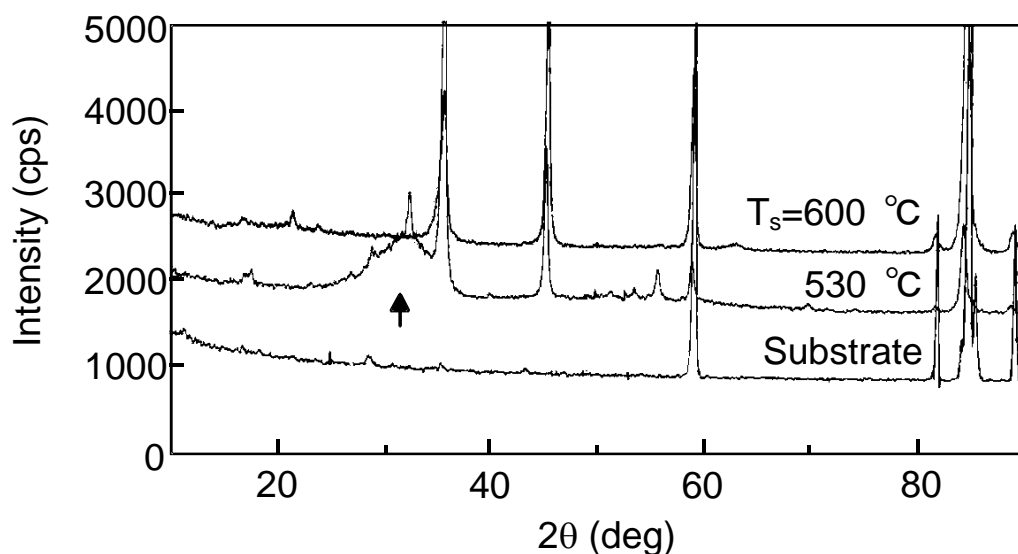


図 2-14 単結晶基板 GGG 及び二つの基板温度で製膜した薄膜の低角入射 X 線回折パターン(入射角度 1 度)

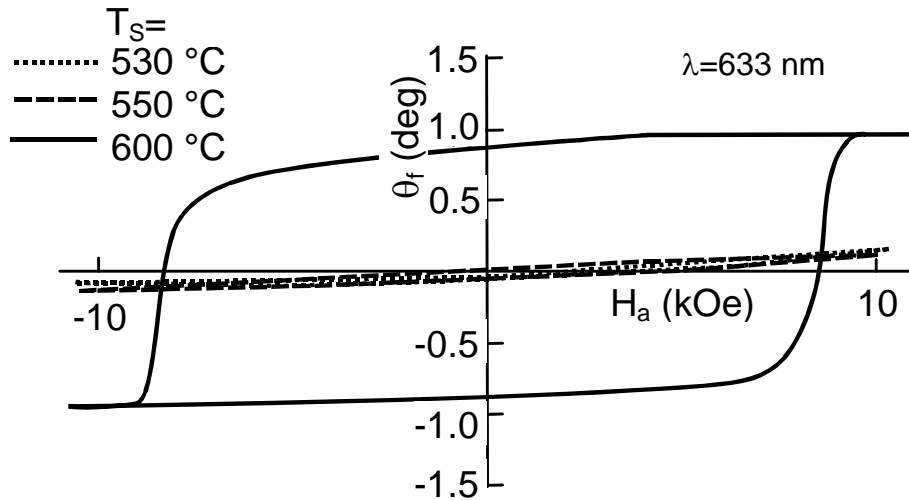


図2-15 様々な基板温度で作製した薄膜のファラデーヒステリシスループ

図 2-15 には 530, 550, 600 °C の基板温度で作製した Bi:DyIG の波長 633 nm でのファラデーヒステリシスループを示す. 530, 550 °C ではファラデーヒステリシスループは観測されなかった. X 線回折の結果から, 作製した薄膜の一部は結晶化していたが, 結晶化の割合が小さく, 磁気光学効果では観測されなかったものと思われる.

基板温度を更に上げ, 600 °C にすると大きなヒステリシスループが観測された. 希土類元素を Dy にし, 垂直磁気異方性エネルギーを大きくしたため, ヒステリシスループの角形比が大きくなり, また, 保磁力も 8 kOe と大きくすることができた.

次にこの薄膜のファラデー回転係数の波長変化を図 2-16 に示す. 800 nm ~ 2000 nm までのファラデー回転係数はほぼ 0 を示し, 短波長になるに従って大きなファラデー回転係数を示し, 500 nm 付近で分散型の特性を表している. ここで, 短波長領域を拡大した特性を図 2-16 中に示す. この短波長の 400 nm ~ 500 nm には電荷移動型遷移の大きなファラデー回転係数が観測されている. これらは, 主に酸素に囲まれた八面体中心の Fe^{3+} における π 型遷移の Octa $t_{1u} \rightarrow t_{2g}^*$ と四面体中心の Tetra $t_{1n} \rightarrow e^*$ によるものと考えられている²⁻¹⁵.

また, このファラデー回転角の大きさにより, 図 2-17 に示すように反射率と回転角の積である磁気光学効果における性能指数も大きくなる. これは, Bi の 6p 軌道と O の 2p 軌道のスピン軌道相互作用により四面体位置の Fe^{3+} による電荷移動遷移型が磁気光学効果に及ぼす寄与の相対的比重が大きくなるためである. しかしながら, Bi 置換による吸収は増加しないため, 大きな性能指数が得られる²⁻⁹. Bi 置換のガーネットでは, 吸収が極端に大きくなる 400 nm 付近まで大きな性能指数を示すことができる.

次に, 同試料のファラデー回転係数の波長 633 nm における温度変化を図 2-18 に示す. 室温から単調に減少し, キュリー温度(T_c)の約 110 °C でファラデー回転係数は 0 となる. また, キュリー温度以外にファラデー回転係数が 0 となる点がこの測定結果から見られないことから, 補償温度は室温以下であることが推測される.

この特性を理論的に解析するために、分子場近似による計算を Ga 置換量の依存性として行った結果を図 2-19 に示す. Ga の増加とともにキュリー温度の減少が見られる. Fe 同士の超交換相互作用 J が非磁性 Ga イオンで弱められるためである. また, これに伴い, 室温時の飽和磁化も減少する事が分かる. また, Ga 置換量 1.6 でキュリー温度 $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ という値は実験値とよく一致している.

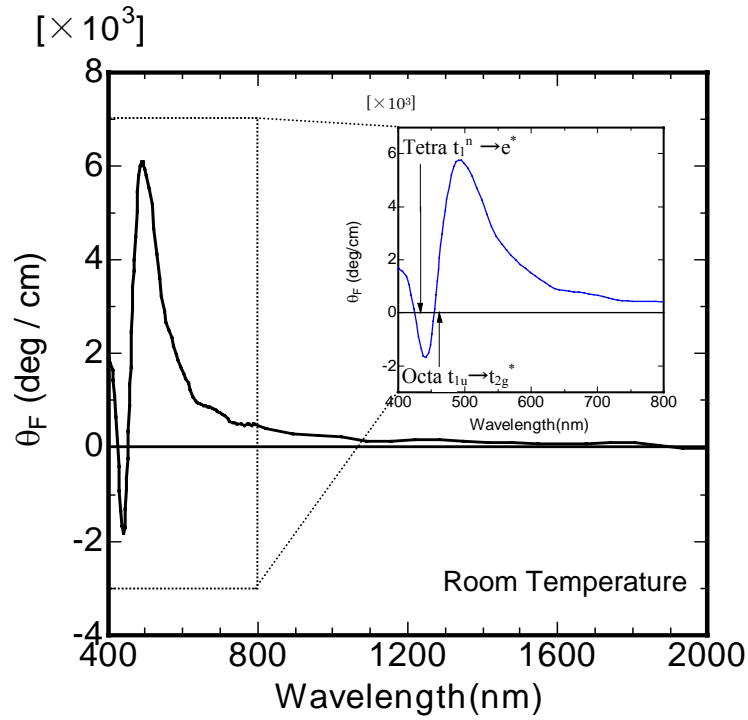


図 2-16 Bi, Ga:DyIG のファラデー回転係数の波長依存性

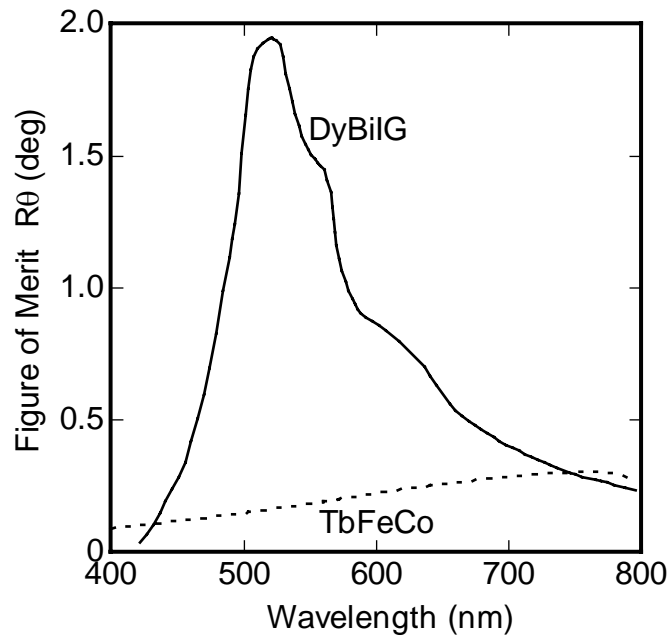


図 2-17 Bi 置換ガーネットと TbFeCo の磁気光学効果の性能指数

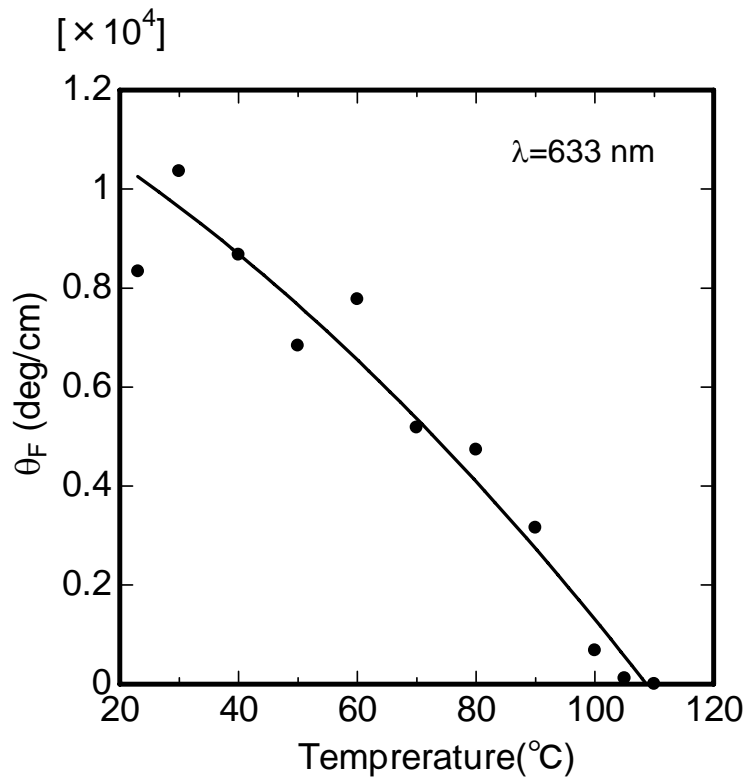


図 2-18 Bi, Ga:DyIG のファラデー回転係数の温度依存性

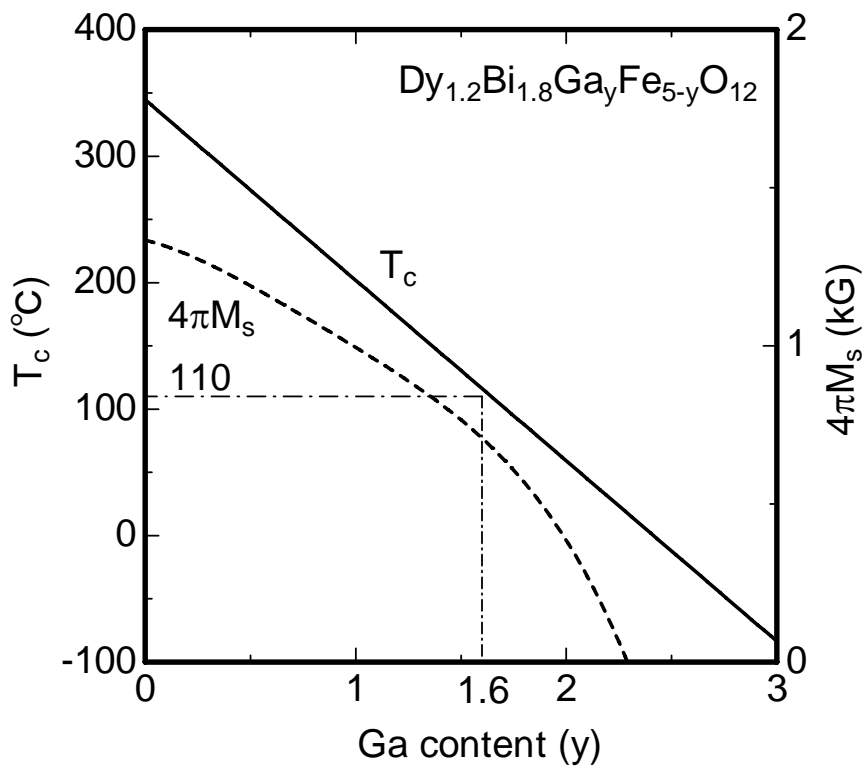


図 2-19 分子場近似計算による Bi, Ga:DyIG のキュリー温度, 飽和磁化

作製した記録層 2 の特性結果

(レーザーアブレーション法によるビスマス, コバルト, ゲルマニウム置換ジスプロシウムアイアンガーネット(Bi, Co, Ge : DyIG)の評価)

本節では, 2 章 3-1 節に示すように Co イオンの磁気光学特性に着目した. Co イオンは Fe イオンと同様強磁性であるが, スピン数の相違と共に, 価数の変化によっても磁気光学特性が変わる事が予測される.

2 価と 3 価の Co の違いを比較するため, 表 2-2 のような試料を作製した.

表 2-2 Co²⁺と Co³⁺の特性評価媒体

No.	Composition of Target	Annealing Temperature (°C)	Annealing Time (h)	Film thickness (μm)	Lattice Constant (Å)	Lattice Constant of Target (Å)
α	Dy _{1.9} Bi _{1.1} Co _{0.4} Ge _{0.6} Fe ₄	700	1	2.88	12.46	12.46
β	Dy _{1.9} Bi _{1.1} Co _{0.4} Ga _{0.6} Fe ₄	700	1	2.78	12.42	12.49

試料αでは Co と共に Ge イオンで置換している. また, 対照実験として試料βでは Ga イオンで置換した.

試料αのファラデー回転係数の波長依存性を図 2-20 に, 試料βのそれを図 2-21 に示す. Bi, Co, Ge:DyIG と Bi, Co, Ga: DyIG, 共に顕著なファラデー回転係数の波長変化を示している. 特に, 前者のそれは 1500 nm と 600 nm 付近の大きなファラデー回転係数が特徴的である. これらの特性をより詳しく解析するため, 無置換の DyIG の特性を差し引き, Co イオンによるファラデー回転係数に寄与する分を計算した特性を図 2-22 と図 2-23 に示す. 両図から, 顕著に Co イオンによるファラデー回転の特性が分かる.

試料αの θ_F は 1500 nm の波長で正の大きな値²⁻²¹⁾ ($\theta_F=2,500$ deg/cm) を示し, 600 nm で-8,500 deg/cm, 500 nm では-6,000 deg/cm の負の鋭いファラデー回転が観測された. ガーネット中で Ge と Co は 3 価の鉄の位置に入るが, 前者の価数は 4 価が安定であるので, その電荷を補償するために後者の Co は 2 価になる. 図 2-10 に示すように Co²⁺には基底状態 $4A_2$ から励起状態 $4T_1$ への遷移が存在する. 1500 nm 付近の波長で正の大きなファラデー回転は $4A_2 \rightarrow 4T_1$ (U_1, U_2, U_3) 遷移によるもので, 600 nm のそれは $4A_2 \rightarrow 4T_1$ (D, E, F_1, F_2) の遷移によると考えられる²⁻¹⁶⁾. 1500 nm 付近の Co²⁺ 1 原子当たりファラデー回転係数は 6,250 deg/cm で, 液相エピタキシャル法で作製された膜²⁻²²⁾より約 40 % 小さいが, その原因は明らかではない. ガーネット中で Co²⁺は d サイト (酸素の作る四面体位置) に置換されると考えられるが, 波長 540 nm のピークは a サイト (酸素の作る八面体位置) の Co²⁺の遷移と波長が一致する²⁻¹⁶⁾.

また, 試料βにおいても Co³⁺によるものと思われるファラデー回転係数が観測されてい

る。1200 nm 付近に存在する特性で、図 2-10 より Co^{3+} d サイトの ${}^5\text{E} \rightarrow {}^5\text{T}_2$ の遷移によると考えられる。

また、Co イオンによるファラデー回転係数に寄与する分を計算した特性である図 2-22、図 2-23 から上記の Co イオンの吸収によるファラデー回転係数について、より明確に特性を把握する事ができる。特に Co^{3+} イオンのファラデー回転係数への寄与を計算した図 2-23 では、図 2-21 では不明確であった 1200 nm および 700 nm 付近で明確なファラデー回転係数をみることができる。

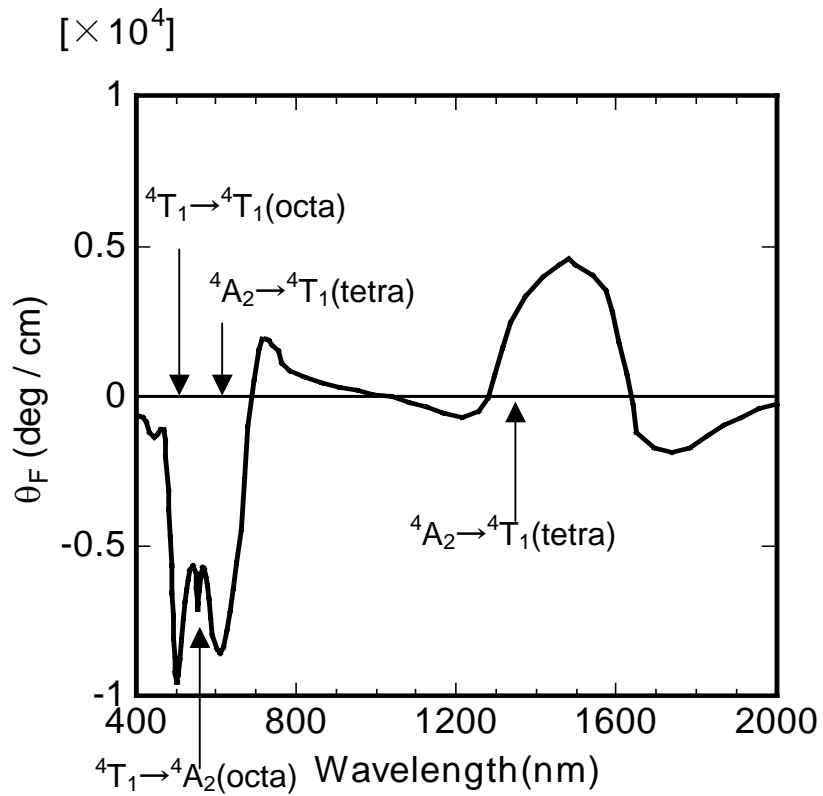


図 2-20 Bi, Co, Ge: DyIG のファラデー回転係数の波長依存性

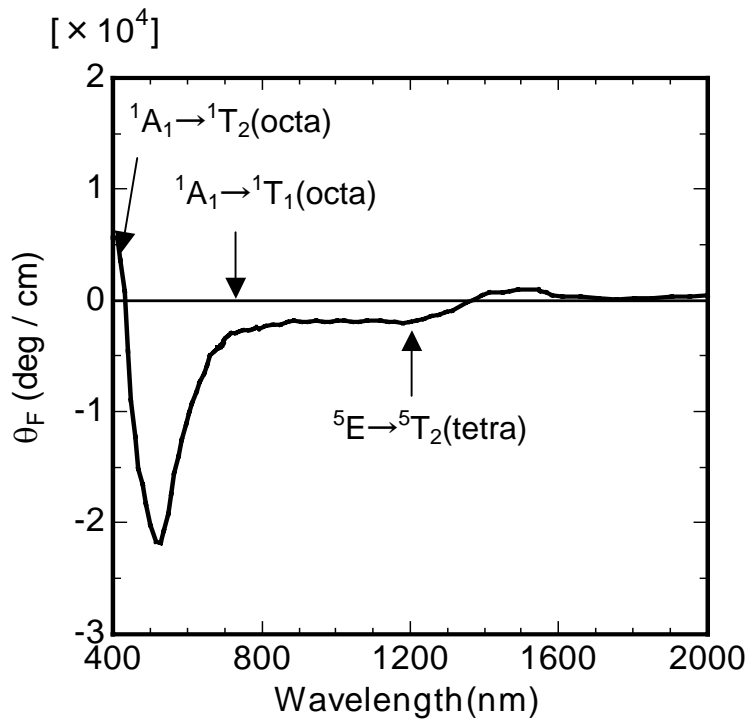


図 2-21 Bi, Co, Ga: DyIG のファラデー回転係数の波長依存性

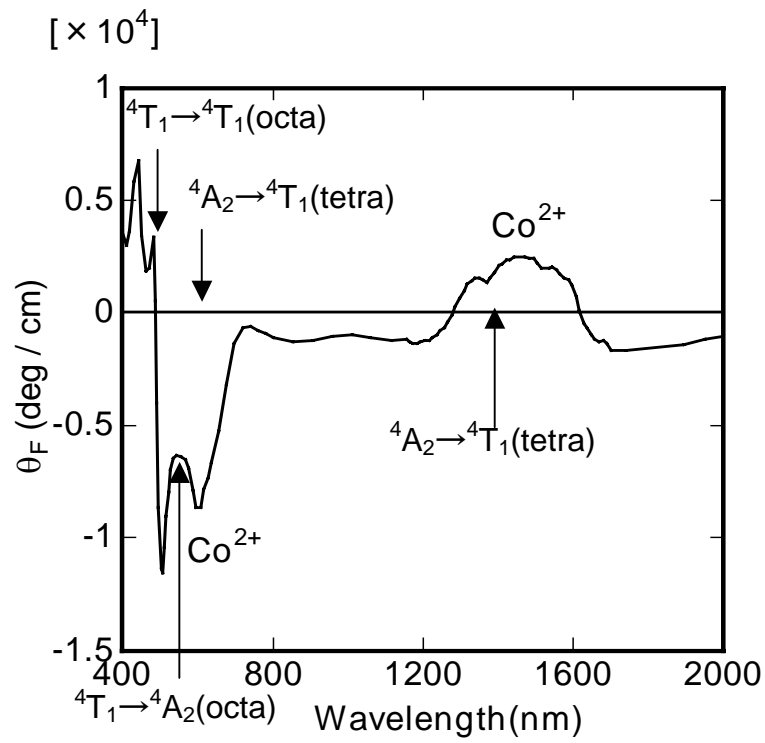


図 2-22 Bi, Co, Ge:DyIG 中の Co^{2+} イオンのファラデー回転係数への寄与(波長依存性)

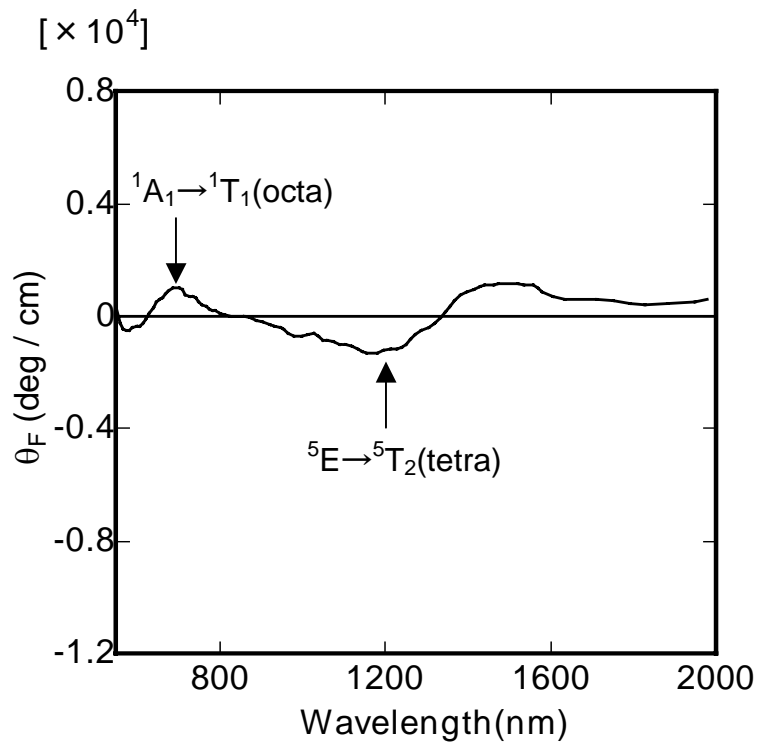


図 2-23 Bi, Co, Ga:Dy 中の Co^{3+} イオンのファラデー回転係数への寄与(波長依存性)

2-4-2 波長多重記録・再生用三層膜の磁気光学特性

積層タイプ1

希土類磁性ガーネットを多層化した膜のファラデー効果の知見を得るために、図 2-24 に示すような、組成の異なる3層膜（基板／磁性層／常磁性層／磁性層）を作製した。

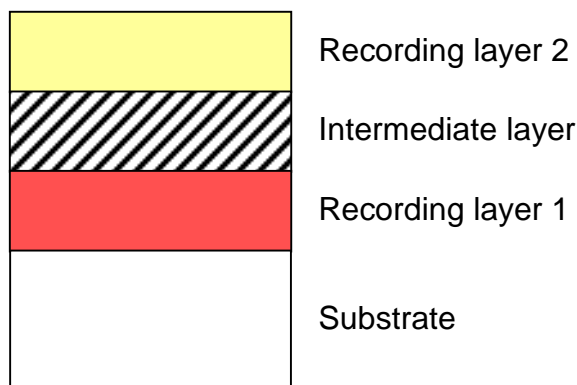


図 2-24 3層膜の断面図

1層目として Bi, Ge, Co:DyIG ($\text{Bi}_{0.5}\text{Dy}_{2.5}\text{Ge}_{0.4}\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{4.2}\text{O}_{12}$) を $1.9\ \mu\text{m}$ 堆積させ、製膜後熱処理を施し結晶化させた。その後、同じ手順で2層目と3層目を製膜した。2層目は、1層目より結晶化温度を下げるため Bi 量を多くし、さらに1層目と3層目の間の静磁結合を弱くするために Ga を多量置換し室温で常磁性になるような $\text{Bi}_{1.5}\text{Dy}_{1.5}\text{Ga}_3\text{Fe}_2\text{O}_{12}$ の組成にした（膜厚は $1.2\ \mu\text{m}$ ）。図 2-19 のキュリー温度及び飽和磁化の Ga 依存性の計算結果から明白のようにキュリー温度が $0\ ^\circ\text{C}$ 以下を示しているため、室温で常磁性となっている。3層目は2層目よりさらに結晶化温度が低温になるような組成にした（前節で述べた記録層1の試料, Bi, Ga:DyIG と同じ組成で層の厚さは $0.5\ \mu\text{m}$ ）。この3層膜と、3層膜の1, 3層目と同組成の各単層膜のファラデー回転角の波長依存性を図 2-25 に示す。3層膜のファラデー回転角（実線で表示）は、波長 $500\ \text{nm}$ で正であるが、 $600\ \text{nm}$ で負になり、単層膜1と単層膜3の合成になっている。また、図中では割愛しているが、 $1500\ \text{nm}$ 付近の Co^{2+} による特徴あるファラデー回転角も3層膜から観測できた。

図 2-26 に3層膜と単層膜の波長 $540\ \text{nm}$ と $590\ \text{nm}$ におけるファラデーロープを示す。3層膜では、保磁力 H_c とファラデー回転角の大きさが異なる二つのロープが重畳されているような異常な形状を示し、波長が変わるとロープの形状も変わる。同図中、右側に示す各単層膜の実験結果から1層目の膜(Bi, Ge, Co:DyIG)の保磁力 H_c は約 $4\ \text{kOe}$ で、3層目の膜(Bi, Ga:DyIG)の H_c は約 $0.5\ \text{kOe}$ である。また、1層目と3層目の膜のファラデー回転角の符号は逆で、3層膜の異常ロープはこの二つの単層膜の単純な合成になっていることが分かる。この実験結果から、2層目の中間層が常磁性となっており、1層目と3層目の磁性膜の静磁結合を切断していると共に、1層目と3層目の膜の磁化状態は垂直磁化膜となっている。また、0磁場では両磁性膜の磁場状態が保存され、外部磁場の強さに対して完全に別々に振る舞い、

独立に変化しているのです、2枚のメモリーと等価であると考えられる。さらに、ファラデー回転角の波長変化は層によって異なるので書き込まれた情報を波長多重再生方式で読み出すことが可能となり、図2-24の3層膜では500 nmと600 nmの波長を用いることで目的とした層の信号強度を大きく、目的外の信号強度は小さくとれるので、目的とした層からの信号と他の層からの読み出し信号強度比の改善ができる。

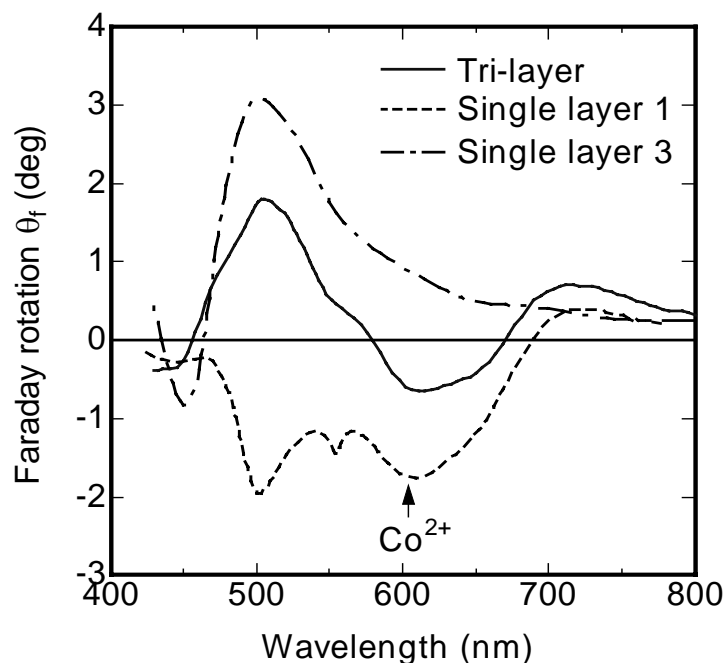


図 2-25 3層膜と単層膜のファラデー回転角の波長依存性

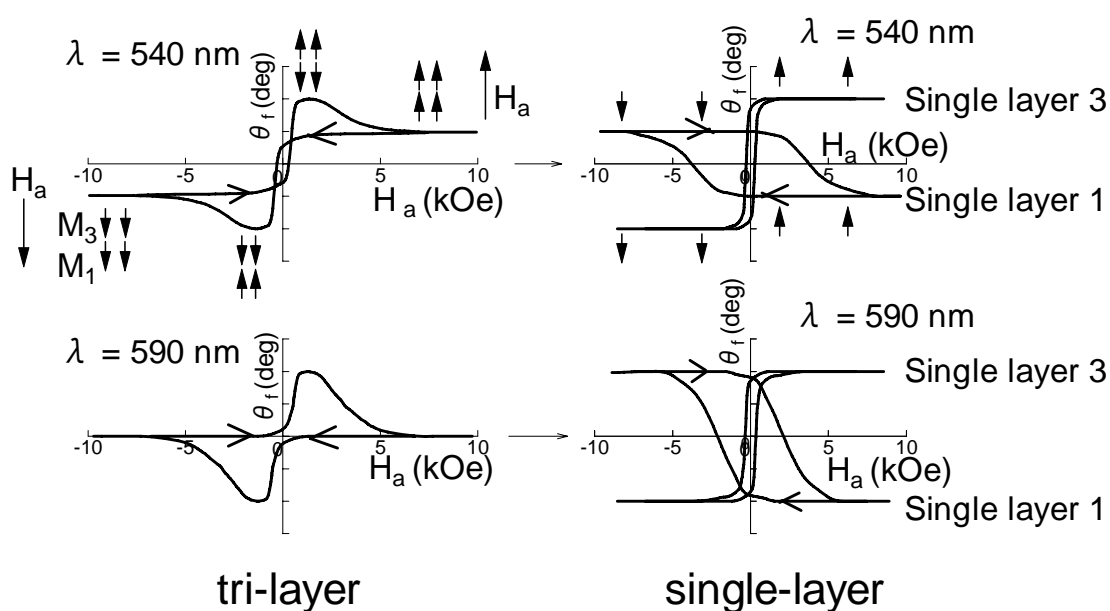


図 2-26 波長 540 nm と 590 nm における 3 層膜のファラデーヒステリシスループ

積層タイプ2

前節では3層膜の磁気光学特性より、二つの磁性層が独立な挙動を示し、それぞれのファラデー回転角の波長依存性が違うため、波長多重再生が可能である事を明らかにした。本節ではさらに、各磁性層のいずれかの信号強度がほぼゼロで無視できるような組み合わせを実現すべく、磁性層の組成の改善を行った。

図2-27に表2-3に示した組成のターゲットを用いて製膜し、780 °Cでアニールした薄膜のBi, Ge, Co量を示す。ターゲット中のBi量を増やすと薄膜のそれは0.64の傾斜で直線的に増加する。また、薄膜中のGeとCo量はターゲット中のそれらの、それぞれ0.7と0.8程度である。Bi量については、ターゲットと製膜した膜の間に比例関係が成り立つので、ターゲットの組成を変えることにより膜中の組成制御ができる。

表2-3 ターゲットと作製した薄膜の組成と格子定数

Sample No.	Film composition	Lattice constant (Å)	Target composition	Lattice constant (Å)
1	$\text{Bi}_{0.12}\text{Dy}_{3.28}\text{Ge}_{0.31}\text{Co}_{0.35}\text{Fe}_{3.94}\text{O}_{12}$	12.445	$\text{Bi}_{0.16}\text{Dy}_{2.84}\text{Ge}_{0.44}\text{Co}_{0.43}\text{Fe}_{4.14}\text{O}_{12}$	12.425
2	$\text{Bi}_{0.13}\text{Dy}_{3.36}\text{Ge}_{0.29}\text{Co}_{0.35}\text{Fe}_{3.87}\text{O}_{12}$	12.456	$\text{Bi}_{0.23}\text{Dy}_{2.78}\text{Ge}_{0.44}\text{Co}_{0.42}\text{Fe}_{4.14}\text{O}_{12}$	12.428
3	$\text{Bi}_{0.16}\text{Dy}_{3.33}\text{Ge}_{0.3}\text{Co}_{0.36}\text{Fe}_{3.86}\text{O}_{12}$	12.457	$\text{Bi}_{0.27}\text{Dy}_{2.72}\text{Ge}_{0.44}\text{Co}_{0.41}\text{Fe}_{4.16}\text{O}_{12}$	12.433
4	$\text{Bi}_{0.23}\text{Dy}_{3.15}\text{Ge}_{0.31}\text{Co}_{0.34}\text{Fe}_{3.98}\text{O}_{12}$	12.431	$\text{Bi}_{0.38}\text{Dy}_{2.61}\text{Ge}_{0.44}\text{Co}_{0.42}\text{Fe}_{4.15}\text{O}_{12}$	12.439
5	$\text{Bi}_{0.31}\text{Dy}_{3.00}\text{Ge}_{0.32}\text{Co}_{0.36}\text{Fe}_{4.01}\text{O}_{12}$	12.461	$\text{Bi}_{0.47}\text{Dy}_{2.48}\text{Ge}_{0.44}\text{Co}_{0.42}\text{Fe}_{4.18}\text{O}_{12}$	12.451

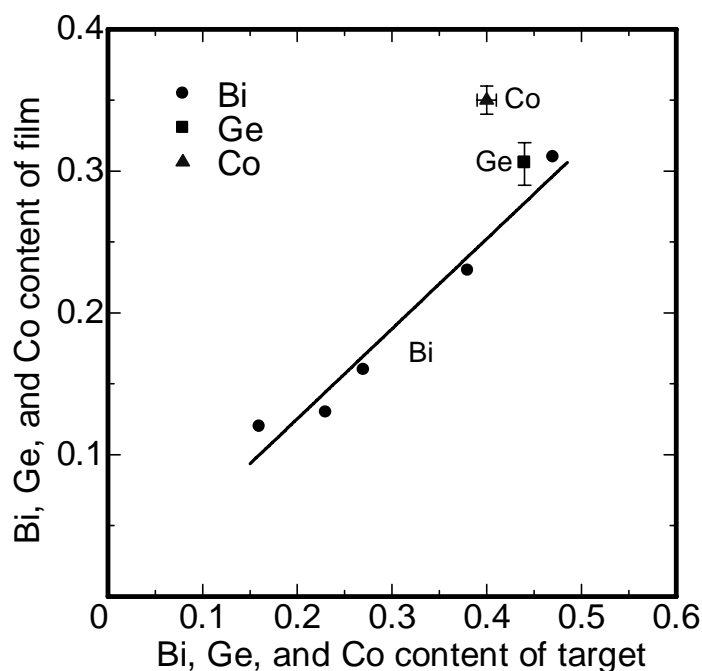


図2-27 Bi, Ge, Co 元素のターゲット組成に対する薄膜組成

図 2-28 に表 2-3 中に示した No. 1 と No. 2, No. 5 の試料のファラデー回転係数の波長依存性を示す.

Bi 置換量は No. 1, No. 2, No. 5 の順に多く, ファラデー回転角はその量に応じて負の方向にシフトする. 波長 500 nm と 600 nm では負のピークが観測される. 前者のピークは, 主に酸素と鉄, Bi 間の電荷移動遷移に起因すると考えられ, No. 5(x=0.31)の試料では -6,000deg/cm に達する. 一方, 後者のピークは Co^{2+} の ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_1(\text{D}, \text{E}, \text{F}_1, \text{F}_2)$ の遷移によると考えられる²⁻¹⁶⁾.

図 2-29 に波長 490 nm と 600 nm におけるファラデー回転係数の Bi 置換量依存性を示す. ファラデー回転係数は, Bi 置換量に比例して直線的に変化する. 波長 490 nm では, ファラデー回転係数 θ_F と Bi 置換量 x の間には,

$$\theta_F = -2.7 \times 10^4 x + 4.2 \times 10^3 \quad (2-19)$$

の関係がある. これはすでに報告されている値^{2-23), 2-24)}

$$\theta_F = -7.1 \times 10^4 x + 2.3 \times 10^3 \quad (2-20)$$

より傾きがかなり小さいが, Fe 位置に Co^{2+} と非磁性イオンである Ge を置換しているためであると考えられる. また, 600 nm 付近に観測されている Co^{2+} 起因のファラデー回転係数の影響を利用して Bi 量を調整する事により, 波長 490 nm 付近のファラデー回転角を 0 に出来る事がわかった.

波長 490 nm でファラデー回転係数が 0 となる試料 No.2 を前節で述べた 3 層膜の第 1 層として, 他の 2 層は同じ組成で 3 層膜を作製した.

