



Title	磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフトならびにモード変換特性解析に関する研究
Author(s)	庄, 秀萍
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第3861号
Issue Date	1996-03-25
DOI	<a href="https://doi.org/10.11501/3111986">https://doi.org/10.11501/3111986</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/51308">https://hdl.handle.net/2115/51308</a>
Type	doctoral thesis
File Information	000000297177.pdf



磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフト  
ならびにモード変換特性解析に関する研究

庄 秀 萍

1996年3月

目次

学位論文

磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフト  
ならびにモード変換特性解析に関する研究

1. 要約	1
2. 要旨	1
3. 論文の概要	1
4. 論文の構成	1
5. 論文のキーワード	1
6. 論文の参考文献	1
7. 論文の謝辞	1
8. 論文の発表履歴	1
9. 論文の著作権	1
10. 論文の印刷	1
11. 論文の発行	1
12. 論文の流通	1
13. 論文の保存	1
14. 論文の複製	1
15. 論文の転載	1
16. 論文の引用	1
17. 論文の参考	1
18. 論文の留意	1
19. 論文の注意	1
20. 論文の警告	1
21. 論文の禁止	1
22. 論文の制限	1
23. 論文の除外	1
24. 論文の保留	1
25. 論文の権利	1
26. 論文の義務	1
27. 論文の責任	1
28. 論文の承認	1
29. 論文の許可	1
30. 論文の同意	1
31. 論文の承諾	1
32. 論文の承認	1
33. 論文の許可	1
34. 論文の同意	1
35. 論文の承諾	1
36. 論文の承認	1
37. 論文の許可	1
38. 論文の同意	1
39. 論文の承諾	1
40. 論文の承認	1
41. 論文の許可	1
42. 論文の同意	1
43. 論文の承諾	1
44. 論文の承認	1
45. 論文の許可	1
46. 論文の同意	1
47. 論文の承諾	1
48. 論文の承認	1
49. 論文の許可	1
50. 論文の同意	1
51. 論文の承諾	1
52. 論文の承認	1
53. 論文の許可	1
54. 論文の同意	1
55. 論文の承諾	1
56. 論文の承認	1
57. 論文の許可	1
58. 論文の同意	1
59. 論文の承諾	1
60. 論文の承認	1
61. 論文の許可	1
62. 論文の同意	1
63. 論文の承諾	1
64. 論文の承認	1
65. 論文の許可	1
66. 論文の同意	1
67. 論文の承諾	1
68. 論文の承認	1
69. 論文の許可	1
70. 論文の同意	1
71. 論文の承諾	1
72. 論文の承認	1
73. 論文の許可	1
74. 論文の同意	1
75. 論文の承諾	1
76. 論文の承認	1
77. 論文の許可	1
78. 論文の同意	1
79. 論文の承諾	1
80. 論文の承認	1
81. 論文の許可	1
82. 論文の同意	1
83. 論文の承諾	1
84. 論文の承認	1
85. 論文の許可	1
86. 論文の同意	1
87. 論文の承諾	1
88. 論文の承認	1
89. 論文の許可	1
90. 論文の同意	1
91. 論文の承諾	1
92. 論文の承認	1
93. 論文の許可	1
94. 論文の同意	1
95. 論文の承諾	1
96. 論文の承認	1
97. 論文の許可	1
98. 論文の同意	1
99. 論文の承諾	1
100. 論文の承認	1

北海道大学大学院  
工学研究科 電子工学専攻

庄 秀 萍

# 目次

1 序章	1
2 磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフト特性解析	7
2.1 まえがき	7
2.2 基本方程式	7
2.3 有限要素法	11
2.4 非相反位相量の評価法	12
2.5 磁気光学チャネル導波路の非相反位相特性	14
5.1 磁気光学リブ導波路	14
5.2 磁気光学リッジ導波路	15
3 磁気光学チャネル導波路の非相反位相特性の系統的評価	23
3.1 まえがき	23
3.2 磁気光学リブ導波路	24
3.3 磁気光学リッジ導波路	25
3.4 誘電体ストリップ埋め込み形磁気光学リブ導波路	26
4 磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性解析	36
4.1 まえがき	36
4.2 基本方程式	37
4.3 有限要素法	40
4.4 アイソレーション比の評価法	41
4.5 磁気光学チャネル導波路のアイソレーション特性	42

4.6	異方性誘電体クラッド磁気光学導波路の最大モード変換率と結合長 . . .	44
6.1	プレーナ形磁気光学導波路 . . . . .	44
6.2	磁気光学チャネル導波路 . . . . .	44
5	磁気光学チャネル導波路のベクトル波解析	51
5.1	まえがき . . . . .	51
5.2	基本方程式 . . . . .	52
5.3	有限要素法 . . . . .	53
5.4	非相反位相量の評価法 . . . . .	58
5.5	非相反位相特性の解析結果 . . . . .	58
6	結論	60
	謝辞	61
	参考文献	62
	本研究に関する発表	68

# Chapter 1

## 序章

最近の新聞やテレビにおいて、マルチメディアという語を頻繁に見かけるようになった。マルチメディア社会では、家庭、学校、図書館、企業などを結んで、音声、文字、映像、データなどを自由に双方向でやり取りができるようになる。このような社会を実現するためにはなくてはならないものが、高速・大容量の光ファイバ通信網である<sup>(1)</sup>。光通信システムは、情報化社会の進展とともに、今後ますます大容量超高速化が要求される。こうした大容量超高速光通信システムを実現するにはIC技術、光デバイス技術、実装技術などの部品技術の高性能化が重要である<sup>(2)</sup>。現在、超高速光通信ネットワークや超並列光情報処理システムなどの実現を目指して、光集積回路(光IC)と光電子集積回路(OEIC)の二つに代表されるように、光機能素子の高密度集積化に関する研究が活発になっている。

光集積回路は、各種の光機能素子を一つの誘電体基板上に集積させたものである。具体的にはまず、光信号を導く光導波路があり、さらに、この導波路構造を用いたものは次のような三つに大別される。

(1) 分岐、結合器、フィルタなどの受動素子

(2) スイッチ、変調、偏光素子など、外部から印加する信号により導波光をコントロールする制御素子

(3) 発光、光増幅、受光などの能動素子

また、これらの光素子を組み合わせて、特定の機能を実現することを目的とした研究も盛んに行われている。

ところで、光通信においても光源と光回路、伝送路との一方向性を保って安定にレー

ザ発振を行うためには、光アイソレータが是非必要である<sup>(3), (4)</sup>。そのため光アイソレータは、今後の大容量、高速光通信システムには欠かせない光素子の一つである<sup>(5)</sup>。特に、磁気光学導波路は、電気光学導波路や音響光学導波路にはない特徴である非相反性を有しているため、非相反導波形光デバイスを構成するうえで不可欠である<sup>(6), (7)</sup>。磁気光学導波路を用いた非相反導波形光デバイスには、非相反モード変換を利用したモード変換形<sup>(8)~(23)</sup>と、非相反位相シフトを利用した位相シフト形<sup>(24)~(38)</sup>とがあり、いずれも、様々な非相反光デバイスに応用するための研究が盛んに続けられている。前者の場合には、外部磁界を伝搬方向に印加するが、このとき、TEモードとTMモードとの間に結合が生ずる。一方、後者の場合には、外部磁界を導波路面内で伝搬方向とは垂直な方向に印加するが、このとき、TEモードは磁化の影響を受けず、TMモードに位相シフト現象が生ずる<sup>(6), (7), (39)</sup>。従来、この種のデバイスの構成には、アイソレータやサーキュレータを例に取る<sup>(11), (28), (30), (34), (36)</sup>と、モード変換形が用いられてきた。この形式では精密な膜厚制御が要求されるので、これまでに多くの報告がなされているが、デバイスの実現は、構成上の問題もあって遅れているのが現状である。一方、位相シフト形では、デバイス長は長くなるが、磁気光学導波路のみで構成でき、さらに作製条件がそれほど厳しくないという利点を有している。

これらのデバイスについては、基本的な構成法が示されて以来、多くの実験結果の報告が行われているが、その大部分はアイソレータに関するものである。初期段階では、相反モード変換を得るために光学軸ずれ伝搬が利用されていたが、光学結晶と磁性薄膜との光学接触が満足する程度には至らず、そのため良好な結果が得られなかった。これを解決するために、磁気光学導波路の一部区間において2次の効果（コットン・ムートン効果）を用いた相反モード変換、他の区間において1次の効果を利用した非相反モード変換を行わせる構成法の実験結果が示されて以来、モード変換形については主にこの構成が用いられるようになった。さらに、1次と2次の効果を同一区間で得る構成法も検討されている<sup>(20)</sup>。最近の報告では、レーザアニールをうまく利用して磁区構造を制御する試みも行われており、例えば、周期的に磁区構造を配列して直交モード間の位相整合を図り、変換効率の向上により27dBのアイソレーション<sup>(17)</sup>や同一基板上で相反部と非相反部を分離することにより13dBのアイソレーションを得ている<sup>(18)</sup>。また、単一モード、多層Bi:YIG薄膜のアイソレータを作製し、これまで

報告された最高値のアイソレーション 35dB を得ている<sup>(13)</sup>。この場合には Bi:YIG 薄膜と GGG 基板の格子不整合による応力誘起複屈折が生じ、この応力誘起複屈折と導波路構造による幾何学的複屈折とが相殺する波長でアイソレータ動作が実現されている。さらに、SiO<sub>2</sub>膜を用いることによって、アイソレーション波長の調整も可能である。また、新宅らは、非相反な導波-放射モード変換を用いた導波形アイソレータを提案し、13.3dB のアイソレーションを得ている<sup>(42)</sup>。さらに、TM 基本モードと TE 高次モードとの非相反モード変換を利用した導波形光アイソレータを作製し、24dB のアイソレーションを得ている<sup>(43)</sup>。

非相反位相シフト現象を利用したデバイスについては、現在のところ、その実験を行ったという報告は見当たらないが、位相シフト量の測定<sup>(5)~(7), (24)</sup>、あるいはその原形とも言える実験が報告されている。これはデバイスを完全動作させるのに必要な調整機構に関するものであるが、非相反光デバイスを構成するうえで必要な素子はチャンネル形導波路を用いて磁気光学薄膜上にすべて集積されており、磁界発生用の電極を配置すれば、そのまま非相反デバイスとして動作する。

さて、コンピュータの大型化、高速化、多様化に伴い、自然現象を数値的に解明していく数値シミュレーションに対する関心と期待が急速に高まっている。現在、コンピュータシミュレーションにより、自然現象に関して解釈、予言、発見するという夢の数値実験環境の実現に向けて、ハードウェア技術はもちろんのこと、数値シミュレーション用高水準言語の開発など、ソフトウェア技術のなおいっそうの高度化を目指した研究が精力的に行われている。こうしたシミュレーションの中核をなすのが、現象を支配する微分方程式を解くための数値解析技術、いわゆる数値解法である。コンピュータの利用を前提とした数値解法には様々なものがある。有限要素法は極めて汎用性の高い数値解法として広く利用されている<sup>(44)</sup>。

有限要素法は構造力学の分野で誕生した数値解析技術の一つであるが、有限要素法の数学理論の構築が着実に進展した結果、有限要素法は、より一般性の高い微分方程式の数値解法として位置づけられ、構造力学のみならず、理工学のあらゆる分野に適用できるようになった。現在、有限要素法は、汎用性の極めて高い解析・設計支援ツールとして、構造分野、非構造分野を問わず、広く利用されるようになってきている。また、最近のスーパーコンピュータやワークステーションの高性能化とも相まって、多数の

解析パッケージが開発されるようになってきている。

さて、有限要素法は、任意形状の光導波路はもちろんのこと、任意の屈折率分布をもつ光導波路、さらには任意の異方性材料や非線形光学材料からなる光導波路への適用が極めて容易であり、光導波路の汎用数値解法としても急速に普及しつつあるが、磁気光学材料を含む非相反導波路への応用はこれまで全く行われていなかった。また、非相反導波形光デバイスの解析・設計ツールとしては、マーカットリィの方法<sup>(45)</sup>と等価屈折率法<sup>(4), (6), (7)</sup>(いずれも解析的近似解法)をおいて他になく、これらの解析結果の信頼性を評価するうえでも、また、非相反導波形光デバイスの極限性能を探るうえでも、より汎用性の高い解析法が必要とされていた。

本論文では、こうした状況のもとで、より解析精度が高く、また、適用範囲が広い磁気光学導波路の解析法を開発することを目的として、磁気光学導波路の有限要素法に基づく解析法の開発および非相反デバイスの高性能化に関する研究成果をまとめたものである<sup>(23), (29), (30)</sup>。以下に、本論文の概要を示す。

第2章では、磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフト特性解析について述べている。磁気光学導波路の非相反位相シフト特性の理論的な検討は、主としてプレーナ形(2次元)導波路に対して行われており、実用的に重要なチャネル形(3次元)導波路に対しては、厳密な解析が困難であるため、マーカットリィの方法や等価屈折率法などの解析的近似解法が利用されてきた。ここでは、より解析精度が高く、また、適用範囲の広い解析法を開発することを目的として、位相シフト形磁気光学チャネル導波路の有限要素法解析の定式化を初めて行っている。なお、本手法はスカラ波近似に基づいて定式化されており<sup>(46)~(50)</sup>、ベクトル有限要素法解析で問題となるスプリアス解は発生しない。

具体的には、磁気光学チャネル導波路のスカラ波近似解析のための汎関数を提案し、これに三角形2次要素を用いて非相反位相量の算出に必要な順・逆方向の伝搬定数を固有値とする固有値方程式を導出している。最終的には非線形固有値方程式を解く問題に帰着されているが、ここでは、この非線形固有値方程式を直接解くことなく、線形固有値方程式を解くことで非相反位相量の評価ができる簡便な反復計算法も考案している。本手法を用いて、磁気光学リブ導波路と磁気光学リッジ導波路の解析を行い、実験値との比較から、本手法の妥当性と有効性を確認している。

第3章では、まず、磁気光学リブ導波路の非相反位相量と導波層膜厚との関係を調べて、最適膜厚が存在することを示している。また、磁気光学材料を導波層に用いた場合(磁気光学薄膜導波路)、基板部に用いた場合(磁気光学基板導波路)とも、薄膜と基板の屈折率差が大きいほど、非相反位相量が大きくなること、磁気光学材料のファラデー回転角が大きくなるほど、非相反位相量が大きくなること、磁気光学薄膜導波路よりも磁気光学基板導波路のほうが非相反位相量が大きくなることを明らかにしている。次に、最適膜厚をもつリブ導波路に適切な付加層を装荷した磁気光学リッジ導波路の非相反位相特性も調べ、付加層の屈折率が大きいほど、非相反位相量が大きくなり、膜厚に対する変化量が大きくなることを示している。このとき、付加層として磁気光学材料を用いると、非相反位相量が大きくなると同時に、膜厚に対する変動も小さくなり、膜厚に対する設計許容度が大幅に改善されることを見出している。さらに、誘電体ストリップ埋め込み形磁気光学リブ導波路を新たに提案し、この導波路の非相反位相量が、誘電体ストリップがない通常の磁気光学リブ導波路に比べて著しく大きくなることを見出している<sup>(51)</sup>。

第4章では、磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性解析について述べている。位相シフト形、モード変換形を問わず、実用的に重要な磁気光学チャネル形(3次元)導波路の厳密な解析は困難であるため、いずれの場合も解析的近似解法が利用されてきた。実際、モード変換現象を伴わない位相シフト形の場合には、マーカトリイの方法<sup>(16)</sup>や等価屈折率法が適用されている。一方、モード変換形磁気光学チャネル導波路の解析はさらに複雑で、まず、モード変換が起こらない系を仮定し、その固有モードをマーカトリイの方法<sup>(45)</sup>を用いて求め、次に、摂動法<sup>(52)</sup>を適用して非相反モード変換特性を算出するといった方法<sup>(16)</sup>が報告されているのみである。

ここでは、磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性を評価するための有限要素法に基づく解析法の定式化を初めて行っている。最終的には、二つの偏波が結合した非線形固有値方程式を解く問題に帰着させているが、ここでは、この非線形固有値方程式を直接解くことなく、非結合の線形固有値方程式の解を初期解として、その後、結合した線形固有値方程式を繰り返し解いて解を求める簡便な反復計算法を考案している。具体的に、まず、最近、研究が活発化している磁気光学リブ導波路<sup>(12)~(19)</sup>の最大アイソレーション比を評価し、既に報告されている実験値<sup>(13)</sup>との比較から本手

法の妥当性を確かめている。次に、 $\text{LiIO}_3/\text{YIG}/\text{GGG}$  構造磁気光学導波路の解析を行い、導波路のチャネル化がモード変換特性に与える影響を調べている。

第5章では、磁気光学チャネル導波路のベクトル波解析について述べている。スカラ有限要素法は、磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフトならびにモード変換特性解析に導入された初めての数値解法であり、これによって従来から用いられてきた解析的近似解法に比べて、解析精度が一段と向上するとともに、様々な磁気光学チャネル導波路に対応できるようになった。しかしながら、スカラ有限要素法は、あくまでもスカラ波近似のもとで定式化されているので、適用範囲にはおのずから制約があり、高精度な解析、設計には、さらに信頼性の高い解析法の開発が必要である。これまでに各種のベクトル有限要素法が開発されているが、とりわけ磁界の3成分を用いた有限要素法は、現実的で複雑な問題に幅広く適合するものであり、マイクロ波、ミリ波、ならびに光波領域の様々な誘電体導波路の解析に広く用いられている。しかしながら、この磁界の3成分を用いた有限要素法解析の重大な問題点として、スプリアス解の発生があげられる。この問題を解決する一手段として、エッジ要素と呼ばれる新しい要素を用いた有限要素法が最近開発された。ここでは、このエッジ要素を用いたベクトル有限要素法を磁気光学チャネル導波路の解析に拡張するための基礎的な検討を行っている。

第6章では、本研究で得られた成果のまとめを行っている。

## Chapter 2

# 磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフト特性解析

### 2.1 まえがき

磁気光学導波路は電気光学導波路や音響光学導波路にはない非相反性を有しており、非相反導波形光デバイスの構成に不可欠なものである。こうした磁気光学導波路の非相反位相特性の理論的な検討は主としてプレーナ形（2次元）導波路に対して行われており<sup>(11), (24)~(27)</sup>、実用的に重要なチャネル形（3次元）導波路に対しては、厳密な解析が困難であるため、マーカットリイの方法<sup>(45)</sup>や等価屈折率法などの解析的近似解法が利用されてきた<sup>(28), (34), (36)</sup>。ここでは、より解析精度が高く、また、適用範囲の広い解析法を開発することを目的として、磁気光学チャネル導波路の有限要素法解析の定式化を初めて行っている。具体的に、磁気光学リブ導波路や磁気光学リッジ導波路の解析を行い、本手法の妥当性、有効性を確認するとともに、大きな非相反位相量を得るための方策について検討している。なお、本手法はスカラ波近似<sup>(46)~(50)</sup>に基づいて定式化されており、ベクトル有限要素法解析で問題となるスプリアス解は発生しない<sup>(53)</sup>。

### 2.2 基本方程式

異方性誘電体光導波路に対するマクスウェルの方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_0[\varepsilon_r]\mathbf{E} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot ([\varepsilon_r]\mathbf{E}) = 0 \quad (2.4)$$

で与えられる。ここに $\mathbf{E}$ は電界ベクトル、 $\mathbf{H}$ は磁界ベクトル、 $\omega$ は角周波数、 $\varepsilon_0$ は真空誘電率、 $\mu_0$ は真空透磁率である。また、図2.1に示すような磁気光学導波路を考え、バイアス磁界を $x$ 方向にかけると、磁気光学材料の比誘電率テンソル $[\varepsilon_r]$ は

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & j\delta \\ 0 & -j\delta & n_z^2 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

で与えられる。ここに $n_x, n_y, n_z$ はそれぞれ $x, y, z$ 方向の屈折率であり、 $\delta$ はファラデー回転角に関する量である。

さて、3次元光導波路の導波モードは $E^x$ モード（電磁界の主成分は $E_x$ と $H_y$ ）と $E^y$ モード（電磁界の主成分は $E_y$ と $H_x$ ）とに大別される<sup>(47)</sup>。これらのモードはいずれもハイブリッドモードになっているが、 $E^x$ モード、 $E^y$ モードはそれぞれ $TE^y$ モード（ $E_y \equiv 0$ ）、 $TM^y$ モード（ $H_y \equiv 0$ ）で近似することができる。ここで、式(2.1)~(2.4)を電磁界の各成分を用いて書き換えると

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\nu\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.6)$$

$$-j\nu\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\nu\beta H_y = j\omega\varepsilon_0 n_x^2 E_x \quad (2.9)$$

$$-j\nu\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0 n_y^2 E_y - \omega\varepsilon_0 \delta E_z \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \omega\varepsilon_0 \delta E_y + j\omega\varepsilon_0 n_z^2 E_z \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} - j\nu\beta H_z = 0 \quad (2.12)$$

$$n_x^2 \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (n_y^2 E_y + j\delta E_z) - j\nu\beta (-j\delta E_y + n_z^2 E_z) = 0 \quad (2.13)$$

となる。ここに  $\beta$  は  $z$  方向の位相定数であり、 $\nu$  は伝搬方向を表す因子で

$$\nu = \begin{cases} +1 & +z \text{ 方向伝搬に対して} \\ -1 & -z \text{ 方向伝搬に対して} \end{cases} \quad (2.14)$$

と定義されている。

いま、 $\delta \ll n_i^2 (i = x, y, z)$  とするとともに、光が閉じ込められる領域の横 ( $x$ ) 方向の屈折率差が小さいとして  $\partial/\partial x \ll \partial/\partial y$ ,  $\partial/\partial x \ll \beta$  とし、 $\delta\partial/\partial x$  の項を無視すると、式 (2.7), (2.8), (2.10) ~ (2.13) から

$$E_y = \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \left[ -\nu\beta \frac{n_z^2}{\sigma} H_x + \frac{\delta}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{n_z^2}{\nu\beta\sigma} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \right] \quad (2.15)$$

$$E_z = j \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \left( \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \nu\beta \frac{\delta}{\sigma} H_x \right) \quad (2.16)$$

$$H_y = \frac{1}{\omega\mu_0} \left[ \nu\beta E_x - \frac{1}{\nu\beta n_z^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( n_x^2 \frac{\partial E_x}{\partial x} + n_y^2 \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) \right] \quad (2.17)$$

$$H_z = j \frac{1}{\omega\mu_0} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (2.18)$$

が得られる。ここに  $\sigma$  は

$$\sigma = n_y^2 n_z^2 - \delta^2 \quad (2.19)$$

である。

まず、電磁界の主成分が  $E_x, H_y$  である  $E^x$  モードを考え、式(2.9)に式(2.17), (2.18)を代入して  $E_y$  に関する項を無視する ( $E_y \equiv 0$ ,  $TE^y$  モード近似) と、 $E^x$  モードに対する基本方程式は

$$\frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \beta^2 E_x + k_0^2 n_x^2 E_x = 0 \quad (2.20)$$

となる。ここに  $k_0$  は自由空間波数であり、真空中における平面波の波長を  $\lambda$  として  $k_0 = 2\pi/\lambda$  で与えられる。

次に、電磁界の主成分が  $E_y, H_x$  である  $E^y$  モードを考え、式(2.6)に式(2.15), (2.16)を代入して  $H_y$  に関する項を無視する ( $H_y \equiv 0$ ,  $TM^y$  モード近似) と、 $E^y$  モードに対する基本方程式は

$$\frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \nu \beta \frac{\delta}{\sigma} H_x \right) + \nu \beta \frac{\delta}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \beta^2 \frac{n_z^2}{\sigma} H_x + k_0^2 H_x = 0 \quad (2.21)$$

となる。

式(2.20), (2.21) に対する汎関数はそれぞれ

$$F = \iint_{\Omega} \left( \frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial E_x^*}{\partial x} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_x^*}{\partial y} \frac{\partial E_x}{\partial y} + \beta^2 E_x^* E_x - k_0^2 n_x^2 E_x^* E_x \right) dx dy \quad (2.22)$$

$$F = \iint_{\Omega} \left[ \frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial H_x^*}{\partial x} \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_x^*}{\partial y} \left( \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \nu \beta \frac{\delta}{\sigma} H_x \right) - \nu \beta \frac{\delta}{\sigma} H_x^* \frac{\partial H_x}{\partial y} + \beta^2 \frac{n_z^2}{\sigma} H_x^* H_x - k_0^2 H_x^* H_x \right] dx dy \quad (2.23)$$

で与えられる。ここに  $\iint_{\Omega} dx dy$  は導波路の断面  $\Omega$  における積分を表し、\* は複共役をとることを意味する。

ところで、 $\partial/\partial x = 0$  とおくと、式(2.20), (2.21) はそれぞれプレーナ形磁気光学導波路における  $TE$  モード ( $E_y = E_z = H_x = 0$ ),  $TM$  モード ( $E_x = H_y = H_z = 0$ ) に対する厳密な基本方程式となる。また、式(2.20)における  $\partial E_x/\partial y$ , 式(2.21)における  $(n_y^2/\sigma)\partial H_x/\partial y - (\nu\beta\delta/\sigma)H_x$  はそれぞれスカラ波近似のもとで  $H_z$  (式(2.18) 参照),  $E_z$  (式(2.16) 参照) に対応しており、これらは媒質の境界面で連続となる必要があるが、

この境界条件は式(2.22), (2.23)の汎関数に変分原理を適用すると, 基板に垂直な面( $y$ 軸に垂直な面)では自然境界条件として自動的に満足される. 一方,  $x$ 軸に垂直な面においては, 式(2.22), (2.23)がスカラ波近似のもとで導出された汎関数であるので, 厳密には満足されない. なお, 式(2.21)は

$$\frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \beta^2 \frac{n_z^2}{\sigma} H_x + k_0^2 H_x = 0 \quad (2.21')$$

と書くこともできるが, この場合, 基板に垂直な面において  $(n_y^2/\sigma)\partial H_x/\partial y$  が自然条件として自動的に連続となってしまう, 真の境界条件, すなわち  $E_z$  の連続性がプレーナ形導波路においてさえ満足されないことになる.