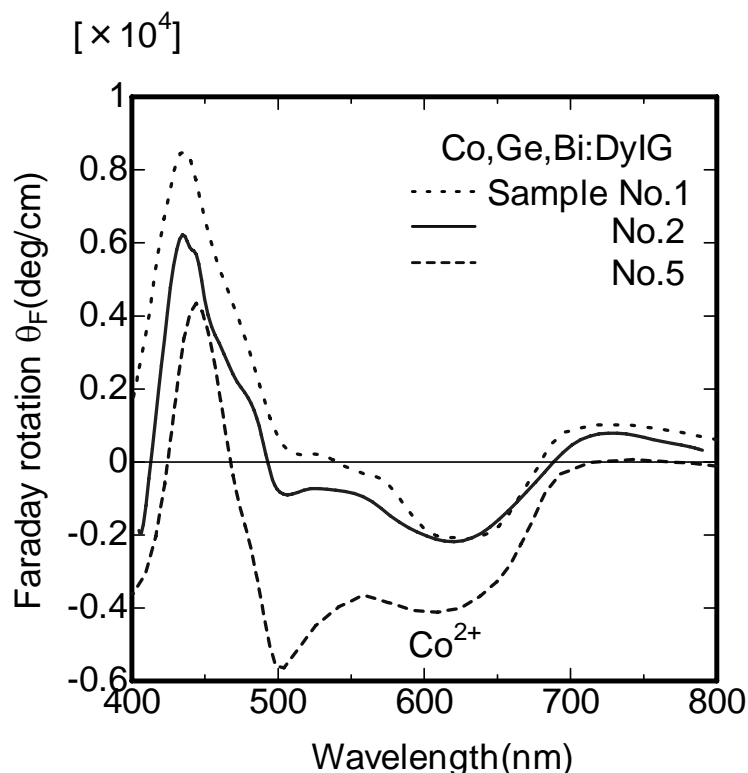


図 2-28 ファラデー回転係数の波長依存性の Bi 置換量による違い

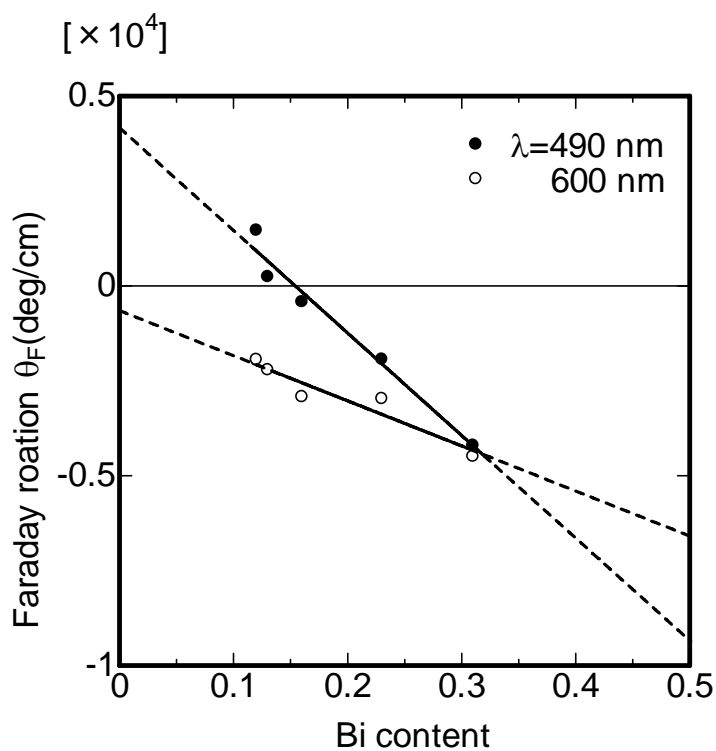


図 2-29 レーザアブレーション法で作製したガーネット膜のファラデー回転係数の Bi 置換量依存性

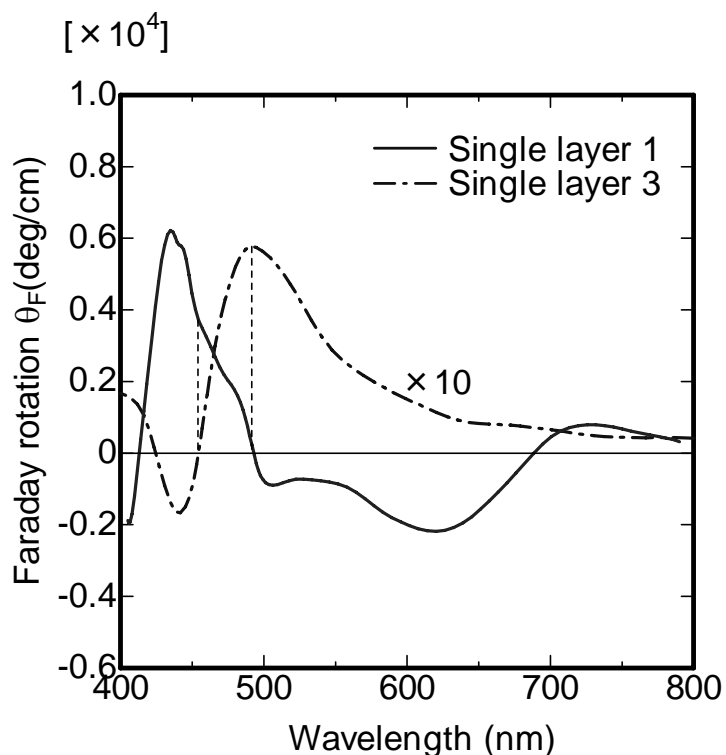


図 2-30 組成改善した Bi, Co, Ge:DyIG と Bi, Ga:DyIG のファラデー回転係数の波長依存性

この時の単層膜でのファラデー回転を比較した図を図 2-30 に示す。波長 490 nm では、1 層目のファラデー回転角が 0 となり、3 層目が有限な値となる。また、波長 466 nm では逆に 3 層目のファラデー回転角が 0 となるが、1 層目の値は有限となる。

作製した 3 層膜のファラデーロープを様々な波長で測定した測定結果を図 2-31 に示す。測定波長は、441 nm(He-Cd レーザの発振波長)と 458 と 466, 473, 476, 488, 497, 501, 514.5 nm(Ar イオンレーザの発振波長)である。波長 441 と 458, 466 nm では、ファラデー回転角の符号と保磁力の大きさが異なる二つのロープが重畳されているような異常な形状を示す。しかし、波長を長くするとロープの形状は変化し、波長 473 と 476, 488 nm では通常の単層膜と似たロープを示す。一方、保磁力は減少し 488 nm で 200 Oe 程度になる。さらに長波長では、観測されたファラデーロープは保磁力の小さい正と保磁力の大きな負のロープの合成になっていると考えられる。これらのロープの極性は、図 2-30 で示したファラデー回転係数の波長変化の結果と定性的に一致する。また、図 2-30 と図 2-31 より、波長 460 nm では 3 層目のファラデー回転角は 0 であるので 1 層目のファラデー回転角のみが観測される。490 nm 付近では逆に 1 層目のファラデー回転角は 0 であるので、3 層目のファラデー回転角が観測される。すなわち、このような特性を持つ膜を光磁気記録膜のメモリー層とし、2 層の情報を異なる波長の光で別々に読み出す波長多重再生方式を用いると異なる層からの干渉を少なくできる。

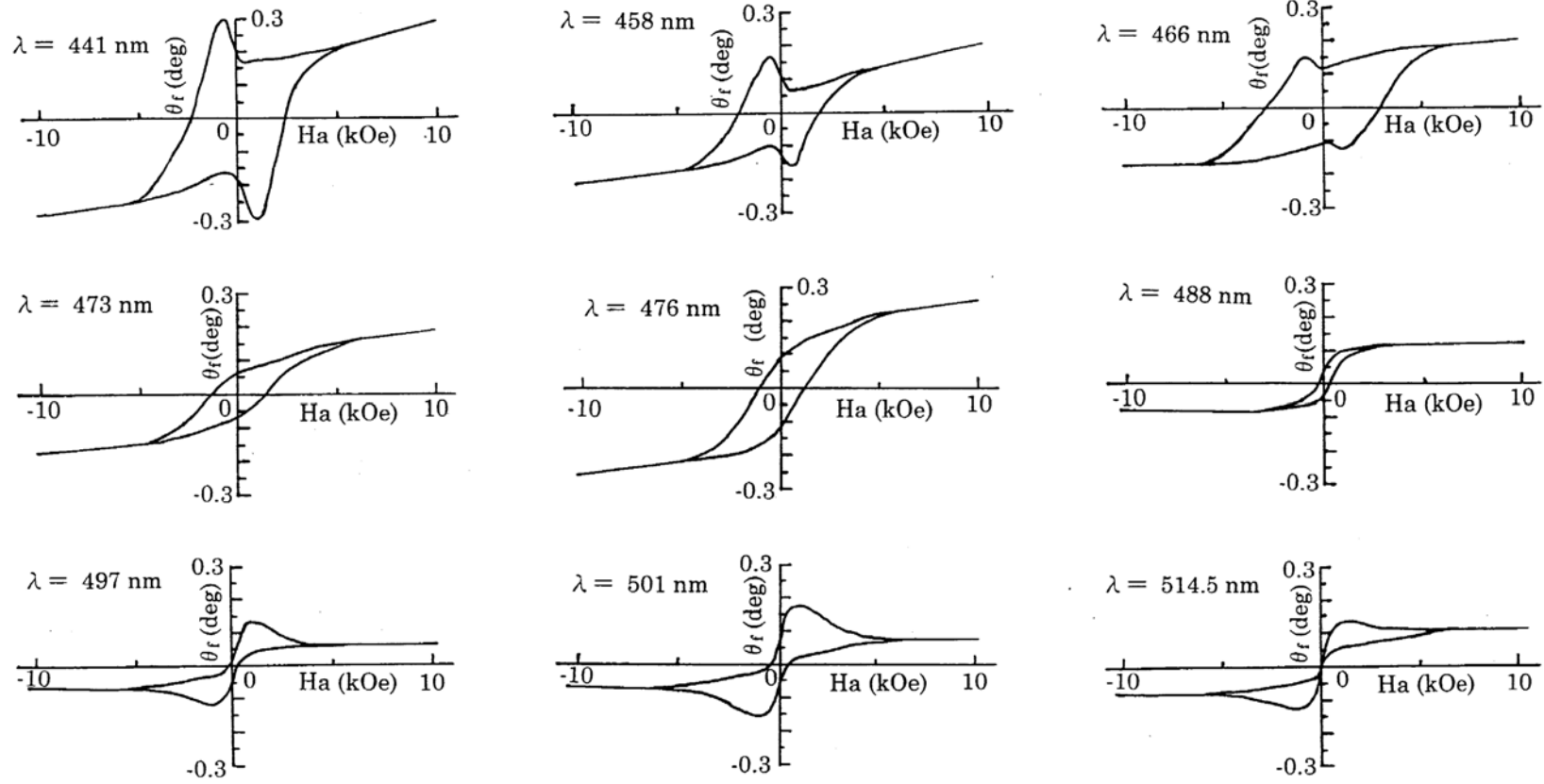


図 2-31 様々な波長で測定した 3 層膜(Bi, Ga:DyIG/中間層/Bi, Co, Ge:DyIG/基板)のファラデーヒステリシスループ測定結果

2-4-3 波長多重記録・再生用三層膜の磁気光学効果の温度特性改善

前節までに磁気光学特性を調整し、その特性を変化させることができた。これにより、ガーネット結晶中の Fe 及び Co の価数や磁気光学効果を明らかにすることにより、吸収を明らかにすることができた。本節では、磁気光学効果の温度変化を明らかにすることにより、Fe や Co 置換量や Fe, Co などの結合状態を明らかにする。

Co²⁺置換希土類磁性ガーネットの特性

Co²⁺イオンのガーネット中での相互作用については全く知見が得られていない。そこで、この特性を調べるために、図 2-24 の 1 層目と同じ材料系で Co 置換量を変えた試料 Bi_{0.3}Dy_{2.7}Co_zGe_zFe_{5-2z}O₁₂ を作製し、キュリー温度(T_c)および補償温度(T_{comp})を測定した。測定結果を図 2-32 に示す。●は測定した T_c, ○は測定した T_{comp} で、直線は分子場近似理論により Ga で置換した場合(Bi_{0.3}Dy_{2.7}Ga_yFe_{5-y}O₁₂ 及び Bi_{0.3}Dy_{2.7}Ga_{2y}Fe_{5-2y}O₁₂)の計算結果である。Co²⁺についての相互作用については不明であるため、分子場近似の計算では非磁性イオンであり、相互作用の分かっている Ga 量を y とした場合と、2y とした場合で計算を行った。

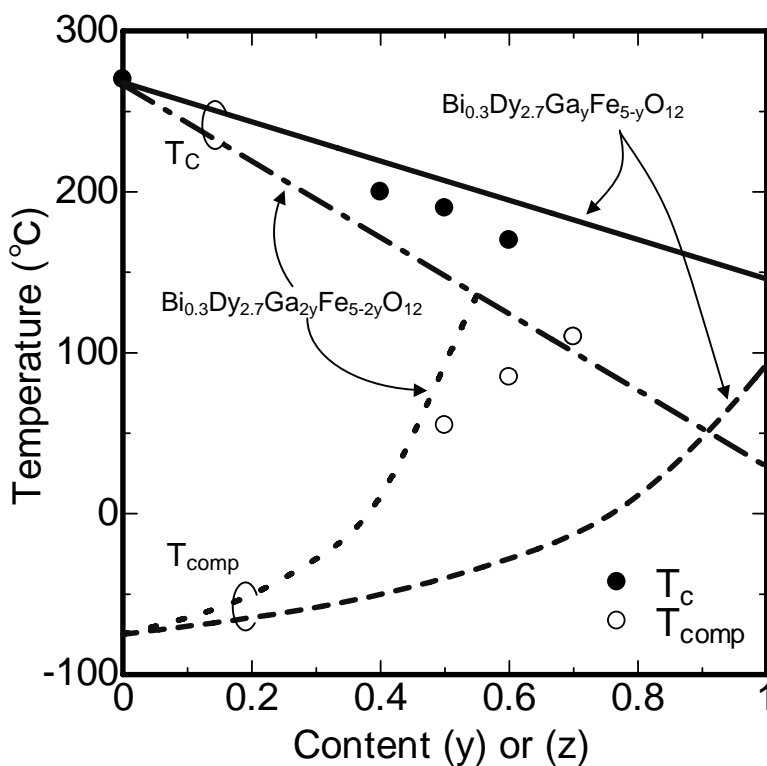


図 2-32 Co²⁺置換ガーネット Bi_{0.3}Dy_{2.7}Co_zGe_zFe_{5-2z}O₁₂ のキュリー温度及び補償温度の測定結果と分子場近似による Bi_{0.3}Dy_{2.7}Ga_yFe_{5-y}O₁₂ と Bi_{0.3}Dy_{2.7}Ga_{2y}Fe_{5-2y}O₁₂ のキュリー温度及び補償温度の計算結果

分子場近似計算の結果では $\text{Bi}_{0.3}\text{Dy}_{2.7}\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$ において Ga 置換量を増加させると T_c は 260°C から 150°C へ直線的に減少する。また、一方、 $\text{Bi}_{0.3}\text{Dy}_{2.7}\text{Ga}_{2y}\text{Fe}_{5-2y}\text{O}_{12}$ においても Ga 置換量に応じて T_c は減少するが、その減少の割合は大きく 260°C から 30°C へと変化する。Co 置換した試料の実験結果(●)での T_c はこの Ga_y と Ga_{2y} の間に位置している。もし Co^{2+} イオンが全くの非磁性イオンであるとしたら、 Ga_{2y} に近づき、逆に Fe と同じように振舞うと Ga_y に近づく。このデータから Ga_y にやや近いため、 Co^{2+} イオンの超交換相互作用は Fe イオンに近いことが分かる。

一方、実験結果の T_{comp} (○) では逆に $\text{Bi}_{0.3}\text{Dy}_{2.7}\text{Ga}_{2y}\text{Fe}_{5-2y}\text{O}_{12}$ の計算結果のほうにやや近いところに位置している。このため、 Co^{2+} の超交換相互作用は非常に複雑な振る舞いをしていいることが考えられる。

Ga 置換希土類磁性ガーネットの特性

図 2-33 に図 2-24 の 3 層目と同じ材料系の $\text{Bi}_2\text{Dy}_1\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$ において Ga 置換(y)を 1 から 1.5 まで置換した場合の置換量によるキュリー温度(T_c)と補償温度(T_{comp})の実験結果と分子場近似理論による計算を示す。

T_c の実験結果と計算結果共に Ga 量と共に減少していることが分かる。ただし、完全には一致していない。これは計算に使用した係数が多少違っていると考えられる。

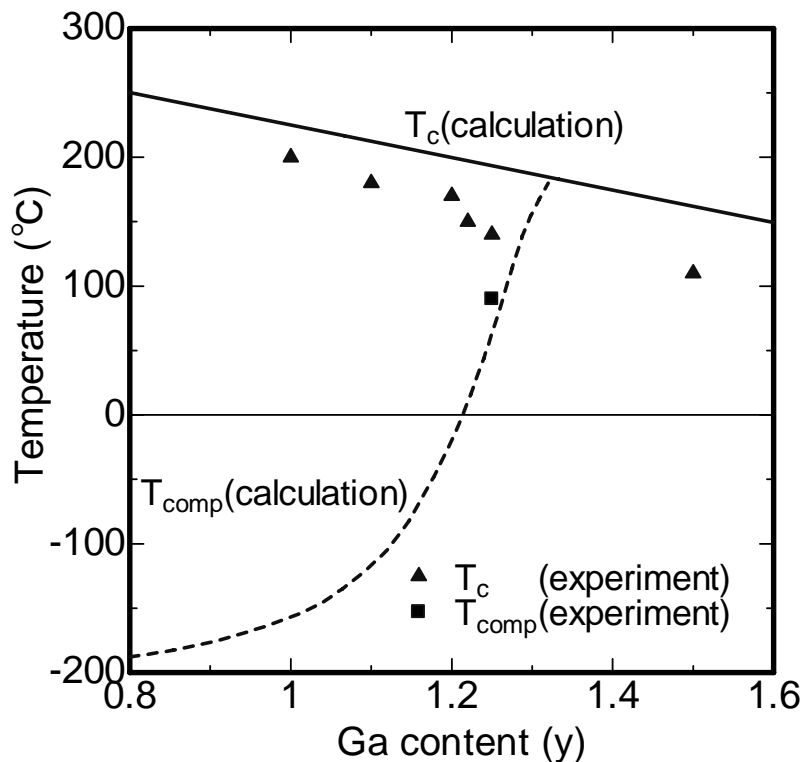


図 2-33 Ga 置換ガーネット $\text{Bi}_2\text{Dy}_1\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$ のキュリー温度及び補償温度と分子場近似による計算結果

また、一方、分子場近似計算による T_{comp} は Ga 量 0.8 のとき約 $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ から徐々に上昇を示し、Ga 量 1.3 で T_{comp} は消えてしまう。Dy イオンの M_s の温度依存性が図 2-8 に示すような複雑な温度変化を示しているため、合計でこのように 2 次曲線のような複雑な特性を表していると考えられる。

実験装置として冷凍機がなかったため、補償温度は室温以上の点しか測定できていないがほぼ理論計算上に位置し、一致している。

Co²⁺ と Ga 置換希土類磁性ガーネットの T_c

図 2-32 及び図 2-33 から図 2-24 に示した第 1 層である $\text{Bi}_{0.3}\text{Dy}_{2.7}\text{Co}_z\text{Ge}_z\text{Fe}_{5-2z}\text{O}_{12}$ と第 3 層である $\text{Bi}_2\text{Dy}_1\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y}\text{O}_{12}$ 材料の光磁気記録に必要な T_c の置換量依存性を図 2-34 にまとめた。レーザの出力パワーの関係から $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ から $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ の間が光磁気記録に適用可能な温度範囲(図中、網掛け部)である。Co, Ge 置換量で 0.3 から 0.6 程度, Ga 置換量で 1 から 1.25 程度の置換量であることが分かる。

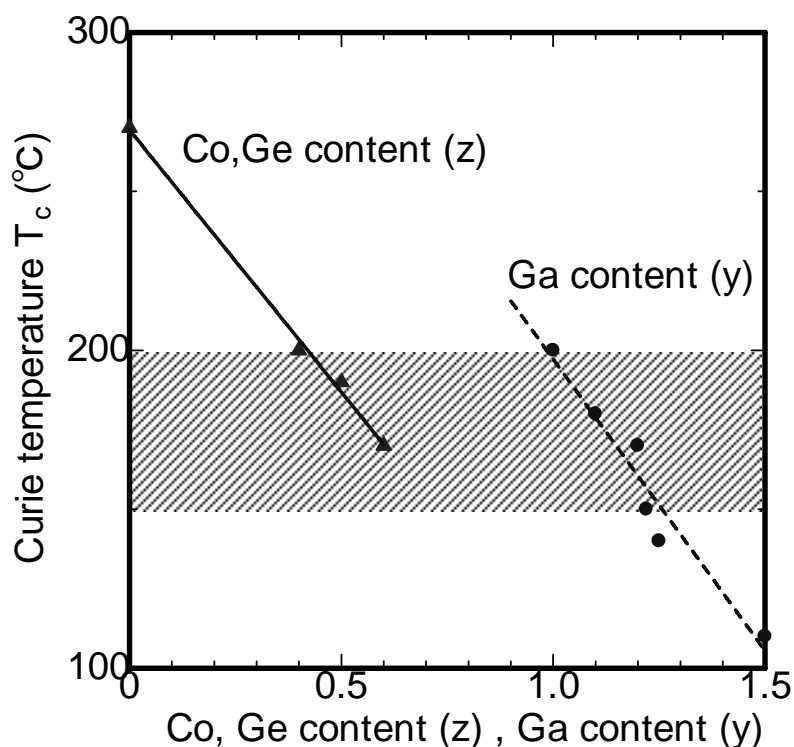


図 2-34 Co, Ge 置換及び Ga 置換ガーネットのキュリー温度の置換量(y)及び(z)依存性

希土類磁性ガーネット多層膜の保磁力の温度変化改善²⁻²⁵⁾

前節までの積層タイプ 2 で述べた 3 層膜の 1 層目と 3 層目とほぼ同じ組成の保磁力の温度変化を図 2-35 に示す. 実線は Co, Ge, Bi で置換した DyIG で 1 層目, 破線は Ga, Bi で置換した DyIG で 3 層目である. 実線で示した特性は室温では保磁力が大きく, 室温補償組成に近いことが推測される. そこからなだらかに T_c まで減少し, 約 200 °C で 0 となる. 一方, 破線で示した Ga, Bi:DyIG のそれは室温ではそれほど大きくなく, そのままなだらかに減少して約 110 °C 付近で 0 となる. 破線の Ga, Bi:DyIG の Ga 置換量は 1.5 と多いため, T_c もそれに応じて減少している. (図 2-33 参照)

測定した結果から, ひとつの可能性として, 光磁気による書込みが可能であるかどうかの調整を行った.

図 2-34 からそれぞれの元素の置換量と T_c の関係は既知であるので, 1 層目の Co, Ge, Bi:DyIG の Fe イオンを非磁性イオンで置換し, T_c を低温にシフトさせ, 3 層目の Ga, Bi:DyIG の Ga 量を大幅に減少させ, T_c を高温側にシフトさせた. つまり, 1 層目の Co, Ge の置換量 z をファラデー回転の波長依存性に影響を及ぼさない量の増加(0.4→0.5)を施し, 3 層目の Ga 量 y を T_c が 200 °C になるように 1.5 から 1.0 に変更した.

組成調整を行い, 特性改善を行った各膜の保磁力の温度変化を図 2-36 に示す.

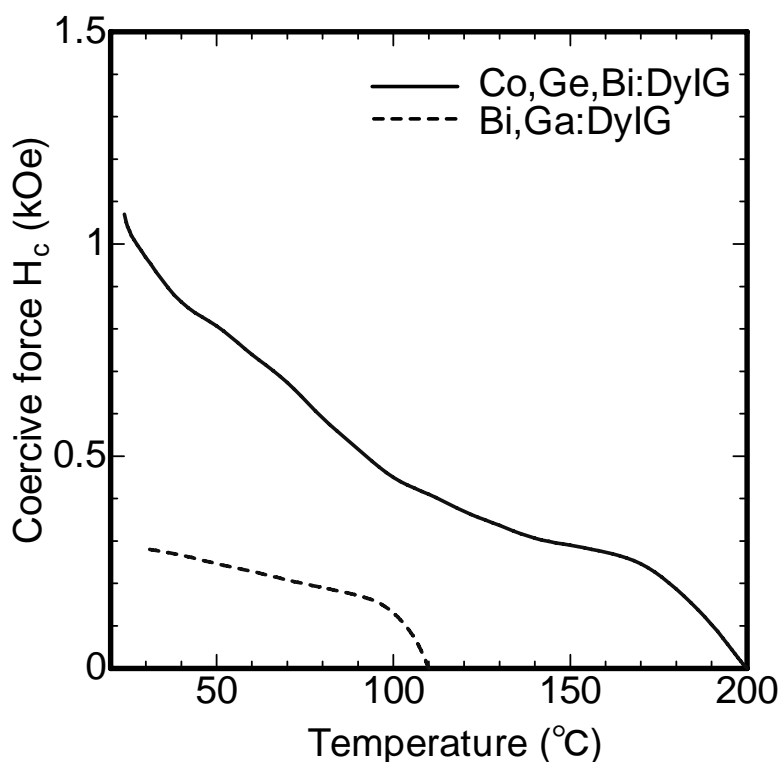


図 2-35 3 層膜の 1 層目と 3 層目の保磁力の温度依存性

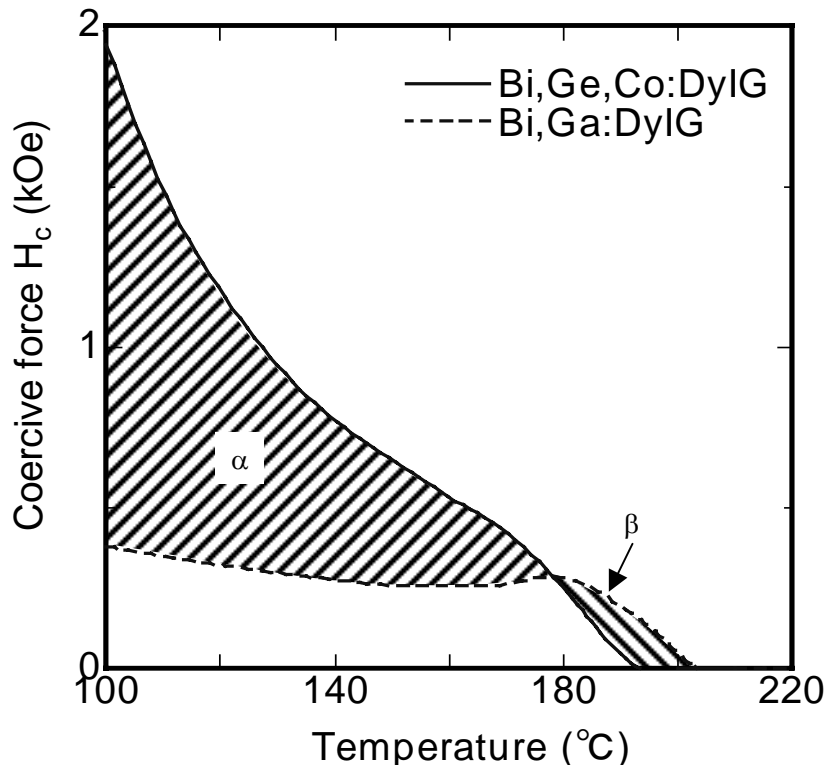


図 2-36 3層膜の組成調整した1層目と3層目の保磁力の温度依存性

Co, Ge, Bi 置換した DyIG(実線)は図 2-35 より室温補償組成に近くなったため、室温での保磁力は非常に大きくなり、7 kOe となった。そこから温度を上昇させると徐々に減少し、190 $^{\circ}\text{C}$ で 0 となっている。一方、Ga, Bi 置換した DyIG(破線)は室温ではそれほど大きな保磁力を示していないが、温度を上昇させても変化が少なく、180 $^{\circ}\text{C}$ 付近から減少を始め、200 $^{\circ}\text{C}$ 付近で 0 となっている。

上述のように温度変化の大小関係を作製することにより、選択的な情報の書込みが可能となる。つまり、Co, Ge, Bi 置換した DyIG(実線)にのみ書き込む場合は、温度と磁界を領域 β (例えば 190 $^{\circ}\text{C}$, 100 Oe)にすることにより、実線の層のみに書き込みが可能となる。また、逆に Ga, Bi 置換した DyIG(破線)にのみ書き込む場合、温度と磁界を領域 α (例えば 160 $^{\circ}\text{C}$, 500 Oe)にすることにより、破線の層のみに書き込む事が可能となる。さらに、両層に一度に書き込む場合は、両層の T_c 以上(例えば 210 $^{\circ}\text{C}$)にする事により、両層へ一度に書き込む事が可能である。

このような層構成を作製する事により、初めて多層膜への選択的な書込みが可能である事を明らかにした。

2-4-4 波長多重積層型ホログラムメモリーへの適用

図2-16に示したBi,Ga:DyIGの磁気光学効果の波長変化, 図2-20に示したBi,Co,Ge:DyIGの磁気光学効果の波長変化, 図2-21に示したBi,Co,Ga:DyIGの磁気光学効果の波長変化及び, 多層化した図2-31のファラデーヒステリシスループより, 酸素に囲まれた八面体中心位置に存在するFe³⁺及びCo²⁺, Co³⁺の代表的な吸収がそれぞれ, 460 nm, 540 nm, 710 nmに存在することが分かった. このFe³⁺及びCo²⁺のガーネット中の吸収を用いることにより, 波長多重積層型ホログラムメモリーが可能となる. この場合, Feドープの薄膜へは460 nmの波長を用いて記録・再生を行う. この時, Coドープの膜への吸収は記録再生の波長と異なるため, Coドープの膜への不必要な露光を少なくすることができる. 逆にCoドープの薄膜へは540 nmの波長を用い, Feドープの薄膜への不必要な露光を少なくすることができる.

また, 各層間の再生クロストークは, 波長, 記録位置が異なるため, ホログラムの通常多重化方式による分離で分離可能である.

つまり, 本波長多重積層型ホログラムメモリーの媒体として, ガーネット型結晶中のフォトリフラクティブ中心としてFe及びCoが有望であり, それぞれ, 460 nm及び540 nmの波長を用いて波長多重積層型ホログラムメモリーが可能である.

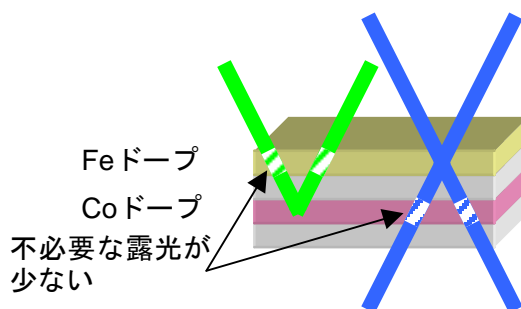


図2-37 FeとCoイオンを使用した波長多重積層型ホログラムメモリー

2-5 結語

本章では波長多重積層型ホログラムメモリー媒体として、ガーネット型結晶構造を用いた材料での作製法及び波長多重の基礎特性について述べた。

まず、酸化物に有用な作製法であるレーザアブレーション法を用い、蛍光体として有名である $\text{Eu}:\text{Gd}_2\text{O}_3$ 材料を用い条件の探索をした。本材料では、X線回折及び、蛍光発光による結晶形態の決定ができるため、製膜条件と結晶性について詳細なデータを得ることができる。作製した膜では、レーザの入射エネルギーにより、製膜した膜の相が高温相へと変化していくことがわかった。入射エネルギー 1.5 J/cm^2 では、ターゲットと同じく低温相である立方晶だったが、 3.5 J/cm^2 では、 $1250 \text{ }^\circ\text{C}$ 以上の単斜晶を選択的に作製できることが分かった。

次にガーネット薄膜の作製を行った。ガーネット結晶中に添加し、フォトリフラクティブ効果を発すると考えられる遷移金属種として、Fe と Co について検討を行った。作製した試料はそれぞれ、Fe³⁺ 価の特性を調べるための Bi, Ga:DyIG, Co³⁺ 価の特性を調べるための Bi, Co, Ga:DyIG, Co²⁺ 価の特性を調べるための Bi, Co, Ge:DyIG の 3 種類を検討し、それぞれ作製条件を明らかにし、磁気光学効果の測定結果から主に酸素に囲まれた八面体中心に存在する Fe³⁺ 価, Co³⁺ 価, Co²⁺ 価特有の吸収を明らかにした。これらの波長はそれぞれ、460 nm, 540 nm, 710 nm に存在し、基礎検討として Fe³⁺ 価の 460 nm と Co²⁺ 価の 540 nm の波長を用い、磁気光学効果による波長多重を検討した。その結果、これらの二つの層を積層した磁気光学効果波長多重薄膜において、クロストークを減らすことができることがわかった。これらの結果を元に、吸収を検討した結果、この Fe³⁺ 価及び Co²⁺ 価の吸収を用いた波長多重積層型ホログラムメモリーが可能であることを明らかにした。

参考文献

- 2-1) 石井紀彦, 玉城孝彦, : “波長多重メモリー”, 特許第 3607013 号.
- 2-2) P. Gunter and J. Huignard (Eds.): “*Topics in Applied Physics, Photorefractive Materials and Their Applications I*”, (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- 2-3) R. Orłowski and E. Kratzig: “Holographic method for determination of photoinduced electron and hole transport in electro-optic crystals”, *Sol. Stat. Commun.*, **27**, pp. 1351- 1354 (1978).
- 2-4) P. Hansen, J. P. Krumme and D. Mergel: “Garnets and Ferrites for Magneto-Optical Recording”, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **15**, S1, pp. 219-226 (1991).
- 2-5) W. R. Eppler and M. H. Kryder: “Garnets For Short-wavelength Magneto-optic Recording”, *J. Phys. Chem. Solids*, **56**, 11, pp. 1479-1490 (1995).
- 2-6) P. K. Larsen and J. M. Robertson: “Electrical and Optical Properties of Thin Films of Pb²⁺- and Si⁴⁺-doped YIG Produced by Liquid Phase Epitaxy”, *Appl. Phys.*, **45**, pp. 2867-2873 (1974).
- 2-7) B. Sugg, H. Nurge, B. Faust, E. Ruza, R. Niehuser, H. Reyher, and R. Rupp: “The Photorefractive effect in terbium gallium garnet”, *Opt. Mate.*, **4**, pp. 343-347 (1995).
- 2-8) V. Eremenko, S. Gnatchenko, I. Kachur, and V. Piryatinskaya: “Photoinduced optical absorption in Ca₃Ga₂Ge₃O₁₂:Mn garnet”, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, pp. 734-736 (2001).
- 2-9) M. Ellabban, M. Fally, and R. Rupp: “Light-induced phase and amplitude gratings in centrosymmetric Gadolinium Gallium garnet doped with Calcium”, *Optic. Exp.*, **14**, pp. 593-602 (2006).
- 2-10) H. Buhay, J. D. Adam, M. R. Daniel, N. J. Doyle, M. C. Driver, G. W. Eldridge, M. H. Hanes, R. L. Messham, and M. M. Sopira: “Thick Yttrium-iron-garnet (YIG) Films Produced by Pulsed Laserdeposition (PLD) for Integration Applications”, *IEEE Trans. Mag.*, **31**, pp. 3832-3834 (1995).
- 2-11) T. M. Le, F. Huang, D. D. Stancil, and D. N. Lambeth: “Bismuth Substituted Iron Garnet Thin Films Deposited on Silicon by Laser Ablation”, *J. Appl. Phys.*, **77**, pp. 2128-2132 (1995).
- 2-12) H. Kidou, A. Morimoto and T. Shimizu: “Synthesis of ferromagnetic Bi-substituted yttrium iron garnet films by laser ablation”, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, pp. 237-239 (1991).
- 2-13) G. F. Dionne: “Molecular Field Coefficients of Substituted Yttrium Iron Garnets”, *J. Appl. Phys.*, **41**, pp. 4874-4881 (1970).
- 2-14) S. Geller, H. Williams, R. Sherwood, J. Remeika, and G. Espinosa: “Magnetic

- study of lighter rare-earth ions in iron garnets”, *Phys. Rev.*, **131**, pp. 1080-1082 (1963).
- 2-15) K. Shinagawa, H. Sato, T. Saito and T. Tsushima: “Charge Transfer Transitions in Yttrium Iron Garnet”, *J. Magn. Magn. Mate.*, **104-107**, pp. 443-444 (1992).
- 2-16) S. Wittekoek and D.E. Lacklison: “Investigation of The Origin of The Anomalous Faraday Rotation of $\text{Bi}_x\text{Ca}_{3-x}\text{Fe}_{3.5+0.5x}\text{V}_{1.5-0.5x}\text{O}_{12}$ by Means of The Magneto-optical Kerr Effect”, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, pp. 740-743 (1972).
- 2-17) D. L. Wood and J. P. Remeika: “Optical Absorption of Tetrahedral Co^{3+} and Co^{2+} in Garnets”, *J. Chem. Phys.*, **46**, pp. 3595-3602 (1967).
- 2-18) I. Warshaw and R. Roy: “Polymorphism of rare earth sesquioxides”, *J. Phys. Chem.*, **65**, pp. 2048-2051 (1961).
- 2-19) M. Buijs, A. Meyerink and G. Blasse “Energy-transfer between Eu^{-3+} ions in a lattice with 2 different crystallographic sites – $\text{Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}^{-3+}$, $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{-Eu}^{-3+}$ and Eu_2O_3 ”, *J. Lumin.*, **37**, pp. 9-20 (1987).
- 2-20) C. Louis, K. Lebbou, M. Flore-Gonzalez, R. Bazzi, B. Hautefeuille, B. mercier, S. Roux, P. Terriat, C. Olagnon and O. Tillement: “Correlation of the structure and the luminescence properties of Eu^{3+} -doped Gd_2O_3 oxide between fiber single crystal and the nano-size powders”, *J. Cryst. Growth*, **265**, pp. 459-465 (2004).
- 2-21) K. Egashira and T. Manabe: “Effects of Some Transition Metal Ions on The Visible and Infrared Faraday Rotation of Gadolinium Iron Garnet”, *IEEE Trans. Magn.*, **8**, pp. 646-648 (1972).
- 2-22) A. Itoh, K. Unozawa, T. Shinohara, M. Nakada, F. Inoue and K. Kawanishi: “Optical and Magneto-optical Characteristics at 1.54 μm of Co, Ge Doped YNdIG LPE Garnet Films”, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, pp. 1672-1674 (1985).
- 2-23) S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson and P. F. Bongers: “Magneto-optic Spectra and The Dielectric Tensor Elements of Bismuth-substituted Iron Garnets at Photon Energies Between 2.2-5.2 eV”, *Phys. Rev. B*, **12**, pp. 2777-2788 (1975).
- 2-24) P. K. Larsen and J. M. Robertson: “Electrical and Optical Properties of Thin Films of Pb^{2+} - and Si^{4+} -doped YIG Produced by Liquid Phase Epitaxy”, *Appl. Phys.*, **45**, pp. 2867-2873 (1974).
- 2-25) 石井紀彦, 玉城孝彦, : “多層光磁気メモリー”, 特許第 3664841 号.

3章 相変化媒体の結晶化過程の解明及び 波長多重メモリー媒体への応用

3-1 緒言

3-1-1 本章の目的

波長多重積層型ホログラムメモリー媒体では、良質な結晶薄膜を得る必要がある。また、フォトリフレクティブ効果を示すには、正確な温度でのアニールによる酸素欠陥による非対称性の導入など温度の精密な制御が必要となる。

しかし、酸化物の結晶化温度は 1200 °C 以上と高く、薄膜作製時にチャンバ内の基板温度をそこまで昇温させることが難しい。また、基板加熱による温度の正確な制御は基板との密着性、基板との距離などにより温度制御が難しい。更に、炉によるアニールでは、炉の発熱体と媒体が一体ではなく、炉中の雰囲気を通してアニールさせるため、使用する雰囲気(還元雰囲気や酸化雰囲気)の対流、熱伝導率により媒体の温度状況が変化してしまう。また、結晶化する温度と時間を精密に制御し、目的の相へと結晶化させなければ、異相が析出してしまう可能性もある。

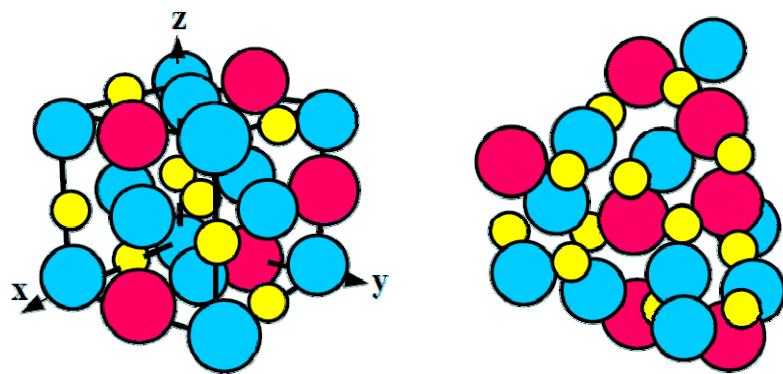
そこで、雰囲気に左右されないアニール方式が必要となるが、その方法のひとつとしてレーザー照射によるレーザーアニールがある。レーザーアニールでは、アニール対象物である媒体自体を直接発熱させるために、上記のような発熱体→雰囲気→媒体といったことによる雰囲気依存性が低く、レーザー照射パワーを調節することにより 1200 °C 以上の温度へも昇温が可能である。

そこで、本章ではレーザー照射によるレーザーアニールについて、その実用性を検討した。次に、本知見を生かし、波長多重積層型ホログラムメモリー媒体のアニール条件を明らかにする。

3-1-2 解決のためのあらすじ

このような温度、時間の正確な制御をするためには、温度プロファイルが重要であるため、3次元非定常熱シミュレーションによる計算で温度設計および、レーザーパワーの調整を見積もり、実際の実験結果と合わせる必要がある。

そこで、まず非晶質と結晶とが可逆に変化する相変化記録媒体を用い³⁻¹⁾、その結晶化過程を明らかにする。相変化記録媒体では図 3-1 に示すように元素が規則的に配列している結晶[図 3-1(a)]とランダムに配列している非晶質[図 3-1(b)]が図 3-2 に示す温度と時間の関数で結晶化と非晶質化を可逆で反応する³⁻²⁾。



(a) 結晶状態

(b) 非晶質状態

図 3-1 結晶状態と非晶質状態

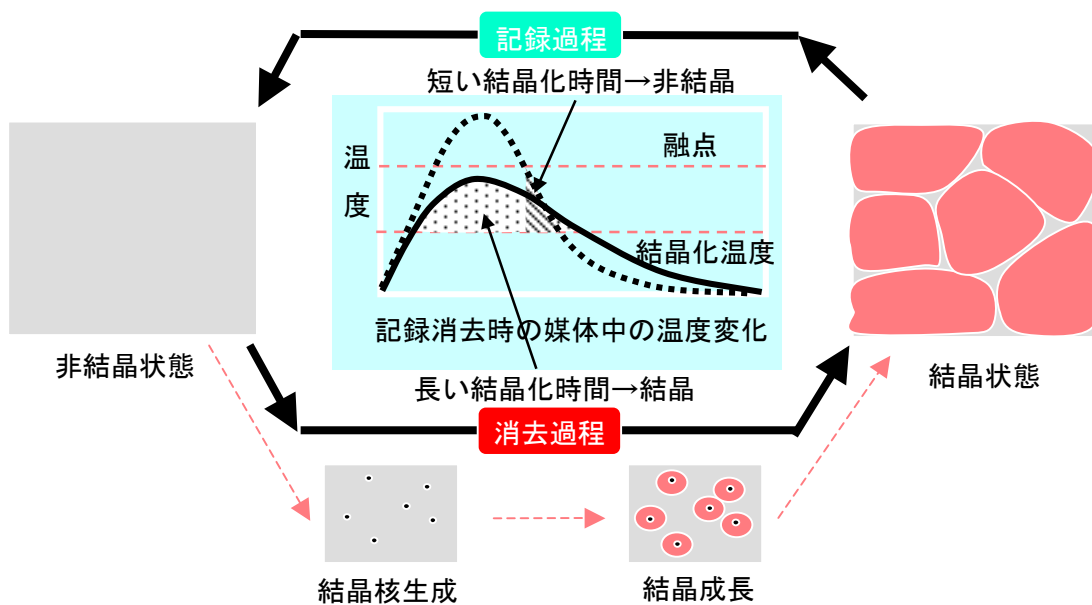


図 3-2 相変化記録媒体の相変化の過程

非晶質状態から結晶への変化は図 3-2 中実線の温度変化をたどるように制御する。レーザー照射により温度を上昇させ、結晶化温度範囲(図 3-2 中では結晶化温度と融点の間)に結晶化させるための必要な時間分保持することにより、結晶化がなされる。逆に結晶から非晶質への変化は破線のようにレーザー照射により温度を融点まで上昇させ、溶融した後、一気に冷却し、結晶化温度範囲での時間を短くすることにより、結晶化させず非晶質として固化させる。

本過程を波長多重積層型ホログラムメモリー媒体で使用できるように赤色半導体レーザー³⁾³⁾及び青紫色半導体レーザー³⁾⁴⁾を用い結晶化過程を明らかにする。本結晶化過程を明らかにするにあたり、結晶化、非晶質化の特性変化を動特性からも評価を行った。

次に、本実験で得られた知見を波長多重積層型ホログラムメモリー媒体であるガーネッ

ト結晶に適用する。ガーネット結晶では、ガラス基板上に作製された非晶質薄膜にレーザー照射を行うことによる温度上昇をシミュレーションから明らかにし、結晶化実験を行う。

このように行った実験の流れを図 3-3 に示す。

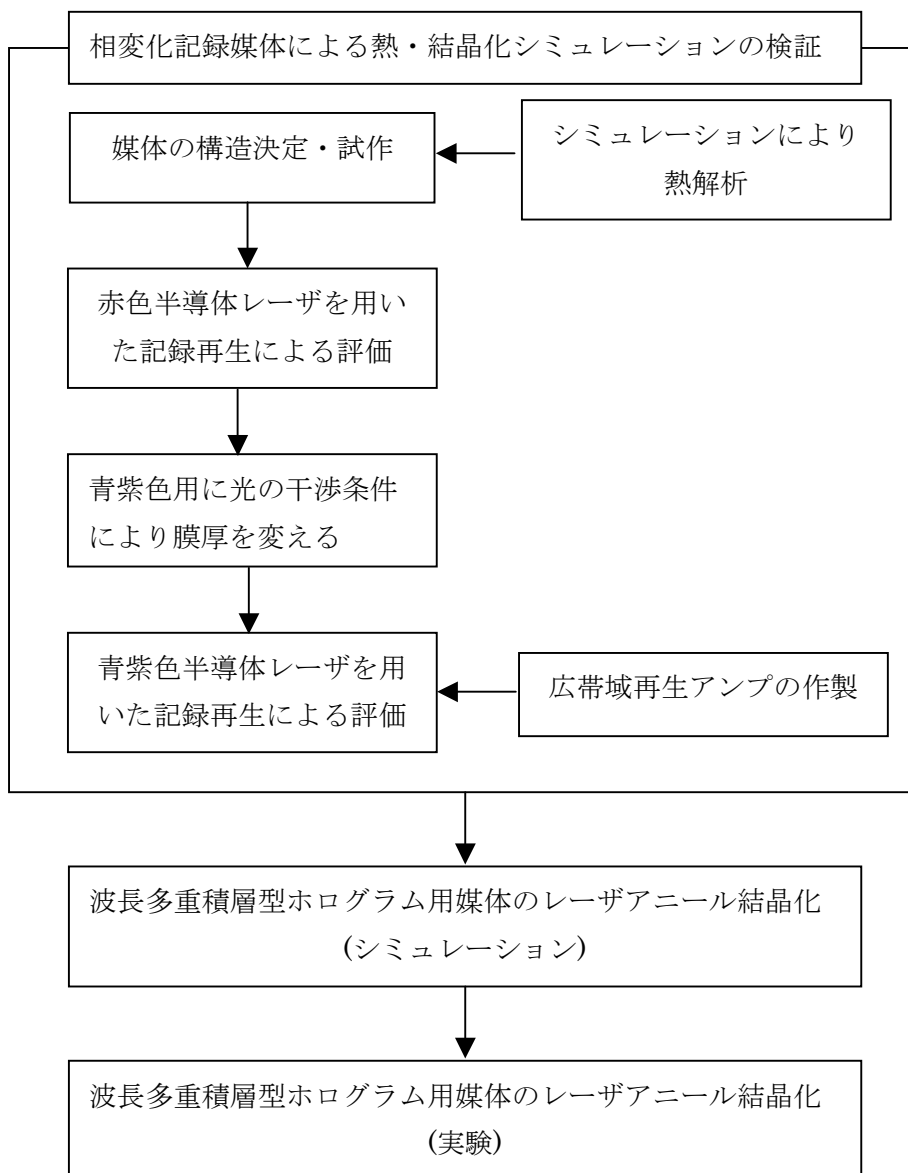


図 3-3 本章の実験の流れ

3-2 実験方法

3-2-1 記録マーク形状シミュレーション方法

記録マークの生成過程シミュレーションは次のように行った。媒体の熱計算として(3-1)(3-2)式に示す3次元非定常熱伝導方程式を用いた。

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla J + Q \quad (3-1)$$

$$J = -D \cdot \nabla T \quad (3-2)$$

where ρ : density C : specific heat D : thermal conductivity Q : heat source
 T : Temperature

(3-1)式を時間項に対して、前進差分で離散化する。

$$\rho \cdot C \cdot \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = -(J_1 + J_2 + J_3 + J_4 + J_5 + J_6) + Q^n V \quad (3-3)$$

$$V = \Delta X \Delta Y \Delta Z \quad (3-4)$$

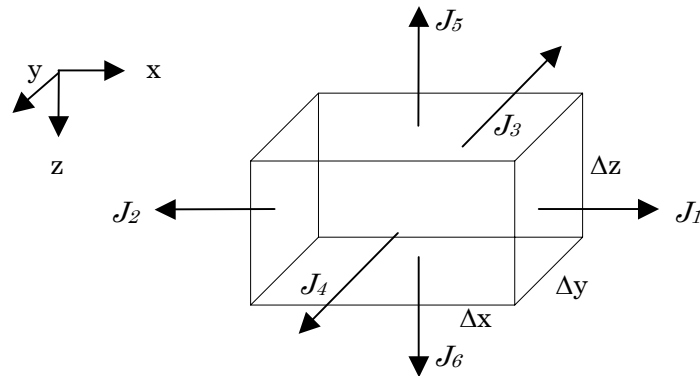


図 3-4 熱流速の定義

$J_1 \sim J_6$ の定義を図 3-4 に示す。次にこの $J_1 \sim J_6$ を陽解法である DuFort Frankel 法³⁻⁵⁾で離散化する。 J 及び T を Δt ごとに交互に求めていく方法で、収束計算を行なうことなく、各時刻での値を求めることができる。

$$J_1 = \bar{\alpha}_1 \left\{ T_{i+1,j,k}^n - \frac{(\Delta t^{n-1} \cdot T_{i,j,k}^{n+1} + \Delta t^n \cdot T_{i,j,k}^{n-1})}{\Delta t^{n-1} + \Delta t^n} \right\} \quad (3-5)$$

$$J_2 = \bar{\alpha}_2 \left\{ T_{i-1,j,k}^n - \frac{(\Delta t^{n-1} \cdot T_{i,j,k}^{n+1} + \Delta t^n \cdot T_{i,j,k}^{n-1})}{\Delta t^{n-1} + \Delta t^n} \right\} \quad (3-6)$$

$$J_3 = \bar{\alpha}_3 \left\{ T_{i,j-1,k}^n - \frac{(\Delta t^{n-1} \cdot T_{i,j,k}^{n+1} + \Delta t^n \cdot T_{i,j,k}^{n-1})}{\Delta t^{n-1} + \Delta t^n} \right\} \quad (3-7)$$

$$J_4 = \bar{\alpha}_4 \left\{ T_{i,j+1,k}^n - \frac{(\Delta t^{n-1} \cdot T_{i,j,k}^{n+1} + \Delta t^n \cdot T_{i,j,k}^{n-1})}{\Delta t^{n-1} + \Delta t^n} \right\} \quad (3-8)$$

$$J_5 = \bar{\alpha}_5 \left\{ T_{i,j,k-1}^n - \frac{(\Delta t^{n-1} \cdot T_{i,j,k}^{n+1} + \Delta t^n \cdot T_{i,j,k}^{n-1})}{\Delta t^{n-1} + \Delta t^n} \right\} \quad (3-9)$$

$$J_6 = \bar{\alpha}_6 \left\{ T_{i,j,k+1}^n - \frac{(\Delta t^{n-1} \cdot T_{i,j,k}^{n+1} + \Delta t^n \cdot T_{i,j,k}^{n-1})}{\Delta t^{n-1} + \Delta t^n} \right\} \quad (3-10)$$

ここで, i, j, k はメッシュ番号で

$$\bar{\alpha}_1 = -\frac{D\Delta Y_j \Delta Z_k}{\Delta X_{i+1}} \quad (3-11)$$

$$\bar{\alpha}_2 = -\frac{D\Delta Y_j \Delta Z_k}{\Delta X_i} \quad (3-12)$$

$$\bar{\alpha}_3 = -\frac{D\Delta X_i \Delta Z_k}{\Delta Y_{j+1}} \quad (3-13)$$

$$\bar{\alpha}_4 = -\frac{D\Delta X_i \Delta Z_k}{\Delta Y_j} \quad (3-14)$$

$$\bar{\alpha}_5 = -\frac{D\Delta X_i \Delta Y_j}{\Delta Z_k} \quad (3-15)$$

$$\bar{\alpha}_6 = -\frac{D\Delta X_i \Delta Y_j}{\Delta Z_{k+1}} \quad (3-16)$$

である。

次に結晶化に対しては Johnson-Mehl-Avrami³⁻⁶⁾の式(3-17)(3-18)を使用した。

$$R(t_c) = 1 - \exp(-(b \cdot t_c)^n) \quad (3-17)$$

$$b = b_0 \cdot \exp(-E_a / (R \cdot T)) \quad (3-18)$$

where b : crystallization constant

b_0 : frequency factor R : gas constant

n : Avrami parameter E_a : activation energy

T : temperature t_c : time after temperature passing T_n

T_c はある温度 T_n を超えて Johnson-Mehl-Avrami の式を適用した時間である。溶融による潜熱を考慮した吸熱過程と非晶質状態から結晶状態への相変化に伴う発熱過程があり、

この二つの過程を内部エネルギーの蓄積と放出として統一的に扱えるものとする。

各計算点では、温度 T と反応分率(結晶化率) $R(t_c)$ をデータとして持つ。ここで、 $R(t_c)$ は

$R(t_c)=1$: 結晶状態

$R(t_c)<1$: 非晶質状態

とする。内部エネルギー H は H_0 : 潜熱, ρ : 密度として

$$H = (1 - R(t_c)) \cdot H_0 \cdot \rho \quad (3-19)$$

である。

実際の計算では、3次元非定常熱伝導方程式と Johnson-Mehl-Avrami の式を交互に計算する。つまり

① 反応分率を計算

$$\Delta r^{n+1} = R^{n+1}(t_c) - R^n(t_c) \text{ で}$$

$$0 < R^n(t_c) < 1.0 \text{ のとき} \quad \Delta r^{n+1} = \frac{dR^n(t_c)}{dt} \Delta t \quad (3-20)$$

$$R^n(t_c) = 1.0 \text{ のとき} \quad \Delta r^{n+1} = 0 \quad (3-21)$$

$$R^n(t_c) = 0 \text{ のとき} \quad R^{n+1}(t_c) = 1 - \exp(-(b \cdot t_c)^n) \quad (3-22)$$

$$R^n(t_c) + \Delta r^{n+1} \geq 1.0 \text{ のとき} \quad \Delta R^{n+1}(t_c) = 1.0 - R^n(t_c) \quad (3-23)$$

$$R^n(t_c) + \Delta r^{n+1} < 1.0 \text{ のとき} \quad \Delta R^{n+1}(t_c) = \Delta r^{n+1} \quad (3-24)$$

② 内部エネルギー変化量を計算

$\Delta t = t_{n+1} - t_n$ の間に放出されるエネルギー ΔH は、

$$\Delta H = H_0 \cdot \rho \cdot \Delta R^{n+1} \quad (3-25)$$

③ 内部エネルギー変化量から発熱への寄与を計算

$$\bar{Q}^n = \frac{\Delta H}{\Delta t_n} \quad (3-26)$$

④ 式(3-3)に③で計算した値を付加した次の熱伝導方程式を解く。

$$\rho \cdot C \cdot \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = -(J_1 + J_2 + J_3 + J_4 + J_5 + J_6) + Q^n V + \bar{Q}^n V \quad (3-27)$$

ここで、熱計算を行い、再度①に戻る。 $Q^n V$ はレーザによる発熱、 $\bar{Q}^n V$ は内部エネルギー変化からの発熱への寄与分である。

3-2-2 記録層の結晶化速度によるマーク形状計算

今回作製した膜の構造を図 3-5 に示す. 全体として 7 層構造を持った多層膜である. 記録膜の結晶化速度を検討するために, 3 章 2-1 節に示した計算を行った.

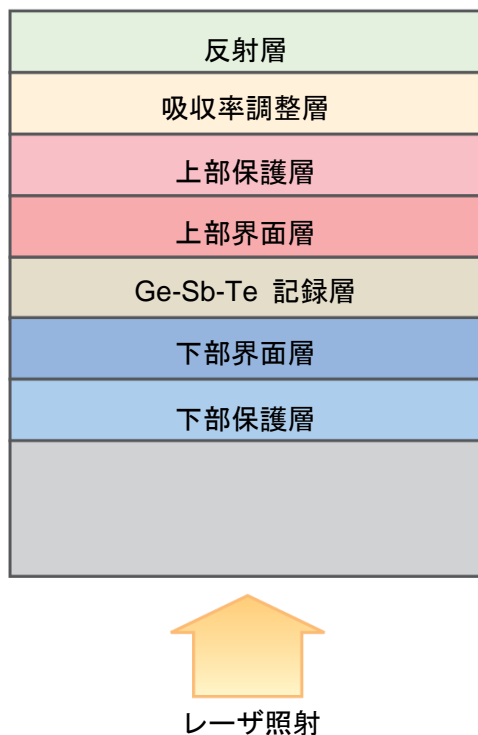


図 3-5 Ge-Sb-Te 記録媒体の断面構成図

相変化記録材料は図 3-6 に示すように大きく二つの結晶形態に分かれる. グループ 1 と記載されている部分とグループ 2 と記載されている部分である. グループ 1 は結晶核生成型の GeSbTe 系で, グループ 2 は結晶成長タイプの SbTe 系で Ag や In, Ge を添加したタイプである. グループ 1 において化学量論組成である $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ を●で記した. グループ 1 の GeSbTe 系材料で結晶化速度を更に速くするには, 図中線上を矢印方向へ組成を変えれば, 結晶化速度は速くなる. 一方, 結晶化速度が速くなると, 元素の流動が大きくなり, 書き換え回数が少なくなる, クラックが発生する, 結晶化速度が速すぎて非晶質マークの先頭が再結晶化して消えてしまう, といった様々な問題が起きる.

そこで, 結晶化速度の検討として 3 次元非定常熱伝導方程式及び Johnson-Mehl-Avrami の結晶化の式を用いて計算した.

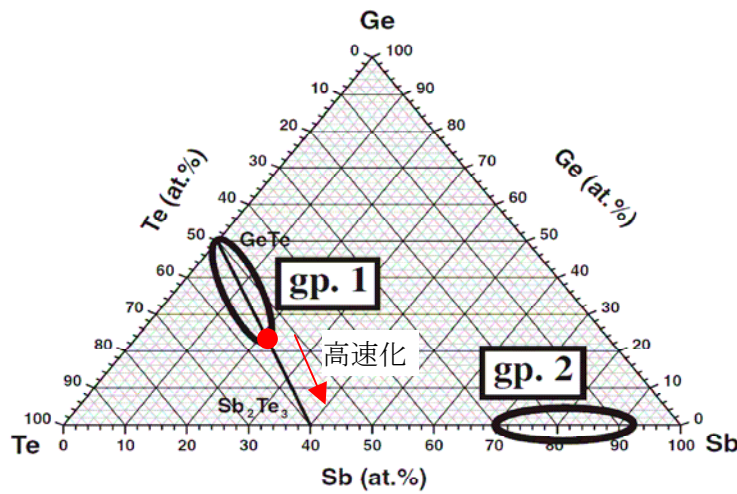


図 3-6 Ge, Sb, Te の 3 元素による組成ダイアグラム 3-7)3-8)3-9)

表 3-1 主な記録媒体の物性値 3-10,3-11),3-12)

Specific Heat (Recording Layer)	$2.09 \times 10^2 \text{ J/(K} \cdot \text{kg)}$
Specific Heat (Reflect Layer)	$5.15 \times 10^2 \text{ J/(K} \cdot \text{kg)}$
Specific Heat (Protect Layer)	$5.62 \times 10^2 \text{ J/(K} \cdot \text{kg)}$
Thermal conductivity (Recording Layer)	$3.78 \times 10^2 \text{ J/(m} \cdot \text{K} \cdot \text{s)}$
Thermal conductivity (Reflect Layer)	$2.15 \times 10^2 \text{ J/(m} \cdot \text{K} \cdot \text{s)}$
Thermal conductivity (Protect Layer)	$4.27 \times 10^2 \text{ J/(m} \cdot \text{K} \cdot \text{s)}$
Density (Recording Layer)	$6.15 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Density (Reflect Layer)	$2.75 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Density (Protect Layer)	$3.65 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$

このときの計算に用いた物性値を表 3-1 に示す。

結晶成長定数は 3 章 2-1 節(3-18)式で表されるので、結晶成長速度によるマーク形状を計算するため³⁻⁷⁾、活性化エネルギー(E_a)を 1.72 eV, 1.47 eV, 1.32 eV と変化させた。また、1, 7RLL(Run Length Limited)変調符号方式のマークとスペース(デジタル信号の“1”と“0”にあたる)の長さは $2T_w$ (T_w はチャンネルクロックの 1 周期時間)から $8T_w$ までに制限されており、その $2T_w$ マークはレーザードライバの立ち上がり時間等の制約から、1 回のパルス発光で記録している。今回の計算も同様の発光波形とし、 $2T_w$ マーク、 $2T_w$ スペース、 $2T_w$ マークという記録をする場合の計算を行った。この時の使用したビームプロファイル及び発光波形をそれぞれ図 3-7, 3-8 に示す。レーザービームプロファイルは波長 405 nm のガウスビームとし、1 回の発光で最短マーク $2T_w$ を記録するような波形とした。

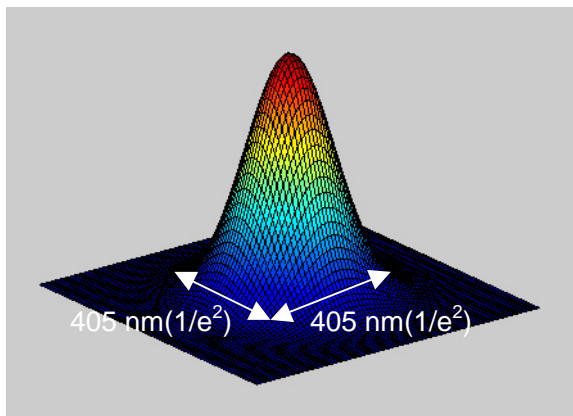


図 3-7 シミュレーションに使用したレーザービームプロファイル

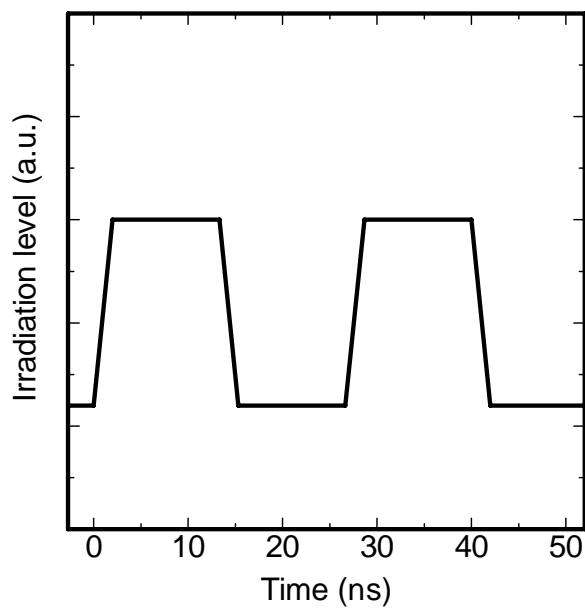


図 3-8 シミュレーションに使用したレーザーの発光波形

3-2-3 メディアテストの作製及び媒体評価法

媒体の評価にあたって 2head のディスク実験装置を作製した。この概要図を図 3-9 に示す。二つのヘッドは 180 度対向して設置してあり、それぞれ独立にコントロールが可能である。この二つのヘッドは共に 405 nm の波長の青紫色レーザと 0.65 の高 NA の対物レンズを使用してい

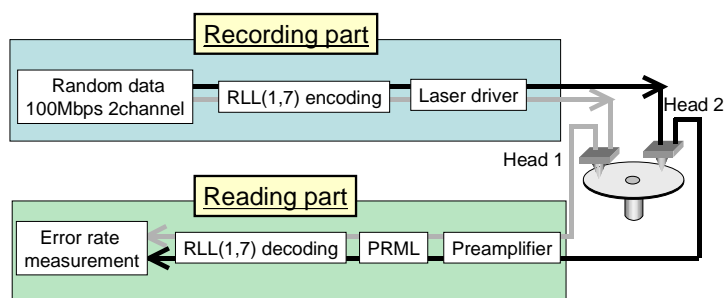


図 3-9 試作システムのブロックダイアグラム

る。記録信号 100 Mbps のデータは変調部で 1,7 RLL(Run Length Limited)変調に変調され記録信号となる。この記録信号が歪みなく記録媒体に記録できるようにレーザ発光制御を行い、記録マークを形成する。

一方、読み出し時には、記録よりはるかに弱い光(0.5 mW~1.0 mW)を記録媒体に照射し、記録媒体から反射した光を光検出器で検出し、プリアンプで電流信号から電圧信号へ変換する。再生した信号は光学系の MTF(Modulation Transfer Function)や雑音等により符号間干渉が大きい状態となっているため、PRML(Partial Response Maximum Likelihood)により再生等価を行う。この信号をさらに 1,7 RLL のデコードを行い、記録信号と比較することにより、誤り率が測定できる。

また、高速・大容量が可能のように、高速回転可能なエアスピンドルモータ、広帯域、低雑音アンプ、高速レーザドライバ、更にビームプロファイルの Rim intensity(対物レンズのひとみの縁での強度)を上げている。これらの詳細を表 3-2 に示す。

作製した実験装置では、評価パラメータとしてジッタ値による媒体の特性評価や伝送特性評価、ランダムデータの誤り率測定までが可能となっている。ジッタ値は、図 3-10 に示すような測定した何千、何万のマークの時間分布の標準偏差 σ を基準クロック時間 T_w で割った値($\sigma/T_w \times 100\%$)であり、ジッタ値と誤り率には相関があるので、媒体の評価として簡便に測定が可能な指標である。

表 3-2 実験装置の特性の詳細

Laser wavelength (nm)	635 or 405
NA of objective lens	0.65
RIM intensity of laser beam	0.73
Bandwidth of amplifier (MHz)	80
Rising time of laser diode (ns)	0.8
Maximum revolution of spindle (rpm)	12000

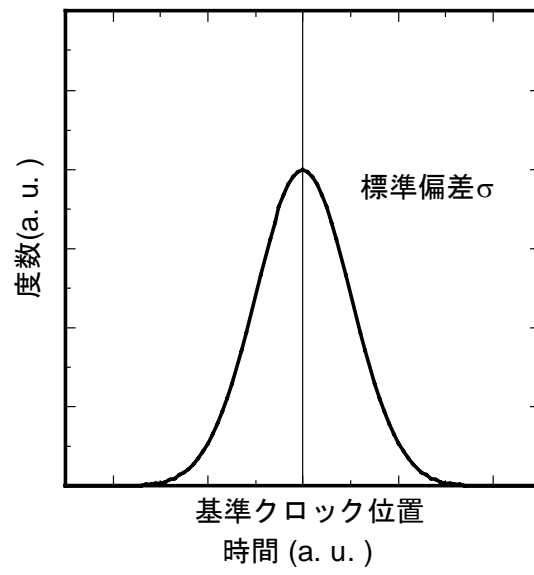


図 3-10 測定マークの時間分布と基準クロック

3-3 実験結果

3-3-1 記録膜の結晶化速度によるマーク形状変化

3章 2-2節での方法を用いて計算した記録層における最高到達温度分布を図 3-11 に示す。中心付近では 800 K 以上の温度となっており、この部分が熔融している領域であることが考えられる。また、この時の最高到達温度分布は活性化エネルギー(E_a)にかかわらず同じ分布を示していた。

次にこの時のマーク形状計算結果を図 3-12 (a), (b), (c)に示す。図のように結晶化速度が速くなる(E_a が小さくなる)と非晶質記録マーク(図の白い部分)の左側エッジ(ビームが左から右に移動しているので、前側のエッジという意味から前エッジという。逆のエッジは同様に後エッジ)の方から再結晶化していき、前エッジ部分に彗星の尾の様な部分的に再結晶化した領域が現れることが分かる(図 3-12(b)参照)。また、逆に後エッジ部分ではエッジの形状自体は違うが、位置はそれほど変わっていない事も分かる。

このように速過ぎる結晶化速度では、非晶質マークの前方から再結晶化してしまい、非晶質マークが消えることが分かる。そこで、薄膜の結晶化速度の指針として、やや速すぎるより、やや抑え気味の結晶化速度として、次節で述べる界面層での結晶核生成補助作用と、上部保護層を厚くする事による反射層への熱流を抑止する徐冷構造により結晶化速度を総合的に速めることを考えた。

これらに鑑み、本記録媒体では、記録膜自体の結晶化速度調整は化学量論組成を中心に、やや結晶化速度が速い組成を添加する $(\text{AgSbTe}_2)_x(\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5)_{1-x}$ 系とした。 SbTe 系に Ag もしくは In を添加すると、図 3-13 のようにイオン半径の小さい Ag や In により結晶と非晶質の変化時のクラック発生などに対して安定性が増すため³⁻¹³⁾、 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ を主成分として、一部を AgSbTe_2 置換した。

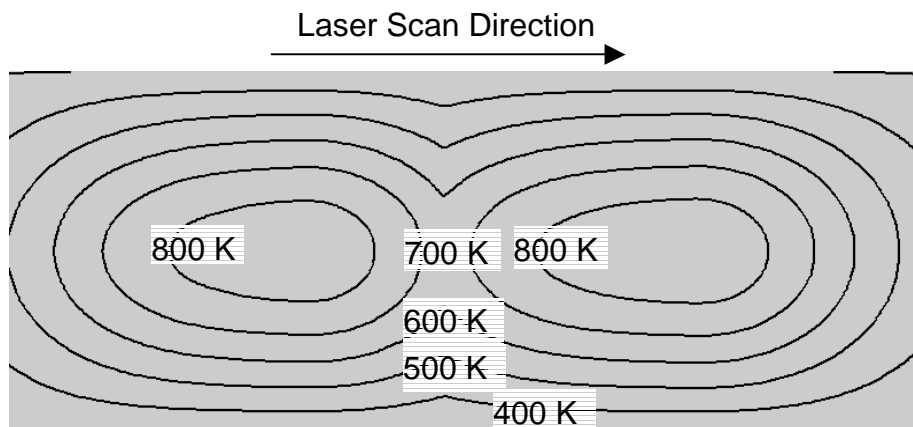


図 3-11 記録層における最高到達温度分布

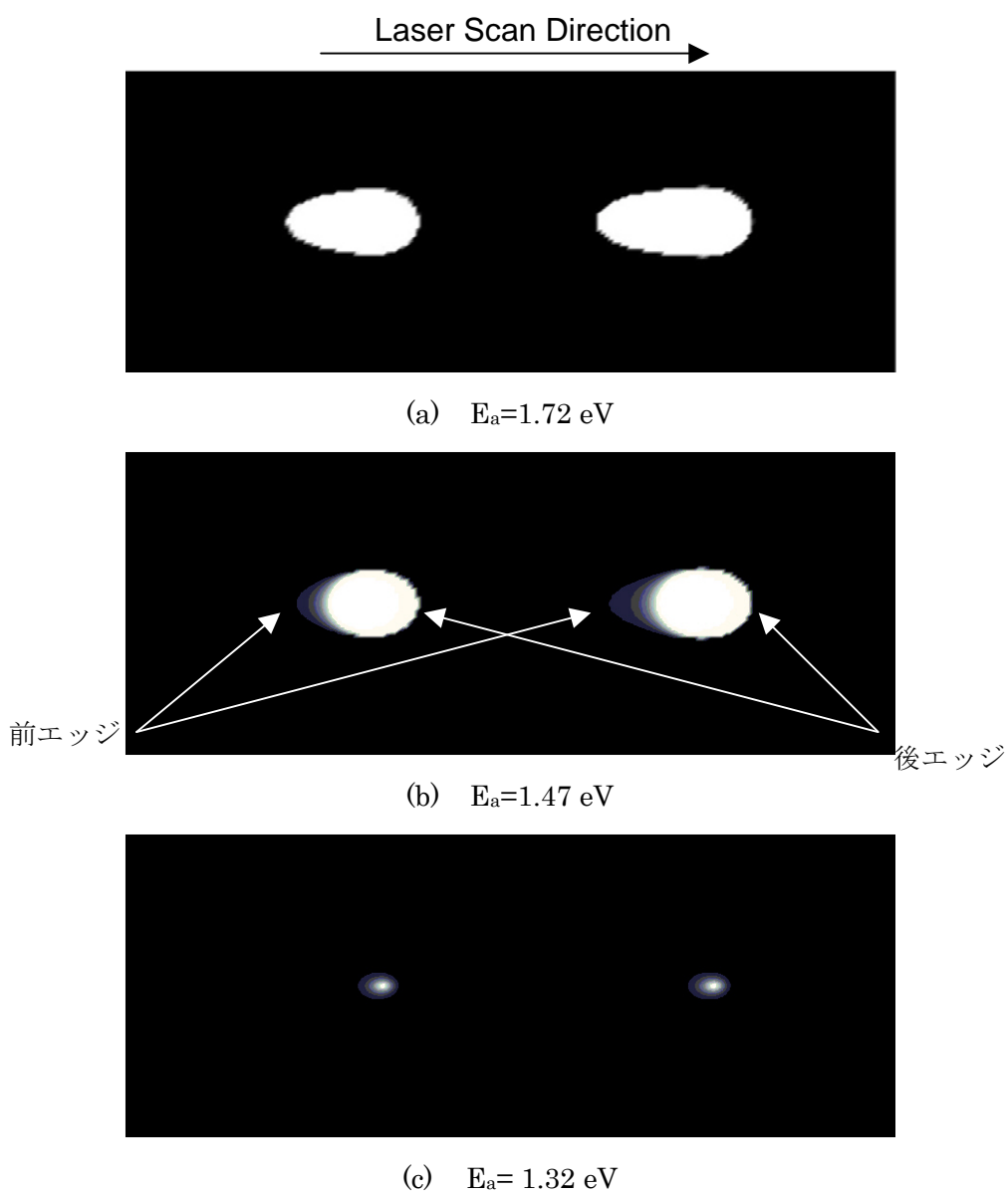


図 3-12 各活性化エネルギー (E_a)の時の記録マーク形状計算結果
(黒が結晶部, 白が非晶質部)

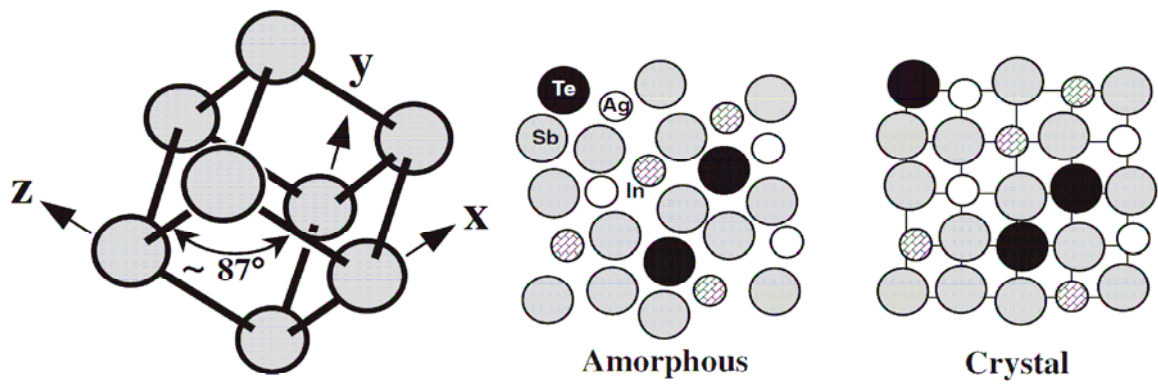


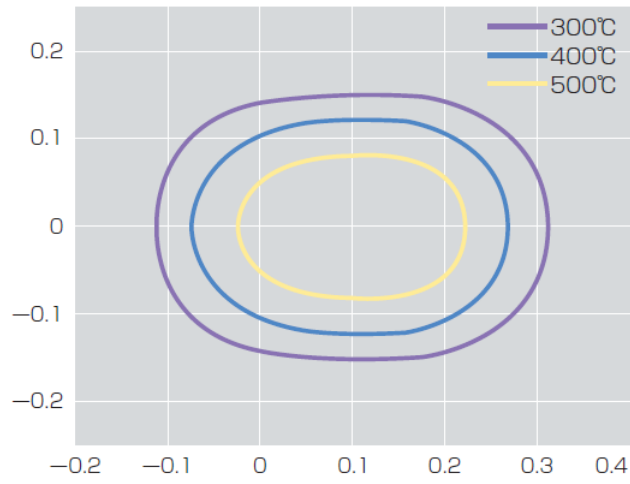
図 3-13 AgInSbTe の高温時の結晶形態及び高温時の非晶質⇔結晶の変化

3-3-2 高速結晶化用記録媒体の膜厚のシミュレーションによる見積もり

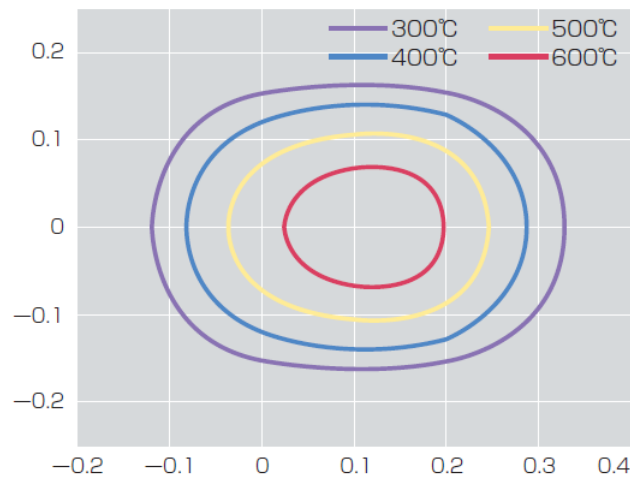
高速に相変化するためには温度の正確な制御が必要となる。しかし、記録中の温度の変化を直接測定することはできない。そこで、層構成から記録時の温度の変化をシミュレーションで計算し、検討を行った。

特に、高速にディスクを回すと、記録マーク上をレーザが通過する時間は1/10程度となり、与えることができるエネルギーもそれに伴い減少すると共に、空気の流れにより冷却する効果が大きくなる。そこで、図3-5に示した上部保護層の厚みの検討を行った。保護層はZnS-SiO₂と酸化物系としたため、この層を厚くすることにより、反射層への熱の拡散を防ぐ効果を期待できる。

そこで、反射層50 nm、吸収調整層20 nm、上部、下部界面層5 nmと条件を同じにして、この上部保護層を70 nmと厚めの場合と、通常の膜厚である20 nmとで計算を行った結果を図3-14に示す。上部保護層が20 nmの場合には記録層の最高到達温度は500 °C付近までしか上昇しないが、同様のレーザ光照射条件でも上部保護層を70 nmと厚くすると600 °C以上になる。すなわち上部保護層を厚くすると徐冷型の媒体構造となり、低レーザパワーでも記録が可能であることが分かる。さらに、この保護層厚の調整により、図3-2で示した結晶化時間を最適化することも可能である。



(a) 20nmの場合



(b) 70nmの場合

図 3-14 上部保護層の厚みの違いによる最高到達温度の違い

3-3-3 高速結晶化用記録媒体及び核発生補助界面層

3章 3-1節より，相変化膜の結晶化速度は速すぎると問題あることが分かった．そこで， $(\text{AgSbTe}_2)_x(\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5)_{1-x}$ 系材料で，低線速度 8.2 m/s で置換量 x とジッタ値及び DC 消去率の結果³⁻¹⁴⁾を図 3-15 に示す．図 3-15 のように $x=0.28$ 付近で良好なジッタ値となる事が分かったので，18 m/s という高線速度でも同様の組成とし，次に示す核発生補助層による高速化を検討した．

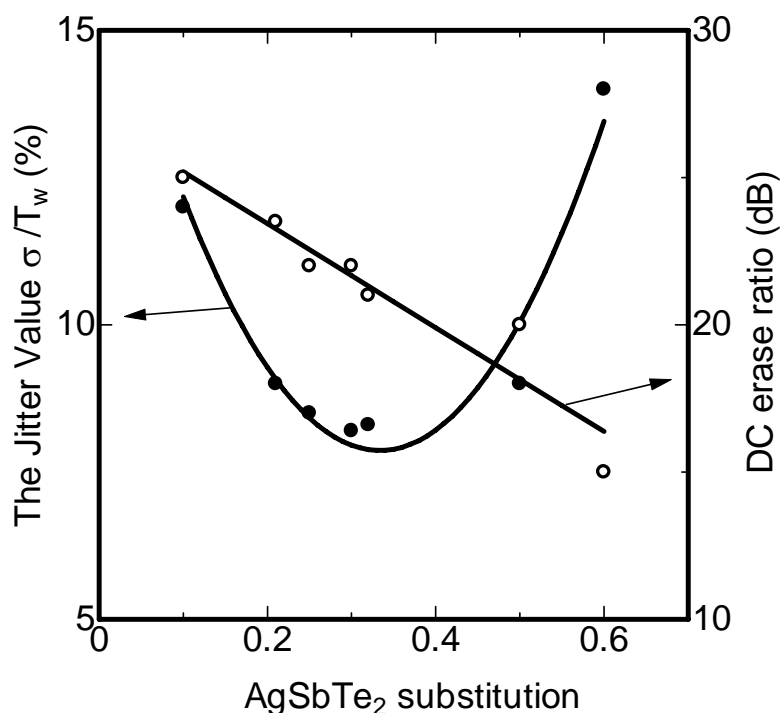


図 3-15 AgSbTe_2 置換量によるジッタ値と DC 消去率³⁻¹⁴⁾

Ge-Sb-Te 相変化記録媒体では，図 3-2 に示すように結晶核生成が起こり，続いて結晶成長する固相結晶化タイプなので^{3-13,3-15)}，高速結晶化(消去)を可能とするため，核発生を補助する界面層で記録層の両面を挟み，結晶核の発生頻度を高めた．界面層は結晶化過程での核発生を容易にし，非晶質部分の結晶核の数を増加させることで高速結晶化を実現する．現在までに保護層である $\text{ZnS}\cdot\text{SiO}_2$ や SiC ³⁻¹⁶⁾， SiN ³⁻¹⁷⁾ など検討されてきたが，我々は，核発生に重要な濡れ性に関連する物理定数であるギブスの自由生成エネルギーを元に金属系材料を検討した結果， Cr_2O_3 を選択した．

また，結晶状態と非晶質状態では吸収が変わるので，その吸収率の補正を行うために，吸収率調整層を反射層と上部保護層との間にしている．

3-3-4 試作媒体の赤色半導体レーザによる評価

前節までの検討及び計算結果を踏まえ、媒体を試作し、特性評価を行った。使用した基板は基板の厚みむらやうねりのない良好なディスク基板の機械特性を実現するため、ポリカーボネート基板を射出成型する条件や 0.6 mm 厚の基板を 2 枚張り合わせるときの条件などを最適化した基板を作製した。この基板の条件を表 3-3 に示す。これにより平坦性が高く、偏芯の少ない光ディスク媒体を作製した³⁻¹⁸⁾。

次にこのディスク媒体の動特性を評価した。このときの使用したディスクテスタ(パルステック社製 DDU-1000)の条件を表 3-4 に示す。高線速でもトラッキングが外れないよう、DC トラッキングゲインと帯域の調整を行い、高線速でも記録再生特性が測定できるようにした。

表 3-3 基板条件

Thickness	0.6mm Laminated
Track pitch	0.6 μ m Land & groove
Material	Polycarbonate

表 3-4 実験条件

Wavelength	635 nm
NA(開口数)	0.65
Recording and reproduction	On groove
Linear velocity	9~30 m/s

書込み

書込みは結晶化させたディスク媒体に高レーザーパワーを当て、熔融させたのち、結晶化しないように急冷させ、非晶質マークを書く。このときの再生信号強度の CNR(Carrier to Noise Ratio)の書込みパワー依存性を図 3-16 に示す。書込み条件は現在の DVD-RAM 4.7 GB とほぼ同じ最短マーク長である $0.4\ \mu\text{m}$ マークと $0.4\ \mu\text{m}$ スペースの単一周波数、線速度を $15\ \text{m/s}$ ~ $30\ \text{m/s}$ まで測定した。DVD-RAM 4.7 GB のほぼ 2 倍の線速である $15\ \text{m/s}$ でも $50\ \text{dB}$ 以上の CNR を有しており、さらに線速度 $20\ \text{m/s}$ まで CNR $50\ \text{dB}$ 程度が達成できている。

線速度 $20\ \text{m/s}$ での CNR $50\ \text{dB}$ 以上の書込みパワーは $12\ \text{mW}$ と山田らが報告している値³⁷⁾より小さくなっているが、波長、NA の条件がより集光できる状態となっているため、また、3 章 3-2 節の保護層の厚膜化により、レーザーパワーは低くなったものと考えられる。このため、高線速時の必要 LD パワーも実用範囲内であると考えられる。

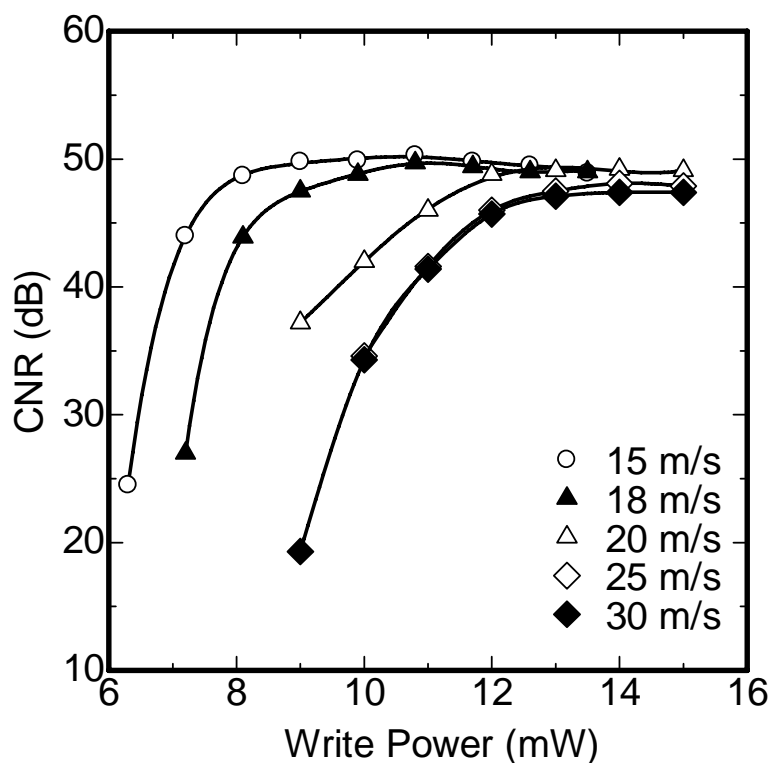


図 3-16 各線速における CNR の書込みパワー依存性

DC 消去

図 3-16 中の CNR の測定で, CNR が一番高い条件の線速, 記録パワーで $0.4 \mu\text{m}$ マークを記録した. その後, 線速を変えてレーザ光を連続(DC : Direct Current)点灯してマークを消去(結晶化)し, (3-28)式により消去比を求めた. DC 消去による消去比のパワー依存性を図 3-17 に示す.

$$\text{消去比} = \frac{\text{記録後再生信号振幅}}{\text{消去後の再生信号振幅}} \quad (3-28)$$

一般的にダイレクトオーバーライトに必要とされる消去比25 dBを評価基準値とした.