### 2.3 有限要素法

導波路の断面  $\Omega$  を図 2.2 に示すような 6 節点三角形要素を用いて分割し, 各要素内における  $E_x, H_x$  を要素内節点の値で展開すると

$$E_x = \{N\}^T \{E_x\}_e \quad (2.24)$$

$$H_x = \{N\}^T \{H_x\}_e \quad (2.25)$$

となる. ここに  $\{E_x\}_e, \{H_x\}_e$  はそれぞれ要素節点電界ベクトル, 要素節点磁界ベクトル,  $\{N\}$  は形状関数ベクトルであり,  $T$  は転置することを意味する.

式(2.20)に式(2.24)を代入し, すべての要素について重ね合わせて変分原理を適用すると,  $E^x$  モードの伝搬特性は

$$[K] \{E_x\} - \beta^2 [M] \{E_x\} = \{0\} \quad (2.26)$$

から算出される. ここに  $\{E_x\}$  は全体節点電界ベクトル,  $\{0\}$  は零ベクトルであり, 行列  $[K], [M]$  は

$$[K] = \sum_e \int \int_e \left[ k_0^2 n_x^2 \{N\} \{N\}^T - \frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial \{N\}}{\partial x} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} - \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} \right] dx dy \quad (2.27)$$

$$[M] = \sum_e \int \int_e \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (2.28)$$

で与えられる。ここに  $\int \int_e dx dy$  は要素領域における積分を表し、 $\sum_e$  はすべての要素についての和をとることを意味する。

一方、式(2.21)に式(2.25)を代入し、すべての要素について重ね合わせて変分原理を適用すると、 $E^y$ モードの伝搬特性は

$$[K(\beta)] \{H_x\} - \beta^2 [M] \{H_x\} = \{0\} \quad (2.29)$$

から算出される。ここに  $\{H_x\}$  は全体節点磁界ベクトルであり、行列  $[K(\beta)]$ ,  $[M]$  は

$$[K(\beta)] = \sum_e \int \int_e \left[ k_0^2 \{N\} \{N\}^T - \frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial \{N\}}{\partial x} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} - \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} + \nu \beta \frac{\delta}{\sigma} \left( \{N\} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} + \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \{N\}^T \right) \right] dx dy \quad (2.30)$$

$$[M] = \sum_e \int \int_e \frac{n_z^2}{\sigma} \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (2.31)$$

で与えられる。

## 2.4 非相反位相量の評価法

すべての座標を  $k_0$  で規格化し、実効屈折率を  $n_{eff} = \beta/k_0$  とすると、 $E^x$ モードに対する式(2.26)~(2.28)は

$$[K] \{E_x\} - n_{eff}^2 [M] \{E_x\} = \{0\} \quad (2.32)$$

$$[K] = \sum_e \int \int_e \left[ n_x^2 \{N\} \{N\}^T - \frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial \{N\}}{\partial \bar{x}} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial \bar{x}} - \frac{\partial \{N\}}{\partial \bar{y}} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial \bar{y}} \right] d\bar{x} d\bar{y} \quad (2.33)$$

$$[M] = \sum_e \int \int_e \{N\} \{N\}^T d\bar{x} d\bar{y} \quad (2.34)$$

となる、ここに  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  は規格化座標であり、 $\bar{x} = k_0 x$ ,  $\bar{y} = k_0 y$  で与えられる。

一方、 $E^y$ モードに対する式(2.29)~(2.31)は

$$[K(n_{eff})] \{H_x\} - n_{eff}^2 [M] \{H_x\} = \{0\} \quad (2.35)$$

$$[K(n_{eff})] = \sum_e \int \int_e \left[ \{N\} \{N\}^T - \frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial \{N\}}{\partial x} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} - \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} + \nu n_{eff} \frac{\delta}{\sigma} \left( \{N\} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} + \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \{N\}^T \right) \right] d\bar{x} d\bar{y} \quad (2.36)$$

$$[M] = \sum_e \int \int_e \frac{n_z^2}{\sigma} \{N\} \{N\}^T d\bar{x} d\bar{y} \quad (2.37)$$

となる。さて、非相反位相量 $\phi$ は、伝搬距離を $l$ とすると

$$\phi = (\phi_f - \phi_b)/l \quad (2.38)$$

で与えられる。ここに $\phi_f$ ,  $\phi_b$ はそれぞれ $+z$ ,  $-z$ 方向伝搬に対するリターデーションであり

$$\phi_f = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{fx} - n_{fy}) \quad (2.39)$$

$$\phi_b = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{bx} - n_{by}) \quad (2.40)$$

と書ける<sup>(6), (7)</sup>。ここに $n_{fx}$ ,  $n_{fy}$ はそれぞれ $+z$ 方向に伝搬する基本 $E^x$ モード ( $E_{11}^x$ モード), 基本 $E^y$ モード ( $E_{11}^y$ モード)の実効屈折率であり,  $n_{bx}$ ,  $n_{by}$ はそれぞれ $-z$ 方向に伝搬する $E_{11}^x$ モード,  $E_{11}^y$ モードの実効屈折率である。

式(2.38)に式(2.39), (2.40)を代入し,  $E_{11}^x$ モードの実効屈折率は $+z$ 方向伝搬の場合と $-z$ 方向伝搬の場合とで等しい( $n_{fx} = n_{bx}$ )ことに注意すると, 非相反位相量 $\phi$ は

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{by} - n_{fy}) \quad (2.41)$$

で評価される。

ところで,  $E^x$ モードに対する式(2.32)は線形固有値方程式であり, 通常的一般固有値問題解析用のサブルーチンを直接適用することができるが,  $E^y$ モードに対する式(2.35)は非線形固有値方程式であり, このサブルーチンを利用することはできない。そこで, ここでは一般固有値問題解析用のサブルーチンの適用が可能な次のような反復計算を採用する。まず,  $\delta$ が小さいことを考慮して $\delta = 0$ とおくと, 式(2.35)は線形固

有値方程式になるので、これは容易に解くことができる。このとき得られる固有値、すなわち実効屈折率と $\delta$ の値を用いて式(2.36)の行列 $[K]$ を作成すると、式(2.35)はやはり線形固有値方程式となるので、これを解き、得られる固有値が収束するまで同様の計算を繰り返すと、一般固有値問題解析用のサブルーチンのみを用いて $E_y$ モードの実効屈折率が算出されることになる。図2.3にそのフローチャートを示す。ここに $\Delta$ は収束判定値であり、ここでの解析では $\Delta = 10^{-10}$ としたが、いずれも5回以内の繰り返し計算で収束解が得られている。

## 2.5 磁気光学チャネル導波路の非相反位相特性

### 2.5.1 磁気光学リブ導波路

図2.1に示した磁気光学リブ導波路<sup>(10), (11), (17)</sup>を考え、 $\lambda = 1.152\mu\text{m}$ とし、基板にGGGを用いて $n_s = 1.95$ とし、上部クラッド層は真空として $n_c = 1.0$ とする。磁気光学材料はLaGa:YIGであり、その屈折率を $n_x = n_y = n_z = n = 2.18$ とし、ファラデー回転角に関する量は $\delta = 3.2 \times 10^{-4}$ とする。なお、 $x = \pm X/2$ ,  $y = -Y_s$ ,  $y = t + Y_c$ の位置に仮想境界を設定し、これらの境界上で法線微分値を $\partial\phi/\partial n = 0$ としている。

ここで、 $W = 3\mu\text{m}$ ,  $d = 0.012\mu\text{m}$ ,  $X = 20.6\mu\text{m}$ ,  $Y_c = 0.5\mu\text{m}$ ,  $Y_s = 1.9\mu\text{m}$ とし、導波層にLaGa:YIGを用いたときの非相反位相量の大きさ $|\phi|$ と導波層の膜厚 $t$ の関係を図2.4に実線で示す。解析結果は実験値<sup>(10), (11)</sup>と比較的よく一致している。図2.5(a), (b), (c)は、それぞれ $t = 0.44\mu\text{m}$ ,  $0.55\mu\text{m}$ ,  $0.83\mu\text{m}$ のときの $E_{11}^y$ モードの界分布を示したものであり、 $|\phi|$ が大きいときの導波層内の界分布の膜厚方向の非対称性が大きいことがわかる。

なお、 $d = 0$ としたプレーナ形導波路の場合の結果を図2.4に点線で示したが、 $t \geq 0.4\mu\text{m}$ の場合には、コア部とクラッド部の段差 $d$ が相対的に小さくなるため、チャネル形導波路とプレーナ形導波路の結果は比較的よく一致している。これに対して $t \leq 0.4\mu\text{m}$ の場合には、両者の間に差異が認められ、3次元導波路としての解析が必要であることがわかる。

次に、より大きなファラデー効果をもつCe置換YIG薄膜を用いたリブ導波路<sup>(31)</sup>を取り上げ、非相反位相量の大きさ $|\phi|$ の膜厚 $t$ 依存性を調べた結果を図2.6に示す。

ここに  $W=3.5\mu\text{m}$ ,  $d=0.17\mu\text{m}$  とし, Ce 置換 YIG の屈折率を  $n=2.21$  とする. なお, 動作波長は  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  であり, Ce 置換 YIG のファラデー回転角は  $4800\text{deg/cm}$  である. 従来の Bi 置換 YIG や Bi 置換 GdIG などを用いた場合よりも非相反位相量はかなり大きくなっているが, 本計算値は実験値<sup>(31)</sup>と比較的よく一致している. 図 2.7 は,  $t = 0.5\mu\text{m}$  ときの  $E_{11}^y$  モードの界分布を示したものである.

### 2.5.2 磁気光学リッジ導波路

図 2.8 に示すような磁気光学リッジ導波路<sup>(6), (7)</sup>を考え,  $W = 3\mu\text{m}$ ,  $d = 0.02\mu\text{m}$ ,  $X = 20.6\mu\text{m}$ ,  $Y_c = 0.5\mu\text{m}$ ,  $Y_s = 1.7\mu\text{m}$  とする. 導波層は膜厚  $t = 0.44\mu\text{m}$  の LaGa:YIG であり, 上部装荷層の屈折率は  $n_f = 2.60$  である.

リッジ導波路の非相反位相量の大きさ  $|\phi|$  と装荷層の膜厚  $h$  の関係を図 2.9 に実線で示す. 高屈折率層を装荷することによって  $|\phi|$  の値はさらに大きくなっており, 解析結果は実験値<sup>(6), (7)</sup>と比較的よく一致している. 点線は  $d = 0$  の場合の計算値であり, 実線とよく一致している. つまり, このリッジ導波路の段差  $d$  は導波層の膜厚に比べてかなり小さいため, その特性はプレーナ形導波路のそれとよく似かよったものになる. 図 2.10(a), (b), (c) は, それぞれ  $h = 0.15\mu\text{m}$ ,  $0.25\mu\text{m}$ ,  $0.35\mu\text{m}$  のときの  $E_{11}^y$  モードの界分布を示したものであり,  $h = 0.25\mu\text{m}$  の場合に導波層内の界分布の膜厚方向の非対称性が大きくなっていることがわかる.



図 2.9 非相反位相量と装荷層の膜厚の関係

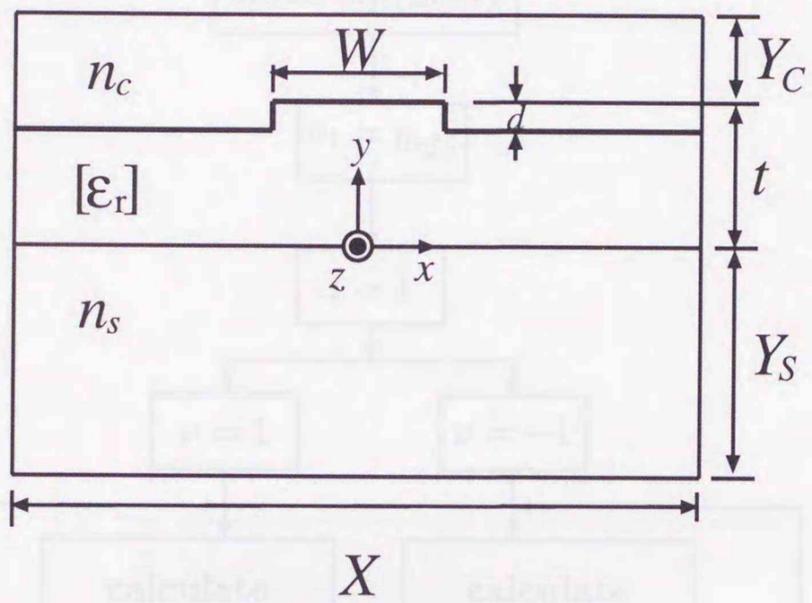


図 2.1 磁気光学リブ導波路

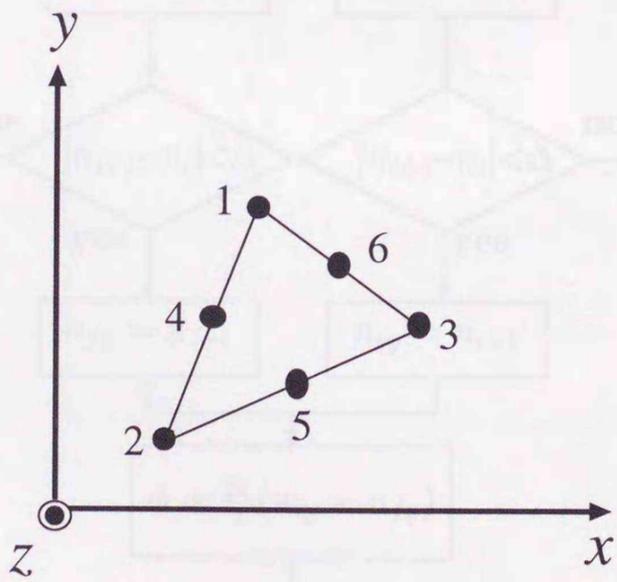


図 2.2 6 節点三角形要素

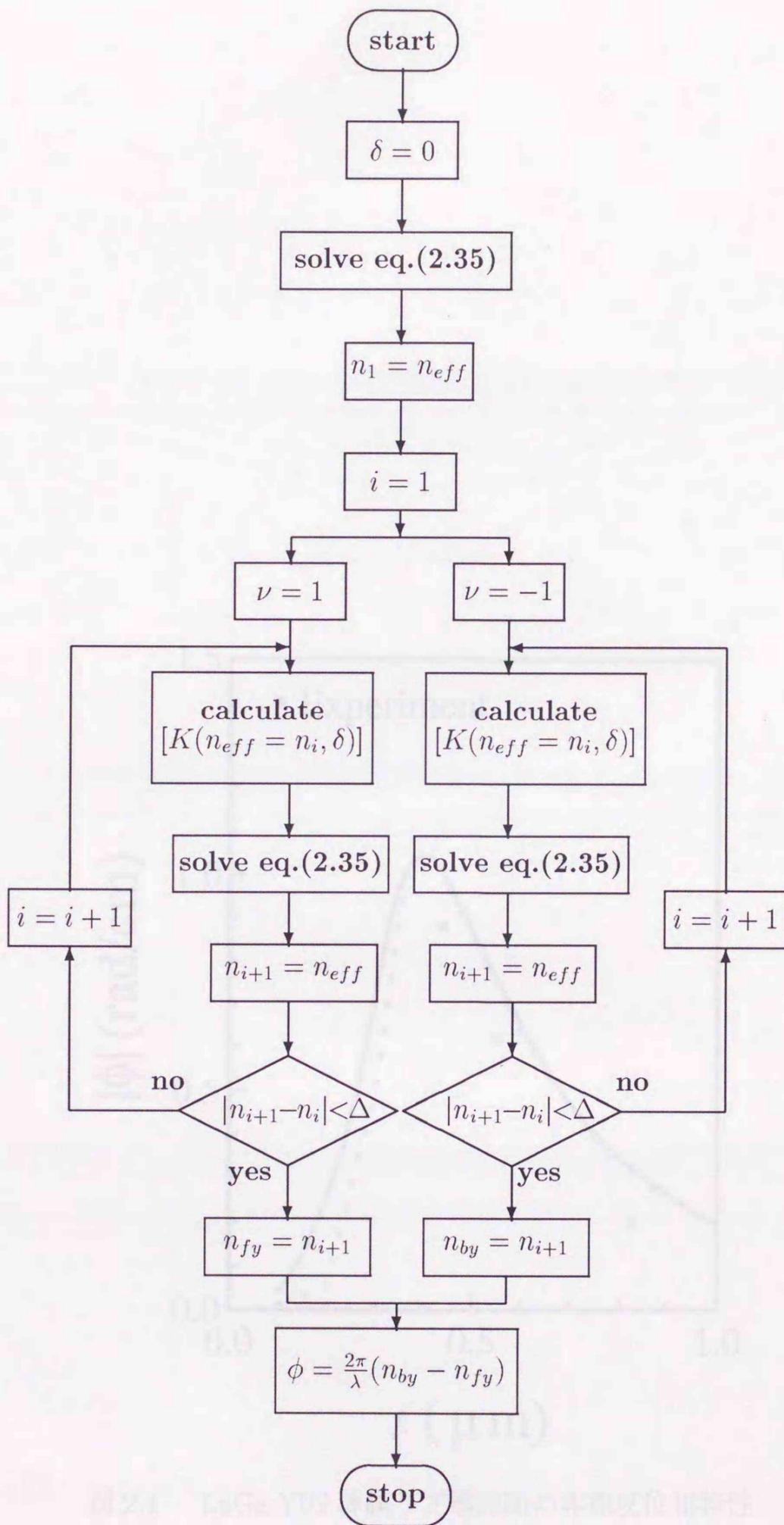


図 2.3  $E^y$ モードに対する計算フローチャート

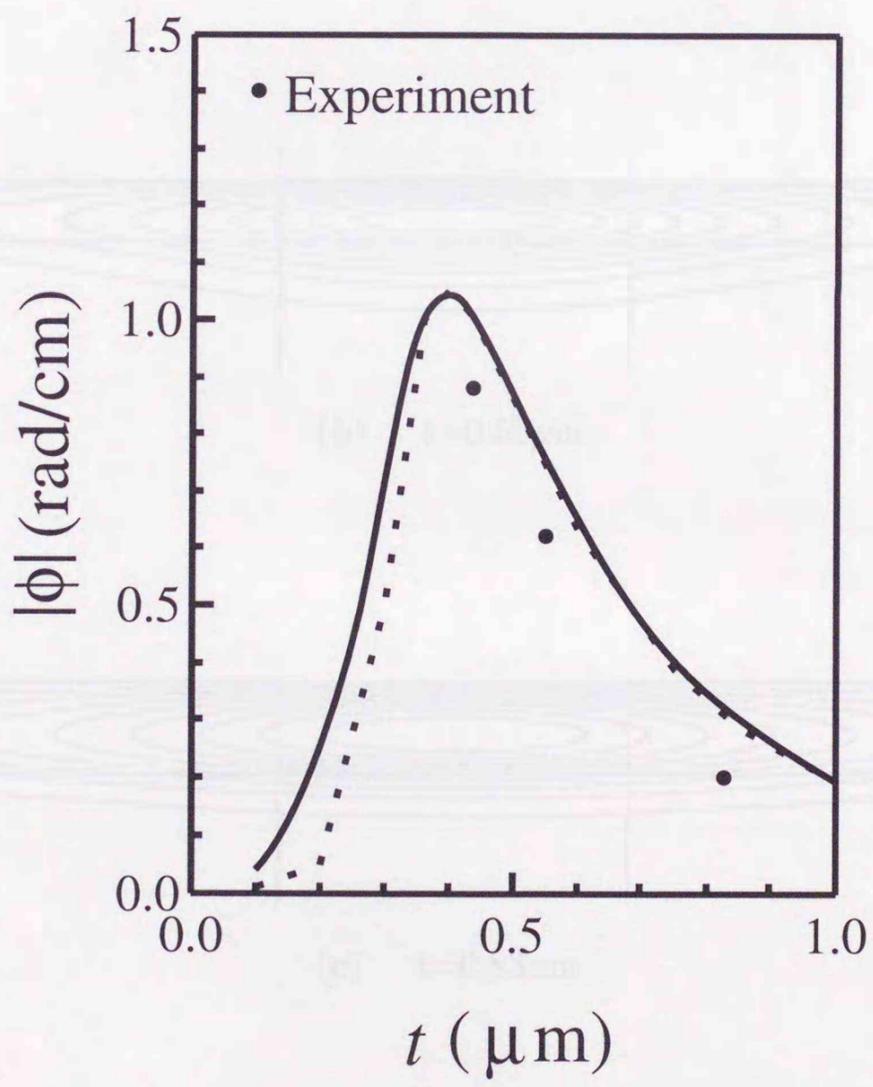
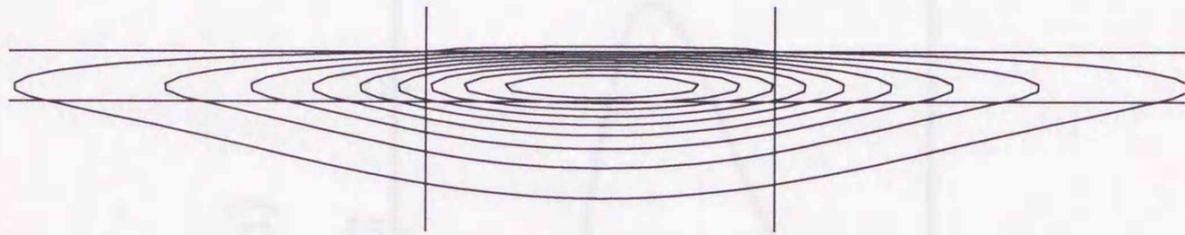
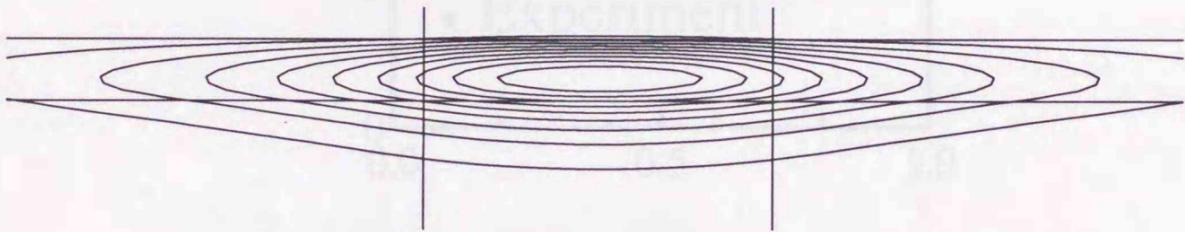


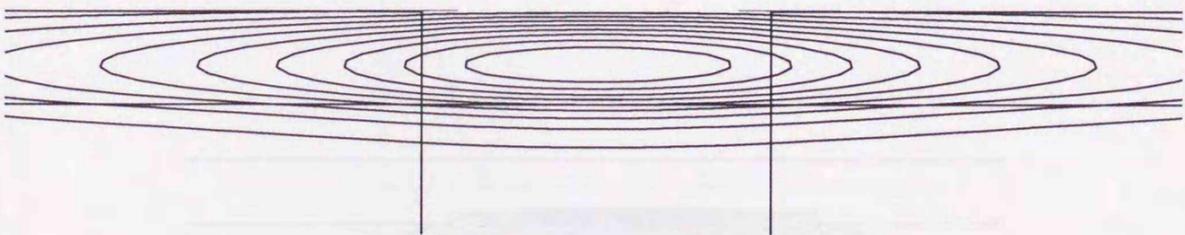
図 2.4 LaGa:YIG 薄膜リブ導波路の非相反位相特性



(a)  $t=0.44\mu\text{m}$



(b)  $t=0.55\mu\text{m}$



(c)  $t=0.83\mu\text{m}$

図 2.5 LaGa:YIG 薄膜リブ導波路における  $E_{11}^y$  モードの界分布

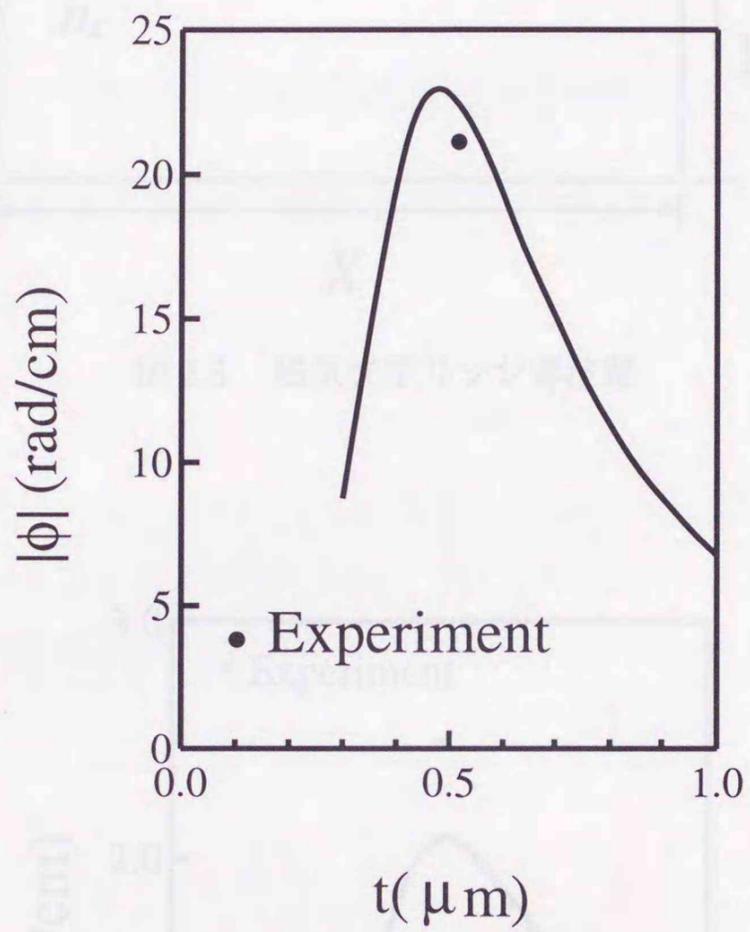


図 2.6 Ce:YIG 薄膜リブ導波路の非相反位相特性

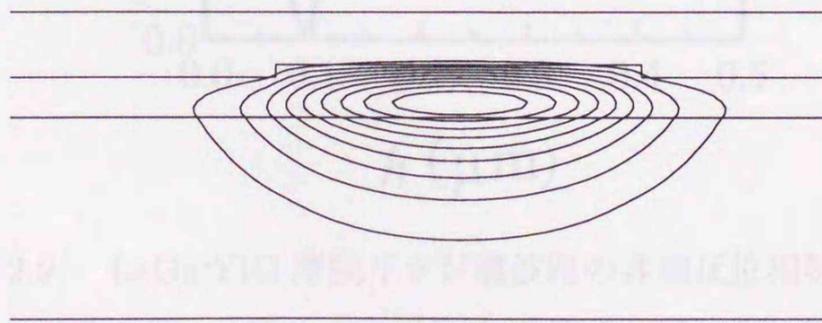


図 2.7 Ce:YIG リブ導波路における  $E_{11}^y$  モードの界分布 ( $t = 0.5\mu\text{m}$ )

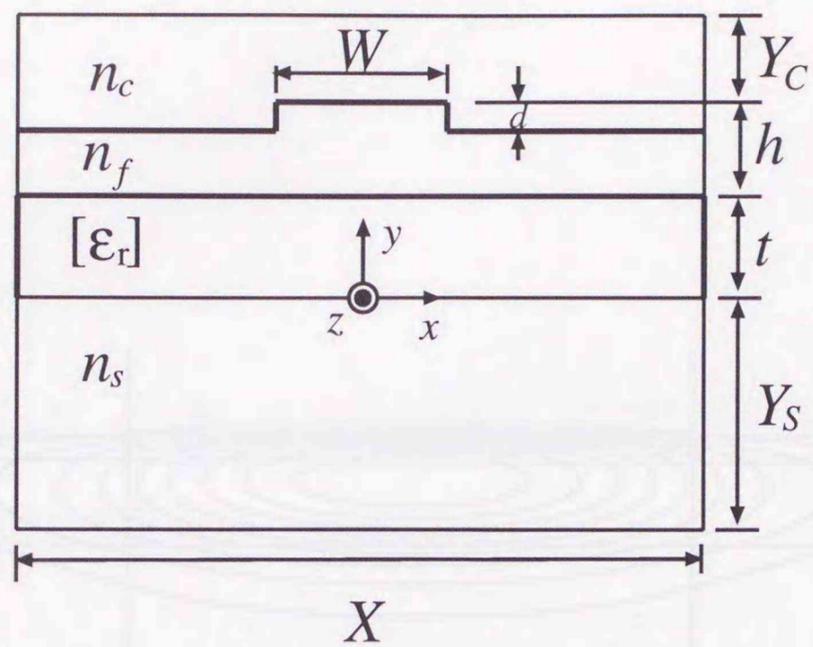


図 2.8 磁気光学リッジ導波路

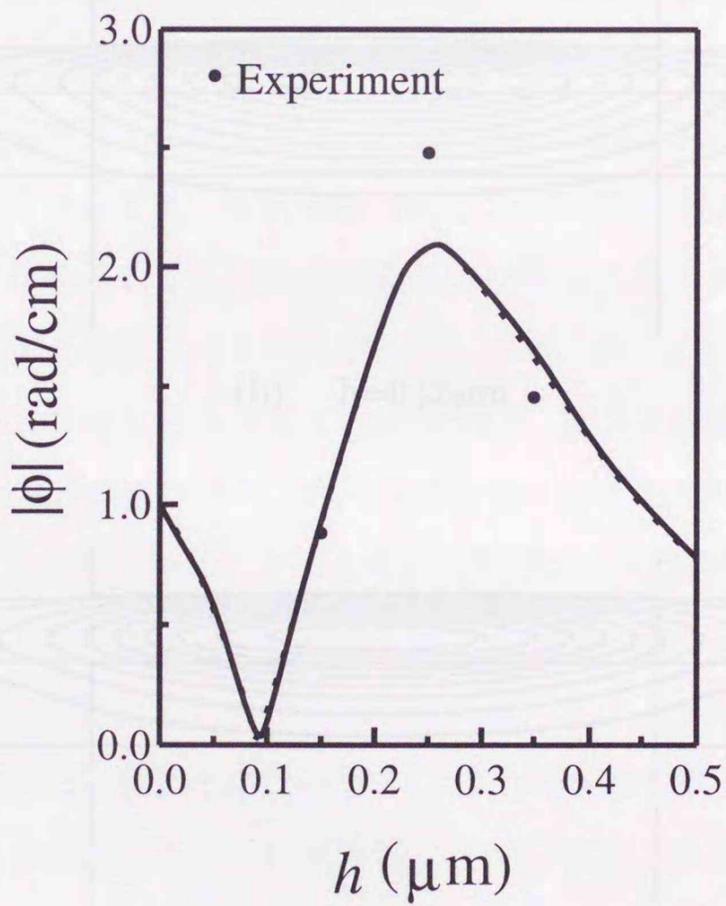
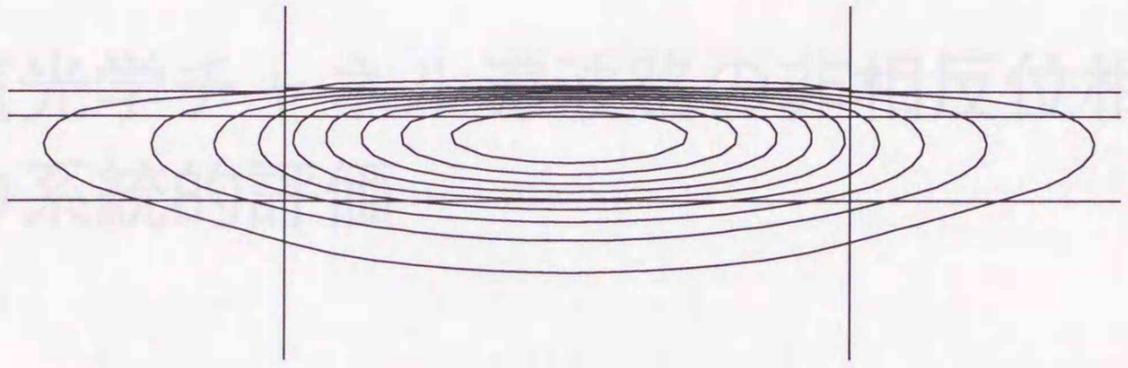


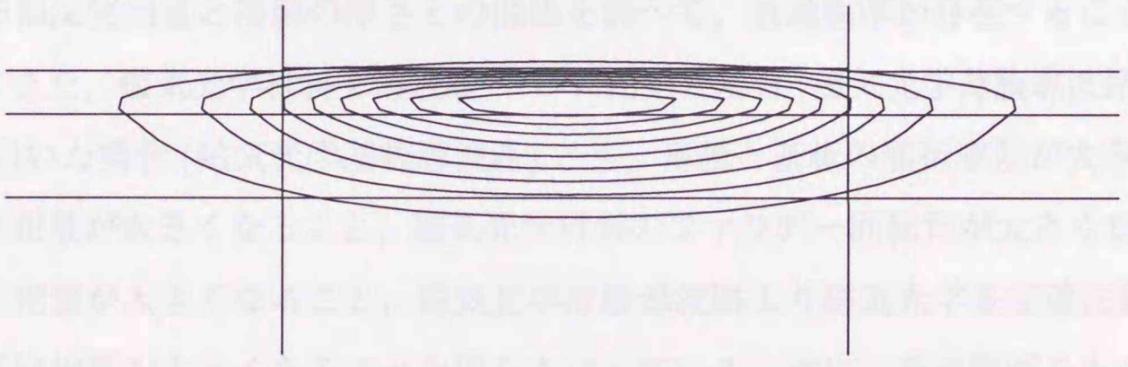
図 2.9 LaGa:YIG 薄膜リッジ導波路の非相反位相特性

磁気光学式リッジ導波路の伝播特性

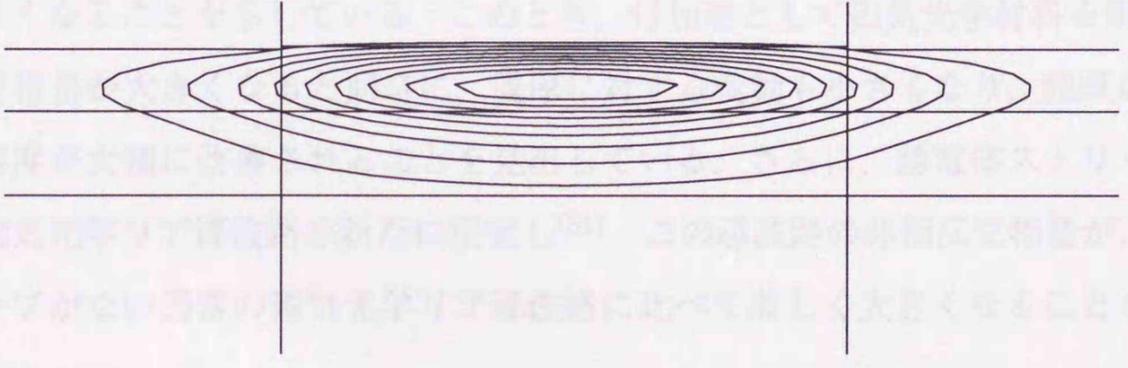
図 2.10 まえがき



(a)  $h=0.15\mu\text{m}$



(b)  $h=0.25\mu\text{m}$



(c)  $h=0.35\mu\text{m}$

図 2.10 LaGa:YIG 薄膜リッジ導波路における  $E_{11}^y$  モードの界分布

## Chapter 3

# 磁気光学チャネル導波路の非相反位相特性の系統的評価

### 3.1 まえがき

ここでは、第2章で開発されたスカラ有限要素法を用いて、まず、磁気光学リブ導波路の非相反位相量と薄膜の厚さとの関係を調べて、最適膜厚が存在することを示している。また、磁気光学材料を導波層<sup>(6)</sup>、<sup>(7)</sup>に用いた場合(磁気光学薄膜導波路)、基板部<sup>(27)</sup>に用いた場合(磁気光学基板導波路)とも、薄膜と基板の屈折率差が大きいほど、非相反位相量が大きくなること、磁気光学材料のファラデー回転角が大きくなるほど、非相反位相量が大きくなること、磁気光学薄膜導波路より磁気光学基板導波路のほうが非相反位相量が大きくなることを明らかにしている。次に、最適膜厚をもつリブ導波路の薄膜の上に適当な付加層を装荷した磁気光学リッジ導波路の非相反位相特性も調べ、付加層の屈折率が大きいほど、非相反位相量が大きくなり、膜厚に対する変化量が大きくなることを示している。このとき、付加層として磁気光学材料を用いると、非相反位相量が大きくなると同時に、膜厚に対する変動も小さくなり、膜厚に対する設計許容度が大幅に改善されることを見出している。さらに、誘電体ストリップ埋め込み形磁気光学リブ導波路を新たに提案し<sup>(51)</sup>、この導波路の非相反位相量が、誘電体ストリップがない通常の磁気光学リブ導波路に比べて著しく大きくなることを見出している。

### 3.2 磁気光学リブ導波路

図 3.1 に示すような磁気光学チャネル導波路を考え、 $\lambda = 1.152\mu\text{m}$ ,  $n_s = 1.95$ ,  $n_c = 1.0$  とし、磁気光学材料の屈折率  $n_x = n_y = n_z = n$  とファラデー回転角に関する量  $\delta$  については表 3.1 に示した値<sup>(6), (7), (26), (27)</sup>を用いる。

表 1 磁気光学材料定数

material	n	$\delta$
LaGa:YIG	2.18	$3.2 \times 10^{-4}$
YIG	2.18	$3.4 \times 10^{-4}$
Bi:YIG	2.25	$-8.9 \times 10^{-4}$
Bi:GdIG	2.40	$-4.3 \times 10^{-3}$
Ce:YIG	2.50	-0.02

磁気光学材料は図 3.1(a), (b) においてそれぞれ導波層<sup>(6), (7)</sup>, 基板<sup>(27)</sup>に用いられている。ここに  $W = 3\mu\text{m}$ ,  $d = 0.012\mu\text{m}$ ,  $X = 20.6\mu\text{m}$ ,  $Y_s = 1.9\mu\text{m}$ ,  $Y_c = 0.5\mu\text{m}$  としている。

図 3.2 は、導波層に YIG, Bi:YIG, Bi:GdIG を用いたときの  $|\phi|$  の値を示したものであるが、 $\delta$  の値が大きくなるとともに  $|\phi|$  の値も大きくなっていることがわかる。プレーナ形導波路の最適膜厚  $t$  が  $k_0 t \sqrt{(n_f^2 - n_s^2)} = 2.2$  で与えられることが Chen らに報告されている<sup>(26)</sup>が、この近似を用いると、YIG, Bi:YIG, Bi:GdIG を用いた場合の最適膜厚はそれぞれ  $0.41\mu\text{m}$ ,  $0.36\mu\text{m}$ ,  $0.29\mu\text{m}$  となり、本解析結果はこれとよく一致している。

図 3.3(a) は、基板に YIG を用いたときの  $|\phi|$  の値に対する導波層の屈折率  $n_f$  の大きさの影響を調べたものである。図 3.2 において、導波層に YIG を用いた場合、基板との屈折率差が 0.23 になっているが、図 3.3(a) において、この屈折率差と同じになる  $n_f = 2.41$  の場合と比較すると、磁気光学材料を基板に用いた方が  $|\phi|$  の値が大きくなることがわかる。また、磁気光学基板導波路では、導波層の屈折率  $n_f$  が大きくなるとともに  $|\phi|$  の値も大きくなることがわかる。図 3.3(b) は、導波層の屈折率を  $n_f = 3.44$  として基板に YIG, Bi:YIG, Bi:GdIG を用いたときの  $|\phi|$  の値を示したものであるが、特に Bi:GdIG の場合、大きな非相反位相量が得られている。

### 3.3 磁気光学リッジ導波路

図 3.4 に示すような磁気光学リッジ導波路を考え、 $W = 3\mu\text{m}$ ,  $d = 0.02\mu\text{m}$ ,  $X = 20.6\mu\text{m}$ ,  $Y_s = 1.7\mu\text{m}$ ,  $Y_c = 0.5\mu\text{m}$  とする。

図 3.5 は、導波層に膜厚  $t = 0.28\mu\text{m}$  の Bi:GdIG を用いたときの  $|\phi|$  の値に対する高屈折率付加層の屈折率  $n_f$  の大きさの影響を調べたものであり、 $n_f$  が大きくなると  $|\phi|$  の値も大きくなることがわかる。しかし、 $|\phi|$  の値が大きくなるとともに膜厚に対する変化も大きくなっている。

次に、図 3.6 に示すような 2 層磁気光学薄膜リッジ導波路を考え、 $W = 3\mu\text{m}$ ,  $d = 0.02\mu\text{m}$ ,  $X = 20.6\mu\text{m}$ ,  $Y_s = 1.7\mu\text{m}$ ,  $Y_c = 0.5\mu\text{m}$  とする。

図 3.7 の実線は、導波層に膜厚  $t = 0.28\mu\text{m}$  の Bi:GdIG を用いて、付加層に Ce:YIG を用いた場合の非相反位相量の大きさ  $|\phi|$  と付加層の膜厚  $h$  との関係を示したのであり、点線は付加層に屈折率  $n_f = 3.44$  の等方性材料を用いた場合の  $|\phi|$  を示したものである。付加層に Ce:YIG を用いたほうが最大非相反位相量がさらに大きくなり、膜厚に対する変化も緩やかになることがわかる。

図 3.8 は、付加層に Ce:YIG を用いて、導波層に YIG ( $t = 0.4\mu\text{m}$ )、Bi:YIG ( $t = 0.35\mu\text{m}$ )、あるいは Bi:GdIG ( $t = 0.28\mu\text{m}$ ) を用いた場合の非相反位相量を示したものである。非相反位相量がファラデー回転角  $\delta$  にほとんど依存しないこと、および導波層に Bi:GdIG を用いた場合、非相反位相量の膜厚に対する変化が最も緩やかになることがわかる。

図 3.9 は、導波層に膜厚  $t = 0.25\mu\text{m}$  の Ce:YIG を用いて、付加層に YIG、Bi:YIG、あるいは Bi:GdIG を用いた場合の非相反位相量を示したものである。付加層の屈折率が導波層より小さいほど、非相反位相量の膜厚に対する変化は緩やかになってくる。特に、付加層に YIG を用いた場合、膜厚  $0.5\mu\text{m}$  以上で非相反位相量はほとんど変化せず、膜厚に対する設計許容度が非常に大きくなる。

最後に、図 3.10 に示したような磁気光学基板リッジ導波路を考え、 $W = 3\mu\text{m}$ ,  $d = 0.02\mu\text{m}$ ,  $X = 20.6\mu\text{m}$ ,  $Y_s = 1.7\mu\text{m}$ ,  $Y_c = 0.5\mu\text{m}$  とする。

図 3.11 は、基板に Ce:YIG を用い、屈折率  $n_f = 3.44$ 、膜厚  $t = 0.48\mu\text{m}$  の導波層の上に、付加層として屈折率  $n_f = 2.4$  の等方性材料、あるいは Bi:GdIG、YIG といっ

た磁気光学材料を用いた場合の非相反位相量の大きさ  $|\phi|$  と付加層の膜厚との関係を示したものである。いずれの付加層の場合も膜厚に対する変化がほとんどない。特に、YIG を付加した場合、 $|\phi|$  の値が大きく、膜厚に対する設計許容度も非常に大きくなる。

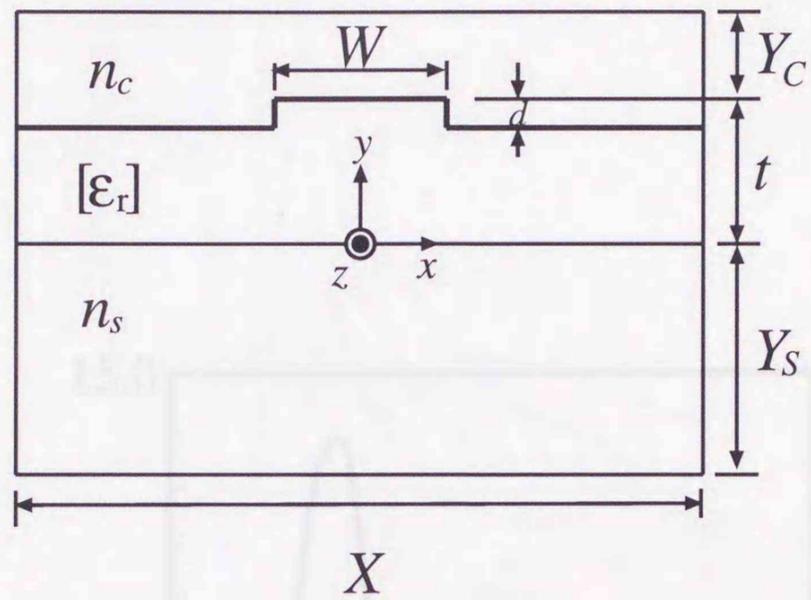
### 3.4 誘電体ストリップ埋め込み形磁気光学リブ導波路

ここでは、誘電体ストリップ埋め込み形磁気光学リブ導波路を新たに提案し<sup>(51)</sup>、この導波路の非相反位相量が、誘電体ストリップがない通常の磁気光学リブ導波路に比べて著しく大きくなること、また、膜厚が変化しても、非相反位相量の変化量が小さいことを示す。