12 m/s の線速では DC 消去率 30 dB 以上を有しており, 25 dB 以上の消去率を超えているパワーマージンは 0.8 mW 程度である. これに対し, 18 m/s 時では 29 dB と最大値はやや劣るが, 25 dB 以上のパワーマージンは 1 mW と広がっていることが分かる. パワーマージンより 18 m/s が最適線速と考えられる.

Ge-Sb-Te の核生成温度は $300 \text{ }^\circ\text{C} \sim 340 \text{ }^\circ\text{C}$ で, その後結晶成長により結晶化が進むと報告されているが³⁻¹⁹⁾, 消去後の雑音レベルも小さいこと(図 3-18)から 12 m/s の線速では核生成と結晶成長の両方が良好に機能していることが推測される.

しかし, 線速が速くなるにつれ, 結晶化のための保持時間が短くなるため結晶化度が落ち, 消去率が落ちると共に消去後の雑音レベルも高くなっている.

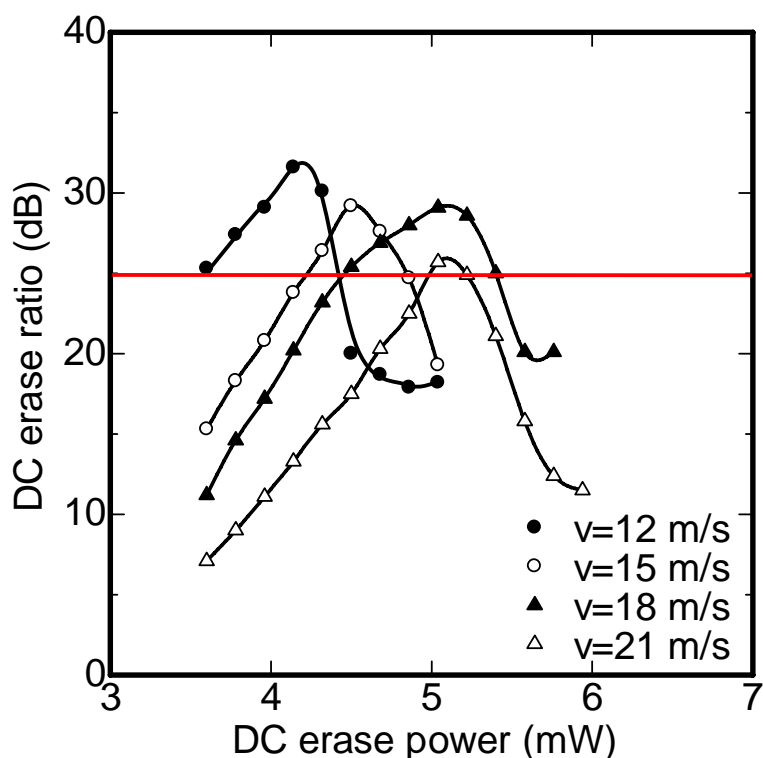


図 3-17 DC 消去率の DC 消去パワー依存性

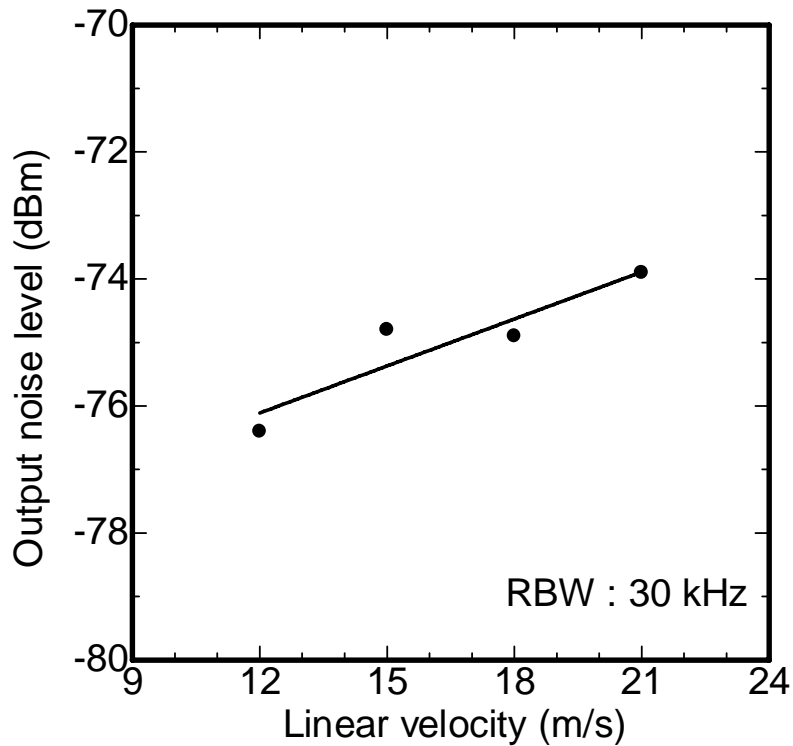


図 3-18 DC 消去後の雑音レベル

このため、線速 21 m/s の最高消去率は 26 dB と下がってくるが、結晶核生成補助用界面層の補助もあり、急激な低下は見られない。このことは次の事柄からも確認できる。

0.4 μm を $2T_w$ (T_w :基準クロック時間) と考え、1, 7RLL (Run Length Limited) での最長マーク 1.6 μm ($8T_w$) の単一繰り返しの 18 m/s 時の DC 消去率を図 3-19 に示す。

最高消去率を示す DC パワーは最短マーク 0.4 μm 消去時の最適パワー 5.0 mW とほぼ同じで、そのときの消去率は 31 dB と最短マークと同等の値であった。つまり短いマーク、長いマーク共に周辺からの結晶成長であるとする、この二つに DC 消去率の大きな違いが現れるはずであるが、実験結果よりほとんど違いがないことから周辺部からの結晶成長より核生成による結晶成長が支配的であることが確認できる。

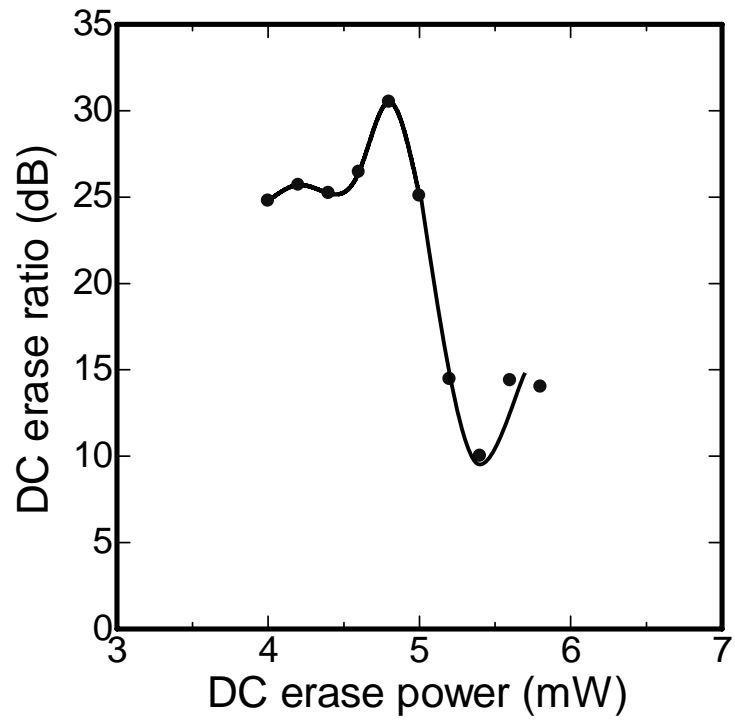


図 3-19 1.6 μm マーク, スペース繰り返し時の DC 消去率のレーザーパワー依存性

0.4 μm マークダイレクトオーバーライトジッター³⁻²⁰⁾

記録パルスを変化させて 0.4 μm マークを記録した時のジッタを表 3-5 に示す. 線速 18 m/s 時の 0.4 μm は時間に換算すると 22.2 ns に相当するが, 熱の拡散により, 実際の書込み波形はほぼ半分の 12 ns の発光で十分であることが分かる. これは, 3 章 3-2 節の保護層の厚膜化により, 記録媒体が徐冷構造となっていることにも起因する.

次に図 3-20 のようにクーリングパルスを入れたときのジッタの違いとダイレクトオーバーライトをした時の測定値を図 3-21 (a) に示す. また, このときの熱シミュレーションによる記録層の最高到達温度の計算結果を図 3-21(b) に示す.

媒体構成として徐冷構造を採用し, 記録特性の確保はできたが, 実際の記録エッジの精密な制御は記録するレーザパワーを ns オーダの発光制御にて行う必要がある.

クーリングパルス(図 3-20 中 T_2)を増加させていくことにより, ダイレクトオーバーライト時のジッタが低減していることが分かる. 図 3-21 (b)の結果から分かるように, クーリングパルスを入れないと熱的な干渉が大きく, 温度分布がつながっている. 逆にクーリングパルスを入れた場合には, 温度分布が一度切れていることから, 後ろエッジ部分の熱拡散を抑えないとジッタが上昇することが分かる. つまり, 本媒体では $2T_w$, $3T_w$ など小さいマークを書く時にはクーリングパルスが必要である.

クーリングパルスが 8 ns 以上のときにジッタが小さくなるが, このジッタが小さくなるクーリングパルスの値は 6 m/s, $3T_w$ マーク overwrite 時の消去率の高いクーリングパルス $1T_w$ に対して, ほぼ同様の長さである³⁻¹²⁾. クーリングパルスを長くするとダイレクトオーバーライト時の消去率が落ちる可能性があるが, 温度分布図よりその部分は微小な領域であるため, 消去率にはあまり影響がないと考えられる. また, このように熱干渉を抑えることで, ダイレクトオーバーライト時のジッタを抑えることが可能である.

表 3-5 記録パルス時間 T_1 とジッタ σ/T_w

$T_1(\text{ns})$	$\sigma/T_w (\%)$
22	9
16	10.1
14	8.3
12	7.7
10	11.9

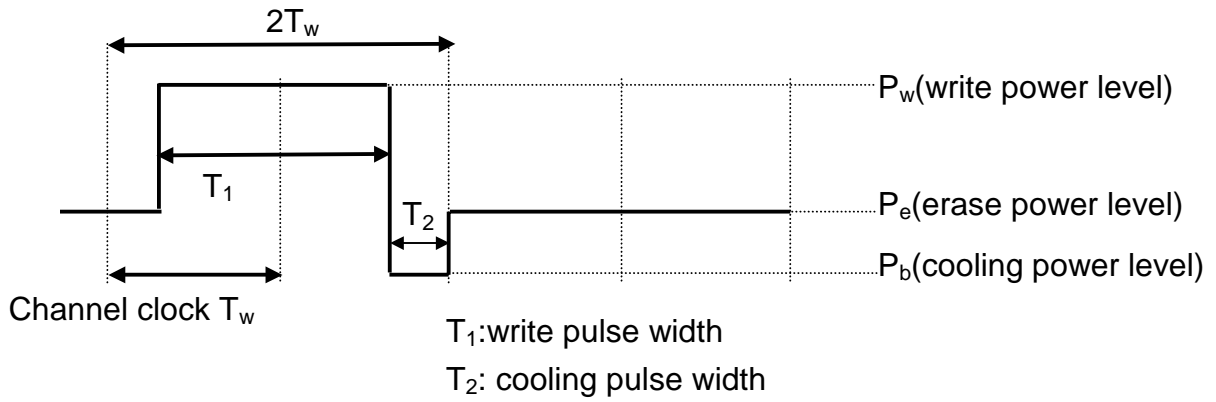


図 3-20 記録パルス波形

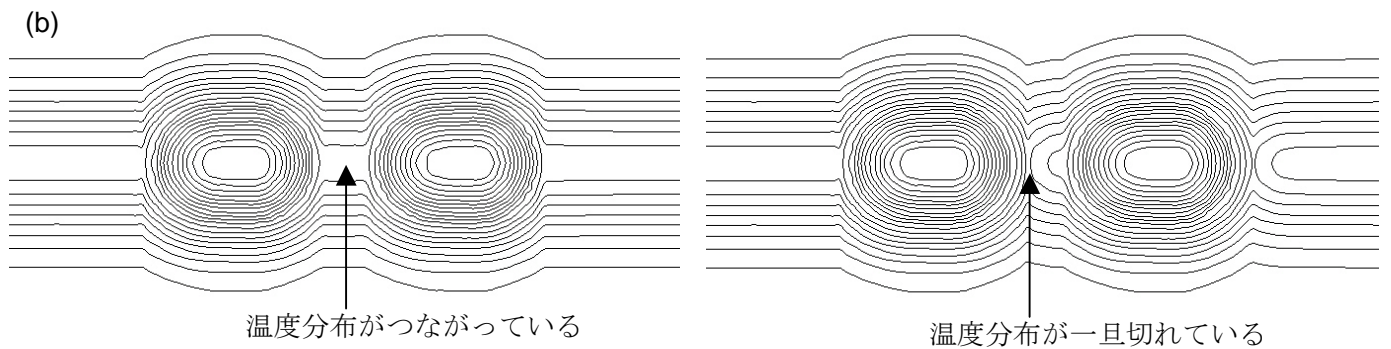
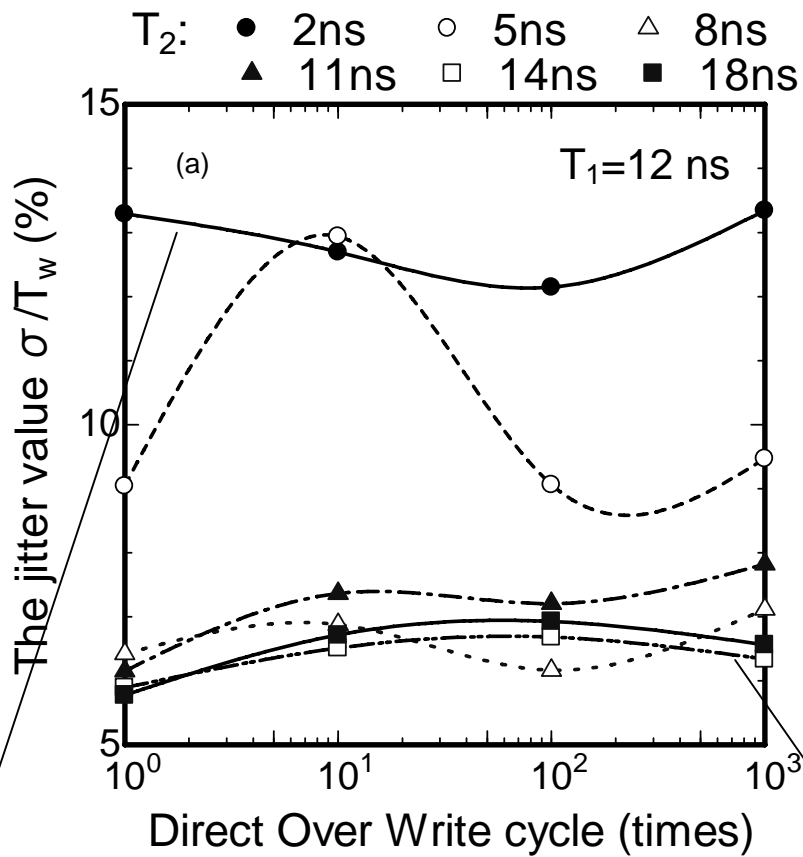


図 3-21 記録波形による (a)ジッタ値のダイレクトオーバーライト回数依存性と (b)熱シミュレーションによる最高到達温度分布

3T_w以上の単一周波数繰り返しジッタについて

同様に 3T_w 以上のパルスについても測定を行った。この測定結果を図 3-22 に示す。4T_w 以上のマークについてはクーリングパルスを入れていない。単一周波数ではマークが長い
ため、マーク間の干渉が少ないためと考えられる。1, 7RLL の 2T_w~8T_w のマークについて
高線速下に於いても DVD-RAM と同様にジッタは記録波形調整による記録補償により制御
可能であることが分かった。すべての場合について、必要とされる 10% のジッタ値を下回っ
ているため、記録波形調整が有効であることが分かった。

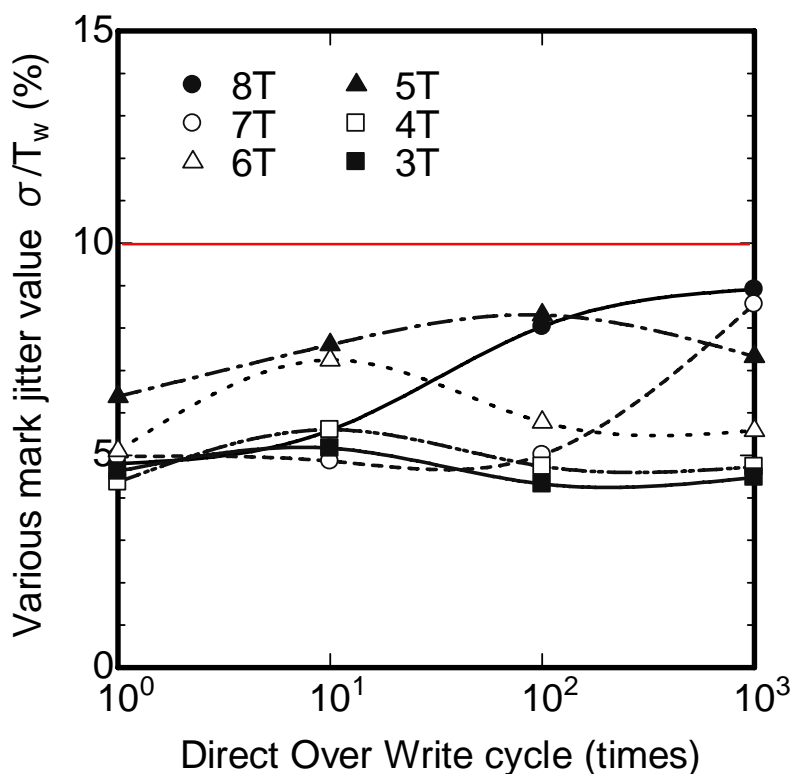


図 3-22 様々なマーク長におけるジッタ値の直接上書き回数依存性

1, 7RLL ランダムパターンの記録再生

1, 7RLL ランダムパターンを記録後, 再生した再生波形を図 3-23 に示す. 前記, 記録波形調整をランダムパターンに適用した. $2T_w$ から $8T_w$ まであるマークとスペースの長さの全ての組み合わせ(49 通り)により, 記録波形を調整する適応記録制御や再生等価は行っていない. トータルジッタとしては 10 %である. 適応記録制御, 再生等価を使用することによりさらに開口率は良くなると思われる.

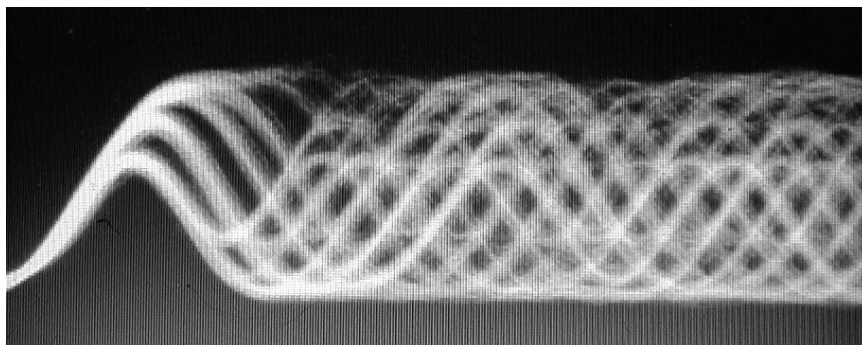


図 3-23 1,7RLL の再生信号アイパターン

本節のまとめ

記録膜として, 高速に結晶化する材料の検討を行い, 結晶化速度をやや速くした材料とした. またこれとは別に結晶化速度を速くするために, 結晶核生成補助を行う界面層を用いた. これにより, 結晶化速度を速めながら, 結晶化速度を高速化した場合に発生するクラック等を発生させることなく繰り返し記録・再生できることを確かめた.

これらの結果から, 赤色半導体レーザを用いた Ge-Sb-Te 系材料で, 材料の結晶化速度を速めると共に核発生補助を行う界面層を有効的に使い, それに応じた記録波形補償を併用する事で従来と比較して 6 倍以上高速化が可能である事を示した.

3-3-5 再生アンプの広帯域化・低雑音化³⁻²¹⁾

光ディスクでは再生信号強度の光信号(フォトン)を電気信号に換えている。この役割を果たすのがフォトディテクタ(PD)であるが、PD はフォトンをエレクトロンに変換するため、電気信号といっても電流信号である。この電流信号のままでは信号処理を高速に行うのは難しい。そこで、電流信号をそれに比例した電圧信号に変換する。この変換回路をトランシーンプーダンスアンプもしくは IV アンプ、ヘッドアンプ(一番最初に使用するの)という。

高速な光ディスクを評価するには再生アンプの帯域も広帯域化が必要である³⁻²²⁾。前節では、赤色半導体レーザを使ったため、信号の最高周波数でも 22.5 MHz であるが、1, 7RLL(Run Length Limited)の変調方式で 100 Mbps を実現しようとする、37.5 MHz までは必要である。これは、1, 7RLL 変調方式が 2 ビットを 3 ビットに変換する 2-3 変調方式であるため、必要な基準クロック T_w は 100 Mbps→100 MHz→150 MHz となり、この基準クロックに対して、記録信号最高周波数は最短マーク長 $2T_w$ の繰り返しになるので、 $150 \text{ MHz} \div 4$ で 37.5 MHz となるからである。さらに、青紫色半導体レーザを使用すると、PD の電流への変換効率(量子効率)が赤色の半分以下となるので、*SNR*(Signal to Noise Ratio)が更に低下する。そこで、本節では、青紫色半導体レーザを用いた場合でも、良好な *SNR* でディスクを評価できる再生アンプを作製し、評価した。

ディスクからの戻り光量の推測

光ディスク再生時に PD へ入射する光量は、光ディスク媒体での反射率、光学系での減衰などにより光ディスクに実際に照射されるレーザ光量の数%しか戻ってこない。また、相変化記録媒体では、大きな読み出しパワーは記録マークの消去を引き起こしてしまうので、それ程大きな読み出しパワーは使えない。そこで、様々なディスクを使用し、実際にどの程度の戻り光があるのかを反射率の異なった 4 種類のディスク媒体を使用して測定した。測定結果を図 3-24 示す。ディスクへの読み出しパワーによる記録マークの消去を考えると読み出しパワーは 0.5 mW から 0.7 mW となるが、この場合、PD に入射されるパワーは 10 μ W から 30 μ W である事が分かった。(図 3-24 中網掛け部)

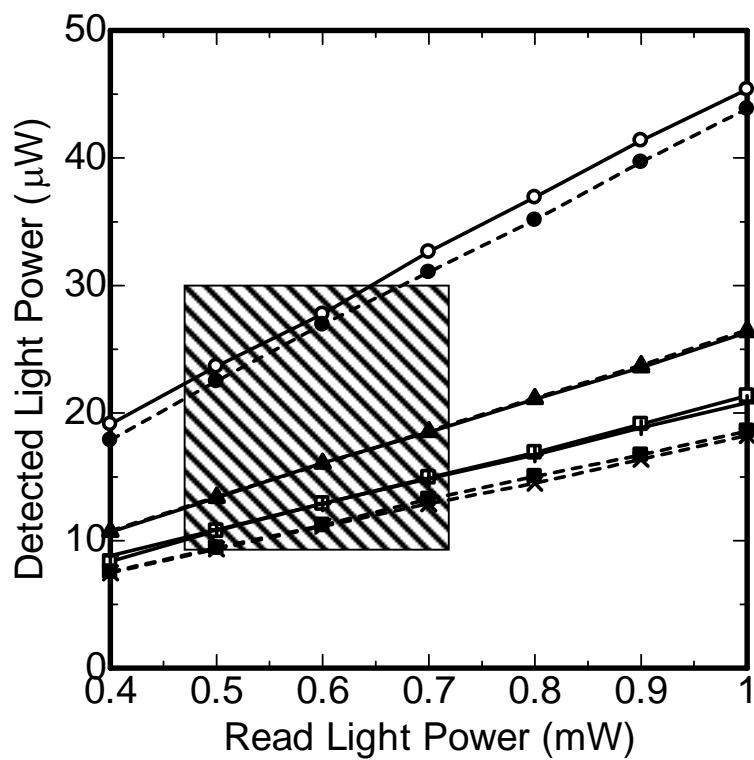


図 3-24 種々のディスクにおける PD での光量の読み出しパワー依存性

高速青紫色用相変化光ディスクに必要な検出系の条件

100 Mbps の転送速度を 1, 7RLL で実現する場合, 光ディスクからの戻り光を電気信号に変換する光検出系には 37.5 MHz 以上の帯域が必要となる。

また, 光信号検出系での入力換算雑音電流密度 I_n は式(3-29)で表わされる。ここで, I_s はフォトダイオードの光電流で生じるショット雑音, I_t は帰還抵抗による熱雑音, E_{na} 及び I_{na} は光検出回路の雑音(それぞれ, 雑音電圧密度と雑音電流密度), I_L はレーザ雑音, I_m は媒体雑音である。

$$I_n^2 = I_s^2 + I_t^2 + (E_{na}/R_f)^2 + I_{na}^2 + I_L^2 + I_m^2 \quad (3-29)$$

通常システムでは媒体雑音制限になるようにするため, それぞれの大小関係は $I_m^2 > I_L^2 > I_s^2 > (E_{na}/R_f)^2 + I_{na}^2 > I_t^2$

となる。逆にこのようなシステムを組まなければシステムとしては成立しない。

そこで, I_s^2 を基準に $(E_{na}/R_f)^2$, I_{na}^2 , I_t^2 の条件を検討した。図 3-24 より, PD への入射光量は最低で $10 \mu\text{W}$ であったので, PD の光子-電子変換効率をカタログ値とし, 流れる電流及びショット雑音 I_s^2 を計算した。この時の I_s^2 , $(E_{na}/R_f)^2$, I_{na}^2 , I_t^2 を図 3-25 に示す。このとき, $E_{na}=1.0 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, $I_{na}=0.8 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ は超低雑音のトランジスタのスペックから仮定した。様々な所から発生する雑音をすべて入力端で発生したと仮定し, ゲインなどを補正した入力換算電流密度を縦軸とした。ショット雑音や光検出回路の雑音電流密度は入力端で発生する電流雑音であるので, 帰還抵抗に無関係に一定値である。しかし, 光検出回路の雑音電圧密度や熱雑音は帰還抵抗 R_f で増幅後の雑音なので, 入力端に変換すると, 図 3-25 のように帰還抵抗を大きくするほど, 雑音は減る。(帰還抵抗を大きくすると, 信号成分は比例して増加する

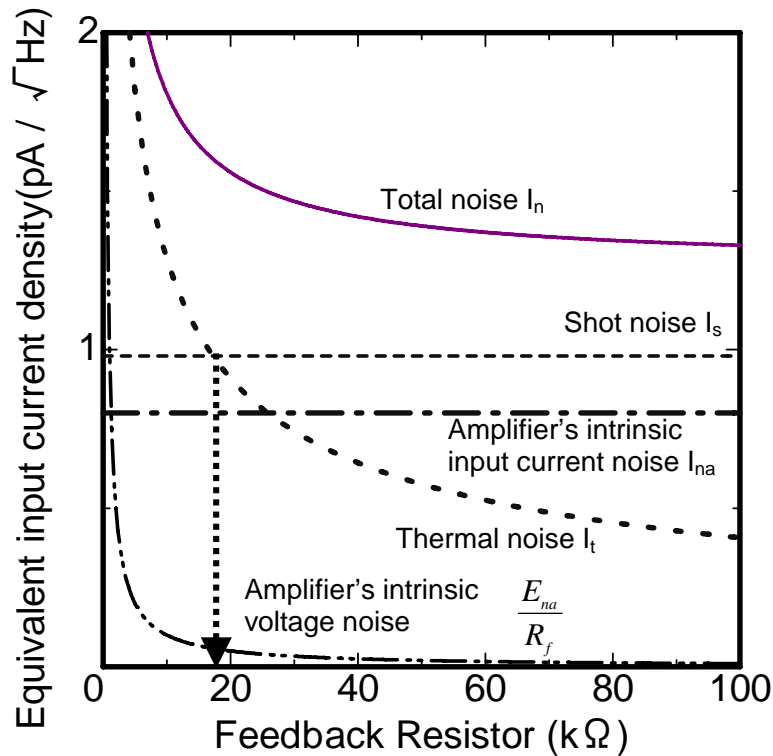


図 3-25 入力 $10 \mu\text{W}$ 時の換算入力電流密度の帰還抵抗依存性

が、雑音は平方根に比例)

図 3-25 から $10\sim 30\ \mu\text{W}$ の範囲では $10\ \mu\text{W}$ での条件を考慮し、ショット雑音が他の雑音成分より大きく設定できるような帰還抵抗にすれば良く、図 3-25 に示した矢印の抵抗値である約 $18\ \text{k}\Omega$ 以上にすれば良いことが分かる。つまり、熱雑音を帰還抵抗 $18\ \text{k}\Omega$ 以上で入力換算雑音電流密度値として $1\ \text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下にすることが要求される。

低雑音・広帯域光検出器の試作 1 及びレーザ対向実験

上記の帰還抵抗 $18\ \text{k}\Omega$ 以上を参考に、帰還抵抗 $22\ \text{k}\Omega$ とした広帯域光検出器を試作した。この光検出器の測定に使ったスペクトルアナライザの測定器雑音、無入力時の雑音、 $10\ \text{MHz}$ に変調した青紫色レーザと対向させ、 $10\ \mu\text{W}$ の光量を試作した光検出器に入力させた時の雑音及び周波数応答性を図 3-26 に示す。使用したスペクトルアナライザの測定器雑音は非常に低雑音で、アンプなどいかなる低雑音なものでも測定できる。試作した光検出用ヘッドアンプの雑音レベルは図 3-26 矢印で示すように DC 付近で $-100\ \text{dBm}$ と非常に小さい値を示している。この雑音レベルから $10\ \text{MHz}$ 時の入力換算雑音電流密度を計算すると $1.05\ \text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ とほぼショット雑音制限になっていることが分かった。また、高域になるに従って雑音レベルが徐々に上昇しているが、これは、入力端に存在している浮遊容量成分や、PD 自体が容量成分を持っていることなどによって周波数に比例して大きくなっている事が考えられる。次に、 $10\ \text{MHz}$ の変調信号を対向させたレーザから入力した場合には低域でややレベルの持ち上がりがあるが、大きな CN 比が取れており、 $30\ \text{MHz}$ 付近からはアン

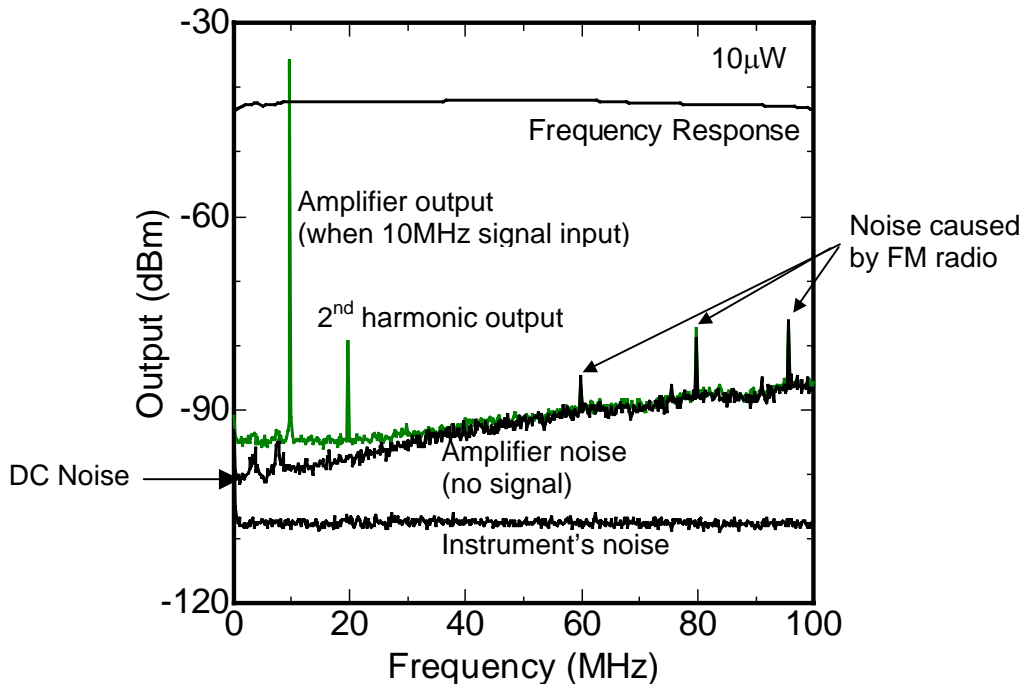


図 3-26 各条件による出力雑音レベルの周波数依存性

ブ雑音しか出力されていない。尚、20 MHz にでていたピークは 10 MHz 変調信号を入力したことによる 2 次高調波成分であり、80 MHz や 95 MHz に出ているピークはシールド不良によって、FM ラジオ波を拾ってしまっていることが確認された。ちなみに、回路のシールドを修正したことによって、これら FM ラジオ波からの雑音ピークは消去することができた。

また、この 10 MHz 入力信号を DC 付近から 100 MHz 付近までスキャンすることにより、周波数特性を測定した結果、-3 dB で 105 MHz と広帯域となる事が確認できた。

低雑音・広帯域光検出器の試作 2 及びディスク測定実験

上記、試作した光検出器では、10 MHz での入力換算電流密度が $1.05 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ と低雑音であるが、周波数が上がるに従って、雑音レベルも高くなってしまいうため、必要な帯域 37.5 MHz 時では $2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ と雑音が多少大きくなってしまっている。一方、帯域は 105 MHz と広帯域であるため、帯域を多少犠牲にしても、更なる低雑音化が必要であると考えた。そこで、帰還抵抗を更に大きくすると共に、使用するトランジスタの GB 積 (Gain Bandwidth product: 帯域幅 Bandwidth f [Hz] と利得 Gain A [倍] の積) を非常に高い 2 GHz のものを使用した。

試作した光検出器の諸元を表 3-6 に示す。

表 3-6 試作した光検出回路の諸元

Laser Wavelength	405 nm
Efficiency of Photo Diode	0.32 A/W
Cut Off Frequency	80 MHz
Feedback Resistance	78 k Ω
Equivalent Input Current Density	$1.2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下 ($f \leq 37.5 \text{ MHz}$)

帰還抵抗値を 22 k Ω から 78 k Ω に約 3.5 倍にしたが、帯域は 80 MHz と前節の帯域の 80 % 程度を確保することができた。これは、GB 積の大きなトランジスタを使用して達成できた。

この作製した光検出器を実際にディスク評価機に装着して、ディスク媒体の評価を行った。この時の暗電流時の雑音スペクトルと、線速度 6 m/s と 18 m/s で光ディスクにレーザ光を照射したときの出力信号スペクトルを図 3-27 に示す。作製した光検出器では前述と同様に、周波数が高くなるに従って出力雑音レベルも大きくなっている。しかしながら、帰還抵抗値を大きくしたため、50 MHz で $1.6 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、37.5 MHz で $1.2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ とかなりの低雑音化が達成できている。