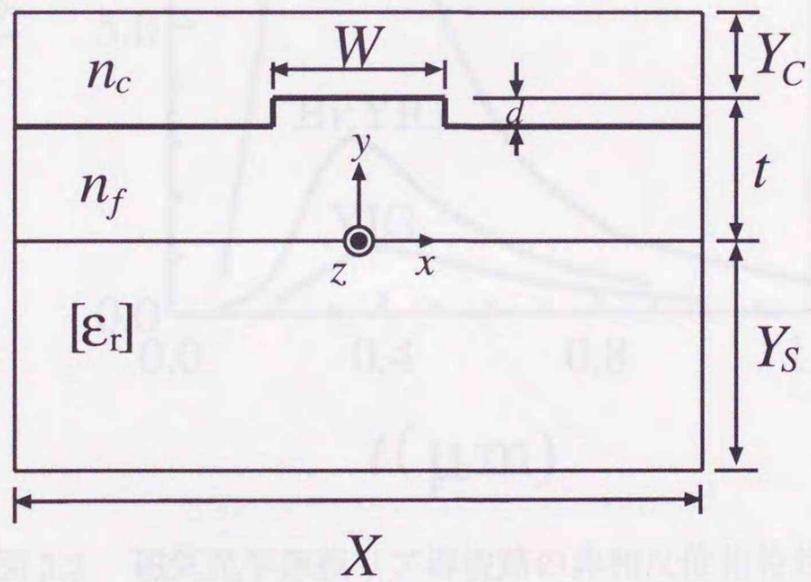
図 3.12 は、誘電体ストリップを埋め込んだ新しいタイプの磁気光学リブ導波路の断面構造を示したものである。ここに  $W=3.5\mu\text{m}$ ,  $d=0.1\mu\text{m}$ ,  $X=21.3\mu\text{m}$ ,  $Y_c=0.5\mu\text{m}$ ,  $Y_s=1.9\mu\text{m}$  とし、Ce 置換 YIG の屈折率を  $n=2.23$ 、基板の屈折率を  $n_s=1.95$ 、上部クラッド層の屈折率を  $n_c=1.0$  としている。なお、動作波長は  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  であり、Ce 置換 YIG のファラデー回転角は  $4000\text{deg/cm}$  である。

図 3.12 に示した新形リブ導波路の非相反位相量の膜厚依存性を図 3.13 に示す。埋め込まれた誘電体ストリップの屈折率  $n_f$  が大きくなるとともに非相反位相量は大きくなり、非相反位相量の膜厚に対する変化も緩やかになっている。ただし、屈折率がある程度以上大きくなると、例えば、 $n_f=10.0$  の場合のように、非相反位相量は逆に小さくなるので、最適構造、最適膜厚が存在する。磁気光学薄膜の中に磁気光学効果をもたない誘電体ストリップを埋め込むことによって非相反位相量が増大するのは、磁気光学薄膜内の磁界分布の非対称性が大きくなるためであると考えられる。

図 3.15 に、磁界分布の一例を示す。ここに磁界分布は、最大振幅を 1 として、10% 間隔の等高線で表示されている。



(a) 磁気光学薄膜リブ導波路



(b) 磁気光学基板リブ導波路

図 3.1 磁気光学リブ導波路

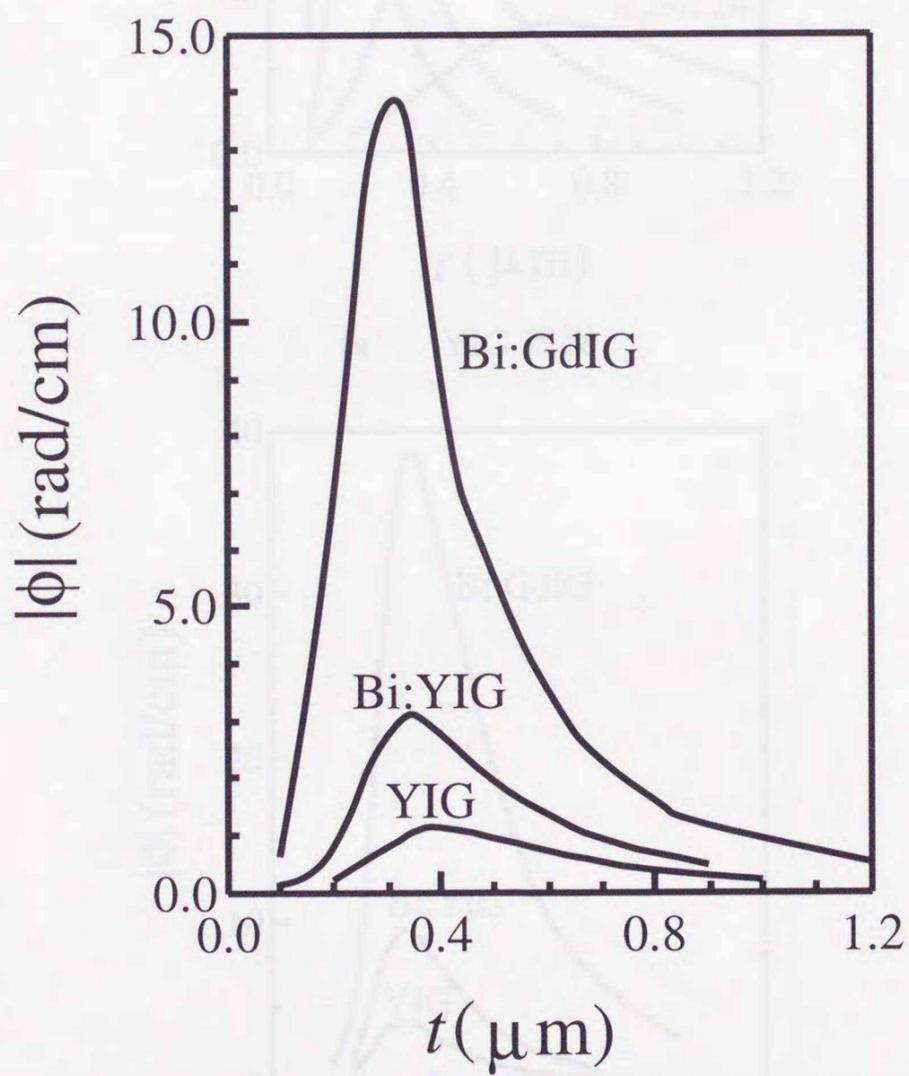
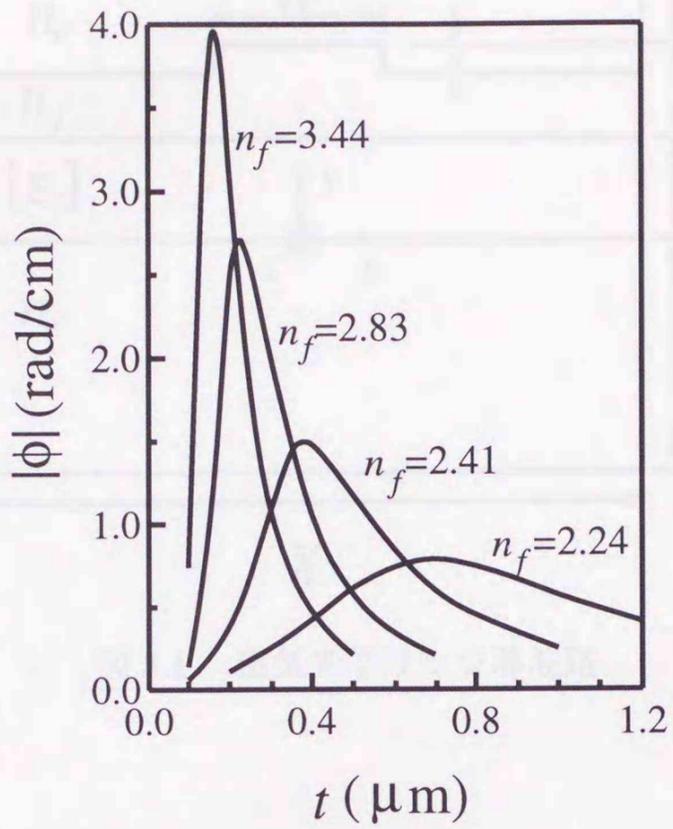
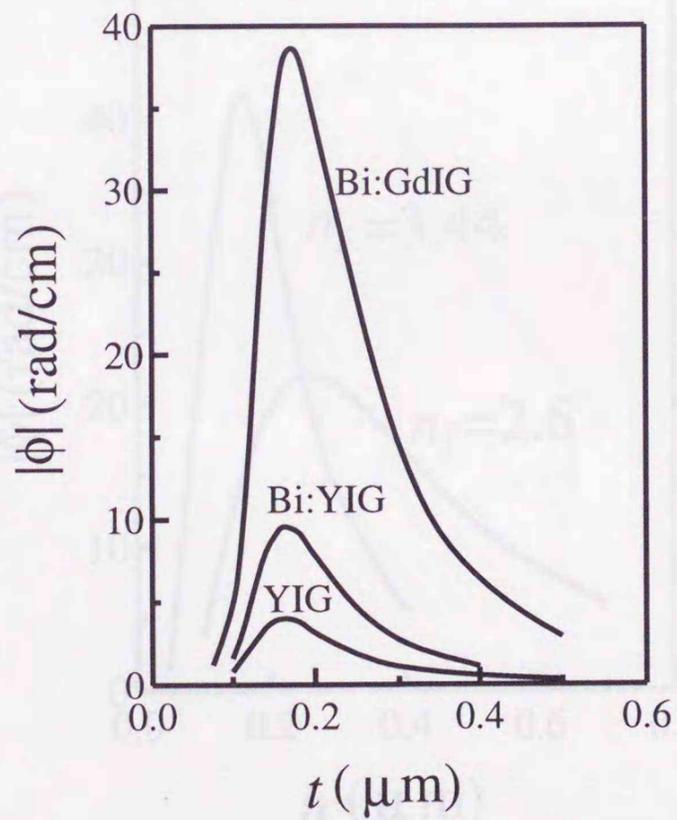


図 3.2 磁気光学薄膜リブ導波路の非相反位相特性



(a) YIG 基板



(b) YIG, Bi:YIG, Bi:GdIG 基板 ( $n_f=3.44$ )

図 3.3 磁気光学基板リブ導波路の非相反位相特性

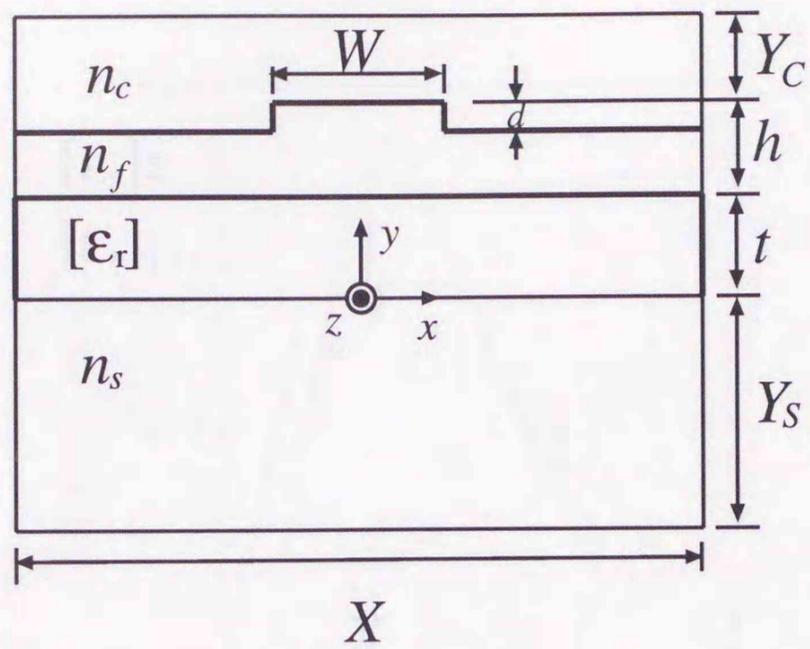


図 3.4 磁気光学リッジ導波路

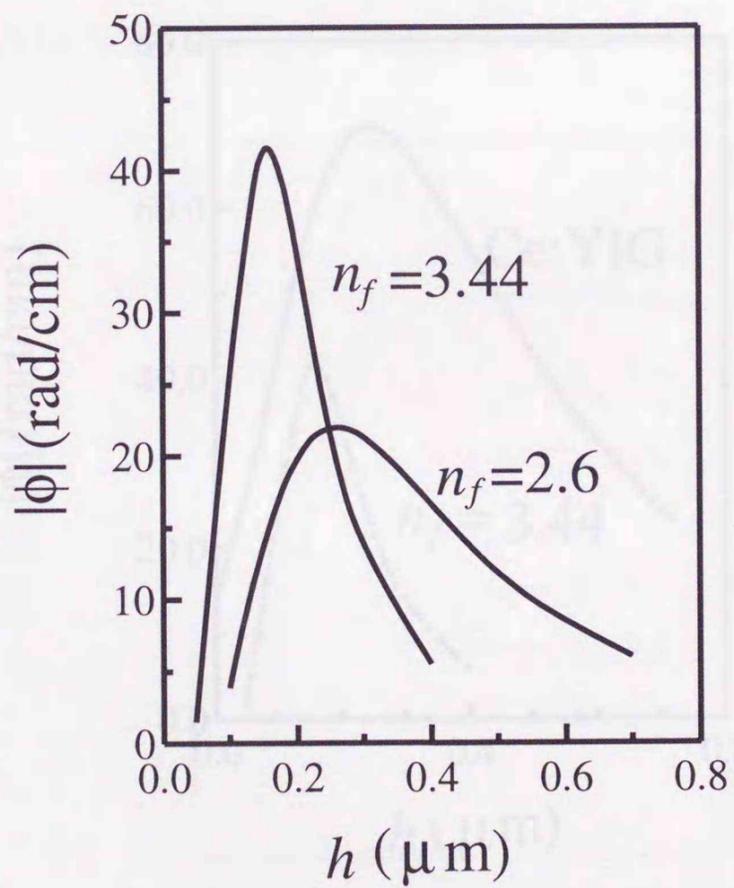


図 3.5 Bi:GdIG 薄膜リッジ導波路の非相反位相特性 ( $t=0.28\mu\text{m}$ )

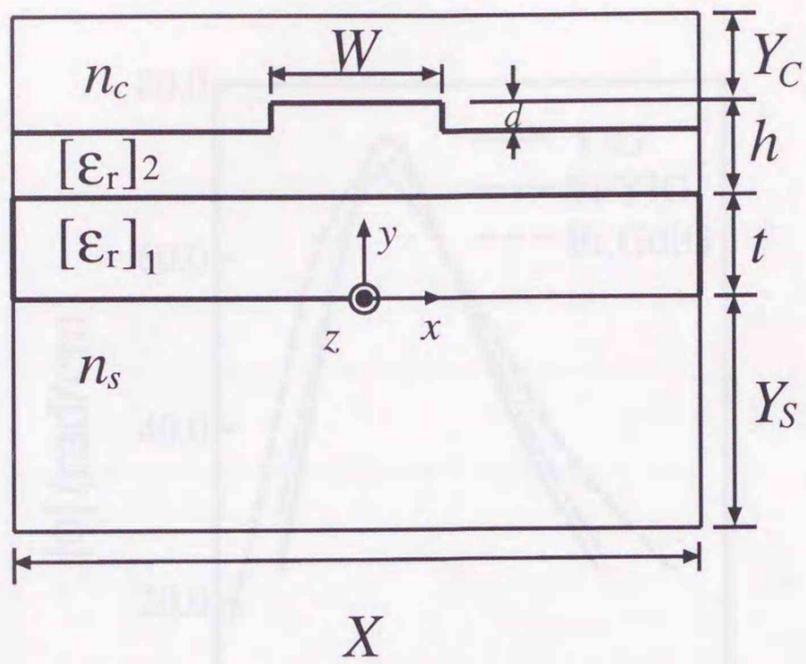


図 3.6 2層磁気光学薄膜リッジ導波路

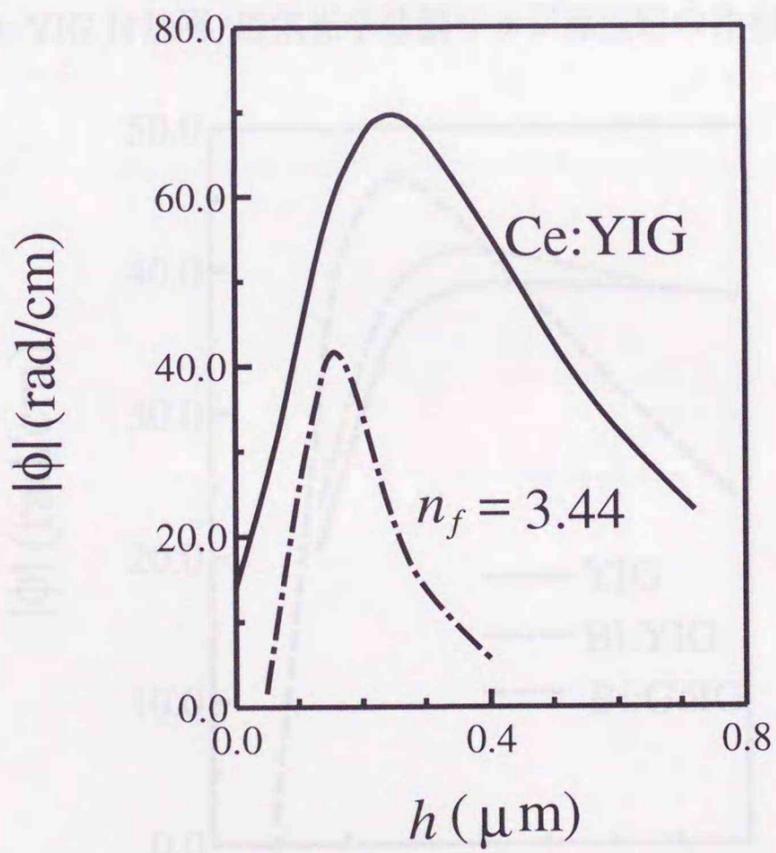


図 3.7 Bi:GdIG 薄膜リッジ導波路の非相反位相特性 ( $t=0.28\mu\text{m}$ )

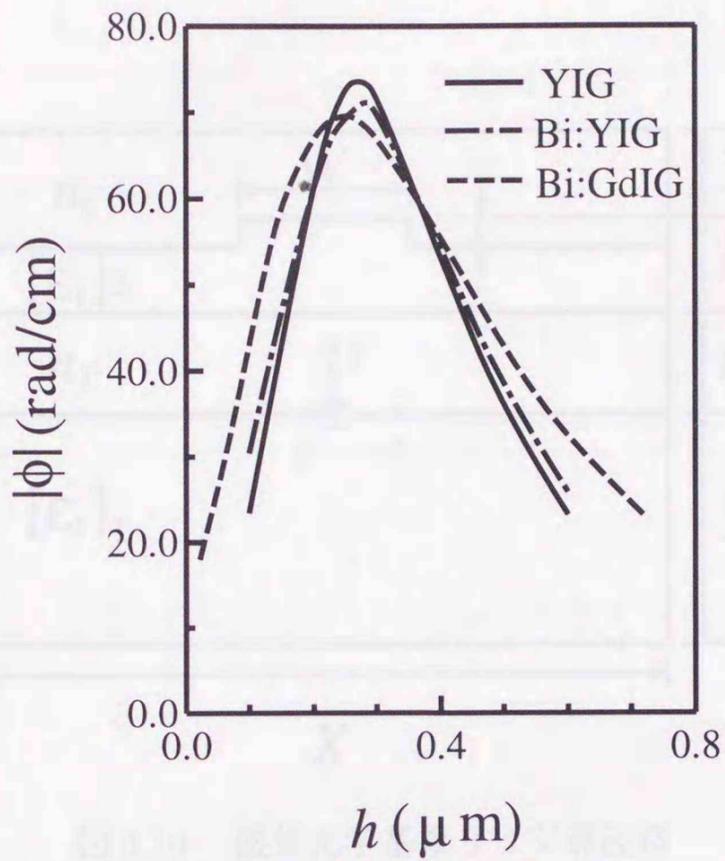


図 3.8 Ce:YIG 付加層/磁気光学薄膜リッジ導波路の非相反位相特性

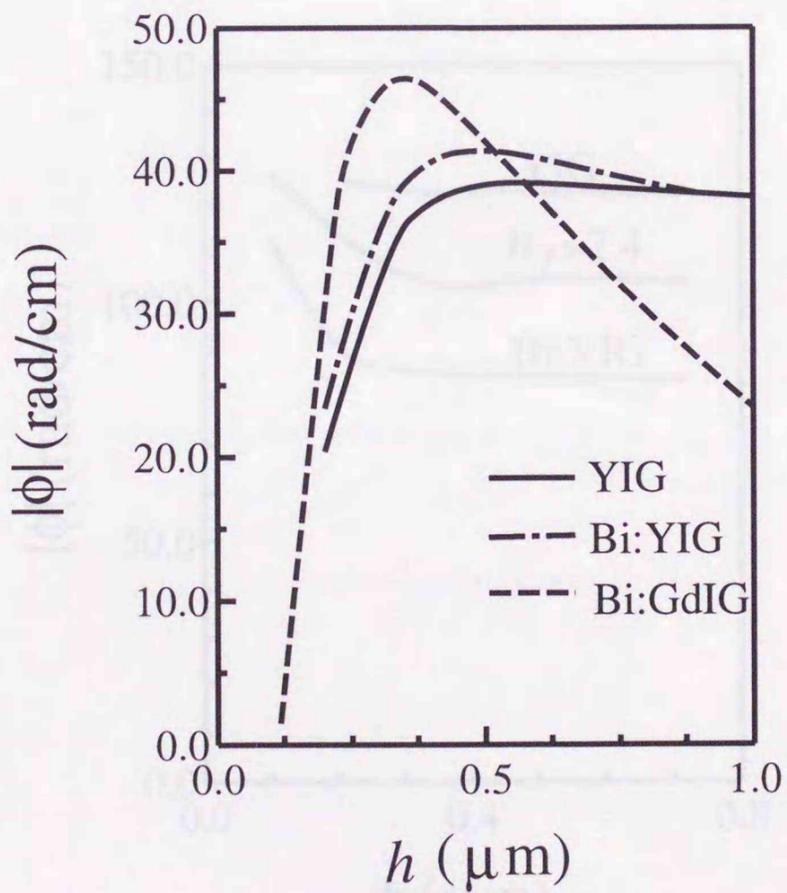


図 3.9 磁気光学付加層/ Ce:YIG 薄膜リッジ導波路の非相反位相特性

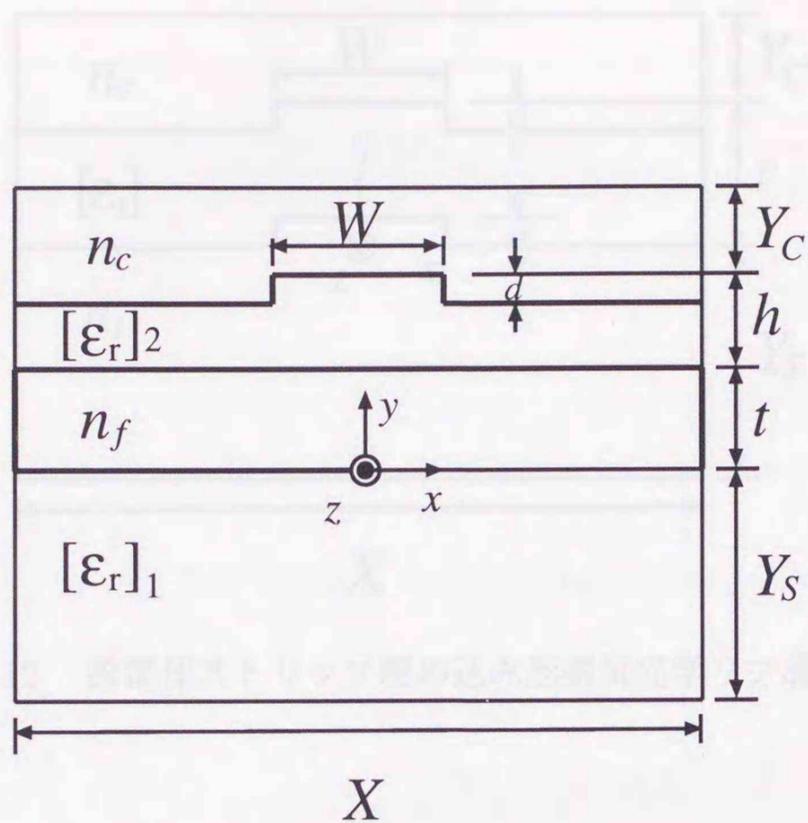


図 3.10 磁気光学基板リッジ導波路

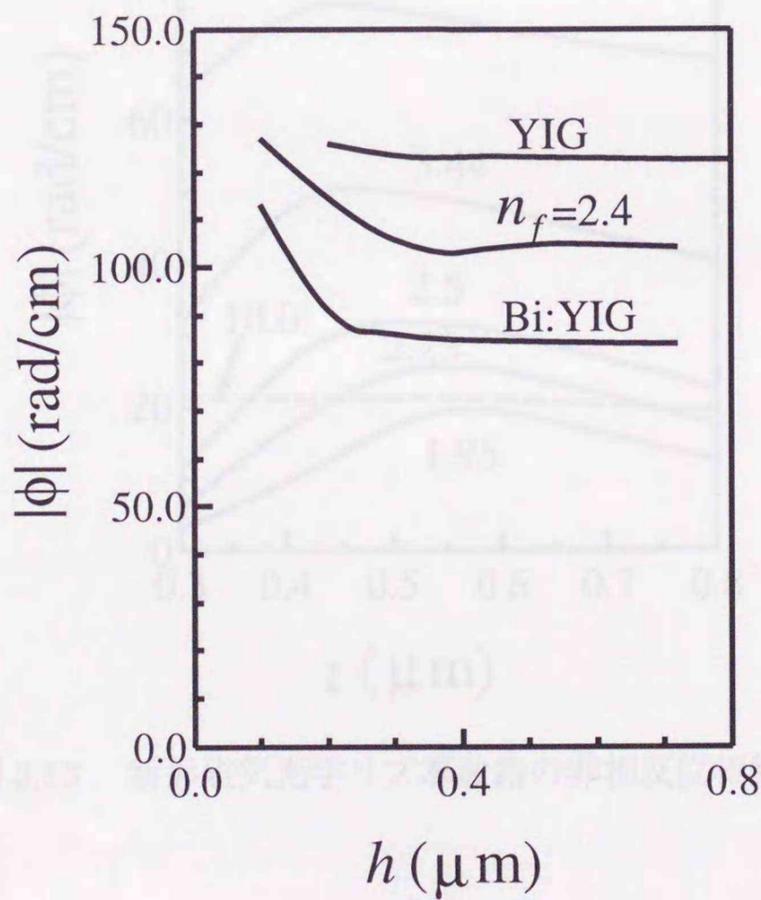


図 3.11 磁気光学基板リッジ導波路の非相反位相特性

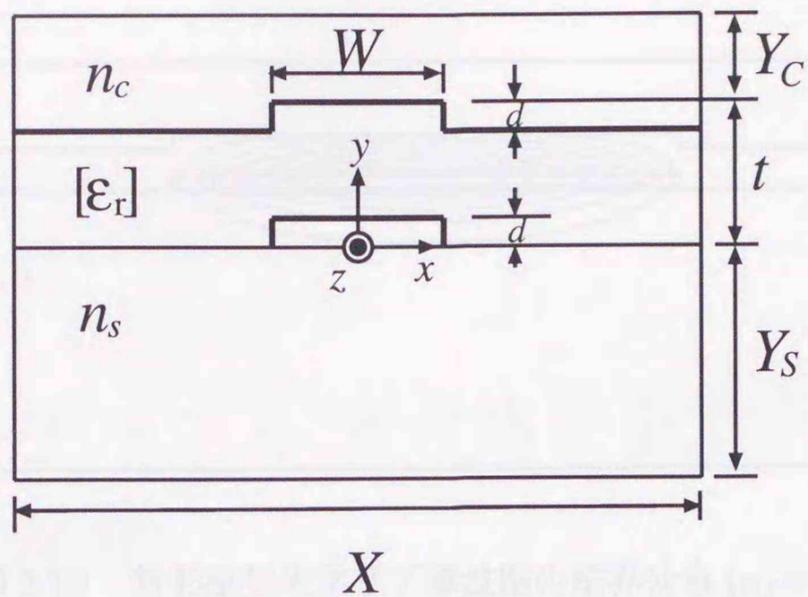


図 3.12 誘電体ストリップ埋め込み形磁気光学リブ導波路

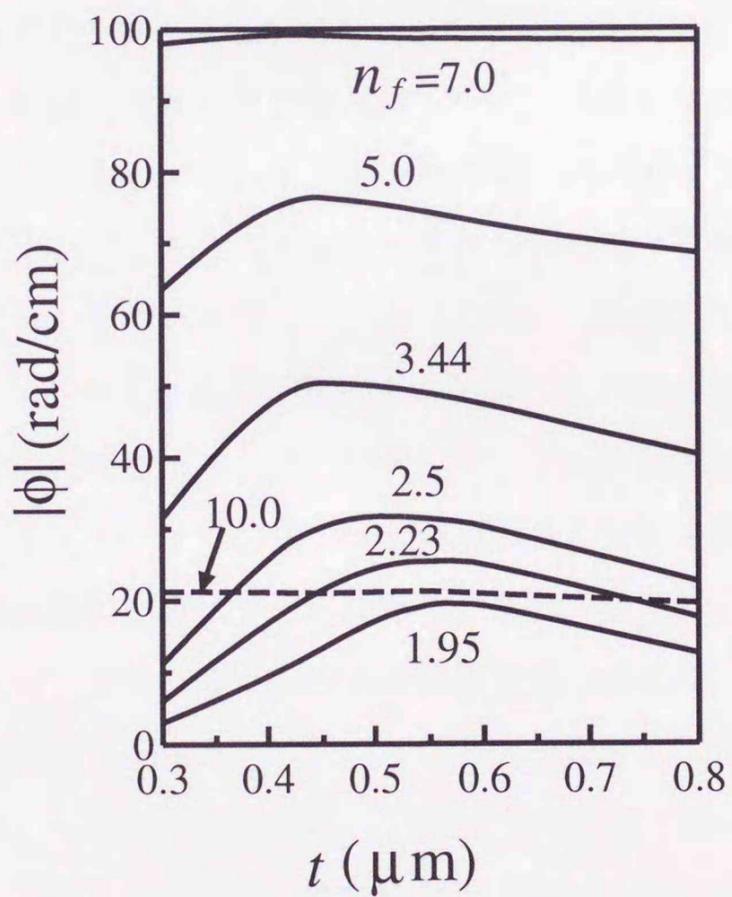


図 3.13 新形磁気光学リブ導波路の非相反位相特性

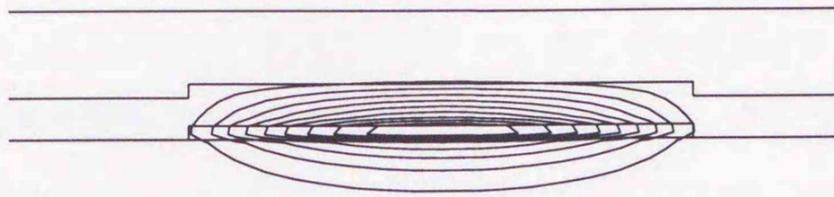


図 3.14 新形磁気光学リブ導波路の磁界分布 ( $n_f=5$ )

Chapter 4

磁気光学チャネル導波路の非相反モード

特性解析

1. 論文概要

本論文の目的は磁気光学導波路や音響光学導波路にはない非相反性を有しており、これは従来のデバイスの相違に不可欠なものである。非相反導波路型光学デバイスには、モード間のエネルギーを利用したモード変換現象<sup>[1,2]</sup>と、非相互伝播現象<sup>[3]</sup>を利用した位相シフト<sup>[4]</sup>の二つの現象がある。しかし、前者は磁気光学デバイスに適用するための研究<sup>[5]</sup>がなされている。また、後者は音響光学デバイスに適用するための研究<sup>[6]</sup>がなされている。こうした現象も非線形屈折率モード変換特性や位相シフト<sup>[7]</sup>の二つから成り立ち、それぞれが異なる<sup>[8]</sup>導波路に対して行われており、位相シフト<sup>[9]</sup>やエネルギー変換<sup>[10]</sup>導波路に対しては、数値解析が困難であるため、定量的な解析法が利用されてきた。実際、モード変換現象を伴わない位相シフト<sup>[11]</sup>現象では、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[12]</sup>が適用されている。一方、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[13]</sup>現象では、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[14]</sup>が適用されている。また、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[15]</sup>現象では、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[16]</sup>が適用されている。また、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[17]</sup>現象では、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[18]</sup>が適用されている。また、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[19]</sup>現象では、モード変換現象を伴う位相シフト<sup>[20]</sup>が適用されている。

以上が報告らは、より解析精度が高く、また、適用範囲が広い磁気光学導波路の解析が可能なことを目的として、本論文では<sup>[21]</sup>の利便性を試みてきた<sup>[22]</sup>。しかし<sup>[23]</sup>、<sup>[24]</sup>、<sup>[25]</sup>、<sup>[26]</sup>で報告した報告では、非相互伝播現象型磁気光学導波路に対するモード変換現象を伴う磁気光学導波路には適用できない。ここでは、磁気光学導波路の非相互伝播モード変換現象を伴うモード変換現象に基づく解析法

## Chapter 4

# 磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性解析

### 4.1 まえがき

磁気光学導波路は電気光学導波路や音響光学導波路にはない非相反性を有しており、非相反導波形光デバイスの構成に不可欠なものである。非相反導波形光デバイスには、非相反モード変換を利用したモード変換形<sup>(8)~(23)</sup>と、非相反位相シフトを利用した位相シフト形<sup>(24)~(38)</sup>とがあり、いずれも、様々な非相反光デバイスに応用するための研究が盛んに続けられている。こうした磁気光学導波路のモード変換特性や位相シフト特性の理論的な検討は、主としてプレーナ形（2次元）導波路に対して行われており、実用的に重要なチャネル形（3次元）導波路に対しては、厳密な解析が困難であるため、解析的近似解法が利用されてきた。実際、モード変換現象を伴わない位相シフト形の場合には、マーカトリイの方法や等価屈折率法が適用されている。一方、モード変換形磁気光学導波路の解析はさらに複雑で、まず、モード変換が起こらない系を仮定し、その固有モードをマーカトリイの方法を用いて求め、次に、摂動法を適用して非相反モード変換特性を算出するといった方法が報告されているのみである。

ところで筆者らは、より解析精度が高く、また、適用範囲が広い磁気光学導波路の解析法を開発することを目的として、有限要素法<sup>(50)</sup>の利用を試みてきた<sup>(37), (38)</sup>。しかしながら、文献(37), (38)で報告した解析法は、位相シフト形磁気光学導波路に対するものであるため、モード変換を伴う磁気光学導波路には適用できない。ここでは、磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性を評価するための有限要素法に基づく解析法

の定式化を初めて行っている。最終的には、二つの偏波が結合した非線形固有値方程式を解く問題に帰着させているが、ここでは、この非線形固有値方程式を直接解くことなく、非結合の線形固有値方程式の解を初期解として、その後、結合した線形固有値方程式を繰り返し解いて解を求める簡便な反復計算法を考案している。具体的に、まず、最近、研究が活発化している磁気光学リブ導波路<sup>(12)~(19)</sup>の最大アイソレーション比を評価し、既に報告されている実験値<sup>(13)</sup>との比較から本手法の妥当性を確かめている。次に、LiIO<sub>3</sub>/YIG/GGG 構造磁気光学導波路<sup>(10)</sup>の解析を行い、導波路のチャンネル化がモード変換特性に与える影響を調べている。なお、本手法はスカラ波近似<sup>(50)</sup>に基づいて定式化されており、ベクトル有限要素法解析で問題となるスプリアス解は発生していない。

## 4.2 基本方程式

異方性誘電体光導波路に対するマクスウェルの方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_0[\varepsilon_r]\mathbf{E} \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot ([\varepsilon_r]\mathbf{E}) = 0 \quad (4.4)$$

で与えられる。ここに $\mathbf{E}$ は電界ベクトル、 $\mathbf{H}$ は磁界ベクトル、 $\omega$ は角周波数、 $\varepsilon_0$ は真空誘電率、 $\mu_0$ は真空透磁率である。磁気光学導波路の断面を $xy$ 面とし、バイアス磁界を伝搬方向( $z$ )にかけると、磁気光学材料の比誘電率テンソル $[\varepsilon_r]$ は

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} n_x^2 & j\delta & 0 \\ -j\delta & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

で与えられる。ここに $n_x, n_y, n_z$ はそれぞれ $x, y, z$ 方向の屈折率であり、 $\delta$ はファラデー回転角に関する量である。

さて、3次元光導波路の導波モードは $E^x$ モード（電磁界の主成分は $E_x$ と $H_y$ ）と $E^y$ モード（電磁界の主成分は $E_y$ と $H_x$ ）とに大別される。これらのモードはいずれもハイ

ブリッドモードになっているが、 $E^x$ モード、 $E^y$ モードはそれぞれ $TE^y$ モード ( $E_y \equiv 0$ )、 $TM^y$ モード ( $H_y \equiv 0$ ) で近似することができる。ここで、式(4.1)~(4.4)を電磁界の各成分を用いて書き換えると

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\nu\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (4.6)$$

$$-j\nu\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\nu\beta H_y = j\omega\varepsilon_0 n_x^2 E_x - \omega\varepsilon_0 \delta E_y \quad (4.9)$$

$$-j\nu\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0 n_y^2 E_y + \omega\varepsilon_0 \delta E_x \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0 n_z^2 E_z \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} - j\nu\beta H_z = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_x^2 E_x + j\delta E_y) + \frac{\partial}{\partial y}(n_y^2 E_y - j\delta E_x) - j\nu\beta n_z^2 E_z = 0 \quad (4.13)$$

となる。ここに  $\beta$  は  $z$  方向の位相定数であり、 $\nu$  は伝搬方向を表す因子で

$$\nu = \begin{cases} +1 & +z \text{ 方向伝搬に対して} \\ -1 & -z \text{ 方向伝搬に対して} \end{cases} \quad (4.14)$$

と定義されている。

いま、 $\delta \ll n_i^2 (i = x, y, z)$  とするとともに、光が閉じ込められる領域の横 ( $x$ ) 方向の屈折率差が小さいとして  $\partial/\partial x \ll \partial/\partial y$ ,  $\partial/\partial x \ll \beta$  とし

$$\delta \frac{\partial}{\partial x} = 0 \quad (4.15)$$

とすると、式(4.7), (4.8), (4.10) ~ (4.13) から

$$H_y = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left[ j\nu\beta E_x + \frac{1}{j\nu\beta n_z^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( n_x^2 \frac{\partial E_x}{\partial x} + n_y^2 \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) \right] \quad (4.16)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (4.17)$$

$$E_y = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 n_y^2} \left[ j\nu\beta H_x + \frac{1}{j\nu\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \right] + j\frac{\delta}{n_y^2} E_x \quad (4.18)$$

$$E_z = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 n_z^2} \left( \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \quad (4.19)$$

が得られる。まず、電磁界の主成分が  $E_x, H_y$  である  $E^x$  モードを考え、式(4.9)に式(4.16)~(4.18)を代入して、式(4.15)を考慮し、また、 $\partial E_y/\partial x \ll \partial E_x/\partial y$  として  $\partial E_y/\partial x$  に関する項を無視すると、 $E^x$  モードに対する基本方程式は

$$\frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \beta^2 E_x + k_0^2 \left( n_x^2 - \frac{\delta^2}{n_y^2} \right) E_x - j\frac{\nu\beta\omega\mu_0\delta}{n_y^2} H_x = 0 \quad (4.20)$$

となる。ここに  $k_0$  は自由空間波数であり、真空中における平面波の波長を  $\lambda$  として  $k_0 = 2\pi/\lambda$  で与えられる。

次に、電磁界の主成分が  $E_y, H_x$  である  $E^y$  モードを考え、式(4.6)に式(4.18), (4.19)を代入し、 $\partial H_y/\partial x \ll \partial H_x/\partial y$  として  $\partial H_y/\partial x$  に関する項を無視すると、 $E^y$  モードに対する基本方程式は

$$\frac{1}{n_y^2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{1}{n_z^2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \beta^2 \frac{1}{n_y^2} H_x + k_0^2 H_x + j\frac{\nu\beta\omega\varepsilon_0\delta}{n_y^2} E_x = 0 \quad (4.21)$$

となる。

式(4.20), (4.21) からわかるように、 $E^x$  モードと  $E^y$  モードはファラデー回転角に関係する量  $\delta$  によって結合している。また、 $\partial/\partial x = 0$  とおくと、式(4.20), (4.21) はバイアス磁界を  $z$  方向に印加したプレーナ形磁気光学導波路における TE モード ( $E_y = E_z = H_x = 0$ ) と TM モード ( $E_x = H_y = H_z = 0$ ) との結合現象を記述する厳密な基本方程式となる。ここで

$$\phi = E_x \quad (4.22)$$

$$\psi = j\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} H_x \quad (4.23)$$

のような $\phi$ ,  $\psi$ を定義すると, 式(4.20), (4.21)に対する汎関数は

$$\begin{aligned}
 F = \iint_{\Omega} & \left[ k_0^2 \left( n_x^2 - \frac{\delta^2}{n_y^2} \right) \phi^* \phi - \frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial \phi^*}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \phi^*}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \beta^2 \phi^* \phi \right. \\
 & + k_0^2 \psi^* \psi - \frac{1}{n_y^2} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{n_z^2} \frac{\partial \psi^*}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\beta^2}{n_y^2} \psi^* \psi \\
 & \left. + \frac{\nu \beta k_0 \delta}{n_y^2} (\phi^* \psi + \psi^* \phi) \right] dx dy \quad (4.24)
 \end{aligned}$$

で与えられる. ここに $\iint_{\Omega} dx dy$ は導波路の断面 $\Omega$ における積分を表し, \*は複共役をとることを意味する.

### 4.3 有限要素法

導波路の断面 $\Omega$ を6節点三角形要素を用いて分割し, 各要素内における $\phi$ ,  $\psi$ を要素内節点の値で展開すると

$$\phi = \{N\}^T \{\phi\}_e \quad (4.25)$$

$$\psi = \{N\}^T \{\psi\}_e \quad (4.26)$$

となる. ここに $\{\phi\}_e$ ,  $\{\psi\}_e$ はそれぞれ要素節点電界ベクトル, 要素節点磁界ベクトル,  $\{N\}$ は形状関数ベクトルであり, Tは転置することを意味する.

式(4.24)に式(4.25), (4.26)を代入し, すべての要素について重ね合わせて変分原理を適用すると, 次のような行列方程式が得られる.

$$\begin{bmatrix} [K_{11}] & [K_{12}] \\ [K_{21}] & [K_{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\phi\} \\ \{\psi\} \end{bmatrix} - \beta^2 \begin{bmatrix} [M_{11}] & [0] \\ [0] & [M_{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\phi\} \\ \{\psi\} \end{bmatrix} = \{0\} \quad (4.27)$$

ここに $\{\phi\}$ ,  $\{\psi\}$ はそれぞれ全体節点電界ベクトル, 全体節点磁界ベクトルであり,  $\{0\}$ は零ベクトルである. また,  $[0]$ は零行列であり, 行列 $[K]$ ,  $[M]$ は

$$\begin{aligned}
 [K_{11}] = \sum_e \iint_e & \left[ k_0^2 \left( n_x^2 - \frac{\delta^2}{n_y^2} \right) \{N\} \{N\}^T - \frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial \{N\}}{\partial x} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} \right. \\
 & \left. - \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} \right] dx dy \quad (4.28)
 \end{aligned}$$

$$[K_{12}] = [K_{21}]^T = \sum_e \iint_e \frac{\nu \beta k_0 \delta}{n_y^2} \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (4.29)$$

$$[K_{22}] = \sum_e \iint_e \left[ k_0^2 \{N\} \{N\}^T - \frac{1}{n_y^2} \frac{\partial \{N\}}{\partial x} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} - \frac{1}{n_z^2} \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} \right] dx dy \quad (4.30)$$

$$[M_{11}] = \sum_e \iint_e \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (4.31)$$

$$[M_{22}] = \sum_e \iint_e \frac{1}{n_y^2} \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (4.32)$$

で与えられる。ここに  $\iint_e dx dy$  は要素領域における積分を表し、 $\sum_e$  はすべての要素についての和をとることを意味する。

#### 4.4 アイソレーション比の評価法

式(4.27)から結合系における基本モードと第1高次モードの位相定数  $\beta_1, \beta_2$  が求められると、最大モード変換率  $F$  は

$$F = 1 - \left( \frac{\beta_{01} - \beta_{02}}{\beta_1 - \beta_2} \right)^2 \quad (4.33)$$

で与えられる<sup>(52)</sup>。ここに  $\beta_{01}, \beta_{02}$  はそれぞれ非結合系 ( $\delta = 0$ ) における基本  $E^x$  モード ( $E_{11}^x$ )、基本  $E^y$  モード ( $E_{11}^y$ ) の位相定数であり

$$[K_{11}(\delta = 0)] \{\phi\} - \beta^2 [M_{11}] \{\phi\} = \{0\} \quad (4.34)$$

$$[K_{22}(\delta = 0)] \{\psi\} - \beta^2 [M_{22}] \{\psi\} = \{0\} \quad (4.35)$$

から算出される。

最大アイソレーション比  $I$  は

$$I = 10 \log[(1 - F)/F] \quad (4.36)$$

によって評価される。また、結合長  $L$  は

$$L = \frac{\pi}{\beta_1 - \beta_2} \quad (4.37)$$

で評価される<sup>(10)</sup>.

なお、位相定数 $\beta_1$ ,  $\beta_2$ を摂動法を用いて求めると

$$\beta_1 - \beta_2 = \sqrt{4\theta_F^2 + (\beta_{01} - \beta_{02})^2} \quad (4.38)$$

となる<sup>(52)</sup>ので、最大アイソレーション比  $I$ は

$$I = 10 \log[(\beta_{01} - \beta_{02})^2 / (4\theta_F^2)] \quad (4.39)$$

によって評価される<sup>(13)</sup>. ここに $\theta_F$ はファラデー回転角であり、屈折率を  $n$  として $\theta_F = k_0\delta / (2n)$  で与えられる.