一方、光ディスク評価装置に装着し、その戻り光を測定した結果では、低域で大きな雑音レベルを観測した。線速度 6 m/s、18 m/s 共に DC 付近からほぼ直線的に減少してきて、6 m/s では 15 MHz、18 m/s では 40 MHz まで伸びている。

これは雑音レベルが高いのと、線速度によって変化しているため、媒体雑音であることが推測

される。6 m/s 時の媒体雑音として考えらえる領域 α と 18 m/s 時の媒体雑音として考えらえる領域 β を比較すると領域 β の方が大きいことが分かる。実際、ディスク上にあるグレインなど結晶性の雑音(物理的な雑音)は変化していないが、線速度を速くすることによって動特性として評価すると、その雑音が強調されたように出てしまっている。これは各素子の雑音や光学系の周波数応答性など様々な要因が加算されているために起きていることが推測される。

次に、媒体雑音が十分低い線速度 6 m/s の 50 MHz での入力換算電流密度は、 $I_n=3.1 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、光検出回路の暗電流時雑音 $I_a=1.6 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ から、式(3-29)よりレーザ雑音 I_L は $2.0 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ と求める事ができる。

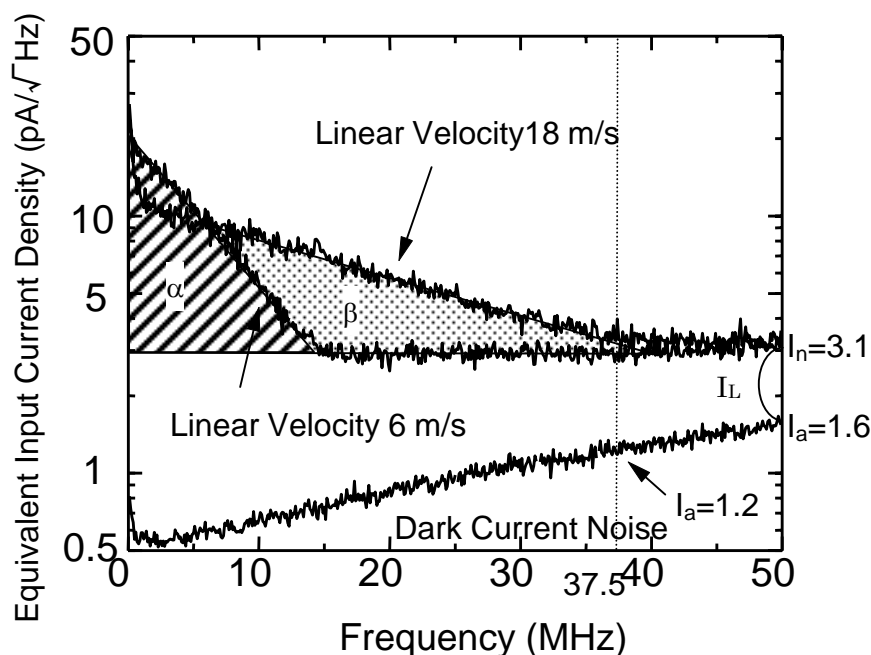


図 3-27 光検出器の雑音とディスク評価時の雑音の周波数依存性

このように、非常に低雑音の光検出器を使用することにより、今まで測定できなかった媒体雑音やレーザ雑音などの各雑音レベルを初めて明らかにすることができた。

次に、ディスクに単一周波数の記録を行い、再生した結果を図 3-28 に示す。ディスク回転速度は 18 m/s 一定とし、記録する記録周波数を変化させた。低域側からそれぞれ、基準クロックで 150 MHz, 180 MHz, 220 MHz である。すべて 1, 7RLL 変調符号を仮定し、 $2T_w$ の繰り返し信号のため、それぞれの再生信号周波数は 37.5 MHz, 45 MHz, 55 MHz となっている。作製した光検出器が低雑音のため、55 MHz の信号記録時にも再生信号が雑音レベルに埋もれずに再生できていることが分かる。これらの CN 比はそれぞれ、50 dB, 34 dB, 15 dB と記録周波数を高くすることによって徐々に落ちてきている。それぞれを記録マーク長に換算すると 240 nm, 200 nm, 164 nm であり、同一光学系を用いているため、この再生信号の減少は光学系による MTF(Modulation Transfer Function)を表していることが分かる。

このように光検出器の低雑音化を図ることによって、再生信号の高 SN 比を達成すること

はもちろん、物理的な媒体雑音レベル、レーザ雑音レベルの決定やディスク評価機などの高線速時の光学系の伝達関数(MTF)など様々な物理的、工学的な定数を決定することができる。本光検出器の開発によって、青紫色レーザを使用したディスク系において、初めてこれらの諸特性を明らかにした。また、この技術は青紫色レーザを使った光ディスク開発では必須のものである。

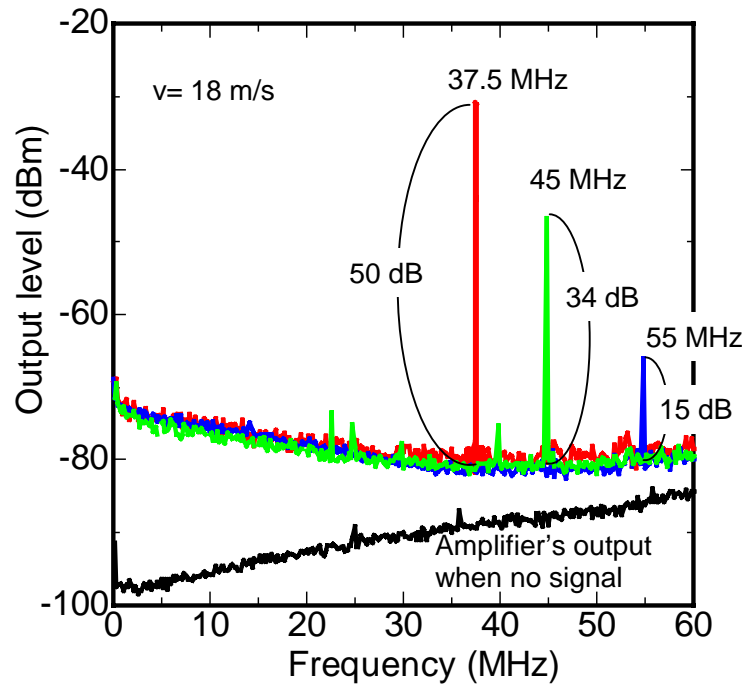


図 3-28 微小マーク記録時の出力レベルの周波数依存性

3-3-6 青紫色半導体レーザー用 GeSbTe 媒体の記録高速化

3章3-4節で試作した記録媒体の知見を元に、厚みを青紫色用に変更した媒体を作製した。この記録媒体での記録再生した評価実験条件を表 3-7 に示す。転送速度の高速化として、データ転送速度 100 Mbps を目指すため、ビット長 $0.18 \mu\text{m}$ 、線速度 18 m/s とした。

表 3-7 実験条件

Wavelength	405 nm
NA	0.65
Working Distance	1.0 mm
Linear Velocity	9~18 m/s

図 3-29 に線速度 18 m/s 時の CNR の記録マーク長依存性を示す。使用した再生アンプの入力換算雑音電流密度は $0.65 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ @10 MHz(3章3-5節参照)と超低雑音で、帯域 80 MHz と広帯域なため、小さいマークでも CNR の測定が可能である。マーク長を短くすると光学系の MTF(Modulation Transfer Function)により CNR は緩やかに小さくなる。マーク長 $0.24 \mu\text{m}$ では、図 3-29 より CNR 50 dB 以上である。変調符号 1, 7RLL は 2 ビットを 3 ビットに変換する 2-3 変換であるためと最短マークが $2T_w$ であることから、 $0.24 \mu\text{m} \times 3 \div 2$ の $0.18 \mu\text{m}$ がビット長となる。これより線速度 18 m/s でデータ転送速度 100 Mbps を

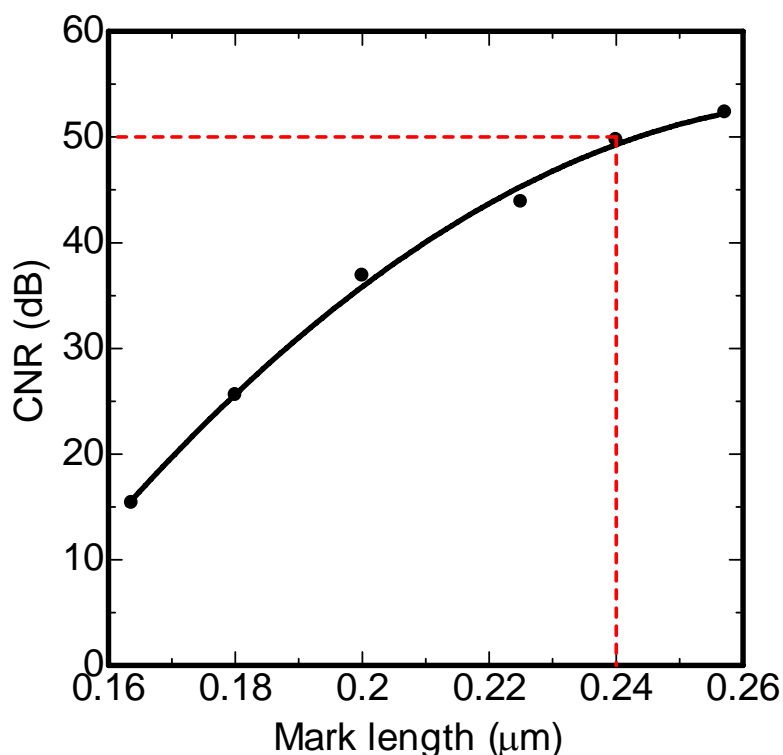


図 3-29 線速 18 m/s 時の CNR のマーク長依存性

実現することが可能である。以上の条件より、青紫色用の記録再生する最小マークとして、 $0.24\ \mu\text{m}$ を選択した。

次にこの $0.24\ \mu\text{m}$ マークの消去率を各線速度で測定した結果を図 3-30 に示す。線速度 $9\ \text{m/s}$ の時には十分に高い消去率と大きなパワーマージンがある。線速度を上げるに従い、DC 消去率が落ち、パワーマージンが狭くなっていくが、線速度 $18\ \text{m/s}$ でも最大消去率 $30\ \text{dB}$, $25\ \text{dB}$ 以上のパワーマージン $0.8\ \text{mW}$ と実用上問題ない値を示している。

また、4 倍長いマークである $0.96\ \mu\text{m}$ ($0.24\ \mu\text{m} \times 4$) でも最大 DC 消去率 $33\ \text{dB}$ と高い値が得られていると同時にその時の最適 DC 消去パワーは $0.24\ \mu\text{m}$ の時とほぼ同じ値となった。GeSbTe 材料系では、3 章 3-4 節で述べたとおり、結晶化過程は核生成→結晶成長であり、核生成は温度のみに依存し、結晶成長は温度と保持時間に依存する。そのため、消去率は記録マークの長さにはほとんど依存しない。

以上から、青紫色用試作媒体でも結晶核生成確率が高く、これにより高線速で短マークと同様に長いマークでも結晶化(消去)できたと考えられる。

以上の条件を考慮し、 $0.24\ \mu\text{m}$ を 1, 7RLL の $2T_w$ とし、線速度 $18\ \text{m/s}$ 時の記録波形とジッタ値の関係を測定した。記録波形は 3 章 3-4 節で使用した図 3-20 と同じである。このときの記録時間 T_1 を固定して冷却時間 T_2 を変化させた繰り返しのジッタ特性と T_2 を固定して T_1 を変化させた繰り返しのジッタ特性をそれぞれ図 3-31 と図 3-32 に示す。($T_w=150\ \text{MHz}$)

ジッタの増加はクーリングパルス幅 T_2 に大きく依存しており、 T_2 を最適化することにより、オーバーライト 1000 回でのジッタ値は 10 % 以内にする事が出来た。

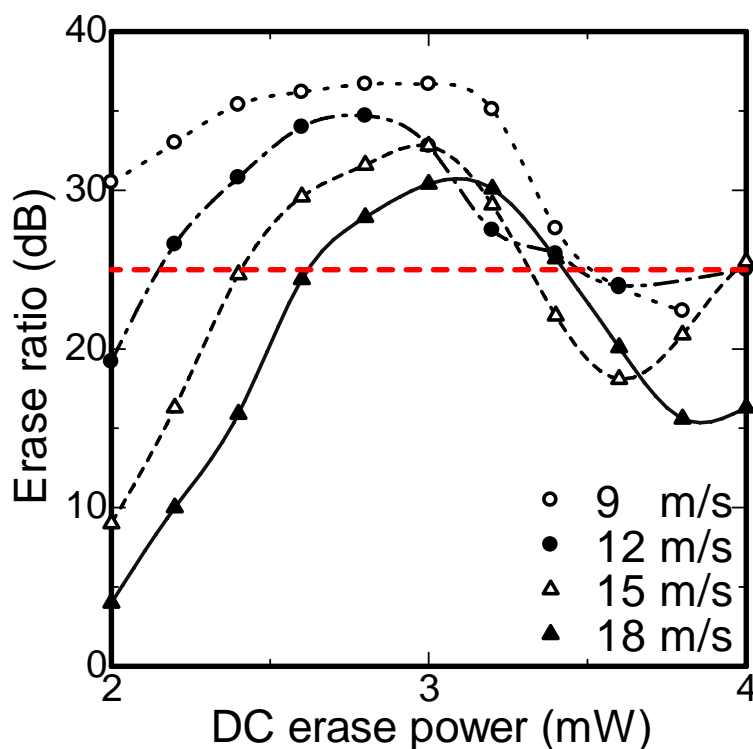


図 3-30 マーク長 $0.24\ \mu\text{m}$ の各線速での消去率

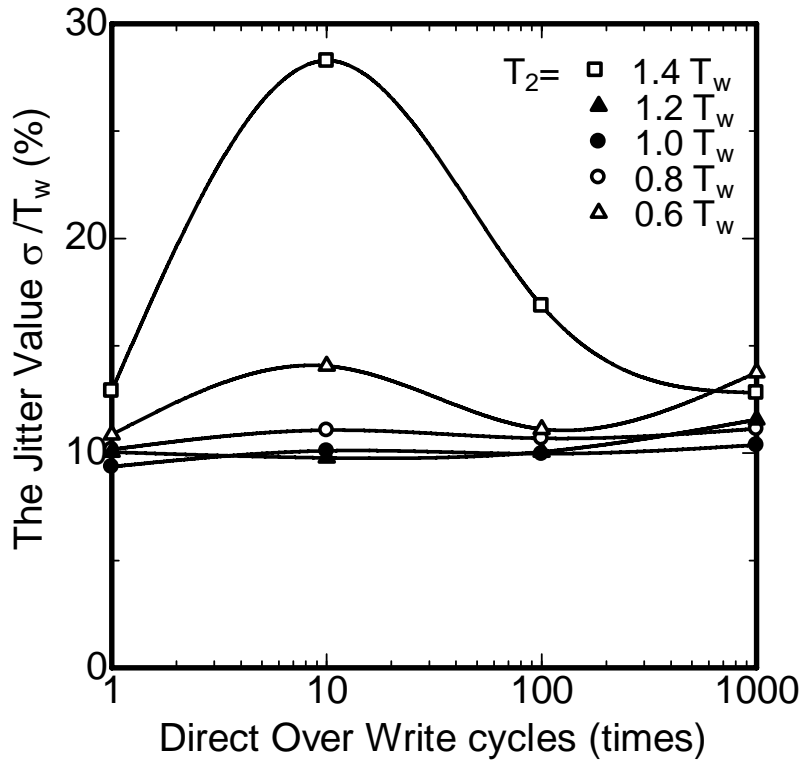


図 3-31 $2T_w$ マークのダイレクトオーバーライト時のジッタ($T_1=1.2T_w$)

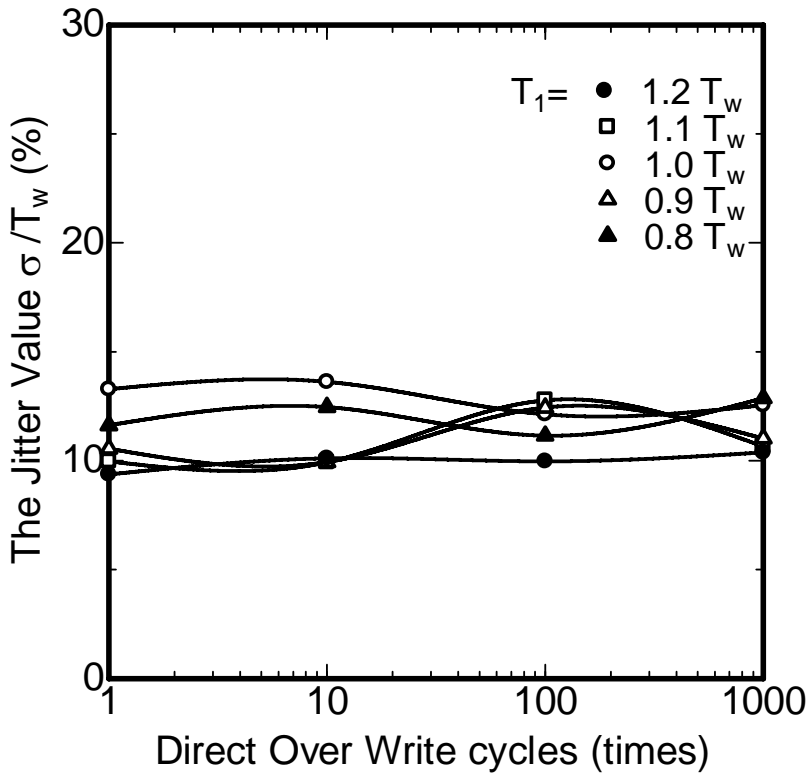


図 3-32 $2T_w$ マークのダイレクトオーバーライト時のジッタ($T_2=1.2T_w$)

また、長いマーク($8T_w$ 信号)に関しては、マークエッジのジッタ値を高精度にコントロールするため、記録波形調整による記録補償を用いた。そのために、サブナノ秒の分解能を有する高速信号発生器と LD ドライバを導入し、高線速度に適した記録補償を行った(図 3-33: 一つのマークを記録する場合の波形。再生信号では半周期分に相当)。図 3-34 では 5 周期の再生信号を示しているが、この結果、歪み、ジッタの少ない再生波形を得ることができた。

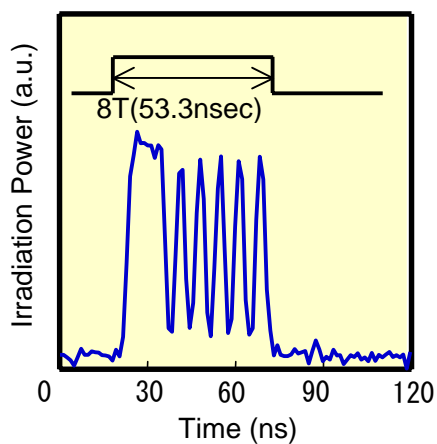


図 3-33 $8T_w$ マーク時の発光波形

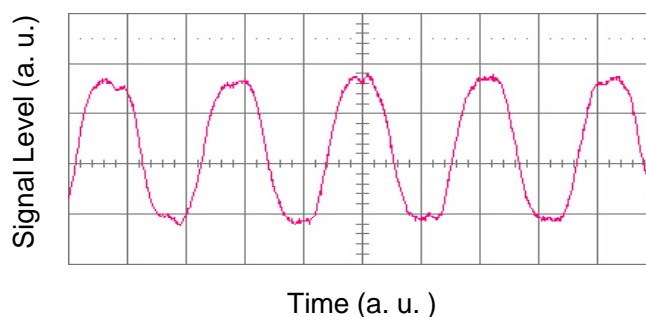


図 3-34 記録補償した再生信号(測定値)

1, 7RLL ランダムパターンを記録したときの再生信号アイパターン及び図 3-10 に相当する再生信号の時間分布のヒストグラム表示を図 3-35 に示す. このときのジッタ値は 9.8 % と 10 % を切ると共に SNR 24.4 dB を得ることができた. ヒストグラムからも各ヒストグラムが分離され, それぞれがガウス分布に近い事が分かる. これらの特性は光ディスクを使用するにあたって, 実用的な値である. また, 記録済みのディスクを青紫色レーザー顕微鏡で記録マーク観察を行ったところ, 図 3-36 に示すように隣接トラックへの誤書込みがない事が確認できた.

本データは青紫色レーザーを使用して 100 Mbps を可能とする条件であり, NA 0.65, 0.6 mm 基板の組み合わせで初めて 100 Mbps という高速な記録・再生が可能であることを明らかにした.

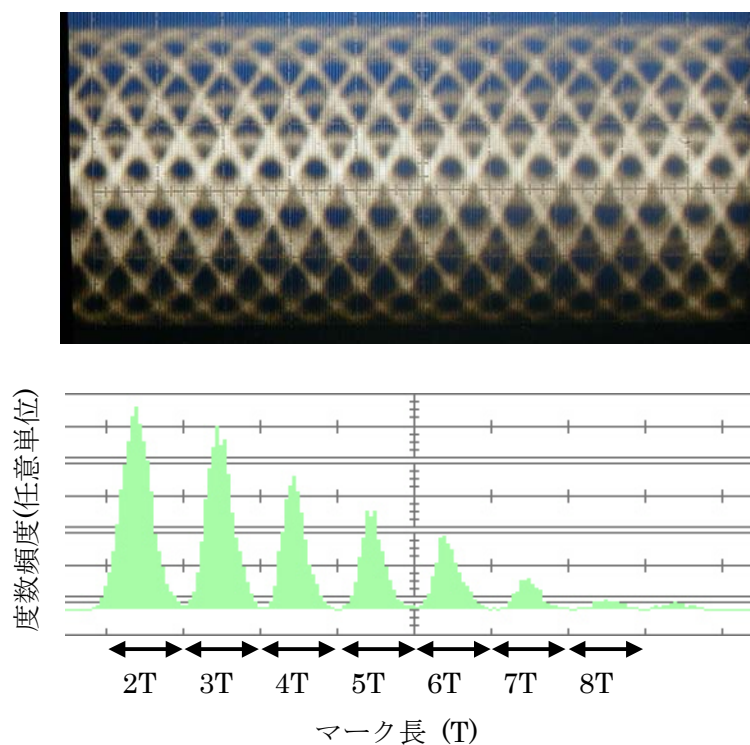


図 3-35 1, 7RLL 変調コードを用いた 100 Mbps の再生信号アイパターンおよびそのヒストグラム

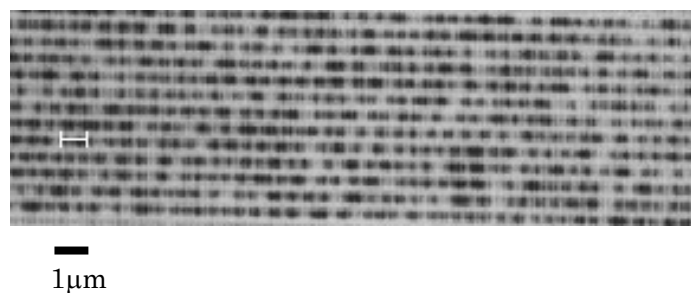


図 3-36 青紫色レーザー顕微鏡によるランダム信号の顕微鏡写真

3-4 波長多重積層型ホログラムメモリー媒体への適用

前節までに、相変化記録媒体($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$)について、熱、結晶化シミュレーションと実際の実験からその有用性を確認した。そこで、本方式を波長多重積層型ホログラムメモリー媒体(ガーネット結晶)に適用する。

本計算及び実験では、ガラス基板上に作製したガーネット組成となっている非晶質薄膜にレーザ照射を行い、結晶化を試みた。

3-4-1 熱シミュレーションによるガーネット薄膜での発熱

ガーネット薄膜でのレーザ照射による磁気特性の改善のためのレーザアニール^{3-23,3-24}や結晶化の補助手段としてのレーザアニール³⁻²⁵の報告は多々あるが、ガーネット組成膜のレーザアニールによる結晶化に関する報告例は少ない。そこで、ガーネット組成膜にレーザをどのような条件で照射することにより結晶化が可能か計算を行った。

計算に用いた物性値、諸条件を表 3-8、図 3-37, 3-38 に示す。

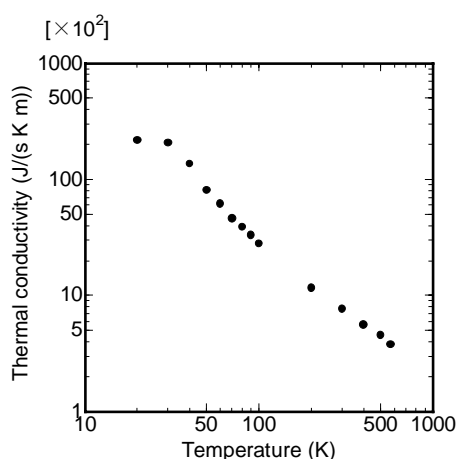


図 3-37 YIG の熱伝導率温度依存性³⁻²⁶⁾

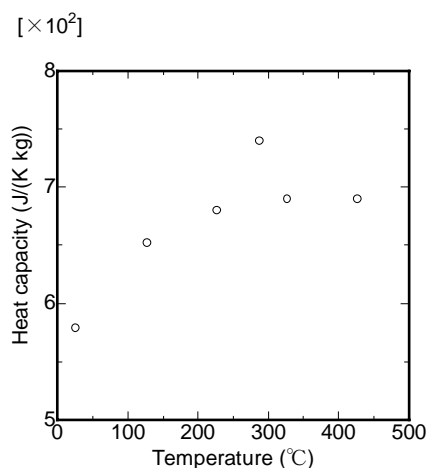


図 3-38 YIG の比熱の温度依存性³⁻²⁷⁾

表 3-8 物性値及び諸条件³⁻²⁸⁾

n	2.23
k	7.0×10^{-2}
密度 (kg/m^3)	4.55×10^3
波長 (nm)	532
レーザパワー (mW)	200
膜厚 (μm)	30
照射範囲半径(μm)	200

また、レーザ照射を行ったレーザ波形を図 3-39 に示す。レーザは 0 秒に照射始め、1 秒間最大値で照射後、半分のパワーで 4 秒間照射し、その後照射を止める。

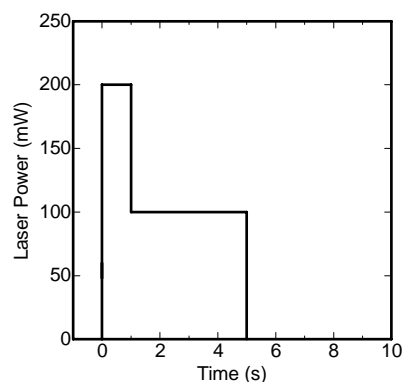


図 3-39 レーザ発光波形

図 3-40 にレーザ照射後(a) 0.1 秒後、(b) 0.2 秒後、(c) 1 秒後、(d) 3 秒後、(e) 5 秒後、(f) 10 秒後の温度変化を示す。吸収係数が大きくないため、照射直後は急激な温度上昇はしておらず、0.1 秒後ではまったく温度変化がない。しかし、その後 0.2 秒後では温度上昇が始まり、1 秒後にはビームの中心付近では 1000 °C 以上に昇温していることが分かる。

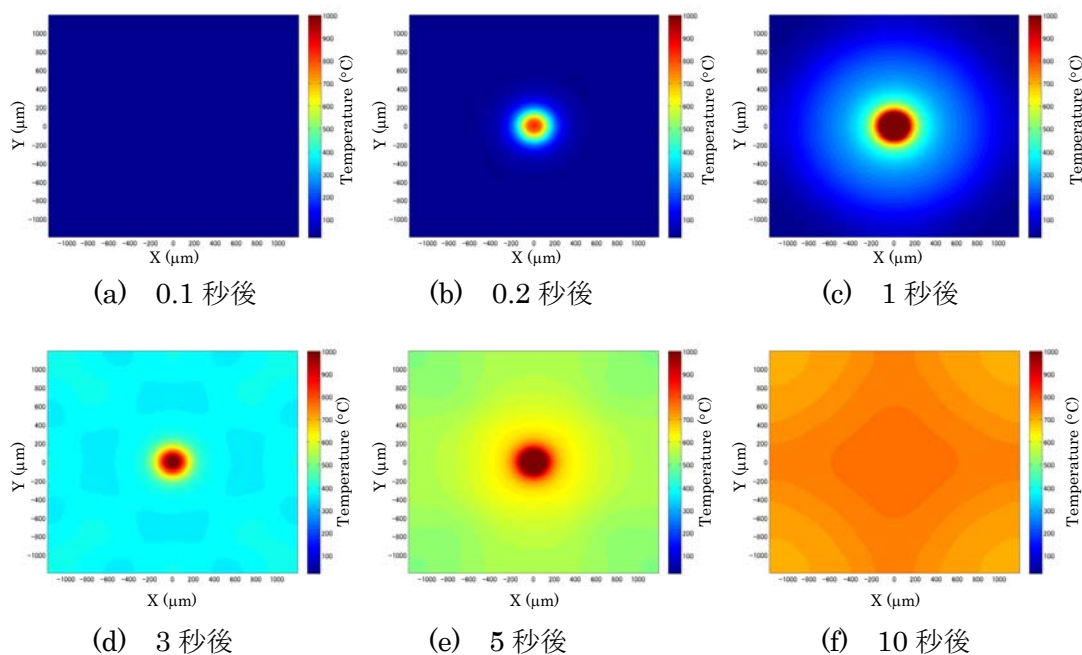


図 3-40 ガーネット媒体へのレーザ照射における温度上昇

さらに、照射時間を長くするほど、レーザスポット以外の部分の温度上昇が大きくなり、熱が徐々にではあるが、伝導している様子が分かる。また、レーザ照射を弱める作用(照射から 1 秒後)や照射を止める作用(照射から 5 秒後)により、一部のみの温度上昇を抑え、全体的な温度の上昇をもたらすことができる事が分かる。

3-4-2 ガーネット薄膜へのレーザアニール実験

3-4-2-1 照射条件の検討

レーザアブレーション法で作製した薄膜にレーザを照射し、レーザ結晶化を試みた。レーザ照射パワーと時間を変えて測定した結果を図 3-41 に示す。また、この時の結晶化した場合の膜の測定した温度を図 3-42 に示す。

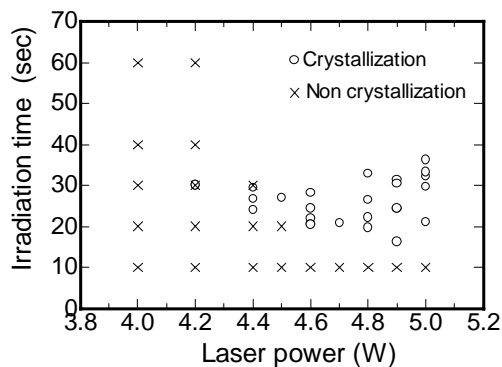


図 3-41 レーザ出力と照射時間によるガーネット組成膜の結晶化

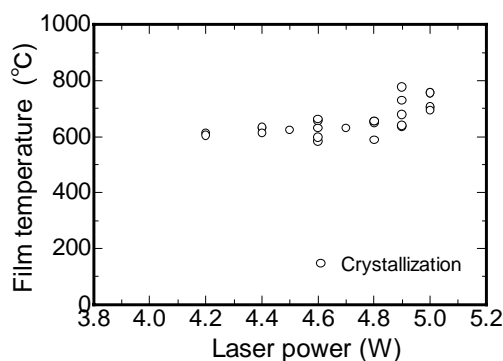


図 3-42 レーザ出力とガーネット組成膜の測定温度

レーザパワーと照射時間により、ある閾値以上で結晶化していることが分かる。結晶化に必要な最低条件としては 4.4W、25 秒程度の照射が必要である。また、図 3-42 の測定した結果からほぼ 600 °C 以上で結晶化していることが分かる。

膜表面の温度測定結果

図 3-42 で測定した膜表面の温度変化について、いくつかのサンプルでレーザ照射中心付近の温度の時間変化を図 3-43 に示す。

温度は照射直後の数秒後には 600 °C 近くまで上昇している。この現象は、前節のシミュレーション結果とよく一致している。その後はほぼ一定の温度を維持している点が異なっているが、シミュレーションとは膜厚などの諸条件が多少違っているため一致していないと考えられる。5.0 W 照射時には温度が 680 °C まで上昇しており、この膜の結晶化温度(次節参照)まで昇温している。この場合、40 秒後に大きな温度下降を示している。

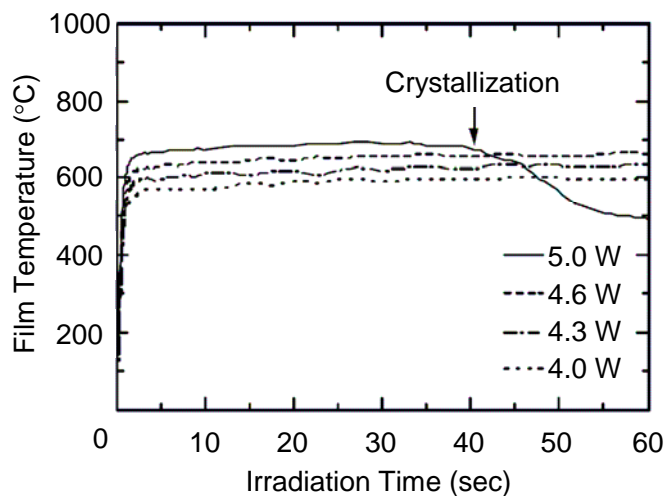


図 3-43 レーザアニール時の膜の温度変化

これはガーネット組成膜が結晶化した過程で起きた吸熱効果によると考えられる。レーザーアニールによる結晶化では熱容量が大きくないため、その効果が顕著に現れた可能性が高い。

3-4-2-2 膜質の検討

XRDによる結晶性評価

図3-44にas-depo. 膜とレーザーアニールした膜(レーザー出力4.8 W, 照射時間40秒, 直径0.6 mm)と赤外線炉でアニールした膜(680 °C, 10分)のX線回折パターンを示す。X線回折パターンよりas-depo. 膜は非晶質特有のハローパターンのみが観測されているが、アニールした膜には鋭いピークが現れていることがわかる。これらのピークから計算した面間隔はすべてガーネットのそれと一致した。また、レーザーアニールした膜は赤外線炉でアニールした膜とすべて同じピークが観測されていることがわかる。これにより、レーザー結晶化させた膜でも炉でアニールした膜と同様の結晶性を示していることがわかる。前節でのレーザーアニールの結果でも680 °Cで結晶化している点から、本材料では680 °C以上で結晶化することが分かる。

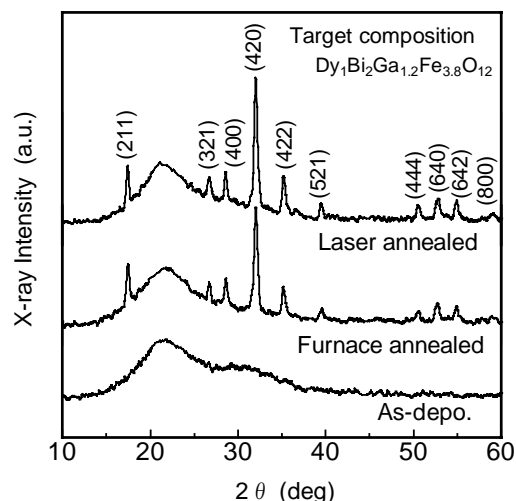


図 3-44 蒸着後の膜と炉、レーザーでアニールした膜の X 線回折パターン

レーザーアニールした領域は直径0.6 mmと微小であるため、アニールの大面積化に課題が残る。しかし、作製した膜に誘電体などの保護膜を積層する事による干渉効果の利用や、発熱しやすい層を光吸収層として積層するなどの多層膜構成にする事により、結晶化に必要なレーザーパワーは下がり、時間は短くなると考えられるため、前節のようなレーザー走査による結晶化も可能と考えられる。

作製した膜の磁気光学効果の評価

レーザーアニールにより作製したガーネット薄膜と赤外線炉で作製した試料の磁気光学効果による評価を行った。膜厚補正したファラデーローブを図 3-45 に示す。レーザーアニールした膜のファラデー回転係数 θ_F は5.3 deg/ μm 、保磁力は0.8 kOeであり、赤外線炉でアニールした膜のファラデー回転係数 θ_F は約4.7 deg/ μm 、保磁力は0.8 kOe

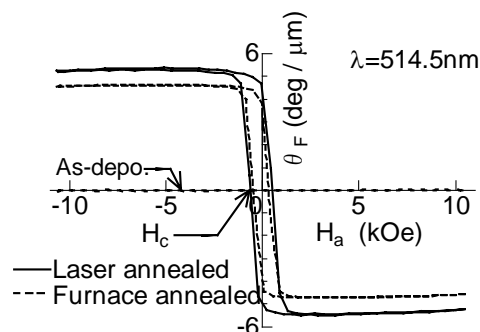


図 3-45 蒸着後の膜と炉、レーザーでアニールした膜のファラデーローブ

となった。保磁力はほとんど変わらないが、レーザアニールした膜ではファラデー回転係数 θ_F が約13%向上している。

赤外線炉でアニールした膜の方が一様性の観点からファラデー回転係数 θ_F が大きくなると予想できたが、この結果ではレーザアニールした膜のファラデー回転係数 θ_F の方が大きくなった。本媒体ではBiで希土類元素を置換しているが、Bi置換すると結晶化温度が低温化する。一方、結晶化度を上げようとする高温から徐冷する方が良いが、高温すぎると融点の低いBiが抜けてしまう。そこで、Bi置換ガーネットでは精密な温度制御が必要となる。レーザアニールでは、過剰なアニールが不必要である点などから精密な温度制御が可能であり、ガーネットなどの酸化物結晶の結晶化に有用であると考えられる。

3-4-3 ガーネット薄膜へのレーザアニールのまとめ

相変化記録媒体で検証したシミュレーション及び結晶化の知見から、波長多重積層型ホログラムメモリー媒体の結晶化を行った。熱シミュレーションから、レーザ照射後0.1秒後には温度上昇が見られないが、その後、レーザ照射を続けることにより結晶化可能な温度まで上昇することが分かった。実際の実験では、4.5 W照射の25秒後から結晶化がはじまっていることが分かった。レーザアニールした膜と赤外線炉でアニールした膜との比較を行ったところ、X線回折パターンの結果から共に結晶化している事が確認され、更に磁気光学効果を測定した結果、保磁力は同じであるが、ファラデー回転係数はレーザアニールの方が約13%程度向上していることが分かった。精密な温度制御を行うことにより、結晶化度の向上、置換イオン量の制御が可能であることを磁気光学効果の測定結果から明らかにした。

3-5 結語

本章では波長多重積層型ホログラムメモリー媒体を得るためのアニール方式について示した。波長多重積層型ホログラムメモリー媒体では、良質の酸化物の結晶を得るため、もしくはフォトリフラクティブ効果を示す酸素欠陥を導入するため、精密な温度制御の下のアニールが必要である。

まず、結晶化、非晶質化の知見を得るため、結晶化と非晶質化が可逆に変化する相変化記録媒体を用い、シミュレーションと実験から結晶化及び非晶質化過程を明らかにした。

次に、本知見を波長多重積層型ホログラムメモリー媒体であるガーネット結晶媒体に適用し、ガーネット結晶化のためのアニールの検討を行った。その結果、レーザ照射のパワーと時間を正確に制御することにより、酸化物のような高温結晶化媒体でも結晶化可能であることを示した。この時の閾値は 4.5 W, 25 秒で、赤外線炉で結晶化させた薄膜より 13% 向上した磁気光学効果を示した。

局所的にアニールするレーザアニールでは、精密な温度制御が可能のため、良質な結晶を得ることが可能であり、フォトリフラクティブ効果を示す酸素欠陥を作製することも容易にできると考えられる。

参考文献

- 3-1) D. J. Gravesteijn, C. J. van der Poel, P. M. L. O. Scholte and C. M. J. van Uijen : “Phase-change opticalrecording”, Philips Tech. Rev., **44**, pp. 250-258 (1989).
- 3-2) S. Ovshinsky: “Reversible Electrical Switching Phenomena in Disordered Structures”, Phys. Rev. Lett., **21**, pp. 1450-1453 (1968).
- 3-3) N. Ishii, N. Shimidzu, H. Tokumaru, H. Okuda, A. Hirotsune, J. Ushiyama, M. Terao and T. Maeda: “Feasibility of high-data-rate media with GeSbTe phase-change material”, Jpn. J. Appl. Phys., **40**, pp. 1565-1568 (2001).
- 3-4) N. Ishii, N. Kinoshita, N. Shimidzu, H. Tokumaru, H. Okuda, A. Hirotsune, M. Terao and T. Maeda: “GeSbTe phase change material for blue-violet laser at high linear speed”, Jpn. J. Appl. Phys., **41**, pp. 1691-1692 (2002).
- 3-5) P. J. Roache: “*Computational Fluid Dynamics*”, Hermora Publishers (1976).
- 3-6) M. Avrami: “Kinetics of Phase Change. I General Theory”, J. Chem. Phys., **7**, pp. 1103-1112 (1939).
- 3-7) 奥田昌宏 : “光ディスク開発の現状”, 工業材料, **37**, 4, pp. 36-42 (1989).
- 3-8) T. Matsunaga and N. Yamada: “A Study of Highly Symmetrical Crystal Structures, Commonly Seen in High-Speed Phase-Change Materials, Using Synchrotron Radiation”, Jpn. J. Appl. Phys., **41**, pp. 1674-1678 (2002).
- 3-9) N. Yamada: “Potential of Ge-Sb-Te Phase Change Optical Disks for High-Data-Rate Recording”, Proc. SPIE, **3109**, pp. 28-37 (1997).
- 3-10) Chubing Peng, L.Cheng, and M. Mansuripur : “Experimental and theoretical investigations of laser-induced crystallization and amorphization in phase-change optical recording media”, J. Appl. Phys., **82**, 9, pp. 4183-4191 (November 1997).
- 3-11) S. Ohkubo, T. Ide, and M. Okuda : “Relationship Between Overwrite Characteristics and Linear Velocity in Mark Edge Recording With Phase-change Media”, Jpn. J. Appl. Phys., **34**, Part 1, No.8A, pp. 4062-4066 (August 1995).
- 3-12) M. Miyamoto, A. Hirotsune, Y. Miyauchi, K. Ando, M. Terao, N. Tokusyuku and R. Tamura : “Analysis of mark-formation process for phase-change media”, IEEE J. Quan. Elec., **4**, 5, pp. 826-831 (1998).
- 3-13) 森本勲, 古谷一之, 鈴木勝, 西村和浩, 森晃一: “Ge-Sb-Te系相変化型オーバーライト光ディスク”, 信学技報, **CPM89-82**, pp. 29-34 (1989).
- 3-14) 牛山純子, 宮本真, 安藤圭吉, 安齋由美子, 寺尾元康, 廣常朱美 : “情報記録媒体”, 特開2001-344807.
- 3-15) Y. Kasamai, Y. Kuroda, K. Seo and M. Yamada: “Large Capacity and High-Data-Rate Phase-Change Disks”, Jpn. J. Appl. Phys., **39**, pp. 756-761 (2000).