ところで、式(4.27)の行列  $[K]$ には $\beta$ の1次項が含まれているため、式(4.27)は非線形固有値方程式であり、通常的一般固有値問題解析用のサブルーチンを直接適用することはできない. そこで、ここではこのサブルーチンの適用が可能な次のような反復計算を採用する. まず、 $\delta$ が小さいことを考慮して $\delta = 0$ とおくと、式(4.27)は線形固有値方程式になるので、これは容易に解くことができる. このとき得られる固有値と $\delta$ の値を用いて行列  $[K_{11}]$ ,  $[K_{12}]$ ,  $[K_{21}]$ を作成すると、式(4.27)はやはり線形固有値方程式となるので、これを解き、得られる固有値が収束するまで同様の計算を繰り返すと、一般固有値問題解析用のサブルーチンのみを用いて位相定数 $\beta_1$ ,  $\beta_2$ が算出されることになる. こうして求められた位相定数 $\beta_1$ ,  $\beta_2$ の妥当性は、これらの値を式(4.27)に代入することによって確かめられる.

#### 4.5 磁気光学チャネル導波路のアイソレーション特性

最近、モード変換形磁気光学リブ導波路を用いた非相反光デバイスの研究が活発化している<sup>(12)~(19)</sup>が、その理論的な特性評価は、著者らの知る限り、行われていない. ここでは、具体的に、図4.1に示すような  $\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}/\text{Bi:YIG}/\text{GGG}$  構造アイソレータを考える. こうした導波形アイソレータ<sup>(12)</sup>では、Bi:YIG層とGGG基板の格子不整合による応力誘起複屈折 ( $E_{11}^x$ モードの伝搬定数が  $E_{11}^y$ モードのそれより小さい)が生じ、この応力誘起複屈折と導波構造による幾何学的複屈折 ( $E_{11}^x$ モードの伝搬定数が  $E_{11}^y$ モードのそれより大きい)とが相殺する波長 $\lambda_0$  (アイソレーション波長)でアイソレー

タ動作が実現される。  $E_{11}^x, E_{11}^y$  モードを導波させるには Bi:YIG 上部層だけで十分であるが、この場合の幾何学的複屈折率は、 $10^{-4}$ 程度とされる応力誘起複屈折率よりもかなり大きくなるので、さらに Bi:YIG 層を挿入してこの幾何学的複屈折率を低減させる。ただし、2層 Bi:YIG 構造とすることによって不要高次モードが生ずるので、Bi:YIG 下部層と GGG 基板との間に損失層を挿入することによって、こうした高次モードを除去する。なお、この損失層は磁気光学導波路のアイソレーション特性には直接関係しないので、ここでは無視している。また、 $\text{SiO}_2$ 膜はアイソレーション波長 $\lambda_0$ を調整するために用いられる。

さて、こうした磁気光学リブ導波路のアイソレーション特性を評価するには、まず、応力誘起複屈折率 $\Delta_s$ を求める必要があるが、ここでは簡単のために、 $\text{SiO}_2$ 膜を装荷しないときのアイソレーション波長が実験的に $\lambda_0=1.485\mu\text{m}$ となる<sup>(13)</sup>ことを利用して、波長 $\lambda=1.485\mu\text{m}$ における幾何学的複屈折率 $\Delta_g = (\beta_{01} - \beta_{02})/k_0$ を求め、 $\Delta_s = -\Delta_g$ とすることにした。導波路パラメータは、文献(12)、(13)に従い

$$\begin{aligned} n_1 &= 2.18, & n_2 &= 2.19, & n_3 &= 1.444 \\ n_s &= 1.94, & \theta_F &= 133^\circ/\text{cm} \\ t_1 &= 3.4\mu\text{m}, & t_2 &= 3.1\mu\text{m}, & t_3 &= 0.12\mu\text{m} \\ W &= 8.0\mu\text{m}, & h &= 0.5\mu\text{m} \end{aligned}$$

とした。 $\text{SiO}_2$ 膜を装荷しないときの幾何学的複屈折率は、 $\lambda=1.485\mu\text{m}$ において $\Delta_g = 1.847 \times 10^{-4}$ となったので、Bi:YIG 下部層、Bi:YIG 上部層の屈折率を

$$\begin{aligned} n_{1x} &= n_{1z} = 2.18 - 1.847 \times 10^{-4}, & n_{1y} &= 2.18 \\ n_{2x} &= n_{2z} = 2.19 - 1.847 \times 10^{-4}, & n_{2y} &= 2.19 \end{aligned}$$

とすることによって応力誘起複屈折の効果を取り入れた。なお、Bi:YIG 下部層がない場合の幾何学的複屈折率は $\Delta_g = 5.510 \times 10^{-4}$ となり、2層 Bi:YIG 構造とすることによって幾何学的複屈折率が小さくなることがわかる。

図 4.2 は、 $\text{SiO}_2$ 膜を装荷していない場合の最大アイソレーション比を示したものである。本手法による結果は実験値<sup>(13)</sup>と比較的よく対応している。図 4.3 は、 $\text{SiO}_2$ 膜を装荷した場合の結果を示したものである。アイソレーション波長は、理論値と実験値とで、約  $0.01\mu\text{m}$  程度の差異があるが、 $\text{SiO}_2$ 膜を装荷することによってアイソレーショ

ン波長が長波長側にシフトすることは理論的にも確認された。理論値と実験値とは完全には一致していないものの、ここで用いた応力誘起複屈折率の近似的な評価の仕方、あるいは構造パラメータや物性値の変動などを考えあわせると、本手法はモード変換形磁気光学チャネル導波路の解析法として妥当なものと考えられる。ところで、式(4.38)を用いた場合にも図4.2, 4.3の実線とほぼ同じ結果が得られ、ここで取り扱った導波路構造に対しては摂動法も良い近似解を与えることがわかる。なお、文献(13)の計算値は実験値と合うようにフィッティングしたもので、式(4.34)や式(4.38)を用いた理論的検討は行われていない。

## 4.6 異方性誘電体クラッド磁気光学導波路の最大モード変換率と結合長

### 4.6.1 プレーナ形磁気光学導波路

ここでは、図4.4に示すようなLiIO<sub>3</sub>/YIG/GGG構造プレーナ形磁気光学チャネル導波路<sup>(10)</sup>を考え、動作波長を $\lambda = 1.152 \mu\text{m}$ とする、また、異方性誘電体LiIO<sub>3</sub>の屈折率を $n_x = 1.716$ ,  $n_y = n_z = 1.858$ , 磁気光学材料YIG薄膜の屈折率を $n = 2.10$ , ファラデー回転角を $\theta_F = 280 \text{deg/cm}$ として、 $\delta = 2n\theta_F/k_0 = 3.763 \times 10^{-4}$ , GGG基板の屈折率を $n = 1.945$ とする<sup>(10)</sup>。

図4.5は、位相整合点付近を示したものであり、位相整合点の膜厚は $0.3611 \mu\text{m}$ である。

図4.6は、最大モード変換率 $F$ のYIG膜厚依存性を示したものであり、膜厚の変化によって、最大モード変換率が急激に小さくなる。最大モード変換率が50%以上になる膜厚の許容幅は $0.0075 \mu\text{m}$ である。

図4.7は、結合長のYIG膜厚依存性を示したものであり、膜厚 $0.3611 \mu\text{m}$ , 長さ $6.17 \text{mm}$ で100%のモード変換が可能であり、厳密解とよく一致している。

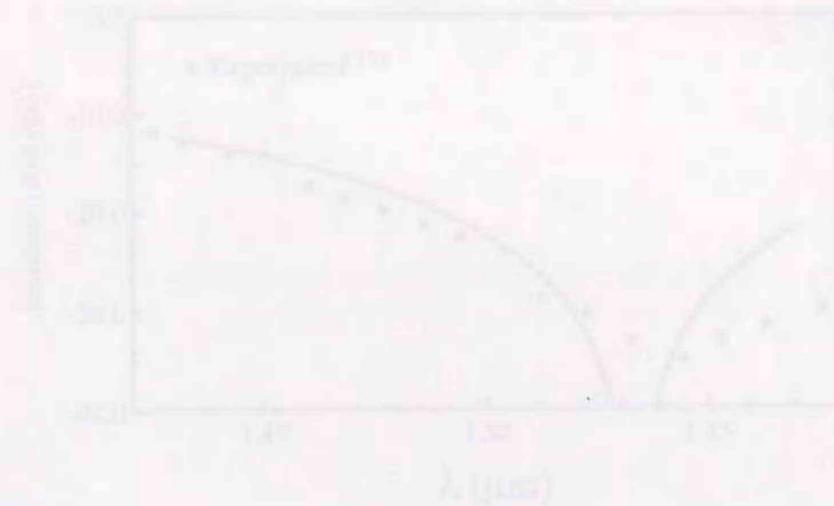
### 4.6.2 磁気光学チャネル導波路

ここでは、図4.8に示すようなLiIO<sub>3</sub>/YIG/GGG構造磁気光学チャネル導波路を考え、YIG薄膜の幅を $W = 3, 5, 8 \mu\text{m}$ とし、その他のパラメータは図4.4の場合と同じ

とする。

図 4.9 は、YIG 薄膜の幅  $W = 3\mu\text{m}$  のときの位相整合点付近の分散曲線を示しており、位相整合点の膜厚は  $0.33\mu\text{m}$  である。

図 4.10, 4.11 は、それぞれ最大モード変換率  $F$ 、結合長  $L$  の YIG 膜厚依存性を示したものである。ここに位相整合 ( $\beta_{01} = \beta_{02}$ ,  $F=100\%$ ) は、導波路幅の減少とともに薄い薄膜で可能となっている。また、50%の最大モード変換率を与える膜厚の許容範囲は、導波路幅を狭くしても、それほど変わっていない。ただし、同じ最大モード変換率が得られる結合長は、導波路幅の減少とともに次第に長くなる傾向になる。