- 3-16) G. Zhou and B. Jacobs: "High Performance Media for Phase Change Optical Recording", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, pp. 1625-1628 (1999).
- 3-17) 井出達徳, 大久保修一, 大嶋則和, 岡田満哉, 岡田修: "相変化型光ディスクの記録消去過程と保護膜の関係", *信学技報*, **CPM92-151**, pp. 55-60 (1992).
- 3-18) 石井紀彦, 清水直樹, 木下延博, 徳丸春樹, 森田成二, 小西浩: "光ディスク製造用スタンパーの製造方法, 光ディスク製造用スタンパー及び光ディスクの製造方法", 特開2004-62981.
- 3-19) 出野裕, 植田厚, 麓孝文, 上野正和, 川上春雄: "相変化光ディスクにおける結晶化機構について", *信学技法*, **CPM92-150**, pp. 49-54 (1992).
- 3-20) 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹: "光情報記録方法及び光情報記録装置", 特許第3961854号.
- 3-21) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司, 徳丸春樹: "青紫レーザ用広帯域・低ノイズ光検出回路の試作", 2001年映像情報メディア学会年冬季大会講演予稿集, 8-5, p. 108 (2001).
- 3-22) J. L. Hullet and T. V. Muoi: "A Feedback Receive Amplifier for Optical Transmission Systems", *IEEE Trans. Commun.*, **24**, pp. 1180-1185 (1976).
- 3-23) 千葉淳弘, 河島整, 横山郁子, 大成誠之助, 安藤功兒: "レーザアニール処理された磁性ガーネット薄膜の走査型プローブ顕微鏡による評価", *日本応用磁気学会誌*, **21**, pp. 341-344 (1997).
- 3-24) K. Ando, Y. Yokoyama, and N. Koshizuka: "Localized modification of magnetic-anisotropy in LPE iron-garnet films by laser annealing", *J. Mag. Mag. Mater.*, **35**, pp. 350-352 (1983).
- 3-25) F. Huang, T. Le, N. Lambeth, and D. Stancil: "The Effect Of In-Situ Laser Annealing On Laser-Ablation Deposited Garnet-Films", *Mate. Lett.*, **21**, pp. 365-369 (1994).
- 3-26) T. Stacy, M. Rooymans: "Crystal Field Mechanism For Noncubic Magnetic Anisotropy In Garnet - Oxygen Vacancy Ordering", *Sol. Sta. Commun.*, **9**, pp. 2005-2008 (1971).
- 3-27) A. Shchelkotunov, N. Danilov, A. Reznitskii, and V. Korobeinikove: "Linear Expansion Of Substituted Iron Garnets $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ And $Y_{3-x}Gd_xFe_5O_{12}$ ", *Inorg. Mater.*, **12**, pp. 899-903 (1976).
- 3-28) K. Tien, J. Martin, L. Blank, H. Wemple, and J. Varnerin: "Optical Waveguides Of Single-Crystal Garnet Films", *Appl. Phys. Lett.*, **21**, pp. 207-209 (1972).

4章 波長多重方式をホログラムメモリーに適用したときの問題点とその解決方法

4-1 緒言

4-1-1 本章の目的

波長多重積層型ホログラムメモリーでは、波長を変えて層選択を行う。記録する波長が層によって変わる為、記録する波長に依存しない安定な記録方式が必要となる。使用するレーザ光は使用する波長により、半導体レーザ⁴⁻¹⁾、半導体レーザなどの通倍波⁴⁻²⁾、ガスレーザなど様々なものを必要とする可能性がある。使用するレーザによりレーザ自体の安定性、さらに、光路途中の微小な空気の屈折率の違い、温度、振動に影響を及ぼされる比率も違い、物体光と参照光の位相が時間変動してしまう。物体光と参照光の光路長を同じにしてもこれらの原因で位相ずれした二つを干渉させると、干渉縞が時間的に揺らいでしまい、*SNR*の低下を招き、大容量化を阻害している⁴⁻³⁾。そこで、本章では、記録する波長に依存しない安定な記録方式として、記録する物体光と参照光の位相を適応的に制御する位相補償を提案している。

また、記録層間のクロストークを少なくできる波長多重積層型ホログラムメモリーでは、層全体を使用して記録容量を増加させる事ができるため、大容量化が可能である。一方、記録したデータを読み出すには記録層全体を使用するため、通常よりクロストークが少なく分離可能な多重化方式の開発が必要である。多重化技術では、角度多重、ペリスタロフィック多重、波長多重、スペックル多重など様々な多重化方式が提案されている⁴⁻⁴⁾⁴⁻⁵⁾。しかし、波長多重記録データを再生するには多重記録ページをクロストーク少なく再生する多重化方式が必要であった。

そこで、本章では、波長多重積層型ホログラムメモリーでの大容量化、高速化への課題抽出及びその解決への検討を行った。

4-1-2 解決のためのあらすじ

上記、課題に対して、光の位相を適応的に制御する事により、これらの課題を解決できるのではと考えた。つまり、記録媒体中にできる干渉縞を擬似的にモニタする事により、光の位相の揺れを検知する。そして、光路途中に位相補償デバイスを挿入する事により、光の位相の安定化を行った。これによって、通常の記録方式に比べ、50%以上の大容量化ができることを新たに示した⁴⁻⁶⁾。

また、光の位相を変えることにより多重できる位相コード多重化方式⁴⁻⁷⁾は多重記録データ間のクロストークが一番少ないとされている角度多重よりクロストークが少ないとの報告がある⁴⁻⁸⁾。さらに、可動部がなく転送速度の高速化に向いている。従来の方式では、多重データ間のクロストークは少ないが位相の変化を0と π とで変化させていたので、その変化に時間を要していた。本章では、この位相の変化時間の短縮を可能とする新しい位相コ

ードを開発し⁴⁹⁾、位相コード多重化方式での高速化の可能性を示した。図 4-1 に本章の実験の流れを示す。位相を適応的に制御する事により、位相揺らぎを抑圧し、容量特性を改善する。また、同様に位相を制御し、転送速度の高速化を図る。

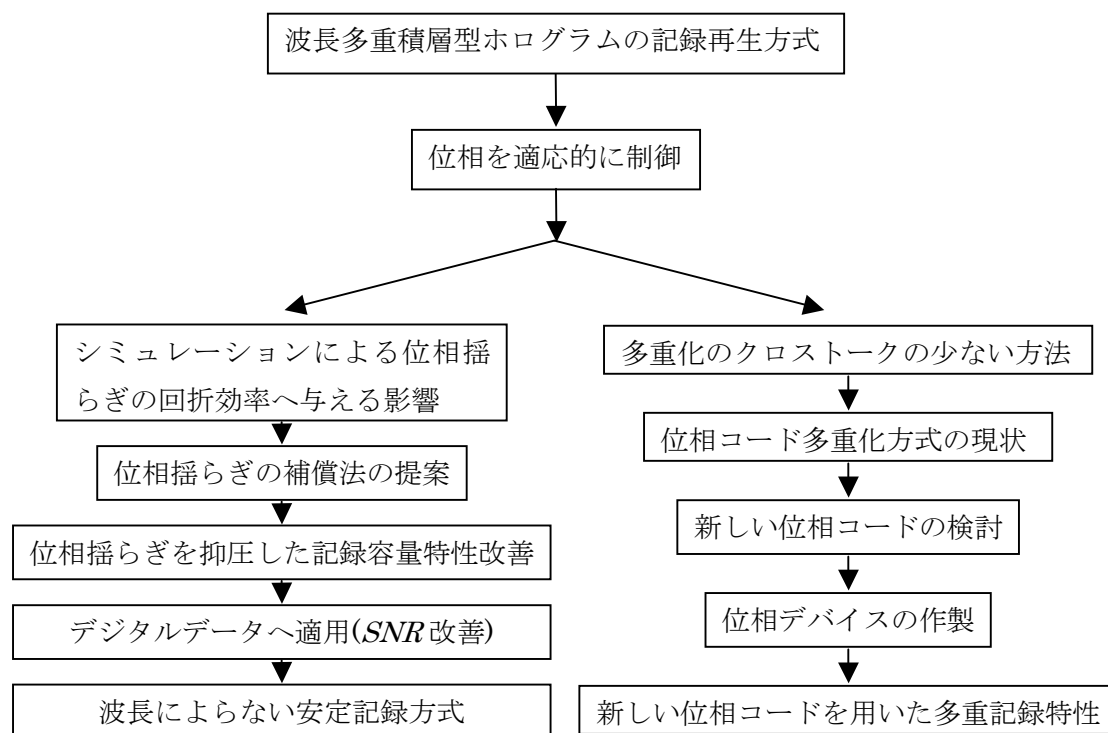


図 4-1 本章における実験の流れ

4-2 波長多重積層型ホログラムメモリーのための波長によらない安定記録化および大容量化

4-2-1 FDTD 法による回折光シミュレーション

光の位相の揺れが記録に及ぼす影響について、回折効率の計算を行った。回折効率の計算では、古くより Kogelnik の結合波による厳密解⁴⁻¹⁰⁾ が用いられてきたが、単純な sine 波形からの回折しか計算できないため、精密な計算を行うよう FDTD 法を用いたシミュレーション⁴⁻¹¹⁾を行った。

FDTD (Finite Difference Time Domain method) 法は、マクスウェルの方程式を差分化して電磁界を計算する方法である。マクスウェルの方程式は、

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (4-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{i} \quad (4-2)$$

で表され、媒質は等方・非分散として、構成方程式 $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}$ を代入すると

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (4-3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \sigma \mathbf{E} \quad (4-4)$$

である。これを時間で離散化した式

$$\mathbf{H}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^n \quad (4-5)$$

$$\mathbf{E}^n = \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \mathbf{E}^{n-1} + \frac{\Delta t / \varepsilon}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} \quad (4-6)$$

と図 4-2 のような記録媒体中での空間的な離散化で求めた。この場合の、記録媒体中に作製される干渉縞の強度(屈折率差)を ε の差として定義して計算を行った。

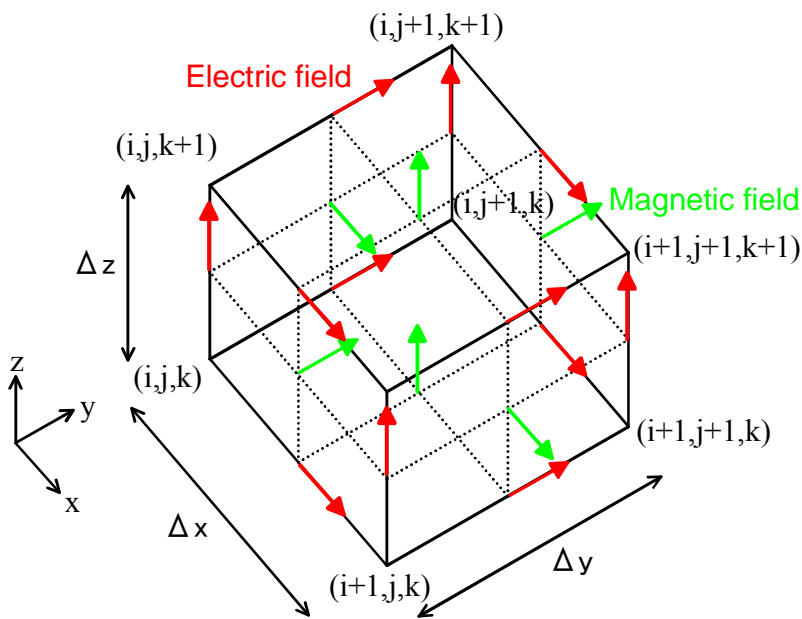


図 4-2 記録媒体中における電界, 磁界の取り方

4-2-2 FDTD法による位相変動が干渉縞(回折強度)に与える影響の計算

波長532 nmで記録媒体に22.3°の角度で二つの波(参照光と物体光)が記録媒体に照射され, その合成による干渉縞が図4-3のように擾乱がなく, 安定に記録できた場合(実線)と, 干渉縞に擾乱が存在し, 不安定になってしまった場合(破線)の2通りの分布を仮定した. 一方は $\cos(x)$ でもう一方は $4\cos^2(x)-1$ $[-\pi/2 \sim \pi/2]$, -1 (その他の場合)で平均値は同じでありながら, 後者はある閾値を設定し, その閾値以上でないとは露光しないような条件とし, 二つの分布を変えた形とした.

この媒体に平面波を照射し, 出射された光より回折効率を計算した結果を図4-4に示す. 図4-3と同様に安定に記録できた干渉縞からの回折を実線で, 擾乱が存在し, 不安定になってしまった干渉縞からの回折を破線で示した.

二つの場合とも記録位置である0度で回折効率の最大値を示し, $\pm 0.2^\circ$ 付近にサイドローブを示す通常の回折パターンを示している. 安定した干渉縞では回折効率は約80%の値を示している. 一方, 不安定に記録された干渉縞ではその約半分の40%程度しか示していない. この結果から, 安定した干渉縞でいかに大きな屈折率分布差を記録できるかが回折効率の増大, ひいては大容量化に関して重要であることが分かる.

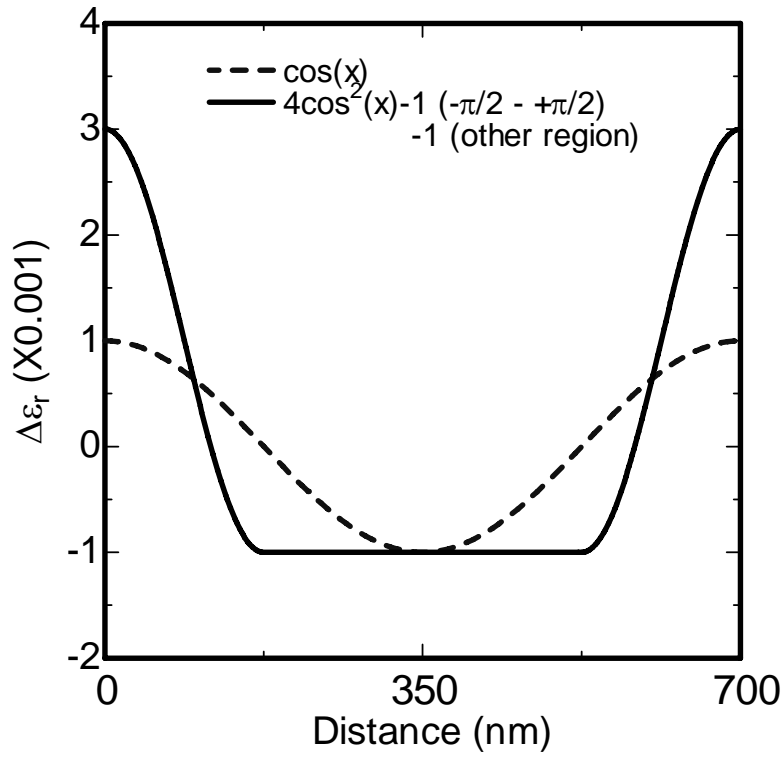


図 4-3 記録媒体中に仮定した屈折率分布の違い

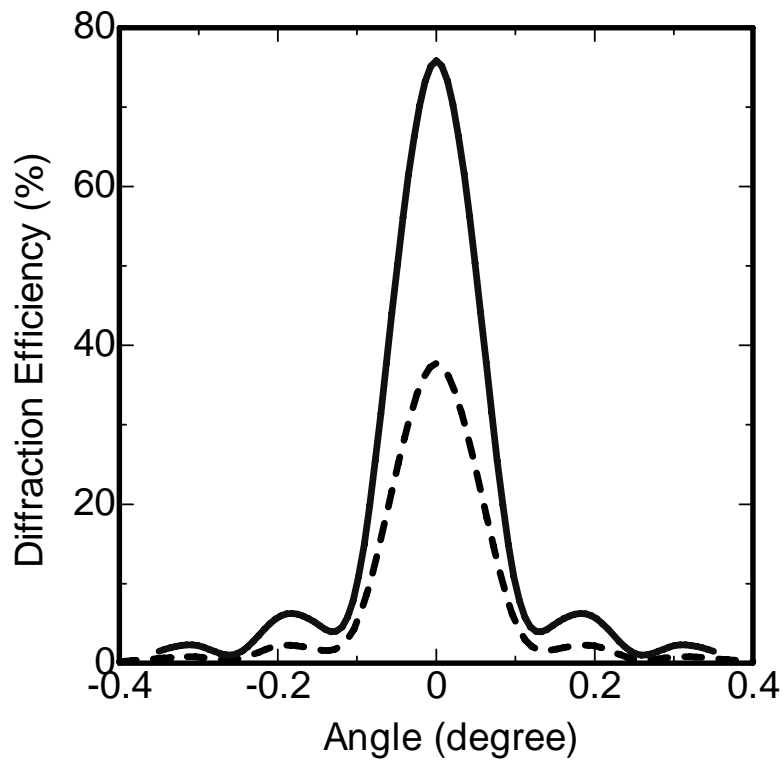


図 4-4 二つの媒体条件による回折効率の角度依存性

4-2-3 実験方法及び測定結果

記録媒体の多重度を測定する光学系を元に、図4-5のような記録時の干渉縞を安定に書くための光学系を考えた⁴⁻¹²⁾.

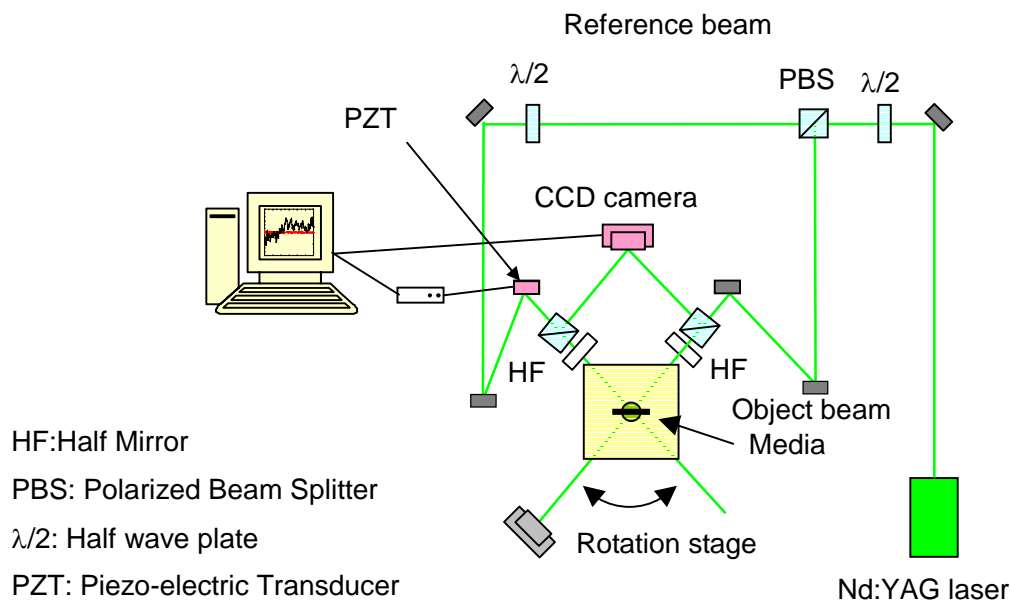


図 4-5 考案した干渉縞モニタ，位相補償用 2 光束光学系

参照光と物体光が交差し、記録媒体中で干渉縞を作製する。

光は電磁波の一種であり、z 方向へ進む単色の直線偏光の平面波は次のように表される。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[-i(\omega t - k_n z + \varphi_0)] \quad (4-7)$$

ここで、 \mathbf{E} は電気ベクトル、 \mathbf{E}_0 は直線偏光の振幅ベクトル、 k_n は光が伝播する媒質における波数、 t は時間、 ω は角周波数、 φ_0 は初期位相である。磁気ベクトル \mathbf{H} についても同様の式

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp[-i(\omega t - k_n z + \varphi_0)] \quad (4-8)$$

が成り立つ。 \mathbf{H}_0 は直線偏光の磁気振幅ベクトルであって、電気振幅ベクトル \mathbf{E}_0 と直交している。

光波は常に \mathbf{E} と \mathbf{H} の組み合わせとして表されるが、これらは同一の位相を持ち、振幅比も一定であるため、どちらか一方のみで表してもよく、通常電気ベクトル \mathbf{E} のみで表示される。スカラー表示した式を

$$E = E_0 \exp[-i(\omega t - k_n z + \varphi_0)] = U_0 \exp(-i\omega t) \quad (4-9)$$

とする。ここで、 U_0 は位相を伴った振幅

$$U_0 = A_0 \exp i(k_n z - \varphi_0) \quad (4-10)$$

であって複素振幅と呼ばれる。

いま、真空中を二つの光波

$$E_1 = A_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1)] \quad (4-11)$$

$$E_2 = A_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z + \varphi_2)]$$

が重なったとき、空間の一点, (x, y, z)における光の強度は時間の関数

$$\begin{aligned} I(t) &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\varphi_2 - \varphi_1)] \end{aligned} \quad (4-12)$$

で表される。これを記録したり、観察するときには、光の強度を記録・観察に必要な有限時間 T_0 内で平均した値となる。すなわち、

$$\begin{aligned} I &= \langle I(t) \rangle = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} I(t) dt \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \langle \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\varphi_2 - \varphi_1)] \rangle \end{aligned} \quad (4-13)$$

で表わさせる。<>は有限時間 T_0 内における時間平均である。ここで、もし $\omega_1 = \omega_2$ の場合には時間平均値が一定の値になり

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (4-14)$$

となる。

ここで、それぞれの光波に空気の擾乱などによる位相雑音加わった場合には、(4-14)式は

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1 + n_1 + n_2) \quad (4-15)$$

となる。ここで、 n_1, n_2 はそれぞれの光波に加わる雑音成分であるとする。雑音成分は通常時間的に一定値ではないため、式(4-15)の値も一定値ではなく、時間的な変動を持つてしまう。この成分が干渉縞の揺らぎとして残ってしまう。

そこで、この干渉縞の揺らぎの成分を観察し、補償することを考えた。しかし、記録媒体中に作製される干渉縞は直接観測する事は出来ない。そこで、その途中に、ハーフミラーを挿入し、記録媒体と対称の位置にCCDカメラを配置し、CCDカメラ上に擬似的に、記録媒体と同様の干渉縞を作製し、その干渉縞の特性をモニタすることにより、記録媒体中の干渉縞を推測する。この干渉縞の位相情報より、位相誤差を少なくなるように位相補償デバイスにフィードバックした。位相補償デバイスには、電気光学変調素子、駆動型回折格子、液晶など⁴⁻¹³⁾があるが、制御帯域の点から、PZT(Peizo-electric Transducer)を選んだ。このPZTにフィードバックをかけ、CCD上の位相を安定化させるようにした。

測定した位相を図4-6に示す。位相値は通常 $-\pi$ から π までの間で戻るの、必要に応じて位相接続を行った⁴⁻¹⁴⁾。制御しない場合には、様々な外乱要因にて、位相が振れてしまっているが、フィードバックを掛けることにより、位相誤差を小さくできることが分かる。

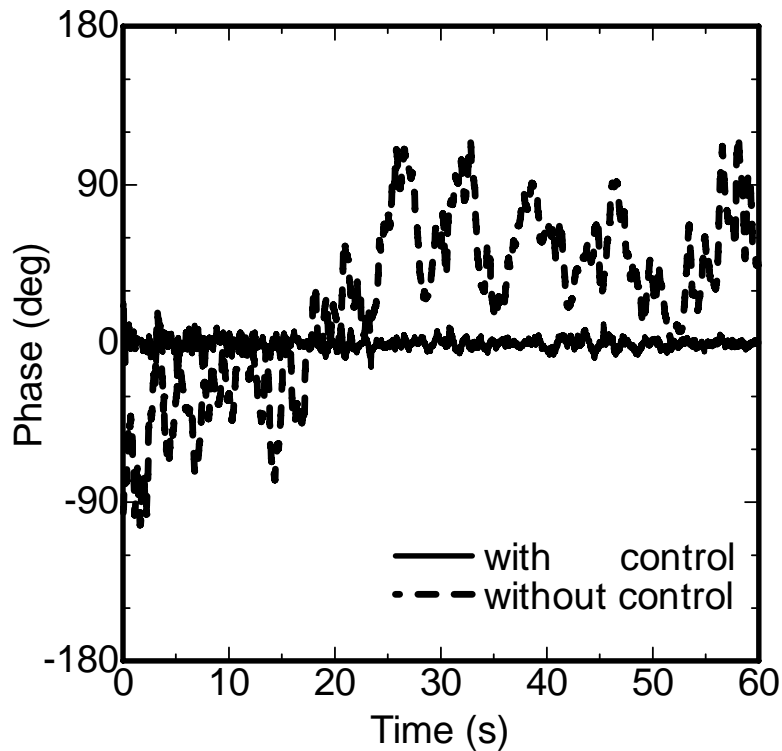


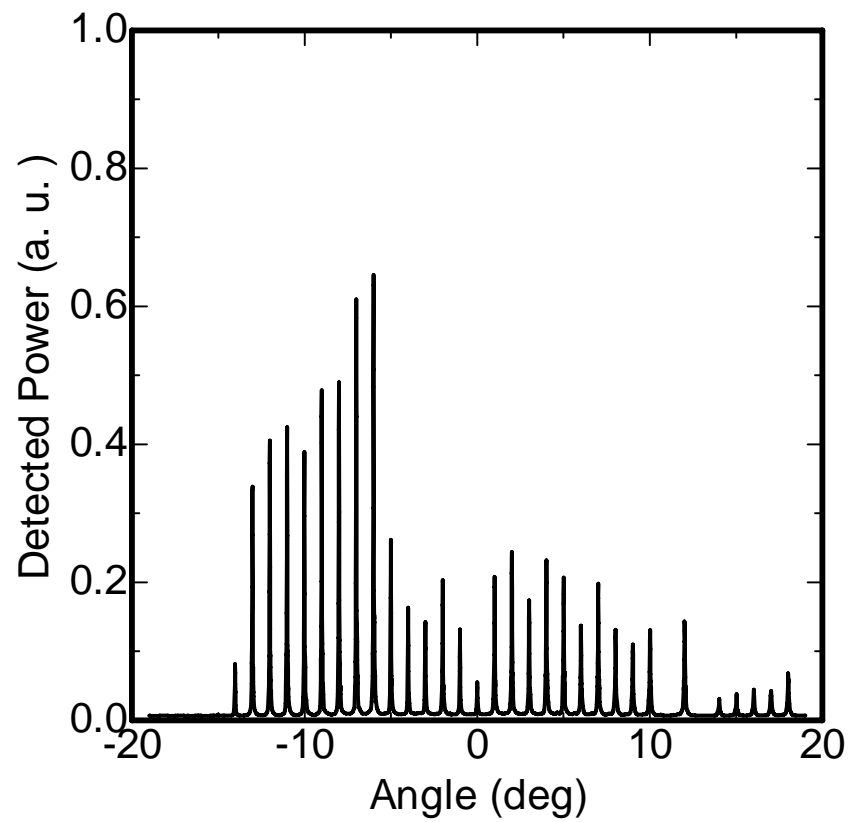
図 4-6 CCD カメラ上で捕らえた干渉縞の揺らぎ

これらの結果を踏まえ、干渉縞の位相を補償した場合と、補償しない場合とで、記録媒体の回折効率の測定を行った。-18度から18度で1度おきのうちの35多重で、記録時の記録時間調整は行っておらず、一定の時間で記録している。記録媒体にはフォトポリマを使用し、記録後、15分暗状態で放置し、15分のLEDによる露光を行い、定着した。その後、15分おいてから回転ステージを回転させて回折光強度を測定した。その結果を図4-7に示す。何も補償しない場合には所々で回折強度が減少している部分が見受けられる。これは記録時の位相が揺らいでしまったために、安定した干渉縞を書くことができなかったことによるものと考えられる。一方、位相補償を行った場合には、安定した干渉縞を書くことができるので、それぞれの角度で大きな回折強度が得られている。また、角度による回折強度の違いは、重合阻止剤による小さな回折強度、重合による大きな回折効率、感光剤の減少による回折強度の減少といった記録媒体の特性を示していると考えられる。媒体指標のひとつである $M\#$ は式(4-16)で定義される。

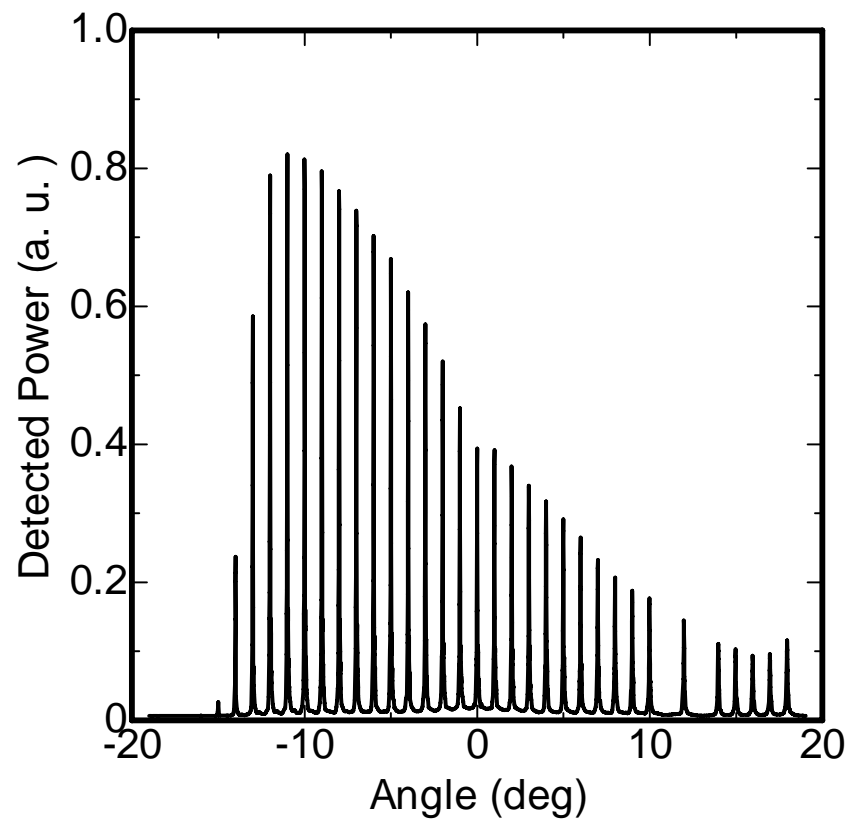
$$M\# = \sum_{n=1}^m \sqrt{DE(n)} \quad (4-16)$$

$DE(n)$: n 番目のピークの回折効率, m : 多重数

この $M\#$ を計算したところ、位相補償ありでは20、なしでは13と記録媒体を無駄なく使えることが分かった。



(a) 位相補償無しの場合



(b) 位相補償した場合

図4-7 回折光の角度依存性(35多重)

4-2-4 デジタルビットデータへの位相補償の適用⁴⁻¹⁵⁾

前節までに、記録時の位相補償について、平面波について適用を行った。平面波では、参照光、物体光共にほぼ平面の波面を持った光であるため、記録媒体中の干渉縞を擬似的に取り出す干渉縞を容易に作製することが可能であった。しかし、デジタルホログラム記録では、物体光にSLM(Spatial Light Modulator：空間光変調素子)などの変調素子を挿入し、白と黒のビットデータとして記録する。黒、すなわちビットの“0”の部分では、光がないことになる。この光のない部分が多数存在するデジタルデータでは、前節のような光と光の干渉縞を位相モニタ用に作製することが不可能である。そこで、前節での位相モニタ法を参考に、新たにデジタルビット用の位相補償法を考案した。

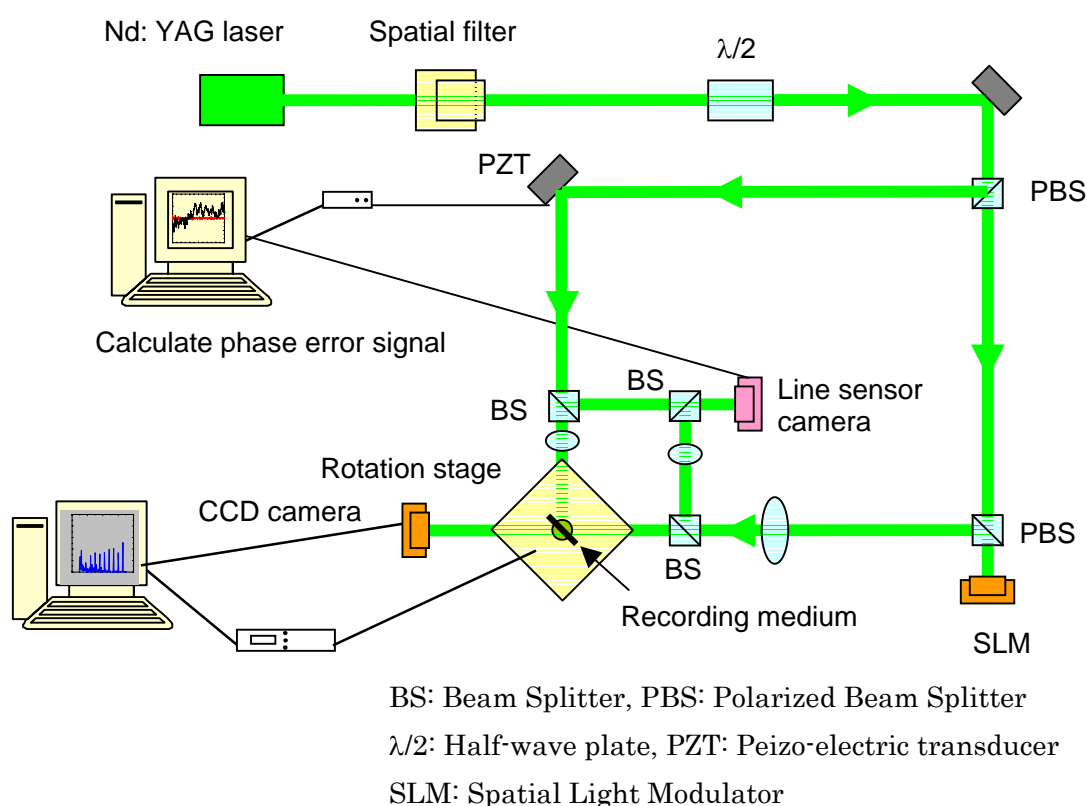


図 4-8 デジタルビットデータによるホログラム記録時の位相補償方式

図4-8にデジタルデータ記録時の補償光学配置図を示す。図4-5の光学系から、物体光路中にデジタルデータを表示するSLM(Spatial Light Modulator)を挿入すると共に、再生光を受光するデバイスにCCDを用いた。また、位相測定装置として、通常のCCDよりフレームレートを速くできるラインセンサ(Dalsa社製P2-20-01K40)を用いた。

物体光を記録媒体中に集光するため、物体光路中に集光レンズを入れてある。このため、位相測定用に設置したラインセンサへも集光もしくは発散光となるため、このままでは、干渉縞が同心円となってしまう、ラインセンサで捕捉するには非常に細かい縞となってしまう。

まう。そこで、レンズを入れてこれを平行光へと戻している。図4-9に諸条件による位相測定用ラインセンサ上での干渉縞を示す。SLMにより、物体光をデジタルデータとした場合には、黒の部分(デジタル信号の“0”)で光が少ないため、干渉縞の捕捉が不可能であり、干渉縞が途切れ途切れになってしまう(図4-9(b))。そこで、本課題を解決する為、図4-9(c)のように挿入するレンズの焦点距離を短くし、実際のSLMより1/5程度の像とした。この縮小操作により、光学解像度が落ちるため、従来、黒となっている部分でも途切れることなく干渉縞として捕らえることができる。この干渉縞の位相情報をPZTにフィードバックした。

この時の記録・再生した条件を表 4-1 に示す。

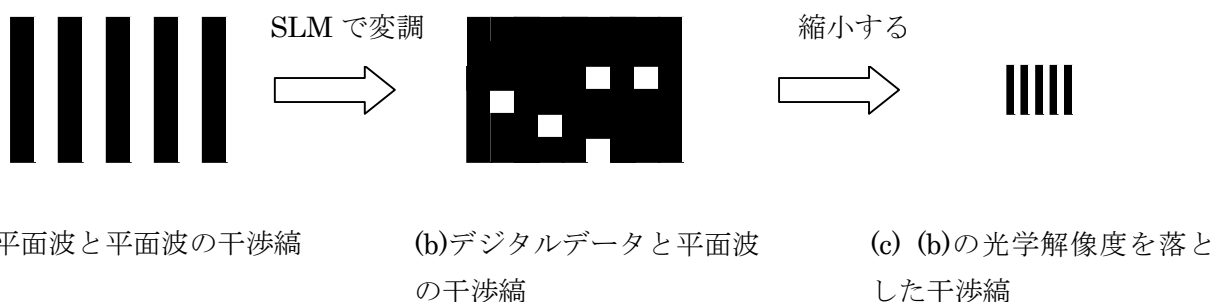


図 4-9 モニタ用干渉縞

表 4-1 デジタルビットデータ記録・再生条件

Modulation code	2:4 modulation
Write power of object beam	64 μ W
Write power of reference beam	365 μ W
Read power	105 μ W
Resolution	64 pixels in 1 block

記録時の位相補償をした場合としない場合とで記録後の測定したビットデータに対して、式(4-17)を用いて、 SNR (Signal to Noise Ratio)を計算した。測定したビットデータから計算したヒストグラムを図 4-10 に示す。

$$SNR = \frac{\mu_{white} - \mu_{black}}{\sqrt{\sigma_{white}^2 + \sigma_{black}^2}} \quad (4-17)$$

μ_{white} : ビット“1”の階調の平均値, μ_{black} : ビット“0”の階調の平均値,
 σ_{white}^2 : ビット“1”の階調の分散値, σ_{black}^2 : ビット“0”の階調の分散値

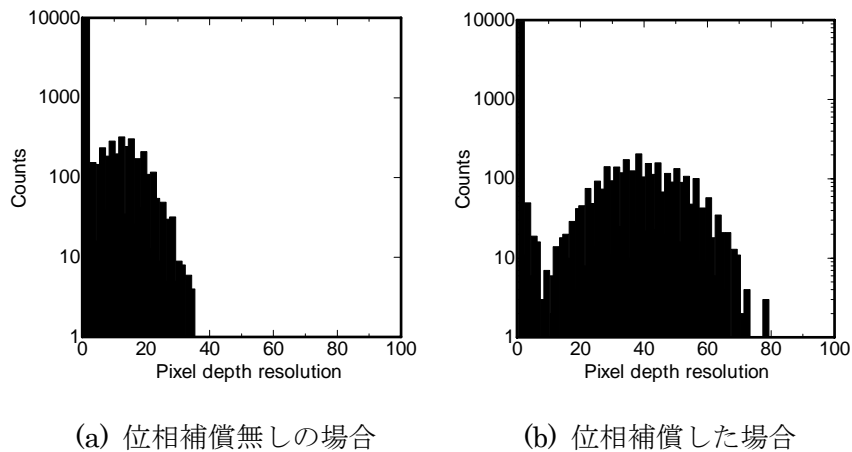


図 4-10 2-4 変調方式で記録・再生した再生ビットの階調分布

これらの測定結果から、図 4-10(a)に示した補償がない場合には階調で 0 付近に存在するデジタルデータ“0”の黒の部分と階調で 20 付近に存在する山であるデジタルデータの“1”とが繋がっていることが分かる。この場合、 SNR を計算した結果、5.0 dB であった。