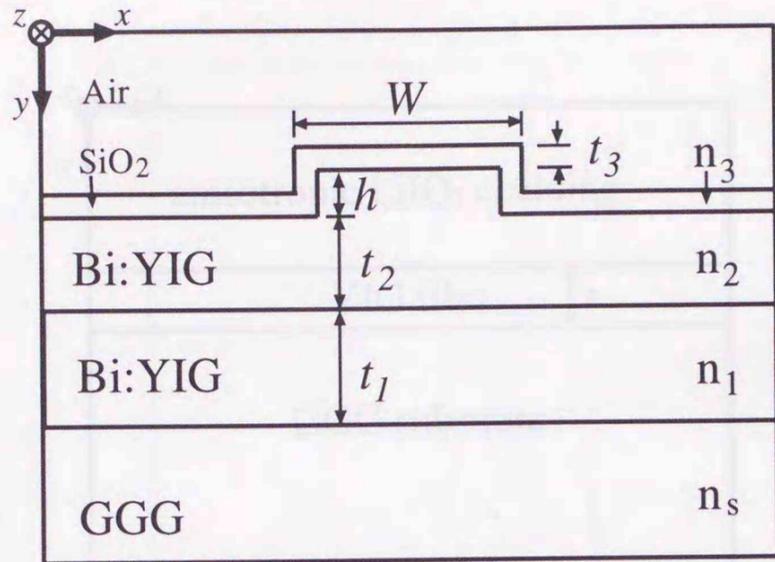


図 4.1 磁気光学リブ導波路

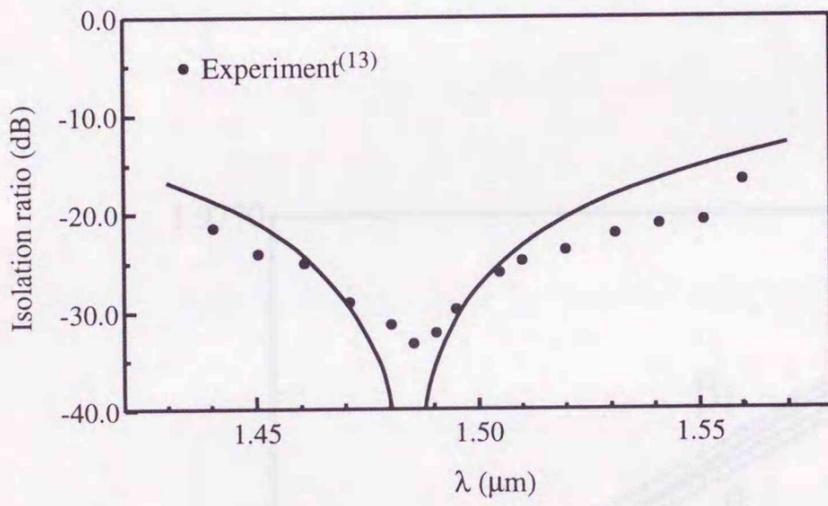


図 4.2 SiO<sub>2</sub>膜がないときのアイソレーション特性

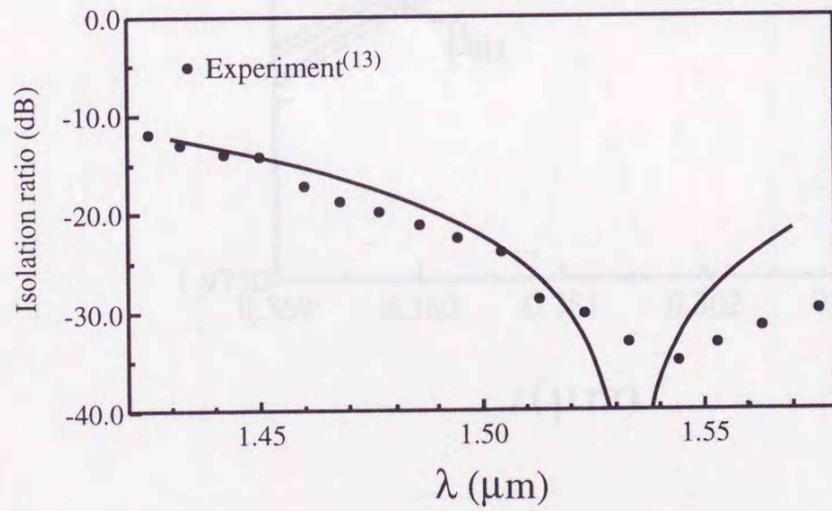


図 4.3 SiO<sub>2</sub>膜を装荷したときのアイソレーション特性

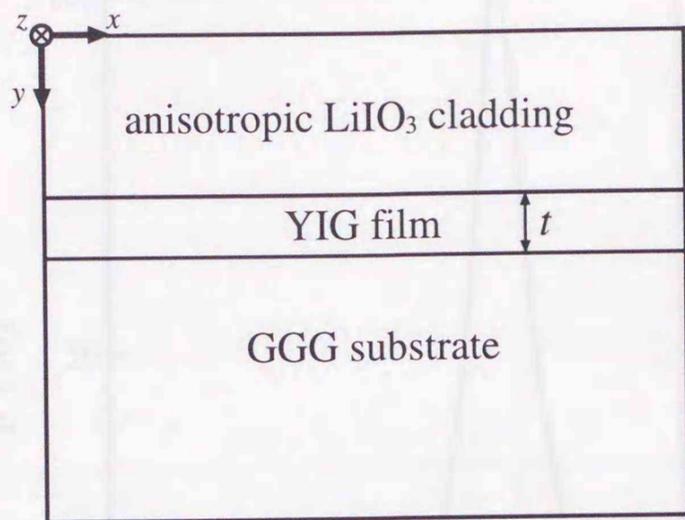


図 4.4 プレーナ形磁気光学導波路

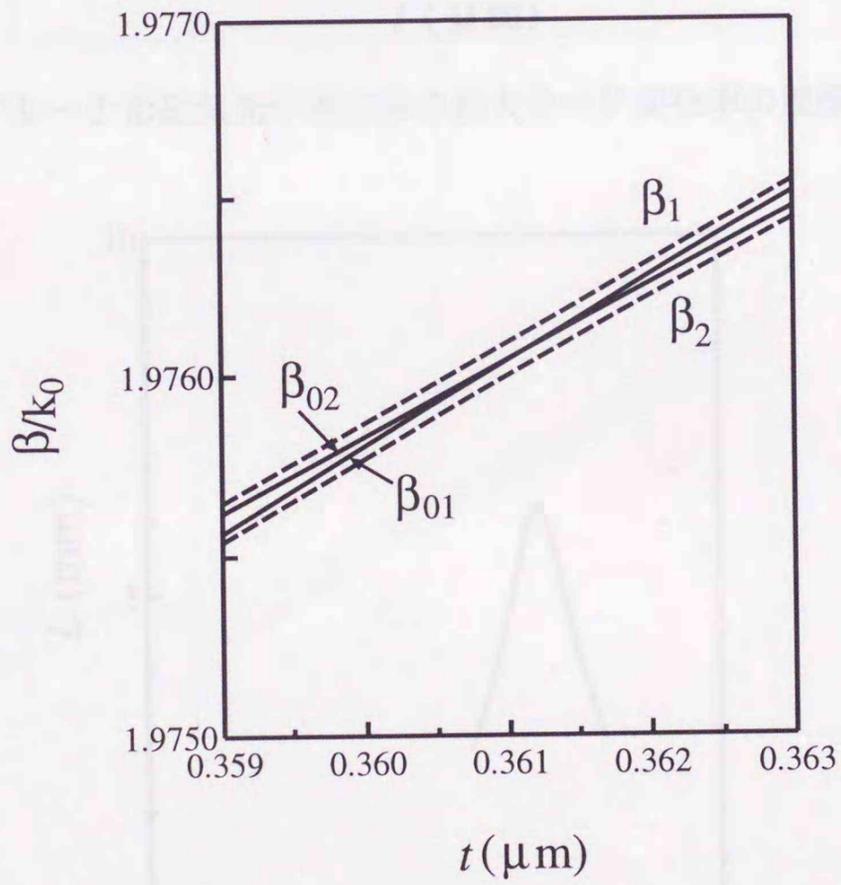


図 4.5 プレーナ形磁気光学導波路の位相整合点付近の分散曲線

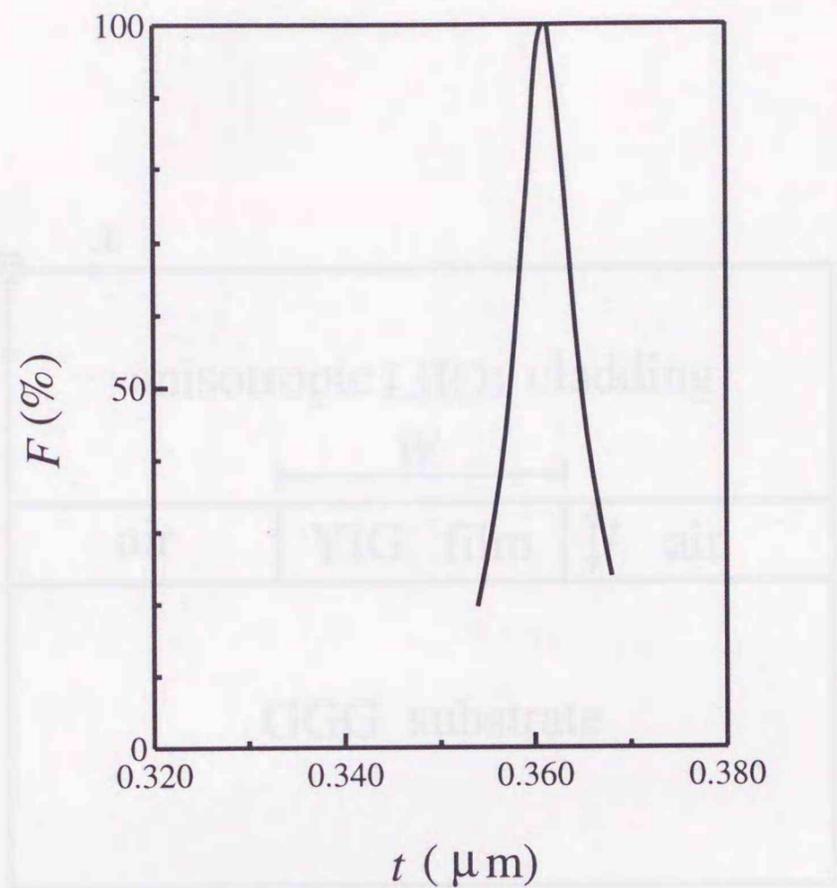


図 4.6 プレーナ形磁気光学導波路の最大モード変換率の膜厚依存性

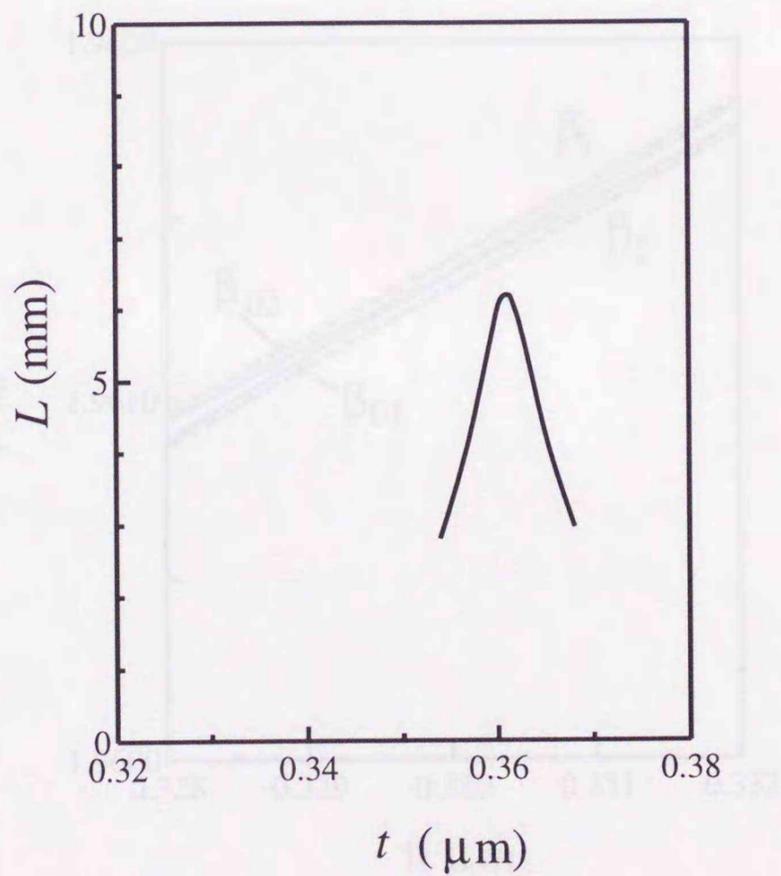


図 4.7 プレーナ形磁気光学導波路の結合長の膜厚依存性

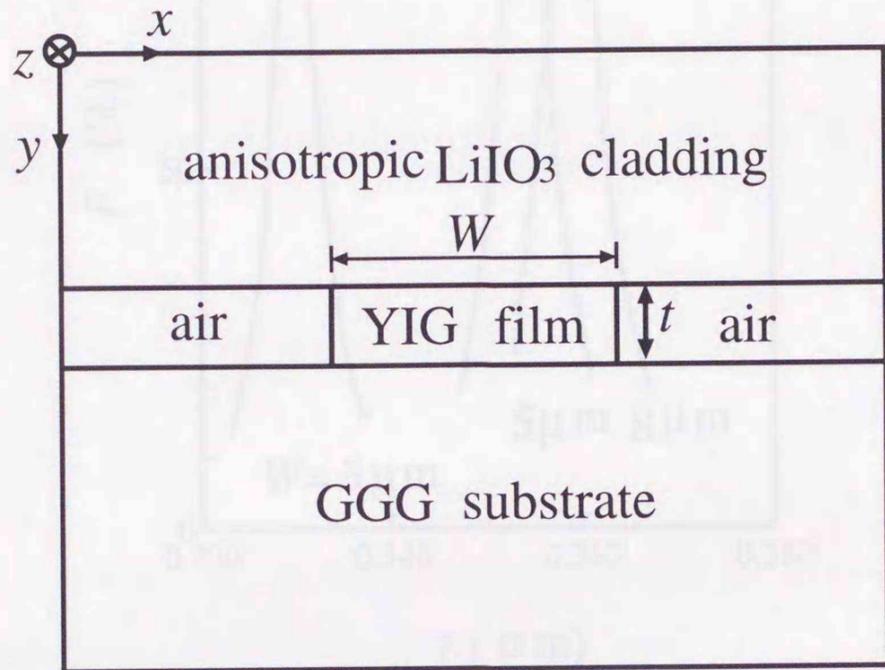


図 4.8 磁気光学チャネル導波路

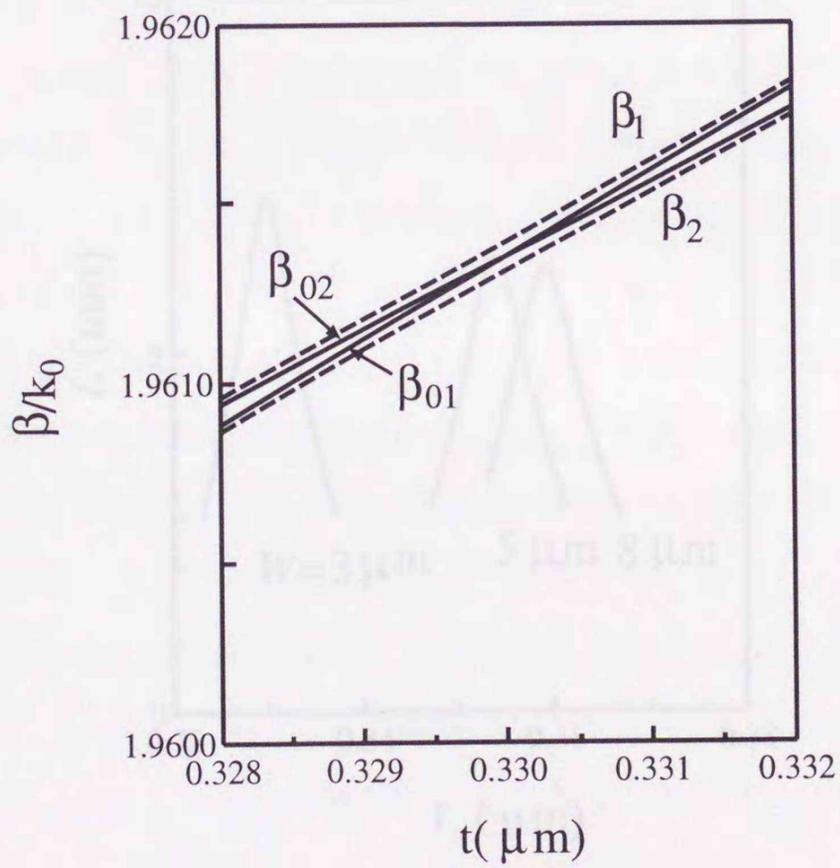


図 4.9 磁気光学チャネル導波路の位相整合点付近の分散曲線

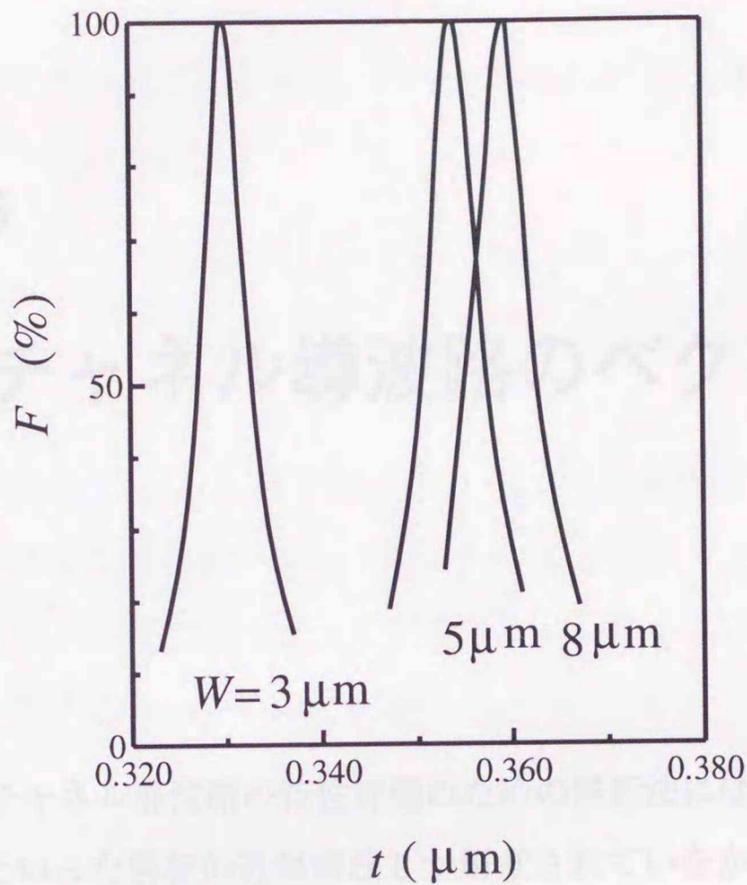


図 4.10 磁気光学チャネル導波路の最大モード変換率の膜厚依存性

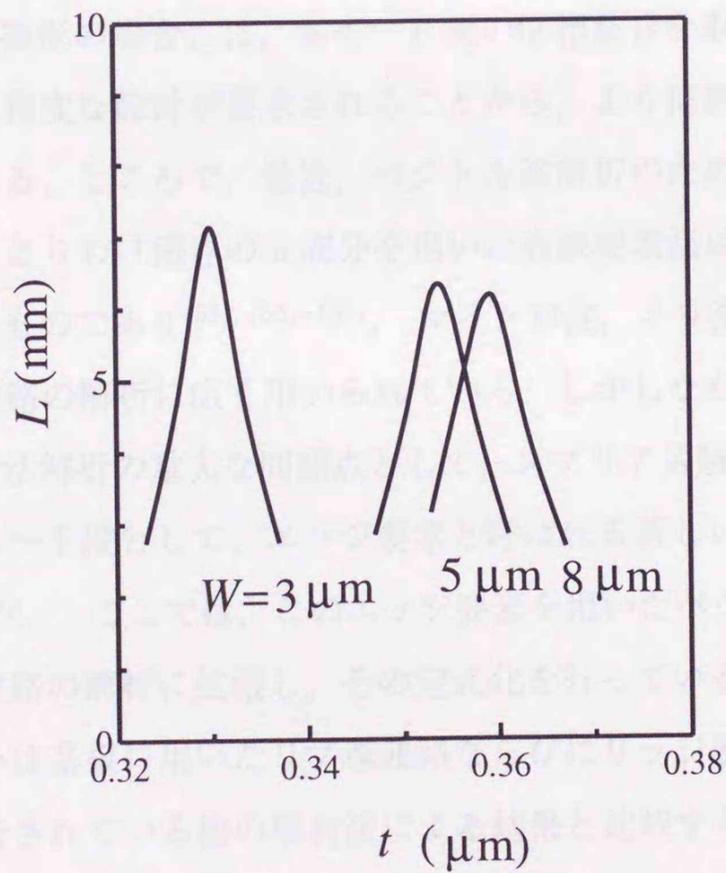


図 4.11 磁気光学チャネル導波路の結合長の膜厚依存性

## Chapter 5

# 磁気光学チャネル導波路のベクトル波解析

### 5.1 まえがき

従来、磁気光学チャネル導波路の特性評価のための解析法にはマーカトリイの方法や等価屈折率法といった解析的近似解法しか用意されていなかったが、有限要素法に基づく解析法を開発したことによって取り扱い得る導波路の種類は大幅に拡大された。ただし、スカラ波近似を用いているので、その適用範囲にはおのずから制約があり、特に、モード変換形の場合には、各モード間の位相整合を取るために精密な膜厚制御が要求され、高精度な設計が要求されることから、より信頼性の高い解析法の開発が必要とされている。ところで、最近、ベクトル波解析のための有限要素法が各種開発されているが、とりわけ磁界の3成分を用いた有限要素法は、現実的で複雑な問題に幅広く適合するものであり<sup>(53), (55)~(57)</sup>、マイクロ波、ミリ波、ならびに光波領域の様々な誘電体導波路の解析に広く用いられている。しかしながら、この磁界の3成分を用いた有限要素法解析の重大な問題点として、スプリアス解の発生があげられる。この問題を解決する一手段として、エッジ要素と呼ばれる新しい要素を用いた有限要素法が開発された<sup>(58)</sup>。ここでは、このエッジ要素を用いたベクトル有限要素法を磁気光学チャネル導波路の解析に拡張し、その定式化を行っている。具体的に、磁気光学材料を薄膜あるいは基板に用いたリブ導波路ならびにリッジ導波路の伝搬特性を求め、これまでに報告されている他の解析法による結果と比較することにより、本手法の妥当性と有用性について検討している。

## 5.2 基本方程式

図 2.1 に示した磁気光学導波路を考え、バイアス磁界を  $x$  方向にかけると、磁気光学材料の比誘電率テンソル  $[\varepsilon_r]$  は

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & j\delta \\ 0 & -j\delta & n_z^2 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

で与えられる。ここに  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向の屈折率であり、 $\delta$  はファラデー回転角に関する量である。また、時間を  $t$ , 伝搬方向を  $z$  方向として、導波路中の電磁界が  $\exp[j(\omega t - \beta z)]$  で変化すると仮定する。ここに  $\omega$  は角周波数、 $\beta$  は  $z$  方向の伝搬定数である。マクスウェルの方程式から

$$\nabla \times ([p]\nabla \times \phi) - k_0^2 [q]\phi = 0 \quad (5.2)$$

が得られる。ここにテンソル  $[p]$ ,  $[q]$  は

$$[p] = \begin{bmatrix} p_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & p_{yy} & p_{yz} \\ 0 & p_{zy} & p_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

$$[q] = \begin{bmatrix} q_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & q_{yy} & q_{yz} \\ 0 & q_{zy} & q_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

であり、 $k_0$  は自由空間波数、 $\phi$  は  $\mathbf{E}$  あるいは  $\mathbf{H}$  を表し、 $\phi$  と  $[p]$ ,  $[q]$  の各成分との関係は以下ようになる。

$$p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = 1,$$

$$p_{yz} = p_{zy} = 0,$$

$$q_{xx} = n_x^2,$$

$$q_{yy} = n_y^2,$$

$$\begin{aligned}
 q_{zz} &= n_z^2, \\
 q_{yz} &= -q_{zy} = j\delta \quad \text{for} \quad \phi = \mathbf{E}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

$$\begin{aligned}
 p_{xx} &= 1/n_x^2 \\
 p_{yy} &= n_z^2/(n_y^2 n_z^2 - \delta^2), \\
 p_{zz} &= n_y^2/(n_y^2 n_z^2 - \delta^2), \\
 p_{yz} &= -p_{zy} = -j\delta/(n_y^2 n_z^2 - \delta^2), \\
 q_{xx} &= q_{yy} = q_{zz} = 1, \\
 q_{yz} &= q_{zy} = 0 \quad \text{for} \quad \phi = \mathbf{H}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

式(4.2)に対する汎関数は

$$F = \int \int_{\Omega} [(\nabla \times \phi)^* \cdot (p \nabla \times \phi) - k_0^2 q \phi^* \cdot \phi] dx dy \tag{5.7}$$

で与えられる。

### 5.3 有限要素法

図5.1に示すようなエッジ/ノードル三角形混合要素を導入すると、縦(伝搬方向)成分は、通常の三角形2次ノードル要素と同様に、節点1~6における $\phi_z$ ( $E_z$  or  $H_z$ )の値で展開され、横成分は、節点1~3における接線成分 $\phi_t$ ( $E_t$  or  $H_t$ )の値で展開される。具体的には、縦成分 $\phi_z$ は完全2次多項式によって次式のように近似される。

$$\phi_z = \{N\}^T \{\phi_z\}_e \tag{5.8}$$

ここに $\{\phi_z\}_e$ は要素縦成分ベクトル、 $\{N\}$ は三角形2次ノードル要素の通常の形状関数ベクトルであり

$$\{N\} = \begin{bmatrix} L_1(2L_1 - 1) \\ L_2(2L_2 - 1) \\ L_3(2L_3 - 1) \\ 4L_1L_2 \\ 4L_2L_3 \\ 4L_3L_1 \end{bmatrix} \tag{5.9}$$

で与えられる。ここに、 $L_1, L_2, L_3$ は形状関数であり、三角形の頂点  $k(k=1, 2, 3)$  の座標を  $(x_k, y_k)$  として、次式で与えられる。

$$\begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_1 \\ L_2 \\ L_3 \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

$$\begin{bmatrix} L_1 \\ L_2 \\ L_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{2A_e} \begin{bmatrix} a_1 & b_1 & c_1 \\ a_2 & b_2 & c_2 \\ a_3 & b_3 & c_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \end{bmatrix} \quad (5.11)$$

ここに要素の面積  $A_e$ 、係数  $a_k, b_k, c_k$  は次式で与えられる。

$$2A_e = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{vmatrix} \quad (5.12)$$

$$a_k = x_l y_m - x_m y_l \quad (5.13)$$

$$b_k = y_l - y_m \quad (5.14)$$

$$c_k = x_m - x_l \quad (5.15)$$

ここに、添字  $k, l, m$  は図 5.1 の三角形の 3 頂点を反時計回りに 1 から 3 まで循環する。一方、横成分  $\phi_x (E_x \text{ or } H_x)$  と  $\phi_y (E_y \text{ or } H_y)$  は完全 1 次多項式で近似され

$$\phi_x = \{U\}^T \{\phi_t\}_e \quad (5.16)$$

$$\phi_y = \{V\}^T \{\phi_t\}_e \quad (5.17)$$

$$\{U\} = \frac{1}{2A_e} \begin{bmatrix} l_1 b_2 L_1 \\ l_2 b_3 L_2 \\ l_3 b_1 L_3 \\ -l_1 b_1 L_2 \\ -l_2 b_2 L_3 \\ -l_3 b_3 L_1 \end{bmatrix} \quad (5.18)$$

$$\{V\} = \frac{1}{2A_e} \begin{bmatrix} l_1 c_2 L_1 \\ l_2 c_3 L_2 \\ l_3 c_1 L_3 \\ -l_1 c_1 L_1 \\ -l_2 c_2 L_2 \\ -l_3 c_3 L_3 \end{bmatrix} \quad (5.19)$$

のように表される。ここに  $\{\phi_t\}_e$  は要素接線成分ベクトル， $\{U\}$  と  $\{V\}$  は三角形 1 次エッジ要素の形状関数ベクトルであり， $l_k (k=1, 2, 3)$  は辺の長さに対応し，次式のように与えられる。

$$l_k = \sqrt{b_m^2 + c_m^2} \quad \begin{array}{l} \text{for } b_m < 0 \\ \text{or } b_m = 0, c_m > 0 \end{array} \quad (5.20)$$

$$l_k = -\sqrt{b_m^2 + c_m^2} \quad \begin{array}{l} \text{for } b_m < 0 \\ \text{or } b_m = 0, c_m < 0 \end{array} \quad (5.21)$$

導波路断面を三角形混合要素によって分割し，各要素内における横方向成分  $\phi = \phi_x i_x + \phi_y i_y + \phi_z i_z$  を以下のように展開する。

$$\phi = [N]^T \{\phi\}_e \quad (5.22)$$

$$\{\phi\}_e = \begin{bmatrix} \{\phi_t\}_e \\ \{\phi_z\}_e \end{bmatrix} \quad (5.23)$$

$$[N] = \begin{bmatrix} \{U\} & \{V\} & \{0\} \\ \{0\} & \{0\} & j\{N\} \end{bmatrix} \quad (5.24)$$

ここに  $i_x, i_y, i_z$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の単位ベクトルである。

式 (5.22) を式 (5.7) に代入し，変分原理を用いると，次に示すように固有値方程式が得られる。

$$[K]\{\phi\} - k_0^2[M]\{\phi\} = 0 \quad (5.25)$$

$$\begin{aligned}
[K] &= \begin{bmatrix} [K_{tt}] & [K_{tz}] \\ [K_{zt}] & [K_{zz}] \end{bmatrix} \\
&= \sum_e \int \int_e [B]^* [p] [B]^T dx dy \quad (5.26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
[M] &= \begin{bmatrix} [M_{tt}] & [M_{tz}] \\ [M_{zt}] & [M_{zz}] \end{bmatrix} \\
&= \sum_e \int \int_e [N]^* [q] [N]^T dx dy \quad (5.27)
\end{aligned}$$

$$[B] = \begin{bmatrix} j\nu\beta\{V\} & -j\nu\beta\{U\} & -\{U_y\} + \{V_x\} \\ j\{N_y\} & -j\{N_x\} & \{0\} \end{bmatrix} \quad (5.28)$$

ここに  $\{\phi\}$  は全体電界あるいは磁界ベクトルであり,  $\{N_x\}$ ,  $\{N_y\}$ ,  $\{U_y\}$  および  $\{V_x\}$  は, それぞれ  $\partial\{N\}/\partial x$ ,  $\partial\{N\}/\partial y$ ,  $\partial\{U\}/\partial y$  および  $\partial\{V\}/\partial x$  を表す. また, 行列  $[K]$ ,  $[M]$  の小行列は以下のように与えられる.

$$\begin{aligned}
[K_{tt}] &= \sum_e \int \int_e \left[ \beta^2 (p_x \{V\} \{V\}^T + p_y \{U\} \{U\}^T) \right. \\
&\quad + p_z (\{U_y\} \{U_y\}^T - \{U_y\} \{V_x\}^T - \{V_x\} \{U_y\}^T + \{V_x\} \{V_x\}^T) \\
&\quad + j p_{yz} \nu \beta (-\{U_y\} \{U\}^T + \{V_x\} \{U\}^T \\
&\quad \left. - \{U\} \{U_y\}^T + \{U\} \{V_x\}^T) \right] dx dy \quad (5.29)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
[K_{tz}] &= \sum_e \int \int_e \left[ p_x \nu \beta (\{V\} \{N_y\}^T + p_y \{U\} \{N_x\}^T) \right. \\
&\quad \left. + j p_{yz} (-\{U_y\} \{N_x\}^T + \{V_x\} \{N_x\}^T) \right] dx dy \quad (5.30)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
[K_{zt}] &= \sum_e \int \int_e \left[ p_x \nu \beta (\{N_y\} \{V\}^T + p_y \{N_x\} \{U\}^T) \right. \\
&\quad \left. + j p_{yz} (-\{N_x\} \{U_y\}^T + \{N_x\} \{V_x\}^T) \right] dx dy \quad (5.31)
\end{aligned}$$

$$[K_{zz}] = \sum_e \int \int_e [p_x \{N_y\} \{N_y\}^T + p_y \{N_x\} \{N_x\}^T] dx dy \quad (5.32)$$

$$[M_{tt}] = \sum_e \int \int_e [q_x \{U\} \{U\}^T + q_y \{V\} \{V\}^T] dx dy \quad (5.33)$$

$$[M_{tz}] = \sum_e \int \int_e j q_{yz} \{V\} \{N\}^T dx dy \quad (5.34)$$

$$[M_{zt}] = \sum_e \int \int_e j q_{yz} \{N\} \{V\}^T dx dy \quad (5.35)$$

$$[M_{zz}] = \sum_e \int \int_e q_z \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (5.36)$$

ここで式(5.25)を以下のように書き換える

$$-\beta^2 [M_{tt}] \{\phi_t\} - \nu\beta [K'_{tt}] \{\phi_t\} + [K_{tt}] \{\phi_t\} - \nu\beta [K_{tz}] \{\phi_z\} - [K'_{tz}] \{\phi_z\} = \{0\} \quad (5.37)$$

$$-\nu\beta [K_{zt}] \{\phi_t\} - [K'_{zt}] \{\phi_t\} + [K_{zz}] \{\phi_z\} = \{0\} \quad (5.38)$$

ここに

$$\begin{aligned} [K_{tt}] = \sum_e \int \int_e & [k_0^2 (q_x \{U\} \{U\}^T + q_y \{V\} \{V\}^T) \\ & - p_z (\{U_y\} \{U_y\}^T - \{U_y\} \{V_x\}^T \\ & - \{V_x\} \{U_y\}^T + \{V_x\} \{V_x\}^T)] dx dy \end{aligned} \quad (5.39)$$

$$[K_{tz}] = \sum_e \int \int_e [p_x \{V\} \{N_y\}^T + p_y \{U\} \{N_x\}^T] dx dy \quad (5.40)$$

$$[K_{zt}] = \sum_e \int \int_e [p_x \{N_y\} \{V\}^T + p_y \{N_x\} \{U\}^T] dx dy \quad (5.41)$$

$$[K_{zz}] = \sum_e \int \int_e [-p_x \{N_y\} \{N_y\}^T - p_y \{N_x\} \{N_x\}^T + k_0^2 q_z \{N\} \{N\}^T] dx dy \quad (5.42)$$

$$[M_{tt}] = \sum_e \int \int_e [p_x \{V\} \{V\}^T + p_y \{U\} \{U\}^T] dx dy \quad (5.43)$$

$$[K'_{tz}] = \sum_e \int \int_e [j p_{yz} (\{V_x\} \{N_x\}^T - \{U_y\} \{N_x\}^T) - j k_0^2 q_{yz} \{V\} \{N\}^T] dx dy \quad (5.44)$$

$$[K'_{zt}] = \sum_e \int \int_e [j p_{yz} (\{N_x\} \{V_x\}^T - \{N_x\} \{U_y\}^T) - j k_0^2 q_{yz} \{N\} \{V\}^T] dx dy \quad (5.45)$$

$$[K'_{tt}] = \sum_e \int \int_e [j p_{yz} (-\{U\} \{U_y\}^T + \{U\} \{V_x\}^T - \{U_y\} \{U\}^T + \{V_x\} \{U\}^T)] dx dy \quad (5.46)$$

式(5.38)を式(5.37)に代入すると、最終的に次の固有値方程式が得られる。

$$[\tilde{K}_{tt}] \{\phi_t\} - \beta^2 [\tilde{M}_{tt}] \{\phi_t\} = \{0\} \quad (5.47)$$

ここに

$$\begin{aligned} [\tilde{K}_{tt}] = & [K_{tt}] - [K'_{tz}] [K_{zz}]^{-1} [K'_{zt}] \\ & - \nu\beta ([K'_{tt}] + [K_{tz}] [K_{zz}]^{-1} [K'_{zt}] + [K'_{tz}] [K_{zz}]^{-1} [K_{zt}]) \end{aligned} \quad (5.48)$$

$$[\tilde{M}_{tt}] = [M_{tt}] + [K_{tz}] [K_{zz}]^{-1} [K_{zt}] \quad (5.49)$$

## 5.4 非相反位相量の評価法

非相反位相量 $\phi$ は、式(2.38)~(2.40)と同様に

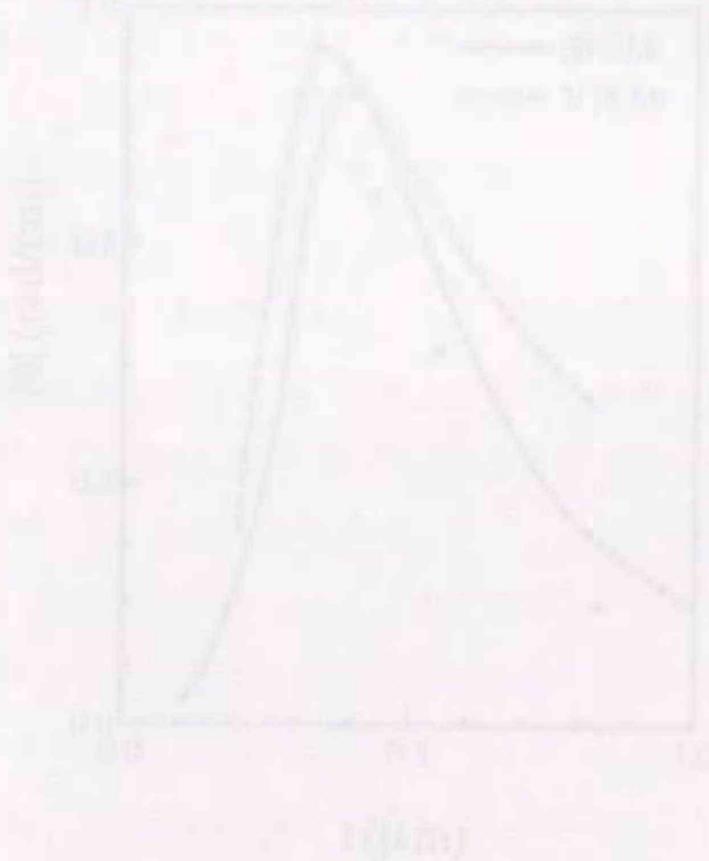
$$\phi = (\phi_f - \phi_b)/l = \frac{2\pi}{\lambda} [(n_{fx} - n_{bx}) - (n_{fy} - n_{by})] \quad (5.50)$$