一方、位相を補償した図 4-10(b)の場合にはデジタルデータの“1”の部分が階調レベルで上昇しており、山の中心が階調 40 付近に移動している。つまり、位相補償を行った場合には、回折効率が改善され、ビット“1”の輝度が上昇していることが分かる。また、信号レベルは増加するが、雑音は比例して増加しないため、計算した SNR は 9.9 dB と位相補償しない場合に対して 4.9 dB の改善効果があった。

ここで、ホログラムにおける SNR とビット誤り率(bER : bit Error Rate)の関係の測定結果を図 4-11 に示す⁴⁻¹⁶⁾。

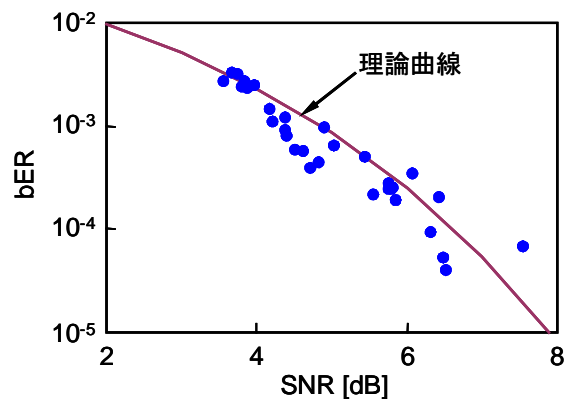


図 4-11 SNR と bER の関係

ホログラムに使用している 2 次元変調方式は、通常の 1 次元信号を取り扱う HDD(Hard Disk Drive)や光メモリーとは異なっているため、式(4-17)で定義される SNR の絶対値がそれらとは異なる。現状の光メモリーの誤り率は誤り訂正前ではほぼ $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度⁴⁻¹⁷⁾である

ので、同程度の誤り率を達成するためには、ホログラムの SNR が 6~8 dB あればよいことが分かる。

本実験では、位相補償がない場合の SNR は 5.0 dB であったが、これを図 4-11 より換算すると 10^{-3} 位の誤り率となる。一方、位相補償した場合には SNR 9.9 dB が得られるので、現状の光メモリーと同等の誤り率を達成できる。

4-2-5 4章2節のまとめ

波長多重積層型ホログラムメモリーにおいて、波長によらず、安定に記録する位相補償方式を提案した。提案した方式では、レーザ発振の不安定性に起因する位相揺れや伝播光路中における屈折率分布の不均一性に起因する位相揺れを抑える位相補償の効果をシミュレーションと実験結果より求め、記録特性向上に有益であることを明らかにした。この結果より、位相補償技術で多重度指標を従来方式より50%以上、記録容量として計算すると2.25倍大きく取れる可能性を示す事が出来た。

さらに、デジタルビットデータを記録するデジタルホログラムに適用して、 SNR で4.9 dBの改善効果があった。 SNR とビット誤り率($bBER$)との関係から、位相補償することにより、 10^{-5} 以下の誤り率を達成できる可能性を示した。

4-3 波長多重積層型ホログラムメモリー用多重化方式

4-3-1 位相コード多重化方式⁴⁻⁷⁾の原理と問題点

位相コード多重では，ホログラム光学素子などを用い，参照光を入射角の異なる多数の光束に分け，それぞれを記録媒体に照射する．この参照光の位相を液晶パネル等で独立に制御する．位相コード多重で使用する参照光は図4-12の位相パターンのように位相を二値の0と π とに分け，以下に説明する式の条件を満たすように位相を変化させて照射する．位相コード多重化方式

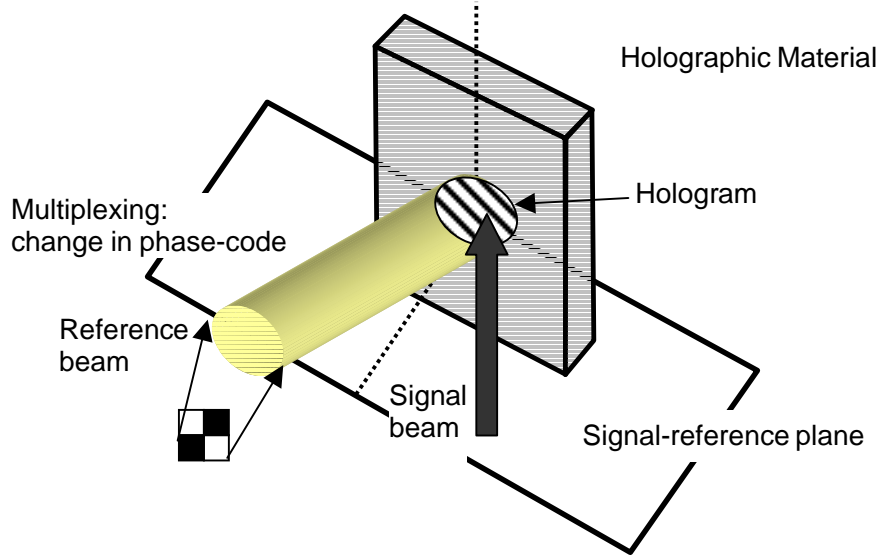


図 4-12 位相コード多重化方式

式では，角度と位相を多重に使うので，通常の場合より多重分離のクロストーク特性が良いという特徴がある⁴⁻⁸⁾．

次に多重が可能な理論について式で説明する．

N 個の参照光のすべてを平面波，強度が同じであると仮定する． m 番目のデータページの複素振幅強度 D_m は次のように表される．

$$D_m = D_m(x, y) \exp(i\mathbf{k} \times \mathbf{r}) \quad (4-18)$$

同様に参照光 P は

$$P = \sum_{n=1}^N P_n \exp(i\mathbf{k}_n \times \mathbf{r}) \exp(i\varphi_{mn}) \quad (4-19)$$

m 番目のデータページを記録したときのホログラム媒体での干渉縞強度 H_m は次のようになる．

$$\begin{aligned} H_m &= D_m(x, y) D_m^*(x, y) \\ &+ \sum_{n=1}^N P_n P_n^* \\ &+ \sum_{n=1}^N D_m(x, y) P_n^* \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_n) \times \mathbf{r}] \exp(-i\varphi_{mn}) \\ &+ \sum_{n=1}^N P_n \sum_{l=1, l \neq n}^N P_l^* \exp[i(\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_l) \times \mathbf{r}] \exp[i(\varphi_{mn} - \varphi_{ml})] \end{aligned} \quad (4-20)$$

p : p 番目のイメージ，

φ_{mn} : m 番目のイメージに使う n 番目の位相,
 N : 参照光の数,
 \mathbf{k} : 波数ベクトル

ここで, 3番目の項がホログラム記録に関与している.

次に p 番目のデータページを読むときの再生される画像 $R_p(x, y)$ は

$$\begin{aligned}
 R_p(x, y) = & \left[\sum_{l=1}^N P_l \exp(i\mathbf{k}_l \times \mathbf{r}) \exp(i\varphi_{ml}) \right] \\
 & \times \left\{ \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N D_m(x, y) P_n^* \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_n) \times \mathbf{r}] \exp(-i\varphi_{mn}) \right\}
 \end{aligned} \tag{4-21}$$

ブラッグの回折条件を考慮に入れると, (4-21)式は次のようになる.

$$R_p(x, y) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N D_m(x, y) P_n P_n^* \exp(i\mathbf{k} \times \mathbf{r}) \exp[i(\varphi_{pn} - \varphi_{mn})] \tag{4-22}$$

p 番目の再生画像がクロストークなしに読み出せる条件は(4-23)式を満たしていれば良いことが分かる.

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=1}^N \exp[i(\varphi_{pn} - \varphi_{mn})] &= N \cdot \delta_{pm} \\
 \delta_{pm} &= \begin{cases} 0 & (p \neq m) \\ 1 & (p = m) \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4-23}$$

この(4-23)式を満たすマトリックスとして簡単にできるものにアダマール変換行列がある. アダマール変換行列は

$$H^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \quad H^{(n+1)} = \begin{pmatrix} H^{(n)} & H^{(n)} \\ H^{(n)} & -H^{(n)} \end{pmatrix} \tag{4-24}$$

で表わされ, この場合の 1 を位相 0, -1 を位相 π として位相コード多重が可能である.

現在までに位相コード多重化方式を使用した研究では, アダマール変換行列を用いた例しか行われていない. アダマール変換行列を用いると, 光の位相を 2 値で表現でき, 位相コード表現が単純に作成でき, 多重化も容易である. しかし, アダマール変換では 2^n という離散的な行列数しか表現できないため, 任意の位相コード数では作成できず, 多重度の自由度に制限があった. また, 0 から π まで位相を駆動するので, 位相変化動作に時間がかかる課題があった.

4-3-2 位相コードの選択

前節に位相コード多重化記録方式について述べた。この方法では、(4-23)式を満たす位相コードが生成できれば多重化が可能である事を示している。

(4-23)式より、各項は $\exp[i\varphi]$ で表現できるので、位相の対称性が重要であることが推測される。そこで(4-23)式を満たす条件のひとつであり、少なくとも虚軸に関して対称性があり、行列数に制限のない離散コサイン変換行列での多重記録方式を検討した。

離散コサイン変換行列の基底関数を(4-25)式に示す。

$$T_{mm} = \sqrt{\frac{2}{M}} k_m \cos \left[\frac{(m-1)(2n-1)}{2M} \pi \right] \quad (4-25)$$

$$k_m = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} & (m=1) \\ 1 & (m \neq 1) \end{cases}$$

M :行列数, m :行, n :列

(4-25)式では行列数に相当する M に制限がないが、値の表現は複雑な形となる。

次に離散コサイン変換行列を使用した位相コード多重記録方式を検討する。2×2 の構成ではアダマール変換、離散コサイン変換共に同じ行列になることから、両者に違いが出る最小行列数である 3×3 とした。

3×3 の離散コサイン変換行列の基底関数を(4-26)式に示す。

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \cos \frac{\pi}{6} & \cos \frac{3\pi}{6} & \cos \frac{5\pi}{6} \\ \cos \frac{2\pi}{6} & \cos \frac{6\pi}{6} & \cos \frac{10\pi}{6} \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \\ \cos \frac{\pi}{6} & \cos \frac{\pi}{2} & \cos \frac{5\pi}{6} \\ \cos \frac{\pi}{3} & \cos \pi & \cos \frac{5\pi}{3} \end{bmatrix} \quad (4-26)$$

この基底関数の各 1 列や各 1 行だけを並べた形にしたものやその対角行列などから(4-23)式を満たす九つの位相コードが得られる。アダマール変換では前述の通り、1 を位相 0, -1 を位相 π としており、これらの値を(4-23)式の位相項に代入して成立するが、離散コサイン変換では成立しない場合がある。次に例を挙げて説明する。

例えば 2×2 のアダマール変換の場合に生成される位相コード四つのうち、二つは

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \pi & \pi \end{bmatrix} \quad (4-27)$$

である。(4-23)式に代入すると($p \neq q$ の場合)

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N e^{i(\varphi_{pn} - \varphi_{qn})} &= \sum_{n=1}^4 e^{i(\varphi_{1n} - \varphi_{2n})} \\ &= e^{i(0-0)} + e^{i(0-0)} + e^{i(0-\pi)} + e^{i(0-\pi)} = e^{i0} + e^{i0} + e^{i(-\pi)} + e^{i(-\pi)} \\ &= 1+1-1-1=0 \end{aligned}$$

と成立する。これはその他のすべての場合にも成立するため、この位相コードを使用して多重化が可能となる。

次に離散コサイン変換の場合を説明する。(4-26)式より生成される位相コード九つのうち、二つは

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \frac{\pi}{6} & \frac{\pi}{2} & \frac{5\pi}{6} \\ \frac{\pi}{6} & \frac{\pi}{2} & \frac{5\pi}{6} \\ \frac{\pi}{6} & \frac{\pi}{2} & \frac{5\pi}{6} \end{bmatrix} \quad (4-28)$$

である。同様に(4-23)式に代入すると($p \neq q$ の場合)

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N e^{i(\varphi_{pn} - \varphi_{qn})} &= \sum_{n=1}^9 e^{i(\varphi_{1n} - \varphi_{2n})} \\ &= e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} \\ &= 3 \left\{ e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} \right\} = -6i \end{aligned}$$

と虚数項が残る。そこで、これら一部の位相について変更を行った。この時の位相の変更方法を図 4-13 に示す。

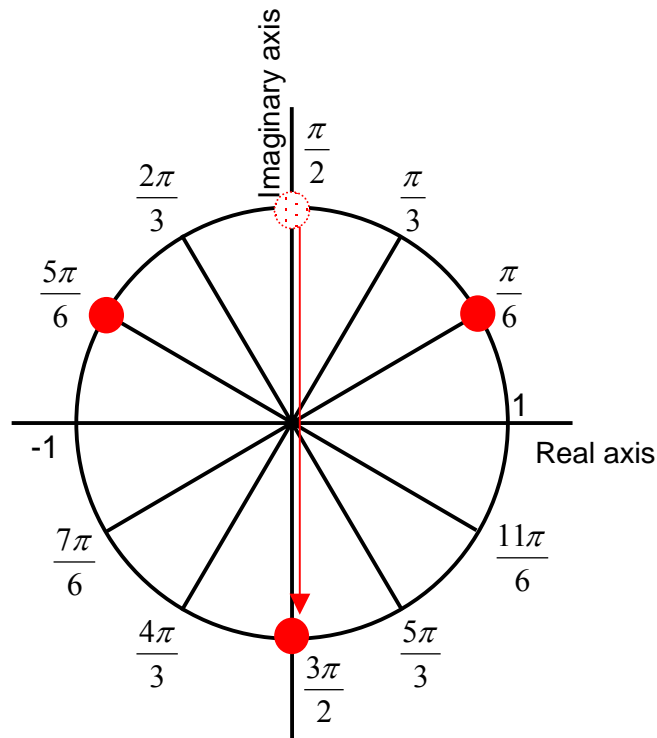


図 4-13 位相の変更方法

離散コサイン変換では、基底関数が余弦関数で表されるので、基本的に位相項は虚数軸に対して対称形となる。しかし、(4-23)式では $\exp[i\varphi]$ と虚数項が含まれているので、この部分に対して離散コサイン変換では記述できない。そこで、虚数項が残らないように $\frac{\pi}{2}$ と表

されている 2 列目の位相を π 反転させ、 $\frac{3\pi}{2}$ とした. この作用により, 虚軸に対しての値の対称性を保ちながら, 実軸に対しての和の対称性も保持することができる.

これにより同様の計算を行うと

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N e^{i(\varphi_{pm}-\varphi_{qn})} &= \sum_{n=1}^9 e^{i(\varphi_{1n}-\varphi_{2n})} \\ &= e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{3\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{3\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} + e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{3\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} \\ &= 3 \left\{ e^{i(-\frac{\pi}{6})} + e^{i(-\frac{3\pi}{2})} + e^{i(-\frac{5\pi}{6})} \right\} = 3 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{2}i + i - \frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{2}i \right) = 0 \end{aligned}$$

と 0 となり条件を満たす. この他の七つの位相コードについても同様の計算を行い, すべての場合について 0 となることを確認した⁴⁻¹⁸⁾.

4-3-3 位相変調高速化の可能性

光の偏波面を変えずに位相のみを可変できる SLM(Spatial Light Modulator)として、結晶のフォトリフラクティブ効果や電気光学効果を用いたデバイス、ミラーの機構的な変動を用いたデバイス、液晶などが挙げられる⁴⁻¹⁹⁾。前者、三つのデバイスでは駆動位相と駆動時間には相関がある。

例えば、ミラーの機構的な変動を用いたデバイスでは印加電圧と位相の変位幅には次の式が成り立つ⁴⁻²⁰⁾。

$$\delta d \propto V^2 \quad (4-29)$$

ここで、 δd はミラーの機械的な変位量つまり光の位相変化量に相当し、 V は印加電圧である。また、電気光学効果でも結晶に印加する電圧に比例して光の位相が変化する。

そこで、「4章 3-2 節位相コードの選択」で求めた位相コードについて高速駆動の可能性について2通りの場合について考察する。

一つは各位相変調のピクセルがシリアルに変化する場合、すなわちある位相パターンから次のある位相パターンへの変化がピクセルごとに順番に位相変化する場合である。このときの各ピクセルの位相変位幅を、すべての取りうるパターンについて合計を計算し、平均化した D_{all} を次のように表す。

$$D_{all} = \frac{1}{N} \frac{1}{N C_2} \sum_{p=1}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N \sum_{n=1}^N (\varphi_{pn} - \varphi_{qn})^2 \quad (4-30)$$

もう一方の場合は、位相パターンが次の位相パターンへ一括して変化する場合で、変化する時間が最も遅いピクセルで制限される場合である。もっとも遅いピクセルの変位幅を各位相パターン変化ごとに計算し、合計、平均化した D_{bottle} を次のように示す。

$$D_{bottle} = \frac{1}{N C_2} \sum_{p=1}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N \max(\varphi_{pn} - \varphi_{qn})^2 \quad (4-31)$$

上記二つの D_{all} と D_{bottle} の値が大きい場合は駆動する位相幅が大きくなることを意味する。たとえば(4-29)式のように印加電圧が大きくなると、駆動時間は長くなり、逆に小さい場合は駆動時間が短いことを意味する。

今回の離散コサイン変換を用いた位相コード多重記録方式では $N=9$ で、位相パターンの変化総数は ${}_9C_2$ で表され、

$${}_9C_2 = \frac{9 \times 8}{2 \times 1} = 36 \quad (4-32)$$

である。これらの値を(4-30)式、(4-31)式に代入して計算した結果を 4×4 のアダマール変換行列を使用した位相コードパターンと共に表 4-2 に示す。ただし、位相値 π 以上は 2π から引いた位相値へ、位相値 $-\pi$ 以下は 2π を加算し、すべての位相値を $-\pi$ 以上、 π 以下とした。

この場合、離散コサイン変換行列を用いた場合とアダマール変換行列を用いた場合で行列数が異なっているが、アダマール変換の場合、必ず、行列中の1の数と0の数が同数とな

るので, D_{all} , D_{bottle} は行列数によらず固定値となる.

表 4-2 には D_{all} と D_{bottle} におけるそれぞれの変換法による比較も示す. 離散コサイン変換では共にアダマール変換時の約 65 %程度と小さい. このことから, 記録再生時の位相変調速度を速くすることができ, 転送速度の高速化への可能性があると言える.

表 4-2 位相変位幅の 2 乗和の平均値

	D_{all}	D_{bottle}
Hadamard Transform	$0.50 \pi^2$	π^2
Discrete Cosine Transform	$0.31 \pi^2$	$0.65 \pi^2$
<u>Discrete Cosine Transform</u> Hadamard Transform	0.63	0.65

4-3-4 3×3位相変調用液晶素子の試作

離散コサイン変換行列を用いた位相コード多重記録方式の記録再生特性を確認するため、作製が比較的容易な液晶を用いた位相変調器を実際に試作した。

ネマティック液晶(メルク社 BL-008)をガラス基板でサンドウィッチしたもので(液晶の膜厚は4 μm), 図4-14に示すように電圧印加により液晶分子が水平配向から垂直配向へと変化するため, 光の偏光状態を変えずに位相のみを制御できる. サンドウィッチした一方のガラス基板には, 透明電極ITO (Indium Tin Oxide)を形成後, エッチングにより3×3のピクセルパターン(ピクセルサイズ5 mm×5 mm)を形成し, もう一方には全面にITOを形成した。

液晶の位相特性を調べるため, 偏光子と検光子をクロスニコル状態とし, 液晶配向と入射光の偏光方向を45度として, 基板に垂直入射したときの出力光量の印加電圧特性を図4-15に示す. 同図において右軸は液晶配向と偏光方向を平行とした場合の位相変化である. 印加電圧が1.0 V付近から2.0 V付近までで位相が0から 2π まで変化可能なことが分かったので, この結果に基づき印加電圧1.0 V付近から2.0 V付近までの変化を(4-26)式の位相に対応させることとした。

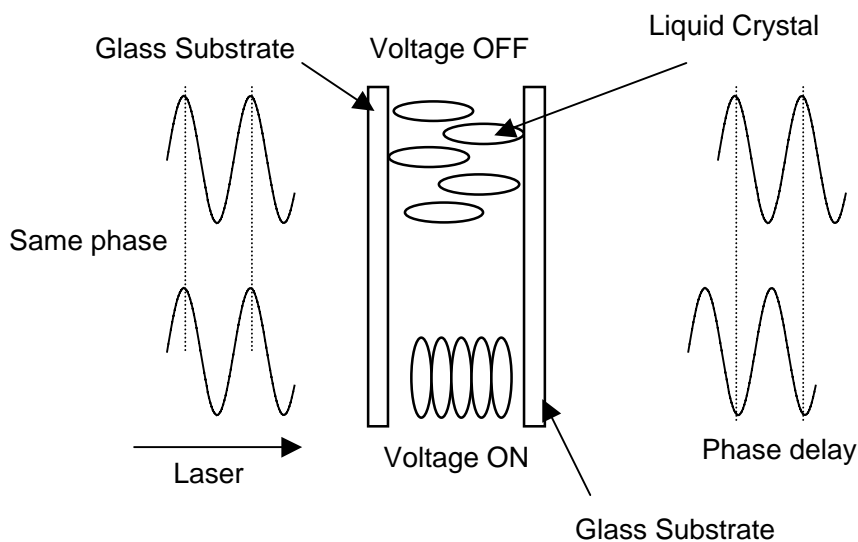


図4-14 位相変調用液晶の動作

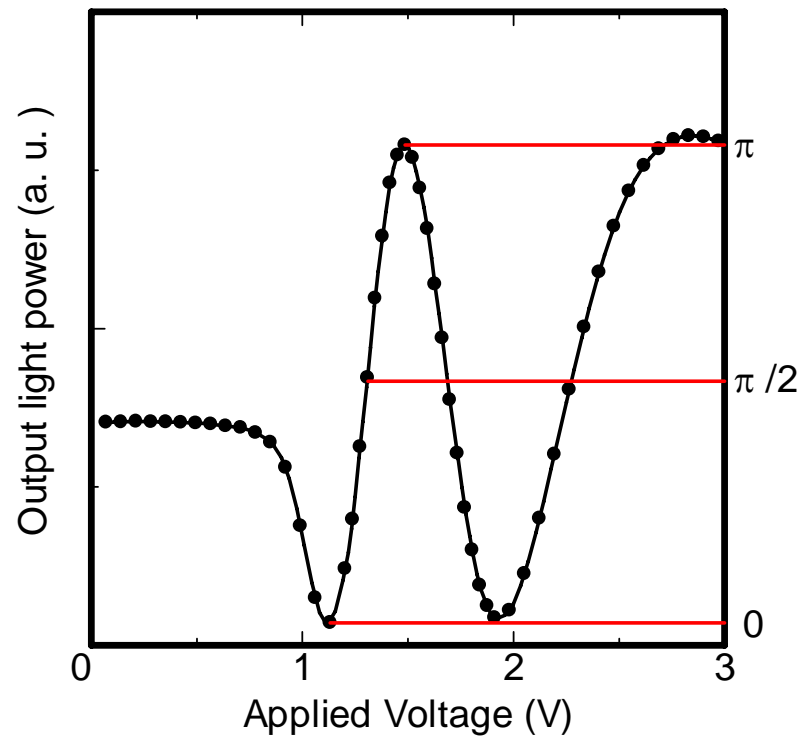


図 4-15 位相変調器の出力光量の印加電圧特性

4-3-5 離散コサイン変換を用いた位相コード多重記録実験

試作した位相変調器を用い、ホログラムの多重記録実験を行った。光学系を図 4-16 に示す。記録時には BS(ビームスプリッタ)でレーザ光を二つに分岐し、片方を SLM で強度変調した物体光とし、もう一方を今回試作した液晶素子で位相コード変調を行った。位相コード変調用液晶素子の前にはレンズアレイを入れ、それぞれの位相変調器での光強度が同じになるようにした。また、物体光、参照光ともに記録媒体の前に集光レンズを入れ、記録媒体の同スポットに照射した。再生時には物体光をシャッタで遮蔽し、記録時と同じ位相コードにした参照光のみを記録媒体に照射し、記録媒体、カメラは固定した状態で読み出しを行った。実験条件を表 4-3 に示す。

3×3 の離散コサイン変換によって生成できる九つの位相変調コードを使用し、記録画像として“1”～“9”の変調画像を用いて 9 多重したときの再生画像を図 4-17 に示す。

スキヤッタリングによるものと思われる輝点や光学部品の多重反射による擬似輪郭に加え、若干のクロストークがみられるが、九つの画像を分離独立して読み出せる事を確認した。

ここでのクロストークの原因として考えられるのは、位相の精度である。アダマール変換行列を使用した場合でも位相変調器の不完全性が問題であるが、本研究の場合は更に位相の中間値を用いているため、より精密な位相が求められることになる。

必要とされる位相精度について、C. Denz らは位相変調器の位相誤差 ε ($|\varepsilon| \ll \pi$, 平均 0, 分散 σ_ε^2)が存在し、アダマール変換時の π の代わりに $\pi + \varepsilon$ となった場合、つまり(4-23)式の位相項が、

$$\varphi_{pn} - \varphi_{qn} = \pi + \varepsilon \quad (4-33)$$

のときについて SNR が r_0 より大きくなる確率 $\text{Prob}(|r| > r_0)$ は

$$\text{Prob}(|r| > r_0) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{(r_0\sigma^n)^{-1}} \exp(-t^2/2) dt$$

$$\sigma^n = \frac{(M-1)}{2N} \sigma_\varepsilon^2$$

r_0 ; 定数

M ; 多重するページ数の最大値

N ; 参照光数

であり、 $\sigma_\varepsilon = 0.15$ $r_0 = 3$ の場合、

$$\text{Prob}(|r| > 3) = 1 \cdot (2 \times 10^{-3})$$

から位相誤差は無視できる程度である、と述べている⁴⁷⁾。

本離散コサイン変換を使用した場合、位相幅の最小値は $\frac{\pi}{6}$ であるため、上記アダマール変換を使用した条件と同様にするには $\sigma_\varepsilon = 0.025$ としなければならない。つまり位相の誤差範囲も 1/6 程度にする必要がある。

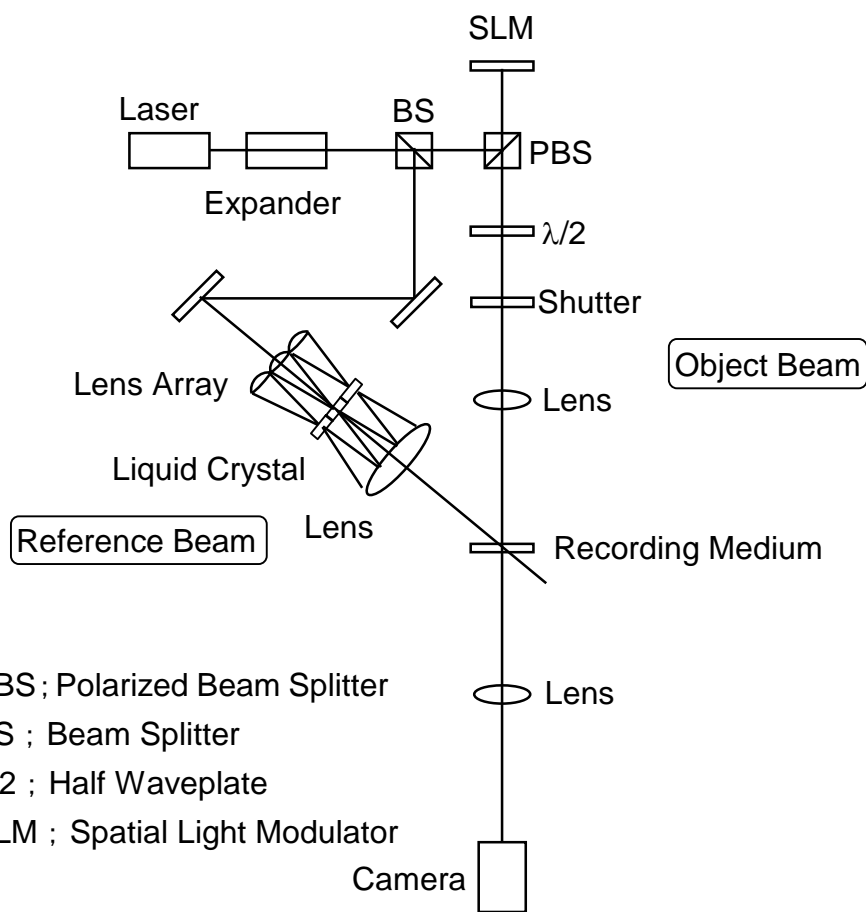


图 4-16 光学配置图

表 4-3 实验条件

Laser	Nd:YAG SHG*
Wavelength	532 nm
Irradiation Power Density of Object Beam	36 mW/mm ²
Irradiation Power Density of Reference Beam	83 mW/mm ²
Diameter of Object Beam	1 mm ϕ
Angle Between Object and Reference Beam	30 degree

* SHG: Second Harmonic Generation

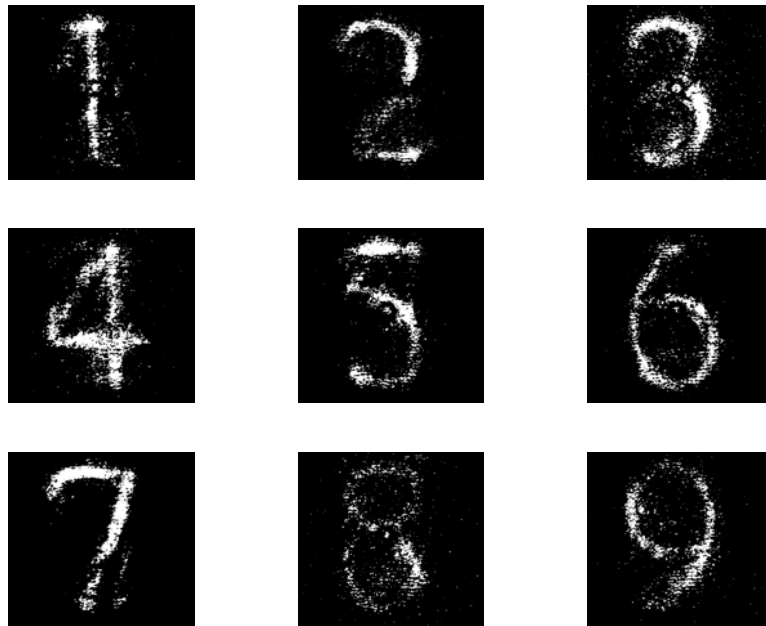


図 4-17 離散コサイン変換位相コード多重記録方式を用いた再生多重画像

しかしながら、今回試作した位相変調器の各ピクセルに同一電圧を印加した場合、位相シフト量に差異が見られた。これは図 4-15 に示した位相変調器の出力光量の印加電圧特性を各ピクセルで測定した結果、最大 $\frac{\pi}{10}$ 程度この特性がばらついていたことから分かった。アダマール変換の場合、 $\frac{\pi}{10}$ の偏差は σ_e 内であるが、本方式の場合では σ_e 外となってしまう。

この偏差の原因は液晶セルの厚みの空間的なばらつきによるものである。さらに、それぞれの光束については、光路の違いは微小であるため、大きな位相誤差にはなり得ないが、4 章 2 節で述べた空気の擾乱により、位相が時間的に揺らいでしまう可能性も挙げられる。上記の要因によるクロストークは存在するが、離散コサイン変換行列を用いた位相コード多重記録方式でもアダマール変換行列を用いた場合と同様な多重記録が可能である。また、位相変調器の位相変調精度を高めることができれば、クロストークを解消できると考えられる。

4-3-6 4章3節まとめ

波長多重積層型ホログラムメモリー用の多重化方式として位相コード多重化方式を検討した。位相コード多重化方式では、多重化データを他の多重化方式より *SNR* 良く分離できるため⁴⁻⁹⁾、多層化したことによる *SNR* の低下を防止することができ、波長多重積層型ホログラムメモリー用の多重化方式として有望である。しかし、従来の方法であるアダマール変換を用いた位相コード多重化方式では、位相の変化に時間を要しているといった課題があった。そこで、本節では、位相コードとして離散コサイン変換行列を用いた検討を行った。

その結果、離散コサイン変換行列を用いた場合、アダマール変換行列を使用する場合より、位相変位幅が約 60 %と小さいので、ミラーの機構的な変動を用いた位相変調器等では高速に変調できる可能性を見出した。また、一部の位相パターンでは位相の非対称性より位相を π ずらすことにより対称性を保持させる手法を提案した。更に、離散コサイン変換行列では任意の行列数での多重が可能であるので、位相変調器のピクセル数の制限がないという柔軟性がある。

これらの検討結果を踏まえて、実際に同一箇所への多重化の記録再生実験を行い、試作した 3×3 の位相変調器を用いて九つの多重記録が可能であることを示した。主なクロストークの原因は位相変調器の位相誤差である。本方式では中間値の位相を使用するため、アダマール変換行列を使用する方法に対して正確な位相が必須である。位相の高分解能化は高速・多ピクセルの多重化再生の実現に向けた一つの解決手段である。

通常のネマティック液晶では反応速度が 8~10 ms 程度⁴⁻²¹⁾であるが、本方式では、4章3-3節で示したように、位相の駆動幅を 60 %まで小さくできるため、位相の駆動時間を 5 ms 程度に短縮することができる。この場合、 2000×2000 のページデータの使用を仮定すると 800 Mbps の転送速度を実現できる可能性がある。

4-4 波長多重積層型ホログラムメモリーに適用した場合の記録容量の見積もり

前節までに波長に依存せず安定に記録する記録方式及び SNR 高く多重する多重化方式について述べた。これらをガーネット記録媒体に適用した場合を計算する。

$LiNbO_3$ では、(4-16)式で示される多重指標 $M\#$ は Fe をドーブした場合でノンドープの場合と比較して 3.3 倍である⁴⁴⁾。

一方、遷移金属をドーブしていないガーネットを用いたホログラム記録では、最大回折効率 0.1% という値が得られている⁴²⁾。この値で記録媒体の厚みを考慮に入れ、多重度指標 $M\#$ を計算すると

$$M\# = 0.045 \quad (4-34)$$

となる。次に、Fe や Co をドーブしたと仮定した場合の回折効率を $LiNbO_3$ の条件より計算すると、

$$M\# = 0.045 \times 3.3 = 0.15 \quad (4-35)$$

である。さらに本章で提案した位相補償方式を用いることで $M\#$ を 1.5 倍にすることが可能であるので、

$$M\# = 0.15 \times 1.5 = 0.23 \quad (4-36)$$

である。さらに波長多重の 2 層の積層を行うことにより、

$$M\# = 0.23 \times 2 = 0.46 \quad (4-37)$$

とすることができる。

また、本章で提案している位相コード多重化記録方式では、通常の方法に比べ、4~6 dB SNR が良い⁴⁸⁾。 SNR のうち、信号強度は回折効率に比例しているため、これを考慮に入れると

$$M\# = 0.46 \times \sqrt{10^{0.6}} = 0.92 \quad (4-38)$$

となる。

一方、1 ページのデータを読み出すのに必要な回折効率は 4×10^{-6} であるので⁴²⁾、(4-38)式の多重度指標 $M\#$ と次式より記録可能な多重度が計算できる⁴⁴⁾。

$$\eta = \left(\frac{M\#}{M} \right)^2 \quad (4-39)$$

ここで、 η は各ページの回折効率、 M は記録可能な多重数である。

(4-39)に $M\#$ 、 η を代入して計算を行うと、 $M = 460$ の多重が可能である。1 ページあたりの記録ビット数をハイビジョン程度の 2000×2000 を $1 \text{ mm } \phi$ のスポット中に記録可能とすると、CD サイズで 2.8 TB 以上の容量を得ることができる。

4-5 結語

本章では波長多重積層型ホログラムメモリーにおける記録再生方式を検討した。波長多重積層型ホログラムメモリーでは、記録再生に様々な波長のレーザを使う可能性があるため、波長に依存せず、さらに、光路途中の微小な空気の屈折率の違い、温度、振動に影響を及ぼされない安定な記録・再生方式が必要となる。そこで、レーザ自体の位相の揺らぎ、光路途中で発生する揺らぎを減らす事が重要である事を FDTD 法によるシミュレーションから明らかにした。次に、記録媒体中に作製する干渉縞を擬似的にモニタする観測手法を開発し、位相補償する PZT(Peizo-electric transducer)を参照光路中に導入した光学系を新たに試作した。本方法を用いて、記録媒体の多重度指標を約 50%以上向上させることに成功した。また、SLM で白黒の 2 次元ビットデータに変調した物体光を、本位相補償方式で記録再生したところ、現状の光メモリーで使用されている誤り訂正前ビット誤り率 10^{-5} 以下を達成できる SNR 8 dB 以上の 9.9 dB を得ることができた。この値は 4.9 dB の改善効果であった。

また、波長多重積層型ホログラムメモリーでは、多層にするため、従来方式より SNR の高い多重化方式が必要である。角度と位相の両条件を使うため、クロストークが少なく、原理的に SNR を高く取る事ができる位相コード多重化方式を検討した。しかし、従来からある位相コードでは、位相の画素数に制限がある事や、0 と π で駆動するため、高速駆動が難しいといった課題があった。本課題に対して、新たに開発した離散コサイン変換を用いた位相コード多重化方式では従来のアダマール変換を用いた位相コード多重化方式より、高速化できることを明らかにした。また、実際に離散コサイン変換を位相コードとして使用して記録再生を行い、各ページ間でクロストーク少なく読み出すことが可能である事を明らかにした。

これらの記録再生技術を用い、前章までに提案しているガーネット記録媒体に適用した場合には、多重度を 460 とれるので、CD サイズで 2.8 TB 以上の容量を得ることが可能であることを示した。

参考文献

- 4-1) M. Toishi, T. Tanaka, M. Sugiki, and K. Watanabe: "Improvement in Temperature Tolerance of Holographic Data Storage Using Wavelength Tunable Laser", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, pp. 1297-1304 (2006).
- 4-2) K. Kasazumi, Y. Kitaoka, K. Mizuuchi, and K. Yamamoto: "A Practical Laser Projector with New Illumination Optics for Reduction of Speckle Noise", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, pp. 5904-5906 (2004).
- 4-3) D. Tontchev, V. Sainov, and G. Stoilov: "Noise filtering in the interference pattern by dynamic holographic recording in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{O}_{20}$ crystals", *Appl. Opt.*, **35**, pp. 3087-3090 (1996).
- 4-4) H. J. Coufal, D. Psaltis and G. T. Sincerbox (Eds.): "*Holographic Data Storage*", (Springer-Verlag, Berlin, 2000).
- 4-5) 八木生剛: "ホログラフィックメモリー: フォトリフラクティブ材料", *光学*, **26**, 7, pp. 362-367 (1997).
- 4-6) N. Ishii, N. Kinoshita, T. Muroi, K. Kamijo and N. Shimidzu: "Method of Phase Compensation for The Holographic Data Storage", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **46**, 6B, pp. 3862-3866 (2007).
- 4-7) C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen and T. Tschudi: "Potentialities And Limitations of Hologram Multiplexing by Using the Phase-coding Technique", *Appl. Opt.*, **31**, 26, pp. 5700-5705 (1992).
- 4-8) K. Curtis and D. Psaltis: "Cross talk in phase-coded holographic memories", *J. Opt. Soc. Am. A*, **10**, pp. 2547-2550 (1993).
- 4-9) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 藤掛英夫, 上條晃司, 清水直樹, 佐藤史郎: "位相対称離散コサイン変換行列を用いた位相コードホログラム多重記録方式", *映像情報メディア学会誌*, **59**, 12, pp. 1869-1874 (2005).
- 4-10) H. Kogelnik: "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings", *The Bell System Tech. J.*, **48**, 9, pp. 2909-2947 (1969).
- 4-11) 宇野亨: "FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析", コロナ社, 1998.
- 4-12) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 清水直樹, 上條晃司: "デジタルデータ記録波面補正方法および装置", 特開 2007-141295.
- 4-13) K. Hibino and M. Yamauchi: "Phase-Measuring Algorithms to Suppress Spatially Nonuniform Phase Modulation in a Two-Beam Interferometer", *Opt. Rev.*, **7**, pp. 543-549 (2000).
- 4-14) K. Ito: "Analysis of the phase unwrapping algorithm", *Appl. Opt.*, **21**, p. 2470 (1982).

- 4-15) N. Ishii, N. Kinoshita, T. Muroi, K. Kamijo and N. Shimidzu: "Adaptive Optics For Holographic Data Storage", Proc. SPIE, **6488**, pp. 64880G-1-11 (2007).
- 4-16) 室井哲彦, 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: "ホログラム記録における新しい SNR の検討", 2007 年電子情報通信学会総合大会, **CS-6-6**, pp. S. 13-14 (2007).
- 4-17) Y. Nagai, A. Ogawa, and Y. Kashihara: "A New Method of Evaluating Signal Quality for Systems to which Partial Response and Maximum Likelihood Is Applied", Jpn. J. Appl. Phys., **42**, pp. 971-975 (2003).
- 4-18) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 上條晃司, 清水直樹: "ホログラフィック光メモリー記録装置及び記録再生装置", 特開 2006-154012.
- 4-19) 吉田成浩: "液晶による二次元位相制御", 液晶, **7**, 4, pp. 323-330 (Apr. 2003).
- 4-20) L. Zhu, P. Sun, D. Bartsch, W. Freeman and Y. Fainman: "Adaptive Control of A Micromachined Continuous-membrane Deformable Mirror for Aberration Compensation", Appl. Opt., **38**, 1, pp. 168-176 (Jan. 1, 1999).
- 4-21) C. Hoke, J. Li, J. Kelly, and P. Bos: "High speed addressing of a 0 degrees-360 degrees bistable twisted nematic liquid crystal display", Jpn. J. Appl. Phys., **36**, pp. L227-L229 (1997).
- 4-22) M. Ellabban, M. Fally, and R. Rupp: "Light-induced phase and amplitude gratings in centrosymmetric Gadolinium Gallium garnet doped with Calcium", Optic. Exp., **14**, pp. 593-602 (2006).
- 4-23) H. Mok: "Angle-multiplexed storage of 5000 hologram in lithium niobate", Opt. Lett., **18**, pp. 915-917 (1993).

5 章 結論

5.1 まとめ

本論文では、光メモリーでの大容量化可能な波長多重積層型ホログラムメモリーを実現するための酸化物結晶光メモリーの作製法および、良質な膜を得るためのレーザアニール法及び、その光メモリーに大容量に記録を可能とする位相を使った記録方式、多重方式について述べた。

第 2 章のレーザアブレーション法を用いた製膜法では、レーザ照射パワーにより酸化物の相、置換量を制御できることを明らかにした。次に、製膜した希土類鉄ガーネット結晶薄膜の磁気光学特性(ファラデー回転係数)の波長特性を明らかにすることにより、酸素に囲まれた八面体位置に存在する Fe^{3+} や Co^{2+} 、 Co^{3+} イオンなど遷移金属の価数について明らかにした。さらに、上記、製膜法の条件を適用し、希土類鉄ガーネットを多層に積層し、積層した場合の磁気光学特性を明らかにし、磁気光学効果を利用した波長多重記録再生が可能である事を述べた。また、この明らかにした Fe^{3+} 及び Co^{2+} の吸収を用いる事により、これらのイオンをフォトリラクティブ中心としたガーネット結晶を多層に積層することにより波長多重積層型ホログラムメモリーが可能である事を示した。

第 3 章では、良質な結晶膜を得るためのレーザアニールについて述べた。レーザ照射による媒体の結晶化、非晶質化の過程を調べるため、結晶と非晶質の可逆変化が可能な相変化媒体を例にとり、その結晶化過程を 3 次元非定常熱シミュレーションと結晶化のためのアブラミの式を用いて結晶化計算を行い、良質な膜を大面積で得るために必要なレーザの移動速度と結晶化速度の関係から結晶化の割合を明らかにした。さらに、シミュレーションと実験から得られた結晶化に関する知見をガーネット薄膜に適用した。ガーネット薄膜の結晶化をシミュレーションと実験から行い、レーザアニールすることにより、磁気光学効果で 13 % 向上するという良質な薄膜を得ることが出来た。これより、酸化物などを用いた波長多重積層型ホログラムメモリー媒体において、良好な結晶媒体を作製可能である事を明らかにした。

第 4 章では、波長多重積層型ホログラムメモリー媒体に記録再生する方法について述べた。波長によらず安定に記録できるよう、記録する物体光と参照光の位相を適応的に制御することにより、安定な記録を行うことを可能とする位相補償において、位相雑音記録特性に及ぼす影響を FDTD 法により明らかにし、位相雑音の抑圧法を提案し、多重度指標で 50 % の大容量化を実現した。また、それぞれの層に多重して記録したデータを SNR 良く読み出せる位相コード多重化方式を用い、この位相コード多重化方式での位相コードのパターン及び従来方式より位相を多値にするによる多重化特性、雑音特性を明らかにし、多値化により駆動時間で 60 % の高速化が可能である事を明らかにした。

これらの結果から、ガーネットを用いた波長多重積層型ホログラムメモリー媒体と記録

再生方式では、ホログラム記録における記録容量の制限となる厚みを層ごとに異なる波長特性で積層化する事が可能であり、レーザを製膜、アニールに使うことにより高融点の酸化物でも積層化が可能である。

本論文では、波長多重積層型ホログラムメモリー媒体としてガーネット記録媒体を使用した。ガーネット記録媒体では、対称中心を持つため、ポッケルス誘電率テンソル成分のような奇関数誘電率テンソル成分が消えるが、作製条件により、対称性を崩し、フォトリフラクティブ効果を示す事が出来る。一方、結晶中のイオンに様々なイオンで置換することが出来るので目的とした特性を記録媒体に持たせる事が出来る。例えば、希土類イオンに **Bi** を添加することにより、1200 °C 以上の結晶化温度を 700 °C 程度まで低温化することができるので、結晶作製が容易となる。このような設計の自由度を生かし、波長多重積層型ホログラムメモリー媒体に添加するフォトリフラクティブ中心として **Fe³⁺** 及び **Co²⁺** の吸収を使用し、積層する事が有望である事を示した。また、本媒体及び記録再生する方式を検討し、多重度 460、CD サイズの容量として 2.8 TB 以上の容量を得ることが可能であることを示した。また、転送速度も 800 Mbps の転送速度を実現できることを示し、本論文で提案した波長多重積層型ホログラムメモリーは厚みによる容量制限をなくす事が出来るので、将来のメモリーとして有望であることを述べた。

5.2 今後の展望

本論文では、波長特性の異なる媒体を多層に積層して、波長多重を行う積層型ホログラムメモリを提案した。更なる大容量化では、各層での回折効率の向上が課題となる。回折効率は結晶における電気光学効果を大きくとることが重要である。電気光学効果は1次のポッケルス効果、もしくは2次のカー効果であるが、多くの場合は1次のポッケルス効果である。この効果を大きくするには、非対称性の生成、および結晶場母体の誘電率 ϵ の大きさ、及び自発分極の大きさによって決まる。そのため、非対称性の生成やこれらの値が大きな結晶を作製する必要がある。非対称性の生成では、正確なアニールで生成可能である。また、自発分極は酸素に囲まれたイオンの配置において偏極の度合いで決まるが、共有結合であるため、その偏極の度合いはある程度決まってしまう。また、誘電率の高い材料を作るためには、本研究に用いたガーネットなどの結晶で置換イオンを様々に代えることにより実現の可能性はある。しかし、置換イオン、置換量を大きく変化させると、結晶形態が換わってしまい、置換させたイオンの特性を打ち消す結晶形態になる可能性が高い。これら二つの課題を解決するには、新たな結晶形態を作製し、自発分極が大きい、または誘電率が高い結晶を作る必要がある。

また、さらにその他の方法として、フォトリフラクティブ効果を生ずるイオンの吸収レベルの狭帯域化が必要であると考えられる。PHB (Persistence Hole Burning)では、8.5 Kという極低温ながら、不均一幅 800 MHz にレーザー光の周波数 1 kHz 変えてホールを空けることが可能である。これは、波長多重で 800,000 の多重度を実現できる記録である。しかし極低温での実験であるため、実現には様々な課題が存在する。結晶場に存在する格子振動の抑圧と酸素に囲まれたイオンと母体をなすイオンとの相互作用(ゲスト-ホストインターアクション)の抑圧である。後者は、結晶場での知見を生かし、適切なイオン種を選べばよい。一方、前者は温度による格子振動であるため、高温で実現するには、媒体自身でこれを抑える必要がある。この解にも上記と同様に、レーザーアブレーション法による非平衡な製膜法を適用し、あたかな結晶形態の創造、もしくは超格子多層膜による新現象の発見などが必要であると考えられる。

謝辞

本論文は日本放送協会放送技術研究所において、1993年から2007年までの間に行った研究をまとめたものです。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 椎木一夫教授には論文全般にわたり、懇切なご指導を賜り、本論文を完成させる事が出来ました。心から感謝いたします。また、同大学物理情報工学科 太田英二教授、的場正憲教授、松本佳宣准教授、同大学電子工学科 梅垣真祐教授、には論文全般について有益なご指導を賜りました。厚く感謝いたします。さらに、同大学 武藤準一郎名誉教授には様々な折に適切なご指導を賜りました。深く感謝いたします。

本研究の機会を与えてくださった日本放送協会放送技術研究所 泉武博元所長、西澤台次元所長、吉野武彦元所長、山田宰元所長、三宅誠元所長、榎並和雅前所長、谷岡健吉所長に感謝いたします。本研究を遂行するにあたり、玉城孝彦元主任研究員、徳丸春樹主任研究員、清水直樹主任研究員にはご指導を賜り、本研究を行うことができました。厚くお礼を申し上げます。

また、藤本勲元先端素子研究部部長、滝沢國治元先端素子研究部部長、村上宏元表示・光デバイス研究部部長、沼澤潤二元記録・メカトロニクス部長、奥田治雄元記録・メカトロニクス部長、藤田欣裕次長、中村昇一元記録・メカトロニクス部長、佐藤史郎専門委員、栗田泰市郎材料・デバイス部長には有益なご指導と助言、多くの激励をいただきました。お礼を申し上げます。

光磁気記録材料の研究では佐藤龍二主任研究員、田中功職員に製膜法や磁気光学測定法など多くの指導と有益な議論をいただきました。感謝いたします。

相変化記録材料、ホログラム記録では、上條晃司主任研究員、木下延博研究員に回路作製、特性評価について多くの指導と有益な議論をいただきました。

また、新井清敬現札幌放送局 CE、柳沢斉主任研究員、石川清彦主任研究員、奥村英世現放送センターPE、岸田雅彦、小出大一、佐々木憲太郎、椎野弘崇、室井哲彦各研究員には有益な議論をいただきました。お礼を申し上げます。

当研究所に卒業研究生としてこられた諸氏には、研究遂行上多くの協力をいただきました。心から感謝いたします。

本論文に関係した研究論文及び研究発表等

[定期刊行誌掲載論文（主論文に関連する原著論文）]

- (F-1) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二, 滝沢國治: “レーザアブレーション法による磁性ガーネット薄膜の作製と磁気光学特性”, 日本応用磁気学会誌, **21**, 4-2, pp. 337-340 (1997).
- (F-2) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “レーザアブレーション法によるガーネット 3 層膜の作製と磁気光学特性”, 日本応用磁気学会誌, **22**, 4-2, pp. 301-304 (1998).
- (F-3) N. Ishij, N. Shimidzu, H. Tokumaru, H. Okuda, A. Hirotsune, J. Ushiyama, M. Terao and T. Maeda: “Feasibility of high-data-rate media with GeSbTe phase-change material”, Jpn. J. Appl. Phys., **40**, pp.1565-1568 (2001).
- (F-4) N. Ishij, N. Kinoshita, N. Shimidzu, H. Tokumaru, H. Okuda, A. Hirotsune, Y. Anzai, M. Terao and T. Maeda: “GeSbTe phase change material for blue-violet laser at high linear speed”, Jpn. J. Appl. Phys., **41**, pp.1691-1692 (2002).
- (F-5) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 藤掛英夫, 上條晃司, 清水直樹, 佐藤史郎: “位相対称離散コサイン変換行列を用いた位相コードホログラム多重記録方式”, 映像情報メディア学会誌, **59**, 12, pp. 1869-1874 (2005).
- (F-6) N. Ishij, N. Kinoshita, T. Muroi, K. Kamijo and N. Shimidzu: “Method of Phase Compensation for The Holographic Data Storage”, Jpn. J. Appl. Phys., **46**, 6B, pp. 3862-3866 (2007).

[定期刊行誌掲載論文（その他の論文）]

- (H-1) I. Tanaka, N. Ishii, T. Tamaki, R. Sato, S. Okamoto: “Spectral Hole-Burning Properties of Eu-Doped Oxide Single Crystals”, *Nonlinear Optics*, **26**, 1-3, pp. 279-286 (2000).
- (H-2) I. Tanaka, Y. Inoue, N. Ishii, K. Tanaka, Y. Izumi and S. Okamoto: “Selective heat-transfer dye diffusion technique using laser Irradiation for polymer electroluminescent devices”, *Displays*, **23**, pp. 249-253 (2002).
- (H-3) N. Kinoshita, H. Shiino, N. Ishii, N. Shimidzu, K. Kamijo: “Integrated Simulation Technique for Volume Holographic Storage Using Finite-Difference Time-Domain Method”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 5B, pp.3503-3507 (2005).
- (H-4) I. Tanaka, N. Ishii, T. Tamaki, R. Sato: “Crystal Structures and Photoluminescence Properties of $Gd_2O_3:Eu^{3+}$ Phosphor Thin Films Prepared by Laser Ablation”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 5A, pp. 3245-3247 (2005).
- (H-5) N. Shimidzu, S. Nagatsuka, N. Ishii, N. Kinoshita, K. Sato: “Streak camera observation of the crystallization on multinary compounds”, *Physica Status Solidi*, **3**, 8, pp. 2858-2861 (2006).
- (H-6) N. Shimidzu, S. Nagatsuka, Y. Magara, N. Ishii, N. Kinoshita, K. Sato: “Dynamic Observation Study of the Crystallization Process in Sb-based Phase Change Materials”, *Jpn. J. Appl. Phys. L.*, **46**, 16, pp. L385-L387 (2007).
- (H-7) N. Ishii, T. Tamaki, I. Tanaka, R. Sato: “Magneto-Optical Properties of Tri-layered Garnet Films Prepared by the Laser Ablation Method”, *Pro. SPIE*, **3401**, pp. 6-12 (1998).
- (H-8) N. Ishii, N. Kinoshita, T. Muroi, K. Kamijo and N. Shimidzu: “Adaptive Optics For Holographic Data Storage”, *Proc. SPIE*, **6488**, pp. 64880G-1-11 (2007).

[国際会議発表]

- (C-1) N. Ishii, T. Tamaki, I. Tanaka, R. Sato: “Magneto-optical properties of garnet multilayer film for wavelength multiplex recording media prepared by laser ablation”, Optical Data Storage (ODS'98), Tech. Dig. , MB5-1, pp. 13-14, 1998 May, Aspen, Colorado, USA.
- (C-2) N. Ishii, N. Shimidzu, H. Tokumaru, H. Okuda, A. Hirotsune, J. Ushiyama, M. Terao and T. Maeda: “Feasibility of high-data-rate media with GeSbTe phase-change material”, International Symposium on Optical Memory(ISOM 2000) Tech. Dig. , Fr-J-04, pp. 114-115, 2000 September, Chitose, Japan.
- (C-3) N. Ishii, N. Kinoshita, N. Shimidzu, H. Tokumaru, H. Okuda, A. Hirotsune, Y. Anzai, M. Terao and T. Maeda: “GeSbTe phase change material for blue-violet laser at high linear speed”, International Symposium on Optical Memory(ISOM 2001) Tech. Dig. , M-03, pp. 50-51, 2001 November, Toyama, Japan.
- (C-4) N. Ishii, N. Kinoshita, M. Kishida, N. Shimidzu, H. Tokumaru, J. Numazawa, Y. Fujita: “A High-speed and High-density Optical Disk System for Broadcasting Use”, The 2nd European Symposium on Phase Change and Ovonic Science (E*PCOS2003), Tech. Dig. , No.15, 2003 March, Lugano, Switzerland (Invited).
- (C-5) N. Ishii, N. Kinoshita, T. Muroi, H. Shiino, K. Kamijo and N. Shimidzu: “Phase Compensation Method for The Holographic Data Storage”, International Symposium on Optical Memory(ISOM 2006) Tech. Dig. , Th-I-32, pp. 178-179, 2006 October, Takamatsu, Japan.
- (C-6) N. Ishii, N. Kinoshita, T. Muroi, H. Shiino, K. Kamijo and N. Shimidzu: “Adaptive Optics For Holographic Data Storage”, Photonic West, 6488-15, pp. 6488-15-1-6488-15-11, 2007 January, San Jose, USA.
- (C-7) N. Ishii, N. Kinoshita, T. Muroi, K. Kamijo and N. Shimidzu: “SNR Improvement Using Phase Compensation in Shift- and Angle-multiplexed Holographic Data Storage”, International Symposium on Optical Memory (ISOM 2007) Tech. Dig. , We-J-08, pp. 204-205, 2007 October, Singapore, Singapore.
- (C-8) I. Tanaka, N. Ishii, T. Tamaki, R. Sato: “Preparation of Gd₂O₃:Eu films by laser ablation method”, Material Research Society 1997 (1997).
- (C-9) R. Sato, N. Kawamura, N. Ishii, I. Tanaka, H. Tokumaru, T. Tamaki: “The Effect of Film Stress on Surface Morphology and CN Ratio of A Garnet Film”, Joint MORIS/ISOM '97, Th-Q-37, pp. 227-228 (1997).
- (C-10) I. Tanaka, N. Ishii, T. Tamaki, R. Sato: “Temperature Dependence of

- Hole-Burning Holographic Efficiency in $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$, International Symposium on Image Processing Molecular Systems 1998(IPMS '98) (1998).
- (C-11) I. Tanaka, Y. Inoue, N. Ishii, K. Tanaka, Y. Izumi, and S. Okamoto: "Selective dye-diffusion technique with laser irradiation for polymer electroluminescent devices", 3rd International Conference on Electroluminescence of Molecular Materials and Related Phenomena, p. 22, 2001 September, Los Angeles, USA.
- (C-12) R. Sato, N. Ishii, N. Kawamura, T. Tokumaru: "Ultra-Multilayered Optical Recording Using Electrochromic Material", The 3rd European Symposium on Phase Change and Ovonic Science (E*PCOS2004), Tech. Dig. , No. 22, 2004 Sep., Balzer, Liechtenstein.
- (C-13) N. Kinoshita, N. Ishii, H. Shiino, N. Shimidzu, K. Kamijo: "3-D FDTD Simulation for Volume Holographic Gratings", International Symposium on Optical Memory(ISOM 2004) Tech. Dig., We-G-10, pp. 102-103, 2004 October, Cheju, Korea.
- (C-14) T. Muroi, S. Sekiguchi, N. Kinoshita, N. Ishii, N. Shimidzu, K. Kamijo, M. Booth, R. Juskaitis, T. Wilson: "Improved Intensity and Distribution in Reconstructed Beam Using Adaptive Optics in Holographic Data Storage", International Symposium on Optical Memory (ISOM 2007) Tech. Dig. , Th-K-02, pp. 280-281, 2007 October, Singapore, Singapore.
- (C-15) T. Muroi, N. Kinoshita, N. Ishii, K. Kamijo, N. Shimidzu: "Holographic Data Storage for Broadcasting Systems", International Workshop on Holographic Memories(IWHM) 2007, 27o06, pp. 110-111, 2007 October, Penang, Malaysia (invited).

[研究会発表]

- (K-1) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “磁性ガーネット多層膜のファラデー回転角の波長依存性”, 電気学会研究会資料, **MAG-96-95**, pp. 35-39 (1996).
- (K-2) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “磁性ガーネット多層膜を用いた情報の多波長読み出し”, 電気学会研究会資料, **MAG-97-149**, pp. 53-57 (1997).
- (K-3) 石井紀彦, 玉城孝彦, 河村紀一: “広帯域光サーキュレーター”, 第15回日本応用磁気学会光スピニクス専門研究会 (1997).
- (K-4) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “青色対応波長多重ガーネット多層膜”, 1996年度第2回KAST科学技術セミナー, KASTサイエンスフォーラム1997 (1997).
- (K-5) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “磁性ガーネットを用いた多層光磁気記録膜の作製と読み出し特性”, 第23回日本応用磁気学会光スピニクス専門研究会 (1998).
- (K-6) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “波長多重記録光ディスクの基礎検討”, 新化学発展協会 (1999).
- (K-7) 石井紀彦, 木下延博, 清水直樹, 徳丸春樹, 藤田欣裕, 沼澤潤二: “高速記録時における相変化記録媒体のマーク形状シミュレーション”, *ITE Tech. Rep.*, **26**, 57, pp. 21-24 (2002).
- (K-8) 石井紀彦, 木下延博, 室井哲彦, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラム記録における波面補償技術”, 第154回光ディスク懇談会 (2006).
- (K-9) 玉城孝彦, 石井紀彦, 田中功, 佐藤龍二: “磁性ガーネット多層膜の磁気光学特性—波長多重記録媒体をめざして—”, 電気学会超高密度光磁気記録調査専門委員会, (1997).
- (K-10) 佐藤龍二, 河村紀一, 石井紀彦, 田中功, 徳丸春樹, 玉城孝彦: “ガーネット膜を用いた追記型記録”, 第9回相変化記録研究会シンポジウム (1997).
- (K-11) 玉城孝彦, 石井紀彦, 田中功, 佐藤龍二: “波長多重光磁気記録用ガーネット膜～大容量光磁気ディスクをめざして～”, 日本学術振興会光エレクトロニクス第130委員会 (1997).
- (K-12) 佐藤龍二, 石井紀彦, 河村紀一, 徳丸春樹: “エレクトロクロミック材料を用いた超多層光記録”, 第63回相変化ワークショップ (2004).
- (K-13) 木下延博, 椎野弘崇, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “デジタルホログラム再生のFDTDシミュレーション”, 第2回ポリュームホログラムメモリー技術研究会 (2005).
- (K-14) 木下延博, 椎野弘崇, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “有限差分時間領域法のホログラム解析への適用”, 電子情報通信学会技術研究報告, **CPM2004-182**, pp. 43-47 (2005).
- (K-15) 永塚俊一, 清水直樹, 木下延博, 石井紀彦, 佐藤龍二: “SbTe系相変化材料における結晶化過程の観察”, 応用物理学会多元系機能材料研究会平成17年度成果報告集, pp. 197-200 (2006).

- (K-16) 木下延博, 上條晃司, 石井紀彦, 室井哲彦, 清水直樹: “ホログラム記録におけるSNR定義の一提案”, VHM-WG第5回会合 (2006).
- (K-17) 木下延博, 室井哲彦, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “スペックル参照光を用いた角度多重ホログラムの実験的評価”, 電子情報通信学会MR研究会, **MR2006-63**, pp. 37-42 (2006).
- (K-18) 室井哲彦, 石井紀彦, 木下延博, 清水直樹, 上條晃司, 関口さや香, M. Booth, R. Juskaitis, T. Wilson: “ホログラム記録における適応光学を用いた再生像輝度分布の改善”, 電子情報通信学会MR研究会, **MR2007-40**, pp. 63-68 (2007).

[国内学会発表]

- (G-1) 石井紀彦, 玉城孝彦, 浅井恵美, 今枝美能留, 小塚義成:“固相反応法で育成した TbBiIGの磁気光学特性”, 第41回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 28p-MD-9, p. 63 (1994).
- (G-2) 浅井恵美, 今枝美能留, 小塚義成, 石井紀彦, 玉城孝彦:“TbBiIG単結晶の固相反応育成とその光学特性”, 第55回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 19a-MA-1, p. 45 (1994).
- (G-3) 石井紀彦, 玉城孝彦, 浅井恵美, 今枝美能留, 小塚義成:“固相反応法で育成した TbBiIGの磁気光学特性(II)”, 第55回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 19a-MA-2, p. 45 (1994).
- (G-4) 浅井恵美, 吉野隆史, 今枝美能留, 石井紀彦, 玉城孝彦:“固相反応法によるビスマステルビウム鉄ガーネットの育成とその光学特性”, 日本セラミックス協会第7回秋季シンポジウム, 5-1E08 (1994).
- (G-5) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二:“レーザアブレーションによるBi置換磁性ガーネット薄膜の作製”, 第18回応用磁気学会学術講演会講演予稿集, 14pC-14, p. 274 (1994).
- (G-6) 石井紀彦, 玉城孝彦, 浅井恵美, 今枝美能留, 小塚義成:“固相反応法で育成した TbBiIGファラデー回転子の磁気光学特性”, 第42回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 30p-ZR-3, p. 80 (1995).
- (G-7) 浅井恵美, 今枝美能留, 小塚義成, 石井紀彦, 玉城孝彦:“TbBiIG単結晶の固相反応育成とX線回析による評価”, 第56回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 26a-A-4, p. 60 (1995).
- (G-8) 玉城孝彦, 石井紀彦, 浅井恵美, 今枝美能留, 小塚義成:“固相反応法で育成した TbBiIGファラデー回転子の磁気光学特性(II)”, 第56回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 26a-A-2, p. 59 (1995).
- (G-9) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二:“レーザアブレーションによるBi置換磁性ガーネット薄膜の作製(II)”, 第19回応用磁気学会学術講演会講演予稿集, 25aG-9, p. 370 (1995).
- (G-10) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二:“磁性ガーネット多層膜への波長多重記録の基礎検討”, 第43回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 28p-F-7, p. 1087 (1996).
- (G-11) 田中功, 石井紀彦, 玉城孝彦, 佐藤龍二:“レーザアブレーション法による $Gd_{2-x}Eu_xO_3$ 薄膜の作製”, 第57回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 9p-X-18, p. 457 (1996).
- (G-12) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二:“磁性ガーネット多層膜からの情報の波長多重読み出しの検討”, 第20回日本応用磁気学会学術講演会講演予稿集, 22aE-1, p. 300

- (1996).
- (G-13) 玉城孝彦, 石井紀彦, 田中功, 佐藤龍二: “レーザアブレーション法で作製した磁性ガーネット膜の磁気光学特性”, 第20回応用磁気学会学術講演会講演予稿集, 23aE-8, p. 418 (1996).
- (G-14) 佐藤龍二, 河村紀一, 石井紀彦, 田中功, 徳丸春樹, 玉城孝彦: “Bi添加ガーネット組成膜を用いた追記型記録”, 第20回応用磁気学会学術講演会講演予稿集, 22aE-3, p. 302(1996).
- (G-15) 佐藤龍二, 河村紀一, 石井紀彦, 田中功, 徳丸春樹, 玉城孝彦: “ガーネット膜結晶化過程の応力依存性”, 第44回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 31a-ZM-4, p. 531 (1996).
- (G-16) 石井紀彦, 玉城孝彦, 田中功, 佐藤龍二: “磁性ガーネット多層膜からの情報の波長多重読み出しの検討(II)”, 第21回日本応用磁気学会学術講演会講演予稿集, 5aF-10, p. 499 (1997).
- (G-17) 佐藤龍二, 河村紀一, 石井紀彦, 田中功, 徳丸春樹, 玉城孝彦: “ガーネット組成膜を用いた高線速追記記録”, 第45回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 29a-ZK-6, p. 1122 (1998).
- (G-18) 田中功, 玉城孝彦, 石井紀彦, 佐藤龍二: “ $Y_2O_3:Eu^{3+}$ のホールバーニングを用いたホログラフィック記録”, 第59回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 15a-ZH-8, p. 1201 (1998).
- (G-19) 鈴木端男, 石井紀彦, 鈴木健夫, 玉城孝彦, 奥田治雄: “レーザニールによる磁性ガーネット組成膜の結晶化とファラデー回転角”, 第47回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 31a-P19-10, p. 169 (2000).
- (G-20) 鈴木端男, 石井紀彦, 鈴木健夫, 玉城孝彦, 奥田治雄: “レーザアブレーション法によるFeRh薄膜の作製とその磁気特性”, 第48回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 30p-V-14, p. 195 (2001).
- (G-21) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司, 徳丸春樹: “高転送レート光ディスクにおける青紫色レーザ対応光検出回路の検討”, 2001年映像情報メディア学会年次大会講演予稿集, 3-2, pp. 32-33 (2001).
- (G-22) 佐藤龍二, 石井紀彦, 徳丸春樹, 奥田治雄: “ SiO_2 を積層したGeSbTe膜の結晶化過程”, 第62回応用物理学学会学術講演予稿集, 11p-ZV-6, p. 445 (2001).
- (G-23) 佐藤龍二, 石井紀彦, 吉村信二, 徳丸春樹, 奥田治雄: “基板による熱応力を利用したGeSbTe膜の高速初期化”, 第62回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 12a-B-5, p. 881 (2001).
- (G-24) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司, 徳丸春樹: “青紫レーザ用広帯域・低ノイズ光検出回路の試作”, 2001年映像情報メディア学会年冬季大会講演予稿集, 8-5, p. 108 (2001).

- (G-25) 佐藤龍二, 石井紀彦, 徳丸春樹, 奥田治雄: “GeSbTe共晶膜の初期化特性”, 第49回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 29a-ZH-2, p. 1154 (2002).
- (G-26) 佐々木憲太郎, 藤田欣裕, 徳丸春樹, 清水直樹, 柳沢斉, 石井紀彦, 小出大一, 常盤: “青紫色2ビーム光ヘッドによる記録再生実験”, 第63回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 27p-YD-4, p. 1008 (2002).
- (G-27) 佐藤龍二, 石井紀彦, 木下延博, 徳丸春樹: “GeSbTe共晶膜における微細構造の層構成依存性”, 第63回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 27a-YD-8, p. 1007 (2002).
- (G-28) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹, 藤田欣裕, 奥田治雄, 沼澤潤二, 篠塚道明, 影山喜之, 横森清: “高速・高密度相変化光ディスク媒体の記録再生実験”, 2002年映像情報メディア学会年冬季大会講演予稿集, 4-4 (2002).
- (G-29) 佐藤龍二, 石井紀彦, 石川清彦, 徳丸春樹: “誘電体添加型GeSbTe共晶膜の作製”, 第50回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 27p-ZW-5, p. 1248 (2003).
- (G-30) 内山慶彦, 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹, 藤田欣裕: “AuGaInSbTe膜の作成と結晶化特性評価”, 第50回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 29p-S-8, p. 686 (2003).
- (G-31) 清水直樹, 石井紀彦, 木下延博, 佐藤龍二, 藤田欣裕: “高速相変化光記録材料の結晶化制御(1)”, 第33回結晶成長国内会議, 730pA6 (2003).
- (G-32) 佐藤龍二, 佐々木憲太郎, 石井紀彦, 徳丸春樹: “誘電体添加型GeSbTe膜の光学特性”, 第51回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 29p-ZT-5, p. 1281 (2004).
- (G-33) 佐藤龍二, 佐々木憲太郎, 石井紀彦, 徳丸春樹: “光記録用WO₃膜の作製”, 第51回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 28a-PI-19, p. 679 (2004).
- (G-34) 清水直樹, 内山慶彦, 永塚俊一, 木下延博, 石井紀彦, 佐藤龍二, 佐藤勝昭: “高速相変化材料の結晶化観察(1)”, 第34回結晶成長国内会議, 31, 25aB03, p. 124 (2004).
- (G-35) 石井紀彦, 木下延博, 藤掛英夫, 上條晃司, 清水直樹, 中村昇一: “直交位相コード多重を用いたホログラム記録”, 2004年映像情報メディア学会年次大会講演予稿集, 1-2, pp. 3-4 (2004).
- (G-36) 木下延博, 石井紀彦, 上條晃司, 清水直樹, 中村昇一: “ホログラム記録における回折効率のFDTD解析”, 2004年映像情報メディア学会年次大会講演予稿集, 1-3, pp. 5-6 (2004).
- (G-37) 木下延博, 椎野弘崇, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラム記録における角度選択性のFDTD解析”, 2004年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会講演論文集, C-3-81, p. 213 (2004).
- (G-38) 椎野弘崇, 石井紀彦, 木下延博, 上條晃司, 清水直樹: “円筒形レンズを用いた角度多重ホログラム記録”, 2004年映像情報メディア学会冬季大会講演予稿集, 8-8 (2004).
- (G-39) 永塚俊一, 清水直樹, 内山慶彦, 木下延博, 石井紀彦, 佐藤龍二, 佐藤勝昭: “高速相変化材料における結晶化過程の観察”, 第52回応用物理学関係連合講演会講演予稿集,

- 29a-C-2, p. 726 (2005).
- (G-40) 椎野弘崇, 木下延博, 石井紀彦, 上條晃司, 清水直樹: “参照光と信号光を用いたホログラム記録媒体の収縮率測定”, 2005年映像情報メディア学会冬季大会講演予稿集, 5-7 (2005).
- (G-41) 真柄祐介, 永塚俊一, 清水直樹, 石井紀彦, 佐藤龍二: “相変化材料における結晶化過程の観察”, 第53回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 24a-R-1, p. 695 (2006).
- (G-42) 関口さや香, 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 清水直樹, 鈴木健夫: “フォトポリマー系ホログラム材料の多重記録特性”, 第53回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, 22p-E-10, p. 1047 (2006).
- (G-43) 木下延博, 椎野弘崇, 室井哲彦, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “スペックル参照光を用いた角度多重ホログラム記録”, 2006年映像情報メディア学会年次大会講演予稿集, 6-8 (2006).
- (G-44) 室井哲彦, 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラム記録技術におけるモアレパターンの低減によるSNRの向上”, 2006年映像情報メディア学会冬季大会講演予稿集, 3-4 (2006).
- (G-45) 室井哲彦, 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラム記録における新しいSNRの検討”, 2007年電子情報通信学会総合大会, **CS-6-6**, pp. S. 13-14 (2007).
- (G-46) 関口さや香, 石井紀彦, 木下延博, 室井哲彦, 清水直樹, 田巻明: “フォトポリマーのホログラム多重記録特性”, 第54回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, **3**, 30a-S-11, p. 1049 (2007).
- (G-47) 木下延博, 石井紀彦, 室井哲彦, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラフィックメモリー用変調テーブルの一構成法”, 2007年映像情報メディア学会年次大会講演予稿集, 8-4 (2007).
- (G-48) 室井哲彦, 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラム記録における再生像に重畳するモアレの低減とSNRの改善”, 2007年日本光学会年次学術講演会, 26pD8, pp. 176-177 (2007).
- (G-49) 石井紀彦, 室井哲彦, 木下延博, 上條晃司, 清水直樹: “ホログラム記録用フォトポリマー記録媒体の散乱特性”, 2007年映像情報メディア学会冬季大会講演予稿集, 1-9 (2007).

[解説記事類]

- (S-1) N. Ishij, T. Tamaki, I. Tanaka, R. Sato: “Magneto-optical Properties of garnet multi-layer film for wavelength multiplex recording media prepared by pulsed laser depositon”, NHK Lab. Note, No. 458 (1999).
- (S-2) 玉城孝彦, 石井紀彦: “光磁気ディスクの高密度化を目指して”, 光アライアンス, **10.99**, pp. 36-39 (1999).
- (S-3) 石井紀彦, 木下延博, 清水直樹, 佐藤龍二, 徳丸春樹: “青紫色レーザ用高速 GeSbTe 相変化記録媒体の記録・消去特性”, NHK R&D, **79**, pp. 16-23(2003).
- (S-4) I. Tanaka, Y. Inoue, N. Ishij, K. Tanaka, Y. Izumi, and S. Okamoto: “Novel Selective Dye-diffusion Technique Using Laser Irradiation for Organic Polymer Electroluminescent Devices”, NHK Lab. Note, No. 470 (2001).
- (S-5) 菅谷寿鴻, 山田昇, 石井紀彦, 石田隆, 井出達徳, 戸田剛, 南雲収, 村松英治, 湯山稔, 横森清, 吉武奉文, 佐藤文利: “光ディスクの標準化に関する調査研究”, (財)光産業技術振興協会編, 2006FY-007-2, pp. 18-50 (2007).
- (S-6) 石井紀彦, 清水直樹: “二光束干渉法によるホログラム記録システム”, 映像情報メディア学会誌, **61**, 6, pp. 18-21 (2007).
- (S-7) 石井紀彦: “ホログラム記録技術～大容量の録画装置を目指して～”, NHK 技研だより, **24** (2007).
- (S-8) 石井紀彦: “ホログラム記録技術～大容量の録画装置を目指して～”, NHK 技研 R&D, **104**, p. 51 (2007).

[特許]

- (P-1) 石井紀彦, 玉城孝彦: “波長多重メモリー”, 特許第 3607013 号.
- (P-2) 田中功, 石井紀彦, 玉城孝彦: “光メモリー材料およびその製造方法”, 特許第 3655402 号.
- (P-3) 石井紀彦, 玉城孝彦: “多層光磁気メモリー”, 特許第 3664841 号.
- (P-4) 玉城孝彦, 石井紀彦: “偏光無依存型偏光子およびこれを用いた光処理装置”, 特許第 3913339 号.
- (P-5) 石井紀彦, 徳丸春樹: “マルチビーム記録方法および装置”, 特開平 8-315365.
- (P-6) 石井紀彦, 玉城孝彦: “メモリー媒体及びメモリー装置”, 特開 2002-197740.
- (P-7) 石井紀彦, 玉城孝彦: “光磁気メモリーの製造方法, およびその方法により製造された光磁気メモリー”, 特開 2001-266429.
- (P-8) 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹: “光情報記録方法及び光情報記録装置”, 特許第 3961854 号.
- (P-9) 石井紀彦, 清水直樹, 佐藤龍二: “光情報記録媒体”, 特開 2002-222543.
- (P-10) 田中功, 井上陽司, 岡本信治, 和泉佳孝, 石井紀彦: “有機エレクトロルミネッセントディスプレイの製造方法および有機エレクトロルミネッセントディスプレイ”, 特開 2002-222693.
- (P-11) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹: “光ディスク再生装置およびその再生方法”, 特開 2004-39101.
- (P-12) 石井紀彦, 清水直樹, 木下延博, 徳丸春樹, 森田成二, 小西浩: “光ディスク製造用スタンパーの製造方法, 光ディスク製造用スタンパー及び光ディスクの製造方法”, 特開 2004-62981.
- (P-13) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹, 佐藤龍二: “光ディスクの初期化装置及び初期化方法”, 特開 2004-234786.
- (P-14) 篠塚道明, 岩佐博之, 真貝勝, 横森清, 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹, 徳丸春樹: “相変化型光記録媒体”, 特開 2004-327000.
- (P-15) 石井紀彦, 上條晃司, 清水直樹, 木下延博: “光記録再生装置, 光記録再生方法, 及びそのプログラム”, 特開 2004-310922.
- (P-16) 佐藤龍二, 石川清彦, 石井紀彦: “光学的記録媒体およびその製造方法”, 特開 2004-295968.
- (P-17) 石井紀彦, 木下延博, 佐藤龍二, 清水直樹: “相変化型記録媒体”, 特開 2004-355730.
- (P-18) 木下延博, 石井紀彦, 清水直樹: “光情報記録媒体, 光情報記録媒体の製造方法, 光情報記録再生光学系, 及び光情報記録再生装置”, 特開 2005-18852.
- (P-19) 石井紀彦, 木下延博, 上條晃司, 清水直樹: “ホログラム記録装置およびホログラム記録媒体”, 特開 2005-302203.

- (P-20) 木下延博, 上條晃司, 石井紀彦, 清水直樹: “ホログラム記録装置”, 特開 2005-331753.
- (P-21) 木下延博, 石井紀彦, 上條晃司, 清水直樹: “フォトニック結晶構造作成方法および装置”, 特開 2005-316233.
- (P-22) 石井紀彦, 木下延博, 上條晃司, 清水直樹: “ホログラム記録方法, ホログラム再生方法, ホログラム記録装置, ホログラム再生装置, 及びホログラム記録媒体”, 特開 2005-352097.
- (P-23) 石井紀彦, 岸田雅彦, 木下延博, 上條晃司, 清水直樹: “波面測定装置, 及び, 波面測定方法”, 特開 2006-3315.
- (P-24) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 上條晃司, 清水直樹: “ホログラフィック光メモリー記録装置及び記録再生装置”, 特開 2006-154012.
- (P-25) 椎野弘崇, 木下延博, 上條晃司, 清水直樹, 石井紀彦: “ホログラム記録装置”, 特開 2006-154603.
- (P-26) 木下延博, 石井紀彦, 椎野弘崇, 清水直樹, 上條晃司: “ホログラム記録再生装置及びホログラム記録再生方法”, 特開 2007-114388.
- (P-27) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 清水直樹, 上條晃司: “記録媒体変形測定装置, 変形量解析装置及び記録媒体変形測定方法”, 特開 2007-132872.
- (P-28) 石井紀彦, 木下延博, 椎野弘崇, 清水直樹, 上條晃司: “デジタルデータ記録波面補正方法および装置”, 特開 2007-141295.

他, 出願済(公開前)18件