で評価される。ここに $n_{fx}$ ,  $n_{fy}$ は $+z$ 方向伝搬する $E_{11}^x$ モード,  $E_{11}^y$ モードの実効屈折率であり,  $n_{bx}$ ,  $n_{by}$ は $-z$ 方向伝搬する $E_{11}^x$ モード,  $E_{11}^y$ モードの実効屈折率である。

式(5.50)は非線形固有値問題であり, 2.4節で述べたような, 線形固有値方程式の反復計算によって解を求めることができる。

## 5.5 非相反位相特性の解析結果

図2.4と同じ構造のLaGa:YIG薄膜リブ導波路の非相反位相量の大きさ $|\phi|$ と導波層の膜厚 $t$ の関係を図5.2に示す。実線はスカラー有限要素法による結果であり, 破線はベクトル有限要素法による結果である。ベクトル有限要素法による結果は実験値(●)やスカラー有限要素法とそれほどよく一致していないのは, 要素数がまだ十分ではないことによるものと考えられ, 今後さらに検討する必要がある。



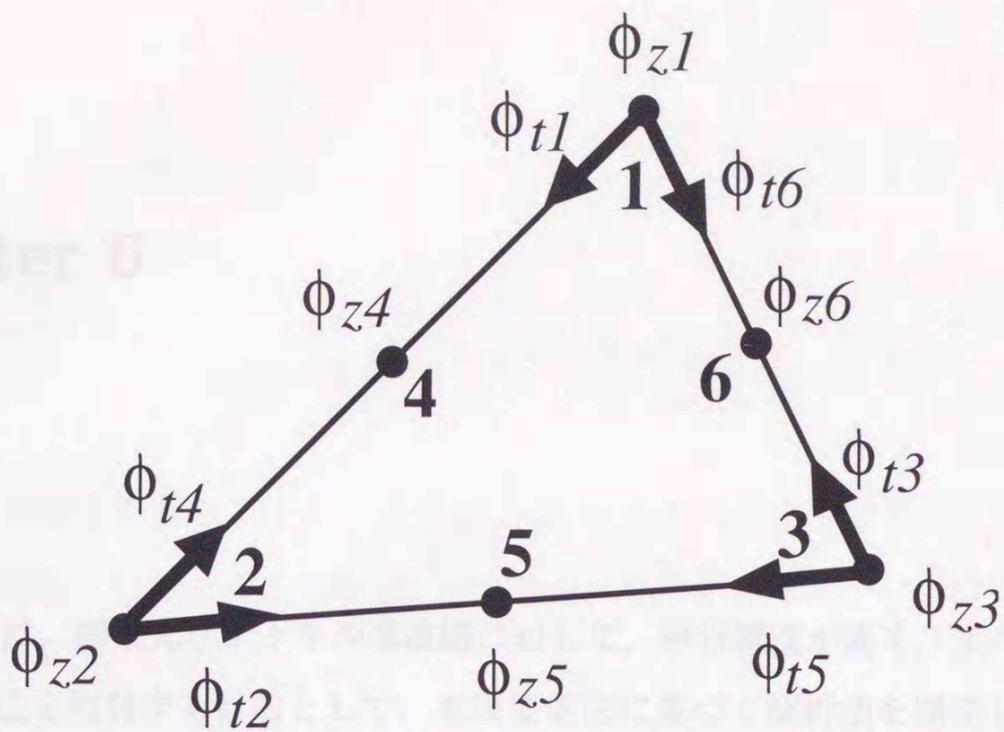


図 5.1 三角形混合要素

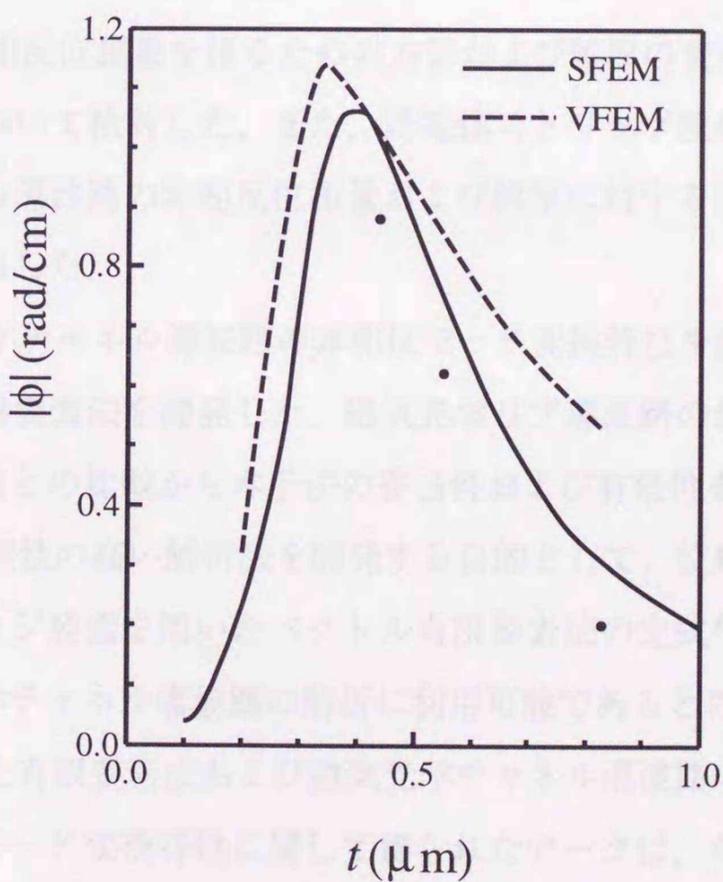


図 5.2 LaGa:YIG 薄膜リブ導波路の非相反位相特性

## Chapter 6

### 結論

本論文では、磁気光学チャネル導波路に対して、解析精度が高く、また、適用範囲の広い解析法を開発する目的として、有限要素法に基づく解析法を開発し、以下の成果を得た。

まず、位相シフト形磁気光学導波路に対して、スプリアス解発生の問題がないスカラ有限要素法に基づく解析法を開発した。本解析法を用いて、磁気光学リブ導波路と磁気光学リッジ導波路の解析を行い、実験値との比較から、本解析法の妥当性および有効性を確認した。

次に、大きな非相反位相量を得るための方策および膜厚の変化に対する設計許容度を緩和する方策について検討した、また、誘電体ストリップ埋め込み磁気光学リブ導波路を提案し、この導波路の非相反位相量および膜厚に対する設計許容度が著しく大きくなることを見出した。

さらに、磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性を評価するためのスカラ波近似に基づく有限要素法を開発した。磁気光学リブ導波路の最大アイソレーション比を評価し、実験値との比較から本手法の妥当性および有効性を確認した。

最後に、より信頼性の高い解析法を開発する目的として、位相シフト形磁気光学導波路に対して、エッジ要素を用いたベクトル有限要素法の定式化を行い、ベクトル有限要素法が磁気光学チャネル導波路の解析に利用可能であるとの見通しを得た。

本論文で開発した有限要素法および磁気光学チャネル導波路の非相反位相シフト特性ならびに非相反モード変換特性に関して得られたデータは、今後の導波形非相反光デバイスの解析、最適設計に非常に有効なものであると考えられる。

## 謝辞

本研究に貴重な機会を下さり，種々なご援助を筆者に与えて下さるとともに，終始御指導，御鞭撻いただきました本学工学部電子工学科電波応用工学講座 小柴正則教授に深謝致します。

次に，細部にわたって御検討いただき，貴重な御助言をいただきました本学工学部電子工学科 伊藤精彦教授，小川恭孝教授，本学電子科学研究所 朝倉利光教授に感謝致します。

さらに，常々熱心な御討論をいただいた本学工学部電子工学科電波応用工学講座，早田和弥助教授をはじめと，本講座大学院生ならびに学部学生の方々に深く感謝いたします。

また，奨学金などのご支援をいただいた世界平和女性連合の関係各位に深い感謝の意を表します。

最後に，苦しい時間をとともにしてくれた夫と長男にこの実を挙げます。

## 参考文献

- (1) 森下克巳, “光ファイバを用いたデバイスの動向”, 信学誌, **78**, 8, pp. 797-799, Aug. 1995.
- (2) 市野晴彦, 富樫 稔, 石原 昇, “次世代光通信用超高速 IC の開発動向”, 信学誌, **76**, 8, pp. 844-850, Aug. 1993.
- (3) 西原 浩, 春名正光, 栖原敏明, “光集積回路”, オーム社, 1985.
- (4) 腰塚直巳, 奥田高士, 安藤功児, “磁気光学素子用材料——磁性ガーネット薄膜——”, 機能材料, **7**, 2, pp. 26-34, Feb. 1987.
- (5) 内藤喜之, 水本哲弥, 萩本和男, 阿部雄二, “YIG 薄膜中の光非可逆伝搬の特性”, 信学技報, OQE80-54, July 1980.
- (6) 犬塚博誠, 岡村康行, 山本錠彦, “単一モード磁気光学リブ導波路の非相反位相特性”, 信学論, **J71-C**, 5, pp. 702-708, May 1988.
- (7) H. Inuzuka, Y. Okamura, and S. Yamamoto, “Magneto-optic nonreciprocal phase shift in  $(\text{YLa})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  single-mode channel waveguides”, J. Appl. Phys., **64**, 3, pp. 1575-1577, Aug. 1988.
- (8) S. Wang, M. Shah, and J. B. Crow, “Studies of the use of gyrotropic and anisotropic materials for mode conversion in thin-film optical-waveguide applications”, J. Appl. Phys., **43**, 4, pp. 1861-1875, Apr. 1972.
- (9) J. Warner, “Nonreciprocal magneto-optic waveguides”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-23**, 1, pp. 70-78, Jan. 1975.

- (10) Y. Miyazaki, K. Taki, and Y. Akao, "Optical propagation and conversion properties of hybrid modes in gyrotropic YIG film waveguides with anisotropic crystal cover layers", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, 5, pp. 935-946, Mar. 1981.
- (11) M. Tateda and T. Kimura, "Design feasibility of a single-mode optical isolator", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-18**, 11, pp. 1975-1981, Nov. 1982.
- (12) R. Wolfe, V. J. Fratello, and M. McGlashan-Powell, "Elimination of birefringence in garnet films for magneto-optic waveguide devices", *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 16, pp. 1221-1223, Oct. 1987.
- (13) R. Wolfe, R. A. Lieberman, V. J. Fratello, R. E. Scotti, and N. Kopylov, "Etch-tuned ridged waveguide magneto-optic isolator", *Appl. Phys. Lett.* **56**, 5, pp. 426-428, Jan. 1990.
- (14) R. Wolfe, V. J. Fratello and M. McGlashan-Powell, "Thin-film garnet materials with zero linear birefringence for magneto-optic waveguide devices (invited)", *J. Appl. Phys.*, **63**, 15, pp. 3099-3103, Apr. 1988.
- (15) R. Wolfe, J. Hegarty, L. C. Luther, and D. L. Wood, "Single-mode magneto-optic waveguide films", *Appl. Phys. Lett.* **48**, 24, pp. 508-510, Jan. 1990.
- (16) M. Levy, I. Ilic, R. Scarmozzino, R. M. Osgood, Jr, R. Wolfe, C. J. Gutierrez, and G. A. Prinz, "Thin-film-magnet magneto-optic waveguide isolator", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **5**, 2, pp. 198-200, Feb. 1993.
- (17) R. Wolfe, J. Hegarty, J. F. Dillon, Jr, L. C. Luther, G. K. Celler, L. E. Trimble, and C. S. Dorsey, "Thin-film waveguide magneto-optic isolator", *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 9, pp. 817-819, May 1985.
- (18) E. Pross, W. Tolksdorf, and H. Dammann, "Yttrium iron garnet single-mode buried channel waveguides for waveguide isolator", *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 9, pp. 682-684, Feb. 1988.

- (19) N. Sugimoto, Y. Katoh, and A. Tate, "Magneto-optic buried channel waveguides for a 45° nonreciprocal waveguide rotator", *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 20, pp. 2744-2746, Nov. 1993.
- (20) K. Taki and Y. Miyazaki, "Nonreciprocal properties of waveguide-type mono-sectional optical isolators using Bi:YIG thin-films", *Trans. IEICE*, **E71**, 2, pp. 161-166, Feb. 1988.
- (21) K. Ando and N. Koshizuka, "Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing", *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1, pp. 4-7, July 1988.
- (22) M. Tateda and T. Kimura, "Analysis of a rectangular waveguide isolator", *J. Lightwave Technol.*, **LT-1**, 1, pp. 214-223, Mar. 1983.
- (23) 庄 秀萍, 小柴正則, "磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性の有限要素法解析", 信学論, 投稿中.
- (24) T. Mizumoto and Y. Naito, "Nonreciprocal propagation characteristics of YIG thin film", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-30**, 6, pp. 922-925, June 1982.
- (25) T. Mizumoto, K. Oochi, T. Harada, and Y. Naito, "Measurement of optical nonreciprocal phase shift in a Bi-substituted  $Gd_3Fe_5O_{12}$  film and application to waveguide-type optical circulator", *J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 3, pp. 347-352, Mar. 1986.
- (26) C. L. Chen and A. Kumaraswami, "Nonreciprocal TM-mode thin film phase shifters", *Appl. Opt.*, **25**, 20, pp. 3664-3670, Oct. 1986.
- (27) K. Matsubara and H. Yajima, "Analysis of Y-branching optical circulator using magneto-optic medium as a substrate," *J. Lightwave Technol.*, **9**, 9, pp.1061-1067, Sept. 1991.
- (28) Y. Okamura, S. Negami, and S. Yamamoto, "A design for a nonreciprocal phase shifter", *Opt. Quantum Electron.*, **17**, pp. 195-199, May 1985.

- (29) M. Wallenhorst, M. Niemoller, H. Dotsch, P. Hertel, R. Gerhardt, and B. Gather, "Enhancement of the nonreciprocal magneto-optic effect of TM modes using iron garnet double layers with opposite Faraday rotation", *J. Appl. Phys.* **77**, 7, pp. 2902-2905, Apr. 1995.
- (30) F. Auracher and H. H. Witte, "A new design for an integrated optical isolator", *Opt. Commun.*, **13**, 4, pp. 435-438, Apr. 1975.
- (31) T. Shintaku, T. Uno and M. Kobayashi, "Magneto-optic channel waveguide in Ce-substituted yttrium iron garnet", *J. Appl. Phys.*, **74**, 8, pp. 4877-4881, Oct. 1993.
- (32) T. Shintaku and T. Uno, "Directional coupler type optical circulator", *Trans. IEICE*, **E73**, 4, pp. 474-476, Apr. 1990.
- (33) T. Mizumoto, H. Chihara, N. Tokui, and Y. Naito, "Verification of waveguide-type optical circulator operation", *Electron. Lett.*, **26**, 3, pp. 199-200, Feb. 1990.
- (34) Y. Okamura, H. Inuzuka, T. Kikuchi, and S. Yamamoto, "Nonreciprocal propagation in magneto-optic YIG rib waveguides", *J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 7, pp. 711-714, July 1986.
- (35) L. A. Zenteno, "Design of a magneto-optic slab isolator for integrated optics", *Opt. Lett.*, **12**, 9, pp. 657-659, Sept. 1987.
- (36) Y. Okamura, T. Negami, and S. Yamamoto, "Integrated optical isolator and circulator using nonreciprocal phase shifters: a proposal", *Appl. Opt.*, **23**, 11, pp. 1886-1889, June 1984.
- (37) 庄 秀萍, 小柴正則, "磁気光学チャネル導波路の非相反位相特性の有限要素法解析", *信学論*, **J76-C-I**, 5, pp. 41-47, Feb. 1993.
- (38) M. Koshiha and X.-P. Zhuang, "An efficient analysis of magneto-optic channel waveguides", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **11**, 9, pp. 1453-1458, Sept. 1993.

- (39) 山本錠彦, 岡村康行, “光導波路における磁気光学効果と光デバイス応用”, 信学誌, **72**, 1, p. 55-59, Jan. 1989.
- (40) H. Furuta, H. Noda, and A. Ihaya, “Novel optical waveguide for integrated optics”, J. Appl. Phys., **13**, 2, pp. 322-326, Feb. 1974.
- (41) 玉城孝彦, 金田英明, 野村龍男, “温度特性を改善した  $1.5\mu\text{m}$  帯用広帯域光アイソレータ”, pp.129-130, ITEC'92.
- (42) T. Shintaku and T. Uno, “Optical waveguide isolator based on nonreciprocal radiation”, J. Appl. Phys., **76**, 12, pp. 8155-8159, Dec. 1994.
- (43) T. Shintaku, “Integrated optical isolator based on nonreciprocal higher-order mode conversion”, Appl. Phys. Lett., **66**, 21, pp. 2789-2791, May 1995.
- (44) 小柴正則, “有限要素法の考え方”, 電学誌, **112**, 10, pp. 781-784, Oct. 1992.
- (45) E. A. J. Marcatili, “Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics,” Bell Syst. Tech. J., **48**, 7, pp. 2071-2102, Sept. 1969.
- (46) 小柴正則, “光・波動のための有限要素法の基礎”, 森北出版, 1990.
- (47) 小柴正則, “光導波路解析”, 朝倉書店, 1990.
- (48) M. Koshiha, K. Hayata, and M. Suzuki, “Approximate scalar finite-element analysis of anisotropic optical waveguides,” Electron. Lett., **18**, 10, pp.411-413, May 1982.
- (49) M. Koshiha, K. Hayata, and M. Suzuki, “On accuracy of approximate scalar finite-element analysis of dielectric optical waveguides,” Trans. IECE Japan, **E66**, 2, pp. 157-158, Feb. 1983.
- (50) M. Koshiha, K. Hayata, and M. Suzuki, “Approximate scalar finite-element analysis of anisotropic optical waveguides with off-diagonal elements in a permittivity tensor,” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-32**, 6, pp. 587-593, June 1984.

- (51) 小柴正則, 庄秀萍, 佐藤恭史, “磁気光学導波路の非相反位相量増大の一方法”, 1993 信学秋季全大, C-225, Sept. 1993.
- (52) S. Yamamoto, Y. Koyamada, and T. Makimoto, “Normal-mode analysis of anisotropic and gyrotropic thin-film waveguides for integrated optics”, *J. Appl. Phys.*, **43**, 12, pp. 5090-5097, Dec. 1972.
- (53) 井上和弘, “電磁波問題の有限要素法解析におけるスプリアス解の除去法に関する研究”, 北海道大学博士学位論文, 1992.
- (54) A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9**, 9, pp. 919-933, Sept. 1973.
- (55) 羽野光夫, “新しい三角形要素を用いたベクトル有限要素法による異方性導波路の解析”, *信学論*, **J70-C**, 10, pp. 1329-1337, Oct. 1987.
- (56) M. Hano, “Finite-element analysis of dielectric-loaded waveguides”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-32**, 10, pp. 1275-1279, Oct. 1984.
- (57) R. Miniowitz and J. P. Webb, “Covariant-projection quadrilateral elements for the analysis of waveguides with sharp edges”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **39**, 3, pp. 501-505, Mar. 1991.
- (58) M. Koshiya, S. Maruyama, and K. Hirayama, “A vector finite element method with the high-order mixed-interpolation type triangular elements for optical waveguides problems”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, **12**, 3, pp. 495-501, Sept. 1993.

## 本研究に関する発表

### 1. 原著論文

- (1) 庄 秀萍, 小柴正則: 「磁気光学チャネル導波路の非相反位相特性の有限要素法解析」電子情報通信学会論文誌, Vol.J76-C-I, No.5, pp. 41-47 (1993)
- (2) M. Koshiha and X.-P. Zhuang: 「An efficient finite-element analysis of magneto-optic channel waveguides」IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol.11, No.9, pp. 1453-1458 (1993)
- (3) 庄 秀萍, 小柴正則: 「磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性の有限要素法解析」電子情報通信学会論文誌 (投稿中)

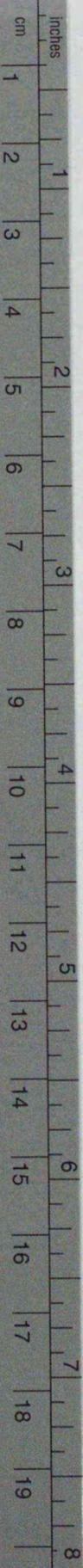
### 2. 国際会議・研究会 (学位論文関係)

- (1) 庄 秀萍, 小柴正則: 「磁気光学チャネル導波路の有限要素法解析」電子情報通信学会技術研究報告 (平成4年8月)
- (2) M. Koshiha and X.-P. Zhuang: 「Numerical analysis of nonreciprocal phase characteristics of magneto-optic channel waveguides」The fourth Sino-Japanese Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory OFSET '93 (平成5年10月)

### 3. 学会講演

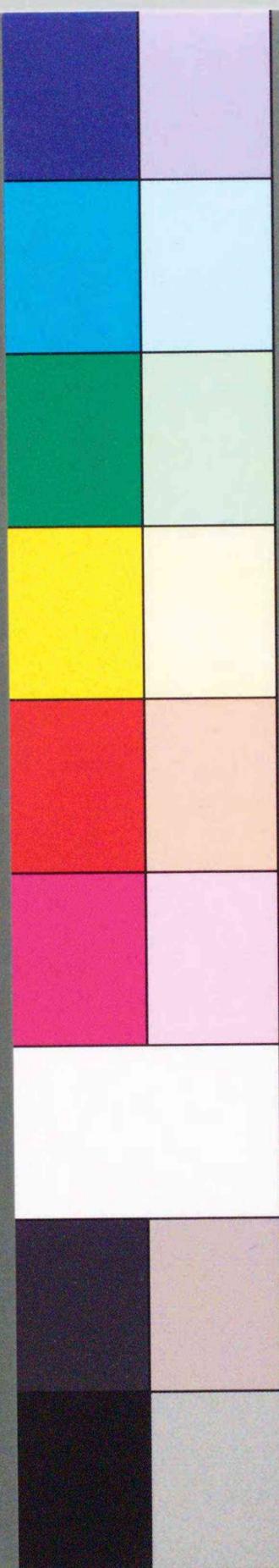
- (1) 庄 秀萍, 小柴正則: 「磁気光学チャネル導波路の有限要素法解析」平成3年電気関係学会北海道支部連合大会 (平成3年10月)
- (2) 庄 秀萍, 小柴正則: 「磁気光学チャネル導波路の有限要素法解析」1992年電子情報通信学会春季全国大会 (平成4年3月)
- (3) 庄 秀萍, 小柴正則: 「磁気光学リッジ導波路の非相反位相特性」平成4年電気関係学会北海道支部連合大会 (平成4年10月)
- (4) 小柴正則, 庄 秀萍, 佐藤恭史: 「磁気光学導波路の非相反位相量増大の方法」1993年電子情報通信学会秋季全国大会 (平成5年9月)
- (5) 庄 秀萍, 小柴正則, 辻 寧英: 「磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性」平成7年電気関係学会北海道支部連合大会 (平成7年10月)





# Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



# Kodak Gray Scale

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19



© Kodak, 2007 TM: Kodak